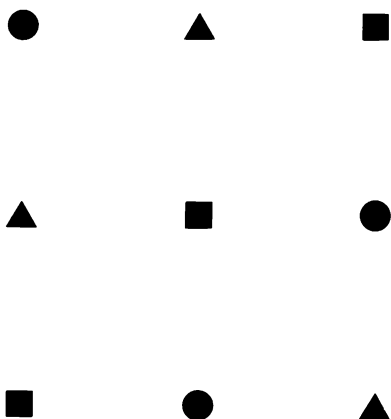



物理学辞典

縮刷版

物理学辞典編集委員会編



培風館

装 幀  永 井 一 正

本書の内容の一部あるいは全部を無断で複製すると、著作権
および出版権侵害となることがありますので御注意ください。

序 文

今日、科学・技術の進歩はまことにめざましいものがあり、その中にあって、物理学はその基礎をなす学問としての重要性がますます増大している。さらには、現代に生きる我々の自然観をも大きく左右するものとなってきている。

このような情勢の中で、物理学の日進月歩の発展と、多くの専門分野への細分化や深遠化は、その膨大な知識を適切に理解し把握することを困難にしている。そこで、かねてから、物理学に関する多数の用語を適確に理解できる『物理学辞典』の刊行の意義を深く感じていた。一方、本辞典刊行の実質的な推進役となった培風館においては、10年ほど前よりこのようなものを世に送るため着実に企画をたて、私達はその相談をうけてきた。まず、中心となる5名のメンバーにより1979年の春から冬にかけ、企画実現のための準備と検討をすすめた。この間、幸いにも広い範囲にわたり、優れた専門研究者、教育者の方々のご賛同を得て、1980年1月には第一回の編集委員会を開催することができた。その席上、はからずも私が編集委員長をお引受けすることになり、中嶋貞雄氏に副委員長をお願いした。

編集の基本方針やその他の重要事項については、都合5回の編集委員会に加え、菊池健氏をはじめとする常任編集委員が30回余の会合をかさねて、綿密に練り、さらに、細部の打合せについては、各分野ごとや関連分野の合同の会合が数えきれないほどもたれた。そして、項目の選定から始まり、執筆原稿や付表、索引などに至るまで、とくに分野内や分野間、項目間などの調整と執筆原稿の査読、検討などに多大の時間や努力がはらわれた。1983年夏には、10日間にわたり、8名の方々が奥日光に合宿し、最終的な調整に専心された。当然のことながら、760余名もの、優れた執筆者の方々の本企画に対する、深い御理解と熱心な御協力は、足かけ6年に及ぶ、この大事業を完成させるための最大の原動力であった。また、各項目に付した外国語については、坂井光夫氏をはじめ、その道の権威の方々に細心のチェックをしていただいた。序文に続く頁にこのような、編集や執筆に御協力いただいた方々の氏名を列挙させていただいたが、このほかにも、編集方針をはじめ、項目の選定、原稿の照合などのために、貴重な御意見をいただいたり、御協力をいただいた方々も十指に余る。ここに本辞典の完成のために、研究や教育のための貴重な時間を割いて協力して下さった、すべての方々に衷心より感謝したい。

編集出版の実務を担当された培風館においては、山本健二社長、野原剛編集部長を陣頭に、新たに別館に辞典編集室を設け、資料の蒐集、原稿の整理、校正をはじめ、日夜わかつめ甚大な労力を割かれたことはいうまでもない。培風館創立60周年の記念すべき年に、多年の計画であった、このような辞典が完成されたことは同慶に堪えない。

編集の基本方針について一言すると、実際の作業に先立って決定された大綱は次のようなものであった。まず第一に、これは、単なる用語や言葉の辞典ではなく、物理学の辞典である。したがって、用語の辞典として完璧を期するよりも、むしろ利用者がある項目を検索したとき、その物理的内容が読者や項目のレベルに応じて適確に理解されるよう、利用者に使い易いことを最大の目標とした。このため、小項目を原則とするが、各項目が断片的な知識の羅列に終わらぬよう、大項目、中項目を設け、それらを軸として各項目の有機的な関連を明らかにするようにした。また、各小項目については、最初の二三行で、それがどんな分野のどんな内容を意味するか簡単な導入部を加えるように配慮した。そして物理学として確立されている分野にとどまらず、最新分野などの最先端の知見や、関連

諸領域や応用分野の事項なども、できるだけ積極的にとり入れた。原則として大学の理工系教養レベルの学生が理解できるよう、執筆者の方々に依頼したが、広汎な範囲に及ぶ項目を網羅するために、理工系以外の読者にも理解し易いように考慮したり、反対に専門家に近い人々のための高度な記述に心がけたりした項目も少なくない。また、物理学を人間の自然認識の過程としてとらえ、その歴史的な展開にも触れながら解説する、生きた辞典とすることにも留意したつもりである。

このような編集の基本方針や目標が十分達成できたかどうかは、今後の利用者の方々の率直・公正な批判に待つほかはないが、目的達成のために、編集委員や執筆委員や辞典編集室を中心とした培風館の編集スタッフの方々が、最後まで、内容の正確さと理解し易さを両立させるために払われた努力は、並大抵のものではなかった。物理学という学問の日進月歩の性格上、細部にわたる専門的内容や意見の相違などをいちいち問題にするときりがない。また、本来外国語で導入された用語を日本語に直す場合の翻訳の問題、使用する単位の問題なども、その統一化や標準化は容易ではなかった。本辞典は、しかし、上に述べたように、まず利用者の立場に立ち、利用者が使い易いことを大前提として優先させた。そのために細部の点では犠牲にしたことも少なくない。そして、いかに優れた専門家たちのチーム・ワークとはいえ、所詮、人間のつくった辞典であるから、初版から誤りや欠陥がないことは考えられない。この点で最後に指摘しておきたいことは、本辞典の編集、作成には、最初から、最近急速な進歩をとげたコンピュータ編集や印刷の技術を大日本印刷株式会社の積極的な協力によりとり入れたことである。このことにより、項目の配列や検索をたいそう容易にしたことは勿論、記述の修正、内容のチェックなどにも、信頼性や柔軟性を著しく改善できた。このことは、辞典の出版方法としては画期的なことのひとつで、とくに物理学のような進歩や変遷の激しい学問を扱う場合、将来大きな意味をもつこととなろう。そして、版を改めるごとに、必要に応じて修正改訂、項目の追加などが容易に行われ、新発見や新発明はもちろん、新理論や新分野の開拓などに即応した、つねにその時点での up-to-date の辞典とすることもできよう。また、一度、これだけの辞典が大成するとこれをもととしてその部分的な利用なども含めた、多様な利用方法も考えられ、そのためのいくつかの新しい企画も考えられている。

以上のような次第で、辞典の編集に携わってきた我々一同は、この『物理学辞典』が、わが国の物理学関係者はもとより、広く教育・研究・応用に携わられる学生・研究者・技術者などの方々の座右におかれて活用されることを、心から期待している。そして、今後、たえず進展する学問の必要に応じて、常によりよい辞典とするための改良を加え、物理学、ひいては科学・技術全般の発展を通し、時代から時代へと受け継がれつつ、人類社会にいささかの貢献をなしうるように願ってやまない。

1984年 5月

編集委員長 西川 哲 治

縮刷版刊行にあたって

『物理学辞典』の発刊以来2年近くが経過し、その間読者諸賢より貴重な御意見や御指摘をいただいた。一方また、このような辞典が少なかったこともあろうが、重宝、便利との励ましも多く、編集委員一同これに勝る喜びはない。これらを踏まえて、編集委員会で縮刷版刊行の検討を始めてから1年余りになるが、なるべく広い読者、特に若い方々に利用していただくよう、文字が小さくなることを犠牲にしても同じ内容で廉価に提供できることが肝要と考えた。そこで必要な訂正をほどこした上で、本縮刷版を刊行することにした。ただ巻末の索引は英語索引のみとし、別に人名索引を追加した。より広い読者に本辞典が活用されれば幸いである。

1986年 8月

編集委員長 西川 哲 治

物理学辞典編集委員会

	編集委員長	西川 哲治	
	編集副委員長	中嶋 貞雄	
	常任編集委員長	菊池 健	
常任編集委員	大槻 義彦	菊池 健	高柳 和夫
	中嶋 貞雄	西川 哲治	
編集委員	阿部 龍蔵	荒船 次郎	大槻 義彦
	小柳 義夫	亀井 亨	菊池 健
	鈴木 英雄	高柳 和夫	宅間 宏
	中嶋 貞雄	西川 哲治	橋本 英典
	兵藤 申一	平川 浩正	堀越 源一
執筆委員	青野 修	浅見 明	石黒 英一
	大塚 泰一郎	加藤 範夫	上村 洸
	川井 忠彦	朽津 耕三	小出 昭一郎
	香村 俊武	小沼 通二	近 桂一郎
	斯波 弘行	柴田 進吉	清水 忠雄
	杉本 大一郎	鈴木 増雄	高田 誠二
	高橋 嘉右	高見 穎郎	竹内 伸
	中条 利一郎	対馬 立郎	鶴田 匡夫
	中村 孔一	中村 輝太郎	波岡 武
	根岸 勝雄	原 康夫	福山 秀敏
	星 埜 禎男	宮本 健郎	村田 好正
	森村 正直		

(すべて五十音順)

執筆者

(五十音順)

会津見	石井靖	今井功	大坪英臣	海部宣男	川端季雄
青野修	石川征靖	今井和彦	大西直毅	香川貴司	河邊六男
青野茂行	石黒英一人	今村峯雄	大貫貫義郎	角館洋典	川村信雄
秋本俊一	石黒幸雄	岩崎洋一	大貫沼和郎	角谷典誠	川村肇
浅沼一郎	石田善弘	岩田末正	大野公男	梶村本興	神吉健
浅野功義	石橋善武	岩田村秀	大野進一	梶春日俊夫	神前謙次郎
浅見明一	石渡信一	岩本文明	大場信靖	粕谷忠雄	神部勉
芦田玉五	伊豆山健夫	岩本誠也	大橋旗治	桂勝守重	神戸博太郎
安達健廣	磯部垣良一	植田良二	大林村能弘	加藤範夫	菊田惺健
阿部龍蔵	板倉聖正	植松英穂	大山哲古	加藤義章	菊池文雄
甘田早雄	市川芳彦	宇井恒丸	大崎清比古	金子敏明	菊池康之
新井朝洋	市川竹男	内野龍雄	小笠原正博	金子洋三郎	北川英夫
荒船次郎	一丸節彦	内海秀司	岡田健守	金子義彦	北川和夫
荒川達男	一宮彪純	宇根博喜	岡田部浩	金森順次郎	木下雄宙
有馬朗剛	市村宗武	梅沢喜洋	岡村弘二	金江常好	木原元央
安藤恒康	市村伊藤大介	江沢栄二	小川信劭	鎌田進	木村竜治
安藤正海	伊藤直紀	遠藤康夫	小川智哉	鎌上村恒	桐谷政孝
安藤聡仁	伊藤憲昭	大井喜久夫	小川雄二郎	神谷恒吾	金田孝三
阿武泉廣	伊藤光男	大井みさ	小川武彦	亀井亨	朽津弘彦
飯田國三	伊藤雄而	大川章義	小川久輝	亀井裕二	國富信謙
飯塚敏道	伊藤雄彦	大川清輝	小倉正徳	茅谷忠彦	久保忠志
飯山正則	伊藤雄進	大沢健通	小野田稔	河井光昭	久保寺晴
五十嵐信一	伊藤正三	大頭一政	小野雅敏	川口光年	栗田和明
五十嵐一	伊藤勝也	大隅恵造	小野嘉實	川崎恭治	黒田成勉
井川勝次	伊藤上久	大塚泰一郎	小柳義壯	川崎末有	黒田晴雄
猪川浩治	井上祥泰	大槻久夫	大沼芳郎	河畑	黒星五郎
猪木慶明	井上義夫				桑原真二
生嶋馨					小出昭一郎
井口明					小岩昌安
池上清美					
池田和啓					
石井克哉					
石井力					

幸田	清一郎	桜井	捷邦	海朋	清霜	水田	幹光	夫一	高田	信文	久彦	谷谷	克泰	彦弘	豐田	沢田	豐二
河野	彰俊	櫻井	邦健	朋郎	霜庄	田司	光一	一義	高野	文義	彦義	谷藤	泰藤	弘惇	田利	和田	二幸
香村	和武	桜井	健利	郎夫	庄野	司義	之	義	高橋	嘉憲	右一	田沼	靜一	惇俊	井井	浩達	三仁
高良	征治	桜井	敏英	雄博	白木	上野	正也	和輝	高橋	真秀	一知	種子	博良	人三	中尾	江憲	司介
國小	康一	桜井	弘辰	久弥	新末	庄松	晴	安	高橋	橋	橋	田玉	垣木	三彦	中岡	洋威	雄清
小後	也英	桜井	正治	一雄	菅野	原田	浩宜	皓	高橋	橋	橋	田玉	村下	夫信	中沢	川宣	也工
後藤	英二	佐藤	清任	弘幸	菅杉	本杉	一郎	徹	高柳	見柳	穎和	玉近	角久	昭一	中澤	長澤	信博
小早	久潔	佐藤	武照	幸徹	杉鈴	山木	功功	功久	高柳	山間	素夫	中条	利純	一捷	長嶋	嶋島	貞知
小林	一郎	佐藤	浩史	隆芳	鈴木	木勝	孝典	皇	高柳	井内	慶夫	塚野	國次	郎次	長島	島田	育一郎
小林	誠典	佐藤	文壽	理和	鈴木	木敏	治彦	次雄	竹内	田田	繁弘	都築	敏公	夫昇	中永	田西	一夫
小林	夫威	佐藤	野義	昭勝	鈴木	木秀	增雄	靖	竹田	武中	松裕	恒坪	野屋	匡之	中野	西武	宣弘
小宮	一友	佐藤	義和	勝二	鈴木	木藤	須尾	學	竹幸	林幸	敏二	津寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
小子	勝郎	沢田	哲雅	代武	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
近藤	淳夫	沢田	郁正	樹邦	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
近藤	素夫	重品	成田	正慶	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
近藤	平浩	篠原	弘行	吉明	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
今野	浩幌	柴田	波田	義良	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
今野	吾彦	柴田	波田	義良	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
雜賀	清四	柴田	波田	義良	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
齋官	吾彦	柴田	波田	義良	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
齋藤	利彦	柴田	波田	義良	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
齋藤	基彦	柴田	波田	義良	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
齋藤	好彦	柴田	波田	義良	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
齋藤	喜彦	柴田	波田	義良	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
齊藤	貴雄	島内	みどり	邦彦	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
坂井	一雄	島崎	田村	清孝	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
境井	光夫	島崎	田村	清孝	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
坂井	亮三	清水	清水	謙忠	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
坂本	賢一	清水	清水	謙忠	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
崎本	博明	清水	清水	謙忠	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘
桜井		清水	清水	謙忠	鈴木	木須	須尾	學	田幸	田幸	敏二	寺寺	屋倉	清德	中野	野藤	生弘

並木	美喜雄	林	昌	樹	藤	田	敏	三	三	須	明	森	義	治	山	辺	信	一
檜	岡	原	俊	介	藤	田	和	宏	水	谷	仁	森	岡	茂	山	山	時	雄
成	相	原	康	夫	藤	野	村	建	水	野	元	森	垣	和	山	邊	正	俊
成	瀬	原	島	鮮	藤	本	文	淳	水	町	芳	森	田	章	山	村	泰	道
鳴	海	原	吉	助	藤	本	眞	範	水	村	茂	森	田	治	山	本	彬	也
難	波	原	仁	平	藤	本	正	克	南	茂	夫	森	村	人	山	本	祐	靖
新	村	原	宣	一	藤	本	光	行	箕	和	茂	森	本	直	山	本	哲	生
丹	生	伴	秀	治	藤	本	陽	昭	美	因	弘	森	谷	樹	山	本	正	樹
丹	慶	坂	弘	郎	藤	本	邦	一	三	宅	興	守	亨	亨	行	武	信	毅
牲	川	東	健	一	藤	原	正	己	三	宅	夫	諸	壱	治	油	田	伊	秋
西	惠	東	淺	光	古	川	和	男	三	宅	三	矢	元	肇	横	横	英	嗣
西	敏	東	敏	延	蓬	茨	靈	運	三	宅	雄	八	基	道	横	谷	雅	彦
西	尾	東	忍	男	星	莖	資	明	宮	坂	象	矢	一	夫	吉	岡	英	徵
西	成	水	邦	郎	細	谷	淳	夫	宮	啓	太郎	矢	達	三	吉	澤	清	奎
西	治	引	治	三	堀	矢	堀	良	宮	久	成	屋	信	武	吉	田	思	郎
西	弘	肥	金	夫	堀	堀	江	久	宮	弘	樹	安	則	茂	吉	田	博	稔
西	彦	秀	裕	幸	堀	堀	越	一	宮	精	二	安	郁	夫	吉	田	俊	彦
西	健	日	申	一	堀	本	間	郎	宮	島	紀	八	慶	治	吉	野	邦	夫
西	純	兵	賢	正	牧	前	二	夫	宮	野	弘	柳	瀨	章	芳	松	明	義
二	史	平	賢	一	牧	牧	一	明	宮	本	政	柳	崎	男	吉	原	民	博
根	雄	平	洋	美	政	政	良	平	宮	輪	久	矢	吹	一	米	具	守	明
野	平	平	真	範	增	增	田	史	三	輪	道	山	口	滋	若	木	康	郎
野	一	平	成	夫	升	益	隅	義	麦	林	三	山	山	嘉	和	達	三	樹
芳	彦	平	英	吉	田	真	松	正	牟	藤	雄	山	崎	昶	渡	辺	敬	二
萩	郎	平	和	治	松	松	澤	生	武	井	和	山	崎	雄	渡	渡	部	昂
橋	典	廣	俊	弥	松	松	下	浩	村	尾	剛	山	崎	夫	渡	渡	部	力
橋	男	弘	榮	郎	松	松	瀨	文	村	岡	克	山	崎	志	渡	渡	部	之
長	彦	広	実	彦	松	松	波	紀	村	上	吉	山	崎	三	渡	渡	部	雄
旗	郎	広	徳	孝	松	松	野	明	邑	瀬	生	山	崎	作	渡	渡	部	正
八	晋	廣	直	博	松	松	信	太	村	田	正	山	崎	滿	渡	渡	部	三
服	夫	福	来	義	松	松	松	昌	村	山	郎	山	崎	定	渡	渡	部	雄
鳩	齊	福	本	敏	松	松	柳	一	目	片	守	山	崎	彦	渡	渡	部	雄
馬	尋	福	山	彦	松	松	丸	進	毛	毛	博	山	崎	宣	渡	渡	部	雄
浜	和	福	井	久	松	松	三	功	毛	本	夫	山	崎	子	渡	渡	部	雄
濱	昭	福	井	憲	丸	丸	三	登	森	森	樹	山	崎	馨	渡	渡	部	雄
早	美	福	井	男	三	三	御	夫	森	森	肇	山	崎	馨	渡	渡	部	雄
早	延	福	井	治	三	三	御	夫	森	森	肇	山	崎	馨	渡	渡	部	雄
林	雄	福	井	治	三	三	御	夫	森	森	肇	山	崎	馨	渡	渡	部	雄

凡 例

編集方針

1. 小項目主義を原則としたが、各項目の記述が断片的に終わらぬよう、適当な数の大項目（3000字程度）、中項目（1500字程度）を取入れ、これらの項目を軸にして各項目の関連を図った。
2. 13,000に及ぶ項目は、日本物理学会の論文分類を参考に、周辺の諸学問分野を含め46分野から選択した。ただし、元素名、化合物名、天体名などは、原則として採用しなかったが、物理に関連の深いいくつかのものについては例外的に採用した。
3. 高等学校の教科書に出てくる事項から、最先端の学問分野の事項まで、物理的諸現象、諸法則、研究方法、単位、人物などを網羅し、教育、研究に役立つよう配慮した。
4. 図、写真、表をできるだけ活用し、他に類のない理解しやすさを目指した。
5. 日本語として定着していない項目名は、できるだけ広く使われている表現を主にし、他は同義語として採用した。

項目の配列と表記

1. 項目見出し語は50音順に配列し、濁音・半濁音はすべて清音とし、促音・拗音はすべて直音として読んでもある。
2. 外国人名の表記は日本での慣用を重視した。人名項目見出し語については同姓の者にはイニシャルをつけ、そのアルファベット順に配列した。
3. ローマ字とギリシア文字は次のように表音した。

[ローマ字]

A a	エー	H h	エッチ	O o	オー	V v	ブイ
B b	ビー	I i	アイ	P p	ピー	W w	ダブリュー
C c	シー	J j	ジェー	Q q	キュー	X x	エックス
D d	ディー	K k	ケー	R r	アール	Y y	ワイ
E e	イー	L l	エル	S s	エス	Z z	ゼット
F f	エフ	M m	エム	T t	ティー		
G g	ジー	N n	エヌ	U u	ユー		

[ギリシア文字]

α	アルファ	η	イータ	ν	ニュー	τ	タウ
β	ベータ	θ	シータ	ξ	グザイ	υ	ウプシロン
γ	ガンマ	ι	イオタ	\omicron	オミクロン	ϕ	ファイ
δ	デルタ	κ	カッパ	π	パイ	χ	カイ
ϵ	イプシロン	λ	ラムダ	ρ	ロー	ψ	プサイ
ζ	ゼータ	μ	ミュー	σ	シグマ	ω	オメガ

4. 日本語に対応する英語、ドイツ語、フランス語、ロシア語は、それぞれ英、独、仏、露と表記して、[] 内にくっつけて日本語名に続けた。ただし、明確でないものは記入せず、また、いくつも表現がある場合は原則としてその中から1つを選んで代表させた。英語は米式つづりを採用した。

利用のために

1. 項目名が同じであっても内容が異なる場合には、項目見出し語と明確に改行し、[1], [2], …で区別し

- た。また、外国語が異なるときは〔1〕,〔2〕…に続けて〔 〕内にそれを示した。
2. = でつないだ項目は、右にある項目と同義であることを示す。
 3. ⇨ でつないだ項目は、右に示す項目内に説明があることを示す。
 4. 他の項目をもあわせ読むことでより深い理解が得られる場合には、本文中に（⇨スピン）などと参照すべき項目名を示した。
 5. 略称は、広く使用されているものを除いて、原則として項目見出し語としては採用しなかったが、主要な略称は英語索引に入れて読者の便を図った。
 6. 単位記号・量記号は、原則として「国際純粋・応用物理学連合（IUPAP）」が発行し推奨する *Symbols Units and Nomenclature in Physics* によった。
 7. 説明のための使用単位は、原則として国際単位系（SI）を用いた。ただし、SI系を用いない方が理解しやすい項目については、その例外とし項目の最後に ☞ マークを付した。
 8. 人名項目の本文末尾に主著その他、関連する書目をあげ、さらに邦訳のあるものについては、できるだけそれをのせて読者の便を図った。

あ

IR スペクトル = 赤外スペクトル

ISO = ISO(イソ)

INDOR = INDOR(インドール)

INDO 法 [英 INDO method, 仏 méthode INDO, 露 метод ИНДО] \Rightarrow 半経験的分子軌道法

IOZ 規則 = OZI 則

アイオノマー [英 ionomer, 仏 ionomère, 露 иономер] α -オレフィン(エチレン, プロピレン, ステレンなど)やブタジエンなどと少量のイオン性単量体(アクリル酸, メタクリル酸, マレイン酸など)の共重合体を, 一価あるいは二価の金属イオンで中和したものをいう。この中和によって分子内および分子間の橋かけが形成される。しかし, X 線小角散乱によれば, イオンは均一に分散されず数十Åのスケールで濃淡をもつ(イオン会合体の形成)ことが示唆される。したがって, 橋かけといっても, ゴムなどに見られる通常の橋かけとはその構造は異なったものと考えられる。高温ではイオンの結合が解離し, 流動性を増すので熱可塑性樹脂として熱成形が可能である。主としてラミネート(積層)材料として使われているが, ほかの方面への応用も拡大しつつある。

アイコナール [英 eikonal, 独 Eikonal, 仏 iconale, 露 эйконал] \Rightarrow 幾何光学

アイコナール近似 [英 eikonal approximation, 独 Eikonal-Näherung, 仏 approximation d'iconale, 露 эйкональное приближение] 波長が十分短く幾何光学の適用できる場合には, 光波の振幅は時間や場所によって緩やかに変化し, 位相は屈折率を光の進路にそって積分した光路長によって表すことができる。E.H.Bruns (1895 年)は, この位相あるいは光路長を, ギリシア語の $\epsilon\iota\kappa\omega\nu$ (影像)にちなんでアイコナールと名づけ, A. Sommerfeld と G. Lunge (1911 年)は, このような幾何光学的近似, すなわちアイコナール近似を初めて解析的に具体化した。量子力学においても, 粒子のエネルギーが十分大きく, 古典力学の適用できる場合に粒子の状態を表す波動関数について, その位相変化を古典力学的な粒子の軌道にそった作用積分で表す近似をアイコナール近似という。すなわち, 屈折率が波長の逆数で決まるので, その波長に, 粒子に作用するポテンシャルによって決る各場所での運動量に対応するド・ブロイ波長を対応させたものにほかならない。その位相をポテンシャルの一次で近似したものをアイコナール近似とよんでいる。さらに高次の近似がアイコナール展開の方法によって調べられている。

アイコナール理論(X 線回折における) [英 eikonal theory, 独 Eikonaltheorie, 仏 théorie ikonale, 露 эйкональная теория] X 線がブラッグ反射を起しながらひずみをもつ結晶の中で伝播するようすを記述する理論で, 動力学的回折理論のひとつである。乱れた結晶による回折現象, 特に回折トポグラフ(\Rightarrow X 線回折顕微鏡法)を理解するために提出された。基本的な考えかたは, 通常の光学あるいは波動力学による散乱理論における同名の理論(\Rightarrow 幾何

光学, アイコナール近似)のそれと似ている。ただし, 通常の理論では平面波またはその波束について論ずるのに反し, ここではブロッホ波またはその波束を論ずる。ここでブロッホ波というのは, 透過波と回折波が結合した波のことである。また, 通常の理論では屈折率の場所的変化が問題となるが, ここでは結晶格子のひずみが波動に変化を与える要因である。

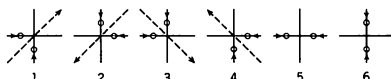
アイコナール理論では媒質を局所的に一樣な完全結晶と近似する。この限りにおいて, ブロッホ波は直進する。緩やかな格子ひずみに応じて, 波長, 光線方向, 異常吸収係数(\Rightarrow ボルマン吸収), 透過波および回折波の振幅が場所的に変化する。そのようすを定式化することがこの理論の内容である。光線軌道を規定する式は特殊相対論における質点の運動方程式と同一形式で表される。軌道が求められれば, 軌道に沿って波動ベクトルを積分することにより, 変形されたブロッホ波の位相(アイコナール)が求められる。通常のアイコナール理論と同じく, この理論は, 結晶中に伝播する X 線の幾何光学を基礎づけるものであるが, 同時にひずみ勾配が緩やかな場合における波動現象を近似的に扱う理論ということができる。

ICF フランジ [英 ICF flange, 独 ICF-Flansch] \Rightarrow フランジ

IC 熱電対 [英 IC thermocouple, 独 IC-Thermoelement, 露 ИК-термопара] \Rightarrow 熱電対

IC メモリー = 半導体記憶素子

アイス模型 [英 ice model, 仏 modèle de glace] 氷の熱力学的性質を説明するための模型。氷の構造はほぼダイヤモンド型構造で, 酸素分子は 4 つの最近接格子点をもっており, 酸素と酸素の間の各対に 1 つの水素原子が存在する。酸素と酸素の間隔は約 3Å であるが, 水素はおののの結合上で両端の酸素から約 1Å 離れた 2 つの位置のいずれかに存在する。N 個の分子が存在するとき 2N 個の水素原子のとりうる位置は互いに独立ではなく, 各酸素から出ている 4 本の結合のうち 2 本の結合にある水素だけが 1 つの酸素の近くにくるという条件で決められる。この考えは L. Pauling が絶対零度における氷のエントロピーを説明するために提出したモデルである。このモデルを考えやすくするため二次元の模型を次のように考える。平方格子の各格子点に酸素が存在するとし, 各結合に水素が存在する方向に向かって矢をつける。すると 1 個の格子点に対して 2 本の矢が入り 2 本の矢が出ることになり(この条件をアイス条件という)。このあり方は $2^4=16$ のうち 6 通りある(図参照)。各点に対して結合が自由だとすると, $S=2Nk\ln 2+Nk\ln(6/16)=Nk\ln 1.5$ となり, 実験値をだいたい説明する。E. H. Lieb は二次元における上のモデルを行列行列の方法を用いて正確に解き, $S=k\ln(4/3)^{3/2}=k\ln 1.5396$ を得た。この問題は, 各点のとりうる自由度が 6 であることから 6 バートックス模型の特別な場合であり, より一般化された 16 バートックス模型に含まれる(\Rightarrow エイト・バートックス模型)。



アイソクロン [英仏 isochrone, 独 Isochrone, 露 изохрона] 放射崩壊をする親核種とそれから生じる娘核種が同じ系に置かれたときからの経過時間 t における,

親核種と娘核種との量的関係を示す等時線。閉じた系になった時点で含まれていた娘核種の量と時間とによって一意的に定まる。たとえば ^{87}Rb から生ずる娘核種 ^{87}Sr は、閉じた系になったときに含まれていた ^{87}Sr の量を $(^{87}\text{Sr})_0$ とし、 ^{87}Rb の崩壊定数を λ と書くと、 $(^{87}\text{Sr}) = (^{87}\text{Sr})_0 + (e^{\lambda t} - 1)(^{87}\text{Rb})$ という関係式が成り立つので、 $(^{87}\text{Rb}) - (^{87}\text{Sr})$ 平面でのアイソクロンは、切片が $(^{87}\text{Sr})_0$ 、傾きが $(e^{\lambda} - 1)$ の直線となる。通常、放射崩壊とは関係のない安定同位体(たとえば上の例では ^{86}Sr)との相対値をとって表すことが多く、閉じた系となった時点で含まれていた娘核種とその安定同位体との比が系の中で空間的に一定であったという仮定に基づいて、系の中で観測される親核種と娘核種との関係から、年代 t を求めることができる(⇒年代測定)。

アイソザイム [英仏 isozyme, 独 Isoenzym, 露 изоцизм] 酵素のうちで、共通の基質をもち触媒する反応は等しいが、構造が異なるために基質に対する親和性や阻害剤の影響が異なる酵素をいう。イソ酵素ともいう。アイソザイムは互いに異なる遺伝子によって決定される。典型的な例としては、乳酸脱水素酵素(LDH)がある。この酵素はH型(心臓型)、M型(筋肉型)の2種類のサブユニットから成り、単独では酵素活性を示さず、4つが結合して(四量体となって)初めて酵素活性を示す。H型とM型のサブユニットの組合せにより H_4 , H_3M , H_2M_2 , HM_3 , M_4 の5種類が存在する。

アイソスタシー [英 isostasy, 独 Isostasie, 仏 isostasie, 露 изостазия] 地球物理学において、大山脈のような大地形の下には、密度の小さい物質からなる厚い「根」が存在していて、より密度の大きい周囲の物質からうける浮力によってその高まりが支えられているという考え。「地殻均衡」などとも訳される。19世紀中ごろ、インド測量局は、三角測量における鉛直線偏倚の実測値が、ヒマラヤ山脈の引力によるものとした理論値よりはるかに小さいことを見いだした。このことから山脈の下には質量欠損があることが推定され、アイソスタシー(命名はC. E. Dutton, 1889年)の考えが生まれた。均衡は、高い山ほど密度の小さい物質からなるというプラット説と、高い山ほど深い「根」をもつとするエアリー説があるが、現在では後者の方が正しいとされている。すなわち、地震学的方法で推定される地殻の厚さは、大山脈地域で最も厚く、高度が低くなるとともに薄くなり、海洋底では最も薄い。地殻は、マントルの上に、あたかも水が海水に浮いているように、浮いているといえる。このことは、長時間作用する力に対してマントルが流体としてふるまうことを意味する。スカンジナビア半島などでは、氷期には厚さ2~3 kmもあった氷河が、約1万年前に溶け去ったために荷重が激減し、現在でもアイソスタシー状態を回復すべく土壌が上昇し続けている。このような事実から、上部マントルの粘性係数が推定できる(10^{20} ~ 10^{22} P程度)。アイソスタシーが完全に成り立っているときには、マントル内のある深さには深さでの圧力は等しくなる。その深さは均衡面、あるいは補償深度といる。最近ではアイソスタシーは、マントルと地殻の間だけでなく、マントル内部にもかかわっているという考えもある。また、地殻の厚さに比べて同程度、あるいはそれ以下のスケールの地形には、アイソスタシーは成り立っておらず、地形の高度は、地殻の強度で保たれている。☒

アイソスピン [英仏 isospin, 独 Isospin, 露 изоспин]

1932年の中性子の発見後、W. K. Heisenbergは、その質量が陽子とほぼ等しく、電荷が異なるという事実に基づいて、この2つの原子核の構成要素を同一粒子(核子)の異なる荷電状態であると考えた。すなわち、電子のスピン第三成分を区別するパウリのスピン演算子にならって、陽子と中性子をパウリのスピン演算子の第三成分の異なる固有状態とし、スピンの場合とまったく同じ演算則に従うと考えた。したがって、スピンと区別して、この自由度を特にアイソスピン(荷電スピン)とよんでいる。さらにE. P. Wigner (1938年)は、陽子数 Z 、中性子数 N の原子核で、同位体を区別する量子数として $(N-Z)/2$ をアイソビックスピン(アイソスピン)と名づけた。

現在では、荷電独立性を破るクローン相互作用が強く働く重い原子核でもこの概念が有効であることが実証されている、さらにまた、核子以外の素粒子にも拡張され、素粒子を特徴づける基本量のひとつになっている。アイソスピンは荷電空間のスピンであると考えられている。

アイソタクチック高分子 [英 isotactic polymer, 独 isotaktisches Polymer, 仏 polymère isotactique, 露 изотактический полимер] ⇒ 立体規則性

アイソトビックスピン = アイソスピン

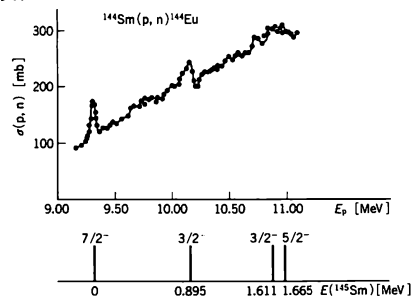
アイソトープ = 同位体

アイソトーン = 同中性子核

アイソバー [英仏 isobar, 独 Isobare, 露 изобара]

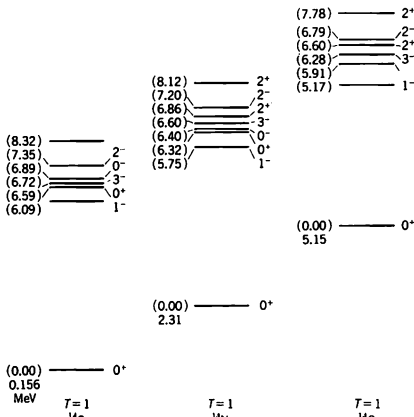
質量がほぼ等しく、同じような性質をもつ粒子どうしを、アイソバーといい、同重体ともいう(⇒アイソスピン)。原子核物理学では、質量数が等しく、陽子数、中性子数が異なる核種どうしを意味し、同重核ともいう。質量数が奇数であるアイソバーでは、そのうちただ1つの核種だけが安定であり、そのほかは放射性核種である。質量数が偶数であるアイソバーには、安定核種が2つあるいはそれ以上あることが多い(⇒偶偶核)。素粒子物理学では、バリオンが π 中間子などを吸収してできる励起状態をそのバリオンのアイソバーという(⇒バリオン共鳴)。(3,3)共鳴は核子のアイソバーの一例である(⇒(3,3)共鳴)。

アイソバリックアナログ共鳴 [英 isobaric analog resonance, 仏 résonance à analogue isobarique, 露 изобарический аналоговый резонанс] 原子核反応に現れる中間共鳴の一種(⇒核の中間共鳴)。共鳴している状態が同重核のある状態のアナログ(相似)状態であるものをいう。例として図に $^{146}\text{Sm}(p, n)^{146}\text{Eu}$ 反応の全断面積に現れるアイソバリックアナログ共鳴を示す。これらの共鳴ピークはそれぞれ図の下部に示す ^{146}Sm の状態のアナログ状態を表す。



アイソバリックアナログ状態 [英 isobaric analog

states, 独 isobarer Analogzustand, 仏 état analogue isobarique, 露 изобарическое аналоговое состояние] ある量子数については異なる値をもつが、そのほかの量子数はすべて等しい状態どうしをアナログ(相似)状態という。質量数が等しく陽子数が異なる原子核(アイソバー)において、アイソスピン T の大きさが互いに等しい状態が、アイソバリックアナログ状態(IAS)と略称)である。アイソスピンのよい量子数であると考えられる範囲で、IASは互いに同じ性質を示す。典型的な例として ^{14}C , ^{14}N , ^{14}O のアイソスピン三重項($T=1$)があげられる(図参照)。図で()内は励起エネルギー、 0^+ などはスピンのバリエーションを示す。互いにアナログな状態のエネルギーの差は、クロン・エネルギーと中性子、陽子の質量差に由来する。IASは(p,n)反応, (p,p)反応などにおいて、その終状態や中間の共鳴状態として観測される(\Rightarrow アイソバリックアナログ共鳴)。IASの研究は核構造の解明に大いに役だっている。また、ストレレンジスアナログ状態もアナログ状態の一例と考えられる。

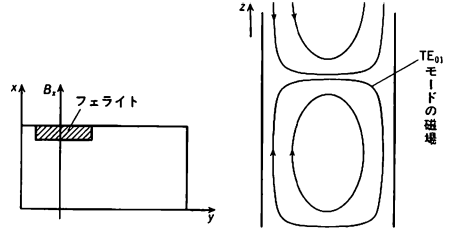


アイソバリックスピン [英 isobaric spin, 独 isobarer Spin, 仏 spin isobarique, 露 изобарический спин] = アイソスピン

アイソマー = 異性核, 異性体(\Rightarrow 異性)

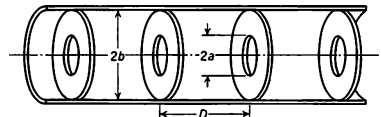
アイソマーシフト = 異性核シフト

アイソレーター [英 isolator, 独 Isolator, 仏 isolateur, 露 изолятор] 直流磁場が加えられたフェライトの示すファラデー効果を利用した、ジャイロ磁気回路素子のひとつ。マイクロ波の進む向きにより減衰量に大幅な差が生じることを利用し負荷からの反射波を吸収し負荷側の影響を電源側に与えないために使用される。図のような矩形導波管での TE_{01} モード(\Rightarrow 導波管)の場合、側面に近い部分の高周波磁場は yz 面上で巡回する円偏波成分をもち、その向きは高周波の進行方向 $\pm z$ により逆転する。いまフェライトを管左側に置き x 方向に共鳴磁場(\Rightarrow ジャイロ磁気回路素子)より低目の磁場をかける。 $+z$ 方向に進む波に対しては透磁率 $\mu < 0$ であるが、 $-z$ 方向へ進む波については $\mu > 1$ となる。したがって $-z$ 方向への波はフェライト部分に集まり、 $+z$ 方向への波は反射される。したがってフェライト表面に抵抗体を塗布すると $-z$ 方向への波の減衰が大きくなる。これを電場変位型アイソレーターという。また共鳴磁場で使用すると $+z$ 方向への波に伴う円



偏波の吸収が増加するが、 $-z$ 方向への波については影響がない。これを利用したものを共鳴型アイソレーターという。

アイリス型加速管 [英 iris type accelerator guide, 独 Wellenleiter mit Lochblenden, 仏 guide accélérateur à iris, 露 диаффрагмированный ускоряющий волновод] 電子を線型加速器で加速する場合によく用いられる進行波型加速管で、円型導波管の内部に、穴のあいた導体円板(アイリス)を一定周期で入れてあるので、アイリス型加速管とよばれている。加速には TM_{01} モードの電波を使用する。図



のように構造が比較的簡単で、内径 $2b$ 、孔径 $2a$ 、アイリスの間隔 D などを調節すれば、位相速度 v_p を精度よく加減できる。 D は v_p に比例するので v_p が小さいところでは、単位長さ当りのアイリスの数が増して高周波損失がふえ、加速効率が下る。有効に使えるのは $v_p = 0.5c \sim c$ (c は光速)の範囲であるから、軽い粒子すなわち電子の加速に適している。実在する電子線型加速器の多くはこれを採用している。 D を管内波長 λ_g の $1/2$ に選ぶと、隣どうしのアイリス間の位相差は π となるのでこれを π モードという。隣どうしのアイリスからの反射波の位相差が 2π だけ遅れて重なり合い、損失のない長い加速管では、定常状態で合成反射波は入射波と同じ強さとなり、定在波を生じて共振空洞のような働きをするので、このときは定在波型加速空洞となり、電波の群速度 v_g は 0 となる。遮断周波数に相当する 0 モードでは D によらず $\lambda_g = \infty$ であり、 $v_g = 0$ で、これも定在波である。 0 モードと π モードの間領域では $v_g > 0$ であるから進行波、 π と 2π モードの間では $v_g < 0$ となり後進波となる。 λ_g の間に4枚のアイリスがあればアイリス間の位相差は $\pi/2$ ($\pi/2$ モード)、3枚ならば $(2/3)\pi$ ($(2/3)\pi$ モード)となる。シャントインピーダンスは $\pi/2$ と $(2/3)\pi$ モードの中間で、 $(2/3)\pi$ モード寄りの位置で最大となるので、もっぱらこの型が使われているが、 $\pi/2$ モードは製作誤差の許容範囲が広く、つくりやすい利点がある(\Rightarrow 進行波型加速管)。

アインシュタイン Einstein, Albert 1879.3.14 – 1955.4.18 ドイツ、スイス、アメリカの理論物理学者。南ドイツのウルムに生れ、少年時代はミュンヘンで過ごし、1900年にチューリヒ連邦工科大学を卒業、1901年ベルンの特許局の技師となる。1901~04年の間に毛管現象、分子論などの5編の論文があるが、1905年に発表した3つの研究が彼を今世紀最大の物理学者の地位に押し上げるようになった。この3つの業績とは、発表順に、光電効果の理論、ブラウン運動の分子運動学理論、それに特殊相対

論である。特に相対論は電磁気学の相対性原理のなかに表現されていた時間と空間についての新しい発見であり、19世紀の物理学を迷わしたエーテル問題に解決をもたらした。この理論は1908年にH. Minkowskiにより四次元時空での定式化により完成し、物質の基礎理論である場の理論をはじめ、物理学すべての基礎となった。また光電効果の理論と1907年の量子的比熱理論はプランク量子論の黒体放射以外への最初の適用であり、光の量子論および固体の量子論の出発点となった。また放射放出・吸収の確率係数(1906年)など、量子論の発展に果たした役割は大きい。1921年度のノーベル物理学賞は光電効果に対して授与された。さらに分子運動論は運動・散逸についての統計力学の一般論へと発展する出発点となるとともに、粘度の式(1906年)などとあわせて、当時は物質の原子論の確立にも大きな役割を果たした。この論文はチューリヒ連邦工科大学に学位論文として提出された。

その後、ベルン大学私講師(1908年)、チューリヒ大学(1909年)、ブラハ大学(1910年)、チューリヒ連邦工科大学を経て、1913年にはベルリン大学教授に迎えられた。その間、彼は等速運動系に対する相対性原理を加速度系に拡張する試みを行った。1907、1911年には等価原理に基づく物理的考察がなされ、1913年より、学生時代からの親友であったM. Grossmannと協力して、リーマン幾何学を用いた一般相対論の定式化を行い、1916年に完成されたものが発表された。引続いて彼は、この理論に基づいて閉じた宇宙模型(1917年)、重力波(1917年)などを論ずるとともに、この理論が導きだす革命的な時間・空間理論の性格を解明した。この間、アインシュタイン・ド・ハース効果(1915年)、ボース-アインシュタイン統計(1924年)などの寄与もある。1919年一般相対論から導かれる効果の一つである重力による光の経路の湾曲が、A. S. Eddingtonが指揮した観測隊により日食の際に発見された。このでき事は社会的にも大きな反響をよび、Einsteinは一躍世界的な知名人となった。各国から招待を受け、1922年には日本をも訪問し、大きなブームを巻き起した。彼は、完成した量子力学の確率的解釈に不満を感じ、1927年のソルベイ会議の際に執拗に反論を試み、N. Bohrらと論争したことは有名である。彼はその後「神はサイコロをめてあそぶはずがない」という信念を変えなかった。1935年のアインシュタイン-ポドルスキー-ローゼンの議論もその一つである。量子力学の完成以後に急速に発展した量子物理、核物理という物理学の流れの大勢から彼は身を引き、孤立して独自の道を歩んだ。彼は主な関心を再び一般相対論におき、これを重力だけでなく電磁気学を含む統一場理論に拡張する試みに打ち込んだ。この理論はH. WeylやG. Kaluzaなどの試みに始まるもので、微分幾何学などの数学とともに展開されたが、当時は微視的世界での相互作用の全貌が明らかになる以前であり、その試みは物理学の発展史的には時期尚早であった。しかし、1970年代から再出発したゲージ場に基づく相互作用の統一理論にその思想および数学的手法において継承されているといえる。一般相対論の分野では、1929年のE. Hubbleの膨張宇宙発見に関連して著したアインシュタイン・ド・ジッター宇宙模型(1932年)、L. Infeld, B. Hoffmanと展開した運動方程式の問題(1938年)などの研究がある。

1930年代におけるドイツ・ナチズムの台頭により、ユダヤ人迫害が強まり、知名人であったEinsteinにもその

攻撃が向けられるに及んで1933年ドイツを離れ、アメリカに移住した。アメリカではプリンストン高等研究所で研究生活を送り、1955年に生涯を閉じるまでそこで過した。彼はシオニズム運動にも関与したほか、1939年にはL. Szilardの起草したRoosevelt米大統領宛の原子爆弾開発進言の手紙に署名した。彼は生来の平和主義者で、第一次世界大戦中にも反戦文書に署名するなどしているが、ナチズムの狂気には力に対抗する立場をとった。晩年には核兵器によってもたらされた人類の危機を指摘し、その廃絶を訴えるラッセル-アインシュタイン宣言に署名した(1955年)。[主著] *Relativity—the Special and the General Theory*, 1917, 1952; *A Ether and Relativitätstheorie*, 1920; *Mein Weltbild*, 1934; *The Evolution of Physics—the Growth of Ideas from Early Concepts of Relativity and Quanta*, 1939; *The Meaning of Relativity*, 1921, 1945; *Out of My Later Years*, 1950; *Ideas and Opinions*, 1954。

アインシュタイン温度 [英 Einstein temperature, 独 Einstein-Temperatur, 露 температура Эйнштейна]
⇒ アインシュタインの比熱式

アインシュタイン・ド・ジッターの宇宙 [英 Einstein-de Sitter universe, 独 Einstein-de Sitter-Universum, 仏 univers d'Einstein-de Sitter, 露 вселенная Эйнштейна-де Ситтера] フリードマン方程式の解のうち、宇宙定数が0、空間曲率が0の一種等方膨張宇宙をいう。この場合、空間距離は宇宙時の $(2/3)$ 乗に比例して膨張する(⇒フリードマン方程式)。

アインシュタイン・ド・ハース効果 [英 Einstein-de Haas effect, 独 Einstein-de Haas-Effekt, 仏 effet Einstein-de Haas, 露 эффект Эйнштейна-де Гааза]

1915年にA. EinsteinとW. J. de Haasが発見した磁気回転効果で、自由回転ができるように配置した強磁性体に外部から回転軸方向に磁場を加えると、その磁性体に回転が生じる現象である。物質中の電子の軌道運動またはスピンによるミクロな磁気モーメントが電子の力学的角運動量と結びついていることに由来する。強磁性体の円柱に鏡をつけ、細い弾性糸でつるし、外側のコイルに電流を流して磁場を加え、磁性体を上向きに磁化しておき、磁性体を静止させる。次に切替えスイッチを切替えて電流の向きを変え、磁場を下向きにし、磁性体の磁化を下向きに変える。磁化に角運動量が伴っているため、磁化の反転に伴って、磁化の担い手の角運動量も反転するが、角運動量保存則に従って、全角運動量は0に保たなければならないので、磁性体本体が磁気の担い手の角運動量変化を打消すように回転を始める。その回転は磁性体に取付けた鏡に当たった光の像のスケール上の運動で測定できる。上の説明では磁気の担い手の運動と磁性体本体との間に相互作用があることを仮定したが、もしこれがなければ、磁気モーメントは歳差運動を続けるだけで反転できない。この実験から、磁気の担い手の磁気モーメントと角運動量との比が決定できる。その結果、多くの磁性体の磁気の担い手は電子の軌道運動量ではなく、電子のスピン(自転)であることがわかった(⇒スピン, 磁気回転比)。アインシュタイン・ド・ハース効果の逆効果、すなわち磁化していない磁性体に回転を与えると磁化が生ずる現象の方が、やや早く1914年にS. Barnettによって見いだされており、バーネット効果とよばれる。

アインシュタイン・ド・ブロイの関係式 [英 Einstein-de Broglie formula, 独 Einstein-de Brogliesche Formel, 仏 formule d'Einstein-de Broglie, 露 формула Эйнштейна-де Бройля] 光子や電子のもつエネルギーを E , 運動量の大きさを p とし, それらを波とみたときの振動数を ν , 波長を λ とすると, その間には, $E=h\nu$, $p=h/\lambda$ (h はプランク定数) という関係が成り立つ. この関係式をアインシュタイン・ド・ブロイの関係式という. 特に, 後者だけをド・ブロイの関係式ということもある. これらの式は, 左辺が粒子性を, 右辺が波動性を示し, 波と粒子の二重性を一般的に表す法則になっている. 1900 年に M. Planck は, いわゆるプランクの放射法則を説明するために, エネルギー量子 $\epsilon=h\nu$ を初めて導入した. 一方で, 1905 年に A. Einstein は, 彼独自の統計力学的考察(熱の一般分子論)をもとに, 放射と理想気体のアナロジーを進めて, 「小密度の単色放射はあたかも互いに独立に大きく $h\nu$ のエネルギー量子から成り立っているようにふるまう」という光量子仮説を提唱し, この仮説を用いて, 蛍光についてのストークスの法則や光電効果の説明に成功した(\Rightarrow 光量子). さらに Einstein は, 放射のエネルギーのゆらぎの考察から, 光が波と粒子の二重性をもつという理論を展開し(1909 年), 1917 年には, 光子の運動量が $h\nu/c$ で与えられることを示した. こうした Einstein の研究と, L. de Broglie によるド・ブロイ波の導入と $p=h/\lambda$ の定式化という仕事によって, 一般的に成り立つ関係式として, アインシュタイン・ド・ブロイの関係式が確立した.

アインシュタインの宇宙 [英 Einstein universe, 独 Einstein-Universum, 仏 univers d'Einstein, 露 вселенная Эйнштейна] 空間曲率が正の様な静止宇宙. これは宇宙項を含む一般相対性理論の重力場の方程式から, 宇宙定数 Λ が $\Lambda_0=4\pi G\rho$ に等しいときに導かれる. ここで, ρ は宇宙の質量密度で, G は万有引力定数である. A. Einstein は一般相対性理論の完成直後, それを宇宙論に適用し, 様な静止宇宙の解を探したが得られなかった. そこで, 場の方程式に新たに宇宙項を付加したのである(\Rightarrow フリードマン方程式).

アインシュタインの関係式 [英 Einstein's relation, 独 Einsteinsche Beziehung, 仏 relation d'Einstein, 露 соотношение Эйнштейна] A. Einstein は, 1905 年にブラウン粒子の拡散係数 D とその移動度 μ の間に $D=\mu kT$ の関係があることを, 線形ランジュバン方程式を用いて示した. これをアインシュタインの関係式という. k はボルツマン定数, T は温度を表す. すなわち, 質量 m のブラウン粒子の速度 $v(t)$ は, 他の粒子からのランダムな力を $R(t)$ とすると, 現象論的に, 次のランジュバン方程式に従うと考えられる.

$$\frac{dv(t)}{dt} = -\gamma v(t) + \frac{R(t)}{m}$$

この定常解 v に対して

$$\langle v^2 \rangle = \frac{\epsilon}{m^2 \gamma}$$

が成立する. ただし, $\langle R(t)R(t') \rangle = 2\epsilon \delta(t-t')$ と仮定した. また, ブラウン粒子の座標 $x(t)$ は, 上の $v(t)$ に対するランジュバン方程式の解を用いて, 大きな t に対して

$$\langle x^2(t) \rangle = 2Dt \equiv \frac{\langle v^2 \rangle}{\gamma} t$$

が容易に導かれる. 一方, エネルギーの等分配則

$$\frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{1}{2} kT$$

と組合せて,

$$D = \mu kT, \quad \mu = \frac{1}{m\gamma}$$

という関係が導かれる. これは, 非平衡系における揺動散逸定理の草分けである.

アインシュタインの重力定数 [英 Einstein's constant of gravitation, 独 Einsteinsche Gravitationskonstante, 仏 constante de la gravitation d'Einstein, 露 гравитационная постоянная Эйнштейна] ニュートンの重力定数(万有引力定数)を G , 真空中の光速を c とすると $8\pi G/c^4$ で定義される定数で, 一般相対性理論でしばしば使われる. 数値は約 $2.07 \times 10^{-48} \text{ s}^2 \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{g}^{-1} = 2.07 \times 10^{-43} \text{ s}^2 \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$. 一般相対性理論において, リッチ・テンソル R_{ij} , 計量テンソル g_{ij} , スカラー曲率 R からつくられる量 $R_{ij} - (1/2)g_{ij}R$ (アインシュタインの曲率テンソル)と, 物質および場の運動量・エネルギーテンソル T_{ij} が比例するとして, $R_{ij} - (1/2)g_{ij}R = (8\pi G/c^4)T_{ij}$ (アインシュタイン方程式)が得られるが, この方程式に表れる定数が, アインシュタインの重力定数である.

アインシュタインの遷移確率 [英 Einstein transition probability, 独 Einsteinsche Übergangswahrscheinlichkeit, 露 переходная вероятность Эйнштейна] 光の放射, 吸収に関して A. Einstein が導き出した遷移確率. 波数 $\bar{\nu}_{nm}$ の発光スペクトル線の強度を I_{nm}^{em} とすれば

$$I_{nm}^{\text{em}} = N_n h c \bar{\nu}_{nm} A_{nm} \cdots \quad (1)$$

として表すことができる. ここで $\bar{\nu}_{nm}$ は状態 n から m への遷移によるスペクトル線の波数, N_n は始状態 n にある原子の数密度, $h c \bar{\nu}_{nm}$ は光子のエネルギーであり, A_{nm} がアインシュタインの自然放射遷移確率または単にアインシュタインの A 係数とよばれる量で, 発光原子が状態 n から m へ毎秒遷移する割合である. 吸収の場合は波数 $\bar{\nu}_{nm}$ の照射光の放射エネルギー密度を ρ_{nm} , 吸収層の厚さを Δx , 断面積 1 cm^2 当りの入射光の強度を $I_{nm}^{\text{in}} = c \rho_{nm}$ とすれば, その吸収層によって毎秒吸収されるエネルギーは

$$\begin{aligned} I_{nm}^{\text{ab}} &= \rho_{nm} \dot{N}_m B_{mn} \Delta x h c \bar{\nu}_{nm} \\ &= I_{nm}^{\text{in}} N_m B_{mn} \Delta x h \bar{\nu}_{nm} \end{aligned} \quad (2)$$

で表せる. ここで N_m は単位体積当り, 状態 m にある原子数であり, B_{mn} はアインシュタインの吸収遷移確率または単にアインシュタインの B 係数とよばれる量である. この B 係数は状態 n から m への誘導放射の確率にも等しく, Einstein は熱平衡を仮定して, プランクの黒体放射の式から, A 係数との間に次の関係があることを示した.

$$B_{mn} = \frac{1}{8\pi h c \bar{\nu}_{nm}^3} A_{nm} \quad (3)$$

量子論によれば, A_{nm}, B_{mn} および式(3)はそれぞれ次のように表せる.

$$A_{nm} = \frac{64\pi^4 \bar{\nu}_{nm}^3}{3h} \frac{\sum_{i,k} |R^{n(i)m(k)}|^2}{d_n} \quad (4)$$

$$B_{mn} = \frac{8\pi^3}{3h^2 c} \frac{\sum_{i,k} |R^{n(i)m(k)}|^2}{d_m} \quad (5)$$

$$B_{mn} = \frac{1}{8\pi h c \bar{\nu}_{nm}^3} \frac{d_n}{d_m} A_{nm} \quad (6)$$

ここで i, k は状態 n と m における縮退している準位の番号で, $|R^{n(i)m(k)}|^2$ はそれらの準位間の遷移確率, d_n, d_m は

縮温度である。

アインシュタインの粘度式 [英 Einstein's viscosity formula, 独 Einsteinsches Viskositätsgesetz, 露 формула Эйнштейна для вязкости] 粘性率 μ_0 の溶媒に半径 a の微小な剛体球が希薄に分散したサスペンションの粘性率 μ は $\mu = \mu_0(1 + 2.5\phi)$ で与えられる。ただし ϕ は単位体積中の分散粒子の体積である。これをアインシュタインの粘度式といい、1906 年(1911 年に訂正) A. Einstein により理論的に導かれた。この式を導くときに用いた仮定を取除くような補正や拡張がその後数多く試みられている。まず、粒子の形の効果については G. B. Jeffery による回転楕円体粒子への拡張(1922 年)、粒子の固さについては G. I. Taylor による球形液滴への拡張(1932 年)を始めとして多くの研究があり、いずれも ϕ の一次までの近似で $\mu = \mu_0(1 + k\phi)$ と表現したときの k の値に対する補正となっている。アインシュタインの粘度式は、レイノルズ数 $Re = a^2 G \rho / \mu_0$ (ρ は溶媒の密度、 G は速度勾配)が小さい場合に導かれた結果であるから、粒径が大きくなり Re が増大してくると近似が悪くなる。この場合の補正式は $\mu = \mu_0[1 + (2.5 + 1.34 R^2)\phi]$ で与えられることが C. J. Lin, J. H. Peery, W. R. Schwallier によって示されている(1970 年)。したがって ϕ が同一でも a の異なる 2 つのサスペンションが必ずしも同一の粘性率を与えるとはいえない。粒子濃度の大きい場合への拡張もいくつか知られている。剛体球の場合について粒子間相互作用を考慮した計算が G. K. Batchelor と J. T. Green によってなされており、 ϕ の二次までの近似で $\mu = \mu_0(1 + 2.5\phi + 7.6\phi^2)$ となることが示された(1972 年)。粒子濃度がさらに高い場合の粘度式は厳密なものではないが、種々のモデルや解析方法に基づいて提案されている。アインシュタインの粘度式は実験的には ϕ が 0.01 程度以下でしか検証されていない。これに対し、 $\mu = \mu_0/(1 - 2.5\phi)$ は多くの経験式が提案されているなかで比較的簡単な式であり、また ϕ についてかなり広範囲で成立する粘度式といえる。

アインシュタインの万有引力定数 = アインシュタインの重力定数

アインシュタインの比熱式 [英 Einstein's formula for specific heat, 独 Einsteinsche Formel für spezifische Wärme, 仏 formule d'Einstein pour chaleur spécifique, 露 формула для удельной теплоёмкости Эйнштейна] 固体元素の原子熱が、低温で、古典的な値 $3R$ (R は気体定数、 \Rightarrow デュロン-プティの法則)からずれて小さくなることを説明するために、1907 年に A. Einstein が導いた比熱式。固体を束縛原子の集合とみなし、各原子は、それぞれ平衡点のまわりで独立に三次元調和振動子として振動しているものとし、その振動数 ν は、すべての原子について共通であると仮定する(\Rightarrow アインシュタイン模型)。この調和振動子系の温度 T での熱振動によるエネルギーの平均値を、量子統計力学によって求めると、1 mol 当り

$$\bar{E} = \frac{3R\theta_E}{\exp(\theta_E/T) - 1}$$

となる。ここで、 $\theta_E = \hbar\nu/k$ (h はプランク定数、 k はボルツマン定数)は、アインシュタイン温度とよばれる特性温度であり、高温での古典的なふるまいから、低温での量子論的なふるまいに移行する境界の温度の目安を与えるものである。上のエネルギー \bar{E} を温度で微分することによって、定積モル比熱は

$$C_V = 3Rf_E(\theta_E/T)$$

となる。これをアインシュタイン比熱という。ここで $f_E(x) = x^2 e^x / (e^x - 1)^2$ はアインシュタイン関数とよばれる。 $f_E(x)$ の $x \rightarrow 0$ および $x \rightarrow \infty$ でのふるまいから、比熱は、高温($T \gg \theta_E$)では一定で $C_V \approx 3R$ 、低温($T \ll \theta_E$)では、 $C_V \approx 3R(\theta_E/T)^3 \exp(-\theta_E/T)$ で 0 に近づく。低温での実験値は T^3 に比例して 0 に近づくので、定量の一致は不十分である。この点は P. Debye によって改良された(\Rightarrow デバイの比熱式、デバイの T^3 法則)。

アインシュタイン比熱 [英 Einstein's specific heat, 独 Einsteinsche spezifische Wärme, 仏 chaleur spécifique d'Einstein, 露 удельная теплоёмкость Эйнштейна] \Rightarrow アインシュタインの比熱式

アインシュタイン方程式 [英 Einstein equation, 独 Einsteinsche Gleichung, 露 уравнение Эйнштейна] 一般相対性理論においては、時空を四次元リーマン空間と考え、物体の運動は空間の性質によって定まるとするが、逆に、この空間の性質は、存在する物質と場の運動量・エネルギーテンソル T_{ij} により決められる。この関係を与えるのがアインシュタイン方程式である。リッチ・テンソルを R_{ij} 、スカラー曲率を R 、計量テンソルを g_{ij} とすると、アインシュタイン方程式は

$$R_{ij} - \frac{1}{2} g_{ij} R + \Lambda g_{ij} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ij}$$

である。ここで G はニュートンの重力定数、 c は真空中の光速で、 $8\pi G/c^4$ はアインシュタインの重力定数である。 $[\text{長さ}^{-2}]$ の次元の定数 Λ を含む項は宇宙項とよばれ、 $\Lambda^{-1/2}$ は宇宙の大きさに関係すると考えられる。宇宙項は、はじめ、宇宙項のないアインシュタイン方程式が静的な解を与えないことから加えられたが、宇宙の膨張が実証され、静的な宇宙の解をもつ必然性がなため、 $\Lambda = 0$ とされることも多い。アインシュタイン方程式は、作用積分 $S = S_g + S_m$ 、 $S_g = (c^3/16\pi G) \int (R - 2\Lambda) \sqrt{-g} d^4x$ 、 $S_m = (1/c) \int L \sqrt{-g} d^4x$ 、 $g = \det(g_{ij})$ 、物質と電磁場のラグランジュ関数 L から変分原理 $\delta S = 0$ により導くことができる。また、弱い重力場では $g_{00} \approx -1 - 2\phi/c^2$ 、 $g_{\alpha\beta} \approx \delta_{\alpha\beta}$ 、 $g_{0\alpha} = g_{\alpha 0} \approx 0$ ($\alpha, \beta = 1, 2, 3$) であり、アインシュタイン方程式は

$$-\Delta\phi \approx \frac{8\pi G}{c^4} T_{00}$$

となる。物質の質量密度を ρ とすれば、物質とともに動く座標系では $T_{00} = \rho c^2$ であり、アインシュタイン方程式は重力ポテンシャル ϕ に対するポアソンの方程式 $\Delta\phi = 4\pi G\rho$ に帰着する。さらに、時空がミンコフスキーの時空からわずかにずれた場合の近似的な解として重力波が得られる。アインシュタイン方程式では物質の運動量・エネルギーテンソル T_{ij} が g_{ij} を通じて重力場をつくり出し、重力場はまたそれ自身の運動量・エネルギーをもつので、場に影響するから非線形方程式であり、重ね合せの原理が成り立たない。したがって、厳密解を求めるのは困難である。厳密解としては、シュワルツシルトの外部解、内部解、ライスナー-ワイルの解、ワイル解、クルスカルの時空、カーの時空、富松-佐藤解などがある。

アインシュタイン-ポドルスキー-ローゼンのパラドックス [英 Einstein-Podolsky-Rosen's paradox, 独 Einstein-Podolsky-Rosen-Paradoxon, 仏 paradoxe d'Einstein-Podolsky-Rosen, 露 парадокс Эйнштейна-Подольского-Розена] 量子力学的観測におけるパラドックス

のひとつ、量子論の開拓者であった A. Einstein は、量子力学の確率解釈が成立した後は強い批判者となり、次々にパラドックスを提出して正統的な理論体系を批判した。その内でこのパラドックスは特に重要であり、量子力学は物理的実在の完全な記述を与えないという彼の疑念から生まれた。Einstein は、「完全な物理的理論は物理的実在のすべての要素に対応する部分をもつべきもの」であり、「力学系を少しも乱すことなく、ある物理量の値を確実に知ることができるときに、この物理量に対応する物理的実在の要素が存在する」という基準を置いて、量子力学的観測を考えた。簡単のため、力学系 I, II があり、それぞれに(電子や陽子のスピンのように)2 個の固有関数 ϕ_1^I, ϕ_2^I しかもたない物理量 F^I, F^{II} があるとして、その測定問題を取上げよう。ある時間内だけ I と II が相互作用して全体系の波動関数が、たとえば $\Psi = (\phi_1^I \otimes \phi_1^{II} + \phi_2^I \otimes \phi_2^{II})/\sqrt{2}$ になったとする。その後 I と II が十分遠く離れたるが、そこで系 I に対して F^I の測定を実施する。結果が ϕ_1^I であれば、全体系状態は $\phi_1^I \otimes \phi_1^{II}$ となるので、その瞬間に系 II が状態 ϕ_1^{II} にあることがわかる(遠く離れた系の情報が瞬時に伝わるには不思議である)。I での測定が II に影響するはずはないから、Einstein の基準によれば、 F^{II} は物理的実在の一要素でありうる。しかし、同時に I での測定以前から II の状態(ϕ_1^{II})が決まっていたことにもなり、重ね合せ状態 Ψ と矛盾する。一方、 $x_1^I = (\phi_1^I \pm \phi_2^I)/\sqrt{2}$, $x_2^I = (\phi_1^I \mp \phi_2^I)/\sqrt{2}$ (F^I, F^{II} と非可換なある物理量 G^I, G^{II} の固有状態)を使えば、上と同じ状態が $\Psi = (x_1^I \otimes x_1^{II} + x_2^I \otimes x_2^{II})/\sqrt{2}$ と書き直せる。したがって、全く同様の推論により、I での G^I の測定結果(たとえば x_1^I)から II の状態(たとえば x_2^{II})を知る。すなわち、I での測定以前から、系 II はたとえば状態 ϕ_1^{II} にあると同時に x_2^{II} にもある。これは矛盾であるという。このパラドックスの根源は、系 II とは無関係に系 I での測定が可能だと考えたところにある。測定操作は系 I の波動関数だけに作用するのではなく、全体系の波動関数にも及ぶ(量子力学系の分離不可能性)。これは実験的にも検証されている。結局、このパラドックスは物理的実在についての古典的概念が量子力学の枠組みと両立しえないことを示すものであった。

アインシュタイン模型 [英 Einstein model, 独 Einsteinsches Modell, 仏 modèle d'Einstein, 露 модель Эйнштейна] 固体の比熱の温度変化を説明するために、1907 年に A. Einstein が提唱した固体の格子振動に対する模型(⇒アインシュタインの比熱式)。N 個の同種原子からなる結晶の格子振動を、N 個の独立な三次元調和振動子とみなし、しかもすべてが単一の振動数 ν をもつとするもの。ν をアインシュタインの特性振動数、それを温度に換算した $\theta_E = h\nu/k$ (h はプランク定数、 k はボルツマン定数)をアインシュタイン温度とよぶ。固体の格子振動を量子論的に扱う場合の最も簡単な模型として、比熱の計算以外にもしばしば用いられる。この模型では、格子振動の低周波領域が正しく扱われていないが、この点は P. Debye によって改良された(⇒デバイ模型)。

アウエルバッハ Auerbach, Felix 1856.11.12—1933.2.26 ドイツの理論物理学者、物理学史家。ドイツ東部のブレスラウ(現ポーランド領ワツワフ)の出身。1889 年以来、多年にわたりイェナ大学の教授を務め、主に数理論理学を講じた。研究分野は音響、弾性、磁気などであるが、他方、物理学の歴史的発展や物理学者の伝記に深い関

心を寄せ、年表・史書・伝記をも著している。[主著] *Die Methoden der theoretischen Physik*, 1925; *Geschichtstafeln der Physik*, 1910; *Entwicklungsgeschichte der modernen Physik*, 1923; *Ernst Abbe* (伝記), 1917。

アウトステート [英 out-state, 独 out-Zustand, 仏 état out, 露 состояние после] ⇒ LSZ 形式

亜音速流 [英 subsonic flow, 独 Unterschallströmung, 仏 écoulement subsonique, 露 дозвуковой поток] 高速気流では気体の圧縮性を考慮しなければならない。流れの場の中のすべての点で、流速がその点の音速より小さい流れ、すなわちマッハ数がどこでも 1 より小さい流れを亜音速流という。基準点(通常、物体から遠く離れた点)における気体の物体に相対的な速さと、その点の音速との比として定義したマッハ数を M_∞ とすると、圧縮性を無視した流れは $M_\infty = 0$ の流れとなるので、この流れからのずれを M_∞ のべき級数として逐次的に調べることでできる(M^2 展開法、ヤンツェン-レイリー法)。また、薄い物体や三次元の細長い物体を過ぎる流れでは、一様流からのずれを計算することもできる(薄翼展開法)。数学的にいえば、定常流を支配する基礎方程式がポテンシャル問題で現れるラプラス方程式と同じ型(楕円型)となつて、本質的には圧縮性も粘性も無視した完全流体の流れとあまりちがわないというわけである(⇒プラントル-グラウアートの法則)。

明るさ [英 brightness, 独 Helligkeit, 仏 brilliance, 露 яркость] 明暗の程度を表す量を明るさといひ、その大小は測定装置の波長特性、すなわち分光感度に依存する。普通は人間の目の分光感度(視感度)を基準にして表すが、写真乾板の分光感度や波長に対して平坦な分光感度を基準にすることもある。測光量としては視感度を基準にした照度や輝度などが、測色量としてはやはり視感度を基準にした XYZ 表色系の刺激値 Y や知覚色の明度などが、明るさの表示に用いられる。星の明るさは等級で表され、距離に無関係な光度で表す絶対等級や、測定装置の分光感度のちがいによる実視等級、写真等級などが用いられている。

アーガンド図 [英 Argand diagram, 独 Argand-Diagramm, 仏 diagramme d'Argand, 露 диаграмма Арганда] ⇒ 部分波解析

アキーザー損失 [英 Akhiezer loss, 仏 perte d'Akhieser, 露 потеря Ахизера] ⇒ ランダウ-ルーマー損失

アーク [英 arc, 独 Bogen, 露 дуга] ⇒ アーク放電

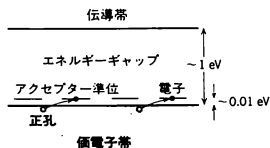
アーク光源 [英 arc light source, 仏 arc source de lumière, 露 дуговой источник света] ⇒ アーク放電

アークスペクトル [英 arc spectrum, 独 Bogenspektrum, 仏 spectre d'arc, 露 дуговой спектр] アーク放電からの光のスペクトルをさすが、アーク放電で強い光を放射するのは中性原子なので、中性原子のスペクトルをアークスペクトルという。アークでは励起電圧がスパークより低いので、中性原子のスペクトルがイオンのそれより圧倒的に強い。アークスペクトルは元素記号の後にローマ数字の I をつけて示す。たとえば、H I, He I, Fe I のように表す。それに対し、イオンのスペクトル(スパークスペクトルという)は元素記号の後に、1 価、2 価、…とイオンの価数に応じて II, III, …などを付けて表す。ある元素のアークスペクトルは周期表中で 1 つ後の元素の II のスペ

ークスペクトル, 2つ後の元素のⅢのスパークスペクトル, …に似ている(⇒分光学的変移法則)。

アクセプター [英 acceptor, 独 Akzeptor, 仏 accepteur, 露 акцептор] 半導体の母体から電子を受取る不純物や格子欠陥のことで, 母体の構成原子よりも原子価の小さい不純物がアクセプターとなる。また母体がイオン性結晶の場合には, 正イオンの欠けた空格子点も同じ役割をする。普通は母体に残る電子の抜けた孔に注目して, アクセプターは母体に正孔を与えるものと考え。Si, GeなどのⅣ族半導体中に置換して入った Ga や In などのⅢ族元素の不純物がアクセプターの代表例である。母体に正孔が生じたときには, アクセプターは余分の電子を受取り負に帯電しているのて, 正孔はこのイオン化したアクセプターに引きつけられてそのまわりを運動する。この状況は水素原子の場合に比べてすべての電荷の符号が逆となっている。周囲の原子の分極による誘電率の分だけ正孔とアクセプターとの結合が弱められるので, 正孔は容易に束縛状態から脱して自由正孔となり, 電気伝導に寄与できるようになる。したがってアクセプター不純物の濃度を制御することによって半導体の電気伝導率を変えることができる。この場合電流を担うキャリアーは正の電荷をもつ正孔なので半導体(または電気伝導)は p 型とよばれる。

アクセプター準位 [英 acceptor level, 独 Akzeptorniveau, 仏 niveau accepteur, 露 акцепторный уровень] 半導体中にアクセプターとなる不純物や格子欠陥が存在するとき, 半導体の価電子がアクセプターに捕えられ, その電子の抜けた後に生ずる正孔は負に帯電したアクセプターに引きつけられて運動する。この正孔の束縛状態のつくるエネルギー準位をアクセプター準位という。定性的には, ドナー準位の場合において, 電子を正孔に, 正に帯電したドナーを負に帯電したアクセプターに置換えればよい(⇒ドナー準位)。このときドナー準位の場合と比べて, すべての電荷の符号が逆になっていることに注意すると, アクセプター準位はエネルギーギャップのなかで価電子帯の上端のすぐ上に現れる(束縛エネルギーは約 0.01 eV の程度でエネルギーギャップの大きさよりはるかに小さい)。低温では正孔はアクセプター準位を占めているが(すなわち, 電子は価電子帯に存在してアクセプター準位が空のままである), 温度が上昇すると価電子帯に熱励起され(実際は価電子帯の電子がアクセプター準位に励起される), 電気伝導を担うことができる。またドナーのときと同様な理由で, 1つのアクセプター準位にはたかだか1個の正孔しか収容されないのが普通である。



アクセプタンス(加速器の) [英仏 acceptance, 露 акцептанс] 加速器やビーム輸送系で受入れることのできるビームの太さ, 広がりの上限を表すパラメーター。ビームの広がりにはエミッタンスで表され, 特定の加速器に入れることのできるビームのエミッタンスの最大値をその加速器のアクセプタンスとよぶ。アクセプタンスは機械的にビ

ームが通るパイプの太さと加速器の軌道設計(ベータatron 振動)によって決定される。現実には磁場一様性の劣化, 非線形振動などの原因で安定な軌道が狭くなりアクセプタンスが小さくなる。加速器がビームを受け入れるにはアクセプタンスがビームのエミッタンスより大きいだけでなく, その形の整合も必要である。図1の場合はアクセプタンスの外側のビームは失われ, 図2ではすべてのビームが受入れられる。アクセプタンスという呼称はベータatron 振動(横方向)だけでなくシンクロtron 振動(縦方向)に対しても用いられるときがある。その場合はアクセプタンスは加速周波数や電圧によって決る。

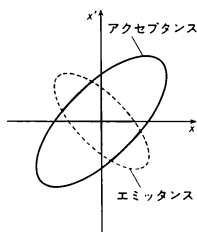


図 1

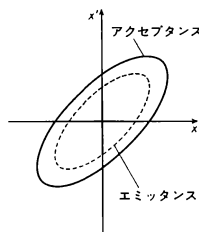


図 2

アーク線 [英 arc line, 独 Bogenlinie, 仏 raie d'arc, 露 дуговая линия] アーク放電のスペクトル線で, 主に中性原子のスペクトル線からなる。中性原子のスペクトルは元素記号の後にローマ数字 I をつけて, H I, O I のように表す。アーク線の例を次に示す。

H バルマー α H I 2-3 : 656.280 nm

ヘリウム He I $1s2s^1S_0-1s3p^1P$: 501.568 nm

酸素 O I $1s^22s^22p^4P_2-2p^33s^3S_1$: 130.217 nm

アクチナイド [英仏 actinides, 独 Aktiniden, 露 актиниды] ⇨ アクチノイド元素

アクチニウム系列 [英 actinium series, 独 Aktiniumreihe, 仏 série de l'actinium, 露 актиниевая серия] ⇨ 自然放射性核種の三系列

アクチノイド核 [英 actinoid nuclei, 仏 noyaux de actinoïde, 露 ядра актиноидов] 原子番号 $Z=89$ のアクチニウムから $Z=103$ のローレンシウムに至る 15 の元素の原子核。アクチニウムから始まるこれらの元素の化学的性質が, 互によく似ているので, 総称として用いられる。この領域の核に共通の性質が 2 つある。ひとつは核が変形していて回転スペクトルを示すこと(⇒希土類核)であり, もうひとつは放射性をもち不安定なことである。Ac, Th, U, ^{237}Np は, アクチニウム, トリウム, ウラン, ネプツニウムの自然放射性核種の 4 系列をつくる。付録の表を参照。 $Z=93$ 以上の超ウラン元素である Np, Pu, Am, Cm, Bk, Cf, Es, Fm, Md, No, Lr の 11 の元素は人工放射性元素である。これらの元素は, 一般に原子番号が大きくなるにつれて寿命が短く, より不安定となる。 $Z=104, 105$ の元素はその確認が公認されていないが, 数十秒の寿命と報告されている。これらの人工放射性元素は, 通常 α, β, γ 崩壊をして, 自然放射性核種の系列に入り, 最終的に Pb や Bi の同位元素にいきつく。また超ウラン元素のうち Z の大きい核は, 自発的に核分裂をしやすいくなり, 上記の崩壊と競合する。

アクチノイド元素 [英 actinoid elements, 独 Aktiniden, 仏 éléments d'actinoïde, 露 актиниды] Ac から始

まる $5f^6d^17s^2$ または $5f^7s^2$ の電子軌道配置をもつ元素。いずれも放射性元素であり、また Np 以後は人工元素である。Ac 以外の元素を総称してアクチナイドとよぶこともある。5f 電子がその磁性を担っている。希土類元素金属では 4f 磁性電子が空間的に局在しているが、軽アクチノイド元素金属およびその金属間化合物中の 5f 電子は、隣接 5f 電子と重なったり s, d 電子との混合軌道をつくることにより、局在している場合よりバンドを形成している場合の方が多い。このために上記金属には遍歴電子モデルから局在スピンモデルに至る広範囲の磁性が現れている。純金属では 5f 電子の増加とともに磁化率が増大し、Cm に至って反強磁性磁気秩序配列が低温で現れる。Cm 以後の重アクチノイド元素は生成量が少ないので固体としての磁気的性質は研究されていない。金属間化合物の磁気秩序に関してはヒルの経験則がある。すなわち、アクチノイド原子間の距離 $d_{An} < 0.34 \text{ nm}$ である化合物では、5f 電子の重なりあいによりバンドがつかれ、磁気秩序状態を生じないものである。 $d_{An} > 0.34 \text{ nm}$ の場合でも d 電子などと混合軌道をつくることにより磁気秩序を生じないものも多くある。磁気秩序の存在が知られているものは、U, Np, Pu 化合物で 50 以上あるが典型的なものを表に示す。磁気

化合物	結晶型	d_{An} [nm]	磁気 構造	秩序温度 [K]	飽和磁化 /原子 [μ_B]	常磁性 磁化 [μ_B]
UO ₂	CaF ₂	0.3859	AF	30.8	1.8	3.2
US	NaCl	0.3881	F	180	1.7	2.25
NpS	NaCl	0.3908	AF	20	0.9	2.2
NpPd ₃	Cu ₃ Au	0.4095	AF	55	2.0	~2.7
PuPd ₃	Cu ₃ Au	0.4103	AF	40	—	1.3

構造の研究のほか、単結晶による磁気励起(UO₂, USb), 磁気構造因子の測定(US, USb, URh₃)なども行われている。

アーク灯 [英 arc lamp, 独 Bogenlampe, 仏 lampe à arc, 露 дуговая лампа] アーク放電の発光を利用した光源(図参照)。大気中で放電させる開放型と密閉管球内で放電させる密閉型、光の質については白熱型とルミネッセンス型に分けられる。密閉ルミネッセンス型は各種高圧放電灯の項に説明されている(⇒キセノンランプ、水銀灯)。開放型としてはカーボンアーク灯が代表的である。太さ 6~8mm の炭素棒を、5~10 Ω の直列抵抗を通して交流 100 V の電源につなぎ、一時接触させて接触点を加熱した後、接触を開いて放電が安定になるようにすき間を調節することによって簡単に実現できる。本格的には直流電源を用いる。直流で点灯すると陽極の中心部に高温高輝度のくぼみができる。これを火坑(クレーター)とよぶ。火坑の温度は 4000 K、輝度は $16000 \text{ Cd} \cdot \text{cm}^{-2}$ にもなるので、投光器の光源として用いられる。陽極に穴をあけ分析したい試料を収めて発光させそのスペクトルを分光分析する目的にも用いられる。タングステンの小型球状電極をガラス球に封じたタングステンアーク灯は静かなアーク灯として白熱点光源が必要な場合に用いられていたが、白熱フィラメント型電球が発達しその輝度が高くなった結果、ほとんど用いられなくなった。

アーク特性 [英 arc characteristics, 独 Bogencharakteristik, 仏 caractéristique de l'arc, 露 характеристики дуги] ⇒ アーク放電

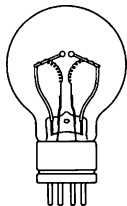
アーク放電 [英 arc discharge, 独 Bogenentladung, 仏 décharge par arc, 露 дуговой разряд] 電極間に流れる放電電流を増していったときの最終的な放電形式。陰極面での電流密度が大きいと電極の局部的な発熱が起り、電極材料が蒸発して放電に寄与するためますます電流の集中が起る。スポット状の輝点が生じるので陰極輝点とよぶ。十分な温度上昇が得られれば熱電子放出によって電子が供給されるようになる。水銀や銅のように融点の低い材質を陰極としたときには、蒸発は盛んに起るが温度上昇はそれほどなく、陰極表面の空間電荷によって生じた強い電場による電界放出で電子が供給される。

大気圧あるいはそれ以上の圧力でのアーク放電を高気圧アークとよぶ。放電路に沿って強い電場がかかっているが電子の平均自由行程が短いため電場から得るエネルギーは小さい。したがって電子衝撃による電離は期待できず、気体分子の温度が電子と同程度に高くなっていることによる熱電離が主役を演じている(⇒衝突電離)。電極近くでは細く、中央部でふくらんでいる円弧状の放電路をしていることからアークという名がつけられた。放電電流を増すと累積電離も手伝って放電維持電圧は下がる。すなわちアーク特性は負特性を示す。熱電子放出が放電電流を上まわるほど陰極が高温になると陰極降下はほとんどなくなり、累積電離も手伝って電離電圧よりも低い維持電圧のアーク放電が得られる。これを低電圧アークとよぶ。熱陰極放電もアーク放電に分類される。気体の圧力を下げると、グロー放電のときと同様に電子衝撃電離が支配的となり、さらに高真空にすると電極からの蒸発物質が電離して放電を維持するようになる。これを真空アークとよぶ。

アーク放電では気体分子の温度がイオンともども 5000 ~ 6000 K に達することから、アーク炉、アーク溶接に利用される。輝度の高い発光を利用したものがアーク光源である。一般にアーク放電を開始させるのに必要な電圧(点弧電圧)は高いが維持電圧は 10 V 前後と低いことが多い。そこで電極をいったん接触させて局部的なジュール加熱を行い、その後引離してアーク放電を持続させる方法がよく用いられる。水銀だめを陰極とした放電管は、陰極近傍での補助放電で主放電が制御できること、逆位相では放電しないことを利用して、水銀整流管として広く用いられていた。逆位相のとき、陽極面の汚れや二次電子放出などの原因によって逆向きの大電流が流れることがあり、これを逆弧とよんでいる。インダクタンスを含んだ回路を開いて急激に電流を遮断しようとするとき、 $L di/dt$ による大きな起電力を誘起し、アークを生じる。これを遮断アークとよぶ。このアークを防ぐためにいろいろな消弧法がくふうされている。

アグリコン [英 aglycone, 独 Aglykon, 露 аглю-кон] ⇒ 配糖体

アクリシヨ [英 accretion, 仏 accrétion] 天体にガスなどの物質が降り積る現象。単独の天体が星間ガス中を運動するときアクリシヨが起るが、物質の降着率は極めて小さく、その影響は無視できる。近接連星系では、一方の星から相手の星に多量の質量の移動がしばしば起る(⇒ロッシュ・ローブ)。質量の流入する星が深い重力ポテンシャルをもつ中性子星やブラックホールなどの超高密度星である。これらの星に流れ込んだガスは高温状態



となりX線を放射する。また、白色矮星の場合にはある程度の厚さまで降り積ると、その降着質量層の底部で熱核反応の暴走が起り、新星爆発現象として観測される。中性子星でも同様の過程が起るが、放射の大部分はX線領域に放射されるため、X線バーストとよばれている。クエーサーや活動的銀河中心核のエネルギー源が、巨大ブラックホールへのアクリションであるとする説が提唱されているけれども、確証されたわけではない。

アクリションディスク [英 accretion disk, 仏 disque d'accrétion] 近接連星を構成する中性子星やブラックホールに相手の星からアクリションがある場合(⇒ロッシュ・ローブ)、流れ込むガスは一般に角運動量をもつため、直接これらの星には落下せず、円盤状になってこれらの星のまわりを回転する。このようなガス状円盤をアクリションディスクという。アクリションディスクを構成するガスは磁気粘性や乱流粘性による摩擦のために角運動量を失い、徐々に中心の星に落下する。落下の過程で重力エネルギーが熱エネルギーに変り、高温ガスディスクとなりX線を放射する。この考え方は最初、ブラックホールが存在すると考えられているはくちょう座のX線源を説明するために導入されたのであるが、応用範囲が広いので、多数の研究者によってディスクの構造、安定性などがいろいろの観点から研究されている。中心星の質量や単位時間当りに降着するガスの量の違いにより、透明で厚みのあるディスクから不透明で薄いディスクまでさまざまな場合がある。同時に放射されるX線のエネルギースペクトルもそれぞれ異なる。

アーク炉 [英 arc furnace, 独 Lichtbogenofen, 仏 four à arc] ⇒ アーク放電

アクロマート [英 achromat, 独 Achromat, 露 ахромат] ⇒ レンズ

アコースティックエミッション [英 acoustic emission, 独 Schallaussendung, 仏 émission acoustique, 露 акустическая эмиссия] 物質の構造変化や欠陥の発生などに伴ってパルス状の応力波が発生すること。略してAEともい非破壊検査と物性研究の両分野で研究が進められている。材料が破壊する初期段階では、まず微細な割れが発生し、これがしだいに成長して破壊に至ると考えられるが、初期の割れに伴うAEを検出すれば破壊の予知や防止に役付く。AEの発生状況は材質や、また応力のかけかたにより異なる。AEの検出には小型圧電素子が主として用いられ、複数のセンサーによってAE発生源の標定も行われている。AE法は放射線や超音波などによる非破壊検査法と異なり、常時監視が可能で、大型プラントや航空機などに一部実用化されている。一方、物性研究への応用としては、強磁性体や強誘電体における分域壁の移動や、各種の相転移に伴うAEが観測されており、転移や変態の新しい検出手段として検討されている。地震もそれ自身が地殻における大規模なAEであるが、前駆現象の微弱振動を地震予知に用いようとする試みもある。

麻田剛立 あさだ ごうりゅう 1734(享保19)–1799(寛政11).5.22 医師、天文学者。豊後杵築藩の綾部綱齋の四男(二子ともいわれる)として生れる。名は妥影。家は代々藩医であったが、幼いころから天象を見て楽しみ、やがて家業の医学を学ぶ一方、耶穌会士らの漢訳天文書をもとに粗末な器械を作って天体観測をしながら天文学を独学した。数学は宅間流を学んだといわれる。明和年

間(1742–72年)藩の侍医となったが、天文研究に専念するため禄を辞して脱藩、大阪に出て医を業とするかたわら天文哲学の研究に励んだ。このころ、姓名を麻田剛立と改め、麻田流天文学を開いた。観測器械を改良、レンズを磨いて望遠鏡を製作し、これと振り子時計、象限儀とを使って日夜観測を続け、「実験録推歩法」を著した。また、この観測結果に基づき家用用の「持中曆」を作成、1763年には部分日食を正確に予言している。太陽黒点を観測して太陽の自転周期を求めたり、月面や木星の4つの衛星の運行、土星の環の変形などの観測、日食時には地球の影から地表上の海と大陸との分布の推察も行っている。1792年天文定数の長周期変化を経験的に取入れた「日躔消長法」を完成したが、これは後に近代天文学が知られるようになると、その欠点が指摘された。また彼は、J. Keplerの第三法則を独自に考察したともいわれる。1795年幕府に改暦のことで召されたが、病と称してこれを辞し、弟子の高橋至時、間重富を推挙し、1798年に彼らは寛政暦を完成させた。麻田は隠居して医業を営んだ。彼の弟子には、高橋、間のほか坂正永、西村太冲、足立信頭などがあり、麻田流天文学は一世を風靡した。1916年従四位を追贈された。

亜酸化銅光電池 [英 cuprous oxide photocell, 独 Kupferoxydulphotoelement, 仏 cellule à oxyde de cuivre, 露 купроксний фотоэлемент] 亜酸化銅整流器と同様の構造で亜酸化銅の上に薄い金の電極をつけ、光がこれを透過して亜酸化銅と金属の接合部で光起電力を生じる。600nmの波長で高感度をもつがあまり使用されない(⇒亜酸化銅整流器)。

亜酸化銅整流器 [英 cuprous oxide rectifier, 独 Kupferoxydulgleichrichter, 仏 rectificateur à oxyde cuivreux, 露 купроксний выпрямитель] 純度の高い電気銅の板の表面に亜酸化銅の層をつくり、亜酸化銅より銅の方へ電流が流れやすい性質を利用した整流器である。逆耐圧は約6V、整流電流は0.04A・cm⁻²、使用温度は最高50°Cである。整流順方向の電流の立上がり電圧は約0.3Vとほかの整流器より相当低いのが特徴である。このために計器用の整流器やリング変調器に使用されている。

亜硝酸ナトリウム [英 sodium nitrite, 独 Natriumnitrite, 仏 nitrite de sodium, 露 нитрит натрия] 硝酸ナトリウムに鉛を加えて溶解するか、水酸化ナトリウムまたは炭酸ナトリウム水溶液に酸化窒素を吸収させて濃縮し結晶化させると得られる。大型結晶を得るには前者の方が容易である。化学式はNaNO₂。特級試薬が市販されている。融点は281°C、320°C以上で分解する。融体を徐冷した場合、淡黄色の結晶が得られ、(101)面で顕著なへき開を示す。潮解性が強い。比重2.157(常温)。結晶系は斜方晶系、格子定数はa=3.560, b=5.563, c=5.384 Å (26°C)、強誘電体として著名であり非常に詳細に研究されている。キュリー点は163°C。これ以下で空間群Im2m-C_{2h}、b軸方向に自発分極する。強誘電性の起因はNO₂基の配向とこれに伴うNaの変位が+b, -b方向で等確率でないためで、典型的な秩序、無秩序相転移の例と考えられている。キュリー点以上の空間群はImmm-D_{2h}であるが、キュリー点直上約1.5°C幅で非強誘電性の別相が存在する。この相は、a軸に沿って単位胞の非整數倍の周期(〜8倍)で構造因子が変調されている長周期構造をもつ。近年、このような相を非整合相とよんでいる。これ以外

に、圧電定数 d_{22} と d_{23} , および電気光学レスポンス $r_{42} = r_{22} - (n_3/n_2)^3 r_{32}$ が約 100°C 付近で符号を反転すること、 200°C 以上では容易に塑性変形を生じるプラスチック結晶であることなどが知られている。

アース = 接地

ASCII [英独 ASCII] American standard code for information interchange の略称。米国情報交換用標準コード。本来は 7 ビットのコードであったが、多くの計算機に導入するために 8 ビットのコード ASCII-8 として用いられることが多い(表参照)。このほか 8 ビットのコードに

7-4 3-0	4	5	6	7	8	9	A	B	C	D	E	F
0	SP	0					@	P			\	p
1	I	1					A	Q			a	q
2	~	2					B	R			b	r
3	#	3					C	S			c	s
4	\$	4					D	T			d	t
5	%	5					E	U			e	u
6	&	6					F	V			f	v
7	'	7					G	W			g	w
8	(8					H	X			h	x
9)	9					I	Y			i	y
A	*	:					J	Z			j	z
B	+	;					K	[k	
C	.	<					L	\			l	!
D	-	=					M]			m	
E	.	>					N	^			n	-
F	/	?					O	_			o	DEL

は、IBM 社で開発された拡張二進化十進コード (EBCDIC), その日本版でかなコードを含む EBCDIK, わが国の JIS 規格である JISCII などがある。ASCII 系と EBCDIC 系の大きな差は英字と数字の照合順序(collating sequence)であって、ASCII では数字、英字、英小文字の順であるのに対して EBCDIC では英小文字、英字、数字の順になっている。英数字の項目を分類キー(sort key)として分類を行うと両コード系では異なるレコードの配列順序を与える可能性があることに注意する必要がある(⇒内部コード)。

アストロトロン [英仏 astron, 独 Astron, 露 астро́н]

アメリカのローレンス・リバモア研究所の N. C. Christofilos が 1950 年代に考案したプラズマ閉じ込めのひとつの方式。軸対称の磁力線が中央で膨らんでいる磁場(ミラー磁場)中へ、高エネルギー電子流をパルス的に入射する。入射は対称軸に対して、直角もしくは斜角で行う。電子のエネルギーはちょうど対称軸を周回する軌道になるようにする。周回する電子数がある値以上になると電子流の電流のつくる自己磁場はミラー磁場の絶対値より大きくなり、かつその方向はミラー磁場と反対である。このとき、合成された磁場には、磁力線が閉じている領域ができる。この領域内にプラズマを閉じ込めるのがアストロトロン方式である。反転させている電子は 1 つの層状になっているので、この層を E 層という。ミラー磁場を大きくして、磁場の

反転を実現しようとする、E 層の半径は高エネルギー電子のラーモア半径となっていることから、電子のシンクロトロン放射によるエネルギー損失が大きくなる。これを改善するために、高エネルギー電子を高エネルギーの陽子に置換えることが考えられる。このときの陽子の層を陽子層という。

アストン Aston, Francis William 1877.9.1—1945.

11.20 イギリスの実験物理学者、化学者。バーミンガム近郊のハーボーンの生れ。メイスン・カレッジで化学を学んだ後、1903 年からはバーミンガム大学(1900 年にメイスン・カレッジが昇格)の J. H. Poynting の下で物理学を学ぶ。1910 年キャンベンディッシュ研究所および王立科学研究所の J. J. Thomson の助手となる。第一次世界大戦中は空軍で研究につき、1920 年ケンブリッジ大学トリニティー・カレッジ特別研究員。1921~45 年キャンベンディッシュ研究所研究員。1935 年には国際原子委員会議長に任命された。1908 年水素やヘリウムなどの気体放電の研究で陰極に隣接する数ミリメートルの暗部(アストン暗部)を発見した。また、Thomson が 1912 年にネオンの分析中発見した原子量 22 の未知の気体を研究し、初めは液体ネオンの分留を行ったが成功せず、次いで拡散法を用い、自作の微量天秤によって原子量のわずかな違いを見いだした。最終的には 1919 年に Thomson の陽極線装置を改良した質量分析器で非放射性物質であるネオン原子にも質量 20 と 22 の同位体が存在することを確認した。また、 O^{16} を原子量単位とする整数法則を発表。著書 *Isotopes* (1922 年)では原子力エネルギーの効力と危険性を論じた。1927 年既知元素のほぼすべてについて質量欠損と質量数の関係を示した。1922 年「質量スペクトルによる多数の非放射性元素の同位体の発見および整数法則の発表」でノーベル化学賞を受賞したほか、ロンドン王立協会のヒューズ・メダル(1922 年)、ロイヤル・メダル(1938 年)など多くの賞を受賞。[著書] *Isotopes*, 1922; *Mass-Spectra and Isotopes*, 1933.

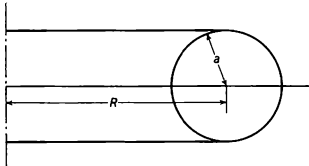
アストン暗部 [英 Aston dark space, 独 Astonscher Dunkelraum, 仏 espace sombre d'Aston, 露 астро́новское темное пространство] 冷陰極放電管に He や Ne のように励起電圧の高い気体を数 Torr の圧力で封入し、直流のグロー放電をさせたとき、陰極の直前に観測される暗い部分のこと。最初に発見した F. W. Aston にちなんでこの名がある。正イオンの衝撃によって陰極から放出された二次電子が陰極降下で加速され、やがて頻繁な電離を起すようになって、陰極に向かう正イオンと陽極方向への電子の供給源である負グローを形成する。陰極と負グローの間を陰極暗部とよんでいるが、電子が陰極から負グローに達する前に気体の励起電圧以上のエネルギーを電場から得ていれば、気体分子を発光させることができる。この発光を陰極グローとよび、陰極と陰極グローの間をアストン暗部、陰極グローと負グローの間をクルックス暗部、またはヒットルフ暗部とよんでいる。負グローから陽極に向かつては、ファラデー暗部とよばれる発光のないプラズマ(ダークプラズマ)を経て陽光柱へと続いている。

アスピレーター [英 aspirator, 仏 aspirateur, 露 аспира́тор] ⇨ 水流ポンプ

アスペクト比 [英 aspect ratio, 独 Seitenverhältnis, 仏 allongement, 露 относительное удлинение] [1] 一般にある幾何学的形状をもったものについて代表

的な2つの方向の寸法の比のことをいう。縦横比。たとえば、縦1m、横5mの長方形のアスペクト比は0.2(1:5)である。特に航空工学においては、航空機の翼の長さの二乗と翼面積の比、あるいは翼の長さや翼弦長の比をよぶ。また、テレビジョン工学では、画面の幅と高さの比のことをいう。さらに、粒子状物体ではそれを回転楕円体近似し[長径/短径]、繊維状物体では[長さ/直径]、円板状物体では[直径/厚さ]をアスペクト比とよぶ。特に複合材料において短繊維補強を行う場合は、そのアスペクト比が繊維の強度と繊維マトリックス間の接着強度で決まる限界アスペクト比よりも大きくない場合は複合効果が少ないので、アスペクト比は、材料設計上重要な意義をもっている。

[2] トーラスプラズマの大半径を R とし、プラズマ断面の小半径を a とすると(図参照)、比 R/a をアスペクト比という。また a/R を逆アスペクト比という。



アズベル - カーナー共鳴 [英 Azbel-Kaner resonance, 独 Azbel-Kaner-Resonanz, 仏 résonance d'Azbel-Kaner, 露 резонанс Азбеля-Канера] = アズベル - カーナー効果

アズベル - カーナー効果 [英 Azbel-Kaner effect, 独 Azbel-Kaner-Effekt, 仏 effet Azbel-Kaner, 露 эффект Азбеля-Канера] 金属単結晶の表面に平行に磁場をかけ、これに垂直にマイクロ波電場を加えたとき、十分低温で高純度であり異常表皮効果を示す試料に対しその表面抵抗が磁場の強さ H の変化とともに振動する現象をいう。この場合、マイクロ波が侵入している表面層の厚さに比べて平均自由行程が十分長いので、フェルミ面の伝導電子のうち、磁場に沿ってらせん運動(サイクロトロン運動)しながら、散乱されずに何回も繰返し表面層に現れるものが存在する。この電子の表面層への出現が常にマイクロ波電場と同調して起るならば、電場のエネルギーは共鳴的に吸収される。マイクロ波の角振動数を ω 、伝導電子のサイクロトロン振動数を ω_c とすると、共鳴の条件は $\omega = n\omega_c$ (n は整数)で与えられる。 ω_c は H に比例するので、表面抵抗は H^{-1} について周期的に振動することになる。また、この効果に有効に寄与するのは、結晶軸と表面および磁場の方向の間の幾何学的配置の関係など、実験条件で決まる特定のフェルミ面上の軌道上の電子であり、そのような電子のもつ有効質量(サイクロトロン質量とよばれる)が ω_c を決める。したがって、上述の表面抵抗の振動の周期から、フェルミ面の形状についての知識が得られる。また、電子の散乱による緩和時間を τ とすると、共鳴による振動が鋭く観測されるためには $\omega_c\tau \leq 1$ の条件が満たされていることが必要であり、振動の振幅の減衰のようすから電子散乱の大きさがわかる。この効果は、1956年にM. AzbelとE. A. Kanerにより理論的に予言され、その後、多くの金属について観測されている。アズベル - カーナー共鳴ともよばれる。なお、半導体の場合には、これに対応する現象をサイクロトロン共鳴とよんでいる。

アスマン通風乾湿計 [英 Assmann aspiration psy-

chrometer, 独 Abmann-Aspirationspsychrometer, 仏 psychromètre à aspiration d'Assmann, 露 психрометр Ассмана] ⇒ 乾湿計

アセチルコリン [英 acetylcholine, 独 Acetylcholin, 仏 acétylcholine, 露 ацетилхолин] ⇒ 自律神経系

アセノスフェア [英 asthenosphere, 独 Asthenosphäre, 仏 asthénosphère, 露 астеносфера] 地球表層部(数十～250km)のかたい層(リソスフェア, ⇒プレートテクトニクス)の下に横たわるやわらかい層のこと。上部マントルにおける地震波の低速度層と同一のものであると推定されているが下限の深さは不確定である。またこの層では地震波の減衰も大きい。リソスフェアの岩石圈に對置して岩流圈とも訳されるのは、アセノスフェアは粘性率がほかの部分より低いため、流動しやすいと考えられるからである。アセノスフェアの粘性率は、アイソスタシーの研究などから 10^{20-22} P程度とされているが、この値は下部マントルの粘性率($\sim 10^{24-26}$ P)に比べて小さいので、プレート運動に対する反流はアセノスフェアに集中するという考えもある。しかし、粘性率の推定は一意的ではなく、マントル内では深さによる変化は小さく、だいたい 10^{22} Pくらいであろうという結果もだされている。低粘性率や低速度などがすべて部分熔融によるのかどうかは、まだ確定していない。現在のところアセノスフェアは多分に概念上の存在であって今後の研究に期待するところが大きい。

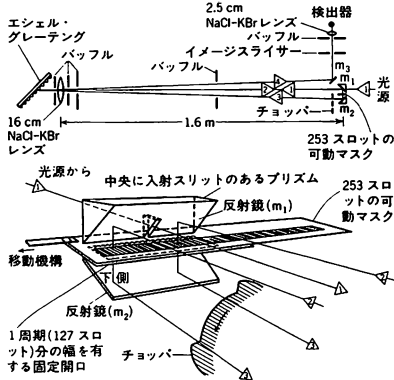
アセンブラー言語 [英 assembler language, 独 Assemblersprache, 仏 langage d'assemblage, 露 язык ассемблера] 計算機において、機械語のプログラムを書きやすくするためにつくられたプログラム言語であり、計算機向き言語として最も基本的なもの。アセンブリー言語(assembly language)ともいう。この言語で書かれたプログラムの1行はほぼ機械語1命令に対応する。計算機の機種が違えばアセンブラー言語も異なるのが普通である。機械語で直接プログラムを書くことに比較して、アセンブラー言語で便利な点は、記号アドレスが使えること、命令のアドレス部に式を書けること、機械語命令のコードを覚えやすい記号(mnemonic code)で書けること、定数がわかりやすく表現できること、などである。マクロ機能を備えていることもある。マクロ機能とは、一連の命令の列をあたかも1命令のごとく定義し、書くことができる機能である。これらの便利さは高水準言語の便利さに比較すればずるっと劣るものであり、アセンブラー言語によるプログラミングは困難ではあるが、計算機のもつすべての機能を直接的に活用したプログラムを書くことができる。アセンブラー言語で書かれたプログラムを機械語のプログラムへ翻訳するプログラムがアセンブラー(assembler)である。マクロ機能を備えている場合はマクロアセンブラー(macro assembler)とよばれる。

アタクチック高分子 [英 atactic polymer, 独 ataktisches Polymer, 仏 polymère atactique, 露 атактический полимер] ⇒ 立体規則性

頭なしバンド [英 headless band, 露 безголовная полоса] バンドの頭のないバンド。バンドスペクトルでは、バンドの一方の端に1個または数個のバンドの頭とよばれる、回転線が密集したエッジ構造を示すのが普通であるが、分子の回転定数が遷移の前後でほとんど変化しない場合には、バンドの頭が現れない。赤外スペクトルに現れる分子の回転振動バンドなどはこの例であり、可視領域や

紫外領域に現れる電子バンドスペクトルにもまれに見られることがある。また、いくら分解能をあげても、回転構造の見られないぼやけバンドも頭なしバンドの一種である。

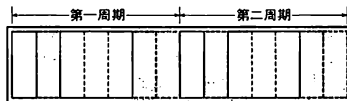
アダマール変換分光器 [英 Hadamard-transform spectrometer, 露 спектрометр преобразования Адамара] アダマール変換分光法の原理に基づく分光器。アダマール変換分光法は、通常の回折格子分光器に対して手軽に適用でき、特に使用波長領域に制限がなく、そのマルチプレックスの利得を活用して高感度とすることができるため、主として強い光源を得難い赤外分光器に応用されている。一例として P. Hansen, J. Strong らの光学系を図に示す。入射光△は回折格子分光器を通りスペクトル△となって入射スリットの位置に戻り、細長い互いに 90°の角をなす 2 枚の反射鏡 m_1, m_2 で折返し、光束△となる。チョッパー△は△の光のみを調節するが、この光束はスペクトルに分散されて幅が広がっているので、全部のスペクトル要素がほぼ同時に断続されるように留意してある。光束△は再び分光器に入り、分散が打ち消され、光束△となって検出器に入る。 m_1 と m_2 の中央のスペクトル面に 253 個のスロットをもった可動マスクをおき、スロット幅ずつ逐次可動マスクを移動して 127 点で検出器出力を測定し、これをアダマール変換すると、127 個のスペクトル要素が計算によって求められる。この分光器は収差の少ない長焦点距離のコリメーターを用い、分解能の向上を主眼としてつくられたもので、分解度は波長 $6\mu\text{m}$ で約 0.1 cm^{-1} である。



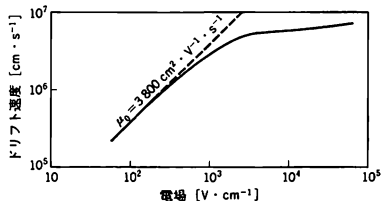
以上は単一入射スリットの例であるが、光源が大きく、比較的大きなスリット幅を照明できれば、入射スリットもマルチ化でき、この方が光量の点で有利になる。その例に波長範囲 $2.5\sim 15.0\mu\text{m}$ の分析用赤外光計 HTS 255-15 がある。入射、出射スリットにそれぞれ 15 スロット、255 スロットのマスクを用い、その単一スロットの大きさは $28.5\times 0.15\text{ mm}^2$ である。他の分散型分光器、フーリエ分光器に比較して格段の明るさをもつて設計されている。

アダマール変換分光法 [英 Hadamard-transform spectroscopy, 露 спектроскопия преобразования Адамара] 特殊なマスクを用い、マルチプレックス化(⇒フェルグットの利得)と入射光量の増大をはかった比較的新しい型の分散分光法である。いま単一入射スリットの分散型分光器を考えて、その出射スペクトルの比較的狭い波長域を M (たとえば $M=2^n-1$, n は任意整数)個のスペクトル要素に分割し、その各々の強度を x_j ($j=1,2,\dots,M$)とす

る。このスペクトルの結像位置にスペクトル要素の波長幅に相当する幅のスロットを M 個もつマスクをおき、このマスクを通った光を再び集めて 1 個の検出器に入射させ、測光するものとする。このときマスクを分散方向に順々にスロット幅だけずらし、その度ごとに検出器の出力 y_i ($i=1,2,\dots,M$, 測定順番)を測り、計 M 回の測定を行うと、 i 番目の測定位置における j 番目のスロットの透過率 (1 または 0) を w_{ij} とし、その配列を行列 $[w_{ij}]$ で表せば、列ベクトル $\{y_i\}$, $\{x_j\}$ は、 $[w_{ij}]\{x_j\}=\{y_i\}$ の形となり、 $\{x_j\}=[w_{ij}]^{-1}\{y_i\}$ により $\{x_j\}$ が求まる。ここでマスクのスロットの透過率 (1 または 0) の分布行列をアダマール行列に対応するよう作成しておくことと計算が楽になる。また各測定にはそれぞれ雑音が付随するが、同一の分散型分光器を用い測定時間を同じにすると、この方式は単一スリット方式に対し、 M 回測定の場合には、SN 比が $\sqrt{M/2}$ 倍に改善される。なお、入射スリットもマルチ化するなど、分解能を低下させることなく入射光量の著しい増加とともに、マルチプレックス化による SN 比の改善もできる。しかし測定中の光源の変動をいかに処置するか、最適の測定条件がすべての計算後でないと判明しないなどの問題もある。図は 7 スロットのマスクの一例で、マスクを分散方向に移動したとき、スロットが循環的になるよう 2 周期分の配列を含む。

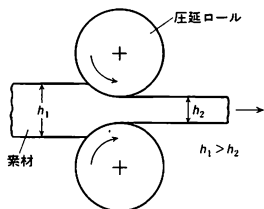


熱い電子 [英 hot electron, 独 heißes Elektron, 仏 électron chaud, 露 горячий электрон] 半導体に高電場パルスを加加すると、伝導電子の電場から受取るエネルギーの割合が結晶格子との衝突によって失う割合よりも増え、電場の熱平衡状態のときの電子温度(格子温度に等しい)より高い温度の定常状態が実現する。このような電子を熱い電子とよぶ(⇒電子温度)。電子の移動度を μ とし、印加電場を E とすると電子が単位時間に電場から受取るエネルギーは $e\mu E^2$ で与えられ、電場の二乗に比例して増加するので、高電場で平衡状態を保つためには電子は格子振動と効率よく衝突してそのエネルギーを失わなければならない。電子の衝突緩和時間(衝突と衝突の間の平均時間)は、音響フォノン散乱、光学フォノン散乱のいずれも電子エネルギー(したがって電子温度)が高くなるほど短くなるので、電子温度が高いほど効率よく電場からもらったエネルギーを格子振動に与えることができる。つまり、電子温度 T_e は格子温度 T_L よりも高い状態($T_e > T_L$)で定常状態に達し、熱い電子がつくれる。図は n-Ge における電流・電圧特性の測定から電子のドリフト速度 v_d を電場 E の関数として求めたもので($J=ne\mu E=nev_d$)、高電場で飽和の傾向が見られる。 $v_d=\mu E$ であるから高電場に



なるにつれ移動度 μ が減少している。移動度と緩和時間 τ の間には $\mu = e\tau/m^*$ (m^* は電子の有効質量)の関係があるから、高電場で τ が減少していることを意味している。電子の平均自由行程を l とし電子の熱速度を v とすると、 $\tau = l/v$ であり、 l は格子温度で決る量であるから、 τ の減少は電子の熱速度 v の増加を意味する。つまり、電子温度 T_e は $(1/2)m^*v^2 = (3/2)kT_e$ であるから電界の増加とともに高くなり、熱い電子がつくられる。電流飽和つまりドリフト速度の飽和は、電子が光学フォノンによる非弾性散乱を強く受けるため、光学フォノンのエネルギーを $\hbar\omega_0$ とすると、電子が $(1/2)m^*v_{\max}^2 = \hbar\omega_0$ 以上のエネルギーをもつようになると非常に高い確率で光学フォノンを出してほとんどエネルギー0の状態に遷移し、電子は平均として $v_{\text{sat}} = (v_{\max} + 0)/2 = (\hbar\omega_0/2m^*)^{1/2}$ の飽和速度で動くようになるためである。この現象は1950年にE. J. RyderとW. Shockleyによって発見され、1951年にShockleyにより上のような概念で説明された。熱い電子や熱い正孔を総称して熱いキャリアとよぶが、これらに関係した重要な物理現象としては、(1) 佐々木-渋谷効果、(2) ガン効果、(3) 分布関数のマクスウェル分布からのずれなどがある。(1)はn-Siやn-Geなどの伝導帯のように多谷構造をもっていて有効質量の異方性があると、バレー(谷)間の電子温度の違いにより、バレー間で移動度が異なったり、電子の再配分が起り、電流方向と直角な方向に起電力を発生する効果である。(2)は有効質量が小さく移動度の大きい伝導帯とそれよりも高いエネルギーの所に有効質量が大きく移動度の小さい伝導帯があるとき、高電場によってつくられた熱い電子が高い伝導帯に遷移して、電場の増加とともに電流の減少するいわゆる電圧制御型負抵抗が現れ、高電場分域の発生とその伝播による電流発振の起る現象である(⇒負抵抗, ガン効果)。(3)は電子や正孔が光学フォノンによる散乱のように非弾性散乱を強く受ける場合、その分布関数がマクスウェル分布から著しくずれるもので、1964年にW. E. PinsonとR. Brayによりp-Geで発見され、熱いキャリアの呈する種々の現象で実験と理論の不一致の原因がこの分布関数に起因することが明らかになった。後に、黒沢達美はモンテカルロ法によりこの分布関数を導出した。

圧延 [英 rolling, 独 Walzen, 仏 laminage, 露 прокатка] 回転する2つのロールの間に材料を挿入し、塑性変形を利用して厚さまたは断面積を減少させる加工法(図参照)。この作業は常温または熱間で行われ、材料はロ



ールとの間の摩擦力によって引込まれながら連続的に圧縮延伸されるので、ロールで圧延された材料は、主として長手方向に伸び、冷間圧延を受けた材料は圧延繊維組織を呈し、加工硬化して強度は上昇するが延性は低下する。そのため再度加熱焼なまして出荷されることが多い。大量生産に適し、自動車用外板から造船用鋼板まで金属材料の大半

は圧延で製造されており、非金属材料でも種々の形態で利用されている。圧延で溝付きロールを用いたり、側方からのロールと組合せると丸棒や異形断面材をつくることができる。さらに特殊な圧延機を使うことによりリング状製品を圧延したり、プラグまたはマンドレルを使ってせん孔、圧延して管状製品をつくることにも利用されている。

圧延磁気異方性 [英 roll magnetic anisotropy, 独 walz magnetische Anisotropie, 仏 anisotropie magnétique par laminage, 露 магнитная анизотропия по прокату] 強磁性合金を冷間圧延することによって生ずる磁気異方性。A, B 2種類の原子が混合してできる強磁性固溶合金で、多少ともA, B異種原子が隣接位置にくる傾向のある場合に生ずる。このような場合、3種類のAA, BBおよびAB原子対はそれぞれ異なる磁気双極子相互作用をもつが、それらが立方対称を保って分布している限りは全体として磁気異方性は生じない。しかし、冷間圧延を行うと、塑性変形を行う際にずり変形を生ずるので、すべり面の両側をつなぐ原子対の種類が変わり、そのため原子対の分布が異方的になって、双極子相互作用から磁気異方性を生ずる。鉄-ニッケル合金の場合、適度の圧延によって $10^4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ 程度の大きな一軸異方性を生ずる。50%鉄-ニッケル合金の(001)面を[100]方向に圧延すると、[010]方向を容易方向とする一軸異方性を生ずるため、圧延方向の磁化曲線は直線のにねた形になる。この恒透磁率はアイソパームという磁性材料で利用されたが、現在ではあまり用いられていない。

圧縮圧力計 [英 crusher gauge, 独 Stauchzylinder-Druckmesser, 仏 manomètre à écrasement, 露 манометр сжатия] 銅や鋼鉄などの円柱に動的高圧力を加え、円柱に生じた塑性変形の大きさを測定することにより、圧力の最大値を知る圧力計。衝撃的な加圧によって円柱に残された変形量を測定するため、1回の衝撃実験で発生した最大圧力値だけが測定される。円柱の軸方向の変形を測る方法のほか、鋼製の厚い円板に先端の角度が 120° の円錐体を衝突させ、銅板に生じた円錐くぼみの最大直径を測定して圧力を知る方法もある。爆薬による爆発圧力や、圧縮高圧ガスを駆動力として飛翔体を高速に加速し、これを試料物質に衝突させて発生する衝撃圧力などの測定に用いる。銅円柱を使ったものを銅柱圧力計ともいう。

圧縮因子 [英 compressibility factor, 独 Kompressibilitätsfaktor, 仏 facteur de compressibilité, 露 коэффициент сжимаемости] 絶対温度 T 、圧力 p の下での1 molの気体の体積を V とすると、 $Z = pV/RT$ (R は気体定数)を圧縮因子または圧縮係数という。理想気体では $Z = 1$ であるが、実在の気体では1から多少ずれており、このずれは、その気体の理想気体からのずれを表す目安になる。1 atm, 300 Kにおける圧縮因子の例を表に示す。

圧縮因子の例 (1 atm, 300 K)

空 気	0.999 70	N ₂	0.999 82
Ar	0.999 37	O ₂	0.999 39

圧縮因子の値は、臨界点に近づくにつれて小さくなってゆき、与えられた独立変数の値に対する Z の値はまちまちである。しかし、多くの気体は「対応状態の原理」に従うため、臨界点における圧縮因子 Z_c の値は、たとえば、無極性の単純な気体でほぼ0.29、炭化水素気体でほぼ0.27、極性分子気体では永久双極子の大きさによって0.18から

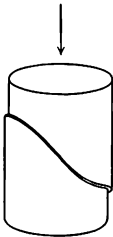
0.27の間に分布するというように、気体のおおまかな種類により若干の差が出るが、個々の気体の種類による変化はあまりない。

圧縮応力 [英 compressive stress, 独 Kompressionsspannung, 仏 contrainte de compression, 露 сжимающее напряжение] ⇒ 応力

圧縮機 [英 compressor, 独 Kompressor, 仏 compresseur, 露 компрессор] 外部から仕事を与えて気体を圧縮し圧力の高い気体を送り出す機械。吐出圧力が0.1MPa以下のものは送風機といつて区別することもある。圧縮の原理により、容積型とターボ型に大別される。容積型はある空間内に気体を閉込め、その空間の体積を減少することにより気体の圧力を高めるもので、この型には往復式と回転式がある。高圧力が容易に得られ、圧縮効率が高い利点があるが、機械が大型になり、吐出気体の圧力に脈動があるなどの欠点がある。ターボ型は気体に運動エネルギーを与えることにより圧縮するもので、軸流式と遠心式がある。高速化が可能で小形であり、吐出圧力に脈動がないなどの利点の反面、吐出圧力が低く、特性が設計或使用条件に左右されやすい。高圧用では、1段で圧縮するものほかに、数種の圧縮機を組合せた多段圧縮のものもある。また、扱う気体の種類により、空気圧縮機、水素圧縮機、酸素圧縮機などとよぶ。圧縮機は広い技術分野で使用されており、アンモニア、ポリエチレンなどの化学合成、液化石油ガス(LPG)、液体窒素、液体酸素などの液化ガス、二酸化炭素、フロンなどを用いた冷却などのほか、空気分離、貯蔵、運搬、蓄圧などを目的とする高圧ガスの利用技術には欠かせない機械である。

圧縮性流体 = 縮み流体(⇒高速気流)

圧縮強度 [英 compressive strength, 独 Druckfestigkeit, 仏 résistance à compression, 露 предел прочности на сжатие] 圧縮荷重によって破壊するときの最大応力をいう。流体圧のように三軸の圧縮荷重下での試験も行われるが、普通は円柱状または角柱状試料が一軸圧縮荷重下で示す強度を圧縮強度としている。一般に圧縮強度は引張強度に比較して、はるかに大きく、たとえばエポキシ樹脂についての例では引張強度の約3倍の値を示す。多くの物質では図のように圧縮軸に対し45°傾いた破面で破壊するが、これはずり応力による破壊が生じていると見られるものの、破壊開始時の状況など不明な点が多く、破壊機構は複雑である。



圧縮比 [英 compression ratio, 独 Verdichtungsgrad, 仏 rapport de compression, 露 степень сжатия]

[1] 内燃機関のシリンダー内部容積が最も小さくなった値(燃焼室容積)を V_c とし、行程容積(ピストンヘッドが動く部分の体積)を V とするとき

$$\epsilon = \frac{V_c + V}{V_c}$$

で定義される量 ϵ を圧縮比という。自動車用のガソリンエンジンでは、 $\epsilon=6.5\sim 10$ 、ディーゼルエンジンでは $\epsilon=12\sim 23$ 程度である。

[2] 真空ポンプのなかで、真空容器の気体を大気側に排出する形式の移送式ポンプに対し、ポンプ吸気口側の圧力と排気口側の圧力との比を、ポンプを通しての気体流量が

0の条件下で測定された値、ポンプを通しての気体流量が0の場合、ポンプによって排出される気体量と、ポンプ換気口側から吸気口側へ圧力差によって逆流してくる気体量とがちょうどつり合っている。したがって、このような気体の逆流が少なければ圧縮比は大きく、多ければ圧縮比は小さくなる。気体の逆流量は、ロータリーポンプやルーツポンプでは、ローターとポンプケーシングのすき間などによっておおよそ決ってしまうが、ターボ分子ポンプや拡散ポンプでは、回転翼の回転速度、ジェット噴流の速度などに依存するとともに、気体分子の熱運動速度に大きく依存する。ターボ分子ポンプや拡散ポンプでは、水素やヘリウムのような低分子量の気体に対しては圧縮比が比較的小さく、ときには問題となることがあるが、それ以外の重い気体に対しては十分大きく、ほとんど問題になることはない。

圧縮率 [英 compressibility, 独 Kompressibilität, 仏 compressibilité, 露 сжимаемость] 物体に作用する圧力を Δp だけ変化させたときに体積が変化する割合を $\Delta V/V$ として、 $\kappa = -\Delta V/(V\Delta p)$ で定義される量(正の値になる)を圧縮率という。これは体積弾性率の逆数にたれる。物体の温度を一定に保ち体積を変化する場合の等温圧縮率と、断熱(可逆)的に体積を変化する場合の断熱圧縮率とは一般に異なり、特に気体においてはその差が重要である。熱力学では、前者は $\kappa_T = -(1/V)(\partial V/\partial p)_T$ 、後者は $\kappa_S = -(1/V)(\partial V/\partial p)_S$ と表され、両者の間には $\kappa_T/\kappa_S = C_p/C_v$ (C_p, C_v はそれぞれ定圧熱容量、定積熱容量)の関係があつて、一般に $\kappa_T > \kappa_S$ である。単に圧縮率という場合には κ_T を意味することが多い。気体・液体中の音速は断熱圧縮率を用いて $c=1/\sqrt{\rho\kappa_S}$ (ρ は密度)で与えられる。圧縮率は熱平衡における密度のゆらぎの二乗平均に比例し、気体・流体の臨界点では発散する。また、圧縮によって相転移が起きる場合も見かけ上の圧縮率は無限大となる。

原子核物理学においては、原子核を一樣に伸縮させる難易度を表す量として原子核の圧縮率が次のように定義される。簡単にするため、まず大きな原子核を核物質と考え理想化する(⇒核物質)。核物質のエネルギー E は、核子密度 $\rho_0 \approx 0.17 \text{ fm}^{-3}$ で極小値をもつが(⇒飽和性)、これから密度を変化させると、エネルギーが上昇する。この際の圧縮率は、1粒子当りのエネルギー $\epsilon = E/A$ (A は質量数)を核子密度 ρ の関数としたときの曲率に關係する。すなわち、 $\rho = \rho_0$ 近くで、 $\epsilon(\rho) = \epsilon(\rho_0) + b(\rho - \rho_0)^2/2\rho_0^2$ とすると、係数 b としてで説明した熱力学の等温圧縮率 $\kappa_T \approx -V^{-1}(\partial V/\partial p)_T$ を $T=0$ で求めた値と次の関係にある。

$$b = \frac{1}{\kappa_T \rho_0} = \rho_0^2 \left(\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} = \frac{K}{9}$$

K は非圧縮率とよばれ、原子核の研究では κ より K を用いることが多い。核半径パラメーター r_0 を用いると、原子核の非圧縮率は $K = r_0^2 \partial^2 \epsilon / \partial r_0^2$ と表され、 E は質量公式を入れたら、 K に表面効果、クーロン力効果、対称エネルギー効果加わる。最近発見された密度振動励起(アイソスカラ単極巨大共鳴)のエネルギーから求められた値は、 $K \approx 200 \text{ MeV}$ である。

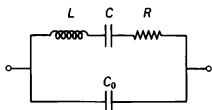
圧着接続 [英 solderless connection, 独 lötfreie Verbindung, 仏 connection sous soudage, 露 соединенне опрессовкой] ⇒ 無ハンダ接続

圧電型半導体 [英 piezoelectric semiconductor, 独

piezoelektrischer Halbleiter, 仏 semiconducteur piézoélectrique, 露 пьезоэлектрический полупроводник] 圧電効果を示す, つまり結晶に応力を加えたとき電気分極が現れる半導体のことで, ピエゾ半導体ともいう。反転対称性のない結晶構造をもつものに限られ, ZnS, ZnTe, CdTe, InSb などの閃亜鉛鉱型構造や, CdS, CdTe などのウルツ鉱型構造がその例である。電気分極は応力による結晶のひずみによってイオンの相対位置が変化するため起るので, 普通の変形ポテンシャルだけでなく, この圧電効果を通して電子は音響型の格子振動と強く相互作用を及ぼしあう。圧電型における格子振動による散乱での電子の移動度は, 有効質量 m^* , 絶対温度 T に対して $(m^*)^{-3/2}T^{-1/2}$ のような変化をする(変形ポテンシャルによる散乱に対しては, 移動度は $(m^*)^{-5/2}T^{-3/2}$ に比例する)。また音響電気効果が大きいので, 超音波の増幅や発振現象が見いだされている。

圧電気 [英 piezoelectricity, 独 Piezoelektrizität, 仏 piézoélectricité, 露 пьезоэлектричество] ⇨ 圧電効果

圧電気振動 [英 piezoelectric vibration, 独 piezoelektrische Oszillation, 仏 vibration piézoélectrique, 露 пьезоэлектрическое колебание] 圧電効果を通して電気的に励振された機械振動をいう。圧電性結晶から結晶軸に対して特定の角度で切り出した板または棒の特定の二対の面に電極を付け, これに交流電圧を印加すると, 逆圧電効果によって結晶内に交流の応力場が発生する。そのため結晶板は機械的な振動を起す。この結晶板を圧電振動子という。印加する交流電場の振動数が, 結晶板の機械的共振周波数に等しくなると, 結晶板は機械的な共振を起す。その際, 結晶内の交流応力場は正圧電効果によって交流電気分極を生じるので, 共振点では電極に大きな電流が流れ込む。すなわち機械的共振点付近では, 電極端子から見た圧電振動子は1つの電気共振回路と等価である。この等価回路は図



に示すようにインダクタンス L , 電気容量 C , 抵抗 R の直列共振回路に, もうひとつの電気容量 C_0 を並列に接続したもので近似できる。これらの回路素子は, 結晶の密度, 誘電率, 圧電率, 弾性率, 機械的 Q 値と, 振動子の寸法によって決まるので, 共振点付近の圧電振動子の電気インピーダンスの測定からこれらの物質定数を求めることができる。この方法は特に圧電率の測定によく用いられ, 共振法とよばれる。振動のモードは振動子の形状, 結晶軸に対する方位, および電極の位置によって決る。圧電振動子はそのモードによって, 縦型振動子, 厚み振動子, 厚みすべり振動子, ねじり振動子, たわみ振動子などとよばれる。圧電振動子は電気機械変換素子として, 超音波用送受波器, 電気発振回路の周波数安定化素子, 濾波器, 遅延回路素子などに用いられる。

圧電効果 [英 piezoelectric effect, 独 piezoelektrischer Effekt, 仏 effet piézoélectrique, 露 пьезоэлектрический эффект] ある種の結晶に, 特定の方向に力を加えると応力に比例した電気分極が発生し, 二対の結晶表面に正負の電荷が生じる。この現象を圧電気, 圧電効果または正圧電効果という。このような結晶に電場をかけると電場

比例したひずみが生じる。これを逆圧電効果とよぶ。歴史的には圧電効果は電気石について, J. Curie, P. Curie 兄弟により 1880 年に発見された。結晶が圧電効果を示すか否かは結晶の点群対称性によって決り, 32 の晶族のうち圧電効果を示すものは 20 晶族である。それらは, (1) 焦電性(⇨焦電効果)を示す 10 の晶族, すなわち, 三斜晶系: C_1 , 単斜晶系: C_2 , 斜方晶系: C_{2v} , 正方晶系: C_4 , C_{4v} , 三方晶系: C_3 , C_{3v} , 六方晶系: C_6 , C_{6v} と, (2) そのほか 10 の晶族, すなわち, 斜方晶系: D_2 , 正方晶系: D_4 , D_{2d} , S_6 , 三方晶系: D_3 , 六方晶系: D_6 , C_{3h} , C_{3i} , 立方晶系: T , T_d である。分極(または電場)と応力(またはひずみ)の間の比例関係を表す係数を圧電率という。分極ベクトルの成分を P_i ($i=1,2,3$), 応力テンソルの成分を σ_i ($i=1,\dots,6$) とするとき, $P_i = \sum d_{ij}\sigma_j$ となり, d_{ij} が圧電率である。圧電率テンソルは 3 階のテンソルであり 18 個の成分をもつが, 結晶の対称性が高くなると従い 0 でない成分の数は減少する。たとえば立方晶系の T , T_d では, d_{ij} のうち, $d_{14}=d_{25}=d_{36}$ のみが有限で, 他はすべて 0 である。圧電性の物質としては, ロッシェル塩($\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$), 室温で $d_{14} \approx 7 \times 10^{-10} \text{C} \cdot \text{N}^{-1}$, KDP (KH_2PO_4), 室温で $d_{36} \approx 2 \times 10^{-11} \text{C} \cdot \text{N}^{-1}$, チタン酸バリウム(BaTiO_3), セラミックスの場合に室温で, $d_{15} \approx 4 \times 10^{-10} \text{C} \cdot \text{N}^{-1}$ などがある。圧電効果, 逆圧電効果は, 機械的変位と電気信号との相互変換に利用され, トランスデューサー, マイクロホン, ピックアップなどに用いられる。圧電率の測定法としては, 結晶に静的な応力を加えたとき発生する電荷を電位計で測定するような, いわゆる静的な方法も用いられるが, 現在最も精度が高いとされているのは共振法(⇨圧電気振動)である。

閃亜鉛鉱型構造の ZnS やウルツ鉱型構造の CdS などの半導体では, 圧電効果はその半導性に大きな影響を与える。たとえば, 弾性的ひずみが電気分極を伴うため, 半導体中の電子は音響型格子振動とも長距離型の電気的相互作用をする。これは通常の半導体における短距離型の変形ポテンシャルによる相互作用と比べると, 低温に近ほどその効果が相対的に大きくなっていく(圧電型相互作用による電子の移動度は絶対温度 T の $-1/2$ 乗に比例, 変形ポテンシャルによる電子の移動度は T の $-3/2$ 乗に比例)。

圧電効果は限られた晶族に属する結晶において認められる現象であるが, 微結晶と非晶域が混在するような高分子固体においてもその存在が確認された。高分子固体における圧電効果には次の二種類がある。(1) 力を加えたときの電気分極の変位と巨視的な力学変位とに差があることに由来するもの(結晶構造に由来する本来の圧電性)。(2) 高分子固体中(結晶域あるいは非晶域)に不均一な電荷分布(自発分極ないしは真電荷)が存在することによるもの。(1)の例としてはセルロースやその誘導体の配向結晶, 合成ポリブチンの配向結晶, コラーゲンなどのタンパク質などが知られており, 生体組織の電気現象との関連で詳しく研究されている。(2)の例ではポリフッ化ビニリデンの β 型配向結晶を含むフィルムを高電場でポーリングし自発分極を形成させたエレクトレットがよく知られている。これは, 大きな圧電率をもつ大面積の薄膜という特性を利用して, マイクロホンや超音波センサーなどへ応用されている。高分子固体は粘弾性体であるので圧電率は一般に複素量となつて振動応力の周波数に対する依存性をもち, 圧電緩和現象を示す。圧電効果を示す高分子固体の多くは焦電効果をも示し, 温度変化によって大きな電気分極の変化が誘起さ

れることが多い。

圧電振動子 [英 piezoelectric vibrator, 独 piezoelektrischer Vibrator, 仏 vibreur piézoélectrique, 露 пьезоэлектрический вибратор] ⇒ 圧電気振動

圧電性結晶 [英 piezoelectric crystal, 独 piezoelektrischer Kristall, 仏 cristal piézoélectrique, 露 пьезоэлектрический кристалл] 圧電効果をもつ結晶をいう。代表的な圧電性結晶を表に示す。立方晶系の場合を除いて、これらの結晶は複数個の独立な圧電率をもつが、この表には最も代表的な圧電率の値をのせた。ここに挙げた圧電性結晶のほか、実用上重要な圧電材料として圧電セラミック、圧電性高分子膜がある。

代表的な圧電性結晶 [室温]

結 晶	結晶系	圧電率 (10 ⁻¹² C/N)	相対誘導率
ZnS	立方	d_{14} 3.18	ϵ_{11} 8.37
BaTiO ₃	正 方	d_{33} 85.6	ϵ_{33} 168
KH ₂ PO ₄ (KDP)	正 方	d_{36} 21	ϵ_{33} 21
NH ₄ H ₂ PO ₄ (ADP)	正 方	d_{36} 48	ϵ_{33} 15.4
KNaC ₄ H ₄ O ₆ ·4H ₂ O (ロッシェル塩) (34°C)	斜 方	d_{14} 345	ϵ_{11} 205
SiO ₂ (水晶)	三 方	d_{11} 2.31	ϵ_{11} 4.52
LiNbO ₃	三 方	d_{33} 16.2	ϵ_{33} 28.6
LiTaO ₃	三 方	d_{33} 9.2	ϵ_{33} 44
CdS	六 方	d_{33} 10.32	ϵ_{33} 10.33

圧電セラミック素子 [英 piezo-ceramic element, 独 piezokeramisches Element, 仏 élément piézo-céramique, 露 пьезокерамический элемент] ⇒ 圧電素子

圧電素子 [英 piezoelectric element, 独 piezoelektrisches Element, 仏 élément piézoélectrique, 露 пьезоэлектрический элемент] ひずみまたは応力を加えると電荷が誘起され、逆に電圧を加えると、ひずみまたは応力が生ずる性質をもつ素子。圧電素子には単結晶と多結晶がある。単結晶素子は水晶、ロッシェル塩、LiTaO₃、LiNbO₃が代表的である。LiTaO₃、LiNbO₃は三方晶系で無色透明、電気機械結合係数が大きく、Q も高く、高周波帯での変換素子、共振器、フィルター、遅延線、表面波デバイスに用いられる。圧電セラミック素子は粉末を焼成し多結晶体とし、これに直流高電圧を印加し残留分極を生じさせ、圧電性を得る。チタン酸バリウム(BaTiO₃)、ジルコニチタン酸鉛(PbZrO₃、PbTiO₃)、ニオブ酸塩(NaNbO₃、KNbO₃、PbNb₂O₆)が代表的である。電気機械結合係数が大きく、形状、振動モードをかなり自由に選択できるのが特徴である。振動モードは縦、横、サテリモードがある。チタン酸バリウム系は魚群探知、ソナー用に、ジルコニチタン酸鉛は添加物により特性を大幅に制御でき、フィルターその他応用範囲が広い。ニオブ酸塩は誘電率が小さいので、V HF 帯でのフィルターなどに用いられている。

圧電半導体 = 圧電型半導体

圧電変換器 [英 piezoelectric transducer, 独 piezoelektrischer Übertrager, 仏 transducteur piézoélectrique, 露 пьезоэлектрический преобразователь] 圧電効果を利用して変位、ひずみ、応力、加速度等の力学量を電気信号に変換し、または逆に電気信号を力学量に変換するための素子をいう。静的あるいはそれに近い用途としては圧電マイクロメーターやガス点火用高電圧発生素子があり、振動的用途としては振動計用ピックアップやマイクロホン、超音波用送受波器などが主なものである。特に狭義には、超

音波用の送波器と受波器をさすことが多い。圧電変換器には共振型と非共振型があり、前者は高感度であるが周波数帯域が狭く、後者は低感度、広帯域である。超音波の送受信には主として共振型が用いられ、縦波用には圧電素子の厚み伸び振動、横波用には厚みすり振動が用いられる。低周波用にはランジュバン振動子やバイモルフ素子も用いられる。実用圧電材料としては水晶、LiNbO₃などの単結晶材料のほか、Pb(Zr-Ti)O₃系圧電磁器が広く用いられ、また、ポリフッ化ビニリデン系高分子圧電膜も用いられている。超高周波用にはZnO スパッタ膜があり、両面に電極をつけて縦波または横波用とするほか、片面に交差指電極をつけて弾性表面波の送受波に用いる。

圧電率 [英 piezoelectric modulus, 独 piezoelektrischer Modul, 仏 module piézoélectrique, 露 пьезоэлектрический модуль] ⇒ 圧電効果

アップルトン Appleton, Sir Edward Victor 1892. 9.6—1965.4.21 イギリスの物理学者。ヨークシャーのブラッドフォードに生れる。ケンブリッジ大学で物理を専攻、E. Rutherford らの教えを受ける。卒業後、第一次世界大戦で兵役につく。キャンペンディッシュ研究所助手、ケンブリッジ大学トリニティー・カレッジ講師などを経て、1924年ロンドン大学物理学教授、1936年ケンブリッジ大学教授となった。1919年から電離層の研究に従事していたが、1924年には電離層 E 層(高度約 100 km)を発見した。このときの実験方法は、後に周波数変調レーダー法として知られるものであった。これは、周波数を時間的に変えながら電波のある地点から送信し、少し離れた地点で受けるとき、直接に送信点から受信点に達した電波と、一度電離層で反射した後で受信点に達する電波との間で起る干渉を利用して、両者の周波数差を求める方法である。この差によって、電波が電離層を往復する時間がわかり、電離層の高さを決定できる。その後、E 層の上の F 層(高度約 240 km)も発見したが、これは彼の名にちなんでアップルトン層ともよばれる。さらに、雷放電に伴って放射される電波(空電)を利用して大雷の探知、レーダーを用いた降雨地域の探索についても開拓的研究を行った。理論的研究の面では、磁化プラズマ中の電磁波の理論の古典といえる磁化電離気体理論、特にアップルトン-ハートリーの式はよく知られている。このほか、太陽電波、電離層物理学に関する研究業績も多い。国際電波科学連合(URSI)の総裁を務め、宇宙時代の幕あけといわれる地球観測年(IGY, 1957—58年)の URSI 代表として活躍した。1941年 爵位授与。1947年 電離層の研究に対してノーベル物理学賞が与えられた。

圧粉磁心 = ダストコア

アッペ Abbe, Ernst 1840.1.23—1905.1.14 ドイツの物理学者。貧しい職人の息子としてアイゼナッハに生れ、父の雇い人の経済的援助のおかげで、イエナ大学でゲッティングン大学で物理学を学んだ。1861年ゲッティングン大学で学位を得、家庭教師をしたり、フランクフルトで自然科学の啓蒙的教育活動に携わったりした後、1863年イエナ大学で数学、物理学、天文学の私講師、1870年同大学準教授、1878年 同正教授となった。彼の研究活動は、Carl Zeiss との関係抜きにしては語れない。H. L. F. Helmholtz からベルリン大学教授に招聘されたときも、Zeiss との結びつきを理由にそれを断わったほどである。1846年イエナに光学器械を製造する会社を設立した Zeiss

は、試行錯誤による顕微鏡の製造過程を科学的なものにしようと試みていたが、何度かの失敗の後、1866年からはAbbeに研究を一任した。Abbeは1876年に共同経営者となり、1888年にZeissが死んでからは単独で経営にあたった。彼は、特に有名な色消しレンズの開発はもちろん、顕微鏡用の照明装置、屈折計などの製造や、O. Schottと共同で行った光学ガラスの製造法改善によって、この会社を世界的な企業に成長させた。理論的な面でも重要な業績を残しており、開口数の概念を提出したり、球面収差が補正されしかちも正弦条件が満たされている光学系に対し、アブラナートの名称を与えたのは彼である。またH. Buschが電子顕微鏡の可能性を見抜いたり、1953年にノーベル物理学賞を受賞したF. Zernikeが位相差顕微鏡の着想を得たのも、光学像の形成についての基礎理論を提出するものであったという意味で、Abbeの研究が土台となっている。晩年のAbbeは、1891年に私財を投じてカール・ツァイス財団を創設し、社会福祉活動にも関心を向けた。[著作集] *Gesammelte Abhandlungen von Ernst Abbe* (全5巻), 1904—40。

アッベ数 [英 Abbe number, 独 Abbesche Zahl, 仏 nombre d'Abbe, 露 число A66e] 光学ガラスの分散の程度を表す量。わが国では、 $\nu_d = (n_d - 1)/(n_F - n_C)$ が用いられている。ここに、 n_d , n_F および n_C はそれぞれ Fraunhofer の d 線(波長 587.6 nm), F 線(486.1 nm) および C 線(656.3 nm) に対する屈折率である。どの波長の屈折率を用いるかは国によって異なり、ドイツ、フランスでは、 $\nu_e = (n_e - 1)/(n_F - n_C)$ が使用されており、将来は国際的にこれに統一される気運にある。ここに e, F', C' は e 線(波長 546.1 nm), F' 線(488.0 nm), C' 線(643.9 nm) に対応する。d 線を基準としたとき、F 線と C 線による焦点距離の変化 Δf は、 $\Delta f = f_d/\nu_d$ で与えられる。ここに f_d は d 線に対する焦点距離である。光学ガラスは普通、屈折率とアッベ数の2つで表示される(⇒光学ガラス)。

厚膜集積回路 [英 thick-film integrated circuit, 仏 circuit d'intégration à film épais, 露 толстопленочная интегральная схема] ⇒ 混成集積回路

圧力 [英 pressure, 独 Druck, 仏 pression, 露 давление] 物体の表面、または物体内部の任意の面上で、その面を境として両側の部分が力を及ぼしあうとき、その面に垂直に押しあう力の単位面積当りの値、すなわち作用面に向かう法線応力が圧力である。圧力の強さは一般には考える面の向きによって異なるが、静止流体では面の向きに関係なく各点ごとに一定値 p をとる。このことは、静止流体中には法線応力が現れないという性質から導かれるもので、そのとき応力テンソルは、クロネッカーの記号を δ_{ij} ($i=j$ では 1, $i \neq j$ では 0) として $p_{ij} = -p\delta_{ij}$ の形となり、これを特に静水圧という。負符号は、この力が法線の負の向きに働くことを示す。静水圧はまた、熱平衡にある流体の熱力学的状態量のひとつであって、状態方程式によって他の状態量と結びつけられ、たとえば密度 ρ 、温度 T 、分子量 M の理想気体に対しては $p = (R/M)\rho T$ が成り立つ(R は気体定数)。

法線応力を全く無視する完全流体の近似では、流体の運動中も静水圧だけを考えればよいが、粘性を考慮すると法線応力は面の向きと流動速度に依存し、ただ1つのスカラー p では表せない。しかし、その場合にも通常は体積粘性率が小さい限り、主応力 p_1, p_2, p_3 の平均値 $(p_1 + p_2 +$

$p_3)/3 = -p$ で与えられるスカラー p を平均圧力と定義して、 p は流動速度を含まない局所的な熱力学的圧力に等しいと仮定することができる。流体力学では、この平均圧力をふつう単に圧力とよび、その時間的な変化を圧力変動、空間的な変化を圧力分布、 $-\text{grad } p$ を圧力勾配などといっている。したがって、運動する粘性流体中では圧力と法線応力そのものの区別に注意しなければならない。固体の場合はこれらと対比して負の法線応力を圧縮応力とよぶことが多く、その値は静止時と運動中を問わず一般に作用面の向きによって異なる。

圧力の SI 単位は $1\text{ N}\cdot\text{m}^{-2}$ で、これを 1 Pa (パスカル) という。しかし、慣習的に工学では $1\text{ kgw}\cdot\text{cm}^{-2}$ ($= 1$ 工学気圧)、気象関係では 1 bar ($= 10^5\text{ Pa}$)、真空関係では 1 atm ($= 760\text{ mmHg}$)、 1 torr ($= 1\text{ mmHg}$) など各種の実用単位も使われ、実生活と圧力の概念との深いかわりを反映している(⇒圧力の単位)。

圧力温度計 [英 pressure thermometer, 独 Druckthermometer, 露 газонаполненный термометр] 充满液体、気体または蒸気圧の温度による圧力変化を利用して温度指示する構造の温度計の総称。指示機構には、ブルドン管圧力計またはベローが用いられて、温度目盛が付いていて、感温部で生ずる圧力を導管で指示機構に導いて温度表示する構造に作られている。水銀または有機液体を感温部と導管内に充満させた構造の液体充满圧力温度計と、感温部内に入れた液体の蒸気圧を利用する蒸気圧温度計、感温部内の気体の熱膨張による圧力変化を利用する気体膨張圧力温度計の3種類がある。指示機構と感温部との間を連結する導管があるため、遠隔指示が可能であり、指示部に接点をつけて、オン・オフ制御に利用することもできる。バイメタル温度計と合わせて、金属温度計と総称されている。

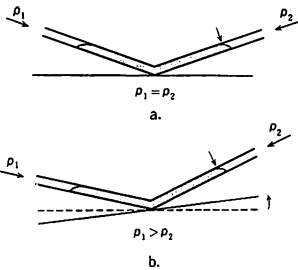
圧力管型原子炉 [英 pressure tube type reactor, 独 Druckrohrreaktor, 仏 réacteur à tube sous pression] ⇒ 重水炉

圧力計 [英 manometer, 独 Manometer, 仏 manomètre, 露 манометр] 流体の圧力の測定に用いられる計測器。圧力計のうちで大気圧を測るものを気圧計、大気圧以下の真空圧を測るものを真空計、数百 MPa 以上の圧力を測るものを高圧計とよび、また2つの圧力系の圧力差を測るものを差圧計、このうち、特に微小な圧力差を測るものを微圧計または微差圧計という。これらの圧力計に共通する基本的な測定原理により分類すると、圧力の定義に基づく絶対測定が可能な一次圧力計(絶対圧力計という)と、物理現象の圧力による変化を利用し、一次圧力計による校正を必要とする二次圧力計に大別される。一次圧力計には液柱型や重錘型などの圧力計があり、圧力は液柱や重錘の重量と平衡させることにより測定される。二次圧力計には弾性式、ビエゾ抵抗式(電気抵抗式ともいう)、圧電気式などの圧力計がある。これらのうち、弾性圧力計が最も広く用いられ、種類も多い。圧力を受ける感圧弾性素子にはブルドン管、ダイヤフラム、ベローズ、空どう(薄い円形の波打った金属板を2枚貼り合わせて外周をはんだづけしたもの)などが利用され、これらの素子の変位またはひずみはいろいろな方式の機械的あるいは電気的変換機構を用いて拡大され、測定または指示される。真空計には、液柱式や弾性式のほかに、高真空用として原子や分子の電離・放電現象や熱伝導を利用する真空計がある(⇒真空計)。

一般に、二次圧力計で電氣的出力を有するものを圧力変換器、または圧力発信器ともいい、遠隔測定のための電気式あるいは空気圧式電送が可能なものを圧力伝送器ともいう。

圧力勾配 [英 pressure gradient, 露 градиент давления] ⇨ 圧力

圧力水準器 [英 pressure level, 独 Drucklibelle, 仏 niveau à pression, 露 уровень давления] 液柱差を用いた微圧計の一種。図 a のように中央でわずかに曲ったガラス管に液体を入れ、この管を傾きの調整ができる台に取付けてある。管の両端に測ろうとする 2 つの圧力を加えると、管の両側の液面が圧力差に応じて移動し、液面の高さに差を生ずる。そこで取付台の傾きを変えて液面を管のものと位置に戻し(図 b)、その傾き角から圧力差を求める。



わずかに曲った傾斜管を用いるため、微小な圧力差に対する液面の移動量が大きく、マイクロメーターなどを用いて取付台の傾き角を変位量として測定すれば微差圧の精密測定ができる。

圧力測定 [英 pressure measurement, 独 Druckmessung, 仏 mesure de pression, 露 измерение давления]

圧力を測る最初の実験は「大気の高さ」を観測することであった。1643 年に行われた有名なトリチェリの真空実験である。地球を取巻く空気の高さによってつくられる大気圧にガラス管内の水銀柱の重量をつり合わせ、水銀柱の高さから圧力を求める。この水銀柱方式は、現在でもなお大気圧付近の圧力や真空圧力および差圧の一般的測定から標準用の精密測定に至るまで広く応用され、圧力測定において重要な位置を占めている。圧力の測定法には、水銀柱方式のように圧力の定義を具体的に実現する測定原理に基づく絶対測定法と、圧力の作用によって誘起される物理現象を利用する比較測定法とがある。また、流体圧力、差圧、真空圧力、固体超高压力、動圧力(衝撃圧力ともいう)などの圧力の種類と範囲に応じて、それぞれに異なった原理の圧力測定法が適用されている。

絶対測定法では、圧力はその定義に従い、ある面積に働く力の大きさを求めてこれらの量から間接的に決定される。すなわち $[\text{圧力}] \times [\text{面積}] = [\text{力}]$ の関係より圧力を力に変換し、この圧力による力を他の重力や弾性力などの既知の力とつり合わせて圧力の測定を行う。力は重力によるのが最も正確であるから、流体圧力領域では、液柱や分銅に働く重力を利用する液柱法や重錘法が圧力測定の標準となっている。比較測定法では、再現性があることで圧力効果の大きい物理現象が利用され、これには弾性変形、ピエゾ抵抗効果、圧電効果などがある。なかでも弾性式の圧力計が多様な原理に基づいて考案され、圧力測定全般にわたって最も多く用いられている。

大気圧より低い圧力の真空領域では、液柱法に基づく方法が大気圧から真空側に拡張されて用いられるとともに、圧力が対象とする気体の分子数密度に比例するため、気体の分子数に依存する物理現象が利用される。気体の電離・放電現象や熱伝導現象などである。固体圧を対象とする約 2 GPa 以上の超高压分野では NaCl の格子定数やルビー蛍光線の波長が圧力によって変わることが利用され、それぞれ NaCl 目盛あるいはルビー目盛とよばれる。またこの領域では物質の相転移を利用した圧力定点が圧力測定の校正基準として重要な役割をする。さらに衝撃圧力は衝撃波の伝播による圧縮現象として扱われ、衝撃波が伝わる物質中の衝撃波速度と粒子速度および物質の密度より圧力が決定される。

圧力損失 [英 pressure loss, 独 Druckverlust, 仏 perte de pression, 露 потеря давления] 流体が管路を流れるときに管壁と流体の間に働く摩擦に基づく摩擦損失、管路の大きさや形状の変化、流れの方向変化に基づく損失が生じる。これらの損失を圧力の次元で表して圧力損失という。流体機械、流量測定装置などにおいてこれらの圧力損失の大きさはシステム設計上重要になる。

圧力中心 [英 center of pressure, 独 Druckmittelpunkt, 仏 centre de pression, 露 центр давления] 翼形の表面に働く全空気の作用線と翼弦線(chord line: 下面が凸の翼形では前縁と後縁を結ぶ直線、下面が凹の場合には翼下面に引いた接線またはその延長線)との交点をいう。近似的には全空気の代りに揚力を用いることもできる。圧縮性を無視すれば迎え角のある平板では、圧力中心は前縁から翼弦長の 1/4 の距離にあることが理論的に示される。一般の翼形では、普通(圧縮性を無視できるか、亜音速流の場合)、前縁から翼弦長の 30~35% で、迎え角の増大とともに前進し、減少とともに後退する。超音速流の場合、ほぼ 50% の付近に移る。圧力中心はまた風圧中心ともよばれる。しかしながら、圧力中心は空力中心(aero-dynamic centre: 翼形の迎え角が変化してもモーメント係数が不変になるようなモーメント基準点の所在)とは区別されなければならない。また圧力中心は翼形のみでなく、他の分野、たとえばダムのはねなどについても用いられる。

圧力抵抗 [英 pressure drag, 独 Druckwiderstand, 仏 résistance de pression, 露 сопротивление давления] 流体中を運動する物体は流体から力を受けるが、この力の物体の運動方向と逆方向の成分を抵抗という。なお、物体表面が流体から受ける力は法線応力および接線応力であり、これらのうち法線応力(普通、圧力と考えてよい)のみが働くとして計算される抵抗を圧力抵抗という。いま、レイノルズ数が大きい流れの中に物体が置かれている場合を考えよう。亜音速流の場合、流体は非粘性でかつ流れが物体から剝離しないとして仮定すれば、圧力抵抗は 0 である。しかし、実在流体では物体上の境界層が剝離するとともに併流を生じ、渦の放出や発生などがあるため、物体の前後に圧力差が現れ、物体は圧力抵抗を受ける(⇨境界層)。超音速流の場合には、物体上または物体周辺に衝撃波が発生し、非粘性流体を仮定しても圧力抵抗が現れる。これは流体の運動量の一部が波のエネルギーとして消費されるためで、このような抵抗を波動抵抗または衝撃波抵抗という。一般に、大きな併流または強い衝撃波を伴う物体ほど大きな圧力抵抗を受けるから、円柱や球のような鈍い物体の圧力抵抗は大きく、流線形物体の圧力抵抗は小さい。特に、超音

速流では発生する衝撃波をなるべく弱くするため、物体の先端を鋭くすることが圧力抵抗を小さくするための重要な条件となる。このように、圧力抵抗は物体の形によって大きく変わるため、形状抵抗ともいう。

レイノルズ数が大きい流れの中に物体が置かれている場合には、(1) 流れが物体から剝離し、渦の生成や放出などがあること、(2) 流れが剝離をしないときでも物体の前後に圧力差を生ずること(⇒ストークスの法則)、などの理由から、流れに平行に置かれた平板のような特別の場合を除いて、物体は圧力抵抗を受ける。

圧力定点 [英 fixed point of pressure, 独 manometrischer Fixpunkt, 仏 point fixe de température, 露 пенепная точка давления] 物質系の2相または3相が共存する平衡状態で、その圧力値が決っており、圧力計または圧力測定手段の校正の基準圧力として用いることのできるものをいう。一成分系の状態図で、熱力学的な状態量である温度と圧力が、2組の平衡状態で物質固有の一定の関係にあることを利用するもので、温度を指定すれば圧力値は常に一定となる。圧力と温度が一義的に定まる3相共存の三重点も利用される。多くの場合、液相・固相および固相・固相(結晶構造の異なる固相間)の相平衡が用いられる。定点物質には Hg, Bi, Ba, Sn などが選ばれる。圧力定点を実現するには、温度を一定に保ちながら定点物質に圧力を加え、または減じ、相転移に伴って生ずる体積、電気抵抗などの急激な変化または転移熱の発生を検出して相平衡状態を観測する。圧力定点の圧力値は、いろいろな圧力測定法により求められた現在までの測定データをもとに最も確からしい値として採用されたものである。このような圧力定点は圧力の絶対測定の基準的方法がない超高压力領域の実験技術において特に重要な意義をもち、圧力発生を検証や圧力の測定方法の校正が圧力定点の観測によって行われる。代表的な圧力定点とその圧力値を表に示す。

圧力定点とその値

物質	相平衡の種類	圧力 [GPa]	温度 [°C]
NH ₄ F	固 I-II	0.3605	25
Hg	液-固	0.7569	0
NH ₄ F	固 II-III	1.153	25
KBr	固 I-II	1.74	25
Bi	固 I-II	2.550	25
Tl	固 II-III	3.67	25
Cs	固 II-III	4.25	25
Ba	固 I-II	5.5	25
Bi	固 III-V	7.3~7.5	25
Sn	固 I-II	9.2~9.6	25
Fe	固 α-ε	11.0~11.3	25
Pb	固 I-II	13.7~14.2	25

圧力の単位 [英 units of pressure, 独 Einheiten des Drucks, 仏 unités de pression, 露 единицы давления] 圧力の単位は、[エネルギー(力学的、熱的または電気的)の単位]/[体積の単位]の形で定められることもあるが(ジュール毎立方メートル、カロリー毎立方センチメートルなど)、一般には、(a) [力の単位]/[面積の単位]の形で組立てる、または、(b) 特定の密度をもつ液体が柱状をなしているとき、特定の重力加速度値を示す場での液柱の底面に生ずる圧力を、液柱の鉛直方向の長さ(すなわち高さ)で代表させて、[長さの単位]に付加語を添えた形で表す、のどちらかで定められる。

以下、主な単位系での圧力の単位を示す。なお、真空との差圧(絶対圧力)を表す記号(たとえば ata)や、大気圧との差圧(ゲージ圧)を表す記号(たとえば ata_g)、工学気圧との差圧(過圧, Überdruck)を表す記号(たとえば atü)などは、いわば量の種別に対する慣用記号であって、単位記号ではない。

(1) 国際単位系(SI): 力の SI 単位ニュートン(N)と面積の SI 単位平方メートル(m²)とから(a)方式で組立てられる SI 単位はニュートン毎平方メートル(N・m⁻²)で、これには特別な名称パスカル(Pa)が与えられている。SI では、パスカルを、応力の単位にも使う。

(2) CGS 単位系: 力の単位ダイン(dyn)と面積の単位平方センチメートル(cm²)とから(a)方式で組立てられるダイン毎平方センチメートル(dyn・cm⁻²)がある。

(3) 重力単位系: 力の単位重量キログラム(kgf または kgw), 重量グラム(gf または gw)などと、面積の単位 m², cm² などとの組合せによる重量キログラム毎平方メートル(kgf・m⁻²) (以下記号のみを示す), kgf・cm⁻², gf・m⁻², gf・cm⁻² などがある。SI 単位との関係は 1 kgf・m⁻²=9.80665 Pa などである。1 kgf・cm⁻²=9.80665×10⁴ Pa を工学気圧(at)ともいう。ヤード・ポンド法には重量ポンド毎平方インチ(lbf・in⁻² または psi)がある。

(4) バールとその系統の単位: 10⁵ Pa をバール(bar または b)といい、その系統に mbar (または mb), μbar (または μb)などがある。

(5) 気圧とその系統の単位: 101325 Pa を気圧(atm)という。現行のこの定義は、(a)方式で決めた Pa に数係数 101325 を掛けた形になっているが、歴史的には(b)方式で導入されたものと解される(⇒気圧)。

(6) 水銀柱メートルとその系統の単位: (101325/0.76) Pa を水銀柱メートル(mHg), といひ、その系統に水銀柱センチメートル(cmHg), 水銀柱ミリメートル(mmHg)があって、現在ではすべて Pa に数係数を掛けた形で定義されるが、名の示すとおり、歴史的には(b)方式で導入されたものである。ただし水銀の密度、重力加速度、水銀柱の高さのそれぞれの基準値の選び方にバラエティーがあった(⇒気圧)。また、トル(Torr または torr)は、今日では mmHg の別称と解されるようになったが、1 Torr=(1/760)atm という定義もあったから、atm の定義によっては Torr≠mmHg との解釈もありえた。Torr (または torr)の系統には mTorr, μTorr などがある。一方、ヤード・ポンド法には水銀柱インチ(inHg)がある。

(7) 水柱メートルとその系統の単位: 9.80665 Pa を水柱メートル(mH₂O または mAq)といひ、その系統に水柱センチメートル(cmH₂O または cmAq), 水柱ミリメートル(mmH₂O または mmAq), またヤード・ポンド法の水柱インチ(inH₂O または inAq), 水柱フット(ftH₂O または ftAq)がある。これも、名の示すとおり、方式から出たものだが、水の密度の基準値の選び方などにバラエティーがあった。

(8) ヤード・ポンド法: 既出の lbf・in⁻²(psi), inHg, inH₂O(inAq), ftH₂O(ftAq)などがある。

上記の諸単位およびそれぞれの倍量単位、分量単位のうち国際規格や法律にあげられているものは、次のとおりである。

(9) 国際標準化機構の規格 ISO 1000(1981 年)での単位: 圧力には Pa のほか GPa, MPa, kPa, mPa, μPa; bar,

mbar, μbar . 垂直応力には Pa または $\text{N}\cdot\text{m}^{-2}$ のほか GPa, MPa (または $\text{N}\cdot\text{mm}^{-2}$), kPa をあげている. bar の系統の単位を流体の圧力に, また MPa と並べて $\text{N}\cdot\text{mm}^{-2}$ を応力に, それぞれ許すところが, SI と異なっている.

(10) 計量法での法定計量単位: 圧力に $\text{N}\cdot\text{m}^{-2}$ または Pa のほか $\text{GN}\cdot\text{m}^{-2}$ (または GPa, 以下同じ), $\text{MN}\cdot\text{m}^{-2}$, $\text{kN}\cdot\text{m}^{-2}$, $\text{mN}\cdot\text{m}^{-2}$, $\mu\text{N}\cdot\text{m}^{-2}$; b または bar, Mb (または Mbar, 以下同じ), kb, mb, μb ; $\text{kgw}\cdot\text{m}^{-2}$ (または $\text{kgf}\cdot\text{m}^{-2}$, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}$, 以下同じ), $\text{kgw}\cdot\text{cm}^{-2}$, $\text{gw}\cdot\text{m}^{-2}$, $\text{gw}\cdot\text{cm}^{-2}$; mHg, cmHg, mmHg; mH_2O (または mAq, 以下同じ), cmH_2O , mmH₂O; atm; Torr, mTorr, μTorr ; 狭く限定された場合に, 当分の間許される $\text{lbw}\cdot\text{in}^{-2}$ (または他と混同するおそれのない $\text{lb}\cdot\text{in}^{-2}$), または psi; inHg; inH₂O (inAq), ftH₂O (ftAq). 応力については全く触れていない.

圧力分散 [英 pressure dispersion, 独 Druckdispersion, 仏 dispersion de pression, 露 дисперсия давления] 粘弾性挙動をみるひとつの方法で, 圧力依存性で観測される分散現象をいう. 粘弾性を表す量である複素弾性率や緩和弾性率 τ は, 変数である角周波数 ω や時間 t がそれぞれ緩和時間 τ と $\omega\tau$ または $1/\tau$ の形で結びついている. したがって ω を変えることと τ を変えることは同等の効果をもつことになる. τ は一般に温度の単調減少関数であるが, 実質的には温度を通じて自由体積の関数である場合がある. この場合には温度を一定に保って周波数を変えたときに現れる複素弾性率などの分散現象は, ω と温度を一定に保って体積(実質的には自由体積)を変えても現れる. この分散はまた実際には ω と温度を一定に保って圧力を変えても観測されるので, 圧力分散とよばれている. τ は自由体積が減少すると減少するので, 圧力が増加すると τ は減少する. したがって圧力の増加は温度の減少と同じ効果をもつことになる. 圧力分散は高分子物質の主分散について実際に観測されている. この場合には温度分散の場合と同じように, 圧力変化による試料の熱力学的状態の変化が影響することに注意が必要である.

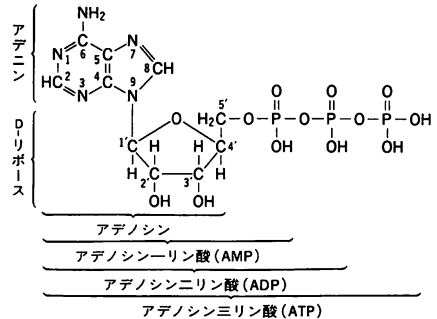
圧力分布 [英 pressure distribution, 露 распределение давления] \Rightarrow 圧力

圧力変動 [英 pressure variation, 露 флуктуация давления] \Rightarrow 圧力

圧力容器(原子炉の) [英 pressure vessel, 独 Druckgefäß, 仏 enceinte sous pression, 露 бак высокого давления] 原子炉の炉心及びその付属構造材を収納し, 液体または気体の一次冷却材を入れる耐圧容器. 原子炉の形式により設計製作上の問題点が異なり, 軽水冷却炉の場合には厚肉の加圧クラッド鋼板がよく使用される. またガス冷却炉においては大型鋼製圧力容器の限界からプレストレストコンクリート製(高張力鋼線によって締めあげて引張りに強くしたコンクリート)の圧力容器が使用されることが多い. 原子炉容器は高温, 高圧下で使用されるだけでなく, 中性子線や γ 線などの照射も受けるので, これらに対し優れた耐性をもつことが要求される. 一次冷却材のおよその圧力・温度条件は加圧水型軽水炉の場合 16MPa, 580K, 沸騰水型軽水炉の場合 7MPa, 560K, 高温ガス冷却炉の場合 4MPa, 1273K である.

アデノシン三リン酸 [英 adenosine triphosphate, 独 Adenosintriophosphat, 仏 acide adénosinetriphosphorique, 露 аденозинтрифосфат] 代表的リボヌクレオチドで, ATP と略称される. アデニンと D-リボースの複合体アデ

ノシンの 5' の炭素に, リン酸基が 3 個結合したものである. リン酸基が 2 個のものをアデノシン二リン酸(ADP), 1 個のものをアデノシン一リン酸(AMP)という(図参照).



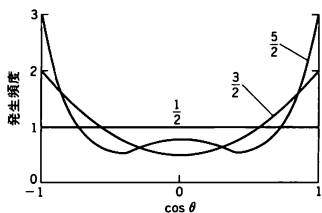
ATP は 1929 年に C. H. Fiske と Y. Subbarow によって筋肉から酸抽出物として単離された. ATP の加水分解反応, $\text{ATP} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{ADP} + \text{H}_3\text{PO}_4$ (無機リン酸) の自由エネルギー変化は, pH 7.0, 標準状態(25°C)において $-30.5 \text{ kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$ である. 生体内は標準状態にはなく, 自由エネルギー変化は $-42 \text{ kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$ 程度である. ATP は高エネルギーリン酸結合をもつことにより, リン酸基転移反応を中心としてさまざまな生化学反応に関与している. 普通糖や発酵の際のリン酸基供与体として働くほか, 最も普遍的なエネルギー伝達体として生物のエネルギー獲得, 利用に大きな役割を果たす. 筋収縮や膜を介しての物質輸送(\Rightarrow 能動輸送)など, 生体内でのさまざまな形の仕事に変換され利用される.

あてはめ [英 fit, 独 Anpassung, 仏 raccord, 露 согласование] モデルを表現する理論式あるいは実験式に含まれるパラメーターを変化させて, 測定値に最もよく合わせることを, またその方法. 最小二乗法を用いることが多い. 設定したモデルに基づき, 実験によって測定されると期待される現象を定量的に表現したものが理論式であるが, 理論式には未知のパラメーターが含まれることが多い. また 1 つの現象に対して複数のモデルが考えられることもある. 実際に得られた実験データを用いて, 最小二乗法などにより, 理論式とデータとが最もよく適合するようにモデルの中の未知パラメーターを決定するのが狭義のあてはめである. あてはめの結果に基づき, モデル, 理論あるいは実験データのそれぞれに問題がないかを, 統計学的または物理的に検討することが重要である. 必要ならば, モデルを改良したり, 実験データを取得して, あてはめを繰返す. 最小二乗法は, 真のモデルがわかっていて, 測定誤差に偏りがなく, 相関がなく, かつ正規分布に従う場合に最良の推定法である. しかしこれらの前提は, データ解析の途中段階では必ずしも成立していない. 時に最小二乗法は, 異常値に対して極めて敏感であり, たとえば 3σ (σ は誤差の標準偏差)以上飛離れた点が 1 つでもあると, パラメーターの推定値に大きな偏りを与える. そのため, 残差の大きいデータの重みを人為的に下げるなどの対策が必要であり, これを系統的に実行するロバスト推定法が有効である. ただし飛離れた点が, はたして無視してよいものか, それとも未知の新現象を示しているのかを判断するには物理的な考察が重要である(\Rightarrow 回帰分析, ロバスト手法, 統計的方法).

アデーアの解析法 [英 Adair's analysis, 仏 analyse d'Adair, 露 анализ Адэйра] 1955年に R. Adair が提唱したハイペロンのスピンを決める解析法のひとつ。

$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda$ 反応で, Λ 粒子または K^0 中間子が入射 π^- 中間子と同じ方向 (z 方向) に放出される場合のみを取上げる. π^- 中間子と陽子の系の軌道角運動量は z 方向と垂直の向きを向いているのでその z 成分 (L_z) は 0 である. Λ 粒子と K^0 中間子の系についても同様にその軌道角運動量の z 成分は 0 である. π^- 中間子と陽子の系の総角運動量の z 成分 (J_z) は π^- のスピンのみが陽子のスピンのみだけで決り, $J_z = S_z(p) = \pm 1/2$ となる. 同様に K^0 中間子と Λ 粒子の系の場合も $J_z = S_z(\Lambda)$ となり, これは $S_z(p)$ と等しくなければならないので $S_z(\Lambda) = \pm 1/2$ となる.

Λ 粒子は π^- 中間子と陽子とに崩壊するが, この π^- 中間子と陽子の系の総角運動量は Λ 粒子のスピンの $S(\Lambda)$ に等しく, その z 成分は $\pm 1/2$ という限られた制限がつく. Λ 粒子の静止系で, Λ 粒子から崩壊してくる陽子の進行方向と z 方向のなす角を θ とした角分布は Λ 粒子のスピンの値によって一意的に決ったものとなる. 図は Λ 粒子のスピ



ンが $1/2, 3/2, 5/2$ の場合の期待される角分布の計算結果を示したものである. 図中の横軸 θ は, Λ 粒子が崩壊してきた陽子と入射 π^- 中間子とのなす角度を表す. 実験で得られる角分布をこの角分布と比較することにより Λ 粒子のスピンの値を知ることができる. F. Eisler らの実験では, この方法により Λ 粒子および Σ^- 粒子のスピンは $1/2$ であるという結果が得られている.

アト [英 atto, 独 Atto, 露 атто] 単位の名前に付ける接頭語のひとつで, 10^{-18} 倍を意味する. 1964 年の国際度量衡総会の決議 8 によって, SI 接頭語のひとつとして採用され, 記号 a で表すことが協約された. たとえば電気容量の SI 単位はファラド (単位記号は F) であるが, その 10^{-18} 倍をアトファラドとよび, 記号 aF で表す. この語は, 数の 18 を意味する北欧語の単語 (デンマーク語では atten) から選ばれたといわれる.

アトウードの器械 [英 Atwood's machine, 独 Atwoodsche Fallmaschine, 仏 machine d'Atwood, 露 машина Атувуда] 落体の運動を支配する法則を説明するためにイギリスの物理学者の G. Atwood が考案した装置. 軽い滑車に細い糸をかけ, その両端におもりをつるす. その質量を m_1, m_2 とすると, おもりの運動は質量が $m_1 + m_2$ の物体に重力 $(m_1 - m_2)g$ が働いた場合と同じ加速度

$$a = \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} g$$

の等加速度運動になる. m_1 と m_2 を十分に近い値に選べば運動はゆっくりしたものになるから, 教室などでも十分な精度で等加速度運動を観測し, g の値を決めることができる.

後収縮 [英 after shrinkage, 独 Nachschrumpfen, 仏

dégonflement retardé] プラスチック成形品を金型から取出し, 室温に冷却したときに生じる体積減少は成形収縮とよばれているが, さらにその後生じる収縮を後収縮という. 実際には 24 時間など一定時間放置した後の収縮を測定するように規定されている. 長さについての収縮率を示し, 実際には金型での寸法に対する成形品の寸法の変化で収縮率を表している. この収縮には成形中に材料が圧縮される度合や成形後にも持続する化学反応の有無などが関係している.

アトファラド [英仏 attofarad, 独 Attifarad, 露 аттофарад] 静電容量の単位であるファラド (単位記号は F) の, 分量単位のひとつ. 10^{-18} F に等しい. 記号は aF (⇒ファラド).

アトミスティーク = 原子論

アドミッタンス [英 admittance, 独 Admittanz, 露 полная проводимость] 交流電流の流れやすさを示す量. 二つの端子間の電圧 $V(t)$, 電流 $I(t)$ が正弦的に変化したとき, 複素数表示でそれぞれ \hat{V} と表されるとき ($V(t) = \text{Re } \hat{V} \exp(i\omega t)$, $I(t) = \text{Re } \hat{I} \exp(i\omega t)$), $\hat{Y} = \hat{I} / \hat{V}$ を 2 端子間のアドミッタンスという. ここで ω は電流の角振動数. インピーダンスの逆数であり, 単位は $\Omega^{-1} = \text{S}$ (ジーメンズ) (⇒インピーダンス). $2n$ 端子の回路網のアドミッタンス行列の $n = 1$ の場合に当たる. また, \hat{Y} を実数部と虚数部にわけて $\hat{Y} = G + iB$ と表したとき, 実数部 G をコンダクタンス, 虚数部 B をサセプタンスとよぶ. 純抵抗 R , 純インダクタンス L , 純容量 C のとき, アドミッタンスはそれぞれ $1/R$, $1/i\omega L$, $i\omega C$ である. 複数個の要素それぞれのアドミッタンスが \hat{Y}_i のとき, それらの合成値は, 各要素を $\hat{Y}_i/i\omega$ の純容量と考えるとその合成容量に $i\omega$ を掛けたものに等しい.

アドミッタンス行列 [英 admittance matrix, 独 Admittanzmatrix, 仏 matrice d'admittance, 露 матрица полной проводимости] 交流回路において回路に流れる電流 I と印加電圧 V との比をアドミッタンスという (⇒アドミッタンス, 複素アドミッタンス). いま n 個の独立な端子対を含む回路網を考える. 独立端子対電圧を V_1, V_2, \dots, V_n とし, 各独立端子対に属するすべての枝路に並列に存在する電流源の和を I_1, I_2, \dots, I_n としてキルヒホッフの法則を適用すれば, 次式が得られる.

$$Y_{11}V_1 + Y_{12}V_2 + \dots + Y_{1n}V_n = I_1$$

$$Y_{21}V_1 + Y_{22}V_2 + \dots + Y_{2n}V_n = I_2$$

⋮

$$Y_{n1}V_1 + Y_{n2}V_2 + \dots + Y_{nn}V_n = I_n$$

行列で表せば $[Y][V] = [I]$ となる. この $[Y]$ をアドミッタンス行列という. 対角項 Y_{ii} は i 番目の端子対の自己アドミッタンスであり, 自分以外の各端子対を短絡したとき, その端子対の全アドミッタンスである. 非対角項 Y_{ij} は端子 i と j を直接結ぶアドミッタンスに負号をつけたもので, これを相互アドミッタンスといい, $Y_{ij} = Y_{ji}$ の関係がある.

アドラーの異常 [英 Adler anomaly, 独 Adlersche Anomalie, 仏 anomalie d'Adler, 露 аномалия Адлера] = 三角形異常

アドラー-ワイスバーガーの関係式 [英 Adler-Weisberger relation, 独 Adler-Weisberger-Beziehung, 仏 relation d'Adler-Weisberger, 露 соотношение Адлера-Вайсбербера] カレント代数および PCAC (π 中間子場

と軸性ベクトルカレントの関係式)に基づき, 1964年にS. L. AdlerとW. I. Weisbergerにより独立に導かれた和則であり, β 崩壊の軸性ベクトル結合定数 g_A の強い相互作用による補正を説明した関係式。具体的には, 積分した量に対して書かれたカレント代数 $[F^{\pm}_1 + iF^{\pm}_2, F^{\pm}_1 - iF^{\pm}_2] = 2F_3$ を陽子の状態ではさんで両辺を独立に計算することにより導かれ, 結果は

$$1 - \frac{1}{g_A} = \frac{2m_N^2}{\pi g_{NN\pi}(0)} \int_{m_\pi}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu} \sqrt{1 - \frac{m_\pi^2}{\nu^2}} [\sigma_0(\nu) - \sigma_\pi(\nu)]$$

の形をとり。ここに, m_N , m_π は核子および π 中間子の質量であり, σ_0 は零質量に外挿したいわゆるソフト π 中間子 π^+ と陽子との全断面積である。 $g_{NN\pi}(0)$ はソフト π 中間子と核子の結合定数。 ν は π 中間子の実験系での入射エネルギー。右辺に現れる量を実際の π 中間子に対する実験値を使って計算すると, $g_A = 1.15 \sim 1.24$ を与える。これは軸性ベクトル結合定数の実験値 $g_A = 1.25$ とよく一致している。この成功は, その後のカレント代数の流行に導いた。上記の和則の少し違った見かたとしては, まずカレント代数から一般化されたウォード-高橋の恒等式を導き, それに基づき, 低エネルギー極限における π 中間子と核子の散乱半径と π 中間子の崩壊定数の間の関係式を求める方法がある(友沢幸男, S. Weinberg)。ここで, 散乱半径に対しては, 以前から知られていたゴールドバーガー-宮沢-エーメの分散公式を, π 中間子の崩壊定数に対してゴールドバーガー-トリーマンの関係式をそれぞれ使うと, 上記の和則と同様な結果が得られる。

アドレナリン [英 adrenalin, 独 Adrenalin, 仏 adrénaline, 露 адреналин] ⇒ 自律神経系

アナステジマート [英 anastigmat, 独 Anas-tigmat, 露 анастигмат] ⇒ レンズ

アナログ回路 [英 analog circuit, 仏 circuit analogue, 露 аналоговая схема] アナログ量(連続量)を取扱う回路で, 入力と出力の関係が直線的な線形回路と, ある種の比例関係にある非線形回路がある。増幅器, 発振器, 演算回路, 波形変換, コンパレータ, 能動フィルター, 微分回路, 積分回路など信号の種類や目的によりいろいろな回路がある。取扱う信号も直流, 交流, 低周波, 高周波, マイクロ波にわたり, それぞれの周波数域により回路素子, 構成方法が異なる。連続量を取扱うアナログ回路に対して離散の量を扱う回路をデジタル回路という。

アナログ計算機 [英 analog computer, 独 Analog-rechner, 仏 calculateur analogique, 露 аналоговая вычислительная машина] 数値を連続的な物理量(電圧)に対応させ, 数式(特に微分方程式)が表現する数値間の関係とその物理量上の物理現象に置換えて計算を実行する一種のシミュレーター。デジタル計算機が直列逐次演算を行うのに対し, アナログ計算機では完全同時並列演算が基本となる。通常のアナログ計算機には線形演算器(加算, 積分, ポテンショメーターなど)と非線形演算器(乗算器, 飽和要素, コンパレータなど)が用意されており, これらの間を電線で接続することにより演算が行われる。したがって, 与えられた問題から各種の演算器間の接続を決定し, パッチボード上でその配線を行うことが, アナログ計算機のプログラミングである。

アナログ計算機の特徴をデジタル計算機と対比すると次のようになる。(1) 演算器の機能は, その物理的な性質によって決めるため, 加算器, 積分器, 乗算器のように機能

が固定化される。(2) 問題の解析が物理現象に置換えられるため, 線形的な微分方程式の解析には優れるが, 汎用性には乏しい。(3) 物理現象を用いているため, 問題の物理的な把握, 解釈が容易となる。また, 解析対象の全体の様子をつかむことも容易である。(4) 並列演算が行われるため演算が速い。(5) 物理量を扱うため精度に限界があり, 高々4けたの精度しかもたせることができない。

アナログ状態 [英 analogue state, 独 Analogzustand, 仏 état analogue, 露 аналоговое состояние] ⇒ アイソバリックアナログ状態

アナログ信号 [英 analog signal, 独 analoges Signal, 仏 signal analogue, 露 аналоговый сигнал] なんらかの物理量に対応して得られた他の物理量をアナログ量といい, これが時間的に変化するとき, その時系列信号をアナログ信号という。たとえば, 熱電対温度計で, 温度を計測する場合, ある温度範囲内では, 温度に比例した電圧が得られる。しかし一般には, 「アナログ」という言葉は「デジタル」に対比して使われ, 連続的な値をもつ量をアナログ量, 値が連続的に変化する信号をアナログ信号と称することが多い。

アナログ信号をデジタル信号に変換することをアナログ・デジタル変換(A・D変換), その逆を行うことをデジタル・アナログ変換(D・A変換)という。また, たとえば, 電気信号に対し, 抵抗や容量, インダクタンス, 増幅器などの物理的素子(アナログ素子)を用いて構成した信号処理回路によりフィルタリングなどの処理と行うことを, アナログ信号処理という。

アナログスイッチ [英 analog switch, 独 Analog-schalter, 仏 interrupteur numérique, 露 аналоговый ключ] アナログ信号の波形を損なわずに忠実にON・OFFできるスイッチをいう。使用されている代表的な半導体素子にはダイオード, トランジスタ, FET(電界効果トランジスタ)がある。その他, リードリレーや水銀接点リレーなどが計測器に多く利用されていたが, 速度と信頼性の点から多くが半導体スイッチに置きかえられている。FETはON抵抗が数十 Ω , OFF抵抗が $10^{10}\Omega$ 程度でON・OFFの比がダイオードやトランジスタよりも大きく, 最もアナログスイッチに適した素子である。IC化されているアナログスイッチでは98%以上がFETである。ダイオードは高周波特性の優れたスイッチ素子であるため, ダイオードブリッジ型が高速リニャーゲート回路や無線機器のバンド切替えスイッチとして利用されている。トランジスタもダイオードと同じく高周波特性の優れたスイッチ素子であるが, ベース電流が信号に影響するため誤差を生じやすい。

アナログ・デジタル変換 [英 analog-to-digital conversion, 独 Analog-Digital-Umwandlung, 仏 conversion analogue-numérique, 露 аналого-цифровое преобразование] 電流, 電圧などのアナログ量をデジタル量に変換することをアナログ・デジタル変換(A・D変換)という。A・D変換器には機械的なものと電子的なものがある。前者にはシャフトエンコーダーなどの機械的回転位置を数値化するものなどがあり, 電子式の方法としては積分型, 計数型あるいは逐次比較型A・Dコンバータなどがある。二重積分型A・D変換は精度が高いため, デジタル電圧計に使われることが多い。また逐次比較型は高速のものでできるので波形信号の各点のデジタル化に用いられ

る(⇒積分型アナログ・ディジタル変換, 計数型アナログ・ディジタル変換, 逐次比較型アナログ・ディジタル変換)。

アニオン重合 [英 anionic polymerization, 独 anionische Polymerization, 仏 polymérisation anionique, 露 анионная полимеризация] ⇒ イオン重合

アニーリング [英 annealing, 独 Ausglühen, 仏 recuit, 露 отжиг] 高分子の分野でアニーリングとは, 高分子固体を加工した後に内部ひずみを緩和させたり, 寸法安定性を向上させるために熱処理したりすることの意味に用いられる。高分子繊維に延伸加工を加えたり, 高分子フィルムや成形物に延伸や圧延などの加工を加えると, そのままでは結晶相, 非晶相ともに不安定な分子鎖凝集構造を残す。これを加工温度よりは高く, その高分子の融点よりは低い温度に保つと, 非晶性高分子では緊張した分子鎖の部分的緩和が起り, 結晶性高分子では結晶化の進行や, 微結晶配向の部分的緩和と非晶鎖の緩和などが起る。アニーリング温度と時間は結晶化の進行や分子鎖の局所的運動が可能なタイムスケールとなるように, それぞれの高分子の分子運動の特性をもとに調節されねばならない。金属材料に関しては(⇒焼なまし)。

エネルギー [英 energie] ⇒ エクセルギー

アネロイド気圧計 [英 aneroid barometer, 独 Aneroidbarometer, 仏 baromètre anéroïde, 露 барометр-анероид] 空こう(薄い円形の波打った金属板を2枚貼り合わせて外周をはんだづけしたもの)またはベローズの圧力による弾性変形を利用した気圧計。L. Vidie (1805~1866年)が1844年に発明し, 水銀気圧計に対して「液体がない」の意味のギリシア語からアネロイド形と名づけた。Vidie が作った最初の原形では, 気圧を受ける弾性素子として波状形のダイヤフラムを張りつけた真空箱が用いられた。空こうは円形波状の薄板を2枚重ね合わせ, 外周縁をろう付けしてつくった弾性素子で, 中を真空にしておけば気圧の変化に感応して変形する。気圧に押しつぶされないようにスプリングや板ばねなどのばねの力でつり合わせてある。空こうの中心の変位は歯車やてこなどを組合せた拡大機構により指針を回転させて目盛板上に気圧として指示される。温度変化に対しては, バイメタルなどを用いた温度補正機構が備えてある。空こうを数個重ねて連続し気圧による変位を大きくしたものと空こうの代りにベローズを用いたものもあり, これらは気圧変化を記録できる自記気圧計としても使用される。アネロイド気圧計は姿勢による誤差が小さく, 振動に強いため携帯に便利であり, 船舶用や高度計としても用いられる。

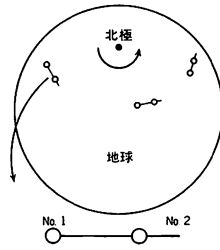
アノード [英 anode, 独 Anode, 露 анод]

[1] 電解槽(セル)に挿入する電極のうち, 溶液に向かって正電荷が流れ出す側の電極を指す。M. Faraday がギリシア語の *ἀνόδος* (上り口) に基づいて命名したものである。電解槽(セル)では, アノード方向に陰イオンが移動するので, アノード上で電子を放出すると酸化が起る。これを陽極酸化という。還元反応を起す方の電極は, カソードとよばれる(⇒カソード)。わが国では従来, 電位の高い側を陽極, 正極とよび, 電位の低い側を陰極, 負極とよんでいる。しかしアノードとの対応は電解槽と電池では逆になるなど混乱のもとになるのでアノードという用語が定着する方向にある。

[2] 電子管の内部には, 2個の電極と複数個の格子が装

着されている。この2個の電極の一方をアノード(陽極)とよび一方をカソード(陰極)とよぶ。通常アノードはカソードに対して正電位に保たれ, カソードから放出された電子を吸収する。電子の有する運動エネルギーは, 電子がアノードに衝突することによってすべて熱に変換され, アノードを加熱する。この熱損失をアノード損失とよび, 小型の電子管ではあまり問題にならないが, 大型管ではアノードを冷却するために種々の手段を講ずる必要がある。アノードの材料としては, Ni, Fe, Mo, Ta, グラファイト, Cu などが用いられる。このうち, 安価な Ni, Fe は受信管に用いられ, 融点が高く蒸気圧の低い Mo, グラファイトおよび温度が高くなるとガスを吸着しやすくなる Ta は, 送信管に用いられる。銅陽極は水冷, 蒸発冷却, 強制空冷の施されている電子管に用いられる。

アパーチュアシンセシス [英 aperture synthesis, 独 Apertursynthese, 仏 synthèse d'ouverture, 露 апертурный синтез] 電磁波の観測において, 小口径の開口をもつ装置を組合せ, 大口径の開口に匹敵する分解能を得る方法(⇒開口合成)。特に電波天文学の分野では, 高分解能を実現するために直径数十 km 以上の巨大パラボラをつくることは不可能なので, 早くからこの方法を取入れてきた。2つのアンテナを使った干渉計で測定できるのは, 両アンテナの間隔に比例した周期をもつ干渉縞の振幅と位相である(⇒開口合成干渉計)。任意の波形がいろいろな周期の三角関数に分解できる(⇒フーリエ分解)の逆の原理で, 地球上のどんな明るさの分布も, いろいろな周期, 振幅, 位相の干渉縞の重ね合せとして再現できる。したがって, 天体の明るさの分布が変化しないときには, 時間さえかければ, わずか2台のアンテナでも一方に対し他方を動かし観測することによって, 大きな開口を合成できる。また地球は自転しているので, 図に示すように天体から見た干渉

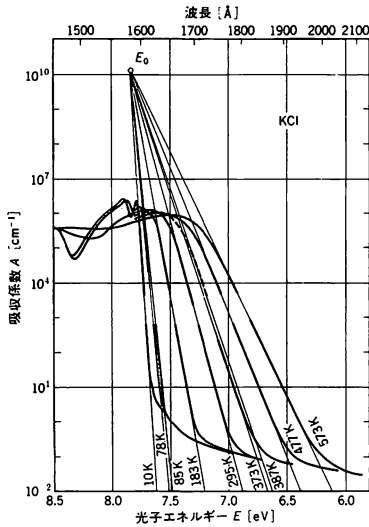


計の見かけの形は時々刻々と変化する。このことを利用すると, アンテナを移動させる手間を大幅に省略できる。この原理そのものは古く, すでに今世紀の初めに結晶構造を調べるのに使われていたが, 電波天文学に導入されたのは1950年代になってからである。

アーバック則 [英 Urbach rule] 多くの絶縁体結晶では, 基礎吸収スペクトルの低エネルギーバンドテイルが, 図のように低温領域を除き

$$A = A_0 \exp \left[-\frac{\sigma(E_0 - E)}{kT} \right]$$

で表され, 光子エネルギー(E), 温度(T)依存性をもつ。 k はボルツマン定数, E_0 は絶対零度での励起子の最低エネルギーに近い値をもつ。この経験則は, F. Urbach によりハロゲン化銀で見いだされ(1953年), 以後, 種々のイオン結晶, 半導体, 分子性結晶などで広く成り立つこと



が確かめられた。物質によっては、吸収係数 A が 10^4 倍以上も変化するエネルギー領域にわたって成り立つものがある。上式の温度依存性は、ミクロには励起子のエネルギーが格子振動との相互作用によってゆらぐことが原因であると考えられている。すなわち、励起子は格子振動との相互作用によって各瞬間、各場所に捕えられるが、この「捕えられた」励起子状態のゆらぎによる統計的分布が、この指数関数形のパンドテイルを形成するものと考えられている。係数 σ は物質定数で、それが 1 より大きい小さいかは、フォノン場での励起子の安定状態が動きやすいタイプかあるいは自縛自縛的(⇒自縛自縛励起子)かということと対応している。このことは、観測される吸収端のパンドテイルが、低温で上式からどのようにはずれるかということとも関係がある。 $\sigma > 1$ のもの(たとえば II-VI 族化合物)では $T \rightarrow 0\text{K}$ とともにパンドテイルは消失(途中の温度で尾部がフォノン構造を表すこともある)して励起子は鋭い線スペクトルになるが、 $\sigma < 1$ のもの(たとえばハロゲン化アルカリ)では $T \rightarrow 0\text{K}$ でもパンドテイルは残り、その形状は、上式で $T = T_0$ (普通、数十 K 程度)とおいたものと与えられる。

アーバック-マーティンゼン則 = アーバック則

アハラノフ-ボーム効果 [英 Aharonov-Bohm effect, 独 Aharonov-Bohm-Effekt, 仏 effet Aharonov-Bohm, 露 эффект Ахаронова-Боме] Y. Aharonov と D. Bohm は電子に対する電磁場の作用を考察し、電子は電場 E と磁場 B がなくてもベクトルポテンシャル A があればその影響をうけることを示した。すなわち電子が長いソレノイドのまわりを通ると、電子がソレノイドの内部に入れぬようにしておけば、電子には E, B が作用しないが、ソレノイドのまわりには A があるので電子はその影響を受け、それはソレノイドによる電子線の回折のパターンの変化として現れるはずである。このことは実験によって確かめられ、電子のハミルトニアンがポテンシャルを含むことに関連して電磁場の作用が非局所的であることを示すものと考えられる。

アバランシ効果 [英 avalanche effect, 独 Lawine-

Effekt, 仏 effet avalanche, 露 лавинный эффект] 半導体結晶に高電場を加えたとき、高速に加速されたキャリアが格子原子に衝突することによりそこに束縛されている電子を励起し、自由電子と正孔をつくる。これらの二次キャリアも次々衝突電離に加わるため、なだれ状にキャリアの増倍が起こる。このような半導体中の電流増倍作用をアバランシ効果というが広くは固体や気体中の電子またはイオンによる繰返し衝突電離も含まれる。半導体では pn 接合やショットキーバリアーに存在する空間電荷領域は逆バイアス電圧を高めることにより容易に高電場になる。空間電荷領域を走行するキャリアは電場により加速され、やがて光学的フォノン散乱で制限される飽和速度に達するが、価電子帯の電子を伝導帯に励起するに十分なエネルギーをもつものが格子原子に衝突して電離する。単位距離当りの衝突電離の回数をイオン化率といい、電離を起すキャリアのしきい値エネルギーを電離エネルギーという。電離エネルギーはバンドギャップに比例するため、バンドギャップの大きな半導体ほどアバランシ効果を起こす電場強度は高くなるが、イオン化率が 10^4cm^{-1} になる電場強度は $200 \sim 600\text{kV}\cdot\text{cm}^{-1}$ 程度である。これ以上の高電場になる場合、すなわち不純物濃度が高い場合はゼーナー降伏が生じ、アバランシ増倍作用はなくなる。電子と正孔のイオン化率 α, β の大小関係はバンド構造によって異なり、Si では $\alpha \gg \beta$ 、Ge では $\beta \geq \alpha$ である。アバランシ効果はマイクロ波発振(アバランシダイオード)、光電流の増幅(アバランシフォトダイオード)、キャリアの注入(アバランシ注入 MOS メモリー)などに応用されている。

アバランシダイオード [英 avalanche diode, 独 Lawinen Diode, 仏 avalanche diode, 露 лавинный диод] pn 接合のアバランシ効果による電子なだれ現象のキャリアーと、その走行時間効果による負性抵抗をもつダイオードで、インパルスダイオードともよばれる。数〜数十 GHz のマイクロ波発振器として用いられ、出力は 10W に達するものもある。アバランシ効果を光電流増倍に用いた光検出器はアバランシフォトダイオードとよばれる。

アバランシチェンバー [英 avalanche chamber, 仏 chambre à avalanche] ⇒ ストリーマーチェンバー

アバランシフォトダイオード [英 avalanche photodiode, 独 Lawinen Photodiode, 仏 photodiode à avalanche, 露 лавинный фотодиод] 降伏電圧近くの逆バイアス電圧を加えて用いるフォトダイオード。光電変換により発生したキャリアが pn 接合の高電場領域に流入したとき、アバランシ効果によりキャリアが増倍される。この光電流の内部増倍作用により信号対雑音比がフォトダイオードに比べ数 dB から 20dB ほど改善される。素子構造はフォトダイオードと類似しているが、受光面内で一様な増倍率が得られるように pn 接合端に局部降伏を防止するガードリングが設けられている。図 1 は $0.8\mu\text{m}$ 以上の近赤外領域にも使えるように設計されているシリコンアバランシダイオード(Si APD)で、数十 μm の空乏層(π 層)で光吸収を行い n⁺p 接合近傍がなだれ増倍領域となっている。光電流の増倍率はバイアス電圧とともに増大するが、降伏電圧以上では暗電流が急増し全電流(光電流+暗電流)との差がなくなってしまうため信号出力は降伏電圧で最大となる(図 2)。衝突電離過程の平均自由時間は 1ps 前後であるが、高増倍時には衝突電離が繰返し起るため、な

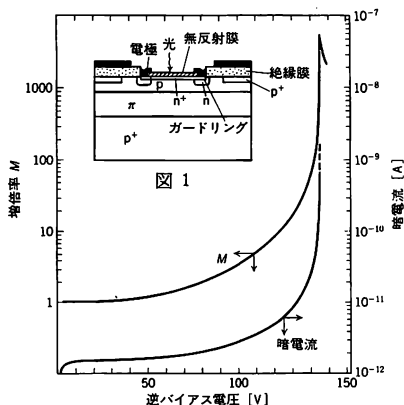


図 2

だれ電流の立ち上がり時間は増倍率に比例して長くなり応答速度制限要因となる。このため利得・帯域積はほぼ一定となり Si APD で数百 GHz、ゲルマニウムアバランシェフォトダイオード (Ge APD) で数十 GHz となる。

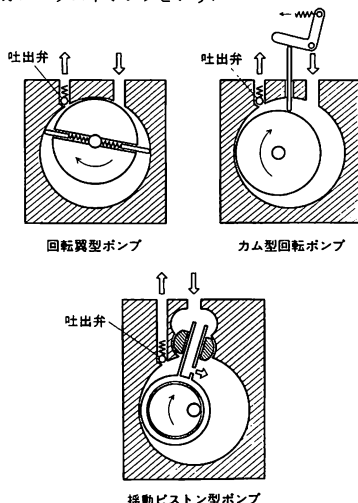
アバランシェフォトダイオード固有の雑音として衝突電離によるキャリア発生の不規則さが原因で発生するアバランシェ雑音がある。この雑音はイオン化率の大きい方のキャリア（電子または正孔）が主としてなだれ領域に注入する場合は最小となり、イオン化率の比が大きいほど低雑音となる。アバランシェフォトダイオードの雑音指数はおよそ $F = M^2$ (Si で $x \sim 0.3$, Ge で $x \sim 0.9$) で表され増倍率 M に比例する。このため信号対雑音比は高増倍率ではかえって悪くなり、アバランシェ雑音が熱雑音とほぼ等しくなる増倍率で最良となる。この最適増倍率は $M_{opt} = (4kT/x e R_L I_0)^{1/(x+2)}$ で与えられる。 k はボルツマン定数、 T は絶対温度、 e は電子の電荷、 R_L は負荷抵抗、 I_0 は $M = 1$ での全電流である。

アビケンナ Avicenna = イブン・シーナー

アフターグロー [英 afterglow, 独 Nachleuchten, 仏 postluminescence, 露 послесвечение] 気体放電をさせておいて、プラズマを生成維持するために必要な外部からのエネルギー供給を断ったあと、減衰し消滅していく過程をアフターグロー、その過程にあるプラズマをアフターグロープラズマとよぶ。放電によってプラズマを発生させると、プラズマ中に電流が流れていることに起因する各種の不安定性や波動が生じやすい。また、電離に伴う波動や不均一性も現れやすい。アフターグローではこれらの不安定性の起きない状態でのプラズマが実現できるので、比較的純粋な形で、再結合や器壁への拡散損失などの減衰過程を調べることができる。通常はエネルギー閉じ込め時間の方が粒子閉じ込め時間より短いの、イオン温度や電子温度の方が密度の変化よりも急速に下がる場合が多い。このように温度や密度が時間的に変化している点は不利ではあるが、静かなプラズマが得られることから、プラズマ中の波動現象や輸送現象の研究によく用いられる。

油回転ポンプ [英 oil-sealed rotary vacuum pump, 独 ölgedichtete Vakuumpumpe, 仏 pompe à vide à bain d'huile, 露 масляный ротационный насос] 端面が閉じた円筒内で、円柱や翼板などを偏心回転させ、気密シールと潤滑に油を使って気体を圧縮排気する機械式ポンプ。

油はまた圧縮過程における効果を上げるためのダミー流体としても重要な役割を果たす。到達圧力は一段で 10 Pa 台、二段直列形式で 10^{-1} Pa 台で、排気速度は $2 \times 10^{-6} \sim 2 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ のものがつくられ、大気圧からの排気に広く用いられている。構造には次の 3 種類がある。(1) 回転翼型ポンプはゲーデ型回転ポンプともよばれ、図のように回転円柱と、その切り割りにはめ込んだ 2 枚の翼板とが油膜を介して固定円筒面を摺動する。これらの回転部と固定円筒端面に囲まれた空間の容積変化によって気体の吸入、圧縮、吐出を行う。(2) カム型回転ポンプ、別称センコ型回転ポンプでは、翼板とこれを押すカムとスプリングとが固定円筒に取付けられている。(3) 揺動ピストン型ポンプ、別称キニー型回転ポンプでは横穴付の角筒がついた揺動ピストンが固定円筒内面を摺動して排気作用を行う。油回転ポンプで水蒸気を含んだ気体を排気すると、ポンプ内で凝縮して水となる。圧縮過程前半でポンプ内に大気を導入するための弁を付けた小孔を設けておくと、水の凝縮前に吐出弁が開くようにすることができる。この機構付の油回転ポンプをガスバラストポンプという。



油拡散ポンプ [英 oil diffusion pump, 独 Öldiffusionspumpe, 仏 pompe à diffusion d'huile, 露 масляный диффузионный насос] ⇨ 拡散ポンプ

油コンデンサー [英 oil impregnated capacitor, 独 Ölkondensator, 仏 condensateur imprégné d'huile, 露 масляный конденсатор] 高い電圧でしかも大きな容量値を必要とする場所に使用されるコンデンサーで含浸剤には鉱物油などの液体が使用される。多くは金属ケースに密封された据置型構造になっている。有機フィルムと紙を組合せた油コンデンサーがつくられている(紙コンデンサーの一種)。

アプラナート [英仏 aplanat, 独 Aplanat, 露 апланат] ⇨ レンズ

アブラハム Abraham, Max 1875.3.26—1922.11.16 ドイツの物理学者。ダンチヒ(現グダニスク)に生れる。フライブルク、ベルリン両大学に学び、1897 年 M. Planck の下で、細い導線中の電気振動の研究によって学位を受ける。Planck の助手を務めた後、1900 年にゲッティンゲン大

学に移り、私講師として1908年まで同大学にとどまった。この間 D. Hilbert や W. Ritz らと親交を結んでいる。1908年 物理学の教授としてイリノイ大学に赴いたが、6ヵ月でそこを去った。1909年 ミラノ工科大学の理論物理学の教授となったが、第一次世界大戦のためミラノを去り、テレフンゲン社で電信の研究に参加した。戦後ミュンヘン、シュツットガルトの工業大学を経て、アーヘン大学の理論物理学の教授に指名されたが、重病に陥り、1922年ミュンヘンで死んだ。1903年 剛体電子(starren Elektron)の理論を提唱し、電子質量の速度依存性について特殊相対論と異なる結果を与えた。W. Kaufmann の初期の実験は Abraham の理論を支持するかに見えたが、やがてその不一致が明らかとなった。また一般相対論の形成にあたって、光速の重力ポテンシャルへの依存性を導入したりしたが、互いに加速運動をする座標系の間での等価原理を認めず、一般相対論に否定的であった。しかし Abraham の批判、反論は、A. Einstein の研究にとって大きな影響を与えた。Abraham は非常にクリティカルな人物であり、常に明確さを追求した。「明確さは彼の性質の核心であり、しかも精神と心情の両面においてそうであった」(M. Born-M. Laue の追悼文)。この鋭い批判の習慣は、彼が安定した地位を得るのを妨げたといわれる。また彼は、August Föppel (1854~1924年)のマクスウェル理論の入門書を改作した電磁気学の教科書を書いたことも有名である。[主著] *Theorie der Elektrizität* I, 1904; II, 1905。

アブラミの式 [英 Avrami's equation, 仏 équation d'Avrami, 露 формула Аврами] M. Avrami (1939~41年)が一定温度における金属の相変換の過程を記述するために提出した式であるが、高分子が過冷却の無定形状態から球晶などの形態に結晶化する場合にもよく適合する。アブラミの式は、無定形相の体積分率 a を時間 t の関数として

$$a = \exp\{-kt^m\}$$

と表す。 k を結晶化速度定数、 m をアブラミの指数とよぶ。 m は核生成の様式と結晶生長の次元に従って、1~4の値をとる。 k は核発生速度と生長速度とを含む。核発生速度の様式には時間と空間に関しランダムに発生する均一核生成の場合と、異物ないしは残存結晶粒から時間0において生長が開始する不均一核生成の場合の2種がある。生長様式は球晶生長(三次元的)、円盤状成長(二次元的)、繊維状成長(一次元的)の3種に区別する。これらの組合せにより、アブラミの指数はその様式を反映して変化する。 k も係数値と生長速度の次数とが各様式により異なる。高分子の系では(1-a)の分率で表される結晶化した相も100%の結晶ではありえない。1~ ∞ における結晶化度を割当てて、通常、ディラトメーターを用いて試料を溶解した後、結晶化浴に移して容積の変化を測定し、アブラミの式を適用する。現実には、アブラミの式は結晶化の初期によく成立し、時間の経過とともに二次結晶化などのために合わなくなる場合がある。赤外吸収スペクトル、X線回折法などにより結晶化度の時間的変化を測定した場合に、結晶化した相の結晶化度で補正してアブラミの式を検証する必要がある。

アブリコソフの磁束線構造 [英 Abrikosov's structure of flux lines, 露 структура флюксопда Абрикосова] 第二種超伝導体の渦糸状態における磁束の分布をいう。A. A. Abrikosov がギンズブルグ-ランダウ理論に基づい

て理論的に予言(1957年)したのでこの名がある。磁束は外部磁場に平行であり、これに垂直な断面での強度分布は(結晶の構造欠陥の効果が弱いとき)二次元的な周期構造を示し、格子(たとえば三角格子)を構成する。これを磁束線格子という。この格子の単位胞当りの磁束が磁束量子 $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ になる(⇒巨視的量子化)。

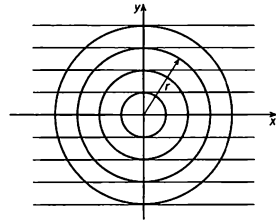
あふれ = オーバーフロー

アーベル群 [英 Abelian group, 独 Abelsche Gruppe, 仏 groupe abélien, 露 абелева группа] = 可換群

アーベル変換 [英 Abel conversion, 独 Abel-Inversion, 仏 inversion d'Abel] ある物理量 $\epsilon(r)$ が回転対称性をもっていて、しかも半径 r だけの関数とする。一方、観測量としては図に示すように x 方向に平均した量 $I(y)$ が得られる場合が多い。この観測量 $I(y)$ から、もとの $\epsilon(r)$ を求める変換をアーベル変換といい、両者の関係は次式で与えられる。

$$I(y) = 2 \int_0^{(r^2 - y^2)^{1/2}} \epsilon(r) dx = 2 \int_y^r \frac{\epsilon(r) r dr}{(r^2 - y^2)^{1/2}}$$

$$\epsilon(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{dI(y)}{dy} \frac{dy}{(y^2 - r^2)^{1/2}}$$



アベレス法 [英 Abelès method, 露 метод Абелес] 偏光角を測って透明な薄膜の屈折率を求める測定法。1949年に F. Abelès によって考案された。図1のように屈折率 n_0 の媒質中に置かれた屈折率 n_2 の下地上に屈折率 n_1 、厚さ d の透明膜がついている系に、入射角 ϕ で波長 λ の平行光束を入射する。入射光が直線偏光であって、振動面が入射面内にある p 偏光であれば、図の右側の膜面での振幅反射率 R_F は、膜内での多重反射干渉を考慮して $R_F = (r_1 + r_2 e^{-i\delta}) / (1 + r_1 r_2 e^{-i\delta})$ と書ける。ただし r_1, r_2 は膜の表面および裏面でのフレネル係数で、 δ は膜内一往復の位相差 $(4\pi n d / \lambda \sqrt{1 - n_0^2 \sin^2 \phi}) / \lambda$ である。一方、下地面の振幅反射率 R_S は下地表面のフレネル係数に等しいが、これは膜面での δ を0とした $(r_1 + r_2) / (1 + r_1 r_2)$ と等しい。したがって p 偏光の強度反射率は、(1) $r_1 = 0$, (2) $r_2 = 0$, (3) $\delta = 2k\pi$ ($k=1, 2, \dots$) の3つの条件で等しくなることがわかる。アベレス法では、膜の偏光角 ϕ_B での条件である(1)を利用する。(2),(3)はともに特殊な条件となるので普通には利用価値はない。入射角が ϕ_B に等しいときは、膜の表面での反射はなくなり、膜内での多重反射は起らない(図1、破線)。したがって膜面の強度反射率は膜の裏面の振幅反射率だけで決り、これは下地面の振幅反射率と等しいので、両面の強度反射率は等しくなる。実際の測定手順としては、普通は下地面の半分に薄膜をつけ、 p 偏光を入射して両半面の反射光の明るさを観測しながら入射角を変え、両面の明るさが等しくなり、両面の境界が見えなくなれば、それが膜の偏光角だから、 $n_1/n_0 = \tan \phi_B$ として屈折率が求まる。薄膜の光学的厚さ $n_1 d$ によって、下地面と膜面の反射率の変化の様子は $\phi = \phi_B$ 近傍で図2のよう

になる。測定感度は光学的膜厚(正確には $d\sqrt{n_1^2 - n_0^2 \sin^2 \theta_B}$
 $= dn_1^2 / (n_1^2 + n_0^2)^{1/2}$) に依存し、 $\lambda/4$ の奇数倍の厚みの膜に
 対して最高となる。偶数倍の厚みでは $e^{-i\pi} = 1$ であっ
 て、入射角が変わっても $|R_S|^2 \approx |R_P|^2$ で測定不能となる
 (⇒偏光角)。

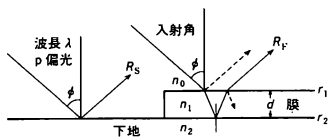


図 1

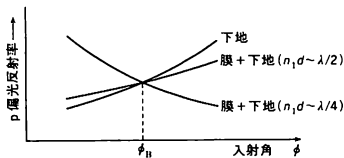


図 2

アボガドロ Avogadro, Amedeo, Conte di Quaregna di Ceretto 1776.6.9—1856.7.9 イタリアの物理学者、化学者。トリノの高級官吏の家に生れ、法律を修めていったんは官途に就いたが、1800年から個人的に数学、物理を学び、電気の研究で論文を発表するに至った(1806—07年)。1806年から教職に就き、イタリア最初の数理物理学教授のポストがトリノのアカデミーに設けられた1820年、その地位に任ぜられた。政変でポストが取消された一時期を除き、長くこの地位にとどまり、1850年に引退した。それと平行して、統計や計量(特にメートル法の導入)の分野の責任者を兼ねた。

電気についての2論文の次に、化学について的小論文(1809年)が発表された。これは酸性・アルカリ性に関するものであったが、彼が、C. L. Bertholletの影響を受けつつ、A. L. Lavoisier 以後の化学を熱心に追求しているありさまは、この論文にもすでに認められる。追求の特色は、化学と物理とをことさらに区分しない点、数学をつねに活用する点にうかがわれる。そのような追求が、化学親和力、比熱、原子容およびそれらの相互関係などに向けて続けられるが、ときとしてその所見は、一貫性や精密さに欠けるとの理由で批判される(たとえば比熱のデータに対する H. V. Regnault の批判)。彼の本領は、物理(的)化学の課題を大局的に洞察し、その研究の方法論を提示したところにあるといえよう。最もよく知られているアボガドロの仮説(1811年)は、J. L. Gay-Lussac の(化学反応する気体の体積の比に関する)法則(1809年)に示唆されたもので、Avogadro 自身はそれを「任意の気体の中の molécule intégrante の数は、等体積に対しては同一である(すなわち体積に比例する)」と表現した。この molécule intégrante は、今日いう(化合物の)分子を意味する。彼はこの着想を10年間たびたび論述し、イタリアの雑誌に発表したが、フランス・イギリス・ドイツの有力雑誌に翻訳抄録されることがまれだったため、注目されなかった。その意義が明らかにされたのは、1860年以降となり、S. Cannizzaro, C. F. Gerhardt らによってであった(⇒物質質量、物質質量の単位、モル、アボガドロ定数)。

アボガドロ定数 [英 Avogadro constant, 独 Avogadro'sche Konstante, 仏 constante d'Avogadro, 露 постоян-

ная Авогадро] 「単位物質あたりの構成要素数」と定義され、1986年以降では、 $(6.0221367 \pm 0.0000036) \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ である。1 mol の物質が含む構成要素の数は、古くからアボガドロ数とよばれていた。これは 1g と 1u (原子質量単位) の比でもある。アボガドロ定数は、物質量の逆数の次元をもつので、数ではない。記号としては L または N_A を用いる。アボガドロ数個の単位粒子(原子、分子、イオン、素粒子、またはこれらの特定の組合せて明確に規定されたもの)を含む物質の量を 1 mol という。もともとアボガドロ定数は、「同温・同圧・同体積の気体は同数の分子を含む」というアボガドロの仮説(のちに法則となった)にもとづいて、気体 1 mol に含まれる分子の数をさすものであり、1865年に J. Loschmidt が測定した。したがって Loschmidt の母国であるドイツでは、アボガドロ定数の意味でロシュミット数とよんだこともあった(⇒ロシュミット)。しかし、現行のロシュミット数は、0 °C, 1 atm における 1 cm³ の気体中の分子数として用いられる。少し以前のドイツの書物、論文などを読む際には注意が必要である。

測定には次のようないろいろな方法がある。(1) 銀電量計から得られたファラデー定数 F と単位電荷 e との比から求める(⇒ファラデー定数)。(2) X 線回折と結晶密度の測定から求める。この場合、X 線の実験で長さの単位が X 単位(XU)であると、得られるアボガドロ定数は N_A ではなくメートル単位系での換算比 d ($\lambda \times 10^{-10} [\text{m}] / [kXU]$) を用いて $d^3 N_A$ となる。(3) プロトンの核磁気回転比などほかの基本定数を組合せて求める(⇒核磁気回転比)。(4) X 線と光干渉計の組合せ装置によって単結晶の格子定数の精密測定を行い、これから N_A を求める。

現在のところ、結晶を用いる方法では、得られる数値の精度はどこまで不純物や欠陥の少ない完全結晶を試料にできるかによって決まる。上記の4つの方法のなかで、最後のX線と光干渉計の併用による方法によれば、ケイ素単結晶の格子定数がほぼ 0.2 ppm の精度で測定できるから、同位体組成の変動、あるいは不純物の効果などを考えても、1 ppm 以内の精度で N_A が求められることになる(⇒格子定数)。この方法でアメリカ国立標準局の R. D. Deslattes の報告している値は $N_A = 6.0220978 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ で、精度 1.05 ppm である(1976)。西ドイツでの測定結果との比較も行われ、測定精度はさらに向上した。(1)~(3)の各方法では、それぞれに測定上多くの問題を含む物理定数のデータを必要とするために、測定精度はそれほど向上していない。数十 ppm 内外の精度で十分な場合には、どの方法によっても大きな差はない。しかし、ファラデー定数とプロトンの核磁気回転比などとの精密な値が得られるようになれば、現在は精度に欠けるといわれている(1)~(3)の諸法からも、もっと精度のよい値の得られる可能性が残されている。

アボガドロの法則 [英 Avogadro law, 独 Avogadro'sches Gesetz, 仏 loi d'Avogadro, 露 закон Авогадро] 同温・同圧の下では、同体積のすべての気体は同数の分子の集団であるという法則。この法則が厳密に成り立つのは理想気体であるが、実在気体の場合 常温常圧程度ならば 1% 以下の誤差で成り立つことが知られている。1811年、A. Avogadro が最初に仮説として提唱したものであるが、今日では実験的にも理論的にも確立された気体の基本法則のひとつとなっている。1808年、J. L. Gay-Lussac が気

体反応の法則を確立したが、当時流布されていたドルトンの原子説では、気体の最小単位が H_2 や O_2 のような分子であるという認識がなかった。Avogadro はこのような分子の存在とこのアボガドロの法則の2つを仮定することにより、定比例の法則、倍数比例の法則、気体反応の法則などの統一的な説明を与えた。分子の概念や原子量決定の原理を確立したこの法則の意義は、1858年、S. Cannizzaro によって初めて広く認められるようになった(⇒アボガドロ定数)。

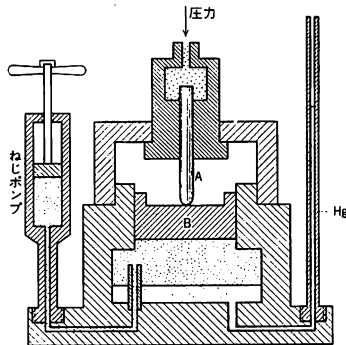
アポディゼーション [英 apodization, 独 Apodisation, 仏 apodisation, 露 аподизация, 無収差回折像]に生じる明るい同心円状の回折環を目立たなくする目的で、レンズ開口の周辺部の透過率を緩やかに低くする手法。たとえば透過率が一律な矩形開口をもつ分光器においては、明るい回折像中心の両隣りに明るさが中央部の4.7%にも達する副次的なピークができる。これでは、中心部より弱いにしてもスペクトルとまちがえるおそれがある。適当な透過率分布を与えることにより、回折像の広がりや5割程度増加する代りに、その両隣りのピークを1/20程度にまで低下させることができる。逆に開口の中心部の透過率を低くすると中央光斑の直径は小さくなって分解能は向上するように見えるが、第一円環の強度はかえって大きくなるので、必ずしも像の改良にならない。フーリエ分光法では、光電出力を逆フーリエ変換してスペクトルを求める際、光路差の大きい部分からの寄与を小さくすることにより、偽のスペクトル強度を低下させる手法があり、これもアポディゼーションとよばれる。

アマガ [英仏 amagat, 独 Amagat, 露 amara] 高圧下の気体の状態を表すのに用いる体積および(物質質量)濃度の単位。体積の単位としては、標準大気圧(101325 Pa)、温度 0°C ($=273.15\text{K}$)で物質質量1molの気体が占める体積をさすので、今日その最も確からしい値は 22.41410dm^3 である。一方、(物質質量)濃度の単位としては、体積1ℓ ($=1\text{dm}^3$)当り物質質量1molの濃度をさすので、今日その値は $(1/22.41410)\text{mol}\cdot\text{dm}^{-3}=0.0446147\text{mol}\cdot\text{dm}^{-3}$ が最も確からしいとされている。アマガという方は、人名 E. H. Amagat にちなんで導入された。国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい単位である。

アマガ Amagat, Émile-Hilaire 1841.1.2—1915.2.16 フランスの物理学者。シェール県 サン・サチュールに生れる。1872年パリ大学で「気体の熱膨張と圧縮率の研究」により博士号を取得した。1877年リヨン・カトリック大学教授、1892年エコール・ポリテクニク講師、1897年同入学試験官を歴任。1902年アカデミー・デ・シアンスに迎えられ、M. A. Cornuの後任となる。同年科学分野で最も栄誉あるラ・カズ賞を受賞し、理化学会会長および名誉会員となる。高圧下の物性研究に多くの業績を残し、特に気体・液体の圧縮率と熱膨張の測定実験が有名で、圧力が高くなるとボイルの法則が成り立たなくなることを最初の論文で示した。1879年には、サンテチエンヌ炭鉱のたて坑内で327mの水銀柱を立て、43MPaまでの圧力における窒素の圧縮実験を行った。圧力シール、電極シール、光学窓、複自由ピストン型の圧力計(アマガ圧力計とよばれる)など、高圧実験技術上のいろいろな考案をし、1860年代当時においては100MPa以下であった圧力の実験範囲を300MPa以上にまで拡張して、高圧研究の初期の進展を促した。気体・液体の pVT (圧力-体積-温度)関係の測

定のほか、臨界点付近における気体・液体の密度測定、対応状態の法則、流体の比熱、固体の圧縮率および弾性率などについての幅広い高圧実験を行い、1869年から1894年にわたって31編におよぶ研究論文を著した。このようなAmagatの功績にちなんで命名された量の単位にアマガ単位がある。これは気体の密度または比体積を表す単位の一つ(非SI単位)で、 0°C , 1atm (101.325kPa)の標準状態における気体の密度または比体積をそれぞれの単位にとり、気体の密度変化による粘度や熱伝導率などの熱物性値の変化を記述するのに用いられる。

アマガ圧力計 [英 Amagat manometer, 独 Amagat-Manometer, 仏 manomètre d'Amagat, 露 манометр Амара] 断面積の異なる2組の連結されたピストン・シリンダー系と低圧用の水銀圧力計を組合せて圧力を測る高圧力計。図で大小2つのピストンAとBはそれぞれのシ



リンダーにはめ合っていて減圧機を構成する。測定しようとする高圧力を小さい直径のピストンの上端に加えると、圧力による力が大きい直径のピストンに伝わり、これにちょうど平衡する圧力が下側の密封された密体中に発生する。液体の圧力は液槽の底部にある水銀を通して水銀柱に伝えられ、その高さから圧力が測定される。こうして測定圧力は2つのピストンの断面積の比の逆数を乗じた大きさの低圧力に交換される。この圧力計は E. Amagat が1893年に発表したもので、約300MPa (約3000 bar)までの圧力測定に用いられた。

網状高分子 [英 network polymer, 独 Netzpolymer, 仏 polymère réticulaire, 露 сетчатый полимер] 3またはそれ以上の官能基をもつ単量体の重合、またはそれらとほかの単量体との共重合によってつくられる高分子を網状高分子とよぶ。二官能性単量体の重合によって鎖状高分子がつくられるのと対比される。この種の高分子は必然的に三次元的に連続した無限の網目より成っていることがこの命名の根拠である。鎖状高分子とは著しく性質が異なり、前者において重要な指標となる重合度も網状高分子では問題にならず、しいて言えば無限大と考えてよい。また流動性や可塑性をもたないで鎖状高分子で通常行われる成形法が適用できない。このため、構造材料として使われる場合は、その型のなかで重合するか、または重合後金属などと同様な切削加工を施す。また重合によって固体化するものに加熱し、また重合によって固体化することする直観的な事実から、熱硬化性樹脂とよばれることが多い。これに対して鎖状高分子の多くは熱可塑性樹脂である。代表的なものにはフェノール樹脂、メラミン樹脂、尿素樹脂がある。

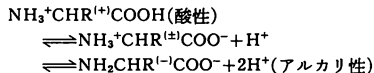
最近では複合材料のマトリックスや、塗料、接着剤などへの応用が急速に拡大されている。上記の定義によれば、重合の場合に二官能性単量体の濃度に比べて多官能性のそれが極端に小さい場合には、結果として生ずる高分子は三次元的に網目分子を形成するが、実体は鎖状高分子の橋かけによる網目であり、そのような場合には網状高分子とはよばない。

アミーチ Amici, Giovanni Battista 1786.3.25—1863.

4.10 イタリアの光学者、生物学者。モデナに生れ、1807年ポーリャ大学を建築技師として卒業した。1831年トスカナの大公に招かれてフィレンツェへ赴き、1859年まで天文観測所と王立物理学自然史博物館の長を務めた。19世紀初めごろまでは、単式顕微鏡のほうが複式顕微鏡よりも分解能が優れていたため前者を改良することに力が注がれてきたが、優れた色消しレンズが製作されるようになったこともあって、しだいに分解能において単式顕微鏡に匹敵する複式顕微鏡が製作されるようになってきた。Amiciの顕微鏡に関する研究も、こうした流れの中に位置している。彼は、分解能を上げるためには開口数が重要な因子であることを見抜き、1837年に半球状の先端レンズをもった対物レンズを採用して、開口数0.4、分解能0.001mm、倍率6000の複式顕微鏡の作製に成功した。彼はまた、同じく開口数をできるだけ大きくするという意図から液浸法に想到し、水やオリーブ油を試みた後、サッサラス油を用いた。そのほかにも、各種のプリズム考案や、天体観測用のレンズの作製など、光学器械の分野に多くの業績を残した。彼はまた、1818年自分の改良した顕微鏡を用いてシャジクモの細胞の原形質の循環流動についての知見をもたらし、1821年花粉管が離れずの中に伸長することを発見したことなどで、顕微鏡生物学者としても有名になった。

アミノ基転位 [英仏 transamination, 独 Transaminierung, 露 переаминирование] ⇨ アミノ酸代謝

アミノ酸 [英 amino acid, 独 Aminosäure, 仏 amino-acide, 露 аминокислота] (1) 一般的性質: アミノ基(-NH₂)とカルボキシル基(-COOH)の両方を含む化合物の総称。ただし、アミノ基の代りにイミノ基(=NH)、また、カルボキシル基の代りにスルホ基(-SO₃H)や、ホスフィン基(-PO(OH)₂)をもつものもアミノ酸とよぶ(イミノ基をもつものをイミノ酸とよぶこともある)。アミノ基がα炭素(カルボキシル基が結合している炭素)に結合しているものをα-アミノ酸といい、構造式を図1のように表す(Rを側鎖という)。アミノ基とカルボキシル基との間に炭素が2個入ったβ-アミノ酸や、3個入ったγ-アミノ酸も非常にわずかが天然に存在する。アミノ酸は両性電解質としての性質を示し、酸性あるいはアルカリ性溶液中で次のように帯電する。



タンパク質は約20種類のα-アミノ酸(表参照)から成っているが、その電解質としての性質は主に側鎖Rに依存している。アミノ酸の等電点は、Asp 4.8, Glu 3.2, Cys 5.1, His 7.5, Lys 9.7, Arg 10.8, そして特殊なものを除くと、そのほかにはほぼ6付近にある。アミノ酸は一般に水溶性で、有機溶媒には難溶である。結晶(無色)化しやすい。

α-アミノ酸の構造 (図1のRの全構造)

アミノ酸(略号)	側鎖	アミノ酸(略号)	側鎖
グリシン (Gly, G)	-H	アルギニン (Arg, R)	$-(\text{CH}_2)_3\text{NHC}(\text{NH}_2)=\text{NH}$
アラニン (Ala, A)	-CH ₃	リジン (Lys, L)	$-(\text{CH}_2)_4\text{NH}_2$
バリン (Val, V)	$-\text{CH}(\text{CH}_3)_2$	システイン (Cys, C)	-CH ₂ SH
ロイシン (Leu, L)	$-\text{CH}_2\text{CH}(\text{CH}_3)_2$	メチオニン (Met, M)	$-(\text{CH}_2)_2\text{SCH}_3$
イソロイシン (Ile, I)	$-\text{CH}(\text{CH}_3)\text{CH}_2\text{C}_2\text{H}_5$	フェニルアラニン (Phe, F)	$-\text{CH}_2\text{C}_6\text{H}_5$
セリン (Ser, S)	-CH ₂ OH	チロシン (Tyr, Y)	$-\text{CH}_2\text{C}_6\text{H}_4\text{OH}$
スレオニン (Thr, T)	$-\text{C}(\text{OH})(\text{CH}_3)\text{H}$	トリプトファン (Trp, W)	$-\text{CH}_2\text{C}_6\text{H}_4\text{NH}$
アスパラギン酸 (Asp, D)	-CH ₂ COOH	ヒスチジン (His, H)	$-\text{CH}_2\text{C}_6\text{H}_4\text{N}$
グルタミン酸 (Glu, E)	$-(\text{CH}_2)_2\text{COOH}$	プロリン (Pro, P)	$\text{HOOC}-\text{C}_4\text{H}_7\text{N}$
アスパラギン (Asn, N)	-CH ₂ CONH ₂		
グルタミン (Gln, Q)	$-(\text{CH}_2)_2\text{CONH}_2$		

(2) 立体構造: α-アミノ酸は、側鎖のR基が水素でない場合にはα炭素が不斉炭素となるので、2種類の異なる立体構造(立体異性体あるいは光学異性体という)をとる。図2のようにL-グリセリンアルデヒドと同一の空間的配置をもつものをL-(L型)アミノ酸、それと鏡像の関係にあるものをD-(D型)アミノ酸とよぶ。

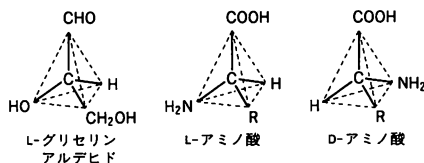
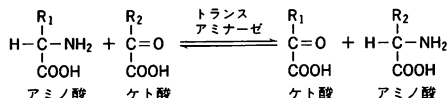


図2

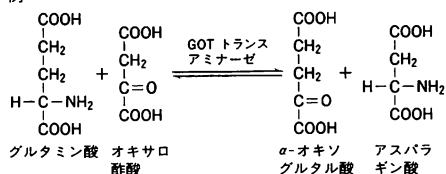
(3) 生物学的意義: 天然に存在するタンパク質は、表に示した約20種類のL-アミノ酸から構成されている。数十〜数百個のアミノ酸の一次元的配列がタンパク質の立体構造、性質を決める。アミノ酸はまた、タンパク質に組込まれたものだけでなく、生合成の素材や栄養源としての意義をもつ。また天然には、タンパク質を構成するもの以外にも多数のアミノ酸が存在する。細菌の膜の成分であるD-グルタミン酸や尿素回路(⇨オルニチン回路)の中間体であるオルニチンなどである。ところで、植物やある種の微生物は必要なすべてのアミノ酸をみずから生合成することができる。しかし、高等動物にはみずから生合成できないアミノ酸があり、食物として取り入れる必要がある。このアミノ酸を必須アミノ酸という。ヒトについては、L型のバリン、ロイシン、イソロイシン、リジン、メチオニン、スレオニン、フェニルアラニン、トリプトファンである。必須アミノ酸が摂取されないと正常な発育が阻害される。必須アミノ酸が十分にあればほかのアミノ酸は体内で生合成される。

アミノ酸自動分析 [英 automatic analysis of amino acids, 仏 analyse automatique d'amino-acide, 露 автоматический анализ аминокислот] アミノ酸自動分析とは、各種アミノ酸の混合溶液から各アミノ酸を自動的に分離し定量することで、自動分析装置を用いて行われる。原理は、まずイオン交換樹脂に対する各種アミノ酸の吸着能の差を利用してアミノ酸を順番に分離する。ついでニンヒドリンを加えて熱すると、ニンヒドリンはアミノ酸と反応して青紫色を呈するので、570 nm での吸光度を測定して標準値と比較することにより、アミノ酸を定量することができる。イオン交換樹脂によるカラムクロマトグラフィー、ニンヒドリン反応、吸光度測定とその記録など、すべての操作が自動的に行われる。精製タンパク質のアミノ酸組成を決めるのに有力な方法である。

アミノ酸代謝 [英 amino-acid metabolism, 独 Aminosäurestoffwechsel, 仏 métabolisme d'amino-acide, 露 метаболизм аминокислоты] アミノ酸が生体より受けるすべての化学反応。あらゆる生物のタンパク質は、20 種類のアミノ酸を基本にして構成されている。生物はこの 20 種類のアミノ酸を全部自分で合成するか、一部または全部を外界から取り入れるかなければならない。ほとんどすべての植物と細菌は、アンモニアや硝酸などの無機窒素塩と有機物からすべてのアミノ酸を合成できる。ヒトは窒素塩からアミノ酸を合成できないが、一部のアミノ酸を、トランスアミナーゼ反応(アミノ基転移反応)を利用してほかのアミノ酸から合成できる(図参照)。ほかのアミノ酸か



例



ら合成できないものは必須アミノ酸とされ、ヒトではトリプトファン、メチオニン、リジンなど 8 種類である。これらのアミノ酸は食物として取り入れられなければならない。アミノ酸の分解は、まず脱アミノ反応により、ケト酸とアンモニアを生じる。ケト酸は呼吸基質として利用される。アンモニアは、そのまゝの形(水生動物)か、あるいは尿酸(鳥など)や尿素(哺乳類など、⇒オルニチン回路)に変えられた後、排出される。

網目構造 [英 network structure, 独 Netzwerkstruktur, 仏 structure de réticulation, 露 сетчатая структура] 鎖状高分子が橋かけなどにより連結されて三次元的な網目をつくった状態をいう。連結点にあたる部分を網目点または結合点とよび(図 1 の A, B など)、2 つの結合点で区切られた部分鎖(図 1 の A~B など)を網目鎖という。結合点の数と網目鎖の数は一義的に対応する。両者は網目の構造規定の重要な因子である。網目構造は多くの場合、鎖状高分子間に化学的に橋かけすることによってつくられる。その代表例は天然ゴムの加硫であり、ポリイソプレン

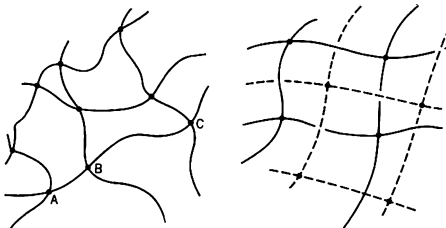
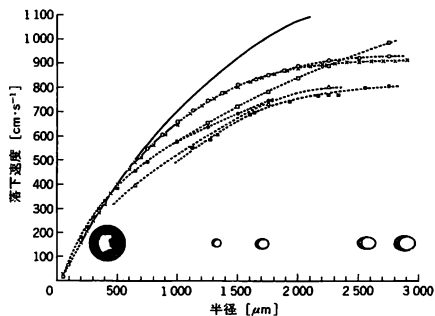


図 1

図 2

が硫黄によって橋かけされる。このとき、1 本の鎖状高分子当り最低 2 個の橋かけが必要である。この方法のほかに、二官能単量体に少量の多官能性単量体を共重合させる方法がある。そのとき、反応のある時点で急激に網目の形成が進行することが、ゲル化というかたちで観察され、これについては理論的な検討がなされている。いずれの方法にしても、網目構造の形成は 1 個の試料が橋かけによって巨大化した 1 個の分子より成ることを意味する。それを明確にするために無限網目(構造)という語が用いられる場合もある。その結果、網目構造が形成された試料では流動性が失われ、弾性的になる。またしばしばガウス網目という語が使われるが、それは網目鎖がガウス鎖として扱われることを意味する。そのための条件は橋かけ密度が小さく、鎖が屈曲性高分子であることである。伸張率があまり大きくない範囲でのゴム弾性理論はこれに対するものである。なお、上記の本質的な網目構造のほかに、結晶性高分子では結晶が結合点となる網目構造を形成していると考えられる場合もある。高分子の膨潤現象などの考察にはこの考え方は有用である。さらに、異種高分子の独立した網目を相互に入り組ませた複合的な網目構造(図 2)があり、IPN(interpenetrating polymer network)と称されている。この種の網目形成には、同次および逐次の 2 法があり、前者は独立に重合が進行する 2 種の単量体と橋かけ剤の混合物を同時に重合させるもので、後者は一方の網目を先に形成させた後、それをほかの単量体、橋かけ剤で膨潤させて重合するものである。

雨 [英 rain, 独 Regen, 仏 pluie, 露 дождь] 水蒸気が空气中で凝結し、水滴となって地表に落下する現象。雨、雪、あられ、ひょうなどを総称する場合は降水という。水蒸気を含んだ空気塊が上昇すると、断熱冷却により気温が下がり、凝結高度に達すると雲が生じる。上昇気流が持続すると凝結した液相または固相の水量は増加し、落下速度が大きくなって地表まで落ちてくる。図はさまざまな研究者が測定した雨滴の半径と終端落下速度の関係をま



とめたものである。同じ図に雨滴の形状も示してあるが、半径が1mm以下のものは、ほぼ球状で、それ以上のものは、底面が平らになる傾向を示す。半径が4mm以上のものは空中で分裂してしまう。雨が生じるためには、多量の空気が持続して上昇することが必要である。上昇気流の生じる機構によって、次のような降雨形態が存在する。(1) 前線性降雨：前線付近では暖かい空気が冷たい空気の上に乗りあがるので上昇気流が生じる。中緯度の降雨は主に温帯低気圧に伴う前線によって生じる。(2) 地形性降雨：気流が山に沿って上昇する場合に生じる。山の気象が急変しやすいのはこのためである。(3) 対流性降雨：気層が不安定であれば、雲の発生に伴う潜熱の解放によって空気が加熱され、持続的な上昇気流(積乱雲)が生じる。(4) 気流の集束による降雨：2つの気流が合流する部分で上昇気流が生じる。その顕著な例は熱帯集束帯の降雨である。(5) 渦巻による降雨：台風などの強い渦巻の中心部では、地面との摩擦の効果で上昇気流が生じ、降雨をもたらす。

雨粒の生成機構は、氷晶過程の有無によって次の2種類に分類される。(1) 冷たい雨：気温が 0°C 以下であっても、雲粒は過冷却水滴の状態にあることが多い。その中に氷晶が発生すると氷晶に接した空気の飽和蒸気圧が水滴に対する飽和蒸気圧より低いために氷晶のまわりが過飽和になって氷晶の成長速度が増加する(ベルグロン効果)。氷晶が雪結晶まで成長すると、結晶に雲粒を付着させながら落下するので、成長速度はさらに速くなる。大陸性気団の雨に多い。(2) 暖かい雨：同じ雲の内部に半径の大きな雲粒と小さな雲粒が共存すると、落下速度の違いによって雲粒どうしが衝突併合を繰り返して大きな水滴が生じる。この場合は、氷晶過程がなくても降雨が生じるので、「暖かい雨」とよばれる。海洋性気団の雨に多い。

人工的に雨を降らせる試みを人工降雨という。上記の降雨機構を利用して降雨を促進させようとするものである。過冷却水滴のみでできている雲に人工的に氷晶を発生させる試みが最も多く行われている。その方法としては、(1) 飛行機からドライアイスの細片を過冷却雲内に散布し、局部的に空気を冷却して氷晶をつくる。(2) 地上から過冷却雲内に人工的な氷晶核を送りこむ。氷晶核とは、そのまわりに氷晶が成長しやすい物質で、人工的な氷晶核としてはヨウ化銀(AgI)が効率がよい。 -5°C 程度で氷晶核として働く AgI のアセトン溶液を燃焼させ、 AgI のエアロゾルを空中に拡散させる試みが最も多く行われている。暖かい雨の発生を目的として、飛行機から雲に水をまく試みも行われた。人工降雨の難しい点は、有効性の判定が困難なことである。飛行機から種まきを行う場合には、雲の変化をレーダーで観測することが可能であるが、地上から種まきを行う場合は統計的な判定に頼らざるをえない。

アメーバ運動 [英 amoeboid movement, 独 amöboide Bewegung, 仏 mouvement amiboïde, 露 амебоидное движение] 筋肉やべん毛のような分化した運動器官によらず、原形質流動と仮足形成とによる細胞の変形運動をいう。アメーバ、有孔虫などの原生動物、白血球、培養細胞、そのほか多くの細胞に見られるが、その運動様式は多様である。アメーバの場合には、細胞内に原形質流動が起り、原形質中のゾル部分が外部に流出しゲル化して仮足を形成し、その方向に進む。後部はゲル部分がゾル化して引寄せられる。しかし、運動をもたらす原動力がどの部分にあり、それが何かという運動機構についてはまだ定説がない。

い。ただし、収縮性タンパク質であるアクチンやミオシンが見いだされているので、筋収縮ほど規則性も効率もよくないが、同様の分子の機構が存在しているかもしれない。

アメリカ物理学協会 [英 American Institute of Physics, 仏 Institut américain de physique] 1931年にアメリカ合衆国の物理関係の5学会をメンバーとして組織された協会。AIPと略称される。現在のメンバーは次の9学会で、会員数の合計は6万人弱に達する。アメリカ物理学会(APS)、アメリカ光学会(OSA)、アメリカ音響学会(ASA)、レオロジー学会(SRh)、アメリカ物理教師協会(AAPT)、アメリカ結晶学会(ACA)、アメリカ天文学会(AAS)、アメリカ医学関連物理学者協会(AAPM)、アメリカ真空学会(AVS)。このほかにアメリカ地球物理学連合(AGU)以下15の提携学会があり、また115の法人賛助会員を有する。

AIPは、学会が共同で行えば効率のあがる仕事を一括担当する機関で、ニューヨークに事務所をもち、次のような事業を実施している。(1) 出版事業：Physical Review (APSがAIPを通じて出版する)、Journal of Applied Physics (AIPが発行)以下の多くの学術雑誌、ロシア語・中国語からの翻訳誌、国際会議のプロシーディングス、ハンドブック、その他の出版。縮写版や、計算機処理用の索引テープ類の製作・供給も行う。(2) メンバー学会向けのサービス：会員名簿の作製、会費徴収、雑誌の購読に関する事務、講演会のための事務。(3) 情報サービス：報道機関に対する情報提供、論文をやさしいことばで一般向きに書き直すサービスその他。(4) 人材供給サービス：資料の収集・整理、職業紹介。(5) 物理学史資料の収集・保管。(6) 全米の大学にわたる物理学学生会の(Society of Physics Students)の組織。

アモルファス金属 = 非晶質金属

アモルファス磁性体 = 非晶質磁性体

アモルファス半導体 = 非晶質半導体

アモントン Amontons, Guillaume 1663.8.31—1705.

10.11 フランスの実験物理学者。パリ生れ。機械への興味を通じて、科学に志す。1687年に湿度計を考案。1688年には気圧計を改良。1688年から1695年の間には、光学信号機の実験を試みた。1695年後に彼の名で知られるようになる2つの装置を創案した。1つは、水銀柱が宙吊りになる程度の細い管から成る無槽気圧計であり、1つは大気圧に依存しない空気温度計である。1699年に熱機関を考案。氷点と水蒸気点とで空気の体積の比は3:4であることを知った。また同じ年、接する物体の摩擦力と接触力との比例の法則を見いだしている。1702年には、氷は沸点以上に温度上昇しないことに注目して、水の沸点が温度定点であることを主張。さらに気体の温度上昇と圧力増加とは、つねに同じ比例関係にあることを認めた。翌年、普通のアルコール温度計に目盛をつける実際的方法を示した。彼の最後の仕事は、船で使う気圧計の創案や、低圧でのボイルの法則の精確さの検証などであった。

アモントンの法則 [英 Amontons' law, 独 Amontonsches Gesetz, 仏 loi d'Amontons, 露 закон АМОНТОНА] \Rightarrow 摩擦の法則

アラゴ Arago, Dominique François Jean 1786.2.26—1853.10.2 フランスの物理学者、天文学者。エスタージュに生れ、1795年に家族とともにベルビニャンに移り住む。1803年エコール・ポリテクニクに入学。2年後の

1805年、経度局の一員として、測量のため J. B. Biot とともにスペインに派遣されたが、1808年ナポレオンに反抗する住民の反乱に際して捕われの身となった。解放されて1809年6月パリに戻った彼は、アルクイユ学会に迎えられ、フランス学士院の天文学者に任ぜられたほか、G. Monge の後任としてエコール・ポリテクニクの教授となり、1830年までその地位にとどまった。その後パリ天文台長に就任。1816～40年には J. L. Gay-Lussac とともに Annales de chimie et physique の編集の任にあたり、1830年からはアカデミー・デ・シアンソ会長を務めた。1830年の7月革命後は政治の分野でも活躍し、下院議員として教育改革、出版の自由、技術発展への科学知識の応用などに熱弁をふるった。1848年の2月革命後は、臨時政府の陸海軍大臣などにも任ぜられている。一方、科学者としての彼は、薄いガラス板の色についての T. Young の論文や E. L. Malus による偏光の発見に刺激されて、偏光した光線をいろいろな角度で気体や結晶に入射させて光の性質を調べる実験を続け、色偏光(1811年)や回転偏光(1812年)を発見しただけでなく、光の波動説の有効性にも着目し始めた。また、地球の大気による光の屈折の問題に端を発して液体や固体中での光の屈折を研究し、その過程で、当時支配的であった光の粒子説の不十分さに気づいた。その後 A. J. Fresnel とともに波動説を擁護する一連の論文を発表するなどして、その受容に貢献した。1838年には波動説と粒子説との間で決定実験(空中でと水中での光速度を比較する実験。1850年に J. B. L. Foucault が行った)を提案している。電磁気学の分野でも重要な業績を残している。1820年電流の磁気作用を示す H. C. Ørsted の実験について知った彼は、A. M. Ampère にその現象の理論的研究を促し、その理論を支持した。みずからも、電流による鉄の磁化(1820年)やアラゴーの回転板に名を残す現象(1824年)を発見した。後者の功績で1825年ロンドン王立協会からコプリ・メダルを受賞している。

粗さ係数 [英 roughness factor, 独 Rauheitskoeffizient, 仏 coefficient de rugosité, 露 коэффициент шероховатости] 固体表面の凹凸の程度を表す係数で、幾何学的表面積 A_s に対する真表面積 A の割合 A/A_s のことである。したがって凹凸のない平滑な面では粗さ係数は1、凹凸のある面では1以上となる。ガラスは HCl 処理のような強い処理をしなければ1.1～1.2で平滑である。ステンレス鋼は電解研磨処理したもので1.1～1.3、酸洗処理では1.4～4.1、エメリーペーパー処理では3.1である。陽極酸化したアルミニウムは200と大きく、研磨したアルミ板では1.1、未処理の無酸素銅では5、金属蒸着膜では20～60と蒸着条件によって大きく変化する。真表面積は、表面に吸着させた分子の大きさと、単位面積当りに吸着した単分子吸着層の飽和吸着量 σ_m とから算出する。 σ_m を求めるには BET 法や DRK 法が用いられる。BET 法は単位面積当りの吸着分子の数 σ と平衡圧 p 、飽和蒸気圧 p_s を用い、吸着等温線の結果を

$$\frac{p}{\sigma(p_s - p)} = \frac{C-1}{\sigma_m C} \frac{p}{p_s} + \frac{1}{\sigma_m C}$$

の形に整理し、左辺を p/p_s に対して作図したときの切片および傾きより σ_m を求める方法である。この方法は $0.05 < p/p_s < 0.35$ の範囲で測定結果をよく整理できる。一方 DRK の方法は p/p_s の値が小さいところで、吸着等温線の結果を

$$\ln \sigma = \ln \sigma_m - B \left[RT \ln \left(\frac{p}{p_s} \right) \right]^2$$

の形に整理し、 $[RT \ln(p/p_s)]^2$ に対して左辺を作図したときの切片より σ_m を求めることができる。このようにして求めた σ_m と最密に分子を並べたときに1個の分子が占める面積 A_0 とにより、 $A = \sigma_m A_0$ として真表面積を求め粗さ係数を算出する。

粗引き = 粗排気

ALARA [英 ALARA] 国際放射線防護委員会(ICRP)は、1977年に放射線防護に関する基本的勧告を改正するに当たり、次の3原則を導入した。(1) いかなる行為も、その導入が正味でプラスの利益を生むのでなければ、採用してはならない。(2) すべての被曝は、経済的および社会的な要因を考慮に入れながら「合理的に達成できる限り低く」保たなければならない。(3) 個人に対する線量当量は、委員会がそれぞれの状況に応じて勧告する限度を超えてはならない。ALARA というのは「合理的に達成できる限り低く」の英語の表現 as low as reasonably achievable の頭文字を寄せ集めたものであり、原則(2)の簡潔な表現体として「ALARA の精神」などと用いられることが多い。ALARA は ICRP が以前導入した ALAP (as low as practical, 実行可能な限り低く) という表現を修正したものであり、次に示すような変遷を経ている。

1954年: to the lowest possible level (可能な最低レベルまで) 電離放射線に対する被曝を可能な最低レベルまで引下げるあらゆる努力を払うべきである。

1958年: as low as practicable (実行可能な限り低く) 最大許容線量は最大の値で、あらゆる被曝総量を実行可能な限り低く保ち、不必要な被曝はすべて避けるようにする。

1965年: as low as readily achievable (容易に達成できる限り低く) 経済的および社会的な考慮を計算に入れたうえで、すべての被曝線量を容易に達成できる限り低く保つべきである。

1977年: as low as reasonably achievable (合理的に達成できる限り低く) 被曝線量は、経済的および社会的な考慮を計算に入れたうえで、合理的に達成できる限り低く保つべきである。

アリストテレス Aristotēlēs 前384—前332 キリシアの哲学者。エーゲ海北西のカルキディケ半島のスタゲイロスにイオニア系ギリシア人の子として生れる。父はマケドニア王の侍医。前367年ころ、アテナイに出、Platon の学校アカデメイアに入り、約20年間その学員として研究に従事し、教授にも携わった。師の死(前347年)後、アテナイを離れた。マケドニアの王子 Alexandros の家庭教師を2年ほど務め、前335年アテナイに戻り、リュケイオンとよばれる学校を設けた。前323年 Alexandros が没して反マケドニア運動の高まるなか、母の生地エウボイアのカルキスに逃れ、翌年没した。彼は人間の活動を理論的、実践的、制作的の3つに分け、それぞれの領域について優れた業績を残した。理論的研究は、第一哲学としての形而上学、自然学、数学に分れる。自然学のなかで彼の本領は生物学にあったと思われる。物理学の方面では、重いものの落下の速さはその重さに比例し、媒質の密度に反比例すると説いた。また彼は空虚(真空)を認めず、ここら後に真空嫌悪性(horror vacui)の見解が生じた。天体の運動については天動説をとり、アリストテレス—プトレマイオスの宇宙論とよばれる考え方の枠組をつくった。その他、今

日からみて謬説も多いが、物事を知るとはその原理、原因を知ることであり、自然学とは他でありえない(必然的な)ことの研究であるとしたこと、あるいはまた、原子論のように万物の究極的な不可分で自己同一を保つ構成要素を認めず、土水火気の四元素は相互転化すると主張したこと、また、たとえ目的論に結びついたといえ、万物の運動は可能性と現実性との統一であるとしてとらえたことなど、注目に値する。[主著] *Organon, Physica* (「自然学」); *De caelo* (「天体論」); *De generatione et corruptione* (「生成消滅論」); *De anima* (「魂論」), *De Historia animalium* (「動物誌」); *Metaphysica* (「形而上学」)。

亜粒界 [英 subboundary, 独 Subkornengrenze, 仏 joint de sous-grains, 露 субграница] 焼なまし材の高温変形あるいは加工材の回復過程では、結晶粒はわずかな方位差 ($\leq 1^\circ$) をもつ亜結晶粒(サブグレイン)に細分化される。この亜結晶粒の境界を亜粒界または副粒界という。亜粒界は転位の規則配列(ネットワーク・平行転位群)から成る場合が多い。なお、結晶粒の細分化は低温変形においても生じ、これをセル構造とよんでいる。低温では上昇運動による転位の再配列が困難なため、セル境界は複雑にからみ合った転位(タングル)によって構成される。

アール [英仏 are, 独 Ar, 露 ap] 面積の単位。(10 m)² すなわち 100 m² に等しい。単位記号は a。フランスでは 1793 年に導入され、主に農地の面積の表現に用いられた。イギリスでは 1810 年から用いられたといわれる。計量法では補助計量単位として扱っている。国際単位系(SI)以外の単位であるが、暫定的に SI と併用することが認められている(⇒面積の単位、ヘクタール)。

RI 電池 [英 RI battery, 仏 pile électrique RI, 露 радионизотопная батарея] = 原子力電池

r-RNA → RNA

REB 励起レーザー = REB (レブ) 励起レーザー

R 因子 [英 reliability factor, 独 Verlässlichkeitsfaktor, 仏 facteur de reliabilité, 露 фактор надёжности] F_o , F_c をそれぞれ結晶構造因子の実測値および計算値とするとき

$$R = \sum ||F_o| - |F_c|| / \sum |F_o|$$

を R 因子という。求和は実測された反射面について行う。結晶構造解析の結果の信頼度を示す尺度のひとつとして用いられる。この値が小さいほどよい解析結果であると考えられる。したがって偏差因子(discrepancy factor)とよぶのが正しいが、R 因子のほうが一般に用いられている。通常の解析で数%, 精密な解析では 2~3% になる。上式のほか、最小二乗法において用いられる重価関数を導入した次のような形も、目的に応じて利用される。

$$R_1 = \sum w ||F_o| - |F_c|| / \sum w |F_o|$$

$$R_2 = \left\{ \sum w ||F_o| - |F_c||^2 / \sum w |F_o|^2 \right\}^{1/2}$$

RAM = RAM (ラム)

RNA [英 RNA, 独 RNS, 仏 ARN, 露 PHK]

RNA (リボ核酸)は、生物細胞内で DNA (デオキシリボ核酸)の遺伝情報に基づいてタンパク質が合成される際に、その仲立ちとして働く物質である。タンパク質の合成の場であるリボソームを構成する RNA をリボソーム RNA (r-RNA), DNA の遺伝情報を転写した形で合成され

る RNA を伝令 RNA (m-RNA), リボソームにアミノ酸を選び込むものを転移 RNA (t-RNA, 運搬 RNA) とよぶ。また、RNA ウィルスでは、RNA は遺伝物質として存在する。

(1) 構造: RNA は、リン酸、D-リボースおよび有機塩基から成るリボヌクレオチドが 3'-5' リン酸ジエステル結合によって連結した鎖状分子である(図 1)。RNA 中の塩

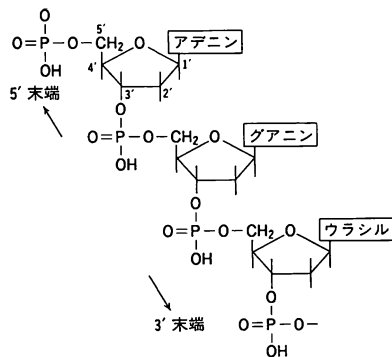


図 1

基は通常、アデニン(A), グアニン(G), ウラシル(U)およびシトシン(C)であるが、転移 RNA にはプソイドウリジン(ψ), ジヒドロウリジン(D), イノシン(I)など、微量塩基が全塩基の約 10% あるいはそれ以上含まれている。これらの微量塩基はポリヌクレオチドに合成された後に、上記の基本 4 塩基がメチル化などの修飾を受けたものである。RNA は一般に一本鎖であるが、その相補的な部分(⇒核酸)どうしが対になって二重らせん構造をつくることもできる。たとえば、転移 RNA は約 80 個のリボヌクレオチドから成る一本鎖が折りたたまれたものであるが、1 分子内で相補的な部分どうしが対合して二重らせんをつくり、特異的な立体構造を形成している(図 2, 相補的塩基対を○—○で示す)。

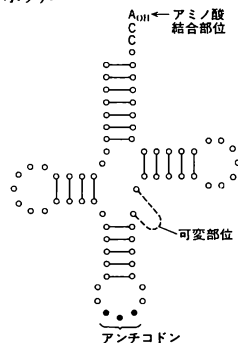


図 2

(2) 生合成: RNA 生合成には、DNA を鋳型にするものと、RNA を鋳型にするものとの 2 種類がある。伝令 RNA, 転移 RNA, リボソーム RNA の合成は前者であり、後者は RNA ウィルスの増殖の際に見られる。伝令 RNA などの合成は二本鎖 DNA の一方の鎖を鋳型にし、DNA 依存 RNA ポリメラーゼによって行われる。その際、DNA のアデニンはウラシルに、グアニンはシトシン

に、チミンはアデニンに、シトシンはグアニンに転写され、鋳型 DNA 鎖に対して相補的な塩基配列をもつ RNA が合成される。材料としてはリボスクレオシド三リン酸が使われ、5'→3' の方向に進む。DNA 上には RNA 合成開始部位および終了部位を示すスクレオチド配列がある。合成開始部位は RNA ポリメラーゼの付着部位であり、プロモーターとよばれる。RNA ポリメラーゼが RNA 合成を開始するには σ 因子とよばれるタンパク質と複合体をつくる必要がある。合成が開始されると σ 因子は酵素から離れて別の酵素分子と結合する。終止部位には ρ 因子とよばれるタンパク質が重合体となって結合しており、そこで RNA 合成は停止し、合成された RNA が DNA から離れる。RNA ウイルスの増殖の際の RNA 合成は RNA 依存 RNA ポリメラーゼ (RNA レプリカーゼ) によって行われ、RNA が鋳型になる。一本鎖 RNA ウイルスの場合、まずウイルス RNA (プラス鎖) を鋳型にして相補的なマイナス鎖が合成され、二本鎖の複製型 RNA が形成される。ついでこの二本鎖 RNA を鋳型としてプラス鎖が合成され、複製型 RNA のプラス鎖と置換える。これが繰返されて、プラス鎖が連続的につくられていく。

(3) 合成: RNA の人工合成は、1960 年代に伝令 RNA 上の遺伝暗号の解読に際して活発に行われた。人工伝令 RNA はトリヌクレオチド (トリプレット、アミノ酸に対する暗号のコードに相当) とポリマーに大別され、ポリマーには、ホモポリマー、ランダムポリマー、繰返し配列のポリマーなどがある。合成には有機化学的方法、酵素を用いる方法、両者の組合せ法がある。有機化学的合成の場合に最も問題となるのは官能基の保護である。G.Khorana ら (1966 年) はリボスクレオチドの水酸基やアミノ基などの保護基としてトリチル誘導体とアミル基を用い、リン酸基をジクロロヘキシルカルボジミド (DCC) で活性化させ、3'-末端ヌクレオチドから出発する方法で、64 種全部のトリプレットを合成した。オリゴヌクレオチドの化学的縮合には芳香族アミデート法などがある。ポリマーは大腸菌のリボスクレオチドホスホリラーゼを用いて合成することもできる。その際、1 種類の基質を用いればホモポリマーが、また数種の基質を一定の割合に用いれば、その比率の塩基組成をもつランダムポリマーができる。DNA のほうが人工合成が容易なので、あらかじめ特定の塩基配列の DNA を合成してそれを鋳型にして、RNA ポリメラーゼを用いて RNA を合成させる方法もある。1965~67 年にかけて、Khorana らはこの方法で伝令 RNA を合成し、遺伝暗号の解読に用いた。

(4) 機能: 一本鎖 RNA は、それと相補的なヌクレオチド (塩基) 配列をもつ RNA 鎖と、水素結合によって特異的に対合する。DNA 中の遺伝情報に基づくタンパク質合成の過程において、RNA が正確に仲介の役を演じることができるのは、伝令 RNA のコードンと転移 RNA 上のアンチコードンとの相補的対合 (アデニンとウラシル、グアニンとシトシン) が、正確に行われるからである。相補的リボスクレオチド鎖間の対合は、1 分子の一本鎖 RNA のなかでも見られることがある。たとえば転移 RNA は、分子内の相補部分の対合による部分的二本鎖形成によって、特異的な立体構造を維持している。この立体構造は転移 RNA の機能にとって不可欠である。

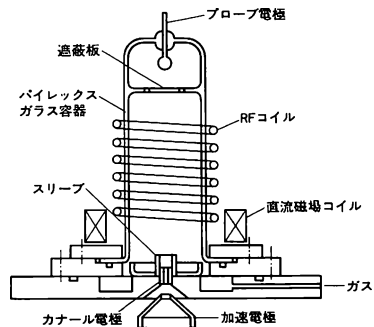
(5) 役割: インフルエンザウイルスやタバコモザイクウイルスなど、RNA ウイルスでは RNA が遺伝子として働

く、宿主細胞中でウイルス RNA を鋳型とし、RNA 依存 RNA 合成酵素によって合成された RNA は、伝令 RNA としてウイルスの増殖および形態形成に必要なタンパク質の合成に関与するか、あるいは外殻タンパク質に包まれて子ウイルス粒子となる。細胞中に存在するリボソーム RNA、伝令 RNA、転移 RNA はタンパク質の合成に関与する。リボソーム RNA はリボソーム RNA 遺伝子を鋳型としてつくられ、リボソームタンパク質と結合してリボソームを形成する。伝令 RNA は構造遺伝子を鋳型にしてオペロン単位で合成され (構造遺伝子、オペロン)、伝令 RNA-リボソーム複合体を形成して、タンパク質合成の場となる。転移 RNA は転移 RNA 遺伝子を鋳型にして合成される比較的短い RNA であるが、その一部に伝令 RNA 上のコードンに対応する相補的三つ組塩基 (アンチコードン) をもっており、それぞれ特定のアミノ酸と結合して、それをリボソームと伝令 RNA との複合体上に運搬する。転移 RNA はアンチコードンの部分で伝令 RNA 中のコードンと結合する。リボソームが伝令 RNA 上を 3 ヌクレオチド分ずつ移動するごとに、伝令 RNA のコードンと相補的なアンチコードンをもつ転移 RNA がそれぞれ特定のアミノ酸を選び込み、遺伝情報通りのアミノ酸配列をもつタンパク質が合成されていく。

RF 加速 [英 RF acceleration, 仏 accélération RF, 露 ВЧ ускорение] = 高周波加速

RF 封じ込め [英 RF plugging, 独 RF-Verschluß, 仏 brancher sur RF, 露 ВЧ замиранье] = 高周波閉じ込め

RF 放電型イオン源 [英 RF ion source, 仏 source d'ions RF, 露 ВЧ ионный источник] 10~200 MHz の高周波により、再結合係数の小さなバイレックスガラス容器に入れた 1 Pa 程度の水素、重水素などの気体に放電を起させ、生成したプラズマからイオンを取出すイオン源。水素の場合、陽子比が 80 % と高くガスの消費量が少ない。高



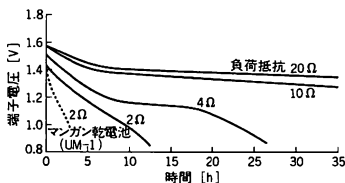
周波はガラス容器の外からコイルにより電磁的に、または電極により静電的に供給する。ビーム取出し孔 (カナル) の反対側の場所にプローブ電極をもうけ、これに 2~30 kV の電圧を与えると、プラズマがこの電位になり、イオンはカナル電極に向かって加速され、カナルを通して出てくる。熱的な制約のため大きなイオン電流は得たいが、パルス動作では 100 mA 程度までの陽子ビームが得られる。このほかに、高周波を使うものに、磁場中の電子サイクロトロン共鳴 $\omega = eB/m$ を利用した、ECR (electron cyclotron resonance) イオン源がある。1 GHz 以上のマイ

クロ波が使われ、電子温度が高いので陽子比が高く、重イオンの生成にも利用される。

ROM = ROM(ロム)

r 過程 [英 r-process, 独 r-Prozess, 仏 processus r, 露 r-процесс] 恒星の内部における元素合成過程のひとつ。鉄より重い元素は、主として、中性子捕獲反応によって合成されると考えられているが、そのうち、 β 崩壊の半減期に比べて短い時間尺度で起るもので、r は rapid の略(⇒s 過程)。中性子密度が非常に大きいと、不安定核でも、中性子捕獲の方が β 崩壊よりも速くなり、中性子捕獲を繰返す。一方、中性子過剰になるにつれて、熱放射 γ 線と反応して、中性子を放出しやすくなる。安定な核種より平均10個くらいの中性子過剰の核種領域で、これらの中性子の捕獲と放出が平衡に達し、そこで β 崩壊が起るのをまって、逐次、質量数の大きい核種が形成されていく。中性子照射の終了後、これらの不安定核は、連続的に β 崩壊を繰返して安定な元素になる。したがって、この過程で合成される r 過程元素は、同重核のうち、最も中性子の多い核種である。特に、原子番号 90 以上の、 α 崩壊に対して不安定な元素の生成は、この過程にのみ帰せられる。また中性子の魔法数に対応する存在量のピークが、s 過程で合成される元素と比べて約10くらい質量数の小さい方に現れるなどの点も、元素の存在度の特徴と一致している。この過程に必要な中性子密度は、 10^{23}cm^{-3} くらいで、このように大きい中性子密度は、超新星爆発時に存在すると考えられている。

アルカリ乾電池 [英 alkaline cell, 独 Alkalizelle, 仏 cellule alcaline, 露 щелочная батарея] 水銀電池と同じ構造の一次電池で、陽極に HgO の代りに MnO₂ と黒鉛粉末を加工形成した減極合剤を用いているのでアルカリ・マンガン電池ともいう。電極反応は陰極で $\text{Zn} + 4\text{OH}^- \rightarrow \text{ZnO}_4^{2-} + 2\text{H}_2\text{O} + 2\text{e}^-$, 陽極で $2\text{MnO}_2 + 2\text{H}_2\text{O} + 2\text{e}^- \rightarrow 2\text{MnOOH} + 2\text{OH}^-$, 全反応は $\text{Zn} + 2\text{MnO}_2 + 2\text{OH}^- \rightarrow \text{ZnO}_4^{2-} + 2\text{MnOOH}$ 。動作電圧は 1.5 V で、ルクランシェ電池より MnO₂ の利用率が高く、マンガン乾電池の数倍の容量があり、急速放電にも強く、低温特性(−20°C)も良好である。大電流を要する機器の電源として適している。その放電特性(20°C 連続放電)の例を図に示す。



アルカリ金属元素 [英 alkali metal, 独 Alkalimetall, 仏 métal alcalin, 露 щелочной металл] 周期表 I A 族に属する元素 Li, Na, K, Rb, Cs, Fr の総称。単体は典型的な金属性を示し、銀白色でやわらかく、電気や熱をよく導く。反応性に富み、Li 以外は乾燥空気中でも速やかに酸化されるほどである。このため、単体としては天然には存在せず、単体は融解塩の電解によって得られる。同一周期に属する元素のなかで電離電圧が最も低く、+1 価のイオンになりやすく、元素のうちに最も陽性である。これはアルカリ金属原子の電子配置が安定な希ガス型電子配置の外側に1個の s 電子が加わったものであり、この最外殻の s

電子(価電子)は放出されやすいためである。延性、展性や電気をよく導くという単体の性質も、金属中では価電子が各イオンに束縛されることなく自由に結晶中を動き回っており、一様な密度の自由電子の海のなかに希ガス型電子配置をもつ1価のアルカリ金属イオンが秩序正しく並んでいるという模型よく理解される。結晶構造は bcc 構造をとるが、Li, Na では低温(それぞれ 78 K, 35 K)で部分的に hcp 構造をとる。アルカリ金属の伝導電子の光学的性質、電気伝導などの輸送現象など、種々の物性はバンド理論によってよく理解できる(⇒バンド理論, 擬ポテンシャル)。

アルカリ金属はその高い反応性のため、多くの単体や化合物と反応する。特に、金属元素とは金属間化合物を、陰性元素とはイオン性化合物をつくる。水とは激しく反応し、生じた水酸化物は強いアルカリ性を示す。特に Li は室温でも N₂ と反応し、Li₃N を生じる。アルカリ金属元素を含む化合物は特有の炎色反応すなわち、Li は紅色、Na は黄色、K は淡紫色、Rb は赤色、Cs は青色を示す。

古代アラビアでは植物を焼いた灰のなかに含まれる炭酸アルカリの清浄作用がすでに知られており、ガラス状になった灰のことを kali とよんでいた。アルカリ(alkali)という語はこれに由来する。

アルカリ蓄電池 [英 alkaline battery, 独 Alkalibatterie, 露 щелочной аккумулятор] = ニッケル・カドミウム蓄電池

アルカリ土類金属元素 [英 alkaline-earth metal, 独 Erdalkalimetall, 仏 métal alcalino-terreux, 露 щелочно-земельный металл] 広義には周期表 II A 族に属する元素 Be, Mg, Ca, Sr, Ba, Ra の総称。狭義には Ca, Sr, Ba, Ra をさし、Be, Mg は含めない。Be は化学的にはむしろ III B の Al に類似し、また Mg はその炭酸塩や硫酸塩が水に可溶であるのに対し、Ca~Ra ではその炭酸塩や硫酸塩が水に溶けにくいなど、Mg は Ca~Ra とは化学的性質がかなり異なるためである。Be の単体は銀白色のかたい脆い金属で、空気中では薄い酸化被膜に覆われて灰白色である。Be 化合物の特徴は結合がイオンのためであるよりも共有結合的である場合が多いことで、BeCl₂ などのハロゲン化合物でも共有結合性が高い。Be 以外の単体は銀白色の展性に富む金属で、酸素や水との反応性は周期表で下にあるものほど激しい。また、ハロゲンなどの陰性元素とはイオン結合性化合物をつくる。アルカリ金属元素につく陽性をもつこともアルカリ土類金属元素の特色である。これはその電子構造が安定な希ガス型電子構造の外側に2個の s 電子が加わった構造であり、これらの s 電子がアルカリ金属ほどではないが比較的容易に失われるためと説明される。なお、Ca は橙色、Sr は赤色、Ba は淡緑色、Ra は鮮やかな紅色の炎色反応を呈する。アルカリ土類という名称は、これらの元素がアルカリ金属元素と似た化学的性質を示すことと、これらの元素の自然界に存在する化合物が土のような物質であり、また酸化物も泥状の物質であることに由来する。

アルキメデス Archimēdēs 前 287 ころ—前 212 へレニズム時代の最も天才的な数理科学者、機械学者。Archimēdēs の生涯は、彼自身の著作の序文や古代の証言などから比較的良好にわかっていいる。彼は、ギリシアの都市国家シラクサイに生れ、第二ポエニ戦争中にローマ兵に殺された。天文学者 Pheidias の子であったため、小さいころから天文観測を習っていたらしい。また、天秤を使う

とり、分子の断熱ポテンシャルエネルギーを表した曲線)を求める方法はいろいろ提案されている。P. M. Morse の提案によるモース・ポテンシャル曲線は最も一般的に用いられているもののひとつであるが、R-K-R 法では、実験的に測定された振動エネルギー値、および回転エネルギー値をもとに、古典力学的な核振動の折返し点の位置 r_1, r_2 (ポテンシャル曲線と、ある一定のエネルギー値をもつ水平な線との交点の核間距離) を、各振動準位についてつぎつぎに決定していき、それをつないでポテンシャル曲線を求める。この方法は、初めに J. R. Rydberg と O. Klein がグラフ計算で求める方法を提案し、後に A. L. G. Rees が数学的に求める方式に改善したので、この名前がつけられている。電子計算機の発達で容易に数値計算ができること、計算には実験値だけをを用いて特定なポテンシャルの形を仮定しないので求めた曲線が正確なポテンシャル曲線を示すこと、などの点で広く使われるようになった。ただ、分光学的に得られた振動準位や回転準位の実験値がないと結果が出せないことは難点といえる。

RKKY 振動 ⇨ RKKY 相互作用

RKKY 相互作用 [英 RKKY interaction] 金属磁性体における最も典型的な相互作用で、伝導電子を媒介とする局在スピンの間接相互作用をいう。希土類磁性体のように磁性を担う電子(4f)がよく局在していて異なった原子間の直接交換相互作用が弱いときには、これは最も重要な交換相互作用となる。また、Cu のような非磁性金属中に希薄に含まれる磁性イオン(Mn など)間の相互作用の主な原因でもある。RKKY 相互作用は次のようにして生ずる。金属中に Mn のような電子スピンをもつ原子をもちこむと金属の伝導電子のスピンと不純物原子の局在スピン S との間には s - d 交換相互作用

$$-2J\psi\delta(r)(\sigma \cdot S)$$

が働く。ここに J は相互作用の結合定数、 ψ は原子体積、 σ は伝導電子のスピン、 $\delta(r)$ は δ 関数で電子が不純物原子の位置にきたときに相互作用が働く。この相互作用によって伝導電子のスピン偏極が不純物原子のまわりに誘起される。この伝導電子のスピン偏極の密度 $\sigma(r)$ は

$$\sigma(r) = -\frac{3\pi N_e J}{V N \mu_B} \frac{\cos(2k_F r)}{(2k_F r)^3}$$

のように空間的に振動しながら不純物から距離の逆三乗で減衰する。ここに V は全体積、 N_e/N は1原子当りの伝導電子数、 μ_B はボーア磁子、 χ_F は伝導電子のスピン磁化率である。また $2k_F$ はフェルミ球の直径である。このようなスピン密度の空間的振動を RKKY 振動という。またフリードレ振動とよばれることもある。RKKY 振動は金属のフェルミ面の存在を直接反映する一般的現象で局在スピンの代りに局在ポテンシャルが働く場合にも伝導電子の電荷分布に同じ振動が見られる。フェルミ面が球でないときも同様な振動型が得られるが、そのときの $2k_F$ に当るものは r 方向に垂直な2つのフェルミ面の接平面間の距離である。この原点にある局在スピンのことによって誘起された伝導電子のスピン偏極 $\sigma(r)$ は、別の局在スピンと s - d 交換相互作用によって結合するので、2つの局在スピン間に $J(R_n - R_m)S_n \cdot S_m$ という間接交換相互作用が生じる。この相互作用が RKKY 相互作用である。 $J(R_n - R_m)$ は s - d 交換相互作用 J の二次振動から出るものであるから、 J^2 に比例し $J(R)$ の R 依存性は前出の $\sigma(R)$ と同じである。また、 S_n の代りに核スピン I_n 、 s - d 交換相互作用の

代りに核スピンと伝導電子スピンの間の超微細作用を考慮しても全く同様の議論が成り立ち、核スピン間に伝導電子を媒介とした間接相互作用が存在することがわかる。RKKY は最初に金属中の2つの核スピン間の相互作用を二次振動で導いた M. A. Ruderman, C. Kittel, 希土類金属の局在 4f スピン間の相互作用の研究した槽谷忠雄、局在スピンのまわりに誘起される伝導電子のスピン密度の空間分布を求めた芳田奎の頭文字を並べたものである。

アルゴリズム [英 algorithm, 独 Algorithmus, 仏 algorithmne, 露 алгоритм] 問題を解決するための明確に定義された有限個の規則または手順の集りであって、それを有限回実行することによってその目的を達成することができるもの。算法ともいう。アルゴリズムを、あるプログラム言語によって表現したものがプログラムである。昔からの有名なアルゴリズムとしてはユークリッドの互除法がある。それは2つの整数の最大公約数を求めるもので、次のようなものである。与えられた2つの正の整数を m, n とする。(1) m を n で割り、剰余を r とする。(2) $r=0$ なら終り。答は n である。(3) $r \neq 0$ なら n, r を新たに m, n の値として(1)に戻る。

ALGOL [英 ALGOL, 独 Algol, 仏 algol, 露 АЛГ ОЛ] 計算機の高水準言語のひとつ。algorithmic language の略である。国際標準の言語開発を目的とした国際会議により、1958年から1962年にかけて開発された。ALGOL の後継言語として1965年から1968年にかけて設計された ALGOL 68 と区別するために、ALGOL 60 ともよばれる。ALGOL 60 によって確立され、その後のプログラム言語に大きな影響を与えた概念には、(1)構文規則記述法(バックス記法)、(2)ブロック構造と変数の宣言、およびその宣言の有効範囲、(3)再帰の手続きとデータ領域の動的割当て、(4)複合文、条件文、反復文、などがある。ALGOL はヨーロッパにおいては比較的良好に使用されたが、FORTRAN に比較して実行時の効率が悪かったこと、より洗練された言語が出現してきたこと(特に、Pascal が ALGOL 60 の実質的な後継言語として使われていること)などにより、最近ではあまり使われていない。

アルコール温度計 [英 alcohol thermometer, 独 Alkoholthermometer, 仏 thermomètre à alcool, 露 спиртовой термометр] ⇨ 液体封入ガラス温度計

アルゴリズム変光星 [英 Algol variable, 独 Algol-Veränderlicher, 仏 variable du type Algol, 露 переменная типа Алголя] ⇨ 食変光星

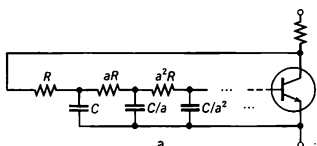
アルゴン不安定性 [英 argon instability, 露 аргонная неустойчивость] スパッタイオンポンプを用いて大量のアルゴンを排気し続けること、ポンプはアルゴンの吐き戻しを起す。吐き戻しの例として、数分間周期で 10^{-2} Pa (10^{-4} Torr) 程度までの急激な圧力上昇が報告されている。このようなアルゴンの吐き戻しによる圧力の変動をアルゴン不安定性という。このような不安定性はほかの希ガスについても起る。これはイオンポンプ内に生じたイオンによりスパッタされる面と、気体を捕える面とが共用されている場合、先に捕えられていたアルゴン原子を陰極のチタンとともにスパッタしてしまうためと考えられている。この不安定性を減少させるため、二極型スパッタイオンポンプでは陰極をうね構造にしたり、陰極の一方にタンタルを用いる。また三極型構造とすることにより、スパッタ面とスパッタされたチタンを受けるコレクター面とを分離し、コ

レクター面の電位を陽極の電位に近づけイオンの入射を防ぐ方式のポンプもある。

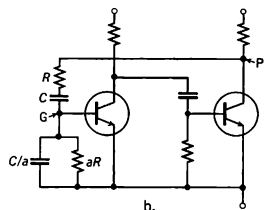
アルゴン放電洗浄法 [英 argon gas discharge cleaning, 露 разрядная очистка в аргоне] ⇒ 放電洗浄法

アルゴン(イオン)レーザー [英 argon laser, 独 Argon-Laser, 仏 laser à argon, 露 аргонный лазер] 代表的な希ガスイオンレーザーで, Ar 単独気体中での大電流放電により, Ar の 1~3 価のイオン準位間で反転分布が起り, 262nm~1.092μm の波長領域で, 50 本以上の発振線が, パルスまたは連続発振で観測されている。特に, Ar⁺イオンの 4p→4d 準位間の遷移である 514.5nm, 488.0 nm 線が強く, 多モード発振時の連続発振出力でそれぞれ数 W 以上, 全出力で 20W 程度の装置が市販されている。また, 紫外の 333.6~363.8 nm 領域の発振線も有用である。可視-近紫外領域での最大連続出力レーザーとして, 色素レーザーの光励起, 蛍光分析やラマン分光, ホログラフィーなどの光学実験, レーザー印刷製版機, 大規模のカラー表示などの光源として用いられる。

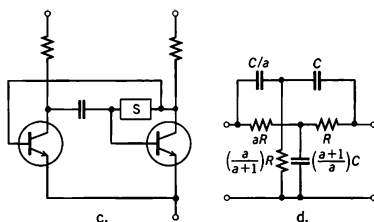
RC 発振器 [英 RC oscillator, 独 RC-Oszillator, 仏 oscillateur R.C., 露 RC-генератор] 増幅器の出力を RC 回路を通して帰還増幅するとき, RC 回路中の位相の進みが周波数によって異なることを利用し, 特定の周波数に対してのみ正帰還となるようにして得られる発振器の一種, その代表的回路を図に示す。図 a は移相型発振器



であって隣接容量との比 a が十分大きいとき, 1 段当りの移相量は $\theta = \tan^{-1}(-\omega RC)$ となるので, n 段の RC 回路で $n\theta = 180^\circ$ となるようにすれば正帰還となる。ただし, 1 段当りの信号減衰は $\alpha = (1 + \omega^2 R^2 C^2)^{-1/2}$ であるので, 小信号時の増速率は α^{-n} より大きくしなければならない。 ω に比例して θ が大きくなるので高い周波数の発振に適する。逆に R と C を入れかえれば, $\theta = \tan^{-1}(1/\omega RC)$ となり, 低周波に適する。図 b はターマン型で $\omega RC = 1$ に



いて点 P と G が同位相となるので, もう 1 つの素子で位相反転して正帰還を得る。ただし 2 つの素子全体での小信号時の増速率は $(a+2)/a$ より大きくしなければならない。この型は移相型にくらべ RC 回路が簡単である。図 c は周波数選択阻止回路を用いた発振器である。回路 S での伝達特性 V_{out}/V_{in} を $\omega = \omega_0$ の近くで悪くしておくとき, 隣接素子からの信号が正帰還され発振が起る。回路 S として代表的なものは図 d のような並列 T 型回路で, これを用いたものを並列 T 型発振器という。この回路の伝達特性は



$$\frac{\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}}{1 - 2j\left(1 + \frac{1}{a}\right)} \quad (\text{ただし } \omega_0 = 1/RC)$$

で与えられる。その他にウィーン・ブリッジを阻止回路として使うこともある。なお RC 型の発振回路では R や C を電子管やトランジスターなどの能動素子あるいは可変容量ダイオードで置換えると, 電氣的に定数を変更できるので, 電圧制御発振器 (VCO: voltage controlled oscillator) に応用される。

R 積 [英 R-product, 独 R-Produkt, 仏 produit R, 露 R-произведение] 場の量子論において, ハイゼンベルク表示での場の演算子は, 四次元時空座標 $x_\mu = (x_0, x_1, x_2, x_3)$ の関数であると同時に, 状態ベクトルに作用する演算子である。相互作用が局所的な場合, 2 つの (同一または相異なる) ローレンツ共変な場の演算子 $\phi_1(x)$ と $\phi_2(y)$ は, 一般に $x_\mu - y_\mu$ が空間的四元ベクトルであるとき可換あるいは反可換である。すなわち, $(x-y)^2 > 0$ に対し

$$[\phi_1(x), \phi_2(y)]_{\mp} \equiv \phi_1(x)\phi_2(y) \mp \phi_2(y)\phi_1(x) = 0$$

が成り立つ。このとき, $\phi_1(x)$ と $\phi_2(y)$ の R 積は

$$R(\phi_1(x)\phi_2(y)) \equiv \theta(x_0 - y_0)[\phi_1(x), \phi_2(y)]_{\mp}$$

によって定義される。ここに $\theta(t)$ はヘビサイドの階段関数, すなわち $t > 0$ のとき $\theta(t) = 1$, $t < 0$ のとき $\theta(t) = 0$ とする。R 積は $x_\mu - y_\mu$ が前方光円錐内にあるときのみ 0 と異なるものであつて, ローレンツ共変な概念である。R は retarded (遅延) を表す。

散乱振幅は, R 積を用いて表すことができる。こうすると, 場の演算子の局所可換 (あるいは反可換) 性の情報が取入れられるので, これに基づいて分散式が導かれる。R 積は, 3 個以上の場の演算子の積の場合にも拡張される。多重交換子を用いたもののほかに, 一般化された R 積も考えられている。

アルダー転移 [英 Alder transition, 仏 transition d'Alder, 露 переход Алдера] 剛体球分子の集りに圧力を加えていくとき, 無秩序な状態 (気相) から秩序ある配列状態 (固相) への相転移が起る。これをアルダー転移という。B. J. Alder と T. E. Wainwright は 1958 年ころから分子の運動を計算機で追究する方法 (分子動力学の方法) を用いて, 剛体球分子の集りの統計力学的な性質を研究しているうちにこの転移を発見した。たとえば直径 a の剛体球分子の場合, $v_0 = a^3/\sqrt{2}$ を最密構造の体積 (1 分子当り) とすると $pV_0/kT \approx 8.6$ において, アルダー転移が起る。ただし, p は圧力, k はボルツマン定数, T は絶対温度である。また, 二次元系では多数のポリスチレンの小球を縁のある盆に乗せて, 熱運動に対応するよう盆を振動させて, 縁に当る小球の圧力を直接測定することによりアルダー転移の存在が確かめられている。アルダー転移は剛体球分子だ

けでなく、一般に斥力だけを及ぼしあう分子の集りの場合にも起る。実際の気相・液相の相転移では分子間の引力が重要だが、液相・固相の相転移、すなわち融解や凝固の現象ではアルダー転移が本質的な役割を演じると考えられている。

アルチモビッチ Artsimovich, Lev Andreevich Арцимович, Лев Андреевич 1909.2.25—1973.3.1 ソ連の物理学者。大学教授の息子としてモスクワで生れ、1928年 ミンスクの白ロシア共和国大学の物理数学科を卒業した。第二次世界大戦後、クルチャトフ原子力研究所の大きな研究部門を率い、64歳で没するまでソ連核融合研究計画の責任者であった。多くの業績のなかで彼の最大の貢献は、「高温プラズマを巨視的に安定に閉じ込める環状磁場トカマク」を生み出したことである。苦節10年以上の努力の結果、1968年トカマクT-3装置によって1千万度の高温プラズマを数ms以上閉じ込めたことを発表した。この実験成果は、核融合研究における画期的なでき事として評価され、それ以後の世界の核融合研究の方向に決定的な影響を与えた。彼はまたソ連における物理、天文学の研究行政にも貢献し、1957年にはソ連科学アカデミーの物理天文分野の永年アカデミー会員となり、1958年にはレーニン賞を受賞している。さらに核融合研究の国際的協力の推進に尽力し、バグウォッシュ運動の国際委員会常任委員であり、西側諸国の科学者からも敬愛を受けていた。

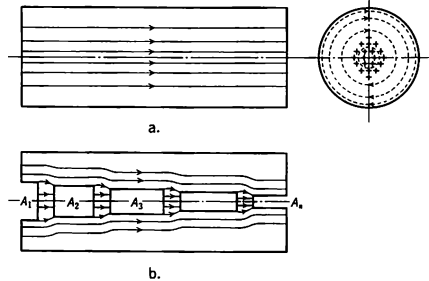
Rの枝 [英 R-branch, 独 R-Zweig, 仏 branche R, 露 R-ветвь] ⇨ バンドの枝

アルハーゼン Alhazen = イブン・アル・ハイサム
アルバレ Alvarez, Luis Walter 1911.6.13—

アメリカの物理学者。カリフォルニア州サンフランシスコに生れた。1932年シカゴ大学を卒業して、さらに大学院に進み、1934年 修士号, 1936年に博士号を受けた。学位取得後、カリフォルニア大学放射線研究所(現在のローレンス・バークレー研究所)の研究員となり、1945年 教授に昇進、1954年から5年間 副所長を務めた。第二次世界大戦中、1940年から3年間マサチューセッツ工科大学でレーダーの研究に従事し、1944年から終戦までロスアラモス研究所でマンハッタン計画に参加してプルトニウム爆弾の起爆装置を開発した。Alvarezの初期の研究は原子核を中心とする広い分野に及んでおり、主な業績としては、宇宙線の東西効果の発見、 ^3H の放射能の発見、 ^3He の存在比の研究、K電子捕獲過程の実験的検証、中性子の磁気モーメントの測定、遅い中性子ビームをつくる方法の開発、飛行時間法を用いる中性子スペクトロメーターの発明などがあげられる。戦後は、高エネルギー物理学の研究に力を注ぎ、1947年 世界初の陽子線形加速器を完成し、1951年 今日のタンデム加速器の草分けとなった荷電交換加速器を提案するなど加速器に関する業績も有名である。彼の名をさらに高めたのは、D. A. Glaser によって発明された泡箱を発展させて実用的な水素泡箱を建設したことと、数百万枚の泡箱写真を解析する高速写真解析装置を開発し、多くの新しい素粒子や共鳴状態の発見に貢献したことである。その功績に対し、1968年 ノーベル物理学賞を授与されたほか、アインシュタイン勲章、マイケルソン賞など数々の賞を贈られている。

アルバレ型加速空洞 [英 Alvarez type accelerator cavity, 独 Alvarezsche Beschleuniger, 仏 cavité accélératrice de type Alvarez, 露 ускоряющий резонатор Альва-

резового типа] TM₀₁₀ モードで共振する長い円筒空洞内に、同心の円筒電極(⇨ドリフトチューブ)を多数配列した加速空洞のこと。L. W. Alvarez が陽子線型加速器として、最初につくった(1955年)のでこの名称があるが、200MeV 以下の陽子線型加速器といえばほとんどこの型である。長い円筒空洞が TM₀₁₀ モードの共振をするとき、内部におけるある瞬間の電磁場の模様は図 a のようになり、電場は軸方向の成分のみとなる。図 b のように、軸



に沿ってドリフトチューブ A_1, A_2, \dots を並べると、電場の形はあまり変わらず局部的変化にとどまる。ドリフトチューブの穴の内部には、電場は遮蔽されて侵入できないので、電場が逆向きになる電波の半周期の間、粒子が内部にあれば減速されないから、順方向に電場が向いているときだけ電極間のギャップに現れるようにすることができれば、粒子はギャップを通過するごとに加速されることになる。いまギャップ間の距離を l_1, l_2, \dots 、そこを通過する粒子の速度を v_1, v_2, \dots とすれば

$$\frac{l_1}{v_1} = \frac{l_2}{v_2} = \dots = \frac{1}{f}$$

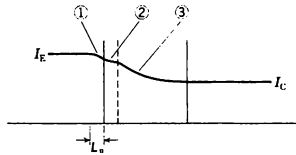
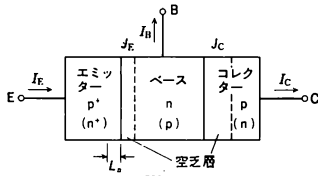
になるように間隔 l と周波数 f を選べば、ギャップ通過ごとに加速をうける。軸方向には、位相安定性によって粒子が電波のある位相に集められるが、半径方向には逆に発散力が働く。そのためドリフトチューブ内には四極電磁石を入れてビームの束束を行っている。このアルバレ型は、粒子の速度が光の速度に比べてあまり速くない ($v/c=0.04 \sim 0.6$) 領域で有効なため、陽子や重イオンの加速に広く用いられている。加速周波数は陽子の場合で 200MHz、重イオンでは数十MHz が使われるのが普通である。

R 比 [英 R ratio, 独 R-Vernhältnis, 仏 rapport R, 露 отношение R] = ドレール比

α [英独仏 alpha (α), 露 альфа] バイポーラートランジスタをベース接地で使用するとき、コレクター電流とエミッター電流の比を、ベース接地における電流増幅率 α とよぶ。すなわち

$$\alpha = \frac{I_c}{I_e}$$

で定義される。図1は pnp 接合型トランジスタの例であるが、エミッター接合 (J_E) とコレクター接合 (J_C) をそれぞれ順方向、逆方向に直流バイアスした場合のキャリアの流れは図2のようになる。エミッター領域では全電流が正孔のドリフトによるものであるが、 J_E の近くではベースより注入される電子との再結合により、①で示すように減少する。さらに、エミッター接合の空乏層内で、ベースより入ってくる電子との再結合により、②で示すように正孔電流成分は減少する。ベース領域に注入された正孔は



濃度傾斜による拡散でコレクターに達しコレクター電流 I_C となるが、途中で再結合により、③で示される部分が減少する。つまり $I_C = I_E - (\text{①} + \text{②} + \text{③})$ であり、 $\alpha < 1$ である。 α が 1 に近いほど特性のよいトランジスターである。また、直流バイアスに小さな交流信号を重畳した場合の小信号電流増幅率 ($\equiv \partial I_C / \partial I_E$) も α とよぶ。直流の α と小信号 α は信号の周波数が高い場合に顕著に異なる値となる。交流の変化の速さ(周波数)に対して、エミッターからコレクターにキャリア(図 1 では正孔)が走る時間が十分に短ければ、エミッターの入力波形は、正座にコレクターに現れる。しかしながら、入力信号の時間的な変化が速くて、キャリアの走る時間がそれに等しいか、より長くなると、入力信号の波形は出力に正確に現れなくなる。すなわち、交流の増幅率は低下し、ついに利得(小信号の α) は 0 になる。 α が $1/\sqrt{2}$ になる周波数を α 遮断周波数とよぶ。npn 接合型トランジスタの場合には正孔と電子の役割を反対にすれば全く同じように考えることができる。

α 過程 [英 α -process, 独 α -Prozess, 仏 processus α , 露 α -процесс] 恒星の内部における元素の合成過程の分類項目のひとつで、Ne から Fe までの元素の生成を説明するもの。これらの元素の間では、原子核が α 粒子の整数倍から成る核種の存在度が、そのほかのものに比べて大きい。かつては、ヘリウム燃焼の段階で、その生成核種である ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne が光分解反応を経て α 粒子などを放出する一方、一部が放出された粒子を捕獲して重元素の合成が進むという単一の過程が想定された。しかしその後、核反応の断面積および恒星内部構造の詳細な研究が進んだ結果、現在では、炭素燃焼 ($^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + \alpha$, $^{23}\text{Na} + p$, $^{24}\text{Mg} + \alpha$)、酸素燃焼 ($^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{28}\text{Si} + \alpha$, $^{31}\text{P} + p$, $^{31}\text{S} + n$, $^{32}\text{S} + \alpha$) とネオン燃焼 ($^{20}\text{Ne} + \alpha \rightarrow ^{24}\text{Mg} + \alpha$; $^{20}\text{Ne} + \alpha \rightarrow ^{24}\text{Mg}$)、およびケイ素燃焼 ($^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ などの光分解反応と放出される α 粒子などの吸収反応は並行) の 4 段階に細分されている。これらの反応は、恒星の準静的進化の過程でも起るが、超新星爆発時には、高温のもとで、急激かつ連続的に進行する。この爆発のもとでの核種合成は数値計算でシミュレートされているが、その結果、このときに放出される元素によって、太陽系の元素の存在量比が再現される。

α 緩和 [英 α relaxation, 仏 relaxation α , 露 α -релаксация] = α 分散 (\Rightarrow 分散現象)

α 構造 [英 α -structure, 独 α -Struktur, 仏 structure

α , 露 α -структура] \Rightarrow タンパク質の構造

α 遮断周波数 [英 α -cutoff frequency, 独 α -Grenz-frequenz, 仏 fréquence de coupure α , 露 предельная частота усиления по току в схеме с общей базой] $\Rightarrow \alpha$, f_α パラメーター

α 線 [英 α -rays, 独 α -Strahlen, 仏 rayons α , 露 α -лучи] 自然放射性元素から放出される 3 種類の放射線をそれぞれ α 線, β 線, γ 線とよんだのが名前の由来である (1896 年)。 α 線はこのうち最も透過力が弱く、正の電荷をもつことが知られた。のちになって、 α 線の正体は He 原子核(陽子 2 個, 中性子 2 個)であることが明らかになり、以後一般に He 原子核のことを α 粒子、また α 粒子の流れのことを α 線と称するようになった。 α 粒子は物質中を通過するときの電離作用が大きく、写真作用もあるが、透過力は弱い。放射性元素が α 粒子を放出して崩壊する現象を α 崩壊といい、このような元素を α エミッターとよぶ。自然に存在する α エミッターは Sm (原子番号 62) より重い元素に限られており、放出される α 粒子のエネルギーは最大 9 MeV 程度、大気中における飛程は約 10 cm である。さらにエネルギーの高い α 粒子は加速器によって得られ、原子核反応を起すのに利用されるが、このような α 粒子の流れは一般に α ビームとよぶ。

α 線照射 [英 α -ray irradiation, 独 α -Bestrahlung, 仏 irradiation par rayons α , 露 облучение α -лучами] \Rightarrow 放射線照射

α 線スペクトロメーター [英 α -ray spectrometer, 独 α -Strahlspektrometer, 仏 spectromètre à rayons α , 露 α -спектрометр] \Rightarrow スペクトロメーター

アルファトロンゲージ [英 alphanatron vacuum gauge, 独 Alphanatron-Vakuummeter, 露 альфатрон радиоактивный вакуумметр] \Rightarrow 放射線真空計

α 分散 [英 α dispersion, 独 α Dispersion, 仏 dispersion α , 露 α -дисперсия] \Rightarrow 分散現象

$\alpha\beta\gamma$ 理論 [英 $\alpha\beta\gamma$ theory, 独 $\alpha\beta\gamma$ Theorie, 仏 théorie d' $\alpha\beta\gamma$, 露 теория $\alpha\beta\gamma$] 膨張宇宙の初期における元素合成の理論で、1948 年に R. A. Alpher, H. Bethe と G. Gamow が提唱し、彼らの頭文字のギリシア語をとって命名した。原始宇宙は、高温・高密度であったとの仮定に基づき、初期物質は中性子ガスからなり、宇宙の膨張に伴って、 β 崩壊と中性子の捕獲反応が進み、現存するすべての元素が一挙に合成されたというもの。林忠四郎 (1950 年) は、高温状態での弱い相互作用を取り入れて理論を発展させたが、質量数の 5 と 8 の安定な元素が存在しないため、全元素の合成という $\alpha\beta\gamma$ 理論の初期の意図は不成功に終わった。しかし、1965 年に宇宙背景放射が発見されて、 $\alpha\beta\gamma$ 理論における仮定の正しさが立証されるとともに、原始宇宙を舞台にした元素合成が、再び脚光をあびることになった。その後の研究で、 ^4He , ^2H と ^7Li の合成は、この理論で説明できることがわかった。そのほかの元素の合成は、恒星の内部における核反応による (\Rightarrow 元素の起源)。さらに、原始宇宙における核反応の進行およびその結果としての元素の組成が、宇宙膨張の速度などの仮定に依存することから、この理論は、 ^4He や ^2H の存在度の観測値との比較を通して、宇宙初期の物理状態を探る手段ともなっている。

α 法 [英 α method, 仏 méthode α] 臨界未満の原子炉の中性子増倍率を測定する実験方法のひとつ。 α , τ

まり即発中性子減衰定数

$$\alpha = \frac{\beta_{\text{eff}} - \rho}{\Delta}$$

を測定して、反応度 ρ を決定する。ここに、 β_{eff} と Δ はそれぞれ、実効遅発中性子分率と中性子世代時間を示している。時間にもいくつかの方法がある。特に、ロスー α 法では、法的に隣りあって検出される中性子のパルスの間隔の時間分布を計測して、その時間分布が指数関数形、 $e^{-\alpha t}$ の減衰を示すことに着目して α を決定する。反応度 ρ は中性子の実効増倍率 k_{eff} と次式で結びつけられる。

$$\rho = \frac{k_{\text{eff}} - 1}{k_{\text{eff}}}$$

一方パルス状の中性子を投入した場合には、その直後の中性子束密度の時間的減衰も $e^{-\alpha t}$ の形になることを利用して ρ を測定することもできる。この方法をパルス中性子法という。

α 崩壊 [英 α decay, 独 α -Zerfall, 仏 désintégration α , 露 α -распад] 原子核が α 粒子を放出して、陽子数が 2、中性子数が 2 少ない別の原子核に変わる。1899 年 F. O. Giesel が、U や Th から物質によって吸収されやすい放射線が放出されているのを見だし、E. Rutherford らによって、この放射線が He の原子核に外ならないことが示された ($\Rightarrow \alpha$ 線)。H. Geiger と J. M. Nuttall は 1911 年に α 線の飛程と崩壊定数の関係を表す経験式を導いた (\Rightarrow ガイガー - ヌッタルの法則) が、G. Gamow, E. U. Condon, R. W. Gurney は 1928 年にトンネル効果を用いてこれを説明し、量子力学が原子核の世界に適用できることを示すとともに、クーロン障壁以下の低いエネルギーでも荷電粒子による核反応が起る可能性を指摘し、加速器建設競争スタートの引金を引いた。

α 崩壊する核種は現在 400 以上知られており、寿命の短いものでは ${}^8\text{Be}$ の 10^{-16}s 、長いものでは ${}^{204}\text{Pb}$ の 10^{17}y などがある。しかし普通は安定同位体といわれているものでも質量数 140 くらいより重いものは、理論的には α 崩壊することが可能であり、他方原子核の励起状態から α 粒子が放出されることもしばしば起る。

α 粒子 [英 α particle, 独 α -Teilchen, 仏 particule α , 露 α -частица] ${}^4\text{He}$ 原子核。自然放射性核が α 崩壊すると α 線を放出する。この α 線は ${}^4\text{He}$ 原子核の流れであり、このことから ${}^4\text{He}$ 原子核を α 粒子とよぶ。 α 粒子は 2 個の陽子と 2 個の中性子が結合した原子核で、スピンは 0 であり、ボース統計に従う。全結合エネルギーは、 $28.29599 \pm 0.0010 \text{ MeV}$ で、一核子当りの結合エネルギーは大きく、結合エネルギーと密度の飽和性を示す最小の原子核である。また原子核として閉殻の性質を示す最小のものである。安定な最小の核として、核反応、核融合、および天体での核合成などに重要な役割を果たす。 α 粒子は、原子核の中で、特に核の表面で、安定な単位としてふるまいやすい。自然放射性元素が放出する α 線は、原子核の存在を初めて確認したラザフォードの実験に用いられた。また α 崩壊の機構は、G. Gamow によって、量子力学によるトンネル効果の最初の例として説明された。

α 粒子模型 [英 α -particle model, 独 α -Teilchenmodell, 仏 modèle nucléaire à particules α , 露 α -частичная модель ядра] α 粒子を原子核の構成単位とする模型。 ${}^4\text{He}$ の原子核である α 粒子は、周期表上の近傍の核に比べて特別に安定であり、かつ閉殻核の性質をもつ最小

の原子核である。そのために α 粒子は、軽い原子核の中で安定な構成単位としてふるまいやすいと考えられ、 α 粒子を原子核の構成要素と考える α 粒子模型が古くから提唱された。この模型は、主に中性子数と陽子数が同数でかつ偶数である核 (${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{32}\text{S}$ など) が示す種々の性質を説明するのに用いられる。これらの核では、 α 粒子が対称性のよい配位を占めると仮定する。核のエネルギーは、 α 粒子それ自身の結合エネルギーと、近接 α 粒子間の弱い結合エネルギーの和として説明される。また励起状態は、その平衡配位の近傍の微小変位による基準振動あるいは核全体の回転運動によって記述される。

しかし、核には結合エネルギーと密度の飽和性があるため、 α 粒子が核内でその性質を保つとは考えがたい。すなわち、 α 粒子間の零点振動振幅が α 粒子の大きさと同程度となり、パウリの原理の効果による粒子交換効果が強く効いて、 α 粒子が核の安定な構成要素という α 粒子模型の基本仮定と矛盾するからである。 α 粒子模型が一時期、立脚点が異なる殻模型の成功によって、軽視されたのはこのためである。しかしその後、Be 核の基底回転帯、また ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ などの低い励起 0^+ 回転帯の異常な性質を素直に表現しうる模型として、 α 粒子模型は、 α 粒子をもつ構造をはっきり取入れた微視的 α 粒子模型として復活した。ここでは α 粒子は 4 核子からなり、核はこの α クラスターの集合体として表現される。そのために、この模型は一種のクラスター模型ともみなせる。この模型で、 α クラスターの配位が密になると、パウリの原理のために、空間対称性がよい殻模型の状態を表現することになる。一方、疎になると、 α クラスターを基本単位とする分子の状態を表現する。 α クラスター配位を指定するパラメーターの組を変化することにより、この模型が扱う状態空間は広くなり、対称性がよい殻模型状態から分子状態までを取扱えることとなる。この利点を用いて、殻模型状態と分子状態とが共存する軽い核の低い励起状態を、統一的、包括的に取扱える模型として活用されている。

アルベド [英 albedo, 独 Albedo, 仏 albédo, 露 аль-бедо] 一般に、物体に入射する電磁波や粒子が、物体によって散乱されて反射する割合のこと。(1) 光の場合には、入射光に対する反射光の強さの比のことで、特に天体物理学では、太陽からの入射光に対する反射光の強さを表す用語である。この場合には、天体を取巻く大気や雲などによって散乱される部分も含めて考える。(2) 原子炉では、炉心から出た中性子が反射体によって反射され炉心にもどる反射率のことをいう。(3) 宇宙線の場合には、地球に入射する宇宙線が大気中で発生する二次粒子や γ 線のうち、大気圏外へ出て行くもののこと。宇宙線が大気圏に入射すると空気の原子核と核衝突を起して、核を破碎して多数の中間子を発生する。このうち、中性の π^0 中間子は 2 個の γ 線に崩壊し、電磁カスケードシャワーを起す。また、宇宙線中にわずかに含まれている電子も大気に入射して電磁カスケードシャワーを発生する。このように、核作用や電磁相互作用によって多数の粒子や γ 線がつくられるが、このうちエネルギーの比較的低いものは、発生機構や発生後の散乱などの影響で入射粒子とは全く異なる方向に進行する。このため、大気上空や大気圏外で宇宙線を観測すると、地球側から到来する粒子や γ 線が存在することになる。これをアルベドとよんでいる。荷電粒子の場合には、いったん大気圏外に出ても地磁気の流れに巻きつい

て運動し、地磁気の共役点に再入射する。これは、地球外から入射するのと、前者のアルベドと区別して再入アルベドとよんでいる。アルベドは、宇宙線中の微少成分(たとえば、 γ 線、電子成分など)を観測する際に大きい障害となる。このため、チェレンコフ・カウンタ、スパークチェンバー、飛行時間法などの直視型観測装置を用いて、粒子の入射方向を確定し、アルベドを除く方法が取られている。再入アルベドについては、粒子のエネルギー、入射方向から考えて、地球圏外から入射しうる粒子であるか否かを判定する。

アルベーン Alfvén, Hannes Olof Gösta 1908.5.30—スウェーデンのプラズマおよび宇宙物理学者。ノールショーピング市で医師の子として生れた。スウェーデン国民楽派の作曲家 Hugo Alfvén は伯父にあたる。ウプサラ大学に学び、1934 年 博士号を取得した。1940 年以來、ストックホルムの王立工科大学教授として、電気理論(1940~45 年)、電子工学(1945~63 年)、プラズマ物理(1963 年以降)の各部門担当を歴任している。1967 年からは、カリフォルニア大学(サン・ディエゴ)の教授を兼任し、毎年夏期にはスウェーデン、冬期にはアメリカに滞在している。宇宙における物質形態のひとつとしての電離気体(プラズマ)のことも意義と重要性を早くから認識し、プラズマ物理をその基礎から築いたひとりである。まず、磁場中の荷電粒子の運動に着目し、断熱不変量を利用して旋回運動とドリフト運動の分離をはかる案内中心近似の手法を提唱した。また、電磁流体力学の立場からは、完全電磁流体の条件を満たすプラズマ中では磁場が物質に凍りついて運動するという凍結磁場の描像を与え、これに基づいて電磁流体中の波動を取扱った。特に、磁力線の横振動と解釈できる成分はアルベーン波とよばれ、その伝播速度はアルベーン速度と称されている。しかし、凍結磁場の描像をその成立条件を無視して安易に用いようとする風潮に対しては、彼は厳しくこれを戒め、宇宙物理や核融合の研究で現実のプラズマを問題にするときには、磁場に平行な電場の存在、静電的二重層の発生、あるいは不均一構造や各種の不安定性などの要素を、正しく取り入れていくべきだと強く主張している。さらに近年は、粒子・反粒子系プラズマの宇宙論的意義、太陽系の起源論など、多方面にわたり意欲的な研究を展開している。「電磁流体力学の基礎づけとさまざまな分野への実り多い適用」によって、1970 年ノーベル物理学賞を受賞した。このほか、イギリス王立天文学会ゴールド・メダル(1967 年)、ソビエト科学アカデミー・ロモノソフ金メダル(1971 年)などの受賞がある。学問的活動だけでなく、バグウォッシュ会議などの科学者運動にも力を尽している。多数の著作の中には夫人の Kerstin Alfvén との共著や、ペンネームによる SF 作品も含まれる。日本、中国などの東洋文化にも深い関心を抱いている。[主著] *Cosmical Electrodynamics*, 1948; *On the Origin of Solar System*, 1956; *Cosmical Electrodynamics, Fundamental Principles* (C.-G. Fälthammar と共著), 1963 (『宇宙電気力学——その基礎原理』1980); *Evolution of the Solar System* (G. Arrhenius と共著), 1976; *Cosmic Plasma*, 1981; *World—Antiworld* (英訳), 1966; *The Tale of Big Computer* (英訳, Olof Johansson 名義の SF), 1968; *Atom, Man and the Universe* (英訳), 1969; *M70—Living on the Third Planet* (英訳, Kerstin Alfvén と共著), 1971。

アルベーン・クライン宇宙論 [英 Alfvén-Klein cosmology, 独 Alfvén-Klein-Kosmologie, 露 космология Альфвена-Клейна] H. O. G. Alfvén と O. Klein の提出した宇宙論。彼らは宇宙原理を仮定せず、現在われわれが観測する膨張宇宙は $10^{22} M_{\odot}$ (M_{\odot} は太陽質量)以上の質量から成る巨大な星であり、一様に見えるのは、われわれがその外縁部を観測していないからであると主張した。この巨大な星の内部には物質と反物質が等量あり、主に銀河と反銀河の形で互いに分離して存在し、その境界で両者の接触により、消滅エネルギーが発生しており、巨大な星を膨張させていると考えた。反物質の存在の問題は、素粒子論や激しい天体現象とも関連して興味をもたれている。

アルベーン数 [英 Alfvén number, 独 Alfvén-Zahl, 仏 nombre d'Alfvén, 露 число Альфвена] 電磁流体力学において、流体の流れの速さ U とアルベーン波の速さ v_A との比 $S=U/v_A$ をアルベーン数または磁気マッハ数という。ここに $v_A=(B^2/\mu_0\rho_m)^{1/2}$, B は磁束密度, ρ_m は真空中の透磁率, ρ_m は流体の密度である。アルベーン数はまた、流体の運動エネルギー $\rho_m U^2/2$ と流体内に蓄えられる磁場エネルギー $B^2/2\mu_0$ との比の平方根に等しい。

アルベーン速度 [英 Alfvén velocity, 独 Alfvén-Geschwindigkeit, 仏 vitesse d'Alfvén, 露 альфвеновская скорость] \Rightarrow アルベーン波

アルベーン波 [英 Alfvén wave, 独 Alfvén-Welle, 仏 onde d'Alfvén, 露 волна Альфвена]

[1] 静磁場内にあるプラズマをはじめ、電気伝導性の流体中を磁力線に沿って伝播する低周波の電磁波をいう。この波動は H. Alfvén によって初めて見いだされたもので電磁流体波ともいう。この低周波の振動数はイオンサイクロトロン振動数、プラズマ振動数に比して十分に小さい。一般にプラズマ流体と磁力線はちょうど粒子が磁力線に凍りついているかのようにいっしょに振動する。磁力線はあたかも質量をもち、張力をかけられたゴム糸のように振舞い、アルベーン波はそのゴム糸がはじかれた時に生ずる振動の伝播とみなすことができる。磁束密度 B の静磁場中では磁力線に沿って $B^2/2\mu_0$ の張力が、磁力線に垂直方向に $B^2/2\mu_0$ の圧力が加わっている(ただし μ_0 は透磁率)。したがって、一様な圧力 $B^2/2\mu_0$ の中で磁力線に沿って張力 B^2/μ_0 が働いていると考えてもよい。この磁力線に質量密度 ρ_m のプラズマが凍りついているので、磁力線のゴム糸を伝わるアルベーン波の速度は $v_A=(B^2/\mu_0\rho_m)^{1/2}$ で与えられる。磁力線と角度 θ をなす方向に伝播する場合には 2 つのモードが存在する。(1) 圧縮モード(あるいは速進波)の位相速度は $v_{ph}=v_A$ で、低周波の電気ベクトル E_1 は波の波数ベクトル k と磁力線 B とがつくる平面に垂直で、流体は k を含む面内で $E_1 \times B/B^2$ の速度で運動し磁力線は圧縮を受ける。(2) われれモード(あるいは遅進波)の位相速度は $v_{ph}=v_A \cos \theta$ で E_1 は k と B とがつくる平面内にあり、流体はこの面に垂直方向に運動し、磁力線はねじれる。

[2] 固体プラズマの中には、金属のように、正負の電荷の一方が動けないものと、半金属や真性半導体の中の電子・正孔系のように、正負両符号の電荷が動くものとがあり、後者の場合には、電子密度 n と正孔密度 p が等しいために、アルベーン波が存在しうる。一定の外部磁場 B_0 と θ の角をなして進むアルベーン波の波動ベクトル k と振動数 ν との間には

$$\nu = kv_A' \cos \theta$$

の関係がある。ここに v_A' は

$$v_A' = \left[\frac{B_0}{\mu_0 n (m_e + m_h)} \right]^{1/2}$$

として

$$\left(\frac{1}{v_A'} \right)^2 = \left(\frac{K_L}{c^2} \right) + \left(\frac{1}{v_A} \right)^2$$

で与えられる。 m_e, m_h は、伝導電子と正孔の質量で、 K_L は、固体の格子をつくっているイオンの比誘電率である。この波の電場成分は、 $k \cdot B_0$ 面内にあり、ほぼ B_0 に垂直になっている。通常は、 c^2/K_L は v_A に比較して十分小さく、 v_A' は、 v_A に等しいと考えてよい。上のモードは、 $\theta = \pi/2$ で消えるが、 $\theta = 0$ で同じアルペーン速度で伝播するもうひとつのモードがあって、それは、一般の θ で

$$\nu^2 = \frac{k^2}{2} (v_A^2 + v_A'^2) + \sqrt{(v_A^2 + v_A'^2)^2 - 4v_A^2 v_A'^2 \cos^2 \theta}$$

という分散をもっている。ここに v_A は、古典粒子系では、粒子の速さの平均値、フェルミ粒子系では、フェルミ速度である。このモードは、プラズマの密度変化を伴ったモードなので磁気音波ともよばれる。このようなアルペーン波が観測されるためには、その減衰時間 τ が $1/\nu$ に比べて十分長くななくてはならないから、振動数の小さい波は観測されない。現在アルペーン波が観測されている試料では、通常は τ は 10^{-9} s より小さくこの程度の τ を得るためには、極めて低い温度ときれいな試料を用いなくてはならない。

アルミ電解コンデンサー [英 aluminum electrolytic capacitor, 仏 condensateur électrolytique à l'aluminium, 露 алюминийевый электролитический конденсатор] 電解コンデンサーで対向電極の一方のアルミニウムの表面に酸化アルミ (Al_2O_3) の絶縁薄膜を形成し誘電体とし、他方の極が電解質であるものをいう。電解液を使用した箔型湿式といわれるものと、電解液の代りに固体を使用したものがある。現在一般に市販されているものはほとんどが箔型湿式のものである。電源の平滑回路に用いられる。このコンデンサーの一般的なものは有極になっているが、2個の電解コンデンサーを逆極性になるように接続した無極のものもあり、交流モータの起動用などに用いられる(⇒電解コンデンサー)。

亜励起電子 [英 subexcitation electron, 独 nicht angeregbares Elektron, 露 подвозбуждённый электрон] ある原子・分子の最低励起電子状態と基底電子状態のエネルギー差より小さいエネルギーの電子をいう。物質に放射線を照射すると、広いエネルギー領域にわたって電子がつくられ、これらの電子と原子・分子との衝突が起る。このとき、電子がエネルギーを失って亜励起電子になると、電子衝突による原子・分子の電子状態の励起は不可能になり、振動・回転励起または運動量の移行のみが起る。特に希ガス原子の場合には、最低励起電子状態と基底電子状態のエネルギー差が他の原子・分子のそれに比べて大きいので、希ガス中の亜励起電子は高いエネルギー(10~20eV)をもつことができる。純希ガス中では、亜励起電子がエネルギーを失うのは運動量移行衝突によるのみであるけれども、これに少量の分子が加えられている場合には、これらの電子は分子と衝突して、回転、振動、または電子状態の励起を行って、急速にそのエネルギーを失う。分子の電離エネルギーは、希ガス原子の最低励起電子状態のエネルギーより

り小さい場合が多いので、希ガスに加えられた分子は、亜励起電子との衝突によって電離し二次電子を放出することになる。たとえば He の場合、最低励起電子状態 $He(2^3S)$ のエネルギーは基底電子状態に比べて 19.8eV 大きいので、He 自身と Ne を除いたほとんどすべての安定な原子・分子は He 中のエネルギーの大きさが適当な値以上の亜励起電子によって電離可能といふことになる。

亜鈴模型 [英 dumbbell model, 独 Hantelmodell, 仏 modèle en haltère, 露 гантелеобразная модель] 剛直な棒状のびた高分子に対する分子模型のひとつで、2つの小球を質量と体積を無視した1本の剛体棒で連結したものの、小球部だけが周囲の溶媒と相互作用をする。ずり速度 g の単純ずり流れのなかにある亜鈴模型は重心のまわりに回転しながら、その重心は流れに乗って流れる。回転運動はずり流れによる配向効果と、熱運動による回転拡散効果とによって支配される。 k をボルツマン定数、 T を絶対温度、 b を小球間距離、 ζ を小球と溶媒間の摩擦係数とすれば、回転拡散係数 D_r は $2kT/b^2\zeta$ に等しい。熱運動が激しく、ずり速度が小さいとき($g \ll D_r$)、亜鈴模型は平均として $g/2$ の角速度で回転し、流れの方向から 45° の方向に向く確率が最大となる。その固有粘度は $[\eta] = N_A \zeta b^2 / 12 \eta_0 M$ で与えられる(N_A はアボガドロ定数、 η_0 は溶媒の粘性率、 M は亜鈴模型の分子量)。 g が大きく $g \geq D_r$ になると、配向効果が優性となり、亜鈴模型の最頻方向は 45° から流れの方向に近づき、固有粘度は減少する。つまり非ニュートン粘性が現れる。ずり速度が角振動数 ω で正弦的に変化するとき、固有粘度は ω によらない部分と、デバイゼン部分とから成り、その緩和時間は $1/6D_r$ に等しい。さらにこのとき、 $\omega \neq 0$ ならば溶液は剛性率をもつとも示される。なお、屈曲性をもつ糸まり高分子の最も簡単な分子模型として、2つの小球をフックのばねで結んだものがあり、これを亜鈴ばね、あるいは広義に亜鈴模型ということもある(⇒ラウス模型)。

アレスター [英 arrester, 仏 parafoudre, 露 разрядник] 落雷により、電源線などに誘導する異常高電圧(数百~数千V)による機器への害を防ぐための素子で、線路と大地間、または線路間に挿入して一定電圧以上になると放電が始まり、電圧の上昇を防ぐ。大別して、カーボン、真空、半導体のアレスターがある。カーボンアレスターは2個のカーボン電極の間にマイラーなどの絶縁物をはさんだもので、放電電圧は300~500Vで放電特性がよく、安価なので電話交換機などに広く使用されている。真空アレスターは、2枚の電極間を真空にして、ギャップを設け、微量の不活性ガスを入れたものである。カーボンアレスターに比べて放電電圧のばらつきが少なく、低い放電開始電圧のものができる。半導体アレスターは酸化亜鉛バリスタ、SiC バリスタなどがあり、応答速度が速く、5~50V で 10^{-11} 秒も可能である。

アレニウス Arrhenius, Svante August 1859. 2. 19 - 1927. 10. 2 スウェーデンの物理化学者。ウプサラ近郊ビクの生れで、ウプサラ大学に学び、卒業後ストックホルムに赴き、E. Edlund の下で電解質溶液の電離の研究を行い、電離説をたてて1883年これを学位論文として提出した。しかしその評判は悪く、低い評価しか与えられなかった。ウプサラの教授は「KCl が分離しているなどとはナンセンスだ」と語ったという。このため彼はドツェント(教授資格者)の資格を得られなかった。しかし当時リガ大学

にいた W. F. Ostwald がこの論文を高く評価し、Arrhenius を同大学のドツェントとしたので、まもなくウプサラ大学は彼に講師の資格を与えた。その後、科学アカデミーの研究生として諸国に留学し、1891 年ストックホルム大学物理化学教授、次いで同部長となった。ドイツの大学からたびたび招聘されたが結局スウェーデンにとどまり、1905 年からはノーベル物理化学研究所長として定年までその職にあった。彼は物理化学の開拓者のひとりであり、1903 年にはノーベル化学賞を受賞した。受賞の対象となった電離説は、電解質溶液中では、電場があるか否かにかかわらず常に電離が起きているとするもので、これによりファント・ホッフ係数が電解質溶液中で 1 より大なることが説明された。彼の成功は、十分に希薄な溶液を扱ったことに起因している。Ostwald, H. W. Nernst らはこの説を定量化し、電離説は物理化学の創設期において大きな役割を果たすものとなった。化学反応速度についての研究(アレニウスの式)も著名で、そのほか、溶液の粘性、オーロラの起源についての仮説、火山活動に関する考察などがある。啓蒙書の著作もあって、「宇宙の生成」(邦訳名「史的にみた科学的宇宙観の変遷」)、*Väldarnas Utveckling* (1907 年)などは名高い。ノーベル賞のほかにもデービー賞など多くの栄誉を受け、ドイツ電気化学会名誉会員、スウェーデン科学アカデミー会員であった。

アレニウスの式 [英 Arrhenius' equation, 独 Arrheniusche Gleichung, 仏 équation d'Arrhenius, 露 уравнение Аррениуса] スウェーデンの化学者 S. A. Arrhenius は、1899 年に化学反応速度 k の温度依存性が次式で表されることを提唱した。

$$\frac{d \ln k}{dT} = \frac{E}{RT^2}$$

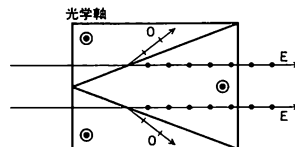
ここに R は気体定数、 T は絶対温度、そして $E (>0)$ は活性化エネルギーとよばれ、反応にあずかる前に分子が獲得しなければならないエネルギーである。アレニウスの式は上式の積分形式 $k = A \exp(-E/RT)$ で用いられることが多い。ここに、 A は頻度因子とよばれ、反応条件に依存するが、温度にはほとんどよらない定数である。温度係数 ($\Rightarrow Q_{10}$ 値) は、アレニウスの式を用いて表すことができる。なお、この式は化学反応速度のみならず、拡散、粘性などの輸送現象にもよく用いられる。

アレープロセッサ [英 array processor, 露 матричный процессор] 電子計算機の処理装置の 1 種で、マトリックス計算、ベクトル計算、信号処理(音声データや振動波形の解析)など、多量のデータに対して同様な操作を繰返して行うような処理を、高い効率で実行することを目的として、特殊な構造にまとめ上げたもの。

現在使われている具体的な構造は 2 種類ある。その第一は多数の同一な処理要素をアレー状に並べ、各処理要素にたとえばベクトルの各要素を割当て、並行的に同一の操作を実行させるようにしたもので、64 個の処理要素を使用した Illiac IV が有名である。第二はパイプライン構造とよばれる構造の処理要素を用意し、操作内容を逐次的に処理される複数のステージに分割し、実行の際にはそれらのステージが少しずつ遅れて重ね合わされるように構成したもので、汎用大型計算機にチャネルを介して接続するか、またはその内部に組込まれることが多い。いずれの場合にもベクトル処理などのための特別な命令を用意するのが普通である。第一の形式のものは、装置の構造と問題の形が一

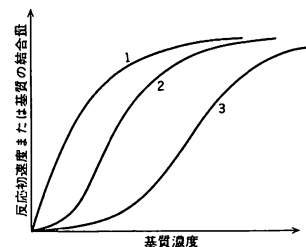
致した場合には極めて高い効率で処理を行うことができるが、そうでない場合には効率が低下し、またソフトウェアの作成が難しいといった問題があるが、最近マイクロプロセッサの機能が向上し、価格が低下したため、再び見直される機運にある。

アレンス・プリズム [英 Ahrens prism, 仏 prisme d'Ahrens] 図のようにグラント・トムソン・プリズム 2 個を一体化した形式の、3 個のプリズムより成る偏光プリズム。長さの割に受光面が広く、視野も $28 \sim 32^\circ$ と広いのが特徴で、光弾性の実験に使用される。



アロステリック効果 [英 allosteric effect, 独 allosterischer Effekt, 仏 effet allostérique] \Rightarrow アロステリック調節

アロステリック調節 [英 allosteric regulation, 独 allosterische Regulation, 仏 régulation allostérique, 露 аллостерическая регуляция] 生理機能やアミノ酸、核酸合成などを調節するために、アロステリックタンパク質を介して行われる生体系固有の調節方式のこと。典型的なアロステリックタンパク質であるヘモグロビン (\Rightarrow ヘムタンパク質)、またはアロステリック酵素であるアスパラギン酸トランスカルバミラーゼ(ATCアーゼ) (\Rightarrow 酵素)について、それぞれ酸素分圧または遊離の基質(アスパラギン酸)濃度を横軸に、酸素結合量または反応速度を縦軸にとると、図の曲線 2 のように S 字型になる。一方、ミオ



グロビンや通常の酵素の場合は単純吸着であり、ミハエリス-メンテンの式に従って曲線 1 のようになる。前者の場合は、あるリガンド(アロステリックタンパク質の結合物で、ヘモグロビンの場合には酸素)あるいは基質 (\Rightarrow 酵素基質複合体)濃度の前で、タンパク質の機能を ON-OFF 的に調節するのに適しており、アロステリック調節またはアロステリック効果とよばれる。上記のように、遊離のリガンド(または基質)濃度に対する結合(反応速度)曲線が S 字型になる場合を、特にホモトロピックなアロステリック効果とよぶ。これに対して、ヘモグロビンの場合のグリセリン酸-2,3-二リン酸(DPG)や、ATCアーゼの場合のシチジン三リン酸(CTP)のように、リガンドや基質以外のエフェクターとよばれるものが結合して、曲線が 2 から 3 のように変化する場合を、ヘテトロピックなアロステリック効果とよぶ。アロステリックタンパク質はプロトマーとよばれる構造単位の会合体であり、リガンド(あるいは基質)が結合する結合(あるいは触媒)部位と、エフェクタ

一が結合する調節部位とは空間的に離れている。したがって、エフェクターの結合によって結合(反応)曲線が変化するためには、プロトマーの構造が変化する必要がある。また、あるプロトマーにリガンド(基質)が結合すると、ほかのプロトマーの構造が変化することによって S 字型曲線が得られる。アロステリック調節の機構については、MWC(Monod-Wyman-Changaux)理論や KNF(Koshland-Nemethy-Filmer)理論がある。

泡箱 [英 bubble chamber, 独 Blaskammer, 仏 chambre à bulles, 露 пузырьковая камера] 高エネルギー素粒子原子核実験において使用される代表的飛跡検出器のひとつ。1952 年ミシガン大学の D. A. Glaser によって発明され、その後カリフォルニア大学の L. W. Alvarez らにより液体水素を用いた水素泡箱(液体水素泡箱)が開発され、さらにフロン、プロパン、ネオンなど重液体の泡箱(重液体泡箱)も開発建設され、1950 年代後半より現在まで、高エネルギー実験における最も重要な飛跡検出器のひとつとして活躍している。密閉した容器に一定の圧力の下で液体を入れ、それを温めると、ある温度(沸点)において沸騰が起る。沸点は加わる圧力によって変化する。そこで液体を沸点近くに保って急に減圧すると沸騰が起りうるはずであるが、一般には必ずしもただちに沸騰せず、しばらくの間不安定な平衡状態を保持する。これを通常過熱状態とよんでいる。

物質中を荷電粒子が通過すると原子や分子をイオン化する。このイオンが過熱状態にある液体を刺激して泡が発生する。泡の発生の機構としては、イオン化の際生ずる反跳電子(δ 線)が液体の原子や分子と衝突して局所的に加熱し、その結果液層に乱れが生じ、それを核として泡が発生すると考えられている。泡の発生する割合は液体の温度・圧力および荷電粒子の種類並びにその運動量によって決まる。粒子の通過線上に発生する単位長さ当たりの泡の数は泡密度とよばれ、荷電粒子の種類の判別に利用される。発生した泡の大きさが数十～数百 μm 程度になったところを狙って写真撮影され、粒子の飛跡写真として記録される。写真は通常 3 台以上のカメラで立体写真として撮影され、泡箱写真測定解析装置により測定解析される。

泡箱は利用する液体によりほぼ 2 つの種類に大別される。ひとつはフロンやプロパンなどの重液体泡箱であり、ほかのひとつは液体水素や重水素を用いる水素泡箱である。泡箱の特徴は泡箱自身が非常に精度の高い飛跡検出器であることに加えて液体それ自身が素粒子反応の標的であり反応生成粒子は全立体角で検出できるという大きな利点のあることである。この液体自身が標的であるという特長はそれ自身の原子核が素粒子の一種である水素(陽子)および重水素(中性子および陽子)泡箱において典型的であり、水素泡箱が泡箱の主流を占め素粒子実験に活躍したのもそのためである。一方重液体泡箱は液体の密度が高いことを利用して反応の確率の小さいニュートリノビームによる実験などにその偉力を発揮した。また γ 線に対する放射線長が短く、 γ 線に対する検出効率も高い。水素泡箱にこの重液体泡箱の特長をもたせるべくネオン(Ne)と水素(H_2)を混合し、Ne- H_2 混合液による重液体泡箱も開発され、ニュートリノ実験に広く利用されている。フロンなどを利用した重液体泡箱としてはヨーロッパ連合原子核研究機関(CERN)の Gargamelle とよばれる大型泡箱が有名である。また直径 4 m 級の大型の水素泡箱としては CERN の

BEBC (Big European Bubble Chamber) およびアメリカ国立フェルミ加速器研究所(FNAL)の 15' 泡箱などがある(図 1)。

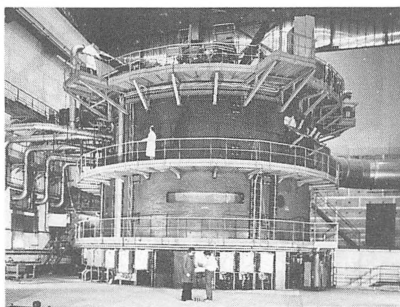


図 1 ヨーロッパ連合原子核研究機関の大型泡箱 BEBC の泡箱全景

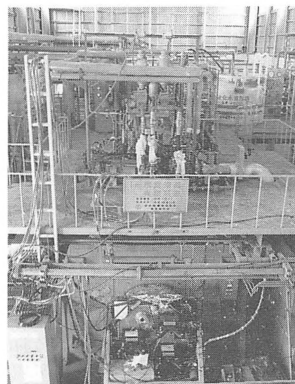


図 2 高エネルギー物理学研究所の 1m 水素泡箱装置の全景

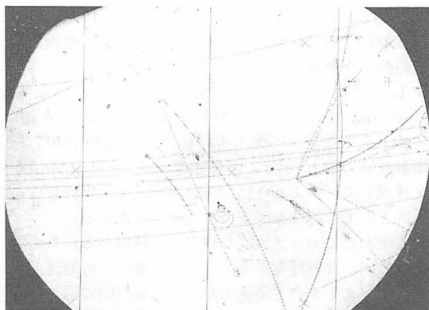


図 3 1m 水素泡箱の反陽子-陽子反応の写真

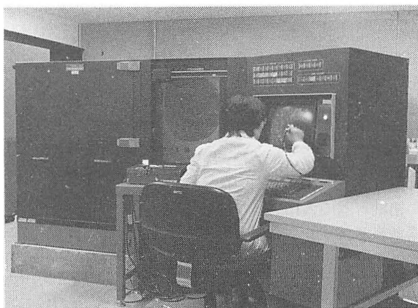
実際の泡箱の動作はほぼ次のようになる。水素泡箱では液体水素を約 26 K の超低温に保つ密閉圧力容器(泡箱本体)に入れ、油圧駆動装置などを利用したピストンの駆動により、素粒子ビームの入射に合せて泡箱を減圧し、過熱状態をつくる。泡箱本体を極低温に保つため本体は真空容器に入れ断熱遮蔽する。泡箱内で発生する粒子の泡の飛跡から粒子の運動量を測定できるよう泡箱本体および真空容

器は約 20kG 程度の大きな電磁石の磁極間に入れられる。粒子の飛跡はビームに同期したカメラにより立体写真として撮影記録される。泡箱全体の大きさは 4m 級の大型の場合超伝導電磁石が不可欠であり、総重量は約 2500t 程度、1m 級の中型でも電磁石を含めて約 200t 程度と、いずれも大型の装置である(図 2, 図 3)。なお、付録の表に、これまで活躍した世界の主な水素泡箱をまとめて示している。

泡箱写真解析 [英 bubble chamber film analysis, 独 Blasenkammerfilmanalyse, 仏 analyse de film de chambre à bulles, 露 анализ фотоплёнок пузырьковой камеры] 泡箱(水素泡箱や重液体泡箱など)で撮影された写真は、素粒子反応の精密な記録である。この写真記録の検査(これをスキニングとよぶ)と必要な素粒子反応のイベントの測定から、そこで起っている素粒子反応の運動学的考察および解析を行い、素粒子反応の物理的解析を行う手法が泡箱写真解析である。泡箱写真の解析には測定された飛跡データから物理解析まで一連の大型プログラムが開発され、大型電子計算機によりデータ解析が行われる。泡箱写真は普通 35mm または 70mm の写真フィルム上に三視野同時に撮影記録される。その縮尺率は 1/30~1/60 程度であり、飛跡は 100~300 μ m であるから泡箱写真上の記録としては 5~25 μ m である。この飛跡を精密に測定することにより反応に関与した荷電粒子の運動量が求められるが、泡箱内にかけられた磁場の強さ(H [kG])と測定された飛跡の曲率半径(ρ [cm])と運動量(P [MeV/c])は

$$P=0.3 H \rho$$

の関係で表される。三視野の写真の飛跡データから、実際の反応の空間的立体再構成が幾何学的再構成プログラムにより求められる。続いて、その反応に関与した各飛跡の運動量が求められる。反応の発生点(これをバーテックスポイントとよぶ)は測定されているから反応前後のエネルギー・運動量の保存則により、荷電粒子以外に飛跡をつくらない中性粒子(これを見えていない質量 missing mass とよぶ)が発生したかどうかの判断など素粒子反応の運動学的考察が行われ、飛跡の泡密度や飛跡に現われた崩壊パターンその他の情報の考察も含めて素粒子反応の様式が推論解析され、反応の物理的解析が行われる。泡箱写真の測定には通常電子計算機の制御により行う自動解析装置(図参照)



高エネルギー物理学研究所で開発された泡箱写真自動解析装置。グラフィック表示装置上に計算機制御により自動的に検索測定された泡箱写真の飛跡が表示され、必要に応じてオペレーターの判断を求めるようになっている。

と、写真を投影装置により投影し、飛跡測定を数点手動により行う手動測定装置がある。

泡密度 [英 bubble density, 独 Blasendichte, 仏 densité des bulles, 露 плотность пузырьковой] \Rightarrow 泡箱

泡模型 [英 soap bubble model, 独 Seifenblasenmodell, 仏 modèle à bulles de savon, 露 модель мыльных пузырей] セッケン水溶液の水面上に浮べた多数の泡は、相互作用により凝集し、二次元の最密六方格子をつくって配列する。この泡模様は、W. L. Bragg らの提案以降、二次元結晶の模型として種々の格子欠陥のデモンストレーションに利用されている。泡模型の圧縮弾性率は小さな泡ほど大きく、直径 1mm 前後の泡の挙動が、Cu など普通の金属の挙動に最も近い。適当なセッケン水では、泡は数時間程度の寿命をもっている。泡模型による具体的なデモンストレーションとしては、(1) 刃状転位の転位幅などの静特性ならびにずり応力下での動特性、(2) 傾角粒界の静特性、特にポリゴン化粒界、不整合粒界、対応粒界など、(3) ずり応力下での傾角粒界の動特性、などがある。また、水溶液を通して外部より振動的刺激を与えることにより、現実の系での高温状態に相当する特性変化を定性的にみることもできる。

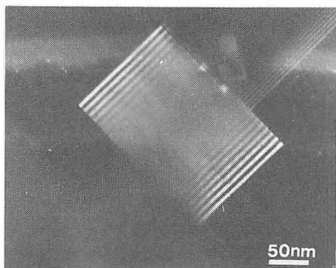
暗黒星雲 [英 dark nebula, 独 Dunkelnebel, 仏 nébuleuse obscure, 露 тёмная туманность] 星々の輝く夜空に、ぼっかりと穴があいたように星のない部分がある。明るく輝く散光星雲を背景として、影絵のように暗い部分が見える。これらを暗黒星雲とよんでいる。銀河系は星とガスの塵の大きな集団であるが、それらは銀河系の円盤部分に多く集まっている。塵状の物質は、星やガスの円盤より薄くなっていて、その分布は様ではなく、密度の大きなゆがきが見られる。このような星間塵の固まりは、背後にある星々の光や散光星雲の光を遮るので、暗く見える。暗黒星雲内のガスの密度は高いが、その温度は低くなっている。そのため、原子は結合して分子が形成されている。近年の電波観測によって、暗黒星雲内には各種の分子があることがわかってきた(\Rightarrow 星間分子)。赤外線観測により、暗黒星雲内にいくつもの赤外線源があることがわかり、暗黒星雲内で新しい星が形成されていることが示された。暗黒星雲の大きさはいろいろである。数十 pc(パーセク)にも広がっているものから、散光星雲の中にしみのように見える 0.1 pc より小さいものまである。南十字星の近くにある石炭袋やオリオン座にある馬頭星雲が有名である。

アンサンブル [英仏 ensemble, 独 Ensemble, 露 ансамбль] = 統計的集団

アンサンブル平均 = 集団平均(\Rightarrow 統計的平均)

暗視野像 [英 dark field image, 独 Dunkelfeldbild, 仏 image sur fond obscur, 露 изображение на тёмном поле] 電子顕微鏡の結像において、対物レンズの後焦平面上には試料によるフラウンホーファーの回折図形(電子回折図形)が形成されている。この位置に対物絞りを入れ、試料を透過してきた電子線を遮り、試料により散乱された電子線を用いて得られる像を暗視野像という。通常の光学系を用いて対物絞りを動かし、適当な散乱電子線をひろって結像をすると、光軸外の電子線による結像となり分解能(\Rightarrow 電子顕微鏡の分解能)が低下する。この難点を除くため対物絞りの位置を光軸上に固定し、偏向系を用いて入射線を傾け、目的とする散乱電子線が軸上にくるよう調節して

暗視野像をつくるのが一般に行われている。図は酸化マグネシウム単結晶粒子の暗視野像であり、立方体の晶癖をもつ粒子の中に等厚干渉縞が見られている(⇒明視野像)。



アンジュレーター [英 undulator, 独 Undulator, 仏 ondulateur, 露 ондулятор] シンクロトロン放射の発生装置のひとつで、電子の進行方向に沿って周期的に変化する磁場分布をもち、特定の波長の光が強く放射されるものをアンジュレーターという。アンジュレーターには、図1

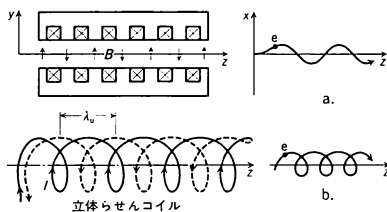


図1

に示すように、磁場の向きがひとつの軸方向に向いて周期的に変化する平面形アンジュレーター(図1a)と磁場の向きがらせん状に変化する立体のらせん形アンジュレーター(図1b)とがある。図2において点1で電子から発せられ

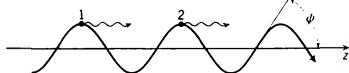


図2

た光は、電子がアンジュレーターの1波長 λ_0 だけ進んで点2に達する間に、光と電子の速度の差に相当する分だけ電子より前に進んでいる。したがって、アンジュレーターの1波長分の距離を光と電子が進む時間の差が光の1周期に等しいときには、2点から出た光は互いに強めあい、それ以外の波長の光は打消しあって弱くなることになる。このような干渉が起る条件は、 $\lambda/c = (\lambda_0/v) - (\lambda_0/c)$ となる。ここで、 λ は光の波長、 v は電子の速度、 c は光速である。高エネルギー電子の場合($v \approx c$)には、干渉条件は、 $\lambda \approx \lambda_0/2\gamma^2$ と書ける。 γ は電子のエネルギーと静止エネルギーの比である。このように光の波長は電子のエネルギーの2乗に逆比例して短くなる。 λ_0 は技術的制約から3〜5cmであるから、電子のエネルギーが2.5GeVであると λ は10Å程度となる。また上の式で与えられる波を基本波とする高調波も干渉条件を満たすので、アンジュレーターからは離散的な線スペクトルが得られることになる。アンジュレーターの中では、電子の角度のふれ ψ (図2)は $1/\gamma$ の程度かそれ以下であるので、光はアンジュレーターの軸のまわりの約 $1/\gamma$ の角度の中に集中して放射される。

アンジュレーターからの光は偏光特性をもっており、アンジュレーターの軸上に放射される光は、(a)の場合電子の偏向面上に直線偏光しており、(b)の場合は円偏光している。このように、アンジュレーター放射は普通のシンクロトロン放射に比べて、(1)線スペクトルであり、単位波長当りの強度が大きい、(2)放射方向が軸方向に限られているので光の利用効率が高い、(3)光の波長が可変であるなどの利点がある。しかし、アンジュレーターを実際に電子貯蔵リングに入れて光源として使う場合には、できるだけ理論値に近い特性を実現するために、(1)アンジュレーターの周期をできるだけ多くする、(2)電子ビームの大きさと角度の広がり(すなわちエミッタンス)が小さくなるような貯蔵リングの設計を行うなどの考慮を払う必要がある。

暗所視 [英 scotopic vision, 独 Nachtsehen, 仏 vision scotopique, 露 ночное зрение] 正常眼が100分の数千カンデラ毎平方メートル程度以下の輝度レベルに順応している状態での視覚。月明りのない星空の下での場合などがこれに当る。このときは網膜で光電変換を行う一次神経細胞すなわち視細胞のうち、桿状体が主に働く。桿状体は網膜中心付近にはないで、網膜中心から視角 5° 以上離れた部分での、平均的な目の波長に関する相対分光感度すなわち比視感度が国際的に規約されており、暗所視標準比視感度とよばれ、これに基づいて暗所視光束、暗所視光度などの暗所視測光量が定義されている。しかしこれを測定する実用的測光器はまだ作られていない。桿状体は1種類で明暗のみを弁別し、したがって色の感覚は生じない(⇒比視感度)。

アーンショーの定理 [英 Earnshaw theorem, 独 Theorem von Earnshaw, 仏 théorème d'Earnshaw, 露 теорема Ирншоу] 静電場で荷電粒子を安定な釣合の位置に保つことはできないという定理。スカラー関数 ϕ は、ある領域でラプラス方程式 $\Delta\phi=0$ の解であるとき、その領域の内部(境界面を除く)では極大値も極小値ももたない。これを電位 ϕ に適用するとアーンショーの定理が得られる。歴史的には、この定理によって、原子の静電的模型が不可能なことが示されたのである。

安全施設(原子炉の) [英 safety features, 独 sicherheitsmaßnahmen, 仏 dispositif de sécurité] 原子炉の安全性を損なうおそれのある事故や異常が生じた場合、あるいはこのような事態の発生が予想される場合に、その異常を自動的に検出し、原子炉を保護し、公衆を災害から守るための安全防護施設。この施設は、放射性物質の外部への放出を防ぐ工学的安全施設、事故を検出して工学的安全施設を動作させる安全保護系、工学的安全施設用非常電源からなる。軽水炉の冷却材喪失事故に対する工学的安全施設としては事故時に原子炉を急速に停止するための反応度制御系(スクラム系)、炉心冷却を維持するための非常用炉心冷却系、格納容器内の圧力の上昇を防ぐための圧力抑制系、格納容器内の核分裂生成物を気相中から除去するための格納容器スプレー装置、格納容器からの核分裂生成物の漏えいを減少させるための非常用フィルターなどの空気浄化装置などが設けられている。

安全審査 [英 safety analysis, 独 sicherheits Überprüfung, 仏 revue de sécurité, 露 анализ условий обеспечения безопасности] 原子炉や核燃料施設など原子力施設の設置あるいは変更の際に、安全の確保のために実施される審査。日本では、原子力施設を設置あるいは変更する場

合、核原料物質、核燃料物質および原子炉の規制に関する法律に基づいて、所管行政大臣の許可を受けなければならない。このため、まず、所管行政庁が申請者の提出した許可申請書に基づいて、平常運転時はもとより万一の事故を想定した場合にも、一般公衆の安全が確保されるよう所要の安全設計がなされているかなどを審査する。これを行政庁による安全審査あるいは一次審査とよぶ。次いで、所管行政大臣はみずからの安全審査書を添えて、許可基準のうち安全性に関する基準の適用について原子力安全委員会に諮問し、いわゆるダブルチェックが実施される。原子力安全委員会は二次審査にあたり、高度かつ広範な専門的知識が必要な場合には、原子炉安全専門審査会あるいは核燃料安全専門審査会に、その調査審議を指示する。また、原子力発電プラントなど主要な原子力施設の場合には、公開ヒアリング開催などによって、地元住民の意見を参照している。審査が終了すれば、原子力安全委員会は審査の結論、審査の過程で重点的に検討した事項の検討結果などからなる答申を作成する。所管行政大臣はこの答申を十分に尊重し、許可申請に対して最終的な判断を下すことになっている。

安全性(原子炉の) [英 safety, 独 Sicherheit, 仏 sûreté, 露 безопасность] 原子力発電所が在来の火力発電所とおおいに異なる点は、運転に伴い、原子炉の炉心に大量の核分裂生成物が生成し蓄積されるということである。この核分裂生成物は原子炉停止後も崩壊し続け、それに伴い熱と放射線を放出し、適切に冷却し続けなければ公衆に対し放射線災害を及ぼす潜在的可能性がある。したがって、原子炉の安全性とは、通常運転時はもちろんのこと、事故時においてもいかに公衆に対する放射線被曝を低く抑えるかを追求することが中心となる。原子炉の燃料中で生成した核分裂生成物は、(1) 燃料の被覆管、(2) 一次冷却系、(3) 格納容器、という3重の気密構造で密封されている。安全性の目標としては、第一に燃料被覆管、第二に一次冷却系、反応度制御系の健全性を確保し、第三に万一安全上重要な系に破損が生じた場合でも、工学的安全施設を設けて、公衆の放射線災害を防止することである。特に原子炉の安全性上最も問題となる事故は(2)の一次冷却系に破損が生じた場合であり、冷却材の喪失に伴い燃料表面温度が上昇し、第一番目の気密構造である(1)の被覆管の破損も招く可能性が高い。冷却材喪失事故時に冷却材を一次系に補給し、炉心冷却を維持するために設けられているのが非常用炉心冷却装置(緊急炉心冷却系)である。

安全率 [英 safety factor, 独 Sicherheitsfaktor, 仏 facteur de sécurité, 露 коэффициент безопасности] 材料には、その状態・環境および荷重のかかりかたなどによって異なる各種の基準的強度または標準的強度がある。たとえば、静的負荷に対する引張強度や降伏強度(または耐力)、繰返し負荷に対する疲労限度、高温での静的負荷に対するクリープ限度などがそれである。これらの値は、たとえば、JIS そのほかの規格などによって決められた標準的材料試験方法で決定される。試験方法が違えば異なった値を取りうる。一方、機械・構造物を設計し安全に使うためには、それを構成する材料の各部に生じる応力を、その状態・環境、荷重のかかりかたなどに従って、それぞれ適当な値以下に制限しておかななくてはならない。その制限値、または許容できる応力値を許容応力といい、上記の材料の基準的強度とこの許容応力との比を安全率という。

実際の構造物や機械では、材料の置かれた諸条件が標準的材料試験とは一般に同じでなく、使用中の材料の条件がすべてあらかじめ明らかになっているとは限らない。また、各部に実際に生じる応力の推定にも誤差や変化を含み、材料の強度にもばらつきがある。したがって許容応力は、標準状態における材料の標準的強度よりかなり低くするのが普通である。つまり安全率は一般に1よりかなり大きな正の数にとる。その値の決定にあたっては、材料の種類や上記の状態・環境・負荷形式など材料強度に直接に関係する諸条件だけでなく、その構造物・機械に要求される安全要求の強さの程度や過去の使用経験などが考慮される。たとえばエレベーターのワイヤーロープなどでは10以上の大きい安全率を用いるが、重量制限の強い航空機の部品では、1.5程度の安全率を用いることが多い。

一般に設計には各種の方式があり、安全率の定義や使いかたも若干変わる。安全率を許容応力と実働応力の比として定義することもある。また、疲労を考慮した有限寿命設計では、強さに対する安全率のほか、寿命に対する安全率も使われる。実際の設計にあたっては、これらの安全率や許容応力を基礎に、ほかの諸要求・諸条件も考慮して設計応力が決められるが、許容応力と設計応力を同一のものとして扱うこともある。

暗騒音 [英 background noise, 仏 bruit de fond, 露 фоновый шум] ある位置における騒音は、一般に多数の騒音源からの騒音が合成されたものである。そのなかのある1つの騒音に着目したとき、その騒音に対してそれ以外のすべての騒音を暗騒音という。騒音測定の際、しばしば暗騒音の影響のためにある特定の騒音のレベルを直接測定できないことがある。このような場合、対象とする騒音と暗騒音の両方が同時に存在するときのレベル L_3 と、暗騒音のみが存在するときのレベル L_2 を測定することにより、対象とする騒音が単独に存在するときのレベル L_1 を次式によって計算することができる。

$$L_1 = 10 \log (10^{L_3/10} - 10^{L_2/10}) \quad [\text{dB}]$$

ただし、このような計算は、騒音が定常的で広帯域スペクトルを含んだ非干渉性の場合にのみ可能である。また実際には、 L_3 と L_2 の差が小さいほど誤差が大きくなる。

アンダーシュート [英 undershoot, 独 Unterschwingen, 仏 sursaut négatif, 露 отрицательный выброс] ⇨ バルス

アンダーソン, C.D. Anderson, Carl David 1905.9.3— アメリカの物理学者。ニューヨーク市でスウェーデン人の家系に生れた。1927年カリフォルニア工科大学で学士号を取り、次いで1930年X線を吸収した気体原子から放出される電子の研究で博士号を取得した。その後も同大学で研究員として、 γ 線や宇宙線について研究を続け、1932年ウィルソン霧箱を用いて陽電子を発見した。1933年 助教授、1937年 准教授に昇進し、1939年 正教授となった。その間、S.H. Neddermeyer とともに、ThC' からの γ 線による陽電子発生を実験的に検証し、さらに宇宙線中に μ 粒子を発見した(1937年)。第二次世界大戦中は、国防研究委員会のメンバーとなり、軍事研究に参画したが、戦後、再び原子核や素粒子の研究に戻り、1949年 μ 粒子の崩壊によって生じる電子のエネルギー分布を調べ、 μ 粒子が電子と2個のニュートリノに崩壊することを明らかにした。陽電子発見の業績に対し、1936年 V.F. Hess とともにノーベル物理学賞を受けた。そのほ

か、ニューヨーク市のアメリカ研究所金賞(1935年)、フランクリン研究所エリオット・クレッソン勲章(1937年)など数々の賞を贈られている。1962年からは、カリフォルニア工科大学で物理・数学・天文学教室の主任として大学の発展に尽した。

アンダーソン, P. W. Anderson, Philip Warren 1923. 12. 13—

アメリカの物理学者。インジアナポリスの生れ。ハーバード大学に学び、1943年学士号を取得するが、当時戦争中であったため、卒業後は海軍研究所に入り、戦後再びハーバード大学にもどった。1947年修士号取得、引続いて J. H. Van Vleck の指導の下で、圧力効果によってマイクロ波や赤外のスペクトル線が広がる現象を研究、1949年に博士号を得た。同年ベル電話研究所に入る。同研究所在職中に大学の教壇に立ったこともあり、1953〜54年フルブライト交換教授として来日、東京大学で講義を行ったほか、1957〜75年にはケンブリッジ大学客員教授に招かれてキャベンディッシュ研究所で理論物理学の講義・研究指導をした。1975年以降はプリンストン大学物理学教授。彼の業績は理論物理学、特に固体物理学の分野で顕著であるが、なかでも強誘電性、強磁性、反強磁性、磁気共鳴、超伝導、液体ヘリウムなどの研究が有名である。1977年ランダム系における電子の局在状態に関する研究で Van Vleck, N. F. Mott とともにノーベル物理学賞を受賞。また1975年にはハイネマン賞を受けている。[主著] *Concepts in Solids*, 1963。

アンダーソン局在 [英 Anderson localization, 露 локализация Андерсона] 無秩序性に伴い電子の波動関数が空間的に局在化する現象。P. W. Anderson が1958年に初めてその可能性を指摘した。その後、N. F. Mott が、この考えに基づいて種々の物理的な考えを提出し、その多くが実験的にも検証され、現在では無秩序系における電子物性の基本的な性質と考えられている。局在した状態と局在していない状態はエネルギー的にはっきり分れており、エネルギーの低い局在した状態とエネルギーの高い局在していない状態の境界のエネルギーは移動端 E_c とよばれる。フェルミ準位 E_F が E_c の上か下かで電気的性質は大きく変わるが、状態密度は E_c においても有限の値をもつため、フェルミ・エネルギーが $E_F < E_c$ の局在した領域にあっても、電子比熱には温度に比例する寄与が存在する。このような局在領域での、低温における電気伝導は可変領域ホッピングとよばれる独特の機構に基づき、特徴的な温度依存性を示す。絶対零度で E_F が増して $E_F < E_c$ の局在領域より $E_F > E_c$ の金属領域に移るとき、Mott は電気伝導率 σ の値が0から不連続的に最小金属伝導率とよばれる有限な値をとると主張したが、1979年に E. Abrahams らのスケーリング理論が出るに及んで否定された。スケーリング理論によれば、 $\sigma \propto (E - E_c)^T$ (T は正の定数) となる。この理論によれば、一次元系のみならず二次元系でも、無秩序系のすべての固有状態は局在する。特に、二次元系では、この絶対零度 $T = 0$ における完全な局在の前兆現象として、 σ が $\ln T$ に比例して変化する領域、すなわち弱局在領域が存在することが明らかになった。この弱局在領域は、金属の極限からの摂動論が成立するため、アンダーソン局在に対する微視的な理論が初めて可能になった。同様な議論は、三次元系にも適用され、新しい理解が得られている。なお、三次元系の不純物伝導における金属・非金属転移では、電気伝導率は鋭く立ち上がり、単純なスケ-

リング則とも Mott の予言とも異なり注目されている(→不純物伝導)。

アンダーソン転移 [英 Anderson transition, 露 переход Андерсона] ⇔ 金属・絶縁体転移, アンダーソン局在

アンダーソンの直交定理 [英 Anderson orthogonality theorem, 露 теорема ортогональности Андерсона] アンダーソンによって見いだされた「不純物原子の周辺に局在した伝導電子の数が異なる2つの基底状態は直交する」という定理。不純物原子による球対称局在ポテンシャルが働いたとき、金属の伝導電子の一電子固有関数を球面波にとれば、各 l 波の部分波の不純物原子から遠く離れた漸近形は δ_l の位相変位を受ける。局所ポテンシャルが働いた場合の伝導電子系の基底状態の固有関数 (ψ_l) と自由の場合 ($\delta_l = 0$) のそれ (ϕ_l) との間の重なり積分を各部分波について計算すると次のような結果が導かれる。

$$\langle \psi_l | \phi_l \rangle = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\delta_l}{\pi} \right)^2 \log N_F \right]$$

ここに δ_l はフェルミ準位での l 波の位相のずれ、 N_F は l 波の状態を占める電子数である。 N_F は事実上無限大と考えてよいから位相差 δ_l が有限である限り、 ψ_l は ϕ_l に直交することになる。このことからアンダーソンの直交定理は局在電子数の保存則を意味するものと解釈することができる。この関係式は位相差 δ_l が異なる2つの基底状態の間にも成立する。この場合 δ_l は2つの δ_l の差で置換えられる。重なり積分のこの表現は軟 X 線の吸収放射端の異常や近藤効果に対して極めて重要な役割を演じる。

アンダーソン・ハミルトニアン [英 Anderson Hamiltonian, 仏 hamiltonien d'Anderson, 露 гамильтониан Андерсона] = アンダーソン模型

アンダーソン模型 [英 Anderson model, 露 модель Андерсона] Cu, Ag, Au 等の非磁性金属に局在スピンをもつ鉄族不純物原子を導入した場合、局在スピンを担う 3d 電子の電子状態を調べる目的で、P. W. Anderson (1961年)によって提案されたモデルハミルトニアンをいう。このハミルトニアンは3つの部分から成る。ひとつは金属伝導電子系(これを s 電子とよぶ)の運動エネルギーを表す項、 H_s 、もうひとつは不純物原子に局在した軌道を占める d 電子のエネルギー H_d でこれはスピン σ ($=+1$ または -1) の d 電子数を $n_{d\sigma}$ とし、d 電子のエネルギー準位をフェルミ・エネルギーから測って E_d (< 0) とし

$$H_d = E_d \sum_{\sigma} n_{d\sigma} + U n_{d\uparrow} n_{d\downarrow}$$

と表す。ここに U は不純物原子の d 軌道(簡単のため縮退なしとする)に逆向きスピンの2電子がきたとき生じる原子内クーロン斥力を表し、 $2E_d + U > 0$ とする。第三の項 H_{sd} は電子が局在 d 軌道と伝導電子状態の間を行ったり来たりすることを表す項で、2つの状態間の行列要素 V によって特徴づけられる。s-d 混成 V がなければ、 $E_d < 0$ 、 $2E_d + U > 0$ のため、局在 d 軌道はプラスかマイナスのスピンをもった一電子によって占められる。この状態に混成項が加われば s-d 間に電子の行き来が生じる。 V が U 、 $|E_d|$ に比べて大きい場合は、d 軌道はプラスとマイナスの電子によって均等に占められ、局在スピンは消失する。d 軌道の電子が局在スピンをもつためには V が U 、 $|E_d|$ に比べて小さくなければならない。 V が小さいとき、これを二次摂動で扱うと、アンダーソン・ハミルトニアンから反

強磁性的 s-d 交換相互作用が導かれる。アンダーソン模型は、J. Friedel によって提出された仮想束縛状態の概念を数学的に表現したものである。この模型は最初 Anderson によってハトリ-フォック近似で解かれたが、その後の多くの研究により、近藤効果との関係も含め、現在ではこのモデルの内蔵している物理はほぼ全的に解明されている。

以上は不純物が 1 個だけある場合の話だが、局在状態の数を増やし、格子点に並べたものは金属磁性を記述するモデルとなる。局在 d 軌道間のホッピング積分を取入れたものは遷移金属の磁性に適用され、ホッピング積分のないものはアンダーソン格子ともよばれて、希土類金属やその化合物が示す原子価揺動の問題を扱う基礎を与えるものと考えられている。

アンダーソン-ユバルの理論 [英 Anderson-Yuval theory, 仏 théorie d'Anderson-Yuval, 露 теория Андерсона-Юваля] 金属中の磁気的不純物と伝導電子とは s-d 交換相互作用を行っており、そのため物理量(電気抵抗, 磁化率など)を摂動計算によって求めると $\log T$ (T は絶対温度)を含む項が現れる。そのため低温では摂動展開のすべての項が重要になり、絶対零度付近で満足すべき結果を求めることが困難となる(⇒近藤効果)。この問題を解決するために P. W. Anderson と G. Yuval は金属の軟 X 線吸収放出スペクトルに関するノジュール・ドミニシス理論の助けをかりて摂動展開の一般項を書き下した。それによると磁気的不純物の低温の性質を求める問題は、一次元領域に閉じ込められた古典粒子系で、2 つの粒子の間の距離の対数に比例する相互作用が働く場合の問題と同等である。Anderson, Yuval と D. R. Hamann はこの系の性質を調べることからスケーリング則を導き、また磁気的不純物の低温の性質を論じた。

アンダーフロー [英 underflow, 独 Bereichsunter-schreitung, 仏 dépassement de capacité inférieur, 露 антипереполнение] 数値計算の途中で、計算機で表現できないほど小さい絶対値の数が見られること。電子計算機では実数を表現するのに浮動小数点表示が用いられる。これは仮数部と指数部から成る。仮数部 m は 2 進 1 けたの小数で $1/2 \leq m < 1$ を満たし、指数部 e は $e_{\min} \leq e \leq e_{\max}$ を満たす整数である。このとき実数 x は $f(x) = \pm m \cdot 2^e$ で近似される。 $\beta, t, e_{\min}, e_{\max}$ は計算機によって異なるが、 $\beta = 16$, $t = 6$ (単精度)または 14 (倍精度), $e_{\min} = -64$, $e_{\max} = 63$ のものが現在広く用いられている。このような浮動小数点数の演算の結果、指数部が e_{\min} より小さい数が生ずると計算機では表現できない。このような状態をアンダーフローといひ、普通は警告メッセージを印字して、その値を 0 に置換えて処置を続行する。たいていの場合これで支障はないが、その演算結果で除算を行う場合には不都合が生ずるので、そのような場合には事前にアンダーフローを検出してなんらかの対策を講じていく必要がある。

アンチコドン [英 anticodon, 独 Anticodon, 露 антикодон] 転移 RNA (t-RNA, 運搬 RNA) の特定部分にある隣りあった三つ組塩基をいう。タンパク質合成の際、伝令 RNA 上の三つ組コード(コドン)を識別して、それと結合する部位であり、コドンと相補的な塩基配列をもつ(⇒ RNA)。たとえば、伝令 RNA 上の UAC というコドンには AUG というアンチコドンが対応する。AUG というアンチコドンをもつ転移 RNA はアミノ酸のチロシンを

特異的に運ぶので、リボソーム(タンパク質合成の場)に結合した伝令 RNA 上に UAC というコドンがあれば、そこには必然的にチロシンが取込まれることになる。このコドンとアンチコドンとの相補的な対合が、タンパク質のアミノ酸配列を決める遺伝情報の正確な翻訳を保証している。

安定位相 [英 stable phase, 独 stabile Phase, 仏 phase stable, 露 стабильная фаза] ⇒ 位相安定性

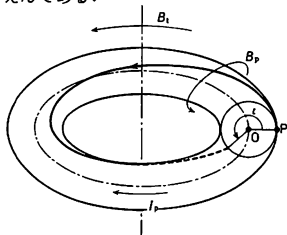
安定位相領域 [英 stable phase region, 独 Gebiet stabiler Phase, 仏 zone de stabilité de phase, 露 область стабильной фазы] ⇒ 位相安定性

安定化(超伝導線材の) [英 stabilization, 独 Stabilisierung, 仏 stabilisation, 露 стабилизация] 超伝導磁石を安定に動作させるための技術。超伝導線を巻いて、超伝導磁石を製作するとき、その超伝導線の一部をサンプルとし、臨界電流対磁場の特性の測定に基づいて設計を行う。しかし、実際に磁石を励磁して設計通りの性能を得るのは容易ではない。すなわち、励磁を何回繰返しても所定の値に達する前に、常伝導状態への転移(クエンチという)が生じたり、あるいはまた、励磁の回数とともに、徐々にクエンチ電流が増加し、数十回のクエンチの後に、初めて設計値に到達する場合もある。これらの現象は磁石内の超伝導導体の一部が臨界電流値に達する前に、磁束ジャンプや機械的変位に伴う摩擦熱のために、温度上昇して超伝導臨界温度を超えてしまうことが原因である。磁束ジャンプは多芯複合超伝導線の開発によって、防ぐことが可能となった。しかし、励磁中の電磁力による導線の変位を抑えることは困難であり、特に強大な電磁力の生じる大型磁石についてそれがいえる。

安定化には大別して 2 つの方法がある。すなわち、(1) クエンチの原因を排除く方法、(2) 磁束ジャンプや導線の変位が生じてもなおかつ安定に保つ方法、である。(1)のなかに、断熱安定化(本質的安定化)と動的安定化がある。断熱安定化とは、すでに述べたように、超伝導体の多芯化によって磁束ジャンプを抑える方法である。また、動的安定化とは超伝導体を常伝導金属で被覆し、これによって磁束の拡散速度を低下させ、ピン損失の発生を抑える方法である。磁束の変化は導体内に拡散していくが、固有速度は低抵抗に比例する磁束拡散係数で与えられるので、被覆には低抵抗の常伝導金属(通常高純度銅)を用いる。これらの方法は、小型・中型磁石に適用される。(2)は冷却安定化法とよばれ、現在最も信頼性が高く、大型磁石に適用される。この場合、超伝導体に多量の低抵抗常伝導金属を付加し、かつ、液体ヘリウムによる冷却効果を利用する。すなわち、磁束ジャンプや導体変位による発熱のために、超伝導状態が破れたとき、電流は常伝導金属にバイパスする。この際生じるジュール熱が液体ヘリウムの冷却によって十分除去されれば、再び超伝導状態が回復される。この方法が有効に働くためには、磁石内に冷却チャネルを設け、コイルは必ずその一部が液体ヘリウムに接していることが必要である。なお、この方法の欠点は、多量の常伝導金属を付加するために、平均電流密度が著しく低下してしまうことである。

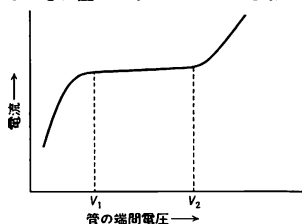
安定係数 [英 safety factor, 独 Sicherheitsbeiwert, 仏 coefficient de sécurité, 露 коэффициент запаса устойчивости] トカマクプラズマのある断面 P を考え、その断面上の 1 点から出発した磁力線がトラスを一周して再び同じ断面に戻ってきたとき、その点がトラスプラズマの

中心を通る磁気軸 O のまわりを回る。この角度を回転変換角 ι といい、その逆数 $q \equiv 2\pi/\iota$ を安定係数または安全係数という。トロイダル方向の磁場成分を B_t とし、プラズマ電流を I_p とすると、磁気軸を回るトロイダル方向に $B_p = \mu_0 I_p / (2\pi a)$ の成分をもつ磁場ができる。ここで μ_0 は真空の透磁率、 a はプラズマ断面の小半径である。大半径 R のトーラスを一周するとき、磁力線が磁気軸のまわりに ι だけ回転するから、回転変換角 ι は $a/(2\pi R) = B_p/B_t$ であり、したがってその逆数の安定係数 q は $q = (a/R) (B_t/B_p)$ で与えられる。電磁流体力学的不安定性の代表的な例であるキンクモードに対するクルスカール-シャプノフの限界は、 $q > 1$ と書き表すことができる。安定係数とよばれるゆえんである。



安定状態 [英 stable state, 独 stabiler Zustand, 仏 état stable, 露 стабильное состояние] 物理系の状態に外から作用を加えて微小な変化を与えても、もとの状態からのずれが一定の範囲に収まるような場合、その状態を安定状態という。一般に安定状態は、内部エネルギー、自由エネルギーなどを極小にする状態として特徴づけられる(⇒安定な平衡状態)。ポテンシャルエネルギーをもつ力学系では、ポテンシャルエネルギーを極小にするような状態が安定状態になっている。量子力学では、最低エネルギーの定常状態(基底状態)は、いかなる摂動によっても自発的に状態を変えることがない。この意味で基底状態は安定状態である。厳密には、このような安定状態でなくても、極めて寿命の長い状態を安定状態とよぶこともある(⇒準安定状態)。質量数の大きい原子核では、核分裂によってより安定な破片核に遷移することが可能であるが、その崩壊の半減期が宇宙の歴史のオーダーより大きいので、核は安定状態にあると考えられている。また大統一理論では、陽子も崩壊する可能性が示唆されているが、この場合も同じような意味で安定状態と考えてよい。

安定抵抗管 [英 ballast lamp, 独 Ballastlampe, 仏 lampe de résistance fixe, 露 балластный] 電源電圧や負荷がある範囲で変動しても、回路に流れる電流がほとんど一定になるように、回路に直列に挿入する抵抗管をいう。水素を 30~100mmHg の圧力で充填したガラス管球中に、純鉄線を抵抗として封じたものが多く用いられ、これに電流を通ずるときは図のように V_1 から V_2 までの間では電

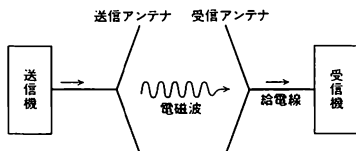


流は実用上一定となる。しばしば電子管のヒーターに直列に接続して使用され、ヒーター電流の安定化を図る。また定電圧放電管と組合せて、定電圧回路を形成するのにも用いられる。

安定なつり合い [英 stable equilibrium, 独 stabiles Gleichgewicht, 仏 équilibre stable, 露 устойчивое равновесие] ⇔ つり合い

安定な平衡状態 [英 stable equilibrium state, 独 stabiler Gleichgewichtszustand, 仏 état d'équilibre stable, 露 стабильное равновесное состояние] 非線形力学で、不安定な平衡状態に対比して使うことばで、外力に対して安定条件を満たしている平衡状態をいう。非平衡系では、時間の経過とともに安定な平衡状態に落着く場合と、リミットサイクルやカオスなどになる場合とがある(⇒カオス)。

アンテナ [英 antenna, 独 Antenne, 仏 antenne, 露 антенна] 電磁波を放射あるいは集束するための装置の総称で空中線ともいい、情報を伝送する電磁波と送受信機との間の一種のエネルギー変換器と考えられる。すなわち、図のように送信機から与えられた電力を電磁波のエ



ルギーに変換して自由空間へ放射したり(送信アンテナ)、受けた電磁波のエネルギーを再び電気回路の電力に変換する(受信アンテナ)。アンテナはその変換率をよくするように、形状や大きさが設計される。同じ構造のアンテナを送信にも受信にも使用できるが、動作電力レベルが違いため、実際の送信アンテナと受信アンテナとはかなり異なったものとなる。使用波長からは長・中波アンテナ、短波アンテナ、超短波アンテナなどに分けられる。構造は線状アンテナ(ダイポールアンテナ、八木アンテナ、ベームアンテナなど)と立体アンテナ(電磁ラップ、スロットアンテナ、パラボラアンテナなど)があり、発射特性からは指向性アンテナと無指向性アンテナに分けられる。

鞍点法 [英 saddle point method, 独 Sattelpunktmethode, 仏 méthode du col, 露 метод седловых точек] 複素積分

$$F(z) = \int_C f(\zeta) \exp(-zg(\zeta)) d\zeta$$

の $|z|$ が大きいときの漸近的表現を求める方法。ただし、 $f(\zeta)$ 、 $g(\zeta)$ は解析関数で C は複素平面上のある積分路である。積分路 C を関数 $g(\zeta)$ が正則である範囲内で変形して、 $g(\zeta)$ の鞍点 ζ_0 ($g'(\zeta_0) = 0$) を通り $\text{Re}[zg(\zeta)]$ がそこで極小になるような向きにする。そうすると $|\exp(-zg(\zeta))| = \exp(-\text{Re}[zg(\zeta)])$ は $|z|$ が十分大きいとき、 $\zeta = \zeta_0$ から離れると急激に小さくなり積分 $F(z)$ の値は $\zeta = \zeta_0$ の近傍だけの積分でほとんど決定される(テイラー展開)。

$$g(\zeta) = g(\zeta_0) + \frac{1}{2} g''(\zeta_0) (\zeta - \zeta_0)^2 + \dots$$

を上式に代入すると

$$F(z) \approx f(\zeta_0) \exp[-zg(\zeta_0)] \int \exp\left[-\frac{z}{2} g''(\zeta_0) (\zeta - \zeta_0)^2\right] d\zeta$$

$$=f(\xi_0)\left(\frac{2\pi}{zg''(\xi_0)}\right)^{1/2}\exp[-zg(\xi_0)]$$

が得られる。 $g(\xi)$ の展開の高次の項を考慮に入れば $1/2$ に関する級数展開(漸近展開)が得られる(→漸近級数)。各種特殊関数の漸近展開公式はこの鞍点法によって求められる(→スターリングの公式)。実軸上で定義された積分

$$I=\int f(x)\exp[ihg(x)]dx$$

の $h \rightarrow \infty$ での漸近表現を求めるのに位相停留点 $x_0(g'(x_0)=0)$ 近傍での値で評価する停留位相法があるが、これは鞍点法と本質的に同じである。鞍点法は最急降下法あるいは峠点法ともよばれる。

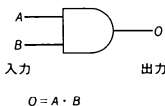
暗電流 [英 dark current, 独 Dunkelstrom, 仏 courant d'obscurité, 露 темновой ток]

[1] 光電管や光電子増倍管を、光の照射が全くない暗黒の中に置いても、いくらかのプレート電流が流れる。これを暗電流あるいは暗流という。暗電流は信号対雑音比(S/N比)を低下させる原因になる。光電子増倍管の場合、暗電流を発生させる原因は、(1)絶縁材料を通しての漏洩電流、(2)残留ガスのイオン化、(3)電極の端部からの電界放出、(4)カソード面および最初の2、3段目のダイノードからの熱電子放出が考えられている。現用の管では、(1)～(3)への対策は十分に施されているので、(4)に対する考慮が必要であるが、これには管をドライアイス、液体窒素などで冷却することが行われる。この際、冷却による結露への対策が必要である。

増倍管を高圧をかけずに強い光にさらしておくとき、数時間は暗電流が多く流れる。したがって管は遮光して保存すべきである。また多量の光を当てた状態でプレートに高圧をかけると、暗電流が増加し、暗黒中に放置しても復旧しないときがあるので、注意が必要である。また、光人力が一定のときに、プレート電流と暗電流の比、すなわち SN 比は、プレート電圧の値によって変化するので、SN 比が特に問題になる場合には、プレート電圧を調節する必要がある。

[2] 気体中の電気伝導現象は、(1)電離を伴わない伝導、(2)電離は伴うが持続しない伝導、(3)持続する伝導(持続放電)の3段階に分けられる。このうち(1)、(2)の伝導によって流れる電流を暗電流または暗流という。放電管において、持続放電に至るまでは暗流状態である。

AND 回路 [英 AND circuit, 独 UND-Schaltung, 仏 circuit ET, 露 схема И] 基本的な論理回路のひとつで、論理積回路ともいわれ、2つ以上の入力を持ち、1つの出力があり、入力が全部1のときのみ出力が1になる回路。AND 回路の論理記号、論理式および真理値表を図に示す。AND 回路は入力を反転すると、 $\bar{A} \cdot \bar{B} = \overline{A+B}$ (ド・モルガンの定理)により NOR 回路になる。



A	B	O
0	0	0
1	0	0
0	1	0
1	1	1

アントーノフの規則 [英 Antonoff rule, 独 Antonovsche Regel, 仏 règle d'Antonoff, 露 правило Антонова] 互いに混じらない2種類の液体間に働く界面張力係数と、それぞれの液体自身の表面張力係数の間に成り立つ経験法則。互いに他の液体で飽和させた液体 A, B があり、そ

れらの間の界面張力係数を γ_{AB} 、それぞれの表面張力係数を γ_A, γ_B とすると、 $\gamma_{AB} = |\gamma_A - \gamma_B|$ という関係式が成り立つ。これをアントーノフの規則とよぶ。例として、水とシクロヘキサン、および水銀とエタノールの場合を表に示す。このように、この規則は近似的なものである。また、例外もいくつか知られている。

液体 A, B の表面張力係数の差と界面張力係数 (20℃)
[$10^{-3} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1} = \text{dyn} \cdot \text{cm}^{-1}$]

	γ_A	γ_B	$ \gamma_A - \gamma_B $	γ_{AB}
水(A)とシクロヘキサン(B)	72.75	25.0	47.7	51.0
水銀(A)とエタノール(B)	475	22.5	457	379

アンドルーズ Andrews, Thomas 1813.12.19 - 1885.11.26 イギリスの化学者。アイルランドのベルファストで生れ、同地のアカデミーなどで学ぶ。父親の事務所で少し働いた後、グラスゴーで化学を修め、バリの J. B. Dumas に師事、さらにダブリンやエジンバラでしばらく医学を学んだ。ベルファストで医者をしてながら同市のアカデミーの初代の化学教授に就任し、1845年に医者をやめて、ベルファストのクインズ・カレッジの副学長となった。1849年には、ロンドン王立協会の会員に選ばれた。

1841～48年には、彼は熱化学に興味をもち多くの綿密な実験を行った。これらは、中和熱、水と酸化物との生成熱、金属ハロゲン化物の生成熱、金属が他の金属と溶液中で入れかわる際に発生する熱などの研究であるが、同じころ G. H. Hess も同様の研究を行って、反応熱の法則をより一般的に定式化した。その後、Andrews はオゾンの構造に興味をもち所見を述べたりもしているが、最もよく知られた仕事は、気体状態と液体状態の連続性の研究、特に1861年の二酸化炭素の臨界温度の発見である。

アンドロメダ大星雲 [英 Andromeda nebula, 独 Andromeda-Nebel, 仏 nébuleuse d'Andromède, 露 туманность Андромеды] 典型的な渦巻銀河のひとつ。学名はカタログ番号で、M 31またはNGC 224。天球上の位置はアンドロメダ座β星の西約1°にある。赤経 0^h40^m.0, 赤緯 +41°00', 銀河座標では銀経 121°.17, 銀緯 -21°.57 に中心がある。見かけの全光度は3.5等級、有効径は100'に見える。表面輝度は、中心距離のほぼ逆指数関数で減少する。外形は楕円形で、長径は短径の約3倍である(写真参



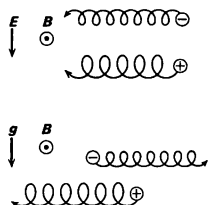
アンドロメダ星雲 (M31)
(東京天文台木曽観測所提供)

照)。M 31 の周辺には、小さい銀河が数個見つかる。すぐ近くには、2 個の矮小楕円銀河 M32 (南 24') と NGC 205 (西 27', 北 25') がある。M 31 は、われわれの銀河系とはほぼ同じ Sb 型渦巻銀河である。M31 には、1885 年に超新星が出現して S And (アンドロメダ座 S 星) と名づけられた。新星は 115 個以上発見され、球状星団は 140 個以上発見されている。ケフェウス座 θ 型変光星や H II 領域や惑星状星雲も多数観測されている。それらから求めた距離指数(見かけの等級と絶対等級の差)は、24.2 等。したがって太陽からの距離は 680kpc (キロパーセク) である。M 31 の可視光の輝度分布、H II 領域の数分布、中性水素の密度分布などから渦巻構造が観測される。このことは、M 31 が斜めから眺めた円盤状の銀河であることを示している。可視光で明るく見える中心部分では、H II 領域の数密度や中性水素の密度が低くなっている。M 31 の内部の質量密度分布は、H II 領域や中性水素の視線速度から推定される。M 31 の各部分の視線速度は、中心距離 2~30kpc にわたって、中心値との差がほぼ一定で、200~250 km \cdot s $^{-1}$ である。これを重力平衡にある円軌道の回転運動とすると、M 31 の質量は太陽の 2.5×10^{11} 倍であることがわかる。

案内中心近似 [英 guiding center approximation, 独 guiding center-Näherung, 仏 approximation du centre de guidage, 露 дрейфовое приближение] 磁場中における荷電粒子の平均的な軌道を与える漸近近似法。一様磁場 B における電荷 q 、質量 m の荷電粒子の運動方程式は $m dv/dt = q(v \times B)$ であり、これは $\Omega_c = qB/m$ の角速度をもち $\rho_L = v/\Omega_c = mv/qB$ の半径をもつ円運動を行う (\Rightarrow ラーモア歳差運動)。磁場 B が 1T のときは、電子のラーモア振動数 Ω_{ce} は $\Omega_{ce} = 1.76 \times 10^{11}$ s $^{-1}$ 、プロトンの場合は $\Omega_{ci} = 9.58 \times 10^7$ s $^{-1}$ の大きな角速度となる。次に不均一な磁場中でさらに電場 E や重力場 g が存在する場合の荷電粒子の運動を考えると、それは速いラーモア運動と、ラーモア運動の中心が磁力線を横切ってゆっくりドリフトする運動の重ね合わせで表すことができる。そのラーモア運動の中心を案内中心という。磁場、電場、重力場が空間的、時間的にゆっくり変化していて、その特徴的な長さ、時間をそれぞれ l, τ としたとき、 $l/\rho_L \gg 1$, $\Omega \tau \gg 1$ の場合は、その案内中心の運動を漸近近似によって精度よく表すことができる。この近似を荷電粒子軌道の案内中心近似またはドリフト近似という。また案内中心の移動する速度をドリフト速度という。磁場の大きさの勾配を ∇B 、磁力線の曲率半径を R とすると、ドリフト速度 v_{dr} は

$$v_{dr} = E \times \frac{b}{B} + \left(g + \frac{\mu_m \nabla B}{m} + \frac{v_{\perp}^2}{R} n \right) \times \frac{m}{qB} b + v_{\parallel} b$$

で与えられる。ただし、 b は磁場方向の単位ベクトルであり、 n は磁力線の曲率半径の方向を示す単位ベクトル、 μ_m は磁気モーメント (\Rightarrow 断熱不変量) である。第一項は電



場によるドリフト速度、第二項は重力場によるドリフト、第三項は ∇B ドリフト、第四項は磁力線曲率ドリフトによる速度である。第三項、第四項は、 $\mu_m \nabla B$ および遠心力による加速度によってもたらされるドリフトである。ここで注意したい点は、電場によるドリフトはイオン・電子とも同じ方向であるが、重力場によるドリフトはイオン・電子で互いに反対方向であることである(図参照)。最後の第五項は磁力線に平行な速度成分である。

アンビル [英 anvil, 独 Amboß, 仏 enclume, 露 наковальня] 鉄床(かなとこ)の意味で、台座状のものをさす。マイクロメーターや測定器の固定側の測定面をもつ円柱形の台座、超高圧発生装置の円錐台座などである。超高圧発生装置では、極めて高い圧力に対応できるよう底面を大きくし、頂面を著しく小さくしている。

アンブリダイン [英 amplydine, 独 Amplidyne, 露 амплитудин] 自動制御系の増幅用機器のひとつで他励直流発電機を増幅器として使用するので回転増幅機、あるいは増幅発電機ともいい、大別して 2 種類ある。ひとつは交差磁場による励磁作用を利用した交差磁場型増幅発電機で、もうひとつは界磁巻線の自動作用を利用した自己帰還型増幅発電機である。前者をアンブリダイン、後者をロートローラという。いずれもわずかな入力電力変化を大きな電力変化に増幅するのに用いられ自動制御用電力増幅装置として広く応用されている。電力増幅率は $2 \times 10^3 \sim 1 \times 10^5$ 倍くらいで、数十 kW の容量のものがおり、発電機の自動電圧調整、巻上機や圧延機の制御系に用いられる。

アンペア [英 ampere, 独 Ampere, 仏 ampère, 露 ампер] 電流の単位。単位記号は A. A. M. Ampère (\Rightarrow アンペール)に由来する。アンペアは、国際単位系(SI)の 7 つの基本単位のひとつで、「アンペアは、真空中に 1 メートル(m)の間隔で平行に置かれた無限に小さい円形断面積を有する無限に長い 2 本の直線状導体のそれぞれを流れ、これらの導体の長さ 1 メートルごとに 2×10^{-7} ニュートン(N)の力を及ぼしあう一定の電流である」と定義される。

この定義は、1948 年より用いられていた。SI が採択された 1960 年までは、上の定義に基づくアンペアは、絶対アンペア(absolute ampere)とよばれた。1948 年以前は、国際アンペアが用いられていた。国際アンペアは、1908 年にロンドンで開かれた万国電気単单位会議で採択されたもので、「アンペアは、硝酸銀の水溶液を通過し、毎秒 0.00111800 グラムの銀を分離する不変電流」と定義されていた。これは、1948 年に第 9 回国際度量衡総会の決議により、絶対アンペアに置換えられ、1960 年に、前述のように SI に組入れられた。1948 年以前の国際アンペアは、現在用いられている SI と全く関係がない。なお、電流の単位にアンペアという名称を使うことが初めて提案され承認されたのは、1881 年の国際電気標準会議においてであった。

現在の定義に基づく電流の標準を設定するためには、コイルを用いる。寸法を正確に決定できるような 2 つのコイルに電流を通じたときに、コイル間に作用する力を測定し、電流を求める。この方法により、アンペアは、長さ(メートル)、質量(キログラム)、時間(秒)という力学量の基本単位と、真空の透磁率によって与えられる (\Rightarrow 電流天秤)。しかし、この種の実験は、寸法決定の困難と、重いコイルに作用する小さい力を測定する難問のため、電氣的

量の標準を与える方法として現実的とはいえない。

電気的量の標準としては、現在、電圧(ボルト)と抵抗(オーム)が維持されている。ジョセフソン方式により、0.1 ppm 以下の相対誤差で、安定な電圧標準が供給される(⇒ジョセフソン電圧標準)。また、クロスキャパシターと称する精密コンデンサーを用いる方式により、0.4 ppm 以下の相対誤差で、抵抗標準が供給される(⇒オーム)。電圧と抵抗の値が安定に与えられれば、すべての電磁気量の標準を導くことができる。

さて、こうして導かれた電流単位アンペアが前述の定義に一致していないと仮定すれば、電磁気量と力学量との間に不整合が生ずる。

いま、上述の SI 基本単位の設定によって与えられるアンペアを A_{SI} と書く。一方、各国の標準研究所が維持しているアンペアを A_{LAB} と書くこと、比 A_{LAB}/A_{SI} の値が、どれだけ 1 に近いかということが問題になる。1 に等しければ、その標準研究所のアンペアは、定義どおりであるといえる。標準研究所の代表として、国際度量衡局(BIPM)を選ぶのが妥当であるから、BIPM が維持しているアンペアを A_{B1} とし、比 $K \equiv A_{B1}/A_{SI}$ を定義する。

この K の値を求める方法は、電流天秤のような、定義を直接実現しようとするもののみではない。物理基礎定数のような精密に測定される量を組合せて、間接的に求める方法もある。最近の実験技術の進歩により、間接的な方法による K の値の誤差が、直接法より小さくなることも期待される。1973 年に行われた基礎定数の調整によれば、 $K=1+(0.7\pm 2.6)\times 10^{-6}$ となっている。ここでは、BIPM が 1969 年に設定した値 A_{B69} と A_{SI} の比を与えている。

基礎定数の組合せからも K を求めることができる。一例をあげれば

$$K = \left[\frac{M_p \cdot r_p^2(\text{low})}{F \cdot \mu_p^2 / \mu_N} \right]^{1/2}$$

ここで M_p は陽子の質量(原子質量単位で表す)、 $r_p^2(\text{low})$ は陽子の磁気回転比(球形容器中の純水中陽子の実測値、反磁性補正は行っていない)、 F はファラデー定数、 μ_p/μ_N は陽子の磁気モーメントと核磁子との比(球形容器中の純水中陽子の実測値)である。なお $r_p^2(\text{low})$ は、精密ソレノイドの寸法と流れる電流(A_{B69} 単位)とから磁場を決定する方法により定められる。発生磁場が一般に 10^{-2} テスラ(T)程度と低いため(low)を付けて表す。

式中の M_p 、 μ_p/μ_N の相対誤差は、それぞれ 0.011 ppm, 0.38 ppm と小さい。 $r_p^2(\text{low})$ も最近の測定で 0.42 ppm となっている。 F についての誤差が 3.1 ppm ほどあって、 K の値は、 F によって決定される。得られる値は $K=1-(9.1\pm 1.4)\times 10^{-6}$ となり、前記 1973 年の調整値から大きくずれている。このような不一致について、今後の基礎定数の調整により、何らかの解決が見られるのではないかと期待されている。

アンペア回数 [英 ampere turn, 独 Amperewindung, 仏 ampère-tour, 露 ампер-виток] ⇒ アンペア回数毎メートル

アンペア回数毎メートル [英 ampere-turn per meter, 独 Amperewindung pro Meter, 仏 ampères-tours par mètre, 露 ампер-виток на метр] 磁場の強さの SI 単位。単位記号は $A \cdot m^{-1}$ 。一様な巻線の無限に長いソレノイドが、中心軸上につくる磁場は、ソレノイドの単位長当りの巻数と、流れる電流によって与えられる。巻数が 1m

当たり 1 回のソレノイドに 1A の電流を通じたときに生ずる磁場の強さが $1A \cdot m^{-1}$ である。真空中では、 $B = \mu_0 H$ の関係から、磁束密度が求まる。 $B = 4\pi \times 10^{-7} H \cdot m^{-1} \cdot 1A \cdot m^{-1} = 4\pi \times 10^{-7} HA \cdot m^{-2} = 4\pi \times 10^{-7} T$ 。CGS 電磁単位における磁場の単位エルステッド(単位記号は Oe)との関係は、 $1Oe = (4\pi)^{-1} \times 10^3 A \cdot m^{-1}$ である。なお、アンペア回数は、起磁力の単位として用いられる。

アンペアターン = アンペア回数(⇒アンペア回数毎メートル)。

アンペア毎メートル [英 ampere per meter, 独 Ampere pro Meter, 仏 ampère par mètre, 露 ампер на метр] 磁場の強さの SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一例。単位記号は $A \cdot m^{-1}$ または A/m (⇒アンペア回数毎メートル)。

アンペール Ampère, André Marie 1775.1.30—1836.6.10 フランスの物理学者。リヨンに生れる。父は J. J. Rousseau の教育理念に共鳴し、息子に家庭で自由に本を読ませて教育した。Ampère は最初、フランスの博物学者 G. L. Buffon の著書や百科事典あるいは哲学に関する書物を読んでいてが、そのうち数学に関心をもち、独力で幾何学について考えたり、L. Euler や J. Bernoulli の著書を読んだりして数学を学んだ。1796 年から 6 年間、リヨンの学校で数学の教師をした後、1802 年にプールの国立高等工業学校の物理学と化学の教授となる。このころ、確率論の研究を始めている。その後、パリのエコール・ポリテクニクの教授を経て、1820 年パリ大学の天文学助教授となった。この年、デンマークの物理学者 H. C. Ørsted により電流の磁気作用が発見された。この発見のニュースを聞いて、Ampère は電流の流れている 2 本の導線の間にも力が作用することを実験により確かめた。さらに環状の導線についても実験を行い、閉じた回路は磁石と同じようにふるまうことを見いだした。この結果から逆に、磁石は内部に円電流をもつ分子の集まりとする分子電流説を、1823 年に発表した。翌年、コージュ・ド・フランスの実験物理学教授となった Ampère は、電磁現象の実験とそれに基づく数学的定式化を行い、ニュートン力学にならって遠隔作用の立場から、電気力学を 1827 年に提唱した。ところが、この理論は、1831 年に M. Faraday が発見した電磁誘導を説明できないという重大な欠陥があり、後に W. E. Weber により荷電粒子の仮説に基づいて、電磁誘導を説明できるように一般化されることになる。そのほか、Ampère は哲学にも関心をもち、科学の哲学に関する著書もある。[主著] *Recueil d'observations électrodynamiques*, 1822; *Théorie des phénomènes électrodynamiques*, 1826; *Essai sur la philosophie des sciences*, 1834—43。

アンペールの回路定理 [英 Ampère circuit law, 独 Ampèresches Verkettungsgesetz, 仏 théorème d'Ampère, 露 закон полного потокосцепления сила Ампера] = アンペールの法則

アンペールの力 [英 Ampère force, 独 Ampèresche Kraft] ⇒ 磁束密度

アンペールの法則 [英 Ampère law, 独 Ampèresches Gesetz, 仏 loi d'Ampère, 露 закон Ампера] 定常電流の磁気作用に関する基本的な法則であり、右ねじの法則を含む。1820 年 H. C. Ørsted が電流の流れる導線の近傍においた磁針が規則的に振れるのを発見したのに基づいて、A. M. Ampère は電流と磁石および電流間の相互作用につ

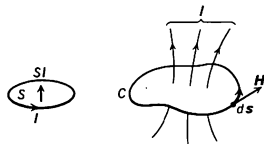
いて綿密な実験を行ない、定常電流の磁場を決定する法則をえた。アンペールの法則の表し方はいろいろある。例えば (1) 定常電流がつくる磁場を \mathbf{H} 、任意の閉曲線 C を縁とする曲面を貫く電流の総和を I とすると

$$\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{s} = I$$

が成り立つ。ここで、 $d\mathbf{s}$ は C の線素ベクトルであり、 $d\mathbf{s}$ にそって右ねじを回すときにねじの進む方向を正の電流の方向とする。(2) 局所的な形として

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J}$$

と表すこともできる。ここで、 \mathbf{J} は電流密度である。アンペールの法則の中で、磁場の方向に関する部分、すなわち、「電流 I の方向に進むように右ねじを回すときの回す方向が磁場の方向である」という法則を特に「右ねじの法則」という。



アンモニアメーザー [英 ammonia maser, 独 Ammonium-Maser, 仏 maser à ammoniaque, 露 мазер на

аммиаке] 誘導放射を用いてマイクロ波を発振するメーザーとして、最初に 1954 年につくられたのがアンモニアメーザーである。分子線メーザーの最も代表的なものでアンモニア分子線メーザーともいう。アンモニア分子の反転二重項状態のうちの上のエネルギー準位の分子だけを、強い不均一電場の中にアンモニア分子ビームを通過させることによって選り出し、それを二重項の間の遷移周波数(約 24 GHz)に同調した空洞共振器の中に入れる。上の準位の分子数を、あるしきい値以上にすると、遷移周波数にほとんど等しい周波数で自励発振が起る。発振出力は小さいが周波数安定度がよいので周波数標準として用いられる。また、発振のしきい値以下で可変周波数のマイクロ波入力に対する誘導放射スペクトルを観測し、アンモニア分子の高分解能マイクロ波分光が行われた。

暗流 [英 dark current, 独 Dunkelstrom, 仏 courant d'obscurité, 露 темновой ток] 電極間に電圧を印加した場合に、非自統放電領域(紫外線などの照射による電離によって電極間に存在する電子およびイオン量に電流が比例する領域)で流れる電流を暗流という。肉眼で見ることが難しいほど電流密度が小さいので、このよび名がある。光電子増倍管などで光を遮断した状態でアノードあるいはカソードに流れる微小電流も暗流という(⇒暗電流)。

い

EIA 規格 [英 EIA standard, 独 EIA-Standard, 仏 étalon EIA, 露 стандарт EIA] アメリカ電子工業協会 (Electronic Industries Association) で制定した規格で、電子工業製品の技術標準を定めている。

Es 層 [英 Es-layer, 独 Es-Schicht, 仏 couche Es, 露 слой Es] ⇒ 電離層

esu 単位系 [英 esu system of units, 独 ESU-Einheitensystem, 仏 esu système d'unités] = 静電単位系

EXAFS = EXAFS (エクザフス)

emu 単位系 [英 emu system of units, 独 EMU-Einheitensystem, 仏 emu système d'unités] = 電磁単位系

イエローケーキ [英 yellow cake, 仏 concentré d'uranium] ウラン鉱石から溶液を使用するいわゆる湿式プロセスによりウランを抽出分離すると得られる最終製品の通称。ウランの6価化合物に共通する黄色の固体であるのでこの名をもつ。湿式プロセスではアルカリによりウランを沈殿させる。すなわち、 NH_4OH 、 NaOH などを用い、それぞれ $(\text{NH}_4)_2\text{UO}_7$ 、 $\text{Na}_2\text{U}_2\text{O}_7$ などの二ウラン酸塩を生ずる。沈殿生成物は加熱して脱水処理する。二ウラン酸アンモニウムの場合、さらに高温に加熱して (400°C 以上) UO_3 製品とすることも有る。したがって、一口にイエローケーキとはいっても、これらの二ウラン酸塩から UO_3 に至る各種の物質をさすことになる。イエローケーキは多くの場合、安定な気体である UF_6 に転換され、ウランの濃縮が行われる。

イエンゼン Jensen, Johannes Hans Daniel 1907.6.25 - 1973.2.11 ドイツの理論物理学者。ハンブルクに生れる。1926年からハンブルク大学およびフライブルク大学で学び、1936年ハンブルク大学で博士号を取得した。1937年ハンブルク大学の講師、1941年ハノーバー工業高等学校の理論物理学教授になった。1949年以後、1973年に死去するまでハイデルベルク大学の教授であった。また、1955年から1973年までの間、O. Haxel とともに Zeitschrift für Physik 誌の編集者を務めている。初期の研究は、イオン格子、超高压下の物質のふるまいなどの量子力学的探究に関するものであった。1947年には、H. Steinwedel とともに、分子や結晶の中での原子核の遷移に伴う反跳原子核の分布を研究した。この研究の重要性はメスバウアー効果の発見によって強調された。その後、原子核構造の研究に進み、化学者 H. E. Suess および物理学者 Haxel と共同で原子核の殻構造に関する実験的証拠を調べた。そして、殻構造およびこれに関連した魔法数の存在が動かしがたい事実であることを明らかにするとともに、1949年 M. G. Mayer と同時かつ独立に *jj* 結合殻模型を提唱して、魔法数をはじめ原子核の多くの基本的性質の説明に成功した。この模型の特徴は、当時の常識に反して、核子のスピンと軌道角運動量との間に強い相互作用を仮定することであった。「ベータのバイブル」とよばれていた原子核に関する当時の代表的な論文は、強いスピン・軌道結合の存在に対して否定的であったが、後日 Jensen は、「幸

いにも私は『ベータのバイブル』をあまりよく知っていなかった」と述懐している。1950年には M. Danos と Steinwedel とともに、光核反応で当時 見いだされた巨大双極子共鳴に関する有力な模型を提唱した。この巨大共鳴は原子核の集団運動の古典的な例になっている。1963年 原子核の殻模型によって Mayer とともにノーベル物理学賞を受けた。[主著] *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure* (M. G. Mayer と共著), 1955。

硫黄サイクル [英 sulfur cycle, 独 Schwefelkreislauf, 仏 cycle de soufre, 露 серный цикл] 地球上における硫黄の生態学的循環をさす。硫黄循環ともいう。生体中で、S は、アミノ酸 (システイン、メチオニン)、糖脂質、鉄-硫黄センター (フェレドキシンなど)、補酵素 (アセチル CoA, チアミンピロリン酸など) などの構成元素として存在する。地殻には、硫黄は硫酸、チオ硫酸、無機硫黄、硫化物などの形で存在している。硫酸はアデノシン三リン酸 (ATP) によって活性化された還元されて有機物中に取込まれる。また、硫酸還元菌は、酸素の代りに末端酸化剤として硫酸を利用して有機物を酸化し (硫酸呼吸、⇒呼吸)、硫酸は硫化水素に還元される。硫化水素や硫黄チオ硫酸は、硫黄細菌や光合成細菌によって酸化されて、硫酸などを生じる。また、有機物中の硫黄は、好気的生物によって代謝されて硫酸となる。

イオノマー = アイオノマー

イオン [英 *ion*, 独 *Ion*, 露 *ион*] 原子・分子から1個またはそれ以上の個数の電子が除去されて正の電荷を帯びるか、または原子・分子に1個またはそれ以上の個数の電子が加わって負の電荷を帯びた状態にあるものをいう。前者を正イオン (陽イオン)、後者を負イオン (陰イオン) といい、除去された または加えられた電子の個数をそれぞれ正イオンまたは負イオンの価数という。価数が2以上のイオンを多価イオンという。また、原子番号がおよそ3以上の元素から成るイオンを重イオンということもある (⇒正イオン, 負イオン)。

イオン移動度 [英 *ion mobility*, 独 *Ionenbeweglichkeit*, 仏 *mobilité ionique*, 露 *подвижность ионов*] ⇒ 移動度

イオン温度 [英 *ion temperature*, 独 *Ionen-temperatur*, 仏 *température ionique*, 露 *ионная температура*] プラズマ中のイオンの平均的熱運動エネルギーを表す尺度。プラズマにおいてはイオンと電子が、それぞれの電荷が全体としてほぼ中性の状態に保たれながら、高温のガス状になっている。プラズマがある領域に閉じ込められ、その閉じ込め時間がイオン・イオン間のクーロン衝突時間より長いと、イオンの速度分布はマクスウェル分布になり、気体と同様に温度が定義できる。この温度をイオン温度 T_i という。電子・電子間のクーロン衝突時間は、イオン間のクーロン衝突時間より短いので、電子温度 T_e も定義できる。イオンと電子のエネルギー緩和時間は長いので (イオン間のクーロン衝突時間の $(m_i/m_e)^{1/2}$ 倍, m_i, m_e はそれぞれイオンおよび電子の質量)、プラズマの閉じ込め時間がエネルギー緩和時間より長くないと、 T_i と T_e は必ずしも一致しない。核融合反応はイオン間の衝突によって起るものであるから、重水素・三重水素の炉心プラズマでは、イオン温度が数千度から1億度程度になることが必要となる。

イオン音波 [英 *ion acoustic wave*, 独 *Ionenschallwell-*

le, 仏 onde acoustique ionique, 露 ионно-звуковая волна] プラズマ中のイオン集団の振動に基づく静電波。この波は中性気体中の音波と類似の縦波であるが、粒子間衝突に基づく音波と違って、粒子間のクーロン力と電子の熱運動が本質的な役割をなし、その振動数 ω と波数 k との関係を示す分散式は $\omega = ((k_B T_e + r_i k_B T_i) / m_i)^{1/2} k = c_s k$ となる。ここに k_B はボルツマン定数、 T_e, T_i は電子とイオンの温度、 m_i はイオンの質量である。イオンは一次元的断熱圧縮を受けるので、比熱比は $\gamma_i = 3$ とすればよく、電子はイオン音波の速度に比べて速く動くので等温変化を行う。

イオン音波のふるまいは次のように考えられる。イオンに一定方向の変動が加えられると、電子はイオンの密度変動による電場を遮蔽するように運動して電気的中性を保とうとする(準中性の条件)。しかし、電子の熱運動のために、電場を完全に遮蔽することができず、熱エネルギーから決まる $k_B T_e / e$ のポテンシャルが残る。イオンの密度に疎密が生じるとイオン自身の圧力と $k_B T_e / e$ の電場による力を受けて密な部分は疎な部分に広がる。このとき、イオンの慣性質量により、膨張しすぎ、次いで隣接部分から圧縮を受けるようになる。このようにしてイオン音波は伝播する。イオンの熱運動は本質的ではなくて、 $T_i \rightarrow 0$ でもイオン音波は存在し、位相速度、群速度はともに等しく $v_{ph} = v_s = c_s$ かつ $v_{Te} \gg v_{ph} \gg v_{Ti}$ となる。 v_{Te}, v_{Ti} は電子およびイオンの熱速度である。

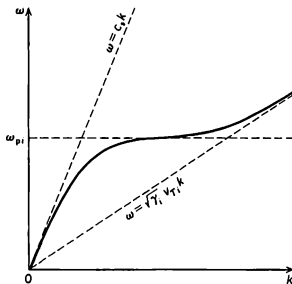
イオン音波は長波長の極限において準中性の条件のもとに得られたイオン波の一部分である。この条件をはずしてイオン波の分散式を求めると

$$\omega = \left(\frac{k_B T_e}{1 + k^2 \lambda_D^2} + \frac{r_i k_B T_i}{m_i} \right)^{1/2} k$$

となる。 $k^2 \lambda_D^2 \ll 1$ (λ_D はデバイの長さ)となる長波長領域ではイオン音波になり、 $1 \ll k^2 \lambda_D^2 \ll T_e / T_i$ の領域では $\omega = \omega_{pi} = (n_0 e^2 / \epsilon_0 m_i)^{1/2}$ のイオンプラズマ振動に移行し、 ω は k によらなくなる。さらに短波長領域 $k^2 \lambda_D^2 \gg T_e / T_i$ においては $\omega = \sqrt{r_i v_{Ti} k}$ となるが、位相速度がイオンの熱速度に近く、イオンと波との共鳴相互作用(ランダウ減衰)が強く現れてこの波は伝播できなくなる。イオン波の分散関係は図に示すようになる。イオン波の厳密な記述はプラズマ分散関数 $Z(\zeta)$ を使って

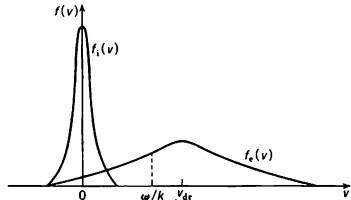
$$1 - \sum_{\alpha=e,i} (\omega_{p\alpha}^2 / 2k^2 v_{T\alpha}^2) Z'(\omega / \sqrt{2} k v_{T\alpha}) = 0$$

と表される。



イオン音波不安定性 [英 ion-acoustic instability, 独 Ionen-akustische Instabilität, 仏 instabilité acoustique ionique, 露 ионно-звуковая неустойчивость] プラズマ中

に荷電粒子の流れがあるとき、イオン音波が成長し、励起される現象。電子がイオンに対し全体として相対運動を行いプラズマ中に電流が流れているとき、その相対運動の速度 v_{dr} がイオンの熱速度 v_{Ti} ($= \sqrt{T_i / m_i}$) よりも十分早く、 v_{dr} の方向に関して、電子とイオンの速度分布が図に示すように、それぞれ $f_e(v), f_i(v)$ で与えられているとする。



このとき、 v_{dr} 方向に伝播するイオン音波(振動数 ω , 波数 k , 位相速度 $\omega/k = c_s$)の増幅率 r (ランダウ減衰率)は

$$\left\{ \frac{v}{m_e} \frac{df_e(v)}{dv} + \frac{v}{m_i} \frac{df_i(v)}{dv} \right\}_{v=\omega/k}$$

に比例する。 $r > 0$ のとき、波動は増大し、 $r < 0$ のとき減衰する。 $v_{Ti} \ll \omega/k < v_{dr}$ となるようなイオン音波を考えると、式上で電子の寄与が主となり、 $(v df_e/dv)_{v=\omega/k} > 0$ したがって、 $r > 0$ となって不安定性を示す。これをイオン音波不安定性という。その大きさは

$$r/\omega \approx (m_e/m_i)^{1/2} \{ (v_{dr}/c_s) \cos \theta - 1 \}$$

である。ここで、 θ は k が v_{dr} となす角度、 $c_s^2 = (k_B T_e + r_i k_B T_i) / m_i$ である。このようにイオン音波は電子のドリフト速度 v_{dr} が c_s を越えるところから成長しはじめる。イオン温度が大きくなる ($T_i \sim T_e$) とイオンのランダウ減衰が大きくなり、 $r < 0$ となって不安定は起らなくなる。

イオン化 [英 ionization, 独 Ionisierung, 仏 ionisation, 露 ионизация] 電離とほとんど同義。ただし中性原子・分子に電子が付着して負イオンになることもイオン化とよぶ人がある(⇒電離)。

イオン化エネルギー [英 ionization energy, 独 Ionisierungsenergie, 仏 énergie d'ionisation, 露 энергия ионизации] = 電離エネルギー

イオン拡散 [英 ion diffusion, 独 Ionendiffusion, 仏 diffusion des ions, 露 ионная диффузия] プラズマ中の荷電粒子は、特別に異常な拡散を起す不安定性がないときは粒子間の衝突によって拡散する。イオンが他粒子との衝突によって空間的にランダムウォークを行う結果として起る拡散現象をイオン拡散という。衝突から次の衝突の間の移動距離 Δ と衝突周波数 ν を用いて拡散係数 D は大略 $D \sim \nu \Delta^2$ で与えられる。この方法を用いてプラズマ中でのイオンの拡散は次のようになる。

(1) 磁場がなく、中性粒子・イオン間の衝突 ν_{in} が主な弱電離プラズマでは、イオンの温度を T_i であるとする Δ は平均自由行程 $(kT_i/M)^{1/2} \nu_{in}^{-1}$ であるので $D_i = \nu_{in} \Delta^2 = kT_i / M \nu_{in}$ 。

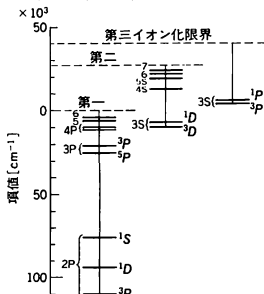
(2) 弱電離プラズマで強磁場(イオンサイクロトロン角振動数 $\omega_{ci} \gg \nu_{in}$, ここで $\omega_{ci} \equiv eB/M$)では、磁場に平行方向は(1)と同じであるが、磁場に垂直方向では Δ はサイクロトロン運動の半径 $r_{ci} \equiv (kT_i/M)^{1/2} / \omega_{ci}$ であり、拡散係数は $D = \nu_{in} r_{ci}^2$ となる。

(3) 強磁場中の完全電離プラズマでは、磁場を横切るイオン拡散については以下になる。拡散に寄与するのは電子・イオン間の衝突であり、イオン・イオンなどの同

種粒子の衝突は拡散にほとんど寄与しない。1回の衝突でイオン、電子の受ける速度変化 $\Delta v_i, \Delta v_e$ は電子の質量がイオンに比べて十分小さいことから $\Delta v_i \sim (m_e/m_i)v_e$, $\Delta v_e \sim v_e$ となる。サイクロトロン軌道の中心の空間的位置変化、すなわちランダムウォークステップ δ_i, δ_e はそれぞれ $\delta_i = \Delta v_i/\omega_{ci}$, $\delta_e = v_e/\omega_{ce}$ で与えられ $\delta_i = \delta_e = r_{ce}$ となる。したがって $D_i = D_e = v_{ei}r_{ce}$ であるのでイオンも電子もほぼ同じ速さで拡散する本質的な両極性拡散となる。

閉じ込め装置としてのミラー磁場など空間的に不均一な磁場中では、速度空間での特殊な損失領域があるためイオン・イオンなどの同種粒子の衝突もプラズマ閉じ込めに大きく作用する。

イオン化限界 [英 ionization limit, 独 Ionisierungsgrenze, 仏 limite d'ionisation, 露 граница ионизации] 原子およびイオンのスペクトル線系列の極限(⇒系列の極限)に対応するエネルギー位置をいう。分子の場合はリュードベリ系列の極限に対応するエネルギー位置が分子のイオン化限界である。基底状態から測ったイオン化限界のエネルギー値がイオン化ポテンシャルである。H 原子のような単純な原子またはイオンではスペクトル線系列はどれも同じイオン化限界をもつが、複雑な電子配置をもつ原子またはイオンではスペクトル線系列によって異なるイオン化限界をもつ。図に O 原子のエネルギー準位を示す。この場合、エネルギー値の小さいものから、第一イオン化限界、第二イオン化限界、… という。イオン化限界は静電場中で低下し、イオン化ポテンシャルは小さくなる。この効果は高密度プラズマ中では特に問題となる(⇒サハの電離論)。



イオン化効率 [英 ionization efficiency, 独 Ionisationsausbeute, 仏 efficacité d'ionisation, 露 действенность ионизации] = 電離効率

イオン化電圧 [英 ionization potential, 独 Ionisationsspannung, 仏 potentiel d'ionisation, 露 потенциал ионизации] = 電離エネルギー

イオン化ポテンシャル [英 ionization potential, 独 Ionisationsspannung, 仏 potentiel d'ionisation, 露 ионизационный потенциал] = 電離エネルギー

イオン化連続スペクトル [英 ionization continuum, 独 Ionisationskontinuum, 仏 continuum d'ionisation, 露 ионизационный континуум] ⇒ 連続スペクトル

イオン強度 [英 ionic strength, 独 Ionenstärke, 仏 force ionique, 露 ионная сила] 溶液中の*i*種のイオンについて、モル濃度 c_i , イオン価 z_i とすると、溶液のイオン強度 I は

$$I = \frac{1}{2} \sum c_i z_i^2$$

で表される。電解質溶液中の自由エネルギーを求めるとき、理想希薄溶液からのずれを示すパラメーターに活量係数が使用されるが、イオン強度はこの平均活量係数(γ_{\pm})と濃度の関係を調べるために導入された。 I がきわめて小さいときは、デバイ・ヒュッケルの理論により

$$\log \gamma_{\pm} = -A|z_+z_-|\sqrt{I}$$

となる。 A は溶媒の誘電率と絶対温度を含む定数で、 z_+ , z_- は陽イオン、陰イオンのイオン価である。

イオン結合 [英 ionic bond, 独 Ionenbindung, 仏 liaison ionique, 露 ионная связь] 正負の電荷をもつイオン間の静電的引力によって生じる化学結合をいう。たとえば塩化ナトリウム(NaCl)の結晶(食塩)のような電気陰性度の差の大きい金属原子と非金属原子がつくる結晶では、金属原子は正イオン、非金属原子は負イオンとなってイオン結合が生じる。もしも NaCl 結晶の場合のように、正負イオンがともに閉殻構造(たとえば Na^+ と Cl^-)をとるときにはイオンの電荷分布は球対称となり結合は方向性をもたない。また静電力なので、交換力に比べて力の及ぶ距離が長い(⇒イオン結晶)。ただし純粋なイオン結合が実在するわけではない。特に結晶ではなく孤立分子における結合では、普通イオン結合といわれているときでも、共有構造が混ざっている。つまり分子中での化学結合を原子価結合法を使って記述してみると共有構造とイオン構造の両方が現れるのである。逆に、双極子モーメントをもたないで共有結合と思われる等価二原子分子の場合でもイオン構造との共鳴は無視できない(⇒原子価結合法, 共有構造)。

イオン結晶 [英 ionic crystal, 独 Ionenkristall, 仏 cristal ionique, 露 ионный кристалл] 正負の電荷をもつ2種以上のイオン(錯イオンでもよい)がその間の静電力で結びついて(⇒イオン結合)でできた結晶。 Na^+ と Cl^- が交互に配列した塩化ナトリウム結晶はその典型である。一般に金属の塩類はイオン結晶をつくるものが多い。通常は絶縁体であるが高温ではイオン伝導を示す。正負イオンの相対的変位による光学型格子振動は、それに伴う電気分極を通して光と相互作用し、強い赤外吸収、反射を示す(⇒残留線)。バンドギャップ以上のエネルギーをもつ光子を照射すると伝導帯電子および価電子帯正孔が発生して電流に寄与するが、これらは格子振動と強く相互作用する(⇒ポーロン, 自縄自縛電子)。三元以上の化合物には自発分極を起して強誘電性を示すものもある。遷移金属を含むイオン結晶には、金属イオン間の交換相互作用により強磁性、反強磁性などを示すものがある。格子欠陥や不純物原子を含むイオン結晶は、光吸収、発光、光化学反応など多彩な電子的過程の舞台となり、特にハロゲン化アルカリは色中心や蛍光中心の母体として、またハロゲン化銀は写真感光材として重要である。II-VI から III-V 化合物へと進むに従い、イオン結合性は弱くなり共有結合性が強くなる。

イオン源 [英 ion source, 独 Ionenquelle, 仏 source d'ions, 露 источник ионов] 電場で加速するなどのために原子(中性)から軌道電子の全部または一部を除去して、または逆に電子を付加してイオン(負イオン)をつくる装置。エネルギーの高いイオンは、素粒子、原子核、物性の研究や、半導体へのイオン注入、表面処理、核融合におけるプラズマ加熱、ガスや固体の分析など広い領域で用いられる。したがってその種類は H から U まで、さらに高分子におよびビーム強度も pA から kA にわたるので、目的

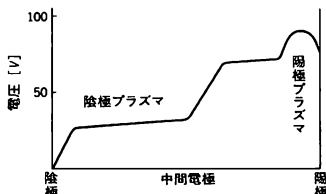
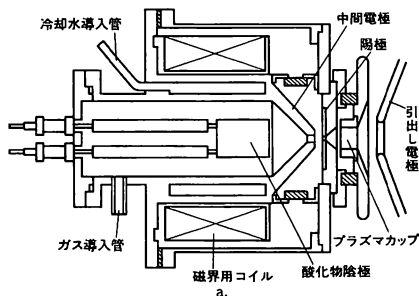
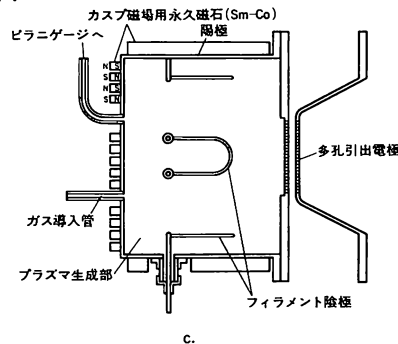
に応じた多種多様のイオン源が開発されてきた。今世紀の初めに J. J. Thomson が低圧気体放電管の陽極線に電場と磁場を作用させて、Ne の同位体を発見し、以来放電はイオン生成の重要な手段となった。より強いイオン流を取出すため、高周波を用いたり(⇒ RF 放電型イオン源)、強磁場をかけたり(⇒ ペニングイオン源)、アーク放電を用いたりしている。フリーマン型は、放電を安定にするため、ペニングイオン源の円筒型陽極の中に磁場に平行に棒状熱陰極を導入したものである。

アークと強い不均一磁場を併用したものが von Ardenne のデュオプラズマトロン(図 a)で、熱陰極は鉄の中間電極に囲まれ磁気遮蔽されている。中間電極は円錐形で、これに流入する電子とイオンの電流をほぼ等しくすると、プラズマ電位が上昇して陰極プラズマとの間に電位差が生じ、陰極からの電子が加速されて電離断面積が増すので電離が進む。中間電極と陽極の間には、その中央付近で極大となる強い不均一磁場があり、ここでさらに電離が行われるために 10V 程度の電位の山が生じて、イオンは陽極と陰極の方向に押出される。H⁺ では陽極孔付近での密度が大きいため、イオン電流は電子銃と同じく引出し電圧による空間電荷制限によって決る。そこで高強度が必要ときは、陽極の外側にプラズマを広げるカップをつけて、イオン放出面を広くする(改良型デュオプラズマトロン)。プラズマとイオン流の境界は、 j_s をラングミュア-チャイルドの空間電荷制限の電流密度、 j_p をボームのプラズマからイオンを安定に引出すときの電流密度とすれば、 $j_s = j_p$ となる位置にでき

$$j_s = \frac{4}{9} \epsilon_0 \left(\frac{2e}{M} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d^2}, \quad j_p = \alpha n_+ e \left(\frac{kT_e}{M} \right)^{1/2}$$

ここで ϵ_0 は真空の誘電率、 e と M はイオンの電荷と質量、 V は引出し電圧、 d は引出し電極とプラズマのイオン放出面との距離、 n_+ はプラズマのイオン密度、 k はボルツマン定数、 T_e は電子温度、 α は 1 の程度の係数である。引出されたイオン電流が不安定なとき、カップを陽極に対して適当な負電圧を与えると安定になることがある。ソレノイド磁場中を数 keV の電子ビームが通ると、ガス分子

が電離されてビームプラズマができる。ガス圧が高くなると、プラズマは電子ビームの領域を超えて広がる。このプラズマからイオンを引出すのがビームプラズマイオン源で、電子ビームによりプラズマに高周波振動が励起されると、イオン電流が急増する。核融合のプラズマ加熱のための中性粒子入射に用いるイオン電流は、加速器などよりはるかに高強度でなければならないが、エミッタンスも大きくてよいので、直径 10cm 程度の広いプラズマ面からイオンを引出す。したがってイオン放出面に一様にプラズマが分布しなければならないので、中央部には磁場がなく壁にはカスプ磁場をつくってイオンの損失を防ぐバケツ型イオン源(図 c)が開発され、準直流の数十 A の水素イオンが得られている。これらはいずれも電子衝突による電離を用いたもので、放電は電子流を増加させるためである。したがって分析には放電を伴わない電子ビームを用いることが多い。



b. プラズマの電位分布

固体試料をイオン化するには、炉にもち込んで蒸発させて、Ar や Ne を放電維持ガスにして放電させる。沸点を下げるために塩化物を用いることもある。負電圧をかけた電極を導入し、先端の試料を放電維持ガスの正イオンでスパッタさせ、放電領域でイオン化するのはスパッタイオン源である(たとえばヒル-ネルソン型)。多価イオンは、同じ規模の加速器で核子当りのエネルギーを増すのに使われる(⇒重イオン加速器)。Cs などの電離エネルギーの低い原子が高温の W などの仕事関数の大きい金属面から蒸発するときは、大部分が 1 価のイオンとなって出ていく(⇒表面電離)。これは熱イオンとよばれ、エネルギー幅が ~0.1eV とほかのイオン源に比べて小さい。試料の供給法には、フィラメントに塗布したり、炉からの原子線を高温の電離面に当たったり、イオンを取出す多孔質 W 板の背面に炉から蒸気を送る、などがある。針状の陽極とこれに対向する陰極の間に電圧をかけ、針の先端の電場が数百 MV・cm⁻¹ に達すると、先端に近づいたガス分子は電界電離される。これを利用したのが FI(field ionization) イオン源である。有機高分子を加熱すると蒸発する前に分解するが、C や Si の微小な針状結晶が多数集まったエミッターをつくり、これに試料をつけて高電場を加えると高分子は熱分解せずに、イオン化されて放出される(field desorption)。この FD イオン源は、分子量数千の有機物の質量分析に使われている。

負イオンは以前からタンデム型バン・デ・グラーフ加速器に使われてきた。負イオンは、軸をずらせたデュオプラズマトロンや磁場と直角の方向に引出すペニングイオン源

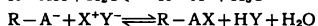
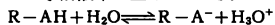
から直接取出すか、正イオンを H_2 や Li など荷電交換してつくる。また、 Cs^+ や K^+ を表面電離で生成し、数 keV に加速して固体試料に当ててスパッターさせ負イオンにする。 H^+ の H_2 による荷電交換では $\sim 10mA$ の H^- が得られるが、Belchenko らの表面プラズマイオン源とよばれる Cs をイオン源内に導入したベニングイオン源やマグネトロン型イオン源からは、数十 $mA \sim 1A$ の H^- が引出されている。 H^- は数百 eV の H^+ 、 H_2 や H が、 Cs に付着して仕事関数の減少した陰極に当って生成されると考えられている。高強度の H^- ビームは、プラズマ加熱の中性粒子入射やシンクロトロンへの荷電変換入射に用いられる。

イオン顕微鏡 [英 ion microscope, 独 Ionenmikroskop, 仏 microscope d'ions, 露 ионный микроскоп] \Rightarrow ミュラー型顕微鏡

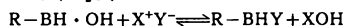
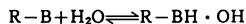
イオン光学 [英 ion optics, 独 Ionenoptik, 仏 optique d'ions, 露 ионная оптика] 巨視的な電場および磁場内でのイオンの運動やイオンの発生を扱う学問をいう。設計された形の電極または磁極内の電場もしくは磁場を求め、この中でイオンの軌道方程式を解いて、目的とするイオンの幾何光学的定数を求めることを目的とする。光学系の中にはレンズ、エネルギー分析器、偏向、加速系、イオン銃などが含まれる。近年、軌道方程式として、微分方程式に代り行列方程式で表示することが行われている。境界条件を入れ、電子計算機を用いて解かれる。対称のよい簡単な電磁極を用いた場合の電場、磁場はラプラスの方程式を用いて解析的に求めることができるが、複雑な系では差分方程式または有限要素法を用いて解く。光学軸からのずれの大きい場合には、高次の収差まで取入れて計算が行われる。静電レンズ、磁界レンズ、多重重レンズ、磁石の縁の磁場による収束作用、静電または磁界セクター型エネルギー分析器、その他各種の分析器などの焦点距離、収差、エネルギー分散、エネルギー分解能などが求められる。さらにイオン銃および加速系の設計、性能解析などもこの分野の大事な課題である。

電子光学と比較すると (\Rightarrow 電子光学)、発生源を除き、原理的には同様に扱うことができる。しかし、イオンと電子では質量が大きく異なるので、同じ程度のエネルギー粒子では磁場に対する相互作用が異なるため、実際の設計ではかなり相違がある。

イオン交換樹脂 [英 ion-exchange resin, 独 Ionenaustauscherharz, 仏 résine échangeuse d'ions, 露 ионообменная смола] 水溶液中の正イオンあるいは負イオンを、それぞれ水素イオンあるいは水酸化物イオンと交換する性質をもつ合成樹脂をいう。前者を陽イオン交換樹脂、後者を陰イオン交換樹脂という。イオン交換樹脂は三次元網目構造から成る水に不溶性で多孔質の合成樹脂である。網目構造をつくる母体 R に酸性基 ($-AH$) あるいは塩基性基 ($-B$) が結合している。陽イオン交換樹脂では、 $-OH$ 、 $-COOH$ 、 $-SO_3H$ 基などの酸性基が結合しており、その水素イオンを水溶液中の正イオンと次のように交換する。



生成した脂族酸の塩 ($R-AX$) は水に不溶性なので、水溶液中の正イオンを交換的に除くことができる。陰イオン交換樹脂は $-NH_2$ 、 $>NH$ 基などの塩基性基が結合しており、水酸化物イオンと水溶液中の負イオンとを次のように交換する。



イオン交換樹脂は、硬水の軟化、海水の淡水化、工場排水の浄化や、アミノ酸、ビタミン、タンパク質などの精製や濃縮など、工業用や研究用に広く用いられている。

イオン(性)構造 [英 ionic structure, 独 ionische Struktur, 仏 structure ionique, 露 ионная структура] 分子内の2原子に着目した時、電子が一方の原子から他方の原子に移った状態、すなわち X^+Y^- および X^-Y^+ で表される状態に相当する電子構造をイオン(性)構造という。 X 原子と Y 原子の原子軌道関数をそれぞれ x_x と x_y とし、スピンの上向きの状態を α 、下向きの状態を β で表せば、 X^+Y^- と X^-Y^+ の構造は、多くの場合はそれぞれ $x_y(1)x_y(2)\alpha(1)\beta(2)$ と $x_x(1)x_x(2)\alpha(1)\beta(2)$ の形の波動関数で表すことができる。ここで2個の電子の座標を1および2とした。一般に分子内の2原子間の結合においては、共有構造のほかにもこのようなイオン構造の寄与が必ず存在する。等核二原子分子のように、結合に関与する2原子が同等である場合には、イオン構造 X^+Y^- と X^-Y^+ の寄与は等しいが、両原子 X と Y の電気陰性度の差が増加するに従い、一方のイオン構造の寄与がほかの構造の寄与に比べて増加する。たとえば、 X が陽性原子で Y が陰性原子の場合は X^+Y^- の寄与のほうが X^-Y^+ の寄与に比べて大きい。イオン結晶はこの極端な場合であって、塩化ナトリウム ($NaCl$) の結晶(食塩)では、実際問題としては $(Na^+Cl^-)_\infty$ 構造の寄与のみを考慮すればよい。多くの分子の構造式は、共有構造のみで書くことができるが、メソイオン化合物のようにイオン構造を用いなければ表せない分子もある。この場合、着目する2原子としては、必ずしも隣接する2原子をとらないイオン構造が含まれている。このような隣接しない2原子に着目したイオン構造の極端な例としては、アミノ酸のような両性電解質における両性イオン(双性イオンともいう)たとえばグリシン H_2NCH_2COOH における $H_3N^+CH_2COO^-$ がある。このような構造も構造式の形だけ見ると電荷が分離しているため、イオン構造とすることがある (\Rightarrow 共有構造)。

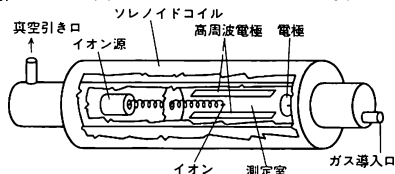
イオンサイクロトロン共鳴加熱 [英 ion cyclotron resonance heating, 独 Ionenzyklotronresonanzheizung, 仏 chauffage par résonance ionique cyclotronique, 露 ионный циклотронный нагрев] 磁場で閉じ込めたプラズマに外部から振動数 ω の高周波を入射し、イオンサイクロトロン共鳴によってプラズマを加熱する方法。 ω_{ci} をイオンサイクロトロン振動数、 k_z, v_{Tz} をそれぞれ磁力線方向の伝播ベクトル成分、イオンの熱速度とし、 n を整数とすると共鳴条件は $\omega - k_z v_{Tz} - n\omega_{ci} = 0$ である (\Rightarrow サイクロトロン減衰)、プラズマ中心でこれを満たすように、プラズマ外から適当な結合回路(コイルなど)を通してプラズマ内に波動を励起し、伝播させる。

直線状のプラズマ柱に左手系円偏波であるイオンサイクロトロン波を強磁場領域 ($\omega_{ci} > \omega$) から磁力線に沿って伝送し、低磁場のビーチ部 ($\omega_{ci} \approx \omega$) でサイクロトロン減衰によってイオンに波動エネルギーを与えて加熱する。この横波はステラレーター装置の円柱プラズマの周辺に巻きつけたスティックスコイル(コイルの巻線方向を周期的に反転して磁力線方向の波長の整合をとる)で励起される。

トカマク装置ではトロイダル磁場にはば垂直に磁気音波(圧縮性アルペーン波)を送し、プラズマ中心でイオン・

イオン混成共鳴, イオンサイクロトロン高調波共鳴によってイオンを加熱する。この波動はポロイダル面にプラズマ周辺に沿って巻かれた半回巻コイルによって励起される。例として主成分が D^+ , 少数成分が H^+ の 2 イオンプラズマ内を, 大半径に沿い対称軸に向かって伝播する磁気音波を考える。プラズマ表面の遮断領域をトンネル効果で透過して伝播領域に入った波動は, 二種イオン遮断層に遭遇するが, 隣接してイオン・イオン混成共鳴層がある。ここでイオン・バーンスタイン波にモード変換した波は, H^+ サイクロトロン減衰, D^+ サイクロトロン第二高調波減衰および電子のランダウ減衰を受け, したがって各粒子は加熱される(モード変換によるイオン加熱)。その他, H^+ の少数成分イオン加熱, D^+ の第二高調波イオンサイクロトロン加熱などのモードもある。これらをイオンサイクロトロン振動数領域の加熱(heating in the ion cyclotron range of frequency, ICRF)と総称している。

イオンサイクロトロン共鳴法 [英 ion cyclotron resonance method, 独 Ionen-Zyklotron-Resonanz-Methode, 露 метод циклотронных резонансов ионов] 一様な磁束密度 B の下で電荷 e , 質量 m のイオンは, B に垂直な平面内に写影してみると角速度 $\omega_c = eB/m$ の円運動となる運動を行うことができる。このとき外部から B に垂直に, その円運動の周期に合った周波数 $f_c = \omega_c/2\pi$ の高周波電場をかけると, イオンは高周波電場からエネルギーを共鳴的に吸収して加速され, 円運動の半径は大きくなる。この現象をイオンサイクロトロン共鳴とよび, これを利用してイオンの質量分析を行うことをイオンサイクロトロン共鳴法という。図は D. Wobshall らの用いた装置であつ



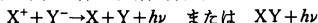
て, 図の左側のイオン源から出るイオンは加速されて, ガス導入口から導入される気体分子と測定室において衝突する。装置の原理は, 原子核反応に用いる加速器のサイクロトロンや, 超高真空計として用いられているオメガトロント同じであるが, この場合にはイオンを直接取出さず, B を変えながら高周波の吸収スペクトルを測定し, それを質量スペクトルに対応させる点が異なる。この装置を反応系に用いると, イオンの加速量を制御することにより, 衝突エネルギーを容易に変えられるので, 熱エネルギー領域から数十 eV までのイオン分子反応に伴うエネルギー移行, 電荷移行などの機構を調べたり, 反応速度定数のエネルギー依存性を求めるのに適している。また質量電荷比の異なる 2 種類以上のイオンを同時に共鳴させることもでき(多重共鳴法), 反応イオンと生成イオンの関係を明らかにすることができるとの利点があり, イオン分子反応には欠かせない測定法となっている。最近では, 負イオンの電子親和力の測定など, 負イオンの生成機構の研究にも使われている。この方法はイオンの反応と検出が同一の場所で行われるため, イオンの検出に伴う損失もなく, また非常に高感度の測定ができる点が特長である。図

イオンサイクロトロン振動数 [英 ion cyclotron frequency, 独 Ionenzyklotronfrequenz, 仏 fréquence de cyclo-

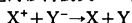
tron des ions, 露 ионно-циклотронная частота] \Rightarrow サイクロトロン振動数

イオン再結合 [英 ion recombination, 独 Ionenrekombination, 仏 recombinaison d'ions, 露 рекомбинация ионов] 負イオンが正イオンと衝突して中性の原子分子になることをいう。イオン再結合には大きく分けて次の種類がある。

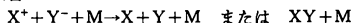
- (1) 光の放出を伴う放射性再結合



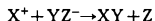
- (2) 電荷移行衝突の一種である相互中性化



- (3) 近くにいる第三体にエネルギーを与えて安定化する三体再結合



- (4) さらに, イオンが分子の場合には構成原子の組替えを伴う



の型のものがあるが, これは化学反応の一種とみなすことができる。一般に放射性再結合は非常に確率が小さく, 原子イオンの場合には(2)または(3)が主な過程となる。なお, 上式の反応で生成物は励起状態にある可能性もある。

イオン散乱 [英 ion scattering, 独 Ionenstreuung, 仏 diffusion d'ion, 露 рассеяние ионов] \Rightarrow 表面散乱

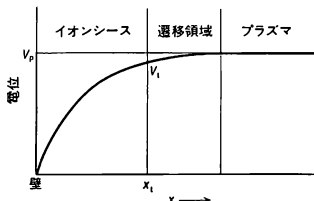
イオン散乱分光法 [英 ion scattering spectroscopy, 独 Ionenstreuungsspektroskopie, 仏 spectroscopie à diffusion ionique, 露 спектроскопия ионных рассеяний] 一定のエネルギーをもつ平行イオンビームを試料に照射し, 選んだる散乱角方向に散乱されたイオンのエネルギー分布を測定して, 試料の分析・構造解析をするのがイオン散乱分光法(ISS)である。特に, 入射イオンのエネルギーが 10 keV 程度以下の場合をイオン散乱分光法とよび, 100 keV 程度以上のラザフォード散乱分光法と区別する。低速イオンは一般に価電子の近傍を通過するときに高い確率(≤ 1)で中性化されるので, 散乱されて検出されるイオンが通常試料表面 1~2 原子層かだけの情報をもっている点に特徴がある。散乱されたイオンのピークエネルギー E_s は

$$E_s = E_0 \left(\frac{M}{M+M_i} \right)^2 \left[\cos \theta_s + \left(\left(\frac{M_i}{M} \right)^2 - \sin^2 \theta_s \right)^{1/2} \right]^2$$

($M_i > M$) で与えられる。ここに M, E_0 は入射イオンの質量およびエネルギー, θ_s は実験室系における散乱角, M_i は標的イオンの質量である。この式を用いれば表面原子の化学分析(質量分析)が可能となる。低速イオンと衝突に関与する原子との有効相互作用は, 電子によって遮蔽された核間のクーロン・ポテンシャルと考えてよいので, 標的原子の後方に生じるシャドウコーンとよばれる影は原子の半径程度の大きさをもち, この内に入る原子はイオン散乱に全く寄与しない(遮蔽効果)。逆にイオンが散乱されてもその散乱軌道の上に別の原子が存在すれば最初の散乱は観測されないことになる(ブロッッキング効果)。これらの効果を利用して散乱イオンの強度を散乱角の関数として測定すると表面原子の配列や規則的な欠陥構造原子・分子の吸着などについて貴重な情報が得られる。近年, 青野正和が開発した散乱角をほぼ 180° にとった直衝突イオン散乱分光法は, データの解析がより直接的かつ定量的に行え, ランダムな欠陥の解析にも有力といわれている。

イオンシース [英 ion sheath, 独 Ionen-Randschicht, 仏 fourreau ionique] プラズマとそれを閉じ込めている容

器の境界にはイオンシース(またはイオンさ)とよばれる領域が存在する。プラズマ中ではイオン、電子は熱運動で動きまわっており、その平均速度は kT_i/M , kT_e/m である(ここでイオン、電子の質量、温度を M, m, T_i, T_e としボルツマン定数を k とした)。通常は $kT_e/m \gg kT_i/M$ であるので、もし容器がプラズマと同電位なら電子の流入量がイオンのそれよりずっと多くなり、プラズマは正に帯電し始め、その結果プラズマ内部にできる電場により電子の流入量が低減しイオンのそれと等しくなる。すなわち容器の電位はプラズマ電位に対して負の電位になる。プラズマと容器の間の電位差はプラズマ全体にわたって存在するのではなく、プラズマの静電遮蔽効果によって壁のまわり数倍のデバイ長(デバイ長 λ_D は、プラズマ密度 n , 温度 T_e , T_i , 電価 e , 真空誘電率 ϵ_0 としたとき $\lambda_D^2 = ne^2/\epsilon_0(1/kT_e + 1/kT_i)$ と表される)の領域に局在する。詳しくはボームのシース条件によってプラズマとイオンシースの間には遷移領域が存在し、電位分布は図のようになる。特徴的なこ



とは

- (1) $V_0 - V_1 \approx kT_e/2e$, $x > x_1$ では $n_e \sim n_i$
- (2) イオンシースの中でのイオン、電子の密度は

$$n_i = n_0 [1 - 2e(V_1 - V)/kT_e]^{1/2}$$

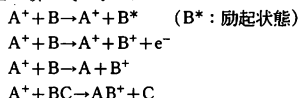
$$n_e = n_0 \exp[-e(V_1 - V)/kT_e]$$

で与えられ、 $n_i > n_e$ である。ここで n_0 は $x = x_1$ のプラズマ密度である。

イオン重合 [英 ionic polymerization, 独 ionische Polymerisation, 仏 polymérisation ionique, 露 ионная полимеризация] 単量体が連鎖的な付加反応によって重合体を生成する場合、生長鎖がイオンである重合をイオン重合という。さらに、生長鎖が正イオンであるか負イオンであるかによって、それぞれカチオン重合とアニオン重合に大別される。ビニル化合物($\text{CH}_2=\text{CHR}$)のように $\text{C}=\text{C}$ 二重結合をもつ不飽和化合物、エチレンオキシドのような環状化合物がイオン重合により重合体を生成する。カチオン重合では電子供与性の置換基をもつビニル化合物が、アニオン重合では求電子性の置換基をもつビニル化合物が容易に重合する。開始剤としては、プロトン酸やハロゲン化金属などの酸性化合物がカチオン重合に、アルカリ金属やアルキルアルカリなどの塩基性化合物がアニオン重合にそれぞれ有効である。一般に、イオン重合ではラジカル重合に比べて分子量の大きい重合体を得ることが困難であり、イオン重合で工業的に生産されている高重合体は、ラジカル重合で得ることが困難な重合体に限られている。たとえば、カチオン重合によるブチルゴム、アニオン重合によるスズ-1,4-ポリイソプレンの生成である。一方、適当な遷移金属を含む開始剤(チーグラ-ナッタ型触媒)による配位アニオン重合とよばれるイオン重合では、エチレンやプロピレンなどの α -オレフィンから分子量が大きくしかも規則正しい構造をもつ重合体の生成が可能であり、工業的に大量に生産されている。また、幾何構造や立体構造の規

制された重合体、両末端に官能基をもつ重合体など、特異な構造の重合体を得る手段としてイオン重合は重要である。

イオン衝撃 [英 ion impact, 独 Ionenstoß, 仏 impact ionique, 露 ионный удар] 真空中でイオン A^+ を電場で加速して試料に当て、いろいろな変化を引き起こすことをイオン衝撃という。気体試料の場合を例にとると、分子の励起、電離、電荷移行、組替え反応などいろいろの反応が起きる。上の順に式で示せば

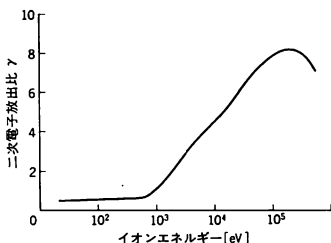


である。これらの反応の起きやすさは、衝撃エネルギーに大きく依存し、たとえば 1keV のイオン衝撃と 1MeV のイオン衝撃とは大いに様相が異なる。また電子衝撃の場合とは異なり、イオンや標的分子の構造(電子状態)がいろいろな反応を起す機構に重要な役割を演ずる。固体試料の場合もほぼ同様であって、固体表面からの二次電子放出や蛍光または X 線の放射などが起きる。また固体の場合にはスパッタリングという現象も無視できない。これはイオン衝撃によって固体表面の原子がはじき飛ばされる現象で、運動量の大きい、重いビームほど起りやすい。イオンビームによるスパッタリングは固体表面の加工や清浄化の手段としても利用されている。固体原子と反応しにくい Ar^+ などとその目的のためによく用いられる。スパッタリングという語には、イオン衝撃によってはね飛ばされた固体原子が容器の内壁などに付着することの意味もある。真空蒸着と同様にスパッタリングをメッキの手段として利用することもできる。☐

イオン衝撃脱離 [英 ion induced desorption, 露 десорбция ионным ударом] 固体表面に吸着している気体分子に大きいエネルギーのイオンが入射すると、吸着分子は中性の粒子やイオンとなって脱離してくる。この脱離機構については固体のスパッタリングと同様の機構が考えられているが、未確定である。脱離現象の整理は、分子やイオンの放出率 Y (放出個数/入射イオン数)や脱離断面積 σ [cm^2] で行われる。真空装置内の実用表面からの K^+ に対する H_2 と CO の放出率は、表面温度によるが 10^{-1} 、 CO_2 と CH_4 の値は $1 \sim 10^{-1}$ となる。放出率の入射エネルギー依存性は H_2 と CO に対し $dY/dE \sim 2$ 個/keV 程度であるが、 CO_2 と CH_4 ではこれより 1 けたほど小さい。 H_2 が厚く吸着している層への H^+ の入射は、吸着量 σ [$\text{個} \cdot \text{cm}^{-2}$] が $3 \times 10^{15} \sim 3 \times 10^{17}$ の範囲では $Y \approx (5 \sim 8) \times 10^4$ となるのに対し、 $\sigma < 10^{15}$, $\sigma > 10^{18}$ では $Y \approx 10^3$ と減少する。脱離断面積は、吸着気体分子と表面原子の組合せと入射角および入射エネルギーにより変化し多様であるが、おおよ $10^{-14} \sim 10^{-16} \text{ cm}^2$ の範囲にあり、電子衝撃脱離における脱離断面積に比べ $10^4 \sim 10^8$ 倍大きな値である。吸着エネルギーの効果は O_2 および CO と各種金属との組合せに対して 500 eV の H^+ を用いて調べられ、脱離断面積は吸着エネルギーに反比例して減少する。

イオン衝撃二次電子 [英 secondary electron induced by ion bombardment, 独 ionenbeschußinduziertes Sekundärelektron, 仏 électron secondaire produit par bombardement d'ion, 露 вторичные электроны индуцированные бомбардировкой ионами] イオンを固体に照射したとき

固体表面より放出される電子のこと。二次電子放出比 γ (イオン1個当たり放出される二次電子の数)はイオンのエネルギーの関数で、多くの場合図のようなグラフになる。ま



た、 γ は入射イオンの種類に強く依存するが、固体の種類にはあまり影響されない。イオン照射による二次電子放出の機構には、ポテンシャル放出とカイネティック放出という2つの機構がある。ポテンシャル放出とは、イオンが固体表面に近づくとき固体の電子がトンネル効果で浸出しイオンを中性化する過程と、開放されたエネルギーが固体中の別の電子を励起し、その結果、電子が飛出すという過程から成り立っている。すなわち、これはイオンと固体原子との衝突によらない放出機構であり、図において、低エネルギー領域(<1 keV)で γ が入射エネルギーによらないのはこのためである。カイネティック放出とはイオンのエネルギーが電子に与えられて放出が起る機構で、中低速イオンと高速イオンとは、その機構が異なっている。L. M. Kishinevskii と E. S. Parilis は、中低速イオンの二次電子放出が内部オーグメント過程を用いて説明できることを示した。すなわち、イオンと原子の衝突によってできた電子・正孔対が再結合する際に放出されるエネルギーを、他の伝導体の電子がもたらす、真空中に飛出すという機構である。高速イオンのカイネティック放出は、イオンと原子との衝突によりできた高速の電子($\Rightarrow \delta$ 線)がさらに次から次へと電子を生み出す過程と、それらの電子が固体表面へ達するまでに起る減衰の過程とでもって説明できることを1957年 E. J. Sternglass が示した。彼の理論によれば γ は $E^{-1/2}$ に比例して減少する。ここに E はイオンのエネルギーである。

イオン性共重合体 [英 ionic copolymer, 独 ionisches Kopolymer, 仏 copolymère ionique, 露 ионный сополимер] = アイオノマー

イオン選択性電極 [英 ion-selective electrode, 露 ион-селективный электрод] 特定のイオンに対し可逆的に作用し、起電力が濃度(活量)の関数として現れるような電極をさす。古くから水素イオンに対する水素電極のように、特定のイオンとほかの妨害イオンとの間の選択係数の大きい電極を求める試みがなされてきたが、現在では難溶性塩の薄い結晶や膜などを用いることによって種々のイオンに対する選択性の高いものがつくられ、20種ほどのイオンについて市販もされるようになった。現在普及度の高いフッ化物イオン電極は、難溶性のフッ化ランタンの薄い結晶を用いて電極をつくり、 10^{-6} mol·dm $^{-3}$ 程度の低濃度(活量)まで良好なネルンスト応答(濃度の対数と起電力の比例関係)を示す。そのほかのハロゲン化物イオンによる妨害もほとんどないため、いままで測定が困難であったフッ化物の分析、定量に広く用いられるようになった。連続測定にも利用され、種々のイオンの濃度の経時変化の追

跡などができるようになったのも、このイオン選択性電極のためである。もうひとつ有名な例は、 K^+ イオン選択性電極である。抗生物質バリノマイシンが K^+ イオンと高選択的に結合するので、これで液膜型電極をつくると今までのガラス電極よりはるかに優れ、 Na^+ イオンの1万倍の選択性を示す。イオン選択性電極は固体膜型と液膜型に大別される。理想的には目標とするイオンのみに応答を示し、ほかのものに対しては全く不感であることが広い濃度範囲にわたって望まれるが、周期表で近傍のイオンは妨害することがあるのでニコルスキー-アイゼンマン式によるいわゆる選択係数を実験的に見積もる。なお、イオン選択性電極の中に通常分類されているが、実際には分子の活量を測定しているもの(亜硝酸電極など)もある。

イオンチェンバー [英 ionization chamber, 独 Ionisationskammer, 仏 chambre d'ionisation, 露 ионизационная камера] = 電離箱

イオンチャネリング [英 ion channeling, 独 Ionenchanneling, 露 каналовый эффект ионов] \Rightarrow チャネリング

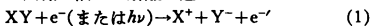
イオン中性化 [英 ion neutralization, 独 Ionenneutralisation, 仏 neutralisation d'ion, 露 нейтрализация ионов] イオンが電子を捕獲・損失することによりイオンの電荷数が変化する電荷移行の一過程で、イオンが電子捕獲により中性原子となる現象をいう。イオン中性化は理論的には三体系の衝突問題の枠内に入り、電子捕獲に伴う、二次粒子(あるいは量子)放出、遷移電子の軌道の再構成、エネルギー準位の共鳴、シフトなどの相互作用形態により各種過程に分類される。中性化に伴って、光子が放出される過程は、放射的電子捕獲(REC)とよばれる(H. W. Schnopper, 1972年)。この過程は光電効果の逆過程に対応する。イオンの運動に対し、系の電子状態の変化が追従できるようにイオン速度領域では、衝突原子系内(たとえば気体中での衝突)での電子の準分子軌道の形成、遷移電子のエネルギー準位の変化を伴う準位交差(L. D. Landau と C. Zener)により中性化が起る。特に前者の中性化により、標的内にできた内殻空孔にエネルギー準位の高い電子が遷移することによって放出されるX線は、MOX線とよばれている。またイオン中性化、特に軽イオンの中性化過程は、表面の電子構造の研究など表面物理の分野にも応用されている。捕獲前後での遷移電子のエネルギー準位が、共鳴あるいは準共鳴することによる、共鳴、準共鳴中性化や、伝導帯電子の放出など二次電子(オーグメント電子)放出を伴う中性化過程が知られている(H. D. Hagstrum, 1954年, 1961年)。

イオン中性化分光法 [英 ion neutralization spectroscopy, 独 Ionenneutralisierungsspektroskopie, 仏 spectroscopie de neutralisation d'ion, 露 спектроскопия нейтрализации ионов] 一定のエネルギーをもつ低速の希ガスイオン(たとえば10 eVの He^+)を試料表面に入射し、このイオンの固体表面近傍での中性化に際して表面から放射される電子のエネルギー分布を測定して固体表面の電子状態を調べようとする表面電子分光法のひとつ。1966年にH. D. Hagstrumにより開発された手法である。低速の希ガスイオン(He^+)を固体表面に近づけるとほぼ1に近い確率で固体表面から自由電子を得て中性化される。この過程としては(1)放射を伴う中性化、(2)放射を伴わない励起状態への中性化、(3)オーグメント電子の放出を伴う基底状態

への遷移、が考えられるが、(1)が実際に起る確率は極めて小さく、(2),(3)が実際には起っている。(2),(3)の場合は、どちらも最終的にはオージェ電子を放出して基底状態に戻ると考えられる。このオージェ電子放出過程は、遮蔽されたクーロン相互作用で短距離の相互作用によるものであるうえに、 He^+ イオンは表面に実際に衝突する前に中性化が起るため、表面の第一層の電子状態に非常に敏感となる。したがって、表面研究の電子分光法の中でも電界放射電子分光法と並び最も表面状態に敏感であると考えられている。しかしこの電子放出過程は二電子過程であるために、表面の電子状態を知るにはデコンボリュートする必要がある、またエネルギー分解能が一電子過程に比べて少し悪くなる弱点をもつ。このため、固体表面研究用の電子分光法としては極めて初期に開発されたものであるにもかかわらず、これ以外に開発された紫外線電子分光法、イオン散乱分光法などには広く用いられていない。最近は電子分光法としてよりもむしろイオン・固体の相互作用の研究を目的とするものとして注目をあびている。

イオン注入 [英 ion implantation, 独 Ionenimplantation, 仏 implantation d'ions, 露 имплантация ионов] 固体内に不純物を導入する手段のひとつで、目的とする不純物元素をイオン化して加速(数十keV以上)し、固体内に打込む方法をいう。熱的な拡散現象を用いる不純物導入法との違いは、(1)熱力学的平衡過程ではないため、通常の化学的溶解度を超えた不純物濃度が実現しうる、(2)加速エネルギーを変えることによって深さ分布が容易に制御可能、(3)粒界層や結晶内欠陥の影響を受けずに導入が可能、(4)特定の同位体のみを導入することも簡単にできる、などが挙げられる。今日この方法は半導体プロセス技術のひとつとして、深さや横の広がりをもとに高い精度で制御しつつ不純物を導入するために用いられており、特に超大規模集積回路製造工程には不可欠のものとなっている。また、そのほかの応用としては表面に変質層をつくることによって耐腐食性を高めたり、変質層内で拡散係数を高めたり、新物質の合成などの研究が試みられている。

イオン対生成 [英 ion-pair formation, 仏 formation de paire des ions, 露 образование пары ионов] 一対の正イオンと負イオンを生成する過程をイオン対生成とよび、大別して次の2つの過程によって起る。ひとつは、図1に示すように、分子XYを電子衝撃(あるいは光照射)によってある特定の励起状態に励起してやると、その断熱ポテンシャル曲線に沿って解離が進み



のように正負一対のイオンを生ずる。ここで e^- は励起のためエネルギーを失った電子を表す。このような解離を両極性解離とよぶ。生成された正負両イオンの運動エネルギー

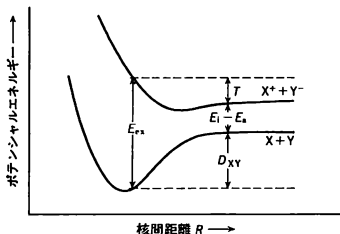


図 1

ー T は、 X の電離エネルギー E_i 、 Y の電子親和力 E_a 、分子XYの解離エネルギー D_{XY} および励起エネルギー E_{ex} を用いて

$$T = E_{ex} + E_a - E_i - D_{XY}$$

と表せる。 E_i および D_{XY} が求まっていれば、 T および E_{ex} を実測することによって Y の電子親和力 E_a を知ることができる。

もうひとつのイオン対生成過程は、 E_i の比較的小さい原子 X と E_a の比較的大きい原子 Y との衝突



によるもので、図2に示すように、ある核間距離 R_s で共有性結合のポテンシャルとイオン性結合のポテンシャルが交差すること起因する。この過程のしきい値は、 $\Delta E = E_i - E_a$ であるが、最も E_i の小さいCsで $E_i = 3.89\text{eV}$ 、最も E_a の大きいClで $E_a = 3.6\text{eV}$ であるから、常に吸熱反応である。式(2)の過程によって ΔE の実測値から E_a を求めることができるが、それが可能なのは ΔE が小さいときで、多くの場合 ΔE は大きいので、しきい値付近での全断面の立ち上がりは式(1)の過程ほど急激ではなく、あまりよい精度は得られない。

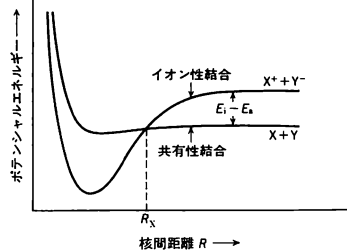


図 2

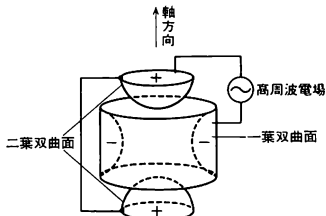
イオン伝導 [英 ionic conduction, 独 Ionenleitung, 仏 conduction ionique, 露 ионная проводимость] 固体中にある正または負の電荷をもったイオンが、電場の下で移動することによって起る電気伝導のこと。ハロゲン化アルカリのようにバンドギャップが大きい典型的イオン結晶の電気伝導はイオン伝導のみによって起る。イオン伝導度は移動しうるイオンの濃度 n と移動度 μ との積に比例する。ハロゲン化アルカリでは正イオン空孔と負イオン空孔(この組合せをショットキー欠陥とよぶ)が電気伝導に寄与し、 n も μ も、ともに、温度とともに増大し、電気伝導率は $\exp(-E/kT)$ に比例する温度変化を示す。一般的に電気伝導率の温度変化がこの形で表されるのがイオン伝導の特徴である。移動度 μ が電子伝導の場合と比較して著しく小さいことと、磁場を加えてもホール効果が観測されないことはイオン伝導に特有の現象である。ハロゲン化銀では銀イオン空孔と格子間銀イオン(この組合せをフレンケル欠陥とよぶ)がイオン伝導に寄与する。同じイオン結晶でもバンドギャップの狭い Cu_2S や Ag_2S では、イオン伝導と電子伝導とが共存して起っている。

イオン電流 [英 ion current, 独 Ionenstrom, 仏 courant ionique, 露 ионный ток] 電子管内の残留ガスの分子と管内を流す電子との衝突によって生じた正イオンが、負の電位をもったグリッド電極に引きつけられるために生ずる電流で、電子管雑音の原因のひとつに数えられている。ブラウン管では残留ガスにより生じた負イオンは磁

場による偏向を受けにくいので、蛍光膜の中央付近に集中的に衝突し、蛍光膜を損傷する。これを防止するためイオントラップを用いる。

イオントラップ [英 ion trap, 独 Ionenfalle, 仏 piège à ions, 露 ионная ловушка] ブラウン管内の微量な残留ガスがイオン化されてできた負イオンが、長時間蛍光面をたたいて蛍光体を変色させる、いわゆるイオン焼けを軽減するために、電子銃に特殊な構造をもたせて磁石を組み込み、カソード付近で発生した負イオンが蛍光面に達しないように処置すること。イオンを含む電子流は、最初管軸から傾いた進路をとるが、磁石の作用で蛍光面の方向に向きが変わえられる。しかし方向が変わるのは電子のみで、イオンは大きい質量のためにほとんど方向を変えずに進み、管壁か第二プレートに吸収されて蛍光面に達しない。なお、イオントラップは正イオンには無力であるため、現在ではほとんど用いられず、代りに金属バック方式が採用されている。金属バックは、蛍光面の真空側に Al の薄膜をつけたもので、これがイオンの通過を遮るので正負両方のイオンによるイオン焼けを防止できる。

イオントラップ法 [英 trapped ion method, 露 метод захвачения ионов] 電場や磁場を適当に組合せてつくったポテンシャルの井戸にイオンを長時間ためておき、熱エネルギーあるいはそれ以下のエネルギー領域におけるイオンの関与する反応速度などを調べる方法をいう。初期のころは、三次元的双曲面電極(一葉双曲面と二葉双曲面を組合せての場、図参照)に高周波電場をかけてイオンを



閉じ込める方法が用いられ、主として電離機構やその逆過程であるイオンと電子の再結合の反応速度の測定に使われてきた。しかし、この方法では高周波電場からイオンにエネルギーが供給されるので、ごく低エネルギーの実験には適さないことがわかり、図の形の電極に正負の直流電場をかけて軸方向の閉じ込めを行い、同時に軸方向に強い一様磁場をかけて径方向の閉じ込めを行う方法がとられている。F. M. Penning (1936 年) が放電の研究に最初に使ったことから、ペニング・トラップともよばれている。これによると、 10^{-8} Pa 以下の超高真空に保たれた容器内に、イオンで数時間以上、電子で 1 ヶ月以上ためておくことができる。トラップ内部で生じた各種のイオンは、外部から弱い高周波をかけてその吸収を測ることにより、系を乱さずに検出できるという特長がある。最近ではこの方法により、多価イオンの関与する反応素過程の研究がなされている。そのほか、磁気鏡を用いたり、電子の空間電荷のつくるポテンシャルの井戸にイオンを閉じ込める方法もあるが、これらはいずれも核融合や高エネルギー加速器を目的としたものである。

イオンの水和 [英 hydration of ion, 独 Hydratisierung eines Ions, 露 гидратация ионов] 溶媒の水分子がイオンのまわりに静電的相互作用によって結合し、イオン

を囲むことをいう。タンパク質などの高分子電解質にも水和が見られる。酸素は水素に比べて電気陰性度が大きいので、水分子中では酸素は負に水素は正に帯電している。さらに、水分子は折れ曲った構造をとっているために電気双極子モーメントをもっている。このため、水分子は負イオンに対しては水素原子を、正イオンに対しては酸素原子を向けて配列する。Na⁺やK⁺などの金属正イオンも、水溶液中では水和イオンとして存在するが、水和水の個数は一定でない。一方、遷移元素のイオンは水溶液中で一定数の水分子と結合し、[Fe(H₂O)₆]³⁺や[Cu(H₂O)₄]²⁺などの水和錯イオンになっている場合が多い。また、遷移元素でなくともMgのように水和錯イオン[Mg(H₂O)₆]²⁺になっているものもある。

イオン半径 [英 ionic radius, 独 Ionenradius, 仏 rayon ionique, 露 ионный радиус] イオンを一定の半径をもつ球とみなしたときの半径の値。ただし、イオンの核外電子の存在確率は連続的に変化するので、イオンの大きさに一義的な値を与えることは困難であり、イオンのどのくらい量に関連してイオン半径を定義するかによりその大きさは一般に異なる。通常、イオン結晶における隣接した正負イオン間の距離R_{ij}は、球とみなした正負両イオンが互いに接触した場合の両球の中心間の距離に等しいというモデルからイオン半径を定める。こうした試みはA. Landé (1920 年), J. A. Wasastjerna (1923 年), V. M. Goldschmidt (1926 年) によっても行われたが広い範囲のイオン結晶を考察してL. C. Pauling の定めた値 (1927 年, 1928 年) が最もよく使われる。正負両イオンのイオン半径R₊, R₋をRの実測値から求めるにはR=R₊+R₋の関係のほか、RをR₊とR₋に分割する方法が必要である。このため、Pauling はNa⁺F⁻のように正負両イオンの電子の数が等しいハロゲン化アルカリをまず考え、両イオンの半径が各イオンの最外殻電子の受ける有効核電荷に反比例すると仮定した。つまりR_±=C/(Z_±-s)、ただしR_±はR₊またはR₋を表し、Z_±は正イオンまたは負イオンの核電荷である。sは最外殻にある1個の電子が他の電子から受ける遮蔽効果を表し、正負のイオンについて共通であるとしている。Cは定数である。この式を同じ定数C, sを用いて、Al³⁺, O²⁻のようなNa⁺, F⁻と電子数の等しい多価イオンについて当てはめると、得られるR_±はAl³⁺などが電子構造はそのままで、あたかも1個のイオンであるかのようにふるまう場合の仮想的イオン半径と考えられる。こうして求めたR_±を一個半径とよぶ。簡単なモデルを用いると、これをq^{2/(n-1)}倍したものが実際のイオン(価数±q)の半径に相当する。Pauling はこれを結晶半径とよんだ。ただし、nはイオンの電子配置によって定まる定数で、たとえばHe, Ne, Ar (またはCu⁺)のそれぞれと電子数の等しいイオンについてはそれぞれ5, 7, 9ということが結晶内イオン間に適当なポテンシャルを仮定してイオン結晶の圧縮率から定められている。結晶半径を使えばR=R₊+R₋の関係がかなり広い範囲のイオンについて成立するが、結晶型により、またLi⁺I⁻のように正負両イオンの大きさが極端に異なる場合にはこの関係が満足されない場合もある。このような場合でも、隣接した正負両イオンの相互作用のほか、正イオンどうしおよび負イオンどうしの相互作用、さらに両イオンの大きさの比による補正因子を考えれば結晶半径が実際のイオンの大きさであると考えてRの実測値を説明できる。Pauling によって与えられ

た結晶半径の値(Å単位)の一部を表に示す。その値は等電子的イオンでは電荷とともに減少し、同族元素イオンでは周期表で下にあるものほど大きいという、原子やイオンの殻模型から容易に理解できる傾向を示す(⇒原子半径)。

	Li ⁺	Be ²⁺	B ³⁺			
	0.60	0.31	0.20			
N ³⁻	O ²⁻	F ⁻	Na ⁺	Mg ²⁺	Al ³⁺	Si ⁴⁺
1.71	1.40	1.36	0.95	0.65	0.50	0.41
P ³⁻	S ²⁻	Cl ⁻	K ⁺	Ca ²⁺	Sc ³⁺	Ti ⁴⁺
2.12	1.84	1.81	1.33	0.99	0.81	0.68
		Cu ⁺		Zn ²⁺	Ga ³⁺	Ge ⁴⁺
		0.96		0.74	0.62	0.53
	Se ²⁻	Br ⁻	Rb ⁺	Sr ²⁺		Y ³⁺
	1.98	1.95	1.48	1.13		0.93
						Zr ⁴⁺
						0.80
		Ag ⁺		Cd ²⁺	In ³⁺	
		1.26		0.97	0.81	
						Sn ⁴⁺
						0.71
	Te ²⁻	I ⁻	Cs ⁺	Ba ²⁺		La ³⁺
	2.21	2.16	1.69	1.35		1.15
				Au ⁺		Hg ²⁺
				1.37		1.10
						0.95
						Pb ⁴⁺
						0.84

イオンビーム [英 ion beam, 独 Ionenstrahl, 仏 faisceau ionique, 露 ионный пучок] イオンを真空中で加速, 集束してつくった細い流れをイオンビームという。加速器, 質量分析計, 核融合, イオン注入, イオンビーム加工など理工学のいろいろな分野で利用されている。ビームの質や特性を示す量としてエミッタンス, 輝度, 電流密度が用いられる。中性の原子, 分子からイオンをつくる手段には, 電子の衝撃, 放電, 表面電離などがある。イオンの加速, 集束, 偏向などのための静電レンズ系は電子線の場合と本質的には異ならない。しかし, イオンは質量が大きいので, 電子の場合に比べてはるかに強い磁場を必要とする。イオンビームは, 大きな運動量をもっているので固体表面の原子をはね飛ばす(これをスパッタリングという)ことができ, 極めて微細な表面の加工などにも利用される。イオンビームのエネルギーは, 目的によってさまざまである。イオン-分子反応の研究などでは, 概してなるべく低エネルギーであることが望ましい。しかし, 低速になるとイオンどうしのクーロン斥力によってビームの集束が困難になるので, 10eV 以下のビームをつくることは難しい。一方, イオン注入やイオン加工には, 数十 keV のビームが用いられ, さらに重イオン衝突の実験では, 1MeV 以上の高エネルギービームが用いられることが多い。多価イオンを使えば, 比較的小さい加速器で高エネルギービームをつくることができる(⇒加速器)。

イオンビームエッチング [英 ion etching, 独 Ionenätzung, 仏 corrosion par faisceau d'ions, 露 ионное травление] 加速されたイオンを物体表面に当てて行う加工。数百 eV 以上のイオンが固体表面に当たると, 固体表面の原子が除去される(⇒スパッタリング)。この現象は陽子のように軽いイオンではほとんど起らないので, 積極的にエッチングに利用する場合には, 普通 Ar⁺ が使われる。直流または高周波の数 kV の電圧により試料(陰極)とこれに対向する陽極の間でグロー放電を起させるか, イオン源からのイオンビームを加速・集束させ, 試料に当ててエッチングする。化学的にエッチングしがたい物質を含め, 金属, セラミック, 有機材料などの組織を調べるためのエッチングができるが, 化学的エッチングに比べて真空排気系やイオンビーム発生装置など大型の装置がいる。イオンビ

ームは静電レンズまたは磁界レンズで制御できるのでリソグラフィも研究されている。

イオンビームプローブ [英 ion beam probe, 独 Ionenstrahlsonde, 仏 sonde ionique, 露 ионный зонд] 物体内部の密度組成などを非破壊的に求めるために, 重イオンを入射し, これによって生じる放射線を外部より計測する方法をいう。入射する単一エネルギーのイオンビームはその通過経路に沿った密度によって定まる深さに停止するから, そこに陽電子放出核種が集積すれば, この発生する陽電子消滅 γ 線を位置検出型測定器で調べることにより, その部位でのイオンの飛程が得られる。したがって, その部位の物体の密度が求められる。さらに, 陽電子放出核種イオンを入射ビームとして使用すればより高精度の測定が可能であり, ¹⁹Ne および ¹¹C イオンビームによって人体内の不均等密度分布が求められる。

イオンプラズマ振動数 [英 ion plasma frequency, 独 Ionenplasmafrequenz, 仏 fréquence de plasma des ions, 露 ионно-плазменная частота] プラズマ内ではイオン集団の振動に基づく静電波としてイオン波が存在する。この波は, 長波長の極限 $k\lambda_D \ll 1$ (k は波数, λ_D はデバイの長さ) では位相速度が一定のイオン音波となるが, 短波長領域 $1 \ll k\lambda_D$ では, 振動数が $\omega = \omega_{pi} = (n_i Z^2 e^2 / \epsilon_0 m_i)^{1/2}$ と表され, 波数 k に依存せず, 一定振動数をもつイオンプラズマ振動に移行する。この ω_{pi} をイオンプラズマ振動数という。ここに $Z e$, m_i はイオンの電荷と質量, n_i はイオン密度, ϵ_0 は真空の誘電率である。密度を n_i [cm⁻³] とすると $\omega_{pi}/2\pi = 2.10 \times 10^2 Z (n_i/A)^{1/2}$ [Hz] となる。ただし A はイオンの質量数を表す。

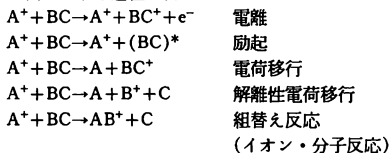
イオン分極 [英 ionic polarization, 独 ionische Polarisation, 仏 polarisation ionique, 露 ионная поляризация] 物質の誘電分極は分極を誘起する原因によって, イオン分極, 電子分極, 配向分極などに分けられる。このうちイオン分極は, 結晶または分子がイオンから構成されている場合に, 正, 負のイオンが外電場によってそれぞれ平衡位置から互いに逆の方向に変位することによって電気双極子モーメントが生ずることによる寄与である。モル分極率(⇒モル分極)に対するイオン分極からの寄与は, 古典的振動子模型による取扱えば

$$\alpha_{ion} = \frac{N_A e_{eff}^2}{M(\omega_0^2 - \omega^2)}$$

で与えられる。ここに N_A はアボガドロ数, ω_0 は振動子の角振動数, e_{eff} は正, 負イオンの有効電荷(⇒有効電荷)の絶対値, M は正イオンと負イオンの換算質量, ω は外から加える電場の角振動数である。 ω_0 は通常赤外領域にあり, ω が可視光の領域など ω_0 より非常に大きくなると, イオンの運動が外場の変化に追いつかなくなりほとんど寄与しなくなる。イオン結晶の場合, 低周波領域における誘電分極の大きな部分がイオン分極に起因しているが, 一般の分子の場合には低周波領域においてもイオン分極は電子分極の 1/10 程度の寄与しかない場合が多い。なお原子の内殻電子の電子分極による寄与(⇒原子芯分極)をイオン分極の一部に含めることもある。また, ここで述べたイオン分極を原子分極とよんでいる文献もある。

イオン・分子反応 [英 ion-molecule reaction, 独 Ion-Molekül-Reaktion, 仏 réaction ion-molécule, 露 ионно-молекулярные реакции] 広義では, 気相中のイオンと中性分子との間の非弾性過程をすべて総称する。たとえ

ば、次のような過程が含まれる。



ここで、BC は中性分子を示し、 A^+ は原子イオンでも分子イオンでもラジカルイオンでもよい。多価イオンや負イオンでも同様であるが、実際例は1価の正イオンが多い。上記の過程のうち、特に5番目の組替え反応のみを狭い意味でイオン・分子反応とよんで他と区別することもある。イオン・分子反応は一般の化学反応から見ればごく特殊な反応であるが、後で述べるように既に反応速度が速いので、その影響は無視できない。特に、放射線化学、放電化学、光化学の分野で主要な役割を演ずるのはもちろん、電離層の形成などにも重要な関係をもっている。また、高温で燃焼する炎の中では、かなりの数の分子が電離していると思われるので、これらの高速反応の研究にも関連がある。イオン・分子反応の反応速度が大きいことは次のようにして理解できる。イオンが中性分子に接近すると、そのイオンの電荷によって中性分子が分極して双極子モーメントをもつようになり、電荷と双極子との間に静電引力が働く。この静電引力のために、ある領域内に接近した2つの粒子は重心のまわりにらせん軌道を描いて完全に衝突するまで互いに接近する。この領域は分子の分極率や相対速度に依存するが、普通、室温程度のエネルギーでは 1×10^{-10} m 程度であり、通常の分子半径に比べてはるかに大きい。

一方、最近では化学反応を原子・分子の衝突過程としてとらえ、交差ビーム法などの手段を使った研究が盛んになってきた。イオンビームは中性分子線に比べるとその生成や検出などはるかに容易である。化学反応機構としてみればイオン・分子反応も一般の化学反応と共通する部分が多いので、イオン・分子反応の研究が化学反応機構の研究に大きな貢献をすることも期待されている。イオン・分子反応の研究には、上記ビーム法のほかに、移動管法、イオンサイクロトロン共鳴法、高圧質量分析法(質量スペクトル)などの手法があり、いずれもビーム法が適用困難な低エネルギー領域(<1eV)での研究に利用されている。

イオン飽和電流 [英 ion saturation current, 独 Ionen-sättigungsstrom, 仏 courant de saturation ionique, 露 ионный ток насыщения] プラズマ中に挿入したラングミュア・プローブの電位をプラズマの空間電位より十分低くすると、電子電流は流れ込まず、イオン電流のみが流れ込む。このときプローブのまわりには正イオンの空間電荷によるイオンシースが形成され、プローブへ流れ込むイオン電流はシースの端面にプラズマから供給されるイオンの量によって制限される。そこでプローブ電圧を下げていくとプローブ電流は飽和特性を示す。これをイオン飽和電流とよぶ。理想化されたモデルでは、この飽和電流はシース端面の表面積を S 、イオンの電荷を Zie 、密度を n_i 、平均速度を \bar{v} として、ランダム電流で決まる $SZie n_i \bar{v} / 4$ となるが、現実のプラズマではシースとプラズマとの間に遷移領域が存在し、シースの電場がプラズマ中に浸透している効果によって修正を受けた値となる。ポアソンの式と電流の連続の式とからシースが定常に存在できる条件を求

め、イオン飽和電流 I_i を算出すると次式のようになり、実験的にも確かめられている。

$$I_i = a S Z i e n_i \sqrt{\frac{2kT_e}{m_i}}, \quad a = 0.4 \sim 1$$

ここで kT_e はエネルギー単位の電子温度、 m_i はイオンの質量である。電子飽和電流は $Sen_e \sqrt{kT_e/2\pi m_e}$ で表されるので、両者の比はおおよそ $\sqrt{m_e/m_i}$ であることがわかる。平面プローブで端効果が無視できるときには比較的美丽な飽和特性が得られるが、円柱プローブ、球形プローブなどでは電圧とともにシースの厚さが増加したとき、実効的な捕集面積が増すため、イオン電流は徐々に増加する特性となる。また、シースの厚さに比べてプローブの大きさが小さいときにはイオンの軌道効果を考慮に入れる必要がある。プローブ表面が汚れているときや、負の電圧をかけすぎたときにはイオン衝撃による二次電子放出や、それに伴うシースの破壊が起こることもある。

イオンポンプ [英 ion pump, 独 Ionenpumpe, 仏 pompe ionique, 露 ионный насос] \Rightarrow 真空ポンプ

イオンマイクロアナライザー [英 ion micro analyzer, 露 ионный микроанализатор] \Rightarrow 二次イオン質量分析法

イオンマイクロプローブ分析装置 [英 ion micro-probe analyzer, 独 Ionenmikrosondenanalysator, 仏 analyseur de microsonde d'ions, 露 анализатор ионного микрозонда] イオンビームをいくつかの静電レンズで縮小し、ビームの直径を小さくして試料に照射し、試料から放出する。イオン、X線、光または電子を検出して、表面の元素分析や状態分析を局所的に行うとともに、イオンで試料をスパッタリングし、深さ方向の分布を調べる装置を総称していう。散乱されるイオンを検出して分光する場合はイオン散乱分光装置(ion scattering spectroscopy, ISS)、二次イオンを検出する場合はイオンマイクロアナライザー(ion micro-analyzer, IMA)、X線を検出する場合はイオンマイクロプローブX線分析器(ion microprobe X-ray analyzer, IMXA)、光を検出する場合はイオン励起分光装置(surface composition by analysis of neutral and ion impact radiation, SCANIIR)、オーグ電子を検出する場合はイオン励起オーグ電子分光装置(ion induced angle electron spectroscopy, IAES)とよばれている。これらの名前及び略号はまだ必ずしも一定していない状態である。イオンマイクロプローブ分析装置の特徴は、イオンビーム径が小さく、イオンビームを二次元走査し、ブラウン管上に検出信号で輝度変調を行い、画像として記録できることである。また観測する深さ方向の分解能も電子に比べると高い。近年、先端をとがらしたタングステンチップの先端を加熱し、液体状にした金属または非金属元素で表面をぬらして電場をかけることにより、金属または非金属元素イオンの微小なプローブを高輝度で得られるようになった。

イオン密度 [英 ion density, 独 Ionendichte, 仏 densité ionique, 露 плотность ионов] \Rightarrow 電子密度

イオンラーモア半径 [英 ion Larmor radius, 独 Ionen-Larmorradius, 仏 rayon de Larmor ionique, 露 ионный ларморовский радиус] \Rightarrow ラーモア半径

イオン励起X線分析 [英 ion induced X-ray analysis, 独 teilcheninduzierte Röntgenemission, 仏 analyse de rayons X induits par ions, 露 анализ рентгеновских лу-

чами индуцированными ионами] イオンを物質に照射し、物質から放出する X 線を分光分析して、そのスペクトルから物質の状態分析や物質とイオンとの相互作用を調べる方法。イオン誘導 X 線分光 (ion induced X-ray spectroscopy, IXS) ということもある。陽子励起 X 線分析はこの中の重要な方法で、最も広く応用されている。陽子以外の各種のイオンを用いると、試料中の原子のイオン化断面積は、入射イオンの原子番号とともに増大するが、その変化は複雑で、両原子の内殻電子のエネルギー準位が一致したところでイオン化断面積は増大する。これは重イオン衝突では一時的に両者のエネルギー準位が交差し、分子軌道を形成するためである。一致した準位は高いエネルギー側にずれ、その準位からの X 線励起確率が大きくなる。また重イオン衝突では多くの外殻電子の電離が起り、内殻電子の準位は高エネルギー側にずれ、また高エネルギー側にくっつかの副極大を生ずる。これらの結果は二原子分子をつくったときの分子のエネルギー準位を理論的に求める分子軌道法による計算結果と比較され、イオンと固体内原子との相互作用を研究するのに利用されている。一方、入射イオンのエネルギーを変化しながら、イオン化断面積を測定するとそれが最大値になるエネルギーがある。この値はイオンの速度が原子の中の電子の軌道運動の速度と同程度になることが目安になる。この最大値を示すエネルギーは電子のその 100 倍以上である。このような領域までのイオン励起 X 線分析を行うには数百 keV～数 MeV 程度のイオン加速器が必要である。

イオン励起 X 線分析法 [英 particle-induced X-ray emission, 露 анализ рентгеновскими лучами индуцированными частицами] 数 MeV に加速された陽子や α 粒子などのイオンによって原子から K, L 特性 X 線を発生させ、この特性 X 線を利用して元素分析をする方法。略してピクシ (PIXE) ともいう。バン・デ・グラーフやサイクロトロンなどの加速器から得られるイオンビームを試料に照射する。試料から発生する X 線のスペクトルを Si (Li) あるいはゲルマニウム半導体検出器によって測定し、多くの元素を同時に固定し、分析することができる。同じような分析法に電子で励起する方法があり、電子プローブマイクロアナライザーや走査顕微鏡で広く利用されている。以下、両者の比較を行う。数十 keV の電子による原子の K 殻電離断面積と数 MeV の陽子のそれは同程度である。また原子番号に対して同じような変化を示す。いずれの方法を用いても、特性 X 線とともに発生する連続 X 線がじゃまするが、連続 X 線発生機構が両者で異なる。電子励起の場合は入射電子からの制動放射によって生ずる。一方、イオン励起では連続 X 線の特に低エネルギー部分は二次電子からの制動放射による。このためイオン励起のときの連続 X 線発生断面積は電子励起のときに比べて $10^{-3} \sim 10^{-4}$ ぐらい小さい。したがってイオンによる励起法は元素検出の雑音が少なく、微量元素の分析に適している。微量元素の濃度が 10 ppm 程度のときは容易に測定でき、さらに注意深く条件を選べば 1～0.1 ppm 程度の濃度でも検出できる。また微量元素の検出可能な絶対量は 10^{-15} g 程度に及ぶ。PIXE の方法はふつう数 μm のビーム径で用いられる。局所分析の場合はビームを絞るが、空間分解能はせいぜい数 μm ほどであり、一方電子励起では 100 Å 程度に達する。

イオンレーザー [英 ion laser, 独 Ion-Laser, 仏 la-

ser à ions, 露 ионный лазер] イオンのエネルギー準位間の遷移を用いた気体レーザー。1 個イオンだけでなく、2 個以上の高次イオンでもレーザー発振が見られ、多数の発振線が得られている。発振領域は、可視領域から紫外領域にあり、高次イオン線および短波長線では主としてバルス発振である。代表的な例として、希ガス ($\text{Ar}^+, \text{Kr}^+, \text{Xe}^+$ など) イオンレーザー、および金属 ($\text{He}-\text{Cd}^+, \text{He}-\text{Zn}^+, \text{Hg}^+, \text{Cu}^+$ など) イオンレーザーがあり、ほかに、 $\text{He}-\text{I}^+$ などのハロゲンイオンレーザー、C, O, N, などのイオンレーザーがある。希ガスイオンレーザーは大電流放電により電子との衝突によって励起されるが、電子との 1 回の衝突で原子の基底準位からイオン準位へ励起される (一段励起) 場合、イオンの基底準位を経て 2 回またはそれ以上の衝突によりイオン準位へ励起される (二段励起、または多段励起) 場合などがある。金属イオンレーザーでは、He (または Ne など) の混合気体の準安定準位にある原子との衝突によるベニング電離、イオンとの衝突による荷電交換反応、およびカスケード遷移、などの過程により反転分布が得られる (⇨ レーザー)。アルゴンレーザー、クリプトンレーザー、ヘリウム・カドミウムレーザーなどは代表的な市販のイオンレーザーで、連続発振で、数 W またはそれ以上の大出力が得られ、色素レーザーのポンピング光源、ラマン分光や蛍光分光などの分光用光源、あるいは光化学反応や、大規模カラー表示用の光源として利用されている。

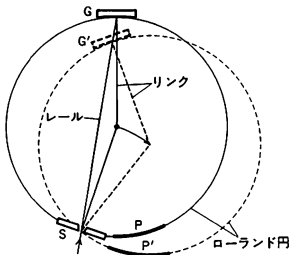
e 過程 [英 e-process, 独 e-Prozess, 仏 processus e, 露 e-процесс] 恒星の内部における元素の合成過程のひとつで、その存在量が近隣の元素に比べて非常に大きい、 ^{56}Fe を中心とした鉄に近い元素の生成を説明するもので、e は equilibrium の略。温度が $4 \times 10^9 \text{ K}$ くらいに達すると、熱放射 γ 線による原子核の光分解反応が、その逆反応である分解破片の捕獲反応とつり合うようになり、原子核種の間に統計的平衡分布が実現する。そのような状況下では、結合エネルギーの最も大きい鉄に近い元素が最大の存在量を占めることになる。宇宙に ^{56}Fe の存在量が多いのは、進化の最後に、恒星の内部でこの状態が実現し、その物質が超新星爆発で星間空間に放出された結果である。恒星進化の数値計算によると、太陽質量の 4 倍から 8 倍の恒星で炭素の爆燃が起るとき、また、近接連星系にあつて、伴星からガスが流入している白色矮星の内部でヘリウムの爆ごうや炭素の爆燃が起るときなどにも、e 過程が実現する。

異極結合 [英 heteropolar bond, 独 heteropolare Bindung, 仏 liaison hétéropolaire, 露 гетерополярная связь] 分子内の 2 原子間の結合において、結合に関与している電子の電荷分布の中心と、両原子核の電荷中心とが一致せず、結合が電気双極子モーメントをもつとき、この結合を異極結合という。異極結合は、電気陰性度の異なる 2 原子 X と Y の間に生じる。異極結合の生じる理由は主として次の 2 つに分けられる。その一つは、X と Y の結合において、2 種のイオン構造 X^+Y^- と X^-Y^+ の寄与が等しくないことによるものである。もう一つの理由は、共有構造からの寄与によるものである。すなわち、X と Y の原子軌道関数が混成軌道関数で近似できるとき、両原子は電気双極子モーメント (原子双極子という) をもつが、一般には共有構造においても両原子の原子双極子は打消されず、結合全体として電気双極子モーメントをもつ。したが

って、結合が純粋の共有結合であっても、異極結合となる。しばしば、異極結合のことをイオン結合といふことがあるがこれは別の概念である。たとえ分子内における電気陰性度のかなり異なる原子間の結合でも、共有構造の寄与を無視することはできないので、一般には異極結合であっても完全なイオン結合とはいえない。また逆に、完全なイオン結合であっても X^+Y^- と X^-Y^+ の寄与が等しければ等極であって異極結合とはならない(⇒極性分子、等極結合)。

イクナイトロン [英 ignitron, 独 Ignitron, 仏 ignitron, 露 и́гнитрон] 水銀整流器の一種。水銀整流器の場合、カソードは水銀溜上のカソード点(アークのカソード端部、アークの放電電流はここに局部的に集中する)であり、カソード点を発生させることを点弧というが、イクナイトロンでは点弧子(イクナイター)とよばれる炭化ホウ素、炭化ケイ素を主成分とする半導体の高抵抗電極を水銀溜に一部分浸しておく。これに1周期ごととに電流を流して界面にスパークを発生させ点弧を行う。小型のものはガラス製で、大型のものは鉄製である。カソード点を1周期ごととに新しくつくるため、器壁とカソードを絶縁する必要があるので、ほかの水銀整流器に比べ構造が簡単である。またカソード点を発生する時刻を、プレート電圧の位相に対して調節して、出力直流電圧の大きさを制御することができる。熱陰極に比べて予熱時間が不要で、過負荷にも耐えるので溶接機の電源などに用いる。

イーグル・マウンティング [英 Eagle mounting, 独 Eaglesche Gitteraufstellung, 仏 montage d'Eagle, 露 установка решётки по Иглу] 凹面回折格子のマウンティング(配置のしかた)のひとつで、直入射型分光器に広く使用されている。入射スリットと射出スリットまたは写真乾板とがローランド円を含む平面 Π 上にある配置(インブレン・マウンティング)および Π 平面の上下に対称にずらした配置(オフブレン・マウンティング)とがあり、それぞれ1910年、1911年にA. Eagleによって考案された。インブレン(またはオフブレン)・マウンティングでは、入射スリット、射出スリットまたは乾板の中心、および凹面回折格子は入射角と回折角がほぼ等しく(または等しく)なるようにローランド円(またはローランド円を断面とする円筒)上に設置される。分光写真の波長範囲を変えるには、図のようにリンク(またはカム)機構で凹面回折格子Gをレールに沿って並進回転させ、ローランド円を入射スリットSのまわりに回転するとともに、乾板Pを回転後のローランド円上に設置する方式がとられる。Pの代りに射出スリットを用いればモノクロメーターとなる。オフブレン・マウンティングでは、中心波長に対してGへの入射角と回折角が正確に等しくなる。インブレン、オフブレンともに、あまり場所をとらずに広い波長



範囲をカバーでき、高分解能が得られるという利点がある。可視紫外分光写真器では、Sを分光器の側方に設け、Sからの入射光を直角プリズムで直角に方向を曲げてGに入射させる方式がよく用いられる。

移行運動量 [英 transferred momentum, 独 Impuls-transport, 仏 transfert d'impulsion, 露 перенос импульса] 散乱過程において、入射粒子と標的の間で運動量のやりとりがあり、入射粒子の運動量 p 、放出粒子の運動量 p' であるとき、その差 $q = p' - p$ を移行運動量といい、粒子間で運動量をやりとりすることを運動量移行という。全系の運動量保存則により、標的は運動量 $-q$ を得たことになる。一般に散乱角が大きいほど移行運動量は大きい。原子核を標的として、核子または電子の弾性あるいは非弾性散乱を行い、その断面積を移行運動量の大きさ q の関数として解析すると、核の形状因子が求められる(⇒形状因子)。この形状因子は原子核の密度(電荷)分布あるいは遷移密度のフーリエ変換と結びついており、原子核の形状あるいは励起状態への遷移を調べる際に有用な量である。入射粒子と放出粒子のエネルギー差 $\Delta E = E' - E$ を同様に標的から散乱粒子への移行エネルギーという。また、入射波と散乱波の波数ベクトルの差 $K = k' - k$ を散乱ベクトルという。高エネルギーの素粒子反応では、移行運動量の代りに $Q^2 = (p' - p)^2 = (p' - p)^2 - (E' - E)^2$ で定義される不変移行運動量(四元移行運動量) Q を用いることが多い。

移行角運動量 [英 angular momentum transfer, 独 Drehmomentübertragung, 仏 transfert de moment angulaire, 露 перенос углового момента количества движения] 原子核反応 $a + A \rightarrow b + B$ において、 a, A, b, B のスピンをそれぞれ s_a, I_A, s_b, I_B とし、 a と A 、 b と B の間の相対軌道角運動量をそれぞれ L_{aA}, L_{bB} とすると、角運動量保存則により

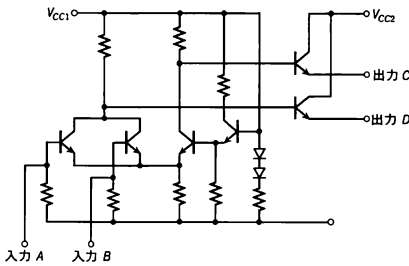
$$s_a + I_A + L_{aA} = s_b + I_B + L_{bB}$$

が成立する。このとき、 $l = L_{aA} - L_{bB}$ 、 $s = s_a - s_b$ 、 $j = I_B - I_A$ をそれぞれ移行相対軌道角運動量、移行スピン角運動量、移行全角運動量とよび、これらを総称して移行角運動量という。これらの間には

$$j = l + s$$

の関係が成立する。ある種の直接反応においては、関与する核の状態に関連した特定の角運動量だけが移行し、放出粒子の角分布などがそれら(特に移行軌道角運動量)に強く依存する。このことは逆に実験データから移行角運動量、ひいては核の構造についての情報を得る可能性があることを意味する。事実そのような手段による核構造の研究は広く行われており、直接反応による核分光とよばれている(⇒核分光)。

ECL [英 ECL] emitter-coupled logic の略称。高速論理回路の一種でDTLやTTLが飽和型論理回路であるのに対し、ECLは非飽和型論理回路である。トランジスターを非飽和増幅回路の領域で動作させるとキャリアの蓄積がないため、動作速度を上げることができる。ただし飽和型論理回路に比べ消費電力が大きくなる。代表的な回路を図に示す。ECLは差動増幅器とエミッターフォロワーの組合せで構成されている。回路の平均伝搬遅延時間は0.75~2nsである。基本的な論理回路以外に、1GHzのカウンター、高速RAM、50Ωの同軸ケーブルを直接駆動できるものなど、数多くの集積回路がつくられている。一般に電源電圧は-5.2Vを使用する。このとき、論理信号レ



ベルは論理1が -0.85V で論理0が -1.8V 程度になる。ECL出力は普通エミッター開放であるので、必ず配線のインピーダンスに合わせて $50\sim 560\Omega$ の抵抗で電源(-5.2V)に接続する必要がある。ECLと類似したもの、入力段をコレクター側で接続した非飽和形論理回路のCTL(complementary transistor logic)がある。

異重項間遷移 [英 intercombination, 独 Interkombination, 仏 intercombinaison, 露 интеркомбинация] 原子、分子およびそれらのイオンのスペクトル項間の遷移の中で、特に多重度の異なるスペクトル項間の遷移をいう。この遷移によるスペクトル線を異重項間遷移線という。一重項と三重項間の遷移が代表的なものである。原子やそのイオンの場合、原子番号が小さいとLS結合が成り立ち異重項間遷移は禁止されている。しかし、原子番号が大きくなると電子のスピン・軌道相互作用が著しくなりLS結合が近似的にしか成り立たなくなるために禁止条件が緩み、異重項間遷移が生じるようになる(⇒禁制遷移)。異重項間遷移線は多重線であるので、全角運動量の量子数 J に対する厳密な選択則を満たす多重線成分のみが許される(⇒許容遷移)。強い強度で観測される水銀の紫外線 253.7nm ($6s^1S_0-6p^3P_1$)はその一例である。ヘリウム様イオンの一重項と三重項間の遷移($1^1S_0-2^3P_1$)の例を表に示す。この

イオン	遷移確率 [s^{-1}]	イオン	遷移確率 [s^{-1}]
He I	1.8×10^2	N VI	1.4×10^8
Li II	1.8×10^4	O VII	5.5×10^8
Be III	4.0×10^5	F VII	1.9×10^9
B IV	4.2×10^6	Ne IX	5.4×10^9
C V	2.8×10^7		

ように、原子番号が増すと遷移確率が大きくなり、異重項間遷移が生じやすくなる。二原子分子の場合も原子のときと同じように分子を構成する原子が軽ければ異重項間遷移が禁止されるが、原子が重くなると電子のスピン・軌道相互作用が著しくなり異重項間遷移によるバンドスペクトルが観測される。この場合、全軌道角運動量の核間軸方向成分 A と全スピン角運動量の核間軸方向成分 S の和である量子数 $Q=|A+S|$ に対する選択則を満たすものだけが現れる。たとえば $^3\Pi-^1\Sigma$ 遷移では、 $^3\Pi-^1\Sigma$ および $^3\Pi-^1\Sigma$ の副バンドのみが観測される。

異重項間遷移線 [英 intercombination line, 独 Interkombinationslinie, 仏 raie d'intercombinaison, 露 интеркомбинационная линия] ⇒ 異重項間遷移

異種原子 = エキゾチック原子

異種擾動 [英 heterogeneous perturbation, 露 неоднородное возмущение] ⇒ 回転擾動

異常液体 [英 abnormal liquid, 独 abnorme Flüssig-

keit, 仏 liquide anomal, 露 аномальная жидкость] ⇒ 正常液体

異常拡散 [英 anomalous diffusion, 独 anormale Diffusion, 仏 diffusion anormale, 露 аномальная диффузия] プラズマが不安定なとき、磁力線を横切って異常に速く拡散していく現象。プラズマが磁力線を横切って拡散していくとき、その粒子束 Γ は、拡散係数 D を用い $\Gamma=-D\nabla n$ で与えられる。ただし ∇n は密度の勾配を表す。プラズマが安定で静かな状態にあるときは、拡散係数は電子・イオン間の二体衝突による古典拡散係数(⇒新古典輸送)程度であり、小さい値である。しかし現実のプラズマは不安定な状態にあり、密度や電位に揺動が生じる。そのため粒子の協同的運動が起り大きな粒子損失をもたらし異常拡散を起す。異常拡散係数を求めるのにいくつかの試みがあるが、そのひとつの上限として $D_B=\kappa T_e/(16eB)$ で与えられるボーム拡散係数がある。この表式は簡単であり、実験的に求められる拡散係数がボーム拡散の何分の1というように比較の基準に使われる場合がある。ボーム拡散係数の電子温度、磁場に対する依存性は、古典拡散係数の依存性 $D_{cl} \propto nT_e^{-1/2}/B^2$ と著しい対照を示している。

異常グロー放電 [英 abnormal glow discharge, 独 anormale Glimmentladung, 仏 décharge anormale à leur, 露 аномальный тлеющий разряд] ⇒ グロー放電

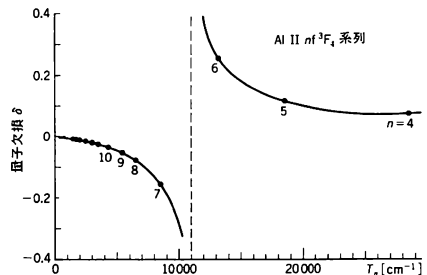
異常系列 [英 abnormal series, 露 аномальный ряд линий] スペクトル線系列の上位準位の項値 T_n を主量子数 n の関数として

$$T_n = \frac{R\zeta^2}{(n-\delta)^2}$$

と表したとき、量子欠損 δ が T_n の関数としてリッツの式で表せないスペクトル線系列を異常系列という(図参照)。 R はリュードベリ定数、 ζ は有効核電荷である。異常系列では多くの場合、量子欠損 δ は T_n の関数として

$$\delta = a + bT_n + cT_n^2 + \dots + \sum_i \frac{a_i}{T_n - T_i}$$

と表すことができる。 T_i は摂動項とよばれる。異常系列はその系列を構成する準位とほかの準位(その項値が T_i)との配置相互作用によって生じ、 a_i は相互作用の大きさを表す量である。



異常結晶粒成長 [英 abnormal grain growth, 独 anormales Kornwachstum, 仏 croissance granulaire anormale, 露 аномальное вырашивание зёрен] 一次再結晶を完了した材料をさらに高温で焼なましたとき、ある少数の結晶粒のみがほかの結晶粒を食って急速に粗大化する現象を異常結晶粒成長もしくは二次再結晶という(⇒再結晶)。結晶粒の粗大化は粒界エネルギーを駆動力として生じると考

えられることから、一次再結晶の際に粒界移動を阻止する微細粒子のような物質が存在し、比較的微細な結晶粒から成る一次再結晶組織をとるものにこの異常成長が生じやすい。異常結晶粒成長の結果生じる二次再結晶組織は強い集合組織をもつことが多く、このことを利用している例に、変圧器の鉄芯に用いられるケイ素鉄がある。この場合は、Fe-3%Si 合金に TiC, AlN, MnS などの第二相粒子を微細に分散させることにより、透磁率の高い〈001〉方向が圧延方向に整列した集合組織〔110〕〔001〕を得ている。

異常光線 [英 extraordinary ray, 独 außerordentlicher Strahl, 仏 rayon extraordinaire, 露 необыкновенный луч] 一軸結晶に光が入射すると一般に2つの屈折光が現れるが、そのうち、屈折の法則に従わない方の屈折光を異常光線という。もう一方の屈折光は屈折の法則を満たし、常光線とよばれる。異常光線の電束密度の振動方向は主断面(光学軸と波面法線とを含む面)に平行であり、波面法線の方向と光線の方向は一般に一致しない。さらに、法線速度と光線速度は一般に一致せず、これらの速度は伝搬する方向によって変化する。正の一軸結晶では常光線の方が速く伝わり、負の一軸結晶では異常光線の方が早く伝わる。二軸結晶では2つの屈折光とともに異常光線のようにふるまう。

異常光線(主)屈折率 [英 principal index for extraordinary ray, 露 главные значения показателя преломления необыкновенных лучей] 一軸結晶では、3つの主屈折率のうち2つが互いに等しい値になり、残りの1つが異なった値になる。この1つだけ異なった値の主屈折率を異常光線(主)屈折率といい、通常 n_e と記す。異常光線(主)屈折率は、電束密度の振動方向が主光学軸と平行である光に対して屈折率という物理的な意味をもつが、それ以外の光に対しては単なる光学パラメーターにすぎない。異常光線に対する屈折率は伝搬方向によって変わり、常光線屈折率と異常光線(主)屈折率の間の値になる。異常光線(主)屈折率は、正の一軸結晶に対しては

$$n_e = \frac{\text{真空中の光速}}{\text{異常光線の最小速度}}$$

負の一軸結晶に対しては

$$n_e = \frac{\text{真空中の光速}}{\text{異常光線の最大速度}}$$

としても定義される。

異常しきい値 [英 anomalous threshold, 独 anormale Schwelle, 仏 seuil anomal, 露 аномальный полог] \Rightarrow しきい値エネルギー

異常磁気モーメント [英 anomalous magnetic moment, 独 anomales magnetisches Moment, 仏 moment magnétique anomal, 露 аномальный магнитный момент] ディラックの相対論的量子力学ではスピン1/2の荷電粒子(たとえば電子, μ 粒子, 陽子等)は磁気モーメント $\mu_0 = e\hbar/2mc$ (e および m はこの粒子的電荷および質量; $\hbar = h/2\pi$, h はプランク定数, c は光速)をもつことが示される。1948年 R. Kusch, H. M. Foldy は精密実験により電子の磁気モーメントにそれからのずれがあることを見出した。このずれを電子の異常磁気モーメントという。

J. S. Schwinger はこれを量子電磁気学における電磁場の反作用の効果であるとし、くりこみ理論を用いて $\Delta\mu = (a/2\pi)\mu_0$ (a は微細構造定数)という実験とよく合う値を得て、くりこみ理論の正しさのひとつの実証とした(μ 粒

子の異常磁気モーメントも同じ値)。その後、電子および μ 粒子の磁気モーメントはそれぞれ12けた、10けたの精度で測定され、くりこみ理論による a^3 のオーダーの計算値との一致が確かめられている。

また陽子および中性子の磁気モーメントは、ディラック理論から大きなずれのあることがよく知られている($\Delta\mu_p = 1.7928\mu_p$, $\Delta\mu_n = -1.9130\mu_p$)。これは、核子間の力を媒介する中間子場の理論では、たとえば陽子が仮想的に中性子と p 波状態の π^+ 中間子となり、またすぐ陽子に戻る素過程などがたえず起り、核子に電気的構造が生じるためである。クォーク模型では、核子の磁気モーメントは核子を構成するクォークの磁気モーメントの和として説明されている。異常磁気モーメントの値はいろいろの素粒子の構造をさぐる重要な手がかりのひとつである。[5]

異常次元 [英 anomalous dimension, 仏 dimension anormale, 露 аномальная размерность] 場の量子論において、スケール変換 $x \rightarrow \exp(\lambda)x$ で場 $\phi(x)$ が $\phi(x) \rightarrow \exp(\lambda d)\phi(\exp(\lambda)x)$ のように変換されるとき d を ϕ の物理的次元とよぶ。この d は場相互間の相互作用がある場合には、一般に正準次元 \bar{d} (自由場のラグランジアンから決る次元、ボース場るとき $\bar{d}=1$, フェルミ場るとき $\bar{d}=3/2$) とは一致しない(次元の異常)ことが1960年代に認識された。くりこみ可能な理論(\Rightarrow くりこみ理論)ではグリーン関数に対するカラン-ジマンツィク方程式における r がこの次元の異常を表現し異常次元とよばれる。場 ϕ の異常次元 $r = r(g_i)$ は

$$r(g_i) = \frac{(\mu/Z)(\partial Z/\partial \mu)}{2}$$

で定義される。ここで g_i, μ は ϕ のくりこまれた結合定数、くりこみ点を表す質量の次元をもつパラメーターで、 Z は ϕ のくりこみ因子である。 μ についての微分は裸の結合定数 g_{iB} および切断パラメーター Λ を固定する条件下で行う。この定義より、 r は理論を記述するスケール μ を変えた際の ϕ のスケール因子 Z の変化の割合を表すことがわかる。場 ϕ の逆伝播関数

$$\Gamma(p, g_i, \mu) = \left[\int d^4x \exp\left(-ip \cdot \frac{x}{\hbar}\right) \langle 0 | T \{ \phi(x) \bar{\phi}(0) \} | 0 \rangle \right]^{-1}$$

の漸近的($p \rightarrow \infty$)ふるまいはカラン-ジマンツィク方程式を解いて得られ、紫外安定な固定点 $g_i^* (\neq 0)$ がある場合には

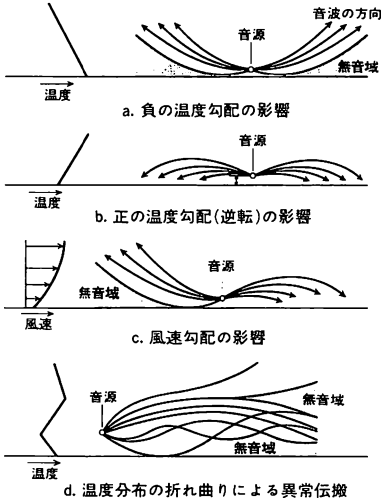
$\Gamma(\exp(\lambda)p, g_i, \mu) \sim \exp[\lambda\{4 - 2(\bar{d} + r(g_i^*))\}] \Gamma(p, g_i^*, \mu)$ となる。これより $d = \bar{d} + r(g_i^*)$ が場 ϕ の物理的次元で、 $r(g_i^*)$ もっと一般に $r(g_i)$ が異常次元であることがわかる。異常次元は一般にくりこみの方法によって変わる。またゲージ理論ではゲージの選びかたによっても変わる。しかし異常次元そのものは直接観測される量ではないので、これは矛盾ではなく観測される量はくりこみの方法やゲージの選びかたによって変わることはない。

異常ゼーマン効果 [英 anomalous Zeeman effect, 独 anomaler Zeeman-Effekt, 仏 effet Zeeman anomal, 露 аномальный эффект Зеемана] \Rightarrow ゼーマン効果

異常電気抵抗 [英 anomalous electric resistivity, 独 anomaler elektrischer Widerstand, 仏 résistivité électrique anormale, 露 аномальная проводимость] 非平衡プラズマ中では、プラズマ波の不安定性や非線形励起などにより、電子の実効散乱率が増大し、電気抵抗率が熱平衡プラズマでの値(スピッツァー-ヘルム値)をはるかに超える場合

がある。これを異常電気抵抗とよぶ。その表式は不安定性の種類や励起の強さ・スペクトル分布により異なる。イオン音波の不安定性に関してはサグディエフの表式があり、また二流体不安定性についてはハンバーガー-ヤンカリックの経験式が知られている。

異常伝搬(音の) [英 anomalous propagation, 独 anormale Ausbreitung, 仏 propagation anormale, 露 аномальное распространение] 大気中の温度分布あるいは風速分布が特殊な状態になっているときに、航空機騒音などの大出力の音が異常に遠くまで伝搬することがある。これを音の異常伝搬という。大気中の温度が高さによって変化していると、温度に依存する音速も高さによって変化するため、連続的な屈折効果が生じて音の伝搬方向が曲げられる。その結果、図 a に示すように温度勾配が負(日中に多い)のときには音線が上向きに曲げられ、音が伝わりにくい範囲が広がる。逆に温度勾配が正(逆転・冬季の晴天時の夜間に多い)のときには、図 b に示すように音線は下向きに曲げられ、地表に沿って音が伝わりやすくなる。また図 c に示すように、平均風速が高さとともに増大する地表風がある場合にも同様な効果が生じて、風下側では音が伝わりやすく、風上側では伝わりにくくなる。図 d に示すように上空で温度分布に折れ曲りや逆転が生じると、地上で放射された音が上空で下向きに屈折し、遠方の地上に伝わることもある。



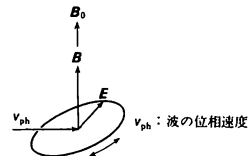
異常透過(X線の) [英 anomalous transmission, 独 anormale Transmission, 仏 transmission anormale, 露 аномальное прохождение рентгеновских лучей] X線が単結晶に入射し、ブラッグ反射を起すと、結晶面の一部のX線の吸収係数が異常に小さくなる現象。発見者の名にちなみ、ボルマン効果ともいう。ブラッグ反射が起るとき、反射波は再び反射されて入射波の方向に進み、両者の間で反射が繰返され、両者間の干渉によって格子面に平行に進む2つの型の定在波が形成される。1つは原子面の位置に腹を、他は節をもち、それらの吸収係数はそれぞれ $\mu + \Delta\mu$, $\mu - \Delta\mu$ で与えられる。ただし μ は正常吸収係数、 $\Delta\mu$ は異常吸収係数である。ブラッグの条件が厳密に満たされるときは $\Delta\mu$ は μ とほぼ等しくなり、 $\mu - \Delta\mu$ は通常

の場合正常値 μ の数%程度に減少し、その透過度は十数倍ないし20倍くらいに増す。 $\mu + \Delta\mu$ は μ のほぼ2倍になるので、この波はすぐに吸収される。X線は主として原子の内殻電子の光電効果によって吸収されるので、原子の位置に腹をもつ波は強く吸収されるのに対し、節をもつ波はわずかに吸収されない。これが異常透過の起る物理的理由である。

ブラッグ条件は非常に厳しい条件で、ブラッグ反射を起すX線の角度幅は通常の場合数秒程度にすぎない。普通の実験条件では、入射X線の角度幅はこれよりはいはるかに大きいので、異常透過を起すのは全体のほんの一部にすぎない。また結晶の完全性がよく、格子面のうねりが角度数秒以内でないと観察されない。これが異常透過現象があまり目立たない理由である。

電子線についても同じ現象はあるが、 $\Delta\mu$ は μ の1/10程度なので、X線の場合のように異常な透過は起らないが、それでもブラッグ条件を満たす付近で吸収係数に入射角度による変化があり、その変化は結晶性試料の電子顕微鏡像のコントラストに影響を及ぼす。

異常波 [英 extraordinary wave, 独 außerordentliche Welle, 仏 onde extraordinaire, 露 необыкновенная волна] 磁場内プラズマ中を伝播する電磁波の姿態(モード)のひとつである。すなわち静磁場 B_0 に垂直に伝播する電磁波のうち、電磁波の電気ベクトル E が、 B_0 と垂直な場合が異常波で、磁場の影響を強く受ける。荷電粒子は旋回運動をしているので、プラズマは電磁波の極性に対して異なった反応を示すからである。異常波の E ベクトルは B_0 と直角な精円偏波であって、その回転方向は電磁波の周波数 ω 、プラズマの密度、磁束密度に応じて、右回りあるいは左回りとなる(図参照)。この E ベクトルは伝播方向の成分をもつので、縦波(静電的)と横波(電磁的)成分から合



成されている。その分散関係は複雑であるが特に冷たいプラズマ近似のもとでは、高域ハイブリッド共鳴($\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2$)および低域ハイブリッド共鳴($\omega^2 \approx \omega_{ci}\omega_{ce}$)が現れる。この共鳴点では異常波は静電波(E/k)となる。ここに $\omega_{pe}(\omega_{pi})$, $\omega_{ce}(\omega_{ci})$ は電子(イオン)プラズマ振動数とサイクロトロン振動数である。また、異常波は右および左回りの2つの遮断周波数 $\omega_{RL} = 2^{-1}[\pm\omega_{ce} + (\omega_{ce}^2 + 4\omega_{pe}^2)^{1/2}]$ をもつ。

異常表皮効果 [英 anomalous skin effect, 独 anomaler Skinneffekt, 仏 effet de peau anormal, 露 аномальный скин эффект] 高周波(マイクロ波~可視光領域)の電磁波に対する金属の表面抵抗が、十分低温で高純度の試料に対して、通常の表皮効果から期待される値より異常に大きくなる現象をいう。この効果が現れる条件は、金属表面からの電場の侵入深さ(表皮の厚さ δ)に比べて伝導電子の平均自由行程 l が長いことである。この場合、電場によって表面に誘起される電流に有効に寄与するのは、厚さ δ の表皮層内を表面にほぼ平行に距離 l だけ走ることのできるような速度成分をもつ伝導電子のみである。すなわ

ち、電場の遮蔽に実効的に寄与する電子数密度 n_{eff} は、全伝導電子数を n として、 $n_{\text{eff}} \sim (\delta/l)n$ となり、したがって、実効的な電気伝導率も $\sigma_{\text{eff}} \sim (\delta/l)\sigma$ (σ は金属全体としての電気伝導率) となる。このことから、異常表皮効果の表皮の厚さは、通常の表皮効果の表皮の厚さ(古典的表皮の厚さおよびそれを δ_{cl} として、 $\delta \sim (l/\delta_{\text{cl}})^{1/2} \delta_{\text{cl}} \sim (c^2 v_F / \omega_p^2 \omega)^{1/2}$) が導かれる。ここで、 c は真空中の光速、 v_F はフェルミ速度、 ω_p は伝導電子のプラズマ振動数、 ω は電磁波の角振動数である。 δ_{cl} とは異なり、 δ は平均自由行程 l に依存しない。上述のように、表面にほぼ平行な速度をもつ電子だけが有効な寄与をすることから、種々の方位の単結晶表面について表面抵抗を測定することにより、フェルミ面の形状についての情報が得られる。また、多結晶についての測定からは、フェルミ面の全面積が与えられる。

異常分散 [英 *anomalous dispersion*, 独 *anomale Dispersion*, 仏 *dispersion anormale*, 露 *аномальная дисперсия*] 選択吸収性をもつ媒質に光が入射すると、媒質の屈折率が吸収波長の前後で急激に変化しているため、長波長の光の方が短波長の光より大きく屈折する。この現象を異常分散という。音波の場合には、振動数の増加とともに音速が単調増加を示さない現象を異常分散といい、媒質による音波の吸収と密接な関係がある(⇒分散)。X 線が原子によって散乱される場合、原子を構成する電子が静的に分布した散乱体であると単純化すると、散乱振幅は

$$f_a(s) = f_T \cdot f_0(s), \quad s = \sin \frac{\theta}{2\lambda} \quad (\theta: \text{散乱角})$$

と書くことができる。 f_T は電子のトムソン散乱振幅で、 f_0 は原子散乱因子(⇒形状因子)とよばれる。実際には上記の単純化は許されず、電子分布は入射線により乱される。特に入射 X 線の波長が原子の吸収端波長に近づくとき、一種の共鳴散乱が起り、原子散乱因子は上記の f_0 と著しく異なる。このような場合の散乱振幅の波長依存性を異常分散とよぶ。類似の現象は屈折率についても起り、同じく異常分散とよぶ。

X 線の散乱振幅の波長依存性については、古典論から量子論に及ぶ各種の電磁力学を用いて研究されてきた。古典論では、共鳴振動数 ω_k および減衰係数 Γ_k を係数として

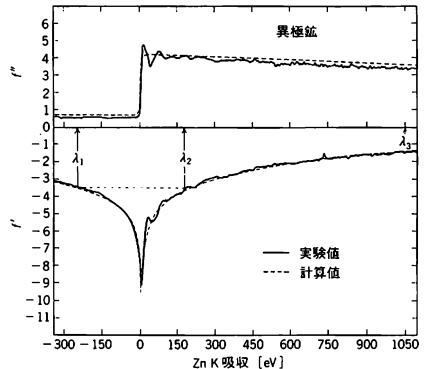
$$f_a = f_T \frac{\sum_k g_k(s) \omega^2}{\{\omega^2 - \omega_k^2 + i\Gamma_k \omega\}}$$

の形に書くことができる。ここで、 $\omega = 2\pi c/\lambda$ は X 線の振動数で、 k は共鳴にあずかる電子につけた通し番号である。実際には K, L, M 殻などの電子状態に対応する。また g_k は振動子強度とよべ $\sum_k g_k = f_0$ の条件が満たされているものとする。このように、異常分散が起ると原子散乱因子 f は複素数となり

$$f = f_0 + f' + if''$$

と書かれる。 f' + if'' を異常分散項とよぶ。結晶による X 線の回折強度は $|F_c|^2$ に比例する。ここで、 F_c は結晶構造因子である。 F_c に含まれる原子構造因子を上式のように改めれば、 $|F_c|^2$ も波長依存性を示す。このことを用いてつぎのよい場合には F_c の位相を決めることができる。また、異常分散効果を用いて、中心対称性を欠く結晶の極性を決めることもできる。

異常分散法(構造解析の) [英 *anomalous dispersion method*, 独 *Methode der anomalen Dispersion*, 仏 *méthode de la dispersion anormale*, 露 *метод аномальной дисперсии*] 結晶構造解析を容易にするために、X 線または中性子の異常分散を利用する方法。典型的な方法を述べれば、まず特定原子の吸収端付近の両側で、その異常分散の虚部が等しい値をもつような波長 λ_1 と λ_2 (図参照)とで反射強度測定を行い、両者の強度スケールを合わせてから、両者のパターン関数の差として、異常散乱原子のみによ



るパターン関数ないしパターン関数を得る。これを解いて異常散乱原子のみの座標を求める。次に別の波長 λ_3 (図参照)での強度測定を加え、最低3組の測定値から、各反射ごとに位相角を決定できる。ほかにも同等でやや異なる方法もある。図の f'' 曲線は半導体検出器と封入 X 線管を利用した測定で、精度に実用上の限界がある。図の f' , f'' は異極鉱中の Zn 原子の示す異常分散曲線の実部と虚部である。白色で強度の大きい放射光 X 線から必要な波長を自由に、狭い幅で取出して用いた例も出始めており、今後は複雑な結晶の構造解析に広く使われるであろう。適当な重原子が入っていないときにも、構造をあまり変化させずに重原子を入れることができれば、異常分散法が利用できる。

異常ホール効果 [英 *anomalous Hall effect*, 独 *anomaler Halleffekt*, 露 *аномальный эффект Холла*] ⇒ ホール効果

石原純 Ishiwara, Atsushi(Jun) 1881.1.15—1947.

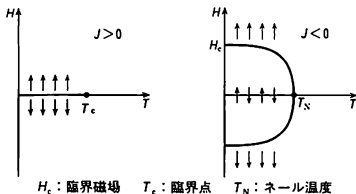
1.29 日本最初の理論物理学者、科学ジャーナリスト、歌人。東京本郷に生れる。父、量は日本基督教教会本郷教会牧師、弟、謙は宗教学者。旧制第一高等学校を経て1906年に東京帝国大学理学部理論物理学科を卒業、同大学院に進む。1908年陸軍砲工学校教授。翌年10月、処女論文で日本初の相対論の論文でもある「運動せる可憐媒体の光学について」を東京数学物理学会常会で発表。この前後から A. Einstein の諸研究に注目し、その光量子仮説を基にやはり日本初の量子論の論文「光量子理論への寄与」を執筆した(1911年10月)。1911年新設の東北帝国大学理学部助教授となり、翌1912年海外留学出発直前までとめた相対論の成果の総説が J. Stark 編集の *Jahrbuch d. Rad. u. Elekt.*, 9(1912年)に載り、国際的な脚光を浴びた。留学生活中、1912年夏学期はミュンヘンの A. Sommerfeld の下で M. von Laue と親交を結び、同冬学期はベルリンの M. Planck のコロキウムに出席、1913年夏学期にはチ

ューリヒの Einstein の下でその一般相対論形成期の熱氣に包まれた討論に参加した。渡英後、第一次世界大戦勃発直前に帰国 (1914 年)、同時に教授に昇格。敵国となったドイツでは 1915~16 年に Einstein が一般相対論を、Sommerfeld がこれの量子論的原子構造論を展開していたが、石原はこれらの動靜も知らぬままに、帰国後から 1918 年にかけて、五次元空間による重力理論の構築と水星の近日点移動の計算を試み、また量子条件の多自由度系への一般化、水素とヘリウムの核構造、スペクトル系列の一般公式化など、創造性にあふれる論稿を発表した。Einstein の等価原理を認めなかった石原の試みは、一つの過程にすぎないものではあったが、1919 年その相対論と量子論の研究で帝国学士院第 9 回恩賜賞を受賞。このころ知り合ったアララギ派の歌人、原阿佐緒との恋愛事件の社会問題化 (1921 年) で大学を辞任。翌 1922 年 来日した Einstein の講演旅行に同道し通訳として活躍、以後新カント派的科学認識論を武器として、岩波書店を中心に著作活動に専念、雑誌「科学」を創刊して編集主任を務める。また一方では新短歌運動を推進した。戦後、輪禍がもとで病没。[著書]「相対性原理」、1921;「現代の自然科学」、1924;「薙日」(歌集)、1922。

イジング模型 [英 Ising model, 独 Ising-Modell, 仏 modèle d'Ising, 露 модель Изинга] 強磁性体のハイゼンベルク模型を単純化した模型で、W. K. Heisenberg の弟子の E. Ising によって 1925 年に提案され、一次元の場合を解かれたものである。もともと一次元について W. Lenz (1920 年) が同じ模型を提案している。この模型は、結晶の各格子点に上または下のいずれかの向きを向くスピンの置かれ、相互作用エネルギーとして、最隣接スピンの互いに平行のときは $-J/2$ 、反平行のときは $J/2$ であるというものである。 J は交換積分である。この模型を表すハミルトニアンを式で書くと

$$\mathcal{H} = -\left(\frac{J}{2}\right) \sum_{i,j} \sigma_i \sigma_j$$

ただし、 σ_i は格子点上のスピンを表し、スピンの上または下の向きに対して、+1 または -1 をとるものとし、 Σ は最隣接格子点の対についての和である。体系が二次元のイジング模型は、L. Onsager によって 1944 年に初めて厳密に解かれた (⇒統計力学)。オンサーガーの解は二次元の場合ではあるが、多体系の厳密解であり、相転移を示した



H_c : 臨界磁場 T_c : 臨界点 T_N : ネール温度

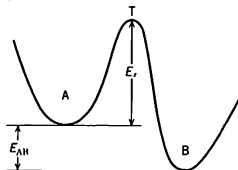
めに非常に重要なものであって、その後の相転移の研究の支柱となっている (⇒二次元イジング模型)。三次元のイジング模型はいまだに厳密には解かれていない。イジング模型は大きい異方性エネルギーをもつ磁性体の模型として使われるだけでなく、合金の秩序・無秩序転移の模型など多体系の種々の分野で利用されている。磁場-温度 (H - T) 平面における相図は図のようになることが、近似的に知られている。

イスラエル-カーターの定理 [英 Israel-Carter theorem, 露 теорема Израйля-Картера]

ブラックホールの質量と角運動量を指定すれば時空は一意的にカー時空に決するという定理。角運動量が 0 の球対称な場合にシュワルツシルト時空になるということとはバークホフの定理として早くから知られていた。1971 年 S. Hawking は、定常的なブラックホールはさらに静的または軸対称 (あるいは両方) の性質をもつことを証明した。次に W. Israel と B. Carter は地平の存在と漸近的に平らであることの 2 つの条件を満たす解は、1~2 個のパラメーターを含む解の組に属することを示した。そして 1975 年に I. Robinson が、そのような解はただ一つしかないことを示した。カー時空は実際のこの解である。

異性 [英 isomerism, 独 Isomerie, 仏 isomérisie, 露 изомерия] 分子式が同一で化学構造や性質が異なる化合物を異性体とよび、これが生ずる現象を異性という。異性は大きく 2 つに分けると、分子を構成する原子の結合の序列の違いによる構造異性 (たとえばエチルアルコール $\text{H}_3\text{C}-\text{CH}_2-\text{OH}$ とメチルエーテル $\text{H}_3\text{C}-\text{O}-\text{CH}_3$) と、1 つの構造異性体のなかで原子の空間における配向のみを異にする立体異性 (たとえばブタジエン C_4H_6 のシス、トランス) とに分れる。また、核スピン状態を異にするオルト・パラ水素や、電子スピン状態を異にする一重項・三重項種も互いに異性体であるといわれることがある。立体異性体には、化学結合の結合軸のまわりの単純な分子内回転によってつくられる回転異性体、および互いに鏡映関係になっている光学異性体がある。分子内回転によってつくられる異性体は平衡な 2 つの状態を隔てるポテンシャルエネルギー障壁が小さいとき (たとえば単結合のまわりの回転) には、容易に相互に変換する。この障壁が高いとき (たとえば二重結合のまわりの回転) は、異性体は比較的稳定で容易に分離できる。この場合を特に幾何異性体とよぶ。一方、分子が反映対称軸をもたない場合、分子の形には重ね合わせることのできない鏡像体が生じ、光学異性が生れる。異性体の相互変換を異性化という。

異性化エネルギー [英 isomerization energy, 独 Isomerisationsenergie, 仏 énergie d'isomérisation, 露 изомеризационная энергия] 異性体 A から別の異性体 B に変化するのに必要なエネルギー E_2 を異性化エネルギーという (図参照)。たとえば、cis-1,2-ジクロロエチレンはほぼ 90° にねじれた遷移状態 T を経て、trans-1,2-ジクロロエチレンに異性化する。異性化する過程で、ポテンシャルエネルギーが極大になる遷移状態 T と出発状態 A とのエネルギー差が異性化エネルギーである。熱的に異性化するときの活性化エネルギーに相当する。異性体間のエネルギー差 E_{AB} とは区別して使われる。 E_2 は異性化速度に、 E_{AB} は異性体間の化学平衡定数の温度変化に関係する。より厳密には、図のポテンシャルエネルギーに加えて、零点振動エネルギーの差も加えなければならない。



異性核 [英 isomer, 独 Isomer, 仏 isomère, 露 изомер] 原子核の励起状態のうちで、非常に寿命の長いも

の、アイソマー、核異性体、準安定核ともよぶ。寿命の長さについては、はっきりした規準はないが、 10^{-8} s 程度以上の寿命のものをさす場合が多い。寿命が長いものでは何年というものもある。異性核の寿命が長いのは、多くの場合、そのスピンとこれよりエネルギーが低いすべての状態のスピンとの差が大きいために、 γ 崩壊する確率が著しく小さいことによる。寿命を正確に評価する際には内部変換も合わせて考える必要がある。1921年に O. Hahn によって自然放射性元素で ^{231}Pa の異性核が初めて発見された。その後この種の異性核は多数発見されたが、質量数が奇数の異性核については、実験結果が j 結合殻模型の予想と非常によく一致し、この模型を裏づける重要な証拠のひとつとなった。上記とは別の種類として形状異性核(核分裂異性体ともいう)がある。この異性核は、その形状が基底状態の形状と著しく異なっているために、基底状態へはほとんど遷移せず、主に核分裂し、重い核で数多く発見されている。また、回転楕円体形の原子核ではそのスピンの対称軸方向の成分 K がよい量子数であるが、このような核の励起状態の K とそれよりエネルギーが低いすべての状態の K との差が非常に大きいために、その励起状態の寿命はかなり長くなる。これを K 異性核とよぶ。

異性核シフト [英 isomer shift, 独 Isomerieverschiebung, 仏 déplacement isomère, 露 изомерное смещение] 原子の光学スペクトルを調べると、原子核が異性核状態にある場合と基底状態にある場合とで、わずかなエネルギーのずれ、すなわちシフトが観測される。これを異性核シフトという。この現象が起る原因は、異性核状態にある原子核の荷電分布が基底状態のそれと異なるためである。異性核シフトは、また、メスバウアー効果のスペクトル線のシフトとしても観測される。すなわち、試料の吸収心が線源と異なる物質であるとき、吸収スペクトルの中心が、放出 γ 線のエネルギースペクトルの中心からわずかにずれる。それは、遷移を起す原子核の環境によって、エネルギー準位が上し、原子核の基底状態と励起状態(異性核)とのエネルギー差が、線源と吸収体とで異なるために生じる。エネルギー準位が変化する主な原因は、荷電分布の違いによるが、詳しくは、基底状態と励起状態とは、原子核の半径が異なり、原子核の電荷と、原子核の位置に存在確率をもつ s 電子の電荷との相互作用のエネルギーが異なるためである。原子核における存在確率が 0 とみられる p 電子、 d 電子は、直接的に異性核シフトに関係することはないが、間接的に原子核における s 電子密度を減少させるので、わずかなではあるが異性核シフトに影響を及ぼす。異性核シフトから、いろいろな化合物や合金について、電子密度に関する知見が得られる。なお、異性核シフトは、同じ原子核の異なった状態の荷電分布の差に起因するが、同位体の間の差も観測される。これは、同位体シフトとよばれる。

異性体 [英 isomer, 独 Isomer, 仏 isomère, 露 изомер] \Rightarrow 異性

ISO [英 ISO, 露 ИСО] International Organization for Standards (国際標準化機構)の略称。ISO は戦前に組織された万国規格統一協会(ISA)の事業を引き継ぎ 1947 年に設立され、1983 年現在で 89 ヶ国が加盟している。わが国では閣議了解に基づき、日本工業標準調査会(JISC)が 1952 年に ISO に加盟した。ISO には、総会、理事会、専門委員会、分科会が設けられていて、日本はアメリカ、イ

ギリス、フランス、ソ連、西ドイツとともに永久理事国の扱いを受けている。ISO の主たる業務は ISO 国際規格の作成・発表であって、1982 年 12 月末で 4917 の規格が制定されていて、単に ISO というところの規格そのものをさすことも多い。ISO の目的は、国際的に統一した規格を各国が実施することによって、国際間の通商を容易にするとともに、科学、経済などの面で国際協力を推進させるところにある。したがって、わが国の場合も、JIS の制定や改正にあたっては、できるだけ ISO 国際規格に合わせる方向で努力が続けられている。なお、ISO とは別に国際電気標準会議(International Electrotechnical Commission: IEC)という国際機関があり、電気工業全般にわたって ISO と同様に国際的な規格統一に従事している(\Rightarrow 標準化)。

位相 [英 ϕ phase, 独 Phase, 露 фаза] 振動、波動など周期的現象において、ある時刻、ある場所での着目する物理量の値、その変化速度など現象の状況の全過程における位置をそのときの位相という。また、現象を周期関数、たとえば時間座標 t 、位置座標 x の正弦関数で表す場合、周期を T 、波長を λ とし

$$A \sin \left\{ \frac{2\pi t}{T} + \delta \right\}, \quad A \sin \left\{ \frac{2\pi x}{\lambda} + \delta \right\}$$

$$A \sin \left\{ 2\pi \left(\frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} \right) + \delta \right\}$$

のようになるが、これらの $\{ \}$ の中の量によってそれぞれの位相が決る。これらの量も位相といわれる。位相の等しい状況を同位相という。また、 δ は位相角とよばれるが、第一の形のときには初期位相とよばれることが多い。この位相という語は、解析力学、位相数学ではそれぞれ別の定義で用いられている(\Rightarrow 解析力学、トポロジー)。

E 層 [英 E-layer, 独 E-Schicht, 仏 couche E, 露 слой E] \Rightarrow 電離層

位相安定性 [英 phase stability, 独 Phasenstabilität, 仏 stabilité de phase, 露 фазовая стабильность] シンクロトロンやシンクロサイクロトロンにおいて加速の基礎となる原理。1945 年に、E. M. McMillan (アメリカ) と V. Veksler (ソ連) により独立に発見され、これによってサイクロトロンにおける加速エネルギーの上限(陽子で約 20 MeV)を超えることができ、高エネルギー加速器への道を開いた。物理的な内容は次のとおりである。サイクロトロン(加速周波数=一定)において荷電粒子が円運動を行うときその回転の角速度 ω は

$$\omega = \frac{qB}{m}$$

で与えられる。 q は粒子の電荷、 B は磁場の磁束密度、 m は粒子の質量で、静止質量を m_0 とすれば $m = m_0 / \sqrt{1 - (v/c)^2}$ である。粒子の速度が小さく相対論効果が無視される場合は ω は一定とみなされる。加速されエネルギーが高くなると相対論効果により ω が小さくなる。図 1 (周波数一定のときのサイクロトロン(の加速))において粒子は加速高周波に対して $A \rightarrow A' \rightarrow A''$ としだいに位相が遅れ、O 点を通過すると減速をうける。粒子は O 点を中心に位相的に振動をして、平均的には加速されない。そこで粒子の角速度に応じて、加速周波数を減少させ、図 2 の M 点において粒子の速度(エネルギー)と周波数が常につき合っているとす。 ϕ_0 を平衡位相角といい、粒子は $V \sin \phi_0$ の加速を毎回受ける。平衡位相より早い位相の粒子は平衡位相にある粒子に比較してより大きな加速をうけ角

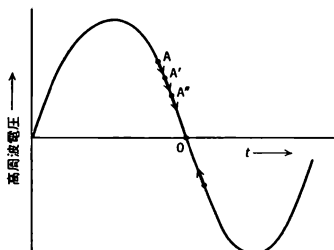


図 1

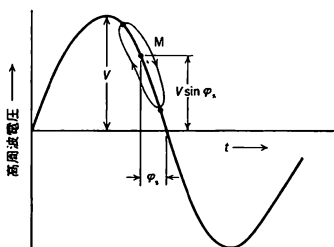


図 2

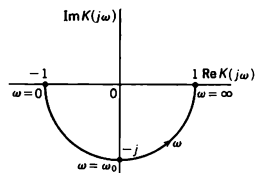


図 1

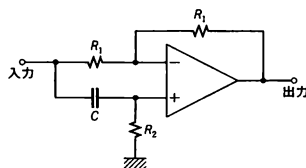


図 2

速度が遅くなり、高周波に対する位相がおくれる。平衡位相より遅い位相の粒子は上記と逆の関係で高周波の位相が早くなる。このようにして平衡位相に達した粒子はすでに平衡位相の粒子より過大または過小のエネルギーをもってゐるためある程度同じ方向に進み平衡エネルギーに達した後上記の運動を繰返す。このようにして平衡位相点を中心に振動を行いながら平均的には $V \sin \varphi_s$ に相当する加速を受ける。以上のように加速器において粒子が高周波のある位相で安定に運動を続けることを位相安定性と呼び高周波加速の基本的性質で、粒子の振動をシンクロトロン振動または位相振動、振動する位相の範囲を安定位相領域という。この原理をサイクロトロンに適用して加速周波数を変調するのがシンクロ(またはFM)サイクロトロン、磁場と周波数とともに変化させ軌道半径を一定に保つ加速器がシンクロトロンである。線型加速器における高周波加速にも位相安定性がある。強集束シンクロトロンでは加速の途中で位相安定性の条件が変わる特異点(トランジションエネルギー)がある。

位相角 [英 phase angle, 独 Phasenwinkel, 仏 angle de phase, 露 фазовый угол] \Rightarrow 位相

移相器 [英 phase shifter, 独 Phasenschieber, 仏 déphaseur, 露 фазовращатель] 正弦波交流信号の位相を変える電子回路または立体回路。一般にマイクロ波以下の周波数では電子回路が用いられ、マイクロ波領域ではフェライトの磁気特性を利用した立体回路が用いられる。また光学系における偏光フィルターも移相器の一種である。抵抗とコンデンサーあるいはコイルとコンデンサーから成るフィルター回路や共振回路なども信号の位相を変えるため移相器として用いられることもある。移相器の性質としては、信号の振幅は変えずに位相のみを変えるのが望ましい。そのような位相器は低周波では帰還増幅器を用いて実現することができる。普通用いられる移相器は伝達関数が $K(s) = -(\omega_0 - s)/(\omega_0 + s)$ となるようなものである。 $K(j\omega)$ の複素平面上の軌跡は図 1 のように原点を中心とした半径 1 の下向きの半円である。したがってこのような

伝達関数をもつ移相器は角周波数 $\omega = 0$ から $\omega = \infty$ の間で位相を $-180 \sim 0^\circ$ 変化させ、振幅は変えない。任意の角周波数 ω の信号に対しては ω_0 を変えることにより $-180 \sim 0^\circ$ の間で任意の位相差をつることができる。図 2 は演算増幅器を用いてこのような伝達関数をもつ移相器を構成した例である。図中 $\omega_0 = 1/CR_2$ である。

位相軌道 [英 trajectory, 独 Trajektorie, 仏 trajectoire, 露 фазовая траектория] 古典統計力学では、 f 個の自由度をもつ粒子系の微視的状态は $2f$ 次元の位相空間の 1 点 (q, p) によって代表される(\Rightarrow 位相空間)。この代表点は時間が経過するにつれて位相空間の中を運動し、1 本の軌道を描く。これを位相軌道という。外界から遮断された閉じた系では、この軌道は次の性質をもつ。

(1) 初期時刻の位相 (q^0, p^0) に対して、1 本の軌道がハミルトンの正準運動方程式の解として一意的に決る。したがって、位相軌道は決して交わることはない。

(2) ハミルトニアン $H(q, p)$ の値 E は初期位相によって決り、軌道は、 $2f-1$ 次元の等エネルギー面 $H(q, p) = E$ の上の上のっている。

(3) 体系は固定された容器に入れられた巨視的体系であり、 $H(q, p)$ がただ一つの加算的な運動の定数であるとしよう。そのとき、ほとんどすべての初期位相に対して、位相軌道は非周期軌道であり、(a) 再帰性をもつ、(b) 等エネルギー面 $H(q, p) = E$ の上のすべての点の任意の近傍を通る、と考えられる。ここで再帰性とは、軌道がある点を通ればその点の任意の近傍をいつか再び通ることをいう。統計力学の等重率の原理は、非周期軌道のこのような性質に基づいているのである(\Rightarrow エルゴード定理)。

位相空間

[1] [英 phase space, 独 Phasenraum, 仏 espace de phase, 露 фазовое пространство] 力学系を記述するための一般化座標を q_1, q_2, \dots, q_f , それらに共役な一般化運動量を p_1, p_2, \dots, p_f とするとき、これらを直交軸にとった $2f$ 次元のユークリッド空間をいう。各時刻における力学的状态はこの空間の 1 点で表され、その代表点は時間の経過とともにハミルトンの正準運動方程式

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (i=1, \dots, f)$$

に従ってこの空間内を運動する。その道筋を位相軌道という。ポテンシャルが時間に直接依存しないような系では位

相空間内の1点を通る位相軌道は一義的に決る。そのような位相軌道上の代表点の運動を自然運動とよぶことがある。たとえば、 x 軸上の単振動では、ポテンシャルは $kx^2/2$ と表されるが、このとき $q=x$, $p=mx\dot{x}$ であり、エネルギー保存則として $H=(p^2/2m)+(kx^2/2)=E$ が成り立つから、位相軌道は楕円(長円)になる。古典統計力学では系の微視的状態はこの空間の1点で表される。位相空間の中に $2f$ 次元の領域 Γ_0 を考えると、その領域内のすべての位相点は時間の経過とともに位相空間の中を動いていくが、ある時刻に領域 Γ_0 から出発した位相点の集りがほかの時刻において形づく領域 Γ_t の $2f$ 次元の体積は、時刻にかかわらず元の Γ_0 の体積に等しい。つまり、位相空間の体積は保存される(⇒リウビルの定理)。このような力学系を保存力学系という。天体力学や非線形非平衡統計力学では、粘性項をもった非線形振動子系のような、散逸力学系をも考える。散逸力学系の状態も、状態変数のつくるユークリッド空間の1点で表される。この空間をやはり位相空間または相空間という。しかし、リウビルの定理は成立せず、相空間の体積は平均として時間とともに減少していく。

[2] [英 topological space, 独 topologischer Raum, 仏 espace topologique, 露 топологическое пространство] 数学で用いる意味での位相空間は、topological space の訳語であり、力学などで用いられる phase space とは関係がない。位相空間は、近傍概念や収束概念の定義された集合、すなわち、位相が定義された集合である。まず、例として平面 E の位相について述べる。平面の点 $P \in E$ の ε 近傍とは P からの距離 $\rho(P, Q)$ が正数 ε より小さな点 Q 全体の集合である。このとき、平面の点列 P_n が P_0 に集束すること、すなわち、 $\rho(P_n, P_0) \rightarrow 0$ は、任意の $\varepsilon > 0$ に対して $N=N(\varepsilon)$ を十分大きくとれば、 $n > N$ である限り P_n が P_0 の ε 近傍に含まれることであるといえることができる。平面 E の集合 F が閉集合であるとは、 F から取った任意の収束点列の極限点が F に属することである。そして、 E の集合が閉集合であるとは、 G の補集合 $E \setminus G$ が閉集合になることである。なお、 G が開集合であることの定義を、 G の任意の点 P の十分小さな ε 近傍が G に含まれることと定義しなおすことができる。空集合 \emptyset および全体集合 E は、閉集合でもあり開集合でもあると約束する。 E の集合 S (1点であってもよい)の近傍とは、 S を含む開集合のことである。また、 S を含む最小の開集合を S の閉包という。こうした点列の収束、開集合、閉集合、閉包といった概念は一般の距離空間、特に、ヒルベルト空間やノルム空間にそのまま拡張される。距離空間でない場合には、開集合の族 \mathcal{G} を次の性質が成り立つように定義して理論の出発点とする。(1) \mathcal{G} の任意個の集合の和集合は \mathcal{G} に属する。(2) \mathcal{G} の有限個の集合の共通集合は \mathcal{G} に属する。位相空間 X から位相空間 Y への写像については連続性が定義される。 X から Y への1対1の写像で、その逆写像とともに連続なものがあれば、 X と Y は位相同形であるという。

位相群 [英 topological group, 独 topologische Gruppe, 仏 groupe topologique, 露 топологическая группа] ⇒ 連続群

位相検波 [英 phase detection, 仏 détection à phase, 露 фазовое детектирование] 位相変調された搬送波からもとの変調信号を再生すること。位相復調あるいは位相

弁別ともよばれる。位相検波の方法には、(1) 周波数弁別器と積分器を用いる方法と、(2) 同期検波を用いる方法とがある。(1)の場合は位相被変調波を周波数弁別器(フォスターシーリー型、ラウンドトラビス型、比検波器など)に加え、その出力を積分して位相信号を取出すもので、現在広く用いられている。(2)は位相を直接検出するものであり、振幅被変調波の検波にも使われている同期検波(位相敏感検波)を用いる。この方法では、搬送波と同期することのできる発振器を受信機内部に用意する必要がある。発振器出力と搬送波との位相差が 90° のときに出力は0になり、それからずれるとその方向と大きさに応じた出力を生じる。

位相格子 [英 phase grating, 独 Phasengitter, 仏 réseau de phase, 露 фазовая решётка] ⇒ 回折格子

位相コヒーレント状態 [英 phase coherent state, 仏 état cohérent de phase, 露 фазовое когерентное состояние] 固体電子系の超伝導状態(⇒超伝導)や液体ヘリウムの超流動状態(⇒超流動)は、ド・ブロイ波の位相が巨視的な距離にわたって確定し、ちょうどレーザー光における電磁波に似たコヒーレント状態にあると見ることができ、この状態を位相コヒーレント状態という。位相が空間的に変化していれば、巨視的な圧力差や電位差がなくても、その傾きに比例した質量流や電流が流れる。これが超流動現象あるいは超伝導現象にほかならない。2つの超伝導体の接合をつくと、電位差がなくても、両者の位相差を θ としたとき $\sin \theta$ に比例する電流が接合を通して流れる。このジョセフソン直流効果は、ド・ブロイ波のコヒーレント状態を最も直接的に立証するものである(⇒ジョセフソン効果)。

位相差 [英 phase difference, 独 Phasendifferenz, 仏 différence de phase, 露 разница фазы] 周期的現象において、物理量の変化の状況の違いを振動あるいは波動の位相の違いとしてとらえるとき、それを位相差という。 2π またはその整数倍の位相差があるということは、全く同じ状況にあるということ意味する。

位相差顕微鏡 [英 phase-contrast microscope, 仏 microscope à contraste de phase, 露 фазоконтрастный микроскоп] ⇒ 顕微鏡

位相差法 [英 phase contrast method, 独 Phasenkontrastmethode, 仏 méthode de contraste de phase, 露 фазоконтрастный метод] 入射光の振幅には変化を与えず、位相にのみ変化を与える物体を位相物体という。位相物体を通常の光学系で観察することはできない。位相差法は位相物体を照明したとき照明光が受ける位相変化を、それに比例する強度変化に変換して観察する方法で、1935年に F. Zernike が発表した方法である。平面波が位相物体に入射したとき射出光の波面は平面でなくなる。したがってレンズで集光したときすべての光が焦点に集まるわけではなく、波面の形状に対応して焦点の周辺に回折する光を生ずる。この回折した光(回折光)の位相は焦点に集まった光(0次光)に対して 90° ずれているので、位相板を用いて回折光の位相を0次光に対して相対的に 90° 遅らせるあるいは進めると、両者の間に差または和の干渉が起り光の強弱に変換される。位相板による位相変化が小さいとき、干渉後の光の強度は位相変化に比例する。したがって、レンズの像面には位相変化に比例したコントラストをもつ像がつけられる。しかし回折光は0次光に比べて非常に弱いので

このままではコントラストは低い。そこで焦点に吸収板を置き0次光の強度のみを減衰させ回折光と同程度の強度になるようにしてコントラストを高める。このようにレンズの回折像面で0次光と回折光の間の位相を90°ずらし、かつ0次光を弱める作用をもつ位相板を用いることにより、わずかな位相変化をそれに比例する強度変化に変換して感度よく検出する方法が位相差法である。位相差法によって位相物体をコントラスト像として検出することができ、位相差顕微鏡として実用化されている。また、位相差法により波面のゆがみを検出することもでき、レンズや反射鏡の収差測定に利用されている。

移相子 [英 phase shifter, 独 Phasenschieber, 仏 déphaseur, 露 фазовращатель] 入射偏光を2つの偏光に分け、その間に位相差を与える複屈折結晶素子。結晶体には、任意の方向に対して、入射光の偏光状態が変化を受けずに通過する2つの偏光が存在する。この2偏光は固有偏光といわれ、吸収のない直線複屈折結晶では直交する直線偏光で、吸収のない旋光性結晶(円複屈折結晶ともいう)では左円偏光と右円偏光である。固有偏光が直線偏光であるか、円偏光であるかにより、その移相子はそれぞれ直線移相子、円移相子といわれる。任意の偏光は複屈折結晶を通過すると、2つの固有偏光に分解されて進む。おのおのの偏光に対する屈折率 n_1, n_2 ($n_1 > n_2$) に差があると、この2偏光間には通過距離 d に比例した光路差

$$\Delta = (n_1 - n_2)d$$

が生じる。この Δ は位相遅れ(リターデーション)といわれる。波長を λ とすると、位相差は

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 - n_2)d$$

で与えられる。普通、移相子といえば直線移相子をさし、固有直線偏光の方位(中性軸または主方向という)を結晶板の方位の基準にとる。中性軸のうち、速く進む直線偏光の方位を進相軸(または速い軸)、遅い直線偏光の方位を遅相軸(または遅い軸)という。移相子の基本機能は、完全偏光の偏光状態を変化させることである。この機能をもつため移相子は偏光解析法や偏光度の測定に用いられる。固有偏光間に与えられる位相差が一定のものは波長板といわれ、代表的なものとして、1/2波長板、1/4波長板などがある。位相差が可変なものを補償板という。

移送式ポンプ ⇨ 真空ポンプ

位相振動 [英 phase oscillation, 独 Phasenoszillation, 仏 oscillation de phase, 露 фазовое колебание] ⇨ 位相安定性

位相整合 [英 phase matching, 独 Phasenanpassung, 仏 adaptation de phase, 露 фазовое согласование] 非線形光学現象(⇨非線形光学)の起り方を支配する一つの基本的な条件。周波数 ν_j , 波数ベクトル k_j ($j=1, 2, \dots$) の入射光の結合によって周波数 $\nu = m_1\nu_1 + m_2\nu_2 + \dots$ (m_1, m_2, \dots は正負の整数), 波数ベクトル k の光が発生する過程(光高調波発生, 光混合など)を考える。このとき、波数ベクトルに関して

$$k = m_1k_1 + m_2k_2 + \dots$$

の関係が成り立つ場合、その条件あるいは状態を位相整合という。上記の非線形過程では、物質中に周波数 ν , 波数ベクトル $k_p = m_1k_1 + m_2k_2 + \dots$ の非線形分極波が生ずるから、位相整合とは $\Delta k \equiv k - k_p = 0$ になること、すなわち非線形分極波とそれから発生する光波とが同じ位相速度を

もつことを意味する。また波数ベクトル k の光子は、 $\hbar k$ の運動量をもつから、位相整合とは光子の運動量保存関係を表すといってもよい。位相整合が行われなくても出力光は生ずるが、これは量子力学的な不確定関係を考慮すれば理解できる。媒質の長さを l とすると、出力光の強度は $|\sin(\Delta k l/2)/(\Delta k/2)|^2$ に比例するから、位相整合状態で発生効率は最大になる。

関与する全光波の各波長での屈折率がすべて等しければ位相整合は常に可能である。通常の分散媒質ではこの条件はみたされないが、複屈折性や異常分散などの利用により実現できる。入射光が複数個ある場合は屈折率の一致は必要条件ではなく、波数ベクトルの2次元または3次元配置によっても位相整合が可能である。また均一媒質でなく、光の波長のオーダーの物質構造、たとえば周期構造や導波路構造がある場合は自由度がさらに広がり、位相整合が容易になる。

位相積分 [英 phase integral, 独 Phasenintegral, 仏 intégral de phase, 露 фазовый интеграл] N 個の同種粒子からなる巨視的な閉じた系を考える。その自由度の数は $f=3N$ である。2f次元の位相空間において、ハミルトニアン $H(q, p)$ がある一定値 E をとる $(2f-1)$ 次元の部分空間を等エネルギー面という。この曲面によって囲まれた体積をプランク定数 h によって無次元化したもの

$$W(E) = \frac{1}{N!h^f} \int_{H \leq E} \dots dq dp \quad (1)$$

を位相積分、 $\mathcal{Q}(E) = dW/dE$ を状態密度という。ボルツマンの原理によれば、系のエントロピーは

$$S(E) = k \log \mathcal{Q}(E) \quad (2)$$

によって与えられる。式(1)は次のような意味をもっている。古典力学では、微視的状态は位相空間の各位相点 (q, p) によって与えられる。しかし量子力学では、不確定性原理 $\Delta q \Delta p \sim \hbar$ により、位相空間の微小体積 h^f の領域(細胞)の中にある古典的の微視的状态は、区別のない1つの微視的状态に融合するものと考えられる。したがって、位相空間の体積を h^f で割ったものが、その体積に含まれる微視的状态の数である。さらに量子力学では、同種粒子は本質的に区別できないものとする。したがって、式(1)の積分で行った同種粒子の区別を取除くため、 N 個の粒子の順列の数 $N!$ で割った(⇨ギブスのパラドックス)。このようにして、式(1)の $W(E)$ は、エネルギーが E より小さい微視的状态の数を表すものである。

位相速度 [英 phase velocity, 独 Phasengeschwindigkeit, 仏 vitesse de phase, 露 фазовая скорость] 波動においてある一定の位相の状態が伝播していく速度という。これはまた波面の進行する速度であり、法線速度ともよばれる。波動を $f(x-vt)$ または $f(x+vt)$ とするとき、 v が x の正の方向または x の負の方向に伝播する波の位相速度である。すなわち

$$x \mp vt = \text{一定}$$

の位置(波面)が v の速さで進行する。波長を λ , 周期を T とすれば位相一定の式は

$$\frac{x}{\lambda} \mp \frac{t}{T} = \text{一定}$$

となる。したがって

$$v \left(= \frac{dx}{dt} \right) = \frac{\lambda}{T}$$

の関係が成り立つ。位相速度は、厳密には正弦波について

定義されるものである。分散性の媒質では、位相速度は λ によって異なる。

位相体積 [英 phase volume, 独 Phasenvolumen, 仏 volume d'extension en phase, 露 фазовый объем] 一般に N 個の粒子系の状態は各粒子の独立な変数、位置 \mathbf{r}_a 、運動量 \mathbf{p}_a ($a=1, \dots, N$) を座標軸とする $6N$ 次元空間(位相空間という)の点で記述される。この空間の微小体積 $d\varphi = \prod_{a=1}^N d\mathbf{r}_a \cdot d\mathbf{p}_a$ を微小位相体積といい座標変換などの正準変換に対して不変量である。

素粒子と素粒子の高エネルギー衝突で N 個の中間子などが発生する現象を中間子の多重発生といい、全エネルギー E 、全運動量 \mathbf{p} が一定の条件で、これらの粒子の占める位相空間の体積は量子論では次式で与えられる。

$$d\varphi = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3N}} \int \prod_{a=1}^N d\mathbf{r}_a d\mathbf{p}_a \delta\left(E - \sum_{a=1}^N \varepsilon_a\right) \delta\left(\mathbf{p} - \sum_{a=1}^N \mathbf{p}_a\right)$$

ここで ε_a は a 番目の粒子のエネルギーである。

量子力学で始状態 $|i\rangle$ から終状態 $|f\rangle$ への遷移行列要素を M_{fi} とすると単位時間当りの遷移確率は次式で与えられる。

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} \int |M_{fi}|^2 d\varphi_f$$

超高エネルギーの核子と核子などの衝突の多重発生では粒子間の強い相互作用ですぐエネルギーが各粒子に分配され、熱平衡に達すると E. Fermi は提唱している。この仮定のもとで次式を導いた。

$$|M_{fi}|^2 \propto \left(\frac{Q}{V}\right)^N \frac{1}{\prod n_a!}, \quad Q = \frac{2Mc^2}{E} R^3 \frac{4\pi}{3}$$

ここで Q は衝突した瞬間の系の体積で、第二式の右辺の $2Mc^2/E$ は露の相対論的ローレンツ収縮の係数、 R は核子の大きさ ($\sim 10^{-13}$ cm) とした。 V は全空間の大きさ、 n_a は同じ状態 (a で区別) にいるボース粒子数である。これを用いると N 個の粒子が発生する確率は

$$w_N \propto Q^N \int \prod_{a=1}^N d\mathbf{p}_1 \cdots d\mathbf{p}_N \delta\left(E - \sum_{a=1}^N \varepsilon_a\right) \delta\left(\mathbf{p} - \sum_{a=1}^N \mathbf{p}_a\right)$$

で、これは位相体積に比例する。したがって w_N の N による変化から発生粒子の平均多重度 $\bar{N} \propto E^{1/2}$ (E は重心系での全エネルギー) を得た。

現在では相対論の要請により位相体積として

$$d\varphi = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{3N}} \prod_a \frac{d\mathbf{p}_a}{\varepsilon_a}$$

を用いる場合があり、相対論的に不変な位相体積という。

位相定数 [英 phase constant, 独 Phasenkonstante, 仏 constante de phase, 露 фазовая постоянная]

[1] 波の波長を λ とするとき、その逆数(波数)の 2π 倍、すなわち $2\pi/\lambda$ をいう。これを波数とよぶことも多い。伝搬定数の虚数部に相当する。伝搬定数の実数部が 0、すなわち減衰を生じない媒質に対しては、位相定数 $2\pi/\lambda$ を伝搬定数ということもある。

[2] 伝送線の場合については、(\Rightarrow 伝搬定数)。

位相のずれ [英 phase shift, 独 Phasenverschiebung, 仏 déphasage, 露 сдвиг фазы] 波動はその伝播の過程において種々の原因により波形のずれを起す。この波形のずれは位相のずれとして表される。特に、量子力学では、ポテンシャルによる波動関数の変形を表す位相のずれは、散乱現象の解析に重要な役割を果す。粒子の量子力学的散乱現象は、シュレーディンガー方程式を連続固有値に対応し

て解くことによって記述できる。中心力ポテンシャルによる粒子の散乱では、散乱波に対応する解は、角運動量の固有値 l をもった部分波に分解することができ (\Rightarrow 部分波展開)、到達距離の短いポテンシャルによる散乱では、この部分波はポテンシャルの中心から十分離れたところ ($r \rightarrow \infty$, r は中心からの距離) で

$$\sin\left(kr - \frac{\pi l}{2} + \delta_l\right) \quad (1)$$

の形に書ける。ここで、 k は波数であり、 δ_l が位相のずれで、シュレーディンガー方程式を解くことによって求まる。 δ_l を位相のずれとよぶ理由は、入射平面波の部分波の $r \rightarrow \infty$ でのふるまい

$$\sin\left(kr - \frac{\pi l}{2}\right) \quad (2)$$

を、散乱波の $r \rightarrow \infty$ でのふるまいの式(1)と比べると、それらの位相が δ_l だけずれているためである。中心力ポテンシャルによる粒子の散乱の全断面積 σ は、 δ_l が求まれば完全に決り

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l \quad (3)$$

で与えられる。

各部分波の断面積は、式(3)からわかるように $\sin^2 \delta_l$ に比例するので、 $\delta_l = \pi/2$ で最大となる。このとき、その部分波で共鳴が起ったという (\Rightarrow 部分波解析)。

位相のずれの解析 [英 phase-shift analysis, 独 Analyse der Phasenverschiebungen, 仏 analyse des déphasages, 露 фазовый анализ] \Rightarrow 部分波解析

移相発振器 [英 phase-shift oscillator, 仏 oscillateur à déphasage, 露 генератор с фазовым сдвигом] \Rightarrow RC 発振器

位相ひずみ [英 phase distortion, 独 Phasenverzerrung, 仏 distorsion de phase, 露 фазовое искажение] 増幅器などの一般の電子回路では、入力信号と出力信号の間に位相差を生ずる。周波数によってこの位相差が変化するとき位相ひずみがあるという。位相ひずみがあるとは、いろいろの周波数成分をもった複雑な信号波形が入力された場合、出力波形はひずんでしまう。位相ひずみは、位相伝搬速度が周波数によって異なることによって生ずるもので、主として回路内のリアクタンス分が原因となり、増幅器などに周波数特性があると、必然的に位相ひずみが生ずる。最も簡単な例として抵抗 R とコンデンサー C からなる積分回路を考えると、周波数が十分低いときは、入力・出力間にはほとんど位相差はないが、周波数が高くなるに従って位相差は -90° に近づく。

位相敏感検波 [英 phase-sensitive detection, 独 phasenempfindliche Gleichrichtung, 仏 détection à sensibilité de phase, 露 фазочувствительное детектирование] \Rightarrow 同期検波

位相平均 [英 phase average, 独 Phasenmittel, 仏 moyenne de phase, 露 фазовое среднее] 古典統計力学では、 f 個の自由度をもつ粒子系の微視的状态は $2f$ 次元の位相空間の 1 点 (q, p) によって与えられる (\Rightarrow 位相空間)。いま、体系が位相点 (q, p) のまわりの体積要素 $dq dp = dq_1 \cdots dq_f dp_1 \cdots dp_f$ の中に見いだされる確率を $\rho(q, p) dq dp$ とすれば、力学量 $A(q, p)$ の平均値は

$$\langle A \rangle = \int \cdots \int A(q, p) \rho(q, p) dq dp \quad (1)$$

によって与えられる。これを位相平均、 $\rho(q, p)$ を位相分布関数という。

いま、体系は固定された容器に入れられた閉じた系であり、ハミルトニアン $H(q, p)$ がただ 1 つの加算的な運動の定数であるとしよう。そのとき、位相空間における体系の軌道(⇒位相軌道)は、初期位相によって決るエネルギー E をもち、等エネルギー面 $H(q, p) = E$ の上についている。エルゴード仮説によれば、この軌道に沿った長時間平均 \bar{A} (⇒時間平均) はほとんどすべての初期位相に対して、位相平均(1)に等しい。ただしここで位相分布関数は、ミクロカノニカル分布である。そのほか、熱平衡の位相分布関数として正準分布、大きなカノニカル分布が知られている。

非平衡系の統計的集団は時間とともに変化するが、時刻 t におけるその位相分布関数 $\rho(q, p, t)$ はリウビル方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = -\{H, \rho\} \quad (2)$$

に従う。ここに括弧 $\{, \}$ はポアソン括弧である(⇒リウビル方程式)。

位相変調 [英 phase modulation, 独 Phasenmodulation, 仏 modulation de phase, 露 фазовая модуляция] 搬送波の位相を信号に追従して変化させる変調方式。搬送波の振幅を A 、角周波数を ω_c とし変調波を $v(t) = \cos pt$ とすれば、被変調波 $x(t)$ は $x(t) = A \cos(\omega_c t + m \cos pt + \theta)$ で表せる。 m は最大位相偏移で変調指数とよばれる。この式をベッセル関数で展開すれば

$$x(t) = A \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(m) \cos\left\{\left(\omega_c + n p\right)t + \frac{\pi}{2} n + \theta\right\}$$

となり、位相被変調波をひずみなく伝送するには無限の帯域が必要となる。しかし、実用上の帯域幅は最大変調周波数と最大周波数偏移の和の 2 倍程度でよく、また $m < 0.5$ の場合には、振幅変調の場合と同様に最大変調周波数の 2 倍の帯域幅でよい。信号波を積分して搬送波を位相変調すると周波数被変調波が得られる。位相変調と周波数変調とは本質的な相違はないから、両者をまとめて角度変調ともいい、変調器および復調器は原理的に流用し合うことができる。位相変調は周波数変調よりも周波数安定度はよいが、変調直線性を良好に保つことが難しい。位相変調器をその原理によって分けると、(1) ベクトル合成による方法、(2) 可変リアクタンスによる方法、(3) パルス位置変

調して、これを共振器に通じて正弦波に変換する方法などがある。図 1 にベクトル合成法の原理を示す。振幅変調によって得られる側帯波の位相を 90° ずらして搬送波に加えることにより、位相被変調波が得られる。図 2 は可変容量ダイオードを用いた位相変調回路の例である。

位相弁別器 [英 phase discriminator, 独 Phasendiskriminator, 仏 discriminateur de phase, 露 фазовый дискриминатор] ⇒ 同期検波

位相ホログラム [英 phase hologram, 独 Phasenhologram, 仏 hologramme par phase, 露 фазовая голограмма] ホログラムには物体についての情報を感光材料に濃度変化の形で記録するものと、表面の凹凸などの厚き変化または屈折率変化の形で記録するものがある。前者を振幅ホログラム、後者を位相ホログラムとよび、一般に後者の方が光の吸収がないので明るい再生像が得られる。銀塩感光材料に記録したホログラムを漂白処理したものや、フォトレジスト、サーモプラスチックなどの感光材料に記録したものが位相ホログラムの例である。再生像の明るさを表すのに回折効率を用いられ、これは 1 つの再生像(たとえば直接像または共役像)に寄与する光の強度と再生用照明波の強度の比で与えられ、普通パーセントで表す。表は各種ホログラムの最大回折効率の理論値を示したもので、位相型の体積ホログラムでは、再生像を透過光で見るものでも、反射光で見るものでも原理的には効率 100% のものが得られる。

ホログラムの回折効率

ホログラムの種類	平面ホログラム		体積ホログラム	
	透過(または反射)		透 過	反 射
	振 幅	位 相	振 幅	位 相
最大回折効率の理論値 [%]	6.25	33.9	3.7	100

位相モード [英 phase mode, 独 Phasenmode, 露 фазовая мода] 振幅モードと対比して用いられる用語。一般に、相転移に伴って秩序変数が実現した場合、その秩序状態を特徴づける秩序変数が複素数 $ue^{i\varphi}$ で与えられるとき、 φ の運動に対応する基準振動。たとえば、バイエルス転移に伴う不整合相では、 $\varphi = 0$ と $\varphi \neq 0$ の 2 つの状態で、格子のひずみの空間的な形状は同じであるが、位置が相対的に異なっている。したがって、 φ の運動は、ひずみが空間をすべり動く運動に対応する。

位相問題(構造解析の) [英 phase problem, 独 Phasenproblem, 仏 problème de phase, 露 фазовая проблема] 結晶からの X 線回折強度 I_0 は $I_0 \propto F_0 F_0^* = |F_0|^2$ の形で表される。 F_0 は結晶構造因子とよばれ結晶内の電子密度分布のフーリエ成分に相当する。 F_0 は一般には複素数であって

$$F_0 = |F_0| \exp(i\varphi_0)$$

と書くことができ、 F_0^* はその複素共役である。 $|F_0|$ は振幅、 φ_0 は位相であり、 F_0 がすべてわかればこれを係数としたフーリエ級数の和をつくることで結晶中の電子密度分布がわかり構造が解けることになる。ところが X 線回折強度から直接に求められるのは振幅 $|F_0|$ だけであって位相は求めることができない。これは結晶構造解析での原理的困難であって位相問題とよばれる。

ここで問題となる位相は電子密度のフーリエ成分の位相であるから、構造を記述する際の原点の選び方によって任

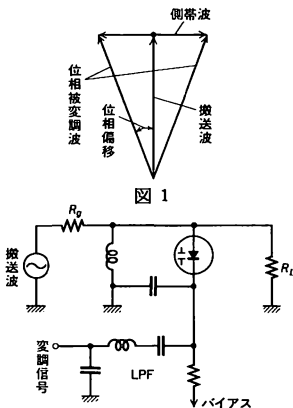


図 2

意に選ぶことができる。しかし異なった指数の構造因子の位相の相互の関係は構造によって決まるもので任意に変えることはできない。その関係は、以下の例で示すように、詳しい構造が知られていない場合でも、ある程度予測できるので、その関係を使って位相を決めていくことができる。

位相は結晶の対称と密切な関係があり、特に対称中心をもつ構造の場合には位相はすべて 0 か 180° のどちらかに選ぶことができる。したがって F は実数となり、その符号が正か負かを定めるだけでよいので位相問題は非常に簡単になる。またそれ以外の場合でも対称操作で関係づけられた指数の位相の間には一定の関係があり、さらに特別の面上や線上の指数に対して位相が 0 か 180° 、または 90° か 270° のように限定した値しかもちえない場合もある。

位相問題の解法は逐次近似法ということもできる。適当な方法で位相の近似値 φ_c を求める。次に測定した構造振幅 $|F_0|$ と φ_c とを組合せて

$$F = |F_0| \exp(i\varphi_c)$$

を係数とするフーリエ合成を行い電子分布を求める。この分布は当然正しいものではないが、もし最初の近似値が真値に近ければ原子位置(構造)に関してはある程度正しい知見を与える。この構造を基に改めて φ_c を計算すると、よりよい位相が得られるのでこれを繰返していく。対称中心のある構造では φ が 0 か 180° かに限られるからある程度まで近似がよくなれば完全に正しい結果に到達できる。対称中心のない場合は最後までいくらかの不確かさは残ることやむをえない。

近似的な位相の決め方には大きく分けて 2 つの方法がある。1 つは実験的方法であり他の 1 つは数学的方法である。

実験的方法としては重原子法や同型置換法とよばれる方法がある。もし結晶の中に少数の重い原子があれば重原子による位相によってだいたい位相が決まってしまうので、最初になんらかの方法で重原子位置を決めれば後は上に述べた方法で解析することができる。最初から結晶中に重原子があればそのままよいが、ない場合は化学的手段で重原子を導入する。特にタンパク質のような巨大分子の解析の場合には何種類かの異なった重原子を入れてまったく同じ型の結晶をつくり、それぞれの $|F_0|$ を比較することによって位相決定を行う。これは同型置換法とよばれる。重原子がある場合はさらにこれに異常分散の効果を併用して位相決定を行うこともある。

数学的な方法は直接法とよばれる。この方法は 1948 年に D. Harker と J. S. Kasper によって構造因子の間に不等式関係があることが示されたのが最初である。その後、J. Karle や H. Hauptmann を始めとする多くの人々により発展させられた。かなり難解な数学的関係が用いられていたため、最初の間は限られた専門家の間で比較の簡単な構造を解くだけに用いられていたが、1970 年代になって手順の大部分をコンピューターの判断で行うことのできるプログラムが提出され、急速に普及した。現在ではこの手法が構造解析の主流となりつつある。これは数学的に位相が一義的に求まることを意味してはいないが、実用上からは位相問題の困難はかなり克服されたといえる。

位相余裕 [英 phase margin, 独 Phasenrand, 仏 marge de phase, 露 запас по фазе] 自動制御系の安定度を示す量のひとつ。フィードバック制御系の周波数応答に

おいて、ゲインが 0dB になる点での位相ずれ角が -180° に対してどれくらい余裕があるかを示す値で、フィードバック系の安定性の尺度となる。負帰還系で応答の位相ずれ角が 180° であることは正帰還に相当する。周波数特性をベクトル軌跡(ナイキスト線図)で表した場合、この軌跡と点 $(-1, j0)$ の関係から制御系の安定性の判別ができる(ナイキストの安定性判別法)。ナイキスト線図が実軸と交わる点と $(-1, j0)$ 点の距離が近すぎると、制御系パラメータのわずかな変化に対してでも不安定系になるおそれがある。一方、上記 2 点が十分遠く離れてしまうと、不必要に安定度が増して速応性がなくなり定常偏差が大きくなる。このように単に安定性判別だけではなく安定の程度を定量的に表す量として位相余裕とゲイン余裕がある。図 1, 2 にボード線図およびナイキスト線図から位相余裕およびゲイン余裕の求め方を示した。位相余裕, ゲイン余裕ともにその値が大きいくほど制御系は安定度を増すことがわかる。定常偏差との関係でどのくらいの値を選ぶかが決り、実際の制御系が設計される。一般には位相余裕としては $40 \sim 60^\circ$, ゲイン余裕としては $10 \sim 20$ dB 程度に設定されることが多い。

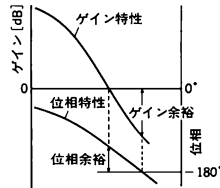


図 1

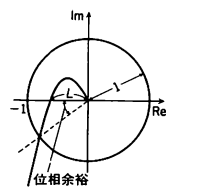


図 2

ゲイン余裕 $= -20 \log L$

位相ロックループ [英 phase lock loop, 露 контур фазовой синхронизации] 発振器や増幅器の出力信号の位相を、同一周波数の標準信号との位相差がなくなるように帰還制御を行う回路をいう。基本的構成は図 1 であり、標準信号と出力信号との位相差を位相弁別器で検出し、その出力を移相器に帰還して差信号が最小になるようにする。図 2 は電圧制御発振器の場合の位相ロックループの例で、弁別器の出力電圧を発振器の周波数制御入力端子に帰還させることによりロックが達成できる。

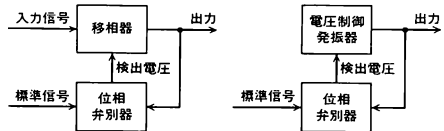


図 1

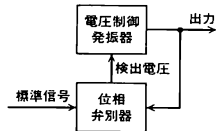


図 2

イソクロナスサイクロトロン [英 isochronous cyclotron, 独 Isochronenzyklotron, 仏 cyclotron isochrone, 露 изохронный циклотрон] サイクロトロンの電磁石の磁極を凹凸のある AVF (azimuthally varying field) 構造にして、イオンの通過する磁場に強弱の周期的変化をもたせ、軸方向にイオンを集束させるとともに、加速に伴う質量増加に対応して半径が大きくなるほど平均磁場を大きくしていく、イオンの周回運動の等時性が保たれるようにすると、加速周波数が一定のままで普通型サイクロトロンでの限界である 20 MeV (陽子の場合) よりも高いエネルギーまで加速できる。このようなサイクロトロンをイソクロナス

サイクロトロンとよぶ。AVF サイクロトロン、リングサイクロトロンはこの種類である。

η 中間子 [英 η meson, 独 η-Meson, 仏 méson η, 露 η-мезон] 中間子の一種。電荷 0, スピン 0, パリティ $-1^{\text{負}}$, アイソスピン 0, 質量 548.8 MeV/c², 寿命 7.7×10^{-15} s。崩壊の型と分岐比は付録の表を参照。π 中間子, K 中間子と SU(3) 群の擬スカラー八重項をつくる。η 中間子の存在の理論的予言は, 坂田模型に基づいて 1959 年に行われ, 1961 年に P. R. L. Pevsner らによって $\pi^+ d \rightarrow p p \eta$ という反応で実験的に確認された。このことは坂田模型の正当性の証拠として注目され, クォーク模型に発展する手がかりになった。クォーク模型では, π^0 は $u\bar{u}$ と $d\bar{d}$ の組合せ, η は $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ の組合せで記述される。そのほか, 違った係数をもつ組合せとして SU(3) 群の一重項である η' が存在する。 η' は, スピン, パリティ, アイソスピンは η と同じで, 質量は 957.57 MeV/c² である。第四のクォーク c の発見に伴い, $c\bar{c}$ という状態, η_c の存在が問題になり, 質量 2980 MeV/c² の粒子がそれに対応すると思われる。中性中間子については, 素粒子の混合の問題があり, η と η' にも SU(3) 群の分類と実際の粒子の間には, ずれがあることに注意する必要がある。強い相互作用に関しては, η 中間子と核子の相互作用は π 中間子と核子のそれより弱い。

位置エネルギー = ポテンシャルエネルギー

一次宇宙線 [英 primary cosmic rays, 独 kosmische Primärstrahlung, 仏 rayonnement cosmique primaire, 露 первичное космическое излучение] ⇨ 宇宙線

一次演算子 = 線形演算子

一次温度計 [英 primary thermometer] 熱統計力学の法則または物質の確立された状態式を用いて, 校正なしに直接熱力学的温度を定めることのできる温度計をいう。これに対し, 二次温度計は少なくとも 1 つの温度で校正しなければならぬ。一次温度計として広い温度範囲にわたって用いられているのは, 十分圧力が低い実在気体が理想気体の状態方程式に近似していることを利用した気体温度計 (⇨ 気体温度計) である。ヘリウム 3 (³He) ガスを用いれば, 1 K 以下まで気体温度計を用いることができる。熱雑音温度計も広い温度範囲にわたって利用しうる一次温度計で, 熱雑音電圧 (⇨ ジョーンソン雑音) の二乗平均 $\langle V^2 \rangle$ がナイキストの式 (⇨ ナイキストの定理) $\langle V^2 \rangle = 4kTR\Delta f$ に従うことを利用したものである。ここで T は絶対温度, R は電気抵抗, Δf はバンド幅, k はボルツマン定数である。最近 SQUID の発達によって, 1 mK (10^{-3} K) 近傍まで測れる熱雑音温度計が開発されている (⇨ 雑音温度計)。気体温度計を用いることのできない超低温領域では, 熱力学第二法則 $dS = \delta Q/T$ を用いる方法, 核スピンの方向が並んだ原子核からの γ 線放射の異方性が用いられる。前者は断熱消磁によって超低温を生成する場合の到達温度の決定法で, 断熱消磁過程が等エントロピー過程であること, 断熱消磁開始温度では消磁試料が常磁性状態にあり, 磁気エントロピー S の磁場依存性が厳密に計算できることを利用し, いろいろな磁場から消磁後の磁化率 χ をパラメーターとして χ 対 dS/dx を求め, さらに微小熱 dQ を加えることにより χ 対 dQ/dx を求め, 測定された磁化率 χ に対応する熱力学的温度 $T = T(\delta Q/dx)/(dS/dx)$ より決定する。後者は, γ 線放射の異方性が別の実験で精密に決定しうる核準位間の間隔 ϵ を $\exp(-\epsilon/kT)$ の形で含む式で

厳密に定まることを利用している。

このほか, 固体ヘリウム 3 の融解圧力-温度曲線がグラウジウス-クラペイロンの式に従うこと, 純液体ヘリウム 4 とヘリウム 3・ヘリウム 4 希釈溶液間の浸透圧がファン・ト・ホッフの式 (⇨ ファン・ト・ホッフの浸透圧の法則) に従うことを利用して温度を一次的に決めることもできる。これらの一次温度計は, 直接温度計に用いるよりは, 温度の校正に用いられることが多い。

一次共鳴 [英 first resonance, 独 erste Resonanz, 仏 résonance de premier ordre, 露 первый резонанс] ⇨ ベータトロン振動

一軸結晶 [英 uniaxial crystal, 独 einachsiger Kristall, 仏 cristal uniaxe, 露 одноосевой кристалл] 光学軸を 1 つだけもつ結晶で, 単軸結晶ともいう。正方晶系, 三方晶系, 六方晶系の結晶は一軸結晶に属する。一軸結晶は移相子や複素子として広く利用されている。一軸結晶では, 3 つの主屈折率 n_1, n_2, n_3 のうち 2 つが等しい値を, ほかの 1 つが異なる値をとる。 $n_1 = n_2 < n_3$ である結晶を正の一軸結晶 (水晶, 氷など) といひ, $n_3 = n_2 > n_1$ である結晶を負の一軸結晶 (方解石など) といひ。正 (負) 結晶では n_1 と n_2 (n_2 と n_3) を常光線屈折率といひ, 普通 n_o と記す。また n_3 (n_1) を異常光線屈折率といひ, 普通 n_e と記す。一軸結晶に光が入射すると, 一般に複屈折によって常光線と異常光線に分れる。正の一軸結晶では, $n_1 = n_2 = n_o, n_3 = n_e$

結 晶 (正負)	n_o	n_e
ウルツ鉱 (正)	2.356	2.378
サファイア (負)	1.768	1.760
方解石* (負)	1.6584	1.4864
リン酸二水素カリウム (負)	1.5095	1.4684

・ 18°C

であるため, 法線楕円体は

$$\frac{x_1^2 + x_2^2}{n_o^2} + \frac{x_3^2}{n_e^2} = 1$$

で表され, x_3 軸を回転軸とする回転楕円体面になる。 x_3 軸が光学軸ならびに副光学軸となり, 両軸は一致する。同様に負の一軸結晶では x_1 軸が光学軸と副光学軸になる。主な一軸結晶の屈折率 (波長 589.3 nm, 20°C) を表に示す。正の一軸結晶では, $s(s_1, s_2, s_3)$ 方向の法線速度は, 主速度 (⇨ 主屈折率) を c_1, c_2, c_3 とすると

$$\frac{s_1^2 + s_2^2}{v_o^2 - c_1^2} + \frac{s_3^2}{v_o^2 - c_3^2} = 0$$

を満たす v_n で与えられ, 法線速度面は球面と回転楕円体よりなる二重の曲面となる。また, $\ell(t_1, t_2, t_3)$ 方向の光線速度は

$$\frac{\ell_1^2 + \ell_2^2}{\frac{1}{c_1^2} - \frac{1}{v_o^2}} + \frac{\ell_3^2}{\frac{1}{c_3^2} - \frac{1}{v_o^2}} = 0$$

を満たす v_n で与えられ, 光線速度面は球面と回転楕円体面とからなる二重の曲面となる。

一次元イジング模型 [英 one-dimensional Ising model, 独 eindimensionales Isingmodell, 仏 modèle de Ising à une dimension, 露 одномерная модель Изинга] ⇨ イジング模型

一次元系 [英 one-dimensional system, 仏 système à une dimension, 露 одномерная система] 長さの単位を $1/b$ にした時, 空間の領域 V が $V' = b^d V$ であれば, d を

その空間の次元という。この相似則による次元の定義は、半端な(fractal)次元をもつ場合にも使える。 $d=1$ の系を一次元系という。特に、一次元格子系は、格子点に一意的な順序がつけられるため、厳密に取扱うことができる場合が多い。統計物理学や物理数学の問題で厳密に解ける例は、本質的に一次元系になっていることが多い。たとえば、二次元イジング模型(磁場0)や二次元バクスター模型は、転送行列で表現すると一次元量子系の問題に帰着し、厳密に解かれている。短距離性相互作用をもつ一次元古典系では、有限温度で相転移が起らないことが高橋秀俊とL. van Hoveによって証明されている。

一次元結晶 [英 one dimensional crystal, 独 eindimensionaler Kristall,仏 cristal à une dimension, 露 одномерный кристалл] ひとつの方向の結合は極めて強いが、それに直角方向の結合が弱い場合に、結晶としては三次元的広がりをもっているにもかかわらず物理的性質に一次元的特徴が現れる。これを一次元結晶という。高分子の結晶は明らかに一次元結晶であるが、TTF-TCNQなど、外観は通常の結晶でありながら電気伝導の異方性が著しく、一次元結晶とみなされるものもある。たとえば、ポリアセレンはヨウ素をドーピングすることによって電氣的絶縁物から金属電導体にまで変わり、途中、n型、p型の半導体の性質を示す領域があって、太陽電池、蓄電池への応用を考慮することができる。TTF-TCNQは室温では金属電導を示すが約60Kに冷却するとバイエルス転移により電氣的絶縁体に変化する。(TMTSF)₂PF₆(⇒有機超伝導体)は12 kbar, 0.9Kにおいて超伝導体となる。

一次コイル [英 primary coil, 仏 bobine primaire, 露 первичная катушка] 導線を輪状に巻いたものをコイルといい、変成器、変圧器は2つの分離したコイルからできている(図1)。このうち電源側に接続されるコイルを一次コイル、他を二次コイルとよぶ。一次コイルは磁束を発生させ、二次コイルは磁束を受け電磁誘導作用により電圧を発生させる働きをする。いくつかの異なる電圧を発生するために二次コイルは2つ以上巻くことができる(図2)。二次

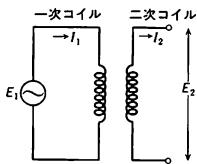


図1

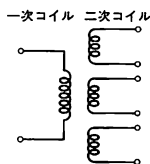


図2

コイルに発生する電圧は一次、二次間の結合係数(K)により異なるが、一次コイルの磁束が全部二次コイルと交わる($K=1$)変圧器の場合には一次コイルの巻数を n_1 、二次コイルの巻数を n_2 とすると、 $a=n_1/n_2$ を巻数比といい、一次側の電流 I_1 、電圧 E_1 と二次側の電流 I_2 、電圧 E_2 との間には次の関係がある。

$$a = \frac{n_1}{n_2} = \frac{E_1}{E_2} = \frac{I_2}{I_1}$$

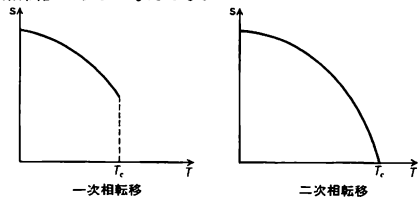
一次再結晶 [英 primary recrystallization, 独 primäre Rekristallisation, 仏 recristallisation primaire, 露 первичная рекристаллизация] ⇒ 再結晶

一次従属 = 線形従属

一次消滅 [英 primary extinction, 独 primäre Extinktion, 仏 extinction primaire, 露 первичная экстинкция]

微結晶の大きさが数 μm 程度を越えると多重回折の効果が見れ、回折強度は運動学的理論から期待される値より小さくなる。この事情による消滅効果を一次消滅とよび、それを扱う理論を一次消滅理論とよぶ。なお、微結晶どうしの多重回折も考える必要があるが、それに起因する消滅効果を二次消滅とよぶ。以上はX線回折における消滅現象(⇒消滅効果)を考えるにあたり、C. G. Darwinが提案した分類である。現実の結晶の多くは理想的完全結晶とほど遠く、種々の乱れを含んでいる。このような結晶の回折現象を理論的に扱う必要から、Darwinは見かけ上単結晶と思われるものも微結晶の集合と見なし(⇒モザイク結晶)、各微結晶内では一次消滅理論、すなわち完全結晶に対する回折理論が成り立つと考えた。以上の考え方は、そのまま中性線回折でも受継がれている。一次消滅理論は多重回折を波動光学的に考慮する回折理論である。今日では、そのような理論を動力学の理論とよぶ習慣が生れている(⇒動力学的回折理論)。また、Darwinの時代と異なり、乱れた結晶を扱う理論も逐次開発されている。他方、格子欠陥に関する具体的知見が集積された今日、モザイク結晶は現実の結晶のモデルとして必ずしも妥当ではない。この意味から、消滅現象を一次と二次に区分すること自体に問題があり、消滅効果を動力学の理論から統一的に理解できることが望ましい。しかしながら、Darwinの考え方は消滅現象の本質をかなりよくとらえているので、X線および中性線を用いる構造解析の分野では一次および二次消滅という概念は今日でもなお広く用いられている。

一次相転移 [英 first order phase transition, 独 Phasenübergang erster Ordnung, 露 фазовый переход первого рода] 水が水になる時には熱(融解熱)を放出し、逆に水を水にするためには融解熱に等しいだけの熱を奪い取らねばならない。同じように、水と水蒸気との状態変化の際には気化熱の授受が行われる。このように熱(潜熱)を伴う相転移を一次相転移という。これを別名、第一種相転移ともいう。気相・液相の相転移(ただし臨界点を除く)、外部磁場が印加されているときの第一種超伝導体における常伝導・超伝導の相転移などは典型的な一次相転移である。相転移の起る体系では、その転移点において熱力学的関数がある種の異常性を示す。この立場からいうと一次相転移はつぎのように特徴づけられる。ギブスの自由エネルギー $G(T, p)$ で p を固定した時(T は温度、 p は圧力)、転移温度 T_c において G 自身は連続であるが、 $S = -(\partial G / \partial T)_p$ が不連続の場合(S はエントロピー)が一次相転移である。なお、 T_c において G, S が連続で $(\partial^2 G / \partial T^2)_p$ が不連続な場合は二次相転移を表す。一般的に、体系の秩序の度合いを示す変数(秩序度または秩序変数) s が、図のように、 T_c で不連続なときが一次相転移、それが連続なときが二次相転移であると考えてもよい。



一次定点 [英 primary fixed point, 露 первичная постоянная точка] ⇒ 温度定点

一次電池 [英 primary battery, primary cell, 独 Primärelement, 仏 pile primaire, 露 первичный элемент] 化学電池のうちで、放電により活物質が消費されて、充電による再使用ができない不可逆電池。代表的なものに、マンガン乾電池、アルカリ・マンガン乾電池、水銀電池、酸化銀電池、リチウム電池などがある。

一次独立 = 線形独立

一次標的 [英 primary target, 独 primäres Target, 仏 cible primaire, 露 первичная мишень] π 中間子, K 中間子, 反陽子, 反中性子などその寿命が短いか, または通常では存在しない素粒子のビームを得るためには, 加速器で十分に高いエネルギーまで加速された陽子や電子のビーム(これを一次ビームとよぶ)を標的に衝突させ, そこで起る素粒子反応によって, それらの粒子を発生させ, その発生粒子を利用して特定の粒子ビームをつくる方法がとられている。この場合, 加速器からの一次ビームを照射して, 素粒子群を発生させるために用いられる標的を一次標的とよぶ。この標的としては, 加速器からの大強度の一次ビームに耐えるため, 機械的に強く, かつ融点の高い金属片が用いられるが, ベリリウム, アルミニウム, 銅, タングステンおよび白金などがよく利用される。一次標的から発生した粒子は通常二次粒子とよばれ, π 中間子, K 中間子, 反陽子など各種の粒子が混在するが, これらの粒子は, ビームチャンネルに導かれ, 必要な運動量, および特定の粒子の種類などによって選別され, 二次粒子ビームがつくられる(⇒ビームチャンネル)。

一重結合 [英 single bond, 独 Einfachbindung, 仏 liaison simple, 露 одинарная связь] 飽和炭化水素における C—C や C—H 結合のように, σ 結合だけで結ばれている化学結合をいう。特に不飽和炭化水素における二重結合や三重結合に対応させていう場合が多い。結合エネルギーについて C. A. Coulson によって与えられたデータを表 1 に示す。一方, エタンの C—C 結合, エチレンの C=C 結合, アセチレンの C≡C 結合について, 結合の長さ, 解離エネルギー, 結合の力の定数を比較すると表 2 のようになる。表 1 と表 2 の値との違いは Coulson の値がやや古いデータによるからだと考えられる。また, 表 2 における () 内の値は分子全体の結合エネルギーについて加法性を仮定したとき, 得られる値である。

表 1 結合エネルギー [kJ・mol⁻¹]

	一重結合	二重結合	三重結合
C—C	347	611	841
N—N	163	418	946
O—O	142	489	—
C—N	305	594	879

表 2

	結合の長さ [Å]	解離エネルギー* [kJ・mol ⁻¹]	結合の力の定数 [×10 ² N・m ⁻¹]
C—C	1.54	351(263)	4.92
C=C	1.34	699(423)	8.56
C≡C	1.21	95(536)	15.68

* () 内は結合エネルギー

一重項 [英 singlet, 独 Singulett, 仏 singulet, 露 синглет] ⇒ 多重項, 一重項状態

一重項基底状態 [英 singlet ground state, 独 singulet Grundzustand, 仏 état fondamental singulet, 露 синглетное основное состояние] 磁性イオンが固体の中にあ

るとき, 結晶場とスピン・軌道相互作用との効果により, 電子の軌道とスピン双方の自由度を考慮した磁性イオンの基底状態が縮退のない一重項になっているような系を, 一重項基底状態をもつ系とよぶ。偶数個の d または f 電子をもつ磁性イオンはこのような系を形成する可能性がある。このような磁性イオンの間に交換相互作用が存在するとき, その相互作用の大きさがその磁性イオン特有のあるしきい値以下であれば, 系全体に磁気秩序は起らず, 絶対零度ではすべてのイオンが磁気モーメントをもたない一重項基底状態を占有する。交換相互作用がしきい値以上に達すると, 有限温度で電子の磁気モーメントが誘起されて磁気秩序が起る。このような系の例として化合物磁性体 RbFeCl₃ (磁気秩序を示す), CsFeCl₃ (磁気秩序を示さない) がある。また, 交換相互作用がしきい値以下にあるような系でも, 磁性イオンの原子核が核スピンをもっていれば, それと電子スピンとの間の超微細相互作用および電子間の交換相互作用を通して核スピンの間に有効な相互作用が生じ, 核スピンの長距離秩序が起りうる。このとき, 核スピンの分極にひきずられて, わずかの電子の磁気モーメントの分極を伴う。このような形の核磁性は電子の交換相互作用がしきい値近傍にあるときに強められて, 比較的高温 (mK 領域) に転移点をもつことができる(⇒ハイパーファインエンハンスト核磁性)。例として, PrCu₂, PrCu₅ などはこの型の核磁性を示す。また, 一重項基底状態をもつ系の最も単純化された数学的モデルは, 横磁場中のイジング模型である。

一重項状態 [英 singlet state, 独 Singlettzustand, 仏 état singulet, 露 синглетное состояние] 原子・分子において全スピン角運動量の量子数 S が 0 の電子状態をいう。原子では ns², np⁰, nd¹⁰ (n は主量子数, s, p, d は s 電子, p 電子, d 電子を表す。右肩の数字は電子の個数を示す) などの各閉殻は一重項状態 ¹S₀ をつくる。したがって閉殻のみから成る原子は一重項状態となり経験によればこのような原子が最も安定である。分子では一重項状態が基底項である場合が圧倒的に多い。これは偶数個の電子のスピンが対をなし, 反平行に並んだ場合が安定であることを示している。偶数個の電子からは三重項, 五重項, … などもできるので, 1 つの原子, または分子内にはこれらの多重度の異なる項系列が存在する。一般に異重項間遷移は禁止されているが(⇒禁制遷移), この禁制は電子数が増すにつれて次第に緩くなり, しばしば, 一重項・三重項間遷移が観測されている。また無放射過程による遷移, そのほかの異重項系列間の相互作用が考えられる。したがって分子間のエネルギー移動, 化学反応などにおいては, 少なくとも三重項状態は一重項状態と併せて考慮する必要がある。原子核においても核子の全スピン角運動量の量子数 S が 0 の状態を一重項状態という。核子のスピン・軌道相互作用が大きいので, 固有状態は一般には S の大ききで分類はできない。

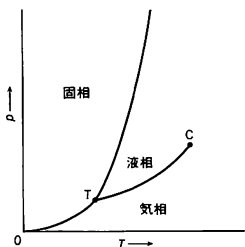
一重線 [英 singlet, 独 Singulett, 仏 singulet, 露 синглет] ⇒ 多重線

一重閉殻核 [英 single closed shell nuclei, 仏 noyaux à une couche fermée, 露 ядро с однократно замкнутой оболочкой] 陽子または中性子の一方が閉殻で, 他方が閉核でない原子核。一重閉殻核では閉殻をなしている粒子の分離エネルギーが特に大きい。また第一励起状態の 2⁺ の励起エネルギーは, 陽子と中性子とともに閉殻になっていな

い原子核の2nd 励起エネルギーに比べて著しく大きい値となる。一般に励起状態の単位密度が小さく、特に中性子が閉殻となっている原子核は中性子の吸収断面積が周辺の原子核に比べて著しく小さいために重い元素の生成で特別な役割をし、核種の存在比のなかで異常に大きい値を示している。これらは少なくとも一方の粒子が閉殻になっているために、その基底状態がほかの原子核に比べて安定であることによるものと考えられる。

一次粒子ビーム [英 primary beam, 独 Primärstrahl, 仏 faisceau primaire, 露 первичный пучок] 電子、陽子など加速器によって十分に高いエネルギーに加速された粒子(ビーム)を金属などの一次標的に衝突させ、素粒子反応によって、 π 中間子、K中間子、反陽子などを発生させるとき、これらの電子、陽子ビームを一次粒子ビームまたは一次ビームとよぶ。これに対して、発生した π 中間子などを二次粒子とよぶ。さらに二次粒子である π 中間子やK中間子が崩壊してできる μ 粒子やニュートリノなどを三次粒子とよぶこともある。

一成分子の相平衡 [英 phase equilibrium in one-component systems, 独 Einstoffsystem im Phasengleichgewicht, 仏 équilibre de phase dans système d'un composant, 露 фазовое равновесие в однокомпонентной системе] 1種類の物質から成る系がいくつかの相に分れて熱平衡にあることをいう。物質はその温度 T 、圧力 p を変えたと状態の変化を起し、普通、高温高压では気体、低温高压では固体、中間で液体になる。 T, p の種々の領域で物質の状態がどのようになるかを示す状態図は、一成分子の場合図のようになる。相律によれば、一成分子で共存する相の数を a とすれば、自由に変えうる状態変数の数 f は、 $f=3-a$ で与えられる。したがって、全体がひとつの相のとき



($a=1$) $f=2$ となり、温度と圧力をともに自由に変わることができる。図に気相、液相、固相と示した各領域内の点がこれに相当する。2相が共存するとき($a=2$) $f=1$ となり、たとえば温度を決めれば圧力は自動的に決まる。図で各領域の境界線(共存曲線)がこれに相当し、たとえば気相と液相の境界線上では気体と液体が共存できるが、そのときの温度と圧力の間にはこの曲線で示される関係があり、両者を自由に変えることはできない。3相が共存するとき($a=3$) $f=0$ となる。図の点 T がそれに相当し、この状態では気体・液体・固体の3相が共存できる。この点を三重点といい、その温度・圧力は物質によりひとつの値に決っている。物質によっては固相に結晶構造の異なる種々の相が存在するが、一成分子では4相以上の共存は起りえない。

固相では原子が規則的な配列をしているが、液相・気相では乱雑な運動をしている。両者の間には質的な差異があるから、固相から液相・気相へ連続的な変化は起りえない。

い。これに対し、液相と気相の差は密度の大小という量的なものである。液相と気相の共存曲線上で2相の密度を見ると、その差は温度が高くなるとともに減少して、点 C で0になる。それより高温では気体から液体への変化は連続的になる。点 C を臨界点といい、その温度・圧力は物質によりひとつに決っている。

一電子近似 [英 one electron approximation, 独 Elektronennäherung, 仏 approximation mono-électronique, 露 одно-электронное приближение] 多電子系を取扱うのに、そのうちの電子に着目して、ほかの電子との相互作用を時間によらないポテンシャルに置換えて核の引力ポテンシャルと合わせたポテンシャル中を運動するものとする。この運動についての一電子のシュレーディンガー方程式を解くと、その固有関数として軌道が定まる(⇒電子配置)。これらの軌道に電子を詰めていくと(1つの軌道にはパウリの原理により最大2個まで)電子配置が定まる。ある決った電子配置に基づいて考えている多電子系の波動関数をつくることを一電子近似という。一電子近似のうち最も簡単なのは、 N 電子系の波動関数を N 個の軌道の積1個で表す近似である。この近似波動関数によるハミルトニアン期待値が最小になるように軌道を決めたのがハートリー近似である。次に進んだ一電子近似としては、軌道にスピン関数をかけてスピン軌道をつくり、 N 個のスピン軌道の積を反対称化した波動関数を用いる近似がある。この反対称化されたスピン軌道の積は1個のスレーター行列式で表される。この近似波動関数によるハミルトニアン期待値を最小にするように軌道を決めたのが、ハートリー-フォック近似である。ハートリー近似とハートリー-フォック近似は一電子近似の代表的な例である。

1 π 中間子交換力 [英 one-pion-exchange force, 仏 force d'un pion échange, 露 однопionная обменная сила] 中間子論の立場から、2核子間の距離が大きい遠方で主要な効果をもたらす1個の π 中間子(パイオンとよぶ)の交換により生ずる核力。その到達距離は質量 $m_\pi \approx 140 \text{ MeV}/c^2$ に対応するコンプトン波長、 $\lambda_\pi \equiv \hbar/m_\pi c \approx 1.4 \text{ fm}$ 程度である。2核子の位置を r_1, r_2 、スピンとアイソスピンの演算子をそれぞれ、 $\sigma_i/2, \tau_i/2$ ($i=1, 2$) とするとき、次の1 π 中間子交換ポテンシャル(one-pion-exchange potential, OPEPと略称される)で与えられる。

$$V_{\text{OPEP}}(1, 2) = m_\pi c^2 \frac{f^2}{4\pi\hbar c} \frac{\tau_1 \cdot \tau_2}{3} \left\{ \sigma_1 \cdot \sigma_2 \frac{e^{-x}}{x} + S_{12} \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2} \right) \frac{e^{-x}}{x} \right\}$$

ただし、 $r_{12} = r_1 - r_2$ とするとき、 $x \equiv |r_{12}|/\lambda_\pi$ 、 $S_{12} \equiv 3(\sigma_1 \cdot r_{12})(\sigma_2 \cdot r_{12}) - \sigma_1 \cdot \sigma_2$ 、 $f^2/4\pi\hbar c = 0.081 \pm 0.002$ は π と核子 N との結合定数である。演算子 S_{12} を含むテンソル力が π の擬スカラー性を反映し、中心力に比べて強い。 π が3つの荷電状態をもち、これが N と荷電独立に結合するために $\tau_1 \cdot \tau_2$ の形が見れる。OPEPのこれらの特徴の検証を通じて、1955年 π 中間子論の正しさが核力の側から明らかにされた(⇒中間子論)。OPEPの強いテンソル力と二核子の状態によって符号・大きさが変わる性質(核力の交換性)の特徴が原子核の性質に関連することは、主に1960年ごろ以降に強く認識された。OPEPは、NN間のみでなく、 N と Δ 共鳴(1232 MeV)の間、 $\Delta\Delta$ 間にも働き、特に $\pi N\Delta$ の結合常数は πNN の値 $f^2/4\pi\hbar c$ の約4倍もあるので、原子核や核物質の性質に Δ が関与する。

1波長板 [英 full-wave plate, 独 Lambda voll-plätt-

chen, 仏 lame pleine-onde, 露 двухполупериодная пластинка] 互いに垂直な方向に振動する直線偏光間に1波長の光路差を生じるように厚さが決められた複屈折結晶板で、移相子の1種である。光学軸に平行に研磨した水晶板や、へき開した白雲母でつくられる。ある特定の波長に対する1波長板では、それより長い波長に対する光路差は1波長より小さくなり、それより短い波長に対する光路差は1波長より大きくなるため、1波長板は特に微小な複屈折や楕円率の小さな楕円偏光を感知するのに有効である。特に可視光の中心波長である540nm(緑色)に対してつくられた1波長板を直交ニコルの間に入れ、その中性軸(⇒移相子)の方位を、偏光子または検光子の透過軸に対して45°に置くと、緑色は消えるが赤や青の光は透過し、視野は赤紫色となる。この状態では、微小な位相差の変化によって生じる色の変化に対する目の感度は敏感で、正の位相差が加わると視野は青くなり、負の位相差が加わると赤くなる。それゆえ、この赤紫色は鋭敏色、この1波長板は鋭敏色板ともいわれ、偏光器や偏光干渉計でよく用いられる。

位置敏感検出器 [英 position sensitive detector, 独 positionsempfindlicher Detektor, 仏 détecteur sensible à position] X線、中性子線などの放射線の散乱、回折の測定において広い角度範囲にわたる散乱放射線の情報を効率よく一挙に検出するために開発されたもので、放射線入射位置を識別できる検出器である。広義には多数の検出器を広い角度範囲に敷詰めた場合も含まれるが、普通は1個の検出器で位置をも識別できるものをよぶ。原子核・素粒子実験で用いられる位置有感検出器については(⇒飛跡検出器、カウンターホドスコープ)。比例計数管抵抗線型は、主に一次元直線比例計数管で、中央に陽極抵抗線を張り、放射線が入射したときに生ずる電気信号を両端で検出して入射位置を決める方式である。抵抗線が高抵抗の場合は両端に出力する電気信号の立上がり時間の差(時間測定型)を利用し、低抵抗の場合は両端に出力する電荷量の差(電荷量測定型)を利用する。多電極型は検出器内に多くの電極を並べ、電気信号がどの電極から来たかを判定して位置を検出する方法である。この型では、電極の個数分だけ増幅器を接続することをせず、電極の出力端を適当に組合せ、コード化し、増幅器系統の数を減少させ費用の軽減化のくふうをはかっている。

シンチレーションカウンターを利用した位置敏感検出器は、シンチレーション光を位置の情報を失わずに光電子増倍管に集光させる方式で、2つに分類される。エンコード方式はシンチレーションカウンターを必要な位置分解能で分割し各要素で発光した光をライトガイドで複数個に分岐し、それぞれ異なった光電子増倍管に集光させる。光電子増倍管の組合せで入射位置を決める。アンガー・カメラ型はシンチレーションカウンターと光電子増倍管の間に距離をおきシンチレーション光を発散させ複数個の光電子増倍管に入射するようにする。それぞれ光電子増倍管に入射した光量の多少の関係から、震源地を求めるかのように、放射線入射位置を解析する。

位置分解能 [英 position resolution, 独 Ortsauflösung, 仏 résolution de position, 露 разрешающая способность положения частиц] 質点や粒子の位置を測定する手段あるいは道具の精度を示す量で具体的には位置測定の誤差で表している。また位置は、しばしば、基準とすべ

き点からの距離あるいは長さの測定によって決定されるので、この場合には長さの測定の誤差が位置分解能を与えることになる。ものさしやノギスなどは、最も手軽な位置測定の道具であるが、位置分解能は、ただだか0.01mm程度である。原子核や素粒子の実験では、反応によって生成される粒子のエネルギーや質量を決定することが重要であるが、エネルギーを決定するためには、粒子の飛跡や磁場中での粒子の飛跡の曲率半径などを知ることが必要となる。これらは、結局、位置を測定することになるので、その測定精度によって、エネルギーの精度も決ることになる。粒子の飛跡を測定する装置は飛跡検出器とよばれ、各種のものが用いられているが、その位置分解能は、数十～数百μmである。

位置ベクトル [英 position vector, 独 Ortsvektor, 仏 vecteur de position, 露 радиус-вектор] 座標原点Oから1点Pに引いたベクトル \vec{OP} をPの位置ベクトルという。位置ベクトルは原点Oから出発するため、座標系内で平行移動することは許されない。すなわち位置ベクトルは束縛ベクトルの一種である。

1ボソン交換力 [英 one-boson-exchange force, 仏 force d'un boson échange, 露 однобозонная обменная сила] 核力の最も外側の部分は π 中間子を1個交換することによって生じる1 π 中間子交換力で記述されることが分っているので、より内側の部分も π 中間子より重い何種類かの中間子を1個交換することによって生じるとして導いた力を、1ボソン交換力という。交換される中間子がボソンであることからこの名前がつけられた。通常導入される中間子は、スカラー中間子、擬スカラー中間子、ベクトル中間子のおおの九重項とよばれるもの、あるいはその一部である。核子間核力に対して重要な寄与をするのは π のほかに σ (あるいは ϵ)、 ρ 、 ω などである。これらの中間子の質量は π 中間子の約3倍以上あるので、その交換によって生じる力の到達距離は1/3以下になり、主として核力の中間領域を形づくる。1ボソン交換の考えは、中間領域の核力を与える理論として相当の成功を収めている。一方核力の最短距離部分にあたるいわゆる核力の芯については、1ボソン交換力で説明できるという考えもあるが、クォークまで考慮に入れて説明すべきだとする考えもあり、全体としてなお現象論的に扱われている場合が多い。1ボソン交換力の考えは、核子(陽子、中性子)以外のバリオン(Λ 粒子や Σ 粒子など)間の力に対しても用いられている。

位置有感検出器 [英 position sensitive detector, 独 ortsauflösender Detektor, 仏 détecteur sensible de position, 露 детектор чувствительный к положению частиц] ⇒ 飛跡検出器

一様流 [英 uniform flow, 独 uniform Fluß, 仏 écoulement uniforme, 露 равномерное течение] 流れの速度が(狭義には状態量も含めて)場所によらない流れ。無限に広がった静止流体中を直線運動する物体はその速度と逆向きの一様流中に置かれた静止物体とみなすことができる。ただ速度の大きさが一定でないときは、その加速度と逆向きの(強さが時間的に変わる)一様な重力の場に置かれたものとみなさなければならない(⇒流体の運動)。

一粒子移行反応 [英 particle transference reaction] 原子核反応において、入射核と標的核の間で一粒子が移行する反応。原子核反応で標的核内の少数個の粒子のみが関与する反応を直接反応といい、一粒子移行反応はこの直接

反応の中で最も単純なものであり、低エネルギーの核反応の中で最も早く発見された(⇒粒子移行反応)。一粒子移行反応には、ストリッピング反応とピックアップ反応がある。前者は入射核中の一核子が標的核に移行するもので、中性子が移行する代表例として(d, p)反応があり、陽子については(d, n)や(³He, d)反応などがある。ピックアップ反応はこれらの逆反応であり、入射核が標的核から一核子を取りあげる。これらの一粒子移行反応は、一粒子または一空孔状態の核構造の情報を与えるため、殻模型の確立に大きな寄与をした。これらの反応で生じる核の角分布は、移行する粒子の軌道角運動量(l)を反映する。移行核子の標的核内における全角運動量は、軌道角運動量とスピンを加えたもので $J = l \pm 1/2$ であり、1つの l に対して J は2つの値をとりうる。そのいずれかを区別するのに角分布の詳細、特に後方の角度での角分布が役立つ。偏極ビームを用いて、偏極の分解能により、全角運動量を知ることができる。またこの一粒子移行反応の断面積の絶対値は分光因子に比例する。分光因子の値は、ストリッピング反応では単一粒子状態が、またピックアップ反応では単一空孔状態が標的核の終状態にどの程度の割合で存在しているかを示す。実験結果は通常歪曲波ボロン近似などの摂動論を用いて解析され、終状態の軌道角運動量、全角運動量が決められ、また分光因子が得られる。

一粒子・一空孔状態 [英 one particle-one hole state, 仏 état d'une particule et un trou, 露 одночастичное-однодырочное состояние] 多体系が殻構造を形成し、その閉殻から1個粒子を励起して、閉殻内の軌道に1個の空孔ができ、閉殻外の軌道にその粒子が入った状態となるときこれを一粒子・一空孔状態という。軽い原子核では閉殻はパリティの異なる軌道の境目になっているため、このような状態で励起エネルギーの低いものは負のパリティの状態となる。励起エネルギーの接近した一粒子・一空孔状態がいくつか現れるので、残留相互作用を考慮して配位混合の計算を行い、エネルギー固有値を求めると特徴的な状態を得る。一粒子・一空孔状態のなかには集団運動状態もあり、その典型的な例は、アイソスピン $T=1$ で 1^- の E1 巨大共鳴状態であり、基底状態からの E1 (電気双極) 励起が非常に強い。その状態は一粒子励起エネルギーよりもかなり高い位置にあり、残留相互作用による配位混合によって押し上げられている。E1 遷移は、ほとんど和則の値になっている。他方、 $T=0$ の 3^- 状態で基底状態からの E3 (電気八極) 励起の強い状態もある。この状態は八極振動の集団運動状態である。このような E1 巨大共鳴、E3 の集団運動状態は閉殻核以外でも系統的に実験で得られている。閉殻からの一粒子励起によって説明できる重い原子核では、中性子数が陽子数より多くなり、閉殻の基底状態はアイソスピンが0でなくなるので事情は少し複雑になるが、それらについてもほぼ同様に E1 巨大共鳴、E3 集団運動状態が観測されている。

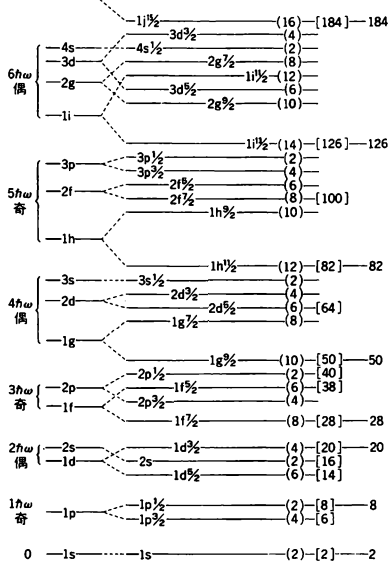
一粒子エネルギー [英 single-particle energy, 独 Einteilchenenergie, 仏 énergie d'une particule, 露 одночастичная энергия] ⇒ 一粒子準位

一粒子演算子 [英 single-particle operator] 多粒子系の量子力学で、1個の粒子の座標にだけ依存する演算子をいう。たとえば運動エネルギーや外場の中での位置エネルギーを表す演算子などは一粒子演算子である。これに対し、粒子間のクーロン力のポテンシャルエネルギーのよう

に2つの粒子の座標に依存する演算子は二粒子演算子とよばれる。第二量子化を行った表式では、一粒子演算子は場の生成演算子と消滅演算子の積で表される。

一粒子既約 [英 one-particle irreducible, 露 одночастичная неприводимость] 場の量子論の用語。連結なファインマン・ダイアグラムにおいて、どの内線を1本だけ切断してもまだ非連結にならないとき、そのファインマン・ダイアグラムを一粒子既約あるいはプロパーであるという。一般のグリーン関数は、ファインマン・ダイアグラムに対応するファインマン振幅の和で表すことができる。そのうち連結なファインマン・ダイアグラムだけの和を連結なグリーン関数、さらに一粒子既約なファインマン・ダイアグラムだけの和を一粒子既約なグリーン関数という。一粒子既約なグリーン関数は一粒子中間状態からの寄与をもたないで、そのエネルギースペクトルは連続スペクトルのみである。一粒子既約なグリーン関数の母関数は、連結なグリーン関数の母関数のルジャンドル変換で与えられ、また連結なグリーン関数の母関数は、グリーン関数の母関数の対数に等しい。

一粒子準位 [英 single-particle level, 独 Einteilchen-niveau, 仏 niveau d'une particule, 露 одночастичный уровень] 一般には、ポテンシャル中を運動する一粒子のシュレーディンガー方程式を解いて得られるエネルギー準位のことであるが、普通、原子核内核子の一粒子ポテンシャルによるエネルギー準位のことをいい、準位のエネルギーを一粒子エネルギーという。球形核の一粒子状態に対応する準位を強いスピン・軌道相互作用を仮定して図式的に示す(図参照)。一番左は調和振動子ポテンシャルによる準位で振動子の数 N とパリティが示してある。次は調和振動子ポテンシャルによる縮退した準位が井戸型などのより現実的なポテンシャルによってどのように分れるかを、主量子数 n と軌道角運動量 l ($l=0, 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ を分光学的記号を用いて、それぞれ、s, p, d, f, g, h, ... と表す)によって与えている。さらに、これらの準位がスピン・軌道相互作



用によって、どのように分離するかを示している。それらの準位は $n l j$ (j は全角運動量) で表してあり、 $2j+1$ の縮退度が () に記入してある。エネルギーの低い準位から順番につめたときの粒子数は [] で与えられており、準位の間隔の大きくあく前までつめた数が一番右に示してあり、これらは魔法数に一致している。この図は図式的なものであって、あくまでも一粒子準位の目安を与えるにすぎないことに注意する必要がある。接近した準位については核子間相互作用の影響で容易に反転するので、一意的に定めることはできない。また陽子に対する準位と中性子に対する準位とはクーロン力などのために系統的にずれているものもある。他方、原子核の変形を考慮すると、一粒子準位は球形核のときと異なるものとなる。軸対称な非等方調和振動子ポテンシャルを等方調和振動子ポテンシャルの代りに採用した Nilsson・ポテンシャルを 1 つの N の範囲内で解いて求めた一粒子準位を変形パラメーターを横軸として示したものを Nilsson 図という。その場合には閉殻を示す大きな準位間隔がしだいに消滅していく。

一粒子状態 [英 one-particle state, 独 Einteilchenzustand, 仏 état de particule unique, 露 одночастичное состояние] 一個の粒子に対する量子力学的な状態。同種の粒子を多数含む多粒子系があるとき、その粒子間に相互作用がなければ、全系の量子力学的な取扱いは簡単で、一粒子の量子力学を解くことに問題は帰着する。その際に現れる量子状態が一粒子状態である。この状態を記述する量子数を r とすれば (r は波数ベクトル k , スピン状態 σ など意味する)、一粒子状態のエネルギー固有値は ϵ_r と書かれる。自由粒子の集団では、全系のエネルギー固有値 E が

$$E = \sum \epsilon_r n_r$$

と表される。ただし、 n_r は状態 r を占める粒子数で、ボース粒子では $n_r = 0, 1, 2, 3, \dots$ 、フェルミ粒子では $n_r = 0, 1$ の値をとる。

一粒子遷移確率 [英 single particle transition probability, 仏 probabilité de transition d'une particule, 露 вероятность одночастичного перехода] 多粒子系の状態変化が一粒子の状態変化により生じたと考えて得られる遷移確率をいう。原子核において、陽子、中性子が共に閉殻をつくっている両閉殻核に一粒子を付け加えたり、一粒子を抜いた核の低い励起状態へ、閉殻に一粒子あるいは一空洞が加わった一粒子状態および一空洞状態と考えられる。広義で、これらは一粒子状態とよべし、これらの一粒子状態は閉殻核に一粒子移行反応などの実験を行って確かめられる。閉殻核は球形核であり、一粒子状態は、粒子がスピン・軌道相互作用を含む中心力ポテンシャル場内を運動しているとして記述される。電磁相互作用によりある一粒子状態からエネルギーが低い一粒子状態へ r 崩壊をしたり、また弱い相互作用により親核の一粒子状態から娘核の一粒子状態へ β 崩壊をする。遷移確率の測定値は、この一粒子遷移模型による計算値と系統的に異なることがある。このずれの程度は、遷移を引き起す相互作用の種類、その多重極の型、スピンやアイソスピンの変化の有無などに依存するが、このずれの最も重要な原因は、一粒子 (または一空洞) の存在によって生じる閉殻芯のひずみ (≡ 芯偏極) によるものと説明される。

一粒子ポテンシャル [英 single particle potential,

独 Einteilchenpotential, 仏 potentiel d'une particule, 露 одночастичный потенциал] 原子核を構成している核子 (陽子および中性子) のうちの任意の核子に注目し、その核子に及ぼすほかのすべての核子の力をポテンシャルの形に表したもので、平均ポテンシャルともいう。本来、原子核は多体系であるが、多体系を厳密に取扱うことは困難であるため、原子核における平均のポテンシャルを導入して、一体問題のシュレーディンガー方程式を解き、その結果得られるエネルギー準位が実験と合うかどうかでその一粒子ポテンシャルを吟味するという方法がとられている。核力が到達距離の短い相互作用であることから、原子核の平均ポテンシャルは密度分布と近似的に一致してほぼ井戸型に近いものと考えられる。しかし殻模型では、井戸型よりも取扱いはるかに簡単な調和振動子ポテンシャルがよく用いられ、たいいての場合実用的には十分な近似を与える。振動子の振動数 ω は原子核の半径 $R = 1.2A^{1/3}$ [fm] と関係がつけられ、 $\hbar\omega = 40A^{-1/3}$ [MeV] と考えられる。調和振動子ポテンシャルによって与えられるエネルギー準位は $E_N = \{N + (3/2)\} \hbar\omega$ で、零点エネルギー $(3/2)\hbar\omega$ を別とすると $\hbar\omega$ の N (0 または正整数) 倍で、 N を振動量子数と考えてよい。 N によって指定される準位には縮退があり、軌道角運動量 $l = N, N-2, \dots, 0$ または 1 が現れる。角運動量 l に対して m_l は $2l+1$ 個存在し、さらにスピンの自由度 2 であるから、 N によって指定される準位の縮退度は $\sum_l (2l+1) = (N+1)(N+2)$ となり、 $N=0, 1, 2, 3, 4, 5$ のエネルギー準位に対してそれぞれ 2, 6, 12, 20, 30, 42 個の粒子が入りうることになる。パウリの原理にしたがってエネルギーの低い状態から順次つめていくと、2, 8, 20 が閉殻になって魔法数に一致するが、その後は 40, 70, 112 と魔法数と食い違う。調和振動子ポテンシャルの代りに井戸型ポテンシャルをとると、 l に対する縮退が解けて、同じ N に属する l の中で大きいものほどエネルギーが低くなるが、閉殻に近なる粒子数を変えるほど大きな違いはない。28, 50, 82, 126 の魔法数を説明するためには、平均ポテンシャルの中に $as \cdot l$ の形のスピン・軌道相互作用を導入することが必要であることが 1949 年 M. G. Mayer と J. H. D. Jensen によって指摘された。ここに s および l はスピンおよび軌道角運動量で、 a は適当な大きさの定数である。この相互作用によって l の準位は全角運動量 $j = l \pm (1/2)$ によって指定される 2 つの準位に分離する。 a が負であれば $j = l + (1/2)$ のほうが低くなり (逆二重項)、しかも l が大きいほど、その分離が大きくなる。 a の値を $-20A^{-2/3}$ [MeV] 程度にとると、 $N \geq 4$ で N に属する最大の l の $j = l + 1/2$ の準位のエネルギーが相当に低くなり、調和振動子による閉殻を突破して $N-1$ の準位の群に近づいて、大きなエネルギー間隔が生じ、 j, j 結合による閉殻 50, 82, 126 をつくることになる。 $N=3$ のときには $f_{7/2}$ が同じ理由によって孤立した準位になる。なお核反応における一粒子ポテンシャルは波動関数の原点から遠い部分が重要となるのでサクソン・ウッズ・ポテンシャルなどを用いる必要がある。

一粒子模型 [英 single particle model, 独 Einteilchenmodell, 仏 modèle à particule unique, 露 одночастичная модель] = 独立粒子模型

一粒子モーメント [英 single-particle moment, 仏 moment d'une particule, 露 одночастичный момент] 多

粒子系について独立粒子模型で予測したモーメントの値、素粒子や原子核は、電荷のほかに、磁気モーメント μ をもっている。その大きさは、核磁子単位 $e\hbar/2Mc$ で測られている(e は電気素量, \hbar はプランク定数を 2π で割った値, M は核子の質量, c は光の速さである)。陽子と中性子は、それぞれ $\mu_p = 2.79$, $\mu_n = -1.91$ の磁気モーメントをもっている。核子がディラック方程式に従って運動したと考えるとそれぞれ $\mu_p = 1$, $\mu_n = 0$ となり、その差 1.79, -1.91 は、核子のまわりに発生している中間子の雲の影響を表すものとされている。

質量数が奇数の原子核では、偶数個の核子は互いのスピンや磁気モーメントを打消しあうように、それぞれ反平行に組み、残りの 1 個の核子のスピンや磁気モーメントが、原子核全体のスピンや磁気モーメントとして観測されると考えると、理論計算がしやすい。つまり、いちばん外側の核子のモーメントが原子核のモーメントを代表すると考え、これを一粒子モーメントという。この仮定のもとに原子核の殻模型を用いて計算した値は、陽子数 Z が奇数で、残り 1 個の陽子の全角運動量 j が軌道角運動量 l と固有スピン $1/2$ との和, $j = l + (1/2)$ の場合, $\mu = j - (1/2) + \mu_p$, $j = l - (1/2)$ の場合, $\mu = j + [(j+1)/(1/2) - \mu_p]$, 中性子数 N が奇数で $j = l + (1/2)$ の場合, $\mu = \mu_n$, $j = l - (1/2)$ の場合, $\mu = -j\mu_n/(j+1)$ となる。実測されている奇数核の磁気モーメントは必ずしもこの値には一致しないことが、 Z が奇数の核については図 1 から、 N が奇数の核については図 2 からわかる。 $\mu_p = 2.79$, $\mu_n = -1.91$ を代入して得た一粒子モーメントの値を画いた実線をシュミット線という。また $\mu_p = 1$, $\mu_n = 0$ を代入して画いた点線をディラック線という。 Z が奇数の原子核では、 $j = l \pm (1/2)$ のそれぞれの場合について、実測された磁気モーメントが、シュミット線とディラック線の間の領域に分布しているという特徴がある。シュミット線からのずれは、原子核が一粒子模型より複雑であること、あるいは交換流の

効果があること、などによって説明されている。

溢 汪 [英 flooding, 独 Flüssigkeitsstau, 仏 engorgement, 露 захлебывание] 2 つの異なった流体が向い合っていて逆方向に流れるとき、一方の流れが他方の流れに影響されて、結局同一方向に流れてしまう現象。

一括処理 = バッチ処理

一貫性のある単位系 [英 coherent system of units, 独 kohärentes Einheitensystem, 仏 système d'unités cohérentes, 露 согласованная система единиц] 1 つの単位系におけるすべての組立単位が、基本単位(およびそれに準ずるものとみなされた補助単位)の乗除(異なる単位間の乗算・除算のみでなく、1 つの単位の正負の整数乗を含む)だけで、(1 以外の数係数を用いずに)組立てられる時、その単位系を一貫性のある単位系、またはコヒーレント単位系という。その典型例として国際単位系(SI)をあげることができが、キロ、センチ、ミリなどの SI 接頭語を付けて表された諸単位は、それぞれ 10^3 , 10^{-2} , 10^{-3} などの数係数を用いてつくられたものであるから、「一貫性のある単位系」の範囲の外にあり、本来の SI 単位(基本単位, 補助単位, 組立単位)とは区別される(⇒単位系, 国際単位系, SI 単位, SI 接頭語)。なお、この意味でのコヒーレントという語の用例は、1863 年のイギリス科学振興協会(British Association for the Advancement of Science)の報文にすでに現れている。

一体近似 [英 one-body approximation, 独 Einkörper-system als Annäherung, 仏 approximation à corps unique, 露 приближение одного тела] 相互作用をしている量子多体系の波動関数を、一粒子の波動関数の積で近似する方法を一体近似という。粒子間の相互作用は、すべての粒子に共通の平均的な一体場で近似されるとして、各粒子はその場の中を運動する一粒子と考える。そうして一体問題の定常状態の波動関数を求め、その積で系の波動関数を表そうというのがこの近似である。フェルミ粒子系では、波動関数が反対称であるという要請のために、粒子は互いに異なる状態を占め、系の波動関数は、それらの状態の波動関数からなるスレーター行列式で書ける。粒子の密度行列と相互作用から、つじつまの合った方法で平均的な一体場を求める方法として、ハートリー近似とハートリー-フォック近似があり、ともに一体近似の代表的なものである。ハートリー近似では、系の波動関数の反対称性からくる効果は無視されているが、ハートリー-フォック近似では、その効果は正確に取り入れられている。そのため、ハートリー-フォック近似では、粒子間の運動学的な相関はすでに考慮されていると考えてよい。しかし、一粒子状態のシュレーディンガー方程式は依然として一体のハルトニアンで与えられ、ポテンシャルが非局所的なものになってはいるが、一粒子の波動関数が、定常状態として意味をもつことには変わりはない。粒子間の動力学的な相関を部分的に考慮するため、乱雑位相近似や、一体の密度行列および一体場の時間的変化まで考える時間依存ハートリー-フォック近似などの方法が進められている。また、BCS 理論に見られるように、粒子数保存を破って対相関を考えるような場合は準粒子に対して、ある種の一体近似をしたとも考えることができる。

一体分布関数 [英 single particle distribution function, 独 Einteilchenverteilungsfunktion, 仏 fonction de distribution d'une particule isolée, 露 одночастичная функция]

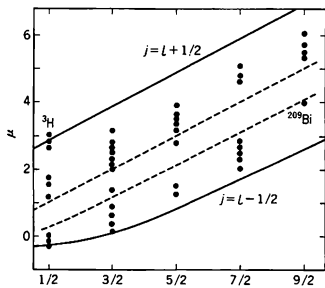


図 1

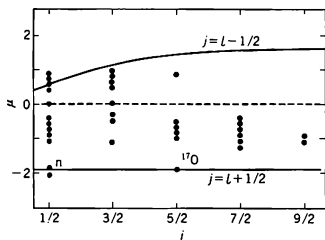


図 2

分布関数] 分子, 原子または電子などの粒子の集団を考えると, そのなかの1つの粒子の座標と運動量を指定したときの分布関数. 空間の1点 $r^{(0)} = (x^{(0)}, y^{(0)}, z^{(0)})$ と, 運動量の値 $p^{(0)} = (p_x^{(0)}, p_y^{(0)}, p_z^{(0)})$ を与えてみよう. いま1つの粒子の座標と運動量が

$$\begin{aligned}
 x^{(0)} &\leq x \leq x^{(0)} + dx & p_x^{(0)} &\leq p_x \leq p_x^{(0)} + dp_x \\
 y^{(0)} &\leq y \leq y^{(0)} + dy & p_y^{(0)} &\leq p_y \leq p_y^{(0)} + dp_y \\
 z^{(0)} &\leq z \leq z^{(0)} + dz & p_z^{(0)} &\leq p_z \leq p_z^{(0)} + dp_z
 \end{aligned}$$

を満たしている確率は, $dx, dy, dz, dp_x, dp_y, dp_z$ が十分小さいとき

$$f(r^{(0)}, p^{(0)}, t) dx dy dz dp_x dp_y dp_z$$

と表される. すなわちこの確率は, 微小領域の体積に比例する. 比例係数 f は $r^{(0)}$ や $p^{(0)}$ にはよるかもしれないが, 微小領域の形状, 体積などにはよらないだろう. このようにして定義された関数 $f(r, p, t)$ のことを一体分布関数という. この定義によれば

$$\int \cdots \int f(r, p, t) dx dy dz dp_x dp_y dp_z = 1$$

であるが, 上の f に全粒子数をかけたものを一体分布関数ということも多い. このときは上の積分の右辺は粒子の総数になる. 熱平衡状態にある気体, 液体の一体分布関数はマクスウェル-ボルツマン分布になる. 量子力学の場合にも同様な量を定義できる(\Rightarrow ウィグナーの位相空間分布関数).

イットリウムアルミニウムガーネット [英 yttrium aluminum garnet, 独 Yttrium-Aluminium-Granat, 仏 grenat d'yttrium-aluminium, 露 алюминиевый гранат иттрия] 分子式 $Y_3Al_5O_{12}$ で表される化合物で, ししば YAG と略記する. 代表的な酸化物磁性体である $Y_3Fe_5O_{12}$ と同じく立方晶系ガーネット構造をもつ. 結晶空間群は $O_h^h - Ia\bar{3}d$ (\Rightarrow イットリウム鉄ガーネット). この単結晶は無色透明で固体レーザー母体結晶として用いられる. とくに, イットリウムの一部分を希土類イオンのひとつである Nd^{3+} で置換した $Y_3Al_5O_{12} : Nd^{3+}$ は, $1.06\mu m$ の発振波長をもつ固体レーザーとして広く使用されている. $Y_3Al_5O_{12}$ に限らずガーネット型結晶は, 一般に種々の希土類イオンおよび鉄族イオンなどで置換した同型の結晶が人工的につくられる. そのひとつである $Gd_3Ga_5O_{12}$ は GGG とよばれる, 磁気バブル基板結晶として最も多く用いられている.

イットリウム鉄ガーネット [英 yttrium iron garnet, 独 Yttrium-Eisen-Granat, 仏 ferrite grenat d'yttrium, 露 феррогранат иттрия] 分子式 $3Y_2O_3 \cdot 5Fe_2O_3$ または $Y_3Fe_5O_{12}$ をもつ代表的磁性酸化物. YIG と略記. 天然宝石ガーネットと同じ結晶構造で立方晶系に属するフェリ磁性体. 1956 年から 1957 年にかけて, R. Pauthenet らと S. Geller らによって独立に発見された希土類鉄ガーネット $3R_2O_3 \cdot 5Fe_2O_3$ (R は希土類元素) のひとつである. 厚さ数十 μm 以下の薄片単結晶は赤褐色で, 磁気光学効果を示す. この効果は近赤外波長領域での光アイソレータなど磁気光学素子への応用に生かされている. また強磁性共鳴の半値幅 (ΔH) が非常に狭い. このことはマイクロ波応用に結びついている. 立方晶系の単位胞は $Y_3Fe_5O_{12}$ の8分子から成り, Fe^{3+} イオンが, 6 個の O^2- イオンによって八面体的に囲まれる a 位置と, 4 個の O^2- イオンによって四面体的に囲まれる d 位置に 2 対 3 の比で入っている. 磁気的には上述の a 位置と d 位置にある Fe^{3+} イオンはそれぞれ $5\mu_B$ (μ_B はボーア磁子) をもち反平行になっている

ので, 1 分子当り 0K での自発磁化は $3 \times 5 - 2 \times 5 = 5\mu_B$ であり, キュリー温度は約 560K, 磁化容易方向は $[111]$ である. $R_3Fe_5O_{12}$ ($R \neq Y$) で表される希土類鉄ガーネットでは Lu^{3+} 以外の R^{3+} が磁気モーメントをもつので, 3 副格子のフェリ磁性体となる. しかし, Fe^{3+} (a) と Fe^{3+} (d) の磁気的結合がほかの結合に比べて非常に強いので, YIG とほとんど同じフェリ磁性を示す. ただし低温度になると R^{3+} の効果が大きくなり, R^{3+} に由来する大きな磁気モーメントが Fe^{3+} のフェリ磁性モーメントと逆向きに生じ, このためキュリー温度以下の温度で R^{3+} による磁気モーメントと Fe^{3+} による磁気モーメントが相殺する補償温度が存在するなどのほか YIG に比べて多様な磁気的性質を示す.

一般解 [英 general solution, 独 allgemeine Lösung, 仏 solution générale, 露 общее решение] \Rightarrow 微分方程式

一般化運動量 [英 generalized momentum, 独 verallgemeinerter Impuls, 仏 quantité de mouvement généralisée, 露 обобщённый импульс] 力学系を記述する一般化座標を q_1, q_2, \dots, q_f , 時間に関するそれらの導関数を $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_f$ とすると, ラグランジアン L はこれらによって表されるが, この L から $p_i = \partial L / \partial \dot{q}_i$ によって定義される量 p_1, p_2, \dots, p_f を, それぞれ q_1, q_2, \dots, q_f に共役な一般化運動量という. 正準運動量とよぶこともある. q_i として直交直線座標を用いるときには, x_j に共役な一般化運動量は $p_{jx} = m_j \dot{x}_j$ のように通常の運動量の成分になるが, q_i がある軸のまわりの回転を表す角であるとき, p_i はその軸の方向の角運動量になる. たとえば平面運動を極座標で記述する場合に, $q_1 = r, q_2 = \theta$ とすると, $L = (m/2)(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\theta}^2) - V(r, \theta)$ となるから, $p_1 = m\dot{r}, p_2 = mr^2 \dot{\theta}$ となり, p_2 は角運動量になる. この場合ポテンシャル V が θ によらない中心力であると L は θ を含まないので, ラグランジュの運動方程式から $p_2 =$ 一定 が得られる. 一般に循環座標に共役な一般化運動量は保存量である. ポテンシャルが速度に関係する場合には, 直交直線座標でも, これに共役な運動量は質量と速度成分の積に等しくはない. たとえばスカラーポテンシャル ϕ , ベクトルポテンシャル A で記述される電磁場内の荷電粒子系のラグランジアンは $L = \sum_i \{ (1/2)m_i \dot{r}_i^2 - e_i \phi(r_i) + e_i A(r_i) \cdot \dot{r}_i \}$ で与えられるので,

x_j に共役な一般化運動量は $p_{jx} = m_j \dot{x}_j + q_j A_x(r_j)$ となる.

一般化座標 [英 generalized coordinates, 独 verallgemeinerte Koordinaten, 仏 coordonnées généralisées, 露 обобщённые координаты] 質点の運動を扱うにはその直角座標 x, y, z の時間変化を調べればよいが, 中心力場内の運動(力の中心を含む平面運動になる)ならば平面極座標のほうが便利であるし, 糸の長さが一定の単振り子なら糸の傾角だけで運動を記述することができる. 質点系でも同様であるが, 特に剛体として扱える系ならば, 重心の位置を示す3個の座標とそのまわりの方位を示す3個の角(たとえばオイラー角)の合計6個の変数の時間変化を知れば運動が定まる. このように, 力学系の運動を一義的に表すのに十分なだけの独立な変数 q_1, q_2, \dots, q_f をその系の一般化座標という. たとえば単振り子で $r = l$ (一定)として θ だけを変数として残すというようにして, ホロノーム系では一般化座標の数を自由度の数に等しくとることができるが, 非ホロノーム系ではそれができず, 自由度の数以上の

変数が必要となる。一般化座標を用いて運動方程式を表したものがラグランジュの運動方程式である(⇒解析力学)。

一般化された固有関数 [英 generalized eigenvector, 独 generalisierter Eigenvektor, 露 обобщённая собственная функция] ハミルトニアン H をもつ量子力学系において、エネルギー E の束縛状態の波動関数 ψ は、固有値方程式 $H\psi = E\psi$ を満たす。このとき、 ψ は波動関数の属するヒルベルト空間に属することが要求され、その条件は、 $\int |\psi(x)|^2 dx < \infty$ と表される(厳密にいえば、 ψ は H の定義域に属さねばならない)。さて、自由粒子のハミルトニアン $H = -\Delta$ に対しては、平面波 $\psi_k(x) = \exp(ikx)$ は形式的な固有値方程式 $H\psi_k(x) = k^2\psi_k(x)$ を満たすが、 $\int |\psi_k(x)|^2 dx < \infty$ は満たさない。このようなとき、 ψ_k は H の一般化された固有関数であるという。一般化された固有関数は連続スペクトルに属する固有関数とみなせるが、その十分具体的かつ普遍的な定義を与えることは難しい。上の例では、 ψ_k はフーリエ変換(座標表示→運動量表示の変換)の核を与える。一般の系では、束縛状態の固有関数系と一般化された固有関数系とを合せて、座標表示→一般運動量表示なる変換ができると期待される。一般化された固有関数系を考えると、それがこの性質(完全性と直交性)をもつか否かがたいせつである。 $H = -\Delta + V(x)$ に対する一般化された固有関数は、リップマン・シュウィング方程式の解として得られる(⇒リグッド・ヒルベルト空間)。

一般化された自由場 [英 generalized free field, 独 verallgemeinertes freies Feld, 仏 champ libre généralisé, 露 обобщённое свободное поле] 既約な局所場 $\phi(x)$ 、 $\phi(y)$ があって、この両者の交換関係が $x=y$ の関数で表せるとき、 ϕ を一般化された自由場という。場が局所的であるとは、 x と y が互いに空間的に離れていれば $\phi(x)$ と $\phi(y)$ は交換する(フェルミ場の場合は反交換する)ことをいう。また、 $\phi(x)$ が既約であるとは、すべての x について $\phi(x)$ と可換な演算子は恒等演算子の c 数倍しかないことをいう。 ϕ の交換関係が $[\phi(x), \phi(y)] = B(x-y)$ と2点の差の関数で書けたとすると、 ϕ の局所性と既約性によって $B(x-y)$ は恒等演算子の c 数倍になる。スカラーの一般化された自由場の交換関係を $[\phi(x), \phi(y)] = -i\Delta(x-y)$ と書くとき、相対論的不変性とヒルベルト空間の正定値性から、 $\Delta(x)$ の一般形は

$$\Delta(x) = \int_0^\infty \Delta_A(x) d\sigma(\lambda) \quad (1)$$

となることはいえる。ただし、 $\Delta_A(x)$ は質量 $\sqrt{\lambda}$ の不変 Δ 関数、 $\sigma(\lambda)$ は多項式の程度で非減少関数である。したがって、一般化された自由場は種々の質量の自由場の重ね合せというところから考え方ができる。一般のスカラー場の交換関係の真空期待値が式(1)に似た、いわゆるレーマン表示をもつことが知られているが、一般化された自由場では交換関係そのものについて表示できることが特徴である。

公理論の場の理論では、すべてのワイトマン関数が二点ワイトマン関数の積のみで書き表されると、構成された場は一般化された自由場になる。一般化された場が単独の粒子を記述するとは考えられない。そこで、散乱理論のときのように場の量子論を粒子的に解釈するために、新しい要請を付加する必要がある。これが漸近条件とよばれるものである(⇒ハーク・リュエルの散乱理論)。直接的なやり方で一般化された自由場を局所場から排除する試みは成功

していない。

一般化された力 [英 generalized force, 独 verallgemeinerte Kraft, 仏 force généralisée, 露 обобщённая сила] 体系のハミルトニアン $H(q, p, x)$ に含まれる一般的な座標(パラメーター) x に共役な力

$$X = \frac{\partial H(p, q, x)}{\partial x}$$

を力学量としての一般化された力という。量子状態 j での一般化された力 X_j は、固有エネルギーを $E_j(x)$ とすると

$$X_j = \frac{\partial E_j(x)}{\partial x}$$

で定義され、正準分布における一般化された力の平均値は

$$\langle X \rangle = \frac{\sum_j X_j \exp(-\beta E_j)}{\sum_j \exp(-\beta E_j)}$$

で与えられ、状態和を $Z(\beta, x)$ とすると、これは

$$\langle X \rangle = \frac{-\beta^{-1} \partial \log Z(\beta, x)}{\partial x}$$

とも書ける。特に $-x$ として、体系の体積 V をとれば、一般化された力は圧力 p となり

$$p = \frac{\beta^{-1} \partial \log Z(\beta, V)}{\partial V}$$

と書ける。

一般化されたビリアル定理 [英 generalized virial theorem, 独 allgemeiner Virialsatz, 仏 théorème viriel généralisé, 露 обобщённая виральная теорема] ⇔ ビリアル定理

一般化振動子強度 [英 generalized oscillator strength, 独 generalisierte Oszillatorenstärke, 仏 force d'oscillateur généralisée, 露 обобщённая сила осциллятора] 原子についての一般化振動子強度 $f_{on}(K)$ は

$$f_{on}(K) = \frac{2m(E_n - E_0)}{\hbar^2 K^2} |\epsilon_{on}(K)|^2 \quad (1)$$

で定義される無次元の量である。ここで m は電子の質量、 $0, n$ は始状態および終状態、 E_0, E_n は始状態および終状態の原子の固有エネルギーを示し、 $\epsilon_{on}(K)$ は遷移 $0 \rightarrow n$ に対する遷移形状因子(⇒形状因子)で

$$\epsilon_{on}(K) = \int \phi_n^*(r_1, \dots, r_N) \sum_j \exp(iKr_j) \times \phi_0(r_1, \dots, r_N) dr_1 \dots dr_N \quad (2)$$

と与えられる。また式(1)で終状態が縮退しているときは、縮退している状態についての和をとるものとする。以下簡単のために始状態を示す添字 0 を省略し $f_n(K)$ と書く。始状態 0 が球対称であるか、または方向性をもっていないか、その方向性が無秩序に分布している多くの原子の集りを問題にするときはその向きについて平均すると、 $|\epsilon_{on}|^2$ および $f_n(K)$ は K の方向にはよらず、その大きさ K のみの関数となる。このとき $f_n(K)$ を $f_n(K)$ と書く。

$f_n(K)$ は振動子強度 f_n と

$$\lim_{K \rightarrow 0} f_n(K) = f_n \quad (3)$$

という関係がある。一般化振動子強度の名称はここから出ている(⇒振動子強度)。

一般化振動子強度を用いれば、速い荷電粒子が、標的原子と衝突し、運動量 $\hbar K$ ($= \hbar k - \hbar k'$) を与え、状態 0 から $n \rightarrow$ 遷移させる非弾性散乱微分断面積 $I_{on}(\theta)$ は、ボルン近似では

$$I_{0n}(\theta) = \frac{k^4 4\pi m z^2 e^4}{k^2 \hbar^2} \frac{1}{E_n - E_0} \frac{f_n(K)}{K^2} \quad (4)$$

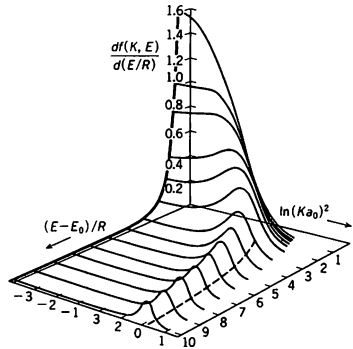
となる。ここで $\hbar k, \hbar k'$ は衝突前後の入射粒子の運動量, z は入射荷電粒子の電荷数, K は散乱角を θ として $K = \sqrt{k^2 + k'^2 - 2kk'\cos\theta}$ と与えられる。終状態が連続状態の場合はこの波動関数をエネルギー E で規格化して

$$\int \psi_{E0} \psi_{E'0}^* dr = \delta(E - E') \delta(Q - Q')$$

とする。これを用いれば一般化振動子強度密度は

$$\frac{df(K, E)}{dE} = \frac{2m(E - E_0)}{\hbar^2 K^2} \sum_n |\epsilon_{0, E0}(K)|^2$$

により定義される。ここで Q は終状態を指定する E 以外の量子数である。運動量移行が $\hbar K$, 終状態のエネルギーが E と $E + dE$ の間にある一般化振動子強度は $(df/dE)dE$ で与えられる。この場合についても十分速い荷電粒子と原子との衝突については式(4)と同様の関係が成り立つ。高速荷電粒子の原子による前方散乱では、非弾性散乱の場合も $K (=|k - k'|)$ は入射エネルギーが大きくなると 0 に近づくので、式(3), (4)により、散乱微分断面積は光の吸収と密接な関係がある。その理由は以下のように説明できる。速い荷電粒子が原子からある程度離れた所を通過すると、原子は空間的には一様な、しかし時間的にはパルスの電場を感じる。パルスの場のフーリエ成分は広がった振動数分布をもつから、原子は広い振動数領域にわたって分布した光と双極子相互作用をすると解釈できるからである。始状態 0 にある標的原子に、荷電粒子が運動量 $\hbar K$ を与えたとき、原子内電子は束縛状態にあるために、原子が得る(または失う)内部エネルギーは一定にならず、ある確率で状態 n に遷移する。始状態 0 が基底状態であれば、原子内電子を振動子の集りとみなしたとき、一般化振動子強度 $f_n(K)$ は原子が運動量 $\hbar K$ を受取り、状態 0 から n への遷移を引き起こすときに関与する振動子の数を与えると解釈できる。また一般に $f_n(K)$ は平衡状態にある原子が弱い摂動を受けたときの線形応答関数とみなせる(=線形応答理論)。一般化振動子強度分布 $df(K, E)/dE$ (n が離散の場合は $df(K, E)/dE = \sum_n f_n(K) \delta(E - E_n)$ として含めて)の全体を変数を K と E の関数としてプロットした三次元空間における面をベータ表面という。ある原子についてこの表面がわかっていれば、高速荷電粒子の非弾性散乱に対するこの原子の性質がすべてわかったことになる。図に水素原子の基底状態についてベータ表面(立体図; ベータ表面上で $(E - E_0)/R = 3/4, 8/9, 1, 5/4, 3/2, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10$ となる 14 本の曲線が描かれている)を示す。エネルギーはリュードベリ単位になっており, a_0 はボーア半径である。 $(E - E_0)/R = 3/4, 8/9$ は離散固有値の励起状態に相当し、この場合は図では単位エネルギー当りの振動子強度 $(1/2)n^2 f_n(K)$ (n は主量子数)がプロットされている。 $f_n(K)$ は式(3)により $K \rightarrow 0$ では振動子強度に近づく。励起エネルギー $E - E_0$, 運動量移行 $\hbar K$ が大となるにつれて、原子内電子の束縛の効果は弱くなり、束縛電子を自由とみなしたときのエネルギー、運動量の保存則が成立する図の破線上に分布が集中する。これをベータの嶺(Bethe ridge)という。すべての原子・分子に共通にこの嶺が存在する。図では曲面は比較的単調な変化を示すが、一般の原子・分子では殻構造などがあるのでもっと複雑な構造をもつ。



一般化振動子強度分布について、エネルギーの μ 次のモーメント $S(\mu, K) = \sum_n (E_n - E_0)^\mu f_n(K)$ (和は連続状態も含む)を定義すると、これは K に依存するある物理量の始状態 0 についての平均値を与える。これを一般化振動子強度分布についての総和則という。たとえば $S(0, K) = N$ (原子内電子数)となり、振動子強度分布におけるトーマス-ライヒェーケーンの和則の一般化となっている。この総和則と、始状態 0 が基底状態ならば $f_n(K)$ は常に正となることが、一般化振動子強度を「原子が $\hbar K$ なる運動量を受取り、状態 0 から n への遷移を引き起こすのに関与する古典的な振動子の個数」とみなす根拠となる(=総和則, トーマス-ライヒェーケーンの和則)。

なお一般化振動子強度についても振動子強度の場合と同じく、一般化誘電率 $\epsilon(K, \omega)$ の虚数部のスペクトル分解と考えることができる。すなわち荷電粒子から運動量 $\hbar K$, エネルギー $\hbar \omega$ を物質に与える縦波励起の確率は $\text{Im}(1/\epsilon(K, \omega))$ に比例する。この表式は一般に凝縮系も含めて成立する。また十分大きな励起エネルギーに対しては

$$\epsilon(K, \omega) = 1 - \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} \sum_n f_n(K)$$

となる。このような大きなエネルギーでは物質中の電子の束縛エネルギーは無視できて N 個の自由な電子の複素誘電率

$$\epsilon(K, \omega) = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2}$$

に一致し、総和則 $\sum_n f_n(K) = N$ が得られ、古典的な振動子の個数とみなす根拠となる。一般化振動子強度は He のような簡単な原子では精度のよい波動関数を用いて計算されるが、より複雑な原子・分子については、電子の非弾性散乱の実験データから式(4)の関係により測定される。

一般化力 [英 generalized force, 独 verallgemeinerte Kraft, 仏 force généralisée, 露 обобщённая сила] 一般化座標 q_1, q_2, \dots で記述される力学系が、微小な変位 $\delta q_1, \delta q_2, \dots$ を行ったときに、この系になされる仕事が $\delta W = \sum_j Q_j \delta q_j$ と書かれる場合に、 Q_j のことを一般化力(j 成分)という。質点系で、 n 番目の質点の直角座標を x_n, y_n, z_n , それに働く力の直角成分を X_n, Y_n, Z_n とすると Q_j は

$$Q_j = \sum_n \left(X_n \frac{\partial x_n}{\partial q_j} + Y_n \frac{\partial y_n}{\partial q_j} + Z_n \frac{\partial z_n}{\partial q_j} \right)$$

で与えられる。特に力が l を直接含まないポテンシャル V から $X_n = -\partial V / \partial x_n$, $Y_n = -\partial V / \partial y_n$, $Z_n = -\partial V / \partial z_n$ で導かれる保存力の場合には, これらを上の式に入れることによって, $Q_j = -\partial V / \partial q_j$ と表せることがわかる。 q_j が直角座標のときには Q_j は通常の力の成分になるが, q_j が回転角を表す場合には Q_j は力のモーメントになる。

一般逆行列 [英 pseudoinverse, 露 псевдообратная матрица] A を $m \times n$ 行列とすると, $n \times m$ 行列 X が, (1) $AXA = A$, (2) $XAX = X$, (3) AX は対称, (4) XA は対称, の4つの条件を満たすとき, これをムーア-ペンローズの一般逆行列といい, A^+ で表す。このような X は常に存在し, しかも一意である。 A が正行列で正則ならば, X は(普通の)逆行列 A^{-1} に一致する。 A が最大階数ならば, $X = (A^T A)^{-1} A^T$ と書くことができる。一般逆行列は特異値分解を使って求めることができる。すなわち, $A = U \Sigma V^T$, U は $m \times m$ 直交行列, Σ は $m \times n$ 対角行列, V は $n \times n$ 直交行列と特異値分解ができたとき, $A^+ = V \Sigma^+ U^T$ によって A^+ が得られる。ただし, Σ^+ は $n \times m$ 対角行列で Σ の対角要素を σ_i としたとき, Σ^+ の対角要素 σ_i^+ は $\sigma_i \neq 0$ ならば $\sigma_i^+ = 1/\sigma_i$, $\sigma_i = 0$ ならば $\sigma_i^+ = 0$ である。 A が $m \geq n$ なる $m \times n$ 行列, b が与えられた m 次元ベクトルとすると, $\|Ax - b\|$ を最小にする長さ最小の x を求めるという最小二乗問題の解は, 一般逆行列を用いて $x = A^+ b$ で表される。しかし, 連立一次方程式を逆行列を直接使って解かない方がよいと同様に, $A^+ b$ を式どおり計算するのは得策ではない。

一般線形群 [英 general linear group, 独 allgemeine lineare Gruppe, 仏 groupe linéaire général, 露 общая линейная группа] \Rightarrow 古典群

一般相対性 [英 general relativity, 独 allgemeine Relativität, 仏 relativité générale, 露 общая относительность] = 一般相対性原理

一般相対性原理 [英 general principle of relativity, 独 allgemeines Relativitätsprinzip, 露 принцип общей относительности] 物理現象の起る時空を四次元のリーマン空間と考えるとき, この空間のすべての座標系は同等であり, 物理法則はすべて座標変換に対して不変であるという一般相対性理論の主張。この要請を満足するには, 物理法則は座標変換に対してテンソルとして変換する量の間の関係式(テンソル方程式)として与えられなければならない。特殊相対性理論における, すべての慣性座標系は同等であり, ローレンツ変換に対して物理法則が不変であるという主張の拡張である。この原理は等価原理とともに一般相対性理論の基本的要請である。

一般相対性理論 [英 general theory of relativity, 独 allgemeine Relativitätstheorie, 仏 théorie de la relativité générale, 露 общая теория относительности] 1916年, A. Einstein により提唱された, 加速度運動をする座標系を含む一般の座標系における物理法則, 特に重力に関する理論。1905年に, Einstein が発見した特殊相対性理論では, 慣性座標系における物理法則を対象としたが, これを拡張し, 同時に, 特殊相対性理論に沿った定式化のできなかった重力(万有引力)の理論を与えたのが一般相対性理論である。

一般相対性理論は2つの基本的仮説のうえに建設されている。そのひとつは等価原理であり, エトベッシュの実験によって, 重力質量と慣性質量とが比例する(等価である)

事実は, 一般相対性理論以前に知られていたが, 一般相対性理論においては, これは座標系の加速度運動による見かけの力の場と重力場とがまったく同等であることのあらわれであるとする(\Rightarrow 等価原理)。もうひとつは一般相対性原理であり, すべての座標系が物理現象の記述に関して同等であるとする仮説である(\Rightarrow 一般相対性原理)。

これらの仮説に基づいて, 時空を, 特殊相対性理論におけるミンコフスキーの時空から, 一般の計量テンソルをもつ四次元のリーマン空間へと拡張し, 重力場を, 計量テンソルを通じてあらわれる時空の幾何学的性質として記述する。座標を x^i ($i=0 \sim 3$) とすると, この空間の幾何学的性質は, 線素 ds を $ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j$ (この項ではアインシュタインの規約に従う) によって与える計量テンソル g_{ij} , 平行移動を与えるクリストッフェルの記号 Γ^i_{jk} , 空間の曲率に関係したリーマン・テンソル, リッチ・テンソル R_{ij} , スカラー曲率 R などにより記述されるが, これらは, アインシュタイン方程式

$$R_{ij} - \frac{1}{2} g_{ij} R + \Lambda g_{ij} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ij}$$

によって, 物質や場の運動量・エネルギーテンソル T_{ij} と関係づけられる。弱い重力場の場合には, アインシュタイン方程式は, ニュートンの重力(万有引力)のポテンシャルに対するポアソンの方程式に帰着する。アインシュタイン方程式は, 一般相対性理論の基本方程式であるが, 非線形方程式であるために重ね合わせの原理が成り立たず, 厳密解を求めるのは一般に困難であって, 現在までに主に対称性のよい場合についていくつかの厳密解が知られているにすぎない。また, アインシュタイン方程式を線形化して, 光速で伝わる重力波が存在することが示される。

重力以外の力を受けない固有質量 m_0 の質点の運動は, 作用積分 $-m_0 c \int ds$ (c は光速) から得られる測地線

$$\frac{d^2 x^i}{d\tau^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} = 0 \quad (\tau \text{ は固有時間}, ds^2 = -c^2 d\tau^2)$$

で与えられる。また, 電磁場の四元ポテンシャル A^i からつくられる反対称テンソル $F_{ij} = \partial A_j / \partial x^i - \partial A_i / \partial x^j$ と四元電流密度 j^i を用いて, 電磁場の方程式は

$$F^i{}_{j,j} = \mu_0 j^i \quad (;\text{ は共変微分})$$

$$\frac{\partial F_{jk}}{\partial x^i} + \frac{\partial F_{ij}}{\partial x^k} + \frac{\partial F_{ki}}{\partial x^j} = 0$$

と表される。また, 電荷 q をもつ粒子の運動方程式は

$$\frac{d^2 x^i}{d\tau^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} = q F^i{}_{u,j} u^j, \quad u^i = \frac{dx^i}{d\tau}$$

である。

等価原理の実験的検証としては, 重力質量と慣性質量とが比例することを確かめた前述のエトベッシュの実験および R.H.Dicke, V.B.Braginsky などの実験, r 線の振動数の地球の重力場によるレッドシフトの測定(R.V.Pound などによる)がある。また, アインシュタイン方程式を直接に検証する実験として, 太陽系内の時空がシュワルツシルトの外部解となっていることを確かめる次のような観測がある。(1) 水星の近日点の移動のうち, ほかの惑星による摂動によるものを除いた, 100年につき約角度 43 秒の移動はニュートン力学では説明できなかったが, これを説明したこと。(2) 太陽の近傍を通過する光(電磁波)の, 太陽の重力場による屈折(太陽のふちを通るとき角度 1.75 秒)。(3) 太陽光線のスペクトルの, 太陽の重力場によるレッドシフト(厳密には, これは上記の等価原理の検証で

ある。また、白色矮星のスペクトルについても同様な観測がある。(4) レーダー信号が、太陽近傍を通過する際の、ユークリッド空間からのずれによる伝播のおくれを測定した実験。これらはいずれも、一般相対性理論の結果と矛盾しない結果を与えている。より大きな尺度で、アインシュタイン方程式を検証するものとして、膨張宇宙の種々の宇宙モデルと、遠方の銀河系や電波源に関する観測との比較がなされているが、膨張速度を与えるハッブルの定数を除いては現在のところ観測値が確定していない。また、重力波の存在についても、観測が行われているが、確定的な結果は得られていない。さらに、質量の大きな星の終末の姿として、ブラックホールの存在がアインシュタイン方程式から導かれるが、ブラックホールを含む連星系が、現在観測されている強いX線の点源の有力な候補と考えられている。

一般相対性理論に基づく重力場理論を正準形式に表し、重力場を量子化する試みが行われているが、現状では不明な点が少ない。

一般相対論 = 一般相対性理論

EDA 錯体 [英 electron-donor-acceptor complex, 独 Elektronen-Donator-Akzeptor-Komplex, 仏 complexe électron-donneur-accepteur, 露 электронный донорно-акцепторный комплекс] = 電荷移動錯体

遺伝子 [英 gene, 独 Gen, 仏 gène, 露 ген] 生物の形質を決定する基本単位で、その化学的本体は DNA (一部のウイルスでは RNA) である。1865 年, G. J. Mendel はエンドウを用いた交雑実験によって遺伝に法則性のあることを発見し、その法則性を、遺伝形質を決める単位 (遺伝子) の存在を仮定して説明した。1900 年にメンデルの法則が再発見されてすぐに、細胞分裂についての細胞学的研究とショウジョウバエの突然変異体を用いた交雑実験により、遺伝子は染色体上に実在することが証明された。1940 年代初めには、アカバシカビの栄養要求性突然変異体の研究から、G. W. Beadle と E. L. Tatum は、遺伝子は酵素を含むタンパク質の合成を支配する、という一遺伝子一酵素説を提唱した。さらに 1940 年代から 1950 年代初めにかけて、細菌の形質転換やバクテリオファージの増殖についての実験から、遺伝子の実体は DNA であることが証明され、さらに 1953 年には、J. D. Watson と F. H. C. Crick によって DNA の構造が明らかにされた。現在では、DNA 上にはタンパク質のアミノ酸配列を決定するいわゆる構造遺伝子のほかに、構造遺伝子の発現に対する調節物質 (リプレッサー) を生産する調節遺伝子や、その調節物質の作用部位である作動遺伝子 (オペレーター) などが存在することが明らかになっている。

(1) 微細構造: 1900 年にメンデルの法則が再発見された後しばらくの間、遺伝子は遺伝形質を決定し自己増殖する遺伝単位、組換えおよび突然変異を起す最小単位であると考えられてきた。1940 年代以後、アカバシカビをはじめ細菌やバクテリオファージを用いた遺伝子生物学が発展するにつれて、組換えによる遺伝分析の分解能が著しく上昇し、1 個の遺伝子内に起った突然変異の間でも組換えが可能となり、それらの位置関係を調べることができるようになった。1 遺伝子内に突然変異点があるように配列しているかを遺伝子の微細構造といい、それを図に表したものを、微細構造地図または遺伝子地図という。多くの遺伝子の微細構造地図を見ると、突然変異点は遺伝子の全域にわ

たって均等に分布しているのではなく、何ヵ所かの突然変異多発部位が見られることが多い。これは突然変異体の分離に用いた誘発原の種類に原因する場合もあり、また、その遺伝子によってつくられるタンパク質の立体構造が関係している場合もある。たとえば酵素タンパク質の場合、活性中心の構造に変化をもたらす突然変異はほかの部分に起った突然変異よりも表現型として現れやすく、したがって構造遺伝子中のその部分に対応する位置に突然変異点が集まることになる。

(2) 活性の変動・調節: 遺伝情報は特定のタンパク質の合成という形で発現するが、どの遺伝子か、いつ、どれだけ発現するかは、細胞種により、またその置かれた条件によって異なる。遺伝子発現の調節は転写レベルのものと翻訳レベルのものとに大別されるが、前者がほとんどであると考えられている。この転写レベルの調節では、原核生物におけるオペロンを単位とする発現調節が最もよく研究されている。オペロンはプロモーター (RNA ポリメラーゼ結合部位)、オペレーター (リプレッサー結合部位) およびそれに続く 1〜数個の構造遺伝子 (シストロン) から成り、その発現は特定の調節遺伝子が生産するリプレッサーによって抑制される。誘導酵素系 (分解酵素系) オペロンの場合、その酵素系の基質がリプレッサーを不活性化し、オペロンの転写を誘導する。一方、抑制酵素系 (合成酵素系) オペロンでは、その酵素系の最終生成物がコリプレッサーとなって、調節遺伝子の生産するアポリプレッサーを活性化させ、オペロンの転写を抑制する (⇒オペロン)。真核生物では、発生分化に伴って、必要な遺伝子だけが活性化され、ほかは不活性のままである。たとえばショウジョウバエの幼虫の唾液腺染色体にはところどころにバフが観察され、発生が進むにつれてその位置が変化する。バフは染色体が部分的にほどけたもので、そこでは遺伝子は活性状態にあり、さかんに転写を行っている。真核生物の遺伝子発現調節については、たとえば昆虫の変態ホルモンであるエクジソンを幼虫に与えると唾液腺染色体の特定の部分にバフを生じること (⇒エクジソンの作用仮説) や、高等動物のある種のホルモンがセブタータンパク質と結合して、特定の遺伝子の転写を直接促進することなどが知られているが、具体的なしきみについてはまだほとんどが不明である。

(3) 偽似対立性: 表現型から見て対立性をもち、しかも染色体上で密接に連鎖していて、通常規模の組換え実験では組換えを検出しないような遺伝子群を偽似対立遺伝子といい、それらの間の関係を偽似対立性という。ショウジョウバエの目の色と形に関する *lozenge* (*lz*) 遺伝子群はその例で、第一染色体上に密接に連鎖して存在する少なくとも 3 群の偽似対立遺伝子から成ることが明らかにされている。ヒトの α -グロブリンの構造遺伝子も第十六染色体上に α -1 と α -2 の 2 つが連鎖して存在しているが、さらにその近くに、 $\phi\alpha$ (シュード・アルファ) 遺伝子が存在することが DNA の塩基配列の分析からわかった。この $\phi\alpha$ 遺伝子は α 遺伝子と似た塩基配列をもっているが、各所に相違が見られ、 α -グロビン生産活性はない。 $\phi\alpha$ 遺伝子は α 遺伝子の重複によって生じ、その後突然変異が繰返されて構造遺伝子としての機能を失った。いわば死んだ遺伝子、あるいは仮死状態にある遺伝子と考えられている。このような例は最近多くの生物で発見されており、生物進化の過程で遺伝子の重複が頻繁に起ったことを示唆するものと考えら

れている。

(4) 位置効果：遺伝子が染色体上でその位置を変えるために表現型が変化することがある。これを遺伝子の位置効果という。E.B.Lewis (1950 年)はこれをシストランス型と、ふり入型に大別した。1個のシストロン(1個のタンパク質に対応する染色体上の遺伝単位で、構造遺伝子に相当する)内の2ヵ所の突然変異が野生型対立遺伝子との異型接合体細胞内に存在するとき、その2個の突然変異がシス配列(同一染色体上に存在)の場合とトランス配列(一对の相同染色体上に分かれて存在)の場合とで表現型が異なる。このとき、シス配列では野生型が、また、トランス配列では突然変異型が発現する。これをシストランス位置効果という。2個の突然変異が別々のシストロンにある場合には両者に対する野生型遺伝子の生産物が相補しあって、表現型は野生型となる。この現象は2個の突然変異が同一のシストロン内にあるかどうかを検定するのに用いられ、シストランステストあるいは相補性テストとよばれている。染色体上の真正染色質部分にあった遺伝子が逆位や転座などによって異質染色質の近くに位置を移した場合、細胞によってはその発現が抑制されることがある。突然変異遺伝子と野生型対立遺伝子をもにもつ異型接合体においては、野生型遺伝子にこの現象が起きると、ある細胞では野生型が、またほかの細胞では突然変異型の表現型が現れ、いわゆるモザイクまたはふり入型になる。

遺伝情報 [英 genetic information, 独 genetische Information, 仏 information génétique, 露 генетическая информация] 生物がその遺伝形質の決定のためにもっている情報で、大部分は染色体にありその構造上・機能上の単位が遺伝子である。遺伝子は染色体上だけでなく、細胞内で染色体とは独立に自己増殖する。いわゆるプラスミド、たとえば細菌細胞中のエビゾーム(バクテリオファージ、F 因子、R 因子など)や動植物のミトコンドリア、植物のプラスチド(色素体)にも含まれている。遺伝子の本体は DNA (一部のウイルスでは RNA)であり、DNA 分子中の塩基配列が遺伝情報を構成している。DNA 中には4種の塩基が含まれており、隣りあう三つ組塩基(トリプレット、コドン)がタンパク質中の特定のアミノ酸の暗号となっている(⇒コドン)。遺伝情報の発現は次のように行われる。まず遺伝子を構成する二本鎖 DNA の一方が鋳型となつて、それに相補的な塩基配列をもつ伝令 RNA が合成される。この段階を転写とよぶ。次に、遺伝情報を担った伝令 RNA がリボソームと複合体を形成し、そこへ転移 RNA が遺伝情報どおりのアミノ酸を選び込み、タンパク質が合成される。この段階を翻訳とよぶ。また、遺伝情報は DNA 分子の複製という形で正確にコピーされて、娘細胞や子孫に伝えられる。転写、翻訳、複製はそれぞれ特定の情報単位で行われる。転写の単位はオペロン、翻訳の単位はシストロン、複製の単位はレプリコンとよばれる。DNA 上にはタンパク質のアミノ酸配列を決定する情報部分(構造遺伝子)だけでなく、リプレッサーや RNA ポリメラーゼの結合部位などがあり、特定の塩基配列をもっている(⇒オペロン)。

遺伝子は絶えず情報発現(タンパク質合成)を行っているわけではなく、その細胞の置かれた状況に応じて、情報発現を行うかどうかを調節されている。遺伝情報発現の調節には転写レベルと翻訳レベルのものがあるが、大部分は前者であると考えられている。転写レベルでの調節について

最もよく研究されている例は、原核生物におけるオペロン単位の調節である(⇒オペロン)。この場合、1～数個の構造遺伝子が単位となって転写されるが、その転写は特定の調節遺伝子の生産するリプレッサーがその作用部位であるオペレーターに結合することによって抑制される。構造遺伝子の生産物が分解酵素系であるオペロン(たとえば大腸菌の乳糖分解系オペロン)の場合には、その酵素系の基質がリプレッサーと結合して抑制能力を不活化するために、基質があると転写が誘導される。一方、合成酵素系のオペロン(たとえば大腸菌のトリプトファン合成系オペロン)の場合には、調節遺伝子の生産物はそのままだは不活性のアポリプレッサーであるが、その合成系の最終産物が結合することによって活性化され、オペレーターに付着して転写を抑制する。以上の例は調節物質によるいわば負の調節であるが、正の調節も知られている。たとえば大腸菌の乳糖分解系オペロンでは、サイクリック AMP がプロモーター(RNA ポリメラーゼ結合部位)付近に付着することによって転写が促進される。

遺伝的放射線効果 [英 genetic effect of radiation, 独 genetische Strahlenwirkung, 仏 effet génétique de rayonnement, 露 генетическое действие излучения] 放射線の照射を受けた生物が、その個体だけではなく、その後世代に影響を受けることをいう。生物が放射線に被曝すると、細胞再生産のための処方せんである DNA に損傷を受け、突然変異を生じる。これが生殖細胞に起こると影響が子孫に伝えられることになる。生物界には、自然にも突然変異が存在し、放射線被曝により誘発される突然変異も質的にはそれと異なるところがない。したがって、放射線照射により突然変異が増加するというのが適切な表現となり、遺伝的效果を表すのによく倍加線量を用いられる。

子孫に伝えられるかどうかにかかわらず遺伝子に生じた影響を問題とするのが遺伝学的効果であり、子孫に伝えられるのみを問題とするのが遺伝的效果である。専門家は区別して使うが、一般には区別されないことが多い。

緯度 [英 latitude, 独 Breite, 露 широта] 球座標で表した位置ベクトルの方向量のひとつで、中心と1点とを結んだ直線が基準面($x-y$ 面)となす角をいう。普通経度とともに地球に対して用いられる。地球の場合、赤道から北へ $+90^\circ$ 、南へ -90° まで数える。次の4種類の定義のうちのいずれかひとつをさす。(1)地球の中心と地球上の1点とを結ぶ直線が、地球の中心を通り自転軸に垂直な面(赤道面)となす角を地心緯度という。(2)自転軸の方向と、地球上の1点における重力の方向となす角の余角を天文緯度という。(3)地球の表面を最もよく近似する楕円体を決め、ある点からこの楕円体に垂直線を立てる。この垂直線の延長線と赤道面となす角を地理緯度という。(4)ある地点の地理緯度がわかっていると、別の地点の地理緯度は、2点を結ぶ方向の方位角と2点間の地表に沿った距離から計算によって決めることができる。そこで、ある特定点(原点)における天文緯度と地理緯度は等しいと仮定し、原点からの方位角、距離の測量によって求めた別の地点の地理緯度のことを測地緯度という。地心緯度と地理緯度の差を緯度差といい、天文緯度と測地緯度の差を垂直線緯度または鉛直線緯度という。極運動によって天文緯度の変化が起る。

移動因子 [英 shift factor, 独 Verschiebungsfaktor, 仏 coefficient de déphasage, 露 коэффициент смещения]

粘弾性や誘電緩和を表す量である複素弾性率、緩和弾性率あるいは複素誘電率などは周波数あるいは時間の関数であるが、これらの量の周波数(時間)依存性は一般に対象となる物質の熱力学的状態(温度、圧力などで決る)により変化する。いま温度を T_0 から T に変えたとき、もし次の関係が成立するならば、温度と周波数ないし時間の間に換算則が成立するという。

$$c_T A_T(\omega) = A_{T_0}(\omega a_T) \quad (1)$$

$$c_T B_T(t) = B_{T_0}(t/a_T) \quad (2)$$

ここで A, B はそれぞれ角周波数 ω および t 時間の関数であり、添字の T または T_0 はその温度における値を意味する。 c_T, a_T を移動因子という。これらはともに T_0 と T の関数である。(1), (2) が成立する場合に、 A, B の対数を $\ln \omega$ または $\ln t$ に対して目盛ると、温度を T_0 から T へ変えることは、 T_0 における A, B の値を横軸と縦軸に沿ってそれぞれ $\ln a_T$ および $\ln c_T$ だけシフトすることに相当する。このことから a_T を横移動因子、 c_T を縦移動因子という。高分子物質では種々の温度周波数域で複素弾性率などの分散現象が見いだされ、これらに対する換算則の適用が試みられている。その結果によると c_T はほとんど 1 に等しい場合が多い。 a_T は多くの場合アレニウスの式で表されるが、主分散の場合は WLF 式で表される。換算則は結局緩和スペクトル $H(\ln \tau)$ の換算則に起因する。

$$c_T H_T(\ln \tau) = H_{T_0}(\ln \frac{\tau}{a_T}) \quad (3)$$

定常粘性流動が生じる場合には、粘性率 η は次式で与えられる。

$$\eta = \int_{-\infty}^{\infty} \tau H(\ln \tau) d \ln \tau \quad (4)$$

式(3), (4)から c_T を 1 として

$$\ln a_T = \ln \frac{\eta_T}{\eta_{T_0}} \quad (5)$$

すなわち a_T は T と T_0 での粘性率の比に等しいことになる。圧力を変えた場合の移動因子も研究されている。

移動管法 [英 drift tube technique, 仏 technique du tube à dérive] 通常のビーム法では実験が困難なほど低いエネルギー (<1 eV) 領域でのイオンと気体分子の相互作用を研究する有力な方法で、スオーム実験の一種である(⇒スオーム実験)。一般に気体を満たした管の中に一様電場を形成するための電極があり、管の両端にイオン源と検出器がついている。最近ではイオン種を分析するための質量分析器が、イオン源または検出器またはその両方に組込まれていることが多い(図参照)。気体中のイオンは一様電場によって加速され運動エネルギーを得るが、気体分子と

衝突して散乱しエネルギーの一部を失い、また電場で加速され…ということを繰返す。一群のイオンの運動を見れば、全体としては拡散しながら平均速度をもって電場方向に「移動(drift)」していく。イオンを電気的なパルス状の集団にし、ひとつの集団が一定の距離を移動して検出されるまでに要する時間を電氣的に測定すれば、到着時間スペクトルが得られそれから移動速度 v_d や移動度 μ が求まる。移動度を理論的に解析することによって、イオンと気体分子の衝突における運動量移行断面積や、イオンと気体分子との相互作用ポテンシャルが得られる。さらに、イオンが気体分子と反応して二次イオンを生成する場合には到着時間スペクトルに構造が生ずるし、検出器に質量分析器を組み込めばイオン・分子反応の反応速度(または反応断面積)が求まる。移動しているイオンの実験室座標系での平均運動エネルギーはワニエの式

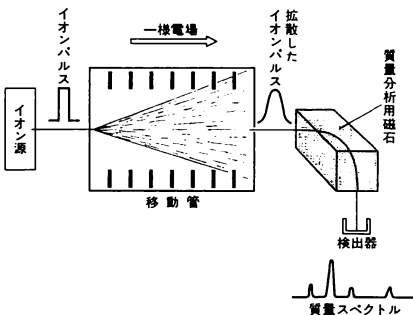
$$\bar{\epsilon}_i = \frac{1}{2} m_i v_d^2 + \frac{1}{2} m_g v_g^2 + \frac{3}{2} k T_g$$

によってかなりよりよい精度(10% 以内)で与えられる。ここで m_i, m_g はそれぞれイオンと気体分子の質量で、 k はボルツマン定数、 T_g は気体の絶対温度である。移動速度 v_d は電場の強さ E と気体の分子数密度 N の比 E/N を変化させることによって 0 から連続的に変化させられるので、イオン・分子反応を気体温度から数万度までのエネルギーの範囲で調べることができる。なお、加速器のドリフトチューブについては(⇒ドリフトチューブ)、図

移動縞 [英 moving striation, 独 laufende Striation, 仏 striation dynamique] ガラスのように内部の見える放電管で気体の直流放電を行ったとき、空間的に一様に発光しているように見える陽光柱であっても、これを回転鏡や高速度カメラで観測すると、明暗の縞が生じていて、管軸方向に移動している場合がある。これを移動縞とよぶ。陽光柱の中で電子が軸方向電場によって加速され、頻繁な電離を起すようになると、その場所での電子密度が上昇して軸方向電場を弱め、電子のもっていた運動エネルギーも励起や電離に使われ、熱化する。そこで再び軸方向電場によって加速され、同様の過程を繰り返すという、いわば空間的な電離弛緩振動が放電縞の起る機構である。この電離弛緩振動が空間的に固定して起るのが定常縞であり、管軸方向に傳播しているのが移動縞である。陽極から陰極方向へ傳播するものを正の移動縞(positive striation)、陰極から陽極へ進むものを負の移動縞(negative striation)と名づけている。時間的な変動の振動数は 1 ~ 数百 kHz、移動速度は数 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ から数 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ である。放電電流がある限界値(パップの限界電流)より大きいときには放電縞は起らないとされている。しかし、この状態で放電電流を調製すると移動縞を人工的に発生させることができる。これにより移動縞の機構や性質に関する研究が大きく進展した。

移動端 [英 mobility edge, 露 край подвижности] アンダーソン局在が起っている系において、電気伝導率 σ をエネルギーの関数として見たときに、 σ が 0 から有限の値を取る境界のエネルギー E_c をいう。すなわち $\sigma = 0$ ($E \leq E_c$)、 $\sigma > 0$ ($E > E_c$) である。 $\sigma > 0$ の領域で $E \rightarrow E_c$ のとき、 σ は有限の値である最小金属伝導率 σ_{\min} を取るという主張が N. F. Mott によってなされていたが、1979 年の E. Abrahams らによるスケールリング理論によりこれは否定され、 $\sigma \propto (E - E_c)^{\tau}$ (τ は正の定数) と結論された。

移動度 [英 mobility, 独 Beweglichkeit, 仏 mobilité,



露 подвижность] 比較的弱い電場 E の作用のもとで運動する荷電粒子(電子またはイオン)の移動速度の平均値(ドリフト速度) v_d は E に比例する。この比例定数 μ を移動度とよぶ。したがって、 $v_d = \mu E$ である。この関係は、荷電粒子は電場によって加速されるが、気体分子との衝突によって減速されることを考え、適当な簡単化を行えば導くことができる。媒質は気体だけではなく、固体、電解質溶液、プラズマなどのこともあり、荷電粒子として正孔を対象にすることもある。また微小な球が流体中を一樣な速度で落下するとき、落下速度 v は、球に働く重力を F とすると $v = \mu F$ と書けるが、この μ も移動度とよばれる。

半導体中の担体の移動度
[cm²·s⁻¹·V⁻¹] (300K)

	電 子	正 孔
Ge	3800	1800
Si	1450	500
Te	2430	1320
InSb	80000	450
PbTe	1700	880
GaAs	8500	435

ストークスの法則を用いると $\mu = (6\pi\eta r)^{-1}$ (r は球の半径、 η は粘性係数) と書ける。つまり μ は粒子の定常的な流れの速度が外力に比例するときの比例係数である。異方性のある問題では μ は一般にテンソルである。気体中での荷電粒子の移動度は、 e を粒子の電荷、 m を質量、 τ をある衝突から次の衝突までの平均時間間隔(平均自由時間)とすると

$$\mu = \frac{|e|\tau}{2m} \quad (1)$$

となる。標準状態(6°C, 1atm)で気体内の電子の μ は 10³ cm²·V⁻¹·s⁻¹ の程度、イオンの μ は 1~10 cm²·V⁻¹·s⁻¹ の程度である。移動度 μ と拡散係数 D との間には

$$\mu = \frac{|e|D}{kT} \quad (2)$$

(ただし、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度)の関係がある(⇒アインシュタインの関係式)。固体中の自由電子の場合は式(1)で e を電子の電荷、 m を有効質量 m^* ととればよい。このとき電気伝導率 σ との間には

$$\sigma = n|e|\mu \quad (3)$$

(ただし、 n は電子の濃度を表す)の関係がある。半導体では、電子と正孔が電流を担う粒子担体であり、それぞれ移動度をもつ。この場合、移動度を求める方法には、ホール定数から求まる担体濃度と、電気伝導度の測定値を組合せる方法と、少数担体注入後の電流の時間変化を観測して直接求める方法とがある。前者で求めたものはホール移動度、後者によるものはドリフト移動度とよばれることがある。プラズマ中での電子の移動度を支配するものは、弱電離プラズマでは電子と中性粒子との衝突が主であり、完全電離プラズマでは、電子とイオンとの衝突となる。また電場の他に、一般には磁場が働くので、異方性が現れ、 μ はテンソルとなる。

伊藤の方法 [英 Ito's method, 仏 méthode d'Ito, 露 метод Ито] X線回折によって単結晶の逆格子を知ることができ、そこから計算によってその結晶格子が決定される。しかし、粉末状結晶についての粉末回折法では、観測されたデバイ環の直径から、反射を与えた格子面の面間距

離 d の値のみしか得られない。 d は逆格子ベクトルの絶対値の逆数であるから、粉末回折によっては逆格子ベクトルの方向はわからない。それゆえ、粉末回折から逆格子を組立てる種々のくふうがなされているが、伊藤貞市が1949年に発表し、伊藤の方法とよばれるものが、最も一般的に適用できる方法である。それは、まず粉末図形より $Q = 1/d^2$ を計算し、値の小さいほうより順に表示する。そのなかの最初の3つを、100, 010, 001の反射であるとする、 a^* , b^* , c^* の長さが決る。 c^* と a^* との間の角を β^* ($\geq \pi/2$) とすると、ある h と l について

$$Q_{h0l} = (lc^*)^2 + (ha^*)^2 - 2(lc^*)(ha^*)\cos\beta^*$$

$$Q_{h0\bar{l}} = (lc^*)^2 + (ha^*)^2 + 2(lc^*)(ha^*)\cos\beta^*$$

の2つの Q の値が表の中に含まれているはずである。そこで

$$Q'_{h0l} = (lc^*)^2 + (ha^*)^2$$

を計算して、 Q'_{h0l} を Q の表の中に置けば、その前後に等間隔($\pm 2(lc^*)(ha^*)\cos\beta^*$)で、 Q_{h0l} と $Q_{h0\bar{l}}$ とが位置して、 β^* が決る。 $h0l$ と $h0\bar{l}$ の反射の中の一つが偶然に消えている場合には、 h や l を変え、両反射がともに観測される場合に出会うことが期待される。同様に、他の軸間の角 a^* と r^* が決められる。得られた逆格子を結晶格子に変換し、それをブラベ格子に変換すれば、粉末回折図形より結晶格子を決定するという目的が達せられる。

移動平均モデル [英 moving-average model, 露 метод скользящих средних] $\{\epsilon_t\}$ を白色雑音としたとき、次の式によって生成される確率過程 $\{X_t\}$ を次数(order) q の移動平均モデルといい、しばしば $MA(q)$ と略記する。

$$X_t = \epsilon_t + b_1\epsilon_{t-1} + \dots + b_q\epsilon_{t-q}$$

明らかにこれは弱定常過程である。その自己相関係数 ρ_s は

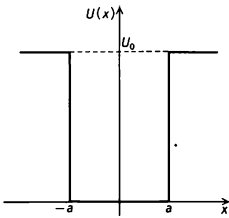
$$\rho_s = \begin{cases} \frac{\sum_{k=0}^{q-s} b_k b_{k+s}}{\sum_{k=0}^q b_k^2} & (1 \leq s \leq q) \\ 0 & (s > q) \end{cases}$$

ただし $b_0 = 1$ 。またそのスペクトル密度関数 $f(\lambda)$ は

$$f(\lambda) = \frac{\sigma^2}{2\pi} \left| \sum_{s=0}^q b_s e^{is\lambda} \right|^2$$

ただし $\sigma^2 = V(\epsilon_t)$ である。移動平均モデルは自己回帰モデルとともに自己回帰移動平均モデルの特殊な場合であり時系列解析において重要である(⇒時系列解析)。

井戸型ポテンシャル [英 square well potential, 独 rechteckiger Potentialtopf, 仏 puits rectangulaire de potentiel, 露 потенциал прямоугольной ямы] ポテンシャルエネルギー $U(x)$ が井戸状になっている時、これを井戸型ポテンシャルとよぶ。一次元の場合を図に示す。有限の深さの場合(図参照)と、無限に深い場合($U_0 \rightarrow \infty$)とがある。後者は a および $-a$ に完全剛体の物を通さない壁があることに相当する。三次元の球対称ポテンシャル $U(r)$ についても同様なもの考えることができる。特に無限に深いときは $U(r) = (r/a)^n$ で、 $n \rightarrow \infty$ の極限と考えてもよい(a は井戸の半径)。境界での波動関数 $\psi(x)$ に対する条件は、有限の深さの場合は、 $\psi(x)$ と $d\psi/dx$ が連続になること、無限に深いときは、井戸の壁のところでは $\psi = 0$ となることである。束縛状態、散乱状態ともによく調べられている。



糸まり状高分子 [英 coiled polymer, 独 gewickeltes Polymer] 主鎖原子間の共有結合で連結された1本の長い高分子が溶媒中で溶解しているとき、あるいはガラス転移温度以上にあるとき、分子内回転のために高分子の形態は時々刻々無秩序に変化していく。この状態にある高分子を、長くて曲がりやすい糸になぞらえて、糸まり状高分子またはランダムコイル状高分子という(⇒ランダムコイル)。特に枝分れのない一本鎖であることを強調する場合は、線状糸まり高分子という。

ε展開 [英 ε-expansion, 仏 expansion ε, 露 ε-разложение] 相転移点 T_c での異常性、特に物理量の T_c での発散の度合を表す臨界指数を、ある臨界次元 d_c からのずれ、 $\epsilon \equiv d - d_c$ (d は体系の次元) に関して展開すること。臨界現象は、体系の次元数 d に大きく影響される。くりこみ群の理論によると、ある d_c が存在して、 $d > d_c$ では固定点ハミルトニアン H^* の非線形項が0になり、分子場近似によってその系の臨界現象が記述される。分子場近似の臨界指数 φ_0 は物理量に応じて、それぞれよくわかっている。で、 d 次元の臨界指数を一般に $\varphi(d)$ とすると、 d を連続次元に拡張して、K. G. Wilson と M. E. Fisher (1972 年) は形式的に $\epsilon \equiv d_c - d$ とおいて

$$\varphi(d) = \varphi_0 + \varphi_1 \epsilon + \varphi_2 \epsilon^2 + \dots$$

のように展開した。これをε展開という。固定点ハミルトニアン H^* の非線形項の強さを u^* とすると、 $d > d_c$ では $u^* \equiv 0$ であるから、 $d < d_c$ では u^* も一般に

$$u^* = u_1 \epsilon + u_2 \epsilon^2 + \dots$$

と展開される。すなわち、 $\varphi(d)$ を非線形相互作用の強さ u に関する摂動展開として求め、それと同時に、 H^* も u^* に関する摂動展開として求める。こうして決る u^* を $\varphi(d)$ の摂動展開の表式に入れ、改めて ϵ のべき展開の形に整理し直すことによって、ε展開が得られる。

最も典型的な例として、次の φ^4 模型

$$H = \frac{1}{2} \sum_q (q^2 + r) |\varphi_q|^2 + u \sum_{q_1, q_2, q_3} \varphi_{q_1} \varphi_{q_2} \varphi_{q_3} \varphi_{-q_1 - q_2 - q_3}$$

を考えると、容易に $d_c = 4$ であることが導かれ、 $\epsilon = d_c - d = 4 - d$ と四次元からの展開になる。連続次元 d は、波数 q の空間の積分を

$$\sum_q f(q) \equiv \frac{1}{(2\pi)^d} \int_0^\infty f(q) K_d q^{d-1} dq$$

と解釈することによって拡張される。ただし、 K_d はガンマ関数 $\Gamma(x)$ を用いて、 $K_d = (2^{d-1} \pi^{d/2} \Gamma(d/2))^{-1}$ で定義される。状態と $T, \exp(-H)$ (β は、 H の定義の中を含めた) を u に関する摂動展開として、ファインマン・ダイアグラムを用いて計算すると、 $u^* = (2\pi^2/9)\epsilon + \dots$ と展開され、それに応じて、比熱、自発磁化、磁化率、相関距離の臨界指数 $\alpha, \beta, \gamma, \nu$ は、それぞれ

$$\alpha = \frac{1}{6} \epsilon + \dots, \quad \beta = \frac{1}{2} - \frac{1}{6} \epsilon + \dots, \quad \gamma = 1 + \frac{1}{6} \epsilon + \dots,$$

$$\nu = \frac{1}{2} + \frac{1}{12} \epsilon + \dots$$

と展開される。

このε展開は、収束する級数ではなく、漸近展開にすぎないことが知られている。それでも、εの高次(たとえば五次)まで適当に求め、その結果にボレル総和(⇒ボレル総和可能)の方法を適用すれば臨界指数を数値的に評価することができ、それは実験結果とよく一致する。変数 φ を、内部自由度を考慮して、 $\varphi = (\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n)$ と拡張すると、臨界指数は、次元 d と内部自由度 n の関数になる(⇒1/N展開)。その他、いろいろな系にε展開の方法が適用され、臨界指数の普遍性やスケーリング則などが確かめられている(⇒普遍性、カダノフ変換)。

イブン・アル・ハイサム Ibn al-Haytham, Abū 'Alī al-Ḥasan ibn al-Ḥasan 965—1040ころ アラビアの光学者、天文学者、数学者。イラクのバスラおよびエジプトのカイロで活躍した。ギリシアの諸学問を深く研究したが、ナイル川の水流通調整工事に失敗してファティマ朝のカリフ、al-Ḥakimの怒りを受け、カリフが没する(1021年)まで、狂人を装っていたと伝えられる。晩年は Eukleides や Ptolemaios の著作などを筆写して生計を立てていたらしい。みずからの著作も100編近くにのぼるが、その半分以上が今日まで残っている。そのうち「視覚論」*Kitāb al-manāẓir* は、アラビア語マニュスクリプトで2000ページにも及び、光学史上最も重要な著作の一つである。この書は、物の見え方を、直接に見る場合、反射がある場合、屈折がある場合に分けて、詳しく論じている。記述は明解で、主張には実験や観察による裏づけがある。ここで、ギリシア以来の問題であった、「流入説」(対象から目へと何かが流入することによって物が見えるという説)と「流出説」(目から対象へと何かが流出するという説)の対立に決着がつき、「流入説」が確立された。また、今日「アルハゼンの問題」とよばれる幾何光学の問題が多数の例について解かれている。これは、目と対象物および鏡(平面または二次曲面)の位置が与えられたときに、像の位置と反射点を求めるもので、高度の幾何学が駆使されている。「視覚論」は12—13世紀にラテン語に訳され、R. Bacon や Witelo に非常に大きな影響を与えたほか、J. Kepler の時代に至るまでよく読まれた。ラテン語訳(原典の一部を省略)は、1572年にパーゼルで出版されている。他の著作には、凹面鏡の反射やガラス球の屈折、月や星の光、宇宙の構造などを扱ったものがある。実験的方法と数学的方法を用いて精密な理論を展開したことは、近代科学の先駆としても注目されている。

イブン・スィナー Ibn Sīnā, Abū 'Alī al-Ḥusain b. 'Abdullāh 980—1037 中世イスラームの賢人。哲学、医学に優れ、知的世界の「第一の首長」(Shaikh ar-ra'īs)の称号をもつ。ブハラ近郊(現ウズベク)、アフシャナに生れ、ハマダーン(現イラン領)に客死した。終生イラン各地を遍歴し、医典もしくは宰相として活躍。その合間に哲学的著作として名高い「治癒の書」*Kitāb ash-Shifā'*、「救いの書」*Kitāb an-Najāt*、中世イスラーム医学の記念碑的著作である「医学典範」*Qānūn fi'l-Ṭibb* を著す。哲学者としては Aristoteles の流れに立ち、自伝によれば「オルガノン」*Organon* から自然学、形而上学などを研究したというが、それらの祖述、解釈を通じて晩年には独自のイスラームの境地を開いた。「指示と勧告」*Ishārāt wa'l-*

Tanbihā 後半に見いだせる神秘主義的物語はその好例である。物理学の領域としては哲学的著作中の「自然学」*'ilm'ī-Tabī'ī* が挙げられる。このなかには Aristotēlēs の「自然学」に倣い、四元素論、運動論、生成変化論などを含み、イスラーム科学独自の展開である mail (マイル, 「傾向性」) の概念の紹介が見られる。mail とは自由落下における下向きの傾向性(自然的 mail), 放物運動における運動持続の傾向性(強制的 mail)であり、慣性力の考えに近いが, J. Buridan のイムベトゥス理論にも影響を与えたとはい。しかしまた, al-Bīrūnī との往復書簡形式をとる「質疑応答集」*al-As'ilah wa'l-Ajwibah* からは, 真空の存在を認めないなどの必ずしも物理学的でない姿勢がうかがえ, 彼の本領はむしろ哲学や医学にあったといえよう。「治癒の書」と並ぶ彼の二大主著のひとつ「医学典範」は, 12 世紀にラテン語訳され, *Canon Medicinæ* として近世まで定本の地位を占めた。彼の全著作を貫流するものは, イスラーム精神に基づき, アリストテレス的方法により, ヘレニズムからオリエントの知的遺産をまとめあげたその比類なき知的統一性である。[主著] *Qānūn fi'l-ṭibb* (『医学典範』, 1981); *Kitāb ash-Shifā'*。

異方性 [英 anisotropy, 独 Anisotropie, 仏 anisotropie, 露 анизотропия] 物質の各種の特性を定義し, あるいは測定するときに, 座標系のとり方によってその値が異なる場合, この物性に異方性があるといふ。(1) 結晶の異方性: 結晶構造における原子の配列は, 明らかに異方性をもっている。このため結晶で観測される種々の物理現象には異方性を示すものが多い。たとえば, 結晶の光学的特性に関係のある誘電率, 力学的特性に関係のある弾性ステイプネス, その他, 電気伝導率, 熱膨張率などはテンソル量である。結晶構造の対称性を考慮すると, 物理現象を測定する方向を減じることができる。すなわち, 結晶点群の位数が n であれば, 測定は全立体角の $1/n$ を占める対称的に独立な領域のみで行えばよい。また, 結晶構造の対称性から, テンソル中の独立な成分を導くことができる。(2) 材料の異方性: 多結晶体金属からなる工業材料における各種物性の異方性は, その材料の溶解・凝固の過程, ならびにその後の圧延・線引きなどの成形加工過程において生じる微視的組織の異方性などに起因する。したがって微視的組織に敏感な物性, たとえば材料の破壊強度, 熱割れに対する強さなどは強い異方性を示すことがある。また熱的特性, 電磁気的特性などは, 結晶方位の影響が平均化されて巨視的には強い異方性を示さないことが多い。

異方性エネルギー [英 anisotropy energy, 独 Anisotropieenergie, 仏 énergie d'anisotropie, 露 энергия анизотропии] \Rightarrow 磁気異方性

異方性交換相互作用 [英 anisotropic exchange interaction, 独 anisotrope Austauschwechselwirkung, 仏 interaction d'échange anisotropique, 露 анизотропное обменное взаимодействие] 磁性体内で 2 つの原子磁気モーメントの間に働く交換相互作用は, 通常 結晶軸に対するモーメントの方向に無関係で等方的であるが, スピン・軌道相互作用を併せ考慮すると, 異方的な相互作用が現れる。結晶に固定した座標軸をとり, 2 つの磁気モーメントをそれぞれ μ_1, μ_2 とすると, 相互作用のエネルギーは一般に次のように表される。

$$V_{12} = \mu_1 \cdot \Gamma_{12} \cdot \mu_2 + d_{12} \cdot [\mu_1 \times \mu_2]$$

ここで Γ_{12} は対角 0 の対称テンソル, d_{12} はベクトルで,

それらの性質は結晶の対称性に支配される。第一項を対称的異方性交換相互作用または擬双極子相互作用とよび, 第二項はモーメント μ_1 と μ_2 の入れかえによって符号が変わるから, 反対称交換相互作用とよぶ。これらの相互作用は等方的な交換相互作用に比べて通常小さい値をとるが, 磁気異方性の起源として重要である。

異方性磁場 [英 anisotropy magnetic field, 独 Anisotropiemagnetfeld, 仏 champ magnétique anisotropique, 露 анизотропное магнитное поле] \Rightarrow 磁気異方性

異方性定数 [英 anisotropy constant, 独 Anisotropiekonstante, 仏 constante d'anisotropie, 露 постоянная анизотропии] \Rightarrow 磁気異方性

異方性ハミルトニアン [英 anisotropic Hamiltonian, 独 anisotroper Hamiltonoperator, 仏 hamiltonien anisotropique, 露 анизотропный гамильтониан] 磁性体を取扱う場合, 磁気異方性エネルギーを導入するに当たっていくつかの表現方法がある。そのなかで副格子模型および分子場近似による現象論的取扱いは広く磁性体の磁気的性質を表現できることから多用されているが, この場合, 通常は等方的な形で導入される交換相互作用などを異方性テンソルで表現する。たとえば副格子 M_1, M_2 をもつ反強磁性体において 2 つのテンソル \bar{A}, \bar{B} を導入して系のエネルギー U を

$$U = M_1 \bar{A} M_2 + M_1 \bar{B} M_1 + M_2 \bar{B} M_2$$

と書けば, \bar{A} 項は M_1 と M_2 の間の異方的交換相互作用を, ほかの 2 つの項はそれぞれ M_1, M_2 副格子がもつ異方的相互作用を表現できる。このような形に表された磁性体の有効ハミルトニアンを異方性ハミルトニアンという。反強磁性共鳴などの研究から \bar{A}, \bar{B} のすべてのテンソル成分が実際に求められている。

異方性流体 [英 anisotropic fluid, 独 anisotrope Flüssigkeit, 仏 fluide anisotrope, 露 анизотропная жидкость] \Rightarrow 液晶

異方的超流体 [英 anisotropic superfluid, 仏 superfluide anisotropique, 露 анизотропная сверхтекучая жидкость] 異方性ギャップをもち, 超流動の性質を示す流体のこと。一般に大きさ $1/2$ のスピンをもつ 2 個の粒子の間に働くポテンシャルを球関数で展開したとき, 引力が最大となる l 番目の成分 V_l があると, それによる凝縮対の束縛エネルギーを表すエネルギーギャップ Δ は l 次の球関数 $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ の汎関数として $\Delta = |\Delta| f_l(Y_{lm}(\varrho_n))$ の形で与えられる。 f_l は規格化されていて, ϱ_n は運動量空間のある軸 n を基準として測った (θ, φ) の立体角 ϱ を意味する。 $f_l(Y_{lm}(\varrho_n))$ がある方向で消えてなくなる節をもつと, 空間的に等方的でなくなり, 真のエネルギーギャップは存在せず異方的エネルギーギャップが現れる。例を挙げると, 超流動ヘリウム 3 は p 波すなわち $l=1$ の異方的エネルギーギャップをもつ。 s 波の等方的ギャップをもつ超伝導体と比べ, 内部自由度が $(2l+1)$ 倍増えるほかに, バリーの原理より l が奇数だと凝縮対の 2 個のスピンは三重項の状態をとるので, さらに $(2s+1) = 3$ 倍増える。後者は磁気的な超流体となる。なお, ある方向でギャップが消えても超流動の条件(流速が臨界速度 $v_c = |\Delta|/p_F$ を超えないと流れは減衰しないという条件)は成立する (\Rightarrow 超流動)。

今井 功 Imai, Isao 1914. 10. 7—

日本の物理学者。大連に生れる。1936 年 東京帝国大学理学部卒業, 大阪帝国大学助手を経て, 1938 年 東京帝国大学講

師, 1942 年 助教授, 1950 年 同教授となる。戦中から戦後にかけて、関数論的手法を駆使して M^2 展開法, 薄翼展開法を完成させ、遷音速相似則を改良するなど、音より遅い流れから近い流れに至る高速気流の理論的体系を確立した。これに関連して発展させられた WKB 法の精密化理論(1948~50 年)は、自身による境界層理論や電磁波回折における表面波理論(1954 年)に有効性を示しただけでなく、今井の公式として応用が広い。粘性流体の分野においては、特に柱を過ぎる流れについて、柱の背後に生じる伴流の構造および柱に働くモーメントを遠方場で表す際の発散の困難(ゴールドシュタインおよびファイロンの背理)を解決(1951 年)するとともに、低レイノルズの流れについて、等角写像を用いる一般解法によって、柱に働く揚力についての困難(メクシンの背理)を解決した(1954 年)。1955 年 渡米、コーネル大学、メリーランド大学の客員教授を歴任し、1957 年 帰国した。境界層理論の創始以来初めて半無限の平板に働く抵抗の正しい補正を求め(1957 年)、高レイノルズ数での抵抗公式(1958 年)や、電磁流体における仮想流体の概念(1960 年)を提出した。研究の一部は「流体力学」(1970 年)、「流体力学 上」(1973 年)に収められ、渦運動や低レイノルズ数の流れなど後進に多大の影響を及ぼしている。「等角写像とその応用」(1979 年)、「応用超関数論」(1981 年)とともに流体力学的発想の上に立ったものである。またロゲルギストの一員としての随筆にもその才が現れている。高速気流の研究については 1951 年 朝日賞が、高速気流の理論の開拓と航空力学の体系化については 1959 年 学士院恩賜賞が与えられ、1979 年には流体力学および数理物理学の研究によって文化功労者に選ばれている。東京大学名誉教授。1978 年以降、工学院大学教授。

イメージインテンシファイアー = 映像増倍管

イメージオルシコン [英 image orthicon, 独 Image-Orthicon, 仏 image-orthicon, 露 суперортikon] ⇒ 撮像管

イメージセンサー [英 image sensor, 露 датчик изображения] 可視光線、不可視光線あるいは超音波などによって伝達される画像情報を検知、変換する装置の総称。人間の眼球に相当し、低照度あるいは不可視など人間の感知能力を超える範囲の画像情報を捕えることにより人間の視覚機能を補助あるいは拡大する特徴をもつ。可視光のイメージセンサーはテレビ用の撮像管がその代表で、赤外線、紫外線、X 線用には、それぞれに適した光電変換素子を備えた撮像管があるが、半導体の光電変換素子を一次元あるいは二次元に配列した固体撮像デバイスをイメージセンサーとよぶことが多い。電荷転送方式の素子 CCD や BBD などはその例である。

イメージセンサーの出力は必要に応じて処理装置により色、濃淡、輪郭などの特徴抽出を行い、記録、表示により人間に伝えられたり、位置検出、寸法計測、欠陥抽出などの計測分野および光学式文字読取り装置やファクシミリなど図形や文字の読取りに用いられる。

イメージホログラム [英 image hologram, 仏 hologramme d'image, 露 голограмма изображения] 物体、または結像系による物体の像が感光材料面上またはそのごく近くにあるように配置し、これとコヒーレントな参照波の干渉によってできる干渉縞を記録したホログラム、イメージブレインホログラムともいう。再生像はホログラム面

上またはそのごく近くのできるので、再生用点光源の波長幅が広く、また大きさがある程度あっても像の解像力がそれほど低下しない特徴がある。したがって再生にはレーザーの代りにインコヒーレントな点光源水銀灯なども使用できる。

易融合合金 [英 fusible alloy, 独 schmelzbare Legierung, 露 легкоплавкий сплав] Sn, Pb, Bi, Cd を主成分とする合金の総称である。易熔合金ともいう。これらは一般に、低融点を示し、金属とガラス類の接合剤、模型材料として使用されるほか、安全装置(ヒューズなど)にも用いられている。また、低融点を利用して、管轄の接合、配線にも用いられる。これらは共晶合金または包晶合金であり、さらに Hg, In を添加すると融点を下げることができる。これらの合金の融点と混合比を表に示す。融点は混合比に大きく依存するため、概略値を示す。

易融合合金の融点と混合比

合金名	融点 [°C]	Bi	Cd	Pb	Sn	Hg	In
ウッド合金	68	50	12.5	25	12.5	—	—
リポビッツ合金	68	50.1	10	26.6	13.3	—	—
ニュートン合金	94	50	—	31.2	18.8	—	—
ローズ合金	100	50	—	28	22	—	—
ピスマスロウ	113	40	—	40	20	—	—
"	70	49.5	10.1	27.3	13.1	—	—
"	94	50	—	25	25	—	—
"	70	44.5	—	30	15.5	10	—
"	47	40.5	10.1	20.2	10.1	—	19.1

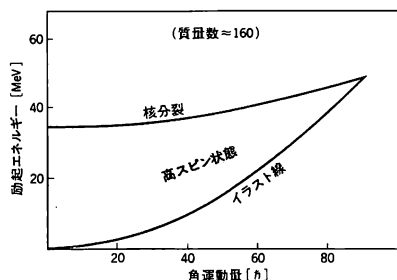
医用加速器 [英 medically-dedicated accelerator, 独 Medizin gewidmeter Beschleuniger, 露 ускоритель назначенный для медицины] 癌などの放射線治療のために、従来は ^{60}Co などの放射性同位体を使用されていたが、最近では病院でベータトロンや数十 MeV の直線型電子加速器(電子リニアック)が多数使われており、これらを医用加速器という。これらは X 線または電子線照射を目的とし、加速器は回転照射装置の中に組み込まれていて、どの方向からでも患部に照射できるようにになっている。X 線や電子線より生物学的効果の大きい中性子治療のための専用のサイクロトロンがわが国に 2 台、アメリカに 3 台あり、そのほか既設の加速器を共用して陽子、He、軽い重イオン、負 π 中間子による癌治療の研究が進められている。これらの粒子線は、X 線、電子線、中性子線が組織の中でほぼ指数関数的に減弱するのに対して、それぞれのエネルギーに対応した飛程をもつため、人体内の患部に有効に作用し、治療の際に線量分布の改善が期待される。なお直接の治療用ではないが、診断と治療を目的とした放射性同位体をつくるためにサイクロトロンと直線型陽子加速器が使われており、 ^{11}C や ^{15}O などの短寿命の放射性同位体製造用に 15 MeV 程度のペーサイクロトロンが病院内に設置されつつある。

医用電子工学 [英 medical electronics, 独 medizinische Elektronik, 仏 électronique médicale, 露 медицинская электроника] 医療診断や治療のために最近進歩したエレクトロニクス。人体にあるいろいろな電気現象を利用した診断用に心電計、脳波計、心音計等があり、電気信号への変換や微小信号の増幅のために絶縁増幅器など特別の開発がされている。人体内部の検査のためにレントゲン写真は従来用いられていたが最近 X 線や超音波装置、さら

に最近核磁気共鳴装置をコンピューターと連動させ、人体の断面のようすが得られるコンピュータートモグラフィ(C.T.)が最近普及している。治療のためには直接人体に電流を流す装置があり、また電気メスやレーザーメスが使用されている。加速器からのビームによる診断や治療、レーザー光線による治療も開発されている。症状を総合的に解析するためにコンピューターの利用も考えられている。

イラスト単位 [英 yrast level] 原子核の一定の角運動量をもつ励起状態のうちで、励起エネルギーが最も小さい状態。イラストとは「めまいがする」という意味のスウェーデン語 yr をもじって、その最上級としてつくられた物理用語であり、原子核物理学で重要な概念のひとつである。原子核の液滴模型によれば、イラスト状態では励起エネルギーがすべて最大の慣性モーメントをもつ軸のまわりの回転エネルギーになっている。すなわち、イラスト状態は一定の励起エネルギーをもつ状態のうちで最も大きい角速度で回転している状態といえる。

核の励起エネルギーを縦軸とし、角運動量を横軸とする励起スペクトルの図において、イラスト準位を結ぶ線をイラスト線とよぶ(図参照)。イラスト線より下には励起状態は存在しない。統計的考察によれば、イラスト線の近傍の準位密度は、基底状態の近傍と同様に小さい。イラスト状態の温度は絶対零度に相当する。したがって、イラスト線近傍では個々の準位の性質を詳しく研究することができる。このような分光学的研究はイラストスペクトロスコピーとよばれ、大きな角運動量をもつ核の構造を研究するために最も有力な方法になっている。



大きな角運動量をもつイラスト準位のうち寿命の長いものをイラストラップとよぶ。イラストラップは個々の核子をもつ角運動量が一定の方向に整列して形成される。個々の核子の角運動量が整列して核子の密度分布が核の赤道面に集中し、核は角運動量の整列方向を対称軸とするパンケーキ型(みかん型)に変形する。このような状況にあるイラスト準位に対しては「核が対称軸のまわりに回転している」という古典的描像を用いることができる。対称軸まわりの回転運動は電磁遷移を伴わないことが長寿命にする主な理由である。多数の高スピン・アイソマー(イラストラップ)が ^{148}Gd 領域、 ^{208}Pb 領域、 ^{178}Hf 領域で観測されている。ただし、 ^{178}Hf 領域では、上記の古典論的描像と異なり、核は葉巻型(レモン型)に変形している。このような例外が存在することの証明には変形殻模型に基づくより複雑な考察が必要となる。 ^{178}Hf 領域では高スピン・アイソマーの上に形成される回転バンドが知られている。これは、対称軸に垂直な軸のまわりの集団的回転運動により

生じる。他方、 ^{146}Gd 領域と ^{208}Pb 領域では、そのような回転バンドは観測されていない。

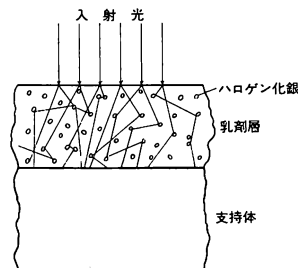
イラスト線 [英 yrast line] ⇨ イラスト準位

イラストラップ [英 yrast trap] ⇨ イラスト準位

イラディエーション [英 irradiation, 独 Irradiation, 仏 irradiation, 露 облучение]

[1] 一般用語としてのイラディエーションは物体を光や放射線などで照射すること。

[2] 写真像が光の散乱によりにじむ現象。光滲透ともいう。(1) 物体の大きさが実際の大きさよりもわずかに大きく見える心理的現象。たとえば月の直径は1~2" 実際の直径よりも大きく見え、また明るい物体の方が大きく見える。そのため基石は白の方がいくらか小さくつくられている。(2) 写真感光材料の感光層に入射した光が、写真乳剤中のハロゲン化銀粒子からの反射により散乱され、本来の像の周囲までも感光させる現象(図参照)。イラディエーションは写真像の輪郭をぼかし解像力を低下させ、またハレーションの影響を増加させる(⇨ハレーション)。イラディエーションの大きさは写真乳剤層の厚さ・濁度・吸光度などにより影響される。したがって、イラディエーションは薄い写真乳剤層の使用、イラディエーション防止染料による散乱光の吸収、現像処理法の改良などによって減少させられる。



移流 [英仏 advection, 独 Advektion, 露 адвекция] 濃度や熱などの物理量が、それを担う流体の運動によって運ばれる過程。任意の物理量を Q 、流速を v 、流体粒子に着目したときの Q の時間的変化率を DQ/Dt とすれば、空間内の1点における Q の時間的変化率 $\partial Q/\partial t$ のほかに、一般に

$$\frac{DQ}{Dt} = \frac{\partial Q}{\partial t} - (v \cdot \nabla)Q$$

で表される右辺第二項が加わってくる。これが移流による Q の変化率であって、移流項とよばれる。

色 [英 color, 独 Farbe, 仏 couleur, 露 цвет]

[1] 次の2つの定義がある。(1) 可視範囲(波長およそ380~780nm)の光によって脳に誘起される赤、緑、青、さえた、白っぽい、明るい、暗いなどの主に目に受容された光の分光エネルギー特性によって定まる感覚。(2) 健常者の平均的な視覚特性を代表する標準観測者を約束し、この目に受容される分光放射エネルギーと標準観測者のもつ仮想的な3つの原色応答の分光値を掛合わせて積算して求めた3つの刺激値の値によって定まる心理物理量。(1)の定義による色は、各個人について、また同一個人でも観察や心身の状態によって変わる。したがって、色を物理的に取扱うためには、(2)の定義によって心理物理量として表示する。このためには、まず健常者について、3つの原色光

を混合させてある波長の単色光と色合せする測定を可視全域について行い、この実験によって得られた実在の原色に対するスペクトル刺激値を、(a) どの仮想スペクトル刺激値もスペクトル全域で負の値になることはない。(b) ひとつの仮想スペクトル刺激値は標準視感度 $V(\lambda)$ と一致する。(c) 約束された白色光の分光放射エネルギーとの積の積算値が約束された値になるなどの条件をみたすように一次結合して、スペクトル三刺激値 $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ (図 1) に変換する。これらは、仮想的な赤、緑、青の原色に

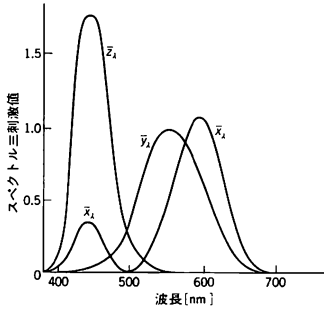


図 1

対して標準観測者をもつ原色応答の波長特性と考えることができる。次に目に受容される色光の分光放射エネルギーをスペクトル刺激値で荷重積分し、3つの仮想的な原色に対する応答量(三刺激値) X, Y, Z を次のように計算する。

$$X = K_m \int_0^\infty E(\lambda) \bar{x}(\lambda) d\lambda$$

$$Y = K_m \int_0^\infty E(\lambda) \bar{y}(\lambda) d\lambda$$

$$Z = K_m \int_0^\infty E(\lambda) \bar{z}(\lambda) d\lambda$$

ただし、 K_m は最大視感度 $6831 \text{ lm} \cdot \text{W}^{-1}$ 、 $E(\lambda)$ は色光の分光放射束である。色光の心理物理量としての色は、 X, Y, Z によって三次元空間の一点として規定される。一般には X, Y の値を刺激和 $X+Y+Z$ で基準化した色度 x, y と、 Y 刺激値はその色の明るさに対応する。色度を直交座標系に表したものを色度図という。単色スペクトル光の色度を色度図に示すと、図 2 のようになる。反射、透過物体の色については、目に受容される光の分光放射束、すなわち照明光源の分光放射束 $S(\lambda)$ に反射物体の分光反射率 $\rho(\lambda)$ 、透過物体の場合には分光

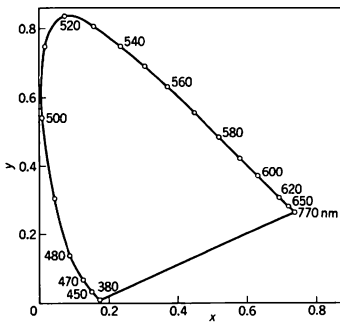


図 2

透過率 $\tau(\lambda)$ を乗じた値について三刺激値を計算し、さらに照明光の Y 刺激値で基準化して、物体色の三刺激値とする(⇒測光)。

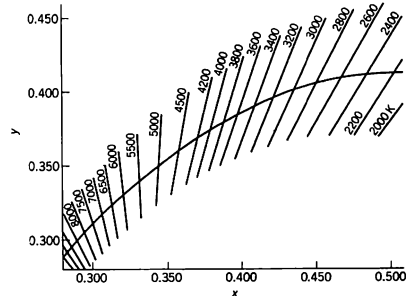
$$X = \frac{\int_0^\infty S(\lambda) \rho(\lambda) \bar{x}(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda) \bar{y}(\lambda) d\lambda}$$

$$Y = \frac{\int_0^\infty S(\lambda) \rho(\lambda) \bar{y}(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda) \bar{y}(\lambda) d\lambda}$$

$$Z = \frac{\int_0^\infty S(\lambda) \rho(\lambda) \bar{z}(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda) \bar{y}(\lambda) d\lambda}$$

[2] 素粒子物理学では、核子や π 中間子などを構成する基本粒子のクォークは観測にかけられない色の自由度をもつと考えられている(⇒クォーク、量子色力学)。

色温度 [英 color temperature, 独 Farbtemperatur, 仏 température de couleur, 露 цветовая температура] 考えている光源に色が最も近い完全放射体(黒体)の絶対温度。光源の色を単一量で表示するために用いられる。完全放射体の放射エネルギー・スペクトル分布から色度を計算し、温度の関数として等色色度図(感覚的な色差の大きさが2つの色度点の図上距離に近似的に比例する表色系で、uniform color scale の頭文字をとって UCS 色度図とよばれる)にプロットし、この完全放射体発光色色度曲線に直交する線を引いて等色温度線をつくる。次にある光源の色度を計算してプロットし、等色温度値を補間してその光源の色温度を求める。この作業は UCS 色度図、または UCS 色度図上の等色温度線を $x-y$ 色度図に移した図によって行われる(⇒色)。白熱光源が灰色放射体、つまり、放射率に波長選択性がない放射体ならば、色温度は真温度と等しい。短波長領域の放射率が長波長領域より大きければ色温度は真温度より高く、また、ある光を青味の色フィルターに通せば色温度は高く、アンバー色のフィルターに通せば低くなる。2つの光源の分光エネルギー特性が違っていても色温度は等しい場合がある。この場合には、色光としての色は同じでもこれらで照らされた物体の色が異なる。したがって色温度という概念は、白熱光源あるいはこれに近い光源、すなわち分光特性をもち極端なスペクトル成分をもたない光源に限定すべきで、蛍光灯のような強いスペクトル成分をもつ光源に適用する場合には、色温度の意味に注意しなければならない。代表的な値は、ガス入り白熱電球 2800 K、ヨウ素ランプ 3100 K、天空光 6500 K である。



色温度変換フィルター [英 conversion filter for color temperature, 独 Konversionsfilter der Farbtemperatur, 仏 filtre de conversion à température de couleur] 写真撮影の際、照明光の色温度をフィルムなどに指定された色温度に変換し、正しい色再現をするための波長選択性をもつフィルター。光源の色温度を上げるためのブルー系のものと、下げるためのアンバー系のものがあり、それぞれに色温度変換量(デカミレッド値)の違う数種類のものがある。ある光源の色温度とは、その色と同じ色に発光しているときの黒体の温度をいい、ケルビン温度 K で表示する。色温度の逆数を取り 10^6 倍した量をミレッドという。ミレッドは、micro reciprocal degree の略称で、 M または、その10倍の DM (デカミレッド)で表示される。ミレッド量には、どの色温度においても同量のミレッド差が等しい色差として感じられるという便利な性質がある。

色消し1/4波長プリズム [英 achromatic quarter wave prism, 独 achromatisches $\frac{1}{4}$ Prisma, 露 ахроматическая призма в четверть волны] 全反射の際の位相の飛びが、入射偏光の振動方向によって異なることを利用した偏光素子で、可視領域での直交二方向成分の位相差が 90° になるように設計されたもの。全反射の際に、入射偏光の入射面内の成分(p 成分)と入射面に垂直な成分(s 成分)では、位相の飛びに差があり、入射角によって変化する。図1に示すものは、2回の全反射でちょうど位相の飛びの差が 90° になるようにしたもので、フレネルの斜方体(フレネル・ロム)とよばれる。これでは、入射光と出射光が平行に移動してしまうので、回転して用いる場合は不都合である。図2は、3回反射を用いて合計 90° の位相の飛びの差を得るもので、溶融石英を用いた場合、図のような角度になる。この形のものは、原理的には像回転プリズムであって、使用の際は、回転軸とプリズムの光軸をよく合わせることが重要である。プリズム材料の屈折率の波長分散により、位相差は可視領域では $90 \pm 2^\circ$ くらいで、かなりよい色消しとなっているが、短波長領域では位相差がもっと大きくずれる。高精度を要求される使用目的には、プリズム材料の残留ひずみや研磨ひずみが十分考慮されたものでなければならない。

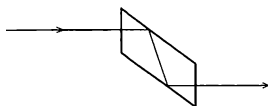


図 1

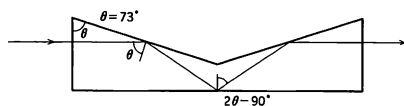


図 2

色消しレンズ [英 achromatic lens, 仏 lentille achromatique, 露 ахроматическая линза] \Rightarrow レンズ

色収差 [英 chromatic aberration, 独 chromatische Aberration, 仏 aberration chromatique, 露 хроматическая aberrация] レンズに光軸上の物点から白色光が入射した場合、図1のように波長により像の位置がずれる。これを縦の色収差または軸上の色収差という。この収差があるとき、たとえば目の比視感度の高い緑色光でビントを合

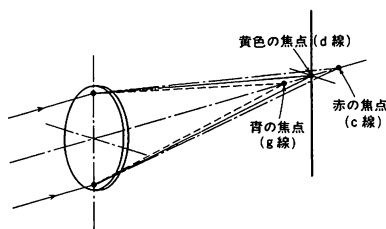


図 1 軸上の色収差

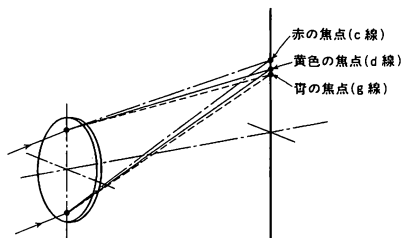


図 2 倍率の色収差

わせたときには、他の波長の光によるぼけた像が重なり、像全体のコントラストを損なう。軸上での色消しが行われて結像位置が一致したとしても図2のように波長によって像の大きさが異なる現象があり、これを倍率の色収差、または横の色収差という。これは波長によって焦点距離が異なることに原因がある。この色収差があると、像の周辺部で線像が色づいて縁取られたようになり鮮鋭度を損なう。これら2種類の色収差は本質的にはレンズを絞り込んでも改善されないが、縦の色収差は絞り込むことによって焦点深度が目だたなくなるのに対し、横の色収差は絞り込んでもよくならない。色収差は分散の異なった種々のガラスを用いた組合せレンズを導入して補正される。通常のレンズは少なくとも2つの波長に対して焦点位置を合致させて色収差補正を行うが、このほかの第三の波長に関しては焦点位置がずれることになる。この量を二次スペクトルという。二次スペクトルは焦点距離に比例して大きくなるため、焦点距離が大きいレンズでは像の鮮鋭度が損なわれる。また、顕微鏡対物レンズなどの拡大レンズでもこの収差が目立つので、古くから異常分散性を有する蛍石を用いることにより優れた色消し対物レンズがつくられていた。近年異常分散性をもつ光学ガラスの開発で、二次スペクトルの小さな写真用超望遠レンズや顕微鏡用の高性能色消し対物レンズが実用化されるようになった。

色中心 [英 color center, 独 Farbzentrum, 仏 centre de couleur, 露 центр окраски] 格子欠陥に捕えられた電子、または正孔で、光を吸収するものを色中心、または着色中心という。典型的なものはハロゲン化アルカリ結晶の独立した1個の負イオン空格子点に捕えられた1個の電子よりなる F 中心で、もともと透明なハロゲン化アルカリの可視領域に幅約 0.2eV 程度の F 吸収帯とよばれる吸収スペクトルを示す。 F 中心の名前はドイツ語の Farbzentrum の頭文字をとったものである。着色の方法はハロゲン化アルカリ結晶をその構成要素のアルカリ金属の気体に高温でさらす付加着色法、高温で点状陰極を用いてハロゲン化アルカリを電気分解する方法、および X 線照射によ

る方法等があり、また紫外線照射では電子・正孔再結合による発光との競争過程として色中心がつくられる。F 吸収帯は電子状態 $^2S_{1/2}$ から $^2P_{3/2}$ 、および $^2P_{1/2}$ への遷移が重なったものと考えられている。スピン・軌道相互作用の強さは各種のハロゲン化アルカリで 30 meV の程度、有効 g 値はほぼ 0.5 ぐらいである。室温以上で光励起すると捕獲していた電子を失い、光吸収がなくなる。これを退色という。低温での光励起では蛍光を発する。約 1 eV 程度の大きなストークス・シフトがあり、緩和した励起状態は約 $1 \mu s$ 程度の比較的長い寿命をもつ。励起光と蛍光との偏光相関、光の二重共鳴による励起状態から別の励起状態への遷移、不對電子による電子スピン共鳴、原子核やマイクロ波・光の二重共鳴など各種の実験方法によって、F 中心の電子状態は詳細に解明されている。隣接した 2 個の負イオン空格子点に捕えられた電子による M 中心は、その対称性が立方対称より低い点に特色がある。3 個の負イオン空格子点に捕えられた電子は R 中心とよばれ、これによる R_2 吸収帯ではゼロフォノン線および局所格子振動の系列が観測できる。正孔による中心としては隣接した 2 個の負イオンが格子点より変位して正孔を捕獲した V_K 中心などが知られている。これら色中心は比較的強く格子振動と相互作用のある不純物中心の典型として、その電子構造や格子振動との相互作用が研究された。また測定しやすい波長領域に吸収帯があるため、光学的手段を中心として、不純物や結晶の電子構造を研究する各種の実験手段の性能の試験にも利用されている。

色つき空間群 [英 colored-symmetry space groups, 露 пространственная группа цветной симметрии] 結晶構造のように空間に周期をもつ構造の対称性は、空間群のひとつで記述される。結晶空間の各点にひとつの超幾何学的な性質(これを「色」とよんでいる)を付加し、幾何学的変換(空間群の対称操作)と同時にその空間の超幾何学的な性質をも交換するような一般化された対称操作、 $g^{(c)} = \varepsilon \cdot g = g \cdot \varepsilon$ を導入する。ここで、 g は空間群の対称操作、 ε は性質空間にのみ作用する変換である。このような一般化された対称操作がつくる群を色つき空間群という。結晶空間の各点に付加する性質のとりうる状態の数は P で表す。特に、 $P = 2$ (たとえば結晶空間に +, - の符号を付加する)のときには、黑白空間群(シュブニコフ群)とよばれる。一般に、 P 色の色つき空間群は次のようにして得られる。色つき空間群のひとつ $\mathcal{B}^{(P)}$ で記述される構造は、もし、色の区別ができないフィルターを通してみるとすれば、何らかの空間群で記述されるべきである。これは $\mathcal{B}^{(P)}$ と同型な \mathcal{O} が存在するということである。次に、 $\mathcal{B}^{(P)}$ 中の色を変えない対称操作の集合 A は、 $\mathcal{B}^{(P)}$ 、 \mathcal{O} の共通部分群で、かつ正規部分群(A の指数は P である)でなければならない。ここで、商群 $\mathcal{O}/A \cong \{1, g_2, \dots, g_P\} = G$ が定義されるが、この G と同型な色置換群 $\{1, e_2, \dots, e_P\}$ を見つけて g に結合し、 $\{1, g_2^{(2)}, \dots, g_P^{(P)}\} = G^{(P)}$ を得、 $\mathcal{B}^{(P)}/A \cong G^{(P)}$ となるように、 A を $G^{(P)}$ により拡大すれば $\mathcal{B}^{(P)}$ が得られる。こうして、与えられた空間群 \mathcal{O} と同型な色つき空間群 $\mathcal{B}^{(P)}$ はすべて導くことができる。

色つき流線 [英 streak line] \Rightarrow 流線

色の自由度 [英 color degree of freedom, 仏 degré de liberté de couleur, 露 цветная степень свободы] \Rightarrow 量子色力学

色偏光 [英 chromatic polarization, 独 chromatische Polarisation, 仏 polarisation chromatique, 露 хроматическая поляризация] 結晶板による干渉で色の着いた干渉縞が現れる現象で、着色偏光ともいう。両面を研磨した薄い平行平板の結晶片に、偏光を入射させると、結晶内では、その入射角に対応して決まる 2 つの固有偏光に分かれ、異なる位相速度で結晶内を伝搬する。結晶通過後の位相差 Δ は結晶の厚みを d とすると

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2) d$$

になる。ここで、 n_1, n_2 は 2 つの固有偏光に対応する結晶の屈折率、 θ_1, θ_2 は屈折角である。したがって、直交ニコルで観測すると、 Δ が $2n\pi$ (n は整数)に等しくないかぎり暗黒にならない。その強度はそれぞれの固有偏光の強度を I_1, I_2 とすると

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta$$

になる。収束光、つまり入射角が連続的に変化している光で見ると、 Δ が変化しているので干渉縞を見ることができる。なお、垂直入射光だけで見た結晶板の明るさが換光子の回転とともに変化する現象を平行光束の色偏光という。この干渉縞の模様は結晶の切斷のしかた、結晶の光学的性質、すなわち、結晶が一軸結晶か二軸結晶であるか、光学活性か不活性かなどによって特徴ある形状を呈するので結晶を調べる有力な手がかりになる。

陰イオン [英 anion, 独 Anion, 露 аннион] = 負イオン

因果グリーン関数 [英 causal Green function, 独 kausale Greensche Funktion, 仏 fonction de Green causale, 露 причинная функция Грина] \Rightarrow グリーン関数

引火点 [英 flash point, 独 Entflammungspunkt, 仏 point d'inflammation, 露 точка вспышки] 空気中にある可燃性液体または固体が、その表面の近くで引火するのに十分な濃度の蒸気を生じる最低温度。この引火点温度では、ほかからの火災を取去れば燃焼は停止してしまう。燃焼を維持するのに必要な最低温度のほうは、燃焼点 (fire point) とよばれる。石油製品について、引火点を測定するには、開放式試験法および密閉式試験法がある。引火点は、たとえばガソリンでは -48°C 、ベンゼンでは -11.1°C 、トルエンでは 4.4°C 、灯油では約 50°C 、ナフタリンでは 80°C である。

因果律 [英 causality, 独 Kausalität, 仏 causalité, 露 причинность] 原因と結果の間に、一定の規則的なつながりがあるという哲学上の原理。すなわち、すべての現象には原因があり、原因なくしてはいかなる現象も起らないという原理で、因果関係ともいわれる。古典力学における質点の運動においては、ある時刻における質点の位置と速度が与えられれば、それ以後の運動の法則によって決ってしまう。さらに、それ以前の運動をも知ることができる。このように古典力学においては、ある時刻での質点や剛体の位置や運動状態を知るということは、その前後における運動をも知ることになる。この場合には、原因と結果との関係は一義的であり、厳密に因果律が成り立っていて、原因と結果との間に本質的な区別はない。この場合に、時間的に先に起きた現象が原因ということになる。このように物理学では、因果律という言葉は、「原因より前に結果を生ずることはない」という原因の時間的先行性の意味に用いられることが多い。巨視的な現象を取扱う古典力学に対

して、微視的な世界を記述する量子力学においては、ハイゼンベルクの不確定性関係により、質点の位置と運動量を同時に与えることはできないので、古典力学と同じ意味での因果律は成立しない。しかしながら、たとえば質点の運動については、観測される位置や運動量の値についての確率な予測ができ、また、そのとき、位置や運動量の平均値は古典的な意味での因果律に従って変化する。したがって、与えられた原因に対して、その結果が一定の法則に従って明確に予測できるという点で、量子力学も因果律に従っているといえる。量子力学における因果律、すなわち原因の時間的先行性は、数式的には応答関数の解析性の形で表現され、分散式理論の出発点になっている(⇒分散式)。

相対論的な場の量子論においては、素粒子の間の相互作用を媒介する粒子の速度が光速を超えることはないので、場と与えられた変動や信号は光速より速く伝わることはない。すなわち、原因から生ずる影響は光速より速く伝わることはない。したがって空間的に隔たった2つの時空点がお互いに影響しあうことはなく、影響は未来光円錐内の時間的に離れた点にのみ到達しうる。このことを微視的因果律といい、これに対して、さきに述べた原因の時間的先行性を巨視的因果律とよぶこともある。場の量子論では、微視的因果律は「互いに空間的な2つの点における場の演算子は可換である」という形で定式化される。これは自由な場のみでなく、局所的な相互作用が存在する場合にも成り立つ。また、スピノール場のような直接観測可能でない場についても成り立つ(ただし、この場合には可換性が反可換性になる)と考えられており、局所場の理論の最も本質的な要請のひとつになっている(⇒ワイトマンの公理系)。いくつかの条件をあわせて、微視的因果律から巨視的因果律を導くことができるということが証明されており、自然界の現象は因果律に従っていると考えられる。

陰極 = カソード

陰極暗部 [英 cathode dark space, 独 Katodendunkelraum, 仏 espace sombre cathodique, 露 катодное тёмное пространство] ⇒ グロー放電

陰極輝点 [英 cathode spot, 独 Katodenfleck, 仏 tache cathodique, 露 катодное пятно] ⇒ アーク放電

陰極グロー [英 cathode glow, 独 Katodenglimlicht, 仏 lueur de cathode, 露 катодное свечение] ⇒ グロー放電

陰極降下 [英 cathode fall, 独 Katodenfall, 仏 chute cathodique, 露 катодное падение] 陰極を用いた気体放電では陰極からの電子の補給を正イオンの衝撃による二次電子放出に頼っている。すなわち、陰極を発した電子が電極間に印加された電圧によって加速され、気体分子を電離し、その結果生じた正イオンが逆に陰極方向に加速されて陰極に達し、十分な数の二次電子を放出させてはじめて持続的な放電が成り立つ。このとき必要な正イオンの加速は陰極前面に生じている大きな電位差によって行われ、これを陰極降下とよぶ。グロー放電では放電維持電圧(端子電圧)のほとんどの部分がこの陰極降下にかかっていて、気体の種類と陰極材質にもよるが、およそ100～数百Vである。正規グローでは放電電流を変えても陰極降下は一定であるが、異常グローでは電流とともに上昇する(⇒グロー放電)。アーク放電では熱電子放出や電界放出によ

って電子を供給しているので、陰極降下は低く、10V前後である。

陰極線 [英 cathode ray, 独 Katodenstrahl, 仏 rayon cathodique, 露 катодный луч] ガラス管の中で気体放電をさせ、ガスを下げていくと放電固有の発光が薄れ、やがてガラス管が蛍光を発するようになる。これは陰極から高速の粒子ビームが放出され、ガラス管壁をたたくためであることがわかり、陰極線と名づけられた。これに電場や磁場をかけたときの粒子ビームの曲がりからこれが負の電荷をもった粒子であることがJ. J. Thomsonによって確認され、電子の存在を実証するきっかけとなった。電子ビームと同じ意味であることから、陰極から放出され、集束・加速された電子ビームが主役を果たしているブラウン管のことを陰極線管(cathode ray tube)と、また、ブラウン管オシロスコープのことを陰極線オシロスコープとよんだ。

陰極線回折 [英 cathode ray diffraction, 仏 diffraction cathodique] ⇒ 電子線回折

陰極線管 [英 cathode-ray tube, 独 Katodenstrahlröhre, 仏 tube à rayons cathodiques, 露 катодно-лучевая трубка] ⇒ ブラウン管

陰極線ルミネッセンス [英 cathode-ray luminescence, 独 Katodenlumineszenz, 仏 luminescence de rayons cathodiques, 露 катодолуминесценция] ⇒ ルミネッセンス

インクジェットプリンター [英 ink jet printer, 独 Jet-Drucker, 露 печатающее устройство с чернильно-струйной пьезоголовкой] 印字装置の一種でインクの粒子をノズルからジェット状に噴出することによって印字する装置。ノンインパクトプリンターの一種で、その主たる特徴は、低騒音、高速印字、普通紙の利用、出力の柔軟性などである。インクジェットを連続的に噴出する方式と、記録時のみ噴出する方式の2つに大別される。印字速度は、毎秒300～500字程度が一般である。

インクリネーションファクター [英 inclination factor, 独 Neigungsfaktor, 仏 facteur d'inclinaison] ホイヘンス-フレネルの原理によって波動の伝播を説明する場合、ある時刻の波面(一次波面ということにする)の各点が二次波の波源となると考える。この二次波の振幅は一次波面の各点にたてた法線とその点からの二次波の進行方向とのなす角 χ に依存すると考えられる。すなわち一次波面を半径 r_0 の球面、波長を λ とすれば、 $k=2\pi/\lambda$ として、二次波の振幅は $K(x)e^{ikr_0}/r_0$ に比例する。この $K(x)$ をインクリネーションファクターまたは傾斜係数とかいう。フレネルは一次波面を半波長帯に分けて考察して $\chi=0$ において $K=-i/\lambda$ 、すなわち二次波の振幅は $1/\lambda$ に比例し、位相は一次波より $\pi/2$ 進んでいるとし、また $|\chi|\geq\pi/2$ では $K=0$ とした。この仮定によって一次波面から後退する波を否定することができた。キルヒホッフの回折理論によれば光の回折場の1点における振幅は

$$-\frac{iA}{2\lambda} \iint \frac{e^{ik(r_0+r)}}{r_0 r} [\cos(\mathbf{n}, \mathbf{r}_0) - \cos(\mathbf{n}, \mathbf{r})] dS$$

となる。ここでAは光源から単位距離はなれた点での球面波の振幅、 r_0 と r はそれぞれ光源Qと観測点Pから開口の1点Mまでの距離、 $(\mathbf{n}, \mathbf{r}_0)$ と (\mathbf{n}, \mathbf{r}) はそれぞれ $r_0(=QM)$ と $r(=PM)$ とが開口の1点Mから開口面にたてた法線 \mathbf{n} と各なす角とし、積分は開口の全体にわたる。この

場合、インクリネーションファクターは $-(i/2\lambda)[\cos(\pi, r_0) - \cos(\pi, r)]$ になる。光源と観測点の開口からの距離が開口の大きさ(幅)に比べて十分大きく、光源と観測点を結ぶ直線と開口上の法線となす角 δ が小さいならば、このファクターを $(-i/\lambda)\cos\delta$ とすることができる。光源 Q が開口から十分遠方であれば、開口上の 1 点における法線とその点から観測点への方向となす角を χ とすると、このファクターは $-(i/2\lambda)(1+\cos\chi)$ となる。またこのファクターは $\chi=\pi/2$ のとき 0 でなく $\chi=\pi$ のとき 0 となり、A. J. Fresnel の仮定は正確でないことがわかる。

インクルーシブ反応 [英 inclusive reaction, 仏 réaction inclusive, 露 инклюзивная реакция] 粒子 a と b が衝突して多重発生が起るとき、終状態に出てくる粒子のうち特定のもののだけ、たとえば粒子 c のみに注意して、その種別を同定し、運動量を測定する。ほかには何がつけられていてもかまわない。すなわち $a+b \rightarrow c+X$ (X は何でもよい)と表せる。R. P. Feynman はこのような反応をインクルーシブ反応と名づけた(⇒エクスクルーシブ反応)。粒子 c の運動量, エネルギーをそれぞれ p, E として, $f(s, p) = E d\sigma/d^3p$ を一粒子分布関数とよぶ。ただし \sqrt{s} は粒子 a と b の重心系の全エネルギーである。もし同種粒子 c が終状態に n 個あったとすれば, $f(s, p)$ を全位相体積で積分すれば, c を n 個勘定したことになるから, 粒子 c の平均多重度は $\langle n_c \rangle = \sigma_{in}^{(c)}(ab) \int f(s, p) d^3p/E$ となる。ただし $\sigma_{in}(ab)$ は非弾性散乱断面積である。

粒子 c の重心系における縦運動量を p_{\parallel} , 横運動量を p_{\perp} とすれば, 高エネルギーでは, 一粒子分布関数 $f(s, p)$ は p_{\perp} と $x=2p_{\parallel}/\sqrt{s}$ のみの関数になる: $f(s, p) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} f(p_{\perp}, x)$ と Feynman は予想した(⇒ファインマン・スケーリング)。

一方 C. N. Yang らは実験室系(標的静止系)および入射粒子静止系で考えて, 幾何学的描像に基づいた考察から, 標的粒子(入射粒子)がこわれて出てくる実験室系(入射粒子静止系)の発生粒子分布は, 入射(標的)粒子の種類によらず, 漸近的に一定の分布に近づくこと予想した(limiting fragmentation 仮説)。 $x \approx 0$ を除いてこの仮説とファインマン・スケーリングは同じであって, 実験的にも大局的様相に関してはよく成り立っている。

インコヒーレント光 [英 incoherent light, 独 inkohärentes Licht, 仏 lumière incohérente, 露 некогерентный свет] 光束内の任意の 2 点における光波の位相関係が時間的に完全にランダムに変動していて, 光束を分割して再び重ね合わせても全く干渉性を示さない光をインコヒーレント光という。熱光源から放射される準白色光はインコヒーレント光に近い状態の光である。インコヒーレント光を重ね合わせたときの光強度は, 単独の光強度の和で表される。

インコメンシュレイト構造 = 非整合構造

インコメンシュレイト転移 = 非整合転移

印刷回路 [英 printed circuit, 独 gedruckte Schaltung, 仏 circuit imprimé, 露 печатная схема] 紙, ガラス, セラミックスなどの基板上に配置された配線パターンからなる回路のことで, 基板上にトランジスター, 集積回路(IC), 抵抗, コンデンサーなどの電子部品を取付け, ハンダ付けし, 回路機能をもっているものを印刷回路板とよぶこともある。基板自身は印刷基板ともよばれる(⇒印刷基板)。印刷回路は電子計算機や電子計測機器の組立て

実装と信頼性を向上させるためにくり出されたものである。現在ではほとんどすべての電子機器に印刷回路が使用されている。

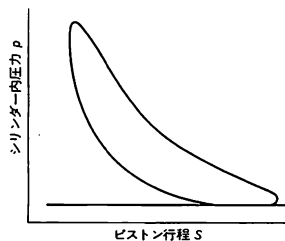
最近では計算機を使用した印刷回路の設計の自動化が行われている。これを CAD(computer aided design)という。CAD による場合には配線パターンを磁気テープまたは紙テープに出力し, 写真製版のテーピングの段階を省略して直接原寸大の高精度の原版をつくることができる。この場合には 2.5mm の IC のピンの間に 2 本の線を容易に通すことができる。印刷回路の特徴として, 基板上に特定のインピーダンスをもつマイクロストリップ線や静電容量およびインダクタンスを形成することができる。この技術は混成集積回路などで使用されている。

印刷基板 [英 printed board, 独 Leiterplatte, 仏 plaque à câblage imprimé, 露 плата с печатным монтажом] 紙やガラス繊維等を基材とした絶縁板に, 薄い銅板を張り合せて電子回路を構成するものでプリント基板ともよばれる。絶縁板は基材に, フェノール(ベークライト), エポキシ, メラミン, シリコンなどの樹脂やフッ化樹脂(テフロン)などを含浸させて加熱, 加圧したのち硬化処理したものである。高信頼度を要求されるハイブリッド IC などにはセラミック基板が使用される。電子回路に使用されている印刷基板の種類としては片面基板, 両面基板, 多層基板, フレキシブル基板, フラッシュ基板がある。片面基板は絶縁板の片面に銅箔を付着させたもので, 両面基板はその両面に銅箔を付着させたものである。多層基板は両面基板を何枚も重ね合わせたものである。電子計算機や電子計測機器には高密度化, 高速化の要求を満たすため 6 層, 8 層などの多層基板が使用されている。フレキシブル基板はポリエステル樹脂(マイラー)やフッ化樹脂のフィルムに銅箔を張り合わせたもので, 折り曲げたり, 丸めたりすることができる。フラッシュ基板は銅箔部分を絶縁板に加圧して埋め込み, 基板の全面を平坦にしたものである。この基板はロータリースイッチや接点部に使用されている。高周波特性, 機械的強度, 耐熱性は紙よりもガラスの絶縁基板のほうがより優れている。

因子群 [英 factor group, 独 Faktorengruppe, 仏 groupe factoriel, 露 факторгруппа] = 剰余群

因子群分裂 [英 factor group splitting] = ダビドフ分裂

インジケータ線図 [英 indicator diagram, 独 Indikatordiagramm, 仏 diagramme d'indicateur, 露 индикаторная диаграмма] ビストン式内燃機関, 蒸気機関, 気体圧縮機などのような容積型の機関のシリンダー内圧力の変化と, ビストン行程の関係を表す線図であり, インジケータ(指圧計)とよばれる計器により測定するところからこの名称が付けられている。指圧線図ともいう。インジ



ケーター線図から、その機関の出力(図示馬力)を知ることができるばかりでなく、容積型エンジンの弁開閉時期や燃焼時間が適当かどうか、あるいは燃焼のよしあしの判定にも利用される。インジケーター線図には、シリンダー内圧力 p とピストン行程 S の関係を示す p - S 線図と、シリンダー内圧力とクランク回転角 θ の関係を描く p - θ 線図とがある。インジケーター線図の例を図に示す。

印字装置 = プリンター

インシュリン [英 *insulin*, 独 *Insulin*, 露 *инсулин*] 膵臓のランゲルハンス島のB細胞から分泌されるタンパク質ホルモンで血液中の糖の量(血糖値)を低下させる作用をもつ。分子量約5700で、2本のポリペプチド鎖(A鎖とB鎖)が2個のジスルフィド結合で結ばれている。1955年、ウシの膵臓から得られたインシュリンの一次構造(タンパク質)が、イギリスの生化学者F. Sangerによって、タンパク質として初めて決定された。生成合の際には一本鎖のプロインシュリンという前駆体をまず合成され、タンパク質分解酵素の働きにより、中間のポリペプチド鎖が切離されてインシュリンとなる。血液中では重合しやすく、二量体から八量体になっているといわれている。

インスタント [英 *instantan*, 露 *инстантант*] 場の量子論におけるWKB法の計算過程に現れる概念。一般に時間 t を虚時間 $-it$ に置換えた運動方程式に対する解で、作用積分が有限のものをインスタントという。作用積分への寄与が空間的にも、(虚)時間的にも局在していることからこの名前があるが、現実の粒子ではない。ある種の場の理論では、古典的な基底状態が複数個あり、量子論的なトンネル効果により、その間の遷移が可能となる場合がある。コンパクト群上の非可換ゲージ理論はそのよい例である。一般に虚時間の運動方程式の古典解は、トンネル効果のWKB近似を与えるので、上述のような場合にはインスタントが存在して、トンネル効果の近似的評価を与える。量子色力学におけるインスタントはいわゆる $U(1)$ の問題の解決に重要な役割を果たす。

インステート [英 *in-state*, 独 *in-Zustand*, 仏 *état (in)*, 露 *состояние (до)*] \Rightarrow LSZ形式

陰性元素 [英 *negative element*, 独 *negatives Element*, 仏 *élément négatif*, 露 *отрицательный элемент*] 電気陰性度の高い元素。長周期型周期表(周期律)でBとAtを結ぶ線の右上にある元素(希ガスを除く)と一応いえるが、陽性元素との境は厳密には定まらない場合もある。非金属で、その酸化物はおおむね酸性である。一般に同族元素では周期表で上に位置するものほど陰性が強く、同一周期では原子番号の大きいものほど陰性が強い(希ガス元素を除く)。陽性元素とイオン性化合物をつくる傾向がある(\Rightarrow 非金属元素)。

隕石 [英 *meteorite*, 独 *Meteorit*, 仏 *météorite*, 露 *метеорит*] 惑星間空間にある固体物質が地球、惑星表面に落下してきたもの。濃密な大気中を通過して落下するうちに摩擦熱で気化せに残ったもので、そのときにできた溶融皮殻で覆われている。現在までに約2300個の隕石が発見されている。そのうち、落下が目撃されたものは約45%である。これに加え、近年、南極で日本観測隊により1981年までに5900個におよぶ多量の隕石が回収された。化学組成および組織により、鉄隕石(鉄隕)、石質隕石および石鉄隕石に大別される。石質隕石はさらにコンドルールとよばれる球状物質を含むか含まないかでコン

ドライトとエコンドライトに分類され、化学組成が原始太陽系の原始的物質に近いものは原始的隕石、物理的・化学的に分離したものは分化した隕石といわれる。鉄隕石、石鉄隕石、エコンドライトは後者に属する。コンドライトは原始的な炭素質コンドライト、普通コンドライトおよびエンスタタイト・コンドライトに分類される。エコンドライトは、ほとんどエンスタタイトのみよりなるエンスタタイト・エコンドライト、玄武岩質の岩石に似ているユークライト、ホルワダイトおよびダイオジェナイト、ユレイライト、シャーゴットタイトなどに細分される。メソシデライトとペラサイトは石鉄隕石の主なものである(\Rightarrow 鉄隕石)。放射性同位体の測定により、隕石の多くは45億年前にできたもので、太陽系初期に惑星が形成された当時の原始的な物質であると信じられている。落下が目撃されたものから推定された軌道、および小惑星の反射スペクトルとの比較から、隕石は小惑星帯に起源をもつものとされている。アエデ隕石などある種のものは酸素同位体比の異常から、太陽系外よりきた原子を含んでいると考えられるに至った。宇宙空間にあったとき、核反応で生成された核種の研究材料としても用いられる。母天体での衝突の記録を保っている隕石もあり、その組織からモノミクトおよびポリミクト角レキ岩隕石に分けられる。

インターカレーション [英 *intercalation*, 独 *Interkalation*] 結晶の3つの主軸のうち、1つの軸(c軸)方向の格子定数が他のa,b軸方向の格子定数に比べてかなり大きいような構造の結晶を層状結晶といい、層どうしは、ファン・デル・ワールス力のような弱い力で結合している場合が多い。ある種の層状結晶では、その層間を広げて異種の原子や分子や基が侵入し、母結晶と化合物を形成する。この現象をインターカレーションといい、侵入種をインターカラントという。また、インターカレーションによって生じた化合物を層間化合物という。インターカラントと母結晶の結合には、両者の間の電荷移動が関与する。半導体に入る不純物種のように、インターカラントにも母結晶に電子を供与するドナーと、電子を受入れて母結晶に正孔を与えるアクセプターとがある。いずれの場合も生じた層間化合物は、母結晶に比べて伝導電子数(または正孔数)が増大して金属の良伝導性を備えるようになる。もともと絶縁物・半導体・半金属の層状結晶が、制御されたインターカレーションによって任意の伝導度の層間化合物になるという意味で、人工金属とよばれ、物質開発の一分野として研究されている。インターカラントは層間に二次元格子をつくって配置する。また母結晶のN層おきに規則正しく入るステージング(第Nステージ)とよばれる配置をとることがある(\Rightarrow ステージ)。第十ステージ程度の非常に長い間隔の超格子となる場合もあり、その遠距離力の起源に興味をもたれている。母結晶として、単体ではグラファイト、化合物では TX_x (Tは遷移金属原子、Xはカルコゲン原子)が典型物質である。特にIV族元素のグラファイトは、その仕事関数と電子親和力がほぼ同じ大きさであるため、ドナー、アクセプター両方のインターカレーションが可能で、インターカラントの種類も100種以上知られている。

インダクタンス [英 *inductance*, 独 *Induktanz*, 露 *индуктивность*] 一般に、電流の大きさ I と、これの作る磁場の大きさ、したがって、ある回路を貫く磁束の大きさ Φ は比例するが、この比例係数 $L=\Phi/I$ をインダクタンスという(誘導係数ともいう)。単位はH(ヘンリ

一)で、 $1\text{H}=1\text{Wb}\cdot\text{A}^{-1}$ 。複数の電流回路がある場合には、各回路の電流を I_i 、各回路を貫く磁束を Φ_i とすると、 Φ_i は各電流のつくる磁束の和で

$$\Phi_i = \sum_j L_{ij} I_j$$

と与えられる。 L_{ij} ($i \neq j$) は相互インダクタンス、 L_{ii} は自己インダクタンスとよばれる。回路が1つの場合、自己インダクタンスのことを単にインダクタンスという。(自己)インダクタンス L をもつ回路の電流 I を変化させると、電磁誘導により $-(d/dt)LI$ の起電力が生じ、電流変化を妨げようとする。振動数 ω で正弦的に変化する電圧に対しては、インダクタンス L はインピーダンス $i\omega L$ をもち、電流の位相は $\pi/2$ だけ遅れる。このように、インダクタンスの与えるリアクタンスは正である。これから、一般のインピーダンスに対して、リアクタンスが正のとき、誘導的であるという。転じて、コイルなどインダクタンスをもつ回路素子そのものも、インダクタンスという。

インダクタンス計 [英 inductance meter, 独 Induktivitätsmesser, 仏 inductancemètre, 露 индуктометр]

自己インダクタンスを手軽に直読できる計器。図に示すように比率計型計器を用い、コイル M_1 の直列回路には標準のインダクタンス L_1 を入れ、コイル M_2 の直列回路には被測定インダクタンス L_2 を入れる。両コイルに流れる電流の比がインダクタンスに逆比例するので、指針のふれは $L_2 = (I_1/I_2)L_1$ を与える。この他に Q -meter でも自己インダクタンスが損失抵抗とともに測定できる。自己インダクタンスや相互インダクタンスの正確な測定には交流ブリッジを使用する。

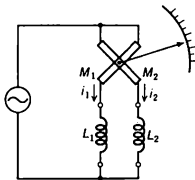


図 1

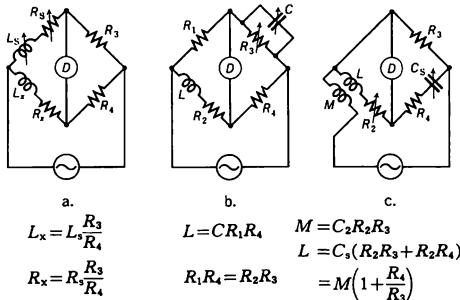


図 2

インターフェース [英仏 interface, 独 Übergangszone, 露 интерфейс] 2つ以上の構成要素の境界でそれらを機能的に接続する部分を含む。電子計算機関係に使用される場合が多く、主記憶と入出力チャンネルの間や、入出力チャンネルと入出力制御装置の間(チャンネルインターフェース)、入出力制御装置と入出力装置の間(装置インターフェース)などに、インターフェースとしての機能が必要と

なる。人間と機械系の間で情報伝達の整合をとるハードウェア、ソフトウェアの接続面は、マン・マシンインターフェースとよばれる。通常はインターフェースという電子計算機と外部の被制御機器との間を接続する回路を意味することが多い。標準化されたインターフェースとして G-P-1B, CAMAC などよく使用される。

インタープリター [英 interpreter, 独 Interpretierer, 仏 programme interprétatif, 露 интерпретатор] 与えられたプログラムを実行するのに、あらかじめ翻訳することなく、そのプログラムの命令を実行時に1つずつ解釈して実行していくプログラム。通訳プログラムともいわれる。そのアルゴリズムは次のように表現できる。(1) 与えられたプログラムから次の命令を取出す。(2) 取出した命令の命令コードに従って、そのコードに対応した処理をする(一般にはコードに対応したサブルーチンを実行する)。(3) 取出した命令が終了命令でなければ(1)に戻る。インタープリターに与えられるプログラム言語には(a) 高水準言語、(b) 中間語(高水準言語と機械語の中間に位置する言語)、(c) 機械語などがあり、それに応じてインタープリターも異なったものになる。(a)の場合(1)でも取出すのは1つの文であり、(2)ではその文を翻訳してから実行する。(b)の場合は、コンパイラーがソースプログラムを翻訳して中間語にまで変換したものを取出し、その中間語の命令コードに対応した処理をする。(c)の場合、その機械語はインタープリターを処理している計算機とは別の計算機の機械語であるのが普通で、インタープリターによって別の計算機のシミュレーションをすることになる。

インチ [英仏 inch, 独 Inch, 露 дюйм] ヤード・ポンド法の長さの単位。(1/12)フート、すなわち、(1/36)ヤードに等しく、英語圏諸国の主な標準機関による国際ヤード(⇒ヤード)の採用により、1959年7月以降、実効上、正確に25.4mmに等しい。その分量の表現は十六進法、十二進法、または十進法でなされる(例:1インチ3/16など)。単位記号はin。分量単位としては、電線の太さ測定用のミル(mil= 10^{-3} インチ)がある。なお、"でインチを表すこともある。

インディカトリックス [英 optical indicatrix, 露 индикатриса] = 法線楕円体

インディシャル応答 [英 indicial response, 独 Einheitssprungantwort, 仏 réponse indicielle, 露 переходная характеристика при единичном ступенчатом возмущении] ⇒ 応答関数

インデックス [英仏 index, 独 Zeiger, 露 индекс] 指標と訳され一般用語としても使われているが、電子計算機においては次に示すようないくつかの意味に使われ、場合によって使い分けられている。(1) ファイルや文書に関する見出しがある順序に並べられた表。各項目の内容やあり場所が書かれている。(2) 磁気ディスクなどの直接アクセス記録装置におけるトラックの物理的な原点。これを基準にして読み取り、書き込みの位置をディスクなどの制御装置が認識する(インデックスマーカー)。(3) 配列内の個々の要素を識別するために用いられる記号または番号。(4) 計算機の命令のアドレスを修飾するための命令語中の指標部分。なおこれに関し、命令を実行する直前にそのアドレスを変更できる形式の計算機においては、変更に使われる数値を記憶するものとしてインデックスレジスタをもつ。

陰電気 = 負電荷

陰電子 [英 negatron, 独 Negatron, 仏 négaton, 露 негatron] = 電子

イントリンシック積層欠陥 [英 intrinsic stacking fault, 仏 faute d'empilement intrinsèque, 露 собственный дефект упаковки] ⇒ 積層欠陥

INDO 法 = INDO(アイエスディーオー)法

INDOR [英 INDOR] internuclear double resonance の略称。磁気回転比の異なる、したがって一定磁場中で共鳴周波数の異なる 2 種の核スピン系があるとき、一方の共鳴条件近傍で周波数を掃引しながらラジオ波を照射して他方の核磁気共鳴(NMR)信号の変化を調べることをいう。強いラジオ波を用いて一方の信号を飽和させると、スピン結合(双極子相互作用など)によるスペクトル分裂が除かれたり(スピンドカップリングとよばれる)、信号強度が増大するなどの変化が観測される。自然含有量が少なく磁気回転比が小さくて NMR 検出感度の低い ^{13}C 核などの NMR 実験に利用される。

インバー [英仏 invar, 独 Invar, 露 инвар] Ni と Fe の合金の一種。この合金は組成 35 at%Ni のとき室温で著しく低い熱膨張係数を示すことが、1897 年 C. E. Guillaume によって発見されたが、そのミクロな機構はインバー問題と名づけられて、現在なお研究が進行中である。形式的には温度上昇に伴う強磁性自発磁化の減少によって正の体積磁歪が減少するとして説明されるが、その体積磁歪が著しく大きいこと、キュリー温度以上の高温でも影響が残ること、面心立方格子相の中で体心立方格子相との相境界の近くに組織をもつことなどから、単に強磁性自発磁化を形成する原子磁気モーメントの規則配列に伴う体積磁歪だけでなく、原子磁気モーメントの大きさの変化も大きな要素になっていると思われる。後者については Fe 原子の低スピン・高スピン転移、スピンの熱ゆらぎなどの解釈が提案されている。これらの現象は金属強磁性、結晶格子の動力学などに関連した興味ある研究課題となっている。

インバーター [英 inverter, 独 Wechselrichter, 仏 inverseur, 露 инвертор] 逆変換器の意味で、通常、コンバーターが交流-直流変換器を意味するのに対して、直流電力を交流電力に変換する方式あるいは装置をいう。他励式と自動式があり、交流側に電源がある場合は他励式、インバーター自体が転流機能をもつものを自動式と名づける。インバーターは基本的にはスイッチング素子により構成されており、トランジスタやサイリスタが使われている。半導体技術の進歩によって大電力用サイリスタが開発されて産業分野でサイリスタ方式が実用化されている。図 1 は他励式インバーターの例で、サイリスタの制

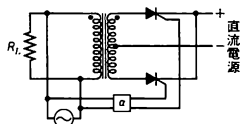


図 1 他励式インバーター

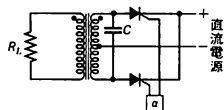


図 2 自動式インバーター

御角を α として $0^\circ \leq \alpha < 90^\circ$ では交流側から直流側に電力は変換されるが、 $90^\circ \leq \alpha < 180^\circ$ ではサイリスタの出力電圧は負となり、電力は直流側から交流側へ変換される。すなわちインバーター動作を行う。図 2 は自動式インバーターで交流側には負荷があるだけなので、サイリスタの転流を行わせるため転流コンデンサを使っている。インバーターは無停電電源装置、定電圧定周波電源装置、周波数変換装置、直流送電などあらゆる方面でとり入れられている。

インパットダイオード [英 IMPATT diode, 露 лавиннопролётный диод] = アバランシェダイオード

インバーテッドファイル [英 inverted file, 露 инвертированный файл] 情報検索において検索効率などの理由から行われるファイルの編成法。転置ファイルともよぶ。いま文献検索を例にとり、文献番号、著者名、表題、キーワード群よりなる文献データがあるとする。この場合、レコードを一意的に識別する一次キーである文献番号以外の二次キー、たとえばキーワード(K_1, K_2, K_3, \dots)を用いてその値と文献番号との対応づけを行う。これがインバーテッドファイルに相当する。このような対応づけは別の属性についても可能で、たとえば著者名(A_1, A_2, A_3, \dots)を用いて別のインバーテッドファイルをつくることもできる。しかしすべての属性についてこのようなファイルをつくることは得策ではなく容量上問題となる場合が多い。したがって検索目的に適合した項目を選ぶ必要がある。

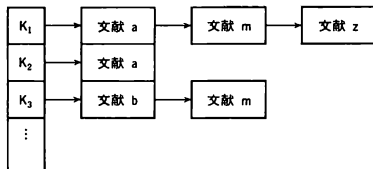


図 1

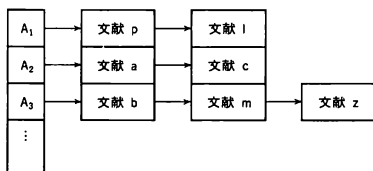


図 2

ある属性についてインバーテッドファイルを作成した場合、検索集合間の AND, OR などのブール演算は実際のレコードには触れず処理することが可能である。すなわち、キーワード K_1 および K_2 をもつ文献集合、 K_1 または K_2 をもつ文献集合は、インバーテッドファイル上のデータのみを用いて迅速に処理が可能である。ただし、NOT の処理は難しいので、多くの検索システムではその使用を制限して、AND・NOT を用意している。 K_1 AND (NOT K_2)、これはインバーテッドファイルの処理で十分迅速に行うことができる。

インパルス = 力積

インパルス応答 [英 impulse response, 独 Impulsantwort, 仏 réponse impulsive, 露 импульсная характеристика] すべての初期値が 0 である状態にあるシステムに δ 関数信号すなわち単位インパルス $\delta(t)$ を加えたときに得られる応答をインパルス応答という。また、ウェイティ

ング関数, 重み関数ともいう。

ここで $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) dt = 1$ である。

インパルス近似 [英 impulse approximation, 独 Impulsnäherung, 仏 approximation des impulsions, 露 импульсное приближение] = 衝撃近似

インピーダンス [英 impedance, 独 Impedanz, 仏 impédance, 露 импеданс] 交流電流の流れにくさを示す量。2つの端子間の電圧 $V(t)$, 電流 $I(t)$ が正弦的に変化したとき, 複素数表示でそれぞれ \hat{V}, \hat{I} と表されるとき ($V(t) = \text{Re} \hat{V} \exp(i\omega t), I(t) = \text{Re} \hat{I} \exp(i\omega t)$), $\hat{Z} = \hat{V}/\hat{I}$ をこの2端子間のインピーダンスという。ここで ω は電流の角振動数。単位は Ω (オーム)。これは $2n$ 端子の回路網に対するインピーダンス行列の $n=1$ の場合に当たる。 Z を実数部と虚数部に分けて, $Z = R + iX$ としたとき, R を抵抗分, X をリアクタンスとよぶ。また, インピーダンスの逆数はアドミッタンスとよばれる。たとえば, 純抵抗 R では $Z = R$, インダクタンス L だけのときは $Z = i\omega L$, 容量 C だけのときは $Z = 1/i\omega C$ である。複数個のインピーダンス Z_i を合成したとき, その合成値は, 各 Z_i が純抵抗であるときの合成値を与える式の各抵抗値に Z_i を代入した式で与えられる。インピーダンスの概念は電波, 伝送線の波動インピーダンス, 力学系の力学的インピーダンス(正弦的に変化する外力と, これによる系の速度を記述するベクトルの比)など各種の波動, 振動現象に拡張されている。

インピーダンス関数 [英 impedance function, 独 Impedanzfunktion, 仏 fonction d'impédance, 露 импедансная функция] 回路の周波数特性, 過渡特性を表す回路網関数の一つ。一端子対回路の入力インピーダンス $Z(s)$ は, ある条件をそなえた s の有理関数 $Z(s)$ である。これをインピーダンス関数という。 s を $j\omega$ で置換えた $Z(j\omega)$ は交流理論の複素インピーダンスとなる。有理関数 $Z(s)$ が与えられたとき, これを入力インピーダンスとする回路が実在する条件は, $s = \sigma + j\omega$ としたとき, (1) $Z(\sigma)$ が実数, (2) $\sigma \geq 0$ に対して $\text{Re} Z(s) \geq 0$, である。このような性質をもった有理関数を正実関数という。極を除く虚軸上の点で常に純虚数となる正実関数をリアクタンス関数という。インピーダンス関数とその逆数, アドミッタンス関数を総称してインミタンス関数という。

インピーダンス行列 [英 impedance matrix, 独 Impedanzmatrix, 仏 matrice d'impédances, 露 матрица полных сопротивлений] 交流回路において印加電圧 V と回路に流れる電流 I との比をインピーダンスという (\Rightarrow インピーダンス, 複素インピーダンス)。いま, n 個の独立なループを含む回路網を考える。時計方向にとったループ電流を I_1, I_2, \dots, I_n とし, ループに含まれる起電力を V_1, V_2, \dots, V_n とすれば, キルヒホッフの法則により次式が成り立つ。

$$z_{11}I_1 + z_{12}I_2 + \dots + z_{1n}I_n = V_1$$

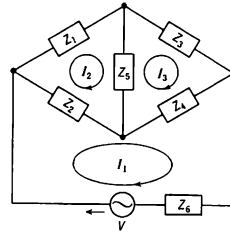
$$z_{21}I_1 + z_{22}I_2 + \dots + z_{2n}I_n = V_2$$

⋮

$$z_{n1}I_1 + z_{n2}I_2 + \dots + z_{nn}I_n = V_n$$

行列で表せば $[z][I] = [V]$ となる。この $[z]$ をインピーダンス行列という。対角項 z_{ii} は i 番目のループの全インピーダンスであり, 自己インピーダンスとよばれる。非対角項 z_{ij} は I_i, I_j がともに流れる共通枝路のインピーダンスに負号をつけたもので, 相互インピーダンスとよばれる。

$z_{ij} = z_{ji}$ の関係がある。例として図のような回路を考える。



図のようにループをとった場合のインピーダンス行列は次のようになる。

$$[Z] = \begin{bmatrix} Z_1 + Z_4 + Z_6 & -Z_2 & -Z_4 \\ -Z_2 & Z_1 + Z_2 + Z_5 & -Z_5 \\ -Z_4 & -Z_5 & Z_3 + Z_4 - Z_5 \end{bmatrix}$$

インピーダンス整合 [英 impedance matching, 独 Impedanzanpassung, 仏 adaptation d'impédances, 露 согласование нагрузок] 2つの回路を接続し, 電源側から負荷側への電力供給をする場合, その接続点で, 両者のインピーダンスを等しくし電力の反射による損失がないようにすることをいう。電源側の内部インピーダンスを ρ , 負荷側のインピーダンスを R とした場合 $R = \rho$ のときすなわちインピーダンス整合のとき, 負荷に最大電力を供給することができる。 $R \neq \rho$ のときは反射損失があり, 不整合 (ミスマッチング) であるという (図1)。この場合には接続点にインピーダンス整合回路網 (図2) を挿入して, 電源側より見た負荷インピーダンスを ρ に変換し, $\rho/R = N^2/M^2$ としてインピーダンスの整合をとることができる。パ

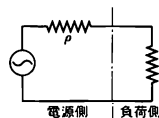


図 1

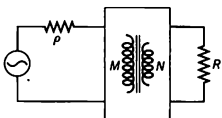


図 2

ルスまたは交流回路では整合回路網には, 変成器がよく用いられる。また分布定数回路, たとえば同軸ケーブルで信号を伝送する場合, 同軸ケーブルの特性インピーダンス (50 Ω か 75 Ω が多い) と同じインピーダンスの負荷で終端しないと不整合による信号の反射が起き電源側に戻る。負荷と直列または, 並列に抵抗を加えることにより, インピーダンスの整合をとることができる。

インピーダンスブリッジ [英 impedance bridge, 独 Impedanzbrücke, 仏 pont d'impédance, 露 мост для измерения полного сопротивления] インピーダンスを測定するためのブリッジ回路で基準インピーダンス Z_0 と比較して求められ精度の高い測定に使用される。インピーダンスをリアクタンス X と抵抗 R の形で求めるものと絶対値 Z と位相角 θ の形で求めるものがある。図1は直読インピ

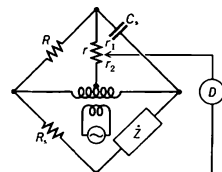


図 1

ーダンスブリッジとよばれるもので、あらかじめ R を調整し $\omega^2 RC_s = 1$ (ω は角周波数) となるように設定しておく、 r と R_s で平衡をとれば絶対値 Z は R_s の目盛、 θ は r_1, r_2 の値から直読できる。手動で平衡をとるもののほかに、インピーダンスブリッジを内蔵した測定器自身が自動的に平衡動作を行い結果がデジタル表示されるものもある。原理を図2に示す。不平衡電圧 e_b を基準電圧 e と同

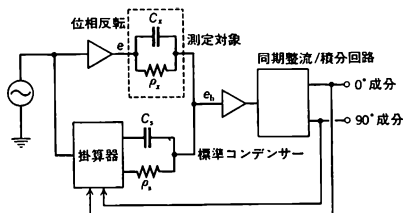


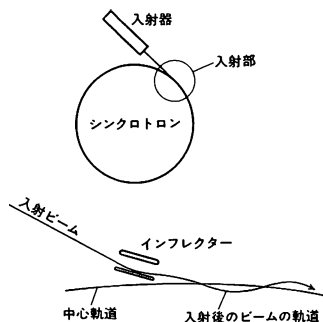
図2

相の成分と 90° の成分に分けて同期整流し、積分回路を通したそれぞれの出力で、標準の ρ_s, C_s 系統の電圧をコントロールする。こうして自動的に未知インピーダンス Z_x とバランスをとり、それぞれのフィードバック電圧を読むことで R と X の値が直読できる。演算回路をもてば Z ($\angle\theta$) や他の量に変換することは容易であり、使用周波数範囲も広く、高信頼度のものがつくられている。

インビトロ [羅 *in vitro*] 「ガラスの器内で」の意味のラテン語、生物学用語の慣用語として常用されている。生物の器官や組織などを抽出して、生体外に置いた状態をいう。通常は、生体内の反応に関連する物質を単離し、ガラス器内で混合して反応系を再現しようとする場合に、試験管内でという意味で *in vitro* の実験ということが多い。これに対して *in vivo* は「生体内で、自然のままの状態」を意味する。生体反応を、生体そのものを用いて実験する場合に、*in vivo* の実験という。

インビボ [羅 *in vivo*] ⇒ インビトロ

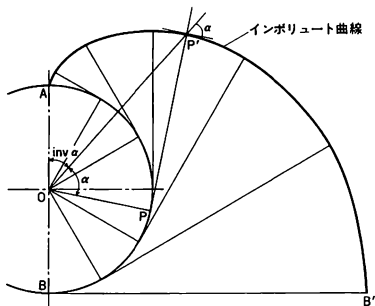
インフレクター [英 *inflector*, 独 *Inflektor*, 仏 *inflecteur*, 露 *инфлектор*] シンクロトロンや貯蔵リングのような円型加速器において、別の加速器(入射器とよぶ)で一定のエネルギーに加速されたビームを入射するとき用いられる入射装置のこと。インフレクターには静電型と電磁石型とがあり、基本的には静電セプタムまたはセプタム電磁石と同じ構造である。インフレクターのセプタムは、加速器の中を回るビームの運動に支障のない範囲で、できるだけ加速器の中心軌道に近づけて設置する。一直線にビームが進むシステム系を経てインフレクターに入ったビームは、図に示すようにインフレクターで曲げられた後、加速器の軌道に乗る。しかし、入射ビームは中心軌道に完全に一致しているわけではないので、入射後は加速器の電磁石のもつ集束作用によって、中心軌道のまわりをベータatron振動しながら進むようになる。インフレクターの働きは、入射用のベータatron振動の振幅を、できるだけ小さくすることである。インフレクターのセプタムが中心軌道



に近いほど、ベータatron振動の振幅は小さくなる(⇒静電セプタム, セプタム電磁石)。

インポートランス [英 *importance*, 独 *Einfluß*, 露 *ценность*] ⇒ 中性子インポートランス

インボリュート [英 *involute*, 独 *Evolvente*, 仏 *développante*, 露 *эвольвента*] 任意の曲線のすべての接線と直交する曲線をいい、伸開線ともいう。インボリュート曲線の特徴は、図のようにもとの曲線上の弧長 AP と、



もとの曲線と対応するインボリュート曲線上の点間の距離 PP' が等しいことである。1つの曲線は、無限に多くのインボリュート曲線をもつが、任意の2つのインボリュート曲線上の対応する点の間の距離は常に一定である。円のインボリュート曲線は歯車の歯形に用いられており、この形状の歯車をインボリュート歯車という。この歯車では圧力角が常に一定となっているのが特徴である。このかみあい圧力角を α とすれば、インボリュート関数 $\text{inv}\alpha$ は、 $\text{inv}\alpha = \tan\alpha - \alpha$ で定義される。このインボリュート関数は歯厚や転位歯車などの計算に用いられる。

陰陽コイル [英 *Yin-Yan coil*, 独 *Yin-Yan-Spule*, 仏 *bobine de Yin-Yan*, 露 *катушка Инь-Янь*] ⇒ 極小磁場

引力 [英 *attractive force*, 独 *Anziehungskraft*, 仏 *force attractive*, 露 *сила притяжения*] 2つの物体に働く力のうち、相互間の距離を減少させる方向に作用する力。万有引力や静電引力はその例である。

う

ウィグナー Wigner, Eugene Paul 1902. 11. 17—

ハンガリー、アメリカの物理学者。ブダペストに生れる。高校時代の友人に J. L. von Neumann がおり、ベルリン、プリンストンを通じて終生の友となった。親の反対を受けて物理をあきらめ、ベルリン工科大学で工学を学ぶ。応用化学を専攻、同大学工学博士。1928 年 同大学講師。1930 年 渡米、1937 年アメリカに帰化。プリンストン大学講師を経て、同大学理論物理学教授(1938~71 年)。業績は、理論物理学の各分野に及ぶほか、第二次世界大戦中は原子炉の建設に、理論以外に工学的な寄与もした。量子力学の建設期より、群論の応用、時間反転、パリティの問題、また原子核理論の基本的な問題に関して多くの業績がある(⇒ウィグナー-エックハルトの定理、ウィグナーの 3j 記号、ブライト-ウィグナーの公式、ウィグナー分布、ウィグナー力)。固体物理においても、F. Seitz とともに初期の固体凝集エネルギー計算に基本的な方法を開発した。統計力学における位相空間分布関数の理論も、その後の発展の契機となった(⇒ウィグナーの位相空間分布関数)。また量子力学の基礎、特に観測の理論についても独自の見解をもち、多くの論文がある(⇒ウィグナーの友人のパラドックス)。1963 年 M. G. Mayer, J. H. D. Jensen とともにノーベル物理学賞を受賞したほか、多くの賞や名誉博士号を授与されている。[主著] *Symmetries and Reflexions*, 1967。

ウィグナー - エックハルトの定理 [英 Wigner-Eckart theorem, 独 Wigner-Eckart-Theorem, 仏 théorème de Wigner-Eckart, 露 теорема Вигнера-Эккерта] 量子力学において、角運動量の固有状態に対する球面テンソル演算子の $T_q^{(k)}$ の行列要素が、クレブシュ-ゴルダン係数で

$$(ajm|T_q^{(k)}|a'j'm') = \frac{(aj||T^{(k)}||a'j')(j'm'kq|j'kjm)}{\sqrt{2j+1}}$$

と表されることを、ウィグナー-エックハルトの定理という。j, j' は全角運動量, m, m' はその z 成分, a, a' はそれ以外の量子数を表す。右辺の第一因子 (aj||T^{(k)}||a'j') は, m, m' および q に依存しないのが重要な点であり、換算行列要素とよばれる。換算行列要素は座標軸の取りかたなどによらない物理学的な情報を含む。同様な考えかたは、三次元回転群以外の変換群に対しても応用することができる。

ウィグナー結晶 [英 Wigner crystal, 独 Wignerkristall, 露 кристалл Вигнера] 電子がつくる結晶状態。絶対零度で考えると、電子濃度が低いほど、フェルミ・エネルギーで代表される運動エネルギーに比べて、クーロン斥力の効果が重要となり、この斥力をできるだけ小さくしようとして、電子は結晶化する。1934 年に E. P. Wigner がその可能性を指摘したのが名前の由来である。三次元では、体心立方格子が、二次元では三角格子が最も安定な構造である。実験的には、三次元系については確かな報告はないが、液体ヘリウム上の二次元系では、1979 年に C. C. Grimes と G. Adams が観測に成功した。

ウィグナー - ザイツ球 [英 Wigner-Seitz sphere, 独 Wigner-Seitz-Kugel, 仏 sphère de Wigner-Seitz, 露 сфера Вигнера-Зейтца] ⇒ ウィグナー - ザイツ法

ウィグナー - ザイツ・セル [英 Wigner-Seitz cell, 独 Wigner-Seitz-Zelle, 仏 cellule de Wigner-Seitz, 露 ячейка Вигнера-Зейтца] ⇒ ウィグナー - ザイツ法

ウィグナー - ザイツ法 [英 Wigner-Seitz method, 仏 méthode Wigner-Seitz, 露 метод Вигнера-Зейтца] 結晶内電子のバンド構造を計算する方法のひとつで、1933 年に E. Wigner と F. Seitz が提唱した。まず結晶内の空間を各原子を中心とする等しい多面体(隣接する原子を結ぶ線分の垂直二等分面で囲まれる多面体)によって等しい区域に分割する。この原子多面体のことをウィグナー - ザイツ・セルという。このセル内で電子の感じる周期ポテンシャルは球対称であると仮定して、波動関数を球面調和関数 Y_{lm} を用いて

$$\Psi(r) = \sum_{lm} a_{lm} R_l(r) Y_{lm}(\theta, \phi)$$

のように展開し、セル上の格子ベクトルだけ異なる点の間でブロッホの境界条件 $\Psi(r+R) = e^{ikR} \Psi(r)$ を満たすようにエネルギー固有値 $E(k)$ と展開係数 a_{lm} を計算するので、セル法ともよばれる。しかし実際にセル法を遂行しようとすると、境界条件を課する点をセルの面上でどのように選ぶかというあいまいさが残る。そこで Wigner と Seitz は次のような方法でナトリウムの伝導帯の底の $k=0$ の状態を計算した。この場合、波動関数はほとんど S 状態であるから、展開項のなかで $l=0$ の項のみが重要である。波動関数 $R_0(r)$ がウィグナー - ザイツ・セルの境界で隣の波動関数に滑らかにつながるべきであるから、ブロッホの条件により R_0 を r で微分したものがウィグナー - ザイツ・セルの境界面上で 0 となる。具体的には、ウィグナー - ザイツ・セルをそれと同体積のウィグナー - ザイツ球で置換えて、その球面上でこの微分係数が 0 となるという条件に置換えた。このような方法をウィグナー - ザイツ法とよんでいる。一般に原子の角運動量 l の状態からできるバンドの最低および最高のエネルギーは $(dR_l/dr)_r=0$ および $R_l/r=0$ から評価される。この方法は案外正確で、Fe, Co, Ni のような遷移金属の場合でも伝導帯の底や d バンド幅を正確に与えるから、エネルギーバンドの大略を知るのに有効である。

ウィグナーの位相空間分布関数 [英 Wigner's phase space distribution function, 仏 fonction de distribution de phase espace de Wigner, 露 вignerовская функция распределения фазового объема] 古典力学では、自由度 f の力学系の状態を表すのに、f 個の座標 q_1, q_2, \dots, q_f と f 個の運動量 p_1, p_2, \dots, p_f を用いる。また、古典統計力学では位相空間における分布関数 $f(q_1, q_2, \dots, q_f, p_1, p_2, \dots, p_f)$ が導入される。これに反し、量子力学の立場では、不確定性原理のため、座標と運動量とを同時に指定することができず、したがって上述のような分布関数は定義できないと考えられていた。しかし、1932 年 E. P. Wigner は適当な関数を用いて、物理量の量子統計力学的な平均値が古典統計力学の位相空間分布関数と同じ形式で表現されることを示した。これをウィグナーの位相空間分布関数という。量子統計力学における密度行列 $\rho(q', q)$ から

$$f(q, p) = \frac{1}{h^f} \exp\left(i \frac{py}{h}\right) \rho\left(q - \frac{1}{2}y, q + \frac{1}{2}y\right) dy$$

によって定義される $f(q, p)$ がウィグナーの位相空間分布関数である。ただし記号を簡単にするため、 $q=q_1, \dots, q_f$, $p=p_1, \dots, p_f$, $dy=dy_1 \dots dy_f$ などの記号を用いた。上の $f(q, p)$ は常に実数で p で積分すれば座標空間における分布、 q で積分すれば運動量空間における分布を与える。また、一般に物理量の量子統計力学的な平均値は、 $f(q, p)$ を確率分布として平均したもので表される。このように、 $f(q, p)$ は古典統計力学での位相空間分布関数と同じ性質を示すが、正の値だけでなく負の値をもとという点で古典的な分布関数とは本質的に異なっている。

ウィグナーの 3j 記号 [英 Wigner's 3j symbol, 独 Wignersches 3j Symbol, 仏 symbole 3j de Wigner, 露 3j-символ Вигнера] \Rightarrow クレブシュ-ゴールドン係数

ウィグナーの時間反転 [英 Wigner time reversal, 独 Wignersche Zeitumkehr, 仏 inversion de temps de Wigner, 露 отражение времени по Вигнеру] \Rightarrow 時間反転

ウィグナーの友人のパラドックス [英 paradox of Wigner's friend, 仏 paradoxe d'un ami de Wigner, 露 парадокс друга Вигнера] \Rightarrow 観測の理論

ウィグナー-バークマンの定理 [英 Wigner-Bargmann theorem, 独 Wigner-Bargmann-Theorem, 仏 théorème de Wigner-Bargmann, 露 теорема Вигнера-Баргмана] \Rightarrow 射線表現

ウィグナー分布 [英 Wigner distribution, 独 Wigner-Verteilung, 仏 distribution de Wigner, 露 распределение Вигнера] エネルギー準位が乱雑行列の固有値で与えられる場合に (\Rightarrow 乱雑行列), 準位間隔が S である確率は、平均準位間隔を D とすると

$$\frac{\pi S}{2D^2} \exp\left(-\frac{\pi S^2}{4D}\right) dS$$

で与えられる。これを、準位間隔に対するウィグナー分布といい、1957 年 E. P. Wigner が提唱した。1929 年 J. von Neumann と Wigner が実数対称行列あるいは複素エルミート行列の固有値は互いに反発しあうことを調べたのに関連して、1962 年, Wigner は乱雑行列を用いて詳しく研究した。

実験で観測される準位間隔の分布には、ウィグナー分布よりも 1951 年に Harvey と Hughes が求めた実験式

$$\left(\frac{4S}{D^2}\right) \exp\left(-\frac{2S}{D}\right) dS$$

の方が、特に S の大きいところで、よく一致する。

なお、エネルギー準位の換算幅 Γ_0 の分布については、1956 年 C. E. Porter と R. G. Thomas が求めたポーター-トーマスの分布

$$(8\pi \bar{\Gamma}_0 \Gamma_0)^{1/2} \exp\left(-\frac{\Gamma_0}{2\bar{\Gamma}_0}\right) d\Gamma_0$$

が知られている ($\bar{\Gamma}_0$ は Γ_0 の平均値)。

ウィグナー力 [英 Wigner force, 独 Wignersche Kraft, 仏 force de Wigner, 露 сила Вигнера] \Rightarrow 交換力

ウィークボソン [英 weak boson, 独 weiches Boson, 仏 boson faible, 露 промежуточный слабый бозон] 弱い相互作用を媒介するスピン 1 で質量をもったベクトル粒子であり、ボース統計に従う。中性子の β 崩壊 $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ などの過程は、基本的には $n \rightarrow p + W^-$ というウィークボソンのひとつである電荷をもつ W ボソンの放出と、それに続く W ボソンの崩壊 $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}$ の結果と考えられる。この種の考えは、湯川中間子論にまでさかのぼる。

他方、 $\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + X$ のような中性カレント反応 (ここに X は陽子の励起状態などを含む多粒子状態) は、 $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu + Z^0$ という仮想過程とそれに続く $Z^0 + p \rightarrow X$ の組合せと理解される。中性カレントの実験結果は、ワインバーグ-サラム模型でよく記述され、これから W ボソンおよび Z^0 ボソンの質量は、それぞれ $M_W \approx 80 \text{ GeV}/c^2$, $M_Z \approx 90 \text{ GeV}/c^2$ と予想されていたが、これらの粒子は 1983 年にヨーロッパ連合原子核研究機関 (CERN) SPS における陽子・反陽子衝突で、その存在が確認された。質量の実験値は $M_W \approx 81 \text{ GeV}/c^2$, $M_Z \approx 93 \text{ GeV}/c^2$ で理論値に近いことが確かめられた。ウィークボソンの結合様式の特長として、一般にパリティを破っていることがあげられる。ウィークボソン理論を通常の意味でくみこみ可能とするには、ワインバーグ-サラム模型におけるようにウィークボソンの場をゲージ場とみなし、その質量をヒッグス機構によりつくり出すことが必要となる。

ウィグラー [英仏 wiggler, 独 Wiggler] 電子シンクロトロンや電子貯蔵リングにおいて、電子軌道の一部に凹凸をつくり、シンクロトロン放射を発生させるもの。電子加速器からのシンクロトロン放射というときには、電子ビーム偏向用の電磁石から出る光をさすのが普通である。電子が軌道を 1 周する間に失うエネルギーは電磁石の磁束密度に比例するので、磁束密度が大きいと高周波加速空洞への負担が大きくなる。これを適当な値に抑えるため、磁束密度は 0.1~1 T に選ぶのが普通である。しかし、シンクロトロン放射の利用の立場からみると、シンクロトロン放射のスペクトル分布が最大となる波長は磁束密度に逆比例し、さらにスペクトル分布の短波長側では強度が急激に減少するので、磁束密度を大きくすると、図 1 の例に示す

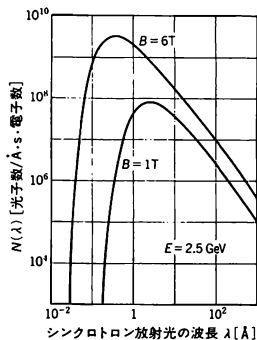


図 1

ように、短波長側の光を格段に強くすることができる。軌道的一部分のみ磁束密度を大きくして、シンクロトロン放射を強くするのがウィグラーである。電子貯蔵リングの軌道の一部に、図 2 に示すような 3 個の、極性が交互に変わる磁極をもつ電磁石を置き、電子ビームがその中を通過するときに 1 回だけ軌道がうねるように、各磁極の磁束密度

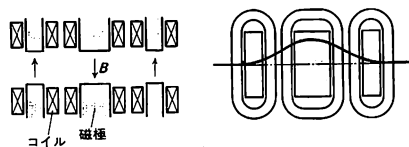


図 2

を調節すると、貯蔵リングのほかの部分の軌道に影響を及ぼすことなく、ウィグラーの中だけで軌道をうねらせることができる。ウィグラーの磁束密度を偏向電磁石より強くすれば、この部分から短波長の強い光を取り出すことができるようになる。このようなウィグラーは光の波長をずらす働きをするので、波長変換器ともよばれる。また、ウィグラーでは、電子軌道にほとんど影響を及ぼすことなく、磁束密度を変えることにより放射パワーの量を調節することができるので、貯蔵リングの放射減衰の時間を変えたり、電子ビームのミッタンスを調節したりする目的のために用いられる。

ウィック回転 [英 Wick rotation, 仏 rotation de Wick, 露 поворот Вика] 量子力学において時間の複素平面で 90° 回転して実時間を虚時間にもっていくことによって、ミンコフスキー空間をユークリッド空間に移すと、理論的考察が簡単になる場合が多い。この回転はベーター・サルビターの方程式の研究で G. C. Wick が最初に導入したので、ウィック回転とよばれている。最近ではファインマンの汎関数積分による場の量子化でよく用いられる。非可換ゲージ理論でのインスタントはその応用の一例である。このような一般的な場合にウィック回転によるユークリッド化が正しい答えを与えるということは、厳密にいうなら仮定とみなすべきことであり、ユークリッド化の要請とよばれる。

ウィックの定理 [英 Wick theorem, 独 Wickscher Satz, 仏 théorème de Wick, 露 теорема Вика] 場の量子論においてファインマン・ダイソン法(⇒ファインマン・ダイアグラム)に基づく S 行列計算の基礎となる定理。 n 個の自由場の演算子の T 積(⇒時間順序積)は、対応するノーマル積、それより偶数個少ない自由場の演算子のノーマル積の一次結合として表すことができる。すなわち

$$T(\varphi_1 \varphi_2 \cdots \varphi_n) = \sum_{\text{div}} \varepsilon \cdot \langle T(\varphi_{k_1} \varphi_{k_2}) \rangle_0 \langle T(\varphi_{k_3} \varphi_{k_4}) \rangle_0 \cdots \langle T(\varphi_{k_{2m-1}} \varphi_{k_{2m}}) \rangle_0 \langle \varphi_{k_{2m+1}} \varphi_{k_{2m+2}} \cdots \varphi_{k_n} \rangle_0$$

となる。ここに $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_n$ は自由場の演算子、 T は T 積、 $::$ はノーマル積、 $\langle \rangle_0$ は真空期待値、 ε は符号因子で、 $\varphi_1 \varphi_2 \cdots \varphi_n$ から $\varphi_{k_1} \varphi_{k_2} \cdots \varphi_{k_n}$ への順序替えにおいてフェルミ統計に従う場の交換が偶数回のとき $\varepsilon = +1$ 、奇数回のとき $\varepsilon = -1$ とする。和は $(1, 2, \dots, n)$ のなかから m 組の数の対を選び出すすべての可能な組合せについてとり、さらに $0 \leq m \leq n/2$ の範囲のすべての m についてとる。この公式をウィックの定理とよぶ。

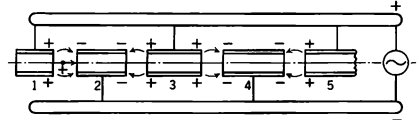
ウィーデマン Wiedemann, Gustav Heinrich 1826. 10. 2—1899. 3. 23 ドイツの物理学者、物理化学者。ライプチヒに生れる。ベルリン大学で、マグヌス効果の研究で知られる H. G. Magnus に学ぶ。在学中に H. L. F. von Helmholtz と知り合い、生涯の友人となった。1847 年 尿素誘導体 $\text{NH}_2\text{CONCONH}_2$ に関する研究により博士号を取得し、1850 年にはファラデー効果の研究で講師の資格を得た。次いで、1853 年には R. Franz との共同研究により、金属の熱伝導度と電気伝導度との比は同一温度では金属の種類によらず同一の値をもつという、いわゆるウィーデマン・フランツの法則を発見した。翌年、スイスのパーゼル大学の物理学教授となった Wiedemann は、ベルリンですでに着手していた、溶液の流れの強さと成分比と浸透圧の間の関係についての研究を続けるとともに、鉄と鋼鉄のねじれと磁化に関する温度の影響を調べる実験的研究を

行った。これは、後に彼が発見する、強磁性体の円筒軸方向に電流を通してこれに平行に磁場をかけたときに起るねじれの現象、いわゆるウィーデマン効果の先駆的研究であった。1854 年にドイツに帰り、プルスビクとカールスルーエの工芸学校で教えた後、1879 年にライプチヒ大学に招かれ、ドイツで最初の物理化学講座の教授となる。ライプチヒでは、以前に行った磁気の研究を続ける一方、電気抵抗の単位を決定したり、新型の電流計の考案や温度の測定方法の改良を行っている。[主著] *Die Lehre von Galvanismus und Elektromagnetismus nebst technischen Anwendungen* (全 2 巻), 1861—63。

ウィーデマン効果 [英 Wiedemann effect, 独 Wiedemann-Effekt, 仏 effet Wiedemann, 露 эффект Видемана] 磁気力学効果の一種。等方的な磁気ひずみを生じる磁性体の円筒を、その対称軸と平行な一様磁場の中に置き、円筒の中の対称軸に沿った導体を入れてそれに直流電流を流して磁性体に環状の磁場をつくる。その結果、磁性体にはらせん状の磁場がかかり、円筒がねじれ変形をする。この現象をウィーデマン効果とよぶ。

ウィーデマン・フランツ則 [英 Wiedemann-Franz law, 独 Wiedemann-Franz'sches Gesetz, 仏 loi de Wiedemann-Franz, 露 закон Видемана-Франца] 金属の熱伝導率 λ と電気伝導率 σ の比 λ/σ を、一定の温度の下で測定すると、それは、金属の種類によらず一定であるという経験則。この比が絶対温度に比例することは、後に H. A. Lorentz によって見いだされ、 $\lambda/\sigma T$ をローレンツ比という(⇒ローレンツ比)。

ウィデーレ型空洞 [英 Wideröe type linear accelerator, 仏 accélérateur linéaire de type Wideröe, 露 линейный ускоритель Видерёвского типа] 歴史的には最初の線型加速器で、R. Wideröe によって 1928 年初めにつくられたのでこの名がある。同じころ、D. H. Sloan や E. O. Lawrence によって同型式のものがつくられた(1931 年)。当時は大出力の高周波真空管を得ることが難しく、また Lawrence によるサイクロトロンが成功して広く使われるようになったため、すたれてしまったが、最近重イオン線型加速器が各所でつくられるようになり、粒子の速度の遅い部分に利用されるようになった。図のように、加速軸上

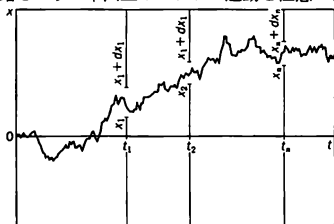


に多くの円筒電極(⇒ドリフトチューブ)を並べておき、交互に高周波電源の両極に接続する。ある時刻に、電極 1 と 2、3 と 4、… の間の加速ギャップに右方向の電場があれば、2 と 3、4 と 5、… の間では電場は左に向く。その時刻から高周波の半周期 $T/2$ 後には、電場の向きは逆転する。荷電粒子があるギャップに現れたとき、加速方向の電場となり、 $T/2$ の奇数倍の時間ののち、粒子が次のギャップを通してできるようにすれば、電場が減速の向きの間、粒子は電極内部にあって電場から遮蔽されてその作用を受けず、ギャップ通過ごとに加速を受ける。粒子は加速され速度を増すから、それぞれのギャップ間距離を l_1, l_2, \dots 、その間での粒子の速度を v_1, v_2, \dots とすれば、 $l_1/v_1 = l_2/v_2 = \dots = (T/2)(2n+1)$ ただし $n=0, 1, 2, \dots$ になるように選

べばよいことになる。この型は粒子の速度が非常に小さいときに有効であるから、重イオン加速のみに用いられている。

ウィーナー Wiener, Norbert 1894.11.26—1964.3.18 アメリカの数学者、数理科学者。ミズーリ州コロンビアに生れる。父はポーランド(当時は帝政ロシア)系のユダヤ人で、無一文でアメリカに渡り、苦学してハーバード大学の言語学教授になった立志伝中の人物である。この父親の手により英才教育を受けた彼は、14歳でタフツ大学を卒業し、1913年ハーバード大学において数理論理学の論文により、18歳の若さで博士号を取得した。その後、奨学金を得てヨーロッパに渡り、ケンブリッジ大学で A. N. Whitehead や B. Russell の指導を受け、ゲッティンゲン大学では D. Hilbert の講義を聴く。第一次世界大戦のため1915年帰国したが、大学に適當な職が得られず、陸軍の弾道研究班、タービン工場の見習技師、百科辞典の編集、新聞記者など種々のアルバイトをしながら数年過ぎた後、1919年マサチューセッツ工科大学の数学講師となった。1924年同大学助教授、1932年教授となり、1960年退官。確率過程論、ポテンシャル論、数学基礎論、フーリエ変換、ブラウン運動、量子力学、エルゴード理論、一般調和解析など、純粋数学のみならず、物理学や工学との境界領域の研究においても数多くの業績をあげた。パワースペクトルに関するウィーナー—ヒンチンの定理、確率過程に関するウィーナー—ホップ方程式、フーリエ変換に関するウィーナーの公式、フーリエ級数に関するウィーナー—レビーの定理、関数空間上のウィーナー積分等が有名である。第二次世界大戦中は、防空研究に従事し、高射砲の自動照準の研究から予測理論、フィルターの理論を発展させた。また、神経生理学者や電気工学者と協力して生物の自己制御機構の研究に取組み、機械と人間を含むシステムの一般的な特性や、神経系と計算機の共通の特性に注目して、制御と通信の問題を扱う一貫した体系の必要を唱え、これにサイバネティックスの名を与えた(1948年)。1947年には、あらゆる軍事研究を拒否する声明を出し、また計算機が人間と社会に及ぼす長期的なインパクトについて警告を発している。彼は、機械や生物をその環境と一体化したものと見て見る傾向が強く、混沌とした世界をあえて単純化することなく科学的思考を加えていく点で、同時代の J. L. von Neumann とは際違った対照を示している。1964年学会の旅先のストックホルムで脳出血のため客死。[主著] *Cybernetics, or Control and Communication in the Animal and Machine*, 1948 (「サイバネティックス」, 1962)。

ウィーナー—測度 [英 Wiener measure, 独 Wieneresches Maß, 仏 mesure de Wiener, 露 мера Винера] x 軸上でブラウン運動する粒子の各時刻 t における位置座標を与える関数 $x(t)$ 、あるいはそのグラフ(図参照)をブラウン運動の経路という。平面上のブラウン運動を任意に引いた x



軸の上に射影したとしても同じことである。時刻 $t=0$ に原点 $x=0$ を出発するブラウン運動でも経路は偶然に支配されてさまざまだから、どういう経路は起りやすいか、どういう経路は起りにくいかというふうに確率的にとらえるほかない。 $x(0)=0$ のブラウン運動についてのひとつの数学的理想化であるウィーナー—過程にたいして、経路 $x(t)$ の確率を与えるのがウィーナー—測度である。それはウィーナー—過程 $x(t)$ の汎関数 $[x(\cdot)]$ の平均値を

$$\int [x(\cdot)] d\mu[x(\cdot)]$$

という積分で与える「経路 $x(\cdot)$ の空間の上の確率測度」 μ であって、次の2項で特徴づけられる。(1) どの時刻 $t > 0$ 以後に起る変位の確率も、それ以前の経路の履歴によらない(マルコフ性)。(2) 任意の時間 $dt > 0$ の間に $x(t) = x$ から $x(t+dt) = x'$ への変位が起る確率は

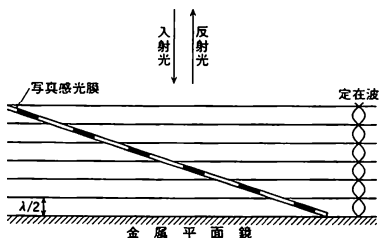
$$\frac{1}{\sqrt{4\pi D dt}} \exp\left[-\frac{(x'-x)^2}{4D dt}\right] dx' \quad (D > 0 \text{ は定数})$$

で与えられる。この2項から、時刻 t_1, \dots, t_n に粒子がそれぞれ区間 $(x_1, x_1+dx_1), \dots, (x_n, x_n+dx_n)$ を通過する確率が計算される ($n=1, 2, \dots$ 図参照)。これは、いわば経路の「断面」の確率であるが、これからコルモゴロフの拡張定理によって経路の確率がつくれる。その上では、ウィーナー—過程の経路 $x(t)$ がどの時刻にせよ速度 $dx(t)/dt$ をもつ(微分可能である)確率は0であるとか、しかしどの時刻でも指数 $\alpha \geq 1/2$ のヘルデル連続性 $|x(t') - x(t)| \leq (\text{定数}) |t' - t|^\alpha$ をもつとかいう興味深い定理が証明できるようになる。時刻 dt の間に起る変位の二乗平均が

$$\int_{-\infty}^{\infty} (x' - x)^2 \frac{1}{\sqrt{4\pi D dt}} \exp\left[-\frac{(x' - x)^2}{4D dt}\right] dx' = 2D dt$$

となり dt (の一乗)に比例することも注意しておく。ウィーナー—過程が速度をもたないのは、ウィーナー—測度を規定する2項のうち(1)が粒子の慣性を無視するという理想化をしているためである。ウィーナー—測度は統計力学をはじめとして物理学に応用が広い(\Rightarrow ファインマンの経路積分)。

ウィーナーの実験 [英 Wiener's experiment, 独 Wiener'scher Versuch, 仏 expérience de Wiener, 露 опыт Винера] 音波や弦を伝わる波と同じように、光波にも定在波が存在することを O. Wiener が 1890 年に示した実験。図に示すように金属平面鏡に光を垂直に入射させる



と、反射光は入射光とちょうど反対方向に進み、2つの波が干渉して定在波が生じる。金属の表面では電場が0と考えてよいので、ここが定在波の電場の節となり、波長を λ とすると $\lambda/2$ の間隔で節ができる。いま、鏡面とわずかな角をなすように、極めて薄い写真感光膜を置くと、現象・定着後、鏡と接した箇所は感光していないが、感光膜と鏡面とが接触する直線に平行な等間隔の直線状の縞が現れ

る。その位置を調べると感光膜が電場の振動の腹と交わる所であることがわかる。電磁光学によれば磁場の振動の腹は電場の振動の節と一致するから、この実験により写真の感光材を感光させるのは電場の作用であると結論できる。Wiener はさらに光が斜めに鏡面に入射するとき、入射光の電場が入射面に垂直に偏っている場合は、やはり感光膜に縞が現れ、定在波の存在を示すが、入射光の電場が入射面内にあるときは感光膜が一様に黒くなり定在波が生じないことを確かめた。電磁光学によれば、前の場合、電場の振動には定常波を生じ、後の場合は生じない。また磁場の振動については反対となる。したがって感光作用は電場によることは明らかである。この実験では、感光膜と鏡面との接触直線を決めるというやや不確かな過程を必要としないから、初めの実験よりずっと信頼度が高い。

ウィナー-ヒンチンの関係 [英 Wiener-Khinchin relation, 仏 relation Wiener-Khinchin, 露 соотношение Винера-Хинчина] 確率変数 $x(t)$ のパワースペクトルを $I(\omega)$ とするとき、これは、 $x(t)$ の相関関数 $\phi(t) = \langle x(t_0)x(t_0+t) \rangle$ と次の関係がある。

$$I(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(t) e^{-i\omega t} dt$$

の関係がある。逆に

$$\phi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

の式が成立する。これをウィナー-ヒンチンの関係または定理という。

ウィナー-ホッフ法 [英 Wiener-Hopf method, 独 Wiener-Hopf-Verfahren, 仏 méthode de Wiener-Hopf, 露 метод Винера-Хопфа] フーリエ変換と複素関数論を利用したウィナー-ホッフ型の積分方程式の解法。物理学や工学に現れる積分方程式のなかにはこの方法で解けるものが少なくない。 $f(x)$ を未知関数、 $k(x)$ と $a(x)$ を既知関数とすると、ウィナー-ホッフ型積分方程式
$$\int_0^{\infty} k(x-s)f(s)ds = a(x) \quad (x > 0) \quad (1)$$

を考える ($k(x)$ は特に積分核とよばれる)。上の $f(x)$, $a(x)$ を $x < 0$ では 0 に等しい関数と定義し直し、新たに $x > 0$ のとき 0 である未知関数 $b(x)$ を式(1)の右辺につけ加えて、式(1)を

$$\int_{-\infty}^{\infty} k(x-s)f(s)ds = a(x) + b(x) \quad (2)$$

と拡張する。式(2)のフーリエ変換を行い、変換された関数を対応する大文字で、また、新しい変数を λ で表すと

$$\sqrt{2\pi}K(\lambda)F_+(\lambda) = A_+(\lambda) + B_-(\lambda)$$

を得る。ここで添字 $+$, $-$ は関数が複素平面上の $\text{Im } \lambda > C_1$, $\text{Im } \lambda < C_2$ でそれぞれ正則関数であることを意味する (C_1, C_2 は定数で $C_2 > C_1$ とする)。

もし $K(\lambda) = K_+(\lambda)/K_-(\lambda)$, $A_+(\lambda)K_-(\lambda) = P_+(\lambda) + Q_-(\lambda)$ のような分解ができれば、全複素平面上で正則な解析関数は定数であるという複素関数論におけるリウビルの定理により、適当な定数 E を用いて

$$F_+(\lambda) = \frac{E + P_+(\lambda)}{\sqrt{2\pi}K_+(\lambda)}, \quad B_-(\lambda) = \frac{E - Q_-(\lambda)}{K_-(\lambda)}$$

と解ける。 $K(\lambda)$, $A_+(\lambda)K_-(\lambda)$ の分解に関しては、コーシーの積分公式を利用する一般的方法がある。 $F_+(\lambda)$, $B_-(\lambda)$ のフーリエ逆変換より $f(x)$, $b(x)$ がわかる。 $b(x)$ は、式(1)の観点からは必要ないが、式(1)が支配する現象

の理解には有用な情報となる。

ウィルキンス Wilkins, Maurice Hugh Frederick 1916. 2.15— イギリスの生物物理学者。ニュージーランドのボンゴロアに生れる。ケンブリッジ大学で原子核物理学を学び、1940 年に博士号を取得した。第二次世界大戦中、一時アメリカのマッハトン計画に参加し原爆開発に従事した。戦後はセント・アンドリュース大学を経て、1946 年ロンドン大学キングズ・カレッジで教職に就き、1962 年 分子生物学教授となった。キングズ・カレッジでは、X 線回折による DNA 構造研究に従事し、その研究成果、特に X 線回折像は、J. D. Watson と F. H. C. Crick による DNA 二重らせん構造モデル作成の重要な資料となった。1962 年 Watson および Crick とともに、DNA の構造決定の研究に対して、ノーベル生理学医学賞が贈られた。

ウイルス [英仏 virus, 独 Virus, 露 вирус] 生物分類上、最も単純な形態の生物群で、一般に遺伝物質としての核酸とそれを包むタンパク質性の殻とだけからなる。自身はエネルギー生産系もタンパク質合成系ももたないため自己増殖できず、ほかの動物や細菌に寄生して増殖する。それぞれ固有の宿主をもち、宿主が何であるかによって、細菌ウイルス、動物ウイルス、植物ウイルスに大別される。細菌ウイルスは特にバクテリオファージ(あるいは単にファージ)とよばれる。以前は、ウイルスが細菌を通さない濾過器を通してごく小さいので、濾過性病原体とよばれた。ウイルスはその遺伝物質が DNA であるか RNA であるかによって DNA ウイルスと RNA ウイルスに分けられる。動物ウイルスおよびバクテリオファージについては、DNA ウイルスと RNA ウイルスがともに数多く発見されているが、植物ウイルスは、これまでのところ極めて少数の例外を除いて、すべて RNA ウイルスである。ウイルスは宿主に感染した後、宿主細胞中の酵素群を用いて増殖し、やがて宿主細胞を破壊して外界に遊離し、再び新たな宿主細胞への感染と増殖を繰返す。したがって多くの場合、宿主に対して何らかの病変をもたらす。数種の動物では、癌誘発性を有する、いわゆる癌ウイルスの存在も証明されている。

ウイルソン C.T.R. Wilson, Charles Thomson Rees 1869. 2.14—1959. 11.15 イギリスの物理学者。エジンバラの近くのグレンコースの農家に生れた。4 歳のとき父を失い、母とともにマンチェスター市に移り、実業家であった腹違いの兄 William の経済的援助により教育を受けた。15 歳でオーウェンズ大学(現在のマンチェスター大学)に入り、医者になるつもりで生物学を専攻し学士号を得たが、その後ケンブリッジ大学(シドニー・サセックス・カレッジ)の奨学生となってから物理学者への道を歩むようになった。博士号を得た直後に William が死去し、経済的に苦しい時期が続いたが、補助教員などをしながら、ケンブリッジ大学で実験を続けた。ちょうどそのころ、キャベンディッシュ研究所の研究生であった E. Rutherford や J. S. Townsend と議論を交すことができた。1894 年の夏、ベン・ネビス気象観測所で働いている時、日光を受けて輝く朝の雲を見て、これを人工的に再現することを思い立った。翌 1895 年の初めから、水滴の核となる塵のない清浄な空气中で霧を生成する装置を作り始めた。同年夏ごろには、空気を一定の割合以上に断熱膨張すれば霧滴を生ずることを確かめ、翌年 2 月には、X 線を当てることによ

てさらに濃い霧が発生することを見出した。これが有名なウィルソン霧箱の発明へつながることになったのである。1896年から3年間クラーク・マクスウェル奨学生として、さらに1年間気象協会で大気中の電気現象について研究を続け、1900年には母校シドニー・サセックス・カレッジのフェローとなり、同時に同大学の講師として応用物理と光学の講義を担当した。このころの研究の重点は大気中の電気現象で、紫外線による霧の生成、大気中のイオンによる放電などを観察している。1910年になって、霧を撮影できる新しい霧箱の製作に着手し、翌年 α 線および β 線の飛跡の写真を撮るのに成功した。これにより、ロンドン王立協会からヒューズ・メダル、さらに1922年にはロイヤル・メダルを受けた。1918年にはケンブリッジ大学で気象電気学の講師となり、1925年から1934年まで教授を務めた。1927年には、A. H. ComptonとともにX線の散乱に関する研究でノーベル物理学賞を授与された。ウィルソン霧箱の物理学への貢献は偉大であり、コンプトン散乱の研究のほか、C. D. Andersonによる陽電子や中間子の発見などがあげられる(⇒霧箱)。Wilsonは退職後、故郷のスコットランドに居を移したが、活発な生活を営み、1956年には雷雲の電気についての論文を投稿している。生涯に45の論文を発表した。ロンドン王立協会の会員で、マンチェスターやケンブリッジのほか4大学より名誉博士号を贈られている。スコットランドのカーボスで死去した。

ウィルソン, H. A. Wilson, Harold Albert 1874. 12. 1—1964. 10. 13 イギリスの物理学者。ヨークの生れでリーズ大学に学び、その後ロンドン大学および一時ベルリン大学に学んで、1900年ロンドン大学で学位を取得した。1901年ケンブリッジ大学トリニティー・カレッジのフェローとなり、研究生活に入った。1905年ロンドンのキングズ・カレッジ教授、1909年カナダのマギル大学教授となる。1912年にアメリカ・ヒューストンのライス研究所教授となり、以後、一時期(1924—25年)グラスゴー大学にあったほかは、1947年の引退まで同研究所で物理学を講じた。

初期のケンブリッジ以来、彼の研究は電子についての実験的研究が中心である。真空放電、電離電流、電気素量の測定、磁場内の誘電体の運動、熱電子流、塩類蒸気の電気伝導、炭の電気的性質など、電気伝導とそれを担う粒子としての電子にかかわる問題が多岐にとりあげられ、当時のキャベンディッシュ研究所を中心とする組織的研究の発展のなかで大きな役割を果たした。渡米後は、音波探知の研究も行い、アメリカ海軍の対潜水兵器の技術専門家としても活動した。第二次世界大戦では原爆製造の研究スタッフであった。「炎の電気的性質」*The Electrical Properties of Flames* (1912年)のほか、「実験物理学」*Experimental Physics* (1915年)などのテキストや、「原子の神秘」*Mysteries of the Atom* (1934年)など一般書もある。

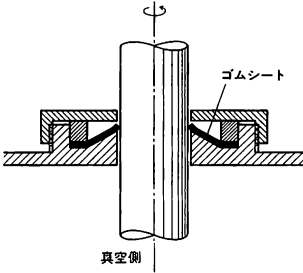
ウィルソン, K. G. Wilson, Kenneth Geddes 1936. 6. 8— アメリカの理論物理学者。ハーバード大学を卒業(1956年)の後、カリフォルニア工科大学で博士号を取得し(1961年)、ハーバード大学ジュニアフェロー、CERN、フォード財団フェローを経て、1963年以降コーネル大学教授を務める。彼は傑出した理論物理学者で多大な影響を与えた。特に二次相転移に見られる臨界現象に、量子電磁気学で開発されたくりこみ群が適用できることを

示し、四次元からのずれによる ϵ 展開でファインマン・ダイアグラムを用いた方法により臨界指数の理論的導出を行い臨界現象は解明した。この業績に対して第一回ボルツマン賞(1974年)およびL. P. KadanoffとM. E. Fisherとともにウォルフ賞(1980年)が与えられ、1982年にはノーベル物理学賞を受賞した。さらに近藤効果の問題をくりこみ群の方法で計算機を利用して数値的に解いたことも有名である(1975年)。計算機の利用に関しても優れた貢献をし、新しい型の計算機を提案するなど精力的な活躍をしている。素粒子物理学では、1970年代からゲージ場の取扱いが重要となってきたが、それを四次元格子上で考える格子ゲージ理論を始めたという功績があり、ウィルソン・ループといわれる閉じた輪の上でのゲージ場の積の平均値が、輪の大きさに従って面積的に減少するかあるいは輪の長さに従って減少するかが、クォークの閉込め判定規準になることを示した。このほか、スケール不変性のよぶれに関する研究、ウィルソン展開などの仕事があり、1973年には臨界現象の仕事とあわせて、数理論物理学のハイネマン賞が与えられている。

ウィルソン, R. W. Wilson, Robert Woodrow 1936. 1. 10— アメリカの宇宙物理学者、電波天文学者。テキサス州ヒューストンに生れる。1957年ライス大学物理学科を卒業後、カリフォルニア工科大学の大学院に進み、1962年博士号を得た。同大学の研究員を1年間務めた後、1963年ベル電話研究所に入った。彼の最大の業績は、同研究所の同僚A. A. Penziasと共同で行った3K宇宙背景放射の発見である。この発見は1965年に行われ、アメリカの*Astrophysical Journal*のLetters to the Editorの欄に、*A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s*という非常に謙虚な表題の下に発表された。1965年衛星通信のためにベル電話研究所に設置された20フィートのアンテナを用いて、我々の銀河の周囲のガスから来る電波の強度を観測していた際、7.35cmの波長域で、かなりの強度をもつマイクロ波のノイズを見いだした。このノイズは、観測の方向にもよらず、季節変化も示さないものであった。そして、このマイクロ波の研究過程でプリンストン大学のR. H. Dickeのグループと研究交流を行い、このマイクロ波が昔の熱い宇宙を満たしていた放射のなごりであることを突きとめた。熱い宇宙については、すでに1940年代後半にG. Gamow, R. A. Alpher, R. C. Hermanが理論的研究を行っていたが、3K宇宙背景放射の発見によって、ビッグバン宇宙模型は決定的証拠を得たのである。この業績により、彼はPenziasとともに1978年のノーベル物理学賞を授けられた。このほか1977年にはイギリス王立天文学会のヘンリー・ドレーパー・メダルとハーシェル・メダルを受賞している。

ウィルソン霧箱 [英 Wilson cloud chamber, 独 Wilsongsche Nebelkammer, 仏 chambre de Wilson, 露 камера Вильсона] ⇒ 霧箱

ウィルソン・シール [英 Wilson seal, 独 Wilson-Simmerring, 仏 joint Wilson, 露 уплотнение Вильсона] シャフトによって真空容器内に回転運動を導入する際に用いる真空シールの一種で、ゴムシートからつく。高真空領域で使用できる。方法が簡単な割に回転抵抗が小さいのが特長である。構造は図に示すように、シャフト直径より少し小さい穴(直径で15%程度)のあいたゴムシートを用い、ゴムシートの弾性を利用してシャフト面にゴムシートの端



面を密着させてシールする。シール部には真空グリースを塗布した方が確実である。R. R. Wilson の考案によるものでこの名称がある。

ウィルソン展開 [英 Wilson expansion, 仏 expansion de Wilson, 露 разложение Вильсона] 場の量子論において、局所的演算子 $A(x)$ および $B(y)$ の積 $A(x)B(y)$ を、時空点 x および y が一致するとき特異性を示す c 数の (演算子でない) 関数 $C_n(x-y)$ と正則な演算子 $O_n((x+y)/2)$ とで展開することができる。

$$A(x)B(y) = \sum_n C_n(x-y) Q_n\left(\frac{x+y}{2}\right)$$

これをウィルソン展開または演算子積展開という。この展開は、自由場の場合は自明であり、ウィックの定理に対応する。相互作用のある場合については、特定の模型で具体的に例証されており、また一般に摂動の各オーダーで証明されている。ウィルソン展開は、素粒子反応の近距離でのふるまいを調べるのに有用で、深非弾性レプトン・ハドロン散乱やハドロンの弱崩壊などに実際に応用されている。たとえば、電子と陽子の深非弾性散乱では、電磁カレント $J_\mu(x)$ の積 $J_\mu(x)J_\nu(y)$ (μ, ν は四元ベクトルの添字) が現れるが、このウィルソン展開の係数 $C_n(x-y)$ は近距離の情報をすべて含んでいて、くりこみ群の方法によって量子色力学で摂動的に計算することができる。

ウィルソンのくりこみ変換群 [英 Wilson's renormalization group transformation, 露 ренормализационная группа преобразования Вильсона] K. Wilson は、1972 年に、臨界現象特に臨界指数を一般的に研究する方法として、場の理論のくりこみ理論が有効であることを指摘した。すなわち、波数 k の小さい極限での異常性を見いだすために、まず、波数 k の大きいところの自由度を適当に消去し、その効果をより波数の小さいところにはね返りとして取り入れる (これをくりこむという) ことによって順次波数 k の小さいところの相互作用がどのように変換されるかを調べることができる。このままでは、しだいに波数空間が 0 に収縮してしまうので、1 回自由度を消去するたびに、 $k' = bk$ のように、スケール変換を行って、もとの大きさの波数空間に戻るようにする。この 2 つの操作を合わせて R_b と書き、これをウィルソンのくりこみ変換群という。なぜなら、 $R_b R_{b'} = R_{bb'}$ のように R_b は、パラメータ b に関して群 (半群) の性質をもっているからである。もとのハミルトニアンを H_0 として、これに R_b を作用させると、新しいハミルトニアン H_1 が $H_1 = R_b H_0$ によってつくられる。順次、このようにして

$$H_1 = R_b H_0, H_2 = R_b H_1 = R_b^2 H_0, \dots, H_n = R_b^n H_0, \dots$$

のようにして、ハミルトニアン列 $\{H_n\}$ がつくられる。特に、固定点 (= 不動点) $H^* = R_b H^*$ は重要な意味をもつ

ている。すなわち、この H^* に対応する固定点相互作用 K^* (または T^*) が臨界点を与える。これは固定点 K^* に対応する相関距離 $\xi(K^*)$ が $\xi(K^*) = \infty$ になることから容易に理解される。臨界指数は R_b の H^* 近傍でのふるまいから求められる。すなわち、無限小変換に対する演算子

$$G = G = \lim_{b \rightarrow 1+0} (R_b - 1)/(b - 1)$$

を用いると、ハミルトニアンの変換は、 $dH(l)/dl = G[H]$; $b = e^l$ と書き表される。 H^* の近傍での G の性質は、 $G[H^* + wQ] = wKQ + O(w^2)$ によって定義される線形演算子 K の固有値 λ_i によって決定される。 $\lambda_i > 0$ に対応する固有解 Q_i はくりこみ l とともにますます増大し、臨界現象を記述するのに本質的な演算子となる。逆に $\lambda_i < 0$ に対応するものは、どうでもよいものである。そこで、 H として、 $\lambda_i > 0$ になる「relevant」な演算子 $\{Q_i\}$ をすべて集めて $H = H^* + \sum_i h_i Q_i$ というハミルトニアンに対する自由エネルギー f を考えると、これは $\{h_i\}$ の関数として、次のスケールング則を満たす。

$$f(\{h_i\}) = b^{-d} f(\{b^{\lambda_i} h_i\})$$

ただし、 d は系の次元を表し、 h_i は Q_i に共役な外場を表す。通常、 Q_1 としては、系のエネルギー演算子を選び、 $h_1 \equiv \varepsilon \equiv (T - T_c)/T_c$ (T は絶対温度、 T_c は臨界温度) とし、 Q_2 としては秩序変数を取り、 h_2 が対称性を破る外場 h として

$$f(\varepsilon, h, \dots) = b^{-d} f(b^{\lambda_1} \varepsilon, b^{\lambda_2} h, \dots)$$

が導かれる。これより、自由エネルギー f は次のスケールング関数で表されることがわかる。

$$f(\varepsilon, h, \dots) = \varepsilon^{d/\lambda_1} f(1, \frac{h}{\varepsilon^{\lambda_2/\lambda_1}}, \dots, \frac{h_j}{\varepsilon^{\lambda_j/\lambda_1}}, \dots)$$

ただし、 $\lambda_1 = \lambda_2/\lambda_1$, $\varphi_j = \lambda_j/\lambda_1$ である。こうして、すべての臨界指数がくりこみ変換群、特に線形演算子 K から求められることがわかる。この方法の発見により、臨界現象の研究は飛躍的に発展した。

ウィルソン模型 [英 Wilson's model, 独 Wilsonsches Modell, 仏 modèle de Wilson, 露 модель Вильсона] \Leftrightarrow 半導体

ウィルチンスキー図 [英 Wilczyński plot, 仏 diagramme de Wilczyński, 露 график Вильчинского] 入射エネルギー E がクーロン障壁 B_c より十分高い重イオン核反応では深非弾性散乱という現象が生じる。この深非弾性散乱の特徴を示している図がウィルチンスキー図である。深非弾性散乱は次のような特徴を示す現象である。粒

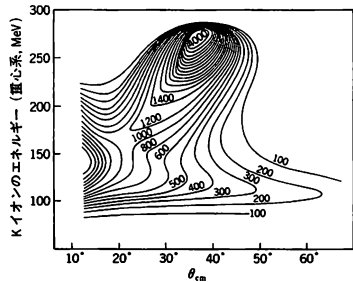
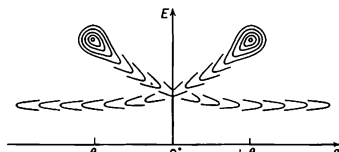
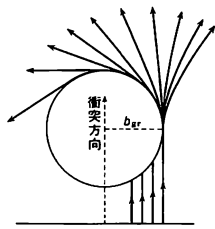


図1 $^{232}\text{Th}(^{40}\text{Ar}, K)/E_{\text{lab}} = 388 \text{ MeV}$ の断面積 ($d^2\sigma/dE d\theta$) cm

子移行, 電荷移行は比較的小さく, 角分布は極めて非等方的であるが, 入射エネルギーの大半は内部励起に転換され, 観測量全体は入射エネルギーの履歴を残す. 図1に $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ の実験値を示す. 図は散乱断面積を散乱角 θ_{cm} と放出Kイオンのエネルギーの関数として等高線で表したものであり, これを断面積等高線図という. J. Wilczyński は深非弾性散乱において入射重イオン核は古典軌道を通ると仮定して入射重イオンの衝突半径 b と放出角度 θ を関係づけ散乱断面積を求めた. すると図2に示してい



a. 断面積等高線図



b. 非弾性散乱軌道

図 2

るように, かすり衝突半径 b_{cr} に対し, かすり角散乱 θ_{cr} を対応させ, b が b_{cr} より小さくなると重イオン間に核力による引力が働いて散乱角は前方にずれ, 反応時間が長くなるため, 入射エネルギーは内部励起に転換されやすくなり, 断面積等高線のピークは前方にずれる. さらに b が小さくなると散乱角は負になる. 一方向で見ていると, 反対側から負の散乱角度でまわりこんできた出射核が観測されることになり, 低い放出エネルギーのピークが説明できる. 出射核はクーロン障壁を超える必要があるので, 出射エネルギーには下限がある.

ウィーン Wien, Wilhelm Carl Werner Otto Fritz Franz 1864.1.13—1928.8.30 ドイツの物理学者. 東プロイセンのフィッシュハウゼンに生れ, ハイデルベルクのギムナジウムを経てゲッティングゲンおよびベルリン大学に学ぶ. H. L. F. von Helmholtz の下で, 金属羽端における光の回折が刃の物質に依存することを示す実験をまとめ学位を取得(1886年). 父親の病気で一時研究を中断し, 農園の管理にあたったが, 1890年 国立物理工学研究所(所長 Helmholtz)の助手となり(1892年よりベルリン大学私講師を兼ねる), 熱放射の理論実験両面からの研究を行った. 高温測定のため熱電対の1430°Cまでのキャリブレーション(1892年)を手始めに, 熱力学を大胆に放射に適用して「ウィーンの変位則」を導き(1893年), O. R. Lummer とともに黒体放射と空洞放射の同等性を指摘して(1895年)空洞放射の実験を行う一方, 空洞放射の波長が空洞内気体分子の速度だけに依存し, 強度はこの速度の関数とする仮定から, 熱放射に対する「ウィーンの分布式」を得た(1896年). この「われわれを量子物理学の玄関口にまで導いた」

(M. T. F. von Laue)業績によって1911年ノーベル物理学賞を受ける. 1896年秋アーヘン工科大学に移ってからは, X線・陰極線・カナル線の研究に転じ, 特にカナル線の本性を明らかにして, 陽極線分析の基礎を確立した(1898年). 1900年よりビュルツブルク大学教授となり, 物理学の電磁気的基礎づけを論じ(1900年), X線の波長測定(1907年), 陽極線のイオン化現象の観測(1912年)を行ったほか, 陽極線の光度減少の測定から発光振動の崩壊を原子の励起状態の持続と関係づけた(1918年). 第一次世界大戦中は通信用真空管の生産に努める. 1920年ミュンヘン大学に招かれ(1925—26年には学長), 戦後ドイツの物理学・工学の振興に, ドイツ物理学会議長として, またヘルムホルツ協会を設立して力を尽した. [主著] *Lehrbuch der Hydromechanik*, 1900.

ウィーン Winkelman, Adolph August 1848.10.17—1910.7.24 ドイツの物理学者. ウェストファーレン州ドルステンに生れる. ボン, ハイデルベルクおよびベルリンの大学で学び, 1872年ボン大学で学位を取得, 翌年アーヘン工科大学の物理学助教授, ホーエンハイム農林アカデミーの物理学教授を経て, 1886年イエナ大学教授に就任した. 熱, 物性, 電磁気, 気象, X線などの諸分野に貢献し, 特に, 液体の蒸気圧, 溶液の比熱, 気体・液体の熱伝導率(その絶対値と温度係数), 気体の拡散, 誘電率, 降雨とその予報, X線の発生と照射効果の詳しい研究を進めた. *Handbuch der Physik* の初版(1891—96年)の編集と執筆にもあたり, そのための双書は Winkelman の *Handbuch* とよびならわされている.

ウィーンの変位則 [英 Wien's displacement law, 独 Wiensches Verschiebungsgesetz, 仏 loi de Wien du déplacement, 露 закон смещения Вина] 1893年 W. Wien が黒体放射について熱力学的考察から導いた放射法則. 絶対温度 T の黒体放射の振動数 ν における放射のエネルギー密度 ρ_ν が $\nu^3 F(\nu/T)$ の形で与えられることを述べたものである. ここである温度におけるスペクトル分布を表す関数 $F(\nu/T)$ の形がわかれば, ほかの温度におけるスペクトル分布のずれが決定できるのでこの名がある. 一般に絶対温度 T のとき放射エネルギー密度が最大になる波長 λ_m ($\lambda_m = c/\nu_m$, c は真空中の光の速度, ν_m はエネルギー密度が最大になる振動数)は

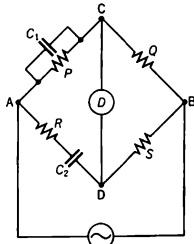
$$\lambda_m T = b \quad (b: \text{定数})$$

で与えられ, プランクの放射法則によれば $b = ch/\beta k$ (ここで h はプランク定数, k はボルツマン定数)である. β の値はウィーン放射法則によれば5, またプランクの放射法則によれば $e^{-\beta} + (\beta/5) - 1 = 0$ の根として与えられ, $\beta = 4.965$ である. この場合 $b = 2.898 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ となる. 物体の温度を上げていくとはじめは赤く, しだいに白熱する現象は上式に対応しており, この関係は高い温度の測定に利用される.

ウィーンの放射法則 [英 Wien's law of radiation, 独 Wiensches Strahlungsgesetz, 仏 loi de Wien de la radiation, 露 закон излучения Вина] W. Wien が1896年に理論的に導いた黒体放射のエネルギー分布式. 絶対温度 T の黒体放射の波長が λ と $\lambda + d\lambda$ の間にあるときの放射のエネルギー密度を $w_\lambda d\lambda$ とすると, $w_\lambda = c_1 \lambda^{-5} e^{-c_2/\lambda T}$ (c_1 および c_2 は定数)となるという法則. Wien は加熱気体が黒体放射源になると指摘した. そのような気体では, 速度が v と $v + dv$ の間にある分子の数は, マクスウェル速度分布則に

よれば, $v^2 e^{-u^2/2} dv$ に比例する. ここで定数 a^2 は気体の温度 T に比例する. さらに, 分子からの放射の強度と波長はともにその分子の速度だけで決ると仮定すると, 波長が λ と $\lambda + d\lambda$ の間にある放射の強度, すなわちエネルギー密度 w_λ は, この波長の放射を発する分子の数と速度 (したがって λ) の関数の積に比例する. すなわち $w_\lambda = F(\lambda) e^{-f(\lambda)/T}$ と書ける. これが, シュテファン-ボルツマンの放射法則とウィーンの変位則を満たすという条件から, $F = c_1 \lambda^{-5}$, $f = c_2/\lambda$ が得られる. ウィーンの法則はこうして導かれた. 上のようかなり恣意的であいまいな仮定が含まれていたが, 当時の測定結果とよく一致すると思われた. しかし 1899 年の O. Lummer と E. Pringsheim の測定, 1900 年の H. Rubens と F. Kurlbaum の測定によって, 長波長側でのウィーンの式のずれが決定的となり, それを改良して提出されたのがプランクの放射法則である. ウィーンの式はプランクの式の短波長での近似式となっており, そのことから定数 c_1, c_2 を求めると, $c_1 = 8\pi hc$, $c_2 = ch/k$ となる.

ウィーン・ブリッジ [英 Wien bridge, 独 Wien-Brücke, 仏 pont de Wien, 露 мост Вина] 交流ブリッジの一種で, 図のような構成をもつ, 平衡条件は $\omega^2 C_1 C_2 PR =$



1 および $C_1/C_2 = S/Q - R/P$ である. この平衡条件を変形して AC 辺の C_1 と P を求めると

$$C_1 = \frac{S}{Q} \frac{C_2}{1 + \omega^2 C_2^2 R^2}, \quad P = \frac{Q}{S} \frac{1 + \omega^2 C_2^2 R^2}{\omega^2 C_2^2 R^2}$$

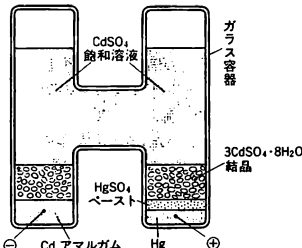
未知のコンデンサの容量を C_1 , その並列抵抗分を P とすると R と C_2 を変えて平衡をとれば, 上の関係から C_1, P が測定できる. また他のブリッジなどで $C_1/C_2 = k$ を決定すれば, $C_2^2 = 1/k\omega^2 PR$ であるから C_2 を周波数と抵抗とで決めることができる. このブリッジは周波数ブリッジとしても用いられるが, 周波数特性を利用してフィルターや同調素子として帰還回路などに多く使用されている.

ウエイクポテンシャル [英 wake potential, 独 Wake-Potential, 仏 potentiel de Wake, 露 потенциал Уей-ка] 金属や半導体などの固体プラズマ中を, プラズマ波の位相速度より速い速度で荷電粒子が通過するとき, 荷電粒子の後方に生成される周期的な動的ポテンシャルをいう. このポテンシャルは, 古典的には荷電粒子によってつくられる電場に対する電子の集団的分極応答により, また量子論的には荷電粒子と電子系間の仮想プラズモン交換により, 生成される. ウエイク (跡) という名は, N. Bohr (1948 年) により古典的観点から提案され, またポテンシャルの周期, 振幅の動的ふるまいは, 誘電関数法により, J. Neufeld と R. H. Ritchie (1955 年) によって最初に取扱われた. プラズマ振動の分散関係は, ウエイクポテンシャルの位相の遅れを与える.

ウェストン計器 [英 Weston meter, 独 Westonmeter,

仏 mètre de Weston, 露 измеритель Вестона] = 可動コイル形計器

ウェストン電池 [英 Weston normal cell, 独 Weston-Normalelement, 仏 pile Weston, 露 нормальный элемент Вестона] カドミウム標準電池ともいい, 電位差の標準として使用される. その構造を図に示す. この電池の



$t^\circ\text{C}$ における起電力 E_t は

$$E_t = 1.0186 - 40.6 \times 10^{-6}(t - 20) - 0.95 \times 10^{-6}(t - 20)^2 + 0.01 \times 10^{-6}(t - 20)^3$$

で表される. 急激な温度変化があると, 起電力は上式のようにならないばかりでなく元の値に戻らない. 電池の内部抵抗が $100 \sim 1000 \Omega$ あるので, 充放電電流は $0.1 \sim 0.01 \mu\text{A}$ 以下にとどめ, 充放電したら十分回復時間をとってから使用する. 両極の温度差は温度係数より 10 倍程度大きい起電力変化を与えるので, 同一の温度に保つ必要がある. 保管中の温度は $10 \sim 30^\circ\text{C}$ とし, 振動や衝撃を与えないようにする. ウェストン電池は国際的な電圧標準器として用いられたが, 環境条件による変化, 経年変化などにより本質的に普遍性に欠けており, 精度も 1×10^{-6} が限界であった. 現在は 10^{-8} 以上の精度が得られるジョセフソン電圧標準を採用しており, ウェストン電池は二次標準として用いている.

ウェーネルト円筒 [英 Wehnelt cylinder, 独 Wehnelt-Zylinder, 仏 cylindre de Wehnelt, 露 управляющий электрод] 電子線機器の電子銃の多くは, 陽極, 陰極ならびに三極真空管の制御グリッドに相当する電極からなる. これは通常図 1 のように陰極を囲む円筒の形状で, ウェーネルト円筒とよばれている. 陰極に對し負または 0 のバイアス電圧が加えられ, その大きさによって発生する電子流の大きさが制御される. 各電極の幾何学的形状, 特にウェーネルト円筒底面の形は, 必要なバイアス電圧値や電子ビームの形に大きな影響を与えるので, 図のような平面形のほか, 陽極に對し凸または凹の円錐形など多様である. 図 2 の形状は電子銃から遠い距離に電子ビームを集束させるもので, 望遠 (telescopic) 型とよばれている.

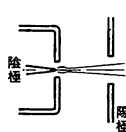


図 1

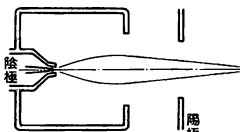


図 2

ウェーバ [英 Albrecht Weber, 独 Weber, 露 вебep] 磁束の単位. 国際単位系 (SI) では, 特別の名称をもつ組立単位のひとつにあげられている. W. E. Weber に由来する. 単位記号は Wb. 1 回巻きのコイルに加わる磁束が, 1s 間に 1Wb だけ変化するとき, そのコイルには 1V の

起電力が発生する。1Wb=1V・s=1H・A。磁束の単位として、以前はマクスウェル(単位記号はMx)が用いられた。1Mx=10⁻⁸Wb。

ウェーバー Weber, Wilhelm Eduard 1804.10.24—1891.6.23 ドイツの物理学者。ウィッテンベルクに生れる。Weber が初めて科学的な研究を行ったのは、大学に入る以前で、後に生理学者となった彼の兄との共同による、波動に関する実験的研究であった。1822 年ハレ大学に入学し、検流計の元祖の倍率器を発明した J. S. S. Schweigger の下で学び、1826 年オルガンの音管の研究で博士号を取得する。この学位論文は、ゲッティングゲン大学教授の C. F. Gauss の注意をひいた。ハレ大学の助教授を経て、1831 年ゲッティングゲン大学の物理学教授となった Weber は、Gauss に協力して地磁気の研究に着手し、磁力計などの改良に寄与した。1837 年ハノーバー憲法の廃止に抗議し、ゲッティングゲン大学を退校され、1843 年ライプツヒグ大学の教授となる。この期間に電磁現象に関する重要な理論的研究を行っている。1846 年に、荷電粒子の概念を導入し、A. M. Ampère の電気力学を電磁誘導の現象が説明できるように一般化した。この Weber の理論は、H. L. F. von Helmholtz よりエネルギー保存則に反するとして批判された。1849 年にゲッティングゲン大学に復帰した Weber は、天文台長を務めながら精力的に研究を続け、1852 年には反磁性を分子電流により説明する考えを提出している。また、1856 年には R. H. A. Kohlrausch とともに電荷の静電単位と電磁単位の比を測定し、その値として 3.1074 × 10⁹ m・s⁻¹ を得た。そのほか、ダイナモメーターなど測定計器を考案している。また、磁気の絶対単位や電流の電磁単位などを定義し、単位系の確立に寄与した。なお、磁束の MKSA 単位のウェーバーは、彼の名前にちなんでつけられたものである。[主著] *Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins* (全 6 巻, C. F. Gauss と共著), 1837—43; *Elektrodynamische Massbestimmungen*, 1846—77。

ウェーバー関数 [英 Weber function, 独 Webersche Funktion, 仏 fonction de Weber, 露 функция Вебера] 二次元ヘルムホルツ方程式を放物線座標(⇒座標)で変数分離したとき得られるウェーバー方程式

$$\frac{d^2 w}{dz^2} + (\lambda - z^2)w = 0 \quad (\lambda: \text{定数})$$

の解をいう。 $w(z) = e^{-z^2/2} u(z)$ の置換えによって、これはエルミート方程式

$$\frac{d^2 u}{dz^2} - 2z \frac{du}{dz} + 2\nu u = 0 \quad \left(\nu = \frac{\lambda - 1}{2} \right)$$

に変換される。特に $\nu = n$ (非負の整数)のときのこの方程式の解がエルミート多項式である(⇒エルミート多項式)。

ウェーバー数 [英 Weber number, 独 Weber-Zahl, 仏 nombre de Weber, 露 число Вебера] 気泡や液滴がほかの流体中を運動する際の安定性の問題や、液体の表面波や渦の生成に関与して現れる無次元量で、境界面に働く慣性力と表面張力との比を表す。 ρ を外部流体の密度、 u を気泡や液滴の速度、 l をその代表的な長さ、 σ を界面(表面)張力とするとき、慣性力の大きさは $\rho u^2 l^2$ 、界面張力の大きさは σl であるから、ウェーバー数 We は $We = (\rho u^2 l^2) / (\sigma l) = \rho u^2 l / \sigma$ となる。界面張力の影響の強い場合、すなわち We が 0 に近いときは気泡や液滴の形状は球に近いが、 We が大きくなると球からの変形が大きくなり、さらに不

安定になって運動も不規則になる。なお、文献によっては、ここに定義したものの平方根をウェーバー数とよぶこともある。

ウェンツェル Wentzel, Gregor 1898.2.17—1978.8.12 ドイツ・スイス・アメリカの物理学者。ドイツのデュッセルドルフで生れ、A. Sommerfeld の指導によってミュンヘン大学で原子スペクトルの研究を開始し、1921 年に理学博士の学位を受けた。波動力学が発見されるとすぐに、彼は H. Kramers, L. Brillouin に先駆けて、後に WKB 法と名づけられた半古典的近似方法をつくり出した(⇒WKB 法)。彼は、新しい力学を光電効果やオージェ効果などに初めて適用した。1926 年にミュンヘンを去り、2 年間ライプツヒグ大学教授を務めた後、1928 年に E. Schrödinger のあとを継いでチューリヒ大学教授となった。ここで Wentzel は、散乱問題や場の理論についての研究を進めるとともに、多くの弟子たちを育成した。彼の興味は、新たにつくられた中間子論に移り、幾多の論文を発表した。そのなかの代表的業績としてあげることのできる強結合理論において、彼は核子の励起状態を予言した。W. Pauli がアメリカに移った後はチューリヒの連邦工科大学(ETH)教授も兼ね、第二次世界大戦中も通して 1948 年まで同地にどどまった後、シカゴ大学に移って、そこで 20 年間教育と研究に従事し、量子電磁力学・超伝導・ストレンジ粒子の問題など、その当時の中心的テーマに興味をもち続けた。彼は 1976 年のマックス・プランク・メダルなど多くの栄誉を受けた。晩年はスイスに戻り、その地で没した。息子が 1 人いて、メリーランド大学の天体物理学教授を務めている。

ウォーカー・モード [英 Walker mode, 仏 mode de Walker, 露 мода Уолкера] = 静磁モード

ウォード - 高橋の恒等式 [英 Ward-Takahashi identity, 仏 identité de Ward-Takahashi, 露 тождество Уорда-Такахаши] 素粒子を記述することばである場の理論は、相対論的に不変な形に書かれたラグランジアン密度に基づき定式化される。このラグランジアンは古典的レベルでは一般にある種の対称性をもっており、それが量子化された理論では種々の保存則に導く。一番よく知られているのは、電荷の保存に関連した(大局的)ゲージ変換 $\psi(x) \rightarrow \exp(ia)\psi(x)$ に対する不変性である。ここに、 $\psi(x)$ は量子電磁気学での電子場を表す。このラグランジアンの対称性から保存する電流(カレント) $j_\mu(x) \equiv i\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$ の存在が結論される。 $\partial j_\mu(x)/\partial x_\mu = 0$ 。この大局的な対称性はまた理論の局所的なふるまいを記述する基本的な量であるグリーン関数の間に種々の関係式を与える。これらの関係式は、理論の対称性から恒等的に成立するものと考えられ、ウォード - 高橋の恒等式とよばれている。くりこみ理論では、無限大の発散量の処理が最大の課題となるが、この過程で理論の基本的な対称性から帰結するウォード - 高橋の恒等式は、計算の指導原理として重要な役割をはたす。非可換ゲージ理論を量子化したときには、理論のゲージ対称性に由来する恒等式が現れるが、これらは一般化されたウォード - 高橋の恒等式あるいはスラブノフ - テイラーの恒等式とよばれている。

古典的ラグランジアンのもつ対称性が、量子化された場の理論でのグリーン関数の間の関係式に矛盾なく反映できる場合が大部分であるが、重要な例外もある。これらの例外が「異常項」の存在(たとえば三角異常項)として知ら

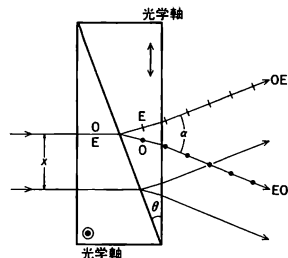
れている(⇒スラブ・フー・テイラーの恒等式)。

ウォードの恒等式 [英 Ward identity, 独 Ward-Identität, 仏 identité de Ward, 露 тождество Уорда] = ウォード-高橋の恒等式

ウォラストン Wollaston, William Hyde 1766.8.6—1828.12.22 イギリスの物理学者, 化学者。ノーフォーク州イースト・デレハムの生れ。1782年ケンブリッジ大学キーズ・カレッジに入学, 医学を学ぶ一方で化学にも関心を抱き, I. Milner の化学の講義に出席するだけでなく, 兄の Francis とともに化学実験を行ったりした。1792年ハンティンドンで開業したが, 数ヵ月後ベリ・セント・エドマンズへ, さらに 1797 年ロンドンへ移住した。セント・ジョージ病院に医師として採用されるのに失敗したためか, あるいは医師に嫌気がさしたためか, 1800 年医学を捨てて他の分野に関心を向けた。可鍛性の白金の製法を開発しようと努め, その過程で, パラジウムとロジウムを発見した(ロジウムの発見公表は 1804 年)。彼は 1803 年にパラジウムの発見を匿名で報じ, その販売を広告したが, 化学者 R. Chenevix から, パラジウムは既知の金属の合金であるという非難を浴びた。そこで彼は, 再び匿名でパラジウムの合成に 20 ポンドの賞金をかけた。そして合成の試みがことごとく失敗するに及んで, 化学者はパラジウムが真に新しい金属元素であると認めるようになった。1805 年彼はついに可鍛性の白金の製造に成功したが, 死の直前まで製法の詳細を公表せず, 白金でできた製品の販売による利益は 1826 年までに 15000 ポンドに達したという。また彼はロンドン王立協会と地質学会に多額の寄附をしている。1802 年永州石にさまざまな方向から光を入射させると, 異常光線が C. Huygens の光の波動説から予測される通りに屈折することを実験的に示したが, 彼自身は波動説への支持を明言していない。またカメラルシダ, ウォラストン・プリズム, ウォラストン・レンズ(収差をなくすように 2 つの平凸レンズを組合せたもの)などを発明したほか, 反射測角器を考案(1809 年)し, 結晶学の発展にも貢献した。J. Dalton の原子論は仮説的であるとしてこれに反対, 当量概念を基礎にした実証主義的化学の構築を主張した。彼のこの見解は当時の化学者にかなりの影響を与えたが, 彼自身は晩年に大気を構成する粒子の無限分割不可能性を論じ, 究極的な原子が存在すると主張するようになった。

ウォラストン線 [英 Wollaston wire, 独 Wollaston-Draht, 仏 fil de Wollaston, 露 волластоновская проволока] 18—19 世紀にかけて活躍したイギリスの化学者でかつ物理学者でもあった W.H.Wollaston により製法が発明された直径 $1\mu\text{m}$ 程度の白金線のこと。望遠鏡の十字線やねじれ剛性の極めて小さい計器用つり線などに用いられる。白金線に銀メッキをしてそれを引き延ばしてつくり, 表面の銀を融解して使用する。

ウォラストン・プリズム [英 Wollaston prism, 独 Wollaston-Prisma, 仏 prisme de Wollaston, 露 призма Волластона] 同じ内角をもつ 2 片の水晶または方解石の直角プリズムを, 平行平板になるようにはり合わせた偏光プリズムで, 複素子の一種。2 つの直角プリズム内の光学軸は, 図のように, 外表面に平行で, かつ互いに直交している。入射光は第一片で常光線 O, 第二片で異常光線 E になる光線 OE と, 第一片で異常光線, 第二片で常光線になる光線 EO に分かれ, それぞれ異なる方向に進



む。これらの光線のなす角, すなわち角偏位 α は, プリズムの角を θ , 異常光線と常光線に対する屈折率をそれぞれ n_e, n_o とすると

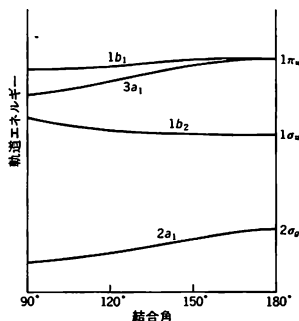
$$\alpha = 2(n_e - n_o) \tan \theta$$

で与えられる。図は水晶(正結晶)の場合を示しており, 方解石(負結晶)では OE と EO の偏向方向が逆になる。光線 OE と EO の間の光路差 Δ は, 中心から距離 x だけ離れた点に垂直入射する光では

$$\Delta = \alpha x$$

で与えられる。このプリズムは偏光プリズムとしては, 分離角がロション・プリズムの約 2 倍となり, かつ両光線ともに色(波長)の分散のため色づくが, たとえばゼーマン効果のスペクトルで σ, π 両方の成分を同時に比較するときなど便利な性質となる。また複素子としては, 偏光干渉計に利用されている。

ウォルシュ図 [英 Walsh diagram, 仏 diagramme de Walsh, 露 диаграмма Уолша] 対応図(相関図)の一種で, 分子の結合角を変化させた場合(ほかの分子内座標を変化させた場合も含めることがある), それに伴って各分子軌道の軌道エネルギーがどのように変化するかを示した図。初め R. S. Mulliken と A. D. Walsh が比較的簡単な分子について, その構造と電子スペクトルを説明するのに用いた。これらの図においては, 対称性の同じ分子軌道の軌道エネルギーの曲線は互いに交差しないという非交差則が用いられている。また, 分子の各電子状態のエネルギーは, 分子軌道の軌道エネルギーとその占有電子数との積の和で与えられる。あるいは, 少なくともこのようにして得られた全エネルギーと実際の分子の全エネルギーとは結合角の変化に対して同じように依存するという仮定の下に, 分子の種々の電子状態の安定な構造を定性的に論じるのに用いられる。一例として, 図には AH_2 型三原子分子(A は, B, C, N, O などの原子)のウォルシュ図を示す。図の左端は結合角 $\angle \text{HAH}$ が 90° , 図の右端は直線構造の場合に対応する軌道エネルギーが書かれている。ウォルシュ図



を用いると、かなり多くの分子について妥当な結果が得られるが、電子の相互作用エネルギーと核間のポテンシャルエネルギーの影響が正確に入っていないため、分子の形を正確には予測できない場合もある。

ウォルドン Walton, Ernest Thomas Sinton 1903. 10.6—
アイルランド出身の物理学者。ダブリンのトリニティー大学を卒業してケンブリッジ大学キャンディッシュ研究所で E. Rutherford の指導の下に研究生生活に入った。彼の研究は流体力学に始まり、やがて加速器(直線加速器や後にベータトロンとよばれる加速器)に進み、J. D. Cockcroft と共同して、現在コッククロフト・ウォルトン型加速器とよばれている直流高電圧の加速器をつくった。G. Gamow が量子力学に基づく計算により、自然放射能の逆過程として、数十万 V で陽子を加速すれば、無視できない確率で軽い原子核内に入れることを示したので、直流高電圧による方法に転じたのである。最初は、陽子を 280keV まです加速し、リチウムなどの標的に当てて、金箔検電器により α 線を検出しようとしたが、連続 X 線を検出しただけで失敗した。そこでコンデンサーと整流器を組合せて、交流電圧から 700kV の直流高電圧ができる彼らの名を冠した上記の加速器を製作した。そして検出器には硫化亜鉛を用いて、2 人の測定者が発光を観測する初歩的な同時計数法により ^7Li に陽子を当てて発生する 2 個の α 粒子を検出した。これは加速器を用いた最初の原子核実験であったが、彼らの成功は加速器と測定法のアイデアはもちろんであるが、新しい量子力学の結果をとり入れ、高電圧・真空などでの当時の新技術を駆使した成果であろう。1951 年には、Cockcroft とともにノーベル物理学賞を授けられた。1932 年以降ダブリンに戻り、トリニティー大学の教授や評議員を歴任した。

ウォルフ黒点数 [英 Wolf sunspot number, 独 Wolf-sche Sonnenfleckenzahl, 仏 nombre de Wolf, 露 относительное число солнечных пятен] 太陽面に現れている黒点の多少を示す指数。黒点群の数を g 、観測された黒点の総数を f 、観測器械や観測者によって定まる係数を k とすると、ウォルフ黒点数 R は、 $R=k(10g+f)$ で表される。微小な黒点は観測されないこともあるが、黒点群は見失うことは少ないので、こちらに 10 倍の重みを置いて黒点の総数としていることに特徴がある。世界中のウォルフ黒点数が統一のとれた数値となるように係数 k が決められている。黒点数は約 11 年の周期で変動し、数の多い時期(数年間)を太陽活動極大期、少ない時期を太陽活動極小期とよぶ。ウォルフ黒点数は太陽活動を象徴し、白斑、紅炎、フレアなどの現象や太陽磁場の強さ、コロナの型などよい相関がある。気象との相関はまだ解明されていない。

ウォルフ・レイエ星 [英 Wolf-Rayet star, 独 Wolf-Rayet-Stern, 仏 étoile de Wolf-Rayet, 露 звезда Вольфа-Райе] 温度(2~5) $\times 10^4\text{K}$ の高温の星で、C, N, O の高電離イオンの幅広い強い輝線を示し、H が著しく欠乏している。特に C, O の元素が多いものは WC 型、N の元素が多いものは WN 型とそれぞれ分類されている。輝線のドップラー効果から視線速度を解析すると、この星の外層は広がって速度 $1000\sim 3000\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ で膨張していると考えられる。この種の星の平均質量は太陽質量の 20 倍程度と見積られている。恒星進化論の立場から、この種の星は大質量(太陽質量の 40 倍以上)の O 型星(\Rightarrow スペクトル型)からなんらかの原因で外層ははがされ、中心核が残

されたものと考えられている。外層をはがす原因として、大規模な恒星風によるという考えと、近接連星系での星の間の質量交換によるという考えがあるが、まだ定説はない。

浮き磁石 [英 floating magnet, 露 плавающий магнит] 超伝導体上では磁石が浮いたままの状態をとれる。これを浮き磁石という。超伝導体は十分低い磁場では内部に磁場の侵入しえないマイスナー状態を保つため、超伝導体表面の磁場は表面の接線方向成分しかもてない。このため、磁石(強磁性体)を超伝導板に近づけると、板の下方に磁石の鏡像が生じて板との間に反発力が生ずる(\Rightarrow 磁気イメージ)。この反発力と重力のつり合いで定まる位置に磁石が浮いて静止している状態が浮き磁石である。磁石を安定に浮上させるためには、左右前後の変位に対しても復元力が必要にならないので、現状の超伝導体を用い、その上に短い棒状磁石を浮かせる。

渦 [英 vortex, 独 Wirbel, 仏 tourbillon, 露 вихрь] 渦の概念は、竜巻きや水の渦巻きが起源と考えられるが、流体力学的な渦の考察は渦度を出発点とする。流体の速度場 v が空間 (x) と時間 (t) の関数として与えられたとき、流体の微小要素の運動は一般に、(1) 要素全体としての並進運動、(2) 剛体的な回転運動、(3) 純粋ひずみ運動、の 3 つの成分からなる。渦度 ω は $\omega(x, t) = \text{rot } v(x, t)$ で定義され、これは(2)の剛体回転の角速度ベクトルの 2 倍を与える。 $\text{rot } v = 0$ を満たす運動は渦なし運動とよばれるが、領域のどこかで $\text{rot } v \neq 0$ となる運動は渦運動である。渦運動というときには、多くは渦度分布が有限領域に限られる。流体に粘性があると、渦度の拡散が起ることで、渦運動の考察ではしばしば、粘性の影響が小さいとされるが、省略される。渦運動の例として上記のほかに、煙草の煙でつくられる渦輪(煙輪)、円柱の後流に形成されるカルマン渦列、飛行機の両翼端から生ずるあとひき渦、渦潮、台風などがある。

直角座標系 (x, y, z) で渦度 ω の成分を (ξ, η, ζ) とすると、渦線は $dx/\xi = dy/\eta = dz/\zeta$ という曲線方程式で定義される。これは各点で ω に接する曲線である。流体の中の閉曲線上の各点を通って渦線を引くと管が形成される。これは渦管とよばれる。 ω の定義より、 $\text{div } \omega = 0$ が導かれる。この性質のため、渦管の断面 A でとった面積分 $\Gamma = \int_A \omega \cdot n dA$ は渦管に沿って一定値をとる(n は面積 dA に対する単位法線)。この値は渦管の強さとよべ、ストークスの定理によって、 Γ は循環に等しい。渦線は流体中で始まることも、消えることもできない。渦線は自分自身で閉じられるか、無限遠まで伸びるか、境界に達するか、いずれかである。ヘルムホルツの渦定理によれば(その前提条件のもとで)、渦管は流体とともに運動する。断面積 σ が微小な細い渦管ととり、その中の流体をも含めて、全体を渦糸とよぶことがある。渦糸では $|\omega| = \omega$ は一定とみなせるから、 $\Gamma = \omega \sigma$ と書ける。数学的な理想化として、この細い渦管の外では $\omega = 0$ とし、さらに Γ を一定に保ちながら、断面積 σ を 0 に近づけた極限を渦糸とよぶこともあるが、これはまた、孤立渦、ポテンシャル渦といふこともある。カルマン渦列は孤立した渦糸の列でしばしば近似的に表現される。渦度の分布域が圧縮され、厚さ 0 の面に縮退したものは渦面とよばれる。これは渦線から構成された面で、速度の法線成分はそこで連続であるが、接線成分は不連続である。速度の異なる 2 つの平行流の境界は渦面である。渦

面は流体力学的に不安定で、微小変形は増幅されて渦列に発展する。他方、翼を過ぎる流れは、翼に束縛された束縛渦と後方に伸びる渦面で記述される。この渦面の両端は巻上って一対の渦に発達する(自由渦)。

非圧縮性流体(密度 ρ)の渦運動は、 $\text{div } v = 0$ および

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \cdot \nabla\right) \omega = (\omega \cdot \nabla) v + \nabla \times f + \nu \nabla^2 \omega$$

(ν : 動粘性係数)

に支配される(f は単位質量当りの外力)。これより渦運動の発生は、非保存力によるか、粘性作用によることが結論される。無限流体において、 ω の分布が与えられると

$$P = \frac{1}{2} \rho \int v \times \omega(y) dy, \quad A = \frac{1}{3} \rho \int y \times (y \times \omega(y)) dy$$

なる不変量が定義される(有限領域では不変量とはならない)。 P はこの渦系のインパルス、 A はそのモーメントである。これらは粘性があっても保存される。 P は流体を静止から運動させるに必要な力のインパルスである。渦度 ω と速度場 v との関係は、電流密度と磁場との関係と同じで、ビオ-サバルの法則

$$v(x) = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\omega(y) \times (x-y)}{|x-y|^3} dy$$

によって与えられる。渦糸の場合、その曲線上の点の速度はその点での曲率に比例し、陪法線の方向をとる(自己誘導速度)。特に円形の渦糸は、渦輪(渦環)とよばれる。この場合、各点の曲率半径 R は一様であるから、渦輪は並進運動する。渦核の断面が半径 δ ($\ll R$) の円とすると、[並進速度] $= e(\Gamma/4\pi R) [\log 8R/\delta - 1/4]$ 、 $P = \pi R^2 \rho \Gamma e$ 、 $A = 0$ (Γ は渦核の強さ、 e は渦輪の中心軸方向単位ベクトル)。ヒルの球形渦はドーナツの穴が埋まった渦輪である。

渦線が不規則的に入り組んだ渦は一般に非定常運動をする。このとき渦からは渦音が放射される。また渦の系に音波が入射すると散乱される。超流動の状態には量子化された渦糸が存在する。台風は自分自身の中に維持機構をもつ渦で、自動熱機関の一例である。

渦糸 [英 vortex line, 独 Wirbellinie, 仏 ligne de tourbillon, 露 вихревая линия]

[1] 流体における渦糸のこと(\Rightarrow 渦)。

[2] 超伝導電流(または超流動流速)の分布に現れる線状の欠陥。超伝導体(または超流体)中に細い管状の正常状態の領域(渦糸の芯とよばれ、有限な大きさの抵抗を示す)が発生し、そのまわりに超伝導電流(または超流動質量流)が環状に流れている構造をいう。この電流のつくりだす磁束(超流体なら循環)は、ある普遍定数の整数倍に限られている(\Rightarrow 巨視的量子化)。この点が古典流体力学の場合と違う。

渦糸運動 [英 vortex line motion, 仏 mouvement de lignes de tourbillon, 露 движение вихревых линий] 外部磁場中におかれた第二種超伝導体が渦糸状態にあるとき、巨視的な電流を磁場(したがって渦糸)に垂直な方向に流すと、渦糸は磁場と電流とに垂直な方向に動く。一般に渦糸が運動すると、渦糸およびその運動方向に垂直な方向に電位差を生ずる。いまの場合、これは電流方向と一致するから、導体は有限な大きさの電気抵抗を示すことになる。第二種超伝導体を超伝導磁石として利用するためには、導体中に転位そのほかの欠陥を多数導入し、渦糸をピン止めて運動を妨げる必要がある。ジョセフソン交流効

果も、接合部分を渦糸が運動するための電位差の発生と考えることができる(\Rightarrow ジョセフソン効果)。超流動状態にある液体ヘリウムでも、渦糸の発生および運動は圧力差の出現すなわち有限な抵抗を意味し、超流動の臨界速度を決定する重要なメカニズムである。

渦糸状態 [英 vortex line state, 仏 état à tourbillon, 露 вихревое состояние] 外部磁場中におかれた第二種超伝導体には、磁場の強さが下部臨界磁場および上部臨界磁場とよばれる2つの臨界値の間にあるとき、渦糸の形で磁束が侵入する。これを渦糸状態あるいは混合状態とよぶ。外部に平行に糸状の常伝導領域が発生し、そのまわりに超伝導電流が環状に流れる。この電流のつくる磁束(正確には磁束量子)は量子化されている(\Rightarrow 巨視的量子化)。外部磁場が強くなるに従って渦糸の数が増え、上部臨界磁場で全さが常伝導状態になる。結晶のひずみや異方性が弱ければ、渦糸は三角格子状に並ぶはずで、実際電子顕微鏡や中性子散乱を利用して、この渦糸構造が観測されている。ただし、このように渦糸が均質に分布している場合には、巨視的な電流を流すと渦糸が動いて電位差を生じてしまう(抵抗状態)。超伝導磁石として利用するためには、転位そのほかの欠陥によって渦糸をピン止めし、その不均一分布を実現する必要がある。なお、超流動状態にある液体ヘリウムをバケツにいれ、バケツを回転させると、回転角速度が 10^{-4} s^{-1} 程度の臨界値を超えたときにやはり渦糸状態が実現する。

渦運動 [英 vortex motion, 露 вихревое движение] \Rightarrow 渦

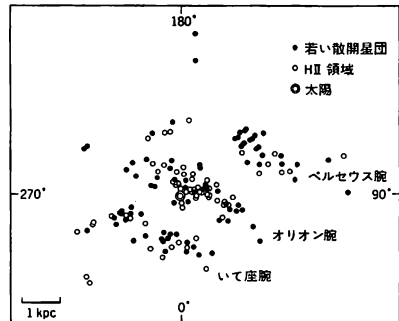
渦音 [英 vortex sound] \Rightarrow 渦

渦拡散率 [英 eddy diffusivity, 露 коэффициент турбулентной диффузии] = 交換係数

渦管 [英 vortex tube, 露 вихревая трубка] \Rightarrow 渦

渦環 = 渦輪(\Rightarrow 渦)

渦状腕 [英 spiral arm, 独 Spiralarms, 仏 bras spiral, 露 спиральная ветвь] 多くの円盤状の銀河に特徴的に見られる渦状の腕(\Rightarrow 渦状銀河)。楕円銀河、ガスのない円盤状銀河、小質量の不規則銀河には見られない。渦状腕には、OB型星集団、H II 領域、ダーククレーンなどの種族 I の天体と星間ガスとが集中している。そこは星の誕生が盛んに起きている領域で、若く明るい星が多いため、際だって見える。磁力線が渦状腕に沿った磁場があり、渦状腕では電波の非熱的放射が強い。渦状腕の形態は極めて多様である。渦状腕の成因については諸説紛々であるが、重力相互作用によって起る波動現象の現れであるとする考えかた(\Rightarrow 密度波)が有力である。銀河系についても、太陽近傍で



のH II 領域, OB 型星, ケフェウス座 δ 型変光星などの分布を観測することによって, ベルセウス腕, オリオン腕, いて座腕などの存在が確認されている。図は太陽近傍でのこれらの若い天体の分布を銀河面に投影したもの(0° は銀河中心の方向)であり, 渦状構造が見られる。電波観測によって求められた中性水素ガスの分布は, このような渦状腕構造が銀河系全体にわたって存在していることを示している。

渦状銀河 [英 spiral galaxy, 独 Spiralgalaxie, 仏 galaxie spiralee, 露 спиральная галактика] 円盤状の銀河のうち, 種族 I の若い星や H II 領域, 暗黒星雲などからなる渦状腕構造が存在するものこと。渦巻星雲, 渦状星雲ともよばれる。形態上, 渦状(S)と棒渦状(SB)とに大別され, さらに渦状腕がきつく巻いたもの(Sa, SBa), ゆるく開いたもの(Sc, SBc), その中間的なもの(Sb, SBb)とに細分される。たとえば, NGC 488 (図1)はSb, NG

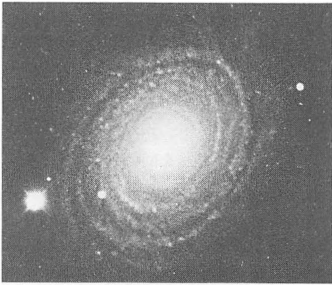


図1 NGC488(Sb)

C 7479 (図2)はSbcである。渦状腕の開いたものほど, 星間ガスや種族 I の若い星が渦状腕に集中しており, 銀河の中心部にあって種族 II の古い星からなる球状恒星系(バルジとよぶ)のサイズは小さくなる。この傾向のさらに著しくなったものが Irr I 型の銀河であると考えられる。渦



図2 NGC7479(SBc)

状銀河はすべて自転運動(⇒銀河回転)をしている。質量は $10^{10} \sim 10^{12} M_\odot$ (M_\odot は太陽質量)程度である。絶対光度の明るいものほど渦状腕は著しい。渦状銀河のなかには, 銀河中心核のなかで激しい変動が起きているセイファート銀河とよばれるものがある。その中心核の性質はクエーサーの性質とよく似ている。

渦線 [英 vortex line, 独 Wirbellinie, 仏 ligne de tourbillon, 露 вихревая линия] ⇒ 渦

渦電流 [英 eddy current, 独 Wirbelstrom, 仏 cou-

rant de Foucault, 露 вихревой ток] 時間的に変化する磁場中の導体の中に, 電磁誘導により生じる渦状の電流で, 渦巻き電流ともいう。J. Foucault が発見したのでフーコー電流ともよばれる。渦電流によって発生するジュール熱は電力の損失となり, 渦電流損といわれる。たとえば変圧器の無負荷時の損失(鉄損)のうち, ヒステリシス損とともに, 主要な部分を占める。そのため, 薄い板を重ねたり細い線を束ねたりして鉄芯をつくり, 渦電流を流れにくくする。また, 渦電流が磁場から受ける力は導体の運動を妨げる向きに働くから, 渦電流制動機として, 制動装置に用いられる。

渦度 [英 vorticity, 露 завихренность] ⇔ 渦

渦動 [英 vortex motion] = 渦

渦度輸送理論 [英 vorticity transfer theory, 独 Theorie der wirbelübertragung, 仏 théorie de transfert de vorticité, 露 теория переноса вихря] 乱流の平均速度に対する変動速度の影響を渦度輸送という観点からとらえようとする方法。運動量輸送理論と基本的な考えを一にする。x 方向の平均速度 U に対する方程式にはレイノルズ応力が $\partial(-\langle uv \rangle)/\partial y$ のような形で現れる(v は変動速度)。流れの x 方向の変化が緩やかなときは, この項は渦度の変動部分の z 成分 ω' を用いて $\langle v \omega' \rangle$ と近似される。これは渦度の z 成分の変動速度 v による y 方向への輸送平均と考えられるので, 運動量輸送理論におけるのと同様に平均渦度の z 成分 ω を用いて $-\nu_v \partial \omega / \partial y$ とおく(ν_v は渦度の拡散係数とみなされる)。x 方向の変化が小さいため, ω は $-\partial U / \partial y$ と近似できるので, 結局 $\nu_v \partial^2 U / \partial y^2$ となる。この結果を運動量輸送理論からのものと比べると, 後者では $\partial(\nu_m \partial U / \partial y) / \partial y$ (ν_m は運動量拡散係数)となるため, ν_v, ν_m に y 依存性があるときは, この2つの理論は定量的にはかなり異なった結果を与えることがある。

渦なし運動 [英 irrotational motion, 独 wirbelfreie Bewegung, 仏 mouvement irrotationnel, 露 безвихревое движение] 流体運動の渦度がある領域で0のとき, そこでの運動は渦なしであるという。すなわち, 流体の速度をベクトル v で表すと, $\text{rot } v = 0$ を満たす運動のことである。この場合, 速度ポテンシャル ϕ が存在して $v = \text{grad } \phi$ と表せる。このため渦なしの流れはポテンシャル流れともいわれる。流体が非粘性で, 密度 ρ が圧力 p だけの関数であり(たとえばエン트로ピーが一定のとき), さらに外力がポテンシャル Φ をもつ場合には, ケルビンの循環定理によって, 渦なし運動をしている流体はいつまでも渦なし状態を持続し, その運動は次の一般化されたベルヌーイの定理を満足する。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} v^2 + \int \frac{1}{\rho} dp + \Phi = f(t)$$

ただし $f(t)$ は時間 t の任意関数である。特に, 静止状態(あるいは一様流)から始まる流れはすべて渦なしである。しかし密度成層をもつ流体では一般に密度が圧力以外の量にも依存しているため, 非粘性でも渦なし運動の持続があるとはいえない。

縮まない流体では $\text{div } v = 0$ が成り立つので, $\text{div grad } \phi = \nabla^2 \phi = 0$ となると, 速度ポテンシャル ϕ は調和関数となる。正則な調和関数の性質から, 有界領域での縮まない渦なしの流れは, 境界上の速度の法線成分 $\partial \phi / \partial n$ が与えられると一意的に決定される。

実在の流体である粘性流体の運動は一般には渦なしでは

ないが、静止流体中を運動する物体ではレイノルズ数が高ければ、物体のまわりの薄い境界層および後流の外では渦なしとみなせる場合が多い。また粘性流体の中で、物体が静止状態から急に動き出すときに瞬間的に誘起される運動は渦なしとみなせる。このときは境界層や後流はまだ十分に発達していないからである。流れが超音速になると衝撃波が発生するが、弱い衝撃波や平面衝撃波の後部ではエントロピーが一様で渦なしとみなせる。

薄肉レンズ [英 thin lens, 仏 lentille mince, 露 тонкая линза] ⇒ 幾何光学

渦粘性 [英 eddy viscosity, 独 turbulente Viskosität, 仏 viscosité turbulente, 露 турбулентная вязкость]

[1] 小さなスケールの運動から大きなものまで同時に含むことが乱流の特徴である。そのため、大きなスケールの運動のみに注目すると、小さなスケールの運動は前者のエネルギーを散逸させるという意味で粘性的役割を果たしている。層流において熱運動が分子粘性として現れることに対して、この小さなスケールの運動の影響を渦粘性あるいは乱流粘性として表現することが少なくない。現実の乱流現象において、小さなスケールの運動の詳細な知識は必ずしも重要ではないので、渦粘性の概念は有用なものと見える。乱流の平均運動を支配する方程式にはレイノルズ応力 $R_{ij} (= -\overline{u_i u_j})$ (ただし、 u は乱流の変動速度を表す) が現れ、大きなスケールの運動への小さな運動の影響を表している。非圧縮性流体では、分子粘性との類推より渦粘性係数 ν_e を用いて、レイノルズ応力 R_{ij} を

$$R_{ij} = -\frac{2}{3} \overline{u_i u_j} \delta_{ij} + \nu_e \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

と表す。ここで U は平均速度、 δ_{ij} はクロネッカー記号である ($i=j$ のとき 1、その他は 0)。上式の右辺第一項は、非圧縮性の条件 (⇒ 連続の方程式) $\partial U_i / \partial x_i = 0$ を満たすよう付け加えられており、層流におけるひずみ・応力関係式の圧力項に対応している。渦粘性係数 ν_e は一般には分子粘性係数 ν よりはるかに大きく、その評価法としては、大別して 2 つの方法がある。その 1 つは適当な類推を用いて ν_e と U を関係づける方法であり、運動量輸送理論、渦度輸送理論はこの種類に入る。たとえば、前者の混合距離理論では気体論における平均自由行程との類推により混合距離 l を導入し、得られた結果が実験と合うように l を調節する。もう 1 つは、まず ν_e を乱流場におけるいくつかの基本的統計量で表現し、さらにそれらに対する輸送方程式をそれら自身と U で構成し、方程式系を閉じようとする方法である。この方法の代表的なものは、乱流モデルにおける 2 方程式モデルである。そこでは、乱流エネルギー k ($= \overline{u_i u_i} / 2$) と単位時間当たりのエネルギー散逸量 ε を用いて、 ν_e を

$$\nu_e = C_\nu \frac{k^2}{\varepsilon}$$

と表す。ここで C_ν は定数である。さらに、 k と ε に対する方程式を U, k, ε を用いて構成し、それらの中に含まれる定数を上式の C_ν とともに実験などとの比較から決定する。乱流を差分法などによるナビエ・ストークス方程式の直接数値計算によって調べることは層流に比べて極めて難しい。その主な原因は、乱流にはエネルギーの大部分を担う大きなスケールの運動からエネルギーの散逸のみに関係する小さな運動まで同時に含まれることにある。その結果、小さなスケールの運動まで分解できるほどに領域を細

かな網目に分けると、その分割数は膨大となり、現在はもちろん、将来予想される超大型の計算機を用いても実行不可能である。これを補う手段として、領域を適当な大きさの網目に分割し、この分割で表現できない小さなスケールの運動の影響は、格子スケールの渦粘性 (格子粘性ともよばれる) を用いて取り入れることが行われている。この方法はラージエディシミュレーションとよばれるもので、渦粘性の概念の巧妙な利用法のひとつである。実際の計算では、格子粘性係数 ν_{sgs} としてスマゴリンスキー・モデルがしばしば用いられ、格子スケールの平均速度 U と格子の大きさ Δ を使って

$$\nu_{sgs} = (C_s \Delta)^2 \sqrt{\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)}$$

と書かれる。ここで C_s は 0.1 程度の定数である。

[2] 液体ヘリウム II が詰まった管 (径 $\sim 10^{-2}$ cm) を通して熱流が流れるとき、流量が多くなると、常流体のボアズイユの流れに保持する値より圧力差が大きくなる。これは超流体中に量子渦からなる均一等方的な乱流が生じ、粗視的には層流の状態にありながら、それに垂直に運動量が輸送されるため、超流体も粘性をもつようにふるまうからである。これを超流動の渦粘性とよぶ。

渦破壊 [英 vortex breakdown] 円管を通る流れが周方向に旋回成分をもつとき、中心部の流体はしだいに軸方向の減速を受け、初期の旋回が十分強い場合には、軸上によどみ点が現れてその位置を境に流れの様子が急変する。この現象を管内旋回流の渦破壊といい、1960 年代のころから特に注目されるようになった。渦破壊の形態は、管軸のまわりに球状の逆流領域を形成する軸対称型、軸に沿ってきた流線が急に屈曲してらせん状に進むらせん型などのほか、実験の条件によってさまざまな、旋回流中に励起される内部波の複雑多様なモードに対応するものと考えられている。これと本質的に同様な渦破壊現象は、三角翼をもつ飛行機で翼背面上の翼端渦とよばれる流れに発生することがあり、揚力を損う。そのほか、高速の水車や送風機、竜巻などにも渦破壊は関連していて、実用上も重要である。

渦巻成長 [英 spiral growth, 独 Spiralwachstum, 仏 croissance spiralee, 露 спиральный рост] 結晶の表面をらせん軌位が貫くとき図 1 に示すような原子的尺度のステ

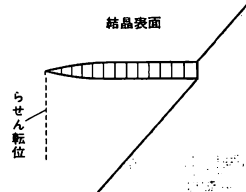


図 1

ップ構造が生じる。一般に結晶が成長しようとするとき外部から結晶へ向かってやってくる原子または分子は、まず結晶表面のどこかに吸着しなくてはならない。ところが結晶表面が完全に平らな場合には吸着した原子や分子は、結晶表面との結びつきが弱いために、表面に沿って動きまわっている間に再び結晶から離れてしまう確率が高く、結晶は容易に成長しない。しかし、表面にステップがあるとそこにたどりついた粒子は、結晶と強く結びつくことができる。図 1 のステップに粒子が結びつくとき図 2 (0,1,2,3) に示

すように成長して、ステップは図3のスパイラルの形をとる。スパイラル状のステップは表面拡散粒子を捕えながら、あたかも風車のように転位を軸として回転する。その際、1回転ごとに表面のすべての部分はステップ1段分ずつ高くなる。すなわち、渦巻の回転とともに結晶は成長する。これを渦巻成長とよぶ。このような成長の過程はF. C. Frankにより提案され、解析が行われたので、しばしばフランクの結晶成長模型とよばれている。

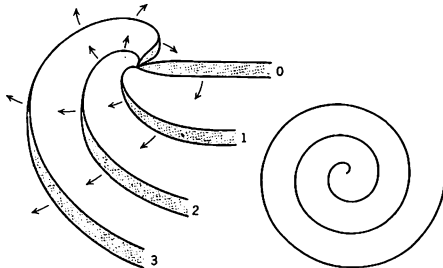


図2

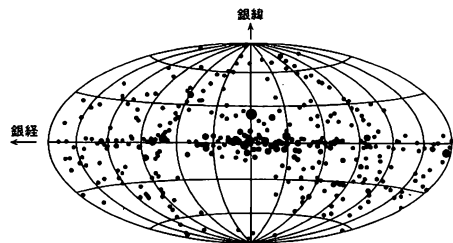
図3

渦面 [英 vortex surface] ⇨ 渦

渦輪 [英 vortex ring, 独 Wirbelring, 仏 anneau de tourbillon, 露 вихревое кольцо] ⇨ 渦

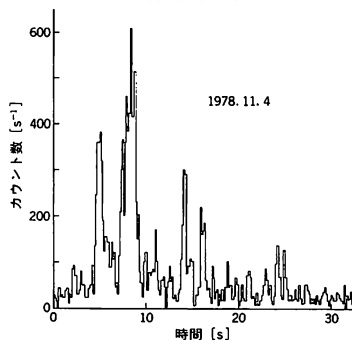
打ち切差 [英 truncation error, 独 Abbrechfehler, 仏 erreur de tronçateur, 露 ошибка отбрасывания] 数値計算の際に、本来無限であるものを有限のところで打ち切ったために生ずる誤差。たとえば次のようなものがある。(1) $\sin x$ などの初等関数をテイラー級数を用いて計算するとき、それを有限項で打ち切ったための誤差。(2) 積分の計算をするとき、台形則などを用いて有限個の関数値の和で近似したための誤差。(3) 微分方程式を解くときに、微分を差分で置換えたための誤差。(4) ニュートン法やガウス-ザイデル法などの反復法を有限回で打ち切ったための誤差。

宇宙X線 [英 cosmic X-ray, 独 kosmische X-strahlung, 仏 rayons X cosmiques] 宇宙からは、電波、光などとともに、X線もやってくるが、それを検出するには、ロケットなどの飛翔体によって大気圏外に出なければならない(⇨X線天文学)。発生源の立場からは、宇宙X線は天空に広がった拡散成分と、離散的な特定の天体に起源をもつ成分とに大別される。このうち拡散成分は約2keVを境に性質を異にし、それより低エネルギー(長波長)側では主に太陽系を包む温度 10^6 Kの熱いプラズマの熱放射である。2keV以上ではX線強度はより等方的で、宇宙全体の寄与と考えられるが、それが個々の天体の寄与の総和であるか否かはまだ解明されていない。他方、離散的な宇宙X線源は400個以上発見されており、それらは図に示すよう



な分布を示す。銀河面に沿う200個ほどの強い源は銀河系内の天体である。そのうち20個ほどは超新星の残骸であり、残りはほとんどが高密度星を含む近接連星系である(⇨X線星)。銀河面から離れた比較的弱い源は銀河系外の天体であり、特異銀河、セイファート銀河、クエサー、銀河集団などに同定される。X線の放射エネルギーは銀河系内の天体では $10^{28} \sim 10^{30}$ W, 銀河系外の天体では $10^{35} \sim 10^{38}$ Wに達する。X線の放射機構は、熱的なものと非熱的なものと大別される。前者は温度 $10^6 \sim 10^8$ Kのプラズマの熱制動放射で、プラズマが光学的に薄ければ、自由-自由遷移スペクトルを示す。またそれに重なるX線の線スペクトルが見られることがある。光学的厚みが増すにつれて、スペクトルは、黒体放射のものに近づく。非熱的機構はシンクロトン放射や逆コンプトン過程を含み、高エネルギー電子が関与していることが特徴である。宇宙X線を調べることににより、宇宙における高温、高エネルギー過程について情報を得ることができる。

宇宙γ線 [英 cosmic γ rays, 独 kosmische γ-Strahlung, 仏 rayons γ cosmiques] 宇宙から入射するγ線を総称して宇宙γ線とよんでいる。宇宙γ線は大別して4種類ある。そのひとつは線スペクトルをもつγ線で、陽電子消滅にともなう0.5MeVライン、および核γ線である。実際に観測された例としては銀河中心方向から到来する0.5MeVのγ線がある。入射強度は $10^{-3} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 程度で、1年程度の時間で変動する。このような多量の陽電子がどのような方式で発生しているかについては、まだ定説はない。次にあげられるのはγ線バーストである。これは1971年アメリカの原爆探知衛星ベラによって偶然発見された。多量のγ線が短時間に爆発的に入射する現象である。継続時間は平均的に数秒程度で、γ線の平均エネルギーは100~300 keV程度のものが多い。エネルギー分布はさまざまであるが数MeVまで分布しているものもある。総エネルギーとしてはバースト1個当り $10^{23} \sim 10^{27} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2}$ のものが観測されており、到来頻度は $10^{-6} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 以上のもの、年間数十個である。地球付近の衛星と深宇宙探査機に搭載された検出器とのバーストの到来時間の差から、入射方向が10秒角程度の精度で決められたものが数例あるが、対応する特異天体は見つかっていない。図



は、ISEE-3号衛星のデータによるγ線バーストの例である。ただし、1979年3月5日に起きたバーストについては、到来方向にLMC(大麦ゼラン星雲)中の超新星残骸N49が見つかったが、距離が遠すぎてエネルギー的に解釈が難しく、疑問視されている。バーストによっては0.5

MeV ラインが赤方偏移したと思われるものや、数十 keV 付近に強磁場によるサイクロトロンラインと思われる幅広いラインの観測された例があり、古い中性子星がその源ではないかと考えられている。しかしこれも確定的ではない。宇宙 γ 線としては、このほか、宇宙線が星間ガスに衝突してつくる銀河 γ 線や、特異天体が放射する γ 線などがある(⇒ γ 線天文学)

宇宙空間科学 [英 space science, 独 Raumwissenschaft, 仏 science spatiale, 露 наука о космосе] 宇宙空間すべてにかかわる科学よりはやや狭く、観測ロケット、気球、人工衛星などを使って行われる天文学、太陽系物理学、地球物理学などをまとめて宇宙空間科学としていわれる。地球を世界的規模で観測しようとする国際地球観測年(IGY)前後から活発になってきた分野である。これは次の3つに大別することができよう。(1) 地球大気上層から電離層、磁気圏に至る領域の各種測定を直接その場で行うもの。上層大気の組成、オゾン層の形成と太陽放射との関係、上層の風、大気光、夜光などから電離層の観測は、基礎としては原子、分子の物理学を背景としている。1982年に始まるMAP(国際中層大気観測計画)はこの辺を世界的に研究しようという総合計画である。わが国は従来から大気光観測、オゾン層観測など、さらに標準電離層の確立などに実績をあげている。MAPにはロケット観測のほか、科学衛星EXOS-C(1984年 打上げ予定)をもって参加する。また電離層から放射線帯磁気圏にかけては、太陽風と地球磁場、地球大気との相互作用の場である。これはまたプラズマ物理学の大規模な実験場であるということもできよう。IMS(国際磁気圏観測, 1976~79年)はこれを総合的に観測する計画だった。わが国は衛星「きょこくう」を準極軌道にあげてオーロラの紫外線撮像その他の観測を、「じきけん」を30000 kmに及ぶ長円軌道にあげてプラズマ観測を行うことでこれに参加した。太陽系空間(惑星間空間)にプラズマや太陽風やその衝撃波などがダイナミックに広がり、太陽に極をもつ磁場のセクター構造が存在することは、1965年、主にアメリカで行われた多数の観測によって知られてきている。わが国としては、ハレー彗星観測用の探査機PLANET-Aの準備にして1985年に打上げられるMST5が初めて惑星軌道に送られるものとなり、これによって各種プラズマの観測が行われる。(2) いわゆる惑星探査とよばれる分野。月、金星、水星にはじまり、最近のボイジャーによる木星、土星探査は記憶に新しい。(3) 厚い大気層の外から行う天文観測。従来、天文学は大気を透過する光と電波とに頼ってきた。赤外線、紫外線、X線、 γ 線等は大気に多かれ少なかれ吸収されたため、地上からの観測は制限されてしまう。大気圏外からの観測によって宇宙の最も意外な姿が現れたのはX線観測によるものである。1962~63年に初めて太陽系外の天体からも強いX線の放射されていることが発見されて以来20年足らずの間に、X線天文学は光の天文学、電波天文学とならんで天文学の大きな分野に成長した。銀河系内のX線星の観測からは中性子星、ブラックホールなど、空想されていた高密度星が現実の天体となってきたし、銀河系外の数多くの天体が強いX線を放射することが明らかになってきた。1970年の衛星「ウフル」を皮切りに、1970年代にはSAS-3(アメリカ)、Ariel-5(イギリス)、OSO-8(アメリカ)、HEAO-1(アメリカ)、HEAO-2(アインシュタイン天文台、アメリカ)のほか、多く

の衛星が活躍。これを1979年に打上げられた「はくちょう」が引継いでいる。1983年2月には、さらにX線天文衛星「てんま」(日本)が打上げられ、同年5月にはEXOSAT(ヨーロッパ宇宙開発機構)が軌道に乗った。1980年代には、さらにASTRO-C(日本)、ROSAT(西ドイツ)が続く、1990年ころにはXTE, AXAF(アメリカ)が企画されている。

宇宙空間擬似装置 [英 space simulation chamber, 露 камера имитации космического пространства] 人工衛星やその搭載機器の地上試験を行うための大型真空装置をさす。その主目的は、人工衛星の熱的特性の測定であって、液体窒素温度の擬似黒体面で囲んだ被験体を、キセノンランプなどを用いた模擬太陽光で照射する構造が普通である。地表から200 km以上の宇宙空間では圧力が 10^{-6} Pa以下、太陽と地球からの放射を除けば、物体から放出された放射は戻らない。この状態を熱的に模擬するには圧力は 10^{-4} Pa以下であればよいが、清浄な真空が要求される。これは、拡散ポンプ油などが擬似黒体面に付着すると反射率が変まって放射場を乱すからである。クライオポンプを主に、チタンサブリメーションポンプやターボ分子ポンプを補助に使った排気系が一般的であって、筒形または球状で、容積 $5 \sim 10^4$ m³、到達圧力が $10^{-5} \sim 10^{-8}$ Paのものが使われている。

宇宙空間研究委員会 [英 Committee on Space Research, 仏 Comité mondial de la recherche spatiale, 露 Международныи Комитет по Исследованию Космического Пространства] 学術に関する国際組織のひとつ。COSPARと略称されることが多い。1958年10月2日、アメリカのワシントンで開かれた国際学術連合会議(ICSU)の第八回総会で、その下部組織のひとつとして設立された。1957~58年の国際地球観測年により宇宙空間研究における国際協力が盛んになったこと、とりわけ1957年10月、ソ連の第一号人工衛星スプートニク一号が成功して、この分野において新しい時代が始まったことなどを反映したものである。この委員会はロケットまたはロケット推進による飛翔体を用いて行うすべての科学的研究を、国際的規模で推進することを目的とするものである。1975年のICSU総会で、気球による宇宙空間研究も含めることが決められた。なおCOSPARは基礎科学を対象とするものであって、ロケットなどの工学的問題は扱わない。

ICSUに加盟している国のうち宇宙空間研究を行っているところ、およびICSUに属する各種学術連合(scientific union)でCOSPARへの参加を希望するものが、それぞれ1人ずつ代表者を出してCOSPARのメンバーを構成している。わが国では日本学術会議が分担金を支払って加盟し、その宇宙空間研究連絡委員会が対応する国内委員会となっている。1983年1月1日現在、35か国と18の学術連合がCOSPARに加盟している。

1958年の発足以来、毎年1回総会が開かれ、第三回からはこれに合わせて学術的シンポジウムも開かれてきたが、1980年からは隔年(西暦偶数年)開催に変更された。

年3回COSPAR (Information) Bulletinが発行され、またCOSPARの公式の学術誌としては、Advances in Space Researchが発行されている。

宇宙原理 [英 cosmological principle, 独 kosmologisches Prinzip, 露 космологический принцип] 十分大きな体積にわたって平均した宇宙は一様かつ等方であると主

張する原理。この原理とニュートン力学または一般相対性理論などを結合して、ニュートン宇宙、アインシュタイン・ド・ジッター宇宙、ラマートル宇宙など種々の一様等方宇宙モデルが築かれている(⇒フリードマン方程式)。ここで一様とは宇宙のようすが観測者の位置によらないことを、等方とは宇宙のようすが観測方向によらないことを意味する。なお同時刻のようすを比較するためには、観測者によらない普遍的時間が存在しなければならない。これを宇宙時という。銀河分布やマイクロ波の宇宙背景放射の分布の観測などによれば、十分多くの銀河を含む体積にわたって平均すれば、宇宙原理はかなりよい精度で満たされている。

宇宙項 [英 cosmological term, 独 Kosmologischer Term, 仏 terme cosmologique, 露 космологический член] A. Einstein が 1917 年一般相対性理論を宇宙に適用し、一様静止宇宙の解が得られるように重力場の方程式に新たに付加した、時空の計量 g_{ik} に比例する項 Λg_{ik} をいい、 Λ を宇宙定数という。その後 E. P. Hubble によって宇宙の膨張が発見され、それが、その発見以前に宇宙項のない重力場の方程式から A. Friedmann が求めた解(⇒フリードマン方程式)とよく一致したので、宇宙項は必要になった。宇宙項の導入により一般相対性理論的宇宙のモデルは豊富になるが、現在のところ宇宙項を積極的に支持する事実は見つかっていない。

宇宙時 [英 cosmological time, 独 kosmologische Zeit, 露 космологическое время] 宇宙は一様で、同時刻の宇宙の様相が観測者の位置によらないという宇宙原理を仮定するとき、宇宙の各点で合わされた共通の時間の存在が前提になっている。この普遍的な時間を宇宙時という(⇒宇宙原理)。

宇宙塵 [英 cosmic dust, 独 kosmischer Staub, 仏 poussière cosmique, 露 межзвёздная пыль] 宇宙空間に漂う固体微粒子。その存在は星の光の赤化現象から見いだされた。これは、星間空間に存在する塵粒子(星間塵)による可視光の散乱や吸収すなわち星間減光が波長とともに弱くなるために起る現象である。波長の短い方では減光は波長 240nm 付近で極大を示し、波長がさらに短くなるといった減少した後、波長 150nm 以下では再び急増する。240nm 付近の極大はグラファイトとよばれる炭素微粒子によるものと考えられており、大きさは数百 nm 程度と推定されている。しかしながら 150nm 以下の減光の急増は、大きさが数十 nm 以下の超微細粒子も合せて存在していることを意味する。一方、最近の赤外線観測によって、塵粒子の出す熱放射が検出されるようになり、恒星を取巻く塵粒子(星周塵)や、H II 領域とか分子雲中に塵粒子の存在が明らかになった。観測された赤外線スペクトルにはいくつかの特徴が見られ、10 μ m 付近にはシリケート(ケイ酸塩鉱物)粒子によるものと考えられる放射・吸収バンドが認められ、また 3 μ m 付近には氷粒子によるものと考えられる幅の狭い吸収バンドも見いだされている。宇宙塵の形成は、巨星や超巨星などの星の大気からの質量放出時や、星間雲の収縮に伴う原始星の形成時に起るものと予想されているが、短期間に大量の塵粒子の形成される過程が新星爆発の現場で見つかった。これは、爆発後数十日に現れる赤外線放射の急増から推定され、爆発で放出されたガスが冷却されて生じた大量の塵粒子による熱放射であると考えられている。

このほか、黄道光の観測から惑星間空間にも塵粒子(惑星間塵)の存在することが知られているが、これも赤外線観測によって塵粒子の出す熱放射が検出されるに及んで、なお一層確かなものになった。

宇宙進化論 [英 cosmogony, 独 Kosmogonie, 仏 cosmogonie] 宇宙にある事物の起源を扱う学問。しかし、近代における学問の分化により生物進化、生命起源、地球と太陽系起源、星の形成と進化、銀河の形成と進化などに分かれてしまった。現代の宇宙進化論はむしろ膨張宇宙における物質と銀河天体の起源をさしている。こうした狭義の宇宙進化を制御するものは宇宙の膨張である。このため宇宙は過去に密度が高く、その姿は必然的に変化せねばならない。1948 年には物質創生を仮定して、宇宙膨張にもかかわらず過去の密度も一定であったとする定常宇宙論が唱えられたが、1965 年に発見された宇宙背景放射により定常宇宙論は不可能となり、進化宇宙論が実証された(⇒宇宙背景放射)。現代の宇宙進化論では、宇宙での元素や天体の年齢はすべて膨張宇宙の年齢より小さく、すべての事物はビッグバン以後に創生されたと考える。

宇宙線 [英 cosmic rays, 独 kosmische Strahlung, 仏 rayonement cosmique, 露 космическое излучение] 宇宙空間から地球に入射するエネルギーの高い放射線のこと。19 世紀末から 20 世紀の初頭にかけて放射線や放射能の研究が始められたが、宇宙線は 1912 年オーストリアの物理学者 V. F. Hess によって発見された。Hess は自由気球に乗り、上空で放射線強度が増加することから、地球の外から強力な放射線が入射できているに違いないと考えた。地球に入射する宇宙線を一次宇宙線、それが大気圏内の原子核と相互作用して生み出した宇宙線を二次宇宙線とよんで区別している。宇宙線の発見当初は一次宇宙線は γ 線であろうと考えられていた。当時透過力の強い放射線としては、 γ 線だけが知られていたためである。その後宇宙線が地磁気の影響をうけて、異なる緯度や同じ場所でも東西方向からの入射量が違うことから、正の電荷をもつ粒子であることがわかった。気球実験の結果、上空で電磁シャワーが起きることがわかり、一次宇宙線は陽電子であろうと考えられた。次いで精密な気球実験で大気頂上付近までの観測が行われた結果、陽電子では実験結果を十分に説明できないことがわかり、1940 年には一次宇宙線の大部分は陽子であることが明らかにされた。戦後、原子核乾板の登場と大型プラスチック気球の出現により、一次宇宙線を直接観測できるようになった。その結果一次宇宙線は陽子のほかに 5% 程度の He の原子核、さらに少量の Li, Be, B, C, N, O から Fe に至るまでの高エネルギー原子核が存在することが明らかになった。一次宇宙線中の元素存在比と一般の銀河内の元素存在比とを比較することにより、宇宙線の起源や銀河内伝播についての定量的な研究が可能となった。たとえば、Li, Be, B などの軽元素は銀河内元素組成としてはほとんど存在しないが、宇宙線中には比較的多量に存在する。これは軽元素より重い、C, N, O 以上の宇宙線が銀河内を伝播する際に星間ガスと衝突して起す破砕反応の結果であると考えられ、逆に宇宙線が源で加速されてから地球に到来するまでの通過物質量を推定することができる。現在ではこの通過物質量は 6-8 g \cdot cm $^{-2}$ 程度と考えられている。人工衛星の出現と観測器の精密化により、破砕反応の結果生まれた放射性同位体の観測も可能になり、また Fe より重い原子番号 30-90 に至るごく

微量の重い元素の存在比の観測も大型の人工衛星によって精度よく行われている。

宇宙線のなかにはこのほか陽子の約1%程度の数電子が存在している。電子は銀河を伝播中に銀河磁場に曲げられ、シンクロトロン放射を行う。これが非熱的な銀河電波の原因である。また陽子の $1/10^5$ 程度の π 線も存在している。宇宙線中の π 線は、銀河構造の研究や π 線を強く放射する天体の発見に導いた。宇宙線の入射強度を図1に

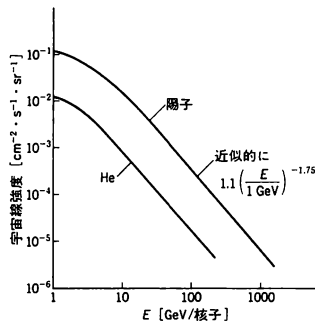


図 1

示したが、地磁気の影響をうけるため緯度により入射量が異なる。高緯度地方ではこの影響は少なく、 $1 \text{ cm}^2, 1 \text{ sr}$ 当たり、毎秒 $0.1 \sim 1$ 個の割合である。日本は地磁気緯度が 25° 付近であるので、 10 GeV 以下の陽子は垂直方向には入射することができない。したがって同じ単位でいえば 0.01 個程度の入射量となっている。宇宙線粒子のエネルギーは、低い方は 0.1 GeV 程度、高い方は 10^{20} eV 程度まで観測されている。このような高エネルギーの粒子の源が何であるか、また粒子がどのように加速されたかについては、現在も未知な点が多く、いくつかの可能性が提案されている。しかし銀河系内にある宇宙線エネルギーの総量は膨大で、これだけのエネルギーを賄うため、超新星の爆発エネルギー、またはその結果生まれたパルサーの回転エネルギーが電磁的な作用によって宇宙線の加速に使われたとする説が多くの学者の支持を得ている。超新星の残骸にはシンクロトロン放射による電波や光の観測から、高エネルギー電子が存在し、かつ加速されていることが明らかにされているので、宇宙線源としては確からしい。太陽も表面の大きな爆発にともなって、高エネルギー粒子を加速している。これを一般の銀河宇宙線と区別して太陽宇宙線とよんでいる。しかしその量は一般の宇宙線と比べて著しく少なく、銀河内の一般の星が、太陽と同程度に宇宙線をつくっても、観測されている宇宙線強度を賄うことはできない。

宇宙線が大気に入射すると空気原子核と相互作用して多数の中間子を発生する(図2)。このうち中性の π^0 中間子は2個の γ 線に崩壊して電磁シャワーを起す。1930年代に気球実験で観測された上空での電磁シャワーはこの原因によるものである。荷電の π^\pm 中間子は μ^\pm 粒子に崩壊する。または空気原子核と衝突して再び核作用を起す。これらの核衝突の平均自由行程は約 $100 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ 弱である。地上に到達するまでに10回以上の衝突確率をもっているため、著しく減衰してしまう。 π 中間子から崩壊の結果出た μ 粒子は、電子と2個のニュートリノに崩壊する。 μ 粒子の寿命は $2 \times 10^{-6} \text{ s}$ 程度であるが、エネルギー

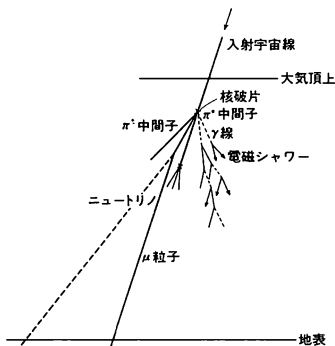


図 2

の高い μ 粒子は相対論的な時間の延びのため、崩壊せずに地上に到達し、さらに地下深く貫通する。 μ 粒子は π 中間子と異なり強い相互作用を行わないため核作用は起さず、主に電磁的相互作用によってエネルギーを失っていく。入射した一次宇宙線のエネルギーが極めて高いときには、空気シャワーとよばれる現象を起す。以上のような理由で、地上で観測される宇宙線は約70%が μ 粒子で、残りの約30%が電子成分である。ハドロン成分は減衰してしまい、全体の0.1%程度にすぎない。 μ 成分は厚い鉛を貫通するので、歴史的に硬成分とよばれた。一方、電子成分は厚さ数cm程度の鉛で止まってしまうので、軟成分とよばれてきた。以上が大気に入射した宇宙線の起すさまざまな現象の粗い描像である。宇宙線は極めてエネルギーの高い放射線であるため、発見当初から素粒子物理学研究の手段としても研究が行われてきた。ハドロン成分の多い高山の観測所で磁場付きのウィルソン霧箱を稼働させて、さまざまな新粒子の発見がなされた。陽電子、 μ 粒子、K中間子はこのような方式で発見されたものである。また電磁シャワーや核衝突によるシャワー現象の発見もこの方式でなされた。戦後は原子核乾板が登場して、 π 中間子の発見、K中間子崩壊のいろいろなモードについての発見があいついでなされた。

加速器のエネルギーが増大して人工中間子がつくれるようになると、宇宙線の研究はさらに高いエネルギー領域の現象を対象とするようになった。すなわち1950年代には $10^{11} \sim 10^{13} \text{ eV}$ 程度のジェット現象の研究で、素粒子の相互作用について重要な知見をもたらした。現在では $10^{15} \sim 10^{17} \text{ eV}$ の未知の領域について研究が進められ、このエネルギー領域に固有ないくつかの特異現象と思われるものが報告されている。地下に貫通する μ 粒子については、 μ 粒子発見以前には不可解な現象と考えられていたが、 μ 粒子の性格が明らかになると、超高エネルギー領域における核作用の研究の方式として、いくつかの地下実験が行われてきた。有名なものとしては、古くはわが国の清水トンネルでの実験、最近では日印協同実験のインドのコラ金鉱での地下実験がある。 μ 粒子地下実験の必然的な延長として、宇宙線中のニュートリノの核作用の研究が深い地下で行われる。この場合も特異現象と思われるものがいくつか報告されている。ニュートリノを観測する研究としては、爆発する超新星からのニュートリノ、活動的な銀河からのニュートリノの検出も計画されている。数kmの範囲にわたって海中に検出器を配置して、ニュートリノが海中で起す核作

用を検出する国際協同実験が検討されている(図3)。

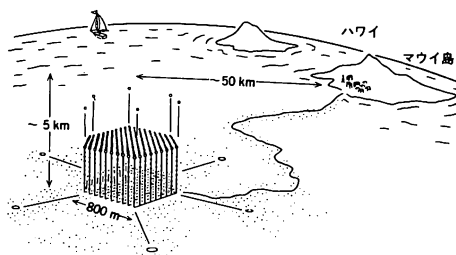


図 3

宇宙線照射年代 [英 age of cosmic ray irradiation, 独 Alter der kosmischen Bestrahlungsstärke, 仏 âge de la radiation du rayonnement cosmique, 露 возраст космического излучения] ⇒ 宇宙放射線年代学

宇宙線スペクトロメーター [英 cosmic ray spectrometer, 独 kosmische Strahlung-Spektrometer, 仏 spectromètre du rayonnement cosmique, 露 спектрометр для космических лучей] 宇宙線の粒子の種類とエネルギーを測定する装置。原理的には、宇宙線が物質を通過する際に起る電離・励起・散乱・チェレンコフ放射等の現象、磁場の中の荷電粒子の軌道運動などを利用し、これらの作用の電荷、質量、速度に対する依存性に基づいて宇宙線粒子の種類とエネルギー(E)を測定する。高エネルギー粒子に対してはカスケードシャワーの現象も利用される。装置は、粒子の入射方向に向けていくつかの検出器が配置されたカウンター・テレスコープ型のものがよく用いられ、同時計数された粒子の信号を解析する。検出器はいろいろな厚さの半導体検出器やシンチレーター、チェレンコフ・カウンターなどで、たとえば比較的低いエネルギーの核子成分を測定するスペクトロメーターでは、透過型の薄い半導体検出器(電離損失を測定)とヨウ化セシウムなどの厚いシンチレーター(粒子を停止させ全エネルギーを測定)の組合せからなる、いわゆる dE/dx -E カウンター・テレスコープがよく用いられる。これらの装置を人工衛星や気球に積み込んで測定することもある。

宇宙線生成核種 [英 nuclides generated by cosmic ray irradiation, 独 Reaktionsprodukte der Höhenstrahlung, 仏 isotope cosmogénique, 露 ядра образованные космическими лучами] 宇宙線による核反応で生成された核種。宇宙線のような高エネルギー粒子が物質に入射すると粒子は原子のイオン化、励起等電磁相互作用によりエネルギーを失っていく一方、物質中の原子核に衝突して核反応を起す。この高エネルギー核反応は核破砕反応とよばれるもので、入射粒子が相手の原子核の中でその構成核子である陽子、中性子に次々と衝突を起し、核子を散乱したり π 中間子が発生させて伝播する。1回の核破砕反応で、1個の入射粒子から数個のよりエネルギーの低い二次粒子群が発生する。これらの二次粒子群はさらにほかの原子核に入射して別の核反応を起し、これらの現象が次々と伝播する。エネルギーの低い二次粒子は核反応を起すことなく停止したり、吸収されたり、あるいは崩壊してこれらのカスケード現象は終結する。宇宙線が隕石や月表面あるいは惑星大気などに入射すると、上記のような核内、核外カスケード現象によってさまざまな核反応生成物が生ずる。大き

な物体の表面では、表面下約 $50 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ で一次、二次宇宙線粒子の和が極大となり、その後は約 $120 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ごとにその強度が半減するので、宇宙線生成核種の生成率もこれに対応して変化する。宇宙線生成核種の例としては ^{14}C が最もよく知られており、主として二次宇宙線の熱中性子成分による核反応 $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ で大気の主成分の窒素から生成する。

宇宙線の起源 [英 origin of cosmic rays, 独 Herkunft der kosmischen Strahlung, 仏 origine des rayonnements cosmiques, 露 происхождение космических лучей] ⇒ 宇宙線

宇宙線の伝播 [英 propagation of cosmic rays, 独 Ausbreitung der kosmischen Strahlung, 仏 propagation des rayonnements cosmiques, 露 распространение космических лучей] ⇒ 宇宙線

宇宙線物理学 [英 cosmic ray physics, 独 Physik der kosmischen Strahlen, 仏 physique des rayons cosmiques, 露 физика космических лучей] 宇宙線は宇宙のかなたから入射する極めてエネルギーの高い放射線である。この宇宙線を使って行われる物理学を宇宙線物理学と総称している。宇宙線は宇宙の現象であると同時に極めてエネルギーの高い放射線であるため、宇宙線物理学は宇宙空間科学と高エネルギー物理学の両面にまたがっている。現在の宇宙線物理学の主な研究対象をあげると、次のようになる。

(1) 宇宙線の起源と銀河系内の伝播: 宇宙 r 線, 宇宙線のエネルギー分布および組成, 同位元素, 宇宙電子加速機構, 銀河系内伝播の理論などがこれに入る。大型気球や人工衛星の出現によって著しく進展した分野である。(2) 太陽宇宙線と太陽系内の伝播: 太陽宇宙線の組成, 加速機構, 太陽系内での宇宙線の強度分布, 磁気嵐による影響, 地磁気効果など。深宇宙探査機の出現によって進展した。(3) 高エネルギー核作用: 高エネルギー核作用の直接観測, 新粒子の観測, 高山, 航空機, 気球搭載のエマルジョンチェンバーによる観測などがこれに入る。対象となるエネルギー領域は $10^{13} \sim 10^{17} \text{ eV}$ 程度である。(4) 空気シャワー: 空気シャワーを通じて観測する高エネルギー核作用, 高エネルギー宇宙線のエネルギー分布や入射方向性などである。エネルギー領域は $10^{15} \sim 10^{20} \text{ eV}$ を覆っている。(5) μ 粒子とニュートリノ: 高エネルギー μ 粒子のエネルギー分布や核作用, 宇宙線ニュートリノの核作用や天体ニュートリノの検出などである。(6) 宇宙線計測: 宇宙線観測のための特殊観測器の研究である。放射線検出器であるため、高エネルギー物理学実験で用いられるものと似ている。しかし宇宙線観測では方向やエネルギーのさまざまな粒子が入射するために、特殊な考慮が払われているものが多い。

このように多岐にわたる研究対象であるため、各専門の間での交流がよく行われてきた。また宇宙線自身が極めてエネルギーの高い放射線であるため、未知の要素が多く、歴史的にも数多くの新粒子や新現象の発見など先駆的な研究が進められてきた。

宇宙速度 [英 cosmic velocity, 独 kosmische Geschwindigkeit, 仏 vitesse cosmique, 露 космическая скорость] ロケットなどの物体を地球を回る軌道に乗せるために必要な初期速度をいい、第一宇宙速度, 第二宇宙速度がある。後者は、地球の脱出速度ともいう。第一宇宙速度は、物体を地表近くの円軌道に乗せるために接線方向に与えなけれ

ばならない速度で、地球の質量を M_* 、半径を R_* として $\sqrt{GM_*/R_*}$ で与えられ、 $7.9\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ の大きさである。第二宇宙速度は、地表近く近地点を有する放物線軌道に乗せるため、近地点で接線方向に与えるべき速度で、第一宇宙速度の $\sqrt{2}$ 倍となり、 $11.2\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ である。この軌道に乗った物体は、再び地球近くに戻ってくることはない。

宇宙通信 [英 space communication, 仏 communication d'espace, 露 космическая связь] 宇宙飛行体(人工衛星、ロケット、月、惑星など)を用いたり対象としたりする通信を宇宙通信といい、次の3つに分類される。(1) 宇宙飛行体(宇宙局)における反射または再放射を利用して行う地球上の2地点間の通信: 人工衛星を用いることが多いので衛星通信ともよばれる。(2) 地球局と宇宙局間の通信: 宇宙飛行体の制御、気象写真伝送などがこれにあたる。(3) 宇宙局相互間の通信。(1)と(2)の場合は電波が大気圏を通過するため、大気によって吸収あるいは散乱されにくい「電波の窓」とよばれる $1\sim 10\text{GHz}$ の周波数帯の電波を搬送波とする。地上対地上のマイクロ波伝搬に比べ、入射角が大きく、大気圏を通過する長さが短いため、等価雑音温度が低く、フェージング(空間伝搬路の差や反射による信号強度の変動)も小さくなる。近年、需要増に伴って 30GHz 帯まで用いられるようになり、さらに高い周波数による通信も研究されている。送信、受信に直径 D のパラボラアンテナを用いると、交信限界距離 R は $R = (\pi D^2/4\lambda) \sqrt{P/kTB}$ (P は送信出力、 k はボルツマン定数、 B は帯域幅、 λ は波長、 T は雑音温度)程度である。地上局アンテナとしては開口面積の大きいパラボラアンテナ、カセグレンアンテナなどが用いられる。宇宙飛行体用アンテナとしては、データを伝送するための指向性アンテナと地上からの指令電波を受信するための無指向性アンテナを用いる。変調方式としては、雑音に強いパルス符号変調(PCM)方式が用いられる。PCM パルス列を周波数変調あるいは位相変調によって副搬送波にのせ、これによって主搬送波を变調して伝送することが多い。受信機としては低雑音のパラメトリック増幅器、固体メーザーなどが用いられる。

宇宙定数 [英 cosmological constant, 独 kosmologische Konstante, 仏 constante cosmologique, 露 космологическая постоянная] \Rightarrow 宇宙項

宇宙電波 [英 cosmic radio waves, 独 kosmische Radioellen, 仏 ondes radioélectriques cosmiques, 露 космические радиоволны] 宇宙で発生し、地表へ降り注いでくる電波。宇宙電波は宇宙におけるさまざまな現象に伴って発生するが、これを大きく分けて非熱的電波と熱的電波となる。熱的電波には、原子や分子の線スペクトルが含まれる。非熱的電波は、超新星爆発の残がい、パルサー、銀河系の渦状腕に沿う高密度部分、銀河の中心核、また電波銀河のジェットやクエーサーにおいて見いだされるもので、その電波強度は振動数とともに急激的に減少する傾向をもつ。これは激しい爆発によって生じた高エネルギーの荷電粒子(主に電子)が磁場と相互作用をして放つシンクロトロン放射によるものである。極めて高いエネルギーの荷電粒子はX線や可視光においてもシンクロトロン放射をする。電波領域のシンクロトロン放射はエネルギー損失が比較的小さいので荷電粒子の寿命は長い。このため、宇宙における爆発現象は非熱的電波源として、長期的にわたりその形跡をとどめるのである。

熱的電波は、熱平衡またはそれに近い状態にある物質から放射されるもので、その温度を反映した強度をもつ。物質に特有な離散振動数で放射される線スペクトルと、周波数構造をもたない白色雑音的な連続波とがある。連続波は、高温プラズマであるH II領域のほか、広がった星の大気においても検出される。また、惑星など固体の熱的電波が観測されている。周波数とともに強度が大きくなるか、変化しない傾向をもつので、同じ連続波でも非熱電波とは観測的に区別することができる。

電波領域における線スペクトルとしては、天文学上基本的な重要性をもつ水素原子の波長 21cm スペクトル線、プラズマ状態のガス雲(H II領域)から放射される原子の再結合線のほか、極めて多岐にわたる分子化合物の放射する線スペクトルが観測されている。これらの分子化合物は星間分子と総称され、現在その種類はいくつかの分子イオンを含めて50種以上、スペクトル線の総数は数百本にのぼっている。星間分子の線スペクトルはほとんどが回転遷移によるもので、波長 $1\text{cm}\sim 1\text{mm}$ のミリ波に特に集中している。1960年代の終りごろから発展した星間分子スペクトルの観測によって、宇宙における極低温ガスの分布・運動・生成についての理解が進み、星の形成や銀河の構造の研究は大きな飛躍を遂げつつある。これは、さまざまなスペクトル線の周波数のずれ・線幅・プロフィール・強度から、対象とする天体の運動・温度・密度・化学組成などについての豊富な情報を引出すことができるからである。これは、かつて分光学の発達に伴って天体物理学が目まじく進歩した事情とよく似ているといえる。これら原子・分子の電波線スペクトルに関する研究は、宇宙電波分光光学という新しい分野を形成している。

宇宙電波源 [英 cosmic radio source, 独 Radioquelle, 仏 radiosource, 露 космический радионисточник] \Rightarrow 宇宙電波

宇宙電波分光光学 [英 cosmic radio spectroscopy, 独 kosmische Radio-spektroskopie, 仏 radio-spectroscopie cosmique, 露 космическая радиоспектроскопия] \Rightarrow 宇宙電波

宇宙投棄(放射性廃棄物) [英 cosmic dumping, 仏 déversement cosmique, 露 сброс радиоактивных отходов в космос] 原子力施設から排出された放射性固体廃棄物の処分方式のひとつであり、減容化した廃棄物をロケットなどによって宇宙空間に搬送し、処分すること。主として、TRU(超ウラン元素)を含む廃棄物を対象に調査検討が進められ、原理的に1つの方式と考えられているが、廃棄物の超減容化技術が未開発であること、経済性が悪くかつ処分後の安全性が未定であるなど課題が多いとされている。したがって、海洋投棄、陸地処分比べて、現実的な方式でなく将来技術のひとつと考えられる。

宇宙ニュートリノ [英 cosmic neutrinos, 独 kosmische Neutrino, 仏 neutrino cosmique] 宇宙のビッグバン以後約 1s 、温度 1MeV の時期まではニュートリノはほぼ素粒子と熱平衡にあり、ニュートリノの黒体放射が存在していたが、この時期に熱的ニュートリノとほぼ素粒子との反応はほぼ凍結された。もしニュートリノの質量 m_ν が反応凍結温度より小さければ、黒体放射ニュートリノはすべて現在まで残存し、宇宙ニュートリノとなる。運動量 p の分布は非相対論領域でも $1/(\exp(-pc/T_\nu) + 1)$ に比例し、ニュートリノの温度 T_ν は光子の黒体放射温度 T と

$T_0 = (4/11)^{1/3} T$ の関係にある。一種類のニュートリノ当たり、その数密度は約 110 cm^{-3} である。ニュートリノの種類が多いと宇宙初期での ^4He の合成量は多くなり、このことから種類の数の上限が決る。 m_ν が 1 eV 以上なら宇宙平均密度は核子によるよりも、ニュートリノによるほうが大きくなり、ニュートリノの質量が銀河の重力などを支配する。また、宇宙の年齢が十分長くなるという条件から $\Sigma m_\nu < 100 \text{ eV}$ となることがわかる。ここで和はニュートリノの種類についてとる。銀河クラスターや銀河ハローなどでは、光による観測から推定される質量は運動学的すなわち重力の強さから導かれる質量よりも小さい。これらの差であるいわゆる失われた質量(missing mass)をニュートリノの質量によって説明する説もある。宇宙の総レプトン数が0でなければ、縮退したニュートリノが存在する可能性もある。 $m_\nu = 0$ ならその場合の数密度は 10^8 cm^{-3} 以下となる。宇宙ニュートリノは宇宙線と衝突して高エネルギーのニュートリノに転化する。宇宙線と黒体放射光子との衝突や、形成時のパルサー、活動的銀河中心核などで $10^2 \sim 10^6 \text{ GeV}$ のニュートリノが発生するので、高エネルギーニュートリノが宇宙を一般に満たしている可能性もある。

宇宙の年齢 [英 age of the universe, 独 Alter des Universums, 露 возраст вселенной] 現在宇宙は膨張している。膨張宇宙の一般相対性理論のモデルによれば、いくつかのモデルを除いて、過去にきかのぼると密度が無限度であった時刻が存在し、そのときを宇宙の開びやくとみなすことができる。そのときから現在までの時間を宇宙の年齢という。宇宙の年齢は宇宙モデルおよび現在の密度などの選び方によって異なってくる。また、その値は当然太陽系の年齢 $4.5 \times 10^9 \text{ y}$ より長くなければならない。この条件は宇宙モデルの選択およびパラメーターの値に制限を加えることになる。たとえば最も簡単なモデルとしてフリードマン宇宙を選ぶと、宇宙の年齢は

$$t_0 = \tau_0 \int_0^1 (1 - 2q_0 + \frac{2q_0}{x})^{-1/2} dx$$

で与えられる。ここで $\tau_0 = 1/H_0 = 2 \times 10^{10} \text{ y}$ はハッブル時間で、 H_0 はハッブル定数である。また $2q_0$ は現在の密度 ρ_0 と臨界密度 $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$ との比である。 G は万有引力定数である。上式から、 t_0 は q_0 に関して単調減少関数であり、 $q_0 = 0$ のとき $t_0 = \tau_0$ 、 $q_0 = 1/2$ のとき $t_0 = 2\tau_0/3$ だから、 q_0 が $1/2$ に比べてあまり大きくない限り、ハッブル時間 τ_0 が宇宙年齢のおよその目安を与えることがわかる。また、太陽系の年齢より宇宙の年齢が長いという条件から、 $q_0 < 20$ でなければならない。なお宇宙項を含めれば、たとえばラマート宇宙のように、いくらでも宇宙の年齢を長くすることが可能である。

宇宙の膨張 [英 expansion of the Universe, 独 Expansion des Weltalls, 仏 expansion cosmique, 露 расширение вселенной] 1920 年代に E. P. Hubble は、遠方の銀河の発する光のスペクトル線はすべて波長の長い方にずれており、レッドシフト $z \equiv \Delta\lambda/\lambda$ は銀河までの距離 r に比例することを見出した。これをハッブルの法則という。ここで、 λ はスペクトル線の地上での波長、 $\Delta\lambda$ はその波長のずれである。この偏移は発光体である銀河の運動によるドップラー効果と解釈される。そうすると、非相対論の範囲で距離 r の銀河は、 r に比例する速度

$$v = cz = H_0 r$$

で後退している。すなわち、宇宙は膨張していることにな

る。ここで、 c は光の速さであり、比例定数 H_0 はハッブル係数とよばれ、Hubble が最初に得た値は $H_0 = 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ であった。1960 年代に A. Sandage が求めた最も新しい値は $H_0 = 50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ であり、Hubble の値の $1/10$ である。これはひとえに銀河の距離の測定値が 10 倍に改められたことによる。

宇宙の膨張の時間尺度として $\tau_0 = 1/H_0 = 2 \times 10^{10} \text{ y}$ がある。これはハッブル時間とよばれ、全銀河が空間の一点から運動を始めて、現在の速度を保って、互いに遠ざかったとしたとき、現在の状態になるまでの時間であり、膨張宇宙の年齢の尺度を与える。また距離尺度として $c\tau_0 = 6000 \text{ Mpc}$ があり、ハッブル距離とよばれている。これは、 τ_0 の間に光の進む距離であり、われわれが観測可能な宇宙半径の尺度を与える。またこれは非相対論の範囲で後退速度が光の速さに等しくなる距離でもある。しかしこのような大きな距離になると、特殊相対論の効果はもちろん空間曲率も無視できず、一般相対論的な取扱いが必要になる。

一様等方膨張宇宙を規定するパラメーターは、代表的な銀河までの距離を a とすると、ハッブル係数 $H = (da/dt)/a$ 、減速係数 $q = -(d^2a/dt^2)/(aH^2)$ 、密度係数 $\rho = 4\pi G\rho/(3H^2)$ である。ここで G は万有引力定数、 ρ は物質の平均密度である。これらの係数は時間の関数であり、特に現在の値には添字 0 を付ける。フリードマン宇宙における銀河のレッドシフトと見かけの明るさ(等級)の関係を観測データと比較すると、現在の減速係数の最適値は $q_0 = 1.0 \pm 0.4$ である。また銀河として存在する物質の密度の観測によれば、現在の密度係数は $0.01 < \sigma_0 < 0.1$ である。これらの値には銀河の進化による補正や見えない物質の存在の可能性などの不確定要素が多く、値の決定は今後の観測および進化理論の発展を待たねばならない(⇒ハッブルの法則)。

宇宙背景放射 [英 cosmic background radiation, 独 kosmische Hintergrund-Strahlung] A. A. Penzias と R. W. Wilson が 1965 年にマイクロ波帯ではじめて発見したもので、宇宙から等方的にやってくる電磁波。その後、広い波長帯で観測され、そのスペクトルはほぼ 3 K (詳しくは 2.7 K) の黒体放射と一致するが、ピーク部分が少し盛り上っているという指摘もある。この放射光子の数密度は 400 cm^{-3} 、平均エネルギーは $6 \times 10^{-4} \text{ eV}$ である。ピークより長波長帯は地上で観測されているが、短波長帯は気球などを用い、大気光をさけて観測されている。また、この放射によって励起された星間分子が背後にある星の光の吸収するスペクトルのようすからも、この黒体放射の温度が測られる。この放射は、宇宙の過去が高密度で放射に対して黒体であったことに起因すると考えられており、ビッグバン宇宙論の観測的根拠となっている。このような放射の存在は 1940 年代に G. Gamow によってすでに予言されていた。ビッグバン宇宙の初期では放射と物質は熱平衡にあったが、温度が約 4000 K に低下した時期にプラズマから中性水素原子になり、自由電子の数は約 10^{-5} に減少した。このため放射の光子は完全に自由な光子となり、現在観測される宇宙背景放射となる。この放射の異方性は、宇宙が現在より 10^{-3} 小さかった時代における宇宙の密度、速度、重力ポテンシャルのゆらぎの大きさを表す。観測によればゆらぎは 10^{-3} 以下であり、このことが宇宙の一樣性の重要な根拠となっている。この放射が等方的に見える座標系は宇宙の基準系となっているが、地球はそれに対し

て $390 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ で動いている。高エネルギー γ 線や陽子線はこの放射の光子と衝突してそれぞれ電子対, π 中間子などを発生する。この影響によって伝播は、はばまれるのは、 γ 線では 10^4 eV , 陽子線では 10^{20} eV 以上である。

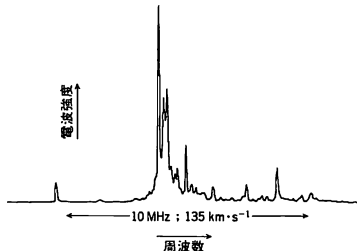
宇宙物理学 [英 *astrophysics*, 独 *Astrophysik*, 仏 *astrophysique*, 露 *астрофизика*] 宇宙と天体とを物理学的方法で研究する科学で、その外延は不確定。宇宙物理学と天体物理学とはほとんど同じ意味に用いられることが多いが、宇宙物理学には、天体物理学プラス宇宙論(⇒天体物理学, 宇宙論)といったニュアンスが込められている。西洋では宇宙物理学と天体物理学との区別はなく、ともに *astrophysics* であり、そのなかには宇宙論も含まれている。日本での宇宙物理学ということばは、京都大学がそれまでの天文学教室に対抗して宇宙物理学教室を設立したことに端を発する。天文学に対比して宇宙物理学といわれるとき、前者は力学的なもの、後者はその他の物理的なものというニュアンスで語られることがある。しかし天文学はすべてを含むもので、位置天文学プラス宇宙物理学であるという用法もある。

宇宙物理学というとき、この宇宙はすべてのものを含む Universe であり、太陽系のような近いところよりも恒星の世界以遠に重点を置いて語られることが多い。人工衛星が打上げられるようになってから、宇宙ということばは、むしろ地球の外で人工衛星で行けるということの意味で、地球に対比して用いられることが多くなった。そのような領域は西洋では *space* ということばで表現されるが、日本では単に宇宙と訳されている。こうして、宇宙ということばの使い方は両端に分極してしまっている。しかし学問分野でいうときには、地球の近くや太陽系空間の物理は、宇宙空間物理学(*space physics*)として区別されることが多い。

宇宙放射線年代学 [英 *nuclear cosmochronology*, 独 *nukleare Datierung*, 仏 *cosmochronologie nucléaire*, 露 *хронология по космическим лучам*] 宇宙現象の年代を放射性核種の生成・崩壊現象を利用して研究する分野。宇宙における元素生成の理論と、現在の太陽系における ^{187}Re , ^{238}Th , ^{235}U , ^{238}U など長半減期放射性核種の存在度、隕石固化時に存在したと考えられる ^{129}I , ^{244}Pu などの消滅放射性核種の測定値から、元素がつくられ始めたのは $70 \sim 150$ 億年前、太陽系星雲が分離したのは約 47 億年前と推定されている。始原的な隕石、分化した隕石などの年代測定に基づいて推測すると、隕石を構成するもととなった結晶粒が星雲から析出したのは 45.5 億年前であり、その後もまもなく隕石母天体の形成が起ったと推定される。隕石や月表面が隕石の衝突などによって破壊され、それまで内部深くにあった物質が表面に出てきて宇宙線の影響を受け始めるようになってからの期間を宇宙線照射年代とよび、その値は宇宙線生成核種の含有量とその生成率から計算される。石質隕石の宇宙線照射年代は通常 $10^6 \sim 3 \times 10^7$ 年、隕鉄では $10^8 \sim 10^9$ 年である。

宇宙メーザー [英 *cosmic maser*, 仏 *maser cosmique*, 露 *космический мазер*] 1965 年に W49 など高温のガス星雲で発見された OH (水酸基) 分子の波長 18 cm の輝線スペクトルは、高い電波強度、数多くの鋭いピークと極めて細い線幅をもつプロファイルのために、異常な電波として注目を集めた。ほぼ 100% に近い円偏波をしていること、1 ヶ月くらいの間に強度が変化すること等が判明し、宇宙

における大規模なメーザー増幅現象の結果であると推定されるに至った。図は複合 H II 領域、W49 における H_2O (水蒸気) 分子のメーザースペクトルの例(周波数 22.2 GHz)である。矢印で示した 10 MHz の周波数幅は、ドップラー効果による速度で $135 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ に相当する。



その後 1968 年には H_2O 分子の非常に強力なメーザーのスペクトル(波長 1.35 cm), また 1973 年には波長 3.4 mm で SiO (一酸化ケイ素) 分子のメーザースペクトルが発見され、メーザー増幅現象が宇宙において特異な存在ではないことが明らかになった。OH, H_2O , SiO のメーザーはいずれも、生れたばかりの極めて活動的な星や、比較的低温で大気を激しく放出しているミラ型変光星や赤色超巨星の周辺で観測される。これらの天体においては、分子が大量に形成・放出され、中心星の放つ強い放射や流出するガス内での分子衝突などによって分子のエネルギーレベル間の分配に逆転が生じ、誘導放射によって特定のレベル間の遷移が増幅されると考えられる。なお CH_3OH などほかのいくつかの分子でも、弱いながらメーザー現象が認められている。

宇宙論 [英 *cosmology*, 独 *Kosmologie*, 仏 *cosmologie*, 露 *космология*] 宇宙は広大な時間・空間とそのなかに存在する物質により構成される。観測可能な空間は 10^4 Mpc (メガパーセク) におよぶ。物質の分布は 10^6 Mpc 以上のスケールではほぼ一様だが、それより小さいスケールでは銀河団、銀河などが存在し、密度は起伏に富む。数十 Mpc の大きさをもつ超銀河団は約 10^5 個の銀河を含み、銀河の平均間隔は 1 Mpc のオーダーである。核子物質の平均密度 ρ_b は約 $10^{-31} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。それぞれの銀河は数百 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ の速度で局所的な重力の影響で運動をしているが、距離が 10 Mpc 以上になると距離 r に比例する速度 v で互いに後退しており

$$v = Hr$$

と表される。この宇宙の膨張は 1929 年に E. Hubble により発見されたので、 H はハッブル定数とよばれる。 $H \approx 50 \sim 100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ 。ハッブル膨張則は一様等方に膨張する空間に銀河が固定していることで理解できる。空間膨張のスケール因子を $a(t)$ とし、それに付随した共動座標を x とすれば $r = a(t)x$ で $v = (da/dt)x$ だから、 $H = (da/dt)/a$ となる。膨張に伴うドップラー効果で光の振動数 ν は、 $\nu a(t)$ は一定の法則によって減少する。波長の伸びを z で表すと

$$z = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} = \frac{a(t_2)}{a(t_1)} - 1$$

ここで光は t_1 に波長 λ_1 で発射され、 t_2 に λ_2 で受信される。観測されている z の最大値はクエーサーの場合で $z = 3.4$ である。

1965 年に A. A. Penzias と R. W. Wilson は宇宙を一様

に満ち、温度が約 2.7 K の黒体放射のスペクトルである宇宙背景放射を発見した。この放射は宇宙の過去が黒体となるほどに密度が高かったことに起因する。1948 年に G. Gamow らは $\alpha\beta\gamma$ 理論とよばれる、宇宙初期での元素起源論を提唱した。このように高温・高密度状態での爆発で宇宙が開びやくしたというビッグバン模型は必然的に宇宙黒体放射の存在を導く。高温・高密度時には放射と物質は熱平衡にあったが、 $T \approx 4000$ K に下がるとそれまでイオン化していた水素原子が中性化して自由電子が減少し、宇宙はそれまでの黒体放射に対して急に透明となり、過去に存在していた黒体放射は宇宙背景放射として観測される。現在の宇宙では物質の質量エネルギー密度は放射のエネルギー密度に勝っており物質優勢宇宙とよばれる。

一般相対論に基づく宇宙モデルは $a(t)$ の時間変化を決める。空間的に一様かつ膨張が等方的な四次元時空の線素は次の Robertson-Walker 計量で与えられる。

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \{ dx^2 + f^2(x) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \}$$

$f(x)$ は、正曲率では $f = \sin x$ 、曲率 0 では $f = x$ 、負曲率では $f = \sinh x$ 。正曲率では全体積が有限となる閉じた空間であり、0 と負の曲率では全体積は無限大で開いた空間となる。

アインシュタイン方程式は一様密度宇宙に対しては

$$\frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{a} \cdot \frac{da}{dt} \right)^2 + \frac{k}{a^2} - \frac{\Lambda}{3} = \frac{8\pi}{3c^2} G \rho$$

となり、正曲率で $k=1$ 、0 曲率で $k=0$ 、負曲率で $k=-1$ である。宇宙項 Λ の必然性は確かでなく、普通は $\Lambda=0$ とおく。この場合に上の式をフリードマン方程式という。 $\Lambda \neq 0$ の場合はルメートル模型とよばれる。現在のハッブル定数 H_0 と密度 ρ_0 が独立に観測されれば

$$\frac{k}{a_0^2} = \frac{8\pi G}{3c^2} (\rho_0 - \rho_{cr}), \quad \rho_{cr} \equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G}$$

となり、空間の曲率を推定できる。しかし観測の不十分さのためまだ確定されていない。 $a(t)=0$ 以来の時間、すなわち宇宙年齢 t_0 は、密度係数 $Q = \rho_0/\rho_{cr}$ が大きいときにはその値が小さく、 $Q=1$ で $t_0=2H_0^{-1}$ 、 $Q=0$ で $t_0=H_0^{-1}$ である。 $Q=1$ の場合はアインシュタイン・ド・ジッターの宇宙とよばれ、 $a(t) \propto t^{2/3}$ のように膨張する。 $Q>1$ では膨張は将来になって収縮に転ずるが、 $Q \leq 1$ ではいつまでも膨張し、 $Q=0$ の膨張則 $a(t) \propto t$ に近づく。宇宙背景放射の等方性から膨張の等方性は 10^{-3} 以上の精度で成り立っていることが確かめられているが、それ以前の時期の宇宙膨張が非等方であった可能性はある。一様・非等方計量をもつ宇宙模型はビアンキ模型とよばれ、過去には非等方であったが、次第に一様になるという解も存在する。このように宇宙模型が初めてフリードマン宇宙であったかどうかは不明であるが、いずれにせよ有限の過去に存在する特異点から膨張が始まったことは一般的に証明されており、特異点定理とよばれている。

物質密度は $\rho_m \propto a^{-3}$ 、放射エネルギー密度は $\rho_r \propto a^{-4}$ のように変化するから、過去にさかのぼると $\rho_r \gg \rho_m$ の放射優勢宇宙となる。この時期には温度 T と時間 t の間に

$$kt \approx \frac{1.1}{g^{1/4} t^{1/2}} \quad [\text{MeV}]$$

の関係がある。 g は放射のスピン統計因子で、光子だけでなく $g=2$ であり、 t の単位は [s]。宇宙ニュートリノが物質から分離するのは $t \approx 1$ s であるが、それに続く $10^2 \sim 10^3$ s の時期にわたり D, ^4He などの元素合成が行われた。温度

のわりに密度が高いと D の生成量は減り、 ^4He の生成量は増える。またニュートリノの種類が多いと g が増えて ^4He の生成量が増す。一方観測された ^4He の存在量は諸種の天体で重量比で $Y \approx 0.25$ とほぼ一定であり、この事実は ^4He は星で合成されたものが主ではなく宇宙起源であることを示している。D は容易に ^3He に変わることも考慮して元素存在比から推定すると、バリオン数と光子数の比は $n_b/n_\gamma \approx 3 \times 10^{-10}$ となり、 $Q \approx 10^{-2}$ である。しかしニュートリノが質量をもてばその質量密度はバリオンの質量密度より大きい可能性があり、 Q の大きさは確定できない。

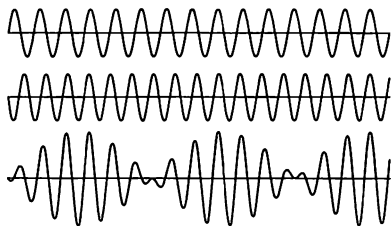
宇宙の時空計量を古典場として扱えるのは、プランク時間 $t_p = \sqrt{\hbar G/c^3} \approx 10^{-44}$ s、温度 $kT_p = c^2/\sqrt{\hbar G/c^3} \approx 10^{19}$ GeV 以後であり、それ以前では重力の量子効果が重要となる。またこの時期には時間的に変化する時空計量のために粒子の生成が起る。特に非等方膨張では粒子生成が効果的に起る。温度が $kT \approx 10^{15}$ GeV まで下がると、真空が対称性の破れた状態に相転移し、弱い電磁相互作用と強い相互作用とが分離したと考えられる。素粒子相互作用の大統一理論によれば、この対称性の破れにより、クォークとレプトンの間の相互転化を媒介していたレプトンが質量を得るため、その反応が凍結される結果となり、バリオン数保存の反応だけが起ることになる。もしバリオン数非保存反応が CP 対称性を破っていれば、質量を得たボソンの崩壊という非熱平衡過程によって、バリオン数が増えることも 0 であっても有限の値をもつようになる。クォークは $kT \sim 10^{-1}$ GeV の温度でハドロンに転化し、さらに温度が下がると核子・反核子の対消滅が起り、バリオン数が 0 からずれている分だけが今日の核子物質として残る。真空の相転移の性質が第一種相転移である場合には、宇宙膨張には指数関数的膨張の段階があり、同時にエントロピーの生成を伴う。また一般に磁気単極子が多数生成されることも予想される。高エネルギー状態の宇宙でのできことは素粒子物理の進展により解明されたものだが、地上で実現できない超高エネルギー現象は宇宙の初期においてしか存在しない場合もあり、宇宙論の新しい一面をつくりつつある。

重力定数などの物理定数が宇宙構造と関係して決っており、宇宙の変化に伴って物理定数も時間的に変化するという考え方もあるが、まだ確定的証拠は見いだされていない。

ウツズ・サクソン・ポテンシャル = サクソン・ウツズ・ポテンシャル

ウッド合金 [英 Wood's metal, 露 сплав Вуда] ⇨ 易融合金

うなり [英 beat, 独 Schwebung, 仏 battement, 露 биеение] 周波数のわずかに異なる 2 つの正弦波が重ね合わされたときに起る振幅の周期的変化。いま同じ振幅 A をもった 2 つの正弦波の周波数を f_1, f_2 とする。 f_1 と f_2 との差が小さいとき、合成波の振幅は $2A \cos 2\pi(f_1 - f_2)t/2 \cdot \sin 2\pi(f_1 + f_2)t/2$ となる。これは図に示されるように、 $(f_1 + f_2)/2$ すなわち平均の周波数をもつ波の振幅が、最大 $2A$ から最小 0 までの変化を繰返す。このときの繰返し数すなわちうなり周波数は、 f_1 と f_2 との差になる。うなりは、音、電気、光など各種の振動・波動に現れる現象である。特に周波数の接近した 2 つの音が同時にあるときに、ワーンワーンというように聞こえるのはこれであって、うなりという用語もこれに基づいている。うなり周波数を測



定すれば、2つの音の周波数の差を知ることができる。これは楽器の調律などに広く利用されている。

うなり周波数 [英 beat frequency, 独 Schwebungsfrequenz, 仏 fréquence de battement, 露 частота биений] ⇨ うなり

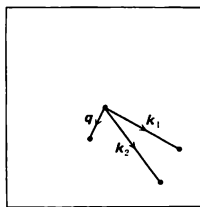
Υ粒子 [英 T particle, 独 T-Teilchen, 仏 particule T, 露 T-частица] 素粒子の一種。質量約 $9.46\text{GeV}/c^2$ 、電荷0、スピン1、パリティ負、荷電共役パリティ負。全崩壊幅は約 40keV と推定されている。1977年にアメリカのフェルミ国立加速器研究所の陽子シンクロトロンによる実験で発見された。この実験は陽子・原子核衝突で発生する μ^- 粒子・ μ^+ 粒子対の有効質量分布を調べたもので、崩壊 $T \rightarrow \mu^+ \mu^-$ によるピークが発見された。その後、西ドイツの DESY (ドイツ電子シンクロトロン研究所) およびアメリカのコネル大学の電子・陽電子衝突型加速器によっても確認された。Υ粒子はbクォークと反bクォークの複合粒子と考えられている。Υ粒子の励起状態として、 Υ' (質量は約 $10.0\text{GeV}/c^2$)、 Υ'' (約 $10.3\text{GeV}/c^2$)、 Υ''' (約 $10.6\text{GeV}/c^2$) が存在することが知られている。

ウフル・カタログ [英 Uhuru catalogue, 独 Uhuru-Katalog, 仏 catalogue d'Uhuru, 露 каталог Ухуру] ⇨ 天体のカタログ

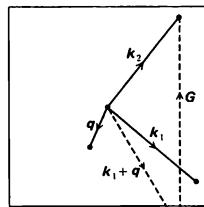
ウフル単位 [英 Uhuru unit, 独 Uhuru-Einheit, 仏 unité d'Uhuru, 露 единица Ухуру] ⇨ X線星

ウベलोデ粘度計 [英 Ubbelohde viscometer, 独 Ubbelohde-Viskosimeter, 仏 viscosimètre d'Ubbelohde, 露 вискозиметр Уббелоде] ⇨ 毛管粘度計

ウムクラップ過程 [英 Umklapp process, 独 Umklappprozess, 仏 processus de réorientation, 露 процесс переброса] 結晶中の電子、正孔、フォノンなどの状態は、ブリルアン域内の波数ベクトル k により指定される。電子・フォノン散乱、あるいはフォノン・フォノン散乱の過程において、散乱前後の波数ベクトルの間に一定の保存則が成立する。例として、波数ベクトル k_1 の電子が、格子と相互作用し、波数ベクトル q のフォノンを発生(または消滅)して、波数ベクトル k_2 の電子に散乱される過程を考えると、波数ベクトルの間には、 $k_1 = k_2 \pm q + G$ の関係が成り立たなければならない。ここで、 G は逆格子ベクトルである。 $G \neq 0$ の過程をウムクラップ過程(U過程と略す)あるいは反転過程とよぶ。これに対して、 $G = 0$ の過程をノーマル過程(N過程と略す)あるいは正常過程とよぶ。U過程における運動量保存則には、余分な運動量 $\hbar G$ が登場するが、この運動量は結晶全体に移されると考えることができる。なお、U過程においてもN過程においても、エネルギーは保存される。U過程は、電子系やフォノン系を熱平衡に接近させる機構として重要である。フォノン系を例にとって考えると、格子の非調和項により、異なったフォノン間に衝突が起るが、N過程だけを考慮したの



N過程



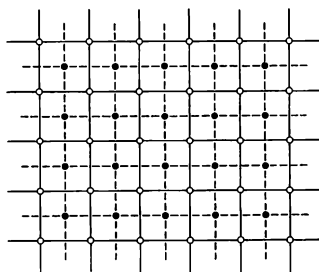
U過程

では、熱平衡に近づかない。なぜなら、N過程ではフォノンの全運動量 $P = \sum_i \hbar k_i$ が保存するから、初めにマクロなエネルギー流が存在する場合($P \neq 0$)、いつまでも熱平衡値($P = 0$)には接近しない。U過程を考慮することにより初めて格子の熱伝導率は有限にとどまる。

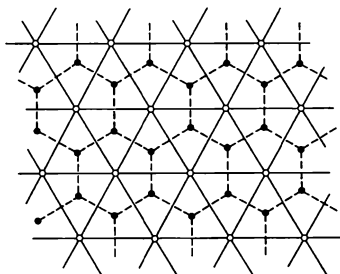
裏格子 [英 dual lattice, 独 Dualgitter, 仏 réseau réciproque, 露 дуальная решётка] ある平面格子が与えられたとき各最小の多角形の中心に格子点を置き、それらを結んでできる格子をもとの格子の裏格子という。裏格子の裏格子はもとの格子になる。図形は単連結な領域につくられており、もとの格子の格子点を結ぶ線(作用線)は互いに交わっていないとする。もとの格子の格子点の数を N 、作用線の数を s 、裏格子の格子点の数を N^* とすると、オイラーの定理より

$$N + N^* = s + 2$$

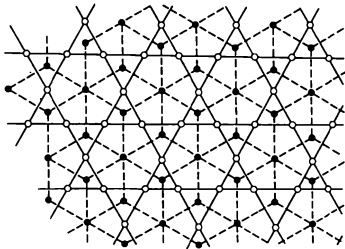
が成り立つ。もとの格子上のイジング模型(またはその拡張であるボッツ模型)の状態と裏格子上の同じ模型の状態ととの間には双対変換の関係がある。これは二次元イジング模型の転移点の決定に用いることができる。また図形は有限でも無限に延びていてもよい。四面体の裏格子はやはり四面体で、六面体と八面体は互いに裏格子の関係にある。四角格子の裏格子は四角格子であり、蜂の巣格子と三



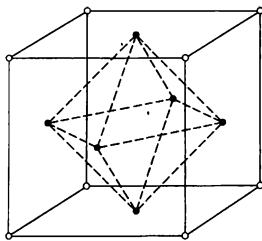
四角格子と四角格子



三角格子と蜂の巣格子



かご目格子とさい形格子



六面体と八面体

角格子は互いに裏格子の関係にある。多次元の場合にも拡張されている(⇒Z(N)模型)。

ウラニウム・鉛法 [英 uranium-lead method, 独 Uranbleimethode, 仏 méthode uranium-plomb, 露 метод уранового свинца] 放射性核種を用いる年代測定法のひとつで最も早くから用いられた。ある核種 A が放射性崩壊を起し安定な娘核 B ができたとして、その崩壊定数を λ とし、時刻 $t=0$ では核種 B が存在しなかったと仮定すると、一般の時刻 t で核種 A と B の存在比は

$$\frac{B(t)}{A(t)} = e^{\lambda t} - 1$$

という式で表される。崩壊定数 λ がわかっている核についてこの式の左辺の量を測定すると、時刻 t が決定できる。この式の関係は、親核と娘核の間に崩壊連鎖があっても、親核の半減期が連鎖中のものより十分長ければ成り立つ。 $t=0$ において B が存在している場合には、系が閉じたときに含まれていた核種 B と崩壊に関係のない安定同位体の比が一定であったと仮定して、 t を求めることができる(⇒アイソクロン)。この原理をウラン系列の始祖核 ^{238}U と、娘核である安定核 ^{206}Pb について用いたのがウラニウム・鉛法である。 ^{238}U の半減期が $4.47 \times 10^9 \text{y}$ であるので、 $10^7 \sim 10^9 \text{y}$ 程度の年代測定が可能である。この方法で月の岩石を用いた年代測定が行われ、月の年齢が約 $4.6 \times 10^9 \text{y}$ であることがわかった。

ウラン系列 [英 uranium series, 独 Uranreihe, 仏 famille de l'uranium, 露 ряд урана] ⇒ 自然放射性核種の三系列

ウラン原子炉 [英 uranium reactor, 独 Uranreaktor, 仏 réacteur à uranium, 露 урановый реактор] 主要核分裂物質としてウランを用いる原子炉の総称。天然に存在する ^{235}U が一般に広く利用されており、現在までに建設された大部分の原子炉はこれを燃料としている。このほか、Th から生じる ^{233}U も高温ガス炉などで、 ^{235}U とともに燃料として使用するための開発が行われている。 ^{235}U は熱中性子炉の代表的核燃料であるが、高速炉に利用するこ

ともできる。しかし中性子再生率($\nu\sigma_f/(\sigma_f+\sigma_c)$)が低いので増殖炉にはならない(σ_f, σ_c はそれぞれ核分裂および捕獲断面積、 ν は核分裂当り発生する中性子数)。一方、 ^{235}U は熱中性子に対して中性子再生率が高いので、熱中性子増殖炉の可能性があり、溶融塩炉の燃料として使用するための研究が行われている。

ウラン濃縮 [英 uranium enrichment, 独 Urananreicherung, 仏 enrichissement d'uranium, 露 обогащение урана] ウランの同位体 ^{235}U の濃度を高めるために行う同位体分離のこと。核分裂炉の燃料としてウランを利用するとき、天然ウランの同位体組成で炉を運転できるのは重水炉ぐらいであり、現在最も普及している軽水炉やその他の熱中性子炉では天然ウラン組成より ^{235}U 濃度を高めた濃縮ウランを使用する。混合気体における軽成分の重成分に対する比の、分離後と分離前の比を分離係数とよぶ。ウラン同位体分離法としてはいろいろな方式が研究されたが、現在工業的に大規模に行われているのはガス拡散法であり、この方法により、濃縮ウランの世界全体の95%以上を生産している。これは、 UF_6 分子の細孔内拡散現象を利用するものであるが、1段ではわずかな分離係数(最大1.0042)しか得られないので、これを何段にも重ねて使用する。この方法はアメリカ、ソ連、フランス、イギリス、中国で大規模に採用されている。しかし、電力費の大きなガス拡散分離法に対し、節電型で、分離係数が著しく改善される遠心分離法が最近注目を集め、ヨーロッパの工業国、アメリカ、日本で実用化が図られている。ごく最近では、1段の分離操作で濃縮ウランの生産を劣化ウランからさえも可能とするレーザー分離法(^{235}U 原子のレーザー光による選択励起反応を利用する)、核拡散防止性に優れる化学交換分離法(ウランイオンの3価と4価あるいは4価と6価の間における交換反応を利用する)などの研究開発も進められている。

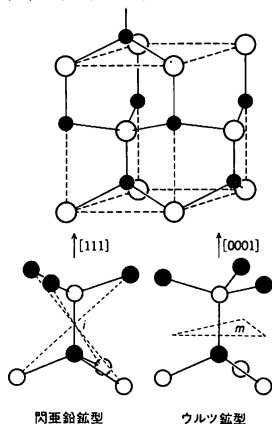
ウランの転換 [英 uranium conversion, 独 Uranumwandlung, 仏 conversion d'uranium, 露 конверсия урана] 核燃料サイクルにおいて、次のステップに移行するためウランの化学形を変えること。一般に、ウランの転換は六フッ化ウラン(UF_6)およびウランの酸化物(UO_2 , UO_3)、プルトニウムとの混合酸化物(MO_x)への転換をさすことが多い。 UF_6 への転換は、ウラン濃縮に備えて継続あるいは再処理で得られたウラン酸化物に、高温でフッ化水素あるいはフッ素を作用させ UF_6 を生成させる工程であり、室温で気体状の UF_6 は同位体分離に適した化学形である。

ウラン酸化物あるいは MO_x への転換には、ウラン溶液にアンモニアを作用させ生成した沈殿を仮焼するか、溶液を直接脱硝し酸化物に変える方式がある。酸化物への転換はウラン溶液の安全貯蔵を容易にするだけでなく、燃料の再加工、燃料の再処理、 UF_6 への転換とも関係する重要な工程である。できるだけ低温で均一な反応条件でウランの転換を行うことが望ましく、わが国の動力炉、核燃料開発事業団で開発中のマイクロ液によるウランの脱硝は注目すべき技術である。また、核拡散防止の1つの手法として、プルトニウムの酸化物への転換をウランとともに MO_x とする共転換あるいは混合転換の技術開発が進められている。なお ^{238}U , ^{232}Th が中性子捕獲によって、それぞれ ^{239}Pu , ^{233}U に変換することも転換とよばれる(⇒増殖)。

ウラン・ラジウム系列 [英 uranium-radium series, 独 Uran-Radium-Reihe, 仏 série de l'uranium-radium, 露 ряд урана-радия] ⇒ 自然放射性核種の三系列

うるう秒 [英 leap second, 独 Schaltsekunde, 仏 seconde intercalaire] 協定世界時のステップ調整のため各月末の最終秒の後に挿入され、あるいは引抜かれる秒。この1秒のステップ調整は12月、6月を第一優先、3月、9月を第二優先として実施される。日本では時差のため、それぞれ1月と7月、4月と10月の各1日の午前8時59分の最終秒(59秒)の後に対応する。挿入される秒を正のうるう秒、引抜かれる秒を負のうるう秒とよぶ。1984年7月1日まで13回の正のうるう秒のステップ調整が実施されている。

ウルツ鉱型構造 [英 wurtzite structure, 独 Wurtzitstruktur, 仏 structure de wurtzite, 露 структура вюрцита] 化学式がAXで示される化合物結晶に見られる一構造型。六方晶系に属し、空間群は $P6_3mc$ 。単位胞中に2個の化学単位(AX)を含む。図において、黒色球はA原



子、白色球はX原子を表す。ZnS(ウルツ鉱)を例にとると、Zn原子、S原子ともに、単独では単純六方格子を構成し、互いに正四面体配位(配位数4)をしている。この構造と閃亜鉛鉱型構造との相違は、図に示すように、連なるZn、Sの2つの四面体、鏡映 m (ウルツ鉱型)か、回転 i (閃亜鉛鉱型)かによって関係づけられる点である。この構造型を示す化合物には、Mn、Zn、Cdの硫化物、セレン化物、テルル化物、またAlN、BeO、AgIなどがある。

ウルフ模型 [英 Wolf model, 露 модель Вольфа] 金属中の不純物原子の電子状態を記述する模型としてP. A. Wolfによって提案されたモデルハミルトニアン。アンダーソン模型と並んでよく用いられる。このハミルトニアンはクーロン斥力を及ぼしあう伝導電子系に不純物原子のつくる局所的ポテンシャルを導入したもので、場合によっては伝導電子系は自由電子として扱い、クーロン相互作用はアンダーソン模型と同様に不純物原子の位置だけに働くとすることもある。この模型とアンダーソン模型との違いは、伝導電子の軌道とは独立なd軌道を余分に導入しないという点にある。4dあるいは5d電子が過渡電子としてふるまう遷移金属中の鉄族不純物原子を扱う場合にはより適切なモデルと考えられる。

ウーレンバック Uhlenbeck, George Eugene 1900.

12.6— アメリカ(オランダ出身)の理論物理学者。ジャワ島(当時オランダ領)のバタビヤ(現ジャカルタ)に生れる。ライデン大学で学び、P. Ehrenfestの指導を受ける。W. Pauliが排他律とともに導入した新しい量子数は、電子の角運動量 $\hbar/2$ の自転であるとして、1925年S. Goudsmitとともにスピンの概念を導入した。1927年博士号を取得してアメリカに渡り、ミシガン大学講師となる。このころ不完全気体の凝縮、特に液体ヘリウムについて研究している。1928年同大学助教授。1935~39年ユトレヒト大学理論物理学教授。1939~59年ミシガン大学理論物理学教授。1941年E. J. Konopinskiとともに禁止 β 崩壊の理論を提出。第二次世界大戦中はマサチューセッツ工科大学でレーダーの研究を行った(1943~45年)。1950年A. Paisと種々の質量状態を含む場の理論を提出。1961年以降ロックフェラー研究所に勤務。

雲形 [英 cloud form, 独 Wolkenform, 仏 forme de nuage, 露 форма облака] ⇒ 雲

運動 [英 motion, 独 Bewegung, 仏 mouvement, 露 движение] 点やさまざまな形をした物体、あるいは流体のような力学系が、時間の経過に従って、その位置や向き、形などを変えていく現象。位置や向き、形の変化は座標系を決め、それに関連して数学的に記述する。

運動エネルギー [英 kinetic energy, 独 kinetische Energie, 仏 énergie cinétique, 露 кинетическая энергия] ⇒ 力学的エネルギー

運動学 [英 kinematics, 独 Kinematik, 仏 cinématique, 露 кинематика] 力との関係には立入らないで、物体や流体の運動の幾何学的関係を調べる学問。

運動学的回折理論 [英 kinematical diffraction theory, 独 kinematische Theorie, 仏 théorie de diffraction cinématique, 露 кинематическая теория дифракции] 結晶にオングストローム程度の波長をもつX線や粒子線が入射して生ずる回折現象を扱う基本的理論のうち、特にボルン近似に基づく理論をいう。すなわち、入射線は結晶内で1回だけ回折されるものとし、多重回折を無視する。また、入射波が回折により減衰することがないと仮定する。当然、この理論には適用限界があり、大きな結晶で強い回折線を生ずる場合には動力学的理論(⇨動力学的回折理論)を用いなければならない。しかし、近似のおかげで、理論は著しく簡便化され、ラウエあるいはブラッグ反射のみならず、散漫散乱や小角散乱をも統一して扱うことができる(⇨ブラッグ反射)。また、回折波の振幅は散乱体の分布関数 $\rho(r)$ のフーリエ変換 $\mathcal{F}(s)$ に比例することが導かれる。ここで s は散乱ベクトルとよばれ、次式で定義される。

$$s = k_s - k_0 \quad (1)$$

k_0 および k_s はそれぞれ入射波および散乱波の波数ベクトルである。

有限な完全結晶の場合、 $\mathcal{F}(s) = S(s) \cdot F(s)$ と書ける。因子 $S(s)$ は $s = 2\pi g$ (g は逆格子ベクトル)の近傍のみで鋭いピークをもつ。このとき現れる散乱線がラウエまたはブラッグ反射にほかならない。 $S(s)$ は結晶外形を与えれば一義的に決まるので結晶外形因子とよばれる。 $F(s)$ は一般になだらかな関数であるが、因子 $S(s)$ により $s = 2\pi g$ の値のみが標本抽出される。それを F_g と書き、結晶構造因子とよぶ。その表式は

$$F_g = \sum_{j=1}^N f_j(2\pi g) \exp -2\pi i(g \cdot r_j) \quad (2)$$

で与えられる。ここで j は単位胞に含まれる原子(イオン)に付した番号で, f_j および r_j は j 番目の原子の原子形状因子および位置座標である。数多くの回折線に対する $|F_0|$ を実験的に求め, r_j を決定することができる。これを構造解析とよぶ(\Rightarrow 結晶構造解析)。 $|F_0|$ を求めるにあたり, 測定しやすい量は積分反射強度 R_0 である。 R_0 の意味は実験方法により多少異なるが, いずれの場合でも, よい近似で, $R_0 = K \cdot C \cdot A \cdot L \cdot |F_0|^2 \cdot V \cdot I_0$ となる。ここで I_0 は入射線の強度, V は結晶の体積で, K は用いる波長の種類で決まる定数である。 C, A, L はそれぞれ偏光因子(電磁波の場合のみ必要), 吸収因子, ローレンツ因子とよばれる。最後の因子のみが実験法に依存する。 R_0 が物理的意味のはっきりした因子の積で表される点は運動学的理論の特徴である。

現実の結晶では種々の格子欠陥を含む。熱振動はその一例である。固溶体や合金では, 一般に, 原子は統計的に配列する。この場合には, 散乱体の分布 $\rho(r)$ から散乱振幅を求める上記の手法はあまり有用でない。 $\rho(r)$ が一義的に与えられないからである。ここで, 統計的回折理論が必要である。われわれが観測する強度は, 散乱強度の統計的平均 $\langle I \rangle$ である。したがって, 求める量は

$$\langle |\mathcal{F}(s)|^2 \rangle = \int_C \int_C \langle \rho(r) \cdot \rho(r') \rangle \exp(-i(s \cdot (r - r'))) dr dr' \quad (3)$$

と見なければならぬ。 C は試料全体にわたる積分を意味する。一般に, 物理量 A, B に対し, $\langle A \cdot B \rangle = \langle A \rangle \cdot \langle B \rangle + \langle \delta A \cdot \delta B \rangle$ が成り立つ。ここで, $\delta A, \delta B$ がそれぞれ A, B の平均値からのずれを表す。 $\langle \delta A \cdot \delta B \rangle$ が $\xi = r - r'$ のみの関数であるとき, 統計的に一様であるという。この一様性を仮定すると

$$\langle |\mathcal{F}(s)|^2 \rangle = |G_0(s)|^2 + V G(s) \quad (4)$$

となる。 G_0 は平均分布 $\langle \rho(r) \rangle$ のフーリエ変換で, G は相関関数 $G(\xi) = \langle \delta \rho(r) \cdot \delta \rho(r') \rangle$ のフーリエ変換である。ここで V は試料の体積を意味する。第一項は結晶の平均構造によるブラッグ散乱を表し, $G(s)$ は散漫散乱を与える。特に $s=0$ の近くの散乱を小角散乱とよぶ。

これまで, 散乱体分布の時間依存性を無視してきた。一般には散乱体の分布を $\rho(r, t)$ と考えなければならぬ。ただし $\langle \rho \rangle$ は時間によらないとする。この場合, 統計理論を適用すれば, まず G_0 の表式で式(2)の f_j を $c \cdot f_j$ と改める必要がある。熱振動の場合, c はデバリー-ワラー因子である。次に式(3)の第二項の $G(s)$ は $G(s, \omega)$ で置換えられる。振動数 ω は $\hbar \omega = E_s - E_0$ (E_0, E_s はそれぞれ入射粒子, 散乱粒子のエネルギー, $\hbar = h/2\pi$, h はプランク定数)で与えられる。このことは, 散漫散乱が一般には非弾性散乱であることを意味する。 $G(s, \omega)$ を動的構造因子とよぶことがあるが, 通常の構造因子 F_0 が振幅に比例するのに対し, G は強度に比例するので注意を要する。この種の理論は L. van Hove (1954 年)により提出されたが, 特に格子振動や液体に対する中性子線回折で用いられる。

運動学的係数 [英 kinetic coefficient, 独 kinetischer Koeffizient, 仏 coefficient cinétique, 露 кинетический коэффициент] 一般に, 物質の巨視的状態の時間変化を記述する方程式において, エネルギーの散逸を表す項の係数のことをいう。しかしこの巨視的時間変化を表す式が, 不可逆過程の熱力学でいう独立な流れと熱力学的力との関係として表されるときには, より制約された意味で用いられ

る。いま, そのような流れを J_i , それに対応する熱力学的力を X_i と書くと, 上記の関係式は

$$J_i = \sum_j L_{ij} X_j$$

と書かれ, L_{ij} が運動学的係数になる。異なった運動学的係数 L_{ij} の間には, オンサーガーの相反定理

$$L_{ij} = L_{ji}$$

が成り立つことが知られている。さらに微視的には L_{ij} はそれぞれ適当な揺動力の時間相関関数の時間積分で表すことができる(\Rightarrow 揺動散逸定理)。

運動交換 [英 kinetic exchange, 独 kinetischer Austausch, 仏 échange cinétique, 露 кинетический обмен] \Rightarrow 超交換相互作用

運動座標系 [英 moving coordinate system, 独 bewegendes Koordinatensystem, 仏 système de coordonnées en mouvement, 露 движущаяся система координат] 物体や天体に固定した座標系のうち, 時間の経過とともに, 観測者に相対的に動く座標系を運動座標系という。慣性の法則が成り立つ慣性系に観測者が立つとき, 観測者に対して等速度運動を行う座標系については, ニュートンの運動方程式がまったく同等に成り立つので, これらを総称して慣性系とよぶ。慣性系に対しては静止座標系と運動座標系の間に本質的な違いはない。これに対し運動座標系のうち, 慣性系以外のものを非慣性座標系とよぶ。非慣性座標系には慣性系に対し, 加速度 a の並進運動を行う加速度座標系や, 慣性系の1つの軸のまわりに角速度 ω の回転を行う回転座標系などがあるが, これらの座標系で見た運動に, ニュートンの運動方程式を適用する際には, a や ω に起因する慣性力を付け加えなくてはならない(\Rightarrow 慣性力)。

運動体の電気力学 [英 electrodynamics of moving bodies, 独 Elektrodynamik des Körpers in Bewegung, 仏 électrodynamique de corps mouvant, 露 электродинамика движущихся тел] マクスウェル方程式が提出されると, 電場や磁場が物質とともに動くのかどうかということが問題になった。H. R. Hertz は, 物質とともに動くと考えたが, 実験事実と一致しなかった。たとえば, 単極誘導, レントゲン電流, 運動物体中の光の速さなどは, Hertz の考えでは説明できない。

現在では, 運動物体中の電磁場の従う方程式は, 真空中のマクスウェル方程式から, 物質を電荷や電流の分布だと考えることによって, 自然に導かれる。マクロには, 運動物体に固定された座標系での電場・磁場によって分極あるいは磁化が生じると考えればよい。誘電率 ϵ , 透磁率 μ の物質が速度 v で, 電場 E , 磁束密度 B の場の中を運動するとき, 電束密度 D は

$$D = \frac{1}{1 - \beta^2} \left[\frac{\epsilon \mu c^2 - \beta^2}{\mu c^2} E + \frac{\epsilon \mu c^2 - 1}{\mu c^2} (v \times B - \frac{v}{c^2} (v \cdot E)) \right]$$

磁場 H は

$$H = \frac{1}{1 - \beta^2} \left[\frac{1 - \epsilon \mu c^2 \beta^2}{\mu} B + \frac{\epsilon \mu c^2 - 1}{\mu c^2} (v \times E + v (v \cdot B)) \right]$$

で与えられる。ここで, c は真空中の光速, $\beta = v/c$ である。

運動電位 [英 electrokinetic potential, 独 elektrokinetisches Potential, 仏 potentiel électrocinétique, 露 электрокинетический потенциал] = 界面動電位

運動による尖鋭化 [英 motional narrowing] \Rightarrow 尖

統化

運動粘性率 = 動粘性率

運動の積分 [英 integral of motion, 独 erstes Integral der Bewegung, 仏 intégrale de mouvement, 露 интеграл движения] 一般化座標 q_1, q_2, \dots, q_f および一般化運動量 p_1, p_2, \dots, p_f (あるいは $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_f$) の関数として表される力学量で, 時間がたっても変化しないもの。運動の定数ともいう。保存則が成り立つ場合のエネルギーや運動量がその例である。力学量 $F(q, p)$ の時間変化は, H をハミルトニアンとして

$$\frac{dF}{dt} = (F, H)$$

で与えられる。ただし右辺は F と H のポアソン括弧である。したがって F が運動の積分であるための条件は

$$(F, H) = 0$$

で与えられる。循環座標に共役な一般化運動量は運動の積分である (⇒第一積分)。

運動の法則 [英 law of motion, 独 Bewegungsgesetz, 仏 loi de mouvement, 露 закон движения] 自然界において, 物体の運動を支配する一般法則。普通ニュートンの運動の法則で代表される。歴史的には落体の運動から慣性の法則を発見した Galileo の研究に始まり, I. Newton が力と加速度の関係を3つの法則の形にまとめて, その基礎が確立された。その後, 質点系や流体などに拡張適用されるとともに, 変分原理の形で表現する諸方法, 正準方程式, ラグランジュの運動方程式, ハミルトン-ヤコビの偏微分方程式なども導かれた (⇒解析力学)。一方, A. Einstein によって, ニュートン力学より広い範囲の運動に一般に適用される相対論的力学への拡張も行われた (⇒相対性理論)。

ニュートンの運動の法則 (1) 第一法則 (慣性の法則): 静止または一様な直線運動を行う物体はこれに力が作用しない限り, その状態を継続するという内容をもつもので, 物体のこのような性質を慣性と呼ぶが, 第一法則の意義はむしろ, このような事実を成立させる座標系をなわち慣性系を選び出す原理を示している点にある。われわれは第一法則によって運動を記述すべき慣性系をまず選択することができる。(2) 第二法則 (ニュートンの運動方程式): 1つの質点に伴って, 慣性の大小を表す固有のスカラー量 m が定まる。 m をその質点の (慣性) 質量といい, 単位は kg である。慣性系を座標系にとるとき, ほかの物体が質点に及ぼす力学的作用は質量とその質点に生じた加速度 a の積で測れる。このベクトル量 F のことを力といい, 1 kg の質点に $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ の加速度を生じさせる力を単位として 1 N (ニュートン) という。ある条件の下にある質量 m の質点に働く力 F があらかじめ決まっていれば, その質点の運動は $ma = F$ による加速度 $a = d^2r/dt^2$ で定まる。(3) 第三法則 (作用反作用の法則): 2つの物体間に働く力は必ず同一直線上にあって大きさが等しく, 向きが反対のものからなる。この関係は物体が運動していても, 相対論においても, さらに量子力学においても成り立つ。ただし電磁気的作用のように有限の速度で空間を伝わる場合には運動量保存則で置換える必要がある。

運動方程式 [英 equation of motion, 独 Bewegungsgleichung, 仏 équation de mouvement, 露 уравнение движения] 物体の運動を決定する方程式で, 通常微分方程式

の形をとる。古典力学の質点に対するニュートンの運動方程式は最も基本的なものである。ある状態にある質量 m [kg] の質点に働く力 F [N] が既知であれば, この質点の運動は

$$ma = F \quad (1)$$

による加速度 $a = d^2r/dt^2$ [$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$] で決る。これがニュートンの運動方程式 (運動の第二法則) とよばれるものである。この方程式は二階の微分方程式であるから, たとえば時刻の始めにおける質点の位置 r_0 と速度 dr_0/dt の初期条件が与えられれば, 任意の時刻の運動の様様は一義的に定まる。相対論的力学の場合, 質量は速度の関数となるため式 (1) を拡張して, 次の形の運動方程式を立てなくてはならない。

$$\frac{dp^j}{dt} = F^j \quad (2)$$

ただし, p^j は四元運動量, F^j は四元力の成分, dt は固有時である。式 (2) は式 (1) をも含み, 古典力学に対しても適用できる, より普遍的な運動方程式である。以上は質点に対する方程式であるが, 質点系や剛体, 流体などに対してはこれらを適当に変形したものが利用される (⇒オイラーの運動方程式, ラグランジュの運動方程式)。また変分原理を用いた表現 (ハミルトンの原理など), ハミルトンの正準方程式, ハミルトン-ヤコビの方程式などはより広い適用範囲をもつ。量子力学ではハイゼンベルクの運動方程式が使われるが, 波動力学の形式ではシュレーディンガーの波動方程式が運動方程式に相当する。

運動方程式の方法 [英 equation-of-motion method, 露 метод уравнения движения] 多体問題の理論的研究に用いられる有力な方法のひとつ。たとえば次のハミルトニアン

$$H = \sum_p \epsilon_p a_p^\dagger a_p + \frac{1}{2} \sum_{p_1, p_2, q} V_q a_{p_1+q}^\dagger a_{p_2-q}^\dagger a_{p_2} a_{p_1}$$

で記述されるフェルミ粒子系を考える (ϵ_p は運動量 p の一粒子エネルギー, V_q は二粒子間相互作用)。生成演算子 a_p^\dagger に対する運動方程式 $i\hbar \dot{a}_p^\dagger = [a_p^\dagger, H]$ を上式を用いて計算すると, 相互作用項があるため演算子に関して三次の項 $a^\dagger a^\dagger a$ が出てくる。この三次の項に対する運動方程式を立てると新たに五次の項が出現するという具合で, この方程式系は一般には閉じない。そこで物理的直観の助けを借りて高次項に対する合理的な近似をある段階で導入することで方程式系を閉じさせ, a_p^\dagger の時間変化を決定するのがこの方法である。具体的には a_p^\dagger を含むグリーン関数に対する運動方程式として定式化することが多く, このとき高次のグリーン関数を低次のそれと近似して方程式系を閉じさせることを特に切断近似とよぶ。超伝導など多くの多体問題について合理的な解が得られている簡便な方法であるが, この方法に導入される切断近似の妥当性が必ずしも明らかでない場合もあり, 直接的な摂動法と相補的な役割を担う方法ともいえる。特殊な相互作用系には対象とする演算子を適切に選べば, その運動方程式を近似なしに閉じさせることもできる。このときその演算子は系の固有モードを与えている (⇒朝永-ラッティンジャー模型)。この方法はフェルミ (ボース) 粒子系に限らず, スピン系や古典力学系などさまざまな相互作用系に適用されている。また, 温度グリーン関数の方法と組合せれば, 種々の物理量の熱平均値も計算できる。

運動ポテンシャル [英 kinetic potential, 独 kineti-

isches Potential, 仏 potentiel cinétique, 露 кинетический потенциал] = ラグランジアン

運動摩擦 [英 kinetic friction, 独 kinetische Reibung, 仏 frottement cinétique, 露 кинетическое трение] ⇨ 摩擦

運動量 [英 momentum, 独 Impuls, 仏 quantité de mouvement, 露 количество движения] 質量 m の物体が速度 v で空間を運動しているとき, 両者の積 $p = mv$ のことをいう。自由ベクトルの一種である。角運動量に対し, 線形運動量ということもある。古典力学を相対論まで拡張する場合, 速度より運動量の方がより基本的な物理量であって, 相対論的力学の運動方程式 $(dp/dt) = F$ (dt は固有時)として用いられるほか, 電磁場の運動量や, 四元運動量も定義される。波動力学では位置座標を x_i , プランク定数を \hbar とするとき, $[-i\hbar/(2\pi)]\partial/\partial x_i$ という微分演算子で表される。電磁場の運動量まで考慮に入れる場合, ある力学系に外力が働いていなければ, 系の運動量は保存される。

運動量圧縮率 [英仏 momentum compaction factor, 独 momentum compaction-Faktor, 露 коэффициент расширения орбиты] シンクロトロンにおいて, 粒子のもつ運動量の基準値からのずれとそれによって生じる平衡軌道長のずれとの比例係数。これを α とすれば, 平衡軌道長の伸び ΔL は $\Delta L/L = \alpha \cdot \Delta p/p$ となる。ここで p は基準運動量, Δp はそこからずれ, L は基準運動量に対応する平衡軌道長である。一般の円型加速器で α は正である。 α の大きさは加速器の集束方式に依存するが, その近似値は水平方向ベータatron振動数の逆二乗によって与えられる。強集束型シンクロトロンでは, $\alpha \ll 1$ であり, 弱集束型シンクロトロンでは $\alpha > 1$ である。

運動量移行 [英 momentum transfer, 独 Impulstransport, 仏 transfert de la quantité de mouvement, 露 перенос импульса] ⇨ 移行運動量

運動量移行断面積 [英 momentum transfer cross section, 独 Impulsübertragungssquerschnitt, 仏 section efficace de transfert de moment, 露 сечение перехода импульса] 粒子間の衝突の際にはエネルギーとともに運動量のやりとりがなされるが, その運動量変化の目安を与える量。弾性散乱の場合を考え, 散乱角を θ , 微分断面積を $q(\theta)$ とすると

$$\sigma_m = 2\pi \int_0^\pi (1 - \cos\theta) q(\theta) \sin\theta d\theta$$

で定義される。いま質量 m_1 をもつ粒子 1 が静止している標的(質量 m_2 をもつ)によって弾性散乱されてその速度が v_1 から v_1' になったとする。そのとき粒子 1 が失う運動量 $m_1 v_1 - m_1 v_1'$ を散乱方向で平均すると $\mu_{12} v_1 \sigma_m / \sigma$ となる。 σ は散乱の全断面積, μ_{12} は衝突する 2 個の粒子の換算質量 ($\mu_{12} = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$) で標的が入射粒子に比べて十分重い場合 ($m_1 \ll m_2$) には m_1 に等しい。散乱が等方的に行われる場合には σ_m は σ と一致する。非弾性衝突の場合も同様の量を定義することができるが必ずしも確立されていない。運動量移行断面積は気体を構成する原子・分子の速度分布を決定する基本的な物理量であり, したがって気体中の各種輸送現象(拡散や熱伝導など)を支配する重要な因子である。このことから運動量移行断面積は拡散断面積とよばれることがある。気体中の電子の運動でも重要な役割を果たす量である。

運動量・エネルギーテンソル [英 energy-momentum tensor, 独 Energie-Impuls-Tensor, 仏 tenseur du moment énergétique, 露 тензор энергии-импульса] 物質または場の, エネルギー密度, エネルギー流束, 運動量流束をまとめて表す二階のテンソル。特殊相対性理論では, 慣性座標系において, 質量密度を ρ , 平均四元速度を u^i とすると, 物質の運動量・エネルギーテンソル $T_{(m)}^{ij}$ は

$$T_{(m)}^{ij} = \rho u^i u^j \quad (1)$$

で与えられる。このうち, $T_{(m)}^{00} = \rho c^2$, $T_{(m)}^{0i} = T_{(m)}^{i0} = \rho c u^i$, $T_{(m)}^{ij} = \rho u^i u^j$ ($\alpha, \beta = 1 \sim 3$) はそれぞれ, エネルギー密度, エネルギー流束, 運動量流束である。また, 電磁場を表す反対称テンソルを F^{ij} ($F^{0\alpha} = E_\alpha/c$ ($\alpha = 1 \sim 3$), $F^{23} = B_1$, $F^{31} = B_2$, $F^{12} = B_3$, E は電場, B は磁束密度), 計量テンソルを g_{ij} ($g_{00} = -1$, $g_{\alpha\alpha} = 1$ ($\alpha = 1 \sim 3$), ほかは 0, また g^{ij} は g_{ij} の逆行列) とすると, 電磁場の運動量・エネルギーテンソル $T_{(e)}^{ij}$ は

$$T_{(e)}^{ij} = \frac{1}{\mu_0} (g_{kl} F^{ik} F^{jl} - \frac{1}{4} g^{ij} F_{kl} F^{kl}) \quad (2)$$

で与えられる(この項ではアインシュタインの規約に従う)。ここで

$$T_{(e)}^{00} = \frac{1}{2} (\epsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2)$$

$$T_{(e)}^{0i} = T_{(e)}^{i0} = \frac{(E \times H)_i}{c}$$

$$-T_{(e)}^{ij} = \epsilon_0 E_i E_j + \mu_0 H_i H_j - \frac{\delta_{ij}}{2} (\epsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2)$$

ただし $\alpha, \beta = 1 \sim 3$, $H = (1/\mu_0)B$ は磁場で, それぞれ, エネルギー密度, エネルギー流束(ポインティングベクトルの c^{-1} 倍), マクスウェルの応力テンソルである。物質と電磁場からなる系では, 全運動量・エネルギーテンソル T^{ij} は

$$T^{ij} = T_{(m)}^{ij} + T_{(e)}^{ij}$$

で与えられ, 電磁場以外のミンコフスキー型の力の密度を K^i とすると, j^i を四元電流密度として, $\partial T^{ij}/\partial x^j = K^i$, $\partial T_{(m)}^{ij}/\partial x^j = K^i + g_{kl} F^{ik} j^l$, $\partial T_{(e)}^{ij}/\partial x^j = -g_{kl} F^{ik} j^l$ の形の保存則が成り立つ。四元電流密度を含む項は, 電磁場のローレンツ力の効果である。一般相対性理論においては, 物質および電磁場の運動量・エネルギーテンソル(テンソル密度) $T_{(m)}^{ij}$, $T_{(e)}^{ij}$ は, それぞれ特殊相対性理論における式(1), (2)に, 計量テンソルの行列式 $g = \det(g_{ij}) < 0$ を用いて, $\sqrt{-g}$ を乗じて得られる。慣性座標系では, これらは特殊相対性理論における式(1), (2)に帰着する。重力場が存在する場合には(重力場, 電磁場以外の力は 0 とする), 物質と電磁場の全運動量・エネルギーテンソル

$$T = T_{(m)} + T_{(e)}$$

に対して, $T^i_{;j} = 0$ ($;$ は共変微分)が成り立つが, この式は保存則を意味しない。保存則を導くには $\partial T^i_{;j}/\partial x^j = 0$ が成り立たねばならない。

$$\frac{\partial (T^i_{;j} + t^i_{;j})}{\partial x^j} = 0$$

の形の保存則を成り立たせるような, 重力場の運動量・エネルギー擬テンソルにあたる量 $t^i_{;j}$ も見つかっていない。

運動量適応係数 [英 momentum accommodation coefficient] ⇨ 適応係数

運動量表示 [英 momentum representation, 独 Impulsdarstellung, 仏 représentation des impulsions, 露 импульсное представление] 量子力学において, 状態ベク

トルを運動量の固有ベクトルで展開する表示。一粒子の場合ならば、波動関数 $\psi(r, t)$ を

$$\psi(r, t) = \left(\frac{1}{2\pi\hbar}\right)^{3/2} \int e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \phi(\mathbf{p}, t) d\mathbf{p}$$

と表わした場合の $\phi(\mathbf{p}, t)$ (ψ のフーリエ変換)

$$\phi(\mathbf{p}, t) = \left(\frac{1}{2\pi\hbar}\right)^{3/2} \int e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}/\hbar} \psi(r, t) d\mathbf{r}$$

は、波動関数 ψ を運動量の固有関数 $e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}}$ で展開したときの係数と考えられるので、これを運動量表示の波動関数または状態ベクトルの運動量表示などによぶ。この表示では、運動量の成分は p_x, p_y, p_z という変数をかけるという演算子で表されるが、位置ベクトルの成分は

$$x \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial p_x}, \quad y \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial p_y}, \quad z \rightarrow i\hbar \frac{\partial}{\partial p_z}$$

という微分演算子になる。 $\int |\phi(\mathbf{p}, t)|^2 d\mathbf{p} = 1$ になっているので、 $|\phi(\mathbf{p}, t)|^2 d\mathbf{p}$ は、 $\phi(\mathbf{p}, t)$ で表される状態の粒子の運動量を時刻 t に測ったとき、 \mathbf{p} を含む微小範囲 $d\mathbf{p}$ 内にその値を見いだす確率を表す。多粒子系の場合も全く同様である (⇒座標表示)。

運動量分析用電磁石 [英 analyzer magnet, 独 magnetischer Analysator, 仏 analyseur magnétique, 露 магнетный анализатор] 荷電粒子の運動量は磁場中での曲がり方から決められる。このために用いられる電磁石を運動量分析用電磁石、あるいはスペクトロメーター電磁石とよび、運動量選別器として使われる。原子核・素粒子の実験では、放射性同位体または反応の標的が一点に集中しているとみなせる場合が大部分で、そこから発生する粒子に対して運動量分散型の焦点面を有するような電磁石を用いると都合がよい。この場合、運動量の同じ粒子は発生角度によらず焦点面上のほぼ同一位置を通過するので、そこに位置検出器を置くだけで運動量を決定できる。ただし、同一運動量の粒子も完全に集束するわけではなく、ある程度の収差が残る。解像力(分解能)は、明るさ(立体角のアクセプタンス)を絞ればよくなることは、写真の場合と同様である。このタイプの代表的な電磁石は、一様磁場の扇型電磁石で、高エネルギー物理学研究所で素粒子実験に用いられた例を、図1に示す。小型の検出器で検出効率を上げるには、図1の水平面内だけでなく、垂直方向についても集

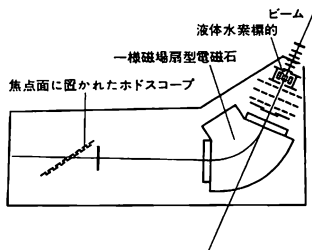


図1

束させると効果的で、このために磁極の形をくふうしたり、非一様磁場を用いるような設計も行われる。このタイプを二重集束型電磁石という。

以上のような集束型のスペクトロメーターは、大立体角が得られないこと、運動量が高くなると集束を得るために磁場を強めるか、磁石を大型にしなければならないことから、1 GeV/c 以上の高運動量あるいはこれ以下でも大立体角を要する場合には用いられない。代りにプロポーシ

ナルチェーンなどの軌道測定器と組合せて、大開口部を有するダイポール(二極)電磁石を用いるのが普通で、この一例を図2に示す。さらに、近年の飛跡測定器(飛跡検出

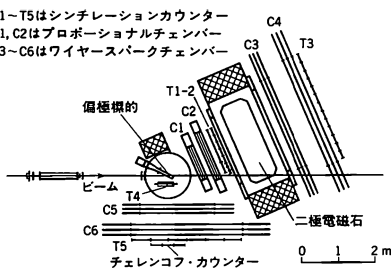


図2

器)と電子計算機の非常な発展に支えられて、高エネルギー実験における運動量分析用の磁場としては、ソレノイド磁場、トロイダル磁場や、もっと複雑な形の磁場も用いられている。

運動量保存則 [英 momentum conservation law, 独 Impulserhaltungssatz, 仏 loi de la conservation de la quantité de mouvement, 露 закон сохранения количества движения] 1つの物理的体系があるとき、外力が作用しないか、作用してもその合力が0のとき、系の運動量は保存されるという法則。これは系の内力が作用反作用の法則に従うことを意味する。電磁場が共存して、これを仲介として系の相互作用が行われている場合には、物質の運動量と電磁場の運動量の和に対してこの法則を適用する必要がある。

運動量モーメント [英 moment of momentum, 独 Impulsmoment, 仏 moment de l'impulsion, 露 момент импульса] = 角運動量

運動量輸送式(真空)ポンプ [英 kinetic vacuum pump, 独 kinetische Vakuumpumpe, 仏 pompe à vide cinétique, 露 динамический вакуумный насос] ⇒ 真空ポンプ

運動量輸送理論 [英 momentum transfer theory, 独 Theorie der Impulsübertragung, 仏 théorie de transfert d'impulsions, 露 теория переноса импульса] 乱流におけるレイノルズ応力を運動量の輸送という観点から評価する方法。 x 方向の平均速度 U あるいは単位質量当りの運動量に対する方程式には、 $-\langle uv \rangle$ のようなレイノルズ応力の成分が $\partial(-\langle uv \rangle)/\partial y$ の形で現れる。ここで u, v はそれぞれ x, y 方向の変動速度である。運動量輸送という観点から見ると、 $-\langle uv \rangle$ は変動速度 v によって y 方向に運ばれる x 方向の単位質量当りの運動量平均と考えられる。高温度から低温度への熱拡散との類推より、運動量も大きいほうから小さい方へ流れると考え、 $-\langle uv \rangle = \nu_m \partial U / \partial y$ とおく。比例定数 ν_m は運動量輸送の拡散係数である (⇒ 渦粘性)。この立場から ν_m を評価する方法はいろいろあるが、L. Prandtl による混合距離理論が有名である。そこでは、気体論における平均自由行程との類推より、流体部分が大きな変化を受けずに移動する距離 l (混合距離とよばれる)を導入し、 $\nu_m = l^2 |\partial U / \partial y|$ と書く。 l は実験結果などとの比較から適当に調節される。

運動論的方程式 [英 kinetic equation, 独 kinetische Gleichung, 仏 équation cinétique, 露 кинетическое урав-

нение] 一般に、巨視的体系の状態の時間変化を物理量のゆらぎまで含めて記述する方程式のことをさし、広い内容をもつことばである。その最も古いものは、気体の運動を取扱うボルツマン方程式である。このような方程式は、完全に可逆的なリウビル方程式のような力学方程式と巨視的方程式の中間に位置し、力学方程式からある粗視化によって導かれるべきものである。近年、凝縮系の物理学が重要になるにつれ、それに対するいろいろな運動論的方程式が提出され応用されている。そのようなものの例として、巨視的物理量のゆらぎに対するフォッカー-プランク方程式またはランジュバン方程式、イジング・スピン系に対する動的イジング模型、臨界点近傍におけるゆらぎに対する

運動論的方程式などが知られている。

運搬電流 = 携帯電流

雲母コンデンサー [英 mica capacitor, 仏 capacitateur à mica, 露 слюдяной конденсатор] 誘電体として雲母を $20\sim 50\mu\text{m}$ の厚さにへき開いたものを電極用金属箔と交互に積み重ねた構造の積層形コンデンサーであり、マイカコンデンサーともいう。絶縁抵抗が高く静電容量の温度係数は $\pm 30\sim \pm 70\text{ppm}/^\circ\text{C}$ と小さく、電気特性の経時変化も小さい。電極として、雲母に直接酸化銀を焼き付ける構造のものをシルバード型とよぶ。誘電損失も $0\sim 80^\circ\text{C}$ の範囲でほぼ一定で、 $0.02\sim 0.07\%$ (1kHz)である。

え

エアトン Ayrton, William Edward 1849.9.14—1908.11.8 イギリスの電気工学者。ロンドンのユニバーシティ・カレッジに学ぶ。1867年インド政府電信作業部の試験に合格して副電気管理官となり、インド政府の電信業務に従事した後、Kelvin 卿の下で電気工学の研究を行う。1873年6月、Kelvin 卿の推薦により、日本で最初の工学の高等専門教育機関である工学寮工学校(1877年 工部大学校と改称)に、電信学および理学教師として来日、電信学科の学生に電信学を講義するとともに、予科の学生に物理学を教えた。Ayrton より2年遅れて、1875年に工学寮工学校の土木工学教師として来日した、同じく Kelvin 卿の門下生である J. Perry と共同で、空中電気や気体の比誘導率など電気に関する研究、石の熱伝導率の実験、東京の重力加速度の測定を行っている。日本におけるこれらの研究は、学生実験の指導を兼ねて、学生たちに実験の手伝いをさせながら行われた。Ayrton の教育や研究に対する熱心な態度は、学生たちに大きな感銘を与えたようである。また日本の魔鏡にも興味をもち、その研究を行っている。

1878年3月25日には、電信中央局開設記念祝賀会の席上、グローブ電池50個を使用して物理学の講義用アーク灯を点火し喝采を博した。これは、3年前に1度試みて失敗して以来のこと、1877年の12月に東京大学の卒業式で、山川健次郎がブンゼン電池70個を使ってアーク灯を点火したのに次ぐものである。同年6月、イギリスに帰国した Ayrton は、ロンドン市組合工業大学の応用物理学教授となり、1884年にはサウス・ケンジントン工業大学の電気工学教授となった。イギリスでも Perry と共同で発電・配電・電力測定の研究を行い、電流計をはじめメーター類の特許を得ている。また電気技師協会やロンドン物理学会の会長も務めた。1901年には、電気工学への貢献を認められロイヤル・メダルを授与されている。過度の研究による疲労から眼をいため、1908年ロンドンで逝去した。[主著] *Practical Electricity*, 1887。

エアリー Airy, George Bidell 1801.7.27—1892.1.4 イギリスの天文学者。ノーサンバランドのアニックに生れる。1819年ケンブリッジ大学トリニティー・カレッジに給費生として入学。1824年同カレッジのフェローとなる。1827年ケンブリッジ大学のルカス教授職に就任、1828年には天文学教授となった。1836年より1881年までグリニ天文台台長を務めた。水中と空気中の光行差のずれを見いだそうという R. G. Boscovich の1766年のアイデアによって、水を満たした35インチの望遠鏡で実験を行い(1871年)、差の存在しないことを見いだした。これは A. J. Fresnel の部分的なエーテルの随伴という仮説を支持するものであった。また、Airy は天体観測のための諸設備、器具やそれらの使用法について種々の寄与をし、これによってその後の観測データの定量的向上に役立った。そのほか1842—60年の日食の観測に従事し、月や惑星の位置についての観測データを整理・修正した。天文

学以外の分野においても、結晶の干渉縞を調べ、色消し接眼レンズの研究や、虹の理論的研究を行った。[主著] *On the Undulatory Theory of Optics*, 1831。

エアリー関数 [英 Airy functions, 独 Airysche Funktionen, 仏 fonctions d'Airy, 露 функции Эри] 虹の理論において G. Airy が用いた関数

$$\phi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \cos\left(\frac{1}{3}u^3 + u\xi\right) du$$

をいう。エアリー積分ともいい、電磁波の回折の問題や一様な場における粒子の運動を記述するシュレーディンガー方程式の解としても現れる。

エアリー像 [英 Airy pattern, 独 Airysches Muster, 露 картина Эри] 円形開口に平行光線を垂直に入射させたときに生じるフラウンホーファー回折像で、エアリー・ディスクとよばれる中央の明るい円形像とそれを取巻く多数の弱い環状像からなる(図参照)。この回折問題は1835



(Handbuch der Physik, XXIV, 1956, Springer)

年に G. B. Airy によって解かれたので、この名がある。垂直入射光と回折光の間の偏角を θ , $\sin\theta = w$ とすると、回折像の半径方向の強度分布は $[2J_1(ka w)/ka w]^2$ に比例する。ここで $k = 2\pi/\lambda$, λ は波長, a は開口の半径, J_1 は第一種、一階のベッセル関数である。暗環の半径, すなわち回折光強度が0になる方向は $J_1(ka w)$ の0点から定められ、第一暗環から順に, $w = 0.610\lambda/a$, $1.116\lambda/a$, $1.619\lambda/a$, ... となる。エアリー・ディスク中には全光量の約84%が含まれており、その外側の強度は小さい。したがって、円形開口をもつ結像系による点物体の像は、その系に収差がなくても点とならず、エアリー像となるが、近似的にエアリー・ディスクであるとみなすことができる。

エアリー・ディスク [英 Airy's disk, 独 Airy-Scheibchen, 仏 disque d'Airy, 露 диск Эри] ⇨ エアリー像

エアリー点 [英 Airy points, 仏 points Airy] 細い長方形断面の棒の midpoint から測って、両端までの距離の $1/\sqrt{3}$ (≈0.5773) 倍にある2点。この2点を支点として棒を水平に支えると、自重で棒がたわんでも両端では水平に保たれ、また上面にきざんだ目盛の間隔がほとんど変わらないので、線度器(長さの標準もののさし)の支持に応用されてきた。

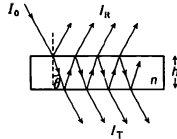
エアリーの応力関数 [英 Airy's stress function, 独 Airysche Spannungsfunktion, 仏 fonction des contraintes d'Airy, 露 функция напряжений Эри] ⇨ 応力関数

エアリーの式 [英 Airy formula, 独 Airysche Formel, 仏 formule d'Airy, 露 формула Эри] (1) 円形開口によるフラウンホーファー回折像は同心円状の明暗の縞となり、その強度分布は

$$I(w) = \left[\frac{2J_1(kaw)}{kaw} \right]^2 I_0$$

で与えられる。ここで a は円形開孔の半径, k は入射光の波数 ($2\pi/\lambda$), w は回折角の正弦, I_0 は回折像の中心 ($w=0$) における強度であり, J_1 は一次のベッセル関数を表す。この式は、いくぶん異なった形ではあるが, G. B. Airy (1835 年) が最初に導いたので, エアリーの式とよばれる (⇒エアリー像)。

(2) 図のように単色平面波で平行平板を照明すると



き, その反射光および透過光の強度は, 平行平板の両側の面での繰返し反射の結果生じる多数の平面波の重ね合わせによって計算でき, 反射の回数が無限に大きい場合については, それぞれ

$$I_R = \frac{4\varpi \sin^2(\delta/2)}{(1-\varpi)^2 + 4\varpi \sin^2(\delta/2)} I_0$$

$$I_T = \frac{\varpi^2}{(1-\varpi)^2 + 4\varpi \sin^2(\delta/2)} I_0$$

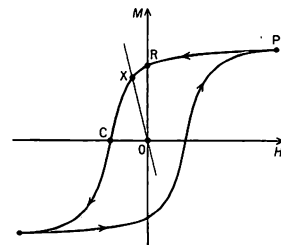
で与えられる。これらをエアリーの式とよぶ。ここで, I_0 は入射光の強度, ϖ および ϖ はそれぞれ境界面の (強度) 反射率および透過率である。また δ は隣り合った射出光線の間の位相差を表し, $\delta = (4\pi/\lambda)n h \cos\theta$ で与えられる。ただし, λ は真空中での波長, n および h は平行平板の屈折率と厚さ, θ は平行平板へ入射する光線の屈折角である (⇒多光束干渉, ファブリー-ペロー干渉計)。

エアロゾル [英 aerosol, 独 Aerosol, 仏 aérosol, 露 аэрозоль] 分散媒が気体で, 分散質が液体または固体のコロイドのこと。分散質が液体の場合, 霧, もや, 雲があり, 固体の場合, ちり, 煙, 煙霧があるが, 両者の間には, はっきりとした区別はない。エアロゾルは工業生産においても重要な役割りを果している。大気中のエアロゾルは浮遊する分散質粒子の大きさによって, エイトケン粒子 (半径 10^{-3} ~ $0.1\mu\text{m}$), 大粒子 (半径 0.1 ~ $1\mu\text{m}$), 巨大粒子 (半径 1 ~ $100\mu\text{m}$) に分類される。地表付近のエイトケン粒子の濃度は, 大陸から離れた海上で 10^2 ~ 10^3 個 $\cdot \text{cm}^{-3}$, 海岸付近で 10^2 ~ 10^4 個 $\cdot \text{cm}^{-3}$, 都市域で 10^5 ~ 10^6 個 $\cdot \text{cm}^{-3}$ 程度である。上空にいくにしたがって濃度は減少し, 対流圏上部で 200 ~ 300 個 $\cdot \text{cm}^{-3}$, 高度 20 ~ 30km で 10 ~ 20 個 $\cdot \text{cm}^{-3}$ 程度である。半径 r と $(r+dr)$ の間にある粒子数は $r^2 dr$ に比例する性質がある。このスペクトルをユング分布という (ただし a は 2 ~ 3.5 の間の定数で平均 3 程度)。したがって, エアロゾル全体の数のうち, エイトケン粒子の占める割合が圧倒的に大きい。エアロゾルは, 発生源から直接放出される一次粒子と, 発生源から気体として放出された後に大気中で粒子状物質に変質した二次粒子とに分類される。一次粒子は, 海水のしぶきの蒸発による海塩粒子, 風で地表面から舞上った土壌粒子, 火山の噴出物, 森林火災や焼畑による燃焼生成物, 煙突から排出される煤塵などで, 巨大粒子が多い。二次粒子の生成源となる気体は硫黄化合物 (SO_2 , H_2S など), 窒素化合物 (N_2O , NH_3 など), 炭化水素などである。これらの気体は化学反応 (または光化学反応) によって硫酸塩, 硝酸塩と

なり大気中の水蒸気を吸収して液状のエイトケン粒子に変質する。大粒子の多くは, これらのエイトケン粒子が凝集したものと考えられている。エアロゾル全体の重量のうち, 一次粒子と二次粒子の割合は同程度, 自然に発生したものとの人為的に発生したものの割合は $7:3$ 程度である。

永久機関 [英 perpetual motion, 独 Perpetuum mobile, 仏 moteur perpétuel, 露 вечный двигатель] 永久機関には第一種と第二種がある。第一種の永久機関というのは周期的に働いて, 往復運動または回転運動によって繰返しもとの状態に戻りながら外に仕事をし, 外からはエネルギーをいっさい供給しないですむような機関のことである。このような機関をつくることを試みた人は多いが, J. R. von Mayer (1842 年), J. P. Joule (1847 年), H. L. F. von Helmholtz (1847 年) による熱力学第一法則の発見とともにその存在を否定された。第二種の永久機関というのは自分自身サイクルを行い, 始めから終わりまで一定の温度に保たれる熱源から熱をとり, 熱をどこにも放出しないで, 外に対して正の仕事をやる機関のことをさす。このような機関は R. J. E. Clausius (1850 年), W. Thomson (Kelvin 卿) (1851 年) による熱力学第二法則の確立とともにその存在を否定された。

永久磁石 [英 permanent magnet, 独 permanenter Magnet, 仏 aimant permanent, 露 постоянный магнит] 十分に磁区の方角のそろった強磁性体は, それ自身だけで外部に磁場をつくりだすことができ, 他のものによってつくられた磁場の中に置かれても, ほとんど磁化の大きさが変化せずに残る。これを永久磁石という。強磁性体の磁化は複雑であり, 磁化率が磁場によるだけでなくそれまでの履歴に依存している。磁化 M と磁場 H の関係はヒステリシス曲線で表される (図参照)。まず H を十分大きくして



ヒステリシス曲線

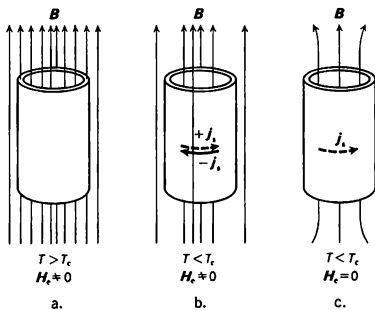
いくと, 強磁性体は同じ向きに磁化されやがて磁化の大きさが一定になり磁気飽和がおこる (P)。次に H をゆくり小さくしていくと磁化は減少していくが磁場を 0 にしても M は 0 にならない (R)。これを残留磁化といい, 残留磁化のあるものを永久磁石とよぶ。磁場の向きを逆転させて, さらに減少すると磁化は連続的に減少してやがて 0 になる (C)。このときの磁場 H の大きさを保磁力という。保磁力が大きいということは, 磁石が他の磁場の影響を受けにくいということなので, 永久磁石として重要な要素である。磁化した磁性体には, その磁化自身に伴う磁場が生ずる。この磁場は, 磁性体内で磁化を妨げるように働くので反磁場といわれ, その大きさは磁化に比例し, 磁石の形状によって決まる。たとえば, 楕円体が主軸方向に磁化するときには, 反磁場 H は反磁場係数 A を用いて $H = -AM$ となる。したがって, この場合の磁化 M はヒステリシス曲線と直線 $H = -AM$ の交点 (X 点) で決められる値をも

つことになる。実用の永久磁石は炭素鋼、KS 鋼、アルニコ、希土類コバルトなどでつくられる。OP 磁石など酸化物も用いられる。

永久磁場(地球の) [英 permanent geomagnetic field, 独 permanentes erdmagnetisches Feld, 仏 champ géomagnétique permanent, 露 постоянное геомагнитное поле] 地球はみずから磁場をつくりだしており、地球自体が一つの大きな磁石とみなされる。この地磁気による磁場は一定不変のものでなく、常に多少は変化している。これを地球の各地点ごとに、ある期間について平均したものを永久磁場という。これに対して地球磁場の永久磁場からのずれを変化磁場とよぶ。変化磁場の方は地球をとり巻く電離層を流れる電流の変動によるものである。永久磁場の方の原因についてはまだ確立されていないが、地殻内の溶融岩石を導体とみた電磁流体力学的ダイナモ理論による説明が有力視されている。永久磁場も長い時間でみれば変化するが、これを長年変化という。

永久電気双極子モーメント [英 permanent electric dipole moment, 独 permanentes elektrisches Moment, 露 перманентный электрический дипольный момент] ⇒ 双極子モーメント

永久電流 [英 persistent current, 独 Dauerstrom, 仏 courant persistant, 露 постоянный ток сверхпроводимости] 超伝導回路を外部起電力なしに流れ続ける超伝導反磁性電流を永久電流という。中空円筒形超伝導体を考えよう。超伝導転移温度 T_c より高温において軸方向に外部磁場 H_z をかけると、磁力線は導体の内外を軸に平行に貫く(図 a)。次に冷却して T_c 以下にすると導体は超伝導状態になり、マイスナー効果によって磁力線は導体中になく($B=0$, 図 b)。このとき、超伝導体の内外の表面層を互いに逆向きの反磁性電流が流れる。その大きさは外部磁場 H_z による磁束をちょうど打消す大きさである。次に外部磁場 H_z を切ると導体の外表面を流れる反磁性電流は消失し、内表面の j_s だけが残る(図 c)。この j_s によって導体の中空部分を軸に平行に貫く磁束 Φ が維持される。磁束 Φ の大きさは時間的に不変であることがロンドン方程式を用いて示される。すなわち内表面を流れる j_s は減衰しない。



この反磁性電流が永久電流である。マサチューセッツ工科大学(MIT)での実験によれば、 j_s は 1 年以上減衰せずに流れ続けたという。

永久電流スイッチ [英 persistent current switch, 露 выключатель перманентного тока] ⇒ 超伝導磁石

永久電流モード [英 persistent current mode, 露 мод перманентного тока] ⇒ 超伝導磁石

永久ひずみ [英 permanent strain, 独 bleibende Verformung, 仏 déformation permanente, 露 перманентная деформация] ⇒ 塑性

永久流 [英 persistent current, 独 Dauerstrom, 仏 courant persistant, 露 постоянный ток сверхпроводимости] 液体ヘリウム II が極めて細い毛管を通じて流れるとき、圧力差を無限小にしても有限の速度で流れ続ける。このとき質量は流れていてもエントロピーは輸送されない。これを超流動ヘリウムの永久流という。実際に行われた実験の一例では、微細粉末を詰めたドーナツ状の毛管に永久流を発生させ、約 1 週間の後これを暖めた液体ヘリウム I に相変化させる。これは通常流体と同じく粘性をもつので、管ごと回転し、相変化の前にもっていた体系の角運動量の大きさを実測できる。これによって減衰がない流動が起きていることが確かめられた(⇒ランダウの臨界速度基準)。

鋭系列 [英 sharp series, 独 scharfe Nebenserie, 仏 seconde série, 露 резкая серия] 原子スペクトルで、 P 準位のなかのいちばんエネルギーの低い npP 準位へ、それよりエネルギーの高い一連の $n'sS$ 準位から遷移する一群のスペクトル線、 $n'sS \rightarrow npP$ を鋭系列とよぶ。主系列より弱いが、鋭い線としてしばしば観測されるためにこの名称が与えられた。鋭系列は鈍系列と共通の系列の極限をもつ。アルカリ金属では、たとえば、Li の場合には

$$n^2S_{1/2} \rightarrow 2p^2P_{1/2, 3/2} \quad n=3, 4, 5, \dots$$

が鋭系列で、遷移の終状態が二重項のため、系列の各スペクトル線は 2 本に分れていて、長波長側のものが強い。He では、

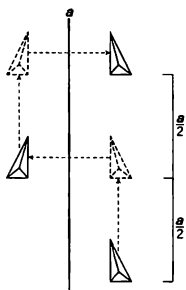
$$1s n^1S_0 \rightarrow 1s 2p^1P_1 \quad n=3, 4, 5, \dots$$

$$1s n^3S_1 \rightarrow 1s 2p^3P_{0, 1, 2} \quad n=3, 4, 5, \dots$$

が鋭系列である。一重項の系列の各スペクトル線は 1 本であるが、三重項のものは 3 本に分れている。アルカリ土類金属では、三重項系の中では $nsnp^3P$ のエネルギー準位が最低であるので、三重項の鋭系列は強い。

曳糸性 [英 thread forming property, 仏 capacité de traine] ある種の天然液体、コロイド溶液、高分子溶液などでは、物体を液中に挿入し引上げると、液滴とならず細い連続した糸を形成する。その性質を曳糸性という。曳糸性が大きい場合に糸を切断すると、糸がはね戻る現象が見られ、曳糸性の発現には液体の表面張力や粘度は補助的な役割を果たすのみで、主体的役割を果たすのは液体の弾性であると考えられている。本来、液体は変形速度が小さいときには完全に非弾性的であるが、速度の増加とともに弾性的な性格を増し粘弾性的になる。したがって曳糸性の判定には、温度や速度などはもちろん引上げの速度が重要な因子になる。一般に鎖状高分子の溶液が大きい曳糸性をもつ理由は、変形時に分子が引伸されやすい(高分子溶液の高粘度とも関連して)ことによる。曳糸性の判定は紡糸や成形性の判断に不可欠であるが、科学的には意味のある評価はない。通常は、切断するまでの引上げの高さが目安となる。

映進 [英 glide-reflection, 独 Gleitspiegelung, 仏 réflexion glissante, 露 зеркальный перенос] 空間群で存在する対称操作のひとつ。平面での鏡映 m と、その平面内の特定な方向(周期 τ)に沿って $\tau/2$ だけの並進を行って行う対称操作(図参照)。この平面を映進面という。また、映進演算は $[\tau m | \tau/2]$ で表される。結晶格子を生成する並進ベクトルを a, b, c とすると、 $a/2$ の並進成分をもつ映



進面を a 映進面, $(a+b)/2$ や $(a+b+c)/2$ などの並進成分をもつ映進面を n 映進面, $(a+b)/4$ や $(a+b+c)/4$ などの並進成分をもつ映進面を d 映進面という。単純格子では, a, b, c , および n 映進面のみが可能であるが, 面心格子や体心格子では, d 映進面も可能になる。映進面により自分自身に変換されるような状態を映進対称という。

エイジング [英 aging, 独 Alterung, 仏 vieillissement, 露 старение] 放射線被曝などの外的要因により, 生物の老化が早められることで, 加齢または単に老化と訳されることもある。一般に, 人などの生物は, その誕生から寿命を全うして死に至る間, 最初年とともに成長して成人し, やがて年とともに老化が進行する。その際, 放射線被曝などの外部からの影響でその進行が早まることがある。エイジングの実体は, 簡単にいえば, 体細胞の遺伝情報 DNA が放射線によって傷害を受けることによると考えられており, 人の場合には, 1 rem の被曝は 1 日程の寿命短縮に相当するといわれている (G. Failla, 1957 年)。

また, 機械や装置などが製作後所定の性能を出すまでの間, ならし運転をすることをエイジングという。

映進対称 [英 symmetry of glide, 独 Symmetrie der Gleitung, 仏 symétrie à réflexion avec glissement, 露 симметрия скользящего отражения] ⇒ 映進

映進面 [英 glide plane, 独 Gleitebene, 仏 plan de glissement, 露 плоскость скольжения] ⇒ 映進

衛星 [英仏 satellite, 独 Satellit, 露 спутник] 太陽系の成員で, 惑星のまわりを公転しているもの。そのうち軌道要素が確定している衛星は 39 個 (1983 年現在) あって地球は 1 個, 火星は 2 個, 木星は 14 個, 土星は 14 個, 天王星は 5 個, 海王星は 2 個, 冥王星は 1 個をもっている。水星と金星には衛星がない。最近の観測技術の進歩と人工衛星によって, 多くの衛星が発見されている。それらは, 発見された年の後に母惑星の頭文字をつけ, その後に発見順に番号をつけた仮符号を用いて整理されている。軌道要素が確定すれば国際天文学連合によって正式名称が決められる。たとえば, 土星の衛星である 1980 S1 と 1980 S2 はほぼ同一軌道上にあり, 1980 S6 は土星とディオネを一辺とする正三角形の頂点の近傍に, 1980 S27 と 1980 S28 は, 土星の環のひとつである F 環のすぐ内側と外側にある。木星には 2 個, 海王星にも 1 個の仮符号をもつ衛星がある。また最近になって, 小惑星にも衛星が存在していることを示唆する観測が報告されている。衛星は, だいたいにおいて母惑星の赤道面内を母惑星の自転と同じ方向に公転している。しかし木星の外側の 4 個の衛星, 土星の第 IX 衛星 (フォエベ), 海王星の内側の衛星 (トリトン) は逆行運動をしている。最大の衛星は木星の第 III 衛星 (ガニ

メデ) であって, その半径は 2600 km もあり, 月や冥王星よりも大きい。木星, 土星, 天王星には, 惑星の公転周期と衛星の公転周期との比が整数比に近い衛星が存在している。先に述べた逆行衛星の存在とともに, 太陽系の進化に関連して, 天体力学上の大きな問題となっている。

衛星線 [英 satellite line, 独 Satellitenlinie, 仏 raie satellite, 露 линия-спутеллит] ある一組のスペクトル線のなかで強さが最大のものを主線といい, そのまわりに現れる線を一般に衛星線という。原子スペクトルの場合の LS 結合様式における多重項構造を考えてみる (⇒ LS 結合, 多重項)。遷移 $^{2S+1}L_J \rightarrow ^{2S+1}L'_J$ において, J の変化 $\Delta J \equiv J' - J$ が L の変化 $\Delta L \equiv L' - L$ と同じであるものが主線で最大の強度をもつ。これ以外のスペクトル線を衛星線という。衛星線のうち J が変化しないものを第一種, J の変化が L の変化と反対であるものを第二種という。一般に第二種の方が第一種より弱い。 $^5S_2 \rightarrow ^5P_3, ^5P_2, ^5P_1$ を考えると 5P_3 への遷移が主線を, 5P_2 が第一種の衛星線を 5P_1 が第二種の衛星線を与える。強度は一般に準位の縮退度に比例するので, この場合の強度比は 7:5:3 となる。二原子分子では電子の軌道およびスピン角運動量と核の回転の角運動量とのさまざまな結合様式が存在する (⇒ フントの結合形式)。各結合形式ごとにスペクトルは主線と衛星線に分類される。たとえば, フントの結合形式 (b) では, $\Delta J = \Delta K$ を満たすスペクトルが主線で, その近傍に ΔK は同じであるが ΔJ ($\neq \Delta K$) の異なる衛星線が存在する。ただし, K は電子の軌道角運動量と核の回転の角運動量の和に対応する量子数, J は全角運動量量子数である。最後に, オージェ効果における衛星線の例を挙げておく (⇒ オージェ効果)。たとえば, 原子の K 殻に初期空孔ができて L 殻の電子が 1 個 K 殻に落ち L 殻のもうひとつの電子が放出される過程を K -LL と表すが, このオージェ過程に対応するオージェ電子のスペクトルの近傍に KL -LLL 過程に対応するスペクトルの現れることがある。後者は K -LL 過程の最初に L 殻にも空孔が生成されていて, 最終的に L 殻に 3 つの空孔が生じる過程を意味している。 L 殻に空孔があるために K 殻の電子エネルギー状態が L 殻に空孔がない場合に比べて多少ずれ, K -LL オージェのピークの傍にピークが現れる。これも衛星線とよばれる。イオンと原子の衝突においては K 殻に 2 個空孔ができることからオージェ過程のスペクトルも観測され, それは超衛星線とよばれる。

映像信号 [英 image signal, 独 Bildsignal, 仏 signal d'image, 露 сигнал отображения] ⇒ スーパーヘテロダイン

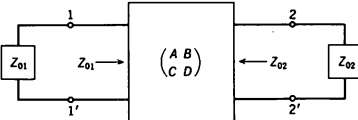
映像増倍管 [英 image intensifier tube, 独 Bildröhre, 仏 tube de renforteur d'image, 露 усилитель яркости изображения] 光電変換管のひとつ。イメージインテンシファイヤーともいう。原理は物体からの光を光電面で受け, 放出される電子を電子レンズによって加速集束し, 光電面の像の位置にある蛍光面に照射させるものである。すなわち, 光→電子→光の変換によって光学像の再生が行われる。可視光以外の光に感度をもつ光電面を使用すれば, 肉眼では見えない物体の像を捕えることができる。また蛍光体に高感度の材料を使い, 加速電圧を大きくすれば出力像は入力像より明るくなり, 映像の増倍が行われる。映像の増倍能力をさらに増大するために, 二次電子放出比の高い光電子面を複数個使う方法, 光電子面の前面に蛍光面を

置くことによって電子増倍を行う方法、二本の管をファイバースプレッドプレートを使って縦続接続する方法、チャネルプレートを利用する方法などがある。

映像増幅器 [英 video amplifier, 仏 video amplificateur, 露 видеоусилитель] テレビジョンやCATVなどの映像信号を受信管のカソードを駆振するに十分な振幅(30~70V P-P)に増幅する増幅器。テレビジョンの映像信号は4MHzの周波数帯域幅をもつので、映像増幅器の周波数特性はこの周波数帯域を一定に増幅するように広帯域特性をもたなければならず、また位相特性や過渡特性も良好である必要がある。また映像増幅器から4.5MHzでFM変調された音声信号を取出す場合もある。

映像電荷 [英 image charge, 独 Bildladung, 仏 charge image, 露 заряд изображения] 導体の近くにある電荷によって生じる電場を求める際に使われる仮想の電荷。実在する電荷により誘導された導体上の表面電荷と導体をその仮想電荷で置換えることができる。簡単な例として、2つの点電荷 q_1 と q_2 がつくる静電場を考える。さらに、ある等電位面で囲まれた領域を導体で置換えたとしても、導体の外の電場はなんら変化しない。この事実を、逆に見ることができる。すなわち、点電荷 q_1 と導体でつくる電場は、2つの点電荷 q_1 と q_2 でつくられた電場と同じである。このような点電荷 q_2 を、点電荷 q_1 に対する映像電荷あるいは鏡映電荷とよぶ。映像電荷を用いて、導体外の電荷がつくる静電場を求める方法を鏡像法という(⇒鏡像法)。

影像パラメーター [英 image parameter, 独 Spiegelparameter, 仏 paramètre image, 露 изображающий параметр] 受動素子から成る四端子回路の特性を表すパラメーター。任意の電気回路網から2対の端子を取出して、これらの端子を通じてのみ回路網の特性を考えるとき、この回路を四端子回路という。図のように四端子回路の入力



端子にインピーダンス Z_{01} を、出力端子にインピーダンス Z_{02} を接続したとき、入力端子から見た入力インピーダンスが Z_{01} に、出力端子から見た入力インピーダンスが Z_{02} に等しくなる場合に、この Z_{01} および Z_{02} をこの四端子回路の影像インピーダンスという。影像インピーダンスを四端子定数で表せば

$$Z_{01} = \sqrt{\frac{AB}{CD}}, \quad Z_{02} = \sqrt{\frac{BD}{AC}}$$

が得られる。次に両端に影像インピーダンスを接続し、入力側に電源をつないだ場合、入力側の電圧と電流を V_1 と I_1 、出力側の電圧と電流を V_2 と I_2 とすれば、伝達定数 θ は次式で定義される。

$$\theta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{V_1 I_1}{V_2 I_2} \right)$$

伝達定数は $\theta = \alpha + j\beta$ とも表され、 α は減衰定数、 β は位相定数とよばれる。2つの影像インピーダンス Z_{01} 、 Z_{02} と伝達定数 θ を与えれば四端子回路の特性が完全に記述できる。これら3つのパラメーターを影像パラメーターという。

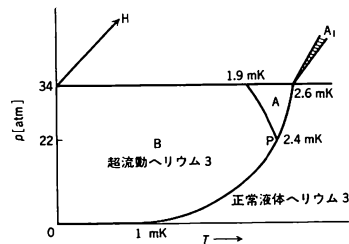
映像法 = 鏡像法

映像力 = 鏡像力

永存線 [英 persistent line, 独 letzte Linie, 仏 raie ultime, 露 последняя линия] 放電の中の、ある発光元素の量を減少していくとその元素のスペクトル線の多くは弱くなり、ついに消えていくが、最後まで残るスペクトル線を永存線という。永存線の多くは中性原子または1価イオンの共鳴スペクトル線である。一般にその強度はほかのスペクトル線に比べ非常に強く、発光分光分析や原子吸光などの分光法による微量元素の検出に用いられる。

Ada [英 Ada, 露 язык Ада] 電子計算機の新しい高水準言語のひとつ。アメリカ国防総省(DOD)がソフトウェアの開発費や保守費の軽減を目的とし、学界、産業界の広範囲の人々の協力を得て、1975年から1980年にかけて開発した言語である。Adaの名はC. Babbageを助けた世界最初のプログラマーであるLovelace伯爵夫人Adaに由来する。この言語の設計の中心人物はJ. Ichbiahである。Adaは当初、計算機を使った制御システムのソフトウェアを記述することを主目的としていたが、完成したものは汎用性のある言語である。Ada言語の特徴は、(1)大型ソフトウェア作成、(2)複数のプログラムの同時並行実行、(3)信頼性、移植性の高いプログラム、などのための機能にある。たとえば、(1)大型ソフトウェアは多数の部品からつくられるが、その部品(Adaではpackageという)を使う人から見た仕様とその内部構成(部品のプログラム本体)とは明確に分離される。(2)複数の同時に並行して実行されているプログラムとの同期や交信を誤りなく、わかりやすく書くための機能がある。(3)データの型の一致のチェック、例外的事象が生じたときの処理、計算機に依存しない表現法(たとえば実数の精度に関して)、などの機能がある。

A₁相 [英 A₁ phase, 独 A₁-Phase, 仏 phase A₁, 露 фаза A₁] 適当な条件下で超流動ヘリウム3 (³He)がとるひとつの状態。³Heの相図(図参照)からわかるように、



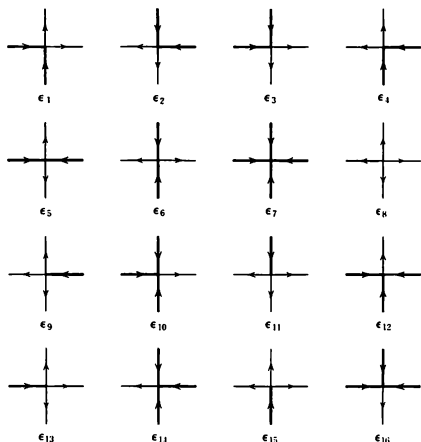
磁場 H をかけたとき³Heの正常状態からA相への転移温度が、 $T_{A1} - T_A = 2 \times 10^{-3} T_A [kG^{-1}]$ の割合で分離する。ここで、 T_A は磁場が0の場合の転移温度、kGはキロガウスを意味する。A₁相はこの磁場によってA相から分離してきた相で、超流動ヘリウム3を形成する凝縮対の2個の³He原子の平行なスピン対の状態 $|\uparrow\uparrow\rangle$ (または $|\downarrow\downarrow\rangle$)に対応すると考えられる。第二音波の実験からスピンの向きは磁場の方向に平行な $|\uparrow\uparrow\rangle$ がA₁相では実現されているのではないと思われる。秩序変数 \mathbf{d} で記述すると $\mathbf{d} = |\mathbf{d}| \mathbf{d}(n)$ の \mathbf{d} が $d_z = 0$ 、 $d_x = -id_y$ で $d_{11} = -d_x + id_y$ のみが0でない非ユニタリ状態で与えられる(⇒ABM状態)。

エイト・バーテックス模型 [英 eight-vertex model, 仏 modèle de vertex huit, 露 восьмивершинная модель] アイス模型やKDP模型を一般化したものである。

R. J. Baxter により厳密解が求められたので、バクスター模型ともよばれる。また 8 バートックス模型とも書かれる。二次元正方格子を考えて各格子点を結ぶ線上に上向き、下向き、または右向き、左向きのいずれかの矢をつける。各格子点には 4 本の線がつながれているから、1 つの格子点には $2^4=16$ 個の可能な状態がある。この各状態に $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_{16}$ のエネルギーを割当てて、格子全体で状態 i をとる格子点の数を N_i とすると系の状態 Z は

$$Z = \sum \exp \left(-\beta \sum_{i=1}^{16} N_i \epsilon_i \right)$$

で与えられる。これを 16 バートックス模型という。この



16 個の配置のうち、1 つの格子点に奇数本のボンドが入る状態が禁止されているとすると ($\epsilon_9 = \epsilon_{10} = \dots = \epsilon_{16} = \infty$)、可能な状態として 8 個の状態が許される。これが広義の 8 バートックス模型である。1 つの格子点のある配置に対して、4 本のボンドを反転した配置のエネルギーもとの配置のエネルギーとが等しい ($\epsilon_1 = \epsilon_2, \epsilon_3 = \epsilon_4, \epsilon_5 = \epsilon_6, \epsilon_7 = \epsilon_8$) とした模型を、狭義の 8 バートックス模型またはバクスター模型という。さらに、 $\epsilon_7 = \epsilon_8 = \infty$ とした模型を 6 バートックス模型といい、この中には、その特別な場合として、イジング模型、KDP 模型、F 模型、アイズ模型などが含まれている。Baxter は転送行列の方法を用いてこのモデルの状態和を求めた。また Baxter はこのモデルの転送行列の固有関数が一般化された一次元ハイゼンベルグ模型である XYZ 模型のハミルトニアン

$$H = \sum_{i=1}^N (J_z \sigma_i^z \sigma_{i+1}^z + J_y \sigma_i^y \sigma_{i+1}^y + J_x \sigma_i^x \sigma_{i+1}^x)$$

の固有関数に等しいことからその基底状態の固有エネルギーを求めた。この模型においては、イジング模型や KDP 模型、F 模型などに還元される特殊な場合を除いて、一般に、臨界指数がパラメーターに連続的に依存している (\Rightarrow 弱い普遍性)。

永年加速 [英 secular acceleration, 独 säkulare Akzeleration, 仏 accélération séculaire, 露 вековое ускорение] 天体の経度 L は $L = L_0 + n_1 t + (1/2) n_2 t^2 + (\text{周期項})$ で表される。エネルギーが保存される系では、たとえば振動があっても $n_2 = 0$ となるが、非保存系では $n_2 \neq 0$ である。この L の時間についての二階微分である n_2 のことを永年加速といい、 $(1/2) n_2 t^2$ を永年加速項という。 n_2 が正のとき、天

体は中心天体に落ち込む。また n_2 が負のときは中心天体より遠ざかり、永年減速という。最初に永年加速が発見されたのは月である。月の永年加速には、減少しつつある地球の自転をもとにした時計を用いての観測による見かけの永年加速と、地球の離心率がほかの惑星の摂動によって長周期で変化するることによる永年加速が含まれていた。この 2 つの効果を差し引くと実際の月は永年減速していることになる。月と太陽の潮汐摩擦によって地球の自転が減少し、地球の自転角運動量が月の公転角運動量に移されているのである。これによって月は毎年 3.4 cm の割合で地球から遠ざかりつつある。永年加速は火星の衛星フォボス、木星の衛星アマルテア、土星の衛星ミマスにも発見されている。衛星の永年項は、母惑星と衛星内での潮汐摩擦によるエネルギーの散逸を考慮すれば説明できる。

永年摂動 [英 secular perturbation, 独 säkulare Störung, 仏 perturbation séculaire, 露 вековое возмущение] 天体の軌道の受ける摂動の一種で、ある量が時間とともに一方的に増加または減少するものをいう。惑星運動の場合には、摂動がないときに一定であった昇交点経度、軌道傾斜角、近日点引数、離心率がほかの惑星の摂動によって長周期変化(惑星の経度には依存しない)をするが、それを永年摂動とよぶことが多い。保存系において、永年摂動を求めることは、摂動を受けている系の作用変数、角変数を求めることに対応する。系のハミルトニアンを作用変数、角変数で表現すると、角変数はすべてサイクリック座標になる。ハミルトニアンは作用変数のみの関数となるので、作用変数は定数となり、角変数のみが時間についての一次式となる。ケプラー運動に摂動が働く場合についてこのことをいいかえると、長半径、離心率、軌道傾斜角には永年摂動は現れず、平均近日点離角、近日点引数、昇交点経度のみ永年摂動が現れる。非保存系では、長半径、離心率、軌道傾斜角にも永年摂動が現れる。だから保存系としての太陽系について「惑星の公転軌道の長半径には、ほかの惑星の摂動によって永年摂動が現れる。その大きさは摂動惑星の質量について三次である」というポアソンの定理があるのは一見上に述べたことと矛盾しているように思われるが、ポアソンの定理はケプラー要素についての運動方程式を逐次近似で求めた場合に成り立つことなのである。ポアソンの方法では、非常に周期の長い長周期項(惑星の経度に依存しない)は時間のべき級数で展開されることになるので、見かけ上時間に比例する項が長半径に表れてくるのにすぎない。長半径とか離心率などの作用変数に対応する量に永年摂動が現れないようにするのに、正準変換に基づく摂動論が広く用いられている。運動方程式を時間について平均して得られる運動方程式では、一次の永年摂動しか議論できない。

永年変化(地磁気の) [英 secular variation, 独 säkulare Variation, 仏 variation séculaire, 露 вековая вариация] \Rightarrow 地磁気

永年方程式 [英 secular equation, 独 Säkulargleichung, 仏 équation séculaire, 露 секулярное уравнение] 長年方程式ともいう。「永年」の名は惑星の運動に対する永年摂動を計算するのに用いられたことに由来する (\Rightarrow 永年摂動)。縮退のある振動系に摂動が加わると、一般には縮退が解け、振動数の少し異なるいくつかの固有振動に分かれる。その際に振動数のずれは、ある対称行列 A の固有値、すなわち、 λ についての方程式

$$\det(A - \lambda I) = 0$$

の根で与えられる。この形の方程式を永年方程式という。A がエルミート行列の場合も、やはり永年方程式とよばれる。いずれも、根はすべて実数である。新しい振動数 $\omega + \Delta\omega$ での振動 $\exp[i(\omega + \Delta\omega)t]$ を逐次近似で求めると $\exp[i\omega t] \times (1 + i\Delta\omega t + \dots)$ となり、見かけ上、時間とともに限りなく増大する項(これを永年項という)が現れる。これが、ずれ $\Delta\omega$ を求める方程式を永年方程式とよぶ理由である。量子力学における摂動論においても、縮退のある場合には、永年方程式が現れる。 $H = H_0 + V$ というハミルトニアンをもつ系で、 H_0 の固有値 $E_n^{(0)}$ が s 重に縮退していて、 $|n, i\rangle$ ($i=1, \dots, s$) という s 個の固有ベクトルがある場合には、エネルギーに対する一次の補正は、 s 次の行列 $v_{ij} = \langle n, i | V | n, j \rangle$ の固有値、すなわち、永年方程式 $\det(v - \lambda I) = 0$ の根で与えられる。

鋭敏色板 [英 sensitive tint plate, 仏 lame de teinte sensible, 露 чувствительная подкрашенная пластинка] 偏光測定において振動方向が直交する2つの直線偏光の間のわずかな位相差を、色の鋭敏な変化として検出するために用いられる検板。偏光子と検光子を平行ニコルあるいは直交ニコルの配置にして、間に複屈折性結晶板を挟み、白色光の平行光線束で照明すると検光子を透過した光は着色して見える。厚さ d の複屈折性結晶板が光が透過したとき常光線と異常光線に対する屈折率をそれぞれ n_o 、 n_e とすれば両者の間には $\delta = (n_o - n_e)d$ の光路差を生ずる。常光線の偏光方向が偏光子のそれに対して 45° になるように、C 光源からの平行光束で照明すれば、直交ニコルの場合、結晶板の d が、520 nm のとき透過光は紫色を呈する。このとき d の変化に対する色の変化が最も大きくなるので、逆に色の変化から d の変化を感度よく検出することができる。このように d の値が 520 nm である複屈折性結晶板は直交ニコルの場合の C 光源に対する鋭敏色板になる。平行ニコルの場合には半分の値の 260 nm のとき鋭敏色を示す。非常にわずかな複屈折性を検出したい場合には鋭敏色板の前または後ろに試料を置き、検光子の後ろに置いたフィールドレンズを通して試料面を観察すればよい。

エイフェンワルトの実験 [英 Eichenwald experiment, 独 Eichenwaldscher Versuch, 仏 expérience d'Eichenwald, 露 опыт Эйхенвальда] \Rightarrow レントゲン電流

ASCII = ASCII(アスキー)

AND 回路 = AND(アンド)回路

ALARA = ALARA(アララ)

ALS 構造 [英 ALS structure, 仏 structure ALS, 露 структура АЛС] \Rightarrow π 中間子凝縮

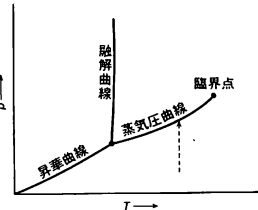
ALGOL = ALGOL(アルゴル)

エオルス音 [英 aeolian tone, 独 Äolstöne, 仏 ton éolien, 露 эолов тон] 針金や細い棒が速い空気の流れの中に置かれたときに生ずる音。これは針金や棒が固定されたとしても生ずる。いま速さ U の流れの中に直径 d の円柱が置かれたとすると、レイノルズ数 Ud/ν の適当な範囲内で(ν は動粘性率)、渦が周期的に円柱から放出される(\Rightarrow カルマン渦列)。このとき円柱表面の圧力が変動し、その結果として、流れに直角的な振動力が円柱に作用する。この反作用として、円柱は流体に逆向きの振動力を及ぼし、これが音の放射に寄与する。放射された音の遠方場は、円柱軸と流れの方向からつくられる面に垂直な軸をもつ双極放射の形をとる。V. Strouhal(1878 年)はこのよう

な音を実験的に測定して、振動数 f が U と d だけに関係して、 $f \approx 0.2U/d$ であることを見いだした(\Rightarrow ストルーハル数)。後に、これがカルマン渦の振動数と一致することが確かめられた。このように、固体の振動によらず流体の流れだけで生ずる音は空気力学的な音とよばれる。野外の送電線や木の枯枝も強い風の中でのこの種の音を発する。エオルス音は風の中で音を発する古典弦楽器(Aeolian harp)の発音機構と結びつけて考えられているが、楽器の場合は、弦の振動や共鳴器からの寄与もあろう。 f が弦の固有振動数と一致するときは、共鳴によって音は強くなる。ちなみにエオルス(Aeolus)はラテン語で「風の神」を意味し、ギリシア語ではそれはアイオロス(Aiolos)である。

エーカー [英 acre, 独 Acre, 露 акр] ヤード・ポンド法の面積の単位。4840 平方ヤードに等しく、約 4047 m² すなわち約 0.405 ヘクタールである。成り立ちとしては、1 ロッド \times 1 ファーロングのロッド(rood)の 4 倍で、4 ロッド \times 40 ロッドに等しく、測量用の長さの単位チェーンが 4 ロッドであるから、1 エーカーは 1 チェーン \times 10 チェーン、すなわち 10 平方チェーンとなり、およそ 20 m \times 200 m の面積である。平方マイルは 640 エーカーに当る。

液化 [英 liquefaction, 独 Verflüssigung, 仏 liquéfaction, 露 сжижение] 物質が主として気相から液相へ変わることをいう。臨界温度以下に冷却した気体に圧力を加えると(図の点線)、その温度で定まったある圧力 $p_c(T)$



で液化が起こる。 p - T 図上に描いた曲線 $p_c(T)$ は蒸気圧曲線とよばれる。この曲線が切れる上端が臨界点である。液化に伴って物質の体積が減少し、同時に潜熱(凝縮熱ともいわれる)が放出されるが、体積の変化と潜熱の間には一般にクラウジウス-クラペイロンの式が成り立つ。気体を臨界温度以下に冷却する方法としては、断熱膨脹とかジュール-トムソン効果を応用する。

液化機 [英 liquifier, 独 Verflüssiger, 露 ожижитель] 気体を液化する装置。臨界温度が室温以上あるいは室温近傍の気体は冷却しながら圧縮することによって液化できるが、空気、水素、ヘリウムのように臨界温度が非常に低い気体は特殊の方法を用いなければ液化できない。このような気体の液化に広く用いられている方法はジュール-トムソン膨脹(\Rightarrow ジュール-トムソン効果)である。ジュール-トムソン膨脹で冷却効果が生じるためには気体を逆転温度以下に冷却しなければならない。空気の場合は逆転温度が室温以上なので室温からのジュール-トムソン膨脹で冷却効果が現れる。膨脹はJT(ジュール-トムソン)弁とよばれる絞り弁で行う(\Rightarrow ジュール-トムソン膨脹弁)。図1のようにJT弁を出て冷却された戻り気体がJT弁に入る気体を対向流熱交換器で冷却することにより、JT弁で膨脹した気体の一部が液化するようになる。これをリンデまたはリンデ-ハンブソン・サイクルという。水素とヘリウムは逆転温度が低いので単一なリンデ法では液化できない。

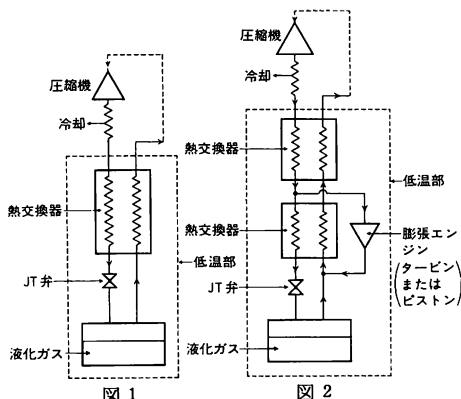


図 1

図 2

水素の場合は液体窒素，ヘリウムの場合はさらに液体水素を用いて冷却してから JT 膨張を行わせ，リンデ法と組合せて液化する。この方法をカスケード液化法という。液体窒素または水素を用いずに，図 2 のようにプレイトン・サイクル（⇨冷凍サイクル）を用いて水素またはヘリウムを予冷してから JT 膨張を用いる液化法をクロード・サイクルという。現在つくられているヘリウム液化機はすべてクロード・サイクルを用いている。このサイクルではピストンを押すか，タービンをまわす機構を備えた膨張エンジンで断熱膨張を行っている。空気および水素液化機としてはリンデ法のほかに，作業物質としてヘリウムガスを用いたスターリング冷凍機（⇨冷凍サイクル）を用い，空気または水素気体を凝縮させる液化機がある。

エキシトニック相 [英 excitonic phase, 独 excitonische Phase, 露 экситоновская фаза] バンドギャップが小さい半導体，あるいはフェルミ・エネルギーの小さい半金属で，電子・正孔間のクーロン相互作用によってできた巨視的な数の励起子（エキシトン）が特定の波数ベクトルをもった状態にボース凝縮したもの。1961 年に N. F. Mott がその可能性を指摘した。半金属のみならず，電子と正孔のフェルミ面の形状が似ている場合には，金属でもこのような状態が可能とされている。クロム金属に見られる反強磁性状態を，この相と見ることもできる。

エキシトン = 励起子

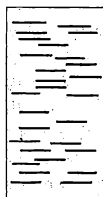
エキシマー [英 excimer, 独 Excimer, 仏 excimère, 露 эксимер] 基底状態の分子 1 個と励起状態の分子 1 個が会合してできた二量体をいい，液体および分子性結晶などのなかに見られる。特に，異なる種類の 2 分子からできた場合はエキシプレックスまたはヘテロエキシマーとよぶ。エキシマーは 2 分子とも基底状態になると解離してしまうので，エキシマー特有の吸収スペクトルは観測されないが，特有の蛍光を発する。芳香族の場合，蛍光スペクトルは単量体の蛍光の 0-0 遷移より約 6000 cm^{-1} 長波長部に極大をもち，振動構造がなく，幅が広い。蛍光寿命は単量体の場合とほぼ同じか，やや短い程度である。気体においても希ガス中の放電などで励起原子と基底状態の原子とでエキシマーがつくれ，真空紫外領域の光を出す。エキシマーレーザーとして利用されている。

エキシマーレーザー [英 excimer laser, 仏 laser à excimère, 露 эксимерный лазер] エキシマーが基底状態へ遷移するときの発光を利用するレーザー（⇨エキシマ

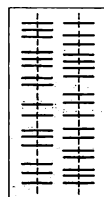
ー）。基底状態では，エキシマーは速やかに解離するため，同一波長の光を吸収する逆方向の遷移がほとんど起きないからエキシマーの形で蓄えられたエネルギーの利用効率がよく，エキシマーの生成効率を高めることができ，エキシマーの発光と同一波長の光を吸収して遷移しうるより高い励起状態が存在しなければ，高効率のレーザー作用が期待される。数十 atm の希ガスを 1 MeV 程度のエネルギーをもつ大電流電子ビームで励起することによって発振する Ar_2 (126 nm), Kr_2 (146 nm), Xe_2 (172 nm) などの希ガスエキシマーレーザー，および 1～数 atm の混合気体の電子ビーム励起，あるいは放電励起によって発振する ArF (192 nm), KrF (248 nm), XeCl (308 nm) などの希ガスハロゲン（エキシマー）レーザーが高効率高出力の紫外線レーザーとして重要である。

液晶 [英 liquid crystal, 独 flüssiger Kristall, 仏 crystal liquide, 露 жидкий кристалл] 外見上は液体のようで，異方性を示す，液体と固体の中間状態にある物質を液晶という。芳香環が二重結合によっていくつか直線状に連結した剛直棒状部分をもつ一群の有機分子でできた液体は，高温では通常の液体と同様にふるまうが，ある転移温度 T_c を境に流動性を保ちつつ光学的異方性（⇨流動複屈折）その他種々の特異性を示す。このような液体はサーモトロピック液晶とよばれる。またせっけん水のように，適当な溶媒による溶液状態で濃度 ϕ があるしきい値 ϕ_c （転移濃度）を超えるや液晶性を示す物質もあり，リオトロピック液晶とよばれる。これらの液体が液晶相で示す特異性は，棒状分子の長軸がある方向へ平均的にそろったことによる（分子長軸の平均的配向方向を特徴づける単位ベクトル n をディレクターという）。この配向秩序を引起す分子間力としては，ファン・デル・ワールス力（⇨分子間力）の双極子部分や液晶分子が重なり合うことを妨げる異方的斥力などが考えられ，サーモトロピック液晶では前者が，またリオトロピック液晶では後者が支配的な役割を演じていると思われる。液晶相は単一の相ではなく，分子長軸の配向の秩序のみを有するネマチック相（N 相），さらにこれに加えて分子の重心の配置にも一次元結晶的な秩序を生じ X 線回折で検出できるはっきりした層状構造をもったスメクチック相（S 相）がある。分子末端部に立体化学的不整炭素を有するコレステロールエステルなどでは N 相に代って，分子長軸が面内でそろい面と垂直方向へ移動するにつれてラセン的に回転するコレステリック相（C 相）が出現する。C 相でのディレクターのらせん回転のピッチの長さは可視光の波長と同程度で，C 相にある液晶を偏光顕微鏡の直交偏光板の下で観察するとピッチ当り 2 本の消光縞が見える（図参照）。

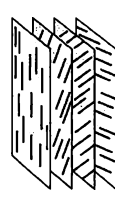
以上の棒状低分子液晶の他に，近年円盤状（ディスコチ



ネマチック



スメクチック



コレステリック

液晶の基本型

ック)液晶や高分子液晶(⇔高分子液晶)も合成されてきた。特に前者は、芳香環が平面的にいくつも連結された円盤状の分子がボーカー・チップのように積み重なって柱状となり一軸の光学異方性を示す。N相における分子長軸の配向秩序を特徴づける秩序パラメーターとして

$$S = \langle P_2(\cos \theta) \rangle \quad (1)$$

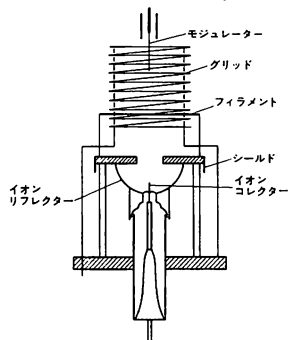
が用いられる。ここに $P_2(\cos \theta) = (1/2)(3\cos^2 \theta - 1)$ は二次のルジャンドル多項式、 θ は着目している分子長軸とディレクター間の角度、また平均

$$\langle \dots \rangle = (1/2) \int_{-1}^1 d\cos \theta f(\theta) \dots$$

は角 θ の確率分布 $f(\theta)$ についてとる。等方相(I相)では $f(\theta) = \text{定数}$ で、当然 $S = 0$ である。サーモトロピック液晶におけるI相-N相間転移の微視的描像を与える統計理論としては、マイヤー-ソープ(MS)理論がよく知られている。これは液晶分子を剛体棒とみなし、N相においては各分子が秩序度パラメーター S と配向力ポテンシャル $UP_2(\cos \theta)$ の積を分子場として感じるとする一種の平均場理論である。これより $f(\theta) \propto \exp(USP_2(\cos \theta)/kT)$ の形の分布が導かれ、式(1)と相まって S がセルフコンシステントに定まる。特徴的なことは、転移温度 $T_c = 0.22U/k$ において、 S の値が0から $S_c = 0.44$ へ飛躍すること、このことはI相-N相転移が潜熱を伴う一次相転移であるという実験事実と符合する(k はボルツマン定数、 T は温度)。サーモトロピック液晶におけるN相-S相転移の分子場理論も小林謙二, W. L. McMillan らによって発展させられている。一方 L. Onsager は MS 理論に先立って、液晶溶液において棒状分子が重なり合うときに働く斥力に起因した異方的排除体積効果のみを考慮して、この系における分子中心の配置のエントロピーと分子軸配向のエントロピーの競合による相転移を考察した。 α を分子の形状因子と濃度から定まるパラメーターとして、 $f(\theta) \propto \cosh(\alpha \cos \theta)$ の形の分布が導かれ、 α が臨界値 $\alpha_c = 18.6$ を超えたところで、系がI相からN相へ一次転移を行い、秩序度パラメーターは $S = 0$ から $S_c = 0.84$ へと変化することが示された。オンサガー理論では異なる自由度のエントロピーの競合のみを考慮するから、転移は温度によらず、濃度のみ支配されることが特徴的である。この意味でオンサガー理論はリオトロピック液晶におけるI相-N相転移の本質を突いているといえる。磁性体における磁区構造のように、液晶のディレクター n は巨視的二次構造(テクスチュア)をもつ。この構造を支配する要因としては、(1)境界とその近傍にある分子との相互作用によるアンカリング力、(2)隣り合った領域のディレクターの向きをそろえようとする弾性力、(3)外部から印加された電場または磁場による配向力などがある。特にネマチック液晶を数 μm ~ 数十 μm 間隔の2枚のガラス板間に封入したセルでは、比較的弱い電場や磁場の ON-OFF でディレクターの配向を制御でき、このセルによる光の反射や透過の特性を変えることができる。液晶セルは、各種の表示装置に広く応用されている。

エキストラクターゲージ [英 extractor gauge, 独 Ionisationsvakuummeter mit Extraktor-System, 仏 manomètre à extracteur] 超高真空用電離真空計の一種。電極構造はベアード-アルバート-ゲージを基本とし、グリッド(集電子電極)の開放端の1つに、中心に穴のあいたシールド板を設け、その奥にイオンコレクターを設けたもの。

グリッドの他端には、変調法を行うためのモジュレーターを有する場合もある。フィラメントは対称性をよくするため、グリッドを囲むリング状となっている(図参照)。電離



真空計の測定可能な圧力の下限は、主として高エネルギーの電子衝撃によってグリッドから放出される軟X線がイオンコレクターに当り、光電子を放出させることによる残留電流によって決る。しかしエキストラクターゲージでは、グリッドの一端に取付けられたシールド板によって、イオンコレクターに軟X線が当たらない構造となっているため、残留電流は極めて低い。一方電離によって生じたイオンはシールド板にあいた穴より引出され、イオンリフレクターの働きによって効率的にイオンコレクターに集められる。感度はほぼベアード-アルバート-ゲージと同じであるが、残留電流が低いので圧力の測定は $5 \times 10^{-11} \text{ Pa}$ くらいまで可能である。

エキストリンシック積層欠陥 [英 extrinsic stacking fault, 仏 faute d'empilement extrinsèque, 露 несобственный дефект упаковки] ⇔ 積層欠陥

液相 [英 liquid phase, 独 flüssige Phase, 仏 phase liquide, 露 жидкая фаза] 物質の液体状態のことを、それを物質のとおり強いという相としてとらえたとき、液相とよぶ。液相において分子は乱雑な運動をしており、普通の物質ではその性質は等方的になる。非等方的な固相とは対称性が異なり質的な差があるが、等方的な気相とは密度が大きく、したがって分子間の平均距離がより近いので、短距離相関がより強いという量的な差があるにすぎない。したがって、液相から気相へは連続的な状態の変化が可能である。状態図において液相と気相との共存線は臨界点でとぎれており、状態変化の経路が共存線と交わるときは気化という不連続な相変化が起こるが、臨界点の外側をまわるときは変化が連続的になる。両者が共存している場合の性かは、液相を気相と明確に区別することはできない。

液相線 [英 仏 liquidus, 独 Liquidus, 露 ликвидус] ⇔ 固相線

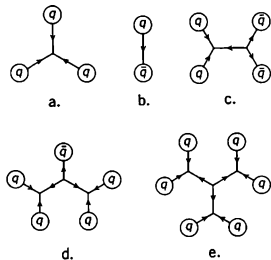
エキゾティク原子 [英 exotic atom, 独 exotisches Atom, 仏 atome exotique, 露 экзотический атом] 正に帯電した原子核のまわりに負に帯電した不安定粒子が主としてクーロン引力によって束縛され、軌道運動を行っている二粒子系のこと。異種原子ともいう。軌道粒子がレプトン(μ 粒子)であるものをレプトン原子(μ 粒子)ときには通常の原子をも含めることがある。ハドロン(π 中間子, K 中間子, 反陽子, Σ 粒子など)であるものをハドロン原子とよぶ。また歴史的に質量が核子以下の不安定粒子を中間子、

以上の不安定粒子をバリオンとよんだことから、軌道粒子が μ 粒子、 π 中間子、 K 中間子であるものを中間子原子、そのほかのものをバリオン原子と総称することもある。

高速粒子でつくられた負電荷の不安定粒子が物質中に入射すると急速にエネルギーを失い、電子の雲を突抜けたところで原子核のクーロン場により捕捉される。これはエキゾチック原子の高い励起状態であるから、軌道粒子はオージェ電子やX線を放出しながらしだいに低いエネルギー準位に遷移していく。このX線を中間子X線、バリオンX線などという。原子核と弱い相互作用しかたない μ 粒子は、平均寿命に比べ短い時間の間に基底準位に達するが、ハドロンは核との強い相互作用によって、基底準位に達するより前に核に吸収されてしまうのが普通である。

エキゾチック原子の軌道半径は、(同じ主量子数に対して)軌道粒子の質量と核の原子番号に逆比例するから、軌道粒子と核が重いほど粒子は核に接近し、軌道がすっかり核の中に埋没してしまうこともまれではない。したがって特性X線のエネルギー・幅・強度は、原子核の電荷や磁気モーメントの広がりあるいは核子の分布などに深く関係するので、核構造を詳しく調べるためのよい手段になる。

エキゾチックハドロン [英 exotic hadron, 独 exotisches Hadron, 仏 hadron exotique, 露 экзотический адрон] 素粒子物理学において、クォーク模型での通常の型以外のハドロンをいう。クォーク模型によればバリオンは3個のクォーク、 qqq の結合状態で、中間子は1個のクォークと1個の反クォーク、 $q\bar{q}$ の結合状態である。クォークが図のように、グルーオンとよばれる粒子の交換で



ひもで結ばれるように結合しているとすると、図a,bのほかにも図c,d,eのような結合状態も可能である。図a,b以外のものを総称してエキゾチックハドロンという。クォークがグルーオンで結合したものをハドロンと定義し、核子が核力で結合したものを原子核と定義すると、図eはバリオン数2のダイバリオンというハドロンであって原子核ではない。また、反陽子と陽子の幅の狭い共鳴、バリオンウももしあれば、図cのエキゾチックハドロンに対応する可能性がある。現在、ダイバリオンの候補があるが、さらに検討を要する。

エキソ電子 [英 exoelectron, 独 Exoelektron, 仏 exoelectron, 露 экзoeлектрон] 外から光や熱のような刺激を全く与えないか、与えるにしても通常の仕事関数以下の低い刺激エネルギーによって固体から電子が飛び出してくることがある。このような電子をエキソ電子といい、光電子や熱電子と区別している。エキソ電子の放出には、固体はあらかじめ放射線照射・相変化・酸化・機械的損傷などの過程を経て、なんらかの意味で励起状態になっている

ことが必要である。固体としては金属だけでなく、イオン結晶や高分子材料などでもエキソ電子は観測されている。固体から脱離するエキソ電子の数は照射した放射線量に比例し、しかも感度よく電子を検出できるので、ごく微小な線量測定に応用されている。エキソ電子の放出機構についてはいくつかの説があるが、まだ確定していない。おそらく単一の機構ではなく複数の機構が混在しているものと思われるが、表面に生じた欠陥が重要な役割を果たしていることは確実であろう。同様の現象として熱ルミネッセンスがある。これは、捕獲準位から伝導帯に励起された電子が正孔と再結合するときに光を放出するものである。

液体 [英 liquid, 独 Flüssigkeit, 仏 liquide, 露 жидкость] 巨視的な物質は気体、液体、固体のいずれかの状態で存在するが、液体の特徴は気体と同様に容器によって自由に形を変えるけれども気体と違って体積はほぼ一定なことである。気体の場合のように容器が密閉である必要はなく、また、液体を圧縮するには気体の場合よりはるかに高い圧力を必要とする。微視的に見ると、液体の構成粒子である分子(あるいは原子)はまわりの分子(あるいは原子)とほぼ一定の距離を保ち、強い力を及ぼしあいながら運動している。局所的に短時間では粒子は固体に似た配置をとり、それがくずれて別の固体的配置がまた形成されるものと考えられる。事実、短い時間内に起きる現象では、液体も固体のようにふるまう。

液体アルゴン [英 liquid argon, 独 flüssiges Argon, 露 жидкий аргон] 原子量39.948のアルゴン原子(Ar)の液相。1atmにおける沸点87.29K, 臨界温度150.7K, 臨界圧力4.86MPa(48atm), 三重点温度83.78K, 三重点圧力68.89kPa(516.8Torr), 沸点における液体の密度139.8kg \cdot m $^{-3}$, 蒸気密度5.8kg \cdot m $^{-3}$, 沸点における蒸発熱163.25kJ \cdot kg $^{-1}$, 1m 3 の液体を生成するのに要する標準状態の気体の容積は785Nm 3 (ノーマル立方メートル; 0°C, 1atmにおける体積を意味する)。300K, 1atmより1dm $^{-3}$ の液体を生成するのに要する最小液化仕事は672kJ \cdot dm $^{-3}$ である。化学的に不活性なアルゴンガスは溶接などに広く用いられているが、現在のところ液体としての用途は特でない。

液体温度計 [英 liquid thermometer, 独 Flüssigkeitsthermometer, 仏 thermomètre à liquide, 露 жидкостный термометр] = 液体封入ガラス温度計

液体金属 [英 liquid metal, 独 Flüssigmetall, 仏 métal liquide, 露 жидкий металл] 純金属および合金の融解した状態をいう。Hg(融点243K)は常温で液体金属である。液体金属は、流動性を除けば、金属的性質としては固体状態とそれほど変わらない(比抵抗は 10^{-10} ~ $100\mu\Omega\cdot$ cm)。一般に、融解状態で電気伝導率や光学的性質が金属的であるものを液体金属という。半金属Biや真性半導体Geも、融点以上では液体金属である。これらのことは、液体状態においても価電子は縮退した伝導電子系となっていることを意味するが、その量子力学的状態の解明は、乱れた系の電子状態の問題の一例として関心を集めている。他方、液体金属は液体温度範囲が広く、また粘性が比較的小さいなど、古典液体系としても種々の特徴をもつ。一般に、蒸気圧が高く、化学的活性度が大きいために、取扱いが困難であるが、上で述べた特徴の利点を生かして、原子炉熱交換材料、表面触媒、連続鋳造法などに関連した工業分野でも関心を集めている。

液体金属燃料炉 [英 liquid-metal fuel reactor, 独 Reaktor mit Flüssigmetallbrennstoff, 仏 réacteur à combustible métallique liquide, 露 реактор на жидкометаллическом топливе] ⇒ 液体燃料炉

液体金属冷却高速増殖炉 [英 liquid-metal cooled fast breeder reactor, 独 schneller Brüter mit Flüssigmetall, 仏 réacteur régénérateur rapide à refroidissement par métal liquéfié, 露 быстрый размножающий реактор на жидкометаллическом топливе] ⇒ 高速炉, 増殖炉

液体空気 [英 liquid air, 独 flüssige Luft, 仏 air liquide, 露 жидкий воздух] 空気が液体になったもので, 成分は容量比で窒素 78.10%, 酸素 20.9%, アルゴン 0.94%, 二酸化炭素 0.03%, ネオン 0.0018% である(空気中に微量に含まれているヘリウムは, この温度では液化しないので, 液体空気に含まれない)。分子量 28.96。1 atm における沸点 78.8 K, 臨界温度 132.52 K, 臨界圧力 3.765 MPa (37.17 atm), 三重点温度 60.3 K, 沸点における液体の密度 $873.9 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 蒸気の密度 $4.49 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 沸点における蒸発熱 $205.2 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ である。1 m^3 の液体を生成するのに要する標準状態の気体の体積は 676 Nm^3 , 300 K, 1 atm より 1 dm^3 の液体を生成するのに要する最小液化仕事は $645 \text{ kJ} \cdot \text{dm}^{-3}$ である。液体空気の主要な用途は分留法による酸素と窒素の製造である。液体空気を蒸発させるとより沸点の低い窒素(沸点 77.36 K, ⇒ 液体窒素)より沸点の高い酸素(沸点 90.19 K, ⇒ 液体酸素)より余計に蒸発し, 窒素 93%, 酸素 7% の気体が発生し, あとに酸素の濃い液体が残るのが分留法の原理である。空気自体は酸素ほど化学的に活性ではないが, 液体空気は上記のように蒸発によって酸素濃度が大きくなっていくので, 液体酸素同様, 慎重に取扱い必要がある。

液体合金 [英 liquid alloy, 独 Flüssiglegierung, 露 жидкий сплав] 2 種類またはそれ以上の金属元素が, 融解した状態で均一に混合している系をいう。合金が融解したものは液体合金である。固体合金では, 成分金属の組成比の全域にわたって均一な合金を形成するとは限らない(⇒ 相図)。しかし, 液体合金の多くでは, 組成比全域にわたって均一な混合系となる。ただし, 融点は組成比によって変わる。二三の液体合金系では, 成分金属原子間の短距離秩序に, 金属間化合物の場合に類似した選択的結合が見られるとの報告がある。液体合金の金属的特性は, 対応する固体合金の特性とあまり変わらないものが多い(⇒ 液体金属)。成分金属の種類や組成比が豊富に選べるために, 液体合金の物理的・化学的的特性の利用は, 原子炉熱交換材料(ナトリウム・カリウム合金など), 宇宙航行動力, 触媒, 冶金・鋳造など多くの工業的分野で研究されている。

液体三重水素 [英 liquid tritium, 独 flüssiges Tritium, 露 жидкий тритий] 水素の同位元素である三重水素分子(T_2)の液相。1 atm における沸点は 24.92 K, 三重点温度は 20.27 K, 圧力は 20.98 kPa (157.4 Torr) である。三重水素は β 線を出して ^3He に変換するので取扱いには注意しなければならない。現在のところ, 液体として利用されることはない。

液体酸素 [英 liquid oxygen, 独 flüssiger Sauerstoff, 仏 oxygène liquide, 露 жидкий кислород] 分子量 31.999 の酸素分子(O_2)の液相。1 atm における沸点 90.188 K は 1968 年国際実用温度目盛によって定められた温度定点となっている。臨界温度 154.7 K, 臨界圧力 5.08 MPa (50.1

atm), 三重点温度 54.361 K, 温度定点として定められている三重点圧力 151 Pa (1.14 Torr), 沸点における液体の密度 $1140.7 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 蒸気の密度 $4.47 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 沸点における蒸発熱 $213.1 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ 。1 m^3 の液体を生成するのに要する標準状態の気体の容積は 797.7 Nm^3 (ノール立方メートル; 0°C , 1 atm における体積を意味する), 300 K, 1 atm より 1 dm^3 の液体を生成するのに要する最小液化仕事は $728 \text{ kJ} \cdot \text{dm}^{-3}$ である。液体酸素はうす青味を帯びており, 比較的大きな常磁性磁化率をもつのが特徴である。酸素は化学的に活性なので, たとえば液体酸素に浸した綿は極めてよく燃える。したがって液体酸素の取扱いは慎重にしなければならない。

液体重水素 [英 liquid deuterium, 独 flüssiges Deuterium, 露 жидкий дейтерий] 水素の同位体である重水素分子(D_2)の液相。水素と同様にオルト重水素とパラ重水素が混合しており, 正常重水素はオルト重水素を 66.7% 含んでいる。1 atm における沸点は 23.57 K, 三重点温度 18.72 K, 三重点圧力 $1.714 \times 10^4 \text{ Pa}$ (128.6 Torr) である。

液体潤滑 [英 fluid lubrication, 独 flüssige Schmierung, 仏 graissage fluide, 露 жидкая смазка] ⇒ 潤滑

液体シンチレーター [英 liquid scintillator, 独 flüssiger Szintillator, 仏 scintillateur liquide, 露 жидкий сцинтиллятор] ⇒ シンチレーター

液体振動 [英 liquide oscillation, 独 Flüssigkeitsschwingung, 仏 oscillation liquide, 露 жидкостное колебание] 液体の振動のこと。たとえば, U 字管内の液柱はつり合いの位置の上下に振動する。その際の振動周期 T は, 液柱の長さをもつ振り子の単振動の周期と同程度で, 普通は管の半径についての粘性拡散時間 τ よりもはるかに短い。したがって, 粘性の効果は一義的には管壁にできるストークス層(振動流に特有の境界層)の内部に限られる。そして, メニスカスの上下運動とストークス層の相互作用によって液柱本体に予面流れが誘起され, この予面流れを介して粘性の効果が見れる。このような場合, 振動の減衰時間は T と τ の幾何平均の程度である。

液体水素 [英 liquid hydrogen, 独 flüssiger Wasserstoff, 露 жидкий водород] 分子量 2.0159 の水素分子(H_2)の液相。室温から液化された水素は, 原子核(陽子)スピンの平行に結合したオルト水素と反平行に結合したパラ水素が 3:1 の割合で混合している n -水素(⇒ 正常水素)の状態にある。しかしパラ状態の方がオルト状態よりエネルギーが低いため, n -水素液中のオルト水素は, 液体温度で決る平衡分布に達するまでパラ水素に変換してゆく。これをオルト・パラ変換という。オルトとパラ水素が平衡分布に相当する割合の組成をもつ液体水素を平衡水素(e -水素)とよぶ。オルト・パラ変換は非常にゆっくり起る(時定数が約 50 時間)ので, 液化当初の液体水素は n -水素の状態を保つ。 n -水素液体の主な物性値は以下のとおりである。1 atm における沸点 20.397 K, 臨界温度 33.19 K, 臨界圧力 1.315 MPa (12.98 atm), 三重点温度 13.956 K, 三重点圧力 7.2 kPa (54 Torr), 沸点における液体の密度 $70.9 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 蒸気の密度 $1.33 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 沸点における蒸発熱 $450.77 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$, 1 m^3 の液体を生成するのに要する標準状態の気体の容積 789 Nm^3 (ノール立方メートル; 0°C , 1 atm における体積を意味する), 300 K, 1 atm より 1 dm^3 の液体を生成するのに要する最小液化仕事 $837 \text{ kJ} \cdot \text{dm}^3$ である。沸点および三重点温度は 1968 年国際温度目盛に

よって定められた二次標準点になっている。n-水素に対し、沸点におけるe-水素は0.21% オルト, 99.79% パラの組成でほとんどパラ水素になっている。e-水素の主な物性値は以下のとおりである。1 atm における沸点 20.28 K, 臨界温度 32.976 K, 臨界圧力 1.292 MPa (12.759 atm), 三重点温度 13.81 K, 三重点圧力 7.04×10^4 Pa (52.8 Torr), 沸点における液体の密度 $70.8 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 蒸気の密度 $1.34 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 沸点における蒸発熱 $445.6 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ である。e-水素の沸点と三重点温度は1968年国際温度目盛によって定められた温度定点になっている。オルト水素がパラ水素に変換するとき、エネルギーを放出するので発熱を伴う。この変換熱は約30 K 以下では温度によらず一定で1 mol 当り $1.418 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ ($338.648 \text{ cal} \cdot \text{mol}^{-1}$) の値をもつので、液化されたn-水素は変換が進む数日間著しく蒸発し、長時間貯蔵に支障をきたす。このため、液化機中にオルト・パラ変換を促進する触媒(酸化クロム, 酸化鉄などの磁性体)を備えることがある。

水素ガスは可燃性で特に酸素との混合ガスは爆発を起し、危険を伴うので現在は液体水素を冷却剤としてあまり使用していない。一方、水素ガスとしての利用は非常に広く、液体としてロケット燃料などに使用されており、また最近ではエネルギー問題に関連して水素エネルギー利用に際しての貯蔵手段として液体水素が考えられている。

液体水素泡箱 [英 liquid hydrogen bubble chamber, 独 Flüssiggasbläschen, 露 пузырьковая камера жидкого водорода] ⇒ 泡箱

液体窒素 [英 liquid nitrogen, 独 flüssiger Stickstoff, 露 жидкий азот] 分子量 28.0134 の窒素分子(N_2)の液相。1 atm における沸点 77.348 K と三重点温度 63.148 K は1968年国際温度目盛によって定められた二次標準点となっている。臨界温度 126.26 K, 臨界圧力 3.398 MPa (33.54 atm), 三重点圧力 12.5 kPa (93.5 Torr), 沸点における液体の密度 $807.4 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 蒸気の密度 $4.6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 沸点における蒸発熱 $199.26 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$, 1 m^3 の液体を生成するのに要する標準状態の気体の容量は 645.3 Nm^3 (ノーマル立方メートル; 0°C , 1 atm における体積を意味する), 300 K, 1 atm より 1 dm^3 の液体を生成するのに要する最小液化仕事は $619 \text{ kJ} \cdot \text{dm}^{-3}$ である。窒素は主として液体空気の一部留によって製造される。液体窒素は化学的に不活性で沸点も液体空気より低いので、現在ヘリウムや水素液化機、ヘリウム容器の予冷や熱遮蔽、あるいは急速冷凍用に冷却材として広く用いられている。

液体抵抗 [英 liquid rheostat, 独 Flüssigwiderstand, 仏 liquide rhéostat, 露 водяной реостат] 液体(通常は水または適当な物質を溶かした水溶液)を用い、その中に入れられた電極(炭素など)の長さ、距離を調整して可変抵抗として利用され、試験的な負荷とされることが多い。また、水の誘電損失を利用して、高周波の負荷に使う場合がある。特に大電力のマイクロ波の負荷に利用され、水は流して、発生熱を冷却する働きもかねる。

液体ネオン [英 liquid neon, 独 flüssiges Neon, 露 жидкий неон] 原子量 20.183 のネオン(Ne)原子の液相。1 atm における沸点 27.102 K は1968年国際実用温度目盛によって定められた温度定点であり、三重点温度 24.555 K は二次標準点である。臨界温度 44.38 K, 臨界圧力 2.721 MPa (26.86 atm), 三重点圧力 4.316 kPa (323.8 Torr),

沸点における液体の密度 $1204 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 蒸気の密度 $9.46 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 沸点における蒸発熱 $86.2 \text{ kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$, 1 m^3 の液体を生成するのに要する標準状態の気体の容量は 1337 Nm^3 (ノーマル立方メートル; 0°C , 1 atm における体積を意味する), 300 K, 1 atm より 1 dm^3 の液体を生成するのに要する最小液化仕事は $1609 \text{ kJ} \cdot \text{dm}^{-3}$ である。ネオンは空気中に容積比で、0.0018% 含まれており、液体空気の一部留によって得られたアルゴンをさらに蒸留することによってつくられる。液体は無色で、沸点は液体水素よりやや高いが、化学的に不活性なので、約30 K までの冷却材として用いられるが、高価なため、いまのところ利用されていない。

液体燃料炉 [英 liquid fuel reactor, 独 Flüssigbrennstoff-Reaktor, 仏 réacteur à combustible liquide, 露 реактор на жидком топливе] 単相液体または液体分散系の核燃料を使用する原子炉。キャプセルなどの中に封入した液体燃料もあるが、流動燃料という観点からは、一般に冷却方式により炉心内冷却型と炉心外冷却型の2つに大別される。炉心内冷却型は、燃料取替えまたは再処理のために軽く液体を循環させられる以外は燃料が炉心内にとどまり、ほかの冷却材により炉心外に熱が運び出されるものである。外部機器が放射化されず、遮蔽が容易で燃料保有量が少なくできる利点があるが、炉心構造が複雑となる欠点があり、通常は炉心外冷却型が採用される。また核分裂性または親物質を含んだ液体が2種類利用される炉は二流体型といわれ、単一流体型と区別される。液体燃料が固体燃料より優れているのは、(1) 炉心構造が単純となる。(2) 燃料取扱いがポンプだけでできる。(3) したがって、炉の余剰反応度を最小限に保つことができ、液体の体積膨張効果などにより炉心内温度係数は負で大きく、自己制御性および負荷追従性のよい安全な炉となりうる。(4) 核分裂生成物を連続的に除去することが可能で、炉内放射能の保有量を少なくできるなどの4つの点である。問題となるのは、(1) 核物質の分離・沈着の可能性、(2) 遅発中性子の炉外損失、(3) 一次系の放射能および機器放射化、(4) 燃料による容器材料腐食、質量移行などの4つの点である。

研究開発の対象となった主要なもの、I 軽水または重水溶液もしくはスラリー(粉体の懸濁液)燃料炉、II 液体金属燃料炉、III 熔融塩燃料炉の3種に大別できる。

I. 一般に水均質炉といわれ、減速能(⇒減速材)の大きい軽水または重水が溶媒となる。4価のウラン水溶液は不安定なので、通常強酸の濃厚6価ウラン塩溶液が燃料として使用される。酸としては硫酸、硝酸、フッ素酸、リン酸などが研究された。これらを利用した研究炉は沸騰水型研究炉といわれ、わが国のJRR-1(⇒研究炉)もこの一種である。この炉型は炉物理的に優れたTh-U サイクル熱中性子増殖炉となりうる。その目的には、二流体型が優れた、ブランケット系にはThO₂ スラリーが主として研究された。1861年までアメリカを中心に多くの研究が行われたが、強酸に耐える容器材料の開発に行きづまり放棄された。しかしオランダは、単一流体型重水スラリー増殖炉の開発を最近まで続けていた。核分裂性物質の保有量を少なくできるのが特長であるが、スラリーは工学的に不安定であり、あまり高温にできない欠点がある。

II. 液体金属燃料炉の代表的なものには次の2種類がある。ひとつは、LMFR と通称されるもので、熱中性子吸

ば、 f の密度 ρ への依存性は、固体では、図の f_s のように、最密充填密度 ρ_c で発散し、液体では、図の f_l のように、ランダムな最密充填密度 ρ_c' ($< \rho_c$)で発散すると考えられる。2つの分枝間の転移は、ギブスの自由エネルギーが等しいところで起る。 v_l と S_l の計算には、(1) x を一定とするJ. E. Lennard-JonesとA. F. Devonshireの模型(1939年)または、(2) x を自由エネルギー極小で決める変分模型、に近似を入れる。1つの問題は液体の分枝と固体の分枝はつながっているかどうかであるが、(1)ではつながり、(2)では図のように、つながっていない。

液体の構造 [英 structure of liquid, 独 Struktur der Flüssigkeit, 露 структура жидкости] 液体状態では、固体結晶の場合のような長周期構造は存在しないが、構成粒子の間には、1~2nmの範囲にわたって強い位置の相関がある。このような構成粒子(分子、原子)間の短距離秩序のことを、液体の構造とよぶ。X線回折像には、規則的な同心円状の明暗の縞(デバイ-シェラー環)が観測されるが、この強度分布が液体の構造因子であり、フーリエ変換によって液体の動径分布関数が得られる。一般に、単原子液体の動径分布関数は、相互作用の差異にはあまりよらずに、対応状態則でもいうべき相似性をもつ。このような基本的な液体の構造の特徴を説明する簡単な模型として、J. D. Bernalの球充填模型が知られている。現在では、計算機シミュレーションにより、種々の液体の構造模型が研究されている。高分子液体や特殊な金属元素の液体状態においては、より複雑な、局所的に異方性をもつ構造が出現することが報告されている。

液体廃棄物 [英 liquid radioactive wastes, 独 flüssiger Abfall, 仏 déchets liquides, 露 жидкие радиоактивные отходы] 原子炉および核燃料サイクル施設などから排出される液体廃棄物を総称しているが、原子力分野ではほとんど放射性の液体廃棄物をさす。この種の廃棄物はそのまま放出すれば、原子力施設の周辺住民に直接的あるいは魚介類を通して間接的に影響を及ぼすことがあるので、蒸発、イオン交換、沈殿、炉過、燃焼などの化学的操作によって処理し、環境への放出をALARAの原則(as low as reasonably achievable, 合理的に実用可能な限り低く)によって抑えるよう努力がなされている。液体廃棄物は放射能濃度によって、極低レベル、低レベル、中レベル、高レベルに区分され施設の特質に対応してその具体的数値が定められている。また、含まれている核種によっても β - γ 、 α - β - γ あるいは α (超ウラン元素, TRU)系廃棄物に区分されることがある。

一般的に極低レベルのものは油分の除去などの部分処理によって海洋などに放出され、低、中レベルのものは処理後セメントあるいはアスファルト固化によって安定化される。高レベルのものについては、ガラスあるいはセラミックス固化法の技術開発が進められている。液体廃棄物中に含まれる放射性核種は主として、核分裂生成物および核燃料であり、一部に不純物の放射化物質がある。廃棄物の性状によって、酸性、アルカリ廃液のほか有機廃液の区分もあり、有機廃液の処理法は重要な技術開発課題である。

液体波動 [英 liquid wave, 露 жидкостная волна] ⇒ 水面波

液体封入ガラス温度計 [英 liquid-in-glass thermometer, 独 Flüssigkeitsthermometer, 仏 thermomètre à dilata-tion de liquide, 露 стеклянный жидкостный термо-

метр] ガラス管内に封入された液体の熱膨張に伴う液面位置の変化を利用して、温度を指示するようにつくられた温度計の総称。ガラス温度計またはガラス製温度計などともよばれている。感温液には、水銀や有機液体または水銀に8.7%のタリウムを加えたアマルガムなどが用いられ、水銀またはタリウムアマルガムを用いたものを水銀温度計、有機液体を用いたものを有機液体温度計という。表におもな感温液の種類と使用温度範囲を示す。ガラス温度計

感温液と使用温度範囲

感温液	主な使用温度範囲 [°C]
水 銀	-38~360 ¹⁾
タリウムアマルガム	-60~30
ガリウム	30~750 ²⁾
エチルアルコール	-80~70
トルエン	-100~100
クレオソート	-5~200
工業用ペンタン (ガソリン)	-200~30

- 1) 高压ガス封入のもので-650
- 2) 石英ガラス使用

は、指定がなければ感温液柱の先端までを測定温度に保った状態で正しい温度を指示するように作られている。このような測定方式の温度計を全浸没(または全没)温度計という。これに対して、浸没線が付けられているものを浸没付温度計といい、この温度計の付け合は、浸没線までを測定温度に保ち、目盛部分を室温に露出して測定する。全浸没温度計は感温液柱を測定温度から露出して測定する場合は、露出部温度の補正が必要で、この補正を露出部補正という。

そのほかに、特殊な構造または形状をした温度計があり、それぞれ次のような構造・機能をもつ。

曲管温度計：曲り温度計ともいう。温度計を測定対象に設置した状態で、目盛を見やすくするために、目盛の下でところで、ガラス管を45°または90°などの角度で折曲げたもの。液所での地中の温度測定などに用いられ、多くが浸没付きである。

留点温度計：毛管の一部を狭めて留点とし、いったん上昇した感温液が、温度が下るとその部分で切断して、静止状態では降下しないようにした最高温度計。この種の温度計では、体温計が最も多く使われている。

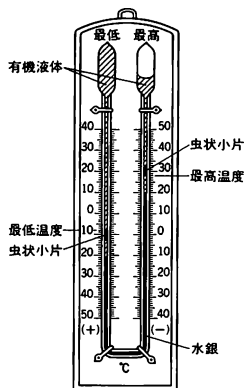
虫入最高温度計：感温液は水銀で毛管内の水銀の上方に有機液体が入れてある。この有機液体の中にばねの付いたガラス製の虫状の小片を入れ、水銀系上に浮かせた構造の温度計。温度が下がると、虫状小片は最高点の位置で止まり、最高温度を示す。

ジェット形最高温度計：毛管の先端をジェット形にして、その先に補助球を設け、毛管から補助球内に水銀がふれ出るようにした温度計。他の種類の温度計とは逆に、水銀系が下がるほど高い温度を示すように目盛が付けられていて、球部を0°Cに保った状態での、毛管内に残った水銀系の先端位置で最高温度を读取る。留点温度計では測定できない300°C以上の高温の最高温度の測定に用いられる。

横掛最低温度計：単に最低温度計とよぶ場合にはこの温度計をさす。感温液は有機液体で、毛管内の感温液中にガラス製の虫状の小片を入れた構造の横掛けの温度計。感温液が収縮する際は、その先端の表面張力で虫状小片が移動

し、膨張の際にはそのままの位置に残って最低温度を指示する。

ジックス型最高最低温度計：単に最高最低温度計とよぶ場合にはこの温度計をさす。この温度計は図のように U



字形をしており、U 字形最高最低温度計ともよぶ。感温液には有機液体が用いられており、U 字管の一方の先端に感温用の球部を、他端に補助球部をもつ。U 字形の毛管の下部(約 1/2)には図のように水銀が入れてあり、その水銀系の先端にばねの付いたガラス製の虫状の小片を浮かせて最高温度と最低温度を指示させている。虫入最高温度計と動作原理は同じであるが、感温用の球部をもった脚では、温度が上ると水銀系が下るので最低温度を指示する。

ベックマン温度計：小範囲の温度変化を精密に測るための水銀温度計。測定できる温度範囲が $0 \sim 200^{\circ}\text{C}$ の温度範囲の任意の 6°C 、1 目盛の値が 0.01°C のものが通常使用されている。毛管の先端に補助球があって、水銀をその補助球内にあふれ出させて、水銀系の先端が測定に必要な温度範囲を指示するように調整して使用する。

転倒温度計：海や湖水の任意の深さの温度を測るもので、深海温度計ともいわれており、転倒採水器に取付けて用いられる。温度計を転倒させると水銀が留点の部分で切れて目盛部へ落ち込む。温度計を引き上げた後、この目盛部へ落ち込んだ水銀の量から測定点の温度を知る。目盛読取り時の気温に対する補正を行うための副温度計が同一ガラス管内に封入されている。

地中温度計：地中の温度を測るために用いられる温度計。深さ 30 cm 程度までは曲管温度計が用いられている。それよりも深部の測定には、感温用の球部を断熱して指示が急には変化しないようにした鉄管地中温度計が用いられ、地中に打込んだ鉄管内に温度計をつり下げて温度を測り、引き上げて示度を読む方法で測定する。昨今では遠隔指示に適する電気式の温度計が用いられる傾向にある。

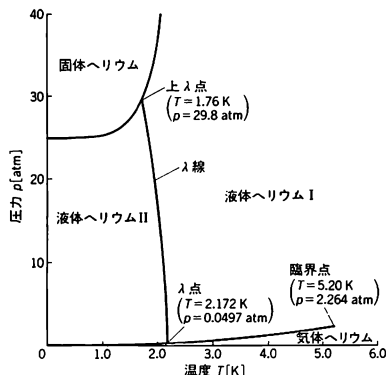
電気接点付温度計：感温液は水銀で、毛管部分の 2 か所に白金線の電極が封入されていて、この電極と水銀系とで接点を構成している。オン・オフ制御や警報を得る目的で利用される。

黒球温度計：感温用の球部を直径数 cm の黒球で覆った温度計。周囲の壁からの放射熱の影響を知るために用いられる。

ガラス温度計は破損しやすい欠点をもつが、いずれも構

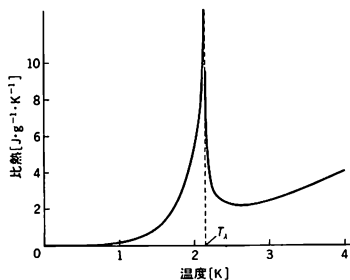
造が非常に単純で、機械的に動く部分がないので、長期にわたって安定した温度指示が得られる特徴がある。最近では工業的には電気式の温度計が多用される傾向にあるが、一次産業や理学部門では現在もガラス温度計が多く利用されている。

液体ヘリウム [英 liquid helium, 独 flüssiges Helium, 仏 hélium liquide, 露 жидкий гелий] ヘリウムの同位体であるヘリウム $3(^3\text{He})$ から成るか、ヘリウム $4(^4\text{He})$ から成るかに従って液体ヘリウムには液体ヘリウム 3、液体ヘリウム 4 の区別があり、またそれらのヘリウム 3-ヘリウム 4 混合液がある。単に液体ヘリウムというときは液体ヘリウム 4 を意味することが多い(⇒液体ヘリウム 3、液体ヘリウム 4)。ヘリウム 4 の相図(図参照)に見られるよう



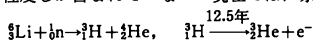
に液体ヘリウム 4 には液体ヘリウム I と液体ヘリウム II の 2 相があって λ 線により境を接している。圧力が 25 atm 以下では絶対零度でも固相にならないこと、液体ヘリウム II は超流動性をもつこと、さらに液体ヘリウム 3 と液体ヘリウム 4 とは同位体でありながら全く別種の液体であることなどはすべて量子効果に由来しているため、液体ヘリウム自身のもつ性質も興味深いが、また冷媒体として低温工学では欠くことのできない物質である。

液体ヘリウム I [英 liquid helium I, 独 flüssiges Helium I, 仏 hélium liquide I, 露 жидкий гелий I] 液体ヘリウム (正確には ^4He) の超流動相が発見されたとき、超流動状態になり、つまり常流動状態の液体ヘリウムを I、超流動状態を II として区別したのがこの名称のはじまりである。したがって、普通は、液体ヘリウム $3(^3\text{He})$ が超低温で示す超流動相を常流動相と区別するときこれを用いることはない。液体ヘリウム I は通常の液体と考えてよいが、その密度は λ 点で $0.146 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 、また、たとえ

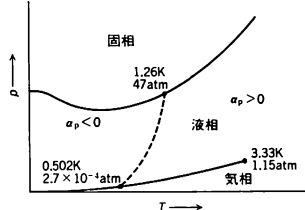


ば粘性率は、約 $25 \mu\text{P}$ (マイクロポアズ) で常温の水の約 $2/1000$ にすぎない。液体ヘリウム I から II へ超流動転移の際、温度が転移温度に近づくにつれて、密度、比熱、粘性率、熱伝導率など多くの物理量が異常なふるまいを示す。特に比熱、熱伝導率などは転移温度で発散する。これらは超流動転移が二次相転移であることに伴ういわゆる臨界現象のひとつとして理解されている。なお、比熱は超流動転移温度の付近で図のような変化を示し、これがギリシア文字の λ の形をしていることから、超流動転移を λ 転移、転移温度を λ 点とよぶことが多い (\Rightarrow 液体ヘリウム)。

液体ヘリウム 3 [英 liquid helium three, 独 flüssiges Helium 3, 仏 hélium liquide 3, 露 жидкий гелий три] 通常地中より収集しているヘリウムガス中には、 ^3He は 0.1ppm 程度しか含まれていない。現在では、原子炉内で



の反応により得られるものを用いている。最初の液体ヘリウム 3 (^3He) は、1949 年、ロスアラモス科学研究所において E. R. Grilly, E. F. Hammel および S. G. Sydorak により得られた。 ^4He より軽いためそれだけ量子効果は大きい。臨界点は $T_c = 3.33\text{K}$, $p_c = 1.15\text{atm}$, $V_c = 73.23\text{cm}^3\cdot\text{mol}^{-1}$ であり、沸点は $T_b = 3.19\text{K}$ である。絶対零度でのモル体積は $V_L = 36.83\text{cm}^3\cdot\text{mol}^{-1}$ であり、気化の潜熱は $L_f = 20.56\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}$ である。飽和蒸気圧下では絶対零度まで固化せず約 34atm の圧力下で固体となる。 p - T (圧力-温度) 相図を図に示す。ここで α_p は熱膨張係数である。 ^3He



原子はフェルミ粒子であり、液体ヘリウム 3 はフェルミ流体である。そのフェルミ温度 T_F は約 1.6K であり、 $T \ll T_F$ の温度領域での比熱は実験的に

$$C_3(T) = 24.1T [\text{J}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{mol}^{-1}]$$

と与えられる。 10^{-3}K の温度領域で p 波のクーパー対を形成し異方的超流動状態へ転移する (\Rightarrow 超流動)。

液体ヘリウム II [英 liquid helium II, 独 flüssiges Helium II, 仏 hélium liquide II, 露 жидкий гелий II] 液体ヘリウム I と対比させて用いる名称で、液体ヘリウム (より正確には ^4He) の超流動相を意味している。液体ヘリウムが超流動状態をとると、その名の示すように粘性率が見かけ上極めて小さくなって、微細粉末を圧縮したようなもの (\Rightarrow スーパーリーク) の中も抵抗なく流れる。また、液体ヘリウム II では見かけの熱伝導度が極めて大きくなる。超流動相は粘性率が 0、エントロピーが 0 の超流動成分と粘性率もエントロピーも 0 でない常流動成分との混合物であると考えると、種々の現象を定量的に理解しようとする現象論が二流体模型である。これによれば、上記のようにごく狭いところを抵抗なく流れるのは超流動成分が流れるためである。また二流体模型によれば、液体ヘリウム II では熱は拡散 (伝導) ではなく波動として伝わりこれが超熱伝導性をもたらしめている。これを第二音波という。液体ヘリウ

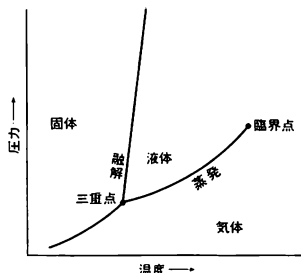
ム II すなわちヘリウムの超流動相は、ミクロな立場からはボース-アインシュタイン凝縮として理解され、この意味で金属内伝導電子の示す超伝導と同じ現象である。

液体ヘリウム 4 [英 liquid helium four, 独 flüssiges Helium 4, 仏 hélium liquide 4, 露 жидкий гелий четыре] 液体ヘリウム 4 (^4He) は、1908 年、オランダの物理学者 H. Kamerlingh-Onnes により初めて得られた。臨界点における体積は $V_c = 58.18\text{cm}^3\cdot\text{mol}^{-1}$ 、沸点は $T_b = 4.21\text{K}$ 、絶対零度でのモル体積は $V_L = 27.58\text{cm}^3\cdot\text{mol}^{-1}$ 、気化の潜熱は $L_f = 59.62\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}$ である。飽和蒸気圧下、約 2.17K で超流動状態へ転移する (\Rightarrow 超流動)。常流動、超流動の状態にある相をそれぞれ液体ヘリウム I、II という (\Rightarrow 液体ヘリウム I, 液体ヘリウム II)。 ^4He 原子はボース統計に従うので、液体ヘリウム 4 はボース流体である。

液体レーザー [英 liquid laser, 独 Flüssigkeitslaser, 仏 laser à liquide, 露 жидкостный лазер] レーザー活性媒体が液体であるものを液体レーザーという。液体レーザーは、高誘電率でイオン性化合物をよく溶かす SOCl_2 や POCl_3 の液体に NdCl_3 , Nd_2O_3 などを溶かしたもの、およびランタニドの有機キレート化合物の溶液中の金属イオンがレーザー作用物質であるもの、有機色素の水溶液または有機溶媒溶液を用いた色素分子がレーザー作用物質であるものの 2 種に大別される。後者は特に色素レーザーとよばれ、近紫外領域から近赤外領域にわたり、多数のレーザーが開発されていて、実用上最も有用なレーザーのひとつである (\Rightarrow 色素レーザー)。

色素レーザーを除く多くの液体レーザーにおいては、レーザー媒質はガラスまたは石英円筒容器に密封されており、外部共振器を用い、励起には光ポンピングが用いられる。 Nd^{3+} ; SeOCl_2 , Nd^{3+} ; POCl_3 などの無機液体レーザーでは、キセノンランポン励起により固体 Nd^{3+} レーザーと同じ発振波長で、同程度の出力が得られている。ランタニドのキレート化合物の液体レーザーは、キレートレーザーとよばれることがある。キレートレーザーの例としては、Eu ベンゾイルアセトナートがあり、これは 613nm で発振する。キレートレーザーでは、配位子 (上の例ではベンゾイルアセトネート) の吸収バンドにより光ポンピング励起が行われ、分子内エネルギー移動により配位子から中心の金属イオン Eu^{3+} に励起が移り、そこに反転分布が生じ、 Eu^{3+} の $f-f$ 遷移が発振する。

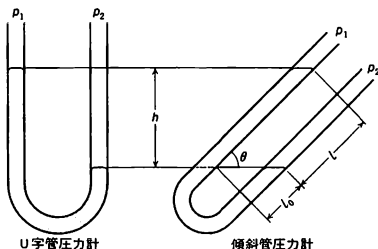
液体論 [英 theory of liquids, 独 Flüssigkeitstheorie, 仏 théorie des liquides, 露 теория жидкостей] 液体は物質の集合状態のひとつで、気体、固体とともに物質の三態とよばれる (\Rightarrow 物質の三状態)。気体は圧力が一定の体積は無限に広がろうとするのに対して、液体はほぼ一定の体積をもつ。これらは定まった形をもたず、流れる性質があるので、液体、あるいは流動相という。液体を構成する分子や原子は互いに相互作用を及ぼしあっているが、配置関係は一定せず、絶えず変化している。液体論は液体の諸性質を研究し、分子論的立場からこれを論じる研究分野である。簡単な分子から成る液体は温度、圧力を変えると三態の間を移り変わり、これらの領域は横軸に温度、縦軸に圧力をとった状態図 (相図、図参照) で表される。三重点は気体、液体、固体が共存する状態である。三重点より上の温度では、液体とその蒸気が平衡を保ちうる。このときの圧力は飽和蒸気圧であり、この平衡は蒸発 (気化) の曲線で表されるが、これには終点があり、臨界点とよばれる。臨界点に



においては液体と気体の状態が連続的につながる。固体と液体が平衡する融解曲線は臨界点よりも高い温度まで伸びているので、臨界点よりも高い温度で十分な圧力を加えると、気体は液体の状態を経ないで固体になる。簡単な分子から成る気体が凝縮して液体になるのは分子間に引力が働くためで、この現象をくわしく論じたのは J. D. van der Waals (1873 年) である。この研究は臨界現象の概念を確立させ、気体液化の実験に指針を与えたので、ノーベル物理学賞 (1910 年) が与えられた。その後、X 線回折などの実験技術の進歩により液体の分子配列が明らかにされ、また液体を対象とする統計力学の進歩により、分子性液体の諸性質や分子配列が詳しく論じられた。臨界点付近では液体は気体に近く、三重点付近ではむしろ固体に近い分子配列をしている。そのため固体に準じた配列をした液体の模型を考え、これを液体の細胞模型、あるいは格子模型という。温度を上げると分子の存在しないところでもできるとする液体の空孔模型は三重点から臨界点までの液体の諸性質をおおまかに説明することができる。液体の表面張力、粘性の温度変化も空孔模型を用いて説明される。1960 年代からは大型電子計算機の発達により、数百個、あるいはそれ以上の分子の運動を任意に与えられた分子間力の下でシミュレートすることができるようになり、液体論の研究手段に全く新しい道が開かれた。これによってこれまで考えられてきた種々の近似理論の精度がチェックされるようになったばかりでなく、分子間力のどの部分が液体の性質にどのように効くかを別々に調べることもできるようになった。B. J. Alder らは引力をもたない剛体球から成る体系を調べ、この体系は十分圧力を加えると相転移を示すことを示した。この相変化は気相と固相の間の相転移に相当するもので、融解現象には分子間の斥力が本質的な役割を果たしていることが明らかになった。これに対して分子間の引力は臨界現象に本質的である。剛体球や引力の弱い体系でも固体的な分子配列の秩序構造へ相転移することは、剛体棒に近しい巨大分子から成る液晶の相転移、タバコモザイクウイルスの秩序配列などにも新しい視野を与えている。また、地球内部における高温、高压の物質の状態、あるいは星の内部構造などの研究にも、剛体球の相転移の発見が与えた影響は大きい。水は最もありふれた液体であるが、水素結合によって特殊な分子配列をするので、その性質も複雑である。生物の体は大部分が水と水溶液から成り、タンパク質などの生体高分子が構造を保ち、種々の反応をするうえで水の構造が絶大な役割を演じていることが知られているので、水に関する液体の研究は将来最も大きな課題となるに違いない。溶液の研究も液体論の一部であるが、イオン性の溶液は早くから独自の発展を示した。イオンはクーロン力で遠方からも関係しあうので、希薄なイオ

ン溶液でも、凝固点降下などに普通の溶液と全く違った著しい性質を示すが、これはデバイー・ヒュッケルの理論として定式化され、さらに電気伝導率、粘性などの式は L. Onsager によって得られた。また、無極性分子 (電気的雙極子をもたない分子) に少量の極性分子を溶かした溶液の誘電率と電波の分別も P. J. W. Debye によって定式化され、さらに極性液体の誘電率の理論は Onsager によって与えられた。他方で気体の液化に始まった低温の研究は液体論に液体ヘリウムの理論を付け加えた。液体ヘリウムは量子効果が著しいための絶対零度においても圧力を加えなければ固体にならない。分子量 4 のヘリウムは液体のままでも 2.17 K で相転移を起し、これ以下の温度では粘性が小さくなって超流動など種々の不思議な現象を示す。分子量 3 のヘリウムはまた違った性質をもつ。これらは量子液体とよばれる (⇒液体ヘリウム)。

液柱圧力計 [英 liquid level manometer, 独 Flüssigkeitvakuummeter, 仏 manomètre à liquide, 露 жидкостный манометр] 可動液で隔てた 2 つの圧力空間の差圧を、これとつり合う液柱差として測る圧力計。その基本的構造はガラス製 U 字管圧力計で、作動液の密度 ρ 、重力の加速度 g 、液柱差が h のとき、差圧 $(p_1 - p_2)$ は ρgh に等しい。作動液に水銀を用いる水銀圧力計の測定範囲は $10^5 \sim 50 \text{ Pa}$ 、油を使う油圧力計では、 $10^3 \sim 1 \text{ Pa}$ である。真空計として原理と構造とが最も単純で、感度が気体の種類に無関係で、測定の信頼度も高い。一方、液体を使うので取付け姿勢に制約があり、特に油圧力計ではやや応答が遅く、電気出力が得にくいことなどの問題もあるが、ほかの真空計を校正するための標準となる。測定法については日本工業規格 (JIS Z-8751) に詳細な説明がある。水銀圧力計が広く使われる理由は、水銀は気体の吸収放出が少なく、密度が一定で、ガラスをぬらさず、読取りがしやすいためである。注意すべき点は、金属とアマルガムをつくり、長時間空気にさらすと表面に酸化物ができることである。U 字管真空計は差圧計だから、絶対圧を測るには、管の封じを基準となる圧力とする。一方を十分低い圧力にして封じたものを閉管式圧力計という。水銀の密度の温度変化は $\sim 2 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ 、油で 10^{-3} K^{-1} 程度、重力の加速度 g の国内における地域差は 10^{-4} 台なので、液柱圧力計の誤差の主因は、液柱差 h の測定にある。読取りが正確であっても、水銀の毛管降下量の位置的不均一、油の管壁へのぬれの不均一と液面移動の遅れはある。毛管現象の影響を避けるには、管の内径を 10 mm 以上にする。読取りの精度は肉眼で $\pm 0.5 \text{ mm}$ 、毛管現象の補正をすればカセットメーターで $\pm 0.05 \text{ mm}$ 程度となる。液柱差の計測には、光の干渉、管に封入した線の抵抗変化、電気容量変化、超音波による距離測定なども利用できる。油圧力計に使われるフタル酸ジエチルやシリコン油は、蒸気圧が低く、密度が小さいので、水銀より低い圧力測定に適するが、気体の吸収、放出をするので、閉管式圧力計には使えない。油圧力計は U 字管型が普通であって、大きな差圧による飛出しを防ぎ、発泡による液面上昇に備えるため、管の両端近くを膨らませた形とすることが多い。油の脱気には除熱排気を行う。U 字管圧力計を傾けて、液柱差を拡大して読みやすくしたものが傾斜管圧力計である。図のように、水平面と θ の角をなす管では、差圧がないときの液頭の開きを l_0 とすれば液頭間距離は $(l - l_0) \sin \theta$ となって、読みは $1/\sin \theta$ 倍になる。5 ～ 10 倍は拡大できるが、管の曲がり



や平行からのずれ、毛管現象の位置依存性に起因する誤差に注意する必要がある。

液滴模型 [英 liquid-drop model, 独 Tröpfchenmodell, 仏 modèle de la goutte liquide, 露 модель жидкой капли] 原子核は核子(陽子と中性子の総称)で構成される有限な多体系であるが、その結合エネルギーや密度に飽和性があるなど液滴と似た性質をもっている。これに基づいて N. H. D. Bohr は原子核の液滴模型を提唱した。この模型は原子核の大きな性質を論じるときの基本的描像になっていて、質量公式、核分裂の機構の理解で重要な役割を果たした。その後発展した独立粒子運動の描像に基づく殻模型とは両極をなすと考えられ、光反応における巨大双極子共鳴、原子核の変形とその回転、表面の振動などの集団的運動を記述する出発点となっている。また両者を融合した統一模型は非常に広範囲の原子核の詳しい性質を説明するのに成功している。最近では重イオンどうしの衝突のような非常に複雑な現象の取扱いにも用いられ、その理論的基礎のひとつになっている。

液面計 [英 liquid-level indicator, 独 Flüssigkeitsstandanzeiger, 仏 indicateur de niveau du liquide, 露 уровень для жидкості] タンクなどの内部にある液体の液面の高さ、あるいは混合しない2種の液体の境界面の高さを測定する測定器。内部の液体の総量(体積)を正確に求める目的の場合と、プロセスなどにおいて操業上、中間の貯蔵タンクの液位が必要なので設置する場合がある。前者の目的に用いる場合には液面の高さとそれに対応する液体の体積が校正によって明らかにされていなければならない。測定原理としては、スケール(ものさし)を直接に液面まで降ろして固定点から垂直方向の長さを測定するポイントゲージ、フックゲージ、おもりをつけたテーブなどの尺をタンクの底の固定点まで降ろして液体にぬれた部分の長さを読取るデプスゲージ、タンクの底部に取付けた連通管を通してガラス管を垂直にたて、側面に取付けたスケールによって液面の位置を検出するゲージガラスなどが直接測定法である。

間接的に測定する方法で、現在広く使用されている液面計は変換物理量によって次のように分類される。(1) 静水圧を利用するもの。(2) 液体の振動を利用するもの。古くから広く利用されている簡便な液面計のひとつで、一端を閉じた細い管を閉じた方を高温にし開いた方を低温にしておくとその中のガス体は自然に振動を始める。実際には、細管の一端を薄いゴム膜で閉じそのゴム膜を指で軽く触れながら他の開いた端を液面まで下げていくと振動が指で感じられる。他端が液体に入るとその振動の周波数、強さが急に変化するところから液面が測定できる。(3) キャパシタンスの変化を利用するもの。(4) 電気抵抗の温度変化を利用したもの。カーボン抵抗などを1個または数個を直列に

並べて用いその抵抗変化から液面を不連続的に測定するもの、細い抵抗線が容器の下端から上部まで長く張り、連続的に抵抗変化で測定するものなどがある。特に液体ヘリウムの液面計としては液体ヘリウムの沸点(4.2K)より少し高い転移温度をもつ超伝導線材(たとえば Nb-Ti 線)を用い、その常伝導の時の比較的大きな抵抗値と超伝導のときの抵抗値の間の変化を測定する液面計が広く用いられている。超伝導線材の先端部分に熱線を巻き、常時少し暖めておいて蒸発ガスの影響を少なくするなど、くふうがなされている。

A 級増幅 [英 class A amplification, 仏 amplification de classe A, 露 усиление в режиме класса A] ⇨ 増幅器 **エクサ** [英 仏 exa, 独 Eха, 露 эксa] 単位の名称に付ける接頭語のひとつで、 10^{18} 倍を意味する。1975 年の国際度量衡総会の決議 10 によって、SI 接頭語のひとつとして採用され、記号 E で表すことが協約された。たとえば長さの SI 単位はメートル(単位記号は m)であるが、その 10^{18} 倍をエクサメートルとよび、記号 Em で表す。1 Em は、地球からこと座の主星ベガ(織女星)までの距離の約 4 倍に相当する。この語は、6 を意味するギリシア語 εξά から選ばれたといわれる。

EXAFS [英独 EXAFS] extended X-ray absorption fine structure の略称。X 線吸収スペクトルで吸収端から数百 eV の領域にかけて現れる微細構造をいう。内殻電子が連続状態へ励起される際の終状態に周囲の原子による散乱の効果が含まれるために EXAFS が出現する。原子の内殻から放出された電子は、吸収された X 線の光子エネルギーと吸収端のエネルギーの差に相当するだけの運動エネルギーをもつので、そのような光電子の波数 k によって吸収端からのエネルギー差を表し

$$\chi(k) = [\mu(k) - \mu_0(k)] / \mu_0(k)$$

なる関数 $\chi(k)$ を定義すると、 $\chi(k)$ は EXAFS のようすをよく与える関数になる。ここで、 $\mu_0(k)$ は原子が孤立状態にあるとしたときの吸収係数、 $\mu(k)$ は実際に測定される吸収係数である。X 線を吸収する原子から R_j の距離のところに j という種類の原子が N_j 個あるとすると、非晶質物質や多結晶試料では

$$\chi(k) = \frac{1}{k} \sum_j \frac{N_j}{R_j^3} f_j \sin[2kR_j + \phi_j(k)]$$

なる関係がある。ここで、 f_j は原子 j による後方散乱振幅、 $\phi_j(k)$ は位相関数である。このような関数を用いて EXAFS のデータを解析すると、X 線を吸収する原子の周囲の原子の動径分布を求めることができる。このために、EXAFS は、X 線を吸収する原子の周囲の構造を調べる手段に用いられる。特定の元素の原子に注目して構造を調べること、試料が気体、液体、固体いずれの形でよいことなどの特徴があり、酵素などの金属原子の周辺の構造の研究、溶液中の金属錯体の構造の研究など、さまざまな目的に利用されている。

エクジソンの作用仮説 [英 hypothesis for the action of ecdysone, 仏 hypothèse de l'action d'ecdysone, 露 гипотеза о действии экдизона] エクジソンは、昆虫の脱皮・変態を誘導するホルモンで、前胸腺から分泌される。1954 年に A. Butenandt らによって結晶化された。コレステロールから合成されるステロイドホルモンの一種で、 α -エクジソンおよび β -エクジソンがある。エクジソンは、幼虫では脱皮の一定時間前に分泌されるが、あらかじめ幼

若化ホルモン(アラタ体ホルモン)が分泌されている場合には脱皮を促進し、エクジソンが単独で作用した場合には蛹化を促進する。蛹では、エクジソンは単独で作用して羽化を促進する。エクジソンは標的細胞に対して核酸やタンパク質の合成を促し、細胞分裂を活発にさせる。その結果、幼虫では表皮組織とクチクラとの間が離れ(アポリシという)、続いて新クチクラの形成、旧クチクラの溶解が起る。終齢幼虫に対しては、特定の酵素(ドーパデカルボキシラーゼなど)の酵素活性を高め、囲蛹殻形成を急速に促進する。成虫原基に対しても、RNA 合成やタンパク質合成を促進し、成虫分化を誘導する。ショウジョウバエなどの幼虫にエクジソンを作用させると、唾液腺染色体に蛹化時特有のパフの出現が促される。これは、エクジソンが特定の伝令 RNA の合成を促進することを意味するものと考えられている。標的細胞に対する作用機構については、直接あるいは何らかの物質(リセプター)と結合して、転写・翻訳の調節に関与するとする説、膜構造に作用して、透過性に何らかの影響を与えるとする説などがある。高等動物では、ステロイドホルモンの作用時には一般にホルモンリセプターが関与するが、エクジソンに関してはまだリセプターが確認されていない。

エクスクループ反応 [英 exclusive reaction, 独 exklusive Reaktion, 仏 réaction exclusive, 露 эксклюзивная реакция] 粒子 a と b が衝突して多重発生 $a+b \rightarrow c_1+c_2+\dots+c_n$ が起きたとき、出てくる粒子 c_1, c_2, \dots, c_n の種別を同定し、運動量を測定するだけでなく、それら以外に何もつくられていないことまで確かめてあるならば、これをエクスクループ反応という。インクループ反応とともに R. P. Feynman により提唱された概念である。荷電交換反応 $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ や、回折解離反応 $\pi^+p \rightarrow \pi^+(\pi^+n)_{\text{回折}}$ などとは典型的なエクスクループ反応である(⇒インクループ反応)。

エクセルギー [英 available energy, 独 verfügbare Energie, 仏 exergie, 露 эксергия] 一般にエクセルギーとは無限大の熱容量をもつ与えられた環境(たとえばある温度、圧力の大気)の下で、ある一定量の物質から原理的に取出しうるエネルギーの最大値である。これは環境と熱平衡にあるある物質を最初の状態にもっていくのに必要なエネルギーに等しい。いま一定量の物質のカルノー・サイクル(図1)を考える。このサイクルで物質は温度 T の高

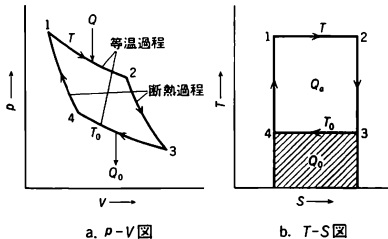


図1 カルノー・サイクルの説明図

温熱源より熱量 Q の一部 Q_0 のみが仕事に変換され、残りの $Q_0 = Q - Q_0$ は外部に捨てられし何の仕事もせず温度 T_0 の低温熱源に捨てられてしまう。これはほかのサイクルでも同じである。この場合、仕事に変えられるエネルギーに相当する熱量 Q_0 を有効エネルギーまたはエクセルギー(exergie), 低温熱源に捨てられるエネルギーに相当する熱量

Q_0 を無効エネルギーまたはアネルギー(anergie)とよぶ。

エクセルギーは1953年 Z. Rant により、エネルギー利用を工学的に扱うために、物質中の利用可能なエネルギー概念として定義された。物質のもつ温度を T 、圧力を p 、エントロピーを S 、内部エネルギーを U とし、環境と熱平衡状態にあるときの値をそれぞれ T_0, p_0, S_0 および U_0 とすると、エクセルギーの最大値 W は非可逆過程に対して

$$W = (U - U_0) - T_0(S - S_0) - p_0(V - V_0)$$

である。第一項は内部エネルギーの減少、第二項は環境に流れ込んだ熱量であり、これらは物質のした仕事に等しい。また第三項は環境に対して物質がした仕事である。この差が有効エネルギーすなわちエクセルギーである。この定義は物質の移動のある開いた系にも拡張することができる。また熱機関のエクセルギーの減少は

$$dW = (T - T_0)dS - (p_0 - p)dV$$

であり、これから不可逆のエントロピー ΔS の増加はエクセルギー $T\Delta S$ の減少となる。

Rant はエクセルギーに対して利用できない部分をアネルギーと定義した。これからエネルギーはエクセルギーとアネルギーの和であり、一定である。この定義を用いると不可逆過程ではエクセルギーはアネルギーに変換し、可逆過程においてはエクセルギーは一定になる。またアネルギーはエクセルギーに変換することは不可能である。

工学では熱機関の損失を表示するのにエクセルギーフロー図が用いられ、損失がどの部分で起っているかが明白になる。たとえばある装置に高温流体が流れ込み仕事をするときのエクセルギーフロー図は図2のように表せる。ここでフローの幅はエネルギーの大きさとする。

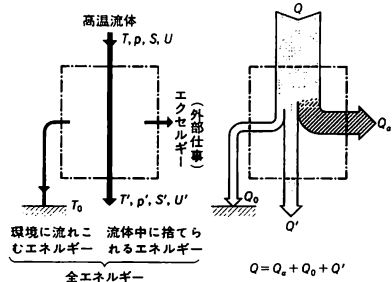


図2 エクセルギーフロー図

エクマン層 [英 Ekman layer, 独 Ekmansche Schicht, 仏 couche d'Ekman, 露 слой Экмана] 回転流体に特有の境界層の一種で、回転軸と有限の角をなす境界面上にできる。たとえば、円筒容器の上端板が他の部分よりわずかに速く回る場合、上下の端板上にできる。層の厚みは回転周期に対応する粘性拡散距離の程度で、層内の流れの構造はコリオリ力と粘性力のつり合いによって定まる。層内の速度は境界面に近似的に平行で、境界面に立てた垂線の上の速度分布はらせん状(エクマンのらせん)になる。茶をかき混ぜると底にエクマン層ができ、層内の流れによって茶の葉が中心に集まる。この流れは、流量保存により、層外に大局的子午面流れを誘起する(エクマンのポンプ機構)。この子午面流れは大局域における角運動量の再配分などに重要な役を果たす。

江崎ダイオード [英 Esaki diode, 独 Esaki-Diode,

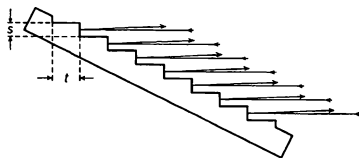
仏 diode Esaki, 露 диод Эсаки] ⇒ トンネル接合

江崎玲於奈 Esaki, Leo 1925.3.12—

日本, アメリカの実験物理学者。大阪に生れる。同志社中学校, 第三高等学校を経て, 1947年 東京大学理学部物理学科卒業。神戸工業に入社, 陰極からの熱電子放出, 電界電子放出を研究。1956年 東京通信工業主任研究員。当時同社の一目標であった高周波で動作するトランジスタの開発に関連して, 不純物を大量に添加したGeを用いた薄いpn接合の基礎的研究に取組む。1957年 順方向バイアス電圧下でN字形の負性抵抗特性を発見, これが1934年 C. Zenerによって予言された固体のエネルギー帯間のトンネル効果によるものであることを確かめた。この研究は同年秋の日本物理学会の会合で発表され, 1958年の初め, Physical Review に正味2ページ足らずの論文として公表された。固体内トンネル効果の研究は, 電子状態密度および素励起構造を研究するトンネルスペクトロスコピーという分野を開いた。また, 負性抵抗を利用したトンネルダイオードという素子が開発された。1959年 東京大学理学博士, 1973年ノーベル物理学賞受賞。1960年 IBM ワトソン研究所研究員, 1967年 同フェロー。強磁場中のBiにおける非線形伝導効果, トンネルスペクトロスコピーの研究を経て, 最近は分子線エピタキシー成長法によりつくった成分比が原子の尺度で空間的に変動している化合物半導体人工長周期構造の諸物性を研究している。この間, 仁科記念賞, 朝日賞, 学士院賞, 文化勲章などを受賞。日本学士院会員, アメリカ科学アカデミー外国会員, アメリカ工学会アカデミー外国会員。1976年 日本 IBM 非常勤取締役を兼務。ニューヨーク郊外に在住。1978年 読売新聞客員論説委員となるなど, 日米両国の社会と文化についても発言している。[主著]「創造性への対話」(対談集), 1974; 「トンネルの長い旅路」, 1974; 「新・日本イソップ物語」, 1978; 「アメリカと日本」, 1980。

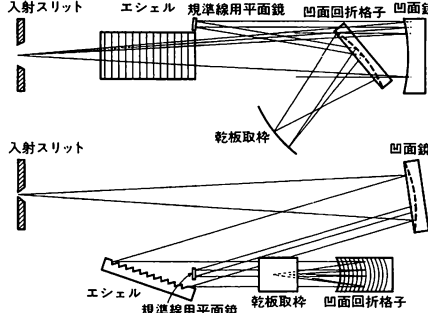
エジェクターポンプ [英 ejector vacuum pump, 独 Treibmittelstrahlvakuumpumpe, 仏 pompe à vide à éjecteur, 露 пароструйный эжекторный насос] ⇒ 蒸気噴射ポンプ

エシエル [英 echelle, 独 Echellegitter, 仏 échelle, 露 эшелле] G. R. Harrison によって 1953年に発表された特殊な回折格子。1898年 A. A. Michelson は一様な厚さのガラス板を重ね合せてエシエロンを作製したが, その後回折格子刻線機が飛躍的な進歩を遂げたのを利用して Harrison はエシエロン類似の回折格子を刻線機によって製作し, エシエルと名づけた。図は溝に直交する断面を示している。s, t の大きさは通常の回折格子とエシエロンとの中間の値につくられている。たとえば $t=1/80$ cm, $s=1/220$ cm, エシエルの刻線幅を 25 cm とすると, 階段数は 1875 である。546.1 nm の光を入射させると図のような方向に回折する次数は 457 次, 458 次などであり, 253.7 nm のときは 985 次, 986 次などである。分解能は 457 次で約 86×10^4 , 986 次で約 185×10^4 になる。400.0 nm での



次数は約 625 次であるから, 自由スペクトル領域 λ/m は, 約 0.64 nm となる。エシエルはプリズムあるいは回折格子と組合せて使用する。エシエル分光器の大きな特色は広い波長範囲にわたって高分解能のスペクトルを一枚の写真乾板に撮影できることである。

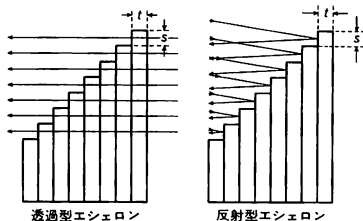
エシエル分光器 [英 echelle spectroscope, 独 Echelle-Spektroskop, 露 эшелетный спектроскоп] 分散素子としてエシエルを使用した分光器。一般にプリズムあるいは回折格子と組合せ, スペクトルを二次元的に結像させる。エシエルと凹面回折格子とを組合せた場合を図に示す。



す。入射スリットは水平とする。通常分光器のように入射スリットを鉛直にする場合には, 以下の記述で水平, 鉛直はすべて逆になる。入射した光は凹面鏡で平行光線となり, 溝が水平になるように設置されたエシエルに入射する。エシエルからの回折光は鉛直方向に分散する。この光を溝が鉛直になるように設置された凹面回折格子に入射させると, 凹面回折格子の正面に二次元に配列したスペクトルが結像する。凹面回折格子をワーズワース・マウンティングで使用してあるのは非点収差を避けるためである。エシエル分光写真器で撮影した分光写真には中央に 1 本の直線が写し込まれている。これは波長測定の際に規準となる線である。この規準線を写し込むために, 分光器には小さな平面鏡が取り付けられている。凹面鏡で平行になっている光の一部は規準線用平面鏡で反射され, 凹面回折格子に入射する。この光は鉛直方向の分散はなく, 凹面回折格子によって水平方向に分散されるだけであるから, 像面で直線として結像する。エシエル分光器は, 中型のプリズム分光器程度の大きさにもかかわらず, 広い波長範囲の高分解能のスペクトルが狭い面積に結像されるので利点が多い。

エシエレット格子 [英 echelette grating, 独 Echelettegitter, 仏 réseau échelette, 露 эшелетт] ⇒ ブレーズド回折格子

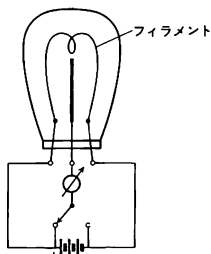
エシエロン [英 echelon, 独 Echelon, 仏 échelon, 露 эшелон] 一種の回折格子。Rayleigh 卿は 1888 年に, 回折格子の溝型を制御して刻線することができれば特定の次数にエネルギーを集中させようことを発表している。しかし溝型の制御は技術的に非常に困難な問題であり, 1910 年になって R. W. Wood が鋸歯状の溝型をもった赤外線用の回折格子を製作し初めて Rayleigh 卿の理論を裏証した。これに先立ち, 1898 年に A. A. Michelson は図のような装置を考案した。溝型を制御して作製した一種の回折格子と考えられるものである。同じ厚さのガラス板あるいは熔融石英板を重ね合わせたものであり, 透過型と反射型とがある。Michelson が製作したものは透過型であり, 反射型は



W. E. Williams によって、1931 年に製作された、Michelson によって作られたものは階段の幅 s は約 0.1 mm で厚さ t は約 10 mm、板の枚数は 20~40 枚であった。 s が大きいので回折による光の広がり極めて小さく、含まれる次数の数も少ない。 t が厚いのでスペクトルの次数は 10000 次ぐらいに、分解能は数十万になる。エシロンは製作が難しいため非常に高価なこともあって、今日ではほとんど使用されていない。

AG 集束 [英 AG focus, 露 сильная фокусировка]
⇒ シンクロトロン

AG 集束シンクロトロン = 強集束シンクロトロン
エジソン効果 [英 Edison effect, 独 Edison-Effekt, 仏 effet d'Edison, 露 эффект Эдисона] 1883 年に T. A. Edison が発見した現象。Edison は白熱電球の内面が黒く汚れる現象を防止するためのテスト実験として図のよう



にフィラメントの間に 1 枚の金属板を封入し、これを検流計を経て、フィラメントに電流を供給する電池に接続し、正負の切換えを行ったところ、正の端子に接続したときのみ、検流計の針は振れ、逆の場合は振れないことを発見した。この現象はエジソン効果として知られており、電子管の出発点である。上の現象はフィラメントから負の荷電粒子が放出されるとすれば説明がつくが、その当時はそれが電子であることはわかっておらず、電子であると認識されたのはその後 10 年以上経ってからであった。1901 年には O. W. Richardson が *The Emission of Electricity from Hot Bodies* という論文を発表し、フィラメントからの熱電子放出に関する理論および実験的研究の結果を述べた。金属からの放出熱電子の電流密度に関するリチャードソンの式は、そのなかに記されている。したがってエジソン効果はリチャードソン効果といわれることもある(⇒熱電子放出)。

AC・DC コンバーター [英 AC-DC converter, 仏 convertisseur AC-DC, 露 преобразователь переменного тока в постоянный] ⇒ コンバーター

A15 構造 [英 A15 structure, 露 структура A15] 立方晶系に属する結晶構造の一形式で、 Cr_7Si 型構造(空間群 O_h^2-Pm3n)を意味する(しばしば β -W 型構造ともよ

ばれる)。化学単位を A_3B とすると単位格子に 6 個の A 原子と 2 個の B 原子を含む。図 1 にその単位格子を示す。

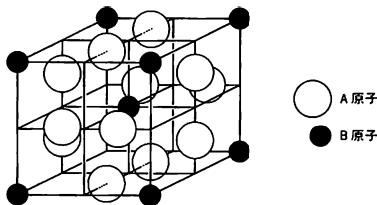
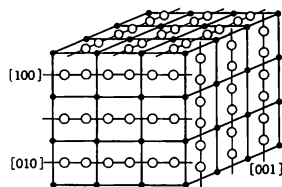


図 1

等価点は A 原子 $(1/4, 0, 1/2)$, $(1/2, 1/4, 0)$, $(0, 1/2, 1/4)$, $(3/4, 0, 1/2)$, $(1/2, 3/4, 0)$, $(0, 1/2, 3/4)$, B 原子 $(0, 0, 0)$, $(1/2, 1/2, 1/2)$ である。B 原子は体心立方格子を形成し、A 原子は各面上に 2 個ずつ主軸方向に位置する。配位数は A 原子、B 原子それぞれ 14, 12 であり、最近接 A 原子間距離が短い(格子定数の半分)ことに特徴があり、このことは、立方主軸方向 $[100]$, $[010]$, $[001]$ に密に充填された鎖状構造を形成することを意味する(図 2)。A15



A 原子の鎖状配列

図 2

構造をもつ結晶は、A 原子として Ti, Zr, V, Nb, Ta, Cr, Mo, などの遷移金属元素、B 原子としては主に III B, IV B 族の元素で構成される化合物である。この構造をもつ物質は 70 種類ほど知られており、そのうち約 50 種類のものが超伝導を示す。なかでも Nb, V を基としたものは超伝導転移温度が高く、また正常状態の物性において種々の特異的なふるまいが現れ、 V_3Si や Nb_3Sn で発見された低温での結晶変態(図 1 の立方晶からごくわずかにひずんだ正方晶への相転移)はその典型である。1954 年、アメリカのベル電話研究所で V_3Si の超伝導($T_c = 17\text{K}$)が発見されて以来、現在まで数多くの研究が行われており、近年 Nb_3Sn と V_3Ga が高磁場発生用の超伝導磁石として実用化される一方、平衡状態下では合成されない Nb_3Ge や Nb_3Si などを非平衡状態下で合成することが試みられている。1981 年末現在で、最高の超伝導転移温度は、 Nb_3Ge の $T_c = 23.2\text{K}$ である。

SISAM = SISAM(シザム)

SI 接頭語 [英 SI prefixes, 独 SI Vorsilben, 仏 préfixes SI] 国際単位系(SI)において、SI 単位の 10^n や 10^{-n} (n は正の整数)の単位をつくる場合に、SI 単位の前に付ける接頭語で、表に示されるように 16 個の接頭語とそれらの記号が定められている。それらは表にあるように、 $10^1, 10^2$, および $10^{-1}, 10^{-2}$ については各桁に、 10^3 以上および 10^{-3} 以下では 3 桁ごとに定められている。SI 単位に SI 接頭語を付けた単位は、SI 単位とは区別されることが望ましい。そこで、それらは SI 単位の整数乗倍という名前によってよばれている。

SI 接頭語を用いる場合のいくつかの規則を次にあげる。

SI 接頭語

倍 数	接頭語	記 号	倍 数	接頭語	記 号
10^{18}	エクサ	E	10^{-1}	デシ	d
10^{15}	ペタ	P	10^{-2}	センチ	c
10^{12}	テラ	T	10^{-3}	ミリ	m
10^9	ギガ	G	10^{-6}	マイクロ	μ
10^6	メガ	M	10^{-9}	ナノ	n
10^3	キロ	k	10^{-12}	ピコ	p
10^2	ヘクト	h	10^{-15}	フェムト	f
10^1	デカ	da	10^{-18}	アト	a

(1) SI 接頭語の記号は立体文字で書き、単位記号と接頭語記号とは間をあけない。(2) 接頭語付きの単位に指数が付けられているときには指数は全体にかかる。たとえば、 $1\text{cm}^3 = (10^{-2}\text{m})^3 = 10^{-6}\text{m}^3$, $1\text{cm}^{-1} = (10^{-2}\text{m})^{-1} = 10^2\text{m}^{-1}$ などである。(3) 2つ以上の接頭語を付けてはならない。たとえば、 $1\text{m}\mu\text{m}$ ではなく、 1nm とする。また SI 単位である kg は接頭語 k がすでに付いているので、たとえば 1kg とはせず、 1Mg というように g に直接、接頭語を付ける。

これらの SI 接頭語のうち、フェムトとアトは 1964 年に、ペタとエクサは 1975 年に加えられたものである。

SI 単位 [英 SI unit, 独 SI-Einheit, 仏 unité SI, 露 СИ-единица] 国際単位系(SI)の単位のうち一貫性のある単位系を構成している基本単位、補助単位および組立単位を SI 単位という。新しい組立単位を形成する場合、基本単位・補助単位あるいはすでにある組立単位を、関連する物理量間に成り立っている代数的乗除の関係にならって組合せることにより形成するが、その際、数係数を全く用いない場合、その単位系を一貫性のある(coherent)単位系という。接頭語のついている単位は数係数が付いているのと同じであり、これを組立単位を形成する段階で用いると一貫性が崩れ、一量一単位制でなくなり、再び単位系が混乱する原因になる。そこで国際単位系では単位の大きさを調整する接頭語は組立単位の形成には用いないことにしている。国際単位系の基本単位・補助単位・組立単位は一貫性のある単位系を形成するので、これらを一括して SI 単位という。SI 単位に接頭語を付けることによって形成された単位を「SI 単位の倍量単位および分量単位」という。ただし質量の単位は接頭語の付いたキログラムが基本単位であり、SI 単位である。その接頭語を除いたグラムは SI 単位の分量単位となり、質量単位の倍量単位および分量単位の名称はこのグラムに接頭語を付けることによって形成される。以上より、「国際単位系の単位」すなわち「SI の単位」は「SI 単位」と「SI 単位の倍量単位および分量単位」とから成ることになる。

S-S 結合 [英 S-S bond, 独 S-S-Bindung, 仏 bonde S-S, 露 S-S связь] = ジスルフィド結合

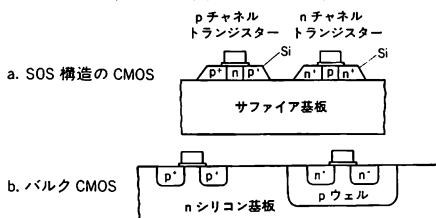
S-N 曲線 [英 S-N curve, 独 Wölerkurve, 仏 courbe S-N, 露 диаграмма при циклическом напряжении] ⇨ 疲労

SN 比 = 信号対雑音比

s-f 交換相互作用 [英 s-f exchange interaction, 独 s-f-Austauschwechselwirkung, 仏 interaction d'échange de s-f, 露 s-f обменные взаимодействия] ⇨ d-f 交換相互作用

SF サイクロトロン [英 SF cyclotron] = AVF サイクロトロン

SOS 構造 [英 SOS structure, 露 кремнивая интегральная схема на сапфировой подложке] 絶縁性基板上に成長した半導体単結晶を用いて構成したトランジスタ集積回路構造。一般に誘電分離構造ともいう。サファイア($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$)基板上に p 型, n 型の Si をエピタキシー成長させたもの(silicon on sapphire)がよく知られており、こうよばれる(図 a)。近年ではより一般的には SOI(silicon on insulator)という。図に示すように素子以外の Si の



結晶膜が除去されて素子間が分離されるのが特徴である。プロセスによってはこの分離部分をすべて酸化膜とし表面の平坦化を計ったものもある。SOS 構造による MOS 型電界効果トランジスタは寄生容量が小さく、チャネル長の微細化に伴って生じるドレイン漏れ、電流の増大、ゲートしきい値電圧の低下など(短チャネル効果)がシリコン基板を用いた MOS 構造(図 b)に比べて少ない、放射線耐性が高いなどの特徴をもつ。さらに集積回路とした場合、素子間分離が完全に入れる、素子間配線は絶縁基板上で行われるため配線容量が小さいという利点をもつ。特に CMOS 構成では基板が Si の場合に問題となるラッチアップ(入出力端子に異常電圧が加わると、異常電圧が消えた後も素子に異常電流が流れ続ける現象)のような現象がないため高集積化に適している。一方、サファイア基板上に成長したシリコン膜においてはシリコン・サファイア境界面の存在により、その結晶性は悪く、接合のリーク電流も多く、電子の移動度は低いという欠点がある。しかし集積回路としての総合的な性能は上記の欠点をカバーし、また、特に寄生容量が少ないため高速動作が可能という点で優れており、一部実用化されている。

SO 群 [英 SO group, 独 S-O Gruppe, 仏 groupe S O, 露 группа SO] n 行 n 列の直交行列で、行列式が 1 のもの全体(特殊直交行列)が行列の乗法に関してつくる群を SO(n)群という。n 次の特殊直交群あるいは n 次の回転群ともいう。SO(n)群はコンパクト・リー群であり、n = 3 および n ≥ 5 の場合は単純リー群であるが、単連結ではない。その普遍被覆群はスピノール群 Spin(n)とよばれる。このため SO(n)群には 2 価表現であるスピノール表現が存在する。物理学において最も重要なものは SO(3)群である。これは空間回転のつくる群で、その表現論は原子・分子、原子核、素粒子の分光学において重要である。

SO (10) 模型 [英 SO(10) model, 独 SO(10) Modell, 仏 modele SO(10), 露 модель SO(10)] 素粒子の相互作用に関する大統一理論の具体的な模型のひとつ。SO (10) 群に基づく非可換ゲージ理論によって、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用を統一的に記述する。相互作用は 45 種のゲージ粒子によって媒介されるが、このうち、8 種は強い相互作用に、1 種は電磁相互作用に、3 種は弱い相互作用に対応する。残る 33 種による相互作用のなかにはバリオン数を保存しない相互作用が含まれる。一世代

に属するクォークとレプトンは、 $SO(10)$ 群のスピンノール表現である 16 次元表現を形成する。

s 過程 [英 s-process, 独 s-Prozess, 仏 processus s, 露 s-процесс] 恒星内部における元素の合成過程のうち、中性子の遅い捕獲反応によるもので、s は slow の略。生成元素は、s 過程元素とよばれる。鉄より重い元素では、荷電粒子との反応はクーロン障壁が高いために難しく、また同位体のうち質量数の大きいものの存在量が多いなどの理由から、これらの合成は、中性子捕獲と β 崩壊によってなされたと考えられている。s 過程は、そのうち、中性子の流速密度が小さく、捕獲の時間尺度が、 β 崩壊の半減期 (100 s ~ 1000 y) に比べて長い場合をさす (\Rightarrow r 過程)。この過程では、 ^{56}Fe を始点とし、 β 崩壊に対して安定な原子核を繋ぐ道筋に沿って、中性子の捕獲が進んだ。 ^{209}Bi が α 崩壊のためにその終点となる。合成された元素は、隣接したものどうしの間で、その存在量と中性子の捕獲断面積との積が一定という関係が成り立つ。特に、魔法数の中性子をもつ元素 (^{88}Sr , ^{90}Zr , ^{138}Ba , ^{208}Pb) は、捕獲断面積が非常に小さいので、存在量が多くなる。これは、元素の存在度の特徴と一致する。中性子源となる反応としては、 $^{23}\text{Ne}(\alpha, n)^{23}\text{Mg}$ や $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ の反応があり、合成の主要な舞台としては、恒星のヘリウム殻燃焼や、炭素燃焼の段階がある。

s 軌道(関数) [英 s orbital, 独 s-Orbital, 仏 orbitale s, 露 s-орбиталь] 一般に中心力場の下で運動する粒子の定常状態では、軌道角運動量 l の大きさ l は一定である。そのうち特に l が 0 である状態を s 状態、その波動関数を s 軌道関数という。s 軌道関数は中心に関して球対称であることが示される。狭義では、束縛状態に属するものを s 軌道といい、これに対して連続状態に属するものを s 波とよぶ。また主量子数 n をもつ s 軌道のことを ns 軌道 ($n \geq 1$) とよぶ。原子番号 Z の核のクーロン引力の下で運動する電子の場合に、主量子数 n をもつ規格化された軌道を $\psi_{ns}(r)$ とかくと

$$\psi_{1s}(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{3/2} e^{-\rho/2}$$

$$\psi_{2s}(r) = \frac{1}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{Z}{a_0} \right)^{3/2} (2 - \rho) e^{-\rho/2}$$

である。ただし $\rho = 2Zr/(na_0)$, a_0 はボーア半径 ($=\hbar^2/(me^2)$) である。 $\psi_{ns}(r)$ は r に関して連続的に分布する関数であって軌道という語はなじまない。しかし、たとえば $n=1$ についていえば、電子が r と $r+dr$ との間の球殻内に存在する確率 $\propto |\psi_{1s}(r)|^2 r^2 dr \propto r^2 e^{-\rho} dr$ が最大になる r の値は a_0/Z であって、ボーアの古典量子論における軌道の半径と一致する。s 軌道を直観的に理解するために、例として $Z=1$ のときの $\psi_{2s}(r)$ の空間的变化を図に示した。図 1 は x 軸上における ψ_{2s} の値を示し、図 2 は、 xy 面内の点での ψ_{2s} の値を視覚的に示したものである。原子軌道

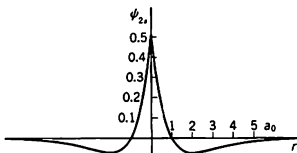


図 1

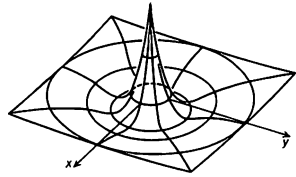


図 2

のなかで $r=0$ で 0 にならない軌道は s 軌道のみである。したがって原子核の位置での電子の存在確率と密接に関係のある現象、たとえば核スピンと電子スピンの相互作用などでは s 軌道が重要な役割を演じる。また ns 軌道は ($n-1$) 個の節点 (0 になるところ) をもつ。しかし化学結合を論ずるときなどは波動関数の外側の部分が重要なので、軌道を節点のない関数で代用することもある。これをスレーターの無節点軌道といい、たとえば規格化された $\psi_{2s}(r)$ は $\sqrt{Z^3/(96\pi a_0^3)} \rho e^{-\rho/2}$ となる (\Rightarrow スレーター型軌道関数)。

SQUID = SQUID (スクイッド)

S 行列 [英 S-matrix, 独 S-Matrix, 仏 matrice S, 露 S-матрица]

[1] 量子力学的散乱問題において、自由粒子状態 $u_a^{(0)}$ が相互作用により十分長い時間をかけてほかの自由粒子状態 $u_b^{(0)}$ に遷移する際、その確率振幅を行列要素、 $S_{ba} = (u_b^{(0)}, S u_a^{(0)})$ としてもつ演算子 S を S 行列または散乱行列という。 E_a と E_b が状態 $u_a^{(0)}$ と $u_b^{(0)}$ のエネルギーとすれば、この場合エネルギー保存則が成立する。ただし、 $H_0 u_a^{(0)} = E_a u_a^{(0)}$, $H_0 u_b^{(0)} = E_b u_b^{(0)}$ である。 H_0 は自由粒子ハミルトニアン、相互作用ハミルトニアンを V として、相互作用表示における時間発展演算子 $U(t, t') = \exp(iH_0 t/\hbar) \exp[-i(H_0 + V)(t-t')/\hbar] \exp(-iH_0 t'/\hbar)$ を考えると、S 行列は極限 $t \rightarrow \infty$, $t' \rightarrow -\infty$ を適当な方法でとることによって、 $S = U(\infty, -\infty)$ として与えられる。また波動演算子 $W^{(+)}_{ba}$ から $S = W^{(+)-1} W^{(+)}$ のようにしてつくることができる。その行列要素は $S_{ba} = (u_b^{(-)}, u_a^{(+)})$ に等しい。ただし、 $u_a^{(\pm)} = W^{(\pm)} u_a^{(0)}$ は外向き波 (+) の場合条件および内向き波 (-) の場合条件に従う散乱状態固有関数である (\Rightarrow 散乱理論, 波動演算子, リップマン-シュウィンガー方程式)。S 行列要素は

$$S_{ba} = \delta_{ba} - 2\pi i \delta(E_b - E_a) (u_b^{(0)}, V W^{(+)} u_a^{(0)})$$

と書くことができる (δ_{ba} は恒等演算子の行列要素)。第二項から散乱振幅が求められるので、散乱現象に関するすべての知識は S 行列によって記述されるわけである。S 行列は一般にユニタリ性 $S^\dagger S = S S^\dagger = 1$ をもつが、これから確率保存則やその一表現である光学定理 (\Rightarrow 散乱理論) が出てくる。S 行列の代りに

$$S = 1 + 2iT$$

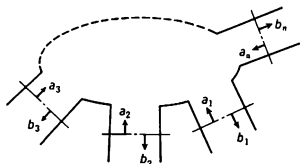
または

$$T_{ba} = -\pi \delta(E_b - E_a) (u_b^{(0)}, V W^{(+)} u_a^{(0)})$$

によって定義される T 行列を使うことができる。T 行列は散乱振幅に直結していて便利である。さらに、ケイリー変換 $S = (1+iR)(1-iR)^{-1}$ または $R = -i(S-1)(S+1)^{-1}$ によって、エルミート演算子 R を導入することがあるが、これを R 行列 ($-2R = K$ を K 行列とよぶこともある。また、ここので T を R 行列ということもある) またはリアクタンス行列という。T 行列と R 行列の関係は $R = T + iT T^\dagger R = R - T + iT T^\dagger R = 0$ である。摂動展開によって R 行列の近似式を求め、ケイリー変換によって S 行列または T

行列を構成すれば、 S 行列のユニタリー性は損なわれない。なお、場の量子論では、場の演算子の時間発展を通して S 行列を定義する方法がくふうされている。

[2] マイクロ波伝送線路の結合回路の解析に有用な量として、[1] の S 行列と類似の量が導入され、やはり S 行列あるいは散乱行列とよばれている。この場合、 S 行列は次のように定義される。図のように n 本の伝送線路が結



合された回路を考える。回路上の適当な場所にとった基準面における複素入射波振幅を a_i 、複素反射波振幅を b_i ($i = 1, 2, \dots, n$) とする。振幅 a_i, b_i はそれぞれの伝送電力が $(1/2)a_i a_i^*, (1/2)b_i b_i^*$ となるように正規化されているとする。この a_i, b_i を用いれば結合回路のすべての分枝における電圧関係は

$$[b] = [S][a]$$

ただし

$$[a] = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_n \end{bmatrix}, \quad [b] = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_n \end{bmatrix}, \quad [S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & \cdots & S_{1n} \\ S_{21} & S_{22} & \cdots & S_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{n1} & S_{n2} & \cdots & S_{nn} \end{bmatrix}$$

と表すことができる。この $[S]$ を S 行列とよぶ。 S 行列の各要素は次のような物理的意味をもっている。すべての伝送線路を無反射終端しておき、 i 番目の伝送線のみから a_i を入射する。このとき j 番目の伝送線から出て行く波の正規化振幅を b_j とすれば S_{ij} は次式で与えられる。

$$S_{ij} = \frac{b_j}{a_i} \quad (i, j = 1, 2, \dots, n)$$

回路の可逆性とエネルギー保存則を適用することにより、最小限必要な数だけの要素を測定によって求めれば S 行列は決定される。

S 行列の解析性 [英 analyticity of the S matrix, 独 Analytizität der S -Matrix, 仏 analyticité de matrice S] 素粒子の散乱振幅の基本的性質の一つ。時間空間の中の 2 点が空間的に離れているとき (つまり、 $(t-t')^2 - |\mathbf{x}-\mathbf{x}'|^2 < 0$ のとき)、この 2 点での観測可能量 j は互いに可換である (つまり、 $[j(\mathbf{x}', t'), j(\mathbf{x}, t)] = 0$) という場の理論での因果律をつかうとエネルギー平面の実軸上で定義された前方散乱振幅はエネルギーの複素上半面にまで解析接続されて、複素上半面で正則であることが導かれ、1 変数の分散式が成り立つ。これを 2 変数の分散式つまりマンデルスタム表示にまで拡張すると、散乱振幅 $A(s, t, u)$ はユニタリー性から要求される実軸上のカットをもつ s, t, u 変数のカット平面でよい解析的性質をもつ。これが S 行列の解析性である。この解析関数の変数 s が物理的シートの複素 s 平面の上半面から実軸に近づいたときの極限値が s チャネルでの散乱振幅になる。そしてカットの両側における不連続性が散乱振幅の虚数部分を与える。

S 行列の相反性 [英 reciprocity of S matrix, 独 Reziprozität der S -Matrix, 仏 réciprocity de matrice S , 露 взаимозаместимость S -матрицы] \Rightarrow 時間反転不変性, 相反定理

S 行列理論 [英 S -matrix theory, 独 Streumatrixtheorie, 仏 théorie de matrice S , 露 теория S -матрицы] 素粒子の S 行列を、解析性とユニタリー性だけから求めようとする理論。ハミルトニアンが与えられれば、原理的には S 行列を求めることが可能である。しかし結合定数のべき級数で展開する摂動論の方法は強い相互作用の場合には近似が悪く不適当である。そこでローレンツ不変性のほかに場の理論から抽出されたいくつかの基本的な原理、たとえば S 行列の解析性とユニタリー性をつかって観測量だけから S 行列を求めていこうという理論を S 行列理論とよぶ。初期の段階では、マンデルスタム表示とユニタリー性をつかって S 行列を求めようとする試みが多かったが、その後発展してレジャエ極理論、双対性の理論などが生れた。 S 行列理論では素粒子と複合粒子の区別がつかない。そこでどのハドロンもいくつかのハドロンの複合粒子であって、どのハドロンがより基本的であるとはいえないという見かたが可能になる。この立場を核民主主義といい、ブートストラップの基礎となった考えかたである。

S 極 [英 south pole, 独 Südpol, 露 южный полюс] \Rightarrow 磁力線

ScS 波 [英 ScS wave, 独 ScS-Welle] 地球の外核表面(マントル-核境界面)で反射された S 波。特に深発地震で震央距離が小さい場合に顕著に認められる。大きな深発地震では、外核表面と地表面とで何度も反射を繰返した (ScS) n 波 (n は外核表面での反射回数を示す数字) が観測される。横波である S 波が外核表面で強く反射されるのは、外核が液体からなるためと考えられている。同様に外核表面で反射される P 波は PcP 波とよばれる。外核表面での P 波入射による反射 S 波を PcS 波、その逆を ScP 波という。

s チャネル [英 s -channel, 独 Streukanal, 仏 canal s , 露 s -канал] \Rightarrow マンデルスタム表示

SDS ポリアクリルアミドゲル電気泳動 [英 SD S-polyacrylamide gel electrophoresis, 仏 électrophorèse de gel de SDS-polyacrylamide] SDS-PAGE と略記され、タンパク質の分子量を推定するための簡便な実験法。陰イオン性界面活性剤ドデシル硫酸ナトリウム (SDS) をタンパク質に加えると、SDS は疎水基ドデシル基によりタンパク質の疎水部に結合する。すると、硫酸基の負電荷のために、タンパク質の変性 (高次構造のくずれ) が促進され、SDS はついにはすべて疎水部に結合するが、このとき多くのタンパク質で (SDS)/(タンパク質) の比が約 1.4 (重量比) になる。タンパク質は、SDS の負電荷のために棒状となって電気泳動されるので、分子ふるい効果をもったポリアクリルアミドゲル中では、分子量の対数と移動度の間に負の相関関係が成り立つ (\Rightarrow 二次元ゲル電気泳動法, ポリアクリルアミドゲル電気泳動)。

STOL = STOL (エストール)

s - d 交換相互作用 [英 s - d exchange interaction, 独 s - d -Austauschwechselwirkung, 仏 interaction d'échange s - d , 露 s - d обменное взаимодействие] 鉄族遷移金属元素の $3d$ 電子は磁性的の担い手として重要になることが多いが、その $3d$ 電子と $4s$ 電子の間に働くスピンの依存する相互作用を s - d 交換相互作用とよぶ。 s, d 両電子が原子内にあるとき $-2J S_{4s} \cdot S_{3d}$ のタイプの相互作用がある (S_{4s}, S_{3d} はそれぞれ R_n にある原子の $3d, 4s$ 電子のスピン演算子である)。これを原子内 s - d 交換相互作用という。鉄族元素

が非磁性金属内に溶け込んだ希薄磁性合金では、 s 電子は金属全体を動きまわる伝導電子となり、この伝導電子である s 電子と局在した $3d$ 電子の間に $-2JS_{dn} \cdot S_n$ という相互作用が働く。この相互作用の起源には、 s 電子と d 電子の間のクローン相互作用と、アンダーソン模型で記述されるような s - d 混成の二次摂動から生ずる反強磁性的な有効交換相互作用とがある。希薄磁性合金における s - d 交換相互作用は、近藤効果などの特徴的現象を引き起こしたり、また局在スピンのまわりの伝導電子のスピン極端(RKKY 振動)を引き起こすものとして極めて重要である。

s-d 混成 [英 *s-d mixing*, 独 *s-d-Mischung*, 仏 *mélange s-d*, 露 *s-d смешивание*] 原子の中の電子状態は複雑な多体系であるが、等方的な有効一体ポテンシャルの下で解かれた一体状態の積の形がよい近似としてしばしば用いられる。原子が集まって分子あるいは結晶をつくること、それに対応した電子状態はさらに複雑になる。特に異なった原子上の一体電子状態は互いに直交しないので表示の基底状態として不適当である。いま、なんらかの意味での局在直交関数系が定義されたとして、それらの間の原子間相互作用も一体近似で書けるとすれば、それは

$$H = \sum_{p,q,j,m} V_{pq}^{nm} a_{pn}^{\dagger} a_{qm} + c.c.$$

となる。ここで、 a_{qn}^{\dagger} (a_{qn}) は格子位置 R_n での q 波 (s 波, p 波, d 波, ...) の生成 (消滅) 演算子, $c.c.$ は複素共役 (エルミート) 演算子を意味し, V_{pq}^{nm} は p - q 混成定数とよばれる。鉄族磁性体ではとくに $3d$ - $4s$ 間の混成が重要で、単に s - d 混成とよばれる。また化合物では負イオンの p 状態との間の p - d 混成が重要となる。この s - d 混成あるいは p - d 混成から、有効磁気相互作用、磁気的異方性などが導かれる。混成定数を計算する最もよい方法は一体バンド計算である。それからバンド間の混成が

$$\sum_{p,q,k} V_{pq}(k) a_{pn}^{\dagger} a_{qn} + c.c.$$

の形で得られ (ここで、 k は波数ベクトルを示す)、それを LCAO 近似で書直すことにより V_{pq}^{nm} が求まる。同様なことが希土類 4f, 5f 磁性体でも生じ、 s -f, d -f, p -f 混成などが重要な役割を担う。なお d , p バンドでは s バンドに比べて LCAO 近似ははるかによく、したがって d -f, p -f 混成の物理的意味もより明解となる。

s-d 問題 [英 *s-d problem*, 独 *s-d-Problem*, 仏 *problème s-d*, 露 *s-d проблема*] 金属中におかれた局在スピン S は、伝導電子と s - d 交換相互作用

$$-2J\sigma\delta(r) \cdot S$$

(J は相互作用定数, V は原子体積, σ は伝導電子のパウリのスピン演算子, $\delta(r)$ は相互作用が局所的であることを示す) が働く。この相互作用を摂動項とし、伝導電子の運動エネルギーを非摂動項として、摂動計算によって電気抵抗などの物理量を計算すると、温度 $T \rightarrow 0$ の極限で発散するような高次項が現れる (近藤効果)。この発散をどのように処理するかを s - d 問題とよぶ。この発散は局在スピン S が非可換の演算子であることに起因する。この系は、低温では、局在スピンと伝導電子が強く結合した多体問題となっている。この典型的な局所多体問題である s - d 問題は、近藤淳 (1964 年) の研究に始まり、多くの研究が 1960 年代後半から 1970 年代前半に行われ、特に、K. Wilson (1975 年) のくりこみ群の応用を含む研究によって、ほぼ解明された。また、その後、1980 年にはベータ

仮説の適用により厳密解が求められるようになった。局在スピンの数が多いとき、特に、各格子点に局在スピンがあるときの問題はさらに複雑で、近藤格子 (あるいは高密度近藤状態) とよばれ、特に Ce などの希土類磁性体に特徴的に現れて最近注目を集め、多くの研究が進行中である。この場合はむしろ d -f 問題 ($\Rightarrow d$ -f 交換相互作用) とよばれるべきであろう。あるいはさらに一歩さかのぼって d -f 混成のハミルトニアン (周期的アンダーソン模型) から出発する立場も有力である。

エステル [英 *ester*, 独 *Ester*, 露 *эфир*] 有機酸または無機酸とアルコールから脱水縮合によって生じる化合物をいう (分子内エステルはラクトンとよばれる)。広義には、酸とチオアルコール (メルカプタン, RSH) より生じるチオエステルを含む。生物界には、カルボン酸エステル ($RCOOH + R'OH \rightarrow RCO \cdot OR' + H_2O$ 、油脂など)、リン酸エステル (ヌクレオチド、解糖系やカルビン・サイクルにおける各種の糖リン酸など)、硫酸エステル (コンドロイチン硫酸など)、カルボン酸チオエステル (脂肪酸代謝におけるアシル補酵素 A など) など、非常に多くの化合物がある。

STOL [英 *STOL*] short take-off and landing aircraft の略称。滑走路の長さ 610 m 以内の飛行場に離発着が可能な飛行機。短距離離着陸機と訳される。アメリカでは、飛行機の出発から高度 15 m (50 ft) までに要する水平距離により、VTOL (vertical t.o.l.) 10 m 程度, USTOL (ultra short) ~ 150 m, STOL (short) 150 \sim 300 m, ITOL (intermediate) 300 \sim 600 m, NTOL (normal) 600 m \sim 、という分類があるが、一方では最後のものを除いて V/STOL と総称されることも多い。VTOL はともかく、STOL が待望されるのは、単に必要滑走路が短いだけでなく、通常の飛行機と比べて 2 \sim 3 倍の急角度で離着陸することとあいまって、空港周辺の騒音問題が改善できる (たとえば被害面積を 1/10 に減少できる) ためである。

STOL が短い滑走で離陸できるための第一条件は、離陸速度 (失速速度の 1.2 倍程度) を低くすること、そのためには最大揚力係数の高い主翼をもつことが必要である。STOL は安定性、操縦性に特有の問題を生じる。特に 1 つのエンジンが停止したときのための信頼性をもたせる点にである。高揚力を得るための BLC (boundary layer control, 境界層制御) システムの採用に伴い翼内に空気圧、油圧制御のため複雑な構造、大きなエンジン、耐熱材料のため、またペーロードは通常の飛行機と比べて著しく低く経済性は大幅に低下するなどである。1940 年代以前のフーゼラー 156 シュトルヒヤ、1950 年代のヘリコクリエ以来、STOL の設計・試験が続けられているが、実験機あるいは軍用機としての試験飛行例が多く、民間輸送機としては実験機を試作し飛行実験中ないしは開発中の段階にある。

S の枝 [英 *S-branch*, 独 *S-Zweig*, 仏 *branche S*, 露 *S-ветвь*] \Rightarrow バンドの枝

s 波 [英 *s wave*, 独 *s-Welle*, 仏 *onde s*, 露 *s-волна*]

[1] 弾性体を伝わる弾性振動の波のひとつ (\Rightarrow 弾性波)。S 波とも表記する。

[2] 地震によって地球内に生ずる振動のうち、三次元的に伝播する実体波のひとつ (\Rightarrow 地震波)。S 波とも表記する。

[3] 量子力学で、粒子の状態を記述する波動関数を部分波分解したとき、軌道角運動量が0の部分波(\Rightarrow 部分波展開)。

s パラメーター [英 s-parameter, 仏 paramètre s]

\Rightarrow トランジスター

SU 群 [英 special unitary group, 独 spezielle unitäre Gruppe, 仏 groupe unitaire spécial, 露 специальная унитарная группа] 物理学にしばしば登場する群のひとつ。n 次元の複素ベクトル空間の規格直交化された n 個の基底ベクトルの組 $\{e_i\}$ ($i=1,2,\dots,n$) を、別の規格直交化された基底ベクトルの組 $\{e'_i\}$ ($i=1,2,\dots,n$) へ移す線形変換

$$e_i \rightarrow e'_i = \sum_{j=1}^n u_{ij} e_j$$

を n 次のユニタリー変換といい、 $U(n)$ 変換と略記する。ここで変換係数 u_{ij} は n 行 n 列のユニタリー行列の行列要素で

$$\sum_{k=1}^n u_{ik} u_{jk} = \sum_{k=1}^n u_{ki}^* u_{kj} = \delta_{ij}$$

を満たす。この変換行列の行列式が 1, $\det |u_{ij}| = 1$ の時、この変換を n 次の特殊ユニタリー変換といい、 $SU(n)$ 変換と略記する。 $SU(n)$ 変換の変換行列の全体は群をなしている。この群を n 次の特殊ユニタリー群とよび、 $SU(n)$ 群と略記する。

アイソスピンの3つの成分 I_1, I_2, I_3 を生成元とする群は $SU(2)$ 群で三次の特殊回転群 $SO(3)$ と局所同型である。 $SU(3)$ 群はハドロンの強い相互作用の香りの自由度に関する近似的対称群である。また原子核理論にも $SU(3)$ 群が応用されている ($\Rightarrow SU(3)$ 対称性)。ハドロンの強い相互作用の色の自由度は正確に $SU(3)$ 対称だと考えられている (\Rightarrow 量子色力学)。弱い相互作用と電磁相互作用を統一するワインバーグ-サラム模型は $SU(2) \times U(1)$ 群に基づいており、これにさらに強い相互作用の統一を試みる大統一理論の最初の試みは $SU(5)$ 群に基づいている。

$SU(3)$ 対称性 [英 $SU(3)$ symmetry, 独 $SU(3)$ Symmetrie, 仏 symétrie $SU(3)$, 露 симметрия $SU(3)$] 軽い原子核の殻模型において核子に対する一体ポテンシャルとして三次元調和振動子ポテンシャルを考えた場合、3方向の振動モードの混合に関する対称性を、(原子核における) $SU(3)$ 対称性という。軌道角運動量を L 、四極子モーメントを Q とした時、カシミール演算子 I_2 は、 $I_2 = (L \cdot L + Q \cdot Q)/6$ で与えられる。 $SU(3)$ 群の既約表現 ($\lambda\mu$) に属する軌道波動関数については、 $I_2 = (2/3) \{(\lambda + \mu)(\lambda + \mu + 3) - \lambda\mu\}$ となる。核子間の相互作用が到達距離の長い $Q(1) \cdot Q(2)$ の形であり、スピン軌道相互作用を無視するとき、表現 ($\lambda\mu$) の軌道角運動量 L の状態での四極-四極力の行列要素を求める

$$\sum_{i,k} (Q_i \cdot Q_k) = (\text{定数}) + 3I_2(\lambda\mu) - \frac{3}{2}L(L+1) + \frac{3}{2}\pi(L^2)$$

となる。最後の項は非対角要素をもちうが一般には小さい。四極-四極力が引力であるとすると、 $L(L+1)$ に比例する回転スペクトルを示す。また I_2 項により、 $\lambda + \mu$ の値の大きい表現ほどエネルギーが低くなることになり、四極子モーメントすなわち変形が大きいほどエネルギーが低くなることになる。1p 殻の核では、質量数が4の倍数の核、 ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ で $0^+, 2^+, 4^+$ の準位が回転スペクトルに近い形で現れており、1d 殻核では ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$ などで顕著な回転スペクトルが観測されている。殻模型による計算では、二

体相互作用としてこの対称性を壊す部分を含んでおり、またスピン軌道相互作用もこの対称性を破るにもかかわらず、得られた波動関数は $SU(3)$ 対称性をかなりよい近似で満たしている。素粒子の分類にも $SU(3)$ 対称性が用いられている ($\Rightarrow SU(3)$ 模型)。

$SU(3)$ 模型 [英 $SU(3)$ model, 独 $SU(3)$ Modell, 仏 modèle $SU(3)$, 露 модель $SU(3)$] ハドロン(強い相互作用をする素粒子)に関する模型。ある系のハミルトニアンが $SU(3)$ 変換 ($\Rightarrow SU$ 群) において不変な場合、この系は $SU(3)$ 対称性をもつといい、この系の超多重項は $SU(3)$ 群の既約表現に対応している。素粒子の強い相互作用はクォークの香り u, d, s の自由度の $SU(3)$ 変換で近似的に (s クォークが少し重いことを無視すれば) 不変なので、ハドロンは $SU(3)$ 群の既約表現に対応する超多重項(一重項, 八重項, 十重項等)に分類される。また $SU(3)$ 対称性をやぶる相互作用も $SU(3)$ 群の1つの生成元とほぼ同じ変換をするので、超多重項の構成粒子の質量差にたいするゲルマン-大久保の質量公式が導かれる。 $SU(3)$ 群に基づくハドロンの模型を $SU(3)$ 模型といい、坂田模型と関連して小川修三, 池田峰夫, 大貫義朗や山口嘉夫などによって開拓され、M. Gell-Mann や Y. Ne'eman の八道説が代表的な理論である。

行列式が1の3行3列のユニタリー行列は一般に

$$U = \exp \left\{ \frac{i}{2} \sum_{k=1}^8 a_k \lambda_k \right\}$$

と表される。 λ_k はバリュ行列を一般化したもので、ゲルマンの λ 行列という。

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

λ_k は交換関係と反交換関係

$$[\lambda_i, \lambda_j] = 2if_{ijk}\lambda_k$$

$$\{\lambda_i, \lambda_j\} = \frac{4}{3}\delta_{ij} + 2d_{ijk}\lambda_k$$

を満たす (f_{ijk} を構造定数という)。

$SU(3)$ 群の生成元を交換関係

$$[F_i, F_j] = if_{ijk}F_k$$

によって定義する。 F_3 と F_8 は可換なので、この2つの生成元を、ハドロンの2つの保存量のアイソスピンの第三成分 I_3 とハイパーチャージ Y に対応させる。 $I_3 = F_3$, $Y = 2F_8/\sqrt{3}$

$SU(3)$ 群の既約表現のメンバーを I_3 と Y の固有値を使って示すと、一般に図1のような辺の長さが p と q の六角形となる。図は $(p, q) = (6, 3)$ の場合で、図の中の数字は縮退度を表す。したがって表現 (p, q) の次元数は

$$\frac{1}{2}(p+1)(q+1)(p+q+2)$$

8種類の擬スカラー中間子 $\pi^+, \pi^0, \pi^-, K^+, K^0, \bar{K}^0, K^-, \eta^0$, 8種類のスピン $1/2$ のバリオン $p^+, n^0, \Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$ は八重項をつくり、 $(p, q) = (1, 1)$ に対応している

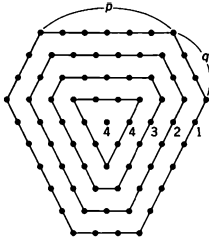


図 1

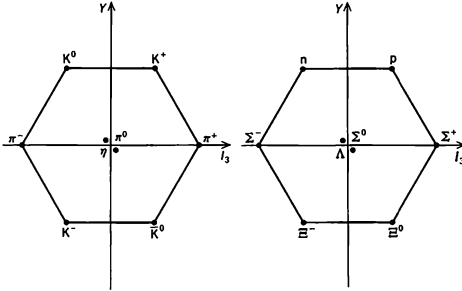


図 2

図 3

(図 2, 図 3)。これらの中間子とバリオンの場を F_i と同じように変換する ϕ_i と ψ_i で表すと, $SU(3)$ 変換で不変な湯川相互作用は

$$D d_{ijn} \bar{\psi}_m \gamma_5 \psi_n \phi_j + F (-i f_{ijn}) \bar{\psi}_m \gamma_5 \psi_n \phi_j$$

となる。二種類の結合定数 F と D の比を F/D 比とよぶ。実験によれば, $F/D \approx 2/3$ である。

10 種類の $J=3/2$ のバリオン $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-, \Sigma^{*+}, \Sigma^{*0}, \Sigma^{*-}, \Xi^{*0}, \Xi^{*-}, \Omega^-$ は十重項をつくり $(p, q) = (3, 0)$ に対応している。

強い相互作用は近似的に $SU(3)$ 対称であるが, ハドロンを超多重項は $p-q$ が 3 の整数倍のものしか存在しないとする説が Gell-Mann と Ne'man が 1961 年に提案した八道説である。八道説の複合粒子説による基礎付けとして 1964 年に Gell-Mann と G. Zweig がクォーク模型を提唱した。三重項のクォークは $(p, q) = (1, 0)$, 反三重項の反クォークは $(p, q) = (0, 1)$ である。

チャーム粒子が発見され, 香りの自由度がふえ, チャーム量子数をもつハドロンの中三重項などの存在が予想され, チャーム中間子の三重項が発見された。

$SU(3)$ 群はアイソスピンの群である $SU(2)$ 群を含み, その生成元は $I_1 = F_1, I_2 = F_2, I_3 = F_3$ であるが, $U_{\pm} = F_3 \pm iF_{\pm}$ と $V_{\pm} = F_4 \pm iF_5$ などを含む $SU(2)$ 群も含んでいる。これらを U スピン群, V スピン群という。図 4 に

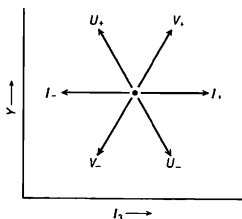


図 4

U_{\pm}, V_{\pm} の作用を示す ($I_{\pm} = I_1 \pm iI_2$)。

生成元 F_k から 8 個の演算子 $D_i = (2/3) \sum_{jk} d_{ijk} F_j F_k$ を

つくと, これは交換関係 $[D_i, F_j] = i f_{ijk} D_k$ を満たす。

ハドロンは香りの自由度のほかに色の自由度をもつと考えられているが, 色の自由度は正確に $SU(3)$ 対称だと考えられている (\Rightarrow 量子色力学)。

$SU(5)$ 模型 [英 $SU(5)$ model, 独 $SU(5)$ Modell, 仏 modèle $SU(5)$, 露 модель $SU(5)$] 素粒子の相互作用に関する大統一理論の具体的な模型のひとつ。 $SU(5)$ 群に基づく非可換ゲージ理論によって, 強い相互作用, 電磁相互作用, 弱い相互作用を統一的に記述する。量子色力学, ワインバーグ-サラム理論を包含する最も簡単な模型で, H. Georgi と S. L. Glashow によって提唱された。相互作用は 24 種のゲージ粒子によって媒介されるが, このうち, 8 種は強い相互作用に, 1 種は電磁相互作用に, 3 種は弱い相互作用に対応する。残る 12 種はバリオン数を保存しない新しい相互作用を媒介する。一世代に属するクォークとレプトンは $SU(5)$ 群の 5^* 表現と 10 表現を形成する。

$SU(6)$ 模型 [英 $SU(6)$ model, 独 $SU(6)$ Modell, 仏 modèle $SU(6)$, 露 модель $SU(6)$] ハドロン(強い相互作用をする素粒子)に関する近似的模型。ハドロンがクォークの非相対論的束縛状態で, クォーク間力がクォークの種類およびスピンの依存しない中心力ならば, この理論のハミルトニアンはスピンの上向きと下向きの 3 種類のクォーク, $u \uparrow, u \downarrow, d \uparrow, d \downarrow, s \uparrow, s \downarrow$ の六次の特殊ユニタリー変換 ($\Rightarrow SU$ 群) で不変である。したがってハドロンは $SU(6)$ 群の既約表現で分類されることになる。

クォーク 1 個と反クォーク 1 個からつくられる s 波の複合粒子の中間子は, $6 \otimes 6^* = 35 \oplus 1$ にしたがって, 35 重項と 1 重項に分解される。この 1 重項は擬スカラー中間子の 1 重項の η^0 に対応し, 35 重項は擬スカラー中間子の 8 重項の $\pi^+, \pi^0, \pi^-, K^+, K^0, K^-, K^-, \eta^0$ と, ベクトル中間子の 9 重項の $\rho^+, \rho^0, \rho^-, \omega, K^{*+}, K^{*0}, \bar{K}^{*0}, K^{*-}, \phi^0$ に対応する。

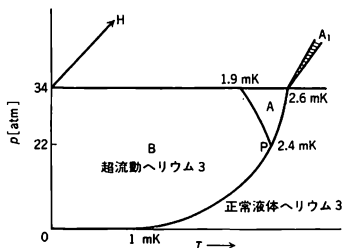
クォーク 3 個からつくられる s 波の複合粒子のバリオンは, $6 \otimes 6 \otimes 6 = 56 \oplus 70 \oplus 70 \oplus 20$ のどれかに属すると考えられる。このうちの 56 重項は 3 個のクォークの交換で完全に対称で, スピン $J=1/2$ のバリオンの 8 重項の $p^+, n^0, \Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-$ と, $J=3/2$ のバリオンの 10 重項の $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-, \Sigma^{*+}, \Sigma^{*0}, \Sigma^{*-}, \Xi^{*0}, \Xi^{*-}, \Omega^-$ に対応させよう。

このように軽いハドロンを $SU(6)$ 群の表現で分類できたが, このバリオンの波動関数はクォークの入れかえで完全に対称であるという困難がある。この困難を解決するために, クォークには色の自由度があり, バリオンの色の自由度の波動関数はクォークの入れかえで完全に反対称であると考えられている (\Rightarrow 色の自由度)。このような $SU(6)$ 群に基づく理論を $SU(6)$ 模型という。

$SU(6)$ 模型で陽子, 中性子, Λ 粒子の磁気モーメントを計算すると, $\mu_p = e\hbar/2M_p c, \mu_n = -e\hbar/3M_n c, \mu_\Lambda = -e\hbar/6M_\Lambda c$ となり, $M_p \approx M_n \approx 330 \text{ MeV}/c^2, M_\Lambda \approx 510 \text{ MeV}/c^2$ とすると実験値をほぼ再現できる。

s 波以外の束縛状態は, 中間子は $SU(6)$ の 35 重項に属すが, バイオンは l が偶数の場合は 56 重項, l が奇数の場合は 70 重項に属すると考えられている。

A 相 [英 A phase, 独 A-Phase, 仏 phase A, 露



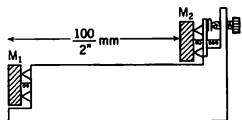
相A] 適当な条件下で超流動ヘリウム3 (^3He)がとるひとつの状態。相図で示すように、(2.6 mK, 34 atm), (1.9 mK, 34 atm), 点P (2.4 mK, 22 atm) の3点で囲まれた三角形の領域がA相である。正常(常流動)状態からA相への、またA相からB相への転移はそれぞれ二次、一次相転移である。点Pは、一次相転移、二次相転移を表す2つの曲線が交わる点で多重臨界点とよばれ、この点ではA, B, 正常の3相が共存状態にある。A相は、超流動を形成する凝縮対の2個のスピン状態が、平行スピン $|\uparrow\uparrow\rangle$ と反平行のスピン $|\downarrow\downarrow\rangle$ の重ね合せてできている。この事実はA相の磁化率が正常状態とほとんど変わらないことと、静磁化率の共鳴実験、および核磁気共鳴実験からわかる。A相を表す秩序変数 d はABM状態で表され、 $d = |d_x(n)|$ と書くと、 $d_x(n) = (3/2)^{1/2}(n_y + in_z)$, $d_y(n) = d_z(n) = 0$ と書けることが前述の共鳴の実験からわかっている。ここで、 n は運動量空間中の大きさ1のベクトルである。

エタロン [英 etalon, 独 Etalon, 仏 étalon, 露 эталон]

[1] ファブリー-ペロー干渉計において2枚の多重反射面の間にインバーなどで作られたスペーサーを入れて面間隔を固定したものを特にファブリー-ペローのエタロンとよぶ。一方の反射面を平行移動させる形式のものでは2枚の反射面を正確に平行に保つことが難しいので、面間隔を固定するのである。気体の屈折率測定用、長さの精密測定用として、また干渉分光器として広く用いられている。面間隔が固定されているので、波長の掃引には入射角あるいは内部の気体の圧力を変化させる方法がとられる。

2枚の球面反射鏡を用い、それらの曲率中心が互いの鏡面の中心になるように配置したものは球面エタロンとよばれる(P. Connes, 1956年)。この装置は平面エタロンより調整がはるかに容易であり、明るくかつ非常に高い分解能($\sim 10^8$)が得られ、気体レーザーの共振器としても用いられる。

[2] 長さの標準として従来のメートル原器の代りに光の波長を用いるために、A. A. Michelson と J. R. Benoit (1895年)はカドミウムの赤線($\lambda_R = 643.8 \text{ nm}$)の波長をメートル原器の長さと比較する実験を行った。この際1 mの長さを直接比較することの困難を避けるために用いた副標準をエタロンとよぶ。図のように互いに平行に調整した2枚の鏡 M_1 と M_2 の間隔が約 $100/2^n \text{ mm}$ ($n=0, 1, \dots, 8$)の9個のエタロンを用意し、マイケルソン干渉計の一方の



光路中に入れて最も短いもの(約0.39 mm)から逐次長さを比較し、最後に約100 mmのエタロンをメートル原器と比較する。この手順によって Michelson らの得た結果は、 $1 \text{ m} = 1553163.5 \lambda_R$ であった。この実験は後にファブリー-ペローのエタロンを用いてより精密に行われるようになった。

エタンデュ [英 throughput, 独 Durchsatz, 仏 étendue, 露 пропускная способность] 分光器の明るさを示す尺度となる量。面積 ds の光源から一様に放射される光を面積 da の光学素子(鏡など)で受けるとき、その光束 dF は

$$dF = B(ds \cos \theta)(da \cos \phi)/r^2$$

で表される。ただし、 B は光源の輝度、 θ, ϕ はそれぞれ光軸に対する ds, da の傾角、 r は光源と素子との距離である。

素子から見た光源の立体角は $d\Omega = ds \cdot \cos \theta / r^2$ 、また素子の光束に対する有効面積は $dA = da \cos \phi$ であるので、 $dF = BdA \cdot d\Omega$ 。ここで、 $dF/B \equiv E = dAd\Omega$ とおくと、 E は一連の光学系の各素子について考えられる量である。光源から検出器に至るまで、幾何光学的に光束の損失がなければ、 E はすべての素子について等しい値となる。この立体角と有効面積との積をエタンデュまたはスループットという。

X α 法 [英 $X\alpha$ method, 仏 méthode $X\alpha$, 露 метод $X\alpha$] 多数の電子から成る系の定常状態とそのエネルギーを求める最も自然な近似法は、ハートリー-フォックの方法である。この方法によると多電子問題は、個々の電子の満足すべきハートリー-フォックの方程式をつづつまのあう方法で解くことに帰着する。しかしこの手続を忠実に実行することは、電子の数が大きくなると相当に面倒である。そこでJ. C. Slaterは、ハートリー-フォック法より多少精度は劣るが、それに比べて取扱いやすい方法を提案した。まずSlaterはハートリー-フォック方程式に用いられるポテンシャルエネルギーのなかでいちばん複雑な項である交換ポテンシャルエネルギーの項を、電子はすべて自由電子であると仮定して求めた交換ポテンシャルエネルギーをさらに電子について平均したもので置換えることにした。こうすると交換ポテンシャルエネルギーは注目する電子の位置における電子密度を n とすると、 $-(3/2)e^2(3n/\pi)^{1/3}$ となる。これによると、注目する電子に及ぼすほかの電子の電荷雲は実際の電荷雲からその電子のまわりで1個分の電子に相当する電荷を排除したものになる。これをハートリー-フォックス-スレーター法という。後になって、R. Gáspár, W. Kohn, L. J. Shamは密度汎関数法(\Rightarrow 局所密度汎関数の方法)とよばれる理論を用いて、交換ポテンシャルとして $-e^2(3n/\pi)^{1/3}$ の形を導いた。これはちょうどSlaterの与えたものの2/3倍になっている。交換ポテンシャルが n によって決るとすれば、それが $n^{1/3}$ に比例することは一般にいえるので、Slaterはパラメータ α を用いて、交換ポテンシャルを $-(3\alpha/2)e^2(3n/\pi)^{1/3}$ のように表すことを提案した。この式で $\alpha = 2/3$ (~ 0.7)ととると、Gáspár-Kohn-Shamのものになる。多数の原子を含む大きな分子や結晶では、このようなポテンシャルを用いて交換効果を取り入れることがよく行われ、このような方法を $X\alpha$ 法とよんでいる。 X は交換(exchange)を意味する(\Rightarrow 自己無撞着場、ハートリー-フォックス近似)。

X線 [英 X-rays, 独 Röntgenstrahlen, 仏 rayons

X, 露 рентгеновские лучи] 真空紫外線より短い波長をもつ電磁波(⇒電磁波, 光子)を一般に X 線とよぶ。厳密な分類ではないが 500~5Å 程度を軟 X 線領域, 1Å 程度以下を硬 X 線領域という。ただし, 原子核反応や, 素粒子どうしの結合(たとえ陽子消滅)によって生ずる硬 X 線を γ 線とよび, X 線と区別する習慣がある。

X 線発生装置には, その使用目的に応じいろいろなものがある。通常は 50~100 keV 程度に加速された電子線を金属に衝突させ, そこから発生する X 線を用いる。この種の X 線は, (1) 連続 X 線(制動放射線ともいう)と, (2) 特性 X 線から成り立っている。前者は加速電子が金属を構成する原子核の周辺でクーロン力により急激に曲げられて, 加速電子自身から発生する。また, 加速電子は原子の内殻電子をたたき出し, 原子を励起状態に変える働きがある。この状態から元の基底状態に戻る際に放出される一連の X 線を特性 X 線であり, それは用いた金属に特有な波長をもつ。以上とは別に, 光速に近い電子を電磁場によって曲げると X 線が発生する(たとえば, シンクロトロン放射)。この X 線は原理的には(1)と同じである。また, X 線も内殻電子をたたき出す働き(光電効果, イオン化作用)があるので, X 線照射によって(2)がつくり出される。この X 線を特に蛍光 X 線とよぶ。

もともと X 線は「不可解な線」という意味であった。X 線に先立ち(1870 年ごろ), 放電管の陰極より陰極線とよばれるものが出ていたことが知られていた。W. C. Röntgen は陰極線の研究をしていたが, 1885 年の夏ごろ, たまたま机上に置かれた蛍光物質が放電管を作用すると光ることに気づいた。その原因を研究し, 陰極線が陽極ガラス壁に当たったとき, そこから未知の線が出てくることを突きとめた。しかし, 陰極線とともに, X 線が「粒子」であるか「波動」であるかは大きな謎であった。その後, C. G. Barkla により X 線の偏光性(1905 年)や特性 X 線らしきものが検出された(1909 年)。さらに, スリットによる回折の実験から, X 線が電磁波であるとするれば波長は 0.4 Å 程度であろうと推定された。この謎解きは有名な M. von Laue, P. Knipping および W. Friedrich の結晶による回折現象の発見(1912 年)により一応の終止符が打たれ, 「電磁波説」に軍配が上った。ちなみに, 陰極線が, J. Perrin や J. J. Thomson により荷電粒子と特定されたのは 1895~97 年ごろである。しかし, コンプトン散乱の発見(1922 年)は, 再び「波動性と粒子性」について人びとを悩まし, 真の解決は 1926~28 年にかけて量子力学が完成するのを待たねばならなかった。このように X 線は電子とともに近代物理学の黎明期に主役を演じたのである。

X 線のなかでも, 硬 X 線は物質に対する透過能が高い。吸収係数は密度に比例するので, 構成原子の種類および波長に著しく依存する。このことを利用して物質内部を透視することができる。すなわち, 骨折, 結核, 癌などの検診, 溶接箇所の検査, 鋼板の厚み検査など, 医学および工学に幅広く用いられている。また, 近年吸収スペクトルの研究が進み, 固体内の電子状態および非晶質や合金における原子配位について微視的な知見が得られるようになった(⇒EXAFS)。また, X 線のイオン化作用は, 有機・無機物質に広い意味で放射線損傷をつくる。特に, 生体に障害をもたらす。他方, この作用を利用し, 有機膜に X 線による画像をつくることのできる。これを X 線リソグラフィ

ーとよび, 近年半導体表面の微細加工に応用されている。

X 線のもつ特性のひとつに物質による散乱現象がある。これには弾性散乱(⇒トムソン散乱)と非弾性散乱(⇒コンプトン散乱)がある。弾性散乱は次のように古典的に説明することができる。すなわち, X 線は非常に高周波の電磁波であるから物質の種類を問わず, その電子系に強制振動を与え, 振動する極微電流を誘起する。これが周辺の空間に電磁波を放出する。その振動数(波長)は入射線のそれと同じである。したがって, 散乱波は互いに干渉し, たとえ物質が液体や非晶質の場合でも散乱強度が散乱方向に依存する。このような現象を総称して物質による回折現象とよぶ。

特に, 結晶性物質では原子が規則正しく三次元的に配列して格子構造をもっているので, 結晶と入射線が特定の方位関係にあるときにのみ, 特定の方向に散乱する。これが M. von Laue らが発見した回折現象にほかならない。W. L. Bragg はこの回折線に対し, 結晶中に想定された格子面による入射線の鏡面反射であるという解釈を与えた。この立場では回折現象をブラッグ反射とよぶ。ブラッグ反射線を詳しく解析することにより, 一方では結晶格子の単位胞に含まれる原子配列を求めることができ, 他方では単位胞の配列の規則性, すなわち結晶の完全性に関する知見が得られる(⇒結晶評価)。前者では, 今日までに万余の物質の構造決定が行われ, 化学, 金属学, 生物学に大きく貢献している。その手法は, 単位胞中に 10^4 個の原子を含むタンパク質の構造決定ができるほど進歩している。後者においても, 結晶中の転位をはじめとする格子欠陥の直接観察や, 10^{-8} 程度のわずかな格子ひずみの検出が可能となり, 固体素子の開発に隠れた寄与をしている。

非弾性散乱では X 線は物質中の電子状態を変え, 散乱される。この場合にも, 散乱強度の測定から結晶中の電子状態, 特に電子の運動量分布を知ることができる。

上に述べた電子線や X 線照射による特性 X 線および蛍光 X 線は物質に固有な波長をもつので, 微量物質の同定や不純物の分析に用いられる。他方, 近年, 太陽や宇宙空間の物体から X 線(主として制動放射線)が放出されていることがわかり, これを観測する X 線天文学の分野が開拓されている。これらの研究は X 線分光学や X 線光学に関する地道な研究に支えられている。

このように, X 線は電子とともに近代物理学に基づく科学や技術の広い分野で重要な役割を演じている。

X 線回折 [英 X-ray diffraction, 独 Röntgenstrahlbeugung, 仏 diffraction de rayons X, 露 дифракция рентгеновских лучей] 狭義には結晶による X 線のブラッグ反射をいう。広義には結晶による X 線の散漫散乱や小角散乱, さらに気体・液体・非晶質による散乱も含むので, ほぼ X 線の弾性散乱と同じ意味で用いられる。X 線が物質により散乱される素過程はトムソン散乱である。すなわち, 電子による散乱である。原理的には原子核による散乱も存在するが, 散乱振幅が小さいので通常は無視される。原子は原子番号 Z だけの電子を含むので, その電子分布を反映した角度分布をもって散乱される(⇒原子形状因子)。物質は多数の原子から構成されているから, 散乱の角度分布は原子の配列を直接に反映する。特に結晶の場合, 構成原子が三次元的に周期構造(格子構造)をもつので, その散乱現象は特異である。すなわち, X 線が結晶に対し特別な方向から入射した場合にのみ強い散乱が起

り、X線はあたかも格子面で鏡面反射を起すかのようにふるまう。これがブラッグ反射である。この強度は結晶を構成する単位胞中の原子配列に敏感に依存する。したがって、多数の格子面による反射強度を測定することによって、原子配列を知ることができる。反射強度や反射線の角度幅は結晶の形状や大きさおよび結晶の乱れの情報を含んでいる。また、ブラッグ反射線以外の方向に散乱される弱い散乱(⇒散漫散乱、小角散乱)は結晶の格子振動や、格子の乱れに関する情報も含んでいる。X線と物質との相互作用は比較的弱いので、通常は物質中で1回だけ散乱されると仮定してよい(⇒運動学的回折理論)。しかし、ミリメートル程度の大きさをもつ結晶では多重散乱を無視できない(⇒動力学的回折理論)。この性質を積極的に用いて、結晶の完全さを調べたり、転位や積層欠陥の像を直接に観察することもできる(⇒X線回折顕微鏡法)。このようにX線の散乱・回折現象を通じて、広く物質の原子的構造を調べる学問分野をX線結晶学とよんでいる。

X線回折顕微鏡法 [英 X-ray diffraction microscopy, 独 Röntgenbeugungsmikroskopie, 仏 microscopie de diffraction aux rayons X, 露 дифракционная рентгеновская микроскопия] 試料結晶にX線を入射し、試料の各部分でブラッグ反射を受けて回折方向にでてくるX線の強度を記録することにより、試料像を得る方法をいう。得られた像をトボグラフとよび、試料内の格子欠陥などによる像が観察される。電子顕微鏡法とともに格子欠陥の直接観察法として広く応用されている。像の分解能は最高で1 μm 程度であるから、欠陥密度の小さい試料中の欠陥の観察や、結晶成長時に導入される面状欠陥などの観察に有効である。像の記録には通常は写真乾板が用いられる。強度の強いX線源を用いてX線用ビジョンによりテレビジョン方式によってブラウン管上の映像とする方法や、蛍光膜上にできたトボグラフの光像を映像増倍管により増強しテレビジョン方式によって映像とする方法なども用いられる。この場合、1/10秒程度の動的観察が可能である。

結晶内の各点からブラッグ反射されたX線の強度によって起るトボグラフ上のコントラストは、方位コントラストと消衰コントラストの2つに大別できる。前者は結晶内に局所的に格子方位がずれた領域がある場合に起る。図1

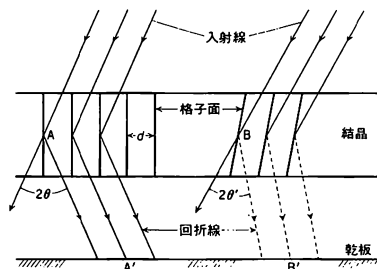


図1

に示すように、結晶中の領域AとBとは格子面の方位にずれがあり、入射X線と格子面とのなす角が2つの領域でそれぞれ θ および θ' であるとする。ブラッグ反射された回折X線は入射方向とそれぞれ 2θ および $2\theta'$ をなす方向に進んで、フィルム上の位置A'およびB'に記録される。領域Aでブラッグ反射されるX線の波長 λ は、ブラ

ッグ条件 $2d \sin\theta = n\lambda$ を満足する。一方B領域では入射角は θ' であるから、B領域でブラッグ反射される波長 λ' は λ とは等しくない。したがって入射X線が連続X線である場合には、A'およびB'に像ができ、A'とB'との距離は方位のずれの角 $\theta - \theta'$ および結晶と乾板との距離に依存する。これに対し単色X線の場合には、両領域とも同時にブラッグ条件を満足することはなく、ブラッグ条件を満足しない領域はトボグラフ上では白く抜ける。

他方、消衰コントラストは、格子欠陥の近傍にみられるような連続的に変化する格子ひずみのある場所からの像に観察される。このような場所からのブラッグ反射の強度分布は、X線の動力学的回折理論による複雑な分布であるが、おおよその傾向は以下のようなものである。結晶の厚さが薄く、結晶によるX線吸収が小さい場合には完全部分より強度が強く、厚さが厚く、吸収が大きい場合には逆になる。

トボグラフ上のコントラストや像の分解能は、入射X線の波長分布や角度ひろがり、結晶と乾板の距離などの実験条件に關係する。以下に代表的な方法について述べる。

(1) 連続X線を用いる方法：入射X線が連続X線の場合には、結晶方位の精密な設定を行わなくても、複数の格子面に対してブラッグ条件を満たすために、1枚のフィルム上に同時に複数のトボグラフが記録される。微小焦点のX線源を用いて、試料表面からの反射トボグラフを得るシュルツ法はその代表的なもので、広く応用される。透過法も含めてラウエトボグラフとよぶ習慣もある。シンクロトロン軌道放射X線は角度ひろがりが小さくかつ極めて強度が大きいから、これを用いれば短時間の露出で、解像度の高いトボグラフが得られる。これによれば、トボグラフ像の時間的変化を記録することによって、転位の運動などの動的観察が可能である。

(2) スリットによる平行特性X線を用いる方法：ベルグバレー法とラング法が広く用いられる。特定の格子面に対し特性X線がブラッグ条件を満足するように結晶方位の精密な設定が必要であるが、トボグラフ像の解析には連続X線を用いる方法より優れている。

(3) 二結晶法：図2に示すように、X線源からでた特

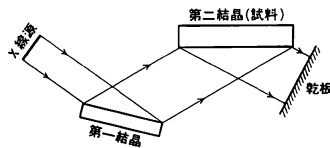


図2

性X線を第一結晶に入射する。第一結晶には欠陥の少ない完全度の高い単結晶を用いる。これでブラッグ反射された波長幅および角度ひろがりの小さい強度の一様なX線束を、試料である第二結晶に入射し、これからのブラッグ反射線によるトボグラフを記録する。トボグラフ像は、試料結晶中の格子方位の乱れや格子定数の不均一性を極めて敏感に反映する。

X線管 [英 X-ray tube, 独 Röntgenröhre, 仏 tube à rayons X, 露 рентгеновская трубка] X線発生用の電子管。X線が物質を通過するとき、物質によって吸収あるいは散乱されるX線の量は、物質の種類や内部構造によって異なる。この性質を利用すれば、肉眼や可視光線で

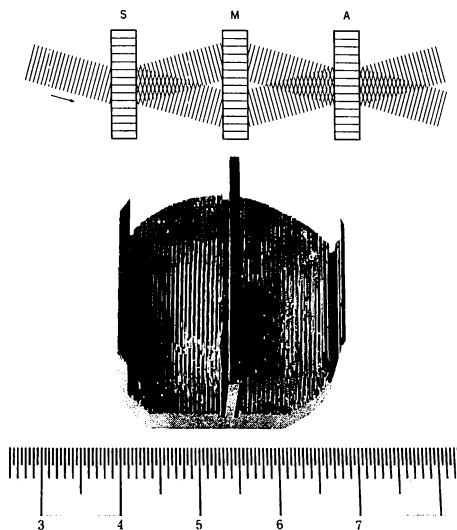
は認識できない物質内部の状態や構造を調べることができる。X線管は、このような目的のために使用される。X線は、加熱フィラメント(カソード)から放出された電子流を、カソード・プレート間に加えられた数百kVの高電圧と集束系により加速集束し、焦点にあるプレート上のターゲット面(W, Mo など)に衝突させることによって発生する。発生したX線は電子と原子核のクーロン場との相互作用によって発生する制動放射と、入射電子によって核外電子が叩き出されて空孔のできた高いエネルギー状態から、空孔が他の電子によって埋められた低いエネルギー状態に遷移するときに発生する特性X線との二成分を含んでいる。X線管を大別すると、医用、工業用、分析用の三種がある。

(1) 医用X線管：診断用と治療用があるが、現在ではほとんど診断用のみが使用されている。診断用X線管には、固定プレート型と、回転プレート型とがある。固定プレート型は、プレートが真空外囲器の一端に封着固定された構造の最も基本的なX線管で、管電圧は50~100kVの範囲である。回転プレートX線管は、管内で円板状のターゲットを高速で回転し、熱を分散させる構造をもち、管電圧は150kV程度である。回転プレートX線管は、たとえばCTスキャナ(計算機利用によるX線画像処理断層撮影装置)に使用されている。

(2) 工業用X線管：主な利用目的は、非破壊検査(内部探傷)で、管電圧は150~400kVである。船舶やガスタンクのような大きな構造物の探傷の場合には、高電圧で連続動作をさせる。そのほかには厚み計測用X線管がある。これは金属や高分子材料のシートの厚さを連続自動測定するのに用いられ、管電圧は50~200kVである。

(3) 分析用X線管：物質の各種内部構造を分析するのに用いられるX線管で、利用されるX線は純粋な特性X線であり、これに付随する連続スペクトルも、不純線のないものでなければならぬ。物質の結晶構造や、物体の応力ひずみを、X線の回折現象を利用して調べるための回折用X線管、鉱石などの成分を定性分析、または定量測定するのに用いられる蛍光分析用X線などがある。ターゲットは、W, Mo, Cu, Co など目的に応じて選択使用する。

X線干渉計 [英 X-ray interferometer, 独 Röntgen-interferometer, 仏 interféromètre de rayons X, 露 интерферометр рентгеновских лучей] 1965年にU. BonseとM. Hartが考案した、可視領域のマッハ-ツェンダー干渉計に対応するX線領域の干渉計。干渉計は原子レベルで構造の乱れの少ない、高品質のシリコン単結晶から切出されたひと続きの3枚刃から成る。X線の入射側から分割板(splitter, S)、反射板(mirror, M)、解析板(analyzer, A)とよばれる。Sに入射したX線は、 σ 偏光だけを考えれば入射方向、回折方向に進む互いに波数がわずかに異なる2組の波を生ずる。結晶を厚くすれば、吸収をより受ける波は減衰し、あまり受けない波が生き残る(⇒異常透過)。しかも結晶から出てくる波は平面波に近くなり、干渉現象のコントラストを増すので、S, M, Aの合計の厚さを $20(\mu$ (μ は線吸収係数)ぐらいに調節する。S, Mの結晶が理想的三次元配列をしているならAの入射側で重ね合わされた2つの波は図のとおり格子面の間隔で腹が並ぶ。よって干渉計を構成する4つの波のいずれか一位元強度分布を同時測定できる機構



変化が起きる。同じことはA自身を動かすことによって現れる。もし位相変化が局部的に起きればモアレ縞として視覚的に観察できる。これまでにX線干渉計はシリコンの格子定数の絶対測定、異常散乱因子の測定、位相差顕微鏡、格子ひずみの観察、くさび角の測定、微小変位の測定などに応用されている。

X線吸収端の異常 [英 anomaly of X-ray absorption edge] 金属に軟X線を当てると、イオンの内殻電子がX線を吸収してフェルミ・エネルギーより高いエネルギーの空の電子状態に励起される。これによる吸収スペクトルはちょうどフェルミ準位に相当するしきい値で吸収強度の発散あるいは消滅を示す。この現象を吸収端の異常とよぶ。同じ異常は伝導電子がX線を放出して内殻にできた空孔に落ち込む場合にも観測される。吸収端の異常は内殻電子が励起されて移る伝導電子の状態すなわち終の状態が内殻に生じた電子の空孔の及ぼす局所ポテンシャルを受けて遷移前の状態と異なった状態にあるという事情によって起る。この問題に対する理論的研究はG. D. Mahan, 水野幸夫, 石川幸志, P. W. Andersonによって進められたが、特に, P. Nozières, C. T. de Dominicisは吸収端の厳密な漸近解を提出した。この問題はアンダーソンの直交定理と密接な関係にある。

X線強度測定器 [英 apparatus for measuring X-ray intensity, 独 Meßinstrument der Intensität der Röntgenstrahlen, 仏 appareil à mesurer l'intensité du rayonnement X, 露 прибор для измерения интенсивности рентгеновских лучей] X線検知器が定性的な目的に使われるのに対し、X線強度測定器は定量的測定の測定に使われる。これには種々の原理に基づくものがあり、それぞれに特色をもっている(表参照)。以前はX線フィルムに同一反射点を1, 2, ..., n回感光させて現像したものを黒化度の標準とし、これと比べて強度を決めた。現在では構造解析用の強度測定は、シンチレーションカウンタ―か比例計数管を用い、出力を、シングルチャネルの波高分析器とよばれる電子回路で目的の波高をもつ波を分離し、その強度を計数する。最近は一

検出器	感 度	時間的 分解能	空間的 分解能	エネ ルギ ー 分解能
		データ タイプ シグナル	一 次 元	二 次 元
X線フィルム	○	△	○	×
原子核乾板	△	△	◎	×
X線バロイド フィルム	◎	△	△	×
X線ビジコン +テレビ	△	○	◎	×
蛍光板+映像増倍管 +テレビ	○	△	◎	×
(蛍光板) +チャネルプレート	○	△ △	○	×
(蛍光板) +チャネルトロン	○	△ △		×
シンチレーション カウンタ	◎	○ *		△
比例計 (0 次元 数 管)	○	○ *	○ ○	○
半導体 (0 次元 検出器)	◎	○ *	○ △	◎
電離箱	○	◎		×

管が普及し始めており、液体によるハローパターンとか、発散白色 X 線によるエクザフス曲線(⇒ EXAFS)などの測定に用いられている。さらに電極ワイヤーを平面状や円筒状に二次元に配置した比例計数管も開発されている。二次元の強度分布を同時計測することも普及しつつある。他方、古くからある電離箱も、放射光を単色化した強い X 線の測定などにアナログ型として用いられている。

半導体検出器(SSD)は、初め高エネルギー線用に開発されたが、特にコンプトン・プロフィールの測定に好んで使用されるようになり、ついで X 線管からの連続 X 線や放射光 X 線を線源として、いわゆるエネルギー分散型の測定に利用されるようになった。その特徴は X 線の波長分布が同時計測できる点にある。散乱角を固定したまま従来の角度分散型のデータと同等のものが得られるので、超高圧・極低温・高温など特殊条件下の回折結晶学的研究に役立っている。また試料に含まれる原子の吸収端付近の異常分散の研究や、それと構造解析に利用する研究が SSD の特徴を生かして行われている。さらに、位置分解の機能をもつ一次元 SSD も試作され、使用されている。二次元 SSD の例もあるが、まだ位置分解能が悪く、強度も定性的に測る段階である。表に各測定器の特性比較を示す(◎, ○, △, ×は優劣を定性的に示す。*はエネルギー分光しない場合には◎にすることも可能である)。

X 線結晶学 [英 X-ray crystallography, 独 Röntgenstrahlkristallographie, 仏 cristallographie aux rayons X, 露 рентгеновская кристаллография] X 線の結晶による回折現象(⇒ X 線回折)を通じて結晶の原子的構造を明らかにする学問分野。中性子線・電子線回折による結晶学的研究と兄弟関係にある(⇒回折結晶学)。

X 線結晶学は M. von Laue, P. Knipping, W. Friedrich による回折現象の発見(1912 年)に端を発する。それ以前の結晶学では、結晶の外形や結晶表面の食像、光学的性質(例:複屈折)をはじめとする種々の物理的性質、特にその異方性・対称性に関心がもたれた。X 線回折現象は初めて物質の原子的構造を明らかにする実験手段を提供した。これに伴い、人々の関心は物質の内部に向けられ、結晶学

の線相が一変した。それでもなお、初期には結晶の原子的構造を記載し、分類する古典結晶学の伝統が続いた。今日では、物質の原子的構造を明らかにすることにより、その諸性質を理解することが結晶学の主流となっている。

結晶の構造は 2 つに分類される。1 つは構造の単位(⇒単位胞)の内部構造で一次構造ともいう。他は単位胞の配列に関する外部構造で二次構造という。前者の研究は構造解析とよばれ、W. H. Bragg と W. L. Bragg 父子の研究が発端となった。後者の研究は広い意味で結晶の完全性、すなわち、結晶組織の研究である。この分野では、1914 年に発表された西川正治の研究が先駆的業績として、高く評価される。今日では、この分野の研究を結晶評価とよぶ人もいる。

X 線回折による構造の研究は無機・有機の別なく広範囲な物質、さらには生体関連物質にも適用される。X 線は物質に損傷を与える度合いが少ないので、例外はあるが X 線回折による手法は非破壊的研究手段といわれる。構造解析は、今日、単位胞中に 1 万個以上も含まれるタンパク質の構造解析まで行える域に達している。この分野の長年の研究成果が物性物理学、構造化学、鉱物学、薬学、農学、生物学に及ぼしつつある度合いは計り知れない。結晶評価の分野においても、金属学、半導体工学、高分子化学、産業などに多大な影響を与えている。

X 線結晶学は、一方では結晶の対称に関する数学、回折・散乱に関する物理的理論に支えられ、他方では、線源に関する加速器、X 線計測技術、膨大なデータの解析処理に関する計算機の進歩に支えられて、多様な発展を遂げつつある。

X 線限界 [英 X-ray limit, 独 Röntgengrenze, 仏 limite des aux rayons X, 露 границная рентгеновская длина волны] 熱陰極電離真空計における圧力の測定限界(下限)を決めるいくつかの要因のひとつ。いわゆる軟 X 線効果によるもので、X 線限界はその最も主要なものである(⇒軟 X 線効果)。熱陰極電離真空計では、電子電流が一定の条件下でイオンコレクターに流れ込む電流 I_c は、圧力に比例するイオン電流 I_i のみであるものとして圧力計測が行われる。しかし実際には圧力 p に関係のない一定の微小電流、いわゆる残留電流 I_r が I_c の中に含まれ、これが圧力測定の下限を決めることになる。すなわち I_c は

$$I_c = I_i + I_r \quad (I_i \propto p)$$

と表すことができる。 I_r はいくつかの成分に分けることができるが、いずれも圧力によらず一定である。このなかで I_r の大部分を占めているのが軟 X 線効果による光電子電流 I_x である。X 線限界は I_x によって決り、圧力に比例する I_i と I_x とが等しくなる圧力のことである。X 線限界は三極管型電離真空計では 10^{-8} Pa ぐらい、ペアードアールバート・ゲージでは 10^{-6} Pa ぐらいである。

X 線項 [英 X-ray term, 独 Röntgenenterm, 仏 terme de rayons X, 露 рентгеновский терм] 量子論の初期において J. R. Rydberg は原子に対する光のスペクトルの振動数が、いつもそれぞれ整数を含んだ 2 つの項の差で表されることを見つけた。これら各項をスペクトルのターム(項)とよんだ。特性 X 線のスペクトルでも、特性 X 線の振動数が、2 つの項の差で表されることがわかったので、それらをそれぞれ X 線項と名づけた。たとえば、特性 X 線の K スペクトルでは、X 線の振動数 ν は C を定数、Z を原

子番号として

$$\nu = CZ^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=2, 3, 4, \dots)$$

と表されるが、右辺の各項が X 線項で、 $CZ^2/1^2$ を K 項、 $CZ^2/2^2$ を L 項、 $CZ^2/3^2$ を M 項、… という。これらの名前は量子論の初期に用いられた。その後の研究で L 項は接近した三重項からなり、M 項は五重項からなることなどがわかっている (⇒特性 X 線)。

X 線光学 [英 X-ray optics, 独 Röntgenoptik, 仏 optique des rayons X, 露 рентгеновская оптика] X 線回折・散乱装置, X 線分光・分析装置, X 線顕微鏡, X 線望遠鏡などの光学系に関する研究。X 線の回折, 反射, 屈折, 干渉などの光学的性質が利用される。X 線光学素子としては結晶が用いられ, X 線束の発散・収束, 断面積の変化や波長の分散などを制御することができる。そのさい, 目的に応じて, 動力学的回折を生じる完全な結晶あるいは適度に回折を生じる乱れた結晶, 平板形あるいは湾曲状の形状, ブラッグ・ケースあるいはラウエ・ケース, 対称反射あるいは非対称反射などの選択が行われる。軟 X 線領域では, 反射型や透過型のグレーティングが分光や収束用に, 全反射ミラーが波長の選択や収束用に使われる。またレンズ作用をもつフレネル帯板が結像系に, 屈折率の異なる 2 種の物質を交互に重ねた多層膜が分光系に試用されている。最近, 開発が進んでいる高性能の X 線光学系としては, シンクロトロン放射の大強度で平行度の高い X 線, 軟 X 線を利用する精密な複結晶スペクトロメーター, 完全結晶から切り出された X 線干渉計, X 線トポグラフィーや小角散乱装置の光学系, 核融合プラズマから放射される X 線のスペクトル測定用の分光系や X 線天文学の X 線結像系などがある。

X 線構造解析 [英 X-ray structure analysis, 独 Röntgenstrukturanalyse, 仏 analyse de structure, 露 структурный анализ рентгеновскими лучами] 物質による X 線の回折現象を利用して, 原子, 分子, イオンあるいは電子の分布状態, すなわち構造を研究する方法。対象は気体, 液体, 固体を問わないが, 単結晶に対し特に有力な方法である。結晶を対象とすると, X 線結晶構造解析という。以下主として X 線結晶解析について述べる。

1912 年, M. von Laue は「X 線が電磁波で, その波長が原子の大きさと同程度のものでは, 結晶によって回折現象が起きる」と考えたが, これは直ちに協同研究者によって実験的に証明された。その翌 1913 年には, W. H. Bragg と W. L. Bragg 父子は早くも X 線の回折を利用して, NaCl と KCl の結晶構造の決定に成功した。これが X 線結晶構造解析の始まりである。

結晶による X 線回折の幾何学はラウエの回折条件あるいはブラッグの回折条件で一義的に定まり回折図形を解析し系統的減滅にも考慮すると, 格子定数, 結晶系, 対称(空間群)などが得られる。さらに結晶の密度から単位胞中の化学単位の数を得られる。次に各回折点の強度を測定して, ローレンツ因子, 偏光および吸収などを補正して $|F(h)|$ を求める (h はミラー指数 (hkl) を表す)。 $F(h)$ は結晶構造因子で単位胞内の電子密度 $\rho(r)$ をフーリエ変換した関数の逆格子点 h におけるサンプリング値で, 一般には複素数である。数式で表せば

$$F(h) = V \int_{\text{cell}} \rho(r) \exp(2\pi i h r) dr$$

$$\rho(r) = \frac{1}{V} \sum_h F(h) \exp(-2\pi i h r)$$

で要約される。ただし $r \equiv (xyz)$, V は単位胞の体積, 各原子の電子分布が孤立原子のそれと同じであると仮定すれば

$$F(h) = \sum_j f_j \exp(2\pi i h r_j)$$

のように, 積分を求めと置換えられる。ここで f_j は原子形状因子で熱振動は補正されているものとする。 $\rho(r)$ を求めるには $F(h) = |F(h)| \exp i \phi_h$ を知る必要があるが, 位相角 ϕ_h を実験から求める一般的な方法はない。なんらかの方法で位相角の近似値か, または構造のモデルを仮定して ϕ_h を推定する必要があり, これを位相問題という。その解決には試行錯誤法, バターソン関数を用いる方法, 直接法および重原子法などがある。最もよく用いられるのは直接法と重原子法である。重原子を含まない有機化合物の結晶解析では直接法が, 一方少数の重原子を含む複雑な化合物では重原子法が用いられる。位相問題が解決され全原子の近似座標値が得られると, 次は構造因子の観測値と計算値が最もよく一致するように最小二乗法で精密化を行う。ここで D 合成も併用する。最後は結果の図示と整理である。

一般に結晶内の独立な原子 1 個当り 50~100 個の観測構造因子を用いて解析を行うので, 結果の信頼度は非常に大きい。構造の精度を示す指標としては, 構造因子の観測値と計算値の一致の度合を示す R 因子, および原子の座標値の標準偏差が用いられる。R は通常数%である。特別に精密な解析では 1~3% になるが, この場合には結合電子, 孤立電子対, D 電子などの電子の分布状態も高い信頼度で得られる。結合距離や結合角の標準偏差は, 通常 0.001~0.03 Å および 0.1~2° くらいである。精度は実験方法や精密化の方法, 結晶の良否, 構造の複雑さに著しく左右される。異常分散効果を利用するとなんらの仮定なく絶対構造が決定できることは化学にとって特に大きな魅力である。X 線解析の弱点の 1 つは水素原子の位置決定の精度が乏しいことである。核外電子が少ない水素の X 線散乱能が格段に弱いためである。水素原子位置の精密決定には中性子線構造解析を併用することが多い。

X 線構造解析では通常数千個のデータの測定が必要である。タンパク質では数万個以上にもなる。また実験から最後の結果の整理まで全段階で膨大な量の数値計算が必要である。1960 年ごろからの大型電子計算機と自動回折計の進歩によって, 結晶解析は質も量も急激な発展を遂げてきた。固体物理学, 化学, 分子生物学, 薬学, 鉱物学, 金属学, 高分子科学などの物質科学の広い分野で欠くことのできない研究法として用いられている。原子数個の簡単な物質からタンパク質や核酸はもちろんのこと, 分子量数百万のウイルスまで単結晶が得られるのはすべて結晶構造解析の対象として挙げられている。

単結晶でなくても, 部分的な周期性をもつ構造(繊維, フィルム, 生体膜など)もやはりこの研究の対象になる。しかし無秩序性が大きくなるにしたがって得られる結果の信頼度や精度は減少する。極限は非晶質で, いわゆる動径分布関数を得られる。

X 線光電子分光法 [英 X-ray photoelectron spectroscopy, 独 Röntgen-Photoelektron-Spektroskopie, 仏 spectroscopie de photoélectrons de rayons X, 露 спектроско-

пия рентгеновских фотоэлектронов] ⇨ 電子分光法

X線スペクトル [英 X-ray spectrum, 独 Röntgenspektrum, 仏 spectre de rayons X, 露 спектр рентгеновских лучей] 波長がX線領域のスペクトル。これらには放出スペクトル, 吸収スペクトル, 散乱スペクトルがある。放出スペクトルは電子線などを当ててつくった内殻の電子空準位へ, 他の内殻電子が遷移するために得られる特性X線スペクトル(⇨特性X線), 内殻の電子空準位をつくるため加速された電子が制動を受けるに伴って放出することによる制動放射とよばれる連続スペクトル(⇨制動放射), 内殻の電子空準位へ価電子帯電子が遷移するために生ずるバンドスペクトルなどから成る(⇨発光スペクトル)。特性X線は物質の同定に利用されるほか, 特定の線は単色X線源として利用される。バンドスペクトルは, 内殻の電子空準位の電子状態を既知とすれば, ほぼ価電子帯を占有している電子の電子状態の知見を与える。吸収スペクトルはX線が物質中を通過して, 内殻の電子を励起することに伴うスペクトルで, 励起される内殻の電子のはじめの電子状態を既知とすれば, ほぼ空席の電子状態の知見を与える(⇨吸収スペクトル)。また, 吸収端から1000 eV ぐらいにわたる吸収スペクトル曲線の微細構造からは, 励起される内殻電子をもつ原子のまわりの原子の位置や配位についての知見が得られる(⇨EXAFS)。散乱スペクトルは, 物質の動的構造因子を直接与え, 中性子散乱, 光散乱と並んで固体や液体の研究に貴重な情報を与える(⇨X線分光学)。近年の研究は一電子の単純な遷移のみでなく, 多電子の関与する種々なX線スペクトルへの過程が研究されている。

X線単位 [英 X unit, 独 X-Einheit, 仏 unité X, 露 X-единица] X線や γ 線の波長を表すのに使われた長さの単位。岩塩のへき開面間隔がアボガドロ数を使って $2.814 \times 10^{-8} \text{Å}$ と理論的に計算されていたのをういて, スウェーデンの物理学者 K. Siegbahn はこれを 18°C で 2814.00X線単位 とおいた。この値を基準に Siegbahn は方解石のへき開面についての一次の反射から, 間隔 $d_1(\text{CaCO}_3, 18^\circ\text{C}) = 3029.04 \text{X線単位}$ という測定結果を得た。この結果にさらに真空と結晶との境界面でのX線の屈折を考慮に入れ, 真のへき開面間隔 $d_\infty(\text{CaCO}_3, 18^\circ\text{C}) = 3029.45 \text{X線単位}$ を得た。その結果, X線単位は, 18°C の方解石のへき開面間隔の $1/3029.45$ と定義された。出発点においては 1Å を 10^3X線単位 とおいているが, 後にX線波長の絶対測定が行われるようになると, 主にアボガドロ定数に起因するわずかの違いがためたため, 1Å と 10^3X線単位 とを区別して用いるようになった。X単位, ジークバーンともよばれ, 英語では X, XU, ドイツ語では X.E. など, また 10^3 倍をさして kX など記号として使われた。近似的に $1 \text{X線単位} = 1.002 \times 10^{-13} \text{m}$ であり, 国際単位系(SI)の文書では, 一般には推奨しがたい単位のひとつにあげられている。

X線天文学 [英 X-ray astronomy, 独 Röntgenstrahl-astronomie, 仏 astronomie aux rayons X, 露 рентгеновская астрономия] 天体から来るX線により天文を研究する天文学の分野。X線は地球の大気層を通過しないので, 地上から観測することはできない。気球, 観測ロケット, 人工衛星を使って大気上層近くあるいはその外に出て, はじめて観測することができる。X線天文学は1962~63年に B. Rossi, R. Giacconi, H. Gursky, F. Paolini が観測ロ

ケットに小型ガイガーカウンターを積んで, 太陽系外の遠くの天体から来るX線をとらえたことに始まる(太陽からX線が来ることはそれ以前から知られていた)。当初はその正体は全く謎だったが, まもなく, 緩く銀河中心をかきみ, ほぼ銀河面に沿って分布する多数のX線源が発見された。

1966年には, すだれコリメーターを使ってさそり座X線源の位置が精密に観測された。すだれコリメーターは, ワイヤをすだれ状に張ったものを2段に重ねたものである。すだれの平面にたてた垂線の方向と天体の方向とのわずかな差によって, 天体が見えたり隠れたりすることを利用して, 天体の方向とその空間的構造が測られる。さそり座X線源は, いわばX線星とよんでよい点源である。そしてその位置にある光学天体の観測には東京天文台岡山観測所が先鞭をつけ, ヘル天文台が光る天体の同定に成功した。一方, 1964年当初から, かに星雲もまたX線源であることがわかっていて, その後, 銀河系外にある爆発する銀河M87やクエーサーなどもまたX線源であることが発見された。

1970年になって, 初のX線天文専用衛星「ウフル」が観測を開始し, 第一から第四(4U カタログと読む)に至る銀河系内外のX線天体のカタログが系統的につくられるに至った。個々の天体の観測も進み, 一時期アメリカの雑誌 *Astrophysical Journal* のレターの半分近くの論文をX線天文が占めたことがあり, X線天文は光の天文, 電波天文と並んで天文学の大きな分野に成長してきた。1970年代にはいると, 銀河系内X線源の大半は高密度星を一員とする近接連星であることがほぼ定説となってきた。その高密度星は, ほとんどが中性子星と考えられるが, 白鳥座の Cyg X-1 は日本, アメリカ諸グループのX線観測によって決められた位置に見いだされた近接連星のドップラー効果の測定から, その高密度星はブラックホールであるという説が極めて有力と考えられている。

ウフルに次いで1970年代中期に活躍した衛星 SAS-3 (アメリカ), Ariel-5 (イギリス) などによって観測されたX線パルサー, X線バーストなどの現象は, 中性子星に特有の物理現象と考えられ, 1979年以来活動を始めた日本の衛星「はくちょう」によって詳しい研究が進められた。1977年以来2年間, ほぼ3tの重量をもつ大型衛星 HEAO-1 などの観測によって, 1000個を超えるX線源が発見され, 100個近くが光学的に同定されている。

X線天文学観測は, その検出技術の制限から数~数十keVのエネルギー領域のX線カウンターに限られていたが, 1978~80年の間に軌道上で活動した総量3tのHEAO-2 (アインシュタイン天文台)は, 初めて本格的なX線反射望遠鏡を搭載していた。X線の反射を使うということから, 観測されたのは2keV以下の軟X線であつたが, その高解像力・高感度はX線天文学にさらにひとつの画期的な進歩をもたらした。ことに, その観測域は宇宙の果てに近づき, 遠くの銀河群から来るX線を解像した。逆にわが銀河系に比較的近いところでは, アンドロメダ, マゼラン星雲中にあるX線源を分離して観測した。さらに銀河系内の天体については, 通常の恒星も従来信じられていたのと異なつて, すべてX線源であることをつきとめ, 星のコロナの加熱機構に関する物理にも新局面を開いた。

X線の単色化 [英 monochromatization of X-rays,

独 Monochromatisierung von Röntgenstrahlen, 仏 monochromatisation de rayons X, 露 монохроматизация рентгеновских лучей] X線管を用いて得られるX線の波長分布は連続スペクトル(または白色X線)の上に線スペクトル(⇒特性X線)が重なって現れる。線スペクトルの波長はX線管に用いられている対陰極の元素に特有なもので、X線管の操作条件に全くよらない。その波長は対陰極の原子内電子のエネルギー順位で決まり、K, L, Mなどの系列がある。

X線を回折実験に用いるとき、得られた回折図形の解釈のためにも、また回折X線の強度を精度よく測定するためにも、X線を単色化して用いることが望まれる。X線管を用いる場合、普通最も強度の強い特性X線を単色化して用いる。簡便な単色化の方法はX線フィルター法(⇒X線フィルター)である。注目する特性X線以外のX線に対しては、吸収係数の大きい物質(たとえばCuK α 線に対してはNi箔)を入射X線中に置いて、不必要なX線を吸収除去する方法である。最も有効な単色化には単結晶によるブラッグ反射を用いる方法がある。この単色化も2つに分類できる。平板結晶を用いて単色化する方法と、結晶の格子面を湾曲させて入射線束を集中化させながら単色化する方法である(⇒湾曲結晶法)。

単色化にはフッ化リチウム、塩化ナトリウムなどのイオン結晶の(200)面、バイログラファイトの(002)面、水晶の(10 $\bar{1}$ 1)面、シリコンやゲルマニウム単結晶の(111)などが用いられている。そのX線の反射率は結晶の表面処理によって異なるが、バイログラファイトは0.5程度におよび、最も利用しやすい。しかし反射幅は0.4度程度に大きい幅、白色X線を単色化するのに使くと、得られる波長幅は広い。一方、シリコンの反射率は1に近いが、反射幅は秒の程度で狭い。

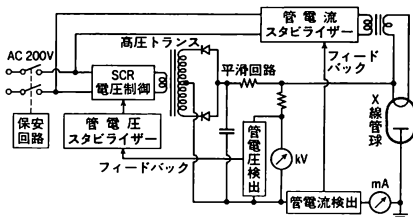
結晶による単色化はブラッグ反射の条件を満たす波長のX線がすべて取出されるので、波長 λ のX線が反射される条件で連続X線の中に含まれる $\lambda/2$, $\lambda/3$, ... などの高調波も反射される。これらは特性X線の強度に比べて非常に弱い(1 \sim 5 $\times 10^{-3}$ 程度)、弱い散漫散乱(⇒熱散漫散乱, ホアン散乱)などを調べる場合無視できない。それらは、バランスフィルターや、X線に対してエネルギー分解能のよい検出器を用いて除去することが考えられている。

X線発生装置 [英 X-ray generator, 独 Röntgengenerator, 仏 générateur de rayons X, 露 рентгеновский генератор] X線の発生方法として普通用いられるのは、高真空中で、加熱されたタングステンフィラメントから放出される熱電子を高電圧で加速し、金属ターゲット(対陰極)に衝突させる方法である。この電子衝撃により、連続X線と特性X線が得られる。X線管には、封入型X線管と開放型X線管とがある。これらのX線管を高電圧を印加し、フィラメントの加熱電流を供給するための高電圧発生トランスとヒータートランスを一組として、それらの制御回路およびその他の必要機能をもってX線発生装置が構成される。

使用分野に応じて、特性X線を主として使用するための発生装置と、連続X線を利用するための発生装置とがあり、X線回折や蛍光X線分析用は前者に、工業用ラジオグラフィーや医療用は後者に属する。性能や構造上の相違は、それぞれの分野での使用線質(X線波長)および要

求操作機能の違いからきている。X線回折や蛍光X線分析では0.5 \sim 3Å程度にわたる特性X線を利用するので、X線管球に印加される高電圧は20 \sim 60 kVである。工業用ラジオグラフィーでは100 \sim 400 kVの高電圧を印加し波長の短い透過力の強い連続X線が利用される。その目的上、携帯式の装置もつくられている。医療・診断用においては、人体を透過させる必要から50 \sim 150 kVの高電圧を、人体深部治療用には160 \sim 400 kVの電圧を印加してX線を発生させる。ベータトロンを利用したX線発生装置もある。

回折、蛍光X線分析に使用されるX線発生装置のブロックダイアグラムを図に示す。高電圧発生部は高電圧(昇

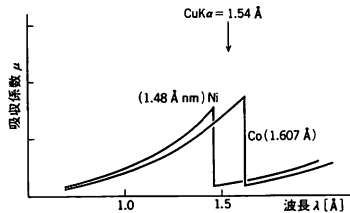


圧)トランスホーマー、整流回路、平滑回路、管電圧安定化回路、管電流安定化回路、保安回路などから成っている。X線管の消費電力が2 \sim 3 kW以下の小容量のものは単相電流波整流平滑化(コンスタントポテンシャル)方式が、これより大容量のものは三相全波整流方式が採用されている。高電圧発生部から高電圧ケーブルを通して、X線管に負の高電圧が供給される。X線管のターゲットを水冷しているため、特殊な目的をもつ装置を除き、通常、ターゲットをアース側にして、フィラメントに負の高電圧を印加する。X線回折図形をカメラで撮影する場合(写真法)には、撮影範囲全体を同時に撮影するが繰返し撮影を行うので、撮影中発生しているX線強度はいくぶん変動しても差支えない。しかし、ディフラクトメーター、スペクトロメーターでは多数の回折線またはスペクトル強度を長時間にわたって順次または連続的に測定するので、発生しているX線強度は十分安定していなければならない。それで、この種の発生装置には、電圧、電流をおおの安定化する制御回路が内蔵される。高圧トランスの二次側回路で、電圧、電流の変動分を検出してこれを一次側回路に負帰還して安定化制御を行う。電圧、電流の安定度はこの場合数十時間にわたって $\pm 0.003\%$ を得ることができる。回折用のX線発生装置の安定度は $\pm 0.1 \sim \pm 0.03\%$ のものが普及しているが、通常のX線回折の測定では $\pm 0.1\%$ の安定度をもつもので十分である。 $\pm 0.1\%$ の安定度以上を要求する場合は測定の環境条件をなんらかの形で整えなければならない場合がある。また、長時間使用すると管球ターゲットが汚れるため、X線強度は、わずかながら弱くなると考えなければならない。X線発生装置には種々の保安回路が組込まれているが、特に人体に対する安全保護対策が必要で、この観点から防X線対策が厳重に施されている。

封入型X線管を使ったX線発生装置の容量は最高電圧50 kV、最大電流50 mAのもの、回折対陰極型X線発生装置では最高電圧60 kV、最大電流200 mAのものが最も普及している。これらの発生装置の容量を決める要因は、高速電子衝撃型のX線管を使用していることによるターゲット金属の溶融、またはターゲット表面のひずみによる

亀裂発生である。90 kW 容量の回転対陰極型 X 線発生装置の製作例もあるが、この方式による容量としてはほぼ限界に達していて将来、容量を大幅に増加させることは望み薄である。強力な X 線を発生させる他の方法として、装置は極めて大規模なものとなるが、近年実用化されつつあるものに、シンクロトロン(軌道)放射がある。電子シンクロトロンや電子ストレージング中の円形軌道走る電子から放射される制動放射を用いるもので、X 線回折に適した波長を含む極めて強力な連続 X 線が得られる。最も普及している回転対陰極型 X 線管から得られる特性 X 線の $10^2 \sim 10^3$ 倍の強度が得られるといわれている。

X 線フィルター [英 X-ray filter, 独 Röntgenfilter, 仏 filtre pour les rayons X, 露 фильтр рентгеновских лучей] X 線の物質による吸収は物質に含まれる原子の種類、密度によって異なるが、1 種類の元素よりなる物質を考えると、その吸収係数 μ は原子番号 Z と X 線の波長の関数である。吸収の波長による変化は一般に短波長の X 線に対して小さく、長波長の X 線に対して大きい。このような μ の増加は、しかしながら、図に示すように連続で



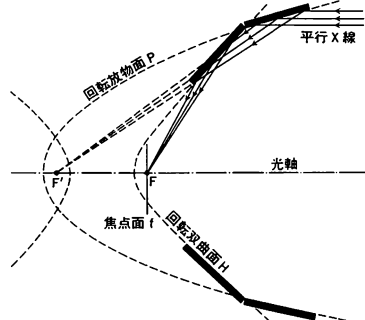
なく、ところどころ不連続が現れる。これは光電効果によるもので、原子内の K 殻電子および L 殻電子に由来する。その不連続をそれぞれ K 吸収端および L 吸収端とよぶが、その波長は原子番号によって規則的に変わる。この吸収端の前後の波長では、透過光の波長分布が著しく変わる。このような X 線の吸収の性質を利用すると、ある特性 X 線のみを単色化するためのフィルターをつくることができる。これが X 線フィルターである。

たとえば Ni の吸収端は 1.49 \AA で CuK_α 線 (1.54 \AA) と CuK_β 線 (1.38 \AA) の間にあるから、Cu ターゲットの X 線管球より得られる入射 X 線束中に、適当の厚さの Ni 箔を置くこと、 K_α 線の強度はあまり弱められないのに対し、 K_β 線の強度をもとの 1% 以下に弱めることができる。また、吸収端の異なる 2 種類のフィルターの厚さを加減し、吸収端より離れた波長の X 線に対しては同じ吸収率になるようによくバランスさせたものをつくって、それを交互に用い、得られた X 線散乱強度の差をとると、両フィルターの吸収端の間にある X 線の散乱現象のみを分離して求めることができる。このような二重フィルターをバランスドフィルター法という。 CuK_α 線を分離するには Ni と Co のフィルターを組合せて用いる。ロスの方法ともいう。

X 線分光学 [英 X-ray spectroscopy, 独 Röntgenspektroskopie, 仏 spectroscopie à rayons X, 露 рентгеновская спектроскопия] X 線スペクトルのエネルギー分布・物質による吸収を波長の関数として測定、研究する学問(⇒ X 線スペクトル)。X 線の光源としては、放出と散乱については単色光源、主として特性 X 線を用いる。吸収スペクトルでは、連続光源が用いられるが、特に最近シンクロトロン軌道放射を利用することが盛んになってきた。分光

器としては、X 線の波長 $100 \sim$ 数十 \AA 程度では主として回折格子分光器(⇒分光計)、数 \AA 程度では主として結晶分光器、数 $\text{\AA} \sim \gamma$ 線領域では主としてエネルギー分散型固体検出器が利用される。

X 線望遠鏡 [英 X-ray telescope, 独 Röntgenteleskop, 仏 télescope aux rayons X, 露 рентгеновский телескоп] 広義の X 線望遠鏡とは、宇宙からくる X 線(⇒宇宙 X 線)の到来方向を、十分な角分解能で識別するしくみをいう。単純なコリメーター、ピンホールカメラなどはその例であるが、これらは X 線の直進性のみ利用し、波動性は利用していない。狭義の X 線望遠鏡とは、軟 X 線の全反射結像系のことをいう。これは、 $0.1 \sim 3 \text{ keV}$ 程度の X 線が物質の表面すれすれ(約 1° 以下)に入射するときに全反射されることを利用した光学系である(⇒ X 線光学)。その代



表例は、図に示すもので、ウォルター型とよばれる。これは焦点 F を共有する回転放物面 P と回転双曲面 H とを組合せて一次のコマ収差の除去をはかるもので、入射 X 線はそれぞれの面で反射されたのち、焦点面 F に結像する。反射鏡の材質としては熔融石英やガラスセラミックが使われ、表面には Au や Ni が蒸着されるが、その製作にあたっては可視光の鏡よりずっと厳しい鏡面精度が要求される。焦点面 F に、二次元の位置感度をもった X 線検出器が置かれる。この種の結像型の X 線望遠鏡は、非結像型のものに比べ、直接に二次元の像がえられること、高い角分解能やすぐれた SN 比をもつことなどの利点がある。その反面、システムが複雑、高価、大重量になること、約 4 keV よりエネルギーの高い X 線領域では X 線の全反射が起りにくくなるために、使用が難しいこと、などの欠点をもつ。ウォルター型望遠鏡はスカイラブに搭載されて太陽の軟 X 線像を撮影したほか、アメリカの大型人工衛星アイニシュテイン(1978~81 年)に搭載されて画期的な成果をおさめ、今後の X 線天文学における主流となりつつある。

X 線星 [英 X-ray star, 独 Röntgenstern, 仏 étoile des rayons X, 露 рентгеновская звезда] 星または類似の天体で X 線を放射しているものを、X 線星とよぶ(⇒宇宙 X 線)。既知の X 線星はほとんどわれわれの銀河系に属するが、大小マゼラン星雲やアンドロメダ大星雲など、近隣の銀河のなかにも X 線星が発見されつつある。X 線星の多くは、高密度の天体(白色矮星、中性子星、ブラックホール)を伴星にもつ近接連星系である。主星の重力圏(⇒ロッシュローブ)からあふれたガスが高密度の伴星に向かって落下するとき、重力エネルギーで加熱され、 $10^7 \sim 10^8 \text{ K}$ の高温プラズマの円板を形成する。X 線は、このプ

ラズマ四板から、主に熱的過程で発生すると見られる。連星系の公転周期は数時間ないし数週間、主星から伴星へのガス流束は $10^{13}\sim 10^{16}\text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ 、X線の放射エネルギーは $10^{28}\sim 10^{30}\text{ W}$ 程度である。X線の強度は、アメリカが1972年に打上げた世界最初のX線天文衛星ウフルが検出した1秒当りの光子数を用いて、ウフル単位で表現されることが多い。1ウフル単位のX線エネルギー流束は、地球大気の上上でおよそ $7\times 10^{-23}\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{Hz}^{-1}$ である。多くのX線星は $10\sim 1000$ ウフル単位ぐらいであるが、いずれも激しい強度変動を示す。その変動の時間スケールはX線星によって異なるが、典型的な場合、数秒～数年程度である。X線星のうち、銀河の腕に沿って分布するものの多くは、高温、大質量の主系列星を主星とし、強磁場の中性子星を伴星とする系である。これらのX線スペクトルはかたく(高エネルギーまで延びていて)、非熱的性質を示す場合もある。この種のX線星は、X線パルサーになりやすい。他方、銀河中心方向に群がるX線星は、やわらかい(高エネルギー側で弱い)熱的スペクトルを示し、低質量の主星と古い中性子星との近接連星とみられる。これらは一般にX線パルサーになりにくい。またX線をバースト的に繰返し放射する現象を示すものが多い。はくちょう座X-1などいくつかのX線星は、ブラックホールを伴星とすると考えられており、ミリ秒の時間スケールでX線強度が変動する特徴をもつ。近年、連星系ではないX線星も存在することがわかってきた。このような星ではX線は太陽の場合(⇒太陽X線)と同様に、星のコロナから発生すると見られる。X線放射エネルギーは連星系の場合よりずっと小さく、 $10^{24}\sim 10^{27}\text{ W}$ ぐらいである。

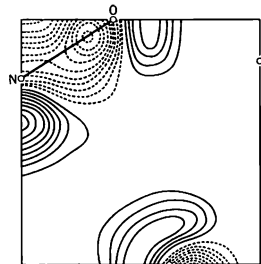
X線ホログラフィー [英 X-ray holography, 独 Röntgenholographie, 仏 holographie de rayons X, 露 рентгеновая голография] ホログラフィーは、光を物体に照射してそれからの散乱光を同じ光源から出た光と重ね合わせ、散乱光の振幅と位相を干渉縞の形で記録し、次にそれに光を再び照射してもとの物体像を再生するという2段階のステップをもつ写真法である。再生像には三次元的な情報が含まれる。この方法で第一段階にX線を用い、第二段階に光を用いたのがX線ホログラフィーである。この場合、光とX線の波長の比を利用してもとの物体の拡大像が得られる。いちばん簡単な配置は、点光源から発散するX線束の中にほとんど透明な物体を置き、その光軸上の物体から十分離れた位置に乾板を置くものである。物体を透過した光を参照光とし、それと物体による散乱光が干渉しあい、乾板上に干渉パターンを生ずる。このX線ホログラムにレーザーを照射してもとの物体像を得る。これはガボール型とよばれる。ほかにレンズレスフーリエ変換型のX線ホログラムがある。微小焦点X線源からのAlK α 線やCK α 線を用いて作成されている。しかしX線源のコーヒーレンシーや位相、乾板の解像度等の制約のために、再生像の分解能は数 μm 程度である。近い将来、X線源として強度が格段に強いシンクロトロン放射を利用して100Å程度の分解能の再生像を得ることが期待されている。

X線ルミネッセンス [英 X-ray luminescence, 独 Röntgenlumineszenz, 仏 luminescence de rayons X, 露 рентгенолюминесценция] ⇒ ルミネッセンス

X線レーザー [英 X-ray laser, 独 Röntgenlaser, 仏 laser à rayons X, 露 рентгеновский лазер] X線領域の

電磁波を増幅あるいは発振する装置。レーザーの波長をX線領域まで短くしたもの。高温プラズマの多価イオンの再結合、短パルス強力X線による励起などによって生ずる負温度分布の利用、原子核の準安定励起状態の応用など提案はいくつこ出されているが、まだ確実に実現された例はない。X線共振器として、結晶のブラッグ反射によるリング状のものが提案されているが、X線レーザーが実現したとしても、当面は短寿命の励起状態からの自然放射光を増幅した超短パルス出力と予想される。

X-N合成 [英 X-N difference Fourier synthesis, 仏 synthèse de Fourier de différence X-N] X線結晶構造解析の際よく用いられるD合成の変形。X線回折が原子の核外電子密度を観測するのに対して、中性子回折は核外電子雲を無視して(磁気散乱の場合は別として)、原子核のみを眺めている。X-N合成では、実際に求められたX線に対する構造因子と、中性子回折から求めた原子核の位置、温度因子および自由原子に対するX線の散乱振幅を用いて計算された構造因子との差を係数とするフーリエ級数をつくる。この級数は、各原子が分子を形造るにあたっての化学結合や、孤立電子対の存在などに起因する電子密度の自由原子群からの「ずれ」のみを表している。したがって結晶内電子密度分布について一段と精密かつ詳細の情報が表されていると考えられる。図は NaNO_2 のX-N



合成図で、実線は正、破線は負の電子密度を表しており、等高線は 0.1 eÅ^{-2} 間隔で描かれている。結晶に対称中心がある場合には実測値に付与する位相の計算に特に問題がないため、これまでに相当数の研究成果が上っている。しかし極性構造の結晶に対しては位相計算に誤差混入の可能性が大きく、精度の高いD合成図が得られにくいという困難が残されており、方法論的にも目下研究が進行中のものである。

X-Y記録計 [英 X-Y recorder, 独 X-Y-Schreiber, 仏 enregistreur X-Y, 露 двухкоординатный самописец] いくつかの現象の時間的変動を記録する通常の自記録計に対して、2つの現象(あるいは量)の相関を調べるために用いる計器をいう。2つの独立な入力信号変換機構があり、2つの測定量XおよびYがそれぞれ記録ペンの横(X)方向および縦(Y)方向の位置に変換され平面上の点を決定する。このようにして関数関係 $F(X, Y) = 0$ がグラフとして表示される。X, Yが時間とともに変化する量であってもグラフにはそれらの時間依存性は現れない。しかし、記録紙を時間送りするための補助的な機構を装着して、通常の記録計として使えるものもある。半導体の特性曲線、磁性体のB-H曲線、材料の応力-ひずみ曲線などの各種のX-Y関数曲線が自動的に表示できる。

XY模型 [英 XY model, 独 XY-Modell, 露 модель

XY 格子点に局在したスピン系の模型のひとつ。局在スピン系の模型では、空間に1つの結晶格子を選び、各格子点に決った大きさのスピンが局在しているものとする。通常、スピン間にはスピンの積に比例した相互作用が働くものと仮定される。格子点 i に局在するスピンのベクトルを S_i とするとき、格子点 i, j のスピン間に内積 $S_i \cdot S_j$ に比例する相互作用が働く場合をハイゼンベルク模型という。XY 模型では、スピンの x, y 成分の積に比例する相互作用が仮定される。ハミルトニアンは

$$H = -2 \sum_{(i,j)} J_{ij} (S_{ix} S_{jx} + S_{iy} S_{jy}) \quad (1)$$

と書かれる。 J_{ij} は格子点 i, j 間の相互作用の強さを表し、和は格子点の対についてとる。この模型ではスピンの x, y 成分のみが関与するので、XY 模型と名づけられた。 S_i を古典的なベクトルとする古典 XY 模型は、 xy 面内を回転するベクトルの系であるから、平面回転子模型ともよばれる。XY 模型は、スピンに1つの面を容易方向とする強い異方性がある場合の磁性体に適用できる。磁性体以外の系でもこの模型で記述できる場合がある。たとえば、ボース粒子の多体系に対する量子格子気体模型では、格子点上の粒子の有無をスピンの向きで表すと、粒子の運動エネルギーが、式(1)のハミルトニアンで書かれる。XY 模型の強磁性状態における自発磁化は、大きさと xy 面内における向きとの2つの自由度をもつ。XY 模型は、秩序パラメーターが2つの自由度をもつ系の相転移を記述する最も簡単な模型といってよい。超流動・超伝導の相転移はこれに属する。二次元格子上の古典 XY 模型では、低温で自発磁化はないが帯磁率は無限大になる特殊な秩序相が現れる(⇒コスタリッツ-サウレス転移)。その点で特に興味深い。

エッジ音 [英 edgetone, 独 Schneidenton, 仏 ton éolien, 露 клиновой тон] 鋭い先端をもったくさび状の物体に、ノズルやスリットなど狭い口から出た気流があたると、エッジとノズルなどの幾何学的条件や気流の流速によって、特定の振動数の音が発生する。この音をエッジ音という。エッジ音の振動数は、流速などの条件がある範囲で変化しても、一定に保たれており、その範囲を越えると急にほかの振動数に跳ぶ。エッジ音は、オルガン管など楽器の発音機構や、機械などの空気力学的騒音の発生に関係する。

エッジフォーカス [英 edge focusing, 独 Kantenfokussierung, 仏 focalisation de bord, 露 краевая фокусировка] 電磁石の境界を荷電粒子が通過するとき、ローレンツ力の働きによって生れるレンズ作用のこと。図1に

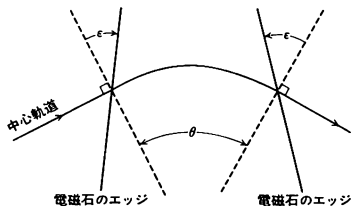


図1

において点線で示すように、中心軌道が電磁石の境界と直角に交わるような、いわゆるセクター電磁石は、中心軌道からはずれた粒子に対して、半径方向には集束力を及ぼし、

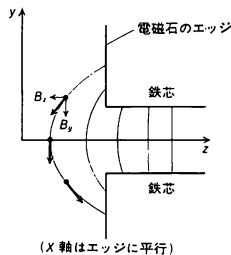


図2

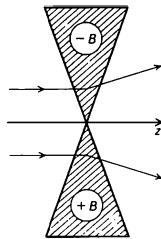


図3

垂直方向には何の力も及ぼさない。これに対し、境界が ϵ なる角度回転すると、粒子に対する集束・発散力が変わってくる。電磁石の境界付近では、磁力線は、図2のように外に膨らんでいるので、中心面から垂直方向にずれた点を通る粒子は、 $qv_x B_x$ なるローレンツ力を y 方向に受けることになる。この力は、 $\epsilon > 0$ のときには中心に向かう力、すなわち集束力となり、 $\epsilon < 0$ のときには、 v_x は逆向きとなり、逆に発散力となる。また、水平面内の運動を考えると、 $\epsilon > 0$ の場合には、セクター電磁石に比べて、あたかも図3 ($\epsilon > 0$ の場合) に示すような磁場をもつ電磁石が境界部分に存在していることと等価とみなせるから、この場合、斜入射の効果は、粒子に対し発散力を及ぼすことがわかる。 $\epsilon < 0$ の場合には、逆に集束力となる。このように、中心軌道が電磁石の境界に対して斜めに入射または出射される場合には、中心軌道からはずれた粒子に対して、 ϵ によって決る集束または発散の力が働く。このレンズ作用のことをエッジフォーカスとよぶ。

HR 図 [英 HR diagram, 独 H-R Diagramm, 仏 diagramme HR, 露 ГР диаграмма] ⇒ ヘルツシュプルング-ラッセル図

H 形電磁石 [英 H-type magnet, 仏 aimant de type H, 露 H-образный магнит] 偏向電磁石の一種で、図1に示すように鉄芯の内形が英文文字の H に似ていることから H 形とよばれる。H 形電磁石の場合、縦鉄(ヨーク)が磁極に対して両側についているので、鉄の飽和の影響がでる高磁場においても、C 形電磁石などに比べて、より一様性の高い磁場分布を実現することができるのが特長である。さらに、C 形電磁石に比べて構造的に安定である、鉄芯の重量を軽くすることができる。などの利点がある。図

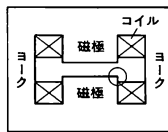


図1

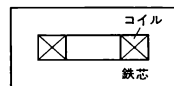


図2

2に示すように磁極の突起がなくなった形の電磁石を窓枠形電磁石とよぶ。これは、磁束の集中しやすい磁極の端部(図1において○印を付した部分)の飽和による磁場分布のみだれが少ない点で、高磁場での磁場分布の一様性はさらに優れているが、一般に、消費電力が磁極を伴った H 形電磁石より大きくなる。

hcp 構造 [英 hcp structure, 仏 structure de hcp, 露 структура hcp] = 最密六方構造

H II 領域 [英 H II region, 独 H II-Gebiet, 仏 région H II, 露 область H II] 励起星からの紫外線によつ

て、比較的高い星間物質中の水素が電離している領域、H I が中性水素原子を表すのに対し、H II は電離水素を表す分光学的記号である。「オリオン星雲」(図1)や「ばら星雲」(図2)がH II 領域の例である。H II 領域が、

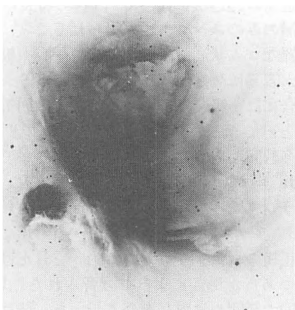


図1 オリオン星雲



図2 ばら星雲(東京天文台木曾観測所提供)

O 型星(⇒スペクトル型)の周辺に見られることが多いのは、O 型星は紫外波長領域を最も強く放射しており、また O 型星のような若い星は、高密度の星間物質に取囲まれていることが多いからである。星間物質の元素組成は、多くの天体と同様に、H を主成分とし、He を少し、その他の元素をごくわずかに含むものである(⇒元素の存在度)。O 型星の表面温度は、 $(30\sim 50)\times 10^3\text{K}$ なので、H を電離できる光子数に対して、He を電離できる光子数は少ない。H II 領域にある自由電子のほとんどは、H 原子から補給されている(⇒エミッションメジャー)。H II 領域にある自由電子の運動エネルギーは、熱平衡状態にあって、光電離による加熱と、C, N, O などの原子の衝突励起による冷却の加減で、 $(7\sim 10)\times 10^3\text{K}$ になっている。H II 領域の電子密度は、 $10\sim 10^4\text{cm}^{-3}$ と測定されている。表面温度 $40\times 10^3\text{K}$ の O 型星の周囲に、電子密度 10cm^{-3} の H II 領域があるとすれば、それは半径 20pc (パーセク) のストームグレン球となるのである。H II 領域は、H と He の再結合線、および自由・自由遷移の連続放射によって観測される。C, N, O などの原子の衝突励起による輝線、なかでも電気双極子選択則では禁止されているが、わずかな確率で磁気双極子遷移あるいは四極遷移によって可能となる強い禁制線、および O III, N III などが特殊な蛍光機構で励起されて出す強い輝線などでも観測される。そのため以前は、ガス状星雲あるいは輝線星雲ともよばれた。

HD カタログ [英 HD catalogue, 独 HD Katalog, 仏 catalogue HD, 露 каталог HD] ⇒ 天体のカタログ

H 定理 [英 H theorem, 仏 théorème H, 露 H-теорема] 閉じた系が熱平衡にあるとき、そのエントロピー S はボルツマンの原理によって与えられるが、他方われわれは、はじめ非平衡にある閉じた系が単調にエントロピーを増して、やがて平衡に達し最大エントロピーをとるというイメージをもっている。これを論じるには非平衡系のエントロピーを定義しなければならない。局所的熱平衡の仮定から系全体のエントロピーを近似的に表すという考えでは統計力学との関連が不明である。この関連を明白にして平衡への到達を論じる定理が L. Boltzmann により提案された。これが H 定理で、1872 年のことであった。Boltzmann は統計力学の建設と同時に、統計力学上最も難しい問題に真正面から取組んだのである。

N 個の剛体芯の粒子から成る単原子気体を考えよう。各粒子の運動状態を表す (\mathbf{r}, \mathbf{p}) のつくる空間(⇒ μ 空間)を細胞に分割し、それらに通し番号 $1, 2, 3, \dots$ を付ける。細胞の体積 $\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z$ はどれもみな等しいとしよう。 j 番目の細胞にいる粒子数を n_j とする。細胞を適当に大きくとるとき、このような整数の組 (n_1, n_2, n_3, \dots) が 1 つの粗視化された状態を表すものと考えられる。異なった細胞に属する粒子の交換は異なったミクロ状態を与えるが、同じ細胞に属する粒子の交換は同じミクロ状態しか生み出さないと考えると、この粗視化された状態に対応する場合の数は $\Omega = N! / (n_1! n_2! \dots)$ となり、エントロピー S を $k \ln \Omega$ で定義できる。これを $k(N \ln N - H)$ と書く。すなわち

$$H = \sum_j n_j \ln n_j$$

を定義し、これを H 関数という。 N は定数なので、 S の変動は H の変動で決る。この H 関数は、一体分布関数 $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ を用いて

$$H = \int d\mathbf{r} d\mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \ln f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$$

と書くこともできる。これについて、ボルツマン方程式により $dH/dt < 0$ 、すなわち H が単調減少することが示される。また熱平衡に対応するマクスウェル-ボルツマン分布では $dH/dt = 0$ で H が最小になっている。

一般的には N 体分布関数 $f^{(N)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_N)$ を用いて

$$H = \int d\mathbf{r}_1 \dots d\mathbf{r}_N d\mathbf{p}_1 \dots d\mathbf{p}_N f^{(N)} \ln f^{(N)}$$

を H 関数と定義する。なんの近似も粗視化のプロセスもなしに、動力学(⇒リウビル方程式)に基づいて、この一般的な H に対して $dH/dt < 0$ を証明するのは至難であるが、平衡の H よりも一般の H のほうが大きいことを裏付ける統計的な(すなわち位相空間での積分だけを論じる)定理は、種々の形で提出されている。

h パラメーター [英 h-parameter, 独 h-Parameter, 仏 paramètre h, 露 смешанный параметр] ⇒ トランジスター

H I 領域 [英 H I region, 独 H I Gebiet, 仏 région H I, 露 область H I] 星間空間には、 1cm^3 当り $1\sim 10^4$ 個程度の原子が存在している。その原子のうち 90% 以上が H(水素)原子である。H 原子は、中性の状態 H I か、電子が 1 個はがされた電離の状態 H II かのどちらかであり、H I 原子が多い領域を H I 領域、H II 原子が多い領域を H II 領域とよんでいる。H II 領域は、散光星雲

などとして可視光で明るく輝いて見えるが、H I 領域は可視光では見えない。しかし H I 原子の基底状態における超微細構造間の遷移によって波長 21cm の電波が放出・吸収されることが、1944 年 H. C. van de Hulst によって予言され、1951 年に E. M. Purcell によって初めて観測された。このような電波観測によって、H I 原子が銀河系内に広く分布しており、しかも密度の高い部分は渦巻状になっていることが明らかになった。H I 領域の水素原子の密度は 1cm^3 当り $1\sim 10^2$ 程度である。それより低い場合には、ひとたび電離すると、再結合して中性になる確率が小さく、電離したままの状態に保たれる。それより高い場合には、原子が結合して分子となり、分子雲として観測される場合が多い。銀河系内の H I 領域にある H 原子の総数は、H II 領域や分子雲にある H 原子の総数とほぼ等しい。

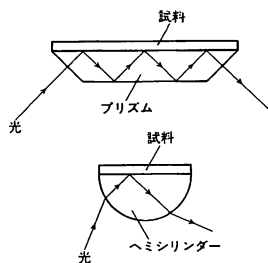
エッティンクスハウゼン効果 [英 Ettingshausen effect, 独 Ettingshausen-Effekt, 仏 effet Ettingshausen, 露 эффект Эттингсгаузена] 電流の流れている導体に磁場をかけたときに生じる電流磁気効果の一種。金属あるいは半導体の長さの方向 x に電流 I (電流密度 j) を流し、厚さの方向 z に磁束密度 B の磁場をかけると、幅の方向 y に温度勾配 $\partial T/\partial y$ が生ずる現象。温度勾配と電流、磁束密度の間には、短冊型試料の幅を b 、厚さを d として次の関係がある。

$$\frac{\partial T}{\partial y} = PjB = P \frac{I}{bd} B$$

すなわち、幅 b の両側に現れるエッティンクスハウゼン温度差 $(\partial T/\partial y) \cdot b$ は、電流と磁束密度に比例し厚さに逆比例する。この比例係数 P をエッティンクスハウゼン係数という。エッティンクスハウゼン係数は $\partial T/\partial x = PjB$ の P ($=P/bd$) で定義されている場合もある。エッティンクスハウゼン温度差は電流または磁場の向きを反転すれば逆転し、ホール効果に似ている。断熱状態で測定するホール電圧には、エッティンクスハウゼン温度差による試料と導線の間の熱起電力が重畳してくるが、通常は後者が小さいので無視されている。ホール電圧にエッティンクスハウゼン効果を重畳させないためには、試料を測定温度に保った液体につけるなどして等温条件を保たせる必要がある。

まぎらわしい名称のものに、エッティンクスハウゼン-ネルンスト効果またはネルンスト-エッティンクスハウゼン効果とよばれるものがある。

ATR [英 ATR] attenuated total reflection (減衰全反射) の略称。図に示すように、赤外領域で透明な高屈折



率媒質のプリズムまたはヘミシリンドラー上に試料を密着させ、プリズム(ヘミシリンドラー)内の試料との界面で全反射させ、試料の表面層の赤外線吸収スペクトルを測定する方

法である。全反射を用いているので、光は界面で反射する際、試料中に波長程度侵入する。したがって、その領域の吸収スペクトルを測定することになる。高屈折率媒質としては KRS-5 (TlBr, TlI の混晶), Ge, Si などが用いられる。通常の透過法に比べて ATR の特長は μm オーダーの表面層のみのスペクトルが得られること、不溶、不融で粉碎困難なゴム状高分子、厚い高分子膜や板、各種の水溶液などが容易に測定できる。また特にヘミシリンドラーを用いた場合には、吸収係数のみではなく、屈折率を精密に求めることができる。分析を目的とするプリズムの場合、通常、多数回反射させるようにする。

Ada = Ada (エイダ)

エディソン Edison, Thomas Alva 1847.2.11—1931.10.18 アメリカの発明家。オハイオ州ミランに生れる。彼が正規の教育を受けたのは約3ヵ月だけで、その後は元教師であった母親によって教育された。12歳のときには列車内で新聞や食料品を売り歩いた。彼はこの当時から化学と電気に興味をもち、自宅や列車内で実験を行った。1863年には電信技師となり、1868年にボストンの電信会社社に雇用されるまで各地を転々とした。しかし翌年にはニューヨークに移り、ここで株式相場表示機の改良を行った。そして、これによって得た金を元手として彼自身の工場を設立したのである。

これ以後 Edison は数多くの発明や改良を行った。改良したもののなかには多重電信機、送信機、受信機、タイプライターなどがある。彼が発明したもののも一つである蓄音器は、1877年に特許が認められている。これは最初、金属箔に溝を刻む手回し式であったが、その後ろう管をモーターで回す方式に改められた。白熱電灯は1879年にエディソン電灯会社において発明され、翌年に特許を認められた。この発明は、同社によってロンドン、ニューヨークなどに続々と設立されていった発電所と一体となり、電気の普及を著しく促した。また、白熱電灯の研究中に発見されたエディソン効果は電子の時代の幕開けを告げるものであった。このほかにも、彼は映画用のカメラ、映写機、蛍光灯など多数の発明をした。

彼は、第一次世界大戦中 海軍の顧問委員会の委員長として活躍したが、海軍内部に科学研究所が設立されたのはこの時の諮問による。また、1927年には国立科学アカデミーの会員に選出された。

エディソン効果 [英 Edison effect, 独 Edison-Effekt, 仏 effet d'Edison, 露 эффект Эдисона] = 熱電子放出

エディター [英 editor, 独 Editor, 露 редактор] 電子計算機において、会話的にプログラムやデータの入力、編集を行うプログラム。機種によって、またエディターの種類によって利用法は異なるが、内容の表示、行の挿入、削除、文字列の検索、置換えなどの機能を含む。

A・D変換 [英 A・D converter, 独 A-D-Konverter, 仏 convertisseur A-D, 露 АЦ-преобразователь] = アナログ・デジタル変換

エディントン Eddington, Sir Arthur Stanley 1882.12.28—1944.11.21 イギリスの天文学者。北イングランド、ケンダルの生れ。マンチェスターのオウエン・カレッジを経てケンブリッジ大学トリニティー・カレッジを出る。1905年グリニッジ天文台の首席助手、1913年ケンブリッジ大学のブルミアン天文学教授、1914年ロンドン王立協会会員となり、また1914年から1944年にかつケンブリ

ッ天文台長を務めた。

Eddington の関心の中心は天文学にあった。1917 年に, K. Schwarzschild の恒星の大気の理論を星の内部へ拡張し, 放射平衡に基づく恒星の内部構造論を展開, 次いでケプルス型変光星の研究を行い, 1924 年に恒星の質量と光度の関係を理論的に導いた。重力の新理論への関心から一般相対論の研究に向かい, イギリスにおける, その優れた理解者となった。特に 1919 年 5 月 29 日, 一般相対論のテストのための日食観測隊の指導者として西アフリカのギニア湾のプリンレーブ島へ赴き, A. Einstein の予言を実証した。その後, 量子力学と一般相対論の融合を目指し新しい代数構造の理論を導き, この理論の要素のある数を自然定数として説明することを試みた。1921~23 年にはロンドン王立協会会長, 1930~32 年にはイギリス物理学会会長を務めた。探偵小説の愛好家, クロスワードパズル狂であり, ひとりで自転車旅行するのを好んだ。1944 年癌のため死去。[主著] *Mathematical Theory of Relativity*, 1911; *Stellar Movements and the Structure of the Universe*, 1914; *Internal Constitution of the Stars*, 1929; *Relativity of Photons and Electrons*, 1937。

エディントン限界 [英 Eddington limit, 独 Eddington Grenze, 仏 limite d'Eddington] 星が自己重力に対してガスと放射による圧力勾配で静力学平衡を保っているときに, 放射することのできる光度の上限値。星と太陽の質量を M と M_{\odot} , 水素の重量濃度を X , 重力定数を G とすると, $X=0.6$ では

$$L_{cr} = \frac{4\pi c G M}{0.2(1+X)} = 1.5 \times 10^{31} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \quad [\text{J} \cdot \text{s}^{-1}]$$

で与えられる。A. S. Eddington によって, 星のエディントン模型(⇒星の内部構造)がつくられたことに導かれた。星の光度が, この上限値を超えている場合には, ガスに働く放射圧の勾配が重力より強いので, ガスは外向きに加速されている。すなわち, 星は静力学的平衡ではありえず, ガスは重力の束縛をふりきって飛び散っていくことになる。超新星爆発の際の光度がその典型的な例である。星へのアクリーションがあるときは, 無限遠から半径 R の星の表面付着したガスは, その付着率を dM/dt とすると, $(GM/R)dM/dt$ の割合で重力エネルギーを解放するが, その値が L_{cr} を越えるとガスは星に向かって落ちて来ることができない。そこで

$$\left(\frac{dM}{dt} \right)_{cr} = L_{cr} \left(\frac{R}{GM} \right)$$

をエディントン限界付着率(または降積率, 降着率など)とよぶ。これより高い率でのアクリーションはありえない。

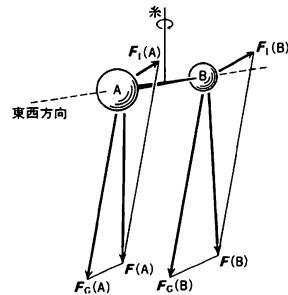
エーテル [英 ether, 独 Äther, 仏 éther, 露 эфир] 光の波動説において, 光の媒質と考えられ, 宇宙に満ちて絶対静止座標系を規定するものと想像されてきた仮想上の媒質。C. Huygens は, 17 世紀末, 光の干渉や回折を説明するため光の波動論を提唱したが, 波動はそれが伝播する媒質を必要とするため, エーテルという仮想的な実体がその役割を担っているとされた。その後, 光の波が横波であることがわかり, 1821 年, A. J. Fresnel は, エーテルをまったく縮まない弾性体として光の弾性波動説を発展させた。19 世紀になると, J. C. Maxwell は, 電磁場の基本方程式を完成して光の電磁波説を唱え, H. Hertz は電磁波の存在を実証した。しかし依然としてエーテルは電磁場を担うものとされ, 光の速さは, このエーテル静止系に対す

る速さと考えられるようになった。このようなエーテル仮説では, 光行差の説明には地球がエーテルに対し明らかに速度をもつはずなのに反し, A. H. L. Fizeau らによる流水中のエーテルの引きずり効果が観測され, 矛盾が多い。1887 年, A. A. Michelson と E. W. Morley は, 精度の高い実験を行い, エーテルに対する地球の運動が検出されないことを示し, A. Einstein が, 1905 年に特殊相対性理論を発表するに至って, 絶対空間やエーテルがまったく不要なものであることが確立された(⇒マイケルソン-モーレーの実験)。

エトベツシュ Eötvös, Roland von 1848. 7. 27~1919.

4.8 ハンガリーの物理学者。ブダの生れ。ブダペスト大学で学んだ後, ハイデルベルク大学で G. R. Kirchhoff, H. L. F. von Helmholtz, R. W. Bunsen らに, またケーニヒスベルク大学で F. E. Neumann, F. J. Richelot らに学ぶ。1870 年のハイデルベルク大学での学位論文では, 光源のエーテルに対する運動を運動方向とその逆方向の光の強度を比較することによって検出しようかという問題を扱った。1872 年ブダペスト大学の物理学教授となる。1886 年液体の毛細管現象を調べ, 表面張力に関するエトベツシュの法則を見いだした。この後, 重力の問題に関心をいどくようになり, ミッチェル-キャンペンディッシュのねじれ秤を改良し, 重力ポテンシャルの精密測定を行い, 重力質量と慣性質量の比が 5×10^{-9} より大きくは違わないことを示した。レンガやセラミック物体の古地磁気を調べ, また地球の形について考えた。1894 年 6 月より 1895 年 1 月にかけて文部大臣を務め, またハイスクールの教師の訓練のための学校を建てるなど科学教育にも努力した。この努力は, 後にハンガリーから T. von Kármán, J. L. von Neumann, E. Teller, E. P. Wigner などの優れた物理学者を生みだす原因ともなった。[全集] *Roland Eötvös gesammelte Arbeiten* (P. Selényi 編), 1953。

エトベツシュの実験 [英 Eötvös' experiment, 独 Eötvössches Experiment, 仏 expérience d'Eötvös, 露 опыт Эвтовша] 重力質量 m_g と慣性質量 m_i との比があらゆる物体について一定であるか否かを調べるために, 1896 年に R. Eötvös が自分の考案した精密なねじれ秤を用いて行った実験。一般相対性理論の基礎である等価原理の実験的検証のひとつである。Eötvös は, 地球上の静止物体が地球の重力 F_g と地球の運動に伴う慣性力(遠心力) F_i とを同時に受けていることに注目し, 東西方向に置いた図に示



すようなねじれ秤の両端に異種の物体 A, B を付けた。もし, 各物体について, F_g と F_i との比が異なると, それらの合力 $F(A)$ および $F(B)$ とは平行ではなくなり, ねじれ糸のまわりに正味の偶力を発生する。 F_g による加速度は

$9.8\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ であるのに対し、 F_1 による加速度は、地球の自転の効果を考えると 45° の緯度では $0.016\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$ 程度であるから、この偶力は極めて小さいことが予想されるが、まず図の配置でのねじれ角を記録し、次に装置全体を 180° 回してねじれ角を測定し先のねじれ角との差をとれば、精度の高い結果が得られる。Eötvös は、D. Pekár, E. Fekete らとともに精度を改善し、1922年の論文では、Aとして、Al-Mg合金(Magnalium), Cu, 水など8種類の物質、BとしてはPtおよびCuを用いて

$$\eta(A, B) = 2 \frac{\left(\frac{m_G}{m_I}\right)_A - \left(\frac{m_G}{m_I}\right)_B}{\left(\frac{m_G}{m_I}\right)_A + \left(\frac{m_G}{m_I}\right)_B}$$

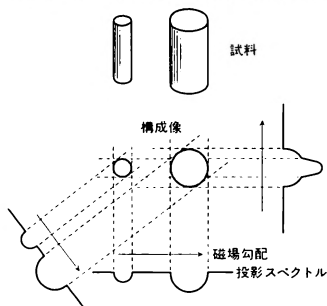
を求め、95%の信頼度で $|\eta(A, B)| < 9 \times 10^{-9}$ を得た。この実験は、J. Renner によって追試され、 $|\eta| < 4.2 \times 10^{-9}$ が得られた。さらに、R. H. Dicke らは、太陽の万有引力と地球の公転に伴う慣性力が1日周期で変化することを用いてねじり振動を誘起させる方法で精度を改善し、 $|\eta(\text{Au}, \text{Al})| < 3 \times 10^{-11}$ を得た。V. B. Braginsky らは、同様の方法で Al と Pt について測定しこの精度をさらに上げたあまり改善した。以上の実験は、 $m_G = m_I$ が高い精度で成立することを示している。

NIM 規格 = NIM (ニム)規格

NAND 回路 = NAND (ナンド)回路

nn 接合 [英 n-n junction, 独 n-n Übergang, 仏 jonction n-n, 露 n-n переход] ⇨ 半導体接合

NMR イメージング [英 NMR imaging, 独 bildgebende Kernresonanz, 仏 imagerie NMR, 露 изображение ЯМР] 核磁気共鳴(NMR)を用いて、材料や生体の内部状態に関する断層画像を得る手法。試料中の位置に関する情報を NMR 信号における周波数および位相の情報に変換して得る。さまざまな手法があるが、投影再構成法とよばれるものは均一な静磁場に線形磁場勾配を加え、試料内の位置によって共鳴周波数が直線的に分布することを利用して、勾配と垂直方向の投影スペクトルを得る。投影スペクトルの周波数からは位置が、強度からはスピン密度がわかる。磁場勾配の方向を変えて、多数の投影スペクトルを得、これを X 線電算機断層撮影法(X 線 CT)と同様のアルゴリズムを用いて逆投影し、画像を構成する(図参



照)。このとき得られる画像はスピン密度の空間分布を示すもので、たとえば生体中の水の陽子共鳴からは水の分布像が得られ、医療での診断に利用されて NMR-CT ともよばれる。また信号強度に緩和時間に関する情報を含ませることも容易であり、スピン・格子緩和時間、スピン・ス

ピン緩和時間の空間分布状態を映像化することもできる。さらに化学シフトの大きな核、たとえば ^{31}P では、各化学種ごとの信号を分離して映像化することも可能で、生体中でのアデノシン三リン酸、クレアチンリン酸、無機リンそれぞれの増減を知ることができ、生体中でのエネルギー代謝のようすを知ることができる。NMR イメージングは完全に非侵襲的な計測法であり、不均一系の物性研究に役だつと期待される NMR の新しい応用法である。

NMR-CT [英 computer tomography with NMR, 独 Computertomographie mit NMR, 仏 tomographie à ordinateur avec NMR] ⇨ NMR イメージング

NOR 回路 = NOR (ノア)回路

NORDITA = NORDITA (ノルディータ)

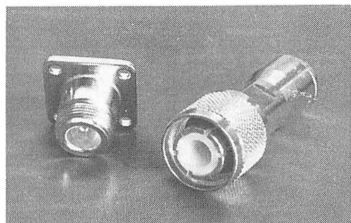
NOT 回路 = NOT (ノット)回路

N/D 法 [英 N/D method, 仏 méthode N/D, 露 N/D-метод] S 行列の解析性とユニタリ性をつかって素粒子の散乱振幅を[分子]/[分母]という形で求めるための近似法。二体の散乱振幅 $A(s, t, u)$ に対するマンデルスタム表示を部分波展開すると部分波振幅 $A_l(\nu)$ に関する分散式

$$A_l(\nu) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty d\nu' \frac{\text{Im} A_l(\nu')}{\nu' - \nu - i\epsilon} + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{-\nu^2/4} d\nu' \frac{\text{Im} A_l(\nu')}{\nu' - \nu - i\epsilon}$$

が得られる(ただし μ は散乱粒子の質量)。さらにユニタリ性をつかうと $\nu > 0$ で $\text{Im} A_l(\nu) = \rho_l(\nu) |A_l(\nu)|^2$ ($\rho_l(\nu)$ は弾性度を表す関数)。いま、左側のカットに沿っての不連続性が与えられた場合、上の非線形の積分方程式が解ければ $A_l(\nu)$ を求めることができる。この方程式を線形化するため、G. Chew と S. Mandelstam は N/D 法という方法を提案した。いま左側のカットのみをもって $\nu > 0$ では実数である関数 $N_l(\nu)$ と右側のカットのみをもつ $\nu < 0$ で実数である関数 $D_l(\nu)$ を導入して $A_l(\nu) = N_l(\nu)/D_l(\nu)$ とおく。l, u チャネルで交換されるハドロンによる力、つまり、左側のカットに沿っての不連続性が与えられた場合 $N_l(\nu), D_l(\nu)$ が解ければ $A_l(\nu)$ が求まり s チャネルの束縛状態、共鳴状態を求めることができる。この方法を N/D 法という(分子:numerator, 分母:denominator の略である)。

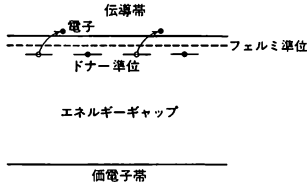
N 型コネクター [英 type N connector, 仏 connecteur à type N, 露 разъем типа N] 特性インピーダンスが 50 Ω に設計された高級同軸コネクターである(他に中心導体を細くした 75 Ω 用もある)。使用周波数領域は 18 GHz 以下で、マイクロ波帯の機器、測定器などに広範囲に使用されている。電圧定在波比は、任意のプラグとジャックを組合せ 10 GHz で 1.2 以下(特に注意して加工したものは 18 GHz で ± 0.003 以下)である。高耐電圧用として NH 型コネクターがあり、特性インピーダンスは 50 Ω で同一で



N 型コネクター

あるが、耐電圧は5000Vである。

n 型半導体 [英 n-type semiconductor, 独 n-Typ-Halbleiter, 仏 semiconducteur type n, 露 полупроводник типа n] 電気伝導に関与する主なキャリアが電子である半導体で、そのホール定数は負である。普通はドナーを含む半導体(⇒外来半導体)で、ドナー準位に束縛されている電子が伝導帯に励起され自由電子となるものである(図



参照)。アクセプターを同時に含んでいても、自由電子の方が自由正孔よりも多数である場合には、やはり n 型である。低温における自由電子は主にドナーからの励起で生ずるから、n 型半導体のフェルミ準位はドナー準位と伝導帯との中間、つまりエネルギーギャップのなかで伝導帯の下端のすぐ下に位置する。この場合、電気伝導率の示す活性化エネルギーがドナー準位の束縛エネルギーに等しい。電子が価電子帯から伝導帯に直接励起されるような高温になると、物質は真性半導体となり、フェルミ準位はエネルギーギャップの中間に位置する。

N 過程 [英 N-process, 独 N-Prozess, 仏 processus N, 露 N-процесс] = ノーマル過程

N 極 [英 north pole, 独 Nordpol, 仏 pôle nord, 露 северный полюс] ⇒ 磁力線

N 積 [英 N-product, 独 N-Produkt, 仏 produit N, 露 N-произведение] = ノーマル積

n 体分布関数 [英 n particle distribution function, 独 n-Teilchen-Verteilungsfunktion, 仏 fonction de distribution de particule n, 露 n-частичная функция распределения] N 粒子系で n 個の粒子の座標と運動量を指定したときの分布関数。N 個の粒子から成る古典力学で記述される系を考える。粒子の座標 r_1, r_2, \dots, r_N (まとめて q と略記する), 運動量 p_1, p_2, \dots, p_N (まとめて p と略記する)を決めれば系の力学状態が決る。系が1つの熱力学的状態(平衡, 非平衡は問わない)にあるとき, 熱力学的観測をしても特定の (q, p) をつり上げるわけにはいかない。そうした観測はミクロに見れば極めて粗大なものであり, また元来, 1つの熱力学的状態に対応する (q, p) のセットは無数にある。物理量 $F(q, p)$ の熱力学的観測値 $\bar{F}(t)$ は, これらの (q, p) についての $F(q, p)$ のある種の平均ということになるはずであるが, この平均の際の重み $\rho(q, p)$ を位相分布関数あるいは N 体分布関数という。規格化を $\iint \rho(q, p) dq dp = 1$ とすれば, 定義により

$$\bar{F}(t) = \iint F(q, p) \rho(q, p) dq dp$$

となる。N 体分布関数 $\rho(q, p)$ のことを $f^{(N)}(q, p)$ と書く。 $\rho(q, p)$ の運動はリウビル方程式に従う。

同種粒子から成る系について, 一体分布関数 $f(r, p)$ は

$$f(r_1, p_1) = \int dr_2 \dots dr_N dp_2 \dots dp_N f^{(N)}(q, p)$$

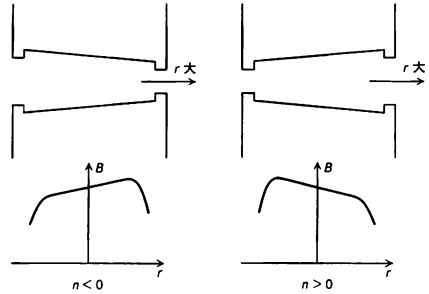
によって N 体分布関数と結ばれている。一般に $1 \leq n < N$ として, n 体分布関数 $f^{(n)}(r_1, \dots, r_n; p_1, \dots, p_n)$ は

$$f^{(n)}(r_1, \dots, r_n; p_1, \dots, p_n) = \int dr_{n+1} \dots dr_N dp_{n+1} \dots dp_N f^{(N)}(q, p)$$

によって定義される。

N 体問題 [英 N-body problem, 独 N-Körper-Problem, 仏 problème des N corps, 露 задача N тел] = 多体問題

n 値 [英 n-value, 仏 valeur de n, 露 значение n] サイクロトロン, ベータトロン, シンクロトロンなどの円型加速器で用いられる電磁石において, ビーム集束のための磁極間の磁束密度の勾配の大きさを示す指標のこと。n 値はベータトロン振動の安定性を研究する過程で導入された量であり, 半径 r における磁束密度を $B(r)$ とすると, $n = -(r/B)(dB/dr)$ により定義される。図に示すように,



磁極間のギャップが外開きの電磁石では, r が大きくなるにつれて磁場が弱くなるので $n > 0$ となり, 内開きの電磁石では $n < 0$ となる。シンクロトロン用電磁石の場合などでは, n 値の定義として $n = -(r_0/B_0)(dB/dr)$ を用いることがある。 r_0 は平衡軌道の曲率半径, B_0 は平衡軌道上の磁束密度を表す。この場合 n 値が r によらず一定となるような磁場を発生する磁極面の形は双曲線である。ベータトロン振動の安定性と n 値の間には, 表に示すような関係

	軌道面内の ベータトロン振動	軌道面に直交な方向の ベータトロン振動
安定	$n < 1$	$n > 0$
不安定	$n > 1$	$n < 0$

がある。両方向のベータトロン振動が安定となるためには, n 値は0と1の間になければならない。普通0.5ないし0.75の値が選ばれる。このようにして得られるビームの集束方式は弱集束方式とよばれる。強集束では $|n| > 1$ であるが, n の符号が+と-の電磁石を交互に配置する。

NDO 法 [英 NDO method, 仏 méthode NDO, 露 метод ПДП] ⇒ 半経験的分子軌道法

n- π^* 遷移 [英 n- π^* transition, 独 n- π^* Übergang, 仏 transition n- π^* , 露 n- π^* переход] C=N, C=O, C=S, N=N などの結合や, NO, NO₂ などの基を含む不飽和化合物では, N, O, S が孤立電子対を含む価電子配置をとっているため, π - π^* 遷移のみならず, 孤立電子対の電子軌道から反結合性の励起 π 電子軌道への遷移も起りうる(⇒孤立電子対, π - π^* 遷移)。これを n- π^* 遷移という。ここに n は nonbonding (非結合) の略である。

孤立電子対は結合に関与する電子よりも高いエネルギー状態にあり, しかもその電子雲は π 電子のそれとほとんど重なり合わないため, n- π^* 遷移による吸収(n- π^* 吸収)

の強度は $\pi-\pi^*$ 吸収の場合に比べて著しく弱く、その位置も $\pi-\pi^*$ 吸収より長波長側に現れることが多い。また、 π 電子系が平面構造をとる場合には、 $\pi-\pi^*$ 吸収の遷移モーメントが分子面にほぼ平行であるのに対して、 $n-\pi^*$ 吸収のそれは分子面にほぼ垂直である。また、 $\pi-\pi^*$ 吸収は電子供与性置換基(カルボキシ基、アミノ基など)の影響によって、長波長側にずれるが、 $n-\pi^*$ 吸収の場合には著しく短波長側にずれる。

溶媒を極性にすると、 $\pi-\pi^*$ 吸収は多くの場合やや長波長側にずれ、かつその構造がいくらかぼやけるが、 $n-\pi^*$ 吸収の場合には基底状態と励起状態が重なりあわないために、著しく短波長側にずれる。特に溶媒を酸性にすると、孤立電子対とプロトンが配位結合を形成するので、 $n-\pi^*$ 吸収は多くの場合消失してしまう。 $\pi-\pi^*$ 遷移と $n-\pi^*$ 遷移との判別は、通常吸収強度の大小に基づいて行われるが、弱い $\pi-\pi^*$ 遷移との判別については、上記の溶媒効果の規準が有用になる。

npn 接合 [英 n-p-n junction, 露 n-p-n переход]

⇒ 半導体接合

1/N 展開 [英 1/N expansion, 独 1/N Abhängigkeit, 露 разложение по 1/N]

[1] 統計力学の分野で、臨界現象を取扱うためのひとつの系統的方法。小文字の n を用い、 $1/n$ 展開と称すること多い。臨界現象における普遍性によると、臨界指数などの普遍量は空間次元数 d 、スピン次元数 N 、ポテンシャルレンジのパラメーター σ の3つに依存する。ただし、 σ は交換相互作用エネルギーの距離依存性を $J(r) \propto 1/r^{d+\sigma}$ (空間距離 $r \rightarrow \infty$) と表したときのパラメーターである。簡単のため、近距離力 ($\sigma=2$) の場合を考えると、普遍量は基本的に d と N だけの関数となる。1970年代初期から発展してきたくりこみ群の方法によると、これらの普遍量は、 N を固定したとき、 $\epsilon=4-d$ のべき級数の形で展開される。これを ϵ 展開という。これに反して、 $1/N$ 展開では、 $2 < d < 4$ を満たす d を固定しておき、 $1/N$ のべき級数で普遍量が展開される。こういう意味で、 ϵ 展開、 $1/N$ 展開は互いに相補的な展開法である。 $1/N$ 展開の基本的な考え方は、 n ベクトル模型で $n \rightarrow \infty$ の極限は球形模型と一致し厳密解が求まるので、この厳密解を出発点として諸量を摂動論的に処理するというものである。たとえば、一般の d に対しては $1/N^3$ の項まで、各種の臨界指数の具体的な展開が得られている。また、遠距離力 ($\sigma < 2$) に対する $1/N$ 展開も論じられている。

[2] 場の理論における展開法のひとつ。自然界にはしばしば $SU(N)$ 対称性が現れるが、この N を大きなパラメーターと見なし、 N の逆べきに関していろいろの物理量を展開する操作をいう。この処法は最初 G't Hooft (1974年)によって色に関する $SU(N)$ 群に対し適用され、その展開の初め頃には、平面図形に対応するもののみが現れることが示された。特に時空二次元の理論では、その次数の範囲で通常の摂動級数の無限和に当るものが計算され、閉込められたクォークのグリーン関数が求められることによって注目された。その後、この考え方は香りの自由度に対しても適用され、ハドロン反応の分類に用いられた。この展開は実際に N が大きくないときにも、理論に現れる図形の位相幾何学的特性によって特徴づけられた分類法として、有効な手段を提供する。またこの $1/N$ 展開の方法は上述の場合以外にもゲージ理論、スピン系その他 $O(N)$ 、

$U(N)$ などの対称性をもつ各種場の理論にも適用され、 $1/N$ の低次で図形が簡単な位相幾何学的特性をもつことを利用し、あるいは経路積分の漸近評価が可能になることを利用して、場の理論の性質を解析的に調べるのにしばしば用いられている。

n ベクトル模型 [英 n-vector model, 仏 modèle de vecteur n, 露 n-векторная модель] イジング模型を一般化した模型で、1968年 H. E. Stanley により提唱された。イジング模型の場合、 i 番目の格子点に置かれたスピン変数 S_i は $S_i = \pm 1$ という値をとる。また、 i 点と j 点間の交換相互作用は $-J_{ij} S_i S_j$ と表される。このスピン変数を n 次元のベクトル S_i に、また交換相互作用を $-J_{ij} S_i \cdot S_j$ と拡張した模型を n ベクトル模型という。通常、 S_i の大きさに対する制限として

$$S_i^2 = \sum_{m=1}^n S_i^2(m) = n$$

を導入する。ここで $S_i(m)$ は S_i の m 番目の成分である。特に、 $n=1$ とおけば、この模型はイジング模型に帰着する。また、 $n=2, 3$ はそれぞれ古典的な XY 模型、ハイゼンベルグ模型を表す。物理的に可能な n の値は $n=1, 2, 3$ に限られるが、これ以外に n を拡張すると便利になることが多い。たとえば、 $n \rightarrow \infty$ の極限では球型模型となり、また、 $n=-2$ とおくとガウス模型(分子場理論)と一致する。さらに、 $n=0$ の場合は、P. de Gennes が示したように、高分子鎖の排除体積効果に関する問題に対応する。

エネルギー [英 energy, 独 Energie, 仏 énergie, 露 энергия] 一般的な用語としては、活力や精力のこと。物理学では物体や系がもっている仕事をする能力の総称。語源はギリシア語の *εργον* (仕事)であるが、19世紀の初め、T. Young が、*A Course of Lectures on Natural Philosophy* (1807年)の中で、「力」に代わって、この語を用いた。すでに、17世紀の終りごろ、G. W. von Leibniz は、質量 m と速度 v の物体の活力(*vis viva*)を mv^2 で表現し、力学的エネルギーの保存則を把握しようとした。その後、G. Coriolis は、活力を $(1/2)mv^2$ としたが、これが今日の運動エネルギーである。

静止している質量 m の物体に力が働き、その速さが v になったとすると、力が物体にした仕事は $(1/2)mv^2$ である。逆に速度 v の物体が静止するまでに $(1/2)mv^2$ の仕事をすることができる。つまり、速度 v の物体は $(1/2)mv^2$ の仕事をする能力をもっている。このエネルギーは物体の運動によって生ずるので特に運動エネルギーという。物体の速度が外力を受けて v_0 から v に変わるとき、運動エネルギーの変化は $(1/2)mv^2 - (1/2)mv_0^2$ となる。ここで、重要なことは、エネルギーは初めの速度 v_0 と終りの速度 v のみで決り、途中の変化のしかたに無関係なことである。剛体の回転によって生ずる回転エネルギーも運動エネルギーの一種である。

2つ以上の物体で構成される系で、物体間に働く内力によって生ずるエネルギーが、物体相互の位置、たとえば物体間の距離、によって決る場合がある(=保存力)。これを位置エネルギーまたはポテンシャルエネルギーという。地表から高さ h のところにある質点の位置エネルギーは、 mgh で与えられるが、これは、地球と質点の間に働く万有引力によって生ずる位置エネルギーを地球半径を基準として近似的に表したものである。ここで h が変われば、

位置エネルギーが変わり、それに応じて質点の運動エネルギーが変化する。すなわち、系内の物体相互の位置が変われば、位置エネルギーも運動エネルギーも変化する。その際、物体の運動エネルギーの総和と位置エネルギーの和は一定であることがわかっている。これを力学的エネルギーの保存則という。ところが、物体間に摩擦や抵抗が存在する場合には、力学的エネルギーの保存則は成り立たなくなる。それは、摩擦や抵抗によって物体の温度が上昇し、力学的エネルギーが熱に変わるからである。熱は、物体を構成している分子や原子の運動や相互作用に起因するエネルギーであるが、分子や原子の数が無限に多いときには、個々の分子や原子のエネルギーに着目せず、全体のエネルギーを熱として取扱うのが熱力学の立場である（⇒熱エネルギー）。熱は仕事をする能力をもっており、物体が熱を放出して仕事をすると、温度が下がる。たとえば気体が膨張してピストンを押すと、気体の温度が下がる。逆に外力によって気体が収縮すると、気体の温度が上がる。これらの場合に、仕事と熱の両方を考慮すると、エネルギーの保存則が成立する。これが熱力学第一法則である。

熱とともに、われわれの日常生活に関係が深いのが、電気エネルギーである。電気エネルギーはモーターによって力学的エネルギーに変換され、また、電熱器によって熱エネルギーに変換される。送電線を通じて遠くに送ることもでき、また電波となって空間を伝わる。このように電気エネルギーは種々の形でわれわれの周辺に存在しているが、最も簡単な電気エネルギーは静電エネルギーであろう。つまり、電荷をもつ2つ以上の静止した質点間に働くクーロン力によって生ずるエネルギーである。これは万有引力と同じく質点間の距離に逆比例する位置エネルギーである（⇒逆二乗の法則）。しかし、ここで電荷をもつこれらの質点が運動していると、電流が流れることになり、その結果、磁場が生ずる。また、質点相互の距離が変化するので、電場も変化することになる。すなわち、運動している荷電粒子を取扱う場合には、必然的にそれを取巻く電磁場をも含めた系を考慮することが必要であって、空間のある領域内に存在する荷電粒子の運動エネルギーと、空間各点の電磁場に分布するエネルギーの和をとれば、エネルギーの保存則が成り立つ。この後者が、電磁場のエネルギーとよばれるものである。平行板コンデンサーのもつエネルギーとは、平行板間の電場のエネルギーであり、ソレノイドコイルのエネルギーは、コイル内の磁場のエネルギーである。光や放射は電磁波であり、そのエネルギーは電磁場のエネルギーである。

熱エネルギー源としての石油や石炭は、燃焼によって多量の熱を発生する。燃焼は、石油や石炭の分子が酸素分子と反応して、水と二酸化炭素を生ずる現象であり、その結果、熱が発生する。つまり、分子間の化学結合の変化によって熱エネルギーを生ずるわけであって、その意味で石油や石炭のもつエネルギーは化学的エネルギーといえる。分子や原子を結びつけている力は、原子や分子内の電子の配置によって決まっているので、もともと電気力に由来している。したがって、化学エネルギーは微視的な電気エネルギーの集積である。また、電気エネルギーを化学的な形で貯蔵しているのが電池である。

これまで主として巨視的な立場でエネルギーについて述べてきたが、原子、原子核、素粒子など微視的な対象については、量子力学でのエネルギーを理解しなければならな

い。量子力学においては物理量は演算子として表現され、その値は、演算子の固有値で与えられる。エネルギーを表す演算子はハミルトニアンであり、その固有値がエネルギーである。たとえば、ポテンシャル場での粒子のハミルトニアンは、運動エネルギー演算子とポテンシャルエネルギー演算子の和で与えられ、その固有値がエネルギーを与えるが、どれだけが運動エネルギーで、どれだけがポテンシャルエネルギーであるということとはできない。ただ、運動エネルギーやポテンシャルエネルギーそれぞれの平均値を求めることはできる。量子力学が最も成功した例のひとつは原子内での電子の状態を記述することである。原子内の電子は、原子核を中心とするクーロン場で運動をしていて、そのエネルギー（運動エネルギーとクーロン力によるポテンシャルエネルギーの和）は、とびとびの値をとる。これを電子のエネルギー準位というが、エネルギーの高い準位から低い準位へ電子が移ると、準位間のエネルギー差を光として放出する。逆に、電子が低い準位から高い準位へ移るときには、光を吸収する。すなわち、われわれが普通見ている光は、原子内の電子の微視的なふるまいに由来している（⇒古典量子論、量子力学）。

原子内の電子の状態が明らかにするにつれ、興味の対象は、原子の中心である原子核へと拡大した。1930年代になって、原子核は陽子と中性子の二種の粒子から構成されていることがわかったが、原子核の質量を精密に測定すると、構成粒子（陽子、中性子）の質量の総和より少し不足はあるが、軽いことが判明した。この質量差は質量欠損とよばれているが、これは、原子核内の陽子や中性子が相互に結合するのに必要なエネルギーを生ずるために質量が減っているためである。これこそ、アインシュタインの相対性理論により提唱された「質量とエネルギーは等価であり、 $E=mc^2$ （ c は光速）が成り立つ」ことを立証した事実であった。古典力学で取扱った物体の速度は一般に光速に比べて極めて小さかったので、質量は不変であり、運動エネルギー $(1/2)mv^2$ のみを考えれば十分であった。しかし、高速で運動している物体については、そのエネルギーは運動エネルギーと質量エネルギーをまとめて $mc^2(1-\beta^2)^{-1/2}$ ($\beta=v/c$) で与えられる。この式は $\beta \ll 1$ に対しては $(1/2)mv^2 + mc^2$ と近似でき、古典的表現に帰着する。

相対性理論が実証されるまで、すべての現象において物質は不滅であり、質量は不変であると考えられていた（⇒物質不滅の法則）。質量とエネルギーは別のものであり、質量がエネルギーに変換し、逆にエネルギーが質量に変換することはありえないことであつた。しかし、近代物理学においてはこの考えを改めなければならぬ。エネルギーは物質を生成することができるのである。たとえば、高エネルギーの X 線が電子・陽電子対を生成したり、高エネルギーの素粒子反応においては、各種の新しい粒子が作り出される。また、逆に原子核や素粒子の反応で物質が消滅すると大きなエネルギーを生ずる。自然に存在している原子核のうちでは質量数が50～70くらいの核がいちばん安定であるので、重い原子核は軽い核に分裂する傾向があり、逆に軽い核は結合によって重くならうとする。いずれの場合にも、質量がエネルギーに変換される。前者の例は、ウランの核分裂として原子力発電に利用されており、後者は核融合反応として近い将来の実用化を目ざして精力的に研究が進められている。ウラン1gが完全に核分裂したとすると、発生するエネルギーは約 8×10^7 kJ であり、

重水素 1g が核融合反応でヘリウムに変換すると約 $3 \times 10^8 \text{ kJ}$ のエネルギーを生ずる。これは、普通の化学反応で生ずる熱に比べて 100 万倍程度大きい。太陽の熱源も核融合反応であるが、核融合反応を連続的に起すには 1000 万度から 1 億度以上の高温が必要であり、このような高温のガスをつくるかというところが課題である。

物理学で扱うエネルギーには、原子や分子のもつエネルギーのように小さいものから、原子力のように大きいものまでであるので、対象に応じて適当な単位が使われている。J (ジュール) や cal (カロリー) は一般によく使用され、電気エネルギーを表すには Wh (ワット時) も用いられている。これらはいずれも巨視的なエネルギーの単位であって、原子や原子核など微視的な状態を扱う際には eV (電子ボルト) が用いられる。1 eV は約 $1.6 \times 10^{-19} \text{ J}$ である。常温 (=300 K) の気体分子の運動エネルギーは約 1/40 eV であるが、加速器で加速されたいわゆる高エネルギー粒子や宇宙線中の粒子のなかにはその 1 兆倍以上のエネルギーをもつ粒子もある。

エネルギー移行 [英 energy transfer, 独 Energie-transport, 仏 transfert d'énergie, 露 переход энергии] 原子または分子になんらかの形で蓄えられているエネルギーが他の原子または分子に移る現象の総称。エネルギー移動ともいう。エネルギーの形態は原子の場合電子エネルギー、並進運動のエネルギーであり、分子の場合にはこれらのほかに分子の振動、回転のエネルギーが加わる。エネルギーの形態によって E (電子), V (振動), R (回転), T (並進) の文字を用い、エネルギー移行の過程を E-E 移行, V-T 移行, E-V 移行などという名前前で区別している。エネルギー移行は励起エネルギーの移行である。たとえば E-V 移行では電子状態の励起エネルギーが振動状態の励起エネルギーに移行する (→励起移行)。分子性結晶などでの各振動モードの間のエネルギー移行も、分子性結晶を巨大分子と考えると V-V 移行の一種と考えてよい。原子・分子の集団の系に外部からなんらかの形でエネルギーが注入されると、熱的に非平衡な状態がつくり出されるが、これらの状態は原子・分子間および熱浴へのエネルギー移行によって熱平衡に達する (→緩和過程, 振動緩和, 回転緩和)。

エネルギー依存性 [英 energy dependence, 独 Energieabhängigkeit, 仏 dépendance de l'énergie, 露 энергетическая зависимость] 物理量がエネルギーの関数であるとき、その物理量はエネルギー依存性をもつという。

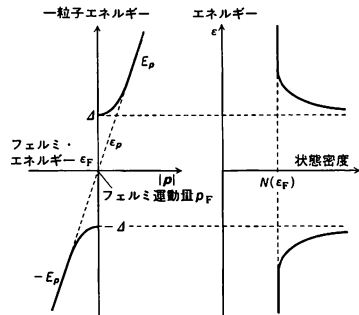
エネルギー・運動量テンソル = 運動量・エネルギーテンソル

エネルギーギャップ [英 energy gap, 独 Energielücke, 仏 lacune énergétique, 露 энергетическая щель]

[1] 固体電子論の場合、固体中の電子を仮に自由粒子と見なすとエネルギー準位は連続的であるが、結晶中では周期的なポテンシャル場が存在することを考えに入れると、準位は可付番個のバンドに分裂し、バンド間には一般にエネルギーのとびがある。これをエネルギーギャップとよぶ。周期ポテンシャルは、電子系に自発的に生じた電荷密度またはスピン密度の周期的な空間変化に由来するものであってもよい。やや狭い意味で、絶縁体や半導体における充満帯と伝導帯間のエネルギーのとびをエネルギーギャップと称することもある。

[2] 超伝導体の一粒子状態の励起エネルギーには、常伝

導体の場合と異なり、ある種のギャップが出現する。これをエネルギーギャップという。金属の超伝導はフェルミ面をはさみ幅 $2\hbar\omega_D$ (ω_D はデバイ振動数) の球殻内にある伝導電子間にフォノンを媒介とする引力が働き、クーロン斥力に打ち勝つことに起因する。この有効引力は短距離力であるので、パウリの原理の作用によって運動量が互いに逆向きで大きさが等しく、かつスピンも逆向きの電子対 (S 状態) 間に統計的束縛状態クーバー対が形成される。このためフェルミ面 (エネルギー ϵ_F) から測った一粒子状態の励起エネルギーは正常状態の $\epsilon_p = p^2/2m - \epsilon_F$ から、 $|p| < p_F$ に対して $-\epsilon_p$, $|p| > p_F$ に対して ϵ_p に変る (図参照)。



ここで

$$\epsilon_p = \sqrt{\epsilon_F^2 + \Delta^2}$$

である。Δ はクーバー対の束縛エネルギーと見なしてよい。このように励起エネルギーは、正常状態と比べて、フェルミ面直下では低くなり、直上では高くなるとともに、フェルミ面上で 2Δ のギャップをもつようになる。一方、状態密度を見ると図のように、正常状態の $N(\epsilon_F)$ から著しく変化し、フェルミエネルギー ϵ_F を中心に幅 2Δ のエネルギー領域では 0 となり、この領域の外側では $N(\epsilon_F) \epsilon / \sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}$ のように増加する。エネルギーギャップ 2Δ は温度の関数であり、温度の上昇とともに減少し、転移温度 T_c で 0 となる。関係 $2\Delta_{T=0} = 3.5 kT_c$ がある。エネルギーギャップはトンネル接合を用いて直接測定することができる。

[3] 超伝導体におけると同様なエネルギーギャップは原子核の励起状態にも出現する。原子核内核子の一体運動に取込めぬ相互作用として残留相互作用が考えられ、そのうちの短距離力の代表として対相互作用が導入される。対相互作用によれば、殻模型の軌道 (n, l, j, m) の粒子は、軌道 (n, l, j, m) の粒子と $J^\pi = 0^+$ の対をつくる。このように、相互作用の着物を着た粒子は、準粒子描像で記述される。ボグリュエボフ変換によって導入されるこの準粒子はエネルギーとして

$$E_a = \sqrt{(\epsilon_a - \lambda)^2 + \Delta^2}$$

(a は軌道を表す量子数のセット (n, l, j など), ϵ_a は殻模型の軌道 a のエネルギー, λ は有効フェルミエネルギー) をもつ。ここに出てくる Δ の 2 倍がエネルギーギャップである。その意味は、偶偶核の励起に対応する準粒子の励起のうちの最低のものは

$$2E_a \geq 2\Delta$$

となつて、2Δ より低い二準粒子励起はできないことにある。これは、 $J^\pi = 0^+$ に組んだ核子対を壊すに必要なエネルギーと見なせる。

エネルギー曲面 [英 energy surface, 独 Energiefläche, 仏 surface d'énergie, 露 поверхность энергии] ⇒ ポテンシャル曲面, 断熱ポテンシャル曲面, バンド理論

エネルギー散逸極小の原理 [英 principle of minimum dissipation of energy, 独 Prinzip der minimalen Energiedissipation, 仏 principe de la dissipation minimale d'énergie, 露 принцип минимальной диссипации энергии] 不可逆過程の熱力学において, 熱力学的力と熱力学的流量との間の線形な関係を与える変分原理である。巨視的体系の状態が n 個の示量変数で記述されているとする。熱力学的力を F_i ($i=1, \dots, n$), 熱力学的流量を J_i ($i=1, \dots, n$) とすると, それらが十分小さい範囲では

$$J_i = \sum_{j=1}^n L_{ij} F_j \quad (1)$$

あるいは

$$F_i = \sum_{j=1}^n R_{ij} J_j \quad (2)$$

という関係が成り立つ (L_{ij}, R_{ij} はオンサーガーの相反定理に従う)。この現象論的關係は, エントロピー生成速度

$$\dot{S}(F, J) = \sum_{i=1}^n F_i J_i \quad (3)$$

および, 散逸関数

$$\phi(J) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n R_{ij} J_i J_j \quad (4)$$

を用いて (⇒ 散逸関数), J_j の変分に関して

$$\phi(J) - \dot{S}(F, J) = \text{極小} \quad (5)$$

という条件から導くことができる (L. Onsager, 1931 年), これをエネルギー散逸極小の原理とよぶ。

エネルギー準位 [英 energy level, 独 Energieniveau, 仏 niveau énergétique, 露 энергетический уровень] 原子, 分子, 原子核などの量子力学的な束縛系の定常状態のエネルギーは, 特定の値とびの値しかとらない。このエネルギーの値を, その系のエネルギー準位という。エネルギー準位をわかりやすく示すために, 縦軸にエネルギーをとり, エネルギー準位のある位置に横線を引く図 (グロトリアン図) が用いられるので, このようによばれる。完全な定常状態ではなく, 有限の寿命をもつ状態に対しても, そのエネルギーをエネルギー準位とよぶことはあるが, その場合には, 準位は不確定性関係に基づく幅をもつ (⇒ 準位幅)。

原子のエネルギーは, 核が静止しているとすれば, 電子の運動エネルギー, 電子と核の相互作用のエネルギー, 電子間の相互作用のエネルギーの和であるが, このエネルギーのとりうる値が原子のエネルギー準位となる。その数値はスペクトルの解析によって求められる。水素原子またはヘリウム原子の正イオンのように, 核と電子がそれぞれ 1 個しかない系で, クーロン相互作用以外の相互作用を無視すると, そのエネルギー準位は簡単に計算できて $-(1/2)(e^2/4\pi\epsilon_0 a_0)(Z^2/n^2)$ ($n=1, 2, 3, \dots$) となる。ここで $-e$ は電子の電荷, ϵ_0 は真空の誘電率, a_0 はボーア半径, Z は核の電荷である。精密な議論ではクーロン相互作用のほか, スピン軌道相互作用, 超微細相互作用を考え, 外部電磁場の効果も考えねばならない。

分子では, 核が平衡の位置に静止しているとすれば, エネルギーは原子について述べたもののほかに, 核間の相互作用が加わる。このエネルギーのとりうる値を分子の電子状態のエネルギー準位という。これに核の振動のエネルギー

と分子の回転のエネルギーを加えたものが分子のエネルギーである。これら振動と回転についてもそれぞれのエネルギー準位があり, それぞれ振動準位, 回転準位という。分子のエネルギー準位も, 原子の場合と同じく, スペクトルの解析によって求めることができる。

エネルギー準位図 [英 energy-level diagram, 独 Energieniveaudagramm, 仏 diagramme des niveaux d'énergie, 露 схема энергетических уровней] 原子, 分子, イオン, 原子核など量子力学系の励起状態の構造を見るために, スペクトル項を横軸にとり, そのエネルギー値を縦軸に図示したもの。基底状態を含めて全体の準位を図示したものや一部の準位のみを図示したものなどを総称してエネルギー準位図という。図 1 に He 原子のエネルギー準位図

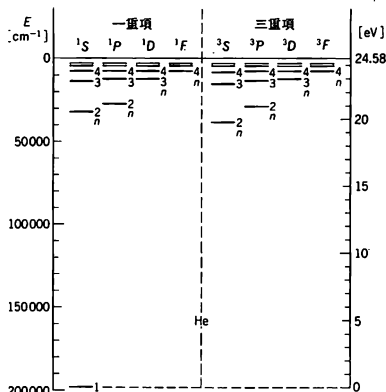


図 1

を示す。原子(イオン)のエネルギー準位図では準位のエネルギー値はイオン化限界を基準として負側に波数で示す。原子, 1 価イオン, 2 価イオン, … を同時に図示するエネルギー準位図ではエネルギー値の基準を原子の基底状態にとり電子ボルト(eV)単位で示す。エネルギー準位図にスペクトル項間の遷移を線で示し, スペクトル線の波長を記入したものをグロトリアン図という。分子(イオン)のエネ

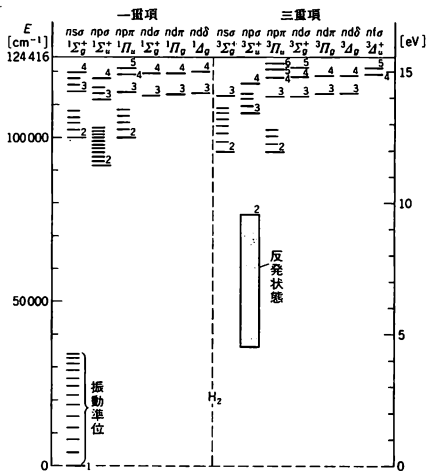


図 2

ルギー準位図は原子のものとはほぼ同じであるが振動準位が付け加えられ、より複雑になる。図2にH₂分子のエネルギー準位図を示す。分子の準位のエネルギー値は常に中性分子の基底状態を基準にして波数および電子ボルト(eV)単位で示す。

エネルギースペクトル [英 energy spectrum, 独 Energiespektrum, 仏 spectre d'énergie, 露 энергетический спектр] = エネルギー分布。宇宙線強度のエネルギースペクトルについては(⇒宇宙線)。

エネルギー選別器 [英 energy selector, 仏 sélecteur d'énergie] 原子や分子を標的とする実験では励起状態のエネルギーが近接しているために、衝突の詳しい解析をしようとすると、入射粒子として用いる粒子源の熱エネルギー分布が妨げになる場合が多い。たとえばフィラメントから熱放出された電子は0.2eVあるいはそれ以上のエネルギーの広がりをもっている。これをそのまま使ってエネルギー損失スペクトルを測ったのでは分子の振動状態さえ区別することができない。このため、入射粒子を衝突前に選別し、エネルギーのそろった粒子線として実験に用いることがしばしば行われる。このような目的の装置をエネルギー選別器という。図はそれのような装置の原理を示している。図1は電子線(荷電粒子)の例で、フィラメントから放

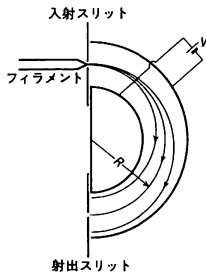


図1

出された電子を球形コンデンサのつくる中心力電場の中を通すものである。入射スリット、射出スリットの置かれる軌道半径を R 、電子の質量 m 、速度を v とすると遠心力 mv^2/R が内球と外球の電位差 V で決まる中心力とつり合った場合だけ射出スリットを通過できる。図2は原子ビー

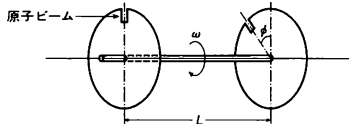


図2

ム(中性粒子)の場合で、スリットを切った一組の円板を高速で回転させ粒子の飛行時間によって速度選別する。円板間の距離を L 、粒子の速度を v とすると、粒子の飛行時間は L/v である。最初のスリットを粒子が通過したとき、次の円板のスリットが角度 ϕ の位置にあったとし、回転の角速度を ω とすると粒子の飛行時間が、 $(\phi + 2\pi n)/\omega$ のときだけ粒子は二番目のスリットを通過することができる。すなわち

$$\frac{L}{v} = \frac{\phi + 2\pi n}{\omega} \quad (n=0, 1, 2, \dots)$$

の関係が成り立つ。これから、2つのスリットを通過できる粒子の速度は

$$v = \frac{\omega L}{\phi + 2\pi n}$$

となる。このままではスリット系を通過できる粒子の速度が何通りもあることになるが、2つの円板の間にスリットの位置が少しずつずれた何枚もの回転円板を置くことによって $v = \omega L/\phi$ の粒子だけを取出すことが可能になる。遅い中性子の選別については(⇒中性子速度選別器)。[50]

エネルギー損失 [英 energy loss, 独 Energieverlust, 露 энергетические потери] 粒子が物質中を通過するとき、物質内での各種の衝突過程により、エネルギーを失うことをいう。普通、粒子が物質中で距離 dx だけ進んだときに失うエネルギーを dE として、 $-(dE/dx)$ で単位長さ当りのエネルギー損失を表す。また、この量は粒子が物質に与えるエネルギーという意味で線エネルギー付与ともいわれる(⇒線エネルギー付与)。エネルギー損失の過程は、粒子の種類やエネルギーによって異なるが、その主要なものは次のとおりである。

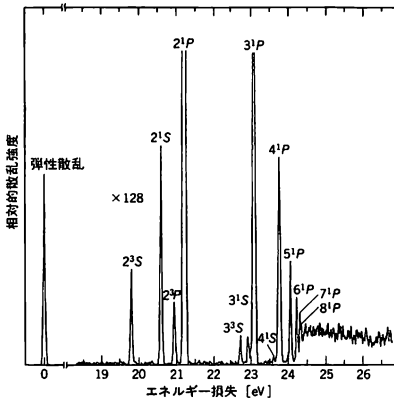
(1) 陽子、 α 粒子、イオンなど重い荷電粒子は、物質との電磁的相互作用をするので、物質原子内の電子の励起や電離、金属や半導体中でのプラズモンなど準粒子の励起などによってエネルギーを失う。このうち、電子を励起または電離することによるエネルギー損失は電離損失とよばれ、粒子の速度が極めて遅い場合を除いて、すべてのエネルギー領域で最も重要な過程である。このエネルギー損失の値はベーター-ブロッホの公式で与えられる(⇒電離損失)。この公式によれば、電離損失の値は相対論的な領域ではほぼ一定であるが、非相対論的な領域では速度が小さくなるにつれて大きくなる。しかし、粒子のエネルギーが低くなって、核子当り数百keV以下の領域では、ベーター-ブロッホの公式は適用することが困難で、エネルギー損失は粒子の速度に比例することが知られている。また、このようなエネルギー領域では、金属や半導体中の電子の集団モード励起(プラズモン励起)によるエネルギー損失も大きく、自由電子ガス系では、電子を個別的に励起、電離することによるエネルギー損失と等価となる(⇒阻止能の等分配則)。荷電粒子のエネルギーが十分高い場合には、荷電粒子が物質内の原子核と衝突して、核反応や非弾性散乱を起す過程が無視できなくなる。この過程では1回の衝突で失うエネルギーが極めて大きく、場合によっては粒子はそこで止まってしまうが、この反応の起る確率は電子との衝突過程に比べれば非常に小さい。荷電粒子が原子核と弾性的に衝突して、原子核にエネルギーを与えることによるエネルギー損失は、エネルギーの低いイオンの場合には重要となる(⇒LSS理論)。電子の場合にも、重い荷電粒子の場合と同じように、物質原子内の電子を励起、電離することによってエネルギーを失う。この場合には、電子と電子の衝突となるので、衝突の際に失うエネルギーのゆらぎが大きく、電子に対する電離損失の公式を用いなければならない。電子のように質量の小さい荷電粒子は物質中を通過する際、原子核のクローン場て加速を受け、電磁波を放出する(⇒制動放射)ことによってエネルギーを失う。これを放射損失といい、エネルギーが高い領域で重要となる。電離損失はエネルギーとともに減少して、相対論的な領域ではほぼ一定となるのに反して、放射損失はエネルギーとともに大きくなるので、あるエネルギー直で電離損失と放射損失が等しくなる。このエネルギーを臨界エネルギーといい、物質の原子番号 Z にはほぼ反比例し、700MeV/ Z の程

度である。光速に近い荷電粒子の場合には、チェレンコフ放射によるエネルギー損失があるが、その量は電離損失に比べてはるかに小さい。

(2) 中性子が物質中を通過するときには、原子核との相互作用によってエネルギーを失う。中性子の原子核との衝突は弾性衝突と非弾性衝突に分けられる。中性子が原子核との弾性散乱でエネルギーを失う過程は、原子炉内での中性子の減速や加速器から放出される中性子の速へいなどに見られる。この場合には1回の衝突で失うエネルギーは原子核の質量が軽いほど大きい(⇒レザジー)。遅い中性子の速へいに水素を多く含んだパラフィンや水が有効なのはこのためである。中性子と原子核との非弾性衝突には種々の過程があるが、大部分のエネルギーを失う場合が多く、反応によって発生する二次粒子が問題になることが多い。

(3) 紫外線、X線などの光が物質中を通過するときには、光電効果や電子・陽電子対発生により吸収され、またコンプトン散乱によってエネルギーを失う。光の場合には、エネルギー損失よりも吸収が問題になることが多い。

エネルギー損失スペクトル [英 energy-loss spectrum, 独 Energieverlust-Spektrum, 仏 spectre de perte d'énergie, 露 спектр потери энергии] エネルギーのそろった粒子線を標的に当て、散乱された粒子のエネルギー分析を行うと、衝突により標的を励起した粒子はその励起エネルギー分だけエネルギーを失って検出される。ある散乱角度で弾性散乱された粒子のエネルギーを基準(エネルギー損失 $W=0$)とし、エネルギー損失 W を横軸にとり、縦軸に散乱粒子の強度分布を描かせたものをエネルギー損失スペクトルという。図は He に 50eV の電子線を当



て散乱角 21° で測定した例である。エネルギー損失スペクトルは、励起エネルギーごとの散乱微分面積の決定や、標的の励起状態のエネルギーの決定のために用いられる。後者の目的には入射粒子として電子を用いる場合が多い。一般に電子の入射エネルギーが高く、散乱角が小さい場合には、エネルギー損失スペクトルは光の吸収スペクトルに似たものになるが、入射エネルギーが低く、散乱角が大きいと基底状態からの遷移が光学的に禁止されているような状態への励起が強く検出されるようになる。最近に入射粒子として電子ではなく正イオンを用いたエネルギー損失スペクトルもとられている。図

エネルギー弾性 [英 energy elasticity, 独 Energieelastizität, 仏 élasticité d'énergie, 露 энергетическая уп-

ругость] 物体の変形において、伸びたときの収縮力が内部エネルギーの増加によって支配される弾性。たとえば、有機化合物で、変形によって要素間の結合距離(たとえば C-C の距離)や結合の原子価角に変化が生じるような場合、原子間のポテンシャルエネルギーの変化によるエネルギー的な復元力が弾性を引起す。また、このような弾性は金属や低分子結晶固体が変形する際にも現れる。いまヘルムホルツの自由エネルギーを F 、内部エネルギーを U 、エントロピーを S で表すと、試料を等温的に dl だけ伸ばしたときの張力 f は式(1)で与えられる。

$$f = \left(\frac{\partial F}{\partial l} \right)_T = \left(\frac{\partial U}{\partial l} \right)_T - T \left(\frac{\partial S}{\partial l} \right)_T = f_E + f_S \quad (1)$$

式(1)において

$$\left(\frac{\partial U}{\partial l} \right)_T \gg T \left| \left(\frac{\partial S}{\partial l} \right)_T \right| \quad (2)$$

が成り立ち

$$f \approx \left(\frac{\partial U}{\partial l} \right)_T = f_E \quad (3)$$

で示されるときの f 値がエネルギー力で、このときの弾性がエネルギー弾性である。エネルギー弾性に基づく弾性率は $10^9 \sim 10^{10} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ に達し、エントロピー力 f_S による弾性率(エントロピー弾性)が $10^5 \sim 10^6 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ であるのに比べて非常に大きい値を示し、その温度勾配が負であることが特徴的である。熱力学の関係式

$$\left(\frac{\partial S}{\partial l} \right)_T = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_l \quad (4)$$

を用いると、式(1)は

$$f = \left(\frac{\partial U}{\partial l} \right)_T + T \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_l \quad (5)$$

となり、張力の温度依存性の切片と勾配から f_E と f_S をそれぞれ求めることができる。

エネルギー伝達 [英 energy transfer, 独 Energieübertragung, 仏 transfert d'énergie, 露 передача энергии] 一般にエネルギーを受け渡す現象のことで、エネルギー移行とよばれることもある。巨視的には、物体と物体の間でのエネルギーのやりとりのことで、古典力学的な衝突や万有引力、電磁力による相互作用などを通じて行われる。微視的には、分子、原子、原子核、素粒子などの粒子間、または、粒子の集団の間でのエネルギーのやりとりで、上記の万有引力や電磁力のほかに、強い相互作用や弱い相互作用によって起る。原子・分子の衝突については(⇒エネルギー移行)。

エネルギー伝搬速度 [英 velocity of energy transfer, 独 Geschwindigkeit der Energieübertragung, 仏 vitesse de transfert d'énergie, 露 скорость передачи энергии] ⇒ エネルギーの流れ

エネルギー等分配 [英 equipartition of energy, 独 Gleichverteilung der Energie, 仏 équitpartition de l'énergie, 露 равномерное распределение энергии] ⇒ 等分配則

エネルギーの単位 [英 units of energy, 独 Einheiten der Energie, 仏 unités d'énergie, 露 единицы энергии] エネルギーの単位は、エネルギーの形態の違い(力学的か熱的か電磁的かなど)や学術分野の違い(熱力学か分光学か相対論かなど)に応じて、いく通りも考えられているが(総合的には、付録の表を参照)、国際単位系(SI)では、すべての形態、すべての分野を通じて1種類のエネルギー単位を使うとの原則が採用されている。ここでは、エネ

ギー単位に関する SI での扱いをまず示し、次に、国際規格や法律での扱いを示す。

(1) 国際単位系(SI)：エネルギー・仕事・熱量の 3 者に共通な単位(階級は SI 組立単位)としてジュール(J)をあげ、SI 以外の単位だが SI と併用する(ただし、SI 単位の値は実験によって求められる)単位として、つぎのものをあげ、その近似値を示している。電子ボルト(eV) $\approx 1.60219 \times 10^{-19}$ J

(2) CGS 単位系：エルグ(erg) $= 10^{-7}$ J のほか、熱量の単位カロリー(cal)、また、(波数を媒介にしてのエネルギー単位と考えられる)カイザー(K) $= 1 \text{ cm}^{-1}$ などがある。いずれも、SI の立場からは推奨しがたい。

(3) 重力単位系：重量キログラムメートル(kgf・m または kgw・m) $= 9.80665$ J のほか、ヤード・ポンド法のフートポンド(フートと重量ポンドとの積の意、ft・lb)。

(4) ヤード・ポンド法：上記 ft・lb のほか、英熱量(\Rightarrow BTU)など。

(5) 相対論によるエネルギー単位：質量単位(MU) $\approx 1.4924 \times 10^{-10}$ J

(6) その他：ジュール(J)のもうひとつの表現であるワット秒(Wh)は、SI の立場で認容可能と解されるがワット時(Wh) $= 3600 \text{ Ws} = 3600 \text{ J}$ は、時(h) (すなわち SI 以外の単位のうち SI と併用される単位)を援用したものであるにしても、3600 という数係数を含み、一貫性のある単位系の実用原則をそこなうので、SI の立場からみれば、限られた場合以外には認容しがたい。

上記の諸単位およびそれぞれの倍量単位、分量単位のうち国際規格や法律にあげられるものは、次のとおりである。

(7) 国際標準化機構の規格 ISO 1000(1981 年)での単位：エネルギーと仕事とに、J のほか EJ, PJ, TJ, GJ, MJ, kJ, mJ; eV のほか GeV, MeV, keV; Wh のほか TWh, GWh, MWh, kWh; 熱量に、J のほか EJ, PJ, TJ, GJ, MJ, kJ, mJ; 放射エネルギーに J 。

(8) 計量法での法定計量単位：仕事に、J のほか kJ, mJ, μ J; Ws のほか kWs, mWs, μ Ws; kgw・m(別記号 kgf・m または kg・m); erg; Wh のほか GWh, MWh, kWh; 限られた場合に、当分の間許される ft・lb; 熱量に、J のほか GJ, MJ, kJ, mJ, μ J; Ws のほか GWs, MWs, kWs, mWs, μ Ws; kgw・m (kgf・m, kg・m); cal のほか Gcal, Mcal, kcal; erg; Wh のほか GWh, MWh, kWh; 限られた場合に、当分の間許される BTU(別記号 B.T.U.); 電力量に Ws のほか kWs, mWs, μ Ws; J のほか kJ, mJ, μ J; Wh のほか GWh, MWh, kWh。

エネルギーの流れ [英 energy flow, 独 Energiestrom, 仏 courant d'énergie, 露 поток энергии] 空間に分布しているエネルギーが時間とともに移動するとき、流体の流れと同じようにエネルギーの流れを定義することができる。エネルギーの流れの大きさは、単位時間に単位面積を通るエネルギーの量で表す。エネルギーの空間分布が時間的に変化しないときには、エネルギーの流れは定常的であり、時間的に変化しているときには、エネルギーの流れは非定常的である。エネルギーの流れの代表的なものは熱伝導現象における熱流や電磁波の伝搬などである。18 世紀までは、熱は一種の流体のようなものだと考えられていて、この熱の流体は「熱素」とよばれていた。熱流の場合には、物体の温度を T 、熱伝導率を κ とすると、エネル

ギーの流れはベクトル $-\kappa \text{ grad } T$ で与えられる(\Rightarrow 熱伝導)。電磁場におけるエネルギーの流れは電場 E と磁場 B によって決り、ポインティング・ベクトル $(E \times B) / \mu_0$ で与えられる(\Rightarrow ポインティング・ベクトル)。流体の場合には、単位時間に単位面積を通過する流体の質量を密度で割って流速が得られるのと同じように、エネルギーの流れをエネルギー密度で割った量をエネルギー伝搬速度という。電磁波の場合には、たとえば平面波で直線偏光の電磁波について、ポインティング・ベクトルを計算してみると、電磁場のエネルギー密度 $[e_0 E^2 + (B^2 / \mu_0)] / 2$ に伝搬速度 c ($=$ 光速)を掛けただけの量になり、電磁場のエネルギーが光速で伝搬することがわかる。熱流の場合には、熱が出入りすることによって物体の温度が変化するので、エネルギー伝搬速度は、見かけの上で温度の伝わる速さとして観測される。すなわち、単位体積当りの熱容量は単位質量当りの比熱 c と密度 ρ の積であるから、 $(-\kappa \text{ grad } T) / \rho c$ が温度の伝わる速度を与える。ここに現れる係数 $(\kappa / \rho c)$ を温度伝導率または温度拡散率とよぶ。

エネルギー幅 [英 energy width, 独 Energiebreite, 仏 largeur d'énergie, 露 энергетическая ширина] = 準位幅

エネルギーバンド [英 energy band, 独 Energieband, 仏 bande énergétique, 露 энергетическая зона]

\Rightarrow ブロッホ関数

エネルギー表面(原子核の) [英 energy surface, 独 Energiefläche, 仏 surface d'énergie, 露 поверхность энергии] 多粒子系のエネルギーを複数の一般化座標について、その座標系の関数として図示して得られる曲面。原子核の低いエネルギーの集団励起運動の典型的なものとして、変形核の回転運動や、球形および変形核の表面振動運動などがある。これらの運動を記述する集団運動座標として幾組かのパラメーター $(\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n)$ をとる。その運動に関するポテンシャルエネルギーはパラメーター変数の関数として

$U(\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n) = \langle \phi(\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n) | \hat{H} | \phi(\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n) \rangle$ で与えられる。この式はエネルギー U も含めた $(n+1)$ 次元空間 $[\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n, U]$ において超曲面を決める。この超曲面をエネルギー表面とよぶ。

エネルギー分散型 X 線分光 [英 energy dispersive method in X-ray spectroscopy] = 波長分散型 X 線分光

エネルギー分析器 [英 energy analyser, 独 Energieanalysator, 仏 analyseur d'énergie, 露 анализатор энергии] \Rightarrow 電子分光法

エネルギー分布 [英 energy distribution, 独 Energieverteilung, 仏 distribution d'énergie, 露 энергетическое распределение] ある対象のもつエネルギーの分布をいう。その対象はたとえば「一次宇宙線中の荷電粒子全体」、「 ^{60}Co 原子核から放射される γ 線」、「気体中の分子」、「プラズマ中の電子」というように明確に定義されなければならない。エネルギー分布のことを、エネルギースペクトルともいうが、この場合は、何か(たとえば放射性同位体)から放射される粒子のエネルギー分布という意味で用いられることが多い(\Rightarrow γ スペクトル)。素粒子、原子核の反応や崩壊で終状態に存在する粒子のエネルギー分布は、エネルギーを変数とした微分断面積または微分崩壊確率に比例する(\Rightarrow 二重微分断面積)。

エネルギー変換 [英 energy conversion, 独 Energie-

umwandlung, 仏 conversion d'énergie, 露 преобразование энергии] ある形態のエネルギーを、ほかの形態のエネルギーに変えること。エネルギーには、力学的エネルギー(運動エネルギー、位置エネルギーなど)、熱エネルギー、化学エネルギー、電磁気エネルギー、光エネルギーなど多種多様な形態がある。また、[質量]×[光の速さ]²=エネルギーというアインシュタインの関係式によれば、質量もエネルギーと同等のものである。こうしたエネルギー形態間の相互変換の過程がエネルギー変換である。

石油を燃料とする火力発電を例にとって考えてみると、まず石油のもっている化学エネルギーは、燃焼という過程によって熱エネルギーに変換される。次に熱エネルギーは水に伝えられ、水は蒸気になる。この蒸気のもつ熱エネルギーと力学的エネルギーによって蒸気タービンを駆動し、これに直結した発電機をまわすことによって電気をつくりだすことができるが、これは力学的エネルギーから電磁気エネルギーへの変換である。すなわち、火力発電は、化学エネルギー→熱エネルギー→力学的エネルギー→電磁気エネルギーという一連のエネルギー変換過程から成り立っているといえる。

エネルギーは、本来不生不滅のものであるから(⇒エネルギー保存則)、変換の前後で量的変化は生じないはずであるが、エネルギー変換の目的は、ある形態のエネルギーを、われわれが必要とする(使いやすい)形態のエネルギーに変えることであるから、その目的とするエネルギーのみに着目すれば、変換の前後でのエネルギー量に差が生じることになる。変換して得られた目的エネルギーの量と、変換前に入力されたエネルギー量との比を、エネルギー変換効率という。その値は当然1よりも小さいが、特に熱エネルギーの場合には、これをほかのエネルギーに変換しようとすると、どのような方法を用いても、その変換効率は温度によって規定される最大値を超えることができない(⇒カルノーの定理、カルノー効率、熱力学第二法則)。

表に、各種エネルギー形態間の変換のための装置あるい

は変換に関係する現象(効果)の例を示す。この表には、光子、原子、分子、素粒子相互間での非弾性衝突や素粒子の生成・消滅などの微視的なエネルギー変換は含まれていない。しかしながら、エネルギー変換が物理学の全分野にわたっていることは理解できる。

エネルギー保存則 [英 energy conservation law, 独 Erhaltungssatz der Energie, 仏 théorème de la conservation de l'énergie, 露 закон сохранения энергии] 1つの質点の場合、これに働く力(合力)のする仕事は質点の運動エネルギーの増加に等しく、途中の道筋や速さには無関係である。これはエネルギー保存則の最も簡単な例である。力学系に保存力が作用している場合、この系にその保存力以外の力が W だけの仕事をしたとすれば、 W はその間の力学系の運動エネルギー T と位置エネルギー V の和の増加量に等しい。もし外力が働かなければ運動エネルギーと位置エネルギーの和は一定となる。すなわち $T+V=E$ 一定。これを狭義のエネルギー保存則という。摩擦などの現象を通じて力学的エネルギーの一部が物体の内部エネルギーになる場合、力学的エネルギーと内部エネルギーの和に対してエネルギー保存則が成り立ち、途中の変化に無関係である。これは熱力学第一法則とよばれている。電磁場の場合、1つの閉曲面 S で囲まれた体積 V に対し、 V 内の荷電粒子の運動状態と電磁場で決まるエネルギーの増加分を ΔE とし、 S の表面を通して V 内に流入するポインティング・ベクトルの量を P とすれば、 $\Delta E=P$ が成り立ち、やはりエネルギーは新たに生じたり、途中で消滅したりすることはない。エネルギーにはほかに化学的エネルギーをはじめ、音や光のエネルギー、核エネルギーなどさまざまな形のものがあるが、いずれにしてもある物理系を考えるとき、その系のもつエネルギーの総和の増加量 ΔE は、その間に外から系に流入したエネルギーの量 P に等しく、系の変化に無関係である。これを広義のエネルギー保存則という。特に系が孤立しているとき(閉じた系の場合)系内のエネルギーの総和は一定に保たれる。

エネルギー変換(現象または装置)の例

変換後 変換前	力学的 エネルギー	熱(内部) エネルギー	電氣的 エネルギー	磁氣的 エネルギー	光(電磁波) エネルギー	化学的 エネルギー
力学的 エネルギー	水力タービン	摩擦, 抵抗, 圧縮, 変形	静電誘導 電磁誘導 (発電機) 圧電効果	ΔE 効果	摩擦ルミネッ センス	メカノケミカ ル効果
熱(内部) エネルギー	熱膨張 (熱機関) 相転移	ヒート・ポンプ	ゼーベック効果 ペルティエ逆 効果 ピロ電気 熱電発電	磁場中での可 逆的温度磁化	熱放射 (白熱電球)	吸熱反応
電氣的 エネルギー	静電気力 電磁力 (電動機) 圧電逆効果	ジュール熱 ペルティエ効果 エレクトロカ ロリック効果	変圧器	電流の磁気作 用(電磁石)	電気ルミネッ センス レーザ	電気分解
磁氣的 エネルギー	磁 歪	断熱消磁 熱磁気効果	電磁誘導			磁気共鳴吸収
光(電磁波) エネルギー	光 圧	光の吸収	光電効果 (光電池)	光磁気効果	リン光	光合成
化学的 エネルギー	メカノケミカ ル効果	発熱反応	電極電位 (電池)		化学発光	

エネルギー密度 [英 energy density, 独 Energie-dichte, 仏 densité d'énergie, 露 плотность энергии] 単位体積当りのエネルギーの量のこと。物体内や空間にエネルギーが連続的に分布している場合に用いられる。単位は $J \cdot m^{-3}$ など。

エネルギーティーク [独 Energetik] エネルギーという量を自然の普遍的、基本的な存在とみなし、自然現象、さらには広く世界のすべてをエネルギーの変換と流動とによって把握、解釈しようとするひとつの考えかた。19世紀後半に、当時の熱力学の輝かしい成功を背景に、主としてドイツを中心に、自然科学者たちの間から起り、やがて当時の科学界を制圧し、ひとつの哲学的思潮ともなったものである。

熱力学は、19世紀なかばの熱の運動論的解釈とエネルギー概念の成立とによってその歩みを始めた。R. Mayer, J. P. Joule, H. von Helmholtz を経て、エネルギーの不滅性と其の転換とが基本的法則として確立されると、やがてそれは熱力学第一法則として定式化され、R. Clausius, W. Thomson らによるカルノーの定理の拡張・再定式化から導かれた熱力学第二法則と相まって、確定した形としての熱力学の体系が行われた。このことは熱素説を含む熱粒子説への決別を意味したが、18～19世紀を通じて支配的な自然観であった力学的自然観が、その一面として粒子的自然観に立脚するものとして考えられていたことを思えば、熱力学の登場は力学的自然観へのひとつの批判を含むものだったといえる。熱力学こそは力学を超えるさらに包括的な理論体系とも受けとられ、力学とは極めて異質な論理構造をもつ熱力学は、科学の新しい動向、新たな発見の道とみられた。あるいは、熱力学の成立をもって、物理学の完成とまで見る人々も生じた。

エネルギーのもつ普遍的、一元論的性格も多くの科学者たちの心情を魅了した。進化論者 E. H. Haeckel は、唯物論的一元論を標榜したが、エネルギーをその一元論的存在とみなした。この思想はやがて F. Ostwald らの強力な推進を経て、いわゆるエネルギーへと展開する。

有能な化学者であった Ostwald は、その研究の過程から粒子的描像の限界を感じていたようである。化学は本来、静的な対象ではなく、変化、転換の過程を取扱わなければならない。化学の進歩とともに、しだいに複雑な相互作用にかかわる変化過程が扱われるようになり、主として存在論に意味をもつ粒子的描像は有効なものではなかった。存在論は探究の現象論的段階では必ずしも必要ではなかったのである。熱力学は本質的に現象論的理論であり、個々の内的構造を離れて、総体としてのマクロな性質を記述する。それゆえ、この段階では、熱力学こそ科学の記述に適合した、極めて有効な論理であると思われた。彼は熱力学から発して、自然をエネルギーの変化と転換の過程とみることに躊躇しなかった。エネルギーこそ唯一の一元的存在であり、自然科学の任務はこのエネルギーの変化と流動の過程を記述することにはかならない、と彼は主張した。仮説的な粒子である原子論的記述は、不当で無効なものであり、排棄すべきものと考えられたのであった。

一方 E. Mach は力学の成立の歴史的過程を詳細に分析し、ニュートン力学の諸概念、論理の中に潜む形而上学的要素を指摘した。彼の主張によれば、科学は観測可能量に立脚すべきであり、自然科学的手段によって検知できないような量は自然科学の体系の中から追放されるべきであっ

た。ここから、科学の任務は、観測される諸事実の間の連関の記述にある、とする主張が引出される。この科学論はさらに展開され、いわゆる思惟経済説との結合により独自の実証主義哲学が形成される。

この Mach の哲学を思想的・理論的武装とし、熱力学の現象論の有効性を科学的背景とし、Haeckel, Ostwald, Mach ら当時の一流の科学者たちの科学的実践を現実的な迫力として、エネルギーティークはその勢力を伸張した。そして、最も広い範囲で成立し、最もよく経験を説明しうる思想こそ最も科学的な思想である、とされた。

エネルギーティークの主張者たちはやがてその概念をもっと広く拡張した。科学の世界、あるいは自然界ばかりでなく、人間や人間のつくる社会を含めて全世界をエネルギー概念のもとに統一的に解釈しようというのである。

一方科学界では、戦闘的なエネルギー論者たちは攻撃的の原子論的記述に向け、とりわけヘルムツ式運動論によって熱現象の解釈をすすめようとする立場を論難した。仮説的な「原子」を全自然科学から追放し、「悪しき唯物論を克服すること、これが彼らのモットーであった。事実、ハルネその他での学会における華々しい論争(エネルギー対原子論者の論争)は、19世紀の掉尾を飾る論争であった(⇒原子論)。

エネルギーティークは世界を連続観でみる一元論である。それは観測ないし経験に立脚するが、同時にそれ以上、存在に立ち入ることをむしろ拒否する。物質にかかわる運動形態、その存在様式、構造などは、不要なものとなり消去される。科学の現象論的段階においてこのような考え方もひとつの役割を担うが、さらに進んだ段階への進展は期待しえない。事実その後の物理学の進歩は原子の存在を実験事実として示し、その探究を現実的な課題としていった。そしてエネルギーティークはこれらの事実の前に自ら凋落していく結果となった。

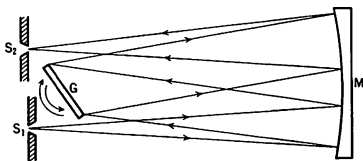
なお、エネルギーティークという用語は、G. Helm がその主張をのべた書物(1887年)の題に由来している。

江橋節郎 Ebashi, Setsuro 1922.8.31—

日本の薬理学者、生物物理学者。東京に生れる。1938年府立第一中学校、1941年第一高等学校、1944年東京帝国大学医学部を卒業。熊谷洋に師事して、筋肉痙攣を始め、まず筋弛緩因子の研究に取組む。また、筋萎縮症に関する基礎的研究を行い、筋原性筋萎縮ではクレアチンキナーゼの酵素活性が上昇することを見いだした。1958年ロックフェラー研究所の F. A. Lipmann の下に留学、筋弛緩因子として筋小胞体と同定し、その Ca^{2+} 取り込み機構を研究、筋収縮・弛緩の制御因子は Ca^{2+} であるというカルシウム説を立てた。その後、筋収縮・弛緩の制御機構についてタンパク質レベルでの研究を開始、1965年骨格筋の Ca^{2+} 結合性制御タンパク質トロポニンを発見し、制御因子としての Ca^{2+} の役割を解明する。その結果、筋細胞膜の興奮と筋収縮との関連性(興奮収縮連関)の筋が明らかにになった。さらに、平滑筋の収縮制御機構についても研究を進め、数多くの重要な業績をあげた。1969年朝日賞(文化賞部門)、1972年学士院恩賜賞、1975年文化勲章を受ける。学士院会員。ロンドン王立協会外会会員。国際薬理学会会長、国際生物物理学会会長とを歴任。

エバート・ファスティ・マウンティング [英 Ebert-Fastie mounting, 独 Ebert-Fastiesche Gitteraufstellung, 仏 montage Ebert-Fastie, 露 установка решётки по

Эберту-Фастио] 平面回折格子のマウンティング(配置のしかた)のひとつで、高分解能分光写真器やモノクロメーターに使用される。1889年にH. Ebertによって考案され、1952年にW. G. Fastieによって実用化された。ツェルニー-ターナー・マウンティングの2つの凹面鏡の曲率中心を一致させたものと同等で、図のように1枚の大きな



凹面鏡Mでコリメーター鏡と結像鏡の両方の役目を使っている。コマ収差を除去するため、入射スリットS₁と射出スリットS₂はともに同心の円弧状スリットにする。この配置は、両スリットの中心がGの対称平面Π上にあるのでインプレーン型といわれ、モノクロメーターに用いられる。波長走査はGの回転のみで行う。直線状入射スリットと写真乾板とをΠ平面の上下に対称にずらしたものをオフプレーン型といい、高分解能分光写真器に広く用いられている。

ABM 状態 [英 ABM state, 仏 état ABM, 露 сост-ояние ABM] 超流動状態にある液体ヘリウム3 (³He)がとりうる、理論的に予想されるひとつの状態。超流動ヘリウム3における³He原子の配列を表す量として秩序変数Δ(一般にはベクトル量)を導入し、この変数で超流動状態を記述することができる。Δはエネルギーギャップと同じ量か、あるいはそれにほぼ等しい量として定義される。このΔをその大きさ|Δ|で割ったものをd(n)と書く。dはスピンベクトルで、超流動状態を形成する凝縮対の2個の³He原子の核スピンからつくられる三重項の状態|↑↑↑, |↓↓↓と(1/√2)(|↑↑↓+|↑↓↑)のおのおのをd₁₁=-d_z+id_y, d₁₁=d_x+id_y, d_{11+i+11}=d_zとして表すような大きさ1のベクトルである。一方nは運動量空間内の単位ベクトルで、超流動ヘリウム3の凝縮対空間的な波動関数がl=1のp波であることを表す。軌道方向を示すようなベクトルである。³HeのA相の状態を表すd(n)の候補として、P. W. Anderson, W. F. Brinkman, P. Morelの提案したのがd_x(n)=(3/2)^{1/2}(n_x+in_z), d_y=0, d_z=0の状態である。この状態は、提案者の頭文字をとりABM状態とよばれ、図1に示したd_{ABM}のベクトルで表される。具体的に説明すると、³Heの凝縮対のp波の異方性を示す軌道関数は図2に示したように、運動量空間での広がりを表すのにy軸をθ=0の極軸、φをxz平面内のx軸からの角度とすると、l=1, m=1の球面調和関数

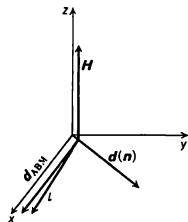


図1

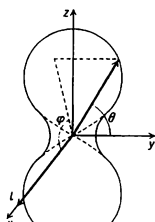


図2

$Y_{11}(\theta, \phi) = \sin\theta \exp(i\phi) = n_x + in_z$ の形に書いて、卵2個をz軸を対称軸芯として重ねた形をしている。この広がりはy軸とz軸に垂直な大きさ1の原点から引いた軌道ベクトル $l=n_x \times n_z$ (一般には互いに直交する2個の単位ベクトル n_1 と n_2 より $l=n_1 \times n_2$)で表すことができる。このlは凝縮対をなす2個の³He原子の核スピンの間に働く核磁気相互作用によりdと平行になり、外部磁場Hが働くとdはHに垂直になろうとする。さらに流速v_sがあるとlはv_sに平行になった方が自由エネルギーが低くなる。

APL [英 APL, 露 язык АПЛ] a programming languageの略称。計算機の高水準言語のひとつ。1956年頃からK. E. Iversonによって考え出された。当初は数値解析や計算機の内部論理などのアルゴリズムを記述するために使われたが、1960年代の後半から、APLで書かれたプログラムを会話型で(タイムシェアリングシステムで)解釈実行する言語プロセッサ、すなわちインタプリタが開発された。APLの特徴は、(1) データの基本は配列、(2) 演算に使われる記号が多い(46種)、(3) 文法は単純(文の種類は3種、演算には優先順位がなく、括弧がなければ、右から左へ実行される)、などである。演算記号をほとんど1文字で表現するため特殊な鍵盤が使われる。そのことと、(1)、(2)より、APLではアルゴリズムを短く表現することができる。

AB級増幅 [英 class AB amplification, 仏 amplification à classe AB, 露 усиление в режиме класса AB] ⇒ 増幅器

エピクロス Epikouros 前341—前271 キリシアの哲学者。小アジア沿岸のサモス島に生れたアテナイ人。18歳でアテナイに出、30歳代にレスボス島のミュティレネ、次いでランプサコスで弟子たちを集めた後、前307年ころからアテナイの小さな庭園で自分の哲学を教えた。快は生の目的であると主張するが、その快は享乐的な快楽ではなく、肉体的健康と心境の平静(ataraxia)を旨とする。素面の研究によってもたらされると説いた。哲学的基礎は原子論であるが、自然研究をそのものとして追究したのではなく、摂理や造物主という、神々についての人間の勝手な考えや迷信などを排することが自然理解の目的であった。また彼はDémocritosの原子論を引継いではいるが、新しい注目すべき論点も提示している。まず、いわゆる方向の偏りの導入である。すなわち原子は、重さによる落下運動を行う際、不定な時と所でその進路がそれることによって衝突状態に入るとし、一切は必然によって生じるとする見方(これは運命論になる)に反対した。また、原子の集まり方の疎なもの、より密であるが外物によって保たれる必要のあるもの、密な交錯によって結合しているもの、の3つに分け、この最後のもの(固体に相当する)も、内部では原子が絶えず運動して互いに衝突し合い、空虚を場として振動状態にあると考えた。固体における原子の位置と配列は、振動状態の総和の呈する相対的な均衡、安定ということになる。さらに、原子は空虚中を、思料を超えた一定の速さで運動する(後にL. V. de Broglieは光速度を想起させるとしてこれに注目した)と述べている。多くの著作を残したが、大部分は失われた。

エピサーマル中性子 [英 epithermal neutron, 独 epithermisches Neutron, 仏 neutron épithermique, 露 на-дтепловой нейтрон] エネルギーが0.5 eV以上の低速中性子はマクスウェル-ボルツマン分布の熱中性子のすぐ外

側に分布しているのでエピサーマル(熱外)中性子とよばれる。この中には共鳴を起しやすい共鳴中性子が含まれる。

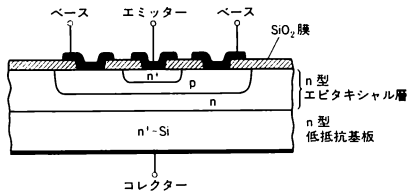
エピソム [英 episome, 独 Episom, 仏 épisome, 露 эпизома] ⇒ 遺伝情報

エビタキシー [英 epitaxy, 独 Epitaxie, 仏 épitaxie, 露 эпитаксия] ⇒ エビタキシー成長

エビタキシー成長 [英 epitaxial growth, 独 epitaktisches Wachstum, 仏 croissance épitaxiale, 露 эпитаксиальное выращивание] 真空中で単結晶の下地に蒸着膜を成長させると、下地の結晶の規則的な原子配列の影響を受けて、単結晶状の薄膜が成長する現象があり、これを広い意味でのエビタキシー成長または「エビタキシーを起す」などとよんでいる。歴史的には、下地の結晶の軸関係と薄膜のそれとが一致する場合についてエビタキシーまたは平行成長とよばれてきたのであるが、最近では前述のように広い意味で使われていることが多い。一般に下地の温度が低いと多結晶状の蒸着膜となるが、下地の温度が高くなるとエビタキシー成長をする。この臨界の温度をエビタキシー温度(T_c)とよんでいる。エビタキシー現象は薄膜の成長機構に密接な関係がある。すなわち蒸着物質と下地の種類の組合せにより、また蒸着速度、下地の温度、下地の清浄度などにより膜の成長様式が核成長、層状成長、核層混合成長などになるが、これに応じてエビタキシー現象も変わってくる。たとえばハロゲン化アルカリ上の金属は一般に核成長をする。この場合は、下地の温度が T_c より低いと微粒子状の多結晶膜になるが、 T_c より高いと各微粒子が方位配列をして単結晶膜になる。この T_c は真空中でへき開した清浄な NaCl 上の Au, Ag, Cu, Ni, Pd ではそれぞれ 280°C, 0°C, 50°C, 100°C, 150°C であるが、大気中でへき開して吸着ガスや汚れがある表面ではこれより高くなる。エビタキシー成長は2つの結晶の面を通しての結合の問題であり、多くの実験がなされているが、理論的にはまだ解明が進んでいない。液相を利用する溶液反応、固相間の反応による結晶成長の場合にもエビタキシー成長は起る。

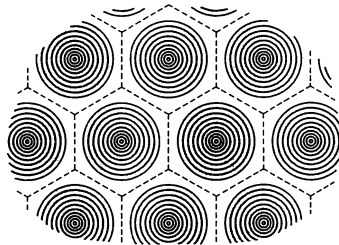
エビタキシャル型トランジスター [英 epitaxial transistor, 独 Epitaxialtransistor, 仏 transistor épitaxial, 露 эпитаксиальный транзистор] ⇒ エビタキシャルプレーナー型トランジスター

エビタキシャルプレーナー型トランジスター [英 epitaxial planar transistor, 独 Epitaxial-Planartransistor, 仏 transistor épitaxial planaire, 露 эпитаксиальный планарный транзистор] バイポーラートランジスターの代表的構造。現在のシリコンバイポーラートランジスターはほとんどすべてこのエビタキシャルプレーナー型となっている。npn トランジスターの場合の基本的構造を図に示す。コレクター直列抵抗を低減するために低比抵抗の n 型シリコン単結晶が基板として用いられ、トランジスター動作に本質的な npn 構造はこの基板結晶表面上に Si 蒸気により



形成された n 型シリコンエビタキシャル結晶層中に形成される(⇒エビタキシー成長)。エビタキシャルプレーナー型トランジスターの特徴は、ベースおよびエミッター領域がドナーおよびアクセプターの選択的拡散により形成されるため、ベース層の厚さを極めて薄く、またエミッターおよびベース領域の寸法を微小にしようため高周波特性に優れていること、および、結晶表面における pn 接合が化学的および電気的に安定な SiO₂ 膜により覆われているため素子特性が安定で信頼性が高いことにある。

APW 法 [英 APW method, 仏 méthode APW, 露 метод АПВ] 固体電子のバンド構造を計算するために用いられる、補強された平面波法(augmented plane wave method)の略称。1937 年 J. C. Slater によって提唱されたが、電子計算機の登場によって初めてその威力を発揮し、現在ではバンド計算の最も標準的な手法のひとつである。APW 法では、電子の波動関数がイオンのまわりでは原子的であり、イオンとイオンの間では平面波的であるとしてシュレーディンガー方程式を解く。通常、簡単にするために(Slater に従えば第ゼロ近似として)周期ポテンシャル $V(r)$ を、各イオンのまわりの半径 R の球内では球対称: $V(r) = u(r)$ ($r < R$)、球と球の間では一定: $V(r) = V_0$ ($r > R$) であると近似する。このようなポテンシャルをマフィン・ティン・ポテンシャル(図参照)という。マフィン・



ティン球(MT 球)の半径 R は近似をよくするため、重なりあわない範囲でできるだけ大きくするのが普通である。具体的には、MT 球内ではポテンシャル $u(r)$ の部分波展開の解を外側の平面波と連続になるようにつないだ補強された平面波(APW)を用いて、ブロッホ関数を展開し、変分原理を使ってエネルギー固有値および固有関数が求められる。APW 法の適用範囲は非常に広く、共有結合性の強い固体のように MT 球の外側の領域が大きい場合には、外側のポテンシャルのフーリエ成分をとり入れてマフィン・ティン近似の補正が必要であるが、単純金属、遷移金属、希土類金属、各種合金および化合物、半導体に至るまでほとんどあらゆる固体に適用でき、0.001 Ry 程度の精度でエネルギーバンドを計算することは容易である。

f_a パラメータ [英 f_a parameter, 仏 paramètre f_a] トランジスターが高周波で動作するときの能力を示す値である。トランジスターをベース接地回路にしたときの電流増幅率を h_{ib} とすると、 h_{ib} が低周波の値に比べ 3 dB 低下する点を α 遮断周波数といい f_a で示す。またエミッター接地回路にしたときの電流増幅率を h_{ie} とすると、 h_{ie} が同様に 3 dB 低下する点を β 遮断周波数といい、 f_β で示す。 $f_a = (1 - \alpha) f_\beta$ の関係がある(⇒ α)。

AVF サイクロトロ [英 AVF cyclotron, 独 AVF-Zyklotron, 仏 cyclotron AVF] 普通型サイクロトロンの軸方向の集束を改善してエネルギーとビーム強度が大

幅に向上した加速器。AVF は azimuthally varying field の略である。1938 年に L. H. Thomas が原理を発表したが、実際に取上げられたのは 1950 年で、その結果は 1956 年まで伏せられていた。トーマス・サイクロトロンともよばれる。この間独立に大河干弘, K. R. Symon, A. A. Kolomenskij らによって同じ考えが出され、FFAG サイクロトロン, SF サイクロトロンとよばれることもある。

AVF サイクロトロンでは、磁極が方位角の方向に正弦関数的に変化するので、陽子は強磁場(山)と弱磁場(谷)を交互に通過しながら周回する。図 1 は軌道に沿って展開し

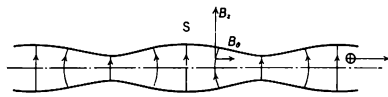


図 1

た AVF サイクロトロンの磁場を表す。粒子軌道の曲率半径は、山では小さく谷では大きいので、谷から山へ進むとき半径方向の速度 v_r が生じる(図 2)。磁力線は山から谷

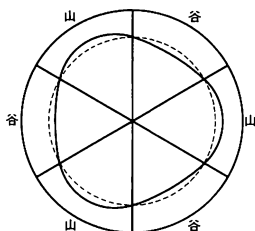


図 2

に向かって張り出すので、対称面から離れるにつれて方位角方向の磁場 B_θ が大きくなる。磁場が下から上を向いているときは、陽子は上から見て時計方向に回り、谷から山に向かうときに対称面から上では B_θ は陽子の進行方向を向くので、陽子は $v_r B_\theta$ の下向きの力を受ける。このトーマス集束は谷から山と山から谷の両方で集束作用をもち、その大きさは一般には弱集束の程度である。実際には磁極の山・谷を階段関数的につくが、これには正弦関数の基本波成分が含まれているので、トーマス集束が起る。山・谷の境界がらせん形ときには、斜入射になるので境界を通過するごとに集束・発散の力を受け、全体として集束作用を受ける(図 3, ⇒強集束)。このとき、山と谷での曲

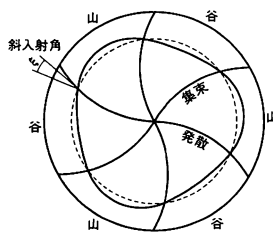


図 3

率半径の違いから発散力を受ける箇所がより垂直入射に近づくので、集束力の方が発散力より大きい(らせん集束)。図 4 は AVF サイクロトロン下側の磁極を示す。山、谷の磁場を $B_s = \langle B \rangle (1+f)$, $B_v = \langle B \rangle (1-f)$ とし、フラッタ

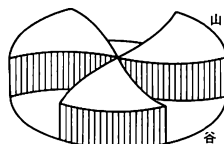


図 4

ー F を $F \equiv (\langle B^2 \rangle - \langle B \rangle^2) / \langle B \rangle^2$ とすると、 $F = f^2/2 = (B_s - B_v)^2/8 \langle B \rangle^2$ 。等時性の条件は、中心磁場を B_c とすると $\langle B \rangle = r B_c$ 。平均半径 R は軌道の 1 周の長さを L として $L = 2\pi R$ 。1 周の山、谷の周期の数を N (N セクター) とすると半径と軸方向のベータatron振動数は近似的に $v_z^2 \approx r^2$, $v_z^2 \approx 1 - r^2 + F(1 + 2 \tan^2 \xi) N^2 / (N^2 - 1)$ で表される。半径方向の安定性から $N \geq 3$ でなければならない。陽子で $N=3$ のとき 469 MeV, $N=4$ で 938 MeV 付近で共鳴が起る。軸方向では $v_z = 0.5$ で共鳴による大幅のビーム損失が予想されるので、経験的に 0.1~0.3 が適当とされる。磁極の表面にトリムコイルを置いて磁場分布を補正できるので、可変エネルギーとイオン種を変えるのに適している。

現在使われているサイクロトロンの大部分は AVF サイクロトロンで、陽子を加速するとして 100 MeV 以下であるが、カナダの TRIUMF では 298 keV の H^- を入射して $N=6$ のサイクロトロンで 500 MeV まで加速し、陽子に荷電変換して取出している。高いエネルギーまで加速するには F を大きくしなければならず、 $B_v = 0$ で F は最大となり、磁石が分離することになる(⇒リングサイクロトロン)。重イオン加速には B を大きくできる(〜5T)超伝導サイクロトロンが有利で、ミシガン州立大学では $N=3$ で $k=500$ とこれを入射器とする $k=800$ のものを、Chalk River では $N=4$, $k=520$ を、ミラノ大学では $N=3$, $k=800$ を建設中である。ここで k は磁石の大きさを表す指標で、もし集束が行われれば、 $k=500$ は陽子を 500 MeV まで、質量数 A , 荷電数 q のイオンでは $kq^2 A / [\text{MeV}]$ まで加速可能である。

FFAG シンクロトロン [英 FFAG-synchrotron, 独 FFAG-Synchrotron, 仏 synchrotron FFAG, 露 кольцевой фазотрон] 時間的に一定の直流磁場を用い、また強集束の原理を利用したシンクロトロン。直流磁場でしかも加速によるエネルギーの上昇によっても粒の曲率半径の増大を少なくするために外側の軌道で磁場を強くしている。しかし軌道と垂直方向のベータatron振動が不安定になるので、磁場分布に山と谷をつくり、それらが平衡軌道と小さな角をなすらせん形となるようにする。軌道面と平行な磁場成分ができ、垂直方向のベータatron振動は集束・発散を交互に受け、全体として強集束をうける。このような型のものをらせん状セクター型とよぶ。そのほかに磁場の勾配とともに磁場自体の符号も交互に変える放射状セクター型がある。現在では強集束シンクロトロンが成功を収めたため、実用的な FFAG シンクロトロンは建設されていない。

FM サイクロトロン [英 FM cyclotron] = シンクロサイクロトロン

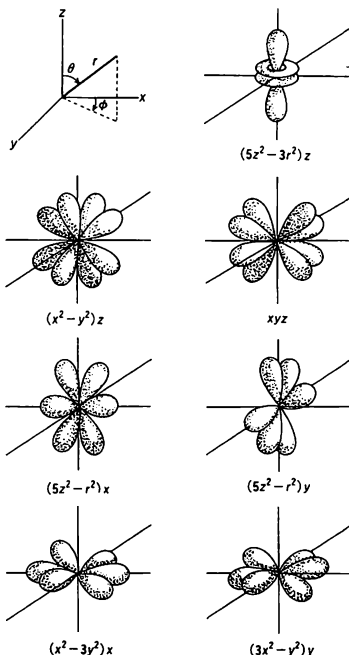
FORTRAN = FORTRAN (フォートラン)

f 軌道(関数) [英 f orbital, 独 f-Orbital, 仏 orbitale f, 露 f-орбиталь] 中心力の場の下で運動する粒子の定常状態では、軌道角運動量 l の大きさ l は一定である。

そのうち特に l が 3 (単位 \hbar) である状態を f 状態, その波動関数を f 軌道関数という。狭義では, 束縛状態に属するものを f 軌道といい, これに対して連続状態に属するものを f 波とよぶ。また主量子数 n をもつ f 軌道のことを nf 軌道 ($n \geq 4$) とよぶ。 f 軌道では l の z 成分 l_z のとりうる値 m (単位 \hbar) は -3 から $+3$ まで 7 つの整数である。これに対応した 7 つの独立な f 軌道 ψ_{nlm} ($m = -3 \sim +3$) がある。ここで n は主量子数 ($n \geq 4$) である。これらを組替えて実関数の形にすることもできる。原子番号 Z の核のクーロン引力の下で運動する電子の場合, 主量子数 n を 4 とすると, 実関数の形をとった規格化された f 軌道は, たとえば

$$\begin{aligned}\psi_{4f(5z^2-r^2)z} &= f(\rho) \frac{\sqrt{7}}{4\sqrt{\pi}} (5\cos^2\theta - 3\cos\theta) \\ \psi_{4f(5z^2-r^2)x} &= f(\rho) \frac{\sqrt{42}}{8\sqrt{\pi}} (5\cos^2\theta - 1) \sin\theta \cos\phi \\ \psi_{4f(5z^2-r^2)y} &= f(\rho) \frac{\sqrt{42}}{8\sqrt{\pi}} (5\cos^2\theta - 1) \sin\theta \sin\phi \\ \psi_{4f(x^2-y^2)z} &= f(\rho) \frac{\sqrt{105}}{4\sqrt{\pi}} \sin^2\theta \cos\theta \cos 2\phi \\ \psi_{4f(xyz)} &= f(\rho) \frac{\sqrt{105}}{4\sqrt{\pi}} \sin^2\theta \cos\theta \sin 2\phi \\ \psi_{4f(x^2-3y^2)x} &= f(\rho) \frac{\sqrt{70}}{8\sqrt{\pi}} \sin^3\theta \cos 3\phi \\ \psi_{4f(x^2-3y^2)y} &= f(\rho) \frac{\sqrt{70}}{8\sqrt{\pi}} \sin^3\theta \sin 3\phi\end{aligned}$$

とかける。ただし $f(\rho) = (1/96\sqrt{35})(Z/a_0)^{3/2}\rho^3 e^{-\rho/2}$, $\rho = Zr/(2a_0)$, a_0 はボーア半径 ($=\hbar^2/me^2$) である。図は座標軸を図のようにとったときの f 軌道の角度部分の二乗を立体的に示したものである。たとえば, $(5z^2-3r^2)z$ の場合は原点からの距離が $(5\cos^2\theta - 3\cos\theta)^2$ となる曲面を描



いたものである。

fcc 構造 [英 fcc structure, 仏 structure fcc, 露 структура fcc] = 面心立方構造

F 層 [英 F-layer, 独 F-Schicht, 仏 couche F, 露 слой F] \Rightarrow 電離層

f 値 [英 f -value, 独 f -Wert, 仏 valeur f , 露 значение f] = 振動子強度

f 値の総和則 [英 f -sum rule, 独 f -Summensatz, 仏 règle de somme des valeurs f , 露 правило f -сумм] \Rightarrow 振動子強度

F 中心 [英 F-center, 独 F-Zentrum, 仏 centre F, 露 центр F] \Rightarrow 色中心

F 中心レーザー [英 F-center laser, 仏 laser à centre F, 露 лазер на центрах окраски] ハロゲン化アルカリ結晶の F 中心による発光帯を利用したレーザーで, 光励起により近赤外領域 ($0.9 \sim 3.3 \mu\text{m}$) で発振する。F 中心の多くの種類の中で $F_A(\text{II})$, F_2^+ , F_2^- 型のものがレーザー発振に適しており, 発振に関与するエネルギー準位は四準位系を構成する。その発光量子効率は極めて高く, たとえば $\text{KCl}:\text{Li}$ ($F_A(\text{II})$ 型) では 77K で 40% 以上もあり, 室温での発振も得られている。その発光帯は均一に広がった幅広いスペクトルをもつことから, 近赤外領域で波長可変なレーザーとなり, 可視領域で波長可変な色素レーザーとよい対比をなす。またその広い利得幅を利用したピコ秒パルスの発生も可能である。

ft 値 [英 ft value, 独 ft -Wert, 仏 valeur ft , 露 значение ft] 原子核の β 崩壊で放出される電子のスペクトルは, 原子核のクーロン力のために, フェルミ関数で表される補正を受ける。崩壊の確率は, この連続スペクトルを電子エネルギーについて積分した量, すなわち積分されたフェルミ関数 f に比例する。 ft 値とは, f と実測された半減期 t [s] との積をいう。 ft 値は, フェルミ相互作用の結合定数の二乗と, 遷移核行列要素の絶対値の二乗の積に反比例する。したがって行列要素のわかった $^{14}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{N}^*$ などで ft 値を測ると, フェルミ相互作用の結合定数を決定することができる。一度これが決ると, ft 値の測定から遷移核行列要素が求まり, 原子核構造を調べることができる。 $\log ft$ は超許容遷移で 3 前後, 許容遷移で 5~6, 第一禁制遷移で 9~10, あとは禁制度が 1 上がるごとに, およそ 4 ずつ大きくなっていくので, 禁制度を知るのに用いられる (\Rightarrow 許容遷移)。しかし, 実際にはこれらの値より大きいことも多い。

F/D 比 [英 F/D ratio, 仏 rapport F/D, 露 отношение F/D] \Rightarrow $SU(3)$ 模型

F ナンバー [英 F-number, 独 Reziprokes, 仏 ouverture, 露 F-число] エフ数, F 番号ともいう。レンズの焦点距離を入射ひとみの直径で割った値である。像面照度は無限遠物体に対しては F ナンバーの二乗に逆比例する (\Rightarrow レンズ)。

F 分布 [英 F -distribution, 独 F -Verteilung, 仏 F -distribution, 露 распределение F] 互いに独立な 2 つの確率変数 X_1, X_2 が, それぞれ自由度 ν_1, ν_2 の χ^2 分布 ($\Rightarrow \Gamma$ 分布) に従うとき

$$F = \frac{X_1/\nu_1}{X_2/\nu_2}$$

の従う分布を自由度 (ν_1, ν_2) の F 分布という。その確率密度関数は

$$f(x; \nu_1, \nu_2) = \frac{\nu_1^{x/2} \nu_2^{x/2}}{B\left(\frac{\nu_1}{2}, \frac{\nu_2}{2}\right)} \cdot \frac{x^{(\nu_1-2)/2}}{(\nu_2 + \nu_1)^{(\nu_1+\nu_2)/2}}$$

($0 \leq x < \infty$) と書かれる。ここに $B(a, b)$ は β 関数を表す。

自由度 (ν_1, ν_2) の F 分布の平均は $\nu_2 \geq 3$ のとき存在して、 $\nu_2/(\nu_2-2)$ で与えられる。またその分散は $\nu_2 \geq 5$ のとき存在して $2\nu_2^2(\nu_1 + \nu_2 - 2)/(\nu_1(\nu_2-2)^2(\nu_2-4))$ となる。

F 分布は 2 つの正規分布の分散の差異の統計的仮説検定や分散分析などの統計的手法に用いられる。それらの目的のために、 F 分布については比較的完備した数表が用意されている。

自由度 (ν_1, ν_2) の F 分布に従う確率変数を F とするとき、 $1/F$ は自由度 ν_2, ν_1 の F 分布に従う。このときまた

$$B = \nu_1 F / (\nu_2 + \nu_1 F)$$

とすれば、 B は $a = \nu_1/2, b = \nu_2/2$ を母数とする β 分布に従う。

エマルジョン [英 emulsion, 独 Emulsion, 仏 émulsion, 露 эмульсия]

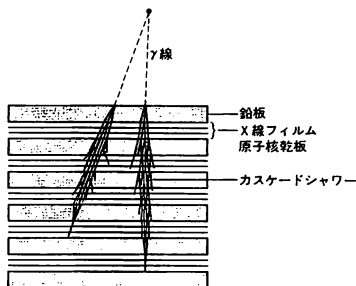
[1] 液体の微粒子が別の液相の中に分散浮遊している液相系をエマルジョンという。粒子の大きさは顕微鏡で見える程度、すなわち直径 $1\mu\text{m}$ (10^{-6}m) 以上の場合が多く、たいていミルクのように白く濁っている。粒子の大きさが 1nm (10^{-9}m) 程度で見かけ上透明なエマルジョンもありマイクロエマルジョンという。一般にエマルジョンの安定性を保つために微量の添加剤が加えられる。それは乳化剤とよばれ、界面活性剤が使用される。水の中に油を分散したエマルジョンは O/W 型、逆に油の中に水を分散したエマルジョンを W/O 型と略記する。

[2] 原子核実験で用いる乾板をエマルジョンとよぶこともある (= 原子核乾板)。

エマルジョンチェンバー [英 emulsion chamber, 独 Emulsionskammer, 仏 chambre d'émulsion, 露 эмульсионная камера] 原子核乾板(エマルジョン)や X 線フィルムを鉛など重金属板と交互に積層配列し、宇宙線からの高エネルギー電子や γ 線の検出、特にそのエネルギー、入射方向およびシャワー発生位置などを精度よく測定できるようにした大型検出器をエマルジョンチェンバーとよぶ。原子核乾板の技術は 1940 年代に発達し宇宙線や原子核の研究に用いられ数多くの新発見をもたらした。しかし観測エネルギーが高くなると原子核乾板による観測にはいくつかの問題が生じ、特に宇宙線の数はエネルギーの増大とともに急激に減少する。そのためエネルギーの高い宇宙線の観測には大型の装置が必要となり、その場合費用の点でも限界がくると同時に高エネルギーで多重発生する粒子の分離にも問題が出るようになった(⇒原子核乾板, エマルジョン)。

このような難点を解決し原子核乾板の特徴を生かしつつ大型化の可能な測定器として登場したのがエマルジョンチェンバーである。1950 年代後半から主に日本の宇宙線グループによって開発され、今日まで超高エネルギー宇宙線の研究に大きな役割を果たしてきた。

エマルジョンチェンバーの構造は図に示すように、原子核乾板や工業用 X 線フィルムと鉛板とを交互に積重ねてある。面積や厚さは実験目的に合わせて設計される。このチェンバーを気球や航空機に搭載し、あるいは山上に設置して高エネルギー宇宙線に露出する。大気中で発生した宇宙線二次粒子のうち、十分にエネルギーの高い γ 線や電子



がチェンバーに入射すると、鉛板を通過する間に電磁カスケードシャワーを発生させる。一定期間宇宙線に露出されたチェンバーは解体され、各層の乾板や X 線フィルムは一定の条件で現像される。原子核乾板に写った粒子飛跡は光学顕微鏡で観測され、カスケードシャワーによる電子数が測定される。

X 線フィルムにはシャワー電子群が黒点となって写る。高山に一年間くらい露出した場合、 10^{12}eV 以上のカスケードシャワーの起す黒点はフィルム上肉眼で見える。この方法で超高エネルギー現象を選び出す能率は格段に向上した。さらに黒点の大きさと濃度を光学的に測定しエネルギーを推定することもできる。こうして鉛板に挟まれた各層のシャワー電子数からシャワーの親である γ 線や電子のエネルギーが約 20% 程度の精度で決定できる。位置決定の精度は原子核乾板が約 $1\mu\text{m}$, X 線フィルムで約 $10\mu\text{m}$ 程度の分解能があり、これにより個々のシャワーの位置や入射方向も精度よく求められる。またカスケードシャワーの性質から明らかなように、エネルギーが高いほど、エネルギーの決定精度がよい。

エマルジョンチェンバーは、構造が簡単で保守にも手間がかからず、経済的であり、実験目的に合わせて自由に設計できるなど数々の特徴をもっており、超高エネルギー宇宙線による素粒子相互作用の研究に広く用いられている。

気球搭載のチェンバーによって一次宇宙線の原子核の研究が行われる。航空機搭載のチェンバーでは上空で発生する宇宙線相互作用の精密な測定が行われる。高山に設置されるチェンバーは、現在では面積数百 m^2 の規模に達し、 10^{16}eV 程度まで観測領域を広げている。地下に置かれたチェンバーでは高エネルギー μ 粒子の起すバーストが観測される。最近ではエマルジョンチェンバーの特徴を生かして加速器実験にも用いられ成果をあげている。

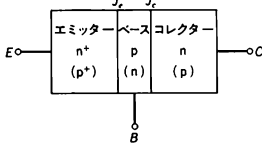
エミッションメジャー [英 emission measure, 仏 mesure d'émission, 露 мера эмиссии] 星間空間の水素の電離領域 1cm^3 において、単位時間に発生する水素原子の遷移現象の数は、電子密度 $n_e[\text{cm}^{-3}]$ と、それを捕える陽子密度 $n_p[\text{cm}^{-3}]$ の積に比例する。電離領域の遷移現象の観測量を、電子密度に関係づけるために B. Strömgren (1939 年) は

$$E_m = \int_0^L n_e^2 ds \quad [\text{pc} \cdot \text{cm}^{-6}]$$

を定義して、エミッションメジャーあるいは放射尺度とよんだ。H II 領域においては、ほぼ $n_e = n_p$ である。 L [pc, パーセク] は視線上の電離領域の奥行きである。 L を与えると、 E_m を用いて、電離領域の放射輝度などから、電子密度の二乗平均値 $\langle n_e^2 \rangle$ が求められる。H II 領域の電子

温度の観測値は、 $T = (7 \sim 10) \times 10^3 \text{ K}$ である。視線上で、 T と (n_p/n_e) が、それぞれ一定値を保つと仮定すると、水素原子のバルマー再結合線の輝度から、H II 領域のエミッションメジャーが求められる。また H II 領域の方向からくる連続電波のなかから、非熱的電波を除去くと、水素原子の自由・自由遷移による放射輝度が求められる。電波から求められた H II 領域のエミッションメジャーは、バルマー再結合線から求めた値とほぼ同じである。銀河系外に放射源をもつ、波長 1 m 以上の非熱的連続放射は、光路上の銀河団板に広く分布する低密度の電離ガスによって吸収を受ける。この吸収からもエミッションメジャーが求められる。高密度の H II 領域から放射される水素原子の再結合線のなかで、電子単位的主量子数 $n \approx 200$, $\Delta n \approx 1$ の電波輝線はメーザー機構によって励起されている。それらの数本の再結合線の強度の比からも、エミッションメジャーが求められる。

エミッター [英 emitter, 独 Emmitter, 仏 émetteur, 露 эмиттер] バイポーラートランジスタは、図のよう



に 2 つの pn 接合 (J_e, J_c) が極めて接近して対置した構造をしており、pn 接合により分けられた 3 つの領域はエミッター、ベース、コレクターと名づけられている。トランジスタを動作させるときは接合 J_e を順方向に、接合 J_c を逆方向にバイアスする。このときには、 J_e を通ってエミッターよりベースに少数キャリアが注入 (emit) される。少数キャリア注入の源であるという意味でエミッターとよばれる。少数キャリアの注入を効率よく行うために、エミッターの不純物濃度はできるだけ高くしなければならぬ。不純物濃度はエミッターがいちばん高く、ついでベース、コレクターの順になっている。図は npn 接合型トランジスタの場合であるが pnp 接合型のときは $p^+ - n - p$ となる。

エミッター接地回路 [英 common-emitter circuit, 仏 circuit à émetteur à la masse, 露 схема с общим эмиттером] トランジスタの 3 つの端子、ベース、エミッター、コレクターのうち、エミッターを入出力の共用端子とし、入力をベースに加え、出力をコレクターから取出す増幅方式である。接続および h パラメーターによる等価回路を図に示す。電圧利得は

$$\frac{v_{ce}}{v_{be}} = \frac{1}{h_{re} - (h_{ie}/R_L)((1 + h_{oe}R_L)/h_{fe})} \approx \frac{h_{fe}R_L}{h_{ie}}$$

電流利得は

$$\frac{i_e}{i_b} = \frac{h_{fe}}{1 + h_{oe}R_L} \approx h_{fe}$$

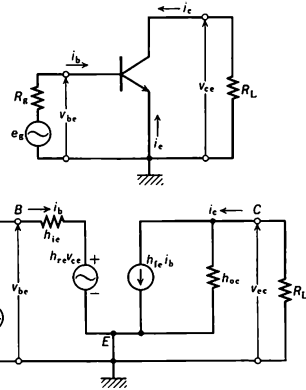
入力インピーダンスは

$$\frac{v_{be}}{i_b} = h_{ie} - \frac{h_{ie}h_{re}R_L}{1 + h_{oe}R_L} \approx h_{ie}$$

出力インピーダンスは

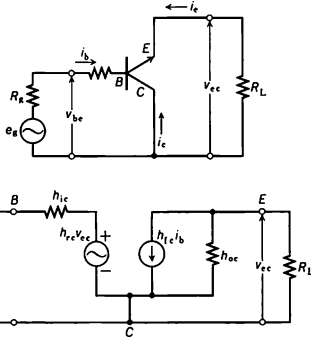
$$\frac{v_{ce}}{i_c} = \frac{1}{h_{oe} - (h_{ie}h_{re}/(h_{ie} + R_L))} \approx \frac{1}{h_{oe}}$$

である。代表的な h パラメーターの値は、 $h_{ie} \sim 5 \times 10^3$, $h_{re} \sim 5 \times 10^{-5}$, $h_{fe} \sim 10^2$, $h_{oe} \sim 10^{-5}$ である。出力電圧の位



相は入力に対して反転するが、ベース接地回路に比べて入力インピーダンスが高く、入出力インピーダンス比が小さく、電圧利得、電力利得が大きいので、トランジスタ増幅回路として最も一般的に用いられる。

エミッターフォロワー [英 emitter follower, 独 Emmitterfolger, 仏 émetteursuiveur, 露 эмиттерный повторитель] トランジスタの 3 つの端子、ベース、エミッター、コレクターのうちコレクターを入出力の共用端子とし、入力をベースに加え、出力をエミッターから取出す回路で、エミッターの電圧がベースの電圧と同じように変化するのでこの名がある。コレクター接地回路ともよぶ。接続および h パラメーターによる等価回路を図に示す。電



圧利得は

$$\frac{v_{ce}}{v_{be}} \approx \frac{h_{fe}}{(h_{fe} + h_{ie})/R_L} \approx 1$$

であり、電流利得は

$$\frac{i_e}{i_b} \approx -h_{fe}$$

入力インピーダンスは

$$\frac{v_{be}}{i_b} \approx h_{ie} + h_{fe}R_L$$

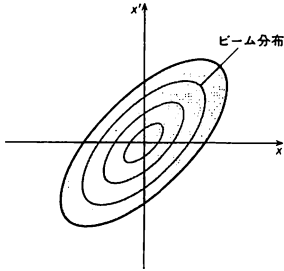
出力インピーダンスは

$$\frac{v_{ce}}{i_c} \approx \frac{h_{fe}}{h_{ie}R_L}$$

である。代表的な h パラメーターの値は、 $h_{ie} \sim 5 \times 10^3$, $h_{re} \sim 1$, $h_{fe} \sim 10^2$, $h_{oe} \sim 10^{-5}$ である。エミッター接地、ベース接地に比べてエミッターフォロワーは入力インピー

ダンスが最も高く(数百k Ω)、出力インピーダンスは最も低い(数十 Ω)。このためインピーダンス変換器として同軸ケーブルの駆動回路などに使用される。エミッターフォロワーを二段連続接続して高入力インピーダンス、低出力インピーダンス、高電流利得を実現したものをダーリントン接続という。

エミッタンス [英 emittance, 独 Emittanz, 仏 émittance, 露 эмиттанс] 加速器内を運動するビーム(粒子の集り)の広がりや太さを表す量。ビームの進行方向と直角方向の座標とその方向の運動量成分の位相空間(x, p_x)での分布状態を表すもので、その分布の面積がエミッタンスの大きさである。粒子は初期条件(x_0, p_{x0})で決める位相空間内の楕円の上を運動する。個々の粒子は初期条件が異なるのでそれぞれの楕円の上に分布する。エミッタンスの大きさはリウビルの定理により一定に保たれ、加速されない限り加速器の場所によっても変わらないが、分布の形は変化する。実際には運動量成分を測定するのは困難であるから、通常 p_x の代りに粒子のビーム進行方向との角度を用いて図に示すように(x, α)位相空間における分布をエミッタンスとする。その大きさ ε は $\int x' dx$ で表されるが、 π で除した値をエミッタンスとする場合もある。加速器内でのビームの太さはその場所のベータ関数 β を用いて $\sqrt{\varepsilon\beta}$ で求められる。



加速を受けると運動量の増加により進行方向の角度が減少してエミッタンスが小さくなる。 $\varepsilon \times \beta r$ ($\beta = v/c, r = 1/\sqrt{1-\beta^2}$) は加速によっても不変な値となり、規格化エミッタンスといわれる。エミッタンスは1つの加速器から別の加速器へ入射した場合も一定に保たれるので、加速器の設計上重要な量であるが、種々の摂動により増大することもある。エミッタンスの小さいビームを得るには最初の出発点である電子銃またはイオン源におけるエミッタンスを小さくすることを要する。なお電子貯蔵リングの場合はシンクロトロン放射のためにビームの前歴によらず、加速器の大きさとビームエネルギーなどによって決める値になる(⇒量子ゆらぎ)。またシンクロトロン振動における位相空間(位相角, 運動量)における分布を意味することもある。

MIS 構造 [英 MIS structure, 露 МДП-структура] ⇒ MOS ダイオード

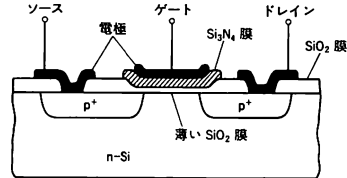
m-RNA ⇒ RNA

MAC 法 = MAC (マック) 法

MHD 発電 = 電磁流体力発電

MNOS 構造 [英 MNOS structure, 露 МНОП-структура] MNOS とは、metal-nitride-oxide semiconductor の略であり、その代表的構造は、金属 / Si_3N_4 / SiO_2 / Si (基板) であり、不揮発性記憶素子を構成する基本構造のひとつとなっている。 SiO_2 膜は通常、厚さが 20~30 Å 程度

と極めて薄く、基板シリコン結晶表面の熱酸化により形成される。 Si_3N_4 膜は化学蒸着法により SiO_2 膜上に堆積され、この膜中には構造欠陥に由来するキャリア捕獲中心が存在する。MNOS 構造における表面金属電極に正または負の電圧を印加すると SiO_2 膜が極めて薄いため、基板シリコンと Si_3N_4 膜中のキャリア捕獲中心との間でトンネル現象により電子の移動が生じ、 Si_3N_4 / SiO_2 界面近傍の Si_3N_4 膜中における空間電荷を制御することができる。MNOS 不揮発性メモリー素子の構造例を図に示す。ゲー



ト部分に MNOS 構造を含む一種の MIS (metal-insulator semiconductor) 電界効果トランジスターである。ゲート絶縁膜の上記空間電荷の形成・消滅に伴い、このトランジスターのしきい値電圧はゲート電圧に対してヒステリシス特性を示し、不揮発性メモリーの機能が実現される。

MOS 構造 [英 MOS structure, 独 MOS-Schicht, 露 МОП-структура] ⇒ 反転層, MOS ダイオード

MOS 集積回路 = MOS (モス) 集積回路

MOS ダイオード [英 MOS diode] = MOS (モス) ダイオード

MOS 電界効果トランジスター = MOS (モス) 電界効果トランジスター

MODEM = MODEM (モデム)

MO 法 [英 MO method, 独 MO-Methode, 仏 méthode MO, 露 метод MO] = 分子軌道法

MKSA 単位系 [英 MKSA system of units, 独 MKSA-Einheitensystem, 仏 système d'unités MKSA, 露 система МККА] メートル法に属する単位系のひとつ。基本量として長さ、質量、時間、電流を選び、かつ、それぞれに対応する基本単位としてメートル、キログラム、秒、アンペア(単位記号は順に m, kg, s, A)を選び、それらの組合せによって他の諸量の単位を構成していく単位系。体積の立方メートル(m^3)、加速度のメートル毎秒毎秒($\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$)、電流密度のアンペア毎平方メートル($\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$)などの単位が含まれるほか、特別の名称を与えられた単位、たとえば仕事率・電力のワット、磁束密度のテスラもここに含まれる。MKS 単位系を拡張した形の単位系であるが、1930 年代に提案されて以来、最も実用的な単位系と認められるようになり、今日の国際単位系(SI)への道を開いた(⇒単位系)。

MKS 単位系 [英 MKS system of units, 独 MKS-Einheitensystem, 仏 système d'unités MKS, 露 система МКК] メートル法に属する単位系のひとつ。基本量として長さ、質量、時間を選び、かつ、それぞれに対応する基本単位としてメートル、キログラム、秒(単位記号は順に m, kg, s)を選んで、それらの組合せによって他の諸量の単位を構成していく単位系。面積の平方メートル(m^2)、速さのメートル毎秒($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)、密度のキログラム毎立方メートル($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)などの単位が含まれるほか、特別の名称を与えられたいくつかの単位、たとえば力のニュートン、圧力

のバスカル、仕事・エネルギーのジュールもここに含まれる。1930年代から、CGS単位系にまさる単位系として注目されるようになり、MKSA単位系を経て国際単位系(SI)に発展した(⇒単位系)。

M線 [英 M line, 独 M-Linie, 仏 ligne M, 露 линия M] X線項のうち、主量子数 $n=3$ の内殻電子準位の空席に、他の電子が遷移すると生ずる特性 X 線を総称していう(⇒特性 X 線, K 線, L 線)。

M 中心 [英 M-center, 独 M-Zentrum, 仏 centre M, 露 центр M] ⇒ 色中心

MP コンデンサー [英 metalized paper capacitor, 独 Metallpapierkondensator, 仏 condensateur au papier métallisé, 露 металлобумажный конденсатор] 金属化紙(metalized paper)を用いているため、その頭文字をとって MP コンデンサーとよばれている。紙コンデンサーの一種で、従来の紙コンデンサーを小型化するために開発されたものである。MP コンデンサーは絶縁紙に $0.05\mu\text{m}$ 程度の厚さで亜鉛またはアルミニウムの薄膜を直接蒸着して電極としたもので、紙コンデンサーと比較し、耐電圧が低いが、量産化できるため価格が安く、電力機器や通信機器などに多く使用されている。このコンデンサーの特徴に自己回復性がある。もしも蒸着している薄膜が短絡電流の熱で絶縁破壊した場合、その部分の絶縁皮膜が溶解消滅して自動的に回復する。使用周波数の上限は紙コンデンサーと同じ数百 kHz 程度であるが高周波における損失が少ない。

MPD アーク [英 MPD arc, 独 MPD-Bogen, 仏 arc MPD, 露 МПД дуга] 宇宙航行用のプラズマ推進機(⇒プラズマエンジン)の研究分野で名づけられたもので、MHD (magneto-hydro-dynamic) アークともいう。通常の高気圧ガス中の熱アークと異なり、低気圧ガス中の大電流アークでは放電電流と自己発生磁場との電磁流体的相互作用が顕著になる。このようなアークを MPD (magneto-plasma-dynamic) アークという。プラズマ加速の観点からみると、ノズルを用いた熱膨張による空気力学的加速でなく電磁流体加速が卓越してくる。この場合エネルギー損失をもたらず固体壁ノズルはいっさい取り払ってしまったほうがよく、効率の高い高速プラズマ流が得られる。電気入力 $50\sim 60\%$ がプラズマによる推進エネルギーに変換されるという報告がある。MPD アークでつくられたプラズマ流を MPD アークジェット、これを推進機として利用するとき、MPD 加速機、MPD エンジンという。MPD アークジェットは図 1a に示すように、同軸状の電極間に定常的(または準定常的)に噴射されたガスが、電極間に流れるほぼ定常的な電流シートを通過しながら、電離・加速され高速プラズマ流となる。一方、プラズマ銃では、図 1b に示すように、あらかじめパルスのに噴射されたガスが電流シートによりかき集められ電離加速され、圧縮された高密度プラズマの塊として打出される。銃身を構成する電極は通常かなり長くつくられる。反応性気体力学的には MPD アークジェットはデフラグレーション型で、プラズマ銃はデトネーション型である。実際には MPD アークジェットの放電開始時にはプラズマ銃と似たふるまいとなるし、プラズマ銃の放電時間が長くなり電流シートが銃口に到達してしまつた後は、MPD アークジェットと似たふるまいをする。ただし後者の場合、ガス噴射が長く続いていると電極の損傷が極端に増加する。

MPD アークジェットは、現在有力な宇宙航行用の電気

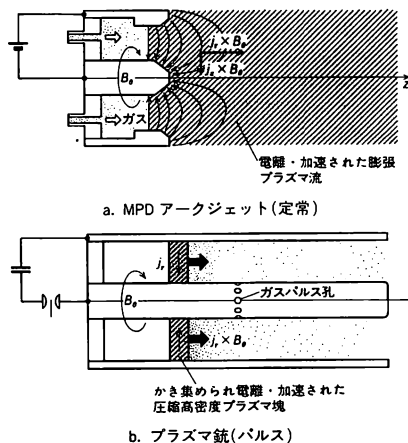


図 1

推進機として、日本、ソ連、アメリカで開発研究が続けられており、日本ではすでに実際にロケットに搭載し性能試験が進められている。一方、プラズマ・核融合研究の分野でも、(1) 準定常的に、(2) 電離度が高く不純物の少ない、(3) 大量のプラズマを閉じ込め磁場中に打込む場合や、種々の作動ガスを用いてプラズマダイナミックレーザ一発振をさせる場合、さらに、磁場中高密度プラズマ中の波動の研究をする場合のプラズマ源として応用されている。

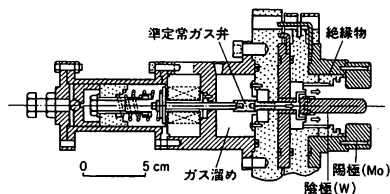


図 2

図 2 に示す MPD アークジェットで、放電電流 $1\sim 15\text{ kA}$ 、放電電圧 $50\sim 500\text{ V}$ 、外部磁場 $0\sim 30\text{ kG}$ 、準定常パルス放電時間 $1\sim 5\text{ ms}$ で、密度 $10^{14}\sim 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ 、温度 $4\sim 10\text{ eV}$ 、流速 $10^6\sim 10^7\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ 、1 ショットでつくられるプラズマ総粒子数 10^{20} 個である。電極を傷めなくて電離度の高いプラズマ流を生成するには、電極形状ばかりでなく放電電流に適合したガス流量が必要である。

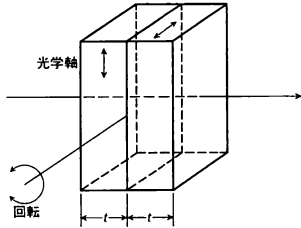
MULTAN = MULTAN (マルタン)

エリオット機構 [英 Elliott mechanism, 露 механизм Эллиотта] 金属の伝導電子による常磁性共鳴における緩和機構のひとつ。伝導電子が格子振動や不純物によって散乱されるとき、スピン・軌道相互作用のためにスピンの反転が効果になるもの。この機構によるスピン・格子緩和時間は、電気抵抗に関連した電子散乱の緩和時間と簡単に関係づけられる。

エリクソン・サイクル [英 Ericsson cycle, 独 Ericsson-Prozess, 仏 cycle d'Ericsson, 露 цикл Эриксона] ⇒ 冷凍サイクル

エリプソメトリー [英 ellipsometry, 独 Ellipsometrie, 仏 ellipsométrie, 露 эллипсометрия] = 偏光解析法

エーリングハウスの補償板 [英 Ehrlinghaus compensator] 光学軸に平行に切断した2枚の同じ厚さの水晶の平行平面板を、光学軸が互いに直交するように貼り合わせた補償板。図のようにいずれか一方の光学軸に平行な軸のまわりに回転することにより、位相遅れが生ずる。一枚の



板の厚さを t 、異常光線と常光線の屈折率を n_e, n_o 、回転角を θ [rad] とすると、位相遅れ Δ は近似的に

$$\Delta = \frac{(n_e^2 - n_o^2)}{2n_o^3} t \theta^2 = 0.0038 t \theta^2 \quad (\lambda = 0.589 \mu\text{m})$$

で与えられる。偏光顕微鏡では、 $t=1\text{mm}$ とし、回転角 0.05° の精度で読みとるものが付属品として用いられる。

LISP = LISP (リスブ)

LSS 理論 [英 LSS theory, 仏 théorie LSS, 露 теория ЛСС] J. Lindhard, M. Scharff, H. E. Schiøtt (1961 年, 1963 年, 1968 年) による、阻止能と飛程に関するイオン・原子系の衝突理論をいう。各著者のイニシャルから LSS 理論と名づけられている。イオンと原子系の衝突はトーマス・フェルミ型相互作用ポテンシャルにより取扱われ、電子を励起・イオン化することによる電子的阻止能、原子核の反跳により生ずる核的阻止能、イオンの飛程ならびにストラグリングに関する諸量が、統計的手法により導出されている。特に、イオン速度が十分に遅い領域での核的阻止能の解析に詳しく、核的阻止能が統計的手法による無次元化された換算エネルギーと換算距離により、普遍的関数として表されることが示されている(核的阻止能)。また Lindhard と Scharff による電子的阻止能は

$$S_e = \epsilon_c \times 8\pi e^2 a_0 \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^2 + Z_2^2)^{3/2}} \frac{v}{v_0}$$

で表され、重イオン阻止能の解析において広く引用されている。ここで Z_1, Z_2 は入射粒子および標的原子の原子番号、 v, v_0, a_0, e はそれぞれ入射粒子の速度、ボーア速度、ボーア半径、電気素量を表す。また ϵ_c は $1 \sim 2$ 程度の値を与える量である($\epsilon_c \approx Z_1^{1/2}$)。物質中でのイオンの飛程に関する理論として広く引用され、計算機シミュレーションの発達に伴い開発された、E-DEP-1 コード(シミュレーションコード)は LSS 理論を基にしてつくられている。

LS 結合 [英 L-S coupling, 独 LS-Kopplung, 仏 couplage L-S, 露 LS-связь] 原子や原子核の殻構造において、1つの殻に存在する粒子の波動関数を組合せて全系の波動関数をつくるとき、各粒子の軌道角運動量 L_i を合成して全粒子の軌道角運動量 L を出し、一方、各粒子のスピン角運動量 S_i を合成して全粒子のスピン角運動量 S を出し、そして L と S を合成して全角運動量 J を出す結合のさせかたを LS 結合という。ラッセル-ソンドース結合、スピン・軌道結合ともいう。これに対して、各粒子の L_i と S_i をまず合成して全角運動量 j_i を出し、これを合成

して全粒子の全角運動量 J を出す結合のさせかたを jj 結合という。LS 結合は演算子として性質が異なる軌道角運動量とスピン角運動量について別々に合成して状態を規定しているの、諸種の遷移行列要素を計算するのに便利であるが、各粒子にスピン・軌道相互作用が働いて、スピン・軌道分離している場合には、 jj 結合を用いる方がより便利になる。

LSZ 形式 [英 LSZ formalism, 仏 formalisme LSZ, 露 ЛСЛ-формализм] 場の量子論における理論形式のひとつ。1955 年に H. Lehmann, K. Symanzik, W. Zimmermann の共著論文により提起された理論形式であって、ハイゼンベルク表示での場の量子論の散乱問題を定式化する最も標準的な理論的枠組を与えるものである。ハイゼンベルク表示での場の演算子 $\phi(x)$ は、一般に時空 $x_\mu = (x_0, x_1, x_2, x_3)$ の関数である非常に複雑な演算子であるが、時間 x_0 の絶対値が無限に大きいところでは自由場の演算子に近づくものと考えられる。すなわち、任意の状態ベクトル $|\alpha\rangle, |\beta\rangle$ に対し

$$x_0 \rightarrow -\infty \text{ のとき } \langle \alpha | \phi(x) - \phi^{\text{in}}(x) | \beta \rangle \rightarrow 0$$

$$x_0 \rightarrow +\infty \text{ のとき } \langle \alpha | \phi(x) - \phi^{\text{out}}(x) | \beta \rangle \rightarrow 0$$

が成立するものとする。ここに $\phi^{\text{in}}(x)$ と $\phi^{\text{out}}(x)$ は、漸近場とよばれる場の演算子である(漸近場)。これらは、同じ自由場の方程式と、同じ自由場の四次元交換関係とを満たす。ハイゼンベルク表示での真空 $|0\rangle$ と $\phi^{\text{in}}(x)$ により構成されるフォック空間の基底ベクトルをインステートという。同様に $|0\rangle$ と $\phi^{\text{out}}(x)$ とからアウトステートが定義される。これらを一括して漸近状態とよぶ。インステートとアウトステートの内積 $\langle \text{out} | \text{in} \rangle$ は S 行列要素を与えるので、これを計算するのが LSZ 理論の中心的問題である。

$\langle \text{out} | \text{in} \rangle$ の表示に含まれる $\phi^{\text{in}}(x)$ や $\phi^{\text{out}}(x)$ を 1 個ずつものハイゼンベルク演算子 $\phi(x)$ で置換していく公式を漸化式という。これによって S 行列要素が $\phi(x)$ の T 積(時間順序積)または R 積と関連づけられる。こうして $\phi(x)$ の局所可換(あるいは反可換)性の情報が利用できるようになるので、これに基づいて分散式の導出がなされる。以上はただ 1 つの場合がある場合について説明したが、いくつもの場合がある場合もまったく同様である。また複合粒子のある場合への拡張もなされている。

LS 分離 = スピン・軌道分離

LS 力 [英 LS force, 仏 force LS, 露 LS-сила] = スピン・軌道相互作用

l 型二重項 [英 l-type doublet, 独 l-Dublett, 仏 doublet de type l, 露 l-дублет] 多原子分子のエネルギー準位に関する二重項の一種。直線分子および 3 回以上の回転対称性をもつ対称こま形分子には振動数の等しい基準振動の対が少なくとも 1 つある。このような二重に縮退した振動が励起されると対称軸の方向に振動の角運動量を生じる。直線分子では、分子軸に垂直な方向に振動する 1 対の振動 a, b が縮退している。この縮退振動の振動の量子数をそれぞれ v_a, v_b とし、 $v_a + v_b = v_l$ とする。 v_l が一定の値をとる振動状態は $v_l + 1$ 個あるが、それらは縮退している。これらの $(v_l + 1)$ 個の状態から分子軸の方向に角運動量 $\pm l \hbar$ をもつ状態をつくることができる。ここで l は +1 または -1 の v_l 個の和であって、 $l = v_l, v_l - 2, \dots, 1$ または 0 である。この角運動量を振動の角運動量という。多数の二重縮退振動が励起された場合は、全振動角運動量 l

は $l = |\sum_i (\pm l_i)|$ となる。+、- は分子軸に沿った左右 2 つの方向に対応する。対称こま形分子では $l = |\sum_i (\pm \xi_i l_i)|$ (ξ_i はコリオリパラメーターとよばれ、-1 と +1 の間の値をとる) となる。 l は分子軸に沿って 2 つの向きが可能であるが、回転エネルギーの式には l^2 の項として含まれ、 $l = 0$ の場合は二重に縮退している。しかし分子全体の回転角運動量 J と振動の角運動量 l との相互作用により、全角運動量の量子数 J とともに増加する分離を各振動・回転準位に生じる。たとえば $l = 1$ の場合は Π 振動項とよばれ、その l 型二重項分離の波数 $\Delta\nu$ は $\Delta\nu = qJ(J+1)$ の形で表され、 q の値は ν_l の値とともに増える。分子理論によれば、直線分子の場合は $q_l \approx B_l^2/\bar{\omega}_l$ (B_l は平衡核間距離における回転定数、 $\bar{\omega}_l$ は振動の角運動量を生じる原因となる曲げ振動の振動定数で、すべて波数単位とする) となる。 $1/\Pi$ 項の A 型二重項分離の場合、分離定数 q は $q \approx 2B_l^2/\bar{\nu}_l$ ($\bar{\nu}_l$ は $1/\Pi$ と同じ軌道角運動量 L をもつ最も近い 1Σ とこの $1/\Pi$ との項値の差) であるから、一般に l 型二重項分離は A 型二重項のそれに比べ大である ($\Rightarrow A$ 型二重項、 ρ 型二重項)。[図]

エルグ [英 *erg*, 独 *Erg*, 露 *эрг*] エネルギー、仕事の単位。 10^{-7} J に等しい。ギリシア語 *εργον* (仕事、労力の意) に由来する。大きさが 1 dyn である力が、その方向に物体を 1 cm 動かすときにする仕事である。CGS 単位系に属する単位であって、国際単位系 (SI) の立場からは推奨しがたい (\Rightarrow エネルギーの単位)。

エルゴード仮説 [英 *ergodic hypothesis*, 独 *Ergodenhypothese*, 仏 *hypothèse ergodique*, 露 *эргодическая гипотеза*] 熱力学という巨視的な理論を微視的な粒子の運動と統計法則を用いて説明しようとして、L. Boltzmann や J. C. Maxwell は気体分子運動論をうち立てた。その中で物理量の時間平均を位相平均で置換えるということが必要になり、その保障のために設けたのがエルゴード仮説である。力学法則に従って運動する多数の粒子からなる系を考える。この系の位相空間は各粒子の位置と運動量からなる、多次元の空間である。系の運動に沿ってエネルギーは不変である (エネルギー保存則) ので、運動をエネルギー曲面 (エネルギーが一定の部分空間) にかぎって考えてよい。Boltzmann のエルゴード仮説とは、(1) 考える系においておのおのの運動はエネルギー曲面の各点をいつかは通り、(2) さらにエネルギー曲面の中の任意に定まった集合に滞在する時間はその集合の相対的な大きさに比例する、という要請である。このエルゴード仮説そのものは、周期運動の存在などによって成り立たないことがその後指摘されたが、準エルゴード仮説、再帰定理 (\Rightarrow 準エルゴード仮説)、エルゴード定理により、弱い意味で成り立つことが保証された。なお時間平均と位相平均が一致するという要請は科学の種々の分野において自然な発想である。

エルゴード性 [英 *ergodic property*, 独 *ergodische Eigenschaft*, 仏 *ergodisme*, 露 *эргодическое свойство*] 個々の具体的な力学系がエルゴード的 (\Rightarrow エルゴード定理) であるかどうかを知ることには、統計力学やエルゴード理論において古くからある重要な問題である (\Rightarrow エルゴード問題)。二次元の正方形の領域の中で、2 つの円板が完全弾性衝突をしながら運動している撞球問題を考えよう。この系のエルゴード性の問題は次の系の問題に帰着される。二次元の長方形の領域の中に有限個の凸形の障壁があ

り、1 個の質点がこの領域の中で慣性運動をしている。壁では完全弾性反射をするものとする。このとき質点の位置と速度 (絶対値は一定で方向のみが変数となる) を表す相空間における運動は保測変換の一径数群 (\Rightarrow エルゴード定理) によって記述される。Ya. G. Sinai はこの系がエルゴードであることを示した。その後の結果は少し拡張されたが、三次元については示されていない。一方、十分に一般的なハミルトン系において、エネルギー曲面上で「楕円の」な閉軌道の近くに不変なトーラスの族が正測度で存在することが、コルモゴロフ・アーノルド・モザーの理論によってわかってい。したがってこのハミルトン系はエルゴード的ではない。

エルゴード定理 [英 *ergodic theorem*, 独 *Ergodentheorem*, 仏 *théorème ergodique*, 露 *эргодическая теорема*] エルゴード性に関する数学的な定理。集合 X の点を X の点に移す変換の族 $\{T_i; -\infty < i < \infty\}$ が定まってい、 $T_i T_s = T_{i+s}$ を満たすとする。さらに X 上に測度 m があって $\{T_i\}$ 不変であると仮定する。すなわち X の可測な任意の部分集合 A とすべての i に対して $m(T_i A) = m(A)$ が成り立つとする。このときおのおのの T_i は保測変換とよばれる。 $m(X) < \infty$ のとき (簡単にするために $m(X) = 1$ と正規化しておく)、次の G. D. Birkhoff の個別エルゴード定理が成り立つ。 m について積分可能な関数 f に対して、ほとんどすべての $x \in X$ について ($m(N) = 0$ なる部分集合 $N \subset X$ があって $x \in N$ なる点 x について) f の時間平均

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \frac{1}{r} \int_0^r f(T_i x) dt = \bar{f}(x)$$

が存在し、極限関数 \bar{f} は $\{T_i\}$ 不変 ($\bar{f}(T_i x) = \bar{f}(x)$) がほとんどすべての x とすべての i について成り立つ) であり

$$\int_X \bar{f}(x) dm(x) = \int_X f(x) dm(x)$$

を満たす。したがってもし \bar{f} が初期値 x に関係しなくて定数であれば、時間平均 \bar{f} は f の空間平均に一致する。

$$\bar{f} = \int_X f(x) dm(x)$$

積分可能なすべての関数 f に対して \bar{f} が定数になるとき、 $\{T_i\}$ はエルゴード的であるといわれる。したがってどのような系がエルゴード的であるかが問題となる (\Rightarrow エルゴード問題)。 $\{T_i\}$ がエルゴード的であるためには、 $\{T_i\}$ 不変な積分可能な関数は定数に限ることが必要かつ十分である。上記の時間平均の存在は L^2 空間の収束の意味でも成り立つ (\Rightarrow 平均エルゴード定理)。

$m(X) = \infty$ の場合には、上記の定理の代りに次のホップフのエルゴード定理が成り立つ。関数 f と g が m について積分可能であり $g(x) > 0$ であれば、極限

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left\{ \int_0^r f(T_i x) dt / \int_0^r g(T_i x) dt \right\}$$

がほとんどすべての x に対して存在する。さらに $\{T_i\}$ がエルゴード的であれば、上の極限は $\int_X f dm / \int_X g dm$ に一致する。これらのエルゴード定理は L^1 空間などの縮小作用素に関する定理として拡張されている。

エルゴード問題 [英 *ergodic problem*, 独 *Ergodenproblem*, 仏 *problème ergodique*, 露 *эргодическая проблема*] 統計力学で物理量の時間平均と位相平均が等しいかどうかを論ずる問題。ハミルトンの正準運動方程式に従

って運動している多数の粒子 N 個からなる系を考えよう。位相空間は各粒子の位置と運動量の可能な値を表す $6N$ 次元の空間である。この空間のルベグ測度が系の運動によって不変であることがリウビルの定理として知られている。一方この系の運動に沿ってエネルギーは一定であるので(エネルギー保存則)、1つのエネルギー曲面(エネルギーが一定であるような部分空間) X の1点を初期値とする運動は X 内にとどまる。したがって運動を X に限って考えてよいわけである。点 $x \in X$ を初期値とする運動の t 時間後の状態を $T_t x$ で表すと、 T_t ($-\infty < t < \infty$) は X の点を X の点に移す変換になる。エネルギー曲面 X 上の測度 m が位相空間上のルベグ測度から自然に導かれるが、 m は各 T_t によって不変である。すなわち X の(可測な)部分集合 A に対して $m(T_t A) = m(A)$ が成り立つ。もしエネルギー曲面 X が有界であれば $m(X) < \infty$ となる(このとき $m(X) = 1$ と正規化しておく)。この状況のもとで物理量の時間平均と位相平均が等しいかと問うのがエルゴード問題である(\Rightarrow エルゴード仮説)。物理量は X 上の関数 f として与えられ、位相平均が有限であるということはその関数 f が測度 m について積分可能ということである。

上述のことは次のように抽象化できる。集合 X の上に確率測度 m と X の点を X の点に移す変換の族 $\{T_t; -\infty < t < \infty\}$ が定まっていて、 $T_t T_s = T_{t+s}$ を満たし、測度 m は各 T_t によって不変であるとする。このとき G. D. Birkhoff の個別エルゴード定理(\Rightarrow エルゴード定理)によれば、 m について積分可能な関数 f に対して、ほとんどすべての $x \in X$ について (m について測度 0 の x の集合を除いて) f の時間平均

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(T_t x) dt = \bar{f}(x)$$

が存在して、 \bar{f} は $\{T_t\}$ 不変である ($\bar{f}(T_t x) = \bar{f}(x)$ がほとんどすべての $x \in X$ について成り立つ)。もし $\{T_t\}$ 不変な (m 積分可能な) 関数が定数に限るならば、 \bar{f} は f の位相平均と一致し

$$\bar{f} = \int_X f(x) dm(x)$$

f の時間平均と位相平均が等しくなる。このとき $\{T_t\}$ はエルゴード的であるといわれる。したがって、エルゴード問題は変換の族 $\{T_t\}$ がエルゴード的(\Rightarrow エルゴード定理)かどうかという問題に帰着される(\Rightarrow エルゴード性)。

LCAO-ASMO-SCF 法 [英 LCAO-ASMO-SCF method, 仏 méthode LCAO-ASMO-SCF, 露 метод ЛКАО-АСМО-ССП] \Rightarrow 分子軌道法

LCAO-MO-SCF 法 [英 LCAO-MO-SCF method, 仏 méthode LCAO-MO-SCF, 露 метод ЛКАО-МО-ССП] \Rightarrow 分子軌道法

LCAO-MO 法 [英 LCAO-MO method, 独 LCAO-MO-Method, 仏 méthode LCAO-MO, 露 метод ЛКАО-МО] \Rightarrow 分子軌道法

LCAO 近似 [英 LCAO approximation, 独 LCAO-Näherung, 仏 approximation LCAO, 露 приближение ЛКАО] 電子の軌道関数を原子軌道(atomic orbital, AO)の線形結合(linear combination, LC)で表す近似を LCAO 近似という。この方法で分子軌道(molecular orbital)を近似することを特に LCAO-MO 近似という。用いる原子軌道の豊富さほどよい近似になるが、豊富さの程度による以下のような分類が広く用いられている。(1) 最小基底:

主量子数 n と方位量子数 l で指定される原子の殻に対して動径関数 1 個を使う。たとえば、酸素原子の場合 2 個の s 型原子軌道と 3 個の p 型原子軌道(動径関数は同じ)を用いる。(2) 2 倍基底: 1つの殻に対して動径関数 2 個を用いる。酸素原子 1 個に対して s 型原子軌道 4 個, p 型原子軌道 6 個を用いる。(3) 2 倍基底+分極関数: 2 倍基底に分極軌道関数を加えて用いる。ただし、ここで分極軌道関数というのは、最小基底に現れるいちばん大きい l よりも 1 つだけ大きい l の値をもつ原子軌道関数のことである。そのほか、さらに多くの原子軌道を基底関数に加えることもある。LCAO 近似を行って得られた軌道の良否は初めに設定する原子軌道の選びかたに大きく依存する。これは、ひとたび原子軌道を選んでしまえば分子や状態によって変えられるのは線形結合の係数のみだからである。したがって目的に応じて適当な原子軌道を基底関数に加えておくことが肝心である。たとえばリュードベリ型の励起状態を分子軌道法で表す場合には広がった原子軌道が必要になる。LCAO 近似を用いないと軌道を数値的に求めることになるが、原子の場合は一次元、分子や結晶の場合は二次元、三次元の数値積分を行わなければならない実行は著しく困難である。また得られた軌道から系の諸性質を求める場合にも困難が大きい。これらの理由から軌道を LCAO で近似する方法は現在極めて広く用いられている(\Rightarrow 分極軌道(関数))。

LC 回路 [英 LC circuit, 独 LC-Glied, 仏 circuit L C, 露 LC-контур] コイル L およびコンデンサー C の直列または並列接続によって構成された回路。コイルおよびコンデンサーが直列に接続された回路に時刻 $t=0$ で直流電圧 E を印加すると、この回路を流れる電流 I 、コイルの端子間に現れる電圧 V_L 、およびコンデンサーの端子間に現れる電圧 V_C はおののお

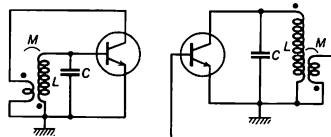
$$I = \frac{E}{\sqrt{LC}} \sin \frac{1}{\sqrt{LC}} t$$

$$V_L = E \cos \frac{1}{\sqrt{LC}} t$$

$$V_C = E \left(1 - \cos \frac{1}{\sqrt{LC}} t \right)$$

のように振動する。コイルの端子電圧 V_L の最大値は電源電圧と同じであるが、コンデンサーの端子電圧 V_C の最大値は $t = \pi \sqrt{LC}$ のとき電源電圧の 2 倍となる。この現象を用いてコンデンサーを充電することを共振型充電とよび、高電圧の発生にしばしば用いられる。現実の LC 回路ではコイルの抵抗分、コンデンサーの漏洩電流などが無視できない場合もあり、LCR 回路として解析した方が適当な場合が多い。

LC 発振器 [英 LC oscillator, 独 LC-Oszillator, 仏 oscillateur LC, 露 LC-генератор] L, C からなる共振回路と電子管や半導体の増幅素子とを組合せた発振器の総称である。基本的なものと図 1 のようなベース同調発



ベース同調発振器

コレクター同調発振器

振器やコレクター同調発振器がある。これは $\omega = 1/\sqrt{LC}$ において、共振回路のインピーダンスが最大になる(⇒並列共振)ので、相互インダクタンス M を通して増幅素子に帰還される電圧も最大となり、発振が最も起きやすくなることを利用している(⇒発振器)。ベースおよびコレクターとも共振回路を備えることもあり、水晶発振回路に採用されている。これらの変形としては、図2のようなハートレ

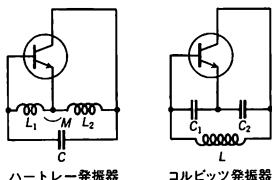


図2

一発振器、コルビッツ発振器が有名である。前者では L を分割(中間タップより帰還)するが、コイル間の相互インダクタンスにより実効インダクタンスが大きくなるので、比較的小さいコイルで低周波の発振を行うと便利である。後者では C を直列に分割する方式をとるが、発振波形のうち高い周波数成分は C によってインピーダンスが低下するので、ひずみの少ない波形が得られる。超短波においては極板管の極間の浮遊容量を使用してコルビッツ発振を起させることもある。以上のほか RC 発振器の移相型に相当する方式も存在する。

エルスター Elster, Johann Philipp Ludwig Julius 1854.12.24—1920.4.8 ドイツの物理学者。ブランケンブルクに生れ、ハイデルベルク大学とベルリン大学に学んだ。ハイデルベルクでは後の共同研究者 H. Geitel と同窓であった。1879年に学位を取得し、1881年ブンスビク近郊ウォルヘンビュッテルにあるヘルツォークリッヒ・ギムナジウムの数学・物理学教師となった。彼はここで、やはり同ギムナジウムの教師となった Geitel と共同研究を始め(1884年)、2人はプレスラウ大学からの招聘も謝絶して生涯その地位のまま研究を続け、「物理学のカストルとポリュデウクス(ギリシア神話の双生神)」とよばれた。

彼らの研究はまず大気中の電気現象に始まっている。炎による帯電の研究(1884年)がきっかけとなり、雷雲の研究、雨における荷電、大気中で電荷の「分散」、地球電場による影響などが調べられ、大気中の空電の測定はオーストリア・アルプスをはじめとする各地の山岳で行われた(1891—1905年)。第二の研究は光電効果である。マグネシウムのフィラメントを紫外線で照射したとき放電が起きることを発見(1889年)したのが最初で、いわゆるアクティノ、エレクトリックシリーズを見だし、また光電流が光の偏光性に依存することを観察して正常・選択効果を区別し、光電池を製作して強力な実験装置を提供した。第三は熱電子放出に関する仕事である。これは「白熱物体による気体の電離」として1887年に報告されたもので、J. J. Thomson による電子概念の確立に大きな寄与をした。第四は放射能および放射線に関するもので、これはさまざまな問題にわたっている。そのうち顕著なものは、ウランの放射線(ベクレル線)のエネルギーがどこから来るかという問題に関するもので、真空中での実験により空気分子の運動エネルギー説を否定し、また地下での実験によって未知放射線による二次線という説も否定し、その他の周到な実験により、結局ウランの放射能はウラン原子そのものに帰

せられることを帰結した。これにより、元素の放射性変換が示唆されたのである。

放射性物質の研究ではビッチブレンドの分析により抽出した鉛の放射性を調べ(RaD, E, F)、ベクレル線による空気中の電離を測定し(1899年)、またベクレル線によって種々の結晶が励起されて蛍光を発するところを発見(1899年)、これとの関連で α 線検出器としての硫化亜鉛シンチレーションカウンタを開発した。

そのほか、大気中および地表面のさまざまな物質の放射能の広範な測定もある。多くの優れた実験装置を開発したが、特許などの対象とせず、この面でも大きい貢献をした。ハルツブルクで没した。

エルスター—ガイテル効果 [英 Elster-Geitel effect, 独 Elster-Geitel-Effekt, 仏 effet Elster-Geitel, 露 эффект Эльстера-Гейтеля] J. Elster および H. F. Geitel はともにドイツの実験物理学者であり、1900年に気体の電気伝導率の共同研究を行った。検電器の容器と電極間の絶縁をいかによくしても電荷が逃げ出すことから、気体は放射線によりイオン化されており、このガスイオンを通して電荷が失われることを見いだした。ほぼ同じ時期にギリシヤの物理学者 C. T. R. Wilson も同じ結論を得ている。この効果の定量的な考察から、大気圏外からも放射線が入射しているのではないかという考えが導かれ、1912年オーストリアの物理学者 V. F. Hess による宇宙線発見の端緒となった。

エルステット Ørsted, Hans Christian 1777.8.14—1851.3.9 デンマークの物理学者。ランゲラン島のルーケピングに薬剤師を父として生れ、11歳のときから父の薬局を手伝い、化学の基礎知識を得た。正規の教育は受けなかったが、1794年コペンハーゲン大学に入学を許可され、自然哲学を志向した。特に I. Kant とその批判哲学とは彼の科学研究に強い影響を与えた。大学では天文学、物理学、数学、化学を修め、1797年薬学での学士号を得たが、1799年に得た学位は自然哲学におけるカント哲学の重要性を論じたものであった。

1801年からベルリン、ゲッティンゲン、ワイマールなど各地を訪ね、科学の素養を豊かにすべく努めた。当時ヨーロッパは A. Volta の電堆の発見で湧き立っており、彼もそれに強い刺激を受けたという。しかし彼に強い影響を与えたのはゲッティンゲンの化学者 J. W. Ritter やベルリンの自然哲学者 H. Steffens らであり、彼の科学界へのデビューは、こういった自然哲学的傾向の色濃い観念的なものとしてであった。そのためバリでは一笑に付され、学会誌からも拒否されたが、これは彼のその後の研究にはよい教訓になったようである。

1804年帰国したが、このような事情のため地位は得られず、その後一般講演で知られるようになってようやく大学の客員教授となった(1806年)。評判はしだいに高くなり、1829年コペンハーゲン理工学研究所長となり、没年までその職にあった。その研究領域は化学親和力から電磁気学、液体および気体の圧縮性、反磁性の現象と多岐にわたっているが、そこには一つの一貫性がある。それはカント主義の影響下に形成された彼の哲学であり、いわば彼は哲学の具現される場として科学研究を考えていたように見える。有名な電流と磁気の研究もその一例である。当時のオーソドックスな学説(電気の粒子説)では電気と磁気とはまったく別のものであり、その関連を考えることは問題外

のことであった。Ørsted はカント的な力の転換という考えをいだき、これを電気と磁気に適用しようとした。彼によれば、電気とは正の磁気と負の磁気との「拮抗関係」であり、この拮抗は条件により空間内に広がる。導線内での電流による熱の発生、光の発生を彼はこの例と見る。このような考えから、電流による磁気の発生も条件により起りうると彼はすでに 1813 年に述べている。そして 1819～20 年の冬、展示実験を行った際、公衆の前での実験で彼は初めて電流による磁針の振れを観察した。思考が先行し、偶然が幸いした発見の一例ではあるが、この成果が、A. M. Ampère, M. Faraday らによる電磁気学研究所の幕を開いたことはよく知られている。

晩年は再び哲学に帰リ、「精神と自然とは一つのものの両側面であり、その調和に疑いの余地はない」と説いた。

エルステッド [英 oersted, 独 Ørsted, 仏 oersted, 露 эрстед] 磁場の強さの CGS 電磁単位またはガウス単位。H. C. Ørsted (⇒エルステッド) に由来する。単位記号は Oe。単位磁極に働く力が 1 dyn のときの磁場の強さが 1 Oe である。SI 単位であるアンペア回数毎メートル (単位記号は A・m⁻¹) を用いると 1 Oe = (1/4π) × 10³ A・m⁻¹ となる。CGS 単位 (電磁系およびガウス系) では、真空中の透磁率 μ = 1 であるから、B = μH によって求められる磁束密度 (単位ガウス) と数値的には差がない。

L 線 [英 L line, 独 L-Linie, 仏 ligne L, 露 линия L] 主量子数 n = 2 の電子の内殻 L 殻というが、L 殻の空席電子準位へ他の内殻電子が遷移するとき生ずる特性 X 線を総称していう。L 殻の電子準位は軌道角運動量 l と全角運動量 j の組 (l, j) によって L₁(0, 1/2), L₁₁(1, 1/2), L₁₁₁(1, 2/3) と分裂し、M 殻は M₁(0, 1/2), M₁₁(1, 1/2), M₁₁₁(1, 2/3), M₁₁₁₁(2, 2/3), M₁₁₁₁₁(2, 5/2) と五重に分裂し、N 殻も七重に分裂しているの、これら M 殻、N 殻、… などから L 準位への遷移則を満たす遷移は数多くある。そこで、各 L 線は K 線の場合と同様 L_{α₁}, L_{β₁}, L_{β₂}, … などとよばれるが、L_{α₁} は M₁₁₁(2, 3/2) → L₁₁₁(1, 3/2) の遷移に、L_{β₁} は、M₁₁₁(2, 3/2) → L₁₁(1, 1/2) の遷移に対応する一方、L_{β₂} は N₁₁₁(2, 5/2) → L₁₁₁(1, 3/2) の遷移に対応するなど複雑なので、命名法については準位図や表でどの遷移に対応するか、調べる必要がある。L 線としては WL_{α₁} 線 (1.48 Å), CuL_{α₁} 線 (13.36 Å) などがよく知られている。いくつかの L 線は単色 X 線源として利用されることがある (⇒特性 X 線, K 線, M 線)。

L 波 [英 L wave, 独 L-Welle, 露 L-волна] ⇒ 弾性波

エルミート演算子 [英 Hermitian operator, 独 Hermiteischer Operator, 仏 opérateur hermitien, 露 эрмитов оператор] 量子力学では、物理量は自己共役演算子であることを要請するが、具体的なモデルでは、ア・ブリオリには、物理量は単にエルミート演算子として与えられている場合が多く、実際にそれが自己共役であることの証明が要求される。T をヒルベルト空間 \mathcal{H} における線形演算子で、その定義域は稠密であるとする。T' を T の共役演算子とすると、もし、 $\mathcal{D}(T) \subset \mathcal{D}(T')$ かつすべての $x \in \mathcal{D}(T)$ に対して $Tx = T'x$ が成立するならば、T はエルミート演算子である。 $\mathcal{D}(T) = \mathcal{D}(T')$ は要求していないので、 $T = T'$ とは限らないことに注意 (⇒自己共役演算子)。エルミート演算子是对称演算子ともよばれる。T がエルミート演算子であることは、すべての $x, y \in \mathcal{D}(T)$ に対し

$(Tx, y) = (x, Ty)$ となることと同等である。エルミート演算子は可閉演算子 (⇒閉演算子) である。

エルミート行列 [英 Hermitian matrix, 独 Hermiteische Matrix, 仏 matrice hermitienne, 露 эрмитова матрица] ⇒ 行列

エルミート形式 [英 Hermitian form, 独 Hermiteische Form, 仏 forme hermitienne, 露 эрмитова форма] n 次元エルミート行列 $A = (a_{ij})$ ($a_{ij} = \bar{a}_{ji}$) と n 個の複素数の成分をもつベクトル

$$x = \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix}$$

を用いてつくられた量

$$x^*Ax = \sum_{i,j=1}^n a_{ij}\bar{x}_i x_j$$

をエルミート形式という。ここで $x^* = \bar{x}$ であり、 $\overline{x^*Ax} = x^*Ax$ となるのでエルミート形式は実数値をとる。ベクトル x にユニタリ変換 $y = Ux$ を施すとエルミート形式は $x^*Ax = y^*UAU^{-1}y$ となる。一般に、エルミート行列 A に対して $UAU^{-1} = D$ が対角行列になるようなユニタリ行列 U が存在する。この対角行列 D の対角要素を d_i とする

と、エルミート形式は $\sum_{i=1}^n d_i |y_i|^2$ と書くことができる。 d_i はエルミート行列 A の固有値とよばれ、実数であることが示される。また、行列 U の第 i 行ベクトル $\{u_{ij}\}_{j=1,2,\dots,n}$ を固有値 d_i に属する固有ベクトルという (⇒二次形式)。

エルミート多項式 [英 Hermite polynomial, 独 Hermiteisches Polynom, 仏 polynôme d'Hermite, 露 эрмитов полином] $n = 0, 1, 2, \dots$ に対して次の式で定義される n 次多項式

$$H_n(x) = (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} e^{-x^2}$$

のこと。H_n(x) は微分方程式 (エルミート方程式)

$$u'' - 2xu' + 2nu = 0$$

を満たし H_n(x)/n! は母関数 e^{2xt-t^2} をもつ。

$$\varphi_n(x) = \frac{1}{\sqrt{2^n n! \sqrt{\pi}}} H_n(x) e^{-x^2/2}$$

と置くと、関数系 $\{\varphi_n(x)\}$ は $(-\infty, \infty)$ で二乗可積分な関数の空間において完全正規直交系をなす。エルミート多項式は調和振動子の量子状態を記述する波動関数の中に現れる。エルミート方程式は、二次元ヘルムホルツ方程式を放物柱座標で変数分離したとき現れるウェーバー-エルミート方程式 $w'' + (\lambda - x^2)w = 0$ において、 $w(x) = e^{-x^2/2} u(x)$, $\lambda = 2n+1$ とおくと得られる。

エレクトレット [英 electret, 独 Elektret, 仏 électret, 露 электрет] ある種の誘電体に高温から直流電圧を加えて室温に下げると、電極を取去っても電極に接していた面が正負に帯電して、双極子モーメントが生じ、永年にわたって失われない。磁石をマグネットとよぶが、これにならってこの物質はエレクトレットとよばれている。歴史的には、1920 年ころ、カルナウバックスと松脂の混合物の溶融物から、江口太郎により初めてエレクトレットが得られたが、最近では高分子のエレクトレットが開発されている。ポリフッ化ビニリデン (PVDF) のフィルムを引伸し上記の分極処理を行うと、圧電定数 d_{31} が 20 pc・N⁻¹、電気機械結合係数が 10% と水晶よりもわずかなが

ら大きな値をもつ高分子エレクトレットができる。やわらかいフィルム状の材料が大量にできるので音響装置、圧力、ひずみのセンサーなどへの応用が考えられている。カルナウバワックスと松脂の混合物とは異なり、PVDFでは温度の昇降を繰返して可逆的に電荷が誘起され、焦電係数 $30 \mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ をもつ。この焦電効果は赤外線検出などに応用される。エレクトレットに凍結された分極は結晶の極性によって生ずる分極ではなく、分極反転も示さない。この見かけの分極の成因は不明である。エレクトレットは強誘電体と同類のものと考えられやすいが、実は本質的に異なる現象である。

エレクトログラフィアー = 電子写真

エレクトロニクス [英 electronics, 独 Elektronik, 仏 électronique, 露 электроника] 本来は真空、気体または導体中の荷電粒子の運動とそれに伴う現象の研究、およびそれに応用する科学や技術を意味し、初期はほとんど電子(electron)が対象であったのでこの名称が生れた。現在は真空管やトランジスタの発明を経て、各種の半導体の研究、それらを利用する回路や装置の研究、さらにそれらの応用についての研究・技術分野を含み、理学、工学から医学まで、広く利用されている。具体的には、直流からマイクロ波に至る信号の増幅、発振、デジタル信号を含む処理、電子計算機の開発とその利用、電気と光や音響など各種エネルギーとの相互変換などを含んでいる。現在多くの物理量が電気量に変換され計測処理されるので、各方面の研究に欠くことのできない基礎技術である。応用面では衛星通信を含む各種通信やテレビ、ラジオ放送、電子計算機による事務処理や生産工程の自動化、各種の電気家庭用品まで現代の文化に大きな影響を与えている。ただし、交流電力の機器に関する分野はここには含まれない。

エレクトロニクスのことばの内容は時代とともに変化しており、その発達にいくつかの大きなステップがあった。第一の時代は19世紀から20世紀前半で、白熱電球の発明から電子放出が見いだされ、二極真空管が発明された。これは無線信号の検波に用いられ、さらに第三の電極、グリッドを入れ、その電圧で陰極から陽極への熱電子の流れを制御できる三極管が発明された。これにより増幅発振の動作が可能となり、また、さらに高性能の四極管、五極管などが製作された。並行して真空管回路に必要な抵抗、コンデンサーなどの回路部品が開発・生産されて電子工業が発達し、回路理論も大きな進歩をとげた。通信、放送の技術が進み、エレクトロニクスの応用が広がった。電子ビームを利用するブラウン管、放電管、サイクロトロン、水銀整流管、X線管、さらに光電管など各種が開発された。なかでもブラウン管は電子計算機の表示装置として今日ますます広く利用されている。最も大きな影響をもたらしたのは電子計算機への利用で、トランジスタの採用により初めて安定な動作が可能となった。トランジスタはその発明以来、性能、製法が次々と改良されて使用可能周波数や出力がしだいに高くなり、量産化が進み、価格も下がったため、広範囲で大量に使用されるようになり、電子技術が長足の進歩を遂げた。この半導体によるエレクトロニクスは固体エレクトロニクスとよばれる。

次の進歩は集積回路(IC)の発明で、電子回路を個々のトランジスタ、ダイオード、抵抗、コンデンサーの素子を接合してつくるのではなく、写真製版技術を利用して、多数の回路素子およびその間の結線を一枚の基板の上に一

体化して作るようになった。これにより電子回路の小型化と信頼性の向上が格段に進んだ。現在は、さらにデジタル回路の集積度の高い大規模集積回路(トランジスタ数1000~10000個)、超大規模集積回路(トランジスタ数10万~100万個)が開発され、電子計算機などに使用されている。これらは、本体は数 mm^2 で、真空管時代には部屋いっぱいのスペースを占めていた電子計算機と同じ機能が、一つの素子の中に相込まれるようになった。回路そのものが小型になったので配線が短くなり、トランジスタ素子の高速化、ジョセフソン素子開発などにより、回路の高速動作が可能となった。今後は、さらにこの集積化が進むとともに、光エレクトロニクスの発達により、さらに複雑な機能をもつ回路素子が開発されると考えられ、ハードウェアのみならず、ソフトウェアの進歩もエレクトロニクスの発達に不可欠であろう。

第二次世界大戦中のレーダーによりマイクロ波パルス技術が進歩し、その後マイクロ波通信、多重通信、テレビ放送に利用され、電子線型加速器が開発された。1960年代に発明されたレーザー、メーザーの分野は、量子エレクトロニクスとよばれ、原子や分子の作用を利用してマイクロ波から光に至るまでの極めて高い周波数の発振や増幅が可能となって、距離の精密測定、機械加工、医療などに応用される。半導体によるレーザー発振が可能となり、また非常に損失の少ない光ファイバーの開発により、光による通信技術が急速に進歩している。近距離の情報伝達には発光ダイオードと光ファイバーによって可能で、外界の電磁場の影響を避ける目的で利用されている。人体の各種の現象を電気的に検出して分析し診断する医用電子工学の分野が発達し、最近ではX線や超音波による computer tomography が進歩し、人体の内部状態がわかるようになった。

以上のように、半導体を用いるエレクトロニクスにより、広範囲の科学、技術が発達し、各種の新分野が開かれた。たとえば電子計算機、生産工程におけるロボットによる自動化、光通信などである。日常生活も銀行のオンライン化から各種の電機器具にまで、トランジスタからマイクロコンピュータによる恩恵を受けている。エレクトロニクスの進歩は科学から工業にいたるまでの各方面の進歩の大きな基盤であり、今後いっそうの発展進歩が期待される。

エレクトロロミネッセンス [英 electroluminescence, 独 Elektrolumineszenz, 仏 électroluminescence, 露 электролюминесценция] 蛍光体に電場を加えたとき、発光中心が励起をうけ発光する現象で、電場発光ともいう。その発光機構は、大きく分けて2つある。(1) 真性電場発光: ZnS 蛍光体に Cu , Al などを添加した粉末を誘電体(たとえば TiO_2)に混ぜて、これを透明導電膜(SnO_2)をつけたガラス板と金属箔でサンドイッチ状にはさみ、電極間に交流電圧($\geq 10^4 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$)を加えると、電場によって加速された電子が発光中心に衝突する。そのとき衝突励起が起き、発光中心をイオン化し、発生した電子と正孔が電圧が逆相のとき再結合し発光する。直流電圧の場合は電圧を加えたときのみ発光する。(2) 注入型電場発光: 半導体単結晶、蛍光体に電極をつけた電圧を加えると、キャリアが流れこんで発光する。電圧は交流、直流いずれでもよい。発光波長は、その物質の特有のエネルギーギャップに関連して決る。現在では GaAs (赤色), GaP (緑色) のような III-V 族化合物半導体の単結晶が主として使用されており、

これが発光ダイオード(LED)である。一般の照明光源としてはまだ性能的に不足である。

エレクトロン = 電子

エレクトロンボルト = 電子ボルト

エーレンフェスト Ehrenfest, Paul 1880.1.18 – 1933.9.25 オーストリアの理論物理学者。ウィーンに生れる。ウィーン大学で理論物理学を学び、1904年 H. R. Hertz の力学の流体力学への拡張を扱った論文で学位を得たが、この論文作成の指導にあたった L. Boltzmann は、彼に大きな影響を与えた。1904年 数学を学ぶロシア人学生 T. A. Afanassjewa と結婚した後、ウィーン、ゲッティングゲン、ペテルブルグに移り住み、1912年には H. A. Lorentz の後任としてライデン大学理論物理学教授となつて精力的に研究・教育活動を行った。1911年 F. Klein の勧めによって、夫妻で *Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften* に統計力学に関する論文を寄せ、統計力学の論理的構造を解明するとともに、エルゴード仮説の意義を明らかにした。また、彼は量子論の分野でも重要な業績を残した。古典論に導出されたウィーンの変位則が正しい結果を与えることに不思議さを感じた彼は、空洞内の放射の固有振動についてエネルギーと振動数の比が断熱不変量となっていることにまず着目し、次いでこの結果に示唆されて、量子化の概念を調和振動子以外の一般的な系に拡張するための仮説を提唱した(1911年)。この仮説は1914年に A. Einstein によって断熱仮説という名称を与えられ、N. H. D. Bohr が対応原理を定式化する際に、Einstein の光の放出・吸収の理論と並んできっかけとなった。さらに、後年に至って、彼は、量子論と古典論との関係を強調することで前者を理解しやすいものにしようと努め、いわゆるエーレンフェストの定理を証明した(1927年)。物理学が急速に発展した時代に生きた彼は、生涯を通じて劣等感にさいなまれていたが、ナチス支配下のドイツでユダヤ人の同僚が苦境に陥ったことに消沈し、また多くの個人的問題を抱えこんだことに絶望して、1933年9月、アムステルダムで自ら生命を絶った。

エーレンフェストの関係式 [英 Ehrenfest equations, 独 Ehrenfestsche Gleichungen, 仏 relations d'Ehrenfest, 露 уравнения Эренфеста] 一次相転移のとき、クラウジウス-クラペイロンの式が成り立つが、それに対応する二次相転移のときの関係式がエーレンフェストの関係式である。転移に際しその定圧比熱 c_p 、熱膨張係数 α 、等温圧縮率 κ_T がそれぞれ dc_p 、 $d\alpha$ 、 $d\kappa_T$ だけ変化するとすると、圧力 p と転移温度 T の間には

$$\frac{dp}{dT} = \frac{dc_p}{VT d\alpha}, \quad \frac{dp}{dT} = \frac{d\alpha}{d\kappa_T}$$

の関係が成り立ち、さらに、これから

$$d\alpha = \frac{VT(d\alpha)^2}{d\kappa_T}$$

が成り立つ。以上の3つの関係を二次相転移におけるエーレンフェストの関係式という。

エーレンフェストの定理 [英 Ehrenfest theorem, 独 Ehrenfestsche Theorem, 仏 théorème d'Ehrenfest, 露 теорема Эренфеста] 保存力の場における量子力学的な運動は、「平均においては」古典力学のニュートンの運動方程式に従うという定理。1927年9月に P. Ehrenfest が提出した。量子力学の基本方程式はシュレーディンガーの「波動」方程式であるが、波束の中心の動きは、力の場を

当の波束にわたって平均した値に等しい力が引起す古典力学的な運動に一致するというのだから、局在する波束で「粒子」が記述できることになる。事実、たとえば電子はウィルソン霧箱のなかで古典力学的な軌道をあらわにするのであって、これが1925–26年に創始された量子力学によって記述できるか否かは当時の大問題であつたから、Ehrenfest が簡明直截な計算で彼の定理を証明したとき、これは多くの物理学者に歓迎され、量子力学のより広範な受容を助けた。しかし、それに先立つ1927年3月に W. Heisenberg が提出した不確定性原理により「粒子」の位置と運動量の測定値には不可避的に不確定 $\Delta x, \Delta p$ 、 $\Delta x \cdot \Delta p \gtrsim \hbar$ が伴う。位置の不確定は波束のさしわたしにほかならないが、特別の場合(E. Schrödinger の調和振動子の例、1926年)を除いて波束は時間とともに広がるのであって、その拡散は波束が小さいほど速いから、原子の内部で電子が古典的軌道を描くということではできない。古典的軌道が実現するのは、波束のさしわたしの範囲内で力があり変化しないくらいポテンシャル V がなだらかで ($|\partial^2 V / \partial x^2| \Delta x \ll |\partial V / \partial x|$) かつ波束の拡散が無視できるくらい短い時間 T の間に限る。後者の条件は、粒子の質量を m とすれば $(\Delta p/m) \cdot T \ll \Delta x$ で、不確定性原理を考慮すると $T \ll m(\Delta x)^2/\hbar$ となる。かりに Δx をボーア半径にとってみると $T \ll 10^{-16}$ s。この右辺は水素原子の電子が古典力学に従ってボーア軌道を一周する時間と同程度である。Ehrenfest は定理をポテンシャルの場における一対面に對して証明したが、1928年に A. E. Ruark が電磁場における多体問題に拡張した。なお、量子力学を古典力学に結びつける試みとして、 $\hbar \rightarrow 0$ の漸近理論である G. Wentzel, H. A. Kramers, L. Brillouin の近似が1926年にすでに提出されていた(→マースロフの定理)。

エワルド球 [英 Ewald sphere, 独 Ewaldsche Kugel, 仏 sphère d'Ewald, 露 сфера отражения] ⇨ エワルドの作図

エワルドの作図 [英 Ewald construction, 独 Ewald-Konstruktion, 仏 construction d'Ewald, 露 конструкция Эвальда] X線・中性子線や電子線が単結晶に入射し、回折を起す場合、結晶内に生ずる透過波および回折波の幾何学的関係を示す作図をいう。回折では弾性散乱が扱われるので、透過波および回折波のエネルギーは保存される。それぞれの波数ベクトルを k_0 および k_g 、波長を λ とすれば

$$|k_0| = |k_g| = k \equiv 2\pi/\lambda \quad (1)$$

一方、回折の条件は

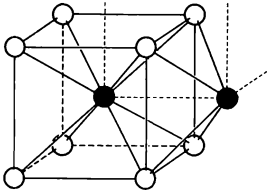
$$k_g = k_0 + 2\pi g \quad (2)$$

と書くことができる。ここで、 g は回折を起す網平面の逆格子ベクトルである。 hg (h はプランク定数)を結晶格子の運動量と解釈すれば、式(2)は運動量の保存則を意味する。式(1)および式(2)の関係を見やすくするため、P. P. Ewald は図のような作図を示した。逆格子空間を 2π 倍だけ拡大した空間内に、 $k_0 = \overrightarrow{AO}$ のベクトルを描く。O は逆格子の原点、G は逆格子点、一点破線は網平面の方向である。次に反射点 A を中心に半径 k の球を描く。これをエワルド球あるいは反射球とよぶ。回折が起る条件は、 $2\pi g$ に対応する逆格子点 G が、ちょうどエワルド球の面上に載る場合である。事実その場合、ブラッグ角 θ_B 、網平面の間隔 d および λ の間に

$$2(\pi d/\lambda) \sin \theta_B = (2\pi/d) \quad (3)$$

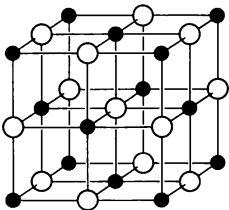
るにしたがって、Hg-Hg 原子間距離は短くなる。上記化合物中で、 Hg_2F_2 は、F-F 原子間距離が、ほかのハロゲン原子に比べて非常に長いという点で特異である。

塩化セシウム型構造 [英 cesium chloride structure, 独 Cäsiumchloridstruktur, 仏 structure de chlorure de césium, 露 структура типа хлористого цезия] 化学式が AX で示される化合物結晶に見られる一構造型。立方晶系に属し、空間群は $Pm\bar{3}m$ 。単位胞中に 1 個の化学単位 (AX) を含む。図において、黒色球は A 原子、白色球は



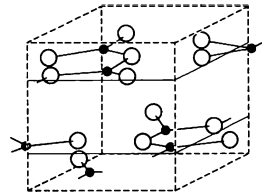
X 原子を表す。CsCl を例にとると、Cs 原子、Cl 原子とともに単独では単純立方格子を構成し、一方を体心方向に $1/2$ 周期ずらすと、他方と一致する。両原子は、それぞれ互いに、ほかの原子と立方体配位 (配位数 8) している。硫化物、酸化物には、この構造型を示すものはなく、Cs, Tl などの塩化物、臭化物、ヨウ化物、また AgZn, AuMg, NiAl などの金属間化合物に多くの例が見いだされる。

塩化ナトリウム型構造 [英 sodium chloride structure, 独 Natriumchloridstruktur, 仏 structure de chlorure de sodium, 露 структура типа хлористого натрия] 化学式が AX で示される化合物結晶に見られる一構造型。食塩型構造ともいう。立方晶系に属し、空間群は $Fm\bar{3}m$ 。単位胞中に 4 個の化学単位 (AX) を含む。図において、黒



色球は A 原子、白色球は X 原子を表す。NaCl を例にとると、Na 原子、Cl 原子とともに、単独では面心立方格子を構成し、一方を主軸方向に $1/2$ 周期ずらすと、他方に重なる。両原子はそれぞれ互いに、ほかの原子と正八面体配位 (配位数 6) している。この構造型を示す化合物は、200 以上にのぼり、アルカリ金属のハロゲン化物、Mg, Mn, Ca などの酸化物、硫化物、セレン化物、また、Ti, Nb, Zn などの窒化物、炭化物が例として挙げられる。

塩化鉛 (II) 型構造 [英 lead (II) chloride structure, 独 Blei (II)-chloridstruktur, 仏 structure de chlorure de plomb (II), 露 структура типа хлористого свинца (II)] 化学式が AX_2 で示される化合物結晶に見られる一構造型。斜方晶系に属し、空間群は $Pbnm$ 。単位胞に 4 個の化学単位 (AX_2) を含む。図において、黒色球は A 原子、白色球は X 原子を表す。 PbCl_2 を例にとると、この構造は、Cl 原子の相当ひずんだ最密充填構造と見ることができ、Pb 原子は Cl 原子と同一平面にある。この構造では、9 個の Pb-Cl 原子間距離が、 $2.67 \sim 3.29 \text{ \AA}$ と分散しているため、



配位数を決めることは困難である。この構造型を示す化合物は数多く知られ、金属原子のハロゲン化物 (PbF_2)、硫化物 (ThS_2)、セレン化物 (ThSe_2) などがある。また、逆塩化鉛型構造 (A_2X) が、 Co_2P , Ru_2P , Rh_2Ge , Co_2Si などに見られる。

円環電流 [英 circular current, 独 Ringstrom, 仏 courant circulaire, 露 круговой ток] = 環電流

遠距離音場 [英 acoustic far-field, 独 akustisches Fernfeld, 仏 champ lointain acoustique] 音源から広い空間に音が放射される場合、音源近傍では複雑な構造の近距離音場を形成しているが、十分に遠距離では単純な分布となり、音の振幅は音源からの距離に逆比例し、また、音源の形状に依存する角度分布、すなわち、指向性を示すようになる。このような音場を遠距離音場という。これは音源各部から放射された音波のフ라운ホーファー回折によって生じるもので、フ라운ホーファー音場ともいう。近距離音場との境界は明確ではないが、たとえば、半径 a の円形ピストン音源が無限大バップル内で振動して、波長 λ の音を放射する場合には、およそ $2a^2/\lambda$ 以上の距離になると遠距離音場に移行する (\Rightarrow 指向 (性) 係数)。

遠距離規則度 = 長距離秩序度

遠距離相相互作用 [英 long range interaction, 独 weitreichende Wechselwirkung, 仏 interaction à longue distance, 露 дальнodelствующее взаимодействие] 本来、重力やクーロン力のように粒子間の相互作用が遠距離まで到達する場合に、これを遠距離 (または長距離) 相相互作用という。もっと正確には、粒子間の距離 R に対する相互作用 $J(R)$ のフーリエ変換を $\hat{J}(q)$ とするとき、小さな波数 q に対して $\hat{J}(q) \sim q^{-s}$ としてパラメーター s が $s < 2$ ならば、これを遠距離相相互作用という。

高分子鎖では、近距離相相互作用とは反対に、主鎖に沿っては十分離れたところにある原子または原子団でも、空間的に近づけば相互の間に力が作用することをいう。つまり、近距離力ではあっても、位相的には遠距離の 2 点間に作用する力という意味である。遠距離相相互作用が存在する場合、鎖の統計をマルコフ過程として扱うことができないので、数学的には困難な問題となる。高分子のセグメント間に働く遠距離相相互作用は溶媒を媒介としているから、一般に良溶媒中では斥力となり、遠距離相相互作用のない場合 (非摂動鎖) 比べて鎖はより広がった形態となる。他方、貧溶媒中では引力となる場合があり、鎖は θ 溶媒中よりも収縮した形態 (グロビュール) をとる可能性が指摘されている。

遠距離力 [英 long range force, 独 Fernwirkungskraft, 仏 force à longue distance, 露 дальнodelствующая сила] 物体間に働く力のうちで、距離が増しても大きさの減りかたが著しくないもの。ポテンシャルが距離の逆数に比例する万有引力やクーロン力はその典型的なものである。原子核の束縛状態や散乱現象には、近距離力の核子間

力(核力)と遠距離力のクーロン力の両方が作用する。遠達力ともいう。

円型加速器 [英 circular accelerator, 独 Zirkularbeschleuniger, 仏 accélérateur circulaire, 露 циркулярный ускоритель] コッククロフト-ワルトン型加速器や線型加速器は、荷電粒子が1回通過する間に直流または高周波の電場で粒子を加速する直線型の加速器であるのに対し、円型加速器とは、粒子を電磁石で円形の軌道に曲げ、その1点または多数の点上に高周波の加速装置を置き、粒子が円周上を何回も回る間に繰返し加速して最終的に高いエネルギーまで到達するのである。加速の方法としては、上にあげたもの以外に交流磁場の磁石密度の変化によって電磁誘導で生ずる電場を用いて加速するベータトロンのようなものもある。円型加速器では静電場で加速しようとしても、 $\text{rot}E=0$ の条件から、1周を回ったときの粒子のエネルギーの増加は0となるので、必ず高周波の電場(すなわち電磁誘導による電場)で加速してやらねばならない。円型加速器の代表的例は、直流磁場を用いてエネルギーが高くなるにつれ粒子の軌道半径が大きくなるサイクロトロンやシンクロトロンなど、また交流磁場を用いてエネルギーが高くなるにつれ、磁場を強くし粒子の曲率半径を一定に保つようにするシンクロトロン、ベータトロンなどがある。

円形電流 [英 circular current, 独 Ringstrom, 仏 courant circulaire, 露 кольцевой ток] ⇒ ループ電流

炎光スペクトル = フレームスペクトル

エンコーダー [英 encoder, 独 Kodierer, 仏 convertisseur analogue-numéral, 露 кодер] 符号器ともいい、あるコードのデジタル信号を他のコードに変換したりまたはA・D変換を行う。たとえば、十進数を二進数に変換するエンコーダーや、回転角などのアナログ信号を量子化して、デジタル符号化するA・D変換器などに利用されるロータリーシャフトエンコーダーなどがある。

演算 [英 operation, 独 Operation, 仏 opération, 露 операция] 電子計算機のその時の状態と、新たに取入れた命令とによって、あらかじめ規定された規則に従って1つの、または一連の結果を得る動作。四則演算、論理演算などの総称。論理演算には論理積、論理和、排他論理和などのほか、語を構成するビット列中の特定ビットの極性を調べたり、反転したり、またはビット列を右または左にずらしたりする動作なども含まれる。演算を実行する演算装置は、データを蓄えるレジスタ群、加算器を中核とした演算回路、論理操作回路、および制御回路から構成される。演算回路の中核は加算器であるので、四則演算のうち減算は、減数の補数をつくってこれを被減数に加え、乗算は被乗数を乗数回だけ加えるといった方法をとるのが普通である。

演算回路 [英 arithmetic circuit, 仏 circuit arithmétique, 露 арифметическая схема] デジタルまたはアナログ信号の四則演算を行う電子回路。デジタル演算は普通は二進法で行われ、電子計算機などに広く用いられている(⇒論理回路)。アナログ演算回路には加減算回路、微

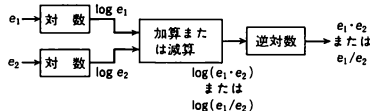
積分回路、乗除算回路(図参照)、対数および逆対数演算回路が一般に用いられる。線形アナログ演算回路には、高利得の演算増幅器に負帰還を施した演算回路が一般に用いられる。乗除算回路は加減算回路と対数および逆対数演算回路で構成できる。これらの非線形アナログ演算回路には専用の集積回路が多数市販されている。

演算子 [英 operator, 独 Operator, 仏 opérateur, 露 оператор] 量子力学では、エネルギー、運動量などの物理量は演算子で表される。一般に、 X, Y をベクトル空間(有限次元でも無限次元でもよい)としたとき、 X の部分集合 D の各元 x に対して Y の元 $y=Tx$ を対応させる写像 T を X から Y への演算子、あるいは作用素とよぶ。 $X=Y$ のときは、単に、 T は X における演算子であるという。 D を T の定義域といい、 $D=D(T)$ などと書く。また、 Y の部分集合 $R(T)=\{Tx|x \in D(T)\}$ を T の値域とよぶ。特に $D(T)=X$ のときは、 T は X の上から Y への演算子であるといい、 $R(T)=Y$ のときは T は X から Y の上への演算子であるという。 X から Y への2つの演算子 T_1, T_2 が、 $D(T_1)=D(T_2)$ およびすべての $x \in D(T_1)$ に対して $T_1x=T_2x$ を満たすとき、かつそのときに限り T_1 と T_2 は等しいといい、 $T_1=T_2$ と記す。また、 $D(T_1) \subset D(T_2)$ かつすべての $x \in D(T_1)$ に対して $T_1x=T_2x$ が成立するとき、 T_2 は T_1 の拡大であるという。 X における演算子 I が、すべての $x \in X$ に対して $Ix=x$ を満たすとき、 I を X の恒等演算子という。

量子力学への応用において重要なのは、 X, Y がノルム空間(⇒ノルム)、特に、ヒルベルト空間であって、 X から Y への演算子が線形(⇒線形性、線形演算子)の場合である。そこで、 X, Y をノルム空間、 $\|x\|, \|y\|$ をそれぞれノルムとし、 T を X から Y への線形演算子とする。もし、ある有限正数 C が存在して、すべての $x \in D(T)$ に対して $\|Tx\|_Y \leq C\|x\|_X$ が成立するとき、 T を有界線形演算子、あるいは単に有界演算子という。 T が有界演算子のとき、 $\|T\| = \sup_{x \neq 0, x \in D} \|Tx\|_Y / \|x\|_X$ を演算子 T のノルムという。実際、これがノルムの性質をもつことは示される。有界でない線形演算子を非有界(線形)演算子とよぶ。量子力学における運動量演算子や座標演算子は非有界演算子になっている。

演算法 [英 operational calculus, 独 Operatorenkalkül, 仏 calcul symbolique, 露 операционное исчисление] 微分や積分の演算を記号的に行い線形微分方程式を代数方程式に帰着させて解く方法。O. Heaviside や J. G. Mikusiński による演算法がある。ヘビサイドの演算法はラプラス変換によって数学的に基礎づけられている。ミクスンスキーの演算法では、微分や積分の演算だけでなく関数自身も演算子とみなし、その間に乗除の算法を導入する。すなわち、たとえば $(0, \infty)$ で連続な関数 f, g に対して、関数の和 $f+g$ および積(たたみこみ) $f * g$

$$= \int_0^x f(x-y)g(y)dy$$
 を定義すると、これらの間に交換法則、結合法則、分配法則などが成立する。またティッチマーシの定理($f * g = 0$ ならば $f = 0$ または $g = 0$)から、 $g \neq 0$ のときに積の逆演算として f/g が定義できて、 $f/g = h$ ならば $f = g * h$ を満たす h が一意に定まる。次に、ディラックの δ 関数を任意の演算子 c に対して $\delta * c = c$ を満たす演算子、ヘビサイドの階段関数($x < 0, x > 0$ から)に従って $0, 1$



の値をとる関数)を1なる演算子とみなすと、後者は積分演算子 l に等しい。

$$\int_0^x f(y)dy = 1 * f = f * 1 = l * f \quad (1)$$

また、微分演算子 s は $s * l = l * s = \delta$ 、すなわち $s = \delta / l$ で定義され

$$\frac{d}{dx} f(x) = f'(x) = s * f - f(0) \delta \quad (2)$$

を満たす。このようにして微分や積分が代数的な演算(±, *, /)で実行できる。たとえば、式(2)から一般に

$$f^{(n)}(x) = s^n * f - [s^{n-1}f(0) + s^{n-2}f'(0) + \dots + f^{(n-1)}(0)\delta]$$

が成立するから、定数係数常微分方程式

$$a_n f^{(n)}(x) + a_{n-1} f^{(n-1)}(x) + \dots + a_0 f(x) = g(x) \quad (3)$$

の解は、初期(境界)条件 $f^{(k)}(0) = b_k$ ($k=0, \dots, n-1$)の下で

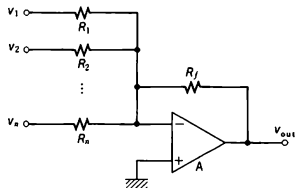
$$f = \left(\sum_{k=0}^{n-1} c_k s^k + g \right) \int \sum_{k=0}^n a_k s^k \quad (4)$$

となる(ただし $c_k = \sum_{p=k+1}^n a_p b_{p-k-1}$)。式(4)は部分分数の和に展開したのちに

$$\frac{\delta}{s - \alpha} = \{e^{\alpha x}\} \quad (\alpha \text{ は複素数}) \quad (5)$$

の関係を用いることにより、{ }内に示した普通の関数として表現される。

演算増幅器 [英 operational amplifier, 独 Operationsverstärker, 仏 amplificateur opérationnel, 露 операционный усилитель] アナログ演算回路に用いられる増幅器。一般に差動入力型となっていて、非常に大きい増幅度(60~150dB)と高い入力インピーダンス($10^5 \sim 10^{12} \Omega$)をもち、低入力バイアス電流の直流増幅器である。そのような増幅器を用いて図に示す回路を構成すると、増幅器の入力イン



ピーダンスが十分高くて入力電流が無視できるほど小さく、かつ増幅度が十分高ければ増幅器の逆相入力端子の電圧は0Vと見なすことができ、入力信号電圧 v_i による入力電流 v_i/R_i はすべて帰還抵抗 R_f を流れるので、出力電圧は $v_{out} = - \sum_{i=1}^n (R_f/R_i) v_i$ となり、各入力電圧に帰還抵抗 R_f と入力抵抗 R_i の比で重みをつけた和の電圧が出力に得られる。誤差を小さくするためには増幅器の増幅度 A は $A \gg R_f/R_i$ である必要がある。現在ではこのような演算増幅器の集積回路が多数市販されている。

演算速度 [英 processing speed, 独 Verarbeitungsgeschwindigkeit, 仏 vitesse de traitement, 露 скорость обработки] 計算機システムが、入力されたデータに対して演算を行う際に必要とする処理時間(中央(演算)処理装置CPUの動作時間)。四則演算に限定すれば、一般的には、加減算がいちばん速く、乗算、除算がそれにつづく。現在の大型計算機システムの演算速度は、nsの単位で表現される(高速の計算機システムでは、100~10nsに達す

る)。一般に演算(処理)速度の表現には2種類ある。演算(処理)のそれぞれについて表現する方法と、より広義にかつ実際的な見地から各種の演算(処理)時間の平均値で表現する方法とである。後者を平均命令実行時間といい、その値の小さいほうが演算(処理)速度が速いことになる。現在ではこの値の逆数的な値として、1秒間に実行可能な命令数を 10^6 を単位として数値化し演算(処理)速度の目安とすることがある。これをmillion instruction per secondの略称からMIPS値という。これと同趣旨であるがより限定した表現法として、浮動小数点演算を対象としたMFLOPS値がある。これらの表現法を用いると、汎用大型計算機システムで高速のものは20~30MIPS ($20 \times 10^6 \sim 30 \times 10^6$ 回/秒)ほどで、特殊計算機システムになると100~350MIPSに及ぶものもある。

遠視 [英 hypermetropia, 独 Hypermetropie, 仏 hypermétropie, 露 дальновзоркость] ⇨ 屈折異常

遠日点 [英 aphelion, 独 Aphel, 仏 aphélie] 太陽のまわりを公転する惑星や小惑星の軌道上で、太陽から最も遠い点。引力を及ぼす中心天体が地球の場合には、遠地点、木星の場合には遠木点などといい、中心天体を特定しない場合には、単に遠点という。太陽から遠日点までの距離を遠日点距離といい、軌道の長半径 a と離心率 e を用いて $a(1+e)$ で求められる。地球は、現在のところ毎年7月4日ごろに遠日点を通過する(⇨近日点)。

遠視野像 [英 far field pattern, 独 Fernfeldbild, 露 картина поля в дальней зоне] 光源から十分に離れた点での光の強度分布あるいは振幅分布。これを光源の近くで観測するには、凸レンズを通過した光の焦点面における分布を観測すればよい。振幅分布について、遠視野像は、近視野像をフーリエ変換したものとなる(⇨近視野像)。

延伸 [英 drawing, 独 Ziehen, 仏 traction, 露 тя-ра] 繊維やフィルムの製造過程で分子配向を与えるために塑性的に延ばす操作をいう。延伸によって生じた長さの倍率を延伸率という。これらの材料は多くの場合、線状高分子でつくられるが紡糸や成形されたままでは分子は無配向かそれに近く等方的である。共有結合のために分子鎖方向の伸張抵抗が大きく、同時に曲りやすく切れにくいという線状高分子の特性を材料の性質に反映させるためには、分子を延伸し、配向させる必要がある。繊維などでは長さの方向にのみ数倍(通常は3倍以上)の延伸を加えるが(一軸延伸)、フィルムでは長さと同様の2方向に数倍延伸する(長さ方向の延伸率の方が大きい)。延伸によって分子配向を生じさせるためには、適当な分子の熱運動性と分子間の摩擦が必要なために、速度、温度、ある場合には含水量などが重要な意味をもつ。ガラス転移点以下では熱運動性の小ささのために延伸不可能であるし、また分子間の摩擦が小さすぎる場合には延伸されても分子が全く引伸されず配向しない。これを超延伸(super drawing)という。その例はポリエチレンテレフタレート(PT)の80℃付近での延伸に見られる。なお、無配向高分子フィルムに染料やヨードを吸着させ、これを延伸することによって高分子と同時に染料なども配向させる。光学の一軸異方性材料をつくる手法も一般化されている。高分子偏光板のほとんどはこの方法によってつくられている。

遠心分画 [英 differential centrifugation, 独 differentieller Zentrifugierung, 仏 centrifugation différentielle, 露 дифференциальное центрифугирование] いろいろな構

成物から成る混合試料，たとえば細胞をすりつぶしたものや，精製過程にあるタンパク質混合溶液などを低速遠心機あるいは超遠心機(⇒超遠心法)にかけて，沈殿するものとし，ないものと分離することをいう。遠心力と遠心時間を適当に選ぶことにより，構成粒子をその質量と大きさに応じて分離精製する。

遠心力 [英 centrifugal force, 独 Zentrifugalkraft, 仏 force centrifuge, 露 центробежная сила] 慣性系に対し一定の軸，たとえば z 軸のまわりに，一定の角速度 ω で回転する回転座標系に現れる慣性力のうち，静止物体と運動物体のどちらにも働く慣性力。回転座標系に乗っている静止物体の場合，慣性力としては遠心力だけを考えればよい。その方向が z 軸に垂直で，軸から遠ざかる向きを向いているのでこの名がある。質量 m の質点が， z 軸からの距離 r の位置にあるとき，遠心力の大きさは $m r \omega^2$ で与えられる。

遠心力ひずみ [英 centrifugal distortion, 独 Zentrifugalverzerrung, 仏 distortion centrifuge, 露 центробежное искажение] 回転による分子の形状の変化をいう。分子内の原子(もう少し正確にいうと原子核とその近くの電子雲)の運動，すなわち化学結合の伸縮や結合角の変化は，たいいていの場合調和振動によってよく近似することができる。したがって各原子が平衡位置からずれると，そのずれにほぼ比例した復元力が働く。一方，分子が ω の角速度で回転すると， ω^2 に比例した遠心力が各原子に加わるが，遠心力は復元力とつり合うのであれば ω^2 に比例した大きくなる。振動のエネルギーは，ずれの二乗に比例するので遠心力ひずみエネルギーは， ω^4 に比例し，回転角速度 ω の代りに回転角運動量の量子数 J を用いると， J^4 に比例することが導かれる。詳しい理論によると回転エネルギーに対する遠心力ひずみの補正は表のとおりである。

遠心力ひずみエネルギー*

直線形分子	$-D J^2(J+1)^2$
対称こま形分子	$-D J^2(J+1)^2 - D_{JK} J(J+1)K^2 - D_K K^4$
非対称こま形分子	$(1/4) \sum_{a \neq b} \tau_{aa\beta\beta} J_a J_b J_c J_d$ $\rightarrow (1/4) \sum_{a \neq b} \tau_{aa\beta\beta}' J_a^2 J_b^2$

* K は J の対称軸成分を表す。

a, β, γ, δ は a, b, c 軸のひとつを表す。

ここに， $D, D_J, \dots, \tau_{aa\beta\beta}, \dots$ などは遠心力ひずみ定数とよばれている。球対称こま形分子に対する表現は複雑になるので省略する。非対称こま形分子に対しては，実験からはたかだか5個の遠心力ひずみ定数しか決められないので， $-D_J J^4 - D_{JK} J^2 J_z^2 - D_K J_z^4 - 2 D_J J^2 (J_z^2 - J_z) - \delta_K [J_z^2 - J_z] + (J_z^2 - J_z)^2] (D_J, D_{JK}, D_K, \delta_J, \delta_K \text{ は定数})$ が用いられている。ここに $J^2 = J_x^2 + J_y^2 + J_z^2$ である。なお二原子分子の D は，回転定数を B ，分子内振動を振動数 ν の調和振動子とすると， $D = 4B^2/\nu^2$ で与えられる。遠心力ひずみは分子の対称性を低下させることがある。たとえば対称こま形分子の軸対称性を消滅させたり，中心対称をもたない球対称こま形分子を対称こま形にしたりする。実際その結果生ずる双極子モーメントの存在が実験的に確認されている。

円錐屈折 [英 conical refraction, 独 konische Refraktion, 仏 réfraction conique, 露 коническая рефракция] いろいろな振動面をもつ光が二軸結晶に入射したときに起る特異な屈折現象のこと。W. R. Hamilton が 1832 年に理

論的に研究し，H. Lloyd が 1833 年に実証し，光の波動説の正しさを裏づけた。次の2つの場合がある。(1) 内部円錐屈折：図 1a に示すように，屈折光の波面法線の方向が

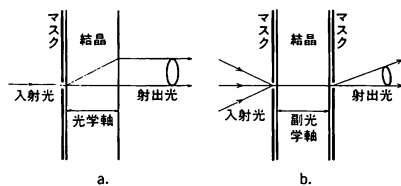


図 1

二軸結晶の光学軸のひとつと一致するように平行光を結晶に入射させたときにみられる。このとき，屈折光線は円錐状に広がるながら結晶中を伝搬し，再び屈折して外部に出てきたとき円筒状になる。二軸結晶では，光学軸(OA)に直交し原点Oを通る平面Cと法線楕円体との交線は円になる(図2参照)。このため，電束密度ベクトルがC面内

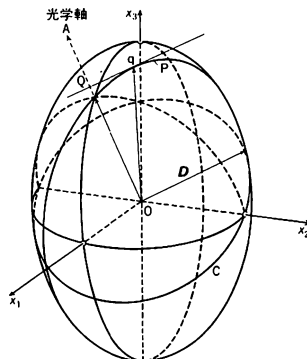


図 2

でどの方向に振動している光でも光学軸の方向に伝搬できる。一方，光学軸と電束密度ベクトル D とを含む平面 P で法線楕円体を切断したときにできる楕円と，光学軸に直交する平面 Q との接点を q とすると，光線の方法は Oq の方向となる(⇒法線楕円体)。したがって，光線の方法は，同一の波面法線の光でも電束密度ベクトルの振動方向によって異なってくる。このような理由により，光線が結晶内部で円錐状に広がる。(2) 外部円錐屈折：図 1b に示すように，屈折光線の伝搬方向が二軸結晶の副光学軸(光線軸)のひとつと一致するように収束光を結晶に入射させたときに見られる。屈折光線は一直線に結晶内を伝搬し，再び屈折して外部に出たとき円錐状に広がる。二軸結晶では，副光学軸の方向へ伝搬する光線の電気ベクトルの振動方向は，副光学軸に直交する平面内で全く自由である。このため，副光学軸の方向に伝搬する一条の光線の中にはさまざまな波面法線をもつ光が共存していることになるので，屈折光が再び屈折して外部に出ると円錐状に広がる。

円錐振り子 [英 conical pendulum, 独 konisches Pendel, 仏 pendule conique, 露 конический маятник] 軽い糸の先に質量 m の質点をつり下げた振り子のうち，糸がその固定点を頂点とする1つの円錐面に沿って回転続けるようなものをいう。糸と鉛直線のなす角を θ ，糸の長さを l ，重力加速度を g とすれば， θ は常に一定で，質点は

円錐の水平な底面内で等速円運動を行い、その周期は

$$T=2\pi\sqrt{\frac{l\cos\theta}{g}}$$

で与えられる。底面内の任意の直線に質点の運動を投影したものは θ や m に関係なく単振動となる。

遠赤外スペクトル [英 far infrared spectrum, 独 Spektrum des fernen Infrarot, 露 спектр далекой инфракрасной области] \Rightarrow 赤外スペクトル

遠赤外線 [英 far infrared radiation, 独 ferne Infrarotstrahlung, 仏 infrarouge lointain, 露 далёкое инфракрасное излучение] \Rightarrow 赤外線

遠達力 = 遠距離力

エンタルピー [英 enthalpy, 独 Enthalpie, 仏 enthalpie, 露 энтальпия] エントロピーと圧力を状態変数にとったときの熱力学関数。熱関数ともよばれる。内部エネルギーに圧力と体積の積を加えたものである。気体の入ったシリンダーのピストンに重さ W のおもりののせた系において、シリンダーの底から測ったおもりの位置エネルギーは、ピストンがつり合いの位置にあるならば、気体の圧力 p と体積 V の積 pV に等しい。そこで、おもりの位置エネルギーも考慮に入れたときの系のエネルギーは気体の内部エネルギー U に pV を加えたものである。こうして得られる量 $H=U+pV$ がエンタルピーである。もし外部からこの系に熱量 dQ を加えるならば、それはエンタルピーの変化 dH に等しい。もしおもりの重さを W から W' に変えるならば、ピストンは異なる平衡位置へ変位する。もしこの変位の過程が断熱的、すなわち外部との間に熱のやりとりがないように起るならば、変位の前後におけるエンタルピーの値は同じである。したがって気体の定常流を高圧の部屋から低圧の部屋へ導き断熱的に膨張させるジュール・トムソン膨張ではエンタルピーが一定値をとる。蒸気タービンや熱交換器などにおける流体の定常流の取扱いでエンタルピーは有効な熱力学量である。無限小過程におけるエンタルピー H の変化 dH は

$$dH=TdS+Vdp$$

を満足する。ここで状態変数 S , p はそれぞれエントロピーと圧力であり、また T , V は絶対温度と体積である。等号は可逆変化に対してだけ当てはまる。

円柱関数 [英 cylindrical function, 独 Zylinderfunktion, 仏 fonction cylindrique, 露 цилиндрическая функция] 二次元ヘルムホルツ方程式を極座標で変数分離したとき、動径部分に対する方程式として出てくるベッセル方程式

$$\frac{d^2w}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{dw}{dz} + \left(1 - \frac{\nu^2}{z^2}\right)w = 0 \quad (\nu \text{ は定数})$$

の解を、指数 ν の円柱関数(ベッセル関数ということもある)という。そのうちで特に

$$J_\nu(z) = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{s! \Gamma(\nu+s+1)} \left(\frac{z}{2}\right)^{\nu+2s}$$

の形のものを第一種円柱関数(ベッセル関数)

$$N_\nu(z) = \frac{1}{\sin \nu \pi} [\cos \nu \pi J_\nu(z) - J_{-\nu}(z)]$$

の形のものを第二種円柱関数(ノイマン関数, $Y_\nu(z)$ と書くこともある)、またこれらを組合せた

$$H_\nu^{(1)}(z) = J_\nu(z) + iN_\nu(z)$$

$$H_\nu^{(2)}(z) = J_\nu(z) - iN_\nu(z)$$

を第三種円柱関数(ハンケル関数)という。指数 ν の円柱関

数を一般に $Z_\nu(z)$ と書くと、次の漸化式が成り立つ。

$$\begin{cases} Z_{\nu-1}(z) - Z_{\nu+1}(z) = 2 \frac{dZ_\nu(z)}{dz} \\ Z_{\nu-1}(z) + Z_{\nu+1}(z) = \frac{2\nu}{z} Z_\nu(z) \end{cases}$$

なお、次のように定義される変形ベッセル関数もししばしば用いられる。

$$I_\nu(z) = e^{-i\nu\pi/2} J_\nu(iz)$$

$$K_\nu(z) = \frac{\pi}{2} \frac{I_{-\nu}(z) - I_\nu(z)}{\sin \nu \pi}$$

これらの関数は変形ベッセル方程式

$$\frac{d^2w}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{dw}{dz} - \left(1 + \frac{\nu^2}{z^2}\right)w = 0$$

の解である。

鉛直線 [英 plumb line, 独 Lotlinie, 仏 ligne verticale, 露 вертикальная линия] 地球のポテンシャル場のなかの力線をいい、地球の等ポテンシャル面と垂直に交わっている三次元連続曲線が鉛直線である。曲線上の各点における接線方向は、その点における地球の重力方向と一致している。この接線(したがって重力の方向)を垂直線とよぶ。天体の位置を観測するときには、垂直線を基準の方向にすることが多い。測地学ではジオイド面に立てた垂直線を鉛直線とよび、ジオイドに最もよく合う楕円体になてた法線を垂直線とよぶ。地球上のある地点を通るこれら2本の線のなす角を、鉛直線偏差または垂直線偏差という。

エンドポイント特異性 [英 end-point singularity, 露 сингулярность концевой точки] \Rightarrow ビンチ特異性

エントロピー [英 entropy, 独 Entropie, 仏 entropie, 露 энтропия] 熱力学の系が温度 T の熱源から熱量 dQ を吸収する可逆な微小変化において、 $dS=dQ/T$ だけ増加する系の状態量 S をエントロピーという。「変換」を意味するギリシア語 $\epsilon\rho\omicron\pi\eta$ に従って R. J. E. Clausius が導入した(1865年)。エントロピーは次のような性質をもつ。(1) エントロピーは系の熱力学的状態だけに関係する量(状態量)である。すなわち状態 A から状態 B への可逆変化の経路に沿って dQ/T を積分したものは経路に無関係に、状態 B, A におけるエントロピーの差 S_B-S_A に等しい。すなわち

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} = S_B - S_A$$

であり、このことを使って、ある基準の状態から測ったエントロピーを経験的に決めることができる。(2) エントロピーは加算的である。すなわち、系1と系2のエントロピーがそれぞれ S_1, S_2 であるならば、これらの2つの系を合わせた系のエントロピーは、 $S=S_1+S_2$ である。すなわちエントロピーは示量変数である。(3) 体積 V が一定の条件下で、系のエントロピー S は内部エネルギー U が増すにつれて増大する。これは熱力学的温度 T が正であることを考えて $(\partial S/\partial U)_V = T^{-1}$ の関係から明らかである。(4) 熱も仕事も外部との間に入りのない系(閉じた系)がひとりでに起す変化では、エントロピーはつねに増加する(熱力学第二法則)。たとえば真空の部屋との間の仕切りを取ると、気体はひとりでに膨張する。自由膨張後の気体もとの状態に戻すには仕事を加えねばならないが、内部エネルギーを一定に保つには、仕事を相殺するだけの熱を外部に吐出す必要がある。だから膨張後のエントロピーは膨張前より大きい。(5) 内部エネルギーと体積が一定の条件の

ドでは、エントロピーの極大に相当する状態が最も安定である。このことは、たとえば真空の部屋との間の仕切りを取去った際の、自由膨張の前後における気体の状態を比較すると明らかである。(6) 絶対零度におけるエントロピーはつねに0である(熱力学第三法則)。

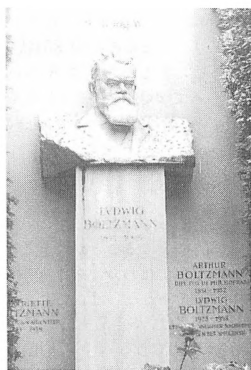
もともとエントロピーという概念は、熱力学的に導入されたものであるが、L. Boltzmann の統計力学ではエントロピー S は、その体系のエネルギー、体積、粒子数などが与えられたときの可能なミクロな状態数 W を用いて

$$S = k \log W$$

と表される。ここで k はボルツマン定数である。逆に状態数 W は

$$W = \exp\left(\frac{S}{k}\right)$$

と表され、エントロピーが大きい状態は、乱雑さの度合が指数関数的に大きいことを示す。乱雑さとは、確率的な概念であり、それに基づいて定義されたエントロピーも確率的な概念である。不可逆性は、このエントロピー増大の法則によって記述されるからこれも確率的な概念である。体系のエネルギー E を指定して、体系のミクロな状態数 W を $W = W(E)$ と求めることができれば、ボルツマンの公式によりエントロピー S がエネルギー E の関数として $S = S(E)$ と求まることになる。これに熱力学の公式 $\partial S / \partial E = 1/T$ (ただし、 T は体系の温度) を適用すると、エネルギー E が温度の関数 $E = E(T)$ として求められる。これからエントロピー、自由エネルギー、比熱のような熱力学的量が、ミクロに計算できる。これが Boltzmann の統計力学の基本である。このように Boltzmann のエントロピーの公式は、統計力学にとって最も基礎的に重要な公式である。ちなみに Boltzmann の墓には、この公式が刻まれている。



エントロピーという概念は、情報量を表すことにも使われる。すなわち、情報量の対数をとってそれを情報エントロピーという。厳密には、有限集合体の \mathcal{A} のエントロピー $S(\mathcal{A})$ は、 \mathcal{A} の元 A の実現確率を $P(A)$ とすると

$$S(\mathcal{A}) = - \sum_{A \in \mathcal{A}} P(A) \log P(A)$$

で定義される。また、コルモゴロフ・シナイ・エントロピーという概念がカオスの問題では使われる。これは、リャプーノフ指数を不変測度で平均したもので、力学系の軌道の複雑さを表す。

エントロピー増大則 [英 principle of increase of entropy, 独 Satz von der Vermehrung der Entropie, 仏 principe d'augmentation de l'entropie, 露 принцип возрастания энтропии] = 熱力学第二法則

エントロピー弾性 [英 entropy elasticity, 独 Entropielastizität, 仏 élasticité d'entropie, 露 энтропийная упругость] 物体の伸張変形に伴う収縮力が分子形態の変化、すなわちエントロピーの減少によって支配されているような弾性。たとえば、弾性ゴムに見られるように鎖の形態をその要素の内部回転によって変化させながら変形すると復元力が現れるが、この力に基づく弾性をいう(⇒ゴム弾性)。いま、ヘルムホルツの自由エネルギーを F 、内部エネルギーを U 、エントロピーを S で表すと、試料を等温的に dl だけ伸ばしたときの張力 f は式(1)で与えられる。

$$f = \left(\frac{\partial F}{\partial l}\right)_T = \left(\frac{\partial U}{\partial l}\right)_T - T \left(\frac{\partial S}{\partial l}\right)_T = f_E + f_S \quad (1)$$

式(1)で $\left(\frac{\partial U}{\partial l}\right)_T \ll T \left|\left(\frac{\partial S}{\partial l}\right)_T\right|$ が成り立ち

$$f \approx -T \left(\frac{\partial S}{\partial l}\right)_T = f_S \quad (2)$$

で示されるときの f 値がエントロピー力で、このときの弾性がエントロピー弾性である。エントロピー弾性に基づく弾性率は $10^8 \sim 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ で、エネルギー力 f_E による弾性率(エネルギー弾性) $10^9 \sim 10^{10} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ に比べて非常に小さい値を示し、その温度勾配が正であることが特徴的である(⇒ゴム弾性)。

エントロピーの単位 [英 units of entropy, 独 Einheiten der Entropie, 仏 unités d'entropie, 露 единицы энтропии] 熱力学的な状態量としてのエントロピーの単位は、量の定義に従って、[熱量の単位]/[熱力学温度の単位]の形で決められる。実用されてきている単位のうち、ヤード・ポンド法のものは省略し、メートル法のものを以下に示すが、それらのほか、ボルツマン定数 k や気体定数 R (次元は、それぞれエントロピー、モルエントロピーの次元に等しい)の大きさをもってエントロピーの単位とする考えもあり、また情報の欠如の度合を表す量としてのエントロピーの単位としては、二進法のビットなどを用いることもある。

(1) 国際単位系(SI): エントロピー; ジュール毎ケルビン($\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$)。この単位は、1967~68年の国際度量衡総会の決議6によって、SI組立単位の一覧表に追加された。なお、この単位に、特別な名称オンネスを与えることが1932年の国際冷凍会議で決められたが、SIとしては、この種の別称は採用していない。質量エントロピー(系の単位質量当りのエントロピー); ジュール毎キログラム毎ケルビン($\text{J} \cdot (\text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$)。モルエントロピー(系の単位物質当り、すなわち1 mol 当りのエントロピー); ジュール毎モル毎ケルビン($\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)。

(2) CGS単位系: エントロピー; カロリー毎ケルビン($\text{cal} \cdot \text{K}^{-1}$)。この単位に、特別な名称クラウジウスが与えられたこともあるが、厳密には、カロリーという単位の種類(15°C カロリー、平均カロリー、IT カロリー、その他。⇒カロリー)ごとに違うクラウジウス単位が考えられることになるので、名称のみでなく単位そのものが推奨されなくなった。質量エントロピー; カロリー毎グラム毎ケルビン($\text{cal} \cdot \text{g} \cdot \text{K}^{-1}$)。モルエントロピー; カロリー毎モ

ル毎ケルビン($\text{cal} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$). CGS 系のこれらの単位は, SI の立場からすれば, いずれも推奨しがたい。

上記の諸単位に対する規格および法律での扱いは, 次のとおりである。

(3) 国際標準化機構の規格 ISO 1000(1981 年)での単位: エントロピーの $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ と比エントロピー(質量エントロピーの別称)の $(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$ のみをあげている。倍量単位はそれぞれ $\text{kJ} \cdot \text{K}^{-1}$ と $\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ のみ。分量単位なし。

(4) 計量法による法定計量単位: エントロピーの $\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ のみ。倍量単位も分量単位もなし。

エントロピーの波 [英 entropy wave, 独 Entropiewelle, 仏 onde d'entropie, 露 волна энтропии] = 第二音波

エントロピー補償の原理 [英 principle of entropy compensation, 仏 principe de compensation de l'entropie, 露 принцип компенсации энтропии] 熱力学第二法則の表現形式のひとつ。A と B の 2 つの系が互いに相互作用しており, A と B の合成系は閉じた系であるとする。このとき A のエントロピーは減少することもありうる ($\Delta S_A < 0$)。体系 B のエントロピー変化 ΔS_B が十分増大して ($\Delta S_B > 0$)、合成系のエントロピー変化 ΔS_{A+B} が $\Delta S_{A+B} \geq 0$ となるように変化が起る。このことをエントロピー補償の原理とよぶ。

円二色性 [英 circular dichroism] = 円偏光二色性

円盤種族 [英 disk population, 独 Population der galaktischen Scheibe, 仏 population disque, 露 население диска] ⇒ 星の種族

円振り子 [英 circular pendulum, 独 Kreispendedel, 仏 pendule circulaire, 露 круговой маятник] 鉛直面内である半径 l の 1 つの円周に沿って, 重力の作用のもとでももりが旋回運動を行う振り子。1 つの鉛直面内で質量 m の質点, 旋回を行うために最下点で与えられるべき速さは, 最高点で糸がたるまないためには $v > \sqrt{5lg}$ である必要がある。もし糸の代りに軽い棒を使用した場合には最高点で引き続き同方向に旋回すればいいので $v > 2\sqrt{lg}$ となる。このような円振り子が鉛直下方と角 θ をなしたときの角速度 ω は, 最下点および最高点における角速度をそれぞれ ω_1 および ω_2 とすると次式で表えられる。

$$\omega = \sqrt{\omega_1^2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + \omega_2^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}$$

掩蔽 [英仏 occultation, 独 Bedeckung, 露 покрытие] 天体がほかの天体に隠れ, 地球から見えなくなる現象。月が恒星を隠す場合(星食)をさすことが多い。日食は月が太陽を隠す掩蔽の一種である。惑星と星の掩蔽から惑星大気の組成とか惑星の直径, 衛星と衛星の掩蔽から, 衛星の軌道と, 衛星大気の情報と得られる。2 つの星が近接して, 共通重心のまわりを公転している近接連星系の中には, 互いに相手の星を掩蔽しあう食連星がある。そのような連星系では恒星大気などに関する情報を得ることができる。最初に光速度が測定されたのは木星と衛星の掩蔽観測(O. C. Romer: 1676 年ころ)からであった。

エンペドクレス Empedoklēs 前 492 ころ - 前 432 ころ ギリシアの自然哲学者でシチリア島のアクラガスの人。四元素説の創始者。現存する六脚韻詩は「自然について」Περὶ φύσεως と宗教詩の「浄化」Καθαρμοί の 2 つであり, 前者は約 350 行, 後者は約 100 行が残存してい

る。医師者, 修辞学の創始者, 奇跡を行う人などとして超人的名声をかちえていた。川の流路を変えて伝染病を駆逐したり, 30 日間息も脈搏も止まった女性を蘇生させたという伝承があるが, 最も巷間に流布したのは不死を信じてエトナ山の火口に身を投じて天界に旅立ったとする伝承である。宗教詩が Pythagoras 派や血族の絆という思想に影響されている反面, 宇宙論詩は Herakleitos の変転哲学とパルメニデス形而上学の批判的継承上にある。それは永遠不変の四元素(万物の根元 $\mu\acute{\iota}\zeta\acute{\omega}\mu\alpha\tau\alpha$)。地・水・風・火による静の状態と 2 つの力, 愛(混合)と憎(分離)の変換作用の動によって説明される。Parmenides の一なる不変性に対して, 万物は四元素の混合であり, 生成消滅は 2 つの力による元素の集合離散にほかならないと多元論を主張した。それゆえ無からは何も生成せず, 何も無へと消滅しないとしてもいい。その宇宙循環論は, (1) 愛による同族の(完全な)球に四元素を結合, (2) 憎の優位による分散化, (3) 全体的な分離期, (4) 愛の優位による集合化の 4 段階で展開される。またその宇宙論は, 球状の存在物の集合体を固定された恒星と惑星のある大空が取囲んでいた。それゆえ大地を球と見なししていた。二義の原理と変性を認めていたが Platon, Aristoteles はこの四元素説を受容し, さらに医学の Hippokratēs 派もその四元素と四気質説に応用した。四元素説は, 実に 17 世紀に P. Gassendi や R. Boyle が原子論を復活させるまで, 支配的であった。他方, 古代の原子論者たちに影響する点も多く, T. C. Lucretius は物から発する流出物が受容器官の大小に適合するという知覚説を利用している。

円偏光 [英 circularly polarized light, 独 zirkulare Polarisation des Lichtes, 仏 polarisation circulaire de la lumière, 露 круговая поляризация света] 回転偏光の一種で光の進行方向に垂直な平面に投影した電気(磁気)ベクトルの先端が円形の軌跡を描く光。z 軸の正の方向に進む平面単色光波の電気(または磁気)ベクトルは xy 平面内で振動しているが, その x 成分と y 成分の振幅が等しく, かつ位相差が $m\pi/2$ ($m = \pm 1, \pm 3, \dots$) であれば, xy 平面に投影した電気(磁気)ベクトルの先端の軌跡は円になり, したがって円偏光になる。光の進行方向に正対する観測者が光を見たとき, 電気(磁気)ベクトルが時計回りに回転するものを右円偏光, 反時計回りに回転するものを左円偏光という。左右の円偏光は旋光体の固有偏光である。1/4 波長板にその中性軸(⇒移相子, 1/4 波長板)と 45° の角をなす方向に振動する直線偏光を入射すると円偏光が得られる。逆に円偏光を 1/4 波長板に通すと直線偏光になる。

円偏光二色性 [英 circular dichroism, 独 Zirkulardichroismus, 仏 dichroïsme circulaire, 露 круговой дихроизм] 右まわり円偏光と左まわり円偏光とに対して, 吸収が異なる性質のこと。1895 年に A. Cotton が旋光性溶液で発見した。左右円偏光に対する屈折率差が旋光性を生じ, 吸収係数の差が円偏光二色性を生ずるので, 円偏光二色性は, 旋光性物質の吸収帯の波長で見られる(⇒旋光分散)。この波長では, 直線偏光を入射すると透過した偏光は, 図のような傾いた楕円となる。楕円の主軸の傾きは旋光角に対応し, 右円偏光成分の振幅と左円偏光成分の振幅との差で, 楕円がどのくらいよくくらむかが決まる。図では, 左円偏光成分の方が強く吸収される場合を描いてあり, 右まわりの楕円偏光となる。楕円の楕円率は旋光角の場合と同様に, 試料中の光路の長さで変わるし, 溶液の濃度でも

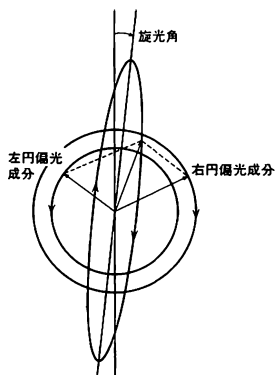
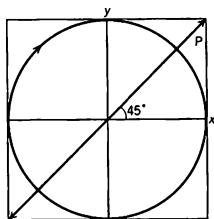


図 1

変わるの、これらに影響されない分子吸光係数を用い、円偏光二色性の大きさは左右円偏光に対する分子吸光係数 ϵ_L , ϵ_R の差 $\Delta\epsilon = \epsilon_L - \epsilon_R$ として表す。 $\Delta\epsilon$ が正のときが右楕円偏光である。吸収帯からはずれた波長に対しては、 $\Delta\epsilon$ はごく小さく、ほとんど直線に近い楕円である。図は、楕円のふくらみを強調して書いてある。

円偏光板 [英 circularly polarizing plate, 独 Zirkularpolarisator, 露 кругово поляризующая пластинка] 任意の偏光または自然光から円偏光を取出す、直線偏光板と 1/4 波長板から成る偏光素子。1/4 波長板の中性軸(⇨移相子)の方位は、直線偏光板の透過軸に対して 45° に設定され、左円偏光を取出す左円偏光板と右円偏光を取出す右円偏光板がある。右円偏光板は図 1 に示すように、直線偏光板の透過軸 P に対して 45° をなす 1/4 波長板の中性軸 x, y



のうちの y 方向を速い軸にしたものである。x 方向を速い軸にとると、左円偏光板となる。円偏光板を 2 枚並べたものは円偏光器とよばれ数種の組合せがあるが、1/4 波長板の速い軸が直交するように右、左円偏光板を交差させたものは最も標準的で直交円偏光器といわれる。図 2 は直交円偏

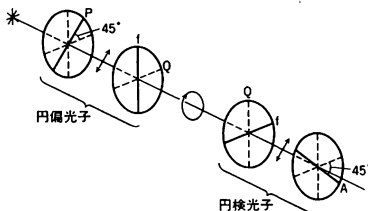


図 2

光器の構成を示すもので、偏光子 P と検光子 A の間に、2 枚の 1/4 波長板 Q をそれらの速い軸 f が互いに直交するように置いてある。直交円偏光器に光路差 d の直線複屈折物体を入れると、透過光強度 I は物体の方位に無関係に

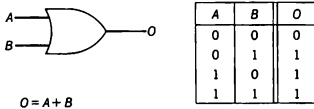
$$I \propto \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\right)$$

となり、これは光弾性学に利用される。ここで λ は波長である。1/4 波長板として引き伸ばしたポリビニルアルコール膜を使用し、ボラロイド(⇨偏光板)と組合せた円偏光板が、可視領域(〜550nm)と近赤外域(〜760nm)に対してボラロイド社から市販されている。

沿面放電 [英 creeping discharge, 独 Kriechentladung, 仏 décharge rampant, 露 скользящий поверхностный разряд] 気体中に置かれた放電電極間に絶縁物の固体面または液体面が存在するとき、あるいは液体中の電極間に固体面が存在するとき、それらの境界面に沿って起る放電をいう。たとえば気体中あるいは真空中に絶縁物表面が存在すると、表面への電荷の蓄積や等価的な静電容量の変化のため、放電電極間に局所的に強い電場をつくり出しやすく、その結果放電が起りやすくなる場合が多い。表面の状態やごみの付着の度合いなどに左右されやすいが本質的には気中放電であると考えられる。ただ、沿面放電が起ることによって二次的に絶縁物の表面が炭化したり、痕跡が残ったりして絶縁耐力を落とすことはありうる。

お

OR 回路 [英 OR circuit, 独 ODER-Schaltung, 仏 circuit OU, 露 схема ИЛИ] 基本的な論理回路のひとつで、論理和回路ともいわれ、2つまたは3つ以上の入力のうち、ひとつでも1であれば出力が1となる回路。OR 回路の論理記号、論理式および真理値表を図に示す。入力を反転し OR 回路に加えると、 $\overline{A+B} = \overline{A} \cdot \overline{B}$ (ド・モルガンの定理)より、NAND 回路になる。



オア - ゾンマーフェルトの方程式 [英 Orr-Sommerfeld equation, 独 Orr-Sommerfeldsche Gleichung, 仏 équation d'Orr-Sommerfeld, 露 формула Орра-Зоммерфельда] 流体力学の層流安定論において、二次元平行流 $U(y)$ に重畳された二次元微小擾乱速度のフーリエ成分 $\epsilon \phi(y) \exp[i\alpha(x - \omega t)]$ の $\phi(y)$ を支配する方程式

$$(U - c) \left(\frac{d^2 \phi}{dy^2} - \alpha^2 \phi \right) - \frac{d^2 U}{dy^2} \phi = \frac{1}{iaR} \left(\frac{d^4 \phi}{dy^4} - 2\alpha^2 \frac{d^2 \phi}{dy^2} + \alpha^4 \phi \right) \quad (1)$$

である。ここで、 $c = \omega/\alpha$ 。最初にこの式を導いた W. M. F. Orr と A. Sommerfeld にちなんでこの名がつけられている。ε は擾乱の強度、 x, y は座標、 t は時間、 $\alpha (> 0)$ は波数、 c は複素数 $c_r + ic_i$ であり、 c_r は位相速度、 αc_i は増幅率、 R は擾乱を伴わない元の流れ(主流、あるいは基本流という)のレイノルズ数を表す。擾乱は、 c_i の正・負に従って時間の経過とともに成長・減衰する。層流安定論では、この c_i の符号によって主流の安定性を論じる。

ポアズイユの流れを例にとると、速度分布 $U(y) = 1 - y^2$ は、レイノルズ数 R がどのような値であっても、 R の値に関係なくナビエ-ストークス方程式の解である。一方、現実のポアズイユの流れは、 R にある臨界値 R_c (≈ 5700) があって、 R の値が R_c より大きくなるとこの速度分布は実現されない。一般に、非圧縮粘性流体の層流には、それぞれの流れに固有の臨界レイノルズ数 R_c があり、 R の値が R_c を超えると主流は別の層流あるいは乱流に移移する。移移の原因は主流の不安定性、すなわち、主流に伴う微小な擾乱の成長にある。 R_c は成長擾乱を許す R の最小値として定義される。 xy 面に垂直な波数成分をもつ三次元擾乱の場合の R_c は、二次元擾乱の場合に比べて大きいので臨界レイノルズ数 R_c は二次元擾乱を論ずることによって定まる(スカイヤーの定理)。境界層の流れなどの準平行流の場合も、二次元微小擾乱は近似的にオア - ゾンマーフェルトの方程式に支配される。

クエット流、ポアズイユ流、ブラジウス流、自由境界層流、噴流、伴流など典型的な二次元主流のすべてについて、その安定性が調べられている。 R_c の値は個々の速度分布によって大幅に異なり、0 から ∞ の範囲にわたって

いる。それぞれの場合に適した式(1)の近似解法、数値解法が編み出されている。

ポアズイユの流れのように、主流が y の有限領域に限られる場合には、パラメーター α と R を固定したとき、オア - ゾンマーフェルト方程式の c の固有値は離散的であるが、ブラジウスの流れや噴流のように半無限または無限領域の流れの場合には、一部分連続的になる。無限遠方で主流が一様流になる場合、連続固有値による増幅率は負値をとり、対応する擾乱成分はすべて減衰する。これに対し、無限領域における周期主流 $(U(y + \lambda) = U(y), \lambda$ は周期) の場合には連続固有値だけが可能であり、中立・成長擾乱もこれに含まれる。

準平行主流の場合には、平行からのずれに基づく多重尺度変数を導入して、準平行の効果が論じられる。準定常の場合も同様である。

ω を実数とし、 α が複素数 $\alpha_r + i\alpha_i$ を取りうるとすると、式(1)によって、空間的増幅擾乱を取扱いうる。 $-\alpha_i$ を空間的増幅率という。これとの区別を必要とするときは、前述の擾乱および増幅率を時間的増幅擾乱、時間的増幅率という。臨界状態は両擾乱に対して共通である。

OR 回路 = OR (オア) 回路

オイケン Eucken, Arnold Thomas 1884.7.3 - 1956.6.16 ドイツの物理化学者。哲学者 Rudolf Eucken の子としてイエナに生れる。キールとイエナで自然科学と数学を学ぶ。1906 年ベルリン大学の H. W. Nernst の下で学位を取り、1911 年より同大学の講師となる。1915 年ブレスラウ大学の教授となるが、1930 年 G. Tammann の後任としてゲッティンゲン大学に移り、物理化学の教授と物理化学研究所所長を兼務した。その後、各地からの招聘があったにもかかわらず、ゲッティンゲン大学にとどまった。ザルツブルクに近いキーム湖畔のゼーブルックで没した。

Eucken の仕事で最もよく知られているのは、低温における固体と気体の比熱の研究である。彼は、まだベルリンにいた 1909 年に、新しい真空カロリメーターで比熱の測定を始めた。低温になると水素分子の比熱が分子回転による寄与で減少し、一原子分子の値に近づくことを彼が見いだしたのは 1912 年のことである。この発見は、すぐ後に K. F. Bonhoeffer がオルト水素とパラ水素を発見する糸口となった。比熱のほかにも、非金属固体の熱伝導、分子の回転や振動、界面と触媒、イオンと水の会合など、物理化学上の研究業績が多い。特に、工業化学に自然科学的な基礎を与えようと努力した。

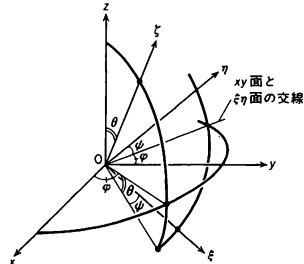
また彼は、多くの科学アカデミーの会員で、1932 年にはライプツヒヒ大学からアレニウス賞を、1941 年にはローマの上院からカニッツァーロー賞を与えられた。また、1949 年にはカールスルーエから名誉工学博士を贈られた。このほか、多くの教科書や著書を書き、ハンドブックや学術雑誌の編集者でもあった。[主著] *Grundriß der physikalischen Chemie, 1922; Lehrbuch der chemischen Physik* (全 2 巻)、1930~49; *Der Chemie-Ingenieur* (M. Jakob と共著、全 12 巻)、1933~40。

オイラー Euler, Leonhard 1707.4.15 - 1783.9.18 スイスの数学、物理学者。牧師を父としてバーゼルに生れる。バーゼル大学卒業後 1727 年に師 J. Bernoulli の息子 D. Bernoulli の推薦で、ペテルブルクに赴き帝室科学アカデミーの会員となる。1730 年物理学の教授、1733 年数学の教授となる。初め医学の研究に打ち込み、耳の生理学

を研究する過程で音響の特性と伝播に関する論文を書いた。1735年 天文表を計算する問題を3日間で仕上げることを約束して実行し、その過労によって片目を失明した。1736年 J. Newton の運動方程式を解析的に展開した「力学」を出版、続いて1739年 音楽の協和音の振動比に注目して「新音楽理論」を発表した。1741年 プロイセンの Friedrich 大王に招かれベルリンの科学アカデミーに赴き1766年まで数学部長を務めた。この時代「惑星および彗星の運動論」*Theoria motuum planetarum et cometarum* (1744年)、「無限解析概論」*Introductio in analysis infinitorum* (1748年)、「微分学教科書」*Institutiones calculi differentialis* (1755年)、「剛体の運動理論」*Theoria motus corporum solidorum seu rigidorum* (1760年)などを出版した。1765年 Euler の監修した暦が国庫の収入を減少させたことで大王と不和が生じた。翌1766年 Ekaterina 二世の招きに応じて、再びペテルブルグの科学アカデミーに総裁として戻った。その直後完全に失明したがが研究を続け、「積分学教科書」*Institutiones calculi integralis* (全3巻, 1768~70年)、および「代数学の完全入門書」*Vollständige Anleitung zur Algebra* (1770年)を出版した。数学では関数論、微積分学、解析幾何学的发展、変分法の創始、代数学、整数論への寄与など多大の貢献をした。物理学では Newton の運動方程式の解析的定式化と最小作用の原理、流体の運動方程式、剛体の運動方程式、弦の振動、音響の研究、光の波動説の展開などに業績をあげた。天文学では、地球の振動と潮汐の関連、および月の運動で重要な三体問題で貢献した。[主著] *Introductio in analysis infinitorum*, 1748; *Institutiones calculi differentialis*, 1755; *Institutiones calculi integralis*, 1768~70.

オイラー角 [英 Eulerian angles, 独 Eulerscher Winkel, 仏 angles d'Euler, 露 углы Эйлера] 剛体の回転などを記述するために、剛体に固定した直角座標軸 O- $\xi\eta\zeta$ の方位を示すのに使われる3つの角をいう。O を通り、空間に固定した基準座標軸と平行に x, y, z 軸をとり、 ξ 軸と z 軸の間の角を θ , xy 平面と $\xi\eta$ 平面の交線が y 軸および η 軸とつくる角をそれぞれ ϕ, ψ とするとき、この θ, ϕ, ψ の1組をオイラー角という。両座標軸を用いて表した任意の点の座標を $(x, y, z), (\xi, \eta, \zeta)$ とすると、これらの間には次の関係がある。

$$\begin{aligned}\xi &= x(\cos\theta\cos\phi\cos\psi - \sin\phi\sin\psi) \\ &\quad + y(\cos\theta\sin\phi\cos\psi + \cos\phi\sin\psi) - z\sin\theta\cos\phi \\ \eta &= -x(\cos\theta\cos\phi\sin\psi + \sin\phi\cos\psi) \\ &\quad - y(\cos\theta\sin\phi\sin\psi - \cos\phi\cos\psi) + z\sin\theta\sin\phi \\ \zeta &= x\sin\theta\cos\phi + y\sin\theta\sin\phi + z\cos\theta\end{aligned}$$



オイラーの運動方程式 [英 Euler's equations of motion, 独 dynamische Eulersche Gleichungen, 仏 équations

de mouvement d'Euler, 露 динамические уравнения Эйлера]

[1] 剛体の回転運動を決める方程式。固定点のある剛体の場合にはそのまわりの回転、そうでない場合には運動を質量中心(重心)の運動とそのまわりの回転とに分けて後者に適用される。固定点(あるいは重心)を原点に選び、原点を通る剛体の慣性主軸を ξ, η, ζ 軸にとる。剛体の角速度(瞬間回転軸の方向をもち大きさがそのまわりの角速度に等しいベクトル)を ω とし、その ξ, η, ζ 方向の成分を $\omega_1, \omega_2, \omega_3$, 剛体に働く外力のモーメントの和 N の ξ, η, ζ 成分を N_1, N_2, N_3 , 主慣性モーメントを I_1, I_2, I_3 とすると、オイラーの運動方程式は次式で与えられる。

$$I_1 \frac{d\omega_1}{dt} - (I_2 - I_3)\omega_2\omega_3 = N_1$$

$$I_2 \frac{d\omega_2}{dt} - (I_3 - I_1)\omega_3\omega_1 = N_2$$

$$I_3 \frac{d\omega_3}{dt} - (I_1 - I_2)\omega_1\omega_2 = N_3$$

[2] 完全流体の運動を支配する方程式で、ニュートンの第二法則(運動量の保存)に相当する。時刻 t , 位置 x における流体の密度を ρ , 圧力を p , 速度を v , その単位質量に働く外力を K とすれば

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + K$$

で表される。ただし dv/dt は流体粒子の加速度

$$\frac{dv}{dt} \equiv \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \cdot \text{grad} \right) v$$

である。粘性を無視しているので、物体面では法線速度しか指定できないが粘性が実効的に小さい(レイノルズ数が大きい)流れに対しては大局的によい近似を与える。しかし物体に働く抵抗(⇨ダランベールのパラドックス)、渦の発生・放出などを議論するためには、物体面に沿って粘性の無視できない薄い渦の層(境界層)の存在、そのはがれや不安定性などを、高流速流では衝撃波による不連続を、また鈍い物体では伴流における圧力低下などを考慮に入れる必要がある。

オイラーのこま [英 Euler's top, 独 Eulerscher Kreisel, 仏 toupie d'Euler] ⇨ こま

オイラーの連続方程式 [英 Euler's equation of continuity, 独 Eulersche Kontinuitätsgleichung, 露 уравнения Эйлера] = 連続の方程式

オイラー - ラグランジュの方程式 [英 Euler-Lagrange equation, 独 Euler-Lagrangesche Gleichung, 仏 équation d'Euler-Lagrange, 露 уравнение Эйлера-Лагранжа] ⇨ 変分法

オイルミストトラップ [英 oil mist trap, 独 Öldampfalle, 露 ловушка масляного тумана] 油回転ポンプ排気孔より気体とともに排出される油ミスト(霧状の微細な油滴)を捕え(トラップ)て、室内に排出させないようにするためのものである。トラップにはスチールウールなどの表面積の大きいフィルター状のものを詰め、凝縮したポンプ油はポンプへ戻るように設計され、油回転ポンプの排気速度に合わせた容量となっている。トラップを使用しないときに油回転ポンプより排出される油の量は、大気に近い圧力領域の排気時には特に多いので、大型装置の排気にあたっては室内汚染ひいては大気にさらしたときの真空装置の汚染を防ぐために、トラップの使用が望ましい。

応答 [英 response, 独 Antwort, 仏 réponse, 露 реакция] 電気回路, 機械回路などのある点に外部から入力として電流, 電圧, 力などを加えた場合, それにより回路中の任意の点に生じる電位差, 変位差といった出力をその回路の応答とよぶ。これを簡単な系について数学的に表現すると以下のようになる。入力として $f(t)$, 出力として $g(t)$ という時間の関数を考え, この入出力の関係が線形定係数常微積分方程式で次のように表せる場合は入力と出力の関係は図のように簡単にブロック図で書ける。

$$\begin{aligned}
 & \text{入力 } f(t) \rightarrow \boxed{} \rightarrow \text{出力 } g(t) \text{ 応答} \\
 & a_n \frac{d^n g(t)}{dt^n} + a_{n-1} \frac{d^{n-1} g(t)}{dt^{n-1}} + \dots \\
 & + a_0 g(t) + a_{-1} \int g(t) dt + \dots + a_{-m} \int \dots \int g(t) (dt)^m \\
 & = b_j \frac{d^j f(t)}{dt^j} + b_{j-1} \frac{d^{j-1} f(t)}{dt^{j-1}} + \dots \\
 & + b_0 f(t) + b_{-1} \int f(t) dt + \dots + b_{-k} \int \dots \int f(t) (dt)^k
 \end{aligned}$$

ただし, a_i, b_i はすべて実定数とする。この場合応答 $g(t)$ はラプラス変換により

$$G(s) = \frac{V(s)F(s) + U_0(s) - V_0(s)}{U(s)}$$

と簡単に表現できる。ここに $F(s) = \int_0^\infty f(t)e^{-st}dt$ であり, また $U(s), V(s)$ は

$$U(s) = a_n s^n + a_{n-1} s^{n-1} + \dots + a_0 + a_{-1} s^{-1} + \dots + a_{-m} s^{-m}$$

$$V(s) = b_j s^j + b_{j-1} s^{j-1} + \dots + b_0 + b_{-1} s^{-1} + \dots + b_{-k} s^{-k}$$

で与えられる s の多項式である。また $U_0(s), V_0(s)$ はそれぞれ $g(t)$ および $f(t)$ の初期値で決定される項である。初期値がすべて 0 の場合 $G(s)$ は

$$G(s) = \frac{V(s)}{U(s)} F(s)$$

という形になり [応答] = [伝達関数] × [入力関数] という形に書けることになる。

応答関係 [英 response relation] 電場や温度勾配などを加えて体系を熱平衡から乱すとき, 体系はどう応答するかを応答関係という。外部擾乱が小さいとき, 2 種類のものが知られている。

第一は, 電場や磁場などの外力 $F_\mu(t)$ の場合で, 外部擾乱が摂動ハミルトニアン $H'(t) = -\sum_\mu A_\mu^\dagger F_\mu(t)$ で表せる場合である。ここで \sum_μ は x, y, z のベクトル 3 成分にわたる和である。このとき, 任意の力学量 B の, 時刻 t における平均値の, 熱平衡値からの一次のずれは

$$\Delta \bar{B}(t) = \sum_\mu \int_0^\infty \phi_\mu(s) F_\mu(t-s) ds \quad (1)$$

と書ける。ここで, ϕ は応答関数であり

$$\phi_\mu(t) = (i/\hbar) \langle [B(t), A_\mu^\dagger(0)] \rangle \quad (2)$$

と書ける。括弧 $\langle \rangle$ は熱平衡のアンサンブル平均を表す。

第二は, 温度勾配や流速勾配などの熱力学的力 $X_i(t)$ の場合で, 外部擾乱そのものが系の巨視的状態変数の関数である場合である。熱流や粘性応力テンソルなどの輸送流を $J_i(t)$ とすると, 力 $X_i(t)$ が小さいとき, 線形関係を

$$J_i(t) = \sum_j \int_0^\infty L_{ij}(s) X_j(t-s) ds \quad (3)$$

が得られる。ここで, L_{ij} は記憶関数であり

$$L_{ij}(t) = (1/k) \langle \mathcal{J}_i(t) | \mathcal{J}_j(0) \rangle \quad (4)$$

と書ける。括弧 $\langle \rangle$ はカノニカル相関, $\mathcal{J}_i(t)$ は揺動力学流束である (\Rightarrow 揺動力学)。巨視的状態変数 A への射影演算子 \mathcal{P} を使えば $\mathcal{J}_i(t) = \exp[t(1-\mathcal{P})L]J_i$ となる。式 (4) の相関時間を τ_c とすれば, 実は, 式 (3) は $t \gg \tau_c$ のもとに成り立つのである。このように, 応答は揺動によって決定される。

応答関数 [英 response function, 独 Ansprechenfunktion, 仏 fonction de réponse, 露 передаточная функция] ある入力 came ときそれに対応して決った出力を出すような物理的な系があるとする。たとえば, 電気回路, 粘弾性体, 誘電体, 光学系などである。一定の規格をもつ時間の関数である入力に対して, 出力が決った時間の関数になるとき, その関数を一般に応答関数とよぶ。入力の形に対応していろいろな応答関数がある。また, 分野によって命名もまちまちである。図 1a の δ 関数型の入力の場合はインパルス応答関数, または余効関数, 重み関数などとよぶ。

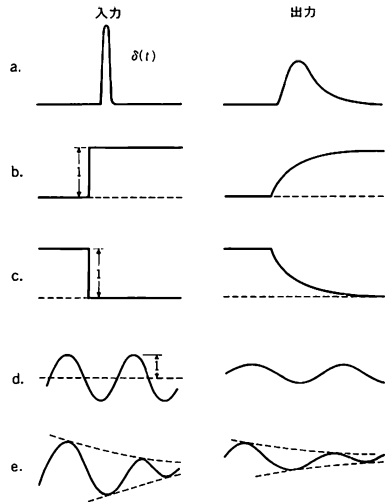


図 1

図 1b, 図 1c のように一定の大きさの入力が突然入った場合, あるいは突然なくなった場合は緩和関数とよぶ。図 1b はステップ応答関数ともよぶ (制御理論ではこれをインディシャル応答ともいう)。図 1d のように入力が正弦波の場合は周波数応答関数 (周波数 ω の関数) とよぶ。あるいは単に応答関数とよぶこともある。図 1e のように入力が e^{pt} (p は複素数) の場合の応答関数を伝達関数とよぶ。入力と出力の関係が線形性をもつなら, すなわち重ね合わせができるなら, 任意の入力に対する出力は応答関数を用いて表すことができる (\Rightarrow 線形応答理論)。インパルス応答関数 $\phi(t)$ がわかっているとき, 入力 $x(t)$ に対する出力 $y(t)$ は, 次のたたみこみの式で表せる。

$$y(t) = \int_{-\infty}^t \phi(t-s) x(s) ds$$

ステップ応答関数 $\phi(t)$ の場合は, 右辺が $\int_{-\infty}^t \phi(t-s) dx/ds \cdot ds$ となる。周波数応答関数を $\Phi(\omega)$ (一般に複素数), 入力 x のフーリエ変換を $X(\omega)$ とすると, 出力のフーリ

エ変換は $Y(\omega) = \Phi(\omega)X(\omega)$ となる。例として、緩和時間 τ の散逸機構と弾性率 E をもつばねを直列につないだ系(マクスウェル模型とよぶ)については(図 2a), のびを入力とし、両端間の力を出力としたときステップ応答関数は $Ee^{-t/\tau}$, 周波数応答関数は $i\omega\tau E/(1+i\omega\tau)$, 伝達関数は $E\tau/(1+i\omega\tau)$ である。図 2b のような回路の入力電荷対出力電圧についてもこれと似た形になる。

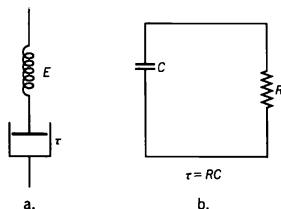


図 2

原子核においては、光反応、電子散乱、そのほかの粒子による非弾性散乱や粒子移行反応などが外からの入力にあたる。原子核の始めの状態(通常の基底状態)を $|i\rangle$, 入力に対応する演算子を O , 系に加えられるエネルギーを ω とすると、この場合の応答関数は次式で与えられる。

$$R(O, \omega) \equiv \sum_f |\langle f | O | i \rangle|^2 \delta(\omega + E_i - E_f)$$

和は始状態 $|i\rangle$ から演算子 O によって遷移しうる状態 $|f\rangle$ すべてについてとし, E_i, E_f はそれぞれ $|i\rangle, |f\rangle$ のエネルギーで, δ はディラックの δ 関数である。応答関数は実験と直接結びつく量であり, 多体問題を系統的に考察するうえで重要な量となっていて, 近似法の一貫性や遷移強度に対する和則などを調べるのに用いられることが多い。線形応答理論の原子核への応用としては, その集団運動の多体論的解明があるが, 最近では重い原子核どうしの衝突における複雑な過程を統計力学的に扱い, 摩擦係数などの巨視的な量で現象を記述する基礎づけとしても用いられる。

凹面回折格子 [英 concave diffraction grating, 独 konkaves Beugungsgitter, 露 вогнутая дифракционная решётка] \Rightarrow 回折格子

凹面鏡 [英 concave mirror, 独 Konkavspiegel, 仏 miroir concave, 露 вогнутое зеркало] \Rightarrow 反射鏡

凹面格子 [英 concave grating, 独 Konkavgitter, 仏 réseau concave, 露 вогнутая решётка] \Rightarrow 回折格子

横紋筋 [英 striated muscle, 独 quergestreifter Muskel, 仏 muscle strié, 露 поперечно полосатая мышца] \Rightarrow 筋収縮

応用物理学 [英 applied physics, 独 angewandte Physik, 仏 physique appliquée, 露 прикладная физика] 応用物理学とは, 学問のなかの特定の一分野をさす名称というより, ある姿勢もしくはある方向をもった学問研究の総称と解すべきである。その姿勢または方向には2種類がある。すなわち,

(1) 生の自然現象や産業上の現実の問題を出発点として, それを分析整理することにより物理学的な問題に還元して物理学そのものを発展させていく。

(2) 既成の物理学の知識を, 現実の特に経済的効果を生じそうな問題に適用していく。

欧米では, applied physics の意味するものは方向(1)が

主であると考えられ, たとえば国際純粋および応用物理学連合(IUPAP)という国際組織の活動などからも, このことがうかがわれる。しかし日本では, むしろ方向(2)が主流的な解釈であって, 実際の研究活動も応用物理学における発表などから見る限り(2)が主体といっている。

(1)の意味の応用物理学と(純粋)物理学との境界は極めてあいまいで, その間に一線を画することはほとんど不可能に近い。古典力学にしろ光学にしろ熱力学にしろ, その時代の現実的な問題を出発点として発展してきたことは科学史をひもとけば明らかであって, つまり物理学の発展史はただちに応用物理学の発展史でもあるといえる。現在, 物理学として扱われているいろいろな分野のなかで, これは応用物理学の範囲には属さないということで衆目の一致するものがあるとすれば, 素粒子論くらいであろう。素粒子論といえども現実の問題に立脚しているといえないこともないが, 極めてミクロで日常性からあまりに遠いため, 応用物理の概念からは除外されている。核物理, 天体物理, 生物物理なども通常は応用物理の範囲とは目されていないが, 特に応用物理と区別する意味は本来的にはないはずである。物理学のなかでも応用物理学的な色彩が特に強い分野としては, 量子エレクトロニクス・半導体・磁性・極低温・光物性・表面物理など, いわゆる物性物理学があげられる。第二次世界大戦直後のトランジスタの発明を機とした半導体物理学発展の歴史は, (1)の意味における応用物理学の最も端的な例といえよう。物理学は発展の経過で抽象化や単純化を進め, 夾雑物を排除していく。しかし最初の段階では, どこから手をつけるべきか判然としないう。きれいになった物理学の樹をさらに育成するのではなく, 雑草のなかから物理学として成長しそうな芽を探し育てるところに, 応用物理学(1)の特色を求めることができる。

(2)の方向で応用物理学をとらえる場合, 理学というより工学とみなすべきである。実際, 工学方面では応用物理学を工学基礎として位置づけているようである。応用の可能性は極めて多岐にわたり, 電気・電子・機械・金属・原子力・土木・航空など既成の工学部門のほとんどすべてが対象で, それらに対して横断的あるいは学際的な役割を果たしているといつてよい。それだけでなく, 物理学的に育成したものを新しい工学の中に加えていくという, いわば「保育園」に類した役割も応用物理学としては重要である。たとえば, レーザー・光伝送・光情報処理など一連の研究を基礎として発達してきた最近のオプトエレクトロニクスなど, その例であろう。

(2)の方向の応用物理, すなわち工学基礎としての応用物理では, ある具体的な目的があり, その目的に則してものを作るとか問題を解決することが要求される。その際, 単に目的を達成するだけでなく, より早いとかより安いとかいった経済的価値判断がつきまとう。このへんが理学としての物理学における評価基礎と非常に異なるところである。このような工学的センスの有無が応用物理学と物理学の差といえることができるが, 応用物理学はまた一般の工学技術とも異なる面をもっている。それは, 工学技術では目的を達しさえすれば原理や機構などがほとんどにはわからなくても, それでよしとする傾向をなしとしないが, 応用物理学ではそれですますことができないという点である。現実の問題として, このような方向の徹底的な研究は難しい場合が多いが, それを志向すべき使命を担っている点

に、少なくとも応用物理学の意義がある。

応用物理学会 [英 The Japan Society of Applied Physics] 1946年に、応用物理学や関連分野の発展をはかるため設立された社団法人。この目的を達成するため、毎年春秋の学術講演会以外に講習会や展示会などを開催したり、機関誌や図書などを刊行している。1982年末現在、正会員と学生会員の合計は約1万、それに分科会員、賛助会員などを加えると約1万2千になる。原則として総会は年1回、理事会は年9回、評議員会は年2回開かれ、理事会は正副会長と23名の理事と2名の監事から構成される。役員の任期は1年で、2期までは重任できる。事務局は東京都港区におかれている。学会の財政は主として会員からの会費収入、残りは講演会などの事業収入によりまかなわれている。会員に対しては会誌「応用物理」が毎月配布され、希望者には日本物理学会と共同で編集している Japanese Journal of Applied Physics (JJAP) も配布されている。JJAP は応用物理学英文誌刊行会より発行されていて、正規論文を主とする part 1 と、レターのみを掲載する part 2 に分れている。会誌「応用物理」は学会の前身である応用物理談話会により1932年に創刊され、この種の雑誌としては世界的に最も古い歴史をもっている。なお応用物理学会に包含されて、光学・応用電子物性・放射線・結晶・薄膜表面などの分科会があり、それぞれ独自に機関誌の発行や研究会の開催などの事業を行っている。

応用力学 [英 applied mechanics, 独 angewandte Mechanik, 仏 mécanique appliquée] 主として古典力学の範囲内で技術的工学的な力学現象を扱う学問の総称。具体的には、弾性論、材料力学、構造力学、塑性論、破壊力学、流体力学、機構学、振動論などが含まれ、ほとんど常に連続体の力学的性質が対象になる。国際理論および応用力学連合(International Union of Theoretical and Applied Mechanics, 略称 IUTAM) という国際組織に対応して、日本学術会議には力学研究連絡委員会という組織が設けられていて、この組織が主催し、10学協会(物理、応用物理、数学、航空、造船、機械、建築、土木、鉱業、農業土木)が共催するかたちで「応用力学連合講演会」が毎年行われている。この参加学協会からもわかるように、応用力学のカバーする範囲は非常に広く、時によっては電気工学や化学工学と関連することもあり、ほとんど工学全般に対して基礎的な役割を果たしているといっている。

応力 [英 stress, 独 Spannung, 仏 tension, 露 напряжение] 物体の表面、または物体内部の任意の面を通して両側の部分が及ぼし合う力を面積力といい、単位面積当たりの面積力を応力(単位は $\text{N} \cdot \text{m}^{-2}$)と定義する。一般に応力は考える面の向きにも依存し、したがって、単位ベクトル \mathbf{n} を法線とする面要素 δS に働く面積力は、応力を $\mathbf{P}(\mathbf{n})$ と書けば $\delta \mathbf{F} = \mathbf{P}(\mathbf{n}) \delta S$ である。ただし $\delta \mathbf{F}$ は反対側(うら)から \mathbf{n} が向いた側(おもて)に及ぼす力と約束する。これを図1のように面に垂直な分力と平行な分力に分けると、 $\mathbf{P}_\perp(\mathbf{n})$ を法線応力(または垂直応力)、 $\mathbf{P}_\parallel(\mathbf{n})$ を接線

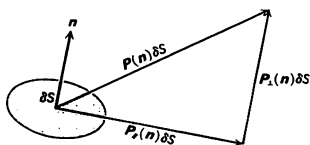


図1

応力(またはずり応力、せん断応力)という。法線応力が面を押す場合は圧力(または圧縮応力)、逆の場合は張力(または引張り応力)である。また \mathbf{n} の向きを反転すると $\mathbf{P}(-\mathbf{n}) = -\mathbf{P}(\mathbf{n})$ が成り立つ。応力を解析的に表すため、互いに直交する右手系の単位ベクトル $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ に沿って x_1, x_2, x_3 軸をとり、 x_j 軸($j=1, 2, 3$)と直交する面に働く応力 $\mathbf{P}(\mathbf{e}_j)$ の x_i 成分($i=1, 2, 3$)を $P_{ij}(\mathbf{e}_j) = p_{ij}$ とおくと(図2)、 p_{ij}

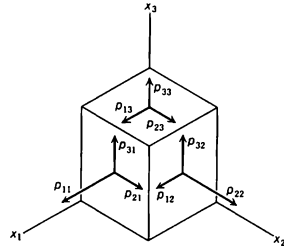


図2

は二階テンソル \mathbf{p} の成分で、かつ任意の $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$ に対して面積力 $\delta \mathbf{F}$ のつり合いから

$$\mathbf{P}_i(\mathbf{n}) = \sum_{j=1}^3 p_{ij} n_j \quad \text{または} \quad \mathbf{P}(\mathbf{n}) = \mathbf{p} \cdot \mathbf{n}$$

となる。テンソル \mathbf{p} は応力テンソルとよばれる。さらに、 $\delta \mathbf{F}$ のモーメントのつり合いから、分極がなければ $p_{ij} = p_{ji}$ 、すなわち \mathbf{p} は対称テンソルである。このとき、 \mathbf{p} を対角化するような直交座標軸が必ず存在するので、これを応力主軸、また主軸に関する \mathbf{p} の対角成分を p_1, p_2, p_3 と書いて主応力あるいは応力の主値という。連続体理論では、応力を変形または変形速度の関数と仮定し、その関数形を一般に構成方程式とよんでいる。特に、応力が変形だけの関数である場合を弾性応力、変形速度だけの関数である場合を粘性応力といい、前者は固体、後者は運動流体をそれぞれ特徴づけるが、変形と変形速度の両方に依存する粘弾性応力のような複雑なものもある。一方、応力は見方を変えれば、考える面を通して運ばれる運動量の流れとも解釈され、その立場では物質の存在は必ずしも必要でない。電磁場のマクスウェル応力はよく知られた一例である。

工学では応力を具体的に扱う。いま、図3のような棒の

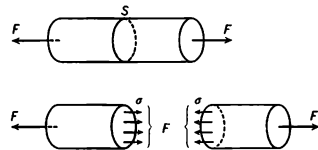


図3 真応力の定義

両端に力 F を加えて引張る。 F の作用方向と垂直に断面 S を考えると、この断面に外力 F に抵抗する応力が生じないと棒の各部分はつり合わないことになる。力は断面 S に一様に分布していると考えてよいので、法線応力に相当する量として

$$p_\perp = \frac{F}{A_0}$$

が定義される。ここで、 A_0 は断面 S の力を加えないときの断面積である。この p_\perp を公称応力という。断面積は F

の向きによって変化する。\$F\$ が作用したときの断面積 \$A\$ を用いて定義された次の応力

$$p_1 = \frac{F}{A}$$

を真応力とよぶ。図3のような応力状態を一軸応力あるいは単軸応力という。次に図4に示すように棒の軸に垂直な

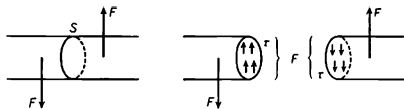


図4

方向に力 \$F\$ が作用するとする。このとき断面と平行に生じる応力は接線応力である。この大きさはやはり単位面積当りの力で

$$p_{II} = \frac{F}{A_0}$$

となる。以上のように応力は常に作用している断面に対して定義される。図3と同じ外力条件でも断面が異なると応力も見かけ上異なる。図5のような断面を考える。この断

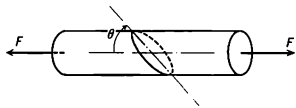


図5

面に垂直および平行な力の成分は \$F \sin \theta, F \cos \theta\$ であり、また断面積は \$A_0 / \sin \theta\$ であるので、応力は

$$\text{法線応力成分} \quad p_1 = \frac{F}{A_0} \sin^2 \theta$$

$$\text{せん断応力成分} \quad p_{II} = \frac{F}{A_0} \sin \theta \cdot \cos \theta$$

の2つの成分が重なったものとなる。2つ以上の応力成分があるとき、組合せ応力という。応力の大きさを応力度とよぶことがある。さらに一般の構造物の一部から座標系に平行な稜をもつ微小な直方体を切出すと、図2のような法線応力とせん断応力が各断面に生じている。このように一軸応力より一般的な応力状態を多軸応力とよぶ。

応力拡大係数 [英 stress intensity factor, 独 Spannungsintensitätsfaktor, 仏 facteur d'intensité des efforts, 露 коэффициент интенсивности напряжений] \$\Rightarrow\$ 破壊力学

応力関数 [英 stress function, 独 Spannungsfunktion, 仏 fonction de tension, 露 функция напряжения] 固体の静的平衡問題を解く場合、まずつり合っている応力分布を求め、ついで応力-ひずみの関係式(\$\Rightarrow\$フックの法則)を用いてひずみ分布を決定していくのが普通の方法である。この場合、求められたひずみ分布は微小弾性変形問題の場合でも無数に存在しうる。その中から正解を得るためには、ひずみの適合条件を満足する解を求めなければならない。このような応力の平衡条件とひずみの適合条件をあらかじめ満たすような関数を応力関数といい、これを用いる方法が二次元、三次元応力解析において体系化されている。簡単のために二次元問題を例にとって説明すれば、その種の問題の平衡方程式は \$\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy}\$ を応力成分として

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} = 0$$

で与えられるため、任意関数 \$F(x, y)\$ から

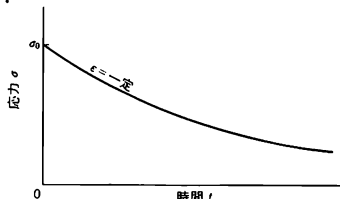
$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 F}{\partial y^2}, \quad \sigma_{yy} = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}, \quad \sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y}$$

によって表される \$\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy}\$ は常に平衡方程式を満たしていることになる。この \$F\$ はエアリーの応力関数とよばれ、適合条件および応力-ひずみ関係式に代入することにより

$$\frac{\partial^4 F}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 F}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 F}{\partial y^4} = 0$$

と重調和方程式が得られる。したがって、重調和関数のなかから境界条件を満たすものを探せばよいことになる。このほか、問題に応じて、ウェスターガードの応力関数、グルサの応力関数などがある。

応力緩和 [英 stress relaxation, 独 Spannungsrelaxation, 仏 relaxation de tensions, 露 релаксация напряжений] ある種の固体では、一定ひずみを瞬間的に与えて放置すると応力は時間とともに変化する。一般に時間の単調減少関数となる(図参照)。このような現象を応力緩和とよび、代表的な力学緩和現象のひとつとされている(\$\Rightarrow\$力学緩和)。完全弾性体では一定ひずみに保つための応力は放置時間に無関係に一定であって、応力緩和を示すような物質は粘弾性体(\$\Rightarrow\$粘弾性)とよばれる。高分子物質の応力緩和の要因は、鎖状分子の再配列や流動、さらに高温では酸化などによる網目構造の破壊(化学緩和)などにあるとされている。



応力緩和において、一定ひずみ \$r_0\$ に対する応力 \$\sigma(t)\$ (緩和応力)は

$$\sigma(t) = r_0 \cdot E(t) \quad (1)$$

で示される。ここで \$E(t)\$ は緩和弾性率であり、一般化されたマクスウェル模型では

$$E(t) = \sum_j E_j \exp\left(-\frac{t}{\tau_j}\right) \quad (2)$$

で与えられる。ただし、\$E_j\$ および \$\tau_j\$ はそれぞれ \$j\$ 番目の要素における弾性率および緩和時間である。応力緩和は粘弾性の静的実験として重要な力学的性質であり、一般に秒単位よりも相当長いタイムスケールにおける粘弾性挙動の特性関数のひとつである。特に無定形高分子では温度-時間の換算則(\$\Rightarrow\$WLF式)に従うため、温度を変えて \$E(t)\$ を測定することによって十分に広い換算時間範囲にわたる緩和弾性率が求められ、これから緩和のスペクトルが得られる(\$\Rightarrow\$緩和スペクトル)。なお、高温(融点を \$T[K]\$ とすると約 \$T/2\$ 以上)の金属でも応力緩和やクリープなどの力学緩和現象が顕著になるが、これは主として空孔の拡散に起因している。

応力き裂 [英 stress cracking, 独 Spannungsriß, 仏 fissure sous tension, 露 трещина вследствие внутренних напряжений] 物質が応力下におかれるとき、破断に至るまでの低応力状態で物質の表面や内部に生じるき裂をいう。これは、物質内部または表面になんらかの理由で応力集中状態が生じ、全体を破壊に至らせない範囲でその部分

にき裂を生じさせることによるものと思われる。このき裂は物質を取巻く周囲の環境によって、たとえば表面層に接触する薬品の影響によって発生や成長が促進されることが多い(⇒環境応力き裂, 応力腐食割れ)。

応力集中 [英 stress concentration, 独 Spannungskonzentration, 仏 concentration de contrainte, 露 концентрация напряжений] 材料に荷重を与えたとき、その一部において応力が異常に増大することをいう。たとえば、材料の表面や内部に切欠き、クラック、埋蔵粒子あるいはボイド(空気泡)などの不規則な部分があると、これらの部分の先端における応力は、平均応力(先端から十分に遠く離れた平坦部における基準の応力)に比べてはるかに大きくなる。そのため材料は予想外に低い荷重でも破壊することがあり、設計上重要な問題である。応力集中の程度は平均応力 σ_0 に対する不規則部先端における応力の最大値 σ_m の比で表される。板の中にあるクラックや切欠きの先端では、式(1)の関係がある。

$$\sigma_m \approx \sigma_0 \left[1 + 2 \left(\frac{a}{r} \right)^{1/2} \right] \quad (1)$$

ただし、 r は先端の曲率半径、 a はクラックの長さあるいは切欠きの深さである。また、ボイドなどを想定して、板の中に円形空孔を考えた場合、式(2)の応力集中を生じる。

$$\sigma_1 = \sigma_0 (1 - 2 \cos 2\theta) \quad (2)$$

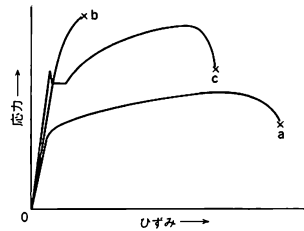
ここで、 σ_1 は空孔端での接線応力、 θ は加えられた引張応力の方向からの角度である。式(1)で仮に $a \sim 10^{-3}$ cm, $r \sim 10^{-7}$ cm とすれば、 $\sigma_m \approx 2 \times 10^2 \sigma_0$ であるから、クラックの形状によっては非常に大きい応力集中の生じることがわかる。

応力集中係数 [英 stress concentration factor, 独 Kerbwirkungszahl, 仏 coefficient de concentration des contraintes, 露 коэффициент концентрации напряжений] ⇒ 応力集中

応力テンソル [英 stress tensor, 露 тензор напряжения] ⇒ テンソル

応力波 [英 stress wave, 仏 onde de tension, 露 волна напряжений] 固体どうしが衝突したときなど、衝撃的な荷重が働くときと衝撃点に応力のピークが現れ、時間とともにそのピークが縦波としてまわりに伝わっていく。この波を応力波とよぶが、応力値が降伏応力以下のときは弾性波、降伏応力を超えたときは塑性波とよばれる。弾性波の伝わる速度は、ヤング率を E 、密度を ρ とすると $\sqrt{E/\rho}$ で表され、また塑性波の伝わる速度は加工硬化係数を H' とすると $\sqrt{H'/\rho}$ で表される。応力波の伝播によって、衝撃荷重を与えた点から離れた場所でも大きな応力が生ずる可能性もあるため、動的現象を解析する際には応力波を考慮する必要がある。

応力-ひずみ関係 [英 stress-strain relation, 独 Spannungs-Dehnungs-Beziehung, 仏 relation contrainte-déformation, 露 связь между напряжениями и деформациями] 固体の変形過程における応力とひずみの関係を意味し、通常、ひずみを横軸、応力を縦軸にとった曲線により表示する。これを応力-ひずみ曲線という。応力としては公称応力のほか真応力、ひずみとしては公称ひずみのほか自然ひずみなどをとることがある。図は棒材を準静的に引張って破断に至るまでの公称応力-公称ひずみ図を模式的に描いたもので、a は銅やアルミニウムのような破断までに大きなひずみを生じ、さらにくびれの発生により公称応



準静的引張りの公称応力-公称ひずみ図の例

力が低下して破断する延性材料の代表例、b はわずかな塑性変形を生じただけで破断する脆性材料の例、c は上降伏点、下降伏点が出現する焼なまされた軟鋼の例である。これらの図から、降伏応力、引張強さ、破断までの過程で費やされる仕事量(曲線の下の面積)など、重要な機械的性質のいくつかが読取れる。また、応力-ひずみ曲線には、このような単調増加ひずみの場合のみならず、除荷、繰返し負荷などのものもある。

高分子物質のように著しい粘弾性を示す場合には、平衡状態における応力-ひずみ関係を決定することは困難で、緩和現象を伴った状態で決定される。すなわち、応力-ひずみ関係にはひずみ速度などの時間的影響が加わり、また温度にも大きく影響される。このような物質の応力-ひずみ関係は、一定速度でひずみまたは応力を与えた際の応力-ひずみ曲線で表されるのが普通で、特に定速で延伸した場合のデータがよく用いられる。高分子物質に一定速度でひずみを与えた場合の応力-ひずみ曲線は、金属の場合とよく似た形をしており、見かけ上明瞭な降伏現象や降伏点を示すものもある。また比例限界、弾性限界に似た点も現れる。しかしこのような応力-ひずみ関係は緩和現象を伴っているから、これらの特性点はひずみ速度および温度によって著しく変化するという点が異なる。

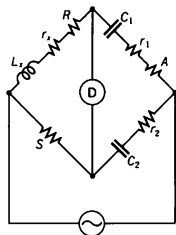
応力-ひずみ曲線 [英 stress-strain curve, 独 Dehnungs-Spannungs-Kurve, 仏 courbe de tension-déformation, 露 диаграмма напряжение-деформация] ⇒ 応力-ひずみ関係

応力腐食割れ [英 stress-corrosion cracking, 独 Spannungsrißkorrosion, 仏 corrosion fissurante, 露 коррозия под напряжением] ある種の材料(主として金属)とそれを取巻く腐食環境が組合わさると、普通では破壊を招かない程度の静的応力でも、平滑な材料表面からき裂が発生、成長する。またもし既存のき裂が存在すれば、大気中など普通の雰囲気中では成長でかい応力レベルでもき裂が成長して、ついには破壊を招くことがある。このような割れ破壊を応力腐食割れという。よく知られている応力腐食割れの例は、ハロゲンイオンを含む電解質水溶液中でのオーステナイト系ステンレス鋼・高力アルミニウム合金・高力チタン合金・高力マグネシウム合金の割れ、アンモニア環境での銅合金の割れ、鋭敏化したステンレス鋼の高温高圧純水中での割れ、アルカリ環境中での構造用鋼の割れなどである。これらの応力腐食割れは、普通耐食性のよいとされている材料または腐食しにくいとされている環境で発生するものが多い。この場合、全面腐食(⇒腐食)よりはむしろ局部腐食(⇒腐食)が先行するような条件になっている。かつ、その腐食が電気化学的に活性化された特定の面または複数の線に沿って進行する過程(活性経路溶解(AP

C))であるとも説明されている。高強度鋼の遅れ破壊では水素による割れの促進が主なる役割を果し、応力腐食割れではき裂端の選択溶解が主なる役割を果すので、両者を区別しようという意見も多い。破壊力学では、両者を含めて環境に促進された静的応力下での割れを応力腐食割れといい、繰返し荷重下での腐食疲労と区別している。試験片の大きな人工き裂からのき裂成長特性は肉眼的には両者に大差はなく、応力拡大係数 K とき裂成長速度の対数との関係も類似的階段状三領域特性(⇒遅れ破壊)を示す。顕微鏡下の破面様相は、ステンレス鋼の塩酸溶液中応力腐食割れでは特徴的な羽毛状・樹枝状模様も見られるが、高温純水中では遅れ破壊と酷似した粒界破面を形成する。

応力腐食割れの対策は、遅れ破壊のように、応力-破断時間曲線に明確な下限応力が現れないためか、応力の制限を考えるより、金属組織の影響が強いことを利用して、材料の選択、成分や処理法の変更・改善などにより対処する場合が多い。

オーエン・ブリッジ [英 Owen bridge, 独 Owen-Brücke, 仏 pont d'Owen, 露 мост Оуэна] 自己インダクタンスと容量を含む交流ブリッジで、広い範囲にわたって自己インダクタンス L_x と抵抗 r_x をはかるのに用いられる(図参照)。平衡条件は



$$C_1(r_x + R) = C_2(S + \omega^2 L_x C_1 r_2)$$

$$L_x(1 + \tan \delta_2 \cdot \tan \delta_x) = C_2 S(A + r_1) \quad (\tan \delta = \omega C R)$$

C_2 に損失のない空気コンデンサを標準容量として使用すれば、平衡条件は $C_1(r_x + R) = C_2 S$ および $L_x = C_2 S(A + r_1)$ となる。 S を固定して A と R を調整して平衡をとれば L_x 、 r_x を得ることができる。このブリッジは磁性体の特性を調べるにも応用される。

大きなカノニカル集団 [英 grand canonical ensemble, 独 groß-kanonisches Ensemble, 仏 grand ensemble canonique, 露 большой канонический ансамбль] 一定の温度 T および化学ポテンシャル μ をもった外界と接触している、同種粒子からなる体系を考える。体系は外界とエネルギーおよび粒子を交換するが、それと平衡にあるとき、体系が粒子数 N でかつ量子状態 l に見いだされる確率は、そのエネルギー固有値を $E_{N,l}$ とすれば

$$p_{N,l} = S^{-1} \exp[\beta \mu N - \beta E_{N,l}] \quad (1)$$

によって与えられる。ここに $\beta = 1/kT$ で

$$\Xi(T, V, \mu) = \sum_{N=0}^{\infty} e^{\beta \mu N} \sum_l e^{-\beta E_{N,l}} \quad (2)$$

である。式(1)を大きなカノニカル分布、この分布を確率分布とする統計的集団を大きなカノニカル集団またはグランドカノニカル集団という(⇒統計的集団)。この分布の特徴は、外界との粒子授受による体系の粒子数のゆらぎを表すことである。粒子数の平均値

$$\langle N \rangle = \frac{\sum_N N e^{\beta \mu N} \sum_l e^{-\beta E_{N,l}}}{\Xi} \quad (3)$$

のまわりの分散は

$$\langle (N - \langle N \rangle)^2 \rangle = (kT \langle N^2 \rangle / V) \kappa \quad (4)$$

となる。ここに V は系の体積であり、 κ はその等温圧縮率である。規格化因子 Ξ は大きな分配関数とよばれ、体系の圧力 P と

$$PV = kT \log \Xi(T, V, \mu) \quad (5)$$

の関係にある。

大きなポーラロン [英 large polaron, 独 großes Polaron, 仏 polaron large, 露 большой поларон] ⇒ ポーラロン

大森公式 [英 Omori's formula] 大森房吉によって求められた地震波の初期微動継続時間と震央距離との関係式。ゆきゆきと揺れる地震の主要動の前に、かたかたと初期微動が感じられることが多い。これは振幅の小さいP波(縦波)が主要動であるS波(横波)より早く到着するためである。初期微動継続時間はS波とP波との到着時刻の差であり、S-P時間(t_{S-P} と表される)ともよばれる。震央距離は震央(震源直上の地表上の点)と観測点間の距離である。地表付近に地震が起きた場合、地球内部のP波、S波の速度をそれぞれ v_p, v_s とすれば、震央距離 d は

$$d = \frac{v_p v_s}{v_p - v_s} \cdot t_{S-P} = k \cdot t_{S-P}$$

と表される。 k は大森係数(距離係数)とよばれる。地球内部の弾性波速度は深部へ行くほど増大するので、 k は厳密には一定でなく、震源の深さによっても異なる。大森は1899年に最初の関係式 $d[\text{km}] = 24.9 + 7.51 t_{S-P}[\text{s}]$ を発表したが、その後、定数を改めて近い地震に対し $d[\text{km}] = 7.42 t_{S-P}[\text{s}]$ とした。地震観測の時刻の精度が十分ではなかった時代には、震源の位置を決めるのに、この公式が用いられた。雷光を見てから雷鳴を聞くまでの時間から、雷までの距離を知ると原理的には同一である。大森にはこのほかに、余震の頻度が時間的に減少する過程を表現した大森の双曲線公式という経験式がある。

遅れ破壊 [英 delayed fracture, 独 verzögerter Bruch, 仏 fracture retardée, 露 замедленное разрушение] 静荷重を材料に与えても、負荷後直ちに破壊が起らず、その静荷重を一定に保持してある時間経過した後、環境の影響で割れによる破壊が生じることがある。これを遅れ破壊といふ。その応力値と破壊時間の関係は、一見疲労の $S-N$ 曲線と類似の特性を示し、静疲労とよばれることもある。遅れ破壊は、特定の環境下にある特定の金属材料、ガラス・セラミックス、プラスチックなどに見られ、選択性局部溶解による狭義の応力腐食割れを含めて、一括して応力腐食割れとよばれることもある。

遅れ破壊のうち、特によく知られていてかつ重要であるのは、常温における高強度鋼の水素割れまたは水素脆化割れである。溶解性腐食環境での局部腐食による応力腐食割れと区別するために、上記の水素による高強度鋼の割れを特に遅れ破壊とよぶことがわが国では多い。この狭義の遅れ破壊の特徴は、(1)図1のように下限界応力 σ_{TH} が存在し、それ以下では有限の時間内で破断が観測されないこと、(2)低速繰返し応力でも静荷重でも起こること、(3)割れた破面には、粒界割れが支配的であることが多く、(4)鋭い切欠きや既存のき裂をもつ材料で起きやすいことである。

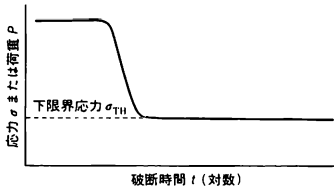


図1 遅れ破壊の応力 - 破断時間

破壊力学では、この種の水素脆化割れも応力腐食割れというが、き裂の成長速度 da/dt を応力拡大係数 K で整理すると、図2のように階段状の3領域特性を示し、き裂成長の下限界値 K_{ISCC} が存在し、これ以下の K 値ではき裂成長速度 da/dt は著しく低い。ここで a はき裂寸法、 t は時間である。

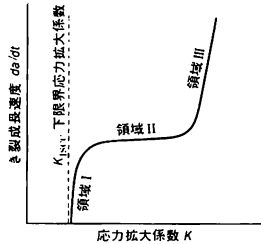


図2 遅れ破壊の典型的な $K \sim da/dt$ 曲線

自然環境中での高強度鋼の遅れ破壊は、大型航空機や宇宙ロケットの構造中の高強度鋼が破壊したり摩擦継手の高張力ボルトが切断したりしたことで特に問題になった。溶接や材料製造過程または使用中に侵入した水素が応力集中部やき裂端近傍に拡散集中して割れを加速したと考えられることが多い。現在、最も有効な対策は、静的引張強度が若干低い鋼種に切替えることである。環境中に微量存在することによりこの種の割れを促進する一種の触媒を毒物と称することがある。その最も有名なのが硫化水素である。なお無機ガラスや一般に酸化物セラミックスにおける遅れ破壊では、水のない OH^- が毒物の働きをされるといわれている。

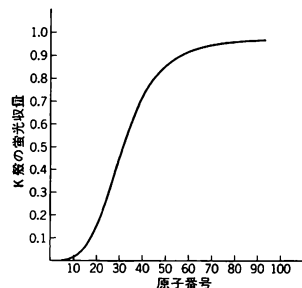
オコロコフ効果 [英 Okorokov effect, 仏 effet d'Okorokov, 露 эффект Окорокова] 結晶中の周期的な電場との相互作用によって、結晶を通過するイオンに束縛された電子が励起される確率は、あるイオン速度のとき共鳴的に大きくなる。この励起過程は単一の原子との衝突によるものではなく、周期的に配列する格子原子とのコヒーレントな相互作用によるものであって、これをオコロコフ効果という (V. V. Okorokov 1966 年)。入射イオンには格子の周期性による周期的電場が作用し、その振動数がイオン中の電子励起の振動数に一致するとき、励起確率が共鳴的に大きくなる。このコヒーレント励起の条件をオコロコフ条件といい、イオンの波数ベクトルを k とすれば

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2M} + E_0 = \frac{\hbar^2 (k+g)^2}{2M} + E_n$$

と表される。 E_0, E_n はイオンの電子の基底状態および励起状態のエネルギー準位、 M はイオン質量、 g は逆格子ベクトルである。結晶によるコヒーレント励起の実験的検証

は、オコロコフ条件下ではイオンが励起される確率が増し、結晶脱出後のイオンの荷電状態が大きくなることに着目し、なされた (C. D. Moakら, 1978 年)。オコロコフ条件に対応するエネルギースペクトルのピーク位置のわずかなずれや非対称性に関する微細構造は、励起状態の縮退が結晶内の電場によって解けることから説明されている。

オージェ効果 [英 Auger effect, 独 Auger-Effekt, 仏 effet Auger, 露 эффект Оже] 原子核の電子捕獲、あるいは内部転換または外からの X 線や粒子線の照射などによって内殻 (たとえば K 殻) に空孔ができると、その原子は不安定な状態になり外殻の電子が K 殻に落ちて同時に余分なエネルギーを外殻の他の電子に与えてそれを放出し安定化する。このような過程をオージェ効果という。この際放出される電子をオージェ電子といい、その電子のエネルギースペクトルを解析することをオージェ電子分光という。電子を放出する代りに X 線を出して安定化する場合もある。1925 年に P. Auger が Ar でこの過程を観測したのが最初である。電子を放出して安定化する過程を表すのに次のような記法を用いる。たとえば、 K 殻に穴があいて L 殻の電子がひとつ K 殻に落ち L 殻のもうひとつの電子が放出される過程を $K-L L$ と書く。 L 殻中の副殻を区別したいときには、 $2s, 2p_{1/2}, 2p_{3/2}$ をそれぞれ L_1, L_2, L_3 と表す。したがって、たとえば $2s$ 電子が K 殻に落ちて $2p_{1/2}$ 電子が放出される過程は $K-L_1 L_2$ と表される。 M 殻以上についても同様である。内殻に穴のあいた初期状態は自動電離状態の一種で、2 電子間の相互作用 (電子相関) が電子放出の原因となる (\Rightarrow 自動電離)。一方、 X 線放射の方は通常の変換放射である。一般には両者は競合するが、電子放出の速さの原子番号 (Z) 依存性が小さいのに対して X 線放出の速さはほぼ Z^4 に比例するので小さい原子ほど X 線放出の可能性が高い。 K 殻空孔の場合のオージェ電子の強度は $K-LL \geq K-LM \gg K-MM$ なる大小関係にある。最も重要な $K-LL$ 過程の強度とエネルギーについては実験的にも理論的にも詳しく調べられており、 $Z \leq 20$ では LS 結合様式で、 $20 \leq Z \leq 80$ では中間結合様式で、 $Z \geq 80$ では jj 結合様式で解析が行われる。 K 殻空孔の場合の蛍光収量 (全体の遷移確率に対する X 線放出の確率の割合) の値を図に示す。初期空孔が L 殻以上にある場合の解析は K 殻の場合ほど簡単ではない。その第一の理由は、初期空孔がどこかの副殻にだけ集中的にできるのではなくいろいろな副殻に分布し、しかもその分布が空孔のつくり方に依存する点にある。もうひとつの理由はコスター・クロニック過程とよばれる副殻間の空孔移動が起る点にある。最初 $2s$ にあった空孔が $2p_{3/2}$ に移動し、その際余エネルギーを $3d_{3/2}$ の電子がもらってそれが放出されると



いう過程($L_1-L_3M_4$)がその一例である。このコスター・クロニッ過程には、(1)原子番号依存性が強い、(2)過程が速やかに進行する、(3)低エネルギーの電子を放出する等の特徴がある(⇒コスター・クロニッ遷移)。オージェ電子のエネルギースペクトルには、たとえば $K-L_L$ 過程に相当するピークのそばにいくつかの副ピークが観測される。これを衛星線という。これは初期に主ピークを説明する空孔の外に別の殻にもうひとつの空孔がつくられる過程に対応している。余分な空孔のためにエネルギー状態のずれを生じ、オージェ電子スペクトル上にずれたピークを与える。たとえば、 $K-L_L$ 過程に対しては $KL-L_L$ 過程がある。初期空孔をつくるのに X 線や電子線の外に陽子あるいはもっと重い原子イオンを用いる場合がある。原子イオンを用いて得られるオージェ電子のスペクトルは、 X 線や電子を用いて得られるものと相当異なったものになる。前者では衛星線が出やすく、また重い原子イオンでは K 殻に同時に2個の空孔が生成されることによる超衛星線も生じる。このようにイオン衝撃によるオージェ過程の機構は X 線照射や電子衝撃の場合と非常に異なり、イオンと原子の衝突中に生じる準分子状態(分子軌道)を考えて説明される(⇒ファノ・リヒテン理論、準分子)。この場合には空孔をつくる過程自身がイオンの速度に依存する。しかも空孔生成とオージェ過程とが1回の衝突過程の最中に起るので両者を明確に分離することができない。準分子状態から放出される電子や X 線も観測される(MO オージェ、MOX 線などとよぶ)。

オージェ・スペクトルは元素特有のものなので、元素分析に応用される。軽い元素の場合にはオージェ電子のエネルギー分析によって、また重い元素では放出される X 線の観測によって微量元素の同定を行うことができる。オージェ電子のピークは鋭いので同定が容易で感度もよい。表面上の不純物の分析などに役立てられている。また、オージェ過程を多価イオンをつくるのに利用することもできる。今までは、1個の内殻空孔が埋められて2個の空孔が外側の殻にできて安定化する場合だけを想定していたが、実はさらに外側にある電子が下の空孔に落ちて順次電子を放出し最終的に多価イオンを生成する過程が起りうる。たとえば、 $ArL_1^+ \rightarrow ArL_{2,3}M_1 \rightarrow ArL_{2,3}M_{1,2,3}$ などがある。これは最初 L_1 にできた空孔が L_2M_1 (あるいは L_3M_1)、さらに M_1M_2 (あるいは $M_1M_2M_3$) へと増えていくことを意味している。また、イオンと原子の衝突では粒子が互いに近づくとともに内殻の分子軌道が高エネルギー側に昇位することがあり、そのために多価イオンを生成することもある(⇒電子昇位)。

気体分子のオージェ電子のエネルギースペクトルは狭い幅をもつに対して、固体中の電子のエネルギーはバンドをつくっているために固体表面から放出される(価電子帯や伝導帯が関与する遷移による)オージェ電子のエネルギースペクトルは幅広いものになる。しかし、原子組成に特有なピークエネルギーをもち、脱出深さも短く(500eV のとき $7 \pm 2 \text{ \AA}$)、化学シフトも観測されるところから、表面の分析手段として多く用いられている。

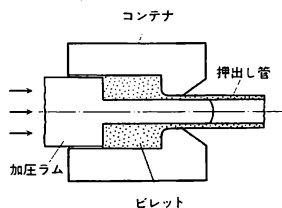
オージェ電子 [英 Auger electron, 独 Auger-Elektron, 仏 electron Auger, 露 Оже-электрон] オージェ過程において放出される電子のこと(⇒オージェ効果)。

オージェ電子分光法 [英 Auger electron spectroscopy, 独 Augerelektronenspektroskopie, 仏 spectroscopie

d'électrons Auger, 露 спектроскопия Оже-электронов] ⇒ 電子分光法

オーディオメーター [英 audiometer, 独 Audiometer, 仏 audiomètre, 露 аудиометр] 聴力を測定する装置で、主に純音の最小可聴値を測定するための計器。純音発振器、断続器、可変減衰器、受話器からなっており、その構造、性能は JIS T1201 (オーディオメーター)によって詳細に規定されている。オーディオメーターでは、利用の便宜のため、可変減衰器の目盛は受話器に生じる純音の音圧レベルが正常耳による基準の最小可聴値より何 dB 強いかを示すように目盛っており、聴力損失(1983年以降の JIS に基づくオーディオメーターを用いた場合は聴力レベルとよぶ)が直読できるようになっている。すなわち、可変減衰器の目盛が0になるようにセットしたときには、受話器に生じる音圧レベルは、それぞれの純音についての基準の最小可聴値になるようにあらかじめ調整されている。したがって、ある人が 40dB の目盛ではじめて聴こえたとすれば、その人の最小可聴値は正常耳よりも 40dB 高く、40dB の聴力損失(あるいは聴力レベル)であるという。測定できる周波数は、原則として 125, 250, 500, 1000, 1500, 2000, 3000, 4000, 6000 および 8000 Hz となっている。

押出し [英 extrusion, 独 Extrudieren, 露 выдавливание] 工具のくぼみまたはコンテナの中にある材料に高い圧力を加え、すき間から材料を流出させることにより、一定断面をもつ製品をつくる加工法をいう。押出す方向により前方または後方押出しに分けられるが、金属材料では鉛の歯磨チューブなどの管状のもの、複雑な断面形状をもつアルミサッシ、ステンレス管などがこの方法でつくられている。高分子材料やセラミックスなど非金属材料でも多く用いられている。金属材料の場合通常熱間加工で行われるが、広義には小さな素材の一部を押出し、押し残り部分を合わせた鍛造加工も含まれ、この場合には冷間押出しされる場合も多い。押出し加工の際、工具により拘束された材料は周囲から高い圧縮力を受けながら成形されるため、材料に大きな変形を与え緻密な材質を得ることができ、加工に高圧を要するため大容量の加圧装置を要し、工具はいたみやすい。



押出成形 [英 extrusion molding, 仏 moulage au refoulage] ⇒ 成形

おしのけ厚さ [英 displacement thickness] ⇒ 境界層

オシリスター [英 oscillistor, 仏 oscillateur, 露 осциллятор] 半導体において、電流と平行に加えられた外部磁場を強くしていくと電流の不安定性が生じ、電流および半導体端子電圧の振動が観測される。これをオシリスターとよび、気体プラズマのピンチ効果、スクリー形的不安定性に対応するものである。電子と正孔が電場、磁場の力を受けて横方向に移動するが、ある条件ではそれによ

る密度変化が生じ、発振状態となる。発振周波数は条件によって異なり、数 kHz～数 MHz である。

オシレーター = 発振器

オシログラフ [英 oscillograph, 独 Oszillograph, 仏 oscillographe, 露 осциллограф] 時間的に変化する電気信号の波形を観測または記録する装置。ブラウン管オシログラフと低周波用の電磁オシログラフ、ペン書きオシログラフなどがある。ブラウン管オシログラフは通常オシロスコープとよばれ、高周波数帯域の波形観測に広く使われている。一般に電磁オシログラフのことをオシログラフとよぶ。これは鏡付きの検流計に、観測するための交流信号を流し鏡を振動させ、これに当てたスポット光線の反射光を感光紙に当てて記録するものである。構造上低い周波数(1 kHz 以下)に限られるが、多現象を同時に連続記録することができる。鏡と光で記録するかわりに直接にペンを駆動させて記録する装置をペン書きオシログラフとよび、ペンレコーダーともいわれる。60 Hz 以下の遅い現象の記録に使用され、長い記録紙が利用できるので、長時間連続記録に適している。

オシロスコープ [英 仏 oscilloscope, 独 Oszilloskop, 露 осциллоскоп] 時間的に変化する信号波形をブラウン管面上に輝点の軌跡波形として観測できる測定器で、各種の現象の測定や電気回路の研究に不可欠のものである。入力信号がくるまで輝点は現れず信号に同期してその掃引が始まるものはシンクロスコープともよばれる。性能はブラウン管の性能向上およびエレクトロニクス回路の高速化、半導体利用による信頼度向上とともに進歩し、1 GHz の過渡現象も直接観測可能となっている。1 GHz 以上の高速現象にはサンプリング式を用いる(⇒サンプリングオシロスコープ)。大別して画面上の波形が保持される蓄積型と非蓄積型があり、後者が多く使用されている。波形の表示方式により、信号をそのまま測定するリアルタイム式と高速で繰返し波形の一部を時間をずらして次々とサンプリングして低速の波形に変換するサンプリング式がある。図 1 に

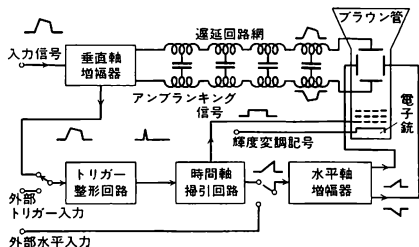


図1 オシロスコープの構成図

標準型のオシロスコープの構成を示す。垂直軸の周波数特性が基本的な性能を決める。垂直軸増幅器で入力信号を増幅して、一定時間(～0.1 μs)遅延させてブラウン管の電子銃から出た電子ビームを偏向する。同時に、入力信号の一部を分岐して時間軸掃引回路のトリガー回路へ送る。このようにして輝点の垂直軸偏向がはじまるより先に時間軸の掃引が開始されるので、ランダムに起る現象でもその開始前からの信号波形が観測できる(図2)。また時間軸掃引を任意の時間だけ遅延(遅延掃引)させることもできる。これにより波形の任意の部分を拡大して観測できる(図3)。一般に2つの現象を同時に観測可能になっており、時間軸掃

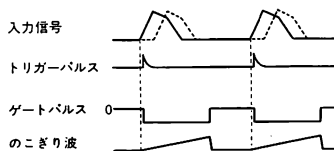


図2 各部の波形

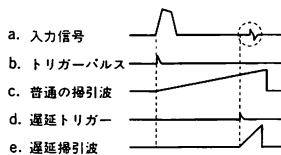


図3 遅延掃引の波形

引ごとに入力信号を切替える方式と、1つの掃引時間の間で2波形を高速に交互にサンプリングして表示する方式があり、対象となる現象の速度によって使いわけ(図4)。

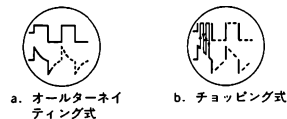


図4 2現象の表示方式

このような切換え方式でなく、電子銃が2つあり、完全に同時に2現象が観測できる2ビームのブラウン管を使用したものがある。また2現象をそれぞれ垂直軸と時間軸に入れ、相互の位相関係を知ることもできる。オシロスコープの性能は主に観測可能な信号の周波数帯域で決定されるが、頻度の少ない現象が直接観て見られるかまたは写真撮影できるかはブラウン管の性能、主に加速電圧と蛍光膜の性能によるので、これらも重要である。各種の使用法に適合させるため垂直軸と時間軸の回路がプラグイン方式のものもある。

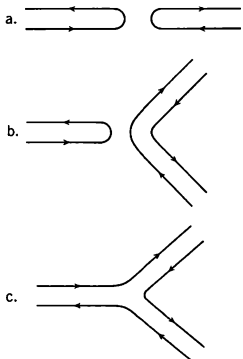
オステルワルダー-シュラーダーの公理 [英 Osterwalder-Schrader axiom, 独 Osterwalder-Schrader Axiome, 仏 axiome d'Osterwalder-Schrader, 露 аксиомы Остервальдера-Шрадера] ⇒ ユークリッドの場の理論

オストワルド Ostwald, Friedrich Wilhelm 1853.9.2 - 1932.4.4 ドイツの物理化学者。ラトビアのリガ(現ソ連領)に生れ、1872年ドルバト大学に入学。1876年同大学私講師となり、その後1881年リガ工業大学の化学教授、1887年ライプチヒ大学物理化学教授を歴任。1906年に退職してからは、ライプチヒに近い小さな村の自宅で色彩などについての研究を続けた。1909年ノーベル化学賞を受賞。コロイド化学者として著名な Wolfgang Ostwald は彼の長子である。彼は化学親和力についての研究から出発したのであるが、1884年に S. A. Arrhenius の電離理論、1886年に熱力学を化学に適用しようとする J. H. van't Hoff の研究を知ってからは、電離の概念が親和力や化学平衡、質量作用などを論じるうえで重要であることを洞察し、電離説を実験的に確実なものとするに精力を傾けた。Ostwald の希釈律や触媒の研究も、こうした研究のなかから生じたものである。1887年 van't Hoff と Zeitschrift für physikalische Chemie を創刊して研究成果を発表する場を設けるとともに、1889年には *Grundriß der allgemeinen Chemie* を著して電離説の普及に努めた。これ

らの活動は、ライプツヒ大学での教育活動とあいまって、物理化学をひとつの独立した学問分野として確立するのに大きく貢献した。彼は「化学の学校」*Die Schule der Chemie*を著すなど、科学教育の面でも業績を残している。また科学の歴史を研究することの意義を強調し、*Ostwalds Klassiker der Exakten Wissenschaften*を1938年までに243冊公刊した。19世紀末からはエネルギーを唱えて、対するアトミスティックと激しい論争を行い、さらに一方では *Annalen der Naturphilosophie* を編集したりドイツ一元者同盟の長となるほど、単なる化学者の域を越えて幅広い活動を行った。[主著] *Lehrbuch der allgemeine Chemie*, 1885~87; *Elektrochemie*, 1896; *Vorlesungen über Naturphilosophie*, 1902; *Die Schule der Chemie*, 1903~04 (「化学の学校」, 上, 中, 下); *Die Energie*, 1908 (「エネルギー」); *Grosse Männer*, 1909; *Die Forderung des Tages*, 1910; *Der Farbenatlas*, 1918; *Die Farbenlehre*, 1918; *Die Pyramide der Wissenschaften*, 1929.

オストワルド粘度計 [英 Ostwald viscometer, 独 Ostwald-Viskosimeter, 仏 viscosimètre Ostwald, 露 вискозиметр Оствальда] ⇒ 毛管粘度計

OZI 則 [英 OZI rule, 仏 règle OZI, 露 правило OLI И] 素粒子反応における経験的な規則。ハドロンの反応過程をクォークの流れを表した図形に対応させるとき、1つのハドロンの出たクォークが、同一のハドロンに戻るような図形に対応する過程を禁止する経験的規則をいう(図a, b 参照, c は OZI 則によって許される例)。この規



則は始め大久保進(1963年)によりベクトル中間子多重項の質量スペクトルを説明するために質量項を記述する過程に導入され(図a), のちに G. Zweig (1964年)および飯塚重五郎(1966年)によってベクトル中間子の崩壊則を説明するために崩壊のバーテックスを表す過程(図b)に対して仮定された。ほとんど純粋にストレンジクォーク対よる共鳴状態のベクトル中間子 ϕ (1020) やチャームクォーク対の束縛状態 J/ψ (3100) などの崩壊幅が他のハドロンに比べて著しく小さくなっていることは OZI 則に従っているものと解釈されている。なお、この経験則の理論的理解はハドロン反応論の立場ではユニタリー性を用いた議論で、その中間状態の寄与の打ち消しあいを示すことにより、また量子色力学の立場では2つの分離したクォークを結合するグルーオン場のクォークへの結合定数が漸近的自由性により小さくなっていることに帰するものが通常である。しかし明確な基礎づけはいままでのところ知られてい

ない。

オセーン近似 [英 Oseen approximation, 独 Oseensche Näherung, 仏 approximation d'Oseen, 露 приближение Озеена] 無限に広がった静止流体中で物体が定常運動をする場合、レイノルズ数がいかに小さくても、ストークス近似は物体より遠くの領域で精度が悪く、その結果、定常運動をしている二次元物体のまわりの流れを解析できないという欠点をもつ。C. W. Oseen (1910年)は、ナビエ-ストークス方程式の慣性項を線形化した形で残すことによって上述の欠点を改良した。すなわち、静止流体中を物体が x 座標軸の負の方向に $U(t)$ の速度で動いているとき、流体の加速度 Dv/Dt (v は速度, t は時間, D/Dt はラグランジュ微分)は物体の中心に座標原点をとり、かつ無限遠で静止している座標系で表示すれば、 $Dv/Dt = \partial v/\partial t + U(t)\partial v/\partial x + v \cdot \nabla v$ のようになる。ここで、右辺第三項は粘性項と比較して小さいとして省略する。この近似はオセーン近似とよばれ、この場合、ナビエ-ストークス方程式は上述の座標系で、次のようになる。

$$\frac{\partial v}{\partial t} + U(t) \frac{\partial v}{\partial x} = K - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \Delta v$$

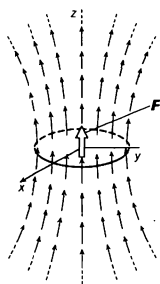
ただし、 ρ は密度, p は圧力, K は単位質量に働く力, ν は動粘性率である。この方程式はオセーンの方程式として知られ、(1) 線形方程式であるため、非線形のナビエ-ストークス方程式より解析しやすい、(2) 二次元物体の場合でも解がある。(3) 慣性項の影響がある程度取入れられ、物体の背後に生じる放物形の渦領域である伴流の構造を記述できる、などの特徴がある。どの程度のレイノルズ数の流れに有効であるかは場合場合によって異なるが、流れの定性的性質を調べる目的で相当大きなレイノルズ数の流れに対しても使用される場合がある。一般に、抵抗値を問題にするような場合には、レイノルズ数(長さの尺度は最長径)が1より小さいとき有効であると考えられている。

オセーンのテンソル [英 Oseen's tensor, 仏 tenseur d'Oseen, 露 тензор Озеена] 粘性率 η の流体中のある点 O に小粒子があって、それがまわりの流体に力 F を及ぼしているとき、O 点から r の位置にある点 P に付加流速 v が生じる。C. W. Oseen (1927年)は慣性項を無視するストークス近似の下にナビエ-ストークス方程式を解き、その定常解として

$$v = T \cdot F, \quad T = \frac{1}{8\pi\eta r} \left(I + \frac{rr}{r^2} \right)$$

を得た。このテンソル T をオセーンのテンソルという。ここで I は単位テンソル, rr はダイアディックである。付加流速 v は、その絶対値が距離 r に反比例し、また図に示すように r の方向によって v の向きが異なるという特徴をもっている。もし P 点にはほかの小粒子があれば、当然その粒子の運動に影響を及ぼす(⇒流体力学的相互作用)。 v の非等方向性は、ダイアディック項 rr から生じており、これをその平均値 $(r^2/3)I$ に置換えれば $T = (1/6\pi\eta)rI$ となる。これを等方向近似という。オセーンのテンソルは流体力学だけでなく、高分子物理学でもしばしば使用されている。

オセーンの方程式 [英 Oseen equation, 露 уравне-



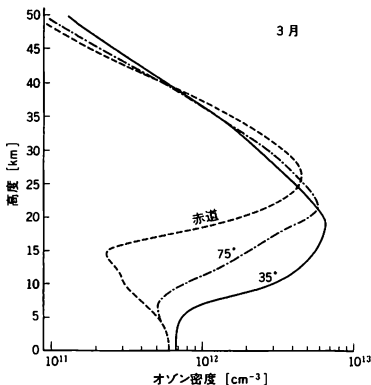
ね オゼナ] ⇒ オセーシ近似

遅い中性子 = 低速中性子

遅いビーム取出し [英 slow beam extraction, 独 langsame Strahlextraktion, 露 вывод медленного пучка] 円型加速器の中のビームを取出す方法のひとつ。ビームを少しずつ時間的に引延して取出す。主としてカウンター実験のビーム供給に用いられる。現在行われている方法は共鳴ビーム取出しがほとんどである。カウンター実験では各種カウンター固有の不感時間内に連続生起する事象は測定できない。そこでビームの有効利用のため、ゆっくりビームを取出し、不感時間より長い間隔で測定すべき事象が生じるようにしている。共鳴ビーム取出しでは、加速器内に非線形磁場をつくる六極磁石や八極磁石などを導入し、ベータトロン振動の位相空間に安定領域と不安定領域を同時に作り出す。さらにベータトロン振動数を整数、半整数あるいは整数の3分の1などの共鳴条件に徐々に近づけ安定領域をしぼり、順次不安定振動を始める粒子を、セプタム磁石などを用いて外部に取出す。取出されたビームに残る加速用高周波のつくるバンチ構造を消すくふうを前もって行う。

オゾナイザー放電 [英 ozonizer discharge, 独 Ozonisierungsentladung, 仏 décharge à ozoniseur, 露 разряд озонатора] 放電ギャップ間の放電路に誘電体を挿入して、電極に交流または衝撃波を印加して発生させた放電。この場合誘電体はギャップ間の電場を一樣にして特定の場所に放電が集中するのを防ぐ役目を果している。放電形式としては、ギャップ中に微小ストリーマーが数多く発生し、両電極間に一樣に電離が生じていると考えられている。この放電は工業的にも広く利用されており、特に発生するオゾン(放電の名前の由来はこの現象による)による殺菌、水の浄化および無機・有機の化学反応に応用されている。

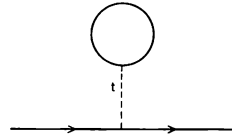
オゾン層 [英 ozonosphere, 独 Ozonosphäre, 仏 ozonosphère, 露 озоносфера] 成層圏の20~40kmの高さに安定な成層をなして存在するオゾン量が比較的低い領域。地球大気中のオゾンの全量は0°C・1atmで0.3~0.5cmの厚さに相当する。これは大気全体の厚さ8.4kmに比べて約 5×10^{-7} であるが、高さ25km付近では15ppm以上になっている。図は3月の各緯度におけるオゾン密度分布の比較を示している。オゾンO₃は波長240nm以下の太陽紫外線により光解離した酸素原子と酸素分子が結合して生ずる。このO₃は波長350nm以下および405~1100nmの光



を吸収し、O₂とOに解離する。このO₃による紫外線の吸収は成層圏の主要な熱源となっている。またO₃により吸収される紫外線は、生物の核酸分子を破壊する波長315nm以下のものを含んでおり、オゾン層は地球上の生物に対する防護壁にもなっている。O₃の消滅機構として重要なものは、紫外線による光解離だけでなく、NO_x、HO_xやClO_xなどの微量成分であることが最近の研究でわかってきた。したがって、もし人工起源のこれらの微量成分があると自然の平衡条件が乱され、オゾン層の人的変成の可能性が生ずる。この問題は、1970年代に超音速航空機SSTの成層圏飛行に関連して研究され、人的要因でオゾン層が乱される可能性が指摘された。SSTに関しては、排気ガス中のNO_xが問題視されたが、最近では、冷媒として用いられているフロンガス(CFC₁₂やCF₂Cl₂)が成層圏まで上昇し、解離してClO_xとなり、O₃の消滅率を高める作用をすることが、オゾン層の人工変成につながるのではないかと考えられている。

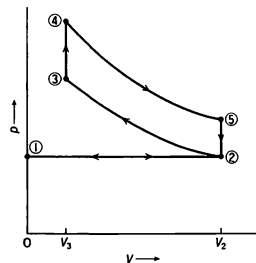
オーダーパラメーター = 秩序変数

おたまじゃくしグラフ [英 tadpole diagram, 仏 diagramme du têtard, 露 тадопольная диаграмма] ファインマン・ダイアグラムの一種で図のような型をしたものの理論の用語。図でtはスカラー粒子である。tが量子



数をもつときは、その量子数はこのグラフによって非保存量となるので、対称性のやぶれが起る。しばしばこのグラフが用いられる。また逆に、対称性のやぶれがあるとき、そのやぶれを仮想的にこのファインマン・ダイアグラムで代表させることがある。その際tはエネルギーも運動量もたず、量子数だけをもつ仮想的粒子とみなされスプリーオンとよぶことがある。

オットー・サイクル [英 Otto cycle, 独 Otto-Prozess, 仏 cycle Otto, 露 цикл Отто] ガソリンエンジンの最も単純な模型である。図のように6つの過程を経て1サ



イクルが完了する。①→②で気体および燃料を取り入れ、②→③で断熱圧縮を行い、③→④で等積燃焼を行う。④→⑤で断熱膨張をし、⑤→②で冷却を行い、②→①で排気する。この際、③→④の過程でQ_hの熱を吸収して、⑤→②でQ_lの熱を放出する。したがってこの熱機関の効率

$$\eta = 1 - \frac{Q_l}{Q_h} \quad (1)$$

であるが、この式(1)はさらに(理想気体に対して)

$$\eta = 1 - \left(\frac{V_3}{V_2} \right)^{\gamma-1} \quad (2)$$

と書ける。ここで γ は気体の定圧比熱 c_p と定積比熱 c_v の比(比熱比)である。 η は0.6~0.7という程度の数値となるが、実際のガソリンエンジンではさまざまな損失機構が存在するのでこの数値よりはずっと小さな値となる。

オッペンハイマー Oppenheimer, John Robert 1904. 4.22~1967.2.18 アメリカの理論物理学者。ニューヨーク市に生れる。ハーバード大学化学科を最優等で卒業(1922~25年)。P. W. Bridgmanの影響で物理学に転じ、イギリスに留学、キャンペーンディッシュ研究所のJ. J. Thomsonにつく。電子線実験に興味をもてず、「カピッツァ・クラブ」に加わり量子物理学に関心を寄せ、R. Fowler, P. A. M. Diracと親しくし、研究所を訪れたP. Ehrenfest, M. Bornを知れる(1925~26年)。Bornの招きでゲッティンゲンに学び、学位を取得(1927年)。ライデン、ユトレヒトを訪ね、チューリヒのW. Pauliの下で研究(1928~29年)。帰国後カリフォルニア大学パークレー校、カリフォルニア工科大学を兼任(助教授1929年、准教授1931年、教授1936~42年、1945~47年)。またロスアラモス研究所所長として原子爆弾の設計製造を主導し(1942~45年)、戦後はプリンストン高等研究所所長を務めた(1947~66年)。

初期の研究は、学位論文以来の連続固有値の波動関数に関する知識に依拠し、分子準位・水素原子の連続状態、X線の連続スペクトルおよび吸収係数を扱い、分子論におけるボルン・オッペンハイマーの近似法を与え(1927年)、非直交状態に対する摂動論を開発して、電場内での水素原子の崩壊を論じた(1928年)。チューリヒでハイゼンベルク・パウリの量子電気力学を知り、いっそう基本的な問題に向う。ディラック理論の正荷電粒子は陽子でなく陽電子であるべきことを、粒子反粒子による光の散乱の行列要素の検討から帰結、反陽子を初めて予言し、粒子反粒子消滅の寿命を計算(1930年)。物質・放射場系の摂動高次効果における自己エネルギーの困難の指摘と解析(1929~30年)。W. H. Furryとともに陽電子論に場の量子論としての定式化を与え、真空偏極の効果を検討(1934年)。W. Heitlerの放射減衰理論と赤外発散に関する批判的考察(1946年、H. A. Betheと共著)は、くろこみ理論への道標となった。一方、バサデナおよびパークレーの宇宙線・原子核実験グループ、ウィルソン天文台の天文学者たちと緊密に連携した多彩な研究活動を示している。J. F. Carlsonとともに相対論的電子およびニュートリノ(磁気能率と電子程度の質量をもつ原子核の一構成子と仮定)のイオン化損失を計算、ともに宇宙線の硬成分とみなせぬとして(1932年)、軟成分に対しては電子陽電子シャワーの満足すべき理論を与えた(1937年)。これらの分析の延長上に、宇宙線の中の新粒子を湯川粒子と同一し(1937年、R. Serberと共著)、中間子のスピと宇宙線の軟成分との関連(1940~41年)、中間子の多重発生(1941~48年)、負中間子の崩壊と吸収(1948~49年)を調べた。原子核理論では重陽子反応におけるオッペンハイマー・フィリップスの過程(1935年、これによってローレンス・マクミラン・ソートンの実験を説明)をはじめ、軽い原子核の反応に関する一連の論文を、Serber, F. Kalcker, J. S. Schwingerらの協力を得て発表した。天体物理学関係では、中性子星の構造の研究(1938~39年)、重力収縮の理論(1939年、

H. Snyderと共著)に先鞭をつけた。さらには青緑藻の光合成における内部転換を論じた(1949~50年)。

第二次世界大戦後、アメリカ国務省原子力国際管理委員会顧問(1946年)、原子力委員会一般諮問委員会委員長(1946~52年)などを務めたが、水素爆弾製造計画と関連して機密資料関与資格を剥奪され(1954年)、公職から追われた。1960年知的交流委員会の招きで来日。[著書] *Science and Common Understanding*, 1954; *The Open Mind*, 1955; *The Flying Trapeze: Three Crises for Physicists*, 1964; *Robert Oppenheimer, Letters and Recollections* (A. K. Smith, C. Weiner 編), 1980。

OTF [英 OTF, 独 KÜF, 仏 F.T.O.] optical transfer function の略称。レンズによって正弦波的に明暗を繰返すチャート、いわゆる正弦波チャートの像をつくること、そのコントラストと位相は空間周波数の関数になる(⇒空間周波数)。これをOTF(光学的伝達関数、またはレスポンス関数)とよぶ。コントラストをMTF(modulation transfer function)、位相をPTF(phase transfer function)という。普通、空間周波数が大きくなるとコントラストは低下し、非対称収差のある場合には位相成分すなわちPTFが現れる。OTFの実用上の重要さは、撮影レンズ、写真フィルム、引伸しレンズ、プリントおよび目、またテレビの場合は、ビジコン、ビデオテープ、送信系、受信系、受像管および目というように、さまざまな段階の伝達関数かわかること、それらの積によって最終像の伝達関数が得られるという点にある。このような被写体に始まり観察者に至るシステムの設計は、線形でかつアイソプラナティックという仮定が成り立つ範囲で可能になる。

自己発光体またはインコヒーレントに照明された物体を想定し、その強度分布を $g(x, y)$ で表し、点像の強度分布 $h(x', y')$ は想定した物体の広がりになかでは変わらない(アイソプラナティックの近似)とすると、像の強度分布 $g'(x', y')$ は次式で与えられる。

$$g'(x', y') = \iint_{-\infty}^{\infty} g(x, y) h(x' - x, y' - y) dx dy$$

ここに x, y と x', y' は物体面と像面にとった直交座標系で、簡略化のため等倍に結像する系を考えておく。上式の両辺をフーリエ変換すると

$$G'(\mu, \nu) = G(\mu, \nu) H(\mu, \nu)$$

ここに $G(\mu, \nu)$ と $G'(\mu, \nu)$ はそれぞれ物体とその像のフーリエ・スペクトル、 $H(\mu, \nu)$ は点像の強度分布のスペクトルである。上式により物体と像のスペクトルは線形フィルターの関係で結ばれ、その伝達関数が $H(\mu, \nu)$ であることがわかる。 $H(\mu, \nu)$ をOTF、 $|H(\mu, \nu)|$ をMTF、 $H(\mu, \nu) \cdot |H(\mu, \nu)|^{-1}$ をPTFとよぶ。 μ と ν は[長さ] $^{-1}$ の次元をもち空間周波数とよばれる。

OTFは収差が与えられたとき解析的に計算ができ、レンズの瞳関数 $f(\xi, \eta)$ の自己相関関数になる。

$$H(\mu, \nu) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} f(\xi - \lambda \mu, \eta - \lambda \nu) f^*(\xi, \eta) d\xi d\eta}{\iint_{-\infty}^{\infty} [f(\xi, \eta)]^2 d\xi d\eta}$$

ここに

$$f(\xi, \eta) = |f(\xi, \eta)| \exp \left[i \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) W(\xi, \eta) \right] \quad \text{瞳内}$$

$$= 0 \quad \text{瞳外}$$

$|f(\xi, \eta)|$ はレンズ瞳の振幅透過率で、普通1としてよい。

$W(\xi, \eta)$ は波面収差で幾何光学の計算から求められる。 ξ, η は瞳内にとった直交座標、 d はレンズの後側主点から像面までの距離で、無限遠物体に対しては焦点距離に等しく、 λ は光の波長、 $*$ は共役複素数を表す。

無収差レンズについて焦点はずれ δz がある場合(このとき焦点はずれを一種の収差と考える)の OTF の計算結果を図 1 に示す。ただし (μ, ν) を極座標に変換して (s, θ)

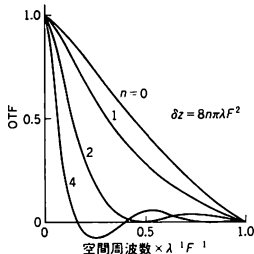


図 1

で表示するとし、像の形が中心対称のため θ を省略して s を横軸としてある。正しい像面では $s=0$ から単調に減少し、カットオフ空間周波数は無限遠に物体があると $s=\lambda^{-1}F^{-1}$ である。ここに F はレンズの F ナンバー、焦点はずれや各種収差があると実効的なカットオフ空間周波数はこの値よりも小さくなる。顕微鏡結像の場合は、対物レンズを無収差と仮定すると、インコヒーレント照明でカットオフ空間周波数は $2NA \cdot \lambda^{-1}$ 、コヒーレント照明で $NA \cdot \lambda^{-1}$ である。ここに NA は対物レンズの開口数。

部分的コヒーレント照明の場合は、厳密には物体と像の間に線形関係はないが、コントラストの低い物体に対しては近似的にはそれが成り立つとしてよい。顕微鏡結像の場合、コンデンサーレンズの NA を分子、対物レンズの NA を分母においた量 σ をパラメーターとし、対物レンズを無収差として OTF を求めると図 2 が得られる。

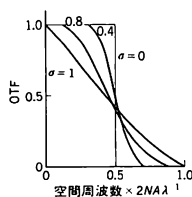


図 2

OTF の測定には、正弦波チャートの像を受光スリットで走査し、光電出力の直流分に対する交流分の比から MTF を、また軸対称像に対する光電出力を基準とした上記光電出力の位相差から PTF を求める方法が一般的で、その多くの変形が実際に行われている。しかし最近ではスリット像の強度分布を測定し、それを電子計算機でフーリエ変換して OTF を求める方法がしばしば行われるようになった。スリットの像を別のスリットで走査することになるので、正弦波チャートや矩形波チャートをつくる必要がなく、高い空間周波数による測定が必要とき、技術的困難が少ないからである。

音 [英 sound, 独 Schall, 仏 son, 露 звук] 普通には空気中の縦波で、その周波数がおよそ 20~20000 Hz の範囲にあって、人間がその耳で知覚できるものを音という

ことが多いが、人間の耳に聞こえるのは、一般的な意味での音のごく一部分である。空気中だけに限定しても、可聴周波数以上の超音波、それ以下の超低周波音などがあるが、さらに流体や固体の中を伝わる弾性波には多くの種類がある。水など液体の中では、空気中と同様に縦波だけが存在するが、固体中では縦波のほかに横波もできる。このように音は、波動を伝える媒質と周波数などについて、本来非常に広い範囲の現象をいうものである。空気中において人間の耳に聞こえる周波数範囲の音を中心に考えると、音は人間にとって音声による情報伝達的手段として、非常に重要な役割を果たしてきた。また音楽としての音に対する関心は、人間の歴史とともにあった。紀元前 500 年ごろに Pythagoras が行った弦の振動や音階についての研究は、音響学のみでなく広く自然科学の数学的取扱いの出発点になった。その後、楽器や音楽堂などの音の問題は、常に多くの人の関心の対象になってきたが、音の物理的性質についての系統的な研究が始められたのは Galileo の時代からである。その後 17~19 世紀にかけて、M. Mersenne, I. Newton, P. S. M. de Laplace, H. L. F. von Helmholtz, Rayleigh 卿などは、物理学の問題として音波を取扱ってきた。こうして音の物理的性質の研究は、19 世紀の後半に基本的な部分の完成をみたといえることができる。20 世紀における電気・電子技術の発達は、音についての実験的な研究や技術的な応用に大きな変化をもたらした。電話、録音、放送などの技術は、マイクロホン、スピーカー、送受話器など電気音響変換器の発達に裏づけられたものである。またオーディトリウム、スタジオなどの音響特性、住宅などの音の環境やさらに一般的な騒音環境の問題には、技術面と並んで心理的な音の評価が重要な役割を果たしている。電気補聴器の開発は、聴覚障害者に音の世界を開いたという点で大きな意義をもっている。音声の研究も音響学の重要な一分野になっており、特に最近では、電子計算機や各種機械の音声制御、大規模集積回路を用いた音声合成などが実用化されている。

音があるとき、空気は図 1 のように進行方向に沿って往復運動をし、この状態が空気中を伝搬する。このように媒質の振動方向が伝搬の方向に一致する波動を縦波という。

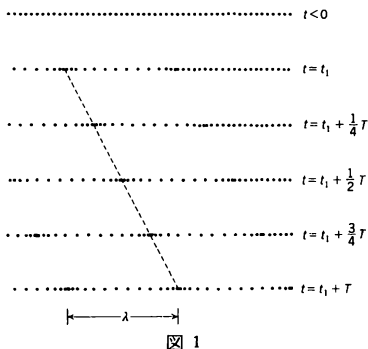


図 1

空気が密になった部分の圧力は上昇し、反対に疎になった部分の圧力は低下する。すなわち、音がある場所の気圧は、大気圧を中心にして増減を繰返す。こうした圧力の変化部分を音圧という。音圧は普通その実効値で示され、単位には Pa が使われる。通常は $20 \mu\text{Pa}$ から 200Pa 程度の

音圧範囲を音とっている。これは $2 \times 10^{-10} \sim 2 \times 10^{-3}$ atm に相当するもので、人間の耳に聞こえる範囲の音圧が非常に小さい圧力であり、さらにその範囲が非常に広いことを示している。工学の分野では、音圧 p の代りに音圧レベルが使われて、dB で表示する。

音の発生機構は、いくつかのグループに大別される。普通のスピーカーや絃楽器、打楽器の場合には、振動する板や膜に接した空気がそれに応じて運動し、ある条件のときに空気の圧縮膨張を生ずる。そしてこの空気の圧力変化が音波として周囲に伝搬する。振動する物体から発生する音の性質には、振動の状態などが関係するので、一般的には非常に複雑になる。いま半径 a の球が、周波数 f で全面同位相の状態では振動しているとき、その振動速度がどの周波数でも一定とすれば、球から単位時間に放射される音の全エネルギーは図2で与えられる。 c は音速である。すなわち、球の半径 a や周波数 f が小さいと、振動をしても音にはなりにくいことを示している。

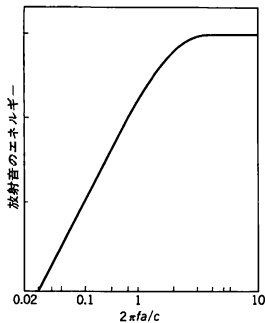


図 2

音の発生機構としてもうひとつ重要なのは、物体の振動ではなく空気の一部分に起った変動によるものである。強い風のとき電線からヒューヒューという音がでるのは、空気の流れが障害物にあたって背後の部分に乱れを生じ、そこから音が発生するものである。高圧の気体が狭いすき間や穴から吹き出すときの音もここに含まれる。風や高圧気体による音は、一般に周期がない変動であり、広い周波数範囲にわたる成分をもった音である。ただ気流が一様であれば規則正しいカルマン渦を発生し、そのときの音は、周波数 $f = 0.2v/d$ (v は気体の速度、 d は障害物の直径) に主要な成分をもつ音になる。これをエオルス音という。

空気中に発生した音は、一定の速度で伝搬する。静止空気中の音の伝搬速度は温度に關係し、 $t^{\circ}\text{C}$ のときの速度は $c = 331.5 + 0.6t$ [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] で与えられる。周囲に障害物のまったくない開放空間に小さな音源があるとき、これから発生した音はすべての方向に均等に伝搬し、音源を中心にした任意の球面上の音圧は一定になる。こうした音波を球面波という。この場合に球面上の単位面積を通過する音のエネルギーは、音源からの距離の二乗に逆比例して減少する。音圧レベルでいえば、距離が2倍になるときに6dBの割合で低下することになる。これを逆二乗則といい、音の伝搬における重要な原理である。実際に屋外では、地面、建造物、地形などによって、音の伝搬はさまざまな影響を受ける。音が境界面や障害物にあたると、そこで反射、吸収、散乱あるいは回折など波動としての諸現象が起る。これらの性状は、障害物などの寸法と音の波長との関

係で決る。可聴周波数の音の波長は、ほぼ1.7cm から17mの間にあって、人間の生活空間における各種寸法と同程度になる。そのために、障害物の陰の部分にも回折によって音が伝わることになる。また音が純音成分を含んでいると、反射音との干渉によって音圧の極大、極小が現れる。屋外での音の伝搬、特に遠距離伝搬では、こうした波動現象の影響のほかに、気象条件すなわち温度分布や風が大きな影響をもっている。代表的な温度分布や風の条件での音の伝搬を模式的に図3に示す。普通には、こうした風や温度分布は時間とともに不規則に変動するので、音源から遠く離れた位置での音圧は不規則なゆらぎを示す。

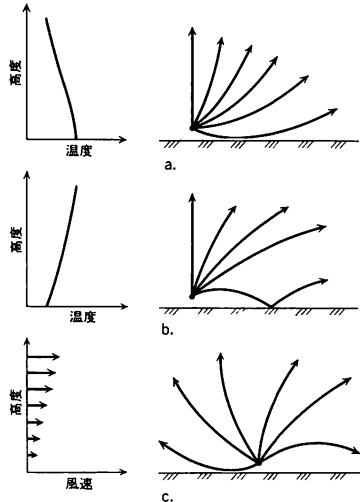


図 3

室内など閉空間で発生した音は、境界面で何回も反射を繰返しながら伝搬するので、音の状態は一般に非常に複雑になる。こうした室内音場の基礎になるのは、室内の空気についての固有振動の性質である。最も簡単な一次元音場として、両端を閉じた細長い管についてのいくつかの固有振動の音圧分布を図4に示す。この場合の固有振動の周波数は、管の長さを l としたとき $f = nc/(2l)$ となる (n は正の整数)。実際の室は三次元の空間であるために、固有振動数および各固有振動における音圧分布はより複雑になる。三辺の寸法が l_1, l_2, l_3 で、内面が剛壁でつくられた直方体室の場合、固有振動数は $f = (c/2)[(p/l_1)^2 + (q/l_2)^2 + (r/l_3)^2]^{1/2}$ で与えられる (p, q, r は0または正の整数)。

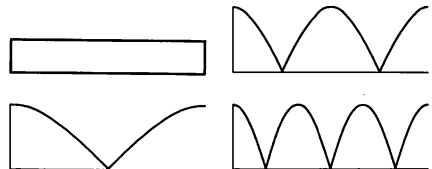


図 4

オートコリメーター [英 autocollimator, 独 Autokollimator, 仏 autocollimateur, 露 автоколлиматор] コリメーターの焦点面においた十字線などの標板から出た平行光線束をほぼ垂直においた平面鏡にあって、反射した光を再びコリメーターに入れて標板の像を接眼レンズで観察

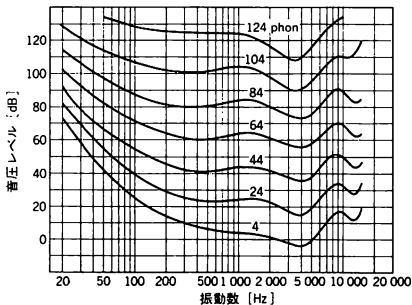
し、鏡面の傾きやわずかな曲率などを測定する一種の望遠鏡。真直度のほか、適当な補助光学系を用いて、直角度、面振れ、平行度などを測定することができる(⇒コリメーター)。

オートダイン [英 *autodyne*, 露 *автодин*] ⇒ 検波

オートトランス＝ 単巻変圧器

音の大きさ [英 *loudness*, 独 *Lautheit*, 仏 *volume de son*, 露 *громкость звука*] 感覚的な音の大きさが2倍、3倍になったとき、数値が2倍、3倍になる尺度を実験的に求めて音の大きさとよんでいる。その単位は sone (ゾーン) である。1000 Hz, 40 dB の純音の大きさを 1 sone と決めているので、その2倍の大きさに聞こえる音は 2 sone、10 倍の大きさに聞こえる音は 10 sone である。音の大きさは、加算性をもっている。すなわち、非干渉性の2つ以上の音が同時にあったときの音の大きさは、それぞれの音の大きさの和になる。一般に振動数の異なる2つの音については、音圧レベルが同じでも音の大きさは同じにならないことが多い。そのため、同じ大きさの音に同じ数値を与える尺度として、音の大きさのレベルが使われている。ある音の大きさのレベルとは、その音と同じ大きさに聞こえる 1000 Hz の純音の音圧レベルと同じ数値で、単位を phon としたものである。たとえば 1000 Hz, 80 dB の音圧レベルの音と同じ大きさに聞こえる音は、その音圧レベルに関係なく 80 phon (ホン) の大きさのレベルの音である。音の大きさのレベルは、複合音や連続スペクトルをもった音など各種の音についていうことのできるものであるが、特に純音については、振動数、音の強さのレベル、音の大きさのレベルの関係を示す等ラウドネス曲線が、H. Fletcher と W. A. Munson によって 1933 年に発表された。現在では、ISO R 226 で図のような等ラウドネス曲線が示されている。これは、1956 年に D. W. Robinson と R. S. Dadson によって発表されたものである。音の大きさのレベル L [phon] と音の大きさ S [sone] との関係は、 L が 20～120 phon の範囲で次のようになる。

$$\log_{10} S = 0.03(L - 40) \quad \text{または} \quad S = 2^{(L-40)/10}$$



音の大きさのレベル [英 *loudness level*, 独 *Lautstärke*, 仏 *niveau d'isotonie*, 露 *уровень громкости*] ⇒ 音の大きさ

音の減衰 [英 *sound attenuation*, 独 *Schallabschwächung*, 露 *затухание звука*] 音波が空气中を伝播するとき、種々の原因によってその強さは減少する。その第一は、逆二乗の法則によるもので、音響パワーレベルが L_w の音源から自由音場に音が放射されている場合、音源から

r [m] の点における音圧レベル(または音の強さのレベル) L_p は

$$L_p = L_w - 10 \log_{10}(4\pi r^2) \\ = L_w - 20 \log_{10} r - 11$$

で表され、距離が2倍になると6 dB ずつ減衰する。この関係を逆二乗減衰という。このように、音源から遠ざかるにつれて音が減衰することを一般に幾何拡散減衰、あるいは単に距離減衰という。このほかに、屋外を地面に沿って音が伝播する場合には、地表面や樹木の音響吸収による減衰、空気音響吸収による減衰、障害物による回折減衰などが生じる。また、大気中の風速あるいは気温の分布の変化によって、伝播音の強さは大きく変動する。

音の高さ [英 *tone pitch*, 独 *Tonhöhe*, 仏 *hauteur du son*, 露 *высота звука*] 音の高低をさす心理的要素で、音の振動数に強く依存して決る。ビッチともいい、振動数が大きければ高く、小さければ低く感じる。しかし、振動数が同じであっても、音圧レベルや、音の継続時間が違うと音の高さとしては違って感じる場合もあり、音の高さは振動数だけで一義的に決るものではない。楽音のように倍音構造をもった音の高さは、その基本振動数と同じ振動数の純音の音の高さに等しく感じるのが普通である。音の振動数が2倍になると、音の高さが2倍になるとは限らない。たとえば、400 Hz 純音の2倍の高さに感じる純音の振動数は 1000 Hz である。音の高さを示す単位は mel (メル) で、音圧レベルが 40 dB の 1000 Hz 純音の高さを 1000 mel と定義し、2 倍の高さに感じるとき 2000 mel であるという。

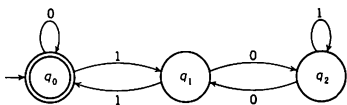
音の強さ [英 *sound intensity*, 独 *Schallstärke*, 仏 *intensité du son*, 露 *интенсивность звука*] 音場の中の1点において、音の進行方向に垂直な単位面積を、単位時間に通過するエネルギーを音の強さという。記号としては I または J が使われ、単位は $W \cdot m^{-2}$ である。音源の近傍を除いては、一方向に進行する音の音圧 p と粒子速度 u は同位相になるので、それぞれの実効値で考えれば、音の強さは $I = pu = p^2/\rho c = \rho c u^2$ となる。ここで ρ は媒質の密度、 c は音速である。温度 20°C の空気については、 $\rho = 1.205 \text{ kg} \cdot m^{-3}$ 、 $c = 343 \text{ m} \cdot s^{-1}$ であるので、音圧レベルの定義における音圧の基準値 $p_0 = 20 [\mu Pa]$ に相当する音の強さは、 $0.968 \text{ pW} \cdot m^{-2}$ となる。そこで p_0 に対応する音の強さの基準として $I_0 = 1 \text{ pW} \cdot m^{-2}$ をとって、音の強さのレベルが $L_I = 10 \log_{10}(I/I_0)$ [dB] で定義される。音の強さのレベルと音圧レベルとの数値は、ほぼ一致する。

音の強さのレベル [英 *sound intensity level*, 独 *Schallstärkepegel*, 仏 *niveau de l'intensité sonore*, 露 *уровень интенсивности звука*] ⇒ 音の強さ

オートマトン [英 *automaton*, 独 *Automat*, 仏 *automate*, 露 *автомат*] 入出力関係が形式的に定義された、記憶をもつ抽象的機械。電子計算機および計算機プログラムの数学模型であって、形式言語の類別をたりたり、計算の複雑さ(⇒計算可能性)を分類するための手段として有用である。有限オートマトン、ブッシュダウン・オートマトン、線形有界オートマトン、チューリング機械、非同期オートマトン、セルラ・オートマトン、ベトリネットなどがある。このなかでも有限オートマトンは深く研究されており、単に「オートマトン」といえば有限オートマトンをさすことも多い。有限オートマトンは、内部状態の有限集合 K 、入力記号の集合 Σ 、状態遷移関数 $\delta: K \times \Sigma \rightarrow K$ 、初

期状態 q_0 、最終状態 F の組 $(K, \Sigma, \delta, q_0, F)$ である。

状態遷移図で例示した有限オートマトンは二進数 $(0, 1)$ の系列)を入力として与えられたとき、その値が3で割られるか否かを判定するためのものである。(図中の q_0 は初期状態かつ最終状態。)



オートメーション [英仏 automation, 独 Automatism, 露 автоматизация] 工場生産, 事務処理などの分野で, 人間の代りに作業をする機械装置を使用し, または組合せ, それらの機構を自動化する方法や技術の総称である。人間の頭脳労働, 筋肉労働では不可能な作業も可能となり, また単調な繰返しの仕事, 危険な業務などから人間を解放し, 省力化, 生産性および品質の向上が可能となる。自動化のための装置としては, 各種の工作機械, 運搬装置, 電子計算機などがあり, これらの適用対象や機構によってメカニカルオートメーション(機械工業), プロセスオートメーション(化学工業), オフィスオートメーション(一般事務, 営業)などがある。

オートラジオグラフィ [英 autoradiography, 独 Autoradiographie, 仏 autoradiographie, 露 автораддиография] 放射性物質を生体に吸収させ, 写真感光膜を用いて, その物質の生体内での分布, 代謝などを研究する方法である。具体的には, 適当な放射性同位体を含む物質を生体に取込ませ, その細胞や組織のプレパレートあるいは生体そのものに感光乳剤を塗布するか写真乾板を密着させ, しばらく暗室に放置した後, 現像する。放射性物質の存在する部分が感光して黒く現れる。研究材料によって, 肉眼のレベル, 光学顕微鏡のレベル, 電子顕微鏡のレベルがあるが, 原理はすべて同じである。オートラジオグラフィはペーパークロマトグラフィーや電気泳動にも応用されている。放射性物質を含む試料を溶媒で展開あるいは電気泳動し, 濾紙あるいは泳動ゲルに写真乾板を密着させ暗室に放置した後, 現像し, 感光部の位置から物質の移動度の測定や同定を行う。

オドリコの零 [英 Odorico zero, 仏 zéro d'Odorico, 露 нуль Одрико] ハドロンの二体散乱に対し, 双対模型が予言する散乱振幅の零点で, 2つのチャネルの極の交わりに生ずる二重極を打ち消すために生じた零がマンデルスタム平面上を伝播した軌跡をいい, R. Odorico (1972年)によって詳しく調べられた。この事情は代表的な双対模型であるベネチアノ振幅, たとえば $\Gamma(-\alpha(s))\Gamma(-\alpha(t))/\Gamma(-\alpha(s)-\alpha(t))$ をみれば明らかで, 零は分母の Γ 関数の変数が負整数値を取るような軌跡(この場合には $u=$ 一定)として現れる。この零が散乱領域内に伝播すると微分断面積の凹として現れ, $K^+p \rightarrow K^+n$ 散乱において見られる $u=$ 一定の凹の伝播が最もよく知られた例である。また, この零点が共鳴領域より散乱領域に侵入するエネルギーでは前方(場合によっては後方)散乱のエネルギー依存性に凹が現れることも知られている。これらの現象は双対模型に対し, ひとつの有力な証拠を与えるものであると考えられている。

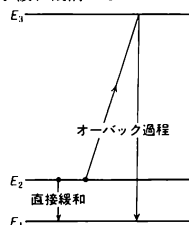
音ルミネッセンス [英仏 sonoluminescence, 独 Sonolumineszenz, 露 сонолюминесценция] 液体に強い超音

波を照射したときに見られる微弱な発光現象。発光の強さは液体の種類とこれに含まれる溶存気体によって異なり, 蒸気圧の高い液体や, 溶存気体を脱気したものは発光しない。発光の機構は, 超音波の負圧によって液体中にキャビテーション気泡が発生し, これが成長して急速に押しつぶされるときに気泡内の気体が断熱圧縮され, 数千度の高温になり, パルス発光するものと考えられている。溶存気体は酸素や窒素よりもキセノンのような重い気体の方が発光が強い。空気を溶存しているルミノールのアルカリ水溶液の音による発光は純粋液体の発光より極めて強いが, これはキャビテーション気泡が押しつぶされるのに伴う高温によって生じた H_2O_2 などが, 二次的にルミノールを酸化発光させるもので, 音化学ルミネッセンスとして区別する。

Oの枝 [英 O-branch, 独 O-Zweig, 仏 branche O, 露 O-ветвь] ⇨ バンドの枝

オーバーシュート [英 overshoot, 独 Überschwingen, 仏 dépassement, 露 прямой выброс] ⇨ パルス

オーバック過程 [英 Orbach process, 露 процесс Орбаха] 電子スピン共鳴において現れる代表的な緩和過程のひとつ。基底ゼーマン準位 E_1 にある系にスピン共鳴でエネルギーが供給され, 準位 E_2 に入った場合を考える。 E_2 から E_1 に緩和が起きる際に, エネルギーがフォノン1つを生成するために使われて E_1 に戻る過程を直接過程, 既存のフォノンが E_2-E_1 のエネルギーを吸収して別のフォノンとなることにより E_2 に戻る過程をランダム過程というが, このいずれもが E_2 から E_1 への直接緩和であることに変わりはない。しかし E_2 の上に E_3 があり, $\Delta=E_3-E_2$ が熱エネルギー kT と同程度の場合には $E_2 \rightarrow E_3 \rightarrow E_1$ という道筋で E_1 へ緩和する効果が無視できなくなる。この過程を発見者 R. L. Orbach の名を用いて, オーバック過程という。モデルから明らかなようにこの過程によるスピン・格子緩和時間 T_1 は $1/T_1 \propto \exp(-\Delta/kT)$ と温度に強く依存する。このような条件を満たす常磁性イオン, たとえば鉄族元素では Co^{2+} イオン, あるいは多くの希土類金属イオンの常磁性共鳴においては, オーバック過程が主要なスピン・格子緩和機構となっている。



オーバーハウザー効果 [英 Overhauser effect, 独 Overhauser-Effekt, 仏 effet Overhauser, 露 эффект Овергаузера] 電子のスピン偏極を振動磁場を用いて飽和させ, 超微細相互作用で結合している核スピンの偏極度を増すことをいう。スピン $1/2$, 磁気モーメント μ_n をもつ原子核から成る金属に静磁場 B を加えると, 温度 T において, 2つのスピン状態の存在比は, 定常状態ではボルツマン因子 $\exp(-2\mu_n B/kT)$ である。普通用いられる磁場および温度では, この核分極は非常に小さい(ボルツマン因子は1に近い)。しかし核磁気が超微細相互作用を通じて伝導電子によってのみ緩和しているときに, 強い電子スピン共鳴振動磁場を加えて, 伝導電子のスピンを飽和させる

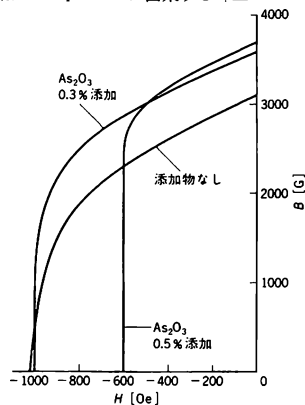
ことにより、核スピンの存在比は $\exp(-2\mu_n B/kT)$ になりうる。A. W. Overhauser によって予言された。ここで μ_n は電子の磁気モーメントであり、 μ_n の 10^3 倍程度であるから、核分極は著しく増加されたことになる。これがオーバーハウザー効果である。核スピンの 1 以上の場合でもオーバーハウザー効果の本質は変わらない。その後の研究により、ひとつのスピン系 I が、ほかのスピン系 S を通じてのみ緩和しているとき、 S を飽和させると、 I の分極の値を変えられることがわかった。そのためにこの現象は金属に限ることはなく、かつ両者のスピンの結合は双極子相互作用でもよい。この場合は一般化されたオーバーハウザー効果である。さらに上記の例で、定常状態でない場合は、 S の緩和が I の分極を時間とともに変えてゆくが、これは過渡的オーバーハウザー効果といわれる。

オーバーフロー [英 overflow, 独 Bereichsüberschreitung, 仏 dépassement de capacité, 露 переполнение] 数値計算の途中で、計算機で表現できない大きい絶対値の数が見れること。電子計算機では実数を表現するのに浮動小数点表示が用いられる。これは仮数部と指数部から成る。仮数部 m は β 進 $1/\beta$ けたの小数で $1/\beta \leq m < 1$ を満たし、指数部 e は $e_{\min} \leq e \leq e_{\max}$ を満たす整数である。このとき実数 x は $f(x) = \pm m \cdot \beta^e$ で近似される。 $\beta, t, e_{\min}, e_{\max}$ は計算機によって異なるが、 $\beta = 16, t = 6$ (単精度) または 14 (倍精度)、 $e_{\min} = -64, e_{\max} = 63$ のものが現在広く用いられている。このような浮動小数点数の演算を行った結果、指数部が上限 e_{\max} を超えるような大きな数を生ずると、計算機では表現できない。このような状態をオーバーフローといい、普通はその時点でエラーメッセージを印字して処理を中断する。したがって、計算の途中で大きな数が見れる可能性があるときには、それを事前に検出してなんらかの対策を講じておく必要がある。

オパールガラス法 [英 opal glass method, 露 опало-во-стеклянный метод] 濁りのある光散乱試料の鮮明な吸収スペクトルを得るために、試料透過光を透過直後において光散乱板により完全に散乱させる方法という。通常の紫外・可視部用の分光光度計では、試料と検出器の間の距離がかなり大きいので、試料粒子により散乱された光(散乱透過光)はその一部しか検出器に達しないが、粒子間を通過した平行透過光はほとんどすべて測定されてしまう。このために吸収帯の不鮮明化が起る。そこで、試料の直後においた光散乱板(通常は乳白色のオパールガラスを用いる)によって平行透過光を散乱させることにより吸収帯を鮮明化するのである。紫外部ではオパールガラスの代りに浮紙を用いることもある。

オーバーレイ [英 overlay, 独 Überlagerung, 仏 recouvrement, 露 оверлей] 計算機のプログラムが大きいとき一度に全部を主記憶装置に入れることができないとき使われる方法。たとえば、プログラムが A (主プログラム), B (副プログラム), C (副プログラム) からなり、それら全部が一度に主記憶装置に入りきらず、A と B または A と C なら入るとき、まず A だけを主記憶装置に置き、B, C は二次記憶装置に入れておく。A を実行して B がよばれたら B を二次記憶装置から取出して主記憶装置にのせる。B の実行がすんで A に戻ってから C がよばれたら、B の置かれていた場所に C をのせて実行する。このように、ある物の上に(それを破壊して)別の物をのせるのがオーバーレイである。

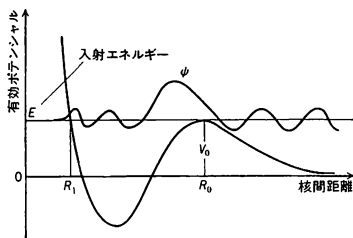
OP 磁石 [英 OP magnet, 独 OP-Magnet, 仏 aimant OP, 露 ОП магнит] $\text{CoO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ 系スピネル型フェライトの磁場中冷却効果を利用した永久磁石で、普通 $3\text{CoO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ に近い組成となるように Fe および Co の酸化物粉末を配合し、混合・圧縮成形後、雰囲気調節を行いながら、 $1100 \sim 950^\circ\text{C}$ で焼成し、 300°C 以上で磁化して製造される。少量添加物としてスズ族酸化物またはリン酸アルカリを配合すれば、焼結が促進され粒成長が抑制されて、製品の機械的強度が増し磁気性能が改善される。磁気特性は組成と製造条件によって異なるが、量産品ではほぼ残留磁束密度(B_r) $3000 \sim 3600\text{G}$ 、保磁力(H_c) $1050 \sim 950\text{Oe}$ 、 $(BH)_{\max} 1.8 \sim 2.0 \times 10^6 \text{G} \cdot \text{Oe}$ である。図に焼成 1050°C 、配合組成 $3\text{CoO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3 - \text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ の BH 特性の例を示す。高保磁力軽量磁石として小型発電機、磁気選鉱機、吸着盤、吸着す、マイクロホンなどに使用された。1933 年加藤与五郎と武井武によって発明された。これは、フェライトの最初の実用化である。OP という名称は oxide powder に由来する。図



OPW 法 [英 OPW method, 仏 méthode OPW, 露 метод ОПВ] 固体電子のバンド構造を計算するために用いられる、直交化された平面波法(orthogonalized plane wave method)の略称。1940 年 C. Herring によって提唱された。金属や半導体の伝導電子の状態は自由電子に近く、その波動関数の大部分(イオン殻の近く以外)は少数の平面波の重ね合わせで十分よく近似されるが、単なる平面波を用いたのでは、イオンの殻内電子の波動関数と直交していないので正しい結果を与えない(平面波の数を増やしていくと、その最低固有値はイオンの殻内電子のものに近づいてしまう)。平面波の代りに、すべての殻内電子と直交させた平面波(OPW)を用いると、波動関数は殻内電子と正確に直交しているから、少数の OPW の一次結合で、十分よい伝導電子のエネルギー固有値が得られる。この方法を OPW 法といい、主として、金属や半導体の伝導帯や価電子帯の計算に使われる。直交化された平面波(OPW)は、イオンの近くでは殻内電子の軌道と直交するために激しく振動し、その結果大きな運動エネルギーをもち、これがイオンの引力ポテンシャルをちょうど打消している。そのため伝導電子が結晶中で感じていたイオンのポテンシャルは、実質的には非常に小さいものになっており、少数の OPW の一次結合で十分よい近似になっている。このことを具体的にポテンシャルの形で、一般的に定式化したもの

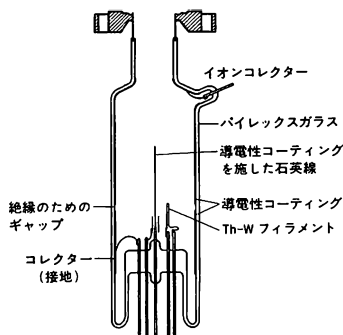
が擬ポテンシャルである。

オービティング [英 orbiting, 独 Bahnbewegung, 仏 satellisation, 露 движение по орбите] 粒子がある角運動量をもって標的粒子に入射する二体衝突系では、入射粒子の角運動量に相当する遠心力のポテンシャルが二粒子系本来のポテンシャルに加わり、それを有効ポテンシャルとよぶ。入射エネルギーが有効ポテンシャル障壁の高さにちょうど等しい場合には、古典的には入射粒子は標的粒子のまわりを無限に回り続ける。この現象をオービティングまたは旋回軌道衝突という。しかし、原子や原子核のような粒子が標的粒子のまわりを無限に回り続けることは実際には起りえない。これは古典論で考えるのが誤りで、正しくは図に示すように入射粒子を波動(ψ)と考え、この入射



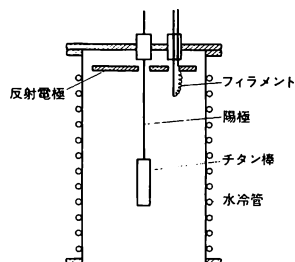
波が有効ポテンシャルで散乱されるとして、量子論で取扱わなくてはならないからである。入射波のエネルギー E がちょうど障壁の高さ V_0 に等しいと、波はポテンシャルの内部まで入り、核間距離 R_1 で反射されてまたすぐに出ていってしまうが障壁の近傍では波の振幅が大きくなる。これは量子力学では粒子の存在確率は $|\psi|^2$ で表されるので、粒子は障壁の山の付近に滞在する確率が大いことを意味し、入射粒子は標的粒子のまわりを旋回しながら核間距離 R_0 に到達し、その点で動径方向の速度が0となって無限に回り続けるという古典論の結果に対応している。量子力学的なオービティングはポテンシャル共鳴の極限の場合とも考えられるので、オービティング共鳴とよばれている(⇒ポテンシャル散乱, 形状共鳴)。オービティング共鳴はごく低エネルギー領域で、予想される原子衝突断面積からのずれとして、古くから間接的には観測されていたが、粒子線分光の技術を用いて、速度のそろった低速の水素原子と希ガス原子の衝突で最初の直接観測に成功している(J. P. Tennes, 1975年)。^[5]

オービトロンゲージ [英 orbitron gauge, 仏 manomètre orbitron] 超高真空用電離真空計の一種。円筒状ガラス管球内の中心軸上に細線を設けアノード(集電子電極)とし、軸をはずれた点にフィラメントを備えてある。フィラメントは、これより放出される電子が直接アノードに到達しないようにアノードに対し有限の角運動量をもって飛出すような構造となっており、ときにはそのための補助電極が付加されていることもある。ガラス管球内面には、導電性のコーティングが施してあり、これがイオンコレクターとして用いられる(図参照)。このような電極構造によって、電子はアノードを中心に複雑な軌道運動を行い、アノードに到達するまでの飛行距離は極めて長い。そのため同一電子電流に対するイオン電流、すなわち電離真空計の感度は、普通の電離真空計に比べ約 10^3 倍ほど大きい。また、アノードが細線であるため、軟X線によってイオンコレクターから放出される光電子の大部分は、アノードに



達することなく再びもとのイオンコレクターに入る現象も認められ、高感度真空計を実現するとともに圧力の測定限界を下げることに寄与している。これらの特性によって、オービトロンゲージの圧力測定の限界は 1×10^{-10} Pa 程度であり、高性能の超高真空計のひとつである。一方、感度が大きいため、 10^{-3} Pa 以上の圧力測定には多少の問題がある。

オービトロンポンプ [英 orbitron pump, 露 орбитронный насос] ゲッターイオンポンプの一種。排気速度の割には小型軽量である。熱陰極からの電子による電子衝撃加熱で陽極チタン棒を蒸発させ、ゲッターポンプとして動作するとともに、電子によって気体分子をイオン化し、ポンプ容器内面に捕捉する作用ももっている。排気速度は、口径 10 cm のもので水素に対し $900 \text{ dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ 、空気にに対し $300 \text{ dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ 、アルゴンに対し $7 \text{ dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ とかなり大きい。動作原理は次の通りである。図に示すように円筒状の



ポンプ容器の中心軸上に細いタングステン線とそれより太いチタン棒で構成された陽極を設け、また中心軸をはずれた場所熱陰極としてのフィラメントを設けてある。また、フィラメントの近くには反射電極とよばれる補助電極があり、フィラメントからの電子が直接陽極に入らないようにくふうしてある。陽極には容器に対して $+5 \text{ kV}$ 、陰極および反射電極には $20 \sim 50 \text{ V}$ の電圧が印加される。この結果、フィラメントを出た電子は、陽極とポンプ容器とでつくられる軸対称電場内で有限の角運動量をもって複雑な軌道運動を行い、陽極に達するまでに長い距離を運動する。電子は軸方向にほぼ一様に分布し、陽極の太い部分(チタン部)に多く入射するから、電子衝撃によってチタン棒を選択的に加熱蒸発させる。蒸発したチタンはポンプ容器内面に蒸着され、ゲッター面として働く。一方電子は軌道運動の過程で気体分子を電離するから、生じたイオンはポンプ容器内面に向かって加速され、そこに埋め込まれて

捕捉される。電子衝撃によって陽極が高温に加熱される型式なので、ポンプ容器を水冷することが必要であり、ポンプ内の高温素子からのガス放出が大きいこと、フィラメントが焼損しやすいことなどが欠点である。

オブザーバブル = 観測量

オブジェクトプログラム [英 object program, 独 Maschinenprogramm, 仏 programme résultant, 露 объектная программа] 計算機の用語で、一般に、ある言語プロセッサがあるプログラムを翻訳して別のプログラムをつくり出すとき、前者をソースプログラム、後者をオブジェクトプログラムという。目的プログラムともよぶ。普通はコンパイラがつくり出すプログラムのこと。すなわち、コンパイラは与えられたソースプログラムを翻訳してオブジェクトプログラムをつくり出す。通常、ソースプログラムは高水準言語で書かれており、オブジェクトプログラムは機械語のプログラムである。たとえば計算機 A の FORTRAN コンパイラは、FORTRAN プログラムを翻訳して計算機 A の機械語のプログラムをつくり出す。次にこの機械語のオブジェクトプログラムを実行することによって、もとの FORTRAN プログラムで表現されていたことが実行される。

オブシン [英 opsin, 独 Opsin, 仏 opsine, 露 опсин] ⇨ 視物質

オプトエレクトロニクス [英 optoelectronics, 独 Optoelektronik, 仏 optoélectronique, 露 оптикоэлектроника] 光学(オプティクス)を取り入れた電子工学(エレクトロニクス)、または光学と電子工学それぞれのもつ長所を生かし、これらを融合させた新しい学問および技術分野をいう。昔からブラウン管や光電管、光電池など電気信号と光信号の変換、処理を行う一種のオプトエレクトロニクス素子は存在したが、これらに加えて新しい原理の各種素子を用い、それらの特徴を生かし、自由度の大きな形でいろいろな動作を能率よく行うことが考えられるようになったのは比較的最近のことである。オプトエレクトロニクスの用語を初めて用いたのは E. E. Loebner である(1955～59年)。Loebner はエレクトロルミネッセンス素子と光伝導セルを組合わせて光増幅器、表示素子、シフトレジスタ、論理回路など各種のデバイスを構成した。

図 1 はオプトロン(optron)と名づけられた双安定デバイスである。エレクトロルミネッセンス素子 A と CdS 光伝導セル B の直列回路に交流電圧 V を加え、A の発光で B を照明するとポジティブフィードバックがかかって、電圧電流特性には図 1b に示すような負性抵抗領域が現れる。この結果、1つの電圧 V に対して電流は I_1, I_2 の双安定

状態をとることになる。 I_2 の状態を I_1 に戻すためには赤外光で A を照明すればよい。Loebner はまた図 2a および b に示すような電気→光→電気信号 および 光→電気→光信号の変換素子をそれぞれエレクトロオプティカルおよびオプトエレクトロニクナリレー回路とよんでいる。

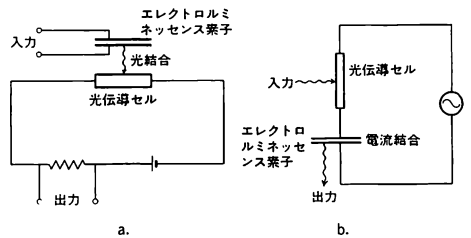


図 2

オプトエレクトロニクスは、レーザーや高感度半導体材料の発展と、紫外から赤外域までの電磁波の使用波長域の拡大によって急速に発展した。すなわち光源にはインコヒーレント光源として従来の光源やブラウン管などのほか、エレクトロルミネッセンス素子、LED、プラズマ管、液晶素子など、コヒーレント光源として各種の気体、固体、半導体レーザーや非線形光学学を利用する光高調波、光パラメトリック発振など、光検出器として従来の光電管、光電池、光伝導セル、熱電対などのほか、半導体を用いるフォトダイオード、フォトトランジスタ、太陽電池、固体撮像素子など、光偏向、変調素子として従来の可動反射鏡のほか、電気光学、磁気光学、音響光学効果を用いるものなど非常に多くのものがそれぞれの特徴を生かして使用される。応用例はレーザー計測、画像表示、光情報処理、光通信など極めて多岐にわたり、21 世紀の初めころまでにはオプトエレクトロニクスはエレクトロニクスの最も大きな主流になることも予想されている。

なお光学に重点を置いてオプトエレクトロニクスの代りにエレクトロオプティクスという用語が用いられることもあるが、これはもともと電気光学効果に関連する分野をさす用語として使用されているので、混同を避けるためにフォトリニクス(photonics)とよんだ方がよいという説もある。

オプトガルバニック効果 [英 optogalvanic effect, 仏 effet opto-galvanique, 露 опто-гальванический эффект] ガス放電管に外部から光を照射すると放電インピーダンスが変化する現象であり、現象自身は古くから知られている。特に F. M. Penning による希ガス放電管での研究が有名である。近年、波長可変なレーザーの進歩により、高感度かつ便利な分光手段として利用されつつある。その機構としては、放電ガスの、ある特定の準位を外部光で励起することによって各準位の分布に変化が生じ、電子衝突による電離の割合が変わる過程と、直接多光子吸収によって解離が起る多光子解離の 2 つの過程が考えられている。この効果を使い、原子・分子の分光、ドップラーフリーの高分解能分光、レーザー発振線の波長同定、波長可変レーザーの波長モニターへの応用がある。

オフライン [英 offline] 主システムとなんら接続されていない装置の状態、または主システムからなんの制御をも受けない装置の状態。情報の転送には入手の介入を必要とする。非直結ともいい、オンライン(直結)の対語。

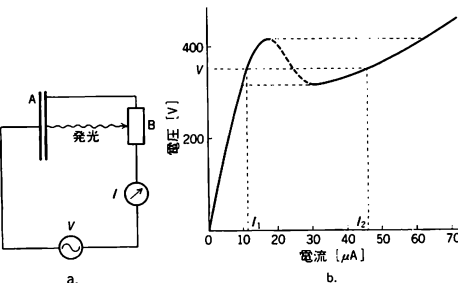


図 1

オペレーションズリサーチ [英 operations research, 独 Operationsforschung, 仏 recherche opérationnelle, 露 исследование операций] 各種の業務計画の方針や実行方法を決定するために, 科学的な方法を用いて必要な情報を得ることである。OR と略称されている。第二次大戦中, アメリカ, イギリスにおいて, 一般の研究者が軍に協力し, いろいろな作戦(operation)上の決定を理工学, 心理学, 経営学などをもとに計画的, 科学的に行った方法からにはじまる。戦後, 企業や官庁の諸計画, 組織, 人事の面でこの方法がとりあげられ, 発展してきた。多方面の専門家の協力によって, 多面的な観点から計量的に問題の解決をはかり, 全体的な立場から最良の解決法を求めることが特徴で, 電子計算機を利用する数量的分析法の貢献が大きい。

オペレーティングシステム [英 operating system, 独 Betriebssystem, 仏 système d'exploitation, 露 операционная система] 電子計算機の処理効率を高め, 操作を容易にするためのもので, 通常その全部がソフトウェアの形で構成される。しばしば OS と略記される。内容は, プログラムの実行を制御し, スケジューリングを行い, 入出力制御, 記憶領域の割当て, データの管理などを行うプログラム群から成る制御プログラムと, 高水準言語で書かれた応用プログラムをコンパイル(翻訳)し, デバッグや編集を行い, 定形的な処理に利用し, 課金情報を作成し, また障害の検出やシステムの再構成を行うなどのプログラム群から成る処理プログラムとに分れる。機能的にはバッチ処理, リモートバッチ処理, 実時間処理, TSS(タイムシェアリングシステム)処理にそれぞれ適したものがあるが, 汎用大型計算機のためのオペレーティングシステムではこれらを総合した機能をもちあわせることが多い。小型計算機用には上記の機能別につくられることが多く, また, たとえば DOS(ディスクオペレーティングシステム)といった機能的にやや低いレベルにまとめ上げられることもある。最近はおペレーティングシステムの一部をファームウェアで実現することも行われている。

オペレーティングシステムは計算機製造会社によって作成, 提供されることが多い。よいオペレーティングシステムを作成するためには, ハードウェアの内部構造に精通している必要があり, またその良否によって計算機の処理効率やシステムとしての信頼性が大きく左右されるためである。なお上記の制御プログラムだけをさしてオペレーティングシステムとよぶことがある。電子計算機システムは本来オペレーティングシステムをのせたハードウェアをさす言葉である。

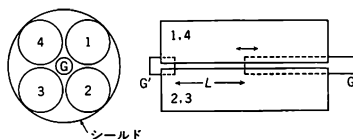
オペロン [英 operon, 独 Operon, 仏 opéron, 露 оперон] F. Jacob および J. Monod (1961 年) のオペロン説によれば, オペロンとは, 染色体 DNA 上で 1 個のオペレーターとそれに隣接する 1~数個の構造遺伝子から成り, その情報発現は特定の調節遺伝子によって調節される。オペレーターは, 調節遺伝子によって生産されるリプレッサーの結合部位である。その後, オペレーターに隣接して, もうひとつの機能部位, プロモーターのあることがわかった。プロモーターはそこに RNA ポリメラーゼが付着して, 伝令 RNA の合成を開始する場所である。

オペロンの発現調節は次のように行われる。オペレーターが開の状態にあるとき, すなわちリプレッサーがオペレーターに結合していないとき, 伝令 RNA が合成され, 構

造遺伝子群の遺伝情報が発現する。一方, オペレーターが閉の状態にあるとき, すなわちリプレッサーがオペレーターに結合しているとき, 伝令 RNA は合成されず, 構造遺伝子群は不活性状態となる。オペロンを不活性状態にすることを抑制, 活性状態にすることを抑制解除という。

リプレッサーはそのオペロンが誘導酵素系であるか抑制酵素系であるかによって異なる。前者においてはリプレッサーは誘導物質(一般にその酵素系の基質)によって不活性化され, オペレーターへの結合力を失う。したがって, 誘導物質の存在下ではオペロンが活性状態となる。後者では調節遺伝子の生産物がアポリプレッサー(主抑制体)とよばれる。それ自身では不活性であるが, コリプレッサー(抑制補体, 一般にその酵素系の最終産物)によって活性化され, オペレーター部位を閉じる。したがって, 抑制補体の存在下ではオペロンが不活性状態となる。

オーム [英仏 ohm, 独 Ohm, 露 ом] 電気抵抗の単位。国際単位系(SI)では, 特別の名称をもつ組立単位のひとつにあげられている。G, S, Ohm (⇒オーム)に由来する。単位記号は Ω 。導線の 2 点間に 1V の不変の電位差が生じており, そのとき導線を通れる電流が 1A であるとき, その 2 点間の電気抵抗は 1Ω である。1908 年に定められた国際オームは「水の融点における長さ 106.300cm, 質量 14.4521g の水銀柱の抵抗」として定義されたが, 1984 年に上記の定義による絶対オームに変更され, 1960 年に SI に組入れられた。抵抗の標準値は, クロスキャパシターを用いて与えられている。クロスキャパシターは電極す法の測定値を用いて, 静電容量を高い精度で計算によって求めることができるようにつくられた一種のコンデンサーである。図のように断面が 1, 2, 3, 4 で表される金属円



筒を平行に配置する。中心部に, G, G' で表される 2 本の円筒を挿入し, 間隔 L を可変とする。このとき, 断面, 直径方向に相対する 2 個の円筒(1, 3 または 2, 4)を相対する電極としたコンデンサーの静電容量 C_0 は

$$C_0 = \frac{10^7 \ln 2}{4\pi^2 \epsilon} L [F] = 1.95354903 L [pF \cdot m^{-1}]$$

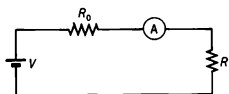
と求められる。ここで c は光速である。この関係は, 円筒の直径や間隔には依存しない。この関係は, もっと一般化できる。断面形状が, 1 本の 2 回対称軸をもてば, 任意の形状でも上式は成り立つ。上式の C_0 を用いて, 固定容量のコンデンサーを校正する。次に, 低い周波数 $f = 1592 \text{ Hz}$ ($2\pi f = 10^4 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$) の交流を加え, ブリッジを用いて, あらかじめ用意された固定抵抗と, 上記固定容量の比較を行う。こうして電気抵抗の標準が実現される。

オーム Ohm, Georg Simon 1789.3.16—1854.7.7
ドイツの物理学者。バイエルンのエルランゲンに生れ, エルランゲン大学に入学したが(1805 年), 途中父の怒りを受け学費を切られたためスイスで私教師などをし, エルランゲンに戻って博士号を得たのは 1811 年であった。その後数学期間エルランゲンで私講師を務めたが経済的事情などにより大学を去り, バンベルクの小さな学校に数学および物理の教師として勤務した。同様の学校を経た後,

1817年にケルンのギムナジウムに移ったが、同校では自然科学教育の理想が論じられ学問的な雰囲気があり、また実験などの施設も整っていた。Ohmが本格的に物理学の研究に取組み、特にH. C. Ørstedの電流の磁気効果発見後その刺激を受けて電流の研究に取組んだのは、この地のことである。その結果は1825年「金属の電導法則に関する予報」としてまとめられた。彼は回路の一部に「可変導体」(測定試料としての導線)を入れる形で内抵抗の効果を打消し、また回路を閉じてから十分時間をかけた後測定を行うことで分極作用を配慮し、検流計を用いて定量的測定を行った。当時P. Barlow, A. A. Becquerelらもこの測定を行っていることが判明し、Ohmはいつそう精度の高い測定を行うことを目指し、1826年には休暇を利用してベルリンで研究を遂行した。この際の電流は熱起電力に求め、電流は磁針の回転をねじり秤で測定した。その結果、電流は起電力に比例し、抵抗(Ohmの表現では長さ)に逆比例するというオームの法則がまとめられたのである(1826年)。しかし、彼の結果、特に理論的解釈をめぐっては根強いヘーゲル学派の反対意見があり、そのため彼の望んだ大学の地位は得られなかった。その後若干の時期を経て若い学者を中心に受け入れられるようになり、1841年ロンドン王立協会がコプリ・メダルを贈るに至ってその評価は決定した。1849年ミュンヘン大学員外教授となり、1852年正教授の地位に就いたがその2年後に没した。なお、初期には初等幾何学の教科書の著作もある。

オーム加熱 [英 ohmic heating, 独 ohmsche Heizung, 仏 chauffage ohmique, 露 омический нагрев] ジュール加熱ともいう。プラズマに電場 E を加えると、これによって電子が加速され、その増えた運動エネルギーがイオンとの衝突によって熱エネルギーに変わる。これがオーム加熱の機構である。オーム加熱による単位体積当りの加熱入力 P_0 は、プラズマ中に流れる電流密度を j とすると $P_0 = j \cdot E = \eta j^2$ で与えられる。ただし η はプラズマの電気抵抗率で $\eta = m_e v_{ei} / (n_e e^2) = 2 \times 10^{-9} Z \ln \Lambda (T_e)^{-3/2}$ [Ω・m]である。 m_e, n_e は電子の質量、密度、 v_{ei} は電子・イオン衝突周波数、 $\ln \Lambda$ はクーロン対数、 T_e はkeV単位で表された電子温度である。 η は T_e の上昇に従って小さくなるので、オーム加熱は高温プラズマでは効率が落ちる。

オーム計 [英 Ohm meter, 独 Ohmmeter, 仏 ohm-mètre, 露 омметр] 抵抗の値を測定するには抵抗に電流を流して抵抗の両端に現れる電圧と流れる電流の比を求めればよい(オームの法則)。図のように既知抵抗 R_0 、電池 V および直流電流計 A を組合せて、電圧測定を省き電流計の指示から未知抵抗の値 R を直読できるようにしたものをオーム計という。通常、電流計としては μA 電流計を用い、 R の大きさに応じて R_0 や分流器を切換える。これによって精度は低いが $1\Omega \sim 10M\Omega$ の範囲の値を手軽に測定できる。



オーム性接触 [英 ohmic contact, 独 ohmscher Kontakt, 仏 contact ohmique, 露 омический контакт] 一般には接触部の電圧-電流特性がオームの法則に従うものを意味する。特に金属と半導体の接触では整流性を示すのが通常であるが、トランジスタや集積回路の半導体部分と

リード線との接触はオーム性であることを要求され、特別のくふうがなされており、この部分を表現する場合が多い。金属と半導体との間に金属と半導体の合金層や高濃度半導体層を介在させるなどの方法がとられている。

オームの法則 [英 Ohm law, 独 Ohmsches Gesetz, 仏 loi d'Ohm, 露 закон Ома] 導線の2点間を定常電流 I が流れるとき、2点間には I に比例する電位差

$$V = RI$$

が生じる。これをオームの法則といい、1826年G. S. Ohmによって発見された。比例定数 R は電気抵抗または単に抵抗とよばれる。 V および I によらないが、物質の種類や状態(太さ、長さ、温度、磁場など)によって変る。空間的に広がった電流については、各点の電流密度 J および電場 E に対し、局所的なオームの法則

$$J = \sigma E$$

が成り立つ。ここで、 σ は電気伝導率とよばれる物質定数であり、等方な物質ではスカラー量であるが、非等方物質ではテンソル量になる。太さの一定な様な導線では、 R は導線の長さ l に比例し、断面積 S に反比例する。すなわち $R = \rho l / S$ である。 $\rho (= \sigma^{-1})$ は電気抵抗率、抵抗抵または固有抵抗とよばれる。導線の太さおよび長さによらない定数である。オームの法則は、金属などの良導体では非常に広い範囲の電位差の値に対してよく成り立つが、半導体や絶縁体では電位差が大きくなると成り立たなくなる。また交流の場合には $V = RI$ の右辺にさらに時間変化率 dI/dt や積分 $\int Idt$ に比例する項が現れる。

ω 中間子 [英 ω meson, 独 ω -Meson, 仏 m_ω meson, 露 ω -мезон] 中間子の一種。質量は $782.6 \text{ MeV}/c^2$ 、スピン1、バリエーションは負、アイソスピン0、電荷0、強い相互作用で崩壊し、共鳴状態として観測される。共鳴幅 9.9 MeV 。主として $\pi^+\pi^-\pi^0$ に崩壊する。はじめ $SU(3)$ 群の八重項の一員と考えられていたが、ゲルマン-大久保の質量公式に合わないことから、 ϕ 中間子とともに一重項と混合を起していることが見いだされた。したがって、中間子 $\rho, \omega, K^*, \bar{K}^*, \phi$ で $SU(3)$ 群のベクトル九重項をつくっている。核子の電磁形状因子、核力などに重要な寄与をする。

Q 展開 [英 Q expansion, 仏 expansion Q , 露 Q -разложение] 巨視的体系の示量変数(巨視的変数) X の変動を記述するマスター方程式を体系の大きさ(これを Q で表す)で展開し、示量変数 X の確率分布の $Q \rightarrow \infty$ における漸近の評価を行う方法がN. G. van Kampenによって提唱された。これを Q 展開とよぶ。巨視的変数 X を体系の大きさと割った量 $x = X/Q$ の確率分布 $P(x, t)$ は、次のようなマスター方程式を満たすとする。

$$\frac{\partial}{\partial t} P(x, t) = -Q \sum_r \omega(x; r) P(x, t) + Q \sum_r \omega\left(x - \frac{r}{Q}; r\right) P\left(x - \frac{r}{Q}, t\right) \quad (1)$$

ここで $\omega(x; r)$ は、 $X (= Qx)$ から $X+r$ という状態への遷移確率である。遷移の幅 r 自身は体系の大きさによらない分子的なレベルの量であり、遷移確率は体系の大きさに比例して大きくなるというものを表現している。このとき、 $Q \rightarrow \infty$ の極限ではゆらぎが無視できて、確率変数 x は決定論的なふるまいをすると期待される。それを $y(t)$ とすると、大きな Q に対してゆらぎの効果を $x = y(t) + \sqrt{\epsilon} \xi$ の形で取扱うことができる。ただし、 $\epsilon \equiv 1/Q$ 。ゆ

らぎの項が $\sqrt{\varepsilon}$ に比例するのは中心極限定理による。不安定点を除く通常の場合には、 $y(t)$ が 1 のオーダーであり、 ε もあまり大きくならず、上の Ω 展開は大変有効である。実際、式(1)の解を ε の関数とみて、 $\Pi(\varepsilon, t)$ と書くとき、 $\Omega \rightarrow \infty$ で漸近評価すると

$$\frac{\partial}{\partial t} \Pi(\varepsilon, t) = -c_1(y(t)) \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon \Pi) + \frac{1}{2} c_2(y(t)) \frac{\partial^2}{\partial \varepsilon^2} \Pi \quad (2)$$

となる。ただし、 $c_n(x) = \int r^n \omega(x, r) dr$ 。この解は、ガウス分布で与えられる。その分散の $\sigma(t)$ は、

$$\frac{d}{dt} \sigma(t) = 2c_1(y(t)) \sigma(t) + c_2(y(t)) \quad (3)$$

の解として与えられる。また、 $y(t)$ は $dy(t)/dt = c_1(y(t))$ の解である。もっと一般には、WKB 法と同じように、 $\Omega \rightarrow \infty$ のときに

$$P(x, t) \sim \exp(\Omega f(x, t)) \quad (4)$$

という形の漸近解をもつという久保亮五の示量性の仮説を利用することもできる。そして $f(x, t)$ は、ハミルトン-ヤコビの方程式と類似な方程式

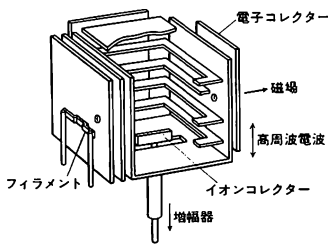
$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\sum_r \omega(x; r) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\partial f}{\partial x}\right) \right\} \quad (5)$$

を満たすので

$$H(x, p) = \sum_r \omega(x; r) \{1 - \exp(-rp)\} \quad (6)$$

をハミルトニアンとする正準方程式を解析することにより $f(x, t)$ のふるまいを評価することができる。この Ω 展開法は不安定点近傍では使えなくなる。これを改良する方法として過渡現象のスケーリング理論が、鈴木増雄によって考案された。

オメガトロ [英 omegatron, 独 Omegatron, 仏 oméatron, 露 омегаатрон] 分圧計の一種。直流磁場と高周波電場を用いてサイクロトロン加速原理によりイオンを弁別する形式のもの。オメガトロは図に示すよう



に、外部より一様な磁場が、またこれと直角に高周波電場がかけられている。高周波電場は、その一様性をよくするために何枚かの平行平板電極によってつくられ、イオンが運動する空間は極板を大きく切り欠くことでつくられている。全体は金属板で囲まれている。図に示す位置にフィラメント、電子コレクターがそれぞれ設けられており、電子は金属板の穴を通り、磁場による束束を受けながら磁力線に沿ってビーム状となり、電子コレクターに達する。その間に分子を電離しイオンを生成する。もし印加されている高周波電場の角周波数 ω が、所定のイオン(質量 m , 電荷 q)に対し、サイクロトロンの加速の条件、 $\omega = qB/m$ を満足すると、そのイオン種だけが共鳴し加速を受け、磁場中での回旋半径がしだいに増大し、最後にイオンコレクターに達しイオン電流として検出される。高周波電場の周波数をゆっくり変化させ、イオンコレクターの出力を記録す

ば、質量スペクトルが得られる。しかしイオンコレクター部に電子増倍管を取付けることが困難なので、感度を上げにくく、超高真空領域での使用はやや困難である。

Ω 粒子 [英 Ω^- particle, 仏 particule Ω^- , 露 Ω^- частица] バリオンの一種。質量は $1672.45 \text{ MeV}/c^2$, 電荷 -1 , スピン $3/2$, アイソスピン 0 , 奇妙さ -3 , 寿命 $0.82 \times 10^{-10} \text{ s}$ である。主に ΛK^- に崩壊するが $\Xi \pi$ という崩壊も重要である。クォーク模型では sss の結合状態。 Δ 粒子, Σ^* 粒子, Ξ^* 粒子, Ω 粒子でスピン $3/2$ の $SU(3)$ 群八重項をつくっている。 Ω^- 粒子は M. Gell-Mann の八道説で予言され、1964 年に実験で確認された。1954 年に Y. Eisenberg が写真乾板で見つけた例があるが、定量的な実験は、 K^- 中間子のビームを水素泡箱に入射して Ω^- 粒子をつくり、その崩壊を見ることによって行われた。スピンが正確にわかったのは 1978 年である。

重いレプトン [英 heavy lepton, 独 schweres Lepton, 仏 lepton lourd, 露 тяжёлый лептон] $\Rightarrow \tau$ 粒子

重さ = 重量

重み関数 [英 weighting function, 独 Gewichtungsfunktion, 仏 fonction de pondération, 露 весовая функция] = 余効関数 (\Rightarrow 応答関数)

重み付き残差法 [英 method of weighted residuals, 仏 méthode de résidus à poids] 微分方程式と積分方程式に対する近似解法の一つ。領域 Ω で次の方程式を考える。

$$Lu = 0 \quad (1)$$

L は演算子, u は未知関数である。 u を既知の線形独立な関数 $\{\phi_i\}_{i=1}^m$ の線形結合 $\hat{u} = \sum_{i=1}^m a_i \phi_i$ で近似する。 \hat{u} を式(1)

に代入した残差 $R \equiv L\hat{u}$ は一般には 0 にならないが、 R と既知の線形独立な関数 $\{\phi_i\}_{i=1}^m$ (重み関数) との積の領域積分が 0 になる条件を立てると次式を得る。

$$\int_{\Omega} R \phi_i dx = 0 \quad (1 \leq i \leq m) \quad (2)$$

x は独立変数である。式(2)は未知係数 $\{a_i\}_{i=1}^m$ に関する連立方程式になるから、これを解けば \hat{u} が求められる。

重み関数の選び方としては次のようなものがある。

(1) ガレキン法: $\phi_i = \phi_i$ ($1 \leq i \leq m$) とする。

(2) モーメント法: ϕ_i を x の単項式、すなわち $\phi_i = x^{i-1}$ ($1 \leq i \leq m$) とする。

(3) 領域分割法: Ω を m 個の副領域に分割し、 ϕ_i は i 番目の副領域の特性関数とする。

(4) 選点法: Ω 中に m 個の点 $\{x_i\}_{i=1}^m$ を選び、 ϕ_i は x_i に特異性をもつ δ 関数とする。式(2)は $R(x_i) = 0$ となる。

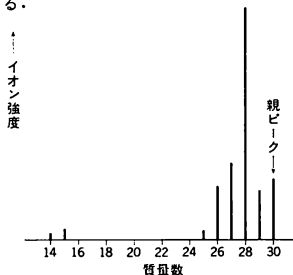
(5) 最小二乗法: $\int_{\Omega} R^2 dx$ を最小にするよう $\{a_i\}_{i=1}^m$ を定める。 L が線形なら、 $\phi_i = L^* \phi_i$ (L^* は L の共役演算子) となる。

重み付き残差法は比較的少ない未知数で大まかな近似解を求めるために利用する場合と、有限要素法や境界要素法のような大量の未知数を扱う解法の基礎づけとして用いる場合とがある。ここでは境界条件は完全に満たされているとして、 Ω 内の方程式(1)の近似のみを考えたが、逆に、境界条件の近似的処理に重み付き残差法を利用することもある。

親核 [英 parent nucleus, 独 Mutternuklid, 仏 nucléide père, 露 материнское ядро] 不安定な原子核が放射性崩壊をして別の原子核に変わる場合に、崩壊する前の

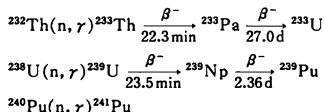
もとの原子核をいう。現在約 2000 種類の原子核(核種)の存在が知られているが、そのうち安定な核種は約 300 で、残りはすべて不安定な放射性核種である。これらは α 崩壊、 β 崩壊または自発核分裂などを起して別の核(娘核)へ壊変する。この娘核が不安定な場合には、さらに崩壊を続け、最終的に安定な原子核に至る。

親ピーク [英 parent peak, 独 Ausgangslinie, 仏 raie de référence, 露 исходная линия] 質量分析計でとった分子の質量スペクトル(⇒質量スペクトル)上でその分子イオン(親イオンという)に対応するピークを親ピークという。質量スペクトルには親ピークのほかに、もとの分子がいくつかに解離してできたイオン(開裂イオンまたはフラグメントイオンという)に対応するピークも現れる。たとえばメタン分子 CH_4 に電子を衝撃して電離させ質量スペクトルをとると CH_4^+ (質量数 16; 以下同様)に相当するピークが現れるが、これが親ピークである。スペクトルにはこのほかに、 CH_3^+ (15)、 CH_2^+ (14) などの開裂イオンに相当するピークもできる。この場合は、 CH_4^+ のできる割合が一番多いので、親ピークが質量スペクトル上で一番大きいピークであるがいつもそうとは限らない。たとえば図に示すようにエタン分子 C_2H_6 の質量スペクトルで最も大きなピークは C_2H_6^+ (28)であって、親ピーク C_2H_6^+ (30)はその約 1/4 程度である。こうした傾向は分子量が大きくなるほど強くなる。



エタン(C_2H_6)の質量スペクトル

親物質 [英 fertile material, 独 Spaltrostoff, 仏 matière fertile, 露 топливное сырьё] 中性子を吸収して核分裂性物質に変化する物質。 ^{232}Th 、 ^{238}U 、 ^{240}Pu は核分裂反応にきい値をもつため、低エネルギー中性子に対しては核分裂を起さないが、中性子の捕獲により以下の過程でおのおの ^{233}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu に変わる。



ここに β 崩壊の矢印の下に数字は半減期を示す。

こうして得られる ^{233}U 、 ^{239}Pu 、 ^{241}Pu は核分裂性物質で核燃料となりうるので、もとの ^{232}Th 、 ^{238}U 、 ^{240}Pu などを核燃料親物質とよぶ。核燃料に親物質を適当に混ぜることにより、核燃料の消費と同時に生産も同時に行うことができ、適当な設計によっては、消費以上の生産(核燃料の増殖)が可能となる。

オリファティの定理 [英 O'Raifeartaigh theorem, 独 O'Raifeartaighsches Theorem, 仏 théorème d'O'Raifeartaigh, 露 теорема О'Рафатэя] 質量の異なる素粒子を

群の同一の既約表現に属させることはできないという定理。素粒子の分類の数学的な整備に、リー群の表現論は有効な役割を果たす。特に群の同一の既約表現に属する素粒子に関しては、それらの性質の相互の関連を群の演算を使って導くことができるため、さまざまな群を用いての素粒子分類が試みられてきている。しかし理論が相対論に従う限り、質量の異なる素粒子を群の同一の既約表現に属させることは一般に不可能であることが、L. O'Raifeartaigh により指摘された(1965 年)。これは素粒子論における群論応用の 1 つの限界を与えるものであって、正確には下のような形で述べられ、オリファティの定理とよばれている。L は非斉次ローレンツ群 \mathcal{G} のリー代数、G は有限次数のリー群 \mathcal{G} のリー代数で、 \mathcal{G} は \mathcal{G} の部分群とする。また \mathcal{M} を G の任意の表現が作用するヒルベルト空間、 P_μ を時空間の平行移動の演算子とするとき、もし質量演算子 $M^2 = -P_\mu P^\mu$ およびそのすべての有限べきが \mathcal{M} 上で自己共役であり、かつ \mathcal{M} 上での M^2 のスペクトルに離散的な点 m^2 が存在するならば、 m^2 が属する固有空間 \mathcal{M}_m は、リー代数 G を表現する演算子に関して閉じており、かつ不変である。

オリゴマー [英 oligomer, 独 Oligomer, 仏 oligomère, 露 олигомер]

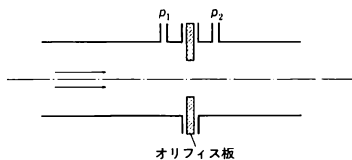
[1] 重合体で、化学構造単位の数(重合度)が高分子のように大きくなく、2 から数十までの程度のものをオリゴマー(低重合体)という。オリゴマーは構造上、鎖状および環状の区別や、1 種または多種の単量体を含むかによってホモまたはコオリゴマーの区別がなされる。合成法は高分子の場合に重合とよばれるのに対し、オリゴメラル化とよばれ、特有の触媒による方法、重合に用いる触媒で反応を制御する方法、テロメラル化などがある。一方天然にも有用なオリゴマーがあり、オリゴペプチド、オリゴ糖、オリゴヌクレオチド、テルペンなど医薬・生理学的に重要である。合成オリゴマーは最終段階としての高分子化への中間原料としての利用や、塗料、接着剤、インキ、潤滑剤など広い範囲で使用されている。

[2] 生化学の領域で重要なものにオリゴタンパクとよばれるものがある。これは共有結合では結ばれていないが非常に強く結びついたりつか(2~12 個)のポリペプチド鎖が集合したものであり、おのおの鎖はサブユニットまたはプロトマーとよばれる。溶液中でも結合されたままで 1 個の粒子としてふるまう。それぞれのサブユニットが役割を分担し共同して生化学的機能を果たすものであり、この最もよく知られた例はヘモグロビンであり、4 つのサブユニットより成る。

折りたたみ構造 [英 folded chain structure, 独 Struktur der gefalteten Kette, 仏 structure à chaîne pliée] 高分子結晶の界面で分子が折りたたまれた形態をとるとき、その結晶は折りたたみ構造であるという。これと対比される形態は伸び切り鎖結晶と房状ミセル構造である。分子の長さ比べて結晶の分子鎖軸方向の長さがけた違いに小さいことと結晶・非晶の二相構造という 2 つの事実を説明しうるものとして、房状ミセル構造は長い間高分子結晶の唯一の形態と信じられていた。1957 年に、希薄溶液から生成したポリエチレンの単結晶が厚さ約 100 Å 程度の薄い板状晶(ラメラ晶)で、厚さの方向に分子鎖が配向(板面に垂直)していることが、電子顕微鏡および電子線回折によって実証され、それを説明するものとして折りたたみ構造が

提唱された。その後この構造は単に希薄溶液からの結晶化に限らず、融液からの通常の結晶化の場合も含めて、高分子の結晶の形態として普遍性をもつことが明らかにされている。この折りたたみ部分が特定の形態(コンフォメーション)をとっているのか(シャープフォールド)、不均一な構造単位が非晶的なループを形成しているのか(ルーズフォールド)については現在でも定説はない。折りたたまれる鎖の長さは結晶の厚さと密接に関係している(シャープフォールドでは両者はほぼ等しい)が、結晶化条件、特に過冷却度に大きく依存し、大きいほど短くなる。伸び切り鎖結晶は高圧下の結晶化で生ずるもので、分子鎖が折りたたまれずに伸び切った形態をとるものである。

オリフィス流量計 [英 orifice flowmeter, 独 Durchflußmesser mit Meßblende, 仏 débitmètre à orifice, 露 дифференциальный расходомер] 絞り流量計の一種で、この種の流量計のうち最も簡単な形状なので広く使われている。図に示すようにオリフィス板(同心オリフィス)を円



形管路のフランジに挟み、その前後の差圧 Δp ($=p_1-p_2$) を測定すればベルヌーイの式と連続の式から流量は次式により求められる。

$$q_m = \frac{\pi}{4} d^2 \alpha \varepsilon \sqrt{2 p_1 \Delta p}$$

ここで q_m は質量流量、 d はオリフィス孔の径、 ρ_1 はオリフィス上流側の状態における流体の密度を表す。 α と ε はそれぞれ流量係数、気体の膨張補正係数(流体が液体の場合は $\varepsilon=1.0$ とする)とよばれる実験係数である。流量係数はレイノルズ数、絞り径比(オリフィス孔径と管径の比)、管径および圧力取出し位置の関数であり、気体の膨張補正係数は上流側と下流側の流体の圧力比、絞り径比および気体の比熱比の関数である。規格化された標準のオリフィス(ISO に決められ JIS も採用されている)についてはこれらの実験値が与えられているので、実際に流体を流して校正することなしに、ある精度以内の流量測定を行うことができる。この点がオリフィス流量計の最大の特徴である。

織 目 [英仏 texture, 独 Textur, 露 текстура] 超流動、超伝導、強磁性などの自発的対称性の破れを示す秩序変数は、またその相の特徴的な秩序を表す巨視的な物理量でもある。この秩序変数に内部自由度があって、ベクトルのような量で表せるとき、それらのベクトルの方向をつなげていくと、流体力学の流線に似た模様を示す。この模様は織物の模様のようにになっているので、織目とよばれる。英語は皮膚などの「組織」と直訳される用語である。液晶などの方向性、回位などや、広い意味では電磁気の電気力線の模様などもそうよることができる。超流動ヘリウム 3 (^3He) では 2 個の ^3He 原子の三重項から構成される凝縮対の空間的な平均値は秩序変数 \mathbf{d} になっている。その対は空間的に p 波的で、核スピンの和 S の大きさが 1 であり $\mathbf{d} = |\mathbf{d}(\mathbf{n})|$ と書ける。この \mathbf{n} は p 波を示す大きさ 1 のベクトルである。特に超流動ヘリウム 3 の A 相と A_1 相で

は、 p 波を表す軌道ベクトル \mathbf{l} を互いに直交する n ベクトルを用いて $\mathbf{l} = n_1 \times n_2$ と表し、これと \mathbf{d} ベクトルで、 \mathbf{d} を表す。核磁気相互作用が効き出す距離 ($\sim 10^{-6}$ Å) より大きな系では \mathbf{l} と \mathbf{d} が平行な方がエネルギー的には有利なので、両者は平行であるが、それ以下の距離の系では \mathbf{l} と \mathbf{d} は自由な向きをとる。この \mathbf{d} と \mathbf{l} が外的条件や境界条件でいろいろな向きをとり、その向きをつなげると流線による流れ模様や渦や回位などができて、織目となる。たとえば、磁場 \mathbf{H} が働くと \mathbf{d} は \mathbf{H} に垂直になろうとし、超流動の流れが速度 \mathbf{v}_s であると \mathbf{l} は \mathbf{v}_s に平行になろうとする。また壁などの境界面では \mathbf{l} (n_1 または n_2) は壁と垂直(平行)になる。 ^3He の B 相では \mathbf{l} の代りに \mathbf{n} が秩序変数のベクトル的な役目を担っている。この場合 $\mathbf{d}(\mathbf{n}) = R\mathbf{n}$ と書け、 \mathbf{n} の回転を表す行列 R の回転軸はエネルギーを低くするため磁場 \mathbf{H} や超流動速度 \mathbf{v}_s と平行になる。一方、核磁気相互作用は R の ω のまわりの回転角 $\cos^{-1}(-1/4) = 104^\circ$ で \mathbf{d} と \mathbf{n} を前述の距離 10^{-6} Å の範囲内では安定化する。また壁があると ω はそれに垂直になろうとし、さらに磁場 \mathbf{H} が壁面内にあると、壁面の法線と \mathbf{H} の方向のおおの $\cos^{-1}(1/\sqrt{5})$ の角度をなす方向に \mathbf{n} が向く。このような外的条件によって $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ のつく場が織目をしていて、またソリトンなどもつくられやすいので、それも織目に不連続的な模様を与える。

オルシコン [英仏 orthicon, 独 Orthikon, 露 ортискон] \Rightarrow 撮像管

オルト水素 [英 ortho-hydrogen, 独 Orthowasserstoff, 仏 orthohydrogène, 露 ортоводород] 水素分子 H_2 で、2 つの原子核すなわち陽子のスピンの平行であるものをオルト水素という。 H_2 分子をつくる 2 つの H 原子の核スピン状態の違いからくる 2 種の水素を、オルト水素 ($o\text{-H}_2$)、パラ水素 ($p\text{-H}_2$) とよんで区別する。H の原子核つまり陽子のスピンは $1/2$ (以下 \hbar を単位にとる) なので、2 つのスピンの平行な状態で H_2 分子が生成されれば、合成核スピンの大きさ I は 1 になり、反平行な状態で H_2 分子が生成されれば 0 となる。前者が $o\text{-H}_2$ 、後者が $p\text{-H}_2$ である。陽子はフェルミ粒子なので、パウリの原理から H_2 分子の波動関数は陽子の交換に対して反対称でなければならないことになる。 H_2 分子の回転状態の波動関数は、陽子の交換に対して回転量子数 J の偶、奇に応じてそれぞれ対称、反対称であるから、核スピンの平行(対称)な $o\text{-H}_2$ は J が奇数の状態しか取りえないことになり、核スピンの反平行(反対称)な $p\text{-H}_2$ は J が偶数の状態しか取りえないことになる。十分高い温度での熱平衡状態では、 H_2 分子は多くの回転状態を占めるので $o\text{-H}_2$ と $p\text{-H}_2$ との混合比は $I=1$ と 0 とに相当する多重度の割合 3:1 になる。絶対零度では分子の回転状態はすべて最低準位 $J=0$ の状態にあるので、絶対零度では $p\text{-H}_2$ だけしか存在しないことになる。中間の温度では、 $o\text{-H}_2$ と $p\text{-H}_2$ との混合比は上記両極端の場合の値の間をとり、温度によって定まる。たとえば、 $p\text{-H}_2$ の割合は 20 K では 99.82%、77 K では 50.41%、272 K では 25.13% である。しかし、普通の水素ガスを単にガラス容器に入れて温度を変化させても、核スピンの連った状態間の遷移は非常に遅いので、 $o\text{-H}_2$ 、 $p\text{-H}_2$ の混合比は変わらない。低温においては活性炭、常温では Pt や Ni または O_2 や NO などの常磁性物質の触媒作用により $o\text{-H}_2$ 、 $p\text{-H}_2$ の平衡が直ちに到達される。 H_2 分子の性質は主として電子状態つまり原子核の正電荷の大

因は、地上 3000～12000 km の高度で磁力線沿に発生する電場によって加速される電子および陽子が超高層大気の特に酸素とやや少なくなっているが窒素原子に衝突して励起または電離を伴って励起させ、その再結合過程で発光するものである。酸素原子の波長 557.7 nm, 630.0 nm, 636.4 nm が代表的な輝線スペクトルであるが、 N_2 イオンの放射する first negative bands (391.4 nm など) や赤外線、紫外線、X 線も発生している。降下する電子ビームは V LF 放射を地球に向かって、また、オーロラキロメートル電波を宇宙空間に向かって放射するほか、100～120 km 付近で電離層の電離を促進して、電気伝導率をよくし、ジェット電流を発生させる。この結果、地上で 10～500 nT に近い磁場の変化を引起す。このおよそ 20 分～2 時間にわたるこの急激な磁場変動を、副次的磁気嵐 (magnetic sub-storm) とよんでいる。

地上 3000～12000 km にわたる領域での電場の発生の原因は現在研究途上にあるが、スウェーデンの L. P. Bloch によって提唱された電気的二重層の考えや、J. R. Kan と赤祖父俊一の出した電気的プラズマ衝撃波の考えがある。さらに、これらの不連続性が発生する原因には二説があり、ひとつは磁気圏のプラズマ対流に基づく発電説、つまり、速度 V で対流するプラズマが磁場 B を凍結して運動するときに発生する電場 $E = -V \times B$ に主因があるとする考え (プラズマ対流発電説、図 2a) と、もうひとつは地球磁気圏尾部で反平行状態になっている磁場が再結合するときに高速プラズマ流が発生し、それが地球近傍に流入することに主因があるという考え (磁力線再結合説、図 2b) である。いずれにしても、太陽風プラズマ流と地球の磁気圏との相互作用に原因があることは確認されていて、太陽黒点数の極大期には、オーロラも多発し、低緯度域に向かって大きく展開する。

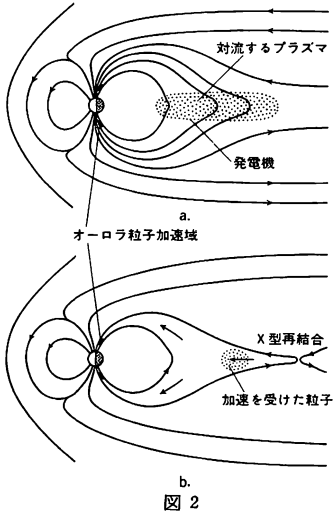
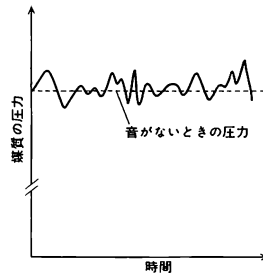


図 2

音圧 [英 sound pressure, 独 Schalldruck, 仏 pression sonore, 露 звуковое давление] 図に示すように媒質の圧力は音があるときには音のない状態での圧力を中心にして変化する。この圧力の変化部分を音圧といい、記号 p で表す。音圧の瞬時値は時間の関数になるので、音圧を



いうときには、普通、時間 T についてその実効値 $\left[(1/T) \int_0^T p^2(t) dt \right]^{1/2}$ で示され、単位には Pa (パスカル) が使われる。空気中の音について、特に工学の分野では、音圧 p の代りに $L_p = 10 \log_{10}(p^2/p_0^2)$ で定義される音圧レベル L_p が使われている。ここで p_0 は基準音圧で、 $p_0 = 20 [\mu\text{Pa}]$ とする。音圧レベルの単位は dB (デシベル) であって、音圧と音圧レベルとの関係は表のようになる。このように音

音圧 [Pa]	音圧レベル [dB]
2×10^{-5}	0
2×10^{-4}	20
2×10^{-3}	40
2×10^{-2}	60
2×10^{-1}	80
2	100
2×10	120
2×10^2	140

圧の対数表示量が使われるのは、人間の感覚が刺激の物理量の対数に比例するという G. T. Fechner の法則によっている。

音圧校正 (法) [英 sound pressure calibration, 独 Schalldruckeichung, 仏 étalonnage de pression sonore, 露 калибровка звукового давления] マイクロホンの感度を校正する方法として、自由音場内で行う音場校正 (法) に対して、密閉容器 (音響カプラー) を用いてマイクロホンに直接音圧を加えて校正する方法をいう。マイクロホンの振動膜に音圧 p [Pa] を加えたとき、開放端子電圧 e [V] が誘起されたときと、

$$20 \log_{10} \frac{e}{p} \quad [\text{dB}]$$

を音圧感度という (従来、JIS は 0 dB を $1 \text{ V} \cdot \mu\text{b}^{-1}$ としていた)。音圧校正を正確に行う方法としては、一般に相互校正 (法) が用いられるが、簡便な方法として密閉容器内に一定音圧を機械的に発生する装置 (ピストンホン) を用いる方法もある (⇒音場校正 (法), 相互校正 (法))。

音圧レベル [英 sound pressure level, 独 Schalldruckpegel, 仏 niveau de pression sonore, 露 уровень звукового давления] ⇒ 音圧

オン・オフ動作 [英 ON-OFF action, 独 Auf-Zu-Verhalten, 仏 action par tout ou rien, 露 двухпозиционное действие] 比例動作、積分動作、微分動作とともに、自動制御系における操作部の信号源となる調節器の制御動作の一種。操作量が偏差信号のある値を境として、ちょうどスイッチの開閉のように不連続に変化する場合を、通常オン・オフ (ON-OFF) 動作という。二位置動作ともいい、非線形動作になる。制御量が目標値より大きいか小さいか

によって操作量を最小(または OFF)にしたり最大(または ON)にしたりする方式なので、制御装置が比較的簡単な構造で済み、低価格で、故障が起りにくく保守が楽であるという特色がある。操作量が2値しかないので系ごとに許容される繰返し周波数と制御量とを考慮したヒステリシスを系にもたせる必要がある。むだ時間や高次の遅れ要素が入ると不安定系になりやすい。

音階 [英 scale, 独 Tonleiter, 仏 échelle musicale, 露 гамма] 音楽の目的にかなうように決められた各種の音程を保って高さの順に配列された音の系列である。世界の民族にそれぞれ違った言語があるように、各民族にはそれぞれ独特の音楽があって、音階もその音楽から必然的に構成されてきたものである。古今東西の音楽にそれぞれ特色があるのも、音階の違うところが大きい。現在、普通に使われている音階は、五音音階、半音音階、全音階などである。西洋音楽で最も身近なものは、オクターブを5個の全音と2個の半音で構成している全音階で、半音の位置の相違によって長音階と短音階とに分けられる。長音階は第三音と第四音との間、第七音と第八音との間に半音をもち、そのほかの音程が全音である7個の音の音階である。主音をずらすことによって同形の12種類の長音階をつくることができ、主音の音名によってハ調長音階、ト調長音階などのようによばれる。短音階は第二音と第三音との間、第五音と第六音との間に半音をもち、そのほかは全音である7個の音の音階である。さらに、和声的短音階、旋律的短音階に区別されている。第一音と第三音の音程が重要で、長音階では長三度、短音階では短三度であることがこれらの音階の名称の由来である。これらの音階に用いる音律には純正律と平均律とがある。自然長音階は純正律のひとつで、たとえばハ長調の自然長音階は表のような音程

音名	ハ	ニ	ホ	ヘ	ト	イ	ロ	ハ
自然長音階	1	$\frac{9}{8}$	$\frac{5}{4}$	$\frac{4}{3}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{3}$	$\frac{15}{8}$	2
隣接音程		$\frac{9}{8}$	$\frac{10}{9}$	$\frac{16}{15}$	$\frac{9}{8}$	$\frac{10}{9}$	$\frac{9}{8}$	$\frac{16}{15}$

系列である。これは2種類の全音(9/8, 10/9)と半音(16/15)からなり、純正律の性質として各音は簡単な整数比をなすことから、和音はよく澄んだ響きを与える。しかし、主音を変える(転調する)ごとに多くの新しい音が必要になり、鍵盤楽器では自由に転調ができない。この解決法として平均律が生れた。自然短音階も純正律である(⇒平均律)。

音響アレイ [英 acoustic array, 独 akustische Anordnung] 小型の音源または受波器を複数個配列したもので、各素子の位相を調整することによって種々の指向性をもたせることができる。直線上に配列したものは線形アレイとよばれ、各素子を同相で駆動すれば、配列と直角の方向に指向性を生ずる。また、各素子の位相を音波の進行と一致させると、配列方向に鋭い指向性を生じ、これを end fire アレイとよぶことがある。音源を平面上に配列した二次元アレイでは、各素子を同相で駆動することにより配列面に垂直な方向に指向性が生じ、また、適当な位相制御によって音波ビームの集束や偏角走査が可能になる。受波アレイでは各素子の位相情報から音源方向や距離が決定できる。これらのアレイは主として水中音響計測や医用超音波診断装置に用いられている。配列法には等間隔だけでなく、

く、不等間隔、放射状配列などのほか、三次元配列もある(⇒パラメトリックアレイ)。

音響イナータンス [英 acoustic inertance] ⇒ 音響インピーダンス

音響インピーダンス [英 acoustic impedance, 独 akustische Impedanz, 仏 impédance acoustique, 露 акустический импеданс] 媒質の中にある面を考え、その面上での音圧 p と体積速度 Su (S は面積, u は粒子速度) との比 $Z_a = p/(Su)$ を音響インピーダンスという。単位は $\text{Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$ である。 p と u とは一般には位相が一致しないので、 Z_a は複素量となる。その実数部分を音響抵抗、虚数部分を音響リアクタンスという。音響抵抗は媒質の粘性によるエネルギー損失や音の放射の程度を表す。音響リアクタンスのうち、正の成分は音響的な慣性を表し、これを角周波数で除いたものを音響イナータンスまたは音響質量という。音波長より十分に小さい穴や、両端の開いた短い管などは抵抗を含んだイナータンス素子である。また、音響リアクタンスの負の成分は音響的な弾性を表すもので、これに角周波数を乗じたものを音響スチフネスといい、その逆数を音響コンプライアンスまたは音響容量という。一端を閉じた短い管の内部の気体はコンプライアンス素子となる。音響インピーダンスの概念は、音響系を電気等価回路で表現し、それによって音響系の動作を解析するために使われる。音圧を電圧に対応させると、体積速度は電流に対応し、音響抵抗は電気抵抗に、イナータンスはインダクタンスに、コンプライアンスはキャパシタンスに対応する。音圧 p と粒子速度 u との比 $Z_s = p/u$ を単位面積音響インピーダンスという。単位は $\text{Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-1}$ である。単位面積音響インピーダンスは、音響伝搬の問題や吸音材料の特性表示に用いられる(⇒固有音響インピーダンス)。

音響オーム [英 acoustic ohm, 独 akustisches Ohm, 仏 ohm acoustique, 露 акустический ом] CGS 単位系による音響インピーダンスの単位を、特に音響オームということがある。1 音響オーム $= 1 \text{ dyn} \cdot \text{s} \cdot \text{cm}^{-5} = 1 \mu \text{b} \cdot \text{s} \cdot \text{cm}^{-3} = 10^5 \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$ 。

音響カプラー [英 acoustic coupler, 独 Audiocoupler, 露 акустическое соединительное устройство] 加入電話回線を利用して、ポータブル端末と計算機システムを結合する場合に、電話器と端末装置とを結合する装置。電話のダイヤルによって使用目的の計算機システムを呼び出し、受話器を音響カプラーに接続すれば、音響カプラーに接続されている端末装置と計算機システムとが結合される。この方式は、電話器のある所からどこからでも計算機システムの利用が可能である反面、音響結合による多少の誤動作は避けられない。また、現在のデータ転送速度は、一部に1200 ボーのものもあるが、大部分は300 ボーのため、高速のデータ転送には適さない。端末装置と計算機システムとを接続する方式の主なものには、(1) 計算機システムのチャネルに直接接続する、(2) モデムにより専用回線で接続する、(3) 加入電話回線と音響結合する、などがある。それぞれの伝送速度の大略は、(1)は $10^3 \sim 10^6$ バイト $\cdot \text{s}^{-1}$ の単位でいちばん速く、(2)は1200～9600 ボー(約1200 バイト $\cdot \text{s}^{-1}$)程度、(3)は1200 ボーまたは300 ボー、となっている(⇒モデム)。

音響管 [英 acoustic tube, 独 akustische Röhre, 仏 tube acoustique, 露 акустическая трубка] 一定の断面形状と寸法をもった管。管内の音場が理論的に取扱しやすい

ものになるように、管の肉厚を大きくし、内面を平滑に仕上げた管が使われる。半径 a の円形断面管および一辺の長さ l の正方形断面管の場合、それぞれ $0.61c/a$, $0.50c/l$ (c は音速) 以下の振動数では、管内の音波は軸に鉛直な波面をもった平面音波だけになる。そのために、音響管は平面音波の音場をつくる実験装置として、各種音響計測に広く使われている。またこれらの振動数以上になると、管の断面方向のモードをもった音波が存在するようになる。

音響干渉計 [英 acoustic interferometer, 独 akustisches Interferometer, 仏 interféromètre acoustique, 露 акустическая интерферометр] ⇨ 超音波干渉計

音響起電力 [英 acousto-electromotive force, 独 akusto-elektromotive Kraft, 仏 force acousto-électromotrice, 露 акустико-электродвижущая сила] ⇨ 音響電気効果

音響計測器 [英 acoustic measuring instrument, 独 akustisches Meßinstrument, 仏 instrument de mesure acoustique, 露 акустический измерительный прибор] 音の物理的大きさ、周波数スペクトル、時間変動特性などを測定・分析する場合、受音装置としてのマイクロホン、計測用増幅器、フィルター、周波数分析器、レベル指示装置、レベル記録装置などが用いられる。マイクロホンとしては、感度の安定性が高く、平坦な周波数特性をもつコンデンサー型マイクロホンが一般に用いられている。周波数分析器としては、1 オクターブ、1/3 オクターブバンド分析器やFFT型あるいはヘテロダイン型などの定バンド型分析器が用いられている。指示装置には、音圧の実効値をデシベル目盛上にレベル表示するメーターが用いられ、レベルの時間変化を記録するには、音圧の実効値を対数化して記録するレベルレコーダーが用いられている。フィールドにおける騒音測定などの場合には、測定信号をいったん記録するために、テープレコーダーなど各種のデータレコーダーを用いることが多い。人為的に音を出す必要がある場合には、純音、白色雑音あるいはそれを帯域フィルターによって帯域制限したバンドノイズ、震音、各種のパルスなどをスピーカーから放射する。最近では、各種のデジタル信号処理技術が音響計測にも利用されるようになり、FFT分析器をはじめ各種のデジタル計測器が広く用いられている。なお騒音測定を主目的とした音響測定器として騒音計がある。

音響効果 [英 acoustic effect, 独 akustischer Effekt, 仏 effet acoustique, 露 акустический эффект] コンサートホール、劇場などの建物では、適度の自然な残響感(音の余韻)、十分な音量感、臨場感、邪魔にないエコー(反響)や騒音がないことなどが要求される。これらの主観的印象を客観的な物理的指標で表し、それを建物の設計に生かす方法が建築音響学の分野で古くから研究されてき

た。残響は室内音響効果の中でも最も大切で、音楽などが潤い豊かに聞えるためには欠くことができない。その程度は残響時間で表され、室容積・用途別に最適値が求められている。500 Hz での最適残響時間を図に示す。一般にクラシック音楽などは長めの残響時間、演劇・講演などは短めの残響時間が適当である。ホールなどの設計時には、これらの最適値が実現されるように内装材料の選定が行われる。次にステージ上で出された音が室内のどの場所にも十分な大きさに届くようにすることも大切で、室内における音圧の分布がなるべく一様になるように、室の形態やステージ周辺の反射板の形態に考慮が払われる。

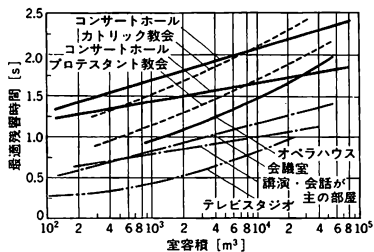
残響とは異なり、分離して聞えるエコー(反響)や、連続的なエコー(鳴き竜現象)は、一般の室では音響障害となる。このような現象を防ぐために、壁面を音響的に散乱あるいは吸音面とするなどの処理が行われる。以上に述べたような建築的条件で決まる室内音響効果とは別に、最近では各種の電気音響設備を用いて人為的に音響効果をつくり出す技術も進歩してきている。このような設備によって拡声や効果音などの再生だけでなく、目的に応じて残響を付加することなども試みられている(⇒建築音響学、残響、残響時間)。

音響光学効果 [英 acousto-optic effect, 独 akustisch-optischer Effekt, 仏 effet acoustico-optique, 露 акусто-оптический эффект] 音波が光に及ぼす効果、または音波と光波の相互作用のこと。通常は超音波による光の偏向、回折、変調、周波数シフト、複屈折などをさす。音波は光学的には屈折率の周期的変動が音速で移動するものであるが、音と光の波長比によって3種の効果が現れる。(1) 音波長が比較的に長いとき、十分に細い光束を音の進行と直角の方向に通すと、屈折率勾配によって光線が湾曲し、音の周波数で光線が偏向走査される。(2) 音波長が短くなり、十分に広い光束を音波に垂直入射させる条件では、音波は光に対して位相格子として作用し、ラマン-ナズ回折を生ずる。(3) さらに音波長が短くなると垂直入射では回折を生じなくなり、特定の入射角において強い回折光が得られるようになる。これがブラッグ回折(反射)である。周波数 f の音波による m 次の回折光はドップラー効果により mf だけその周波数がずれる。また、その回折角 θ_m は光波長を λ 、音波長を Λ とすると $\sin \theta_m = m\lambda/\Lambda$ となる。レーザー光の偏向や変調に用いる音響光学変調器(AO モジューター)はこの効果を応用したものである。

固体中の超音波ではこれらの効果のほかに、超音波の応力で誘起される光学的異方性のために、光の偏波方向によって屈折率が異なる効果(複屈折、または光弾性効果)を生じる。このような複屈折は高粘性液体、高分子溶液、棒状または板状微粒子のコロイド溶液などでも観測される。

音響コンプライアンス [英 acoustic compliance] ⇨ 音響インピーダンス

音響材料 [英 acoustic materials, 独 akustische Materialien, 仏 matières acoustiques, 露 акустические материалы] 建物や各種機械類などに用いられる材料のうち、特に遮音や吸音を考慮して用いられる材料をいう(⇒遮音材料、吸音材料)。そのほかに、音の反射も重要な要素である。オーディオなどでは、かたい反射性の材料も音響材料として大切である。また音の制御に用いられる材料だけでなく、機械などの振動防止に用いられるゴムやスプリングなどの防振材料や、振動面に取付けて粘性によるエネルギー

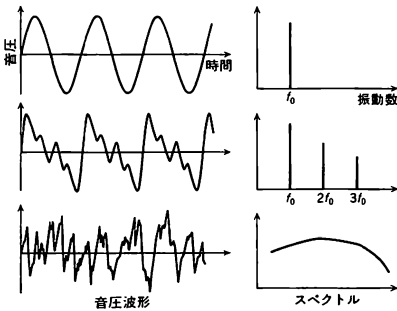


500Hzの最適残響時間

一損失によって音の発生を抑制する制振(ダンピング)材料なども音響材料に含めることもある。

音響磁気電気効果 [英 acoustomagnetolectric effect, 独 akustomagnetoelektrischer Effekt, 仏 effet acoustomagnétoélectrique, 露 акустико-магнитоэлектрический эффект] ⇒ 音響電気効果

音響スペクトル [英 sound spectrum, 独 Schallspektrum, 仏 spectre acoustique, 露 акустический спектр] 音を振動数ごとの成分に分解し, 各成分の音圧あるいはエネルギーをその振動数について表示したもの。音響スペクトルは, 音をフィルターで分析したり, フーリエ級数展開・フーリエ積分したりすることによって求められる。純音のスペクトルは, 1つの振動数だけに成分をもっている。また複雑な波形をもった音でも, 完全な周期性をもっているときには, そのスペクトルは基本振動数の整数倍の成分をもつ線スペクトルになる。複雑な波形でも周期性がなくなると, 音響スペクトルはすべての振動数にわたって成分をもつ連続スペクトルになる。



音響設計 [英 acoustical designing, 仏 dessin acoustique, 露 акустическое проектирование] マイクロホン, スピーカーなどの音響機器, これを総合した電気音響装置, オーディオアーム, スタジオなど音の聴取を目的とした室などにおいて, 所定の音響特性を実現するため, あるいは住宅, 工場や機械類などについて, 騒音の防止のために行われる設計を総称して音響設計という。

音響測深機 [英 sonic depth finder, 独 Echolot, 仏 écho-sonde, 露 эхолот] 音波あるいは超音波を使って, 海底までの深さを測ったり, 水面下の目標物の位置を知るための装置。船底につけられた圧電あるいは磁気ひずみトランスデューサーから発せられる音響パルスを垂直下方に伝え, 目標物で反射してもどってくるパルスを検出する。音響パルスの往復する時間を測定して目標物までの距離を知ることができる。音波が水を伝わる速度は, その温度, 圧力, 塩分含有量によって異なるので, 海底各層での速度を知る必要がある。海水の音速は約 $1500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ で, 周波数 15 kHz から 200 kHz くらいまでの超音波が使用される。

音響測定 [英 acoustic measurement, 独 akustische Messung, 仏 mesure acoustique, 露 акустическое измерение] 音波の物理的性状の把握, 固体・液体・気体の物性研究, 騒音の人間に対する影響評価など, 各種の目的で行われる音波(広くは弾性波)に関する測定。一般に空気中や水中における音波の測定では, 電気音響変換器によって音圧を電気信号に変換する方法が使われる。特に空気中での音圧測定には, 周波数特性や直線性に優れているこ

と, 温度特性が良好なことなどの理由から, コンデンサーマイクロホンが使われることが多い。こうした音響測定用マイクロホンについては, 正確な感度校正が必要である。このための校正方法として, 現在では相互校正法が基本になっている。

マイクロホン出力は, 音圧波形に比例した電気信号になっているが, 通常の音響測定では波形そのものではなく, 音圧の実効値(rms値)で表示されることが多い。実際の音の音圧波形は, 簡単な正弦波ではなく, 一般に複雑な波形をもっているのが普通である。特に波高率の大きな音圧波形を測定するときには, 真の実効値を算出することのできる二乗積分平均装置を使うことが重要である。時間領域における複雑な音圧波形を取扱うためには, これを周波数ごとの音圧成分によって表示することが多い。従来はアナログ形のフィルターによる周波数分析が行われており, 特に実用的な音響測定としては騒音の周波数分析には, 1オクターブまたは $1/3$ オクターブの帯域をもったフィルターが使われている。さらに詳細な周波数分析には, ヘテロダイン方式なども使われてきた。ただこの分野についてもデジタル計測手法が実用化され, 高速フーリエ変換技術を適用した周波数分析(パワースペクトルの測定)が広く行われるようになっていく。

こうしたデジタル計測手法は, 単純な周波数分析だけでなく, 各種の音響計測に利用される。時間領域における相關関数, 周波数領域におけるパワースペクトルやクロススペクトルを測定することによって, 騒音のなかから特定の音波だけを抽出したり, 直接音と反射音とを分離して測定することができる。こうした信号処理手法の応用として, 音の強さの測定が実用化されている。音の強さは, 音源からの音の放射理論や音場理論の基礎量として使われているために, 古くから音の強さの直接測定について, 多くの方法が試みられてきた。ただ音の粒子速度の直接測定が困難であるなどの理由によって, 最近に至るまで実用性のある測定方法・測定器は開発されなかった。高性能マイクロホンと信号処理技術の発達によって, よりよく精度のよい音の強さの計測ができるようになっており, 広い応用範囲がひらけている。

音圧あるいは音の強さを基礎にして, 実際面での各種音響測定が行われる。スピーカー・マイクロホンを中心にした音響機器の特性測定, 各種材料の音響特性測定, オーディオアームやスタジオなど室内音響特性の測定, 騒音の測定などがその例である。こうした音響測定のためには, 単に存在している音圧や音の強さを測定するだけでなく, スピーカーから試験音が発生させ, その音を測定する方法がある。こうした試験音としては, 純音のほかに白色雑音を帯域フィルターで区切ったものが使われる。

音響抵抗 [英 acoustic resistance, 独 Schallwiderstand, 仏 résistance acoustique, 露 акустическое сопротивление] ⇒ 音響インピーダンス

音響的モード [英 acoustic mode, 独 akustischer Mode, 仏 mode acoustique, 露 акустическая мода] 結晶の格子振動モードの一種。結晶の単位胞内に n 個の原子が含まれていると, ええられた波数に対して $3n$ 個の振動モードがあるが, そのうちの3個は音響的モードである。波数0の音響モードは, すべての構成原子が一斉に同一方向に同一振幅だけ変位するようなモードであり, またその振動数は0である。音響モードの属する分枝では, 波数 k

が0の近傍にあるとき、振動数は ω となり、この ω が結晶中を伝播する音波の速度を与える。音響のモードという名称はこのことに由来している。

音響電気効果 [英 acoustoelectric effect, 独 akustoelektrischer Effekt, 仏 effet acousto-électrique, 露 акустико-электрический эффект] 導体を伝わる音波が、電子との相互作用を通じて電流または起電力を生じさせる現象。音波をフォノンビームと考え、フォノンビームは固体中の電子と衝突して、電子をビームの伝搬方向に引っ張る。その結果として流れる電流を音響電気電流とよぶ。音響電気電流が流れないようにしておくと、試料の両端に起電力を生ずる。これを音響起電力とよぶ。以上のような音波による交流成分によって生ずる二次の直流効果を狭義の音響電気効果とよんでいる。音波が表面付近を伝搬する表面弾性波の場合には、その伝搬方向の縦音響電気効果ばかりでなく、伝搬方向に垂直に横音響電気効果が現れる。また、二次の直流効果ばかりでなく、左右から伝搬してきた2つの表面波(角振動数: ω)が中央電極で衝突して、 2ω の振動数の信号を生ずる。この信号はちょうど左右の表面波パルスのた積み積分(コンボリューション)に対応している。以上のほかに、表面波の信号を一時記憶しておくき、別の表面波で読み出すと、相関信号(コリレーション)をとることもできる。以上のような音波と電子の非線形相互作用を総称して広義の音響電気効果といい、それを利用してデバイスを音響電気デバイス(コンボラ、コリレーターなど)とよんでいる。音響電気効果に關係した現象のひとつに音響磁気電気効果がある。前者をAE効果、後者をAME効果とよぶことがある。電子と正孔はほぼ同数ある真性半導体や半金属を考え、音波の伝搬方向が y 方向、磁場の方向が z 方向とする。磁場によるローレンツ力によって、電子は $-x$ 、正孔は $+x$ 方向に引っ張られ、 x 方向に音響磁気起電力が生ずる。これがAME効果である。1つのキャリアのみの場合には、簡単に考えると、AME効果は生じない。なぜならば、音波の伝搬方向(y)にAE起電力が生じ、キャリアは y 方向に動けないから、磁場による力を受けないからである。電子と正孔が同数ある場合には、電子と正孔の電流が打消しあいながら y 方向にドリフトできるのでAME効果がでるのである。しかし、1つのキャリアのみの場合にはもAME効果が現れるのが普通である。その理由は以下の通りである。音波によって y 方向に引っ張られる力と y 方向のAE起電力によって $-y$ 方向に押し戻される力は電子系全体としてはつり合っているが、個々の電子に対してすべて等しいわけではない。そのため、電子の緩と時間のエネルギー依存性に敏感なAME効果が現れることになる。

音響電気増幅 [英 acoustoelectric amplification, 独 akustoelektrische Verstärkung, 仏 amplification acousto-électrique, 露 акустико-электрическое усиление] 圧電型半導体中に音波を伝搬させ、その伝搬方向に直流電場を印加して電子のドリフト速度を音速以上に加速すると、音波の増幅が生ずる。これを音響電気増幅とよぶ。この増幅作用は、進行波管形増幅作用ともよばれる。進行波管は、らせん回路に沿って電磁波を走らせて、軸方向の速度を光速の何分の一かにしておき、電子銃からの電子流をそれよりも早く走らせて、電磁波と相互作用させて増幅する真空管である。電磁波を音波に、真空中の電子流を半導体中の電子流に置換えると、その対応ははっきりする。外部から

音波を入れなくても、圧電型半導体に直流電場を印加して、電子のドリフト速度を音速以上にすると、熱フォノンの増幅が生ずる。この熱フォノンの増幅によって、電流飽和現象、陰極から陽極への高電場音響分域の形成、伝搬、消滅、それに伴う電流振動などが観測されるが、これらを総称して音響電気的不安定性と呼んでいる。音波をフォノンビームと考えれば、次のような描像が成り立つ。電子によるフォノンの放出過程に、エネルギーと運動量の保存則を適用すると

$$-v_1 \cdot q + \omega + \frac{\hbar q^2}{2m} = 0$$

(ただし、 v_1 は電子初速度、 q はフォノン波数ベクトル、 ω はフォノン角振動数、 $\hbar = h/2\pi$ 、 h はプランク定数)が得られる。 q が小さいとして第三項を無視し、 v_1 と q のなす角を θ 、 v_1 の大きさを v_1 とすると

$$v_1 \cos \theta = \omega/q = v_s \quad (\text{音速})$$

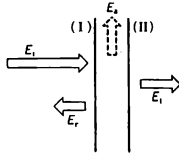
となる。すなわち、 v_1 が音速を超えるとチェレンコフ放射と同じく、フォノンをチェレンコフ・コーン(角度: 2θ)中に放出することになる。ところで、音波増幅にきくのは電子の本当の速度でなく、その全体としてのドリフト速度である。上の議論によれば熱平衡状態でもフォノン放出の不安定性が生じていそうであるが、ある電子がフォノンを放出(増幅)しても、ほかの電子が吸収(減衰)して、全体としては安定状態になっている。外部電場によって分布がずれて、そのずれが音速に達したとき初めて全体としての不安定性が生ずるのである。

音響電気電流 [英 acoustoelectric current, 独 akustoelektrischer Strom, 仏 courant acousto-électrique, 露 акустико-электрический ток] \Rightarrow 音響電気効果

音響電子スピン共鳴 [英 acoustic electron spin resonance, 独 akustische Elektronenspinresonanz, 仏 résonance de spin électronique acoustique, 露 акустический электронный спиновый резонанс] 固体中の電子スピンの音波のエネルギーを共鳴的に吸収する現象。静磁場中でゼーマン分裂した電子スピン準位間にある電磁波の共鳴吸収は電子スピン共鳴としてよく知られている。電磁波の代りに音波を用いても同様な共鳴吸収が可能であり、音響電子スピン共鳴とよばれている。この音響電子スピン共鳴の実験はマイクロ波フォノン(振動数1GHz以上)を用いて行われ、これまでに、ルビー中の Cr^{3+} イオン、水晶中のF中心、水晶中の Mn^{2+} イオン、Ge中のAsドナーなどの実験例が報告されている。電子スピン共鳴では、電磁波に伴う磁場成分が直接的にスピンと相互作用するが、音波に伴うひずみとスピンの相互作用は次のような間接的なものである。結晶中の鉄族や希土類イオンの電子は結晶の対称性によって決まる電場(結晶場)を受けている。音波がくると結晶場を変調するから、電子の軌道運動に影響を与える。軌道運動とスピンはスピン・軌道相互作用によって結合しているから、軌道運動の変調はスピンの対して一種の有効磁場を与えることになる。音響電子スピン共鳴の特徴としては、特定の方向に伝搬する特定の音波モードとスピンの相互作用を直接に観測できることが挙げられる。音響電子スピン共鳴はまた超音波電子スピン共鳴ともよばれる。なお、核スピン共鳴に対応して音響核スピン共鳴の実験もある。

音響透過損失 [英 transmission loss, 独 Übertragungsverlust, 仏 perte de transmission, 露 затухание звука при

передаче] 壁面に音波が入射したときのエネルギー収支を考えると、図に示すように入射音エネルギー(E_i)は反射



壁面における音の
入射・反射・透過

音エネルギー(E_r)、透過音エネルギー(E_t)および壁体内部で熱に変換されるエネルギー(E_a)になる。このうち入射音エネルギーに対する透過音エネルギーの比を音響透過率(τ)といい、その逆数を常用対数で表して10倍したものを音響透過損失 TL という。

$$\tau = \frac{E_t}{E_i}, \quad TL = 10 \log_{10} \frac{1}{\tau} \quad [\text{dB}]$$

音響透過損失は建築音響の分野で壁体などの遮音性能を表す量としてよく用いられ、この数値が大きいほど遮音性能が高いことを意味する。

音響パワーレベル [英 sound power level, 独 Schallleistungspegel, 仏 niveau de puissance sonore, 露 уровень звуковой мощности] 音源から放射される単位時間(1秒)当りの音のエネルギーを音響パワー(単位はワット: $W = J \cdot s^{-1}$)といい、それを次式のようにデシベル表示した値 L_w を音響パワーレベル(単位: dB)という。

$$L_w = 10 \log_{10} \frac{W}{W_0} \quad [\text{dB}]$$

ただし、 W は音響パワー、 W_0 は基準音響パワー($10^{-12} W$)を表す。音響パワーレベルの測定方法としては、(1)無響室や開けた屋外などの自由音場で、音源から一定の距離 r における音圧レベル L_p を測定し

$$L_w = L_p + 20 \log_{10} r + K$$

ただし、 $K = 11$ (音源が中空にある場合)、 $K = 8$ (音源が反射面上にある場合)の関係から求める方法(自由音場法)、(2)拡散音場の条件が近似的に成り立つ残響室(容積 V)内に音源を置いたときの室内の平均音圧レベル \bar{L}_p と残響時間 T を測定し

$$L_w = \bar{L}_p - 10 \log_{10} T + \log_{10} V + 14$$

の関係から求める方法(拡散音場法)、さらに、(3)音響パワーレベルが既知の標準音源と測定対象音源をそれぞれ残響室に入れたときの室内の平均音圧レベルを測定し、そのレベル差から対象の音源の音響パワーレベルを間接的に求める方法(置換音源法)などがある。また最近では、音源近傍における音の強さ(音圧と粒子速度の積)を測定して音響パワーレベルを求める方法も開発されている。

音響フィルター [英 acoustic filter, 独 akustisches Filter, 仏 filtre acoustique, 露 акустический фильтр] 音響管路の途中に挿入することにより、伝送周波数特性を変化させる装置。空調ダクト系やエンジン排気系などで音の遮断を目的として用いられる場合には消音器とよばれている。最も単純なのは、図1に示す単一膨張空洞型音響フィルターで、入力側音圧と出力側音圧のレベル差(減衰量) ΔL は、断面寸法が音の波長に比べて十分小さい条件では次式で表される。

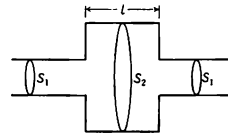


図1 単一膨張空洞型音響フィルター

$$\Delta L = 10 \log_{10} \left[1 + \frac{1}{4} \left(m - \frac{1}{m} \right)^2 \sin^2 kl \right]$$

ただし $m = [\text{膨張空洞部の断面積}]/[\text{管路の断面積}] = S_2/S_1$, $k = 2\pi f/c$ (f は周波数, c は音速), l は膨張空洞部の長さである。この減衰は、音響インピーダンスの不整合によって生じる反射によるもので、その極大値は m の関数として図2のようになる。この種類に属する音響フィルターとしては、上記の型を複数個直列にしたものや、図3に示すような種々のものがくふうされている。

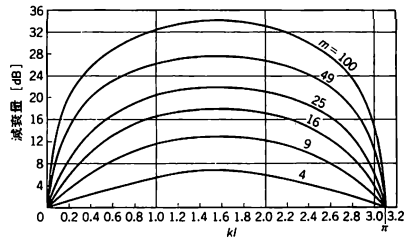


図2 単一膨張空洞型音響フィルターの減衰量

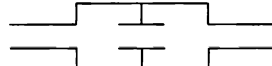


図3 内部結合管付二重膨張空洞型音響フィルター

図4は管路の途中にヘルムホルツ型共鳴器を付加した共鳴器型音響フィルターで、共鳴による音響エネルギー損失によって音響伝搬損失をはかったものである。したがって共鳴周波数近傍の周波数で損失が大きい特性をもっている。

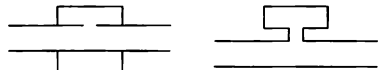


図4 共鳴器型音響フィルター

音響複屈折 [英 acoustically induced birefringence, 独 akustisch hervorgerafene Doppelbrechung, 仏 biréfringence acoustique, 露 акустическое двойное преломление] ある種の液体や液晶中で超音波による媒質粒子の配向のために光の複屈折が生じる現象で、超音波複屈折ともいい、音響光学効果のひとつである。液体では、音波の方向に対して45°に傾けた直交偏光子で音波をはさみ、その透過光量から複屈折の大きさを測る。グリセリンやひまし油のような高粘性液体や高分子溶液では、透過光量は超音波の振幅と振動数の積に比例し、また、この効果が粘性に比例した緩和時間をもつことから、配向作用は粘性力に起因するものとされている。一方、 V_2O_5 や WO_3 のような棒状または板状粒子のコロイド溶液では、音の振幅が小さいうちは、光量は音の強さに比例し、この効果が放射圧によることを示している。ネマティック液晶層にほぼ垂直

に超音波を照射した場合には、層の厚み方向の複屈折は音の強さの二乗に比例しており、これは超音波によって液晶中に生じた直進流によるものと考えられている。固体中でも超音波によって複屈折を生じるが、これは異方性ひずみによる光弾性効果である。

音響変換器 [英 acoustic transducer, 独 akustischer Übertrager, 仏 transducteur acoustique, 露 акустический преобразователь] 音のエネルギーを他種のエネルギーに変換したり、あるいはその逆変換を行う装置。現在では、音と電気との間の変換装置が多く、この場合には特に電気音響変換器といわれる。スピーカー、マイクロホン、イヤホン、超音波送受波器などが、その例である。

音響変成器 [英 acoustic transformer, 独 akustischer Umformer, 仏 transformateur acoustique, 露 трансформатор звуковой частоты] 電気回路における変圧器のように、入力端子に作用する音による力や粒子速度を一定の比で変換して出力端子から取出したり、単位面積音響インピーダンスの変換をするものを音響変成器という。音響変成器には、図に示すように両端の断面積の違った管で全体の寸法が音波長より十分に小さいものが使われる。入力端子の断面積を S_1 、出力端子の断面積を S_2 とすると、音圧と体積速度は S_1 と S_2 で同じであるから、力は S_2/S_1 倍に、粒子速度は S_1/S_2 倍に、また単位面積音響インピーダンスは S_2/S_1 倍に変換される。こうした音響変成器は、 S_1 に置かれた振動板と空気負荷とのインピーダンス整合によって音の放射効率をあげることができるので、イヤホンやホーンスピーカーに用いられている。

音響ホログラフィー [英 acoustical holography, 独 akustische Holographie, 仏 holographie acoustique, 露 акустическая голография] 音波を用いて物体の映像を得る方法のうち、音響レンズなどによって直接に映像を得るのではなく、映像面以外の位置での音の振幅や位相の分布(ホログラム)を仲介として映像を得る方法。光のホログラフィーの成功に刺激されて、1965年ころから光と類似の構想で研究が進められた。

液面ホログラフィー法では、水中の物体に超音波を照射し、その散乱波と別につくった参照波を重ねさせて、液面にレリーフをつくり、これをホログラムとして、光学的に物体の音響像を再生する。また、別の方式として、物体から散乱された音波の振幅と位相の二次元分布を小型マイクロホンで検出し、これと同期して走査されるブラウン管または小型光源を輝度変調したものを写真撮影してホログラムをつくり、光学的に再生像を得る方法も行われた。

音響ホログラフィーでは光学ホログラフィーより長波長の音波を用いるため、ホログラム開口が相対的に小さくなり、このため上述のような方式では十分な解像が得られない。そこで、比較的小数のデータから物体像を再生するために開口合成方式の音響ホログラフィーが開発された。

光の透過が悪い濁水中の物体の探査を目的とした超音波ホログラフィー装置では、平面上に配置した数個の送波器から超音波パルスを放射し、同じ平面に配列した多数の受波器で反射波を受け、その多チャンネル信号から開口合成計算によって物体像を再生し、ブラウン管に表示する。200 kHzの超音波を用いて、数十mの距離まで映像化できる。空気中の可聴音を用いたものとしては、騒音を出して動作

している機械の中から、特定の音を出す故障部位を探し出す音源探査ホログラフィーもある。

音響リアクタンス [英 acoustic reactance, 独 akustische Reaktanz, 仏 réactance acoustique, 露 реактивное акустическое сопротивление] 音響インピーダンスの虚数部分をいう(⇒音響インピーダンス)。

音響量子 = フォノン

オングストローム Ångström, Anders Jonas 1814. 8. 13—1874. 6. 21 スウェーデンの天文学者、物理学者。レグデーに生れる。ウプサラ大学で数学、物理学を学び、1839年 円錐屈折についての光学研究で博士号取得、同大学私講師となる。1843年ウプサラ天文台天文学員外教授、1858年以降 終生ウプサラ大学物理学教授を務めた。炎、電気アーク、太陽などのスペクトル研究を行った。電気光のスペクトルは電極金属のスペクトルと周囲の気体のスペクトルとから成ることを示し、気体の放出スペクトル線がその吸収線と同じ位置にあることを見いだした(1853年)。1860年代には太陽のスペクトル分析を行い、太陽大気中に水素が存在することを見だし(1862年)、約1000本にのぼる太陽スペクトル線図表をつくった(1868—69年)。このスペクトル図は 10^{-10} m の単位をもって示され、ここからこの長さの単位がオングストロームとよばれるようになった。北極光のスペクトル(1867年)、熱伝導、地磁気、金属の複屈折、などの研究もある。1872年ロンドン王立協会のラムフォード・メダル受賞。[主著] *Recherches sur le Spectre Solaire*, 1869.

オングストローム [英 Ångström, 独 Ångström, 露 ангстрем] 原子物理学や分光学、結晶学などでよく用いられる単位のひとつ。単位記号は Å。スウェーデンの物理学者 A. J. Ångström が、1868年に太陽のスペクトル線を測定したときに 10^{-8} cm を単位として用いたのが最初であるので、この名前がついた。後に 15°C , 1 atm の乾燥空気中におけるカドミウム赤線の波長の $1/6438.4696$ というように定められた。しかし二者の間には値にわずかの違いがある。現在では正確に $1\text{ Å} = 10^{-10}\text{ m}$ と定義され、国際単位系(SI)では暫定的に併用することが認められている。X線の波長の単位 Å* については、付録の「基礎物理定数」(2300頁)を参照。

音源 [英 sound source, 独 Schallquelle, 仏 source de son, 露 источник звука] 音を発生する装置や機器などを総称して音源という。実際の音源には、スピーカーや楽器など音を発生することを目的としたものと、機械や車両など騒音の原因になるものがある。音源の性状は、発生音波の周波数特性、指向特性によって表示される。最も単純な音源は、点音源である。実際の音源は、点音源の集合として取扱われる。各種音響測定のなかでは、実験の目的に適合する特定の音源が使われることがある。

音叉 [英 tuning fork, 独 Stimmgabel, 仏 diapason, 露 камертон] 均質な細長い金属棒を中央で U 字形に曲げ、そこに柄をつけたもの。純音に近い安定した音を出すので、周波数の標準として古くから使われている。音叉は多数の固有振動をもっているため、振動の与えかたによって発生する音の部分音の構成が変化する。まっすぐな棒の横振動に比べて、上音の周波数が基本音からはるかに離れているために、振動を与えてから非常に短い時間で、基本振動が大部分を占めるようになり、純音に近い音を出すことができる。また柄がついている部分の振動振幅が小

さいので、柄を手で持っても振動に対する影響は小さい。音叉の音の周波数安定性は、主として温度に關係する。鋼鉄製音叉の周波数の温度係数は $10^{-4}/^{\circ}\text{C}$ 程度である。温度係数を小さくするには、特殊合金を使用する。

オンサーガー Onsager, Lars 1903. 11. 27 - 1976. 10. 4
アメリカの物理学者。ノルウェーのオスロに生れ、チューリヒ連邦工科大学に学んだ後、1928年に渡米、1935年エール大学で博士号を取得した。1934年よりエール大学化学教室助教授、1945年以後は同大学のギブス記念理論化学教授となった。1931年に、線形非可逆現象の輸送係数を力学変数の揺動で表し、有名な相反定理を証明した。この業績に対し、1968年度ノーベル化学賞が与えられた。これと並ぶ業績は、強磁性体の二次元イジング模型について自由エネルギーの表式を近似なしに導き、二次相転移の存在(特に転移点における比熱の対数的発散)に対して厳密な数学的証明を初めて与えたことである(1944年)。このほか、超流動や超伝導に関し、密度行列の非対角線要素に長距離秩序が現れること指摘し(1956年)、渦や磁束が量子化されることを予言した(1949, 53年)、また、希薄強電解質溶液の電気伝導率(1927年)や有機性液体中の局所電場(1936年)についても批判的業績を残した。

オンサーガーの相反定理 [英 Onsager reciprocity theorem, 独 Onsagerscher Reziprozitätssatz, 仏 théorème d'Onsager, 露 теорема Онсагера] 不可逆過程の熱力学における輸送係数の対称性に関する定理であり、1931年 L. Onsager によって導かれた。巨視的体系の状態が示量変数 X_1, X_2, \dots, X_n で特徴づけられているとすると、熱力学的力はエントロピーを用いて $F_i = \partial S / \partial X_i$ で、熱力学的流量は $J_i = dX_i / dt$ で与えられ、平衡状態の近くでは

$$J_i = \sum_{j=1}^n L_{ij} F_j \quad (1)$$

という関係が成り立つ(\Rightarrow 不可逆過程の熱力学)。一般に外部磁場 \mathbf{H} がかけられているとすると、輸送係数 L_{ij} に対して相反定理

$$L_{ij}(\mathbf{H}) = L_{ji}(-\mathbf{H}) \quad (2)$$

が成り立つ。

この関係は次のようにして導かれる。平衡状態において体系の状態は平均的には一定であるが、微視的にはゆらいでいて状態変化を繰返している。力学法則の可逆性より、ある状態 A から他の状態 B に変化するすべは、それと同じ頻度で B から A への変化も起る。これを平衡状態における微視的可逆性とよぶ。平衡状態における示量変数 X_i の平均値を \bar{X}_i^0 とおき、それからのずれを $\delta X_i = X_i - \bar{X}_i^0$ とおくと、微視的可逆性は

$$\langle \delta X_i(t) \delta X_j(0) \rangle_{(\mathbf{H})} = \langle \delta X_j(t) \delta X_i(0) \rangle_{(-\mathbf{H})} \quad (3)$$

という形に表される。ここで $\langle \rangle_{(\mathbf{H})}$ は磁場 \mathbf{H} をかけた場合の平衡状態における平均値である。左辺と右辺の磁場が逆になっているのは、力学法則において時間反転は磁場の反転を伴うという事情による。時間微分をとると

$$\left\langle \frac{d}{dt} \delta X_i \cdot \delta X_j \right\rangle_{(\mathbf{H})} = - \left\langle \frac{d}{dt} \delta X_j \cdot \delta X_i \right\rangle_{(-\mathbf{H})} \quad (4)$$

が得られる。エントロピーを平衡状態からのずれの二次まで展開して、

$$S = S_0 - \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{1}{2} S_{ij} \delta X_i \delta X_j \quad (5)$$

とおき、ゆらぎ δX_i の消滅過程が不可逆過程の熱力学の式(1)と同じ形であると仮定すると

$$\frac{d}{dt} \delta X_i = - \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n L_{ij} S_{jk} \delta X_k \quad (6)$$

となり、

$$\left\langle \frac{d}{dt} \delta X_i \cdot \delta X_j \right\rangle_{(\mathbf{H})} = - \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n L_{ij} S_{jk} \langle \delta X_k \delta X_j \rangle_{(\mathbf{H})} \quad (7)$$

が得られる。さらに、平衡状態においてゆらぎの確率がボルツマンの原理によって $\exp(S/k)$ で与えられるとすると(k はボルツマン定数)、 $\langle \delta X_k \delta X_j \rangle_{(\mathbf{H})}$ は式(5)の右辺に現れる行列 S の逆行列で表され、式(7)は

$$\left\langle \frac{d}{dt} \delta X_i \cdot \delta X_j \right\rangle_{(\mathbf{H})} = - \frac{L_{ij}}{k} \quad (8)$$

となる。同様のことを式(4)の右辺に対しても行うと、式(2)の相反定理が導かれる。応用としては、多成分系中のある成分の拡散の流量 j と熱流 q は線形の範囲で

$$j = L_{11} \text{grad} \left(-\frac{\mu}{T} \right) + L_{12} \text{grad} \left(\frac{1}{T} \right) \quad (9)$$

$$q = L_{21} \text{grad} \left(-\frac{\mu}{T} \right) + L_{22} \text{grad} \left(\frac{1}{T} \right) \quad (10)$$

と表される。 μ, T はそれぞれ化学ポテンシャル、温度で、 $\text{grad}(-\mu/T)$ は拡散に対する熱力学的力、 $\text{grad}(1/T)$ は熱流に対する熱力学的力である。このとき、 $L_{12} = L_{21}$ が成り立つのである。なお、オンサーガーの相反定理は統計力学的な線形応答理論によっても証明することができる。

音叉発振器 [英 tuning fork oscillator, 独 Stimmgabeloszillator, 仏 oscillateur à diapason, 露 камертонный генератор] 音叉の振動を電気信号として検出し、これを増幅してから再び音叉に加えることによって、音叉の振動を持続させる装置をいう。振動数や時間の標準などに使われる。

音質 [英 sound quality, 独 Tonqualität, 仏 qualité sonore] 広い意味の電気、機械、光、音響伝送系(通信路はもとより、マイクロホン、スピーカーの電気音響機器、電子回路、記録媒体など)を経て再現された音の品質をいう。多くの場合、その品質に対する価値判断を伴って使われるが、それはまた音そのものに対する価値判断と同時に、その音をつくりだした伝送系の評価を意味することが多い。一般に音にはそれぞれ特有な音色があるが、音色は音質をも包含する一層広い概念と考えられる。普通には、「このバイオリンの音色は美しい」とはいうが、「音質がよい」とはいわない。音質を左右する要素は、伝送系の振幅周波数特性、ひずみ特性、位相特性、過渡特性などといわれているが、特に高級な音質を評価する場合は、測定とすべき要素に不明の点が多く残っている。

温室効果 [英 greenhouse effect, 独 Glashauseffekt, 仏 effet de serre, 露 оранжерейный эффект] 大気が可視領域の日射に対しては透明であるが、地表温度での熱放射(遠赤外線)に対しては不透明であるため、地表近くを高温に保つ効果。温室のガラスが同様の効果をもつことに由来する。地球の場合、太陽から受ける放射エネルギーは、大気を透過して地表面を加熱する。地表面はその温度(約 300K)に応じた熱放射を行っているが、それはそのまま宇宙空間に放出されるのではなく、大気中の水蒸気と二酸化炭素によっていったん吸収される。一方これらの気体は、より低い温度(約 250K)で宇宙空間に向けて熱放射を行う。このエネルギーがちょうど日射によって地球が獲得するエネルギーとつり合っているわけで、したがってもしも

地球が温室効果のある大気をもたなかったなら、地表面は 250 K になっていたであろう。金星は二酸化炭素の厚い大気(95atm)をもつので温室効果が著しく、大気の底の温度は 750 K に達する。近年、石炭や石油の燃焼による二酸化炭素の増加のため、温室効果が大きくなり、地表近くの気温が上昇することが懸念されている。現状から外挿すると 21 世紀前半には二酸化炭素は 2 倍になり、それによる温室効果の増大のみを考えれば、地表気温は平均で 2~3°C、極地方では数度も上昇すると推算されている。ただし、同時に産業活動の所産として大気中の微粒子が増加し、これが日射を散乱して気温を低下させる傾向も考えられる(⇒大気放射)。

音場 [英 sound field, 独 Schallfeld, 仏 champ sonore, 露 звуковое поле] 音波の存在する空間。音場の性状は、ヘルムホルツ方程式 ($\nabla^2 + k^2$) $\phi = 0$ の解として与えられる速度ポテンシャル ϕ によって記述される。実際の音場は、波面の形状によって平面波音場、球面波音場、円筒波音場などに、また音波の進行状態によって自由進行波音場、定在波音場、拡散音場などに区分される。また、音源からの距離によって近距離音場と遠距離音場に区分される。

音場校正(法) [英 sound field calibration, 独 Schallfeld Eichung, 仏 étalonnage de champ sonore, 露 калибровка звукового поля] 無響室などの自由音場においてマイクロホン感度を調べることをいい、音圧校正法に対する語。音場内にマイクロホンを置いた場合、マイクロホン本体による反射や回折効果によって振動膜に加わる音圧は、マイクロホンを置かないときの音場の音圧とは異なるが、感度としてはマイクロホンを置かないときの音圧 P [Pa] と、置いたときにマイクロホンに誘起される開放端子電圧 e [V] との比をデシベルで表示 (20log(e/p)) [dB] する。これを音場感度という(従来、JIS は 0dB を $1\text{ V} \cdot \mu\text{b}^{-1}$ としていた)。音場校正を行う場合にも、音圧校正の場合と同様に、電気音響変換の可逆則に基づいた相互校正法によれば、ほかに音響標準を使用することなくマイクロホンの絶対感度を知ることができる(⇒音圧校正(法), 相互校正(法))。

オンス [英 ounce, 独 Unze, 仏 once, 露 унция]

ヤード・ポンド法における質量もしくは容量の単位。

[1] 質量の単位。常用オンス、トロイオンス、薬用オンスの 3 種に分かれる。(1) 常用オンスは (1/16) 常用ポンドに等しく、約 28.350 g である。単位記号は oz または oz avdp であり、分量単位は (1/16) oz に等しい常用ドラムである。(2) トロイオンスは 20 ペニーウエイト、すなわち 480 グレーンに等しく、約 31.103 g である。貴金属の計量に用いられ、記号は tr oz である。イギリスではトロイオンスの単位としてはこの単位のみが用いられ、端数は十進法小数で表される。倍量単位は 12 トロイオンスに等しいトロイポンドである。(3) 薬用オンスは 8 薬用ドラム、すなわち 24 スクルーブルに等しく、480 グレーンであり、約 31.103 g に相当する。記号は oz ap。倍量単位は 12 薬用オンスに等しい薬用ポンドである。薬用オンスはイギリスで 1976 年に廃止された。

[2] 容量の単位。(1) イギリスでは (1/160) 英ガロン、すなわち (1/20) バイントに等しく、約 28.413 cm³ である。(2) アメリカでは (1/128) 米ガロン、すなわち (1/16) リクイドバイントに等しく、約 29.574 cm³ である。ともに正

式にはフルイドオンス(fluid ounce)といい、薬品用の単位である。記号は oz fl. 分量単位は(⇒ガロン)。

音声 [英 speech sound, 独 Sprache, 仏 son de voix, 露 речевое] われわれは言語を使って自分の意志を相手に伝えているが、言語は頭の中に内在する抽象的なものであって、音声や文字によって具象化することによって、初めて相手に伝えることができる。頭の中に内在する言語を、音波に変えるときの符号化の体系を音声とよぶ。また、一方では音響現象として、人の音声器官から発せられ言語情報を托された音、すなわち音声波を音声とよんでいる。くしゃみやせきなど、生理的現象として生じる無意志の音は音声とはよばない。言語は元来離散的な情報であるにもかかわらず、音声波はほとんど連続的な物理現象として表現されているのもひとつの特徴である。

音声合成 [英 speech synthesis, 独 Sprachsynthese, 仏 synthèse de voix, 露 синтез звука] 意味のあることば、あるいはそれを表す音声の単位として(そのことばを母国語とする人が)聴きとることのできるような音を、直接人の発声によらないでつくり出すことを音声の合成という。あらかじめ必要な単語音声や音節音声など音声単位を録音しておき、それらを選択編集する方法、あらかじめ音声波を分析して音声情報を抽出しておき、記録してある制御情報を選択利用する分析合成の方法、あるいは音声波を分析して得た情報を直接利用するのではなく、それらを組織化して一般的な変換法則を導いて合成を行う規則による合成などの方法がある。代表的な音声合成の方法を分類すると表のようになる。現在では、合成された音声の自然性に対

代表的な音声合成方式

録音編集方式	編集合成方式	純粋合成方式
単語単位編集	単音節編集	ボコーダー方式
	自然音声葉片編集	ターミナルアナログ方式
	合成音声葉片編集	声道アナログ方式 パーコール方式

応できる語いのかきさ、能力とが、対立する特徴として音声合成方式の選択の要点となる。

音声周波 [英 voice frequency, 独 Sprachfrequenz, 仏 fréquence vocale, 露 звуковая частота] = 可聴周波

音声処理 [英 speech processing, 独 Sprachbearbeitung, 仏 traitement de voix, 露 обработка речи] 通信内容としての音声を効率よく伝送、記録するためになされる音声波の分析処理、特徴抽出処理、および音声合成処理などの工学的、数学的処理をいう。

音声認識 [英 speech recognition, 独 Spracherkennung] われわれが、音声波を聴覚器官に受入れてから、音声の意味内容、発声者の発声意図を理解する、すなわち音声を認識する過程は複雑である。音声波の聴覚的な特性、音素などその言語の音声体系、音声の強調や抑揚の規則、言語の構文体系、言語の意味などのいろいろなレベルの知識が総合されての結果で、その全容は明らかでない。しかし、一般に音声認識といった場合は、機械による音声の自動認識をいう場合が多い。音声から、機械によりその意味内容を抽出する処理をいう。機械による音声の認識は、パターン認識の重要な一分野であり、1960 年ごろから活発に研究されている。すでに、語いを限定した単語音声認識は、音声入力装置として実用化されている。音声認識は、目的や条件に応じ、次のように分類される。(1) 単

語音声認識：認識の単位を区切って発音された単語とする。認識対象の語いを限定すると、音素の認識を省略して単語単位の特徴パラメーターにより、語いを識別することが可能となる。特徴パラメーターとしては、周波数スペクトラム、線形予測係数、相関関数などが使われている。認識の成功率を特徴パラメーター空間にフィードバックすることにより、話者ごとに単語の特徴パラメーターを学習することも行われている。(2) 連続音声認識：話者が連続して話す文音声は、単語ごとに区切られていないばかりでなく、その単語の出現位置によって発音が異なるのが普通である。したがって、連続音声の完全な認識には、その文の構造やことばの意味、会話の内容などの理解が不可欠である。これを簡化するため、あらかじめ話題を限定しておく、文音声に含まれる指示や質問のみを理解する音声認識システムも研究されている。(3) 話者の認識：音声を用いて、あらかじめ登録されている人の中からその発声者を識別する。同一の単語を用いる話者識別と、長時間の会話の特徴量を用いる識別法が研究されている。用いられる特徴パラメーターは、長時間平均スペクトル、線形予測係数、スペクトルパターンなどである。

音声分析 [英 speech analysis, 独 Sprachanalyse, 仏 analyse de voix, 露 анализ речи] 音声の特性、特に言語情報を伝えるうえの特徴を音声波から抽出すること。電子計算機が駆使される以前には、音声のスペクトル特性、特にそれらを特徴づけるホルマントおよびホルマント周波数が主役を務めていた関係で、音声のスペクトル分析、バンドパスフィルターによる音声成分の分析、基本振動数の抽出が主流であった。また、それらを巧妙に実施したソナグラフは著名であった。そしてこの流れは、電子計算機の活用によって高速フーリエ変換(FFT)に変わり、合成による分析法に基づいたホルマント振動数の抽出手法が考案された。最近は、スペクトルの概念を間接的にしか使わない音声の特徴パラメーターの抽出技術、いわゆる線形予測、または偏自己相関(パーコール)による分析が開発され、極めて有効な音声波情報処理手法として定着している。

音線 [英 sound ray, 独 Schallstrahl, 仏 rayon sonore, 露 звуковой луч] 進行音波の波面に垂直な線。音線は音の進行経路を表すもので、複雑な境界条件や音速分布があるときの音の伝搬問題を取扱うときに使われている。特にオーディトリウムの音響設計において、室の形状、反射面や吸音面の配置などを決定するために、反射音線図を作成する方法が広く利用されている。

音像定位 [英 auditory lateralization, 仏 localisation auditive, 露 локализация звукового образа] 音を聴いたとき音源の空間位置や方向を定めること。頭内定位と頭外定位とがあり、前者は音源の方向、位置が頭の正中間の右にあるか左にあるかを定めることであり、後者は音源の方向と距離を決めることである。頭内定位は普通、受話器あるいは骨導受話器を用いた場合、または音場聴取でも頭部を固定した場合のみに限られている。

音速 [英 sound velocity, 独 Schallgeschwindigkeit, 仏 vitesse du son, 露 скорость звука] 音波(広義には弾性波)が媒質中を単位時間に伝わる距離を音速または音速度という。これには位相速度と群速度とがあるが、位相速度が振動数によらない範囲では、位相速度と群速度は等しい。位相速度は音波の位相の伝搬速度で、音波長と振動数

の積として表される。普通、音速といえば位相速度をさす。

無限媒質中の音速は媒質に固有の物質定数であるが、温度、圧力、そのほかの条件によって変化する。気体と液体では縦波(疎密波)だけが伝播し、媒質の密度 ρ 、断熱体積弾性率 K 、断熱圧縮率 $\beta (=1/K)$ を用いて、音速 c は次式で与えられる。

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}} = \sqrt{\frac{1}{\beta \rho}}$$

特に、理想気体では、平衡状態の圧力を p 、定圧比熱と定積比熱の比を γ とすると

$$c = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$$

となる。気体の p と ρ は比例するから、 c は p によらない。しかし、温度によって変化する。絶対温度を T 、1mol 当りの気体の質量を m 、気体定数を R とすると

$$c = \sqrt{\frac{\gamma R T}{m}}$$

となる。一般に、媒質が流体の場合、その圧力 p と密度 ρ との関係を表す状態方程式がわかっているれば

$$c^2 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_S$$

である。ここで添字 S は断熱状態を表す。

固体中では縦波のほか横波(ずり波)が伝搬でき、さらに、条件によっては両者が混合した弾性波が存在する。これらの波動に伴う媒質の変形に関する弾性率を M とすると、一般に

$$c = \sqrt{\frac{M}{\rho}}$$

である。無限の等方性固体中では、縦波音速 c_l と横波音速 c_t が存在し、縦波弾性率 E (弾性率テンソル成分 c_{11} と同じ)、剛性率 G (弾性率テンソル成分 c_{44} と同じ) を用いて $c_l = \sqrt{E/\rho}$ 、 $c_t = \sqrt{G/\rho}$ となる。異方性固体中では、特定の軸方向(純粋モード軸)には純粋の縦波と横波が伝播しうるが、一般の方向には純粋でない準縦波、準横波が伝播し、波のエネルギーの伝播方向も波面に垂直とは限らない。いくつかの純粋モード軸について音速を決める弾性率を表に示す。境界のある媒質では、無限媒質中とは異なる

結晶系	音波の 伝播方向	モード (変位方向)	関係する弾性率
立方晶系	[100]	縦波	c_{11}
		横波	c_{44}
	[110]	縦波	$(c_{11} + c_{12} + 2c_{44})/2$
		横波 (z 方向) (xy 面内)	c_{44} $(c_{11} - c_{12})/2$
	[111]	縦波	$(c_{11} + 2c_{12} + 4c_{44})/3$
六方晶系	[001]	横波	$(c_{11} - c_{12} + c_{44})/3$
		縦波	c_{33}
	[100]	横波	c_{44}
		縦波	c_{11}
		横波 (z 方向)	c_{44}

モードの弾性波が境界に沿って伝播し、その多くは振動数(または波長)によって位相速度が変化する分散性の波である。半無限固体の表面を伝わるレイリー波は非分散性であるが、ラブ波や、板を伝わるラム波、棒を伝わる弾性波な

どには多くのモードがあり、いずれも分散性である。音波長より十分に細い棒(針金)を伝わる縦波の音速 c_0 は、ヤング率を Y として $c_0 = \sqrt{Y/\rho}$ である。棒が太く、あるいは音波長が短くなると、位相速度の大きい高次モードが現れる。これらの分散性弾性波の位相速度は極めて大きくなることもあるが、その群速度は無限媒質中の縦波音速を超えることはない。

音速の測定法としては、既知の振動数で音波長を測る方法と、既知の距離で伝播時間を測る方法とがある。音速から弾性率を求める方法は、静的に弾性率を測る方法より、容易に高精度が得られることから、物性測定分野で広く用いられている。

無限媒質中の音速は、普通は振動数によらないことが多いが、媒質内部に弾性率に寄与する緩和機構があると、その緩和周波数の付近で音速や吸収が変化する。これらについての議論は音波物性や分子音響学の分野における主要なテーマのひとつである。

オン族 [英 -on] ⇨ 準粒子

温帯低気圧 [英 extratropical cyclone, 独 Zyklone der gemäßigten Zone, 仏 cyclone de la zone tempérée, 露 внетропический циклон] 中緯度対流圏の大気中に生じる気象現象。単に低気圧、または移動性低気圧ということもある。地表付近に前線が形成され、前線に沿って降水が生じるので、中緯度の天気変化の主な原因になっている。1920年代の初期に、ノルウェーの J. Bjerknes のグループが、気象観測データの解析によって、温帯低気圧の地上付近の構造を明らかにした。図1は、温帯低気圧の発達に伴

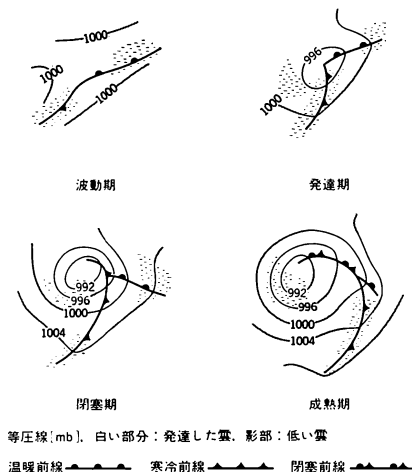


図1

って、前線付近の雲の分布がどのように変化していくかを示したものである。この図は、気象衛星の写真をもとにしているが、地上における気象観測をもとにした Bjerknes の結果とよく一致している。図1の時間間隔は約12時間である。発達初期には、低圧部の中心から西側に寒冷前線、東側に温暖前線が形成される。前線付近では上昇気流が生じ、その下では天気が悪い。前線の配置は低気圧の発達に伴って、図1のように変化する。同時に、システム全体が1日に1000kmほどの速度で西に移動する。Bjerknes

は、前線の存在によって低気圧が発生すると考えたが、前線は原因ではなくて結果であることが、1940年末に、アメリカの J.G. Charney, イギリスの E.T. Eady の理論的研究によって明らかにされた。彼らの理論によれば、温帯低気圧は、偏西風内に生じる傾圧不安定によって説明される。傾圧不安定とは、回転する密度成層流体中に生じる流体力学的な不安定現象である。図2は、実験室内で得られ

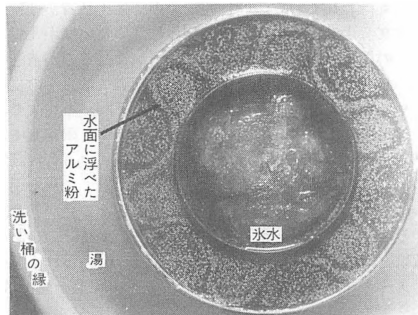


図2

た傾圧不安定の一例を示している。鉛直軸のまわりを回転する同軸の二重円筒容器に流体を満たし、外側の円筒と内側の円筒の外壁の温度を異なる値に保つ。容器の回転数、温度差、流体の物性定数が適当な値であれば、水面の流れは図2に示すように規則的に蛇行する。これほど規則的ではないが、実際の気象中でも、対流圏上部の偏西風は同様の蛇行をしている。蛇行が低緯度側にふくらんだ部分が周囲より低圧であり、その下層で前線が形成される。ただし、東西方向の気温分布によって、最低気圧の位置は、上層に比べて下層ほど東側にずれていく。また、蛇行が北側にふくらんでいる部分は周囲より高圧になり、移動性高気圧とよばれる。したがって、温帯低気圧と移動性高気圧は同じ現象の異なる側面と考えるべきである。

偏西風の傾圧不安定によって生じる大気擾乱(温帯低気圧と移動性高気圧)は対流圏の大気大循環の柱で2つの重要な役割をはたしている。ひとつは、大気(自転軸のまわりの)角運動量を中緯度に集中させ、偏西風を維持させる役割、もうひとつは、熱を低緯度から高緯度に運んで、対流圏の南北方向の気温差を小さくする役割である。

温度 [英 temperature, 独 Temperatur, 仏 température, 露 температура] 熱が1つの物体から他の物体へ移動する傾向の強さを指示する尺度。もともと温度は、熱い、冷たいといった人間の感覚的概念から出発したものであるが、これは人間の皮膚に相対的に、熱の移動の強さを表すものであって、このような感覚的要素を排除して計量化したものが温度である。しかしアルコール温度計、水銀温度計など、物質の体積に比例して目盛られた温度は、その計量に使用された個々の物質の熱膨張特性に関係している。温冷の感覚に個人差があるように、温度にも計量に使用される物質によって違いが出てくる。指示物質の特性に関係しない温度が絶対温度である。この温度スケールに従うことによって、たとえば物質による熱膨張の違いを比較したり、違いの出る理由を明らかにすることが可能になる。

熱力学では温度は、数学上のことばでいえば、積分因数の逆数である。すなわち、ある平衡系へ温度 T の熱源か

ら可逆的に流れ込んだ無限小の熱量 $d'Q$ は全微分ではないが、それを温度 T で割ったもの、すなわち $d'Q/T$ は全微分である。この全微分が系のエントロピーの無限小変化である。

気体運動論では、温度は分子の並進運動のエネルギーと比例関係にある。このため、重心の静止した気体における分子の運動を熱運動という。温度はこの熱運動の激しさを指示する尺度である。

統計力学における温度を理想系について述べると、分子のエネルギー準位 ϵ_i に分配される分子数はボルツマン因子 $\exp(-\epsilon_i/kT)$ に比例する (k はボルツマン定数)。温度は分子の平衡分布を決めるパラメーターである。温度が高くなるにつれて、分子は高いエネルギー準位に分布するようになる。

温度グリーン関数 [英 temperature Green function, 独 Greenfunktion der Temperatur, 露 температурная функция Грина] \Rightarrow グリーン関数

温度計 [英 thermometer, 独 Thermometer, 仏 thermomètre, 露 термометр] 温度を測るための測定器。いろいろな種類のものがあり、測定する温度範囲や使用目的によって適するものを選んで測定が行われている。液体封入ガラス温度計、抵抗温度計、熱電温度計、サーミスター温度計、圧力温度計・バイメタル温度計、放射温度計、光高温計、二色温度計、光電高温計、雑音温度計、気体温度計、磁気温度計などがある。

このほかの温度計として、トランジスターのベース・エミッタ間電圧の温度による変化を利用したトランジスター温度計および、それを IC 化した IC 温度センサー、水晶振動子の共振周波数の温度変化を利用した水晶温度計、核四重極共鳴現象の共鳴吸収周波数の温度変化を利用した NQR 温度計、音波の伝搬速度の温度変化を利用した超音波温度計、コレステリック液晶の発色温度を利用した液晶温度計などがある。

温度係数 [英 temperature coefficient, 独 Temperaturkoeffizient, 仏 coefficient de température, 露 температурный коэффициент] 広義には、温度によって変化する物理量の変化の度合を示し、数学的には温度についての偏微分係数で表される。しかし、通常は、狭義に、原子炉の反応度について使うことが多く、温度 1K 上がるごとの原子炉の反応度の変化を温度係数という。反応度の温度係数は原子炉の安全性に関わる重要な量であって、これが負であれば原子炉の出力が増大し温度が上昇すると反応度が下がることになる原子炉が暴走するおそれが少なくなる。反応度の温度効果は大別すれば、(1) 巨視的断面積、中性子拡散係数、フェルミ年齢などの温度変化に基づく核的温度係数、(2) 密度の温度変化に基づく密度温度係数、(3) 容積の温度変化に基づく容積温度係数、の 3 つに分けられる。一般に密度は温度上昇とともに減少するので密度温度係数は負になる。しかし容積が増大するとバックリングが減少するので容積温度係数は一般に正の値となるが、幸いその値は他に比べて小さい。反応度の温度効果で重要なのは、核燃料の温度変化による共鳴吸収へのドップラー効果と液体減速材の熱膨張による効果の寄与などである。

温度勾配 [英 temperature gradient, 独 Temperaturgradient, 仏 gradient de température, 露 температурный градиент] \Rightarrow 温度分布

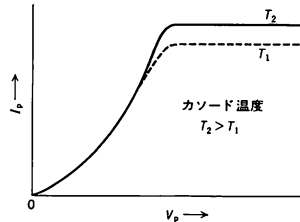
温度勾配不安定性 [英 temperature gradient instabil-

ity, 独 temperaturgradienter Instabilität, 仏 instabilité par gradient de température] \Rightarrow 密度勾配不安定性

温度散漫散乱 = 熱散漫散乱

温度ジャンプ法 [英 temperature jump method, 仏 méthode de saut de température, 露 метод температурного скачка] 反応速度が 10 nsec~1 sec にわたる可逆的化学反応を研究する方法。特に速い反応の研究に有力である。温度を急激に変化させた後に、反応物質の濃度や特定の物理量の変化を追跡する。1960 年ごろ、ドイツの物理化学者 M. Eigen らによって開発された。生体系、特に酵素反応速度の研究に盛んに応用されている。一般に、化学平衡にある系について、温度、圧力、電場などの外部因子のひとつを段階的に変化させると、平衡がくずれて系は新しい平衡状態に向かって移行する。この緩和過程を解析する方法を緩和法あるいはジャンプ法という。この方法には、温度ジャンプ法のほかに圧力ジャンプ法、電場ジャンプ法、pH ジャンプ法などがある。温度上昇の方法としては、10⁴ V 程度の高電圧パルスを少量の反応液に加え、ジュール熱によって約 5°C の温度上昇を 1 μ s 以内に起す装置などが考案されている。反応系の物理量の変化は分光光度計や蛍光光度計などを用いて、通常オシロスコープ上で追跡し記録する。

温度制限電流 [英 temperature-limited current, 独 temperaturbegrenzter Strom, 仏 courant à température limitée, 露 температуроограниченный ток] 二極管において、カソードをある温度に加熱して熱電子を放出させ、プレート電圧 V_p を 0 からしだいに上げていくとプレート電流 I_p は図に示すように V_p のある値までは V_p とともに



増加するが、それ以上 V_p を増加させても I_p は増加することなく一定値を保つ。すなわち飽和する (正確にはわずかな傾斜で増加する、 \Rightarrow ショットキー効果)。この飽和電流の値はリチャードソン-ダッシュマンの式

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right)$$

によって表され、カソードの温度 T によって決る。それゆえ、この飽和電流のことを温度制限電流という (\Rightarrow 熱電子放出)。

温度測定 [英 temperature measurement, 独 Temperaturmessung, 露 измерение температуры] 温度を測ることをいう。測定には温度計が用いられ、その単位 (\Rightarrow 温度の単位) はケルビン (単位記号 K) またはセルシウス度 (単位記号 °C) で表される。温度差測定も通常 温度測定とよんでおり、温度差の単位も、温度と同じケルビンまたはセルシウス度である。接触式の温度計は、温度計の感温部と測定対象とが熱平衡の状態で、測定対象の温度を正しく指示するようにつくられている。実際の測定では、この条件は満たされにくくそのことが原因して測定誤差を生じやすい。温度測定では、このような原因による誤差を、その

現象別に、熱伝導誤差、応答遅れによる誤差などという。この2つの誤差は、前者が温度計内の熱の流れによる誤差、後者が温度計感温部温度の追従性が原因する誤差をさしており、温度測定における誤差の代表的なものである。これらの誤差は、温度計の熱容量や熱伝導、測定対象の熱容量、熱伝導、温度計と測定対象との熱接触などの各種の測定条件に左右される。熱放射を利用した温度計は、測定対象が黒体の場合に測定対象の温度を正しく指示し、非黒体の物体の温度測定では放射率補正を必要とする。実際の温度測定では、このような正しい温度の指示が必要な場合と、正しい温度が厳密に指示されなくても目的が達成される場合とがある。物理現象の解明のための熱力学温度の測定や、熱物性定数を求めるための温度測定などが前者に属し、後者には、体温測定や、生産工程での測定などのような、測定対象の監視、診断、管理を目的とする測定が属する。温度計と測定対象との熱平衡状態を得るには、測定対象自体が熱平衡状態であることが要求されるが、後者の測定では、測定対象自体の熱平衡状態は必ずしも必要ではなく、同じ温度分布が再現されれば測定の目的が達せられるのが特徴である。この2つの温度測定は、前者が温度値を得ることとを目的としているのに対して、後者は測定された温度と相関関係にある健康状態の診断や製品の品質の管理などを目的としており、測定目的も大きく異なる。

温度定点 [英 fixed point of temperature, 独 Temperaturfixpunkt, 仏 repère thermométrique, 露 реперная основная точка] 化学的に安定な物質で、いくつかのパラメーターを決めることにより常に定まった温度を示す転移温度を温度定点という。一般には、同位体や不純物などの影響の少ない転移点が用いられる。たとえば、金属の液相・固相転移点(凝固点)、簡単な分子構造の液相・気相転移点(沸点、凝縮点)、液相・気相・固相の平衡状態(三重点)などが多い。温度定点は、その重要度から次のように使い分けされている。

(1) 熱力学温度の定義定点: 熱力学温度の単位ケルビン(K)の大きさを決めるための温度定点で、「大洋の水と同じ同位体組成をもつ水の三重点」をいう。国際単位系では、この定点の熱力学温度の $1/273.16$ を 1K と定義している。

(2) 国際実用温度目盛の定義定点: 国際実用温度目盛は、熱力学温度に最も近い目盛であり、いくつかの温度定点(定義定点という)とその温度値、補間計器および補間公式で構成されている。現在用いられている「1968年国際実用温度目盛」では、付録の表に太字で示す定義定点を用いられている。

(3) 二次基準点: 国際実用温度目盛では、定義定点のほか、使用上の便利さを確保するためにいくつかの温度定点を二次基準点としている(付録の表に下線付で示す)。

(4) 参照点: 「1976年 0.5K - 30K 暫定目盛」(Échelle Provisoire de Température de 1976 entre 0.5K et 30K , 略して EPT-76)に使用されている温度定点。EPT-76は熱力学的内挿計器を用いて実現されるため、これらの計器を校正するためにいくつかの参照温度が必要となる。このための温度定点が参照点であり、表に示す11点である。

(5) 一次定点: 国際実用温度目盛の初期(1960年以前)に用いられていた用語であり、現在の「定義定点」に相当するものである。ITS-48-1960年修正版以後では使用されていない。

EPT-76の参照点

カドミウムの超伝導転移点	0.519 K
亜鉛の超伝導転移点	0.851 K
アルミニウムの超伝導転移点	1.1796 K
インジウムの超伝導転移点	3.4145 K
ヘリウム(^4He)の沸点 (101 325 Pa)	4.222 1 K
鉛の超伝導転移点	7.1999 K
平衡水素の三重点	13.804 4 K
平衡水素の沸点 (33 330.6 Pa)	17.037 3 K
平衡水素の沸点 (101 325 Pa)	20.273 5 K
ネオンの三重点	24.559 1 K
ネオンの沸点	27.102 K

温度の存在定理 [英 existence theorem of temperature, 仏 théorie d'existence de température, 露 теорема существования температуры] \Rightarrow 熱力学第0法則

温度の単位 [英 units of temperature, 独 Einheiten der Temperatur, 仏 unités de température, 露 единицы температуры] 温度を測るための基準は、古くは、いくつかの温度定点に適当な値を付与した後その中間を特定物質(空気、水、アルコールなど)の熱膨張に応じて補間するといった内容のものであって、普遍性を欠いていた(温度定点の個数だけを比べても、G. D. Fahrenheit は3, A. Celsius (\Rightarrow セルシウス)は2, R. A. F. Réaumur は1と、まちまちであった)。19世紀半ば、Kelvin 卿(\Rightarrow ケルビン)は、N. L. S. Carnot (\Rightarrow カルノー)の考えに立脚し、物質の個別的性質から独立した基準としての熱力学的な温度目盛を提唱した。ただし Kelvin 卿は、Celsius 以来の伝統を尊重して、氷点と水の沸点との間隔に100という値を与えたので、氷点と絶対零度との間隔の値は実験に依存することになった。現在の国際単位系(SI)は、熱力学温度の単位を基本単位の1つにあげ、その名称をケルビン(単位記号はK)と定め、温度定点として水の三重点ただ1つを採用し、「ケルビン」は、水の三重点の熱力学温度の $1/273.16$ である」としている。各種の温度基準について、SIの立場から述べる。

(1) SI基本単位: ケルビン(K)。

(2) SI組立単位(\Rightarrow 国際単位系, 組立単位): 熱力学温度 T (単位はK)から、式 $t = T - T_0$, $T_0 = 273.15\text{K}$ を介して導き出される温度 t を、セルシウス温度とよび、その単位をセルシウス度($^{\circ}\text{C}$, 日本の計量法では度)とよぶ。単位の大きさに関しては $1\text{K} = 1^{\circ}\text{C}$ である。

(3) SI単位の10の整数乗倍(\Rightarrow SI接頭語): SI単位にSI接頭語を添えた形で構成される単位のうち、ミリケルビン(mK) $= 10^{-3}\text{K}$, マイクロケルビン(μK) $= 10^{-6}\text{K}$ の2つが、計量法にあげられているが、国際標準化機構の規格ISO 1000 には、どちらもあげられていない。

(4) その他: 華氏(カ氏)度, 列氏度, ランキン度は, SIとは全く無関係であり, ISO 1000でも無視されている。計量法は、その施行法で華氏度を認めていたが、先年それを除外した。

(5) 温度差の単位: 温度差の単位は温度の単位と区別されるべきだとの考えがかつてあり、前者に特に deg の記号をあてたこともあるが、国際的には、考えも記号も効力を失った。そこで、温度差は K , $^{\circ}\text{C}$ のいずれで表してもよいのであるが、日本工業規格 JIS Z 8710(1980年)は「温度を K で表すときには温度差も K で、温度を $^{\circ}\text{C}$ で表すときには温度差も $^{\circ}\text{C}$ で」との方針を勧奨している。

(6) 温度の実用基準: 1927年以来的国際的な研究や協

議の成果が、「1968年 国際実用温度目盛 1975 年版」にまとめられている。

温度波 [英 thermal wave, 独 Wärmewelle, 仏 onde thermique, 露 тепловая волна] = 第二音波

温度分散 [英 temperature dispersion, 独 Temperaturdispersion, 仏 dispersion de température, 露 дисперсия температуры] 粘弾性を表す量である複素弾性率や緩和弾性率では、変数である角周波数 ω または時間 t がそれぞれ緩和時間 τ と $\omega\tau$ または $1/\tau$ の形で結びついている。 τ は温度の関数なので、温度を一定にして ω や t を変えても、また ω と t を一定にして温度すなわち τ を変えても、結果は同等になる。そこで温度一定で周波数または時間を变化させたときにこれらの量に現れる分散を周波数(時間)分散というのに対して、測定周波数または時間を一定にして温度を变化させたときに現れる分散を温度分散という。緩和時間 τ は一般に温度とともに減少するので、 ω が増加(t が減少)することは温度が低下することに対応する。 τ の温度依存性は非常に強いので、温度をわずかに変えても周波数かなり変えたことに相当する。高分子物質には種々の機構による分散が存在するので、これらの分散の現れる周波数域の目安をつけるためには温度分散の実験を行うことが有利である。その際現れる各分散に対して、高温側から $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ 分散と名づける命名法が慣習的に行われている。しかし温度を変えるので高分子物質の熱力学の状態も変化する。したがって温度分散にはこの効果が影響することに注意する必要がある。このため、たとえば周波数分散で観測される損失弾性率の極大が現れる温度周波数位置は、温度分散で観測される極大のそれと一般には一致しない。

温度分布 [英 temperature distribution, 独 Temperaturverteilung, 露 распределение температуры] 対象物の内部や表面または空間の温度の場所的な変化を表す分布を温度分布といい、この温度の分布が系統的な傾きをもつ場合には、その傾きを温度勾配という。系内に熱の流れがなければ、温度は、その系内では一様で、場所的には差がなく、温度分布が一様な状態はこのような状態を意味する。これに対して、温度勾配をもつ状態では、必ず系内に熱の流れを生じている。

温度放射 = 熱放射

温度補償用コンデンサー [英 temperature-compensating capacitor, 独 Temperatur ausgleichender Kondensator, 仏 condensateur à température compensée, 露 термкомпенсирующий конденсатор] ⇨ 酸化チタンコンデンサー

温度目盛 [英 temperature scale, 独 Temperaturskala, 仏 échelle de température, 露 температурная шкала] 温度を数値で表すための尺度。現在の温度測定は、究極的には、熱力学温度の単位ケルビンまたはセルシウス温度の単位セルシウス度を基準として(すなわち、単位の何倍に当たるかの数値を示すことによって)行われるので、温度目盛という考えは本質的には不必要になっている。しかし、示強変数の1つである温度は、単位によってではなく目盛によって表されるべきだという考えも可能であるし、歴史的には、温度は高低の「順位」で表されるべきだという考えが強かったので、従来、ファーレンハイト目盛、セルシウス目盛、百分(centigrade)目盛、レオミュール目盛、熱力学目盛、ランキン目盛などのよび方が広く行われていた

(それらに対する現在の扱いについては、⇨華氏度、セルシウス度、列氏度、ケルビン、ランキン度)。

一方、ケルビンまたはセルシウス度を単位とする(定義どおりの)温度測定を正確かつ精密に実行することは、必ずしも簡単ではないから、特定の物質の特定の物性に依拠する温度目盛を設定して、その目盛で測った結果の数値がケルビン単位またはセルシウス度単位での数値と十分よく合致するように協約することがある。その種の協約のうち権威が最も高いのは「国際実用温度目盛(IPTS-68)」であるが、それに準ずるものとして「0.5 K~30 K 暫定温度目盛(EPT-76)」も利用されている(⇨国際実用温度目盛, 温度定点)。

音波 [英 sound wave, 独 Schallwelle, 仏 onde sonore, 露 звуковая волна] 一般に、気体、液体および固体中の弾性波を総称して音波という。音波は反射、屈折、干渉、回折など波動についてのすべての性質を示し、また媒質の種類および波動の形態に応じた伝搬速度をもっている。気体および液体中では、媒質の振動方向が波動の伝搬方向に平行な縦波の形態をもった音波だけが存在する。これに対して、固体中の音波は縦波のほかは横波の形態も持っている。普通に音波というときには、空気中の音でその周波数が人間の聴覚によって音として感ずる範囲にあるものをいうことが多い。可聴周波数以上の音波を超音波、可聴周波数以下の音波を超低周波音とよんで、狭い意味での音波と区別することがある。

温排水(原子炉の) [英 thermal pollution, 独 Wärmebelastung, 露 тепловое загрязнение] 海岸立地の発電用原子炉では通常二次冷却水として海水が使用され、一次冷却材との熱交換の結果約7°Cほどの温度上昇を受けて海に放出される。これが周辺海域に及ぼす影響という観点から温排水ときには熱汚染などとよばれる。その広がりは放出水の運動量、周囲水との温度差、潮流・水送流などによる移流、水域の拡散特性、大気への放熱などにより変動する。これらを考慮して二成層モデルなど数理モデルを用いて水温分布が計算予測される。また実測は通常の測温法のほか赤外線リモートセンシング法などにより行われる。温排水の影響範囲の目安として1°C以上の水温上昇を受ける水域の広がりを用いることが多い。たとえば放出時温度差約7°C、放出量約100t・s⁻¹の表層放出の場合の観測で約5km²程度の広がりである。海産生物への影響は有益、有害の両面があり単純ではない。また利用としてエビや魚の養殖なども行われている。

音波回折 [英 acoustic diffraction, 独 Schallbrechung, 仏 diffraction acoustique, 露 дифракция звука] ⇨ 回折

音波拡散 [英 sound diffusion, 独 Schalldiffusion, 仏 diffusion acoustique, 露 диффузия звука] 大きな室内のように閉じた空間の中の音波が存在すると、音のエネルギーが室内すべての点で一定であり、音のエネルギーの移動がすべての点においてあらゆる方向に一律に起るような音波の状態をいう。理想的な音波拡散の状態を実現することは非常に困難であるが、室の音響特性を取扱う残響理論などの基礎になる概念として重要である。

音波干渉 [英 acoustic interference, 独 akustische Interferenz, 仏 interférence acoustique, 露 интерференция звука] ⇨ 干渉

音波吸収 [英 sound absorption, 独 Schallabsorption, 仏 absorption de son, 露 поглощение звука] 音波が媒

質中を伝搬するにつれて、その振幅や強さが減衰する原因として、球面波のように音の波面が広がることによる拡散減衰、不均質媒質中での音の散乱による減衰のほか、音のエネルギーが媒質中で熱エネルギーとして失われることによる減衰があり、後者を音波吸収という。平面音波について、ある点での音の振幅を P_0 、強さを I_0 とすると、そこから距離 x の点における振幅 P と強さ I は

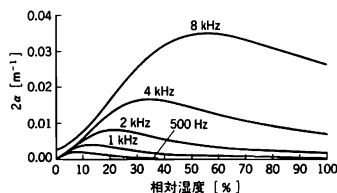
$$P = P_0 e^{-\alpha x}, I = I_0 e^{-2\alpha x}$$

となる。ここで、 α は単位長さ当りの振幅の減衰を表し、吸収係数という。距離 x における振幅の減衰は αx neper であるという、デシベルで表すと

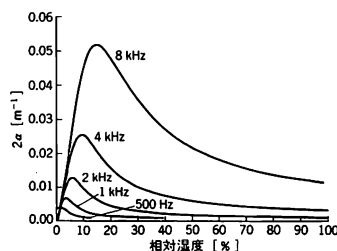
$$20 \log_{10} \left(\frac{P}{P_0} \right) = 10 \log_{10} \left(\frac{I}{I_0} \right) = -8.68 \alpha x \text{ [dB]}$$

である。なお、この α は吸音率とは異なる。

気体や液体中における音波吸収は古典吸収と分子吸収に大別できる。前者は主としてずり粘性と熱伝導によるもので、音の振動数の二乗に比例し、わずかながら温度に依存する(アルゴン、ヘリウムなどの不活性気体や水銀のように熱伝導のよい液体ではこの種の吸収が支配的である)。一方、分子吸収は媒質分子の緩和現象によって生じる吸収で、たとえば、空気では O_2 および N_2 分子の振動緩和現象に伴う吸収が主要なものである。これは古典吸収より大きく、振動数、温度、湿度に大きく依存する。図に空気の音波吸収を示した。



a. 温度 0°C



b. 温度 20°C

気体や液体の緩和吸収の研究は超音波領域で行われることが多く、上記以外にも種々の緩和機構があり、これらの研究は分子音響学の主要な分野となっている。固体媒質ではさらに多くの吸収機構がある(⇒超音波緩和、音波物性、吸収)。

音波屈折 [英 sound refraction, 独 Schallbrechung, 仏 réfraction de son, 露 преломление звука] ⇒ 屈折
音波減衰 = 音の減衰

音波散乱 [英 sound scattering, 独 Schallstreuung, 仏 diffusion de son, 露 рассеяние звука] ⇒ 散乱

音波反射 [英 sound reflection, 独 Schallspiegelung, 仏 réflexion de son, 露 отражение звука] ⇒ 反射

音波物性 [英 acoustical properties of materials, 独 akustische Eigenschaften von Materialien, 仏 propriétés acoustiques de la matière, 露 акустические свойства веществ] 音波の速度や吸収などの伝搬特性から得られる媒質の物性。音波はあらゆる物質中を伝搬し、その中の分子、原子、電子などのマイクロおよびマクロな過程と相互作用するため、音波物性はほかの多くの物性分野とも関連が深い。古くは 17 世紀に I. Newton が空気中の音速を予想したが、近代的な音波物性学は、1925 年に G. W. Pierce が超音波干渉計をつくって気体中の音速分散を測定したことに始まる。測定技術の進歩に伴い、気体から液体、固体へと進み、周波数範囲も現在では数 Hz から数百 GHz にまで広がっている。

音速と吸収はそれぞれ媒質の弾性または圧縮率と粘性を直接に反映しているが、それらの周波数依存性や、その温度、圧力などによる変化は媒質内で生じる動力学的な過程についての情報を教えてくれる。多原子分子気体中の吸収の主な原因は分子の振動緩和と回転緩和である。音波によって変動する並進エネルギーと分子内振動・回転エネルギーとの間の平衡遅れのため、その過程の緩和周波数の付近で音速分散と吸収変化が起る。これから振動・回転励起確率が求まる。液体では、振動緩和、回転異性化反応、会合解離やプロトン移動などによる化学反応、臨界現象、高分子溶液の粘弾性などが音波吸収の原因となる。気体、液体の音波物性学は分子を対象とすることから分子音響学ともよばれる。

固体の場合は非常に多くの機構が吸収に関与する。代表的なものは、結晶粒子による散乱、ヒステリシス、熱弾性効果、熱緩和、分子結晶中の共鳴吸収、フォノン散乱、転位や点欠陥、弾磁性体や強誘電体中の分域壁の移動や転移、半導体や金属中の伝導電子による吸収などである。このほか、電子スピンや核スピンとの相互作用による音波常磁性共鳴、音波核磁気共鳴などもある。

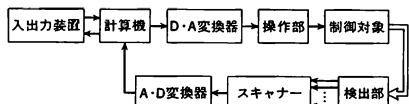
測定手段は適用される周波数域によってさまざまな方法がある。低周波から順に挙げると、付加慣性法、強制振動法、共振法、残響法、超音波干渉計、共鳴法、超音波パルス法、ブラッグ反射法、ブリルアン散乱法、マイクロ波空洞共振器を用いる方法、熱バルス法などがある。

音波放射 [英 sound radiation, 独 Schallstrahlung, 仏 projection du son, 露 излучение звука] ⇒ 放射

オンライン [英 on-line, 独 an das übrige System angeschlossen, 仏 connecté à l'ordinateur, 露 централизованно] 主システムと電子的に接続されている装置の状態、または主システムから直接制御を受ける装置の状態、情報の転送に人手の介入を必要としないため、伝送されたデータの処理を直ちにを行い、その処理結果を次の処理に反映させた場合に用いる。物理実験など実験端末装置で得られたデータの処理結果によって、実験装置のパラメータを変更し、最良の状態を求める場合などに用いられる。直結ともいい、オフライン(非直結)の対語。

オンライン制御 [英 on-line control, 独 „on-line“-Steuerung, 仏 commande en ligne, 露 управление от центрального процессора] 制御系の構成要素として電子計算機を用いること。最適制御、適応制御、学習制御などを実際のプロセス制御などに適用する場合の制御装置として電子計算機が用いられる。最近ではこの目的のために複数台の電子計算機でネットワークを組み機能分割で使用す

る分散処理方式から、一台の計算機で多数の制御装置の機能をタイムシェアリング方式で制御する方式まで多種にわたっている。いろいろな計算機制御の中で最も簡単な形の計算機制御が DDC と通常いわれる方式である。DDC とは直接デジタル制御(direct digital control)の略で、基本的構成を図に示す。アナログ・デジタル変換器、ディジ



タル・アナログ変換器、スキャナといった周辺装置とともに電子計算機が制御ループのなかに入り調節部の役割をして操作部を動かす閉ループを構成する(⇒自動制御)。

オンライン測定 [英 on-line measurement, 独 „on-line“-Messung] 計測器と電子計算機を結合して、データの収集や処理をはじめ、測定条件の設定、測定手順のスケジュールにしたがった実行などを自動的に行うのがオンライン測定である。多数のセンサーないし計測器を使う大規模な測定、短時間の過渡現象の解析、長期間を要する測定、極端条件下での測定などに適している。また、人手を介することなく測定結果が得られるので個人誤差が除かれ、環境条件の変動の影響を自動的に除去することもできるので、よい精度が得られる。物理計測では測定量がアナログ量であることが多く、その場合にはアナログ・デジタル変換器が必要であり、また、多点測定の場合にはマルチプレクサーが必要である。電子計算機とは非同期で動作させるため、割込み機能を備えたインターフェースを用いる。IEEE-IB, CAMAC などがあり、用途に応じて選択すればよい。多くの場合、オンライン測定を実施するためのソフトウェアはユーザーが作成しなければならない。

オンライン同位体分離器 [英 on-line isotope separator, 独 „on-line“-Separator, 仏 séparateur d'isotopes en ligne, 露 сепаратор «on-line»] 短寿命の核種の製造

と質量測定を同時に行う装置。核物理の核分光学とよばれる分野で興味のもたれている核種には、安定核から離れた半減期が数分以下の短寿命核種がある。これらの核種を生成するには、加速器によるエネルギーの高い粒子を標的にあてて核反応を起すか、原子炉での核分裂によらなければならない。そして生成した核種の質量を測定するために、標的とイオン源を一体にするか、両者を近くに配置し、生成された核種をイオン化し磁場か電場と磁場の組合せで質量分離する装置がオンライン同位体分離器(ISOL)である(⇒質量分析器)。陽子の多い核は、加速器の荷電粒子による反応でつくられ、中性子の多い核は中性子ビームによる核分裂によってつくられる。後者では核分裂の反跳とそれによるイオン化を利用し、イオン源を省略したものもあり、生成した重イオンが広い荷電分布をもつので、分析部に He や N₂ のガスを 100~1000 Pa 入れて重イオンを導き、重イオンの Z と速度で決る荷電平衡を達成させ、磁場により質量分離する。これは考案者 B. L. Cohen にちなんでコーエン型とよばれている。

音量 [英 volume, 独 Schallvolumen, 仏 volume acoustique, 露 интенсивность звука] 音もっている空間的大きさを意味する心理的屬性。ステレオ音響という音像の広がりとは別の意味で、実音源あるいは単一のスピーカーから出された音でも空間的な広がりを感じ、音の強さを増せば、あるいは振動数を低くすれば空間的大きさは増加する。音の強さを増すこと、あるいは振動数を低くすることは、いずれも内耳の基底膜の興奮が広い範囲になることに対応するので、内耳の興奮のしかたに関係があると考えられている。音の太さともよぶこともある。一方、電気通信関係では、音の強さを音量とよぶ習慣もあるが、もとは音響心理の概念に由来するもので、音の強さを増せば空間的な大きさが増し圧力感が増すためである。また、通信回線において特定の計器で測定した複合音信号の大きさを音量とよび、その特定の計器を音量計という。

か

カー Kerr, John 1824.12.17—1907.8.18 イギリスの物理学者。スコットランドのアンドロッサンに生れる。1841年グラスゴー大学に入学し、1849年文学修士となる。その間 D. Thomson と Kelvin 卿の下で自然哲学を学んだ。グラスゴーのフリー・チャーチ・カレッジで神学を学んだが僧職には就かず、フリー・チャーチ師範大学で数学の教師を44年間務めた。1890年ロンドン王立協会の会員に選ばれたほか、1868年には教育の分野での貢献が認められてグラスゴー大学から名誉法学博士の学位を贈られた。彼は、1875年強力な電場内に置かれたガラスが複屈折を起すことを発見し、他の物質へと実験を拡張する一方で、効果の大きさが電場の二乗に比例することも見いだした。1876年には、直線偏光した光線が磁極で反射されると楕円偏光になることを発見し、イギリス科学振興協会の大会で報告した。こうして彼は、カー効果の発見者として今日にその名を残しているのである。

加圧水型原子炉 [英 pressurized water reactor, 独 Druckwasserreaktor, 仏 réacteur à eau pressurisée, 露 реактор с водой под давлением] ⇨ 軽水炉

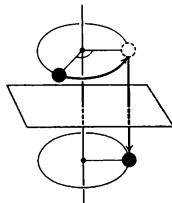
外圧 [英 external pressure, 独 äußerer Druck, 仏 pression externe, 露 внешнее давление] 物体の表面に外部から働く圧力のこと。単位面積の表面に働く外力を表面に垂直な成分(法線成分)と表面に平行な成分(接線成分)に分解することができるが、法線成分の大きさをもって外圧の大きさとする。

回位 [英仏 disclination] 回位は転位とともに代表的な線欠陥格子欠陥で、次のように、定義される。物質中に閉じた回路をとり、その近傍に局所的な結晶方位、長い分子の向きなどに対応するベクトル場を考える。回路をひとまわりするとき、ベクトルの向きの回転が0でなければ、この回路は回位を囲むといい、回位の特性はベクトルの回転軸と回転角で定まる。ベクトルの回転軸が回路の局所的な方向と平行なとき、ねじれ型回位といい、その簡単

な例を図1に示す。ベクトルの回転軸が回位に平行なとき、くさび型回位という。図2のように回路を一周すると、回路の回転と同じ向きにベクトルが1/4回転するときには+1/4と表す。もしベクトルの回転の向きが逆ならば、図3のようになる。結晶の場合にはその回転対称性から、ベクトルの最小回転角は $\pi/3$ である。双晶の存在を許し、双晶面を通過するとき、ベクトルが不連続な回転をしないよう補正すれば、5回対称多重双晶粒子の場合、回転角は 72° となる。

回位は転位に比べてひずみエネルギーが大きいため、多重双晶粒子の場合を除くと、普通の結晶中には存在しないと考えられる。しかし、第二種超伝導体の渦糸の組む格子のように、剛性率の小さな場合にはしばしば回位が見られる。また液晶のようにある種の方向性だけは秩序度をもつが、剛性をもたない物質では回位がよく観察される。そのほか、生体高分子結晶の成長や運動、超流動ヘリウム3の織目などを記述する上に極めて有効な概念である。

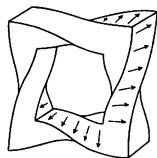
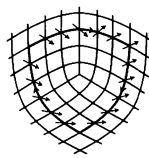
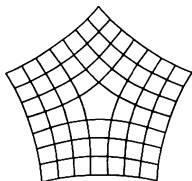
回映 [英 rotatory reflection, 独 Spiegeldrehung, 仏 réflexion rotatoire, 露 вращательное отражение] 点群および空間群の対称操作のひとつ。ある直線のまわりの回転とその直線に垂直な平面での鏡映とを連続で行う対称操作(図参照)。このとき、回転成分の軸となる直線が回映軸である。回映軸は回転成分が $360^\circ/n$ のとき、ヘルマン-モーガンの記号で \bar{n} と記す。結晶構造で許される回映軸は、 $\bar{1}, \bar{2}, \bar{3}, \bar{4}, \bar{6}$ であるが、それぞれの回映軸が生成する巡回群(生成元たる回映軸と同じ記号を用いる)を調べると、 $\bar{1} = m$, $\bar{2} = \bar{1}$, $\bar{3} = 3 \times m$, $\bar{6} = 3 \times \bar{1}$ となり、 $\bar{4}$ 以外のものは、他の対称操作が生成する巡回群やそれらの直積に分解できる。したがって $\bar{4}$ だけが回映軸として独立なものである。回映軸より自分自身に変換されるような状態を回映対称という。



回映軸 [英 axis of rotatory reflection, 独 Achse der Drehspiegelung, 仏 axe de réflexion rotatoire, 露 зеркально-поворотная ось] ⇨ 回映

回映対称 [英 symmetry of rotatory reflection, 独 Symmetrie der Drehspiegelung, 仏 symétrie à réflexion rotatoire, 露 симметрия относительно вращательного отражения] ⇨ 回映

ガイガー Geiger, Hans (Johannes) Wilhelm 1882.9.30—1945.9.24 ドイツの物理学者。マンハイム近郊のノイシュタットの生れ。ミュンヘン、エルランゲン両大学で学び、1906年気体放電の研究によりエルランゲン大学で学位取得後、渡英。マンチェスター大学で初めは A. Schuster, 1907年からは E. Rutherford の助手となる。1912年ベルリンの国立物理学研究所のラジウム実験室長、1925年キール大学教授、1929年チュービンゲン大学教授、1936年ベルリン工科大学教授。Rutherford と電氣的な計数管を開発、スピンスリスコップと計数管を用いて、ラジウムから出る α 粒子の個数を算定、 α 粒子が電子の2倍の正電荷をもつと結論した。1909年 E. Marsden とともに、 α 粒子の散乱実験で90度以上散乱される α 粒子が予想外に多いことを見いだす。これが Rutherford の原子核発見(1911年)を導いた。1911~12年 M. Nuttall とと

図1 2π ねじれ型回位図2 $+1/4$ くさび型回位図3 $-1/4$ くさび型回位

もに、 α 崩壊の半減期と α 線の最大飛程との間にある比例関係を定式化(ガイガー-ヌッタルの法則)。1913 年 β 粒子も計数できる尖端計数管を發明、Marsden とともに Rutherford の散乱公式を確かめる実験を行い、20% の誤差の範囲で、中心電荷の数が原子量の $1/2$ に等しいことを証明、1928 年 W. Müller とガイガー-ミュラー・カウンターを發明し、1929 年 宇宙線シャワーを発見。1938 年 ロンドン王立協会のヒューズ・メダル受賞。[主著] *Practical Measurement in Radio-Activity* (W. Makower と共著)、1920。

開殻 [英 open shell, 独 nichtabgeschlossene Schale, 仏 couche incomplète, 露 незамкнутая оболочка] 原子内で電子は、原子核を中心にしていくつかの層をなして分布していると考えて、それぞれの層を殻という。殻は主量子数 n と方位量子数 l によって指定され、 nl 殻とよばれる。ただし $l=0, 1, 2, 3, \dots$ のことをそれぞれ s, p, d, f, \dots と記号で表す。 nl 殻には最大 $2(2l+1)$ 個の電子が入ることができる。この最大電子数をもつ殻を開殻とよび、それ以下の電子をもつ殻を開殻という。たとえば炭素 C の基底状態 ($1s^2 2s^2 2p^2$) では $1s$ 殻、 $2s$ 殻は閉殻であり $2p$ 殻は最大電子数 6 個に満たない 2 個しか電子がたない開殻である。分子の場合も分子軌道について、同様に開殻、閉殻とよぶことがある。開殻に属する電子は、化学反応や光の放出・吸収などで、主要な役割を果たす。

原子核内でも核子(陽子および中性子)は殻構造をつくって分布していると考えられる(殻模型)。軌道が核子でいっぱいになるところが開殻で、それに反して核子が満たしていない殻を開殻とよぶ。開殻が核反応などで、重要な働きをするのは原子の場合と同様である(⇒開殻)。

開殻核 [英 open shell nuclei, 仏 noyaux de couche ouverte, 露 ядро с открытой оболочкой] 一般に陽子および中性子が閉殻になっていない原子核を開殻核というが、ときには一重閉殻核もその中に含めることもある。陽子および中性子とともに偶数である開殻核の基底状態のスピンはすべて 0 であることが知られている。また陽子または中性子のいずれかが奇数で他方が偶数である開殻核では、奇数個の核子の占める最後の軌道によって基底状態のスピンはほぼ決定される。これらの事実は対相互作用の影響のためと考えられている。他方励起状態の状態密度は閉殻核に比べて非常に大きくなる。励起状態の中で顕著なものとして振動スペクトルあるいは回転スペクトルが低いエネルギーに現れることがある。質量数がある程度大きい原子核では、陽子および中性子の数が閉殻から少し離れると振動スペクトルが、またさらに大きく離れると回転スペクトルが現れる一般的傾向があるが、これらも核子間相互作用の影響によるものと考えられている。

ガイガー-ヌッタルの法則 [英 Geiger-Nuttall law, 独 Geiger-Nuttallsches Gesetz, 仏 loi de Geiger-Nuttall, 露 закон Гейгера-Неттала] α 崩壊の崩壊定数 λ とその飛程 R との関係式で、H. Geiger と M. Nuttall により発見された。よく知られている α 線放射核からの放射 α 粒子のエネルギーは $2 \sim 10 \text{ MeV}$ ほどの範囲内にあり、親核の寿命が短いほどエネルギーの高い α 粒子を出す。 α 粒子の飛程 R とその運動エネルギーとの間には

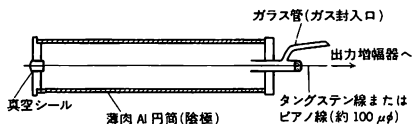
$$R = (\text{定数}) \times E^{3/2}$$

の関係があることが Geiger により見いだされたが、この R と崩壊定数 λ との間に関係式

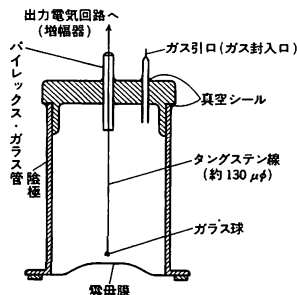
$$\ln \lambda = A + B \ln R$$

が成り立つことが経験的にわかり、これをガイガー-ヌッタルの法則という。 A, B は定数で、各放射性崩壊の系列ごとに固有の値をとる。この法則は後に G. Gamow, E. U. Condon, R. W. Gurney らの理論により説明できた。

ガイガー-ミュラー・カウンター [英 Geiger-Müller counter, 独 Geiger-Müller-Zähler, 仏 compteur de Geiger-Müller, 露 счётчик Гейгера-Мюллера] ドイツの物理学者 H. Geiger および W. Müller により考案された最も古典的なガス放電を利用した放射線計数管。GM 計数管ともいう。金属円筒の陰極とその中心に太さ約 $100 \mu\text{m}$ のタングステン線、またはピアノ線を陽極として保持し、その間に約 1000 V 程度の高電圧をかけて計数管内のガスの放射線による放電を利用して入射粒子の数を計測する。全体の構造は、円筒型から箱型、ペル型、針状細管型など(図参照)各種あり、封入するガスもアルゴンなどの希ガスのほか、アルコールやエーテルあるいは塩素などのハロゲンガスを放電消滅用混合ガスとして混用する。構造が簡単であるばかりでなく製作も容易で、しかも α 線や β 線などの荷電粒子はもとより、X 線、高エネルギー線など各種の放射線に対して極めて感度が高い特徴がある。しかも出力パルスが大きいため、計数回路などの電気回路も比較的簡単でかつ安価であるなどの利便さから早くから最も簡便な計数管として広く利用されてきた。



a. 円筒型 GM 計数管

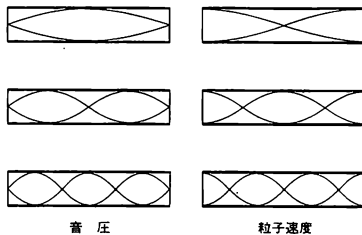


b. ペル型 GM 計数管

計数管の陰極と中心電極(陽極)の電位差を大きくしていくと約 700 V を超えた電圧において放射線に感ずるようになり、はじめは計数が電圧に比例して増加するが、さらに電圧を上げると計数値はほぼ一定値となり、入射する放射線の数にほぼ 1:1 に対応するようになる。これは荷電粒子など入射した放射線によってつくられたイオン対が管内のガス中に放電を誘起し、中心電極付近に電子をなれにつくって一定の大きさの放電に成長することによる。しかし、さらに電圧を上げるといには連続放電を起す。この連続放電の前の一定計数の範囲の電圧領域を GM 計数管の計数域とよび普通 100 V 以上の範囲で、ほぼ数%程度の範囲で計数は一定である。封入ガスは通常アルゴンを 10^4 Pa

(100mmHg)の圧力で入れ、電子なだれによる放電から連続放電を抑えるためのガスとしてアルコールなどの有機ガスを 10^3Pa (10mmHg)程度封入する。こうして使用するGM計数管でも電子なだれによる正イオンが完全に消滅して次の計数が可能となるまでには 10^{-4}s の不感時間があり、高い計数率の放射線計測の場合には使用は不適となる。これらの欠点から強い放射線や粒子線ビームなどの計測には不向きで、これらにはシンチレーションカウンターなどが利用されている(\Rightarrow 不感時間)。

開管 [英 open tube, 独 offene Röhre, 仏 tube ouvert, 露 труба с открытым концом] 両端が開放された音響管。管の断面寸法が音波の波長に比べて小さく、たとえば半径 a の円管の場合に、 $v \leq 0.31c/a$ (c は音速)以下の振動数では、管の中の音波は軸に沿って進む平面音波になる。開口端では空気が自由に動くことができ、圧力は外部の気圧に等しくなるために、ここが音圧極小(節)、粒子速度極大(腹)の位置となり、図に示すような音圧分布あるいは粒子速度分布をもった固有振動になる。実際には開口端での音の放射のために、開口端から dl だけ外側の位置が音圧極小になる。そして固有振動数は、 $f_m = mc/2(l + 2dl)$ (l は管の長さ、 $m=1, 2, \dots$)となる。 $m=1$ が基本振動($l+2dl$ が半波長に等しい)、 $m=2, 3, \dots$ がそれぞれ第二、第三、…倍振動で、基本振動の整数倍の振動数に倍振動をもつことになる(\Rightarrow 閉管、開口端補正)。



開環重合 [英 ring-opening polymerization, 仏 polymérisation par ouverture du cycle, 露 полимеризация циклов] \Rightarrow 重合

回帰分析 [英 regression analysis, 独 Regressionsanalyse, 仏 analyse de régression, 露 регрессионный анализ] 変数 x_1, \dots, x_p の値の変化に影響されて、変数 Y の値が変化するとき、 Y は x_1, \dots, x_p に対して回帰関係にあるといい、その関係を解析することを回帰分析という。 x_1, \dots, x_p は説明変数、あるいは独立変数とよばれる。回帰分析の適用範囲は広く、各種の分野で、説明変数の値から目的変数の値を予測することに使われている。また、標準試料を用いて計測器の校正曲線を定めるもの回帰分析の応用である。

変数の間の関係を表す数学モデルとして

$$Y = \beta_0 + \beta_1 x_1 + \dots + \beta_p x_p + \varepsilon \quad (1)$$

を考えると、これを線形(重)回帰モデルといい、このモデルのもとでの解析を(重)回帰分析という。 $\beta_0, \beta_1, \dots, \beta_p$ は推定すべき未知パラメーター(母数)であり(偏)回帰係数とよばれる。取りあげた説明変数のみでは説明しきれない部分、あるいは説明変数の値を固定した後でも残っている目的変数の偶然変動の部分が ε であり、これは誤差項とよばれる。1変数 x の多項式

$$Y = \beta_0 + \beta_1 x + \dots + \beta_p x^p + \varepsilon$$

も線形(重)回帰モデルとして扱うことができる。また、説明変数あるいは目的変数に適当な変数変換を行うことにより、(重)回帰モデルに帰着できる場合もある。説明変数が1つの場合のモデルを線形単回帰モデルとよぶことができる。

説明変数の値を x_{ai} ($a=1, \dots, n; i=1, \dots, p$)に設定したときの、目的変数の観測値を Y_a とすると

$$Y_a = \beta_0 + \beta_1 x_{a1} + \dots + \beta_p x_{ap} + \varepsilon_a \quad (2)$$

である。ベクトル Y, β, ε 、行列 X を用いて

$$Y = X\beta + \varepsilon \quad (3)$$

と書くことができる。ただし

$$Y = \begin{bmatrix} Y_1 \\ \vdots \\ Y_n \end{bmatrix}, X = \begin{bmatrix} 1 & x_{11} & \dots & x_{1p} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ 1 & x_{n1} & \dots & x_{np} \end{bmatrix}, \beta = \begin{bmatrix} \beta_0 \\ \vdots \\ \beta_p \end{bmatrix}, \varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \vdots \\ \varepsilon_n \end{bmatrix} \quad (4)$$

ここで、 ε_a は互いに独立に、平均0、分散 σ^2 の正規分布に従う確率変数であると仮定するのがふつうである。

パラメーター β は通常、最小二乗法により推定される(\Rightarrow ロバスト手法)。

$$Q = \sum (Y_a - \beta_0 - \beta_1 x_{a1} - \dots - \beta_p x_{ap})^2 = (Y - X\beta)'(Y - X\beta) \quad (5)$$

の値を最小にする β の値 $b = (b_0, b_1, \dots, b_p)'$ を最小二乗推定量といい、次の正規方程式より求められる。

$$X'Xb = X'Y \quad (6)$$

ただし、 $'$ は行列あるいはベクトルの転置を示す。

推定値 b_0, b_1, \dots, b_p を用いた

$$\hat{Y} = b_0 + b_1 x_1 + \dots + b_p x_p \quad (7)$$

を重回帰式といい、 \hat{Y} の値を回帰推定値という。説明変数を特定の値 x_{ai} に設定したときの目的変数の実現値 Y_a は

$$\hat{Y}_0 = b_0 + b_1 x_{01} + \dots + b_p x_{0p} \quad (8)$$

によって予測される。 Y_0 の母平均 $\eta_0 = \beta_0 + \beta_1 x_{01} + \dots + \beta_p x_{0p}$ も、同じ式(8)によって推定される。

校正曲線を利用する測定では、目的変数の実現値 Y_0 に基づいて、未知の説明変数の値を推定することになる。これを回帰の逆推定という。たとえば、熱電対による温度の測定では、原因は温度であり結果は電位である。したがって、いくつかの標準の温度に対する測定を行って校正曲線を定める場合、温度を説明変数、電位を目的変数としなければならない。

α 番目の観測値 Y_a と、その回帰推定値 $\hat{Y}_a = b_0 + b_1 x_{a1} + \dots + b_p x_{ap}$ との差 $e_a = Y_a - \hat{Y}_a$ を残差とよぶ。式(5)の Q の最小値 $S_R = \sum (Y_a - \hat{Y}_a)^2 = \sum e_a^2$ を残差平方和といい、 $S_R = \sum (Y_a - \bar{Y})^2$ を回帰平方和という。 \bar{Y} は Y_1, \dots, Y_n の算術平均である。全体の平方和 $S_{yy} = \sum (Y_a - \bar{Y})^2$ との間に $S_{yy} = S_R + S_e$ の関係があり、 S_e/σ^2 は、自由度 $n-p-1$ の χ^2 分布に従う。

観測値 Y_a と、回帰推定値 \hat{Y}_a との間の相関係数 R を重回帰係数という。0と1の間の値をとる $R^2 = S_R/S_{yy}$ は寄与率とよばれる。

説明変数として重回帰式に用いる変数を選ぶことを変数選択の問題という。説明変数の数を増やせば、与えられたデータへの当てはまりはよくなるが、予測の精度は悪くなることがある。

モデル式(1)で表される説明変数の寄与の線形性と誤差の加法性、誤差項に関する仮定が正しい場合には、残差

$Y_a - \hat{Y}_a$ は説明変数やパラメータの推定値 \hat{b} とは独立な正規分布に従う。したがって残差を分析することによって、これらの仮定の正しさを検討することができる。たとえば、残差を回帰推定値 \hat{Y}_a や説明変数に対してプロットすることによって、説明変数と目的変数の間にある非線形関係や誤差分散 σ^2 の不均質性が示唆されることがある。また、残差を観測値が得られた順序(時刻)に対してプロットしたり、ダービン-ワトソン比

$$d = \frac{\sum_{a=2}^n (e_a - e_{a-1}^2) / S_e}{\sigma^2} \quad (9)$$

を用いて誤差の系列相関を調べることができる。残差や説明変数の値を用いて各観測値が推定に与える影響の大きさの指標を計算し、これをデータ(とモデル)の検証に用いることも近年提案されている。

式(3)において、 ϵ の分散共分散行列が単位行列の定数倍にならないときは、最小二乗量の良さは保証されない。既知の行列 Σ を用いて $\sigma^2 \Sigma$ と表せる場合は

$$Q = (Y - X\beta)' \Sigma^{-1} (Y - X\beta) \quad (10)$$

を最小化する一般化最小二乗法が用いられる。

数学モデルが式(1)のように線形式で表せない場合は、非線形回帰の問題となる。未知母数を $\theta_1, \dots, \theta_q$ として

$$Y_a = f(x_{a1}, \dots, x_{ap}; \theta_1, \dots, \theta_q) + \epsilon_a \quad (11)$$

($a=1, \dots, n$)

と仮定する。関数 f の形がわかっているときは

$$\sum (Y_a - f(x_{a1}, \dots, x_{ap}; \theta_1, \dots, \theta_q))^2 \quad (12)$$

を最小化することにより、 $\theta_1, \dots, \theta_q$ の(非線形)最小二乗推定量が求められる。

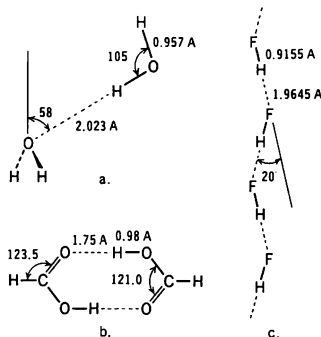
線形モデル(1)の下での最小二乗推定量 b の分散共分散行列は $\sigma^2 (X'X)^{-1}$ で与えられる。したがって、説明変数間の相関が高いなどのために行列 $X'X$ の最大固有値と最小固有値との比が大きくなる「悪条件」の場合(多重共線性がある、あるいは強いという)には、個々のパラメータを精度よく推定することは困難となる。また、数値計算上の丸めの影響も無視できなくなる。このような場合には、丸めの影響が小さくなるように算法をくふうする(⇒最小二乗法の数値解法)ことも大事ではあるが、変数選択や変数変換・変数の合成などによって、 $X'X$ が悪条件とならないように、個々のパラメータの推定精度が高くなり解釈しやすいモデルが得られるようにモデルの変更を試みることが実用的である。

非線形最小二乗法については、さまざまな数値解法が提案されている(⇒最小二乗法の数値解法)。どのような場合でも大域的最適解を必ず求める算法は存在しないので、初期値を変えて計算を行うとか、データを一部除いて計算を行うなどのくふうによって、最適ではない局所解につかまってしまうことを防ぐべきである。非線形最小二乗法の場合には、パラメータの推定誤差をどう評価するかということも難しい問題である。パラメータの数がある以上ときは極めて厄介な作業となるが、パラメータ値を変えて残差平方和(12)をプロットし、形状を調べることが有効であろうと思われる。問題が悪条件であるかどうか、この形状を調べることである程度判断できる。線形の場合と同じように、悪条件の場合には変数(パラメータ)変換などによって「たちのよい」問題に変えることも必要である。

下げたあふれ = アンダーフロー

会合 [英仏 association, 独 Assoziation, 露 ассоци-

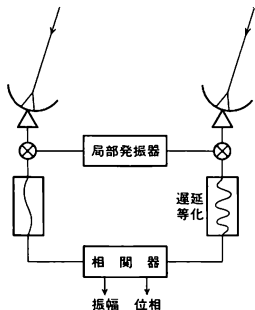
ация] 同一分子が2個以上集まって、1つの分子のように挙動する現象をいう。会合を起す分子は水酸基やカルボキシル基などの極性の官能基をもち、水素結合により結ばれている。結合エネルギーは共有結合(〜400 kJ・mol⁻¹)よりはるかに弱く、1〜50 kJ・mol⁻¹ 程度である。会合は気体、液体および結晶中に見られる。図にいくつかの例を示す。図aは水の二量体(数値は理論計算値)、図bはギ酸二量体(数値は実測値)、図cは(HF)_n のジグザグ構造(数値は(HF)₂ についての理論計算値)である。溶液の水点、沸点の測定、気体の蒸気密度測定などにより分子量を求めると、会合体の分子量が得られ会合が起っていることが推定される。たとえば酢酸 CH₃COOH の蒸気密度の測定からは、(CH₃COOH)₂ に相当する分子量が得られる。赤外スペクトル、紫外スペクトルのような分光学的方法や双極子モーメントの測定からも、会合が起っていることが推定できる。



開口合成 [英 aperture synthesis, 露 апертурный синтез] 1つまたは複数個の小さな開口の結像系を用い、実効的に1つの大きな開口の結像系に相当する分解能をもたせること。主として天体観測用の望遠鏡や電波望遠鏡に適用されている。望遠鏡の開口の大きさを D 、用いる波長の波長を λ とすると L. Rayleigh による像の角分解能 $\Delta\theta$ はおよそ λ/D で与えられる。したがって D を大きくするほど角分解能は向上するが、 D を大きくすることは製造技術上や観測時の変形などの問題があって実用的でない。このため小さな開口を用いた開口合成によって分解能を向上することが考えられる。歴史的には A. H. L. Fizeau の提案(1868年)に基づいて 1890年 A. A. Michelson によってつくられた恒星干渉計(天体干渉計ともいう)が最初である。開口合成法には、この他に、干渉法によるものとして天体強度干渉計、ある程度大きい2つの開口を用いその間隔や方向を順次変えて観測を繰返すもの、1つの開口を中心のまわりに順次回転して観測を繰返すもの、十字開口や輪郭開口を用いるもの、モザイク式合成鏡や多重鏡を用いるものなどがある。電波天文への応用については(⇒アパーチャアシンセシ)。

開口合成法のひとつに合成開口レーダーがある。これは直線飛行する航空機から一定間隔ごとに発射したレーダー波が地上物体で反射して戻るエコーの和をとった後データ処理を行うもので、実効的に長いアンテナを用いた場合と等価な像が得られる。レーダー波を用い、光を用いた場合に匹敵するような高い解像度の地図をつくるのに使用されている。

開口合成干渉計 [英 aperture synthesis interferometer, 独 Apertursynthese-Interferometer, 仏 interféromètre de la synthèse d'ouverture] 開口合成により天体の高分解能「電波写真」を得るための装置である。最も基本となるのは、図に示すような2アンテナ干渉計である。2



台のアンテナに入った信号は増幅され、低周波へ変換後、相関をとられる。もし天体の角直径が十分小さいと、マイケルソン干渉計と同様に、相関器の出力には地球の自転に伴って規則正しい正弦波状の信号(干渉縞)が現れる。この干渉縞の位相から天体の位置が、振幅の変化から大きさに関する情報が得られる。この場合、アンテナ間隔が大きいくほど、また観測波長が短いほど分解能が高い。通常、弱い電波源を検出できるように受信機の帯域幅を広くとって感度を上げる。しかし、帯域幅が広いと各アンテナへの電波の光路差が大きいくときには相関が失われるので、これを防ぐため計算機制御で遅延等化が行われる。 N 個のアンテナがあれば、 $N(N-1)/2$ 通りの相関が得られるので、観測の能力が大幅に向上する。アンテナの配列は直線のみでなく、T字、Y字(⇒VLA)などの二次元的な配列も使用される。

開口数 [英 numerical aperture, 独 numerische Apertur, 仏 ouverture numérique, 露 числовая апертура] 光学系の明るさや分解能を表す量のひとつで、屈折率 n の媒質中にある光軸上の物体が入射ひとみの半径に対して張る角 α (図1)の正弦とその媒質の屈折率の積 $n \sin \alpha$ を開口数という。略号は NA である。顕微鏡などの場合の互いに分離して識別しうる2点の最短間隔 ϵ 、つまり分解能は開口数に逆比例し、次式で与えられる。

$$\epsilon = \frac{K \cdot \lambda}{NA}$$

ここに λ は波長、 K はコンデンサーの開口数と対物レンズの開口数との比の関数で 0.61~1.22 である(⇒顕微鏡)。

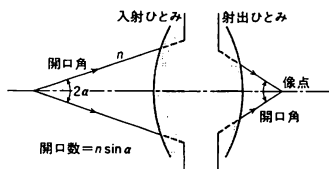


図1

光ファイバーの開口数は次のように定義される。すなわち、図2において半径 r 、屈折率 n_1 の円形断面をもつコアガラスが屈折率 n_2 のクラッドガラスに囲まれ、屈折率 n_0 の媒質内におかれ、 $n_1 > n_2 > n_0$ とするとき、中心軸を含む

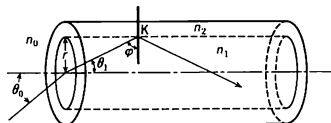


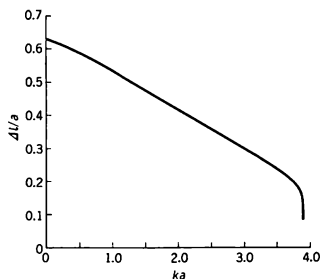
図2

面内を進行する光が K 点で全反射するとし、その臨界角を ϕ とし、その光線の入射角、および屈折角をそれぞれ θ_0, θ_1 とするとき $\sin \phi = n_2/n_1 = \cos \theta_1$ から開口数は

$$NA = n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

で与えられる。

開口端補正 [英 open end correction, 仏 correction d'ouverture, 露 концевая поправка при открытом конце] 開管および閉管のように、管の中を伝わる音波が開口端で反射するときには、音の放射における付加質量(⇒放射インピーダンス)のために、開口端から Δl だけ外側に管が伸びたものとして取扱われる。この Δl を開口端補正という。開口端補正の値は、波動方程式を解いて求められる。その厳密解は、円形管の開口端が自由空間にあるときだけについて与えられている。これは図に示されるように、管の半径 a と k ($= 2\pi / \text{音波長}$) とに関係するが、普通は ka が小さいときの近似値として $\Delta l \approx 0.6a$ 、開口端に無限大の平面剛板がついているときには $\Delta l \approx 0.85a$ が使われている。



カイザー [英仏 kayser, 独 Kayser, 露 кайзер] 分光学で用いる波数、すなわち真空中での光の波長の逆数の単位で、 cm^{-1} の次元をもつ。単位記号は K 。単位の名称カイザーは、ボン大学名誉教授で、元素の輝線スペクトルの研究で著名な H. G. J. Kayser (1853~1940 年) を記念して 1952 年に定められた。分光学では、しばしばエネルギーを K または cm^{-1} の単位で表す。1K (または 1cm^{-1}) で表されるエネルギーは $123.9766 \times 10^{-6} \text{eV}$ である。

界磁 [英 field magnet, 独 Feldmagnet, 仏 aimant de champ, 露 полюсный магнит] 交流発電機では、電磁誘導の原理により、コイルをつらぬく磁束を変化させて起電力を得る。モーターでは電流に働く磁場の力によって回転子を回転させる。いずれの場合にも磁場が必要であるが、この磁場をつくりだすための磁石を界磁あるいは場磁石という。界磁としては永久磁石のほか電磁石も用いられる。また、電磁石を用いる場合のコイルに流す電流を界磁電流という。

χ^2 分布 [英 χ^2 -distribution, 独 χ^2 -Verteilung, 仏 distribution à χ^2 , 露 распределение- χ^2] ⇒ Γ 分布

界磁電流 ⇒ 界磁

解重合 [英 depolymerization, 独 Depolymerisation,

仏 *dépolymérisation*, 露 *деполимеризация*] ⇒ 重合

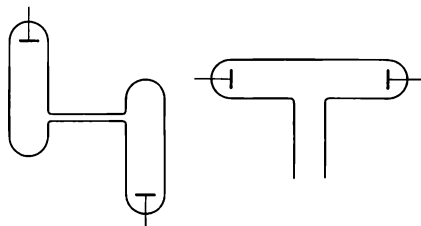
塊状重合 [英 *bulk polymerization*, 独 *Volumenpolymerisation*, 仏 *polymérisation de volume*, 露 *полимеризация в объёме*] ⇒ 重合

海水 [英 *sea-water*, 独 *Seewasser*, 仏 *eau de mer*] 沿岸領域等を除いた世界の海の海水は、一般に 3.3 ~ 3.7% の塩類を含む電解質溶液であり、熱力学的には、多成分系として扱われるべきものである。しかし、W. Dittmar (1884 年) により、海水中の各種イオンの濃度比は場所や時間によって変わらず驚くほど一定であることが示された。これに基づき、塩分という概念を導入し、海水を近似的に単一溶質の溶液として取扱うことが多い。塩分 (S) は、海水中に溶解している塩の総量と水の質量との比として定義される。実際には、海水中のある 1 種類のイオンの質量と水の質量との比から近似的に求められ、たとえば、塩素量 (Cl) とは、 $S[\%] = 1.80655 \text{ Cl}[\%]$ の関係にあるとされる。最近、海水の電気伝導率を高い精度で測ることができるようになったのに伴い、塩分を電気伝導率に基づいて取り決めた新しい定義が用いられている。海水の物理的性質のうち、電解質の存在が重要な役割を演ずるものは、純水のそれとはたいへん異なる。たとえば、電気伝導率は、純水に比べて数万倍大きい。海水中のイオンには、錯イオンの形で存在するものや、水と結合した形で存在するものがあり、海水の分子構造は純水のそれとは異なる。海水の状態方程式は、実験を通じて求められており、たとえば C. Eckart によると、 $(p + p_0)(\alpha - \alpha_0) = \lambda$, p は 1 atm を単位として表した水圧, α は比容 [$\text{cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$], $p_0 = 5890 + 38t - 0.375t^2 + 3S$, $\alpha_0 = 0.6980$, $\lambda = 1779.5 + 11.25t - 0.0745t^2 - (3.80 + 0.01\alpha)S$, t は水温 [$^{\circ}\text{C}$], S は塩分 [%]。塩分は保存量である。水温は、海水が断熱的に深さを変えると膨張または圧縮により変化するため保存量ではない。しかし、海水をその深さから海面まで断熱的にもってきたときにもつであろう水温は、保存量である。これをポテンシャル温度といい、塩分と同様に、海水の同定に用いられる。

ガイスラー Geißler, Johann Heinrich Wilhelm 1814. 5. 26—1879. 1. 24 ドイツの技術者。チューリングゲンのイゲルシープの町に、ガラス玉の製造を業とする家に生れた。初期の生活はよく知られていないが、ヘーグなど各地を歩き、ガラス細工の種々の技術を身につけたようである。1841 年にはボンに製作所を開き、1852 年からボン大学の機械製作者としての仕事を始めた。W. H. T. Meyer, J. Plücker, H. P. J. Vogeleung, E. Pfüger らの研究を手助けして物理・化学用の機械器具の製作を担当したが、その手腕と才能により、やがてボン大学の実験研究に欠かせないメンバーとなった。その功績により、1868 年には名誉学位を贈られ、また学芸功労章 (金十字章) を授与されている。初期の主要な業績は、標準温度計 (1852 年)、最高温度計 (1863 年) などの温度計や、アルコール含有度の測定装置 (1852 年)、凍結時における水と水の体積の膨張測定具 (1852 年) などの製作であるが、1855 年から水銀蒸気を用いた真空ポンプの製作に着手し、やがて高度の真空を得ることに成功、これを用いて真空放電管を製作した (1858 年)。当時すでに、減圧した管内での放電光が示す「電気卵」の現象が H. D. Ruhmkorff により観測されていたが、Geißler による真空度の高い精密な小型放電管は、新しい真空放電の世界を開拓し、やがて種々の放射線の発見に導

く鍵となったのである。また彼は種々の気体を封じた放電管をつくったが、その示す色から化学元素 (気体) が確認できる可能性を示唆した (1858 年)。これは後のスペクトル分析となった。なお彼の水銀ポンプは、1858 年の公開実験の後、1864 年にギーセンで開かれた第三十五回物理学・医学者大会でガイスラー管とともに公開実験が行われ、非常な評判を博した。Plücker による放電現象の研究は、ガイスラー管に負うところが大きい。

ガイスラー管 [英 *Geissler tube*, 独 *Geißler-Röhre*, 仏 *tube de Geissler*, 露 *трубка Гейслера*] ガラス管に一对の電極 (主にアルミ製) を封じ込んだ放電管の一種。数百 Pa から 1 Pa (数 Torr から 10^{-2} Torr) の圧力範囲で電圧を印加することにより、グロー放電となって気体に特有な光を発するので、スペクトルの研究に用いられる。数百 Pa から 1 Pa の圧力範囲で放電のようすが大きく変わる。この性質を利用し、真空技術では真空容器に取付けるための枝管を加えて形状を T 字形としたガイスラー管を上記圧力範囲で簡便な圧力インジケータとして用いる。放電の色によって気体の種類についてもおよその情報が得られることから、簡単にリークテストで検出器として用いることもできる。図にスペクトル研究用および真空技術用のガイスラー管を示す。1859 年、J. Plücker が H. Geissler に依頼してつくったもので、この名がある。別名ブリュッカー管ともいわれる。



スペクトル研究用

真空技術用

外積 [英 *outer product*, 独 *äußeres Produkt*, 仏 *produit extérieur*, 露 *внешнее произведение*] ⇒ ベクトル

解析学 [英 *analysis*, 独 *Analysis*, 仏 *analyse*, 露 *анализ*] 解析学は極限概念に基づいて関数の性質を調べる数学の分野であり、その起源は Archimēdes の求積法などに求めることができるが、体系化されたのは 17 世紀に I. Newton や G. W. Leibniz により創始された微積分法においてである。現在では、代数学や幾何学と対置して、微積分法に由来する数学の各分野の総称として解析学の語が用いられている。当然ながら、解析学の実用発展は関数概念の確立・拡張と並行している。たとえば、「まともな式で表される関数」の枠から脱却して不連続関数を認知る過程ではフーリエ級数論、ルベーグ積分論が提出され、現在の実関数論につながっている。さらに微積分法の演算の自由を保ちながら関数概念を拡張する観点からは各種の超関数論が発明されたが、L. Schwartz による超関数 (distribution) の理論と佐藤幹夫による超関数 (hyperfunction) の理論が最も有効であり普及している。

一方、複素数を変数および関数値とする複素関数論は 19 世紀前半に A. L. Cauchy らによって確立され、数理解理学をはじめとする諸分野に広く応用されたことは周知で

ある。現在ではリーマン面の多次元版ともいべき複素多様体を舞台とし、代数的手法を駆使する複素解析・複素多様体論として発展中である。

Newton の時代においてすでに、解析学は微分方程式を通じて惑星の運動を解き明かしたのであるが、常微分方程式および偏微分方程式の理論は、数学としても発展し、大きな分野になっている。また、解析の問題を関数空間を導入して扱う方法は、積分方程式の研究に際して D. Hilbert により始められたが、偏微分作用素、特に量子力学におけるシュレーディンガー作用素の研究が原動力となって発展し、現在の関数解析学となっている。

解析関数 [英 analytic function, 独 analytische Funktion, 仏 fonction analytique, 露 аналитическая функция] ⇒ 複素関数

解析性 [英 analyticity, 仏 analyticité, 露 аналитичность] ⇒ S 行列の解析性

解析接続 [英 analytic continuation, 独 analytische Fortsetzung, 仏 prolongement analytique, 露 аналитическое продолжение] ⇒ 複素関数

解析的解法 [英 analytic solution, 独 analytische Lösung, 仏 solution analytique, 露 аналитическое решение] 微分方程式や非線形方程式などの方程式の解を、既知の関数のみを含む数式の形で求めること、またそのための方法。数値解法と対照される。こうして求めた解を、解析解または厳密解という。たいていの問題では、解析的解法が知られているのは特殊な場合に限られる。なお、複素関数としての解析性とは別の概念である。

解析的摂動論 [英 analytic perturbation theory, 独 analytische Störungstheorie, 仏 théorie de perturbation analytique, 露 аналитическая теория возмущения] 実数または複素数のパラメータ ε を含む線形演算子の核 $A(\varepsilon)$ があり、 $A(0)$ の固有値問題は解けているとする。そのとき、 $A(0)$ の固有値・固有関数に関する知識を用いて $|\varepsilon|$ が小さいときの $A(\varepsilon)$ の固有値問題を解くのが、固有値問題に関する摂動論である。以下、簡単のために、(1) ε が実数のとき $A(\varepsilon)$ は自己共役、(2) $A(0)$ のスペクトルは離散的(固有値 λ_j 、正規化された固有関数 ψ_j)、(3) λ_0 は縮退していない、としよう。 $A(\varepsilon) = A(0) + \varepsilon A^{(1)}$ のとき λ_0 の近傍にある $A(\varepsilon)$ の固有値は形式的には $\lambda_0(\varepsilon) = \lambda_0 + \lambda^{(1)}\varepsilon + \lambda^{(2)}\varepsilon^2 + \dots$, $\lambda^{(1)} = (A^{(1)}\psi_0, \psi_0)$, $\lambda^{(2)} = -\sum_{j \neq 0} (E_j - E_0)^{-1} (A^{(1)}\psi_j, \psi_0)^2$, ... で与えられる(レイリー-シュレーディンガー級数)。 $A(\varepsilon) = \sum \varepsilon^n A^{(n)}$ のときにも同じような級数がつくれる。

$A(\varepsilon)$ が有限次元行列のときには、このような級数に対して形式的に成り立つ結果の多くが、厳密に証明できる。これに対して、 $A(\varepsilon)$ がヒルベルト空間の演算子として有界でないとき(たとえば $A(\varepsilon)$ が微分演算子のとき)には、 $\sum \varepsilon^n A^{(n)}$ のみならず $A(\varepsilon) = A^{(0)} + \varepsilon A^{(1)}$ の解析性すらも、直接論ずることはできず、 $(A(\varepsilon) - i)^{-1}$ の解析性を通じて論じなければならなくなる。そのために $A^{(0)}, A^{(1)}$ の定義域などに関する詳しい考察が必要となり、形式的に得られた結果が常に正定化されるとは限らない。しかし、しかるべき方法で $A(\varepsilon)$ の解析性が確立される場合には、 $\lambda_0(\varepsilon)$ は ε の解析関数であり、レイリー-シュレーディンガー級数の各項は意味をもち、その級数は $\lambda(\varepsilon)$ に収束することが示される。このような理論を解析的摂動論という。

解析的摂動論が適用できない場合でも、レイリー-シュレーディンガー級数の最初の何項かは数学的に厳密な意味をもち、 $\lambda(\varepsilon) \sim \sum_{n=0}^N \lambda^{(n)} \varepsilon^n$ が漸近展開として成立することがある。このような場合を研究するのが、漸近的摂動論(asymptotic perturbation theory)である。

解析ベクトル [英 analytic vector, 独 analytischer Vektor, 仏 vecteur analytique, 露 аналитический вектор] A をヒルベルト空間 \mathcal{H} における対称演算子とする。

\mathcal{H} の要素 f に対して、べき級数 $\sum_{n=0}^{\infty} (n!)^{-1} \|A^n f\|$ の各項が意味をもち(すなわち、任意の n に対して f が A^n の定義域に属し)、かつこの級数の収束半径が正である(0ではない)とき、 f を A の解析ベクトルであるという。 A が有界(=連続)ならば、上の級数の各項は $(n!)^{-1} \|A^n f\|$ でおさえられるから、収束半径は ∞ 、したがってすべての f が解析ベクトルである。 A が非有界のときには、 A の解析ベクトルがたくさんあるとは限らない。解析ベクトルについては、「対称演算子 A の解析ベクトルの全体が \mathcal{H} で稠密ならば A は本質的に自己共役である」という E. Nelson の定理が有名である。この定理は、演算子 $A_1 \otimes I + I \otimes A_2$ や、場の量子論に出てくるある種の演算子の本質的自己共役性の証明に利用される。

解析力学 [英 analytical mechanics, 独 analytische Mechanik, 仏 mécanique analytique, 露 аналитическая механика] 一般化座標を用いて表した古典力学の基本方程式とその応用。古典力学の基礎になるのはニュートンの運動方程式であるが、その原型は質点に働くベクトルとしての力と加速度の関係であり、そのまま実在の力学系には拡張しにくい。実在の力学系は大きなある固体や糸、網などの組合せであることが多く、さまざまな束縛条件があって、単純な質点の集りでない場合が大部分だからである。そのような系の運動を記述するには一般化座標のほうがずっと便利である。ホロノーミックとよばれる仕事をしない束縛の場合(⇒ホロノーム系)には、束縛条件に合う一般化座標を用いれば、条件が自動的に満たされると同時に、扱うべき変数の数も減るからである。一般化座標の多くのものは、棒の回転角などのように、直角座標の成分ではないから、ベクトルに対するニュートンの運動方程式を直接に適用できない。そこで、そのような一般化座標を用いてニュートンの運動方程式と同等な内容を書下すようにしたが、ラグランジュの運動方程式である。それは外力がポテンシャルで表される場合には特に簡明で、運動エネルギー T とポテンシャルエネルギー V の差で定義されるラグランジアン $L(q_1, q_2, \dots, q_n, \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_n, t)$ を用いて

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_j} = 0 \quad (j=1, 2, \dots, n) \quad (1)$$

と表される。 L は機械的に求められる場合が多く、ベクトルを考えた成分に分解したる手間が要らないので、ラグランジュの運動方程式は実用的に極めて便利である。式(1)は、 $q_1(t), q_2(t), \dots, q_n(t)$ の関数形に依存する積分の値

$$\int_{t_0}^{t_1} L(q_1, \dots, q_n, \dot{q}_1, \dots, \dot{q}_n, t) dt \quad (2)$$

に停留値をとらせる $q_1(t), q_2(t), \dots, q_n(t)$ が、実際に起る運動になっているという変分の問題 $\delta \int L dt = 0$ に対するオイラーの方程式にほかならない。したがって、実現する

運動は積分(2)を最小にする(一般的には停留値をとらせる)ようなものである, というハミルトンの原理が成り立つ. 微分方程式による記述が, 物体はそのときその場の状況に刻々に対応しながら運動する, という形になっているのに対し, 変分原理が成り立っているということは, 物体があたかも先の先までを見通したうえで損をしないように動いているかのように思わせるので, 力学をまったく異なる観点から見た2通りの表現といえる. ラグランジアンから

$$p_j = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \quad (3)$$

で定義される p_j を一般化運動量という. L が q_j を含んでいなければ p_j が保存量になることは式(1)からすぐわかる. このとき p_j を循環座標とよぶ. また L が t を直接含まないときには, $h \equiv \sum_j (\dot{q}_j \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j}) - L$ (ヤコビの積分かという)は保存量になる. 実用上は以上のラグランジュ形式で十分であり, 必要な束縛力を求めることもできるし, レイリーの散逸関数というものをを用いて摩擦力などを取り入れることも可能である.

一般化座標 q_1, q_2, \dots, q_n で記述されるホロノーム系の運動を, $2n$ 個の変数 $q_1, \dots, q_n, p_1, \dots, p_n$ で記述し, 運動方程式として, t に関する n 個の二階微分方程式(1)の代りに, $2n$ 個の一階微分方程式

$$\dot{q}_j = \frac{\partial H}{\partial p_j}, \quad \dot{p}_j = -\frac{\partial H}{\partial q_j} \quad (j=1, 2, \dots, n) \quad (4)$$

を用いるのがハミルトン形式の力学であり, 式(4)を正準方程式という. ハミルトニアン $H(q_1, \dots, q_n, p_1, \dots, p_n, t)$ は

$$H \equiv \sum_j p_j \dot{q}_j - L \quad (5)$$

で定義され, 右辺の量を h のように q と \dot{q} で表すのでなく, 式(3)を用いて q と p で表した関数である. q_1, \dots, q_n を直角座標から定義する式に t が入っていないければ, ハミルトニアンは系の全エネルギー $T+V$ になる. ハミルトン形式では力学系の運動を $2n$ 次元の位相空間内の点の運動としてとらえる. 位相空間内の1点を通る軌道は1本しかないという点が, n 次元の配位空間との大きな違いであり, 統計力学の問題などを論じるときにつごうがよい点である. したがってこの形式は, 実用上の目的よりはむしろ運動の基本的性格を議論したりする場合に用いられることが多い. ラグランジュの形式で一般化座標のとりにかたにいろいろなくふうができるように, ハミルトンの形式では $2n$ 個の変数のとりにかたを変えてよい.

$$(q_1, q_2, \dots, q_n, p_1, p_2, \dots, p_n, t) \rightarrow (Q_1, Q_2, \dots, Q_n, P_1, P_2, \dots, P_n, t) \quad (6)$$

このとき, 新しい変数の時間変化が, 新しいハミルトニアン $K(Q_1, \dots, Q_n, P_1, \dots, P_n, t)$ を用いて式(4)と同じ形

$$\dot{Q}_j = \frac{\partial K}{\partial P_j}, \quad \dot{P}_j = -\frac{\partial K}{\partial Q_j} \quad (j=1, 2, \dots, n) \quad (7)$$

に表されることを条件にする. このとき式(6)を正準変換といい, それは接触変換とよばれるものになっている. 式(6)の係数に t が直接入っていないければ $K=H$ である. t が入っていると K と H は

$$K = H + \frac{\partial W}{\partial t} \quad (8)$$

という形の関係式で結ばれる. W は, $W(q, p), W(q, P), W(Q, p), W(Q, P)$ のどれかの形に表されるが, 逆に W を

与えるとそれから式(6)が導かれるので, これを正準変換の母関数という. 正準変換ではポアソン括弧式, ラグランジュ括弧式が不変に保たれる.

もし $K \equiv 0$ とするような正準変換が見つければ, 式(7)により新しい $2n$ 個の正準変数は全部定数になる. 式(6)に含まれる t を 0 としたときの関係と, 任意の t のときの関係から (Q, P を消去すれば), 初期値を与えたとき t の関数としての q と p が全部わかるわけであるから, 運動が求められたことになる. したがって, 運動を求めるということは $K \equiv 0$ となる正準変換を探すことであるといえる. そのような変換の母関数 W をハミルトンの主関数といい, ハミルトン-ヤコビの方程式

$$H(q_1, q_2, \dots, q_n, \frac{\partial W}{\partial q_1}, \frac{\partial W}{\partial q_2}, \dots, \frac{\partial W}{\partial q_n}, t) + \frac{\partial W}{\partial t} = 0 \quad (9)$$

から, n 個の積分定数 a_1, \dots, a_n を含む解 $W(q_1, \dots, q_n, a_1, \dots, a_n, t)$ として求められる. 左辺第一項は, もとのハミルトニアンの p_1, \dots, p_n に

$$p_j = \frac{\partial W}{\partial q_j} \quad (j=1, 2, \dots, n) \quad (10)$$

を代入したものである. 積分定数 a_1, \dots, a_n は t によらない定数になった P_1, \dots, P_n であるとみなしてよく, Q_1, \dots, Q_n は

$$\beta_j \equiv Q_j = \frac{\partial W}{\partial a_j} \quad (j=1, 2, \dots, n) \quad (11)$$

から求められ, これも定数である. 式(10)と式(11)から, t および $a_1, \dots, a_n, \beta_1, \dots, \beta_n$ の関数としての $q_1, \dots, q_n, p_1, \dots, p_n$ が決められる. もとのハミルトニアン H が t を直接含まないときには, $W = S - Ht$ とおいて S を決める方法もある. S のことをハミルトンの特性関数という. ハミルトン-ヤコビの方程式を用いる方法は, 摂動論を力学に取入れるのに適しており, 天文学で軌道計算に使われたり, 統計力学でエルゴード問題を論じたりするときに用いられる. このほか, ポアソン括弧式を用いて運動方程式を表す方法もあり, リウビルの定理を導くなど統計力学の方面で用いられる.

回折 [英 *diffraction*, 独 *Beugung*, 露 *дифракция*] 電磁波, 光, X線, 音波などの波動が媒質中を伝播するとき, 障害物の幾何学的な影の部分に回り込んで伝播する現象. 障害物がなくても, 媒質中に振動などがあることによっても起る. また, 古典力学的に考えれば物質粒子には見られない現象であるが, 微視的な粒子は粒子性とともにも波動性(⇒ド・ブロイ波)をもっているため回折現象を示す. 一般に回折現象が明確に見られるかどうかは波の波長と障害物の大きさや形状によって決る.

光の回折現象は, 衝立によって回折縞を生ずることから1665年, F. M. Grimaldi によって発見されたが, 当時考えられていた光の粒子説ではこの現象を説明できなかった. 1818年 A. J. Fresnel は光を波動と考えると C. Huygens の二次波の概念と干渉の原理を使って回折現象が説明できることを示し, これは1882年, G. R. Kirchhoff によって数式化された. 回折現象をマクスウェル方程式から出発して境界条件のもとに厳密に解くことは数学的に面倒であって, A. J. Sommerfeld(1896年)の簡単な例について厳密解があるものの, 普通は近似的取扱いが行われる. 回折現象は, 障害物(または開口)の大きさと, 波源および観測点から障害物までの距離との関係で2つに分類される. 波源と観測点の両方が障害物から無限大(十分遠い)の

距離にあり、入射波と回折波を平面波と考えられる場合をフラウンホーファーの回折という。これに対して、両者またはひとつが障害物から有限の距離にあり、入射波と回折波の両方またはいずれかが平面波と考えられない場合をフレネルの回折という。実際にフラウンホーファーの回折像を観測する場合には、障害物(または開口)の広がりをも $2a$ 、波の波長を λ として、波源および観測点と障害物の距離 z が、 $z \gg a^2/\lambda$ ととればよい。円開口およびスリットによるフラウンホーファーの回折像の強度分布は、円開口の直径を D とすれば、 $[2J_1(kDw/2)/(kDw/2)]^2$ で与えられる。ここで J_1 は一次の第一種ベッセル関数、 $k=2\pi/\lambda$ 、 w は入射波、回折波の方向に関係する量で、入射波が開口面に垂直に入射する場合は、入射波と回折波の進行方向のなす角を θ とすれば $w=\sin\theta$ である。回折光強度が最初に 0 になる方向 θ_1 は J_1 の 0 点から求められ、 $\theta_1=\sin^{-1}(1.22\lambda/D)$ となる。したがって、回折波の広がりとは、波長 λ が大きいほど大きい。これが、光と比べて電波や音波で回折が容易に観察される理由である。また開口の直径が大きいほど回折波の広がり小さい。この関係式は、望遠鏡や顕微鏡の対物レンズを開口とみなして、分解能を評価するのに用いられる。また、回折角の測定から障害物の大きさを求めることができる。

回折格子のように周期的な構造による回折では、各周期での回折波の干渉効果が重ね合されるので、回折波の分布が鋭くなる。この現象は分光に応用されている。結晶格子による X 線の回折や、奥行のある超音波格子による光の回折のように周期構造の周期に比べて媒質の奥行(厚さ)が十分大きい場合には、ブラッグ回折が起る。これに対して奥行が薄い超音波格子などでは、ラマン-ナス回折(デバイ-シェアース回折ともいう)が起る。これらの区分はいわゆる Q パラメーター $Q=2\pi\lambda d/(s\Lambda^2)$ で決り、 $Q>10$ ならブラッグ回折、 $Q<1$ ならラマン-ナス回折である。ここで d は媒質の厚さ、 n は屈折率、 Λ は格子間隔である。ブラッグ回折においては、格子面で回折条件を満足するだけでなく、同時に正反射の条件も満足する必要がある。普通の回折より波長選択性、方向選択性が著しくなる。この結果、特定の波長、特定の入射角を用いなくとも強い回折波が得られない。X 線や粒子線などは、その波長が普通の光よりはるかに短いため、結晶、原子、原子核などによって回折現象を起す。X 線、電子線、中性子線などの回折を利用して、結晶の構造を調べるのが回折結晶学である。

高エネルギーの核子、中間子などの弾性散乱の微分断面積は、最も前方に鋭い山があって、散乱角が増えるにつれて、極小、極大になる光の回折波の強度分布と同じパターンを示す。これは入射波が不透明な標的に吸収されてできる影の部分に、標的に当たらない外側の波がまわり込んでくる回折像であって、回折パターンとよばれる。高エネルギーのハドロン散乱を影散乱とよぶのはこういうわけである。このときの回折波の強度分布も光の場合と同じ形となり、微分断面積は、 $(d\sigma/d\Omega) \approx (1-\eta)^2 R^2 (Rq)^2 [J_1(qR\theta)/(qR\theta)]^2$ で与えられる。ここで、標的は透明度 η 、半径 R の円板とし、 q は入射波の波数、 θ は散乱角である。

回折解離 [英 diffraction dissociation, 仏 dissociation diffractive, 露 дифракционная диссоциация] 高エネルギーハドロンが不透明な標的ハドロンと衝突するとき、回

折(影散乱)で生じるのは弾性散乱のみでなく、コヒーレントに起る非弾性過程もある。これが回折解離または回折励起とよばれる反応である。ハドロンは複合粒子で、いろいろな状態の量子力学的重ね合せの状態である。したがって、これが不透明な標的に吸収されるときは、状態によって吸収の程度が異なるから、影散乱の重ね合せから生じた状態は単純に始状態に比例する弾性散乱以外に非弾性過程も現れる。重要なことは、この回折解離で生じた状態は入射ハドロンと同じ内部量子数をもっていることである。 $\pi^-p \rightarrow \pi^-(\pi^+n)_{\text{回折}}, \pi^+p \rightarrow (\pi^+\pi^+p)_{\text{回折}}, pp \rightarrow (\pi^+n)_{\text{回折}}, (p\pi^0)_{\text{回折}}$ などは回折解離反応の例である。粒子交換の描像からみれば、 t チャネルにボメロンが交換される反応で (\Rightarrow ボメロン)、「移行四元運動量」は小さく、反応断面積のエネルギ-依存性も弾性散乱のそれと同様に緩やかで $s^{-0.3}$ 程度である。

回折角 [英 angle of diffraction, 独 Beugungswinkel, 仏 angle de diffraction, 露 угол отклонения при дифракции] 一般の回折現象を取扱う場合には入射波と回折波の進行方向がなす角をいう。平面回折格子では平面回折格子の法線と回折光の進行方向とのなす角をいう。凹面回折格子の場合には凹面回折格子の面の中心での法線と、面の中心と結像点とを結ぶ線がなす角をいう。ホログラムでは普通、入射光と回折光の進行方向のなす角をいう。

回折関数 [英 diffraction function, 独 Beugungsfunktion, 仏 fonction de diffraction, 露 дифракционная функция] 光がその波長と同程度またはそれ以下の細いスリットや小さい開口を通過すると、直進する方向以外にも散乱される。この現象を回折とよぶ。フレネルの原理とフラウンホーファー近似を用いる素朴な考え方をすれば、散乱振幅は次の形のフーリエ積分に比例する。

$$D(s) = \int_A \exp(i\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (1)$$

この関数を回折関数とよぶ。 $s \equiv k_s - k_0$ は散乱ベクトルとよばれる (k_0, k_s は入射波および散乱波の波数ベクトル)。積分は開口 (A) にわたって行われる。

簡単のため、開口として x, y 方向に a, b の長さをもつ長方形を考える。原点を長方形の中心にとれば

$$D(s) = \frac{\sin(s_x a/2)}{s_x/2} \cdot \frac{\sin(s_y b/2)}{s_y/2} \quad (2a)$$

となる。 s_x, s_y はそれぞれ s の x, y 成分である。原点のとり方を変えると、さらに位相因子がかかるが強度は原点のとり方に依存しない。 $|D|^2$ を回折関数とよぶ人もいる。一次元の問題(細長いスリット)では、振幅は

$$D_1(s) = \frac{\sin(s_x a/2)}{s_x/2} \quad (2b)$$

に比例する。式(1)あるいは(2a)は二次元の場合であるから $D_2(s)$ と書く。三次元の場合には式(1)の面積積分を体積分で置換えればよい。これを $D_3(s)$ と書く。 $s = d = s - 2\pi g$ (g は逆格子ベクトル)と置換え、X 線回折における外形因子の十分よい近似関数として用いられる。回折関数は光や X 線に限らず波動的回折・散乱現象をボルン近似で扱う場合にしばしば現れる。 $|D_1|^2$ および $|D_2|^2$ を模

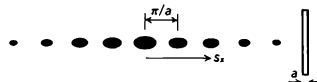


図 1

式的に描き図に示す。図1はスリットの回折図形(一次元)、図2は長方形開孔の回折図形(二次元)である。

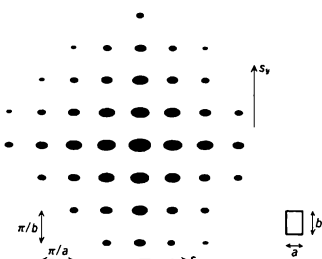


図2

回折吸収 [英 diffraction absorption] X線, 中性子線, 電子線が物質中を通過する際, それぞれ物質を構成する電子や原子核にエネルギーを与え, その分だけ透過光のエネルギーを失って減衰する。しかし, 物質が結晶性物質であり, 入射光がブラッグ反射(回折)を行う場合には, 上記の通常の吸収のほかに, 透過光は回折線のエネルギーだけ余分にエネルギーを失うので見かけ上吸収が増す。これを回折吸収という。第一近似で, 吸収係数を($\mu_0 + \mu_s$)として扱うことができる。ここで μ_0 は真の吸収係数, μ_s は回折による吸収係数である。ただし, 結晶の完全性がある程度よいと, 一度回折した光が再び回折によって透過光に戻されるので, 吸収因子は単純に指数関数($e^{-\mu}$, μ は吸収係数, l は光路)で記述できない。この場合には吸収と回折をいっしょに取扱う必要があり, それを消衰理論(⇒二次消衰)という。

さらに特別な場合として, 結晶が非常に完全である場合には, 上に述べたようなエネルギー的考察のみでは不十分で, 透過波と回折波が干渉し, 特異な吸収現象が起る。これをボルマンの異状透過, あるいはボルマン吸収とよぶ(⇒ボルマン吸収)。この場合には, 吸収と回折をいっしょに波動光学的に扱う必要がある(⇒一次消衰, 動力学的回折理論)。この場合に見られる吸収も回折現象に起因するので, 広い意味では回折吸収である。

回折結晶学 [英 diffraction crystallography, 独 Beugungskristallographie, 仏 cristallographie par diffraction, 露 дифракционная кристаллография] オングストローム程度, あるいはより短い波長をもつ波動(X線, γ 線, 電子線, 中性子線)の回折・散乱・吸収現象を通じて物質の構造を原子・分子レベルで明らかにする学問分野。回折結晶学誕生の初期から, 無機・有機の区別なく, 鉱物, 金属, 半導体, 高分子, さらにはタンパク質を含む生体関連物質に至る広範囲な物質が対象として扱われている。結晶学の名にかかわらず, 非晶質, 液体, 気体をも研究対象に含めることが多い。それは結晶性物質を対象とする場合とその他の場合とで, 方法論のうえで本質的差がないためである。この見方をすると, 回折結晶学は研究手法によって統合された学問分野であるといえる。したがって, その研究活動は学際的性格が強く, その成果は工学, 医学, 薬学, 農学などに直接・間接のうで効果をもちつ。

結晶性物質の場合, 物質構造を階層的にとらえると, 構造単位(⇒単位胞)の内部構造と外部構造に分けられる。前者を一次構造, 後者を二次構造とよぶ。この分類に対応し, 回折結晶学も大きく2つに分類される。一次構造を研

究対象とする分野は構造解析とよばれ, 二次構造を対象とする分野は, 古くは結晶組織の研究とよばれたが, 研究対象や関心のもち方の変遷に伴い, 近年は構造評価とよぶ人もいる。一次構造研究の最前線では, タンパク質のように単位胞内に1万個以上の原子を含む構造が明らかにされつつあり, この分野を特に複雑構造解析とよぶ。一方, 比較的簡単な物質について精密構造解析(⇒精密構造解析)が行われており, 結晶を構成する原子の結合電子分布を測定し得る段階に達している。二次構造の研究のうち, 構造評価の分野は比較的完全性の高い結晶に関心があがり, 格子欠陥の研究を内容とし, 半導体, 金属, 光通信用無機材料の評価に貢献している。結晶組織の研究では, 圧延金属の組織とか高分子結晶の結晶化度, セラミックスなどの結晶性粉末の組織が調べられ, 非晶質の構造の研究につながっている。この分野の研究は結晶成長(⇒結晶成長)の研究と密接な関係をもっている。一次構造と二次構造の研究の間には, 結晶の相転移(⇒相転移)や, 格子振動の研究など, 物性物理学の基盤となる研究も行われている。

回折結晶学は, 用いられる波動によって, 通常, X線結晶学(⇒X線結晶学), 中性子線結晶学(⇒中性子回折)および電子線結晶学(⇒電子線回折)に分けられる。しかし, 各分野で得られる結果, 理論および実験の手法の交流が活発で, 一研究者が2つの分野にまたがることも少なくない。当然のことながら各分野にはそれぞれ特徴がある。X線回折は適用範囲に普遍性があり, 定量的研究を行いやすい利点がある。中性子線回折は磁性の研究, H原子の位置決定, 格子振動の動的特性の研究に欠くことができない。電子線回折は電子顕微鏡法とともに薄膜や結晶表面の研究に特徴がある。特に高分解能電子顕微鏡は, 真の意味で物質の微視的構造の観察を可能にしている。

回折結晶学は, M. von Laue, P. Knipping および W. Friedrich のX線回折現象発見(1912年), W. H. Bragg と W. L. Bragg 父子によるハロゲン化アルカリの構造解析(1913年)に端を発する。続いて C. J. Davison, L. H. Germer および G. P. Thomson による電子線回折の発見(1927年)や, 第二次世界大戦後, 原子炉から得られる中性子源を用いて中性子線回折が行われるようになり, 回折結晶学の内容が格段と豊富になった。また他の諸科学でも同じであるが, 特に構造解析は膨大なデータの集積と処理を必要とするので電子計算機の進歩に負う所が大きい。このように回折結晶学発展の歴史をたどると, 線源や測定装置, データの処理能力の進歩とともに飛躍的發展を遂げている。近年, 先進諸国でシンクロトロン放射をX線光源として利用することが着目され, わが国でも回折・分光実験のための専用施設が筑波研究学園都市の文部省高エネルギー物理学研究所で稼働中である。また陽子加速器を使ってパルス状中性子源をつくり, 特徴的な中性子線回折を行うことも始まっている。わが国でも KENS(高エネルギー物理学研究所・中性子散乱施設)の名で施設が作られ, すでに稼働している。このような情勢下で, こと数年以内に, 回折結晶学が飛躍的に発展することが期待されている。物質構造の解明は物質科学の基盤をなすものであるから, 物質科学からの要請に伴い, 回折結晶学は変貌しつつ発展する必然性をもっている。

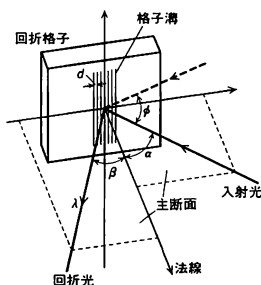
回折格子 [英 diffraction grating, 独 Beugungsgitter, 仏 réseau de diffraction, 露 дифракционная решётка] 光の回折を利用した分光素子の一種。平面ガラス板に Al

などの金属を蒸着し、その表面に等間隔に溝を刻線したものを平面(回折)格子、凹球面に金属を蒸着し弦に沿って等間隔に溝を刻線したものを凹面(回折)格子という。凹面回折格子は非点収差など収差が大きいため、この欠点を補正するためトロイダル面や楕円面の内側に刻線したものもある。このようなものを非球面回折格子という。平面回折格子の場合、透明材質の表面に等間隔の溝を刻線し、透過回折光を利用する形式のものもある。反射光を利用する形式のものを反射型回折格子、透過光を利用するものを透過型回折格子という。分光器の分散素子として用いられている回折格子はほとんどが反射型回折格子である。

回折格子には機械的にダイヤモンドカッターで刻線した機械刻線回折格子とフォトレジストに干渉縞を焼き付けて製作したホログラフィック回折格子とがある。市販されている回折格子はオリジナル回折格子を原型とした複製品(レプリカ回折格子)である。回折格子は反射光あるいは透過光に周期的な振幅および位相の変化を与えるものである。写真乾板に干渉縞を焼き付けたものは透過光の振幅に周期的な変化を与える。このように振幅のみを変化させる回折格子を振幅格子という。透明な板の表面に等間隔に凹凸をつけたもの場合には、透過光の位相が周期的に変化している。このような回折格子を位相格子という。平面格子には一般に通常平行光束を入射させる。平面格子の分散能、分解能はプリズムとは様相を異にする。凹面回折格子ではローランド円上に入射スリットを置くとローランド円に沿ってスペクトルが結像する。

回折格子からの回折光の強さの分布は溝型によって大きく影響される。特定の方向に大部分のエネルギーが回折するよう溝型を鋸歯状にするなどのくふうが凝らされている(⇒ブレースド回折格子)。

回折格子の式 [英 grating equation, 独 Gittergleichung, 仏 equation pour le réseau de diffraction, 露 уравнение для дифракционной решётки] 間隔(格子定数) d の等間隔直線溝をもつ平面回折格子の主断面(溝に垂直な平面, 図参照)に平行に白色平行光線を入射角 α で入射



するとき、波長 λ の回折光の強度の主極大は

$$d(\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

を満たす回折角 β の方向に生じる。この式を回折格子の式という。 α と β は格子面に立てた法線とのなす角であり、通常 α を正とする。 β の符号に関しては、回折光線が法線に対して入射光線と同じ側にあるときは正、反対側ならば負にとる。 m はスペクトル次数であり、 $m=0$ のときは回折ではなく単なる鏡面反射($\beta = -\alpha$)となり、この方向を境として回折光は、入射光側に正の次数($m > 0$ 、内側の次数ともいう)のスペクトルが、反対側に負の次数($m < 0$ 、

外側の次数ともいう)のスペクトルが分布することになる。 $\alpha, |\beta| \leq 90^\circ$ であるから、上式より $\lambda \leq 2d$ を満たす波長のスペクトルしか観測できないことは容易にわかる。また、入射角 α が一定のときに、ある回折角 β の位置に観測されるスペクトル線には、波長 λ の一次のスペクトルのほかに、 $\lambda/2$ の二次、 $\lambda/3$ の三次、… などのスペクトルが現れ、次数の重なりを生じる。もし、平行光線が主断面と ϕ の角をなして格子面に入射した場合には、入射光線および回折光線の格子面法線となす角の主断面成分をそれぞれ α および β とすると、回折格子の式は

$$d \cos \phi (\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda$$

となる。なお、回折光線は主断面に対して $-\phi$ の角をなす。球面格子や非球面格子に関しても、格子面中心における接平面に格子溝を投影したときに等間隔になる場合には、以上のことが成立する。投影溝が不等間隔になる場合には、 d として有効格子定数(⇒格子定数)を用いなければならない。

発散光や集束光が格子面に入射・回折する場合にも主光線(格子面中心を通る光線)に関しては上で述べたことが成立する。

回折格子の分解能 [英 resolving power of diffraction grating, 独 Auflösungsvermögen Beugungsgitters, 仏 pouvoir séparateur du réseau, 露 разрешающая способность дифракционной решётки] 回折格子が波長 λ と $\lambda + \Delta\lambda$ の接近した 2 本のスペクトル線を分離しうる能力をその回折格子の分解能といい、 $\lambda/\Delta\lambda$ で定義する。この定義を明確にするため、分離しうる最小波長差 $\Delta\lambda$ の値はレイリーの基準に基づいて理論的に定められる。平面回折格子の理論分解能は $\lambda/\Delta\lambda = |m|N$ で与えられる。ここで、 m は使用したスペクトル次数、 N は刻線の総本数である。分解能を高めるのに、エシェルのように比較的少ない N で高い次数を用いる場合と、通常回折格子のように $m \approx 1$ で多数の N を用いる場合とがある。回折格子の式 $d(\sin \alpha + \sin \beta) = m\lambda$ (d は格子定数、 α は入射角、 β は回折角)を用いると、理論分解能は

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = |m|N = \frac{Nd}{\lambda} |\sin \alpha + \sin \beta| \leq \frac{2W}{\lambda}$$

とも書けるので、刻線部分の全幅が $W (=Nd)$ の平面回折格子で得られる分解能は $2W/\lambda$ を超えることがない。現在市販されている平面回折格子の大部分は理論分解能を達成している。凹面回折格子をローランド円配置で用いたときの理論分解能は

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \leq 0.92 \frac{mW_{\text{opt}}}{d},$$

$$W_{\text{opt}} = 2.51 \left[\frac{\lambda R^3}{\sin \alpha \tan \alpha + \sin \beta \tan \beta} \right]^{1/4}$$

で与えられる。ここで、 R は回折格子の曲率半径、 W_{opt} は最適刻線幅とよばれ、それより広い刻線幅を用いると収差が増え、逆に分解能が減少する。したがって、凹面回折格子を用いる場合には、照明される刻線部分の幅が W_{opt} を超えないようにマスクする必要がある。

回折効率 [英 diffraction efficiency, 独 Beugungswirkungsgrad, 露 эффективность дифракции] ホログラムを再生するとき、一次(または特定の高次)回折像の方向に回折する光と単色照明光との強度の比をいう。回折格子の場合には特定次数に回折する光量と単色入射光量との比をその波長の光に対する回折効率という。

回折コントラスト [英 diffraction contrast, 独 Beugungscontrast, 仏 contraste de diffraction, 露 дифракционный контраст] 電子顕微鏡およびX線回折顕微鏡法によって試料像を形成する際、その明暗コントラストが、試料結晶によるブラッグ反射強度の場所的差異に起因する場合に、この明暗コントラストを回折コントラストという。これに対して、電子線やX線の吸収の度合いが試料中の場所によって異なるために生じる明暗を吸収コントラストとよぶ。電子顕微鏡像の回折コントラストは、明視野像と暗視野像とでは明暗が逆である。明視野像では、ブラッグ反射を受けた回折電子線は入射方向からそれて、試料の後に置かれている絞りで除去され、結像に関係しない。そのためブラッグ反射の起っている部分は像中では暗く見える。これに対し、暗視野像は特定のブラッグ反射線による像であるから、そのブラッグ反射を起している部分は明るい。結晶試料に湾曲あるいは格子欠陥による格子ひずみがあると、ブラッグ反射が部分的に起るために回折コントラストを生じる。X線回折顕微鏡法の結晶試料像は、ブラッグ反射を受けたX線による像であるから、電子顕微鏡の場合の暗視野像に対応し、回折コントラストによる明暗像である。この場合、試料中であまりと結晶方位が異なる領域に対応して起るコントラストを方位コントラストとよぶ。結晶欠陥の周囲などにおけるゆるやかなひずみ勾配部分で生じるコントラストを消費コントラストとよぶ。後者の場合の強度分布はひずみ場の場合の分布、試料の厚さや吸収などに依存し、複雑である(⇒X線回折顕微鏡法)。回折コントラストの理論的取扱いは、動力学的回折理論による。

回折散乱 [英 diffraction scattering, 独 Beugungsstreuung, 仏 diffusion diffractive, 露 дифракционное рассеяние] ⇒回折

回折像 [英 diffraction pattern, 独 Beugungsbild, 仏 figure de diffraction, 露 дифракционная картина] 単色の点光源からの発散光束または平行光束を開口のある遮蔽板に入射させ、その後方にスクリーンを置いて観測すると、開口と相似の形をした明確な輪郭をもつ明るい像が現れず、一般に回折のため明暗の縞を輪郭にもつ明るい像が見られる。これを回折像という。平行光線が入射する場合、開口の後方無限遠における回折像を観察するために、回折の効果や収差が無視できるレズンの焦点面にスクリーンにおいて観察することが多い。これで観測されるのがフラウンホーファー回折像で、光源と観察面の一方または両方が開口から有限の距離にあればフレネル回折像になる。

回折波 [英 diffracted wave, 独 Beugungswelle, 仏 onde diffractée, 露 дифракционная волна] 一様な媒質中を進行する波の波面の一部が障害物によって遮られると回折が起り、直進する波のほかに、幾何学的にいって障害物の影になる部分に回り込んでいく波が生じる。このように、回折によって生じた波を回折波という。回折波は、障害物の大きさや波の波長とが同程度であるとき著しく現れる。障害物だけでなく、媒質に振動などがあるときにも回折波が生じる。水の波、音、光、X線などの波のほか、粒子線なども波動として回折波を生じる。また、光が媒質中に分散している微粒子によって散乱される場合も、散乱波を回折波(または回折散乱波)とよぶ。X線や粒子線によって物質の構造を原子のレベルで調べる場合には、物質中の原子によって電磁波や粒子線が散乱されることにより生じた回折波を観測する。光や粒子線のように波長が短い

波の場合には回折波を観測するには特別の装置が必要であるが、空気中の音波の場合には波長が長いので回折波の観測は容易である。

回折理論(結晶に対する) [英 diffraction theory, 独 Beugungstheorie, 仏 théorie de diffraction, 露 теория дифракции] 結晶にオンゲストローム程度、またはそれ以下の波長をもつ波動(X線、 γ 線、中性子線、電子線)が一定の条件をもって入射すると、特定方向に強い回折線を生ずる。この現象をブラッグ反射とよぶ。入射線と回折線は、関与する格子面(網平面)に対し鏡面反射の関係にある。狭い意味にとると、回折理論は、ブラッグ反射を扱う特殊な散乱理論のことである。結晶構造解析はこの理論に準拠して行われる。しかし、結晶による散乱には散漫散乱や小角散乱とよばれる弾性散乱があり、さらに非弾性散乱とよばれる一群の散乱もある。後者の中には、結晶の格子構造に強くかかわりをもつ散乱(中性子線の熱散漫散乱、弛豫図形を作る電子線の散乱など)がある。また、通常回折・散乱の実験では、上記の諸散乱が程度の差はあるが重なって観察され測定される。したがって、今日では、結晶の格子構造、およびその不整構造に関連した散乱現象を扱う理論のすべてを回折理論とよぶことが多い。

回折理論には2つの型がある。1つは運動学的理論(⇒運動学的回折理論)で、散乱理論の用語に従えば、ボルン近似を用いる理論である。他は動力学的理論(⇒動力学的回折理論)とよばれ、ボルン近似に依らない、より厳密な理論である。X線、中性子線、 γ 線の回折実験では、多くの場合、前者の理論で十分であるが、精密な実験に対しては後者の助けを借りる。消費理論(⇒消費効果)はそのよい例である。比較的大きな結晶の完全性を評価する研究では、後者の理論の結果を積極的利用する。また、分光学などで、X線や中性子線のモノクロメーターを設計する場合とか、X線干渉計を製作する場合などで同理論を使う必要性が高まりつつある。電子線の場合には、物質との相互作用が強いので、ほとんどの場合、動力学的理論にまねばならない。いずれの型の理論でも、回折理論は光学理論の性格をもつ。ブラッグの法則で象徴されるように、波動を光線とみる幾何光学の立場と、それを基礎づける波動光学の立場がある。後者ではフーリエ解析が縦横に駆使される。

回折理論は実験法の観点から、2つに分類される。1つは方位計測に見合う理論で、他は位置計測に見合う理論である。前者は、回折波や散乱波の角度分布に関心があり、後者はそれらの位置分布に関心がある。電子線回折と電子顕微鏡法に対する理論はその最もよい例である。両者は物質構造を調べる目的に対し、互いに相補的な役割を果たす。さらに別の観点から見ると、基礎と応用に分けることもできる。基礎理論では、単結晶(ときには原子・分子)に対する回折や散乱の素過程に関心があるが、応用理論ではラウエ・カメラ、粉末結晶回折計、四軸回折計(X線・中性子線の場合)や電子顕微鏡、走査型電子顕微鏡などの具体的実験装置に見合う回折理論が開発されている。物質構造の多彩さと、近年の実験法の進歩を反映し、回折理論もまた極めて多彩である。

蓋然性 [英 probability, 独 Wahrscheinlichkeit, 仏 probabilité, 露 вероятность] ある現象(または事象)が実際に起こるか否かの確実さの度合いのことで、確からしさ、公算などともいう。これを数量で表したものが確率で

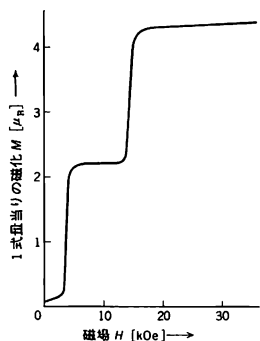
ある。量子力学が現れる以前には、自然現象においていっさいのき事は必然的であって、偶然は存在しないと考えられていた。したがって、われわれが無限の知識をもち、かつ法則が絶対的なものであるならば、起る現象を確実に予見できるはずであると考えられた。ただ、現実には、われわれの知識に限りがあり、法則についても例外があるので、蓋然性という概念が必要であった。しかしながら、量子力学が誕生し、現象の発生や知識について、われわれは確率的にしか予見できないことが明らかになってきた。たとえば、粒子がどこに存在するか、粒子が衝突するかどうかなどは、確率しか計算できないのである。したがって、蓋然性は物理学における基本的な概念となったのである。科学の基礎は因果関係の定量的記述にあり、通常は原因となる量の大きさが与えられれば、結果に対応する量の大きさは一意に決る。このような場合の因果関係を必然性の論理という。一方、放射線の生体に対する生物学的効果に多くの例を見るように、因果関係が確率で定量的に記述される場合がある。このように、ある量の原因が与えられたとき、ある結果の生起が確率的にしか求められないような因果関係の記述を蓋然性の理論という。

外挿法 = 補外法

解像力 [英 resolving power, 独 Auflösungsvermögen, 仏 pouvoir séparateur, 露 разрешающая способность] レンズや感光材料の性能表示法のひとつ。等間隔の白黒縞の像のうちで、見分けることのできる限界を1mm当りに含まれる白黒の組の数で表す。テレビジョン系の場合には、画面の縦寸法内に含まれる、見分けることのできる黒の縞と白の縞の総本数で表す。いずれも、結像性能を簡単に表示できるので便利であるが、厳密にはOTFを用いた評価によらなければならない(⇒OTF)。

階段格子 = エシエロン

階段状磁化曲線 [英 staircase magnetization curve, 独 treppenförmige Magnetisierungskurve, 仏 courbe de magnétisation en forme d'escalier] 磁性体の磁化 M の大きさ M と、磁場 H の大きさ H との関係を表す磁化曲線の形が、連続的な変化を示さず、特定の磁場の値で不連続的な飛びを示し、階段状の形になるものをいう。反強磁性的磁気構造をもつ物質で、ネール温度が低く磁気異方性の大きい場合、強い外部磁場を加えることによって元来の反強磁性的磁気構造が破られ、スピニ磁気モーメント(磁化)が不連続的に磁場の方向にそろうために起る。反強磁性体($\text{CoCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ などの二水塩, DyCrO_3 , FeTiO_3 など)、らせん磁気構造をもつ物質(MnAu_2 , Dy , Ho , MnP など)に



見られ、メタ磁性特有のふるまいとして説明される。強磁場技術が進歩するにつれ、該当する物質は数多く見いだされつつある。熱力学的には一次転移であり磁化曲線は階段を示す場所にヒステリシスがある。図に反強磁性体のひとつである DyCrO_3 (正確には弱い強磁性体(キャント磁性))の階段状磁化曲線(温度 0.49K, 磁場 $H//a$ 軸の場合)を示す。図

回転 [英 rotation, 独 Rotation, 露 вращение] [1] 太陽のまわりの惑星の運動のように、大きさを無視した質点がほかの一定点のまわりで行う円運動や楕円運動をいうこともあるが、大きさのある物体の(変形を別途に考えることにして)運動を並進運動と回転運動とに分けた場合の後者をさすことが多い。たとえば、机の上をすべらずに転がる円筒を考えると、その運動は円筒軸の平行移動とそのまわりの回転とを組合せたものとみなすことができる。しかしこの場合、各瞬間の運動を、円筒と机の接触する直線を回転軸とした回転とみなすことも可能である。剛体の運動を質量中心の運動とそのまわりの回転とに分けて考えると便利なのが多いが、その場合の回転はオイラーの運動方程式によって決められる。円筒軸を回転軸とみなすのはそのようなときである。

[2] 回転交換のことを単に回転といふことがある(⇒回転交換)。

[3] 三次元空間の各点 r で、ベクトル関数 $A(r)$ (ベクトル場)が定義されているとき、直角座標系 (x, y, z) において

$$\text{rot} A = \left(\frac{\partial}{\partial y} A_z - \frac{\partial}{\partial z} A_y, \frac{\partial}{\partial z} A_x - \frac{\partial}{\partial x} A_z, \frac{\partial}{\partial x} A_y - \frac{\partial}{\partial y} A_x \right)$$

と表されるベクトルをベクトル場 A の r における回転という。curl A と書く。また、記号 ∇ (ナブラ)を用いて $\nabla \times A$ と表す。二次元 (x, y) の場合には、 $\text{rot} A$ の成分は $\partial A_y / \partial x - \partial A_x / \partial y$ のみである。一般に線素 ds が $ds^2 = \sum_{i=1}^3 h_i^2 du_i^2$ と表される直交曲線座標系 $\{U_i\}$ では $\text{rot} A$ の成分は、 $(\text{rot} A)_1 = (1/h_2 h_3) [(\partial/\partial u_2)(h_3 A_3) - (\partial/\partial u_3)(h_2 A_2)]$, $(\text{rot} A)_2, (\text{rot} A)_3$ は、それぞれ添字 1, 2, 3 を循環的に置換したものである。 $\text{rot} A$ は、正確には擬(または、軸性)ベクトルである。すなわち、座標変換にさいして、座標系の向きが(右手系から左手系に、またはその逆に)変わらなければ $\text{rot} A$ はベクトルと同じ変換則に従うが、座標系の向きが変わるときには、ベクトルとしての変換のほか符号の変化を伴う。ベクトル場 A が、いたるところ $\text{rot} A = 0$ を満たすとき、渦なしであるという。スカラー場の傾きとして与えられるベクトル場は渦なしであり、逆に渦なしのベクトル場はあるスカラー場の傾きとして表される。たとえば、静電場 E は電位 ϕ の傾きとして $E = -\text{grad} \phi$ と表され、 $\text{rot} E = 0$ である。静磁場 $H(r)$ の回転は電流密度 J に等しい: $\text{rot} H(r) = J$ の流体の速度場 $v(r)$ の回転 $\omega = \text{rot} v$ は渦度とよばれる。

回転異性 [英 rotational isomerism, 独 Rotationsisomerie, 仏 isomérisie de rotation, 露 поворотная изомерия] 異性体のうち、コンフォメーションの異なるものをいう(⇒コンフォメーション)。

回転異性体 [英 rotational isomer, 独 Rotationsisomer, 仏 isomère rotatoire, 露 вращательный изомер] 高分子主鎖の3原子により規定される平面に対し、第四の原子は第二の単結合のまわりの回転により相対的空間配置

を変えることができる。この単結合のまわりの回転に対する内部回転ポテンシャル、非結合原子間のエネルギー的相互作用により、内部回転角の関数としてのエネルギー曲線には、数カ所の安定位置が現れる。各安定位置に対応する幾何形態は相互に回転異性体の関係にある。低分子化合物では、たとえば1,2-ジクロロエタンの中央の単結合の回転に対し、トランス(t), ゴーシュ(g^+ , g^-)の3種の安定位置があり、t位置を内部回転角の基準にすると+120°と-120°とに g^+ , g^- が現れ、tがエネルギー的に最も安定で、回転異性体の典型的な例として知られている。高分子では非結合原子間相互作用が加わり、たとえばアイソタクチックポリプロピレンの結晶ではtgtgの3/1らせん構造が結晶中で安定構造となる。それは側鎖メチル基のためにt位置が不安定となるためである。結晶内で別のコンフォメーションをとるときは結晶変態を伴う。高分子溶液中で分子間相互作用の小さい状態においてn結合から成る高分子鎖のコンフォメーションは、(n-2)個の非末端結合のおおのに特定の回転異性を割当てることにより規定できる。このような高分子鎖統計の取扱ひ方を回転異性体モデルとよぶ。各結合にn個の回転異性状態があるとなると、n結合から成る高分子鎖のコンフォメーションは n^{n-2} の多数の回転異性体をもつ。さらに厳密には、各回転異性状態のエネルギー状態に応じて、エネルギー分布に関するボルツマン則によって統計的重率が与えられなければならない。

回転運動 [英 rotational motion, 独 Drehbewegung, 仏 mouvement tournant, 露 вращательное движение] 質点の運動で何を回転運動とよぶか明確な定義はないが、一般的に円またはそれに近い閉曲線に沿って一方方向に行われる周期運動またはそれに近いものをす。軌道が完全に閉じなくても、周期がしだいに変化してもよい。運動が中心力(引力)による場合には、軌道は力の中心を含む平面内にあって面積速度が一定になる(角運動量の保存)。力の大きさが中心からの距離に比例するときと、逆二乗の法則に従うときには、直線運動(振動)になる場合を除き、初期条件によらず(ただし逆二乗の場合には力学的エネルギーが負に限られる)軌道は閉じた楕円になるので、運動はたしかに回転運動になる。大きさのある物体の運動は、重心の運動(これは質点の運動として扱える)と重心のまわりの相対運動とに分けて考えると便利であるが、形が著しく変わったり分裂したりする場合を除き、相対運動をさらに変形(振動を含む)と回転とに分けることが多い。そうすると、回転運動というのは1点(重心)を固定した変形しない物体(剛体)の運動ということになる。重心に限らず、1点を固定した剛体の運動は、各瞬間をとれば、その固定点を通る1本の直線(瞬間回転軸)のまわりの回転とみなされ、角速度が定義される。その変化はオイラーの運動方程式を用いて扱うことができる。この場合にも、角運動量を一定に保とうとする一種の慣性があり、その大きさは慣性モーメント(一般には慣性テンソル)で表される。角運動量を変化させるのは外力のモーメントである(⇒回転)。

回転エネルギー [英 rotational energy, 独 Rotationsenergie, 仏 énergie de rotation, 露 энергия вращения] 回転による運動エネルギー。物体の運動を重心運動と重心に相対的な運動とに分けて考えると、運動エネルギーは重心運動の運動エネルギーと相対運動のそれとの和で与えられるが、物体を剛体とみなしてよい場合には相対運動は回

転だけになるので、後者が回転エネルギーになる。剛体の角速度の成分を $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ とし、慣性モーメントを I_{xx}, I_{yy}, I_{zz} 、慣性乗積を I_{yz}, I_{zx}, I_{xy} とすると(⇒慣性テンソル)、回転エネルギーは

$$T = \frac{1}{2} (I_{xx}\omega_x^2 + I_{yy}\omega_y^2 + I_{zz}\omega_z^2 + 2I_{yz}\omega_y\omega_z + 2I_{zx}\omega_z\omega_x + 2I_{xy}\omega_x\omega_y)$$

で与えられる。分子は完全な剛体ではなく振動も行うが、そのエネルギーは近似的に回転エネルギーと振動エネルギーの和で表される。運動を量子論的に扱うと回転エネルギーとして許される値はとびとびのものに限定され、回転準位が得られる。これは回転スペクトルとして観測される。

回転温度 [英 rotational temperature, 独 Rotations-temperatur, 仏 température rotationnelle, 露 вращательная температура] 分子スペクトル中のバンドの回転線の強度分布を解析して求めた温度。分子が熱平衡のもとでどのような回転準位にどのように分布するかは、ボルツマン分布関数と分子の全角運動量 J によって決められ、温度 T で最低の振動状態のなかでの回転準位 J に存在する分子数 N_J は

$$N_J \propto (2J+1)e^{-E(J)/kT} \quad (1)$$

の形で表される。ここで $E(J)$ は $J=0$ の回転準位から測った回転準位 J のエネルギー値、 k はボルツマン定数である。回転線はひとつの準位からほかの準位への遷移によって生じるので、バンドのなかの回転線の強度分布には、両方の準位の J の値が関係することになり、上式とは少し形が違いが、吸収スペクトル、発光スペクトルで、回転線の強度 I_J は

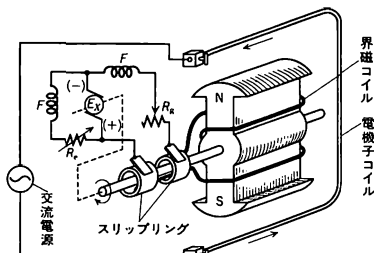
$$I_J \propto S_J e^{-E(J)/kT} \quad (2)$$

の形で表される。ここで $E(J)$ は始状態の回転エネルギー、 S_J は線強度とよばれる係数で、遷移確率の計算からでくる量であり、その遷移の前後の準位の J の値に依存し、およそその傾向としては J とともに増加する量である。式(2)の対数をとることにより

$$\ln \frac{I_J}{S_J} = A - \frac{E(J)}{kT} \quad (3)$$

が得られる。ここで A は定数である。したがって $\ln(I_J/S_J)$ を縦座標に、回転準位のエネルギー $E(J)$ を横座標として式(3)のグラフを描けば、直線が得られ、その傾斜が $-1/kT$ を与える。これから回転温度 T を求めることができる。分子の回転準位への分布は、ごく特殊な場合(たとえば、励起分子の生成が、化学反応や、多原子分子からの分解などによる場合)を除き、一般に周囲の温度を反映した分布になっているので、スペクトルから得られた回転温度は、振動温度とは違って、比較的正しい周囲温度を与えることが多い(⇒振動温度)。

回転界磁型モーター [英 revolving-field type motor, 独 Drehfeldmotor, 仏 moteur à type champ rotatif, 露 электродвигатель с вращающимся магнитным полем] 交流の同期モーターの一種。中容量以上のものに特に用いられる(小容量機は回転電機子型が多い)。回転磁場を発生する電機子コイルを回すかわりに、界磁(磁極)を回す型のモーターをいう。図は回転界磁型交流モーターの原理図である。N, Sは磁極、Fは励磁機の界磁コイル、 R_e は励磁機の界磁抵抗、 R_m はモーターの界磁抵抗である。固定子に巻かれた電機子コイルに交流電力を供給し、回転子である磁極N, Sを励磁するため、界磁コイルにスリップリン



グを通し励磁機(主電動機の軸に直結された直流発電機またはほかの直流電源)から直流を供給するとき、電機子コイルの磁極との間に力が発生し、回転子が回る。回転界磁型を用いる理由は、高い交流電圧を供給する電機子コイル側を固定とし、低い直流電圧の界磁側を回した方が、絶縁上と、機械的安全性から得策であるためである。

回転緩和 [英 rotational relaxation, 独 Rotationsrelaxation, 仏 relaxation rotationnelle, 露 вращательная релаксация] 分子振動に対する緩和現象を振動緩和とよぶのに対応して、分子回転の緩和現象を回転緩和とよぶ。分子集団系に対してその回転エネルギーの分布に変化をもたらすような外部からの摂動が加えられたとき、系の新しい熱平衡状態に対応する回転エネルギーの分布へ移行する過程が回転緩和である。回転緩和を構成する素過程は、回転エネルギー移行をもたらす分子衝突である。回転エネルギーは小さいので、衝突断面積は振動エネルギーの移行、特に、V-T/R (Vibration to Translation/Rotation)のそれに比べてずっと大きい(⇒振動緩和)。分子の平均の回転エネルギーを E_{rot} とすると、緩和は E_{rot} が熱平衡状態における回転エネルギー値 \bar{E}_{rot} へ近づく過程である。その速度が平衡値との差に比例するという仮定を立てると、振動緩和のときと同じ式

$$\frac{dE_{rot}}{dt} = \frac{1}{\tau} (\bar{E}_{rot} - E_{rot}) \quad (1)$$

が成り立つ。 τ は回転緩和時間である。この式の積分形を書くと

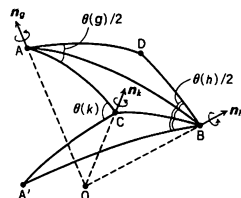
$$\frac{\bar{E}_{rot} - E_{rot}(t)}{\bar{E}_{rot} - E_{rot}(t=0)} = e^{-t/\tau} \quad (2)$$

となって、回転エネルギーの平衡値との差が指数関数的に時間とともに解消することになる。ただし、回転緩和では式(1)は一般に正確には成立せず、式(2)も近似的な関係式である。緩和時間の測定は、超音波、衝撃波、超音速ノズル膨張、光照射などの手段で行われている。回転緩和時間内に起る分子の衝突頻度は、緩和の速度を表現する量で、たとえば、室温で $5.6(\text{N}_2)$, $4.1(\text{O}_2)$, $220(\text{H}_2)$ など、振動緩和の値に比べてけた違いに小さい。緩和の素過程を研究するために、レーザー誘起蛍光法、二重共鳴分光法などの手法が用いられており、緩和がどのような回転遷移の衝突で構成されているかを明らかにする研究が進められている(⇒エネルギー移行)。

回転行列 [英 rotation matrix, 独 Rotationsmatrix, 仏 matrice de rotation, 露 матрица вращения] ⇒ 回転群の表現

回転群 [英 rotation group, 独 Drehungsgruppe, 仏 groupe des rotations, 露 группа вращений] 1点Oのまわりの回転は、回転軸の方向 \mathbf{n} と回転角 θ を与えて

$R_\theta(\mathbf{n})$ のように表すことができるが、これらは次のような合成則に従って群をつくる。この群を回転群という。 $R_{\theta(g)}(\mathbf{n}_g)$ に続けて $R_{\theta(h)}(\mathbf{n}_h)$ を行った結果はまた1つの回転で $R_{\theta(k)}(\mathbf{n}_k)$ と表せる。このことを $R_{\theta(k)}(\mathbf{n}_k) = R_{\theta(h)}(\mathbf{n}_h) R_{\theta(g)}(\mathbf{n}_g)$ と書く。このときの \mathbf{n}_k , $\theta(k)$ と \mathbf{n}_h , $\theta(h)$ および \mathbf{n}_g , $\theta(g)$ などの関係については図を参照。たとえば



図のAは、半径1の球面をベクトル \mathbf{n}_g が貫く点を示し、ABなどはすべて大円の弧で $\widehat{AB} = \widehat{A'B}$ である。 $R_{\theta(g)}(\mathbf{n}_g)$ によりCはDに移り、 $R_{\theta(h)}(\mathbf{n}_h)$ によりまたCに戻る。回転はまた行列式の値が1の三次元直交行列(転置すると逆行列になる実行列) R で表すこともできる。 R は変換行列として位置ベクトル \mathbf{r} に施した結果 $\mathbf{r}' = R\mathbf{r}$ が、回転によって \mathbf{r} の移っていく先を与えるような行列であるとすればよい(⇒変換群)。たとえば z 軸のまわりの角 θ の回転に対し行列自身を $R_\theta(z)$ と書く

$$R_\theta(z) = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \exp(\theta X_3)$$

ただし

$$X_3 = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

となる。これを一般化するには X_3 のほかに x 軸, y 軸のまわりの無限小回転に対応する行列

$$X_1 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}$$

$$X_2 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

を導入し、回転軸方向 $\mathbf{n} = (\lambda, \mu, \nu)$, 回転角 θ の回転を $R_\theta(\mathbf{n}) = \exp(\theta \mathbf{n} \cdot \mathbf{X})$ と表せばよい。ただし、 $|\mathbf{n}| = 1$, $\mathbf{n} \cdot \mathbf{X} = \lambda X_1 + \mu X_2 + \nu X_3$ 。この三次元行列の群は、特殊直交群 $SO(3)$ とよばれる(⇒古典群)で、回転群を $SO(3)$ と書くこともある。任意の回転はまた回転された軸を指定するオイラー角 α, β, γ を用いて $R_\alpha(z) R_\beta(y) R_\gamma(z)$ のように表すこともできる(⇒オイラー角)。このように、回転群は3個の独立なパラメーターをもつ連続群であるが、これらのパラメーターの占める空間は単連結ではない。回転のほかに空間反転までも含めてもこれらの操作全体は群をつくる。これは広義の回転群とよばれ、変換行列の群としては三次元直交群 $O(3)$ (⇒古典群)によって与えられる。 C_i を恒等操作と反転 i とだけからなる群とすると、 $O(3)$ は、 C_i と $SO(3)$ との直積群である。また回転群 $SO(3)$ は、特殊2次元ユニタリ群 $SU(2)$ と準同型である(剰余群 $SU(2)/\{I_2, -I_2\}$ が $SO(3)$ と同型になる。ここで I_2 は 2×2 の単位行列(⇒剰余群))。

回転群の表現 [英 representation of the rotation group, 独 Darstellung der Drehgruppe, 仏 représentation

de groupe des rotations, 露 представление группы вращений] 量子力学の多くの計算で、軌道角運動量の固有値およびその固有関数を知ることが必要になる。その際、回転群の表現が活躍する。

l を負でない任意の整数とし、3変数 x, y, z の複素係数 l 次同次多項式 $u(x, y, z)$ で、ラプラス方程式

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0$$

を満たすものの全体の集合を H_l とする。 H_l は $(2l+1)$ 次元複素ベクトル空間をなす。これに次式で内積を入れる。

$$(u, v) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} u_0(\theta, \varphi) v_0(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi$$

$$(\forall u, v \in H_l)$$

ここで u_0 は u の定義域を二次元球面 S^2 上に縮めたものを意味し、 (θ, φ) は S^2 の球面座標を表す。

次に回転群 $SO(3)$ の各元 g に対して

$$(D_l(g)u)(x, y, z) = u((x, y, z)g)$$

$$(\forall u \in H_l, \forall (x, y, z) \in R^3)$$

によって、 H_l における一次変換 $D_l(g)$ を定義する。このとき写像 $D_l: g \rightarrow D_l(g)$ は $SO(3)$ の H_l 上のユニタリー表現となる。しかも D_l は既約である。逆に $SO(3)$ の任意の既約ユニタリー表現はある D_l に同値である。そして $l \neq l'$ ならば、 D_l と $D_{l'}$ とは同値でない。すなわち $\{D_l; l=0, 1, 2, \dots\}$ は $SO(3)$ の既約ユニタリー表現の完全系をなす。この表現の直積の既約分解には次のクレブシュ-ゴルダンの公式が有用である。

$$D_l \otimes D_{l'} \cong D_{l+l'} \oplus D_{l+l'-1} \oplus \dots \oplus D_{|l-l'|+1} \oplus D_{|l-l'|}$$

さて、ルジャンドル陪関数 $P_l^m(z)$ を用いて

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = [(2l+1)/(l-m)!/(l+m)!]^{1/2} P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi}$$

$$(-l \leq m \leq l)$$

とおけば、 $\{Y_l^m; -l \leq m \leq l\}$ は H_l の正規直交基底をなす (Y_l^m は l 次の球面調関数とよばれる)。軌道角運動量演算子 l_x, l_y, l_z と、それからつくられる昇降演算子 $l_\pm = l_x \pm il_y$ を考えると

$$l_+ Y_l^m = \sqrt{(l-m)(l+m+1)} Y_l^{m+1}$$

$$l_- Y_l^m = \sqrt{(l+m)(l-m+1)} Y_l^{m-1}$$

$$l_z Y_l^m = m Y_l^m$$

が成立する。さらに、軌道角運動量の大きさの平方の演算子を A 、すなわち

$$A = l_x^2 + l_y^2 + l_z^2 = \frac{1}{2}(l_+ l_- + l_- l_+) + l_z^2$$

とすれば

$$A Y_l^m = l(l+1) Y_l^m$$

が成立する。 A は数学で $SU(3)$ のカシミール演算子とよばれているものにほかならない(軌道角運動量、昇降演算子)。

二次元特殊ユニタリー群 $SU(2)$ と回転群 $SO(3)$ とは準同型である ($SO(3)$ の元 g に $SU(2)$ の2つの元 $\pm h$ が対応する)。したがって、回転群 $SO(3)$ の既約表現はすべて $SU(2)$ の既約表現でもある。しかし、 $SU(2)$ のすべての既約表現が $SO(3)$ の表現になっているわけではない。 $SU(2)$ の元 $-I$ に、 $-I_V$ を対応させる表現 (I は 2×2 の単位行列、 I_V は表現空間の恒等演算子) では、 $SO(3)$ の1つの元 g に2つの表現行列 $\pm D(h)$ が対応してしまうことになり、この対応を $SO(3)$ の表現というわけにはいかない。しかし、2つの表現行列のうちの適当な1つをとれば、 $D(g_1 g_2) = D(g_1) D(g_2)$ が成り立つようにすることはで

きる。物理学では、表現の概念を少し拡張して、 $SU(2)$ の表現からこのようにしてつくった対応 $g \rightarrow \pm D(h)$ を、回転群 $SO(3)$ の二価表現とよんで、表現の仲間に加えている。実際に、半整数スピンをもつ粒子の量子力学では、こうした表現が本質的な役割を果たす。二価表現まで含めれば、回転群 $SO(3)$ のすべての既約表現は $SU(2)$ のすべての既約表現と完全に対応し、 $j=0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots$ としたとき $2j+1$ 次元の表現 D_j 全体で尽くされる。 j が整数 l の場合は、この表現は上述の表現 D_l に同型である。整数でない j の場合にも、 D_l の場合と同様に、一般化された角運動量演算子の $(2j+1)$ 個の規格化された固有ベクトル $J^2 |j, m\rangle = j(j+1) |j, m\rangle, J_z |j, m\rangle = m |j, m\rangle$ ($m=j, j-1, \dots, -j$)

は D_j の表現空間の正規直交基底になっている (\Rightarrow 角運動量演算子)。オイラー角 (θ, ϕ, ψ) で指定される回転に対応する表現空間の演算子は

$$R(\phi, \theta, \psi) = \exp(-i\phi J_z) \exp(-i\theta J_y) \exp(-i\psi J_z)$$

で与えられ、上の正規直交基底による行列要素

$$D_{mm'}^{jj'}(\phi, \theta, \psi) = \langle j, m | R(\phi, \theta, \psi) | j, m' \rangle$$

$$= e^{-im\phi} d_{mm'}^{jj'}(\theta) e^{-im'\psi}$$

は回転行列あるいは D 関数とよばれる。ここで

$$d_{mm'}^{jj'}(\theta) = (-1)^{m+m'} \left(\cos \frac{\theta}{2} \right)^{2j+m-m'} \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{m-m'}$$

$$\times \sum_{\mu} (-1)^{\mu} \sqrt{\frac{(j+m)! (j-m)! (j+m')! (j-m')!}{\mu! (j-m-\mu)! (j+m'-\mu)! (m-m'+\mu)!}}$$

$$\times \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)^{2\mu}$$

回転行列の性質の中で重要で、よく用いられるものをいくつか挙げる。その複素共役は

$$D_{mm'}^{jj*}(\phi, \theta, \psi) = (-1)^{m-m'} D_{-m, -m'}^{jj}(\phi, \theta, \psi)$$

$$= (-1)^{m-m'} D_{mm'}^{jj}(-\phi, -\theta, -\psi)$$

となる。オイラー角を r と略記して定まった r および j のとき、ユニタリー行列である。

$$\sum_m D_{mm'}^{jj*}(r) D_{mm''}^{jj}(r) = \delta_{m'm''}$$

$$\sum_m D_{m'm}^{jj*}(r) D_{m''m}^{jj}(r) = \delta_{m'm''}$$

回転 $(\phi, \theta, \psi) = r$ の逆回転 $r^{-1} = (-\psi, -\theta, -\phi)$ あるいは $(\pi - \psi, \phi, \pi - \phi)$ であり、 r^{-1} の回転行列はしたがって $D_{mm'}^{jj*}(r^{-1}) = D_{m'm}^{jj}(r)$ である。定まった回転 r に対して、2つの回転行列の積は

$$D_{m_1 m_1'}^{j_1 j_1'}(r) D_{m_2 m_2'}^{j_2 j_2'}(r)$$

$$= \sum_j (j_1 m_1 j_2 m_2 | j_1 j_2 j m) D_{m m'}^{jj}(r) (j_1 m_1' j_2 m_2' | j_1 j_2 j' m')$$

と展開される (\Rightarrow クレブシュ-ゴルダン係数)。回転行列は ϕ, θ, ψ の空間で完全直交系をなす。

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\psi D_{m m'}^{jj*}(\phi, \theta, \psi) D_{m'' m'''}^{jj}(\phi, \theta, \psi)$$

$$= \frac{\delta_{jj'} \delta_{mm'} \delta_{m'' m'''}}{(2j+1)^2}$$

先に述べた球面調関数 Y_{lm} は回転行列の特別の場合である。

$$D_{m0}^{l0}(\phi, \theta, \psi) = \frac{4\pi}{(2l+1)} Y_{lm}^*(\theta, \phi)$$

$$D_{m0}^{l0}(\phi, \theta, \psi) = (-1)^m \frac{4\pi}{(2l+1)} Y_{lm}^*(\theta, \psi)$$

表現であることから、回転の合成 $t = sr$ に対応して

$$D_{mm'}^i(t) = \sum_{m''} D_{mm''}^i(s) D_{m''m'}^j(r)$$

が成り立つ。

回転計 [英 tachometer, 独 Tachometer, 仏 tachymètre, 露 тахометр] 回転体の回転の速さを測るために用いる計器で、時間と関係なく回転した数だけを測る計数器のことも回転計といい、回転の速さを連続的に指示するものを厳密には回転速度計という。回転速度計には次のようなものがある。(1) 時計式回転計: 時計の機構をもち、ある時間内たとえば数秒間内の回転数を積分して、その平均回転速度を指示する。指示は明確で、精度が高いが、回転速度の急激な変化状況を調べるには適当ではない。(2) 遠心式回転計: 機械型、液体型、空気および遠心ポンプを用いたものがある。機械型は2個のおもりが遠心力で回転軸から遠ざかり、ばねを押し縮める動きを指針に導き回転速度を表す。液体形は回転する円筒型容器に入れた液体が、遠心力で壁面に寄り、表面が回転放物面となるので、その最低位置で回転速度を表す。空気を用いたものでは両端の開いた円筒を回転させ、内部圧の減少を測る。遠心ポンプ型は回転車の中心と周辺付近との圧力差から求める。(3) 粘性式回転計: 同心円筒の一方を回転させ、円筒間の液体または気体の粘性によって生じる偶力をばねの弾性力とつり合わせて回転速度を測る。(4) 磁気式回転計: 永久磁石を測定軸で回転させ、それに対向させて置いた導体に生じる渦電流による偶力をひげぜんまいの力をつり合わせて測る。(5) 電気式回転計: 直流または交流発電機の回転子を測定軸に直結して回転させ発生する起電力を電圧計で測定する。周波数は回転子の1秒当りの回転数に等しいから、周波数を測定して回転数を求めるものもある。また1回転ごとに一定の電圧でコンデンサーに充放電させ、平均放電電流を測るものもある。(6) 電子計数式回転計: 回転体から回転数に比例したパルス信号をカムと接点、スリットと光電素子、磁気スイッチ、静電容量などで取出し、一方水晶発振器からの信号でつづったゲートパルスで計数回路を働かせるものである。(7) 共振式回転計: 回転体の不均一性などのために生じる振動の回転振動数を、多数用意した振動数既知の振動片のうち、共振するものを見いだすことによって求める。(8) ストロブスコープ式回転計: ストロブスコープを利用したもので、回転軸のトルクが小さい場合にも有効である。精度がよいという特徴をもっている。

回転結合 [英 rotational coupling, 独 Rotationskopplung, 仏 couplage rotationnel, 露 вращательная связь] 原子どうしの低速度衝突において電子状態間の遷移を引き起こす原因のひとつ。原子内電子の軌道運動速度に比べて原子どうしの相対速度が小さければ、衝突している間の電子状態はほぼ断熱状態のひとつで表される。衝突の間にほかの断熱状態へ移ることによって非弾性衝突となる。衝突速度が無限に遅ければ完全にひとつの断熱状態のままで推移する(⇒断熱定理)から、非弾性衝突は相対速度が有限であることによって起こることがわかる(⇒非断熱項)。この場合、遷移は大きく2つに分けられる。ひとつは原子間の動径方向の距離が有限な速さで変わること(動径結合)によるもので、もうひとつは2つの原子を結ぶ方向に垂直な方向の相対運動によるものである。後者を回転結合という。動径結合は同じ対称性をもつ断熱状態間の遷移をもたらすのに対し、回転結合は異なった対称性をもつ状態間の遷移を引き

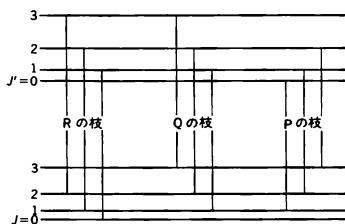
ずものである。

回転結晶法 [英 rotating crystal method, 独 Drehkristallmethode, 仏 méthode du cristal tournant, 露 метод вращающегося кристалла] 単結晶によるX線回折像を記録するための方法。試料結晶はゴニオメーターヘッドの先端に取付けられ、結晶軸もしくは主要な晶帯軸を、入射線に垂直な回転軸に一致させる。結晶をその軸のまわりに等角速度で回転させると、次々に回折条件が満たされてブラッグ反射が起る。入射線には単色X線が使用され、回折線は回転軸を中心軸とした円筒形フィルムに記録される。結晶の回転軸方向の周期を z 、入射X線の波長を λ 、カメラ半径を r とすると、フィルムの中心線から、 $y_n = r \tan[\sin^{-1}(n\lambda/z)]$ ($n = 0 \pm 1, \pm 2, \dots$) だけ離れた線上に回折斑点がのる。その写真は回転写真もしくは層線写真とよばれ、 $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ に対してそれぞれ赤道線、第一層線、第二層線、…とよばれる。したがってフィルム上の赤道線と第 n 層線の間隔 y_n を測れば、 $z = n\lambda / \sin[\tan^{-1}(y_n/r)]$ から回転軸方向の周期 z を求めることができる。きれいな回転写真を撮るためには結晶軸を正確に回転軸に一致させることが必要であるが、軸合せには回転角度範囲を小さくして往復振動させる振動結晶法が用いられる。

回転項 [英 rotational term, 独 Rotationsterm, 仏 terme de rotation, 露 вращательный терм] = 回転準位

回転構造 [英 rotational structure, 独 Rotationsstruktur, 仏 structure de rotation, 露 вращательная структура] 分子のエネルギーは電子のエネルギー、振動のエネルギー、回転のエネルギーの和である。このうちで回転のエネルギーがいちばん小さいので、光の吸収、放出または散乱によって電子状態、振動状態の遷移が起るときに、どの回転準位からどの回転準位に移るかによって、吸収、放出、散乱される光の波長が少しずつ違い、多数のスペクトル線が生じる。これを回転構造とよぶ。

二原子分子の場合、回転のエネルギーは近似的に $BJ(J+1)$ と表される。ただし、 B は回転定数、 J は回転量子数である。異なる電子状態、振動状態では、 B の値も異なる。電子状態、振動状態の遷移が起るとき、始状態の回転定数を B 、回転量子数を J とし、終状態の回転定数を B' 、回転量子数を J' とすれば、回転エネルギーの変化は $B'J'(J'+1) - BJ(J+1)$ で、これがスペクトルの回転構造に現れる。正確には、遠心力の影響により、 $J^2(J+1)^2$ 、 $J'^2(J'+1)^2$ に比例する項も現れる。二原子分子が光を吸収または放出する際には、回転量子数 J の変化 ΔJ について $\Delta J = 0, \pm 1$ の選択規則がある。特定の電子状態、振動状態から、ほかの特定の電子状態、振動状態への遷移において、回転準位については図のような遷移が可能である。エネルギーの高い方の状態の回転量子数を J' 、低い方の回転量



子数を J とすると、 $J'-J=-1$ の系列は P の枝とよばれる。 $J'-J=1$ の系列は R の枝、 $J'-J=0$ の系列は Q の枝とよばれる。ただし、回転の波動関数の性質により、遷移の始状態と終状態の両方について、電子が分子軸のまわりに角運動量をもたない場合は、 Q の枝は現れない。二原子分子のランマン散乱では、 $\Delta J=0, \pm 1, \pm 2$ の遷移が可能である。 $J'-J=-2$ の系列は O の枝、 $J'-J=2$ の系列は S の枝とよばれる。多原子分子のスペクトルの回転構造は複雑である。

回転座標系 [英 rotatory coordinate system, 独 rotierendes Koordinatensystem, 仏 système de coordonnées rotatoires, 露 вращающаяся система координат] 慣性座標系に対し、ある軸のまわりに回転する座標系。この座標系で運動を記述する場合、慣性力(見かけの力)を導入する必要がある。回転ベクトル ω が一定の場合、慣性力は遠心力とコリオリの力になる。

回転子 [英 rotor, 独 Läufer, 仏 rotateur, 露 ротор] 直流や交流の回転電気機械の回転部分の総称で、固定子のつくる回転磁場による電磁誘導によって回転子巻線に電流が流れ、この電流と回転磁場との相互作用により回転トルクが生じ回転する。回転子はかご形と巻線形の2種類に大別できる。かご形回転子は積層鉄芯に溝をつくり、裸銅あるいはアルミニウム導体を通し、その両端を同材短絡環で電気的に短絡したものである。巻線形回転子は中容量以上の発電機やモーターに使用され、導体は絶縁された、積層回転子鉄芯の溝に押し込みコイルを形成する。

回転式フランジ [英 rotatable flange, 独 drehbarer Flansch, 露 вращающийся фланец] ⇨ フランジ

回転軸 [英 rotation axis, 独 Rotationsachse, 仏 axe de rotation, 露 ось вращения] ⇨ 回転

回転子真空計 [英 rotor type vacuum gauge, 露 вакуумметр с ротором] 粘性真空計の一種。回転子として球または円板を用いるが、これを空間に支持する方法と回転力を与える駆動方法にくふうが必要である。最近開発されたものに磁気浮上によって回転子を空間に支持し、回転磁場によって回転力を与える形式のものがある。粘性抵抗によって回転子の回転は駆動磁場に対してスリップしながら回転するので、回転子の回転数を測定すれば圧力を求めることができる。測定可能な圧力範囲は $1 \sim 10^{-5}$ Pa といわれている。あまり普及していないが、粘性力を求めることによって直接圧力を求めることができるという特長がある。

回転磁場 [英 rotating magnetic field, 独 magnetisches Drehfeld, 仏 champ magnétique tournant, 露 вращающееся магнитное поле] モーターの回転子を磁気力によって回転させるために外側の固定子に複数個のコイルを巻き、それぞれに一定の位相差をもった交流電流を流すときに固定子の内側に生ずる磁場のことを回転磁場という。固定子を動かさなくても磁極が移動し、磁場の方向が回転するので、これにひかれて回転子が回りモーターの役を果たすことになる。このようなモーターを誘導モーターという。円偏光している電磁波にともなう磁場はその方向が電磁波の伝播方向と垂直な面内で回転している。また直交するコイルに位相の異なる高周波を加えたときには磁場の方向が回転する。これも回転磁場とよばれる。

回転準位 [英 rotational level, 独 Rotationsniveau, 仏 niveau de rotation, 露 вращательный уровень] 分子

や原子核の回転運動のエネルギー準位のこと。これらの回転運動は量子力学に従い、そのエネルギーの値はとびとびの値になる。この離散的な回転エネルギーの値を回転エネルギー準位、または簡単に回転準位という。回転運動状態も含めて回転状態ということが多い。

[1] 分子の全エネルギー(E)は、近似的に電子のもつエネルギー(E_e)、原子核どうしの振動エネルギー(E_v)、分子全体としての回転エネルギー(E_r)の3つに分けて考えることができ、 $E=E_e+E_v+E_r$ である。これらのエネルギーの大きさは一般に E_e は E_v より一けた程度大きく、 E_v は E_r より一けた程度大きいのが普通であるので、分子の回転準位を考える場合、まず分子の電子エネルギー準位を指定し、次に振動準位を指定したうえで、回転準位を考えるのがつごうがよい。量子力学的にいえば、分子の全エネルギーは電子状態を表す波動関数、振動状態を表す波動関数、それに回転状態を表す波動関数を指定して初めて決定できるので、回転準位に分子の全波動関数の対称性やパリティ、全角運動量子数などを付して表すことが多い。分子スペクトルのバンドの特性はそのような電子エネルギー準位、振動エネルギー準位まで含めた回転準位間の遷移として理解される(⇒バンド系)。最も簡単な二原子分子の場合を例にとると回転エネルギー準位は次のような式で表される。

$$E_r(J) = hc\{B_v J(J+1) + (A-B_v)A^2 - D_v J^2(J+1)^2\}$$

ここで J は回転量子数、 h はプランク定数、 c は光速、 B_v は分子軸に率直な軸のまわりの慣性モーメントに依存する回転定数、 A は分子軸のまわりの慣性モーメントに依存する回転定数、 A は電子軌道角運動量の分子軸方向への成分、そして D_v は回転による遠心力効果に依存する回転定数である。 D_v の値は B_v の値に比べてずっと小さいので、回転準位は回転量子数が大きくなるにつれて、ほぼ J の二乗に比例して大きくなる。

[2] 原子核の回転状態のエネルギーの値(⇒回転帯)は、全角運動量を $\hbar J$ とし、核が回転楕円体状に変形した原子核の回転準位は

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2I} \left\{ J(J+1) + a(-1)^{J+1/2} \left(J + \frac{1}{2} \right) \delta_{K,1/2} \right\}$$

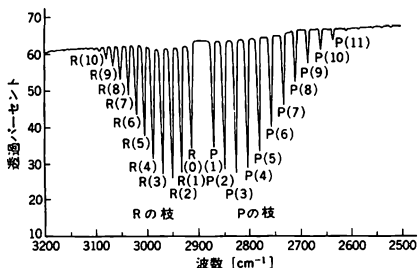
$$\delta_{K,1/2} = \begin{cases} 1 & (K = \frac{1}{2}) \\ 0 & (K \neq \frac{1}{2}) \end{cases}$$

で与えられる。ここで I は有効慣性モーメントである。また、括弧内の第二項目は全角運動量の対称軸方向の成分 K が $1/2$ の場合にだけ現れる項で、 a は J より少ない定数である。回転状態の波動関数の対称性から、 $K=0$ の場合は $J=0, 2, 4, \dots$ または $J=1, 3, 5, \dots$ 、 $K \neq 0$ の場合は $J=K, K+1, K+2, \dots$ の値をとる。回転準位は、陽子数および中性子数が魔法数から離れた核種に多く現れるが、特に質量数 A が $150 \leq A \leq 190$ (希土類核)および $A \geq 220$ (超ウランウミ核)の領域では、エネルギー準位が近似的に式で表される多数の回転準位が現れる。回転準位は原子核の集団運動のなかで最も励起エネルギーが低い準位のひとつで、たとえば希土類核に属する ^{152}Er の第一回転準位($J=2$)の励起エネルギーは約 80 keV である。 J の値が大きくなると回転によるコリオリの力や遠心力の効果などに核内核子の内部運動が影響を受け、エネルギー準位はしだいに式からずれてくる。 J が数十の値まで観測

されている核種もあり、回転運動がかなり高いエネルギー領域まで存在しうることを示している。

回転障壁 [英 potential barrier hindering free internal rotation, 仏 barrière de potentiel empêchant la libre rotation interne, 露 вращательный барьер] ⇒ 分子内回転

回転振動スペクトル [英 rotation-vibration spectrum, 独 Rotationsschwingungsspektrum, 仏 spectre de rotation-vibration, 露 колебательно-вращательный спектр] 分子の振動状態および回転状態がともに変化することにより生ずるスペクトル。分子の全エネルギー状態は、電子エネルギー状態、分子内の原子核間の振動状態、分子全体の回転状態によって定まる(⇒回転振動)。そのなかの電子エネルギー状態は変化せず、振動状態と回転状態が変化する(⇒遷移)のに伴って生じるバンドスペクトルであって、振動エネルギーの変化の大きさはせいぜい 1 eV 以下であり、回転エネルギーの変化はさらにそれより一桁以上小さいので、回転振動スペクトルは近赤外領域に現れる。回転準位は密に数多く存在するので、1つの振動状態の遷移に伴って数多くの回転線が現れ、回転振動バンドを形成する。回転振動バンドの一例として、近赤外領域の 3.46 μm 近傍に現れる HCl (気体) の基本吸収バンドを図に示す。これは HCl 分子の基底状態 $X^1\Sigma^+$ (⇒項の記



号)の最低の振動状態($v=0$)からすぐ上の振動状態($v=1$)への遷移によるもので、回転状態の変化に伴う R の枝と P の枝(⇒バンドの枝)が現れる。1つの回転振動バンドは振動状態の1つの遷移に対応しているが、振動状態の遷移のしかたには何通りもあるので、いくつかの回転振動バンドが規則正しく現れるのが普通で、それらのバンドの集りを回転振動スペクトルとよんでいる。特に多原子分子では振動形態が何種類もあり、また回転準位も非常に多く、さらに振動状態の遷移には振動形態の異なる振動の変化が同時に起こることもあり、スペクトルは大変複雑になる。等核二原子分子では選択規則によって回転振動スペクトルは現れない。回転振動スペクトルは近赤外領域だけでなく、ラマン・スペクトルにも現れる。ラマン・スペクトルでは1つのバンドのなかに P, Q, R の枝のほかに O, S の枝(⇒バンドの枝)も観測される。

回転振動バンド [英 rotation-vibration band, 独 Rotationsschwingungsbande, 仏 bande de rotation-vibration, 露 колебательно-вращательная полоса] 分子の回転振動スペクトルの中のひとつのバンドをいう(⇒回転振動スペクトル)。最も簡単な二原子分子の場合には、そのバンドを構成する回転線の波数 ν は、回転による遠心力効果を無視すれば、次式で表される。

$$\nu = \nu_0 + B_v'J'(J'+1) - B_v''J''(J''+1)$$

ここに ν_0 は回転準位を考慮に入れない純粋振動遷移($J'=$

$0 \rightarrow J''=0$, J' と J'' はそれぞれ上と下の振動状態の回転準位の量子数)に対応する波数(⇒バンドの原点)であり、 B_v' は遷移に係る上の振動準位 v' の回転定数、 B_v'' は下の振動準位 v'' の回転定数である。右辺第二項は上の準位の回転項、第三項は下の準位の回転項を表している。近赤外領域に現れる通常の回転振動スペクトルに関する選択規則は $\Delta J = J' - J'' = 0, \pm 1$ であるので、上式より

$\Delta J = -1$ では

$$\nu_P = \nu_0 - (B_v' + B_v'')J + (B_v' - B_v'')J^2$$

$\Delta J = 0$ では

$$\nu_Q = \nu_0 + (B_v' - B_v'')J + (B_v' - B_v'')J^2$$

$\Delta J = +1$ では

$$\nu_R = \nu_0 + 2B_v' + (3B_v' - B_v'')J + (B_v' - B_v'')J^2$$

の3つの式が得られる。ここに J の値は遷移の下の準位の回転量子数 J'' である。 J のいろいろな値に対して ν_P , ν_Q , ν_R の値はそれぞれ P, Q, R の枝とよばれるグループをつくり、全体としてバンドを形成する。分子の電子状態によっては $\Delta J = 0$ の遷移は禁止され、Q の枝が現れないこともある。ラマン・スペクトルでは一般に $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ の遷移が許され、上の3つの枝の他に O ($\Delta J = -2$), S ($\Delta J = +2$) の枝が現れる。

回転スペクトル [英 rotation spectrum, 独 Rotationspektrum, 仏 spectre de rotation, 露 вращательный спектр] 分子スペクトルのうち、分子の回転状態のみが遷移することによって生ずるスペクトルをいうが、広い意味では、分子のバンドスペクトル中の回転線構造(⇒バンド、バンドの枝)のことをさす場合もある。したがって前者の場合を特に純回転スペクトルということもある。分子の回転準位間のエネルギー差は 10^{-2} eV 程度のものであるので、純回転スペクトルは通常遠赤外領域またはマイクロ波領域に現れる。回転準位間の遷移に対する選択規則は、直線分子では、回転量子数を J とすれば $\Delta J = 0, \pm 1$ であるが、純回転スペクトルでは、回転準位のみを遷移に対応しているので $\Delta J = 0$ は遷移が起らないのと同じで、 $\Delta J = \pm 1$ のみを考えればよい。そのうち $\Delta J = +1$ は吸収スペクトル、 $\Delta J = -1$ は発光スペクトルとして現れるが、純回転スペクトルでは発光スペクトルが観測される例は極めて少なく主として吸収スペクトルとして観測される。その吸収スペクトルの回転線の波数は次の式で表される。

$$\bar{\nu} = 2B(J+1) - 4D(J+1)^3 \quad (1)$$

ここで B はその直線分子の分子軸のまわりの慣性モーメントにより定まる回転定数、 D は回転による遠心力効果に起因する回転定数 ($B \gg D$) である。対称こま形分子では、回転量子数 J のほかに、その対称軸方向への成分を表す量子数 K が生じ、分子の回転準位は、 J が同じでも K の値によって ($J+1$) 個の準位に分れ複雑になるが、選択規則によれば $\Delta J = 0, \pm 1$, および $\Delta K = 0$ であって、その吸収スペクトルの波数は

$$\bar{\nu} = 2B(J+1) - 2D_K K^2(J+1) - 4D_J(J+1)^3 \quad (2)$$

で表される。 D_K, D_J はそれぞれ K, J および J に依存する遠心力効果による回転定数で、いずれも B に比べて非常に小さい量である。非対称こま形分子では対称こま形分子の場合の量子数 K の正負による二重性が分離するとともに、量子数 K は意味をもたなくなり、回転準位は J の1つの値に対して ($2J+1$) 個の準位に分かれるので、生ずる回転スペクトルは非常に複雑なものとなり、一般式では表せないようになる。球対称こま形分子は対称こま形分

子の特殊な形と考えられる(3軸方向の慣性モーメントがすべて等しいが、このような分子では、その対称性から永久双極子モーメントをもたないのが普通で、したがって赤外吸収、赤外発光は起らない。ただ永久双極子モーメントをもつ分子で、偶然的に球対称こま形となることがある。この場合の吸収スペクトル線の波数は式(1)と全く同じ式で表すことができる。式(1)、式(2)とも第二項、第三項は第一項に比べ非常に小さいので省略して考えると、非対称こま形分子を除いては、回転スペクトルは J とともにほぼ $2B$ の等間隔にあらんだスペクトル線から成っているといえる。回転スペクトルは球対称こま形分子を除いてラマン・スペクトルにも現れる。この場合の選択規則は直線分子では $\Delta J = 0, \pm 1$ 、対称こま形分子では $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ 、 $\Delta K = 0, \pm 1, \pm 2$ 、非対称こま形分子では $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ であるので、ラマン・スペクトルの方が純回転スペクトルよりも一般に複雑である。

回転摂動 [英 rotational perturbation, 独 Rotationsstörung, 仏 perturbation rotationnelle, 露 вращательное возмущение] 分子スペクトルのバンドのなかで、規則正しく並んだ回転線の間隔や強度が、ある部分だけ突然乱れたり弱くなったりしている現象が見られることがある。これを回転摂動という。この現象は、そのバンドに關係している回転準位のどちらか一方が、その準位とエネルギー的にほとんど同じ高さにある別の準位との相互作用によって摂動を受け、本来の準位から少しずれた位置に移るとともに相手の準位の性質をもつようになるためであるとして理解される。ある準位の摂動によるずれは、その準位と相互作用をしているほかの準位との零近似における間隔が小さいほど大きく、その間隔が増大する(両準位が反発する)方向に生じる。また、当然のことながら相互作用が大きいほどずれも大きい。ある準位が、別の準位から摂動を受けるためには、両準位がエネルギー的にほとんど同じ高さにあるということのほか、摂動が許容されるかどうかを定める選択則を満たす必要がある。摂動の選択規則は、(1) 両状態が同じ全角運動量 J をもつ、すなわち $\Delta J = 0$ 、(2) 両状態が同じ多重度をもつ、すなわち $\Delta S = 0$ 、(3) 両状態の A (電子の軌道角運動量の分子軸方向への成分)の値が同じか1だけ異なる、すなわち $\Delta A = 0$ あるいは ± 1 、(4) 両状態が同じパリティをもつ(すなわち+回転準位と-回転準位とは相互作用をしない)、(5) 等核分子では、原子核の交換に対し両状態とも同じ対称性をもつ(すなわち対称回転準位と反対称回転準位とは相互作用をしない)ことで、そのすべてが満たされたときに初めて摂動が起ることになる。分子のエネルギー準位は回転準位まで含めると非常に密に存在するから、異なる電子状態に属する回転準位がほとんど同じエネルギー値をもつ機会は極めて多いが、選択則(1)で大部分の回転準位間の摂動が禁止されてしまう。ほかの選択則がすべて満たされても、(1)の条件を満たし、すなわち同じ J の値をもち、しかもほとんど同じエネルギー値をもつ回転準位の組は極めて少ないため、たいいていの場合、1つか2つの回転準位しか摂動を受けない。したがって回転摂動を示すバンドでは一般に、特定の J の値とそれに隣接した J の値をもつ回転線のみに並び方の乱れや強度の急激な変化が現れる。回転摂動の特殊な場合として振動摂動がある(⇒振動摂動)。

(3)の条件のうち、 $\Delta A = 0$ を満たす摂動を同種摂動、

$\Delta A = \pm 1$ を満たす摂動を異種摂動という。同種摂動は回転と電子運動との相互作用を無視した近似でも起りうるので、摂動の大きさは J に依存しない。一方、異種摂動は回転と電子運動との相互作用があつて初めて起るので、摂動の大きさは J に比例する。したがって摂動を及ぼしあっている2つの回転準位のエネルギー差がほとんど0であっても $J = 0$ の準位ではずれは生じないし、 J の大きな準位ではエネルギー差が相当あつても摂動は0にならない。

回転遷移 [英 rotational transition, 独 Rotationsübergang, 仏 transition rotationnelle, 露 вращательный переход] 光の吸収または放出などにより分子の回転状態が遷移することを回転遷移という。二原子分子の重心のまわりの慣性モーメントを I とし、角運動量を J とすると、回転のエネルギーは $J^2/(2I)$ である。量子力学では J^2 のとりうる値は $J(J+1)\hbar^2$ ($J=0, 1, 2, \dots$) であるから、回転エネルギーは $J(J+1)\hbar^2/(2I)$ となる。異核二原子分子は双極子モーメントをもつから、その回転によって、光の吸収、放出が起りうる。光を吸収すると、分子の回転量子数 J は1だけ増し、光を放出すると J は1だけ減る。回転遷移では分子の電子状態、振動状態が不变で、回転状態だけが変わる。 $J \rightarrow J+1$ の遷移による分子の回転エネルギーの増加は $(J+1)\hbar^2/I$ であり、この遷移においてはこれに等しいエネルギーをもつ光子が吸収される。したがって吸収される光の振動数を ν とすれば、 $h\nu = (J+1)\hbar^2/I$ となる。等核二原子分子は双極子モーメントをもたないので、回転遷移によって光の吸収、放出は起らないが、ラマン散乱は起る。対称こま形分子において、対称軸のまわりの慣性モーメントを I_a 、重心を通過して対称軸に垂直な軸のまわりの慣性モーメントを I_b とし、角運動量の大きさを表す量子数を J 、角運動量の対称軸方向の成分を表す量子数を K とすると、回転のエネルギーは $[J(J+1) - K^2]\hbar^2/(2I_b) + K^2\hbar^2/(2I_a)$ となる。双極子モーメントは対称軸の方向またはその逆方向に向いているので、対称軸のまわりの回転は光の吸収、放出を起さない。ゆえに、光の吸収の選択規則は $J \rightarrow J+1$ 、 $K \rightarrow K$ であり、放出では $J \rightarrow J-1$ 、 $K \rightarrow K$ である。

回転相転移 [英 rotational phase transition, 仏 transition rotatoire de phase, 露 вращательный фазовый переход] 分子の回転運動に起因する相転移。回転変態ともいう。すなわち、ある種の分子性結晶では、ある臨界温度以上になると分子の回転運動が起り始め、比熱の異常などが現れる。

回転帯 [英 rotational band, 独 Rotationsbande, 仏 bande rotationnelle, 露 вращательная полоса] 原子核の励起スペクトル中の一連の準位で、その準位の核スピンの値が規則的に変わり、励起エネルギーが回転エネルギーで表されるところから、核の同一な変形状態がいろいろな角速度で回転して生じるひとつの準位群と考えられるもの。ひとつの回転帯は共通の原子核内部状態によって特徴づけられる(⇒核の回転)。集団模型によれば、変形が軸対称である場合、全角運動量の対称軸方向の成分を表す量子数 K が回転帯に共通な内部状態を表す重要な量となる。たとえば偶偶核の基底回転帯は、内部状態が $K=0$ の基底状態で、核スピンの $J=0, 2, 4, \dots$ の値をとるにつれて、励起エネルギーが $E_J = \hbar^2 J(J+1)/2I$ になる一連の励起準位からなる。希土類核や超ウランウラム核など軸対称に大

きな変形をした核では、基底回転帯のほか、 γ 振動、 β 振動および準粒子のさまざまなニルソン状態(\Rightarrow ニルソン模型)を内部状態とする多くの回転帯が見いだされる。核スピンの値が大きくなると、回転の影響によって内部状態がしだいに変化するが、その場合も近似的に回転帯を定義することがある。1つの回転帯に属する準位間の換算遷移確率は、異なる回転帯に属する準位間の換算遷移確率よりも大きく、1つの回転帯では内部状態が近似的に共通であることを示す。

ある回転帯に属する核スピン J の状態の波動関数は、その回転帯に共通な、変形して回転対称性を破った1つの内部状態の波動関数から核スピン J の状態に角運動量を射影して得られると考えられる(\Rightarrow 射影したハートリー-フォック法)。

回転対陰極型 X 線発生装置 [英 rotating anode X-ray generator, 仏 générateur de rayons X par anode tournante, 露 рентгеновская установка типа вращающегося анода] X 線管の出力を増すためには、対陰極焦点に発生する熱を効率よく取去る工夫が必要である。そのための1つの方法は、対陰極ターゲットをその面内で高速に動かし、焦点位置は空間に固定されているターゲット面上で、単位時間に電子ビームが当たる面積を広くして、熱を大きな面積に分布させることである。その効率はターゲットの移動速度の平方根に比例する。この目的のために図1の

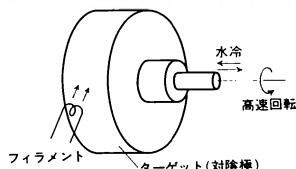


図 1

ようにターゲットをドラム形にして高速回転させる。対陰極ターゲットを $10^{-4} \sim 10^{-5}$ Pa の真空中で回転するために回転軸部で真空を保つことが必要であるが、この問題はオイルシール方式、磁気シール方式などで解決されている。図2は最も普及している回転対陰極で直径 10 cm の銅タ

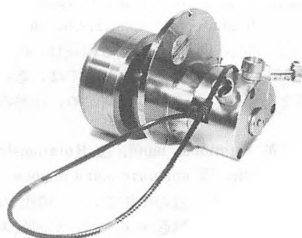


図 2

ーゲットの場合、毎分 2500 回転、 $0.5 \times 10 \text{ mm}^2$ の焦点で 12 kW の負荷に耐える。X 線結晶学の研究で、輝度(管球の負荷/焦点面積)の高い X 線管を必要とすることがある。回転対陰極型 X 線管では $0.1 \times 1 \text{ mm}^2$ 程度の焦点が効果的である。写真の銅対陰極で毎分 6000 回転すると $12 \text{ kW} \cdot \text{mm}^{-2}$ の輝度を得られる。現在世界で最も高負荷(90 kW)に耐える発生装置が名古屋大学に設置されている。

回転対称 [英 rotational symmetry, 独 Rotationssym-

metrie, 仏 symétrie de révolution, 露 симметрия поворотов] 点群および空間群の対称要素のひとつ。ある直線を軸として $360^\circ/n$ だけ構造全体を回転しても初めの状態と完全に合同になる場合に、この構造を n 回回転対称であるといい、その軸を n 回回転対称軸(n 回回転軸、または単に n 回軸)という。結晶構造で可能な回回転軸の種類は 1 (恒等変換), 2, 3, 4, 6 の各回回転軸に限られる。なお、対称軸という場合、普通は回回転対称軸を意味するが、それ以外に反転を含む回反軸や回映軸、ときにはらせん軸を意味することもある。

回回転対称軸 [英 rotation axis, 独 Rotationsachse, 仏 axe de révolution, 露 ось поворотов] \Rightarrow 回転対称

回転定数 [英 rotational constant, 独 Rotationskonstante, 露 вращательная постоянная] 回転項(分子の回転エネルギーを表すのに波数を単位とした式)の値を表すのに使われている回転に関する定数で、分子の特定の状態に固有な値をとる。例えば、二原子分子の対称こま形分子(3 軸のまわりの慣性モーメントを I_A, I_B, I_C とすると、 $I_A \neq I_B = I_C$ なる分子)では、回転項は次のように表される。

$$F_v(J) = B_v J(J+1) + (A - B_v) J^2 - D_v J^2(J+1)^2 + \dots \quad (1)$$

ここで J は回転量子数(または全角運動量の量子数)、 A は電子軌道角運動量の分子軸方向への成分、 B_v, A, D_v などは回転定数とよばれる、それぞれ次のようなものである。

$$B_v = B_e - \alpha_e \left(v + \frac{1}{2} \right) + \dots \quad (2)$$

$$D_v = D_e + \beta_e \left(v + \frac{1}{2} \right) + \dots \quad (3)$$

$$A = \frac{h}{8\pi^2 c I_A} \quad (4)$$

$$B_e = \frac{h}{8\pi^2 c \mu r_e^2} = \frac{h}{8\pi^2 c I_B} \quad (5)$$

ここで I_A は分子軸のまわりの慣性モーメント、 I_B はそれに垂直な軸のまわりの慣性モーメント、 c は光速、 μ は分子の換算質量、 r_e は平衡核間距離、 h はプランク定数である。 B_e は式(5)からわかるように、分子内で原子核が平衡点の位置にあるときの慣性モーメントで決まる回転定数であり、 B_v は核の振動を考慮したときの回転定数である。これは、振動の非調和性のために、振動量子数 v の単位では平均的核間距離が少し大きくなり、慣性モーメントも大きくなって、 v の単位での回転定数 B_v は B_e より少し小さくなることを意味している(式(2))。その補正項の係数が α_e である。式(1)のなかの D_v は、分子軸に垂直な軸のまわりの回転が大きくなったとき、遠心力効果で核間距離が少し大きくなることに對する B_v の補正項と考えられる。これに對しても振動による影響を取入れなければならない。式(3)の β_e はその補正定数である。 α_e, β_e も広い意味での回転定数である。一般に $B_e \gg D_e, B_e \gg \alpha_e, D_e \gg \beta_e$ である。これらの回転定数は分子スペクトルの回転解析から得られるが、分子のエネルギー状態が、たとえば電子の運動と核の運動との間の相互作用、振動と回転の相互作用、ほかの電子エネルギー状態との相互作用などがあると、バンドの回転構造にわずかなずれを生じる。そのようなスペクトルの回転解析から得られた回転定数は真の値から多少ずれた値になり、これらは有効回転定数とよばれる。多原子分子では、3 軸のまわりの慣性モーメント I_A, I_B, I_C に依存する回転定数 $A, B, C, \alpha^A, \alpha^B, \alpha^C$ などが考えられる。

回転導入器 [英 rotational motion feedthrough, 独 Drehdurchführung, 露 ввод вращательного движения] 真空容器内へ大気側から回転運動を真空を破らずに伝えるもので、次のようなものがある。(1) ベーキング処理をしない超高真空領域までの範囲で使われるもので、回転軸を合成ゴム製ガasketで封じたものである。構造が単純でかつ回転角に遊びを伴わずに直接動きを伝えることができる反面、回転速度は中程度で多少の漏れを生ずることがある。ゴムガasketの代りに磁性流体を用いて回転軸および軸受部のすき間を埋めたものもある。この方式は高速回転を真空系内へ導入できるが、ベーキング温度は磁性流体の蒸気圧で抑えられる。(2) 超高真空領域で、低回転速度の回転運動を導入する方式に、ベローズのみそすり運動を応用したものがある。この方式は、金属製ベローズの使用によりすべて金属製にすることができ、ベーキング可能となるため超高真空領域で利用される。欠点はベローズ底部において回転軸が切れるため、回転角に遊びがあること、ベローズの寿命を考慮し、～200 rpm 程度以下に回転速度を抑えなければならないことなどである。ベローズの耐力に薄いステンレス鋼製の筒の内外に磁性金属を用い、磁力によって回転を伝達する方式がある。この方式は 500～600 rpm 程度の回転が得られるが伝達トルクは比較的小さく、負荷により回転角にずれが生ずるのが欠点である。

回転粘度計 [英 rotational viscometer, 独 Rotationsviskosimeter, 仏 viscosimètre à rotation, 露 ротационный вискозиметр] 粘性流体中で物体(円筒, 円板など)を回転させるか、または周囲の流体に同心円状の回転を起させてその物体に働く粘性によるトルクを測定して流体の粘度または流動特性を求める計器。円筒を利用したものに、同一の中心軸をもつ内筒および外筒間に流体を入れて測定する共軸二重円筒回転粘度計がある。理論上は、粘度 η とトルク T 、円筒の角速度 Ω との間に、 $\eta = T(1/R_1^2 - 1/R_2^2)/4\pi l \Omega$ の関係が成り立つ。ここで、 π は円周率、 R_1, R_2 はそれぞれ内、外筒の半径、 l は内筒の長さである。実際の測定では、流体が層流条件を満たすほか、円筒の端面を有することによる端面の影響の補正を考慮する必要がある。トルクは普通、内筒をトーションワイヤーでつるし、そのねじり角の測定から求める。回転方式には、内筒、外筒の両方がある。共軸二重円筒型のほか、いわば内筒だけの単一円筒型もあり利用される分野は広い。円板などを利用したものに、頂角の大きい円錐と平板板間に流体を入れて測定する円錐-平板回転粘度計がある。また、単一円板や2つの平板を用いた粘度計もある。円錐-平板型については、粘度 η とトルク T 、角速度 Ω との間に $\eta = 3\theta T/2\pi \Omega R^3$ が成り立つ。ここで、 π は円周率、 R は円板半径、 θ は円板と円錐面とのなす角で、 $\sin \theta \approx \theta$ とみなせる程度の値(通常は $1 \sim 3^\circ$ くらい)であることが必要である。特徴は円錐-平板板間内の流体のどの部分でも一定のずり速度が得られることにあり、流体の流動特性の測定に有利な面をもつ。回転粘度計の一般的な特徴は、角速度、すなわち回転速度を可変にしてそれに対応するずり速度を変えられるようにしておけば、非ニュートン流体の粘度および流動特性の測定に適用できることにある。この種のものをレオメーターともよぶ。

回転の総和則 [英 rotational sum rule, 独 Rotationssummenregel, 仏 règle des sommes rotationnelles, 露 правило вращательных сумм] 分子スペクトルで、回転量

量子数 J' をもつ同一の上位回転準位からのすべての許容遷移の線強度の和は、その上位回転準位の統計的加重 $2J'+1$ に比例し、また回転量子数 J'' をもつ同一の下位回転準位へのすべての許容遷移の線強度の和は、その下位準位の統計的加重 $2J''+1$ に比例するという規則。ここで線強度は、問題にしている遷移の遷移確率のうち J' または J'' に依存する部分をいう。この総和則は電子バンドスペクトルのほか、回転振動スペクトルやラマン・スペクトルに対しても成り立つ。

回転半径 [英 radius of gyration, 独 Trägheitsradius, 仏 rayon de giration, 露 радиус гирации]

[1] 剛体、あるいは質点系のある軸のまわりの慣性モーメントを I 、全質量を M とするとき、 $r^2 = I/M$ は長さの二乗の次元をもつ。この r を回転半径という(⇒慣性モーメント)。

[2] 質点系の重心から、質量 m_i の構成要素 i までの距離を s_i とするとき、 $S^2 = \sum m_i s_i^2 / \sum m_i$ で定義される S も回転半径という。特に高分子の統計力学では、取りうるいろいろなコンフォメーションについての回転半径の二乗平均 $\langle S^2 \rangle$ は、高分子の空間的広がりを表す量として、両端間距離 R の二乗平均 $\langle R^2 \rangle$ とともに重要な量である。高分子鎖の i, j 要素間の距離を R_{ij} 、また要素質量は等しく、全要素数を N とすると

$$S^2 = \frac{1}{N} \sum_i s_i^2 = \frac{1}{N^2} \sum_{i,j} R_{ij}^2$$

の関係が成り立つ。特にガウス鎖では $\langle S^2 \rangle = \langle R^2 \rangle / 6 = N b^2 / 6$ である。ここで b^2 は隣接要素間の距離の二乗平均である。なお R がガウス分布であるガウス鎖でも、 S はガウス分布に従わず、その厳密解はいまだ求められていない。ひとつの近似として S の分布関数だと $f(S) = 4\pi S^2 (3/2\pi \langle S^2 \rangle)^{3/2} \exp(-3S^2/2\langle S^2 \rangle)$ がしばしば用いられる。溶液中の高分子の回転半径の二乗平均は、光散乱法(⇒ジム・プロット)、中性子散乱法、あるいは沈降実験から決定される。

回転不変性 [英 rotation invariance, 独 Drehungsinvarianz, 仏 invariance rotatoire, 露 поворотная инвариантность] 1 点 O が存在して、それを中心とする任意の回転を施しても変わらないことをいう。球と球面は回転不変性をもつ幾何学的図形である。剛体内の(あるいは一般に、空間の)単独あるいは複数の点に対して定まる数値が剛体の(あるいは空間の)定点を中心とする任意の回転で変わらないときにもいう。典型的な例は、回転の中心 O から剛体内の 1 点 P までの距離ないしその二乗で、後者は O を原点とする直角座標系をとって P の座標を (x, y, z) とすれば、 $x^2 + y^2 + z^2$ という値をもつ。回転不変性をもつ量がスカラーである。剛体の点 (x, y, z) が、その点の速度 (v_x, v_y, v_z) などといった物理量の関数 $f(x, y, z, v_x, v_y, v_z)$ が、剛体に定点を中心とする任意の回転を施しても(座標系は固定して)形を変えないとき、 f は回転不変性をもつという。いくつかのベクトルの関数 F が回転不変性をもつなら、 F は実はそれらのベクトルのスカラー積の関数として書き表すことができる。

回転ブラウン運動 [英 rotational Brownian motion, 独 Braunsche Drehbewegung, 仏 mouvement brownien rotationnel, 露 вращательное брауновское движение] 電気双極子モーメントをもつ分子からなる液体(極性液体、

たとえばエタノール)で誘電率を測定すると、特有の分散と吸収曲線が得られる。P. Debye はこれらの現象を説明するために、電気双極子モーメント μ が球面上をブラウン運動するという模型を導入した。この扱いは A. Einstein のブラウン運動の理論によっているが、分子の挙動に関する新しい局面を開いた。 μ の方向は 2 つの角度 (θ, ϕ) で指定されるから、時刻 t に μ の方向が (θ, ϕ) であるという確率分布 $f(\theta, \phi, t)$ が求まればよい。Debye の理論では f は拡散型の方程式にも従う。この式は近似的に解けて誘電率を求めることができる。このようにして実験結果を定性的に説明することができた。

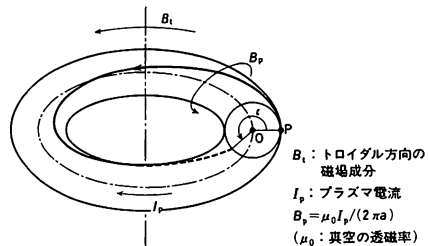
Debye 以後、多くの人々によって理論の改良がなされてきており、酔歩の立場から方程式の検討もされている。以上は古典的なものであるが、この問題をスピンスに拡張すれば量子論的なスピン緩和の問題を扱うことができる。量子系に対しては f のような分布関数を持たむことが可能であって「スピンのブラウン運動」が議論できる。

回転分散 [英 rotatory dispersion, 独 Rotationsdispersion, 仏 dispersion rotatoire, 露 дисперсия вращения] = 旋光分散

回転変換 [英 rotation, 独 Drehung, 仏 rotation, 露 ротация] ユークリッド空間のすべての点を、(1) どれか 1 点 O を固定し、(2) どの 2 点の相互の距離も変えずに(剛体的に)移動させること(能動的回転)、あるいはそれに伴う図形の移動をいう。単に回転といふことが多い。このとき、 O を通る 1 本の直線が存在して、その上の点は動かないことが証明される。これが回転軸である。点 O が無限遠に行く極限で回転は平行移動になる。ユークリッド空間のスカラ一場 ϕ を「回転させる」とは、空間の回転で点 P が P' に移るとき ϕ が P' での値を P' であるような場 ϕ' に変えることをいう。場を数値の分布と見れば、これも幾何学的図形の回転として考えることができる。能動的回転に対して、ユークリッド空間における 1 つの直角座標軸を、(1) 原点 O は動かさず、(2) 座標軸の相互の直交性は保たれたまま、(3) 座標軸の図盛も変えずに動かすことを受動的回転変換といふ。空間の図形や場 ϕ (空間上の値の分布)は動かさないの、これらを新しい座標系から見れば、あたかも逆向きの能動的回転が施されたかのように見える。いずれの回転にせよ、直角座標系における点の座標の変化は直交変換で表される。三次元空間における回転を指定するには、一般に 3 つのパラメーターが必要で、たとえばオイラー角が用いられる。

回転変換角 [英 rotational transform angle, 独 Rotationstransformationswinkel, 仏 angle de transformation rotatoire, 露 угол вращательного преобразования] トーラスプラズマのある断面 P を考え、その断面上のある 1 点から出発した磁力線がトーラスをトロイダル方向に一周して戻ってきたとき、その位置がプラズマの中心を通る磁気軸 O のまわりをポロイダル方向にまわる。この角度 ι は出発点に依存する。そこで磁力線を N 周させて ι の平均をとって、 N を無限大にした極限 $\iota \equiv \lim_{N \rightarrow \infty} (1/N) \sum_{k=1}^N \iota_k$ を、

回転変換角という。環状磁場においてはトロイダルドリフトによるイオンおよび電子の荷電分離が起るので(⇒環状磁場)、これを短絡させるポロイダル磁場が必要であるが、その大きさを示す尺度が回転変換角である。 $1/2\pi$ の値が有理数 m/n になる場合、磁力線がトロイダル方向に n 回



まわると、ポロイダル方向に m 回まわって出発点に戻り磁力線が閉じてしまう。このとき、磁力線に沿うような擾乱が発生すれば、それは閉じた磁力線に局在化し、磁気面全体に散らされることなく不安定になりやすい。このような磁気面を有面という。

回転偏光 [英 rotatory polarization, 独 Rotationspolarisation, 仏 polarisation rotatoire, 露 вращательная поляризация] 偏光の一種で、振動面が時間とともに回転する光。光の進行方向に垂直な平面に投影した電気(磁気)ベクトルの先端の軌跡が円を描くか楕円を描くかによって、円偏光と楕円偏光に分けられる。光の進行方向に正対する観測者から見て、ベクトルが時計まわりに回転するものを右まわり回転偏光、反時計まわりに回転するものを左まわり回転偏光という。

回転変流機 [英 rotary converter, 独 Drehumformer, 仏 convertisseur rotatif, 露 вращающийся преобразователь] 同期モーターと直流発電機の界磁と電機子を共用して組合せた電動発電機で同期変流機ともいう。交流電源で直流発電、逆に直流電源で交流発電ができる。

回転模型 [英 rotation model, 独 Rotationsmodell, 仏 modèle de rotation, 露 вращательная модель] ⇒ 回転単位

回転流体 [英 rotating fluid, 独 rotierende Flüssigkeit, 仏 fluide rotatoire, 露 вращающаяся текучая среда] 回転系における見かけの力、すなわち、コリオリ力および遠心力の作用により独特の運動をする流体のこと。銀河、恒星および惑星などの天体、地球のマントル、海洋および大気、各種の回転機械内部の流体などがその例である。最も簡単な例は対称軸まわりに回転する円筒内部にある非圧縮性流体の剛体回転である。これは物体を過ぎる流れにおける主流に相当するが、この状態をつくり出す過程(回転変速)は回転流体に特有のものである。まず上記の円筒の角速度を突然わずかに変えると、数回転後には上下の端板にエクマン層ができ、側壁にはスチュワートソン層が成長し始める(スチュワートソン層は回転軸と平行な境界面にてできる境界層で、内外の 2 つの層から成る。内層の構造はコリオリ力、圧力および粘性力のバランスによって決る。外層の構造は外層が端板上につくするエクマン層(外層のエクマン部分)と外層との流量バランスによって定まる)。容器の角速度変化の影響は一義的にはこれらの境界層の内部に限られるが、エクマンのポンプ機構(⇒エクマン層)により大局的子午面流れが誘起される。新しい剛体回転への移行はこの子午面流れの角運動量輸送により、移行時間は容器の代表長さについての粘性拡散時間と回転周期の幾何平均である。

次に上記の円筒の上端板の内側に小さな突起をつけ、容器の他の部分とはわずかに異なる角速度で回してみる。こ

のとき流れは固体壁上にできる境界層と大局域に分けられる。大局域は、突起に乗って観察すると、回転軸方向の座標成分によらない二次元的な定常流である。そして、突起に外接し軸に平行な母線をもつ柱状の領域(テイラー-ブラウドマン柱)の内外にはっきりと分れる。柱状域内の流体は突起の等高線に沿って閉じた運動を行い、外の流体は、固体の柱を過ぎるように、この柱状域を避けて流れる。また、大局域ではコリオリ力と圧力がつり合っている(⇒地衡流)。剛体回転する回転流体の軸上に軸と垂直な小さな円板を入れて軸方向にゆっくりと振動させると、振動数が角速度の2倍より小さい場合、円板に外接する直円錐面のまわりに内部境界層ができる。この円錐の頂角は振動数が増すとともに単調に増し、振動数が0の極限で0に、角速度の2倍になる極限で90°になる。0の極限での円錐面はテイラー-ブラウドマンの柱面に対応する。これは、上記の振動数範囲で、内部波動が伝播することと関係がある。

上述の現象は回転台と流れを可視化する工夫があれば簡単にみることができる。特に回転変速過程は紅茶をかき混ぜたときに目にしていることである。そのほか、端板の一方が回転軸と斜交する円筒容器を用いて地球大気および海洋を模擬した例もある。

エクマン層内の流れは、速度分布(⇒エクマン層)に歪曲点をもつので、非粘性変動に対するレイリーの安定条件により不安定と考えられる。実際には、この予想通りの不安定のほかに、コリオリ力と粘性力のからみによって生ずる不安定がある。これら2種類の不安定は、成長率が最大になる伝播方向が異なるので、はっきり区別して観察できる。また、回転減速の場合のシュワートソン層内の流れは、外側ほど角運動量が少ないので、レイリー-テイラーの安定条件により不安定である。このような境界層流れの不安定は内部波動、子午面流れの変動などの形で大局域に影響を及ぼす。次に、対称軸まわりに回転する無限に長い円筒内部の流れは、軸方向の速度成分がポアズイユの流れの分布と同じでも、角速度が十分に大きければ微小変動に対して不安定になる。これは通常の軸対称なポアズイユの流れが微小変動に対して安定なことと対照的である。

非圧縮の回転流体としては、ほかに、牛乳の遠心分離装置内部の回転ヘーレーシヨの流れるなどがある。気象学および海洋学で扱われる回転流体は成層しているもの(通常は回転軸、重力および密度変化の方向は一致しているものとする)、成層回転流体を地球流体とよぶことがある。地球流体の大局域にはテイラー-ブラウドマン柱のようなものはない。また、エクマンのポンプ機構(⇒エクマン層)によって駆動される子午面流れは、成層の復元力作用で(⇒成層流体)、端板近く(ホルトン層)に限定される。そして、剛体回転状態への移行には、非圧縮の場合と異なり、粘性拡散過程が重要な役を果たす。地上で見られる成層回転流体には、ほかに、極超高速の気体遠心分離機内の流れがある。1分間に7~8万回転する分離機(半径は約10 cm)の側壁には白色矮星の表面重力と同程度の遠心力がかかり、側壁と軸上の圧力比は 10^{12} に達する。そして軸付近は自由分子流、側壁付近は連続体流れの状態にある。最後に、天体物理学で扱われる回転流体には、中性子星内部のように超流動的性質を示すもの、ブラックホール付近のように相対論的效果を受けるもの、準星のように大量のエネルギー放射をするものなど、極端な性質を示すものが多い。こ

れらを総称するには回転流体の名がふさわしい。

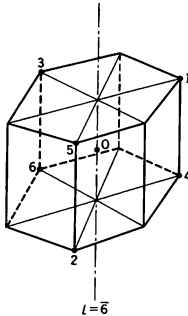
回転量子数 [英 rotational quantum number, 独 Rotationsquantenzahl, 仏 nombre quantique rotationnel, 露 вращательное квантовое число] 分子の重心のまわりの回転の角運動量を J とすると、 J^2 のとりうる値は、量子力学によると $\hbar^2 J(J+1)$ である。ここに $\hbar = h/2\pi$ 、 h はプランク定数、 J は0または正の整数である。この J のことを回転量子数という。二原子分子の回転のエネルギーは、重心を通り分子軸に垂直な軸のまわりの慣性モーメントを I とすると $J(J+1)\hbar^2/(2I)$ である。多原子分子の場合は一般には回転のエネルギーは J だけでは決まらない(⇒回転量子、回転構造)。

回転励起 [英 rotational excitation, 独 Rotationsanregung, 仏 excitation rotationnelle, 露 вращательное возбуждение] 分子の回転運動の励起をいう。マイクロ波、遠赤外線光の照射によって、電気双極子モーメントをもつ分子を特定の回転準位へ励起することができる。光吸収による分子の回転励起の場合、直線分子では回転量子数が $J \rightarrow J+1$ の変化をする。対称こま形分子の電気双極子モーメントは主軸に沿っており、励起過程としては回転量子数 J とその分子軸成分 K の変化が $J \rightarrow J+1$ 、 $K \rightarrow K$ の遷移が起る。回転励起が、分子の振動遷移や電子状態遷移に伴って起るときには、遷移の選択規則は次のようになる：直線分子では、 $J \rightarrow J \pm 1$ 、対称こま形分子では、遷移モーメントが主軸に平行な場合、 $K \neq 0$ のとき $\Delta J = 0, \pm 1$ 、 $\Delta K = 0$ 、 $K = 0$ のとき $\Delta J = \pm 1$ 、垂直な場合、 $\Delta J = 0, \pm 1$ 、 $\Delta K = \pm 1$ 。

分子が電子、イオン、中性分子と衝突するときにも分子の回転状態の励起が起る。しかし、一般的な規則を見いだせるほど実験データは豊富ではない。極性分子と電子やイオンの衝突では、電気双極子相互作用を仮定したボルン近似によって、理論的にある程度の見通しをつけることができる(⇒回転緩和)。

解糖系 [英 glycolysis, 独 Glykolyse, 仏 glycolyse, 露 гликолиз] 一般には、乳酸菌による乳酸発酵や酵母によるアルコール発酵のような、炭水化物の嫌氣的分解系をいう。狭義には、動物組織において、炭水化物が嫌氣的に分解されて乳酸を生じる代謝系をさす。ブドウ糖1分子を原料としたとき、これらの代謝系によって、高エネルギー物質アデノシン三リン酸(ATP)が正味2分子合成され、これがさまざまな生命活動のエネルギー源として使われる。嫌氣的生物におけるこの代謝系の第一の意義は、呼吸と同様にATP合成にあるので、これを無気呼吸とよぶこともある(⇒呼吸)。動物のように O_2 を必要とする好氣的生物におけるこの代謝系の意義は、第一に呼吸につながるTCAサイクルの前段階としての役割であり、第二に呼吸のみによっては必要なATPをまかないきれないような急激な運動時に、応急的ATP供給系として働くことである。解糖系は、10個以上の酵素から成り、それらは細胞の可溶性分画である細胞液中に存在する。解糖系は、以下の理由により、現存の生物に見いだされる最も古い代謝系と考えられる。(1)ほとんどあらゆる生物にこの代謝系があること、(2)嫌氣的に進行しうること(生命発生の地球の原始大気は嫌氣的であったといわれる)、(3)細胞内の可溶性分画に存在すること。アルコール発酵と乳酸生成の過程は、グルコースからピルビン酸生成に至るまでの経路が両者に全く共通であり、最後の出口の部分だけが違っ

性にほかならない。6回の回反対称性は(3回の回転対称性、鏡映対称性)という組と同じことである(図参照、格子点1に360°/6の回転を施してから反転をすると格子点2にくる。以下同様。そして格子点6がその操作で格子点1に戻る)。



6回の回反対称性

回反軸 [英 axis of rotatory inversion, 独 Drehinversionsachse, 仏 axe de rotation-inversion, 露 ось вращательной-инверсии] ⇒ 回反

回反対称 [英 symmetry of rotatory inversion, 独 Symmetrie der Drehinversion, 仏 symétrie d'inversion rotatoire, 露 симметрия относительно вращательной-инверсии] ⇒ 回反

回反対称軸 [英 axis of rotatory inversion, 独 Drehinversionsachse, 仏 axe de rotation-inversion, 露 ось вращательной-инверсии] ⇒ 回反

外微分 [英 exterior derivative, 独 äußere Ableitung, 仏 dérivée extérieure, 露 внешняя производная] 外微分形式に関する演算。 dx_i ($i=1, \dots, n$)の形式的な一次結合 $\sum_i a_i(x)dx_i$ を1次外微分形式または1形式といい、 dx_i と dx_j の交代積(外積) $dx_i \wedge dx_j$ ($dx_i \wedge dx_j = -dx_j \wedge dx_i$)の一次結合 $\sum_{ij} a_{ij}(x)dx_i \wedge dx_j$ を2次外微分形式または2形式といて、一般に、 dx_i の p 次交代積の一次結合を p 次外微分形式または p 形式という。また、関数を0形式という。これらの外微分形式に対して、外微分 d を次のように定義する: 0形式 $f(x)$ に対して $df = \sum_i (\partial f / \partial x_i) dx_i$,

微分形式 $\omega \wedge \eta$ に対して $d(\omega \wedge \eta) = d\omega \wedge \eta + (-1)^{\deg \omega} \omega \wedge d\eta$ ($\deg \omega$ は ω の次数)。こうすると上記の dx_i は0形式 x_i の外微分に一致する。0形式 $\omega_1 = f$ の外微分 $d\omega_1$ をとることは、 f から $\text{grad} f$ を求めることに対応する。またベクトル場 A_i に対して1形式 $\omega_2 = \sum_{i=1}^3 A_i dx_i$ とすれば、 $d\omega_2 = (\partial A_3 / \partial x_2 - \partial A_2 / \partial x_3) dx_2 \wedge dx_3 + (\partial A_1 / \partial x_3 - \partial A_3 / \partial x_1) dx_3 \wedge dx_1 + (\partial A_2 / \partial x_1 - \partial A_1 / \partial x_2) dx_1 \wedge dx_2$ であり、これは A から $\text{rot} A$ をつくることに対応する。さらにベクトル場 A_i から、2形式 $\omega_3 = A_2 dy \wedge dz + A_3 dz \wedge dx + A_1 dx \wedge dy$ をつくと、 $d\omega_3 = (\text{div} A) dx \wedge dy \wedge dz$ であり、これは A から $\text{div} A$ をつくることに対応する。二階偏微分が偏微分の順序によらないことに対応して、外微分 d について基本的な性質 $d\omega = 0$ が成り立つ。これは上記の形式 ω_1 , ω_2 の場合 $\text{rot}(\text{grad} f) = 0$, $\text{div}(\text{rot} A) = 0$ に対応する。

電磁場の四元ポテンシャルを A_i とすると、微分形式 $\omega = \sum_{i=0}^3 A_i dx^i$ ($dx^0 = cdt$)の外微分 $d\omega$ をとることは、電磁場 E, H の成分 $F_{ij} = \partial A_i / \partial x^j - \partial A_j / \partial x^i$ を求めることに対応し、 $d\omega = 0$ はマクスウェル方程式のうち $\text{div} B = 0$, $\text{rot} E = -\partial B / \partial t$ に対応する。電磁場のラグランジュ関数は、 $\partial / \partial x_i$ を $\partial / \partial x_i + A_i$ としておくと、場の演算子 ϕ とポテンシャル A_i に対するゲージ変換 $\phi \rightarrow e^{i\alpha(x)} \phi$, $A_i \rightarrow A_i + (\partial / \partial x_i) \alpha(x)$ に関して不変になる。このような(局所)ゲージ変換の自由度をもつ場をゲージ場という。ゲージ変換は、微分形式 $\omega \equiv \sum A_i dx^i$ に対する変換 $\omega \rightarrow \omega + u^{-1} du$, $u = e^{i\alpha(x)}$ と表される。また、場の成分 F_{ij} が不変であることは、 $d(u^{-1} du) = d\alpha = 0$ の形に表すことができる。電磁場は(局所)ゲージ変換の自由度をもつベクトル場の一例であるが、ゲージ場の微分幾何学的性質は外微分により簡潔に表されることがある。

外部円錐屈折 [英 external conical refraction, 独 äußere konische Refraktion, 仏 réfraction conique externe, 露 внешняя коническая рефракция] ⇒ 円錐屈折

外部記憶装置 [英 external storage, 独 peripherer Speicher, 仏 mémoire externe, 露 внешнее запоминающее устройство] 電子計算機の中央処理装置が入出力チャンネルを通してデータを書込んだり、読出したりできる記憶装置。小型計算機等で入出力チャンネルをもたないシステムでは、アダプターを介して中央処理装置が直接制御をすることがある。このような記憶装置としては磁気ディスク装置、磁気ドラム装置、磁気テープ装置、大容量記憶装置などがあり、そのほとんどは磁気的な記録媒体を使用する。装置は直接記録媒体を動かして書き込み、読出しをするデバイスと、1台または多数台のデバイスと入出力チャンネルの間に介してデバイスの動作を制御する制御装置とに分けて構成するのが普通である。外部記憶装置はもともと主記憶装置の容量の不足を補うことから使われるようになったもので、補助記憶装置とよばれることもあるが、現在はいわゆる記憶装置階層構成を実現するものとしてとらえられている。すなわち、読み書きの速度が速い記憶装置ほど、記憶容量当りの単価が高いという事実に着目して、主記憶装置の下に磁気ディスク装置または磁気ドラム装置、その下の層に磁気テープ装置または大容量記憶装置を配する構成である。

外部記憶装置の使い方としては、上記の補助記憶としての使い方(仮想記憶方式はその発展形である)と、多量のデータの格納場所、すなわちファイルとしての使い方(この両者に磁気ディスクが多く用いられる)、および取外し可能な媒体を用いてシステムから切り離してデータを貯蔵する使い方(磁気テープやディスクバック)がある。外部記憶装置内のデータのアドレスづけ体系は主記憶装置内のそれとは異なるため、主記憶装置との間でデータを授受する際にはアドレスづけ体系の変換が必要である。また書き込み、読出し時間が長くなるので、データは0.5~4Kバイト程度のブロック単位で転送するのが普通である。

回復時間 [英 recovery time, 独 Erholungszeit, 仏 temps de récupération, 露 время восстановления]

[1] スイッチング素子、スイッチング回路では状態1→状態2→状態1の過程をたどるが、このうち状態2→状態1の起動後、状態1に戻るまでの時間をいう。ダイオード、トランジスターでは、キャリアの蓄積時間が回

復時間の大部分を占める。マルチバイブレーター、計数回路などでは、素子の回復時間のほか、抵抗容量結合によるアンダーシュートが原因となり回復時間を長くする。

[2] GM 計数管などによる放射線計測の場合、電場の回復が十分にでない間は、放射線による出力パルスが小さく、出力レベルに達せず計数されない。計数管の電場が十分回復し出力パルスも大きくなり、計数回路などで計数できるようになるまでの時間を計数管の回復時間とよんでいる(⇒不感時間)。

外部照射 [英 external irradiation, 独 äußere Bestrahlung, 仏 irradiation externe, 露 внешнее облучение] 生体の外部に存在する放射線源から生体を受ける放射線照射をいう。外部照射によって人体が放射線を受けることを外部被曝という。β線による外部照射では体表面のみに関する被曝を考えればよいが、γ線、中性子線および高速荷電粒子による外部照射では、内部組織への被曝が重要となる。

外部線量 [英 external dose, 独 äußere Dosis, 仏 dose externe, 露 доза внешнего облучения] 人体の外部にある放射線源から出た透過力の強い放射線が人体に与える吸収線量。自然放射線源からは普通、地殻中の放射線同位体と宇宙線によって、それぞれ約 30 mrem の線量を 1 年間に受ける。

外部標準法 [英 external standard method, 独 äußere Standard-Methode, 露 метод внешних стандартов] 試料と標準物質とを混合しないで別々に分析操作を行い、得られた結果を比較する方法を一般に外部標準法という(⇒内部標準法)。磁気共鳴分析などでは、試料管を二重にして一方に標準物質を入れて行う測定法を外部標準法とよぶ。標準物質が試料と均一に混和しない場合、あるいは核磁気共鳴などで常磁性物質の影響を避けたい場合などに用いられる。

外部変数 [英 external parameter, 独 äußerer Parameter, 仏 paramètre externe, 露 внешний параметр] たとえば糸の長さ l を外から変えてやることができるようにした単振り子では、そのエネルギーを表すハミルトニアンは、一般化座標としての糸の傾角 θ とそれに共役な一般化運動量 $p_\theta (= ml^2\dot{\theta})$ のほかに l を含んだ式になる。このように、力学系のハミルトニアンが座標と運動量のほかにパラメータを含み、その値を外から変えてやることでできるときに、そのパラメータ(複数でもよい)のことを外部変数あるいは外部パラメータという(⇒断熱定理)。

壊変 = 崩壊

開放型 X 線管 [英 demountable X-ray tube, 露 разборная рентгеновская трубка] X 線回折用 X 線発生装置に使用される X 線管球の一種。開放型 X 線管(組立式 X 線管)は管内の空気を常に真空ポンプで排気しながら使われる。対陰極(ターゲット)、陰極、X 線窓は取りはずして交換でき、十分な真空($10^{-4} \sim 10^{-5}$ Pa)が得られると封入管と全く同じように動く。封入型 X 線管が未発達のところは、もっぱらこの方式の X 線管が使用された。使用にあたり、真空技術の基礎知識が要求される。各種の対陰極を部品として取りそろえられること、陰極も種々ふやすることにより希望の大きさの焦点を得ること、かつ対陰極の汚れを取除いたり、誤動作でフィラメントや対陰極を破損しても修理が可能であることなど、使用上大きな特徴をもっている。したがって、封入管が発達した後で

も、実験室では広く使用されている。真空技術の普及・発達により、市販の封入管では満たされない性能が要求される X 線管、たとえば大容量をもつ回転対陰極型 X 線管、微小な焦点を必要とする X 線管などとして、再びこの方式が使用される場合が高まっている。

開放端 [英 open end, 独 offenes Ende, 露 открытый конец] 長い管の中の空気(他の気体でもよい)中を伝わる波は管の両端で反射して定在波をつくる。管口の外が自由な広い空気になっているとき、その端を開放端という。このときには管口の少し外側までいくと、運動(変位)が自由となるので、そこに定在波の腹ができる(圧力の変化は 0 となるので、圧力変化の波とみれば節となる)。すなわち入射波と位相の一致した反射波が生じる。このような条件の成り立つことを開放端の条件が成り立つという。弾性棒の場合の自由端に相当する。長い管と限らず、範囲の限られた部分から十分広い所へ移る境界での条件を示しているのであって、固定端の条件と対比される(⇒固定端)。

開放端系 [英 open-ended system, 独 System mit offenem Ende, 仏 système ouvert au bout, 露 открытая система] 磁場によるプラズマ閉じ込め形式の中で、プラズマ閉じ込め領域で磁力線が閉じておらず、両端部で真空壁を横切っているものを開放端系、または単に開放系、開いた磁場系とよび、多くの場合直線磁場系ともよばれる。開放端系閉じ込め磁場の代表としては、単一ミラー、タンデムミラー、多段ミラー、カスプ磁場などの閉じ込め装置がある。逆転磁場ミラーやカスプトラスなど、開放端系と環状系の両者の特質を兼ね備えているものもある。開放端系核融合炉は、端からのプラズマ損失を抑制できれば、環状系と比べて次のような炉工學上の利点が多い。すなわち、(1) 直線的構造のためモジュールがされやすく炉の保守・修理が容易である。(2) 磁力線の平均曲率が小さいのでプラズマベータ値(プラズマ圧と磁気圧の比)が大きくなり、エネルギー密度の高い経済的な炉の可能性が高い。(3) 定常運転が可能であり、材料の疲労の問題や運転の起動・停止に伴う問題が軽減される。(4) 開放端から荷電粒子の運動エネルギーを高い効率で電気エネルギーに変換できる静電的直接発電が利用できる。(5) 大電流をプラズマ中に流す必要がないので、トカマクに見られるような電磁エネルギーの瞬間的な放出を伴う破壊的不安定性が起きず運転制御が容易である。

開放端系の最大の問題は端損失の抑制である。その方法として、(1) 電位プラグ、(2) 高周波プラグ、(3) 直線的に長くする方法が研究されている。

海面校正 [英 reduction to sea-level, 独 Reduktion auf den Meeresspiegel, 仏 réduction au niveau de la mer, 露 приведение к уровню моря] 高さとともに変化する物理量の地上における観測値をその場所の海拔 0m の値に補正すること。単に海面校正という場合には、気圧の海面校正をさすことが多い。地上天気図には海面高度における気圧の水平分布が描かれるが、測候所は一般に海面より高い所にあるので気圧の海面校正が必要になる。その方法としては、地表面と海面高度の間に空気が存在すると仮定して、地上気圧の値にその空気柱の単位断面積当りの重さを加えて、その場所の海面高度における気圧値とする。空気柱の重さは気温によって変化するが、地上気温が観測値と一致し、 $0.005^\circ\text{C}\cdot\text{m}^{-1}$ の気温減率をもつような気温分布を仮定することが多い。平均温度を T_m とすると、海拔高度 h の

地上気圧 p の補正量 Δp は、

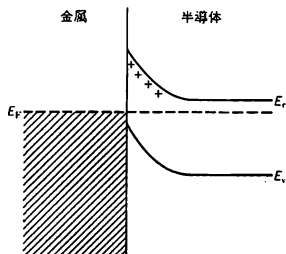
$$\Delta p = p \left\{ \exp \left(\frac{gh}{RT_m} \right) - 1 \right\}$$

で与えられる。ただし、 g は重力加速度、 R は空気の状態数である。

界面重合 [英 interfacial polymerization, 仏 polymérisation interfaciale, 露 межфазная полимеризация] \Rightarrow 重合

界面張力 [英 interfacial tension, 独 Grenzflächen-spannung, 仏 tension interfaciale, 露 межфазное натяжение] \Rightarrow 表面張力

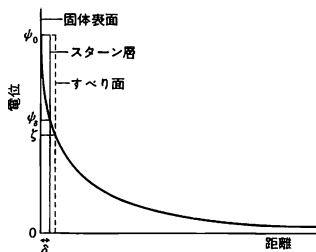
界面電位 [英 interface potential, 独 Grenzflächenpotential, 仏 potentiel d'extrémité de phase, 露 межфазный потенциал фазовой границы] 2つの物体を十分に近づけそれらの間に電子のやりとりが行われるようになる、両物体のフェルミ準位が共通になる。もとの2つの物体のフェルミ準位の差に相当する電位は、界面に沿って生じた電気二重層によってつくられる電位差によって打消される。この、界面に生じた電位差を界面電位という。金属どうしの接合では電気二重層の厚さは数原子間隔程度である。金属と半導体の接合部分に生じる界面電位はショットキー・バリアーとよばれる整流作用に本質的役割を果す。図は n 型半導体と金属との接合によるショットキー・バリアーを模式的に示したものである。図中、 E_F はフェルミ



準位、 E_c 、 E_v は無限大の半導体における伝導帯の下端および価電子帯の上端のエネルギーを示す。接合部分での半導体のエネルギー帯の湾曲は、この場合は正にイオン化したドナーが分布していることによる静電ポテンシャルの空間変化による。半導体では静電荷を遮蔽する自由電子が少なく、ショットキー・バリアーの厚さは μm 程度にもなる。接触電位差は界面電位によるものである。

界面電気現象 [英 interfacial electric phenomenon, 独 elektrische Erscheinungen in Grenzflächen, 仏 phénomènes électriques aux interfaces, 露 межфазные электрические явления] 2つの相(気・液、気・固、液・液、液・固、固・固)が相接する界面で正負の電荷が分離すると、界面を通して電位差が生じ、そのために種々の電気現象が現れる。これを界面電気現象という。摩擦電気現象や電極表面に起る電気化学現象も界面電気現象であるが、特に電気毛管現象と界面動電現象だけを界面電気現象という場合が多い。

界面動電位 [英 electrokinetic potential, 独 elektrokinetisches Potential, 仏 potentiel électrocinétique, 露 электрокинетический потенциал] 固・液界面には液体内のイオンの存在のため、図に示されているような電位勾配が発生する。固体表面自身の電位 ψ_0 は熱力学的な平衡



電位である。液体中のイオンの一部は固体表面の近傍に集まり厚さ δ のイオン固定層(これをスターン層とよぶこともある)を形成する。その電位を ψ_s とすると ψ_0 から ψ_s への変化は急激である。イオン固定層の外側では液の内部に向けてイオンの拡散電気二重層が形成され電位勾配も図のようにになっている。固体と液体が相対運動をするとき、そのずり運動面は固定層の近傍で若干液体の内部寄りにあると考えられるが、その正確な位置は定めがたい。このずり面の所の電位が界面動電位で、 ζ 電位ともよばれる動電現象はこの量を用いて記述される。これは電気泳動あるいは流動電位の測定から間接に求められ、通常 mV 単位で表される。この電位の値が測定方法に依存しているか否かについてはなお問題がある。

界面動電現象 [英 electrokinetic phenomenon, 独 elektrokinetische Erscheinung, 仏 phénomène électrocinétique, 露 электрокинетическое явление] 固体・液体の界面で固相と液相が相対的に運動するときに電位差を生ずる現象、および外部電場によって固相と液相とが相対的に運動を起す現象をいう。現象の形態から次の4つの型が知られている。(1) 電気浸透: 液体を多孔性隔膜または1本の毛管で2つに分け、その両端に電圧をかけると隔膜または毛管を通して液体が流動を起す現象。(2) 流動電位: 電気浸透と逆に多孔性隔膜または1本の毛管を通して流動させるとその両端に電位差が発生する現象。(3) 電気泳動: コロイド溶液に電位差を与えると粒子が電位差に沿って運動する現象。(4) 沉降電位: 微粒子が液体中を重力によって落下沈降するとき、その方向に電位差が発生する現象。このような現象は19世紀末期において関心がもたれ、電気二重層のモデルに基づき H. L. F. Helmholtz, M. Smoluchowski, A. Gouy などが理論を展開した。しかし彼らの簡単化したモデルではガラスフィルターや、粘土で隔てた電解質溶液の電気現象を説明できなかった。P. Muzur と J. T. G. Overbeek は1951年に次のような非平衡熱力学の現象論的方程式を導いた。

$$J_v = L_{11}\Delta P + L_{12}\Delta E$$

$$I = L_{21}\Delta P + L_{22}\Delta E$$

ここで、 J_v は体積流、 I は電流、 ΔP は膜の両側の圧力

現象名	現象を特徴づける量	条件
電気浸透流	J_v/I	$\Delta P = 0$
第二電気浸透流	$J_v/\Delta E$	$\Delta P = 0$
電気伝導	$I/\Delta E$	$\Delta P = 0$
流動電流	I/J_v	$\Delta E = 0$
第二流動電流	$I/\Delta P$	$\Delta E = 0$
力学的伝導	$J_v/\Delta P$	$\Delta E = 0$
電気浸透圧	$\Delta P/\Delta E$	$J_v = 0$
第二電気浸透圧	$\Delta P/I$	$J_v = 0$
流動電位	$\Delta E/\Delta P$	$I = 0$

差, ΔE は電位差である。オンサーガーの相反定理 ($L_{12} = L_{21}$) が成り立つことは, D. G. Miller (1960 年) により実験的に確かめられている。この方程式で扱われている現象は表の通りである。

カイユテ Caillaud, Louis Paul 1832. 9. 21—1913. 1. 5
フランスの物理学者, 工学者, コート・ドール県のシャティヨン・シュール・セヌに生れ, パリの国立鉱山学校に学ぶ。故郷に戻った後, 父の事業である製鉄工場, 圧延工場を経営。溶鉱炉の操作に興味をもち, その縁で冶金の研究に着手して, 炉からの排出気体の成分調査を試みた。最も有名なのは, 気体の圧縮と液化に関する研究で, 当時, 酸素, 窒素, 水素, 二酸化窒素, 一酸化炭素, アセチレンの 6 つの気体は液化しないと考えられていたが, 臨界温度の重要性を認めた Caillaud は, 段階的な断熱膨張で気体を冷却する方法を採用し, R. Pictet よりもわずかに早く酸素の液化に成功 (1877 年末から翌年初め), この功績によりアカデミー・デ・シエンスの賞を受けた。他の業績として, 落体の空気抵抗の研究やエッフェル塔の 300 メートル圧力計, 探測気球による上空気体の研究のための自動カメラや空気サンプル収集装置, 高高度用の液体酸素呼吸装置の製作がある。また E. J. O. Mathias とともに臨界状態に近い液体と気体の密度の温度依存性に関する法則を見いだした (1886—87 年)。

海洋投棄 (放射性廃棄物の) [英 sea dumping, 独 Verklappen auf See, 仏 immersion en mer, 露 сброс радиоактивных отходов в океан] 原子力施設から排出された放射性固体廃棄物の処分方式のひとつであり, 定められた安全基準に合致した廃棄物を船上から海へ投棄し, 深海底へ処分すること。主として大容量の低レベル固体廃棄物を対象に試験投棄が進められているが, その安全性に関しなお議論が続けられている。一例として, OECD-NEA で進めている試験投棄の基準には次のようなものがある。(1) 高レベル放射性廃棄物は除くこと。(2) 固化体の比重は 1.2 以上とし, 永久に浮上しないこと。(3) 合理的に達成できる限り低く放射能の放出を抑えるよう格納すること。(4) 4000 m 以下の深海に投棄すること。

海洋物理学 [英 physical oceanography, 独 physikalische Ozeanographie, 仏 océanographie physique, 露 физическая океанография] 狭義の海洋物理学では, 海洋を海水部分だけで定義し, 海水の状態や物理的性質とそれらの分布を明らかにすること, および海水の運動や海水を媒体とする物理的諸現象の原因, 過程, 機構を物理学の法則に照らしつけて明らかにすることを目的とする。海洋物理学のほか, 海洋化学, 海洋地質・地球物理学, 海洋生物学を加えて, 海洋学が構成される。広義の海洋物理学では, 海水に加えて, その容器である海底をも対象とし, そこでの非生物現象の解明を目的とする。この場合には, 海洋生物学に対することばとして用いられる。海水粒子について, 2 つの独立な保存量, たとえば, ポテンシャル温度と塩分 (⇒海水) を選んだ場合, どのような組合せも可能であるが, 現実の海洋では限られた組合せしか見られない。この組合せにより海水の特性を表す場合, その特性, およびその特性をもった海水を 1 つの字型とよぶ。この組合せの鉛直分布は, 一般に, 限られたある広さの海域内では, よく似た形をとる。ある鉛直分布で特徴づけられる層重状態にある海域内の海水を水塊とよぶ。世界の海洋の水は, 限られた数の字型や水塊に分類できる。水温や塩分などの海水

特性の鉛直分布に照らし, 海洋は成層構造をもつことが知られる。成層は, 海洋の力学的現象を特徴づける重要な因子のひとつである。特性量の鉛直勾配が特に大きい層を躍層とよぶ。表層にあって季節変化する季節躍層と, 数百メートル, あるいはそれより大きい深度にあって季節変化しない主躍層とがある。水塊と水塊とが接する境界領域を, 前線またはフロントという。海洋中での海水特性の分布と密接にかかわっている現象に, 大循環 (⇒海流) がある。この循環を引き起こす作用として, 風系の応力と高・低緯度海域間における太陽からの熱束の違いがある。前者によるものを風成循環, 後者によるものを熱塩循環とよぶ。現実の表層の大循環は, 両者の非線型結合であると考えられるが, 前者の役割が支配的と見られる。深層循環では, 後者が重要な役割を演ずる。海洋大循環にあっては, コリオリ因子 (⇒地衡流) の緯度による変化に伴い, 大洋の西岸で流れの強化が見られる。

海洋には, 各種の波動が存在する。このうち周期が数時間またはそれ以上であり, 地球自転の影響を受ける波動を, 長周期波とよぶ。海洋潮汐は, その著しい例である。G. W. Hough は, 長周期波のうち, 地球の自転に 0 に近づけても波としての性質を失わないものを第一種, 失って定常流になるものを第二種の波とよんだ。長周期波のうち, 地球自転に伴う偏向力 (コリオリの力) の緯度変化を復元力とする波をロスビー波, あるいは惑星波とよぶ。ロスビー波では, コリオリ因子の緯度変化が大きい役割を果たすが, 水深の緯度変化も同等の役割を果たすが, この場合の波を地形性ロスビー波といい, ロスビー波と同様な力学的特性をもつ。黒潮や湾流のような西岸境界流の変動のあるものは, ロスビー波として説明できるとされる。このほかの長周期波に, 慣性重力波としてのケルビン波, スペルドラップ波, ブラウドマン波などがある。以上の波動では, 境界として海面と海底だけを考えた。陸岸境界をも含めて考えたときに存在する波動を境界波とよぶ。この種の波としてはエッジ波, 陸棚波およびポアンカレ波がある。波数 - 周波数領域の上で前者は離散的な曲線上で存在するが, 後者は連続領域内で存在する。カリフォルニア沖合の潮汐波は, エッジ波, 陸棚波, ポアンカレ波の機構をもつ自由振動に, 起潮力による強制振動が重畳されたものであることが, 測定を通じて明らかになった。周期が数時間から数分の波動のなかで著しいものに, 高潮と津波がある。周期が数分以下の波動としては, 風によって海面に起る波がある。高周波領域では表面張力が復元力として作用するが, 周波数が低くなるにつれて重力の作用が支配的となる。その波形は時間に関しても空間に関しても正弦波ではなく, 複雑な形をとり, 時間・空間に関する確率過程として取扱われる。その性質を最も簡単に表す一例として有義波がある。海の波による水位や水面勾配の周波数に対する確率分布はガウス分布からずれるが, 簡単のためガウス分布で近似されることが多い。海の波は種々の周期と波高をもち, ためらぬ位相をもった多くの波の重ね合わせと考えられる。二次元スペクトルを用いて統計的性質を表すことが行われる。

海洋には波動のほかに, 乱れもある。海洋上層の混合層や海底境界層では, その流速の鉛直分布に注目して求めたレイノルズ数が極めて大きく, 流れの場は乱流的であると見られる。中層でも同様な意味でのレイノルズ数は大きい。成層状態にあることに鑑み, そのリチャードソン数を

求めると臨界値をはるかに超えている。しかし、乱流は起らないと結論することはできない。一般に外洋で実測した流速変動のスペクトル密度は、深さにかかわらない。潮汐の半日周期よりも小さい時間のスケールについては、周波数の $-5/3$ 乗で表される。これより、この流速変動は、コルモゴロフの乱流相似則に従うことが示唆される。海洋乱流は、(1)非常にスケールの小さい乱れ(たとえば1m程度以下)を除くと非等方性を持ち、水平スケールは鉛直スケールよりもはるかに大きい。(2)時間的にも空間的にも一様でない。つまり海洋、特に大循環の内部領域には100~1000kmの中規模擾乱があるが、その分布密度は一様でない。また、中規模擾乱には順圧性のものと傾圧性のものとがある。中規模擾乱に伴う運動エネルギーは、大循環の平均流速に基づく運動エネルギーの100倍程度であり、擾乱に伴うエネルギー束が渦から平均流へ向かっている例も観測されている。

海水中での音波の伝播速度は、水温、塩分、圧力に依存し、それが高いほど速い。現実の中緯度海域では、1000~2000mに音速極小層があり、それより浅い方に向かっては主として水温上昇の効果により、また深い方に向かっては、主として圧力増加の効果により音速が増加する。これに伴い音速極小層の近辺の音源から放射された音に対して、成層海洋は導波管のような役割を果し、音波は減衰してしまうことなく、2000~3000kmにわたって伝播する。音源と受音点の位置を決め、これら2点を通るある鉛直断面内での音波伝播を考えると、この2点を通る有限個の音路が成層構造に応じて存在し、その伝播時間は音路によって異なる。これらの伝播時間の相違を測ることにより、逆に成層構造を知ることができる。このようにして、成層構造の変化を統計的に調べると、海洋の音響断層診断とよぶ。たとえば、中規模渦などに伴う海洋構造の変化の研究に有効である。

外来雑音 [英 external noise, 独 fremder Rauschen, 仏 bruit externe, 露 внешний шум] ⇒ 雑音

外来半導体 [英 extrinsic semiconductor, 独 äußerer Halbleiter, 仏 semiconducteur extrinsèque, 露 примесный полупроводник] 真性半導体に対比する語で、不純物や欠陥など外因的な要素により電気伝導が支配されるような半導体のことである。外因性半導体ともいう。特に、不純物が支配的である場合を不純物半導体という(⇒不純物

半導体)。真性半導体ではドナーやアクセプターから供給される電子や正孔に比べ、価電子帯から伝導帯に励起された電子濃度 n や価電子帯の正孔濃度 p の方が十分大きくなると $n=p=n_i$ の条件が満たされる。ここに $n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp(-E_g/kT)$ で、 N_c, N_v は伝導帯と価電子帯の有効状態密度、 E_g はエネルギーギャップである。これに対してドナーまたはアクセプターを入れて n 型または p 型半導体としたものはその不純物濃度によって電気抵抗など半導体の性質を制御することができる。図は n 型半導体の不純物(ドナー)濃度を変化させたときの電子濃度の温度依存性を示したもので、実線の部分を外来半導体領域、点線部を真性半導体領域とよぶ。なお外来半導体領域は電子濃度がほとんど変わらない領域でドナーの電子が全部伝導帯に出払っているのをこれを出払い領域ともよぶ。さらに低温になるにつれ電子がドナーに落ち、電子濃度が減少する領域を不純物領域ともよぶ。

カイラリティ [英 chirality, 独 Chiralität, 仏 chiralité, 露 киральность] 場の理論における量子数のひとつ。アドラーの三角形異常がない非ゲージ理論では、カイラリティ演算子 X はフェルミ場に対して r_5 変換を引起す演算子

$$Q_5(t) = i \int_{x_0=t} d^3x \bar{\psi} r_5 \psi$$

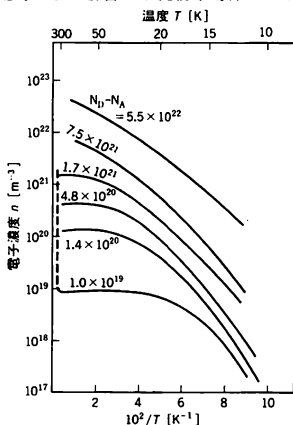
で与えられる。その固有値は角運動量が整数(半整数)の状態に対して偶数(奇数)をとる。ゲージ理論におけるカイラリティ X としては、固有値がこの性質をもつという以外に、 X がゲージ不変であるという条件をつける。ゲージ理論ではアドラーの三角形異常のため、 r_5 変換の生成演算子は Q_5 でなく、それから異常項の効果を除いた量で与えられる。それを \tilde{Q}_5 で表すと、可換ゲージ理論では \tilde{Q}_5 はゲージ不変で、 X は \tilde{Q}_5 で与えられる。非可換ゲージ理論では位相的自由度のため \tilde{Q}_5 はゲージ不変でなくなる。しかし、フェルミオンの香りの数を n_f 、整数固有値のワインディング数演算子を N とすると

$$X(t) = \tilde{Q}_5 + n_f N(t)$$

は上にのべたカイラリティとしての条件を満たす。 X はカイラル極限でもトンネル効果のため非保存である。

カイラルダイナミクス [英 chiral dynamics, 仏 dynamique de chiralité, 露 киральная динамика] 素粒子の模型の一種。香り(フレーバー)に関するベクトル荷電と軸性ベクトル荷電が引起す変換をカイラル変換という。ハドロン物理の現象論から、軽い香りに関しては、カイラル変換に対して近似的に不変なラグランジアンで記述できること、またこのカイラル対称性は自発的にやぶれていなければならないことがわかっている。カイラル変換に関する系の物理的性質、特にカイラル対称性の自発的やぶれを調べる方法は大きく分けて2つある。ひとつはカイラル変換を起す荷電と物理量との同時交換関係のような一般的な情報だけを基礎にして有用な関係を導く方法で、カレント代数の方法とよばれる。もうひとつは系を適当な有効ラグランジアンで記述する方法で、有効ラグランジアンをどう選ぶかという点に任意性はあるが、模型を決めるとカレント代数の関係式が具体的に得られる。後者の方法はカイラル・ダイナミクスとよばれ M. Gell-Mann と M. Lévy の σ 模型、J. S. Schwinger の非線形 σ 模型などがよく知られている。

海 里 [英 nautical mile, 独 Seemeile, 仏 mille ma-



rin, 露 морская миля] 長さの単位。航海や航空で距離を表すのに用いられる。現在の国際慣行としては、1852 m に等しいとされている(1929 年モナコで開かれた第一回臨時国際水路会議での協約による)。計量法では、特殊の計量単位(海面および空中における長さの計量)に用いる補助計量単位として政令でこれを定め、記号は M, nm または ' としている。しかし今日の国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい単位である。歴史的には、地球の形状(平均子午円の中心角 1 分に対する地表面上の長さ、その他)あるいは船の曳行式測程器(log)の働きとさまざまな関係づけられてきて、たとえばイギリスでは 6080 フートすなわち 1853.181 m とし、アメリカでは 1853.248 m としていた。

解離 [英 *dissociation*, 独 *Dissoziation*, 露 *диссоциация*] 1 つの分子が、それを構成している原子あるいは原子団、もしくはそれらのイオンに分解することを解離という。気体状態にある分子に熱を加えることによって起る解離を熱解離という。熱解離では、気体中の 1 つの分子が他の分子と衝突して、振動や回転のエネルギーをもらい、そのため分子を形成している化学結合が切れて、その分子を構成している原子あるいは原子団に分れ、解離が起る。このとき、気体中では、逆に原子または原子団が衝突して、もとの分子をつくる過程も起っている。熱力学で考える熱解離は、両過程が平衡しているときのものである。また、ある種の分子(酸や塩)では水に溶かしたとき、溶媒である水分子の影響を受け、分子がイオンに解離した状態のエネルギーが特に低下するので、分子は容易にイオンに解離する。この解離をイオン解離または電離という。このときも逆の過程が同時に起っており、熱力学で電離を扱うのは両過程が平衡のときである。平衡状態で解離是可逆的である。それに對して光を当てて起る分子の解離を光解離というが、このときは光を含めた熱平衡状態で実験を行わないので、可逆的であるとはいえない。

解離圧 [英 *dissociation pressure*, 独 *Dissoziationsdruck*, 仏 *pression de dissociation*, 露 *давление диссоциации*] 固体物質の熱解離により気体物質を生成する不均一系の反応、たとえば CaCO_3 の可逆的分解反応



において、 CaCO_3 、 CaO はそれぞれ別の固相をつくるので、解離平衡定数は解離により生成する CO_2 の分圧 p_{CO_2} に等しくなる。これを CaCO_3 の解離圧といい、一定温度で一定の値をとる。いまの場合、298 K における解離圧は $p_{\text{CO}_2} = 1.5 \times 10^{-23}$ atm で、解離圧が 1 atm になる温度は 1170 K である。一般に水加物など固体物質の解離によりただ 1 種類の気体生成物を与える場合、この気体の分圧を解離圧といい、温度のみの関数で、この不均一系の平衡定数に等しい。

解離エネルギー [英 *dissociation energy*, 独 *Dissoziationsenergie*, 仏 *énergie de dissociation*, 露 *энергия диссоциации*] 1 つの分子を解離させるのに必要な最小のエネルギー D を解離エネルギーという。解離エネルギーは、分子を構成する原子または原子団の基底状態のエネルギーの和 E_0 から、分子の基底状態のエネルギー E を引いた量 $E_0 - E$ である。解離熱 Q とは、 $D = JQ$ (J は熱の仕事当量)の関係がある。分子や原子団のエネルギー値は電子系の状態のみならず、原子核の振動、回転状態にもよるので、 E_0 および E として、解離前後の電子系のみエネルギーをとり、その差をとったもの(D_0 と書く)と比較

すると、系の零点振動によるエネルギー差ほどの相違がある。したがって、 D と D_0 と区別する必要があるが、実際にはしばしば混用されている。解離エネルギーの値は分子の量子力学的計算、分子スペクトルを用いる方法、または熱化学的方法によって求めることが可能であるが、熱化学的方法では分子の標準生成熱は常温(たとえば 25°C)での値が与えられているので、温度に依存する部分を除いて求める必要がある。

二原子分子の解離エネルギー [$\text{kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$]

H ₂	436.0	HF	563.2
O ₂	495.0	HCl	431.8
N ₂	941.8	HBr	366.1
Cl ₂	242.7	HI	298.7

解離拡散 [英 *dissociative diffusion*, 独 *dissoziative Diffusion*, 仏 *diffusion dissociative*, 露 *диссоциативная диффузия*] ⇨ 固体内拡散

解離吸着 [英 *dissociative adsorption*] ⇨ 吸着

解離限界 [英 *dissociation limit*, 独 *Dissoziationsgrenze*, 仏 *limite de dissociation*, 露 *граница диссоциации*] 分子を構成する原子(または原子団)をゆっくりと引き離していく場合を考え、その距離 R が無限大になったとき、その系がどのようなエネルギーをとるかの極限を解離限界という。二原子分子を例にとると、ポテンシャルエネルギー曲線を核間距離 R の関数として描いたとき、 $R \rightarrow \infty$ では、その曲線はある一定のエネルギー値に近づいていく(⇨解離エネルギー)。その値を分子の基底状態の極小の値を基準に測ったものが解離限界の値になる。解離してできる原子のエネルギー状態の多様性に対応して、解離限界は 1 つの分子にいくつも存在し、その中のいちばん低い解離限界は 2 つの原子の各基底状態に対応しており、それに各原子の励起状態に対するエネルギー値を次々に加えていった値がそれぞれの解離限界に対応する。したがって、2 つ以上の解離限界がわかれれば、それらの差から解離限界に関係している電子状態の解離生成物がどのような状態にあるかについての有力な情報が得られることになる。多原子分子では、分子をどのような原子団に分解するかによっても異なった解離限界が存在する。

分子の吸収スペクトルで、 ν プログレッション(⇨プログレッション)が ν' (遷移の上位の振動量子数)の高い値まで観測されるときは、 ν' の値とともに吸収バンドの位置は短波長側に移っていき、同時にバンドの間隔がしだいに狭くなって、あるところから先は連続スペクトルとなることがある。この境界が解離限界に相当していくと、連続スペクトルは分子が解離するために生じるものである。

解離性再結合 [英 *dissociative recombination*, 独 *dissoziative Rekombination*, 仏 *recombinaison dissociative*, 露 *диссоциативная рекомбинация*] 正の分子イオンと低速の電子が衝突して中性粒子に解離する過程をいう。反応式は $e^- + \text{AB}^+ \rightarrow \text{A} + \text{B}$ であって、中性生成物 A あるいは B が励起している場合が多い。この過程の主な反応機構は電子がイオンに捕獲されて解離性の超励起状態(⇨自動電離)ができそれが崩壊していく機構である。図は解離性再結合過程の概念図であり灰色部分は連続エネルギースペクトルをもつ電子状態を表す。 AB^+ の状態は $R < R_0$ でこの連続スペクトルの中に埋もれており、自動電離の幅 $\Gamma(R)$ をもつ。リュードベリ状態があるために $\Gamma(R_0) = 0$ とは

大な海流が存在していることも特徴であり、このことを海流の西岸強化とよんでいる。海流を引起す原動力は、洋上を吹く風と、大洋が受ける太陽放射の緯度差や、大洋と大気との間の熱や水のやりとりの地域差であるが、地球の自転の影響が加わること、海洋が大陸でくぎられていることから単純ではない。特に西岸強化の現象には、コリオリの力(偏向力)のきき方の緯度変化が本質的に重要な働きをすることが知られている。海流は定常的な流れであり、ほぼ地衡流の平衡状態にある。したがって表面海流は海面のジオイド面に対する凹凸の等高線に沿って流れており、北半球では海流をはきんで、流れの方向に対して右側の水面が高くなっている。また、中緯度での海流の流れは、200m水深での温度分布の等温線がよく近似されることが知られており、海流は水平の温度勾配の大きなところを、ほぼ等温線に沿って流れている。

改良型ガス冷却炉 [英 advanced gas-cooled reactor, 独 fortgeschrittener gasgekühlter Reaktor, 仏 réacteur gaz-graphite avancé, 露 усовершенствованный реактор с охлаждением] ⇒ ガス冷却炉

外力 [英 external force, 独 äußere Kraft, 仏 force extérieure, 露 внешняя сила] ある物体または1つの閉曲面で囲まれた空間内の質点系を考えると、このような力学系の各部分に系外から(すなわち閉曲面の外部が原因となって)働く力のことをいう。特に電磁場が力を及ぼす場合、系の内荷に働く外力としては、系外に存在する電荷やその運動に基づく電磁場だけを取り出して考える必要がある。外力は力学系の重心の運動や、重心のまわりの回転運動に寄与する。

解離連続スペクトル [英 dissociation continuum, 独 Dissoziationskontinuum, 仏 continuum de dissociation, 露 непрерывный спектр диссоциации] ⇒ 連続スペクトル

開ループ制御 [英 open-loop control, 仏 commande directe, 露 регулирование с разомкнутым контуром] ある動作または状態が、あらかじめ決められた時間、設定値などに達したときに、自動的に次の動作を開始する制御方式をいう。動作した結果の測定に基づいたフィードバックによる修正動作を行わない自動機械、たとえば洗濯機、自動販売機などが開ループ制御に属する。いわゆる手動制御と異なり、あらかじめプログラムされた手順と、タイマーなどに従って、逐次動作を進行させていく制御系で制御対象の性質がよく知られている必要がある。シーケンス制御は開ループ制御の代表例である。

回路 [英 circuit, 独 Stromkreis, 仏 circuit, 露 сеть] 電流や磁束の通り路を一般に回路という。電流の通り路を電気回路、磁束の通り路を磁気回路という。抵抗、インダクタンス、静電容量などの回路定数がいくつかの場所に集中するとして取扱える電気回路を集中定数回路といい、回路定数が一様に分布している場合には分布定数回路という。取扱う周波数によって分類すると直流回路、交流回路、高周波回路、マイクロ波回路などになる。回路のなかに電子管、トランジスタ、ダイオードなどのように電圧、電流を増幅したり制御することのできる素子(能動素子)を含む電気回路を電子回路とよぶ。いくつかの回路素子が網の目のように結ばれたものを回路網という。受動素子(抵抗、コイル、コンデンサなど)だけで構成される場合は受動回路網、能動素子を含む場合は能動回路網という。また線形素子だけで構成される場合は線形回路網、非

線形素子を含む場合は非線形回路網とよばれる。磁気回路の例としては変圧器の鉄芯、電気機器の鉄芯などがある。

回路計 = テスター

回路試験器 = テスター

回路素子 [英 circuit element, 独 Schaltungselement, 仏 élément du circuit, 露 элемент схемы] = 素子

回路網 [英 electrical circuit network, 独 Schaltnetzwerk, 仏 réseau du circuit] ⇒ 回路

会話型処理 [英 conversational processing, 露 диалоговая обработка] 計算機の利用方式のひとつで、バッチ処理がジョブを一括入力して処理するのに対して、ビデオデータターミナルなどの端末装置から計算機と会話(対話)をしながら行う処理法。この種の端末の発達により、また省資源の点から、バッチ処理に取って代りつつある。

ガウス [英 Gauss, 独 Gauß, 露 гаусс] 磁束密度の CGS 単位またはガウス単位。C. F. Gauss (⇒ ガウス)に由来する。単位記号は G。1cm² 当り 1Mx の磁束密度である。SI 単位であるテスラとの関係は 1G = 10⁻⁴T である。地球磁場は、ほぼ 0.3G の磁束密度をもつ。

ガウス Gauss, Carl Friedrich 1777.4.30—1855.2.23 ドイツの数学者、物理学者。ブラウンシュウィクの職人の子として生れる。幼時から計算の才を示し、3歳のとき父がした給料計算の誤りを正し、8歳か10歳のとき1から40もしくは100までの整数の和を即座に求めたなど、多くの逸話が伝えられている。「口をきくより前かから計算することができた」と後に述懐したほどのこの神童を、親は、進学させてやるができなかった。幸い、小学校の助教師だった M. Bartels が彼の才を啓発し、しかもブラウンシュウィクの領主 Ferdinand 公への紹介の労をとってくれたので、Gauss は公の奨学金で進学し、ゲッテンゲン大学で学び(1795—98年)、ヘルムシュテット大学で学位を取得した。帰郷後も研究を続け、公の死(1806年)の翌年ゲッテンゲンの天文台長に就任、かたわら教職も務め、以後終生この地にとどまった。父の無理解、最初の妻の早世、2度目の妻の病弱、息子との不和、ヨーロッパの政争と動乱、共同研究者や弟子の少なさなどに悩まされながらも、知的で明朗な母の力と多くの知己(F. W. Bessel, F. H. A. von Humboldt ら)との文通に励まされて、Gauss の才は、数理的科学的諸分野に存分に発揮された。

ラテン語やフランス語にも多大の関心を寄せていた若年の彼が志を数理科学に向けた動機は、彼自身が定規とコンパスによる正十七角形の作図法を発見した(1796年3月)ことにあったと伝えられる。初期の業績では、代数方程式論のほか整数論(彼はこれを数学の女王とよんだ)、行列式論が重要である。やがて天文学関係の異色ある業績として小惑星ケレスの軌道計算を行い、1801年に G. Piazzi が発見しながらしばらく追跡した後見失ってしまったこの星の再出現のデータを求め、みごとに的中させた。注目を要するのは、この時すでに彼は最小二乗法の考えを確立し活用していたことである(1795年以來、ただしラテン語論文は1809年、そのドイツ語訳は1865年)。最小二乗法は、Gauss の後年(1818—47年)の大事業であるハノーバー地方の三角測量でも活用された。またこの測量に際して、彼は観測光線の調整のための光学装置ヘリオトロブを考案している(1821年)。

数学の領域では超幾何級数論、楕円関数論、曲面論、複素関数論などの研究にも着手、貢献した。いわゆる数理物

理学の領域では、ポテンシャルの理論への寄与(主論文は1840年)が顕著である(⇒ガウスの定理)。また、最小二乗法の一般化(1821, 26年)以外に、確率論や保険論も手がけた。

物理については、光学(屈折論, 1840年ほか、⇒ガウス光学)、毛管現象を伴う液体の形の理論(1829年)のほか電磁気の研究が重要である。Humboldtの仲介によってW. E. Weberがゲッティンゲンに着任した1831年以来、共同で地磁気の研究を行い、その測定装置の開発と規格化から始まって世界諸国をカバーする観測網と磁気学連合(Magnetischer Verein)の組織や地磁気(一般理論の発表(1839年)と地磁気図(1840年)の刊行に至る、意義深い成果を生み出した。電磁気測定のための単位に関しても2人は貴重な貢献をした(⇒絶対単位系, ガウス単位系, ガウス, ウェーバー), 両人の協力は電信機の発明にも及んだ(1833年)。
[全集] Carl Friedrich Gauss Werke (全12巻), 1863~1933.

ガウス型軌道関数 [英 Gaussian-type orbital, 独 Gaußsche Bahn, 仏 orbitale gaussienne, 露 гауссовая орбитальная функция] 水素原子型の原子軌道関数またはその簡略型のスレーター型軌道関数(略してSTO)は、その動径部分の因子に $\exp(-ar)$ の形の指数関数をもっている。動径部分の因子として $\exp(-ar)$ の代りに $\exp(-\beta r^2)$ を使ったものを、ガウスの正規関数 $(1/\sqrt{2\pi})\exp(-x^2/2)$ の名前からとってガウス型軌道関数(略してGTO)という。もちろん軌道関数の角度部分には変更はない。原子・分子の電子状態の計算でGTOを用いるときは、これを多数使う必要がある。たとえば $2p$ 状態に対して軌道指数(orbital exponent) a を指定した水素原子型軌道関数1個を使った計算と同程度の精度を得るためには、GTOでは軌道指数 β を変えた2つ以上のGTOを使わなくてはならない。それにもかかわらず分子の電子状態の計算でGTOが多用される理由は、2つのGTOの積が、座標の中心と β を適当にとることによって新しい1つのGTOで表すことができるという特性により、多中心の分子積分を簡単にすることができるからである。ガウス型軌道関数に関しては種々の略記法がある。たとえば、STO-3Gは1つのSTOを3つのGTOの一次結合で近似して表した軌道であり、GTO(14s, 11p, 5d)は14個の1s, 11個の2p, 5個の3dのGTOを使うということである。また、数個のGTOの決った一次結合をまとめて1つの軌道と考えたものを縮約(contractd)ガウス型軌道(CGTO)という。CGTO(5s, 3p)は s 軌道に5個, p 軌道に3個のCGTOを使うということを表す。もし s は10個のGTOを5個に縮約し, p は6個のGTOを3個に縮約したものであることを示したいときは(10s, 6p/5s, 3p)と書く。STOなどに比べて、ひとつひとつのGTOは r の大きい領域で非常に小さくなる。また s 軌道の場合、STOでは原点に尖点ができるが、GTOでは滑らかである。したがって r の非常に小さい領域または非常に大きい領域での電子のふるまいが問題になる現象にGTOを使うときには十分多数のGTOの一次結合をとるなどの注意を要する(⇒スレーター型軌道関数)。

ガウス過程 [英 Gaussian process, 独 Gaußscher Prozess, 仏 processus gaussien, 露 гауссовый процесс] m 次元の確率過程 $X(t)$ において、すべての同時確率分布関数

$$F_{nm}(x_1, t_1; x_2, t_2; \dots; x_n, t_n) \\ = P\{X(t_1) \leq x_1, X(t_2) \leq x_2, \dots, X(t_n) \leq x_n\}$$

がガウス分布ならば、 $X(t)$ はガウス過程であるという。狭義のブラウン運動、オルンシュタイン-ウーレンベック過程、調和振動子のブラウン運動、白色雑音などをはじめ、物理学に出てくる確率過程の多くは、変数が多数の微視的変数の和であるため、中心極限定理によって、ガウス過程となる。

ガウス近似 [英 Gaussian approximation, 独 Gaußsche Näherung, 仏 approximation de Gauss, 露 гауссово приближение] 確率分布 $P(x)$ をガウス分布関数 $P_G(x) = (2\pi\sigma)^{-1/2} \exp\{-(x-x_0)^2/2\sigma^2\}$ で近似すること。もっと一般に、ある関数 $f(x)$ をガウス(分布)関数で近似することをガウス近似ということもある。対称的なガウス分布関数 ($x_0 = 0$) でモーメント $\langle x^{2n} \rangle$ を計算すると $\langle x^{2n} \rangle = 1 \times 3 \times 5 \times \dots \times (2n-1) \langle x^2 \rangle^n = (2n-1)!! \langle x^2 \rangle^n$ となるので、一般の分布に対するモーメント $\langle x^{2n} \rangle$ を $(2n-1)!! \langle x^2 \rangle^n$ で近似することもガウス近似という。ピークが2つあるような分布を2つのガウス分布の線形結合で近似することを二重ガウス近似という。これは非平衡統計力学でしばしば使われる。

ガウス光学 [英 Gaussian optics, 独 Gaußsche Optik, 仏 optique de Gauss, 露 теория изображений Гаусса] 結像に使用される光線が、光学系の軸に対して極めて小さな角をなし、また結像される物点および像点が軸から小さな距離にあるとき、結像は理想的なものとなる。このとき光線は近軸光線とよばれ、近軸光線を使用して行われる収差のない結像のことを近軸結像またはガウス結像という。このような理想的結像に関する幾何光学的理論を総称してガウス光学という。1つの軸のまわりに回転対称性をもつ共軸光学系が実用上重要であり、取扱いが簡単であるので、これについて説明する。物体の大きさおよび光線の軸に対する傾きの角を、一次の微小量とすると、二次の微小量まで考慮し三次以上の微小量を無視することによって得られる理論がガウス光学である。1つの物点から出発した光線束は1つの像点に集束し、軸に垂直な物平面は軸に垂直な像平面に結像しそれらの共役な物、像平面上の図形は互いに相似であり、それらの間には一定の横倍率が存在する。倍率にはこのほか縦倍率、角倍率が定義される。ガウス光学は光学系の結像のあるべき姿を示すものであり、一方実際の結像はガウス光学で与えられるものからはずれ、収差を伴う。すなわち、ガウス光学は収差を考慮しないで光学系の結像を取扱った理論といえる。取扱いが簡単であることが利点である。

ガウス鎖 [英 Gaussian chain, 独 Gaußsche Kette, 仏 chaîne gaussienne, 露 гауссовая цепь] 高分子鎖のうち、分子鎖統計に従うものをいう。実在の孤立鎖は、主鎖原子間距離、結合角が一定であっても単結合のまわりの回転があるためコイル状となる。分子鎖コイルの形態は分子長が長いと極めて多様となり、その形態を表すパラメータの1つとして分子鎖末端間の二乗平均距離 $\langle r^2 \rangle$ をとる。 r の値をとる確率密度 $W(r)$ は実在コイルについても計算できるが、これをセグメントの自由配向モデルに置換えて計算する方が簡単である。このモデルは分子鎖を長さ l のセグメントの n 個から成るものとし、セグメントは結合点を中心として全方位に自由に配向する。分子鎖の全長は nl に等しいという制約がある。座標の原点に分子鎖の

一端を置き、他端が r と $r+dr$ の間に現れる分布関数を $W(r)$ とすると、 r のとりうるすべての値に対し

$$\sum_0^{\infty} W(r) 4\pi r^2 dr = 1$$

の条件を満たす。 r の二乗平均距離 $\langle r^2 \rangle$ は

$$\sum_0^{\infty} W(r) 4\pi r^4 dr = \langle r^2 \rangle$$

となる。自由配向モデルの条件を考慮して計算すると、 $r \ll nl$ の条件下で

$$W(r) dr = \left(\frac{2\pi n l^2}{3} \right)^{-3/2} \exp \left(-\frac{3r^2}{2nl^2} \right) dr$$

の関係が得られる。したがって末端間ベクトルの球対称分布はガウス分布となる。この結果を用いると $\langle r^2 \rangle$ は nl^2 となる。また、分布の極大位置 r^* は、 $(2nl^2/3)^{1/2}$ となる。 r が増加すると確率は急速に減少する。セグメントの長さ l は、実在する分子鎖の特徴を表す各種のパラメーターが含まれ、複屈折率から光学的に l を評価できる。かたい鎖ほど l は大きい。このような分子鎖統計に従う高分子鎖をガウス鎖という。 θ 溶媒中の屈曲性高分子の形態、あるいは溶融状態での分子鎖の形態はガウス鎖で近似できる。理想ゴムの橋かけ網目鎖の無応力状態での分子鎖形態にもガウス鎖が仮定され、ゴム弾性論が展開されている。

ガウス単位系 [英 Gaussian system of units, 独 Gaußsches Einheitensystem, 仏 système d'unités de Gauss, 露 гауссова система единиц] cm, g, s を基本とした電磁気量の単位系の一種 (⇒ 静電単位系, 電磁単位系)。 ϵ (真空の誘電率) = 1, μ (透磁率) = 1, c (係数) = c (光速度) として導かれる単位系で、静電単位系と電磁単位系を統一したものである。電気的諸量については静電単位系, 磁気的諸量については電磁単位系を用いることとなり、わかりやすくなっている。M. Planck の著書以来、しばしば用いられるようになっており、最近では国際単位系 (SI) についてよく利用されている。

ガウスの公式 [英 Gauss quadrature formula, 独 Gaußsche Quadraturformel, 仏 formule de Gauss pour l'intégration numérique, 露 гауссова квадратура] 数値積分公式のひとつ。重み関数 $w(x)$ をつけた形の積分

$$\int_a^b f(x) w(x) dx$$

を区間 $[a, b]$ 内の n 個の分点 x_i ($i=1, 2, \dots, n$) における $f(x)$ の値の線形結合

$$\sum_{i=1}^n A_i f(x_i)$$

で近似するとき、重み A_i と分点 x_i を両方とも自由に選んで $(2n-1)$ 次多項式に対してまで正確な積分値を与えるようにしたものをいう。一般に n 点ガウス公式は、区間 $[a, b]$ および重み関数 $w(x)$ に関して定義される n 次直交多項式の零点を補間点とするラグランジュ補間多項式を積分して得られる。積分区間、重み関数の選び方に応じて次の各種の公式がある。

(1) ルジャンドル-ガウス公式: 区間 $[-1, 1]$, $w(x) = 1$ の場合で、ルジャンドル多項式 $P_n(x)$ の零点を分点とし、重みは次式で与えられる。

$$A_i = \frac{2(1-x_i^2)}{\{(n+1)P_{n+1}(x_i)\}^2}$$

(2) ラゲール-ガウス公式: 区間 $[0, \infty]$, $w(x) = \exp$

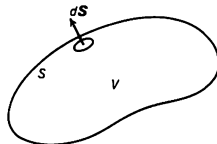
$(-x)$ の場合で、ラゲール多項式 $L_n(x)$ の零点を分点とし、重みは次式で与えられる。

$$A_i = \frac{(n!)^2 x_i}{\{L_{n+1}(x_i)\}^2}$$

(3) エルミート-ガウス公式: 区間 $[-\infty, \infty]$, $w(x) = \exp(-x^2)$ の場合で、エルミート多項式 $H_n(x)$ の零点を分点とし、重みは次式で与えられる。

$$A_i = \frac{2^{n+1} n! \sqrt{\pi}}{\{H_{n+1}(x_i)\}^2}$$

ガウスの定理 [英 Gauss theorem, 独 Gaußscher Satz, 仏 théorème de Gauss, 露 теорема Гаусса] 三次元空間の各点 r でベクトル $A(r)$ が定義されているとき閉曲面 S で囲まれる体積 V の中で $\text{div } A$ の積分と、曲面 S に関する A の面積分の間に成り立つ関係式 $\int_V \text{div } A dV = \int_S A \cdot dS = \int_S A_n dS$ をガウスの定理という。ここで A_n は A の面 S に関する外向き法線成分である。三次元以外の場合も同様である。たとえば、真空中の電場 $E(r)$ と電荷密度 $\rho(r)$ の間の関係式 $\text{div } E = (1/\epsilon_0)\rho$ (ϵ_0 は真空の誘電率) から、ガウスの定理により $\int_S E_n dS = (1/\epsilon_0)Q$ (Q は S に囲まれる体積中にある電荷の総量) が得られる。



ガウスの法則 [英 Gauss law, 独 Gaußsches Gesetz, 仏 loi de Gauss, 露 теорема Гаусса] クーロンの法則を時間変化のある場合に一般化した法則。電場に関する法則と磁場に関する法則とがある。これらの法則は、電磁誘導の法則、マクスウェル-アンペールの法則とともにマクスウェル方程式を構成する。

(1) 閉じた曲面を貫く電束は、その曲面で囲まれた領域の内部に存在する真電荷の電気量に等しい。微分形では、電束密度を D , 真電荷密度を ρ として

$$\text{div } D = \rho$$

と書かれる。これが電場に関するガウスの法則である。

(2) 閉じた曲面を貫く磁束は、常に 0 である。微分形では、磁束密度を B として

$$\text{div } B = 0$$

と表される。この法則は磁荷が存在しないことを示している。これが磁場に関するガウスの法則である。

ガウス分布 [英 Gaussian distribution, 独 Gaußsche Verteilung, 仏 distribution gaussienne, 露 гауссово распределение] ⇒ 正規分布

ガウス模型 [英 Gaussian model, 独 Gaußsches Modell, 仏 modèle gaussien, 露 гауссовая модель] スピン変数の統計力学的な分布がガウス分布に従うような模型。適当な結晶を想定し、格子点 i, j 間の交換相互作用は $-J_{ij} S_i S_j$ で与えられるとする。このとき、ガウス模型の分配関数 Z は

$$Z = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\prod_i dS_i \right) \exp \left(\frac{1}{2} \sum_{ij} K_{ij} S_i S_j - r_0 \sum_i S_i^2 \right)$$

と表される。ただし、 $K_{ij} = J_{ij}/kT$ (k はボルツマン定数、

T は絶対温度)で、 r_0 は温度に無関係な定数とする。上式の Z は多変数のガウス積分で、厳密に計算することができる。その結果、ガウス模型はある転移温度で二次相転移を示し、臨界指数は分子場近似で得られる値と一致することがわかる。ガウス模型自身は多分に数学的な模型であるが、臨界現象のくりこみ群理論における出発点として重要な意味をもっている。ただし、臨界点以上でのみ有効である。

カウリー-ムーディーの動力学的理論 [英 Cowley-Moodie's dynamical theory] J. M. Cowley と A. F. Moodie により提唱された電子線の動力学的理論の計算方法のひとつ。この理論では、電子が結晶を通過したとき、電子は通過した個々の場所の結晶のポテンシャルにより位相の変化を生じ、結晶は1つの位相を変える格子であると考える。その位相格子として $q(x, y) = \exp(ikV(x, y)dz/E)$ であるとした。ここで x, y は入射方向に垂直な座標、 k は電子の波動ベクトル、 $V(x, y)$ は結晶の電子の入射方向への投影で、 dz は結晶の厚さ、 E は入射エネルギーである。これから h, l 次反射波は $q(x, y) \cdot \exp[2\pi i(hx/a + ly/b)]$ によるフーリエ変換により求めることができる (a, b は x, y 方向の格子間隔)。この近似は $V(x, y)dz$ が小さいときにはよいが大きくなるに従って急速に悪くなる。そのときには結晶を入射面に平行に薄い層に分割し、 n 枚目の層を通過した波を $(n+1)$ 枚目の層に対する入射波として逐次波を計算する。これを多層位相格子理論 (multislice phase grating theory) とする。重い原子からなる結晶の場合 $V(x, y)$ は大きく、各層の厚さを一原子層以下にする必要がある。完全結晶の場合には、多層位相格子理論の各層の厚さを無限小にしたとき、ベーテの理論や散乱行列の理論と同じ結果が得られる。この理論は、結晶が乱れている場合にも応用できる。

カウンター [英 counter, 独 Zähler, 仏 compteur, 露 счётчик]

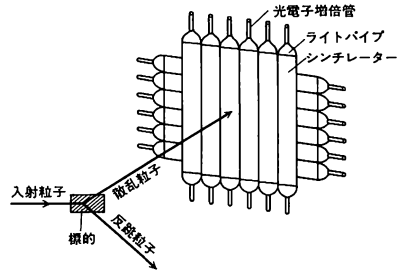
[1] 粒子や高エネルギー電磁波 (X 線, γ 線) を検出する装置のうちで、エレクトロニクスを用いて粒子や電磁波に関する情報を処理するもので計数管ともいう (⇒放射線検出器)。したがって、原子核乾板や泡箱などのように、写真として記録してから、あとから解析するような検出器は、カウンターとはいわない。

[2] 一般に数を数える装置または道具のことで、特に電気的なパルス数を数える装置のことをいう (⇒計数回路)。

カウンター法 (電子線の強度測定) [英 pulse counting method, 独 Impulszählmethode, 仏 méthode de comptage d'impulsions, 露 метод счёта импульсов] 計数管を用いて電子線の強度をデジタルに計測する方法。放射線の測定における β 線の測定と類似である。特に異なるところはエネルギーの低い領域まで計測する必要がある点である。電子線のエネルギーと計数率との関係 (エネルギー・スペクトル) を求めるには、シンチレーションカウンターまたは固体検出器を用い、マルチチャネル分析器で、パルス波高分析を行う。電子線のパルス計測には電子増倍管 (チャネルトロン) も用いられる。検出器に前置増幅器、比例増幅器をつないで計数率計で測定する。検出器の出力を電圧または電流でアナログ計測するより、SN 比 (信号対雑音比) は向上する。計測系にディスクリミネーターにおいて雑音を除く。数十 eV 以下の電子の場合には、電子を後段加速

しないとパルス計測は困難になる。位置敏感型の電子線用の固体検出器も市販されている。

カウンターホドスコープ [英 counter hodoscope, 仏 hodoscope à compteur, 露 годоскопическая система счётчиков] 多数のシンチレーションカウンターや鉛ガラスカウンターなどを1つの面に並べ、粒子がこのカウンターの1つを通過したことを確認することによって、粒子の飛跡や、通過時間、あるいはそのエネルギーを測定することに用いられる粒子検出装置。高エネルギー素粒子原子核実験では粒子の通過を確認するうえで欠かせない装置で、ほとんどすべての実験に使われている。特に電磁石の前後



にカウンターホドスコープを置いて、荷電粒子が電磁石の中でどのような軌道を描くかを知ることによって粒子の運動量を求めたり、あるいは、飛行時間差を測定して、粒子の判別に利用されることも多い (⇒飛行時間法)。最近は素粒子実験の大型化に伴い、 $4\text{ m} \times 5\text{ m}$ という大型のシンチレーションカウンターホドスコープも使用される。また、半導体検出器をモザイク状に敷きつめたものも、一種のカウンターホドスコープである。

ガウント因子 [英 Gaunt factor, 独 Gaunt-Faktor, 仏 facteur de Gaunt, 露 фактор Гаунта] ⇒ g 因子

火炎放電 [英 torch discharge, 独 Leuchtentladung, 仏 décharge en torche, 露 факельный разряд] ⇒ 高周波放電

カオス [英 chaos] 力学系の非周期解が示す乱雑な運動をいう。力学系とは、ハミルトンの正準運動方程式のように、解が初期値によって一意的に決まる常微分方程式系や差分方程式系をいう。このような系の解は、状態変数のつくる相空間において、初期値によって一意的に決まる1本の軌道を描く (⇒位相軌道)。その軌道に沿った、滑目する力学量 $x(t)$ の時間相関関数

$$C(\tau) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x(t+\tau) dt$$

のフーリエ-ラプラス変換 $P(\omega)$ を、角振動数 ω についてのパワースペクトル (強度スペクトル) という。

カオスの定義として通常使われるのは、パワースペクトル $P(\omega)$ が連続スペクトルとなることである。そのためには軌道は非周期軌道でなければならない。もう1つの定義は、軌道が不安定であることである。すなわち、初期値がわずかに異なるもう1本の軌道をとるとき、軌道間の距離が平均として時間の経過とともに急速に拡大することである。つまり、初期値のわずかの誤差が長時間の後には大きな誤差をつくる。これを初期値への鋭敏な依存性という。このとき将来の決定論的予測は不可能となる。これは、大気の乱流に関して、気象学者 E. N. Lorenz によって最初に指摘され (1963 年)、天気の長期予報が不可能なことの

理論的根拠とされたものである。

カオスには様々のタイプがある。気体分子運動論で導入された分子のカオスは、統計熱力学の力学的基礎として現在も研究されている(⇒エルゴード定理)。しかしそれはカオスの1つのタイプにすぎない。熱平衡から遠く隔った非線形非平衡系のカオスは、流体乱流、非線形化学反応系、核融合などの物理的基礎として、その研究が最近始まった。

特に強調しなくてはならないのは、力学系の自由度が少数で、しかも外部から加わる雑音などのような非決定論的要因がない場合でも、力学系自体の含む非線形性によってこのような乱雑な運動が生じうることである。たとえば、Lorenz のモデルは、次の3変数の常微分方程式で記述される力学系である(⇒ローレンツ模型)。

$$\dot{x} = -\sigma x + \sigma y, \quad \dot{y} = -xz + \gamma xy - y, \quad \dot{z} = xy - bz \quad (1)$$

この解をパラメーター σ, b, γ の適当な領域で数値的に求めると、ほとんどすべての初期値に対して、それは三次元空間内のある有界な二次元的図形に漸近し、そのうえで非周期運動を行うことがわかる。このようにほとんどすべての軌道を吸いこむ、点でも閉曲線でもない図形を奇妙なアトラクターとよぶ。散逸力学系のカオス(無秩序運動ともいう)の発生は、奇妙なアトラクターの出現として理解できることが多い。ローレンツ模型のほかにも無秩序運動を行う散逸的なモデルがいくつか知られている。

差分方程式で記述される、離散的時間発展を示す力学系に関しては、数学的に厳密な結果も得られている。基本的なものとしては、次のリー-ヨークの定理がある。 X を距離空間とし、 $f: X \rightarrow X$ を連続写像とする。もし f が周期3(いまの場合周期は整数)の周期点を含むならば、「任意の周期をもつ周期点および非可算個の非周期点が存在する」。これを、T. Y. Li と J. Yorke はカオスと定義している(1975年)。

香りの自由度 [英 quark flavour, 露 степень свободы аромата] クォークには u, d, s などの種類があることを、南部陽一郎はクォークには香り(フレーバー)の自由度があると名づけた。色の自由度と対比した命名である。弱い相互作用と電磁相互作用はクォークの香りを変化させたり、香りによって相互作用の強さが違ったりするので、ワインバグ-サラム模型を香りの力学ともいう。

仮温度 [英 virtual temperature, 露 виртуальная температура, 仏 température virtuelle, 露 виртуальная температура] 水蒸気を含んだ空気の状態変化を乾燥空気に対する状態方程式で表現するために気象学で用いられる物理量。温度 T 、比熱 q の空気に対して

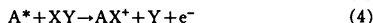
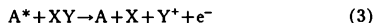
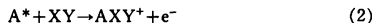
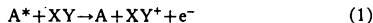
$$T_{\text{vir}} = T \left\{ 1 + \left(\frac{m_{\text{dry}}}{m_{\text{vap}}} - 1 \right) q \right\}$$

を仮温度(または偽温度)という。ただし、 $m_{\text{dry}}, m_{\text{vap}}$ は、それぞれ乾燥空気と水蒸気の分子量で、 $(m_{\text{dry}}/m_{\text{vap}} - 1) = 0.61$ である。水蒸気を含むと、分子量の差によって空気の密度は多少減少するが、この減少量を乾燥空気の温度上昇によって生じたとみなしたときの温度が T_{vir} と思ってよい。乾燥空気の圧力 p_{dry} 、密度 ρ_{dry} 、温度 T は、ほぼ理想気体の状態方程式; $p_{\text{dry}} = (R/m_{\text{dry}})\rho_{\text{dry}}T$ に従う。ここで、 R は気体定数である。同様に、水蒸気に対して $p_{\text{vap}} = (R/m_{\text{vap}})\rho_{\text{vap}}T$ が成り立つ。比熱は $q = \rho_{\text{vap}}/\rho_{\text{air}}$ である。水蒸気を含んだ空気の圧力 $p_{\text{air}} (= p_{\text{dry}} + p_{\text{vap}})$ および密度 $\rho_{\text{air}} (= \rho_{\text{dry}} + \rho_{\text{vap}})$ に対して上式を代入すると、 p_{air}

$= (R/m_{\text{dry}})\rho_{\text{air}}T_{\text{vir}}$ が成り立つことがわかる。

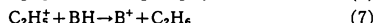
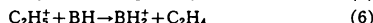
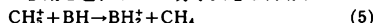
化学イオン化 [英 chemi-ionization, 独 chemische Ionisation, 仏 ionisation chimique, 露 химическая ионизация] 広義の化学反応の結果イオンを生成することをいうが、ケミ・イオン化(chemi-ionization)とケミカルイオン化(chemical ionization)の異なる2つの過程に同じ語が用いられているのでまぎらわしい。

ケミ・イオン化は、分子 XY (原子でもいい)のイオン化エネルギーよりも高い励起エネルギーをもつ励起原子 A^* (主として準安定励起原子が用いられる)が、 XY と熱エネルギー領域で衝突し、次のような過程



でイオンを生成することを総称していう。式(1)は1937年に F. M. Penning らが不活性気体中の放電で初めて見いだしたので、その名にちなんでペニング電離とよぶ。式(2)は結合性電離で、この場合には結合エネルギーもイオン化に寄与するので、必ずしも A^* の励起エネルギーが XY のイオン化エネルギーより大きくなくても起る。ホーンベック-モルナー過程ともよばれる。式(3)は解離性電離、式(4)は組替え反応性電離(⇒組替え衝突)とよばれ、これらの過程が競合して起り、分子のポテンシャルに関する詳しい知見が得られるので重要である。

ケミカルイオン化は、主として質量分析におけるイオン化技術のひとつとして開発されたもので、試薬気体から生成された反応イオン($\text{CH}_5^+, \text{C}_2\text{H}_5^+$ など)から有機分子 BH へプロトン移動を起すイオン-分子反応を利用し



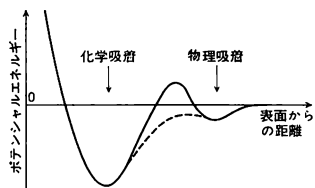
のように、試料分子をイオン化することをいう。ケミ・イオン化と異なり電子は放出されない。従来の電子衝撃イオン化法では、もとの親分子 BH がばらばらに壊れて断片イオンになりやすいが、この方法では親イオンを見いだしやすいため、試料の定性・定量分析に有効である。F. H. Field らによって、化学イオン化法(chemical ionization method, 略して CI 法)とよばれた(1966年) (⇒ペニング電離、ホーンベック-モルナー過程)。

化学加速器 [英 chemical accelerator, 仏 accélérateur chimique, 露 химический ускоритель] 化学反応の機構、広くは原子、分子、イオンなどの散乱素過程を詳しく調べることを目的とする装置で、反応粒子をエネルギーのそろった細いビーム状に加速して標的粒子と衝突させる加速部分と、生じた反応生成物を粒子線分光の手法を用いて解析する検出器系より成る装置全体をさす。1968年 R. Wolfgang の命名による。したがって、化学反応によるエネルギーを利用して粒子を加速する装置という意味ではない。反応の種類に応じて種々の型が考案されているが、普通は標的粒子もビーム状にして入射ビームと直角に交差させる方法(⇒交差ビーム法)が精度もよく、広く用いられている。一般に、化学反応を支配するエネルギーの尺度が、原子・分子の結合エネルギー程度であることから、粒子の加速量もそれに応じて、0.1~10 eV 程度に加速するのが普通である。また、加速の対象となる粒子も、原子、分子、遊離基のように電荷をもたない中性粒子が主となるの

で、イオンのように簡便な加速法が使えない点も、従来の加速器とは本質的に異なる点である。古くは高速回転翼による機械的加速や電気双極子をもつ分子を不均一電場で加速することも行われたが、最近ではもっぱら超音速ノズルを用いた空気力学的な加速法が用いられている(⇒分子ビーム)。また、速度のわずかに異なる反応粒子どうしを平行して走らせ、反応に寄与するのは相対速度であることを巧みに利用して、熱エネルギー以下から keV 領域までの広いエネルギー範囲にわたって自由に反応エネルギーを変えられる装置も考えられている(⇒合流ビーム法)。

化学緩和法 [英 chemical relaxation method, 独 chemische Relaxationsmethode, 仏 méthode de relaxation chimique, 露 метод химической релаксации] 誘電緩和・磁気緩和などの物理的な緩和法に対立する語で、ドイツの M. Eigen らの開発した電場パルス法、温度ジャンプ法、圧力ジャンプ法などによって溶液内における極めて速い反応を追跡する手法を総称して化学緩和法という(⇒誘電緩和、磁気緩和)。温度ジャンプ法では、平衡にある化学反応系の温度を急激に上昇させ、新しい平衡状態に移行するプロセスを光学的方法や電気伝導率変化などによって追跡し、 $10^{-7} \sim 1s$ 程度の時間に溶液中で起る反応を解析する。加熱にはレーザー光やマイクロ波によったり、あるいは高压で充電したコンデンサーの放電によるジュール熱を利用したりする。圧力ジャンプ法も、試料溶液にかけた圧力の急激な変化による平衡状態の移動を追跡するものである。なお超音波吸収法もこれと性格がよく似たものであり、化学緩和法に含めることも多い。電場パルス法は数万 V の矩形波パルスを試料に加えて、試料中に生じる弱電解質の解離過程を追跡する方法である。類似の方法として電場分散法がある。これは、高圧正弦波の高周波パルスを加えて、応答の振幅強度の周波数分散を解析して緩和時間を求める方法である(⇒緩和時間)。

化学吸着 [英 chemisorption, 独 Chemisorption, 仏 chimisorption, 露 хемосорбция] 固体表面に原子(分子)が付着したときに、表面第一層の原子と付着原子との間で電子の交換をし、化学結合を形成する吸着をいう。ファン・デル・ワールス力による物理吸着に比べて結合エネルギーは大きい(測定値 $0.5 \sim 8.4 \text{ eV}$)。図に化学吸着に伴うポテンシャルエネルギーを単純化して示す。物理吸着を経由



して化学吸着に移るところにポテンシャル障壁がある場合には、温度を上げるなどして励起させなければ化学吸着しない。これを活性化吸着とよんでいる。破線で示したように障壁のない場合には、低温でも化学吸着は容易に起る。分子が吸着する場合には、分子が解離するかしなにかによって解離吸着、非解離吸着とよべ、 W への H_2 吸着、 Ni への CO 吸着がそれぞれの代表的なものである。単結晶表面での化学吸着の場合には、吸着原子(分子)は下地結晶と整合した二次元格子をつくる 경우가多く、また吸着量が増すと二次元格子の構造が変化することもある。これ

は、吸着原子間の相互作用が強いためである。

化学結合 [英 chemical bond, 独 chemische Bindung, 仏 liaison chimique, 露 химическая связь] 原子やイオンが集まって分子または結晶をつくるとき、それらの原子間の結合を化学結合という。化学結合があるということは、これらの原子の間になんらかの引力が働くことを意味するが、その引力の原因によって、化学結合はいろいろな型に分類されている。塩化ナトリウムが結晶をつくるときの力はナトリウムと塩素の原子がそれぞれ正負のイオンとなり、これらの電荷の間に働く静電力として説明される。このような化学結合をイオン結合という。水素分子をつくる力は量子力学的に詳しく検討して初めて理解できるものであるが、原子価結合法の立場では各水素原子のもつ不対電子が反平行スピンの対をつくることが原因だと説明されており、そのような化学結合を共有結合とよんでいる。ある種の錯体では、1つの原子から隣りの原子へ電子が移動して静電力が働くと同時に、この移動した電子が不対電子となり、初めの原子のもつ不対電子と対になって共有結合の効果に加わる。このような化学結合を配位結合という。金属の結晶をつくっている化学結合は金属結合といわれるが、その力は静電力と共有結合の効果にさらに共鳴の効果加わったものと説明されている。分子が集まって分子結晶をつくるときの力は、多くの場合分子の電気モーメントの間の静電力に基づいている(分子が電気モーメントをもっていない場合でも、瞬間的には永久電気モーメントがあり、それに基づく力は働く)。このような化学結合をファン・デル・ワールス結合という。水分子が集まって氷の結晶をつくるときは、1つの水素原子が2つの酸素原子と結合しているように見える。このとき働いている力は静電的なものであるが、これを水素結合とよんでいる。

化学シフト [英 chemical shift, 独 chemische Verschiebung, 仏 déplacement chimique, 露 химический сдвиг] 核磁気共鳴において一般に核と電子の相互作用が存在するために共鳴条件が裸の原子核の場合からずれる。この現象のうち、磁場により電子の軌道が変更を受け、それが電荷の運動として核の位置に余分な磁場を生じるという機構によるずれを化学シフトとよぶ。自由原子や物質中の原子の電子に磁場がかかると、電子の波動関数が振動を受けて空間的に変化して現れる常磁性的な電流と、ベクトルポテンシャルに比例する反磁性的電流が生じるが、その和は一般に0ではなく、電子の量子力学的状態を反映した値をとる。この電流が核の位置につくる磁場は、さらに核と電流の相対的な位置などに依存する。したがって、たとえば1つの分子のなかの同等でない位置にある同種の原子核が見る余分な磁場は同じでなく、それぞれ異なった化学シフトをもつ。この現象は、分子や原子の電子構造の決定に利用される。核磁気共鳴のシフトにはこのほかに電子のスピンの起因するものがある(⇒ナイト・シフト)。

化学修飾 [英 chemical modification, 独 chemische Modifikation, 仏 modification chimique, 露 химическая модификация] タンパク質や核酸における特定部位の位置と構造と機能との関連性などを知るために、化学試薬を特定部位内の特定の官能基に選択的に結合させて特定部位を化学的に変化させることをいう。現在、化学修飾法は酵素の活性部位の同定に最もよく用いられている。また、活性部位ではなくても、反応性部位にあるアミノ酸の周囲は

特異な構造をとっている。遊離のアミノ酸とは異なる速度で化学修飾されるという性質を利用して、修飾部位とタンパク質の機能との関連性を研究することもできる。リジンのε-アミノ基やシステインのチオール基など、反応性のあるアミノ酸側鎖官能基に対して特異的に反応し共有結合する試薬が多数開発されている。また化学修飾法のひとつとして、架橋試薬によって分子内や分子間に架橋結合をつくることも行われている。通常、架橋試薬は炭素鎖などの両端に官能基を2つもち、タンパク質表面の2ヵ所の残基と共有結合して架橋をつくる。架橋試薬の両端間距離は一定であり推定可能なので、たとえば反応残基間の空間距離がわかる。そのほか、化学修飾による高次構造の研究法も開発されており、応用範囲は広い。

化学蒸着 [英 chemical vapor deposition] メタン、プロパン、ベンゼンなどの炭化水素気体を1600°C以上で熱分解すると、下地とはほぼ平行に六方環面が配向した層状炭素が得られる。これを加圧焼なましすると、c軸のまわりの配向は乱れているが、他はグラファイトと同じパイロリテックグラファイトができる。また、SiH₄気体をH₂, Arなどで希釈し、PH₃またはB₂H₆を混入して500~650°Cで熱分解すると、n型またはp型のアルファシリコンが得られる。このように、気体の熱分解により膜を生成する方法を化学蒸着、ないしは化学気相成長、略してCVDという。気相成長法、反応性蒸着などともよぶ。上記のものほかに、SiO₂, Si₃N₄, Al₂O₃, SiC, GaAs, Al_xGa_{1-x}Asなど、主に半導体工業で用いられている膜の作成に利用されている。このうちGaAs, Al_xGa_{1-x}Asなどの生成は、AsH₃のほかに(CH₃)₃Ga, (CH₃)₃Alなどの有機金属を用いるため、有機金属熱分解気相成長(MOCVD)、有機金属気相成長法などともよばれる。そして、GaAs-Al_xGa_{1-x}Asヘテロ構造の多層膜である半導体レーザー素子の製作などに広く用いられている。

化学進化 [英 chemical evolution, 独 chemische Entwicklung, 仏 évolution chimique, 露 химическая эволюция] 地球あるいは宇宙(主として前者)において、生命誕生に至るまでの有機物質および物質系の変遷過程をいう。地球の誕生は約46億年前といわれるが、当時の地球は強熱状態で生命の存在を許さなかった。しかし、現在の地球には生物という物質系が豊富に存在している。A. I. Oparinは、この間の過程を、その著書「地球上における生命の起源」(1924年)のなかで、原始地球においては紫外線や放射線などのさまざまなエネルギーによって無機物や簡単な有機物からやや複雑な有機物が生じ、これらの化合物の複雑化と集合を経て生命が誕生したと主張し、基本の受け入れられた。S. L. Miller (1953年)は、原始大気モデルである、CH₄, NH₃, H₂, H₂Oを含む還元気相に放電を行うと、各種のアミノ酸を含むさまざまな有機物が生じることを実験的に示した。原始地球において有機物生成に利用されたエネルギー源としては、紫外線、放電、放射線、宇宙線、火山、隕石の衝突などが考えられるが、量的には紫外線のエネルギーが圧倒的に大きかったと推定されている。簡単な有機化合物の生成から原始細胞の誕生に至るまでには、タンパク質や核酸などの生成に至る有機化合物の複雑化、外界からのしきりをもった高分子集合体の形成、遺伝情報の起源など、いろいろな段階があったはずであるが、多くの人が納得できる仮説はまだない。

化学浸透説 [英 chemiosmotic hypothesis] 酸化的リ

ン酸化や光リン酸化の際に、電子伝達系による酸化還元エネルギーがアデノシン三リン酸(ATP)の化学エネルギーに変換される機構について、P. Mitchellが唱えた説。彼はこの業績により1978年度のノーベル化学賞を受けた。この説によれば、両エネルギーの変換を介するものは、膜内外におけるH⁺の電気化学ポテンシャル差(ΔμH⁺, H⁺駆動力ともいう)であり、次のようにまとめられる。ATP合成はH⁺に対する透過性の低い膜に存在する可逆的ATPアーゼによって触媒される。ATP合成に使われるH⁺数と、合成されるATP数との比は一定である(2という説と3という説がある)。呼吸鎖および光合成の電子伝達系は膜にあり、電子伝達に伴ってH⁺駆動力を生み出す(⇒酸化的リン酸化)。なお、ΔμH⁺はATP合成ばかりでなく、生体膜の能動輸送やべん毛運動の一部においてもエネルギー源となっている。

化学線量計 [英 chemical dosimeter, 独 chemisches Dosimeter, 仏 dosimètre chimique, 露 химический дозиметр] ⇒ 化学的放射線検出器

化学的原子炉制御 [英 chemical control of nuclear reactor] 原子炉の反応度を制御する方法のひとつ。液体の冷却材や減速材の中にホウ酸のような可燃性毒物を溶解し、その濃度を調節する方法のことで、単に化学制御ともいう。たとえば、加圧水型原子炉では一次系の冷却水中に微量のホウ酸を溶解しておき、原子炉の運転に伴って起きる核燃料物質の燃焼と毒物の蓄積とによる反応度の減少を可燃性毒物である¹⁰Bの燃焼による反応度の増加によってある程度まで自動的に補償する。こうして反応度余裕の時間的変化幅を小さくすることができる。化学制御の方法は比較的ゆっくりとした反応度変化の制御には適用できるが、急速な反応度変化の制御には適さない。

化学的線量測定法 [英 chemical dosimetry, 独 chemische Dosimetrie, 仏 dosimétrie chimique, 露 химическая дозиметрия] 放射線の物質に対する化学的效果をもとに吸収線量または吸収線量率を測定する方法をいい、これに用いられる検出器のことを化学的放射線検出器または化学線量計という。代表的なものとしてフリック、セリウム、一酸化二窒素、クロロホルム+水などの線量計がある。

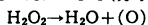
化学的分離法 [英 chemical separation, 独 chemische Trennung, 仏 séparation chimique, 露 метод химического разделения] この語は時代とともに内容にかなりの変遷を遂げている。以下に古い方から順に記す。(1)最も古くは、天然産の鉱物から元素単体を単離する方法をさした。種々の元素の化学的性質の差違を利用して分けたので、これこそ本来の化学的分離法である。(2)やがて放射化学が発展すると、放射性核種の分離を化学的に行うことが「化学的分離法」の名でよばれるようになった。反跳原子核を物理的に捕集したりするのと対比してよばれたのである(⇒ホットアトム、反跳)。(3)現在最も多く見られるのは、同位体分離に関するものである。遠心分離法、拡散法などの物理的性質を利用するのではなく、イオン交換など化学平衡や反応速度などにおける同位体効果を利用して同位体分離を行う方法を一括して化学的分離法の名でよぶことが多い。物理的分離法、生物的分離法などと対置されるものである(⇒同位体効果、同位体の分離、同位体分析)。物理で俗に「ケミ・セパ」といっているのは(2)の意味であることがほとんどである。

化学的放射線検出器 [英 chemical radiation detector, 独 chemischer Strahlungsdetektor, 仏 détecteur chimique de radiation, 露 химический детектор излучений]

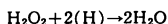
⇒ 化学的線量測定法

化学的放射線効果 [英 chemical radiation effect, 独 chemischer Strahlungseffekt, 仏 effet chimique de radiation, 露 химическое действие излучения] 物質に α 線, β 線, γ 線, X 線, 荷電粒子など高エネルギーの電離放射線を照射したときに起る化学的变化。これら放射線は普通の可視光などと比べてはるかに大きいエネルギーをもっているため, 照射に伴って物質は励起されるだけでなくイオン化が起る点で光化学反応機構と異なる。照射によって起る化学的效果を利用して吸収線量の測定, 重合や橋かけ作用など合成化学に応用されている。

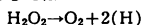
化学当量 [英 chemical equivalent, 独 chemisches Äquivalent, 仏 équivalent chimique, 露 химический эквивалент] 当量は, 熱の仕事当量, 電気化学当量というように使われることでわかるように, なんらかの意味で等価のものを示す。化学当量は, 化学反応において等価な物質の量をさす。普通は次の 3 種の場合についていう。(1) 元素の化学当量, (2) 酸または塩基の化学当量, (3) 酸化剤または還元剤の化学当量。化学当量をグラム単位で表したものがグラム当量である。(1) 元素の 1 化学当量は, 酸素原子の 1/2 mol と化合するその元素の量である。この量をグラムで表したものがグラム当量である。たとえば水素のグラム当量は, 1.008 である。(2) 酸または塩基の 1 化学当量は, 酸と塩基の中和反応にあずかる水素原子あるいは水酸基 1 mol 当りの酸あるいは塩基の量である。この量をグラムで表せばグラム当量となる。たとえば H_2SO_4 (分子量 98) のグラム当量は 49, NaOH (分子量 40) のグラム当量は 40 である。(3) 酸化剤または還元剤の 1 化学当量は, 酸化反応において水素原子 1 mol を受取るか, 酸素原子 1/2 mol を与える酸化剤の量, または還元反応において水素原子 1 mol を与えるか, 酸素原子 1/2 mol を受取る還元剤の量である。この量を g で表したものがグラム当量である。たとえば H_2O_2 (分子量 34) は酸化剤としては



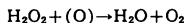
または



還元剤としては



または



のように反応するので, いずれの場合も H_2O_2 の 1 mol つまり 34 g が 2 化学当量である。したがってグラム当量は 17 となる。

化学発光 = 化学ルミネッセンス

化学反応 [英 chemical reaction, 独 chemische Reaktion, 仏 réaction chimique, 露 химическая реакция] 化学反応とは原子の組替え(結合の生成・切断)を伴う分子の状態変化をいう。化学反応は分子・原子の衝突や光の吸収によって起る。化学反応の進む方向は熱力学法則によって支配され, 通常の定温定圧下での反応では, 反応に伴ってギブスの自由エネルギー G が減少する ($\Delta G < 0$) 方向をとる。しかし, 反応の速度は ΔG の大小にはよらず, 反応物から生成物へと変化する途中でどのようなエネルギー状態を経由するかに依存する(⇒遷移状態の方法)。

いくつかの観点から化学反応を分類し, 表に示す。表中

1. 反応次数による分類

次 数	反応式・速度式	例
一次反応	$\text{A} \rightarrow \text{P}$ (生成物) $\frac{d[\text{P}]}{dt} = k_1[\text{A}]$	$\text{H}_2 \rightarrow 2\text{H}$ (分解) $\text{HNC} \rightarrow \text{HCN}$ (異性化)
二次反応	$\text{A} + \text{B} \rightarrow \text{P}$ $\frac{d[\text{P}]}{dt} = k_2[\text{A}][\text{B}]$	$\text{D} + \text{H}_2 \rightarrow \text{DH} + \text{H}$ (交換) $\text{O} + \text{CH}_2 = \text{CH}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{C} = \text{CH}_2$ (付加・挿入) $\text{O} \rightarrow$
三次反応	$\text{A} + \text{B} + \text{C} \rightarrow \text{P}$ $\frac{d[\text{P}]}{dt} = k_3[\text{A}][\text{B}][\text{C}]$	$\text{I} + \text{I} + \text{Ar} \rightarrow \text{I}_2 + \text{Ar}$ (再結合)

2. 反応する化学種による分類

中性分子反応, ラジカル反応, イオン反応など

3. 反応物あるいは媒質の状態による分類

- 均一系反応……気相反応, 液相反応
- 不均一系反応……気・固系反応, 固・液系反応

4. 反応の原動力による分類

光化学反応, 熱化学反応, 放射線化学反応など

5. 反応の熱化学的性質による分類

- 発熱反応 ($\Delta H < 0$) 例 $\text{H} + \text{O}_3 \rightarrow \text{OH} + \text{O}_2$
- 熱的中性反応 ($\Delta H \approx 0$) $\text{H} + \text{D}_2 \rightarrow \text{HD} + \text{D}$
- 吸熱反応 ($\Delta H > 0$) $\text{Br} + \text{HCl} \rightarrow \text{HBr} + \text{Cl}$

の $[\text{A}]$, $[\text{B}]$ などは反応物 A, B などの濃度を示す。また ΔH は反応に伴うエンタルピー変化(⇒反応熱), k は反応速度定数である。

化学反応の研究には, 大きく分けて反応機構の研究と反応速度の研究とがある。両方面とも近年の発展は著しいが, これらは赤外・可視・紫外領域での分光法や核磁気共鳴吸収(NMR)・電子スピン共鳴吸収(ESR)分光法の発展に負うところが大きい。さらにレーザーを用いて, サブピコ秒($\sim 10^{-13}$ 秒)程度の寿命をもつ化学種の測定が可能となり, またレーザー誘起蛍光分光法によって 100 個・ cm^{-3} 程度の極微量成分の検出ができるようになった。分子線技術の発達には衝突がほとんど起らない環境下での化学反応の研究を可能にした。このような方法を用いて, 生体内化学反応, 宇宙空間での化学反応, 大気中や燃焼管内での化学反応が研究されている。固体表面における化学反応の研究も最近急速に発展している。

化学反応の理論的取扱いは, ペンゼン誘導体の反応に及ぼす置換基の効果を整理して得られた経験則であるハメット則, 単分子反応の RRKM 理論, イオン分子反応でのランジュバンの理論, アイリング(⇒単分子反応)の遷移状態理論(⇒遷移状態の方法)などさまざまなレベルの方法がある。近年の大型計算機の進歩によって, 化学反応理論は定量的にも信頼できるようになり大きく改善されてきた(⇒反応速度論)。

化学反応論 [英 theory of chemical reaction, 独 Theorie der chemischen Reaktion, 仏 théorie de réaction chimique, 露 теория химических реакций] 化学反応の機構について統一的な解釈を与え, その速度を予測することを目的とする理論を化学反応論という。分子の性質や構造を扱う分子構造論とともに理論化学の重要な分野をなす。化学反応論は, 反応の起りやすさや機構を分子の構造から予測する反応性理論と, 反応速度を直接の研究対象とする反応速度論に大別される。

有機物の反応を, 分子内の電子の移動で説明する有機電

子論や、ベンゼン誘導体の反応に対する置換基の影響を予測するハメット則など、分子内の電子分布と反応を関連づける定性的な考え方が1930年代に生れた。これらは分子軌道法による分子の電子状態の理論の発展とともに定量化され、実際に分子内の電子分布を計算して反応の起りやすさを議論する方向に進んだ。さらに、反応する2つの分子の相互作用を摂動論を用いて計算し、反応性を議論する試みが1950年代に始められた。代表的なものは福井謙一らのフロンティア電子論である。1960年代には分子軌道の対称性に着目して反応の立体特異性などを説明しようとするウッドワード-ホフマン則が生れた。1970年代における大型計算機の発達には、非経験的(*ab initio*)分子軌道法による大型分子のエネルギー計算を可能にし、非経験的にかなりの精度で反応系のポテンシャルエネルギー曲面を求めらるようになった。これによって純理論的に反応機構や反応性を論じることが可能となってきた。

一方、反応速度論は、ポテンシャルエネルギー曲面の知識を基礎としてそのうえでの動力学を取扱い、古典力学・量子力学(特に衝突の理論)や統計力学を用いて反応速度定数を温度と始・終状態の関数として評価し、動的過程としての反応の機構を理解することを目的とする。

化学物理学 [英 chemical physics, 独 chemische Physik, 仏 physique chimique, 露 химическая физика] 分子構造や化学反応の機構の決定など化学の基礎になる問題を、原子、分子ないし電子の立場から研究し説明しようとする学問分野をいう。物理の中では、化学との境界領域に最も近い。その際、実験的手段としては、近代物理学で開発されたあらゆる手法が駆使され、理論的手段としては、主として量子力学、統計力学が用いられる。したがって、解釈によっては化学物理学は物性論とほとんど同義語ともいえるが、物性論の主流は固体の諸性質の電子論的解釈をめざすのに対して、化学物理学はむしろ、その一端を深く化学の領域に入りこませて、化学の基礎をつくらしている点に違いがあるであろう。その意味で、1913年 N. Bohr が半古典的原子模型を提唱し、分光学と原子の電子構造を結びつけたときに、化学物理学が始まったと考えてもよいであろう。1925~26年には、W. Heisenberg と E. Schrödinger によって量子力学が確立された。翌1927年には W. Heitler と F. London によって、水素分子の化学結合の量子力学的解釈が発表され、化学物理学への道が明確になった。1933年には専門雑誌 Journal of Chemical Physics が発刊され、以後年々この分野の研究は盛んになった。

原子番号の小さい多電子原子の電子構造は、非相対論的ハートリー近似あるいはハートリー-フォック近似として知られている方法によって計算され、得られた原子の波動関数は、あらゆる物性研究の基礎として非常に役立っている。しかし、さらに電子相関の効果を正しく考慮した波動関数を求めることは、著しく困難である。また原子番号の大きな原子については相対論的取扱ひが必要であり、ハートリー-フォック法に相対論の効果を取り入れる方法も開発されてはいるが、その研究にはまだ残された部分が多い。分子の電子構造や化学結合の本質は、原子価結合法や分子軌道法などの種々の理論によって明らかにされ、簡単な分子から生体分子のような巨大な分子についてもその電子状態が計算されている。特に近年、大型計算機の発達とともにこの方面の理論計算は非常に進歩してきている。しかし、電子相関を十分に取り入れることはなお困難であるの

で、定量的に役に立つ結果を得るのには、さらに研究が必要である(⇒量子化学)。

一方、熱力学、統計力学、量子統計力学の方法論が確立するとともに原子・分子の集団のふるまいのミクロ的解釈も明確になり、遷移状態を仮定することによって、化学反応の統計力学の解釈も可能になった。最近では非平衡の熱力学、統計力学の研究がなされ、動的過程に対するミクロ的解釈も明らかにされつつある。この方面でも大型計算機の発達に伴い、相転移現象などのシミュレーションも行われ、動的過程をミクロの映像としてとらえることが可能になった。

原子・分子の研究には分光学的手法が有力である。電磁波の波長領域は γ 線から電波までに及ぶが、1940年代にはマイクロ波に関する技術が開発され、それに伴って ESR や NMR といった実験技術も確立され、分子や固体の電子状態に関する詳細な知識が非常にふえた。さらに最近では、レーザーとかメーザーといった新しい光源が開発されたり、加速器の発達につれて、荷電粒子の加速に伴って出る強力な電磁波(SOR)が利用されるようになり、分子や固体を特定の励起状態に励起することも可能になった。このことは、化学反応においても、分子の電子状態だけでなく、振動や回転を含めて、一つの状態から他の一つの状態へと遷移する確率を実験的に測定することを可能にした。さらに、電子線における電子の運動エネルギーの測定の設定誤差が1 meV 程度におさえられるようになるなど、測定技術の進歩と精度の向上によって従来よくわからなかった化学的現象の詳細を知ることができるようになってきた(⇒物理化学, 分子物理学, 分子科学)。

化学平衡 [英 chemical equilibrium, 独 chemisches Gleichgewicht, 仏 équilibre chimique, 露 химическое равновесие] 相互に反応を起す物質を混ぜると、化学反応が進行して、最後に、正逆両方向の反応がつり合い、反応に関与する物質の量が変化しない状態に到達する。これを化学平衡とよぶ。化学平衡の状態は熱力学によって記述できる。たとえば、 $H_2 + I_2 \rightleftharpoons 2HI$ のような化学反応式を一

般化して $\sum \nu_i A_i = 0$ (A_i は分子式, ν_i は整数) と書くと、温度と圧力が与えられたときの系の平衡状態はギブスの自由エネルギー G 最小の条件より

$$dG = \sum_i \mu_i dN_i = 0$$

ここで、 N_i , μ_i は A_i 分子の数と化学ポテンシャルである。各分子数の変化 dN_i は化学反応式より、 $dN_i/\nu_i = \text{一定}$ という関係があるから、結局

$$\sum_i \mu_i \nu_i = 0$$

が得られる。これが化学平衡の条件式である。

化学ポテンシャル [英 chemical potential, 独 chemisches Potential, 仏 potentiel chimique, 露 химический потенциал] 系を構成している粒子が外部へ流出しようとする傾向の強さを表す熱力学的量。化学成分 i の化学ポテンシャル μ_i とは、この成分の1 mol 当りのギブスの自由エネルギーのことである。または

$$\mu_i = -T \left(\frac{\partial S}{\partial n_i} \right)_{V, U, n_j}$$

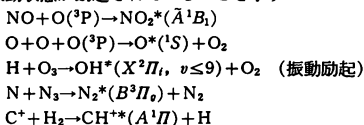
で定義される。ここで T は温度, S はエントロピー, n_i はモル数, また一定にする量 V, U, n_j はそれぞれ体積, 内

部エネルギー、 i 成分以外の成分のモル数、2つの物質系の境を、化学成分 i だけが通過できる半透膜で置換えるならば、この成分物質はその化学ポテンシャルの高い方から低い方へ移動する。したがって、つり合いは化学ポテンシャル μ_i が2つの系で同じ値をとくときに起る。移動が分子の特別な結合を通して起る現象では、移動の向きや平衡に対する判定条件は上の例とは異なってくる。たとえば $A+2B\rightleftharpoons 3C$ の化学反応の平衡条件は $\mu_A+2\mu_B=3\mu_C$ によって与えられる。単一成分系でも粒子の授受が起る系の間のつり合いを考える際に化学ポテンシャルは有効である。また、1 molではなく1粒子の化学ポテンシャルを考えることも多い。この意味で、縮退した電子ガスのフェルミ準位は電子の化学ポテンシャルである。不均一なポテンシャル場の中でも、平衡状態では、粒子はその化学ポテンシャルがどこでも同じ値をもつように分布する。

化学量論性 [英 stoichiometry, 独 Stöchiometrie, 仏 stœchiométrie, 露 стехиометрия] 多くの無機化合物は、簡単な整数比率の成分元素から成り、定比例の法則(ドルトンの法則)に従う。このような物質の化学組成と諸性質との間の数量的な関係を論ずる物理化学の一分野が化学量論であり、化学組成と数量的に関係づけられる性質が化学量論性である。定比例の法則に従う化合物を、化学量論(組成)化合物、定比化合物、あるいはドルトナイド化合物とよび、そうでないものを非化学量論(組成)化合物、不定比化合物、あるいは、不定比化合物の存在を主張したC. L. Bertholletの名をとってベルトライド化合物とよんでいる。金属間化合物や金属の水素化合物、酸化物、硫化物には、化学量論組成からずれたものが多く知られており、例として $Fe_{1-x}S$ あるいは PdH_{1-x} などは挙げることができる。また非化学量論組成のわずかな変化は、化合物の物性に大きな変化を与える。n型とp型の半導体化合物CdTeなどはその例である。

化学ルミネッセンス [英 chemiluminescence, 独 Chemilumineszenz, 仏 chimiluminescence, 露 хемилуминесценция] 化学反応や分子間のエネルギー移動の結果として、電子状態や振動状態の励起された化学種が生成され、その発光が観測される場合がある。これを化学ルミネッセンス(化学発光)とよぶ。高温の物体からの熱放射(黒体放射)による発光とは異なり、発光体は高熱でなくともよい。化学ルミネッセンスによる発光はいわゆる冷光である。最も身近な例は炎の色である。炎は、その温度の熱放射から予測されるよりもはるかに強い可視領域の光を出しているが、これは炭化水素の酸化(すなわち燃焼)反応の過程で生成される $C_2(d^3\Pi_g)$ や $CH(A^2\Pi_u)$ からの発光である。またオーロラや夜光なども励起酸素原子・分子に由来している。溶液中での酸化反応途中に化学ルミネッセンスを生ずる例も多く、ルミノールのアルカリ性溶液を過酸化水素などで酸化する際生じる青白い発光は有名である。

化学ルミネッセンスを生ずる化学反応は、励起状態を生成するに足る十分な発熱反応でなければならない。以下にいくつかの例を挙げる。ここで $*$ はそれぞれ電子状態または振動状態が励起されていることを示す。



化学ルミネッセンスとしては可視領域の発光を示すものが代表的であるが、多くの発熱反応において赤外領域の発光も見られている。これは生成物の振動励起状態からの発光であり、その振動回転スペクトルの測定を通じて、発熱反応により解放されたエネルギーが生成物の種々の自由度(振動、回転、並進)にどのように分配されるかを知ることができる。J. C. Polanyiらによる赤外化学発光の研究は、化学反応におけるエネルギー分配のミクロな様相を解明する重要な出発点となった。

化学レオロジ = ケモレオロジ

化学レーザー [英 chemical laser, 独 chemischer Laser, 仏 laser chimique, 露 химический лазер] レーザー媒質に化学反応生成原子、分子を選び、反転分布をつくり出すのに化学反応エネルギーを用いるもので、ケミカル・レーザーともいう。ある種の化学反応は、生成分子の特定の運動自由度、とくに、振動運動自由度への反応エネルギーの大きな割合を与える。たとえば、 $F+H_2\rightarrow HF+H$ の反応において、HFの振動準位 $v=0, 1, 2, 3$ の生成比率は、それぞれ5, 17, 53, 25%の割合である。HF, Hの生成系に分配されるべきエネルギー $146\text{ kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$ のうち、63%がHFの振動運動自由度へ、29%が回転運動自由度へ分配される。 $v=2$ と 1 、 $v=1$ と 0 の準位間には反転分布があり、これらの準位間の振動回転遷移に相当する波長の光のレーザー発振が可能である。また、いくつかの回転線についても発振が観測されている。

化学レーザー反応の型

反応の型	反応例	レーザー遷移	波長 [μm]
光分解	$F_2C-Cl \xrightarrow{h\nu} CF_3 + I^*$	$5^2P_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$	1.3
原子引抜き	$Cl + HI \rightarrow HCl^* + I$	$v=3 \rightarrow 2-1 \rightarrow 0$	3.7~3.9
連鎖反応	$\begin{cases} F + H_2 \rightarrow HF^* + H \\ H + F_2 \rightarrow HF^* + F \end{cases}$	$v=4 \rightarrow 3-1 \rightarrow 0$	2.6~3.0
化学増感	$DF^* + CO_2 \rightarrow CO_2^* + DF$	$(00^1) \rightarrow (10^0)$	10.6

化学レーザーの効率、化学反応による生成分子の反転分布の生成とそれに続く振動緩和や回転緩和によって定まる。光共振器内に大きな化学エネルギーを注入することができ、また、分子励起のための電力装置などが不用であることなどの特徴があつて、連続発振およびパルス発振の高出力レーザーとして実用化されている。

可換群 [英 commutative group, 独 kommutative Gruppe, 仏 groupe commutatif, 露 коммутативная группа] 群 G において、積が可換則を満たすとき、すなわち、 G の任意の2元 g, h に対して、 $gh=hg$ が成り立つとき、 G を可換群あるいはアーベル群という。この場合、積 gh の代りに h と $g+h$ と書いて、 G を加法群(加群)とよぶこともある(\Rightarrow 群)。物理学に現れる可換群の例としては、二次元の回転群、空間の平行移動の全体が成る群などがある。可換群の既約ユニタリ表現はすべて一次元表現であるという定理は、物理学でも有用である。

可干渉時間 [英 coherence time, 独 Kohärenzzeit, 仏 temps de cohérence, 露 время когерентности] \Rightarrow コヒーレンス

可干渉性 = コヒーレンス

書き込み許可リング [英 write enable ring, 露 кольцо защиты данных] 電子計算機で使用する磁気テープのテープリールに着脱するプラスチック製の環。これをテープリールに装着しておけば、そのテープには中央処理装置か

らデータを書込むことができるが、外すと磁気テープ装置がそれを検知して、データの書込みを禁止する。データを保存する役目をもつ磁気テープに、誤って不要なデータが書込まれたり、また新たなデータを書込むことによって、前に書かれている重要なデータが抹消されたりすることを避けるためにこのリングを使用する。このため、このリングをファイル保護リングともよぶ。JISにおいては、環の内径約98 mm、幅と厚さ約6 mmの規格が制定されている(C 6242)。

可逆回路 [英 reciprocal circuit, 独 umkehrbarer Stromkreis, 仏 circuit réciproque, 露 взаимная цепь] 電気回路において相反定理(可逆定理)の成り立つ回路を、可逆回路あるいは双方向性回路という。回路網が可逆であるための条件は、その回路網のインピーダンス行列あるいはアドミタンス行列が対称行列となっていることである。能動回路(電子管、トランジスタなどの能動素子を含む)やジャイレーター回路などを除いて、抵抗、インダクタンス、静電容量などの受動素子から成る回路は一般に可逆回路である。

可逆過程 [英 reversible process, 独 reversibler Prozess, 仏 procédé réversible, 露 обратимый процесс] 巨視的な体系が状態変化を行うとき、外に何も変化を残さずに、またもとの状態に戻ることができる場合、この状態変化を可逆過程とよぶ。変化の途中の状態がすべて平衡状態であれば、まったく逆の変化を行ってもとに戻ることが可能である。しかし実際問題としては、平衡状態を連続して実現してゆくためには、体系の状態変化を引起す外部パラメータの変化を非常に遅くしなければならない。この意味で可逆過程は準静的過程である。体系の2つの状態(状態A, 状態Bとする)を可逆過程で結びつけることができる場合、この2つの状態におけるエントロピーの差 $S_A - S_B$ はその可逆過程に沿った積分の形で

$$S_B - S_A = \int_A^B \frac{d'Q}{T}$$

で与えられる。ここで $d'Q$ は温度 T (すなわち体系の温度でもある)の熱源と接触したときに体系が受取った熱量である。

可逆機関 [英 reversible engine, 仏 moteur réversible, 露 обратимый двигатель] 熱機関とは、ある系がサイクルを行った際に熱源と熱のやりとりをし、外部に(正または負の)仕事をするものをいう。ことに可逆サイクルを用いたものを可逆(熱)機関という。代表的なものには可逆カルノー・サイクルを用いた熱機関がある。

可逆サイクル [英 reversible cycle, 独 reversibler Kreisprozess, 仏 cycle réversible, 露 обратимый цикл] ある系が初めの状態からさまざまな中間状態を経て終状態に至るとする。終状態が始状態に等しければひとつのサイクルをなす。可逆であれば、このサイクルにわたってのエントロピー変化はない。すなわち

$$\Delta S = 0 \quad (1)$$

である。また逆に式(1)が成立すれば可逆サイクルであるといえる。通常用いられる意味での可逆サイクルとは逆行可能といっていることでもある。このための条件は、変化に際して、考えている系も熱源も常に平衡状態を保持しているという場合である(準静的過程)。温度 T_1, T_2, \dots の熱源と熱量 Q_1, Q_2, \dots をやりとりしながら変化したとすれば

$$\Delta S = \sum_j \left(\frac{Q_j}{T_j} \right) = 0 \quad (2)$$

となる。

可逆素子 [英 reversible transducer, 仏 transducteur réversible, 露 обратимый преобразователь] 2つのエネルギー形態のいずれの方向にも変換が可能な素子。たとえば圧電素子のように電圧を加えると機械的変位が起り、逆に機械的変位を与えると電圧を発生するような素子をいう。このほかに、電気エネルギーと化学エネルギーの双方向変換をする蓄電池、電気エネルギーと熱エネルギーの双方向変換をする熱電変換素子(ペルティエ効果とゼーベック効果を利用)などがある。これに対して、一方のみの変換素子を不可逆素子という。

可逆定理 [英 reciprocity theorem, 独 Reziprozitätssatz, 仏 théorème de réciprocité, 露 теорема взаимности] = 相反定理

可逆電池 [英 reversible cell, 独 reversible Kette, 仏 pile réversible, 露 обратимый элемент] 電池の極を導線をつないで、流れる電流を妨げる方向に外から起電力を入れると電池内の化学変化が逆行し、電流が逆の方向に流れ最初の状態にもどるような電池を可逆電池とよぶ。ダニエル電池、鉛蓄電池、アルカリ蓄電池などはその例である。ボルトの電池のように電流を外部に取出していないときも電池内で化学反応が生じているものは、不可逆電池とよばれる。

可逆振り子 [英 reversible pendulum, 独 Reversionspendel, 仏 pendule réversible, 露 обратимый маятник]

実体振り子の一種で、上下を逆にして振らせるので、この名がある。H. Kater が考案し、この装置で重力加速度 g の値が比較的正確に求められるので、ケーターの可逆振り子ともよばれる。図のように K_1 と K_2 という2つのナイフエッジが逆向きに取付けられ、おもり W は移動できるようになっている。最初 K_1 を掛けて振動させた場合の周期を T_1 、次に逆にして K_2 を掛けて振動させた場合の周期を T_2 とする。 W を移動させ、 $T_1 = T_2 = T$ になったとすれば、重心 G と K_1 および K_2 の間の距離 h_1 および h_2 の和がちょうど相当単振り子の長さ l となるので、 g は次の式で計算できる。

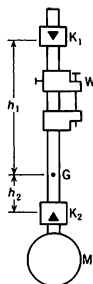
$$g = \frac{4\pi^2(h_1 + h_2)}{T^2}$$

実際には W を移動して、 T_1 と T_2 ができるだけ等しくなるように両者の測定を行い、上式の T として次の式から得られる値を採用する。

$$T^2 = \frac{T_1^2 + T_2^2}{2} + \frac{T_1^2 - T_2^2}{2} \frac{h_1 + h_2}{h_1 - h_2}$$

殻 [英 shell, 独 Schale, 仏 enveloppe, 露 оболочка]

- [1] 電子殻と同義(⇒原子構造)。
- [2] 原子核内で核子が独立粒子運動を行っている軌道(⇒殻模型)。
- [3] 自動車の車体、船体、航空機の機体、各種の容器に見られるような曲面薄板で、板厚が中央面の曲率半径に比べて小さい曲面弾性板をいう。外部荷重に対する応答は、アーチ作用のため平板の場合とは異なり、独特の取扱いかたが開発されている。まず面内応力に比べて曲げ剛性が無



視できる場合は膜理論によって取扱われる。逆に、曲げモーメントのみに抵抗し、面内応力が無視できる場合には、伸びなし変形理論が適用できる。しかし、平板の場合と異なり、殻の場合は微小な曲げに対しても、面内の伸縮が無視できないのが普通であり、膜応力と曲げ応力とが結合した形の応力状態を問題にしなければならない。これがいわゆる曲げ理論であり、曲線座標系における複雑な微分幾何学的解析を必要とする。円筒殻や球殻のように比較的単純な形状のものは、解析的にもよく調べられているが、一般形状のものでは解析的取扱いが困難であり、有限要素法などの近似解法が威力を発揮する。

核 [英 nucleus, 独 Kern, 仏 noyau, 露 ядро] = 原子核

核異性体 [英 nuclear isomer, 独 Kernisomer, 仏 isomère nucléaire, 露 ядерный изомер] = 異性核

カークウッド Kirkwood, John Gamble 1907.5.30 - 1959.8.9 アメリカの化学者、物理学者。オクラホマ州に生れ、マサチューセッツ工科大学を卒業、コーネル、カリフォルニア、エール大学の教授を歴任した。イオン結晶の回転転移、流体の非可逆過程統計力学、その高分子物理への応用などの研究業績がある。

カークウッド-ライズマンの粘度式 [英 Kirkwood-Riseman's viscosity formula] ⇔ 粘度式

角運動量 [英 angular momentum, 独 Drehimpuls, 仏 moment angulaire, 露 угловой момент] 質点の質量 m と速度ベクトル v の積 $p = mv$ を運動量というが、運動量 p の原点のまわりのモーメント(能率) l を角運動量という。すなわち質点の位置ベクトルを r とするとき、 l は r と p のベクトル積 $r \times p$ で与えられる。質点系や剛体の場合、各質点 m_i (あるいは質量素片)の位置ベクトル r_i と運動量 p_i のベクトル積の総和を原点のまわりの質点系の角運動量 L という。

$$L = \sum l_i = \sum r_i \times p_i$$

質点系や剛体の重心を G とし、重心に全質量 M が集まったと考えるときの重心の原点のまわりの角運動量を L_0 、重心 G のまわりの各質点(あるいは質量素片)の角運動量を L' とおけば、次の関係が成り立つ。

$$L = L_0 + L' = r_0 \times P + \sum r_i' \times p_i'$$

ただし r_0 は重心の位置ベクトル、重心の速度を v_0 とするとき $P = Mv_0$ 、 r_i', p_i' は重心座標における位置ベクトルと運動量ベクトルである。これら角運動量について次の定理が成り立つ。質点系の角運動量 L の時間的変化の割合は、外力のモーメントの和に等しい。したがって外力 = 0 の孤立した体系の角運動量は保存される。質点系の運動は重心の運動と、重心のまわりの回転に分解できるが、重心の原点のまわりの角運動量 L_0 の時間的変化の割合は、すべての外力が重心に働くと考えた場合の力のモーメントの和に等しい。また質点系の重心のまわりの角運動量 L' の時間的変化の割合は重心のまわりの外力のモーメントの和に等しい。それぞれの場合に外力のモーメントの和が 0 ならば L_0 あるいは L' は保存される。量子力学における角運動量については(⇨角運動量の演算子)。

角運動量障壁 [英 centrifugal barrier, 独 Zentrifugalbarriere, 仏 barrière centrifuge, 露 центробежный барьер] 遠心力ポテンシャルがつくるポテンシャルの障

壁を角運動量障壁という。原子核など粒子が角運動量をもつと遠心力ポテンシャルが生じ、これがポテンシャル障壁として働く。これら粒子の反応は、エネルギーがこの障壁を超えるとき強く起る。また内部に引力ポテンシャルがあるときは、このポテンシャル障壁が、準束縛状態である共鳴状態を形成するのに役だつ。クーロンの働かない中性粒子にも、 $l=0$ の s 波を除き角運動量障壁が存在する。角運動量が大きくなるとともにこの障壁は大きくなる。また角運動量障壁は換算質量に逆比例するため、換算質量が非常に大きい重イオン反応において、クーロン障壁に比べて小さい役割しか果たさない。したがって重イオン反応では、クーロン障壁を超えるほどエネルギーが大きくなる。急に多くの部分波が反応に寄与するようになる。

角運動量の演算子 [英 angular momentum operator, 独 Operateur des Drehimpulse, 仏 opérateur du moment cinétique, 露 оператор момента количества движения] 量子力学における角運動量を表す演算子。軌道角運動量の場合には、古典力学における表式 $r \times p$ (r は考えている粒子の位置、 p は運動量)を量子力学での対応する演算子に置換えたものに等しい。これを \hat{r} と書くとき、 l は $l \times l = i l$ ($[l_x, l_y] = i l_z$ など)という交換関係を満たす(⇨軌道角運動量)。一般的には、角運動量の概念を拡張して、この交換関係を満たすベクトル演算子 J に \hbar を乗じたものを角運動量の演算子と定義している(J をそうよぶこともある)。空間の座標軸を単位ベクトル e のまわりに角度 θ だけ回転させたとき波動関数 ψ が $\psi' = \exp(-i\theta e \cdot J) \psi$ に変換されるとすれば、 J は上記の変換関係を満たす角運動量演算子であることが示せる。 J の各成分どうしは可換でないで、各成分を同时对角化することはできない。しかし J^2 は J の各成分と交換するので、 J^2 と J の成分の 1 つ(J_z をとることが多い)を同时对角化できる。 J^2 の固有値は、 j を 0 または正の半整数(整数を含む)として $j(j+1)$ という値をとる。 j が与えられたとき J_z の固有値は $j, j-1, \dots, -j$ と $2j+1$ 個の値をとる。 j を方位量子数、 J_z の固有値を磁気量子数とよぶ。系が J で与えられる空間の回転に関して不変であれば、すなわち、 J がハミルトニアンと可換であれば、 J^2, J_z をハミルトニアンと同时对角化できる。このとき J を共有し J_z の固有値の異なる $2j+1$ 個の準位は縮退している。

角運動量の合成則 [英 law of addition of angular momentum, 独 Gesetz der Addition von Drehimpulsen, 仏 loi d'addition du moment cinétique, 露 закон сложения моментов количества движения] 2 種類の角運動量の和に関する法則。古典力学において、2 種類の角運動量の和は、それぞれの角運動量ベクトルのベクトル和として与えられる。量子力学においては 2 種類の角運動量演算子 $L_1 (= \hbar J_1), L_2 (= \hbar J_2)$ の和 $L_1 + L_2$ を $L (= \hbar J)$ とすると、 L_1, L_2 が可換であれば L は角運動量演算子の交換関係を満たす。すなわち、 J は $J \times J = i J$ を満たす(⇨角運動量の演算子)。 L_1, L_2 は異なる粒子の角運動量でもありうるし、同一粒子のスピン角運動量と軌道角運動量でもありうる。 J^2, J_z, J_x, J_y は互いに交換するのでこれらを同时对角化することができ。ただし J^2 と J_x, J_y は交換しないので、このとき J_{1z}, J_{2z} は対角化されない。 J の方位量子数を j 、 J_1, J_2 のそれを j_1, j_2 とすると、 j_1, j_2 が与えられたとき j は $j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, \dots, -|j_1 - j_2|$ という値をとる。 j が最大となるのは L_1, L_2 が平行なとき、最小と

なるのは反平行のときと解釈できる。 j が与えられれば、 J_z は $j, j-1, \dots, -j$ という $2j+1$ 個の固有値をとる。 j_1, j_2 を与えたときの、 J^2, J_{z1}, J_{z2} の同時固有状態の総数は $(2j_1+1)(2j_2+1)$ となり、当然これは、 j_1, j_2 を与えたときの J^2, J_{z1}, J_{z2} の同時固有状態の総数に等しい。これらの 2 組の状態間の交換係数はクレブシュ-ゴルダン係数とよばれ、一般式が与えられている(→クレブシュ-ゴルダン係数)。

角運動量保存則 [英 law of angular momentum conservation, 独 Erhaltungssatz des Drehimpulses, 仏 loi de la conservation du moment angulaire, 露 закон сохранения момента количества движения] 質点間に働く力が作用反作用の法則に従う質点系では、外力が作用しない限り、質点系の任意の点のまわりの角運動量は時間的に不変であるという法則。外力が作用しても、任意の点のまわりの外力のモーメントの和が常に 0 ならば、その点のまわりの角運動量は一定である。質点系の運動は重心の並進運動と、重心のまわりの運動に分解できる。この場合、質点系の重心のまわりの角運動量は、重力のよめに、重心のまわりの外力のモーメントの和が 0 ならば一定に保たれる。運動する荷電粒子からできている系では、力が電磁場を媒介にして有限の速さで伝わるので、電磁場の角運動量もいっしょに考える必要がある。

核エネルギー [英 nuclear energy, 独 Kernenergie, 仏 énergie de noyau, 露 ядерная энергия] 原子核がもっているエネルギーの総称。原子核エネルギーともいう。原子核の崩壊、核分裂、核融合、核反応などによる原子核の変換に伴って放出される。一般に、原子核の変換の前後では核子の総数は同じであるが、変換に関与している原子核および核子の総質量は変化する。この変化分はエネルギーとして放出または吸収されるが、これは相対性理論で示される質量とエネルギーの同等性に基づくものである。質量数が 60 付近の原子核は核子 1 個当りの結合エネルギーが大きく安定である。質量数が 60 以上の原子核では質量数の増加とともに核子 1 個当りの結合エネルギーが減少し、しだいに不安定になる。質量数の大きいアクチノイド核種になると自発核分裂や α 崩壊によってエネルギーを放出し、より安定な軽い核に変換する。アクチノイド核種のなかには ^{235}U のように中性子を吸収して核分裂を起し、大きなエネルギーを放出する核種もある。この際、同時に 2～3 個の中性子も放出するので、この性質を利用して連続的に核分裂を起させ、大量のエネルギーを取出して利用するようにしたのが核分裂炉である。質量数が 60 以下の原子核は質量数が小さくなるほど核子 1 個当りの結合エネルギーが小さくなる。たとえば、 ^4He の結合エネルギーは構成核子数が同じである重水素 2 個の結合エネルギーより小さい。これを利用して、2 個の重水素を融合させ、1 個の ^4He をつくり、その際に放出するエネルギーを利用しようとするのが D-D 核融合炉である。恒星のエネルギー源はこの核融合によるものである。

同じ質量数の原子核では安定核より中性子または陽子の数が多くなると不安定になり、 β^- 崩壊または β^+ 崩壊によりエネルギーを放出し安定核に変わる。核反応などで高い励起状態に残された原子核は核子や γ 線を放出して安定状態に変わる。このように原子核内に内蔵された余分なエネルギーはいろいろな過程を経て放出されるが、そのエネルギーは通常の化学変化の際に放出されるエネルギーに比べ

てけた違いに大きいのが特徴である。

楽音 [英 musical sound, 独 musikalischer Ton, 仏 son musical, 露 музыкальный звук] 楽器によってつくり出された音。しかし、独立した意味で用いられることはまれで、音の分類のひとつとして、騒音、あるいは人の声などと対比した意味で用いられている。

核化学 [英 nuclear chemistry, 独 Kernchemie, 仏 chimie nucléaire, 露 ядерная химия] 原子核は、陽子と中性子から成り、その組合せによってさまざまな性質をもった核種がある。安定な核種は約 300 個あり、不安定な核種を含めると 2000 個に近い核種が知られている。これらの核種の性質や、その生成・崩壊過程の研究には、化学的方法が物理的方法に劣らず重要である。実際、放射性同位元素 ^{210}Po および ^{224}Ra の分離を最初に行ったのは化学者の M. Curie であった。分析化学的手段を用いた核種の同定や分離に始まった化学的方法による原子核研究は、原子核の理解に大きく寄与してきた。これを、初めは放射化学とよんでいた。しかし原子核研究の進展に伴い、この分野は研究の手段としての化学ばかりでなく、応用も含めたより広い分野に成長し、核化学とよばれるようになった。たとえば、加速器からのビームを用いた原子核反応による新しい元素の製造や、超ウラン元素などの超重元素の製造は、原子・分子の合成分解に対応する化学の主題である。また、放射性同位元素の製造技術の開発は、核医学、工学に広く応用されているほか、トレーサーによる農業や生物学への応用、さらには核燃料処理や、放射防護の問題にも、核化学はその基礎となる重要な寄与をしている。

角加速度 [英 angular acceleration, 独 Winkelbeschleunigung, 仏 accélération angulaire, 露 угловое ускорение] ⇨ 加速度

核間距離 [英 internuclear distance, 独 Kernabstand, Atomkernabstand, 仏 distance internucléaire, 露 меж-ядерное расстояние] 分子あるいは広く一般に物質は、いくつかの(または多数の)原子からつくられているが、そのなかの特定の 2 つの原子に着目し、それらの原子の核と核との間の距離を核間距離または原子間距離という。原子が集まって分子または結晶をつくる場合には、原子の間になんらかの力が働くわけであるが、これらの力がつり合う位置での核間距離を平衡核間距離という。分子または結晶のなかでの核間距離は X 線回折、電子線回折などで測定されるが、そのとき核は平衡の位置の付近を小振動しているので、測定された核間距離は平均の核間距離である。化学結合によって結合している 2 つの原子の核間距離の測定値を結合の長さまたは結合距離という(⇨平衡核間距離, 結合の長さ)。

核共鳴蛍光 [英 nuclear resonance fluorescence, 独 Kernresonanzfluoreszenz, 仏 fluorescence de résonance nucléaire, 露 ядерная резонансная флуоресценция] γ 線を原子核に当てた場合、その γ 線のエネルギーがちょうど原子核のある励起準位のエネルギーに相当したとき、原子核による共鳴吸収が起り、原子核は励起状態となるが、この状態は一般に非常に早く再び γ 線や内部転換電子を放出して低い準位に落ちる。この原子核による特定エネルギーの γ 線の共鳴吸収・放出の現象を核共鳴蛍光という。

一般にある原子核からの γ 線を同じ核種の原子核にあてればその共鳴吸収が起りうるはずであるが、原子核からの γ 線の放出・吸収の場合、原子核のエネルギー準位の幅が

狭いうえに、さらに反跳エネルギーが大きいため通常の場合エネルギーが準位の幅以上にずれてしまい共鳴吸収は起らない。したがって核共鳴蛍光を観測するには、2つの原子核の相対運動によりドップラー効果を利用して γ 線による反跳運動を相殺する条件をつくる方法と、 γ 線による反跳を全く抑えてしまう方法がある。前者の場合、核反応による反跳運動を利用する方法や線源あるいは散乱体として高温ガスを用いる方法などがとられる。 γ 線による反跳運動をなくす方法はメスbauer効果を利用する方法である。

核計算〔原子炉の〕〔英 nuclear calculation of nuclear reactor〕原子炉内のいろいろな物質の中性子に対する原子核的性質に起因する原子炉の特性の計算のことで、静的特性と核燃料の燃焼特性の計算に大別される。静的特性の計算では、原子炉各部の寸法と組成が与えられたとき、炉内での中性子の生成と消滅に関連した臨界性、中性子数を制御するための制御棒効果、燃料棒の非均質配置に伴う非均質効果、出力分布、さらに安全性に関連したドップラー係数や冷却材喪失係数が取扱われる。これらの特性パラメーターは、原子炉内の中性子スペクトルに大きく依存するので、核計算では中性子スペクトルを正確に予測することが重要である。一方燃焼特性の計算では、燃料組成、核分裂生成核種や制御用毒物核種などの時間変化とそれに伴う反応度の変化を追跡する。高い熱出力を発生させる実用原子炉の設計や運転計画の策定には、この燃焼計算は重要な役割を演ずる。これらは最も早くから計算コードの開発が進んだ分野のひとつで、現在大型計算機を用いて核計算が行われている。

核原料物質〔英 nuclear source material〕原子力基本法第三条に定められた法律用語で、核燃料物質、核原料物質、原子炉および放射線の定義に関する政令第二条によると、ウランもしくはトリウムまたはその化合物を含む物質である。ただし、すでに核燃料として加工されているものは含まない。一般概念としては、ウラン鉱石およびトリウム鉱石であると考えてよい。

核工学〔英 nuclear engineering, 独 Kerntechnik, 仏 génie nucléaire, 露 ядерная техника〕原子核の工学的応用、とりわけ原子炉に関連する応用分野を総称するという。したがって取扱う範囲は極めて広く、原子炉内外の物理的・化学的諸現象、原子炉理論、原子炉の制御や計装および熱工学に関する諸問題、原子炉材料や原子炉燃料などの製造法、諸特性や検査法、放射線物理学、放射線損傷と放射線防護、中性子物理学、放射線計測、核化学、同位体分離工学、プラズマ工学などを含む。

殻構造〔英 shell structure, 独 Schalenstruktur, 仏 structure en couches, 露 оболочечная структура〕⇒ 殻模型

核構造〔英 nuclear structure, 独 Kernstruktur, 仏 structure nucléaire, 露 строение ядра〕⇒ 原子核物理学

カーク・サイクル〔英 Kirk cycle, 仏 cycle de Kirk, 露 цикл Кирка〕= 逆スターリング・サイクル(⇒ 冷凍サイクル)

拡散〔英仏 diffusion, 独 Diffusion, 露 диффузия〕異種の粒子の混合系(溶体)の濃度分布が非平衡状態になっている場合には熱平衡状態に近づくような濃度分布の変化が起る。これは構成粒子の熱運動によって起るもので拡散とよばれる。濃度が不均一な固体や静止混合流体の温度

が一様に保たれている場合には、濃度が一様に分布するような変化が起る。温度の分布が一様でなかったり、電場が印加されている場合には最初の濃度が一様であっても不均一になるような変化が起る。これらはそれぞれ熱拡散およびエレクトロロイグレーションとよばれている。溶体中で単位時間当たり溶質が単位面積(溶質の移動方向に垂直な面)を通過する量を J とすると、拡散粒子の平均自由行程が十分短い場合には、一般に

$$J = -D \text{grad} c + ucF \quad (1)$$

が成り立つ。ただし、 c は溶質濃度、 F は溶質に作用する力、 u は移動度であり、 D は拡散係数であって、一般に移動度と拡散係数とはアインシュタインの関係式により結ばれている(⇒アインシュタインの関係式)。 $F = 0$ の場合には

$$J = -D \text{grad} c$$

となり、フィックの法則とよばれる。これより

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \text{div}(D \text{grad} c) \quad (2)$$

が導出され、式(2)は拡散方程式とよばれる。同種の粒子が単に位置を交換するのも同じ現象であり、自己拡散とよばれ、放射性同位体をトレーサーとすることによって観測することができる。この場合には D の濃度依存性は無視できるので式(2)は

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \text{div}(\text{grad} c) = D \Delta c \quad (3)$$

となる。異種の金属や濃度の大きく異なる合金を接合したもので拡散が起る場合には、 D の濃度依存性を無視することができないので、式(2)を用いなければならない。このような拡散は相互拡散とよばれ、その場合には式(2)を解析的に解くことができないのでボルツマン-プランクの方法とよばれる図式的解法が用いられる。このような拡散係数は自己拡散係数と区別され、相互拡散係数(あるいは化学拡散係数)とよばれ \bar{D} と表示するのが普通である。相互拡散をさせたとき拡散領域中に新たに金属間化合物層が形成され、その厚さがしだいに増加していくことがある。この場合は反応拡散とよばれている。固体の中で原子が拡散していくような場合には、あるエネルギー障壁を越えながら酔歩運動をしているので、拡散係数は $D = D_0 \exp(-E/kT)$ という温度依存性をもつ。ここに登場する E は拡散の活性化エネルギーとよばれる。

核酸〔英 nucleic acid, 独 Nukleinsäure, 仏 acide nucléique, 露 нуклеиновая кислота〕すべての生物に存在して遺伝子の本体を構成し、遺伝形質の決定や発現に関与する物質で、デオキシリボ核酸(DNA)とリボ核酸(RNA)に大別される。核酸は1869年にF. Miesherによって、核中に含まれ、酸に不溶、希アルカリに溶ける物質として発見され、ヌクレインと名づけられたが、1889年にR. Altmanによって核酸と改名された。1930年ごろまでにP. A. Leveneらによって、核酸がリン酸、五炭糖、有機塩基から成るヌクレオチドの重合体であること、さらに核酸が、五炭糖としてデオキシリボースをもつDNAと、リボースをもつRNAに大別されることも明らかにになった。しかし、染色体の主成分のひとつでありながら、分子量が小さいと思われたことや、構造が単純なことなどから遺伝子の本体とは考えられなかった。1946年に至り、O. T. Averyらによって肺炎双球菌の形質転換がDNAによることが明らかにされ、さらにA. D. HersheyとM. Chase

(1952年)によって、バクテリオファージの増殖の際、親ファージのDNAだけが宿主菌体内に注入されて子ファージが生産されることが明らかにされ、遺伝子の本体がDNAであることの証明が得られた。そして1953年、J. D. WatsonとF. H. C. CrickによってDNAの二重らせん構造模型が提出され、形質発現(特定のタンパク質合成)などのしくみは、遺伝子の本体がDNAであればすべて説明しうることがわかった。その後はDNAの自己複製機構やタンパク質合成機構の具体的な研究が急速に進み、1970年ごろまでにはその大筋が解明された。またその間に、RNAがリボソームRNA、伝令RNAおよび転移RNAとしてタンパク質合成に関与することも明らかにされた。

(1) 構造: DNA, RNAともに4種のヌクレオチドが3'-5'リン酸ジエステル結合によって連結した鎖状分子である。DNAの構成単位はリン酸、デオキシリボースおよび塩基(アデニン、グアニン、チミン、シトシンのいずれか)から成るデオキシリボヌクレオチドであり、RNAのそれは、リン酸、リボースおよび塩基(アデニン、グアニン、ウラシル、シトシンのいずれか)から成るリボヌクレオチドである。DNAは方向性の相反する2本のポリヌクレオチド鎖が塩基間の水素結合によって対合したらせん状分子である。これをワトソン・クリックのDNA二重らせん模型とよぶ。二本鎖間の塩基の対合は特異的・相補的で、アデニンはチミンのみと、またグアニンはシトシンのみと水素結合で対合する。したがって、DNA中のアデニンとチミン、グアニンとシトシンのモル比は、それぞれ常に1対1である(⇒DNA)。RNAは大部分が1本鎖であるが、転移RNAなどのように、同一分子内の相補的塩基配列間での対合により、部分的に二重らせんを形成し、分子全体として特異的な立体構造を形成しているものもある(⇒RNA)。

(2) 変性: 二本鎖デオキシリボ核酸(DNA)を加熱すると、塩基対間の水素結合が切れて、一本鎖にほどける。これを核酸あるいはDNAの変性という。変性に伴い、紫外線吸収の増加(濃色効果)、旋光度および粘度の減少が見られる。したがって吸収極大波長260nmの吸収値を測定することにより、変性過程を調べることができる。紫外線吸収値が加熱前と加熱変性後との中央点を示す温度を、そのDNAの融解温度(T_m)とよぶ。融解温度はDNA種によって異なり、GC(グアニンとシトシン)含量が高いほど融解温度が高い。これは二本鎖間のGC対の水素結合がAT(アデニンとチミン)対のものより安定だからである。種々のDNAのGC含量(mol %)と融解温度との関係から、 $T_m = 69.3 + 0.41(G+C)$ という実験式が提出されている。DNAを加熱変性後に急冷すると、大部分が一本鎖のままであるが、徐々に冷やすと二重らせんに戻る。この現象を再生という。

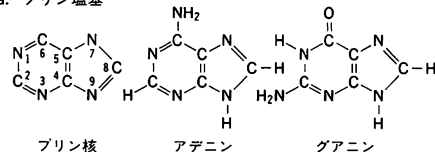
(3) 機能: DNAは染色体の重要成分で、遺伝子の本体であり、遺伝情報を持ち、自己複製する。遺伝情報はDNA中に、塩基の配列順序の形で含まれており、隣りあった三つ組塩基がタンパク質中の1個のアミノ酸に対応する暗号になっている。DNAの複製は、まず二本鎖が分かれて両鎖に新たに相補的なポリヌクレオチド鎖が合成され、再び二本鎖になることによって行われる(⇒DNA)。RNAには伝令RNA、リボソームRNA、転移RNAの3種があり、いずれもDNAの遺伝情報に基づくタンパク質合成の際に働く。伝令RNAはDNAの遺伝情報を写し取る形

で合成され、タンパク質合成の場であるリボソームと複合体を形成する。リボソームRNAはリボソームタンパク質とともにリボソームを形成する。転移RNAはそれぞれ特定のアミノ酸と結合し、そのアミノ酸をリボソーム・伝令RNA複合体に運び込む働きをする。RNAウイルスでは、RNAが遺伝子として働いている。

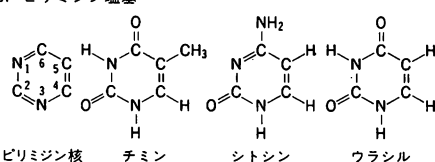
核酸塩基 [英 nucleic acid base] 核酸の構成単位であるヌクレオチド中のプリン核またはピリミジン核のことをいう。塩基性であるところから核酸塩基とよばれる。プリン塩基にはアデニン(A)およびグアニン(G)、ピリミジン塩基にはチミン(T)、シトシン(C)およびウラシル(U)がある。生体内では、糖およびリン酸と結合したヌクレオチド、またはその重合体である核酸として存在しており、遊離の状態ではほとんど存在していない。DNA中にはアデニン、グアニン、チミンおよびシトシンが、またRNA中にはアデニン、グアニン、ウラシルおよびシトシンが含まれている。DNA中ではアデニンとチミン、グアニンとシトシンが常に1:1の比で存在する。これはDNAの二重らせん内で、一方のポリヌクレオチド鎖中の塩基と他方の鎖中の塩基とが(A,T)、(G,C)の組合せで相補的に対合しているからである。

(1) 化学構造: プリン塩基およびピリミジン塩基の基本骨格と代表的塩基の構造は図のとおりである。核酸中で

a. プリン塩基



b. ピリミジン塩基



は、プリン塩基は9の位置のNで、またピリミジン塩基は3の位置のNで、リボースまたはデオキシリボースの1'のCと結合している(⇒ヌクレオチド)。そのほか、核酸中には図の塩基の修飾されたものが微量含まれている。特に、転移RNA中にはピリミジン誘導体のプソイドウリジン、ジドロウリジン、プリン誘導体のイノシンなどが、多いものでは10%以上も含まれている。

(2) 生物学的意義: DNA中の塩基対は極めて特異性が高く、アデニンはチミンのみと、またグアニンはシトシンのみと水素結合を介して対合する。すなわち塩基対は相補的である。このDNAの構造は遺伝子としての特性、すなわち自己複製、特定のタンパク質合成、突然変異を極めてよく満足させる。複製はまず二重らせんがほどけ、各鎖が鋳型となって相補的な塩基をもつヌクレオチドが対合し、それらがリン酸ジエステル結合することによって行われる。DNA中の塩基配列はタンパク質のアミノ酸配列を規定している。隣りあった三つ組塩基が1個のアミノ酸の暗号となっている。DNA上の塩基配列は伝令RNAに相補的な塩基配列として転写される。伝令RNAがリボソーム

に結合すると伝令 RNA の三つ組塩基(コドン)と相補的な塩基配列(アンチコドン)をもつ転移 RNA が特定のアミノ酸を選び込み、情報通りのポリペプチドが合成される。突然変異は DNA 上の塩基配列の変化による遺伝情報の変化として説明できる。このように、核酸塩基は遺伝情報を構成するとともに、相補的対合形成の能力によって、遺伝子の正確な複製、伝令 RNA への遺伝情報の正確な転写、タンパク質の一次構造への正確な翻訳を保証している。

拡散音 [英 diffuse sound, 独 diffuser Schall, 仏 son diffusé, 露 рассеянный звук] ある区域内で、エネルギー密度が一定で、すべての方向に対するエネルギーの流れが等しい確率であるとみなされる分布をしている音を拡散音という。室内など閉空間の音場を取扱う理論では、ひとつの理想的な条件として拡散音がつかわれている。W. C. Sabine や C. F. Eyring の残響理論は、拡散音を仮定してつくられている。厳密な拡散音の状態を実現するのは難しいが、よく設計された残響室では、拡散音が存在するとみなされる。普通の室でも、音の波長に比べて室寸法が十分大きいときには、音源から離れた領域の音は、拡散音として取扱われることが多い。

拡散過程 [英 diffusion process, 独 Diffusionsprozess, 仏 process de diffusion, 露 диффузионный процесс] 確率過程の一種。確率過程 $X(t)$ (d 次元)において

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} P\{|X(t+\Delta t) - X(t)| > \varepsilon | X(t) = x\} = 0$$

であり、漂速ベクトル

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \langle X(t+\Delta t) - X(t) \rangle_{X(t)=x} \equiv a(x, t)$$

および拡散係数行列

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \langle \{X(t+\Delta t) - X(t)\} \{X(t+\Delta t) - X(t)\}^T \rangle_{X(t)=x} \equiv B(x, t)$$

が存在して、 x^j ($j=1, 2, \dots, d$) と t について連続であり、 $\partial B(x, t) / \partial x^j$ ($j=1, 2, \dots, d$) が存在しかつ連続であるとき、 $X(t)$ は拡散過程であるという。

ランジュバン方程式(広義の)

$$\frac{dX(t)}{dt} = f(X(t), t) + G(X(t), t)P(t) \quad (\text{伊藤型})$$

またはフォッカー-プランク方程式(⇔拡散方程式)

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(x, t | x_0, t_0)}{\partial t} = & - \sum_{j=1}^d \frac{\partial}{\partial x^j} [a^j(x, t) f] \\ & + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^d \frac{\partial^2}{\partial x^i \partial x^j} [B^{ij}(x, t) f] \end{aligned} \quad (1)$$

で記述される確率過程は、マルコフ的な拡散過程であることが示される。ただしここで $f(x, t)$ は d 次元のベクトル、 $G(x, t)$ は $d \times m$ 行列、 $P(t)$ は m 次元の白色雑音で

$$\begin{aligned} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \langle \{P(t+\Delta t) - P(t)\} \{P(t+\Delta t) - P(t)\}^T \rangle \\ = 2D\delta(\Delta t) \end{aligned}$$

である。この過程の漂速ベクトルおよび拡散係数行列はそれぞれ

$$a(x, t) = f(x, t), \quad B(x, t) = 2GDG^T$$

で与えられる。拡散係数行列が単位行列の定数倍であるとき、式(1)は通常の拡散現象を記述する拡散方程式となる。

拡散距離 [英 diffusion length, 独 Diffusionslänge, 仏 longueur de diffusion, 露 длина диффузии]

[1] 拡散方程式に従って拡散する粒子が時間 t の間に拡

散する平均距離は、拡散係数を D として、 $2(Dt)^{1/2}$ で与えられる。したがって、もし粒子に寿命 τ があるならば、寿命のある間に拡散する平均距離は $2(D\tau)^{1/2}$ となる。これが拡散距離である。ただし、個々の具体的な現象に対して定義された拡散距離は、これと係数が異なる場合がある。

[2] 高速中性子が減速されて熱エネルギーになった点から吸収されるまでの直線距離を r_1 とするとき、 $L^2 = (r_1^2 \text{ の平均})/6$ で定義される L を拡散距離という。 D を拡散係数、 S_0 を巨視的吸収断面積とすると $L = \sqrt{D/S_0}$ の関係がある。中性子の発生源から吸収されるまでの直線距離を r_1 とすると、 $M^2 = (r_1^2 \text{ の平均})/6$ で定義される M を移動距離、 M^2 を移動面積という。中性子年齢を τ とするとき $M^2 = \tau + L^2$

の関係が成り立つ。減速材のこれらのパラメーターを表に示す。

減速材	$\tau[\text{cm}^2]$	$L^2[\text{cm}^2]$	$M^2[\text{cm}^2]$
H ₂ O	27	8.12	35
D ₂ O	131	2.89×10^4	2.9×10^4
Be	102	441	5.43
C	368	3480	3850

[3] 半導体における小数キャリアの拡散距離については(⇔半導体接合)。

拡散係数 [英 diffusion coefficient, 独 Streukoeffizient, 仏 coefficient de diffusion, 露 коэффициент диффузии] 濃度の不均一によって起る粒子の拡散現象はフィックの法則により、次式に従う。

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \text{div}(D \text{grad} c)$$

ただし、 c は粒子の濃度である。この式に現れる係数 D は拡散の速さを規定するもので拡散係数とよばれる。 D は $[L^2 T^{-1}]$ の次元をもち、時間 t の間に粒子が拡散する平均距離は、 $2\sqrt{Dt}$ で与えられる。一般に、等方性結晶において原子の拡散の基礎過程が最隣接格子点への単位ジャンプであり、多数回のジャンプの結果として巨視的に観測できる拡散がもたらされるとすると

$$D = \frac{Ffd^2}{6} \quad (1)$$

が成り立つ。ただし、 d は単位ジャンプの距離、 f は単位時間当りの拡散ジャンプの回数、 F は相関係数であり、一般に $F < 1$ である。各拡散ジャンプの間に相関がなく、完全な酔歩運動とみなせる場合には $F = 1$ であるが、金属結晶などのように拡散が原子空孔機構による場合には $F < 1$ となる。原子空孔機構による自己拡散に対しては F は幾何学的係数として理論的に計算することができ、表の

結晶構造	最隣接格子点の数	相関係数 F
二次元正方格子	4	0.46705
二次元六方格子	6	0.56006
三次元ダイヤモンド格子	4	0.50000
三次元単純立方格子	6	0.65549
三次元体心立方格子	8	0.72149
三次元面心立方格子	12	0.78145

ようになるが、不純物拡散の場合には不純物原子と原子空孔の間の位置交換ジャンプが溶媒原子と原子空孔の間のそ

れと異なることなど複雑な効果を考慮しなければならない。液体や固体中では、原子が位置を変える過程には活性化エネルギーが必要であり、 D の温度依存性は

$$D = D_0 \exp(-E/kT) \quad (2)$$

のようなアレニウス型の式で表される。ただし、 E は拡散の活性化エネルギー、 k はボルツマン定数である。 D_0 は一般に定数とみなされるが、格子振動の振動数や活性化エントロピーを含んでいるため振動数項あるいはエントロピー項とよばれる。金属結晶中で原子空孔機構によって拡散が起る場合には、 E は原子空孔形成のための活性化エネルギーと原子空孔移動のための活性化エネルギーの和に等しいと考えられている。金属や合金中での拡散を完全に記述するためには自己拡散係数ばかりでなく、固有拡散係数や相互拡散係数についても検討しなければならない。AおよびB金属よりなる二元合金の原子分率が N_A および N_B ($N_A + N_B = 1$)である場合、この合金中のAおよびBのトレーサー拡散係数を $D_A^*(N_A)$ および $D_B^*(N_A)$ 、固有拡散係数を $D_A(N_A)$ および $D_B(N_A)$ 、合金の相互拡散係数を $\tilde{D}(N_A)$ とすると、これらの間には次のような関係が成り立つ。

$$D_A(N_A) = D_A^*(N_A) \left(1 + \frac{\partial \ln r_A}{\partial \ln N_A} \right) \quad (3)$$

$$D_B(N_A) = D_B^*(N_A) \left(1 + \frac{\partial \ln r_B}{\partial \ln N_B} \right) \\ = D_B^*(N_A) \left(1 + \frac{\partial \ln r_A}{\partial \ln N_A} \right) \quad (4)$$

$$\tilde{D}(N_A) = N_A D_B(N_A) + N_B D_A(N_A) \quad (5)$$

ただし、 r_A および r_B は組成 N_A なる合金中でのAおよびB原子の活量係数である。

拡散接合型トランジスタ [英 diffused-junction transistor, 独 Diffusionsflächentransistor, 仏 transistor à jonction diffusée, 露 транзистор с диффузионным переходом] 半導体表面に不純物を気相より拡散させて生成されたpn接合によるトランジスタ。半導体結晶の表面に酸化膜をつくり、その膜を通して不純物(GaまたはP)を気相より拡散させてベース領域をつくり、酸化膜を除去し同様の方法によりエミッター領域をつくり、ほかの部分のエッチングする。拡散によるためベースを非常に精度よく薄く平行にすることができ、高周波トランジスタに適している。また特性のそろったものを同時に量産できる。外形が台地型をしているのでメサ型とよばれたが、改良によりプレーナー型もできた。

拡散接合ダイオード [英 diffused junction diode, 仏 diode à jonction diffusée, 露 диод с диффузионным переходом] 不純物を拡散させてつくったpn接合をもつ半導体ダイオード。半導体の表面から不純物を加熱によって拡散させ表面近くのある深さまで不純物濃度を上げ、半導体をn型からp型、またはその逆に変えてpn接合をつくりダイオードとしたもの。半導体全面に不純物が拡散すると、接合部の容量が大きくなり高速動作の支障となるので、一部を残してエッチングにより除去する方法(メサ型)、必要部以外は被覆してから不純物を拡散させる方法(プレーナー型)とがある。小信号のスイッチングに用いられる。

拡散層 [英 diffusion layer, 独 Diffusionsschicht, 仏 couche de diffusion, 露 слой диффузии] 拡散によって物質の移動が起っているとき、濃度(確率密度)が著しく変化する層、すなわち濃度勾配の生じている層が明瞭に現れることがある。これを拡散層という。たとえば電解中の白金電極面に接する溶液に拡散層が現れる。

する層、すなわち濃度勾配の生じている層が明瞭に現れることがある。これを拡散層という。たとえば電解中の白金電極面に接する溶液に拡散層が現れる。

拡散速度 [英 diffusion velocity, 独 Diffusionsgeschwindigkeit, 仏 vitesse de diffusion, 露 скорость диффузии] 多成分から成る流体において、それぞれの成分の拡散の流速の速度をいう。形式的には次のように表される。いま、 n 成分から成る流体を考え、成分 i の密度を ρ_i 、流速を v_i とすると、連続の方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_i + \text{div}(\rho_i v_i) = 0$$

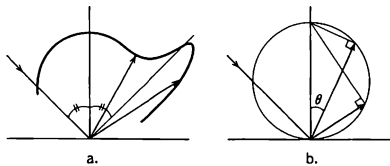
が成り立つ。流体としての密度は $\rho = \sum_{i=1}^n \rho_i$ 、流速は $v = \sum_{i=1}^n \rho_i v_i / \rho$ となる。成分 i の拡散速度は通常 $D_i = v_i - v$ で定義される。流体全体としての流速がなければ(すなわち、対流がなければ) $v = 0$ であるから、 v_i が拡散速度である。不可逆過程の熱力学によれば、拡散速度は化学ポテンシャルの傾きに比例している(\Rightarrow フィックの法則)。

拡散ダイオード = 拡散接合ダイオード

拡散断面積 [英 diffusion cross section, 独 Diffusionsquerschnitt, 仏 section efficace de diffusion, 露 диффузионное сечение] = 運動量移行断面積

拡散電流 [英 diffusion current, 独 Diffusionsstrom, 仏 courant de diffusion, 露 диффузионный ток] \Rightarrow キャリヤー

拡散反射 [英 diffuse reflection, 独 diffuse Reflexion, 仏 réflexion diffuse, 露 диффузное отражение] 巨視的にある面を見たときの鏡面反射方向だけでなく、あらゆる方向に光が反射すること。細い光線束で斜めに照明された光斑の反射光度は、普通、正反射に近い方向に極大をもつが、ある程度の光をあらゆる方向に反射するため図aのような特性となる。面の拡散性がよいとき、斜めに照明されていても光斑の輝き、すなわち輝度は、見る方向によらず一定になる。このような面を均等拡散面という。輝度が見る方向によって変わらないということは、反射光度が図b



のように、面法線と反射光のなす角 θ の余弦に比例して変化することを意味し、このときランベットの法則が成り立つ。また、反射率が1である理想的な均等拡散面を完全拡散反射面とよぶ。押し固めた硫酸バリウムやマグネシウムをいぶしてつけた酸化マグネシウムの新鮮な面などは、実用的にこの条件を満たす。

拡散方程式 [英 diffusion equation, 独 Diffusionsgleichung, 仏 équation de diffusion, 露 уравнение диффузии] 通常の拡散現象を記述する方程式で

$$\frac{\partial W(x, t)}{\partial t} = -\text{div}[aW(x, t)] + D \Delta W(x, t) \quad (1)$$

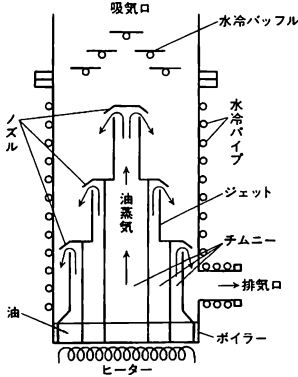
の形をもつ。ただし $W(x, t)$ は濃度または粒子の存在確率分布関数、 a は流速ベクトル、 D は拡散係数である。 W が温度のときは $a=0$ で、 D は熱伝導率となり、式(1)は熱伝導方程式とよばれる。一般の拡散過程はフォッカー-

ブランク方程式

$$\frac{\partial f(x, t | x_0, t_0)}{\partial t} = - \sum_{j=1}^d \frac{\partial}{\partial x^j} [A^j(x, t) f] + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^d \frac{\partial^2}{\partial x^i \partial x^j} [B^{ij}(x, t) f] \quad (2)$$

で記述される。ただし d は次元数、 $f(x, t | x_0, t_0)$ は $X(t_0) = x_0$ であったときに $X(t)$ が値 x をとる条件付確率密度、 $A^j(x, t)$ は漂速ベクトルの成分、 $B^{ij}(x, t)$ は拡散係数行列の行列要素である。 $d=3$ で拡散係数行列が単位行列の定数 ($2D$) 倍のとき、式 (2) は式 (1) に帰着する。

拡散ポンプ [英 diffusion pump, 独 Diffusionspumpe, 仏 pompe à diffusion, 露 диффузионный насос] 蒸気噴射ポンプの一種で、最も広く用いられている代表的な高真空ポンプ。拡散ポンプ液 (ポンプ液) をボイラーで加熱しジェットの働きによって超音速の蒸気噴流を形成し、排気作用を得る。ジェットは 3~4 段の多段式で、ポンプ液としては、常温における蒸気圧が十分低くかつ蒸気圧の温度変化の大きい高分子量の油、または水銀が用いられる。拡散ポンプ液として油を用いるか水銀を用いるかによって、それぞれ油拡散ポンプ、水銀拡散ポンプとよぶ。油と水銀とでは蒸気圧、温度特性、比熱比その他の物性の違いにより、拡散ポンプのジェット構造などに差異が認められる。拡散ポンプのなかでは油拡散ポンプが最も一般的で、単に拡散ポンプといえば油拡散ポンプをさすことが多い。代表例としての油拡散ポンプの構造と動作は、次のようである (図参照)。側面に水冷パイプを施した円筒状のポンプ本体



の底部にボイラーがあり、ヒーターによってポンプ液を加熱し蒸気を生じさせる。蒸気圧が一定値に達すると、蒸気の流れはチムニーを経てノズルで超音速に達し、ノズルより下方に向かって噴射される。この超音速噴流が気体分子に下向きの運動量を与えることにより、気体分子は吸気口から排気口へと移送され、排気作用が得られる。蒸気噴流はポンプ側面で冷却され凝縮してものボイラーに戻る。拡散ポンプの臨界背圧はおおよそ 10 Pa 内外で、臨界値以下の背圧 (排気口側の圧力) を維持するため、油回転ポンプなどの補助ポンプを必要とする。また、到達圧力はポンプ冷却面温度におけるポンプ液の蒸気圧で決るので、ポンプ液蒸気の真空容器側への逆流を抑え到達圧力を下げるために、ポンプ吸気口の上部に通常水冷バッフルが設けられる。さらに到達圧力を下げるには、より低温 (たとえば液体窒素温度) に冷却したコールドトラップを併用する場合

もあり、コールドトラップの併用によって 10^{-7} Pa 以下の超高真空領域までの排気にも十分の機能をもつ。水銀拡散ポンプでは、常温での水銀蒸気圧が 10^{-1} Pa 程度なので、コールドトラップは不可欠である。拡散ポンプの大きさは吸気口口径が数 cm から 1 m 以上のものまであり、排気速度では数十~数万 $\text{dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ までの広い範囲におよぶ。

拡散ポンプ油 = 拡散ポンプ液

拡散ポンプ液 [英 diffusion pump fluid, 独 Treibmittel, 仏 fluide moteur] 拡散ポンプで排気作用の主役をなすもので、拡散ポンプボイラー内で加熱され蒸気となり、ジェットノズルからの超音速ジェット噴流を形成し、排気作用を行った後、ポンプ側面で冷却され凝縮し、再びボイラーに戻る液体のこと。主に比較的分子量の高い油が用いられるが、油回転ポンプに用いる油や潤滑油と区別するため、ポンプ液あるいはポンプ作動液とよぶことが多い。拡散ポンプ油とよぶこともあるが、上記の理由から混同のおそれがあり、用いない方がよい。拡散ポンプ液としては、(1) 常温で蒸気圧が低いこと、(2) 蒸気圧が温度によって大きく変わること、(3) 熱的、化学的に安定であること、などが要求され、いくつかの分子量の高い油や水銀などが拡散ポンプ液として用いられる。これら拡散ポンプ液の室温での蒸気圧は、おおよそ $10^{-4} \sim 10^{-7}$ Pa の範囲である。

拡散律速停止 [英 diffusion-controlled termination]

低分子化合物 (単量体) が互いに多数結合して高分子化合物 (重合体) となる重合反応では、高分子鎖の末端の単量体への反応が次々と起って分子鎖が生長するが、この末端の反応性が失われ分子鎖の生長が止まる反応を重合の停止反応という。重合反応において最も一般的なのは生長分子鎖の末端が遊離基 (フリーラジカル) の場合であるが、このとき停止反応は高分子ラジカル間の二分子反応で起る。重合反応が進んで高分子が生成すると、反応系の粘度が高くなるのでこの二分子反応は大きい影響を受け、粘度が非常に高い場合には停止反応が高分子ラジカルの拡散に支配される。これを拡散律速停止という。このような条件では停止反応が起りにくくなり、見かけの重合速度や生成重合体の分子量は増大する。

核子 [英 nucleon, 独 Nukleon, 仏 nucléon, 露 нуклон] 原子核の主要な構成要素である陽子と中性子の総称。いずれもスピン $1/2$ 、パリティが正の素粒子で、質量はそれぞれ電子の 1836 倍、1838 倍である。陽子は正の単位電荷 e をもち、中性子は電氣的に中性である。核子は磁気モーメントをもっており、その値はディラック方程式から期待される値と異なっていて、大きな異状磁気モーメントをもつ。これは核子のまわりに荷電中間子の雲が回転しているためであると考えられている。自由中性子は、半減期 10.2 min で β 崩壊し、陽子、電子、反ニュートリノに変わる。陽子は最近まで安定な素粒子と考えられてきたが、 10^{26} y 程度の寿命で、たとえば π^0 と e^+ に崩壊するのではないかと推定されて、実験が進行している。核子は素粒子の組分では、 Δ 粒子、 Σ 粒子、 Ξ 粒子とともに、八重項を形成する。これらの核子が基本粒子クォーク 3 個より構成されているとすれば、八重項を形成することを理解できる。

核子移行反応 [英 nucleon transfer reaction, 仏 réaction de transfert de nucléon, 露 реакция переноса нуклона] \Rightarrow 粒子移行反応

核子・核子相関 [英 nucleon-nucleon correlation, 仏

corrélation nucléon-nucléon, 露 нуклон-нуклонная корреляция] 原子核では、核子が独立粒子運動をしているとする殻模型がよく成り立っている面があるが、これだけでは抱えきれない種々の相関が核子と核子の間に存在している。核力の芯の近くで生じる短距離相関や、核力に含まれる強いテンソル力による相関は、大きな運動量移行を伴うものである。一方また、フェルミ面近傍で小さな運動量移動を伴う相関は実に多様で、対相関、四極-四極力相関、磁氣的相関、アイソスピン相関などに、それぞれに結びついた固有の励起を引起す。

核子カスケード [英 nucleon cascade, 独 Nukleonenkaskade, 仏 cascade de nucléons, 露 нуклонный каскад] 高エネルギーの陽子や π 中間子などのハドロンが原子核に入射すると、ハドロンと原子核の相互作用による多重粒子の発生の反応によって多数の π 中間子や核子が放出され、さらにこの放出粒子が近くの原子核と衝突して再び多重粒子発生を繰返し、結果として段階的に多数の粒子の集団が生成される過程を原子核カスケードまたは核子カスケードとよぶ。高エネルギー実験では、ハドロンの全エネルギー測定にこの現象が利用される。ハドロンが物質中を通過し、エネルギーを失っていく過程で起す核子カスケードの現象を利用して発生する粒子のエネルギーをシンチレーションカウンターなどで測定することにより全吸収型スペクトロメーターとして入射ハドロンのエネルギーを測定できる。このタイプの測定器をハドロンカロリメーターとよんでいる。

核磁気緩和 [英 nuclear magnetic relaxation, 独 kernmagnetische Relaxation, 仏 relaxation magnétique nucléaire, 露 ядерная магнитная релаксация] 原子核は一定の角運動量(核スピン)とそれに附随した磁気モーメントをもっているが、その集団(核スピン系)が一定の磁場の下で熱平衡状態にあるとき、磁場の大きさや方向が変わると、その後この系が新しい熱平衡状態に到達するのに一定の時間の遅れを生ずる。この現象を核磁気緩和という。核スピン系内部のエネルギー交換により熱平衡に到達する過程をスピン・スピン緩和と、核スピン系と熱浴(格子振動、電子系など)との間のエネルギーの交換によって平衡状態に達する過程をスピン・格子緩和という。また、これらの緩和過程の特性時間をそれぞれ、スピン・スピン緩和時間、スピン・格子緩和時間とよび、 T_2 , T_1 と記す。一定の外部磁場の下における核スピン系の運動を記述するブロッホ方程式は次のように表される。

$$\frac{d\mu}{dt} = \gamma\mu \times B - \frac{\mu_z - \langle\mu_z\rangle}{T_1} z - \frac{\mu_x + i\mu_y}{T_2}$$

ここで、 B は z 方向の外部磁場、 μ は全核磁気モーメント、 γ は核磁気回転比、 $\langle\mu_z\rangle$ は μ_z の熱平衡値、 x, y, z はそれぞれの方向の単位ベクトルである。この方程式で右辺の第二項、第三項がそれぞれ、スピン・格子緩和、スピン・スピン緩和を表す。これらは縦緩和、横緩和とよばれることもある。これら緩和時間の測定には、核磁気共鳴におけるスピネコー法が主として使われる。

核磁気共鳴 [英 nuclear magnetic resonance, 独 kernmagnetische Resonanz, 仏 résonance magnétique nucléaire, 露 ядерный магнитный резонанс] 磁気モーメントをもつ原子核が静磁場中におかれると、核スピンの磁場方向成分のとりうる値に応じて磁氣的エネルギー準位のゼーマン分裂が生ずるが、その隣りあう準位間のエネルギー差に

等しいエネルギーをもつ電磁波を外から与えるとき起る共鳴吸収のことを核磁気共鳴という。しばしば NMR と略してよばれる。この現象は、古典的描像としては、角運動量と磁気モーメントをもつこまが磁場中で一定の角速度で歳差運動をすると考えればよい。この歳差運動の角速度 $\omega = \gamma B$ (γ は核磁気回転比、 B は静磁場の磁束密度) に対応する振動数 $\omega/2\pi$ をもつ電磁波が共鳴的に吸収される。この振動数は、たとえばプロトンの場合、0.1T の磁場で 4260kHz になり、ラジオ波領域の電磁波で共鳴が起る。核磁気共鳴は I. I. Rabi による分子線の実験(1940 年)の後、1946 年に E. M. Purcell ら、F. Bloch らの研究によりその基礎が築かれた。

液体や固体で核磁気共鳴を観測すると、一般に、その共鳴条件は、 $\omega = \gamma B$ からのずれ(シフト)が見られる。また、吸収線の線形(特にその幅)は状況によって変わる。このシフトや幅は、核スピンの感じている磁場が B だけでなく、ほかの局所的内部磁場 B_{loc} も加わったものだからであって、 B_{loc} の時間平均がシフトとして、また、 B_{loc} の時間変動のようすは線形、特にその幅に敏感に反映する。一般に B_{loc} の時間変動が速いと B_{loc} の平均化によって幅は狭くなることが知られている(⇨尖鋭化)。 B_{loc} の起源としては、(1) ほかの核スピンからの磁気双極子相互作用に由来する磁場、(2) 電子の反磁性的軌道運動によって核スピンの所につくられる磁場(⇨化学シフト)、(3) 超微細相互作用による核スピンドウしの間接相互作用、(4) 正常金属や超伝導体では、伝導電子のスピン分極が超微細相互作用を通じて核スピんに及ぼす磁場(⇨ナイト・シフト)、(5) 強磁性体、反強磁性体での電子の自発スピン分極が超微細相互作用によってつくる内部磁場、(6) 核の四極子モーメントと局所的電場勾配との相互作用、などいろいろあり、それぞれ特徴的な影響を吸収線に及ぼす。したがって核磁気共鳴は、 B_{loc} を通じて原子や分子の電子状態、固体中の電子状態、磁氣的状態や結晶構造、液体や固体中での原子や分子の運動を研究する極めて重要な手段となっている。物理学、化学のみならず、最近では核磁気共鳴を使って人体の断層映像を得る NMR-CT (⇨NMR イメージング)として医学への応用も開けつつある。核磁気共鳴の測定には、共鳴に伴う電磁波のエネルギーの吸収、分散どちらも利用することができ、またラジオ波を連続的に加えるか高周波パルスを用いるかによって定常法(CW 法)とスピネコー法に代表されるパルス法に分類される。そのほかに、気体に用いられる分子線(原子線)共鳴法や、電子スピン共鳴も利用する二重共鳴法などがある。

核磁気誘導 [英 nuclear magnetic induction, 独 kernmagnetische Induktion, 仏 induction magnétique nucléaire, 露 ядерная магнитная индукция] 物質中の核磁気モーメントが、静磁場中で位相をそろえた歳差運動をすることによって、物質のまわりに置かれたコイルに交流電圧が誘起される現象。電圧は核スピン系の静磁場に直交する方向の磁化に比例するため、これを利用して核磁気共鳴を測定することができる。実際には、静磁場と直交する方向に交流磁場をかけ、そのいずれとも直交する方向に巻いたコイル中に試料を入れると、核磁気共鳴の条件が満足されるときの、み、コイルに交流電圧が誘起される現象を使う定常法と、静磁場と直交する強い交流磁場を短時間、パルスのに与えて核スピン系の磁化を 90° 倒し、そのあとに磁化の回転をコイルで検出する過渡的方法がある。後者では、回

転する磁化の減衰のようすに試料中での化学シフトなどの微視的な磁場の不均一性が含まれているためにフーリエ変換核磁気共鳴に利用されるし、さらに第二のバルスを与えてスピンエコー法を行うこともできる。

核四極子共鳴 [英 nuclear quadrupole resonance, 独 Kernquadrupolresonanz, 仏 résonance quadripolaire nucléaire, 露 ядерный квадрупольный резонанс] 核スピン I が 1 以上の原子核は四極子モーメント eQ をもち、原子核の位置に存在する電場勾配と相互作用(四極子相互作用)して、そのエネルギー準位は分裂する。それらの準位間に、高周波磁場によって引起される共鳴現象のことを核四極子共鳴といい、NQR と略称する。核四重極共鳴または純四極子共鳴(PQR)ともいう。高周波磁場により引起される遷移なので、磁気双極子遷移であって $\Delta m = \pm 1$ の準位間に起る。四極子相互作用は原子核とまわりの電子との電気的相互作用のなかで、エネルギー準位に分裂を引起す最低次の相互作用であるから、核四極子共鳴は、物質内の局所場の大きさや対称性、電子状態などに関する知見を得るのに有用な測定手段である。ただし、原子核の基底状態はスピンの 0 と 1/2 のものが圧倒的に多いので、核四極子共鳴の観測される核種は限られている。最初に観測されたのは ^{35}Cl と ^{37}Cl で、これらは ^{14}N , ^{79}Br , ^{81}Br , ^{127}I とともに代表的な核種である。

核磁子 [英 nuclear magneton, 独 Kernmagneton, 仏 magnéton nucléaire, 露 ядерный магнетон] 原子核およびバリオンの磁気モーメントを表すのに用いられる単位。核子磁子あるいは核ボーア磁子ともいう。真空中の光の速度を c 、プランク定数を \hbar , $\hbar = h/2\pi$ として、ディラック理論によると電荷 e 、質量 m 、スピン 1/2 の粒子は磁子(マグネトン) $\mu = e\hbar/2mc$ をもつ。陽子については $\mu_N = 5.050787 \times 10^{-27} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$ になり、これが核磁子である。ただし $1 \text{ T} = 1 \text{ Wb} \cdot \text{m}^{-2}$ である。核磁子は電子の磁子の約 1/1800 である。実際の陽子の磁気モーメントは $2.79\mu_N$ である(⇒異常磁気モーメント)。☐

核磁性 [英 nuclear magnetism, 独 Kernmagnetismus, 仏 magnétisme nucléaire, 露 ядерный магнетизм] 物質中の原子核の磁気モーメントによって生じる磁性。一般に原子核は磁気モーメント μ と、スピン角運動量 $\hbar I$ をもち、その間には $\mu = g_N \mu_N I$ の関係がある。 I は整数または半整数、 g はプランク定数 $\times (2\pi)^{-1}$, g_N は g の因子、 μ_N は核磁子で、大きさは $5.05 \times 10^{-27} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$ である。 μ_N は電子のボーア磁子と比べて質量の比だけ小さいために、核磁性は電子に起因する磁性と比較すると極めて小さく、約 10^3 分の 1 である(超微細相互作用により、電子スピンと核スピンの結合し、核の磁気モーメントがあたかも 10~100 倍増したように見える場合もある(⇒ハイパーファインエンハンスト核磁性))。したがって、核スピン系は、かなりの低温、高磁場まで古典的なキュリー則に従い、たとえば ^{27}Al の核磁性が 1 K においてキュリー則から外れるには 10^3 T 程度の磁場が必要である。磁気モーメントが小さいことの結果として、それらの間の磁気的相互作用の大きさも、電子の場合と比較して 10^6 分の 1 程度である。したがって、相互作用のために生じるモーメントが規則正しく並んだ秩序状態への転移が起る温度も、少数の例外を除いて、 10^{-6} K 以下の超低温度にあると予想されている。例外は、原子核が軽く、零点振動が大きいことによって相互作用が強められ、数 mK で秩序状態への転移をする固体

ヘリウム 3、電子を介して強い相互作用をするためにやはり数 mK で転移するある種の希土類化合物などである。また、液体ヘリウム 3 では、 ^3He 原子自体がフェルミ統計に従うことにより、温度の低下とともにキュリー則からずれてパウリの常磁性のふるまいが見られる。原子核は、磁気モーメントと角運動量をもつために、磁場中でラーモア歳差運動をする。したがって、静磁場と直交する回転磁場を外部からかけることによって、電子スピンの場合と同様、磁気共鳴(核磁気共鳴)を観測することができる。秩序状態への転移温度が低いという性質は、断熱消磁による冷却の作業物質として有利であり、これは現在 mK 以下の低温を得る唯一の手段である。

核子密度 [英 nuclear density, 独 Kerndichte, 仏 densité nucléaire, 露 ядерная плотность] 原子核内で単位体積当りに核子(陽子と中性子の総称)が存在する個数をいい、核の密度ともいう。電子散乱や μ 中間子原子を用いた実験から、核はほぼ球形を以ていて、質量数 A の核の半径 $R \approx r_0 A^{1/3}$ ($r_0 \approx 1.1 \text{ fm}$) であり、核子密度は核種によらずほぼ一定であることが知られている(⇒飽和性)。核内における核子密度の分布を核子密度分布という。核子密度は核の内部ではほぼ一定であり、その分布はおおよそサクソーンウッズ型になっている。すなわち、核の中心からの距離 r の点における核子密度は

$$\rho(r) = \rho(0) \frac{1}{1 + \exp\{(r-R)/a\}}$$

ここで、 $a \approx 0.6 \text{ fm}$ である。核の中心部の核子密度 $\rho(0)$ は約 0.17 g/cm^3 であり、これを ρ_0 と表す。質量密度に換算すると $2.8 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ になる。核の殻構造のために、正確には核子密度分布は式のような単調な関数ではなくて、微細な起伏があることが知られている。中性子星内の核子密度は $\rho_0/1000$ から $10\rho_0$ にわたっている。核子密度が $3\rho_0$ になると核子以外のバリオンが生成しうる。異常な核子密度をもつ有限の核(密度異性核)の存在が理論的に推論され、実験もなされたが、現在のところ確認されていない。

核種 [英 nuclide, 独 Nuklid, 仏 nuclide, 露 нуклид] 原子核の種類を表すことば。核種は陽子数 Z と中性子数 N を指定すると定まるので、質量数 $A = Z + N$ 、元素記号を X として、 $^A X$ と表記される。1 つの元素についてその原子核として一般に A が異なる数種の核種が存在し、これらを互いに同位核とよぶ。核種を定めると、その質量、スピン、パリティ、アイソスピン、また放射性核種のときはその崩壊のしかたなどの性質が決る。現在約 2000 種類の核種が存在することが知られていて、そのうち約 300 種が安定な核種であり、残りは不安定な放射性核種である(⇒原子核)。

学習する機械 [英 learning machine, 独 Lernmaschine, 仏 machine autoadaptative, 露 самообучающаяся машина] 入力刺激を数多く受けるにつれて、内部構造の変化または情報の蓄積が起り、漸次入出力関係が改善されていくオートマトン。学習するにはなんらかの教師が必要であるが、人間の教師が存在する場合と、入力自体が教育内容を含んでいる場合とがある。ハードウェアにより学習機能が実現されている機械もあるが(⇒パーセプトロン)、現代の研究はソフトウェアによるものが主流である。通常の質問応答システム(または質問応答機能をもつ知識ベースシステム)は、質問を受ける機能だけでなく、人間から知

識を受取る機能ももっている。このようなシステムは、人間と会話を重ねるにつれて、しだいに知的に向上してくるので、ソフトウェアにより実現された、学習機械の一形式であるといえよう。

学習制御 [英 self learning control, 仏 commande d'enseignement automatique, 露 управление в режиме самообучения] ある時点での制御操作を、それまでの制御の経験を基礎にして決定し目標値に近づける制御方式で、適応制御の発展した方式といえる。電子計算機導入に伴って発展してきた制御方式のひとつである。制御対象に不確定な要素が含まれていて、手段手順を確定したうえで明確な結果を得るように制御系を組み上げていけない場合に、むしろ初めから必ずしも最適制御が行われないという立場に立って制御方式をまとめていくことが考えられた。不確かな推測と手法であっても、なんらかの具体的制御行為をやってみて、その結果をみて次の行為に反映させるという経験の積み重ねにより制御アルゴリズムを改良、進歩させていくという方法がある。パラメーターの統計的性質、不確定要素の性質を具体的制御動作とその結果から推測し、そのつど確率論や統計学などの数学的手段を用いて試行錯誤を繰返しながら、しだいに最適な制御系を確定して行く。この方法は電子計算機の導入により初めて可能になった制御方式である。

角周波数 = 角振動数

核蒸発 [英 nuclear evaporation, 独 Kernverdampfung, 仏 évaporation nucléaire, 露 испарение ядра] ⇨ 蒸発理論

角振動数 [英 angular frequency, 独 Kreisfrequenz, 仏 fréquence angulaire, 露 угловая частота] 振動数 ν の 2π 倍をいう。 $\omega = 2\pi\nu$ と表すことが多い。これを用いれば正弦振動は振幅を A 、初期位相を α として $A \sin(\omega t + \alpha)$ と表される。 ω は角周波数ともよばれる。また ω を単に振動数ということもある。

核スピン [英 nuclear spin, 独 Kernspin, 仏 spin nucléaire, 露 ядерный спин] 原子核の内部の全角運動量のこと。原子核を核子の集団と考えたとき、おのの核子はスピン角運動量(⇨スピン) s と核内での軌道運動による軌道角運動量 l をもっている。これらの角運動量のベクトル和が原子核の内部の全角運動量であり、これを核スピントよぶ。したがって核のスピンを I 、核の質量数を A とすると

$$I = \sum_{i=1}^A (s + l)_i$$

である。 i は核子の番号である。これらの角運動量を量子論で扱うとき、 I^2 および I_z を同時に対角化することができる。角運動量を $\hbar/(2\pi)$ の単位で表すと、 I^2 の固有値は $I(I+1)$ になる。 I は核のスピン量子数であるが、通常これを核スピントよぶ。同じ単位を用いて、 s_z の固有値は $\pm 1/2$ 、 l_z の固有値は整数なので、 I は核の質量数 A が偶数のとき整数、奇数のとき半整数になる。原子核の基底状態のスピンの実験値(付録の表参照)は上の考察と一致している。特に、原子番号も質量数も偶数である核の基底状態のスピンはすべて0であるが、この特徴は核力の性質を反映している(⇨偶偶核)。

核生成 [英 nucleation] 過飽和状態にある水蒸気が液化するには熱的ゆらぎによってある値以上の大きさの半径をもった微小液滴が発生することが必要である。発生し

た液滴の半径がこれより小さければ蒸発によって液滴は消滅し、また半径がこれより大きければ、まわりの水蒸気が液滴表面に付着することによって半径はより大きくなる。ちょうど生長と消滅の境の大きさをもったこの液滴のことを臨界核とよび、臨界核の発生によって熱力学的に準安定な状態が安定な状態に移行する過程のことを核生成とよぶ。核生成は気体の液化のみならず、一般に一次相転移を示す物質について広く見られる現象である。しかし実際に核生成が起る頻度はこのような考えに基づいて計算されるよりも大きくなることが多い。しかしそれらは不純物や容器の壁などの影響で臨界核をつくるのに要する自由エネルギーが減少しているためであると説明されている。これを不均一核生成とよび、これに対して前に述べたものを均一核生成とよぶ。

核整列 [英 nuclear orientation, 独 Kernorientierung, 仏 orientation nucléaire, 露 ориентация ядер] 同じ状態にある多数の原子核のスピンは通常ばらばらの方向を向いている(どの磁気量子数をとっても状態の数は同じである)。しかし何らかの原因でスピンがある特定の向きに向いている原子核が多いとき(すなわち磁気量子数についての状態の分布が一様でない)、これを核整列しているという。特に、量子化軸の方向とその反対方向を向いている数が平均として異なるとき偏極しているといい、平均としては両者の数が同じ場合アライン(align)しているという。核整列を得るためには、外部強磁場や電子による内部磁場を利用して磁気量子数に関する縮退を解き、そのわずかなエネルギー差により量子状態の分布に違いを生じさせる方法や、原子による電磁波の吸収放出と電子・原子核の相互作用を利用する方法(これらの場合熱による乱れを防ぐため極低温にする必要のあることが多い)のほかに、原子核反応を用いたり、放出粒子や γ 線を検出することによっても行われる。核整列は原子核の性質を調べるうえでも重要な手段であるが、束縛電子と原子核の相互作用の研究などにも応用される。また C. S. Wu らが核整列を用いて β 崩壊におけるパリティ-非保存を実験的に証明したことは有名である(⇨偏極、磁気量子数、パリティのくずれ)。

角相関 [英 angular correlation, 独 Winkelkorrelation, 仏 corrélation angulaire, 露 угловая корреляция] = 角度相関

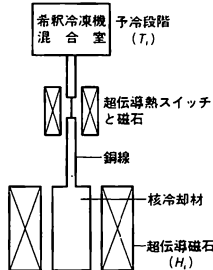
角速度 [英 angular velocity, 独 Winkelgeschwindigkeit, 仏 vitesse angulaire, 露 угловая скорость]

[1] 平面上を運動する点とその平面内にとった定点を結ぶ直線が、その定点を通る定半直線 g となす角を θ とするとき、時間 dt に θ が $d\theta$ だけ変化した場合に $\omega = d\theta/dt$ を運動点の定点のまわりの角速度という。回転方向に右ねじを回したとき、右ねじの進む方向を角速度の向きにとれば、 ω はベクトル量と見ることもできる。この場合、定点を通り平面に垂直な直線を回転の軸といい、 ω の方向は軸の方向と一致する。

[2] 空間内の原点から引いた位置ベクトル $r(i)$ で表される点が、原点を通る単位ベクトル n の方向の直線のまわりに dt 時間の間に角 $d\theta$ だけ回転するとき、 $(n \times r)d\theta$ だけの変位を起す。これは各座標軸のまわりにそれぞれ $n_x(i \times r)d\theta$ 、 $n_y(j \times r)d\theta$ 、 $n_z(k \times r)d\theta$ だけの無限小回転を行った場合の変位に等しい。ただし i, j, k はそれぞれ x, y, z 軸方向を向く単位ベクトル(基本ベクトル)、 $n = n_x i + n_y j + n_z k$ である。それゆえ1点で交わる直線のまわり

の微小回転は(軸性)ベクトルとして合成される。このため $\omega = n d\theta/dt$ というベクトルも(軸性)ベクトルとして合成することができる。 ω を原点のまわりの角速度という。このとき運動点の速度は $(\omega \times r)$ で与えられる。

核断熱消磁 [英 adiabatic nuclear demagnetization, 仏 désaimantation nucléaire adiabatique, 露 адiabатическое ядерное размагничивание] 原子核の磁気モーメント系を利用した断熱消磁(⇒断熱消磁(冷却))。断熱消磁冷却により到達可能な最低温度領域は、系内での相互作用のため新しい秩序相が出現し、磁場0で系のエントロピーが急激に減少する温度領域である。通常の核断熱消磁冷却においては、等温磁化過程をなるべく短い時間で行わせること、また他系を冷却する場合可逆的に行う方が有利であることなどのため、スピン・格子緩和時間の短い金属が用いられる。このような条件を満たすものとして金属銅が主に利用される。磁気双極子相互作用を考えると相互作用磁場は 2×10^{-5} T (テスラ)の程度であり、限界温度領域は 10^{-8} K 程度と予想される。近年、ヘリウム3・ヘリウム4希釈冷凍機で 10^{-2} K 温度領域が長時間安定に得られ、また超伝導磁石で10Tの磁場を安定に発生しうるなどの発展があり、核断熱消磁が容易になった(図参照)。しかし、こ



の条件下($T_i = 10^{-2}$ K, $H_i = 10$ T)で除去できるエントロピーは12%程度である。したがって、 10^{-8} K程度の到達限界温度領域を得るには、核断熱消磁を二段にないだ二段核断熱消磁を用いる必要がある。ヘルシンキ工科大学のO. V. Lounasmaaらは、金属銅の二段核断熱消磁冷却により、銅核スピン系の温度として 5×10^{-8} K程度を得たと報告している(1979年)。核スピン系として、バン・ブレック常磁性体(⇒バン・ブレック常磁性)の核磁気モーメントを用いると、超微細相互作用を通じて増強された磁場を利用でき、したがって、1~10Tの外磁場によって50%以上のエントロピー除去が可能になる。このため、核スピンの磁気秩序温度領域を容易に実現しうる。ただし、系内の相互作用も大きいので、温度領域は通常 $10^{-3} \sim 10^{-5}$ K程度である(⇒ハイパーファインエンハンスド核磁性)。

核断熱消磁で冷却されるのは核スピン系である。核スピン系と外界との熱接触は格子系(金属の場合は伝導電子系)を通じて行われる。等温過程における核スピンエントロピーの除去が不十分の場合、到達温度での核スピン系の比熱(核比熱)が小さいため、格子系を冷やせない。このように核スピンのみが冷却される場合を核冷却という。これに対し、格子系も到達温度まで冷却され、格子系を通して外部の熱負荷を冷却できる場合を核冷凍という。エントロピー除去が不十分な状況で核冷凍を実現するためには、消磁後に一定の磁場(銅の場合には0.01T程度)を残し、到達温度における核比熱が大きくなるようにする方法がとられ

ている。この場合、磁場を残すため、到達限界温度より高く(銅の場合、 $3 \sim 10 \times 10^{-8}$ K)なる。

核タンパク質 [英 nucleoprotein, 独 Nukleoprotein, 仏 nucléoprotéine, 露 нуклеопротеин] ⇒ ヒストン

拡張されたゾーン [英 extended zone scheme, 独 erweitertes Zonenschema, 仏 zone étendue] 結晶内電子の一電子エネルギーは、離散的なバンドの指標 n と連続的な波数ベクトル k によって $E_n(k)$ のように表されるが(⇒バンド理論)、 k と逆格子ベクトル G だけ異なる($k+G$)は k と全く同じ状態を表す(ブロッホの定理)から、普通 k の変域として第一ブリルアン域(⇒ブリルアン域)を選び、この領域における多価関数 $E_n(k)$ としてすべてのエネルギー準位を表すことができる。この表しかたがエネルギーバンドの最も一般的で厳密な表しかたで、普通、還元ゾーンの形式(図1)とよばれる。しかし金属の伝導帯のように結

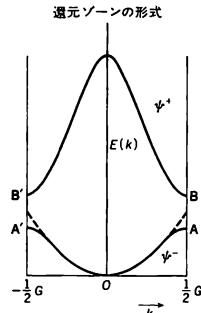


図1

晶ポテンシャルが十分弱い場合には、バンド構造を第一ブリルアン域に還元しないで、自由電子のエネルギーをそのまま、ただ弱い結晶ポテンシャルによって擾動を受けたものとして見る方が理解しやすいことが多い。このような見かたを拡張されたゾーンの形式(図2)というが、この場

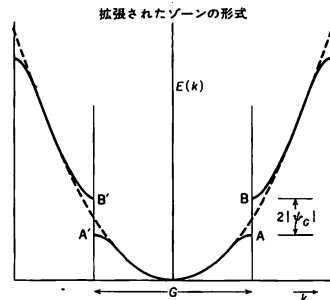
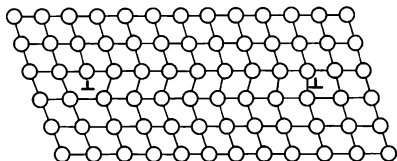


図2

合、エネルギーバンドは全波数空間で定義された一価関数として表されるが、結晶ポテンシャルのため各ブリルアン域の境界面で不連続になっている。図は一次元のバンドを還元ゾーン形式と拡張されたゾーン形式で表したものである。拡張されたゾーン形式の第二、第三、…ブリルアン域を逆格子ベクトル G だけずらして第一ブリルアン域に還元したものが、還元されたゾーン形式である。還元ゾーン形式と拡張されたゾーン形式の中間的なものとしてジョーンズ・ゾーンを使うこともある(⇒ジョーンズ・ゾーン)。

拡張転位 [英 extended dislocation, 独 aufgespaltene

Versetzung, 仏 dislocation dissociée, 露 растянутая дислокация] 結晶中に積層欠陥が安定に存在しうる場合, 1本の完全転位は部分転位に分解し, それらの間を積層欠陥の帯が結ぶ構造をとると, エネルギーが低下する場合がある。このような構造をもつ転位を拡張転位という。最も重要なものは面心立方結晶の{111}面上にあり($a/2$)[1 $\bar{1}$ 0]で代表されるバーガース・ベクトルをもつ転位である。これは{111}面上の積層欠陥を挟む2本のショックレーの部分転位に分解する。転位が[01 $\bar{1}$]に平行な場合, この方向から見た原子配列は図のようになっている。この拡



張転位をハイデンライク・ショックレーの拡張転位という。部分転位間の間隔 w は部分転位間の斥力と積層欠陥エネルギーで定まる面張力とのつり合いで決り

$$w = \frac{\mu b^2}{24\pi\gamma} \left(\frac{2-\nu}{1-\nu} \right) \left(1 + \frac{2\nu}{1-\nu} \cos 2\phi \right)$$

で与えられる。ここで μ は剛性率, b は完全転位のバーガース・ベクトルの大きさ, ν はポアソン比, ϕ は転位とバーガース・ベクトルのなす角である。透過電子顕微鏡による w の測定値は Cu の場合からせん転位で $7b$, 刃状転位で $15b$ である。

拡張二進化十進コード [英 extended binary coded decimal interchange code] 通常, EBCDIC と略称する。IBM 社により IBM/360 システムのために開発された 8 ビットのコード体系であり, 以後の IBM 社の計算機, および多くの IBM 互換型計算機の内部コードとして用いられている(表参照)。二進化十進(BCD)コードとは本来十進数を二進コードで表現することを意味する。このコード体系ではこの概念を文字全体に拡張している。8 ビットコ

6-4 3-0	4	5	6	7	8	9	A	B	C	D	E	F
0	SP	&	—						I	I	\	0
1			/		a	j	~		A	J		1
2					b	k	s		B	K	S	2
3					c	l	t		C	L	T	3
4					d	m	u		D	M	U	4
5					e	n	v		E	N	V	5
6					f	o	w		F	O	W	6
7					g	p	x		G	P	X	7
8					h	q	y		H	Q	Y	8
9					i	r	z		I	R	Z	9
A	[]		:								
B	.	\$.	#								
C	<	*	%	@								
D	()	—	'								
E	+	;	>	=								
F	!	^	?	-								

ードでは, $2^8=256$ 種の文字を表現できるが, まだ割当てられていない部分も多い。8 ビットのコード体系としては他に ASCII などがある。この両者は英数字などの照合順序(collating sequence)が異なるので注意が必要である。わが国で販売されている多くの計算機の内部コードとして, かな文字を含む拡張二進化十進コード EBCDIK (extended binary coded decimal interchange and kanacode) が使用されている。これは EBCDIC の未定義部分にかな文字, かな記号(濁点, 半濁点), かな小文字(促音, 拗音)などを含めた 8 ビットのコード体系である。ただし, かな文字コードをどのような方法で挿入するかについて確たる規則がないので, EBCDIK と称しても, 少しずつ異なった体系があることに注意せねばならない。また英小文字の位置も EBCDIC と異なる EBCDIK も存在する。コード変換などが必要の際には以上の点に注意する必要がある(表参照)。

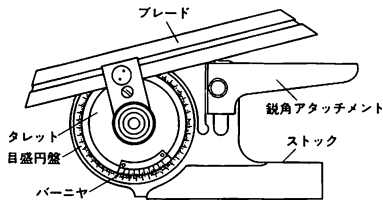
拡張ヒュッケル法 [英 extended Hückel method, 独 erweiterte Hückelmethode, 仏 méthode de Hückel étendue, 露 расширенный метод Хюккеля] ⇒ 半経験的分子軌道法

確定特異点 [英 regular singular point, 独 regulärer singularer Punkt, 仏 point singulier régulier, 露 регулярная особая точка] ⇒ 特異点

核的阻止能 [英 nuclear stopping power] 入射荷電粒子が, 物質中の原子の反跳を伴う原子核との衝突によってエネルギーを失う過程。電子的阻止能と対比される。入射速度が十分に遅い低速度領域で, 電子的阻止能よりも大きな寄与を与える。中速領域, 高速領域での寄与は, 電子的阻止能に比べてはるかに小さい。核的阻止能の理論は, J. Lindhard, M. Scharff, H. E. Schiott による LSS 理論がよく知られており, 広く引用されている。核的阻止能の, 荷電粒子のエネルギー損失過程に対する寄与は, 電子的阻止能に比較して多くの場合小さいが, イオン照射による固体の損傷の分布など, 照射損傷の解析において主要な物質量となる。

カクテルパーティー効果 [英 cocktail party effect, 独 Cocktailparty Effekt, 仏 effet de cocktail] 人が多数集まって談笑しているパーティーで, まわりがかなりうるさい人の声で満ちているにもかかわらず, 自分の相手の人の声はきちんと聴こえて会話を楽しめるような現象をカクテルパーティー効果とよんでいる。多数の人の声のなかから自分が注目する特定の声だけを聴きとる現象で, 点在する音源がそれぞれ方向をもっているために, 特定の音源の方向を定位できる両耳の機能といわれている。しかし, 片耳であっても, モノラルに録音された音であってもオーケストラの中の特定の楽器の演奏を聴き分けることもできるのであって, カクテルパーティー効果は本質的には両耳の機能ではなく, 特定の音のパターン, すなわち特定のスペクトル, 時間的経過などに着目し識別できる大脳中枢の機能と考えられる。音源の位置を定位することで, その機能は多少改善されるであろう。

角度定規 [英 bevel protractor, 独 Schrägmaß, 仏 sautoirle graduée, 露 угломер-транспортир] 結晶, 工作物などの 2 面の間の角度を, それらの面に 2 つの腕をあて目盛円板で求める測定器。図は工業用の機械的角度定規である。一方の腕ストックは目盛円板に取付けられ, 他方の腕ブレードは 1/12 のバーニアの目盛をもつタレットに



取付けられ、5分まで読取ることができる。鋭角アタッチメントやブレード微動装置をもつものもある。ガラス製目盛円板を拡大鏡または顕微鏡によって読取るものを光学的角度定規という。

角度相関 [英 angular correlation, 独 Winkelkorrelation, 仏 corrélation angulaire, 露 угловая корреляция] 原子、原子核、素粒子などの励起状態が2個以上の粒子(光子も含む)を放出してより低い状態に移移するとき、第一の粒子の放出方向に対して、第二、第三…の粒子がどの方向により放出されやすいかを表す量のこと。角相関ともいう。したがって通常2個以上の検出器を置き、その間の角度を変えながら同時計数(⇒同時計数法)の変化のようすを見るが、少なくとも一方を位置敏感検出器で置換えて広い範囲の角度相関を一度に測定する場合も多い。第一の粒子を検出することにより量子化軸を設定して量子状態の整列をさせたとみなすことができる場合(⇒核整列)、角度相関は状態のスピンや放出粒子の角運動量などで決るので、角度相関の測定から状態や遷移の性質などに関する情報が得られる。また終状態相互作用など、ある特定の物理的過程を選択して観測したい場合にも角度相関の測定を行うことがある。

角度の単位 [英 units of angle, 独 Einheiten des Winkels, 仏 unités d'angle, 露 единицы угла]

[1] 平面角の単位: 1回転に対応する角の分割のしかたによって、4つの系列に分類される。すなわち、 2π 分割によるラジアン(rad)の系列、360分割(いいかえれば直角の90分割)による度(°)と、その六十進法による細分の系列、400分割(いいかえれば直角の100分割)によるグラード(別称 ゴン)とその十進法による細分の系列、32分割による点(pt)の4系列である(それぞれの定義と相互関係については各項を参照)。ここでは、国際協約、国際規格および法律での、これらの単位の位置づけを示す。(1) 国際単位系(SI): SI補助単位としてradをあげ、SI以外の単位だがSIと併用する単位として

$$\begin{aligned} \text{度} (^{\circ}) &= (\pi/180)\text{rad} = 0.01745\cdots\text{rad} \\ \text{分} (') &= (\pi/10800)\text{rad} = 0.2909\cdots\text{rad} \\ \text{秒} (") &= (\pi/648000)\text{rad} = 4.848\cdots \times 10^{-6}\text{rad} \end{aligned}$$

をあげている。それらの倍量単位、分量単位の取捨については言及していない。(2) 国際標準化機構の規格ISO 1000(1981年)での単位: radおよびその分量単位ミリラジアン(mrad)、マイクロラジアン(μrad)をあげ、SI以外の単位として度、分、秒をあげているほか、備考欄にはグラードをあげ、加えて、多くの応用面では度の十進分割(0.1°, 0.01°などの意)のほうの方が、秒より好ましいと注記している。(3) 計量法による法定計量単位: rad, mrad, μrad と度、分、秒のほか、特殊の計量(航海および航空にかかわる角度の計量)に用いる単位として

$$\text{点}(\text{pt}) = (2\pi/32)\text{rad} = 0.1963\cdots\text{rad}$$

をあげている。

[2] 立体角の単位: ステラジアン(sr)のほか、ある時期のドイツ系文献に

$$\text{Quadrat} - \text{Altgrad} = (\pi/180)^2 \text{sr}$$

$$\text{Quadrat} - \text{Neugrad} = (\pi/200)^2 \text{sr}$$

が現れたことがある。現今の公認単位は、国際単位系、国際規格および計量法を通じて、radのみであり、その倍量単位、分量単位の取捨についての規定は設けられていない。

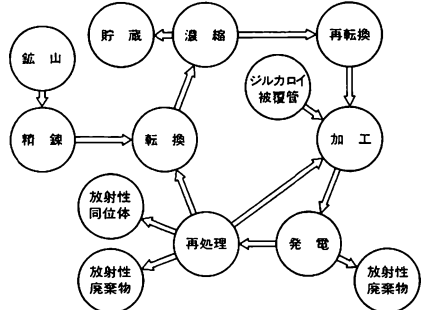
角度分布 [英 angular distribution, 独 Winkelverteilung, 仏 distribution angulaire, 露 угловое распределение] 原子核反応や素粒子反応などで、入射ビームをターゲット(標的)に当て散乱されたり、反応で放出された粒子をさまざまな方向で観測して得られる強度分布のこと。また偏極や偏極解析能の角度による変化のようすも角度分布ということもある。角度分布はターゲットや終状態のスピン、入射粒子や放出粒子の軌道角運動量やスピン、相互作用の性質などによって決り、反応機構や状態の性質に対して重要な情報を与える。

核内カスケード過程 [英 intra-nucleus cascade process, 仏 processus de cascade intra-nucléaire, 露 внутри-ядерный каскадный процесс] ⇒ カスケード過程

確認限界 = 検出限界

核燃料 [英 nuclear fuel, 独 Kernbrennstoff, 仏 combustible nucléaire, 露 ядерное топливо] 原子炉で、核分裂連鎖反応を起すもの。核分裂性同位体、 ^{235}U 、 ^{233}U 、 ^{239}Pu のいずれかを含む。Thはそれ自身核分裂性同位体を含まないが、中性子を吸収して ^{233}U を生ずるので、燃料工学上は核燃料として扱われる。核燃料の使用形態は固体と液体に大別できるが、主流は固体である。固体燃料は金属燃料とセラミック燃料に分類される。コールドホール型炭酸ガス冷却炉に使用されている棒状金属Uおよび材料試験炉に使用されている板状Al-U合金が金属燃料の代表例である。セラミック燃料の代表は、現在の原子力発電の主力である軽水冷却炉に使用されているペレット状 UO_2 である。ナトリウム冷却高速増殖炉には UO_2 と PuO_2 の混合物をペレット状にした燃料が使用される。これらの酸化物燃料のほか、UC、UNなど各種のセラミック燃料が研究されている。高温ガス炉では粒状 UC_2 が実用になっている。液体のものは、溶融塩炉など各種の液体燃料炉に使用するための研究が行われてきた。

核燃料サイクル [英 fuel cycle, 独 Brennstoffkreislauf, 仏 cycle du combustible, 露 топливный цикл] 核燃料物質を含む鉱石を探索・採取し、この鉱石を精錬、精製したあと転換、濃縮の工程を経て集合体に成型加工され



た燃料体が原子炉に装荷され、原子炉内で燃焼後使用済み燃料となって原子炉から排出され、再処理、再転換の工程を経て再び原子炉用燃料に成型加工されて使用される工程ならびにこれに付随して生じる補助工程。たとえば廃棄物の処理処分などのすべてを総称して核燃料サイクルとよぶ。単に燃料サイクルともいう(図参照)。

核燃料サイクルはこれを原子炉への燃料交換および制御棒操作などの原子炉の燃焼管理を主に扱う炉内燃料管理と炉外における工程を主に扱う炉外燃料管理とに分けてとらえるのが便利である。また、利用する核燃料に着目して U-Pu サイクル、Th-U サイクル、U-Pu-Th サイクルに分類することもある。さらに核燃料を使い捨てるか、再利用するかに従い 1 回通し方式、再利用方式のように区別することもある。また、資源的意義、経済性に重点を置いたとらえかたとして短期、中期、長期核燃料サイクルなるよびかたもある。

核燃料生成崩壊系列 [英 build up and decay scheme of fuel nuclides, 独 Aufbau- und Zerfallschema von Kernbrennstoffen, 仏 schéma de croissance et décroissance de nuclides combustibles] 核燃料となる核分裂性核種は原子炉の炉心において中性子を吸収し核分裂をする場合と吸収しても核分裂しない場合とがある。後者の過程は、中性子捕獲とよばれ、吸収後直ちに γ 線を放出してエネルギーの最も低い基底状態になる。この核種は最初の核種よりも質量数が 1 つ大きい同位体である。この新しい元素または核分裂をする場合と再び中性子を捕獲してより質量の大きい同位体になる場合がある。また生成された同位体が不安定核種で α 崩壊または β 崩壊などをする可能性がある。このように核燃料を炉内で燃焼させると核分裂生成物が蓄積するのみでなく、中性子捕獲と放射性崩壊の組合せで非常に多くの種類の重い核種が生成される。これら多数の重い核種相互の生成と崩壊の関係を示したのが核燃料生成崩壊系列である。元素番号は 81 の Tl (タリウム) から 98 の Es (アインスタイニウム) まで、質量数は 208 から 254 までの約 80 核種が普通考慮される。 ^{238}U が中性子を捕獲して ^{239}U となり、それが 2 回 β 崩壊を繰返して ^{239}Pu となる系列は高速増殖炉と関連して重要である。また半減期が極端に長く、しかも危険度の高い α 粒子を放出する核種が多く、各核種がどれだけ生成されているかを正確に評価することは高レベル廃液の処理処分に関連して重要である。

核燃料転換比 [英 conversion ratio of nuclear fuel, 独 Konversionskoeffizient, 仏 rapport de conversion, 露 коэффициент внутренней конверсии] 原子炉の中で、 ^{233}U 、 ^{235}U および ^{239}Pu のような核分裂性核種が単位時間につき 1 個消費されたとき、 ^{233}Th や ^{238}U などの核燃料親核種が中性子の捕獲によって単位時間に核分裂性核種に変換される割合。厳密には、消費される核種と生成される核種が異なる場合を転換といひ、同じ場合を増殖というが、通常は両者を区別しないことが多い。天然ウランや低濃縮ウランを燃料として用いる発電用原子炉では、この核燃料物質へ変換される割合はかなり大きく燃料の燃焼に重要な寄与をする。

核燃料取扱機器 [英 equipments for nuclear fuel processing and handling, 独 Ausrüstung zur Handhabung und Bearbeitung von Kernbrennstoff, 仏 dispositifs pour processus et manœuvre de combustible nucléaire, 露 оборудование для обработки и обращения с ядерным топли-

вом] 原子炉および核燃料サイクル施設において、未照射あるいは照射燃料、使用済み燃料などを取扱いあるいは処理する機器をいう。扱う核燃料あるいは使用済み燃料の特質から、取扱機器は信頼性の高いこと、従業員および環境に対する安全性が確保されていること、故障などが検知できかつ修理が可能であることなどの条件が要される。

信頼性については材料などの品質保証はもちろん実物体模型などによる試験によって高い信頼性が実証される。安全性については、核燃料の閉込め機能(気密など)のほか放射線の遮蔽、臨界制御、火災・爆発の防止、地震対策などが重要な項目である。故障については、できるだけ早く検知できるよう計装系を備えるとともに故障に際して大事故に至る恐れのある場合には、所要の安全防護系を備える必要がある。また、これらの安全設計を確認するため、通常の化学機器に比べて厳格な検査が進められ、原子力規格として技術基準が整備されつつある。取扱機器は種々雑多であり、燃料サイクルの各工程に対応するが代表的なのは次のとおりである。

製錬(浸出, 抽出, イオン交換, フッ素化装置)

ウラン濃縮(ガス拡散, 遠心分離機)

燃料加工(焼拾, 還元炉, 分溜機)

原子炉(使用済み燃料取出し機)

再処理(解体・剪断, 溶解, 抽出, 転換装置)

輸送(高放射性物質遮蔽容器)

核燃料物質 [英 nuclear fuel material, 独 Kernbrennstoff, 仏 matériaux de combustible nucléaire, 露 ядерное горючее] 核分裂反応を利用する原子炉の燃料となりうる物質の総称。法令(原子力基本法; 核燃料物質, 核原料物質, 原子炉および放射線の定義に関する政令)の与えている定義は次のようなものである。

「核燃料物質」とは、U, Th など、原子核分裂の過程において高エネルギーを放出する物質であって、次に掲げるものをいう。(1) ^{235}U の ^{238}U に対する比率が天然の混合率である U およびその化合物。(2) ^{235}U の ^{238}U に対する比率が天然の混合率に達しない U およびその化合物。(3) Th およびその化合物。(4) 前 3 号の物質の 1 または 2 以上を含む物質で原子炉において燃料として使用できるもの。(5) ^{235}U の ^{238}U に対する比率が天然の混合率を超える U およびその化合物。(6) Pu およびその化合物。(7) ^{239}Pu およびその化合物。(8) 前 3 号の物質の 1 または 2 以上を含む物質。

核燃料物質は同時に放射性同位体でもあるが、その使用にあたっては、後者の使用を規制する「放射性同位元素等による放射線障害の防止に関する法律」(通称「放射線障害防止法」)ではなく、「核原料物質, 核燃料物質および原子炉の規制に関する法律」(通称「原子炉規制法」)によって規制を受けることになっている。

核の安定性 [英 nuclear stability, 独 Kernstabilität, 仏 stabilité nucléaire, 露 стабильность ядер] ある原子核が、粒子放出や核分裂などによって崩壊するか、あるいは崩壊せず安定であるかの区別をいう。特定の崩壊、たとえば β 崩壊だけを問題にするときには、 β 崩壊に対する安定性という。安定核の存在する領域は主に β 崩壊および α 崩壊に対する安定性によって決り、次のようになる。陽子 Z 個と中性子 N 個とからなり、質量数が $A = Z + N$ である原子核は、 N/Z の値が、A によって決る特定の値(軽い核では 1, 最も重い安定核領域では 1.5 ぐらい)に近いと

きにのみ、安定核になる。ただし $A > 209$ では安定核は存在しない。しかし A が 240 ぐらいまでは、 α 崩壊の寿命が極めて長いために実質的に安定核として天然に存在する核種が少数個ある。核力および陽子間のクーロン斥力はそれぞれ $N=Z$ および $N > Z$ の核が安定になるように働き、魔法数および核子間の対相互作用も核の安定性を決めるうえで主要な役割を果たす。 Z と N をそれぞれ横軸および縦軸とし安定核をそれぞれ点 (Z, N) で表すと、これらの点は 1 つの曲線の近くに集っており、この曲線を安定曲線とよぶ。

核の温度 [英 nuclear temperature, 独 Kerntemperatur, 仏 température nucléaire, 露 ядерная температура] \Rightarrow 熱力学模型

核の回転 [英 nuclear rotation, 独 Kernrotation, 仏 rotation du noyau, 露 вращение ядра] 原子核の回転運動。形状が球形からずれ、ひずんだ原子核では、低いエネルギー領域に、励起エネルギー E がほぼ $E = AJ(J+1)$ (偶偶核の場合)

になる一連の準位が現れる。ここで $\hbar J$ は核の角運動量で、 $J=0, 2, 4, \dots$ の値をとる。 A は J にほとんどよらない定数である。このような準位構造は分子の回転準位と類似しており、変形した原子核が回転していることを示している。分子の回転との比較から $A = \hbar^2 / (2I)$ とおき、 I を有効慣性モーメントとよぶ。

軸対称な系が対称軸のまわりに回転しても静止している場合と量子力学では区別できないので、原子核は対称軸のまわりの回転は起きない。したがって球形の原子核には回転準位は現れない。原子核の回転は、基底状態が回転対称性を破りひずんだ平均ポテンシャルをもつとき、平均ポテンシャルに取り入れられなかった粒子間相関のために発生し、回転対称性が回復する。

原子核は強い核力で相互作用している核子の高密度な多粒子系であるので、回転が起るメカニズムも分子の場合と異なり、原子核の固有なメカニズムがある (\Rightarrow 微視的理論)。

原子核の回転運動は多数の核子が集団としてそろって一定の向きに回転する運動であるので、核子の個別の運動である一粒子運動と区別して集団回転運動という。1 つの回転帯 (\Rightarrow 回転帯) に属する回転準位の間の遷移確率が一粒子遷移に比べて著しく大きいことから、核の回転が多数の粒子が関与する集団運動であることが確かめられる。理想的な回転準位が現れる場合には、核子系の運動は集団回転運動と回転系内における核子の内部運動に近似的に分離される。

核の慣性モーメント [英 nuclear moment of inertia, 独 Trägheitsmoment des Kerns, 仏 inertie de moment nucléaire, 露 инерционный момент ядра] 原子核の回転準位のエネルギー E は、偶偶核の場合、核スピンの J を用いて、 $E = AJ(J+1)$ と表すことができる (\Rightarrow 核の回転)。分子の回転と比較して、定数 A を $\hbar^2 / 2I$ とおいて、原子核の有効慣性モーメント I が定義される。典型的な回転核である希土類核や超ウランウムの核の慣性モーメントの値は、原子核を剛体と考えた場合の値の $1/2 \sim 1/3$ 程度となる。原子核が強い相関のある量子力学的な核子系であるため、慣性モーメントの値は剛体や分子の場合と違って核内核子の質量分布だけでは決らず、核内核子の運動状態に強く依存する。慣性モーメントの値を理論的に説明すること

は原子核の回転の研究における中心課題のひとつであるが、核の基底状態が超伝導状態にあるとしてクランキンク模型を用いて計算すると、実測値をかなりよく説明できる (\Rightarrow クランキンク模型)。

核のクラスター模型 [英 cluster model of nuclei, 独 Clustermodell des Kerns, 仏 modèle de cluster nucléaire, 露 модель-кластера ядер] \Rightarrow クラスター模型

核の形状 [英 nuclear shape, 独 Kernform, 仏 forme nucléaire, 露 форма ядра] 原子核内における核子の分布の形状。原子核の電気四極子モーメントは陽子の分布の球対称からのずれの程度を表す量であるが、その値は核種によりさまざまな値をとる。このことは原子核内における核子の分布に、球対称のものや、球対称からずれたものもあることを示す。核の形状は、殻構造に強く依存する (\Rightarrow 殻模型)。一般に陽子数または中性子数が魔法数に近い核種は球形に近く、魔法数から離れたと楕円体形状に変形する。形状は四極変形、八極変形などのようにその多重極展開により分類される。四極変形は変形度があまり大きくない範囲では回転楕円体であり、細長い葉巻形と扁平なバンケキ形に分けられる (\Rightarrow 変形核)。八極変形は西洋なし形で点対称にならない。典型的な変形核である希土類核および超ウランウムの核の形状は軸対称な四極変形で葉巻形である。基底状態と励起状態で形状を変えるものがある。

一般に球形からずれた形状を表すためには特定な方向を指定する必要がある。本来回転対称な系に対して特定の方向を定めることはできないが、原子核では回転対称性を破った核子が分布している状態 (内部状態) を定義することが可能で、この状態の核子分布で形状を直観的に理解しやすく表現できる。またしばしば内部状態を記述する平均ポテンシャルの等ポテンシャル面の形状によって核の形状を表す。

形状は四極子モーメントのほか、準位間の遷移確率、原子および μ 粒子原子のスペクトル、電子および核子の散乱の角度分布などの測定によっても調べられる。

核の結合エネルギー [英 nuclear binding energy, 独 Bindungsenergie des Kerns, 仏 énergie de liaison nucléaire, 露 энергия связи ядра] \Rightarrow 結合エネルギー

核の高スピン状態 [英 high spin states of nucleus, 仏 état nucléaire à spin élevé, 露 высокоспиновые состояния ядра] 非常に大きな角運動量 $I = 10\hbar \sim 70\hbar$ (\hbar はプランク定数 2π) をもつ原子核の励起状態のこと。1970 年代に至り、重イオンの融合反応によって高スピンの複合核状態を実験室でつくりだすことが可能になった。これに伴い、非常に大きな角運動量が与えられたという一種の極限状況のもとの核物質の性質に対する研究が進展し、核構造論のひとつのフロンティアを形成している。核の液滴模型に殻構造エネルギーを考慮した計算によれば、質量数 $A \sim 150$ の原子核では最高スピンは約 100 \hbar に達する。最高スピンの値は核分裂に対する不安定性や中性子、陽子、 α 粒子の放出確率などの条件によって決り、 A の値が 150 近傍から離れるにつれて小さくなる。

大きな角運動量の起源を微視的にみれば、次の 2 種類に大別することができる。ひとつは集団の回転運動の角速度が大きくなること (高速回転) であり、ほかのひとつは平均ポテンシャル内を運動する個別の核子のもつ角運動量 (軌道角運動量と核子の固有スピンの和) が整列することである。原子核全体としての角運動量は両者の合計によって形

成される。もちろん、集団的回転運動も本来は個々の核子の自由度に起因しているのであるから、両者をいかに分離し矛盾なく定義するかは、核構造論の基礎的課題のひとつとなっている。

核の合成 [英 nuclear synthesis, 独 Kernsynthese, 仏 nucléosynthèse, 露 ядерный синтез] 原子核の反応によって、人工的に新しい核をつくること。自然に存在する核種は、約 300 種の安定な核と寿命が地球(約 4×10^{12} 年)より長い放射性核である。重い核を合成する試みは古くから行われ、中性子、重陽子、 α 粒子などをウランウムやプルトニウム核に吸収させ、新しくつくられた核にさらに α 粒子を吸収させたりして、陽子数 $Z=101$ のメンデレビウム核まで合成された。近年、ウランまでのすべての核を重イオンとして加速できるようになり、核と核の融合反応により合成される核種の範囲は急速に拡大し、名前が確定している $Z=103$ のローレンシウムを超え、短い寿命であるが $Z=107$ までつくられたと報告されている。新しく合成された核種の多くは、安定核から中性子が減った核種である。すでに 2000 程度の核種が確認され、短い寿命であるが、存在可能と考えられる核種は、およそ 5000 程度と推定される。現存する核種の性質、特にその結合エネルギーに関する知識をもとにし、液滴模型に核の殻構造の効果(⇒殻模型)を取り入れた理論を用いて予測すると、陽子数 $Z \approx 114$ または 126、中性子数 $N \approx 184$ を中心にした領域で、核が安定であることが示される。この領域は、通常の安定核領域から離れて島(安定な島とよばれる)を形成する。安定核の存在する可能性はより詳しい理論でも検討され、否定されていない。実験的に、この領域内の超重核を合成する試みが執りなされたが、現在に至るまで安定な核の存在は確認されていない。

核の磁気モーメント [英 nuclear magnetic moment, 独 magnetisches Moment des Atomkern, 仏 moment magnétique nucléaire, 露 магнитный момент ядра] 原子核を構成する陽子と中性子が磁気モーメントをもつために、原子核はスピンのように振る舞い、全体として磁気モーメントをもつ。原子核を自由な核子の集合体とみなすと、核の磁気モーメントは個々の核子の磁気モーメントの和、核磁子単位で

$$\mu = \sum_i (g_l^i l_i + g_s^i s_i)$$

となる(⇒核磁子)。ここで l_i, s_i, g_l^i, g_s^i はそれぞれ i 番目の核子の軌道角運動量演算子、スピン演算子、軌道 g 因子、スピン g 因子で

$$\text{陽子には } g_l^i = 1, g_s^i = 5.58548(12)$$

$$\text{中性子には } g_l^i = 0, g_s^i = -3.82628(8)$$

である。通常、原子核の磁気モーメント μ は、合成した磁気モーメント μ の z 成分 μ_z の、原子核のスピン I の z 成分 $M=I$ の状態における期待値

$$\mu = \langle I, M=I | \mu_z | I, M=I \rangle$$

で定義される。原子核内では、中間子や核子の励起状態((3,3)共鳴)などが出現するために交換電流が存在し、それによる磁気モーメント μ^{exch} も加わる。交換電流密度を $j^{\text{exch}}(r)$ すると

$$\mu^{\text{exch}} = \frac{1}{2c} \int \mathbf{r} \times \mathbf{j}^{\text{exch}}(r) d^3r$$

と書ける。単一粒子模型では、最外殻にある核子の全スピンを j 、軌道角運動量を l すると、核の磁気モーメント

は

$$\mu_{sp} = j \left\{ g_l \mp \frac{g_s - g_l}{2I+1} \right\}, \quad l = j \mp \frac{1}{2}$$

と与えられる。この単一粒子値 μ_{sp} をシュミット値という。ほとんどの実験値は $l=j \mp 1/2$ の 2 つのシュミット値の中間の値をとる。実験値とシュミット値との差は、原子核の波動関数を単一粒子模型より精密化して芯偏極効果、配位混合効果や、上記の交換電流による交換磁気モーメント μ^{exch} の寄与などを考慮して説明されている(⇒シュミット線)。⑤

核の四極子モーメント [英 nuclear quadrupole moment, 独 Kernquadrupolmoment, 仏 moment du quadrupôle nucléaire, 露 квадрупольный момент ядра] ⇒ 四極子モーメント

核の質量 [英 nuclear mass, 独 Kernmasse, 仏 masse nucléaire, 露 масса ядра] 原子核は質量をもつ。核の質量は通常原子質量単位 u (⇒単位)を用いて表され、最新の質量分析器を用いれば(⇒質量分析器) $\sim 1/10^6$ の精度で測定可能である。核の陽子数 Z と中性子数 N の和を質量数 A とすると、核の質量 $M(A, Z)$ は陽子の質量 m_p の質量数倍 $A m_p$ に近い。 $Z m_p + N m_n - M(A, Z)$ を質量欠損とよぶ。ただし m_n は中性子の質量。

1 つの核が分解するとき、生成粒子の質量の和 $\sum m_f$ から親の核の質量 $M(A, Z)$ を引き、 c^2 (c は光の速度)をかけてエネルギーに換算すると、生成粒子が結合していたときの結合エネルギーが得られる。核の全結合エネルギー B は、その核をすべての構成粒子(核子)に分解するために必要なエネルギーで、1 核子当りの平均結合エネルギーは

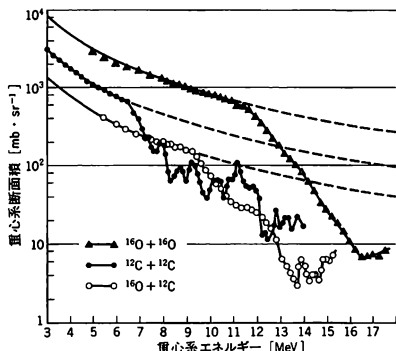
$$\frac{B(A, Z)}{A} = \frac{[Z m_p + N m_n - M(A, Z)] c^2}{A}$$

である。 B/A は約 8 MeV である。C. F. von Weizsäcker によって与えられた核の質量公式がある(⇒ワイツゼッカーの質量公式)。

核の振動 [英 nuclear vibration, 独 Kernschwingung, 仏 vibration nucléaire, 露 ядерное колебание] 原子核内で多数の核子が集団となり一定の運動をすることがある。このような集団運動のうち、平衡状態のまわりの振動とみなしうるものを核の振動(集団振動)とよぶ。このような核の状態を振動状態という。極めて多くの形の振動が存在するが、これらはスピン(J)、パリティ(π)、アイソスピン(T)などの量子数や、その振動の微視的構造により区別・分類される。振動状態のうち、基底状態からの電磁的多極子遷移強度が特に強く、比較的励起エネルギーが高いものは巨大共鳴とよばれる。球形の偶核における $T=0, J^\pi=2^+$ の低励起エネルギーの振動状態は液滴模型では四極型の核表面の振動と考えられる。しかし、このような描像は必ずしも適切でなく、この状態は殻構造と対相互作用の影響を受けている。他方、比較的励起エネルギーの高い 2^+ 巨大共鳴状態は核全体の集団振動運動と考えられる。振動のための復元力は表面エネルギーではなく核子の運動エネルギーから生じる。閉殻核近傍の球形核が行う低励起エネルギーの振動は比較的振動の振幅が小さく、近似的に基準振動とみなせるが、遷移領域の核の四極型振動は振幅が大きくなり、強く非調和・非線形効果を示す(⇒大振幅集団運動)。軸対称変形核の β 振動や γ 振動は、角運動量の対称軸方向の成分 K がよい量子数となる。三次元座標空間における集団振動だけでなく、スピン振動、ア

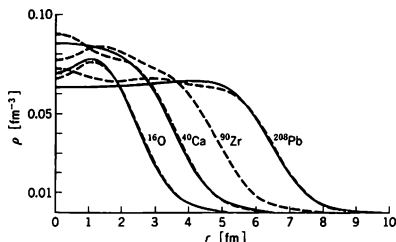
イソスピン振動、対振動などの振動形態もある。また、これらが結合した振動も知られている。

核の中間共鳴 [英 nuclear intermediate resonance, 仏 *résonance intermédiaire nucléaire*, 露 промежуточный резонанс ядра] 原子核反応で、一粒子共鳴と複合核共鳴の中間に相当する共鳴現象。原子核反応の断面積は、複合核状態の状態密度が大きくなる入射エネルギー領域でも、エネルギーとともに不規則に変化することが多い。このような現象には、複合核に至る途中のいろいろな過程が関与する。核反応で観測される共鳴は次の3つに分類される。(1) 光学ポテンシャル内の一粒子共鳴に由来するエネルギー幅が大きいもの(幅 $\Gamma \approx 2 \sim 3 \text{ MeV}$)、(2) より複雑な共鳴であるが、比較的少数の自由度が励起して生じるもの($\Gamma \approx 100 \sim 500 \text{ keV}$)、(3) 複合核を形成する幅が狭いもの($\Gamma \leq 100 \text{ keV}$)。このうち(2)を中間共鳴という。中間共鳴が顕著に見られるのは ^{12}C や ^{16}O の反応であるが、その理由は相対運動の角運動量とエネルギーが励起準位密度がよく相関するからである。図に弾性散乱断面積のエネルギー



変化を示す。点線はクーロン力による散乱の計算値である。この入射エネルギー領域では $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 散乱にのみ中間共鳴が観測され、 $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ ではその前兆が見える。 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ の共鳴はもっと高い20 MeVの近傍に表れる。中間共鳴は、入射核と標的核が強く相互作用しあってすぐに複合核を形成するのではなく、分子と似た状態を経由して生じると考えられる(⇨分子共鳴)。

核の電荷 [英 nuclear charge, 独 elektrische Kernladung, 仏 charge électrique nucléaire, 露 электрический заряд ядра] 原子核がもつ電荷のこと。原子番号が Z の原子核は、それを構成する Z 個の陽子の電荷のため正電荷 Ze をもつ。この正電荷が電子を束縛して、原子や分子などを形成する要因となる。核内で陽子は運動しているために、電荷は核内に広がった分布をする。電子散乱、鏡映核の質量差や μ 粒子原子のスペクトルなどから、核内の電



荷分布がわかる。核内で電荷が分布している領域の半径はおおよそ $R = (1.3 \sim 1.5) \times A^{1/3} \times 10^{-15} \text{ m}$ (A は核の質量数)で、核の表面付近では電荷密度は指数関数的に減少する。スピン $I = 0, 1/2$ でない核は、一般に電荷分布が球対称分布からずれる。これは電気多重極子モーメントを測定して確かめることができる。図に4つの球形核の場合について、電子散乱の実験から得られた電荷分布(実線)と、陽子の広がり、重心運動の補正をした理論計算値(破線)を示す。

核の転換 [英 nuclear transmutation, 独 Kernumwandlung, 仏 transmutation nucléaire, 露 превращение ядра] 弾性または非弾性散乱以外の核反応で原子核がほかの原子核に変わること。 α 崩壊などの放射性崩壊によって原子核が変わる場合を含むこともある。1919年E. Rutherfordは、窒素の原子核に α 粒子を衝突させ、酸素の原子核ができるとともに陽子が放出されることを発見して、人工的に原子核、したがって元素を転換しうることを明らかにした。

核の変形 [英 nuclear deformation, 独 Kernverformung, 仏 déformation nucléaire, 露 деформация ядра] ⇨ 変形核

核の崩壊 [英 nuclear disintegration, 独 Kernzerfall, 仏 désintégration nucléaire, 露 распад ядра] 安定でない原子核は、固有な寿命でほかの核に変化する。これを核の崩壊という。安定な原子核は、周期表上で水素から鉛までの原子核で、その1個をいし数個の同位核のみである。それ以外の核や励起状態にある核は不安定で、自然放射性元素系列にあるものや、核反応などを用いて人工的に生成した核などである。崩壊の主なもの、自然放射性元素の崩壊で現れる α, β, γ 崩壊である。それらは α 線(^4He の原子核)、 β 線(β^- は電子、また β^+ は陽電子)、 γ 線(電磁波の波長の短いもの)を放出する。 β 崩壊の一種として原子の内殻電子を捕えてニュートリノを放出する電子捕獲があり、 γ 崩壊の変種として、核の状態の変化の際、 γ 線を放出する代りに内殻電子を励起する内部転換がある。このほかにウランやそれより重い核の自発核分裂も、核崩壊の一種である。また核分裂などで生成された不安定核の中性子崩壊や、核の衝突(⇨重イオン反応)などで生成される不安定な核の陽子崩壊も核の崩壊である。原子核の安定性を議論する場合には、上に述べた種々の崩壊様式に対する安定性を考慮する必要がある。現在知られている約1700の核種はほとんどが β^- および β^+ に対する安定曲線の内側にあるが、直接中性子や陽子を放出する崩壊に対して安定な核種の数は4000~5000と推定され、このような β 安定曲線から遠く離れた核を見つける試みが、最近精力的に行われている。

核破壊 [英 nuclear disintegration, 独 Kernzerfall, 仏 désintégration nucléaire, 露 распад ядра] ⇨ スポレーション

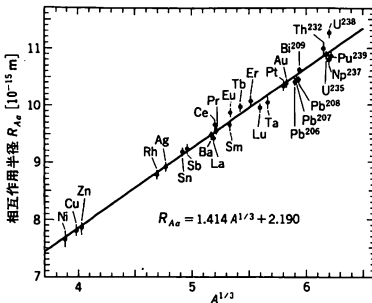
核爆発 [英 nuclear explosion, 独 nukleare Explosion, 仏 explosion nucléaire, 露 ядерный взрыв] 核分裂物質を急激に即発臨界以上に爆発的に核分裂連鎖反応を起こせること。いわゆる原子爆弾の爆発がこれにあたる。爆発に伴い核分裂物質が飛散して臨界未満となり爆発は終了する。したがって大きな爆発力を得るためには、急速に大きく臨界超過とし、核分裂物質が飛散して臨界未満となる前に多くの核分裂を起す必要がある。最初の原子爆弾の爆発実験はアメリカのニューメキシコ州において1945年7月

16日に行われた。第二回、および第三回の核爆発は実際の兵器として同年8月6日広島、8月9日長崎で行われ、多くの人命を奪った。このほか核融合反応によるエネルギー発生に基づく水素爆弾の爆発も核爆発に含まれる。

核爆発探知 [英 detection of nuclear explosions, 独 Nachweis von Kernexplosionen, 仏 détection d'explosion nucléaire, 露 обнаружение ядерного взрыва] 核兵器開発などのために行う核爆発を探知し、その規模、場所などを推定する技術。1945年の最初の核爆発以来今日までに1000回以上の核兵器の爆破テストが繰返されている。1963年には、アメリカ、イギリス、ソ連の間で部分的核実験禁止条約(PTBT)が締結され、大気中、宇宙空間および水中における核実験が禁止された。それ以降、フランス、中国以外のこれら核兵器保有国は核実験をもっぱら地下で行うようになった。核爆発の探知技術は地震の探知技術とともに発展してきている。これは、地震測候所のネットワーク化、地震の探知、震源地の推定、深さの推定、地震の属性による同定、発生エネルギーの推定などの総合的な技術である。

核場の理論 [英 nuclear field theory, 独 Kernfeldtheorie, 仏 théorie de champ nucléaire, 露 теория ядерного поля] 原子核の素励起は(フェルミオンの)独立粒子モードと(ボソンの)集団運動という性格の対立する2種類のモードに大別される。前者には閉殻近傍の(非集団的な)粒子・空孔励起や超伝導状態での準粒子励起が、後者には表面振動、スピン・アイソスピン振動、対振動などが属する。これらの素励起モードのあいだの相互作用を統一的に取扱うためにA. Bohr と B. R. Mottelson が中心となりコペンハーゲン学派で展開されている理論を核場の理論とよぶ。この理論では、集団励起も独立粒子モードも独立な場として対等に取扱われる。もちろん、究極的には集団励起モードは核子自由度から形成されるものであるから、この理論は余計な自由度を含んでいることになる。しかし、自由度の数えすぎを積極的に導入し、このことによるパウリの原理のやぶれを振動の各次数で回復するようにファインマン・ダイアグラムの計算規則を与える点にこの理論の特徴がある。振動展開のパラメーターは単一粒子状態の総数 Ω の逆数 $(1/\Omega)$ である。この理論は、基底状態に対称性の自発的やぶれが存在しない場合には、閉殻近傍の励起スペクトルなどに適用され成功を収めている。対称性のやぶれが存在する場合や、大振幅の集団運動への拡張は未解決の課題になっている。

核半径 [英 nuclear radius, 独 Kernradius, 仏 rayon



α 粒子の弾性散乱から求めた相互作用半径
(核がはっきりとした境界をもつと仮定した場合)

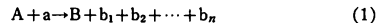
du noyau, 露 радиус ядра] 原子核は比較的是っきりした境界面をもつほぼ球形をしているので、この半径を核半径という。核半径を決めるには、原子核による核子や電子の散乱実験、原子核の α 崩壊の確率、 μ 粒子原子の特性X線、鏡映核の結合エネルギーの差などが利用されている。これらの実験より質量数Aの原子核の半径Rはほぼ

$$R = r_0 A^{1/3}$$

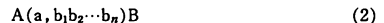
と書けることがわかっている(\Rightarrow 飽和性)。比例定数 r_0 は核半径パラメーターとよばれる。測定方法によって核半径の物理的な意味が多少異なるために r_0 には不定性があるけれども、だいたい $r_0 = (1.2 \sim 1.5) \times 10^{-16} \text{ m}$ である(図参照)。厳密には、核内の核子密度の分布は一様ではない。

核反応 [英 nuclear reaction, 独 Kernreaktion, 仏 réaction nucléaire, 露 ядерная реакция] 原子核に粒子や光子が衝突したときに起る現象。自然界では、宇宙線と物質との衝突、恒星の内部での原子核どうしの衝突、地球上での放射線と物質との衝突など核反応が広範囲にわたって見られる。また現存する元素は宇宙創成期に種々の核反応が起きた結果つくられたと考えられる。現在では種々の加速器を用いて、陽子、そのほかの原子核、電子などを加速して原子核に衝突させる方法で核反応の実験が行われている。この衝突の結果を直接観測したり、衝突によってできる二次粒子また三次粒子を別の原子核に当ててそれによる反応を観測したりする。後者には光子や種々の中間子による反応などが含まれる。現在研究されている核反応の種類は非常に多い。入射粒子として、中性子、陽子、重陽子、三重陽子、 α 粒子、より重い原子核(重イオンとよばれる)、電子、光子、 π 、 μ 、K、 Λ などの素粒子が用いられる。また入射粒子のエネルギーは低エネルギー(0～数十MeV)、中間エネルギー(数十～数千MeV)、高エネルギーないし超高エネルギー(数千MeV以上)にわたる。

核反応を表すには次のような記号が使われる。核Aに粒子aが入射して、反応の結果、核Bが残り、n個の粒子 b_1, b_2, \dots, b_n が放出されるとき、



または



と書く。この場合、Aを標的核、aを入射粒子、Bを残留核、 b_1, b_2, \dots, b_n を放出粒子という。式(1)や(2)の表記法では、普通、放出粒子の配列の順番は問わない。また $b_1 = b_2$ なら $A(a, b_1 b_1 b_3 \dots) B$ の代りに $A(a, 2b_1 b_3 \dots) B$ とも書く。反応のできる核種の組合せは一般に1組とは限らず、異なる組合せが幾組か一定の確率で生成される。これらの各組をチャネルといい、それらを一括して放出チャネルという。これに対してAとaの1組を入射チャネルという(\Rightarrow チャネル)。

核反応の種類には弾性散乱、非弾性散乱、組替え反応がある。弾性散乱は入射粒子aと標的核Aが内部状態を変えずことなく散乱する反応 $A(a, a) A$ である。非弾性散乱は $A(a, a') A^*$ で表され、核Aが励起状態 A^* に励起され、aはその励起エネルギーだけ運動エネルギーを失って放出される反応である。組替え反応は標的核Aと異なる残留核Bができる反応である。1つの反応の起る確率を断面積によって表し(\Rightarrow 断面積)、断面積 10^{-24} cm^2 を1バーンとよび、1bと表す。補助単位としてミリバーン($\text{mb} = 10^{-3} \text{ b}$)、マイクロバーン($\mu\text{b} = 10^{-6} \text{ b}$)がある。核反応の機構には、大別して直接反応、複合核反応、それらの中間

に位する中間共鳴反応，前平衡過程などがある(⇒直接反応，複合核，核の中間共鳴，前平衡過程)。これらについて各種の理論が提出され，かなりの成功を収めている。しかしそれらすべてを統一的に記述する理論はまだない(⇒核反応理論)。

核反応収量 [英 nuclear reaction yield, 独 Reaktionsausbeute, 仏 rendement de la réaction nucléaire, 露 выход ядерной реакции] 加速器または原子炉などを利用した核反応により標的核から目的とする核種をつくり出す際の生成量，核反応で目的の核種を生成する断面積を σ ，標的核の単位体積中の原子数を A ，入射粒子束を ϕ とすると，単位時間の標的核の照射による生成量は $\sigma\phi A$ であるが，生成核種が放射性でその崩壊定数が λ の場合は，目的の核種の生成量とつづつ同時に崩壊もするから，照射途上時刻 t での生成量を N とすると

$$\frac{dN}{dt} = \sigma\phi A - \lambda N$$

という方程式が成り立つ。 T 時間照射を行ったとき目的の核種の生成量を N_T とすると，この方程式より

$$N_T = \sigma\phi A \frac{(1 - \exp(-\lambda T))}{\lambda}$$

となる。照射終了直後の生成核の崩壊率は $\sigma\phi A(1 - \exp(-\lambda T))$ である。生成断面積 σ ，または標的核の原子数 A が非常に大きく，入射粒子数が標的の物質中を通過するときの変化を無視できないときは，上の式とは異なったものとなるが特殊な事例である。

核反応生成物 [英 reaction product, 仏 produit de réaction, 露 продукт реакции] 原子核反応 $A + a \rightarrow X + x$ (あるいは $A(a, x)X$ とも記す)において A を標的核， a を入射粒子， X を核反応残留核， x を放出粒子という。 a, x は陽子，中性子あるいは原子核であることもあるし，光子の場合もある。核反応残留核 X は，非常に短時間のうちに γ 線を放射し，安定核になるか，または α 放射性核(⇒ α 崩壊)または β 放射性核(⇒ β 崩壊)やアイソマー状態(⇒アイソマー)など，即発性の過程を終えた状態になる。これらの安定核または比較的寿命の長い放射性核になった核反応残留核種の集りを核反応生成物という。

核反応理論 [英 theory of nuclear reactions, 独 Theorie der Kernreaktionen, 仏 théorie de réaction nucléaire, 露 теория ядерных реакций] 原子核反応の機構を理解するための理論。原子核反応は非常に多様で(⇒核反応)，核反応理論もそれに応じて多岐である。それらの理論を統一する試みもなされているが十分に成功していない。核反応理論には大別して現象論的理論と基礎的理論とがある。前者は合理的で簡単な模型のうえに立って実験データの定量的説明を目ざす。一方，後者は量子力学，粒子間に働く力など基本的な原理から出発して現象を理解することを目的とするが，実験データを直接対象とするよりも，すでに確定した現象論的理論を基礎づけることを目標にするのが普通である。

核反応研究の歴史をたどると，初期(1930年代)のころ，実験結果を説明するために複合核模型が提唱され(⇒複合核)，共鳴現象などの説明に成功し，さらにこの模型はその後十数年にわたって核反応のすべてを説明する統一的な理論と考えられ，それを基礎づける S 行列の分散公式， R 行列などの理論も確立した(⇒ S 行列)。しかし，1940年代後半から直接反応が発見されて様相が一変した。直接反

応については，光学模型，歪曲波理論などの現象論が提出され，実験の説明に大きな成果を収めた(⇒光学模型，歪曲波ボルン近似)，またその基礎づけもかなりの程度進展している(⇒多重散乱理論)。近年に至り複合・直接両反応の中間的な反応が見いだされ，中間共鳴の理論，前平衡過程の理論などによる実験の解析が進められている(⇒核の中間共鳴，前平衡過程)。

核反応理論は量子力学に立脚している。しかし多くの場合それを厳密に適用することは困難なので，いろいろな近似を用いる。摂動論的近似，古典的近似，統計理論などはその重要な例である(⇒統計理論)。

核物質 [英 nuclear matter, 独 Kernmaterie, 仏 matière nucléaire, 露 ядерная материя] 重い原子核の中心部にある密度がだいたい一定の値 $\rho_0 \approx 0.17 \text{ fm}^{-3}$ である領域は一様密度の核子からなる物質とみなすことができ，これを核物質(狭義の)とよぶ。クーロン効果を除外して考えると，陽子数 Z と中性子数 N が同じ核物質となり，これを標準核物質とよぶ。このように理想化した核物質は，原子核に共通な基本的性質を研究するうえで重要であり，飽和性の説明，殻模型の成立する根拠の解明がなされ，その成果が現実の原子核の研究にもち込まれている。密度 ρ が ρ_0 から離れた核物質は，中性子星の内部に存在しうる。星の外殻を形成する原子核の間にある中性子物質($\rho = \rho_0/1000 \sim 2/3 \cdot \rho_0$)や， $\rho \geq 2/3 \cdot \rho_0$ で中性子を主成分とし陽子が数%混入した核物質がある。 $\rho \geq 3\rho_0$ になると，ほかのバリオンや中間子も共存するハドロン物質となると考えられるが，これも広義に核物質とよぶ。原子核どうしが高速で衝突したときには，瞬間的に $N \sim Z$ の高密度・高温の核物質が生じるが，運動量分布がかなり異なるので上述の核物質と単純に同一視できない。

核物理学 = 原子核物理学

核分光 [英 nuclear spectroscopy, 独 Kernspektroskopie, 仏 spectroscopie nucléaire, 露 ядерная спектроскопия] 原子が放出する光の光学スペクトルから原子の構造を調べる分光学に対応して，原子核の α 崩壊， β 崩壊および γ 線の放射など原子核の励起準位間の遷移に伴う α 線， β 線， γ 線を調べ原子核の構造を研究する学問体系を原子核分光または単に核分光とよんでいる。一般には放射性同位体を用いて，それからの放射能を調べるほか原子核反応によって励起された状態から放出される β 線や γ 線のエネルギースペクトル，内部転換電子のスペクトル，角度分布， β 線， γ 線などの角度相関，偏極などの測定により，その原子核の励起準位のスピン，パリティ，遷移確率，核モーメントなどの情報を求める。これから原子核の構造を調べるのが研究の主題である。このように核分光学は単に放射性同位体による崩壊からの α 線， β 線， γ 線などのスペクトル分析にとどまらず，もっと広範囲に種々の核反応やクーロン励起などの過程も実験の重要な手段となる。また，高エネルギー粒子を用いた実験の発展に伴い，それを用いた実験も行われるようになり， π 生成， μ 粒子捕獲反応などにより特徴のある情報が得られている。このうち K 中間子を用いたハイパー核の研究も進展しつつある。特に後者の場合，奇ささをもった原子核の励起準位の研究として特長があり，ハイパー核分光学とよばれている。

角分散 [英 angular dispersion, 独 Winkeldispersion, 仏 dispersion angulaire, 露 угловая дисперсия] プリズムや回折格子で光が分散され，波長差 $d\lambda$ の2光線が角

$d\theta$ だけ異なる方向に出てゆくとき、 $d\theta/d\lambda$ を角分散という。角分散が大きいほど、プリズムや回折格子の性能がよいことになる。プリズムの場合、その屈折率を n 、プリズムへの入射角を i 、プリズムの底辺の長さを B 、プリズムを通る平行光束の幅を b とすれば、最小偏角の状態では、角分散は

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{2}{n} \tan i \cdot \frac{dn}{d\lambda} = \frac{B}{b} \cdot \frac{dn}{d\lambda}$$

で与えられる。

回折格子の場合、格子定数を d 、スペクトル次数を m 、回折角を θ とすれば、角分散は

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \theta}$$

で与えられる。

核分裂 [英 nuclear fission, 独 Kernspaltung, 仏 fission nucléaire, 露 деление ядра] 原子核が同程度の質量をもつ2つの核に分れること。核分裂の際に2つの核分裂生成核以外に第三の核を放出する三体分裂が起ることもある。1938年にO. HahnとF. Strassmannが天然のウランウムUに遅い中性子をつぶける実験を行い、その結果生ずる放射性同位体中にBa($Z=56$)を発見した。L. MeitnerとO. R. Frischはこの現象を、Uが中性子と相互作用して2つに分裂したと解釈して、核分裂と名づけた。核分裂にはこのような遅い中性子による核分裂のほか、外からの刺激なしに起きる自発核分裂や、高速の中性子による核分裂、陽子や α 粒子などの荷電粒子による核分裂、 γ 線による光核分裂、重イオンの融合反応に引続き起きる核分裂などがある。

核分裂において顕著なことは、非常に大きなエネルギーが放出されることである。たとえば ^{235}U の場合には1回の分裂当たり約200MeVのエネルギーが放出される。それと同時に平均2.5個程度の中性子が放出され、この中性子がほかのウラン核を分裂し、いわゆる連鎖反応が起きる。この連鎖反応が一時に起きるのが原子爆弾であり、制御されつつ進むのが原子炉である。1gの ^{235}U が核分裂すると約24000kWhのエネルギーが生じる。

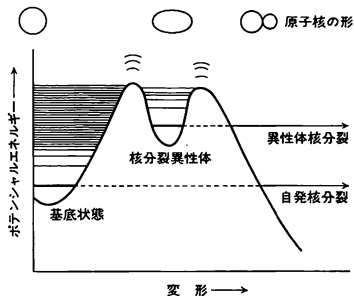
核分裂の発見直後、N. BohrとJ. A. Wheelerは液滴模型を提唱して種々の物理量を計算した。この模型では核を液滴として、これが変形を起し、核分裂は最終的に2つの液滴に分れる現象とする。変形についてのポテンシャルエネルギーと変形運動に対する質量パラメーターを流体模型で計算して、核分裂障壁をトンネル効果で通過する確率を計算することにより核分裂の断面積を求める。この模型は核分裂を大局的によく再現し、使われているが、この模型で再現できない現象もある。ひとつは非対称核分裂が生じる機構であり、もうひとつは1960年ごろから明らかになった中性子入射の核分裂による中間共鳴や核分裂異性核である。V. M. Strutinskiは大きく変形した原子核の場合にも量子力学的な殻構造の効果が重要であると考え、殻効果を加えたポテンシャルエネルギーの計算法を提唱した。この模型によりポテンシャルエネルギーを計算すると核分裂異性核が生じ、かつ非対称核分裂や中間共鳴の現象を説明できる。1970年代から始まった重イオン反応による核融合に続く核分裂の研究は、大きな角運動量をもつ複合核の分裂に関する資料を与えている。

核分裂 $A \rightarrow B + C$ で、核BとCが同じ核種である場合は対称核分裂という。より広義には、原子核Aが幾種も

の分裂様式をもち、核分裂生成核の収量曲線がその質量の関数として核Aの質量数の1/2のところにピークをもつ場合をいう。一般にThより重いアクチノイド核の自発核分裂や、低エネルギーの入射粒子による誘起核分裂は、典型的な非対称核分裂を起す。しかし入射粒子のエネルギーを上げていくと次第に対称に分れる確率が増し、複合核の励起エネルギーが30~40MeVを超すと対称核分裂になる。Biより軽い原子核の粒子入射による核分裂は対称核分裂となる。中間質量の核種の分裂の様相は複雑で、たとえば ^{221}Ra の低い励起状態からの核分裂は対称と非対称核分裂が共存する三山構造である。なお分裂生成核の質量曲線のピークの幅は一般に励起エネルギーが上がると増す。核分裂生成核は一般に中性子過剰になるので、 β^- 崩壊をしたり遅延中性子を放出したりして、最終的に安定核になる。

核分裂アイソマー = 核分裂異性体

核分裂異性体 [英 fissioning isomer, 独 spaltendes Isomer, 仏 isomère de fission, 露 делящийся изотоп] 原子核の非常に寿命が長い励起状態(⇒異性核)のうちで、主として核分裂をして崩壊するもの。一般に核分裂異性体の寿命は同じ原子核の基底状態のそれよりは短いが、同じ程度の励起エネルギーにある一般的な準位の γ 線遷移の寿命に比べるとはるかに長い。核分裂異性体の研究は、1960年代の初めごろにドブナの連合原子核研究所で、 $^{238}\text{U} + ^{22}\text{Ne}$ 反応の結果、半減期が14msの未知の異性体が発見されたことに始まる。後にこれは ^{241}Am の励起エネルギー 2.9 ± 0.4 MeVの励起状態であることが確認された。現在ではUからCmにいたる核種で多数の核分裂異性体が見つかっており、半減期は $10^{-3} \sim 10^{-9}$ sのものが多い。図



に示すように、原子核の変形度の関数としてポテンシャルエネルギーを描くと、基底状態以外にもうひとつの準安定状態が生じる。この状態はV. M. Strutinskiの計算によると原子核の殻構造の効果により生じており、非常に大きな変形をしている。そのため、基底状態やその周辺の準位への γ 線遷移が、波動関数の重なりが小さいために禁止されるが、核分裂のチャネルとは強く結びついため基底状態より核分裂幅は大きくなっている。このポテンシャルの二山構造は中性子入射の核分裂における中間共鳴の構造の解析からも確認されている。

核分裂計数箱 [英 fission counter, 独 Spaltungszähler, 仏 compteur à fission, 露 делительный счётчик] 核分裂物質を電離箱の電極表面に塗布し、塗布された核分裂物質の核分裂を検出することにより核分裂断面積の測定、中性子の強度測定に用いられるカウンター。核分裂生成物は飛程が短く、エネルギーが大きいため、大きな電気パルス

が得られる。核分裂物質をかえることにより核分裂のしきい値がかわるので、一定エネルギー以上の中性子だけ検出することもできる。用いられる核分裂物質の主なものは次のようなものである。() 内に核分裂のしきい値を MeV 単位で示す。 $^{232}\text{Pu}(0)$, $^{237}\text{Np}(0.4)$, $^{238}\text{U}(1.1)$, $^{235}\text{U}(0)$, $^{231}\text{Pu}(0.4)$, $^{232}\text{Th}(1.17)$, $^{209}\text{Bi}(>20)$ 。特に熱中性子検出用には ^{235}U を濃縮(2~5%)した酸化ウラン(U_3O_8)を検出器内部に塗布したものが用いられる。また原子炉の出力計数モニターや中性子散乱実験でのビームモニターなどには管状や円板状のカウンターが用いられ、特にフィッションカウンターや核分裂計数管とよぶこともある。

核分裂性核種 [英 fissile nucleus, 露 делящееся ядро] 自発的に核分裂する核種、または熱中性子吸収などの核反応により核分裂する核種をいう。原子核のクーロンエネルギーと表面張力の2倍の比 α を fissility パラメータといい、 α が1の原子核は、核分裂障壁が0で安定核として存在しえない。原子核の液滴模型によって α を求めると $\alpha = Z^2 / (50.12 \cdot A)$ となる。 Z は原子番号、 A は質量数を表す。 ^{238}U では $\alpha = 0.71$, ^{232}Cf では $\alpha = 0.76$ となる。 Z が約125以上では $\alpha > 1$ となり核分裂障壁は0となる。

核分裂生成物 [英 fission product, 独 Spaltprodukt, 仏 produit de fission, 露 продукт деления] \Rightarrow 核分裂片

核分裂性物質 [英 fissionable material, 独 Spaltmaterial, 仏 matériel fissile, 露 делящееся вещество] 熱中性子を吸収して、核分裂を起す物質の総称。高いエネルギーの中性子が入射すると、重い核では多くの場合核分裂が起るが、エネルギーが非常に低い熱中性子で核分裂を起す核種で天然に存在するものは ^{235}U だけである。このほか天然に存在する ^{232}Th , ^{238}U は、中性子を捕獲して、それぞれ ^{233}U , ^{239}Pu に変わるが、これらは熱中性子で核分裂を起す。さらに、 ^{239}Pu は中性子を2回捕獲して ^{241}Pu になるが、これも核分裂する。それで ^{233}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu はいずれも核分裂性物質である。これに対して ^{232}Th , ^{238}U は親物質とよばれる。

核分裂中性子 [英 fission neutron, 独 Spaltneutron, 仏 neutron de fission, 露 нейтрон деления] 核分裂に伴って放出される中性子。即発中性子と遅発中性子とに大別される。核分裂直後の一次分裂片は高いエネルギーに励起されており、中性子過剰核であるため、低いエネルギー状態への転移の手段として中性子を放出する。これを即発中性子という。分裂片がクーロン斥力により加速され、互いに反対方向に飛ぶが、即発中性子は分裂片が加速されている段階においてすでに分裂片から蒸発する。したがって核分裂即発中性子の角分布は、分裂片の運動方向に沿っている。即発中性子放出後、分裂片は β 崩壊、 γ 崩壊を経て安定核になるが、なかには β 崩壊後もなお高い励起状態に核が残され、中性子を放出するものがあり、この中性子を遅発性中性子といい、連鎖反応の制御、したがって原子炉の運転制御などに重要な役割を果たす。平均核分裂中性子数は、複合核の励起エネルギーによって異なるが、複合核の質量とともに増す。 ^{235}U の熱中性子による核分裂では平均2.4個の中性子が放出される。その平均運動エネルギーはおよそ2 MeV である。 ^{235}U の核分裂中性子のエネルギースペクトルは $e^{-E/T} \sinh(4EE_f/T^2)^{1/2}$ (ワットの式) にしたがう。 E は MeV 単位での中性子のエネルギー、 $T = 0.965$, $E_f = 0.54$ である。この式はマクスウェルの分布式 $E^{1/2} e^{-E/T}$ とわずかしち異なる(即発中性子、遅発中

性子)。

核分裂の収率 [英 fission yield, 独 Spaltausbeute, 仏 rendement de fission, 露 выход продуктов деления] 核分裂生成物核種の生成の割合を表す量。原子核が核分裂をする過程には幾通りもある。いま1つの核分裂過程に注目すると、最初2つに割れて生じた生成核種は一般にその原子番号で安定な核種よりも中性子数が多いので、それぞれ1~2個の中性子を放出する。これが即発中性子である。しかし、それでもなお中性子数が多く、安定な核種に到達するまでには β 崩壊を何度か繰返すことになる。この β 崩壊でつながる核種の系列が核分裂生成物のチェインである。1つの β 崩壊系列に属する核種は同じ質量数をもつが、なかには中性子放出によって質量数が1つ小さい系列に移るものがある。この際に放出される中性子が遅発中性子である。

即発中性子を放出した直後の核分裂生成物核種の質量分布は、たとえば ^{235}U では、72~160の範囲に分布する。ある一定の質量数をもったチェインを考えると、この核分裂の当初にこのチェインに属する各核種の生成される割合はある陽子数の核種で最大で、陽子数がそれより多くても少なくても生成される割合は小さくなる。この各核種が核分裂の当初に生成される割合をその核種の独立収率といい、独立収率を縦軸に、陽子数を横軸にとって描いた曲線をそのチェインの核荷電分布曲線という。この曲線は正規分布を示し、最も収率の大きい荷電の値をいちばんもっともらしい電荷という。

1つのチェインに属する1つの核種に注目すると、このチェインに属してこの核種より中性子数の多い核種は β 崩壊の先行核であり、時間がたつとやがて β 崩壊を経てこの核種に到達する。そこで、これら先行核の独立収率の和をとれば、この核種に到達するまでに、このチェインに属したことのある核種の収率を表すことになる。これをこの核種の累積収率という。チェインの最終メンバーである安定核種の累積収率はこのチェインに属する全核種の独立収率の和に等しく、これをこのチェインの質量収率という。熱中性子による ^{235}U の核分裂の場合の質量収率は質量数95付近と140付近とに最大値をもち、110~120が谷になるような2つの山の曲線を示す。質量収率は核分裂当り生成される核種の質量分布を示しているが、核分裂の最初の段階で2つの原子核に割れることを考慮して、全質量収率を200%に規格化して示すのが普通である。

質量収率は入射中性子のエネルギーによっても、また核分裂性核種の違いによっても異なった分布を示す。

核分裂片 [英 fission fragment, 独 Spaltfragment, 仏 fragment de fission, 露 осколки деления] 核分裂において放出される原子核。分裂核は反応の進行と共にひょうたん形になりさらに引伸ばされ、真ん中のくびれを深くしていき、ついにほぼ大きさの等しい2つの娘核に分離する。この2つに分離した直後の核を一次分裂片という。一次分裂片は非常に高い励起エネルギー状態になっており、互いにクーロン斥力によって加速され、核分裂エネルギーの80~90%を運動エネルギーとして得て、互いに反対方向に飛びながら、中性子(これを即発中性子とよぶ)と γ 線を放出し、励起エネルギーを低め、中性子放出をやめる。この段階の2つの分離した核を二次分裂片という。二次分裂片は、 β 崩壊や遅発性中性子を放出して安定核になる。これを核分裂生成物という。熱中性子による ^{235}U の核分

裂では、一次核分裂片の質量分布は、140amuと96amuを中心とする非対称に分布するが、その分布は複合核の質量の約半分120amuを中心に対称になっている。分裂片の質量分布は原子核の殻構造に深くかかわっている。中性子放出後の分裂片の運動エネルギーは測定可能であるが、中性子放出によって分裂片の運動エネルギーは1~2%小さくなるので、その補正を行って一次分裂片の運動エネルギーが求められるが、 ^{235}U の熱中性子による分裂の場合、分裂片の運動エネルギーの平均は97MeVである。2つの分裂片の運動エネルギーの和、すなわち全平均運動エネルギーは $Z^2/A^{1/3}$ に比例しており、その起源がクーロンエネルギーであることを示している。 Z は複合核の陽子数、 A はその質量である。原子核のクーロンエネルギーと表面張力の2倍の比は核種の核分裂の可能性を示すパラメーターとして知られている(⇒核分裂性核種)。

核分裂連鎖反応 [英 nuclear chain reaction, 独 Kettenreaktion, 仏 réaction en chaîne nucléaire, 露 ядерная цепная реакция] 中性子により引起される核分裂では、分裂片が中性子を放出し、その中性子が因となり、近くの核に吸収され、そこでさらに核分裂を引き起こす。このような過程が継続することを核分裂連鎖反応または単に連鎖反応という。

核分裂性核種が中性子を吸収し、複合核を形成し、それが核分裂し、その分裂片が放出する中性子(これを核分裂中性子とよぶ)が1個以上あれば、その中性子が、核分裂性核種に吸収され複合核を形成し、核分裂が次々と起り、分裂片から放出される中性子が増加し、核分裂が継続して進行する。これが連鎖反応である。核分裂片から放出された中性子の行動を制御することにより、連鎖反応の進行速度が制御される。このような制御能力をもつ、分裂片の運動エネルギーを熱エネルギーに変換する機能をもったものが原子炉である。連鎖反応が起るためには、中性子を効率よく吸収すること、すなわち核分裂反応断面積 σ_f が大きいことと、1回の核分裂当りの平均中性子放出数 k が大きいことが必須である。 ^{235}U の核分裂断面積 σ_f は熱中性子(運動エネルギーが $\sim 0.025\text{eV}$)に対して、582.2bである。 σ_f は $1/v$ 法則のため、中性子の運動エネルギーの $1/2$ 乗に反比例して減少していく。中性子の運動エネルギーが1MeV程度では、 σ_f はわずか $\sim 2\text{b}$ 程度にすぎない。そのため、 ^{235}U の核分裂連鎖反応では分裂片から放出された中性子の運動エネルギーを小さくすることが必要となる。また ^{235}U の存在比はウランの0.720%に過ぎず、 ^{235}U の利用上不利な点となっている。一方ウランの99.28%の存在比をもつ ^{238}U は、中性子の運動エネルギー 0.9MeV 以下では $\sigma_f = 0$ であるし、1MeV以上では $\sigma_f \sim 1\text{b}$ である。そのうち中性子を吸収後 γ 線を放出する共鳴吸収断面積が大きく ^{238}U は連鎖反応のためには不利である。しかし ^{238}U の場合は中性子の共鳴吸収により生成された ^{239}U が、 β 崩壊を2回し、 ^{239}Pu に転換され、この ^{239}Pu は熱中性子を吸収し、核分裂をする。その核分裂の断面積 σ_f は792.5bと大きく、 ^{235}U と同様原子炉(増殖炉)の燃料となる。 ^{232}Th も ^{238}U と同様、熱中性子では核分裂しないが、中性子の共鳴吸収により ^{233}Th に変換し、2回続いて β 崩壊し、 ^{233}U になる。 ^{233}U では熱中性子吸収による核分裂断面積 σ_f は531.1bであり、原子炉の燃料となる。

1個の ^{235}U の分裂片は、0~8個の即発中性子を放出

する。その平均個数 ν は2.47である。 ^{239}Pu では2.49である。この数は入射中性子のエネルギーが増すとわずかに増加する。即発中性子に加えて、核分裂片が即発中性子の放出を終り、 β 崩壊するが、 β 崩壊後、中性子を放出できるほど核分裂片が高い励起エネルギー状態になるものがあり、遅発中性子を放出する(⇒核分裂中性子)。この過程の律速段階は β 崩壊であるが、その半減期は、0.23~56sにわたっている。1個の ^{235}U の核分裂で放出される遅発中性子の平均数は0.0064である。 ^{235}U の核分裂での即発中性子の運動エネルギーは最高10MeV程度までになるが、最多頻度の運動エネルギーは0.72MeV、平均エネルギーは2MeVである。 ν 個の熱中性子が吸収され、核分裂を起す中性子数を μ とすると、 μ/ν は ^{235}U では2.08、 ^{239}Pu では2.03である。核分裂の断面積は低速中性子の方が高速中性子よりはるかに大きいので、核分裂後放出される即発中性子は減速され、熱中性子とされなければならないが、減速過程で中性子が失われることがありうるので、核分裂で発生した中性子のほんの一部が再び核分裂に寄与することになる。即発中性子が最終的に核分裂に寄与する確率を P とすると、第二回の核分裂では $P\nu$ 個の中性子が生産される。連鎖反応が継続するためには、 $P\nu$ が1以上でなければならない。確率 P は高速中性子の熱中性子化の方法、すなわち、原子炉の形式、大きさなどの因子に大きく依存する。中性子の減速は弾性散乱によってなされるが、2MeVの中性子が熱中性子になるまで、水素との弾性散乱では18回、重水素との散乱では22回、炭素との散乱では114回、ウランとの散乱では数千回の衝突が必要である。このため、原子炉では減速材として、水、重水、炭素(グラファイトなど)が多く使われている。

原子核分裂は1938年、ドイツのO. Hahnらによって発見されたが、分裂の際には1回の核分裂当り約200MeV程度の莫大なエネルギーが放出されるところから、1940年代に入り、このエネルギーを適当に制御して利用する方法が開発された。これが、いわゆる原子力エネルギーの利用の始まりである。特に、核分裂の解放出される2~3個の中性子を利用し、この中性子の ^{235}U などの連鎖反応核による吸収と、それによる核分裂の発生の過程を適当に制御することにより核分裂エネルギーを徐々に取出す方法が開発された。これが現在の原子炉の始まりであり、1942年12月、E. Fermiらによりシカゴ大学の構内において初めて、その実証が行われた。一方、中性子による核分裂連鎖反応を瞬間的に狭い空間で引き起こさせることにより、従来のトリニトロトルエン(TNT)火薬の数万 \times に匹敵する爆弾の開発も行われた。 ^{235}U などを分裂体として利用する原子爆弾は、アメリカを中心に懸命な開発競争が行われ、1945年6月アメリカのロスアラモス原子爆弾研究所で完成された(⇒原子炉、原子爆弾)。

角変数 [英 angle variable, 独 Winkelvariable, 仏 variable angulaire, 露 угловая переменная] 多重周期運動の一般化運動量 p_i と一般化座標 q_i の1組を正準変換して、作用変数を一般化運動量として扱ったときにそれに共役な一般化座標。作用変数が角運動量の次元をもつので角変数の名が付けられている(⇒作用変数)。

核ポテンシャル [英 nuclear potential, 独 Kernpotential, 仏 potentiel nucléaire, 露 ядерный потенциал] ⇒一粒子ポテンシャル

隔膜 [英 diaphragm, 独 Diaphragma, 仏 dia-

phragme, 露 диафрагма] 一般に2つの流体相を隔てる薄膜を隔膜という。理想的には熱伝導性があり、変形せず、ある特定の成分のみ通し他の成分は通さない、いわゆる半透性あるいは選択透過性が要求されることが多い。このような隔膜で2相を隔てる時、特定成分の選択的分離が可能となる。また平衡状態でも、2相の圧力は異なり、非透過性成分について化学ポテンシャル差が生じる。現在用いられているものに、正イオンまたは負イオンのみを選択的に透過するイオン交換膜、溶質粒子の粒径や分子量の大きさによって分離する種々の逕過膜、限外逕過膜、精密逕過膜、超逕過膜、気体分子の性質によって選択透過する気体分離膜などがある。また昔から電解槽、電池の隔膜として利用され、特にNaCl水溶液の電解によりNaOHとCl₂を製造する過程において、カソード室とアノード室の液の混合を防ぐためにアセトナなどの隔膜が用いられてきた。このNaOH製造方法を隔膜法という。隔膜法は一時水銀法によって代られたが、近年再び隔膜としてフルオロカーボン系のイオン交換膜を用いる方法が開発され利用されるようになった。固体状、液体状の選択透過性膜はまたイオン選択性電極などのセンサーとしても利用されている。

隔膜真空計 [英 diaphragm gauge, 独 Membranvakuummeter, 仏 manomètre à membrane, 露 мембранный вакуумметр] 枠に支えられた薄い板の両側の圧力差によって生ずる薄い板の変形量を測定して、もとの圧力差を求める方式の真空計。本来は差圧計であるがほとんどの場合薄い板の片側を十分に低い圧力に保つことで、真空計として用いられる。測定範囲は、機種や方式によっても異なるが、おおよそ $10^{-2} \sim 10^5$ Pa (大気圧)までの広い圧力範囲内の約3~4けた分くらい範囲(たとえば $10 \sim 10^5$ Paまで)を測定できる。長所としては圧力を直接測ることができ、ガスの種類で感度が異なることがないことである。短所としては構造が精密で温度変化による熱膨張の影響を受けやすいことや、機械的振動に弱いことなどである。精密なものでは、 $6 \times 10^{-1} \sim 10^5$ Paまでの範囲で2%の精度で測定が可能である。変形量の測定には、ラックとピニオンギヤによって変形量を直接指針の回転に変換する方法や、指針の代りに光学挺子を用いる方法、薄い板の変形を静電容量の変化や、これにかかわる共振回路の共振周波数の変化として読取る方法などがある。

殻模型 [英 shell model, 独 Schalenmodell, 仏 modèle en couches, 露 оболочечная модель] 原子核の中で、核子(陽子, 中性子)が核の中心のまわりにそれぞれ軌道を描いて独立運動をしているという模型で、原子核の構造に対比される。原子においては、原子の中心に重い原子核があって、核のクーロン場の中を軽い電子が核を中心にして回っているが、それに比べると、原子核ではその中心はそれほど直観的ではない。また、核内ではクーロン力よりはるかに強いと考えられる核力が働いているので、原子核の中に原子と類似の殻構造が存在することは予想しにくいことであった。むしろ原子核は、砂袋に砂を詰込んだような無秩序な状態であるという主張が1930年代の主流であった。原子核に殻構造の考えを導入して成功したのがM. G. MayerやJ. H. D. Jensenら(1949年)であって、核のポテンシャルを仮定し、一体問題のシュレーディンガー方程式を解いて核内における核子の軌道を指定することを試みた。原子核は多体系であって、そのハミルトニアンは、

個々の核子の運動エネルギーと核子間の相互作用のポテンシャルから成り立っている。このハミルトニアンを用いて多体系のシュレーディンガー方程式を解くことは容易でないで、殻模型では、ほかの核子から受ける相互作用を平均した一体ポテンシャルで置換して、注目する核子についての一体問題のシュレーディンガー方程式を解く。そうすると、原子における電子状態 $1s, 2p, 2s, 3d, \dots$ などと同じように核内での核子のエネルギー準位とそれに対応する軌道が求められる。これらの軌道にエネルギーの低い方からパウリの原理に従って陽子または中性子を詰めてゆくと、軌道が核子でいっぱいになるところがいわゆる閉殻となる。原子においては、閉殻となる場合に安定な原子が現れるので、原子核についても、閉殻になる核種は安定であることが期待される。実際種々の実験の結果から、陽子または中性子数が2, 8, 20, 28, 50, 82, 126である核種は高い安定性を示し、これらの数は魔法数とよばれる。殻模型では、一体ポテンシャルとして調和振動子ポテンシャルや井戸型ポテンシャルが用いられるが、このような中心力ポテンシャルだけでは、魔法数のうち大きいものは説明できない。MayerやJensenはスピン・軌道相互作用を導入し、その値を適当に定めることで、すべての魔法数が説明できることを示した(⇨粒子準位)。スピン・軌道相互作用が存在するときは、軌道角運動量はよい量子数でなくなり、全角運動量 j によって粒子の状態を指定することになるので、 j 結合殻模型とよばれる。 j 結合殻模型は、魔法数のみでなく、閉殻の原子核や質量数が閉殻に近い原子核の諸性質を説明できる(⇨ j 結合殻模型)。このような計算においては、核子間の相互作用を一体ポテンシャルによって完全に記述できないことを考慮して、二体相互作用も現象論的に考える。これを残留相互作用という。このような計算法が特に有効なのは閉殻の外に数個の核子が存在する場合で、閉殻による力を一体ポテンシャルで表し、閉殻外の核子については二体の相互作用を用いる。閉殻の外に多くの核子が存在する場合には、閉殻外核子と閉殻の相互作用に起因する閉殻の変形を考慮して、非等方的なポテンシャルを用いることが必要になる。また、閉殻から離れた質量数の原子核に対して、単純な殻模型では説明できないいくつかの現象があり、集団模型が提案される原因となった。殻模型が成功した理由は、核力はクーロン力に比べてはるかに強い相互作用であるにもかかわらず、パウリの原理のために核内ではその力が弱められ、核内では核子がほかの核子から受ける影響が適当に平均化されるためであると考えられている(⇨独立粒子模型)。

核融合 [英 nuclear fusion, 独 Kernfusion, 仏 fusion nucléaire, 露 термоядерная синтеза] 軽い原子核間の核反応で比較的大きなエネルギーを出すものをいう。ヘリウム(He)の原子核は2個の陽子 p と2個の中性子 n から成っていて、これらの核子の間に核力が働いて1つの原子核を形成している。陽子、中性子の質量は原子質量単位(amu)で表せばそれぞれ 1.0072766 amu , 1.0086654 amu であるから、 $2p+2n=4.0318840 \text{ amu}$ となる(原子質量単位は $1.66043 \times 10^{-27} \text{ kg}$)。一方ヘリウムイオン(α 粒子)の質量は 4.001506 amu で、 $2p+2n$ の値より 0.030378 amu だけ小さい。この質量欠損分 Δm_0 は、2個の p と2個の n を集めてヘリウム原子核をつくるとき膨大なエネルギー $E=\Delta m_0 c^2$ が放出されることを示す(c は光速)。ウランな

どの重い原子核が分裂する際に核エネルギー(200MeV程度)を放出する核分裂とは対照的である。核融合反応は太陽を含む恒星のエネルギー源となっている。

核融合反応によってエネルギーを取り出す核融合炉を考える場合に、対象となる可能性のあるものは次のような反応に限られる。 $D+T \rightarrow He^4(3.52)+n(14.06)$, $D+He^3 \rightarrow He^4(3.67)+p(14.67)$, $D+D \rightarrow T(1.01)+p(3.03)$, $D+D \rightarrow He^3(0.82)+n(2.45)$, $Li^6+p \rightarrow He^3(2.3)+He^4(1.7)$, $B^{11}+p \rightarrow 3He^4(8.68)$, $Li^6+n \rightarrow T+He^4+4.8MeV$, $Li^7+n \rightarrow T+He^4+n'-2.5MeV$ である。ただし括弧内の数字は核融合反応生成粒子の運動エネルギーを $MeV=10^6eV \approx 1.6 \times 10^{-13}J$ 単位で表したものである。また D は重水素, T は三重水素である。ちなみに水素(H_2)が酸素($O_2/2$)と化学反応を起して水(H_2O)になる際に出るエネルギーは 2.96eV である。D-D 反応の核燃料となる重水素は極めて豊富で海水中の水素の 0.015% (原子数の割合)を占める。もし D-D 炉が実現できるとしたならば、海水 $1.35 \times 10^9 km^3$ に含まれる重水素のエネルギー資源は $3.7 \times 10^9 Q$ ($1Q = 1.05 \times 10^{11}J$) と考えることができる(1975 年の全世界のエネルギー消費はおよそ 0.25Q)。しかしながら D-D 炉の実現の見通しはまだ立っていない。

現在進められている核融合研究の目標は D-T 炉である。D-T の核融合反応断面積 σ は D-D 反応のそれに比べて比較的低い領域で大きく、反応しやすいからである(図1)。ただし三重水素は天然には存在しないの

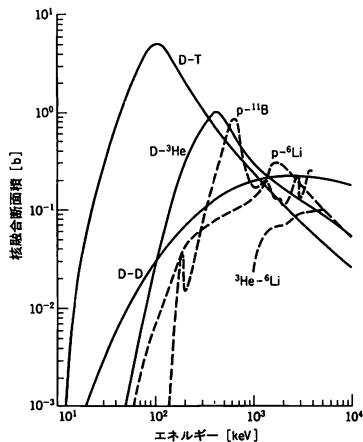


図1

で Li^6-n , Li^7-n 反応を利用した人工的増殖を行う。すなわち、プラズマのまわりにリチウム(Li)のブランケットを設け D-T 反応で飛出してくる中性子を Li にぶつけて三重水素 T を増殖する。そして同時に熱エネルギーに変え、これを適当な熱交換器によって蒸気を発生させ発電タービンを回す(図2)。D-T 炉のエネルギー資源はリチウム資源によって決まる(D は豊富に存在する)。リチウム資源によよ(8~9) $\times 10^6 t$ とみなされるので、1700Q 程度のエネルギー資源と考えることができる。また Li は海水中にも $0.17 g \cdot m^{-3}$ と比較的多く存在し、これが利用できるならば $4.7 \times 10^9 Q$ のエネルギー資源と考えられる。比較のために化石燃料(石油、天然ガス、石炭など)のエネルギー資源は 90Q 程度と推定されている。また熱中性子炉の核

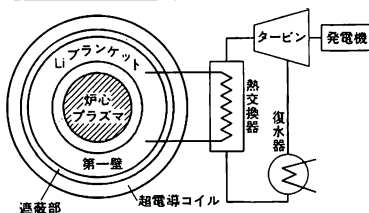


図2

燃料となる ^{238}U は天然ウランの 0.7% しかなく 2.4Q 程度の値である。高速増殖炉が実用化されると大部分を占める ^{238}U も利用でき、350Q 程度と推定される。またもし海水中にわずかに ($3 mg \cdot m^{-3}$) 含まれるウランが利用できるるとすると $3 \times 10^9 Q$ 程度のエネルギー資源となる。

核融合炉においては重水素、三重水素のイオンと電子からなる高温気状のプラズマを用いる。イオン間に働くクーロン反発力に抗して互いに衝突し、核融合反応を起しうするためには、D-T 炉の場合、イオン温度が $10^8 K$ 程度必要であり、またローソン条件を満たす必要がある($n\tau > 10^{20} m^{-3} \cdot s$, n は密度, τ は閉じ込め時間)。トカマク装置においてイオン温度 $2 \times 10^8 K$ のプラズマを $n\tau \sim 3 \times 10^{19} m^{-3} \cdot s$ 閉じ込める実験結果がすでに得られており、大型装置で研究が進められている。ローソン条件の科学的実証は 1980 年代に実現すると予想されている。

核融合については次のように評価される。(1) 核融合炉が核暴走することは原理的に考えられず、高速増殖炉より安全である。(2) プロトニウムなど、核拡散の危険はない。(3) 放射能による汚染は核分裂炉よりはるかに少ない。(4) D-T 炉のエネルギー資源はリチウム資源によって制約を受けるが、ウランやトリウムの資源よりかなり多く、しかも偏在していない。(5) D-T 炉は高速増殖炉よりコスト高であろう。

核融合の開発研究はいくつかの段階をふんでいく必要がある。第一はローソン条件を満たすプラズマを実現させる科学的実証、第二は炉壁材料、超電導コイル、三重水素取扱などの技術的問題の克服可能なことを示す工学的実証、第三は経済的に採算がとれるかどうかの経済的実証である。多くの難関が控えており順調に研究が進んでも核融合炉が実用化されるのは 2010 年以降と推測される。

核融合装置 [英 nuclear fusion device, 独 Kernfusionsapparat, 仏 appareil fusion nucléaire, 露 термоядерная установка] ⇔ 核融合炉

核融合ハイブリッド炉 [英 fusion-fission hybrid reactor, 独 Fusion-Spaltungs hybrid Reaktor, 仏 réacteur hybride fusion-fission, 露 гибридный реактор синтез-деления] U あるいは Th を装荷した核融合炉ブランケットにおいて、プラズマ内の核融合反応で発生した中性子を利用して核分裂反応エネルギーあるいは核分裂性物質の生産を行う炉型式。核融合・核分裂混成炉ともよばれる。生産される核分裂性物質は、親物質の ^{238}U あるいは ^{232}Th の中性子吸収反応によって生成される ^{239}Pu あるいは ^{233}U であり、核分裂炉の燃料として利用することを考えている。親物質は高エネルギー中性子によって核分裂反応を起すので、D-T 反応で発生する中性子を利用する場合は親物質のみを核融合炉ブランケットに装荷しても、ブランケット内の熱出力を核融合反応出力の数倍以上にすることが可能である。一方、中性子による核変換を利用して、核分裂炉

の放射性生成物の消滅あるいは合成燃料の生産を核融合炉ブランケットで行う炉型式もハイブリッド炉と称することがある。

D-T 反応では 17.6 MeV のエネルギーと 1 個の中性子 (14.1 MeV) が発生し、一方、核分裂反応では約 200 MeV のエネルギーと 2~3 個の中性子 (平均エネルギーは約 2 MeV) が発生する。したがって単位出力当りの中性子数は核融合炉のほうが豊富であり、反応当りの放出エネルギー (いい換えれば中性子によるエネルギー生産の潜在能力) は核分裂炉のほうが大きい。ハイブリッド炉はこの両特質を有効に生かそうとする炉型式である。この炉概念は古く核融合炉の概念とほぼ同時に生れている。プラズマのエネルギー閉じ込め性能が悪く外部から絶えず多量のエネルギー注入を必要とする場合でも、ハイブリッド化によって経済上のエネルギー収支が十分得られると考えられている。

核融合反応 [英 fusion reaction, 独 Fusionsreaktion, 仏 réaction de fusion, 露 реакция синтеза] 核反応の一種で軽い原子核どうしが反応してより重い原子核をつくる現象。反応の前後の原子核の質量の差がエネルギーとして放出される。この反応は太陽などの恒星のエネルギー源となっていると考えられているが、水素爆弾はその放出エネルギーを爆発力として利用するものである。原子核どうしの反応であるので、クーロン反発力に打ち勝つためには反応粒子の運動エネルギーを相当に大きくしなければならぬ。核融合反応を連鎖的に維持するには反応粒子の集団を高温に保つ必要がある。最も起こりやすい D-T 反応 ($D + T \rightarrow n + \alpha + 17.6 \text{ MeV}$) の場合でも、所要温度は 10 keV ($\sim 10^8 \text{ K}$) 程度になる。この反応の放出エネルギーを動力として利用するためには (⇒核融合炉)、この高エネルギー粒子の集団を一定空間内に保持して、反応を人為的に制御しながら持続させなければならない。このような高温では原子は完全に電離しており、正イオンと電子が電気的中性を保ちながら無秩序な運動をしている。この状態をプラズマと称している。したがって核融合炉は、完全電離超高温プラズマの閉じ込めの実現によって成立するといえる。

核融合ブランケット [英 nuclear fusion blanket, 独 Kernfusionsblanket, 仏 enveloppe fusion nucléaire, 露 blanket] ⇒ 核融合炉

核融合炉 [英 fusion reactor, 独 Fusionsreaktor, 仏 réacteur à fusion, 露 термоядерный реактор] 核融合反応を制御しながら持続させ、反応による放出エネルギーを取出す装置。核融合装置ともいう。反応を持続させるためには、なんらかの方法で反応粒子の集団である超高温プラズマを一定空間内に閉じ込めなければならない。その閉じ込めの原理によって、核融合炉は磁場閉じ込め方式と慣性閉じ込め方式に大別される。プラズマ閉じ込めの物理的研究は、これまで多数のプラズマ実験装置によって行われているが、なかでも磁場閉じ込め方式のひとつであるトカマク方式が現在最も成果をあげている。最も反応が起きやすい D-T 反応 ($D + T \rightarrow n + \alpha + 17.6 \text{ MeV}$) を利用する核融合炉が現在最有力候補となっている。この D-T 反応で発生した α 粒子のエネルギー (3.5 MeV) はプラズマを加熱し高温に維持するために利用することができる。中性子のエネルギー (14.1 MeV) は、プラズマ周辺に設置された核融合ブランケット内で熱エネルギーに変換される。磁場閉じ込め方式の中の開放端式の核融合炉では、プラズマから流出する荷電粒子のエネルギーを直接電気に変換することも考

えられている。

D-T 反応の核融合炉の場合、燃料の T は天然に存在しない放射性元素 (半減期は約 12 年で β 崩壊) であるので、ブランケットに Li を含む物質を荷筒し中性子との核反応を利用して T を生産する (${}^6\text{Li} + n \rightarrow \alpha + T + 4.8 \text{ MeV}$; ${}^7\text{Li} + n \rightarrow \alpha + T + n - 2.5 \text{ MeV}$; ${}^6\text{Li}$ と ${}^7\text{Li}$ の自然存在比は 7.4 % と 92.6 %)。一方、中性子は材料の照射損傷と放射化の問題を生じる。D-D 反応の場合は D-T 反応に比べて反応率は 1~2 けた低い、発生する中性子のエネルギーは比較的低く (2.5 MeV) 材料損傷の問題は軽減され、さらに T の生産も不要であるので将来 D-T 炉に次ぐ方式として考えられている。そのほか、実現はより困難と考えられているが、荷電粒子のみを生成する核融合反応 ($D\text{-}{}^3\text{He}$, $p\text{-}{}^11\text{B}$ 反応など) を利用した核融合炉の構想もある。

核融合炉壁材料 [英 wall material of fusion reactor, 独 Wandmaterial eines Fusionsreaktors, 仏 matière pour mur de réacteur fusion nucléaire, 露 материал первой стенки термоядерного реактора] プラズマ周辺に設置される構造体の壁材料であり、通常ブランケットのプラズマに面した材料をさし、第一壁材料ともいう。プラズマからの熱負荷が厳しい場合は、プラズマとブランケットの間に、第一壁の役割をする防護壁あるいは冷却パネルを別に設置する場合がある。第一壁はプラズマのエネルギーを放射し粒子によって受け、さらに D-T、D-D 反応炉の場合は中性子の照射も受ける。特に D-T 炉の場合は中性子エネルギー (14.1 MeV) が高いので、その照射損傷は材料の寿命にとって厳しい。第一壁材料の熱負荷と照射損傷の尺度は、中性子のエネルギー束を表す中性子壁負荷 (MW/m^2) で与えられ、核融合炉の設計上の重要なパラメータである。D-T 炉の場合、 $1 \text{ MW}/\text{m}^2$ の壁負荷は 14.1 MeV 換算で $4.43 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ の中性子負荷に相当し、通常、数 MW/m^2 以下で設計される。磁場閉じ込め方式の炉では、電磁力にも耐えうようにしなければならない。さらに、プラズマ粒子が壁材料に衝突するとその構成原子をはき出して (スパッタリング)、材料損耗 (エロージョン) を起すとともにプラズマへの不純物の発生源ともなる。炉壁材料はこのように厳しい条件下で使用されるので、核融合炉実現のための重要な研究開発課題となっている。

確率 [英 probability, 独 Wahrscheinlichkeit, 仏 probabilité, 露 вероятность] ⇒ 確率論

確率解釈 [英 probabilistic interpretation, 仏 interprétation probabiliste, 露 вероятностная трактовка] 古典量子論の核心であったボーアの量子条件に内容的な説明を与えながら、その由来を明らかにしたのが L. de Broglie の物質波仮説であった。de Broglie の仮説は古典的な粒子像で考えられてきた電子に波動性を要求するものである (後年実験的にも検証された)。一方、すでに波動性が明らかであった光にも粒子性のあることが確認された。このため、電子や光子などのミクロ粒子が粒子と波動の二重性をもつことになり、その二重性を直接の基盤として E. Schrödinger の波動力学が形成されていった。波動力学は「波動性」に重点をおいて (特に空間的な波動という観点に立って) ミクロ粒子の行動を追いかしようとする学問であるが、当初、その波動が何を表すのか、その波動関数にどのような物理的意味づけを与えたらよいか、明瞭ではなかった。粒子と波動の二重性そのものが波動関数の物理的解釈を困難にしていたのである。もちろん、その二重性を古典的な

粒子像と波動像で理解することはできない。確かめられた実験事実は、エネルギーと運動量を運ぶ分割不可能なものという意味での「粒子性」と、回折・干渉現象を起すものという意味での「波動性」をミクロ粒子がもっているという事実だけであって、決して古典的描像を要求していたわけではない。とはいえ、空間的に広がっていくはずの「波動」と局在して発見されるはずの「粒子」との統合は難しい。たとえば、波動関数(の絶対値二乗)を直接質量や電荷などの物理量の分布に結びつける解釈をとれば、「波動性」は粒子自身が空間の中を際限なく広がっていくという結果を与える。さらに、ある点で粒子を見つけたとすれば、「粒子性」は広がっていた粒子が瞬時に収縮することを要求する。したがって、この解釈は無理があって、成立しない。粒子と波動の二重性と矛盾しない合理的な説明は、M. Born によって始められた確率解釈であり、次のような内容をもつ。すなわち、ミクロ粒子の運動状態が波動関数 $\psi(x, y, z, t)$ によって表されていたとすれば、「時刻 t のとき、粒子が空間点 (x, y, z) のまわりの体積 $dx dy dz$ をもつ微小領域中に位置していることこの確率は $|\psi(x, y, z, t)|^2 dx dy dz$ に比例する」、および「時刻 t のとき、粒子が運動量空間の点 (p_x, p_y, p_z) のまわりの体積 $dp_x dp_y dp_z$ をもつ微小領域中の運動量をもつて見いだされることの確率は $|\phi(p_x, p_y, p_z, t)|^2 dp_x dp_y dp_z$ に比例する」という解釈である。ただし

$$\phi(p_x, p_y, p_z, t) = \frac{1}{\sqrt{(2\pi\hbar)^3}} \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{-i(p_x x + p_y y + p_z z)/\hbar} \psi(x, y, z, t) dx dy dz$$

このような意味をもつ波動関数を確率振幅という。確率解釈は波動関数に確率振幅という意味づけを与えることによって、「粒子性」と「波動性」をみごとに統合し、波動力学が合理的な理論体系として発展する基礎をつくった。

N. Bohr を中心とするコペンハーゲン学派は、確率解釈をもとにして理論体系を進展させ、波動力学と行列力学を統合して一般的な量子力学を建設した(⇒量子力学)。それが現在の正統的な量子力学であり、しばしば、コペンハーゲン解釈とよばれている。コペンハーゲン解釈に基づく量子力学は原子・分子、固体物理、原子核・素粒子など物理学の各方面に適用して大きな成果を収めており、(理論的)言が実験と矛盾しないという意味では今のところ完全に正しい理論である。しかしながら、基礎法則の中に確率を待込んだという点で疑問をもつ物理学者もいる。特に、A. Einstein はいくつかのパラドックスを提示して量子力学を批判し、Bohr との間に激しい論争を起した(⇒アインシュタイン-ポドルスキー-ローゼンのパラドックス)。観測の理論の中心問題も確率解釈と深く結びついている。

確率過程 [英 stochastic process, 独 stochastischer Prozess, 仏 processus stochastique, 露 стохастический процесс] 無限に続く一直線の上を動く粒子を考え、時刻 t でのその位置を、直線上にとった座標 x で表す。粒子は $t_i = idt$ ($i=1, 2, \dots$) という時刻に距離 Δx だけ右または左に突然移るが、その移り方は規則的でなく、右へ移る確率 p_i と左へ移る確率 q_i ($=1-p_i$) が与えられているだけとする(酔歩の最も簡単なモデル)。 i 番目の変位を ΔX_i と書くと、これは確率 p_i で Δx 、確率 q_i で $-\Delta x$ という値をとる確率変数で、 ΔX_i ($i=1, 2, \dots$) は確率変数列 $\{\Delta X_i\}$ を

つくる。 n 歩歩いたあとの粒子の全変位 $X_n = \sum_{i=1}^n \Delta X_i$ もまた確率変数で、数列 X_n ($n=1, 2, \dots$) はやはり 1 つの確率変数列 $\{X_n\}$ をつくる。 $\{\Delta X_i\}$ や $\{X_n\}$ のような確率変数の列を離散的な確率過程といい、その実現値の列 $\{\Delta x_i\}$ または $\{x_i\}$ をその見本過程という。

上の場合、 ΔX_i の確率分布は、 $j < i$ に対して ΔX_j がとった値すなわち確率過程 $\{\Delta X_j\}$ の過去の履歴に全くよらない。しかし確率変数 X_n の確率分布は、 X_{n-1} がどのような値をとったかによって違ってくる。なぜなら、 X_{n-1} のとる値 x は $n-1$ 番目の変位の起ったあとに粒子が来ている場所であり、次の変位の際に粒子がどこへどのような確率で移るかは、この場所が違えば違うからである。ただし、それ以前にどんな経路をたどって粒子が x へやって来たか、すなわち $m < n-1$ に対して X_m がどんな値をとったかにはよらない。

一般に、ある離散的な確率過程 $\{Y_n\}$ があって、 Y_n の確率分布が n の値と Y_{n-1} のとった値とだけから決り、それより過去のその過程の履歴によらないとき、 $\{Y_n\}$ はマルコフ過程あるいはマルコフ鎖であるという。酔歩の場合、 $\{X_n\}$ はマルコフ鎖をつくるのである。一般の離散的な確率過程 $\{Y_n\}$ は、いうまでもなく必ずしもマルコフ鎖ではなく、 Y_n の確率分布はそれ以前の過程の履歴すなわち Y_m ($m < n-1$) のとった値に依存する。

酔歩の場合には、 $X_n = x$ である確率 $W(x, n)$ は、差分方程式

$$W(x, n) = p_{n-1} W(x - \Delta x, n-1) + q_{n-1} W(x + \Delta x, n-1) \quad (1)$$

に従う。

いま Δx と dt がともに 0 に近づいた極限を考える。この極限では粒子は時間的にも場所的にも連続的に動くようになり、粒子の運動は連続パラメーターをもつ確率変数 $X(t)$ によって記述されることになる。このような確率過程を連続的な確率過程といい、その実現値のつくる関数 $x(t)$ をその見本過程という(酔歩の場合 $x(t)$ は連続関数だが、一般には必ずしもそうではない。たとえばポアソン過程)。

酔歩の場合には、 $t > t_0$ に対する $X(t)$ の確率分布 $W(x, t)$ は、 t の値と $X(t_0)$ のとった値のみによって決まり、 $t < t_0$ での $X(t)$ の履歴によらない。離散の場合と同じく、一般にある連続的な確率過程 $Y(t)$ があって、 $t > t_0$ でのその確率分布 $W(y, t)$ が t の値と $Y(t_0)$ のとった値だけに依存し、それ以前の $Y(t)$ の履歴によらないとき、 $Y(t)$ はマルコフ過程であるという。

酔歩のモデルで $dt, \Delta x$ を 0 に近づけると、その近づけ方には制限がある。すなわち、たとえば $p_i \equiv p, q_i \equiv q$ の場合について $X(t)$ の期待値と分散を計算してみると

$$\langle X(t) \rangle = (p-q)\Delta x / dt, \quad \sigma(t) \equiv \langle \{X(t) - \langle X(t) \rangle\}^2 \rangle = 4pqdt(\Delta x)^2 / dt \quad (2)$$

となるから、極限移行は $(\Delta x)^2 / dt$ と $(p-q) / \Delta x$ とに有限値を保たせながら行わなくてはならない。これらの有限値をそれぞれ $2D$ および c/D とすると

$$\langle X(t) \rangle = 2ct, \quad \sigma(t) = 2Dt \quad (3)$$

となり、差分方程式(1)は極限で偏微分方程式

$$\frac{\partial W(x, t)}{\partial t} = -2c \frac{\partial W(x, t)}{\partial x} + D \frac{\partial^2 W(x, t)}{\partial x^2} \quad (4)$$

へ移行する。この形の方方程式は通常フォッカー-プランク

方程式とよばれる。\$c=0\$のときはこれはよく知られた拡散方程式となる。式(3)は粒子の平均速度が\$2c\$、その分布の広がっていく速さが\$2D\$で与えられることを示している。このことから、\$c\$はドリフト速度、\$D\$は拡散係数とよばれる。

確率 \$p, q\$ が場所による場合を考えることもできる。たとえば \$p_j = 1 - j/a, q_j = j/a\$、すなわち粒子を \$a/2\$ という場所へ向かって引っ張る吸引力が働いている場合を考え、そのうえで上記のような極限移行を行うと、\$W(x, t)\$ の従う方程式は

$$\frac{\partial W(x, t)}{\partial t} = \beta \frac{\partial}{\partial x} \{xW(x, t)\} + D \frac{\partial^2}{\partial x^2} W(x, t) \quad (5)$$

となる。ただし \$4D/a = \beta\$ と置いた。これによって記述される連続的な確率過程をオルンシュタイン-ウーレンベック過程という。これはマルコフ過程である。式(5)もフォッカー-プランク方程式の一側である。

確率分布 \$W(x, t)\$ でなく、\$X(t)\$ それ自身に対する方程式を立てることもできる。たとえばはじめに考えた酔歩の場合には、漂速 \$c\$ が \$0\$ のとき

$$(X_{i+1} - X_i)/\Delta t = \Delta X_i/\Delta t \quad (6)$$

であるが、\$\Delta t \rightarrow 0, \Delta x \rightarrow 0\$ の極限では \$\Delta X_i/\Delta t\$ のとりうる値 \$\pm \Delta x/\Delta t\$ (の絶対値) は無限大になるので、右辺は瞬間瞬間全くでたらめに正と負の値をとる \$\delta\$ 関数の列となる。この関数を \$P(t)\$ と書くと、式(6)は

$$\frac{dX}{dt} = P(t) \quad (7)$$

となる。漂速が \$0\$ でないときは同様にして

$$\frac{dX}{dt} = 2c + P(t) \quad (8)$$

が、また漂速 \$0\$ で吸引力のある場合には

$$\frac{dX}{dt} + \beta X = P(t) \quad (9)$$

が得られる。\$P(t)\$ は確率過程であるから、式(7), (8), (9)はいずれも、確率的な要素が方程式の右辺に集中しているという特徴をもつ。このような方程式をランジュバン方程式という。\$P(t)\$ の相関関数は

$$\langle P(t)P(t+\tau) \rangle = 2D\delta(\tau) \quad (10)$$

である。このような相関関数をもつ確率過程を強さ \$D\$ の白色雑音とよぶ。ウィーナー過程は白色雑音の積分過程に相当する。

上に出てきたオルンシュタイン-ウーレンベック過程の変数 \$X(t)\$ を粒子の位置でなくて速度と考えて \$U(t)\$ と書き、\$\beta = \zeta/m, P(t) = F(t)/m\$ と置くと、式(9)は

$$m \frac{dU}{dt} + \zeta U = F(t) \quad (11)$$

となるが、\$m\$ を粒子の質量と解釈すると \$\zeta\$ は摩擦力、\$F(t)\$ は力となって、式(11)はブラウン運動をしている粒子に対するランジュバン方程式と考えられる。さらに粒子にばね定数 \$K\$ の調和力が働いているとすれば、調和振動子に対するランジュバン方程式

$$\frac{d^2 X}{dt^2} + \beta \frac{dX}{dt} + \omega_0^2 X = F(t) \quad (12)$$

が得られる。ただし \$\omega_0 = (K/m)^{1/2}\$ は調和振動子の固有振動数である。

確率過程 \$Y_i\$ または \$Y(t)\$ は、それぞれベクトル量 \$Y_i\$ または \$Y(t)\$ であってもよい(多次元の確率過程)。たとえば二次元の行列とベクトル

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -\omega_0^2 & -\beta \end{pmatrix}, X = \begin{pmatrix} X^1 \\ X^2 \end{pmatrix}, P(t) = \begin{pmatrix} 0 \\ P(t) \end{pmatrix} \quad (13)$$

を導入すると、式(12)は

$$\frac{dX}{dt} = AX + P(t) \quad (14)$$

の形に書ける。つまり調和振動子のブラウン運動は二次元のオルンシュタイン-ウーレンベック過程、したがって1つのマルコフ過程として記述されるのである。

確率過程量子化 [英 stochastic quantization] 量子化の方法としては、正準量子化(⇔量子化)と経路積分量子化(⇔ファインマンの経路積分)があったが、1981年に新しく G. Parisi と Y. S. Wu によって確率過程量子化が提案され、場の量子論などで広く利用されるようになった。同名の方法に E. Nelson のもの(⇔ネルソンの確率過程的解釈)があるが、別物である。パリジ-ウーの確率過程量子化は、現実の時空変数のほかに新しく導入した仮想的な時間についての確率過程を設定し、その過程の長時間極限として量子力学または場の量子論(正確にはユークリッドの場の量子論)を定式化する。基本的発想は次のとおりである。作用汎関数 \$S[\phi]\$ をもつ場の量 \$\phi\$ が四次元ユークリッド時空変数 \$x\$ のほかに仮想的時間 \$t\$ にも依存するとし、ランジュバン方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \phi(x, t) = -\frac{\delta S}{\delta \phi} \Big|_{\phi=\phi(x, t)} + \eta(x, t) \quad (1)$$

が支配するウィーナー型の確率過程を設定する。\$\eta\$ はガウス型白色雑音源であり、統計的性質 \$\langle \eta(x, t) \rangle = 0, \langle \eta(x, t) \eta(x', t') \rangle = 2\beta^{-1} \delta^4(x-x') \delta(t-t')\$ をもつ。\$\langle \dots \rangle\$ は集団平均、\$\beta\$ は拡散定数に相当する温度パラメーターだが、場の量子論を与えるためには自然単位で \$\beta=1\$ とおく必要がある。以下では \$\beta=1\$ とおく。この確率過程は場の確率分布汎関数 \$P[\phi, t]\$ に対するフォッカー-プランクの方程式

$$\frac{\partial P[\phi, t]}{\partial t} = \int d^4 x \phi \frac{\delta}{\delta \phi(x)} \left[\frac{\delta}{\delta \phi(x)} + \frac{\delta S}{\delta \phi(x)} \right] P[\phi, t] \quad (2)$$

を与えるので、長時間極限で熱平衡分布 \$P_{eq}[\phi] \propto \exp(-S[\phi])\$ をもつ。ゆえに、式(1)を解いて相関関数を求めれば

$$\langle \phi(x, t) \phi(x', t') \rangle_{t=t'} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \int d\phi \phi(x) \phi(x') P_{eq}[\phi] \quad (3)$$

となるが、右辺はまさに通常のユークリッドの場の量子論の伝播関数(経路積分表示)にほかならない。これが確率過程量子化である。

この量子化法は、ランジュバン方程式(1)に基づく場の量子論の新しい数値解法を与え、と同時に、非可換ゲージ場に適用したとき、従来の量子化にはなかった次の理論的利点をもつ：(a) ラグランジアンにゲージ固定項を導入しないで任意のゲージの伝播関数が得られること、(b) ゴースト場を導入しなくてもファデー-エフ-ポボフ-ゴースト効果が得られること。(a) と (b) は摂動計算によって確かめられた。また、確率過程量子化はランジュバン方程式から出発するため、原理的には、ハミルトニアンもラグランジアンも不要であり、運動方程式または場の方程式だけあればよい。したがって、この方法は量子力学または場の量子論の理論枠を拡大する可能性、たとえば、従来不可能視されていた非ローノーム拘束条件がある場合の量子化を与える可能性をもつ。しかし、理論体系としての確立は今後の発展にまっとうが多い。

確率行列 [英 stochastic matrix, 独 stochastische Ma-

trix, 仏 matrice stochastique, 露 стохастическая матрица] マルコフ鎖 $\{Y_i\}$ のおのおの変数のとりうる値の組を $\{e_j\}$ とするとき, このマルコフ過程は, Y_i が e_j という値をとったという条件の下で Y_{i+1} が e_k という値をとる条件付確率 $p_{jk}(i)$ で記述される. あるいはもっと一般に, それは, Y_i が値 e_j をとったときに Y_{i+m} が値 e_r をとる条件付確率 $p_{jr}^{(m)}(i)$ で記述される. $p_{jr}^{(m)}(i)$ を j から r への m 次の遷移確率とよぶと, $p_{jk}(i)$ は一次の遷移確率にほかならない. 一定次数の遷移確率 $p_{jr}^{(m)}(i)$ は 1 つの行列 $P^{(m)}(i)$ をつくる. これを m 次の遷移行列または確率行列という. マルコフ性から明らかに

$$P^{(m)}(i) = P^{(1)}(i)P^{(1)}(i+1) \cdots P^{(1)}(i+m-1)$$

である. もし $P^{(1)}(i)$ が i によらないならば, $P^{(m)}(i)$ もまた i によらず

$$P^{(m)}(i) = P^{(m)} = \{P^{(1)}(i)\}^m = (P^{(1)})^m$$

である. この性質を利用して, マルコフ鎖に関する種々の計算をすることができ. $P^{(m)}(i)$ の行列要素は確率であるから, そのおのおのの行の和はいずれも 1 となる. 確率的意味とは関係なく, 各行の和が 1 となる行列を確率行列とよぶことがある.

確率誤差 [英 probable error, 独 wahrscheinlicher Fehler, 仏 erreur probable, 露 вероятностная погрешность] \Rightarrow 精度

確率事象 [英 probability event, 独 Wahrscheinlichkeitsereignis, 仏 événement probabilisé, 露 вероятностное событие] \Rightarrow 確率論

確率収束 [英 convergence in improbability, 仏 convergence stochastique, 露 сходимость по вероятности] \Rightarrow 確率論

確率振幅 [英 probability amplitude, 独 Wahrscheinlichkeitsamplitude, 仏 amplitude de probabilité, 露 амплитуда вероятности] 量子力学で用いられる関数で, その絶対値の二乗が, 物理量がある特定の値をとる確率を与える. 物理量を表す自己共役演算子 A の固有値を a , a に属する規格化された固有ベクトルを Ψ_a とする. 状態ベクトル Ψ を A の固有ベクトルからなる完全直交系で展開したときの Ψ_a の係数 $\langle \Psi_a, \Psi \rangle$ を観測値 a の得られる確率振幅という. a が離散的固有値ならば $|\langle \Psi_a, \Psi \rangle|^2$ は物理量 A の観測値が a である確率を表し, a が連続固有値ならば確率密度を表す.

確率制御システム [英 stochastic control system, 独 stochastisches Kontrollsystem, 露 система стохастического управления] 自動制御において, 制御系に加わる目標入力や外乱雑音は, 通常, 不規則に変動する確率過程とみなして, したがって, 実際の制御系を解析し設計する場合, 入出力信号を確率過程として扱い, 統計的な性能評価値を向上させる必要がある. この点に注目してモデル化された制御系モデルを, 確率制御システムという. 確率制御システムにおける主要な問題は, (1) 不規則な雑音の存在する環境下で観測されたシステムの出力信号から, システムの状態変数を推定する, 推定問題, (2) 不規則な入力信号がシステムに与えられているとき, その入力信号と雑音下で観察された出力信号から, システムの動特性や内部構造を推定する, 同定問題, (3) システムの動特性が確率的に変化するとき, 制御系のパラメーターや制御入力を設計する, 適応制御問題, に分類することができよう. 確率的制御問題において, 問題を簡単化するため, システムを線形

とし, 不規則信号をガウス過程, 評価規範を二次形式としたものを, LQG (linear quadratic Gaussian) 問題という.

確率積分 [英 stochastic integral, 独 stochastisches Integral, 仏 intégrale stochastique, 露 стохастический интеграл] 1. Newton 以来の微積分の概念は, リーマン積分, ルベグ積分と発展したが, これらは被積分関数の領域を広げる方向のものである. それに対して, 変数を広げる方向のものとして, 一つには, 複素積分, 多重積分などがあるが, さらに, 1944 年には伊藤清により, 確率変数に関する積分(伊藤の積分)の概念が導入された. ウィーナー過程 $W(t)$ の関数 $f(W(t))$ に対して, 伊藤の積分 (I) $\int_a^b f(W(t))dW(t)$ は次のように定義される: まず, 時間領域を $a=t_0 < t_1 < t_2 < \cdots < t_k < \cdots < t_n=b$ のように分割し, $W_k \equiv W(t_k)$, $\Delta_n = \max\{t_k - t_{k-1}\}$ として

$$(I) \int_a^b f(W(t))dW(t) = \lim_{\Delta_n \rightarrow 0} \sum_{k=0}^{n-1} f(W_k)(W_{k+1} - W_k)$$

$f(x)$ に対しては, 一回連続微分可能 (C^1 クラス) よりも弱い適当な条件の下に, 上の極限は確率収束することが示されている. 1966 年に R. Stratonovich は, 上の区分和の表式で $f(W_k)$ の代りに $f((W_k + W_{k+1})/2)$ を用いて, 彼の積分 (S) $\int_a^b f(W(t))dW(t)$ を定義した. この積分は伊藤の積分とは一般に異なり両者の間には次の関係が成立する.

$$(S) \int_a^b f(W(t))dW(t) = (I) \int_a^b f(W(t))dW(t) + \epsilon \int_a^b \frac{df(W(t))}{dW(t)} dt$$

ただし, $\langle W(t)W(t') \rangle = 2\epsilon \min(t, t')$ によって, ϵ を定義した. これは, 2 つの積分の間の変換を行うのに役立つ公式である.

また, $\int_a^b g(W(t))dt$ も同様に区積分で定義されるが, 今度 $g(W_k), g(W_{k+1}), g_{\text{sym}}(W_k, W_{k+1})$ のどれを用いても一意的に同一積分を与える. それは, $(\Delta W)^2 \propto \Delta t$ であり, 上の違いは $(\Delta W)^3$ のオーダーになり, これは和をとっても 0 に確率収束するからである.

確率の流れ [英 probability current density, 独 Wahrscheinlichkeitsstromdichte, 仏 courant de densité de probabilité, 露 плотность тока вероятности] 量子力学で, 粒子の存在確率密度の空間的な流れを表すベクトル量という. 波動関数を位置座標 x と時間 t の関数として $\psi(x, t)$ と表す. ボテンシャルが実数ならばシュレーディンガー方程式からつぎの関係式を得る. $(\partial/\partial t)|\psi(x, t)|^2 + \text{div}(\hbar/2mi)(\psi^* \text{grad} \psi - \psi \text{grad} \psi^*) = 0$. ここで \hbar は [プランク定数]/ 2π , m は粒子の質量, ψ^* は ψ の複素共役である. ψ が規格化されていると, $|\psi(x, t)|^2$ は存在確率密度となり, 上の連続の方程式は確率の保存則を表しているので, ベクトル量 $(\hbar/2mi)(\psi^* \text{grad} \psi - \psi \text{grad} \psi^*)$ が上記の確率の流れとなる (\Rightarrow 確率の保存).

確率の保存 [英 conservation of probability, 独 Erhaltung der Wahrscheinlichkeit, 仏 conservation de probabilité, 露 сохранение вероятности] 量子力学で, ある粒子を全空間のどこかに見いだす確率が, 時間によらず一定になるという性質をこのようにいう. 粒子の波動関数を位置座標 x と時間 t の関数として $\psi(x, t)$ で表すと $P = |\psi(x,$

$t)^2$ は, その粒子が場所 x に存在する確率密度に比例する. ポテンシャルが実数値関数ならば, シュレーディンガー方程式より, 上の確率密度に対する連続の方程式 ($\partial P/\partial t + \text{div } S = 0$) を導くことができる. ここで S は確率の流れを表す. この式の両辺を全空間で積分すると, 上記の意味の確率の保存, $(d/dt) \int |\psi(x, t)|^2 dV = 0$ を得る (一定値 $\int |\psi(x, t)|^2 dV$ が 1 になるように波動関数を規格化すれば, P は確率密度そのものになる). 散乱理論では, 確率の保存を散乱行列 (S 行列) のユニタリー性という形で表すこともある.

確率微分 [英 stochastic differentiation, 独 stochastische Differentiation, 仏 différentiation stochastique, 露 стохастическое дифференцирование] 確率積分の逆演算として確率微分が定義される. しかし, 微小量 dW と dt の比は, $dt \rightarrow 0$ の極限でいつも $\pm\infty$ になり, 普通の関数の意味では存在しないので, $dW(t)/dt$ という表現を避けるため, 積分形

$$X(t) = X(t_0) + \int_{t_0}^t f(X(s), s) ds + \int_{t_0}^t g(X(s), s) dW(s)$$

に対応して, 微分形は

$$dX(t) = f(X(t), t) dt + g(X(t), t) dW(t)$$

と表現される. この際, 確率積分が伊藤型であるか, ストラトノビッチ型であるかに応じて, $g(X(t), t) dW(t)$ のところも区別しなければならない. 数学では, 伊藤型のとき上のように書き, ストラトノビッチ型のときには $g(X(t), t) \circ dW(t)$ と書く. しかし物理では, 確率過程を現実的な相関のあるいわば滑らかなノイズの極限としてとらえるので, 対称化された積分と解釈して使うことが多い. しかも, $\eta(t) \equiv dW(t)/dt$ という超関数的な確率変数を形式的に導入し, $\langle \eta(t) \eta(t') \rangle = 2\delta(t-t')$ の条件の下に

$$\frac{dX(t)}{dt} = f(X(t), t) + g(X(t), t) \eta(t)$$

と書くことが多い. これは通常, ランジュバン方程式とよばれる. いずれにしても, 上の $X(t)$ に関する微分形の方程式が確率微分方程式であり, 積分形のものが確率積分方程式である. 確率積分に対する公式に対応して

$$f(W(t)) \circ dW(t) = f(W(t)) dW(t) + \varepsilon \frac{\partial f(W(t))}{\partial W(t)} dt$$

という公式が成立する. これは伊藤型とストラトノビッチ型の微分方程式の間の変換に利用される.

最後に, 伊藤の公式を一変数の場合に書いておく. 確率過程 $X(t)$ から $Y(t)$ への変換式 $Y(t) = u(X(t), t)$ に対して, 微分 $dY(t)$ は

$$dY(t) = \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial X} f(X(t), t) + \varepsilon \frac{\partial^2 u}{\partial X^2} g^2(W(t), t) \right\} dt + \frac{\partial u}{\partial X} g(W(t), t) dW(t)$$

と書ける. ただし, $X(t)$ は $dX(t) = f(X(t), t) dt + g(X(t), t) dW(t)$ の解である. 多変数の場合にも同様に拡張できる.

確率微分方程式 [英 stochastic differential equation, 独 stochastische Differentialgleichung, 仏 équation différentielle stochastique, 露 стохастическое дифференциальное уравнение] \Rightarrow 確率微分

確率分布 [英 probability distribution, 独 Wahrscheinlichkeitsverteilung, 仏 répartition de probabilité, 露 распределение вероятности] まず直観的に述べれば, 確率

変数 X のとる値 x が領域 D に含まれる確率を, D の関数として表したものを, $F_X(D)$ と書いたとき

$$F_X(D) = \int_D f(x) dx$$

と表されるならば, $f(x)$ を確率密度という. X がとりうる x の値の全領域を \mathcal{Q} とすると

$$F_X(\mathcal{Q}) = 1 = \int_{\mathcal{Q}} f(x) dx$$

である. 変数 X の成分が 2 つ以上であるときは, 確率分布関数は 2 つ以上の変数に関する分布関数であるとも考えられる. このときそれを同時確率分布関数とよぶことがある. 変数 X の特定の成分, たとえば X_1, X_2, X_3 がある特定の値 x_1, x_2, x_3 をとったという条件の下で, 他の成分がある領域 D に含まれる確率を条件付確率といい, それを D の関数として表したものを条件付確率分布関数という.

厳密に述べれば以下の様になる. k 次元ユークリッド空間 R^k のボレル集合族を \mathcal{B}^k とするとき, 可測空間 (R^k, \mathcal{B}^k) 上の確率測度を k 次元分布という (\Rightarrow 確率論).

(1) 一次元分布: 一次元分布 Φ に対して, $F(x) = \Phi((-\infty, x])$ で定まる R 上の関数 F を Φ の分布関数という. 分布関数は次の性質をもつ: (i) $x \leq x'$ ならば $F(x) \leq F(x')$, (ii) $\lim_{y \rightarrow x+0} F(y) = F(x)$, (iii) $\lim_{x \rightarrow -\infty} F(x) = 0$, $\lim_{x \rightarrow \infty} F(x) = 1$. 逆に, この 3 つの性質をもつ R 上の関数 F に対して, ただ 1 つの一次元分布 Φ が存在して F は Φ の分布関数になる. $\Phi(\{a\}) > 0$ のとき, a を Φ の不連続点という. 不連続点の集合 D はたかだか可算である. $D = \emptyset$ のとき, Φ を連続分布といい, $\Phi(D) = 1$ のとき離散分布という. 一般に分布 Φ は離散分布 Φ_1 , ルベーク測度に関して絶対連続な分布 Φ_2 , 特異な連続分布 Φ_3 の凸結合として一意に表わされる (ルベークの分解定理): $\Phi = a_1 \Phi_1 + a_2 \Phi_2 + a_3 \Phi_3$ ($a_1, a_2, a_3 \geq 0$, $a_1 + a_2 + a_3 = 1$). 絶対連続分布 Φ に対しては $\Phi(A) = \int_A f(x) dx$ ($A \in \mathcal{B}^1$) となる可測関数 $f(x) \geq 0$ ($-\infty < x < \infty$) がほとんどいたるところ一意に定まるが, この f を Φ の確率密度関数という.

一次元分布 Φ_1, Φ_2 に対して, $\Phi(E) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi_E(x+y) d\Phi_1(x) d\Phi_2(y)$ ($E \in \mathcal{B}^1$) で定まる一次元分布を Φ_1 と Φ_2 のたたみこみまたは重畳(convolution)といい $\Phi_1 * \Phi_2$ で表す. ここで χ_E は E の定義関数, すなわち $\chi_E(x) = 1$ ($x \in E$), $\chi_E(x) = 0$ ($x \notin E$). 互いに独立な確率変数 X_1, X_2 の分布をそれぞれ Φ_1, Φ_2 とすると, $X_1 + X_2$ の分布は $\Phi_1 * \Phi_2$ となる. Φ_1, Φ_2 の分布関数をそれぞれ F_1, F_2 とすると, $\Phi_1 * \Phi_2$ の分布関数 $F_1 * F_2$ は $F_1 * F_2(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F_1(x-y) dF_2(y)$. Φ_1, Φ_2 のうち一方, たとえば Φ_1 が確率密度関数 f_1 をもてば, $\Phi_1 * \Phi_2$ も確率密度関数 f をもち $f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(x-y) dF_2(y)$ となる. Φ_1, Φ_2 の特性関数をそれぞれ φ_1, φ_2 とすると, $\Phi_1 * \Phi_2$ の特性関数 φ は $\varphi(t) = \varphi_1(t) \varphi_2(t)$ となる.

すべての自然数 n に対して分布 Φ_n が存在して Φ が n 個の Φ_n のたたみこみになっているとき, Φ を無限分解可能な分布という (例: 正規分布, ポアソン分布). 無限分解可能な分布の特性関数は

$$\varphi(t) = \exp \left[i \gamma t + \int_{-\infty}^{\infty} A(u, t) \frac{1+u^2}{u^2} dG(u) \right] \quad (1)$$

という標準形をもつ。ここで r は実定数, $G(u)$ は有界変動な非減少関数, また $A(u, t) = \exp(iut) - 1 - iut/(1+u^2)$ で, $u=0$ における $A(u, t)(1+u^2)/u^2$ の値は $-t^2/2$ とする。式(1)をレビ-ヒンチンの標準形という。とくに $\int_{-\infty}^{\infty} x^2 d\Phi(x) < \infty$ の場合

$$\varphi(t) = \exp \left[imt + \int_{-\infty}^{\infty} (e^{itu} - 1 - itu) \frac{1}{u^2} dK(u) \right] \quad (2)$$

と表すことができる。ここで, m は実定数, $K(u)$ は $K(-\infty) = 0$ となる有界変動な非減少関数である。式(2)をコルモゴロフの標準形という。

分布 Φ に従う互いに独立な確率変数 X_1, X_2 と任意の $\lambda_1, \lambda_2 > 0$ に対して, $(\lambda_1 X_1 + \lambda_2 X_2)/\lambda$ の分布が Φ となるような $\lambda > 0$ が存在するとき, Φ を安定分布とよぶ。安定分布は無限分解可能な分布であり, その特性関数は

$$\varphi(t) = (-c_0 + i t/|t| c_1) |t|^a$$

と表される。ここで $c_0 \geq 0$, $-\infty < c_1 < \infty$, $0 < a \leq 2$ 。 a は安定分布の指数とよばれ, Φ は $a=2$ のとき正規分布, $a=1$ のときコーシー分布となる。すべての安定分布は単峰である。すなわち, ある実数 a が存在して, その分布関数は $x < a$ では下に凸, $x > a$ では上に凸である。

(2) 分布の特性値: $a \geq 0$ に対して $\nu_a' = \int_{-\infty}^{\infty} |x|^a d\Phi(x)$

が有限確定であるとき, これを分布 Φ の原点の周りの a 次の絶対モーメントとよぶ。 $\nu_a' < \infty$ ならば任意の $0 \leq \beta \leq a$ に対して $\nu_\beta' < \infty$ である。 $a \geq 1$ について $\nu_a' < \infty$

とすると, $r=1, 2, \dots, [a]$ に対して $\mu_r' = \int_{-\infty}^{\infty} x^r d\Phi(x)$ も有限確定となる。これを原点のまわりの r 次のモーメントとよぶ。 μ_r' を特に平均値とよぶ。またこのとき, $\nu_a = \int_{-\infty}^{\infty} |x - \mu_1'|^a d\Phi(x)$, $\mu_r = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \mu_1')^r d\Phi(x)$ をそれぞれ

平均値のまわりの a 次の絶対モーメント, r 次のモーメントという。特に ν_1, μ_2 をそれぞれ平均偏差, 分散とよび, $\sqrt{\mu_2}$ を標準偏差とよぶ。 Φ が確率変数 X の分布であれば, $\nu_a' = E(|X|^a)$, $\mu_r' = E(X^r)$, $\nu_a = E(|X - \mu_1'|^a)$, $\mu_r = E((X - \mu_1')^r)$ となる。分布 Φ の分布関数を F とするとき, $F(\xi_p) = p$ ($0 < p < 1$) となる点 ξ_p を Φ の p 分位または 100 p % 点という。特に $\xi_{1/2}$ は中央値, 中位数あるいはメディアンとよばれる。ある μ が存在して $F(x - \mu) + F(-x + \mu + 0) \equiv 1$ となるとき, Φ は対称であるという。 $\sqrt{\beta_1} = \mu_3/\mu_2^{3/2}$ は分布の非対称性の尺度として用いられ, 歪度とよばれる。また, $\beta_2 = \mu_4/\mu_2^2$ は尖度とよばれ, 分布の裾の重さの尺度として用いられる。正規分布については $\sqrt{\beta_1} = 0$, $\beta_2 = 3$ となる。

(3) 多次元分布: k 次元分布 Φ に対して $F(x_1, \dots, x_k) = \Phi((-\infty, x_1] \times \dots \times (-\infty, x_k])$ で定まる R^k 上の関数 F を Φ の分布関数という。一次元の場合と同様, 分布関数は各 x_i について非減少な右連続関数で $\lim_{x_i \rightarrow -\infty} F(x_1, \dots, x_k) = 0$, $\lim_{x_i \rightarrow \infty} F(x_1, \dots, x_k) = 1$ となる。逆に, このような R^k 上の関数 F に対してただ 1 つの k 次元分布 Φ が存在して F は Φ の分布関数になる。ルベグの分解定理が成り立つこと, また, たたみこみの定義と独立な k 次元確率変数の和の分布がそれぞれの分布のたたみこみとなることも一次元の場合と同様である。 $m_i = \int_{R^k} x_i d\Phi(x)$ (x_i は x の

第 i 成分) を第 i 成分にもつ k 次元ベクトルを Φ の平均値ベクトル, $\sigma_{ij} = \int_{R^k} (x_i - m_i)(x_j - m_j) d\Phi(x)$ を (i, j) 成分とする k 次の正方行列を Φ の分散共分散行列という。分散共分散行列は正の定符号対称行列である。 Φ が k 次元確率変数 (X_1, \dots, X_k) の分布であれば $m_i = E(X_i)$, $\sigma_{ij} = \text{Cov}(X_i, X_j)$ となる。

(4) 確率分布の収束: $\{\Phi_n\}$ を k 次元分布の列, Φ を k 次元分布とする。コンパクトな台をもつ任意の連続関数 f に対して, $\lim_{n \rightarrow \infty} \int_{R^k} f(x) d\Phi_n(x) = \int_{R^k} f(x) d\Phi(x)$ となると, Φ_n は Φ に収束するといひ, Φ を Φ_n の極限分布といふ。次の各々の条件は Φ_n が Φ に収束するための必要十分条件を与える。(i) Φ の分布関数 F の任意の連続点で $\lim_{n \rightarrow \infty} F_n(x_1, \dots, x_k) = F(x_1, \dots, x_k)$ (F_n は Φ_n の分布関数), (ii) 任意の Φ の連続集合 E ($\Phi(\bar{E} - E^0) = 0$, E^0 は E の内点の集合) に対して, $\lim_{n \rightarrow \infty} \Phi_n(E) = \Phi(E)$, (iii) 任意の開集合 $G \subset R^k$ に対して, $\liminf_{n \rightarrow \infty} \Phi_n(G) \geq \Phi(G)$, (iv) 任意の閉集合 $F \subset R^k$ に対して $\limsup_{n \rightarrow \infty} \Phi_n(F) \leq \Phi(F)$, (v) Φ_n の特性関数は R^k の各点で Φ の特性関数に収束する。

確率分布関数 [英 probability distribution function, 独 Wahrscheinlichkeitsverteilungsfunktion, 仏 fonction de probabilité de distribution, 露 стохастическая функция распределения] \Rightarrow 確率分布

確率変数 [英 random variable, 独 Zufallsvariable, 仏 variable aléatoire, 露 стохастическая переменная] ある定まった条件の下で起る現象を観測したとき, 観測するたびに異なる結果が得られるけれども, おのおのの結果の現れる確率が定義される場合, これらの結果を確率事象という。確率変数は, それぞれの確率事象に対して数値が定まる変数のことである。たとえば, ブラウン運動をしている粒子がある時刻にどの位置に来るかは, 他の条件が同一であって観測を繰返すたびに異なる。しかし, おのおのの位置に粒子が来る確率は定義できるから, 粒子の位置は確率事象であり, 位置を表す座標は確率変数である。

確率変数はベクトルの場合もある。このときはその各成分がそれぞれ確率変数なのである。

確率密度 [英 probability density, 独 Wahrscheinlichkeitsdichte, 仏 densité de probabilité, 露 плотность вероятности] \Rightarrow 確率分布

確率冷却 [英 stochastic cooling, 独 stochastisches Kühlen, 仏 refroidissement stochastique, 露 стохастическое охлаждение] 反陽子ビームの速度や運動方向の広がりを小さくするいわゆる冷却(\Rightarrow 電子冷却)の一方法。S. van der Meer が考案したもの。高エネルギー陽子を標的に当てて得られた反陽子の集団をまず大口径の貯蔵リングに集める。リングにはビーム振動の検知器とビーム偏向装置を互いに離れた場所に用意する。統計的なゆらぎのために反陽子ビームは常に集団的振動成分をもつから, これを検知器で検出し反陽子ビームより先に信号を偏向装置に送ってここで振動成分を弱くする。反陽子の中には逆に偏向装置で振動を励起されるものもあるが, 減衰されるものの方が数が多いので, 長時間この操作を繰返す間に反陽子はだいに冷却される。この方法はヨーロッパ連合原子核研究機関(CERN)の AA (反陽子蓄積リング)で採用され,

これを使って1981年にISR(交差貯蔵リング)で、最初の陽子・反陽子衝突ビームが実現された。現在ではSPSシンクロトロンで各ビーム270GeVの陽子・反陽子衝突実験が行われ、 W^{\pm}, Z^0 粒子の検出に成功した。

確率論 [英 theory of probability, 独 Wahrscheinlichkeitsrechnung, 仏 calcul des probabilités, 露 теория вероятностей] 確率論とは、偶然現象を考察するための数学的理論であるが、この偶然性あるいは「確率」をどのようにとらえるかによって、さまざまな立場の確率論が存在する。ここでは、A. Kolmogorovによって体系化され、現在の確率過程論や数理統計学の基礎を与えている測度論的確率論について概説する。

I. 確率空間：実験、観測、調査等を一般に試行といい、必要に応じてそれらを細かく分けたものを標本(見本)点または根元事象、その全体 Ω を標本空間という。 Ω とその部分集合のつく完全加法族の組 (Ω, \mathcal{A}) を可測空間という。ただし \mathcal{A} が完全加法族であるとは、 \mathcal{A} が次の3つの条件を満足することである：(1) $\Omega \in \mathcal{A}$, (2) $A \in \mathcal{A}$ ならば $A^c \in \mathcal{A}$ (A^c は A の補集合), (3) $A_n \in \mathcal{A}$ ($n=1, 2, \dots$)ならば $\bigcup_{n=1}^{\infty} A_n \in \mathcal{A}$ 。次の3つの条件を満足する \mathcal{A} 上の関数 P を (Ω, \mathcal{A}) 上の確率測度、確率分布または分布という：(a) すべての $A \in \mathcal{A}$ に対して $P(A) \geq 0$, (b) $P(\Omega) = 1$, (c) $A_n \in \mathcal{A}$ ($n=1, 2, \dots$), $A_i \cap A_j = \emptyset$ ($i \neq j$)ならば $P(\bigcup_{n=1}^{\infty} A_n) = \sum_{n=1}^{\infty} P(A_n)$ 。このような Ω, \mathcal{A}, P の組 (Ω, \mathcal{A}, P) をまとめて確率空間という。

試行の結果として「 $A \in \mathcal{A}$ の標本点が出現する」ことを簡単に「 A が起る」という。このような意味で集合 $A \in \mathcal{A}$ は事象とよばれる。事象 A に対して $P(A)$ を事象 A の確率という。 A の補集合 A^c を A の余事象、 Ω を全事象、空集合 \emptyset を空事象という。有限個または無限個の事象の族 $\{A_i\}$ ($i \in I$)に対し、 $\bigcup A_i$ を A_i の和事象、 $\bigcap A_i$ を A_i の積事象という。また、 $A \cap B = \emptyset$ のとき A と B は「互いに排斥する」という。 $P(A) = 1$ のとき事象 A は「ほとんど確実に起る」とか「ほとんどすべての $\omega \in \Omega$ で起る」といって「確率1で起る」という。

有限個の事象 A_1, \dots, A_n において、任意の k と $1 \leq i_1 < i_2 < \dots < i_k \leq n$ に対して

$$P(A_{i_1} \cap A_{i_2} \cap \dots \cap A_{i_k}) = \prod_{j=1}^k P(A_{i_j})$$

が成り立つとき、 A_i ($i=1, \dots, n$)は互いに独立であるという。無限個の事象 A_i ($i \in I$)においては、その中の任意の有限個の事象が互いに独立のとき、 A_i ($i \in I$)は互いに独立であるという。

II. 確率変数：確率空間を (Ω, \mathcal{A}, P) とする。 Ω で定義された \mathcal{A} 可測な実数値関数 X (任意の実数 a にたいして $\{\omega | X(\omega) < a\} \in \mathcal{A}\}$)を確率変数という。 n 個の確率変数 X_1, \dots, X_n を組にして Ω から R^n への写像 $X = (X_1, \dots, X_n)$ を考えると、 X を n 次元確率変数という。

実数空間 R のボレル集合族 \mathcal{R} の開集合を含む最小の完全加法族 \mathcal{B} 、確率変数 X とすると、任意の $A \in \mathcal{B}$ に対して $\Phi(A) = P(X^{-1}(A))$ とおくと、 Φ は (R, \mathcal{B}) 上の確率分布となるが、この Φ を X の分布といい、 R 上の関数 $\Phi((-\infty, x])$ を X の分布関数という。多次元の確率変数についてもその分布、分布関数が同様に定義される

(\Rightarrow 確率分布)。 X_i ($i=1, \dots, n$)が k_i 次元確率変数のとき、 $X = (X_1, \dots, X_n)$ は $m = \sum_{i=1}^n k_i$ 次元確率変数となる。 X の m 次元分布 Φ を X_i ($i=1, \dots, n$)の同時分布といい、 X_i の k_i 次元分布を Φ の周辺分布という。

有限個の確率変数 X_1, \dots, X_n において、任意の $A_i \in \mathcal{B}^i$ ($i=1, \dots, n$)に対して

$$P\left(\bigcap_{i=1}^n X_i^{-1}(A_i)\right) = \prod_{i=1}^n P(X_i^{-1}(A_i)) \quad (1)$$

が成立するとき、 X_1, \dots, X_n は互いに独立であるという。無限個の確率変数の族 $\{X_i\}$ ($i \in I$)においてその中の任意の有限個の確率変数が互いに独立のとき、 $\{X_i\}$ ($i \in I$)は互いに独立であるという。 X_i が k_i 次元確率変数のとき、式(1)において $A_i = \mathcal{R}^{k_i}$ の開集合を含む最小の完全加法族の元とすることにより、独立性が定義される。

確率変数 X が確率測度 P に関して積分可能のとき、積分 $\int_{\Omega} X(\omega) dP(\omega)$ を X の平均値または期待値といい、 $E(X)$ と記す。 $E((X-E(X))^2)$ を X の分散といい $V(X)$ と書く。2つの確率変数 X, Y について、 $E((X-E(X))(Y-E(Y)))$ を X と Y の共分散といい $\text{Cov}(X, Y)$ と書く。また、 $\rho(X, Y) = \text{Cov}(X, Y) / \sqrt{V(X)V(Y)}$ を X と Y の相関係数という。任意の実数 a, b に対し、 $E(aX+bY) = aE(X) + bE(Y)$, $V(aX+bY) = a^2V(X) + 2ab\text{Cov}(X, Y) + b^2V(Y)$, 特に X と Y が互いに独立であれば $E(XY) = E(X)E(Y)$, $V(aX+bY) = a^2V(X) + b^2V(Y)$ となる。 $|\rho(X, Y)| \leq 1$ であり、 X と Y が互いに独立ならば $\rho(X, Y) = 0$ となるが、この逆は一般には成立しない。分散と確率の関係についての次のチェビシェフの不等式は有用である：任意の $\epsilon > 0$ にたいして $P(|X-E(X)| \geq \epsilon) \leq V(X)/\epsilon^2$ 。

III. 確率変数の収束：確率変数列 $\{X_n\}$ と確率変数 X について、 $P(\lim_{n \rightarrow \infty} X_n = X) = 1$ のとき、 X_n は X に概収束する。あるいは確率1で収束するという。任意の $\epsilon > 0$ に対して $\lim_{n \rightarrow \infty} P(|X_n - X| > \epsilon) = 0$ となると、 X_n は X に確率収束するとい、 $r > 0$ に対して $\lim_{n \rightarrow \infty} E(|X_n - X|^r) = 0$ となるとき、 X_n は X に r 次平均収束するという。また X_n の分布が X の分布に収束するとき、 X_n は X に法則収束するという(\Rightarrow 確率分布)。概収束と平均収束では一般に一方から他方は導かれませんが、概収束または平均収束すれば確率収束し、確率収束すれば法則収束する。

IV. 条件付確率：確率空間を (Ω, \mathcal{A}, P) 、 \mathcal{F} を \mathcal{A} の部分完全加法族とする。 X が期待値をもつ確率変数ならば、 E は \mathcal{F} に対して $\mu(E) = \int_{\Omega} X(\omega) dP(\omega)$ とおくと、 \mathcal{F} 可測関数 f が存在して $\mu(E) = \int_{\Omega} f(\omega) dP(\omega)$ となる。 f は P 測度0の集合を除いて一意に定まる。その1つを $E(X|\mathcal{F})$ と書き、 \mathcal{F} を与えたときの X の条件付期待値という。 \mathcal{F} が確率変数 Y を可測にする最小の完全加法族のとき(これを $\mathcal{F} = \mathcal{A}(Y)$ と書く)、 $E(X|\mathcal{F})$ を $E(X|Y)$ とも書き、 Y を与えたときの X の条件付期待値という。条件付期待値は P 測度0の集合をのぞいてつぎの性質をもつ：(1) $X \geq 0$ ならば $E(X|\mathcal{F}) \geq 0$, (2) $E(aX+bY|\mathcal{F}) = aE(X|\mathcal{F}) + bE(Y|\mathcal{F})$

$bE(Y|\mathcal{D})$, (3) $E(E(X|\mathcal{D}))=E(X)$, (4) X が \mathcal{D} と独立 (任意の $A \in \mathcal{D}(X)$, $B \in \mathcal{D}$ が互いに独立) ならば $E(X|\mathcal{D}) = E(X)$, (5) X が \mathcal{D} 可測ならば $E(X|\mathcal{D})=X$, $E(XY|\mathcal{D}) = XE(Y|\mathcal{D})$, (6) X_n が X に概収束し, 確率 1 で $Y \leq X_n \leq Z$, Y, Z が可積分ならば $\lim_{n \rightarrow \infty} E(X_n|\mathcal{D}) = E(X|\mathcal{D})$, (7)

\mathcal{D} が \mathcal{D} の部分完全加法族ならば $E(E(X|\mathcal{D})|\mathcal{D}) = E(X|\mathcal{D})$.

$A \in \mathcal{D}$ の定義関数 χ_A の \mathcal{D} を与えたときの条件付期待値 $E(\chi_A|\mathcal{D})$ を, \mathcal{D} を与えたときの A の条件付確率といい $P(A|\mathcal{D})$ と書く. 特に $\mathcal{D} = \{B, B^c, \emptyset, \Omega\}$ で $1 > P(B) > 0$ ならば $P(A|\mathcal{D})$ は B 上で $P(A \cap B)/P(B)$, B^c 上で $P(A \cap B^c)/P(B^c)$ となり, これらの値をそれぞれ $P(A|B)$, $P(A|B^c)$ と書く.

確率変数 X が x に等しいという条件の下での確率変数 Y の条件付分布 $P_{Y|X=x}(B)$ を次の 3 つの条件を満足する $\varphi(B, x)$ として定義する: (1) $\varphi(B, x)$ は x を固定したとき, B の関数とみて確率分布である, (2) $\varphi(B, x)$ は B を固定したとき, x の関数とみてボレル可測関数である,

(3) $\int_A \varphi(B, x) d\varphi(x) = P(X \in A \text{ かつ } Y \in B)$ (φ は X の分布). Y の値域が一般の集合の場合, このような $\varphi(B, x)$ が常に存在するとは限らないが, Y が有限次元の確率変数の場合には \emptyset 測度 0 の集合を除いて一意に定まる. 特に X, Y がそれぞれ m 次元, n 次元確率変数でその同時分布が確率密度関数 $f(x, y)$ をもつときには, $P_{Y|X=x}(B)$ として $\int_B f(x, y) dy / \int_{\mathbb{R}^n} f(x, y) dy$ をとればよい.

V. ベイズの定理: 互いに排反する k 個の事象 E_1, \dots, E_k のうちいずれか 1 つは必ず起るものとすると, $P(E) > 0$ のとき, $i=1, \dots, k$ について

$$P(E_i|E) = \frac{P(E_i)P(E|E_i)}{P(E_1)P(E|E_1) + \dots + P(E_k)P(E|E_k)}$$

となる. これはベイズの定理とよばれ, たとえばある事象 E が E_i ($i=1, \dots, k$) のうちいずれか 1 つが原因で起るものとすると, 実際に E が起きたとき, その原因が E_i である確率 $P(E_i|E)$ (これを E_i の事後確率という) は, E_i の事前確率 $P(E_i)$ と, E_i を与えたときの E の条件付確率 $P(E|E_i)$ から上式の右辺によって計算されることを示すものである.

核力 [英 nuclear force, 独 Kernkraft, 仏 force nucléaire, 露 ядерная сила] 核子(陽子と中性子の総称)を結合させ原子核を構成する力. 原子核が $10^{-13} \sim 10^{-12}$ cm という微小領域で, かなりはつきりとした表面をもって存在していることは, 原子の世界を支配している電磁気的な力に比べて, 核力がかかるに強く, 到達距離の短い力であることを示している. 核力の本性がハドロンの世界を広く支配している強い相互作用にあることを最初に解明したのが湯川秀樹の中間子論であった. 核力は, 中心力に加えてテンソル力やスピン・軌道相互作用など強い非中心力を含むこと, 強い交換力を含むこと, 内部にいわゆる核力の芯をもつことなど, 大変複雑である. 電磁気的な力がよくわかっているのに対して, 核力は特にその内側については実験的にも理論的にもまだ完全にわかっていない.

核力の芯 [英 repulsive core of the nuclear force, 仏 cœur répulsif de force nucléaire, 露 отталкивательный остов ядерной силы] 核子間に働く核力は, その短距離部分が強い斥力となっており, 2 核子がそれ以上近寄りた

ことから, これを核力の芯とよんでいる. 核子・核子散乱の実験から得られる位相のずれが, s 波においても, エネルギーがあがると正から負に転じることから, 核力には外部の引力とともに内部に斥力の芯があることがわかった. これを現象論的に記述するのに, かない芯ややわらかい芯が用いられている. 核力の芯の起原については, ω 中間子などの重いベクトル中間子の交換による説と, 核子を構成するクォーク間の相互作用による説とがあり, いっそうの研究を要する問題である.

核理論 [英 nuclear theory, 独 Kernteorie, 仏 théorie nucléaire, 露 ядерная теория] \Rightarrow 原子核物理学

核冷却 [英 nuclear cooling, 独 Kernkühlung, 仏 refroidissement nucléaire, 露 ядерное охлаждение] \Rightarrow 核断熱消磁

核冷凍 [英 nuclear refrigeration, 仏 réfrigération nucléaire, 露 ядерное охлаждение] \Rightarrow 核断熱消磁

隠れた変数 [英 hidden parameter, 独 verborgener Parameter, 仏 paramètre caché, 露 скрытый параметр] 量子力学は波動関数の確率解釈を基本法則として要請している. しかしこの法則は, 古典物理学における統計法則のように, 私たちが物質界の奥に潜む重要な力学変数, すなわち, 「隠れた変数」とその行動法則を知らないために導入せざるをえなかった半現象論的な法則ではないか, という期待があった. しかし, そのような「隠れた変数」は存在しないというフォン・ノイマンの定理によって, その方向の研究は抑えられていた. しかし, この定理は物理的に見て厳しすぎる数学的条件の下で証明されたものだから, 必ずしも絶対的とはいえない. 実際, D. Bohm は「隠れた変数」の立場から量子力学を古典力学に還元しうること示した. 古典力学との唯一の相違は量子力学的力の出現だが, それは「隠れた変数」の作用を示す統計性格の揺動力である. こうして, Bohm は決定論に戻る形で量子力学の再構築と再解釈を試みた. しかし, 量子力学の予言能力を維持しようとすれば, 量子力学的力は一般に非局所的でなければならず, 古典的な力として見れば常識はずれなほどクロスケールになると同時に, 理論体系全体を複雑怪奇にしかねないものだった. 一方, J. S. Bell は局所的な「隠れた変数」の存在を実験的に検証しうるベルの不等式を提出した. 検証のための実験はアインシュタイン-ポドルスキー-ローゼンのパラドックスに現れる型のものであり, 繰返して行われてきたが, 今までのところすべての実験は「隠れた変数」の存在に否定的である.

「隠れた変数」についての研究は, 量子力学の確率過程量子化(stochastic quantization)を發展させる契機となった. 古くから数多くの研究があるが, E. Nelson の研究(\Rightarrow ネルソンの確率過程の解釈)以後急速に盛んになり, 場の量子論にまで及んでいる.

影散乱 [英 shadow scattering, 独 Schattenstreuung, 仏 diffusion d'ombre, 露 теневое рассеяние] = 回折散乱(\Rightarrow 回折)

下限 [英 lower bound, 独 untere Schranke, 仏 borne inférieure, 露 нижняя грань] 実験に基づいてある量 x を推定する場合, 信頼水準 β に対する信頼区間を $[x_1, \infty)$ の形で表したとき, x_1 を量 x に対する下限という. 理論的に ∞ または非常に大ききと期待される量について用いられることが多い. β としては 0.90 または 0.95 とするのが通例である. 実数などの順序集合に対する下界

(lower bound)や下限(infimum)とは全く異なる概念である。

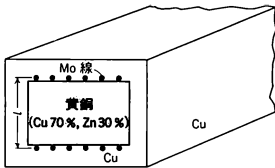
過減衰 [英 overdamping, 独 Überdämpfung, 仏 suramortissement, 露 передемпфирование] ⇒ 減衰振動

過減衰回路 [英 over-damped circuit, 仏 circuit de suramortissement, 露 передемпфированная цепь] 減衰つきの振動系(回路)において, 減衰項の係数の大きさがあある値を越えると, 運動は振動的でなくなり, 変位は初期値から一方に減少するか, 初期値よりいったん大きくなってから一方に減少する。このような状況にある場合を過減衰といい, その振動回路を過減衰回路という。運動が方程式

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma\frac{dx}{dt} + \omega_0^2x = 0 \quad (\gamma > 0)$$

に従う場合には, $x(t) = e^{-\gamma t}$ の形を代入してみれば容易にわかるように, $\gamma > \omega_0$ のとき $p > 0$ の値が得られ, 系が過減衰となる。

カーケンドール効果 [英 Kirkendall effect, 独 Kirkendall-Effekt, 仏 effet Kirkendall, 露 эффект Киркендалла] 接した2種の合金の境界面が原子拡散によって移動することをいう。E.O.Kirkendallらの最初の実験では, 図のように純銅と黄銅(70% Cu と 30% Zn の合金)を接合



した拡散対の接合面に Mo の細線を埋め込んだ試料を, 高温で保持して拡散させた。Mo は Cu や黄銅とは反応しないので, この細線は拡散対の最初の境界面の位置を示すための目印の役目をする。拡散をとどこき中断して, 向いあった目印の細線の間の距離 l を測定したところ, 拡散の進行とともに減少していることが見いだされた。この現象, すなわちカーケンドール効果は, 黄銅側から Cu 側へと拡散していった物質の量が, 黄銅側に向かって拡散侵入してきた物質の量よりも多いこと, すなわち Zn 原子が Cu 原子よりも速く拡散することを意味している。一般に合金中の相互拡散係数は濃度に依存するが, これは成分の原子が互いに異なった速さで拡散するためであり, また合金中の拡散が原子空孔機構(⇒体内拡散)と密接に関係していることをカーケンドール効果は示している。すなわち黄銅側から純銅側へ移動した Zn 原子と同数の原子空孔が黄銅の中へ入ってきたはずであるが, この原子空孔は黄銅中では平衡濃度より過剰となるので, 黄銅の結晶中に存在する転位や粒界など, 原子空孔のシンクとして有効なものによって吸収消滅されるはずである。このため黄銅の体積が減少し, 目印の間の距離 l が減少するのである。同じことは Cu 側からの Cu 原子の拡散に対しても起るのであろうが, Cu の拡散は Zn のそれより遅いので Zn の拡散による結果を打消すことができない。結局, カーケンドール効果における目印の間の距離 l の変化速度 v は合金を構成する2種の成分の拡散速度の差に比例することになり, 理論的解析によれば

$$v = \{D_A(N_A) - D_B(N_A)\} \frac{\partial N_A}{\partial x} \quad (1)$$

となる。ただし N_A は目印の位置における A 原子の原子分率であり, 拡散の間, 常に一定となっている。 $D_A(N_A)$ および $D_B(N_A)$ はそれぞれ A の濃度が N_A である合金中の A および B の固有拡散係数である。これらの固有拡散係数は, 拡散領域における結晶格子に固定した座標軸に関する拡散係数であって, 拡散試料の濃度分布曲線から直接的に求めることはできない。しかし, 固有拡散係数は相互拡散係数 \bar{D} と次式で結びつけられることが理論的に示されている。

$$\bar{D}(N_A) = N_A D_B(N_A) + N_B D_A(N_A) \quad (2)$$

したがって, 式(1)と式(2)を連立して解けば, v および $\bar{D}(N_A)$ の実験値より $D_A(N_A)$ および $D_B(N_A)$ を決定することができる。ただし, 式(1)および式(2)においては合金のモル体積の濃度依存性を無視している。これが無視できない場合に対する理論式も導出されている。カーケンドール効果は, 各種の面心立方構造の合金のほか体心立方構造の合金についても見いだされており, 合金中の拡散の原子的機構を明らかにしたばかりでなく, 固有拡散係数を決定するための手段を与えた役割は重要である。

カー効果 [英 Kerr effect, 独 Kerr-Effekt, 仏 effet Kerr, 露 эффект Керра] 電気光学効果のひとつ。電場によって物質の屈折率が変わる現象のうち, 電場 E の自乗で誘起される複屈折をいう。 E に比例するものはポッケルス効果である。等方的物質では, 対称性から電場による最低次の変化としてカー効果が観測される。電場に平行に偏光した波長 λ の光に対する物質の屈折率を n_{\parallel} , 垂直に偏光した場合のものを n_{\perp} とすると, 2つの光波の位相差 Γ とカー係数 K との関係は, 光路長 l として,

$$\Gamma = 2\pi(n_{\parallel} - n_{\perp})l/\lambda = 2\pi l K E^2$$

で与えられる。有極性液体のように双極子をもった分子で構成される物質に直線偏光した弱い光を通して, 屈折率の異方性は観測できない。これは双極子がでたらめに配向しているためである。しかし, 強い電場を物質に作用させると, 双極子が整列し屈折率の異方性が生ずるので, 弱い光でこれを探知できる。このとき, 強い電場を配向場, 弱い光の場を読み出し場という。配向場の変動周期が分子の緩和時間に比べてゆるやかであれば, 分子がこれに応じて配向し, カー効果が観測される。高い振動数の配向場を用いると, 分子の変形によるカー効果が見られる。ニトロベンゼンなど有極性液体のカー係数は非常に大きい。電気光学的結晶もかなり大きなカー効果を示し, 可変遅延板, 光変調器, 光シャッターや光偏向器などに用いられる。カー効果は高電圧パルスの精密測定や絶縁体中の空間電荷分布の測定にも利用されている。

加工硬化 [英 work hardening, 独 Verfestigung, 仏 durcissement par travail, 露 деформационное упрочнение] 金属材料等の延性の高い材料の塑性変形領域において, ひずみを増加させると, この変形に要する応力が増加する。すなわち硬化する現象をさす。ひずみ硬化ともいう。いかにいへば, 横軸にひずみ, 縦軸に応力をとった場合, 塑性変形領域における応力-ひずみ曲線が正の傾きをもつことに相当する。一度加工硬化した材料を再負荷すれば, あらかじめ負荷の最終段階で硬化していたとほぼ同じ応力から塑性変形が始まり, さらに加工硬化が進行する。こういう性質であるから, 板の圧延や針金の線引きなどの

塑性変形を伴う加工を施しておく、塑性変形が起りにくくなり、材料を改善することができる。

金属の場合の加工硬化の主な機構は、塑性ひずみによって多くの転位や障害物が発生し、それが転位の運動に対して障害となるためである。なお加工硬化した金属を高温で焼きなましすれば、回復という現象により加工硬化する以前の状態に近づく方向に軟化する。なお金属以外の無定形材料、たとえばプラスチックなどでも加工硬化が認められるが、これは高分子鎖が大きな変形によって特定の方向に多数配向しその相互作用により変形がしにくくなるなどの機構が考えられている。

化合物系超伝導材料 [英 superconductive compound materials, 仏 matériaux de composé supraconducteur, 露 сверхпроводящие соединения] ⇒ 超伝導線材

化合物半導体 [英 compound semiconductor, 独 Verbindungshalbleiter, 仏 semiconducteur composé, 露 сложный полупроводник] 2種以上の元素から成る化合物で半導体の性質を示す物質の総称。元素半導体に対して用いられる語であり、異なる元素の原子数比が一定値のものと、ある範囲で連続的に変化するものとがある。さまざまな分類が可能だが、構成元素の数によるもの(二元半導体、三元半導体など)、構成元素の周期表の族によるもの(Ⅲ-V半導体、Ⅱ-VI半導体など)、結晶構造の特徴によるもの(黄銅鉱型半導体、層状半導体など)、半導体としての特別な性質によるもの(微小ギャップ半導体、磁性半導体など)などが広く行われている。主として組成に重点を置いてよく知られた化合物半導体を分類すると次のようになる(個々の半導体の物性については付録の表を参照)。

(1) Ⅳ-Ⅳ半導体: SiC, Si_{1-x}Ge_x など。

(2) Ⅲ-V半導体: BN, AlP, AlAs, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb など。

(3) Ⅱ-VI半導体: MgO, ZnS, ZnSe, ZnTe, CdS, CdSe, CdTe, HgSe, HgTe など。

(4) Ⅰ-VII半導体: CuCl, AgCl, AgBr など。
(1)→(4)はⅣ族の両側の元素を1対1で組合せたもので、いわゆる平均Ⅳ族化合物である。1原子当り価電子数の平均が4なので4配位の共有結合をつくりやすいが、(1)→(4)に向かってイオン性を増し、(4)は典型的なイオン結晶である。結晶構造は、ほとんどが閃亜鉛鉱型、ウルツ鉱型、塩化ナトリウム型のとれかで、Si_{1-x}Ge_xではダイヤモンド型の格子点を2種の元素が入り混じって占める。構成元素の原子番号が大きくなるとバンドギャップが小さくなる傾向があり(微小ギャップ半導体)、InSbのギャップは0.17eV、HgSe、HgTeはバンドがわずかに重なって半金属となる。

(5) Ⅱ-Ⅳ半導体: Mg₂Si, Mg₂Ge, Ca₂Si, Ca₂Pb など。立方晶系の逆堂石型または正方晶系の結晶で一般にギャップが狭い。

(6) Ⅳ-V半導体: (a) GeTe, SnTe, PbS, PbSe, PbTe, Sn₂Pb_{1-x}Te など。イオン性の強い塩化ナトリウム型またはその置換型の結晶構造をもつが、低温で対称性の低い構造に相転移して強誘電体となるものがある。(b) SnSe₂, GeSe₂, GeS₂ など。層状構造のガラス半導体。

(7) V-V半導体: Bi₂Sb_{1-x} など。V族のAs, Sb, Biは半金属であるが、それらの合金は限られた組成範囲で微小ギャップ半導体になる。

(8) V-VI半導体: As₂Se₃, Bi₂S₃, As₂Te₃, Sb₂Te₃ など。

ガラス状または複雑な結晶構造の低融点半導体。

(9) 磁性半導体: NiO, MnO, Fe₂O₃, V₂O₅, CdCr₂S₄, CdCr₂Se₄, EuS, EuSe, GdTe, DySe など。遷移金属または希土類元素を含む化合物で塩化ナトリウムまたは三方晶系の結晶。

(10) 半磁性半導体: Hg_{1-x}Mn_xSe, Hg_{1-x}Mn_xTe および Hg_{1-x}Fe_xTe, Sn_{1-x}Mn_xTe など。Ⅱ-VI化合物またはⅣ-VI化合物の金属イオンの一部が遷移金属イオンに置換わったもので、磁性イオンの成分比と温度によって磁気的秩序状態が出現する。

(11) 遷移金属カルコゲナイド半導体: TaSe₂, TaS₂, VSe₂, NbSe₂ など。六方または正方晶系の複雑な層状構造をもつ半導体で、電荷密度波による相転移が起る。

(12) 黄銅鉱型半導体: 正方晶系の黄銅鉱 CuFeS₂ と同じ結晶構造をもつ半導体で、(a) Ⅰ-Ⅲ-VI₂半導体 CuGaS₂, AgAlTe₂, AgInSe₂ などと(b) Ⅱ-Ⅳ-V₂半導体 ZnSiP₂, CdGeAs₂ などの2群があり、いずれも平均Ⅳ族の三元半導体である。

(13) 整列空格子点型半導体: (a) Ⅱ-Ⅲ₂-□-Ⅵ₄半導体 ZnAl₂S₄, CdGa₂Se₄ など、および(b) Ⅰ₂-Ⅱ-□-Ⅶ₄半導体 Cu₂HgI₄, Ag₂HgI₄ など、いずれも(12)に近い正方晶系の三元半導体で、空格子点□に価電子数0の原子1個を入れると平均Ⅳ族の化合物で黄銅鉱と同じ構造になる。

(14) 人工半導体: GaAs と AlAs の 100 Å 程度の膜を分子線エピタキシーで交互に蒸着した超格子半導体など人工的に制御された化合物半導体。

(15) 有機半導体: 有機化合物で半導体となるもので非常に多数知られている。例: アントラセン、ナフタレン、ピレン。

かご型モーター [英 squirrel-cage motor, 仏 moteur de cage de écureuil, 露 короткозамкнутый асинхронный двигатель] ⇒ 誘導モーター

重なり積分 [英 overlap integral, 独 Überlappungsintegral, 仏 intégrale de recouvrement, 露 интеграл перекрывания] 分子や固体のなかの電子の状態を波動関数を、規格化された原子軌道関数を素材としてつくることが多い。このとき、波動関数を用いてエネルギーなどの物理量を計算するためには、原子軌道の積を含む関数の積分(分子積分)が必要になる。分子積分のなかで最もよく現れる積分は、原子Aに中心をもつ原子軌道関数 $\chi_A(r)$ と原子Bに中心をもつ原子軌道関数 $\chi_B(r)$ に関する積分

$$S = \int \chi_A^*(r) \chi_B(r) dr$$

である。 χ_A と χ_B が全く重ならないときは、 $S=0$ で、完全に重なるときは $S=1$ である。 S は0と1の間の大きさをもつ量で、 χ_A と χ_B の重なりを度とえられるので重なり積分(または重畳積分)という。化学反応を説明する電子対理論においては、重なり積分が大きいほど安定な電子対をつくりやすいといわれている。一方、大きな分子を取扱うときなど、化学結合をついていない原子軌道間の重なり積分を省略することもしばしば行われる。このような取扱いの当否は議論の余地のあるところであるが、実験結果を理論的に説明するという意味では都合のよいことも多い。化学結合を説明した草分けの W. Heitler, F. London, 杉浦義勝の論文では、 S^2 のことを S と書いてあるので注意を要する。重なり積分は原子核内における核子の波動関数についても原子と同じように用いられる。

重なる電子数 [英 overlap population, 独 Überlagerungsbesetzung, 仏 surpopulation, 露 перезапполнение] 分子において2個の原子の中間の領域にある電子数のことをいう。二原子分子ABにLCAO-MO-SCF法を用いて、分子軌道 φ_j が原子軌道 χ_A と χ_B とで $\varphi_j = c_{jA}\chi_A + c_{jB}\chi_B$ と表されるとき、この軌道に入る電子によるAB間の重なる電子数を $n_j(A,B) = 2c_{jA}c_{jB} \int \chi_A \chi_B dv$ と定義する。分子軌道 φ_j が結合性か、反結合性か、あるいは非結合性かは $n_j(A,B)$ がそれぞれ正であるか、負であるか、または0に近いことによって判定できる。原子A、B間の重なる全電子数はLCAO-MO-SCF法では $n(A,B) = \sum_j N_j n_j(A,B)$ で定義される。ここで $N_j(=0,1, \text{または } 2)$ は

分子軌道 φ_j に入る電子数である。この定義を多原子分子の場合や、もっと近似のよい配置相互作用を取り入れた一般の分子軌道法の場合に拡張することは容易である。 $n(A,B)$ は平衡核間距離や伸縮の振動数の増減から推察される結合の強さの増減と同じ傾向を示すので、実験事実の整理や予測に役立つ。また π 電子の重なる電子数はその原子間の結合次数とよい相関を示す(⇒占有電子数解析, 結合軌道(関数), 反結合軌道(関数), 非結合軌道(関数), 自己無撞着場, 結合次数)。

重ね合せの原理 [英 principle of superposition, 独 Überlagerungsprinzip, 仏 principe de superposition, 露 принцип суперпозиции] 線形な系を特徴づける一般原理のひとつで、系のふるまいを記述する量についていう場合と、系の入力と応答との関係についていう場合とがある。重畳原理ともいう。

[1] 古典物理学においては、ある物理現象においてそれを表す物理量についてある変化 ξ_1 が可能であり、また別の ξ_2 という変化も可能であるとき、同じ量について $\xi_1 + \xi_2$ という変化が常に可能であれば、重ね合せの原理が成り立つという。この原理が成り立つのは、その量の変化についての基本方程式が、境界条件も含めて同次線形である場合であって、同次線形方程式の解の組を ξ_i とすると、それらの線形結合 $\xi = \sum_i c_i \xi_i$ も解となるという数学の定理

に基づいている。電磁気学におけるマクスウェル方程式は場の強さに関して線形であるから、重ね合せの原理が成り立つ。また一般の波動や振動の現象においても、振幅が十分小さいときには、この原理が成立することが知られている。

[2] 一般に入力と応答との関係については、ある系において、入力 X_1 を与えたとき応答 Y_2 を生じ、入力 X_2 を与えたとき応答 Y_2 を生じる場合、 X_1 と X_2 を同時に与えたとき必ず応答が $Y_1 + Y_2$ となるならば、重ね合せの原理が成立するという。クーロン力や万有引力が複数の源に対して重ね合せ可能であることはよく知られており、物質のひずみと応力の関係、回路の電源と電圧・電流の関係についても、ある範囲内で重ね合せの原理が成立する。

[3] たとえばオームの法則の成り立つ回路素子(線形素子)と多数の電源、電流源から成る回路網内での電流分布は、各電圧源、電流源が単独でその位置に存在するときの電流分布を加え合せたものに等しい。ただし各電源を取外すとき、電圧源は短絡し、電流源は開放するものとする。これを回路網における重ね合せの原理という。

[4] 粘弾性を示す物質の応力とひずみの関係が線形であ

る場合、現在の応力を過去から現在までの間に受けたひずみによる応力の和として表すことができる。これを(ボルツマンの)重ね合せの原理という。 $\sigma(t)$ を時刻 t における応力、 $\gamma(\tau)$ を時刻 τ におけるひずみとすると

$$\sigma(t) = \int_{-\infty}^t G(t-\tau) \frac{d\gamma(\tau)}{d\tau} d\tau$$

と書ける。 $G(t)$ は単位ひずみに対する応力で弾性率に相当するが、一般に時間とともに減少するので、緩和弾性率という。ただし、 t 以後のひずみの影響はないこと(因果律)、 G が時間の原点の移動に不変であること(定常性)を仮定した。式はまた

$$\sigma(t) = G(0) \gamma(t) + \int_{-\infty}^t G'(t-\tau) \gamma(\tau) d\tau$$

とも書かれ、 $G'(t-\tau)$ は、過去の時刻 τ に作用した単位の大きさのパルスのひずみに対する時刻 t の応力に相当する。誘電緩和を示す物質の電場と電気変位との関係も同様である。

[5] 量子力学においては、ある系において状態 Ψ_1 が解であり、また別の状態 Ψ_2 も解であれば、その線形結合 $\Psi = c_1 \Psi_1 + c_2 \Psi_2$ で表される状態を考えると、これもひとつの解となる。状態(波動関数)は物理量ではないが、古典的な波動との類比からこれを重ね合せの原理という。ある物理量 F の固有値を f_i 、対応する正規化された固有状態を x_i としたとき、重ね合せされた状態 $\Psi = \sum_i c_i x_i$ に対して F を測定すると、 f_i を得る確率は $|c_i|^2$ に比例する。量子力学における確率解釈は、重ね合せの原理と密接に関連している。

加算回路 [英 summing circuit, 仏 circuit de somme, 露 суммирующая схема] ⇒ 演算回路

可視化 [英 visualization, 独 Sichtbarmachung, 仏 visualisation, 露 визуализация] = 流れの可視化

可視光線 [英 visible light, 独 sichtbare Strahlung, 仏 rayonement visible, 露 видимое излучение] 眼に明るさを感じる光線。波長範囲は短い方の限界が380~400nm、長い方の限界が750~800nmで、多少の個人差がある。

可視紫外分光光度計 [英 visible-ultraviolet spectrophotometer, 独 Spektrophotometer für sichtbares und ultraviolettes Gebiet, 仏 spectrophotomètre pour la région visible et ultraviolette, 露 спектрофотометрия видимой и ультрафиолетовой частей спектра] 可視・紫外領域で用いられる分光光度計で、通常約190~900nmの波長範囲をカバーできる。自記式のものは、光源部・モノクロメーター部・光束分割部・試料室・検出器・電気信号処理部・表示記録部から成る。光源部は可視・近赤外用のタングステンランプまたはヨウ素ランプと紫外用の重水素ランプを有し、波長領域によってランプを切り換えて使用する。モノクロメーターとしては、主としてリトラム型のプリズムあるいは平面回折格子モノクロメーターやツェルニーター型モノクロメーターが用いられる。モノクロメーターからの射出光はセクター鏡など適当な方法で2光束に分けられ、試料室に設置された対照セルと試料セルを通過する。検出器からの対照信号が一定に保たれるように、光電子増倍管にかける電圧を自動制御し、そのときの試料信号を波長に対して記録すれば分光透過率曲線が得られる。このほか、光学的零位法、電気的直接比法でも試料信号と対

照信号の比を求めることができる。自記式のほか、モノクロメーターからの射出光の光路中に対照セルと試料セルを交互に入れる単光束方式をとった手動式のものもある。赤外分光光度計と異なり、可視紫外分光光度計では、光源からの光が直接試料にあたるで光化学反応で試料が変化したり、試料からの蛍光で測定精度が低下したりするので、モノクロメーターを通して分光した光で試料を照明してそれらの影響を軽減している。

可視スペクトル [英 visible spectrum, 独 sichtbares Spektrum, 仏 spectre visible, 露 видимый спектр] 可視光とよばれる目に見える光の波長領域(380nm~780nm)に現れるスペクトル。原子や分子のスペクトルのうち、電子状態間の遷移に基づくスペクトルは可視領域から紫外、真空紫外領域に主として現れ、それぞれ可視スペクトル、紫外スペクトル、真空紫外スペクトルなどとよばれる。スペクトルが観測される波長領域に従ってつけられた名称であって、物理的にはそれほど特別な意味はない。

カ氏度 = 華氏度

華氏度 [英 degree Fahrenheit, 独 Grad Fahrenheit, 仏 degré Fahrenheit, 露 градус Фаренгейта] D. G. Fahrenheit (⇒ファーレンハイト)が1724年に提唱した華氏目盛で表される温度の単位で、単位記号は°F。Fahrenheitは、水・氷・塩の混合体で得られる最も低い温度を0度とし、初めは人体の血液の温度を12度として、アルコール温度計を校正して温度目盛を作り、後に、人体の血液温度を96度として目盛をつかった。後者が華氏目盛とよばれるようになった。華氏目盛での氷点と水の沸点の値は、今日それぞれ、32°F, 212°Fと協約されている。華氏目盛からセルシウス目盛への換算式は $t_c = (5/9)(t_f - 32)$ である。ここで t_c, t_f は、それぞれセルシウス目盛、華氏目盛での値を表す。華氏度は国際単位系(SI)に属さない単位であり、日本工業規格(JIS)にも採用されていない。華氏という表現は、人名ファーレンハイトの中国語表記である華倫海に由来する。

カシミール演算子 [英 Casimir operator, 独 Casimirscher Operator, 仏 opérateur de Casimir, 露 оператор Казимира] ⇒ 回転群の表現

過剰完全系 [英 over-complete system, 独 übertollständiges System, 露 сверхполная система] ヒルベルト空間 \mathcal{H} の単位ベクトルの集合 $\{u_k\}$ であって、その一次結合によって \mathcal{H} の任意のベクトルを表すことができ(完全性)、一次独立でないもの。たとえば、 x 軸上の二乗可積分関数の全体が作るヒルベルト空間 \mathcal{L}^2 において、 $\{u_{p,q}(x), -\infty < p, q < \infty\}$ は過剰完全系をなす。ここに $\{h_n, n=0, 1, \dots\}$ を \mathcal{L}^2 の完全正規直交系として

$$u_{p,q}(x) = \exp[-(p^2 + q^2)/4] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(q+ip)^n}{(\pi 2^{n+1} n!)^{1/2}} h_n(x)$$

実際、これで任意の m の h_m が展開できるので完全性

$$\int_{-\infty}^{\infty} dp \int_{-\infty}^{\infty} dq u_{p,q}(x) u_{p',q'}^*(x') = \delta(x-x')$$

が知られ

$$\int_{-\infty}^{\infty} dp \int_{-\infty}^{\infty} dq (q+ip) \exp[-(p^2 + q^2)/4] u_{p,q}(x) = 0$$

の例から一次独立でないことが知られる。 h_n が量子力学的調和振動子のエネルギー固有関数のとき $u_{p,q}$ はコヒーレント状態である。これは $(q+ip) = \sqrt{2\pi}(l+im)$ の形(l, m は正、負の整数)のものだけですでに完全系をなすこと

が証明されている(J. von Neumann, 1932年)。

過少減衰 [英 underdamping, 独 Unterdämpfung, 仏 sous-amortissement, 露 слабое затухание] ⇒ 減衰振動

カジョリ Cajori, Florian 1859.2.28 ~ 1930.8.14
アメリカの数学者、数学史・物理学史学者。スイスに生れ、16歳でアメリカに移住、ウィスコンシン大学およびジョンズ・ホプキンス大学大学院に学び、数学を専攻した。チューレーン大学の数学助教授および応用数学教授(1885~88年)を経て、合衆国教育局で1年間研究の後、コロラド大学の物理学教授(1889~98年)、数学教授(1898~1918年)、および工学部長(1903~18年)を歴任した。多くの講義時間がかえ、各種の事務的責任を負いながら、文献入手の容易でない勤務地で、数学史と物理学に関する優れた著作を書きあげた。このため1918年カリフォルニア大学に数学史教授として迎えられ、1929年にはその名誉教授に列せられた。この間に、I. Newtonの「プリンキピア」第三版(1726年)のA. Motteによる英訳版を改訂して詳しい注(An Historical and Explanatory Appendix)を加えた。それはCajoriの没後出版され(1934年)、今日も版を重ねて広く利用されている。数学史への重要な寄与が認められてアメリカ数学協会会長、アメリカ科学振興協会副会長、科学史学会副会長、国際科学史委員会副会長などに選ばれた。[主著] *A History of Mathematics*, 1894, 改訂版 1919; *A History of Physics*, 改訂版 1929, 1962.

ガス = 気体

価数揺動現象 = 原子価揺動現象

ガス遠心分離 [英 separation by gas centrifuge, 独 Trennung mit einer Gaszentrifuge, 仏 séparation par centrifugeuse de gaz, 露 разделение газоцентрифугированием] 高速回転円筒内に発生する遠心力場を利用して2成分以上からなる原子または分子の混合気体をその質量の違いに基づいて分離する方法で、特にウラン濃縮(同位体分離)において重要な技術となっている。質量の異なる気体成分よりなる混合物を毎分数万回転の回転円筒内に置くで遠心力により半径方向に圧力勾配が生じるが、この勾配が気体の分子(または原子)量によって異なる。このため場所によって分圧比が異なり、中心部分には比較的軽成分に富む気体が、また外周部には重成分に富む気体が得られる。中心部と外周部における軽成分存在比の比をこの場合の分離係数 α とよぶが、 α は次のように表される。

$$\alpha = \exp\left\{\frac{(m_b - m_a)\omega^2 R^2}{2kT}\right\}$$

ここに m_b, m_a はおのおの重成分、軽成分の原子量または分子量、 ω は回転角速度、 R は回転筒の半径、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度である。この式は α は分離すべき2成分の質量差(質量比でないことに注目せよ)で決り、その値は回転円筒の周速 ωR とともに増大することを示している。ウラン濃縮においてはUF₆ガスが用いられるが α はほかの濃縮法であるガス拡散分離やノズル分離に比べてかなり高くなる。

ガス温度計 = 気体温度計

ガス拡散分離 [英 separation by gaseous diffusion, 独 Trennung mit Gasdiffusion, 仏 séparation par diffusion gazeuse, 露 газодиффузионное разделение] 質量の異なる原子または分子の混合気体を隔膜とよばれる多孔質膜を通

過させるとき、その孔径が気体の平均自由行程と同程度となる分子流領域では軽成分が重成分より相対的に透過しやすい。軽成分および重成分の分子量(または原子量)をそれぞれ M_A, M_B , 平均速度を \bar{v}_A, \bar{v}_B とすると、平衡状態では $(1/2)M_A\bar{v}_A^2 = (1/2)M_B\bar{v}_B^2$ の関係がある。気体分子が細孔中で互いに衝突しなければ、通過する分子数はその速度に比例するため軽い分子の方が通過しやすいのである。この現象を利用して2成分の分離を行う方法がガス拡散分離であり、別名隔膜分離ともいわれる。特にウラン濃縮(同位体分離)においては最も普及している重要な濃縮法となっている。隔膜を隔てて高圧側圧力を p_1 , 低圧側圧力を p_2 , とすると、この隔膜の分離係数(α)はほぼ

$$\alpha \approx 1 + \left(\sqrt{\frac{M_B}{M_A}} - 1 \right) \left(1 - \frac{p_2}{p_1} \right)$$

で示される。ウラン濃縮においては UF_6 ガスが用いられ、 α は 1.0042 程度と小さいため、多数回隔膜を通過させることにより所定の濃縮を行う。実用プラントの作動圧(約 1 atm)の下では隔膜孔径を数百 Å 程度とする必要がある。

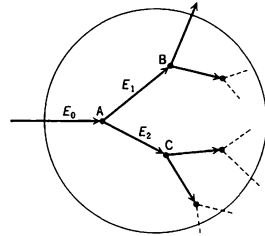
ガスケット [英 gasket, 独 Dichtung, 仏 garniture, 露 набивка] 一對のフランジなどの間に挟んで、ボルトそのほかの手段で締めつけて気密を得るための部品。最も簡単なものは変形量の大きくとれるエラストマーなどを材料としているが、高圧装置ではもっとかたい材質が選ばれ、超高真空装置では材質や構造にいろいろふりがなされている。特に超高真空装置では、ガスケット材からのガス放出を少なくするため、あるいは装置全体を加熱して脱ガス処理を行う関係上、エラストマーの代りに銅、アルミニウムなどの金属が用いられる。また、テフロン、ポリイミドなども放出ガスが少なく比較的高温にも耐えるので、超高真空用ガスケットとして適している。一般に金属ガスケットは、相手のフランジシール部の仕上げが十分でない機能せず、大きい締めつけ力が必要なこと、繰返し使用ができないことなどが欠点であるが、これらの欠点を改善したいいろいろの形式のガスケットが開発されている。中空リング(ステンレス鋼の薄肉チューブでリングをつくり、表面に銀などのメッキを施したのも)や、ヘリコフレックス(バックアップ用のスチールスプリングコイルを内部に仕込んだ特殊リング)などがある。

カスケド液化法 [英 cascade liquefaction, 独 Kaskadenverflüssigung, 仏 liquéfaction en cascade, 露 метод каскадного сжижения] ⇒ 液化機

カスケド型加速器 [英 cascade accelerator, 独 Kaskadenbeschleuniger, 仏 accélérateur en cascade, 露 каскадный ускоритель] 一般的には何種類かの加速器を直列に結合し、より高いエネルギーを得る加速器を意味するが、特にシンクロトロンへのビーム入射に、線型加速器でなく小型のシンクロトロンを用いる場合を意味することが多い。超高エネルギー(500 GeV 程度)の陽子シンクロトロンでは、電磁石の最高磁場は約 20 kG と限られているため電磁石の数を増し半径を大きくする必要がある。そのため入射磁場は小さくなるが、最低磁場を 100 G 程度以下で精度よくすることは残留磁化のために技術的に困難なので、それに対応して入射粒子のエネルギーを高くする必要がある。したがって高エネルギーの入射器が必要となるが、線型加速器は高価なため、より経済的な小型のシンクロトロンを入射器とする方式がとられている。一方、空間電荷制限のような空間電荷効果は、入射エネルギーが高く

なるほど一般に弱くなるので、中型(約 10 GeV)のシンクロトロンでもビーム強度を大きくするため入射エネルギーを上げ、ブースターシンクロトロンをつけたカスケド型加速器がしばしば用いられるようになっている(⇒ブースター)。

カスケド過程 [英 cascade process, 独 Kaskadenprozess, 仏 processus en cascade, 露 каскадный процесс] [1] 入射粒子が原子核内の核子と連鎖衝突をして複数個の粒子を放出する反応。粒子の入射エネルギーが高くなると、その波動性が減少し、あたかも古典力学のように粒子の軌道を考えることができる。この描像で、その反応過程は図のように表される。エネルギー E_0 をもって入射した



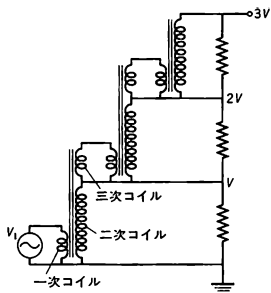
粒子は点 A で核内の 1 核子と衝突してそれをはじき飛ばし、そのエネルギーを E_2 とし、みずからのエネルギーは E_1 となって散乱される。続いて点 B で入射粒子は次の核子と衝突する。一方、先にはじき飛ばされた核子は点 C でほかの核子に衝突する。このように反応がねずみ算式に連鎖していき、最終的に多数の粒子が放出される。通常この過程はモンテカルロ法を用いて計算される(⇒モンテカルロ法)。

[2] 高エネルギーのハドロンが物質中で起す連鎖衝突過程のこと(⇒核子カスケド)。

カスケドシャワー [英 cascade shower, 独 Kaskadenschauer, 仏 gerbe en cascade, 露 каскадный ливень] 高エネルギー電子、光子の入射により引起される、物質中での制動放射、電子陽電子対生成・生成粒子の電離損失などを通しての電子・陽電子・光子の増殖減衰現象を電磁カスケドシャワーあるいは単にカスケドシャワーという(⇒電磁カスケドシャワー)。

カスケド接続 [英 cascade connection, 独 Kaskadenschaltung, 仏 connexion en cascade, 露 каскадное соединение] 増幅器などで、1つの増幅器の出力を次の増幅器の入力に加え、その出力をさらに次の増幅器で増幅するいうように、多段縦続接続することをカスケド接続という。

カスケド変圧器 [英 cascade transformer, 独 Kaskadenwandler, 仏 transformateur en cascade, 露 каскадный трансформатор] いくつかの変圧器を直列に接続し、高電圧を発生させる装置。共振変圧器では、負荷電流の増加をはかる場合に、一次と二次のコイルの結合係数を大きくししなければならない。このためのひとつが高圧コイルに分割、絶縁された鉄芯を用いる方法であり、もうひとつがカスケド変圧器(図参照)である。各単位変圧器の出力を V とし、カスケドの段数が n のとき、 nV の出力電圧を得ようとするものである。単位変圧器には鉄芯を用いるので、コイル相互の結合は強くて 1 に近い。振動数を高くすると鉄芯が小さくなって、小型で大容量の可能性が

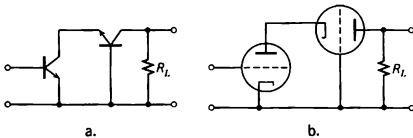


ある。

カスケード放射 [英 cascade radiation, 独 Kaskadenstrahlung, 仏 émission en cascade, 露 каскадное излучение] 原子核がある状態から次から次へと連鎖的にエネルギーの低いほかの状態またはほかの核の状態へ遷移し、 γ 線などの粒子線を複数放出すること、または放出された粒子線のことをいう。この連鎖遷移において、たとえば、相続く2つの遷移で放出される2個の γ 線の角相関を測定したり、そのうちどちらか一方の γ 線の偏光を測定すれば、関係する核の状態のスピン、パリティや放出された γ 線の多極度などについての情報が得られる。

カスケードユニット [英 cascade unit, 独 Kaskadeneinheit, 仏 unité de cascade, 露 каскадная единица] ⇒ 放射長

カスコード増幅器 [英 cascode amplifier, 独 Kaskodenverstärker, 仏 amplificateur en cascode, 露 каскадный усилитель] トランジスタや電子管を図のように接続した増幅器。図において一段目のトランジスタはエミッ



ター接地として動作し、二段目のトランジスタはベース接地として動作する。一段目のコレクター電流はそのまま二段目のコレクター電流となるため増幅度は一段のエミッター接地増幅回路と同じになる。ベースとコレクターの間には帰還コンデンサーとよぶ接合コンデンサー C_T があるため、エミッター接地増幅回路ではミラー効果により入力容量は $(1+A)C_T$ に増加する。 A はエミッター接地増幅回路の電圧利得であり、ほぼ相互コンダクタンスとコレクター負荷インピーダンスの積で与えられる。したがって、高い周波数では大きな入力容量のため周波数特性が悪化しやすい。これを避けるにはコレクター負荷インピーダンスを下げて A を小さくする必要がある。また素子自身の周波数特性により高い周波数ではコレクター出力はベース入力に対し位相回転を生ずる。位相が 180° 以上遅れたコレクター出力信号が C_T を通してベースに帰還されて発振を生じたりして不安定となる。これを避けるには A を小さくして帰還される信号を入力信号より小さくしてやればよい。カスコード増幅器では一段目のトランジスタのコレクター負荷は二段目のエミッターであるためにインピーダンスは十分低く、一段目の電圧利得は1以下となっているために C_T の影響はほとんどない。また二段目はベースが

接地されているためにエミッターとコレクターの間はシールドされていると同様であるので高周波でも安定に動作する。以上のようにカスコード増幅器は高周波を安定に増幅することができ、また低雑音であるので高周波増幅、特に VHF 帯や UHF 帯の増幅器としてよく用いられる。

ガス状星雲 [英 gaseous nebula, 独 Gasnebel, 仏 nébuleuse gazeuse, 露 газовая туманность] ⇒ H II 領域

ガス増幅 [英 gas multiplication, 独 Gasvervielfachung, 仏 multiplication gazeuse, 露 газовое усиление] ⇒ 比例計数管

ガスダイナミックレーザー [英 gas dynamic laser, 仏 laser dynamique à gaz, 露 газодинамический лазер]

気体レーザーの一種。高温・高圧の気体をノズルから噴射して超音速流をつくと、断熱膨張によって気体の温度が急速に下がる。このとき、エネルギー準位によって緩和速度が異なるので、冷却過程で一部の準位に負温度分布が過度的に生じることを利用する。炭酸ガスレーザーに応用して大出力を発生できる。

ガス定数 = 気体定数

カスティリアノの定理 [英 Castigliano theorem, 独 Castiglianoscher Satz, 仏 théorème de Castigliano, 露 теорема Кастильяно] 弾性体の力学において、ひずみエネルギーから外力の作用する点の変位を求める原理。いま、平衡状態にある弾性体に外力 P_1, P_2, \dots, P_n が作用し、それらの作用点に力の作用方向の変位 u_1, u_2, \dots, u_n が生じているものとする。この弾性体に蓄えられるひずみエネルギーを U とすると変位 u_i は

$$u_i = \frac{\partial U}{\partial P_i}$$

で与えられる。すなわち、弾性体のひずみエネルギー U を外力 P_i の関数として計算し、 P_i で偏微分すると P_i が作用する点における作用方向の変位が得られる。これをカスティリアノの定理という。これに反し、一連の外力の作用を受けて平衡状態にある物体に関し、そのひずみエネルギーが対応する変位の関数として表されるならば

$$\frac{\partial U}{\partial u_i} = P_i \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

という定理が仮想仕事の原理から導かれる。したがって、前者の定理をカスティリアノの第二定理、後者の定理を第一定理とよぶことがある。

カストレル Kastler, Alfred 1902.5.3—1984.1.7 フランスの実験物理学者。ドイツ領アルザスのグェブウィラーに生れる。彼がアルザスの高等学校在学中の1918年、アルザス地方はドイツからフランスに返還された。1921〜26年パリのエコール・ノルマル・シュペリエールで物理を学び、その後5年間、アルザスとボルドーの高等学校で物理を教えた。1931年ボルドー大学助手となり、分光学を研究。1936年に博士号を取得。この研究で彼は、水銀などの原子に共鳴光を照射して励起状態に上げるとき、照射する光を適当な偏光にすれば、磁場によって分裂する多くのゼーマン準位を選択的に励起できることを示し、黄昏のナトリウムの光が偏っていることを解明した。1938年ボルドー大学教授となったが、1941年以降はエコール・ノルマル・シュペリエールで教育と研究に従事している。第二次世界大戦後、電波分光が急速に発展した時期、彼は電波と光とを同時に使うことによって原子の励起状態の分光学的研究をする方法を考案した。そのひとつは

1949年に弟子のJ. Brossellとともに開発した二重共鳴分光法であり、もうひとつは原子と光の相互作用における角運動量の保存を利用する光ポンピングの方法である。これらの研究と、その応用によるいろいろの原子分光学的研究で1966年度のノーベル物理学賞を受賞した。

ガスバラストポンプ [英 gas ballast vacuum pump, 独 Gasballastpumpe, 仏 pompe à lest d'air, 露 газобалластный насос] ⇒ 油回転ポンプ

カスプ磁場 [英 cusped magnetic field, 独 magnetisches Sattelfeld, 仏 champ magnétique cuspidé, 露 магнитное поле гиперболического типа] プラズマを閉じ込めるための磁場の一形式であり、向かい合った2個の円形コイルに互いに逆向きの電流を流してできる磁場配位を紡錘状カスプ磁場という。z軸を対称軸とすると、磁場の強さは近軸領域では

$$B_r = ar, \quad B_z = -2az$$

で表される。ここにaは定数である。したがって磁力線を表す式は

$$r^2 z = \text{一定}$$

となり、図1のような磁力線となる。この中に閉じ込めら

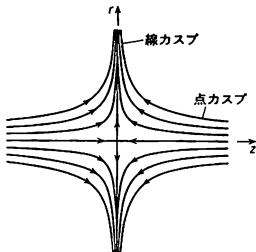


図1

れているプラズマは線カスプ部と点カスプ部でとがったアステロイド状になっている。カスプはこのようにとがった部分をさす言葉である。この磁場配位の特徴の1つは磁場が中心で0であり、そこからすべての方向に向かって強くなっていることである。このため閉じ込められているプラズマは磁気流体力学的に安定である。また荷電粒子が磁場が0の点に近づくとき、断熱不変量である磁気モーメント W_\perp/B (W_\perp は磁場に垂直方向の粒子の運動エネルギー)は保存されなくなり粒子の速度分布は等方化される。第二の特徴は線カスプ部では磁力線が中心面に非常に接近してその幅がそこを運動するイオンのラーモア直径よりも薄くなることである。このとき、線カスプのイオンの運動領域はラーモア直径の厚さをもつシート状になる。紡錘状カスプ磁場を直列につないだビケットフェンス(図2)や環状カスプ磁場(図3)などもカスプ磁場の一種である。カスプ磁場におけるプラズマ閉じ込めの最大の問題は線カスプや点カスプからのプラズマ損失を抑えることであり、高周波閉じ込め法や外部から静電場を加える電位閉じ込め法などが研究されている。



図2



図3

ガスブランケット [英 gas blanket, 仏 blanket à gaz,

露 газовый бланкет] 核融合炉においてプラズマと炉壁(第一壁)との間に積極的に濃度の高い中性ガスの層をつくる、炉壁の保護、壁材料からの不純物発生を抑制、燃料の供給と排出などを図ろうとする方式のこと。磁場閉じ込め方式のプラズマ実験装置あるいは核融合炉においては、一般にプラズマから流出して容器壁に衝突したイオン粒子は中性化され、プラズマと壁との間にかなり低い中性ガスの層を形成する。ガスブランケットの概念は2つに大別できる。1つはガス絶縁とよばれているもので、中性ガス密度を極めて高くして圧力平衡でプラズマを閉じ込めようとする方式である。しかし高密度の低温中性ガス中に、それより数けたも低密度の完全電離超高温プラズマの安定な平衡が成立することは疑問視されている。最近では、むしろプラズマは磁場で閉じ込めて、燃料ガスを適量注入して周辺の中性ガス密度をプラズマと同程度かそれより少し低めにする方式が考えられている。この方式では、中性ガス層によって燃料供給を行うとともに、高温プラズマ粒子と低温の中性粒子との荷電交換反応によってプラズマ表面温度を冷却し、炉壁からの不純物発生が抑制されることが期待されている。この方式の実験的検証はないが、もし成立すれば非常に簡単な方法であるので炉構造設計上の利点が多い。

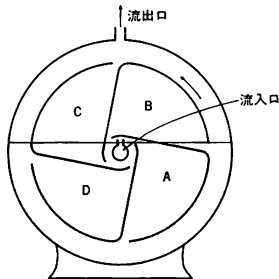
ガスフローカウンター [英 gas-flow counter, 独 Gasflußzählröhre, 仏 compteur à écoulement gazeux, 露 проточный газовый счётчик] 固体試料からの飛程の短いα線、低エネルギーのβ線の観測のために、検出器の窓や空気層による吸収を除くために、測定試料をガス中に入れ、「窓なし」カウンターとして使われる。測定試料の放射線が飛程が短いためカウンターの体積を小さくできるので、測定試料の交換の度毎の排気とガス充填を省くため、大気圧でガスを常に流しながら使用する。カウンターはPRガスを用いて、比例領域で動作させることも、Qガスを用いてGM領域でも動作させることもできる。カウンターの形状は種々あるが、主として、半球型のものが使われる。このような型のものは、線源に対する立体角が2πのため、2πカウンターとよばれる。2πカウンターを2つ向き合わせた形状にして、立体角を4πとすることもできる。4πカウンターでは両半球の出力パルスを加え合わせることで、β線源の後方散乱による損失がなくなるので、β線源の強度の絶対測定に用いられ、およそ0.5%の精度で線源の強度が得られる。

ガス放出 [英 outgassing, 独 Entgasung, 仏 dégazage, 露 дегазация] 固体表面を真空中に置くと固体表面から気体が真空中に放出される。これをガス放出という。放出される気体は固体表面に吸着されていたものが主だが、それらに続いて固体内部より表面への気体の拡散がガス放出の原因となる。また固体表面に高いエネルギーの粒子や光子が入射しても気体が放出される。ガス放出を表す量として、ガス放出率、ガス放出速度がある。これは単位面積、単位時間当りの気体の放出量を意味し、 $\text{Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ ($\text{Torr} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$)が単位として用いられる。表面積Aの試料からのガス放出率を測る標準的な方法は、既知のコンダクタンスCを有するオリフィスやパイプを、ポンプと試料用真空槽との間に用意し、オリフィス前後の圧力差Δpを測定し、 $C \cdot \Delta p / A$ より求める。簡略化した方法としては、体積Vの試料用真空槽の排気口に設けたバルブを閉じることで、バルブ閉後の圧力上昇Δp/dt

を測定し、 $(V/A) \cdot (dp/dt)$ より求めることもできるが、この方法によって得たガス放出率は、一般に先の方法による値と比べ小さく、ときには1けたほど異なることがある。表面に吸着している気体の平均吸着時間 $\tau = \tau_0 \exp(E/kT)$ と表せる。ここで τ_0 は 10^{-13} s程度の定数、 k はボルツマン定数、 E は脱離エネルギー、 T は表面の温度である。単位面積当たりの吸着量を σ とすれば、単位表面積から脱離する気体の量は σ/τ となる。これらの脱離分子のうち再吸着しなかったものがポンプ系へ流れ去り、放出ガス量として計測される。したがって放出ガス量は τ すなわち T と E とに強く依存することになり、 τ が吸着量によらなければ放出ガス量は時定数 τ で減少する。実際の表面には吸着エネルギーに分布があり、吸着量によってその大ききも変るため、観測されるガス放出率は $1/\tau$ 近い時間依存性を示す。

ガス放出率 [英 outgassing rate, 独 flächenbezogene Desorptionsrate, 仏 taux de désorption, 露 скорость удельного газовойделения] ⇒ ガス放出

ガスメーター [英 gas meter, 独 Gasmesser, 仏 compteur de gaz, 露 газовый счётчик] 気体用流量計の総称として使われることがあるが、工業用あるいは一般消費者に供給するガスの流量計を限定してガスメーターとよぶことが多い。ガスメーターには湿式ガスメーターと乾式ガスメーターの2種類があり、いずれも体積流量計で、回転運動機構や往復運動機構により一定容積の容器内のガスを送り出してガスの体積を測定する。図は湿式ガスメーターの



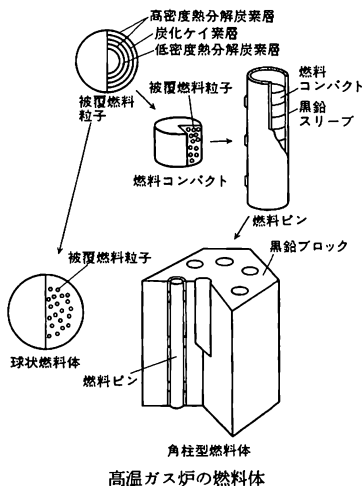
原理的な構造を示し、流入口から流入したガスは、液体(水または蒸気圧の低い油が用いられる)の表面と、回転ドラムで形成される空間Aに流入する。流入ガスの体積がある値を超えると回転ドラムの外縁は液面から離れて流出口に連なる空間に開放される。それと同時に流入ガスはドラムの次の空間Bに流入しはじめる。したがって回転ドラムの回転数に比例したガスが排出されることになり、ドラムの回転数で流れたガスの総量が、回転角速度でガスの流量が求められる。乾式ガスメーターには2個の直方体の箱があり、おのおのがゴムなどの膜で2つに分離されている。この膜は往復運動をして箱内のガスをほぼ完全に送り出したり、またその容積に等しいガスを保持できる。2つの膜の往復運動は90°位相が異なっていて連続的にガスを送り出すと同時にその回数でガスの体積を測定することができ、測定の精度は湿式ガスメーターが0.5~1%程度で、種々のガスメーターの基準として使用される。

ガス冷却高速増殖炉 [英 gas-cooled fast breeder reactor, 独 gasgekühlter schneller Brüter, 仏 réacteur sur-régénérateur refroidi au gaz, 露 быстрый размножающий реактор с газовым охлаждением] ⇒ ガス冷却炉, 高速炉

ガス冷却高速炉 [英 gas-cooled fast reactor, 独 gasgekühlter schneller Reaktor, 仏 réacteur rapide à refroidissement au gaz, 露 быстрый реактор с газовым охлаждением] ⇒ ガス冷却炉, 高速炉

ガス冷却炉 [英 gas-cooled reactor, 独 gasgekühlter Reaktor, 仏 réacteur à refroidissement au gaz, 露 реактор с газовым охлаждением] 気体を冷却材に用いる原子炉(略称: GCR)。そのような気体には空気、炭酸ガス、窒素、ヘリウムがある。発電用を目的とするガス冷却炉は、マグノックス炉、改良型ガス冷却炉(AGR)、高温ガス冷却炉(HTGR)、ガス冷却高速増殖炉(GCFBR、単にガス冷却高速炉ともいう)にほぼ大別でき、ほかに炭酸ガス冷却による圧力管型重水炉の開発実例がある。

マグノックス炉はマグネシウム合金で被覆された天然ウラン金属燃料棒を燃料体として使用し、減速材には黒鉛を、冷却材には炭酸ガスを使用する原子炉であってイギリスで開発された。東海1号原子力発電所(165GWe)はこの型式の原子炉によるもので、わが国における商用原子力発電所の第一号機として、1961年3月の運転以来現在まで運転を続けている。AGR炉はマグノックス炉と同じく減速材に黒鉛を、冷却材に炭酸ガスを用いるが、しかし燃料体にはステンレス鋼被覆の低濃縮二酸化ウランを使用する。このことのために冷却材の原子炉出口温度はマグノックス炉(~400°C)よりも高めることができ(~650°C)発電効率は高まり、また燃料の燃焼度も高まる。HTGR炉は、燃料体には図に示した被覆粒子燃料を用い、冷却材には不



活性ガスであるHeガスを、減速材には黒鉛を使用することから冷却材の原子炉出口温度を700~1000°Cまで高めることができ、発電利用のみならず鉄製還元ガスや水素の製造利用ならびに石炭の液化やガス化などへの核熱エネルギーの直接利用の用途も研究されている。GCFR炉はセラミック燃料体を使用し、Heや炭酸ガスにて冷却するので高い増殖比が得られることと冷却材の原子炉出口温度が上げられるので発電効率が高められる特徴を有する。

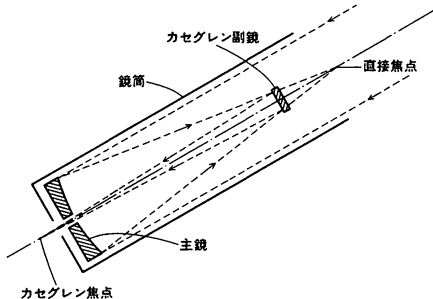
ガスレーザー = 気体レーザー

過制動 = 過減衰

化石燃料 [英 fossil fuel, 独 fossiler Brennstoff, 仏

fossile combustible, 露 ископаемое топливо] 石器時代、地質時代など古代の樹木および動物などが化石となって地層中に残り、長年月の末生成した石炭、石油、天然ガスなどの燃料をいう。石炭は主として化石木から、石油は化石動物から、天然ガスは双方の化石化途上に生成したと考えられている。ウラン、トリウムなどの原子燃料と対比される。

カセグレイン焦点 [英 Cassegrain focus, 独 Cassegrain-Fokus, 仏 foyer de Cassegrain, 露 фокус Кассегрена] 反射望遠鏡の光軸上において、主鏡の焦点面の直前に置いたカセグレイン副鏡で、集束光を折りたたみ、主鏡中央の穴を通して主鏡の直後につくった焦点(図参照)。N. Casse-



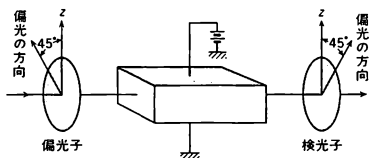
grain は回転双曲凸面の副鏡を、回転放物凹面の主鏡と組合せて用いた(1672年)。その後、主鏡および副鏡に二次以上の高次の曲面を採用し、広い視野について収差の少ない光学系の解が研究されている(G. W. Ritchey, H. Crétien, 1922年)。それらと区別するために、前者を古典的カセグレイン焦点ともいう。カセグレイン焦点は、観測者が、鏡筒の後端に位置することができること、鏡筒の長さよりはるかに長い焦点距離が得られることなどの特色をもっている。また、カセグレイン焦点の変形として、主鏡の前面で副鏡から焦点面に至る中間点に平面鏡を45°に傾けて挿入し、鏡筒の側面に焦点を取出す方法もある(J. Nasmyth, 1851年)。

仮説 [英 hypothesis, 独 Hypothese, 仏 hypothèse, 露 гипотеза] 自然科学において、現象を統一的に説明しようように設けられた仮定のこと、この仮定によって導き出された結果が観察や実験で検証されれば、その仮説は妥当なものとして受け入れられる。実験の結果が、仮説と相容れないものであれば、仮説は修正されたり、破棄されたりする。仮説を設定して、その仮説をテストする実験を行い、仮説の妥当性を確かめる過程を哲学では仮説演繹法とよんでおり、今日の科学理論はほぼこのような過程を経て成り立っていると考えられている。物質が原子からできているという原子説や、核子や中間子がクォークからできているというクォーク仮説などは、最も代表的な仮説であり、これによって多くの物理現象を説明する仮説ができた。このように仮説は、それを基礎として具体的に適切な結果を導くのに有効であり、その意味で作業仮説ともよばれる。

カセトメーター [英 cathetometer, 独 Kathetometer, 仏 cathétomètre, 露 катетометр] 相隔たった2点を、それぞれ望遠鏡で遠方から観測し、その水平または鉛直距離を、望遠鏡の移動距離から求める測定器である。目盛をもち、かつ鉛直に立つ柱と、それに沿って上下に滑動

できる望遠鏡とから成る。付属の水準器と調節ねじにより、柱は鉛直に、望遠鏡は水平に調整される。柱の目盛の目量は通常1mm、これをバーニアで0.05mmまで読取る。

カー・セル [英 Kerr cell, 独 Kerr-Zelle, 仏 cellule de Kerr, 露 ячейка Керра] カー効果(⇒電気光学効果)を示す液体、または固体に外部電場が印加できるようにして、光変調素子として使えるようにしたものをカー・セルという。また、光シャッターとして使われるときは、カー・シャッターともいう。液体としては $C_6H_5NO_2$ 、 C_6H_6O 、 C_7H_8O などが用いられ、固体では、 $KTaO_3$ 、 $KTa_{0.95}Nb_{0.05}O_3$ 、 $BaTiO_3$ などの強誘電体結晶が用いられる。強誘電体結晶では、キュリー点より高い温度で一定の温度に保つことが要求されるが、周波数特性が平坦(1GHz以下)であるというボッケルス・セルにはない特徴をもっている。通常は直交した偏光子間に挿入し、カー効果により複屈折が誘起されている間のみ光が透過するようにして使われる。電



場の印加方法は、液体の場合には電極を内蔵した透明な槽に入れ、固体の場合には結晶の特定の面に直接電極を付けて行う。いずれの場合も光の進光方向と直角に電場を印加する。これ以外に超高速の光シャッターとして使うときは電極を用いず、モード同期YAGレーザー、Ndガラスレーザーなどの直線偏光した強いパルスレーザー光を液体に照射してカー効果を起こさせる方法がある。この場合の応答時間は使用する液体の分子の回転緩和速度で決り、 CS_2 を使った場合の応答時間は2psとなる。

火線 [英 caustic, 独 Kaustik, 仏 caustique, 露 каустика] ⇒ 非点収差

仮像 [英 pseudomorphism] ⇒ 結晶形

仮想陰極 [英 virtual cathode, 独 virtuelle Kathode, 仏 cathode virtuelle, 露 виртуальный катод] ⇒ 電子銃

仮想運動量 [英 virtual momentum, 露 присоединённое количество движения] ⇒ 仮想質量

仮想エネルギー準位 [英 virtual energy level, 独 virtuelles Energieniveau, 仏 niveau d'énergie virtuelle, 露 виртуальный уровень] ⇒ 共鳴状態

仮想記憶方式 [英 virtual storage system, 独 virtuel-ler Speicher, 露 виртуальная запоминающая система]

外部記憶装置を巧みに利用することによって、いま使おうとしている電子計算機の主記憶装置に実装されている記憶容量を意識することなく、プログラム作成が行えるようにした方式。この方式を採用していない計算機では、原則としてプログラムの大きさは実装されている主記憶装置容量を超すことができず、それを超過する場合にはプログラムを適宜分割して外部記憶装置におき、必要になったプログラムのブロックをその主記憶装置に取込む操作を応用プログラムで指定しなければならない。仮想記憶方式では、実装されている主記憶装置(物理アドレス空間を構成する)とは別にプログラムが扱う論理的な記憶装置(論理アドレス空間を構成する)を設け、これを対象としてプログ

ラムを組めばよく、実用上、主記憶容量の制限をほとんど意識しないでプログラミングを行うことができる。

計算機内部での実際の演算制御は物理アドレス空間を対象として行われるが、論理アドレス空間と物理アドレス空間との対応づけは、ハードウェアに組込まれる動的アドレス変換機構などの機能と、オペレーティングシステムの記憶管理機能とによって、自動的に実現される。1個の論理アドレス空間を多数のジョブが共用する単一仮想記憶方式と、それぞれのジョブが個別な論理アドレス空間で動作する多重仮想記憶方式がある。論理アドレスと物理アドレスの対応づけの具体的な方法としては、ページレジスタ方式、セグメンテーション方式、ページング方式、セグメンテーションページング方式などが実用に供されており、それぞれ得失があるが、ある約束に従って分割されたプログラムを、アドレス変換テーブルを用いて外部記憶装置から主記憶装置に移すのが基本的な方法であり、主記憶装置があふれたとき、プログラムのどのブロックを追出すかというアルゴリズムが肝要である。論理アドレス空間の大きさは、計算機の内部構造(内部アーキテクチャ)と実装されている外部記憶装置の容量で決る。なお、物理アドレスを実アドレス、論理アドレスを仮想アドレスとよぶこともある。

仮想事故 [英 hypothetical accident, 独 hypothetischer Unfall, 仏 accident hypothétique, 露 гипотетическая авария] 1964年5月27日原子力委員会決定の「原子炉立地審査指針およびその適用に関する判断の目安について」による立地条件の適否を判断する条件の一つとして必要な、低人口地帯の範囲および人口密集地帯からの距離を求める際に仮想する事故をいう。技術的見地からみて最悪の場合に起こるかもしれないと考えられる重大事故より、より多くの放射性物質の放出を仮想する。したがって、技術的見地からは起るとは考えられない仮想上の事故である。重大事故は、原子炉の立地条件の適否を判断する条件のひとつとして必要な、非居住区域の範囲を求める際に仮定する事故である。重大事故と仮想事故とは必ずしも独立の事故ではない。たとえば効果を期待した安全防護施設のうちのいくつかが動作しないと仮想事故では仮定し、重大事故を想定する際には、それに相当する放射性物質のより広い範囲への拡散を仮想する。より具体的な例を沸騰水型軽水炉の冷却材喪失事故について見てみると、重大事故では再循環配管が瞬時に完全に破断したと仮定し、それに伴い全燃料被覆管に破裂が生じ、核分裂生成物のうち希ガスは全蓄積量のうち2%、ヨウ素は1%燃料棒から放出されると仮定している例がある。それに対して仮想事故においては、希ガスは炉心の全蓄積量の100%、ヨウ素については50%燃料棒から格納容器内に放出されると仮定している。そして重大事故の場合、主排気筒から大気中に放出された核分裂生成物による敷地境界での被曝線量、すなわち、放射性ヨウ素吸入による小児甲状腺被曝線量および希ガスの γ 線による外部全身被曝線量を求め、「原子炉立地審査指針」に記載されている目安としての線量と比較して、立地条件の適否を判断する。一方、仮想事故においては敷地境界での被曝線量の評価方法は重大事故の場合と同じであるが、国民遺伝線量の見地から放射性希ガスによる全身被曝線量の人口積算値についても評価する。また、これに関連するものに設計基準事故がある。安全施設のある系統の設計において、その系統が必要となるような事故状態を想定する必

要がある。これが設計基準事故である。

仮想仕事 [英 virtual work, 独 virtuelle Arbeit, 仏 travail virtuel, 露 возможная работа] \Rightarrow 仮想仕事の原理

仮想仕事の原理 [英 principle of virtual work, 独 Prinzip der virtuellen Arbeit, 仏 principe du travail virtuel, 露 принцип возможной работы] 平衡状態にある力学系(質点系)で、質点 i に働いている力の合力を F_i とすると、 $F_i=0$ である。従って、これらの力はそのまま働いているとして、別の微小な力によって各質点に微小な変位 $\delta r_1, \delta r_2, \dots$ を与えたとすると $\sum F_i \cdot \delta r_i = 0$ である。 δr_i を仮想変位、 $F_i \cdot \delta r_i$ あるいはその和を仮想仕事という。いま力 F_i を、束縛力 R_i とそれ以外の力 F_i とに分けたとし、摩擦力がなくて束縛はすべて滑らかであるとする、仮想変位 δr_i を束縛条件に反しないようにとった場合に $R_i \cdot \delta r_i = 0$ が成り立つから、上の等式は束縛力を含まない式 $\sum F_i \cdot \delta r_i \leq 0$ に帰着する。これを仮想仕事の原理とい

う。不等号は、たとえば水平な机のうえに置いてある物体を机から離すように変位させる場合を表す。変位が逆向きにも可能な場合、つまり $\delta r_1, \delta r_2, \dots$ が可能なら $-\delta r_1, -\delta r_2, \dots$ も許される場合には、平衡条件は $\sum F_i \cdot \delta r_i = 0$ となる。この原理を用いると、未知の束縛力に煩わされずに、平衡の問題を解くことができる。

仮想質量 [英 virtual mass, 露 присоединённая масса] 物体が流体中を加速度運動をするとき、物体の運動に伴い流体が動きだすために、真空中を運動する場合に比べて見かけ上物体の質量が増したような効果を伴う。この増加量を仮想質量、誘導質量あるいは見かけの質量という。立方対称の物体の仮想質量は運動方向によらず物体が排除する流体の質量に比例するが、比例係数は物体の形によって異なる。球では1/2、軸に垂直に働く円柱では1である。また、一般の物体では3つの主軸方向で値が異なる(対称、テンソルである)。同様に物体が流体中で角加速度をもつ回転運動をするときには、それに伴って見かけの慣性モーメント、仮想慣性モーメントが生じる。仮想質量に物体の速度を乗じたものを流体インパルスあるいは仮想運動量、仮想慣性モーメントに角速度を乗じたものを仮想角運動量とよぶ。

仮想状態 [英 virtual state, 独 virtueller Zustand, 仏 état virtuel, 露 виртуальное состояние] \Rightarrow 共鳴状態

仮想スピン量子数 [英 fictitious spin quantum number, 仏 nombre quantique de spin imaginaire, 露 фиктивный спинное квантовое число] 磁性体をスピンハミルトニアンを用いて取扱う場合、スピンや環境の違いによってスピン量子数を見かけ上変えて取扱う方が便利の場合がある。このような見かけのスピンを仮想スピンといい、それに伴う量子数を仮想スピン量子数という。たとえば Co^{2+} イオンが結晶中に置かれた場合、多重構造の基底状態(4F)から推定される $S=3/2$ を用いるよりも、 $S=1/2$ として扱った方がよい例が多く見られる。これは結晶場、スピン・軌道相互作用などを通して 4F 状態が分裂を起し、その結果、最低準位が二重項になる場合になる。つまり真のスピンは $3/2$ で四重項であるが、仮想的には基底状態はスピンが $1/2$ で多重度が2、として形式的に扱うのが便利になるからである。これはスピンハミルトニアンそれ自体

が、真のハミルトニアンの一部を切取ってそこだけを用いるという便宜的手法であることによって生ずるものである。

仮想接地 [英 imaginary ground, 仏 masse imaginaire] 実際には接地されてはいないが接地されている場合と電気的等価と考えられる場合を仮想接地という。図1

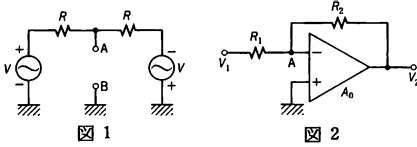


図1

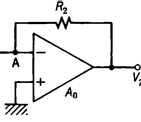


図2

のように互いに逆位相等振幅の信号源を等しいインピーダンスで接続した中点 A は、電位変動がなく常に接地点 B と同電位なので、A 点は接地されている場合と等価であり仮想接地点である。増幅回路がよく見られる仮想接地は、増幅度の十分に大きい増幅器の入力である。演算増幅器などのような開回路利得 A_0 の十分に大きな増幅器を用いて、図2のような負帰還増幅器を構成した場合、出力電圧を V_2 とすると増幅器の入力変動 V_2/A_0 は $A_0 \gg 1$ ならばほとんど 0 となる。したがって増幅器の入力の A 点の電位は接地点の電位とほぼ等しく、仮想接地されているとみなせる。これより閉回路利得は入力インピーダンス Z_1 と帰還回路のインピーダンス Z_2 の比として簡単に算出することができ、演算増幅器を用いた増幅器の設計によく利用される。このとき増幅器の反転入力と非反転入力端子は近似的に同電位と見なせるので仮想ショートとよばれることもある。

仮想遷移 [英 virtual transition, 独 virtueller Übergang, 仏 transition virtuelle, 露 виртуальный переход] 量子力学において、遷移を引き起す摂動が2つの状態の間に直接の遷移行列要素をもたなくても、途中にいくつかの中間状態を経過して、これらの状態間に摂動による遷移が起こることがある(⇒高次遷移)。この場合、中間状態への遷移はエネルギーを保存しないので、仮想遷移とよばれる。エネルギーの保存の破れは、中間状態に滞在する時間が極めて短いことによるエネルギーの不確定さとして解釈できる。

仮想束縛状態 [英 virtual bound state, 独 virtuell gebundener Zustand, 仏 état virtuel lié, 露 виртуальное связанное состояние] ⇒ 共鳴状態

仮想分子軌道(関数) [英 virtual molecular orbital, 独 virtuelle molekulare Bahn, 仏 orbitale moléculaire virtuelle, 露 виртуальная молекулярная орбиталь] 分子軌道のなかで電子の入っていない軌道のこと、空軌道ともいう。ハートリー-フォック近似においてスピン軌道の満足すべき方程式

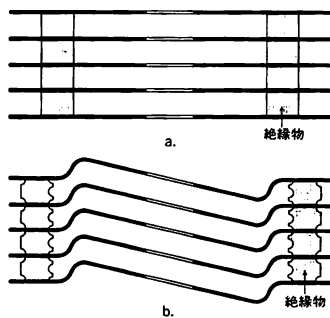
$$F\psi_i = \epsilon_i\psi_i$$

に現れる演算子 F は電子の入っているスピン軌道によるが、これらのスピン軌道が求められれば F は確定する。その演算子 F に対して上式を満足するスピン軌道は無限個存在する。そのなかで電子の入っていないスピン軌道の空間部分が仮想分子軌道である。励起状態を記述するのに、基底状態の電子配置から1個あるいは2個の電子を仮想分子軌道に移した電子配置を用いるのが便利であって、これが分子軌道法の長所のひとつとなっている。しかしながら仮想分子軌道は電子が1個新しく系に付け加えられた

とき、その電子を記述するのに適した分子軌道であって、1個ないし数個の電子が励起されている励起状態を記述するには必ずしも適当ではない。このような場合には、励起された電子が今まで占めていた軌道からいなくなったことの効果を分子軌道の形を決める際に入取れるとよりよい近似になる。仮想分子軌道間での適当なユニタリー変換によってこの効果を取り入れる方法がいくつか提案され使用されている(⇒ブリルアン定理)。

仮想変位の原理 [英 principle of virtual displacement, 独 Prinzip der virtuellen Verschiebungen, 仏 principe des déplacements virtuels, 露 принцип возможных перемещений] = 仮想仕事の原理

加速管 [英 accelerating tube, 独 Beschleunigungsröhre, 仏 tube accélérateur, 露 ускоряющая трубка] 荷電粒子を加速するために加速電場(直流または高周波)をつくるとともにビームを走る場所を真空に保つためのもの。直流高電圧による加速器(⇒コッククロフト-ワルトン型加速器, バン・デ・グラーフ型加速器)では、荷電粒子は大きな電位勾配をもつ加速管で加速される。初期の加速管には、長いガラス管などが用いられたが、体抵抗や表面抵抗が均一でないために電位分布が一律にならず、耐電圧が長さ按比例して増加しないので、1~10cmの長さの短円筒の普通磁器やアルミナと金属板を交互に積重ねる方式をとり、さらに加速管や高圧部を加压容器に入れて SF_6 ガスを充填している。絶縁物短円筒と金属板の接着には、ビニールセテートやエポキシ樹脂が使われてきたが、重イオン加速の場合などには真空中の向上が必要なので、アルミナの端面にメタライズを施し、チタン板をろう付けする方式が採用される。全加速電圧が低いときには、 $3\text{MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 以上の平均加速電場が達成されるが、大型タンデム型バン・デ・グラーフ加速器では、 $2\text{MV}\cdot\text{m}^{-1}$ 程度に設計されている(図a)。イオンと逆方向に加速される電子を除去するために、電極を傾斜させた加速管を交互に配置したり(図b)、適当な間隔で磁石を配置する。陽子シンク



ロトロンの前段加速器としてのコッククロフト-ワルトン型加速器では、高強度のビームを $500\sim 800\text{keV}$ に加速しなければならないので、全長20cm以下の狭い加速ギャップの高電場加速管が使用されている(⇒空間電荷制限, 加速電極)。この場合、大気中で絶縁を保つために、加速管を長い縁面をもつプラスチックの容器に入れて SF_6 などを含めるが、数十cmないし1mの直径の加速管の一端からはイオン源を、他端からは接地電極を管内に入りこませるリエントラント構造として、狭い加速ギャップと、大気中でも放電しない長い縁面とを両立させている。

電子線型加速器の本体である高周波加速空洞も進行波型加速管とよばれる(⇒線型加速器, 進行波型加速管)。

加速器 [英 accelerator, 独 Beschleuniger, 仏 accélérateur, 露 ускоритель] 電子, 陽子, イオンなどの荷電粒子を加速して運動エネルギーを与える装置で, 粒子加速器ともよばれる。元来, 原子核や素粒子の研究のために発明, 開発されたものであるが, 現在は理学, 工学, 医学など各方面に利用されている。基本的な機能は電場による荷電粒子の加速とその粒子群の空間的な集束である。加速器の主な特性はその最高加速エネルギーと加速される荷電粒子の種類および粒子強度で決る。加速エネルギーの単位は eV (電子ボルト) で, 1 eV とは単位電荷をもつ粒子を 1 V の電位差で加速したときに粒子が得るエネルギーである。加速の方式には, 直流電圧で一気に加速するものと高周波電圧で繰返し加速するものがある。前者(コッククロフト・ワルトン型加速器, パン・デ・グラフ型加速器など)は装置の耐電圧により最高エネルギーが制限されるが, 後者の方式は原理的に限度がない。繰返し加速方式には粒子が直線的に運動する線型加速器方式と電磁石で粒子を円運動させ加速電圧を何回も利用するサイクロトロンまたはシンクロトロンの方式がある。

加速器は 1930 年ごろ陽子を加速して原子核に衝突させるために開発され, 次々と各種の方式が発明された。研究対象が素粒子, さらに素粒子の内部構造と小さくなるにしたがい, より高いエネルギーの加速器が建設された(⇒高エネルギー物理学)。その一方, 加速された粒子を各方面の科学, 工業へ応用することが盛んとなった。加速粒子を物質にあてて, 高分子加工, 非破壊検査, 殺菌, 医療に, また電子ビーム自体は溶接に利用されている。加速ビームによる放射線同位体の製造や半導体製造におけるイオン注入が行われていた。多数の電子線型加速器が病院で癌治療に用いられており, 最近では加速器による陽子や中間子での癌の局所治療や診断の有効性が認められ実用化されようとしている。重イオン加速器による慣性核融合の研究も行われている。陽子または電子の加速されたパルスビームを金属標的にあてて瞬間的に発生する大強度の中性子や中間子により結晶解析など物性研究や医療への利用が盛んとなっている。シンクロトロンのような円型加速器内で電子が円運動する際に放射されるシンクロトロン放射は可視光から X 線に至る広範囲の光を含み, 強度が大きく指向性がよいので, 光源としての性能が優れており, 多方面に利用される。たとえば放射光の回折散乱によるタンパク質など巨大分子の構造, 結晶構造や成長などの研究, 分光による超微量分析, 触媒反応などの研究, 放射線効果による分子の分解, 重ね合せの研究, X 線リソグラフィによる超大規模集積回路製法の研究など, 物理学, 化学, 生物学をはじめ理学, 工学, 医学など各方面の研究の進歩に大きな貢献をしている。そのため専用の電子貯蔵リングが世界各地に建設されている。

最初原子核の人工崩壊(1932 年)に用いられたのは倍電圧整流回路による 800 kV のコッククロフト・ワルトン型加速器である(⇒人工核変換)。これは現在でも大型陽子加速器の初段加速器として用いられる。同様に直流高電圧による加速器としてはベルト起電機によるパン・デ・グラフ型加速器があり, 発生電圧の安定度がよいので原子核の精密実験に用いられる。加速中に粒子の電荷の正負を変えて電圧を 2 倍に利用するタンデム型パン・デ・グラフ加

速器や金属ベレットと絶縁物をつないだチェーンを用いるベルトロンが開発され, 加速電圧は 20 MV 以上に達する。交流のピーク電圧を利用する共振変圧器またはカスケード変圧器による加速器は放射線源に利用されている。直流電圧による加速器は絶縁物の耐電圧により加速エネルギーに上限が生じ, この対策として多数の加速電極により粒子を直線的に加速する線型加速器が G. Ising により提案され, R. Widoroë (1928 年)により試験的に成功した。粒子を回転運動させ加速電圧を有効に利用するサイクロトロンが 1931 年, E. O. Lawrence と M. S. Livingston により発明された。線型加速器の方は加速電圧発生に必要な 10 MHz 以上の大出力真空管が製作困難であるため, サイクロトロンの開発が先となった。第二次世界大戦中のレーダーによるマイクロ波および大電力パルス技術の著しい進歩により線型加速器が実用化されるようになった。電子加速の方はスタンフォード大学における大電力クライストンと進行波型加速管(アイリス型)の開発により発達し, 原子核研究に大きな貢献をした。現在全長 3 km に及ぶ 20~30 GeV の電子線型加速器が稼動している。陽子線型加速器はアルバレー型空洞の開発により 200 MeV までの加速が行われ, それ以上の加速は電子加速と同様の空洞により最高 800 MeV に達するものが稼動している。

磁束の時間的変化による誘導電場を利用して電子を加速するベータトロンは 1940 年 D. W. Kerst により成功し, 現在は主に非破壊検査に用いられている。サイクロトロンは加速高周波と粒子の回転周波数が等しいことを利用しているが, 陽子で 20 MeV 近くなると相対論効果による質量増加($m = m_0 / \sqrt{1 - (v/c)^2}$, m_0 : 静止質量, m : 全質量, v : 粒子速度)により回転周波数が下がり, 周期がずれて加速が困難となる。1945 年 E. M. McMillan と V. Veksler による位相安定性の原理の発明によってサイクロトロンの加速限界を超えることができた。加速周波数を粒子回転周期に合わせて変調するシンクロサイクロトロンにより数百 MeV の加速も可能となり, 人工中間子がつくられ素粒子物理学への道が開かれた。さらに磁場を変化させ, 加速粒子の軌道半径を一定にするシンクロトロンでは電磁石をリング状に並べて, GeV クラスの加速器の建設が可能になった。サイクロトロンや初期のシンクロトロンでは半径方向外向側に磁場を弱くする電磁石の設計によって加速粒子の集束が行われ, 後述の強集束に対して弱集束といわれる。この方法では粒子軌道のベータトロン振動の振幅が大きく, エネルギーとともに電磁石が巨大となる。1952 年 E. D. Courant, M. S. Livingston, H. S. Snyder により, 集束と発散の機能の組合せによる強集束の原理が発見されて電磁石の小型化が可能となり, 30 GeV の陽子シンクロトロンが建設された。現在 500 GeV を超えるものが稼動している。電子シンクロトロン(貯蔵リングを含む)も強集束の原理を利用しているが, シンクロトロン放射のためエネルギーの四乗に比例するエネルギー損失があり, 加速の効果がそれだけ悪くなるので, いまのところ最高約 20 GeV である。強集束を行うのに粒子の偏向と集束をそれぞれ専用の電磁石に行わせる機能分離型シンクロトロンは運転方法に柔軟性があるので, 従来の方式の機能結合型シンクロトロンより最近は多く用いられる。サイクロトロンのエネルギー限界を超えるほかの方法として L. H. Thomas によって, 粒子回転方向に磁場を強弱と変化させることにより集束作用を行い平均磁場は半径方向に大きくしてエネルギー

増大によっても粒子回転周期を一定とする方式が提案された。これは1954年に成功し、AVFサイクロトロンまたはイソクロナスサイクロトロンとよばれ、陽子で100～500MeVに達している。

加速器に用いられる電磁石の磁場は普通の電磁石では最高約2Tであるが、超伝導電磁石によりその倍以上の磁場を発生させ、より高いエネルギーの加速器が建設されており、1TeV以上が目標値となっている。そのための超伝導材および電磁石の開発が進められている。一方、これまでのように加速された粒子を固定標的にあてる方法では、加速された粒子のエネルギー(実験室系)が増大しても重心系での粒子の衝突エネルギーは粒子エネルギー(実験室系)の平方根に比例して増加するのみである(⇒衝突ビーム)。そこで互いに反対方向に加速したビームをリングに貯蔵し正面衝突させて有効に加速器のエネルギーを利用して衝突型加速器が建設されている。現在陽子・反陽子(または陽子、電子・陽電子の衝突用)のものがある。電子・陽電子衝突リングはシンクロトロン放射によるエネルギー損失のため、到達エネルギーを上げるには大きな高周波電圧が必要であり、そのために電力損失が極めて小さい超伝導空洞の開発が大きな問題となっている。さらに新しい加速方式として電子リング加速器による集団効果加速やレーザーの強い電場による加速、プラズマと電磁波の相互作用による加速などが従来の加速器のエネルギーの限界を超えるために開発が進められている。

加速器には、高電圧、真空、高周波、精密機械、大電力機器、エレクトロニクス、制御、超伝導技術など各方面の高度の技術が利用されており、それらの発達と加速器の進歩とは密接な関係がある。また、現在の加速器技術を用いて、超高エネルギーの加速器を建設すれば、巨額の費用を要するので、レーザーを用いる加速器など全く新しい型の加速器を開発しようとする気運も高まりつつある。

加速器科学 [英 accelerator science, 独 Beschleunigertechnik, 仏 science des accélérateurs, 露 наука об ускорителях] 加速器の研究や建設は、物理学をはじめ、電気、機械、低温制御など広範な工学分野の科学・技術の結果であり、また本来の利用目的である高エネルギー物理学や原子核物理学のほか、最近では物性物理学、化学、生物学、医学、工学、農学などの広い範囲に利用され新しい領域が開かれており、これらの加速器を中心とする関連分野を総合して加速器科学と称する。これは1973年ころより使われた比較的新しい用語である。

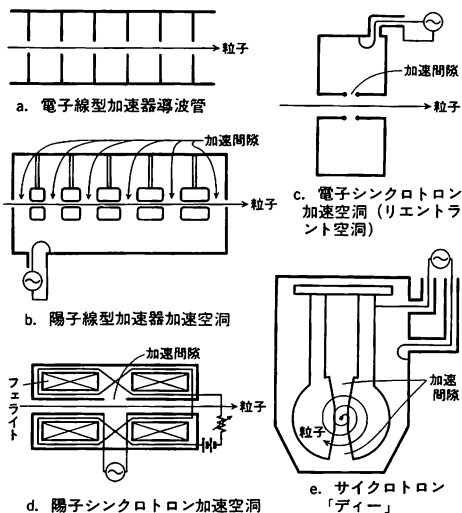
初期の加速器は直流高電圧を利用する簡単なものであったが、より高いエネルギーを得るためにサイクロトロンや線型加速器が発明され、電磁石、高周波、マイクロ波、真空などの技術が利用され、現在は超伝導電磁石も使用されている。このように加速器の研究開発や建設には、ビームのふるまいを計算し研究する加速器物理を中心に工学の電気機械をはじめ土木建築、測量にいたるまでの広い科学技術の粋を集積されており、また加速器の開発によって関連分野の科学技術の進歩を啓発している。

加速器の利用は初期の原子核研究から素粒子および素粒子の内部構造の研究まで進み、これらの実験のために大型計算機、高速エレクトロニクス、図形認識などの最先端の技術が開発された。他分野への利用としては、放射性同位体の製造や、ビームや放射線による材料加工が初期から行われているが、最近では直接のビームや二次粒子が医学の治

療診断に使用され、特に加速器を用いてシンクロトロン放射光やパルス中性子を発生させて、結晶、タンパク質をはじめ生体の構造の研究、科学結合や触媒反応の研究、超LSIの制作研究など非常に幅広い分野で利用されている。物性研究や治療のための専用加速器も建設され、核融合への利用も研究されている。加速器の開発進歩とこの関連技術の発達とは相互に強めあう関係にあり、加速器の発達は広い応用分野の学問の発展をもたらす、加速器科学は国の科学水準の一つのバロメーターとなっている(⇒加速器)。

加速器増殖 [英 accelerator breeding, 仏 régénération par un accélérateur, 露 ускорительный брдиннг] 高エネルギー・高出力(ビーム強度の大きい)の加速器で核破砕反応により大量の中性子を生成し、中性子捕獲反応を利用して核原料物質を核燃料物質に変換しようというもの。増殖炉による場合のような再処理を必要とせず、必要になったら「燃料体」をそのまま加速器で照射して「充電」できる可能性があること、増殖の際の高速中性子を利用して原子炉の運転によって核燃料中に生じた長寿命の核廃棄物を短寿命あるいは安定の核種に変換する「消滅処理」を同時に行える可能性があること、などの理由で最近関心を集めている。実用には、加速エネルギー数百MeV以上、ビーム強度数百mA以上の加速器が必要とされている。

加速空洞 [英 acceleration cavity, 独 Beschleunigungshohlraum, 仏 cavité d'accélération, 露 ускоряющий резонатор] 高周波で共振する空洞で、その内部の電場で荷電粒子の加速に用いられる。粒子加速に使用される電場の形は、ほとんど直流電場と高周波電場であるが、高周波電場を使う加速器は陽子および電子線型加速器、サイクロトロン(シンクロサイクロトロンも含む)、電子シンクロトロン、陽子シンクロトロンと多岐にわたる。これらの加速器においては、高周波電場を発生させる装置として、加速空洞(サイクロトロンでは普通「ディー」とよぶ)が利用される。空洞を使う理由は、空洞は一般に並列あるいは直列共振回路に等価であるため、共振状態で動作させることにより、できるだけ少ない供給電力で所定の加速電圧を得ることができからである。図は各種加速器に使われている加



速空洞の概念図を示す(電子線型加速器では共振空洞ではなく、周期構造をもった導波管が進行波モードで用いられる)。電子シンクロトロンや陽子シンクロトロンの一部に用いられる型の加速空洞をリエントラント(凹型)空洞という。陽子シンクロトロンで加速空洞にフェライトが装荷されている理由は、陽子シンクロトロンでは加速周波数すなわち空洞を励振する周波数が陽子のエネルギーとともに変化するの、空洞の共振周波数をこれに同調するように変化させなければならない。そのために空洞内にフェライトを入れ、これに磁場を加えてその透磁率を、したがって空洞のインダクタンスを変えるのである。またフェライトを入れることによって、空洞内の電波の波長が短縮され、空洞の寸法を小さくすることができる。陽子線型加速器ではアルバレー型加速空洞を用い、加速に伴う陽子の速度変化には加速電極(ドリフトチューブ)の長さで対応する。電子の場合には比較的低エネルギーで光速に近いくなるので、シンクロトロンでは加速周波数一定、線型加速器では同一タイプの空洞で加速可能である。超伝導材による加速空洞では、 Q が通常の空洞の 10^5 倍以上の極めて少ない高周波電力で大きな加速電圧が得られる(⇒超伝導空洞)。

シンクロトロンや線型加速器では、加速空洞を励振するのに、一般に送信用電子管を使った電力増幅器が用いられ、さらにその前段に1段ないし数段の電力増幅器があって、発振器からの電力を増幅している。サイクロトロンでは共振回路である「ディー」と、電子管とによって自励発振器を形成している。加速される粒子の数が増加し粒子に与えるエネルギーが高周波電力に比べて無視できなくなると、ビーム制御が必要となる。また粒子の電荷と空洞との相互作用により加速空洞内は高次モードの電磁場が誘起されビーム不安性を起すことがある。

加速電圧 [英 accelerating voltage, 独 Beschleunigungsspannung, 仏 tension accélératrice, 露 ускоряющее напряжение] 荷電粒子を高い運動エネルギーの粒子線に加速するために用いる加速電場印加されている電位差を加速電圧とよぶ。加速電圧は、加速される粒子の種類、エネルギー、粒子線の強度およびその性質、粒子線利用の目的などによって各種の電位差、電場の形状、方式があるが、限られた空間でできるだけ高い電圧がかけられるよう設計される。そのため、高い電位差で一度に加速する静電場を用いる場合は、絶縁破壊が起らないような構造設計上の配慮が必要となる。その限界は通常は 10^6 V 程度である。したがって、それ以上に高いエネルギーにまで粒子を加速することが必要となる粒子加速器では、絶縁破壊が起らないような比較的低い電圧で、何回も繰返し加速する方法をとる。この場合には、その繰返し周波数に合わせた高周波電場を用いて加速する方式がとられる。サイクロトロン、シンクロトロン、線型加速器など、いずれも高周波電場を加速電場として用い、加速電圧の値も高周波で変化する。

前者の静電場を加速電場として用いている装置の例としては、ブラウン管や電子顕微鏡など多数のほか、加速器では、コッククロフト・ワルトン型加速器がその代表例である。

加速電極 [英 accelerating electrode, 独 Beschleunigungselektrode, 仏 électrode accélératrice, 露 ускоряющий электрод] 荷電粒子を加速するための直流または高周波の電場をつくる電極。直流電圧による加速装置では、

加速管の内部に配置した加速電極により適当な電位分布を形成して荷電粒子を加速・集束させる。加速電極の最も簡単な構造は、円筒や中心にビーム孔をもうけた円板である。装置の小型化、またはビーム強度が空間電荷により制限されているときは高いビーム強度を得るために、できるだけ高電場にする。高電場になると電子が表面から放出される(⇒電界電子放出)けれども、実際にはこれよりはるかに低い電場で放電が生じる。1950年代に W. D. Kilpatrick は当時の実験データから直流と高周波の両方に対して陰極にけるイオンのエネルギーを W [eV], 陰極面での電場を E [$V \cdot cm^{-1}$] として放電限界を $WE^2 \exp\{-(1.7 \times 10^5/E)\} = 1.8 \times 10^{14}$ で与えた。これは Cu, Al から C までの電極材料にはよらないとされていたが、1960年代のヨーロッパ連合原子核研究機関(CERN)での研究によれば、それまで広く使われていたステンレス鋼に比べて、Ti や Ti 合金(6~4% V など)がはるかに優れていることがわかり、コッククロフト・ワルトン型装置やタンデム型バン・デ・グラフ加速器の電極に使われるようになった。放電は圧力にも依存し、大気圧から下げていくと最も起しやすい領域(⇒バッシュンの法則)を経て 10^{-2} Pa 付近で放電開始電圧が極大となり、その後再び低下する。したがって粒子のエネルギーが高くて残留ガスの影響が少なく、また荷電数に変化のない場合は H_2, Ar, Ne などを導入して高電場を維持させることがある。高周波加速では、加速電極が共振器の空洞の一部である場合が多く、高周波損失を少なくするために Cu でつくられる。高周波では比較的弱い電場で電子の運動と周波数とが同期して、二次電子による放電が起こることがある(⇒マルチバクターリング)。

加速度 [英 acceleration, 独 Beschleunigung, 仏 accélération, 露 ускорение] 速度の時間的変化の割合をさし、運動する質点の位置ベクトルを r , 速度ベクトルを v とおけば、加速度 a は次式で表される。

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2r}{dt^2} = \ddot{r}$$

加速度は自由ベクトルの一種である。成分で書けば

$$a_x = \frac{d^2x}{dt^2}, \quad a_y = \frac{d^2y}{dt^2}, \quad a_z = \frac{d^2z}{dt^2}$$

平面運動の場合、極座標 (r, θ) で表せば、加速度の r, θ 成分は次のように書ける(⇒接線加速度, 法線加速度)。

$$a_r = \frac{d^2r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2, \quad a_\theta = 2 \frac{dr}{dt} \cdot \frac{d\theta}{dt} + r \frac{d^2\theta}{dt^2}$$

角速度の時間的変化の割合を角加速度というが、これに対し a のことを線加速度ということもある(⇒角速度)。

加速度計 [英 accelerometer, 独 Beschleunigungsmesser, 仏 accéléromètre, 露 акселерометр] 変位の時間に関する二次微係数、速度の一次微係数である加速度を測定する器具。変位を測定し、これを電気的積分回路によ

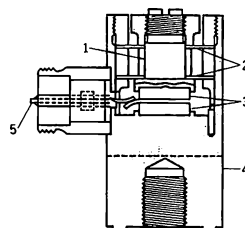


図 1

- 1: 質量, 2: スプリング,
3: 圧電素子, 4: ケース,
5: 導線

て加速度を求める計測方法もあるが、一般には[加速度]=[力]/[質量]の関係を利用した変換器が多い。力を計測する変換器としては、圧電素子を用いるもの(図1)、板ばねで支持された質量の変位を電気抵抗線ひずみ計で検出した(図2)、差動変圧器や光学的拡大によって検出する方式

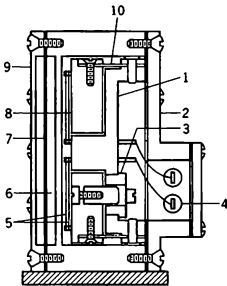


図 2

- 1: 台座; 2: 前カバー,
3: 可調整ストッパー,
4: ターミナル; 5: 露出式電気抵抗線ひずみゲージ素線,
6: 油; 7: ダイアフラム,
8: おもり; 9: 後カバー,
10: 片持はりスプリング

などがある。加速度計を構成する質量とばねの機械系は固有振動数を有しているから、これによる共振を避けるため、固有振動数と測定対象の振動数との差を大きくしたり、あるいは油を封入して減衰効果をもたせるなどの必要がある。図1, 2いずれの場合も、上下方向に加わる加速度によって質量に生ずる力を検出する。図1はウェスティングハウス型の変換器であるが、上部にあるボルトは圧電素子に加える予圧を調整するためのものである。図2は変換器で、質量の変位を電気ブリッジに組んだ露出式電気抵抗線ひずみ計で検出し、かつ油を封入して質量と片持梁スプリングから成る機械系の減衰をはかるようにしてある。

可塑性 [英 plasticity, 独 Plastizität, 仏 plasticité, 露 пластичность] 一般には、固体材料にその降伏応力(⇒降伏)を超える応力を加えると急激に変形が進む性質、すなわち塑性と同義であるが、高分子科学の分野では、塑性とはやや異なる意味に用いる。すなわち、降伏応力をもたないで流動したり、大きい変形を起して永久ひずみが残るという性質も含めて用いられている。高分子材料に可塑性を与え流動しやすくすることを可塑化という。可塑化の方法はいくつかあるが、主なものは、(1) 熱を加えて高分子物質の融点またはガラス転移点以上の温度にする。(2) 低分子の溶剤(可塑剤という)を加える。(3) 機械的に分子鎖を切断し分子量を下げる。(4) 異種単量体を共重合させるなどである。熱を加えることによって可塑化する高分子材料を熱可塑性樹脂といい、橋かけをもたない高分子物質がこれに属する。プラスチックの名前はこの語に由来する。熱可塑化はプラスチックの成形加工に通常用いられる。可塑剤による可塑化を外部可塑化、共重合によるものを内部可塑化という。

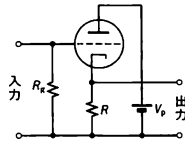
カソード [英 cathode, 独 Katode, 露 катод]

[1] 電子管における電子放出の源となる電極で陰極ともいわれる。普通、熱電子放出特性のすぐれた材料でつくり、これを高温に加熱して熱電子放出を行わせる。熱電子放出材料またはその芯線に、直接電流を流して加熱する方式のものを直熱型、放出材料とは別に加熱装置をもち、間接的に放出材料を加熱する方式のものを傍熱型という。直熱型カソードは細線状につくられていて、フィラメントとよび、傍熱型カソードでは加熱部分はヒーターとよび、ヒーターとカソード(電子放出部)とは普通絶縁されている。放出された電子を集める電極は通常の電子管では、アノー

ド(陽極)またはプレート、クライストロンでは、コレクターとよばれる。カソードとしては熱電子を豊富に放出し、高温でも蒸発が少なく、その上安定に動作するものが要求される。現在、主として使用されている陰極は次のものである。(1) 直熱型: (a) タングステンフィラメント、(b) トリウム・タングステンフィラメント、(c) 酸化物塗布フィラメント。(2) 傍熱型: (d) 間接加熱型酸化物塗布陰極。タングステンは融点の高い(3655K)金属であり、ガスやイオン衝撃の影響を受けにくく安定である。しかし仕事関数が高い(4.52V)ので加熱電力が大きいのが欠点である。使用温度は約2500Kである。トリウム・タングステンは、タングステンの粉末にトリア(ThO_2)を1~2% 混合し、熟成によってタングステンの表面にトリウムの単原子層を被膜させた物質で、タングステンに比べて仕事関数が低く(2.63V)、したがって低い加熱電力で熱電子放出が容易であり寿命も長い。使用温度は1800~2000Kである。酸化物塗布カソードは、白金、コネル合金、タングステン、ニッケルなどの金属にバリウム、ストロンチウム、カルシウムの各種塩を樹脂やパラフィンなどで練ったものを塗布した後、加熱して酸化させたものである。この種の陰極は比較的低温で、多量の熱電子を放出させることができ、寿命も長い。なお特種な場合には、電界放射を利用して加熱することなく針状のカソードから高い電流密度で電子を放出させることも行われている。

[2] 電解槽(セル)に挿入する電極のうち、電位のより低い側の電極を指す。電解槽の中ではカソード方向に陽イオンが移動する。電極上(カソード上)で電子を得ると還元されることになる。したがって、電解還元にはカソード側を利用する。電位の高い側の極は、アノードとよばれる(⇒アノード)。学術用語としては陰極、あるいは負極という語が用いられてきたが、近年カソードという語が定着してきた。

カソードフォロワー [英 cathode follower, 独 Katodenfolger, 仏 cathode suiveuse, 露 катодный повторитель] 電子管増幅回路においてグリッドを入力とし、カソードから出力を取出す回路方式のこと。プレート接地ともよばれる。カソードフォロワーの接続を図に示す。



カソード抵抗を R 、電子管の内部抵抗および増幅率を r_p 、 μ とすると、増幅率は $A = \mu R / (r_p + (1 + \mu)R)$ 、出力インピーダンスは $Z_o = r_p R / (r_p + (1 + \mu)R)$ となり、増幅率は1以下であるが出力インピーダンスは低い値を示し、一般の電子管では数十Ωから数kΩ程度の範囲になる。出力インピーダンスが低いことから、増幅器の出力回路として用いられることが多く、また微小電力入力に対するバッファ増幅器としても用いられる。

カーソル [英 cursor, 独 Läufer, 仏 curseur, 露 курсор] 計算機の表示装置の画面上の現在位置を表示するためのマーク。

かたい鎖 [英 stiff chain, 独 starre Kette, 仏 chaîne rigide, 露 жёсткая цепь] 高分子のモデルとして用いられるもののひとつ。ランダムコイル鎖がしばしば用いられ

るが、その反対の極限として曲がりにくい高分子に対するモデルとして用いられる。かたい鎖をもつ高分子は、臨界温度以上の溶液で液晶構造をとる。これを成形すると極めて高い配向度、弾性率、強度をもつ繊維が得られる。全芳香族ポリアミドはこの例であって、ケブラー繊維はポリ(p-フェニレンテレフタルアミド)の硫酸溶液から液晶紡糸で得られる。一方、ヘリックス溶媒中でのポリベプチド(たとえばポリ(γ -ベンジル-L-グルタメート))は α -らせんをとり、液晶を形成し、剛直棒状高分子に分類されるが、成形品は剛直材料ではない。したがってかたい鎖のかたさは溶液論の観点から規定する方が明確である。

コンフォーメーションパラメータ σ はひとつのかたさの尺度である。 r_0 を非振動状態での分子鎖末端間距離、 r_{0f} を主鎖単結合のまわりの自由回転を仮定した場合の分子鎖末端間距離(二乗平均値の平方根をとる)とすると

$$\sigma = \langle r_0^2 \rangle^{1/2} / \langle r_{0f}^2 \rangle^{1/2}$$

で定義される。ポリスチレン、ナイロン66の σ は、それぞれ2.2と2.1であるが、セルロースアセテートは3.7、トリニトロセルロースは4.2で、 σ が3.0以上はかなりかたい鎖である。また、極限粘度 $[\eta]$ と分子量 M との間の指数則

$$[\eta] = KM^a$$

における指数 a も目安となる。 K は定数である。理論的には球状分子で a は0.5、棒状分子で2.0である。 M にやや依存するが、ポリ(p-フェニレンテレフタルアミド)では1.09、ポリ(p-ベンズアミド)で1.5であり、 a が0.8を超えるとかなりかたい鎖といえる。

かたい鎖の流動復屈折率の値 Δn から、持続長 a あるいはセグメント長($A=2a$)を、結合の分極率から単量体単位に分極率異方性を評価し、固有復屈折率を計算した上で評価することができ。Aが分子鎖長を超すことがあれば、これは棒状分子にほかならない。従来の屈曲性高分子のAは1.5~3 nmであったが、かたい鎖ではAが数十~数百nmとなる。ナイロン1でらせん構造のポリ(ブチルシシアナート)ではA=100 nm、ポリ(p-フェニレンテレフタルアミド)はA=110 nm、ポリ(p-ベンズアミド)ではさらにかたくA=210 nmと評価されている。

かたい芯(核力) [英 hard core, 独 harter Kern, 仏 cœur dur, 露 твёрдый остов] \Rightarrow 核力の芯

かたく結ばれた電子の近似 [英 tight binding approximation, 独 Näherung mit starker Kopplung, 仏 approximation du couplage fort, 露 приближение сильной связи] \Rightarrow バンド理論

かたさ [英 hardness, 独 Härte, 仏 dureté, 露 твёрдость] 材料の表面または表面近くでの機械的特性のひとつ。表面の近くと内部とが同質とみなされるときは、材料の機械特性を推定する一尺度としても用いる。かたさは、実用上かなり古くから広く使われてきた尺度であるが、その内容は多様な側面を含み、ほかのいずれの機械的な性質でも置換えられない量で、明確で統一的な定義が難しい概念である。耐磨耗性の付与、ひっかき傷やくばみの回避、材料の焼入れ性や切削性の判定、工具の切削能力の一尺度など、かたさの用途または要求は多様であり、それに対応して、かたさという用語で表現される内容も多面的である。

金属材料のかたさだけについていえば、規格で定められたかたさ試験機を使い、定められた試験方法に従えば

数値としてかたさが求められるが、これがそのまま金属材料のかたさの定義でもある。JISでは、ブリネルかたさ、ビッカースかたさ、ロックウェルかたさ、ショアかたさについて、それぞれかたさ試験機と試験方法の規格が制定されている。

(1) ブリネル(Brinell)かたさ: 直径 D [mm]の鋼球を試験面に押しつけ、くばみをつけたときの荷重 P [kg]を、荷重をぬいた後に残る永久くばみの直径 d [mm]から求めたくばみの表面積で割った値をいい、記号 H_B または HB で表し

$$H_B = \frac{2P}{\pi D(D - \sqrt{D^2 - d^2})}$$

で算出する。ただし、 H_B の数値には単位をつけない。この場合の鋼球のように、押しつけるものを圧子という。ブリネル試験法における D は10 mmまたは5 mmである。

(2) ビッカース(Vickers)かたさ: 対面角 α が約136°の正四角錐のダイヤモンド製圧子を用い、試験面にくばみをつけたときの荷重 P [kg]を、荷重をぬいた後に残った永久くばみの対角線の長さ d [mm]から求めたくばみの表面積で割った値をいい、 H_V と表し

$$H_V = \frac{2P}{d^2} \sin \frac{\alpha}{2} = 1.854 \frac{P}{d^2}$$

で算出する。ただし、 H_V の数値には単位をつけない。このビッカースかたさは、硬質材料も含め広範囲のかたさの金属材料に適用されている。また、極めて小形の圧子を小荷重でおしつけるマイクロビッカースかたさ試験機もあり、微細なかたさ分布などの測定に用いられる。また両対角線長の異なるひし形圧子を用いた場合のかたさをスラブ(Knoop)かたさという。

(3) ロックウェル(Rockwell)かたさ: 指定された鋼球圧子またはダイヤモンド製円錐圧子を用い、まず、基準荷重を加えて試験面に押し込み、次に試験荷重まで荷重をあげ、再び基準荷重に戻したとき、前後2回の基準荷重の負荷時におけるくばみの深さの差 h [mm]から求められる数値をいい、 H_R と表す。圧子の形状・寸法兩種荷重値の組合せによりA、B、C、Dなど各種のスケールがあるが、JISに規定があるのはBとCである。たとえば、焼なまし鋼などに使うBスケールでは、圧子径が1/16 インチ、基準・試験両荷重がそれぞれ10 kg、100 kgで、算出式が

$$H_R = 130 - 500h$$

である。

(4) ショア(Shore)かたさ: 一定の形状と重さのダイヤモンドハンマーを一定の高さ h_0 から試験面に垂直に落下させたときのね上りの高さ h を尺度とするかたさで、 H_S と表し

$$H_S = \frac{10000}{65} \frac{h}{h_0}$$

で与えられる。(1)~(3)のかたさを総称して押込みかたさおよび、ショアかたさのことを動的かたさ、反発かたさともいう。試料台にのらない大きな物体についても測れる。

なお鉱物に関してはモース(Mohs)かたさを用いることが多い。滑石を1、石膏を2、方解石を3、螢石を4、リン灰石を5、正長石を6、水晶を7、黄玉を8、コランダムを9、ダイヤモンドを10という順で、かたさを番号で表す。ある物質のかたさは、その物質でこれらの標準物質をこすったとき、ひっかき傷の有無により判定する。たとえば正長石には傷ができたが、水晶にはできなかったとす

れば、モースかたさは6と7の間ということになる。図

カストロフィー [英仏 catastrophe, 独 Katastrophe, 露 катастрофа] 文字どおりには破局, 破滅, 急激な変化ということであるが, R. Thom によると, 力学系が構造不安定になるような, その力学系に含まれるパラメーター空間(またはコントロール空間)の集合をカストロフィーとよび, そのコントロール空間が四次元の場合には, カストロフィーの集合は基本的な7種の型に分類される(トムの定理)。それらは, 折り目型, くさび型, ツバメの尾型, チョウ型, 双曲的へそ型, 楕円的へそ型, 放物的へそ型と分類されている。たとえば, いちばん簡単な折り目型の場合, a をコントロール変数とする力学系 $dx/dt = -\partial f_1(x, a)/\partial x$, $f_1(x, a) = x^3 + ax$ を考えると, この微分方程式系の解の構造は, $a > 0$ と $a < 0$ の領域で明らかに全く違った様相を示す。すなわち, $a > 0$ ではアトラクターが存在しないのに, $a < 0$ ではアトラクターが現れる。よって, $a = 0$ という一点がカストロフィーの集合になっている。この場合, a の変域を直線で表現すると, その直線上でカストロフィー点 $a = 0$ は折り目になっているので, これを折り目型のカストロフィーという(図1)。

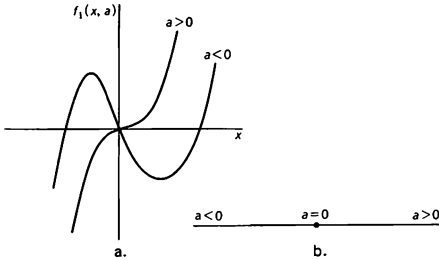


図 1

同様に, ポテンシャル $f_2(x, a, b) = x^4 - ax^2 + bx$ を考えると, 図2aのように, やはりアトラクターのない領域(I)と, ある領域(II)に分類され, その境目は, コントロール空間 (a, b) では, 図2bのように $b^2 = (8/27)a^3$ という曲線によって与えられる。これはくさび型カストロフィーという。

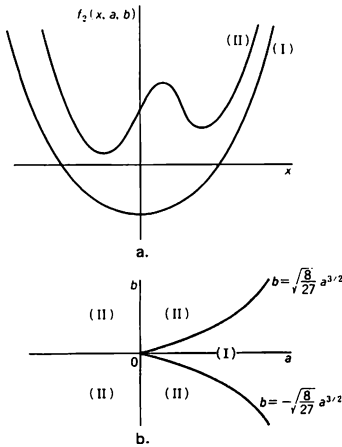
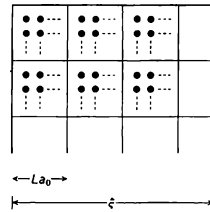


図 2

このように初等カストロフィーは, $f_3(x, a, b, c) = x^5 + ax^3 + bx^2 + cx$, $f_4(x, a, b, c, d) = x^6 + ax^4 + bx^3 + cx^2 + dx$, $f_5(x, y, a, b, c) = x^2 + y^2 + axy - bx - cy$, $f_6(x, y, a, b, c) = x^3 - 3xy^2 + a(x^2 + y^2) - bx - cy$, $f_7(x, y, a, b, c, d) = x^2y + y^4 + ax^2 + by^2 + cx - dy$ のポテンシャルに対する力学系の解の全体的構造を調べることによって, 7種のカストロフィーの形がすべて求められる。一般のポテンシャルに対する力学系でも, コントロール空間が四次元以内では, 本質的にこれに尽きるとするのがトムの定理である。

カストロフィーは, 相転移やその他の多くの自然現象の起りうる形を定性的に議論するのに使われている。

カダノフ変換 [英 Kadanoff's transformation, 仏 transformation de Kadanoff, 露 преобразование Каданова] L. P. Kadanoff が1966年, 臨界指数の間の関係性を調べるために提案したセル解析法。ゆらぎの大きさによって臨界点での異常性, すなわち臨界指数が決定される。ゆらぎは, 着目する空間的なスケール(物差し, 大きさ)によって変わる。そこで, 空間的なスケールを変換したとき, それに対応して物理変数がどのように変換するかを調べることが重要になる。こういう変換を一般にカダノフ変換とよび, うまい変換をくふうすれば, 精度よく臨界指数が計算できる。Kadanoff は図のように格子を適当なセルに分



割し, もとのスピン変数を σ_j , セルスピン変数を μ_k とし, 変数 σ_j から μ_k に変換しても状態方程式は不変であるという仮説をおいて, スケーリング則を導いた。セルの大きさを $L a_0$ (a_0 は原子間距離)とし, これは相関距離 ξ より小さいものとする。 μ_k は k 番目のセルの代表スピン(セル内の σ スピンの平均値が正なら $\mu_k = 1$, 負なら $\mu_k = -1$ としてもよい)であり, これはセルの大きさ L に依存するはずである。この関係を求めるため, もとのスピン σ に働く磁場 h ($= (m_B H)/(k_B T)$; 無次元量)とセルスピン μ に働く有効磁場 h' との間に, $h' = L^d h$ の関係があるとする。 x は現象論的なパラメーターである。また, 温度差 $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ に関しても, セルの温度差を ε' として $\varepsilon' = L^y \varepsilon$ のように変換されるとする。 y も現象論的なパラメーターである。このように, もとのスピンからセルスピンへの変換がカダノフ変換である。このようなセルのサイズ L に依存した変換は, 臨界現象の研究にとって大変基本的な役割を果たす。スピンの期待値 $\langle \sigma \rangle$ を ε と h の関数と考えて, $\langle \sigma \rangle = F(\varepsilon, h)$ と書くと, 上述の仮説からセルスピン $\langle \mu \rangle$ の状態方程式も同形になり, $\langle \mu \rangle = F(\varepsilon', h')$ と書ける。ゼーマン・エネルギーのスケール不変性 $\sigma L^d h = \mu h'$ (d は系の次元)を用いると, $\langle \sigma \rangle = L^{x-d} \langle \mu \rangle$ の関係が導かれ, 次の関数方程式 $F(\varepsilon, h) = L^{x-d} F(L^y \varepsilon, L^d h)$ に到達する。 L は $a_0 \ll L a_0 \ll \xi$ を満たす任意の変数であるから, 上の解は

$$\langle \sigma \rangle = |\varepsilon|^{(d-x)/y} f\left(\frac{\varepsilon}{|h|^{y/x}}\right)$$

となり、 $\langle \sigma \rangle$ は ε と h の適当な同次式を用いて表現される。これをスケリング則とよぶ。このように、状態方程式が二変数関数ではなく一変数関数(スケリング関数)で表されるため、いろいろな物理量の臨界指数は独立でなくなる。実際、比熱、自発磁化、磁化率および臨界磁化($M_c \propto h^{1/\delta}$)に対する臨界指数 α, β, γ および δ はそれぞれ、 x, y を用いて

$$\alpha = 2 - \frac{d}{y}, \quad \beta = \frac{d-x}{y}, \quad \gamma = \frac{2x-d}{y}, \quad \delta = \frac{x}{d-x}$$

と表される。同様に、相関関数

$$g(R, \varepsilon, h) \equiv \langle (\sigma_0 - \langle \sigma_0 \rangle) (\sigma_R - \langle \sigma_R \rangle) \rangle$$

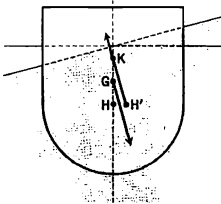
に対して、スケリング則

$$g(R, \varepsilon, h) = |\varepsilon|^{2(d-x)/y} g\left(R|\varepsilon|^{1/y}, \frac{\varepsilon}{|h|^{2/x}}\right)$$

が導かれ、相間距離 ξ を $\xi \sim \varepsilon^{-\nu}$ 、臨界点での相関 $g(R, 0, 0) = g(R, 0, 0) \sim R^{-(d-2+\eta)}$ において、臨界指数 ν, η を定義すると、 $\nu = 1/y$, $\eta = d + 2 - 2x$ と表される。こうして、多くの臨界指数が2つの独立なパラメーター x と y によって表されるから、臨界指数は一般に独立でなく、次のスケリング関係式を満たすことになる。 $\alpha + 2\beta + \gamma = 2$, $\alpha + \beta(1 + \delta) = 2$, $\gamma = \nu(2 - \eta)$, $d\nu = 2 - \alpha$, $d\gamma = (2 - \alpha)(2 - \eta)$, $\eta = 2 - d(d-1)/(d+1)$ 。多くの実験で、これらのスケリング関係式は検証されつつある。要するに、臨界現象の本質は、このスケリング則にある。パラメーター x と y の値を決めるのは、くりこみ群の理論(\Rightarrow 実空間くりこみ群)のような他のミクロな方法に頼らなければならない。

片振り応力 [英 repeated stress, 独 Wechselbelastung] \Rightarrow 繰返し応力

傾きの中心 [英 metacenter, 独 Metazentrum, 仏 métacentre, 露 метациентр] 液体表面に浮ぶ物体がその平衡位置から少し傾いたとすると、液面下の物体の形が変わるから、浮心も H から H' に移る(図では物体を傾ける



代りに液面を傾けて書いてある)。そのとき物体に働く力は、重心 G を通る重力と浮心 H' を通る浮力である。 H' を通る鉛直線と平衡位置での浮力の作用線 HG との交点を K とするとき、 K を傾きの中心という。傾きの中心が重心の上であれば安定、重心の下であれば不安定である。傾きの方向、角度により、傾きの中心はそれぞれ異なる点となる。

カチオン重合 [英 cationic polymerization, 独 kationische Polymerisation, 仏 polymérisation cationique, 露 катионная полимеризация] \Rightarrow イオン重合

可聴周波 [英 audio frequency, 独 Tonfrequenz, 仏 audiofréquence, 露 звуковая частота] 人間の耳に聴こえる音の周波数範囲を可聴周波という。可聴周波は、普通には 20 Hz から 20000 Hz までの範囲であるとなることが多いが、上限および下限周波数の付近は明確ではない。一

般に年齢が増すとともに、可聴周波の上限は低下する。

楽器 [英 musical instrument, 独 Musikinstrument, 仏 instrument de musique, 露 музыкальный инструмент] 音楽をつくり出す目的で、音を出すようにつくられた道具。楽器の種類は、民族楽器を含めると膨大な数にのぼるが、主な楽器を発音の原理から分類すると次のようになる。

(1) 弦楽器: 弦の振動を発音の原理とする楽器である。撥弦楽器は、張られた弦を弓でこすって弦に振動を生じさせるもので、バイオリン、ビオラ、チェロ、コントラバス、胡弓などがある。打弦楽器は弦をハンマーなどでたたいて振動させるもので、代表的な楽器がピアノである。撥弦楽器は弦をはじいて音を出すもので、発音の方法としては原始的であって歴史的にさまざまな楽器がある。ハープ、チェンバロ、ギター、マンドリン、琴、三味線などがある。

(2) 管楽器: 管を吹く楽器である。一般には木管楽器と金管楽器に大別されている。木管楽器のなかには、古来から木、竹などでつくられていたものが、楽器の改良に伴って金属などほかの材料でつくられているものも含まれており、また発音原理も異なったものが含まれている。したがって、管楽器は別の分類も行われている。無リード楽器は、管に整形された空気の流れを送りこんで、空気の渦をつくって管を共鳴させる楽器で、フルート、ピッコロ、リコーダー、尺八、能管などがある。単リード楽器は1枚のリードを振動させて管に共鳴を生じさせる楽器で、クラリネット、サクソホンなどがある。複リード楽器は2枚のリードをもつ管楽器で、オーボエ、ファゴット、しりきなどがある。唇リード楽器は金管楽器のすべてで、唇をリードとして振動させるもので、トランペット、トロンボーン、ホルンなどがある。

(3) 打楽器: 発音体が膜や棒、板などで、それらを打ったり、打ち合せたりするものである。ティンパニー、大太鼓、小太鼓、タンブリン、シンバル、カステネット、トライアングル、木琴、鉄琴、鐘などリズム楽器としても非常に多くの種類がある。

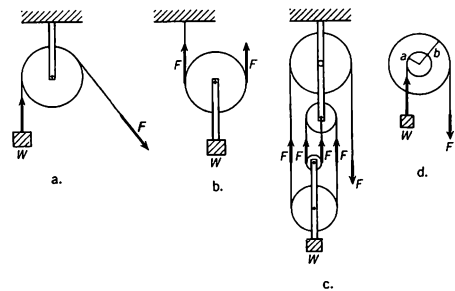
このほか、アコーディオン、ハーモニカ、小型のオルガンのような金属リード楽器は分類方法が異なるが、ピアノ、オルガン、ハープシコードなどをさす鍵盤楽器、近年増加してきた電子楽器などがある。

ガッサンディ Gassendi, Pierre 1592.1.22 — 1655.10.24 フランスの哲学者、数学者、物理学者。シャンテルシエ(ディエヌ近郊)に生れ、エクス・アン・プロバンスに学ぶ。アピニオンで神学の学位を取得(1614年)。ディエヌの司祭(1615年)、エクス大学哲学教授(1617~23年)。パリに出て M. Mersenne, F. de La Mothe le Vayer らと交わり(1625年)、フランダース、オランダの学者を訪ねる(1628~29年)。以後パリとプロバンスを往来する生活を重ね、「省察」*Méditations de prima philosophia* をめぐって、R. Descartes と論争した(「第五反論」, 「第五反論に対する答弁」, 「再抗論」, 1641~46年)。ディエヌ聖堂参事会長となり(1634年)、コレージュ・ロワイヤル数学教授を務めた(1645~48年)。

Aristotèles の哲学を批判し(1624年)、Epikouros 原子論を復活させ、認識論的には懐疑論と独断論の「中道(via media)」をとる。本有概念を退け感覚論に立ち、真実在は認識できないが感覚的経験からの帰納によって現象界を

説明でき、真知識の基準は帰結の実験的検証であるとする。その説明体系が彼の原子論である。それは Epikouros の多くを継承するが、原子は神の与えた内的動力(pondus)により、すべてがいつも同一の速さで運動し、原子間の衝突も運動の方向を変えるだけで大きさを変えない(Descartes の衝突の法則と対立)。しかし、原子論の説明は人間の靈魂にまで及ぶものではなく、また宇宙の秩序は原子の偶然的な出会いによるものとは考えられず、全能の神の存在の証明であるとして、キリスト教教理との両立を求めた。この原子論的観点から、光の粒子論を唱え、音の伝播もまた発音体から眼に見えぬ微粒子が放射され、空気中を透過して耳に作用するものと考えた。初めて音速を実測し(1634 年)、銃の発射の閃光と発射音との時間差から(光の伝播は瞬間的と仮定)、 $479.4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ を与えた。プロバンス時代から天体観測を続け、水星経過を初めて観測し(1631 年、同年金星経過の観測も企てたが、J. Kepler の計算の不正確と悪天候に阻まれる)、コペルニクス体系を支持した(1618~55 年にわたる克明な天文現象の記録は没後の 1658 年に出版された。Opera Omnia, 第四巻)。Gassendi のキリスト教的原子論は、R. Boyle の「粒子哲学」に大きな影響を与え、I. Newton に受け継がれた。Newton はまた、その空間概念を Gassendi に(H. More とともに)負っている。[主著] Syntagma philosophicum (没後出版の全集 Opera omnia(全 6 巻、1658 年)の第 I, II 巻として刊行)。

滑車 [英 pulley, 独 Rolle, 仏 poulie, 露 ролик] 1つの軸のまわりに回転できる軽い車の外周に溝がほってあり、これに軽く滑らかな綱をはめることにより、綱に加える力の大きさを変えることなく、自由にその方向を変えることができる装置をいう。図 a は回転軸が移動しない定滑車の例で、力 F の方向を任意に選ぶことができる。図 b は軸が移動する動滑車であって、おもり W を同じ張力の加わった 2 本の綱で引いているので、 $W/2$ の力でおもりを支えることができる。図 c は動滑車と定滑車を 2 個ずつ組合せた例で、 $W/4$ の力 F のおもりを支えることができる。ただし滑車や綱に摩擦や重量があつて無視できない場合はその補正を行う必要がある。図 d は 2 個の半径の異なる滑車を接合した輪軸であって、軸のまわりの力のモーメントが両者で異なるため、図の場合 $F = aW/b$ という小さい力 F で、おもり W を支えることができる。



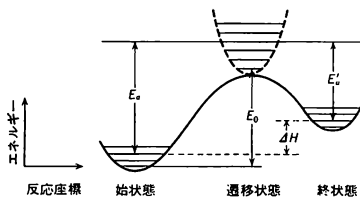
活性化エネルギー [英 activation energy, 独 Aktivierungsenergie, 仏 énergie d'activation, 露 энергия активации] 反応速度定数 k の温度依存性は多くの場合アレニウスの式

$$k = A \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \quad (1)$$

で表される。この式で A を頻度因子(または前指数因子)、 E_a を活性化エネルギーという。通常 E_a はモル単位 [$\text{kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$] で表されるので、上式は気体定数 R を用いて表示している。 E_a を分子単位 ($\text{J} \cdot \text{molecule}^{-1}$) で表す場合は R に代えてボルツマン定数を用いる。式(1)以外の温度依存性を示す反応速度定数でも、狭い温度範囲では式(1)が適用できるので、実験的活性化エネルギーを次のように定義する。

$$E_a \equiv -R \frac{d \ln k}{d\left(\frac{1}{T}\right)} = RT^2 \frac{d \ln k}{dT} \quad (2)$$

一般に系がひとつの安定な状態からほかの安定な状態に移るには、その中間に存在するエネルギーの高い状態を経なければならぬ。この状態を遷移状態という。活性化エネルギーの物理的意味は、図に示すように、反応始状態と遷



移状態のそれぞれがもつ平均エネルギーの差である。おおまかには、反応の進行に必要なエネルギーのしきい値と考えてよい。通常、分解反応の活性化エネルギーは $100 \sim 500 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ 、遊離基・分子置換反応では $20 \sim 50 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ である。再結合反応や付加反応では負の活性化エネルギーを与えるものもある。遷移状態の方法を用いると、反応速度定数は $k = (k_B T/h) K^*$ と表せる。ここに K^* は始状態と遷移状態との間の仮想的な平衡定数である。通常の分子に対する熱力学的諸法則が活性錯体にも適用できると仮定すれば、 $-RT \ln K^* = \Delta G^* = \Delta H^* - T \Delta S^*$ を用いて

$$\begin{aligned} k &= \frac{k_B T}{h} \exp\left(-\frac{\Delta G^*}{R}\right) \\ &= \frac{k_B T}{h} \exp\left(\frac{\Delta S^*}{R}\right) \exp\left(-\frac{\Delta H^*}{RT}\right) \end{aligned} \quad (3)$$

が得られる。 ΔG^* , ΔS^* , ΔH^* はそれぞれ活性化自由エネルギー、活性化エントロピー、活性化エンタルピーとよばれる。式(3)と式(2)を用いると

$$E_a = \Delta H^* + RT \quad (\text{液相反応})$$

$$= \Delta H^* + (1 - \Delta n^*) RT \quad (\text{気相反応}) \quad (4)$$

の関係が得られる。ここに Δn^* は始状態が遷移状態に移る際のモル数変化である。 ΔS^* の温度変化は無視している。反応が可逆的に進む場合、正反応($i \rightarrow f$)と逆反応($f \rightarrow i$)の速度定数をアレニウスの式で表し

$$\begin{aligned} k(i \rightarrow f) &= A \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \\ k(f \rightarrow i) &= A' \exp\left(-\frac{E'_a}{RT}\right) \end{aligned} \quad (5)$$

質量作用の法則を用いると、平衡定数は

$$\begin{aligned} K &= \frac{k(i \rightarrow f)}{k(f \rightarrow i)} = \frac{A}{A'} \exp\left(-\frac{(E_a - E'_a)}{RT}\right) \\ &= A_e \exp\left(-\frac{\Delta H}{RT}\right) \end{aligned} \quad (6)$$

となり、ファント・ホッフの式が得られる(⇒活性化自由エネルギー)。

活性化エントロピー [英 entropy of activation, 独 Aktivierungsentropie, 仏 entropie d'activation, 露 энтропия активации] 化学反応の速度を統計力学的に導こうとした遷移状態理論において、活性錯体と原系のエントロピーの差をいう(⇒活性化自由エネルギー)。

活性化自由エネルギー [英 free energy of activation, 仏 énergie libre d'activation, 露 свободная энергия активации] 反応速度を有効に決める自由エネルギー。化学反応の速度を反応分子の性質から求める絶対反応速度論として、H. Eyring は活性錯体の概念を取り入れた遷移状態理論を提出した。たとえば $A+B \rightarrow AB$ なる化学反応において、反応に関与する全原子核 A, B の位置を各瞬間止めて、電子状態のエネルギー固有値を求め、それを原子核の配置の関数として表した断熱ポテンシャルを考える。安定な状態である始めの状態 $A+B$ と、終りの状態 AB は断熱ポテンシャルの2つの極小点に対応する。この2つの極小点の間に一般に鞍部が存在するが、そこを遷移状態といい、そこでの反応系の原子配置を活性錯体とよぶ。反応がこの始めの状態、遷移状態、終りの状態を結ぶ反応経路に従って進行するとすると、反応速度は、遷移状態の反応経路方向の幅 δ 中での活性錯体の濃度と、経路方向の移動頻度に比例するとして統計力学的に計算することができる。すなわち活性錯体と原系 $A+B$ とは熱平衡にあるとして、反応速度 $k(T)$ は

$$k(T) = \kappa \frac{kT}{h} \frac{Q^*}{Q_A Q_B} \exp(-E_0/kT) \\ = \kappa \frac{kT}{h} \exp(-\Delta G^*/kT)$$

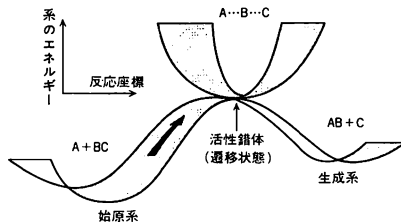
と表される。ここで k はボルツマン定数、 h はプランク定数、 T は絶対温度である。 E_0 は遷移状態と始めの状態の間の零点エネルギーの差で、 Q_A, Q_B は原系 $A+B$ の成分 A, B の分配関数、 Q^* は活性錯体の分配関数から反応経路方向の並進運動に関する分配関数 $(2\pi m^* kT)^{1/2} \cdot \delta/h$ を除いたものである。 κ は透過係数とよべ、1 以下の値をもつ係数である。分配関数と零点エネルギーの差をまとめた右式の ΔG^* を活性化自由エネルギーという。 ΔG^* は等温の条件下で、 $\Delta G^* = \Delta H^* - T\Delta S^*$ 、また、等温、等圧下で $\Delta G^* = \Delta E^* + p\Delta V^* - T\Delta S^*$ と表される。 $\Delta H^*, \Delta E^*, \Delta V^*, \Delta S^*$ はそれぞれ活性化熱、活性化内部エネルギー、活性化体積、活性化エントロピーとよばれる。生体内反応のように等温、等圧下で進行する複雑な反応系では、反応速度の温度や圧力依存性の測定から ΔS^* や ΔV^* が求められ、逆に反応の性格が議論される。

活性化体積 [英 volume of activation, 仏 volume d'activation, 露 объем активации] 化学反応の速度を統計力学的に導こうとした遷移状態理論において、活性錯体と原系の体積の差をいう(⇒活性化自由エネルギー)。

活性化熱 [英 heat of activation, 独 Aktivierungswärme, 仏 chaleur d'activation, 露 теплота активации] 化学反応の速度を統計力学的に導こうとした遷移状態理論において活性錯体と原系のエンタルピーの差をいう(⇒活性化自由エネルギー)。

活性錯体 [英 activated complex, 独 aktivierter Komplex, 仏 complexe activé, 露 активированный комплекс] 化学反応が始原系から生成系に向かって進行する際、反応

系のギブスの自由エネルギーが最大となる状態を経由する。この状態を遷移状態という。反応のポテンシャル曲面で考えると、遷移状態は反応座標に沿った鞍点にほぼ相当する。鞍点にある反応系は、反応座標に沿った運動方向を除けば、通常の分子と同じように、「分子の振動や回転」を定義することができる。このように考えた仮想の分子を活性錯体とよぶ(図参照)。活性錯体ともいう。活性錯体



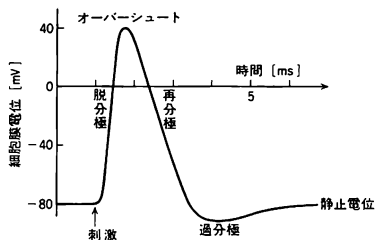
についても、通常の分子と同様の方法で、熱力学諸量を定義すれば、始原系との間の平衡定数を求めることもできる。このような考えかたから遷移状態理論(⇒遷移状態の方法)における絶対反応速度定数が導かれる。活性錯体はポテンシャル曲面上の鞍点で定義される仮想の分子であって、極小点で定義される反応中間体とは異なることに注意する必要がある。

合致法 [英 coincidence method, 独 Koinzidenzmethoden, 仏 méthode de coïncidence, 露 метод совпадения] 目盛線などの合致を観測して、測定量と基準として用いる量との間に一定の関係の成り立ったことを知り、精密に測定する方法(⇒測定)。

カット [英 cut, 独 Schnitt, 露 разрез] 複素関数論の用語。 $f(Z)$ を Z の解析関数、 Z_0 を Z の複素平面上の1点とする。 Z が Z_0 の近くでそれを1周するときに $f(Z)$ がもとの値に戻らないならば、 $Z=Z_0$ を $f(Z)$ の分岐点という。解析関数論では通常 Z の複素平面をリーマン面に拡張してこの不連続性を避けるが、変数域をひとつの複素平面上のみに限定したいときには、 $f(Z)$ は分岐点を端点にもつある曲線上で不連続にならざるをえない。この曲線を分岐切断線あるいはカットという。カットの位置は応用上便利のように選ばれる。たとえば、 $f(Z) = \sqrt{Z}$ は $Z=0$ で分岐点をもつが、これに対するカットとしては、通常実軸上負数方向の半直線がとられる。場の量子論などにおいて考えられる散乱振幅は、一般にエネルギー E の関数として解析関数の境界値になっている。すなわち、実軸上にカットをもつ解析関数 $f(Z)$ が存在して Z の複素平面上で上方からとった実軸への極限 $f(E+i0)$ が散乱振幅になる。カットの始点である分岐点はしきい値であって、新しい反応が開けるエネルギーの値を与える。場の量子論ではエネルギー E を上げていくといくらでも新しい反応が開けてくるので、各しきい値と無限遠点とを結ぶ実軸上の半直線であるカットは、幾重にも重なっていることになる。カットは数学的には便宜的な概念にすぎないが、物理的には明確な意味をもつ。その理由は、数学では第一義的なものは解析関数であるが、物理で本質的なのは解析関数の境界値であって、解析関数そのものではないからである(⇒S行列の解析性)。

活動電位 [英 action potential, 独 Aktionspotential, 仏 potentiel d'action, 露 потенциал действия] 筋肉や神経などの興奮性細胞に刺激(機械的、化学的、電気的

ど)が加わると、細胞膜の膜電位に一過性の急激な変化が起る。これを活動電位という。活動電位は図のように脱分



極、オーバーシュート、再分極、過分極から成っており、とげ状の波形を示すのでスパイク電位ともいう。細胞の一部に活動電位が発生すると、周囲に局所電流が流れ、これが刺激となつてそこに活動電位が生じる。この過程が順次起り、活動電位は数十 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ の速さで細胞膜上を伝播する。神経細胞の場合には、この活動電位の伝播によって情報伝達が行われる。一方、筋肉細胞では、活動電位の発生に続く一連の過程を経て、収縮という生理的機能が発現する(⇒筋収縮)。活動電位の発生の機構については、A. L. Hodgkin, A. F. Huxley らによって実験、理論の両面から詳しく研究され、 Na^+ , K^+ イオンの膜透過性の変化に基づく現象論が立てられた。現在では、イオンの膜透過に関与する膜タンパク質とそれらの集合体を同定、単離精製、再構成するなどして、活動電位の発生機構が分子のレベルで研究されている。

活動度 [英 activity, 独 Aktivität, 仏 activité, 露 активность] 混合理想気体、極めて希薄な溶液など理想体系とよばれるものでは、その i 番目の成分の化学ポテンシャルは、その成分のモル濃度 x_i を用いて

$$\mu_i^{\text{ideal}} = \mu_i^\circ + RT \ln x_i$$

のように $\ln x_i$ の一次関数として表すことができる。ここで T は温度、 R は気体定数である。理想体系でない場合には、上の関係は成り立たないが、そのずれに相当する効果を濃度の項に入れて

$$\mu_i = \mu_i^\circ + RT \ln a_i$$

のように、 a_i を導入して書くことができる。この a_i を活動度(活量ともいい、また場合によっては、理想標準体系に相対的という意味で、相対活動度ということもある)とよぶ。 a_i とモル分率 x_i との比 $\gamma_i = a_i/x_i$ を活動度係数あるいは活量係数とよぶ。以上の定義から、現実の溶液の化学ポテンシャルと理想溶液との差は、活動度係数によって

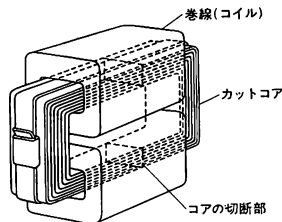
$$\mu_i - \mu_i^{\text{ideal}} = RT \ln \gamma_i$$

と表されることになる。

活動度係数 [英 activity coefficient, 独 Aktivitätskoeffizient, 仏 coefficient d'activité, 露 коэффициент активности] ⇒ 活動度

カットオフ周波数 [英 cut-off frequency, 独 Abschneidefrequenz, 仏 fréquence de coupure, 露 частота среза] = 遮断周波数

カットコア [英 cut core] テープ状の磁性体をリング状に巻いた巻鉄芯を、巻線に便利のように2つ割りにしたもので磁路が一部切れているので磁心の磁化曲線が横に傾斜して飽和している。磁性体として、磁化方向が圧延方向にそろっている冷間圧延ケイ素鋼帯を用いる。図のような構造で、圧延方向にのみ磁束が通るため磁気特性がよ



く、透磁率、飽和磁束密度が大きく、従来の EI 形状の熱間圧延ケイ素鋼帯を用いるものに比べて形状を 30~50% 程度縮小でき、高性能、小型化の要求の強い電子機器の入出力変成器に広く用いられている。また電源用変圧器の磁心材としても、励磁電流、鉄損が少なく、特性のよいものが得られる。

活量 = 活動度

活量係数 [英 activity coefficient, 独 Aktivitätskoeffizient, 仏 coefficient d'activité, 露 коэффициент активности] ⇒ 活動度

カーテシアンダイバー [英 Cartesian diver, 独 Cartesischer Taucher, 仏 plongeur cartésien, 露 декартовый поплавок] 細胞の呼吸を測定する装置。一端を封じた小さなガラス管の中に 1~10 個の細胞あるいは生体組織の小片を入れ、他端を油で封じて適当な比重の水溶液に浮かせる。細胞の呼吸によってガラス管中の O_2 が減り CO_2 が増し、気体の容積が変化すると、ダイバー全体の比重が変化し、管は上下に動く。この動きを検出することにより、小さな細胞 1 個であっても、呼吸の状態を定量的に測定することができる。

荷電カレント [英 charged current, 露 заряженный ток] 1970 年代の初期までに知られていた、中性子の β 崩壊などのいわゆる普遍的フェルミ相互作用により記述される弱い相互作用現象は、すべて荷電をもつベクトル粒子 (W ボソン) の交換に起因したものであった。 W ボソンの関与した弱い相互作用は、基本的レベルで見るとレプトンとかクォークの荷電を変えており、 Z^0 ボソンの関与する中性カレント現象と区別するために荷電カレント現象とよばれている。 W ボソンの交換から予想されるように、荷電カレントは結合力に普遍性があるが、中性子の β 崩壊 $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ と μ 粒子の崩壊 $\mu \rightarrow e + \nu_\mu + e + \bar{\nu}_e$ の結合力の間にはわずかの差異がある。また、この差と並んで荷電カレントの重要な性質に、一般にクォークの香りに基づいた量子数(アイソスピン、奇妙さ、チャームなど)を変えることがあげられる(たとえば Δ 粒子の崩壊 $\Delta \rightarrow p + \pi^-$ のように奇妙さをもつ Δ が奇妙さをもたない陽子 p と π 中間子 π^- に崩壊する)。荷電カレントのこの性質は、チャームクォーク c および b クォークに対しても成立していて、チャームおよび b を含む粒子は荷電カレントを通じて崩壊し安定には存在しない。この中性子の β 崩壊と μ 粒子の崩壊に見られる、わずかな差および荷電カレントが香りの量子数を変えることは、現象論的にはカビ理論により一般的に記述され、クォーク模型では GIM 機構によられるクォークの混合理論により記述される。このクォークの混合理論は、弱い相互作用と電磁相互作用のワインバーger-サラム理論にも自然に適用され、ハドロンの弱い相互作用の基本的理論となっている。

荷電共役変換 [英 charge conjugation, 独 Ladungs-

konjugation, 仏 conjugaison de charge, 露 зарядовое сопряжение] 量子力学において, 位置, 運動量, スピンなどを変えずに粒子と反粒子を入れかえる変換をいう。C 変換と略記される。電荷だけではなく, 奇妙さ, バリオン数, レプトン数等の加法的な内部量子数は, この変換に対して符号を変える。電磁場中のディラック方程式の解 ψ に対しては, $\psi = C\bar{\psi}^T$ は逆符号の電荷をもつ粒子のディラック方程式を満たすので, 変換 $\psi \rightarrow \psi'$ を荷電共役変換という。ただし C は 4×4 行列で, パウリ表現の場合 $\gamma_2 \gamma_4$ である。この変換は正エネルギーの解を負エネルギー解に移すので, 空孔理論によって反粒子の解に対応づけられる。場の量子論においては, 荷電共役変換はユニタリー変換として厳密に定義される。 ψ をディラック場とすると, ψ は粒子を消滅し, 反粒子を生成するが, $\psi = C\bar{\psi}^T$ は反粒子を消滅し, 粒子を生成する。自由場のラグランジアンと正準反交換関係はこの変換で不変に保たれる。複素スカラー場 ϕ については, 荷電共役変換は $\phi \rightarrow \phi' = \eta \phi^*$ によって定義される。ここで η は ± 1 にとることができ, 荷電共役パリティとよばれる。実スカラー場は荷電共役変換により自分自身に移る, すなわち $\phi' = \eta \phi$ 。粒子については $\eta = 1$, 光子, ρ 中間子については $\eta = -1$ である。強い相互作用と電磁相互作用はこの変換に対して不変であるが, 弱い相互作用は不変でない。

荷電空間 [英 iso space, 独 Isoraum, 仏 iso-espace, 露 изотопическое пространство] \Rightarrow アイスピン

荷電交換 [英 charge exchange, 独 Umladung, 仏 échange de charge] = 電荷移行

荷電交換反応 [英 charge exchange reaction, 仏 réaction d'échange de charge, 露 зарядово-обменная реакция] 荷電粒子と中性粒子, または反対符号の電荷の荷電粒子どうしの二体散乱で, t チャネルに電荷を交換して始状態の粒子の荷電状態と終状態に出てくる粒子のそれが必ず異なっている反応を荷電交換反応という。 $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$, $pn \rightarrow pn$ などはその例である。t チャネルに量子数が交換されているので, 荷電交換反応の全断面積は高エネルギーでは漸近的に $s^{-1/2}$ のように減少する。ただし \sqrt{s} は重心系の全エネルギーである。

荷電交換ポテンシャル [英 charge exchange potential, 独 Ladungsaustauschpotential, 仏 potentiel d'échange de charge, 露 зарядово-обменный потенциал] \Rightarrow 交換力

価電子 [英 valence electron, 独 Valenzelektron, 仏 électron de valence, 露 валентный электрон] 1つの原子がほかの原子と化学結合をつくるとき, 原子内の電子を2つに分類して, 化学結合に直接関与する電子とあまり関与しない電子とに分けて考えることが近似的には許される。前者を価電子, 後者を内殻電子という。価電子は原子価電子ともいい, 原子の電子配置において通常最外殻を占める電子がそれに相当する。たとえばアルカリ金属やアルカリ土類金属に属する原子では最外殻にある1個あるいは2個のs電子, そのほかの原子では最外殻にあるsおよびp電子, 特に第一遷移金属に属する原子では3dおよび4s電子が価電子と考えられる。

価電子帯 [英 valence band, 独 Valenzband, 仏 bande de valence, 露 валентная зона] 半導体や絶縁体のエネルギーバンドは, 電子で完全に満たされているもの(充満帯)と完全に空なもの(空帯)とがあるが, 特に結晶の構

成原子のもつ価電子によって満たされているエネルギーバンドを価電子帯という(価電子帯のことを充満帯とよぶこともある)。価電子は各原子の最外殻にいるから, 価電子帯は電子の存在するエネルギーの最も高いエネルギーバンドであり, この上にエネルギーギャップを隔てて空帯がある。熱的にあるいは光の吸収によって, 電子が空帯に励起されていけば, 価電子帯には正孔が残りが電気伝導に寄与する。さらに結晶がアクセプターを含んでいるときには, 正孔はこのアクセプター準位から価電子帯に容易に励起される(実際は価電子帯の電子がアクセプター準位に励起される)。価電子帯は1つとは限らないが, そのエネルギー幅はほぼ10~15eVの程度である。価電子帯の構造はX線放出スペクトルや光電子放出スペクトルなどを用いて調べられる。

荷電スピン = アイスピン

荷電対称性 [英 charge symmetry, 独 Ladungssymmetrie, 仏 symétrie de charge, 露 зарядовая симметрия] 原子核を構成する粒子(核子)である陽子pと中性子nを入れかえても変わらない性質。核子の荷電状態を記述するのに, スピンとの類推でアイソスピンを導入し, pをその上向きの状態, nを下向きの状態と定義する(\Rightarrow アイソスピン)。pとnを入れかえることは, アイソスピンの向きを変えることに対応する。pp系の核力は, クーロン力を除くとnn系と極めてよい近似で同じであり, これが核力の荷電対称性である。核力の荷電対称性は, np系も含めた核力の荷電独立性より狭義であるが, 荷電独立性よりよい近似で成立する(\Rightarrow 荷電独立性)。この性質のため, pとnを入れかえた原子核の状態としては, クーロン効果を除くと, 互いに非常によい対応を示す。典型的な例は, pとnの数が1つだけ異なる原子核(鏡映核)のエネルギーレベルである。荷電対称性は, 広義には核子を含む素粒子についての概念で, 荷電(アイソスピン)空間の第三軸に垂直な軸(たとえば第二軸)のまわりの180°回転に関する不変性ということができる。

荷電独立性 [英 charge independence, 独 Ladungsunabhängigkeit, 仏 indépendance de charge, 露 зарядовая независимость ядерных сил] 原子核を構成する核子の間に働く核力は核子の電荷にほとんどよらないという性質をもち, これを核力の荷電独立性とよび, それに基づく原子核の性質をアイソスピン不変性という(\Rightarrow アイソスピン)。核子の荷電状態を分類するため, 陽子pと中性子nを同じ核子の異なった状態とみなし, スピンとの類推でアイソスピン(大きさ1/2で, その演算子を $\tau_i/2$ とする)を考え, pをその上向きの状態, nを下向きの状態と定義する。二核子系の合成アイソスピン $T = (\tau_1 + \tau_2)/2$ の大きさTは, $T=1$ または0となる。pp系, nn系は $T=1$ のおのおの $m_T = 1, -1$ 成分に, np系は $T=1$ の $m_T = 0$ 成分と $T=0$ ($m_T = 0$ のみ)成分に分れる。核力の荷電独立性は, 核力は $T=1$ の荷電3成分の状態 m_T によらずに同じであること, したがってpp間のクーロン力効果を除けば, この3状態の性質も同じであることを意味する。これと同様に, 原子核の荷電状態についても, アイソスピン演算子 $T = \sum_{i=1}^A \tau_i/2$ の大きさTとその成分 m_T を用いて分類することができる。Tが同じでその成分 $m_T = -T, -T+1, \dots, T-1, T$ の $2T+1$ 個の状態は, クーロン力の効果を除くと, 互いに同じ性質を有する荷電多重項を形成す

る。この特徴は、クーロン力効果が核力効果に比べて小さい軽い原子核の重要な性質であり、状態分類に有効な指針を与える。例えば、 ^{14}C 、 ^{14}O の基底状態と ^{14}N の2.31 MeVの励起状態は、スピン0でパリティ+の荷電三重項($T=1$)をなす。核力の荷電独立性は、荷電空間の回転により核力是不変であることを意味し、さらに p と n の質量差も小さいので、原子核を記述するハミルトニアンは(クーロン・ポテンシャルを除いて)荷電空間の回転で不変である。この不変性から直接帰結される性質が荷電不変性である。

荷電敏感増幅器 [英 charge sensitive amplifier, 独 Ladungsempfindlicher Verstärker, 仏 amplificateur sensitif à charge, 露 усилитель заряда] 入力に流入する電荷量に比例した電圧を出力する増幅器。図1のように入力電流

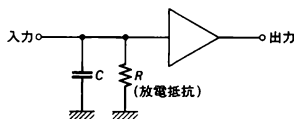


図1

をコンデンサーに加え、入力される電荷量に比例した電圧を発生させそれを増幅する。パルス状の信号の電荷量を測定するのに用いられる。連続した信号が入力されると増幅器が飽和するので、放電抵抗 R によってコンデンサー C の電荷はゆっくり放電されるようになっていく。この場合入力される信号のパルス幅は放電時定数 $\tau = RC$ より十分短く、パルスの間隔は τ より十分長くなければならない。実際の回路は、図2のように、入力漏れ電流のごく小さい

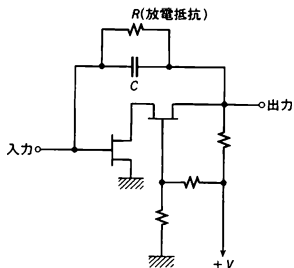


図2

電界効果トランジスタのカスコード増幅器を用い、出力から入力へコンデンサーを通して負帰還を施したミラー積分回路がよく用いられる。原子核実験などでゲルマニウムの半導体粒子検出器の信号を検出するのによく用いられ、 10^{-12}C 程度の微小な電荷の検出に利用される。

荷電交換 [英 charge-exchanging process, 独 Ladungsübertrag, 仏 transfert de charge, 露 передача заряда] 荷電粒子が、電子を捕獲、損失することにより荷電粒子の荷電状態が変化する過程をいう。このうち原子・分子・固体などに衝突して電子をもらい受ける過程は電荷移行または電子移行過程とよばれる(⇒電荷移行)。軽いイオンなど荷電交換により、中性原子ができる過程は特に中性化とよばれる(⇒イオン中性化)。荷電交換の素過程である電子捕獲、損失過程は、そのメカニズムにより各種過程に分類される。電子捕獲に伴い光子(たとえば X 線)が放出される過程は放射的電子捕獲とよばれ、この過程は光子吸収によりイオン内電子が、イオン化される光电効果の逆過程に対

応する。固体の伝導帯電子や標的原子内電子の放出を伴う電子捕獲、イオン内電子のエネルギー準位間遷移により、イオン内のほかの電子のイオン化を伴う電子損失(自動電離)は、二次電子放出を伴う荷電交換である。衝突系の電子状態の変化が、イオンの運動に追従できるような系では、電子の準分軌道の形成、エネルギー準位交差により荷電交換が起こる。また、イオン速度が十分に遅い準静的速度領域では、衝突前後での遷移電子のエネルギー準位が、共鳴あるいは準共鳴することにより荷電交換が起こる。電子捕獲、損失過程に複数個の電子が関与する多電子移行過程、捕獲、損失断面積に原子やイオンの殻構造の効果が現れる過程(殻効果)、原子、イオンの励起状態が選択則により準安定荷電状態を形成する過程など、荷電交換の過程は多岐に渡る。電子捕獲、損失の衝突過程を多数回繰返すことによりイオン(特に重イオン)の荷電状態は平衡に達する。この状態の電荷分布を平衡電荷分布、荷電状態の分布平均により定義される電荷を平均平衡電荷、あるいは平衡電荷という。これらの量は核分裂破片や重イオンのエネルギー損失値や飛程解析の基礎パラメーターとなる。

加速器では次のように利用される。タンデム型静電加速器で加速された負イオンからカーボン膜や希ガスを用いて電子をはぎ取り、負イオンから正イオンに荷電交換して加速電圧を2倍に利用する。シンクロトロンでは入射の際カーボン膜で負イオンから正イオンに荷電交換して多重回入射(⇒荷電交換入射)を行うことができる。また、重イオン加速器で入射前にフォイルもしくは気体分子との衝突によって重イオンの電子をはぎ取り、電荷数を上げることによって e/m を上げ加速エネルギーを増す方法などがある。負イオンを発生するには正イオンをアルカリ金属(Cs, Na など)の原子と衝突させ、それらの外側の電子をイオンに移すことにより荷電状態を変える。

荷電交換入射 [英 charge-exchange injection, 独 Injektion mit Ladungsaustausch, 仏 injection à échange de charge, 露 перезарядная инжекция] 加速器への荷電粒子の入射のとき、粒子の荷電状態を変えて入射効率や加速効率を高める方式で、シンクロトロン加速器への入射と、重イオン加速器(リングサイクロトロンなど)への入射に大別される。このうちシンクロトロンへの入射の場合には、負イオン(H^- イオンなど)の形の荷電粒子を薄いカーボン膜(厚さ $\sim 100\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$)を通過させることで電子をはぎ取り、正イオン(H^+ イオンなど)に荷電交換して入射させ加速する方式のことをいう。この方式を用いるならば原理的にはシンクロトロンの同一の軌道に重ねて何回も粒子を入射させることができ、大きなビーム強度を得ることが可能となる。また入射回数が多重回可能であるということは、入射粒子のビーム強度のピーク値がその分だけ少なくともよいということの意味するので、入射用加速器(線型加速器など)にとってみればイオン源の負荷が小さくビーム加速のための高周波負荷が軽減されることになり有利である。ただし、実際にはカーボン膜を粒子が通過する際の多重散乱によりエミッタンスが増大し、またカーボン膜の寿命も問題となる。重イオン加速器の場合には、入射前に、薄膜もしくは気体分子との衝突によって重イオンの電子をはぎ取り、電荷数を増して最終加速エネルギーを増す方式をいう。荷電交換によって得られる重イオンの電荷数は入射エネルギーによって変化する。たとえば数十 $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ の薄膜中をウランを通過させた場合には、最も効率よく生

ずる電荷数は入射エネルギーが100MeVでは30くらいとなる。

荷電粒子 [英 charged particle, 独 geladenes Teilchen, 仏 particule chargée, 露 заряженная частица] 電荷をもつ粒子。電子, 陽子, イオンなどがその例である。その他, 帯電した物体を点電荷として扱うときも荷電粒子という。電磁場中を運動する荷電粒子はローレンツ力を受け, まわりの場はリエナール-ウィーヘルト・ポテンシャルで与えられる。荷電粒子が加速度をもって運動すれば, 制動放射などの電磁波を放射し, 物質中を通過する際には, 物質中の原子, 分子との電磁相互作用により, 原子や分子をイオン化(⇒電離)したり, 物質によってはチェレンコフ放射などをひき起こす。これらの物質中における電離現象やチェレンコフ放射は, 荷電粒子の検出の際の重要な手段として利用されている。荷電粒子をつくるには, 気体の放電によって原子や分子をイオン化し, それを適当な電磁場により取出す(⇒イオン源)か, 電子の場合は赤熱したフィラメントから電場によって熱電子を取出す(⇒電子銃)などの方法がとられ, こうして得られた荷電粒子のビームを電磁場を利用して高いエネルギーに加速するのが, いわゆる粒子加速器である。荷電粒子はまた, α 線(^4He の原子核)や β 線(電子線)のように放射性同位体の崩壊によっても得られる。

荷電粒子測定 [英 measurement of charged particle, 独 Messung eines geladenen Teilchens, 仏 mesure de particule chargée, 露 измерение заряженных частиц] 原子核や素粒子の実験さらには広く一般に放射線の計測においては, 粒子検出の最も有力な方法として電荷を帯びた粒子(荷電粒子)が物質中を通過する際に物質との電磁相互作用によってエネルギーを失っていく過程を通じて粒子の検出測定が行われる。この荷電粒子の通過を信号として取出すにはイオン化の現象を直接電気的信号としてとか, 蛍光などによる光電的信号として観測するなどのエレクトロニクな方法と, 放電の記録, 泡や霧や写真乳剤上の飛跡などによる飛跡検出の方法による, など各種の粒子検出の技術が用いられる。このような荷電粒子の測定検出の手法を総称して荷電粒子測定とよび原子核・素粒子の実験および放射線計測での最も基礎的な粒子計測の手段となっている。中性子線や γ 線, ニュートリノなど中性粒子の検出も最終的には荷電粒子測定に変換した形で検出測定されるから, 結局荷電粒子測定が粒子計測の基本といえることができる。

カード [英 card, 独 Karte, 仏 carte, 露 карта] 計算機システムで使用する定型のカード。所定の位置のせん孔によって, 英字, 数字, 特殊文字を表現する。1枚のカードには, 80字の情報が入る。紙テープと異なり, 1枚1枚で意味をもたせることができるため, プログラム, データの変更には便利であり, バッチ処理の場合の主要媒体となっている。その規格は, JIS C6244によると次のとおりである。短辺 $82.55^{+0.13}_{-0.10}$ mm, 長辺 $187.32^{+0.13}_{-0.10}$ mm, 厚さ 0.178 ± 0.01 mm

可動コイル型計器 [英 moving-coil instrument, 独 Drehspulinstrument, 仏 appareil de mesure à cadre mobile, 露 измерительный прибор с подвижной катушкой] 磁場中におかれたコイルに電流を流すときコイルに働く回転力によって電流を検出する方式の計器。普通は永久磁石の磁場を利用するので直流用で, 電流計および電圧計として最も広く用いられている。図1のように長方形に巻いた

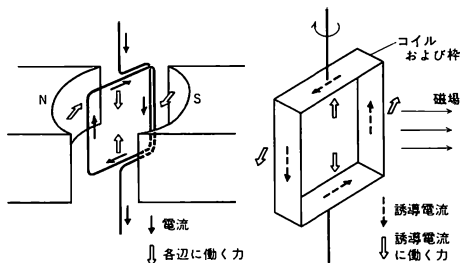


図1

図2

コイルを磁場に垂直な軸のまわりに回転できるようにしておくと, 軸に垂直な辺の電流に働く力は打消し合うが, 軸に平行な辺の電流に働く力が偶力となる。この偶力でコイルが回転する。コイルを支えているばねが復元力を及ぼす。つり合う回転角ではばねの復元力と電流による回転力が等しくなる。コイルには指針をとりつけてその回転を拡大して読みとる。回転運動には適当な制動が働かないと, コイルはつり合いの角度を中心に振動して最終値に落ち着かない。そのためコイルを巻く枠をアルミニウムのような金属でつくり電磁制動を利用する。枠が磁場中で図2に示すように回転すると, 回転速度に比例する渦電流が流れ, この電流に磁場による力が働くが, これはコイルの回転を妨げる向きの偶力になっている。コイルの回転に寄与するのは軸に平行な辺なので, この部分の受ける磁場が回転角によらず一定であることが望ましい。そのため図3のようにコイルに円筒状の鉄芯をはめ, 磁極との間に一定の空隙をつくる。このようにして約90°の範囲で等分目盛のものが得られる。

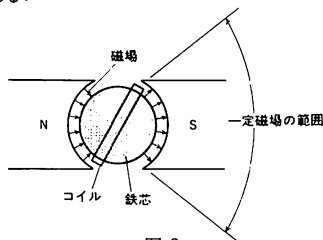


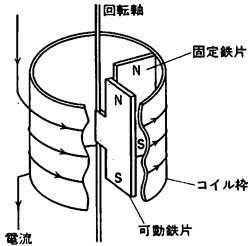
図3

可動コイル型検流計 [英 moving-coil galvanometer, 独 Drehspulgalvanometer, 仏 galvanomètre à cadre mobile, 露 гальванометр с подвижной катушкой] 永久磁石のつくる磁場中に置かれたコイルの回転により電流を検出する型式の検流計で, 可動コイル型計器の可動部分を特別な構造にしたもの。コイルの回転を駆動する力は永久磁場とコイル電流間の電磁力であり, 回転を制御する力はコイルを吊る糸のねじれ復元力である。磁場中でのコイルの回転に対して, コイルの導線自体に逆起電力が発生し, コイルを含む閉回路に電流が流れる。この電流に対して磁場が及ぼす力がコイルの回転に対する制動作用を及ぼす。この制動にはコイル自身がもつ抵抗と測定回路の抵抗の和が影響する。抵抗が小さいと制動が大きくなりコイルは振動しないが平衡に時間がかかる。抵抗が大きくなり制動は小さくなり, コイルは平衡位置のまわりに振動しながら平衡に近づく。この境を臨界制動といい, 検流計の使用に適した状態である。この型の検流計は支持機構が鋭敏で機械的動乱

をうけやすいので設置する台について考慮を払う必要がある。コイルの回転角の指示には光てこを使った反射型のもとの、指針をとりつけた指針型がある。前者は精度が高い測定に、後者は簡便な測定に適している。

可動磁針型検流計 [英 moving magnet galvanometer, 独 Drehmagnetgalvanometer, 仏 galvanomètre à aimant mobile, 露 гальванометр с подвижными магнитами] 固定コイルと永久磁石の針を用いる型式の検流計。コイルに電流が流れると、その磁場によって磁針が回転して電流を指示する。回転部を支える糸に電流を流す必要がないので、極めて細い水晶の糸を使ってねじれ応力を減らすことができる。このため、磁針に対する回転トルクが小さくなくても高い感度を得られる。ただし原理的に外部磁場の影響を受けやすいので性能を高めるためには十分な磁気遮蔽が必要である。

可動鉄片型計器 [英 moving-iron-vane instrument, 独 Weicheiseninstrument, 仏 appareil à fer mobile, 露 электромагнитный измерительный прибор] 固定コイルを流れる電流が作る磁場中に固定および可動の鉄片をおき、磁化した鉄片同士に働く引力または斥力を指針の駆動力として利用する形式の計器。図に鉄片の形状の一例を示



す。交流の場合でも電流方向が変わるたびに磁場の方向と鉄片の磁化の方向が同時に変わるから、駆動トルクの方は一定である。また駆動トルクは交流の瞬時値の二乗に比例し、可動部分の固有振動数が低いので指針は駆動トルクの平均値、すなわち交流の実効値を指示する。このように交直両用であるが、直流では同じ大きさの電流に対して、鉄のヒステリシスのため一定値を示さないことがあるので不適当である。鉄片の磁化特性が計器の精度を左右するので、一般に精度は高くない。しかし構造が堅牢なので商用周波数の電流および電圧の測定に広く用いられている。

加藤・レリッヒの定理 [英 Kato-Rellich's theorem, 独 Kato-Rellichsches Theorem, 仏 théorème de Kato-Rellich, 露 теорема Като-Релиха] 原子系のハミルトニアンが自己共役であることを判定する際の最も基本的な定理。量子力学では、ある系の波動関数(ただし正規化されていないものも含める)の全体は、1つのヒルベルト空間 \mathcal{H} をなし、その系の観測量 \mathcal{O} には \mathcal{H} における自己共役演算子 $A_{\mathcal{O}}$ が対応する。そして、 \mathcal{O} の観測値の解析は、 $A_{\mathcal{O}}$ のスペクトルの解析に帰する。特に、 \mathcal{O} が系のエネルギーであるときが大切で、そのとき $A_{\mathcal{O}}$ は系のハミルトニアン H である。ここで、自己共役性は単なるエルミート性とは異なること、したがって、 H のスペクトルの解析をするためには、 H の自己共役性の判定がその第一である。

加藤・レリッヒの定理は次のように述べられる。あるヒルベルト空間において、(1) H_0 は自己共役、(2) H' は対称で H' の定義域は H_0 の定義域を含む、(3) $\|H'\psi\| \leq$

$a\|\psi\| + b\|H_0\psi\|$ (ψ は H_0 の定義域に含まれる任意の要素、 $\|\cdot\|$ は \mathcal{H} のノルム)が成り立つような定数 b ($0 \leq b < 1$)、 $a \geq 0$ が存在する、という3つの条件が満たされるとき、 $H = H_0 + H'$ は自己共役である。この定理を応用すると、原子系、イオン系などのハミルトニアンの自己共役性が証明される。たとえば、三次元空間におけるハミルトニアン

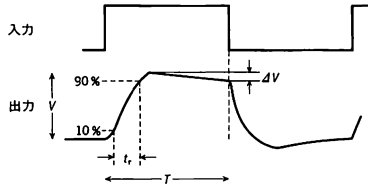
$$H\psi(x) = -\Delta\psi(x) + V(x)\psi(x)$$

において、 $|V(x)| = O(|x|^{-3/2+\epsilon})$ 、 $|x| \rightarrow 0$ 、 $\epsilon > 0$ かつ $|V(x)| = O(1)$ 、 $|x| \rightarrow \infty$ ならば、 H は自己共役である。

過渡応答 [英 transient response, 独 Sprungcharakteristik, 仏 réponse transitoire, 露 переходная характеристика] 増幅回路、伝送線などの入力に特定の波形を加えたとき出力がどのように追従するかを示すもので、これをテストするには入力波形として階段状波を用いるのが普通である。増幅回路では高域遮断周波数 f_c と過渡応答の立ち上がり時間 t_r 、低域遮断周波数 f_L とサグ $\Delta V/V$ の間に、それぞれ

$$t_r \approx \frac{1}{3f_c}, \quad \frac{\Delta V}{V} \approx \pi \frac{f_L}{f}$$

の関係がある。ここで $f = 1/2T$ 、 T は入力階段波の持続時間、入力波形が図のように連続波の場合は f は基本波の周波数である。



過渡現象 [英 transient phenomenon, 独 Übergangsphänomen, 仏 phénomène transitoire, 露 переходное явление] 一般に、ある安定状態からほかの安定状態に移る際、ある時間経過的な変動を示す現象をいう。エネルギーの変化や移動を伴うので周囲の条件に依存する現象である。電気回路ではインダクタンス、コンデンサーなどのエネルギー蓄積素子を含む場合、開路、閉路そのほかの変化で電圧や電流が不連続に変化して状態 A から状態 B に移るとき、素子に蓄えられたエネルギーの出入のため電圧、電流が瞬間的には B の状態に移ることができず、時間が遅れ、また過渡的な波形を生じる。過渡状態における回路の電圧、電流はキルヒホッフの法則による電圧、電流の瞬時値の微分方程式をつくりその解を求めるが、フーリエ変換、ラプラス変換を用いて簡単化することができる(⇒スイッチング時間、過渡応答)。

カトコスキの規則 [英 Cutkosky rule, 仏 règle de Cutkosky, 露 правило Кутковского] 場の理論のファインマン積分(⇒ファインマン・ダイアグラム)において、分岐点からでのカットをよぎるときの不連続の大きさを与える一般公式を、カトコスキの規則という。連結なファインマン・ダイアグラム G において、内線の集合 I が中間状態であったならば、 I に対応するカットの不連続の大きさは I 行列入りのユニタリ性に基づいて計算できるが、カトコスキの規則はこれをファインマン積分の一般の特異点の場合に拡張したものといえる。ファインマン積分の特異点の一般論は、1959年中西義および L. D. Landau によ

り独立に研究されたが、特異点の位置はランダウ方程式とよばれる連立方程式によって決定される。すなわち、 G のある内線の集合 I に対応する特異点は、 I に属さない内線をすべてそれぞれで 1 点に収縮することにより得られる縮約ダイアグラムにおいて、(1) 四元運動量保存則、(2) ループ方程式、(3) マスシェル方程式の 3 種の方程式系よりなるランダウ方程式によって決る。このうち第三のもの、 I に属する内線 l の四元運動量を p_{il} 、質量を m_l とするとき、 $p_l^2 + m_l^2 = 0$ である。1960 年 R. E. Cutkosky は、この一般の特異点(分岐点)からでるカットの不連続の大きさは、もとのファインマン積分で I に属する内線 l のグリーン関数の $(p_l^2 + m_l^2 - i\epsilon)^{-1}$ を、マスシェル方程式を具現する δ 関数 $2\pi\delta(p_l^2 + m_l^2)$ で置換えることによって得られると考えた。ただし、 δ の添字 p は、 $p_l^2 = -m_l^2$ の 2 根のうち「適当な」1 根のみをとることを意味する。物理的な領域では、「適当な」根はエネルギーの正値性により決定され、そのときカトコスキーの規則の正しいことが証明される。特に多粒子散乱の場合に、この規則はマクロな因果律を記述するものとして理論的に重要である。これに反して、外線運動量の解析接続によって考える非物理的な領域では、一般に内線の四元運動量が複素数になるの、この規則の意味するところは明瞭ではない。なお、カトコスキーの規則の数学的な取扱いは、ホモロジー論を用いて研究されている。

過渡振動 [英 transient oscillation, 仏 oscillation transitoire, 露 переходное колебание] 振動系が定常状態に落ち着くまでの過程において一時的に現れる振動である。一般に外力が作用する振動系の振動方程式の解は、自由振動解と外力に対する特解との和で表される。自由振動解は系の固有振動数で行われる振動であるが、これは現実の振動系では種々の原因による減衰作用のために時間の経過とともに消滅し、外力に対する解だけが残る。自由振動が消滅してしまうまでの間の振動が過渡振動である。減衰作用が速度に無関係なクローン摩擦であれば自由振動は有限時間内に停止し、速度に比例する粘性摩擦であれば理論上は無限時間後に停止することになるが、実際には自由振動は有限時間内に無視できるようになる。振動系に初期条件を与えて放置した場合には自由振動だけが現れ、時間の経過とともに消滅する。これも過渡振動である。また回転軸の速度を変更する場合、回転数が回転軸の曲げ振動やねじり振動の固有振動数と一致する危険速度を通過するとき、回転軸に曲げ振動やねじり振動が一時的に大きく生ずることがある。これも過渡振動とよばれる。

過渡平衡 [英 transient equilibrium, 独 laufendes Gleichgewicht, 仏 équilibre transitoire, 露 переходное равновесие] 放射能平衡のひとつで放射性核種 A が崩壊し B 核種に、B 核種がさらに壊変していくような逐次崩壊系列で親核種 A の半減期が娘核種 B の半減期に比べ長いとき、十分な時間が経過すると親核種および娘核種の原子数の比が一定となる。この状態を過渡平衡という。また親核種の半減期が娘核種の半減期に比べて非常に長いときは永続平衡が成り立つ(⇒放射能平衡)。

カドミウム電池 [英 cadmium cell, 独 Kadmiumelement, 仏 pile au cadmium, 露 кадмиевая батарея] = ウェストン電池

カドミウム比 [英 cadmium ratio, 独 Kadmiumverhältnis, 仏 rapport cadmique, 露 кадмиевое отношение]

共鳴中性子が熱中性子中に、どの程度混在するかを知る簡便な方法として、カドミウム被覆の有無による中性子検出器の計数の比が用いられる。これをカドミウム比(R_{cd})という。

$$R_{cd} = \frac{\text{裸の検出器の計数}}{\text{カドミウムで被われた検出器の計数}}$$

カドミウムは熱中性子を吸収し、約 0.4 eV 以上の中性子的みを透過するので、 R_{cd} は検出器の感度で重みをつけた(全中性子 / 共鳴中性子)の比を表す。実際の測定には厚さ約 0.5 mm の金属カドミウム板が用いられる。減速材中の共鳴中性子のスペクトルは一般に $\phi_r(E) = \lambda/E$ で与えられるので、検出器が自己遮蔽効果を無視できるほど薄い場合には、 $R_{cd} - 1 = (\bar{\sigma}_a/I) \cdot (\phi_{th}/\lambda)$ と表すことができる。ここで $\bar{\sigma}_a$ は検出器の熱中性子に対する平均断面積、 $I = \int_{E_c}^{\infty} [\sigma_a(E)/E] dE$ は共鳴積分とよばれ、検出器の共鳴中性子に対する感度を表す。したがって $\bar{\sigma}_a/I$ は検出に用いる核反応の断面積により決まる定数で、たとえば $1/V$ 検出器では約 2、インジウム箔では $1/15$ である。測定より求まる ϕ_{th}/λ が、熱対共鳴中性子束比を与える。

ガドリニウム [英 gadolinium, 独 Gadolinium, 露 гадолий] 15 の元素から成るランタノイドの中心に位置する原子番号 64 の元素。化合物においては 3 価のイオンとして安定に存在する。3 価のイオンの状態では閉殻軌道以外に 7 個の 4f 電子をもち、LS 結合によって基底状態では $S_{7/2}$ の電子配置をもち、 $7\mu_B$ (μ_B はボーア磁子)の磁気モーメントを示す。単体では金属であり、六方最密構造をもち、キュリー温度が 293 K の強磁性を示す。0 K の飽和磁気モーメントは原子当り $7.55\mu_B$ の値をもち、 $7\mu_B$ からのずれは伝導電子からの寄与と考えられている。ガドリニウム金属の磁気異方性は温度とともに複雑に変化し、磁化容易方向はキュリー温度の近くで c 軸方向、240 K 付近からしだいに c 軸からはずれて 200 K 付近で c 軸からはずれが約 75° に達し、さらに温度を下げてと再び c 軸の方向へ戻っていく、0 K ではそのずれが 30° くらいで落着く。この c 軸からの傾きの角度は、圧力を加えると急速に減少し、 2×10^9 Pa で最も大きな傾きがせいぜい 5° 程度になる。ガドリニウムの磁性はランタノイド金属としてはむしろ単純で、ほかの磁性的なランタノイド金属は磁気異方性が大きく、また磁気モーメントも複雑ならせん型の構造をもった磁気秩序を示すものが多い。

カナダ型重水炉 [英 Canadian deuterium type reactor, 仏 réacteur à eau lourde type canadien, 露 тяжело-водный реактор канадского типа] ⇒ 重水炉

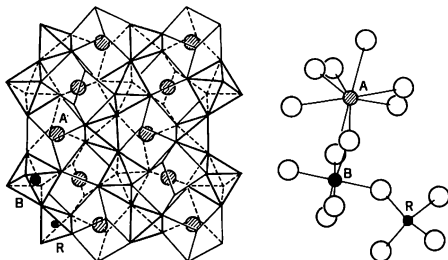
金森近似 [英 Kanamori approximation, 仏 approximation de Kanamori, 露 приближение Канамори] = T 行列近似

かに星雲 [英 Crab Nebula, 独 Krebsnebel, 仏 nébuleuse de Crabe] おうし座にある特異な天体で、1054 年の超新星の残骸がいてある。その中心には、周期の短くバルサー(周期 33 ms)がある。かに星雲の距離は約 6000 光年、大きさは直径約 8 光年、質量は太陽質量の数倍と見られる。図は H_α 線を含む赤色光で撮影したかに星雲の写真である。星雲中の物質の大部分は、この図に見られるようなフィラメントとして存在する。その物理状態は、温度 10^4 K、原子密度 10^8 m^{-3} 程度の弱電離プラズマで、禁制線を含む可視光の輝線を出す。星雲全体は、ほぼ相似形のま

露 прорев] 真空容器壁面に吸着している気体分子を排除く代表的手法である。気体分子の吸着エネルギー E は分子の種類にもよるが $0.2 \sim 1 \text{ eV}$ 程度である。このような吸着エネルギーを有する気体分子の表面滞在時間 τ は $\tau = \tau_0 \exp(E/kT)$ と表せる。ここで τ_0 は 10^{-13} 秒程度の定数で、 k, T はそれぞれボルツマン定数、壁面の温度である。したがって壁面を加熱することにより τ を短くでき、吸着分子を取去ることが可能となる。さらに加熱は、固体内に吸蔵されている気体の表面への拡散を促進し、脱ガスをいっそう進める。実際の装置の表面には吸着エネルギーの異なる吸着点や気体で覆われており、それらの総和としての脱ガス量は排気開始からの時間の逆数の形で変化することが多い。加熱はヒーターやオープンにより行い、ガラス製真空装置では約 400°C 、ステンレス鋼製装置では $250 \sim 300^\circ\text{C}$ 、アルミ合金製真空装置では 150°C 程度を目安にし、連続 $6 \sim 24$ 時間程度は加熱することが望ましい。脱ガス時の主成分は H_2O で、炭化水素系の分子や CO , CO_2 、さらには製作工程で使用された油脂類も認められることがある。

ガーネット [英 garnet, 独 Granat, 仏 grenat, 露 гранат] \Rightarrow フェライト

ガーネット型構造 [英 garnet structure, 独 Granatstruktur, 仏 structure de grenat, 露 структура типа гранета] 化学式が $\text{A}_3\text{B}_2(\text{RO}_4)_3$ で示される化合物に見られる構造型のひとつ。立方晶系に属し、空間群は $Ia3d$ 。単位胞中に 8 個の化学単位 $\text{A}_3\text{B}_2(\text{RO}_4)_3$ を含む。図におい



て、斜線で示した球は A 原子、大きい黒色球は B 原子、小さい黒色球は R 原子、白色球は O 原子である。A 原子は通常 2 面の Mg , Fe , Mn , Ca など 8 個の O 原子に囲まれている。B 原子は 3 面の Al , Fe , Cr , V など O 原子により八面体配位 (配位数 6) されている。R 原子は通常 Si であるが、 Al , P , As など可能であり、O 原子によって四面体配位 (配位数 4) されている。図はガーネット構造の $1/4$ を示したもので、B と R に関しては配位多面体のみを表し、O 原子は省略されている。この構造型を示す化合物は、 Mg_3Al_2 , Mn_3Al_2 , Ca_3Al_2 , Ca_3Fe_2 , Ca_3Cr_2 , Ca_3V_2 などのケイ酸塩のほか、 $\text{Y}_3\text{Al}_2(\text{AlO}_4)_3$ (YAG として知られる)、また多くの鉄、ゲルマニウムガーネットが存在する。

カーの時空 [英 Kerr's space-time, 仏 espace-temps de Kerr, 露 пространство-время Керра] 重力場の方程式の真空解のひとつ。1963 年に、J. Kerr によって発見され、角運動量をもつブラックホールの周辺の時空を表し、一般的な解と考えられている。その形は

$$ds^2 = \rho^2 \left(\frac{dr^2}{\Delta} + d\theta^2 \right) + (r^2 + a^2) \sin^2 \theta d\varphi^2 - dt^2$$

$$+ \frac{2mr}{\rho^2} (a \sin^2 \theta d\varphi - dt)^2$$

ただし、 $\rho^2(r, \theta) \equiv r^2 + a^2 \cos^2 \theta$, $\Delta(r) \equiv r^2 - 2mr + a^2$ である。この解は遠方でのふるまいから、中心に質量 m , 角運動量 $J = ma$ をもつブラックホールがあると考えられるが、 $a > m$ の場合には極の特異点をもつので現実的でないとされている。遠心力が大きすぎて重力崩壊が起り、その結果このような時空は生じないだろうというわけである。 $r = r_1 \equiv m + \sqrt{m^2 - a^2 \cos^2 \theta}$ では $g_{00} = 0$ となる。また $\Delta = 0$ より $r = r_+ \equiv m + \sqrt{m^2 - a^2}$ が得られる。 $r = r_+$ は事象の地平であって、 $r < r_+$ から出た光が外に出ることはない。 $r_+ < r < r_1$ の領域をエルゴ領域という。この領域から出た光の進み方を検討してみると、 $d\varphi$ が 0 となりえないことがわかる。すなわちブラックホールの回転にひきずられて回転してしまい、じっとしていられないのである。このことはまた dt の方向が空間的であることから、普通の物体のエネルギーが負であることを示す。外から入った物体が、この領域の中で 2 つに別れ、一方はこの中に残り、他方は外に出るとすると、外に出た方の物体はエネルギーが前より増加することになる。このような過程をペネロス過程とよび、ブラックホールからエネルギーを取出す方法と考えられる。カーの時空にさらに電荷を与えたものをカー-ニューマンの時空という。

カノニカル集団 [英 canonical ensemble, 独 kanonische Gesamtheit, 仏 ensemble canonique] 温度一定の熱浴と平衡にある体系では、体系の微視的状态にわたる確率分布は正準分布によって与えられる (\Rightarrow 正準分布)。この正準分布を確率分布とする統計的集団をカノニカル集団または正準集団という (\Rightarrow 統計的集団)。

カノニカル相関 [英 canonical correlation, 仏 corrélation canonique, 露 каноническая корреляция] 外力に対する熱平衡系の線形応答、および熱平衡近傍の線形不可逆過程の量子統計力学において基本的役割を演ずるもので、2 つの力学量 A と B とのカノニカル相関とは

$$\langle A|B \rangle = \frac{1}{\beta} \int_0^\beta \langle e^{A'H} A e^{-A'H} B^+ \rangle d\lambda \quad (1)$$

をいう。ただしここで、 $\beta = 1/kT$ (k はボルツマン定数、 T は絶対温度)、 H は系のハミルトニアン、 B^+ は B のエルミート共役、右辺の括弧 $\langle \rangle$ は正準分布 $e^{-\beta H}/\text{Tr}[e^{-\beta H}]$ による平均を表す。古典力学では力学量は互いに交換可能であるから $e^{A'H} A e^{-A'H} = e^{A'H} H e^{-A'H} A = A$ となり、式 (1) は

$$\langle A|B \rangle = \langle AB^+ \rangle \quad (2)$$

となる。式 (2) は相関関数であり、カノニカル相関はこれを量子論の場合に拡張したものにほかならない。

カノニカル相関は次のような物理的意味をもっている。一定の外場 F の下に温度 T で熱平衡にある体系を考え、時刻 $t=0$ でその外場を切るとしよう。そのとき、力学量 B の時刻 $t > 0$ における平均値は

$$\bar{B}(t) = \frac{\text{Tr}\{B(t)e^{-\beta(H-A^*F)}\}}{\text{Tr}\{e^{-\beta(H-A^*F)}\}}$$

ここで $-A^*F$ は外場 F による摂動ハミルトニアンである。これを F について展開し、その一次までをとれば

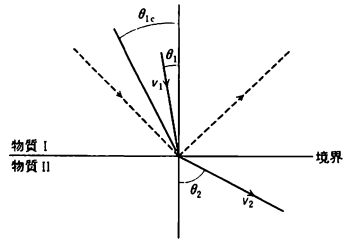
$$\bar{B}(t) - \langle B \rangle = \beta \langle B(t) | A \rangle F \quad (3)$$

ただし、 $\langle A \rangle = 0$ と設定した。これは、カノニカル相関 $\langle B(t) | A \rangle$ が $B(t)$ の平均の時間変化をあらわすことを意味する。

カノニカル変換 [英 canonical transformation, 独 kanonische Transformation, 仏 transformation canonique, 露 каноническое преобразование] = 正準変換

カピッツァ Kapitz, Pjotr Leonidovich Капица, Пётр Леонидович 1894. 7. 9—1984. 4. 8 ソ連の実験物理学者。レニングラードに近いクロンシュタットに生れる。1918 年ベテルブルグ工業大学を卒業し、A. F. Ioffé の研究室に入った。1921 年ケンブリッジ大学に留学し、E. Rutherford の指導を受ける。1923 年 博士号取得。最初は原子核実験に従事、強磁場の下で α 粒子の霧箱写真をとる試みから強磁場発生に興味をもち、1924 年には瞬間大電流を用いる独創的方法を開発、32 万 G を達成した。次いで強磁場を用いた低温の実験に向かい、水素やヘリウムの液化計画に着手した。Rutherford はこの低温物理の研究を強く支持し、ロンドン王立協会に働きかけた結果、モンド基金による王立協会モンド研究所がケンブリッジに設立され、Kapitz が同所長となった(1930—34 年)。同研究所の成果として、断熱定理に基づき大量の液体ヘリウムが製造できる液化装置の開発が有名である。この間 1929 年には、ロンドン王立協会会員となっている。1934 年モスクワに帰り、1935 年ソビエト科学アカデミー物理問題研究所の創設とともに所長に就任した。Rutherford はモンド研究所の液化装置を送って Kapitz に協力し、彼は強磁場と低温物理の研究を続けた。こうして 1937 年には液体ヘリウムの超流動現象の発見、1939 年には高能率膨張タービンを用いた空気液化装置の完成など重要な成果をあげた。1939 年ソビエト科学アカデミー会員。第二次世界大戦中は酸素工業局で酸素の応用研究に従事した。戦後は高出力エレクトロニクスの研究に着手し、高出力高周波発振器を開発した(1950—55 年)。さらに高気圧中のプラズマ実験を試み、これを基礎に核融合の可能性を追究している。以上の業績に対し、ファラデー賞(1942 年)、レーニン賞(1943 年)、フランクリン賞(1944 年)、ジョリオ・キュリー平和賞(1959 年)、ボーア賞(1964 年)、ラザフォード賞(1966 年)、オネス賞(1968 年)などを受賞。さらに 1978 年ノーベル物理学賞を受けた。また、バグウォッシュ会議ソビエト国内委員会委員。[主著] *Электроника больших Мощностей*, 1962. [全集] *Collected Papers of P. L. Kapitz* (全 3 巻, D. Ter Haar 編), 1964—67.

カピッツァ抵抗 [英 Kapitz resistance, 独 Kapitza-scher Wärmewiderstand, 仏 résistance de Kapitz, 露 термическое сопротивление Капицы] P. L. Kapitz が最初に見いだした現象で、一般に密度の異なる物質間の熱伝達において境界面に現れる熱抵抗をいう。特に、液体ヘリウムのように密度が非常に小さい物質と金属銅のような固体との間では、密度の差が大きいためにこの境界熱抵抗は顕著に現れる。カピッツァ抵抗 R_K は境界を通しての熱の流れ dQ/dt と境界を挟んでの温度差 ΔT に対して、 $dQ/dt = \Delta T/R_K$ で定義される。 R_K に対する表式は、簡単な音波不整合の考えにより与えられる。図のように密度、音速がそれぞれ ρ_1, v_1 および ρ_2, v_2 である 2 つの物質 I, II が接している場合を考える。 $v_1 < v_2$ の場合、 $\theta_{ic} = \sin^{-1}(v_1/v_2)$ で決まる臨界面角が存在し、 $\theta_1 < \theta_{ic}$ を満たすフォノン(音響量子)のみが I から II へ侵入できる。したがって、境界面へ入射してきたフォノンのうち II へ侵入できるものの割合は $f = 2 \sin^2(\theta_{ic}/2)$ で与えられる。この条件を満たすフォノンは音響インピーダンス $Z = \rho v$ の不整合による反射



を受ける。熱エネルギーの透過係数 t は、垂直入射 ($\theta_1 = 0$) の場合には簡単に $t = 4Z_1 \cdot Z_2 / (Z_1 + Z_2)^2$ となる。ここで $Z_1 = \rho_1 v_1$, $Z_2 = \rho_2 v_2$ である。したがってフォノンの統計分布を考慮すれば

$$R_K \propto \frac{f \cdot l}{A \cdot T^3}$$

であることがわかる。ここで、 A は境界の面積である。

カビボの理論 [英 Cabibbo theory, 仏 théorie de Cabibbo, 露 теория Кабиббо] 素粒子の弱い相互作用を統一に記述するために N. Cabibbo の提出した理論。Cabibbo は、1963 年に、普遍的 V-A カレント・カレント結合型のフェルミ相互作用理論において、ハドロンに対する弱い相互作用カレントを現在のクォーク模型のことでいって

$$j_{\mu} = i\bar{u}\gamma_{\mu}(1+r_s)d\cos\theta_c + i\bar{u}\gamma_{\mu}(1+r_s)s\sin\theta_c$$

と書くとき、当時知られていたハドロンの半レプトンの崩壊の実験結果がうまく記述できることを示した。このカレントの最初の項は奇妙さを保存するが、そのベクトル部分は CVC (\Rightarrow 保存ベクトルカレント) 仮説のクォーク模型での表現になっており、 $1+r_s$ という因子の存在は V-A カレントをクォークのレベルで表したものである。具体的には、Cabibbo は上記カレントのベクトル部分 $i\bar{u}\gamma_{\mu}d$, $i\bar{u}\gamma_{\mu}s$ をハドロンの $SU(3)$ 対称性(八道説)の生成演算子に対応するカレントとみなし、 $i\bar{u}s\gamma_{\mu}d$, $i\bar{u}s\gamma_{\mu}s$ を $SU(3)$ 群の軸性ベクトル八重項の一部とみなした。そして上記のカレントの行列要素を当時知られていたハドロン(これらは、 $SU(3)$ 群のある定まった表現に属する)に対して $SU(3)$ 対称性を用いて計算し、 $\sin\theta_c = 0.22 \sim 0.23$ ととれば、上記のカレントが実験結果の満足のいく説明を与えることを示した。上記のようなカレントを使う考えそのものは、以前からも知られていたものであるが、1 つのパラメーター θ_c で広範な実験データが説明できることを示したのは Cabibbo の功績であり、 θ_c は現在カビボ角とよばれている。このような実験データの分析は、その後もカレント代数、PCAC などを用いてより精密化されている。現在のクォーク模型では、カビボの理論は GIM 機構として一般化され、ハドロンの弱い相互作用の最も基本的な定式化と考えられている。カビボ角 θ_c を理論的に計算することは、残された興味ある問題のひとつである。

なお、クォークの六元模型(小林・益川理論)では、4 個の角変数が導入されている。

ガフ・ジュール効果 [英 Gough-Joule effect, 独 Gough-Joule-Effekt, 仏 effet Gough-Joule, 露 эффект Гафа-Джоуля] ゴムの断熱伸張によって温度が上昇する現象。断熱条件の下では温度 T と長さ l の変化について、 $dS = (\partial S/\partial T)_{p,l} dT + (\partial S/\partial l)_{p,T} dl = 0$ (S はエントロピー、 p は圧力)。これに、 $dG = -SdT + Vdp + Kdl$ (G は

ギブスの自由エネルギー, V は体積, K は応力) に対するマクスウェルの関係式 $-(\partial S/\partial l)_{p,T} = (\partial K/\partial T)_{p,l}$ と, 定圧定長比熱容量 $c_{p,l} = T(\partial S/\partial T)_{p,l}$ を代入して得られる $(dT)_S = (T/c_{p,l})(\partial K/\partial T)_{p,l} dl$ より, ゴム弾性の本性はエントロピー弾性であることがわかった現象. もっとも, 今日ではゴム弾性にエネルギー弾性の寄与もあることがわかっており, 低伸長でその寄与が著しい. この場合, 低伸張では断熱伸張により温度が下降する. 断熱伸張による温度変化が上昇から下降に転ずることを熱弾性の反転という. ゴムバンドを急激に伸張して, 唇にあてると熱く感じられることより, この効果を容易にデモンストレーションできる. なお, Gough と Joule によって発見された 2 つの効果の総称である.

カーブトレーサー [英 curve tracer, 仏 curvigraph, 露 характеристический] ダイオード, トランジスター, 電子管などの電圧-電流特性曲線をブラウン管面上に描いて, 直視できるようにした装置. 交流電源の電圧を半波または全波整流してコレクター電圧掃引波形とし, これと同期したベース(またはエミッター)駆動用ステップ電流波形を発生させて, 特性曲線を描かせる. 測定項目順序をあらかじめプログラムしておき, 自動的に切換えて行ったり, 測定値をデジタル値で読みとるものなどがある. 商用の交流を使用しているため, 測定される特性は直流特性に近く, 高周波特性の測定は他の装置で行われる.

下部臨界磁場 [英 lower critical magnetic field, 独 niedriges kritisches Magnetfeld, 露 нижнее критическое магнитное поле] 第二種超伝導体の完全反磁性が消失するような磁場. 第一臨界磁場ともいい, 通常 H_{c1} と書く. 長い棒状の第二種超伝導体に軸と平行に大きさ H の磁場を加えたとき, H が $0 < H < H_{c1}$ の範囲にあるときには, 磁束が内部に侵入せず体系は完全反磁性を示す. しかし, H が H_{c1} より大きくなると, 磁束が内部に侵入し, 完全反磁性が失われる. しかし, H が上部臨界磁場 H_{c2} より小さい間は, 体系は超伝導の性質をもつ. H が H_{c2} より大きくなると, 超伝導は破壊され常伝導状態に移る. ギンズブルグ-ランダウ理論によると H_{c1} は

$$H_{c1} = \frac{H_c}{\sqrt{2\kappa}} \ln \kappa$$

で与えられる. ただし, H_c は熱力学的臨界磁場, κ はギンズブルグ-ランダウ・パラメーターである.

壁抵抗不安定性 [英 resistive wall instability, 露 неустойчивость резистивной стенки] 加速器において, ビームと真空を保つパイプの壁との電磁的相互作用によりビームが不安定になること. 加速器のビームの通路は真空壁で囲まれている. この真空壁はステンレスやアルミニウムのような良伝導体でつくられることが多い. いまこれらを完全導体とすると, ビーム全体の重心のベータatron振動がある場合, 真空壁に電荷が誘起され, その電荷による力は変位に比例した力である. したがってベータatron振動数は真空壁の影響でずれるが, 振動が増大するビーム不安定性が起ることはない. ところが, 真空壁の抵抗を考えると, 真空壁に誘起された電荷による力は, 変位に比例する力と速度に比例した力の両方が働く. 速度に比例する力はいわば摩擦項であり, 力の符号によりビームの振動を増大させる. これが横方向(ベータatron振動)についての壁抵抗不安定性である. また縦方向の密度分布の振動については, 完全導体の壁では密度分布の進行方向の微分に比例し

た力しか働かず, トランジションエネルギー以上でいわゆる負質量不安定性を起すだけであるが, 壁に抵抗があると密度分布自体に比例した力も働き, トランジションエネルギー以下でもビームがだんだんパンチ(集団)を形成していく. これが連続ビームに対する縦方向の壁抵抗不安定性である. さらに完全導体の壁に誘起される電荷はビームとともに動き後に残らないが, 壁に抵抗があると壁内に電荷がしみこんでいき, 1 つのパンチが通過した後, 次のパンチや同一パンチの次の回転に影響を与え不安定性を起すことがある. これがパンチを形成したビームについての壁抵抗不安定性である.

可変コンデンサー [英 variable capacitor, 独 Drehkondensator, 仏 condensateur variable, 露 конденсатор переменной ёмкости] 静電容量を変化させることができるコンデンサーで, 一般に使用されているものはバリコンとよばれていて, 固定金属電極と可動電極があり, たがいに向き合っている部分の面積を変化させて容量をかえる. 対向電極間にポリスチレンフィルムを挿入した小型のポリバリコンとよばれるプラスチックフィルム可変コンデンサーがある. ポリスチレンフィルムの厚さが $20 \sim 60 \mu\text{m}$ のものもあり, 低電圧回路用であるが高周波特性に優れている.

可変増幅管 [英 variable- μ tube, 独 Exponentialröhre, 仏 tube à pente variable, 露 лампа переменной крутизны] コントロールグリッドの電位により増幅定数 μ が大きく変化するようにつくられた五極管. 一般の多極電子管では, コントロールグリッド電圧 V_g を負の値にしていくと, プレート電流 I_p は直線状に減少して 0 になる. これをシャープカットオフという(図1). このような特性

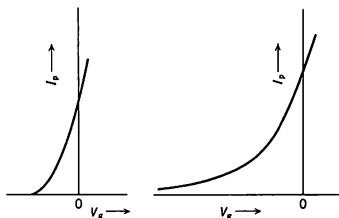


図 1

図 2

ではグリッド入力振幅が大きいと出力にひずみが生じ, またグリッドのバイアス電圧を調節する場合, 円滑さに欠ける. この不都合は図2のように I_p-V_g 特性がすそを引くようにすれば軽減することができる. このような電子管を可変増幅管, またはリモートカットオフ管という. リモートカットオフの特性を得るためにはコントロールグリッドの構造を不均一にする. たとえば網目のピッチを一部分疎にしたり, グリッド・カソード間隔を部分的に変化させる. これによりグリッド・カソード間静電容量, したがって増幅率 μ が場所によって異なる値をもつ. これによりグリッド電圧を負にしていっていった場合, プレート電流は急激には遮断されず, ピッチの密な部分あるいは間隔のせまい部分からしだいに遮断されていき, グリッドの入力振幅が小さいとき, 増幅率を変えられる.

可変抵抗器 [英 variable resistor, 独 Stellwiderstand, 仏 résistance variable, 露 переменный резистор] 直線あるいはリング状の抵抗体の上を, 移動軸または回転軸にとりつけた摺動子(接点)が移動し, 全体の抵抗値の一

部を使用する抵抗器。スライド抵抗器はこの一種、可変抵抗器の接続法は図1に示すように電圧の分割に用いるポテ

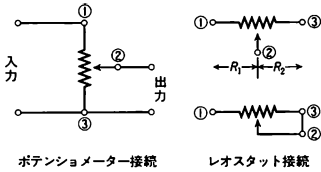


図 1

ンシヨメーター接続と、①—②または②—③間の抵抗値を使用するレオスタット接続がある。ポテンシヨメーター接続の場合は②—③間に接続されるインピーダンスが大きければ摺動子の接触抵抗の大小は余り問題とならないが、レオスタット接続では影響が大きい。抵抗値の回転に対する変化は図2に示すような種類がある。Bは時計方向に直線

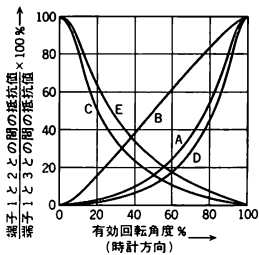


図 2 抵抗変化特性 (JIS C 6444)

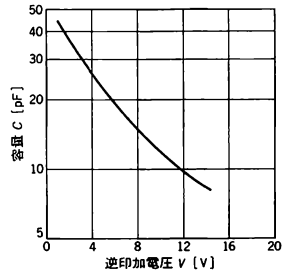
変化し、通常の調節箇所に用いられる。A、Dは時計方向に、C、Eは反時計方向に指数的变化をし、音量調整、テレビ受像機のコントラスト調整など人間の感覚に合わせて変化する必要のあるところなどに使われる。抵抗器は固定抵抗器と同じものが用いられるが、可変抵抗器として特に問題となるのは、設定抵抗値の安定度と摺動時に発生する雑音である。金属被膜(薄膜)は他の抵抗器に比べ、雑音の発生が少なく、安定度も優れている。

可変容量ダイオード [英 variable capacitance diode, 独 Kapazitäts-Variations-Diode, 仏 diode à capacité variable, 露 параметрический диод] 逆バイアスのpn接合の静電容量が印加された電圧により変化することを利用したダイオードで、バラクター、パラメトリックダイオードまたはバリキャップともよばれる。半導体の可変容量ダイオードとしてはpn接合ダイオードとMOSダイオードの2種類がある。逆印加電圧をV、逆印加電圧が0のときの接合容量を C_0 、接触電位を ϕ とすると接合容量Cは一般に次の式で表される。

$$C = \frac{C_0}{\left(1 - \frac{V}{\phi}\right)^n}$$

ここで n は接合部分の不純物濃度分布による値で、接触電位 ϕ はシリコンで0.7V程度である。図はISV101の逆電圧Vと容量Cの特性である。可変容量ダイオードを周波数の高い自動調回路に使用する場合、特にQ特性が重要となる。Qは性能指数とよばれ、ダイオードの抵抗を R_s とすると

$$Q = \frac{1}{2\pi f C R_s}$$



で表される。Q=1となる周波数を可変容量ダイオードの遮断周波数という。可変容量ダイオードはTVやFMチューナーの自動調回路、周波数通倍回路、信号発生器の周波数可変回路などに幅広く使用されている。

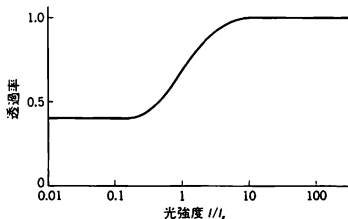
可変リーク弁 [英 variable leak valve, 仏 soupape de tube variable, 露 регулирующий вентиль] 真空容器内に気体を導入するとき用いるリーク弁の一種で、弁の開度によって弁を通過する気体の流量を、精密にかつ再現性よく調整できる真空弁。主に真空工学に関する諸測定に、あるいは真空ポンプと併用して真空容器内の特定気体の分圧を制御するのに用いられる。1 atm (10^5 Pa)の気体を可変リーク弁を通して真空容器内に導入するときの流量調整の範囲は、普通のものでおよそ $1 \sim 10^{-6}$ Pa \cdot m 3 \cdot s $^{-1}$ 、高性能のもので $0.1 \sim 10^{-9}$ Pa \cdot m 3 \cdot s $^{-1}$ である。弁の開度は回転計や目盛によって精密に読取ることができる。超高真空用のものは加熱脱ガスが可能である。弁の心臓部に当るシール部の構造には、ニードル弁形式や精密仕上げの平面(主に金属やサファイア)どうしの密着そのほかがあるが、弁の開度と気体の流量との間に再現性のよい関係が得られること、および弁の締切り時の流量が0となることなどが、性能上最も重要な点である。

可変領域ホッピング [英 variable range hopping] アンダーソン局在が起っている無秩序系の、低温における電気伝導の機構で、N. F. Mottにより提唱された。半導体の不純物伝導におけるホッピング伝導のうち、アンダーソン局在が起っている濃度領域の低温で支配的な伝導機構であるが、非晶質半導体や低次元物質の無秩序系でも見られる。ホッピングの頻度は局在している電子の軌道間の距離が小さい(波動関数の重なりが大きい)ほど大きい。またホッピングの際、電子は対応する軌道間のエネルギー差を原子の熱振動からもらわなくてはならない。一般に、高温では熱エネルギーは十分なので、前者の因子がホッピング伝導を定め、電子はなるべく近接した軌道間をホッピングしながら移動する。しかし、低温では後者の因子の方が重要となり、多少遠方でもその分だけたくさんある移動先のなからエネルギー差の小さいものにホッピングした方が移動しやすくなる。2つの因子の積を最大にするような軌道間の距離は、温度が低いほど大きくなる。この移動先が温度とともに可変なホッピングのことを可変領域ホッピングとよぶのであり、このホッピング伝導による電気伝導率は、3次元では $\exp(-cT^{-1/4})$ 、一般に d 次元では $\exp(-cT^{-1/(1+d)})$ に比例することが知られている(モットの $T^{1/(1+d)}$ 則ともよばれる)。Tは絶対温度で、 c は温度については定数であるが、フェルミ準位での状態密度や局在長によって決る量である。

加法過程 [英 additive process, 仏 processus additionnel, 露 аддитивный процесс] 実数値の連続確率過程 $X(t)$ において、かつてな時刻の列 $t_0 < t_1 < \dots < t_n$ に対し、 $(t_1 - t_0), (t_2 - t_1), \dots, (t_n - t_{n-1})$ の間の変数の増分が互いに独立であるとき、 $X(t)$ は加法過程であるという。つまり、次の時間間隔の間に、独立な確率変数が付け加わっていくような確率過程である。時間の起点を a とすると、 $X(t) - X(a)$ はマルコフ過程であるから、加法過程はマルコフ過程の特別な場合であると考えられる。任意の正数 ε に対して $\lim_{s \rightarrow t} P(|X_t - X_s| > \varepsilon) = 0$ であるとき、 $X(t)$ は確率連続であるという。確率連続は加法過程に対しては、 $X(t) - X(s)$ の分布は一般にガウス分布とポアソン分布のたたみこみなどで構成される分布となる。加法過程は、独立変数の和として表される離散確率過程の、連続過程への拡張と考えることができる。

過飽和 [英 supersaturation, 独 Übersättigung, 仏 sursaturation, 露 пересыщение] 蒸気の圧力が、その温度での飽和蒸気圧以上であるような状態、および溶液の濃度が、その温度での溶質の溶解度に相当する濃度以上であるような状態を過飽和という。蒸気や溶液の過冷却によって起る一種の準安定状態である。

可飽和吸収体 [英 saturable absorber, 独 selektives sättigbares Filter, 仏 filtre clarifiant non linéaire, 露 насыщающийся поглотитель] 入射光強度がある程度大きくなると吸収率が小さくなり(これを吸収が飽和するという)、透過率が図のように大きくなる性質を示す物質のこ



と。透過率が増加し始める光強度 I_s を飽和強度という。吸収の飽和は、光吸収により下単位原子(あるいは分子)密度が大きく減少し、上単位の密度が増加することによって生じる。可飽和吸収体は透過率の非線形性を利用してスイッチ素子として使用される。この場合、吸収断面積が大きく、かつ上単位の緩和時間が短いことが必要である。近紫外～近赤外領域では有機色素が可飽和色素として使用される。これらをレーザーの光共振器中に置くとパルス発振を得ることができる。共振器内を光が往復する時間に比べ、色素の回復時間が長い場合は Q スwitch 発振を、また短い場合はモード同期発振を得る。

可飽和吸収体はまたアイソレーターとしても使用される。すなわちレーザー増幅器の間に可飽和吸収体を置くと、自然放射光を吸収するので、増幅器間の結合による寄生発振を防止できる。強いパルス光に対しては透過率が大きくなるので大きな損失とはならない。赤外領域で発振する炭酸ガスレーザーでは、フロンなどの分子気体がこのような目的で可飽和吸収体として用いられている。

過飽和固溶体 [英 supersaturated solid solution, 独 übersättigter Mischkristall, 仏 solution solide sursaturée,

露 пересыщенный твёрдый раствор] 多くの固溶体では、溶解度線以下の温度では溶質原子あるいは溶媒原子と特定の化合物が析出して不均質な相に変わる。この相分離に際しては溶質原子の拡散や溶媒固体の格子の変化が必要となるが、固相ではこれらの変化が比較的遅いために、急速に冷却することにより、固溶限以上の溶質濃度をもつ均一相が得られることがある。この状態を過飽和固溶体といい、準安定状態である。合金に多くの例が見られる。振動や熱処理などによって安定な不均質相に戻る。この過飽和固溶体の結晶構造は、その溶質濃度で安定な固溶体と非常に異なることがある(⇨マルテンサイト変態)。過飽和固溶体をさらに冷却すると、過溶解度線以下の温度で絶対不安定となり、スピノーダル分解を経て、安定な不均質相に戻る。過飽和固溶体は、応用上興味ある性質をもつが、また、相変化の動力学や非平衡状態の統計力学などの研究の対象としても関心を集めている。

可飽和リアクトル [英 saturable reactor, 独 Sättigungs-drossel, 仏 bobine à saturation, 露 дроссель насыщения] 直流電流によりインダクタンスを制御するリアクトルで、磁気増幅器に応用されている。図1のように、

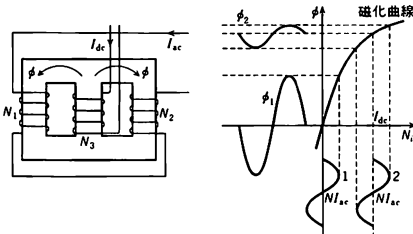


図1 可飽和リアクトル

図2 動作原理

交流電流が N_1, N_2 巻線に流れ、コアの外側のループで磁束は加算されるようになっており、中心のコアでは反対向きになっている。したがって直流コイル N_3 には交流電圧は誘起されない。 N_3 に直流電流が流れていない場合は、図2の条件1のような動作を行い、 $(N_1 + N_2) \cdot I_{ac} = N I_{ac}$ は磁束 ϕ_1 をつくる。 ϕ_1 の変化は大きく、リアクトルのインダクタンスは大きくなる。一方、 I_{dc} が流れるとその磁束 ϕ は N_1, N_2 、巻線のコアを通り、それが飽和領域に達すると N_1, N_2 のインダクタンスは小さくなり、交流磁束 ϕ_2 は小さくなる。このように可飽和リアクトルでは直流電流によりリアクトルのインダクタンスが制御できる。磁気増幅器のほかにも、同じ原理で直流変流器にも使われている。磁心材料としてスーパーパーマロイを使った高精度の直流電流検出器が実用化されている。

ガボール Gabor, Dennis 1900.6.5—1979.2.9 イギリス(ハンガリー出身)の電気工学、応用物理学者。ブダペストに生れ、ブダペスト工科大学、ベルリン工科大学で電気工学を学び、1927年 高速陰極線オシログラフの開発により学位を得た。ジーメンス社に入り、高圧石英水銀ランプを発明。1934年イギリスに移り、ブリティッシュ・トムソン・ハウストン社において放電管の研究に従事。戦後は通信理論、立体映画の開発を行った。1948年ホログラフィー法の着想を得て、次のような波面再生法の基礎実験を行った。通常の写真像では物体によって乱された波動場の強度しか記録できず、位相の情報は失われてしまう。そこで位相を含めた波動場を再生するために、物体によって

乱されない波動の一部すなわち参照波を物体からの波と重ね、その干渉図形を写真記録して強度と位相の情報を含むホログラムを作成する。次に、これを参照波のみで照らすと、物体による波動場すなわち波面が再生される。電子顕微鏡では電子レンズの球面収差が極めて大きく、レンズの口径を大きくすることができないため、電子線の短い波長に対応する高分解能が得られない。彼は電子顕微鏡像を2段階でつくり、その分解能を向上する着想を得た。すなわち第一段階で電子線によるホログラムを作成し、これを光で照射して波面を再生し、その際球面収差の影響を除去しようというものである。しかし十分な干渉性をもつ電子線が得られなかったため、両段階とも光を用いて実験を行い、原理の正しいことを示した。後に干渉性の高いレーザーが実用化されるに及んでホログラフィー法は急速な進歩をとげた。1949年ロンドン王立科学工科大学に移り、電子工学(後に応用物理学)の教授に就任、水銀アーク中の電子相互作用、ウィルソン霧箱の改良、ホログラフィー、電子分光計、時系列の予知、識別、シミュレーションを行うアナログ計算機などの実験的研究および通信、プラズマ、核融合に関する理論的研究を行った。「ホログラフィーの発見とその発展」に対し1971年ノーベル物理学賞を受賞。1967年の引退後も王立大学、アメリカCBS(コロンビア放送会社)研究所において通信と表示方式の研究を行っている。また1958年以後、工業文明と社会の関連に関する考察を「将来の創造」、「革新」および「成熟した社会」の3冊の著書で発表した。

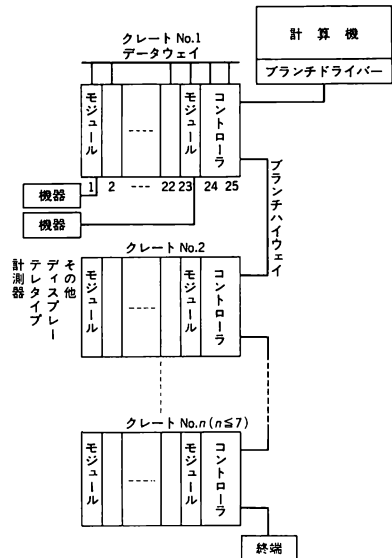
カーボンデューティング [英 carbon dating, 仏 datation par le carbone, 露 радиоуглеродное датирование] = C14年代測定法

カーマ [英仏 kerma, 独 Kerma, 露 керма] 中性子やX線, γ 線のような間接電離粒子(非荷電電離粒子)の線量測定に用いられる量である。この名称は kinetic energy released in material に由来する。ケルマともいう。カーマは、ある物質の体積素量内で間接電離粒子によって生じた全荷電粒子の初期の運動エネルギーの総和をその体積素量内の物質の質量で割ったものである。ある物質中のカーマは、荷電粒子平衡が成立し、かつ二次荷電粒子による制動放射損失が無視できる場合は、その物質の吸収線量に等しくなる。カーマの単位は $J \cdot kg^{-1}$ すなわちグレイ($1 Gy = 1 J \cdot kg^{-1}$)である。また、ラド($1 rad = 10^{-2} Gy$)も暫定的に使用してよい。

鎌状赤血球 [英 sickle cell, 独 Sichelzelle, 仏 cellule en faucille] 遺伝病である鎌状赤血球貧血症の患者にみられる特有の赤血球。細長い鎌状あるいは三日月状をしているためにこの名称がある。この患者の赤血球は、血液中の酸素圧が低いと鎌状を示す。疾病の原因はヘモグロビン(\Rightarrow ヘムタンパク質)の異常であり、正常なヘモグロビン(HbA)と区別してヘモグロビンS(HbS)とよばれる。ヘモグロビン1分子は α 鎖と β 鎖各2本から成っているが、 β 鎖の146個のアミノ酸残基のうち、N末端から6番目の残基がHbAではグルタミン酸であるのに対し、HbSではバリンに置換されている。酸素と結合していない還元型のHbSの溶解度はHbAの約1/25で、赤血球内で繊維状の沈殿を生じる。このために赤血球は鎌状になり、溶血を引き起こし、貧血、黄疸、心臓肥大、腎障害などの症状が現れる。HbSの遺伝子をもつ個体はマラリアに対して抵抗性をもつ。一方の親からHbS、もう一方の親からHbA

の遺伝子を受けたヘテロ接合体をもつ子は、鎌状貧血症の潜在性をもつが症状は示さない。ところがマラリアに対する抵抗性を保有している。したがってマラリア発生率の高い熱帯アフリカでは、HbSの保因者が広く分布し、一部の地方では人口の40%に達する。またアメリカの黒人の10%がHbS保因者である。

CAMAC [英独仏 CAMAC, 露 стандарт CAMAC] 原子力装置や高エネルギー物理実験で行われる粒子検出や放射線計測のデータ処理のためのエレクトロニクス規格で、規格化された標準信号線(バス)をもち、計測装置と電子計算機を接続するインターフェースシステムである。ヨーロッパのESONE(European Standard of Nuclear Electronics)委員会によって、1969年にその仕様が発表され、1970年にはアメリカの原子力委員会もCAMAC(カマック)の採用を決定した。現在は一般的な計測システムにも採用されている。CAMACは一般的にとよばれる筐体と、それに挿入するプラグインモジュールで構成され、モジュールを共通のバスで結び、そのバスの機能の標準化したものである。バスは3種類ある(図参照)。(1) データウ



ブランチハイウェイ方式のカマック構成図

エイ: クレート内にあるモジュール共通のバスで、データの書きこみ、読み出しを行うそれぞれ24ビットのデータバスおよび各種の制御や電源を含む86本のバスからなる。クレートには最大23台のモジュールと1台のクレートコントローラを収容できる。コントローラは電子計算機とモジュールの間で命令やデータのやりとりをする。1つのクレート内に複数の補助コントローラを置き、分散処理をすることができる。(2) ブランチハイウェイ: 最大7個のクレートを互いに接続する66対のケーブルによる並列接続で全長数十mまでの短距離に適用される。(3) シリアルハイウェイ: 最大62個のクレートを直列に接続し命令やデータをビットごとまたはバイトごとの直列信号として伝送するハイウェイである。クレートコントローラ

で再生中継するので数kmの伝送が可能である。

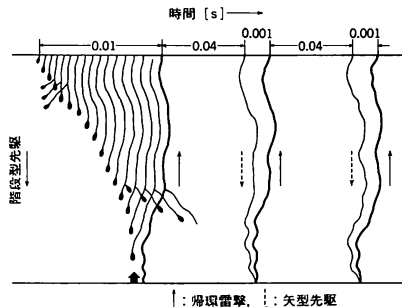
いずれのハイウェイも電子計算機とはブランチドライバーまたはシリアルドライバーによって接続されるので、異なる電子計算機を使用する場合はこれらのドライバーを変更するだけでよいのが特徴である。現在、CAMACより高速動作のファストバスシステムの規格化が検討されており、まもなく標準バスとして決定されようとしている。

カマリング・オネス Kamerling-Onnes, Heike 1853. 9. 21—1926. 2. 21 オランダの実験物理学者。フローニンゲンに生れる。フローニンゲン大学に入学、中途ハイデルベルク大学でG. R. Kirchhoff, R. W. Bunsenの下で学んだ後、フローニンゲン大学に戻り、1879年「地球の回転に関する新たな証明」によって博士号を取得した。1882年ライデン大学の実験物理学および気象学の教授に就任し、現在 カマリング・オネス研究所の名で知られている極低温研究所の建設にとりかかった。室温から液体空気温度(当時の最低到達可能温度)までのどの温度でも物性の測定が可能であるようにすること、水素の状態方程式を明らかにして水素液化に成功することが目的であった。研究所と平行して技術者養成学校も建てて新しい低温技術を修得した研究補助要員を育成し、またドイツ、フランスの科学者に研究所を開放して低温での物性の共同研究を行うなど、先進的な運営方針をとった。水素液化ではJ. Dewerに遅れをとったが、1908年 気体のなかでも最も液化しにくかったヘリウムの液化に成功、この業績に対して1913年度ノーベル物理学賞を受けた。また、金属を液体ヘリウムに浸して電気抵抗を測定し、1911年に超伝導現象を発見した。彼は一方では極めて現実主義的な実験家であると同時に、他方では当時まだ始まったばかりの量子論が、将来 極低温の物性研究と深く関係することを正しく感していた。低温物理の創始者とみなされるゆえである。

紙コンデンサー [英 paper capacitor, 独 Papierkondensator, 仏 capaciteur au papier, 露 бумажный конденсатор] シリコン油などの絶縁油を含浸させた紙を誘電体とし電極用の $10\mu\text{m}$ 程度のアルミニウムまたはスズ箔とともに機械的に重ね合わせて巻いたコンデンサー。ふつう金属ケースで密閉されている。絶縁油に、はじめパラフィン、コンデンサー油、植物油などが使用されたが、現在ではペンタクロロジフェニル、ポリイソブチレン、シリコン油、トリクロロジフェニルなどが使用されている。温度に対する容量値の変化は絶縁油の種類により異なる。シリコン油よりもペンタクロロジフェニルの変化率が小さい。紙コンデンサーを小型化するために開発されたのがMP(金属化紙)コンデンサーである(⇒MPコンデンサー)。紙コンデンサーは、各種のコンデンサーの中で最も古くからあり、安価であるが、最近ではプラスチックフィルムを誘電体としたコンデンサーに置換えられている。

紙テープ [英 paper tape, 独 Lochstreifen, 仏 bande perforée, 露 бумажная лента] 計算機や計測器において情報を記憶する媒体のひとつ。所定の位置でのせん孔の有無によって、情報を表現する。一般に、5単位、6単位、8単位の3種類がある。情報の記憶媒体としては、いちばん手軽で、かつ目に見え、廉価であって、その記憶情報の入力、出力装置も比較的廉価のため、初期の時代には利用された。しかし最近では磁気媒体に取って代られ、特殊目的以外には、使用されなくなった。入力速度は毎秒1000字前後、出力速度は、毎秒300字前後のものが多く。

雷 [英 thunder, 独 Donner, 仏 tonnerre, 露 доннер] 雲の内部、雲と雲の間または雲と地面の間で生じる放電。電光(稲光、稲妻)と雷鳴を伴う。雷の生じる雲を雷雲、雷を伴う雨を雷雨という。発達した積乱雲は直流発電機の機能をもつことがある。すなわち、積乱雲の上部に正の電荷、下部に負の電荷が蓄積され、観測によると $1000\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ 程度の電位差が発生する。電荷の分離は 0°C より気温が低い層で生じるので、その機構には水が関係していると考えられる。積乱雲内部で電荷の分離が生じる原因として、いろいろな機構が提案されているが、J. LathamとB. J. Mason (1961年)による熱電効果について述べる。水の内部における H^+ と OH^- の拡散速度は H^+ の方が大きく、また、温度が高いほど大きい。したがって、低温の水と高温の水が接触すると、高温部の H^+ が低温部に選択的に拡散するため、高温部が負に、低温部が正に帯電する。積乱雲内部で雲の結晶とあられが短時間接触すると、大きな粒子の方がわずかに高温であるため、雪は正、あられは負に帯電する。雪は上昇気流によって上部に、あられは重力によって下部に運ばれるため、上下方向に電位差が生じる。空気中における放電は $10000\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ 以上の電位差が必要で、1kmを越える放電が瞬間的に生じるわけではない。フィルムを高速で移動させながら放電の写真を撮ると図のような多重構造になっていることがわかる。まず短い



経路の放電が生じ、同じ経路をたどって少しずつ進行しながら繰返し放電が生じる(階段型先駆)。地面に達すると 10^8A ほどの電流を伴う「掃還雷撃」が生じる。その後、上部からの「矢型先駆」と掃還雷撃が数回繰返される。一連の放電によって運ばれる電荷は $20\sim 30\text{C}$ である。

カム [英 cam, 独 Kurvenscheibe, 仏 came, 露 кулачок] ある輪郭をもつ第一の機械要素に、平面、ローラ、ナイフエッジなどの簡単な形状の接触部をもつ第二の機械要素が常に接触するようにしておいて、第一の要素に回転、揺動、往復などの運動を行わせると、接触部が輪郭に追従するので、第二の要素は周期的な運動を行う。この場合、第一の要素をカム、第二の要素をフォロワーまたはカムフォロワー、全体をカム装置という。機構学的にはカムを原節または原動節、フォロワーを従節または従動節という。また原節と従節の相対運動が平面運動になるものを平面カム、三次元の空間運動になるものを立体カムという。平面カムではカムとフォロワーの接触点の軌跡は平面曲線であり、主体カムでは円筒、円錐、そのほか従節接触部の軌跡を母線とする回転体の面上の曲線である。原節と従節の接触が1ヵ所の場合は、ばねまたは重力によって接触を維持する必要がある。接触部を2ヵ所設けてカムをは

さむ方法もある。円筒面に溝を設けて、そこに従筋接触部を収容するような立体カムでは、溝の両側面によって接触が確保される。カム装置は時間的に指定された運動や複雑な軌跡を描く運動をつくりだすために用いられるものであるから、カム装置の設計に当ってはこれららの機構学的な要件を満足しなければならないことは当然であるが、同時に、高速で運動するカム装置においては動力学的な検討も必要になる。

カメラ [英 camera, 独 Kamera, 仏 appareil photographique, 露 камера] レンズによる物体の実像を感光材料上に撮影記録する器械の総称。1コマ撮りのスチールカメラと連続的に撮影する撮影機とに大別できる。いずれも、広い画角にわたり画質に大きなむらがなく、開放 F ナンバーの小さいレンズ(⇒写真レンズ)が装着され、レンズの虹彩絞りとシャッターの組合せにより適正露光を与える。適正露光は

$$\frac{A^2}{T} = \frac{B \cdot S}{K}$$

による。ここに A は F ナンバー、 T はシャッター速度[s], B [$\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}$]は被写体輝度、 S は露光指数(いわゆるASA感度(=DIN感度)), $K=10.76$, k は1.0~1.3の範囲で自由に選べる。

(1) スチールカメラ: 携帯用小型カメラ(35 mm, ハーフサイズ, 110 など)からスタジオ用大型カメラまで多くの種類がある。小型カメラでは、被写体の範囲を決めるビューファインダーの視野内にピント合せ用距離計が組込まれているのが普通である。感光材料には銀塩のカラーおよび白黒フィルムが使われ、フィルム側面の穴(パーフォレーション)に爪を引っかけて巻き送りをすることにより、1回のフィルム装填で、多数コマの撮影ができる。スチールカメラのシャッターは、数秒から 10^{-3} s(速いものでは $\sim 2.5 \times 10^{-4}$ s)の間で動作し、フィルム直前で適当な幅をもつスリットを走らせるフォーカルブレンシャッターと、レンズの絞り位置で開閉するレンズシャッターとがある。前者は2枚の走行幕のおのがスプリングによって一定の速度($2 \sim 4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)で走行し、2つの幕が走り始める時刻の差によってスリット幅を加減して露光時間を変える。シャッターが全開する時刻に放電管を発光させてストロボ撮影ができる。レンズシャッターは2~数枚の金属製羽根からなり、その往復運動で光束を開閉するようになっている。焦点距離がほぼ画面対角線の長さに等しいレンズは、目の明視で見る角度 50° に近い画角をもち標準レンズとよばれる。これより画角が大きいレンズは広角レンズ、小さいレンズは望遠レンズである。合焦位置を保持した(いわゆるピントの合った)まま、画角や焦点距離が変えられるレンズはズームレンズとよばれる。フォーカルブレンシャッター付きのカメラではこれらのレンズを用途に応じて交換して使用できる。自動露光制御と焦点合せの自動化が最近広く行われるようになった。

(2) 撮影機: 映画撮影機またはムービーともいう。断続的にフィルムを送り、それが静止している間に、フィルムの手前の回転するセクターの開口部で露光を行う。目の残像時間以内に次のコマが現れればよいので、1秒当り24コマが標準のこま送り速度である。これより早くこま送りを行う撮影機は高速度カメラに属する(⇒高速度カメラ)。

(3) 特殊カメラ: 感光材料に画像を記録する特殊用途の

カメラは多岐にわたる。比較的大い画角をもち、持ち運び可能で、シャッターと絞りを備えたカメラの例を挙げる。(a) 航空写真用カメラ: 航空機に搭載して地図作成用の地上写真を撮影するカメラ。レンズは広角(画角が普通 65° 前後、大きいもので 90°)で、標準的なフィルムサイズは $23 \text{ cm} \times 23 \text{ cm}$ と大きい。歪曲収差がよく補正され、フィルムは平面性を保つため基準面に減圧圧着される。フィルム上任意にとった位置の間の距離精度は $5 \sim 10 \mu\text{m}$ である。(b) 水中カメラ: 耐水圧筐の中にカメラを取りつけ、ガラス窓を通して水中写真を撮影する大型カメラと、カメラ本体に耐水圧機構を備え、水中物体に対して収差を補正したレンズを装着した小型カメラがある。(c) ビデオカメラ: フィルムの代りに撮像管や固体撮像素子を用い、画像をビデオテープに記録し、テレビで再生する撮影機。

火 面 [英 caustic surface, 独 Kaustikfläche, 仏 surface caustique, 露 каустическая поверхность] ⇒ 非点収差

ガモフ Gamow, George Гамов, Джордж 1904.3.4—1968.8.19 ロシア, アメリカの理論物理学者。オデッサに生れる。レニングラード大学に学び、1928年に博士号を得た。以後ゲッティンゲン大学(1928年夏)、コペンハーゲン大学(1928~29年)、ケンブリッジ大学(1929~30年)と西ヨーロッパ各地で研究員として活躍した。レニングラード科学アカデミー主任研究員(1930~31年)となったが、再び西ヨーロッパに戻り、パリ大学とロンドン大学を経て、アメリカに永住した。1934~56年にはジョージ・ワシントン大学教授、1956~68年にはコロラド大学教授を務めた。物理、宇宙、生物など科学に関し広範でわかりやすい本を多数書き、科学の普及に尽力したことにより、1956年にUNESCOのカリニング賞を受けた。最も有名な仕事は、量子力学によればエネルギーの低い粒子がポテンシャル障壁を突抜けられることの提唱(トンネル効果、1928年)であり、これを用いて α 崩壊を説明し、また星の中での熱核反応論を築いた。このほか β 崩壊のガモフ-テラー転移の提唱(1938年)、星の冷却へのニュートリノの役割など、原子核と天体の物理に大きな寄与をした。また、宇宙は高温・高圧の状態から膨張したものとする考えに立ち、バックグラウンド放射の存在を予言したり(1946年)、中性子から成る原始宇宙の初期での原子核生成($\alpha\beta\gamma$ 理論、1948年。その後大幅に改訂された)などで話題となった。彼は広く科学に興味をもち、DNAの暗号についての考察などもある。一般向けの科学の啓蒙書多数があり、邦訳の「ガモフ全集」もある。

ガモフ-コンドン-ガーニーの理論 [英 theory of Gamow-Condon-Gurney, 仏 théorie de Gamow-Condon-Gurney, 露 теория Гамова-Кондона-Гурнейя] 原子核の α 崩壊を説明するため、G. Gamow と E. U. Condon および R. W. Gurney とが独立に1928年に提出した理論。これによると原子核の表面付近に形成された α 粒子が娘核から受けるポテンシャル障壁をトンネル効果によって通過することにより α 崩壊は起る。この場合のポテンシャル障壁は、核力による引力部分とクーロン力による斥力部分および一般の角運動量に対しては遠心力による斥力部分で合成されたものであり、娘核の核表面付近に山をもつ。この理論に基づく計算により、 α 崩壊の半減期と放出 α 粒子のエネルギーの関係を表すガイガー-ヌッタルの法則を定性的によく説明することができる。

ガモフ-テラー型遷移 [英 Gamow-Teller transition, 独 Gamow-Teller-Übergang, 仏 transition de Gamow-Teller, 露 гамов-теллеровский переход] β 崩壊を引起すフェルミ相互作用には、核子の軸ベクトル流とレプトンの軸ベクトル流を掛け合せた、ベクトル型相互作用が含まれている。その主要項は、空間部分には演算しないが、スピン波動関数に働く演算子から成り立っている。このスピン演算子を親核と娘核の波動関数で挟んだ行列要素は、親核と娘核が同じパリティをもち、スピンの変化が0または ± 1 の場合にのみ0でない。この行列要素をガモフ-テラー行列といい、この行列の寄与によって生じる β 崩壊を、ガモフ-テラー型遷移という。したがって、スピンとパリティの変わらない中性子の β 崩壊では、ガモフ-テラー型遷移とフェルミ型遷移が共存する。一方 ^6He から ^6Li への β 崩壊は $0^+\rightarrow 1^+$ 遷移であるから、ガモフ-テラー型遷移だけが存在する。

茅誠司 Kaya, Seiji 1898.12.21— 日本
の物理学者。日本学士院会員。神奈川県北部の農村(現在は厚木市の一部)に生れた。当時、そこは茅が中学2年になるまで電灯もなかった僻地であったが、彼は厚木中学まで8kmの道を歩いて通学した努力家で、成績も常に上位であった。東京高等工業学校(現在の東京工業大学)電気科を卒業後、東北帝国大学理学部物理学科に入学し、1923年に卒業、同大学金属材料研究所に入り本多光太郎の指導を受け金属物理学の研究を進めた。鉄鋼の物理・化学的な二つの研究の後、増本量らとともに鉄単結晶の磁化を研究し、また、初めてコバルト単結晶を製作し、その磁化を研究した。これらの研究成果は、今日でも金属強磁性の異方性の典型的なものとしてしばしば引用される。1928年に、理学部開設が予定されていた北海道帝国大学への就任を前提として、ドイツに留学し、国立物理工学研究所においてA. KussmannとともにNi-Mn合金の磁性を研究した。これは、後年の規則格子合金に関する一連の研究の端緒となった。1930年以後、北海道帝国大学で高木秀夫とともに鉄単結晶の磁歪を研究し、磁区分布の変化を磁歪によって解明する方式を確立した。この仕事は、N. S. Akulov, W. K. Heisenbergの磁歪理論に支えられたものでもあるが、本多の理解を超えた新しい水準を開拓した。他方、「パーマロイ問題」に取組み、その「熱処理」の役割を、規則格子生成と結びつけて解明した。これらの研究に対して服部報公賞と学士院賞が贈られた。強磁性体の磁化機構については、当時R. Beckerなどによる磁気弾性の理論が主流となっていたが、田岡忠実、杵岐武彦とともに局所磁場を導入すべきことを唱えた。鉄単結晶の残留磁化の法則も静磁エネルギーの重要性を示したもので、L. Néelらの研究とは独立になされたものである。また、時代に先駆けて、方向性ケイ素鋼板の研究の重要性に注目し、圧延組織、再結晶組織の研究に着手した。これは東京に移ってからも続けられ、後に優秀なケイ素鋼板として結実した。

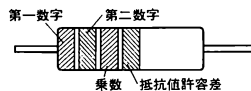
1944年 東京帝国大学へ移り、文部省科学教育局長、学術体制刷新委員会副委員長、日本学術会議会長、東京大学学長など科学行政にかかわる仕事を歴任して、日本の科学の発展に尽力した。この間、特に、日本学術会議の設立、わが国の南極観測事業の開始などに大きな役割を果たした。1964年には文化勲章を受賞した。

茅の研究業績としては強磁性体単結晶の異方性に関するものが最も著名であるが、磁歪の研究をはじめとして、残

留磁化の法則(l, m, n の法則)、磁場による磁区図形の変化の研究など磁区に関する研究、および強磁性規則格子合金の研究の重要性が近年あらためて高い評価を受けている。また多くの優れた研究者を門下から育成したことも忘れてはならない。[著書]「磁性体論」(「金属学大系」第一巻)、1943;「強磁性」、1952。

過融解 [英 superfusion, 独 Überschmelzung, 仏 sur-fusion, 露 переplвление] \Rightarrow 過冷却

カラーコード [英 color code, 独 Farbkode, 仏 code de couleur, 露 цветная маркировка] 抵抗やコンデンサーのような小型部品に定格や特性を色の組合せによって表示する方法。電子部品が極めて小型になったこと、また部品がどんな方向にとりつけられても読みとれるようにするために、色の帯コードが一般に採用されている。図に抵抗のカラーコード表示を示す。



色名	第1色帯 第1数字	第2色帯 第2数字	第3色帯 乗数	第4色帯 許容率%
黒	0	0	10^0	
茶	1	1	10^1	± 1
赤	2	2	10^2	± 2
橙	3	3	10^3	
黄	4	4	10^4	
緑	5	5	10^5	
青	6	6	10^6	
紫	7	7	10^7	
灰色	8	8	10^8	
白	9	9	10^9	
金			10^{-1}	± 5
銀			10^{-2}	± 10
無色				± 20

カラー写真 [英 color photography, 独 Farbenphotographie, 仏 photographie en couleur, 露 цветная фотография] 被写体の色と明暗を再現する写真。色再現方式には被写体の色の分光的特性を物理的に直接再現する方法と、条件等色の原理(\Rightarrow 測色)に基づいて色の見えかたが一致するように再現する三原色法とがある。前者の例としてはリップマン乳剤(0.03 μm 程度の特に微細なハロゲン化銀を含んだ特殊な写真乳剤)を用い、感光層の膜厚方向での光の干渉を利用した色再現方式が知られている。しかしリップマン乳剤の写真感度の低いことやゼラチン膜厚の不安定性などのためにリップマン・ホログラム以外に実用化されていない。三原色法による色再現は混色方式により(\Rightarrow 混色)、加色法と減色法に分けられる。加色法による色再現では、加法混色の三原色である赤・緑・青色光を適当な割合で混合することにより被写体の色を再現する。加色法カラー写真は最初にモザイクスクリーンあるいは色フィルターなどを用いて、被写体を三色分解して撮影する。たとえば色フィルターを用いる三色分解では、赤・緑・青色フィルターを順次かけて被写体の赤・緑・青色成分の情報を3枚の黒白ネガフィルムに記録する。このネガ像を反転しポジ像とし、再び赤・緑・青色フィルターをかけた3台のプロジェクターを用い、同時に映写し重ね合わせれば被写体のカラー画像が再現される。加色法カラー写真は三色分解の過程が煩雑であり、このため三色分解を一度に行うワシヨットカメラなども開発されたが、取扱いが不便なた

め現在ではほとんど用いられていない。

一方、減色法による色再現では、減法混色の三原色であるシアン・マゼンタ・イエロー色素を適当な割合で混合することにより被写体の色を再現する。減法混色の三原色は加法混色の三原色の補色であり(⇒補色)、シアン色素は白色光中の赤色成分、マゼンタ色素は緑色成分、イエロー色素は青色成分を吸収する。したがって、たとえば緑色はシアン色素とイエロー色素の混合で得られ、また三色素を混合すれば黒色を得られる。減色法カラー写真の感光方式としては多くの方法が考えられるが(⇒写真)、写真感度の点から一般撮影用感光材料としては、もっぱらハロゲン化銀を感光物質とするもの(銀塩写真)が用いられる。また減色法の三色素の生成法は次のようなものが実用化されている。

(1) 発色現象法: カプラーとよばれる発色剤と、発色現象主薬の酸化生成物とのカップリング反応(発色現象)により色素を生成する。現在のカラー写真の多くはこの方法を用いており、カプラーが感光層中にあらかじめ含まれている方式は内型(内式)、そうでない方式は外型(外式)とよばれている。

(2) 色素像拡散法: 露光量に応じて拡散する色素の量を変化させ、受像層で拡散してきた色素を固着させカラー画像を形成する方式である。この方式は数分間でカラー画像の得られるインスタントカラー写真に用いられており、発色方法には色素でかつ現像作用をもつ色素現像薬を用いるもの、現像反応によって色素を生成する色素放出化合物を用いるものがある。

(3) 銀色素漂白法: 感光層中にあらかじめ含まれているアゾ染料などの色素を、露光量に応じて生成された現像銀により漂白し、カラー画像を形成する方法である。多くのアゾ染料のなかから適当な色素を選択できるので、色が鮮やかで光退色の少ない堅固なカラー画像が得られる。

(4) 色素転染法: 赤・緑・青色フィルターを用いて被写体の三色分解ネガを撮影し、これをマトリックスフィルムに焼付けポジ像とし、さらにポジ像を凹凸をもつレリーフ像に仕上げる。このレリーフ像に染料を吸込ませ、露光量に応じてシアン・マゼンタ・イエロー色素を、媒染剤を含む受像層に転写させてカラー画像を得る。染料の選択が広く行えるので、色が鮮やかで堅固なカラー画像が得られるが、プロセスが複雑であるためあまり用いられていない。

現在最も広く用いられているカラー写真は、発色現象方式による、多層構成の減色法色再現に基づくものである。

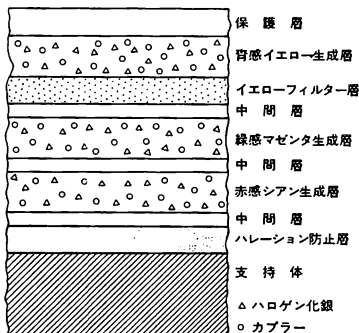


図1 内型反転カラーフィルムの層構成

一般の撮影ではカラーネガティブフィルムを用いて被写体の陰画(ネガ像)を作製するが、ネガ写真は被写体に対し明暗が逆で互いに補色になっている。これをカラーペーパーに焼付け、被写体の正しい明暗と色とを再現する。そのほか、直接陽画(ポジ像)が得られるカラー反転フィルム、映画用などでカラーネガティブフィルムからプリントするためのカラーポジティブフィルムなどのカラー感光材料がある。たとえばカラー反転フィルムは図1のような多層で構成されているが、層構成の順序はカラー感光材料の種類によって異なっている。赤・緑・青色光に应答する感光層は、分光増感により各色光への感色性(図2)を備えたハロ

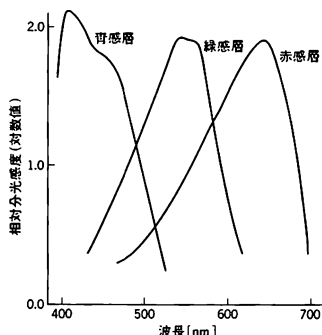


図2 赤・緑・青感層の分光感度分布

ゲン化銀が含まれている。ハロゲン化銀は本来青色光に対して固有感度をもっているため、赤・緑感層に青色光が到達するのを防ぐために、図1に示されるように青感層の下に黄色のフィルター層が設けられている。露光されたカラー感光材料は、各層が感光した割合に応じて現像され(⇒写真特性曲線)、シアン・マゼンタ・イエロー色素(図3)

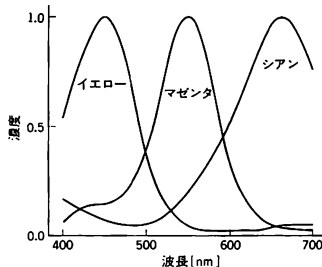


図3 シアン・マゼンタ・イエロー色素の分光濃度分布

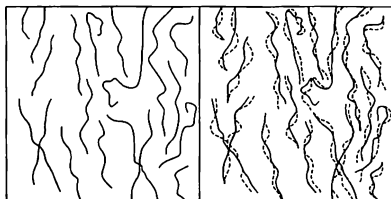
が生成する。図3はシアン・マゼンタ・イエロー色素の代表的な分光濃度分布を示しているが、たとえばシアン色素は赤色光(主吸収)以外にも少し吸収し(副吸収)、完全に理想的な分光吸収をもっているわけではない。また、各感光層の分光感度特性は図2に示されるように、人間の目の分光応答(等色関数⇒測色)とは異なっているため、目に見える色をカラー写真ですべて正しく再現することは困難である。

減色法カラー写真は1869年のD. du Haaronの実験が最初といわれているが、その後分光増感法・発色現象法・多層フィルム構成法・写真乳剤の高感度化・新しい色材の合成・マスクングによる色補正法・有機発色材による自動

マスキング法・現象効果の利用による画質改善法などの優れた技術が開発され、現在の高い品質のカラー画が得られるようになったのである。

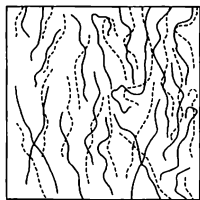
ガラス温度計 [英 liquid-in-glass thermometer, 独 Flüssigkeitsthermometer, 露 стеклянный жидкостный термометр] = 液体封入ガラス温度計

ガラス状態 [英 glassy state, vitreous state, 独 Glaszustand, 仏 état vitreux, 露 стеклообразное состояние] 溶融液体から急冷して、過冷却液体、ガラス転移点を経てつくられた物質のとり状態をいう。広い意味では、無定形状状態、すなわち原子(または分子)が結晶格子を組んでいない非晶質のうち熱的に非平衡状態にあるものをいうが、さらに広義には、非晶質全体を指すこともある。またガラス状態は、ガラスとほぼ同意で用いられる。ガラス状態が得られる物質は、ケイ酸塩ガラス、カルコゲナイドガラスなど数多くある。溶融液体から過冷却液体を経てガラス状態へ移るガラス転移では、いろいろな物理的性質が変化する。たとえば粘性は、溶融液体から過冷却液体へ移ると急激に増大し、粘性率はガラス転移点に達すると 10^{13} P 付近になる。そしてガラス状態では、原子(または分子)の拡散がほとんど起らなくなり、その運動は凍結される。また比熱は、ガラス状態から過冷却液体へ移るとき著しく増加するので、比熱を測定することからガラス転移点を検出することもできる。



a. ガラス状態

b. ガラス転移状態

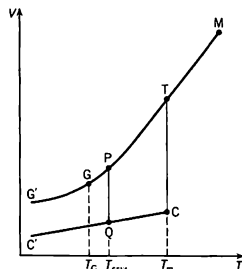


c. ゴム流動状態

有機物で、ガラス状態が見られる典型的なものに高分子がある。温度が高い状態では高分子鎖は図bのようにミクロブラウン運動を行っており、元の位置を中心にヘビのたうち運動のような状態を示しているが、十分温度が高くなると元の位置よりずれたマクロブラウン運動を生ずるようになる。図b, cのような運動は熱エネルギーと高分子鎖中に自由体積が存在するためである。十分低い温度下では、図aのようにあたかも冬眠下のヘビのように、じっとしておりミクロブラウン運動も行わない。すなわち、このような条件下では自由体積が非常に小さくなり、熱エネルギー kT もまた、高分子セグメントの回転および並進ジャンプに対するポテンシャルエネルギー障壁の高さに比べて小さくなり、上記運動が凍結される。そしてこの状態下で高分子セグメントの原子団は理想固体と同様に振動運動

のみを行う。このような状態(図a)をガラス状態という。

ガラス転移 [英 glass transition, 独 Vittrifizierung, 仏 vitrification, 露 стеклование] 溶融物を超急冷すると、ガラス状態に転移する。この転移をガラス転移という。ガラス転移は、ある1つの温度で起るのではなく、ある温度範囲で起る。図の横軸は温度(T)、縦軸は比体積



(V)を表す。溶融状態 M から出発して徐冷すると、 MT に沿って冷却され、 TC に沿って結晶化し、生成した結晶は CC' に沿って冷却される。一方、 M から出発して超急冷すると、 $MTGP$ に沿って冷却され、 G を含む温度範囲でガラス転移をし、生成したガラスは GG' に沿って冷却される。ゆるやかな曲がり角 G の温度 T_G をガラス転移点という。ガラス転移は、溶融物を超急冷し、粘性の極めて大きい状態にすることにより、溶融状態の原子配置が凍結される転移である。結晶は安定な平衡状態であるが、ガラス状態は非平衡状態であり、安定な平衡状態に向かって強い力を受けながら、これに拮抗する粘性力に妨げられて、緩和時間の極めて長い緩和過程にある。ガラス状態を熱すると、 $G'GP$ に沿って温度が上昇し、 PQ に沿って結晶化し、このとき潜熱を放出する。 PQ の温度を結晶化温度という。無定形高分子がもつ唯一の特性温度としてこのガラス転移を起す温度(ガラス転移点)があり、この温度は高分子の分子量、共重合組成、可塑剤量、橋かけ度、結晶化、圧力、延伸、冷却、加熱速度などの諸条件に依存し、屈曲点の鋭さの程度とともに変化する(⇒ガラス状態)。

ガラス転移点 [英 glass transition point, 仏 point de transition de glace, 露 точка стеклования] ⇒ ガラス転移

ガラス半導体 ⇒ 非晶質半導体

ガラスレーザー [英 glass laser, 独 Glaslaser, 仏 laser à verre, 露 стеклянный лазер] 光学ガラス中に希土類イオンを数%溶解したレーザー媒質をレーザーガラスという。これを光励起してレーザー光の発振・増幅を行う装置がガラスレーザーである。希土類イオンの中で Nd^{3+} が最もレーザー効率が高い。結晶状態の $Nd:YAG$ と比べ非晶質の Nd :ガラスは、光学的均質度が高く、かつ任意の形状に加工できる。蛍光スペクトルは不均一に広がっており、このため誘導放射断面積は約 $4 \times 10^{-24} m^2$ と小さい($Nd:YAG$ の約 $1/20$)。したがって小信号利得係数が小さいので、レーザー媒質内で寄生発振を生ずることなく大きなエネルギーを反転分布として蓄えることができる。これらの性質のため Nd :ガラスレーザーはパルス動作の高出力レーザーに非常に適している。多段増幅(⇒ディスクレーザー)を行い、かつ多ビーム配置とすることにより、パルス幅 $1 ns$ で出力エネルギーが $10 kJ$ 級のレーザー装置が実現されている。レーザーガラスの性質は母体ガラス、修

飾イオンの種類などに依存するが、リン酸塩系 Nd:レーザーガラスの場合、発振波長は $1.054\mu\text{m}$ 、上準位の蛍光寿命は約 $300\mu\text{s}$ である。励起は通常パルス動作のキセノン放電管で行われる。

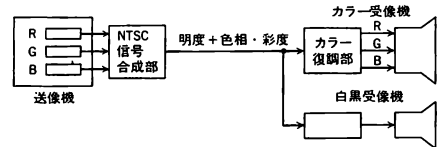
カラット [英仏 carat, 独 Karat, 露 карат] 質量の単位。宝石の質量を表すのに用いられる。質量の実質的な値は 205mg その他さまざまな解釈されてきたが、メートル条約の分野では 200mg 、すなわち $2 \times 10^{-4}\text{kg}$ と統一的に解釈し、それをメートル系カラットとよぶことにした (1907 年)。また計量法は、特殊の計量に用いる補助計量単位のひとつとして、政令でこれを定め、記号は cl または car としている。しかし今日の国際単位系 (SI) の立場からは推奨しがたい単位である。

カラテオドリの原理 [英 principle of Carathéodory, 独 Carathéodorysches Prinzip, 仏 principe de Carathéodory, 露 принцип Каратеодори] 熱力学第二法則のひとつの表現。C. Carathéodory は論理的な厳密さを重んじて、公理主義的、数学的に熱力学の定式化を行った (1909 年)。現在行われている熱力学の定式化はみな多少なりともその影響を受けているが、Carathéodory による第二法則の表現は R. J. E. Clausius や W. Thomson (Kelvin 卿) によるものと著しく異なったものとなっている。体系の微小な状態変化において、外から供給される熱量 $d'Q$ は適当ないくつかの状態変数を用いて、 $d'Q = \sum_{i=1}^n X_i dx_i$ の形に表すこと

ができる (⇒熱力学第一法則)。 X_i は状態変数の関数である。このような表式はパッフの微分形式といわれる。パッフの微分形式についての理論によれば、微分方程式 $\sum X_i dx_i = 0$ ($d'Q=0$) の解 $\sigma(x_1, \dots, x_n) = \sigma$ (一定) が存在することが、 $d'Q$ が積分分母をもつための必要十分条件である。また、ある 1 つの点 $P_0(x_{10}, \dots, x_{n0})$ の任意の近傍に、 P_0 から $d'Q=0$ を満足する道筋に沿っては到達することのできない点が少なくとも 1 つ存在することが、微分形式 $d'Q$ が積分分母をもつための必要十分条件であることが示される (カラテオドリの定理)。よって、経験法則 (あるいは公理) として、「体系の任意の状態の任意の近傍には、その状態から断熱準静的過程によつては到達できない状態が少なくとも 1 つ存在する」 (カラテオドリの原理) を認めるならば、 $d'Q$ に積分分母が存在すること、それを T とすれば $d'Q/T = dS$ によって状態量 S (エントロピー) を導入できることが直ちに示される。しかしカラテオドリの原理だけでは、断熱不可逆過程でのエントロピー増大 $dS > 0$ を導くことができないことが M. Planck によって指摘されている。 $dS \neq 0$ はいえるので、状態方程式のわかっている理想気体について $T > 0$, $dS > 0$ を導き、任意の系と理想気体の複合系を考えることにより、一般の系でも $T > 0$, $dS > 0$ が成り立つことを示す論法が用いられる。

カラーテレビジョン方式 [英 color system, 独 Farbsystem, 仏 système de couleurs, 露 система цветного телевидения] カラーテレビジョンシステムにおけるカラー画像の伝送および再生の方式には、(1) 白黒受像機で受信できない方式 (同時方式、フィールド順次方式 (CBS 方式))、(2) 白黒受像機で受信できる方式 (NTSC 方式、PAL 方式、SECAM 方式) に分類される。同時方式は 3 組の送像、受像装置を使って赤、緑、青の画像を同時に送る方式であり、白黒画像伝送の 3 倍の帯域幅を必要とする。しかし回路が簡単であり、かつ色分解能が優れている

ため特殊用途に用いられる。フィールド順次方式は三原色の各画像を時間的に切替えて順次送り、眼の残像作用によって 1 つに重ね合わせる方式である。この方式の 1 つにアメリカでカラー放送初期に使用された CBS 方式がある。NTSC 方式は白黒テレビジョンとの両立性に重点を置いてアメリカで開発された方式であり、人間の視覚の特性を巧みに利用して、色信号を白黒テレビジョンと同じ 6MHz の帯域幅の中に含めて画像を伝送する。三原色の信号から、明度に相当する輝度信号と色相・彩度に相当するクロミナンス成分との 2 つの信号をつくり、これらの信号を 6MHz の帯域内に重畳する。NTSC 方式の系統図を図に



を示す。日本ではアメリカ、カナダなどとともにこの方式を採用している。PAL 方式は西ドイツで、SECAM 方式はフランスで開発されたものであり、ともに NTSC 方式とほぼ同じ方式であるが、ひずみの改善を考慮したものでその相違はクロミナンス成分を伝送する方法にある。

カラーホログラム [英 color hologram, 独 Farb-hologram, 仏 hologramme de couleur, 露 цветная голограмма] 物体の形だけでなく色も再現するように作られたホログラム。このホログラムの記録には普通青、緑、赤の三色のレーザーを用い黒白の感光材料に各波長の光による干渉縞を多重記録する。再生の段階で三色のレーザー光でホログラムを照明すると、それぞれ対応する色の光でできた干渉縞から再生される三色の像が重なってもとの像がカラーで再生される。このときホログラム作成時と異なる色の光、たとえば青の光でつくられた干渉縞から再生される緑や赤の像は、クロストークとよばれるノイズになる。これらを除くため、空間周波数スペクトルの違いで分離除去する方法、コード化した参照波を用いる方法、ホログラムを空間的に抽出する方法などが考えられている。厚みのある感光材料に記録したリップマン・ホログラムでは、波長選択性があるので再生に三色のレーザーを必要とせず、普通の白色光源で照明してももとの三色の光だけで再生しカラー像が得られる。なお、カラーホログラムで再現できる色の範囲は、記録および再生に使用される三色の光の色度によって決る。

からみ合い [英 entanglements, 独 Verwicklung, 仏 enchevêtrement, 露 запутывания] 高分子の多くは長く曲りやすいひものようなもので、その濃厚系では互に入り込んでからまっておき、空間的に相手の高分子を横切って配置換えをすることはできない。この種の間相相互作用は、普通の低分子物質には見られない高分子の特性のひとつで、一般的にからみ合い作用という。この作用は高分子固体の高弾性 (ゴム弾性)、その融液や濃厚溶液の粘弾性に重要な影響をもつと考えられる。たとえば、ある臨界分子量以上での融液の粘性率は、高分子の種類によらず、分子量の 3.4 乗に比例し、またコンプライアンスの定常値が分子量に依存しないなどの経験則がある。これらは独立な高分子鎖のモデルからは説明できない事実であった。F. Bueche (1956 年) は高分子が次々と引きずられる効果を導

入し、初めてからみ合い作用を論じた。その後、弱い網目構造模型や液体統計力学に基づく研究がなされたが、からみ合いの本性についての質的解決は難しかった。1971年、P.G.de Gennes によってからみ合いという幾何学的制限が初めてはっきりと導入され、管(チューブ)模型として提唱された。これはその後、土井・エドワーズ理論(1978年)として一応の完成をみた。管模型によれば、1本の高分子鎖はまわりの高分子によって形成された管のなかに束縛されており、管に沿った一次元の運動は容易だが、管壁を横切るときは禁止される。このため、希薄系と違って高分子の拡散や回転ブラウン運動は極端に遅くなる。この模型に基づいて高分子濃厚系の線形ならびに非線形粘弾性の特徴が定量的に予言され、実験的にもかなりよく検証された。現在は、からみ合いという幾何学的ななしトポロジー的相互作用のより明確な基礎づけと方式化についての研究が進みつつある。

なお、金属のような結晶性物質中に転位線が多数存在する場合にも、転位相互間からみ合いが生じる。これは加工硬化などでも重要な役割を演じている。

カラムクロマトグラフィー [英 column chromatography, 独 Kolonnenchromatographie, 仏 chromatographie sur colonne, 露 хроматография по колонне] ⇒ クロマトグラフィー

カラン-ジマンツィク方程式 [英 Callan-Symanzik equation, 仏 équation de Callan-Symanzik, 露 уравнение Каллана-Симанцка] くりこみ理論に現れる方程式で、くりこまれた $2N$ 点グリーン関数 $G_k^{(2N)}$ に対する方程式

$$\left(m \frac{\partial}{\partial m} + \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} + 2N\gamma(g)\right) G_k^{(2N)} = \Delta G_k^{(2N)}$$

をカラン-ジマンツィク方程式とよぶ。ただし、 m は、くりこまれた質量を表し、 $\Delta G_k^{(2N)}$ は質量挿入項とよばれ、裸の質量 m_0 とくりこまれた質量 m とから $Zm_0 \partial m / \partial m_0 = m$ によって定義されたくりこみ定数 Z と、 $Z_k^{(2N)}(p_i, m, g) = Z_z^{-N}(m_0, g_0, \Lambda) \times G_k^{(2N)}(p_i, m_0, g, \Lambda)$ によって定義されたくりこみ定数 Z_z とを用いて

$$\Delta G_k^{(2N)}(p_i, m, g) \\ = Z(m_0, g_0, \Lambda) Z_z^{-N}(m_0, g_0, \Lambda) m_0 \frac{\partial}{\partial m_0} G_k^{(2N)}$$

と定義される。 Λ は切断運動量、 g_0 は裸の結合定数、 $\beta(g)$ と $\gamma(g)$ は、それぞれ

$$\beta(g) = Zm_0 \frac{\partial g}{\partial m_0}, \quad \gamma(g) = \frac{1}{2} Zm_0 \frac{\partial}{\partial m_0} \log Z_z$$

によって定義される。関数 $\beta(g)$ と $\gamma(g)$ を、 g に関する摂動の低次の項で近似すれば、 $2N$ 個の p_i^2 が m^2 に比べて十分大きくて $\Delta G_k^{(2N)}$ が無視できる領域では、グリーン関数 $G_k^{(2N)}$ がカラン-ジマンツィク方程式を解いて求められる。統計物理学では、臨界指数を求めるのにこの方程式がよく用いられる。その際、質量 m_0 は温度差 ε に対応し、くりこまれた質量は $\kappa \equiv \varepsilon^{-1}$ に対応する。したがって $m=0$ が $T=T_c$ に対応する(⇒くりこみ群)。

ガリウムと素ダイオード [英 gallium arsenide diode, 独 GaAs-Diode, 仏 diode d'arséniure de gallium, 露 диод из арсенида галлия] GaとAsの化合物による半導体を用いたダイオードで、電子の移動度がSiの数倍と大きいので、超高周波における特性が優れ 10^{-8} 秒以下の高速論理回路に用いられる。ガン・ダイオード、バラクター

ダイオード、ショットキー・ダイオードなどがあり、Siに代わる半導体材料として注目されている。

ガリウムと素電界効果トランジスター [英 gallium arsenide field-effect transistor, 独 GaAs-Feldeffekttransistor, 仏 transistor d'arséniure de gallium à effet de champ, 露 канальный транзистор из арсенида галлия]

⇒ 接合型電界効果トランジスター

カーリー・プロット [英 Kurie plot, 独 Kurie-Plot, 仏 droite de Kurie, 露 график Курн] β 線のエネルギースペクトルは

$$P(E)dE \propto F(Z, E)pE(E_0 - E)^2 dE$$

の形をしている(⇒ f 値)。 p は電子の運動量、 E はその全エネルギー、 E_0 は E の最大値、 $F(Z, E)$ はフェルミ関数とよばれ、 Z は娘核の原子番号である。測定される電子の各エネルギーの個数 $N(E)$ は $P(E)$ に比例する。したがって実験で得られる $N(E)$ を、 $F(Z, E)pE$ で割って平方根に開いた量 $[N(E)/F(Z, E)pE]^{1/2}$ は、 $(E_0 - E)$ に比例する。 y 軸にこの量を、 x 軸に E をとったグラフを、カーリー・プロットという。キュリー・プロットともいう。 x 軸との交点は E_0 に相当する。最大エネルギー付近での電子の計測数は小さいので、直線をそのまま延ばすと、 x 軸の切片が E_0 となるので、 E_0 を決めるのに用いられる。この点のことをエンドポイントという。またこの直線形からのずれをスペクトルの補正項といい、許容遷移に対する高次補正や、禁制遷移の研究に供される。 $P(E)$ では、電子のニュートリノの質量を0とおいた式であるが、もしニュートリノの質量が0でなく、ごく小さな値をもつとすれば、カーリー・プロットはエンドポイント E_0 の少し手前で下へまがり、 x 軸に垂直に落ちることが、理論的に知られている。したがって、エンドポイント付近の β スペクトルを精密に測定することによって、ニュートリノの質量を決めることができる。

加硫ゴム [英 vulcanized rubber, 独 vulkanisierter Kautschuk, 仏 gomme vulcanisée, 露 вулканизированный каучук] 原料ゴム(生ゴム)に適量の橋かけ剤を配合し、多くの場合、 150°C 前後の温度で10~40分間プレスや熱空気加硫缶を用いて加熱させることによって得られる三次元弾性体という。生ゴムの橋かけによって可塑性が減少し弾性(⇒ゴム弾性)が増し、引張強さ、引張応力、耐摩耗性や耐溶剤性が向上する。橋かけ剤としては生ゴムの種類に応じて各種のものが用いられるが、天然ゴムやブタジエン系合成ゴムなどの二重結合をもつゴムでは、ほとんどの場合、硫黄・加硫促進剤・加硫促進助剤の併用系が用いられる。加硫促進剤としてはメルカプトベンゾチアゾール、テトラメチルチウラムジスルフィドなどの有機加硫促進剤が、加硫促進助剤としては亜鉛華・ステアリン酸の併用系がもっぱら使用されている。これらの添加剤の配合量はゴム100重量部に対して硫黄1.5~2.5、加硫促進剤0.8~1.5、亜鉛華5、ステアリン酸1~2重量部ほどである。二重結合をもたないゴムに対しては橋かけ剤として有機過酸化物が、ブチルゴムに対してはキノンジオキシムやフェノール・ホルマリン初期縮合物が、またクロロブレンゴムに対しては亜鉛華・マグネシア・メルカプトイミダゾリン併用系などがよく用いられる。このほか、実用ゴム製品には充填剤として炭酸カルシウムや補強剤としてシリカやカーボンブラックなどが40~100重量部、酸化防止剤やオゾンき裂防止剤などがそれぞれ1~2重量部配合されている。

ガリレイ Galilei, Galileo 1564. 2. 15—1642. 1. 8 イタリアの物理学者。ピサに生れる。1574年サンタ・マリア修道院に入り1579年フィレンツェに戻る。1581年ピサ大学医学進学教養部に入学。1584年医学進学を放棄、翌年学資欠乏のため退学。1586年シエナとフィレンツェで家庭教師を行いつつ最初の科学論文「小天平」*Bilancetta*を書き、「固体の重心について」とともにフィレンツェ学士院に提出。前者はアルキメデスの原理に基づく比重の測定装置を工夫したものであった。1589年ピサ大学数学講師に就任。落体の実験を行い、「運動について」*De motu*を書く。1591年大学当局の権威主義を揶揄する詩作「トーガを着用することに反対するの章」*Capitolo contro il portar la toga*を書き物議をかます。1592年パドバ大学数学正教授に就任、18年間その職にとどまる。1593—99年間に講義ノート「レ・メカニク」*Le mecaniche*を書き、機械の有用性と限界を論じた。そのなかで、この原理の数学的証明を与え、仕事の概念およびエネルギー保存則を示唆。このノートには機械文明さらには科学文明に対する痛烈な批判がすでに述べられている。

1597年J. Keplerの本の序文を読み、N. Copernicusの太陽中心説を支持する手紙を書く。1600年W. Gilbertが「磁石について」*De magnete*を著したのに触発されて、1602年より磁気に関する研究を開始。

1604年10月9日、新星が現れ世情騒然となるや、初めて天体観測を行う。1609年望遠鏡発明の報をベネチアで聞き、その光学的原理の研究を行うと同時に、いくつかの(ガリレオ式)望遠鏡を試作。これを用い直ちに天体観測を始め、月面の凹凸、木星の4個の衛星を発見。その観測記録は、「星界の報告」*Sidereus nuncius*として1610年3月ベネチアより出版。同年6月パドバ大学正教授の地位を放棄。7月ピサ大学数学教授兼トスカナ大公第一数学者・哲学者に任命される。9月パドバを去り、フィレンツェに戻る。

1611年4月アカデミア・デイ・リンチェイの6人目の会員に選ばれ、ローマの同アカデミアより1613年3月に「太陽黒点とその諸現象の沿革および証明」*Istoria e dimostrazioni intorno alle macchie solari e loro accidenti*を出版。同年12月、愛弟子B. Castelliに科学と宗教に関する「返事」を忽卒の間に認めた。この「返事」の改竄された写しが流布され、1615年2月ドメニコ会士N. Loriniがそれをローマの異端審問所に送り、Galileoを告発。彼はみずからを防衛するため、同年6月「クリスティーナ大公妃あての手紙」*Lettera a Madama Cristina di Lorena, Granduchessa di Toscana*を書く。これは科学と信仰の関係を徹底的に論じたもので、約14000語の長文である。ここでGalileoは、聖Augustinusの言葉を原典からふんだんに引用しつつ、正面から神学論争を挑んだ。教皇庁検察聖省は前記告発を受けて極秘裡に予備調査を開始するが、さらに同年3月ドメニコ会士Cacciniが、Galileoは「聖書」に違反して太陽中心説を唱えていると検察聖省に申し出た。ここに至って「第一次裁判」が行われることになるが、訴訟指揮にあつたのは、Galileoの教えを受け、しかも彼の熱烈な崇拜者であったBellarmino根拠機嫌だった。判決はGalileoの人格を傷つけない穏やかな訓告程度のものであったらしい。「らしい」というのは、現存する判決文書は第一次裁判直後、あるいは第二次裁判までの間に偽造された疑いが濃いことが最近の研究で明らかにされてい

るためである。

1616年2月判決が下った後、Medici家の別荘で沈黙、自炊生活に入る。1619年弟子M. Guiducciの名で「彗星についての講話」*Discorso delle comete*をフィレンツェより出版。これに対し同年、コレクション・ローマノのO. Grassi神父が、L. Sarsiの名で「天文学的哲学的天秤」*Libra astronomica ac philosophica*を出し、Galileoを名指して激しく非難攻撃。これを受けてGalileoは、1623年、「偽金鑑識官」*Il Saggiatore*を書きローマより刊行。この本はそれ以来「論争のバイブル」とよばれるくらい痛烈を極めた文章で満ちている。

1625年、これまでの論争に決着をつけるべく「天文対話」(正式の題名は、「世界の二大体系、すなわちプトレマイオスとコペルニクスの体系、についての対話」*Dialogo sopra i due massimi sistemi del mondo Tolemaico, e Copernicano*)の執筆開始。1630年脱稿、1631年フィレンツェで出版許可を得、翌年2月出版。同年7月末出版社に販売停止命令、著者Galileoは10月ローマの異端審問所に出頭するよう命ぜられる。病気のため猶予願いが出されたが、1633年2月ローマに到着、4月より第二次裁判が始まる。

「天文対話」は著者の「解題」が示すように、3つの重要な章が取扱われるであろう。まず第一に、すべての経験は大地の可動性を結論するのにいささか不十分であり、それと無関係に大地に可動性を適合させることができるということを示そうと思う」のがねらいで、「第二日」の対話全体を相対性原理の説明にあてている。そこでは一定速度で進んでいる船の帆柱の先端から小石を落下させる実験によって、後にガリレイ変換とよばれる変換の深い意味が解明されている。さらに「第二日」には、一般相対論の先駆である加速度変換による遠心力の概念も述べられている。

1633年6月第二次裁判の判決が出、「異端審判」を強制され、12月からアルチェトリで幽閉の身となった。しかしそのなかで、1635年6月、「新科学対話」(正式の表題は「力学と運動という2つの新しい科学に関する講話とその数学的証明」*Discorsi e dimostrazioni matematiche intorno a due nuove scienze attenenti alla meccanica & i movimenti locali*)の草稿の主な部分を脱稿。翌年未完のまま国外へ持出しに成功、1638年7月ライデンより出版。同年1月両眼失明。「新科学対話」はGalileoの物理学のほとんどすべてを覆う。1642年1月8日の夜、2人の弟子、E. TorricelliとV. Vivianiが枕許で科学の討論をしているの聞きながら永眠。[全集] *Le Opere di Galileo Galilei* (全20巻)、1968。

ガリレイの相対性原理 [英 Galilean principle of relativity, 独 Galileisches Relativitätsprinzip, 仏 principe de relativité de Galilée, 露 принцип относительности Галилея] 2つの慣性座標系の間で、座標および時間がガリレイ変換で関係づけられるとき、物理法則がガリレイ変換によって変わらないこと、したがってガリレイ変換に関してすべての慣性座標系が同等であることをガリレイの相対性原理という。ニュートン力学の方程式は、ガリレイ変換に関して不変であり、ガリレイの相対性原理を満足している。しかし電磁気学のマクスウェル方程式はガリレイの相対性原理を満足しない。アインシュタインの特殊相対性理論によれば、慣性座標系間の座標・時間の変換はローレンツ変換であって、すべての物理法則はローレンツ変換に

関して不変であるという(特殊相対性)原理が成り立っている。マクスウェル方程式はローレンツ変換に対して不変であり、これに対応してローレンツ変換に対して不変な相対論的力学が成り立っている。座標系の間の相対速度および物体の速さが光の速さに比べて十分に小さい場合にはローレンツ変換や相対論的力学はガリレイ変換やニュートン力学で近似される。

ガリレイ変換 [英 Galilean transformation, 独 Galilei-Transformation, 仏 transformation galiléenne, 露 преобразование Галилея] 慣性系に属する2つの直角座標系 $xyz(\Sigma)$ 系と $x'y'z'(\Sigma')$ 系が互いに等速度運動をしているとき、一方の座標の他方の座標に対する関係をいう。たとえば Σ 系と Σ' 系の軸が互いに平行であって、 Σ' 系は Σ 系に対し x 軸の正方向に一定の速さ v で進行し、時間の始めに Σ 系と Σ' 系の原点が一致していたとすれば

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t$$

となる。このような変換の場合、空間の2点間の距離は不変であって、ニュートンの運動方程式もその形を変えない。慣性系はガリレイ変換で結ばれる座標系の一群であるといえる。ガリレイ変換はニュートンの方程式を不変に保つという相対性原理を表すものとして名づけられた。ローレンツ変換は特殊な場合としてガリレイ変換も含む、より広い相対性原理を表す変換といえる。

ガル [英仏 gal, 独 Gal, 露 галь] 加速度の単位。10⁻³m・s⁻² に等しい。Galileo(⇒ガリレイ)に由来する。CGS 単位系に属する単位であって、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたいが、暫定的に SI と併用することが認められている(⇒ミリガル)。

カルコゲナイドガラス [英 chalcogenide glass, 独 Chalkogenidglas, 仏 verre chalcogénure, 露 халькогенид-ное стекло] 通常の酸化物ガラスと異なり、酸素と同族(VI族)のイオウ、セレン、テルルを含有する硫化物、セレン化物、テルル化物のガラスおよびその混合系のガラスをいう。カルコゲン化合物ガラスという。石黄ガラス(As₂S₃ ガラス)が古くから知られ、ガラス化する成分として、S, Se, Te のほかに金属元素として As, Sb, Ge, Si, B, P, Sn, Tl, Pb, Bi, Cu, Ag, Au などを含むものがあり、Cl, Br, I のハロゲン元素を含むものもある。化学結合が酸化物ガラスと比べて共有結合性を帯びているため、光学的性質(赤外透過性)、熱的性質(低融性)、電気的性質(半導体、光電導性)、光誘起現象など酸化物ガラスとは著しく異なった性質を示す。

赤外透過材料として、As-S, As-Se, As-Ge-Se 系ガラスなどが用いられ、1~15 μm (組成により異なる)の赤外線をよく透過する。カルコゲナイドガラスは一般に溶融温度が低く、特に As-S-X, As-Se-X (X は Tl, ハロゲン)は著しく低い。半導体材料としてはカルコゲナイドガラス薄膜とし、スイッチおよびメモリー現象(As-Se-Te, Si-Ge-As-Te 系など)を用いた機能性半導体素子として注目されている。また光電導性を利用し電子写真感光体および撮像管ターゲット(サチコン)として実用化されている。光誘起現象として、カルコゲナイドガラス薄膜に光照射すると光黒化、光結晶化、フォトリソングなどの現象があり、ホログラム感光材料、光メモリー素子、フォトレジスト等として研究されている。カルコゲナイドガラスは一般に各成分元素を石英ガラス管中に真空封入し、700~1000℃に加熱溶融後、冷却して製造する。

カルコゲン化合物 [英 chalcogenide, 独 Chalcogenide, 仏 chalcogénure, 露 халькогенид] 周期表第VI族に属する酸素O, 硫黄S, セレンSe, テルルTe, ポロニウムPoの5元素の総称がカルコゲンであるが、一般には狭義に、硫黄族のS, Se, Teの3元素のみをさし、これらの元素を構成成分にもつ化合物をカルコゲン化合物という。カルコゲン化合物はしばしば酸化物、ハロゲン化物などのイオン結晶と比較されるが、カルコゲン元素の電気陰性度が小さいことから、その化合物には共有結合性の性質が増し、ときに金属結晶的な性質も示す。硫化物を見るとアルカリ、アルカリ土類金属および遷移元素との化合物にイオン結晶が見られ、これらでは多くの場合、対応した酸化物が存在する(例: Li₂S-Li₂O, K₂S-K₂O など逆蛍石型構造, MgS-MgO, MnS-MnO など塩化ナトリウム型構造)。しかし、例えば AX₂ 型化合物を見ると AS₂ には単独の S²⁻ イオンの存在は示唆されず、ZrO₂ などの蛍石型、TiO₂, VO₂ などのルチル型構造をもつイオン結晶に対し、ZrS₂, TiS₂ などは層構造、SiS₂ は鎖状構造、黄鉄鉱型 FeS₂ では S₂ 分子を構成単位とする分子構造をもつ。また多くの遷移元素カルコゲン化合物はかなり合理的な性質を示し、FeS, NiS などで金属欠損を生じ、あるいは、それに伴って長周期構造をとる。合金的傾向は Se, Te 化合物でより強くなり、Co-Te 系では CoTe-CoTe₂ 間に非常に広い均一領域をもつが、同様な性質は Ti-Se, Ti-Te, V-Se, Ni-Te, Pd-Te, Pt-Te などの系に見られる。AB₂X₄ 型のカルコゲン化合物には、対応する酸化物と同じスピネル構造をとるものがかなり多く、カルコゲンスピネルといわれる。導電性になりやすいなど、酸化物スピネルとは電気的、磁氣的に異なる性質を示す。

半導体としてには化合物半導体の大部分を占め、金属に近いものから、半金属、半導体、絶縁体に近いものまである。エネルギーギャップ、移動度の値が幅広くとれるので蛍光体、光電変換素子として利用されている。

遷移金属元素の、またそれを含むカルコゲナイド、ニクタイトは局在電子と非局在電子とが同時に物理的性質に寄与する系として特有の現象を示す。磁性と電気的性質との相互作用が見られる磁性半導体、磁性イオンのスピンの有効磁場としてエネルギーバンドに働くセミマグネティック半導体、フェルミ準位付近に局在電子と非局在電子とが共存する混合原子価化合物などはほとんどカルコゲナイド、ニクタイトである。FeS₂ 構造のものは基本的には非局在電子系であるが強い電子相関の影響があり、磁性としては強磁性、弱い過渡電子強磁性、反強磁性、傾いた反強磁性、バウルのスピン常磁性をそれぞれもつものもあるという多様性を示す。また、MoS₂ 型構造のものでは電荷密度波が見いだされ、低次元物質特有の性質をもつ。

カルウツァークライン理論 [英 Kaluza-Klein theory] 重力と電磁気の統一をめざして、1921年 Th. Kaluza が提唱し、O. Klein らが発展させた五次元時空の統一場理論。一般相対性理論(1915年)のあと、当時自然の最も基本的な力と考えられた重力と電磁気を統一することが理論的に大きな課題となった。A. Einstein, H. Weyl らは四次元時空の枠組のなかでその幾何学的統一を試みたが成功しなかった。Kaluza はアインシュタインの一般相対性理論の考えを五次元時空に拡張し、15個の成分をもつ五次元計量テンソル場を、重力を記述する四次元計量テンソル場(10成分)、電磁ポテンシャル(4成分)、および1個のスカ

ラー場に分解することによって、四次元時空の重力・電磁気のアインシュタイン-マクスウェル理論の導出に成功した。ただしそこでは第五次元の余分の自由度の存在を示唆する実験的証拠がないため、計量テンソル場は第五次元座標には依存しないという円柱条件が課された。この条件は理論の五次元共変性を破るが、通常の四次元一般座標変換およびゲージ変換に対応する特殊座標変換(カルツァークライン変換)の下での理論の不変性を許す。今日、電磁場を含む素粒子の力の場についての認識は飛躍的に深まり、それらはすべて非可換ゲージ理論により記述されるものと考えられている。それにともなって近年カルツァークライン理論は $(4+n)$ 次元時空の理論に拡張され、重力理論と非可換ゲージ理論の統一を可能にした。そこでは現実の四次元時空以外の n 次元空間は、非可換ゲージ群 G の群多様体あるいは G を変換群とするリーマン等質空間となり、その曲率半径がプランクの長さ($\sim 10^{-33}$ cm)程度に極微であるため観測から免れているとされている。またこの理論は超対称性理論やスピノール誘導理論などと結合して、重力を含むすべての力と物質の統一理論に発展する可能性がある。

カルノー Carnot, Nicolas Léonard Sadi 1796.6.1 1832.8.24 フランスの物理学者。共和主義の政治家、数学者、応用力学者であった Lazare N. M. Carnot の長子として、パリに生れた。父の教育を受けた後、16歳でエコール・ポリテクニクに入学、1812年から2年間、S. D. Poisson, J. L. Gay-Lussac らの指導を受けた。卒業後モーゼル川に沿うマス(メッツ)の駐屯地の工兵科で学生将校として勤務したが、1819年機を得てパリ参謀部に転じ、学習と研究を再開する。数少ない友人の一人 N. Clément との親交もこの時に始まった。政変でマクデブルク市へ追放された父を、弟とともに訪ねた(1821年)後、蒸気機関の研究に力を注ぎ、主著「火の動力およびこの動力を発生させるに適した機関についての考察」*Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance* を書き進める。その刊行およびアカデミー・デ・シアンスへの提出は1824年6月であった。参謀部の編成変えに伴い軍務に復帰したが、1年足らずで退職、パリで研究に専念し始める。しかし、しょう紅熱などで衰弱した直後コレラに侵され、36年の短い生涯を閉じた。

Carnot の関心は音楽、文学、経済など全般に及んだが、身のまわりの品は没後すぐ焼き捨てられたので、軍務期の論稿(測地器機に関するもの)などは失われた。今日に伝えられているのは、「考察」のほか「覚え書」*Notice biographique sur Sadi Carnot* (1878年に弟 Hippolyte が発表)と「水蒸気の動力を表すのに適した一公式の研究」*Recherche d'une formule propre à présenter la puissance motrice de la vapeur d'eau* (草稿、推定執筆期は1816~24年、発見は1966年)だけである。「考察」は、熱(火力)を仕事(動力)に変換するときの条件や効率(とその極限)を論じたものであって、その条件としての温度差(具体的には低温源の積極的な設定)、今日いうところの準静的過程、逆行可能過程、可逆サイクル(具体的にはカルノー・サイクル)の意義を明らかにし、変換の効率は可逆サイクルにおいて最高であり、その値は高低熱源の温度だけで決ること(\Rightarrow カルノーの定理)を論証した。その論拠として熱素の保存の考えが採用されているとはいえず、「考察」は熱力学第二法則へ

の確実な進路を示すものであった。ただしその真価は、1848年からの Kelvin 卿、1850年からの R. J. E. Clausius の論究で、初めて広く認知された。

カルノー効率 [英 Carnot efficiency, 独 Carnotscher Wirkungsgrad, 仏 rendement de Carnot, 露 коэффициент полезного действия цикла Карно] \Rightarrow カルノー・サイクル

カルノー・サイクル [英 Carnot cycle, 独 Carnotscher Kreisprozeß, 仏 cycle de Carnot, 露 цикл Карно] 1824年の「火の動力およびこの動力を発生させるに適した機関についての考察」のなかで、N. L. S. Carnot は効率が最大となる次のような熱機関を考えた。まず図1に示

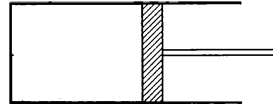


図1

すようなピストン付のシリンダーの内部に気体を封じ込める。そのほかに温度 T_h の高温熱源と、温度 T_l ($T_l < T_h$)の低温熱源とを用意する。この気体の始状態が図2の①であったとしよう。このときの圧力は p_1 、体積は V_1 、温度はこの系を高温熱源に接触しているので T_h となっている。高温熱源に接触していると内部の気体の膨張に伴ってピストンは外向きに動き、高温熱源より熱量 Q_h が系に流入する。気体の圧力が p_2 、体積が V_2 となったところでこの系を熱源から切離す。以上の過程では温度は変化していないので、① \rightarrow ②は等温膨張変化である。次に熱源との接触を断つたままで気体をさらに膨張させる。この過程② \rightarrow ③はしたがつて断熱膨張変化をしているわけである。

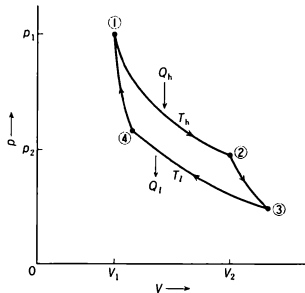


図2

断熱膨張によって温度が下がるのだが、圧力 p_3 、体積 V_3 で温度が T_l となったところで低温熱源と接触させる。低温熱源に接触させたままにして気体の圧力を p_4 、体積を V_4 というところまで等温圧縮する。このとき熱量 Q_l が系から出て低温熱源に流れる。この過程が図の③ \rightarrow ④である。④という状態となったところで系を低温熱源から切離す。熱を断つた状態でピストンを押して気体を圧縮する。この断熱圧縮によって系の温度が上昇する。温度が T_h となったところで圧縮をやめれば、系の状態は①に戻っている。

以上のよう一周(① \rightarrow ② \rightarrow ③ \rightarrow ④ \rightarrow ①)をカルノー・サイクルという。このようなサイクルを考えた理由は、効率最大の機関を探し求めた点にある。熱を用いて最大の仕事を引出したいのであるが、過程が変化している間に系と熱

源との間の温度差が生じないようにしたい。もしも温度差が生ずると損失の原因となる。Carnot が②→③ および④→①の断熱過程を導入したのは、この損失をなくそうとしたからである。

ここまでの説明では p - V 図を用いてきたが、温度 T とエントロピー S の平面で考えることもできる。図3がこ

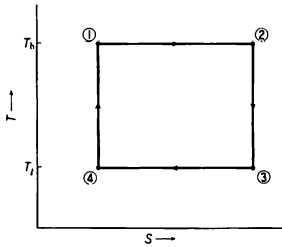


図3

れである。可逆変化に対しては $dS = d'Q/T$ が成立している。断熱過程に対しては $S = \text{一定}$ となっている。高温熱源から系が受取った熱量が Q_h 、低温熱源に渡した熱量が Q_l 、したがって系が外部にした仕事 W は

$$W = Q_h - Q_l$$

である。熱機関の効率 η というのは高温熱源から受取った熱量 Q_h のうち、どれだけ仕事として外部に取出されたかという割合として定義されるので

$$\eta = \frac{W}{Q_h} = 1 - \frac{Q_l}{Q_h}$$

となる。さらに可逆という性質 ($Q_l/T_l = Q_h/T_h$) を用いると

$$\eta = 1 - \frac{T_l}{T_h}$$

と書直せて、この機関の効率は熱源の温度比のみで決定される。この η のことをカルノー効率という。可逆でない機関の効率を η_{irr} と書くと、 $Q_h/T_h - Q_l/T_l < 0$ より

$$\eta > \eta_{irr}$$

を得る。すなわち不可逆サイクルの場合には系と熱源との間で温度差があるままで熱接触が生じたり、摩擦で損失が起きたりしているので、その効率 η_{irr} は η より必ず小となってしう。

カルノー・サイクルは熱力学第二法則の議論などでしばしば用いられている。

カルノーの定理 [英 Carnot's theorem, 独 Carnot-sches Theorem, 仏 théorème de Carnot, 露 теорема Карно] 温度 T_h および T_l という2つの熱源の間で働く可逆カルノー・サイクルに対して、その効率 η は T_h, T_l に依存するのみで作業物質が何であるかにはよらない。つまり $\eta = \eta(T_h, T_l)$

である。さらに同じ熱源をもつ不可逆カルノー・サイクルの効率を η_{irr} とすると

$$\eta > \eta_{irr}$$

となる。これをカルノーの定理という。

カルノー・ハウプトマンの不等式 [英 Karle-Hauptman's inequality, 仏 inéquation de Karle-Hauptman, 露 неравенство Карля-Гауптмана] 結晶構造因子の位相を直接決める方法としてさまざまな不等式関係が提案されたが、そのなかで最も基礎的なのが1950年にJ. KarleとH. Hauptmanによって提案された次のような行列式型の

不等式である。

$$D_m = \begin{vmatrix} 1 & U_{12} & U_{13} & \cdots & U_{1m} \\ U_{21} & 1 & U_{23} & \cdots & U_{2m} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ U_{m1} & U_{m2} & U_{m3} & \cdots & 1 \end{vmatrix} \geq 0$$

これをカルノー・ハウプトマンの不等式とよぶ。この式は結晶内の電子密度がすべて正であるという条件から導き出されたもので

$$U_{pq} = \sum_{j=1}^N n_j \exp\{2\pi i(\mathbf{h}_p - \mathbf{h}_q) \cdot \mathbf{r}_j\}$$

$$n_j = \frac{f_j}{\sum_{j=1}^N f_j}$$

ここで、 f_j は j 番目の原子の原子構造因子、 N は単位格子の中の全原子数である。この不等式は N より小さいすべての m について成り立つが、特に $m = 3, 4$ からは数多くの構造解析にとって有用な不等式が導かれる。たとえば $m = 3$ で $U_{12} = U_h$ 、 $U_{13} = U_k$ とユニタリー構造因子を与えれば

$$D_3 = \begin{vmatrix} 1 & U_h & U_k \\ U_{-h} & 1 & U_{h-k} \\ U_{-k} & U_{h-k} & 1 \end{vmatrix}$$

$$= 1 - |U_h|^2 - |U_k|^2 - |U_{h-k}|^2 + 2|U_h U_k U_{h-k}| \cos(\varphi_h - \varphi_k - \varphi_{h-k}) \geq 0$$

の不等式が得られる。

ガルバーニ Galvani, Luigi 1737.9.9 - 1798.12.4

イタリアの解剖学者、生理学者。ボローニャに生れる。ボローニャ大学に学んで医学・哲学の学位を得(1759年)、1775年 同大学助教授、1782年 教授となる。晩年は、妻を失った後、Napoléonのシスアルパイン共和国への忠誠を拒否したため大学を追われ不幸な境遇のうちに没した。初期は骨の病理、鳥の腎臓などの研究があるが、1770年代には生理学的研究へ進み、特に神経と筋肉の生理について研究を行い、カエルの筋肉の動き、カエルの神経への麻酔剤の効果などを調べ、やがて電気的刺激の問題へ移った。彼が実験に準備したのはカエルの下肢に脊髄と脚の神経をつけたものであった。静電起電機からの導線を脊髄に触れると、筋肉が収縮しカエルの脚は動いた。これは予期したことであつたが、やがて起電機を直接触れない場合にも、さらには起電機を遠ざけた場合にすらカエルの脚の動きが生じることがあるのを発見した。これは理解しがたいことであつたが、離れた位置での起電機の作動と、大気中での放電の間には同等の効果があるのではないかと、大気中での放電の際のカエルの脚の動きを観察した。すると、期待した動きもあつたが、もっと意外なことに、空電がなくとも筋肉収縮は起きることが見いだされたのである。彼は脊髄に真鍮製のフックをつけ、これを鉄網に掛けたので、異種金属間の接触電位差により電流が生じたのであるが、当時そのような理解は容易には得られなかった。事実、彼は空中放電説が否定された後は動物電気という考えに向かい、シビレイやデンキウナギなどに見られるように、動物は神経・筋肉に電気に似たものをもつのだとした。1791年ころならなされたこの報告は、当時ヨーロッパの学界に大きな反響をよび、一方では動物電気から電気生理学の研究を導き、一方ではA. Voltaの研究を経て19世紀の電気の時代を引出すきっかけとなった。

ガルバーニ電流 [英 galvanic current, 独 galvanischer Strom, 仏 courant galvanique, 露 гальванический ток] 生理学者の L. Galvani は, 1790 年ころ, カエルの脊髄が金属に触れるとけいれんすることを発見した。A. Volta は, これを異種金属の接触により電気が生じたために起ったと解釈し, 電池を発明する端緒となった。それまでは電流といえば, ライデン瓶などの蓄電器の放電による瞬間的な衝撃電流としてのみ観測されていたが, 電池の発明により連続的に流れる電流がえられるようになった。そこで当時このような定常電流をガルバーニ電流とよんだ。

ガルバノメーター = 検流計

カルビン Calvin, Melvin 1911. 4. 8

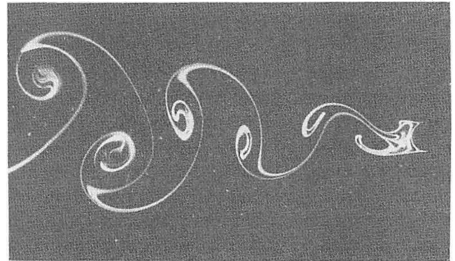
アメリカの化学者。ミネソタに生れ, ミシガン鉱山工科大学を卒業(1931年)の後, ミネソタ大学に学び, 1935年博士号を授けられる。1947年よりカリフォルニア大学バークレー校化学科教授。光合成における CO_2 同化経路を解明した功績により, 1961年ノーベル化学賞を受ける。この研究は, 放射性炭素原子 ^{14}C をトレーサーとして利用し, ペーパークロマトグラフィーやオートラジオグラフィーなどの技術を駆使することによって初めて可能になった。この経路は, カルビン・サイクル, カルビン・ベンソン・サイクル, 還元的五炭糖リン酸経路などとよばれ, 初発 CO_2 受容体はリブローズ二磷酸(五炭糖)で, 初発産物は2分子の3-ホスホグリセリン酸である。金属キレート化合物, 化学進化に関する著書もあり, 最近では生物による太陽エネルギーの利用技術の開発, 特に炭化水素を合成する植物の研究を行っている。[主著] *The Photosynthesis of Carbon Compounds* (J. A. Bassham と共著), 1962。

カルビン・サイクル [英 Calvin cycle, 独 Calvin-Zyklus, 仏 cycle de Calvin, 露 цикл Кэвлина] ⇨ 光合成における炭酸同化

カルマン Kármán, Theodore von 1881. 5. 11 - 1963. 5. 6 アメリカ(ハンガリー出身)の応用数物理学, 特に航空力学者。ブダペストに生れ, 同市の王立工科大学機械工学科を卒業の後, ゲッティンゲン大学に学んで L. Prandtl に師事, 「圧縮を受ける柱の座屈」(1909年)により学位を授けられる。員外教授を経て1912年アーヘン工科大学教授。第一次世界大戦中は兵役につき, 1930年アメリカに移ってカリフォルニア工科大学教授となる。政府機関, 民間企業などの依頼で学術指導にあたることが多く, 1949年の教授退職後も, 空軍科学諮問委員会, 北大西洋条約機構航空研究開発諮問委員会などの長として指導の役割を果たした。死去の11週前に, アメリカで新制された自然科学勲章の第一回受賞者となる。主要な業績として, 円柱のような鈍い形の物体の後ろに放出される渦が, 粘性を省略した理論で安定とみなされる配列をとり, 物体の受ける抵抗が渦のために選ばれる運動量の変化に等しいことを明らかにした, いわゆるカルマン渦列の理論(1911~12年), プランドルの境界層方程式の近似解法を提案して, 境界層理論の実用化を促進した解析(1921年), 円柱壁の近くの乱流が非粘性の力学的相似に従うものと仮定し, 速度の対数的分布を初めて導いた相似乱流理論(1930年), ティラーの等方形乱流に数学的定式化を与えた統計乱流理論(1937~38, 48年), 航空機の軽量化に用いられる殻構造の座屈の理論(1939~41, 1944~46年), 音速に近い流れの力学的相似の条件を明らかにした遷音速相似の理論(1947年)などが挙げられる。これらの業績の特色は, 渦列理論に見ら

れるように, 本質をつく単純なモデルを用いて, 複雑な現象に数学的に美しい形を与える点にあるといわれる。[主著] *General Aero-dynamic Theory* (J. M. Burgers と共著, 2巻), 1924; *Mathematical Methods in Engineering* (M. A. Biot と共著), 1940; *Aerodynamics: Selected Topics in the Light of Their Historical Development*, 1954。[論文集] *Collected Works* (全5巻), 1956, 1975。

カルマン渦列 [英 Kármán's vortex street, 独 Kármán'sche Wirbelstraße, 仏 train de tourbillons de Bénard-Kármán, 露 вихревая дорожка Кармана] 流れに直角に置かれた柱状物体の後方には2列の渦が形成されることが多い。静止流体中を柱状物体が移動する場合も同様である(図参照, ⇨ 伴流)。この渦列はかなり古い時代からその存



円柱後方のカルマン渦列 ($Re=140$)

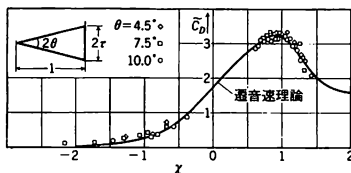
在が知られていたが, T. von Kármán が初めて流体力学的説明を与えて以来(1911年), カルマン渦列とよばれるようになった。Kármán は完全流体中に安定に存在しうる2列の渦の配列を調べ, 渦の間隔比(2つの列の間隔と1つの列の中での渦間隔の比)が0.281の互い違い型渦列だけが安定であることを理論的に導き出した。実際の渦列の間隔比は0.2から0.4の範囲にあり, Kármán の理論結果とだいたいにおいて一致する。カルマン渦列は伴流の流体力学的不安定性の結果として発生するものであると考えられる。線形安定性理論の結果によれば, 最も増幅されやすい擾乱の波長は伴流の幅の程度であるが, これは実際に現れる渦列の波長に一致する。流れの中に置かれた柱状構造物の固有振動数がカルマン渦列の振動数と一致する場合には, 激しい自励振動を引起し致命的損傷を被る危険性がある。風の吹く日, 電線が鳴るのはカルマン渦列の作用によるものである。

カルマン - チェンの近似 [英 Kármán-Tsien approximation, 独 Kármán-Tsiensche Näherung, 仏 approximation de Kármán-Tsien, 露 приближение Кармана-Чена] ⇨ 高速気流

カルマンの遷音速相似法則 [英 von Kármán's transonic similarity rule, 独 von Kármán's Ähnlichkeitsgesetz für schallnahe Anströmung, 仏 loi de similitude transonique de von Kármán, 露 закон подобия Кармана при околозвуковом течении] 薄い二次元の翼形の長さを一定に保ち, 厚さ方向にだけ一定割合で伸縮させて得られる擬相似翼形のひとつを, 翼に相対的な主流の速さが音速に近い流れの中に置いたとき, 翼に働く力に対して力学的相似性が成り立つためには, 次の無次元パラメーター K または χ が同一の値をとらなければならない。

$$K = \frac{1 - M_\infty}{\tau^{2/3}(\tau + 1)^{2/3}}, \quad \chi = \frac{M_\infty^2 - 1}{[\tau(\tau + 1)M_\infty^2]^{2/3}}$$

ここで、 M_∞ は主流のマッハ数で遷音速の流れでは1に近い値をとり、 τ は翼の厚みと長さとの比、 γ は気体の定圧比熱と定積比熱との比で断熱指数とよばれるものである。



T. von Kármán は基礎方程式や境界条件を適当に無次元化し遷音速域で重要な項だけを残すと、パラメーター K だけが含まれることを見つけた。その後、J. R. Spreiter, 今井功によって、より広いマッハ数の範囲で用いるためには K よりも x の方がよいことが示された。二次元翼として薄いダイヤモンド型またはくさび型を考えると、肩のところで膨張してそれより下流は超音速となるので、肩までの流れは下流の影響を受けない。翼前面の受ける全抵抗係数を C_D とすると、次式で定義される \tilde{C}_D は x だけの関数として整理される。

$$\tilde{C}_D = \frac{C_D(\tau+1)^{1/3} M_\infty^{2/3}}{\tau^{5/3}} = f(x)$$

カルマン・フィルター [英 Kalman filter, 独 Kalman-Filter, 露 фильтр Калмана] 雑音を含む観測機構の出力から原信号を推定する問題をフィルタリング問題という。カルマン・フィルターは、この問題を、原信号が白色雑音入力に対する線形ダイナミカルシステムの出力であると考えることにより定式化したものであり、1960年に R. E. Kalman より提案された。原信号 $x(t)$ を白色雑音 $u(t)$ に対する線形システム

$$\frac{d}{dt}x(t) = A(t)x(t) + B(t)u(t)$$

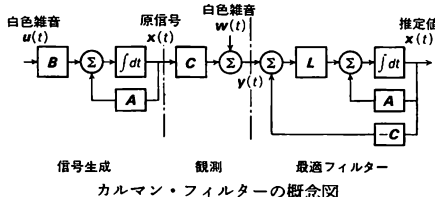
の出力とみなし、観測される信号 $y(t)$ が、原信号 $x(t)$ と白色雑音 $w(t)$ により

$$y(t) = C(t)x(t) + w(t)$$

と表されるとき、最小二乗規範による最適フィルター(カルマン・フィルター)は、

$$\frac{d}{dt}\hat{x}(t) = A(t)\hat{x}(t) + L(t)[y(t) - C(t)\hat{x}(t)]$$

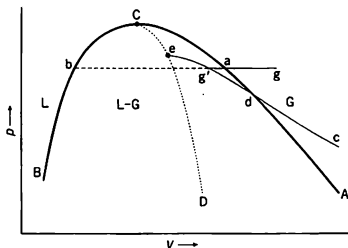
で与えられる。ここで、 $L(t)$ はリカティ型の行列微分方程式を解くことにより求められる。これは、予測や信号の平滑化(smoothing)に利用され、具体的には気象予報、プロセス制御、航空機の飛行自動制御などに応用されている。



カルマン・フィルターの概念図

過冷却 [英 supercooling, 独 Unterkühlung, 仏 sous-refroidissement, 露 переохлаждение] 液体や気体を、本来ならば相転移が起るはずの温度以下に冷却しても、もとの相のままにとどまっていることがある。このような現

象を過冷却という。気体の過冷却状態については次のように説明できる。図に太い実線で示した ACB は、気相と液



相の平衡曲線である。曲線の右側(G)は気相を、左側(L)は液相を表す。曲線の下側(L-G)は液相と気相が共存して平衡にある状態を表している。平衡曲線の極大点Cは臨界状態に相当する。気相に相当するg点から出発して、たとえば等圧的に冷却してゆくと、本来ならばg点を通る横軸に平行な直線が平衡曲線と交わるa点に達すると液化(凝縮)が始まるはずであるが、交点を越えてg'点に至っても、なお気相にとどまっていることがある。この状態が過冷却状態である。この状態は、系が気相にとどまる限りは、小さなゆらぎに対して熱力学ポテンシャルの極小に相当する相対的に安定な状態である(しかし、図のa点とb点に相当する2相に分離した状態の方が熱力学ポテンシャルのより低い状態に相当し、絶対的に安定な平衡状態である。すなわち、過冷却状態は準安定状態の一種である)。したがってg'点では $(\partial p / \partial V)_T < 0$ でなければならない(⇒熱力学的安定性)。g'点を通る等温線を描くと、これは平衡曲線と交わり(d点)、横軸に平行な接線をもった端点(e点)で終わっている。このような端点を連ねると、図に点線で示したCDが得られる。CDとCAに挟まれた領域が過冷却状態の存在しうる領域である。液体の過冷却状態に関しても同様なことがいえる。ただし液相と固相の平衡に関しては臨界状態は存在しない。

溶液が本来なら溶質の析出が始まるはずの温度以下に冷却されても、なお全体が溶液のままにとどまることがある。このような場合もやはり過冷却という。蒸気や溶液の過冷却はまた過飽和ともいう。純粋液体の過冷却は、過冷却といわれることもある。

過冷却磁場 [英 supercooling field, 仏 champ magnétique à surrefroidissement, 露 переохлаждённое магнитное поле] 第一種超伝導体で、熱力学的臨界磁場 H_c 以上の常伝導状態から磁場を下げたとき、 H_c 以下の磁場になっても超伝導状態に転移せず、ある磁場で常伝導状態が保持されることがある。これは、液体を凝固点以下の温度に冷却しても、ある温度まで凝固せずに液状を保つ過冷却現象と似ているところから、超伝導状態に試料が転移する磁場を過冷却磁場とよんでいる。熱力学的臨界磁場 H_c 以下の磁場では、超伝導状態のギブスの自由エネルギーは常伝導状態より低いため、過冷却の状態は準安定状態である。準安定状態が保たれるのは、第一種超伝導体では超伝導相と常伝導相の境界エネルギーが正であるため、常伝導相内に超伝導核が形成されるためには境界エネルギーに相当するエネルギーを必要とするからである。このためギンズブルグ-ランダウ・パラメーター κ が、 $1/\sqrt{2}$ より十分に小さく、正の境界エネルギーの大きい、純粋な試料ほど過冷却を起しやすい。Al や W がその例で Al の過冷

却磁場は H_c の 1/10 に達する。過冷却状態の常伝導相内部に超伝導相の核ができても、核の大きさがある一定の大きさ以下では核は成長しない。十分大きな核が形成される機構としては、試料が不均質な部位に負の境界エネルギーをもった領域が存在しうなどの議論もあったが、現在では十分均質な試料でも、試料表面に、正の境界エネルギーに妨げられることなく、超伝導相の十分大きな核が形成されることが、内因的な過冷却磁場を決めているものと考えられている。過冷却現象に対し、磁場が H_c を超えても常伝導状態に転移しない過熱現象が起りにくいのは、表面がかなり平滑でない限り、磁場の高い部位が面の凹凸に従って生じ、そこで常伝導相の核が形成されてしまうからである。

ガレルキン法 [英 Galerkin's method, 独 Galerkin'sche Methode, 仏 méthode de Galerkin, 露 метод Галеркина] \Rightarrow 偏微分方程式の数値解法

カレント [英 current, 独 Strom, 仏 courant, 露 ток] 電流密度を一般化した概念で、ある量子数の流れを表すベクトル場 $J_\mu(x)$ を一般にカレントという。電磁カレントは電荷の流れに対応し、空間成分 $J_i(x)$ ($i=1, 2, 3$) は電流密度に、時間成分 $J_0(x)$ は電荷密度に対応する。電荷のように保存する量子数に対応するカレントは保存する。すなわち $\sum_{\mu=0}^3 \partial_\mu J_\mu(x)/\partial x_\mu = 0$ となるが (\Rightarrow ゲージ変換、

ネーターの定理)、一般には保存するとは限らない。アイソスピンに対応するカレントは 3 つの成分をもつ。空間反転に対して空間成分の符号が変わるものをベクトルカレント、変わらないものを軸性ベクトルカレントという。カレントが担う量子数がある対称性に対応していれば、カレントの交換関係はそれに対応した代数系をなす (\Rightarrow カレント代数)。

カレント代数 [英 current algebra, 独 Stromalgebra, 仏 algèbre des courants, 露 алгебра токов] 素粒子物理学における、カレント間の代数的関係。クォーク模型において、香り(フレーバー)の自由度に開いたベクトルカレントおよび軸性ベクトルカレントの間の代数的関係式を、クォーク模型の力学の詳細によらずに成立するものとして抽象化した形で、1964 年に M. Gell-Mann はカレント代数として提案した。場の理論に基づいているが、S 行列理論的色彩の濃いアプローチである。具体的な例としては、3 つのクォーク u, d, s を 1 つのベクトルの形に書いて $\psi(x) = (u, d, s)$ とする。このとき $\mathcal{F}_a^\mu(x) \equiv i\bar{\psi}\gamma_\mu(1/2)\lambda_a\psi$, $\mathcal{F}_{5a}^\mu(x) \equiv i\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5(1/2)\lambda_a\psi$ と定義して

$$\delta(x_0 - y_0)[\mathcal{F}_a^\mu(x), \mathcal{F}_b^\nu(y)] = i\delta^4(x - y)f_{klm}\mathcal{F}_c^\mu(y)$$

$$\delta(x_0 - y_0)[\mathcal{F}_a^\mu(x), \mathcal{F}_{5b}^\nu(y)] = i\delta^4(x - y)f_{klm}\mathcal{F}_{5c}^\mu(y)$$

$$\delta(x_0 - y_0)[\mathcal{F}_{5a}^\mu(x), \mathcal{F}_{5b}^\nu(y)] = i\delta^4(x - y)f_{klm}\mathcal{F}_{5c}^\mu(y)$$

というカイラル $SU(3) \times SU(3)$ に対応する閉じた代数関係が常に成立すると仮定する。ここに、 λ_k ($k=1 \sim 8$) はバウリ行列を $SU(3)$ 群に拡張したゲルマン行列であり、 f_{klm} は $SU(3)$ 群の構造定数に対応する。 $[\lambda_k, \lambda_l] = 2if_{klm}\lambda_m$ ($\Rightarrow SU(3)$ 模型)。

ハドロンを量子色力学で記述する立場からすれば、これらの代数関係は、ラグランジアンに対称性から帰結される一般的なウォード-高橋の恒等式がもつ物理的内容と同一視できる。しかし、ハドロンを量子色力学の詳細によらずに基本的な理論のもつ対称性を、直接測定可能な量(すなわち香りの自由度に開いた荷電カレント、中性カレン

ト、電磁カレント)の間の関係式に置換える考え方は、PAC の仮定と組合されて、種々の和則を与え多くの成功的な応用に結びついた。これらの成功例の代表的なものに、 β 崩壊の軸性ベクトル結合定数の強い相互作用による補正を計算したアドラー-ワイスバーガーの関係式がある。また、ベクトルカレントおよび軸性ベクトルカレントの間の(非線形)な代数関係は、それぞれのカレントの大きさを固定することになり、弱電磁相互作用におけるレプトンとクォークの間に成立する普遍性に数学的定式化を与えた。このクォーク・レプトンカレントの普遍性は、ワインバーガー-サラム模型における GIM 機構として現在も生かされているといえる。

ガロア理論 [英 Galois theory, 独 Galoissche Theorie, 仏 théorie de Galois, 露 теория Галуа] 19 世紀初め、N. H. Abel は五次以上の代数方程式については根を与える一般公式が得られないことを証明したが、これに続いて E. Galois は、方程式の根がべき解を用いて求まることが、根の間のある置換群(方程式のガロア群)の性質と関連していることを明らかにした。代数方程式の分解体の構造とガロア群の構造との関係を明らかにしたこの理論は、現代代数学全体にわたり大きな影響を及ぼした。以下にこの理論の大筋を述べる。

数の集合で、四則演算に関して閉じているものを数体という(たとえば、有理数体 \mathbb{Q} , 実数体 \mathbb{R} , 複素数体 \mathbb{C} など)。数体は、それに含まれない数をつけ加えることによって拡大することができ、 \mathbb{Q} に $\sqrt{2}$ を含めて $a+b\sqrt{2}$ ($a, b \in \mathbb{Q}$) の形の数の集合をつくると、これは拡大された体 $\mathbb{Q}(\sqrt{2})$ になる(同様に $\mathbb{C} = \mathbb{R}(i)$)。体 K を拡大して体 L を得たとしよう。 K は L の部分体である。 L から L の上への 1 対 1 写像で、四則演算のありかたを保ち K に属する a は変えないもの (K 同型写像) の集合を保ち (\Rightarrow 群論)をつくる。これが拡大 L/K について定義されたガロア群で $G(L/K)$ と表す。 $\mathbb{Q}(\sqrt{2})/\mathbb{Q}$ のガロア群は恒等写像 $a+b\sqrt{2} \rightarrow a+b\sqrt{2}$ と写像 $a+b\sqrt{2} \rightarrow a-b\sqrt{2}$ とから成る。 $G(L/K)$ の写像で不変な L の数は L の不変部分体を構成し、これは一般に K を含む体になるが、これが K に一致するとき拡大 L/K をガロア拡大という。 $\mathbb{Q}(\sqrt{2})/\mathbb{Q}$ や \mathbb{C}/\mathbb{R} はガロア拡大である。やや複雑な例として、 $t^3 - 2 = 0$ の根、 $a_1 = a = \sqrt[3]{2}$, $a_2 = a \exp(2\pi i/3)$, $a_3 = a \exp(-2\pi i/3)$ を用いた拡大を考えよう。このとき $\mathbb{Q}(a)/\mathbb{Q}$ はガロア拡大ではないが $L/\mathbb{Q} = \mathbb{Q}(a_1, a_2, a_3)/\mathbb{Q} = \mathbb{Q}(\sqrt[3]{2}, \sqrt{-3})/\mathbb{Q}$ はガロア拡大で、 $G(L/\mathbb{Q})$ は $a_1 \rightarrow a_2$, $a_1 \rightarrow a_3$ のような置換からなる置換群 S_3 である。

一般に K の数を係数とする n 次代数方程式 $f(t) = 0$ の根 a_1, a_2, \dots, a_n を K につけ加えて拡大した体 $L = K(a_1, a_2, \dots, a_n)$ (代数方程式の分解体)については L/K がガロア拡大であること、 $f(t)$ が代数的に解けるのはガロア群 $G(L/K) = G$ が可解群である場合に限ることが示される。 G が可解群というのは、 $G = H_m$ からその不変部分群の列 $H_m, H_{m-1}, \dots, H_1, H_0 = E$ (E は単位元)をつくったとき、商群 H_i/H_{i-1} が位数 p_i の巡回群になるということで、可解の名は次の理由による。それはこのとき $L = M_0$ の部分体の列 $M_0, M_1, \dots, M_s = K$ があり、 M_{s-1}/M_s はガロア拡大で、 $H_i = G(L/M_i)$, $G(M_{s-1}/M_s) \cong H_i/H_{i-1}$ (同型)などの関係が成り立ち、 M_{s-1} の数は M_s の数から p_s 乗根と四則演算を用いて得られることが示されるからである。与えられた方程式のガロア群が何であるかを知るの普通容易

ではないが、一般係数の n 次代数方程式の場合には、それが n 次の置換群 S_n であり、 S_n は $n \geq 5$ のとき可解でないことがわかっている。

カロチノイド [英 carotenoid, 独 Karotinoid, 仏 caroténoïde, 露 каротиноид] 共役二重結合が長く鎖状につながったポリエン構造をもつ色素の総称で、炭素 40 原子から成るテトラテルベン構造を基本とし、生物界に広く分布する。炭化水素であるカロチン (β -カロチン, α -カロチン, リコピンなど) と、これに酸素が添加してできたキサントフィル (ルテイン, ビオラキサンチンなど) の 2 群に分けられる。植物では光合成器官に多く含まれるが、葉以外にはニンジンの根 (β -カロチン) やトマトの果実 (リコピン) などにも含まれる。光合成器官では、光エネルギーの捕獲 (⇒ 光合成色素) や光傷害からの保護の役割をしている。動物はカロチンを合成できないが、食物として取入れた β -カロチンなどを分解して、レチナール (ビタミン A アルデヒド) を生じる。レチナールはオプシン (タンパク質の一種) と結合してロドプシンとなるが、これは視覚における光受容タンパク質である。一部の好塩菌はバクテリオロドプシンやハロロドプシンを含み、吸収した光エネルギーを細胞膜を介した仕事に利用しているが、これら光受容タンパク質の発色団もレチナールである。

カロリー [英仏 calorie, 独 Kalorie, 露 калория] 熱量の単位。定義が (以下に略述するように) 多様であったが、今日の国際単位系 (SI) では、推奨しがたい単位とされている (SI での熱量の単位はジュールである)。ラテン語 calor (熱の意) に由来する。単位名にこれを用い始めたのは P. A. Favre ら (1852 年) といわれる。

(1) 計量法では、(1 s) 温度を指定しないときのカロリー (記号 cal) は 4.18605 J とし (これは暗に 1 kWh / (860 × 10³) = 4.1860465 … J を意味している)、(1 t) 温度を指定したときのカロリー (記号 cal t) は、圧力 101325 Pa (バスカル) の下において 0.001 kg の質量の水の温度を、その指定の温度より 0.5 K 低い温度からその指定の温度より 0.5 K 高い温度まで上げる熱量をいうとしている。後者を単位ジュールで表した値は、付録の表に示されている (ただし付録の表は、本来、温度 t の関数としての水の比熱という物性データを SI 単位で示すためのものであって、cal から J への単位換算のための協約値の表と解すべきものではない)。

(2) 15°C カロリーとよばれるのは、上記 (1) で $t = 15^\circ\text{C}$ としたときのもので、記号 cal₁₅ で表される。R. T. Birge, U. Stille, W. J. de Haas がそれぞれ独立してデータ解析をした結果、1 cal₁₅ = 4.1855 J が最も確からしいとされ、1950 年の国際度量衡委員会が採択された。

(3) 平均カロリーとよばれるのは、質量 0.001 kg の水の温度を 0°C から 100°C まで上げる熱量の 1/100 をいい、cal で表される。1 cal = 4.1897 J が最も確からしいとされている。

(4) IT カロリー (IT は International Table すなわち国際蒸気表の意) は、電気的エネルギーの (かつての) 国際単位であった kWh の 1 / (860 × 10³) と定義され、cal_{IT} と表されるが、1 cal_{IT} = 4.1868 J と協約された (1956 年ロンドンで開かれた蒸気の性質に関する国際会議)。

(5) 熱化学カロリーは、アメリカの (かつての) 電磁気単位と関連づけて定義され、熱力学的な化学平衡論で用いられ、cal_{th} または cal_{thermochem} で表されるが、その値は

4.184 J と評価されている。

カロリック説 [英 caloric theory, 独 Wärmestofftheorie, 仏 théorie du calorique, 露 теория теплорода] 熱は重さのない流体であり、どんな過程でも増減することはないという、熱の仮説的理論。フランスの化学者 A. L. Lavoisier が創始した。

Lavoisier は「火の物質」というものを考えた。物質がそれと結合すればガスになり、それが活動的の空気 (酸素) から遊離するのが燃焼の際に生じる光や熱である。エーテルなどの揮発性物質が気化する際には、「火の物質」が吸いとられ、このため温度低下が起るのだと説明した。この「火の物質」がカロリックとよばれた。

フロギストン説が定性的説明にとどまったのに対して、カロリック説では「火」の強さ (温度) やその量 (生成熱) が実験的な測定の対象となった。このようにして化学反応における生成熱、融解の潜熱、比熱の測定がなされた。カロリック説のハイライトは N. L. S. Carnot の熱機関の効率に関する理論である。このカルノー理論を解説した技術者 B. P. E. Clapeyron がクラウジウス-クラペイロンの式を導き出したのもカロリック説に基づいている。Lavoisier の単純な物質 (元素) の表にはカロリックが挙げられていた。しかし摩擦によって限りなく熱が生み出されるという Rumford 伯の実験を経て、J. R. von Mayer, J. P. Joule の熱の仕事当量の発見により、熱の実体が明らかになって、カロリック説は消えていった。

カロリメーター [英 calorimeter, 独 Kalorimeter, 仏 calorimètre, 露 калориметр]

[1] = 熱量計

[2] 原子核や素粒子実験において、粒子の全エネルギーを測定する測定器を熱測定で用いられる熱量計 (カロリメーター) の呼称にならってカロリメーターまたは全エネルギー吸収型スペクトロメーターとよぶ。高エネルギー粒子によるカスケードシャワーは物質中で発達しきると、二次荷電粒子による電離または分子励起の総量が平均として入射エネルギーに比例するようになる。そこでシャワーを全部吸収できるだけの厚い物質で、そこでの電離量やシンチレーション光量を測る機能を持ち、入射エネルギーを測ることに使われる測定器をカロリメーター、または (全吸収) シャワーカウンタとよぶ。シャワーは反応ごとの変動が大きくは素過程の積み重ねであり、統計的変動がエネルギー測定精度を限定するが、入射エネルギーが高くなるとこの相対的変動は減少し、カロリメーターの性能は向上する。また、重い物質中でのシャワーの横への広がりには小さいので、入射位置の測定も可能である。カロリメーターは、 α 線や中性子などの中性粒子の位置とエネルギーを測定できる最も重要な手段である。シャワーを吸収するのに必要な物質の厚さはエネルギーと共に対数的に増加し、電子や α 線に対しては放射長 (電子エネルギーが入射時の e^{-1} に落ちるまでの厚さ、放射長ともいう)、ハドロンに対しては核吸収長 (非弾性散乱が起るまでの平均自由行程) を単位として測るのが便利である。それぞれ 10~20 放射長、5~8 吸収長を必要とする。特に優れたカロリメーターには、NaI 結晶や BGO 結晶のようなシンチレーターや鉛ガラス・チェレンコフ・カウンタなどがある。金属板と薄いプラスチックシンチレーターを交互に重ね、シャワーエネルギーを一定間隔にサンプルする方法もよく使われており、サンプリングカロリメーターとよばれる。いずれも、素粒

子実験には不可欠な測定器となっている。

カロリメトリ = 熱量測定

ガロン [英仏 gallon, 独 Gallone, 露 галлон] ヤード・ポンド法における容量の基本単位。その大きさは各国で異なり、イギリスのものを英ガロン(U. K. gallon), アメリカのものを米ガロン(U. S. gallon)ともいう。単位記号は gal. (1) 英ガロンは「水銀柱 30 インチの大気圧のもとで水および空気が華氏 62 度にあるとき、黄銅分銅に対して、空気中で 10 常用ポンドの質量を示す純粋な水の体積」と定義されているが、分銅の密度が示されていないため、標準機関はこれを $8.143 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ とし、1 ガロンは 277.42 立方インチであるとした。液量・乾量に共通で、約 4.546 dm^3 である。(2) 米ガロンは、1824 年以前のイギリスのワイン・ガロン(wine gallon)に由来し、231 立方インチに等しく、およそ 3.785 dm^3 である。英ガロン・米ガロンの倍量単位および分量単位を表に示す。

英ガロン・米ガロンの倍量単位および分量単位

[連合王国系容量]	[米国慣用系液量]
ミニム ¹ (1/480)オンス	ミニム (1/480)オンス
スクルーブル ¹ (1/24)オンス	—
ドラム* (1/8)オンス	ドラム* (1/8)オンス
オンス* (1/20)パイント	オンス* (1/16)パイント
ジル (1/4)パイント	ジル (1/4)パイント
パイント (1/8)ガロン	パイント** (1/8)ガロン
クオート (1/4)ガロン	クオート** (1/4)ガロン
ガロン 約 $4.546 099 \text{ dm}^3$	ガロン 約 $3.785 411 \text{ dm}^3$
ベック ¹ 2 ガロン	バレル(一般飲料) 31.5 ガロン
ブッシュェル ¹ 8 ガロン	(石油用) 42 ガロン
クォーター ¹ 64 ガロン	ホグスヘッド 63 ガロン

¹ 1976 年の度量衡法で廃止。

^{*} 正しくは、フルイド・ドラム、フルイド・オンス。

^{**} 正しくは、リクイド・パイント、リクイド・クオート。

乾き度 [英 dryness, 独 Dampfgehalt, 仏 sécheresse]

⇒ p-V 線図

乾き飽和蒸気 [英 dry saturated vapour, 独 trocken gesättigter Dampf, 仏 vapeur sèche saturée, 露 сухой насыщенный пар] ⇒ p-V 線図

貫 尺貫法における質量の基本単位。1891 年(明治 24 年)制定の度量衡法の定義により $(15/4) \text{ kg}$ に等しく、 3.75 kg である。分量単位は $(1/1000)$ 貫の匁²などである。

感圧ダイオード [英 pressure sensitive diode, 独 druckempfindliche Diode, 仏 diode sensitive à pression, 露 диод чувствительный к давлению] 外部圧力により特性が変化することを利用するダイオード。ショットキー・バリアーを用いたものと、pn 接合を用いたものがある。Si の pn 接合ダイオードの特性の圧力依存性を図に示す。

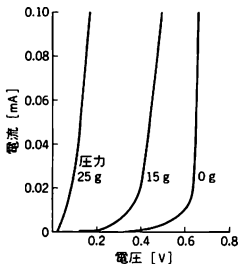


図 1 順方向特性

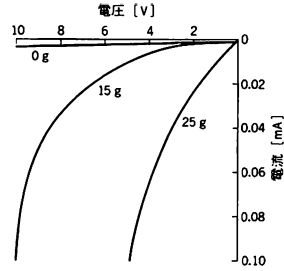


図 2 逆方向特性

一般には、逆方向電流の変化を利用する。他に GaSb のトンネルダイオードの負性抵抗特性の圧力依存性を利用するものもある。ピックアップなどの音響変換器、無接点スイッチ、無接点可変抵抗器などに応用される。

感圧トランジスター [英 pressure sensitive transistor, 独 druckempfindlicher Transistor, 仏 transistor sensitif à pression, 露 транзистор чувствительный к давлению] トランジスターのエミッター・ベース間に圧力を加えると、直流電流増幅率が変化することを利用するトランジスター。

感温素子 [英 temperature transducer, 独 temperatur-empfindliches Element, 仏 élément sensitif à température, 露 теплочувствительный элемент] 周囲温度の変化によって内部抵抗が変化し、電流変化を与えるか、熱起電力を発生することにより、温度の変化を電気的な信号の変化として検出する素子。サーミスター、バリスターダイオード、熱電対、白金線の抵抗体などは感温素子である。白金線は広い温度範囲にわたって抵抗変化の直線性が良く、かつ融点および抵抗率が高く、温度係数は正であり、主に高精度の測定に用いられている。

環化重合 [英 cyclopolymerization, 独 Zyklopolym-erisation, 仏 cyclopolymérisation, 露 циклополимеризация] ⇒ 重合

環境応力き裂 [英 environmental stress cracking] 物質が応力下におかれるとき、その周囲の環境によってその発生が促進される応力き裂のことで、特に溶剤の接触によって生じる場合は溶剤き裂とよばれる。この現象は特に高分子材料において多く観測され、物質表面または表面層が環境のために化学変化を生じ、また溶剤によって膨潤し、これらが物質を弱め、さらに欠陥部付近に三次元応力場を発生させ、これらがき裂発生を促し、さらにその成長を促進するものと考えられる。

環境応力割れ = 環境応力き裂

環境基準 [英 environmental standard, 独 Umwelt-standard, 仏 étalon d'environnement] 人間が健康な生活を送るために必要な環境の最低基準のことで、大気汚染、水質汚濁、騒音、振動、悪臭、廃棄物処理、環境放射能などについての基準が定められている。これらの項目のうち、大部分については、国が法律を定め、これに基づいて地方自治体で条例を定めている。

大気汚染は、広い範囲にわたり人の生活環境に悪影響を及ぼすものである。汚染の主な原因としては、工場から排出される硫酸酸化物、窒素酸化物、フッ化水素、煤塵や、自動車の排気ガスに含まれる一酸化炭素、窒素酸化物、炭化水素などである。また、最近ではこれらの化合物が原因

となって生じる光化学スモッグやオキシダントも問題となっている。規制の基準は、1時間ごとの平均値(1時間値)と、1時間値の1日平均値などで決められている(表1)。

表1 大気汚染にかかわる環境基準

項目	SO ₂ [ppm]	CO [ppm]	浮遊粒子 状物質 [mg・m ⁻³]	NO ₂ [ppm]	光化学オ キシダント [ppm]
1時間 値	0.1以下	—	0.20以下	—	0.06以下
1日平 均値	0.04 以下	10 以下	0.10以下	0.04 以下	—

水質汚濁のうちで、特に問題となるのは、人間の体内に入ることにより重大な障害を引起す重金属と、環境を悪化させる有機化合物で、下記の9項目については、利水目的、流量の多少などの条件に関係なく、すべての公共用水域について基準値が決められている(表2)。これらの物質

表2 水質汚濁にかかわる環境基準

物質	基準値	物質	基準値
カドミウム	0.1 ppm	ヒ素	0.05 ppm 以下
シアン	不検出	総水銀	0.0005 ppm 以下
有機リン	不検出	アルキル 水銀	不検出
鉛	0.01 ppm 以下	PCB	不検出
六価クロム	0.05 ppm 以下		

(人の健康にかかわる基準)

の発生源としては、工場排水が話題になることが多いが、家庭排水に含まれている有機化合物も見逃すことはできない。水質汚濁にかかわる環境基準は、上記のほか河川、湖沼、海域など、生活環境にかかわる基準として、それぞれ水素イオン濃度、生物化学的酸素要求量(BOD)、浮遊物質、溶存酸素量、大腸菌群数などが定められている。

騒音の種類は、工場騒音、交通騒音、建設作業騒音、深夜営業騒音など多種多様である。個人の感覚によって影響の程度が異なるが、騒音の最も大きい工業区域では、昼間70ホン以下、夜間60ホン以下、最も静かな住宅区域では、昼間、夜間とも45ホン以下、など一定のレベルで規制されている。建設作業に伴う騒音は、一時的なものであることが多いので、昼間に限っては最高85ホン程度まで許されている。振動は、騒音とともに発生することが多く、特に建設作業において著しいが、防止することは騒音より困難である。工場に対しては、昼間60～65dB以下、夜間55～60dB以下、建設作業は昼間75dB以下(1日の時間数が10～14時間以内)、道路交通振動は昼間65～70dB以下、夜間60～55dB以下などと規制されている。

悪臭の主な発生源は、畜産業、パルプ工業、化学工業、塗装作業などであって、悪臭を発生する工場に対しては、悪臭の原因となる物質(アンモニア、硫化水素、硫化メチルなど)の敷地境界の基準値が定められている。

原子力発電の普及、各種放射性同位体の利用の拡大などに伴い、放射能による大気、水、土壌の汚染が近年特に重要視されるようになった。環境放射線の規制については、国際放射線防護委員会の報告による最大被曝限度として、一般人に対し年間500mrem という値があるが、現実にはこれよりはるかに厳しい値が基準となっている。日本の多くの原子力施設では敷地境界における放射線量として、年間5～10mrem 以下に抑えている。また原子力施設や放

射性同位体施設からの排出基準についても核種ごとに規制値が決められている。以上のように、環境基準は、各種各様であるが、人間の社会生活の進歩や工業の発展などに伴い、今後、新しい公害が発生することも考えられる。これらの公害を最小限に抑え、われわれ周辺の生活環境や自然を保護していくことは、人類にとってますます重要となってくる課題である。

環境試験 [英 environmental test, 独 Umwelttest, 露 испытание на воздействие окружающей среды] 電子機器などの特性テスト、欠陥検査、寿命試験などのために、温度、湿度、気圧、放射線、雑音、振動などの外部の環境条件をいろいろに変化させて、耐久性や性能を調べる試験をいう。寿命を知るために通常の環境では、試験の完了までに時間がかかりすぎるので、実際以上にきびしい環境にして、加速度寿命試験をする。たとえば、短時間に何度も温度を急激に上下するヒートサイクルテストなどがある。

環境放射性核種移動 [英 movement of environmental radioactive nuclide, 独 Bewegung radioaktiver Nuklide in der Umwelt] 環境に存在する自然放射性核種の移動や原水爆実験による放射能、原子炉や再処理施設などから放出される放射性廃棄物中の放射性核種の環境への移動などをさす。自然放射性核種は土壌や水中、また大気中にも存在し、大気上層では宇宙線によって絶えず放射性核種がつけられている。原水爆実験では一時に多量の放射性核種が大気中に放出され、原子炉や再処理施設からも微量ではあるが放射性廃棄物が大気中や水中に放出される。これらの放射性物質は大気中、水中で拡散し、降水などにより地上に沈積し、水中に混入する。さらに、水中の放射性核種は魚介類など水産物を経て人体中に入り、土壌中の放射性核種は植物体内に入り、これを食物とする動物や人間の体内に入る。また、食肉を通して人体に入ってくる。このように放射性核種の移動は食物連鎖を通して起る。

環境放射線 [英 environmental radiation, 独 Umweltstrahlung, 仏 rayonnement d'environnement, 露 излучения окружающей] 人間あるいはもっと広く生物一般が生活する環境中にある放射線のこと。自然にもともと存在している天然の放射線と、人間が文明を発達させてきた結果生じた人工の放射線の2種類に分けられる。前者には、大気圏外から飛込んでくる宇宙線と、地殻・大気・建築物・飲食物・身体自身などに存在する天然の放射性元素の放出する放射線があり、後者には医療・産業・学術研究などのために使われる放射線発生装置や放射性物質から放出され施設の外へ漏れ出る放射線、原子力発電など核エネルギーの利用に伴って副次的に発生するものがある。

人間をはじめとして現在地球上に棲息するすべての生物は、自然放射線の存在する環境の下で進化を続けてきたのであるが、放射線はそこでは進化にとっての重要な引金の役を担っていると考えられており、いつてみれば、放射線は生物種にとって、その存続を脅かすものであると同時に進化を助けるという、両面の働きをもっている。したがって地球上に住んでいる人類の未来を考えると、環境放射線は忘れてはならないものなのである。仮に、放射線発生装置や人工的放射性物質を意図的につくことをせず、使うこともやめたとしても、地中から石炭を掘りこれを燃やすと中に含まれている少量の放射性核種が大気圏に放出されるという例からもわかるように、今日の物質文明は、ま

ちががなく環境放射線のレベルの変動に影響を与えているものと思われる。環境放射線のレベルは地球上の場所により異なるが、ほぼ年間数十 mrem から数百 mrem の線量率になっている。

間欠発振器 = ブロッキング発振器

還元粘度 [英 reduced viscosity, 独 reduzierte Viskosität, 仏 viscosité réduite, 露 восстановительная вязкость] ⇒ 固有粘性

還元波数 [英 reduced wave number, 独 reduzierte Wellenzahl, 仏 nombre d'onde réduit, 露 приведённое волновое число] ⇒ 波数空間

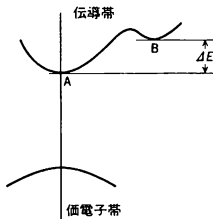
還元波数域 [英 reduced wave number zone, 独 Zone der reduzierten Wellenzahlen, 仏 zone de nombre d'onde réduit, 露 зона приведённых волновых чисел] ⇒ 波数空間

ガン効果 [英 Gunn effect, 独 Gunn-Effekt, 仏 effet Gunn, 露 эффект Ганна] 適当な条件下で、半導体が発振する現象。電極間距離の小さい n 型 GaAs または n 型 InP に数千 V・cm⁻¹ の直流電場を加えるとコヒーレントなマイクロ波発振が生ずる。この現象は 1963 年 J. B. Gunn により見いだされた。ガン効果は N. Ridley と T. B. Watkins ならびに C. Hilsum が独立に提案した電圧によって制御される微分負抵抗の理論で説明される。

GaAs の伝導帯の底は Γ 点(ブリルアン域の中心)にあり、それから ΔE=0.31 eV だけエネルギーが高い X 点(ブリルアン域の k_x, k_y, k_z 軸の両端の点)に第二のエネルギー極小点があって、それぞれの電子の有効質量は m_Γ^{*}=0.067 m₀ と m_X^{*}=0.55 m₀ である。それぞれのキャリア濃度を n_Γ と n_X、移動度を μ_Γ と μ_X とすると、電気伝導率 σ は次式で表される。

$$\sigma = e(n_{\Gamma}\mu_{\Gamma} + n_X\mu_X)$$

全キャリア濃度を n=n_Γ+n_X とすると、電場 E (大きさ E) が小さいときは n_Γ=n, n_X=0 であるから σ=e n μ_Γ であるが、電場が大きくなり、E>E_a で Γ 点の電子の運動エネルギーは ΔE 以上となって n_X≠0 となる。さらに電場が大きくなり E>E_b ではすべての電子は状態密度の大きな X 点の谷に移行し、n_X=n となる。ここで、μ_ΓE_a>μ_XE_b であると、E_a<E<E_b の電場領域で微分抵抗が負となる。



ガン効果は、(1) 移動度が大きく状態密度の小さい伝導帯の底(図の A 点)から ΔE だけ上に移動度が小さく状態密度の大きいエネルギー極小点(図の B 点)があり、(2) 格子温度 T に対して ΔE>kT であり、(3) エネルギーギャップ E_g に対して ΔE<E_g であるとき、高電場による電子温度の上昇により電子分布がエネルギーの高いエネルギー極小点に移行しても、電場による価電子帯から伝導帯への電子励起がない場合に生ずる。n 型 GaAs は最もよくこの条件を満たしている。

管口効果 [英 open end effect, 露 концевой эффект трубы с открытым концом] = 開口端補正

感光性樹脂 [英 photosensitive resin, 独 lichtempfindliches Harz, 仏 résine photosensitive, 露 фоточувствительная смола] 樹脂より成る膜に光を照射すると、光の当たった部分だけが不溶化するような樹脂を感光性樹脂という。感光性高分子という和不溶化以外に、光発色、光電導など広い意味での物性が変化する高分子の意味にも使われるが、感光性樹脂というと、光による不溶化に限定して使われている。感光性樹脂は元来フォトレジストといわれ、写真製版用に開発された。感光性樹脂の古い例として、卵白、にかわ、カゼイン、ポリビニルアルコールなどに重クロム酸塩を加えた物が知られているが、現在は水系、非水系を含めて多くの種類が開発されている。不溶化の機構から大別すると、(1) 光重合による橋かけ、(2) 光分解で生成するラジカルによる高分子の橋かけ、(3) 光二量体反応による橋かけ、などに分類される。それぞれの例を挙げると、(1) ナイロン、セルロース系樹脂などにジビニル化合物を混合し、光照射してジビニル化合物を重合三次元化することによる樹脂の不溶化、(2) アジド樹脂の光分解から生成する高分子ラジカルが橋かけを行うことによる樹脂の不溶化、(3) ポリビニルアルコールのケイ皮酸エステルの光反応から生成されるシクロブタン環による橋かけ不溶化、がある。いずれの系も適当な光増感剤が使用される。光としては可視光、紫外線が用いられる。最初、印刷への利用から始められたが、その後、テレビのシャドウマスクなどの金属の精密加工、プリント配線、繊維織物の染色に利用され、また光の代りに電子線を用い、大規模集積回路 (LSI) の製造にも利用されている。

寒 剤 [英 freezing mixture, 独 Kältemischung, 仏 mélange réfrigérant, 露 охлаждающая смесь] 2 種類の物質を混合することによって低温が得られる混合物を寒剤という。食塩 (NaCl) と水を断熱容器に入れて混合すると、水が少し融解して、NaCl の水溶液ができる。NaCl が水に溶け込むときに吸熱作用があるので、断熱状態では混合物の温度が下がる。この過程は、溶液中の濃度が氷と溶液が平衡状態と共存する共融点 (NaCl 濃度 29%) に至るまで自然発生的に進み、温度は共融点温度 -21.2°C に達する。このため、固体二酸化炭素 (ドライアイス) が商業的に生産されるまでは、冷却材として広く利用されていた。表に代表的な寒剤を示す。

代表的な寒剤	
成 分	最低温度 [°C]
NH ₄ Cl 水	-15.4
NaCl 水	-21.2
アルコール 水	-30
CaCl ₂ ・6H ₂ O 水	-55
アルコール 固体 CO ₂	-72
エーテル 固体 CO ₂	-77

以上に述べた寒剤の本来の意味とは異なるが、液体窒素やヘリウムのような冷却媒体を広い意味で寒剤とよぶことがある。

換算応力 [英 reduced stress] ⇒ 応力

換算行列要素 [英 reduced matrix element, 独 reduziertes Matrixelement, 仏 élément matriciel réduit, 露 приведённый матричный элемент] 量子力学において、角運動量が固有状態である状態間で、回転に対して既約なテ

ンソル演算子 $T_q^{(k)}$ (k はテンソルの階数, q はその成分を表す) の行列要素を求めると, ウィグナー-エッカルト定理によって

$$(ajm|T_q^{(k)}|a'j'm') = \frac{(a||T^{(k)}||a'j') (j'm'kq|j'kjm)}{\sqrt{2j+1}}$$

が得られる。右辺の第二の因子はクレブシュ-ゴルダン係数であり, a および a' は角運動量の固有値 j, j' 以外の量子数を表す。右辺の第一の因子を換算行列要素といい, 状態の磁気量子数 m, m' およびテンソルの成分 q によらない。通常の行列要素と区別するために二重の縦線を用いることが慣習になっている。換算行列要素は状態の磁気量子数およびテンソルの成分がクレブシュ-ゴルダン係数に含まれた残りであるから, 行列要素の中の座標系の選びかたによらない物理学的な部分と考えることができる。行列要素の m, m', q に対する依存性(幾何学的部分)はクレブシュ-ゴルダン係数で表されるから, この係数に対して成り立つ関係を利用して, 複雑な状態の行列要素も換算行列要素とラッカー係数などによって表すことができることが多い。

換算質量 [英 reduced mass, 独 reduzierte Masse, 仏 masse réduite, 露 приведённая масса] 質量がそれぞれ m_1 および m_2 の2つの質点が互いに力を及ぼしあいながら運動を行う二体問題は, $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ という質量をもつ1つの質点の運動の問題に引き直すことができる。 μ のことを換算質量という。 $m_1 = m_2 = m$ の等質量の場合 μ は $m/2$ となり, 太陽と地球の場合のように m_1 に比べて m_2 が十分小さいときは μ はほぼ m_2 に等しい。

換算状態方程式 [英 reduced equation of state, 独 reduzierte Zustandsgleichung, 仏 équation d'état réduite, 露 приведённое уравнение состояния] 実在気体の状態方程式において, 圧力 p , 比体積 v , 温度 T をそれぞれ臨界圧力, 臨界比体積, 臨界温度を単位として測り, これらを $\beta, 1/a, \gamma$ とすると, たとえばファン・デル・ワールスの状態方程式は

$$(\beta + 3a^2)(3 - a) = 8a\gamma$$

となり, 物質定数 a, b を含まない形となる。一般の状態方程式についても, 適当な単位を選ぶことにより物質定数を含む形に書くことができる場合に, これを換算状態方程式という。

換算遷移確率 [英 reduced transition probability, 独 reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit, 仏 probabilité réduite de transition, 露 приведённая вероятность перехода] スピン J , 磁気量子数 M の原子核の状態を $|JM\rangle$ で表す。 k 階の既約テンソルで表される遷移演算子の q 成分を $T_q^{(k)}$ とする。 $T_q^{(k)}$ を始状態と終状態ではさんだ行列要素の絶対値の二乗を, q と終状態の磁気量子数 M_f について和をとった量

$$B = \sum_{M_f} |(J_f M_f | T_q^{(k)} | J_i M_i)|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |(J_f || T_q^{(k)} || J_i)|^2$$

を, 換算遷移確率とよぶ。ここに $(|| ||)$ はウィグナー-エッカルトの定理による換算行列要素である。 B は始状態の磁気量子数に依存しない。始状態と終状態の偏極を測定しないときには, 光吸収や光放出, β 崩壊, 角運動量移行を伴う核反応などの遷移確率は, 対応する遷移演算子を用いた換算遷移確率で表すことができる。

換算則 [英 law of reducibility, 独 Satz der Reduzierbarkeit, 仏 loi de réductibilité, 露 закон приводимости]

粘弾性を表す複素弾性率や緩和弾性率, あるいは誘電緩和を表す複素誘電率のような物性量は一種の応答関数で, 周波数または時間依存性にその特性が現れる。このような周波数, 時間依存性は一般に対象となる物質の置かれている熱力学的状態(温度, 圧力などで決る)が変わると, それに応じて変化する。たとえば, 2つの異なる温度 T と T_0 における複素弾性率あるいは緩和弾性率に対して次の関係が成立する場合, これを温度と周波数(または時間)との換算則という。

$$c_T \{G_T'(\omega) - G_T'(\infty)\} = G_{T_0}'(\omega a_T) - G_{T_0}'(\infty) \quad (1)$$

$$c_T G_T''(\omega) = G_{T_0}''(\omega a_T) \quad (2)$$

$$c_T \{G_T(t) - G_T(0)\} = G_{T_0}(t/a_T) - G_{T_0}(0) \quad (3)$$

ここで $G'(\omega)$, $G''(\omega)$ は複素弾性率の実部と虚部, $G(t)$ は緩和弾性率, ω は角周波数, t は時間, c_T と a_T はともに T と T_0 の関数である。添字 T と T_0 はそれぞれ温度を示している。これらの式によると, 諸量の対数を $\ln \omega$ または $\ln t$ に対して目盛れば, 諸量の T における値は T_0 における値を両軸に平行にそれぞれ $\ln a_T$ および $\ln c_T$ だけシフトしたものと同じである。 a_T を横移動因子, c_T を縦移動因子という。後者は多くの場合 1 に近い。(1)~(3)の関係は結局緩和スペクトル $H(\ln \tau)$ について次の換算則が成立することによるものと考えられる。

$$c_T H_T(\ln \tau) = H_{T_0} \left(\ln \frac{\tau}{a_T} \right) \quad (4)$$

たとえば緩和弾性率は一般に H を用いて次式で表される。

$$G(t) = G(0) + \int_0^\infty H(\ln \tau) e^{-T/\tau} d \ln \tau \quad (5)$$

式(4), (5)から式(1)が導かれることは容易にわかる。同じことが誘電率についても成立する。換算則は高分子物性の種の緩和に適用されるが, 特に主分散では a_T が WLF 式に従うことが知られている。圧力を変えた場合にも, 同様の換算則が成立することが知られている。

換算幅 [英 reduced width, 独 reduzierte Breite, 仏 largeur réduite, 露 приведённая ширина] 共鳴反応で, チャネル s の角運動量を l とすると l で指定される共鳴準位の幅 Γ_{sl} は, 遠心力とクーロン力に起因する透過係数に關係する因子 p_{ls} と, 共鳴準位の構造に依存する因子 r_{sl}^2 の2個の因子の積

$$\Gamma_{sl} = 2 p_{ls} r_{sl}^2$$

で表される。この式の r_{sl}^2 を換算幅といい, 1947年にE. P. WignerとL. Eisenbudにより示された。チャネルの半径を R_s , 運動量を k_s として $x = k_s R_s$ とおき, s の記号を省略すると, 中性子と原子核の反応では l が小さい場合 $p_l = p_0 = x$, $p_1 = x^3 / (1 + x^2)$, $p_2 = x^5 / (q + 3x^2 + x^4)$ で与えられる。 $x_l \ll 1$ で l が大きいとき, p_l としてその漸近形 $p_l \approx x^{2l+1} / ((2l-1)!!)^2$ を用いることができる。実験で Γ_{sl} を測定することにより換算幅 r_{sl}^2 がこれらの式より求まり, 共鳴準位の構造を研究することができる。なお, 幅を

$$\Gamma_{sl} = 2 k_s R_s p_{ls} r_{sl}$$

と表して, r_{sl} を換算幅とよぶこともあるが, 上記のウィグナー-アイゼンブッドの定義が一般に使われている。

換算率 [英 conversion factor, 独 Umrechnungsfaktor, 仏 facteur de conversion, 露 переводной множитель] ある基準によって表された物理量の数値を, 他の基準による数値に変換するための因子。広義には, 対数演算(ネーパ, デシベルなどの場合), 加減演算(ケルビンを単位とする熱力学温度の数値化, セルシウス度を単位とするセル

シウス温度の数値への変換など), 有理化による演算(比重の数値からボーメ度の数値への変換など)をはじめとするさまざまな演算での因子を含むが, 日常ひんぱんに必要になるのは, 単位の変更に伴う変換の因子であって, その際の因子として下記の2つを区別しておくといよい。なお, 組立単位に関する換算率を系統的に導くためには, 次元解析を援用するとよい。

(1) 単位が表す物理量の大きさについての換算率 ${}_xg_y^a$: ある物理量 a を, 2通りの単位 $[a]_x, [a]_y$ で測って, それぞれ数値 $\{a\}_x, \{a\}_y$ が得られるとすれば

$$a = \{a\}_x [a]_x = \{a\}_y [a]_y$$

したがって

$$\frac{\{a\}_x}{\{a\}_y} = \frac{[a]_y}{[a]_x}$$

である。単位が表す物理量の大きさについての換算率は

$${}_xg_y^a = \frac{[a]_y}{[a]_x}$$

である。たとえば, ある棒の長さ a を, メートル(単位記号は m) およびヤード(yd) で測るとき, 換算率は

$${}_m g_{yd}^a = \frac{[a]_{yd}}{[a]_m} = 0.9144$$

であって(\Rightarrow ヤード), 実例としては $a = 2.7432 \text{ m} = 3 \text{ yd}$ といった結果が得られる。

(2) 異なる単位で測って得られる数値の間の換算率:

上と同じ記号で表して, この意味の換算率 ${}_xf_y^a$ は

$${}_xf_y^a = \frac{\{a\}_y}{\{a\}_x}$$

である。同上の例については ${}_m f_y^a = 3/2.7432 = 1.0936 \dots$ となる。

なお, (1), (2) から知られることであるが ${}_xg_y^a \cdot {}_xf_y^a = 1$ である。

乾式記録 [英 dry-type recording, 独 Trockenaufzeichnung, 仏 enregistrement de type sec, 露 запись сухого типа] 湿式記録に対するもので, 一般の写真に使用される現象液や定着液のような液体の薬品を使用せずに記録する技術である。放電記録, 静電記録がこれに相当する。乾式の場合は薬品による汚れや, 液体を乾かす必要がないなどの便利さがあり, 現在はほとんどがこの方式である。

乾式変圧器 [英 dry-type transformer, 独 Trocken-transformator, 仏 transformateur de type sec, 露 трансформатор сухого типа] \Rightarrow 変圧器

乾湿計 [英 psychrometer, 独 Psychrometer, 仏 psychromètre, 露 психрометр] 湿度の違いによる水の蒸発の速遅性を利用して気体の湿度を得る計器。乾湿球湿度計ともいう。代表的なものに水銀温度計を用いた通風乾湿計がある。2本の同形状の水銀温度計を並べ, 一方の感温部を水で湿らせたガーゼで包んでおく(湿らせた方を湿球, 他方を乾球という), 湿球は水の蒸発によって温度が下がるが, この温度は周囲の湿度および湿度によるので, 両者の温度計の示度をもとに湿度が求められる。いま, 湿球と乾球の温度をそれぞれ $t_w[^\circ\text{C}]$, $t_d[^\circ\text{C}]$ とし, このときの気圧を $p[\text{m bar}]$ とすれば, 水蒸気圧 $e[\text{m bar}]$ はスプレンゲの式により, $e = e_w - \{A(t_d - t_w) \times p/755\}$ から求められる。ここで, e_w は湿球温度における飽和水蒸気圧 $[m \text{ bar}]$, A は定数で, 湿球が氷結していないときには $A = 0.5$, 氷結しているときには $A = 0.44$ である。一方, 乾球温度における飽和水蒸気圧 $e_0[m \text{ bar}]$ は e_w と同様に飽和水蒸気

圧表などで知ることができる。相対湿度(RH)は, $\text{RH} = (e/e_0) \times 100$ と定義されており, この関係から相対湿度が求められる。なお, 湿球の蒸発による温度低下は風速の影響を受けるので, 上式の適用には周囲の気体の流れが風速 $2.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ であることが必要とされる。水銀温度計を用いた通風乾湿計では, 考案者 R. Assmann (1887 年) にちなんで名づけたアスマン型乾湿計がよく使われるが, ぜんまいまたはモーターによる通風装置で風速条件を確保している。また, 簡単な構造のわりに精度もよく, 屋外での使用も可能である。アスマン型を改良した気象庁型乾湿計は, 屋内または百葉箱に設置して気象観測用の標準として使われている。このほかに, 温度計にサーミスター, 白金抵抗体, 熱電対などの電気式温度計を用いた通風乾湿計などがある。電気式のものは電気回路により相対湿度が直示できるようにふうされてあり, 湿度の制御用によく利用されている。

干渉 [英 interference, 独 Interferenz, 仏 interférence, 露 интерференция]

[1] 2つ以上の波動が同時に1点に到達したとき, その点でそれらの波動が互いに強め合い, あるいは弱め合う現象を波の干渉という。干渉現象は波動の表す特徴的な性質のひとつであって, 波動量に対して重ね合せの原理が成り立つことに基づいている。最も簡単な場合として同一方向に進み, 波長, 振動数の等しい, 位相差 a の2つの正弦波 $\psi_1 = A_1 \sin(kx - \omega t)$, $\psi_2 = A_2 \sin(kx - \omega t + a)$ の重なりを考える。この場合, 合成波は

$$\psi = \psi_1 + \psi_2 = A \sin(kx - \omega t + \delta)$$

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos a}$$

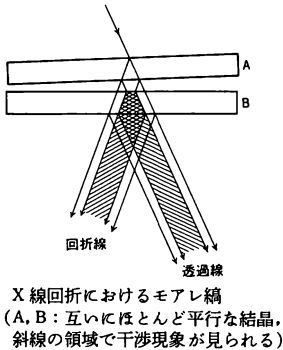
$$\tan \delta = \frac{A_2 \sin a}{A_1 + A_2 \cos a}$$

で表される正弦波となる。これは ψ_1, ψ_2 と同一方向に進み, 波長, 振動数も同じである。 ψ_1, ψ_2 の位相差が $a = 2n\pi$ (n は整数) のときは, $\delta = 0$, $A = A_1 + A_2$ で強め合い, $a = (2n+1)\pi$ のときは, $\delta = 0$, $A = |A_1 - A_2|$ で弱め合う。波の強さ, すなわち波動のもつエネルギーは振幅の2乗に比例する。 ψ_1, ψ_2 の強さをそれぞれ I_1, I_2 , 合成波 ψ の強さを I とすれば, $I \propto I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos a$ となり強さについては加法性は成り立たない。

波の位相差は媒質中の経路の長さによって決る。2つの波が干渉することができるためには, 上記の簡単な場合に見られるように偏り, 波の進行方向, 波長, 振動数, 位相角, 波束の広がりの中に確定した関係が成り立たなければならない。これを波の干渉性という。レーザー光は干渉性の高い光源の代表的なものである。光を干渉させるためには, 1つの光源から出た光をなんらかの方法で2つに分け(\Rightarrow 波面分割, 振幅分割, 振動面分割), 再び重ね合わせることが必要である。干渉の効果がはっきりと観測される例として音や電気振動のうなりがある。また, 薄膜による白色光の干渉(たとえば, 水面の油の薄膜, シャボン玉など)では, 波長によって位相差が異なるために干渉色や色のついた干渉縞が見られる。X線や粒子線の結晶による回折現象も散乱波の干渉現象である。

[2] X線の干渉: X線も電磁波(光)の一種であるから, その干渉現象は他の光線の場合と原理的に異なるわけではない。ただ, 波長が短く(軟X線 $\sim 10 \text{ \AA}$, 硬X線 $\sim 1 \text{ \AA}$, γ 線 $\leq 0.1 \text{ \AA}$), 特に硬X線の波長は物質を構成する原子間距離と同程度であるために, ほかの光学分野では見られ

ない干渉現象が現れるにすぎない。結晶によるブラッグ反射(回折)はX線の干渉現象の最も特徴的なものであり、それを用いて広く物質の原子的・分子的構造の研究が行われている。結晶による回折は、小さい($\leq 10\mu\text{m}$)結晶に対しては通常散乱現象として扱われる。しかし、ある程度大きい完全結晶に対しては光学的理論(屈折・反射・干渉・回折)に似た取扱ひ(⇒動力学的回折理論)の方が考えやすい。事実、入射波はブラッグ条件を満たすと結晶表面で一種の複屈折を起し、結晶中に2種類の波が発生する。この波が互いに干渉し、干渉縞をつくる。これはペンデル縞とよばれ結晶完全性を評価するひとつの目安となる。その存在は1917年すでにP. P. Ewaldにより予見されていたが、Siの完全結晶ができるまで、実験的検証が遅れた(1959年)。他方、波長が短いこと、通常の線源がもつ種々の制約、屈折率が1に近いため通常のレンズがつかれないことなどの理由から、ほかの光学分野では容易に見られる干渉現象がX線の場合観察し難い。しかし、スリットによるフレネル回折縞(B. Walter, 1924年)、ロイド鏡による干渉縞(G. Kellström, 1932年)、回折格子による回折縞(A. H. Compton および R. L. Doan, 1925年)が観察されている。X線領域の真の干渉計(⇒X線干渉計)は1964年になってはじめて成功した(U. Bonse および M. Hart)。これは3結晶を用いて得られたが、2結晶を用いても特殊な条件の下で干渉縞が得られる(千川純一, 1965年; A. R. Lang, 1968年)(図参照)。この種の干渉縞は通常モアレ縞とよばれている。



緩衝記憶装置 = バッファ記憶装置

干渉計 [英 interferometer, 独 Interferometer, 仏 interféromètre, 露 интерферометр] 光の干渉を利用して種々の物理量を測定するために組立てられた光学装置の総称。目的に応じて数多くの干渉計が考案されている。一般に1つの光源から出た光を2つ以上に分割し(⇒干渉), それぞれ別の経路を通した後に再会させて干渉縞を観測す

表1 おもな干渉計

二光束干渉計	波面分割によるもの: レイリー屈折計, マイケルソン恒星干渉計, 電波干渉計, など
	振幅分割によるもの: ジャマン干渉計, フィゾー干渉計, マイケルソン干渉計, マッハ・ツェンダー干渉計, トワイマン・グリーン干渉計, ケスタース干渉計, など
	振動面分割によるもの: スミス干渉計, など
多光束干渉計	ルンマー・ゲルケ干渉計, ファブリー・ペロー干渉計, など

る。干渉計の精度はきわめて高く、簡単な構造であるが、他の装置では不可能な精密測定ができる。

主な干渉計を干渉のしかた、使用目的により分類したものを表に示す(⇒干渉)。

表2 干渉計のおもな用途

屈折率の測定	気体の屈折率はきわめて1に近く、干渉計による測定がほとんど唯一の方法である。 ジャマン干渉計, レイリー屈折計, マッハ・ツェンダー干渉計, ファブリー・ペロー干渉計, など
長さの精密測定	干渉縞の観測により、光の波長を単位として長さを測定できる。 マイケルソン干渉計, ケスタース干渉計, ファブリー・ペロー干渉計, など
分光測定	多光束干渉を利用して高分解能の分光測定が行われる。また、フーリエ変換分光法にも干渉計が利用される。 ルンマー・ゲルケ干渉計, ファブリー・ペロー干渉計, マイケルソン干渉計, など
光学素子の検査	基準波面と検査波面との干渉を利用して光学面の精度、レンズの収差などが測定できる。 トワイマン・グリーン干渉計, フィゾー干渉計, など
天文学への応用	干渉縞の見やすさなどの測定から、天体の視直径などが推定できる。 恒星干渉計, 電波干渉計, など

干渉顕微鏡 [英 interference microscope, 独 Interferenzmikroskop, 仏 microscope interférentiel, 露 интерференционный микроскоп] ⇒ 顕微鏡

環状磁場 [英 toroidal magnetic field, 独 toroidales Magnetfeld, 仏 champ toroidal, 露 торондальное магнитное поле] 磁力線がドーナツ状のトーラス領域 η を囲む閉曲面に沿って無限に回り、その内部で磁力線が交わることはないような磁場。トーラス磁場あるいは略してトーラスともいう。荷電粒子は磁力線に沿っては熱速度の速さで移動できるが、磁力線を横切っては動きにくい(⇒案内中心近似)。したがって環状磁場では、磁力線に沿ってプラズマが外部に逃出すいわゆる端損失のないのが大きな長所である(図1)。しかし、単純な環状磁場ではプラズマの平

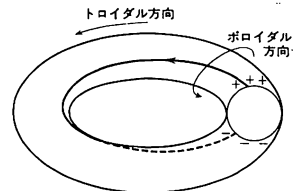


図1

衡を得ることができない。磁力線の曲率によってイオンと電子は上下互いに反対方向にドリフトして荷電分離する。したがって上下方向に電場 E が生じ、この電場による $E \times B$ ドリフトによってプラズマは外へ外へと移動してしまふからである(図2)。これを防ぎ環状プラズマの平衡を保つためには、トーラスの上部と下部とを磁力線で結び、分離した電荷を磁力線に沿って短絡させるようポロイダル方向(図1)の成分をもつ磁場をつくる必要がある。ポロイ

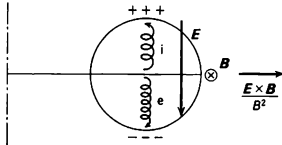


図 2

ダル磁場の発生方法の違いによっていろいろな環状磁場系が得られる。トカマク、ステラレータ、逆転磁場ピンチなどは環状磁場の典型的なものである。

干渉縞 [英 interference fringe, 独 Interferenzstreifen, 仏 frange d'interférence, 露 интерференционная полоса] コヒーレントな単色光波(⇒コヒーレント光)が干渉した時、ある点では強めあって明るく、また他の点では弱めあって暗くなるというようにして空間内に明暗の模様を生じる。これを干渉縞という。多色光の場合は同じ点においても波長により干渉の状態が異なるので、スペクトル組成が変わり色のついた模様となる。コヒーレントな2つの点光源(無限遠でもよい)からの光が干渉するとき、それらが重なりあう範囲でどこにでも明瞭な干渉縞が見られる。レーザーを光源とした場合がほぼこれに近い。このような干渉縞は局在しない干渉縞という。光源が有限の大きさを持ち、その各点からの光がインコヒーレント(⇒インコヒーレント光)であれば、各光源点からの光で生じる干渉縞は明暗の位置がずれているので、互いに打消しあって一般には干渉縞は見られない。しかし特別な場合には空間のある場所(無限遠のこともある)に限って干渉縞が生じることがある。これを局在した干渉縞という。しゃぼん玉などに見られる干渉縞はこれである。

干渉縞のコントラスト [英 visibility of interference fringes, 独 Sichtbarkeit der Interferenzstreifen, 仏 visibilité des franges d'interférence, 露 видимость интерференционной полосы] 干渉縞の最も明るい点の強度を I_{\max} 、その隣りの最も暗い点の強度を I_{\min} とするとき

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

という量で、そのコントラストを測る尺度とする。これは直観とも一致する。 $0 \leq V \leq 1$ であって、 $I_{\min} = 0$ ならば $V = 1$ で干渉縞は最も明瞭に見え、 $I_{\max} = I_{\min}$ ならば $V = 0$ で干渉縞は見えない。一般にはその中間にある。鮮明度、可視度、見やすさともいう。この量の意義は古くから注目されていた。A. A. Michelson は、マイケルソン干渉計で光路差を大きくしていくと干渉縞のコントラストが悪くなることから、スペクトル線の幅を推定した。彼はまた、天体望遠鏡の対物レンズ(または主鏡)の前に2つのスリットを置き、それからくる光を干渉させるマイケルソン恒星干渉計を用いた実験で、スリット間隔を増していくと干渉縞がある間隔で消えることから恒星の直径を求めた。コヒーレンスの理論が確立されて V という量の意味が明らかになり、これらの実験の真の意義が理解されるようになった。

干渉色 [英 interference color, 独 Interferenzfarbe, 仏 couleur d'interférence, 露 интерференционный цвет] 干渉の実験に白色光を用いると、明暗の縞の生じる位置(または方向)が波長により異なるため、注目した点からくる光のスペクトル組成が白色光と異なるようになり、色がついて見える。これを干渉色という。薄膜の色はしゃぼん

玉や油膜などに日常よく見られる。薄膜の干渉色は膜の厚さの変化に対して鋭敏なので、膜の厚さの測定に用いることができる。目で見るだけでもかなりの推定ができるが、正確には厚さによる色の変化を色度図上に表しておき、実測した色と比較する。

干渉性 = コヒーレンス

干渉性散乱(中性子の) [英 coherent scattering, 独 kohärente Streuung, 仏 diffusion cohérente] ⇒ 中性子散乱

緩衝増幅器 = バッファ増幅器

干渉長 = コヒーレンスの長さ

干渉の次数 [英 order of interference, 独 Ordnung der Interferenz, 仏 ordre d'interférence, 露 порядок интерференции] 波長 λ の光が2つに分けられ、再び重ね合されて干渉するまでに生じた光路差を d とする。 $d = m\lambda$ とおいたとき、 m を干渉の次数という。 m は通常整数で、 $m = 0, 1, 2 \dots$ に応じてゼロ次、一次、二次の干渉(縞)などというが、端数を考えることもある。整数 m は明るい干渉縞に対応する場合が多いが、反射による位相変化があると暗い縞に対応することになる。

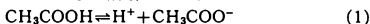
干渉フィルター [英 interference filter, 独 Interferenzfilter, 仏 filtre interférentiel, 露 интерференционный светофильтр] 所定の光学的厚さをもつ薄膜を数層(またはより多くの層)重ねて、その内部で生じる干渉を利用して、特定の波長領域の光のみを透過または反射するフィルター。単色フィルター、バンドパスフィルターなどがある。単色フィルターの原理はファブリー-ペロー干渉計と同じで、2つの平行な平面反射膜の間で光を何度も反射させ干渉させると、ある特定の波長付近の光だけが透過するという事実に基づく。層の屈折率を n 、厚さを d とすると、この波長 $\lambda = (4n/\lambda)nd = 2m\pi$ (m は干渉の次数)で与えられる。この場合、反射率が高いほど透過する光の波長帯域が狭くなるので、反射膜としては Ag などを用いる。しかし、金属では光の吸収があり透過光が弱くなるので、誘電体の多層膜がよく用いられる。また反射膜の間の距離を増すほど透過波長帯域幅が狭くなるが、あまり増すと可視部の範囲でも2つ以上の透過波長が現れる。このような場合は色ガラスフィルターを並用すると、厚さの異なるものを組合せて透過波長を限定しなければならない。バンドパスフィルターとしては、ガラス上に高屈折率と低屈折率の誘電体膜を交互に何層も重ねたものがある。これはある範囲の波長の光をほとんど通さない。したがって透過では遮断フィルターとなるが、吸収がないからこの波長帯の光は強く反射され選択的に取出すことができる。熱線透過フィルター、熱線遮断フィルターもバンドパスフィルターの一つである。

干渉分光器 [英 interference spectroscope, 独 Interferenzspektroskop, 仏 spectroscoppe interférentiel, 露 интерференционный спектроскоп] 1つの光束を2つ以上の光束に分割し、それらに光路差を与えた後、再び重ね合わせ、干渉効果により分光する装置、すなわち、干渉計を用いた分光器。干渉計は明るく、高分解の分光が期待できる。2光束干渉分光器には、マイケルソン型のフーリエ(変換)分光器(FTS)、SISAM、ラメラ-格子干渉分光器、近紫外から近赤外領域で微弱発光の分光に用いられる偏光干渉分光器などがある。多光束干渉分光器では、ファブリー-ペロー干渉計が代表的な例で、マルチチャネル干渉分

光器(SIMAC), ルンマー-ゲルケ干涉計を用いたものなどがある。回折格子を用いた分光器は原理的には一種の多光束干渉分光であっても干渉分光とはいわず、分散型分光器に分類される。ファブリー-ペロー干涉計は可視紫外領域でよく用いられるが、赤外領域では光の透過材料が異なる。特に遠赤外では金網が使用され、波長100~600 μm でフィネス5~30、ピーク透過率90%のものが得られている。所要のスペクトルを得るためには補助的手段が必要であり、FTSでは、干渉曲線からのフーリエ変換が計算機によって行われ、ファブリー-ペロー干涉計分光では、干渉次数分離のために適当なフィルター、もしくは補助モノクロメーターまたは分光器が用いられる。

環状放電 [英 ring discharge 独 Ringentladung, 仏 décharge annulaire, 露 кольцевой разряд] \Rightarrow 高周波放電

緩衝溶液 [英 buffer solution, 独 Pufferlösung, 仏 solution tampon, 露 буферный раствор] 通常は水素イオン濃度の変化を緩衝する働きをもつ溶液をさす。弱酸とその塩、あるいは弱塩基とその塩とともに溶解してつくる。いま弱酸と弱塩の例として、酢酸と酢酸ナトリウムを考え、酢酸の酸解離定数 K_a は $2 \times 10^{-5} \text{ mol} \cdot \text{dm}^{-3}$ (198 K) であるから、水溶液にしても解離しているのはごく一部である。一方、酢酸ナトリウムは強電解質であるから、ほぼ全部が解離する。いま酢酸 $c_1 \text{ mol}$ と酢酸ナトリウム $c_2 \text{ mol}$ をともに 1 dm^3 の水に溶解したとすると。



式(2)の平衡は著しく右に偏っているので、溶液中の酢酸イオンの濃度はほぼ $c_2 \text{ mol} \cdot \text{dm}^{-3}$ となる。そこで、この溶液の水素イオン濃度は次のようになるはずである。

$$[\text{H}^+] = K_a \frac{[\text{CH}_3\text{COOH}]}{[\text{CH}_3\text{COO}^-]} \quad (3)$$

したがって $\text{pH} = -\log[\text{H}^+] = \text{p}K_a + \log(c_2/c_1)$ となる。このような溶液に強酸や強アルカリを加えても、その濃度(量)が c_1, c_2 に比べて小さければ pH はほとんど変化しない。純水 1 dm^3 ($\text{pH}=7$) に濃塩酸 1 cm^3 を加えると、pH はほぼ2にまで低下するが、さきの酢酸塩の緩衝溶液($c_1 = c_2 = 1 \text{ mol}$)では、変動は0.01ぐらゐである。用途に応じていろいろな塩を用いた緩衝溶液がある。生物化学ではリン酸塩緩衝液やトリス緩衝液などがよく用いられている。血液などの pH も、このような緩衝作用のためにほぼ一定に保たれている。やや特殊なものとして金属イオン濃度や、酸化還元電位を緩衝する緩衝溶液もある。

感色性 [英 color sensitivity, 独 Farbpmpfindlichkeit, 仏 sensibilité de couleur, 露 цветочувствительность] \Rightarrow 写真

関数解析学 [英 functional analysis, 独 Funktionalanalysis, 仏 analyse fonctionnelle, 露 функциональный анализ] functional analysis の訳語であるが、ここでの functional は関数ではなく汎関数(functional)の意味であるとする説もある。関数解析(学)とは関数空間を舞台とする解析のことであり、その発端は20世紀初頭に E. I. Fredholm の積分方程式の理論の整備に際して D. Hilbert が行った¹²⁾(二乗の総和が収束する数列のなす空間の導入である。現在もヒルベルト空間論やバナッハ空間論は関数解析の中心である。方法論的には、関数空間を導入して幾何学的直観を生かしながら、一方、無限次元に由来する困

難に対処しつつ、抽象的かつ厳密に解析を進めるのが関数解析の特長である。特に、関数解析における作用素論は、偏微分方程式の研究、ひいては数理論理学への応用において威力を発揮した。

なお、関数概念の一般化を目ざす超関数の理論、特に L. Schwartz の超関数(distribution)の理論などは線形位相空間における解析に基づいており、関数解析の一分野であるとみなされる。また、最近では有限要素法などの偏微分方程式の数値解法をはじめとする、数値解析の諸分野への関数解析の応用が目だっている。

関数近似 [英 approximation of functions, 独 Näherung von Funktionen, 露 аппроксимация функции] 与えられた関数 $f(x)$ を、ある区間 $[a, b]$ において多項式や有理式のような簡単な式で近似すること、とくに多項式で近似することを多項式近似という。近似式を $g(x)$ とした

とき、二乗積分誤差 $\int_a^b |f(x) - g(x)|^2 dx$ が最小になるように $g(x)$ を決める方法を最小二乗近似といい、最大誤差

$\max_{a \leq x \leq b} |f(x) - g(x)|$ が最小になるように決める方法をミニマックス近似あるいは最良近似という。このようにして近似式を決める代りに数学的な展開式、たとえばテイラー展開、連分数展開、漸近展開を有限項で打ち切ったものも用いられる。またフーリエ展開や直交多項式系による展開もよく用いられる。なかでもチェビシェフ多項式による展開を有限項で打ち切ったもの(チェビシェフ近似)は、最良近似に近い性質をもち、最良近似を求めるための第一近似としても用いられる。パデ近似とは、分子が p 次多項式、分母が q 次多項式の有理式で、 $f(x)$ のテイラー展開と x^{p+q} の項まで一致するものに決めたものである。

関数発生器 [英 function generator, 独 Funktionsgenerator, 仏 générateur de fonctions, 露 генератор функций] 正弦波、三角波、矩形波、のこぎり波などを発生できる発振器。増幅器や電子回路などの試験に広く利用される。波形の発生方法は、たとえば電圧制御型発振器を用いて、まず矩形波をつくる。これを積分器を通して三角波や、のこぎり波をつくる。次に三角波をダイオード抵抗を用いた正弦波の接線近似回路を通過させ正弦波を得る。これらの波形は外部のアナログ信号により周波数をプログラム制御したり、また変調することでもできる。発振周波数は0.001 Hz から 10 MHz くらいのものが一般的である。記憶素子に任意の波形をデジタルデータとして記憶させ、それを繰返し読みだしデジタル・アナログ変換器でアナログ信号に変換して、精度のよい任意関数を発生させる機器もある。これらは回路で直接につくることが難しい波形も発生でき、いろいろなシステムの試験やシミュレーションに用いられる。

関数論 [英 theory of functions, 独 Funktionentheorie, 仏 théorie de fonctions, 露 теория функций] 普通には、複素変数の関数論すなわち複素関数論のことをいう。正則関数すなわち複素解析関数を対象とするので、複素解析関数論ということもある。また、複素解析とよばれることもある(\Rightarrow 複素関数)。

慣性 [英 inertia, 独 Trägheit, 仏 inertie, 露 инерция] 運動している物体はだんだん速度を失って止まると考えられた時代もあったが、Galileo は外力を受けなければ、物体は等速度で運動を続けようとするのを見いだ

した。この性質を慣性という。慣性の大きさは質量，正確には慣性質量によって表される。

慣性核融合 [英 inertial confinement fusion, 独 Fusion durch Trägheitseinschluß, 仏 fusion par confinement inertiell, 露 инерциальный термоядерный синтез] レーザーや粒子ビームを球状の微小燃料ペレット(直径数mm)に集束照射し，ペレット表面に発生した高温プラズマの圧力により核融合燃料を固体密度の $10^3\sim 10^4$ 倍に圧縮し，燃料中心で核融合反応に点火し，燃料プラズマが慣性力で保持されている時間内に反応を終了させる核融合方式を慣性核融合という。レーザー光をペレットに集光する慣性核融合をレーザー核融合といい，粒子ビームをペレットに集束照射する慣性核融合を粒子ビーム核融合という。この方式でエネルギー利得を上げるには燃料を低温で超高密度に圧縮すること(等エントロピー圧縮)が重要である。D-T 反応におけるローソン条件 $n\tau=1.6\times 10^{20}\text{ s}\cdot\text{m}^{-3}$ は圧縮(短時間に爆発的に圧縮するため爆縮という)された燃料半径 R と質量密度 ρ を用い

$$\rho R \approx 1\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}$$

となる。ここで反応時間 $\tau=R/4c_s$ である。 c_s は10 keVのプラズマの音速である。この方式はプラズマの閉じ込め磁場を必要としないため，中性子の発生を伴わないプロトン・ボロン核融合反応も原理的に可能である。

慣性系 [英 inertial system, 独 Inertialsystem, 仏 système d'inertie, 露 инерциальная система] ニュートンの運動の第一法則(慣性の法則)が成り立っているような一群の座標系をいう。これら座標系は互いに等速度の相対運動を行い，ガリレイ変換で結ばれている。ある座標系が慣性系であるかどうかは観測によって確かめることができ，たとえば恒星に固定した座標系(銀河系)は近似的に慣性系であることが確かめられている。しかし慣性系は運動に対し，まったく同等であるから，そのなかから特別のもの，たとえば絶対静止系といったものを力学的手段で選び出すことはできない。それ以外の手段として考えられる光速度測定でもこれができなかったで，相対性理論が生れた。特殊相対論で用いる座標系は互いにローレンツ変換で結ばれ，これらは互いに等速度運動を行っているのだから，一般化された慣性系とみることができる。電磁場の基本法則であるマクスウェルの方程式はこの一般化された慣性系に対して同じ形に書かれるが，ニュートンの運動方程式もローレンツ変換に対して不変になるように修正され，ここに力学と電磁気学の両者に共通の慣性系が確立されることになった。

慣性係数 [英 coefficient of inertia, 独 Trägheitskoeffizient, 仏 coefficient d'inertie, 露 коэффициент инерции] 質点系が平衡状態の付近で行う微小振動は基準座標 q_1, q_2, \dots を用いて表されるが，その運動エネルギーを

$$T = \sum_i \frac{1}{2} a_i \dot{q}_i^2$$

と書いたときの係数 a_i を基準振動 i の慣性係数という。

慣性項 [英 inertia term, 独 Trägheitsglied, 仏 terme d'inertie, 露 инерционный член] 流体の運動を記述する方程式の中で，流体の慣性の影響を表している項。たとえば，粘性流体に対するナビエーストークスの方程式

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla) v \right) = -\text{grad } p + \mu \Delta v$$

(ρ は密度， v は流速， p は圧力， μ は粘性率)についてい

えば， $\rho Dv/Dt$ が慣性項である。これに対して，右辺第二項の $\mu \Delta v$ を粘性項という。粘性流体の運動において，慣性項と粘性項の大きさの比の目安を与えるものがレイノルズ数である(\Rightarrow レイノルズ数)。慣性項にマイナスをつけたものは単位体積当りの慣性力である。

慣性座標系 [英 inertial system, 独 Inertialsystem, 仏 système d'inertie, 露 инерциальная система] 外力を受けない物体が等速直線運動をする(慣性の法則が成り立つ)ような座標系。慣性系ともいう。慣性座標系に対して等速直線運動をする座標系も慣性座標系である。特殊相対性理論によれば，慣性座標系においては，時空の四次元空間は計量テンソル g_{ij} がいたる所で $g_{00}=-1$ ， $g_{\alpha\alpha}=1$ ($\alpha=1\sim 3$)，他は0で与えられる平坦なミンコフスキーの時空であり，慣性座標系の間の座標変換はローレンツ変換である。また，物理法則はローレンツ変換に対して不変であり，すべての慣性系で同じ形をとる。たとえば，電磁気学のマクスウェル方程式はローレンツ変換に対して不変である。物体の速さ，および慣性座標系の間の相対速度の大きさが光の速度に比べて十分小さい場合には，ローレンツ不変な相対論的力学，ローレンツ変換は，それぞれニュートン力学，ガリレイ変換に帰着し，ニュートンの運動法則はガリレイの相対性原理を満たす。

一般相対性理論においては，四次元時空はミンコフスキー型のリーマン空間ではないが，この場合も，等価原理により任意の点 P における測地線座標系に座標変換して， P におけるクリストッフェルの記号の値をすべて0とすることができ，測地線座標系のなかで，さらに計量テンソル g_{ij} を対角化して， P においてミンコフスキー型とすることができる。この結果得られる座標系を点 P における局所慣性座標系という。この座標系では，点 P の近傍で時空は平坦なミンコフスキーの時空であり，物理法則は慣性座標系においてと同じ特殊相対性理論の方程式で表される。しかし点 P を含む有限の領域で，このような座標系に変換することは一般にはできない。

慣性質量 [英 inertial mass, 独 träge Masse, 仏 masse inerte, 露 инертная масса] 物体に働く力を F ，物体の速度を v とすると，ニュートンの運動方程式は $m(dv/dt)=F$ と表される。 m は外力によって物体の速度が変化する率に反比例する量であり，物体の慣性の大きさを表している。 m を慣性質量，または単に質量という。これは物体間の万有引力あるいは物体が重力場の中で受ける力に比例した質量(重力質量)と原理的に異なった量であることを強調したものである。実験によれば，これらの両質量は比例している。一方，一般相対性理論では，重力は四次元時空の性質であり，重力場の中の物体の運動は四次元時空の測地線で与えられるから，上の2つの質量は原理的に等価である。

慣性主軸 [英 principal axis of inertia, 独 Hauptträgheitsachse, 仏 axe principal d'inertie, 露 главная ось инерции] = 慣性テンソルの主軸

慣性乗積 [英 product of inertia, 独 Trägheitsprodukt, 仏 produit d'inertie, 露 произведение инерции]

\Rightarrow 慣性テンソル

慣性楕円体 [英 ellipsoid of inertia, 独 Trägheitsellipsoid, 仏 ellipsoïde d'inertie, 露 эллипсоид инерции] 剛体の慣性モーメントを I_{xx}, I_{yy}, I_{zz} ，慣性乗積を $-I_{yz}, -I_{zx}, -I_{xy}$ とするとき，この剛体に固定した直角座標軸

に関して考えた二次曲面

$$I_{xx}x^2 + I_{yy}y^2 + I_{zz}z^2 + 2I_{yz}yz + 2I_{zx}zx + 2I_{xy}xy = 1$$

は楕円体になるので、これを慣性楕円体という。原点 O から楕円体の表面上の点 P までの距離を d とすると、直線 OP のまわりの剛体の慣性モーメントは $1/d^2$ で与えられる。

慣性抵抗 [英 inertial resistance, 独 Trägheitswiderstand, 仏 résistance d'inertie, 露 сопротивление инерции]

[1] = 慣性力

[2] 流体力学では、粘性抵抗とは異なる抵抗すなわち圧力抵抗の意味で用いることがある(⇒圧力抵抗)。

慣性テンソル [英 tensor of inertia, 独 Trägheitstensor, 仏 tenseur d'inertie, 露 тензор инерции] 剛体に固定した直角座標 $O-xyz$ をとり、剛体内の各点の密度を $\rho(x, y, z)$ とするとき

$$I_{xx} = \iiint (y^2 + z^2) \rho \, dx dy dz$$

$$I_{yy} = \iiint (z^2 + x^2) \rho \, dx dy dz$$

$$I_{zz} = \iiint (x^2 + y^2) \rho \, dx dy dz$$

$$I_{yz} = I_{zy} = - \iiint yz \rho \, dx dy dz$$

$$I_{zx} = I_{xz} = - \iiint zx \rho \, dx dy dz$$

$$I_{xy} = I_{yx} = - \iiint xy \rho \, dx dy dz$$

は原点のまわりの回転に関して二階の対称テンソルの成分になっている。この (I_{ij}) を慣性テンソルといい($i, j = x, y, z$)、その成分 I_{ii} を慣性モーメント、 $-I_{ij}$ ($i \neq j$) を慣性乗積という。

慣性テンソルの主軸 [英 principal axis of inertia, 独 Hauptträgheitsachse, 仏 axe principal d'inertie, 露 главная ось инерции] 慣性楕円体の主軸を慣性テンソルの主軸または単に慣性主軸という。それを ξ, η, ζ とすると、慣性楕円体は

$$I_1 \xi^2 + I_2 \eta^2 + I_3 \zeta^2 = 1$$

と表される。このときの係数 I_1, I_2, I_3 を主慣性モーメントという。慣性主軸のまわりで剛体が回転しているときには、角運動量の方向は回転軸の方向と一致し、大きさは主慣性モーメントと角速度の大きさの積に等しくなる。

慣性閉じ込め [英 inertial confinement, 独 Trägheits-einschluss, 仏 confinement inertiel, 露 инерциальное удержание] ⇒ プラズマ閉じ込め

慣性能率 = 慣性モーメント

慣性の法則 [英 law of inertia, 独 Trägheitsgesetz, 仏 loi d'inertie, 露 закон инерции] 力の作用を受けない物体は静止または等速直線運動を続けるという法則。ニュートンの運動の第一法則ともよばれる(⇒運動の法則)。銀河系に固定した座標系で物体の運動を観測すると、十分よい近似で慣性の法則の成り立つことが示される。慣性の法則は運動の第二法則の力 F が 0 の特別な場合として、第二法則に含まれるのではなく、運動を記述する枠である慣性系をこのように選び出し、第二法則の基礎を与えるという内容をもつものである。

慣性モーメント [英 moment of inertia, 独 Trägheitsmoment, 仏 moment d'inertie, 露 момент инерции]

物体を微小部分に分け、各部分の質量 dm にある一定直線(通常 回転軸)までの距離 r の二乗を掛け、それを物体全体について加えたものをその軸のまわりの慣性モーメントあるいは慣性能率という。その大きさを I とすれば質点系では $I = \sum m_i r_i^2$ 、剛体では $I = \int r^2 dm = \int \rho r^2 dV$ と表される。

ただし ρ は剛体の体積素片 dV 部分の密度である。物体の全質量を M とするとき、 $I = M\kappa^2$ と記して κ をその軸のまわりの回転半径という。もし半径 a の円周に沿って物体の全質量が分布しているならば、この円の中心軸のまわりの回転半径はちょうど a である。このことから任意の物体の全質量のまわりの回転半径が κ であることは、回転に際しその物体の全質量 M がすべて半径 κ の円周上に分布した場合と同等であるといえる。剛体の慣性モーメントについては次の 2 つの一般定理が成り立つ。(1) 平行軸の定理: 任意の軸のまわりの剛体の慣性モーメント I は、重心を通りこの軸に平行な軸のまわりの慣性モーメントを I_0 、2 つの軸の距離を h 、剛体の質量を M とすれば

$$I = I_0 + Mh^2$$

と表される。(2) 平板の定理: xy 面内にある一様な薄い平板の z 軸のまわりの慣性モーメント I_z は、 x 軸ならびに y 軸のまわりの慣性モーメント I_x および I_y の和に等しい。すなわち

$$I_z = I_x + I_y$$

と表される。ひとつの軸のまわりに剛体が回転運動を行う場合、この軸のまわりの回転角を ϕ 、力のモーメントを N_i とおけば運動方程式は

$$I \frac{d^2 \phi}{dt^2} = N_i$$

で与えられる。原子核の慣性モーメントについては(⇒核の慣性モーメント)。

慣性領域 [英 inertial range] 乱流の場を無数のフーリエ成分の和と考えると、乱流のエネルギーはある波数領域 $k \approx k_0$ において励起され、異なった波数成分間の非線形相互作用によってより高波数の領域に、逐次、伝達され、そして最終的に極めて高波数の領域 $k \approx k_d$ において粘性散逸によって失われる。乱流のレイノルズ数 $Re = (\bar{u}^3)^{1/2} / (\nu k_0)$ (\bar{u} は乱流の平均速度、 ν は動粘性率)が極めて大きい場合には、 $k_d \propto Re^{3/4} k_0 \gg k_0$ となるから、2 つの波数領域 k_0 と k_d の間に、両領域の影響を直接受けない波数領域 $k_0 < k < k_d$ が現れる。これを慣性領域という。この領域では乱流はその発生機構にも粘性にもよらない普遍的相似則に従うものと考えられる。この場合、コルモゴロフ・スペクトル

$$E(k) = C \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}$$

が成立する。ここで、 ε は粘性によるエネルギー散逸率を表し、 C は無次元定数で実験的に $C \approx 1.5$ とされている。

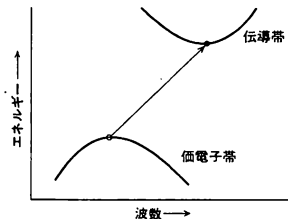
慣性力 [英 inertial force, 独 Trägheitskraft, 仏 force d'inertie, 露 сила инерции] 慣性系に対し、加速度 a をもつ座標系があるとき、この座標系でニュートンの運動方程式を立てる際に加速度 a の効果を取り入れるため付加すべき力。この力は座標変換に伴って導入するべきもので、物体に作用する現実の外力でないため、見かけの力ともよばれる。慣性系に対し、加速度 a の並進運動を行う加速度座標系の場合、質量 m の質点に作用する力として外力のほかに $-ma$ という慣性力を付け加えなくてはならない。慣性系に対し、一様な角速度 ω で回転を行う回転

座標系の場合には、 $2mv \times \omega$ で表されるコリオリの力と $m\omega^2 r_{\perp}$ という遠心力の2種類の慣性力を付加する必要がある。ただし、 r_{\perp} は回転軸上の1点から引いた質点の位置ベクトル r の、 ω に垂直な平面への射影ベクトルを表す。

間接ギャップ半導体 [英 indirect gap semiconductor, 独 indirekter Halbleiter, 仏 semiconducteur à intervalle indirect] ⇒ 間接遷移

間接交換相互作用 [英 indirect exchange interaction, 独 indirekte Austauschwechselwirkung, 仏 interaction d'échange indirecte, 露 косвенное обменное взаимодействие] 主磁性電子(3d, 4f, 5f)波動関数間の直接の重なりが原因となって生ずる交換相互作用を直接交換相互作用とよび、それ以外をしばしば間接交換相互作用とよぶ。両者の厳密な区別は不可能であるが、近似的に十分意味をもつ場合がある。たとえば、4f 電子が磁性を担う磁性体においては4f 電子はよく局在していて、異なる原子上の4f 電子間の波動関数の重なりは極めて小さいから、すべての重要な交換相互作用は間接型としてよい。特に金属では、s-f または d-f 交換相互作用によって4f 電子スピンの周囲に伝導電子スピンの偏極が生じ、これとほかの原子の4f スピンとの s-f, d-f 交換相互作用によって生ずる間接型 f-f 交換相互作用(RKKY 相互作用にほかならない)が最も重要である。非金属では s-f, d-f 混成によって伝導電子の波動関数を混ぜてそのスピンの偏極を起す型か、p-s, p-d 混成によって価電子帯に s, d 状態を混ぜ、それを利用した s-f, d-f 交換相互作用によるギャップ型 RKKY 相互作用が重要になる。3d 電子が磁性の主体となる3d 磁性体では、4f 電子の場合よりその波動関数が広がっているため直接交換相互作用との区別が困難になるが、非金属における超交換相互作用(p-d 混成を利用して異なった原子間の d-d 混成定数を増強したもの)はよく知られた典型的な間接型交換相互作用である。

間接遷移 [英 indirect transition, 独 indirekter Übergang, 仏 transition indirecte, 露 косвенный переход] 半導体や絶縁体の光の吸収において、価電子帯の電子が入射光子のエネルギーと波数をもらうほかに、格子振動ともエネルギーと波数のやりとりをして伝導帯に励起される過程をいう。この過程の遷移確率は直接遷移におけるものよりもはるかに小さいが、電子系の波数保存則は破れるので、直接遷移での吸収が起らない振動数領域で間接遷移による吸収が現れる可能性がある(⇒直接遷移)。特に、伝導帯の底と価電子帯の上端とが異なる波数にある場合には(このような半導体を間接ギャップ半導体という)、吸収端は間接遷移で生じ、そこには遷移に関与するフォノンの吸収または放出に対応する構造が現れる。フォノンの数は温度が高いほど多いから、高温ほど間接遷移による吸収は大きくなる。また励起子が生成される場合には、任意の並進



運動の波数が許されるので、直接遷移の場合とは異なって励起子吸収スペクトルは連続的となる。

間接測定 [英 indirect measurement, 独 indirekte Messung, 仏 mesure indirecte] ⇒ 測定

完全宇宙原理 [英 perfect cosmological principle, 仏 principe d'univers complet, 露 полный космологический принцип] 宇宙原理をさらに強くして、宇宙のようすが時間にもよらないと主張する原理で、この原理に基づいて定常宇宙論が築かれた(⇒宇宙原理, 定常宇宙)。

完全気体 [英 perfect gas, 独 vollkommenes Gas, 仏 gaz parfait, 露 совершенный газ] = 理想気体

完全系 [英 complete system, 独 vollständiges System, 仏 système complet, 露 полная система] 収束の概念が定義されている無限次元ベクトル空間 V の任意の要素が、同じ V の要素 ϕ_1, ϕ_2, \dots の線形結合によっていくらかでも精密に近似されるとき、 $\{\phi_n\}$ は V において完全系(または完備系)をなすという。物理学で特に重要なのは、区間 $[a, b]$ で絶対二乗可積分な関数から成る関数空間における二乗平均収束に関する完全系である。この場合には、 $\{\phi_n\}$ として、要素どうしが互いに直交するように(すなわち $\int \phi_i(x) \overline{\phi_j(x)} dx = 0$ ($i \neq j$) となるように) 選んだ直交関数系を用いると都合がよい(⇒直交関数展開)。しかしさらに $\int \phi_i(x) \overline{\phi_j(x)} dx = \delta_{ij}$ を満たす完全規格直交関数系を用いれば、任意の二乗可積分な関数 f に対して、一般フーリエ係数 $c_i = \int f(x) \overline{\phi_i(x)} dx$ を用いて $\lim_{N \rightarrow \infty} \|f(x) - \sum_{i=1}^N c_i \phi_i(x)\|^2 dx = 0$ の意味で一般フーリエ展開 $f(x) = \sum_{i=1}^{\infty} c_i \phi_i(x)$ が成り立つ。規格直交系 $\{\phi_i(x)\}$ が完全系であるための条件は、パーセバルの等式 $\int |f(x)|^2 dx = \sum_{i=1}^{\infty} |c_i|^2$ が任意の関数 $f(x)$ に対して成り立つことである。たとえば、区間 $[-1, 1]$ における直交関数系 $\{P_0(x), P_1(x), \dots\}$ ($P_n(x)$ は n 次のルジャンドル多項式)、区間 $[-\pi, \pi]$ における $\{1, \cos x, \sin x, \cos 2x, \sin 2x, \dots\}$ などの直交関数系は、それぞれの区間で二乗平均近似の意味で完全系をなしている。

なお、上記とは異なる意味の収束に関しては、有限区間で連続な関数のつくる関数空間において多項式系 $\{1, x, x^2, \dots\}$ が一様収束に関して完全系をなすという事実は重要である。

完全実験 [英 complete experiment, 独 vollständiges Experiment, 仏 expérience complète, 露 полный эксперимент] 素粒子散乱実験において、散乱振幅を一義的に決められるような一連の実験の組合せを完全実験という。たとえば陽子・陽子弾性散乱の場合を考えてみよう。散乱前後の2つの陽子はそれぞれ $\pm 1/2$ のヘリシティ状態をとりうるので合計16の振幅がありうるが、強い相互作用における保存則を適用すると、5個の振幅を決めることで散乱を完全に記述できる。各振幅は複素数なので独立のパラメーターは10個含まれる。このうち、共通の位相を除外すると9個が独立パラメーターということになる。つまり完全実験のためには9個の独立な実験をやらなければならない。9個の実験には散乱の微分断面積、偏極(polarization)パラメーター、スピン相関(spin correlation)パラメーター、スピン回転(spin rotation)パラメーター、減偏極(depolarization)パラメーターなどがあるが、このうちの多くはスピン状態に関連する測定量である。したがって入射ビームと標的陽子を偏極させ、散乱陽子の偏極度を測定

しなければならない。スピン0の中間子とスピン1/2の核子の弾性散乱では、散乱による核子スピンのフリップとノンフリップの振幅があり、系のアイスピンの0または1をとることを考慮すると、4個の独立振幅がある。この場合は複素数なので、 $4 \times 2 - 1 = 7$ 個の観測量によって振幅が完全に決められる。 π 中間子・陽子散乱の場合、弾性散乱および荷電交換反応の微分断面積および偏極パラメータを測定しただけでは観測量が6個なのでさらにスピン回転パラメータを測定せねばならない。そのためには標的陽子を偏極しうえで、反跳陽子の偏極度を測定することが必要である。

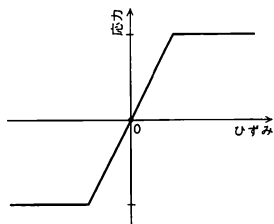
完全正規直交系 [英 complete orthonormal system, 独 vollständiges Orthonormalsystem, 仏 système orthonormal complet, 露 полная ортонормальная система]

⇒ 直交系

完全弾性衝突 [英 perfectly elastic collision, 独 vollkommen elastischer Stoß, 仏 collision parfaitement élastique, 露 абсолютно упругий удар] ⇒ 衝突

完全弾性体 [英 perfectly elastic body, 独 ideal elastischer Körper, 仏 corps parfaitement élastique, 露 идеально-упругое тело] 応力とひずみとが常に1対1に対応し、応力がなくなればひずみもまた瞬時に消え、遅延弾性や弾性余効のような時間遅れがなく、かつ弾性ヒステリシスを示さない理想的な弾性体をいう。なお、衝突における反発係数が1であるような理想的な物体を完全弾性体とよぶこともある。

完全弾塑性体 [英 perfect elasto-plastic body, 仏 corps élasto-plastique parfait, 露 идеально упругопластическое тело] 工学において構造物の力学的挙動を解析する場合、引張りまたは圧縮を受ける材料が弾性変形の比例限界で直ちに降伏し、塑性変形領域ではまったく加工硬化の影響を示さない、つまり図のような応力-ひずみ関係を満足すると仮定することがある。このような理想化された材料を完全弾塑性体とよんでいる。



完全転位 [英 perfect dislocation, 独 vollkommene Versetzung, 仏 dislocation parfaite, 露 полная дислокация] ⇒ 転位

完全導体 [英 perfect conductor, 独 idealer Leiter, 仏 conducteur parfait, 露 идеальный проводник] 電気伝導度が無限大の導体。理想導体ともいう。完全導体の中では電場は存在しない。したがって、磁場の変化も電流の変化もない。完全導体が運動するとき、磁場はそれに凍りついたように一緒に動く。超伝導状態の金属は完全導体である。高温プラズマは近似的に完全導体として扱われる。

完全導電性 [英 perfect conductivity, 独 vollkommene Leitfähigkeit, 仏 conductibilité parfaite, 露 совершенная проводимость] 超伝導になる物体をその転移温度

T_c 以下に冷却すると、直流電気抵抗が0になる。この性質を完全導電性とよぶ。1911年、H. Kamerlingh-Onnesによって発見された。 T_c 以上の温度領域における常伝導状態とは異なって、 T_c 以下の超伝導状態では定常電流を流しても超伝導体内部に電場 E を生じない ($E = 0$)。超伝導体においては電流密度 j_s と磁束密度 B とはロンドン方程式(1935年)

$$\nabla \times j_s + \frac{n_s e^2}{mc} B = 0 \quad (1)$$

を満たす。マクスウェル方程式と連立させることにより

$$\frac{\partial j_s}{\partial t} = \frac{n_s e^2}{m} E \quad (2)$$

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{\lambda_L^2} \right) j_s = 0 \quad (3)$$

ここで m 、 $-e$ は電子の質量、電荷であり、 n_s は超伝導状態にある電子の数密度を示す。 $\lambda_L \equiv (mc^2/4\pi n_s e^2)^{1/2}$ はロンドンの侵入深さで、通常 10^2 \AA 程度である。式(2)はすでに述べた性質を示す。加えて、時間的に変動する電流は、時間的に変動する電場を誘起するが、式(3)によってそれらは超伝導体の表面層(幅 $\sim \lambda_L$)に限られることがわかる。ロンドンの現象論的方程式の微視的基礎づけにはBCS理論(1957年)の出現を待たねばならなかった。それによると、超伝導状態とは単一の量子状態が巨視的広がりをもって出現した状態である。これは量子力学的多電子波動関数が位相のそろった電子対状態から構成されており(コヒーレント状態)、常磁性電流を生じえない(波動関数がかたい)ということである。結果としてロンドン方程式を得る。完全導電性は、完全反磁性とともに、超伝導体の示す最も基本的で著しい性質である。図

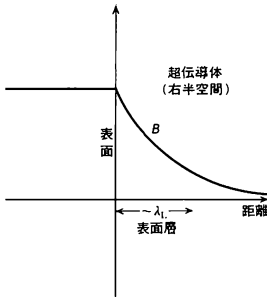
完全反磁性 [英 perfect diamagnetism, 独 perfekter Diamagnetismus, 仏 diamagnétisme parfait, 露 совершенный диамагнетизм] 磁場中におかれた超伝導体をその転移温度 T_c 以下に冷却すると、磁場がある臨界値を超えない限り、超伝導体中に磁束は存在できない ($B = 0$)。この性質を完全反磁性とよぶ。1933年 W. Meissner と R. Ochsenfeld によって発見された(⇒マイスナー効果)。 T_c 以上の温度領域における常伝導状態では、外部磁場による磁束はそのまま体系内に侵入すると考えてよい。完全反磁性は1935年 F. London, H. London 兄弟によって現象論的に説明された。超伝導状態においては電流密度 j_s と磁束密度 B とは、ロンドン方程式

$$\nabla \times j_s + \frac{n_s e^2}{mc} B = 0$$

に従う。マクスウェル方程式と連立させて

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{\lambda_L^2} \right) B = 0$$

ここで m 、 $-e$ は電子の質量および電荷、 n_s は超伝導状態にある電子数密度である。 $\lambda_L \equiv (mc^2/4\pi n_s e^2)^{1/2}$ はロンドンの侵入深さで、通常 10^2 \AA 程度。この式から超伝導体の表面から λ_L 程度以上内部では $B = 0$ とみなしてよいことがわかる(図参照)。厚さ λ_L 程度の表面層に反磁性電流 j_s が流れ、外部磁場を完全に遮蔽する。臨界磁場の大きさは、第一種超伝導体の場合には熱力学的臨界磁場 $H_c(T)$ によって、第二種超伝導体の場合には下部臨界磁場 $H_{c1}(T)$ によって与えられる。いずれも絶対温度 T の関数であり、 $T = 0\text{K}$ で通常 0.05T (テスラ)すなわち数百 G 程度である。ロンドン方程式の微視的基礎づけはBCS理論(1957



年)によってなされた。それによると、超伝導状態とは単一の量子状態が巨視的広がりをもって出現した状態である。これは量子力学的多電子波動関数が位相のそろった電子対状態から構成されており(コヒーレント状態)、常磁性電流を生じえない(波動関数がかたい)ということである。結果としてロンドン方程式を得る。完全反磁性は、完全導電性とともに、超伝導体の示す最も基本的で著しい性質である。図

完全非弾性衝突 [英 perfectly inelastic collision, 独 vollkommen unelastischer Stoß, 仏 collision parfaitement inélastique, 露 абсолютно неупругий удар] ⇒ 衝突

完全偏光 [英 completely polarized light, 独 vollständig polarisiertes Licht, 仏 lumière complètement polarisée, 露 полностью поляризованный свет] 偏光状態が常にただひとつに決っているような偏光のこと。直線偏光子を通して得られる偏光は、ほぼ完全に直線偏光であり、非偏光成分の強度が 10^{-6} 程度のもので得られる。これが、最も簡単に得られる完全偏光であり、ほかの偏光状態のものは、これに移相子を作用させてつくり出せる。完全偏光では、光の進行方向に垂直な直交二方向成分間に完全な相関があり、いつも一定の位相および振幅比を保っている。白色光の場合は、各波長の要素波にすべてこれが成り立っている。移相子は、普通、波長依存性が大きいので、偏光子がつくり出した白色の完全直線偏光は、移相子を通すと偏光度が低下する。完全偏光ではストークス・パラメーター間に $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ の関係が成り立つ。

完全流体 [英 perfect fluid, 独 ideale Flüssigkeit, 仏 fluide parfait, 露 идеальная жидкость] 粘性のない流体。実在の流体は多少かれ少なかれ粘性をもっているが、われわれの身近にある水や空気の流れでは粘性の効果は小さいと考えられるので、粘性のない流体(非粘性流体)を考えるのが便利である。このような理想化された流体を完全流体または理想流体という。流体中の力は体積力と応力で表されるが、完全流体では運動中であっても接線応力は0で法線応力は圧力となる。運動方程式の中で応力が圧力だけであるという関係式を用いるとオイラーの運動方程式が得られる。連続の方程式とオイラーの運動方程式が縮まない完全流体の基礎方程式である。物体を過ぎる流れ、死水理論、水面波などの渦なしの流れ、カルマン渦列、渦環などの渦運動の問題がこの基礎方程式に基づいて解かれている。縮む完全流体ではさらにエネルギーの方程式が必要であるが、熱の伝導および発生のない場合には、エネルギー方程式からの帰結として断熱気体の仮定が使えて、上記2つの方程式系の問題に帰着される。多くの高速気流の問題がこの仮定の下に解かれている。物体が一樣流中に置かれた場

合のように、静止完全流体中を音より遅い一定速度で進行する物体には抵抗が働かないというダランベールのパラドックスがオイラーの運動方程式から得られる。このパラドックスは粘性効果を無視したために起るものであるが、境界層の理論の助けを借りれば摩擦抵抗を求めたり剝離の可能性を予言することができる(⇒境界層)。

乾燥断熱減率 [英 dry adiabatic lapse rate, 独 trockenadiabatischer Temperaturgradient, 仏 gradient adiabatique sec, 露 сухоадиабатический градиент] ⇒ 断熱減率

観測 [英 observation, 独 Beobachtung, 露 наблюдение] 自然現象の移り変わりや変化を観察、測定することで、主として天文学や気象学で用いられることが多い。普通、観察という語は、現象を注意深く見ることによって、現象がどのようなものであるか、またどのように生起するかという事実を確かめることを意味し、観測という場合には、それに加えて、装置・器械を用いて量的に測ることを含んでいることが多い。したがって、定量的に測るという点では測定と同義語である(量子力学で用いる観測については観測の理論)。

観測者 [英 observer, 独 Beobachter, 仏 observateur, 露 наблюдатель] 物理現象が起るのを観測する人のことで、その現象の推移には関与しないで、その現象を客観的に観察する第三者を意味している。古典物理学においては、測定の影響を原理的にいくらでも小さくすることができるので、観測者の有無にかかわらず、物理現象は一定の法則に従って推移する。しかしながら、量子力学が適用されるような微視的な世界では、量子の存在のために観測は対象とする現象と無関係には遂行できないことがわかってきた。たとえば、観測者が物体を見ようということ、物体を構成する原子の放出した光などを通して見ることであった、観測対象と観測者は無関係ではありえない。また、積極的になんらかの物理量を測定することは、測定対象に外部から刺激を加えることになり、その刺激によって物体の微視的状態が変化するようになる。このように、量子力学的には、観測者の意味は改めなければならない(⇒観測の理論)。

観測の理論 [英 theory of measurement, 独 Mess-theorie, 仏 théorie de mesure, 露 теория измерения] 量子力学的粒子の運動状態を記述する波動関数は確率振幅であって直接観測にかかる物理量ではなく、また観測・測定によって一般に「波束の収縮」という大きな変化を受ける。このような事情から、量子力学では古典物理学にはなかったような測定過程の理論的検討が必要となり、観測の理論の確立が望まれてきた。

量子力学的物理量を表す線形自己共役演算子 F の固有関数を u_i (固有値 λ_i) とすれば、任意の状態の波動関数 ψ はその重ね合せ $\psi = \sum_i c_i u_i$ によって記述され(重ね合せの原理)、 $|c_i|^2 = |\langle u_i, \psi \rangle|^2$ は状態 ψ において F が測定値 λ_i をもつことの確率を与える。いま、状態 ψ において F の測定を実行して値 λ_k が得られたとすれば、測定直後の状態は u_k になっているはずだから(第一種測定の場合)、この力学系は測定操作によって $\psi \rightarrow u_k$ と変化する。これを測定による波束の収縮という。この変化は非因果的確率的過程であり、線形かつ因果的なシュレーディンガー方程式によって記述されるようなものではない。したがって、量

量子力学の基本的要請の論理的帰結である「波束の収縮」が量子力学の理論体系に矛盾なく収まるかという疑問が生まれる。これに答えようとするのが観測の理論である。波束が収縮する過程で、測定前に存在した各固有状態 u_i 間の位相相関が消失して混合状態に移行するが、これは測定器の関与によって実現すると考えられている。したがって、観測理論は、測定操作によって相互作用させられる対象系と測定器系の全体に対して量子力学を適用して、量子力学の枠内で「波束の収縮」を導出するものでなければならない。しかし、量子力学発足以来すでに半世紀以上になるが、いまだに万人を納得させる観測の理論はなく、厳しい対立と論争が続いている。

代表的な観測の理論は次のとおりである。N. Bohr は、古典物理学に従う巨視的物体である測定器系と量子力学が支配する微視的対象系とを峻別し、両者の間には制御不可能な相互作用が働いて位相相関が消えて「波束の収縮」が実現すると考えた。しかし、測定器も微視的粒子の集合体であり、基本原理としての量子力学が適用されないはずはないから、この理論は首尾一貫していない。J. von Neumann は測定過程に対して最も厳密に量子力学を適用しようと試みた。彼はまず測定器の定義を与える。すなわち測定器は、適当な物理量 G をもち、その固有状態 ϕ_i (固有値 Δ_i) と対象系物理量 F の固有状態 u_i (固有値 λ_i) との間に 1 対 1 対応があつて、測定前に状態 u_i にある対象系と任意の状態 ϕ_i にある測定器系を相互作用させて、変化 $u_i \otimes \phi_i \rightarrow u_i \otimes \phi_i$ を起させるような装置であるとする (\otimes は直積記号)。彼はさらに、重ね合せの原理が厳密に適用されるべきだとして、量子力学的測定過程を $\psi \otimes \phi = \sum_i c_i u_i \otimes \phi_i \rightarrow \sum_i c_i u_i \otimes \phi_i$ であると定式化した(これは理想化された測定過程であつて実状に合わない場合が多い。特に加法的な保存量と可換でない物理量はこのような理想的測定ができない。しかし、測定器系が十分大きければ、理想的測定過程からのずれを無視できることが E. P. Wigner と荒木不二洋、柳瀬陸男によって示されている)。このように定義された測定過程は位相相関を消失させないから、波束は収縮しない。この量子力学的測定過程は、対象系→測定器→観測者の眼→視神経→脳細胞→…という観測の連鎖を対象側と観測者側に分ける点においても成立すると考えるので、(純粋の物理的過程に限る限り)結局、波束の収縮は起らない。そこで彼は観測の連鎖の果てに「抽象的自我」または「意識」を導入し、それによって波束の収縮が起ると主張した。この観測理論は Wigner によって継承され、強化されていった。Wigner は、現在の量子力学は観測問題に対して肯定的な解答を与えるような理論体系ではないとまで極言し、その改造を示唆している。しかし、この理論にはシュレーディンガーの猫、ウィグナーの友人、などのパラドックスがあり(⇒シュレーディンガーの猫)、反発する人も多い。「抽象的自我」や「意識」の介入を拒否する理論の典型として、不可逆過程派またはエルゴード増幅派の観測理論がある。普通、測定器は微視的現象を巨視的過程に変換するための熱的不可逆過程型増幅機構を内蔵しているが、その効果によって位相相関を消して波束の収縮を実現しようとする理論である。常識的な考え方だから支持者も多いが、シュレーディンガー方程式の線形性やユニタリ的時間発展を犠牲にするので、その可否をめぐってウィグナー派と厳しい論争があつた。“negative result

measurement”という深刻で興味深い批判にもさらされている。この種の理論のほかに、測定操作によって生じる多世界相互作用が波束の収縮を招来するという多世界理論もあり、一時熱心に提唱された。また、最近、測定器系のマクロ性が連続的多数のヒルベルト空間の直和空間によって表現されると考えて、そのマクロ性の効果により波束が収縮するという新理論も提出されている。

以上のように、量子力学では観測対象の記述は常に観測・測定と結びついて与えられるので、観測者から独立した対象系の実在性と自然認識の客観性についての疑問が生れる。アインシュタイン-ポドルスキー-ローゼンのパドックスはその点を鋭く突いたものであつた。広い意味での観測の理論は、測定過程の物理的内容の吟味とともに、そのような哲学的問題をも取上げている。不確定性原理をめぐる認識論的議論は観測の理論に受け継がれてきた。

観測量 [英仏 observable, 独 Observable, 露 наблюдаемая] 量子力学において状態 $|\Psi\rangle$ にある物理系で物理量 A を測定すると、得られる値は、 A の固有値 $\{a_i\}$ のいずれかであり、特定の値 a_k を得る確率は A の固有状態 $|a_n\rangle$ で $|\Psi\rangle = \sum_n c_n |a_n\rangle$ と展開したときの係数の二乗 $|c_k|^2$ に等しい。これが意味をもつためには、(1) a_n はすべて実数、すなわち A は自己共役演算子で、(2) 任意の $|\Psi\rangle$ が $|a_n\rangle$ で展開できる、という条件が満たされていなければならない。これらの条件を満足する A を観測量あるいはオブザーバブルという。上の式では固有値 a_k に属する固有ベクトル $|a_k\rangle$ は 1 つであるかのように書いたが、一般には独立なベクトルがたくさんある。 A のほかに観測量 B, C, \dots を選んで、それらが互いに交換可能で、固有値の一群 $\{a_k, b_i, c_j, \dots\}$ に属する同時固有ベクトルがただ 1 つに組ようようにできるとき、 $\{A, B, C, \dots\}$ を交換可能な観測量の完全な組あるいは極大観測量という。

ガン・ダイオード [英 Gunn diode, 独 Gunn-Diode, 仏 diode Gunn, 露 диод Ганна] ガン効果の負抵抗性を利用してマイクロ波の発振、増幅などに使用する半導体ダイオード(⇒ガン効果)。n 型 GaAs などの半導体で電場があるしきい値(GaAs では $3\text{ kV}\cdot\text{cm}^{-1}$)以上では電子の移動速度が電場の増加とともに減少する。そのため陰極で電子が過多で陽極で過少となり、電気二重層が形成され電場の強い部分が陰極付近で発生しその部分が陽極に向かって進み、消滅する。これを繰返してマイクロ波発振が起る。発振周波数は高電場部分の走行時間と関係し、理論的境界値は約 100 GHz で、数 GHz では 2 W 以上の出力がある。マイクロ波の送受信機の局部発振器、ドップラー効果を利用したレーダー速度計などに使用される。

カンデラ [英仏 candela, 独 Candela, 露 кандела] 光度の単位で、単位記号は cd 。国際単位系(SI)の基本単位のひとつである。1948 年の国際度量衡総会で、それ以前の光度の単位 燭 を廃して、白金の凝固温度における完全放射体(黒体)の平らな表面 1 cm^2 の垂直方向の光度の $1/60$ を 1 cd と定めた。その後 1979 年の国際度量衡総会でこの定義を全面的に改め、カンデラは周波数 $540 \times 10^{12}\text{ Hz}$ の単色放射を放出する光源の、放射強度が $1/683\text{ W}\cdot\text{sr}^{-1}$ である方向の光度とする、と定めた。

上記の周波数は、標準的な空気中では、標準比視感度 $V(\lambda)$ が最大(=1)である波長 555 nm に当る。周波数のほうが波長よりも基本的な量であるため定義ではこれを用い

たが、測光では波長を用いるのが一般的である。他の波長 λ においては $1/683 \text{ W} \cdot \text{sr}^{-1}$ の放射強度は $V(\lambda) [\text{cd}]$ の光度に当る。すなわち単色放射の集りである複合放射の光度 $I_v [\text{cd}]$ は、放射強度 I_e の分光密度 $I_{e,\lambda} [\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}]$ を用いて次の式で表すことができる。

$$I_v = K_m \int_0^\infty V(\lambda) I_{e,\lambda} d\lambda$$

ここで K_m は最大視感度で、 $683 \text{ cd} \cdot \text{sr} \cdot \text{W}^{-1}$ である。カンデラの大きさを実際に定めるには、光度標準電球の光度を定めるべき方向に、分光透過率が $V(\lambda)$ に比例したフィルターおよび絶対放射計を置き、その出力から上の式の右辺の積分に当る値を導き、これに K_m を乗じて光度値を定める。カンデラが他の SI 基本単位と異なる点は、後者がいずれも純粋な物理量の単位であるのに対し、カンデラは標準比視感度という生体要因を含む量の単位であることである。したがって SI のなかでは異なるものであり、国際度量衡委員会でもしばしば論議があったのであるが、人の感覚の中でも最も定量化が必要な視覚を起させる刺激量の単位であって、SI 以前の単位系でも他の物理量の基本単位と同等な扱いを受けてきた歴史的な経緯から、また現実の必要性から依然として基本単位となっている。カンデラをもとにして他の測光量、たとえば光束の単位ルーメン、照度の単位ルクス、光量の単位ルーメン秒などの SI 単位が組立てられる。しかし測光量の基本となるのは光束であり、光度は光束の立体角密度として導かれているので、量と単位とでは組立ての順序が逆になっている。この不統一は歴史的事実の結果によるものであり、是正の提案もなされたが採択されるに至っていない(⇒光度、比視感度)。

以上は一般に用いられている明所視におけるカンデラであるが、まだ実用化されていないとはいえず、暗所視カンデラも上述の国際度量衡総会の決議で定められている。すなわち、波長 555 nm において $1/683 \text{ W} \cdot \text{sr}^{-1}$ の放射強度はまた 1 暗所視 cd に当るのであるが、暗所視標準比視感度 $V'(\lambda)$ は明所視の $V(\lambda)$ と異なり、したがって他の波長では暗所視カンデラは明所視カンデラと大きさが異なる。また、暗所視最大視感度 K'_m は、波長 507 nm において 1700 暗所視 $\text{lm} \cdot \text{W}^{-1}$ である。これらの $V'(\lambda)$ および K'_m を上式の K_m および $V(\lambda)$ の代りに用いれば、暗所視光度を定めることができる(⇒視感度、比視感度)。

カンデラ毎平方メートル [英 candela je Quadratmeter, 仏 candela par mètre carré, 露 свеча с квадратного метра] 輝度の SI 単位。国際単位系 (SI) の組立単位の一。単位記号は $\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}$ または cd/m^2 (⇒測光量の単位)。

乾電池 [英 dry cell, 独 Trockenelement, 仏 pile sèche, 露 сухой элемент] 電解液をペースト状にして金属ケースに密閉した化学電池をいう。代表的なものとして、一次電池であるルクロンシェ乾電池、二次電池であるニッケル-カドミウム電池がある。

環電流 [英 ring current, 独 Ringstrom, 仏 courant circulaire, 露 кольцевой ток]

[1] 電磁気学における環電流はループ電流と同義(⇒ループ電流)。

[2] 地球を取巻く環状に流れる荷電粒子群によってつくられる電流。太陽フレアが生じた 2 ないし 3 日後に、地球磁場が地球全域にわたって減少するという地磁気嵐が起る。これはすでに、1940 年代から知られ、その説明とし

て S. Chapman は、地球を取巻いて環電流が生ずるという仮定をしていたが、この環電流の起源は太陽から飛来する荷電粒子にあると考えていた。宇宙探査体が飛翔するようになって、直接観測が行われ、この環電流は、地球周辺に存在するやや高めのエネルギーをもつ荷電粒子群によってもたらされていることが判明した。特に、平均として地球から $4R_E$ (R_E は地球半径) の位置にあるプラズマポーズとよばれるプラズマ圏の終端部分と磁気圏との接続域にあって $1 \sim 100 \text{ keV}$ のエネルギーをもつ粒子が環電流を形成する主成分である。図 1 は地球プラズマ圏を取巻く環電流、図 2 は、その影響として現れる地磁気嵐について示した。

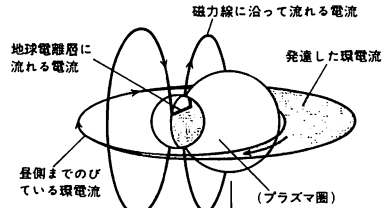


図 1

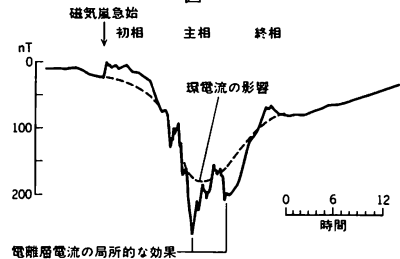


図 2

驚くべきことに、環電流を生む粒子には太陽風から直接に飛来してきたものだけでなく、ヘリウムや、特に酸素イオンのように、地球の上層に起源をもつものがある。そのため地球磁気圏内でのエネルギー注入に呼応して、 $3000 \sim 12000 \text{ km}$ 付近に発達する荷電粒子の加速域が主原因となり、環電流粒子を生んでいるということが明らかになった。ただし、磁気圏の尾部で加速を受けて、環電流域に飛来してくる電子と陽子が、環電流の主成分である。これが数時間で減衰するころに、外部放射線帯で $40 \sim 100 \text{ keV}$ の粒子が増加していく。環電流を構成していた電子や陽子が放射線帯に内部拡散したものと考えられている。

カント Kant, Immanuel 1724.4.22—1804.2.12 ドイツの哲学者。ケーニヒスベルク(現ソ連領カリニングラード)生れ。同地の大学で哲学、数学、物理学、神学を学ぶ。卒業後 9 年間 家庭教師で生計を立て、論文「火論」によって学位を得て、1755 年 母校大学講師となる。ニュートン力学、G. W. Leibniz と C. Wolf の哲学思想から深い影響を受けた諸論文を発表し、1770 年 論理学および形而上学の正教授となる。このときの就任論文に、時間・空間を直観の形式と見る根本思想が述べられているが、12 年間の思索の結果として、「純粋理性批判」*Kritik der reinen Vernunft* を公にした(1781 年)。ここに展開された、時間と空間を先験的な直観の形式とする概念規定は、E. Mach によって批判され A. Einstein の特殊相対性理論

によって否定されるまで、ニュートン力学を哲学的に基礎づけるものと考えられてきた。概念構成の基本として経験の類推という柱を立てたものの、彼の哲学は主観的観念論と位置づけられる。1783年の「プロレゴメナ」*Prolegomena* では、数学や自然科学の認識がいかにして可能か、自然法則の普遍的妥当性はどこから来るかを追求した。そして、数学的真理や物理学の基本原則を先験的総合判断であると規定した。自然科学とあまり関係はないが、1788年の「実践理性批判」*Kritik der praktischen Vernunft*, 1790年の「判断力批判」*Kritik der Urteilskraft* は「純粋理性批判」と合わせて彼の批判三部作といわれる。1786年公にした「自然科学の形而上学的基础」*Metaphysische Anfangsgründe der Naturwissenschaft* では、さきの「純粋理性批判」や「プロレゴメナ」を具体的に詳述する形で、運動学・力学・力学・現象学のそれぞれの形而上学的原理を論ずる。これらは文字通り形而上学であって、物理学の発展に寄与するものではなかったが、最も初期(1755年)に匿名で発表した「天界の一般自然史と理論」*Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels* において、太陽系の生因を論じ、それは後にカント・ラプラスの星雲説として歴史に残った。

感度 [英 *sensitiveness*, 独 *Empfindlichkeit*, 仏 *sensibilité*, 露 *чувствительность*] ある計測器が測定量の変化に感じる度合いをいう。これを量的に表す場合には、感度係数、振れ係数、感度限界などの用語を用いる。感度係数は計測器の指示量の変化の、測定量の変化に対する比である。すなわち、指示量の変化を Δy 、測定量の変化を Δx とすると、感度係数 S は $\Delta y/\Delta x$ で表される。その逆数すなわち $\Delta x/\Delta y$ を振れ係数という。オロスコープや記録計の性能を表すには振れ係数の方が便利である。計測器がどこまで微小な測定量に感じるかを表す度合いを示すために感度限界という用語を用いる。通常は、ある一定の微小な指示量の変化を与える測定量の変化の大きさ、または一定の観測条件の下で検知する下位の測定量、もしくは測定量の最小の変化量の大きさを表す。感度限界の同義語として分解能が使われることがある。

ガントマーカ効果 [英 *Gantmakher effect*, 独 *Gantmakher-Effekt*, 仏 *effet de Gantmakher*, 露 *эффект Гантмахера*] 磁場中に置かれた金属板がラジオ波に対して示すサイズ効果であって、金属内電子のフェルミ面に関する情報を与える。V. F. Gantmakher によって研究されたのでこの名称がある。厚さ数 mm の金属板の表面に平行に定常磁場を加え、ラジオ波に対する表面インピーダンスまたは透過率を測定する。電子がサイクロトロン運動を完結できるよう試料を高純度、低温にし、サイクロトロン半径が板の厚さと同程度になるよう磁場の強さを選ぶ。サイクロトロン半径(およびその整数倍)がちょうど板の厚さにマッチする磁場の値のところで表面インピーダンスが急激に変化し、マッチングの許容度はラジオ波の表皮効果の深さと板の厚さとの比の程度であって非常に狭い。これを利用して、サイクロトロン軌道について精密な情報が得られる。

感応コイル = 誘導コイル

完備性 [英 *completeness*, 独 *Vollständigkeit*, 仏 *complétude*, 露 *полнота*] X をノルム空間(\Rightarrow ノルム)とし、そのノルムを $\| \cdot \|$ とする。 X の点の点列 $\{x_n\}_{n=1}^{\infty}$ が $x \in X$ に収束することは

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \|x_n - x\| = 0$$

であることと定義し、 $x_n \overset{\parallel}{\rightarrow} x$ あるいは $\lim_{n \rightarrow \infty} x_n = x$ などと書く。また、任意の $\varepsilon > 0$ に対して、ある自然数 N があって、 $n, m \geq N$ ならば $\|x_n - x_m\| < \varepsilon$ が成立するとき、点列 $\{x_n\}_{n=1}^{\infty}$ はコーシー列であるという。収束列はコーシー列であるが、一般には、すべてのコーシー列が X の中に収束点をもつとは限らない。もし X におけるすべてのコーシー列が X の中に収束点をもつならば、 X は完備であるという。言い換えれば、 X が完備であるということは、任意のコーシー列 $\{x_n\}_{n=1}^{\infty}$ に対して、ある $x \in X$ が存在し

$\lim_{n \rightarrow \infty} x_n = x$ となることである。完備なノルム空間はバナッハ空間とよばれる。

X が完備でないときは、次に示す完備化の方法によって X を完備なノルム空間へ拡張することができる。すなわち、まず、 X の点からなるコーシー列の全体 \tilde{X} を考える。ただし、 \tilde{X} の 2 点 $\{x_n, \{y_n\}$ は $\lim_{n \rightarrow \infty} (x_n - y_n) = 0$ のとき、かつこのときに限り同じ点であると約束する。 \tilde{X} に和とスカラー倍を

$$\{x_n\} + \{y_n\} = \{x_n + y_n\}, \quad a\{x_n\} = \{ax_n\}, \quad a \in \mathbb{C}$$

によって定義し、ノルムを

$$\|\{x_n\}\| = \lim_{n \rightarrow \infty} \|x_n\|$$

によって定義する。この手続きによって、 \tilde{X} はノルム空間となることがわかり、しかも完備であることが証明される。 $x \in X$ に対して、 $x_n = x$ ($n=1, 2, \dots$) としてつくったコーシー列 $\{x_n\} \in \tilde{X}$ を対応させれば、任意の $x \in X$ は \tilde{X} の 1 点に対応し、 X の相異なる 2 点は \tilde{X} の相異なる 2 点に対応する。したがって、対応するものを同一視すれば、 X は \tilde{X} に含まれていると考えることができ、この意味で \tilde{X} を X の完備化とよぶ。

X が完備でない内積空間(\Rightarrow ヒルベルト空間)の場合には、 $\{x_n, \{y_n\} \in \tilde{X}$ に対して

$$(\{x_n\}, \{y_n\}) = \lim_{n \rightarrow \infty} (x_n, y_n)$$

によってその内積を定義すれば、 \tilde{X} はヒルベルト空間となる。

ガンマ [英 *gamma*, 独 *Gamma*, 露 *гамма*]

[1] 弱い磁束密度を表すときに用いられる単位。単位記号は γ 。20 世紀の初めから地球物理学の分野で用いられており、主に地球磁場の経時変化を表すのに用いられる。 $1\gamma = 10^{-5} \text{ G} = 10^{-9} \text{ T} = 1 \text{ nT}$ 。国際単位系(SI)では推奨しがたい単位とされている。

[2] メートル法の質量の単位 10^{-6} グラムの略称。国際度量衡総会で採用された名称ではなく、 γ で表される。国際単位系(SI)ではこの大きさの単位としてマイクログラム(記号 μg)を用いることになっており、 γ はその使用を推奨しがたい単位として取扱われている。

[3] 写真感光材料の特性曲線(\Rightarrow センシトメトリー)の上で直線部の勾配を表し、記号 γ で示す。

ガンマカメラ [英 *gamma camera*, 独 *Gammakamera*, 仏 *caméra gamma*, 露 *гамма-камера*] \Rightarrow 放射線カメラ

Γ 関数 [英 Γ function, 独 Γ Funktion, 仏 *fonction Γ* , 露 Γ функция] 整数の階乗を連続変数に拡張した解

析関数で、種々の積分の結果や特殊関数の級数展開式の係数などを表示するのに便利に用いられる。まず、 $\text{Re} z > 0$ を満たす複素数 z に対して、積分

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty e^{-t} t^{z-1} dt$$

によって Γ 関数を定義すると、これから直ちに導かれる関係式 $\Gamma(z+1) = z\Gamma(z)$ を用いて Γ 関数は複素 z 面全体に解析接続される。ただし $z=0, -1, -2, \dots$ は特異点 (1 位の極) である。 $\Gamma(1) = 1$ であるから、 n を非負の整数とすると $\Gamma(n+1) = n!$ である。

Γ 関数には次のような無限積表示がある。

$$\frac{1}{\Gamma(z)} = ze^{\gamma z} \prod_{n=1}^{\infty} \left(1 + \frac{z}{n}\right) e^{-z/n}, \quad \gamma: \text{オイラーの定数}$$

(Weierstrass の表示)

$$\Gamma(z) = \frac{1}{z} \prod_{n=1}^{\infty} \left\{ \left(1 + \frac{1}{n}\right)^z / \left(1 + \frac{z}{n}\right) \right\} \quad (\text{Euler の表示})$$

$$\Gamma(z) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{n! n^z}{z(z+1) \cdots (z+n)} \quad (\text{Gauss の表示})$$

また、 $\Gamma(z)\Gamma(1-z) = \pi / \sin \pi z$, $\Gamma(z)\Gamma(z+1/2) = 2^{1-2z} \sqrt{\pi} \Gamma(2z)$, $\Gamma(1/2) = \sqrt{\pi}$, などの関係は Γ 関数を使う具体的な計算の際によく利用される。さらに、 Γ 関数の $|z| \gg 1$ での漸近形を与えるスターリングの公式

$$\Gamma(z+1) \sim \sqrt{2\pi z} z^z e^{-z} \left(1 + \frac{1}{2z} + \dots\right)$$

も重要である。

γ 緩和 [英 γ relaxation, 独 γ -Relaxation, 仏 relaxation γ , 露 γ -релаксация] = γ 分散 (\Rightarrow 分散現象)

γ 行列 [英 γ matrix, 独 γ -Matrix, 仏 matrice γ , 露 γ -матрица] ディラック方程式を $(\gamma^\mu \partial / \partial x^\mu + mc / \hbar) \psi(x) = 0$ のような形に書いたときの 4 行 4 列の行列 γ^μ ($\mu = 1, 2, 3, 4$) を γ 行列とよび、これは次の式を満足する。

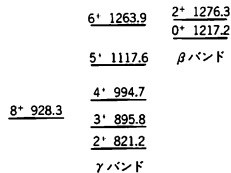
$$\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}$$

ここで、 $g^{\mu\nu}$ は計量テンソルで、 $\mu \neq \nu$ のときは $g^{\mu\nu} = 0$, かつ $g^{11} = g^{22} = g^{33} = -g^{44} = 1$ である。通常 γ^j ($j = 1, 2, 3$) はエルミート、 γ^4 は反エルミート行列 ($\gamma^{\mu\dagger} = -\gamma^\mu$) を用いる。逆に上式を満たす既約な行列は 4 行 4 列に限られ、任意の二組の解 $(\gamma^1, \gamma^2, \gamma^3, \gamma^4)$ と $(\gamma'^1, \gamma'^2, \gamma'^3, \gamma'^4)$ に対しては、 $A\gamma^\mu A^{-1} = \gamma'^\mu$ ($\mu = 1, 2, 3, 4$) となる 4 行 4 列の行列 A が常に存在することが知られている。 γ^i, γ^j ($j = 1, 2, 3$) がエルミート、 γ^i, γ^4 が反エルミートであれば、 A はユニタリ行列であって、ディラック方程式において、 γ^μ の代りに γ'^μ , $\psi(x)$ の代りに $A\psi(x)$ を用いても記述される物理的内容は不変である。いわば、 γ 行列の具体的な形に応じて波動関数の表示が決まるわけで、目的により γ 行列のさまざまな形のものが用いられる。 I を 4 行 4 列の単位行列、 $\gamma_5 \equiv i\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$, また $\sigma^{\mu\nu} \equiv (\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)/2i$ とするとき、16 個の行列、 $I, \gamma^\mu, \sigma^{\mu\nu}$ ($\mu > \nu$), $i\gamma_5\gamma^\mu, \gamma_5$ は一次独立となり、これらを γ^A ($A = 1, 2, \dots, 16$)、そのエルミート共役を γ_A と書けば、 $\text{Tr}(\gamma_A\gamma^B) = 4\delta_{AB}$, $\sum_{A=1}^{16} (\gamma_A)_{ab}(\gamma^A)_{cd} = 4\delta_{ad}\delta_{cb}$ が成立する。また任意の 4 行 4 列の行列は、 γ^A の一次結合として一意的に展開される。

Γ 空間 [英 Γ space, 独 Γ -Raum, 仏 espace Γ , 露 Γ -пространство] 最初、気体の位相空間を意味したが、現在では、任意の分子集団の位相空間を意味する。気体の構成分子 1 個の位相空間を μ 空間というが、これと気体全体の位相空間を区別するため、P. Ehrenfest (1909 年) が

気体(gas)を意味する文字として Γ を使ったことに由来するものである ($\Rightarrow \mu$ 空間)。

γ 振動 [英 γ vibration, 仏 vibration γ , 露 γ -колебание] 回転楕円体形に変形した原子核が行う表面振動運動のひとつ。図 1 に変形核の励起準位の一例を示す。基



6+ 548.7

158Er

4+ 264.1

2+ 79.8

0+ 0

J^π keV

基底バンド

図 1

底バンドよりやや高いエネルギー領域に表面振動の準位が見いだされる。その 1 つが β 振動であり、ほかの 1 つが γ 振動である。 γ 振動は、核表面の形が回転対称軸方向の長さは不変のまま対称軸に垂直に切った断面が円形のまわりに変形する振動で (図 2)、この振動の第一励起状態のスピンパリティは 2^+ である。この状態にある核がそのまま回転して生じる回転準位が図 1 の γ バンドである ($\Rightarrow \beta$ 振動)。

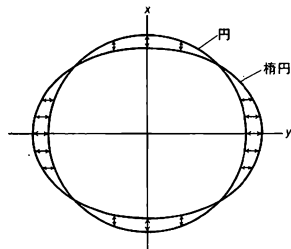


図 2

γ スペクトル [英 γ -spectrum, 独 γ -Spektrum, 仏 spectre γ , 露 γ -спектр] γ 線スペクトロメーターで測定した γ 線のエネルギーベクトルをいう。不安定原子核または励起状態の原子核、素粒子が γ 線を放出して別の状態に遷移する ($\Rightarrow \gamma$ 崩壊) とき、 γ 線エネルギーは遷移前後のエネルギー準位の差に等しい。安定状態に達するまでにいくつもの γ 遷移可能な準位が存在すると、そのエネルギーベクトルには複数の離散的ピークが観測される。図 1 に例として、Ge(Li)検出器で測定した ^{177}Yb 原子核からの γ スペクトルを示す。放出される γ 線のエネルギーと頻度は始状態の原子核、素粒子に固有であるので、たとえば放射性核種の弁別・同定や定量に応用できる ($\Rightarrow \gamma$ 線分光学)。

図 2 は励起状態の素粒子からの γ スペクトルの例で、高エネルギー電子・陽電子衝突実験に用いられた大型 NaI シンチレーターで測定された、 ψ' 粒子からのものであり、

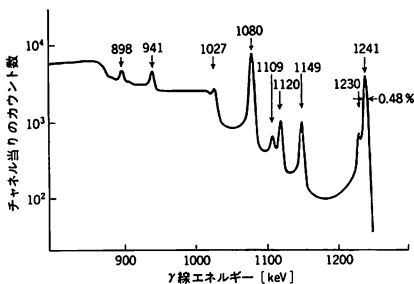


図 1

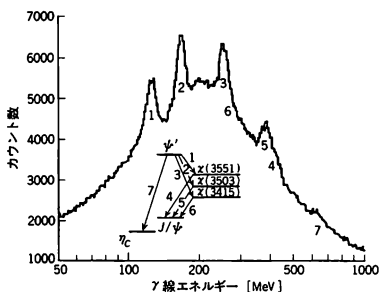


図 2

e^+e^- 反応で直接励起されないチャーモニウムである χ 状態や η_c の素粒子分光学的解析に威力を発揮した。

γ 線 [英 γ -ray, 独 γ -Strahl, 仏 rayon γ , 露 γ -луч] 波長の短い電磁波で、自然放射性元素 Ra から放出される α 線, β 線に続いて、これよりはるかに強い透過力をもつ第三の放射線として発見され、 γ 線と名づけられた(1900 年)。以後、原子核から放射される電磁波を γ 線と称し、核外現象によって放出される X 線と区別してきたが最近では、その区別は明確でなく、波長の短い電磁波をすべて γ 線とよんでいる。波長領域としては明確な境界の規準はないが、通常 10^{-10} m 以下の短波長領域の電磁波の総称と考えてよく、そのエネルギーは MeV 単位で表される。

γ 線は原子核や素粒子の励起状態から、より低いエネルギー準位に、電磁相互作用により遷移する際に放出されるほか、荷電粒子の制動放射、電子・陽電子対消滅のような素粒子反応などにより発生する。物質中を通過する際には、光電効果、コンプトン効果(散乱)、電子・陽電子対生成などの電磁相互作用により吸収されるが、透過力は強い。人工的に高エネルギーの γ 線を発生させるには通常、加速器で電子を加速したのち、白金などの重金属の薄板に衝突させて、制動放射により、最高エネルギーが入射電子の運動エネルギーに等しい連続スペクトルのビームを得る。エネルギーが一定の幅の範囲の γ 線を得るには原子核反応からの γ 線や放射性同位体からの γ 線を利用するのが普通であるが、さらに高エネルギーの単色の γ 線を得るには、加速した高エネルギー電子にレーザー光線をあて、その後方散乱光を利用などの方法がとられている。

γ 線吸収 [英 γ -ray absorption, 独 γ -Strahlabsorption, 仏 absorption de rayons γ , 露 поглощение γ -лучей] γ 線(または X 線)が物質中を通過する場合、主として光電効果、コンプトン散乱および電子対生成により物質

中の原子や電子と相互作用する($\Rightarrow \gamma$ 線散乱)。(狭義の)コンプトン散乱(コンプトン吸収)では、最初の γ 線のエネルギーの一部が電子の運動エネルギーとして与えられ、物質中で吸収されるが、散乱されてエネルギーの下がった γ 線は、物質があまり厚くなければ吸収されないで外に逃げてしまう。光電効果および電子対生成では、最初の γ 線エネルギーは物質がある程度の厚みがある場合、ほぼ完全に物質中で吸収されてしまうと考えてよい。エネルギー E の γ 線が多数、密度 ρ [$\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$] の物質に入射した時、厚さ x [cm] を通過後に相互作用をしないでエネルギー E のままの γ 線の数が、 $\exp(-\mu_0 x)$ または $\exp(-(\mu_0/\rho) \cdot (\rho x))$ に従って減少するものとする。 μ_0 [cm^{-1}] を線形減衰係数、 μ_0/ρ [$\text{cm}^2\cdot\text{g}^{-1}$] を質量減衰係数という。レイリー散乱からの寄与を無視すると、質量減衰係数は

$$\frac{\mu_0}{\rho} = \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho}$$

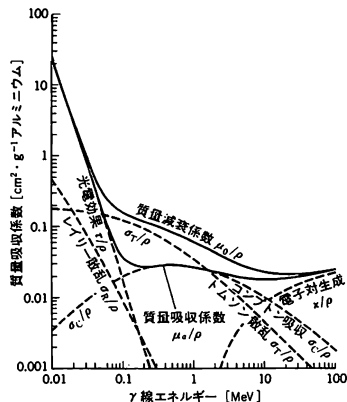
と書かれる。 σ/ρ , τ/ρ , κ/ρ をそれぞれ(広義の)コンプトン散乱、光電効果、電子対生成による部分とすると、これらは[原子 1 個当たりの断面積]×[物質 1 g 中の原子数]を意味する。広義のコンプトン散乱は、狭義のコンプトン散乱とトムソン散乱に分けられ、トムソン散乱などの弾性散乱では、 γ 線はエネルギーを失わないし、小角度の散乱に限られるから、減衰係数への寄与には含めないことが多い。そのときには狭義のコンプトン散乱 σ_c とトムソン散乱 σ_T を用いて

$$\frac{\sigma}{\rho} = \frac{\sigma_c}{\rho} + \frac{\sigma_T}{\rho}$$

と書かれる。 σ_c/ρ は物質 $1\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ を通過するとき、平均として電子に与えられるエネルギーの入射 γ 線エネルギーに対する比を意味する。このとき、 γ 線の質量吸収係数(mass absorption coefficient, または単に γ 線吸収係数という)を次式で定義する。

$$\frac{\mu_a}{\rho} = \frac{\sigma_c}{\rho} + \frac{\tau}{\rho} + \frac{\kappa}{\rho}$$

エネルギー E の γ 線が n 個人射して x [cm] を通過した後に、 γ 線として残っているエネルギーは $nE\exp\{-(\mu_a/\rho)(\rho x)\}$ に減少する。一例としてアルミニウムに対するさまざまな質量係数を図に示しておく。



γ 線吸収係数 [英 γ -ray absorption coefficient, 独 γ -Strahlabsorptionskoeffizient, 仏 coefficient d'absorption

de rayons γ , 露 коэффициент поглощения γ -лучей] \Rightarrow γ 線吸収

γ 線検出器 [英 γ -ray detector, 独 γ -Detektor, 仏 détecteur γ , 露 детектор γ -излучения] γ 線検出の原理は、物質との相互作用で生じた二次電子を検出することによるので、一応どんな放射線測定器でも γ 線検出は可能である。しかし γ 線検出器として用いられるものは、検出効率かエネルギー分解能の少なくとも一方は非常によいことが要求される。

原子核実験では、10keV～10MeV程度の γ 線を測定するが、効率は低くてもエネルギー分解能が非常によいことを要求し、半導体検出器やNaIシンチレーターが用いられる(\Rightarrow γ 線スペクトロメーター)。また10keV前後の γ 線検出には比例計数管もよく使用される。高エネルギー実験では、ほとんど完全な検出効率が必要されるのが普通で、さらに位置の測定も必要とされることも多い。また検出器が大型化するので、価格も重要な要素であり、実験の規模と目的によりさまざまな γ 線検出器が用いられる。高エネルギー γ 線のエネルギー測定(\Rightarrow カロリメーター)は、 γ 線を電磁シャワーに変換し、シャワー中の電子、陽電子のエネルギーを測定するので、検出器の奥行きはシャワーをほぼ完全に含むだけのものがなければならない。シャワー中の電子、陽電子の全エネルギーを測定する検出器は全吸収型とよかれ、NaIシンチレーターや鉛ガラス・チェレンコフ・カウンターが代表的である。検出器を分割することで、 γ 線の位置を知ることできる。シャワーを発達させる鉛板などと、電子の検出器をサンドイッチ状に重ねたタイプの検出器をサンプリング型とよび、電子検出器としてプラスチックシンチレーター(\Rightarrow シャワーカウンター)、プロポーションアルチューバー、液体アルゴン・イオンチューバーなどが用いられる。一般に全吸収型はエネルギー分解能がよいが高価で、位置分解能はあまりよくない。逆に、サンプリング型は位置分解能がよいが、エネルギー分解能は全吸収型より劣る。そこで最近はエネルギー分解能を改善するためのさまざまな技術開発が試みられている。

γ 線散乱 [英 γ -ray scattering, 独 γ -Strahlstreuung, 仏 diffusion de rayons γ , 露 рассеяние γ -лучей] γ 線の物質中での散乱には、レイリー散乱のような原子全体による弾性散乱と、トムソン散乱やコンプトン散乱(狭義の)のような原子内電子による弾性散乱がある。このうち、レイリー散乱は光子のエネルギーが極めて低いときのみ重要であるので、 γ 線とよばれるようなエネルギーの高い光子の場合には、ほとんど無視して差支えない。トムソン散乱は、電子が原子に束縛されているために起る干渉性の散乱であって、散乱波の波長は入射波に等しく、散乱波の強度分布は、散乱角を θ とすれば、 $(1+\cos^2\theta)$ によって与えられる。これに対して、コンプトン散乱は γ 線と電子の弾性衝突であって、 γ 線のエネルギーの一部が失われて反跳電子の運動エネルギーとなり、電子は原子の外に飛出してしまふ。このとき散乱波の波長は散乱角によって定まる。トムソン散乱もコンプトン散乱も、 γ 線と電子の相互作用によって起るので、両者を含めて広義のコンプトン散乱ということがある。

γ 線照射 [英 γ -ray irradiation, 独 γ -Bestrahlung, 仏 irradiation γ , 露 облучение γ -излучением] \Rightarrow 放射線照射

γ 線スペクトロメーター [英 γ -spectrometer, 独

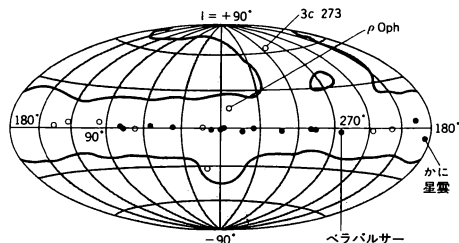
γ -Spektrometer, 仏 γ -spectromètre, 露 γ -спектрометр] γ スペクトルを測定する装置で、普通は原子核実験で用いられる検出効率は低いが高分解能の γ 線エネルギー測定器をいう。よく用いられるのはNaI(Tl)シンチレーター(\Rightarrow シンチレーションカウンター)とゲルマニウムの半導体検出器である。いずれも γ 線エネルギー測定器中で電子に与えられる(\Rightarrow γ 線吸収)を利用し、この電子のエネルギーを測定するものである。

NaI(Tl)シンチレーター中で電子の運動エネルギーは、それに比例した量の光(光子1個につき平均約40eV)に変換される。これは光電子増倍管で増幅されて電気信号として取出されて、波高分析器によりスペクトルとして記録される。分解能は、発生する光子数そのものの統計的変動ではなく、光電子増倍管の光電陰極から得られる光電子の数 N (入射した光子数約20%)の統計的変動 \sqrt{N} で決り、 ^{137}Cs からの662keV γ 線に対し、半波高全幅値で35～40keVである。

半導体検出器では電子の運動エネルギーは、電子・空孔対に変換され(1対当りに要する平均エネルギーは約2.85eV)、これが電極に集められ増幅された後、波高分析器にかけられる。分解能は電子・空孔対の数の統計的変動で決り、非常に多くの対がつくられるので統計的変動が小さく、 ^{137}Cs の662keV γ 線に対し、1.5～1.8keVと非常に優れている。このため、1960年代初めに半導体検出器が出現してから γ 線分光学は革命的に進歩した。

ほかに、波としての性質を利用し、結晶格子による回折で1MeV程度以下の γ 線の波長を測定する結晶回折スペクトロメーター(\Rightarrow X線分光学)や、 γ 線を薄いコンバーターに当て、コンプトン散乱や電子対生成で発生する電子の運動量をマグネティックスペクトロメーターで精密に測定する方法もあり、分解能に優れているが検出効率は極めて低い。

γ 線天文学 [英 γ -ray astronomy, 独 γ -Strahlen-Astronomie, 仏 astronomie au rayonnement γ , 露 астрономия с использованием γ -излучения] 宇宙線が銀河系内を伝播する際に星間ガスと衝突して核作用を起し、中間子を発生する。このうち中性の π^0 中間子は2個の γ 線に崩壊する。 γ 線は銀河磁場の影響を受けることなく直進するので、物質密度の高い所や、宇宙線強度の強い所からは多量の γ 線が人射してくることになる。このような γ 線による天文学の発想は、1950年代に早川幸男らによって提唱された。数十MeV以上の γ 線を放射する機構としては、このほか宇宙線中の電子が星間ガスと衝突して起す制動放射、および光子と衝突して起す逆コンプトン効果の過程があり、ともに π^0 中間子によるものをやや下まわる程度に寄与していると考えられている。実際の観測は γ 線の差が少ないためになかなかむずかしく、1968年OSOⅢ



とよばれる衛星が初めて観測に成功した。次いで SAS II, COS B とよばれる衛星で γ 線天球分布の全容が明らかになってきた。図において、●は γ 線の強度の大きい源で、100 MeV 以上の γ 線が地球に $1.3 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 入射する源である。また薄黒い領域は未観測の領域である。COS B の観測結果によると、 γ 線強度の空間分布は銀河円盤面からはややひずんでおり、むしろ物質分布を示すグールド帯やドリッツ帯とよい相関をなしている。水素分子の多い銀河中心から 5 kpc (キロパーセク) 付近は、 γ 線の強度が大きい。また、へびつかい座 ρ 星 ($\rho \text{ Oph}$) のようにガス密度の濃い場所からの γ 線強度が強い。ほかの方法で決められた星間ガス密度を使うと、宇宙線強度は銀河内で場所によらずほぼ一様として矛盾がないとされている。 γ 線の観測で驚くべきことは、25 個も γ 線点源が発見されたことである。このうち既知の天体と対応のついているものは 3C273, 帆座の超新星残骸、かに星雲、へびつかい座 ρ 星の 4 つだけである。X 線星としての対応天体も見つからず、 γ 線の発生機構も不明であり、 γ 線点源は宇宙の謎のひとつである。こうしたことから、より高い角分解能をもつ衛星の打上げが待たれている (\Rightarrow 宇宙 γ 線)。

γ 線分光 [英 γ -ray spectroscopy, 独 γ -Spektroskopie, 仏 spectroscopie γ , 露 спектроскопия γ -излучения] 原子核から放出される γ 線のスペクトルを測定することにより、原子核の構造および核の存在する場所における電場、磁場に関する知見を得ることができる。 γ 線分光は、上のような目的で発達した学問分野をいう。放出される γ 線のエネルギーは、核の励起状態間のエネルギー差に等しく、 γ 線スペクトルの測定によって、核のエネルギー構造に関する知見が得られる。一方、核の励起状態間の遷移が関して発生する場合、続いて放出する 2 個の γ 線光子の放出角度の間に相関がある。これを γ - γ 角度相関とよぶが、この角度相関は、核の受ける電場および磁場の影響を受けることが知られている。このため、結晶中に存在する核から同時に放出される γ 線光子の角度相関を測定すると、結晶内部で核の受ける内部磁場や内部電場についての知見を得ることができる。このような知見は、注目している核の結晶格子内での存在場所を決定するうえでも重要である。

γ 線放射 [英 γ -ray emission, 独 γ -Strahlenemission, 仏 émission de rayons γ , 露 испускание γ -лучей] 励起状態にある原子核が電磁的相互作用により γ 線を放出して、エネルギーの低い状態に遷移すること。これら 2 つの状態のスピンをそれぞれ J_i, J_f とすると、 $L = |J_i - J_f|, |J_i - J_f| + 1, \dots, J_i + J_f$ を満たす遷移演算子の 2^L 極子モーメントのみが、 γ 線放出に寄与する (ただし、 $L=0$)。重要な多極子モーメントは 2^L の小さいものである。励起状態のスピンが原子核反応などにより一定の方向に向けられていると、放出される γ 線の強度はスピンの向く方向から測った γ 線の放出角度に依存する。この依存性は多極子モーメント 2^L により定まる。このため γ 線の角度分布を測定して、励起状態のスピンを決定することができる。また、原子核の 2 つの状態および多極子モーメントのバリティーをそれぞれ π_i, π_f, π とすると、 $\pi_i \pi_f \pi = 1$ の関係が成り立つ。これをバリティーの選択則という。 π は、電気的 2^L 極放射について $(-1)^L$ 、磁氣的 2^L 極放射について $(-1)^{L+1}$ である。

γ 線量測定 [英 γ -ray dosimetry, 独 γ -Dosimetrie,

仏 dosimétrie γ , 露 γ -дозиметрия] γ 線による線量を線量計を用いて測定することをいう。広義には、吸収線量、照射線量、 γ 線粒子束密度、フルエンス (単位面積の大円をもつ球に入る粒子の数)、エネルギー束密度、強度、カーマ (物質の単位質量内で γ 線のような間接電離粒子によって解放された全荷電粒子の最初の運動エネルギーの総和) などの諸量の測定などもいう。したがって、測定すべき量に応じて測定方法や測定器が異なる。

Γ 値 [英 specific Γ -ray constant, 独 spezifische Γ -Strahlungskonstante, 仏 constante spécifique de rayonnement Γ , 露 удельная Γ -постоянная] 特定核種からの γ 線による、線源から一定距離の地点における照射線量率をいう。単位は 1 cm の距離で $\text{R} \cdot (\text{m Ci})^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$ であるが、特に 1 Ci の線源から 1 m の距離における 1 時間当りの照射線量率を rhm 値という。なお、SI 単位では 1 Ci (キュリー) $= 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$ (ベクレル), 1 R (レントゲン) $= 2.58 \times 10^{-4} \text{ C} \cdot \text{Kg}^{-1}$ である。

γ 分散 [英 γ dispersion, 独 γ -Dispersion, 仏 dispersion γ , 露 γ -дисперсия] \Rightarrow 分散現象

Γ 分布 [英 Γ -distribution, 独 Γ -Verteilung, 仏 distribution Γ , 露 распределение- Γ] 2 つの正の実数 α, β によって、確率密度関数が

$$f(x; \alpha, \beta) = \frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)} x^{\alpha-1} e^{-\beta x} \quad (x \geq 0) \quad (1)$$

と書かれる確率分布を Γ 分布という。ここに $\Gamma(\alpha)$ は Γ 関数を表す。

式(1)の Γ 分布の平均と分散はそれぞれ

$$\mu = \alpha/\beta, \quad \sigma^2 = \alpha/\beta^2 \quad (2)$$

となる。また、その特性関数は

$$\phi(t) = (1 - it/\beta)^{-\alpha} \quad (3)$$

で与えられる。

特性関数の形から、確率変数 X_1, X_2 が互いに独立に、それぞれ α_1, β , および α_2, β を母数とする Γ 分布に従うとき、 $X = X_1 + X_2$ の分布は $\alpha_1 + \alpha_2, \beta$ を母数とする Γ 分布となることがわかる。このことを Γ 分布は再生性をもつという。このときまた

$$Y = X_1 / (X_1 + X_2)$$

は X と独立に $a = \alpha_1, b = \alpha_2$ を母数とする β 分布に従う。

式(1)で $\alpha = 1$ として得られる分布を指数分布という。その確率密度関数は

$$f(x; \beta) = \beta e^{-\beta x} \quad (x \geq 0) \quad (4)$$

となり、その平均と分散はそれぞれ $1/\beta, 1/\beta^2$ で与えられる。

単位時間当りの変化の発生率が β のポアソン過程において、はじめての変化が発生するまでの時間 X は式(4)の指数分布に従う。一般に、式(4)の指数分布に従う確率変数を X とするとき、任意に与えられた正の数 x に対して、 $X \geq x$ という条件のもとでの $X - x$ の分布はまた式(4)の指数分布になる。

ν を正の整数とすると、 $\alpha = \nu/2, \beta = 1/2$ の Γ 分布を自由度 ν の χ^2 分布とよぶ。自由度 ν の χ^2 分布の確率密度関数は式(1)から

$$f(x) = \frac{1}{2\Gamma(\nu/2)} \left(\frac{x}{2}\right)^{\nu/2-1} e^{-x/2} \quad (x \geq 0) \quad (5)$$

となる。その平均と分散はそれぞれ $\nu, 2\nu$ に等しい。また、その特性関数は $\phi(t) = (1 - 2it)^{-\nu/2}$ で与えられる。

平均 0, 分散 1 の正規分布に従う互いに独立な n 個の

確率変数を X_1, X_2, \dots, X_n とするとき、それらの 2 乗和 $X_1^2 + X_2^2 + \dots + X_n^2$ は自由度 n の χ^2 分布に従う。

平均 μ ，分散 1 の正規分布に従う互いに独立な n 個の確率変数を X_1, X_2, \dots, X_n とし、それらの平均(標本平均)を $\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n X_i/n$ とするとき、残差平方和 $S = \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2$ は \bar{X} と独立に自由度 $n-1$ の χ^2 分布に従う。

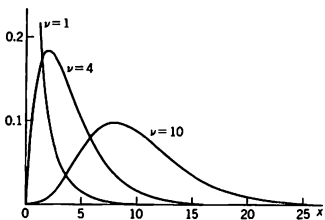
これらのことから、 χ^2 分布は正規分布の分散に関する推測をはじめとする様々な統計的推測に用いられる。そのためこの分布については比較的完備した数表が準備されている。

χ^2 分布とポアソン分布の確率の間には次の関係がある。 x を適当な正の数とすると、自由度 2ν の χ^2 分布で x 以下の値が得られる確率は、平均が $x/2$ のポアソン分布で ν 以上の値が得られる確率に等しい。

自由度 ν の χ^2 分布に従う確率変数を X とするとき、 ν がある程度大きければ $\sqrt{2X} - \sqrt{2\nu-1}$ の分布は平均 0，分散 1 の正規分布で近似される(フィッシャーの近似)。また

$$\sqrt{\frac{9\nu}{2}} \left\{ \left(\frac{X}{\nu} \right)^{1/3} - \left(1 - \frac{2}{9\nu} \right) \right\}$$

の分布も、平均 0，分散 1 の正規分布で近似できる(ウィルソン-ヒルファティの近似)。これらは χ^2 分布の確率の近似計算に有用である。



自由度 $\nu = 1, 4, 10$ に対する χ^2 分布の確率密度関数のグラフ

Γ 分布で、 α を正の整数 k に限って得られる分布の族をアーラン分布とよぶ、その確率密度関数は

$$f(x; \beta, k) = \frac{\beta^k}{\Gamma(k)} x^{k-1} e^{-\beta x} \quad (x \geq 0) \quad (6)$$

で与えられる。

単位時間当りの変化の発生率が β のポアソン過程において、 k 番目の変化が発生するまでの時間は式(6)のアーラン分布に従う。アーラン分布は待ち行列の理論で広く用いられる。

γ 崩壊 [英 γ -decay, 独 γ -Zerfall, 仏 désintégration γ , 露 γ -распад] 励起状態にある原子核が電磁相互作用により、低いエネルギー状態に移移する現象。始状態と終状態における原子核のエネルギー差により、光子が生成され原子核外に放出されると、 γ 線となる。しかしこの光子は核外へ放出されないこともある。たとえば光子が軌道電子に吸収されて、エネルギーを電子に与え、この電子を核外に放出する。これを内部転換という。エネルギーが大きいとき、光子は電子・陽電子の対になることもある。原子核によるこれらの現象を γ 崩壊と総称する($\Rightarrow \gamma$ 線放射, 内部転換, 電子・陽電子対生成)。

完面像 [英 holohedry, 独 Holoeidrie, 仏 holodétrie, 露 голоэдриа] 各結晶系で最も対称性の高い(最高位

の)結晶点群は格子の対称性を示す点群でもある。このような点群を完面像という。また、このような点群を結晶の (hkl) 面に作用させ、得られた同価面 $\{hkl\}$ の数は、 (hkl) が一般面である場合には、点群の位数に等しい。そのような数の同価面で囲まれた結晶形をも完面像という。

もし (hkl) 面が一般面ではなく、点群中のある対称操作に対して不変となる特殊位置にあれば、生じる同価面の数は半減し、半面像、四半面像などが得られる。

緩和過程 [英 relaxation process, 独 Relaxationsprozess, 仏 processus de relaxation, 露 релаксационный процесс] \Rightarrow 緩和現象

緩和関数 [英 relaxation function, 独 Relaxationsfunktion, 仏 fonction de relaxation, 露 релаксационная функция] 線形性をもつ物理系において、階段関数を入力としたときの応答関数(\Rightarrow 応答関数, 線形応答理論)のことを緩和関数という。緩和関数は不可逆過程の統計力学で重要な役割を演じる。いまある一定の外力のもとで熱平衡状態にある体系を考えたとき、 $t=0$ でこの外力を取除いたとすると、この体系は外力のない場合の熱平衡状態に近づいていく。このとき、一般に系の物理量 $A(t)$ が $t>0$ にその平衡値 A_{eq} に近づいていく様子は、外力の強さ X が十分小さい場合には次式のように表される(線形近似)。

$$A(t) = A_{eq} + \mathcal{W}(t)X$$

この式に現れる関数 $\mathcal{W}(t)$ が緩和関数である。

緩和現象 [英 relaxation phenomena, 独 Relaxationsphänomen, 仏 phénomènes de relaxation, 露 релаксационные явления] 外的条件が変化して新しい条件の下での平衡状態または定常状態に落着く過程を緩和現象または緩和過程という。これは非常に一般的な現象である。そこで、あまりにも緩和が速く瞬時に起こる場合や、あまりにも遅すぎる緩和は通常この範ちゅうに入れない。緩和現象という概念は、J. C. Maxwell によって、粘弾性体の外力による変形を説明するために 19 世紀の後半に導入された。1929 年 P. Debye によって双極子の誘電緩和理論が発表されるに及んで緩和現象が自然の非平衡状態を理解するのに基本的であることが認識されるようになった。1946 年 J. G. Kirkwood は、液体中の粒子の速度 v に対する現象論的なランジュバン方程式

$$\frac{d}{dt}v(t) = -\gamma v(t) + R(t)$$

をもとにして、摩擦抵抗係数 γ が近似的に

$$\gamma = \frac{1}{3KT} \int_0^\infty dt \langle R(0)R(t) \rangle$$

で与えられることを現象論的に導いた。いま、相関関数の変化の目安を与える指標として、緩和時間 τ を

$$\langle R(0)R(t) \rangle \approx \langle R^2(0) \rangle e^{-t/\tau}$$

によって定義すれば、 τ はこの緩和時間 τ を用いて

$$\tau = \tau \langle R^2(0) \rangle / (3KT)$$

と与えられる。このように、輸送係数のような非平衡系の物理量は、緩和時間 τ と密接な関係にあり、この意味で、緩和現象は、物性物理学の分野で非常に重要な役割を果たしている。

緩和現象には、誘電緩和、磁気緩和、境界緩和、力学緩和、体積緩和、超音波緩和など多くの現象があるが、ここでは電気伝導における緩和現象について示す。

金属内の電気伝導に関係する電子は、電場が作用していないときは、普通の熱平衡状態(フェルミ分布)にある。こ

れに電場が作用すると、負の電荷をもつ電子は電場と反対方向に平均として0でない速度をもつようになって、全体として電流が流れることになる。電流密度 J は電場 E を用いて $J = \sigma E$ と表される。ここに σ は電気伝導率であり、電子の自由行程時間(緩和時間) τ を用いて、近似的に

$$\sigma = \frac{Ne^2}{m\tau}$$

と表される。ただし N は電子密度、 m は電子の質量、 e は電子の荷電量である。上式は電場 E の中の電子はローレンツ力によって eE/m の加速をうけ、 τ の時間に $\tau(eE/m)$ の速度になることから直観的に導かれる。もっと厳密には、線形応答理論によって得られる輸送係数と平衡系での揺動(時間相関関数)との関係、すなわち久保公式を用いる。

緩和時間 [英 relaxation time, 独 Relaxationszeit, 仏 temps de relaxation, 露 время релаксации] 緩和現象において、はじめの非平衡状態から最後の平衡状態に近づく速さを特徴づける時間のことを一般に緩和時間とよぶ。緩和現象にあずかる物理量の平衡値からのずれが指数関数的に減少する場合、すなわちそのような物理量の時刻 t における値を $M(t)$ として

$$M(t) - M(\infty) = [M(0) - M(\infty)] \exp(-t/\tau)$$

と書けるならば、 τ が緩和時間である。しかし、このように緩和現象が1つの緩和時間で表されない場合も多く、その時には緩和現象は複数個の、またある分布をもった無限個の緩和時間によって特徴づけられる。そういう系は多分散系とよばれる。その場合には

$$\tau = \int_0^\infty \frac{M(t) - M(\infty)}{M(0) - M(\infty)} dt$$

によって、平均的な緩和時間が定義される。この定義は、臨界現象の研究に広く用いられている。特に電気回路に関する緩和時間は時定数とよばれることが多い(\Rightarrow 時定数)。

緩和スペクトル [英 relaxation spectrum, 独 Relaxationsspektrum, 仏 spectre de relaxation, 露 релаксационный спектр] 粘弾性を示す系の複素弾性率や緩和弾性率の周波数や時間に対する依存性はマクスウェル模型で表されるが、このモデル1個で表されるマクスウェル物体は特別の場合であって、高分子物質のような典型的な粘弾性体では多数のマクスウェル模型の組合せを用いなければ、実験結果を説明できないのが普通である。複素弾性率 $G^*(i\omega)$ や緩和弾性率 $G(t)$ が次の関係で与えられるとき、 $H(\ln\tau)$ を緩和スペクトルという。

$$G^*(i\omega) = G_\infty - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{H(\ln\tau)}{1 + i\omega\tau} d\ln\tau \quad (1)$$

$$G(t) = G_0 + \int_{-\infty}^{\infty} H(\ln\tau) e^{-t/\tau} d\ln\tau \quad (2)$$

ここで G_∞ , G_0 はそれぞれ角周波数 $\omega \rightarrow \infty$ のとき、および時間 $t \rightarrow \infty$ のときの値である。 $H(\ln\tau)$ は緩和時間が $\ln\tau \sim \ln\tau + d\ln\tau$ の間にあるマクスウェル模型による寄与を意味している。この $H(\ln\tau)$ を緩和スペクトルという。 τ が離散的な値をとる場合は δ 関数を用い、緩和時間を τ_i ($i=1 \sim n$) として

$$H(\ln\tau) = \sum_i G_i \delta(\ln\tau - \ln\tau_i) \quad (3)$$

とすればよい。一般に1つの緩和機構に対する $H(\ln\tau)$ は1つの極大をもつ形が普通とされている。緩和機構が複数の場合には $H(\ln\tau)$ は $\ln\tau$ 軸上で異なった位置に極大をも

ついくつかの部分の和で表される。緩和機構の現象論的性質は複素弾性率や緩和弾性率を種々の温度で広い周波数ないし時間の範囲で実験的に定めれば決まるわけであるが、(1), (2) から $H(\ln\tau)$ を求めてこれに緩和特性を集約させるのが普通である。このため(1), (2) から $H(\ln\tau)$ を求める近似式が種々考えられている。高分子物質の種々の緩和現象には特徴的な $H(\ln\tau)$ が現れることが知られており、分子の立場からの理論的研究も行われつつある。

緩和弾性率 [英 relaxation modulus, 独 Relaxationsmodul, 仏 module de relaxation, 露 релаксационный модуль] 粘弾性を示す物質にある時刻以後一定のひずみを与えると、生じた応力は時間とともに減少する。この現象を応力緩和という。したがって応力とひずみの比として定義される弾性率も時間とともに減少する。応力とひずみの関係が線形であればこの弾性率はひずみによらず時間だけの関数である。このような時間の関数としての弾性率を緩和弾性率という。応力とひずみの関係が線形であれば、粘弾性体の力学的性質は外部から与えられる種々の力学的刺激に対する線形系の応答関数とみることができ。緩和弾性率はある時刻に時間に対して階段状の変化をするひずみ(階段の高さが単位の大ききをもつ)が作用したときの応答関数に相当する。その意味で階段関数弾性率とよばれることもある。粘弾性体にひずみを与えたときの挙動を表す最も簡単な模型はマクスウェル物体である。これは与えられたひずみに対する応力をフックの法則に従う弾性的な部分とニュートンの法則に従う粘性の部分の和として与える模型である。この模型の緩和弾性率は模型の弾性率を G 、緩和時間を τ とすると、 $G e^{-t/\tau}$ となる。高分子物質などで実際に測定される緩和弾性率はこのような簡単な模型では表せないで、多数のマクスウェル模型の並列結合に相当する模型で表すのが普通である。いま実測された緩和弾性率を $G(t)$ とすると、マクスウェル模型による表現は一般に次式で与えられる。

$$G(t) = G_0 + \int_{-\infty}^{\infty} H(\ln\tau) e^{-t/\tau} d\ln\tau$$

ここで G_0 は $t \rightarrow \infty$ における $G(t)$ の値で、バネだけのマクスウェル模型の寄与に相当し平衡弾性率という。 $H(\ln\tau) d\ln\tau$ は $\ln\tau \sim \ln\tau + d\ln\tau$ の緩和時間をもつ模型からの寄与を意味する。 $H(\ln\tau)$ を緩和スペクトルといい、その系の粘弾性特性をマクスウェル模型の立場から表現する量となる。

緩和発振 [英 relaxation oscillation, 独 Relaxationsschwingung, 仏 oscillation de relaxation, 露 релаксационное колебание]

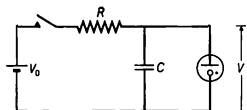
[1] 自励振動で振幅が大きくなり振動が抑えられない現象は、方程式

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \mu(1-x^2)\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0$$

で表される。係数 μ が大きい場合には x の跳躍的増加と緩慢な減衰(緩和)が繰り返される定常的振動が生じる。これを緩和振動、または弛緩振動という。電子管を用いた発振の研究から B. van der Pol は上の方程式を導いてその性質を調べた(\Rightarrow ファン・デル・ポール方程式)。緩和発振は変位 x と速度 $v = dx/dt$ とからなる平面(相平面)における点 (x, v) の軌道で表される。定常的振動はこの平面内の閉曲線となり、これを極限軌道(リミットサイクル)という。発振は極限軌道に近づく軌道となり、極限軌道より外の大き

な運動を与えれば、運動は減衰して極限軌道に近づいていく。

[2] 電気回路においても、回路の一部でのエネルギー消費に供給が追いつかない時に緩和発振が生じる。図に典型的な回路の一例を示す。この型の発振では正弦波形を得るのには適さないが、マルチバイブレーターのように、トリガーやタイミング信号などのために鋭い波形が必要なとき



に使われる。

[3] レーザーにおいて緩和発振とよばれるのは、[1]、[2]とは異なり、ほぼ一定の周期をもつ振動において、振幅が急激に増加したのち、指数関数的に減衰する場合である。このような発振は、固体レーザーや半導体レーザーにおいて顕著に現れ、スイッチングや利得スイッチングによって生じる大振幅の緩和発振は、ピーク値の高い短パルス光として利用される。

緩和法 [英 relaxation method, 独 Relaxationsmethode, 仏 méthode de relaxation, 露 релаксационный метод] \Rightarrow 差分法

木

木 [英 tree, 独 Baum, 仏 arbre, 露 дерево] グラフ理論において閉路を含まない連結無向グラフを木という。 $T=(V, E)$ が木であるとき $|E|=|V|-1$ なる関係がある。ここで V, E はそれぞれ頂点と枝の集合, $|V|, |E|$ はその要素の数である。また, 木の上の任意の2頂点間には一意的に定まる経路が存在し, 木 $T(V, E)$ に $e \in E$ なる辺を追加して得られるグラフ $(V, E \cup \{e\})$ はただ1つの閉路を含む。連結なグラフ $G=(V, E)$ の部分グラフ $G'=(V, E')$ が木であるとき, G' を G の極大木または G を張る木という。連結なグラフは必ず極大木を部分グラフとして含む。いくつかの木からなるグラフを森といい, G の補グラフ \bar{G} が木であるとき G を補木という。ファインマン・ダイアグラムへの応用については(\Rightarrow トリーグラフ)。

キー [英 key, 独 Schlüssel, 仏 clé, 露 ключ]

[1] 回転軸に歯車, ハンドル, プーリーなどを取付けたとき, 両者が相対的に回転しないように固定するための機械要素。一般に用いられるのは長方形断面のキーである。回転軸の表面と歯車などの軸穴の内面とに長方形断面の縦方向の溝を設け, 回転軸に歯車などをはめ込んだ後, 両者の溝を合せておいて, そこに少し勾配のついたくさび状の長方形断面のキーを強く押込んだり, あるいは回転軸の溝にキーを入れておいてから溝を合せて歯車などをはめ込んだりする。後者では歯車などを回転軸上で軸方向に移動させることもできる。このように両者に溝を設けた場合はキーがせん断破壊しない限りトルクは回転軸と歯車などとの間で確実に伝達される。歯車などの軸穴にだけ溝を設け, そこにキーを強く押込むこともある。この場合は回転軸と歯車などとの摩擦力を大きくしただけであるから, 伝達し得るトルクはせん断力で伝達する場合に比べて劣る。円形断面のキーもある。

[2] 情報処理では, データの集りの中の特定の欄に含まれる文字列を指し, その集りに関する情報をもち, その識別を可能にするものをとをいう。たとえば, ある会社の社員に関するデータは各社員につき, 社員番号, 所属部署, 姓名, 生年月日, 住所, 年給のような欄から成っているとす。このとき, 社員番号のように, そのレコードを一意的に識別するキーを一次キー, それ以外のキーを二次キーと区別することがある。また特定の欄を分類キーとして, 定められた順になるよう並べ替えを行うこともある。たとえば, 生年月日欄を分類キーとして, 年齢順にレコードを並べ替えたり, 姓名の欄を分類キーとして, 五十音順の名簿を出力したりする。

気圧 [英 standard atmosphere, 独 Normalatmosphäre, 仏 atmosphère normale, 露 стандартная атмосфера] 圧力の単位, 101325 Pa (パスカル) に等しい。単位記号は atm。国際単位系(SI)以外の単位で, 一般には推奨しがたい単位として扱われることになったが, 計量法では誘導単位として扱われている(第5条の6)。歴史的には, (1) 密度 $13.5951 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ の液体 (0°C での水銀と実質的に同じ) が, 標準の重力加速度 $9.80665 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ の地点で

高さ 0.76 m の液柱をなしている時の底面での圧力(数値的には $101325.014435 \dots \text{Pa}$), (2) この液体が, 緯度 45° の海面での重力加速度(1939年の最も確からしい値 $9.80616 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$) のもとで, この高さの液柱をなしている時の底面での圧力(数値的には 101320 Pa) と定義されたこともあり, またイギリスでは, (3) 密度および重力加速度は, (1) と同じだが高さが 30 インチである液柱の底面での圧力(数値的には $101591.7 \dots \text{Pa}$), (4) 密度および重力加速度は(2)と同じだが高さが 30 インチである液柱の底面での圧力(数値的には $1015866 \dots \text{Pa}$) と定義されていたこともある。現行の定義は, 1954年の国際度量衡総会の決議によるものである(\Rightarrow 圧力の単位)。

気圧計 [英 barometer, 独 Barometer, 仏 baromètre, 露 барометр] 大気の圧力, すなわち気圧を測る計器。気象観測用の気圧計は晴雨計ともよばれた。気圧を測定して高度を指示する高度計も気圧計の一種で, 航空用に用いられる。原理的に水銀柱とつり合せて気圧を測る方式の水銀気圧計と, 空ごう(薄い円形の波打った金属板を2枚貼り合せて外周をはんだづけしたもの), ベローズなどの弾性素子の気圧による変形を利用するアネロイド気圧計がある。水銀気圧計の方が精度がよく, この型式ではフォルトン気圧計が最も広く用いられている。アネロイド気圧計は簡便な測定に適し, 携帯用や船舶用などに便利である。気圧の指示とともに自動記録の機構を備えたものを自記気圧計という。また, 核爆発や大気の乱流などによる極めて微小な気圧変動を観測し, これを記録するものを微気圧計という。

気圧測高法 [英 barometric altimetry, 独 barometrische Höhenmessung, 仏 altimétrie barométrique, 露 барометрическое измерение высоты] 気圧を測って高度を求める方法。地表からの高度が大きくなるほど, 気圧はほぼ指数関数的に減少することを利用する。大気の大気温度や重力の加速度の大きさによって気圧の減少の割合が異なるから, 航空関係では, 気温, 気圧および重力の加速度にある基準の値を与えた標準大気について, 高度と気圧との関係を定めている。この標準大気は, 海面の気圧と気温をそれぞれ 1013.25 mbar (101.325 kPa) と 15°C , 11 km の高さまでの対流圏内の温度減率を $0.0065^\circ \text{C} \cdot \text{m}^{-1}$, 11 km 以上の成層圏での気温を -56.50°C とし, 重力の加速度には標準値 ($9.80665 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$) をとる。このような標準大気の高さと気圧および気温の関係が数表で与えられている(表参照)。

標準大気の高さと気圧, 気温の関係

高度 [m]	気圧 [mbar]	気温 [$^\circ \text{C}$]	高度 [m]	気圧 [mbar]	気温 [$^\circ \text{C}$]
00	1013.25	15.0	7000	410.6	-30.5
1000	898.7	8.5	8000	356.0	-37.0
2000	795.0	2.0	9000	307.4	-43.5
3000	701.1	-4.5	10000	264.4	-50.0
4000	616.4	-11.0	12000	193.3	-56.5
5000	540.2	-17.5	15000	120.5	-56.5
6000	471.8	-24.0	20000	54.7	-56.5

これに海面での実際の気圧および気温と基準値との差に対する補正を加えて, 高度と気圧の関係を求める。なお, 2点の気圧を測定して高さの差を求める式として, 次のラプラスの公式がある。

$$h = 18400(1 + \alpha t) \log_{10}(p_0/p)$$

ここで, h は高さの差, α は空気の熱膨張係数で $3.67 \times$

$10^{-3}^{\circ}\text{C}^{-1}$, p_0, p は低い点と高い点のそれぞれの気圧, t は平均温度である。この式で $p_0 = 1013.25 \text{ mbar}$ としたときの気圧と高さの関係は前述の標準気圧についての値と近似的に一致する。高度計はアネロイド気圧計の一種で、圧力の代りに高さの目盛をつけたものである。

擬エネルギーギャップ [英 pseudo energy gap, 独 Pseudo-Energielücke, 仏 pseudo intervalle d'énergie, 露 псевдоэнергетическая щель] 非晶質半導体では、構造欠陥に基づく新しい電子軌道が生ずるために、伝導電子エネルギーバンドと価電子エネルギーバンドの間のエネルギーギャップが埋められてしまうことが、光吸収などの測定から知られている。しかし、これらのギャップ内の状態は強く局在した電子軌道であって移動度が小さいために、電気伝導率などの特性からは、エネルギーギャップが残っているように見える。このようなエネルギーバンドの部分、擬エネルギーギャップといい、ギャップ内の状態と移動度の大きいエネルギーバンドとの境を移動端とよぶ。擬エネルギーギャップや移動端の概念は N. F. Mott が提唱したものであるが、無秩序系・非晶質状態における電子軌道の局在化の現象として、アンダーソン局在の問題と密接な関連をもつ。

ギエバー Giaever, Ivar 1929.4.5— ア
アメリカの物理学者。ノルウェーのベルゲン生れ。ノルウェー工科大学の機械工学科を卒業後、カナダを経て 1956 年にアメリカに移住した。アメリカでは、ジェネラル・エレクトリック社(G.E.)の ABC 工科課程を修了後、1958 年から 1969 年ころまで同社の研究開発センターで、薄膜、トンネル効果および超伝導の分野の研究を行った。この間 1964 年にレンスリア工科大学から博士号を取得している。1965 年に超伝導におけるトンネル効果の研究によって、オリバー・E・バックレイ賞を受賞した。1969 年グッゲンハイム奨励金を得て、ケンブリッジ大学で 1 年間生物物理学を学び、1970 年より、G. E. 研究開発センターで固体表面のタンパク質分子のふるまいに関する研究に従事している。1973 年には、G. E. クーリー・フェローとなる。1973 年「固体内におけるトンネル現象に関する発見」とくに「半導体内および超伝導体内におけるトンネル現象に関する実験的発見」に対してノーベル物理学賞が授与された。この研究は、半導体あるいは超伝導体のエネルギー・ギャップなどをきわめて直接的に見るもので、新しいスペクトロスコピーの方法を固体物理学に導入したといつてよい。なお、この年には同様な研究で、江崎玲於奈, B. Josephson も同時に受賞した。1964 年にはアメリカ市民権をとり、同国に帰化している。

ギエバー・トンネル効果 [英 Giaever tunnelling, 仏 effet tunnel de Giaever, 露 туннельный эффект Джейвера] 十分に薄い絶縁層で隔てられた超伝導体と常伝導体、または 2 つの超伝導体間を、電子対状態から励起された状態にある電子が、トンネル効果により絶縁層を透過していくときに見られる効果をいい、1960 年、アメリカの I. Giaever によって発見されたものである。励起された電子は超伝導相互作用の影響を受けた準粒子状態にあるので、準粒子トンネル効果ともいう。BCS 理論によれば、準粒子の状態密度 N_s は

$$N_s(E) = N_n(0) \frac{E}{(E^2 - \Delta^2)^{1/2}}$$

である。ここで、 $E = (\epsilon^2 + \Delta^2)^{1/2}$ は準粒子エネルギー、 ϵ

はフェルミ・エネルギーを原点とした常伝導電子ガスの一電子エネルギー、 Δ はエネルギーギャップの大きさ、 $N_n(0)$ はフェルミ・エネルギーにおける常伝導状態の状態密度である。ギエバー・トンネル効果の特徴は、電圧 V をかけた時のトンネル電流 I と電圧 V との間の I - V 特性に準粒子状態密度が直接反映されることである。これは図解により理解できる。図 1a は左側(L)が超伝導体、右側(R)が常伝導体、図 1b は R, L ともに超伝導体の場合で

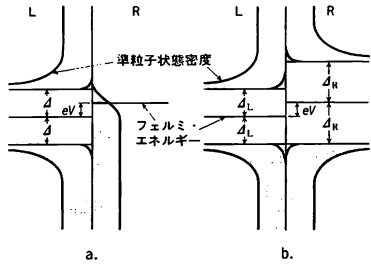


図 1

ある。超伝導状態における準粒子状態密度が $|E| < \Delta$ のとき虚数となることは、フェルミ・エネルギーを中心とした大きさ 2Δ のギャップ中に状態の存在しないことを表している。図の灰色部分は電子によって占有されている状態で、有限温度では若干の準粒子が励起されており、それに伴ってギャップより低い状態に空孔ができていく状況を表してある。電圧 V のかかっていない状態では両側の導体のフェルミ・エネルギーは一致していなければならないが、たとえば右側 R の導体に電圧 V がかかると、フェルミ・エネルギーの間に eV (e は電子の電荷) のエネルギー差が生ずる。R から L に移る割合は、エネルギー差と状態密度に比例するが、図 1a の場合、電圧が小さく、常伝導体のフェルミ準位がギャップの中にある間は、行く先の状態がないのでほとんど電流は流れないが、 $eV \geq \Delta$ になると、L 側の準粒子状態密度 N_s に比例した電流が急に増加し、図 2a のような I - V 特性が得られる。図 1b の場合

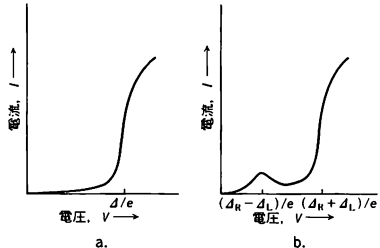


図 2

は、電圧の小さい間は、下側の R から L の空孔状態に流れる電流の方が、上側の L から R に流れる電流より状態密度の効果のため大きいので、差引き R から L に電流が流れ、 $eV = \Delta_R - \Delta_L$ まで図 2b のように電流は増加する。 $eV > \Delta_R - \Delta_L$ ではいったん電流は減少するが、 $eV \geq \Delta_R + \Delta_L$ になれば、急に電流は増加する。これらの I - V 特性から、エネルギーギャップの大きさを直接決めることができるばかりでなく、コンダクタンス dI/dV が直接準粒子密度に比例することを利用して、準粒子状態密度とそれに影響を及ぼす電子・フォノン相互作用が測定できるなど、超

伝導状態を調べるうの強力な実験手段を提供している。

記憶 [英 storage, 独 Speicherung, 仏 mémoireisation, 露 запоминание] 電子計算機において、データをあとで取出せるような方法で一時的または永久的に保存すること。記憶を実行する記憶装置には、通常なるべく迅速に所要のデータを書込んだり、読出したり、消去したりすることが要求される。また記憶は、電子計算機で取扱う信号形式(ビット列)として書き込み、読出しが行われるのが普通である。

電子計算機の顕著な特徴は、処理をする、または処理をされたデータだけでなく、処理の方法や手順を書したプログラムも記憶装置に記憶しておく、これを利用して処理を行うことにある。このことによって、電子計算機は非常に広範な応用面に対してよく適合することができるわけであり、電子計算機にとって、記憶は不可欠な、最も重要な機能である。

記憶効果 [英 memory effect, 独 Erinnerungseffekt, 仏 effet de mémoire, 露 запоминающий эффект] 古典力学や量子力学などミクロの力学だけでなく、流体力学や不可逆過程の熱力学などマクロの力学でも、運動方程式は決定論的である。つまり、将来の挙動は現在の状態により一意的に決まる。しかし、ミクロとマクロとのほごまでは、マクロの力学に過去の歴史が効くのである。これを記憶効果という。熱平衡近傍のプロセスでは、この記憶効果は次のように定式化されている。空間的に非一様な熱エネルギー(温度)や粒子濃度の拡散、ならびに電流や磁気モーメントの緩和では、着目する力学量 A の平均値 \bar{A} の時間変化は

$$\frac{d\bar{A}}{dt} = i\Omega\bar{A} - \gamma\bar{A} \quad (1)$$

のように書けることが多い(⇒緩和現象)。ここで Ω は角振動数、 γ は減衰定数である。これは積分すれば $\bar{A}(t) = \bar{A}(0) \exp[i(\Omega - \gamma)t]$ となり、指数型減衰である。しかし、式(1)の散逸項は、一般には

$$\frac{d\bar{A}}{dt} = i\Omega\bar{A} - \int_0^\infty M(s)\bar{A}(t-s)ds \quad (2)$$

の形でなければならない。ここで $M(s)$ は記憶関数とよばれるもので、 \bar{A} の過去の値が現在の変化率にどの程度効くかを表す関数である。過去が効かないときには、ディラックの δ 関数を使って、 $M(s) = 2\gamma\delta(s)$ となり、式(2)は式(1)に還元する。この記憶関数は揺動力 $f(t)$ の時間相関関数によって表せる(⇒揺動力)。その相関時間を τ_c としよう。実は、式(2)は $t \gg \tau_c$ の下に成り立つ。角振動数 ω のモードでは、 $\bar{A} \sim e^{i\omega t}$ とおけば、式(2)の散逸項は、式(1)の γ を

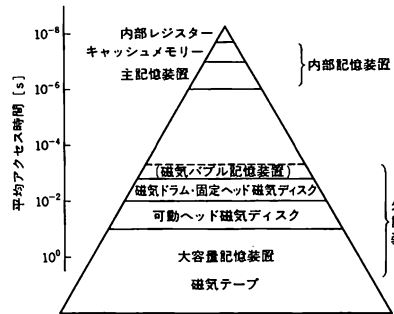
$$\Gamma(\omega) = \int_0^\infty M(s)e^{-i\omega s}ds \quad (3)$$

で置換えねばならないことを意味する。

記憶装置 [英 storage, 独 Speicher, 仏 mémoire, 露 запоминающее устройство] 電子計算機の基本構成要素の1つで、計算処理に必要なデータを記憶する装置。内部記憶装置と外部記憶装置に分れる。また記憶装置に記憶されたデータには、処理の手順を指示するプログラム、処理を行う対象となる入力データ、処理の中間結果、処理された結果のデータが含まれるほか、演算、制御回路の動作手順を記述したマイクロプログラムが含まれることもある。

一般に記憶装置にデータを書込み、または読出す速度が

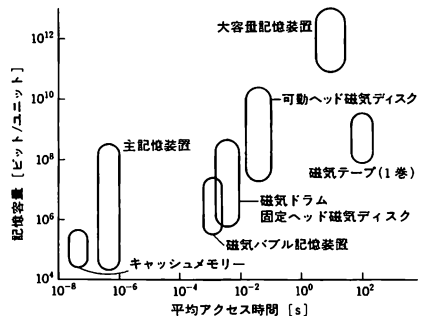
電子計算機システムの効率に重大な影響を及ぼすので、読み書き速度の向上が強く追求されている。しかし読み書き速度の速い記憶要素ほど、記憶単位当りの価格が高価な事実を反映し、小容量で高速度な記憶装置と、大容量で低速度な記憶装置を組合せて使う、いわゆる記憶の階層構成が広く実用に供されている。この記憶階層構成を概念的に図に示す。なお、特殊な用途として、使用中にはデータを新たに書き込むことができず、読出しだけを行うような要素(読出し専用メモリーROM)を用いた記憶装置を使うこともある。



記憶保護 [英 storage protection, 独 Schreibesperre, 仏 protection de mémoire, 露 защита памяти] 電子計算機の記憶装置において、記憶のある領域についての読出し、または書き込み、またはその両者を一定の規則に従って禁止すること。このような方法は、(1) プログラムのミスなどによって、重要なデータが破壊されるのを防止する、(2) 意図的に重要なデータを破壊し、または改竄しようとするのを防止する、(3) 重要なデータを盗み読みしたり、また TSS (タイムシェアリングシステム)などで他人のデータを無断借用するのを防止する、などの目的のために採用される。ハードウェアとソフトウェア両方の機能を使って記憶保護を設定するが、主記憶装置の場合、たとえば 2K バイト単位ごとにそれを設定できるようにすることが多い。

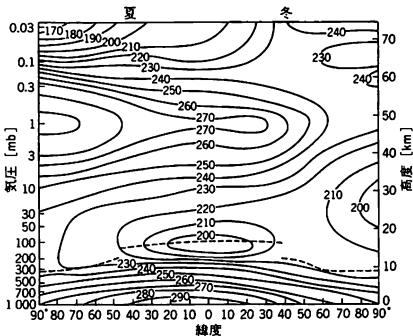
記憶密度 = 記録密度

記憶容量 [英 storage capacity, 独 Speicherkapazität, 仏 capacité de mémoire, 露 ёмкость запоминающего устройства] 電子計算機の記憶装置に蓄えうるデータの量。通常、ビット数、バイト数、文字数または語数で表す。記憶装置には読み書き速度の高速度性と、記憶容量の大容量化がともに望まれているが、現実にはこの両者は相反関係にある。



るため使用目的にそって各種の記憶装置が選択使用される。アクセス時間と記憶容量の関係を概念的に図に示す。

気温 [英 air temperature, 独 Lufttemperatur, 仏 température de l'air, 露 температура воздуха] 大気の温度。地球大気のように太陽からの放射に対してほぼ透明な大気の地上気温(通常、地上から1.5mの高さにおける気温)は、地表面の温度に近い。そこで、地上気温の概算値は、太陽から地表に入射する放射エネルギーと、地表面から熱放射によって宇宙空間に逃げる放射エネルギーが等しいという放射平衡の条件から見積ることができる。このようにして求めた地球大気(通常、地表面が完全黒体で熱伝導率が無限大と仮定した場合)253Kである。これに対し、観測された地上気温の平均値は288Kである。計算値との違いは大気の温室効果によると考えられている。図



は、等緯度線に沿って経度方向に平均した気温の高度-緯度分布を示している(図中の数値は気温[K]を表す)。大気は、等温層(高さによって気温が変化しない層)を境に下から対流圏、成層圏、中間圏などに分類される。対流圏の気温は、ほぼ $6.5\text{K}\cdot\text{km}^{-1}$ の割合で減少する(⇒気温減率)。この分布は、(1)大気中の水蒸気および二酸化炭素による放射収支、(2)地表面からの加熱による鉛直方向の対流混合、(3)降水雲による潜熱の解放、(4)大気大循環による水平方向の熱輸送、などの要因が総合されて決定される。地表から1~2kmの大気境界層内では、(2)の効果が大きく、気温の日変化が顕著であるが、それより上空では、日変化の振幅は 1°C 程度である。成層圏の気温が上空ほど高いのは、オゾン層における紫外線の吸収が原因である。対流圏の気温は、熱容量の大きな海洋の影響を受けるために、1年を通じて赤道付近で最高温度になる。これに対し、成層圏より上空の気温分布は、太陽放射量の季節変化の影響が大きい。大気上空に入射する太陽放射量の日平均値は、日照時間の長い夏半球の極で最大になる。このため、オゾンによる日射吸収の著しい高度50km付近では、夏半球の極域に最高温度が現れる。高度70km付近では、冬半球の極域に最高温度が現れるが、これは、成層圏の大気大循環の結果である。

気温減率 [英 lapse-rate of air temperature] 気温が高さとともに減少する割合。対流圏の気温減率はほぼ $6.5^\circ\text{C}\cdot\text{km}^{-1}$ であるが、それより上空では、等温層や気温減率が負になる領域(上空ほど気温が高くなる領域)が存在する。気温減率は、大気の静力学安定性(浮力の作用による鉛直方向の混合)を支配する重要な物理量である。気温減

率が乾燥断熱減率より大きい場合は不安定、湿潤断熱減率より小さい場合は安定である。気温減率が両者の中間にある場合には、水蒸気で飽和していない空気は安定であるが、飽和している空気は不安定なので、条件付不安定とよばれる。理論的には、気温減率が一定の大気モデルを多方大気という。代表的な例として、等温大気、等密度大気(気温減率; $34.1^\circ\text{C}\cdot\text{km}^{-1}$)、等温位大気(乾燥断熱減率をもつ大気)がある。

気化 = 蒸発

ギガ [英 giga, 独 Giga, 露 гига] 単位の名前に付ける接頭語のひとつで、 10^9 倍を意味する。1960年の国際度量衡総会の決議12によって、SI接頭語のひとつとして採用され、記号Gで表すことが協約された。たとえば電気抵抗のSI単位はオーム(単位記号は Ω)であるが、その 10^9 倍をギガオームとよび、記号G Ω で表す。この語は、巨人を意味するギリシア語 *gigas* から選ばれたといわれる。なお、英語圏ではこの語をジガまたはジャイガと発音することが多い。

機械語 [英 machine language, 独 Maschinensprache, 仏 langage machine, 露 машинный язык] 計算機が直接解読し、実行することができる言語。計算機には通常、演算レジスタや主記憶装置や制御装置があり、計算機が何かを実行するときは主記憶装置に入っている機械語のプログラムの命令を次々に制御装置に取出し、それを解読し実行する。機械語の命令には主記憶装置からデータを取り出してレジスタへのせる命令、演算レジスタで演算する命令、レジスタの内容(たとえば正か負か)によって分岐する命令、命令の取出し場所を変更する飛越し命令などがある。計算機が直接実行できるプログラムは機械語のプログラムだけである。機械語以外の言語のプログラムを実行するためには、そのプログラムを機械語のプログラムに翻訳してから実行するか、機械語で書かれたインタープリターでそのプログラムの解釈を実行することになる。機械語は計算機にはわかりやすいが人間には読みにくい。人間が機械語のプログラムを書きやすくするためにつくられた言語がアセンブラー言語である。

機械刻線回折格子 [英 mechanically ruled diffraction grating, 独 mechanisch geritztes Beugungsgitter, 露 механически штриховая дифракционная решётка] 機械的にダイヤモンドカッターで刻線する方式でつくられた回折格子。このほか、感光性樹脂に干涉縞を焼き付けてつくられるホログラフィック回折格子がある。今日では両種の回折格子とも製作され、その複製品がレプリカ回折格子の名称で市販されている。前世紀の末ごろ H. A. Rowland が製作した刻線機が今日の刻線機のプロトタイプになっている。Alなどの金属を蒸着したガラス面に刻線するが、溝間隔は非常に高い精度を必要とする。1950年ごろまでの機械刻線回折格子は溝間隔に周期的な誤差のあるものが多い。その結果、ローランド・ゴースト、ライマン・ゴーストなどの偽線がスペクトルに現れていた。

1950年ごろ G. R. Harrison は干涉計を使って格子間隔を制御しながら刻線する光波干涉制御方式の刻線機を開発した。この発明によって刻線機の性能は飛躍的に向上し、製作される回折格子のゴーストの強度も無視できるほど弱いものとなった。1972年ごろ原田達男は溝間隔を思うままに変化させながら刻線できる刻線機を製作し、収差補正凹面回折格子や特定波長に対し無収差の凹面回折格子の製

作に成功した。凹面に等間隔溝を刻線した凹面回折格子ではローランド円上にスリットを配置するとローランド円に沿ってスペクトルが結像するが、溝間隔を変化させて刻線するとローランド円に相当するものがいろいろな曲線となり、収差の低減が可能となる。機械刻線回折格子の溝型は正確に鋸歯状に製作されている。したがって特定の次数のスペクトルにエネルギーを集中させることができる(⇒ブレード回折格子)。

幾何異性 [英 geometrical isomerism, 独 geometrische Isomerie, 仏 isomérisie géométrique, 露 геометрическая изомерия] 立体異性の一。以前は有機化合物において、二重結合の両端の原子に結合している原子または原子団(図1のa, bなど)が空間的配置を異にすることによ

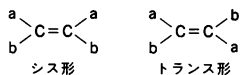


図1

って生じる異性をさした。この異性体を区別するために接頭語シス(cis-)、トランス(trans-)を用いる。たとえばエチレンの誘導体 $abC=Cab$ の図の2つの配置はそれぞれシス形、トランス形によって区別される。しかし $abC=Ccd$ の場合にはシス、トランスでは区別できないので、原子または原子団(a, b, ... など)に一定の規則に従った序列(カーン-インゴルト-プレローグ則)を設け、aとbおよびcとdのなかでより高位のものに着目し、それらが二重結合の同じ側に出てくるものをZ体(zusammenの略)、反対側に出てくるものをE体(entgegenの略)とよんで区別する。幾何異性は二重結合のまわりの立体配置だけでなく、脂環式化合物や金属錯体の配位にも現れる。シス・トランス、E・Zの関係はエチレン誘導体の場合に準ずる(図2)。幾何異性体を隔てるポテンシャルエネルギー障壁は一般に高く、異性体は室温で容易に分離できることが多い。

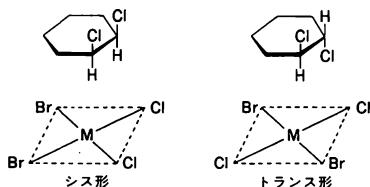


図2

機械的エネルギー = 力学的エネルギー

機械電気変換 [英 mechanoelectric conversion, 仏 conversion mécanoélectrique, 露 механоэлектрическое преобразование] 変位や力などの機械量(力学量)を電氣量に変換すること。この際、種々の電氣機械変換器が用いられる。変換器は大別すると、機械量を電氣量に変換できるが逆に電氣量を機械量に変換することはできないものと、どちらへも変換が可能なものがある。いま機械系について、変位を x 、速度を dx/dt 、質量を m 、力を F 、コンプライアンス(x/F)を C_m 、摩擦などの機械的抵抗を R_m 、機械的インピーダンスを Z 、という記号で表す。同様に電氣系について、電圧を V 、電流を I 、インダクタンスを L 、静電容量を C 、電氣抵抗を R 、 $1/R$ つまりコンダクタンスを G 、インピーダンスを Z 、電荷量を Q で表す。静電現象を利用した変換器の場合

$$x \leftrightarrow Q, \frac{dx}{dt} \leftrightarrow I, m \leftrightarrow L, F \leftrightarrow V, C_m \leftrightarrow C, R_m \leftrightarrow R, z \leftrightarrow Z$$

という対応関係が成立する。また電磁現象を利用した変換器の場合は

$$x \leftrightarrow \int V dt, \frac{dx}{dt} \leftrightarrow V, m \leftrightarrow C, F \leftrightarrow I, C_m \leftrightarrow L, R_m \leftrightarrow G, \int F dt (\text{力積}) \leftrightarrow Q$$

という対応関係が成り立つ。静電現象を利用した変換器の例としては、静電容量型あるいは圧電型のマイクロホンやピックアップなどがあげられる。また電磁現象を利用した変換器の例としては、可動コイル型ピックアップや差動変圧器や磁歪型変換器などがあげられる。

機械翻訳 [英 mechanical translation] 計算機を用いて文章を他国語へ翻訳すること。機械翻訳の研究は1960年以前から行われていたが、自然言語を対象とする場合、その文脈や意味を理解することなしには完全な翻訳は不可能であることが明らかになり、研究の主流は1965年ごろから構文解析や意味解析などの自然言語処理の基本問題に移った。しかし1970年代後半になって、自然言語処理の研究の進歩と計算機の能力の発達に支えられて、機械翻訳も現実性を増し、研究も再び盛んになりつつある。一方、最近、超LSIの技術によって電卓型の単語辞典が実現され、簡単な文章の翻訳が可能なものが商品化されている。

ギガオーム [英 *gigaohm*, 独 *Gigaohm*, 露 *гигаом*] 電氣抵抗の単位であるオーム(単位記号は Ω)の、倍量単位のひとつ。 $10^9 \Omega$ に等しい。記号は $G\Omega$ (⇒オーム)。

幾何学的共鳴 [英 *geometric resonance*, 仏 *résonance géométrique*, 露 *геометрический резонанс*] 正常金属中の伝導電子による音波吸収に対する磁場効果のひとつ。磁場中で電子の行うサイクロトロン運動の直径 $2r_c$ と音波の波長 λ のマッチングによって、音波吸収に極大の現れることを幾何学的共鳴とよぶ。音波のエネルギーはジュール熱として失われるから、音波に伴って金属中に生ずる電場を E 、伝導電子による電流を J とすると、吸収係数 α は JE に比例する。この場合、電子電流はイオン振動に伴って流れる電流をはば打消すように流れるので、 J は入射音波の振幅に比例する。オームの法則 $E=J/\sigma$ を代入すると、 $JE=J^2/\sigma$ であり、吸収係数 α は電氣伝導率 σ に反比例する。いま磁場は z 方向に向き、 y 方向に偏り、 x 方向に伝播する横波音波を考え、音波の波長 λ の整数倍 $n\lambda$ ($n=1, 2, 3, \dots$) が $2r_c$ に等しいとする。磁場に垂直な円軌道を電子が1周する間に、たとえば左側で加速されれば右側では減速され、電場に対する電子の応答、したがって σ は極小となる。音波の波数 $q=2\pi/\lambda$ を用いて幾何学的共鳴の条件を書けば

$$qr_c = n\pi \quad (n=1, 2, 3, \dots)$$

ということになる。もっと詳しい計算によると共鳴条件は $qr_c = 1.29\pi, 2.31\pi, 3.33\pi, 4.33\pi, \dots$

で与えられ、 r_c の測定値を公式 $2k = (2eB/\hbar)r_c$ に代入すると、磁場に垂直なフェルミ面の極大断面の直径 $2k$ を知ることができる。したがって、幾何学的共鳴は金属のフェルミ面の形状を決定する有力な手段のひとつである。なお、縦波音波でも幾何学的共鳴が観測される。

幾何学的断面積 [英 *geometrical cross section*, 独 *geometrischer Wirkungsquerschnitt*, 仏 *section efficace géo-*

métrique, 露 геометрическое сечение] 原子・分子・原子核などの衝突断面積についてその大きさの目安を与えるもの。原子・分子・原子核の平均的な半径を r_0 としたとき, πr_0^2 をその幾何学的断面積という。古典論によれば, 標的を半径 r_0 の剛体球とみなしたとき, それに比べて十分小さい粒子が衝突するときはその衝突断面積は πr_0^2 となり幾何学的断面積に等しい(同じ原子または分子どうしの衝突では断面積は $4\pi r_0^2$ となる)。実際の原子・分子衝突においては, それらの間の相互作用が特に遠距離型(クーロン力や双極子間の相互作用など)でない限り, 衝突断面積の大きさは幾何学的断面積の程度かそれ以下である。そこで各種の衝突過程(電離やある特定の状態の励起など)に対する断面積を, 幾何学的断面積にその過程の起る確率を掛けたものとして理解すると便利なが多い。電子衝突などでは波動力学的効果が大きく, 標的原子・分子の実効的な大きさは衝突エネルギーによって著しく変わることも多く, 幾何学的断面積という概念はあまり役に立たない。中性子の原子核による散乱で中性子のエネルギーが高く, しかも標的原子核に当たった中性子がすべて吸収されるときには, 原子核による回折の効果考えると衝突の全断面積はほぼ $2\pi r_0^2$ に等しくなる。

ギガカロリー [英仏 gigacalorie, 独 Gigakalorie, 露 гигакалория] 熱量の単位であるカロリー(単位記号は cal)の, 倍量単位のひとつ。 10^9 cal に等しい。記号は Gcal (⇒カロリー)。

規格化(波動関数の) [英 normalization, 独 Normalisierung, 仏 normalisation, 露 нормализация] 波動力学で波動関数の絶対値二乗を全空間(配位空間)で積分したものが1になるように, 適当な定数をかけておくこと。規格化, 正規化ともいう。1個の粒子の空間的な運動を記述する波動関数を $\psi(r, t)$ とすると, $dr = dx dy dz$ として

$$\iiint |\psi(r, t)|^2 dr = 1 \quad (1)$$

のようにしておけば, $|\psi(r, t)|^2 dr$ に「時刻 t に粒子の位置を測った場合, 点 r を含む微小領域 dr 内にその値を見いだす確率」という意味を与えることができる。極座標を使うときには $dr = r^2 dr \sin\theta d\theta d\phi$ とする必要がある。二乗可積分でない関数の場合には上のような規格化はできない。代表的な例は運動量の固有関数 $e^{ik \cdot r}$ (固有値 $\hbar k$) である。最も簡単なのは, 考えている系全体を大きな箱に入れたとして, その箱の内壁のところ(およびその外側)で $\psi = 0$ という境界条件をつける方法である。系の大きさに比べて箱が十分に大きければ, このことの影響は無視できると考えるのである。しかしこの場合には $e^{ik \cdot r}$ は使えなくなり, 散乱の問題の扱いなどでは不便なので, 箱を1辺の長さが L の立方体 ($L/2 \geq x, y, z \geq -L/2$) として周期的境界条件を課することが多い。そうすると k_x, k_y, k_z は $2\pi/L$ の $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 倍に限られることになるが, $e^{ik \cdot r}/\sqrt{V}$ は規格化された関数になる。以上を箱式規格化という。 k には連続的な値を許しておいて, $u_k(r) = e^{ik \cdot r}/\sqrt{8\pi^3}$ を

$$\iiint u_k^*(r) u_k(r) dr = \delta(k - k') \quad (2)$$

の意味で規格化された運動量固有関数とみなす方式もある。左辺の積分は全空間でとる。これを δ 関数式規格化という。フーリエ変換

$$\psi(r, t) = \frac{1}{\sqrt{8\pi^3}} \iiint f(k, t) e^{ik \cdot r} dk \quad (3)$$

を $u_k(r)$ による展開とみれば, 式(1)で規格化された ψ では

$$\iiint |f(k, t)|^2 dk = 1 \quad (4)$$

が成り立つ(パーセバルの等式)から, 「運動量を測ってその値を $\hbar k$ をふくむ微小範囲 d^3k 内に見いだす確率が $|f(k, t)|^2 dk$ に等しい」ということができる。散乱の問題を扱うときには, 粒子の流れに垂直な単位面積を毎秒何個の割合で粒子が通るかということを相対的に問題にするので, 単位面積を毎秒1個の割合で通るのに相当する $e^{ik \cdot r}/\sqrt{v}$ を入射粒子に対して用いることがある。 v は粒子の速さである。これを単位流式規格化という。規格化は, 多粒子系の場合にも $\int \dots |\psi(q, t)|^2 dq = 1$ なのように行われる。 $dq = dr_1 \dots dr_n$ である。またスピンなどについては, 固有状態に関する和を広義の積分と考えればよい。

規格化エミッタンス [英 normalized emittance, 仏 émittance normalisée, 露 нормированный эмиттанс] ⇒ エミッタンス

規格化構造因子 [英 normalized structure factor, 独 normalisierter Strukturfaktor, 仏 facteur de structure normalisée, 露 нормированный структурный фактор] 原子を大きな点に置換したときの結晶構造因子。 J. Karle と H. Hauptman によって最初に定義されたもので

$$E(h, k, l) = \frac{1}{\sqrt{p}} \sum_{j=1}^N v_j \exp\{2\pi i(hx_j + ky_j + lz_j)\}$$

$$v_j = \frac{f_j}{\left(\sum_{j=1}^N f_j^2\right)^{1/2}}$$

で表される。ここで f_j は温度因子を含めた原子構造因子, x_j, y_j, z_j は原子の座標, N は単位格子中の原子の数である。 p は一般には1であるが, 結晶の多少つ対称要素に応じて, 特別な指数値に対し他の整数をとることもある。これを簡単化して

$$E'(h, k, l) = \sum_{j=1}^N v_j \exp\{2\pi i(hx_j + ky_j + lz_j)\}$$

としたものを準規格化構造因子とよぶ。 $|E|^2$ はすべての指数について平均すると1になるように規格化されている。規格化構造因子 E はユニタリー構造因子 U によく似ているが, 現在の直接法による結晶構造決定の際はほとんど E が用いられ極めて重要な役割をする。また, E の関数の統計的な値は対称中心の有無によって異なるのでその判別に用いることもできる。主な値は表のようになる。

	対称中心の あるとき	対称中心の ないとき
$\langle E \rangle$	0.798	0.866
$\langle E ^2 \rangle$	1.0	1.0
$\langle E ^3 \rangle$	1.596	1.329
$\langle E ^2 - 1 \rangle$	0.968	0.736
$\langle (E ^2 - 1)^2 \rangle$	2.0	1.0

規格化積分 [英 normalization integral, 独 Normierungsintegral, 仏 intégrale de normalisation, 露 интеграл нормализации] ⇒ 規格直交性

規格直交性 [英 orthonormality, 独 Orthonormalität, 仏 orthonormalité, 露 ортонормированность] 抽象ベクトル空間 X において以下の4つの性質を満たすカラ一量 $\langle x_1, x_2 \rangle$ を内積という(内積の公理)。ただし, x_j ($j = 1, 2, \dots$) は X の元である。

$$(1) \quad \langle x_1, x_1 \rangle \geq 0 \quad \text{かつ} \quad x_1 = 0 \Leftrightarrow \langle x_1, x_1 \rangle = 0$$

$$(2) (x_1, x_2) = (x_2, x_1)$$

$$(3) (x_1 + x_2, x_3) = (x_1, x_3) + (x_2, x_3)$$

$$(4) (ax_1, x_2) = a(x_1, x_2) \quad (a \text{ は定数})$$

ただし, $\bar{}$ は複素共役をとることを意味する.

$(x_i, x_j) = 0 \ (i \neq j)$ を直交性, $(x_i, x_i) = 1$ を規格(正規)性, 両者をまとめた $(x_i, x_j) = \delta_{ij}$ を規格直交性(正規直交性)という. $\|x\| = \sqrt{(x, x)}$ を x のノルムという. 規格性とはノルムが 1 に等しいことである. 規格化されていない場合にはノルムで割ったものを改めて元とすればよい.

物理学で最もよく現れるのは X がある共通の性質をもった関数の集合 $\{\varphi_j(x)\}_{j=1}^{\infty}$ で, 内積が関数の定義域 (a, b) 上での積分

$$(\varphi_i, \varphi_j) = \int_a^b \overline{\varphi_i(x)} \varphi_j(x) dx$$

で定義される場合である. このとき, $\|\varphi_j\|^2 = (\varphi_j, \varphi_j)$ を規格化積分, 規格直交性を満たす関数の集合 $\{\varphi_j(x)\}_{j=1}^{\infty}$ を規格直交系(正規直交系)という. 任意の関数 $f(x)$ に対して

$$(f, \varphi_j) = 0 \quad (j = 1, 2, \dots)$$

$$\Leftrightarrow f(x) = 0 \quad (\text{ほとんどいたるところ})$$

が成り立つとき, 関数集合 $\{\varphi_j(x)\}_{j=1}^{\infty}$ は完全であるという. このとき

$$\|f\|^2 = \sum_j |(f, \varphi_j)|^2 \quad (\text{パーセバルの等式})$$

が成り立つ. このような関数集合を完全規格直交系という.

幾何光学 [英 geometrical optics, 独 geometrische Optik, 仏 optique géométrique, 露 геометрическая оптика] 光は振動数が特定の範囲内にある電磁波の一種であって波動性, 粒子性などの性質をもっている. しかしこれらの光の本性に立入ることなく, 光を幾何学的な光線の集まりと考え, 光線の媒質中での進み方を研究する光学の一部門を幾何光学という. 大きさを無視できる点光源から出た光を, 不透明なついでに開けた穴を通して取り出すと錐体状の光の管が得られる. 穴の径を小さくしていった極限として得られる幾何学的直線が光線である(図 1). 光線は

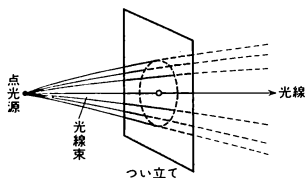


図 1 光線束と光線

一様な媒質中では直進し, 異なる 2 つの媒質の境界面では反射・屈折の法則に従って進行方向を変える. これらの経験事実を基礎として, あとは幾何学特解析幾何学的手段を用いて光線の進路を決定し, また像が生じる結像の現象を取扱う. 1 つの点光源から出発した光線の集合のことを光線束という. 任意の直線の集合は光線束とはいえず, 光線束の場合はその集合に属するすべての直線に直交する曲面が存在することが必要である. この直交曲面は波動光学的には波面つまり等位相面であって, 光線束が光学系によって任意回数の反射・屈折をした後にもそれに直交する波面が存在する. このことをマリュスの定理という.

光が真空中を伝播する速度 c と, ある媒質中を伝播する

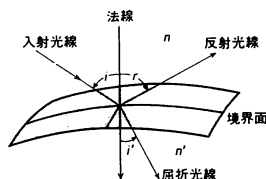


図 2 屈折・反射の法則

速度 v との比 $n=c/v$ を, その媒質の(絶対)屈折率という. 光線が進んだ幾何学的距離に媒質の屈折率を掛け たものを光路長または光学距離という. A から B まで光が実際に進む経路は, A と B を固定したまま途中を微小変化させてできるほかのあらゆる仮想的な経路と比べて光路長が極小値をとる. このことをフェルマーの原理という. この原理によって屈折・反射の法則や結像の条件を導くこともできる. 図 2 に示すように, 屈折率が n, n' の 2 つの媒質の境界面に光線が入射して反射・屈折する場合を考える. 入射光線が境界面に入射する点において境界面の法線となす角を入射角 i , 反射光線, 屈折光線が法線となす角をそれぞれ反射角 r , 屈折角 i' とする. 反射光線, 屈折光線は, 入射光線と法線とで決まる平面(入射面)上にあり, さらに $i=r$ (反射の法則), $n \sin i = n' \sin i'$ (屈折の法則)が成立する. 光学系とは, レンズ, 反射鏡のような光学素子を組合せて, 光の反射・屈折を利用し, 物体の像を生じさせるものの総称である. 点光源から発散する光線束は, 光源周囲の媒質が一様であるとき, 点光源を中心とする球面を直交曲面としてもつ同心光線束である. この光線束が, 光学系による反射・屈折を受けた後にも, 1 点で交わり同心光線束であれば, この結像は完全である. 近軸光線のみからなる光線束による結像はガウス結像といわれ, 完全である. 近軸光線でない一般の光線束の場合には, ガウス結像からの偏差すなわち収差を生じる. 光学系の収差がどのようなようにして生じ, これをどうしたら除くことができるかを調べることも幾何光学の大きな課題である. これは収差論といわれる分野で取扱われている. なるべく収差の少ない光学系を実際に設計することは, 幾何光学の重要な応用である. 光学系の収差を求めるには, 理論解析的な方法と光線追跡による数値的な方法とがある.

解析的方法によって収差を論じるのに便利な関数としてアイコナルが用いられる. 物, 像空間の屈折率 n_0, n がそれぞれ一定の場合について考える. このとき物空間の点 $P_0(x_0, y_0, z_0)$, 像空間の点 $P(x, y, z)$ を通る光線はそれぞれ直線となる. それらの光線の方角余弦にそれぞれの空間の屈折率を掛けた光学的方向余弦を $(p_0, q_0, r_0), (p, q, r)$ とする. アイコナルは, 変数として $(x_0, y_0, z_0), (x, y, z), (p_0, q_0, r_0 = \sqrt{n_0^2 - p_0^2 - q_0^2}), (p, q, r = \sqrt{n^2 - p^2 - q^2})$ のうちから 2 組を採用する(図 3). 角アイコナル $T(p_0, q_0; p, q)$, 点アイコナル $V(x_0, y_0, z_0; x, y, z)$, 混合アイコナル $W(p_0, q_0; x, y, z)$ または $W'(x_0, y_0, z_0; p, q)$ があ

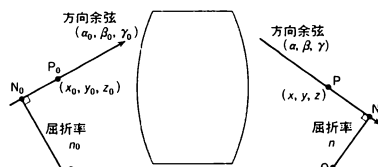


図 3

る。そのうち最もよく使用される角アイコナルの性質は、物、像空間の点 P_0, P を通る光線の直線部分にそれぞれの空間の座標原点 O_0, O から垂線を下し、それらの垂線の足 N_0, N 間の光線路を $[N_0 N]$ とすると

$$T(p_0, q_0; p, q) = [N_0 N]$$

である。角アイコナル T の満足する微分方程式は

$$\frac{\partial T}{\partial p_0} = x_0 - \frac{p_0}{r_0} z_0, \quad -\frac{\partial T}{\partial p} = x - \frac{p}{r} z$$

$$\frac{\partial T}{\partial q_0} = y_0 - \frac{q_0}{r_0} z_0, \quad -\frac{\partial T}{\partial q} = y - \frac{q}{r} z$$

である。 T が与えられたとき、これらの方程式は物、像空間の共役な光線の方程式を与える。実際の光学系に対して T の形を厳密に求めることは困難であるが、展開や近似によって必要な精度まで求めて、収差の議論をすることが行われている。

光線追跡による方法では、物空間の 1 点 $P_0(x_0, y_0, z_0)$ を通る光線の方角余弦 $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ が与えられたとき、一様な媒質中では直進し、異なる媒質の境界面では反射・屈折の法則に従って進行方向を変えるという光線の性質を使って、像空間における光線の方角 (α, β, γ) と光線が通過する点 $P(x, y, z)$ を求めるのが光線追跡法である。計算公式は省略するが、現在では電子計算機のプログラムに組込まれており、ズームレンズのような複雑な光学系に対しても多数の光線を追跡し、光学系の結像性能を数値的に求めることができる。

ギガサイクル [英 gigacycle, 独 Gigacykel, 露 гигацикл] 周波数の単位であるギガサイクル毎秒の略称。記号 Gc で表される。国際単位系(SI)のギガヘルツ(GHz)に等しい(⇒ギガサイクル毎秒, ギガヘルツ)。

ギガサイクル毎秒 [英 gigacycle per second, 独 Gigahertz, 仏 gigacycle par seconde] 周波数の単位であるサイクル毎秒(単位記号は c/s)の、倍量単位のひとつ。 10^9 c/s に等しい。記号は Gc/s。国際単位系(SI)では、ギガヘルツ(GHz)という(⇒サイクル毎秒, ヘルツ)。

希ガスエキシマーレーザー [英 rare gas excimer laser, 仏 laser à excimère de gaz rare, 露 эксимерный лазер на инертном газе] ⇒ エキシマーレーザー

希ガス元素 [英 rare gas, 独 Edelgas, 仏 gaz rare, 露 редкий газ] 周期表 0 族に属する元素 He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn の総称。Ar が大気中に 1% 弱含まれるほかはこれらの元素は大気中または地殻中にごく微量しか含まれないのでこの名称でよばれている。放射性鉍物中に含まれる場合もある。北アメリカで産する天然ガスのなかに最高 7% 程度までヘリウムが含まれていることがある。これらの原子は化学的に安定で、外殻電子が満たされた電子配置をもち、このため原子 1 個だけで安定に存在することができ、単体は気体でも結晶でも単原子分子から成り立っている。また、分子間に働く力も極めて弱く、液体の場合、分子量が同程度の液体に比べて沸点が極めて低い。特に希ガス元素のなかで原子量がいちばん小さい He の液体はすべての液体のなかで最も低い沸点をもち、極低温実験用冷却剤として欠くことのできない物質である(⇒液体ヘリウム)。希ガス元素の化合物としては、電離電圧が比較的低い Xe と電子親和力が大きいフッ素とから成る XeF_2 , XeF_4 などが知られており、また KrF_2 などの化合物もつくられている。また、Ar, Kr, Xe はヒドロキノンや水との間に包接化合物をつくることが知られているが、これら

はヒドロキノンや水の分子の網目のなかに Ar などが閉じ込められた構造をもっている。しかし、これらは例外であり、一般には希ガス元素はその化学的安定性のため、化合物はつくらない。このため不活性気体ともよばれる。

希ガスハロゲン(エキシマー)レーザー [英 rare gas halogen laser, 仏 laser à gaz rare halogène, 露 галогенный лазер на инертном газе] ⇒ エキシマーレーザー

ギガ電子ボルト [英 giga-electronvolt, 独 Giga-elektronvolt, 仏 gigaélectronvolt, 露 гигаэлектрон-вольт] 素粒子などのエネルギーの単位である電子ボルト(単位記号は eV)の、倍量単位のひとつ。 10^9 eV に等しい。記号は MeV。MeV を BeV と記すことは好ましくない(⇒電子ボルト)。

気化熱 = 蒸発熱

ギガパスカル [英仏 gigapascal, 独 Gigapascal, 露 гигапаскаль] 圧力、応力の単位であるパスカル(単位記号は Pa)の、倍量単位のひとつ。 10^9 Pa に等しい。記号は GPa(⇒パスカル)。

ギガバール [英仏 gigavar, 独 Gigavar, 露 гигавар] 無効電力の単位であるバール(単位記号は var)の、倍量単位のひとつ。 10^9 var に等しい。記号は Gvar(⇒バール)。

ギガヘルツ [英仏 gigahertz, 独 Gigahertz, 露 гигагерц] 周波数の単位であるヘルツ(単位記号は Hz)の、倍量単位のひとつ。 10^9 Hz に等しい。記号は GHz(⇒ヘルツ)。

ギガボルトアンペア [英 gigavoltampere, 独 Gigavoltampere, 仏 gigavoltampère, 露 гигавольтампер] 皮相電力の単位であるボルトアンペア(単位記号は VA)の、倍量単位のひとつ。 10^9 VA に等しい。記号は GVA(⇒ボルトアンペア)。

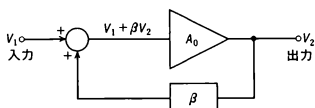
ギガラド [英仏 gigarad, 独 Gigarad, 露 гигарад] 電離放射線の吸収線量の単位であるラド(単位記号は rad または rd)の、倍量単位のひとつ。 10^9 ラドに等しい。記号は Grad または Grd。国際単位系(SI)では、 10^9 Gy (グレイ)すなわち 10 MGy (メガグレイ)(⇒ラド, グレイ)。

ギガワット [英仏 gigawatt, 独 Gigawatt, 露 гига-ватт] 工率、電力、放射束の単位であるワット(単位記号は W)の、倍量単位のひとつ。 10^9 W に等しい。記号は GW(⇒ワット)。

帰還 [英仏 feedback, 独 Rückkopplung, 露 обратная связь] 自動制御系や増幅器などにおいて、出力信号の一部を入力信号に重畳して再び入力に戻すことをいう(⇒正帰還, 負帰還)。

帰還インピーダンス [英 feedback impedance, 仏 impédance à réaction, 露 импеданс обратной связи] ⇒ 帰還増幅器

帰還増幅器 [英 feedback amplifier, 独 Rückkopplungsverstärker, 仏 amplificateur à réaction, 露 усилитель с обратной связью] 増幅器の出力の一部を入力信号に重畳して再び入力に戻すことを帰還という。このような帰還を行った増幅器を帰還増幅器という。帰還によって利得が増大する場合は正帰還といい利得が減少する場合は負帰還という。図に帰還増幅器の原理を示す。帰還がない場合の増幅器の利得を A_0 、入力に戻される出力の割合、つまり帰還率を β とすると、帰還により利得は $A = A_0 / (1 - \beta A_0)$ となる。 A_0 を開回路利得、 A を閉回路利得という。したがって $|1 - \beta A_0| > 1$, すなわち $\beta A_0 < 0$ であれば



負帰還, $|1 - \beta A_0| < 1$, すなわち $1 > \beta A_0 > 0$ であれば正帰還となる。発振器やシュミット・トリガー回路などは正帰還を積極的に利用したものである。また負帰還増幅器は広く用いられており, 負帰還により利得を減少した分だけ利得の安定化, 周波数特性の改善, 非直線ひずみの改善が行われる。負帰還増幅器において $|\beta A_0| \gg 1$ であると $A \approx 1/\beta$ となり, 利得は単に帰還率のみで決ってしまう。したがって帰還回路に周波数特性をもたせることにより, 選択増幅器や除波増幅器など所望の周波数特性の増幅器をつくることができる。一般に β, A_0 は周波数で変わる複素数である。もしある周波数で $\beta A_0 = 1$ になったとすると閉回路利得は無限大となり, 帰還増幅器はその周波数で定常的に発振する。角周波数 ω を $\omega = 0$ から $\omega = \infty$ まで変えたとき, 複素平面上で βA_0 が描く軌跡が点 $(1 + j0)$ をその内側に囲むとき帰還増幅器は不安定となり発振する。これをナイキストの安定条件という。

帰還率 [英 feedback ratio, 独 Rückkopplungsgrad, 仏 taux de réaction, 露 коэффициент обратной связи]

⇒ 帰還増幅器

奇奇核 [英 odd-odd nucleus, 独 Ungerade-ungerade-Kern, 仏 noyau impair-impair, 露 нечётно-нечётное ядро] ⇒ 偶偶核

奇偶核 [英 odd-even nucleus, 独 Ungerade-gerade-Kern, 仏 noyau impair-pair, 露 нечётно-чётное ядро] ⇒ 偶偶核

奇偶効果 [英 odd-even mass effect, 仏 effet de masse impair-pair, 露 нечётно-чётный эффект] 原子核を構成する陽子と中性子の数 (Z と N) が偶数か奇数かに依存して原子核の性質にずれが生じること。偶奇効果ともいう。重い原子核の結合エネルギー B は, Z と N の偶奇により

$$\delta B = \begin{cases} \Delta & (Z: \text{偶数}, N: \text{偶数}) \\ 0 & (A = Z + N: \text{奇数}) \\ -\Delta & (Z: \text{奇数}, N: \text{奇数}) \end{cases}$$

のように系統的に変化する。フェルミ・ガス模型においては, フェルミ・エネルギー付近の一粒子状態のエネルギー間隔が $2\epsilon_F/(3A)$ で与えられ, フェルミ・エネルギーを $\epsilon_F = 38 \text{ MeV}$ にとると, 核子数の偶奇に従って結合エネルギーがおおよそ $25/A [\text{MeV}]$ 程度変化することが期待される。しかしながら, 経験則的な質量公式から求めた値は $\Delta \approx 12/A^{1/2} [\text{MeV}]$ で, フェルミ・ガス模型で求めた値よりほぼ 1 けた近く大きい。このように大きな奇偶効果があるのは, 同種粒子の間には対相互作用が働き, そのため結合エネルギー 2Δ が生じるためである。軽い原子核では, 同種粒子間にこのような対エネルギーが存在するが, 陽子・中性子の間にも存在するため, 結合エネルギーには奇偶効果がきれいに現れない(⇒偶偶核)。

菊池図形 [英 Kikuchi pattern, 独 Kikuchi-Muster, 仏 figure de Kikuchi, 露 картина Кикучи] 電子線を結晶に当てたときに, 非弾性散乱された電子が同じ結晶によって回折されて生ずる回折図形で, 1927 年に菊池正士が雲母による透過電子回折の実験において発見したものである。菊池図形の強度は, 非弾性散乱のバックグラウンド,

白と黒の対になった菊池線, この一對の菊池線の間に広がる菊池バンドの強度の和とみなすことができる。菊池線は結晶の格子面に平行で, その白黒一對の間隔は, 格子面の面間隔と電子波の波長からブラッグの法則によって決まる値をもつ。菊池図形の強度分布は, 結晶格子に対する入射電子線の方向によって顕著に変化し, また結晶の厚さや電子のエネルギーによっても変化する。菊池図形は, 結晶の薄膜による透過回折像のほか, 結晶表面に電子を当てたときの反射回折像にも現れる。近年に至って, 結晶表面による低速電子回折の実験においても, 菊池図形が観察されるようになった。図 1 には, シリコン結晶薄膜の透過電子回折像(電子の加速電圧, 約 50 kV, $[11\bar{2}]$ 方位)を示す。多数の菊池線, 菊池バンド, および回折斑点が見える。また

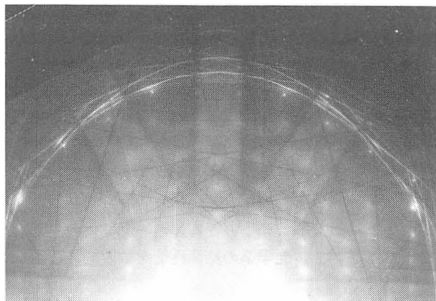


図 1 透過(原版とは白黒反転している) (中井靖男 提供)

図 2 は, シリコン結晶の清浄表面の反射電子回折像(電子の加速電圧, 約 20 kV, $[11\bar{2}]$ 方位)である。菊池線, 菊池バンド, 通常の回折斑点のほかには, 表面層の 7×7 構造による多数の回折斑点が見える。

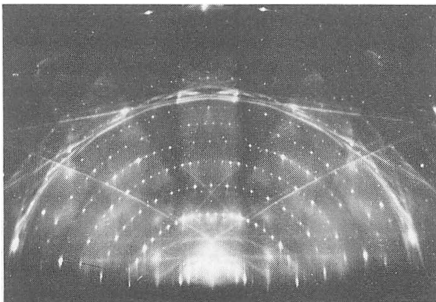


図 2 反射(原版とは白黒反転している) (中井靖男 提供)

菊池正士 Kikuchi, Seishi 1902. 8. 25 — 1974. 11. 12 日本の実験物理学者。東京に生れる。父は明治時代の高名な教育者菊池大麓である。菊池家は眞作詩家とともに多数の優秀な学者を生んだ家系としても知られている。1926 年に東京帝国大学物理学科を卒業して, 大学院に籍をおいた。1928 年 理化学研究所西川正治の研究室に研究生として入った。ここでアメリカの C. J. Davisson, イギリスの G. P. Thomson に続いて, 電子の波動性を実証する実験, すなわち「雲母の薄膜による電子線の回折実験」に成功した。1929—31 年ドイツに留学, 初めは M. Born, 次いで W. K. Heisenberg のところで量子力学の理論を学んだ。1931 年 陰極線回折の研究に対して服部報公賞, 1932 年

帝国学士院メンデンホール賞を受け、東京帝国大学から理学博士を受けた。1932年 大阪帝国大学理学部の創設に際して、物理学の教授として、コッククロフト型静電圧発生装置を完成し、原子核物理学の研究を始めた。1938年 サイクロトロン、1940年バン・デ・グラフ型静電圧発生装置を建設して、大阪帝国大学の菊池研究室は、東京の理化学研究所 仁科研究室に次いで日本における原子核物理学研究の中心となった。第二次世界大戦の開始とともに、1943年みずから先頭に立って海軍技師となり、研究室を率いて、レーダーなど高周波兵器の研究を行った。1951年 文化勲章を授与された。1955年 全国共同利用の大型研究設備をもつ原子核研究所を創設し、その所長となった。1957年には日本学士院会員に推された。また1959年に原子核研究所を去って、1964年まで日本原子力研究所の理事長を務めたほか、1966～70年には東京理科大学学長であった。【著書】「量子力学」, 1933; 「原子核及び元素の人工転換」, 1938。

菊池線 [英 Kikuchi line, 独 Kikuchi-Linie, 仏 ligne de Kikuchi, 露 линия Кикучи] 菊池図形に現れる白と黒の対になった直線で、結晶の格子面に平行に走る。一对の菊池線のうち、電子の入射点(入射電子線が写真フィルムに当たる点)に近い菊池線は白く、遠い菊池線は黒い。菊池線は、結晶によって非弾性散乱された電子が同じ結晶の格子面によってブラッグ反射されて生ずるものである。この場合、1つの格子面の表側でブラッグ反射される非弾性散乱波と、その裏側でブラッグ反射される非弾性散乱波が存在する。電子の入射方向と非弾性散乱された電子の進行方向との間の角度、散乱角が増大するに伴って、非弾性散乱波の強度は減少する。格子面で電子波がブラッグ反射されれば、透過波の強度はそれだけ減少する。格子面に表側から入る非弾性散乱波の反射波と、裏側から入る非弾性散乱波の透過波とは同一方向に進む。これら2つの波の干渉を無視して、2つの波の強度を加え合わせたものが、菊池線の強度を与える。このようにして、菊池正土は菊池線の白と黒の説明をした。応用面では、反射電子線回折(⇒電子線回折)を用い、菊池線が観察できるかどうかで、結晶表面あるいはエピタキシー成長をした結晶の完全さを評価することがある。

菊池バンド [英 Kikuchi band, 独 Kikuchi-Band, 仏 bande de Kikuchi, 露 полоса Кикучи] 格子面による低次のブラッグ反射による菊池図形においては、白と黒の一对の菊池線の間に広がる広い帯状の面積が黒くなる。これが菊池バンドである。高次のブラッグ反射による菊池バンドでは、一对の菊池線に接して、内側に黒、外側に白の狭い帯状の強度分布が現れる。結晶の厚さや電子のエネルギーの値によって、菊池バンドの強度分布の白と黒が逆転して現れることもある。結晶を回転して、電子の入射方向が結晶の格子面に平行になるようにすると、白と黒の一对の菊池線は消滅して、菊池バンドだけが残る。一般に、非弾性散乱された電子が格子面の表側(または裏側)から入って生ずる反射波と、裏側(または表側)から入って生ずる透過波とは、同一方向に進み、互いに干渉する。この干渉の効果を考慮すると菊池バンドの強度分布が説明できる。

危険なダイアグラム [英 dangerous diagram, 独 gefährliches Diagramm, 仏 diagramme dangereux, 露 опасная диаграмма] N. N. Bogoljubov により超伝導理論で導入された概念。電子・フォノン系のフレーリッヒ・ハ

ミルトニアン、または超伝導の BCS モデルハミルトニアンにおいて、クーバー対の効果を取り入れるためのボゴリューボフ変換

$$\begin{aligned}a_{k1} &= u_k a_{k1} - v_k a_{-k}^{\dagger} \\a_{-k} &= u_k a_{-k} + v_k a_{k1}^{\dagger} \\u_k^2 + v_k^2 &= 1\end{aligned}$$

を行うと(ただし、 $a_{k\sigma}, a_{-k\sigma}^{\dagger}$ は運動量 k , スピン σ (↑または↓)をもつ電子の消滅および生成演算子)、一般に、演算子 a_{k1}, a_{-k1} で表される準粒子の対発生を表す項が変換されたハミルトニアン中に現れる。この項を摂動論的に扱うと、それによる仮想遷移過程のエネルギー分母が、フェルミ面の近くで0となり、発散の困難が生ずる。この種の摂動過程を多体問題のダイアグラム表示で表したものが、危険なダイアグラムである。物理的に意味のある答を得る手段として、同様な発散に導く高次摂動の項を含めてこのような危険なダイアグラムの寄与が全体として0になるべきであるという条件(「危険なダイアグラムの相殺の原理」とよばれる)を課して、変換係数 u_k, v_k を決めることにより、BCS 理論と同等な結果が得られることを Bogoljubov は示している(⇒ボゴリューボフ変換)。

奇項 [英 odd term, 独 ungerader Term, 仏 terme impair, 露 нечётный терм] 原子や分子の電子状態を記述するハミルトニアンが電子座標の反転に対して不変であるとき、波動関数は電子座標の反転に対し不変であるか、符号のみ変えるかのいずれかである。前者の場合の電子項(電子状態)を偶項(偶電子状態)、後者の場合のそれを奇項(奇電子状態)という。(1) 原子の場合、一体近似(⇒ハートリー-フォック近似)で記述された各電子の方位量子数

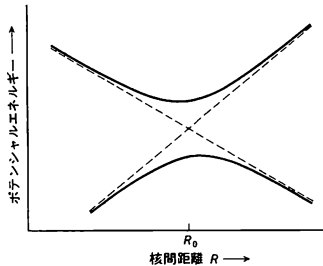
l_i (i は電子につけた番号)の合計すなわち $\sum_i l_i$ が奇数になるような1組の電子から成る電子項は奇項となり、項記号

の右肩に添字 o (odd (奇)の意味)をつけ、偶項($\sum_i l_i$ が偶数の電子項)と区別する(⇒電子配置)。ドイツ語の gerade (偶数), ungerade (奇数)を用い、項記号の右下に添字 g または u をつけて偶項、奇項を表すこともある。たとえば窒素原子の基底状態 $1s^2 2s^2 2p^3 {}^4S_{3/2}$ は $\sum_i l_i = 3$ であるから奇項となり、 ${}^4S_{3/2}$ または ${}^4S_{3/2u}$ と書かれ、酸素原子の基底状態 $1s^2 2s^2 2p^4 {}^3P_1$ は偶項であるから ${}^3P_{1g}$ または単に 3P_1 と書かれる。すなわちすべての原子のあらゆる電子項は偶項か奇項かのいずれかである。またこのパリティ(偶奇性)は一体近似の制約をはずしても成立する。(2) 分子の場合は、分子を構成する原子の配置が反転対称要素 σ をもつような点群に属するとき、すなわち点対称が存在する場合のみ、電子の波動関数が反転操作に対して不変になるか、符号を変える。前者には g を、後者には u を電子項の項記号の右下に添える。二原子分子では同種原子から成る場合(たとえば H_2, O_2, N_2 など)にのみ g, u の区別を生じ、 $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \sigma, \pi, \omega, \delta, u$ などと書かれる。多原子分子の場合にはこれらのほかに $A_g, B_g, E_g, A_u, B_u, E_u$ などがある。これらの電子状態を一電子近似で表すと、各電子の波動関数にも近似的に反転対称性があり、対称ならば $\sigma_g, \pi_g, \sigma_u, \pi_u, b_{2g}$ など、反対称ならば $\sigma_u, \pi_u, a_{1u}, b_{2u}$ などで記す。反対称電子を奇数個含む電子項は奇項となり、偶数個含むものは偶項となる。各電子および電子項のパリティ

は原子または分子内の結合形式(⇒ LS 結合, jj 結合,

フントの結合形式)にかかわらず不変である。したがってこのパリティに関する選択規則(双極子遷移では偶項は奇項とだけ結合する)は厳密に成り立つ。この選択規則は原子ではラポルテの規則といわれ、分子では $g \leftrightarrow u$, $g \leftrightarrow g$, $u \leftrightarrow u$ で表される(\Rightarrow ラポルテの規則)。

擬交差 [英 pseudo crossing, 仏 pseudo-croisement, 露 псевдопересечение] 二原子分子の断熱ポテンシャル曲線または分子軌道のエネルギー曲線(\Rightarrow 対応図)に見られる2曲線のある種の接近をいう。同じ対称性(同じ軌道角運動量の分子軸方向の成分, スピン, パリティ)をもつ2つの曲線は一電子系の場合を除いて交差しない(\Rightarrow ポテンシャル曲線の非交差則), 図のようにある核間距離 R_0



で接近し, また分離することがある。このような対称性の等しい断熱ポテンシャル曲線または分子軌道エネルギー曲線の接近を擬交差とよぶ。原子内電子の速度に比べて遅い相対速度での原子どうしまたは原子・イオン衝突においては, 衝突が緩慢であるので2つの原子は一時的に準分子を形成し, 原子内電子は準分子の分子軌道にあると考えられる。このような衝突における電子遷移, 電荷移行は準分子の電子状態間または分子軌道間の遷移によって起きるものと考えてよい。衝突において準分子の電子状態間または分子軌道間の遷移を起すものは非断熱項の非対角項であり, この項のなかで同じ対称性をもつ2つの状態を結びつける動径結合項は対応するポテンシャル曲線が擬交差する点の付近で非常に大きい値をもつ(\Rightarrow 準分子)。したがって実際の衝突では, 電子状態は断熱ポテンシャルに沿ってではなく, 図の点線に従って変化すると考える方が自然である(\Rightarrow 透熱ポテンシャル)。

擬構造不変量 [英 structure semi-invariant, 仏 structure à semi-invariant, 露 структурные семинварианты] \Rightarrow 構造不変量

記号論理学 [英 symbolic logic, 独 symbolische Logik, 仏 logique symbolique, 露 символическая логика] 記号論理学は形式論理学(formal logic), 数理論理学(mathematical logic)ともよばれる。これは具体的あるいは抽象的对象と, その関係を記述する性質や命題としてそれらの間の推論法則などを対象として, その記号法や性質を研究するもので, 数学と論理学の両者に属している。この学問の特徴は理論それ自身を対象としていることである。

G. Boole や A. de Morgan が真偽値を対象とした論理代数を考えたとにたいして, G. Frege は項(term)や論理式(formula)そして推論法則などの表現形式に着目して論理学を研究した。

このようにして論理学に, 自然数とか実数のような本来の対象に関する意味論(semantics)と, それを記述するための変数や論理式そして証明などの形式的対象に関する形

式論(syntax)の両者が登場した。これらの基本的関係は B. Russell, D. Hilbert, J. Herbrand, そして K. Gödel などによって深く研究され, 形式的表現とその計算法や計算可能性の研究の範囲は計算言語論, 集合論(set theory)や圏論(category theory)にも及んでいる。

記号論理に現れる概念には, まず定数(constant)と変数(variable)があり, 次に対象(object)と真偽値(truth value)などの型(type)がある。変数の概念の導入は近代数学の重要な特色といわれている。以下に通常用いられている記号の型とその名称の一部を記しておく。

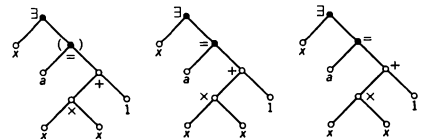
型	定数記号	変数記号
対象	0, 1, e, π , ϕ	a, b, c, ...
真偽値	T(真), F(偽)	
関数	$\sqrt{\quad}$, exp, +, \times	f, g, h, ...
述語	=, <, \in , \subset	P, Q, R, ...
論理記号	\vee (または), \rightarrow (ならば)	
束縛記号	\exists (存在), \forall (すべて)	

もちろん, 習慣として多くの記号や記法が用いられている。

でない(not) \neg , \sim , $\bar{\quad}$; そして(and) \wedge , &, \cdot
 ならば(implies) \rightarrow , \Rightarrow , \supset ; 存在(exist) \exists , (E), \vee
 すべて(any) \forall , (A), \wedge

対象や真偽値を表す形式的表現(formal expression)は帰納的(recursive)に定義される。たとえば, 対象を表す定数や変数に何回か関数記号を施したものを項(term)とよび, 項に述語記号を施したものを, さらにそれに論理記号や束縛記号を施したものを論理式(formula)とよぶ。たとえば $x \times x + 1$ は項であり, $\exists x(a = x \times x + 1)$ は論理式である。そして1つの論理式の中で, $\exists x$ や $\forall x$ のように束縛記号のすぐ後に現れる変数は束縛変数(bound variable), そうでない変数は自由変数(free variable)とよばれている。

項や論理式は一つの木構造(tree structure)に対応している。たとえば, 図に示した3つは同一の論理式を表現しているが, それぞれの正の向きに読んで, $\exists x(a = x \times x + 1)$, $\exists x(a = a \times x + 1)$, $\exists x(x \times x + 1 = 3) \Rightarrow \exists$ となる。2番目のものはポーランド記法, その次のものは逆ポーランド記法とよばれている。



束縛記号を含まない範囲の論理を, 命題論理(propositional logic), 対象に関する束縛記号のみ含むものを一階述語論理(first order predicate logic), 関数や述語に関する束縛記号をも含むものを高階述語論理(higher order predicate logic)とよんでいる。

一階の述語論理に関してはヒルベルトの体系など同値なものいろいろあるが, 中でも G. Gentzen による体系は美しい形式的性質を備えている。そこでは, 式(sequent)とよばれる

$$A_1, \dots, A_n \rightarrow B_1, \dots, B_m$$

のような形の論理式の列が基本的な対象となっており, この意味は「 A_1, \dots, A_n がすべて成立すれば B_1, \dots, B_m の中に成立するものがある」ということである。

公理としては, $A \rightarrow A$ の形の式と, 等号の公理

$$\rightarrow a=a, \quad a=b, A(a) \rightarrow A(b)$$

推論法則としては、式の形や三段論法(cut)

$$\frac{\Gamma \rightarrow A, \quad A, \Gamma \rightarrow D}{\Gamma \rightarrow D}$$

それに各論理記号に関する推論法則を用いた。古典述語論理(classical logic)や直観主義論理(intuitionistic logic)においては、上述の三段論法の消去定理(ゲンツェンの基本定理)が証明される。これは証明可能な式は、その結論に含まれる論理式とその一部分のみを用いて証明できるということである。なお、量子論理(quantum logic)や様相論理(modal logic)など多くの重要な論理体系がある。

器差 [英 instrumental error, 独 Instrumentenfehler, 仏 erreur instrumentale, 露 инструментальная ошибка] \Rightarrow 校正

基質 [英 substrate, 独 Substrat, 仏 substratum, 露 субстрат] \Rightarrow 酵素・基質複合体

擬似波 [英 pseudo-wave, 独 Pseudowelle, 仏 onde pseudo] 無衝突プラズマ中のある点(実際にはある平面上)で、電子流またはイオン流に一定の振動数で速度変調を加えると、これらの粒子は走行する間に、空間的に粗密になりパンチングを起す。このため、密度が時間および空間の両方に周期的に変動し、これに伴って変動電場が生じ、一見、プラズマ波動に類似の密度揺動が起きる。これを擬似波とよぶ。プラズマ波動が、粒子間のクーロン相互作用に基づく集団運動であるのに対して、擬似波は粒子間の相互作用とは無関係に、個々の粒子の運動を単に重ね合せてできる密度の周期的変動に基づくものであり、粒子の運動の初期条件を決定する速度変調の受け方によってその性質が決まる。変調が加えられた点から離れるに従って、パンチングは小さくなり、擬似波の振幅は減少する。

イオンに変調が加えられた場合をバリスティックモードとよび、電子に変調が加えられた場合をフリーストリーミングモードとよぶ。プラズマ波動である電子プラズマ波は電子プラズマ振動数以下の振動数で、またイオン音波はイオンプラズマ振動数以上の振動数で、遮断領域に入り、波動は伝播できなくなるが、上記の擬似波はこれらの振動数領域でも存在することができる。

擬似負荷 = ダミロード

擬似モード [英 film quasimode, 露 квазимода] \Rightarrow 光共振器

希釈熱 [英 heat of dilution, 独 Verdünnungswärme, 仏 chaleur de dilution, 露 теплота разбавления] 一定温度での希釈に伴い、溶液とその外界との間で交換される熱量。希釈とは溶液に純溶媒を加え濃度を下げることをいい、純溶質に溶媒を加える溶解と区別される。希釈熱は希釈による温度変化を測定することによって直接求めることもできるが、希釈の前後の濃度における溶解熱の差としても求められる。特にある濃度の無限大量の溶液に溶媒 1 mol を加えたときの希釈熱、あるいはその濃度の溶液で溶質の量を一定に保ち、微量の溶媒を加えたときに生じる熱を溶媒 1 mol 当りに換算した量を、溶媒に対する部分モル溶解熱あるいは微分溶解熱という。

記述統計 [英 descriptive statistics, 仏 statistique descriptive, 露 описательная статистика] 統計のデータ解析の第一段階、少数個の指標(要約統計量)の計算や図表的表示を通じて集められた数値データを要約するいわゆる「記述」の段階である(\Rightarrow 統計的方法)。ここでは、最も

基本的な 1 変量、および 2 変量データを要約するための手法について概説する。

ある目的のために収集された大きさ n の 1 変量データを x_1, x_2, \dots, x_n 、2 変量データを $(x_1, y_1), (x_2, y_2), \dots, (x_n, y_n)$ と書く。このような数値の集まりをバッチ(batch)とよぶ。数理統計学においては標本(サンプル)という言葉が用いられるが、データの背後に母集団が仮定できるとは限らないので、バッチという言葉を用いることにする。

(1) 図的表示法: 1 変量の場合、バッチの分布状態を示すために通常用いられる手法はヒストグラムである。これは、観測値の存在範囲をいくつかの階級に分け、それぞれの階級に属する観測値の数(度数とよぶ)に比例するように棒の長さを描いた棒グラフである。しかし、最近では、元の数値が復元でき、さらに後述する順序統計量の算出にも便利な幹葉表示(stem and leaf display)を用いることも多い。図 1 にその例を示す。

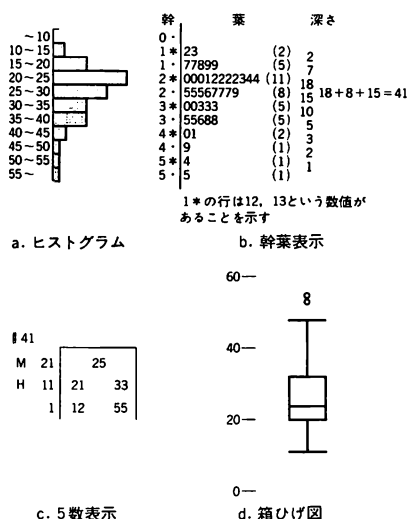


図 1 バッチの図的要約

幹葉表示では、データを「幹(stem)」と「葉(leaf)」という 2 つの部分に分けて、各幹に対応する行に、葉の部分の数値を大きさの順に並べて書く。括弧内は葉の数であり、その右の「深さ(depth)」の欄は、最大値あるいは最小値から累積した葉の数である。幹のとり方は、図 1 のように 5 きざみにとる方法のほか、10 (または 1) きざみ、2 きざみにとる方法がある。

いくつかのバッチの分布状態を比較するのに便利な図的表示が箱ひげ図(box and whisker plot あるいは schematic plot)である。図 2 に描き方を示すが、後述するヒンジとメディアンで箱の部分を描き、「内大」「内小」(adjacent values)のところまでひげを伸ばす。両ヒンジ間の間隔を k 倍したものを「きざみ(step)」とよび、ヒンジから 2 きざみ以上外れた値を「とびはなれ(far out)」, 1 きざみから 2 きざみ外れた値を「はなれ(out)」として印をつける。内大と内小は、ヒンジから 1 きざみ以内にあるうちで最大と最小の値である。 k は n に応じて変化させたほうが有効であるが、通常は 1.5 が用いられる。

仮説的な確率分布とバッチの分布を比較し、その適合度

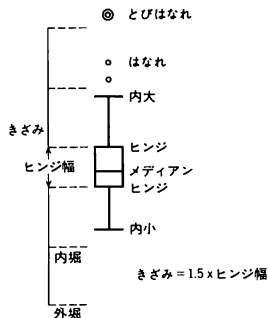


図2 箱ひげ図の描きかた

を判断するために描かれるグラフが確率プロット(probability plot)である。 x_1, x_2, \dots, x_n を大ききの順に並べ換えたものを $x_{(1)} \leq x_{(2)} \leq \dots \leq x_{(n)}$ と書く(これを順序統計量とよぶ)。仮説的な分布関数を F としたとき, n 個の点 $(z_i, x_{(i)})$

$$\begin{cases} z_i = F^{-1}(p_i) \\ p_i = (i - \alpha) / (n - 2\alpha + 1) \quad (0 \leq \alpha < 1) \end{cases}$$

を平面上にプロットするのが $Q-Q$ 確率プロット, $(p_i, F(x_{(i)}))$ をプロットするのが $P-P$ 確率プロットである。前者は分位点(quantile)どうしのプロット, 後者は確率どうしのプロットである。 α としては 0 や $1/2$ が用いられる。

もし, パッチの経験分布が F に十分近ければ, 点列はほぼ直線状に並ぶはずである。そして, 両者間になんらかのずれがあれば, そのずれの型をある程度視覚的に判断できる。図3に典型的な例を示そう。なお $Q-Q$ 確率プロットにおいては, 原点移動とスケール変換によって両者が十分近くなるときにも直線性が観察される。

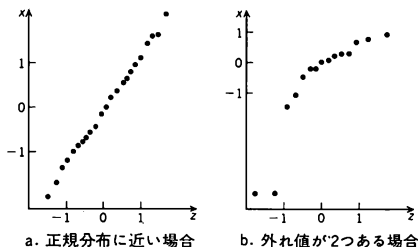


図3 正規プロットの例

F として正規分布を採用した $Q-Q$ 確率プロットを正規プロット, Γ 分布を採用したものを Γ プロットなどによぶ。市販の正規確率紙は正規プロットを描くためのグラフであるが, 正規確率紙では, ここで説明した方法とは逆に, x のほうを横軸にとっている。

2変量データは, (x, y) を平面上にプロットして得られる散布図に要約される。散布図を描く目的は, 特性値間の相関構造の検討, 関数関係の探索, 外れ値の検出などである。

(2) 要約統計量: パッチの分布状態を1つの数値としてまとめる要約統計量には, 位置の尺度(代表値), ばらつきの尺度, 形の尺度がある。

従来, 位置の尺度, ばらつきの尺度としては

$$\bar{x} = \sum_i x_i / n$$

$$s^2 = \sum_i (x_i - \bar{x})^2 / (n - 1)$$

で定義される算術平均 \bar{x} , (標本)標準偏差 s (あるいは標本分散 s^2) がそれぞれ用いられることが多かった。しかし, これらは少数個の外れ値によって大きく変動し, たとえば $x \rightarrow (x - \bar{x})/s$ という基準化を行うと, 外れ値を目立たなくしてしまうという欠点を有している。そこで, よりロバストな, あるいは外れ値に対して抵抗性のある要約統計量を用いることが提唱されている(\Rightarrow ロバスト手法)。位置の尺度としては, メディアン(中央値), 両端にある数個の値を切り捨てた後の平均値であるトリム平均が代表的である。上側と下側のヒンジを \bar{x}_H, \bar{x}_L , メディアンを \bar{x} としたとき $(\bar{x}_H + 2\bar{x} + \bar{x}_L)/4$ で与えられる3点平均(trimean)も時おり用いられる。

代表的な順序統計量の値を文字値(letter values)とよび, これらを分布の要約に用いることも提唱されている。提唱者 J. W. Tukey らの記法に従えば, メディアンは M , ヒンジ(hinge)ともいわれる4分位数は H , 8分位数は E , 以下 2^k 分位数 ($k=4, 5, \dots$) は D, C, B , 最大・最小値は1という文字(letter)で表示される。 M は深さが $(n+1)/2$ の値であり, H, E, D, \dots の深さは前の深さの整数部分に1を加えて2で割ることによって得られる。深さに0.5の端数が出れば隣接の2つの値が平均される。また, M と2つの H , 2つの1をまとめたものを, 5数表示(5 numbers summary)とよぶ(図1)。

ばらつきのロバストな尺度としては, トリム平均と同様にして計算されるトリム分散を用いることもあるが, 2つの H の差で与えられるヒンジ幅(H -spread) $\bar{x}_H - \bar{x}_L$ が代表的である。 n が大きく, かつパッチの分布が正規分布に近ければ $0.741(\bar{x}_H - \bar{x}_L) \approx s$ が成立する。

標本モーメント $\hat{\mu}_k = \sum_i (x_i - \bar{x})^k / n$ を用いて計算される(標本)歪度 $\sqrt{b_1} = \hat{\mu}_3 / \hat{\mu}_2^{3/2}$ や, (標本)尖度 $b_2 = \hat{\mu}_4 / \hat{\mu}_2^2$ は, それぞれ非対称性と分布の裾の重さの尺度であり, 代表的な形の尺度である。パッチの分布が正規分布に十分近ければ $\sqrt{b_1} \approx 0, b_2 \approx 3$ であり, これらは正規性の検定統計量としても有効である。

2つの特性 x と y の間の直線的な共変関係のことを相関とよぶ。この強さを測るための1つの尺度が(積率)相関係数であり $r = s_{xy} / s_x s_y$ で与えられる。ただし

$$s_{xy} = \sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}) / (n - 1)$$

は(標本)共分散であり, s_x と s_y は x, y それぞれの標準偏差である。これも外れ値の存在に対して敏感であり, また非線形な関連の強さを測る尺度とはならないので, x と y の順序の対応のみを利用して計算されるノンパラメトリックな相関係数を計算することも有用である。

基準座標 [英 normal coordinates, 独 Normalkoordinaten, 仏 coordonnées normales, 露 нормальные координаты] \Rightarrow 基準振動

基準振動 [英 normal vibration, 独 Normalschwingung, 仏 vibration normale, 露 нормальное колебание] 自由度が2以上である系の, 平衡状態からの変位を表す一般化座標を q_1, q_2, \dots, q_n とすると, 運動エネルギーは $T = (1/2) \sum_{i,j} a_{ij} \dot{q}_i \dot{q}_j$, ポテンシャルエネルギーは(平衡状態を基準にして) $V = (1/2) \sum_{i,j} \beta_{ij} q_i q_j + (q$ の三次以上の項)と表

せる。 V に q の一次の項がないのは $q_1 = q_2 = \dots = q_n = 0$ で $(\partial V / \partial q_i)_0 = 0$ が平衡条件だからである。系が振動系で $|q_i|$ があまり大きくならないとき(微小振動)を考えると q の三次以上の項は省略できるから、 T も V も二次形式になる。変換 $Q_i = \sum_j a_{ij} q_j$ によって新しい一般化座標 Q_1, Q_2, \dots, Q_n へ変換したときに、 T も V も標準形

$$T = \frac{1}{2} \sum_i \dot{Q}_i^2, \quad V = \frac{1}{2} \sum_i b_i Q_i^2 \quad (b_i > 0)$$

に交換される場合には、 $b_i = \nu_i^2$ と置くと、系は $\ddot{Q}_i = -\nu_i^2 Q_i$ に従って単振動する n 個の独立な調和振動子の集りと同等である。この Q_1, Q_2, \dots, Q_n を基準座標とよび、それらが表す単振動を基準振動(あるいは規準振動)、 $\nu_1/2\pi, \nu_2/2\pi, \dots, \nu_n/2\pi$ を基準振動数という。 Q_i は一般に q_1, q_2, \dots, q_n の一次結合であるから、その振動は特定の振幅比で q_1, q_2, \dots, q_n がそろって振動数 $\nu_i/2\pi$ の単振動を行う集団運動である。その振幅比が決める振動の様式に着目した場合に、基準振動を基準モードあるいはノーマルモードとよぶことがある。連続体の振動は波動方程式に境界条件を課して解けば得られるが、それは定常波の重ね合わせで表されるので、定常波が基準振動に対応する。連続体では基準振動の種類は無制限である。

分子振動では、 n 原子分子の自由度 $3n$ から並進運動と回転の自由度を除いた $3n-6$ (直線分子では $3n-5$) が振動の自由度で、基準振動の個数もこれと同数になる。分子に対称性がある場合、基準振動も対称性をもつので、それに従って基準振動を分類する。原子核の集団運動のうち、振幅が小さくて非調和・非線形の効果が小さい振動モードは、基準振動とみなすことができる。これらを微視的に記述する方法に、新タム-ダンコフ近似がある(⇒集団運動, 新タム-ダンコフ近似)。

規準熱起電力 [英 reference thermoelectromotive force, 独 Bezugsthermokräft, 仏 force thermoélectromotrice de référence, 露 нормальная термоэлектродвижущая сила] 熱電対の熱起電力の規準。JIS C(電気)1602(1981年)「熱電対」の中で、白金ロジウム(ロジウム 30%) - 白金ロジウム(ロジウム 6%), 白金ロジウム(ロジウム 13%) - 白金、など 7 種の熱電対に対して、基準接点を 0°C に保ったときの熱起電力が、 1°C おきに μV 単位に与えられ、補間式も示されている(⇒熱電対)。

基準モード [英 normal mode, 独 Normalmode, 仏 mode normale, 露 нормальный мод] ⇒ 基準振動

擬状態 [英 pseudostate, 仏 pseudo-état, 露 псевдосостояние] 原子衝突過程の中間状態として、便宜上想定する見せかけの内部状態のこと。原子または分子 A に電子を衝突させて、内部状態を i から f に変える過程を考える。つまり、電子衝撃(電子散乱)による量子状態の遷移である。電子と相互作用している間は、エネルギー保存則が成立たないので、A は無限個の固有量子状態 n の間を行き来している。その効果を全部取入れないで、厳密に正しい理論的扱いができない。だが、それは事実上不可能である。そこで、 i や f 自身をも含む有限個の中間状態だけを考える近似の緊密結合法がよく使われる。緊密結合法では多数の状態を無視したために具合の悪いことが起る。第一に、衝撃電子のエネルギーが比較的高いとき、無視した状態に最終的に移る確率が本当はあるのに、0 としていること。このため、確率保存則の影響で、緊密結合法で考

慮に入れた状態に移る確率を過大評価してしまう。第二に、遅い電子が近づくときに原子や分子の電荷分布がゆがむ(分極する)効果を正しく表せない。ゆがんだ電荷分布と電子との相互作用 V_p は広い意味での分極力で大変複雑な形になる。これを無視すると低エネルギー衝突では A の遷移確率が大幅に変わってしまう。ところが、このゆがみの効果は、多数の中間状態 n の総合な結果として出てくるもので、緊密結合法には普通少ししか入っていない。

数多くの固有量子状態を無視する代りに、1 つまたは 2, 3 個の仮想的な中間状態を使ってこれらの効果を有効に肩代りさせようとして考え出されたのが擬状態である。よく使われる擬状態に次のものがある。比較的速度にば静止している電子のために A のまわりのできる一様電場 E のなかで、A の始めの状態 Ψ_0 がゆがんで、 $\Psi_0 + E\Psi_1 + E^2\Psi_2 + \dots$ と展開できる状態になったとする。中間状態として Ψ_1 も緊密結合法に取り入れてやれば、つまり Ψ_1 を擬状態に選べば E が小さいとき、すなわち電子が遠方にあるときの原子(分子)の電荷分布のゆがみが正しく取入れられる。したがって V_p の漸近形が正しく考慮されることになる。しかも中間距離での V_p もわりあいよい近似で再現でき、近距離での近似ポテンシャルが自然な形で導入される。ただし、擬状態への遷移の確率そのものにはむろん、物理的意味はない。擬状態の方法は、イオンと原子との衝突でも使われている。そのほか、緊密結合法がおおまかには使えそうなどんな衝突系にも、擬状態の定義を多少修正するだけで、この方法は適用できる。

擬ラビディティ [英 pseudorapidity, 仏 pseudo-rapidity, 露 псевдобыстрота] ⇒ ラビディティ

起磁力 [英 magnetomotive force, 独 magnetomotorische Kraft, 仏 force magnétomotrice, 露 магнитодвижущая сила] 磁気回路において、閉回路(線素 ds)に沿って磁場 H を積分した量

$$V_m = \oint H \cdot ds$$

をこの回路に関する起磁力という。アンペールの回路定理により、これは、その閉曲線を貫く電流に等しい。単位は実質的には A (アンペア)であるが、コイル状に電流が流れている場合が多いため、コイルに流れる電流とコイルの巻数の積をとり A・T (アンペアターン)ということが多い。磁気回路では磁場 H 、磁束密度 B 、透磁率 μ をそれぞれ、磁気回路の電場、電流密度、電気伝導率と対応させ、 H の閉曲線に沿う積分を、電気回路における起電力に対応させる。磁束 Φ は、起磁力 V_m と、磁気抵抗

$$\oint \frac{ds}{\mu S} \quad (S \text{ は磁束が貫く面の断面積})$$

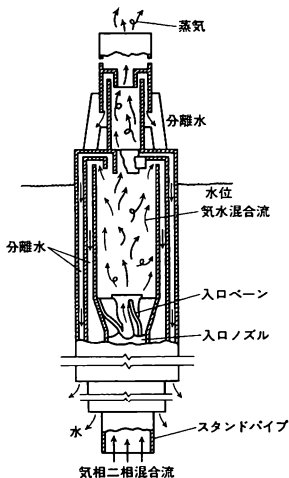
により

$$\Phi = V_m \left(\oint \frac{ds}{\mu S} \right)^{-1}$$

と与えられる。

気水分離器(原子炉の) [英 steam separator, 独 Dampfabscheider, 仏 séparateur à cyclone, 露 пароотделитель] 沸騰水型動力炉(BWR)では炉心で蒸気を発生し、加圧型動力炉では蒸気発生器で一次冷却材と二次冷却材の熱交換を通してその二次側に蒸気を発生する。いずれの場合も蒸気は大量の吹上げ水と混じりあっており、そのままではタービンに供給することができない。そこで蒸気と水を分離するため気水分離器が取り付けられている。原理

は、垂直軸方向に上昇してくる気水混合物を静止翼によって旋回流に変え、遠心分離作用で水を外側、蒸気を内側に分離し、蒸気だけを通すものである。BWRの気水分離器の動作原理を図に示す。沸騰水型炉の場合には上部プレナ



ムの上に気水分離器があり、さらに圧力容器最上部に蒸気乾燥器があり、乾燥した蒸気をタービンに供給するようになっている。加圧水型炉の場合には蒸気発生器の二次側上部に一次、二次の2つの気水分離器が取り付けられている。気水分離器の性能は気水分離効率で表されるが、この分離効率を理論的に求めることは難しく、実測により求めている。

擬スカラー [英 pseudoscalar, 独 Pseudoskalar, 仏 pseudoscalaire, 露 псевдоскаляр] 変換性のひとつ、四次元時空座標のローレンツ変換に対して、不変量をスカラーという。スカラー量は、狭義ローレンツ変換のみならず、空間反転、 $x_k \rightarrow -x_k$ ($k=1,2,3$)、 $t \rightarrow -t$ 、に対しても変わらない。これに対し、狭義ローレンツ変換に対しては不変だが、空間反転に対して符号を変える量を擬スカラーという。三次元空間では、回転に対して不変だが空間反転に対して符号を変える量を擬スカラーという。軸性ベクトルと極性ベクトルのスカラー積はその一例である。

擬スカラー中間子 [英 pseudoscalar meson, 独 pseudoskalare Meson, 仏 méson pseudoscalaire, 露 псевдоскалярный мезон] スピン0、バリティーが負の素粒子。中間子 π 、 η 、 K 、 \bar{K} がSU(3)群の八重項をつくり、一重項の η' との混合を考慮すると、全体で九重項をつくっていると考えるのが適当である。cクォークの発見に伴い、D(c \bar{u} , c \bar{d})、F(c \bar{s})、 η_c (c \bar{c})が擬スカラー中間子として観測されている。bクォークを含む擬スカラー中間子も観測されている。

キスリンガー-ソレンセン理論 [英 Kisslinger-Sorensen theory, 仏 théorie de Kisslinger-Sorensen, 露 теория Кислингера-Соренсена] 重い核の第一励起状態を球形のまわりの四極型の表面振動とみなして、振動パラメーターを構成粒子の数、核子の占有軌道、核子間相互作用との関連で微視的に決定しようとする理論で、超伝導理論を初めて原子核研究に導入したベリヤエフの理論にその原

型がある。

この理論の骨子は、核内核子の基本的相関を短距離と長距離にわけ、それぞれを核子間相互作用の型で前者を対相関力、後者を四極相関力として表す。まず核が球形であることに着目し、対相関力が強いとしてBCS-ボゴリューボフ理論に基づいて準粒子を導入する(⇒BCS理論、ボゴリューボフ変換)。次にそのまわりの四極相関を準粒子間相互作用としてとりあげ、個別粒子運動に対して集団運動が漸断的であるとして、球形からのずれの運動を摂動論で扱う。

この理論によって、実験値から決められた振動パラメーターの値が液滴模型に基づく値と著しく異なるという事実、すなわち、強い殻構造依存性があることが微視的に解明された。また、この理論はランダムフェイズ近似への発展の橋わたしにもなっていて、核構造の多体問題的研究の初期において極めて重要な役割を演じた。

キスリンガー・ポテンシャル [英 Kisslinger potential, 仏 potentiel de Kisslinger, 露 потенциал Кислингера] π 中間子の原子核による弾性散乱を記述するのに用いられる光学ポテンシャル。この光学ポテンシャル $V(r)$ は、 π 中間子と核内の核子との散乱振幅 t と、標的核の波動関数 $\phi(r)$ がわかれば、原理的に計算可能であるが、実際の計算では、 t の最低次をとる近似で得られる。すると、 $V(r)$ は t に $\phi(r)$ をたたみこんだ形になる。一般に、 t は入射エネルギー E と散乱角 θ の関数であるが、 t の θ 依存性が無視できる場合には

$$V(r) \propto t \cdot \rho(r)$$

ただし、 $\rho(r) \equiv |\phi(r)|^2$ であり、 $V(r)$ は原子核内の核子密度分布と同じ空間依存性をもつ。しかし、 π 中間子・核子散乱では、ごく低いエネルギーの散乱を除いて一般に(3, 3)共鳴による p 波散乱の寄与がきわめて重要になり、 t の θ 依存性を考慮しなければならない。そこで、この依存性を $t = a_0(E) + a_1(E)p_i \cdot p_f$ のように表す。ただし $a_0(E)$ 、 $a_1(E)$ は係数で、 p_i 、 p_f はそれぞれ入射、出射運動量である。このとき

$$V(r) = b_0(E)\rho(r) + b_1(E)\nabla \cdot (\rho(r)\nabla)$$

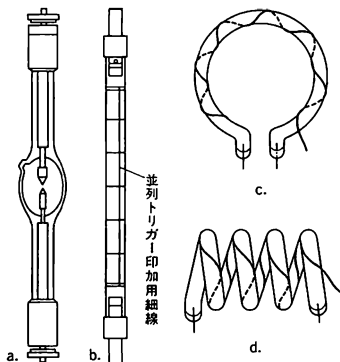
になる。ただし、 $b_0(E)$ 、 $b_1(E)$ は係数で、微分演算子 ∇ は、 π 中間子と原子核の相対運動の波動関数に演算する。L. S. Kisslingerが、1955年に、このような微分演算子を含む光学ポテンシャルを導入して、 π 中間子・原子核散乱がかなりよく説明できることを示した。この光学ポテンシャルをキスリンガー・ポテンシャルという。このポテンシャルは π 中間子原子の解析にも用いられる。

寄生強磁性 [英 parasitic ferromagnetism, 独 parasitischer Ferromagnetismus, 仏 faible ferromagnétisme, 露 паразитный ферромагнетизм] ⇒ 弱い強磁性

寄生振動 [英 parasitic oscillation, 独 Störschwingung, 仏 oscillation parasitaire, 露 паразитное колебание] 電子管やトランジスターなどで増幅回路や発振回路を構成した場合、配線や素子の引出線などの寄生容量や寄生インダクタンスによって思わぬ周波数で発振したり、リングングを生ずることがある。これを寄生振動という。

キセノンランプ [英 xenon lamp, 独 Xenonlampe, 仏 lampe à xénon, 露 ксеноновая лампа] 連続発光するキセノンアークランプと、瞬間発光するキセノンゼン光ランプとがある。キセノンロングアークランプは、長型の放電管で、ガス圧は 10^5 Pa以下、可視光のほか紫外線の発

光が強く製版焼付に用いられる。キセノンショートアークランプは、石英ガラス製小型耐圧管球にキセノンガスを充填し、封入金属電極の間にアーク放電させる放電灯(図 a)で、高圧のトリガー電圧を加えて放電をスタートさせる。放電開始直後からほぼ全出力で発光し、管内圧力は(2~3)×10⁵Pa になる。点光源で輝度が高く、その発光は自然屋光に近い連続スペクトル成分の豊富な分光特性をもつ。発光効率も 20~40lm・W⁻¹ と高い。色観察のための標準白色照明、投光器、ソーラーシミュレーター、集光加熱器などの光源として用いられる。管球は水平、垂直どちらでも点灯できるが、垂直に保持して点灯するときは、寸法の大きい陽極が上になるように保持する。



キセノンフラッシュランプは、石英管にキセノンガスを数千〜数万 Pa の圧力で封入し、コンデンサーに蓄えられた電荷を短時間に放電させて発光させるせん光ランプ。大はレーザーの光助起用から小は写真用フラッシュまであり、目的に応じて直管(図 b)、U 字、円環(図 c)、らせん(図 d)状のものが使われている。

偽線 = ゴースト

輝線スペクトル [英 emission line spectrum, 仏 spectre de ligne d'émission, 露 эмиссионный линейчатый спектр] ⇒ 線スペクトル

輝線星雲 [英 emission line nebula, 独 Emissionsnebel, 仏 nébuleuse en émission, 露 эмиссионная туманность] ⇒ H II 領域

気相 [英 gas phase, 独 Gasphase, 仏 phase gazeuse, 露 газовая фаза] 物質の気体状態のことを、それを物質のとりうるひとつの相としてとらえたとき、気相とよぶ。気相において分子は乱雑な運動をしており、物質の性質は等方的である。非等方的な固相とは対称性が異なり質的な差があるが、液相との差は密度が小さいという量的なものである。状態図において気相と液相の共存線は臨界点でとぎれている。したがって、気相から液相への状態変化は、臨界温度より低温では液化という不連続な相変化になるが、臨界温度より高温では連続的になる。

擬双極子相互作用 [英 pseudo-dipole interaction, 独 Pseudo-Dipol-Wechselwirkung, 仏 pseudo-interaction dipôle, 露 псевдо-дипольное взаимодействие] 結晶中の 2 つの原子磁気モーメントの間に働く異方的な相互作用のうち、2 つの磁気モーメントの入れかえに対して不変で、電子間のクーロン相互作用とスピン・軌道相互作用に由来するものをい。対称的異方性交換相互作用ともよばれる

(⇒異方性交換相互作用)。2 つの磁気モーメントを μ_1, μ_2 とすれば、対称テンソル Γ_{12} (主軸: x, y, z , 主値: Γ_{12}^x など)を用いて

$$\mu_1 \cdot \Gamma_{12} \cdot \mu_2 = \sum_{\alpha=x,y,z} \Gamma_{12}^{\alpha} \mu_{1\alpha} \mu_{2\alpha} \quad \left(\text{ただし } \sum_{\alpha} \Gamma_{12}^{\alpha} = 0 \right)$$

と表される。この相相互作用は絶縁体では作用距離が短く、指数関数的に減衰する。磁気異方性の起源として重要である。

気相成長 [英 vapour phase growth, 独 Wachsen aus der Dampfphase, 仏 croissance dans la phase de vapeur, 露 рост паровозной фазы] ⇒ 結晶成長

気相線 [英 gaseous line, 仏 ligne gazeuse, 露 линия газовой фазы] ⇒ 固相線

基礎吸収 [英 fundamental absorption, 独 Grundgitterabsorption, 仏 absorption fondamentale, 露 собственное поглощение] 固体が光を吸収するとき、あるエネルギー状態の電子が光子を吸収し、それよりエネルギーの高い、空いている状態へと遷移する。特に、半導体や絶縁体では、電子が価電子帯から伝導帯に移る際、大きな光吸収が起る。これを基礎吸収という。

規則化 [英 ordering, 独 Ordnung, 仏 ordre, 露 упорядочение] ⇒ 秩序・無秩序転移

規則合金 [英 ordered alloy, 独 geordnete Legierung, 仏 alliage ordonné, 露 упорядоченный сплав] 合金固溶体相は、成分金属原子が一般に結晶格子点に不規則に分布している。これに対して、成分金属原子がそれぞれ決った格子点に規則正しく配列し規則格子を形成している合金を規則合金とよぶ。規則合金には、ある温度以上で不規則な原子配列をもつ固溶体に相変態(規則不規則変態=秩序無秩序転移)する合金と、融点まで規則正しい配列が保たれる金属間化合物とが含まれる。前者の例としては、Cu₃Au や FeCo などがあり、後者としては Ni₃Al や FeTi などがある。成分金属の原子比は、1:1, 1:2, 1:3, 1:4 など定比組成を中心とするが、比較的広い不定比組成範囲をもち、原子配列の規則性にも幅があるものも多い。また金属結晶中の格子間位置に侵入した軽原子(H, C, N, O)が規則正しく配列した合金は、侵入型規則合金(あるいは侵入型化合物)とよばれる。Fe₄N や PdH_{1-x} などがその例である。

規則格子 [英 ordered lattice, 独 geordnetes Gitter, 仏 réseau ordonné, 露 упорядоченная решётка] ⇒ 規則合金

規則度 [英 degree of order, 独 Ordnungsgrad, 仏 degré d'ordre, 露 степень упорядоченности] = 秩序変数

規則・不規則構造 [英 ordered and disordered structure, 独 geordnete und ungeordnete Struktur, 仏 structure à ordre et désordre, 露 структура порядка-беспорядка] 物質が条件の違いにより規則的な、あるいは不規則的な構造を示すこと。無機化合物の多くは、各成分原子が特定の結晶格子点を占めた規則構造をもっている。しかし、以下の例に示すように成分原子の配列が不規則構造をもつものもある。超イオン伝導化合物 α -AgI で、I⁻イオンは、体心立方構造をつくり、Ag⁺イオンはその格子間位置にランダムに分布した不規則構造(ばらまき構造)である。 α -AgI の高い電気伝導率は、Ag⁺のランダムな配置による。しかし、146°C 以下ではワルツ鉱(ZnO)型の規

則構造をもつ β -AgI に相変態を起す。このような規則構造、不規則構造間の相変態を規則・不規則変態あるいはより一般的に秩序・無秩序転移という(\Rightarrow 秩序・無秩序転移)。また、金属水素化物で $\text{PdH}_{1.2}$ などは、低温度では H の規則配列をもつが高温度では H がランダムに配列した不規則構造となる。成分原子位置が空格子点になっている不定比化合物(Fe_{1-x}S など)においては、空格子点の配列に関して規則・不規則構造がある。さらに、 Cu_3Au や Fe_3Al など多くの置換型合金においては、成分原子の格子点上への配列について規則・不規則構造が知られている。また、磁性体における磁気モーメントの規則配列と不規則配列は、それぞれ、強磁性あるいは反強磁性状態と常磁性状態に対応し、磁気的な規則・不規則構造である。誘電体結晶では、双極子の規則配列は強誘電性を引起す。このような、規則・不規則構造における原子、磁気モーメントおよび双極子の配列の規則性は、長範囲規則度と短範囲規則度で表される。

規則・不規則変態 [英 order-disorder transformation, 独 Ordnungs-Unordnungs-Umwandlung, 仏 transformation ordre-désordre, 露 переход порядок-беспорядок] = 秩序・無秩序転移

擬塑性流動 [英 pseudo-plastic flow, 独 pseudo-plastischer Fluß, 露 псевдопластическое течение] 非ニュートン流動の一種で、ずり応力とずり速度の比、すなわち見かけの粘性率がずり速度が増加するにつれて減少する流れを擬塑性流動とよび、このようにふるまう流体を擬塑性流体とよぶ。はじめ流れにくく、ずり応力を増すとしだいに流れやすくなるのがその特徴である。ずり応力が非常に小さいとき、ずり速度も非常に小さく、実際に流動しているかどうか検出にくい。そのため、この状況では全く流動の起らない塑性体とよく似ているのでこのようによばれる(\Rightarrow ダイラタント流動, 非ニュートン流動)。

気体 [英 gas, 独 Gas, 仏 gaz, 露 газ] 巨視的な物質は気体、液体、固体のいずれかの状態で存在するが、気体の特徴は形が容器によって自由に変わるばかりでなく、容器に閉じ込めておかないと体積がいくらでも膨張してしまうことである。膨張しようとする圧力は、気体の体積が小さいほど、また温度が高いほど、高くなる。気体のこのような性質は、気体を構成する分子または原子の運動エネルギーが非常に大きく、互いに及ぼしあう引力をふり切ってほとんど自由に飛びまわるために現れるものである。通常の気体のほかに、たとえば金属中で電流の運び手となる電子も同様の意味で気体を形成しているとみなすことができる。この場合には、原子核が電子に及ぼす電気的な引力によって、電子気体の膨張がくい止められているのである。

気体温度計 [英 gas thermometer, 独 Gasthermometer, 仏 thermomètre à gaz, 露 газовый термометр] 熱力学温度を測定するために用いられる温度計のひとつ。原理的には、理想気体の状態方程式 $pV=nRT$ を用いる。 p, V, n, R, T はそれぞれ、圧力、体積、モル数、気体定数、温度である。実在の気体で実現するためには理想気体に外挿するためのいくつかの補正が必要となる。気体温度計が熱力学温度測定に使用されるのは、これらの補正が比較的精度よく行える点にある。体積、圧力、モル数のいずれを主に測定するかによって次の3つの方法で実現されている。なお、作用気体としては、古くは、水素が使用され

たが最近ではヘリウムが使用されている。

(1) 定容気体温度計：一定体積中に一定のモル数の作用気体を封じ込め、その圧力測定により温度を求める方法を用いる。体積、モル数を高い精度で求めることが困難であるため、一般には、体積一定、モル数一定の状態での温度を変化させ、圧力比から温度比を求めることが行われている。この方法では、1つの温度を水の三重点(\Rightarrow 温度定点)に選ぶことにより、理想気体に補外する補正を行うと熱力学温度が求められる。

(2) 定圧気体温度計：一定モル数の作用気体を一定圧力下に置き、そのときの体積を求める方法であり、(1)と同様の理由により、温度を変化させた時の体積比から温度比を求める方法が使われている。体積は液体(主として水銀)の量を変化させることにより測定される。現在ではほとんど使用されていない。

(3) 等温気体温度計：一定体積、一定温度、一定モル数の作用ガスの物質量を測定する方法で、主として、ビリアル係数を精密に求める場合に用いられる。モル数の測定精度が悪いため、温度計としては、ヘリウムを使用して、3K から 30K の範囲のみで使用されている。

気体シンチレーター [英 gas scintillator, 独 Gass-zintillator, 仏 scintillateur gazeuse, 露 газообразный сцинтиллятор] \Rightarrow シンチレーター

期待値 [英 expectation value, 独 Erwartungswert, 仏 espérance mathématique, 露 математическое ожидание]

[1] 量子力学では、対象とする力学系の状態を、許される最大限まで規定できたとすると、それは1個の波動関数 $\Psi(q, t)$ または状態ベクトル $|\Psi\rangle$ で表される純粋状態になるが、そのような場合でも、任意の物理量 F を一定時刻 t に測った結果が一般には確定しない。 F を測って確定値が得られるような状態は、 F を表すエルミート演算子(同じ文字 F で示す)の固有関数(固有ベクトル)になっているときに限られる。それを $|x_1\rangle, |x_2\rangle, \dots$ とし、固有値を f_1, f_2, \dots とする。

$$F|x_i\rangle = f_i|x_i\rangle \quad (1)$$

$|x_i\rangle$ をすべて規格化し、互いに直交するようにしておくと、 $\{|x_i\rangle\}$ は完全正規直交系をつくるので、任意の状態を

$$|\Psi\rangle = \sum_j c_j(t) |x_j\rangle \quad (2)$$

のように表すことができる。このとき、 $|\Psi\rangle$ で表される系で物理量 F を測ったとき、測定値 f_i が得られる確率は、 $|\Psi\rangle$ が $\langle\Psi|\Psi\rangle = 1$ のように規格化されているとすると、 $|c_i(t)|^2$ で与えられる。式(1)と正規直交性 $\langle x_i|x_j\rangle = \delta_{ij}$ を用いると

$$\langle\Psi|F|\Psi\rangle = \sum_j |c_j(t)|^2 f_j, \quad \sum_j |c_j(t)|^2 = 1 \quad (3)$$

が成り立つ。すなわち、 $|\Psi\rangle$ という状態にある系で物理量 F を測ったときの期待値が

$$\langle F \rangle = \langle\Psi|F|\Psi\rangle \quad \text{または} \quad \langle F \rangle = \int \Psi^*(q, t) F \Psi(q, t) dq$$

で与えられることになる。以上は F の固有値が離散的(とびとび)の場合であるが、連続固有値の場合も \sum_j を適当な積分に直すなどの処置で同様に扱うことができる。

[2] 確率で用いる期待値(\Rightarrow 確率論)。

気体定数 [英 gas constant, 独 Gaskonstante, 仏 constante de gaz, 露 газовая постоянная] 圧力 p , 比体積 (単位質量当りの体積) v の理想気体はボイル-シャルルの法則, $pv = \alpha T$ に従う。ここで T は絶対温度, α は定数である。気体の分子量を M とすれば, モル体積 $Mv = V_m$ は, 同じ温度, 同じ圧力のとき, 気体の種類によらず同じである。したがって $\alpha M = R$ は, 気体の種類によらない普遍定数となる。 R を気体定数またはモル気体定数という。気体定数をアボガドロ定数 N_A で割ったものがボルツマン定数 k で, $R = N_A k$ の関係がある。1986 年の基礎定数の調整結果による R の値は $R = 8.314510(70) \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ である。ここで () 内の数字は最後の 2 けたの標準偏差である。圧力の単位として Pa でなく, 標準大気圧 (atm) を用いる場合は $R = 82.0578(7) \text{ cm}^3 \cdot \text{atm} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ となる。

気体電離 [英 gas ionization, 仏 Gasionisation, 独 ionisation gazeuse, 露 ионизация газа] 気体分子が光電離や衝突電離などによってイオン化すること (⇨電離)。上層大気では宇宙線や太陽から放出された高エネルギー粒子によって電離が起り, 電離層が形成される。より地表近くでは, 急激な上昇気流に伴う電荷の分離によって強い電場が発生し, それによって気体分子の電離が起り雷放電に発展する。

電場で加速された電子の関与する気体電離は気体放電にとって本質的な役割を果たしている (⇨放電)。放電によらない気体電離の例としては, 放射線や X 線, 紫外線による光電離, 衝撃波管で見られる熱電離, アルカリ金属あるいはアルカリ土類金属蒸気の表面電離などがある。放射線による気体電離は, ライデン瓶の歴史的な実験以来, 放射線や高速荷電粒子の検出・定量に広く用いられている。電離箱, 比例計数管, ガイガー-ミュラー・カウンタ, 放電箱などはその例である。

気体による電子線回折 [英 electron diffraction by gas, 独 Elektronbeugung an Gasen, 仏 diffraction électronique par gaz, 露 электронная дифракция газом] 電子の波動性の最も簡単な応用のひとつである。1930 年にドイツで H. Mark と R. Wierl によって始められ, 現在まで多くの気体分子の原子的構造を決定する有力な方法として用いられてきた。通常の実験では, 数 kPa の気体をノズルから高真空中に吹出し, それに約 40 keV (波長 λ にして約 6 pm) の電子ビームを当てる。回折像は回折セクター (⇨セクター法) を通して写真乾板に数秒～数分の露出で記録するか, または直接に散乱電子を計数測定する。

上記の実験条件では, 分子間での多重散乱は無視できる。この回折強度は各分子からの回折強度を単に重ね合わせたものになる。電子ビームの方向に対する分子の配向は無秩序であるから, 回折強度はあらゆる配向を等しい重みで平均したものになりハローとなる。それを I とすると, $I = I_a + I_m + I_{inel}$ と書ける。散乱角を θ , $s = (4\pi/\lambda) \sin(\theta/2)$ とすると, I_a は分子を構成する各原子による回折強度の総和, I_{inel} は非弾性散乱強度の総和を表し, いずれも s の滑らかな関数で, 十分な精度で理論計算できる。 I_m は 2 個の原子 i, j から散乱された電子の干渉項の総和を表し, $|s| r_i - r_j|$ に比例する周期で振動する項の重ね合せとなる。したがってこの I_m を解析することにより, 核間距離 $|r_i - r_j|$ とその分子振動によるゆらぎについての情報を引出すことができる。上記の配向平均のために, 分子内の核配置についての立体的情報 $r_i - r_j$ が一次元の情報 $|r_i - r_j|$

になってしまうので, 複雑な分子の構造を解析するには分光学の情報 (特に回転定数) を取り入れる必要がある。以上の解析では, 一般には化学結合の影響を無視して各原子を球対称とみなしてよい。しかし簡単な分子では s の小さい領域に化学結合の影響が認められる。これを解析して結合電子の分布について知見を得る研究もなされている。

気体の流れ (パイプ中の) [英 flow of gas, 独 Gasfluß, 仏 écoulement de gaz, 露 поток газа] 広い意味での気体の流れは, 流体力学の問題として扱われる。長いパイプなどを通る気体の流れは現象も簡単で, しかも工学や技術の分野で, 気体を輸送する手段として重要な問題である。特に真空技術では, パイプを通る気体の流れは最も基本的な問題のひとつであり, 真空技術におけるいくつかの概念と密接な関係をもっている。半径 a の円形断面のパイプを通じての気体の流れを考える。圧力が十分に高い場合には, 気体の流速は粘性係数 η とパイプに沿った圧力勾配 dp/dz (p は圧力, z はパイプの長さ方向の座標) によって決る。 dp/dz が小さい範囲では流れは層流をなし, 流速をパイプの断面積について積分して得られる気体の流量 (単位時間に任意の断面を通過する気体の体積と圧力の積) Q は

$$Q = \frac{\pi}{8\eta} a^4 p \frac{dp}{dz} \quad (1)$$

で与えられる (⇨ポアズイユの法則)。パイプを通る平均流速 u は, $u = Q/(\pi a^2 p)$ で与えられる。このような流れを粘性流という。ここで圧力勾配 dp/dz を増すとそれに比例して Q , したがって u も増すが, レイノルズ数 $R (= \rho u a / \eta)$ (ρ は気体の密度) が一定値を超えると流れのようすは一変し, いわゆる乱流となる。乱流の領域では式 (1) のように Q と dp/dz の比例関係は成り立たない。一方, 粘性流の状態を保ちながら圧力を下げていくと, 気体分子の平均自由行程 λ がしだいに長くなり, パイプ内面における気体のすべり現象 (⇨すべりの係数) が目立つようになり, さらに圧力を下げると, 気体は完全に分子条件を満たすようになる。このときの流れを分子流という。分子流では, 流量 Q は

$$Q = \frac{2\pi}{3} a^3 \bar{v} \frac{dp}{dz} \quad (2)$$

で与えられる。ただし \bar{v} は気体分子の熱運動の平均速度である。また気体分子がパイプ内壁で反射するときの角度分布は, 余弦法則に従うものと仮定する。結果からわかるように, 分子流領域では気体の流量は圧力勾配に比例するのみで圧力そのものには無関係である。また, パイプ径の三乗に比例する点も特徴的である。流れが粘性流から分子流に移行する圧力範囲での流れでは, 流量 Q は式 (1) で式 (2) でも表すことができない。このときの流れを中間流あるいは中間領域の流れという。中間流における流量と dp/dz との関係は, 解析的に求めることは困難であるが, いくつかの近似式が提案されている。つぎに示すのは M. Knudsen によるものであり, dp/dz のかわりにパイプの入口, 出口の圧力 p_2, p_1 およびパイプの長さ l を用い, $(p_2 - p_1)/l$ によって Q が与えられる。

$$Q = \left[\frac{\pi}{8\eta} a^4 p + \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi RT}{M}} a^3 \frac{1 + 2\sqrt{\frac{M}{RT}} \frac{a}{\eta} p}}{1 + 2.48 \sqrt{\frac{M}{RT}} \frac{a}{\eta} p}} \right] \frac{p_2 - p_1}{l} \quad (3)$$

ただし M, T, R はそれぞれ気体分子の分子量, 絶対温

度、気体定数である。また p は $(p_2 + p_1)/2$ である。

気体廃棄物 [英 gaseous wastes, 独 gasförmiger Abfall, 仏 déchets gazeux, 露 газообразные отходы] 原子炉および核燃料サイクル施設から放出される気体状廃棄物を総称しているが、原子力分野では放射性の気体状廃棄物をさすことが多い。この種の廃棄物はそのまま放出すれば原子力施設の敷地周辺住民に直接的影響を及ぼすことがあるので、反応、吸収、吸着および炉過などの化学操作によって処理し、環境への放出を ALARA の原則 (as low as reasonably achievable, 合理的に実用可能な限り低く) によって抑えるよう努力されている。

原子炉における気体廃棄物は、冷却材などの放射化物質 (たとえば ^{41}Ar)、核分裂生成物 (^{131}I , ^{133}Xe などの汚染によるものが主であり、比較的短寿命の核種が多いので核燃料施設に比べてそれほど重要ではない。核燃料施設では再処理工場が主であり、気体状の核分裂生成物 (^{85}Kr , ^3H , ^{14}C など) およびエアロゾル (核物質および核分裂生成物の液体状、固体状ゾル) が気体廃棄物である。

現在の再処理工場では、 ^{85}Kr およびエアロゾルの捕集が行われているが、そのほかについては ALARA に沿って、捕集技術の開発が進められている。そのほかでは製錬におけるラドン (^{222}Rn) は、製錬残渣 (ミルテーリング) の処理処分法および処分地によっては重要である。混合酸化物などの燃料加工工場ではプルトニウムなどの核燃料エアロゾルの処理に注意が必要である。原子力施設では、放射性廃棄物のほかに、 HF , NO_x , SO_2 , CO_2 などの一般気体廃棄物も発生するが、これらは化学工場と同様に処理されるので、放出量は少なく放射性廃棄物に比べてそれほど重要視されていない。立地条件によって F^- (フッ化物イオン) には若干の注意が必要とされる。

気体反応の法則 [英 law of gaseous reaction, 独 Gesetz der Gasreaktion, 仏 loi de réaction gazeuse, 露 закон объёмных отношений] 数種類の気体が関与する反応において、同温同圧の下で割られたそれらの気体の体積の間に簡単な整数比の関係が成り立つことを述べた法則。たとえば水素と酸素が反応して水蒸気を生成する反応で、反応に関与する水素、酸素、水蒸気の体積比は 2 : 1 : 2 となる。1805 年 J. L. Gay-Lussac によって実験的に見いだされ、定比の法則、倍数比例の法則とともに、近代化学の定量化の基礎となった法則で、A. Avogadro による分子概念の糸口となった。

気体分子運動論 [英 kinetic theory of gases, 独 kinetische Gastheorie, 仏 théorie cinétique de gaz, 露 кинетическая теория газов] 気体が分子の集りであることを基礎にして分子の運動を考察し、気体の熱力学的性質や輸送現象を理解しようとする理論。分子運動論ともいう。一般の統計力学の出発点ともなったものである。19 世紀の中ごろから、A. Krönig, R. Clausius, J. C. Maxwell, L. Boltzmann らによって発展させられ、さらに H. Lorentz, D. Hilbert, S. Chapman, D. Enskog らによって、今世紀の初めごろ、古典的な完成へと導かれた。

初期の気体分子運動論の成果の 1 つは、理想気体の状態方程式を分子論的に理解しえたことである。質量 m の同種の分子 N 個からなる気体が体積 V の容器に入っている場合を考える。気体分子運動論の立場では、分子が容器の壁に衝突してはね返されるときに壁に与える衝撃の平均が気体の圧力 p である。分子と壁の衝突は完全弾性的であ

ると仮定し、さらに、分子は全部同じ速さ c でいろいろな方向にでたために運動しているものと仮定すると、 $pV = Nm\bar{c}^2/3$ が導かれる。気体分子のもつ運動エネルギー K は、 $K = Nm\bar{c}^2/2$ であるから、この結果は $pV = (2/3)K$ とも書かれる。これらの結果と理想気体の状態方程式 $pV = NkT$ (k はボルツマン定数、 T は絶対温度) とを比較すると、 $m\bar{c}^2/2 = (3/2)kT$ となり、温度は 1 個の分子のもつ運動エネルギーに比例するものであることがわかる。また、いまの場合、 K は気体の内部エネルギー U に等しいと考えられるから、 $U = (3/2)NkT$ となる。気体の輸送現象を扱うには、分子間の衝突を考えねばならない。1 つの分子が相次ぐ衝突の間に進む距離の平均値 (平均自由行程) を l 、単位体積中の分子数を $n = N/V$ とすると、気体の粘性率 η と熱伝導率 λ は、それぞれ

$$\eta = \frac{1}{3} n c l m, \quad \lambda = \frac{1}{3} n c l c_v$$

と表される。ここで、 c_v は気体の 1 分子当りの定積比熱である。この結果によると、気体の粘性率と熱伝導率の間には、 $\eta c_v / \lambda m = 1$ という関係が成り立つことになる。実際の気体に対する測定では、この比は 1 にはならないが、単原子分子の気体の場合には、この比はかなり一定値に近いことが知られている。

以上は、気体分子運動論の最も簡単な扱い方であるが、実際には、気体中の分子の速さは一様ではなく、分子の速度はマクスウェル速度分布則に従って分布している。それを考慮すると、理想気体の状態方程式の導出では、 \bar{c}^2 はすべてその平均値 $\langle \bar{c}^2 \rangle$ で置換えねばならない。粘性率と熱伝導率の式にある c は $\langle c \rangle = (8kT/\pi m)^{1/2}$ で置換えられる。また、分子が直径 d の剛体球とみなせる場合には、平均自由行程は $l = (\pi n d^2 \sqrt{2})^{-1}$ で与えられる。もっと精密な気体分子運動論では、分子間に剛体球以外の一般的な相互作用を仮定し、分子の速度と位置の分布を与える一体分布関数が使われる。この分布関数の時間的変化はボルツマン方程式によって決定されるので、一体分布関数が平衡状態からわずかにずれているときに、この方程式を解いてそのずれを求め、それを使って気体の粘性、熱伝導などの輸送係数を計算する。これらの計算値を実験値と比較することにより、分子間の相互作用についての知識を得ることもできる。現在では、平衡状態の統計力学的な理論はすでに確立されているので、気体の状態方程式を導くのに気体分子運動論を使うことはない。

古典的な気体分子運動論で用いられるボルツマン方程式は、分子間の衝突について 2 分子間の衝突だけしか考慮していないので、気体の密度が大きくなって 3 個以上の分子が同時に衝突することが頻繁に起きようになると、成り立たなくなる。また、ボルツマン方程式では、分子の衝突を古典力学 (ニュートン力学) で扱っているため、温度が低くなると量子効果が無視できなくなると、その補正を考えねばならない。気体分子運動論に多体衝突の効果を取り入れることは Enskog (1922 年) により始められ、量子効果のほうについては E. A. Uehling と G. E. Uhlenbeck (1933 年) に始まり、両方とも現在に至るまで研究が続けられている。しかし、厳密に言えばこの 2 つの効果は分離できるものではないから、気体分子運動論の完全な理論には両方の効果が同時に含まれていなければならない。この場合には、気体分子運動論は非平衡統計力学そのものとなる。もともと気体分子運動論は統計力学の出発点であったのであ

るが、現在では統計力学の最終目標の1つであるといことが出来る。

気体放電 [英 gas discharge, 独 Gasentladung, 仏 décharge gazeuse, 露 газовый разряд] ⇒ 放電

気体力学 [英 gas dynamics, 独 Gasdynamik, 仏 dynamique des gaz, 露 газовая динамика] 流体力学のなかでも、特に気体を対象として扱う分野。空気力学も気体力学の一分野であるといえるが、やや異なったニュアンスをもつこともある。気体と液体の最も大きな性質の違いは、前者が膨張したり収縮したりしやすい(圧縮性をもつ)という点にある。そこで、気体力学は縮む流体の力学(圧縮性流体力学)であるともいえる。流れにおいて、流体の圧縮性が問題になるのは、主に音速に近いような高速の流れにおいてであり、したがって気体力学は、高速航空機やロケットに関する研究と並行して発達した。また、気体が圧縮されると熱発生が伴うから、これに関連した研究も気体力学のなかでは重要である。

気体レーザー [英 gas laser, 独 Gaslaser, 仏 laser à gaz, 露 газовый лазер] 気体を能動媒質とするレーザー。レーザー遷移のエネルギー準位の所属によって、中性原子レーザー、イオンレーザー、分子レーザーなどに区別され、また、気体の種類によりヘリウム・ネオンレーザー、アルゴンレーザー、炭酸ガスレーザーなどとよばれる。気体レーザーの特徴は、(1)発振波長域が100nm付近から約2mmまで、紫外・可視・赤外域にわたって広いこと、(2)発振線の数が多い(多く、40以上の元素、数十の分子で、合計数千本以上になること)、(3)連続波できれいな発振をするものが多く、干渉性(単色性、指向性)がよくにすぐれていること、(4)一般に出力は小さいが、例外的に、炭酸ガスレーザーおよび酸化炭素レーザーはエネルギー効率が高く、高出力のものもある、などである。主として放電励起で発振させるが、電子ビーム励起または電子ビーム制御の放電励起、光励起、化学反応による励起(化学レーザー)、熱励起、あるいは原子核による励起などの手法もある。

擬弾性 [英 anelasticity, 独 Anelastizität, 仏 anélasticité, 露 квазиупругость] 準静的な応力の変化に対して弾性的な挙動をする固体であっても、応力の動的な変化に対してはひずみが遅れて追隨する様相が顕著な場合があり、生じるひずみが応力のみならず時間に依存する性質を、擬弾性という。たとえば、一定荷重を加えるとひずみが時間の経過とともに増加して平衡値に収束する現象、一定ひずみを与えて保持すると応力がしだいに減少して平衡値に達する現象、正弦波状の応力を与えると位相のおくれた正弦波状のひずみを生じて応力-ひずみ曲線はヒステリシスループを描く現象などとなって現れる。ひずみとその平衡値に達するには、熱エネルギー、原子や格子欠陥などの移動を要し、これに時間が必要となるなどが原因となっている。なお狭義には、応力 σ とひずみ ϵ 、およびそれらの時間微分 $d\sigma/dt$ と $d\epsilon/dt$ の間に

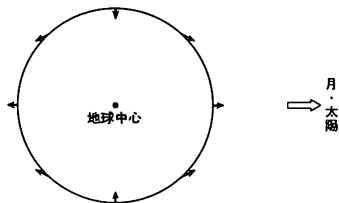
$$a_1\sigma + a_2 \frac{d\sigma}{dt} = b_1\epsilon + b_2 \frac{d\epsilon}{dt}$$

のような線形関数が存在するとき擬弾性という(a_1, a_2, b_1, b_2 は定数)。

気柱の共鳴 [英 resonance of air column] 細長い管の中の空気については、その形状、寸法および両端の条件(開管または閉管)に応じて、無限に多くの固有振動が存在

する。この固有振動のひとつに相当する振動数の音が外部から加えられると、気柱の共鳴が起こる。こうした気柱の共鳴は、音速測定や管楽器に利用されている(⇒開管、閉管)。

起潮力 [英 tide-generating forces, 独 Gezeitenkräfte, 仏 forces marégnaires, 露 приливообразующие силы] 有限の大きさをもった天体は、外部にある天体の引力によって変形する。この変形を起す力を起潮力または潮汐力という。外部天体までの距離が天体の大きさに比べて大きいときには距離の三乗に反比例する。地球の場合には、月と太陽によって、潮汐が潮流が引起される。またこの起潮力は赤道部のふくみにトルクとして作用し、地球に歳差・章動運動を引起す。地球のまわりを公転する月の運動に太陽が及ぼす摂動力も起潮力とみなせる。



キッカー電磁石 [英 kicker magnet, 独 Kickermagnet, 露 магнит киккера] 立上がり、立下りが早い矩形波のパルス状磁場をつくる偏向電磁石をいい、主に高エネルギー粒子加速器においてビームの入射、取出しに用いられる。マイクロ秒以下の短時間の間にビームを偏向するためのものである。キッカー電磁石(KM)を励磁するパルス回路の典型図を図1に示す。これはレーダー送信装置で

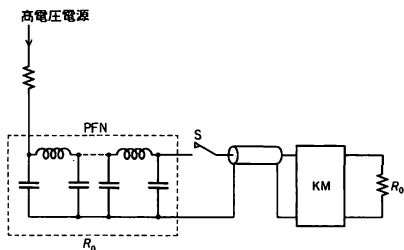


図 1

用いられるマグネトロン用のライン形変調器と同じ原理で、休止中にパルス成形回路(PFN)に蓄えられたエネルギーをスイッチSによって負荷側に放出するものである。PFNの特性インピーダンスと負荷側のインピーダンスを等しくとておくと、スイッチを閉じた瞬間、最初PFNにかかっていた電圧の半分の電圧が負荷側にかかり、PFN中の伝送時間の2倍に等しい時間幅のパルス磁場が得られる。キッカー電磁石には、分布定数形と集中定数形がある。前者は電磁石の構造が図2のように、いくつかのセクションに分割されたフェライトのコアとその間に挟まれた電極板および電流の通る2本の導体からなり、電気的にはコイル(L)とコンデンサー(C)とからなるπ形の低域濾波器に等価的である。この場合、セクション数が多いほど、理想的な矩形波に近づくが構造は複雑となる。一方、集中定数形電磁石は、コアと電流を通す導体とからなる普通の電磁石で、電気的には主にLとして働く。ちょうど、

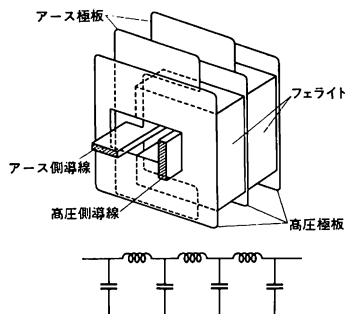


図 2

分布定数形電磁石の1セクションを取出したような形になる。Cは電磁石の外につける。集中定数形は構造が簡単でつくりやすく、立上がり時間も分布定数形に比べて劣っていないなどの利点があるが、インピーダンスの整合がとれていないので、たとえCの値を最適値に選んでも反射波が大きいのが欠点である。加速器からビームを完全に取出すときのように、立下りの特性を問題にしない場合には、支障なく用いることができる。

キツテル・モード [英 Kitten-mode, 仏 mode Kittel, 露 мода Киттеля] 強磁性共鳴における共鳴のモードのうち、最も基本的なものをキツテル・モード、あるいは一種モードという。このモードはまた波数 $k=0$ のマグノンを表すモードでもある。すなわち波長が無限大のマグノンのモードと考えてよい。楕円体に整形された強磁性体がマイクロ波空洞共振器の様な高周波磁場内に置かれた場合、外部静磁場の下で引起される強磁性共鳴は、材料に表皮効果が生じないような場合には系全体の磁気モーメントが様なラーモア歳差運動を行うとして理解される。これがキツテル・モードであり、磁性体の最も基本的な素励起である。キツテル・モードは一般には各種の相互作用によって k が0でないマグノンモードへと緩和する。したがって、このモードの共鳴幅を測定すれば強磁性体における緩和現象についての情報を得ることができる(⇒強磁性緩和)。

規定 [英 normality, 独 Normalität, 仏 normalité, 露 нормальность] 濃度の単位。溶液の体積 1 dm^3 の中に含まれる溶質の当量を物質量の単位すなわちモル(単位記号は mol)で表したものの。当量とは、水素原子 1 mol を含むか、それと置換するか、またはそれと(直接・間接に)化合するか、いずれかの物質の物質量をいう。たとえば、次に示す物質は、それぞれ括弧内に記す物質質量および質量をもつとき 1 当量であり、したがって、それだけの物質が溶質となって溶液 1 dm^3 中に含まれていれば、その溶液の濃度は、おのおの 1 規定である、(1) HCl (1 mol ; 0.036461 kg) (2) H_2SO_4 (0.5 mol ; 0.049036 kg)、これは $(1/2)\text{H}_2\text{SO}_4$ (1 mol ; 0.049036 kg)とも表せる、(3) KOH (1 mol ; 0.056105 kg) (4) Na_2CO_3 (1 mol ; 0.052994 kg)、これは $(1/2)\text{Na}_2\text{CO}_3$ (1 mol ; 0.052994 kg)とも表せる。

計量法では、規定を濃度の計量単位のひとつにあげ、その記号(法律でいう「単位の略字」)を Nor または N としている(⇒物質質量, 物質質量濃度, モル)。

基底状態 [英 ground state, 独 Grundzustand, 仏 état fondamental, 露 основное состояние] ハミルトニア

ンの固有状態のうちで、最小の固有値に属する状態をいう。有限自由度の系では基底状態は縮退していないが、無限自由度をもつ系では基底状態が縮退していることもある(⇒自発的対称性のやぶれ)。

基底状態相関 [英 ground-state correlation, 独 Grundzustands-Beziehung, 仏 corrélation d'état fondamental, 露 корреляция основных состояний] 原子核の集団励起状態を記述する理論の一つであるタム-ダンコフ近似は真の基底状態をハートリー-フォック近似で与えられた真空で近似し、励起状態を生成する演算子を一粒・一空孔の対励起の演算子の重ね合わせで近似したものに相当している。したがって、この近似で一粒・一空孔励起状態に集団運動的な相関を正しく取入れることは可能である。それに反して、基底状態はハートリー-フォック近似で得られた真空そのものであって、励起状態で取入れられた相関に対応するものは何も含まれていない。このような励起状態と基底状態の相関の取入れかたの非対称性は、集団運動を記述する限り、取除かれねばならない。現象論的なボア-モッテルソンの集団模型の場合、集団運動を生み出す素質は集団運動の零点振動という形で基底状態に存在していたように、ハミルトニアン固有状態としての正しい基底状態は、本来、集団励起状態を生み出す素質をそれ自身の中にもっているはずである。すなわち、集団励起状態を特徴づける相関は、基底状態の中にも存在しなければならない。この相関を基底状態相関という。タム-ダンコフ近似に比べて、ランダムフェイズ近似がさまざまな理論的な面で成功しているのは、この基底状態相関が取入れられていることに起因している(⇒タム-ダンコフ近似, ランダムフェイズ近似)。

岐点 [英 stagnation point, 露 точка торможения скорости] ⇒よどみ点

起電器 [英 electrostatic generator, 独 elektrostatischer Generator, 仏 générateur électrostatique, 露 электростатический генератор] 静電誘導を利用して静電気を機械的に多量にたくわえて高電圧をつくる装置。一例としては、バン・デ・グラーフの装置あるいはベルト起電器とよばれているものがある。電極間の電圧が 5 MV にも達するものもあり、バン・デ・グラーフの装置は広く加速器として使用されている(⇒バン・デ・グラーフ型加速器)。

奇電子状態 [英 odd electronic state, 独 ungerader elektronischer Zustand, 仏 état d'électron non-pair, 露 состояние с нечётным числом электронов] = 奇項

擬テンソル [英 pseudo-tensor, 独 Pseudotensor, 仏 pseudo-tenseur, 露 псевдотензор] リーマン空間における座標 x^i から x'^i への座標変換に対して、各指標が $T'^i_{j\dots k} \dots (\partial x^j / \partial x'^k) \dots (\partial x^l / \partial x'^m) \dots T^i_{j\dots k} \dots$ と変換する量 $T^i_{j\dots k} \dots$ はテンソルであるが、擬テンソルとは、(1) テンソル密度、すなわち、座標変換の関数行列式(ヤコビアン)を $J = \partial(x^0, x^1, \dots) / \partial(x'^0, x'^1, \dots)$ とするとき

$$T'^i_{j\dots k} \dots (x') = J \frac{\partial x^j}{\partial x'^k} \dots \frac{\partial x^l}{\partial x'^m} \dots T^i_{j\dots k} \dots (x)$$

と変換する量 $T^i_{j\dots k} \dots (x)$ 、または、(2) 局所ローレンツ変換(アフィン変換、すなわち、座標の一次変換)に対してはテンソル(またはテンソル密度)として変換するが、一般の座標変換に対しては厳密にはテンソル(またはテンソル密度)としては変換しない量、をさす(この項ではアインシュタインの規約に従う)。(1) テンソル密度 $T^i_{j\dots k} \dots$ と体積要素

素 dx^n との積 $T_{ij}^1 \cdots dx^n$ はテンソルの変換則に従う。 $T_{ij}^1 \cdots$ をテンソル, g_{ij} を計量テンソル, $g = \det(g_{ij}) < 0$ とすると, $\sqrt{-g} T_{ij}^1 \cdots$ は擬テンソルである。指標について完全反対称な量 $\epsilon^{i_1 \cdots i_4} (\epsilon^{0123} = 1)$ は擬テンソルである。四次元のとき, 四階反変完全反対称擬テンソルを ϵ^{ijkl} とすると, 四階共変反対称テンソル T_{ijkl} から

$$T = \frac{1}{4!} \epsilon^{ijkl} T_{ijkl}$$

により擬スカラーが, 三階共変反対称テンソル T_{ijk} から

$$T^i = \frac{1}{3!} \epsilon^{ijkl} T_{jkl}$$

により反変擬ベクトルが, 二階共変反対称テンソル T_{ij} から

$$T^{ij} = \frac{1}{2!} \epsilon^{ijkl} T_{kl}$$

により二階反変擬テンソルが, それぞれ ϵ^{ijkl} との縮約によって得られる。これらは, それぞれ, $T_{ijkl}, T_{ijk}, T_{ij}$ に双対であるという。(2) 弱い重力場において, 計量テンソル g_{ij} のミンコフスキー型の計量 $g_{ij}^{(0)} (g_{00}^{(0)} = -1, g_{\alpha\beta}^{(0)} = \delta_{\alpha\beta}, \alpha, \beta = 1 \sim 3)$ からのずれが小さいとき, $g_{ij} = g_{ij}^{(0)} + h_{ij}$ と表し, $g_{ij}^{(0)}$ と逆行列 g^{00ij} によって指標の反変, 共変の変換を定義したとき, $g_{ij}^{(0)}, g^{00ij}$ や重力波の振幅に関係した $h_{ij}, h^i_j = h^j_i, h^{ij}$ はこの例である。また, 物質および電磁場のエネルギー運動量テンソルを T^i_j とするとき, $T^i_{i,j} = 0$ であるが, 保存則 $\partial(T^i_j + t^i_j)/\partial x^j = 0$ を満たすような重力場のエネルギー運動量テンソルにあたる量 t^i_j は存在しない。しかし(2)の意味の(アフィン変換に対する)擬テンソル t^i_j は存在し, いろいろな表現が考えられている。

起電力 [英 electromotive force, 独 elektromotorische Kraft, 仏 force électromotrice, 露 электродвижущая сила] 回路に電流を流そうとする力で, 閉回路(閉曲線)の線要素を ds とするとき, 不連続な部分(たとえば電池)を除いて閉回路に沿っての電場の積分

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}$$

で表わされる。起電力は回路に含まれる化学起電力(電池など), 発電機の起電力などの寄与と, 閉回路を貫く磁束の変化によって生じる電磁誘導起電力との和である。たとえば, 図1のような回路では, 起電力は, 電池の起電力

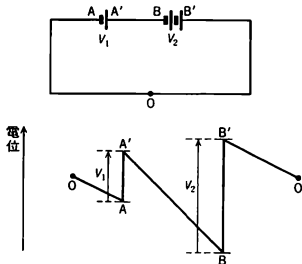


図 1

($V_1 + V_2$) に等しいが, この回路を貫く磁束が変化すると, 図2のように, 電磁誘導起電力が加わる。起電力としては, 電池などの化学起電力, 発電機のような機械エネルギーによる起電力, 熱起電力(ゼーベック効果, トムソン効果), 光起電力などがある。電池, 発電機などの場合, 端子間の電圧は, とりだす電流に比例して起電力より小さく

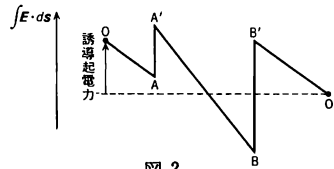


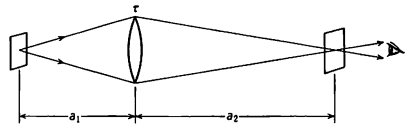
図 2

なる。この比例係数を電源の内部抵抗という。

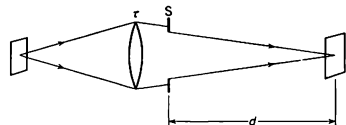
輝度 [英 luminance, 独 Leuchtdichte, 仏 luminance lumineuse, 露 яркость] ある方向から見た光源の見かけの大きさに関する光度の面積密度。 θ を考えている光源上の点を含む面要素の法線と観察方向のなす角, dA を面要素の面積, dI_θ をその面要素の θ 方向への光度として, 輝度 L は次のように書ける。

$$L = \frac{dI_\theta}{dA \cos \theta}$$

単位はカンデラ毎平方メートル ($\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}$) で, 別名 ニト (nt) ともいう (以前はスチルブ $\text{Sb} (1 \text{ cd} \cdot \text{cm}^{-2})$ が長く用いられた)。発光光源に対してだけでなく, 照明されて明るく見える二次光源にも用いられる。輝度 L の光源をレンズで結像した像(輝度 L') に集まる光の立体角は, 結像レンズが光源に対して張る立体角の a_1^2/a_2^2 となる一方, 像面積が a_2^2/a_1^2 となるために立体角の違いは相殺され, L' は L 光源の輝度に結像系の透過率 τ を乗じた値になる。ただし a_1, a_2 は結像レンズの物体距離と像距離である(図 a)。ま



a. 光源像の輝度



b. 光源像の照度

た, 光源を結像した面の照度 E は, 結像レンズの近くに置かれた絞りの面積を S , 絞りから結像面までの距離を d として

$$E = \frac{\tau L S}{d^2}$$

となる。これらの性質は, 測光量の測定に有効に利用されている(図 b)。光源によってはその輝きが見る方向によって変化しない。光源面要素の見かけの大きさは面要素法線と見る方向のなす角 θ の余弦に比例して変化するから, 輝きすなわち光度が変化しないということは, 光度も $\cos \theta$ に比例して変化していることになる。光度が $\cos \theta$ に比例して変化した, 輝度が θ によって変化しない光源を, 完全拡散光源とよぶ(⇒測光)。

軌道 [英 orbit, 独 Bahn, 仏 orbite, 露 орбита] [1] 運動する物体の経路をいう。惑星の軌道のように, それが一平面内にあるとき, この面を軌道面という。力学系の時間的変化を位相空間内で示し, これを運動とみなして位相軌道を考えることもある。

[2] 軌道関数のことを単に軌道ともいう(⇒軌道関数)。

軌道解析 [英 orbit analysis, 独 Bahnanalyse, 仏 analyse d'orbite, 露 орбитальный анализ] 加速器におけるビームの性質を理論的に研究する加速器科学の一部門。加速器の設計と密接に結びついている。所定の性能を満たす加速器の最適な設計, いろいろな誤差から生じるビーム運動に対する影響の評価, 不安定ビーム運動を引起す共鳴現象の除去あるいは回避の方法, などについて解析的手法および電子計算機を用いた数値的手法によって研究する。これらの理論的作業によって技術の限界内で可能な最善の道が探られると同時に必要な技術開発の要請が生れる。現在盛んに研究されているテーマとして, 近年重要性を増しつつある衝突型加速器におけるビーム間相互作用, ビーム加速空間相互作用, また物理実験の精密化と呼応した極偏ビーム加速などが挙げられる。

軌道角運動量 [英 orbital angular momentum, 独 Bahndrehimpuls, 仏 moment cinétique orbital, 露 орбитальный момент количества движения] 軌道運動による角運動量 $r \times p$ (r, p は粒子の位置と運動量) のことであるが, 特に量子力学でスピン角運動量と区別する場合に, このようにいう。量子力学では, 古典力学での上記の表式を, 対応する演算子に置換えたもので表される。すなわち, $r \times p = \hbar l$ と書く。

$$l_x = -i \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right)$$

$$l_y = -i \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

$$l_z = -i \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right)$$

l の各成分は次の関係式を満たす。

$$l \times l = i l \quad ([l_x, l_y] = i l_z \text{ など}), \quad [l^2, l] = 0$$

また, この演算子 l は空間回転の生成演算子にもなっている。すなわち, 座標系を単位ベクトル e のまわりに θ だけ回転させたとき, r の関数 $\psi(r)$ が $\psi'(r)$ に変換されると

$$\psi'(r) = e^{-i\theta \cdot l} \psi(r)$$

である。上記の交換関係から, l^2 と l の成分の 1 つ (l_z をとる場合が多い) を同時に対角化できる。このとき l^2 の固有値は, l を 0 または正の整数として, $l(l+1)$ となる。 l に対して, l_z の固有値 m は $l, l-1, \dots, -l$ なる $2l+1$ 個の値をとる。孤立した水素原子中の電子のような中心力による運動では, スピン角運動量との相互作用を無視すれば, l^2, l_z は保存する。このとき, l, m は方位量子数, 磁気量子数とよばれる。また, $l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$ をもつ軌道 (固有状態) を s, p, d, f, g, \dots 軌道とよぶ。水素以外の原子または結晶中の原子の場合も, 近似的に 1 個の電子の角運動量が保存していると考えてこの呼び方が用いられる。多数の電子の軌道角運動量の和 (⇒角運動量の合成則) も同様な固有値をもつ。原子中の全電子の軌道角運動量の和に対しては, 上の s, p, d, \dots に対応して, S, P, D, \dots などが用いられる。

軌道角運動量子数 [英 quantum numbers of orbital angular momentum, 独 Quatenzahl des Bahndrehimpulses, 仏 nombre quantique de moment cinétique orbital, 露 квантовое число орбитального момента количества движения] 粒子の軌道運動による角運動量を表す量子数。角運動量演算子の固有値として与えられる (⇒軌道角運動

量)。角運動量演算子を $\hbar l$ と書くと, l^2 は l の各成分と可換であるが各成分どうしは可換でなく, すべての成分を同時に対角化はできない。一般には l^2 と l_z を対角化した表示が用いられることが多い。 l^2 の固有値は, l を 0 または正の整数として, $l(l+1)$ なる値をとる。また, l が与えられたとして, l_z の固有値 m は $l, l-1, \dots, -l$ なる値をとる。水素原子中の電子のように中心力による運動では, スピン角運動量との相互作用 (⇒スピン・軌道相互作用) を無視すれば l は保存され, l, m はハミルトニアン の固有状態を指定する量子数のひとつとなる。 l は方位量子数, m は磁気量子数とよばれる (⇒ゼーマン効果)。一般の原子や結晶中では 1 個の電子の l は保存しないが, 近似的な意味で l, m の量子数を使う。 l が $0, 1, 2, 3, 4, \dots$ であるような軌道 (固有状態) を s, p, d, f, g, \dots 軌道とよぶ。多数の電子の軌道角運動量の和 (⇒角運動量の合成則) も同様な固有値をとる。原子中の電子の軌道角運動量の和の方位量子数が $0, 1, 2, \dots$ である状態を S, P, D, \dots で表す。方位量子数は波動関数の空間の回転に関する対称性を決めるものであり, 価電子のそれは化学結合などに重要な関係がある。

軌道関数 [英 orbital, 独 Orbital, 仏 orbital, 露 орбиталь] 原子, 分子, 固体などの電子の状態を表す波動関数はそれぞれの電子の波動関数の積の一次結合で表される。ここで用いられる一電子の波動関数は $\phi(r, \sigma) = \psi(r)\theta(\sigma)$ と書かれる。 $\psi(r)$ は空間部分, $\theta(\sigma)$ はスピン部分である。 $\phi(r, \sigma)$ をスピン軌道 (関数), $\psi(r)$ を単に軌道 (関数) とよぶ。 $\psi(r)$ としては, 適当な有効一電子ハミルトニアン (たとえばハートリー-フォック・ハミルトニアン) に対するシュレーディンガー方程式の解を使うことが多い。軌道という名前は前期量子論では電子が核のまわりを軌道運動するので, 電子の状態は軌道で表されることから生じたものと思われる。しかし量子力学では波動関数 $\psi(r)$ は電子が空間の 1 点 r に見いだされる確率振幅であるので, 古典的な意味における軌道というイメージとは遠く, 空間的に広がった分布をもつ (⇒ s 軌道, p 軌道)。軌道関数はそれぞれの系に応じて, またはそれを得るときの近似も考慮して, 原子軌道, 分子軌道, ブロッホ軌道など とよばれる (⇒原子軌道関数, 分子軌道 (関数))。

軌道混成 [英 orbital hybridization, 独 Hybrid-Bahn, 仏 hybridisation d'orbitales, 露 гибридизованная орбиталь] ⇒ 混成軌道関数

軌道磁気モーメント [英 orbital magnetic moment, 独 bahnmagnetisches Moment, 仏 moment magnétique orbital, 露 орбитальный магнитный момент] 電子の担う磁気モーメントは, スピンによるものと軌道運動によるものとに分けられ, 後者によるものを軌道磁気モーメントという。電荷 $-e$ をもつ電子が 1 点のまわりを円運動しているとき, その環状電流が流る磁気モーメントは, 電磁気学より

$$\mu = -\frac{e}{2} [r \times v] = -\frac{e}{2m} [r \times mv] = -\mu_B L$$

となる。ここで μ_B はボーア磁子, $\hbar L = r \times mv$ は軌道角運動量である。量子論でもこの式は成り立ち, L の大きさ L は $0, 1, 2, \dots$ の整数のみをとる。量子論では, 考える状態の波動関数での上の μ の期待値が, その状態での軌道磁気モーメントである。この軌道磁気モーメントは, スピン磁気モーメントとともに物質に生じる磁化の原因になる。電子の軌道運動が対称性の低い場で起っているときに

は、 L の方向についてのエネルギーの縮退がとけて、軌道角運動量、したがって軌道磁気モーメント L の期待値が 0 になることがある。これを軌道磁気モーメント(軌道角運動量)の消失という。

軌道周波数 [英 orbital frequency, 独 Bahnfrequenz, 仏 fréquence d'orbite, 露 орбитальная частота] シンクロトロン, サイクロトロンなどの円型加速器で軌道を回る粒子の単位時間当りの周回数で, 回転周波数ともいう。粒子速度を粒子軌道に沿った全周長で除したものである。一様静磁場を用いるサイクロトロンでは, 粒子軌道の周長は運動量に比例する。そこで運動量と速度との間で比例関係が成立する非相対論的速度領域では軌道周波数は一定で, 加速用高周波は無変調のまま連続ビームを加速できる。相対論的領域まで加速するには, 軌道周波数の遅れに合わせ加速用高周波を変調させるシンクロサイクロトロン, あるいは空間的に一様でない磁場を使用し, 運動量の大きな粒子が強磁場を通り軌道周波数が不変になる AVF サイクロトロンなどが使われる。同じパンチ内でも, 異なった運動量の粒子は一般に軌道周波数が異なる。

軌道常磁性 [英 orbital paramagnetism, 独 Bahnparamagnetismus, 仏 paramagnétisme de l'orbite, 露 орбитальный парамагнетизм] 電子の軌道運動に起因する常磁性をいう。一般に, 電子の軌道運動による磁化率は正の寄与と負の寄与との和で, 全体としては, 状況によって, 正(常磁性)にも負(反磁性)にもなりうる。反磁性を示すことが多いが, 常磁性を示すこともあり, いずれにせよ, ほとんど温度に依存しない。たとえば金属バナジウムは d 電子の軌道運動による常磁性を示す物質として知られる。これは磁場によって軌道角運動量に比例する軌道磁気モーメントが誘起されるのが原因とされている。

軌道電子捕獲 [英 orbital-electron capture, 独 Elektronen-Einfang, 仏 capture d'un électron, 露 захват орбитального электрона] β 崩壊のひとつ。原子核内の陽子が核外の軌道電子を吸収し, $p+e^{-}\rightarrow n+\nu$ のように変換する場合を軌道電子捕獲過程という。一般には陽電子放射と競合して起るが, 陽電子放射がエネルギー的に禁止される場合には軌道電子捕獲のみで β 遷移を起す。普通の β 崩壊と異なり電子を放出しないので捕獲によりあいた電子軌道を他の電子が満たすときに放出される X 線を検出して観測される。通常, 原子核との重なりが最もよい K 電子が捕獲される場合がほとんどで, 特に重い元素では K 電子の軌道が原子核に近づくためさらに K 電子捕獲が起りやすくなる。しかし, 親核と娘核の質量が接近していて β 崩壊の Q 値が小さい場合は, L 電子捕獲も起り, 最近では M 電子捕獲も観測されていて, その精密な測定からニュートリノの質量についての測定が行えるのではないかとされている($\Rightarrow \beta$ 崩壊, 陽電子放射)。

軌道反磁性 [英 orbital diamagnetism, 独 Bahndiamagnetismus, 仏 diamagnétisme orbital, 露 орбитальный диамагнетизм] \Rightarrow 反磁性

軌道放射光 [英 orbital radiation, 露 орбитальное излучение] \Rightarrow シンクロトロン放射

軌道模型 [英 orbit model, 独 Bahnmodell, 仏 modèle à orbite, 露 орбитальная модель] \Rightarrow 殻模型

軌道要素 [英 orbital elements, 独 Bahnelemente, 仏 éléments orbitaux, 露 элементы орбиты] 公転運動している天体の軌道運動を一義的に定める 6 個の量(図 1)。基

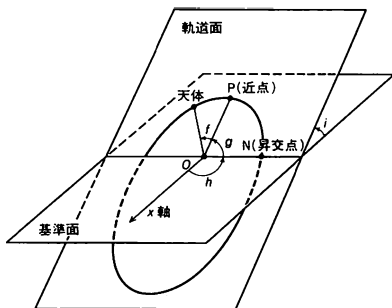


図 1

準点より昇交点 N (軌道が基準面と交わる点)までの角度を昇交点経度 h , 軌道面と基準面のなす角を軌道傾斜角 i といひ, この 2 個の量をケプラー要素と定める。昇交点から近点 P までの角度を近点引数 g といひ, 軌道面内で軌道楕円の向きを定める。半長径 a と離心率 e が楕円の大きさと形を定める。6 番目の要素としては, 近点通過の時刻 T を用いる。これら 6 個の要素をケプラー要素という。近点から天体までの角度 f (真近点離角)と時間 t とは, 媒介変数 u (離心近点離角)を用いて, $\tan(f/2) = \sqrt{(1+e)/(1-e)}$, $\tan(u/2), u - e \sin u = l = n(t - T)$ で関係づけられている

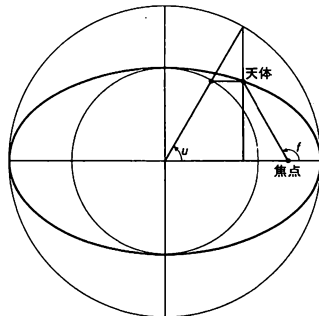


図 2

(図 2)。ここで $n = \sqrt{G(m_0 + m)}/a^3$ (G は重力定数, m_0 は中心天体の, m は考えている天体の質量)。 n のことを平均運動という。 l と u の関係式はケプラー方程式とよばれている。 T の代りにある時刻における l を要素のひとつとして用いることもある。二体問題ではケプラーの 6 要素は定数であるが, 摂動があると時間の関数となる。刻々変化すること 6 要素を接触軌道要素という。接触軌道要素で定まる楕円は, 摂動を受けて楕円でなくなっている軌道に接している。ケプラー要素以外の組合せも問題に応じて用いられる。そのなかで, l, g, h とそれらに準ずる共役な $L = \sqrt{G(m_0 + m)a}, K = L\sqrt{1-e^2}, H = K \cos i$ の組合せは, ドローネー要素とよばれていて, 正準変換に基づく摂動論で広く用いられている。ドローネー要素は二体問題の作用変数, 角変数となっている。基準面としては, 惑星の場合には黄道面, 衛星の場合には母惑星の赤道面または軌道面が用いられる。場合によっては, 系の角運動量に垂直な面とか非慣性系が用いられることもある。

軌道論 [英 determination of orbit, 独 Bahnbestimmung, 仏 théorie de l'orbite] 観測により天体の軌道要素を決定する方法論。歴史的には最初に発見された小惑星セ

レスの C. F. Gauss による軌道決定に端を発する。このさい Gauss は、多数の観測を用いて最良の軌道要素を決定するために、最小二乗法を考案した。6 個の軌道要素を決定するには、少なくとも 6 個の独立な観測量が必要である。Gauss の時代には光学的な角度観測しかなかったたので、適当な時間間隔をおいた 3 回の観測 (1 回の観測で赤経と赤緯の 2 個の観測量が求まる) が必要であった。方程式は非線形であり、距離の情報がなかったたので、その解法は複雑である。Gauss 以後、多くの人々によって、種々の方法が考え出された。最近ではレーダー、電波波測距、レーザ、ドップラー観測などによって、角度情報のほかに、距離とか距離変化率の情報も利用できるようになったたので、軌道決定の方法は、著しく簡単になった。多数の観測を用いることによって、軌道要素の改良ばかりでなく、摂動モデルに含まれる種々の物理パラメーター (たとえば地球ポテンシャルの係数) をも決定できるようになった。

輝度変調 [英 intensity modulation, 独 Lichtmodulation, 仏 modulation d'intensité, 露 модуляция яркости] ⇒ ブラウン管

希土類核 [英 rare earth nuclei, 独 Kern der Seltenen Erden, 仏 noyaux de terre rare, 露 ядро редкоземельных элементов] 希土類元素の原子核をいう。希土類核の大部分を占めるランタノイド (原子番号=57~71) の核の多くが、変形していて回転スペクトルをもつ共通の性質をもつために総称される。回転準位が低い励起エネルギーの状態に現れる原子核は、変形しており、このような変形核が存在する変形核領域は、 $150 < A < 190$ と $A > 223$ にある。前者が希土類核の領域で、後者がアクチノイド核の領域である。前者の核は、 $Z=50$ と 82 の陽子閉殻核、 $N=82$ と 126 の中性子閉殻核を境とする長方形の対角線上を走る安定核曲線の上に存在する。現在では、安定核曲線からはずれた不安定な核についても核分光が発達し、上記長方形内の陽子・中性子数とも 4 程度以上閉殻から離れた領域内の核が回転スペクトルを示すことが知られている。

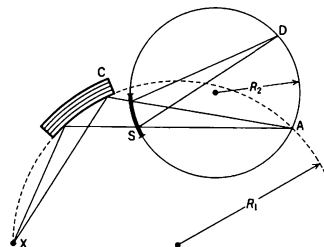
希土類元素 [英 rare earth elements, 独 Seltenerdmetall, 仏 élément de terres rares, 露 редкоземельный элемент] 狭義には原子番号 57 から 71 までの La, Ce, Pr, Nd, Pm, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu の 15 元素。ランタノイドともいう。La 以外の元素を総称してランタノイドということもある。電子構造的には中性原子の基底状態 (またはそれとエネルギーの近い状態) が $4f^{n-5}5s^25p^65d^06s^2$ ($n=0\sim14$) という電子配置である一群の元素であるともとめることができる。これらの元素は歴史的には、あまり多く産出しないという意味と、化合物とともに酸化物が泥状であるとの意味を込めて希土類元素とよばれてきたが、現在では最初発見されたスカンジナビアのほかに、インド、ソ連、アメリカなどからかなりの量が産出される。なお、La と同族の Sc と Y も希土類元素に含めることが多い。狭義の希土類元素は外殻電子配置が共通であるため、化学的性質が酷似し、相互の分類は極めて困難であり、100 年以上にわたる化学者たちの努力が必要なほどであった。しかし、イオン交換樹脂による分離方法が見いだされるに至って比較的容易に高純度の単体も得られるようになった。

希土類元素の単体は銀白色の金属で、空気中では酸化されやすい。希土類元素は一般に 3 価イオン M^{3+} として化合物をつくり (Ce は 4 価, Sm, Eu, Yb は 2 価のイオンの

こともある)、これらのイオンは $4f^n$ 型の La^{3+} , $4f^{14}$ 型の Lu^{3+} 以外は常磁性を示す。この常磁性は $4f$ 殻内の電子の LS 結合によって生ずる多重項によって説明できる。また、La から Lu に至る 15 元素の系列では 3 価イオンのイオン半径が、 La^{3+} の 1.061 \AA から Lu^{3+} の 0.848 \AA とほぼ直線的に原子番号とともに減少する。この系列では、原子番号とともに増加する電子は内殻に入っていくので、電子の増加はイオン半径には影響せず、むしろ原子番号とともに増加する核電荷により外殻電子が引付けられるようになりイオン半径が減少することになる。これをランタノイド収縮という。同様な傾向はアクチノイド元素でも見られる。

希土類鉄ガーネット [英 rare earth iron garnet, 独 seltene Erden-Eisen-Granat, 露 редкоземельный феррогранат] ⇒ イットリウム鉄ガーネット

ギニエ・カメラ [英 Guinier camera, 独 Guinier-Kamera, 仏 chambre de Guinier, 露 камера Гинье] 粉末回折法のために工夫された回折カメラの一種。図に示す



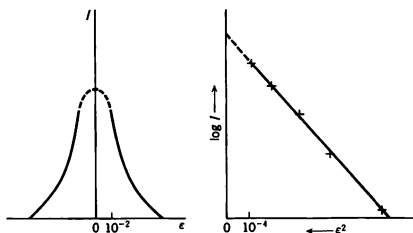
ように微小光源 (X) と湾曲結晶 (C) を用いて、X 線束を A に集光する。他方、A を通る円筒上の S に、円筒の曲率に合わせて曲げた板状の粉末試料を置くと、回折線も円筒上の D に集光する。厳密には上記の条件は紙面内でのみ成立するが、紙面に垂直方向に成分をもつ光線に対しては近似的に成り立つ。したがって、円筒に帯状の X 線フィルムを巻きつければ、回折線が円筒の軸方向の直線として記録される。半径 R_1 および R_2 を適当に選ぶことにより、K 特性 X 線の α_1 線および α_2 線による回折線を近似的に一致させることもできる。ギニエ・カメラの特徴は、回折線が十分細く線の分離がよいこと、光源から広い立体角に広がる X 線を有効に用いることができるので比較的短時間の露出でよいこと、および低角度の回折線まで記録することである。したがって、複雑な回折線をもつ物質の研究に有効である。

ギニエ作図 [英 Guinier plot, 独 Guinier-Plot, 仏 tracé de Guinier, 露 график Гинье] X 線の小角散乱の強度 I の対数を縦軸に、散乱角 ϵ の二乗 (厳密には $(2 \sin (\epsilon/2) \cdot \lambda)^{-2}$, λ は X 線の波長) を横軸にプロットする作図をいう。観測線が 1 本の直線上にのるときは、その傾斜が試料内の密度不均一領域について、次式で定義される回転半径 (radius of gyration) R に比例することが A. Guinier によって示された。

$$R^2 = \frac{\int \rho(r) r^2 dr}{\int \rho(r) dr}$$

ここで $\rho(r)$ は、小角散乱の原因となっている密度不均一領域の重心にとった原点から r の距離にある点の電子密度

と平均の電子密度との差である。この値は領域の形状にかかわらず、その大きさの概略の値を与える。コロイド粒子、高分子結晶、金属結晶内の微細な析出相などの平均の大きさを求めるために使われる。図はヘモグロビンの10%溶液についての例であり、 $R=23\pm 1\text{\AA}$ の値に対応している。



ギニー-プレストン帯 [英 Guinier-Preston zone, 仏 zone de Guinier-Preston, 露 зона Гинье-Престона] = G. P. ゾーン

キニー型回転ポンプ [英 Kinney type rotary pump, 独 Kinney-Rotationspumpe, 仏 pompe rotative type Kinney] ⇒ 油回転ポンプ

帰納 [英 inductive, 独 Induktion, 露 индукция] 個々の具体的な事実や実験結果から、それらを総括して一般的な命題や法則を見いだす思考の方法。一般に物理学においては、特殊な実験や例から、一般的な法則を推理し、次に、この法則を立証するため、実験を行い、一般的法則から演繹される結果と一致するかどうかを確かめる。帰納は演繹と対立して理解されているが、両者は独立でなく、両方の思考過程を交互に繰返しながら、法則が確立される(⇒演繹)。

機能結合型シンクロトロン [英 combined-function type synchrotron, 仏 synchrotron à fonction combinée, 露 синхротрон с комбинированными действиями] 強集束シンクロトロン的一种で、ビームの集束と偏向の機能を同一の電磁石にもたせる方式のもの。シンクロトロン電磁石はビームを円軌道に曲げる偏向作用をもつと同時に、進行角度、位置が理想の場合からずれた粒子も失われることなく、理想的な平衡軌道のまわりに安定なベータトロン振動を行わせる集束作用の、2つの機能をもつ必要がある。これらの機能を果たすために、水平方向に磁束密度が変化するように磁極を設計した電磁石を組合せて配置する。1950年の終りに建設された初期の強集束シンクロトロンには、この機能結合型が多い。しかし、ベータトロン振動数の大幅な調整ができないので、最近では機能分離型シンクロトロンが多くなっている(⇒機能分離型シンクロトロン)。

機能分離型シンクロトロン [英 separated-function type synchrotron, 仏 synchrotron à fonction séparée, 露 синхротрон с сепарированными действиями] 強集束シンクロトロン的一种でビームの集束と偏向の機能を別の電磁石に行わせるもの。シンクロトロン電磁石は粒子を円形の軌道に曲げる偏向作用と、角度、位置が理想の場合からずれた粒子も失われることなく、理想的な平衡軌道のまわりに安定なベータトロン振動を行わせる集束作用の2つの機能をもたなければならない。この偏向作用を二極電磁石で、集束作用を四極電磁石で行うように機能を分離

したものを機能分離型シンクロトロンという。偏向作用と関係なく集束作用の強さを自由に調整でき自由度があるので大型陽子シンクロトロンでは機能分離型が用いられることが多い。また電子貯蔵リングでは、シンクロトロン放射によるビームの大きさの増大を防ぐため集束作用の調整可能である機能分離型シンクロトロンが用いられる。

希薄気体 [英 rarefied gas, 露 разреженный газ] ⇒ 希薄流体力学

希薄気体力学 = 希薄流体力学

希薄磁性合金 [英 dilute magnetic alloy, 仏 alliage peu dense magnétique, 露 малолегированный магнитный сплав] 母体となる金属に磁性をもった原子を少量溶かし込んだ合金。この場合、磁性をもった原子は磁気的不純物とよばれ、鉄族遷移金属、特にCr, Mn, Fe, Co, また希土類元素が代表的なものであるが、4d, 5d 遷移金属も磁気的不純物となることがある。孤立した原子はフントの規則によって磁気モーメントをもっているのが普通であるが、金属のなかでは伝導電子や周囲の原子の影響によって磁気モーメントが消失することが多い。しかし上記の原子では電子間のクーロン反発力の影響が強くてフントの規則が保たれ、磁気的不純物となる。原子の磁気モーメントは電子スピンに起因するものと、電子が原子核のまわりを回転することから生じるものから成っているが、遷移金属不純物の場合には後者は消失して磁気モーメントはスピンのみから成り、希土類不純物の場合には両者とも保持されているのが普通である。希薄磁性合金は低温(通常20K以下)において、その物性(電気抵抗、磁化率、比熱など)に近藤効果にもとづく異常があらわれる(⇒電気抵抗極小、近藤効果)。

希薄溶液 [英 dilute solution, 独 verdünnte Lösung, 仏 solution diluée, 露 разбавленный раствор] 非電解質溶液で溶質の濃度が十分小さいものをいう。その性質は近似的に理想溶液の法則に従う。すなわち、溶媒については、蒸気圧低下に対するラウールの法則、ファント・ホッフの浸透圧の法則、沸点上昇と凝固点低下の法則、溶質については、蒸気圧と濃度の関係に対するヘンリーの法則などが成り立つ。

希薄流体力学 [英 rarefied gas dynamics, 独 Dynamik der verdünnten Gase, 仏 dynamique des gaz raréfiés, 露 динамика разреженных газов] われわれのまわりの通常の気体の運動は、ナビエ-ストークス方程式でよく記述される。しかし低圧気体(たとえば、高層あるいは真空機器内の気体)や、非常に小さい系の気体(たとえば、エアゾル粒子の運動)を取扱うときには、気体分子の平均自由行程が系の代表長さ(たとえば、高層あるいは真空機器内の気体)や、非常に小さい系の気体(たとえば、エアゾル粒子の運動)を取扱うときには、気体分子の平均自由行程(あるいは平均自由時間)と系の代表長さ(あるいは代表時間)の比が任意の値をとる場合の気体のふるまいを取扱うのが希薄流体力学あるいは希薄気体力学である。ただし希薄気体といっても、密度、流速などが滑らかな関数として定義できる程度に十分多くの粒子が含まれている系を対象とする(ちなみに、常温の空気では平均自由行程が約100nmに及ぶ低圧下でも、分子の数密度は $10^{25}\text{個}/\text{m}^3$ 程度である)。なお、気体分子の平均自由行程(λ)と系の代表長さ(D)との比(λ/D)は、クヌーセン数とよばれている。この気体のふるまいはボルツマン方程式によって記述される。この方程式は、時間空間座標、分

子速度を独立変数とする速度分布関数を支配する非線形微積分方程式である。

気体分子の平均自由行程が十分長くて分子どうしの衝突が無視できる場合(クヌーセン数 ∞)は、自由分子流とよばれている。このとき、ボルツマン方程式は衝突項が無視でき、特に外力のない場合は一般解が簡単な形に書表される。これより直ちに、凸な物体のまわりの気体の流れに対する解を書下すことができ、物体に働く力、物体に伝わるエネルギーを容易に求めることができる。この自由分子流では系の大局的条件が重要である。たとえば、自由分子流の特徴として粘性率、熱伝導率が無限大であるといわれることがある。これは、粘性率についていえば平面クエット流では流速は一様(速度勾配は0)であるにもかかわらず応力が存在することによる。しかし、応力と変形速度、熱流と温度勾配との関係は系の大局的条件によってさまざまであり、上のように局所的性質として表すことはできない。

クヌーセン数の小さい場合の気体のふるまいについては、ボルツマン方程式の系統的漸近解析によってその一般的性質が明らかにされ、通常の流体力学の範囲では予期されぬ流れが誘起されることも指摘されている。物体まわりの気体のふるまいは、物体の近傍平均自由行程の範囲を除けば、希薄化の補正を入れた流体力学の方程式(連続の式、運動量の式、エネルギーの式)を、物体上の境界条件として実際の速度、温度に所定の公式による補正を施した値を用いて解くことによって得られる。この補正された境界条件をすべりの条件あるいは跳びの条件とよんでいる。上の解に補正を加える必要のある境界近傍はクヌーセン層とよばれる一種の境界層である。このような流体力学的取扱いによる希薄気体の解析を希薄流体力学とよぶこともある。

希薄気体特有の流れが誘起される例としては、熱はふく流、熱応力による流れがある。

(1) 熱はふく流: 温度が一様でない固体壁のまわりの気体には、低温部から高温部へ向かう熱はふく流とよばれる流れが誘起される。これはすべりの条件に境界に沿う温度勾配に比例する項として現れる。減圧したガラス容器内に片面を黒く塗った羽根車が装置されている放射計の羽根車が回るのはこの熱はふく流による。

(2) 熱応力によって誘起される流れ: 気体の希薄度が増すと、通常の粘性応力に加えて温度変化に伴う熱応力とよばれる応力が効果を現れてくる。これが原因となって誘起される2つの型の流れがある。(a) 気体中の各点に熱応力が外力として働き、流れが誘起される。(b) 温度差が小さく線形近似ができるときには、気体中では熱応力自身で釣り合っている外力としては現れない。しかし、固体壁上では分子の速度分布の影響が直接現れ、同様な温度場の気体中とは熱応力が大幅に変わる。よって、その近傍では熱応力のつり合いが破れ、流れが誘起される。これはすべりの条件に温度勾配の微分に比例する項として現れる。

希薄気体力学の問題は、流れの中の物体に働く抵抗のように希薄化による影響を調べるもののほか、熱泳動(温度勾配をもつ気体中の微粒子が一方方向に運動する現象)や光泳動(気体中の微粒子に一方から光が当たるとき一方方向に運動する現象)のように希薄気体において初めて現れる現象がある。また衝撃波は(ごく弱いものを除けば)その厚さが平均自由行程の程度であり、その内部構造の解析は希薄気体力学で扱う問題である。気体とその凝縮相の界面にお

ける流体力学方程式に対する境界条件もすべりの条件の拡張として調べられている。

ギフォード・マクマホン・サイクル [英 Gifford-McMahon cycle, 仏 cycle de Gifford-McMahon, 露 цикл Гиффорда-МакМагона] \Rightarrow 冷凍サイクル

ギブス Gibbs, Josiah Willard 1839. 2. 11—1903. 4. 28
アメリカの理論物理学者。コネチカット州ニューヘブンの出身。エール大学を1858年に卒業。ラテン語と数学の両方で賞を受けた。引続き新設の大学院で機械工学を学び、1861年アメリカ最初の学位取得者のひとりになった。母校で3年ほど教職についた後、ヨーロッパに留学。パリ、ベルリン、ハイデルベルクの大学でそれぞれ1年を過ごし、数学、物理の素養を深めた。1869年に帰米、以後一度も出国せず、結婚もせず、ニューヘブンの生家で暮らし、1871年から母校の数理物理学教授となって終生その地位にとどまり、同地で没した。

学位論文は歯車の形に関するものであったが、そこには、彼の学風である幾何学的な澄明さが早くも現れていたといわれる。物理研究の第一論文(1873年)では、当時なお誤解されがちであった熱力学の2つの基本法則を、過程の経路に依存する変数は用いずに、状態変数のみの相互関係でまとめ、第二論文(同年)では、エントロピー・内部エネルギー・体積を座標にとった直交系での熱力学的諸関係の幾何学的な意味を示した。この2つの論文とともにコネチカット・アカデミーの紀要に発表されたが、別刷送付により J. C. Maxwell らに認められた。1878年の不均質物質系平衡論(American Journal of Science に発表)は、ギブスの相律の提示を含む労作で、Maxwell はこれも直ちに評価したが、ドイツでは、L. Boltzmann 以外にこれを重視する人がなく、1892年に W. Ostwald が独訳して初めて広く知られるようになった。

1880年代に光の電磁論を手がけたほか、四元数やベクトル解析にも寄与、1890年代にかけて統計力学(\Rightarrow ギブスの統計力学、ギブス集合)を深く研究し、名著 *Elementary Principles in Statistical Mechanics Developed with Special Reference to the Rational Foundation of Thermodynamics* (1902年)を著した。論文集2巻が1906年に刊行され、1961年に復刊された。

ギブス集合 [英 Gibbsian ensemble, 独 Gibbssches Ensemble, 仏 ensemble de Gibbs, 露 ансамбль Гиббса] \Rightarrow 統計力学

ギブス・デュエム関係 [英 Gibbs-Duhem relation, 独 Gibbs-Duhemsche Relation, 仏 relation de Gibbs-Duhem, 露 уравнение Гиббса-Дюгема] n 種の成分分子 N_1, N_2, \dots, N_n 個を含んだ系が、体積 V 、内部エネルギー U とエントロピー S をもつ均一状態にあるとする。均一状態に対するエントロピーの加算性の要請から、この系の示量変数の組 $(S, U, V; N_1, \dots, N_n)$ とこれらに共役な示強変数の組 $(T, p; \mu_1, \dots, \mu_n)$ の間には

$$U - TS + pV = \sum_{j=1}^n \mu_j N_j = G$$

という関係が成り立つ。ここで、 T, p は系の温度と圧力、また μ_j は j 種成分の化学ポテンシャル、 G はギブスの自由エネルギーを表す。この関係と熱力学第一法則とから、示強変数の変化 $dT, dp, d\mu_1, \dots, d\mu_n$ を伴う過程において、束縛条件

$$SdT - Vdp + \sum_{j=1}^n N_j du_j = 0$$

が成り立つことを示せる。これはギブス-デュエムの関係とよばれ、ギブスの相律の導出その他、多成分系の熱力学的関係を扱うときに重要である。

ギブスの自由エネルギー [英 Gibbs free energy, 独 Gibbsche freie Energie, 露 свободная энергия Гиббса] エンタルピー H から温度 T とエントロピー S の積 TS を差引いた熱力学量。状態変数を温度 T と圧力 p に選んだときの熱力学関数。普通、記号 G で表す。エンタルピー H は内部エネルギー U に圧力 p と体積 V の積 pV を加えたもので、無限小の可逆変化に対して $dH = TdS + Vdp$ が成り立つが、これからギブスの自由エネルギー $G = H - TS$ に対する同様な式が得られる。

$$dG = -SdT + Vdp \quad (\text{可逆変化})$$

ギブスの自由エネルギー G は温度 T と圧力 p を状態変数にとったときの熱力学関数だが、状態変数がいずれも示強変数であることはそのきわだった特徴である。これらの示強変数に共役な示量変数はそれぞれ次の式から求まる。

$$S = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p, \quad V = \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_T$$

ギブスの自由エネルギー G は示強変数だけの関数であるが、それ自身は示量的である。互いに熱平衡にある同質、同量の2つの系を合わせたものでは、 T, p は変わらないが G は2倍になる。この性質を満たす関数形は

$$G = n\mu(T, p)$$

の形をしているはずである。ここで n は物質のモル数、そして $\mu(T, p)$ は1 mol に対するギブスの自由エネルギーで、これは1 mol 当りの化学ポテンシャルである。

温度と圧力が一定の条件の下で起る不可逆変化では、ギブスの自由エネルギー G は常に減少する。したがって、このような固定条件の下で可能な熱力学的状態を比較したとき、 G が最小の状態が最も安定である。これが平衡の条件である。これから、いくつかの相を含む平衡系では、各相に対する化学ポテンシャルの等しいことが結論される。

ギブスの相律 [英 Gibbs phase rule, 独 Gibbsche Phasenregel, 仏 règle des phases de Gibbs, 露 правило фаз Гиббса] = 相律

ギブスの統計力学 [英 Gibbs' statistical mechanics, 独 Gibbsche statistische Mechanik, 仏 mécanique statistique de Gibbs, 露 статистическая механика Гиббса] ⇨ 統計力学

ギブスのパラドックス [英 Gibbs paradox, 独 Gibbssches Paradoxon, 仏 paradoxe de Gibbs, 露 парадокс Гиббса] 着目している巨視系のエネルギーが E であるとし、エネルギーが E 以下であるミクロ状態の数を $W(E)$ とする。この系のエントロピー S がボルツマンの関係(⇨ ボルツマンの原理) $S = k \ln W$ で与えられるというのが、熱力学と統計力学を結ぶ大動脈である。古典統計力学では、位相空間を小さな細胞に分割して、1つの細胞が1つのミクロ状態に対応すると考える。細胞の体積はどれもみな ω であるとする。こうして $W = [\text{エネルギーが } E \text{ 以下である位相空間領域の体積}] / \omega$ としたくなる。しかし、このようにすると次のような難点がある。すなわち、ある箱の中に閉じ込められた理想気体のエントロピーは、箱の体積を V 、粒子数を N として

$$S = Nk \{ \ln V + (3/2) \ln E \} + (N \text{ に比例する定数})$$

となる。この箱の中に仕切を入れて理想気体を二等分すると、おのおの小箱についてエントロピーは(定数を除いて) $(1/2)Nk \{ \ln(V/2) + (3/2) \ln(E/2) \}$ となって、これを2倍してもはじめの S にならない。つまりエントロピーの加法性が破れてしまう。これをギブスのパラドックスという。

J. W. Gibbs は以下に述べるようにしてこのパラドックスを解消した。粒子1の座標が r 、運動量が p であるとし、これを (r, p) と書くことにする。このとき、粒子2は (r', p') であるとする。このような力学状態と、粒子1が (r', p') で粒子2が (r, p) であるような力学状態とは、これらが同種の粒子であれば本来同じものであると考えるべきである。したがってボルツマンの関係における W は、上の W を $N!$ で割ったものでなければならない。このようにすると、 N が大きいとき $\ln N! \sim N \ln N$ なので

$$S = Nk \{ \ln(V/N) + (3/2) \ln(E/N) \} + (N \text{ に比例する定数})$$

となって、エントロピーの加法性は保証される。

ギブス-ヘルムホルツの式 [英 Gibbs-Helmholtz equations, 独 Gibbs-Helmholtzsche Gleichungen, 仏 equations de Gibbs-Helmholtz, 露 уравнения Гиббса-Гельмгольца] いくつかの成分から成る体系が、等温等圧条件の下に組成比の変化を伴う熱的過程を行うとき、体系のヘルムホルツの自由エネルギーの変化 ΔF と内部エネルギーの変化 ΔU の間には

$$(\Delta U)_{T, V} = (\Delta F)_{T, V} - T \left(\frac{\partial \Delta F}{\partial T} \right)_V$$

という関係式が成り立つ。また等温等圧過程におけるギブスの自由エネルギーとエンタルピーの変化 $\Delta G, \Delta H$ も類似の関係

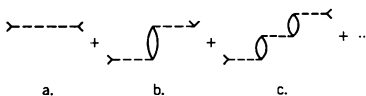
$$(\Delta H)_{T, p} = (\Delta G)_{T, p} - T \left(\frac{\partial \Delta G}{\partial T} \right)_p$$

を満たす(T, p, V はそれぞれ温度、圧力、体積を表す)。これらの関係は、ギブス-ヘルムホルツの式とよばれ、等温等積(または等温等圧)過程において体系になされる仕事 $\Delta F(\Delta G)$ とその温度変化を測って、内部エネルギー(エンタルピー)の変化を求める目的にしばしば用いられる。

グブソン・ミックス [英 Gibson mix, 露 смесь Гибсона] ⇨ 命令ミックス

擬ベクトル [英 pseudovector, 独 Pseudovektor, 仏 pseudovecteur, 露 псевдовектор] ⇨ ベクトル

起偏度 [英 polarization, 仏 polarisation] ⇨ 偏光子
気泡型のダイアグラム [英 bubble diagram, 仏 diagramme de type bulle, 露 пузырьковая диаграмма] 多体問題で物理量をファインマン・ダイアグラムを使って計算するとき、図 b, c のように、相互作用する粒子のグリーン



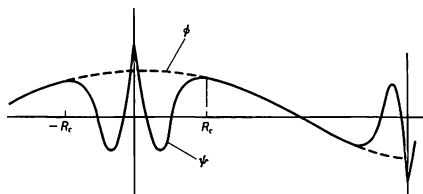
関数を表す実線がすべて単純なループになっていて隣り合う点線(相互作用を表す)をつないでいるようなダイアグラムが現れる。このようなグラフを総称して気泡形のダイアグラムとよぶ。ある粒子の自己エネルギーを、気泡形のダイアグラムだけで計算すると、それは、その粒子に対する

内部場をハートリー近似で計算したことになる。特に、点線がクーロン相互作用を表すとき1本の点線は、クーロン相互作用のフーリエ変換 $e^2/\epsilon_0 q^2$ (e は電子の電荷, ϵ_0 は誘電率, q は波数ベクトル)を表し、1個の気泡は、自由粒子系の複素分極率に相当する。そして、図 a, b 以下のグラフの和は、ランダムフェイズ近似での複素誘電率を $\epsilon(q, \omega)$ とするとき、 $e^2/\epsilon(q, \omega)q^2$ になっている。

擬ポテンシャル [英 pseudopotential, 独 Pseudopotential, 仏 pseudopotentiel, 露 псевдопотенциал] 金属や半導体の伝導電子の状態が、各イオンの強い引力の働く周期場のなかにあるにもかかわらず、多くの実験事実、各イオンのまわりの何かある弱いポテンシャルの重ね合わせによって平面波の状態が修正されているとする、ほとんど自由な電子の近似でよく説明できる。この仮想的な弱いポテンシャルのことを擬ポテンシャルという。いま伝導電子の本物の波動関数を $\psi(r)$ 、本物のポテンシャルを $V(r)$ とすると、 $\psi(r)$ はイオン付近で殻電子の軌道と直交するように激しく振動し、大きな運動エネルギーをもつが、これはイオンの引力ポテンシャルをちょうど打消している。そこで $V(r)$ をこの打消されたポテンシャル $V_{ps}(r)$ で置換え、その代り $\psi(r)$ をイオン付近で振動しない滑らかな波動関数 $\phi(r)$ で置換えた有効波動方程式

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{ps}(r) \right\} \phi(r) = E \phi(r)$$

を考へ、この方程式が伝導電子に関する限り本物と全く同じエネルギー固有値を与えるようにする。このとき V_{ps} を擬ポテンシャル、 $\phi(r)$ を擬波動関数とよぶ。 ψ と ϕ の関係は図のようになる (R_c は内殻の半径)。 V_{ps} は OPW



法を少し一般化した形で具体的に計算できるが、実際の計算では半経験的に決められるモデルポテンシャルを用いることが多い。いずれの場合も V_{ps} はイオンの近くでは直交反発力によってほとんど打消されており、さらに各イオンポテンシャルの長距離部分も伝導電子の遮蔽効果によって十分小さくなっているから、固体のエネルギーバンドの計算だけでなく、各種金属の擬集エネルギーや格子振動のエネルギーの計算、いろいろな結晶構造の安定性の問題、さらに、液体金属のような不規則系も、摂動論によって取扱うことができ、多くの成果をあげている。擬ポテンシャルは散乱理論からも基礎づけることができる。上に述べた事情は、位相のずれ η_l がどんなに大きくても (イオンポテンシャルがどんなに強くても)、平面波の散乱を決めるもの (擬ポテンシャル) は $\eta_l = \rho_l \pi - \delta_l$ ($|\delta_l| < \pi/2$) の δ_l であることに対応している。散乱理論を用いた最も一般的な擬ポテンシャルは、各イオンのポテンシャル $V(r)$ を T 行列で置換えて計算するグリーン関数法から導かれるが、そのなかで最も効率のよい平面波展開が APW 法であることが示される。この意味で、APW 法およびグリーン関数は「厳密な」擬ポテンシャル法であるといえる。

キーボード [英 keyboard, 独 Tastatur, 仏 clavier,

露 клавиатура] キートップを押下げることにより、そのキーに対応しているコードを生成させる装置。計算機の入力装置として用いられる。

基本音 [英 fundamental tone, 独 Grundton, 仏 son fondamental, 露 основной тон] 複合音を構成する各部分音のなかで、最低の振動数をもった正弦波を基本音という。周期的複合音の場合には、その周期に対応する振動数をもった正弦波が基本音になる。

基本系列 [英 fundamental series, 独 Fundamentalserie, 仏 série Fondamentale, 露 фундаментальная серия] 原子スペクトルで、 D 準位の中のいちばんエネルギーの低い ndD 準位へ、それよりエネルギーの高い一連の $n'F$ 準位から遷移する一群のスペクトル線、 $n'F \rightarrow ndD$ を基本系列とよぶ。波長領域は主に赤外領域にあり、バークマン系列とよばれることもある。基本系列という名称はこの系列が原子スペクトルのなかで基本的なものであるという誤った考えを与えやすいが、長年の習慣で用いられているにすぎない。

基本振動 [英 fundamental vibration, 独 Grundschiwingung, 仏 vibration fondamentale, 露 основное колебание] 固有振動のうち振動数(周波数)が最小のもの。非線形振動をフーリエ分解した成分正弦波のうち、振動数が最小な基本波の振動を指すこともある。このことから、分子の赤外スペクトルの基(本)音に相当する振動をも基本振動という。

基本単位

[1] [英 fundamental unit, 独 Grundeinheit, 仏 unité fondamentale, 露 Фундаментальная единица] ささまざまな量の集団をひとつの体系と考え、体系の中のいくつかの量を、他の量に従属しない独立のものとしなした場合に、それらの量を、その体系での基本量といい、基本量の単位を基本単位という。たとえば MKS 単位系に対応する量体系での基本量は長さ・質量・時間であり、基本単位はメートル(m)・キログラム(kg)・秒(s)である(⇒ 組立単位, MKS 単位系)。

[2] [英 base unit, 独 Basiseinheit, 仏 unité de base, 露 основная единица] 国際単位系(SI)において、次元の見地からみて独立なものとみなすことが協約された7つの単位、すなわち長さのメートル(m)・質量のキログラム(kg)・時間の秒(s)・電流のアンペア(A)・熱力学温度のケルビン(K)・物質量のモル(mol)・光度のカンデラ(cd)。対応する欧語での修飾辞は、fundamental (英), Grund (独), fondamentale (仏), фундаментальная (露)ではなく、それぞれ base, Basis, de base, основная である。それで、邦語でも「基本」単位とは別の呼び方(たとえば「基礎」単位)を採るべきだとの意見がある(⇒ 国際単位系)。

[3] [英 base unit, 独 Basiseinheit, 仏 unité de base, 露 основная единица] 計量法において、法定計量単位の筆頭にあげられている7つの単位(計量法, 第三条)。実質は、SI の基本単位と同じである(⇒ 計量単位)。

基本定点(温度の) [英 fundamental fixed point, 仏 point fixe fondamental, 露 фундаментальная постоянная точка] ⇒ 国際実用温度目盛

基本テンソル [英 fundamental tensor, 独 Fundamentaltensor, 仏 tenseur fondamental, 露 основной тензор] ⇒ テンソル

基本ベクトル [英 fundamental vector, 独 Grundvektor, 仏 vecteur fondamental, 露 основной вектор] ベクトル空間またはその線形部分空間 V の中の(線形独立な)ベクトルの集合 $\{e_i\}$ をとったとき, V の任意のベクトル a が $\{e_i\}$ の線形結合 $\sum_i a_i e_i$ として一意的に表されるならば,

$\{e_i\}$ を V の基本ベクトルまたは基底という. 基本ベクトルの個数は, ベクトル空間または線形部分空間の次元数に等しい. 基本ベクトルとしては, 各 e_i が内積について $e_i \cdot e_j = \delta_{ij}$ を満足するような規格直交系(正規直交系)が用いられることが多い.

基本粒子 [英 fundamental particle, 独 Elementarteilchen, 仏 particule fondamentale, 露 фундаментальная частица] 素粒子とよばれている陽子や中性子などのハドロンは, クォークから構成されている複合粒子だと考えられている. クォークやレプトンのような物質の基本的な構成粒子を基本粒子とよぶ. クォークやレプトンにも構造があり, クォークやレプトンを構成するプレオンとかサブクォークとかよばれる「より基本的な基本粒子」が存在するとの提案もいくつかあるが, クォークやレプトンにこのような構造が存在するという実験的な証拠は現在のところ存在しないようである.

奇妙さ [英 strangeness, 独 Strangeness, 仏 étrangeté, 露 странность] ハドロンのもつ量子数のひとつ. S と表す. ハドロンを分類するために, 西島和彦と M. Gell-Mann によって 1953 年に導入された. 電荷 Q , アイソスピンの第三成分 I_3 , 超電荷 Y のハドロンについて $Q = I_3 + Y/2$ が成り立つ. バリオン数を B とすると, $Y = S + B$ である. 強い相互作用と電磁相互作用では S が保存し, 弱い相互作用では S は保存しない. S が 1 だけ変化する崩壊, たとえば $\Xi \rightarrow \Lambda \pi$ は観測できるが, S が 2 変化する崩壊, たとえば $\Xi \rightarrow N \pi$ は確率が小さくて観測されていない. 個々の粒子の奇妙さは核子 N , π 中間子では $S=0$, Λ 粒子, Σ 粒子は -1 , Ξ 粒子は -2 , Ω 粒子は -3 , K 中間子は $+1$ であり, それぞれの反粒子の S は符号が逆になる(チャーム粒子に対しては $Q = I_3 + (Y+C)/2$ である).

奇妙なアトラクター \Rightarrow カオス

キメラ [英 chimera, 独 Chimära, 仏 chimère, 露 химера] 同一個体内に, 遺伝子型の異なる組織が混在する現象. 植物の接木がその代表的なものである. 動物においては, 普通このような現象をモザイクとよぶ. 昆虫で多くその例が見られ, 体細胞の一部の突然変異, 受精や発生の異常として説明される. 放射線生物学においては, あらかじめ, 骨髄死を誘発する線量を照射したマウスに, 他系統マウスの骨髄細胞を移植して, キメラをつくり出す. なお遺伝子型の質的な相違によるキメラのほかには量的相違によるもの, たとえば染色体数の相違によるキメラがあり, 染色体キメラ, 細胞キメラまたは混数性などとよばれる.

キモトリプシン [英 chymotrypsin, 独 Chymotrypsin, 露 химотрипсин] キモトリプシンはペプシン, トリプシン, カルボキシペプチダーゼなどと同様な哺乳動物のタンパク質分解酵素のひとつで, タンパク質中の特定のペプチド結合を加水分解する作用をもつ. キモトリプシンは, まず膵臓でキモトリプシノーゲンとよばれる前駆体(酵素活性がない)として生合成され, 膵液に含まれて分泌

される. キモトリプシノーゲンは 245 個のアミノ酸残基から成る一本鎖ポリペプチドであるが, 小腸でトリプシンとキモトリプシンの作用を受けて 2 ヶ所で切断され, 酵素活性をもつ三本鎖ポリペプチドのキモトリプシンに変化する. 三本鎖は互いにジスルフィド結合によって結合している. 分子量は 25000 で, $50 \times 40 \times 40 \text{ \AA}$ の密な楕円体をとる. キモトリプシンは, チロシン, トリプトファン, フェニルアラニンなどの芳香族アミノ酸やメチオニンなど, 大きな疎水性側鎖をもつアミノ酸のカルボキシル側のペプチド結合のみを限定分解する. またエステル結合にも作用する.

既約 [英 irreducible, 独 irreduzible, 仏 irréductible] \Rightarrow 群の表現

逆圧電効果 \Rightarrow 圧電効果

逆位相境界 [英 antiphase boundary, 独 Antiphaseengrenzfläche, 仏 surface antiphase, 露 антифазная граница] 成分原子の配列の規則性が不完全な超格子構造においては, 副格子上の原子配列が逆転している領域がある(\Rightarrow 超格子構造). これを逆位相領域, または反位相領域(antiphase domain)といい, その境界を逆位相領域境界, 逆位相境界または反位相境界とよぶ. 長距離秩序度(長範囲規則度)が 1 より小さい超格子構造は, いくつもの逆位相領域に分割することができる. 図 1 は A, B 原子から成

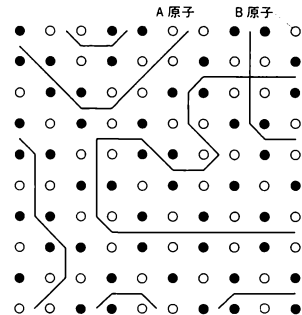


図 1

る二次元構造で, その長距離秩序度が 0.04 である(\Rightarrow 長距離秩序度)が, 実線(逆位相境界)でくぎられた逆位相領域に分けられる. 各逆位相領域内の A, B 原子の各副格子への配列は完全に規則正しい. 成分原子の位置交換と拡散により, 逆位相境界は移動し逆位相領域の大きさは変化する. また逆位相境界は転位の移動の障壁となるので機械的性質は逆位相領域の大きさに依存する. 図 2 は高分解能電子顕微鏡で見た規則合金の逆位相境界で, 白い輝点で表さ

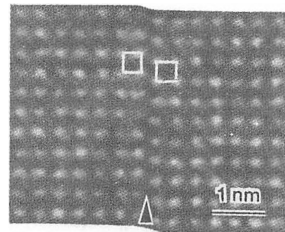


図 2

れた原子配列の逆転がわかる。逆位相境界がある一定の周期で繰返し起る規則格子構造を長周期逆位相構造という。

モリブデン酸ガドリニウム $Gd_2(MoO_4)_3$ 系結晶の高分相から強誘電弾性相への構造相転移や、硫酸アンモニウム $(NH_4)_2SO_4$ の仮想的原型相 (\Rightarrow 原型相, 逐次相転移) D_{4h} から強弾性相 D_{2d} への仮想的相転移は基本単位格子が2倍になるゾーン境界相転移である。このような相転移では、1つの強誘電分域または強弾性分域中に、格子の基本周期の半分だけ互いにずれた領域が生じ、その境界に逆位相境界が生ずる。

逆位相領域 [英 antiphase domain, 独 Antiphasenbereich, 仏 domaine antiphase, 露 антифазный домен] \Rightarrow 逆位相境界

逆 X 線効果 [英 reverse X-ray effect, 仏 effet de rayons X inverse] 熱陰極電離真空計で見られる現象。類似の現象として軟 X 線効果がある。熱陰極電離真空計で、フィラメントから放出された電子はグリッドに流れ込む。グリッドに到達するときの電子のエネルギーは、フィラメントとグリッド間の電圧で与えられ、おおよそ 150~180 eV である。電子がこのエネルギーでグリッドをたたくことにより、グリッドより軟 X 線が放出され、その一部はイオンコレクターに当たり軟 X 線効果の原因となる。ペアード-アルバート・ゲージなどの場合は、軟 X 線は同時に管球の内壁をたたき、そこから光電子を放出する。管球内壁とイオンコレクターはほぼ同電位であり、光電子の一部にはグリッドを通り抜けてイオンコレクターに達するものもあり、このためイオン電流とは逆向きの電流がイオンコレクターに流れる結果となる。この現象は、軟 X 線効果とは逆向きの電流を生ずるもので、逆 X 線効果とよばれる。この効果によるイオンコレクター電流は、軟 X 線効果によるものに比べてはるかに小さく、通常の圧力測定ではほとんど考える必要はない。

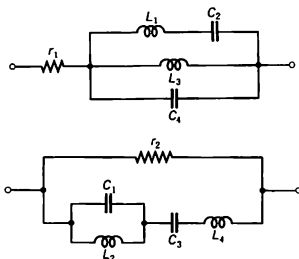
逆回路 [英 inverse circuit, 独 umgekehrter Stromkreis, 仏 circuit inverse, 露 обратная цепь] 2つの回路網があり、そのインピーダンス行列 (アドミッタンス行列) がそれぞれ $Z_1, Z_2 (Y_1, Y_2)$ であるとき、正の実数を要素とする対角行列 $R(G)$ に対して

$$Z_1 Z_2 = R^2 \quad (Y_1 Y_2 = G^2)$$

を満足するならば、それぞれを互いに他の逆回路という。回路が直列および並列回路からなる一端子対回路ならば、逆回路は次のように簡単に求められる。抵抗を r , インダクタンスを L , 静電容量を C , 正の実数を R とすれば

$$r_1 r_2 = R^2, \quad \frac{L}{C} = R^2$$

の関係にある r_1 と r_2 , L と C は互いに逆である。逆回路を求めるには直列接続は並列接続に、並列は直列に変換



し、各素子の値は式に従って、抵抗 r_1 は r_2 に L は C に置換えればよい。簡単な逆回路の例を図に示す。図中、

$$\frac{L_1}{C_1} = \frac{L_2}{C_2} = \frac{L_3}{C_3} = \frac{L_4}{C_4} = r_1 r_2 = R^2$$

である。

逆拡散 [英 back diffusion, 独 Rückdiffusion, 仏 rétrodiffusion, 露 обратная диффузия] 正常に動作している蒸気噴射ポンプにおいて、排気された気体の一部が排気側から吸気側へと逆に移動する現象。拡散ポンプなどの蒸気噴射ポンプでは、ジェットで形成される超音速蒸気噴流によって気体分子は運動量を与えられ、吸気口より排気口へと移送圧縮を受ける。このようにして気体の圧力は、蒸気噴流の領域を境にして、気体の移送の方向と同じ向きに圧力勾配を生じ、気体分子の一部にはその圧力勾配にしたがって排気口側より吸気口側へと拡散するものが現れる。この現象を逆拡散という。逆拡散は気体の分子量が小さいほど盛んで、超音速蒸気噴流の密度が大きいほど小さい。蒸気噴射ポンプの背圧が臨界背圧を上まわり、ポンプが正常に動作でなくなると、気体が大量に逆流する現象は逆拡散とはいわれない。

逆起電力 [英 counter electromotive force, 独 gegen-elektromotorische Kraft, 仏 force contre-électromotrice, 露 противоэлектродвижущая сила] 閉回路を流れる電流が変化すると、自己誘導によって、その回路自身に起電力が生じる。この起電力は、レンツの法則に従って電流の変化を妨げる向きに生じるから、電流を変化させる起電力とは逆向きになり、逆起電力とよばれる。また、回路の運動や変形によって、回路を貫く磁束が変化すると、その変化を妨げるような電流を流す向きに起電力が生じる。これも逆起電力とよばれる。自己インダクタンスを L , 電流を I とすると逆起電力は $-d(LI)/dt$ で与えられる。

逆行列 [英 inverse matrix, 独 inverse Matrix, 仏 matrice inverse, 露 обратная матрица] A が正方行列のとき、 $AX=I$ を満たす正方行列 X が存在する (一意に決まる) ならば、それを A の逆行列とよび A^{-1} と表す。逆行列 A^{-1} が存在するとき、 A は正則であるという。 A^{-1} と B^{-1} がともに存在するならば $(AB)^{-1} = B^{-1}A^{-1}$ である。

逆行列の数値計算法としては、 A の次数を n とすると、 n 組の連立一次方程式 $AX=I$ をガウス-ジョルダンの消去法で解けばよい。この方法はガウスの消去法と似ているが、ガウスの消去法では対角より下の要素を消去して上三角行列に変換するのに対して、この場合には対角より上の要素も同時に消去して対角行列に変換する。右辺 I に対しても A に対する操作と同じことを行えば、 $X=A^{-1}$ が得られる。逆行列を計算する目的が、いくつもの異なるベクトル b について $Ax=b$ を解くためだけであるなら、 A^{-1} そのものを計算するのは賢明な方法ではない。それより、 A をガウスの消去法によって下三角行列 L と上三角行列 U の積に分解しておいて、いくつかの b に対して2つの三角方程式 $Ly=b, Ux=y$ を解くほうがよい。

既約クラスター積分 [英 irreducible cluster integral, 仏 integrale d'amas irréductible, 露 неприводимый кластерный интеграл] N 個の分子よりなり、分子間ポテンシャルが $U_{ij} = U(|r_i - r_j|)$ である不完全気体の圧力を p , 絶対温度を T , 比体積を v とすると p は

$$\frac{p}{kT} = \frac{1}{v} \left[1 - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k}{k+1} \beta_k \left(\frac{1}{v} \right)^k \right]$$

$$\beta_k = \frac{1}{k!} \frac{1}{V} \int \sum^{(s)} \prod f_{ij} dr_1 \cdots dr_k, f_{ij} = \exp(-U_{ij}/kT) - 1$$

と表すことができる。ただし、 V は系の体積を表す。 $\sum^{(s)} \prod$ は $k+1$ 個の名前のついた点からつくられるつながれたグラフのうち、ある点を切離すことにより2つ以上のグラフに分けられるような点の存在しないようなグラフについての和である。この β_k を既約クラスター積分分という。たとえば

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \frac{1}{V} \int f_{12} dr_1 dr_2 \\ \beta_2 &= \frac{1}{2V} \int f_{12} f_{23} f_{31} dr_1 dr_2 dr_3 \\ \beta_3 &= \frac{1}{3!V} \int [3 f_{12} f_{23} f_{34} f_{41} + 6 f_{12} f_{23} f_{34} f_{41} f_{13} \\ &\quad + f_{12} f_{23} f_{34} f_{41} f_{13} f_{24}] dr_1 dr_2 dr_3 dr_4 \\ &\vdots \end{aligned}$$

である。いま β_k の被積分関数はグラフで表すことができ、 $k=1, 2, 3$ に対して図のようになる。 $(-1/2)\beta_1, (-2/3)\beta_2, \dots, (-k/k+1)\beta_k$ は、第二、第三、 \dots 、第 $k+1$ ビリアル係数である。

$$\beta_1: \text{---} \quad \beta_2: \triangle \quad \beta_3: 3 \square + 6 \begin{array}{|c|} \hline \diagup \diagdown \\ \hline \end{array} + 1 \begin{array}{|c|} \hline \diagup \diagdown \diagup \diagdown \\ \hline \end{array}$$

逆弧 [英 arc-back, 独 Rückzündung, 仏 retour d'arc, 露 обратная дуга] \Rightarrow アーク放電

逆格子 [英 reciprocal lattice, 独 Reziprokgitter, 仏 réseau réciproque, 露 обратная решётка] 実空間内 K , 同一平面にない a_1, a_2, a_3 のベクトルの組をとれば、ベクトル $a = n_1 a_1 + n_2 a_2 + n_3 a_3$ は三次元格子図形の格子点を表す。ここに (n_1, n_2, n_3) は 0 を含む正または負の整数である。 a_1, a_2, a_3 より次の3つのベクトルを定義する。

$$b_1 = \frac{[a_2 \times a_3]}{V}, \quad b_2 = \frac{[a_3 \times a_1]}{V}, \quad b_3 = \frac{[a_1 \times a_2]}{V} \quad (1)$$

ここで $V = (a_1 \cdot [a_2 \times a_3])$ で、上記の格子(実格子)の単位胞の体積である。次に b_1, b_2, b_3 を基本ベクトルとして、ベクトル $b = h_1 b_1 + h_2 b_2 + h_3 b_3$ (h_1, h_2, h_3 は 0 または正負の整数)をつくれば、 a_1, a_2, a_3 から実格子を考えた場合と同じように、 b は格子図形の格子点を表す。この格子を実格子に対する逆格子とよぶ。

(a_1, a_2, a_3) と (b_1, b_2, b_3) は互いに正規直交の関係にある。すなわち、 $(a_i \cdot b_j) = \delta_{ij}$ ($i=j$ のとき 1, $i \neq j$ のとき 0) である。実格子の格子面(網平面)を表すため、しばしばミラー指数($h_1 h_2 h_3$)を用いるが、逆格子ベクトル b の方向はこの網平面に垂直で、かつ $|b|$ は面間隔 d の逆数である。逆格子の概念は、X 線、中性子線、電子線の回折条件を記述するうえで重要であるばかりでなく(\Rightarrow 回折結晶学)、完全結晶中の種々の物理量(たとえば電子の波動関数と電子密度)をフーリエ級数で表現する際に欠くことのできない概念である。

なお、実格子が緩やかにひずんでいる場合でも、位置 r の関数として局所的に $a_1(r), a_2(r), a_3(r)$ が定義できるときには、式(1)と同じ演算によって局所的逆格子ベクトルを定義することができる。両者の関係は完全結晶の場合と全く同じである。実格子のひずみが、完全結晶からの変位 $u(r)$ で表される場合には

$$b(r) = \bar{b} \text{grad}(\bar{b} \cdot u(r)) \quad (2)$$

と書くこともできる。ここで \bar{b} は完全結晶の逆格子ベクトルである。このような局所的逆格子ベクトルの概念は、緩やかなひずみをもつ結晶中の波動を論ずる際に有用であ

る。

逆格子空間 [英 reciprocal space, 独 reziproker Raum, 仏 espace réciproque, 露 обратное пространство] 逆格子の概念を拡張し、逆格子の間を埋めつくすすべての点の集りからなる空間を逆格子空間、あるいは逆空間とよぶ。すなわち、逆格子を定義する3つの基本ベクトルを b_1, b_2, b_3 とするとき

$$b(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = \xi_1 b_1 + \xi_2 b_2 + \xi_3 b_3$$

と書き、 (ξ_1, ξ_2, ξ_3) に、整数に限らず任意の実数を与えれば、 $b(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$ は (b_1, b_2, b_3) の方向をもつ斜交軸で張られる空間の1点を表す。逆格子点は、 (ξ_1, ξ_2, ξ_3) が整数値をとる特別な点である。逆格子空間は、尺度(スケール)の差を別にすれば、フーリエ空間あるいは運動量空間と同じものである。したがって、結晶性物質中の種々の物理量、たとえば電子の運動量、フォノン(音響子)の波数ベクトルを表すうえで重要な概念である。回折結晶学においても、有限結晶、各種の格子欠陥や格子振動を伴う結晶、さらには長周期構造をもつ結晶の回折条件を幾何学的に表示するうえで便利な空間である。

逆コンプトン効果 [英 inverse Compton effect, 独 inverser Compton-Effekt, 仏 effet Compton inverse, 露 обратный эффект Комптона] 高エネルギーの電子がマイクロ波や赤外線のようなエネルギーの小さい光子と弾性散乱して、エネルギーの高い γ 線を生ずる現象。一方、コンプトン効果は、高エネルギーの光子と低エネルギーの電子との弾性散乱によって、より低いエネルギーの光子が生ずる現象であるが、これら2つの過程は見ている座標系が異なるだけで、基本的には同一の過程であり、「逆」の字を省くことも多い。散乱前と後の光子のエネルギーを ϵ と ϵ' 、散乱前の電子のエネルギー(静止エネルギーも含む)を $\gamma m_e c^2$ とかく(c は光速、 m_e は電子質量)。散乱前の光子の方向について平均して考えると、 $\gamma \epsilon \ll m_e c^2$ の場合、およそ $\epsilon' = \gamma^2 \epsilon$ となり、 $\gamma > 1$ のときは、光子のエネルギーは増加する。また散乱の全断面積はトムソン散乱の断面積 $\sigma_T = (8\pi/3) \times r_e^2$ にほぼ等しい(r_e は古典電子半径)。多数の光子がエネルギー密度 u で存在していれば(たとえば黒体放射)、その中を通過する高速電子の、この過程によるエネルギー損失は単位時間当たり、 $(4/3) \sigma_T c \gamma^2 u$ である。この過程は、最初 E. Feenberg と H. Primakoff によって、宇宙線中の電子や陽子と、太陽や星の光との散乱に適用され、太陽近傍からくる数百 MeV の γ 線の原因と考えられた(1948 年)。最近では、高速電子の存在が推定される天体からの X 線や γ 線の説明に用いられている(\Rightarrow X 線天文学, γ 線天文学)。

逆散乱法 [英 inverse scattering method, 仏 méthode de diffusion inverse, 露 обратный метод рассеяния] 非線形発展方程式を厳密に解く方法。求めるべき解をポテンシャルとする散乱問題を設定し、スペクトル理論(散乱理論)を援用して解を求める。逆散乱法は、1967 年アメリカの C. S. Gardner, J. M. Greene, M. D. Kruskal, R. M. Miura (GGKM) によって、コルトベーク・ド・フリース(KdV)方程式を解く方法として提唱された。散乱理論において、ポテンシャルから散乱データ(反射係数、束縛状態のエネルギー、束縛状態の固有関数の規格化因子等)を求めることを順問題、その逆に、散乱データからポテンシャルを決定することを逆問題という。GGKM は、KdV 方程式 $u_t - 6u u_x + u_{xxx} = 0$ の解をポテンシャルとする一次

元シュレーディンガー方程式 $-\phi_{xx} + u\phi = \lambda\phi$ を考え、その逆問題を解くことによりポテンシャル (すなわち KdV 方程式の解) を求めた。散乱データからポテンシャルを求める積分方程式はゲリファント-レビタン方程式 (またはマルチュエンコ方程式) とよばれる。ゲリファント-レビタン方程式は、反射係数が 0 の場合には代数的に解けて、多数個のソリトンを記述する解を与える。

逆散乱法は、フーリエ変換の拡張ともみなすことができ、現在のところ非線形発展方程式の初期値問題を解く唯一の方法である。1972 年ごろから、非線形シュレーディンガー方程式 $i\phi_t + \phi_{xx} + 2|\phi|^2\phi = 0$ 、変形 KdV 方程式 $u_t + 6u^2u_x + u_{xxx} = 0$ 、サイン・ゴルドン方程式 $\phi_{tt} - \phi_{xx} + m^2\sin\phi = 0$ など多くの非線形発展方程式が逆散乱法によって厳密に解けることがわかってきた。また、格子系 (⇒ 戸田格子) や粒子系などの一次元力学系もこの方法で取扱える。最近では量子論にも拡張され (量子逆散乱法)、ベータ仮説による方法の基礎を与えることがわかった。

逆二乗の法則 [英 inverse-square law, 独 Gesetz des umgekehrten Quadrates, 仏 loi de l'inverse du carré, 露 закон обратных квадратов]

[1] 2つの物体の間に働く力が、その2物体を結ぶ直線の方向にあり、大きさが距離の二乗に逆比例するという法則。万有引力についてのニュートンの法則、2つの電荷間の力についてのクーロンの法則、2つの磁極間の力の法則などがこれに属する。

[2] 光、電磁波、音波、放射線などの強度が、発生源からの距離の二乗に逆比例して減少するという法則。よく知られているのは、光源からの距離の二乗に逆比例して照度が減少するという法則である。

逆磁歪効果 ⇒ 磁歪効果

逆浸透法 [英 reverse osmosis, 独 umgekehrte Osmose, 仏 osmose inversée, 露 обратный осмос] 圧力差を用い、膜 (逆浸透膜) を通して溶液を流すことによって、溶媒と溶質、あるいは異なる溶質を分離する方法をいう。単に膜の孔径の大きさにより大きな分子と小さな分子が分離されるのではなく、孔径など膜の構造のほかに膜材料、溶媒 (多くの場合水) をして溶質のそれぞれの間の相互作用により特殊な選択透過性が現れて、分離機能がでてくるとされている。限外ろ過法が主に孔径の大きさに比べて比較的大きい分子をふるい分けるのに対し、逆浸透法では、数Åから数百Åの小さい分子や無機塩類を溶媒 (水) から分離することができる。膜としてはセロロース膜、芳香族ポリアミド膜が用いられ、海水の脱塩、廃水からのタンパク質などの回収、汚水の処理などに使われている。

逆スターリング・サイクル [英 reversed Stirling cycle, 独 umgekehrter Stirlingprozess, 仏 cycle de Stirling inverse, 露 обратный цикл Стирлинга] ⇒ 冷凍サイクル

逆スピネル [英 inverse spinel, 独 Inversspinnell, 仏 spinelle inverse, 露 обратная шпинель] ⇒ スピネル

逆スピネル型構造 [英 inverse-spinel structure, 独 inverse Spinellstruktur, 仏 structure de spinelle inverse, 露 инвертированная структура типа шпинели] ⇒ スピネル型構造

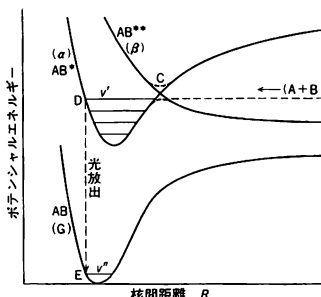
逆制動放射 [英 inverse bremsstrahlung, 独 inverse Bremsstrahlung, 仏 rayonnement de freinage inverse, 露 тормозное поглощение] 制動放射の逆過程。クーロン場

において、電磁波によって電子が加速される現象。高密度プラズマに短波長の高出力レーザー光を照射した場合、顕著に観測され、プラズマ加熱の主要な機構となる。この場合、逆制動放射によるレーザー光の吸収係数 Γ は

$$\Gamma = 4.97q \frac{Z^2 n_e n_i}{n_e^2 \lambda^2 T_e^{3/2}}$$

で与えられる。ただし、 n_e, n_i, n_e は、それぞれプラズマの電子密度、イオン密度、臨界密度、 q は補正係数、 Z はイオンの原子番号、 λ はレーザー光の波長、 T_e はプラズマの電子温度である。

逆前期解離 [英 inverse predissociation, 仏 prédissociation inverse, 露 обратная преддиссоциация] 原子が二体衝突をするとき、前期解離の逆の過程をたどって、光を放出して安定な分子になる過程をいう。前期解離は、図に



示されるように、分子 AB の安定な励起状態 (α) と不安定な反発的ポテンシャル曲線をもつ電子状態 (β) との摂動によって生じるのであるから (⇒ 前期解離)、逆前期解離では、2つの原子 A と B がまずその反発的ポテンシャル曲線の電子状態 (β) を形づくりに近づき、摂動点 C の近傍でもう一方の電子状態 (α) に移らなければならない。そのためにはこのときの2つの原子のもつエネルギーが、ちょうどその摂動点 C のエネルギー値に近い値をもつことが必要である。そして電子状態 (α) から DE に相当するエネルギーの光を放出してエネルギーの低い別の電子状態 (G) に遷移することによって逆前期解離が起る。以上のことからわかるように、通常の衝突反応と異なって、衝突する2つの原子が近づいてつくる分子の電子状態が、前期解離に関連した反発的ポテンシャル曲線をもつ電子状態でなければならないこと、そのもっているエネルギー値が、前期解離を生じているエネルギーに近い値であること、そしてさらに電子状態 (α) にとどまっている短い間に光を出してエネルギーを放出しなければ、再び前期解離を起してしまうこと、などのいくつかの制約があるために、逆前期解離の起る確率は一般に小さく、その現象が分光学的に見いだされる例はそれほど多くはないが、AlH 分子や、C₂ 分子などでは逆前期解離に相当するバンドスペクトルが見いだされている。

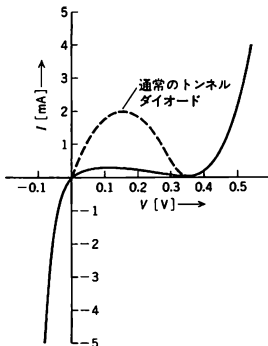
逆線分散 [英 reciprocal linear dispersion, 独 reziproke lineare Dispersion, 仏 dispersion linéaire réciproque, 露 обратная линейная дисперсия] 分光器の分散性能を表す量のひとつで、波長差 $\Delta\lambda$ の2本のスペクトル線が分光器の焦点面上で Δx だけ離れているとき、 $\Delta\lambda/\Delta x$ を逆線分散という。習慣的に単位として Å/mm が用いられている。スペクトルをとるのに写真乾板がよく用いられたので、逆線分散のことをしばしばプレートファクターともい

う。分光器の分散素子(プリズムや回折格子)の角分散を $d\theta/d\lambda$, 結像系の焦点距離を f とし, 波長 λ の光が焦点面に入射角 ϕ で入射すると, 波長 λ に対する逆線分散は

$$\frac{\cos \phi}{f} \left| \frac{d\theta}{d\lambda} \right|$$

で表される。一般に逆線分散は波長によって変化するので, どの波長のところで逆線分散はいくらであるという形で表現する必要がある。

逆ダイオード [英 backward diode, 仏 diode en arrière, 露 обращённый диод] トンネルダイオードで順方向のピーク電流が低く, 逆方向の電流による電圧降下で順方向より小さい性能を利用したダイオード。小振幅では順方向の電流は小さく逆方向によく電流を流すので, 0.2~0.3V 程度の小振幅の信号処理に適している。この特性はトンネル効果によるものである。また逆方向の電圧降下量の温度依存性は $-0.1\text{mV}\cdot\text{deg}^{-1}$ であり, 通常のダイオードの電圧降下量の温度係数 $20\text{mV}\cdot\text{deg}^{-1}$ と比較すると非常に小さい。



逆耐電圧 [英 reverse breakdown voltage, 露 допустимое обратное напряжение] ⇨ 整流器

逆多重項 [英 inverted multiplet, 独 umgekehrtes Multiplett, 仏 multiplet inverse, 露 обратный мультиплет] ⇨ 逆転項, 正常項, 多重項

逆転温度 [英 inversion temperature, 独 Inversions-temperatur, 仏 température d'inversion, 露 температура инверсии] ⇨ ジュール-トムソン効果

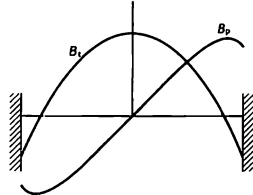
逆転項 [英 inverted term, 独 Inversionsterm, 仏 terme inverse, 露 обратный терм]

[1] 原子の場合多重項成分のエネルギー準位は, 全角運動量の量子数 J の大ききの順になるが, そのうち J が大きいほど低くなる場合にこの多重項を逆転項という。この逆の場合を正常項という。外殻電子の数がその殻に入りうる電子数の半分以上のとき逆転項, 半以下るとき正常項となる。正逆いずれの場合も相隣る二成分 J と $(J+1)$ 間のエネルギー差は $(J+1)$ に比例する(⇨多重項, ランデの間隔規則)。

[2] 二原子分子および直線形多原子分子の場合, 多重項成分の電子項値(T_e)は近似的に $T_e = T_0 + A\Lambda\Sigma$ (T_0 はスピンを無視したときの電子項の項値, A は多重項の分離定数, Λ および Σ は軌道角運動量 L およびスピン角運動量 S の分子軸方向の成分の量子数)で表される。 $|\Lambda|$ および S で特徴づけられる1つの電子項に対し, 1つの T_0 が決

る。 Σ は $-S, -S+1, \dots, +S$ の値をとるので, $A\Lambda\Sigma$ によって与えられる多重項値は等間隔となる。ここで $A < 0$ ならば $(|\Lambda| + \Sigma)$ が大きいほどエネルギー値が低くなり, この多重項は逆転項とよばれ, 項記号の右下に i を添える。すなわち直線分子の項記号で $^{2S+1}\Lambda_i$ ($|\Lambda|=1, 2, \dots$ に対し Π, Δ, \dots), たとえば $^3\Pi_i$ と書く。 $(|\Lambda| + \Sigma)$ が大きいほどエネルギーの高くなる多重項を正常項といい, 項記号の右下に r を添えて表す(例: $^3\Pi_r$)(⇨正常項)。

逆転磁場ピンチ [英 reversed field pinch, 独 „reversed“-Feld-Pinch, 仏 pincement champ reversé, 露 пинч с обратным полем] 環状磁場系プラズマの一種。トラス状の真空放電管に沿ってトラス磁場をつくり, 放電管の周囲を導体シェルで囲む。この配位でプラズマをつくりトラス方向に大電流を誘起すると, π ピンチを起し, プラズマとともに磁力線も中心部に集まり, 中心部のトラス磁場が強くなる。しかし導体シェルがあるため, そのシェル内のトラス方向の磁束が保存されるので, プラズマの周辺部においてはトラス磁場 B_t が弱くなり, さらに逆方向になり逆転磁場配位になる(図参照)。このため強



いシア(磁力線のねじれ)ができプラズマの安定性が高められる。このような磁場配位を逆転磁場ピンチという。このような配位においては, プラズマ電流をクルスカール-シャフロフ限界を超えて流すことができるので, オーム加熱のみで炉心プラズマに必要な温度まで加熱でき, 追加加熱を必要としないことが期待されている。またトラス磁場 B_t の大きさは, プラズマ電流によるポロイダル磁場 B_p と同じ程度の大きさであるので, β 値の高いプラズマの閉じ込めが期待されている。逆転磁場配位の実験装置は, 最初イギリスのハーウェル原子力研究所でつくられ, ゼータと名づけられた。したがって, 逆転磁場ピンチ配位をゼータ配位ともよぶ。

逆転多重項 [英 inverted multiplet, 独 umgekehrtes Multiplett, 仏 multiplet inverse, 露 обратный мультиплет] ⇨ 逆転項, 正常項, 多重項

逆転ラマン効果 = 反転ラマン効果

逆同時計数回路 [英 anticoincidence circuit, 独 Antikoinzidenzschaltung, 仏 circuit d'anticoincidence, 露 схема антисовпадения] 2つ以上の現象が同時に発生したときのみ出力パルスを与える同時計数回路で, 1つまたはそれ以上の入力機能の反転し, これらに入力があると出力パルスを抑止する回路をいう。原子核計数などで, 目的とする現象以外のものを除く場合などに用いられる。

逆ビエジ効果 = 逆圧電効果(⇨圧電効果)

既約表現 [英 irreducible representation, 独 irreduzible Darstellung, 仏 représentation simple, 露 неприводимое представление] ⇨ 既約

逆β反応 [英 inverse β -reaction, 独 inverser β -Zerfall, 露 обратный β -распад] β 崩壊の逆反応に相当する反応を意味し, 次のような反応がある。

$$\bar{\nu}_e + (A, Z) \rightarrow (A, Z-1) + e^+$$

$$\nu_e + (A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^-$$

ここで e は電子, ν_e は電子ニュートリノ, (A, Z) は質量数 A , 陽子数 Z の核種である。入射ニュートリノのエネルギーが数百万 eV 程度なら反応の断面積は 10^{-44}cm^2 程度にすぎない。第一の反応の例として, 原子炉の反ニュートリノを用いた $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ などの反応がある。第二の反応の例としては太陽からくるニュートリノが $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ などで検出されている。逆 β 反応は, 数種のニュートリノの間の相互変換の可能性を調べるために測定が続けられている。また原子炉内の複雑な β 崩壊のようす, 太陽の連続的な核反応などの研究のためにも重要な反応である。

逆蛍石型構造 [英 inverse-fluorite structure, 独 inverse Fluoritstruktur, 仏 structure de fluorine inverse, 露 структура типа антифлюорита] \Rightarrow 蛍石型構造

逆マグネトロンゲージ [英 inverted magnetron gauge, 仏 jauge de magnétron inversé, 露 инверсно-магнетронный вакуумметр] マグネトロンゲージとはほぼ同じ構造であるが, 陰極と陽極とが入れかわっている冷陰極電離真空計の一種。マグネトロンゲージでは中心軸上の陰極が電子源であるが, これに対し, 逆マグネトロンゲージでは外側の円筒状電極が陰極となり, 電子源となる。しかし電子雲が陰極と陽極間の空間内に形成されることは同じであり, 放電の安定性はマグネトロンゲージよりも優れているといわれている。

逆問題 [英 inverse problem, 独 Umkehrproblem, 仏 problème inverse, 露 обратная задача] 二次方程式 $ax^2 + bx + c = 0$ を例としていえば, 方程式(すなわち係数 a, b, c)が与えられて解を求める順問題に対して, 2つの解 a, b を知って方程式を決定するのが逆問題である。この場合, 係数 a は決まらない。量子力学では, シュレーディンガー方程式

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \right] u(x) = E u(x)$$

について, 束縛状態と散乱状態に関する観測可能な知識からポテンシャル関数 V を決定する問題をいう。たとえば, V. A. Marchenko の理論(1955年)によれば, 束縛状態のエネルギーと規格化定数および散乱状態の S 行列が与えられて, ある種の条件を満たせば, 対応するポテンシャル V は一意に決る。それにはスペクトル密度から V を決める I. M. Gel'fand と B. M. Levitan の理論(1951年)を使う。これは非線形波動方程式を解くための逆散乱法に利用される。逆問題の他の例として, M. Kac が「太鼓の音を聞いて形がわかるか」と表現したものもある。これは領域 D の内部で $-\Delta u = \lambda u$ を満たし D の境界で $u = 0$ という設定で, 固有値 λ の分布から境界 D の形が決められるかという問題である。 D が平面上の有界領域なら固有値は離散無限列 $\{\lambda_n\}_{n=0,1,\dots}$ となるが, 今日までのところ, これから D の面積 Q , 周の長さ L および D の破れ孔の数 r を求める関係式

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-\lambda_n} \sim \frac{Q}{4\pi t} - \frac{L}{4} \frac{1}{\sqrt{4\pi t}} + \frac{1}{6}(1-r)$$

が知られているにすぎない。右辺の第一項は, 量子力学的自由粒子の D における状態密度に対して高エネルギーの漸近形を与える H. Weyl の古典的結果(1912年)である。第三項は D も孔もまづ鈍角凸多形角とし, 計算後に角数

$\rightarrow \infty$ とする方法で Kac により得られた(1966年)。

逆ランダウ減衰型の不安定性 [英 instability of inverse Landau damping, 独 Instabilität der invertierten Landaudämpfung, 仏 instabilité par l'amortissement de Landau inversé] \Rightarrow ランダウ減衰

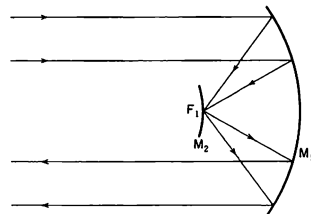
逆励起 = 脱励起

キャスト成形 [英 cast molding, 独 Formgießen, 仏 moulage de fonte, 露 литьё] \Rightarrow 成形

キャッシュメモリ [英 cache memory, 露 кэш-память] 中・大型の電子計算機の演算, 制御回路は, しばしば主記憶装置からのデータの読出し速度より1けた以上速く動作するので, 演算, 制御回路がデータ待ちで遊ばないよう, それらの回路と主記憶装置の間に置くバッファ記憶のこと。このような目的からして, キャッシュメモリの使用する記憶素子としてはアクセス時間 30~70 ns 程度の高速のものを使用し, 記憶容量は 8~128 K バイト程度とするのが普通である。

キャッシュメモリ上におかれるデータは, 主記憶装置上のデータの一部分が写像されたものであるが, いま演算, 制御部が使おうとするデータがキャッシュメモリー上に存在する確率(ヒット率)が高いことが, 処理効率を高めるうえで必要である。そこで, 主記憶上のデータのどの部分をキャッシュメモリー上に写像するか, キャッシュメモリーがオーバーフローした場合に, どのデータを追出すかというアルゴリズムが重要になり, セットアソシアティブ方式, セクター方式, ストア方式などいくつかの方法が使われている。なお, キャッシュメモリーをローカル記憶, またはバッファ記憶とよぶこともあるが, これらの用語は本来キャッシュメモリーを含むもっと広い範囲のものをさす語なので注意を要する。

キャッツアイ [英 cat's-eye, 独 Katzenauge] 大口径の放物面鏡または球面鏡と, 小口径の凸あるいは凹面鏡を光軸上に対向させた光学系の一種で, 光軸の微小変化に影響されずに入射平行光束をそれと平行な平行光束として逆方向に折返す性質をもつ。干渉計などで平行光束を折返し, 折返し点を前後進させる場合, 原理的には平面鏡を用いて駆動すればよいが, 入射光束に完全に平行な光束として折返すような完全な調整, 操作は困難である。平面鏡の代りにコーナーキューブが用いられることもあるが, これは3個の反射面をもち6本の軸をもって調整しなければならない。実際には必ずしも使用が容易ではなく, また費用も割高である。キャッツアイはこの目的のために考案されたものであり, その一例を図に示す。この例では2つの反



射鏡 M_1, M_2 の曲率半径は等しく, M_1 の焦点 F_1 が M_2 の頂点にくるように配置してある。 M_2 としては一般に凹面鏡が用いられる。図からわかるように, 上半分から入射する光束は下半分に折返されるが, 両側を同時に使うことも可能である。キャッツアイの難点は M_1, M_2 の距離がかな

り大きくなることである。波長領域によっては、凸面鏡の代りに球面収差の少ない凸レンズで等価な系が考えられ、光束中央の遮蔽損失がなくなる。

ギャップモード [英 gap mode, 仏 mode d'intervalle] 不完全結晶においては、完全結晶では許されない振動数をもつ基準振動が観測されることがある。これは、欠陥点近傍に振幅が局在した局在振動が生ずるためである(⇒局在振動)。多原子結晶では、この局在振動が、振動スペクトルのバンドギャップのなかに現れることがある。この局在振動のことを特にギャップモードという。

ギャップレス超伝導体 [英 gapless superconductor, 独 lückenfreier Supraleiter, 仏 supraconducteur sans intervalle] 電子の励起エネルギーにギャップのない超伝導体。普通の超伝導体では、励起エネルギーにギャップが存在し、その大きさは超伝導の秩序変数に比例している。磁性不純物を含んだ超伝導体では、不純物濃度とともに転移温度が下がり、ついには0になるが、この付近では秩序変数は0でないにもかかわらず、エネルギーギャップはなくなってしまう。これは秩序変数が磁性不純物周辺では0になるためであると考えられる。

キャパシター [英 capacitor, 独 Kapazität, 仏 capacitateur, 露 ёмкость] = コンデンサー

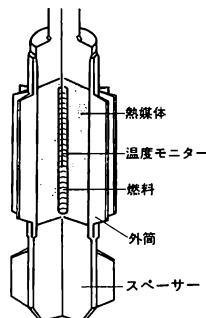
キャパシタンス = 電気容量

キャビティダンピング [英 cavity dumping, 仏 amortissement à cavité, 露 полный вывод из резонатора] レーザー共振器中に蓄えられている光エネルギーを、瞬間的に共振器を開いて、外部にとり出す技術をいう。この際共振器内の光エネルギーは、光が共振器中で往復する時間のうちにすべてとり出され、その強度は定常発振時の強度に比べ $1/(1-R)$ 倍だけ強くなる。ただし、 R は共振器の光とり出し側の鏡の反射率である。Q スイッチレーザーと異なり、時間をかけてレーザー発振を定常状態にしたのち外にとり出すもので、モード同期レーザー光のとり出しなどによく用いられる。共振器内に偏光プリズムとボックススルスを置き、偏光面を回転することによって光路を曲げ、外にとり出す方法が一般的である。

キャビテーション [英 cavitation, 露 кавитация] 局所的な負圧によって液体中に空洞(液体の蒸気と溶存気体を含んだ気泡)が発生する現象。空洞現象ともいう。局所的な負圧は物体が液体中で高速で運動するときや、液体が細いノズルから広い部分に高速で流れ出すときのような流体力学的原因のほか、液体中の強力な超音波によっても生じる。流体力学的原因によるキャビテーションは船のスクリューや発電用水車などの水力機械の効率を低下させるばかりでなく、空洞が正圧部分に移動して圧壊するとき大きな衝撃圧を生じ、水力機械の翼表面を損傷する。これをキャビテーション腐食という。静止液体中の圧力を p_0 、液体の密度を ρ 、その温度での飽和蒸気圧を p_s 、物体の速度を v とすると、 $(p_0 - p_s)/(\rho v^2/2)$ をキャビテーション係数といい、これが小さいほどキャビテーションが発生しやすい。超音波によるキャビテーションは液体中の音圧振幅がある値を超えると発生する。これをキャビテーションしきい値という。空気を溶存した普通の水では約 1 atm であるが、加圧したり、溶存気体を追出すときは値は上昇する。また、超音波の周波数が 1 MHz 以上ではしきい値が上昇し、10 MHz 以上では事実上キャビテーションの作用は見られなくなる。キャビテーションが発生すると、気泡

の圧壊によって可聴音を含む連続スペクトル性雑音が発生するほか、気泡の非線形振動によって音波の周波数の高調波のほか、その 1/2 の成分とその高調波が発生する。気泡圧壊時に発生する局所的な高圧 ($\sim 10^4$ atm) の衝撃波は超音波による乳化和洗浄に利用されている。また、高圧に伴う高温 ($\sim 10^4$ K) によって音ルミネッセンスや、酸化、還元作用を生じる。

キャプセル(原子炉の) [英 capsule, 独 Kapsel, 露 капсула] 原子炉内で各種の試料を照射する際に試料を入れる容器のこと。キャプセルは大別して、無計装キャプセルと計装キャプセルに分類される。無計装キャプセルはプラスチック製またはアルミニウム製の単純な容器であるが、計装キャプセルには照射中の試料の温度、圧力などを測定するためのセンサー付のものや試料を包む雰囲気温度を一定に制御する複雑なものまで含まれる。計装キャプセルを使用して照射する試料としては、核燃料や原子炉材料が多い。燃料照射用計装キャプセルの一例を図に示す。



計装キャプセルに用いられる計測用センサーには、温度測定用熱電対、中性子束測定用セルフパワードニュートロンディテクター(SPND)や圧力センサーなどがある。また、温度制御するためには試料の位置の外、試料周囲の真空、ヒーターの電流値あるいは充填ガスの混合比(He-N₂, He-Ne)などを制御する方式がある。なお、計装キャプセルの構成材料はアルミニウムやステンレス鋼が一般的である。

キャベンディッシュ Cavendish, Henry 1731.10.10 - 1810.2.24 イギリスの物理学者。14世紀以来の貴族の家系の出身で、病弱の母の保護先であったフランスのニースで生れた。程なくイギリスへ戻り、ハックニーの Newcome 博士の学校を経て 1749 年にケンブリッジ大学トリニティー・カレッジに入学したが、1753 年に学士号さえ受けずに同校を去った。父の影響もあって物理に興味をもち、父の家の一部に実験室を設けて研究を始め、1760 年にはロンドン王立協会の会員に選出される。1783 年 父の死に伴って遺産を受け、転居してクラブ・モモンという地区の家で研究に没頭した。結婚せず、学術的会合以外の社交もほとんどしないため、変人と見られていた。1803 年にはアカデミー・デ・シエンスの会員に選ばれた。クラブ・モモンの家で没し、莫大な財産は弟に贈られた。生前の論文は極めて少ない。遺稿が 19 世紀に Kelvin 卿, J. C. Maxwell らの配慮で少しずつ紹介された。1921 年にケンブリッジから論文集が刊行されたが、未刊の手稿多数が Devonshire 公爵家に残されている。

業績は、力学、気体の化学、ある希ガス(後にいうアル

ゴン)の発見, 水が水素と酸素とから成ることの発見などをはじめ, 気体の熱的性質, 物質の相変化, 水銀の凝固, 寒剤などの熱学的な現象の詳しい研究にも及んだが, 著名なのは, 電気の研究(静電気力の逆二乗則, 溶液の電気抵抗など)と, 地球の密度の決定である。

キャラクターディスプレイ [英 character display, 独 Datensichtgerät, 露 буквенно-цифровой дисплей] 計算機システムでの処理結果を, 文字表示する電子式表示装置(⇒表示装置)。

キャリアー [英 carrier, 独 Träger, 仏 support, 露 носитель]

[1] 電流の担い手のことをいい, 電流担体とよぶこともある。通常の電気伝導におけるキャリアーは半導体では伝導帯の電子と価電子帯の正孔である。固体中のキャリアーによって運ばれる電流で特に重要なものはドリフト電流と拡散電流で, キャリアーが電子であるとすると電流密度は $J = ne\mu_e E + eD_e \cdot \partial n / \partial x$ で与えられる。ここで n, e, μ_e は電子の密度, 電荷量, 移動度で E は電場, D_e は拡散係数で $\partial n / \partial x$ は電子の密度勾配である。上式中の第一項がドリフト電流, 第二項が拡散電流である。縮退していない半導体(フェルミ準位がバンドギャップ中にある)で, フェルミ準位が伝導帯の底に近い場合, 電子密度が正孔密度よりも多く, 電子を多数キャリアー, 正孔を少数キャリアーとよぶ。逆にフェルミ準位が価電子帯の頂上に近い場合には, 正孔が多数キャリアー, 電子が少数キャリアーである。フェルミ準位がエネルギーギャップの中央に近く, 電子密度と正孔密度が等しい場合, 真性半導体とよべ, 正孔密度を p , 正孔の移動度を μ_h とすると電気伝導率は $\sigma = ne\mu_e + p\mu_h$ で与えられる。

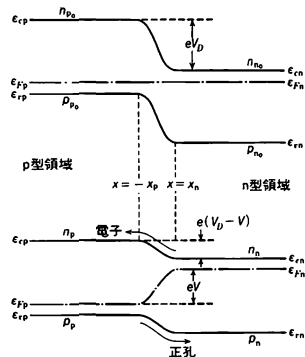
[2] ⇒ 搬送波

[3] 放射性核種のキャリアーのこと。微量の放射性核種は, 物質としての存在形態に化学的に同質あるいは類似の性質をもつものとその挙動をともにするのが普通である。このように, 微量物質を担って運ぶ働きをする物質を, その微量物質のキャリアー(担体)という。微量の物質を分離したり抽出したりしようとするとき, 適当量のキャリアーを加えることによりこれらの処理が容易に行われるようになる。微量物質が放射性である場合, キャリアーがその放射性核種の安定同位体であるか否かに応じて, それぞれ, 同位担体, 非同位担体とよべることがある。担体を伴わない(キャリアーフリー)微量(トレーサ量)の放射性物質の化学的挙動は, 常用量の対応安定元素のそれと非常に異なることが多い。

キャリアー寿命 [英 carrier life time, 独 Trägerlebensdauer, 仏 durée de vie moyenne d'un porteur, 露 время жизни носителей] 半導体中のキャリアーがキャリアーとしての機能もち続ける時間。たとえば, キャリアーとして伝導帯に励起された電子を考えると, これはいつまでもキャリアーとして電気伝導に関与するわけではない。不純物や表面に捕獲されたり, 正孔と再結合して消滅したり, あるいは正孔とともに励起子を形成したりすると, 電子は電気的担体としての能力を失ってしまう。正孔でも事情は同じで, キャリアーは一般に有限な寿命をもつ。その平均値がキャリアー寿命である。

キャリアー注入 [英 carrier injection, 独 Trägerinjektion, 仏 injection de porteurs, 露 инжекция носителей заряда] 半導体の pn 接合や, 半導体と金属の接触面を

通してキャリアーが注入されることで, 電流となったり, 電子と正孔の再結合により発光して消滅する場合などがある。キャリアー注入のうちいちばん重要なのは, 半導体の pn 接合における少数キャリアーの注入で, これが pn 接合の整流特性やトランジスタ作用を左右している。n 型領域に電子を注入する場合, 初めに存在する電子濃度が高いため, わずかの電子を注入してもその効果は極めて小さい。また, 金属に電子を注入しても誘電緩和時間 $\kappa\epsilon_0/\sigma$ ($\kappa\epsilon_0$ は誘電率, σ は電気伝導率)で余剰電子は緩和されるのでその効果は極めて小さい。したがって, キャリアー注入として重要なのは, n 型半導体に少数キャリアーの正孔を注入したり, p 型半導体に少数キャリアーの電子を注入したりする少数キャリアーの注入である。図は pn 接合の



バイアス電圧 0 と順方向バイアス V (p 型領域側が正, n 型領域側が負となるような電圧)を印加した場合のエネルギー図である。図において添字 p と n はそれぞれ p 型領域と n 型領域における値を, 添字 0 は $V=0$ の平衡状態における値を意味する。 $V=0$ の各領域における電子, 正孔の濃度については

$$\frac{n_{p0}}{n_0} = \frac{p_{n0}}{p_0} = \exp\left(-\frac{eV_D}{kT}\right)$$

の関係が成り立つ。 V_D は電位障壁あるいは拡散電位とよべ, p 型および n 型領域の不純物濃度と温度によって変化する。この pn 接合に図のように順方向バイアス V を印加すると, 遷移領域と n 型領域との界面 $x=x_n$ における正孔濃度は

$$p_n = p_{n0} \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) = p_{p0} \exp\left[\frac{-e(V_D - V)}{kT}\right]$$

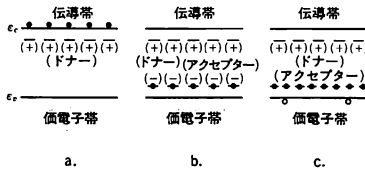
となり, 同様に p 型領域の界面 $x=-x_p$ における電子濃度は

$$n_p = n_{p0} \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) = n_{n0} \exp\left[\frac{-e(V_D - V)}{kT}\right]$$

となって, 少数キャリアーは接合面で平衡状態の値の $\exp(eV/kT)$ 倍となる。これが少数キャリアーの注入である。印加電圧はほとんど接合部にかかるため $x > x_n$, $x < -x_p$ の領域では電場はほとんど 0 であり, 注入された少数キャリアーは密度勾配に比例する拡散電流となって流れる。キャリアーの注入は半導体と金属の接触面を通して行われる。特に半導体にオーム性電極(整流性のない電極)を付けても, 高電場になると少数キャリアーが注入され, 電流電圧特性に影響を及ぼすことがあるので, n 型半導体の場合その表面を n^+ (n 型領域のドナーよりも多量のドナ

一を添加する)としてこれに金属電極をつける方法がよく行われる。そのほかの注入法としては、エネルギーギャップよりも大きなフォトンエネルギーをもつ光を入射して、光吸収により電子・正孔対を励起する方法で、再結合するときに放射するエネルギーなどを測定して、半導体の評価を行うのに広く用いられている。

キャリアの補償 [英 carrier compensation, 仏 compensation de porteur, 露 компенсация носителей тока] n 型(p 型)半導体にアクセプター(ドナー)となる不純物を入れて電子(正孔)濃度を減少させて絶縁体に近づけたり、逆に反対のキャリアである正孔(電子)の濃度の方を多くして p 型(n 型)半導体に変えることで、不純物補償とよぶこともある。図 a は n 型半導体、図 b はドナーと同程度



のアクセプターを導入してキャリアである電子を補償して絶縁体に近づけたもの、図 c はドナーよりも多いアクセプターを導入して p 型に変化させたもののエネルギー図である。図 b のように、もとの n 型半導体のドナー濃度にほぼ等しいアクセプターを入れると、ドナーの電子が全部アクセプターに捕えられ、伝導帯の電子も価電子帯の正孔も非常に少なくなり絶縁体に近くなる、いわゆる完全補償が実現できる。これに対し図 c のようにドナーよりも多いアクセプターを導入すると、ドナーからの電子をアクセプターが捕え、残ったアクセプターは価電子帯の電子を捕え、伝導帯の電子濃度よりも価電子帯の正孔濃度の方が多くなり p 型に変化する、いわゆる過剰補償ができる。このように導入する不純物の種類と量によって、キャリアの種類とその濃度を制御することができる。キャリアの補償は pn 接合や, npn, npn, pin 接合などをつくるのに用いられる。通常、ドナーやアクセプター不純物を含む気体を半導体を入れた高温の反応管に導入し、拡散(熱拡散)により補償が行われる。Si や Ge などの IV 族元素半導体の不純物補償として用いられる不純物元素はドナーとなるものが V 族元素の B, Al, Ga, In など、アクセプターとなるものが III 族元素の P, As, Sb, Bi などである。

キャリアフリー [英 carrier free, 独 trägerfrei, 仏 sans entraîneur, 露 без носителя] 放射性同位体とその安定同位体を含まないで存在している状態のことをキャリアフリーであるという。放射性核種の製造において、(n, r), (n, 2n), (d, p) 反応などで生成する核種は核反応によって原子番号が変わらないので生成核種は常に非放射性の標的核によって薄められる。これに反して、たとえば (d, n), (p, n), (d, a) などの核反応では標的核と異なる原子番号の放射性核種が生成される。生成核種は標的核から化学的に分離できるのでキャリアフリーの放射性同位体を調製できる。キャリアフリーの放射性同位体を取り出すには、共沈法、イオン交換法、クロマトグラフ法、溶媒抽出法、蒸留法、電気的な方法、ミルキング、ラジオコロイド法などがある。

キャンベル・ブリッジ [英 Campbell bridge, 独 Campbell-Brücke, 仏 pont Campbell, 露 мост Кэмпбелл]

周波数測定用ブリッジの一種。相互インダクタンス M と容量 C とで図 1 のように構成された三端子ブリッジ

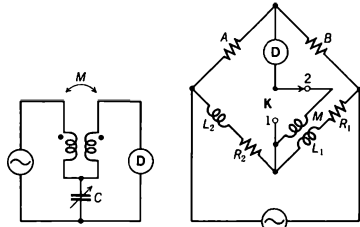


図 1

図 2

で、検出器 D の電流が 0 になる平衡条件は $\omega^2 MC = 1$, ω は角周波数である。M を求める方法としても使用されるが、通常 1kHz 以上の周波数測定に用いられる。実際の M には不純分, C には損失分を含むので、それぞれ直列抵抗 ρ, r として表すと、平衡条件は $(1/\omega C - \omega M) = \rho + r \neq 0$ となり、シャープな平衡状態が得られない。図 2 もキャンベル・ブリッジとよばれる。この平衡条件は $M(A+B) = AL_1 - BL_2$, $R_1A = R_2B$ 。まずスイッチ K を 1 に入れ一次側のインダクタンス L_1 の値を外側の平衡条件より決めてからスイッチ 2 の位置で平衡をとり M を求める。この型のブリッジは相互インダクタンス M が差の形で表されていることからわかるように、M が小さければそれだけ精度もよくない。

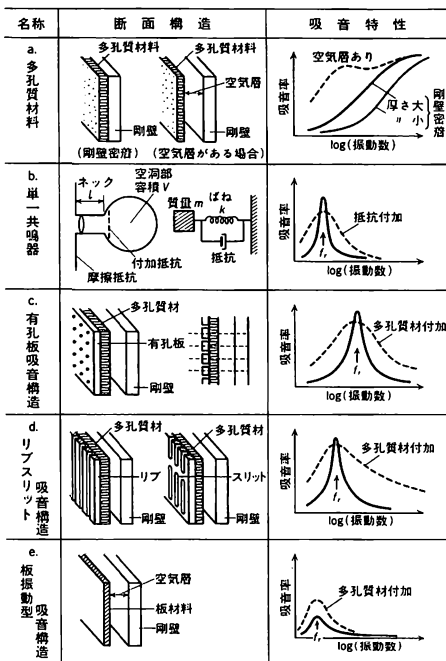
吸引型高温計 [英 suction pyrometer, 独 Ansaugpyrometer, 仏 pyromètre à aspiration, 露 аспирационный пирометр] 流速をもつ高温のガス温度を遅れなく正確に測定するための温度計。ポンプで被測定気体を測温部に導いて測定する構造につくられている。温度センサーには熱電対が用いられており、導管中でのガス温度の低下、測温部の管壁からの熱放射の影響などを防ぐ対策がなされている。鉄鋼業における平炉での熱風の温度測定などに利用された例がある。測定気体中に粉じんが含まれていると、保守に手間がかかる。そのために現在ほとんど使われていない。

吸エルゴン反応 [英 endergonic reaction, 仏 réaction endergonique, 露 эндэргоническая реакция] 生物学、生化学の領域で主に用いられる語で、標準自由エネルギーの増加を伴う反応をいう。多くの生成反応や、濃度、拡散、浸透圧に抗して行われる物質の能動的輸送、筋肉の収縮のような形態の変化、運動など、それ自身単独では熱力学的に起りえない変化はすべて吸エルゴン反応である。吸エルゴン反応が起りうるのはそれがほかの発エルゴン反応と組合さっている(共役している)からである。

吸音 [英 sound absorption, 独 Schallabsorption, 仏 absorption du son, 露 поглощение звука] 音波が伝播媒質(一般に空気)と異なる物質の境界面に入射すると、反射・透過の現象が生じるが、音のエネルギーの一部は物質中で熱のエネルギーに変換される(⇒吸音材料, 吸音率)。また音が媒質中で伝播する過程でも、媒質の粘性や緩和現象によって音のエネルギーの一部が吸収される(⇒音波吸収)。これらの現象を総称して吸音という。

吸音材料 [英 sound absorbing material, 独 schall-schluckendes Material, 仏 absorbant du son, 露 звукопоглотитель] 一般に材料に音波が当たるとそのエネルギ

一の一部が熱のエネルギーに変換されて吸音されるが、その割合が特に大きい材料を吸音材料という。吸音材料の吸音特性は材料固有のものではなく、その取付けかたなどによって変化する。図に建築などで一般に用いられている吸



音構造とその吸音特性の概略を示す。図aの多孔質材料としては、ガラス繊維・岩棉・石棉・連続気泡をもつ発泡材・各種布類などがよく用いられているが、これらの通気性のある材料内部に音波が侵入すると、細孔中での空気粘性による摩擦および繊維の振動によって音のエネルギーの一部が熱のエネルギーに変換されるため吸音効果が生じる。その程度は材料の厚さ・流れ抵抗・有孔率・繊維構造などの材料の特性だけでなく、音の周波数・材料背後の条件(空気層の厚さ)によって大きく変化する。図bに示すようなつば状の容器は単一共振器またはヘルムホルツ共振器とよばれ、ネック部分の空気の慣性と空洞部の空気の弾性からなる単一共振系を形成し、その共振周波数に近い周波数の音が入口にあたると共振する。その場合、ネック部分での粘性摩擦によって音のエネルギーの一部が熱のエネルギーに変換されるため吸音効果が生じる。したがって、その吸音特性は著しい周波数選択性を示す。単一共振器は室内に際だった固有振動があるような場合にその音を抑制するためによく用いられる。図cの有孔板あるいは図dに示すリブスリット構造は図bの単一共振器が無数に並んだものと考えることができ、共振周波数を中心とした山型の吸音特性を示す。これらの材料の背後に多孔質材を張って抵抗をつけることにより、吸音周波数範囲を広げることができる。図eに示すように剛壁との間に空気層をおいて板(膜)状材料を張ると、板の質量と空気層および板自体の弾性によって共振系が形成され、音波の励振によって共振したときに板自体の内部損失および取付け部における摩擦

損失によって吸音効果が生じる。一般的な板状材料を用いたこの種の構造では共振が100~250Hz程度となることが多く、低音域の吸音構造として利用されている(⇒吸音率、ヘルムホルツ共振器)。

吸音率 [英 sound absorption coefficient, 独 Schallabsorptionsgrad, 仏 facteur d'absorption acoustique, 露 коэффициент звукопоглощения] 音が境界面に入射したとき、入射エネルギー E_i に対する反射されない(見かけ上吸収された)エネルギーの割合 α をいう(⇒音響透過損失)。

$$\alpha = 1 - \frac{E_r}{E_i} = \frac{E_a + E_t}{E_i}$$

ここで E_r は反射エネルギー、 E_a は吸収されたエネルギー、 E_t は透過エネルギーである。この定義から、開放された窓を境界面と考えると、 $E_a = 0$ でも $E_i = E_t$ だから $\alpha = 1$ ということになるが、一般に吸音材といえば、 E_a になる割合が大きい材料をいう(⇒吸音材)。吸音率は音の入射条件によって異なるため、垂直入射吸音率、斜め入射吸音率、ランダム入射吸音率などによって区別している。そのうち垂直入射吸音率(α_0)は一般に図1に示すように、音響管の一端に試料を取付け、管内に生じる平面波による定在波の音圧最大値(p_{max})と最小値(p_{min})を測定して次式によって計算する方法がとられている(JIS A 1405 より)。

$$\alpha_0 = 1 - \left(\frac{1-n}{1+n} \right)^2$$

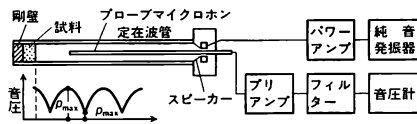


図1

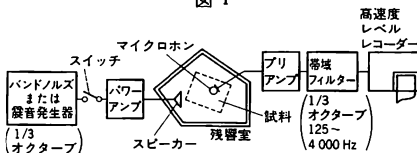


図2

ただし、 $n = p_{max}/p_{min}$ である。またランダム入射吸音率として実際に測定されるのは残響室法吸音率 α_r で、これは図2に示すように、拡散音場の条件を近似的に成り立たせた残響室容積 V を用い、空室のときの残響時間 T_0 と室内に試料(面積 S_m)を設置したときの残響時間 T_m とをそれぞれ測定し、次式から求める(JIS A 1409 より)(⇒残響室、残響時間)。

$$\alpha_r = \frac{KV}{S_m} \left(\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T_0} \right)$$

ただし $K = 55.25/c$ である(c は音速)。

室内音響設計における残響時間の計算などで一般に用いる吸音率としては、残響室法吸音率が用いられる。なお吸音率は材料固有の物性値ではなく、同一の材料でも背後の条件や取付けの条件によって変化することに注意する必要がある。

吸音力 [英 sound absorbing power, 独 Schallschluckvermögen, 仏 pouvoir d'absorption acoustique, 露 звукопоглощительная способность] 面積が S で吸音率が α である境界面に音の強さが I である音が垂直に入射したとき、 $IS\alpha$ の音のエネルギーが吸収される。そこで $S\alpha$ をそ

の面の吸音力(単位: m^2)という。これは面積 $S\alpha$ の開放された窓(完全吸音面)が存在するのと同じ効果をもつので、等価開放窓ということもある。室内の残響時間は、室容積と周壁の総吸音力でほぼ決る。その場合、総吸音力は部位 (i) ごとの吸音力 $(S_i\alpha_i)$ の総和 $(\sum S_i\alpha_i \equiv A)$ であり、それを全表面積で除した値 $(A/\sum S \equiv \bar{\alpha})$ をその室の平均吸音率という。なお、室内に人間、家具、各種の吸音体が含まれる場合には、それらが残響時間を短くする効果に着目し、それと同等の効果をもつ周壁の吸音力に置換えて取扱う(⇒吸音率、残響時間)。

球関数 [英 spherical function, 独 Kugelfunktion, 仏 fonction sphérique, 露 сферическая функция]

[1] = 球面調和関数

[2] = 球関数と球面調和関数の総称。

球形核 [英 spherical nucleus, 独 kugelförmiger Kern, 仏 noyau sphérique, 露 сферическое ядро] 形が球形である原子核。球形の偶偶核の励起状態からのスペクトルは典型的な振動単位を示す。球形核も励起すれば徐々に変形していく。同じような励起エネルギーに、ほぼ球形の状態と変形状態が共存することも数多くある(⇒アイソマー)。これは周辺の状態とはバリエーを異にする角運動量の大きい一粒子状態が存在すること(イントルーダー)とかかわっている。

球形模型 [英 spherical model, 独 Kugelmodell, 仏 modèle sphérique, 露 сферическая модель] 1952年に、T. H. Berlin と M. Kac により導入された相転移に対する模型。イジング模型では、 i 番目の格子点に付随するスピン変数 S_i に対して $S_i^2=1$ ($i=1, 2, \dots, N$; ただし N は格子点の総数)の条件を課する。Berlin と Kac はこの条件を緩め

$$S_i^2 + S_j^2 + \dots + S_N^2 = N$$

の条件を用いると、数学的な取扱いがイジング模型に比べて、はるかに簡単であることを示した。たとえば三次元の場合でもこの球形模型の厳密解が導かれている。しかし、その磁場依存性には物理的でないところがある(三次元イジング模型の厳密解はまだ求まっていない)。格子点間に交換相互作用が働き、スピン変数については上の条件が課せられているような模型を球形模型という。 S_1, S_2, \dots, S_N の変数が N 次元空間中の 1 点に対応すると考えれば、上式はこの空間中の球面を表す。このため球形という名が付けられた。最近接格子点間に交換相互作用が働く場合、二次元の球形模型では相転移がないが、三次元の体系は二次相転移を示す。ただし、その際、比熱は転移温度のところで有限となり、温度の関数としてカスプ状の形をもつ。その後、H. E. Stanley により、球形模型は n ベクトル模型の $n \rightarrow \infty$ の極限と数学的に等価であることが証明された。この事実も、臨界現象を取扱うひとつの系統的な方法(⇒ $1/N$ 展開)の基礎となっている。

球形領域 [英 spherical region, 独 kugelförmiges Gebiet, 仏 région sphérique, 露 сферическая область] すべての核種をその陽子数 Z を縦軸、中性子数 N を横軸にした図の上の 1 つまで表す図(⇒セグレ・チャート)で、球形核が占める領域。振動領域ということもある(⇒変形領域、遷移領域)。球形核は陽子数あるいは中性子数のどちらかが魔法数に近い領域に現れる。この領域内の奇核では殻構造を表す典型的な一粒子単位スペクトルが現れ、偶偶

核では、表面振動に対応する集団励起準位が見られる。

吸光光度法 [英 absorptiometry, 独 Absorptiometrie, 仏 absorptiométrie, 露 абсорбциометрия] 比色分析のうち、光電分光光度計などを用いて特定波長領域の吸光度を測定して、濃度を定める方法をいう。ランベルト-ベールの法則が成立する場合、吸光度(入射光強度と透過光強度の比の常用対数)はセルの厚み(光路長)と物質濃度の積に比例する。したがって同一の光路長のセルを用いれば、吸光度は物質濃度に比例することとなる。すなわち吸光度を A とすると

$$A = \log_{10} \frac{I_0}{I} = \epsilon c l$$

となる。ここで I_0, I はそれぞれ入射光、透過光の強度、 c は物質濃度(通常 $\text{mol} \cdot \text{dm}^{-3}$)、 l は光路長(cm)である。この ϵ をモル吸光係数という。微量分析のためには $\epsilon > 10^4$ の物質が望ましい(⇒ランベルト-ベールの法則)。

吸光度 [英 absorbance, 独 Absorbanz, 露 коэффициент поглощения] 気体、液体、固体物質に入射する単色光の強度を I_0 、物質層を透過した光の強度を I としたとき

$$A = \log \frac{I_0}{I}$$

で与えられる量 A をその波長における物質層の吸光度または光学密度(光学濃度)という。物質層の厚さを d とすると、ランベルトの法則 $\log(I_0/I) = kd$ (k は吸収係数)が成り立つ場合には、 $A = kd$ の関係がある。溶液についてランベルト-ベールの法則が成り立つ場合には、モル濃度を c 、溶液層の厚さを d とすると、吸光度は $A = \epsilon c d$ と表される。この場合の ϵ をモル吸光係数または分子吸光係数という。 d と溶液の ϵ が既知であれば、吸光度を測定して、上の関係式から散乱のない試料溶液のモル濃度が求められる。また ϵ は波長によって決る物質固有の定数であるから、分光分析による物質の同定・定量や、吸収スペクトルから分子構造や遷移の種類解析を行ううえで重要な量である。光吸収分析または比色分析や分光分析などの光吸収分析では、溶液の光吸収の程度を表すのに、等しい厚さの純溶媒および溶液の透過光強度を $I_{\text{solvent}}, I_{\text{soln}}$ として、

$$\log \frac{I_{\text{solvent}}}{I_{\text{soln}}}$$

を吸光度ということもあり、吸光度の定義には多少の混乱がある。

9j 記号 [英 9j symbol, 仏 symbole 9j, 露 9j-символ] ラカー係数の場合と同様に 4 個の角運動量を異なる順序で結合した状態の間の変換係数(⇒ラカー係数)。すなわち $J_1 + J_2 = J_{12}$, $J_3 + J_4 = J_{34}$, $J_{12} + J_{34} = J$ と結合した状態と $J_1 + J_3 = J_{13}$, $J_2 + J_4 = J_{24}$, $J_{13} + J_{24} = J$ と結合した状態の間の重なり

$$(j_1 j_2 j_{12} j_3 j_4 j_{34}) | j_1 j_3 j_{13} j_2 j_4 j_{24} \rangle$$

$$= \sqrt{(2j_{12}+1)(2j_{34}+1)(2j_{13}+1)(2j_{24}+1)} \begin{Bmatrix} j_1 j_2 j_{12} \\ j_3 j_4 j_{34} \\ j_{13} j_{24} j \end{Bmatrix}$$

の右辺の $\{ \}$ で 9j 記号を定義する。したがって、 $(j_1 j_2 j_{12}, (j_3 j_4 j_{34}), (j_{12} j_{34} j), (j_1 j_3 j_{13}), (j_2 j_4 j_{24}), (j_{13} j_{24} j))$ のすべての組が三角条件を満たしていないときは 9j 記号は 0 となる。9j 記号を 3j 記号を用いて表すと

$$\begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j_4 & j_{34} \\ j_{13} & j_{24} & j \end{Bmatrix} = \sum \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_{12} \\ m_1 & m_2 & m_{12} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_3 & j_4 & j_{34} \\ m_3 & m_4 & m_{34} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_{12} & j_{34} & j \\ m_{12} & m_{34} & m \end{Bmatrix} \\ \times \begin{Bmatrix} j_1 & j_3 & j_{13} \\ m_1 & m_3 & m_{13} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_2 & j_4 & j_{24} \\ m_2 & m_4 & m_{24} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_{13} & j_{24} & j \\ m_{13} & m_{24} & m \end{Bmatrix}$$

ただし和は m_1, m_2, \dots, m のすべてについて行う。9j 記号を 6j 記号あるいはラカー係数の積の和として表すこともできる。

$$\begin{Bmatrix} a & b & e \\ c & d & e' \\ f & f' & g \end{Bmatrix} = \sum_{\lambda} (2\lambda + 1) W(becf; a\lambda) W(céb f'; d\lambda) \\ \times W(ee'ff'; g\lambda)$$

9j 記号の対称性としては、引数の 72 通りの配列があるが、その基本的なものは、(1) 行および列の任意の取換えが可能で、その置換が奇置換のときには、 S を 9 個のすべての j の和として、 $(-1)^S$ の符号が付く。(2) 対角線を軸として転置を行って不変である。なお 9j 記号の特別に簡単な場合として、引数の 1 つが 0 のときには

$$\begin{Bmatrix} a & b & e \\ c & d & e' \\ f & f' & 0 \end{Bmatrix} = \frac{(-1)^{e+f-a-d} W(abcd; ef)}{\sqrt{(2e+1)(2f+1)}}$$

とラカー係数に帰着する。

吸収 [英仏 absorption, 独 Absorption, 露 абсорпция]

[1] 気体分子が液体や固体中に取込まれること。また液体分子が固体中に取込まれること。気相にある分子が固体や液体表面に入射する時、その一部は表面にとどまるが残りは反射し気相へ戻る。このように表面に有限時間にとどまることを吸着という。吸着分子の中には単に表面にとどまるもののほかに、拡散などにより固体や液体の内部へ取込まれるものがある。これを吸着に対し吸収という。吸収と吸着とが明確に区別できない場合には吸着として扱う。平衡状態では気相・吸着相・吸収相の 3 相間で分子のやりとりが平衡する。3 相を含む系を排気する場合、気相の分子は排気時間に対し指数関数的に減少し、ついで吸着相の分子が吸着エネルギーの小さい順に排気される。吸着分子密度の減少とともに吸収されていた分子が表面へ拡散し排気されるが、この拡散が支配的な領域での排気時間に対する系の圧力は $t^{-1/2}$ に比例して変化する。

[2] 一般に、波動、光、X 線、粒子線などが物質中を進行する際、そのエネルギーが物質中に入入れられる過程や、それに伴ってその強度が減衰する現象を吸収という。最初、強度(または粒子数) I_0 の入射波(波動、光、粒子線など)が物質中を距離 x だけ進行した点での強度を $I(x)$ とすると、入射波の減衰は

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x)$$

によって与えられる。ここに現れる係数 μ は、物質の線吸収係数または単に吸収係数とよばれ、物質による入射波の吸収の度合いを表すが、入射波のエネルギーに依存する。一口に入射波の減衰というときに、散乱による損失を含めていう場合と、そうでない場合があるので注意を要する。光が物質中を進行する際、吸収によって物質中に入取られた光のエネルギーは、物質中の原子・分子の電子エネルギー状態の励起や、分子や原子の振動・回転エネルギーなどに使われ、最終的には熱エネルギーに変化するのが普通であるが、一部のエネルギーが再び光として放出されることもある(⇒蛍光、リン光)。気体や液体による吸収につい

ては、吸収による光の減衰を表すのにランベルト-ベールの法則がある。X 線に対する物質内での吸収は、主として物質内原子の内殻電子の光電効果による。原子内の電子軌道のうち K 軌道はエネルギーが最も低いので、光電効果によって電子を電離するのに、ほかの軌道より大きいエネルギーを要するが、この光電効果が生じる際、エネルギーと運動量の保存則を満足するためには原子核が関与するので、原子核に近い K 軌道の寄与が一番大きく、全光電効果の確率のうち約 80% を占める。また、光電効果の確率は X 線光子のエネルギーが電子の励起エネルギーに近いほど大きい。光電効果による吸収は、原子それぞれでほとんど独立に起るので、X 線に対する元素の吸収係数は一般に原子番号の大きいほど、また X 線光子のエネルギーが小さい(波長が長い)ほど大きい。しかし、X 線光子のエネルギーが電子の励起エネルギーより小さくなく、その電子を励起できなくなり、その分だけ吸収が減るので、元素の吸収係数をエネルギーの関数として描くと、いくつかの不連続点をもつことになる(⇒吸収端)。X 線のエネルギーが高くなるにつれて、光電効果を生ずる確率は小さくなり、コンプトン散乱の寄与が大きくなる。さらに、X 線のエネルギーが数 MeV になると電子・陽電子対生成が最も重要な吸収過程となる。光電効果と対生成では X 線は完全に吸収されるが、コンプトン散乱の場合には、散乱によってエネルギーを失うだけである。このような吸収を散乱吸収という。

粒子線の吸収は多くの場合、真の吸収ではなく、入射粒子線が観測系の外に非弾性散乱されることによる散乱吸収である。真の吸収の例としては、遅い中性子が原子核によって捕獲される反応があり、この場合には、文字どおり、中性子が吸収される。散乱吸収が生じる原因は、粒子の非弾性散乱であるから、1 回の非弾性散乱を観測系(観測する測定器)で検出できる場合のみ、吸収を観測することができる。電子線が物質中を進行するときに起す非弾性散乱は、結晶内電子を励起するものと、フォノン励起によるものの 2 つに大別される。電子励起には、原子の殻内電子を個別的に励起するものと、電子の集団運動を励起するものがあるが、これらの電子励起による入射電子のエネルギー損失は、数 eV 以上であるので、エネルギーフィルターを用いて、電子励起した電子を入射電子線から取除くことができる。すなわち、1 回の非弾性散乱によって電子は観測系の外に散乱されるため、入射電子の吸収を観測していることになる。これに反して、フォノン励起によるエネルギー損失は meV の程度であって、普通エネルギーフィルターによって、フォノン励起した電子を区別することはできない。しかし、フォノンによる散乱では、電子による散乱に比べて散乱角が大きく、測定器の開口絞り(たとえば、電子顕微鏡の対物絞り)によって制限できて、測定器の外に散乱された電子は吸収されたと考えられることができる。この時の吸収係数 μ は非弾性散乱の微分断面積($d\sigma/d\Omega$)を開口角 α の外で積分したもの、すなわち

$$\mu = N \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\alpha}^{\pi} \sin \theta d\theta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$$

になる。ここで φ は方位角、 θ は散乱角、 N は散乱体の密度(単位体積中の原子数)である。現象論的回折理論では、これらの散乱吸収は虚のポテンシャル(光学ポテンシャルともいう)を用いて記述することができ、原子殻内電子励起とフォノン励起に対しては結晶ポテンシャルの周期をも

つ虚ポテンシャルが用いられる。この周期的な虚ポテンシャルは異常透過の原因となり、これをフーリエ展開したフーリエ係数は異常吸収係数に対応する。中性子線の場合には、原子核と核力の相互作用をすることにより、いくつかの過程が起る。その中には、 $(n;\gamma)$ 反応や、 $(n;p)$ 反応のように中性子が吸収される過程もあるが、非弾性散乱や弾性散乱のように、衝突によってエネルギーを失うだけの散乱吸収もある。軽い核や中重核による非弾性散乱では、第一励起準位のエネルギーが大きく (MeV 程度)、非弾性散乱した中性子は元中性子と区別することは容易である。また、弾性散乱についても、軽い核の場合は反跳エネルギーが大きく、弾性散乱した中性子を元中性子と区別できるが、重い原子核により弾性散乱した中性子は、入射中性子と区別することが困難になる。したがって、中性子を観測している検出系のエネルギー分解能によって、吸収される中性子線の量が異なるので注意が必要である。

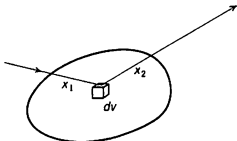
吸収因子 [英 absorption factor, 独 Absorptionsfaktor, 仏 facteur d'absorption, 露 коэффициент поглощения] 結晶による X 線の反射強度は、結晶が X 線を吸収するために減少する。その度合を表す因子をいう。結晶に吸収がないとしたときの反射強度を $I_0(hkl)$ 、実測反射強度を $I(hkl)$ とすると

$$I(hkl) = A(hkl)I_0(hkl)$$

と表すことができ、この $A(hkl)$ を吸収因子という。結晶 (体積 v) の微小体積 dv によって反射される X 線が、結晶内を通過する光路を x とするとき

$$A(hkl) = \frac{1}{v} \int_v e^{-\mu x} dv \quad (x = x_1 + x_2)$$

となる (図参照)。吸収因子は試料の線吸収係数 μ 、結晶の形状と回折の幾何学的な条件によって定まる。



吸収型周波計 [英 absorption wavemeter, 仏 onde-mètre à absorption, 露 поглощающий волномер] 共振回路を被測定信号源に疎結合し、回路の共振周波数を変化させて、回路の電流が最大となる同調点を求め、 $f = 1/2\pi\sqrt{LC}$ より未知周波数を求める波長計である。測定精度は共振回路の Q 値で決る。図 1 は 20 kHz 以上 100 MHz 以下の周波数帯で用いられ $Q = 50 \sim 150$ で、 L を交換すること

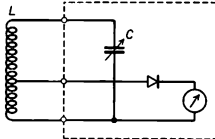


図 1

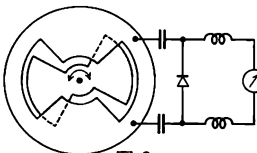


図 2

により広範囲の周波数帯域の測定ができる。図 2 はバタフライ型とよばれ L, C が同時に変化するバタフライ共振回路を使用し 50~100 MHz の超短波帯で $Q = 200 \sim 1000$ が得られる。測定精度はいずれも 1% 程度以下である。図 3 はマイクロ波用で、伝送線路中を伝わる電力の一部が波長計に吸収され、電力ピックアップの出力には共振周波数附近でくぼみ (ディップ) がみられる。図 4 は発振回路の周波数が疎結合した外部の共振回路の周波数と一致したとき、電力が吸収され発振強度 I が低下することを利用して、外部共振回路の周波数を測定するもので、図 3, 4 はディップメーターともよばれる。

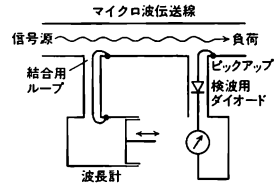


図 3

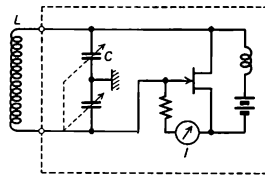


図 4

吸収係数 [英 absorption coefficient, 独 Absorptionskoeffizient, 仏 coefficient d'absorption, 露 коэффициент поглощения] 波動や粒子線が物質中を進行するとき、透過強度 (または透過粒子数) の減衰に関する定数である。入射波 (または入射粒子) が物質中を微小距離 dx だけ進むときの強度の減少分 dI は、その点での入射波の強度と通過した微小距離 dx とに比例する。すなわち

$$dI = -\mu I dx$$

と書くことができる。ここで、 μ は比例定数で、これを吸収係数または線吸収係数とよぶ。右辺の負号は dI が減少量であることを示す。上式を積分すれば、透過波の強度は x の関数として

$$I = I_0 e^{-\mu x}$$

と表される。ここで I_0 は吸収物質への入射波の強度であり、 x は入射波が吸収物質を通過した距離である。上式は光、X 線、粒子線など多くの場合に成立する。光の場合に $\log_{10}(I_0/I)$ のことを光学濃度とよんでいる。気体や液体における光の吸収に関するランベルト・ベールの法則は全く上式と同等である。X 線や放射線などのように、吸収物質内での吸収過程が個々の原子によって独立に起り得る場合には、単位体積中の原子数 n で μ を割った量

$$\sigma_a = \frac{\mu}{n}$$

は原子 1 個当りの吸収を与える。 σ_a は面積の次元をもち、原子 1 個当りの吸収断面積とよばれる。吸収物質が化合物の場合には、単位体積中のそれぞれの元素の原子数を n_i 、その元素の原子 1 個当りの吸収断面積を σ_i とすれば、吸収係数は

$$\mu = \sum_i n_i \sigma_i$$

で与えられる。また、 μ を吸収物質の密度で割った量

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}$$

を質量吸収係数と定義すれば、 μ_m は物質によって定まりその集合状態によらない定数となり、入射波が通過した物質層の質量による減衰が求められる。一般に、吸収係数やこれに関連する用語は多く、またその定義もまちまちであることが多い。普通、 μ はエネルギーの吸収に関する量であるが、散乱などのようにエネルギーを単に損失するようなものを含めることがある。その場合 μ を全吸収係数とよび、散乱による散乱係数を μ_s 、エネルギー吸収による真吸収係数を μ^* とすれば、 $\mu = \mu_s + \mu^*$ と表すことができる。この散乱係数 μ_s を消光率とよぶことがある。吸収係数はまた分散と関係がある。振動数 ν の光が物質中を伝播する場合、物質中での波数を q とすると、光の分散式は、 $\nu(q) = cq/N(\nu)$ で与えられる。ここで、 c は光速、 $N(\nu)$ は屈折率である。この媒質中で光の減衰がある場合には、 $N(\nu)$ は複素数となり $N(\nu) = n(\nu) - ik(\nu)$ と表される。ここで実数部 $n(\nu)$ は通常の屈折率であり、虚数部 $k(\nu)$ は消光係数とよばれる。透過波の強度は $I_0 \exp(-2\nu k/c)$ となる。すなわち、吸収係数 $\mu = 2\nu k/c$ なる関係が得られる。

吸収係数 (X 線の) [英 absorption coefficient, 独 Absorptionskoeffizient, 仏 coefficient d'absorption, 露 коэффициент поглощения] X 線は物質中を透過すると、その一部が物質との各種の相互作用により吸収されて強度が減少する。強度 I_0 の単色 X 線が厚さ d の物質中を透過したあとの強度 I は

$$I = I_0 \exp(-\mu d)$$

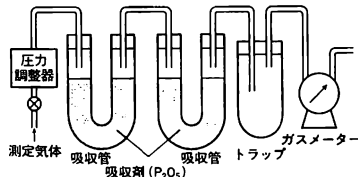
と表すことができる。 μ を線吸収係数または単に吸収係数という。減衰係数とよぶこともある。吸収係数は、物質と X 線との相互作用の内容に応じて次の各項より成ると考えられる。

$$\mu = \tau + \sigma_c + \sigma_T + \kappa$$

ここで τ は光电効果による吸収係数、 σ_c はコンプトン散乱による散乱係数、 σ_T はトムソン散乱による散乱係数、 κ は電子対生成による吸収係数である。クライン-仁科の公式で計算されるコンプトン散乱の断面積は $\sigma_c + \sigma_T$ を与えるので、両者を含めてコンプトン散乱という場合もある。また μ を物質の質量で割ったものを質量吸収係数という。 τ は真の吸収を表し、X 線光子は物質中の電子にすべてのエネルギーを与え自身は消滅する。散乱も同じく電子によって起り、いろいろな方向へ二次 X 線が散乱されるので入射方向の X 線強度が弱まり、見かけ上吸収と同じ効果をもつ。 κ はエネルギーの非常に大きい X 線の場合だけにみられ、 τ と同じく、真の吸収と考えてよい。これらの各項の寄与の程度は原子の種類と X 線のエネルギーによって異なる (\Rightarrow 線吸収)。

吸収式冷凍サイクル [英 absorption refrigerating cycle, 仏 cycle de réfrigération à absorption, 露 цикл охлаждения абсорбирующего типа] \Rightarrow 冷凍サイクル

吸収湿度計 [英 absorption hygrometer, 独 Absorptionshygrometer, 仏 hygromètre d'absorption, 露 абсорбционный гигрометр] 測定気体中の水蒸気を吸湿剤に吸収させて、その吸収量を秤量することにより気体の湿度を測る測定器。図のような例では、測定気体は吸湿剤の入った吸収管およびトラップを通りガスメーターにより通過気体の体積を知る。体積測定にはガスメーターの代りにアス



ビレーターや容積がわかっている容器を用いる場合もあるが、この吸収管の測定前後の秤量の差から吸収された水蒸気の質量を求め、気体中の水蒸気と水蒸気以外の気体との質量の比、すなわち混合比から湿度を知ることができる。吸収剤には五酸化リンのほか、過塩素酸マグネシウム、塩化カルシウムなどが使われる。装置が複雑、操作が面倒なので簡便な湿度測定とはいえないが、基本量の質量と体積の測定をもとにしての精度は高く、湿度の絶対測定に利用される。これら以外に、吸収量を秤量するという点で似ている吸湿性物質の重量変化を利用した湿度計がある。毛髪のような湿度に応じて水分を吸脱湿する物質を使って、その質量の微量な変化を高感度のトーションバランスを用いた超精密天秤で測定して湿度を求める原理のものである。

吸収スペクトル [英 absorption spectrum, 独 Absorptionsspektrum, 仏 spectre d'absorption, 露 спектр поглощения] 連続スペクトルをもつ光(または、広い意味では電磁波)が物質(気体を含めて)を透過する際に、その物質固有の波長または波長領域で吸収され、透過光のスペクトルは、吸収をうけた波長のところで強度が弱くなったり、0 になったりする。この透過光のスペクトルをその物質の吸収スペクトルという。吸収部分の形状によって吸収線スペクトル、吸収バンドスペクトル、吸収連続スペクトルに分類される。吸収スペクトルは、物質が気体原子であれば線スペクトルに、分子であればバンドスペクトルになるのが普通であるが、電離や解離などにより連続スペクトルになることもある。液体や固体では、幅広いばやけたバンドや連続スペクトルの形を呈する。固体の連続スペクトルの波長範囲が狭い場合には、固体内の電子エネルギーのバンド構造を反映するものとして、吸収バンドとよんでいる。普通の温度では、吸収はすべて原子または分子の基底状態の最低の振動準位または低い振動準位からの遷移によって起る。

吸収スペクトル (X 線の) [英 absorption spectrum, 独 Absorptionsspektrum, 仏 spectre d'absorption, 露 спектр поглощения] X 線が吸収される強さのエネルギー分布を波長の関数として測定したもの。X 線領域では、主として内殻電子による X 線光子の吸収が観測される。内殻は K 殻, L 殻, ... から成るので、それらに存在する電子による X 線の吸収を、それぞれ K 吸収, L 吸収, ... とよぶ。K(L, ...) 吸収においては、あるエネルギー以下の X 線では K(L, ...) 殻電子を連続エネルギー準位に励起することができないので、連続吸収スペクトルを入射 X 線の波長の関数としてみた場合、ある波長以上の連続スペクトルは存在しない。スペクトルのその波長位置を、K(L, ...) 吸収端という。吸収スペクトルの研究の対象は、原子、分子、液体、固体に及ぶが、K 吸収端などの波長は物質の同定に利用される (\Rightarrow 吸収端)。

最も単純な考えでは、吸収を光子による一電子の遷移とみなし、始状態の電子状態を通常既知として、吸収スペク

トルは空席だった終状態の電子状態を反映するとみなす。最近では、単に一電子が始状態から終状態に遷移するだけでなく、同時に他の電子の励起も関与する多くの過程が見つかっており、特に比較的低エネルギー準位が浅い内殻電子の吸収にあたる軟 X 線の領域で、このような過程について研究されている。また、固体では、内殻空孔の静電的相互作用が励起子を生成したり終状態における内殻空孔の存在が多電子状態に強い影響をもつことも研究されている。K 吸収, L 吸収などの吸収端から 1000 eV ぐらいにわたる振動的なスペクトルからは、吸収を起す原子の近傍の原子の配置や数がわかるので、構造の複雑な系や、乱れた系の研究に用いられる(⇒EXAFS)。

吸収線量 [英 absorbed dose, 独 absorbierte Dosis, 仏 dose absorbée, 露 поглощённая доза] 放射線を照射した物質の単位質量当りに吸収される放射線のエネルギー量。吸収線量の単位は Gy (グレイ) で表され, 1 Gy は $1 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$ に相当する。この際、吸収する物質がどんな構成をしており、また放射線の種類が何であるかは関係ない、古くから用いられている特別単位 rad (ラド) と Gy は $1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$ の関係にある。身近な例として照射線量 1R (レントゲン) ($1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$) の X 線および γ 線の照射は空気 1 g 当り $8.77 \times 10^{-3} \text{ Gy}$ のエネルギー吸収に相当する。また吸収線量率とは単位時間における吸収線量で、 $\text{Gy} \cdot \text{s}^{-1}$ などで表される。

吸収帯 = 吸収バンド

吸収端 [英 absorption edge, 独 Absorptionskante, 仏 limite d'absorption, 露 край полосы поглощения] X 線の連続吸収スペクトルでは、ある波長位置で不連続的に強い吸収が始まり、短波長側に広がっている。この強く吸収の始まる波長位置を吸収端という。各吸収端は、原子・分子においては内殻電子を励起してイオン化するのに必要な最小エネルギーの波長位置に対応し、固体においては内殻電子をフェルミ・エネルギーより上のエネルギーをもつ空いた電子帯(バンド)に励起するのに必要な最小エネルギーの波長位置に対応する。K 吸収端, L 吸収端などの波長は原子に固有なもので、吸収端の波長の位置測定は物質の同定に利用されている。吸収端近傍のスペクトルは、原子の結合の影響で微細構造が現れたり(⇒EXAFS)、吸収を単に 1 電子のエネルギー準位間の遷移として捕えられぬ現象が顕著に現れたり、固体においてはフェルミ面近傍の電子のふるまいが敏感に現れるなどのことにより興味をもたれ研究されている(⇒X 線吸収端の異常)。絶縁体や半導体による光吸収では、充満帯から伝導帯への帯間遷移による基礎吸収帯があり、強く吸収の始まる長波長端を基礎吸収端という。

吸収断面積 [英 absorption cross section, 独 Absorptionsquerschnitt, 仏 section efficace d'absorption, 露 сечение поглощения] 粒子線や X 線が原子、原子核、素粒子などに衝突して吸収される断面積で、粒子線や X 線が物質中を進行する際の減衰を求める際にも用いられる。吸収断面積の定義は、研究分野や使用する人によって異なっているのに注意しなければならない。今、入射粒子 A と標的粒子 B が衝突する反応 $A+B \rightarrow \dots$ について考えると、終状態に A が存在しないとき、A は B に吸収されたといひ、そのような過程が起る断面積を B による A の吸収断面積という。ここで「終状態に A が存在しない」をどのように解釈するかによって、2 つの定義が用いられる

いる。1 つは、広義の吸収断面積で、弾性散乱 $A+B \rightarrow A+B$ 以外は、A は B に吸収されるものとして、すべての非弾性過程の断面積を吸収断面積 σ_a とするものである。この場合には、非弾性散乱 $A+B \rightarrow A+B^*$ (B^* は B の励起状態) も吸収過程の 1 つとして含まれている。つまり、終状態の A は、始状態の A に比べて B を励起しただけエネルギーが小さいので、衝突前後の A を別のものとして区別する立場での定義である。この広義の吸収断面積は、普通原子核や素粒子の反応で用いられており、この場合には(吸収断面積 σ_a) = (全断面積 σ_T) - (弾性散乱断面積 σ_s) が成り立つ。もうひとつの定義は、エネルギーによって A を区別せず、非弾性散乱 $A+B \rightarrow A+B^*$ では A は吸収されていないとする立場からのもので、(吸収断面積) = $\sigma_T - \sigma_s - \sigma_{inel}$ で定義される。ここで σ_{inel} は非弾性散乱の断面積である。この狭義の吸収断面積は中性子回折や原子炉物理の分野で使われている。この研究分野では、中性子の散乱断面積というときには、 $\sigma_s + \sigma_{inel}$ のことを指すのが普通である(⇒散乱断面積(中性子の))。また、核反応に関連して、反応断面積という用語がしばしば用いられるが、普通、広義の吸収断面積と同義である。まれには、狭義の吸収断面積の意味に使われることもある。広義の吸収断面積 σ_a は、部分波分解によって弾性散乱の断面積を計算するときに、同時に求めることができる。入射粒子 A の波数を k 、散乱角を θ とすると弾性散乱の散乱振幅 $f(\theta)$ は、量子力学の計算によって(⇒弾性散乱(中性子の))

$$f(\theta) = \left(\frac{i}{2k} \right) \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1-\eta_l) P_l(\cos \theta)$$

で与えられる。ここで、 l は入射粒子 A の角運動量の量子数、 P_l は l 次のジャンドル関数である。 η_l は標的の性質によって決る散乱行列の要素で、入射波の標的による位相のずれを δ_l とすると、 $\eta_l = \exp(2i\delta_l)$ で与えられる。断面積は $f(\theta)$ から計算され

$$\sigma_s = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |1-\eta_l|^2$$

$$\sigma_a = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1-|\eta_l|^2)$$

となる。ここで $\lambda = k^{-1}$ は入射波の波長である。普通のポテンシャルによる散乱の場合には、位相のずれ δ_l は実数であり、したがって $|\eta_l|^2 = 1$ となり、 $\sigma_a = 0$ となる。 σ_a が 0 でないためには、標的 B がなんらかの構造をもっている場合に限られ、そのときには B をポテンシャルで置換えると複素ポテンシャルとなる。これが原子核で用いられる光学ポテンシャルである。簡単のため、標的を半径 R の球とし、この球に衝突する粒子はすべて吸収されると仮定すると、角運動量 l の粒子は古典的な衝突係数 $l\lambda$ をもっている。ここで $l\lambda < R$ に対して $\eta_l = 0$ 、 $l\lambda > R$ に対して $\eta_l = 1$ となり、 $\sigma_s = \sigma_a = \pi R^2$ を得る。このような標的を真黒な標的という。 σ_a はまた入射粒子線や入射波の強度の減衰を表すのに用いられる。強度(または粒子数) I_0 が物質層に入射した入射粒子線が厚さ x の物質層を通過したときの強度 $I(x)$ は

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}$$

で与えられる。ここで μ は吸収係数であって、物質中の標的粒子 B (原子、原子核など)の密度(単位体積中の粒子数)を N とすると $\mu = N\sigma$ となる。ここで $\sigma = \sigma_T = \sigma_s + \sigma_a$ ととれば、 $I(x)$ は入射粒子のうち全く衝突をしないで透過した粒子の強度である。 $\sigma = \sigma_a$ ととれば、入射粒子の

うち透過したものと弾性散乱した粒子の和となる。多くの場合、入射粒子が弾性散乱によって失うエネルギーは極めて小さいので(反跳エネルギーは極めて小さい)入射粒子のエネルギー吸収に注目するときには、 $\sigma = \sigma_a$ となればよい。 $\mu_a = N\sigma_a$ のことをエネルギー吸収係数という。また原子炉などのように、中性子の数の減衰に注目するときには、 $\sigma = \sigma_a - \sigma_{inel}$ となればよい。

90° 超交換相互作用 [英 90° superexchange interaction, 仏 interaction de superéchange 90°, 露 суперобменное взаимодействие на 90°] 超交換相互作用で正イオン・負イオン・正イオンを結ぶ経路が負イオンで直角に折れ曲っている場合、90° 超交換相互作用とよぶ。FeCl₂, NiCl₂, MnO, NiO などでの最隣接磁性イオン間の相互作用がその例である。180° 超交換相互作用と異なり、90° 超交換相互作用はそれぞれの正イオンと共有結合を占める p 軌道が直交しているために、強磁性的な相互作用を生じる場合が多い。しかし正イオン間の距離が近いので、直接の相互作用も存在する可能性があるから、全体の相互作用の符号は必ずしも強磁性的でない。上記の例では FeCl₂, NiCl₂ が強磁性的、MnO, NiO が反強磁性的である(⇒ 180° 超交換相互作用)。

吸収能 [英 absorptive power, 独 Absorptionsvermögen, 仏 pouvoir absorbant, 露 спектральная поглощательная способность] 物体に吸収される放射エネルギー。 E_a と物体に入射する放射エネルギー E_i との比 ($A = E_a/E_i$) のこと。黒体(完全放射体)では $A = 1$ であるが、普通の物体では 1 より小さい。物体に入射した放射のうちで反射しないものすべてが吸収されるとすれば $A = 1 - R$ (ただし R は物体の反射能)である。吸収能は一般に放射の振動数、放射の入射方向、偏光の状態、物体の面の状態などによって値が異なり、 A_ν を特定の振動数 ν の放射に対する吸収能という。熱的平衡状態にある場合、キルヒホッフの法則によって特定の周波数 ν の放射エネルギーと吸収能 A_ν の比はあらゆる物体について同一で、その値は振動数、温度のみの関数で与えられる。

吸収バンド [英 absorption band, 独 Absorptionsbande, 仏 bande d'absorption, 露 полоса поглощения] 吸収スペクトルのなかで、そのスペクトルがバンド構造を示すものをいう。気体分子による光の吸収では、特殊な場合(光電離や光解離を伴う吸収では連続吸収スペクトルを呈する)を除いて、回転線の集りとしてのバンドスペクトルを呈する。液体や固体では、一般に連続吸収スペクトルを示すが、その連続スペクトルが狭い波長範囲にピークをもって現れるときは、やはり吸収バンドとよべることが多い。

吸収ポテンシャル [英 absorptive potential, 仏 potentiel absorptif, 露 абсорбирующий потенциал] ⇨ 光学ポテンシャル

吸収模型 [英 absorption model, 独 Absorptionsmodell, 仏 modèle d'absorption, 露 абсорбционная модель] 標的を 1 つの吸収体とみなして入射粒子の散乱を記述する模型。核子または原子核が標的核に入射するとき、核との強い相互作用のために入射粒子の吸収が起る。この吸収は入射粒子やエネルギーによって非常に強くなる場合があり、そのとき、核は入射粒子に対して光の場合の黒体のようにふるまう。最も単純な吸収模型では、入射粒子が核に衝突すれば必ず吸収され、核からはずれるとまったく吸収

されないとする。この場合、核半径を R とすると、吸収による反応断面積は核の幾何学的面積 πR^2 になる。全断面積 σ は回折による影散乱を考慮すると幾何学的面積の 2 倍になり

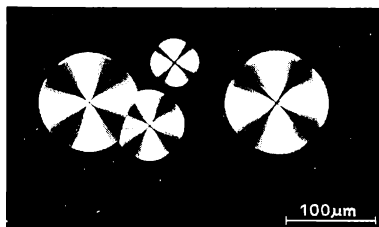
$$\sigma = 2\pi R^2 \quad (1)$$

入射粒子を波動と考え、これを部分波(その角運動量を l とする)に展開したとき、上の考察に対応する模型は、ある l より小さい l の部分波は全部吸収され、それ以外はまったく吸収されないとする。この場合の断面積 σ は

$$\sigma = \frac{2\pi}{k^2} l^2 \quad (2)$$

となる。ここで k は入射粒子の運動量である。 $l_c = kR$ と決めると、式(2)は式(1)に一致する。模型をいっそう現実的にするためにいくつかの精密化が行われている。上のように、ある l で部分波を吸収と非吸収に鋭く分ける代りに、小さな l では完全吸収が起り、 l がそれより増加すると吸収が漸次減少するようにすると、入射粒子と標的核との間に働く力の影響を取入れるとかである。また、核表面では入射波のみが存在するとする境界条件をとる理論も吸収模型に属する。入射エネルギーが高い場合には、これらの取扱いはい定量的にも成功している(⇒光学模型)。

球晶 [英 spherulite, 独 Sphärolith, 仏 sphérolite, 露 сферолит] 多数の結晶が 1 点から放射状に配列した球状の多結晶を球晶とよぶ。炭酸カルシウムのような鉱物や低分子物質でも見られるが、それほど一般的ではない。しかし、ポリエチレンのような結晶性高分子を溶融状態から結晶化させたときには、直径数百 μm 程度またはそれ以下の球晶がしばしば観察される。図に、ポリフッ化ビニリ



デンの溶融体から成長しつつある球晶の偏光顕微鏡写真を示す。この球晶は、高分子結晶が中心から放射状に成長したものであるが、高分子結晶自身は薄い板状晶で厚さ方向と平面方向で屈折率が異なるため、明暗の十字線が見られる。球晶中では、高分子鎖はほぼ半径方向と直角に配列していることがマイクログローブ X 線回折から明らかにされている。これは、高分子鎖が折りたたまれてきた板状晶が、重なり合って半径方向に成長したためである。なお全体が結晶化すると球晶どうしがぶつかりあい、球晶の境界が形成されることになる。また高分子結晶に特有な非晶部分は、球晶を形成する板状晶の間に取込まれている。

球状星団 [英 globular cluster, 独 Kugelsternhaufen, 仏 amas globulaire, 露 шаровое звездное скопление] $10^5 \sim 10^6$ 個の恒星が、約 100 pc (パーセク)の空間に密集して、乱雑速度 $5 \sim 10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ によって、力学的平衡を保っている星団。球状星団に所属する個々の恒星が、内部を軌道運動する平均的な周期は約 10^7 y である。球状星団の力学的構造は、所属する星が相互に遠距離遭遇を繰返して運動エネルギーを交換する緩和時間、約 10^8 y の時間尺度

で進化する。その結果、中心部では星の空間密度が高くなり、外周部では星の空間密度が低くなる。同時に、中心部の半径は収縮して、外周部の半径は膨張する。球状星団は、W. Baade によって、種族 II の天体の原型とされた(1944 年)。その HR 図によると、年齢は約 10^{10} 年である。球状星団を構成する星は、大気金属含有量が少なく、太陽の金属含有量の約 10^{-2} 倍である。銀河系の球状星団は、約 125 個知られている。大多数の球状星団は、いて座の方向に分布している。H. Shapley は、球状星団の分布から、初めて銀河系の中心方向を明らかにした(1918 年)。球状星団は、銀河系の中心から 3kpc 以内の距離に多く、それより外では銀河中心距離の約 3.5 乗に逆比例する空間密度で分布している。

求心力 = 向心力

級数 [英 series, 独 Reihe, 仏 série, 露 ряд] 数列 $\{a_n\}$ ($n=1, 2, \dots$) に対して

$$a_1 + a_2 + a_3 + \dots + a_n + \dots = \sum_{n=1}^{\infty} a_n$$

のように形式的な和の形に書いたものを級数(有限個の和と特に区別するときは無限級数)という。第 1 項から第 n 項までの和 $S_n = a_1 + a_2 + \dots + a_n$ を第 n 項までの部分和といい、数列 $\{S_n\}$ が収束して極限値 S をもつとき、級数 $\sum a_n$ は収束して和 S をもつという。このことを

$$\sum_{n=1}^{\infty} a_n = S$$

と書く。収束しない時には発散するという。特に $\lim_{n \rightarrow \infty} |S_n| = \infty$ でないときには振動するという。級数 $\sum a_n$ が収束するために必要十分な条件は、任意の正の数 ϵ に対し、適当な N を定めて $m > n > N$ であるすべての m, n に対して $|a_{n+1} + a_{n+2} + \dots + a_m| < \epsilon$ が成立するようにできることである(コーシーの収束条件)。級数 $\sum a_n$ に対して、各項の絶対値をとってできた級数 $\sum |a_n|$ が収束するならば $\sum a_n$ は絶対収束するという。絶対収束する級数は必ず収束し、項の順序を入れ替えても絶対収束して同じ和を与える。収束する級数が絶対収束しない級数は条件収束するという。

点集合 D で定義された関数 $f_n(z)$ を項としてもつ級数 $\sum f_n(z)$ の部分 $S_n(z)$ が、 D に属するすべての z についてある関数 $S(z)$ に収束するならば、級数 $\sum f_n(z)$ は D で関数 $S(z)$ に収束するといふ、 $S(z)$ をその和とよぶ。さらに、任意の正の数 ϵ に対して、 z によらない適当な N を定めて、 D のすべての点 z に対して、 $n > N$ のとき $|S_n(z) - S(z)| < \epsilon$ とできるならば、級数 $\sum f_n(z)$ は D において $S(z)$ に一様収束するという。特に、 $\sum_{n=0}^{\infty} a_n(z-a)^n$ の形の級数をべき級数とよび、 a_0, a_1, \dots をその係数、 a をその中心という。べき級数に対しては収束半径 R が一意に定まり、 $|z-a| < R$ で絶対収束、 $|z-a| \leq \rho < R$ で一様収束、 $|z-a| > R$ では発散する。円 $|z-a| = R$ を収束円といふ。べき級数の収束円内では正則であって、一価の複素関数を定める。種々の総和法やパデ級数によってこれを、収束円の外に解析接続できることもある。

級数解 [英 series solution] 微分方程式の解を級数の形に表したものの。複素変数 z の関数 w に対する N 階線形常微分方程式

$$\frac{d^N w}{dz^N} + Q_1(z) \frac{d^{N-1} w}{dz^{N-1}} + \dots + Q_N(z) w = 0$$

の $z=0$ の近傍における解は (Q_1, Q_2, \dots, Q_N) は z の解析関

数)、 $Q_1(z), \dots, Q_N(z)$ がすべて $z=0$ で正則ならば、 $z=0$ の近傍で収束する $w = \sum_{n=0}^{\infty} c_n z^n$ という形の N 個の独立なべき級数の形に得られる。次に、 $z=0$ が $Q_1(z), \dots, Q_N(z)$ のどれか少なくとも 1 つの関数の孤立特異点である場合は、応用上しばしば現れる二階方程式だけについて述べる。方程式

$$w'' + P(z)w' + Q(z)w = 0$$

において $P(z), Q(z)$ の少なくとも一方は $z=0$ を特異点としてもつが、 $p(z) \equiv zP(z)$ 、 $q(z) \equiv z^2Q(z)$ はともに $z=0$ で正則である場合には、 $z=0$ をもとの方程式の確定特異点といひ、それ以外の特異点を不確定特異点という。 $z=0$ が確定特異点である場合には、 $w = z^\lambda \sum_{n=0}^{\infty} c_n z^n$ ($c_0 \neq 0$) の

形の解が存在する。指数 λ の値は一般には λ_1, λ_2 の 2 個が定まり、それが独立な 2 つの級数解を与えることになる(解は $z=0$ で正則になることもありうる)。ただし $\lambda_1 = \lambda_2$ の場合や $\lambda_1 - \lambda_2$ が整数の場合には、一方の解は上の級数の形をもつが、もう一方の解は一般には $\log z$ を含んだものになる。 $z=0$ が不確定特異点である場合には、上のような形で収束級数解は得られず、むしろ漸近級数の形でしか解は求められない。

急性効果 [英 acute effect, 独 akute Wirkung, 露 острое действие] 放射線が人体に作用して引起す人間にとって望ましくない効果、すなわち障害などのうち、放射性被曝後短時間のうちに現れるものをいう。即発性効果あるいは早発性効果ともいう。放射線障害の場合でいうと、血液像変化、脱毛、宿酔、消化器管内粘膜の損傷出血などの症状で、1 Gy (グレイ) 程度以上の高線量被曝に対して見られる現象である。慢性効果に対して使われる。

急性照射 [英 acute irradiation, 独 akute Bestrahlung, 露 острое облучение] 放射線照射の時間的線量配分の一形式で、短時間かつ一時に行われる照射であり、分割照射や慢性照射に対比した表現である。一般に、急性とは身体的な反応が照射後短時間に現れる生物学的効果を意味するもので、その意味から急性照射の表現はこれによって明瞭な反応が引起される程度の線量が与えられたと解すべきである。放射線発生施設における被曝事故といわれるものはこの種のものが多し。

球対称ポテンシャル [英 spherically symmetric potential, 独 kugelsymmetrisches Potential, 仏 potentiel symétrique sphérique, 露 сферический симметричный потенциал] 質点 P に働く力の大きさが力の源 O からの距離 r のみで決まり、力の向きが O, P を結ぶ方向にあるとき、球対称ポテンシャルという。中心力のポテンシャルともよばれる。この場合、ポテンシャル $U(r)$ は r のみの関数で角度によらない。古典力学の場合、運動方程式は動径方向と角度方向の部分に分離され、後者より角運動量の保存則が導かれる。

量子力学の場合も事情は同じで、 $U(r)$ の中での質量 m の粒子の運動を考えると、ハミルトニアン $H = p^2/2m + U(r)$ は、角運動量の演算子 L と交換する ($[H, L] = 0$)。そこで、角運動量の大きさ $\sqrt{l(l+1)\hbar}$ とその射影成分 $m\hbar$ は運動の保存量となる(ただし \hbar はプランク定数を 2π で割ったもの)。これに伴い、シュレーディンガー方程式も次のように分離される。波動関数 $\Psi(x, y, z, t)$ を極座標で表し

$$\Psi(x, y, z, t) = e^{-iEt/\hbar} R_l(r) Y_{lm}(\theta, \phi)$$

とすると、方程式は

$$L^2 Y_{lm}(\theta, \phi) = l(l+1) \hbar^2 Y_{lm}(\theta, \phi) \\ - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} \{r R_l(r)\} + \left\{ U(r) + \frac{l(l+1) \hbar^2}{2mr^2} \right\} R_l(r) \\ = E R_l(r)$$

となる。 $Y_{lm}(\theta, \phi)$ は角運動量の固有関数であり球面調和関数とよばれる。エネルギー固有値 E は第二の式から決める。 $r=0$ の近傍で $R_l(r) \sim r^l$ とふるまう。クーロン力に基づく水素原子の問題は、球対称ポテンシャルによる束縛状態を求める典型的な例である。

吸着 [英 *adsorption*, 独 *Adsorption*, 露 *адсорбция*] 2つの異なる均一相が共存するとき、その境界領域で組成がそれぞれの均一相における組成と異なる現象をいう。多成分から成る溶液と気相との境界面には、分子間引力の弱い分子の濃度が高くなる。水溶液の場合、一般に有機化合物は界面において高濃度となり、表面張力を下げ、無機化合物は低濃度となって表面張力を上げることが多い。溶液における吸着量については、ギブスの吸着式によって吸着量、表面張力、溶液における濃度との間に関係が与えられている。固体表面と気体分子との関係では、気体分子が固体表面に入射し表面に有限時間とどまる現象が吸着である。これに対して表面に入射した気体分子が、さらに固体内部に入り込んだ場合を吸収といい、吸着と吸収とを区別できない場合、両者をまとめて吸着という。吸着は気体分子と固体表面原子との間の分子間力によって起るが、その力は分散エネルギー E_{disp} 、原子価エネルギー E_{val} 、誘起エネルギー E_{ind} 、静電エネルギー E_{es} に基づいている。分子間ポテンシャルとしてレナード・ジョーンズの(6-12)型ポテンシャルをとると、均一な半無限固体表面に分子が近づいたときのポテンシャルは(3-9)型、グラファイト表面のように第一層の面だけで十分よい近似が得られる場合のポテンシャルは(4-10)型であることが示される。表面が不均一な場合、すなわち欠陥や段差や割れ目のようなより大きな吸着力を有する表面での吸着力の解析は容易ではない。原子価エネルギーが主役をなす吸着を化学吸着、分散エネルギー(ファン・デル・ワールス力に対応)が主な働きをする吸着を物理吸着という。両者の特徴は次のようである。(1) 化学吸着エネルギー E_c は物理吸着のエネルギー E_p より大きい(目安として、単純な分子の場合 $E_c > 0.45 \text{ eV} > E_p$ 、油分子のような大きな分子の場合には $E_p \geq 1.3 \text{ eV}$)。(2) 表面構成原子と吸着分子との距離は物理吸着で $\sim 4 \text{ \AA}$ 、化学吸着では $1 \sim 3 \text{ \AA}$ である。(3) 化学吸着は表面の性質に強く依存し、単分子吸着層の完成で吸着は完了し2層以上に及ぶことはない。これに対し物理吸着では多層吸着が起り得る。(4) 化学吸着において吸着分子は解離することがあり、解離エネルギー E_d を更に考慮しなければならない場合がある。この現象を解離吸着という。グラファイト表面に希ガスが吸着する場合の現象は二次元的で、気相の圧力を変えると二次元系の一次相転移(気相・固相転移)が観測される。また、化学吸着は触媒反応の原因としても重要であり、吸着ははかばかの物理現象と深いかわりをもっている。同一温度での吸着量と平衡圧力の関係式を吸着等温線といい多くの式が与えられている。BET 吸着等温式は多分子吸着層が形成される物理吸着に対してよく成り立つ。他にラングミュアの式、テムキンの式、フロイントリッヒの式などが代表的なのであ

る。解離吸着に対しては、ファウラーの式

$$\sqrt{p} \propto \frac{\sigma}{\sigma_0 - \sigma}$$

がある。 σ は吸着量、 p は気相の圧力である。

吸着確率 [英 *adsorption probability*, 独 *Adsorptionswahrscheinlichkeit*, 仏 *probabilité d'adsorption*, 露 *вероятность адсорбции*] 気体分子が固体表面に入射したとき、その一部は反射や散乱により直ちに空間へ戻るが、残りの分子は表面にある有限の時間滞留する。この滞留を吸着といい、入射粒子が吸着状態に入る確率を吸着確率という。吸着確率は吸着状態が化学吸着の場合には付着確率、物理吸着の場合には凝縮確率と区別されて用いられる。

吸着構造 [英 *adsorption structure*, 独 *Adsorptionsstruktur*, 仏 *structure d'adsorption*, 露 *адсорбционная структура*] 結晶表面に原子、分子が吸着するといろいろな原子配列をするが、物質の系、温度、吸着量などにより、特有の吸着構造をもつ。例として、金属単結晶の(100)清浄表面上に二原子分子が吸着した場合を考えると、次のことが問題になる。(1) 解離吸着(原子状吸着)または非解離吸着(分子状吸着)。(2) 分子状吸着の場合は分子軸と表面とのなす角。(3) 分子軸が表面に立って吸着している場合、金属と結合している原子種(AかBか)。(4) 金属表面原子の直上、最近接の2つの原子にまたがった橋かけ位置、4つの原子に囲まれた孔の上など、下地の表面第一層の原子に対する吸着位置。(5) 結合距離と結合角。(6) 下地金属表面の格子の変位。具体例として、Ni(100)表面のCOの1/2原子層吸着では非解離吸着で、CがNiと結合し、表面に垂直に直上位置に吸着して、Ni-C、C-O距離はそれぞれ0.17, 0.115 nmである。

金属単結晶上の原子状吸着の場合、一般に下地と整合した二次元格子をつくるが、格子の大きさ、形は吸着量とともに変化する。一方、希ガス原子が物理吸着する場合などでは非整合な格子をつくる場合が多い。また規則・不規則構造の変化を示す場合も多い。これらの現象では吸着原子間の相互作用が重要な役割を果たす(\Rightarrow 低速電子線回折)。

吸着構造の決定は低速電子線回折が主な手段であるが、補助手段として、イオン散乱分光法、表面 EXAFS、高分解能の電子のエネルギー損失スペクトル、光電子分光法、反射高速電子線回折などが用いられる。化学吸着の場合、一般に結合距離は結晶にみられる結合距離と類似の値で、対称性のよい位置に吸着している。

吸着時間 [英 *adsorption time*, 独 *Adsorptionszeit*, 仏 *temps d'absorption*, 露 *время адсорбции*] = 滞留時間

吸着等温式 [英 *adsorption isotherm*, 独 *Adsorptionsisotherme*, 仏 *isotherme d'adsorption*, 露 *изотерма адсорбции*] 気体分子が固体や液体表面に吸着し、吸着相と気相との間に平衡が成立しているとき、吸着量、温度、気相圧力との間には関数関係があり、温度一定の下に気相圧力に対して吸着量を表すものを吸着等温線という。圧力一定の下に温度の関数として吸着量を表すものを吸着等圧線、吸着量一定の下に温度の関数として圧力を表すものを吸着等量線といい、これら3つの表示法は、互いに変換しあえる。吸着等温線を理論的あるいは実験的に数式で近似したものを吸着等温式といい、いくつかの吸着等温式が、提案されている。

吸着等温式としてよく用いられるものに、ヘンリーの式、ラングミュアの式、テムキンの式、フロイントリッヒの式、デュビニン-ラドシュケビッチの式、BET の式などがあり表にこれらの特徴を示す。ヘンリーおよびラング

吸着等温式の特徴

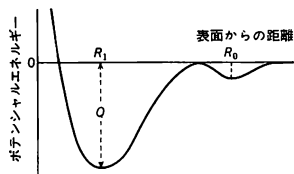
吸着等温線の型名	吸着等温式
ヘンリー(H) ¹⁾	$\sigma = a(T)p$
ラングミュア(L) ²⁾	$\sigma = \sigma_m a p / [1 + a p]$
テムキン(T) ³⁾	$\sigma = a \ln p$
フロイントリッヒ(F) ⁴⁾	$\sigma = a p^{1/n}$
デュビニン -ラドシュケビッチ(DR) ⁵⁾	$\ln \sigma = a - \beta [RT \ln(p/p_s)]^2$
BET ⁶⁾	$\frac{p}{\sigma(p_s - p)} = \frac{1}{\sigma_m C} + \frac{C-1}{\sigma_m C} \cdot \frac{p}{p_s}$

(注1) ¹⁾ 均一表面、相互作用なし、 $s =$ 定数、モ-
ビル、²⁾ 均一表面、相互作用なし、 $s = 1 - \theta$ 、局
在、³⁾ 不均一表面、 $f(E) = \text{const.}$ 、⁴⁾ 不均一表面、
 $f(E) \propto e^{-E}$ 、⁵⁾ 不均一表面、⁶⁾ 均一表面、多層吸
着。

(注2) σ : 単位面積当たりの吸着量、 σ_m : 単位面積当
りの単分子吸着層の吸着量、 p : 圧力、 p_s : 飽和圧力、
 s : 吸着確率、 $\theta = \sigma/\sigma_m$ 、 $f(E)$: 吸着点の吸着エネ
ルギー分布関数、 a, β, C : 定数。

ミュア型の吸着等温線は、どの場所においても等しい吸着エネルギーをもつ均一表面上に吸着した吸着質の間に相互作用がない場合のもので、ヘンリー型は吸着点に吸着質が局在しない場合、ラングミュア型は局在する場合の吸着等温線である。BET 型吸着等温線は S. Brunauer ら 3 人によって提出された均一表面上の多層吸着に対するもので、単分子吸着層の吸着量 σ_m を求めることができる。デュビニン-ラドシュケビッチ型の吸着等温線は不均一表面でのものであるが、M. G. Kaganer により σ_m を求めることができることが示された。テムキン、フロイントリッヒ型は共に不均一表面での吸着等温線でエネルギー分布関数が異なる。

吸着熱 [英 heat of adsorption, 独 Adsorptionswärme, 仏 chaleur d'adsorption, 露 теплота адсорбции] 固体表面に気体分子(原子)が吸着したときに発生する熱。物理吸着の場合は約 $10 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ 、化学吸着の場合は $40 \sim 800 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ ぐらいである。気体分子 X_2 が解離して化学吸着した場合のポテンシャル曲線を図に示す。前駆吸着状態とし



て物理吸着が距離 R_0 で起っている。 R_1 が化学吸着時の表面原子と吸着原子の平衡位置である。吸着種間の相互作用が無視できると、化学吸着熱 $Q = 2E(M-X) - E(X-X)$ で表される。ここで $E(M-X)$ は固体表面の原子 M と X との結合エネルギー、 $E(X-X)$ は X_2 分子の結合エネルギーである。解離吸着しない場合は、 $Q = E(M-X_2)$ となる。実験から吸着熱を測定し、上に述べた関係式から結合エネルギーを求めることができる。しかし実際には、吸着量に伴って吸着熱は変化することが多く、規定された吸着構造に対応する吸着熱を求めることは難しい。吸着熱を求める

には熱量測定によることが多いが、この方法は線材や蒸着膜への吸着熱を調べる場合に有効である。単結晶表面への吸着の場合には、昇温脱離法で求めた脱離エネルギーで利用することが多いが、これは吸着熱とは異なる。

吸着平衡 [英 adsorption equilibrium, 独 Adsorptionsgleichgewicht, 仏 équilibre d'adsorption, 露 адсорбционное равновесие] 固体表面に気相から気体分子が吸着する場合に、吸着の進行する速度と、吸着分子が表面から脱離する過程の進行の速度とが等しくなって平衡状態になることをいう。吸着速度 r_A は気相の圧力に比例し

$$r_A = k_A p f(\theta)$$

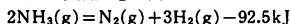
と表される。 p は圧力で $f(\theta)$ は被覆率 θ の関数である。脱離速度 r_D は圧力によらず

$$r_D = k_D g(\theta)$$

と表される。ここで $g(\theta)$ も被覆率の関数である。 $k_A/k_D = k_0 \exp(Q/RT)$ と書くとき Q は吸着熱である。 $r_A = r_D$ が吸着平衡の条件である。 $f(\theta) = 1 - \theta$ 、 $g(\theta) = \theta$ がラングミュアの式を与える。二原子分子が 2 つの原子に解離して吸着する場合は、 $f(\theta) = (1 - \theta)^2$ 、 $g(\theta) = \theta^2$ となる (\Rightarrow 解離吸着)。

吸入圧 [英 inlet pressure, 独 Ansaugdruck, 仏 pression à l'aspiration, 露 давление на входе] 容積移送式あるいは運動量輸送式真空ポンプ (\Rightarrow 真空ポンプ) の動作時における吸気口の圧力を吸入圧という。拡散ポンプなど、ある圧力以下の範囲でのみ正常に動作する真空ポンプでは、正常に動作する吸入圧には上限がある。この圧力の上限を最高吸入圧という。拡散ポンプなどの排気特性は、そのときの補助ポンプの能力に微妙に依存して変わるので、最高吸入圧も補助ポンプによって多少変化する点を注意する必要がある。

吸熱反応 [英 endothermic reaction, 独 endotherme Reaktion, 仏 réaction endothermique, 露 эндотермическая реакция] 化学反応を一定温度で行うとき、外界から反応系へ熱を供給しなければならないとき、その反応を吸熱反応という。吸熱反応の例としては



吸熱反応の場合、反応熱は正で、生成系のエンタルピーは原系のエンタルピーより大きく、この差を熱として外界より吸収しなければならない。常温付近で自発的に進む反応は発熱反応が多いが、高温になると吸熱反応も多くなる。系のエネルギーが低くなる方向に化学反応が進むのなら、自発的な反応は必ず発熱反応でなければならないが、吸熱反応も起こることは、化学反応の駆動力にはエネルギーの減少だけではなく、エントロピーの増大もきいていることを示している。

球ベッセル関数 [英 spherical Bessel function, 独 sphärische Besselfunktion, 仏 fonction sphérique de Bessel, 露 сферическая бесселева функция] 三次元ヘルムホルツ方程式を球座標で変数分離したとき得られる動径部分に対する微分方程式

$$u'' + \frac{2}{r} u' + \left\{ k^2 - \frac{n(n+1)}{r^2} \right\} u = 0 \quad (n=0, 1, 2, \dots)$$

の解、 $kr = z$ 、 $u(r) = w(z)/\sqrt{z}$ と変換すれば、この方程式は半奇数次のベッセル方程式

$$w'' + \frac{1}{z} w' + \left\{ 1 - \frac{(n+1/2)^2}{z^2} \right\} w = 0$$

となる。この方程式の基本解はベッセル関数 $J_{n+1/2}(z)$ と

ノイマン関数 $N_{n+1/2}(z)$ であるから、球ベッセル関数は次のように定義される。

$$j_n(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} J_{n+1/2}(z), \quad n_n(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}} N_{n+1/2}(z)$$

球面鏡 [英 spherical mirror, 独 sphärischer Spiegel, Kugelspiegel, 仏 miroir sphérique, 露 сферическое зеркало] ⇒ 反射鏡

球面計 = スフェロメーター

球面収差 [英 spherical aberration, 独 sphärische Aberration, 仏 aberration sphérique, 露 сферическая aberrация] 光軸上の1点から出た光線がレンズを通った後、軸上の1点に集まらないで前後にずれる現象をいう。この交点と理想像点のずれの長さ Δx を縦の球面収差という(図1)。近軸像面をこの光線が切る点の光軸からの

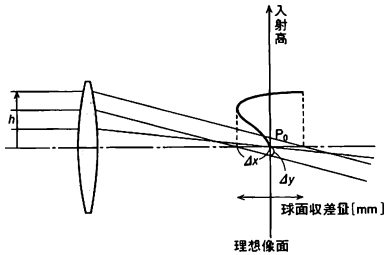


図1

距離 dy を横の球面収差という。この収差は光軸から離れた物点に対しては存在するが、この場合には同時にほかの収差も伴う。入射高 h が極めて小さい光線に対しては近軸光線による像 P_0 と一致し、 h が大きくなると

$$\Delta x = a_2 h^2 + a_4 h^4 + a_6 h^6 + \dots$$

のように偶数のべき級数で表される。一方、横の球面収差 dy は h の三乗から始まる奇数のべき級数になる。球面収差を小さくするにはレンズの枚数を増やしたり組合せをかえて、上式の第一項、第二項、さらに高次の項でバランスをとり Δx が小さくなるようにする。代表的な球面収差曲線を図2に示す。縦軸は入射高 h 、横軸は縦の球面収

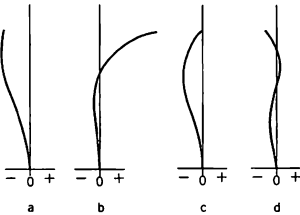


図2

差 Δx で、図2aは補正不足、図2bは補正過剰、図2cはフルコレクションとよばれる。多くのレンズの設計はフルコレクション形を目標に行われる。このとき、最大入射高の約7割のところで曲線が一番突き出す場合が多い。図2dは大口徑レンズにときどき見られる特殊な形である。

球面調和関数 [英 spherical harmonics, 独 Kugelfunktion, 仏 fonction sphérique, 露 сферическая функция] 三次元ラプラス方程式の解(調和関数)のうちで、直角座標変数について同次の関数を体球関数という。 n 次の体球関数を球座標によって $r^n Y_n(\theta, \varphi)$ の形に書いたときの角部

分 $Y_n(\theta, \varphi)$ のことを球面調和関数あるいは単に球面関数という。また、体球関数とあわせて球関数と総称することもある。 $Y_n(\theta, \varphi)$ は微分方程式

$$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial Y}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 Y}{\partial \varphi^2} + n(n+1)Y = 0$$

を満たす($r^n Y_n$ とともに $r^{-n-1} Y_n$ も体球関数である)。異なる次数の球面調和関数は次の意味で互いに直交している： $\int Y_p(\theta, \varphi) Y_q(\theta, \varphi) d\Omega = 0$ ($p \neq q$, $d\Omega$ は立体角要素)。

n 次の球面調和関数には独立なものが $(2n+1)$ 個ある。たとえば、ルジャンドル関数とルジャンドル陪関数を用いて表した $P_n(\cos \theta)$, $P_n^m(\cos \theta) \cos m\varphi$, $P_n^m(\cos \theta) \sin m\varphi$ ($1 \leq m \leq n$) の $(2n+1)$ 個の関数を独立なものとしてとることができる。これらの関数は互いに直交している。 $n=0, 1, 2, \dots$ として得られるこの形の関数の集合は、単位球面上で二乗可積分な関数の空間において完全直交系をなす。

なお、三次元の単位球面上で定義され、球面調和関数の適当な線形結合を成分とする三次元ベクトル関数をベクトル球面関数という。電磁波などのベクトル場の展開に用いられる。

球面テンソル [英 spherical tensor, 独 Kugeltensor, 仏 tenseur sphérique, 露 сферический тензор] 三次元空間内で定義され、いくつかの成分の組で表される量のうち、空間回転に対して角運動量行列と同様に変換されるもの。演算子に対していわれることが多い。角運動量が重要な役割を演じる。光子の放射・吸収などを記述する際に用いられる。 k 階の球面テンソルは、角運動量 k の状態と同じく $2k+1$ 個の成分からなり $T_q^{(k)}$ ($q=k, k-1, \dots, -k$) と書かれる。空間回転を r , 対応する回転演算子を R としたとき、 $T_q^{(k)}$ は

$$RT_q^{(k)}R^{-1} = \sum_{q'} T_{q'}^{(k)} D_{qq'}^k(r)$$

のように変換される。ここで $D_{qq'}^k(r)$ は三次元回転群の $(2k+1)$ 次元既約表現の表現行列(回転行列)である。全角運動量演算子 J とは次の交換関係を満たす。

$$[J_x \pm iJ_y, T_q^{(k)}] = \sqrt{(k \mp q)(k \pm q + 1)} T_{q \pm 1}^{(k)}$$

$$[J_z, T_q^{(k)}] = q T_q^{(k)}$$

スカラーとベクトルはそれぞれ0階と1階の球面テンソルに対応する。ベクトル A は1階の球面テンソル $T_q^{(1)}$ と

$$T_{\pm 1}^{(1)} = \mp \frac{(A_x \pm iA_y)}{\sqrt{2}}, \quad T_0^{(1)} = A_z$$

の関係がある。2階のテンソル T_{ij} は、0, 1, 2階の球面テンソルの和で表される。演算子を球面テンソルで表現すると、角運動量の固有状態の間の遷移は、ウィグナー-エッカルトの定理を用いることにより、取扱いがやさしくなる(⇒ウィグナー-エッカルトの定理)。

球面波 [英 spherical wave, 独 Kugelwelle, 仏 onde sphérique, 露 сферическая волна] ある1点を中心とする同一半径の球面上では位相がみな等しい波を球面波という。時間を t , 中心からの距離を r として波動関数 $f(r - vt)/r$ または $f(r + vt)/r$ で表される。 v はこの波の位相速度で、前者が中心から外に向かって発散していく波、後者が中心に向かって収束していく波である。球面波の現象は中心に対して完全に球対称であるのが特徴である。中心にある波源の構造上、中心に近い所では方向性がある場合でも、中心から十分遠い所では、球面波がよい近似であることが多い。電磁波の二極放射がその例である。

球面波理論 (X線回折における) [英 spherical wave

theory, 独 Kugelwellen-Theorie, 仏 théorie d'onde sphérique, 露 сферическая волновая теория] 通常の散乱・回折の理論では入射波を平面波と仮定する。これを平面波の理論という。X線回折の特殊な問題では、この形式の理論のみでは不十分で、入射波を球面波とみなす必要がある。これを球面波理論とよぶ。特殊な問題とは、比較的全な結晶の回折顕微図形(⇒X線回折顕微法)を理解する問題である。特に結晶モノクロメーターで平行入射線をつくらぬ限り、入射X線の角度の広がりを $\Delta\theta \sim (\lambda/L)^{1/2} \sim 10^{-8}$ rad 程度以下にできない。ここでLは光源から試料までの距離である。これ以上狭い線束をつくらうとしてスリットを細くすれば、回折効果によって逆に $\Delta\theta$ は広がる。他方、完全結晶がブラッグ反射を起す角度幅 $\Delta\theta_B$ も 10^{-8} rad 程度であり、入射方向が $\Delta\theta_B$ の1/10程度変わると回折現象は著しく変化する。すなわち、通常のX線光源を用いた実験は、 $\Delta\theta \gg \Delta\theta_B$ であって、入射線を平面波とみることができない。平面波とみなしうる条件は $\Delta\theta_B \gg \Delta\theta$ である。

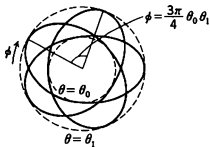
元来、X線は原子の尺度の空間から放出されるので、球面波と考えるべきである。事実、X線回折におけるペンデル縞はこの考え方で理解される。ただし、入射方向 a_0 および散乱方向 a_s 、あるいは回折図形的位置Xに関し、平均された回折強度を問題とする場合には、平面波理論と球面波理論の結果は一致する。球面波理論は、ペンデル縞のように具体的実験事実を理解するために提案されたが、回折理論の基礎的立場から見ると、平面波理論は波数空間における散乱振幅 $f(ka_s, k a_0)$ ($k=2\pi/\lambda$)を論ずるに対し、球面波理論では実空間における波動の伝達関数 $g(X_r, X_q)$ を論ずる。 $g(X_r, X_q)$ は基礎方程式のグリーン関数と考えてもよい。ここで X_q 、 X_r はそれぞれ光源および観測点の位置座標である。この意味から両理論は互いに相補の関係にある。

球面振り子 [英 spherical pendulum, 独 sphärisches Pendel, 仏 pendule sphérique, 露 сферический маятник] 一様な重力の場で、1点Oを中心とする半径aの球面上に滑らかに束縛されている質点の運動をいう。これはOに固定された長さaの糸につり下げられた質点の振動と同じ運動になる。いまOから鉛直下方に向かう軸を基準にして極座標 (a, θ, ϕ) をとり、運動方程式をつくれば

$$\phi \sin^2 \theta = \omega \sin^2 \theta_0$$

$$\dot{\theta}^2 + \dot{\phi}^2 \sin^2 \theta = \frac{2g}{a} (\cos \theta - \cos \theta_0) + \omega^2 \sin^2 \theta_0$$

ただし ω と θ_0 は初期条件で決る定数である。 $\theta_0=0$ の場合は $\dot{\phi}=0$ となり質点は一平面内で運動する。すなわち単振り子になる。 $\theta_0 \neq 0$ の場合 θ は決して0になることはなく、最小値 θ_0 と最大値 θ_1 の間を振動的に変化する。特に $\theta \equiv \theta_0$ の場合は円錐振り子となる。 θ_0 と θ_1 がどちらも微小角の場合、 θ と ϕ の時間的変化のよすの一例は図に



示す通りで、 θ が θ_0 から θ_1 に達し再び θ_0 に達するまでの時間を周期Tとすれば

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{a}{g} \left[1 + \frac{(\theta_0^2 + \dot{\theta}_0^2)}{16} \right]}$$

で与えられ、 ϕ はTの間に、 $2\pi + (3\pi\theta_0\dot{\theta}_0)/4$ だけ進む。すなわち方位は $(3\pi\theta_0\dot{\theta}_0)/4$ だけ変化する。

Q-Q相互作用 [英 Q-Q interaction, 仏 interaction Q-Q, 露 Q-Q взаимодействие] = 四極-四極力

Qスイッチレーザー [英 Q-switched laser, 露 лазер с модулированной добротностью] レーザー媒質の反転分布が十分大きくなったときに、レーザー共振器のQ値を急に高めることによって通常のレーザー発振よりずっと強度の大きいパルスレーザー光を得る技術をQスイッチングという。この構成のレーザーをQスイッチレーザーという。出力が数桁大きくなるのに加え、単一のきれいな光パルスを得ることができ。ネオジムガラスレーザーなど、レーザー上単位寿命の寿命が比較的長く、媒質中にエネルギーを蓄積できるレーザーではよく用いられる技術である。Qスイッチングの方法としては、共振器を構成する鏡の1つを回転させる方法、共振器内にポッケルス・セルと偏光板を入れてQ値を変える方法、光強度と共に吸収係数が減少する可飽和色素を共振器内に入れる方法などがある。

Qスイッチング [英 Q-switching, 仏 commutation

Q, 露 модуляция добротности] ⇒ Qスイッチレーザー

q数 [英 q-number, 独 Quantenzahl, 露 q-число]

量子力学で物理量を表す演算子は、その積とに関して、結合法則と分配法則を満たすが、一般に、積の可換法則を満たさない。この事実を強調してP. Diracは1926年の量子力学に関する第二論文で次のような提案した。「力学系の記述に用いられる変数が可換法則を満たさないという事実は、当然ながら、これらの変数がこれまで数学で用いられてきた言葉の意味における数ではないことを示している。これら2種類の数を区別するため、われわれは量子的変数をq数、可換法則を満たする古典数学の数をc数とよぶことにし、単なる数という言葉はq数とc数のいずれをもさす場合に用いよう」。しかしながら、非可換な量に対する違和感は時とともに薄れ、それに伴って、この用語もしだいに用いられなくなっていくようである。

Q値 [英 Q factor, Q-value]

[1] 共振回路のよさを表す量で、共振の鋭さと自由振動の減衰時間に比例する。 $Q=2\pi$ [共振回路に蓄えられたエネルギー]/[1サイクルに失われるエネルギー]で与えられる。図1のような並列共振回路に過渡電圧を与えると回路

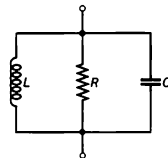


図1

両端間の電圧Vは $Cd^2V/dt^2 + (1/R)dV/dt + V/L = 0$ の方程式に従い、 $V = V_0 \sin(\omega t + \phi) \exp(-\omega_0 t/2Q)$ の式で与えられる。ここで $\omega_0^2 = (LC)^{-1}$ 、 $Q = \omega_0 CR$ であり、 $\omega = \omega_0 [1 - (1/2Q)^2]^{1/2}$ で与えられる。したがって減衰時定数は $2Q/\omega_0$ で与えられ、周波数もQ値により若干影響を受けることがわかる。ところでLおよびCに蓄えられているエネルギーは

$$U = \frac{1}{2} \left[\frac{V^2}{2\omega_0^2 L} + \frac{CV^2}{2} \right] = \frac{CV^2}{2}$$

であり、抵抗での損失 dU/dt は

$$\frac{dU}{dt} = \frac{V^2}{2R}$$

であるので

$$Q = \frac{\omega_0 U}{dU/dt}$$

である。 $Q \gg 1$ では定電流交流 (ω) 入力に対する応答は図 2 のように $|V|^2 \propto \{1 + [2Q(\omega - \omega_0)/\omega_0]^2\}^{-1}$ で近似され

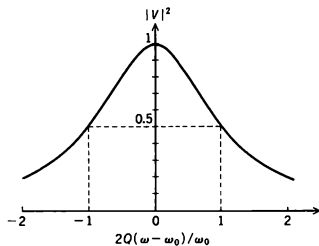


図 2

る (⇒共振回路)。したがって $|V|^2$ がピークの 1/2 になる点の周波数の差 $\Delta\omega$ を求めれば、 Q は $\omega_0/\Delta\omega$ で与えられる。空洞共振器でも共振周波数の近くでは LCR の等価回路で表現できるが、 U は電磁場のもつエネルギー、 dU/dt は空洞壁面での表面電流や内蔵する誘電体の損失角による電力消費として Q 値を定義する。外部回路が負荷として結合されていると、 (dU/dt) は、空洞内損失分 $(dU/dt)_0$ と外部への流失分 $(dU/dt)_e$ の和となる。したがって、 $Q = Q_L$ は $1/Q_L = (1/\omega_0 U) [(dU/dt)_0 + (dU/dt)_e]$ で与えられる。特にこの場合、 Q_L を負荷 Q 、また $Q_0 = \omega_0 U / (dU/dt)_0$ 、 $Q_e = \omega_0 U / (dU/dt)_e$ をそれぞれ内部 Q 、外部 Q とよぶ。外部回路からみた共振回路のインピーダンスは、外部回路との結合度の大きさに変化するが、ちょうど外部回路の固有抵抗に等しい点で整合がとれる。 $Q_0 = \omega_0 CR$ よりこの場合、 $Q_0 = Q_e$ が成立していることがわかる。

[2] 原子核反応や放射性崩壊の過程で、吸収または放出される全エネルギーのことをいう。いちばん簡単な場合として、核反応 $X(a, b)Y$ なる二体反応では、各粒子の質量をそれぞれ M_X, M_a, M_b, M_Y とすれば

$$Q = (M_X + M_a)c^2 - (M_b + M_Y)c^2$$

で与えられる。ここで c は光速度であって、上式は反応前後における粒子の質量エネルギーの差を表している。 $Q > 0$ のときは発熱反応といい、生成核 Y および放出粒子 b のもつ運動エネルギーの和が Q に等しい。逆に $Q < 0$ の場合は吸熱反応といい、静止している標的核 X に入射粒子 a が衝突するとき、 a の運動のエネルギー E が

$$E \geq \frac{M_X + M_a}{M_X} (-Q)$$

でないと起らない。この E のことをしきい値またはしきい値エネルギーという。反応によって放出される粒子が 1 個でなく、反応が $X(a; b, c, d, \dots)Y$ のように、 b, c, d, \dots と多くの粒子が放出されるときには、上記の式で M_b の代りに $(M_b + M_c + M_d + \dots)$ を代入すればよい。

[3] 真空技術で用いられる場合は、単位時間に真空ポンプに流れ込む気体の量のことである。本来は気体の量を分

子数で表すべきであるが、真空技術では取扱う気体はすべて常温と仮定し、気体量を圧力と体積の積で表す習慣になっている。したがって Q 値の単位は $[\text{Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$ あるいは $[\text{Torr} \cdot \ell \cdot \text{s}^{-1}]$ などである。気体の温度が常温に対して極端に異なる場合には、そのための補正を必要とする。一般に真空装置では、真空ポンプに流れ込む気体はほとんどの場合真空装置内部表面で発生する放出ガスである。したがって、放出ガスの総和は Q に等しい。そこで表面の単位面積より単位時間に放出されるガス量を、 Q の微分量のように扱い、 $q[\text{Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}]$ 、あるいは $[\text{Torr} \cdot \ell \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}]$ で表すことが多い。この場合装置内のすべてのガス放出源に対して

$$\int q ds = Q$$

が成り立つ。 ds は装置内面の面素片である。

[4] 円型加速器におけるリング 1 周当りのベータatron 振動の数をベータatron チューン (tune) あるいは Q 値とよぶ。記号の関係上、 ν 値とよぶこともある。円形軌道の半径方向・鉛直方向の両振動に対してそれぞれ Q 値が定義される (⇒ベータatron 振動)。 Q 値は加速器の集束力の強さを表す最も重要なパラメーターであり、与えられたエミッタンスの下でのビームの太さはほぼこれによって決まる。特に電子貯蔵リングの場合には、エミッタンスそのものも Q 値によって決る (⇒量子ゆらぎ)。 Q 値の大きさは、弱集束シンクロトロンでは 1 以下、強集束シンクロトロンでは通常は大きな加速器ほど Q 値も大きく、最大のものでは数十に及ぶ。

Q 電磁石 = 四極電磁石

Q_{10} 値 [英 Q_{10} value, 仏 $\text{valeur } Q_{10}$, 露 $\text{значение } Q_{10}$] 化学反応または生体反応の温度依存性を表す数値で、ある温度 $t^\circ\text{C}$ および $t+10^\circ\text{C}$ における反応速度をそれぞれ v_t および v_{t+10} として、 $Q_{10} = v_{t+10}/v_t$ と定義される。生体反応では、 Q_{10} として 2 付近の値が得られることが多い。これは、単純な化学反応におけるアレニウスの活性化エネルギー約 50 $\text{kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ に相当する。しかし、生体反応ではこうした化学反応に加えて、膜脂質の流動性、温度によるタンパク質高次構造の変化などが、複雑に Q_{10} 値に影響するものと考えられる。

Q の枝 [英 Q -branch, 独 Q -Zweig, 仏 $\text{branche } Q$, 露 $Q\text{-ветвь}$] ⇒ バンドの枝

キュムラント展開 [英 $\text{cumulant expansion}$, 仏 $\text{expansion cumulatif}$, 露 $\text{полуинвариантное разложение}$] ランダムな変数 x 、あるパラメーター ε としたときに

$$\langle e^{\varepsilon x} \rangle = \exp \left[\sum_{n=1}^{\infty} \left(\varepsilon^n / n! \right) \kappa_n \right] = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\varepsilon^n / n! \right) \mu_n$$

で定義される κ_n を n 次のキュムラントという。これは $\kappa_n \equiv \langle x^n \rangle_c$ と書かれる。 μ_n は n 次のモーメントであり、 $\langle \rangle$ は平均操作を表す。 κ_n と μ_n との間には

$$\langle x \rangle_c \equiv \kappa_1 = \mu_1, \quad \langle x^2 \rangle_c \equiv \kappa_2 = \mu_2 - (\mu_1)^2, \quad \dots$$

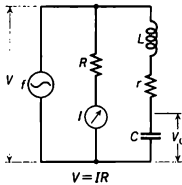
のような関係があるので、 n 次までのモーメントがわかれば κ_n は求まる。キュムラントを用いて展開することをキュムラント展開という。これははもって一般的多変数 x_1, x_2, \dots に対しても同様に定義できる。

$$\langle x_1 x_2 \rangle_c = \langle x_1 x_2 \rangle - \langle x_1 \rangle \langle x_2 \rangle, \quad \dots$$

したがって、独立な変数の組の積に分けられるときは、キュムラントは 0 になる。この性質があるため、いろいろな分野でたいへん役に立つ。この展開法が有効に用いられ

た例は古典気体のクラスター展開、非平衡統計力学の諸問題、ことにスピン緩和の問題、ブラウン運動など多彩である。多体問題で知られている連結クラスター展開もキュメント展開法の特長な場合と考えられる。

Q メーター [英 *Q-meter*, 独 *Q-Meter*, 仏 *Q-mètre*, 露 *Q-метр*] 高周波回路で使うインダクタンスや容量の値およびそれらの *Q* 値を測定する装置。図のような



インダクタンス L と容量 C からなる直列共振回路に、周波数 f の高周波電圧 V を印加して共振条件 $2\pi\sqrt{LC}=1/f$ および共振電圧 $V_c=QV$ を求める。測定したいリアクタンス X ($X=2\pi fL$ または $X=1/2\pi fC$) が等価的に直列の損失抵抗 r をもつとすると $Q=X/r$ なので Q が大きいものはリアクタンスとしてすぐれている。測定に際しては、まず f を決めておいて、 L が未知なら内蔵の C_v を調整して共振させ、 C が未知ならこれを C_v と並列に入れ付属の標準 L と合成した C を共振させる。 C の両端の電圧 V_c は共振時に最大になるので、これを真空管電圧計で観測して共振条件をさがす。このとき $Q=V_c/V$ で Q 値が求められる。

キュリー [英 *curie*, 独 *Curie*, 露 *юри*] 放射能の単位のひとつで単位記号は Ci。この名称はラジウムを発見した P. Curie, M. S. Curie 夫妻 (⇒キュリー, P., キュリー, M. S.) に由来する。1 キュリーは放射性核種が 1s 当り 3.7×10^{10} の壊変を起す能力(放射能)をいう ($1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ s}^{-1} = 3.7 \times 10^{10}$ ベクレル (Bq))。元来キュリーはラジウム 1g の放射能にほぼ等しくなるように定義されていたものである。キュリーは SI 単位ではなく、放射能の SI 単位であるベクレルにとって代わられるべき単位であり、暫定的に使用されるものである。

キュリー, M. S. Curie, Marie (Marja Skłodowska) 1867.11.7—1934.7.4 フランス(ポーランド出身)の物理学者。ワルシャワの中学校で数学と物理を教えていた Vladislav Sklodowski の兄 1 人、姉 3 人の末子として生れた。当時ポーランドは帝政ロシアの重臣の下にあった。彼女は幼くして長姉と母を相次いで失い、父は政治的理由で教職を棄てたため、家庭にも経済的にも恵まれなかった。中学・高等学校の教育を受けてから、住み込みの家庭教師などをしていたが、パリで医者と結婚して自身も医者となった姉 Bronia の引きもあり、1891 年パリへ出、ソルボンヌ大学で数学と物理学の勉強をすることになった。アレクサンドロビッチ奨学金を得、勉学のかいあって、1893 年物理学修了試験に 1 番で、翌 1894 年に数学修了試験に 2 番の成績で合格した。1894 年 4 月、ポーランド人物理学者 Kowalski の家で Pierre Curie と知り合い、1895 年 7 月 26 日に結婚した。当時、Marie は、G. Lippmann の研究室に通っており、Pierre はパリ市立物理化学学校の教授で、圧電気の発見、磁性体に関するキュリーの法則の発見、結晶の研究等で有名になっていた。Marie は時折、Pierre の研究室に出入りして研究の手助けをし

ていたが、1896 年 H. Becquerel のウランウムの放射線の発見に刺激され、夫妻で放射性物質の研究に取組むことになった。まず、Pierre と彼の兄 Jacques が開発した鋭敏な電流計を用いて、物質のもつ微弱な放射線の測定を始め、ウランウムのほかにトリウムも放射能をもつことを発見した。鉱物のうちでピッチブレンドが異常に高い放射能を示すことがわかり、その原因を追求し、1898 年に 2 種の新しい放射性元素ポロニウムとラジウムを発見した。その後 4 年間の苦労の末、オーストリア政府から寄贈された 1t のピッチブレンドから、ラジウムの単体を分離することに成功し、ラジウムの原子量を決定した。またその間に誘導放射能や β 線が負の粒子であることなどを見いだすとともに、ついには 8t のピッチブレンドから 1g のラジウムの抽出に成功した。放射能に関する夫妻の業績に対し 1903 年ロンドン王立協会からはデービー・メダルが、次いで同年 Becquerel とともにノーベル物理学賞が贈られた。翌 1904 年 Pierre はソルボンヌ大学物理学教授となり、Marie は同大学の物理実験講座の主任となった。1906 年の夫 Pierre の死後、物理学の講師として女性では初めてソルボンヌ大学の教壇に立った。1908 年には夫の後任として正式の教授となり、その後も、A. Debierne の協力を得てラジウムの分離精製に努力し、1910 年パリ国際度量衡局に純粋な塩化ラジウム 22mg を提出したが、これはラジウムの国際標準となった。1911 年ラジウムとポロニウムの発見による化学への貢献とラジウムの性質およびその化合物の研究に対して、ノーベル化学賞を贈られ、アカデミー・デ・シエンスの会員となった。放射能に関する研究は続けられ、ポロニウムからの α 線の飛程やアクチニウムの中減期が測定された。1914 年新しくパリにラジウム研究所が設立され、Marie は放射能研究室の長となった。第一次世界大戦が勃発すると、すぐに X 線治療装置を車に積んで前線に赴き、負傷兵の治療に活躍した。1921 年新聞記者 Meloney 夫人のよびかけに応じて、アメリカの婦人たちによるマリ・キュリー・ラジウム基金の運動が起り、その寄付金で購入した 1g のラジウムがアメリカ大統領 Harding から贈られた。1922 年国際連盟が組織され、彼女はその知的協力委員会の会員に選出されて奨学制度の設立や学術文献の出版などに努力した。彼女はかねてから故郷ワルシャワでのラジウムによる癌治療の研究所の設立に努力していたが、アメリカ婦人たちの協力もあって 1932 年ワルシャワ・ラジウム研究所が開所された。しかし、若いときからの無理と放射線被曝のため彼女の健康は徐々にむしばまれ、そのころすでに指に障害が現れていた。1934 年については病床に伏すことになり、7 月 4 日、モンブラン山麓のサンセルモ療養所で白血病のため死去した。

キュリー, P. Curie, Pierre 1859.5.15—1906.4.19 フランスの物理学者。P. Curie の開業医 Eugene Curie の次男として生れた。父は自然科学の愛好家で、同時に理想主義者であった。Pierre は中学・高等学校へは通わず、家庭内で母、父、兄などから教育を受け、大学入学資格を取ってソルボンヌ大学に入学した。1877 年物理学修了試験に合格し、翌 1878 年ソルボンヌ物理研究室の助手となった。このころ、3 歳上の兄 Jacques はソルボンヌ鉱物学研究室の助手をしていたが、Pierre は兄と協力して結晶に関する研究を進め、1880 年電気石による圧電気を発見し、さらに逆圧電効果も実証した。この現象を利用して微弱な電

気を感知する電気計を発明した。1882年 新設されたパリ市立物理化学学校の実験主任となり、翌年 兄はモンペリエ大学の鉱物学教授となった。Pierre は引続き、結晶の対称性や成長についての研究や物質の磁性に関する研究を行い、1895年3月に学位を取得した。その学位論文のなかで、Pierre は物質の中には、強磁性体、常磁性体、反強磁性体の3種が存在することを指摘し、今日キュリーの法則として知られる磁性と温度の関係について述べている。1894年4月、ポーランドからソルボンヌに勉強に来ていた女子学生 Marja Skłodowska と知り合い、翌年7月26日に結婚した。1896年 H. Becquerel がウラニウムからの放射線を発見したとき、Curie 夫妻は強く刺激され、磁性の研究から転じて放射能の研究に進むようになった。かつて兄と協力して開発した電気計を用いて各種の物質のもつ放射能について調べ、ウラニウムのほかにトリウムが放射能をもつことやピッチブレンドが異常に高い放射能を有することなどを見いだした。ピッチブレンドの放射能について調べ、1898年7月には新しい放射性元素を発見し、Marie の故国にちなんでポロニウムと命名、次いで、同年12月ラジウムを発見した。塩化ラジウムが塩化バリウムより難溶性であることを利用して、4年間の苦労の末、ピッチブレンドからラジウムを分離することに成功し、その原子量を決定した。また、この期間中に誘導放射能や放射性元素の半減期について研究し、A. Laborde と共同でラジウムが絶えず熱を発生していることを発見し、その熱量を測定した。Curie 夫妻は放射能に関する研究で、1903年 Becquerel とともにノーベル物理学賞を受賞し、Pierre は1905年にはアカデミー・デ・シアンスの会員になった。彼は1904年新しく設けられたソルボンヌ大学物理学教授となったが、1906年4月19日、大学からの帰途馬車の下敷きになるという不慮の事故で、47歳の生涯を終えた。夫人との間には2人の娘があり、長女 Irène は、F. Joliot 教授の夫人となって、人工放射性元素の生成を行い、1935年 夫妻でノーベル化学賞を受けている。

キュリー温度 [英 Curie temperature, 独 Curie-Temperatur, 仏 température de Curie, 露 температура Кюри] 常磁性と強磁性(または常誘電性と強誘電性)の間の二次相転移温度のこと。この温度以下では強磁性(強誘電性)の、この温度以上では常磁性(常誘電性)が表れる。またもっと一般に磁気的(誘電的)秩序状態と無秩序状態の間の二次相転移温度をさすこともある。

キュリー則 [英 Curie's law, 独 Curie-Gesetz, 仏 loi de Curie, 露 закон Кюри] 常磁性体の磁化率 χ が絶対温度 T に逆比例するという法則で P. Curie が実験的に発見した。この法則は

$$\chi = \frac{C}{T}$$

と表され、 C をキュリー一定数という。P. Langevin は一定の大きさの磁気モーメントの集団に古典統計理論を適用してこの法則を導いた(\Rightarrow ランジュバン関数, ブリルアン関数)。

キュリー一定数 [英 Curie's constant, 独 Curie-Konstante, 仏 constante de Curie, 露 постоянная Кюри] 常磁性磁化率がキュリーの法則またはキュリー-ワイスの法則に従って、絶対温度 T またはそれからキュリー温度 θ を引いた値の逆数に比例するとき、その比例定数をいう。すなわち磁化率 χ が

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}$$

で与えられるとき、 C がキュリー一定数である。実験的には $1/\chi$ を T に対して図にとり、その勾配の逆数から決める。

キュリー点 [英 Curie point, 独 Curiescher Punkt, 仏 point de Curie, 露 точка Кюри] = キュリー温度

キュリー・プロット = カリー・プロット

キュリー-ワイスの法則 [英 Curie-Weiss law, 独 Curie-Weiss-Gesetz, 仏 loi de Curie-Weiss, 露 закон Кюри-Вейса] 強磁性体、反強磁性体などの磁気転移温度(キュリー温度)以上の磁化率 χ_m は、絶対温度を T とすると

$$\chi_m = \frac{C}{T - \theta} \quad (1)$$

と表されることが多い。これをキュリー-ワイスの法則といい、 C をキュリー一定数、 θ を漸近(常磁性)キュリー温度という。 θ は強磁性の場合には通常キュリー温度に近い値をとるが、反強磁性の場合には通常負になる。この法則は一定の大きさの磁気双極子の集団に古典統計理論を適用して、キュリー則を導いた P. Langevin の理論に引続いて、双極子間の相互作用を分子場近似で取入れた P. Weiss の理論によって初めて導かれた。すなわち、 θ はキュリー温度で、分子場係数 W を使って $\theta = N\mu^2/3k$ であり、またキュリー一定数 C はモル当り磁化率 χ_m に対するもので、1モル中の磁気モーメント担体の数 N を使って $C = N\mu^2/3k$ である。 μ が量子化された角運動量に起因するときは $C = N \cdot \mu_B^2 g^2 J(J+1)/k$ である。実験で式(1)から定めた θ は実は自発磁化の消失する温度と一致しない。それで前者を常磁性キュリー温度 θ_0 とし、後者を強磁性温度 θ_1 として区別する。その後この理論は量子力学的に拡張され、絶縁体磁性化合物や希土類金属など、局在磁気モーメントをもつ系に適用されている。その場合キュリー一定数の測定値から磁気モーメントの大きさが評価される。一方、最近の研究により、金属強磁性の場合この法則の起源としてこれと全く異なる機構の存在することが指摘されている。遷移電子による金属強磁性の場合には、各原子が一定の磁気モーメントをもつという描像は通常成り立たず、一般的なスピン密度の時間空間的なゆらぎによってその有限温度の諸性質が支配される。スピンのゆらぎの異なるフーリエ成分の間のモード-モード結合がキュリー-ワイスの法則のもうひとつの起源とされており、原子当りの磁気モーメントが小さくて、弱い強磁性金属の示すキュリー-ワイス常磁率はこの機構によって説明される。また、結晶が強誘電性相転移をするとき、誘電率は、常誘電相で

$$\epsilon = \frac{C}{T - T_0}$$

に従って温度に依存する。これもキュリー-ワイスの法則とよばれる。誘電率の発散する温度 T_0 は、実際に相転移の起る温度(転移点または転移温度) T_c とは必ずしも一致せず、常誘電性キュリー点とよばれている。一般に T_c は T_0 よりも高い温度である。 T_0 が非常に低温である場合、 $(1/\epsilon)$ は低温で直線からはずれ、強誘電相転移は実現されない。これは量子効果によるものであるといわれている。

行印字装置 = ラインプリンター

鏡映 [英 reflection, 独 Spiegelung, 仏 réflexion, 露 зеркальное отражение] 点群、および空間群に存在する対称操作のひとつ。物体と鏡に映ったその像の関係に

ある状態を鏡映対称という。このとき、その鏡を鏡映面という。すなわち、鏡映面により自分自身に変換されるような状態が鏡映対称である。また、鏡映対称の状態にある2つの物体は互いに鏡像の関係にあるという。鏡映面はヘルマン・モーガンの記号では m と表示される。

鏡映核 [英 mirror nuclei, 独 Spiegelkerne, 仏 noyaux miroirs, 露 зеркальные ядра] 原子核の種類、すなわち核種を分類するために用いる用語。陽子数 Z 、中性子数 N の核種を (Z, N) とすると、 (Z, N) と (Z', N') は、 $Z' = N$ 、 $N' = Z$ のとき互いに鏡映核であるという。鏡映核は、陽子と中性子を入れかえた以外は、同じ波動関数をもっていると考えられる。 ^3H と ^3He 、 ^{12}B と ^{12}N はその例である。基底状態のほか、それぞれの励起状態の間にも同様の関係が見られる。正確には、陽子中性子間の質量差、クーロンの差を考慮が必要があるが、核力の荷電独立性を調べるのに役立つ。また鏡映核の β 崩壊は、弱い相互作用の性質を詳しく分析するのに用いられる。

鏡映対称 [英 symmetry of reflection, 独 Spiegelsymmetrie, 仏 symétrie par réflexion, 露 зеркальная симметрия] \Rightarrow 鏡映

鏡映電荷 = 映像電荷

境界潤滑 [英 boundary lubrication, 独 Grenzschichtenschmierung, 仏 lubrification aux couches limites, 露 граничная смазка] \Rightarrow 潤滑

境界条件 [英 boundary condition, 独 Grenzbedingung, 仏 condition aux limites, 露 граничное условие] \Rightarrow 境界値問題

境界層 [英 boundary layer, 独 Grenzschicht, 仏 couche limite, 露 пограничный слой] 水や空気のように粘性の小さい流体の流れの中に物体を置くと、物体の表面に沿って存在する、粘性を無視することのできない薄い層。速い流れと普通よばれるレイノルズ数の大きい流れの中に物体が置かれているとき、流れの場の速度勾配が U/l (U は代表的速度、 l は物体の大きさの尺度) のオーダーであれば、ナビエ-ストークス方程式中の粘性項は慣性項と比較して小さく、完全流体の流れで近似できる。しかし、完全流体の流れでは物体表面で流体が粘着するという境界条件を満たすことができないため、完全流体の領域と物体表面の間に、法線方向の速度勾配が大きく、粘性の効果が著しい薄い層状の領域が存在しなければならない。このように、ある物理量が大きい勾配をもち、かつ、境界に接して存在する薄い層状の領域は、微分方程式の境界値問題において最高階の微分係数を含む項が小さなパラメーターをもつとき(ナビエ-ストークス方程式ではレイノルズ数が大きいとき)常に現れ、境界層とよばれている。

境界層内の流れは、ナビエ-ストークス方程式の粘性項を、とくに大きな項のみを残すかたちで単純化した、L. Prandtl (1904年)の境界層方程式および連続の式で記述される。縮まない流れの中に置かれた二次元物体上の層流境界層に対し、これらの式は次のようになる(図1)。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

ここで、 t は時間、 x, y は物体の表面に沿っておよび直角にとられた座標、 u, v は x, y 方向の速度成分、 ρ は密度、 ν は動粘性率、 p は圧力で x のみの関数である。なお、空気中を高速で運動する物体上の境界層では、圧縮性の影響および温度(エネルギー)に対する境界層方程式をあわせ

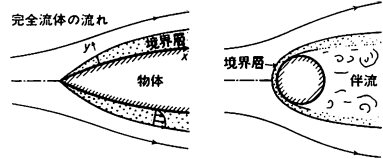


図1

図2

て考慮しなければならない。特に、物体が超音速で飛行するときは境界層内で多量の熱を発生し、熱伝導の問題が重要となる。物体表面に働く摩擦力、境界層の厚さ、また、境界層の外側の流線がどの程度外側に押出されるかを示す量として定義されているおしのけ厚さなどは上記の諸式を解くことによって決定される(\Rightarrow プラジウスの流れ)。

境界層内の圧力は x のみの関数で、境界層の外側、すなわち完全流体の内側の圧力と同一である。物体の後部のように表面に沿って圧力が増加するとき、境界層内の流れは減速するが、後部よどみ点より前方の表面近傍で逆流状態が現れ、物体表面から剥離する。一度剥離が起れば境界層の外側の流れは変化し、剥離はさらに前進し、剥離点とよばれる点で止まる。流れがどの点から剥離するかは物体の形によって異なり、鈍い物体では図2のようにかなり前方で剥離し(円柱の剥離点は前方よどみ点から測って、層流のとき 81° 、乱流のとき約 110°)、大きな伴流の生成、渦の発生や放出などを伴い、物体に働く抵抗が大きくなる。しかし、流線形物体ではかなり後方で剥離し、伴流および物体に働く抵抗は小さい(\Rightarrow 伴流)。

境界層方程式 [英 boundary layer equation, 露 уравнение пограничного слоя] \Rightarrow 境界層

境界値問題 [英 boundary value problem, 独 Randwertaufgabe, 仏 problème des valeurs limites, 露 граничная задача] 微分方程式の解を境界条件(領域の境界上で解の関数が満たすべき条件)のもとで考える問題をいう(\Rightarrow 初期値問題)。境界条件には、問題となる物理量と問題の物理的状況に応じて種々の形のものがあるが、適切な境界値問題としてはたとえば次のようなものがある。

(1) n 階常微分方程式:

$$\frac{d^n u}{dx^n} = f(x, u, \frac{du}{dx}, \dots, \frac{d^{n-1}u}{dx^{n-1}}), \quad a < x < b$$

この場合は境界は区間の両端点であるから、 $u, du/dx, \dots, d^{n-1}u/dx^{n-1}$ のうちのどれかの値が $x=a$ と $x=b$ とで合わせて n 個与えられれば解が1つに決る(ただし、どちらか一方の端だけで n 個与える場合は初期値問題ということになる)。

(2) 二階偏微分方程式: 楕円型方程式、たとえばラプラス方程式を有界領域で考える場合には、典型的な境界値問題として、境界全体の上で、その上の点の関数として(a) u が指定されるもの(第一種境界値問題、ディリクレ問題ともいう)、(b) 境界に対する法線微係数 $\partial u / \partial n$ が指定されるもの(第二種境界値問題、ノイマン問題ともいう)、(c) $au + b \partial u / \partial n$ (a, b は定数)が指定されるもの(第三種境界値問題)、がある。また、境界のいくつかの部分ごとに(a)、(b)、(c)のどれかが適用される問題もある。微分方程式の境界値問題の扱い方には、グリーン関数を利用する方法と積分方程式に帰着させる方法の2つがある。

波動方程式や拡散方程式のような場の時間的发展を支配する方程式については、上記の境界条件のほか初期条件をも指定してはじめて具体的な解が1つに決る(初期値・

境界値問題)。

なお、領域の境界の形そのものがあらかじめわかっていない場合(たとえば自由表面をもつ流体の運動を解析するような場合)には、境界条件や境界値問題は複雑なものとなる。

共形変換 [英 conformal transformation, 独 konforme Transformation, 仏 transformation conforme, 露 конформное преобразование] ポアンカレ変換を拡張した変換で、スケール変換や反転を含む。共形変換が物理学に登場するのは、1909年 E. Cunningham と H. Bateman がマクスウェルの方程式が10個のパラメーターを含むポアンカレ群に関して不変であるだけでなく、もっと広い15個のパラメーターをもつ共形変換群 C_0 に関して不変になっていることを見いだしたことに始まる。すぐ後で、この不変性が、質量0の系の特徴であることがわかった。共形変換 C_0 は

(1) $x'_\mu = L_{\mu\nu}x_\nu + a_\mu$ (ポアンカレ変換), (2) $x'_\mu = e^\lambda x_\mu$ (スケール変換), (3) $x'_\mu = (x_\mu + C_\mu x^2)/(1 + 2C_\nu x_\nu + C^2 x^2)$ (特殊共形変換)から成り立っている。変換(3)は次の3つの変換を続けて行ったのと同等である。

$$x_\mu \xrightarrow{\text{反転}} \frac{x_\mu}{x^2} \xrightarrow{\text{平行移動}} \frac{x_\mu}{x^2} + C_\mu \xrightarrow{\text{反転}} \frac{(x_\mu/x^2 + C_\mu)}{(x_\nu/x^2 + C_\nu)^2}$$

変換(1)~(3)に対応する生成元をそれぞれ、(1) $M_{\mu\nu}$, P_μ , (2) D , (3) K_μ と書くと、 C_0 は2つのポアンカレ変換と同型の部分代数 ($M_{\mu\nu}, P_\mu$) および ($M_{\mu\nu}, K_\mu$) をもっている。これらの生成元の場合 $\varphi(x)$ への作用は、それぞれ

$$[\varphi(x), P_\mu] = i\partial_\mu \varphi(x)$$

$$[\varphi(x), M_{\mu\nu}] = i\{(x_\mu \partial_\nu - x_\nu \partial_\mu) - i\tilde{\Sigma}_{\mu\nu}\} \varphi(x)$$

$$[\varphi(x), D] = i(l - x_\nu \partial_\nu) \varphi(x)$$

$[\varphi(x), K_\mu] = i\{(2l x_\mu - 2x_\mu x_\nu \partial_\nu - x^2 \partial_\mu) - 2i x_\nu \tilde{\Sigma}_{\mu\nu}\} \varphi(x)$ である ($\partial_\mu = \partial/\partial x_\mu$)。ただし l は $\varphi(x)$ のスケーリング次元で、これは一般に正準次元とは異なる値をもつ。応用例として、2つの局所オペレーターの積 $A(x) \cdot B(y)$ をウィルソン展開して、同一点の近傍で共形変換に対する不変性を仮定すると、展開係数の特異性が決り、この積に関係する和則の束束性についての情報が得られる。一般に C_0 変換性を調べるには、 C_0 の代数と、六次元直交変換の代数 $O(4,2)$ が同型であることを使うのが便利である。後者の15個の生成元を $J_{A,B}$ ($J_{A,B} = -J_{B,A}$) とすると、対応は、 $J_{\mu\nu} = M_{\mu\nu}$, $J_{\mu 5} = (P_\mu - K_\mu)/2$, $J_{\mu 6} = (P_\mu + K_\mu)/2$, および、 $J_{56} = D$ である。

凝結 [英仏 condensation, 独 Kondensation, 露 конденсация]

[1] ゾルの中の粒子が大きくなる現象。その結果、ゾルは濁ったり、沈殿を生じたりする。凝結は電解質、放射線、熱、他のゾルなどを加えると起る。疎水コロイドは電解質により凝結を起す。凝結が観測できる電解質の最小濃度を凝結面とよぶ。ゾル粒子がもつ電荷と反対符号のイオンの電荷が2個のとき、凝結面は1個の場合の数十分の1になる。また、ゼラチンのゾルはアルコールによって凝結を起す。凝結を凝析ともよぶ。コロイド化学の分野では凝結(凝縮ともよぶ)は小分子の溶液からコロイド粒子を生成する場合に用いる。たとえば、金の塩の水溶液を還元して金ゾルをつくるとき、凝縮の方法によって金ゾルをつくったという。

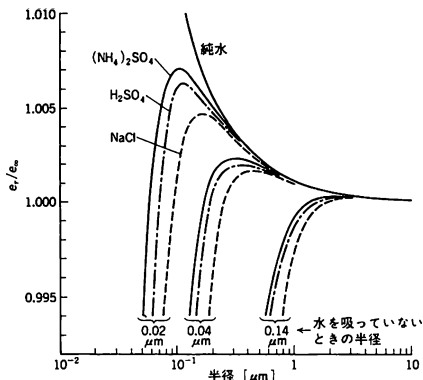
[2] 気象学的には、大気中で水蒸気が液相に変化すること。水蒸気を含む空気塊の温度が露点温度以下になると、

水蒸気圧は飽和水蒸気圧より高くなる。この状態を過飽和という。過飽和の状態は不安定で、何らかのきっかけが与えられると水蒸気の一部が凝結して水蒸気圧が飽和水蒸気圧まで低下する。空気中に中性の気体分子以外の物質が含まれていない場合には、凝結は水分子どうしが空中で偶然に結合することによって開始される。これを、均質核形成による凝結とよぶ。これに対し、大気中に浮遊するイオンや吸湿性のエアロゾル(海塩粒子、燃焼によって生じるすすや硫酸滴など)を中心にして凝結が生じる場合を不均質核形成による凝結とよぶ。均質核形成の場合、凝結によって生じた水滴の半径 r と水蒸気圧 p_{vap} の間には

$$r = \frac{2\sigma}{nkT \ln\left(\frac{p_{\text{vap}}}{p_{\text{sat}}}\right)}$$

の関係がある(ケルビンの式、またはトムソンの式)。ただし、 p_{sat} は平らな水面に接した空気温度 T における飽和水蒸気圧、 n は単位体積の空気中に含まれる水分子の数、 σ は表面張力、 k はボルツマン定数である。この式によると、 $r=10^{-6}\text{cm}$ の水滴は10%以上の過飽和にならないれば成長しない。大気中では、エアロゾルが存在するために、均質核形成が生じる過飽和度以下で不均質核形成による凝結が生じる。その核となる吸湿性エアロゾルを凝結核という。凝結核として働くエアロゾルの数は、過飽和度 $\{100 \times (p_{\text{vap}} - p_{\text{sat}})/p_{\text{sat}}\} [\%]$ とともに増加する。過飽和度が1%の場合、海洋上で 10^2 個 $\cdot \text{cm}^{-3}$ 、大陸上で 10^3 個 $\cdot \text{cm}^{-3}$ 程度の凝結核が存在する。なお、ウィルソン霧箱は、人工的に過飽和の状態をつくり、その中を宇宙線が通過した経路に沿って発生したイオンを核として、凝結が生じる性質を利用したものである。

凝結核 [英 condensation nucleus, 独 Kondensationskern, 仏 noyau de condensation, 露 ядро конденсации] 大気中に存在する微小粒子(エアロゾル)で吸湿性をもち、水蒸気の凝結の核となるもの。水蒸気を十分に供給したプラスチック内の空気を急速に膨張させ、断熱冷却させるとプラスチック内は過飽和となり水蒸気が凝結して無数の細かい水滴ができる。この実験は中学校の理科で行われているほどのものであるが、これが可能なのは普通の空気中には多数の凝結核が含まれていることによる。本質的に同じ装置を用い、凝結した微小水滴が落下するのを待って断熱膨張を繰返し空気中の凝結核を除去していくと、凝結を起すに必要な過飽和度はしだいに大きくなる。19世紀末、C. T. R. Wilson はこのような実験により、清浄な空気中で自然に凝結が起る(均質核形成)には飽和水蒸気圧の約8倍(過飽和度700%)を要すること、一方X線を当てるとそれより低い過飽和度(400%程度)でイオンを核として凝結が起ることを見いだした。これが霧箱の原理である。自然の大気中には十分に多くの凝結核が含まれているから均質核形成によって雲が生じるということはない。溶質を含む微小水滴の半径と平衡蒸気圧との関係(温度 8°C)は表面張力の効果(小さいほど飽和圧は上昇)と溶質による蒸気圧降下との兼ね合いで図に示すようになる。縦軸はバルクの水に対する飽和蒸気圧を1としたときの比である。図からわかるように、平衡蒸気圧の最大が与えられた過飽和度と一致する粒子よりも大きい蒸気圧はすべて成長する。大気中には海水のしぶきを起源とする NaCl、燃焼生成物を起源とする硫酸、硫酸塩などのエアロゾルが含まれている。粒径は $0.01 \sim 0.1 \mu\text{m}$ であり、個数密度は $100 \sim 1000$ 個 $\cdot \text{cm}^{-3}$ 程度であ



る。これらが凝結核として作用するので雲の中の過飽和度は0.1～1%の程度である。上昇流速(断熱冷却速度)が大きいほど過飽和度が大きくなって多数の粒子が雲粒に成長する。凝結核の組成、個数は場所によって異なり、大陸性気団の中のが一般に凝結核が多い。

強結合超伝導体 [英 strong coupling superconductor, 露 сверхпроводник со сильной связью] 電子・フォノン相互作用が強く、BCS理論からのずれが顕著な超伝導体。PbやHgがその典型的な例である。超伝導のBCS理論においては、クーバー対を構成する電子間に働く有効引力 $-g$ は弱いと仮定している。すなわち、フェルミ面での電子状態密度を $N(0)$ とすると無次元量 $\lambda \equiv gN(0)$ は $\lambda \ll 1$ と考える。この条件の下に、転移温度 T_c と絶対零度におけるエネルギーギャップ $\Delta(0)$ との間に $2\Delta(0)/kT_c = 3.53$ という普遍的な関係が成立する(k はボルツマン定数)。BCS理論に従う超伝導体を弱結合超伝導体とよぶ。その典型例がAlであり、上記の関係を満たすことが実験的に確かめられている。しかし、Pb、Hgや多くの化合物超伝導体ではこの関係が満たされない： $2\Delta(0)/kT_c = 4.3$ (Pb)、4.6(Hg)。これらの物質では、 T_c における比熱のとりや臨界磁場の温度依存性もBCS理論の記述とは数十%のずれを示す。BCS理論からのずれの主要な原因は、電子・フォノン相互作用が強いことであり、このような超伝導体が強結合超伝導体である。強結合超伝導体の理論はエリアシュベッ格方程式を基礎にJ. R. Schrieffer, D. J. Scalapino, 和田靖, W. L. McMillanらによってつくられ、熱力学的性質、静的性質ばかりでなく動的性質についても実験結果をみごとに説明する。転移温度に対するマクミランの公式を以下に示す。

$$kT_c = \frac{\hbar\omega_D}{1.45} \exp \left[-\frac{1.04(1+\lambda)}{\lambda - \mu^*(1+0.62\lambda)} \right]$$

ここで ω_D はデバイ振動数、指数関数の肩において、 $1+\lambda$ は電子・フォノン相互作用のくりこみ $(\lambda - \mu^*(1+\lambda))$ に由来し、 μ^* はクーロン斥力による補正である。

強結合模型 [英 strong coupling model, 仏 modèle de couplage fort, 露 модель сильной связи] 核子-中間子の相互作用は電磁相互作用に比べて1けたほど強く、摂動計算の収束性は悪い。またその反応の衝突断面積は後者ではエネルギーの増加とともに小さくなり、ボルン近似がよくなるのに対し、前者は一定でボルン近似はよくない。核子系を量子論的に記述すると、高次の摂動項も大きく、中間子を多数含んでいる状態の寄与があり、量子論的ゆ

らぎの個数より大きい可能性がある(これは古典解がよい近似になる条件)。朝永振一郎, G. Wentzel, W. Pauliらはこれを前提として核子のまわりにある中間子の雲のようすを摂動論と異なった半古典的に扱う理論を展開し、その近似のよいため条件とその機構を解明した。これを強結合模型といい、現在、物性論の方面にも用いられている。

核子を重いとして静的近似(はたがって核子は陽子か中性子かの状態を指定する変数だけとなる。この変数をアイソスピンという)を行い、場の理論の発散の困難をさけるため点相互作用の代りに(あるエネルギー以上の中間子は核子との相互作用が小さくなる)広がりのある相互作用近似を用いる。この近似での基底状態の解は力学のこまの運動とよく似ている。核子のアイソスピンがこまの自転、中間子雲の電荷分布の変化がこまの軌道角運動量の変化に対応でき、全角運動量ベクトルを軸として軌道角運動量ベクトルがゆっくり回転する。また後にいじられた π 中間子・核子散乱の(3,3)共鳴など、いろいろなアイソバーに対応する解も導かれている。

凝固 [英 solidification, 独 Erstarrung, 露 затвердевание] 物質が液相から固相へ変わることを凝固または固化という。融解の逆現象である。一定の圧力で(一定成分の)液相から熱を奪い温度を下げてゆくと、圧力によって定まったある温度(凝固点)において固相が現れ、全体が固相になるまで温度変化が止まる。この温度・圧力の下で液相から固相に完全に変わるとき、物質が放出した熱量(潜熱)を凝固熱とよぶが、これは融解熱に等しい。このように凝固(融解)は潜熱を伴うから、一次相転移である。温度と圧力とを座標軸にとった相図では、この固相と液相が共存する状態は1本の曲線で表され、圧力の関数として凝固点を与える。この曲線の接線の正接は、その点の温度・圧力における凝固熱に相当するエントロピー変化と体積変化の比で与えられる(\Rightarrow クラウジウス-クラペイロンの式)。この曲線は、固相だけが熱平衡にある領域と液相が熱平衡にある領域との境界になっている。固相では系は結晶状態にあって、液相に比べエネルギーが低い点で有利である。液相は固相に比べてはるかに多くの原子配置をとることができるからエントロピーが大きく、この点が有利である。この2種の利点が互いに同等となり2相が共存しているのが、固相と液相の平衡状態である。

凝固点 [英 freezing point, 独 Gefrierpunkt, 仏 point de solidification, 露 точка замерзания] 一定の圧力の下で液体が凝固する、すなわち固相に変わる温度をいう。熱力学的には、その圧力下で液相と固相とが熱平衡にあり、共存する温度をさす。はたがってこの定義では凝固点は融点と一致する。この一定圧力として通常1 atmをとる。水の凝固点を特に氷点とよぶ。

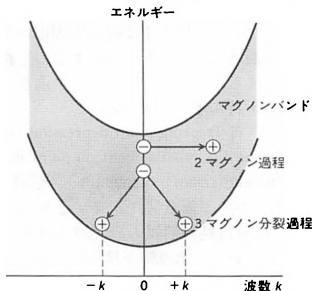
凝固点降下 [英 freezing point depression, 独 Gefrierpunktserniedrigung, 仏 abaissement du point de solidification, 露 понижение точки замерзания] 溶液の凝固点(これは二相平衡の熱平衡状態で定義するから、混合物の融点に等しい)は通常純粋溶媒の凝固点より低くなる。これを凝固点降下という。氷点降下はその一例である。

凝固熱 [英 heat of solidification, 独 Erstarrungswärme, 仏 chaleur de solidification, 露 теплота затвердевания] 液相にある物質が、その固相と共存している温度・圧力の下で、液相から固相へ変わるとき放出される熱量を凝固熱という。熱力学的には、このとき液相と固相とで

化学ポテンシャルが等しい。したがって凝固熱は、この温度・圧力の下で一定量の液相のエントルピーから同一量の固相のエントルピーを減じたものということもできる。通常、物質 1g または 1mol についての熱量、またはエントルピー差で表す。

強磁性 [英 ferromagnetism, 独 Ferromagnetismus, 仏 ferromagnétisme, 露 ферромагнетизм] 自発磁化をもつ物質, すなわち, 原子の磁気モーメント, あるいは金属, 合金では伝導電子の磁気モーメントが交換相互作用によって整列し, 磁場を加えないでも巨視的体積のもつ全磁気モーメントが 0 でないような物質を強磁性であるという。常磁的には磁石につく物質が強磁性である。特に, 原子あるいは伝導電子の磁気モーメントが平行に整列している場合を狭い意味の強磁性あるいはフェロ磁性という。このほか, 原子の磁気モーメントがより複雑な配列をしていて自発磁化を生じる場合, すなわち, フェリ磁性, キャント磁性も広い意味の強磁性に含まれる。Fe, Co, Ni の金属とそれらの合金の多く(フェロ磁性), 各種のフェライト(フェリ磁性)は室温で強磁性となる代表的な物質である。低温では, さらに多くの物質が強磁性となる。強磁性の物質の自発磁化は通常温度の上昇とともに減少し, キュリー温度で 0 となる。それ以上の温度では常磁性を示す。磁場の強さが 0 からそれに近い場合, 強磁性の物体は磁区に分れていて平均の磁化の強さは自発磁化よりもずっと小さい値となる。しかし, 比較的弱い磁場で磁気飽和に達し, 強い磁化を示すようになる。一般に, 強磁性体の磁化の強さと磁場の関係は複雑であり, ヒステリシス現象を示す(⇒磁化曲線, 磁区)。強磁性の物質には, トランスなどの鉄芯などに用いられる軟磁性材料, 永久磁石として用いられる硬磁性材料, 磁気テープなどの磁気記録材料として利用されているものが多い。

強磁性緩和 [英 ferromagnetic relaxation, 独 ferromagnetische Relaxation, 仏 relaxation ferromagnétique, 露 ферромагнитная релаксация] 強磁性体が示す緩和現象のことという。たとえば強磁性共鳴によってつくられた磁化の歳差運動(波数ベクトル $k=0$ のマグノン)が減衰する現象のように, マグノンの数が熱平衡値からずれた場合, マグノン・マグノン散乱やマグノン・フォノン散乱が起ることによって熱平衡に戻ることをいう。磁気双極子相互作用のためにマグノンのエネルギーは, その進む方向と磁化 M とのなす角度により異なる。その結果, 図のよう



にマグノン分散曲線は幅(マグノンバンド)をもつから, そのバンド内で $k=0$ のマグノンから $k \neq 0$ のマグノンにエネルギーが移る 2 マグノン過程や, $k=0$ のマグノンがエネルギーが半分で波数が $\pm k$ の 2 個のマグノンに分裂する

3 マグノン分裂過程など多くのマグノン・マグノン散乱過程が起りうる。マグノンの緩和時間(寿命)は強磁性共鳴の線幅や大電力マイクロ波を使って $k \neq 0$ のマグノンを励起する実験などによって求めることができる。強磁性緩和の現象論としては, ランダウ-リフシッツの式やギルバートの式等があるが, いずれも一般的に成り立つ式ではない。

強磁性共鳴 [英 ferromagnetic resonance, 独 ferromagnetische Resonanz, 仏 résonance ferromagnétique, 露 ферромагнитный резонанс] 強磁性体における電子スピン共鳴をいう。磁気異方性のない強磁性体が楕円体に整形され, 磁場 B のなかに置かれているとする。その磁気モーメント μ の運動の固有角振動数 ω は, トルク方程式

$$\frac{d\mu}{dt} = \gamma[\mu \times B]$$

を解くことによって求められる。ただし γ は磁気回転比である。いま磁場は z 方向にかけられているとし, その方向の磁化を μ_z , 試料の反磁場係数を N_x, N_y, N_z として反磁場効果まで考えると, ω は

$$\frac{\omega}{\gamma} = \sqrt{[B + \mu_0(N_y - N_z)\mu_z]\{B + \mu_0(N_x - N_z)\mu_z\}}$$

となる。 μ_0 は真空の透磁率である。これは C. Kittel によって与えられたので, キッテルの式ということもある。磁気異方性があるときには反磁場係数と類似な形式でその効果を導入することができる。強磁性共鳴の測定法は電子スピン共鳴と同様であって, 磁性体の磁気双極子遷移を観測する分光学と考えてよいが, 常磁性体の測定とは異なり, $k=0$ のマグノン励起に対応しているために独特な現象が現れる。たとえば緩和過程としては $k \neq 0$ マグノンの生成が中心であり(⇒強磁性緩和), また強磁性体がいくつかの副格子から成り立っているときにはそれらの副格子間における結合, 反結合モードが現れる。フェリ磁性体における共鳴は実質的には強磁性共鳴と考えてよいモードが主であって, イットリウム鉄ガーネットを中心とした物質の共鳴から, 強磁性体におけるマグノンの精密な緩和過程が解明されている。

強磁性強誘電体 [英 ferromagnetic ferroelectrics, 独 ferromagnetische Ferroelektrika, 仏 ferroélectrique ferromagnétique, 露 ферромагнитный сегнетоэлектрик] ⇒ 強磁性誘電体

強磁性寸前の金属 [英 nearly ferromagnetic metal, 独 nahezu ferromagnetisches Metal, 仏 métal presque ferromagnétique] 過渡電子磁性で電子スピン間の相互作用がもう少し強ければ弱い過渡電子強磁性(⇒弱い強磁性)になると考えられる状態にある常磁性金属。自発磁化がないという点で常磁性体であるが, 多くの物理量の温度依存性は弱い過渡電子強磁性体のキュリー温度以上の性質とほとんど同じであり通常の常磁性金属の性質と異なっている。たとえば磁化率はキュリー-ワイスの法則と同じ温度変化をする。HfZn₂ は強磁性寸前の金属の典型的な一例である(⇒二亜鉛化ジルコニウム)。

強磁性体 [英 ferromagnet, 独 Ferromagnetikum, 仏 ferromagnétique, 露 ферромагнетик] ⇒ 強磁性

強磁性超伝導体 [英 ferromagnetic superconductor, 独 ferromagnetischer Supraleiter, 仏 superconducteur ferromagnétique, 露 ферромагнитный сверхпроводник] ⇒ 磁性超伝導体

強磁性薄膜 [英 ferromagnetic thin film, 独 ferromag-

netischer Dünfilm, 仏 film mince ferromagnétique, 露 ферромагнитная тонкая пленка] 強磁性体の薄膜。単に磁性薄膜ということもある。パーマロイ薄膜やアモルファス希土類鉄系合金膜などが、その代表例である。強磁性薄膜は、真空蒸着法、スパッタリング法や電着法などにより作成されるが、磁性は蒸着真空度、含有不純物ガス、基板温度や基板と蒸発源の相対位置関係など作成条件に敏感であるから注意を要する。膜厚が数十原子層程度以上の薄膜の強磁性キュリー温度と飽和磁化は、バルクのものとはあまり変わらないが、この膜厚以下になると、ともに急激に減少し、また、飽和磁化の温度依存性はプロットの $T^{3/2}$ 則 (\rightarrow マグノン) からずれてくる。このほか、垂直磁気異方性、角型磁化曲線、ネール磁区やバブル磁区、磁化リップル、スピン波共鳴など強磁性薄膜特有の現象がある。1955年に M. S. Blois, Jr. がパーマロイ薄膜の磁化反転を発見して以来、強磁性薄膜は、応用面を中心に研究が進められてきた。すなわち、高速電子計算機用記憶素子としての可能性から応用開発が進み、そのなかでワイヤメモリー、平板状薄膜メモリー、磁気バブルメモリーやビームアドレスメモリーなどが開発された。しかし、均一の磁気特性をもった薄膜を大量に生産することが困難であるため、工業的には必ずしも成功しているわけではない。今日では、アモルファス希土類鉄系合金 (Tb-Fe, Dy-Fe, Gd-Co) を用いた高密度・大容量の光磁気メモリー、垂直磁化膜を利用した磁気ディスクや薄膜磁気ヘッドなどへ応用されている。単層の強磁性薄膜を積層した多層膜は、層間に磁気的相互作用が働くので、単層膜では得られない磁気特性をもつことが可能である。また、膜厚が小さくなると膜の表面の影響を無視できない(表面磁性)。この膜の表面現象を利用したものに、光変調・光スイッチなどがあり、開発が進められている。

強磁性誘電体 [英 ferromagnetic dielectrics, 独 ferromagnetische Dielektrika, 仏 diélectrique ferromagnétique, 露 ферромагнитный диэлектрик] 金属的または半導体的電気伝導を示す強磁性体に対し、絶縁体である強磁性物質をいう。ある種のフェライトやクロマイト型化合物 (MCr_2O_4 , M は Co, Mn, Fe) などがその例である。強磁性誘電体として特に興味があるのは、強磁性であると同時に強誘電性を示す強磁性強誘電体である。強磁性強誘電体では自発分極と電気磁気効果(電場)に比例して磁化が、また逆に磁場に比例して電気分極が発生する現象) が共存しているが、それが許されるのは特定の磁気結晶群においてだけである。強磁性強誘電体の例としては、鉄属イオン (M^{2+}) を含むボラサイト型化合物 ($\text{M}_3\text{B}_7\text{O}_{13}\text{X}$, X は Cl, Br, I) や, BaMnF_4 などが知られている。

強磁場 [英 high magnetic fields, 独 hohen Magnetfelder, 仏 champs magnétiques intenses, 露 сильные магнитные поля] 強い磁場のことをいう。研究分野により、また、時代によってその定義は変わるが、普通は電磁石で生ずることのできる磁束密度 $2\sim 3\text{T}$ 以上の磁場をいう。長時間一定の強磁場を生ずる定常強磁場発生装置としては、超伝導磁石がある。これは Nb_3Sn , NbTi などの第二種超伝導体でつくったコイルを液体ヘリウムに浸して超伝導状態にし、これに大電流を流して強磁場を発生する装置で、 $15\sim 18\text{T}$ の磁場を発生することができる。大型超伝導コイルの内部に、銅線で作った大型水冷空芯コイルを置き、これらに大電流を流して強磁場を発生するハイブ

リッド型コイルでは、最高 30T の磁場を発生する。大容量のコンデンサーに電荷を蓄え、これを丈夫なコイルに放電してパルス(瞬間)強磁場を生ずる方法では数〜数十 ms の間に約 50T の強磁場を発生することができる。また、電磁力や爆発の力によって磁束濃縮を行うことにより数 μs の間に $100\sim 1000\text{T}$ の超強磁場を発生することができる (\rightarrow 磁束濃縮)。

強磁場は工学の分野でもいろいろ応用されている。物性研究では、電子スピンまたは核スピンにトルクを与えることを利用して、各種の磁性、電子スピン共鳴、核磁気共鳴、スピン相転移などの研究などに、また伝導電子にサイクロトロン運動を誘起することを利用して、ド・ハース-ファン・アルフェン効果、サイクロトロン共鳴などの研究に用いられる。プラズマ物理ではプラズマの閉じ込めに、低温物理では断熱消磁によって低温を生ずるのに用いられる。また、将来は高速列車の磁気浮上に用いられることが期待されている。

凝集エネルギー [英 cohesive energy, 独 Kohäsionsenergie, 仏 énergie de cohésion, 露 энергия сцепления] 凝集状態である液体および固体の構成原子(またはイオン)を互いに無限に遠く離すのに必要なエネルギーを凝集エネルギーという。これは凝集状態の全エネルギー(運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの和)と、自由原子(またはイオン)の全エネルギーとの差で与えられる。凝集エネルギーは原子間の結合状態の違い、すなわちイオン結合、共有結合、金属結合、ファン・デル・ワールス結合、水素結合などの凝集機構によってその大きさが異なる。主な物質の結晶状態の凝集エネルギーの値を表に示す。

結合状態	物質	凝集エネルギー [kJ·mol ⁻¹]
イオン結合	NaCl	762.7
	LiF	1013.8 (自由イオンを基準とした値)
共有結合	Si	448
	Ge	374 (以下、自由原子を基準とした値)
金属結合	Na	108
	Fe	414
ファン・デル・ワールス結合	Ar	7.53
	O ₂	7.28

共重合 [英 copolymerization, 独 Kopolymerisation, 仏 copolymérisation, 露 сополимеризация] 低分子化合物(単量体)が互いに多数結合して高分子化合物(重合体)となる重合反応において、2種類以上の単量体を混合して重合させることを共重合という。一般に共重合反応においては、それらの単量体は同一高分子鎖の中に取込まれて共重合体(コポリマー)となる。共重合体の組成は、一般には出発物である単量体混合物の組成とは異なり、各単量体の相対的な反応性によって支配される。共重合体中における各単量体からの構造単位の配列順序は、一般にそれぞれの単量体の反応性に応じた統計的なものと考えられる。規則的な配列順序をもつ共重合体、たとえば2種類の単量体 A と B が交互に配列した交互共重合体 ABABABAB は、特殊な組合せの A と B とから生成することがある。一般にはあらかじめ A-B をつくり、これを互いに結合させれば得られる。A の連鎖と B の連鎖が結合した形のブロック共重合体(AAAAABBBBB)や、A の連鎖の中間に B の連鎖の枝がついた形のグラフト共重合体は、あらかじめ

合成した第一の重合体と第二の単量体あるいは重合体との反応によってつくられる。

共重合体 [英 copolymer, 独 Kopolymer, 仏 copolymère, 露 сополимер] 同一の分子中に 2 種またはそれ以上の単量体単位を含む重合体を共重合体という。共重合体を生成する重合反応を共重合という。二成分共重合体および三成分共重合体をもつて二元共重合体、三元共重合体といい、三成分以上の単量体から成るものを多成分系共重合体とよぶこともある。合成高分子に限らずタンパク質、核酸、異種の糖単位から成るヘテロ多糖類などの天然物も広義には共重合体を含める。共重合体を構成する単量体単位の分子中での配列が不規則なものをランダム共重合体、規則正しく交互に配列したものを交互共重合体、同種の単量体が連続してブロックを形成しているものをブロック共重合体、幹となる重合体鎖のところどころに別種の単量体単位から成る重合体鎖が枝状に結合しているものをグラフ共重合体という。エチレン-プロピレンゴム(ランダム共重合体)、スチレン-ブタジエンゴム(ブロック共重合体)、ABS 樹脂(ポリブタジエンラテックスにスチレンとアクリロニトリルをグラフト共重合させたもの)などは工業材料として重要な共重合体である。共重合体は各構成単位から成る単独重合体にはない新しい性質が発現可能である。

強収束(演算子の) [英 strong convergence, 独 starke Konvergenz, 仏 convergence forte, 露 сильная сходимость] 演算子の強収束は、量子力学における散乱理論(⇨散乱理論, 波動演算子, ハーゲ-リュエルの散乱理論)の数学的に厳密な定式化などで重要な役割を担う概念である。量子力学では、ヒルベルト空間の上の演算子について考えればよいが、一般には、より広いバナッハ空間の上の演算子について定義される。X, Y をバナッハ空間, $\{T_n\}_{n=1}^{\infty}$, T を X の上から Y への有界演算子とする。このとき、もし、すべての $x \in X$ に対して

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \|T_n x - T x\|_Y = 0 \quad (1)$$

であるならば、 $\{T_n\}_{n=1}^{\infty}$ は、T に強収束するという。 $\{T_n\}_{n=1}^{\infty}$, T がかならずしも有界演算子ではない場合は、 $\{T_n\}_{n=1}^{\infty}$, T が共通な定義域 D をもち、すべての $x \in D$ に対して式(1)が成立するならば、 $\{T_n\}_{n=1}^{\infty}$ は D 上で T に強収束するという。

強集束シンクロトロン [英 strong focusing synchrotron, 独 Synchrotron mit starker Fokussierung, 仏 synchrotron à focalisation intense, 露 синхротрон с сильной фокусировкой] 電磁石をリング状に配置しビームをその磁極内に保ちながら加速するシンクロトロンで、ビームの集束に半径方向の磁場勾配が正または負の電磁石を交互に配置して、ベータトロン振動数を多くした強集束の原理を利用したものである。強集束は、磁場の構成より交番勾配集束(alternate gradient 集束)ともいわれるので、強集束シンクロトロンを AG 集束シンクロトロンともいう。この原理は、1950 年に N. Christofilos が、また独立に、1952 年に E. D. Courant, M. S. Livingstone, H. S. Snyder が発見した。この発見によりビームの軌道幅が小さくなりシンクロトロンの電磁石の大幅な小型化が可能となり、時代とともにエネルギー領域の高くなりつつある高エネルギー実験のための 10 GeV 以上のシンクロトロン建設が可能となった。

シンクロトロンにおける粒子の運動方程式は線形近似に

より次のようになる

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + \frac{(1-n)x}{\rho^2} = 0, \quad \frac{d^2 z}{ds^2} + nz = 0$$

ここで x, z は平衡軌道からの半径方向、鉛直方向のずれ、 s は軌道に沿った長さ、 ρ は平衡軌道の曲率半径である。 n は磁場勾配で電磁石の磁場分布は $B = B_0(r_0/r)^n$ で表される。 r_0, B_0 は平衡軌道の半径、磁場である。 n および ρ が一定の場合、運動方程式は容易に解ける。半径および鉛直方向ともに安定な振動を得るためには $0 < n < 1$ でなければならない。これは弱集束で軌道 1 周当りのベータトロン振動の回数(Q 値)は 1 より小さい。粒子のベータトロン振動は図 1 に示すとおりで、ビームの振幅を小さくする

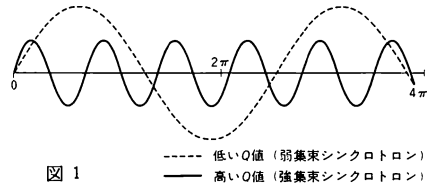


図 1

には Q 値が大きい方が望ましい。ビームの太さはほぼ Q 値の平方根に反比例する。Courant らの発明した方法は n の絶対値を 1 より大きくして、 n の符号の正負の電磁石を交互に配置し強い集束を得る。これには断面が図 2 のよう

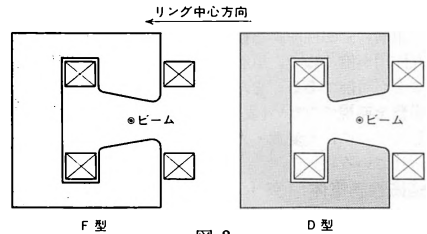


図 2

な 2 種類の電磁石を交互に配置する。これは光学系において、凸レンズ、凹レンズを交互に並べて、全体としてよい集束作用をもたせることに類似している。正負の磁場勾配の電磁石の組合せ(セル)を N 個とすると ρ および n は s について周期関数で軌道全周の $1/N$ が周期となる。粒子のベータトロン振動が半径方向および鉛直方向ともに安定であるためには、 n の値 n_1 および $-n_2$ が (n_1, n_2) 平面の特定の領域になければならない。ここで用いたセルの磁場構造は前半分で磁場勾配の n 値が n_1 、後半分で $-n_2$ となる

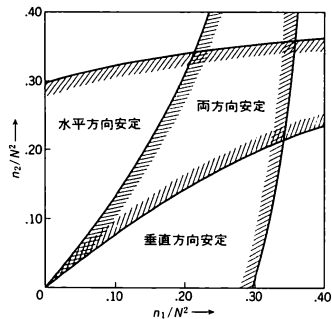


図 3

もので、 n_1 および n_2 は大きな正数である。前半部は水平方向に発散、鉛直方向に集束の作用をし、後半部はその逆の作用をしている。これをプロットした図3をその形状からネクタイ図とよぶ。図3はセル N 個によって構成されたシンクロトロン(通常の機能結合型)のネクタイ図を示す。セル当りのベータトロン振動の位相のずれを μ とすれば、軌道1周当りのベータトロン振動数 Q 値は $N\mu/(2\pi)$ で与えられ、1より大きな値に設計することが可能である。強集束の原理に基づく最初のシンクロトロンはブルックヘブン研究所(アメリカ)の AGS(Alternate Gradient Synchrotron, 1961 年)である。AGS のデータは、 $N=60$, $n=357$, $\mu \approx 0.29\pi$, $Q=8\%$, $\rho=85.37\text{m}$, 最高エネルギー $=33\text{GeV}$ (陽子)である。電磁石の鉄材は約 4000t で、 10GeV の弱集束シンクロトロン鉄材の約 $1/10$ である。

強集束シンクロトロンにはもうひとつ高周波加速に特徴がある。磁場勾配の大きい電磁石を使用しているので運動量圧縮率 α が1より相当小さい(ここで平衡軌道の1周の長さを L , 運動量を p とすると $\Delta L/L = \alpha \times \Delta p/p$)。そして加速中に加速による速度増加よりも全質量増加が相対的に多くなる点があり、この点からは余分に加速された粒子は軌道周期がcaえて遅くなる。これをトランジションエネルギーといい、この前後で高周波加速の安定位相が反転する。この点のエネルギーはほぼ[粒子静止質量]/ $\sqrt{\alpha}$ または[粒子静止質量] $\times Q$ で与えられる。

図2の電磁石はビーム偏向と集束を同一の電磁石で行っていて、機能結合型シンクロトロンとよばれる。最近ではこれらの機能をそれぞれ別の電磁石による機能分離型シンクロトロンが多くなっている。これにより大幅な運転パラメーターの変更、たとえば Q 値の変更などが容易になった。

凝集力 [英 cohesion, 独 Kohäsion, 仏 cohésion, 露 сцепление] 分子間距離が大きい場合、分子間には引力が作用する傾向があるが、このことを比喩的に表すために導入された概念で、力学的には必ずしも明確には定義できないものである。それとも、気体中で分子間力が二体力で表される場合には、その平均値は引力として残り、それを凝集力とすることはできる。ファン・デル・ワールスの状態方程式のなかには、気体内部の圧力と気体を閉じ込めている容器の圧力の差として、凝集力に相当する内部応力を表す項がある。温度を下げると、すべての気体が液体または固体になるのも凝集力の結果であると考えられる。凝集状態にある物質内部の分子間力は、引力の部分も斥力の部分も同等に重要であるので、分子運動に対する凝集力の重要性を特に強調することはできないが、これらの表面から分子が飛び出して蒸発や昇華が起るのは、運動エネルギーの大きい分子が凝集相にあるほかの分子による凝集力に打勝つ結果であると考えることができる。

凝縮 [英仏 condensation, 独 Kondensation, 露 конденсация] 気体の状態にある物質を、圧力を一定に保ちながら温度を下げるか、温度を一定に保ちながら圧力を増大して蒸気圧曲線上の状態にすると液化が起きる。これを凝縮という。別のことばでいうと、凝縮は分子間に働いている引力の効果が熱運動に打勝って、分子どうしがより近距離に位置する液体状態に協力的に移行する現象である。通常、急速な冷却では直ちに凝縮が始まらない。これを過飽和状態という。イオンや塵などの核になる不純物があると過飽和が抑えられる。なお、凝縮とよばれる別の現

象として、ボース統計に従う粒子系が、その量子効果のため、運動量空間の1つの状態にマクロ数の粒子が落ち込むボース-アインシュタイン凝縮がある。

凝縮確率 = 凝縮係数

凝縮係数 [英 condensation coefficient, 独 Kondensationskoeffizient, 仏 facteur de condensation, 露 коэффициент accommodation при конденсации] 気体分子が固体表面に入射し物理吸着する確率。凝縮確率ともいう。単位面

凝縮係数の例

気体 (温度)	表面 (温度)	凝縮係数
Ar (400 K)	Ar (10 K)	0.50
Ar (77 K)	Ar (10 K)	1.0
N ₂ (300 K)	N ₂ (10 K)	0.65
N ₂ (77 K)	N ₂ (10 K)	1.0
CO ₂ (300 K)	CO ₂ (77 K)	0.63
O ₂ (300 K)	O ₂ (20 K)	0.86
Zn	Zn(110) (135~160°C)	0.88
Cd	W (70°C<)	0.63
Au	NaCl (150°C)	0.85
Ag	NaCl (150~300°C)	0.02~0.01
Ag	Mo (27~520°C)	1.0
Bi	雲母 (35°C)	0.2~0.8

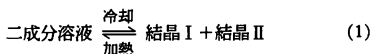
積当りの入射頻度、吸着分子の表面密度をそれぞれ Γ , σ とし、平均滞留時間、凝縮係数をそれぞれ τ , C とすれば、 $C = (d\sigma/dt + \sigma/\tau)/\Gamma$ として求めることができる。 τ が測定時間に比べて十分長ければ $(d\sigma/dt) \cdot (1/\Gamma)$ が凝縮係数 C となるので、パルス状に入射させた気体分子に対する反射分子線強度の応答や、表面を含む容器中の圧力変化を測定することにより凝縮係数を求めることができる。 C の値は吸着量が增大するにつれ一般に小さくなり、入射気体の温度や表面温度が高くなるにつれても小さくなる。金属原子の凝縮係数は下地表面の清浄さによって異なるが超高真空中で得られた値は一般に1に近い。

凝縮体 [英 condensate, 独 Kondensat, 仏 condensat, 露 конденсат] 平均的に見て一体の量子状態を、全粒子数に比例するだけの粒子が占めているとき、この粒子系を(量子)凝縮体とよぶ。液体ヘリウムIIの場合には一粒子が凝縮体を構成するのに対し、超伝導体の場合には、2個の粒子の相対運動状態が s 波に組んだ電子対が凝縮体の構成単位となる。超流動ヘリウム $3(^4\text{He})$ では p 波に組んだ粒子対が凝縮体をつくる。凝縮体が全粒子数に匹敵する数の単位からできているため、それが占めている量子状態の量子論的な性質が巨視的性質として観測されることになる。超流動現象、磁束量子および量子渦などがその例である。

凝縮熱 [英 heat of condensation, 独 Kondensationswärme, 仏 chaleur de condensation, 露 теплота конденсации] 気体にある物質がその液相と共存している温度・圧力の下で物質が気相から液相に変わるときに放出される熱量を凝縮熱という。熱力学的にはこのとき気相と液相とで化学ポテンシャルが等しい。したがって凝縮熱は、この温度・圧力の下で一定量の気相のエントルピーから、同一量の液相のエントルピーを減じたものといふこともできる。逆の過程、すなわち液相が気相に変わるときに吸収する熱量は蒸発熱(あるいは気化熱)とよばれるが値は等しい。通常、物質 1g または 1mol についての熱量、またはエンタルピー差で表す。

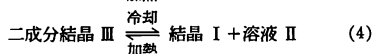
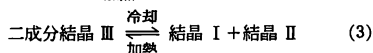
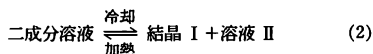
凝縮膜 [英 condensed film, 独 Kondensatfilm, 仏 film condensé, 露 плёнка конденсата] 固体表面上の単分子吸着層または水面上の油の単分子膜が固体や液体のよな凝縮状態にあるとき、これを凝縮膜という。

共晶 [英 eutectic mixture, 独 eutektische Mischung, 仏 mélange eutectique, 露 эвтектическая смесь] 二成分以上の混合物で、どの純成分あるいは分子化合物とも異なる一定の融点をもち、かつ融解により同相と同じ組成の液相を与えるとき、この固相混合物を共晶あるいは共融混合物といい、その融点を共融点という。合金の場合には共晶合金または共融合金という。1つの成分が水でほかの成分が塩類である場合には含水晶という。共晶を生じる温度は共晶点あるいは共融点とよばれる。共晶は成分数によって不変系、一変系または多変系で生じるものに分けられる。合金などのように圧力の影響を無視できる場合には、成分数と同数の種類の結晶を同時に析出する場合は不変系となることが相律によって示される。すなわち二成分系溶液から2種の結晶より成る共晶を生じる場合は不変系であり、



の反応が起っている間は温度は低下せず一定に保たれる。これは純粋な液体を冷却するとき全部の溶液が結晶として凝固するまで温度が下がらないのと全く同じである。三成分系溶液から3種の結晶が析出する場合も不変系である。

共晶点は成分の組合せで到達できる最低の融点である。たとえば、Pbの融点は327°C、Sbの融点は630°Cであるが、Pb 87%とSb 13%の合金は共晶合金となってその共晶点は246°Cである。また、Pb 32%、Sn 16%、Bi 52%より成る合金は共晶合金でありその共晶点は96°Cである。三成分系溶液を冷却したとき、2種の結晶が同時に析出する場合は一変系であり、この場合には2種の結晶を析出しながら系の温度が低下し、溶液の組成は温度に応じて変化する。共晶合金を加熱した場合には、たとえば式(1)のような不変系では、2種の結晶が同時に溶けて均一な溶液となるまで温度は一定に保たれる。二元合金系においては共晶に類似した不変系反応が3種類起こることが知られており、それぞれ次のように表される。



式(2)、(3)、(4)の反応はそれぞれ偏晶反応、共析反応およびメタテクトイックとよばれる。

共焦点(球面) [英仏 confocal, 独 Konfokal, 露 конфокальный] ⇒ 光共振器

共振 [英 resonance, 独 Resonanz, 仏 résonance, 露 резонанс] 振動系に外部から周期的な力が作用し、強制振動が行われる場合、外力の振動数 ν と振動系の固有振動数 ν_0 が等しくなると、強制振動の振幅が著しく大きくなる。これを共振の現象という。力学的振動だけでなく、音や電気回路、光の吸収そのほか種々の現象で見られる。2つの音叉、音叉と共鳴箱の間で空気を媒介として起る現象が最初に認められたので共鳴ともいう。振動系の抵

抗が小さいほど鋭い共振が起る。その程度は Q 値で表される。多自由度の振動系の場合には、その固有振動数のどれかと外力の振動数が一致すると共振が起る。振動系の運動が、方程式

$$\frac{d^2x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + \nu_0^2 x = F \sin \nu t$$

に従うものとする、強制振動の項の振幅は

$$\frac{F}{\sqrt{(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + r^2 \nu^2}}$$

位相の遅れ δ は $\tan \delta = r\nu/(\nu_0^2 - \nu^2)$ となる。共振状態($\nu = \nu_0$)で振幅は強大となり、 δ は $\pi/2$ となる。共振は著しい現象であるので、これが積極的に利用される場合(たとえば検波、発振)、共振の起るのを避けるのに注意が必要な場合(たとえばつり橋、耐震構造の建築物)などいろいろの形で現れている。

電気回路ではLCの並列共振回路や直列共振回路あるいは空洞共振器のような電気的振動回路、水晶振動子やセラミック発振回路のような電気・音響的(機械的)振動回路などでは振動のモードおよび振動数が回路固有の定数により決定されている。これらの回路に弱く結合した外部回路を通じて振動入力を印加する場合、外部振動の振動数 ν がひとつの固有振動数 ν_0 に接近すると、回路内に誘起される振幅が増加し、固有振動数と一致した点で最大になる。個々の固有振動は非線形性を考慮する必要がなく、単振動と見なされるかぎりLCRの共振回路で近似でき、誘起電圧 V の周波数特性は共振曲線で表される。共振の幅($\nu - \nu_0$)は Q 値に反比例しほぼ $\nu_0/2Q$ となる。 $\nu = \nu_0$ での $|V|^2$ の時間平均値の入力電力に対する比を特にそのモードのシャントインピーダンスといい Q 値とともに共振の特性を決める量となる(⇒共振回路)。

共振インピーダンス [英 resonance-impedance, 仏 impédance de résonance, 露 резонансное сопротивление] ⇒ 共振回路

共振回路 [英 resonant circuit, 独 Resonanzkreis, 仏 circuit résonant, 露 резонансный контур] 電気振動回路のうち、電流や電圧の大きさによらない一定の値をもつインダクタンス L 、コンデンサ C 、抵抗 R のみからなる受動的な回路をいい、外部から一定振幅の交流電圧あるいは電流で励振したとき、励振周波数が回路固有の共振周波数に近づくとき回路にたまるエネルギーが最大となる。共振回路は図1aの直列共振回路、図1b、cの並列共振回路に

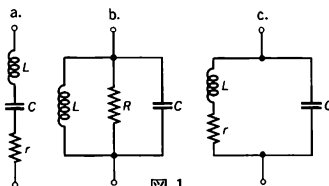


図 1

大別される。直列共振回路に $V_0 e^{j\omega t}$ の定電圧交流電源を接続すると、回路のインピーダンス $Z = j\omega L + 1/j\omega C + r$ を流れる電流 $I e^{j\omega t}$ は、 $I = |I| e^{-j\theta}$ として

$$|I| = V_0 / r [1 + Q_0^2 (\omega / \omega_0 - \omega_0 / \omega)^2]^{1/2}$$

$$\theta = \tan^{-1} Q_0 (\omega / \omega_0 - \omega_0 / \omega)$$

ただし $\omega_0^2 = LC$, $Q_0 = \omega_0 L / r = 1 / \omega_0 r C$, で与えられる。共振点でインピーダンスは最少、電流は最大となる。一方、並列共振回路に $I_0 e^{j\omega t}$ の定電流交流電源を接続する

と、回路のアドミッタンス $Y = j\omega C + 1/R + 1/j\omega L$ に生じる電圧 $V e^{j\omega t}$ は $V = |V| e^{-j\theta}$ として

$$|V| = I_0 R / [1 + Q_0^2 (\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)^2]^{1/2}$$

$$\theta = \tan^{-1}(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)$$

ただし $\omega_0^2 = LC$, $Q_0 = \omega_0 CR = R/\omega_0 L$ で与えられる。 $|\omega| = \omega_0$ で $\theta = 0$ となり回路は純抵抗性となって、インピーダンスは最大、電圧は最大となる。特に並列共振回路の R を共振インピーダンスあるいはシャントインピーダンスとよぶ。直列共振回路と並列共振回路は $r \leftrightarrow 1/R$, 電流 \leftrightarrow 電圧を入れ替えれば同等である。直列共振において L 及び C に蓄えられる時間平均のエネルギーは各々 $L|I|^2/4$, $|I|^2/4\omega^2 C^2$ であって, $|\omega| = \omega_0$ で互いに等しく全エネルギーは $U_0 = L|I|^2/2$ となる。一方, r で消費する電力は $r|I|^2/2$ である。したがって, Q 値は $Q_0 = \omega_0 U_0 / [\text{消費電力}]$ という関係にある。並列共振についても同じ関係が成立する。ここで $f(\omega) \equiv [1 + Q_0^2 (\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)^2]^{1/2}$ を共振線と云う。 Q 値が小さいと $|\omega| = \omega_0$ に限り非対称であるが, $Q_0 \gg 1$ では対称な形の曲線となる (\Rightarrow 直列共振)。 $Q_0 \gg 1$ で $\Delta\omega \equiv |\omega| - \omega_0$ が ω_0 に比べ小さい場合, $f^2(x) \approx [1 + 2Q_0^2 (\Delta\omega/\omega_0)^2]^{-1}$ で近似できる。 $\Delta\omega = \pm \omega_0/2Q_0$ において $f^2(x) = 1/2$ となり, 回路中のエネルギーが $|\omega| = \omega_0$ のときの半になる。 ω_0/Q_0 を, したがって半幅とよぶ。高周波領域では外部より固有インピーダンス $Z_0 (=1/Y_0)$ をもつ伝送線を通じ励振が行われるので, 外部伝送線への結合の影響も考えなければならない。以下では結合を図2のように理想的トランスとして並列共振回路に取り付けた場合を例にとり考察する。巻線比を n とすれば入口からみたアドミッタンス Y' は $Y' = n^2 Y$

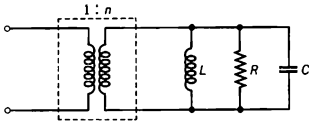


図 2

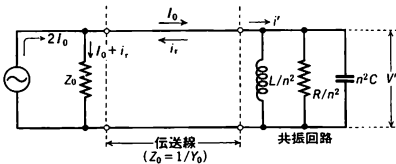


図 3

なる (Y は並行共振回路のアドミッタンス)。図3のように整合された定電流交流源が伝送線の片側に接続されていると, 回路入口での反射電流 i_r は, 入射電流 I_0 と $i_r/I_0 = (Y' - Y_0)/(Y' + Y_0)$ であり, 回路に流入する電流 i' は $i' = I_0 + i_r$ である。したがって入口での電圧 V' は

$$V' = \frac{i'}{Y'} = \frac{2I_0}{Y' + Y_0} = \frac{2I_0}{n^2} \left[\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{n^2 Z_0} \right) + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} \right]$$

で与えられるが, これは $Q_L = Q_0/(1 + R/n^2 Z_0)$ で Q 値が与えられる共振線の回路と同等である。 $\beta = R/n^2 Z_0$ は外部回路で電力が消費される割合を意味し, 結合定数とよばれる。 Q_0 を内部 Q , $Q_L = Q_0/\beta$ を外部 Q , Q_L を負荷 Q とよび $1/Q_L = 1/Q_0 + 1/Q_e$ が成立つ。 I_0 を基準にした回路の電圧ベクトルは図4のように円の上に乗る。 $|\omega| =$

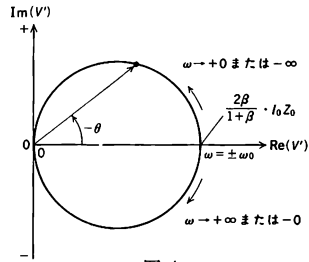


図 4

ω_0 の時の回路への入力 P_i は $P_i = i' V' / 2 = (I_0 Z_0 / 2) \cdot [4\beta / (1 + \beta^2)]$ となるが, $\beta = 1$ で最大となり, それは電源の供給する電力 $I_0 Z_0 / 2$ に等しい。したがって反射電力は 0 で整合がとれていることを示している。空洞共振器も共振周波数の近くでは, 上記の等価回路で近似できる。この場合, 観測される量は ω_0 , Q_L , β の 3 つであるので, 等価回路の L, C, R, n を決めるうえで, 自由度 1 個の任意性が残ることに注意しなければならない。並列共振回路ではシャントインピーダンス R と回路中の電圧 V および消費電力 P には $|\omega| = \omega_0$ で $R = V^2 / 2P$ の関係がある。加速器に使われる高周波加速空洞では, 荷電粒子が加速ギャップを通過する瞬間に受ける最大加速電圧を V_{acc} として定義する。そのとき必要な入力 P を用いて $R_{acc} = V_{acc}^2 / P$ を加速空洞のシャントインピーダンスと云う。 $R = R_{acc} / 2$ として上の等価回路で特性を表せる。 R_{acc} は同じ空洞であっても粒子の速度や通過する場所により異なることに注意を要する。

共振器 [英 resonator, 独 Resonator, 仏 résonateur, 露 резонатор] 振動に対する共鳴応答をもち, 振動のエネルギー帯幅幅をせばめて大きい振幅を得るのに用いられる装置。音波における共鳴器・共鳴箱, 電気振動における共振回路, マイクロ波での空洞共振器, さらに光周波数のレーザーに対する光共振器などの総称である。

共振曲線 [英 resonance curve, 独 Resonanzkurve, 仏 courbe de résonance, 露 резонансная кривая] \Rightarrow 共振回路

共振周波数 [英 resonance frequency, 独 Resonanzfrequenz, 仏 fréquence de résonance, 露 резонансная частота] \Rightarrow 共振回路

共振ブリッジ [英 resonance bridge, 独 Resonanzbrücke, 仏 pont à résonance, 露 резонансный мост] 自己インダクタンス L と静電容量 C の比較, さらに周波数測定にも用いられる。図1の構成をもつブリッジで, 平衡条件は $SP = QR$, $\omega^2 LC = 1$ であり, LC が共振したとき平衡する。このブリッジは図2のような形で波形分析にも使用される。この回路で基本波 V_0 に対して平衡をとれ

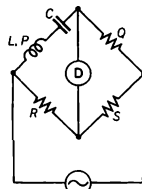


図 1

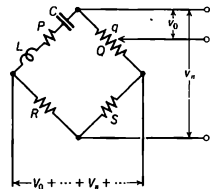


図 2

ば、図の出力 v_0 は

$$v_0 = V_0 \frac{q}{P+Q}$$

このとき高調波に対して、 LC 部分のインピーダンスは十分高いので、図の v_n は

$$v_n = V_n \frac{S}{R+S}$$

となり、 q を調整して $v_0 = v_n$ とすれば高調波含有率 (V_n/V_0) が簡単な関係式で求められる。

$$\frac{V_n}{V_0} = \frac{R+S}{P+Q} \frac{q}{S}$$

測定に用いる検出回路(増幅器)の周波数特性は、測定する高調波範囲まで一様であること、また入力インピーダンスは十分高くなければならない。

共振変圧器型加速器 [英 resonant transformer type accelerator] テスラコイルは、簡単な高圧発生装置として古くから知られているが、その後昇圧したトランスの二次回路の共振現象を利用した共振変圧器が開発され、高電圧を発生させ工業用の X 線源、電子線の加速器として利用されている。これを共振変圧器型加速器という。電源には商用周波数から 200 Hz 程度の交流を用いており、変圧器はタンクの中に納められ、数 $\text{kg} \cdot \text{cm}^{-2}$ の SF_6 などの絶縁ガスを入れている。一次コイルの上に輪切りのパイナップル状の空芯の二次コイルを重ね、中心軸上に加速管を配置し、磁場による電子の束束を行わせている。電子は、熱フィラメントから位相制御により、電圧が最大付近になったときだけ、グリッドを使って引出される。加速電圧は 1~4 MV、電子流は数 mA で、最初は肉厚もののラジオグラフィ(放射線による非破壊検査)用につくられたが、電子線照射用に、強制空冷しているタンク薄板から電子を外部へ取出せるものも市販されている。

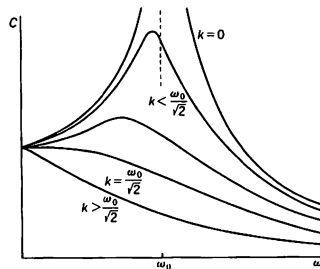
強制振動 [英 forced vibration, 独 erzwungene Schwingung, 仏 vibration forcée contrainte, 露 вынужденное колебание] 力学系に周期的な外力が作用して、それと同じ周期で振動が系内に生ずる現象をいう。普通、振動を行う力学系には減衰力も加わるので、質量 m の質点の場合、運動方程式は

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2k \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = A \cos \omega t$$

となる。ただし、 ω_0 はこの力学系の固有角振動数であり、 $mA \cos \omega t$ が角振動数 ω の周期的な外力、 $-2mk(dx/dt)$ が摩擦などの減衰力である。右辺を 0 とおいた線形斉次方程式の解は減衰振動となるが、これに次の特殊解を加えたものが、もとの線形非斉次方程式の一般解である。

$$x = C \cos(\omega t - \delta) \\ \left(C = \frac{A}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4k^2\omega^2}}, \quad \tan \delta = \frac{2k\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)$$

しかし減衰振動の解は時間とともに振幅がしだいに小さくなるので、最後には上の特殊解の振動だけが残る。これを強制振動といい、積分定数を含まないのが特徴である。 $\omega \approx \omega_0$ となると δ は $\pi/2$ となり、 C は大きくなる。これを共振という。さまざまな ω に対する C の値を k の種々の値について描くと k が小さい限り $\omega \approx \omega_0$ で C は大きくなる。このように曲線を共振曲線という。 k が大きくなって、 $\omega_0/\sqrt{2}$ 以上になると C の極大は見られず共振は起らない。次に δ と ω の関係を見ると、 $\omega = 0$ のとき $\delta = 0$ 、 $\omega = \omega_0$ のとき $\delta = \pi/2$ で、 ω が大きくなると δ は π に近



づく。すなわち $\omega < \omega_0$ のとき外力と振動力学系は同相となり、 $\omega > \omega_0$ のとき逆相となる。また減衰の小さい振動力学系では固有振動数 ω_0 と強制振動数 ω の近い所でうなりや反共振などの現象を生ずる。

強制対流 [英 forced convection, 独 erzwungene Konvektion, 仏 convection forcée, 露 вынужденная конвекция] 流体と異なる温度をもつ固体に相対的に流体が流れているとき、固体から流体に伝導によって伝わった熱は流れによって下流に運ばれるので、固体から流体への熱伝達が速やかに行われる。このような熱伝達の方式を強制対流とよぶ。より一般的には、固体境界から流体中に拡散によって輸送されるスカラー量が、流体の流れによって下流に運ばれることである。これに対して外からの流れでなく、スカラー量が流体に伝わったために流体中に浮力の不均一が生じ、それが原動力になって流体中に起きる流れを自然対流とよぶ。一般に流体によって輸送される物理量を f とすると(たとえば、温度、流体中に溶けている物質の濃度、流体の密度や運動量など)、 f は時間 t と空間座標 r の関数であり、その時間変化は

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + u \cdot \text{grad } f$$

と書表される。ただし、 u は流体の流速ベクトルである。この式の右辺第二項の移流項は対流項ともよばれる。 f が流体によって運ばれる効果を代表しているからである。 u が浮力によって自然に生じた場合は自然対流であり、外部から流体を駆動することによって強制的に与えられた場合が強制対流である。強制対流は、熱交換器などの原理として重要な概念である(⇒自然対流)。

共析晶 [英 eutectoid, 独 Eutektoid, 仏 eutectoid, 露 эвтектоид] 固溶体を冷却したとき、溶液から共晶を生じると全く同じように、組成および結晶構造の異なる 2 種、またはそれ以上の相の結晶が同時に析出(この現象は共析とよばれる)してできる混合物。共析晶の典型的な例は Fe-C 系合金にみられるパーライト組織である。0.8% 炭素を含有する鉄は 723°C 以上では面心立方構造の固溶体(オーステナイト相とよばれる)となっているが、これを冷却していくと共析点 723°C において、体心立方構造のフェライト相(約 0.1 atom% の炭素を含有する体心立方構造の鉄)と化合物相であるセメントイト Fe_3C とが交互に縞状となって混合した共析晶パーライトになる。共析反応とは逆に高温で 2 種の相の混合状態になっているものを冷却すると単相の固溶体になる(したがって固溶体を加熱したときに共析反応と同じことが起きる)場合もあり、包析反応とよばれる。

鏡像 [英 mirror image, 独 Spiegelbild, 仏 image réflétiée par le miroir, 露 зеркальное изображение] ⇒

鏡映

鏡像法 [英 method of images, 独 Methode der elektrischen Bilder, 仏 méthode des images électriques, 露 метод изображений] 静電場のポテンシャルはラプラス方程式を満たすが、与えられた境界条件のもとで解を求めることは、一般には困難である。しかし、ある種の特別な場合には、直接ラプラス方程式を解かないで解を求める方法がある。その一つがケルビンの鏡像法である。

鏡像法では導体表面が等電位面であることに着目する。導体を取り除き、代わりに点電荷を配置して、前の導体表面と一致する等電位面が得られれば、導体の外の電場は、点電荷の配置による電場と一致する。例として、半径 R の導体球と、その中心から r の位置に点電荷 q があるとき、球の外部のポテンシャルを考える。導体球は接地されているものとする。このとき、導体球表面に誘導された電荷がつくるポテンシャルは、鏡像の位置つまり中心から R^2/r の位置にある電流量 $-Rq/r$ の点電荷が、導体のないときにつくるポテンシャルに等しい。この点電荷を点電荷 q の電気映像・映像電荷・イメージなどという。点電荷 q が導体から受ける力は、映像電荷から受ける力すなわち鏡像力に等しい。鏡像法は、多数の平板導体や導体球がある場合、連続的な電荷分布がある場合にも適用できる。また、平面で境を接する誘電体の系などにも拡張されている。

鏡像力 [英 image force, 独 Bildkraft, 仏 force d'image, 露 сила изображения] 映像電荷から受ける力。点電荷と導体とでつくる電場は、点電荷とそれに対する映像電荷による電場と同じである。したがって、点電荷が導体から受ける力は、あたかも導体のない場合の映像電荷から受ける力に等しい。この力を鏡像力ともよぶ(⇒鏡像法)。

共存曲線 [英 coexistence curve, 独 Koexistenzkurve, 仏 courbe de coexistence, 露 кривая сосуществования] ⇒ 状態図

狭帯域増幅器 [英 narrow-band amplifier, 独 Schmalbandverstärker, 仏 amplificateur à bande, 露 узкополосный усилитель] ⇒ 増幅器

強弾性 [英 ferroelasticity, 独 Ferroelastizität, 仏 ferroélasticité, 露 ферроэластичность] 外力がないとき、結晶に自発ひずみをもつ状態が2以上存在し、外応力を印加することにより、それらの状態間を遷移できるとき、その性質を強弾性という。形式的には、ひずみが二階極性テンソルであるのに対し、分極が極性ベクトルであるという差異を無視して、強誘電性における自発分極を自発ひずみ、外電場を外応力で置換えた現象と考えるとうかりやすい。強誘電体における外電場対分極のヒステリシス曲線に対し、強弾性体では外力対ひずみのヒステリシス曲線が見られる。通常、強弾性体は強弾性分域に分れていて(⇒分域)、上記ヒステリシス曲線はそれらの分域の消長を反映している。強誘電体の場合の抗電場のように、強弾性体の場合の抗応力は通常、温度の上昇に伴い小さくなるので、分域の消長の観測は高温において、より容易である。なお、強弾性という概念および用語は相津敬一郎によって初めて導入されたものである(⇒強弾性分域)。

強弾性相転移 [英 ferroelastic phase transition, 露 сегнетоэластический фазовый переход] 構造相転移のうち、秩序度数が一様な巨視的ひずみで、そのひずみのゆらぎが転移点に近づくに従って増大し、転移点で発散して格

子が不安定になる相転移を真性強弾性相転移という。真性強弾性相転移においては、音響フォノン(⇒音響のモード)がソフトモードとなる。真性強弾性相転移が確認されている結晶の種類は極めて少ない。非強弾性相から強弾性相へ転移する結晶は多数あり、それらの結晶においては、相転移点に向かうことはソフト化する音響フォノンの存在が見いだされている。しかし、多くの結晶では、秩序変数は一様な巨視的ひずみではなく、いろいろな原因によって構造相転移が起り(⇒構造相転移)、その秩序変数と一様な巨視的ひずみとが結合して、非強弾性相から強弾性相への相転移が起るのであって、真性強弾性相転移ではない。真性強弾性相転移の微視的なメカニズムは解明されていない。

強弾性分域 [英 ferroelastic domain, 独 ferroelastische Domäne, 仏 domaine ferroélastique, 露 ферроэластический домен] 強弾性体中存在する、ある一定の自発ひずみをもつ領域をいう。通常、強弾性体は、自発ひずみの異なる(たとえば、正の自発ひずみ $+u_s$ と負の自発ひずみ $-u_s$)分域に分れており、外応力を印加することによって、それらの間の境界(分域境界)が移動したり(その結果、一方の分域は拡大し、他方は収縮する)、あるいは一方の分域内別の分域が出現したりする。このような分域の出現や、拡大収縮は、外応力対ひずみのヒステリシス曲線に反映される。このような分域は、分域ごとに結晶軸の方位が異なるので偏光顕微鏡によって、その存在、変化の様子などを容易に観測できる(⇒強弾性)。

協定世界時 [英 Coordinated Universal Time, 独 koordinierte Weltzeit, 仏 Temps Universel Coordonné] 時刻系のひとつで、UTC と略称される。UTC は、国際原子時(TAI)と等しい時間間隔刻み(歩度)をもつように、かつ TAI と同期するように構成され、また、地球の自転角で定められる世界時(UT1)という時刻系とは $\pm 0.9s$ 以内に合致するように、かつ TAI との差が秒の整数倍に等しくなるように調整され運用されている。UTC は、常用の時刻系の基礎を成すものとして、1975 年の国際度量衡総会で認められた。電波で発射されている報時信号は、UTC に結ばれている。時刻系の間の調整は、以前には基準の周波数の値を一定量ずらすオフセット方式を含めた形で行われていたが、現在では次の方式で行われている。すなわち $UTC - TAI$ という差の 1972 年 1 月 1 日現在の値は $-10s$ と定めてしまい、以後は $|UT1 - UTC| < 0.9s$ となるように $UTC = TAI - m \times 1s$ (m は整数)の m を定めていく方式であって、 m の増減は、実際にはうろ秒の挿入または引抜きによって具体化される。UTC は、国際単位系(SI)の時間(間隔)の単位である秒と、天文航海などで用いられる UT 1 とを、綿密な調整によって結びつけていく時刻系であると解される(⇒時刻, 国際原子時, うろ秒)。

強度因子 [英 intensity factor, 独 Intensitätsfaktor, 仏 facteur d'intensité, 露 фактор интенсивности] ⇒ スペクトル線の強度因子

協同現象 = 協力現象

強度干渉計 [英 intensity interferometer, 仏 interféromètre d'intensité, 露 амплитудный интерферометр] ⇒ 干渉計

強度関数 [英 strength function, 独 Stärkefunktion, 仏 fonction densité, 露 силовая функция] 原子核反応において、入射粒子と標的核との複合系の状態を基底状態で

展開したときの展開強度。よく知られたものに中性子の強度関数がある。これは入射した中性子と標的核とで形成する複合系の状態の中に、標的核による一粒子ポテンシャル場の中を中性子が1つ回転している一粒子状態がどのように分散しているかをエネルギーの関数として示す。あるひとつの状態 α が共鳴状態の中にどれだけ含まれているかを示す量に部分幅がある。一粒子部分幅 Γ_α は換算幅 Γ_α^2 と透過能 P_α および指標 α で指定される粒子が複合系の重心から無限に離れた位置でもつ波数 k_α および複合系の半径 R を用いて $\Gamma_\alpha = 2k_\alpha R P_\alpha \Gamma_\alpha^2$ で表される。換算幅はその粒子が核表面に存在する確率に比例する。強度関数はある狭いエネルギー領域に含まれる複合核共鳴準位における着目する状態 α の部分幅の平均値とそれらの共鳴準位のレベル間隔の比で表される。

強度交代 [英 intensity alternation, 独 Intensitätswechsel, 仏 alternance des intensités, 露 чередование интенсивностей] 特定の分子スペクトルのバンドの中の回転線の強度が、1つおきに強弱の繰返しになっている現象を強度交代という。たとえば等核二原子分子($^1\text{H}_2$, $^{14}\text{N}_2$ など)のように同種の原子からなる二原子分子の場合、その回転準位の対称性が、核の交換に関して「対称」(\Rightarrow 対称回転準位)である準位と「反対称」である準位との間の遷移は、原子核のスピンを無視すれば、光を通しての遷移のみならず、衝突などを通しての遷移でも厳密に禁止されている。しかし、原子核のもつスピンと分子のもつほかの角運動量との相互作用を考慮すると、上の選択則はいくらか緩められて、ごくわずかな確率ではあるが、遷移が起りうるようになる。したがって一般の等核二原子分子では(核スピンの0でなければ)対称回転準位も反対称回転準位もともに存在する。2つの核のスピンをそれぞれ I とすれば、分子の全核スピン T は、角運動量ベクトルの合成法に従って

$$T = 2I, 2I-1, 2I-2, \dots, 0$$

の $(2I+1)$ 個の値をとることができる。そのなかで偶数の T の値をもつのは対称回転準位のみで、奇数の T の値をもつのは反対称回転準位のみである。それらの準位の統計的重率はそれぞれ偶数の T と奇数の T についての $2T+1$ の和になるので、各枝の回転線の強度は $(I+1)/I$ の比で交代する。たとえば H_2 分子の場合のように $I=1/2$ の場合は、全核スピン T は1と0の2種類となり、 $T=0$ は対称回転準位に統計的重率 $2T+1=1$ を与え、 $T=1$ は反対称回転準位に統計的重率 $2T+1=3$ を与える。つまり対称回転準位と反対称回転準位にある分子の統計的重率は1:3であり、したがって H_2 分子から生ずるバンドのなかの回転線の強度比も1:3で現れる(対称回転準位は対称回転準位にしか遷移を起さず、またバンドのなかでは対称回転準位からの線と反対称回転準位からの線とは交互に現れる)こととなる。このような統計的重率の大きい方をオルト変態、小さい方をパラ変態(オルト水素、パラ水素など)とよぶ。なお、 O_2 分子のように、核スピンの0である場合には、対称回転準位と反対称回転準位との間の遷移はどのような過程に対しても厳密に禁止され、実際には片方の準位のみしか存在しないため、それらの分子のバンドスペクトルでは、回転線がひとつおきに欠けた形で現れる。これらの事実を利用して、逆に等核二原子分子の核スピンの値を定めることもできる。多原子分子においても原子核の交換の対称操作が可能である場合には、回転線の強度交代

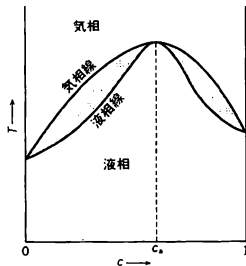
が見られる。

強度領域 [英 intensity region, 独 Intensitätsbereich, 仏 région d'intensité, 露 область интенсивности] 回折現象の幾何学的関係を理解するうえで、逆格子空間の各点に回折強度の重みを与え、エワルドの作図法を適用すると便利である。この場合、回折強度が値をもつ領域を強度領域という。以下、X線回折について説明するが、中性子線や電子線の場合にも同じ論旨が適用できる。電子密度 $\rho(r)$ の代りに適当な散乱体の密度をとればよい。運動学的理論によれば、回折波の振幅は $\rho(r)$ のフーリエ変換

$$f(s) = \int \rho(r) \exp(i \cdot s \cdot r) dr$$

に比例する。ここで $s = k_s - k_0$ (k_0, k_s は入射波および回折波の波数ベクトル)である。結晶の周期性が完全であれば $f(s)$ は $s = 2\pi g$ (ブラッグの回折条件)のときにのみ値をとり、構造因子 F_g に比例する。結晶が有限であったり、格子欠陥を含むときはブラッグの回折条件が厳密に満たされなくても $f(s)$ が値をもつ。 $s = 2\pi g + q$ とおき、以後 $f(s)$ を $f(q)$ と書改める。 $f(q)$ が値をとる領域が強度領域である。エワルド球が強度領域を切れば、切り口の各点に対応する q に対し、 $k_s = k_0 + 2\pi g + q$ の方向に散乱が起る。その強度は $|f(q)|^2$ に比例する。このことからわかるように、入射線が平面波で1つの k_0 で表される場合にも回折線は角度広がりをもつ。 k_0 の方向を変えると、エワルド球の切り口が移動し、回折線の波数ベクトル分布が変わり、その強度分布も変わる。このように強度領域の概念とエワルドの作図法を組合せると、回折線のようなすが理解しやすい。この考え方は、有限結晶の回折現象を扱う際にM. von Laueによって提案された(1936年)。この場合には、 $f(q)$ は F_g に比例することを除けば反射ベクトル g に依存せず、どの格子点の周辺でも似たような強度領域をとればよいことが示される。この性質は一般には成り立たない。強度領域の概念はブラッグ反射に限らず散漫散乱を考える際にも有用である。また、回折現象を動力学的に扱う場合にも適用できる。

共沸 [英 azeotropy, 独 Azeotropie, 仏 azeotropie, 露 азеотропия] 二成分系が液相と気相に分れて熱平衡にあるとき、特定の条件の下で両相における成分比が一致する現象。二成分系で液相と気相が共存するとき、成分比は一般に両相で異なる。したがって、溶液を蒸留すると溶液とは異なる成分比の蒸気が発生するから、蒸留が進むとともに溶液の成分比も変わり、沸点が連続的に変化する。ところがある種の二成分系では、圧力 p を一定として温度 T と成分比 c で描いた状態図が図のようになる。成分



比 c_a のところで液相線と気相線は極値をとり一致する。このような場合には、成分比 c_a の溶液を蒸留すると同じ

成分比 c_a の蒸気が生じ、蒸留が進んでも溶液の成分比は変わらず、一成分系と同じように沸点も変化しない。水とエタノールの混合液では、1atmでエタノールの濃度96.0%の時に共沸が起り、その時の沸点は78.3°Cである。

共変 [英 *covariant*, 独 *Kovariant*, 露 *ковариант*] ⇨ 反変ベクトル

共変微分 [英 *covariant differentiation*, 独 *kovariante Differentiation*, 仏 *dérivation covariante*, 露 *ковариантная производная*] リーマン空間においては、ベクトルまたはテンソルの成分を微分した量は一般にテンソルにはならない。これは座標変換の変換係数が場所(点)によって異なるためである。しかし、まず一方のベクトルを他方のベクトルのある点まで平行移動し、同じ点で差をとればテンソルが得られる。このような差を使って定義した微分演算を共変微分という。また、この差を絶対微分ということがある。共変微分は；を用いて表すことが多い。また、共変微分した指標については共変である。例えば、反変ベクトル $A^i(x')$ を点 $x'+dx'$ に平行移動したベクトルはクリストッフェルの記号を $\Gamma^i{}_{jk}$ とすると $A^i(x')-\Gamma^i{}_{jk}(x')dx^k A^j(x')$ であるから、共変微分 $A^i{}_{;j}$ は

$$A^i{}_{;j}dx^j = \left[\frac{\partial A^i}{\partial x^j} + \Gamma^i{}_{jk}A^k \right] dx^j$$

すなわち

$$A^i{}_{;j} = \frac{\partial A^i}{\partial x^j} + \Gamma^i{}_{jk}A^k$$

で与えられ、 $A^i{}_{;j}$ は混合テンソルである(この項では、アインシュタインの規約に従う)。同様に、共変ベクトル $A_i(x')$ の共変微分 $A_{i;j}$ は

$$A_{i;j} = \frac{\partial A_i}{\partial x^j} - \Gamma^k{}_{ij}A_k$$

で与えられ、 $A_{i;j}$ は二階共変テンソルである。スカラー ϕ に対しては共変微分は普通の微分と一致し、 $\phi_{;i} = \partial\phi/\partial x^i$ 。テンソルについても同様に定義され、たとえば、混合テンソル $T^i{}_j$ の共変微分は

$$T^i{}_{j;k} = \frac{\partial T^i{}_j}{\partial x^k} + \Gamma^i{}_{lk}T^l{}_j - \Gamma^l{}_{jk}T^i{}_l - \Gamma^l{}_{ik}T^i{}_l$$

で与えられる。計量テンソル g_{jk} または g^{ij} に対しては、 $g_{ij;i} = g^{ij}{}_{;i} = (g^{ik}g_{jk})_{;i} = 0$ が成り立つ。また、擬テンソルの共変微分は、たとえば $T^i{}_{j;k} = \sqrt{-g}T^i{}_j$ に対して

$$T^i{}_{j;k} = \sqrt{-g}(T^i{}_j)_{;k} = \frac{\partial T^i{}_j}{\partial x^k} + \Gamma^i{}_{lk}T^l{}_j - \Gamma^l{}_{jk}T^i{}_l - \Gamma^l{}_{ik}T^i{}_l$$

のように与えられる。

共変ベクトル [英 *covariant vector*, 独 *kovarianter Vektor*, 仏 *vecteur covariant*, 露 *ковариантный вектор*] ⇨ 反変ベクトル

境膜 [英 *laminar film*, 独 *laminare Grenzschicht*, 仏 *couche laminare*, 露 *ламинарный фильм*] = 層流底層

共鳴 [英 *resonance*, 独 *Resonanz*, 仏 *résonance*, 露 *резонанс*] 共振と同じ意味で用いられるが、特に古典力学において音波の関係する振動系の共振現象を共鳴という(⇨共振)。また量子力学においても共振と類似した現象を共鳴という。

[1] 量子力学的散乱における共鳴：粒子Aと粒子Bとの衝突において、複合体ABが準安定状態を形成すると、衝突断面積のエネルギー依存性 $\sigma(E)$ に、ピークなどの顕著な構造が現れる。この現象を共鳴散乱といい、一時的に

形成された準安定状態を共鳴状態という(⇨共鳴状態)。また、断面積の極大に対応する複合系のエネルギーを、共鳴エネルギーという。共鳴散乱以外の寄与を無視すると、 $\sigma(E)$ はブライト-ウィグナーの公式で表され、そのピークの幅 Γ (半値全幅)は、共鳴状態の寿命 τ_r と、 $\Gamma = \hbar/\tau_r$ の関係がある。複素エネルギー面上では、共鳴状態は散乱行列の第二面の極として定式化される。共鳴状態が形成される機構には、A-B間に働くポテンシャルの形による形状共鳴またはポテンシャル共鳴と、系の多体的性質によるものがある。前者は、粒子間に適当な長距離斥力と、短距離引力が存在すると生じる(図1)。内側の引力によるAB

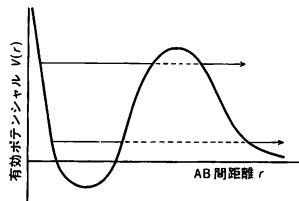


図 1

の束縛状態がトンネル効果によってAとBに崩壊するのに時間がかかり、共鳴状態となる。この場合、低いエネルギー(ポテンシャルの底に近いエネルギー)の共鳴状態の寿命は長く、高い共鳴状態の寿命は短い。後者、多体的性質による共鳴の機構は、原子、原子核など考える系によって異なる。多体系においてはポテンシャル共鳴と多体的共鳴の区別は必ずしも明確ではない。入射粒子の波動を外力と考えると、共鳴散乱は古典力学の強制振動と形式的な類似点をもつ。

[2] 原子衝突における共鳴：原子衝突の分野では、原子や分子による低速電子(数meV～数十eV)の散乱に最も豊富に共鳴現象が見られる。このエネルギー範囲では、共鳴が起らないとき(直接散乱)の衝突時間 τ_d は $10^{-14} \sim 10^{-17}$ sほどである。共鳴状態のはっきり定義できるのは $\tau_r \gg \tau_d$ のときなので、ごく短寿命の共鳴状態でも $\tau_r > 10^{-10}$ sである。直接散乱の散乱波と共鳴散乱波とが干渉して、一般に左右対称のポイトラー-ファノ・プロファイルとよばれる形

$$\sigma(E) = \sigma_a + \sigma_b \frac{\left\{ \left(\frac{\Gamma}{2} \right) + \frac{E - E_r}{q} \right\}^2}{\left(\frac{\Gamma}{2} \right)^2 + (E - E_r)^2}$$

をもつ断面積を見せる。この共鳴公式に含まれるパラメーターはすべて $E \approx E_r$ の付近でほとんど定数である。 E_r と Γ は共鳴状態のエネルギー値とその不確かさで、それぞれ共鳴エネルギー、共鳴幅といわれ、散乱電子のエネルギースペクトルに現れる共鳴構造の位置と広がり の程度を表す。 q によりスペクトルの共鳴構造の形が変わるありさまを、 $q \geq 0$ につき図2に示す。 $q < 0$ のときは $E - E_r = 0$ に対して左右入れかえた形になる。 $|q| = \infty$ のとき、ブライト-ウィグナーの公式といわれる山型のローレンツ型共鳴曲線となり、 $q = 0$ なら逆に谷型になる。共鳴状態ができる機構として形状共鳴のほか、二電子励起型共鳴がある。エネルギー E をもつ電子 e_1 が原子Aに衝突して、原子内電子のうちのひとつ e_2 にエネルギー ΔE を与え、空いている軌道に励起する。もしも $E - \Delta E$ が負で適当な値だと、 e_1 もAに捕まり、束縛軌道を回る。励起軌道に電

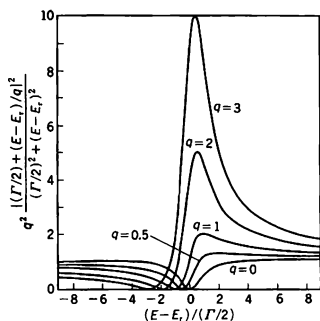


図 2

子が2個入り、今まで占められていた下の軌道のひとつに穴があいたこのイオン A^- は二電子励起状態または二粒子一空孔状態にあるといわれ、共鳴の原因になる。この共鳴状態がこわれるには、二電子の間にエネルギーのやりとりが再び起きて、一方に正のエネルギーが集中せねばならない。それには普通かなり長い時間を要するので、 A^- の寿命は長い。この種の共鳴を二電子励起型共鳴、二粒子一空孔型共鳴、またはその理論を確立した人の名をとってフェッシュバハ共鳴(図3)という。これと似た機構による三

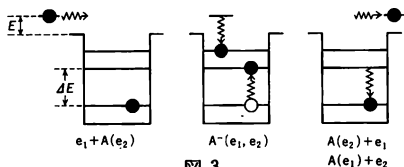


図 3

電子励起型共鳴も知られている。以上二種類の共鳴はいつも必ずはっきり区別できるとは限らない。また、共鳴機構にはほかの分類法もある。たとえば、 A の励起状態が本質的に重要であるかないかにより、芯励起型共鳴(A^- を基準にとれば A を芯とみなせる)と一粒子型共鳴とに分ける方法もある。フェッシュバハ共鳴にはいつも励起状態がかかわり、これを芯励起型のI型とよぶ。形状共鳴には芯励起型(II型という)と一粒子型の両方がある。 A が分子の場合でも基本的には原子とほぼ同じ分類ができるが、原子核配置の振動・回転運動と電子の運動との間にエネルギーのやりとりがあるため、共鳴現象は多様になり、分類も細くなる。中性原子 A ではなく、イオン A^+ に電子を衝突させると、どの機構でできるにせよ共鳴状態は中性原子 A になる。基底状態にある原子 A に光を照射してこの共鳴状態をつくることもできる。このとき、最終的にはこの状態がこわれて $A^+ + e$ と電離する。これを自己電離または自動電離という。有限な寿命で崩壊する共鳴状態には、原子の内殻にひとつ以上穴があいた状態もある。また、原子どうしの衝突や反応性衝突(化学反応)の際にもつづられることがわかっている。

[3] 原子核の共鳴状態: 原子核の共鳴状態の安定性は共鳴の崩壊を妨げるさまざまな要因による。ポテンシャル共鳴における遠距離斥力として角運動量障壁やクーロン障壁がある。それとともに原子核の多体系の性質によるものが重要な要因となる。入射粒子と標的核から構成される準安定状態の性質の複雑さとか、特定の量子数の選択規則などである。最も安定な原子核の共鳴状態は複合核状態といわ

れるもので、これは系の励起可能な自由度がすべて励起して、励起エネルギーがこれらすべての自由度に分け与えられる非常に複雑な状態とされる。この状態と、少数の自由度にエネルギーが集中した状態との重なりまたは遷移確率は極度に小さいため、その崩壊寿命は長い。たとえば、低いエネルギーで核子と核の弾性散乱に現れる共鳴であり、吸収項をもつ光学ポテンシャル中の散乱として表すことができる。一般に反応の初期の段階、すなわち標的核を励起しないか、少数の自由度を励起した段階で形成される準安定状態がある。少数の自由度(主に集団運動の自由度)を励起して形成される共鳴状態は中間共鳴といわれ、粒子崩壊や、より多自由度を励起する複雑な状態への分散が起りにくいときに現れる。この種の中間共鳴で特殊な性格をもつものとして、アイソバリックアナログ状態(IAS)を経由する共鳴がある。これはアイソスピンの選択規則によって、粒子崩壊と分散が妨げられるため、かなり幅の狭い共鳴状態となる。これら以外に重イオン反応で現れる共鳴があり、その中のいくつかは原子核どうしが準安定な分子状状態を形成したと見て理解される。また中性子誘起分裂反応において鋭いピークをもつ共鳴は、核分裂異性体の存在と関連して理解される。

[4] 素粒子の共鳴状態(⇔共鳴状態)。

[5] 化学結合における共鳴: エネルギーのほとんど等しい状態が2つ以上あるとき、小さな摂動によって状態は大きく変化する。この現象は量子力学的共鳴とよばれる。これは古典力学において、同一の固有振動数をもつ複数の振動系が結合している場合に相当する。分子の電子構造を定性的に理解するために、共鳴という概念がよく用いられる。以下、いくつかの実例に基づいて説明する。(1) 水素分子 A_2 の化学結合は、原子価結合法によると、電子対によって形成されている。このとき、3つの電子構造が考えられる。すなわち、共有構造 $A-B$ とイオン構造 A^+B^- と A^-B^+ である。規格化された波動関数はそれぞれ

$$\psi_{\text{cov}} = N_{\text{cov}}(\chi_A(1)\chi_B(2) + \chi_B(1)\chi_A(2))$$

$$\psi_{\text{ion}}^+ = \chi_A(1)\chi_A(2), \quad \psi_{\text{ion}}^- = \chi_B(1)\chi_B(2)$$

である。ここで、 χ_A, χ_B はそれぞれ水素原子 A と B の原子軌道である。 N_{cov} は規格化因子である。各構造のエネルギー差が小さいとき、正しい状態は、これら3つの構造の共鳴によって与えられると考えられる。したがって、波動関数は

$$\Psi = C_1\psi_{\text{cov}} + C_2\psi_{\text{ion}}^+ + C_3\psi_{\text{ion}}^-$$

と書かれる。ここで、係数 C_1, C_2, C_3 は変分法で決められる。この Ψ を使って求められるエネルギーの期待値は、もちろん、 $\psi_{\text{cov}}, \psi_{\text{ion}}^+, \psi_{\text{ion}}^-$ のひとつを使って求められるエネルギーの期待値のうち最低のものより低い。このエネルギーの低下の大きさを共有構造とイオン構造とが共鳴するために得られる共鳴エネルギーという。また、係数の大きさから各構造の占める重要度がわかる。(2) 共鳴のよい例は共役二重結合系に現れる。たとえば、ベンゼン分子の電子構造は、原子価結合法では、近似的に図4の(I),(II)で与えられるケクレ構造と(III),(IV),(V)で与えられるデュアー構造の共鳴によって与えられると考えられる。ここで、隣りあった炭素原子の $p\pi$ 電子間の交換積分 J を考慮に入れることを除いて、原子軌道間の非直交性を無視すると、共鳴エネルギーは $1.106J$ となる。一方、(I)の構造に対応するエネルギーを $C-C, C=C, C-H$ の結合エネルギーの加法性で求め、ベンゼン分子の結合エネルギー

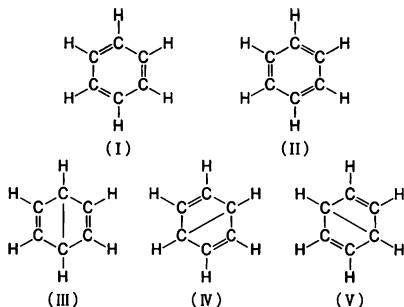


図 4

の実測値との差を求めれば, $34.4 \text{ kcal} \cdot \text{mol}^{-1}$ を得る。これが上記の共鳴エネルギーに対応する経験値といえるであろう。ただし, 原子軌道間の非直交性を考慮すると上記のように簡単には論じられない。(3) 分子の電子構造を論ずる近似法として原子価結合法のほかに分子軌道法がある。分子軌道法では通常分子軌道を原子軌道の線形結合(LCAO)で表す。今, 2つの原子核 A, B と 1つの電子から成る分子イオンを考える。分子軌道 ϕ は

$$\phi = C_A \chi_A + C_B \chi_B$$

で与えられる。ここで χ_A, χ_B はそれぞれ原子 A と B の原子軌道関数であり, C_A, C_B はその係数である。電子に対するハミルトニアンを H とすると, 係数 C_A, C_B は ϕ による H の期待値を極小にするように決められる。そのとき

$$\beta = \int \chi_A^* H \chi_B dv$$

のような積分が問題になる。これを共鳴積分という(β のことを結合積分あるいは交換積分という人もいる)。これは分子軌道の量子力学的意味が, 電子の χ_A 状態と χ_B 状態が共鳴している状態と考えられるからである。水素分子イオン H_2^+ の場合, 共鳴によるエネルギーの下りは β であり, それに対応する実験値は -2.648 eV ($-61.06 \text{ kcal} \cdot \text{mol}^{-1}$) である。共役二重結合をもった分子の π 軌道間の β の値としては $-20 \text{ kcal} \cdot \text{mol}^{-1}$ 程度の値が用いられる。

共鳴エネルギー [英 resonance energy, 仏 énergie de résonance, 露 резонансная энергия] \Rightarrow 共鳴

共鳴器 [英 resonator, 独 Resonator, 仏 résonateur, 露 резонатор] 音響共振器ともいう。気密でかたい材料でつくられた空洞で, その寸法が音の波長に比べて十分小さいとき, 空洞の中の空気はばねとしての機能をもっている。図1に示すように, その空洞に小さな穴があると, その部分の空気は1つの質量となり, 空洞と合わせて共鳴系を構成する。この共鳴器の共鳴周波数は, $f_0 = (c/2\pi)[S/V(l+\delta)]^{1/2}$ となる。ここで, c は音速, S は穴の断面積, l は穴の長さ, δ は開口端の補正值, V は空洞の容積である。この共鳴周波数の音に対して, 穴の部分の空気は激しく振動し, 摩擦によってその周波数の音を吸収する。このように, 共鳴器は特定の周波数の音に対して吸音効果をもっているため, 室の特定の固有振動を制御するのに利用される。

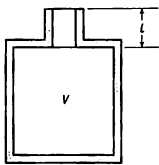


図 1

多数の穴をあけた板をかたい壁から離して置いたときには, 図2のように穴1個ごとに空気層が仕切られた共鳴器

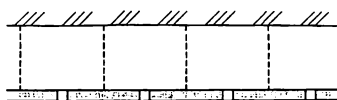


図 2

が並んだものと考えることができる。板の背面に多孔質吸音材料をおくと, 共鳴周波数を中心にして広い周波数範囲について吸音作用を示すので, 室内装として使われている。

共鳴吸収 [英 resonance absorption, 独 Resonanzabsorption, 仏 absorption par résonance, 露 резонансное поглощение] 古典力学では, 振動子がその固有振動数に近い振動数をもつ外力を受けるとき強く共鳴を起こして外からエネルギーを吸収する現象を共鳴吸収という。量子論では, 物質系が電磁波など振動外場のエネルギー量子を吸収してそれに相当するエネルギー差をもつ(準)離散状態へ励起される現象を共鳴吸収とよぶ。原子, 分子や固体内局在電子の離散準位間の光学的遷移, 静磁場下での核または電子スピンのゼーマン準位間の遷移による磁気共鳴吸収, 静磁場により量子化された固体内伝導電子のランダウ準位間のサイクロトロン共鳴などがその例であり, 電磁波の振動数または静磁場の強さを連続的に変えると, ある値の近傍で特に強いエネルギー吸収が起る。その値から準位間のエネルギー差, スピンの磁気モーメント, 伝導電子の有効質量などが求められ, また共鳴スペクトルの微細構造や幅から, 吸収体の置かれている環境と両者の間の相互作用のようすがわかる。

プラズマ中では外部磁場のないとき, 電子プラズマ振動数が電磁波の振動数に等しくなる密度(臨界密度)の近傍で吸収が起る。この場合, 臨界密度の点は共鳴点とよばれ, 電磁波と電子プラズマ波は共鳴し(2つのモードの振動数と波数が等しくなる), 偏光方向が入射面内にある電磁波(p 偏光波)から電子プラズマ波への線形モード変換(共鳴モード変換ともよばれる)が起る。モード変換により励起された電子プラズマ波はランダウ減衰などによりプラズマの熱エネルギーとなり, 結果として電磁波が吸収される。その他, 磁場中プラズマでは, 高域ハイブリッド共鳴, 低域ハイブリッド共鳴, アルペーン波もしくは磁気音波への共鳴モード変換などによる共鳴吸収が起る。共鳴吸収はクーロン衝突に起因しない吸収であり, 高エネルギー電子もしくはイオンを発生し, その結果, プラズマ粒子の速度分布を二温度マクスウェル分布にすることが多い。

原子核においては光よりはるかに短い波長 λ の γ 線が放出され, そこでも同様な共鳴吸収が想定される。しかし, 気体のような自由な独立原子核においては共鳴吸収は起らない。それは γ 線の運動量 $p_\gamma = h/\lambda$ が光のそれに比して, はるかに大きいために, γ 線の放出の際に生じる原子核の反跳エネルギーが大きくなるからである。すなわち放出される γ 線のエネルギーが核の反跳エネルギー E_r 分だけ減され, 励起状態へ遷移するのに要するエネルギーに足りなくなること, また励起状態にその崩壊幅 Γ だけエネルギーに不確定さはあっても, その幅よりも反跳エネルギーがはるかに大きい($E_r \gg \Gamma$) ことによっている。一方, 固体のように原子核が格子点に強く束縛されている場合は, γ 線の反跳運動量は固体の結晶全体が受け止めることになり, 反跳エネルギーは小さくなる。それは崩壊幅と同じ程度以下になりうる。この場合には原子核に対しても共鳴吸収が起

る。原子核の共鳴吸収は R. L. Mössbauer によって 1958 年初めて発見された(⇒メスバウアー効果)。

共鳴曲線 [英 resonance curve, 独 Resonanzkurve, 仏 courbe de résonance, 露 резонансная кривая] ⇒ 強制振動

共鳴群法 [英 resonating group method, 仏 méthode de groupe résonante, 露 метод резонирующей группы] 軽い原子核に広範に現れる クラスター構造を記述する方法で, 1937 年に J. A. Wheeler によって提出された。クラスター構造の特徴は, 原子核の結合エネルギーの大部分がクラスター(核内核子の部分集団)の内部エネルギーであるが, クラスター間の相対運動の振幅が大きく波動関数反対称化の効果が重要となることである(⇒クラスター模型)。共鳴群法は, 各クラスターの内部波動関数の積に相対波動関数を乗じたものを反対称化して, 全系の波動関数を表す。シュレディンガー方程式においてクラスターの内部自由度については積分を遂行して相対運動の波動関数に関する方程式をつくと, 反対称化のため積分核(非局所相互作用)が現れ, 微積分方程式となる。これを境界条件の下で解いて, 束縛状態から散乱状態までを記述する。相対波動関数を適当に選択すれば, 極限として殻模型の波動関数を行うことができる。このような利点があるため, 二体クラスター系の研究にはじまり, 三体クラスター系や内部励起を伴う問題にも適用されている。共鳴群法と生成座標法の間の関係が 1970 年堀内親によって導かれて以来, 両者の利点をともに生かした定式化が発展し, 近年, 性能が向上した電子計算機が実行可能にしたため, 軽い原子核の包括的研究に不可欠の手法となっている。また, この方法は, 核力と反対称化の両方を正確に取入れて原子核間相互作用を記述できるので, 重イオン間相互作用の基礎論の役割を果たす。

共鳴蛍光 [英 resonance fluorescence, 独 Resonanzfluoreszenz, 仏 fluorescence de résonance, 露 резонансная флуоресценция] 物質が共鳴波長の光を吸収して励起された状態から, 直ちに光を放出する現象およびその光。低圧気体($10^{-2} \sim 10^{-4}$ Torr 以下)において観測される。通常の蛍光の場合, 光を吸収して生じた励起状態は, 速やかに熱エネルギーを放出してより低い準位に緩和してから光を放出するので, 蛍光のスペクトルは励起光の波長によって敏感に変化しない。これに対し共鳴蛍光のスペクトルは, 励起光より長波長になることは通常の蛍光と同じであるが, 励起光の波長を共振波長の近くで変化させると, スペクトルの形と蛍光寿命が著しく変化する。共鳴蛍光と類似の現象に共鳴ラマン散乱があり, 両者は区別し難いが, 励起状態が実在して一定の寿命をもつ場合が共鳴蛍光と考えられる。

共鳴公式 [英 resonance formula, 独 Resonanzformel, 仏 formule de résonance, 露 резонансная формула] 粒子の散乱・反応に現れる共鳴を記述する表式。量子力学的な粒子の共鳴反応が最初に確認されたのは, 低速の中性子が原子核に衝突して起す共鳴反応であった。この共鳴状態は非常に寿命が長く, 複合核状態といわれるものである。この種の共鳴反応は, 入射粒子が標的核と衝突して共鳴状態を形成する段階と, 共鳴状態から粒子や γ 線が放出されて崩壊していく段階の 2 つの過程からなるとみなせる。共鳴公式はこの描像にしたがって, 共鳴反応を最初に定式化した 2 人の名を冠して, プライト・ウィグナーの公

式とよばれる。この公式は, 入射状態 α から共鳴状態 λ を經由し, 出射状態 β (ただし $\beta \neq \alpha$) へ崩壊する反応断面積を S 波($l=0$) について示すと, 次のようになる。

$$\sigma_{\beta\alpha} = \frac{\pi}{k_a^2} \frac{\Gamma_{\lambda\alpha}\Gamma_{\lambda\beta}}{(E-E_\lambda)^2 + (\Gamma_\lambda/4)^2} \quad (1)$$

E_λ は共鳴エネルギーを表し, Γ_λ はその幅または全幅とよばれる。各チャネルの幅 $\Gamma_{\lambda\alpha}$ ($\Gamma_{\lambda\beta}$) を総称して部分幅とよび, その和は全幅となり

$$\Gamma_\lambda = \sum_\alpha \Gamma_{\lambda\alpha} \quad (2)$$

また弾性散乱チャネルの断面積は

$$\sigma_{\alpha\alpha} = \frac{4\pi}{k_a^2} \left| e^{i\epsilon_\alpha} \sin \epsilon_\alpha + \frac{1}{2} e^{i\theta_{\lambda\alpha}} \frac{\Gamma_{\lambda\alpha}}{E-E_\lambda+i\Gamma_\lambda/2} \right|^2 \quad (3)$$

で与えられる。第一項はポテンシャル散乱の寄与で, その位相差は $\epsilon_\alpha = k_a a_\alpha$ と書かれる。第二項は共鳴状態を經由しての散乱振幅である。公式(1), (3)が, プライト・ウィグナーの公式といわれるものである。式(1)~(3)と同様な式はほかの部分波についても, またクーロン・ポテンシャルが働く場合にも導ける。これらの公式は数多くの実験と比較され, 孤立した寿命の長い共鳴について非常によく成り立つことが確かめられている。量子力学的に厳密な共鳴公式の定式化は多くの人々によって試みられ, 一般化された S 行列の分散公式から共鳴散乱・反応断面積が導かれている。一般の場合に入射状態 α から出射状態 β への S 行列は, S 波に対して

$$S_{\beta\alpha} = e^{2i\epsilon_\alpha} \delta_{\alpha\beta} + i \sum_\lambda \frac{G_{\lambda\alpha} G_{\lambda\beta}}{E-E_\lambda+i\Gamma_\lambda/2} \quad (4)$$

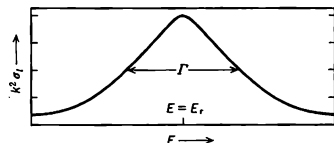
の形に書き表される。第二項は多くの共鳴準位 λ が存在する場合の共鳴項であり, 共鳴公式は式(4)から得られる。 Γ_λ の値が小さく, 孤立している共鳴準位については, $G_{\lambda\tau}^2 = \Gamma_{\lambda\tau} e^{i\theta_{\lambda\tau}}$, $\Gamma_{\lambda\tau} = |G_{\lambda\tau}|^2$ となり, 式(1)~(3)が得られる。

共鳴散乱 [英 Resonance scattering, 独 Resonanzstreuung, 仏 diffusion résonnante, 露 резонансное рассеяние] 原子による電子の散乱や原子核による核子の散乱のような場合に, 入射粒子のエネルギーが, ちょうどターゲットを励起するに必要なエネルギーに一致すると, 散乱断面積が極端に大きくなる。特にその励起状態が, ある寿命をもった不安定状態(⇒共鳴状態)であれば, 散乱断面積はその寿命に対応するエネルギー幅にわたって大きな値をとる。このような散乱現象を共鳴散乱といふ。

中心力による散乱の場合を考えよう。いま, 部分波 l の散乱断面積に共鳴が見られたとすると, その断面積 σ_l は

$$\sigma_l = \frac{2l+1}{k^2} \frac{\pi \Gamma^2}{(E-E_r)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (1)$$

と書ける。ただし, $k = \sqrt{2mE}/\hbar$ で, m と E は入射粒子の質量およびエネルギーである。 E_r は共鳴エネルギー, Γ は共鳴の半値幅とよばれる。式(1)のような共鳴散乱の公式をプライト・ウィグナーの(一準位)公式という。 $k^2 \sigma_l$ を E の関数として図示する。 $k^2 \sigma_l$ は, $E=E_r$ で極大となり, $E=E_r \pm \Gamma/2$ で極大値の半分となる。この理由で Γ



を半値幅という。共鳴散乱の断面積は、このように共鳴状態のエネルギーや寿命などの情報を含んでいるので、共鳴散乱の解析は、原子や原子核のような粒子の複合系の構造や、粒子間に働く力の性質を知るための有力な手がかりを与えてくれる。

共鳴準位 [英 resonance level, 独 Resonanzniveau, 仏 niveau de résonance, 露 резонансный уровень] ⇒ 共鳴状態

共鳴状態 [英 resonance state, 独 Resonanzzustand, 仏 état résonance, 露 резонансное состояние]

[1] 量子力学において、系によっては、厳密な意味の束縛状態ではないが、ある程度長い時間にわたって継続する「一時的な束縛状態」とでもいえるような状態が生ずることがある。このような状態を、仮束縛状態、あるいは共鳴状態などともよぶ。散乱の中間状態に、このような状態が現れると、散乱断面積は急激に大きくなる(⇒共鳴散乱)。束縛状態のエネルギーが離散的な値をとるのに対して、共鳴状態のエネルギーは、散乱状態に対応した連続スペクトルの中に値をとる(⇒スペクトル濃度の集中)。また、そのエネルギーには、寿命に反比例した不確定さ、すなわち、エネルギー幅が生ずる(⇒準位幅)。こうした共鳴状態のエネルギー準位を、共鳴準位あるいは仮想エネルギー準位とよぶ。共鳴準位に対し、複素エネルギー平面での散乱行列の極を対応させることができ、極の実部が準位の中央値を、虚部が準位幅を表す。共鳴状態の具体的な例は、いろいろな系に見られる。陽子・中性子系のスピン・重項状態に現れる仮想状態はその典型的な例である。固体物理に現れる例としては、不純物原子のつくる局所ポテンシャルによる電子の仮想束縛状態がある。特に、鉄族不純物原子を含むある種の合金では、こうした仮想束縛状態の存在が、残留電気抵抗や磁気の異常の説明に重要な役割を果たす。

[2] 素粒子の分類において、強い相互作用で崩壊する短寿命($10^{-22} \sim 10^{-24}$ 秒程度)のハドロンのことを共鳴状態とよび、中間子共鳴とバリオン共鳴に大別される。共鳴状態は素粒子の反応によってつづられ、通常は強い相互作用によって複数のハドロンの崩壊する。最初に発見された(3, 3)共鳴は、 π^+p 弾性散乱や、 $p \rightarrow \pi^+ n$ 反応の断面積のエネルギー依存性における山として確認された。共鳴を見いだす方法には、形成と生成の2種がある。前者は通常の量子力学的散乱における共鳴と同様に、散乱の中間過程に現れる短寿命の状態を探索するもので、通常は部分波解析を用いる。後者は、終状態の2個またはそれ以上のハドロンの(またはレプトン)の不変質量スペクトルにおいてピークを探索する。共鳴状態といっても、陽子や π 中間子と同じレベルの素粒子であり、たまたま質量が大きく強い相互作用で崩壊するチャンネルがひらけているために寿命が短くなったと考えられる。共鳴状態の分類法は、同じスピンをもつものを $SU(3)$ や $SU(4)$ の多重項として考える方法と、同じ内部量子数をもつスピンだけ違うものをレッジェ軌跡で分類する方法とがある。

共鳴スペクトル [英 resonance spectrum, 独 Resonanzspektrum, 仏 spectre de résonance, 露 резонансный спектр] 原子や分子のスペクトルのうちで、放射または吸収を起す準位的一方が基底状態であるものを共鳴スペクトルという。また、そのようなスペクトル線を共鳴(スペクトル)線という。一般に、非常に強い顕著なスペクトルである。共鳴放射スペクトルは、強い吸収を受けてその

遷移の上準位と同じ準位に同種の基底状態にいる原子または分子を励起できることから共鳴とよばれるようになった。また、このように励起された原子は放射を出して、低い中間の励起状態または直接基底状態に戻っていく。この現象を一般に蛍光という。しかし、中間励起状態への遷移からの放射だけを蛍光とよぶことも多い(⇒蛍光)。

共鳴積分 [英 resonance integral, 独 Resonanzintegral, 仏 intégrale de résonance, 露 резонансный интеграл] ⇒ 半経験的分子軌道法

共鳴線 [英 resonance line, 独 Resonanzlinie, 仏 raie de résonance, 露 резонансная линия] ⇒ 共鳴放射

共鳴相互作用 [英 resonant interaction, 独 resonante Wechselwirkung, 仏 interaction résonnante, 露 резонансное взаимодействие] プラズマ中を伝播する波動(振動数 ω 、波数 k)は、位相速度 v_{ph} とほぼ等しい速度で走る共鳴粒子(イオンあるいは電子)を通じてプラズマとエネルギーの授受を行い、波動は無衝突減衰または成長をする。このような共鳴粒子と波動との作用を共鳴相互作用とよび、プラズマ波動のもつ特徴のひとつとなっている。共鳴相互作用の典型的な例は、電子ラングミュア波、あるいはイオン波のランダウ減衰である。波と同じように走る共鳴粒子はこれらの静電波のつくる電場を直流電場のように感じて加速され続けるか、または減速され続ける。このうち v_{ph} より少し速い粒子($v \geq v_{ph}$)は加速領域にいるより減速領域にいる方が、長時間共鳴条件を満たして、平均としてはエネルギーを失い、波にエネルギーを与える。逆に速い粒子($v \leq v_{ph}$)は波からエネルギーを得、波を減衰させる。図1に示すように、マクスウェル分布している粒子群では後者の粒子が多く、全体として波はランダウ減衰する。このとき減衰率は粒子の速度分布関数の $v = v_{ph}$ における勾配に比例することが示される。

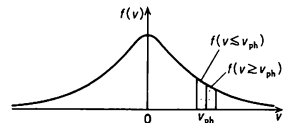


図 1

磁場中のプラズマの波動に対しては $\omega - k v_{Th} - n \omega_c = 0$ を満たす共鳴粒子による共鳴相互作用の結果、電子あるいはイオンのサイクロトロン高調波減衰が生じる。ただし ω_c はサイクロトロン振動数、 k_{\parallel} 、 v_{Th} はそれぞれ磁場方向の、波の波数と電子あるいはイオンの熱速度である。 $n=0$ のときがランダウ減衰、 $|n|=1$ がサイクロトロン減衰、 $|n| \geq 2$ はサイクロトロン高調波減衰に対応する。

電子ビーム・プラズマ系、あるいは電子電流が流れているプラズマ内では速度分布関数の勾配が正となり、共鳴粒子が全体としては波にエネルギーを与え、電子プラズマ波あるいはイオン音波が励起されることになる(図2)。これらは運動論的不安定性ともいわれる。

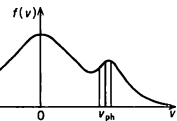


図 2

共鳴探針 [英 resonance probe, 独 Resonanzsonde, 仏 sonde résonnante, 露 резонансный зонд] プラズマ計

測に使われるラングミュア・プローブの電子電流入領域において、プローブの電位に小振幅の高周波電圧を重畳し、電圧電流特性の非直線性による高周波検波電流を測定して、その周波数応答からプラズマの電子密度を、またプローブ電流の変化から電子温度を求める方法。

電子密度の測定原理は、高周波探針と同じであるが、ラングミュア・プローブの非直線特性を利用して高周波の検波電流を直接に測定する。電流は、プラズマレゾナンス ($\omega = \omega_p$) において極小値を示し、これから電子密度がわかる。電子温度は次のようにして求められる。ラングミュア・プローブの電子電流は $J_{dc} = J_0 \exp(-eV_{ac}/k_B T_e)$ で与えられる。ここで、 J_0 は電子飽和電流、 V_{ac} はプローブ電位、 T_e は電子温度、 e, k_B は電子の電荷、ボルツマン定数である。いま、高周波電圧 V_{ac} を重畳すると $V = V_{dc} + V_{ac} \sin \omega t$ となり、検波電流は $J_{ac} = J_{dc} \cdot I_0(eV_{ac}/k_B T_e)$ となる。ここで I_0 は第一種 0 次の変形ベッセル関数である。したがって高周波を重畳した場合と、しない場合との検波電流の比から電子温度 T_e が求められる。

共鳴中性子 [英 resonance neutron, 独 Resonanzneutron, 仏 neutron de résonance, 露 резонансный нейтрон] 1 eV から 100 eV 程度のエネルギーをもつ中性子は、原子核による共鳴吸収を起しやすいので共鳴中性子とよばれる。別な分類の仕方というエビサール中性子の一部に属する。

共鳴箱 [英 resonance box, 独 Resonanzkasten, 仏 chambre à résonance, 露 резонансная коробка] 音叉の基本音の振動数に近い気柱の共鳴をもつような寸法の本の箱のこと。共鳴箱に音叉の柄を押しつけると、基本音だけを大きくすることができる。厳密な共鳴状態だけを利用するものではないので、響箱というのが適当であるといわれている。

共鳴反応(原子核の) [英 resonance reaction, 独 Resonanzreaktion, 仏 réaction de résonance, 露 резонансная реакция] 原子核物理学で共鳴状態を経由する原子核反応を共鳴反応という。入射核が標的核に衝突し両者が一体になり形成される準安定状態を共鳴状態という。共鳴状態は特定のエネルギー E_r で生じ、固有の崩壊寿命 τ をもつ。したがって共鳴反応は、入射ビームのエネルギーが崩壊寿命 τ に対応するエネルギー幅 $\Gamma = \hbar/\tau$ の $E_r - \Gamma/2 \leq E \leq E_r + \Gamma/2$ の範囲内にあるとき起る。この際、反応断面積はエネルギーの関数としてこのエネルギー領域で幅が Γ の大きなピークをもつ。原子核の反応ではその持続する時間にしたがって共鳴のエネルギー幅が決り、微視的、中間または巨大な構造が反応断面積に現れる。

原子核の共鳴状態でも寿命の長いのは入射粒子と標的核が1つになった複合核状態である。原子核研究の初期に中性子の共鳴反応で見いだされたこの複合核状態は、原子核系の最も基本的な共鳴状態である。複合核状態は入射粒子のもつエネルギーが、複合した体系の励起しうる自由度にすべて分配されて生じた準安定状態で、長い反応過程を経て形成された共鳴状態である。したがって粒子崩壊する確率は非常に小さく、寿命は非常に長くなり、ときには 10^{-15} 秒に及ぶ。これが微視的共鳴である。また中くらいの時間で、少数の自由度(多くの場合集団運動の自由度)が励起され、入射粒子は崩壊できなくなり、準安定状態が形成されることがある。これは中間共鳴状態といわれ、粒子崩壊するか、さらに複雑な自由度の励起を起して分散し崩

壊する。この共鳴の一種で、性格が明確に理解されているものとして、アイソバリックアナログ状態を経由する共鳴反応がある。これはアイソスピンの選択規則のため崩壊しにくく、また分散しにくい共鳴状態である。また最近では、重イオン反応や誘起核分裂反応過程で共鳴現象が観測されている。前者は原子核の分子の状態を経る共鳴反応、後者は巨大変形をした状態を経る共鳴反応である。

最も寿命が短く幅が大きい共鳴はポテンシャル共鳴である。あまり高くないエネルギーの核子と標的核の弾性散乱断面積に現れる共鳴ピークは、吸収項をもつ光学ポテンシャル場におけるポテンシャル共鳴として記述できる。また、複合核準位の散乱振幅を適当なエネルギー幅で平均操作すると、ポテンシャル共鳴や中間共鳴などによる反応断面積に現れる構造が得られ、相互に関連して理解される。

共鳴ビーム取出し [英 resonant beam extraction, 仏 extraction résonnante, 露 вывод резонансного пучка] \Rightarrow 遅いビーム取出し

共鳴放射 [英 resonance radiation, 独 Resonanzstrahlung, 仏 radiation de résonance, 露 резонансное излучение] ある波長の光が気体に入射し、気体原子がこれをいったん吸収した後同じ波長の光を再放出するとき、この光を共鳴放射という。この過程は蛍光の一種であるので、共鳴蛍光ともいう。多くの場合、気体原子は基底状態にあるから、共鳴放射が起るためには、入射光が適当な波長をもっていて、その光を基底状態にある原子が吸収すればちょうど励起状態のひとつに励起されるようになっていなければならない。共鳴放射のうち、最低の励起状態に対応するものは、気体原子間の衝突で消光されない限り、吸収されたら必ずまた同じ波長の光として放出される。しかも気体内で再吸収されずすいから、気体の密度と密度の積が十分大きければ気体内で何回も吸収・再放出を繰返した後に初めてその気体の外へ出てくることになる (\Rightarrow 共鳴放射の閉じ込め)。原子スペクトルのなかで、共鳴放射に相当するスペクトル線、つまり基底状態への遷移によって生ずるスペクトル線を共鳴線とよぶ。これに反し励起状態間の遷移によって放出される光は基底状態にある原子によって吸収されず、共鳴線ではない。

共鳴放射の閉じ込め [英 imprisonment of resonance radiation, 独 Einfang der Resonanzstrahlung, 仏 piégeage de rayonnement de résonance, 露 заключение резонансного излучения] 気体原子などの共鳴線は、その原子が比較的密に存在する気体中では、放出、吸収の繰返しによって外部へほとんど出ることなく、その気体中に閉じ込められてしまうことがある。この現象を閉じ込めという。一般に原子の共鳴線は放射の遷移確率が非常に高く、発光や吸収の強度が大きいので、いわゆる共鳴放射を生じる。つまり、1つの原子は共鳴線の照射を受けると直ちに励起されるが、またすぐに受けた光と同じ波長の光を出してもとの状態に遷移する (\Rightarrow 共鳴放射)。そして放出された光は近くの原子によって吸収され、以下同じことが繰返されていわゆる多重散乱が起きる。このようにして一度気体中に入射した光は共鳴放射にあずかる原子が密であればそのなかに閉じ込められてしまうようになる。このような現象は、地球上層大気中における地球コロナとよばれるヘリウムや水素原子などの発光現象に見られる。これは地球の屋側の上層大気中でヘリウムや水素などの原子が太陽紫外線の照射を受けて出すそれらの原子固有の共鳴線、水素ライマン

α 線(121.6nm)や, He I線(58.4nm)の光が多重散乱によって夜側の上層大気中までまわり込んで光る現象である。ただし, この例でももちろん閉じ込めは完全ではなく一部の光は外側へもれ出ることによって起る現象であるが, 発光部分がある限られた層状(ヘリウムや水素の密度の大きい部分)になっているので, 光がそこに閉じ込められているように見える。

共鳴捕獲 [英 resonance capture, 独 Resonanzefang, 仏 capture de résonance, 露 резонансный захват] 粒子が分子, 原子, 原子核などに入射して, 共鳴状態を形成したのち, 捕獲される過程のことをいう。低エネルギーの中性子が原子核に入射し, 複合核の共鳴準位を通して捕獲される過程はその代表的なものである。また低速電子が中性分子と衝突してこれを解離し, 付着する(⇒解離性付着)ときにも, 中間状態で共鳴性の高励起状態になると考えられ, この現象を共鳴捕獲とよぶことがある。原子核による中性子の捕獲過程において, 余剰のエネルギーが γ 線として放出されるので, 中性子のエネルギーが低いほど, その断面積が大きい。というのは, 中性子のエネルギーが高くなると, 複合核の励起エネルギーが高くなり, 複合核が γ 線を放出する確率より中性子を放出する確率が大きくなるからである。エネルギーが数十keV以下の中性子の場合に, 複合核が γ 線を放出する幅 Γ_γ は, 核の質量数によらず約0.1eV程度であることが知られている。このような低速中性子に対して, 中重核以上($A \geq 50$)の核では, 複合核が中性子を放出する幅 Γ_n は Γ_γ より小さく, 中性子捕獲が主要な過程となる。これに対して軽い核や二重殻殻の核では, $\Gamma_n > \Gamma_\gamma$ となり, 中性子散乱が重要な過程となる。特に ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ のような核では, 共鳴準位を経由する(n, α)反応が起ることが知られている。低エネルギーの荷電粒子が原子核に入射するときには, クロソフ障壁が存在するため複合核を形成する断面積が小さく, したがって, 軽い核を除いては, 共鳴捕獲は起りにくい。

共鳴ラマン効果 [英 resonance Raman effect, 独 Resonanz-Raman-Effekt, 仏 effet Raman de résonance, 露 резонансное комбинационное рассеяние] ラマン散乱において, 励起光の波長が物質の吸収波長に近づくとき散乱強度が増加する現象。より一般的には, 多光子遷移にみられる共鳴効果のひとつである。通常のラマン散乱と異なり, 励起光の波長の変化によってスペクトルの形が敏感に変化する(⇒光散乱)。

共鳴ラマン分光 [英 resonance Raman spectroscopy, 仏 spectroscopie de résonance Raman, 露 спектроскопия резонансного комбинационного рассеяния] ⇒ ラマン分光

共鳴粒子 [英 resonant particle, 独 resonantes Teilchen, 仏 particule résonnante, 露 резонансная частица] プラズマ内を伝播する波動(振動数 ω , 波数 k)の位相速度 v_{ph} とほぼ等しい速度で走っている荷電粒子(電子あるいはイオン)は, 波動と共鳴相互作用をしてエネルギーの授受を行うので共鳴粒子とよばれる。プラズマ中の静電波は v_{ph} で動く座標系からみれば, 静止したポテンシャルと等価である。この座標系からみて速く走っている粒子(静止座標系からみて高速の粒子($v \gg v_{ph}$), 低速の粒子($v \ll v_{ph}$))はポテンシャルの山と谷を何度も乗越えるので, 時間平均した運動エネルギーは変化しない。これに対して $v \approx v_{ph}$ の共鳴粒子は運動座標系ではほとんど静止していて, ポテ

ンシャルの山と谷の間にとどまり続けるので, ポテンシャルのつくる電場を直流電場のように感じて, 加速され続けるか, または減速され続ける。したがって, 時間平均すると, 粒子の運動エネルギーは増加あるいは減少し, 波からエネルギーをもらうかあるいは波に与えることになる。共鳴粒子は, ポテンシャルが変化しないとみなせる時間 τ の間に半波長以下しか動かない粒子と定義される。すなわち $|v - \omega/k| \tau < \pi/k$ 。共鳴粒子の存在がプラズマ波動の特徴であって, ランダウ減衰, サイクロトロン減衰などの無衝突減衰を生じさせる。一方圧倒的多数の非共鳴粒子がプラズマ波動を支えている。

共役運動量 [英 conjugate momentum, 独 konjugierter Impuls, 仏 moment conjugué, 露 сопряжённый импульс] ⇒ 一般化運動量

共役演算子 [英 adjoint operator, 独 adjungierter Operator, 仏 opérateur adjoint, 露 сопряжённый оператор] $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$ をヒルベルト空間, $(\cdot)_1, (\cdot)_2$ をそれらの内積とする($\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_2$ の場合も含める)。 T を \mathcal{H}_1 から \mathcal{H}_2 への(必ずしも有界ではない)線形演算子で, その定義域 $\mathcal{D}(T)$ が \mathcal{H}_1 で稠密なものとする。このとき, \mathcal{H}_2 の線形部分空間 $\mathcal{D}(T')$ を次のように定義する: $y \in \mathcal{D}(T')$ に対して, ある $z \in \mathcal{H}_1$ があって, すべての $x \in \mathcal{D}(T)$ に対して

$$(Tx, y)_2 = (x, z)_1$$

が成立する。 $\mathcal{D}(T)$ が稠密であるので, z は式によってただ1つに限られる。したがって, 各 $y \in \mathcal{D}(T')$ に対して $T'y = z$ によって, $\mathcal{D}(T')$ を定義域とする \mathcal{H}_2 から \mathcal{H}_1 への線形演算子 T' が定義される。この T' のことを T の共役演算子とよぶ。 $\mathcal{D}(T')$ は, 一般には \mathcal{H}_2 で稠密ではない。 T が有界演算子で $\mathcal{D}(T) = \mathcal{H}_1$ のときは, $\mathcal{D}(T') = \mathcal{H}_2$ であり, T' も有界演算子である。

共役空間 [英 dual space, 独 dualer Raum, 仏 espace dual, 露 дуальное пространство] 量子力学, 統計力学, 場の量子論における状態は, 適当なバナッハ空間の共役空間と関連している。一般に, X をバナッハ空間とすると, X の上から C への有界線形演算子(⇒演算子)を X 上の連続線形関数という。 X 上の連続線形関数全体の線形空間をつくるのがわかる。この線形空間を X の共役空間とよび, X' で表す。 X' における和およびスカラー倍は, $f, g \in X'$ とすると, $(f+g)(x) = f(x) + g(x)$, $(af)(x) = af(x)$, $x \in X, a \in C$ によって定義される。 X' は演算子のノルム(⇒演算子)をノルムとしてバナッハ空間になる。 X がヒルベルト空間の場合は, リースの定理によって X と X' が同形(⇒同形写像)となるので, この意味で $X = X'$ となる。共役空間の概念はバナッハ空間よりもっと一般に位相線形空間(⇒位相空間)にも拡張され, その上の連続線形関数(⇒汎関数)の全体のつくる線形空間として定義される。量子力学に現れる規格化されえない一般状態, たとえば平面波状態 $\exp[ip \cdot x]/(2\pi)^{3/2}$ は, ある関数空間の共役空間の元とみることができ, これによってそのような状態を扱う物理的形式的議論をしかりとした数学的枠組の中に収めることができる(⇒一般化された固有関数)。

共役結合 [英 conjugated bond, 独 konjugierte Bindung, 仏 liaisons conjuguées, 露 сопряжённая связь] ある種の化学結合に対して用いられる名称。共役という語は, 複素共役, エルミート共役, 正準共役, 群の共役類な

どの用例でわかるように、一對のものが対称的な関係で結ばれているときに使われる。共役は conjugate の訳語であって、conjugate とは、一對の牛や馬などをくびき(軛)でつなぐことである。軛を役と略記したため本来の意味が希薄になってしまった(図1)。



図1

分子理論では、二重結合と一重結合が1つおきにつながっている構造を、二重結合を牛、一重結合をくびきとみたてて、共役二重結合の構造という。牛に相当する部分が三重結合のときは共役三重結合(一般には共役多重結合)という。牛が全部同じでないこともある。たとえば炭素の代りに窒素や酸素が入ることもある。またアシル基のように二重結合と不對電子が結ばれる場合、アセトアミドのように二重結合と孤立電子対とが結ばれる場合などがある。これらを総称して共役系という(図2)。トルエンのようにメチ

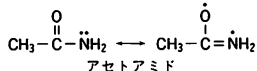
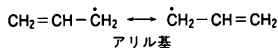


図2

ル基(一般にはアルキル基)のH₃グループが牛の役をする場合を超共役という(⇒超共役)。共役系ではπ軌道(分子面での鏡映で反対称の軌道)を占める電子、すなわちπ電子が二重結合の部分に局在しないで一重結合の部分にまで広がる性質がある。そのよい例にブタジエンがある。この分子では中央のC-Cの長さは1.463 Å, 両端のC=Cの長さは1.3405 Åであり、通常の一重結合の長さ(1.534 Å)、二重結合の長さ(1.337 Å)と比べると、特に中央のC-Cの長さの減少が目立つ。また、二重結合が完全に両端に局在した場合よりも14.6 kJ・mol⁻¹だけ安定である。これを共鳴エネルギーという。これらの現象はブタジエンが図3のように2つの構造の間で共鳴しているとして説明さ

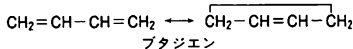


図3

れる。このときπ電子は4個の炭素上に広がっている。共役結合のほかのよい例はベンゼン(C₆H₆)である。ベンゼンでは炭素原子は正六角形の頂点にあり、辺の長さは等しく1.397 Åであり、上記の一重結合と二重結合の値の間にある。また共鳴エネルギー(1つのケクレ構造のもつエネルギーと実在のベンゼンのエネルギーとの差)は163 kJ・mol⁻¹と非常に大きい。これらの現象はベンゼンの2つのケクレ構造の間の共鳴で定性的に理解することができ、π電子は六員環の結合全体に広がることが推論される。このように共役系の特徴は、原子価結合法のことばを用いると、π電子の電子構造に共鳴が見られることであり、それに伴ってπ電子が系全体に広がることである。同じことを分子軌道法のことばで述べるとπ電子の分子軌道が非局在化するところである。

共役光線 ⇒ 幾何光学

共役点 ⇒ レンズ

共役波 [英 conjugate wave, 仏 onde conjuguée, 露

сопряжённая волна] 非線形光学の光混合現象において、入射光と複素共役な空間依存性をもつ波を発生することができる。これを(位相)共役波という。周波数νの3つの波E₁, E₂, E₃を入射して第四の波E₄を発生させる四光波混合が古典的な例である。E₄をE₁の共役波にするためには、E₂とE₃を互いに反平行に入射すればよい。すなわち、それぞれの光電場を

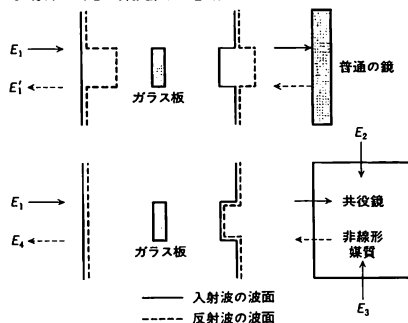
$$E_j = E_j(r) \exp[-i(\nu t - k_j \cdot r + \phi_j(r))] + E_j^*(r) \exp[i(\nu t - k_j \cdot r + \phi_j(r))] \quad (j=1, 2, 3) \quad (1)$$

と書いて、k₃ = -k₂ ととっておくと、E₁, E₂, E₃の積から

$$P_4 = \chi E_1^*(r) E_2(r) E_3(r) \exp[-i(\nu t + k_1 \cdot r - \phi_1(r) + \phi_2(r) + \phi_3(r))] + \text{complex conjugate} \quad (2)$$

という非線形分極が現れる。ここにχは定数(非線形感受率)である。式(2)を式(1)のj=1としたものと比べると、k₁・r - φ₁(r)の項が互いに複素共役になっている。したがってP₄から発生する共役波E₄はE₁に対し反平行に進み、しかもφ₁(r)によって表わされる波面は元のE₁と同じ形(重ね合わせられる)になっている(φ₂とφ₃はE₁に関して定数である)。これはまたE₁の波が波面の形をそのままにして時間反転をしたものと考えてもよい。

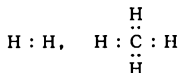
この共役波の特徴は、E₁が図のように位相板を通して波面を乱して入射しても、E₄が再び同じ位相板を通るともとの波面が再生されることである。この性質から光学的に不均一な媒質を通った光の再生や、同時刻ホログラフィ、拡散する光の集光法に応用される。



共役類 [英 conjugate class, 仏 classe d'éléments conjugués, 露 сопряжённый класс] 群Gの元aとbに対し、b = gag⁻¹であるようなGの元gが存在するとき、aとbはGで共役であるといい、a ~ bと書く。これは同値関係であるから、関係~によってGを同値類に分けることができる。その同値類を共役類という。いまaを含む共役類、すなわちaに共役元全体の全体をG_aとする。つきにG_aに含まれないGの元を1つ選び、これをbとして、bに共役元全体の全体をG_bとすると、G_aとG_bは共通部分をもたない。この操作を繰り返していくと、Gは互いに共通部分をもたない部分集合の直和G_a + G_b + G_c + ...になる。共役類は代表元a, b, ...などの選び方に依存せずに定まる。ユニタリ行列Uは、適当にユニタリ行列Vをとると、VUV⁻¹が対角行列となる。したがって、ユニタリ群U(n)の同値類の代表元としては、絶対値1の複素数を対角成分とする対角行列をとることができる。

共有結合 [英 covalent bond, 独 Kovalenzbindung, 仏 liaison covalente, 露 ковалентная связь] スピンの向きの異なる2個の電子(電子対)が分子内の2原子、Xと

Y, に対等に共有することによって生じる結合を共有結合とよぶ。結合に関与している X 原子と Y 原子に属する規格化された原子軌道関数を x_x と x_y , スピンの上向き状態を α , 下むきの状態を β で表せば, 原子価結合法によって共有結合 X-Y を表す波動関数は $N[x_x(1)x_y(2) + x_y(1)x_x(2)]2^{-1/2}[a(1)\beta(2) - \beta(1)\alpha(2)]$ の形となる。ここで N は規格化定数で, 2 個の電子の座標を 1 および 2 とした。この場合, 電子の電荷分布はほぼ, それぞれの原子核を中心とする 1 個の電子の電荷分布の和になる。したがって負電荷の中心は X-Y 結合の中心にほぼ一致するため双極子モーメントが小さい。このため, 共有結合を等価結合とよぶこともある。なお, 上記の波動関数を用いる場合, 原子軌道関数として一般には混成軌道関数を考えるため, それぞれの電子の電荷分布の中心は対応する原子核とは一致せず, 結合が異種の原子から生じる場合は, 結合に関与している電子の電荷分布の中心は結合の中心と完全には一致しない。共有結合は, しばしば結合に関与している電子を点で表し



の形の記号で示される。一般に, 等核二原子分子などの同種の原子間の結合や, 炭化水素における C-H 結合などの電気陰性度の差の小さい原子間の結合では, このような共有構造の寄与が大きいので, 共有結合であるといわれている。しかしこの場合においてもイオン構造の寄与を無視することはできず, したがってこのような表現は厳密には正しくない。共有結合は, 現実の化学結合を理想化した概念である。なお, 上記の二重結合のほか, $\text{C}=\text{C}$ などの二重結合, $\text{C}\equiv\text{C}$ などの三重結合などほとんどの分子における化学結合, およびダイヤモンドの C-C 結合などの結晶中における結合において, 共有結合がかなりの寄与をしている (\Rightarrow 共有構造)。

共有結晶 [英 covalent crystal, 独 kovalenter Kristall, 仏 cristal covalent, 露 ковалентный кристалл] 各隣接 2 原子が一对の電子を共有することによって量子力学的結合力 (\Rightarrow 共有結合) で結ばれた結晶。その典型である IV 族元素の四配位結晶のうち, 結合力の大きいダイヤモンドや SiC は硬度, 融点, 沸点も高く, よい絶縁体である。バンド構造としては, 共有結合にあずかる結合軌道が価電子帯 (充満帯) を, 反結合軌道が伝導帯 (空帯) を形成すると考えることもできる。結合力の弱い Si, Ge ではバンドギャップも小さく, 真性半導体になりやすい。IV 族結晶から III-V, II-VI 化合物へと進むに従い, イオン性が増すとともに共有結合性が弱くなる。共有結晶の母体原子を, 原子価のより大きい(小さい)不純物原子で置換すると, 隣接原子との共有結合で余剰(不足)となった電子が伝導帯電子(価電子帯正孔)となって電流に寄与する (\Rightarrow 外來半導体, ドナー, アクセプター)。

共融合金 [英 eutectic alloy, 独 eutektisches Gemisch, 仏 alliage eutectique, 露 эвтектический сплав] \Rightarrow 共晶

共有構造 [英 covalent structure, 独 kovalentes Gefüge, 仏 structure covalente, 露 ковалентная структура]

二原子分子 XY において, 2 つの原子 X と Y がスピンの向きの異なる 2 個の電子を共有しているとき, この分子の電子構造は共有構造であるという。X 原子と Y 原子の原子軌道関数をそれぞれ x_x と x_y とし, スピンの上向きの

状態を α , 下向きの状態を β で表せば, 原子価結合法により X と Y との共有構造は, $N[x_x(1)x_y(2) + x_y(1)x_x(2)]2^{-1/2}[a(1)\beta(2) - \beta(1)\alpha(2)]$ の形の波動関数で表すことができる。ここで N は規格化定数で, 2 個の電子の座標を 1 および 2 とした。共有構造のみで表される化学結合が純粋な共有結合であるが, これは一種の理想化である。多原子分子の場合にも, 構成原子の間のすべての結合が 2 原子間の共有結合で表せるときこの分子の電子構造は共有構造であるという (\Rightarrow イオン(性)構造, 共有結合)。

共融混合物 [英 eutectic mixture, 独 eutektisches Gemisch, 仏 mélange eutectique, 露 эвтектическая смесь] = 共晶

共融点 [英 eutectic point, 独 eutektischer Punkt, 仏 point eutectique, 露 эвтектическая точка] 成分 A, B より成る系で, 液相では完全に溶けあうが, 固溶体をつくらず, 別々の固相をつくる場合, 定圧での融点-組成図は図 1 のようになる。2 つの融点曲線 AE, BE の交点 E は融

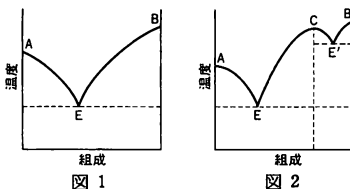


図 1

点の極小値を示し, これを共融点という。共融点における組成を共融組成, 共融組成をもつ固相を共融混合物という。相律によりこの場合の自由度は 1 であり, 圧力一定の場合には共融点はただ 1 点に定まる。したがってこの条件にある二成分系はあたかも一成分系のような挙動を示し, 凝固, 融解の間一定温度を維持する。二成分が熱的に安定な分子化合物をつくる場合には, 融点-組成図は図 2 のようになり, 調和融点(分子化合物が同じ組成の溶液と安定平衡に存在する場合, その融点 C を調和融点という)の両側に 2 つの共融点 E, E' をもつ。分子化合物をつくっても, 融点に達する前に分解する場合には, 融点-組成図は図 3 のようになり(点 D を非調和融点または包晶点とい

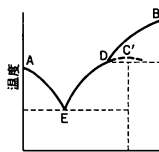


図 3

う), 共融点は 1 つしかない。三成分系の場合, 液相と 2 種の固相が平衡に存在する系の自由度は 2 で, 定圧における共融点は組成に依存し, 共融線を与える。定圧で液相と 3 種の固相が平衡に存在する条件は, 2 本の共融線の交点で, ただ 1 点に定まり, これが三成分系の共融点である。

強誘電型振動 [英 ferroelectric mode, 仏 mode ferroélectrique, 露 сегнетоэлектрическая мода] 変位型強誘電体に存在する格子振動で, その周波数が低く, 温度が低下すると周波数の低下するものをいう。変位型強誘電体においては, イオンが動くと分極し, この分極によって, イオンをさらに同じ方向に動かす静電力が働き, この遠距離力と, 非線形な格子力(復元力: 短距離力)とがほぼつり合

っている。そのため非常に低波数の横波光学モードの格子振動が存在する。温度が下がると、格子力の非線形性のために、復元力が減少し、格子振動の周波数はさらに減少する。この格子振動を、強誘電型振動という。強誘電型振動の周波数が0になると、格子が不安定になって強誘電相転移が起る。強誘電型振動はソフトモードの一種である。

強誘電性 [英 ferroelectricity, 独 ferroelektrizität, 仏 ferroélectricité, 露 ферроэлектричество] ⇒ 強誘電体

強誘電性半導体 [英 ferroelectric semiconductor, 独 ferroelektrischer Halbleiter, 仏 semiconducteur ferroélectrique, 露 сегнетоэлектрический полупроводник] 強誘電の性質を併せもつ半導体で、半導性に關与しているキャリアが物質中に生じる電気分極によって強く影響されるものである。BaTiO₃やSbSIなど、かなり複雑な構造をもつ物質が知られている。これらの物質はすべて変位型強誘電体、つまりイオンが相対的に変位して電気分極を生ずるものである。強誘電性転移温度以下では自発分極が、また一般には外部電場による誘起分極が存在するが、これらは温度や電場によって変化する。したがって半導性に重要なバンド構造や不純物単位に大きな温度変化や電場変化が生じることが期待される。特に光の吸収端が電場によって移動するなどの大きな電気光学効果を示すので、光エレクトロニクスへの応用が考えられている。

強誘電相転移 [英 ferroelectric phase transition, 独 ferroelektrischer Phasenübergang, 仏 transition de phase ferroélectrique, 露 сегнетоэлектрический фазовый переход] 構造相転移のうち、秩序変数が電気分極 P で、その分極のゆらぎが転移点に近づくに従って増大し、転移点で発散して格子が不安定になる相転移を強誘電相転移という。相転移より高温側の温度領域の相を常誘電相、低温側の温度領域の相を強誘電相といい、転移点をキュリー点という。常誘電相では、電気感受率 $\epsilon_0\chi$ はキュリー-ワイスの法則

$$\frac{1}{\epsilon_0\chi} = \frac{T - T_0}{C}$$

に従う(⇒キュリー-ワイスの法則)。強誘電相では、秩序変数 P の自発値が0でなく、自発分極が存在する。自発分極は転移点に近づくに従って減少する。転移が二次転移であれば、転移点は臨界点であり、自発分極は転移点において連続的に0になる。転移が二次転移に近い一次転移であれば、臨界点に達する以前に転移を起し、自発分極は不連続的に0になる。強誘電体は変位型強誘電体と秩序無秩序型強誘電体に分類できる(⇒変位型強誘電体)。変位型強誘電体では、横波光学モードのソフトモードが存在し(⇒強誘電型振動)、そのモード周波数が、常温相から転移点に向かって温度を下げると減少し、転移点で0になるとき相転移が起り、このときソフトモードが凍結して自発分極が生じる(⇒変位型強誘電体)。秩序無秩序型強誘電体では、一定の双極子モーメントをもつ双極子が、高温では熱振動によって無秩序に配向して全体として双極子モーメントをもたないが、温度が下がってキュリー点に近づくとき緩和時間が発散して臨界減速が起って秩序状態へ転移し、自発分極が生じる。強誘電体結晶に静水圧を加えると、変位型強誘電相転移の場合には、格子がたかくなり、短距離力(⇒変位型強誘電体)が増大するから、温度を下げてでも強誘電状態へ転移しにくくなる。すなわち、転移点は下がる。

一方、秩序無秩序型強誘電相転移の場合には、双極子相互作用が強くなって転移点は上がる。このことは、極めて多数の変位型、および秩序無秩序型強誘電体で、例外なく確認された。強誘電相転移に伴ういろいろな現象は

$$F(T, P) = F(T, 0) + \frac{T - T_0}{2C} P^2 + \frac{\epsilon}{4} P^4 + \frac{\zeta}{6} P^6$$

の形の自由エネルギーから導き出すことができる。以上に述べた強誘電相転移は真性強誘電相転移とよばれる。強誘電体の相転移は複雑なことが多く、温度を変えるといくつかの強誘電相に次々と転移したり、強誘電相から非強誘電相を経て、また強誘電相が現れたりなどする。

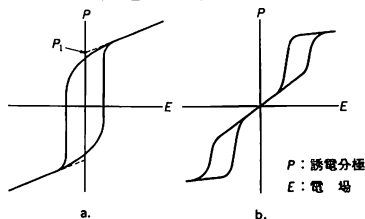
非強誘電相から強誘電相への転移は、必ずしも真性強誘電相転移ではなく、すなわち、秩序変数は必ずしも分極 P でなく、ほかの秩序変数たとえば q_1, q_2 であり、転移に際し、 q_1, q_2 のゆらぎが発散し、 q_1, q_2 と P との結合を通じて強誘電相が誘起される場合もある。このような場合、相転移に伴ういろいろな現象は、たとえば

$$F(T, q_1, q_2, P) = F(T, 0, 0, 0) + \frac{a_0}{2}(T - T_0)(q_1^2 + q_2^2) + \frac{\beta_1}{4}(q_1^4 + q_2^4) + \frac{\beta_2}{2}q_1^2 q_2^2 + \frac{\epsilon}{6}(q_1^2 + q_2^2)^2 + \frac{k}{2}P^2 + \mu P q_1 q_2$$

の形の自由エネルギーから導き出すことができる。秩序変数 q_1, q_2 に対する応答関数はキュリー-ワイスの法則に従って発散するが、帯電率は一般にキュリー-ワイスの法則に従わない。たとえばモリブデン酸ガトリニウム(GMO)では、秩序変数はブリュアン境界のソフトフォノンのモード座標で、転移点でイオンのスタガード変位が凍結する(⇒構造相転移)。イオンの自発的なスタガード変位に結合して、自発ひずみや自発分極が生じて、強誘電性が誘起される。このような相転移は、外性強誘電相転移とよばれる。

常誘電相で、誘電率の逆数がキュリー-ワイスの法則($1/\epsilon = K(T - T_0)$)に従っても、 T_0 が極低温の領域にあると、量子効果のために($1/\epsilon$) $-T$ 関係は直線からずれ、誘電率はある値を超えない。たとえば、SrTiO₃は、約110 Kでゾーン境界相転移(⇒構造相転移)はするが、キュリー-ワイスの法則から予想される $T_0 = 32$ Kを超えて冷却しても強誘電相へ転移しない。

強誘電体 [英 ferroelectrics, 独 Ferroelektrika, 仏 ferrélectrique, 露 сегнетоэлектрик] 自発分極をもつ結晶すなわち極性結晶に、外部から電場を加えると、自発分極ベクトルの方向が反転するならば、この結晶を強誘電体といい、その性質を強誘電性という。強誘電体に電場を加え、電場を変化させながら誘電分極の値を測定すると、自発分極が反転して図aのようなヒステリシス曲線が観測される。一般に強誘電体は相転移をする(⇒強誘電相転移



移)・転移点より高温の常誘電相では自発分極は存在せず、温度を下げていくと、転移点で自発分極が発生し、さらに温度を下げていくと、自発分極の値はしだいに増大する。したがって、強誘電体結晶の温度を変化させるとピロ電気現象(焦電現象)が観測される。各温度における自発分極の値は、ヒステリシス曲線の観測からも、ピロ電気(焦電性)の測定からも求めることができる。強誘電相転移は、二次転移のものもあれば、二次転移に近い一次転移のものもある。後者の二次に近い一次転移の場合には、転移に温度履歴があり、転移点直上で図1に示すような二重ヒステリシス曲線が観測される。強誘電体は強誘電相(⇒強誘電相転移)では分域に分れて分域構造を形成しており、分極反転は、分域境界が移動することによって起る(⇒強誘電分域、分域)。

強誘電体は、強誘電性発生の機構によって、変位型強誘電体と秩序無秩序型強誘電体に分類され(⇒変位型強誘電体)・また、秩序変数のいかんによって、真性強誘電相転移と外性強誘電相転移に分類される(⇒強誘電相転移)。真性強誘電相転移をする強誘電体では、誘電率はキュリーワイスの法則に従うから、転移点近傍では極め大きくなる。変位型強誘電体ではキュリー定数が大きいから、転移点からかなり離れた、なお誘電率はたいへん高い。強誘電相は極性点群に属するから、強誘電相では圧電性が存在する。常誘電相が圧電性をもつ点群に属する強誘電体と、属さないものがある。常誘電相が圧電性を示さない場合、常誘電相で電歪効果が存在する。強誘電体には、圧電定数や電歪定数が顕著に大きいものが多い。強誘電体の磁器は、そのままで結晶軸の方向が無秩序に分布し、圧電性を示さないが、分極処理を施せば、圧電性を付与することができる。対称性の考察からわかるように、圧電性が存在するときには、線形電気光学効果(⇒電気光学効果)、光第二高調波発生効果(⇒光高調波発生)などが存在し、電歪効果が存在するときは、二次電気光学効果(⇒電気光学効果)などが存在する。強誘電体には、これらの効果が顕著に大きいものが多い。また、強誘電体のうち、ある結晶点群に属するものは自然旋光性を持ち、外部電場によって分極が反転すると、それに応じて左旋性と右旋性が交替する(例:5P3G)。

強誘電体は、誘電率が高いことを利用したコンデンサーとしての応用をはじめとして、圧電性を利用した圧電素子、トランスデューサー、表面音響波素子、濾波器、電歪を利用したトランスデューサー、一次および二次電気光学効果を利用した光学素子としての応用、ピロ電気効果(焦電効果)を利用した赤外線検知器など、広く工業的に応用されている。現在、非常に多くの強誘電体が知られている。主要なものを付録の表に掲げる。

強誘電分域 [英 ferroelectric domain, 独 ferroelektrische Domäne, 仏 domaine ferroélectrique, 露 сегнето-электрический домен] 強誘電体は一般に強誘電分域に分れており、分域の内部では分極の値は一定で自発分極の値に等しい。分極反転(⇒強誘電体)は分域境界の移動により起る。強誘電分域は結晶の双晶に他ならない。強磁性体の磁区との類推から、強誘電分域は自発分極による静電エネルギーを減少させるために生ずると単純に考えられやすいが、これは誤りであることが明らかにされている。正分極をもつ分域成分と負分極をもつ分域成分とはエネルギーが等しく、互いに双晶の関係にあり、ひずみの適合条件を

満たすように境界をつくって分域構造を形成する。分域の配置や、形状、大きさなどは、電場、応力、転移点を通過するときの温度分布などによって定まる。転移などの結晶欠陥、「す」などの巨視的欠陥が、分域構造に影響を及ぼすことが知られている。

強粒子 = ハドロン

協力現象 [英 cooperative phenomena, 独 kooperative Erscheinungen, 仏 phénomènes coopératifs, 露 кооперативные явления] 物質を構成する個々の要素(たとえば分子や磁性体のスピンなど)の間の相互作用が協力的に働くことにより、個々の要素、単独では見られない質的に新しい性質を示す現象。その最も典型的なものは相転移である。たとえば常磁性・強磁性相転移では、磁気モーメントを担うスピンの間の相互作用によって近くにあるスピンは同じ方向を向こうとする傾向がある。キュリー温度ではこの傾向が体系全体に広がって、その温度以下で自発磁化が現れ強磁性を示す。しかし、このような現象が見られるのは相転移のような巨視的レベルに限らない。たとえばヘモグロビンのような分子においても、それを形造っている4個のミノグロビンの間の協力的相互作用によって酸素原子の吸着、解離を協力的に制御している。

行列 [英 matrix, 独 Matrix, 仏 matrice, 露 матрица] 自然数 m, n に対して、 mn 個の数(一般に複素数) a_{ij} ($i=1, 2, \dots, m; j=1, 2, \dots, n$) を

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1} & a_{m2} & & a_{mn} \end{pmatrix}$$

の形に並べたものを行列またはマトリックスといい、これを1つの大文字 A で表したり、またはその要素を明記するために (a_{ij}) と書いたりする。行列を構成する要素 a_{ij} を行列 A の (i, j) 成分といい、 mn 個の成分がすべて実数であるときにはその行列は実行列とよばれる。行列の横のひと並びを行(row, line), 縦のひと並びを列(column)とよび、それぞれをベクトルとみなして行ベクトルまたは列ベクトルということもある。行の数 m , 列の数 n の行列を (m, n) 型行列と名づけ、特に $m=n$ のときにこれを正方行列という。

行列の加減乗除などの演算は次のように定義される。まず行列 $A=(a_{ij})$ と $B=(b_{ij})$ が等しいとは、その2つの行列がともに (m, n) 型で(これを同型という)、かつその対応するすべての成分に対して $a_{ij}=b_{ij}$ が成り立つことであって、これを $A=B$ で表す。行列 A と B の加法および減法はそれらが同型のときのみ意味をもち、 $C=A \pm B$ は成分 $c_{ij}=a_{ij} \pm b_{ij}$ をもつ行列 $C=(c_{ij})$ として定義される。 λ を任意の数とすると、 $C=\lambda A$ は成分 $c_{ij}=\lambda a_{ij}$ をもつ行列である。行列の加法と減法においては結合則、分配則、可換則が成り立つ。

行列の積は (m, l) 型の行列 A と (l, n) 型行列 B のように、 A の列と B の行の数が等しいときにのみ定義され、積 $C=AB$ は成分 $c_{ij}=\sum_{k=1}^l a_{ik}b_{kj}$ をもつ (m, n) 型の行列となる。行列の積においては、結合則と分配則は成り立つが、可換則は一般には成立しない。すなわち A, B がともに n 次元正方行列であるとき一般には $AB \neq BA$ 。

成分が δ_{ij} (クロネッカーの δ 記号)であるような正方行

列を単位行列という。これを I と書くとき、 $AB=BA=I$ を満たす行列 B を A の逆行列とよび、記号 A^{-1} で表す。 A の逆行列 A^{-1} が存在する条件は A の行列式が 0 でないこと ($\det A \neq 0$) である。このとき A は正則であるという。行列 C の正則行列 A による割り算は、逆行列を用いると $C/A=CA^{-1}$ と書ける。

量子力学では行列を物理量または演算子に対応させる (行列力学)。また列ベクトル x に行列 A を掛けると $Ax=y$ で決まるベクトル y が得られ、逆行列 A^{-1} が存在すれば $x=A^{-1}y$ となるから、行列はベクトル間の変換を表現しているとみなすことができる。

行列式 [英 determinant, 独 Determinante, 仏 déterminant, 露 определитель] n 次の正方行列 $A=(a_{ij})$ に対して $n!$ 項から成る和

$$\sum_{\sigma} (\text{sgn } \sigma) a_{1\sigma_1} a_{2\sigma_2} \cdots a_{n\sigma_n}$$

を A の行列式という。ここで

$$\sigma = \begin{pmatrix} 1 & 2 & \cdots & n \\ i_1 & i_2 & \cdots & i_n \end{pmatrix}$$

は $(1, 2, \dots, n)$ から (i_1, i_2, \dots, i_n) への置換, $\text{sgn } \sigma$ はその符号で、偶置換では $\text{sgn } \sigma = 1$, 奇置換では $\text{sgn } \sigma = -1$ とする。行列式には

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \cdots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \cdots & a_{nn} \end{vmatrix}, |A|, \det A$$

などの記号が用いられる。 A の行列式は行列 A の各行または各列の成分についての一次同次式であり、 A の任意の 2 行または 2 列の入れ替えによってその符号を変える。 $\det A$ は A の小行列式を用いて $\sum_{j=1}^n (-1)^{i+j} a_{ij} \det A_{ij}$ ($j=1, 2, \dots, n$), または $\sum_{i=1}^n (-1)^{i+j} a_{ij} \det A_{ij}$ ($i=1, 2, \dots, n$) のように展開できる。行列式は $\det AB = \det A \det B$, $\det A = \det A^T$ (A^T は A の転置行列) などの性質をもつ。

n 個の列ベクトル $(a_{1i}, a_{2i}, \dots, a_{ni})$ ($i=1, 2, \dots, n$) が線形独立のときには $\det A \neq 0$, 線形従属のときには $\det A = 0$ となる。これは n 個の行ベクトルについても同様である。

行列要素 (量子力学) [英 matrix element, 独 Matricelement, 仏 élément de matrice, 露 матричный элемент] 量子力学において、物理量を表す演算子を、状態ベクトル空間内での変換行列で表現したとき、その行列の要素をいう。量子力学では系の状態をヒルベルト空間のベクトル、物理量をそれに作用する演算子で表す。これを具体的に行列の形で表すにはヒルベルト空間の基底として、適当な物理量を表す演算子 F の固有ベクトルでつくる完全正規直交系 $x_1(q), x_2(q), \dots$ をとることが多い。そうすると、物理量 $A(q, -i\hbar \partial / \partial q)$ は、無限次元の行列

$$\begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & \cdots \\ A_{21} & A_{22} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}$$

で完全に指定される。 A_{mn} は

$$A_{mn} = \int x_m^*(q) A x_n(q) dq$$

で求められ、 A の行列要素とよばれる。基底としてよく用いられるのはハミルトニアン H の固有関数である。無摂動系のハミルトニアン H_0 の固有関数を基底にして、摂動 H' の

行列要素 H'_{mn} を求めると、 $H' = 0$ のときに状態 m にあった系が H' によって状態 n に遷移する確率が $|H'_{mn}|^2$ に比例することが示される。

行列力学 [英 matrix mechanics, 独 Matrizenmechanik, 仏 mécanique de matrice, 露 матричная механика] 量子力学の形式のひとつで、1925 年に W. Heisenberg によって提唱された。M. Born は、Heisenberg の理論が行列を用いて記述できることを見抜き、P. Jordan とともに、その理論を行列力学とよばれる数学的な形式にまとめ上げた。行列力学は、すぐ $E. W. Pauli$ によって水素原子の問題に応用され、正しいエネルギー準位を与えることが示された。行列力学では、粒子の位置座標や運動量のような力学量は、エルミート行列で表される。特に、系の一般化座標 q_1, q_2, \dots, q_f とその共役運動量は、次のような交換関係を満たす行列で表される。

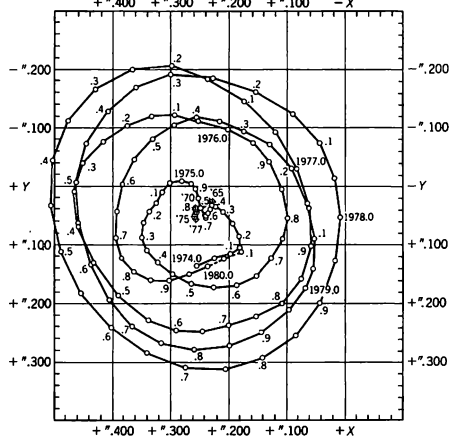
$$[q_k, p_l] = i\hbar \delta_{kl}, \quad [q_k, q_l] = [p_k, p_l] = 0$$

ただし、 I は単位行列、 δ_{kl} はクロネッカーの δ 記号を表す。これらの力学量の時間変化は、ハイゼンベルクの運動方程式に従う。それは、古典力学の正準方程式で、ポアソン括弧 $\{, \}$ を交換子 $-i\hbar[,]$ で置換えて得られる。物理量の観測値は、その物理量を表す行列の固有値のどれかになる。特に、系のとりうるエネルギーは、ハミルトニアンを表す行列の固有値で与えられる。したがって、ハミルトニアン H の固有値を求める問題が、行列力学の主要な課題となる。この行列力学は、少し遅れて提唱された波動力学と同等の内容をもつことが証明され、さらに、ディラック-ヨルダンの変換理論を経て、1つの量子力学という体系に統合された (→量子力学)。

極移動 [英 polar wandering, 独 Polwanderung, 仏 migration de pôle, 露 миграция полюса] 地球の自転軸と地表との交点 (自転極) および地磁気の極 (磁極) が、地質年代を通じて地表に対して移動したことをいう。極の永年変化ともいう。古気候学、古生物学から推定される石炭紀の北極は太平洋中部、南極はアフリカ東南部にあり、古気候学から推定される磁極もほぼ同じ位置にあった。これらの極の位置から現在の極までの移動量は数千 km の距離になる。現在観測の行われている極運動の結果によれば、極は西経 70° の方向に年間ほぼ 10 cm の速さで移動していると考えられる。もしこの速さが石炭紀 (約 3.5 億年前) から続いていると仮定すると、その移動距離は約 35000 km になる。この移動距離は古気候学・古地磁気学の研究によるものに比べてはるかに大きいという問題がある。極移動をさらに精密に決定するため、超長基線電波干渉計による極運動の観測が行われている。

極運動 [英 polar motion, 独 Polbewegung, 仏 mouvement du pôle, 露 движение полюса] 地球の自転軸と地表との交点 (極) が地表に対して移動すること。L. Euler は剛体の自由運動を研究して、地球を剛体と仮定すると自転軸が最大慣性モーメント軸 (形状軸) のまわりを周期 305 恒星日 (オイラー周期という) で回ることを予言した。極運動が起ると天文経緯度は変化する。K. F. Küstner は 1888 年に緯度変化を発見し、S. C. Chandler は緯度変化の周期が約 430 日であることを確かめた (1891 年)。S. Newcomb は、地球を弾性体と考えればチャンドラーの周期とオイラー周期との差が説明できることを証明した。極運動の共同観測は国際緯度観測事業という組織によって 1889 年から始められたが、1962 年に国際極運動事業と改称し、

経緯度変化から極運動を求めるようになった。岩手県水沢市の緯度観測所が中央局を担当している。1903年を元期とした北極の位置を原点、経度 0° 方向を x 軸、それに直角な方向を y 軸として表した1974.0年から1980.1年までの極運動は図のようになる。極運動は430日周期の運動



(チャンドラー運動)と1年周期の運動および永年的な極移動との合成されたものになっている。チャンドラー運動の振幅は 0.05 から 0.3 まで変化しているが、その変化の原因はまだ不明である。年周運動の軌道の形はほぼ楕円で、長軸は経度 0° 方向、短軸は経度 90° の方向にあり、振幅はそれぞれ 0.09 および 0.07 ぐらいで毎年ほとんど一定している。年周運動は大気移動によって起ると考えられている。チャンドラー運動と年周運動とは地表に対して反時計回りの運動をする。現在の極の平均位置は、原点から西径 70° の方向にほぼ 0.25 (7.5 m)ずれている。これを極の永年変化または極移動とよんでいる。

曲管温度計 [英 bent-stem thermometer, 露 коленчатый термометр] \Rightarrow 液体封入ガラス温度計

極冠吸収 [英 polar cap absorption, 仏 absorption de cap polaire] 地磁気の両極近くで中波や短波の電波が強く吸収される現象をいう。PCAと略称する。地球双極子磁場が惑星間空間に伸展しゆくとき、極冠とよばれる磁気緯度が 75° 以上の領域では、カスプまたはクレフトとよ

ばれる領域をつくって太陽系空間プラズマと接している。図は、磁気シース中の磁場やカスプ域の地球磁場との相互作用によって加速された粒子群が極冠帯に流入し、電離層下部、特にD層の電子密度を上昇させることを示している。このため、極冠域では電離度が特に高くなり、ここを通過する中波や短波の電波は完全に吸収され、消滅する。

極限解析 [英 limit analysis, 独 Traglastanalyse, 仏 analyse limite, 露 анализ предельных состояний] 固体または構造物は負荷の極限状態で、塑性変形、座屈あるいはき裂の発生によって、いくつかのブロックからなるリンク機構を形成しつつ崩壊または破壊に至る。この崩壊過程を追跡する際に固体を剛塑性体として理想化し、変形は塑性変形あるいはすべりによる変形が支配するという解析法が塑性解析である。現在では極限解析という、塑性変形だけでなく、座屈あるいはき裂による固体の崩壊または破壊強度を求める一般的な解析法をさすと考えるのが適当であろう。塑性解析の提案者 J. A. Van den Broeck が塑性解析を称して極限解析と名づけたため、今日でも両者は混用されている。普通構造設計というと材料の弾性限度を基準にするが、極限解析の場合、弾性限度を超えて増加する荷重の極限の状態における漸近値(または最終値)を設計の基準としている。

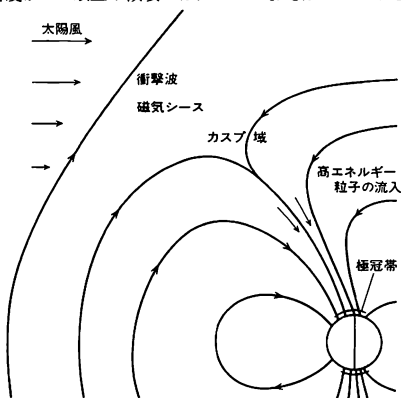
極限設計 [英 limit design, 独 Traglastverfahren, 仏 méthode des charges limites, 露 расчёт по предельным нагрузкам] 塑性変形、座屈またはき裂の発生によって、固体または構造物が崩壊または破壊に至る過程を追跡する極限解析を用いた構造物設計法を極限設計法という。

極限粘度数 [英 limiting viscosity number, 独 Grenzkviskositätszahl, 仏 nombre limite de viscosité, 露 граничное число вязкости] = 固有粘度

極光 = オーロラ

極高真空 [英 extra-high vacuum, 独 Höchstvakuum, 仏 vide très poussée, 露 очень высокий вакуум] \Rightarrow 真空

局在磁気モーメント [英 localized magnetic moment, 独 lokalisiertes magnetisches Moment, 仏 moment magnétique localisé, 露 локализованный магнитный момент] 金属中に不純物原子を入れたとき、磁気モーメントが不純物の位置に局在していれば、それを局在磁気モーメントという。金属中の不純物原子の電子状態は J. Friedel によって初めて考察された。不純物原子のつくるポテンシャルのなかでシュレーディンガー方程式を解いて電子の波動関数を求めると、不純物原子が孤立して存在する場合と同様に s 軌道、p 軌道などが得られるが、不純物の位置に局在することなく金属全体に広がっている点が異なる。しかし遷移金属の d 軌道や希土類金属の f 軌道の場合には遠心力ポテンシャルによって中心付近に閉じ込められ、わずかにトンネル効果によって金属中にしみ出している。これを仮想束縛状態という。このような局在性のよい軌道に電子が2個入るとその間のクーロン・エネルギーが非常に大きくなってしまいうため、電子は1個しか存在できない。そのためスピン磁気モーメントは上向きまたは下向きのどちらかになる。このとき不純物は局在磁気モーメント(または局在スピン)をもつといい、磁気的不純物ともいわれる。磁気的不純物があると金属の伝導電子はスピンの依存した散乱を受けるが、伝導電子のスピンと磁気的不純物のスピンを同時に反転させるような散乱も起る(\Rightarrow s-d 交換相互作用)。これは仮想束縛状態が不純物の外にしみ



出して伝導電子と混ざりあっているからである。この相互作用のため基底状態においては上向きスピンの状態と下向きスピンの状態は混ざりあっていて不純物の磁気モーメントは消失している。しかし近藤温度より高い温度になると磁気モーメントが現れ、電気抵抗極小などの現象が起る(⇒電気抵抗極小, 近藤効果)。

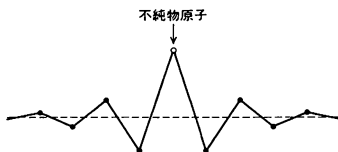
局在しない干渉縞 [英 non-localized fringes, 独 nichtlokalisierte Interferenzen, 仏 franges non localisées, 露 нелокализованные интерференционные полосы] ⇒ 干渉縞

局在単位 [英 localized level, 独 lokalisiertes Niveau, 仏 niveau localisé, 露 локальный уровень] 完全結晶中の電子は、内殻にあって原子核に強く束縛されているものを除き、結晶中に一様に広がった波動関数をもっている。ところが、不純物や格子欠陥があると、それらに束縛された電子軌道が現れることがある。このような電子の波動関数は、それら不純物などを中心とした狭い空間にのみ振幅をもつ。そのような電子の状態を局在状態、そのエネルギー準位を局在単位という。広がった状態の準位が連続的に分布していわゆるエネルギーバンドを成すのに対し、局在単位は、不連続的に分布する。したがって状態密度を調べると鋭いピークとなって現れる。半導体のバンドギャップ中の不純物準位やハロゲン化アルカリ中の色中心に束縛された電子のエネルギー準位がその例であるが、不純物や格子欠陥の近傍にのみ振幅をもつイオンの振動のスペクトルも局在単位ということがある。なお、ある種の乱れた構造をもつ固体中には、エネルギー準位がほぼ連続に分布した多数の局在状態(アンダーソン局在)が生ずることがあるが、バンド構造を成すこれらの状態を通常は局在単位とはよばない。

局在振動 [英 localized vibration, 独 lokalisierte Schwingung, 仏 vibration localisée, 露 локализованное колебание] 空間的に局在した基準振動。局在モードともいう。完全結晶の格子振動のスペクトルは、格子振動の状態密度に比例して、振動数の関数と見たときにバンド構造をしており、振動は格子全体に広がっている。

外力によって許された振動数領域外の振動数の振動を加えると振幅が空間的に急速に減少する波が立つが、これは周期的境界条件を満たしていないため結晶の基準振動としては許されない。

しかし、不完全結晶においては、欠陥点近傍では上記のような振動も基準振動として許されることがある。このように振幅が空間的に局在した基準振動が局在振動である。たとえば、1種類の原子から成る格子では、格子振動の振動数は、0から最大振動数 ω_L の間に分布する。この原子の1つを十分軽い原子で置換えると、固有振動のうち最大振動数のものだけが、上記の振動数領域から離れて、もとの完全結晶の最大基準振動数 ω_L よりも大きい振動数の格子振動が現れる。この基準振動は、軽い原子のまわりに局在した局在振動である。図は、一次元の場合のこのような



局在振動のモードを示したものである。

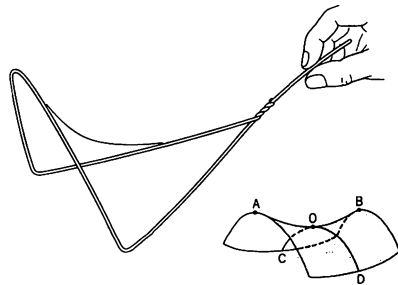
局在スピン模型 [英 localized spin model, 仏 modèle de spin localisé, 露 локализованная спиновая модель] 固体の磁性のもとであるスピン磁気モーメントをもった電子が固体中の原子格子点に局在している(⇒局在磁気モーメント)と近似して、その磁気モーメントを格子点に固定したスピン演算子で代表させることで磁気的性質に関係した問題を理論的に取扱う模型。結晶ではスピン磁気モーメント間の交換相互作用により強磁性などの磁気秩序状態を導くことができる。イジング模型, XY 模型, ハイゼンベルク模型などはこの模型の例である。現実には絶縁物磁性体, 希土類原子の「電子スピン」に起因した磁性体などの磁性にこの模型はよく適用できる。また不純物磁性原子の磁気モーメントに対してもこの模型はしばしば適用される。この模型から導かれる磁性と対照的な磁性として過渡電子磁性がある。

局在する干渉縞 [英 localized fringes, 独 lokalisierte Interferenzen, 仏 franges localisées, 露 локализованные интерференционные полосы] ⇒ 干渉縞

局在電子数の保存則 [英 conservation law of localized electrons, 独 Erhaltungssatz für lokalisierte Elektronen, 仏 loi de conservation des électrons localisés, 露 закон сохранения локализованных электронов] ⇒ アンダーソンの直交定理

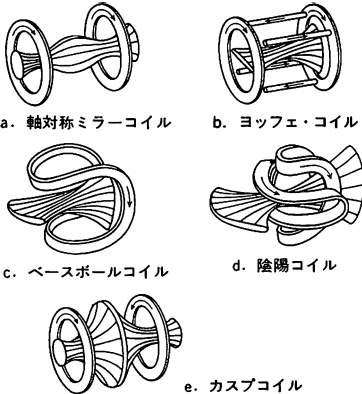
局在モード = 局在振動

極小曲面 [英 minimum surface, 独 Minimalfläche, 仏 surface minimum, 露 минимальная поверхность] 閉じた針金枠にセッケン膜を張ると、面積が極小になるような曲面が実現される(図参照)。このように、与えられた曲



線を境界とし、面積が極小になるような曲面を極小曲面とよぶ。極小曲面の上ではどこでも平均曲率が0である。すなわち、極面上の任意の点Oにおいて互いに直交する、曲面に沿う2本の曲線を考えると(図中の曲線AOBとC OD), それらの曲率は等しく、曲率中心は曲面に対して互いに反対側にある。曲面を決定する方程式は二階の非線形偏微分方程式であるが、曲面が平面に近い場合は、この方程式は近似的にラプラス方程式になり、極小曲面の形は調和関数で表されることになる。

極小磁場 [英 minimum B field, 独 minimum-B Feld, 仏 champ B-minimum, 露 поле с минимумом B] 磁力線方向にも、垂直方向にも磁束密度が増加しているような磁場配位を(絶対)極小磁場とよぶ。図aのように2個の円環コイルを用いてつくられたミラー磁場の中央面付近では、磁力線方向(軸方向)には磁場は強くなっているが、半径方向には弱くなっている。中央面付近の磁力線は、内部

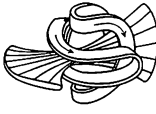


a. 軸対称ミラーコイル

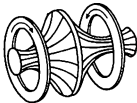
b. ヨッフエ・コイル



c. ベースボールコイル



d. 陰陽コイル



e. カスプコイル

に閉じ込められたプラズマから見ると、凹に曲がっている。このような磁力線の形状を悪い曲率をもった磁力線とよび、閉じ込められたプラズマは巨視的に(MHD的に)不安定となって、磁力線をすり抜けてしまう。図b,c,dに示す極小ミラー磁場では、プラズマから見て、磁力線は凸(良い曲率)になっており、プラズマは巨視的に安定である。

極小ミラー磁場は、ソ連の M. S. Ioffé により最初に提案されミラー閉じ込めの発展の基礎となった。図bは、2個の円環コイルに4本のヨッフエ棒(Ioffé bar)を付加しこれらに交互に逆方向の電流を流して得られる極小ミラー磁場コイル系である。図c,dはそれぞれベースボールコイル、陰陽コイルとよばれ、本質的には図bと同じ極小ミラー磁場であるが、磁気井戸の深さや広さなどが変わってくる。磁場発生に必要とされる電力を小さくするには陰陽コイルが最も優れているが、プラズマの測定や加熱用のポートを広く取れない欠点がある。

極小磁場の他の例として図eに示すように、2個の円環コイルに逆方向の電流を流したときにできるカスプ磁場や、図bのヨッフエ棒をトラス状に配置したマルチポール磁場がある。図bからわかるように極小ミラー磁場はマルチポール磁場と図aの軸対称ミラー磁場を組合せたものである。

タンデムミラーや多くのトラス磁場系は絶対極小磁場ではないが、系全体にわたって平均するとMHD的に安定な閉じ込め磁場系になっており、平均極小磁場とよばれる。

1961年にIofféらは、ヨッフエ棒によるプラズマ安定化の実験に成功し、ミラー磁場に閉じ込められたプラズマの密度を測定することにより、ヨッフエ棒がないときにプラズマは急速に失われることを示した。極小ミラー閉じ込め装置で有名なものとしては、アメリカのローレンスリバモア国立研究所に1970年代の中頃まで稼動していた2XII Bがある。この装置では高速中性粒子ビーム入射により密度 10^{14} cm^{-3} 、イオン温度 13keV を達成している。しかし端損失が多く閉じ込め時間が短いため炉にならないことがわかり、タンデムミラーの出現とともに単一極小ミラー磁場装置としては姿を消したが、タンデムミラーの一部にプラズマ全体を安定化させるために用いられていて、MHDアンカーセルとよばれている。

極小波束 [英 minimum wave packet, 仏 paquet d'on-

de minimum, 露 минимальный волновой пакет] 量子力学において、位置と運動量の不確定さの積が、不確定性関係で許される最小の値をとる波束をいう。量子力学的粒子の運動状態を波動関数 $\psi(r, t)$ で表して

$$\langle x^n \rangle \equiv \int \psi^*(r, t) x^n \psi(r, t) dr$$

と定義すれば

$$(\Delta x)^2 = \langle (x - \langle x \rangle)^2 \rangle = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$$

は x の分散を表し、 Δx を x 座標の不確定さとみなすことができる。同様にして運動量の成分 $p_x = -i\hbar \partial / \partial x$ についても不確定さ $\langle \Delta p_x \rangle$ を定義することができる。このとき一般に $\Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar/2$ となること(⇒不確定性関係)が証明できるが、この等号を成り立たせるような波束のことを極小波束という。 y, z 成分についても同様であるから、 x と p_x の部分だけ書くと、それは

$$\exp \left\{ -\frac{(x-x_0)^2}{4\xi^2} - \frac{ip_0 x}{\hbar} \right\}$$

という形になる。 $\langle x \rangle = x_0$ 、 $\langle p_x \rangle = p_0$ 、 $\Delta x = \xi$ である。一般には、時間の経過とともにこの波束は移動しつつ拡散する。

局所可換性 [英 local commutativity, 独 lokale Vertauschbarkeit, 仏 commutativité locale, 露 локальная коммутативность] ⇒ ワイトマンの公理系

局所慣性座標系 [英 local inertial system of coordinates, 独 lokales Inertialsystem, 仏 système de coordonnées localement inertiel, 露 локальная инерциальная система отсчёта] ⇒ 慣性座標系

局所状態密度 [英 local density of states, 独 lokale Zustandsdichte, 仏 densité locale d'états, 露 локальная плотность состояний] 状態密度は、完全結晶では、結晶のいかなる場所でも同じ値をとるが、結晶に乱れがあると場所の関数となる。各場所 r における状態密度を局所状態密度とよび、電子間の相互作用を無視してよい場合には次式で定義される。

$$\rho(\varepsilon, r) = \sum_{\alpha} |\varphi_{\alpha}(r)|^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_{\alpha})$$

ここで $\varphi_{\alpha}(r)$ 、 ε_{α} は固有関数、固有値であり、 α は固有関数を指定する添字である。

局所スピン密度汎関数法 [英 local spin density functional formalism, 露 функциональный формализм для локальной спиновой плотности] ⇒ 局所密度汎関数の方法

局所静止系 [英 local standard of rest, 独 lokales Bezugssystem, 仏 repère locale des mouvements particuliers, 露 локальная система отсчёта] 太陽系近傍の恒星の平均速度を0にする座標系。LSRと略記する。局所静止系は銀河中心のまわりを $250 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ の速さで円運動をしている。ただしこの値は数十 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ の誤差を含む。銀河系全体に分布する星間ガスや球状星団などの運動を扱うときに使用される。たとえば、球状星団 M3 の速度は局所静止系に対して $v_{\text{LSR}} = -143 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ である。局所静止系を定めるには、年周視差から距離を求めることの可能な数十 pc (パーセク) 以内の星のうち、視線速度と固有運動のわかっている A 型から G 型までの星をえらび出す。それらの速度の平均にマイナスをつけた量を標準太陽運動とよび、局所静止系に対する太陽系の運動とみなす。太陽系は局所静止系に対して $19.5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ の速さで、銀経 $l^\circ = 56^\circ$ 、銀緯

$\theta'' = +23^\circ$ の方向に運動している。

局所相互作用 [英 local interaction, 独 lokale Wechselwirkung, 仏 interaction locale, 露 локальное взаимодействие] 場の理論において, 1点における場の量またはその微分の積で表される相互作用。四次元空間の各点 $x=(x, ct)$ ごとに定まった値をとる場を局所場といい, $A(x)$ と記す。 A の x への依存性を決定する, いわゆる場の方程式は, x に関する有限階の微分係数を含む, いくつかの局所場 $A(x), B(x), C(x), \dots$ があつたとき, それらの相互作用を記述する相互作用ハミルトニアン H' の点 x における密度 $H'(x)$ が, この点における場の量またはその (x) についての導関数の多項式, すなわち $H'(x) = P(A(x)B(x)C(x)\dots)$ の形で与えられるとき, これを局所相互作用とよぶ。この場合, 場の力学を正準形式で記述することができ, 場の交換関係, たとえば $[A(x), B(x')]$ は, x と x' が空間的であれば 0 となり, 因果律の要請を満たす。

局所相互作用はこの意味で, 場の相互作用の非常に自然な形と考えられるが, 他方, いわゆる紫外発散の困難を引起す原因となっている。この困難を回避するため, 相互作用を非局所的にして, たとえば $H'(x) = \iiint d^4u d^4v F(u-x, v-x) A(u) B(v) C(w)$ のようなものを与えるとか, あるいは場自体を非局所化して $A(X, x)$ のようなものを考えるなどの試みがなされているが, 現在までのところ十分に満足できる理論は見いだされていない。

局所的熱平衡 [英 local thermal equilibrium, 独 lokale thermisches Gleichgewicht, 仏 équilibre thermique local, 露 локальное термическое равновесие] 系全体が熱平衡状態になくとも, その部分部分が熱平衡状態とみなせると系は局所的熱平衡にあるという。そのとき, 系全体のエントロピーは各部分のエントロピーの和で与えられる。これは不可逆過程の熱力学の基礎を与える。気体分子運動論の立場では, この局所的熱平衡は次のような意味をもつ。いま, 速度が $(v, v+dv)$, 位置が $(x, x+dx)$ にある分子の個数を $f(v, x, t) dv dx$ としよう。気体の巨視的性質は, 各場所 x における密度 $n(x)$, 流速 $u(x)$ および温度 $T(x)$ によって与えられるが, これらは分布関数 f の5つのモーメント

$$n(x) = \int f(v, x, t) dv \quad (1)$$

$$u(x) = \frac{1}{n(x)} \int v f(v, x, t) dv \quad (2)$$

$$\frac{3}{2} kT(x) = \frac{1}{n(x)} \int \frac{m}{2} [v-u(x)]^2 f(v, x, t) dv \quad (3)$$

にほかならない。これらの5つのモーメントは, 分子間の衝突の不変量である。気体の局所的熱平衡は分布関数

$$f_i(v, x) = n(x) \left[\frac{m\beta(x)}{2\pi} \right]^{3/2} \exp \left[-\beta(x) \frac{m v^2(v, x)}{2} \right]$$

によって表せる。ここで $\beta(x) = 1/kT(x)$, $V(v, x) = v - u(x)$ である。この分布関数の5つのモーメントは, f と同じように, n, u, T を与える。これを局所平衡分布という。液体や固体においては, 系全体の統計演算子に対して局所平衡分布をつくることができる。全体として熱平衡にない体系は, 不可逆過程によって全体としての熱平衡へと接近する。この不可逆過程を微視的立場からとらえるには, 式(1)~(3)より高次のモーメントが必要となる。したがって, 熱伝導や粘性などを微視的立場からとらえるには, 局

所的熱平衡からのずれをとらえねばならない。ここに局所的熱平衡という概念の限界がある。

局所的放射線効果 [英 local radiation effect, 独 örtliche Strahlungswirkung, 仏 effet de radiation locale, 露 локальное действие излучений] 放射線を身体の一部に照射されて局所的に生じる生体効果のこと。透過力の弱い α 線や軟 X 線を多量に被曝したときに生じる皮膚の障害とか, 眼の水晶体に多量の放射線が被曝したときに生じる白内障などがその例である。一般に同一線量を全身に一樣に被曝するのに比べて, 局所的に被曝する方が危険性が高いことはいふまでもない。

局所電場 [英 local electric field, 独 elektrisches Lokalfeld, 仏 champ local, 露 локальное электрическое поле] 一樣に分極した誘電体内の原子に働く電場 F は, 局所電場とよばれ, 一般に外部電場 E_0 (誘電体外部にある電荷による電場) と異なる。局所電場 F は, 外部電場 E_0 と, 誘電体の分極によって生じた電場とのベクトル和である。後者はさらに3つの電場 E_1, E_2, E_3 のベクトル和である。

$$F = E_0 + E_1 + E_2 + E_3$$

ここに E_1 は, 誘電体の表面に現れる分極表面電荷による反電場 $E_1 = -N_i P_i / \epsilon_0$ ($i = x, y, z$; N_i は反電場係数, P は電気分極, ϵ_0 は真空中の誘電率), E_2 は, 考える原子を中心として球状空洞をつくるとき, 空洞の内面に現れる分極表面電荷による電場 $E_2 = (1/3\epsilon_0) P$, E_3 は, 空洞をつくらないとき空洞に相当する球状部分に存在する原子の双極子モーメントによる電場で, 一方を向くモーメントをもつ双極子が単純立方格子の格子点に存在するか, または等方的に分布していれば $E_3 = 0$ となる。誘電体内部の巨視的電場 E は, E_0 ととも F とも異なり

$$E = E_0 + E_1$$

で定義されるから, 局所電場は

$$F = E + E_2 + E_3$$

となる。等方体または単純立方構造結晶($E_3 = 0$)の場合

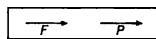
$$F = E + \frac{1}{3\epsilon_0} P$$

となる。これをローレンツの式という。一般の結晶の場合

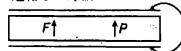
$$F = E + \gamma P$$

と書かれる。 γ は局所電場因子という。巨視的電場 E は反電場 E_1 の項を含むから, F は試料の形状による。

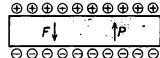
$$\text{薄板: } F = P/3\epsilon_0$$



$$\text{電極をつけて短絡した薄板: } F = P/3\epsilon_0$$



$$\text{薄板: } F = (-1/\epsilon_0 + 1/3\epsilon_0) P$$



$$\text{球: } F = 0$$



局所密度汎関数の方法 [英 local density functional formalism, 露 функциональный формализм для локальной плотности] 固体中の電子が感じる一体近似の有効ポテンシャルを計算する際によく用いられる近似法で, 原子や分子の計算にも適用される(LD と略す)。一体近似の基礎にハートリー-フォック近似をとると, バウリの原理により同じ向きのスピン電子は互いに近づかないから各電子は自分のまわりに1個分の正孔(交換ホールあるいはフェ

ルミ空孔とよばれる)を掘りながら運動している。この交換ホールの状態は本来一電子状態に依存するが、J. C. Slater (1951 年)は平均的な交換ホールを用いることを提案し、さらに局所的な電子密度 $\rho(r)$ をもつ電子ガスの平均的な交換ポテンシャルで代用しても、実際的にはよい近似になっていることを見いだした。その後彼は α というパラメーターを導入し、交換ポテンシャルとして

$$v_{\text{ex}}(r) = \frac{3}{2} a e^2 \left[\frac{3\rho(r)}{\pi} \right] \quad (1)$$

を用いることを提案し X α 法と名づけた。この方法を別の観点から基礎づけ、電子相関の効果も取入れられるようにしたのが局所密度汎関数を用いる形式である。P. Hohenberg と W. Kohn (1964 年)は、外部ポテンシャル $v(r)$ 中の多電子系の基底状態を調べ

$$E_v[\rho] = \int v(r)\rho(r)dr + F[\rho] \quad (2)$$

の最小値が正しい基底状態のエネルギーを与えるような、 $v(r)$ によらない普遍的な ρ の汎関数 $F[\rho]$ が存在することを示した。ここで $E_v[\rho]$ を一体の運動エネルギーの部分、外部ポテンシャルの部分、古典的なクーロン・エネルギーと残りの交換・相関エネルギーの部分 $E_{\text{xc}}[\rho]$ に分けると、 $E_{\text{xc}}[\rho]$ 以外は容易に書き下せる。 E_{xc} の部分を、局所的電子密度の近似すなわち電子密度 $\rho(r)$ の一様な電子ガスの交換・相関エネルギー $\epsilon_{\text{xc}}(\rho(r))$ を用いて

$$E_{\text{xc}}[\rho] \approx \int \rho(r)\epsilon_{\text{xc}}(\rho(r))dr \quad (3)$$

と近似し、 $\rho(r) = \sum_i |\psi_i(r)|^2$ ($\epsilon_i < \mu$, μ はフェルミ・エネルギー)として $E_v[\rho]$ = 最小 という条件から $\psi_i(r)$ を決める一体の波動方程式

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + v(r) + e^2 \int \frac{\rho(r')}{|r-r'|} dr' + v_{\text{xc}}(r) - \epsilon_i \right\} \psi_i(r) = 0$$

$$v_{\text{xc}}(r) = \frac{d\{\epsilon_{\text{xc}}(\rho)\}}{d\rho} \Big|_{\rho=\rho(r)} \quad (4)$$

が導かれる。これらを $\rho(r)$ が自己無撞着になるように解けば全エネルギー E と全電子密度 $\rho(r)$ が決る。 ϵ_{xc} としてハートリー・フォック近似を用いると v_{xc} は式(1)で $a = 2/3$ としたものになるが、普通電子相関の効果を取入れた電子ガスの計算値が用いられ、このような形式を局所密度汎関数の方法とよんでいる。さらに電子のスビンの向きによって電子密度が異なる場合には、局所的なスビン密度をもつ電子ガスの $\epsilon_{\text{xc}}(\rho_{\uparrow}, \rho_{\downarrow})$ を用いて容易に拡張できるので、これを局所スビン密度の方法(local spin density formalism, LSD)とよび、磁気的な固体や原子の計算に用いられている。この方法は、その基礎づけにあいまいさはあるものの、実際的には非常に有効で、原子、分子、固体、表面などの多くの分野で用いられ成功を取めている。たとえば遷移金属のような複雑な固体の凝集エネルギー、安定な格子定数や圧縮率、Fe, Co, Ni などの自発磁化の大きさなどを理論的に計算することができ、実験と驚くほどよく一致する結果を与えることが知られている。図

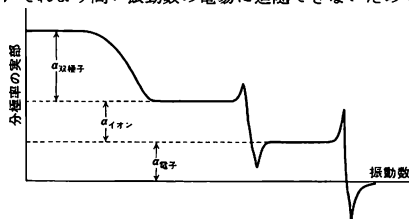
極性液体 [英 polar liquid, 独 polare Flüssigkeit, 仏 liquide polaire, 露 полярная жидкость] 永久電気双極子をもつ分子を極性分子といい、それからできる液体を極性液体と隔る。分子間に作用する双極子相互作用の影響は、分子間隔が小さいためにかなり大きく、そのため理論的な取扱いがやっかいである。それでも、高周波の電場の屈折率と分子分極率とを関係づけるローレンツ・ローレンスの

式は成り立ち、実測された分子分極率は気体の場合とほとんど違はない。また、非極性液体を溶媒として、極性液体の希薄溶液をつくれば、双極子間の距離が長くなるから、極性気体と同様にモル分極から双極子モーメントの大きさ μ_0 を決定できる。これは、P. J. W. Debye が始めた方法で溶液法とよばれ、 μ_0 の値を決めるためには気体を使うより容易であるために、分子構造の決定に大いに役立った。極性気体で有効であったローレンツの分子場を使って純粋な極性液体の直流電場に対する誘電率を求めるとある温度で発散し(3 分の 4π カタストロフィー)、例えば水が 1000°C 以下で強誘電体になることを示唆する。しかし、現実の極性液体では(ある種の液晶を除き)このような相転移は観測されていない。その点を改良したのがオンサーガーの分子場の理論で、これには、双極子モーメントの向きが変わることにより周囲の分子場の向きが変わることも考慮されており、それを使って決定される分子の分極率は、気体法や溶液法によるものとかかなりよい一致を示す場合が多い。

極性気体 [英 polar gas, 独 polares Gas, 仏 gaz polaire, 露 полярный газ] 永久双極子をもつ分子、すなわち、極性分子から成る気体のことを極性気体という。臨界点における圧縮因子は、非極性気体の希ガスで約 0.3、炭化水素で 0.26~0.29 の値となるのに対し、極性気体では、表のようになりかなり小さい値をとる。この表で圧縮因子の小

物質	臨界圧縮因子	物質	臨界圧縮因子
CH ₃ CN	0.181	CH ₃ OH	0.220
H ₂ O	0.224	CH ₃ Cl	0.258
NH ₃	0.238	C ₂ H ₅ Cl	0.269

さい気体ほど、双極子相互作用が卓越している気体であることがわかっていて。また、極性気体の第二ビリアル係数は、非極性のものに比べて小さく、双極子相互作用は、気体をより圧縮性に行っていることを示している。モル分極 P は、 $P = A + B/T$ という温度変化をする。このふるまいは、ローレンツの分子電場の中で、大きさ μ_0 の双極子モーメントの向きがそろう、また、それぞれの分子が分極率 α で新たな分極をすると仮定して、クラウジウス・モソッティの式のなかの分極率を $\alpha + \mu_0^2/3kT$ で置換えることによって説明できる。このモデルでは、 N_A をアボガドロ定数として、 $A = 4\pi N_A \alpha/3$, $B = 4\pi N_A \mu_0^2/9k$ となるから、 P と $1/T$ の測定値のグラフの傾きから、 μ_0 の値を決めることができる。 μ_0 の値はせいぜい $1\text{D} (= (1/3) \times 10^{-29} \text{ cm})$ 程度であるが、個々の分子についての μ_0 の詳しい測定値は、分子構造の決定に使われる。極性気体の複素分極率の実部が電場の振動数とともに変化する様子を模式的に描いたのが図である。この図で、 α が小さくなるのはマイクロ波付近であるが、それは双極子モーメントの運動が慣性のために、それより高い振動数の電場に追従できないためであ



る。したがって、図の α 双極子と記した部分が B/T の項に寄与し、また、 α イオン + α 電子が A の項に寄与する。赤外付近と紫外部の分散は、それぞれ、イオンどうしの振動および電子のイオンに対する振動と振動電場との共鳴に対応する (\Rightarrow 極性分子、分子電場、クラウドス - モソツティ - の式)。

極性結晶 [英 polar crystal, 独 polarer Kristall, 仏 cristal polaire, 露 полярный кристалл] 結合モーメントをもつ原子間結合を含む結晶。一般に異なる原子間の結合では、電気陰性度の小さい原子から大きい原子へ電荷の移動が起きて、結合は極性をもつのですべての化合物結晶は広い意味での極性結晶といえる。これに対し、単体の Si 結晶などは原子間結合は純粋な共有結合であって電荷の移動がないので等極性結晶である。一方、イオン結晶は極性結晶のなかでも特に電荷の移動が大きいものをいうことが多い。結晶の極性度を表す指標として原子間結合のイオン度 f_i を用いることがある。L. Pauling は A-B 原子間の結合の f_i を電気陰性度 (χ_A, χ_B) を用いて $f_i = 1 - \exp[-(\chi_A - \chi_B)^2/4]$ と表した。たとえば等極性結晶の Ge では $\chi_A = \chi_B$ なので $f_i = 0$ 、極性結晶の GaAs では $\chi_{Ga} = 1.6$, $\chi_{As} = 2.0$ であり $f_i = 0.04$ となる。イオン結晶の NaCl では $f_i = 0.67$ である。また、結晶構造が対称性と裏とある軸 (極性軸) に垂直な上下の面 (すなわち表と裏) についてその物理的、化学的性質が異なる結晶についても用いられる。閃亜鉛鉱型構造およびワルツ鉱型構造の結晶はその典型的な例である。

極性分子 [英 polar molecule, 独 polares Molekül, 仏 molécule polaire, 露 полярная молекула] 外部電場のない状態でも極性をもつ分子、すなわち、分子内の正電荷の中心と負電荷の中心とが一致せず、そのため双極子モーメントをもつ分子をいう。塩化水素、水、アンモニア、スルホン酸類などは代表的な例である。一般に、極性分子はベンゼン、ヘキサンのような無極性溶媒には不溶か難溶で、水、エチルアルコール、ジメチルホルムアミドのような極性溶媒には可溶である。これらの分子は、電気陰性度の差のある原子間の結合を含み、その結合においてはイオン結合の寄与がかなりあるが、典型的な酸または塩基を除き共有結合の寄与も無視できない。なお、分子全体として双極子モーメントが 0 の分子でも、かなり極性な結合を含む場合は極性分子とよばれることもある。水素原子を含む極性分子は水素結合をつくりやすく、イオン反応を起しやすい。なお、極性分子のことを無極性分子に対し有極性分子ともいう (\Rightarrow 異極結合、無極性分子)。

曲線のあてはめ [英 curve fitting, 独 Kurvenanpassung, 仏 ajustement de la courbe, 露 вычерчивание кривой по точкам] \Rightarrow あてはめ

極大観測量 [英 maximal observable, 露 максимальная наблюдаемая] \Rightarrow 観測量

極端紫外線 [英 extreme ultraviolet rays] 100nm から 0.2nm くらい領域の光を極端紫外線という。しかし、真空紫外線 (VUV) と同じ意味に使用されることも多く、波長領域は明確でない。極端紫外線は略して EUV ともいう。

極値分布 [英 extreme value distribution, 仏 distribution de valeur extrême, 露 распределение экстремальных значений] 互いに独立で同一の分布関数 $F(x)$ をもつ確率変数 X_1, \dots, X_n に対して、適当な a_n, b_n を選んで

$a_n \max_{1 \leq i \leq n} X_i + b_n$ が極限分布をもつようにすることができる

場合、極限分布は次の分布関数をもつ 3 種類に限られる。

I 型: $G_1(x) = \exp[-e^{-(x-\theta)/\tau}]$

II 型: $G_2(x) = \begin{cases} \exp[-\{(x-\theta)/\tau\}^{-r}] & (x > \theta) \\ 0 & (x \leq \theta) \end{cases}$

III 型: $G_3(x) = \begin{cases} \exp[-\{(\theta-x)/\tau\}^r] & (x \leq \theta) \\ 1 & (x > \theta) \end{cases}$

ただし、 $-\infty < \theta < \infty, \tau > 0, r > 0$ 。 $G_i(x)$, $H_i(x) = 1 - G_i(-x)$ を分布関数にもつ確率変数の分布を極値分布という ($H_3(x)$ はワイブル分布の分布関数)。それぞれの型の極値分布をもつための必要十分条件は次のとおりである。

I 型: $\lim_{n \rightarrow \infty} n[1 - F(u_{1-n-1} + y(u_{1-n-1} - u_{1-n-1}))] = e^{-y}$

ただし、 $F(u_n) = a$

II 型: $\lim_{x \rightarrow \infty} \{1 - F(x)\} / \{1 - F(cx)\} = c^r \quad (c > 0, r > 0)$

III 型: $\lim_{x \rightarrow 0} \{1 - F(cx + \omega)\} / \{1 - F(x + \omega)\} = c^r \quad (c > 0, r > 0)$, ただし、 $F(\omega) = 1, F(x) < 1 (x < \omega)$

分布が標準型 ($\theta = 0, \tau = 1$) の場合、原点のまわりの k 次のモーメント μ_k' は Γ 関数を用いて次のように書ける。I 型: $\mu_k' = (-1)^k \Gamma^{(k)}(1) \quad (k = 1, 2, \dots)$, II 型: $\mu_k' = \Gamma(1-k/r) \quad (k < r)$, III 型: $\mu_k' = (-1)^k \Gamma(1+k/r) \quad (k = 1, 2, \dots)$ 。

極値分布の適用例としては、洪水、渇水、年度最大降雨・降雪量、最大地震、突風・台風、金属腐食、破壊強度、製品寿命などのデータがある。

母数 θ, τ, r の推定量としては、最尤推定量、母数と標本値のモーメントを一致させるようにパラメーターを選ぶモーメント推定量があるが、I 型分布については、さらに順序統計量の適当な線形和で計算される最良線形不偏推定量、最良線形不変推定量もあり、計算に必要な係数の値も与えられている。II 型、III 型分布で θ が既知の場合、それぞれ $Z = \log(X - \theta)$, $Z = -\log(\theta - X)$ と変換すれば Z の分布は I 型になるので、 τ, r の推定に上述の線形推定量を用いることができる。

極超音速流 [英 hypersonic flow, 独 Hyperschallströmung, 仏 écoulement hypersonique, 露 гиперзвуковое течение] 人工衛星の大気圏再突入時のように、物体に相対的な気流のマッハ数が 1 よりずっと大きくなると、物体表面のよどみ点温度は容易に数千度に達し、大気の組成分子が解離や化学反応を起し熱平衡状態からのずれも目立ってくる。このような流れでは、主流に比べるとわずかな速度変化でも音速に近い値をもつほか、物体前面の衝撃波はほとんど物体面に接して生じ、通常の超音速とは別な考察を必要とするので極超音速流という。極超音速で動く物体を高熱から守るため、融点が高く熱伝導率の低い材料が要求され、形状的には先端を丸めるほうが有利である。しかし、シャトルやミサイルのように揚力も必要とするときは強い後退角をもった翼や細長い物体が用いられ、力学的相似性を得るためのパラメーターはマッハ数 M と厚み比 t の積である。実験で極超音速流を得るため、いったん超音速にした気流をさらに急激に膨張させると、温度の急降下と密度の急減少のため液化のおそれやレイノルズ数の著しい減少を生じるので、あらかじめ気体を高温、高圧にしておかなければならない。

極超音速中に置かれた物体の抵抗を簡便に見積るニュートン近似では、気体は物体面に衝突するまで直進してから

物体表面に沿って流れ、密度 ρ 、速さ q の主流と β の傾きをなす面には $\rho q^2 \sin^2 \beta$ の圧力が及ぼされる。このモデルは気体の定圧比熱と定積比熱との比 γ とマッハ数 M を、それぞれ 1 と ∞ に近づけた極限に相当する。

極超音波 [英 hypersonic wave, 独 Hyperschallwelle, 仏 onde hypersonique, 露 гиперзвуковая волна] 超音波のうち極めて周波数の高いもの。その周波数は分野によりまた時代によりまちまちであったが、最近では 1GHz (10^9 Hz) 以上の超音波をさすことが多い。この周波数領域の電波をマイクロ波とよぶことから、極超音波をマイクロ波超音波ともいう。さらに、 10^6 Hz 以上の極超音波をとくに pretersonic wave ということがある。極超音波は音波物性研究の手段として用いられる。また、弾性表面波素子や超音波顕微鏡にも用いられている。

極低温 [英 very low temperature, 独 sehr niedrige Temperatur, 仏 très basse température, 露 сверхнизкая температура] 極低温の厳密な定義はないが、液体水素温度 (20~14K) 以下、液体ヘリウムで到達しうる最低温度である約 0.3K (液体ヘリウム 3) の温度領域をさすものと考えてよい。以前は 0.3K 以下絶対零度に至る温度領域も極低温に含めていたが、特にミリケルビン ($\text{mK}=10^{-3}\text{K}$) 近傍の温度生成は特殊な技術を必要とし、近年における研究の発展とともに、この温度領域を極低温とよぶようになってきた。極低温における研究は、J. Dewar による水素の液化 (1898 年) に引続く H. Kamerlingh-Onnes によるヘリウムの液化 (1908 年) の成功に始まるが、1947 年、アメリカの S. Collins が簡便なヘリウム液化装置を開発してから急速に発達し、現在は基礎物理のみならず、応用分野の研究開発も進んでいる。この温度領域の大きな特徴は、熱エネルギーが物質固有のエネルギーや物質内の諸種の相互作用に比べて相対的に小さくなることである。このことによって、超伝導、超流動のように物質の量子力学的性格が顕著に現れる諸現象を研究の対象とするのが低温物理学である。しかし、上述の特徴をもつため、極低温は半導体、格子欠陥、構造相転移、磁性一般など、低温物理学で対象としていない広い分野にわたって盛んに利用されている。1960 年代に入り、超伝導磁石や SQUID をはじめ、多方面にわたる超伝導の応用の研究開発が進み、極低温の利用は応用面でも盛んになってきた。超伝導の応用に限らず、たとえば固体メーザーや高感度の赤外線検出器なども極低温に冷却することが必要である。このように極低温は基礎と応用の両面にわたり、欠かすことのできない環境温度領域になっている。

極点投影 [英 polar projection, 独 Polarprojektion, 露 полярная проекция] \Rightarrow 結晶投影法

局部発振器 [英 local oscillator, 仏 oscillateur local, 露 гетеродин] \Rightarrow スーパーヘテロダイン

曲率 [英 curvature, 独 Krümmung, 仏 courbure, 露 кривизна] 通常は三次元ユークリッド空間内の曲線や曲面の上の各点におけるそれらの曲がりがいを表現する量のことをいう。空間曲線についてはその接線の向きが曲線に沿って変化する割合を曲率(第一曲率)、その逆数が曲率半径という。すなわち曲線 L の接線が接触平面 (L の上にとった 3 点を移動させて一致させること、この 3 点を含む平面の極限として得られる平面) 内の定方向となす角を ϕ 、 L に沿って測った弧の長さを s 、曲率を κ 、曲率半径を R とすれば、 $\kappa = 1/R = d\phi/ds$ と表せる。曲率半径

は接触円 (L の上の 3 点を通る円の極限) の半径に等しい。一方、曲線の接触平面の法線の方向が曲線に沿って変わる割合をねじれ率(第二曲率)という。ねじれ率がいたるところ 0 の曲線は平面曲線、曲率とねじれ率がともにいたるところ 0 の曲線は直線である。空間内の曲面 S については、その法線を含む平面で S を切ったときの切口の曲線の曲率を $\kappa (=1/R)$ 、 S を切る平面の向きをいろいろに変えたときのその極大値と極小値をそれぞれ $\kappa_1 (=1/R_1)$ 、 $\kappa_2 (=1/R_2)$ とするとき、 κ_1 と κ_2 を曲面の主曲率、 $\kappa_{1,2}$ を全曲率(またはガウス曲率)、 $\kappa_1 + \kappa_2$ を平均曲率という。主曲率に対応する上記の平面は互いに直交する。また、法線を含み互いに直交する任意の二平面で切ったときの切口の曲率を κ' 、 κ'' とすると、 $\kappa' + \kappa'' = \kappa_1 + \kappa_2$ の関係がある。一般のリーマン空間については、リーマンの曲率テンソルによって空間自身の各点での曲率が定義される (\Rightarrow 空間の曲率)。

曲率テンソル [英 curvature tensor, 独 Krümmungstensor, 仏 tenseur de courbure, 露 тензор кривизны] = リーマン・テンソル

曲率半径 [英 radius of curvature, 独 Krümmungsradius, 仏 rayon de courbure, 露 радиус кривизны] \Rightarrow 曲率

魚群探知機 [英 fish finder, 独 Fischortungsgerät, 仏 détecteur de bancs de poissons, 露 рыбопромысловый эхолот] 超音波の反射を利用して魚群を探す装置。船上の送受波器から下方に超音波パルスを出し、魚や海底からの反射信号をその到達時間に応じて記録紙上の位置に刻々と記録していくようになっている。対象とする魚種、漁法、海域などによって多くの種類が使われているが、トロール船、カツオ・マグロ船などでは中層・下層の魚群探知のため 20~50kHz の超音波が用いられ、表層魚群や底層魚群の探知には分解能を高めるため 100~200 kHz が用いられる。水平方向の魚群探知には超音波を水平に出す方式のソナーも用いられる。

虚光源 [英 virtual source, 仏 virtuelle Quelle, 仏 source virtuelle, 露 воображаемый источник света] 実在の光源の虚像であって、あたかも光源がそこに実在するかのように作用する。たとえばスクリーンに開けられた小孔を通して発散する光をガラス板で反射させると、スクリーンに同心円状の干渉縞が現れるが、この縞は発散点のガラス板前面と後面による虚像を光源と考え、これらから発散する球面波の干渉縞として説明できる。

巨視的 [英 macroscopic, 独 makroskopisch, 仏 macroscopique, 露 макроскопический] 物体、物質、物理現象などを調べるとき、研究対象の大きさ、エネルギー、時間的な変化など、一般に観測される物理量をもとにして研究する立場を巨視的立場といい、そのとき観測される量を巨視的量という。マクロ的立場というのも同義語である。巨視的立場で定められる状態は巨視的状態という。巨視的立場では、物体や物質が分子や原子などの構成粒子からできてゐることは考慮しないで、物体や物質の性質のうち、われわれが感覚的に識別できる程度の量を問題にするので、これらの量すなわち巨視的量はすべて連続に見える。たとえば、エネルギー、電気量、質量などは巨視的な立場では連続に変わりうる物理量である。物質の構成粒子をもとにして調べる立場を微視的(ミクロ的)立場といい、このときには、エネルギー、電気量、質量などは連続ではなくなり、

構成粒子の数や性質で決る。一般に巨視的な量として観測される物理量は微視的な量の平均値や和である。巨視的な量をもとにしてできた学問が、古典力学、電磁気学、熱力学などである(⇒微視的)。

巨視的不安定性 [英 macro-instability] = 電磁流体力学的不安定性

巨視的変数 [英 macroscopic variable, 独 makroskopische Variable, 仏 variable macroscopique, 露 макроскопический параметр] 巨視的体系の状態を記述する変数であり、熱力学における示量変数に相当するが、もっと一般的には多数の要素からなる集合体に対して、各要素で定義された物理量の和として定義される量のことをさす。たとえば、各原子のもつ磁気モーメントの和として定義される全磁気モーメントは巨視的変数である。巨視的変数を X 、巨視的体系の大きさ(たとえば原子数あるいは体積など)を Ω とすると、 X を Ω で割った量 $x = X/\Omega$ の統計的平均値は Ω に依存しないが、 x の平均値のまわりの分布の幅は $1/\sqrt{\Omega}$ で小さくなる(⇒中心極限定理)。さらに一般的に、巨視的変数 X の確率分布は Ω が大きい極限で $\exp[\Omega f(X/\Omega)]$ という形をとるものと考えられる。ここで $f(x)$ は Ω に依存しない関数である。これは、系が時間的に変動しているときにも $\exp[\Omega f(x, t)]$ の形で一般化できる。

巨視的量子化 [英 macroscopic quantization, 独 makroskopische Quantisierung, 仏 quantification macroscopique, 露 макроскопическое квантование] 中空円筒形超伝導体の中空部分にとらえられた磁束の大きさは、磁束量子とよばれる基本定数 $h/2e = 2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ の整数倍に限られる。ただし h はプランク定数、 $-e$ は電子の電荷である。このように、巨視的な物理量がプランク定数を含む定数の整数倍の値しかとりえないことを、巨視的量子化とよぶ。超伝導体中に真空の穴がなくても、細長い常伝導領域が発生し、そのまわりに環電流の流れることがある(⇒渦糸、渦糸状態)。この電流のつくり出す磁束も上と同じ単位で量子化されている。同様の量子化は、超流動ヘリウム中の渦糸についても起る(⇒循環量子)。いずれの場合にも、ド・ブロイ波が巨視的な距離にわたってコヒーレントな状態にあるために起る現象である。

虚焦点 [英 virtual focus, 独 virtueller Brennpunkt, 仏 foyer virtuel, 露 мнимый фокус] ⇒ レンズ

巨星 [英 giant star, 独 Riesenstern, 仏 étoile géante, 露 звезда-гигант] 1905 年に E. Hertzsprung が、星の色(スペクトル型)と明るさ(光度)の相関に着目し、図 1 のような HR 図(⇒ヘルツシュプルング-ラッセル図)を初めて描き、恒星には巨星と矮星という二種類の星があることを示した。巨星とは、同じスペクトル型(同じ表面温度)であっても明るく、星が大きく膨らんでいると考えられるところから名づけられた(光度は太陽の $10 \sim 10^5$ 倍、半径は太陽の $10 \sim 10^3$ 倍)。明るいために数多く知られているが、星全体からいえば、1% を占めるにすぎない。普通用いられている恒星の分類(ヤーキス分類)では図 1 (黒点は星を表す)のように I から VII までに細分し(これを光度階級といい、G2V というようにスペクトル型の後に付ける)、そのうちの超巨星(I)、輝巨星(II)、巨星(III)、準巨星(IV)を総称して巨星とよんでいる。また赤色巨星のことを略して巨星とよぶ場合もある。恒星進化論の発展により、現在では、巨星と矮星は別起源のものではなく、恒星が生まれ、星の中で核反応が始まり、しだいに進化してい

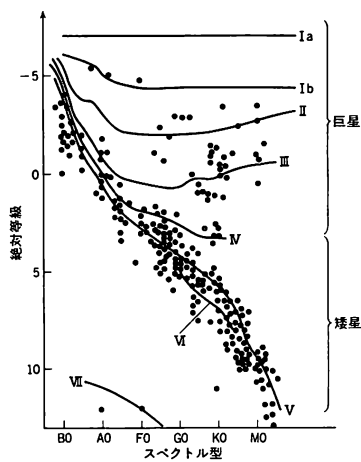


図 1 太陽近傍の星の HR 図と光度階級 (点は星を表す)

く過程で、矮星(主系列星)から巨星(赤色巨星)を経て再び矮星(白色矮星、中性子星など)へと移り変わっていくことがわかっている。巨星と矮星の違いは内部構造のなもので、前者は芯と外層との構造で殻状の熱源(核反応)をもつに対し、後者は均質構造で中心部に熱源(核反応または余熱)をもつ。図 2 に $5M_{\odot}$ (M_{\odot} は太陽質量)の主系列星(年齢は 1×10^7 y)および巨星(年齢は 7×10^7 y)について、それぞれの内部構造、すなわち内部の圧力(p)分布を示した。横軸は星の内部の位置を、それより内側に含まれている質量 M_r で表したもの(⇒赤色巨星)。

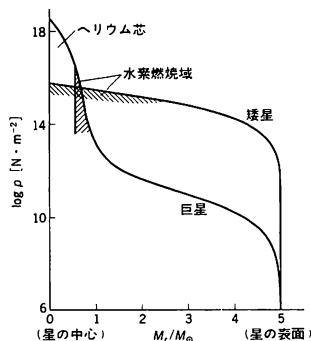


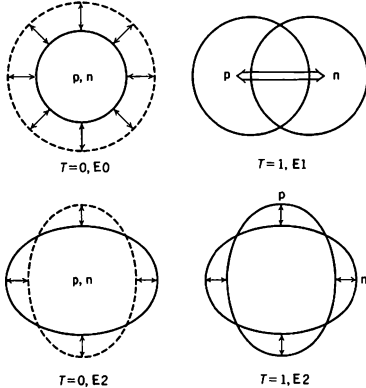
図 2

虚成分法 [英 method of imaginary part, 仏 méthode de composante imaginaire, 露 метод мнимой части] ⇒ 異常分散法

虚像 [英 virtual image, 独 virtuelles Bild, 仏 image virtuelle, 露 мнимое изображение] ⇒ レンズ

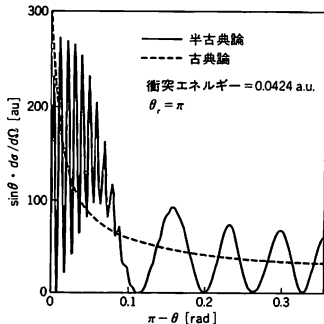
巨大共鳴 [英 giant resonance, 独 Riesenresonanz, 仏 résonance géante, 露 гигантский резонанс] 原子核の高い励起エネルギー($E_x = 10 \sim 30 \text{ MeV}$)の領域に現れる原子核全体の集団振動状態で、励起エネルギーは質量数 A について $A^{-1/3}$ に比例してゆるやかに変化し、共鳴の幅は数 MeV ないしそれ以下である。最初 1947 年に、 r 線

吸収で陽子 p と中性子 n が逆位相で双極子の振動をする巨大共鳴が見いだされた。これは、アイソベクトル ($T=1$) の $E1$ モードで、 $E_x \sim 78 A^{-1/3} \text{ MeV}$ に現れる (変形した核ではこの共鳴の山が2つに分れる)。1970年代に入って、 p と n が位相をそろえて振動するアイソスカラー ($T=0$) の四極子 ($E2$, $E_x \sim 65 A^{-1/3} \text{ MeV}$)、単極子 ($E0$, $E_x \sim 80 A^{-1/3} \text{ MeV}$)、および $T=1$ の四極子 ($E2$, $E_x \sim 130 A^{-1/3} \text{ MeV}$) の巨大共鳴が確立した (図参照)。最近、スピ



ン・アイソスピンの励起であるガモフ・テラー型巨大共鳴も見いだされて、スピンの自由度の励起も研究されている。巨大共鳴は非常に強いので和則値をほぼ尽している。原子核では独立粒子模型がよく成り立っているが、巨大共鳴においては粒子がむしろ集団的な密度振動を行っていると考えられる。

巨大グローリー散乱 [英 giant glory scattering] 中心力ポテンシャルで低速の原子が散乱を受けるとき、衝突径数がある値より小さければ散乱角がすべて 180° 、衝突径数がその値より大きければ散乱角がすべて 0 となると、特に 180° 方向での衝突断面積が異常に大きくなる現象がおり、これを巨大グローリー散乱とよぶ。適当な遮蔽クロン・ポテンシャルの下でこのような散乱が近似的に実現されうことを Yu. A. Demkov が理論的に示した (1973 年) が、まだ観測されていない。一般に、斥力と引力から成る中心力ポテンシャルの下では、ある特定の方向に強く散乱されて微分断面積に極大を生じる現象 (\Rightarrow 虹散乱) や、引力と斥力がちょうどつり合っ散乱角が 0° 方向の微分断面積が大きくなる現象 (前方グローリー散乱) と、やはり斥力と引力とが適当に作用して 180° 方向に微分断面積が大き



なる現象 (後方グローリー散乱) が観測されていて、これらはいずれも粒子を波として考えたときの量子論的な効果として説明できる。巨大グローリー散乱は、虹散乱の角度 θ_r が 180° になって後方グローリー散乱と重なった特別の場合と考えることができる (\Rightarrow グローリー散乱)。巨大グローリー散乱の微分断面積を古典論および半古典論で NaI のポテンシャルについて計算して求めた曲線 (θ は散乱角) を図に示す。

巨大磁気モーメント [英 giant magnetic moment, 仏 moment magnétique géant, 露 гигантский магнитный момент] Pd に少量の Fe あるいは Co を混ぜると強磁性となる。このときの磁化が、Fe 1 原子当り $10 \sim 12 \mu_B$ (μ_B はボーア磁子) にもなるので、巨大磁気モーメントとよばれる。Co の場合も同様である。これは、Fe あるいは Co 原子の磁気モーメントが周囲の Pd 原子の磁気モーメントを誘起するため、本体の Fe 原子あるいは Co 原子の磁気モーメントは、金属中で期待される普通の値であることが実験的に確かめられている。

巨大量子減衰 [英 giant quantum attenuation, 仏 atténuation quantique géante, 露 гигантское квантовое затухание] 強い磁場中に置かれた金属が、低温で示す音波の共鳴吸収。巨大量子振動ともいう。磁場中の伝導電子はサイクロトロン運動をする。そのエネルギーは、 $\epsilon_{n,v} = \hbar \omega_c (n + 1/2) + mv^2/2$ ($n=0, 1, 2, \dots$) と表される (\Rightarrow ランダウ準位)。 $\omega_c = eH/mc$ (H は磁場の強さ、 m は電子の有効質量) はサイクロトロン振動数、 v は磁場方向の速度、 X はサイクロトロン運動の中心座標である。この状態の電子が、磁場方向に伝わる音波と衝突すると、 v が音速 v_s に等しいとき、音波のエネルギーを吸収して遷移を起す。一方、この遷移が可能な電子は、フェルミ準位 E_F に近いエネルギーをもつものに限られる。したがって、吸収の条件は $E_F = \hbar \omega_c (n + 1/2) + mv_s^2/2 \sim \hbar \omega_c (n + 1/2)$ である。音波の減衰係数 α は、上述の遷移確率に比例し、次式で与えられる。

$$\alpha = a_0 \frac{\hbar \omega_c}{4kT} \sum_{n=0}^{\infty} \cosh^{-2} \left[\frac{\hbar \omega_c (n + 1/2) - \xi}{2kT} \right]$$

ただし、 a_0 はゼロ磁場での減衰係数、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度である。この式は、 $\hbar \omega_c \gg kT \gg \hbar \omega$ (ω は音波の振動数) のもとで成り立つ。 α は $1/H$ の関数として $e\hbar/mcE_F$ の周期で、一連の鋭い山を示す。山の高さは H に比例して大きくなるが、これは電子状態が量子数 X に関して縮退しているためである。1961 年、この現象は、V. L. Gurevich, V. G. Skobov, Yu. A. Firsov により理論的に予言された。その後、実験により、Bi, Sb, Zn, Ga, Al, Mg, As などの物質で見いだされている。実験結果の解析から、金属中の電子に関するいろいろな情報が得られる。この現象の特徴は、(1) 完全に量子論的であること、(2) 1 つのランダウ準位を占める電子だけを選び出すことができること、である。[図]

ギヨーム Guillaume, Charles Édouard 1861.2.15—1938.6.13 フランスの実験物理学者。スイスのジュラ山麓の村フルリエに生れる。チューリヒ連邦工科大学に学び、「電解析出」により博士号を取得した。しばらく軍務に服した後、1883 年パリ郊外セールの国際度量衡局物理部門の助手に就任した。当時、国際度量衡局はメートル法の普及に全力をあげており、Guillaume はメートル原器に使用される高価な白金-イリジウム合金に代わる、安価で、原器と類似な低熱膨張を示す合金の開発研究を行い

1897年 熱膨張係数が室温付近でほとんど0のインバー合金(36%ニッケル-鉄合金)を発見した。インバー合金は安価なメートル標準器のほか、各種の物理精密測定機器や時計の振子などに広く用いられ、長さ測定の精度を著しく向上させた。なかでもインバー線による基線測定により従来の測量法が一新された。一方 Guillaume は、時間測定の精度を上げるため合金の弾性率の研究を行い、1919年 弾性率の温度係数が室温付近でほとんど0のエリニバー合金(36%ニッケル, 12%クロム, 鉄合金)を発見した。この合金は時計のひげぜんまいなどに利用され、時間測定の精度は飛躍的に向上した。これらの業績に対して1920年ノーベル物理学賞が授与され、フランス政府からレジオン・ド・ヌール勲章が授けられた。1915年には国際度量衡局局長に就任し、同局を権威ある国際機関に育成した。1936年 退職して名誉局長となり、2年後セーブルにおいて死去した。インバー合金の研究は磁性物理学の基本問題の解明と密接に関連しており、近年 日本をはじめ世界各国で活発な研究が行われている。[主著] *Recherches sur le nickel et ses alliages*, 1898; *Les applications des aciers au nickel*, 1904; *Initiation à la mécanique*, 1909。

許容応力 [英 allowable stress, 独 zulässige Spannung, 仏 tension acceptable, 露 допустимое напряжение] ⇒ 安全率

許容差 [英 tolerance, 独 Toleranz, 仏 tolérance, 露 допуск] ⇒ 公差

許容遷移 [英 allowed transition, 独 erlaubter Übergang, 仏 transition permise, 露 разрешённый переход] 原子や分子は、光を放出、吸収または散乱して、ひとつの状態から別の状態に遷移することがあるが、どの状態にも遷移できるわけではない。角運動量子数の変化などについて制限がある(⇒選択規則)。このような制限によって禁制されている遷移を禁制遷移とよび、禁制されていない遷移を許容遷移とよぶ。原子核の α 線や β 線崩壊も、遷移に伴う核のスピン、パリティの変化によって難易が決り、許容遷移と禁制遷移に分けられる。難易度は遷移を表す演算子の行列要素の大きさに決る。

許容線量 [英 permissible dose, 独 zulässige Dosis, 仏 dose tolérée, 露 допустимая доза] 放射線の障害を防止することを目的として、許容できる放射線被曝の基準として用いるため、国際放射線防護委員会(ICRP)によって導入された概念である(ICRP Publication 6, 1959年)。しかし「許容」という表現は誤解を招きやすい(放射線障害はある程度以上被曝しないと絶対に起らないと思わせる)ので、1966年には「容認できる線量」と改められ(ICRP Publication 9), 今日では「線量限度」という表現が用いられている(ICRP Publication 26, 1977年)。放射線障害の発生を防止するため国が定めた方策は、いわゆる「放射線障害防止法」であるが、そこでは今日でも「許容線量」という表現が用いられていて、その意味ではこれはひとつの法律用語ということになる。ただし関連する体系の中では、この量についての定義ないしは概念規定といったものはどこにも見当たらない。このため、許容線量なる名称はしばしば使用に際して混乱を引起す。一般人のみならず放射線防護のための線量測定を任務とする専門家さえも頭をかかえることがある。放射線防護委員会では、ヒトを職業人と一般人の2グループに大別し、これらに対する線量限度として、それぞれ年50mSv(ミリシーベルト), 5mSv

を勧告しているが、それはリスクに換算するとそれぞれ、 10^{-4} および $10^{-8} \sim 10^{-9} \text{年}^{-1} \cdot \text{人}^{-1}$ の程度に相当するといわれている(ICRP Publication 26)。

許容電流 [英 current-carrying capacity, 独 erlaubter Strom, 仏 courant de tolérance, 露 допустимый ток] 電線において電流のジュール熱によって導体と絶縁物を損傷することなく連続的に流すことのできる電流の最大値。導体金属の種類や形状、被覆絶縁物の性質および電線の使用状況による放熱の良否によって決る。一般に使用されている電線については、JIS規格により定められている。

許容濃度 [英 permissible concentration, 独 zulässige Konzentration, 仏 concentration admissible, 露 допустимая концентрация] 内部被曝による放射線障害防止のために、国際放射線防護委員会(ICRP)が導入した管理基準。体内に摂取された放射性核種が、体内の各部位にどれだけの線量当量(吸収線量と線量係数などの加重係数)を与えるかは実測が困難であり、また被曝線量を各器官ごとに行うのも実務的でない。そこでICRPでは内部被曝に対する管理の具体的な方策として、放射性物質の体内への摂取量を管理する方法を採用した。許容濃度は、人の呼吸する空気や飲用となる可能性のある水の放射性濃度を意味し、長期間にわたってその濃度の空気を吸い、あるいは水を飲み続けたとき、任意の1年間における実効線量当量が、ICRPの導入した基本的管理基準の許容線量(ICRPでは現在の表現を用いず線量限度とよんでいる)を下まわるように決めている。

現在では、許容線量が線量限度に改められたのに伴い、内部被曝に対する管理基準としては、年間摂取限度(annual limit of intake, ALI)と誘導空気濃度(derived air concentration, DAC)が導入されている(ICRP Publication 30, 1978年)。具体的には、線量限度は核種ごとに細かく決められている。また、水については、誘導空気濃度に相当するものは決められていない。

許容背圧 [英 permissible backing pressure, 独 erlaubter Vorvakuumdruck, 露 допустимое противодавление] ⇒ 背圧

許容 β 崩壊 [英 allowed β -decay, 独 erlaubter β -Zerfall, 仏 désintégration β permise, 露 разрешённый β -распад] ⇒ β 崩壊

許容リーク量 [英 tolerable leak, 独 erlaubte Leckrate, 仏 fuite tolérable, 露 допустимое натекание] 真空容器などの気密性容器が不完全でリーク(漏れ)がある場合、そのリークによって容器の本来の機能が全然損なわれないと判断される場合、このときのリーク量を許容リーク量という。許容リーク量の最大値を最大許容リーク量といい、真空容器などのリークテストでの合格、不合格を判定する基準となる。たとえば排気速度 $S [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$ の排気系によって圧力 $p_0 [\text{Pa}]$ 以下の真空を維持すべき真空容器では、最大許容リーク量 L_{max} は

$$L_{\text{max}} \ll p_0 \cdot S$$

でなければならない。実際に真空容器などに関して最大許容リーク量を設定する場合、上述の $p_0 \cdot S$ の1/100あるいはそれ以下とすることが多い。

距離 [英 distance, 独 Abstand, 露 расстояние] 2点 X, Y 間の隔たりのことであるが、普通、最小の隔たりのことをいう。力の到達距離などのように、作用範囲を表すこともある。物理学で最も広く用いられる n 次元ユーク

クリッド空間は、線形空間の一種であって、2点 X, Y の座標を $X = (x_1, x_2, \dots, x_n)$, $Y = (y_1, y_2, \dots, y_n)$ とすれば、距離 $\rho(X, Y)$ は

$$\rho(X, Y) = \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - x_i)^2}$$

で与えられる。 $\rho(X, Y)$ はベクトル \overrightarrow{XY} の長さを表し、絶対値またはノルムとよばれる量である。一般に $\rho(X, Y)$ は正であるが、(1) $\rho(X, X) = 0$, (2) $\rho(X, Y) = \rho(Y, X)$, (3) 任意の3点 X, Y, Z に対して $\rho(X, Z) \leq \rho(X, Y) + \rho(Y, Z)$ を満たしている。数学では、集合のうちの二点 X, Y に対して負でない実数 $\rho(X, Y)$ が一義的に対応していて、かつ $\rho(X, Y)$ が上の3つの公理を満たしているときに、この集合は距離をもつといい、この集合のことを距離空間という。線形空間、関数空間、数列空間などについて距離を定義することができ、 n 次元ユークリッド空間で $n=3$ とおいたものは、通常よく使われる三次元空間であって、これに時間を加えた四次元空間がミンコフスキーの時空である。一般相対性理論によれば、われわれの宇宙は厳密にはユークリッド空間ではなくて、宇宙に点在する質量のためひずんだリーマン空間であるとされている(⇒リーマン空間)。

距離空間 [英 metric space, 独 metrischer Raum, 仏 espace métrique, 露 метрическое пространство] ⇒ 関数解析学

霧 [英 fog, 独 Nebel, 仏 brouillard, 露 туман] 地表に接した大気層内で水蒸気が凝結して生じた微小な水滴または水晶の集合。水晶の霧は水霧ということもある。霧と雲の違いは、原則として、地表に接しているかないかで区別する。しかし、層雲や山にかかる雲と霧の区別は、はっきりしないことが多い。発生機構の上では、雲が空気塊の断熱冷却によって生じるのに対し、霧は空気塊が上昇しないで発生する点に特徴がある。発生機構の違いによって、霧は次のように分類される。(1) 放射霧: 夜間に放射冷却によって地表温度が低下すると、地表面に接した気層の下部が冷やされて凝結が生じる。まったく無風のときは、主に地表面に凝結が生じると考えられるが、弱い風があると乱流混合によって接地層内の気温が下がり、霧が発生する。秋から冬にかけて内陸で発生する霧は放射霧が多い。(2) 移流霧: 暖かい地表面上の空気塊が冷たい海面上に流出すると下面から冷却され凝結を生じる。暖候期に太平洋や瀬戸内海沿岸で発生する霧は移流霧が多い。(3) 蒸気霧: 冷たい空気塊が暖かい海面上に流出すると、海面から蒸発した水蒸気が湯気として凝結する。冬季の日本海上に発生する。同様の現象は、前線付近の寒冷な気団内に暖かい雨が降った場合にも生じ、前線霧とよばれる。

霧粒の半径は $10\mu\text{m}$ 程度のものが多く、含水量は薄い霧で $10^{-2}\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$ 、濃い霧で $1\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$ 程度である。視程が 1km 以上ある場合は、もや(霧)という。また、煤塵などの乾燥したエアロゾルまたは湿ったエアロゾルが大気中に浮遊して視程を悪くする現象は煙霧という。

切欠き [英 notch, 独 Kerbe, 仏 entaille, 露 надпез] 荷重を負荷する部材中に存在する穴や溝、へこみなど、断面積を減少させている凹部を、切欠きという。この切欠きの底部付近には必ず応力集中が生じ、その程度は切欠きが深く鋭いほど著しい。段付軸など断面積の急変する部分の凹部も応力集中を生じるので、この部分も切欠きということがある。切欠き材の疲労限度を切欠き底の有効

断面に対する公称応力で表して σ_{wk} とすると、これは同一材料からなる平滑材の疲労限度 σ_{wo} よりも切欠き効果のために低くなる。両者の比 $\beta = \sigma_{wo}/\sigma_{wk}$ を、疲労限度に関する切欠き係数という。この値は切欠きの応力集中係数(形状係数ともいう) α に対して、 $\alpha \geq \beta \geq 1$ の関係があるが、 β は切欠きの形状寸法および材質によって変化する。

切欠き係数 [英 fatigue notch factor, 独 Kerbwirkungszahl, 仏 coefficient de concentration des contraintes, 露 эффективный коэффициент концентрации напряжений] ⇒ 切欠き

切欠き効果 [英 notch effect, 独 Kerbwirkung, 仏 effet d'entaille, 露 влияние надреза] 材料の中に切欠きが存在すると、温度や変形速度などの条件を一定にしておいても、切欠きがない場合に比べて次のような点で材料の機械的性質が変化する場合が多い。これを総称して切欠き効果という。(1) 脆性材料では、切欠き先端部における応力集中のため、低い公称応力で破壊する(⇒応力集中, グリフスの破壊理論)。(2) かなり延性に富む材料でも深く鋭い切欠きがあると、切欠き断面部の降伏応力は上昇するもの、空洞が発生したりして、低い応力で脆性破壊に似た破壊形態をとることがある。(3) 靱性が低下する(⇒靱性)。靱性は衝撃試験によって得られる衝撃値で表すのが普通であるが、鋭い切欠きをつけた試験片の破壊靱性を切欠き靱性(notch toughness)とよぶ。この場合、破壊に要するエネルギーを普通意味するが、破壊応力を用いることもある(⇒衝撃試験, 衝撃値)。(4) 疲労寿命が減少する(⇒疲労)。ただし同一形状の切欠きであっても、材料によって効果はかなり異なるので切欠き敏感性(notch sensitivity)という量を用いたりすることがある。

霧箱 [英 cloud chamber, 独 Nebelkammer, 仏 chambre à nuage, 露 камера Вильсона] 過飽和状態の気体中に荷電粒子が通過するときに生成する霧滴によって、粒子の飛跡を観測する装置で、その原理は C. T. R. Wilson によって発見された。過飽和状態をつくるのに、気体の断熱膨脹を利用する方式と、温度勾配を利用する方式がある。最初、Wilson が製作した霧箱(1912年)は膨張式であったことから、普通ウィルソン霧箱というときには、膨張霧箱をさす。これに対して、気体の温度勾配を用いるものを拡散霧箱という。霧箱は普通強い磁場中で使用され、荷電粒子の飛跡の曲率から粒子の荷電の符号や粒子の運動量を知ることができる。霧箱は素粒子物理学の発展に重要な貢献をしており、Wilson と W. Bothe によるコンプトン散乱の反跳電子の観測(1923年)、C. D. Anderson による陽電子の発見(1932年)、Anderson と S. H. Neddermeyer による μ 粒子の発見(1936年)などは、霧箱による業績である。Kelvin 卿の理論によると、荷電粒子が気体中に生ずるイオンを核として霧滴が成長するために必要な最低の過飽和度(臨界過飽和) S_c は

$$\log S_c = \frac{M}{RT\rho} \frac{3}{2} \left(\frac{\pi e^2}{\epsilon^2} \right)^{1/3} \sigma^{1/3}$$

で与えられる。ここで、 M は分子量、 ρ, σ, ϵ はそれぞれ液体の密度、表面張力、電媒定数、 R は気体定数、 T は絶対温度、 e はイオンの電荷である。また一方、過飽和度があまり大きすぎると、霧箱が全面真白になって飛跡が見えなくなる。これを cloud limit という。 S_c の値は、水に対しては約4、アルコールに対しては約2である。

(1) 膨張霧箱: 密閉した容器中にアルコールとアルゴン

などの混合気体を封入し、飽和状態に保っておき、荷電粒子の通過に同期して、ピストンなどにより、容器の容積を瞬間的に断然膨張させる。膨張の前後における気体の圧力と温度をそれぞれ p_1, p_2 および T_1, T_2 とすると、得られる過飽和度 S は

$$S = \frac{p_1}{p_2} \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{7/(1-1)}$$

となる。たとえば、水とエチルアルコールが 20°C で飽和しているとき、 $S=2.2$ を得るためには、15% 容積を増せばよく、比較的容易に過飽和状態が得られる。この膨張霧箱の欠点は、粒子の通過に同期して膨張しなければ、観測できないことである。そのため、宇宙線や自然放射線を観測しようとする、極めて多くの写真を撮影することが必要で、かつ、その大部分には何も写っていないことになる。

(2) 拡散霧箱：膨張霧箱の欠点を解消して、粒子が通過すれば、いつでも飛跡が見えるようにした霧箱である。図 1 に示すように、上部の溝の中にアルコールなどの液体が

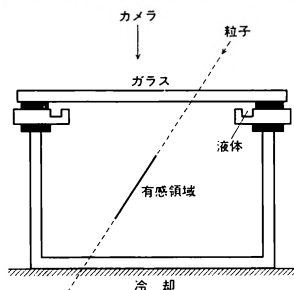


図 1

入っていて、ヒーターで暖められて蒸発するようになっている。容器の下部をドライアイスなどで冷却すると、容器の中には強い温度勾配ができる。蒸発したアルコールは下部に向かって拡散するが、温度勾配の大きい容器の中央部付近では過飽和状態となる。したがって、この領域を荷電粒子が通過すると飛跡が観測される。しかしこの霧箱は連続観測に適しているが、有感領域が限られていることや、感度が一様でない点などが欠点である。

図 2 は、宇宙線空気シャワーの霧箱写真であり、宇宙線

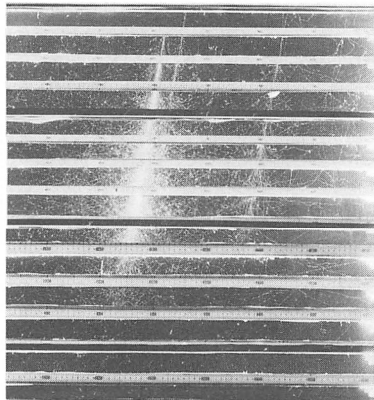


図 2 宇宙線空気シャワーの霧箱写真
(神戸大学理学部宇宙線グループ 提供)

からの高エネルギー電子および α 線が、霧箱内にセットされている厚さ 1cm または 2cm の鉛板において電磁シャワーを起しているようすをきれいにとらえている。

キリング方程式 [英 Killing's equation, 独 Killing'sche Gleichung, 仏 équation de Killing, 露 уравнение Киллинга] 一般相対論において、計量テンソル g_{ij} により定まる時空がある対称性(たとえば時間座標 x^0 に依存しない、球対称、軸対称など)をもつかどうかを(採用した座標系によらずに)判定する方程式。座標系 x^i ($i=0, 1, 2, 3$) において、各点 x を $x' \rightarrow x' + \varepsilon p^i(x)$ (ε は微小量)と微小変位したとき、 g_{ij} 、したがって時空が不変であるための必要十分条件は $p_{j,i} + p_{i,j} = 0$ (i は共変微分、 $p_{j,i} = g_{jk} p^k_{,i} = g_{jk} (\partial p^k / \partial x^i + \Gamma^k_{ip} p^p)$ 、 Γ^k_{jk} はクリストッフェルの記号)である。すなわち、適当な座標系 $x', x' = x'(x')$ において $\partial g_{ij} / \partial x^k = 0$ であれば $p^i = \partial x^i / \partial x^k$ はこの方程式を満たす。また、 $p^i(x)$ がこの方程式を満足すれば、座標系 x' があって、 $\partial g_{ij} / \partial x^k = 0$ である。この方程式をキリング方程式といい、解の(反変)ベクトル p^i をキリング・ベクトルという。 $x' = x' - \varepsilon p^i(x)$ なる無限小座標変換を行ったとき、旧座標系 x におけるある点のテンソルの値と、新座標系 x' での、旧座標に対して同じ座標の値をもつ点におけるテンソルの値との差を $-\varepsilon$ で割ったテンソルを、もとのテンソルのリー微分というが、キリング方程式は、計量テンソルのリー微分が 0 であるという条件である。

ギルバート = ギルベルト

ギルバート Gilbert, William 1544.5.24 - 1603.11.

30 イギリスの医師、自然科学者。磁気学の祖として、ルネッサンス期の最大の自然科学者のひとりとされる。エセックスのコレチェスターに生れたが、幼時のことは判然としなない。父は下級の裁判官であつたらしい。1558 年ケンブリッジのセント・ジョンズ・カレッジに入学、医学と数学を修め、1569 年には学位を得て同大学のフェローとなった。その後ロンドンに移住し、医師として活動して、「ロンドンで最大級の賞讃と成功を博した」といわれる。当時ロンドンにあった医師の団体、ロイヤル・カレッジ・オブ・フィジシャンズにセンサー(学監)として登録されて以後(1581 年)、次々にその要職を歴任し、1600 年にはレジデントに就任した。そして当時としては最も栄誉のある職であった Elizabeth 女王の侍医となり、女王の死後も王室の侍医を務めたが、ほどなく死去した。一生独身であつた。

不朽の著作とされる「磁石論」*De magnetibus* は 1600 年に刊行されたが、その内容については刊行のほぼ 20 年前にそのだいたいの骨子が得られていたものとされる。その正確な原題は「磁石、磁性体、そして大磁石たる地球について、多くの論述と実験とで論証された新哲学」*De magnetibus, magneticisque corporibus, et de magno magnetis telluris; physiologia nova, plurimis & argumentis, & experimentis demonstrata* であるが、ここに見られるように彼の論述には徹底した実験の重視があり、ルネッサンス期の科学を代表するペイコンの「新哲学」の息吹がみられる。Galileo はこの書に最大の讃辞を呈した。

磁気と摩擦電気とは当時 判然とは区別されていなかったが、Gilbert は軽い回転針を作り、これを検電器として用いることによって、琥珀性物質すなわち電気物質を磁気的性質と区別した。エレクトリック(琥珀)の語の使用の始

めである。

磁石についてはその諸作用(接合, 指向性, 状角, 偏角, 回転など)をさまざまな実験を通じて論じ, 特にテララ(小地球)と称する球状磁石を用いて, 大磁石たる地球の効果としての地磁気の性質を説明した。そしてこれは航海用器具, 航海術, 鉱山業, 鉄の鑄造, 天文学, さらに医学的効用などにまで展開される。

しかし一面, 彼の思索的解釈の面では, 磁気と電気に関する形相と質料の考えの適用や電氣的牽引力のもととしてのエーテル説(発散気)のように, ネオ・プラトン主義的側面もあり, こうした中世的な思索精神と近代的実験精神との均衡のなかに Gilbert のルネッサンス性が理解されるのであろう。

なお, ほかに「月下界」*De mundo* (1651 年)の書が公刊されている。

キルヒホッフ Kirchhoff, Gustav Robert 1824. 3. 12—1887. 10. 17 ドイツの物理学者。ケーニヒスベルク(現ソ連領カリニングラード)で生れた。同地の大学で F. J. Neumann に学ぶ。1846 年 電気回路におけるキルヒホッフの法則を提出した論文により博士号取得。同年ベルリンの物理学会国外会員に選ばれる。1848 年 大学教授資格を得てベルリン大学私講師となる。1850 年ブレスラウ大学の実験物理学の員外教授, 1854 年ハイデルベルク大学教授, 1862 年 同大学学長代理。1870 年プロイセン科学アカデミー-国外会員に選ばれる。1875 年ベルリン大学の数理物理学教授, ベルリン科学アカデミー会員となる。処女論文である学位論文で名声を博した後, 彼の名の法則で知られる数々の研究を行い, ドイツの指導的物理学者のひとりとなる。ブレスラウ時代からさまざまな問題を理論的に分析することに没頭したが, ハイデルベルクでは, ブレスラウからの友人 R. W. Bunsen とともにスペクトルの実験を行い, 1860 年スペクトル分析の基礎を確立した。その間ナトリウムの輝線の反転現象を観察し, その説明を考察して 1869 年 太陽大気の化学成分を調べる方法を提出し, 光と熱の放射の問題の理論的研究に進んだ。同年 前期量子論を導く古典放射論の出発点といわれるキルヒホッフの法則の理論的証明を与えた。この当時ハイデルベルクにいた R. W. Bunsen, H. L. F. von Helmholtz とともに「ハイデルベルクの三つ星」とよばれ, ヨーロッパ中にその名をひびかせていた。スペクトル実験により目を痛め, また 1868 年に足をけがして松葉杖の生活に入ってから論文数が激減した。弾性論, 熱学, 音響学の分野でも重要な研究を残した。1877 年 Bunsen と同時にロンドン王立協会の第一デービー賞受賞。[主著] *Vorlesungen über mathematische Physik* (全 4 巻 I. *Mechanik*, 1876; II. *Mathematische Optik*, 1891; III. *Elektrizität und Magnetismus*, 1891; IV. *Theorie der Wärme* 1894)。

キルヒホッフの回折理論 [英 Kirchhoff theory of diffraction, 独 Kirchhoffsche Theorie der Beugung, 仏 *théorie de la diffraction de Kirchhoff*, 露 *теория дифракции Кирхгофа*] G. Kirchhoff によって提出された波動の回折を説明する理論。開口の大きさが, 波長に比べて大きく, また光源, 観測点までの距離に比べて十分大きい場合を取扱い, ホイヘンスの原理を数式化したもの。1 つの振動数 ν をもつ波動の空間座標部分 u はヘルムホルツの方程式

$$\Delta u + k^2 u = 0$$

を満足する。ここで k は, 波動の位相速度を c として, k

$= 2\pi\nu/c$ である。この微分方程式の解として観測点 P における u の値 u_P は P を囲み光源を含まない閉曲面上の表面積分として次のように表される。

$$u_P = \frac{1}{4\pi} \iint \left\{ u \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) - \frac{e^{ikr}}{r} \frac{\partial u}{\partial n} \right\} dS$$

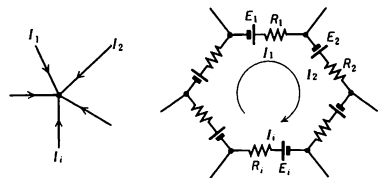
ここで r は P 点と曲面上の点との距離, $\partial u / \partial n$ は曲面上で内向き法線方向の微分係数を表す。この式をヘルムホルツ-キルヒホッフの積分という。遮蔽板にあげた開口による回折にこの積分を適用するにあたって, Kirchhoff は境界条件として開口の部分の u と $\partial u / \partial n$ は遮蔽板がないときのそれぞれの値に等しく, 遮蔽部分ではいずれも 0 であると仮定した。点 P を囲む閉曲面として遮蔽板に沿った平面と P 点を中心とする球面の一部をとり, その半径を非常に大きくとれば, 境界条件と放射条件により積分範囲は開口の部分だけとなり, 次式を得る。

$$u_P \propto \iint \frac{e^{ik(r_0+r)}}{r_0 r} [\cos(n, r_0) - \cos(n, r)] dS$$

ここで r_0 と r はそれぞれ光源 Q と観測点 P の開口上の 1 点 M からの距離, (n, r_0) と (n, r) は \vec{QM} , \vec{PM} と開口上の点 M にたてた法線 n とのなす角である。これをフレネル-キルヒホッフの回折積分という。上記の境界条件の仮定は数学的には厳密ではないが, 開口の大きさ(幅)が波長より大きく, 回折方向と幾何光学によって与えられる進行方向との差が小さいときには十分よい近似解を与える。

キルヒホッフの放射法則 [英 Kirchhoff's law of radiation, 独 Kirchhoffsches Strahlungsgesetz, 仏 *loi de Kirchhoff du rayonnement*, 露 *закон излучения Кирхгофа*] \Rightarrow 放射法則

キルヒホッフの法則 [英 Kirchhoff laws, 独 Kirchhoffsche Sätze, 仏 *lois de Kirchhoff*, 露 *закон Кирхгофа*] 複雑な回路網の電流と電圧の分布を決定するのに有用な次の二つの法則をいう。



第一法則: 任意の点に流入する電流 I_i の総和は 0 である。すなわち, 流入する電流は正, 流出する電流は負として

$$\sum I_i = 0$$

第二法則: 回路網内の任意の閉回路について, 一方の向きを正の向きとし, その閉回路を構成する i 番目の部分の抵抗を R_i , そこを流れる電流を I_i , その部分にある起電力を E_i とすれば,

$$\sum R_i I_i = \sum E_i$$

が成り立つ。これらの法則は I_i, E_i をそれらのフーリエ成分で, R_i をインピーダンス Z_i でおきかえれば, 交流でも成り立つ。

ギルベルト [英 *gilbert*, 独 *Gilbert*, 露 *гильберт*] 起磁力の CGS 電磁単位またはガウス単位。W. Gilbert (\Rightarrow ギルバート)に由来する。単位記号は Gb。1Gb = 10e。

cm. 国際単位系(SI)のアンペア回数に対しては、 $1\text{Gb} = (1/4\pi) \times 10\text{A}$.

き裂進展力 [英 crack extension force] ⇒ 破壊力学

キ ロ [英仏 kilo, 独 Kilo, 露 кило] 単位の名前に付ける接頭語のひとつで、 10^3 倍を意味する。フランスでは、メートル法の展開期の 1795 年から用いられてきたが、しだいに普及し、1960 年の国際度量衡総会の決議 12 によって、SI 接頭語のひとつとして採用され、記号 k で表すことが協約された。たとえばエネルギー、熱量の SI 単位はジュール(単位記号は J)であるが、その 10^3 倍をキロジュールとよび、記号 kJ で表す。

この語は、1000 を意味するギリシア語 χίλιοι から選ばれたといわれる。

キロアンペア [英 kilampere, 独 Kiloampere, 仏 kilampère, 露 килоампер] 電流の単位であるアンペア(単位記号は A)の、倍量単位のひとつ。 10^3A に等しい。記号は kA (⇒ アンペア)。

キロオーム [英仏 kilohm, 独 Kilohm, 露 килоом] 電気抵抗の単位であるオーム(単位記号は Ω)の、倍量単位のひとつ。 $10^3\Omega$ に等しい。記号は k Ω (⇒ オーム)。

キロカロリー [英仏 kilocalorie, 独 Kilokalorie, 露 килокалория] 熱量の単位であるカロリー(単位記号は cal)の、倍量単位のひとつ。 10^3cal に等しい。記号は kcal. かつてはキロカロリーを記号 Cal で表し、大カロリー(またはキロカロリー)とよんだことがある(栄養学や食品学などではいまでもそれを踏襲することがある)(⇒ カロリー)。

記録 = レコード

記録録 [英 recorder, 独 Schreiber, 仏 enregistreur, 露 самописец] 測定信号の比較的ゆっくりした時間的変化をグラフにして紙に記録する装置。電気信号を変位に変換する指示機構と記録紙に書きこむ記録機構および記録紙を送りだす機構の 3 つが必要である。指示方式には自動平衡式と直動式がある。自動平衡式は補助の駆動エネルギーで指示部を動かすので指示の精度や信頼度は高い。直動式は信号のエネルギーで直接指示部を動かすので、記録紙との摩擦が問題となりあまり感度の高いものはない。記録方法には、普通紙にインクで書く方式が最も多いが、感熱記録紙と熱ペンを使うものや放電記録紙と電極ペンを使うものもある。常にペンが記録紙に触れて連続的に記録する方式(ペン書記録計)と間欠的にペンが記録紙に打ちおろされる打点式(打点式記録計)の 2 通りがある。紙送りには同期モーターが使われることが多い。紙送り速度は $10\text{mm}\cdot\text{h}^{-1}$ から $3\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$ と大きく変えられる。

記録密度 [英 packing density, 独 Informationsdichte, 仏 densité d'information, 露 плотность записи] 電子計算機の外部記憶装置において、記録媒体の単位長、単位面積、または単位体積当りの記憶データ量をいい、通常単位当りのビット数で表す。記憶密度ともいう。磁気テープの場合は 1トラックの単位長当りの記録密度を表す場合が多く、BPI (bits per inch) という単位が多く使われる。またテープの単位長の記録密度として RPI (rows per inch) が使われることもある。現在の標準磁気テープにおいては、6250, 1600, 800 BPI が標準であり、以前は 556, 200 BPI (RPI でも同じ値である)も使われてきた。磁気ディスクの場合はさらに高い記録密度が採用されており、現在 6000~12000 BPI に及んでいるが、今後さらに向上が見

込まれる。

キログラム [英 kilogram, 独 Kilogramm, 仏 kilogramme, 露 килограмм] メートル法の質量の単位。国際単位系(SI)では基本単位のひとつになっている。その大きさは、現行の定義では「国際キログラム原器の質量」であり、1000 グラムに等しい。単位の名称は「グラム」に 1000 倍を意味する接頭語キロをつけたものであって、単位記号は kg である。基本単位でありながらその名称に接頭語がついていることはいわゆる一貫性のある単位系の構成原理に反するわけであるが、キログラムという名称の歴史と普及度からそのままになっている。このためこの単位の倍量単位と分量単位の名称の形成には次のような注意を要する。すなわち、キログラムの倍量単位・分量単位の大きさはキログラムに十進法の倍数(10^n)もしくは分数(10^{-n})を乗じたものであるが、その名称は、キログラムに 10^{2n} に対応する接頭語を付けるのではなく、グラムに 10^{n+3} もしくは 10^{-n+3} に対応する接頭語を付けることによって形成する。たとえば 1000 キログラム(10^3kg)は 1 キロキログラム(kkg)ではなく、 10^{3+3} グラム = 10^6 グラムすなわち 1 メガグラム(Mg)であり、また 10^{-6} キログラム(10^{-6}kg)は 1 マイクロキログラム(μkg)ではなく、 10^{-6+3} グラム = 10^{-3} グラムすなわち 1 ミリグラム(mg)である。

キログラムの定義は歴史的には次のように変化した。まず、1795 年のフランスの法律では、氷の融けつつある温度の純粋な水 1 立方デシメートルの絶対質量と定義されているが、この条文は怠慢による誤記であり、この法律に基づいて標準分銅が作られた際に用いられた定義は「最大密度にある蒸留水 1 立方デシメートルの真空中の質量」であった(1798 年に国立学芸院 Institut National des Sciences et des Arts の度量衡委員会に提出された報告による)。この定義は地球子午線の赤道から北極までの四分弧の長さといたところに存在する水という 2 つの自然物に依拠しており、1 キログラムと 1 立方デシメートルの水の質量とは約 4°C において相等しい関係にあった。この定義に基づくキログラムの大きさを具体的に示すために作られたのが直径と高さがほぼ等しい円柱型の白金分銅で、1799 年にフランス共和国史料館 Les Archives de la République に納められ、同年 12 月に制定された法律によりメートルの標準器とともに共和国で最も権威のある標準器として採用された。この標準分銅を「キログラム・デ・ザルシーブ(Kilogramme des Archives)」とよび、1889 年までメートル法の質量の原器であった。次いで、メートル法の国際化のためにフランス政府のよびかけによって開催された国際メートル委員会(Commission Internationale du Mètre)は 1872 年の第二回会合において、質量の国際原器を「キログラム・デ・ザルシーブ」の実状に基づいて製作し、その質量をキログラムとすることを決定した。この決定により質量の単位は自然物に基礎を置き、特定の人工物に依拠することになったが、これは原器用の天秤による質量測定の精度が体積の測定精度よりよいこと、自然物を標準とする場合は測定技術の向上とともに単位が変動するなどの理由による。この国際メートル委員会の決定に基づく標準分銅は、メートル条約締結後の 1880 年、国際度量衡委員会とフランス部会(国際メートル委員会のために設置されたフランスの委員会、Section Française という)との混成委員会によって完成された。1889 年の第一回国際度量衡総会は、この原器の質量が「キログラム・デ・ザルシーブ」

ブ」の質量と体積測定の精度で正確に一致することを考慮し、この原器を「国際キログラム原器」として採用し、「今後この原器を質量の単位とみなす」という決議を採択した(1889年9月26日)。この原器は、腐食されにくくしかも摩耗に耐えるという観点から10%のイリジウムを入れた白金の混入比0.0001の不純合金で作られた円柱型の分銅であり、直径と高さがほぼ等しく約39 mmあり、上下の周縁部分がわずかに丸められている。0°Cでの体積は約46.4018 cm³、密度は約21.55 kg・cm⁻³で、密度は「キログラム・デ・ザルシープ」のそれに近い。以上の定義の変更により、キログラムの大きさは1立方デシメートルの水の質量とは無関係になった(この後者の質量は従来とは逆に「国際キログラム原器」の質量から実験によって求められることになり、現在までに得られた最も確からしい値は、1950年の国際度量衡委員会の声明によれば、最大密度において0.999972 kgであるとされている)。なお、「国際キログラム原器」は1889年以降国際度量衡局に保管されており、その質量をできるだけ安定に保つためにその使用を極力少なくする必要上、同局は6個の参照原器と2個の常用原器を備え、通常の比較測定はこれらを介して行われ、1889年以降、国際原器が使用されたのは1939年と1946年の2回の比較測定においてのみである。メートル条約締結国にはこの国際原器と同形同質の複製原器が配布される。その質量測定に用いられる原器用天秤の測定精度は10⁻⁸ かるいはそれよりよい。「日本国に配布されたキログラム原器」は茨城県新治郡桜村にある通商産業省計量研究所に保管されており、質量は1888年に1.000000169 kg、1950年に1.000000170 kgであった。

キログラム重 = 重量キログラム

キロサイクル [英 *kilocycle*, 独 *Kilohertz*] 周波数の単位であるキロサイクル毎秒の略称。記号 *kc* で表される。国際単位系(SI)のキロヘルツ(kHz)に等しい(⇒キロサイクル毎秒, キロヘルツ)。

キロサイクル毎秒 [英 *kilocycle per second*, 独 *Kilohertz*, 仏 *kilohertz*, 露 *килогерц*] 周波数の単位であるサイクル毎秒(単位記号は *c/s*)の、倍量単位のひとつ。10³ *c/s* に等しい。記号は *kc/s*。国際単位系(SI)では、キロヘルツ(kHz)という(⇒サイクル毎秒, ヘルツ)。

キロジュール [英 *kilojoule*, 独 *Kilojoule*, 露 *килоджоуль*] エネルギー、仕事、熱量、電力量の単位であるジュール(単位記号は *J*)の、倍量単位のひとつ。10³ *J* に等しい。記号は *kJ* (⇒ジュール)。

キロトン [英 *kiloton*, 独 *Kilotonne*, 仏 *kilotonne*, 露 *килотонна*] 質量の単位であるトン(単位記号は *t*)の、倍量単位のひとつ。10³ *t* に等しい。記号は *kt*。国際単位系(SI)では、ギガグラム(Gg)という(⇒トン)。原子核エネルギーを軍事に利用するときの破壊能力を、それに対応する TNT 火薬の質量で表すことがあり、その場合にもこの単位がしばしば用いられる。

キロパスカル [英 *kilopascal*, 独 *Kilopascal*, 露 *килопаскаль*] 圧力、応力の単位であるパスカル(単位記号は *Pa*)の、倍量単位のひとつ。10³ *Pa* に等しい。記号は *kPa* (⇒パスカル)。

キロバル

[1] [英 *kilobar*, 独 *Kilobar*, 露 *килобар*] 圧力の単位であるバル(単位記号は *bar*, 場合により *b*)の、倍量単位のひとつ。10³ *bar* に等しい。記号は *kbar* (場合

より *kb*) (⇒バル)。

[2] [英 *kilovar*, 独 *Kilovar*, 露 *киловар*] 無効電力の単位であるバル(単位記号は *var*)の、倍量単位のひとつ。10³ *var* に等しい。記号は *kvar* (⇒バル)。

キロヘルツ [英 *kilohertz*, 独 *Kilohertz*, 露 *килогерц*] 周波数の単位であるヘルツ(単位記号は *Hz*)の、倍量単位のひとつ。10³ *Hz* に等しい。記号は *kHz* (⇒ヘルツ)。

キロボルト [英 *kilovolt*, 独 *Kilovolt*, 露 *киловольт*] 電圧、電位の単位であるボルト(単位記号は *V*)の、倍量単位のひとつ。10³ *V* に等しい。記号は *kV* (⇒ボルト)。

キロボルトアンペア [英 *kilovoltampere*, 独 *Kilovoltampere*, 仏 *kilovoltampère*, 露 *киловольтампер*] 皮相電力の単位であるボルトアンペア(単位記号は *VA*)の、倍量単位のひとつ。10³ *VA* に等しい。記号は *kVA* (⇒ボルトアンペア)。

キロメートル [英 *kilometer*, 独 *Kilometer*, 仏 *kilomètre*, 露 *километр*] 長さの単位であるメートル(単位記号は *m*)の、倍量単位のひとつ。10³ *m* に等しい。記号は *km* (⇒メートル)。

キロラド [英 *kilorad*, 独 *Kilorad*, 露 *килорад*] 電離性放射線の吸収線量の単位であるラド(単位記号は *rad* または *rd*)の、倍量単位のひとつ。10³ ラドに等しい。記号は *krad* または *krd*。国際単位系(SI)では、10 *Gy* (グレイ) (⇒ラド, グレイ)。

キロリットル [英 *kiloliter*, 独 *Kiloliter*, 露 *килолитр*] 体積の単位であるリットルの、倍量単位のひとつ。10³ リットルに等しい。記号は *kL*, *kl*, *kl* または *kL* (⇒リットル)。

キロレントゲン [英 *kiloroentgen*, 独 *Kiloröntgen*, 仏 *kiloroentgen*, 露 *килорентген*] X線またはγ線の照射線量の単位であるレントゲン(単位記号は *R*)の、倍量単位のひとつ。10³ *R* に等しい。記号は *kR* (⇒レントゲン)。

キロワット [英 *kilowatt*, 独 *Kilowatt*, 露 *киловатт*] 工事、電力、放射束の単位であるワット(単位記号は *W*)の、倍量単位のひとつ。10³ *W* に等しい。記号は *kW* (⇒ワット)。

キロワット時 [英 *kilowatthour*, 独 *Kilowattstunde*, 仏 *kilowattheure*, 露 *киловатт-час*] 電力量(広義にはエネルギー)の単位であるワット時(単位記号は *Wh*)の、倍量単位のひとつ。10³ *Wh* に等しい。記号は *kWh*。電力の単位であるキロワットと、時間の単位である時の積と解してもよく、その意味での便利から、電力(量)の取引に広く用いられるが、時という単位は、国際単位系(SI)との併用を認められたものとはいえ、SI以外の単位であるから、時を含む積の形をしたこの単位は、限られた場合のみ認められるべきである。SI で表せば、3600 *kJ* すなわち 3.6 *MJ* (⇒ワット時)。

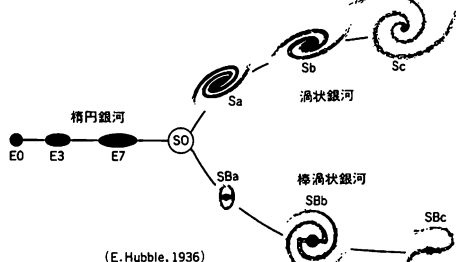
均一幅 [英 *homogeneous broadening*, 独 *homogene Verbreiterung*, 仏 *largeur homogène*, 露 *однородное уширение линий*] ⇒ スペクトル線の形

銀河 [英 *galaxy*, 独 *Galaxie*, 仏 *galaxie*, 露 *галактика*] 天体の階層のひとつで、多数の恒星と星間ガスからなる。太陽系を含む銀河は特に銀河系とよばれる。銀河系内の恒星はレンズ状に集まっているので、その方向に

は多くの星が見える。これが天の川である。銀河系以外の銀河は銀河系外星雲とか島宇宙とよばれたこともあった。

銀河は $10^6 \sim 10^{13}$ 個の恒星と星間物質とからなり、自身自身の重力でまとまった系である。視直径が $1'$ 以上のものだけでも数千個が確認されている。1 個の銀河の全体としての明るさを表す銀河の絶対等級は、 $-8 \sim -23$ 等にまでわたる。実直径も数百 pc (パーセク) ～数十 kpc までいろいろのものがある。距離は、近いものについては明るさの知られているケフェウス座 δ 型変光星などを観測して、遠いものについては観測された視線速度にハッブルの法則を適用して、求めることができる。

銀河は、その形態によって大まかには、楕円銀河と渦状銀河と不規則銀河とに分けられるが、形態の詳細は極めて多様である。さまざまな角度からの分類が試みられているが、ハッブルの分類系列が最も一般的である(図参照)。ハ



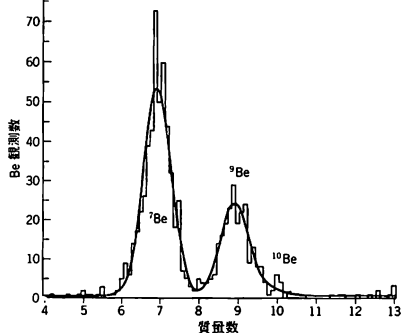
ッブル系列に沿って左から右へゆくにしたがって、銀河の色は青くなり、星間ガスの量は増大する。また中央部にある球状恒星系の大きさは減少し、恒星の乱雑運動が目だたなくなると、銀河全体の自転運動が目だってくる。楕円銀河には種族 II の古い星しか見られないが、渦状銀河や不規則銀河には種族 I の若い星やガス状の天体が見られる。このハッブル系列は、ある 1 つの銀河についてその進化の道筋を表したものでなく、多くの銀河についてそれらの誕生時における初期条件の違いを反映しているものと考えられている(⇒銀河の進化)。クエーサーとよばれる天体も銀河の一種と考えられているが、距離が遠く視直径が小さいため詳しい構造はわかっていない。クエーサーやクエーサーによく似た性質をもつセイファート銀河とよばれる銀河の中心核の中には、可視光、電波、X 線での明るさが数年以下の時間尺度で変動しているものがある。

銀河宇宙線 [英 galactic cosmic rays, 独 galaktische-kosmische Strahlung, 仏 rayonnement cosmique de la Galaxie] 太陽からフレアにもなって放出される太陽宇宙線と区別するため、一般の宇宙線を銀河宇宙線とよんでいる。銀河宇宙線そのものの研究対象は宇宙線の起源、加速、銀河内伝播などであるが、観測対象としては次のようなものがある。(1) 宇宙線の組成: 大型気球や人工衛星によって研究が行われている。深宇宙探査機 IMP 8 によるシカゴ大学の測定結果については表にまとめた。観測値は、核子当り $70 \sim 280$ MeV で、C を 100 に規格化してある。この場合の宇宙線陽子は、 5×10^4 程度にあたる。Li, Be, B などの軽元素は宇宙線が銀河系を伝播する間に星間ガスと衝突し、破砕反応によって生まれたものである。Fe 付近の原子番号の大きい核が多いのは、当初、宇宙線源での組成によるものと考えられていたが、現在で

宇宙線の組成比と銀河の組成比

	大気頂上での観測値	宇宙線源での組成比	銀河組成比
He	4900	3070	2×10^4
Li	11.8	~ 0	4×10^{-4}
Be	5.3	~ 0	5×10^{-6}
B	24.6	~ 0	3×10^{-3}
C	100	100	100
N	22.8	6	17.7
O	91.3	128	177
F~Mn	60.5	91.2	42.3
Fe	7.1	30.5	6.77
Co	0.02	~ 0	0.03
Ni	0.3	1.7	0.37

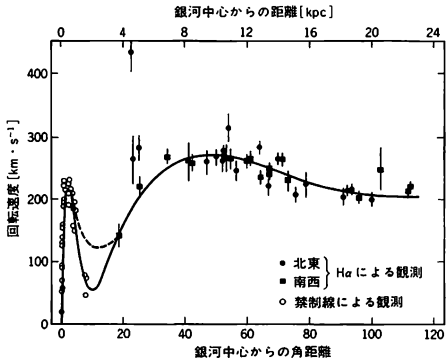
は、源での組成比は差なく加速の際にその差が生じたものとする説が多い。(2) 宇宙線中の放射性同位体: ^{10}Be (半減期 1.6×10^6 y) のような長寿命の放射性同位体も星間ガスの破砕反応で生まれるので、その到来量によって宇宙線の銀河内滞在時間を知ることができる。観測によれば地球に到来する ^{10}Be の数は極めて少なく、宇宙線の滞在年数は 10^7 y 程度と推定されている。ほかの長寿命の元素、 ^{26}Al , ^{36}Cl , ^{54}Mn についても観測が試みられている。図は 1



MP 7 および 8 による宇宙線中の ^{10}Be の観測データ (1973 ~ 76 年) である。(3) 安定同位体比異常: $\text{Ne}^{22}/\text{Ne}^{20}$ の同位体比の観測が行われ、銀河一般の元素比と比較して約 3 倍多いことがわかっている。(4) 超重核 (原子番号 30 以上の核): 最近の大型衛星による観測では、原子番号 88 以上の核はほとんど観測されていない。このため宇宙線の源となる星では、主に s 過程によって元素が合成されたものと考えられている。(5) 宇宙電子(⇒宇宙線)。(6) 宇宙 γ 線。

銀河回転 [英 galactic rotation, 独 galaktische Rotation, 仏 rotation galactique, 露 галактическое вращение] 銀河がその中心軸のまわりに自転していること。ほとんど球形であるような楕円銀河を別にすれば、すべての銀河は多かれ少なかれ自転している。銀河回転は一様ではなく、その回転角速度は中心軸に近いほど速い。銀河回転の速度は、主として銀河内部における質量分布のようすに左右される。そのため、回転速度曲線から逆に、銀河の質量分布を求めることができる。通常、このようにして求められた銀河の全質量は、銀河の全光量から推定される質量に比べてかなり大きい。銀河回転はスペクトル線のドップラー効果を測定して求める。光学的には水素のバルマー線 H_α , H_β や酸素の禁制線 $[\text{O II}]$ 372.7 nm などの輝線、お

よび Ca II の H,K 線や Na I の D 線などの吸収線を用いる。輝線は電離ガス雲の回転運動を、吸収線は恒星の銀河回転運動を反映している。電波の 21cm 線を用いて中性水素ガス雲の銀河回転を求めることも広く行われている。図



は、渦状銀河であるアンドロメダ大星雲(M 31)の銀河回転のようすを示している。個々の星の運動には、このような回転運動のほかに、無秩序な運動が重なっている。銀河系自身の回転速度は、太陽近傍では星の固有運動と視線速度の分布から統計的に求められる。銀河中心に対する太陽の公転軌道よりも内側の銀河回転のようすは、21cm 線で観測された各銀経ごとの水素ガス雲の視線速度の最大値から求められる。こうして求められた銀河回転のようすは M 31 のものとよく似ている。

銀河間空間 [英 intergalactic space, 独 intergalaktischer Raum, 仏 espace intergalactique, 露 внутривселенное пространство] 銀河と銀河の間の空間。さまざまな物質が存在する可能性があるが、現在のところ観測的には限られた情報しか得られていない。銀河間物質の存在を示す観測事実としては次のようなものがある。銀河団が出す広がった X 線成分は、銀河団中に温度約 10^8 K、密度 10^{-3} 原子/cm³ の高温希薄なプラズマが存在することを示す。鉄イオンなどの重元素の輝線スペクトルが見られるので、ガスは構成銀河から放出されたものと解釈される。また電波銀河の広がった電波源の形が風に吹き流されたような形をしていることもガスの存在を間接的に示している。クエーサーの吸収スペクトルのあるものは、銀河間空間の密度 10^{-4} 原子/cm³ 程度のガス雲が存在することを示唆している。これらのスペクトルはガス雲に重元素がほとんど含まれていないことを示しているので、宇宙初期の元素組成をもつものと考えられる。

銀河系外 X 線をプラズマの熱制動放射とすると、温度約 10^6 K、密度約 5×10^{-8} cm⁻³ のプラズマが銀河間空間を満たしていることになる。銀河間空間には、宇宙の物質密度、ミッシングマス(⇒銀河団)、3K 黒体放射のスペクトルの問題などに関連して、ほかにいろいろな物質の存在が期待されているが、観測的にはまだ検出されていない。

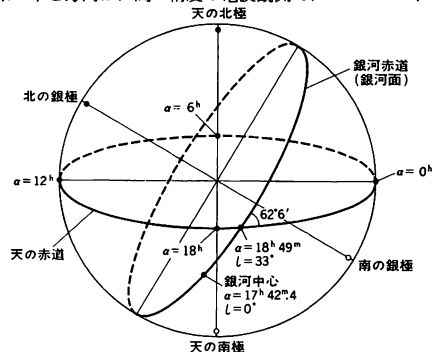
銀河系 [英 Milky Way System, 独 Milchstraßensystem, 仏 Système de la Voie lactée, 露 Система Млечного Пути] 一般に銀河のうち、太陽系が属する銀河を特に銀河系、またはわが銀河とよぶ。学術的に使うとき、英語では頭文字を大文字にして Galaxy と書いたり、または our をつけたりして、一般の galaxy と区別する。これは大型

の渦状銀河で約 10^{11} 個の星を含み、質量は少なくとも太陽の 10^{11} 倍はある。その質量のうち 5~10% をガスや星間塵が占める。直径は約 30kpc (キロパーセク)で、多くの星は厚さ約 1kpc の円盤部に集中し、銀河円盤を形成する。銀河円盤は約 10^8 年で 1 回転し、回転による遠心力と重力のつり合いで、その質量分布が決っている。若い星やガスは厚さ 200pc というさらに薄い円盤部に集中し、渦状構造を形成する。球状星団など特に古い星は球状に分布している。太陽は中心から 10kpc の銀河面上に位置する。天の川は内側から眺めた銀河円盤である。銀河系の中心は射手座の方向に当たるが、星間塵による吸収のために可視光では見ることができない。しかし赤外線や電波では、銀河中心まで見通すことができる。

銀河系外星雲 [英 extragalactic nebula, 独 extragalaktischer Nebel, 仏 nébuleuse extragalactique] 銀河と同じ。一般の銀河という概念が確立しなかった時代に、特にわれわれの銀河(銀河系とよばれることが多い)の外に存在するものであることを強調するために、銀河系外星雲とよばれた。銀河は、恒星と星間物質からなるもので、われわれの銀河と同じ階層に属する天体であるが、小さい望遠鏡では単に星雲状に見える。そこで銀河系内に存在する小規模のガス雲、すなわち散光星雲、惑星状星雲、暗黒星雲などと区別するために、特に銀河系外星雲とよばれた。

銀河雑音 [英 galactic radio noise, 独 galaktische Rauschstrahlung, 仏 bruit galactique] ⇒ 銀河背景放射

銀河座標 [英 galactic coordinates, 独 galaktische Koordinaten, 仏 coordonnées galactiques, 露 галактические координаты] 天の川に沿い銀河赤道をとって天球を 2 分し、北極星を含む半球面を北天とするような球面座標。北半球から見て反時計まわりに、銀河赤道に沿って 360°の銀経を数える。銀河座標を最初に定義したのは、F. W. Herschel であった。その後、いくつかの試みがあったが、J. Ohlsson (1932 年)の銀河座標はよく用いられた。当時は、銀経の原点 $l=0.0$ は、銀河赤道の天の赤道に対する昇交点に置かれた。現行の銀河座標は、1958 年の国際天文学連合(IAU)総会において採択された。銀河系の中心方向に銀経銀緯の原点 ($l^0=0.0$, $b^0=0.0$; 赤経(α) $17^h42^m.4$, 赤緯(δ) $-28^\circ55'$, 1950 年分点)を設け、中性水素の波長 21 cm の電波輝度の尾根を通る大円(⇒銀河面)で銀河赤道を定義した。銀河赤道は、天の赤道に傾斜角 $62^\circ36'.0$ で交わり、Ohlsson の銀河赤道に傾斜角約 $1^\circ.3$ で交わっている。また、 $l^0 \approx l^1 + 32^\circ.5$ である。その後、銀河系の中心方向は、高い精度の電波観測で、 $l^0 = -3^\circ.34$, b^0



= -2.75 にある Sgr A West (いて座 A の西)とよばれる電波源の方向と考えられるに至った。なお、Ohlsson の銀河座標から、IAU の銀河座標に移行する期間に、混乱をさけるため、前者を (l, b) とし、後者を $(l^{\text{II}}, b^{\text{II}})$ としたが、最近では銀河座標といえは後者をさすことは明らかなので、 (l, b) とする。

銀河星団 [英 galactic cluster, 独 galaktischer Haufen, 仏 amas galactique, 露 галактическое звездное скопление] \Rightarrow 散開星団

銀河団 [英 cluster of galaxies, 独 Nebelnest, 仏 amas de galaxies, 露 скопление галактик] 銀河の集団。ほとんどの銀河は、数十から数千個が数百 kpc (キロパーセク) から数 Mpc の範囲に集まって銀河の集団を形成している。銀河団の形態の特徴は、その中の最も明るい銀河の特徴によって分類される。cD 銀河とよばれる超巨大銀河を中心に含む銀河団は、銀河の中心集中が強く、球状に近い分布を示す。超巨大銀河を含まないものは銀河の中心集中も弱く、不定形になる傾向がある。われわれの銀河系が属する銀河団は局所銀河群とよばれ、アンドロメダ銀河や大小マゼラン雲を含む大小 20 個あまりの銀河で構成されている。小規模で銀河密度の低い銀河団である。中心集中の強い大きな銀河団の典型的な例として、かみのけ座銀河団 (コマ・クラスター) がある。かみのけ座銀河団では、千個以上の明るい銀河が直径 1 Mpc 内に集中し、そのまわりには、直径 10 Mpc にもおよぶ銀河密度の低い周辺部があり、全質量は太陽の 10^{15} 倍を超える。このような銀河団の中心部では、銀河の平均空間密度が局所銀河群における平均密度の千倍以上にもなり、銀河どうしの衝突や相互作用が、銀河団や構成銀河の進化に重大な影響を与えている。

銀河団の多くは X 線源であり、銀河団内に希薄な高温プラズマが存在することを示している。銀河団の質量は力学的つり合いの条件から求めることができる (力学的質量)。これに対し、銀河や高温ガスなど、光や X 線などで観測的に検出される物質の総質量は、力学的に求められた質量の 1/10 以下しかない。すなわちほとんどの質量が、少なくとも通常の観測方法では見えていない。これは銀河団の「質量の矛盾」、あるいは「ミッシングマスの問題」などといわれ、銀河団のみならず、宇宙物理学上の重大問題となっている。

銀河電波 [英 galactic radio emission, 独 Radioemission aus Galaxie, 仏 onde de radio galactique] \Rightarrow 銀河背景放射

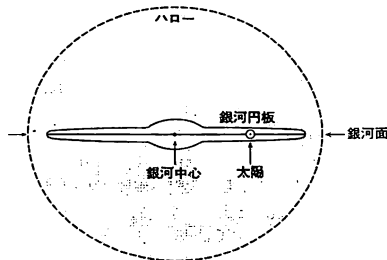
銀河の進化 [英 evolution of galaxies, 独 Entwicklung der Galaxien, 仏 évolution de galaxies] 膨張宇宙論では、宇宙開びやく以来約 10^8 年で放射優勢時代から物質優勢時代に移り、その直後に発生した密度のゆらぎが成長して、宇宙膨張を振り切り、独立した天体としての原始銀河になるとされている。こうして誕生した原始銀河は、その誕生時の状態に応じて、形と化学組成を変えながら進化する。銀河の年齢は現在約 10^{10} 年である。原始銀河が小さい角運動量をもつ場合は、ほとんど球対称に収縮し、ガス密度が高まると、星の誕生が急激に起こる。このころ生れた星は種族 II の星とよばれる。銀河内のガスのほとんどすべてが星の誕生に使われてしまうと、星と星との衝突断面積が小さいため、恒星系としての銀河は力学的な平衡状態に達し、形を変えなくなる。こうして楕円銀河ができるも

のと考えられている。これに対し、原始銀河が大きい角運動量をもつ場合は、遠心力のため扁平化しながら収縮して円盤状になる。ガス密度の高まり方は少しゆるいので、星の誕生は徐々に起こる。現在でもガスが残っていて星が生れている銀河では渦状腕がみられる。生れたての若い星は種族 I の星とよばれる。渦状銀河はこうしてできると考えられている。銀河内で星間ガスから誕生した星は、それぞれ進化し、やがて星の内部での原子核反応によって生じた重元素を、超新星爆発などによって星間空間に還元する。この過程が繰返されて、星間ガスや星の化学組成はしだいに変化する。銀河団の中心部などでは、銀河と銀河の衝突、合体などの現象が起り、銀河の進化に著しい影響を及ぼすこともある。

銀河背景放射 [英 galactic background radiation, 独 galaktische Hintergrund-Strahlung] 銀河面からの電波放射のうち、高分解能の電波望遠鏡で観測しても個々の点状電波源に分解されることのない成分。全天からほぼ一様にやってくる宇宙背景放射と区別してこうよばれる。(1) 非熱的成分と、(2) 熱的成分に分けることができる。(1) 非熱的成分: 黒体放射と違って、低周波ほど強度の高いスペクトルを示す。銀河には熱平衡から大きくずれた宇宙線の電子成分が存在し、相対論的なエネルギーをもっている。これが銀河面内に存在する 10^{-6} G 程度の磁場によってその軌道を曲げられ、シンクロトロン放射をしている。直線偏波の存在が観測されており、これを裏づけている。銀河面から離れるにつれて、強度は下がるが、消えてしまうことはない (\Rightarrow 非熱的放射)。(2) 熱的成分: 数 GHz 以上の高い周波数では、主に銀河面に沿った電離水素の熱的放射である。この成分は銀河面から離れると消えてしまう。

地上から電波観測を行う場合、各種の背景放射のうちの成分が卓越しているかは周波数によって異なる。 $15 \text{ MHz} \sim 1 \text{ GHz}$ では (1) の非熱的成分が、 10 GHz では 2.7 K の黒体放射スペクトルをもつ宇宙背景放射が、 10 GHz 以上では地球大気の水分子と O_2 分子の熱放射が卓越している。銀河面の電離水素から出る (2) の熱的成分はこれらに比べて弱い。(1) の非熱的成分は 100 MHz 以下では、通信にとってさえも雑音電波源になるほど強い。そのため銀河雑音、銀河電波などの呼称が現在でも残っている。K. G. Jansky による銀河電波の発見は、そのような雑音源をつきとめる過程でなされた。

銀河面 [英 galactic plane, 独 galaktische Ebene, 仏 plan galactique, 露 галактическая плоскость] 銀河系の形状は、平らな回転楕円体または円板で近似できる。その対称面を銀河面という。太陽の位置は、銀河中心から約 10 kpc (キロパーセク) の距離にあって、銀河面から北に約



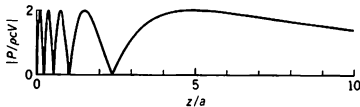
10pc ずれている。銀河中心距離 3kpc から太陽の位置 10kpc までにおいては、波長 21cm の電波吸収線で観測される中性水素の空間密度は、厚さ約 200pc の円板状に分布している。中性水素などの星間物質および種族 I の天体は平らな空間分布をして銀河円板を形成し、その対称面である銀河面に沿って銀河回転をしている。銀河円板は、太陽よりも外側へいくにつれて、しだいに厚さを増すとともに、銀経 $l=20^\circ-200^\circ$ (\Rightarrow 銀河座標) の北天側では北へめくれ上がり、 $l=200^\circ-20^\circ$ の南天側では南へ垂れ下がっている。

緊急停止 [英 emergency shut-down, 独 Notabschaltung, 仏 arrê d'urgence, 露 аварийная остановка] = スクラム

近距離音場 [英 acoustic near-field, 独 akustisches Nahfeld, 仏 champ acoustique à courte portée] 音源から広い空間に音が放射される場合に、音源近くで音の振幅が複雑な空間分布を示す領域の音場をいう。これは音源各部から放射される音波のフレネル回折によって生じるもので、フレネル音場ともいう。音源から遠ざかるにつれて、近距離音場から遠距離音場に移行するが、その境界は明確ではない。たとえば、半径 a の円形平面振動板が無限大バツル中でビストン振動するとき、音波長を λ とすると、近距離音場の範囲は音源からおよそ $2a^2/\lambda$ の距離までとされている。この音源の振動速度を V 、媒質の密度を ρ 、音速を c とすると、中心軸上で音源から z の距離での音圧振幅 P は

$$|P| = 2\rho c V \sin \frac{\pi}{\lambda} (\sqrt{z^2 + a^2} - z)$$

となる。図は $a=5\lambda$ の場合を示す。一般に $z=a^2/\lambda$ (図で



は $z/a=5$) の付近に現れる P の極大を最終極大といい、これより先では P は単調に減少する。近距離音場内では放射された音エネルギーの大部分が振動面を底面とする柱状部分に集中している。可聴周波数域ではこのようなことは現れにくい、超音波域で a/λ が大きくなると、近距離音場の範囲が長くなり、音波がビーム状に伝播するようになる。

近距離規則度 = 短距離秩序度

近距離相互作用 [英 short range interaction, 独 kurzreichweitige Wechselwirkung, 仏 interaction à courte distance, 露 близкодействующее взаимодействие] 本来、粒子間の相互作用の強さ $J(R)$ が 2 粒子間の距離 R の関数として R とともに急激に小さくなり、実質的にごく近傍の粒子間のみ相互作用がある場合をいう。正確には、 $J(R)$ をフーリエ変換したものを $\hat{J}(q)$ とするとき、波数 q の小さいところで $\hat{J}(q) \sim q^{-\sigma}$ になるときには、近距離(または短距離)相互作用という。

高分子鎖においては、主鎖に沿って隣接した原子または原子団によって分子鎖の形態が支配されることを意味する。具体的には原子間の結合の長さ、結合角、結合のまわりの束縛回転のポテンシャル、直接結合していない原子間のファン・デル・ワールス力などが近距離相互作用に寄与する。 θ 温度では遠距離相互作用が消失し、近距離相互作

用のみが高分子鎖の広がりを決定する。今日、近距離相互作用は電子計算機を利用して、個々の高分子についてかなり詳細に調べられ、実験値との対応が確かめられている。

近距離力 [英 short-range force, 独 Nahwirkungskraft, 仏 force à courte portée, 露 близкодействующая сила] 微視的粒子の間に働く力のうち、作用が有効に及ぶ距離の短いものをいう。短距離力ともいう。分子や原子の間に働く力は、電子や原子核の間の電磁気力に電子の運動が絡み合っている複合的なものであるが、遠距離力に属する生の電磁気力とファン・デル・ワールス力を除くと、残るのは一般に有効作用距離が 10^{-10} ー 10^{-9} m 程度の近距離力である。たとえば原子の大きさとして表現されているものはそのような近距離斥力の作用距離である。

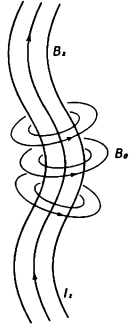
陽子や中性子の間に働く核力は、作用距離が 10^{-15} m 程度の近距離力である。また、核力を遠、中、近距離部の 3 つの部分に分けて、その近距離部を特にさすこともある。

キンク [英 kink, 独 Knick, 仏 décrochement, 露 перегиб]

[1] \Rightarrow 転位

[2] \Rightarrow キンク不安定性

キンク不安定性 [英 kink instability, 独 Knickinstabilität, 仏 instabilité de flexion, 露 винтовая неустойчивость] プラズマ柱が折れ曲がる不安定性。プラズマ中に縦磁場 B_z があり、プラズマに沿って電流 I_z が流れプラズマのまわりに $B_\theta = \mu I_z / (2\pi r)$ の磁場ができていよう構成があるとす。そして図のように折れ曲がる(kink)ような擾乱について考える。磁場による応力は磁力線に沿って張力、垂直方向には圧力として働く。したがって縦磁場 B_z はゴムひものように、折れ曲がりに対してそれをもとへ戻そうとする安定化の作用をする。それに対してプラズマ電流による磁場 B_θ は折れ曲がりの内側は強く外側では弱くなっている。ますます折れ曲がりの擾乱を強める方向に働く。したがって B_θ がある程度以上に大きくなると(プラズマ電流の値が大きくなると)折れ曲がりのような擾乱モードに対して不安定になる。このようなモードをキンク不安定性という。



トカマクプラズマは上記の直線円筒プラズマを丸く曲げてつなげたものと考え、縦磁場 B_z がトーラス磁場で B_θ がポロイダル磁場になる。トーラス大半径を R 、プラズマ小半径を a とすると、 $|B_\theta/B_z| < a/R$ のときこのキンクモードは安定化されることを M. D. Kruskal と V. D. Shafranov が示していた。安定係数 $q \equiv (B_z/B_\theta)(a/R)$ を用いると、この条件は $q > 1$ となる。この条件をクルスカール-シャフランフ限界といい、プラズマ電流の大きさに対して限界値を与える。 q が 1 より大きければそれだけキンクモードに対して安定であるということになる。 q が安定係数(または安全係数)とよばれるゆえである。

筋原繊維 [英 myofibril, 独 Myofibrille, 仏 myofibrille, 露 миофибрилла] \Rightarrow 筋収縮

近視 [英 myopia, 独 Myopie, 仏 myopie, 露 близорукость] \Rightarrow 屈折異常

近似解 [英 approximate solution, 独 Näherungslösung, 仏 solution d'approximation, 露 приближённое ре-

しение] 微分方程式や非線形方程式などの種々の方程式の解を、既知の関数のみを含む数式的形で近似的に表現したもの。数値によって解を表現したものは数値解とよばれる。厳密解とは異なり、方程式を近似的にしか満足しない。

近軸光線 [英 paraxial ray, 独 Paraxialstrahl, 仏 rayon paraxial, 露 параксимальный луч] 光学系の基準となる光軸に対して小さな傾きをなし、また光軸からの距離が常に小さく保たれる光線のこと。光学系の反射・屈折面に入射するときの入射角が小さいので、反射角・屈折角も小さい。したがって反射・屈折の法則も、入射角・屈折角などの正弦それぞれをその角自(ラジアン)で置換えた近似法則でよく、反射・屈折光線も近軸光線である。その結果、1点から出たすべての近軸光線はその像点を通るように進む。さらに結像の性質を調べてみると、近軸光線による結像は理想結像である。近軸光線とは結像の理想状態を調べるために考えられたもので、実際には近軸光線だけを使用したのは、実用になる結像を生じない。まず明るさが不足し、また回折を生じて完全結像ではありえない。近軸光線による結像を論じる理論がガウス光学である。

禁止遷移 = 禁制遷移

禁止帯 [英 forbidden band, 独 verbotenes Band, 仏 bande interdite, 露 запрещённая полоса] = バンドギャップ

均質 [英 homogeneous, 独 homogen, 仏 homogène, 露 гомогенный] 1つの物体のどの部分をとっても、それが一定の条件下(温度, 圧力など)にあれば、同じ物理・化学的性質を示すとき、この物体は均質であるという。ただし、この場合に、物体の部分というのは、われわれが感覚で直接識別できる程度の大きさであること(巨視的立場であること)が必要で、その物体を構成している分子や原子に比べてはるかに大きくなければならない。たとえば、空気は均質であっても、窒素や酸素の分子を数個しか含んでいない微小部分で比べた場合には、同じ性質を示すとは限らない。また均質の物体でも、方向によって性質が変わる異方性物体と変わらない等方性物体の場合がある。

近日点 [英 perihelion, 独 Perihel, 仏 périhélie, 露 перигелий] 太陽のまわりを公転する惑星や小惑星の軌道上で太陽に最も近い点。引力を及ぼす中心天体が地球の場合には近日点、木星の場合には近日点という。中心天体を特定しない場合には、単に近日点という。太陽から近日点までの距離を近日点距離といい、軌道の長半径 a と離心率 e を用いて、 $a(1-e)$ で求められる。太陽のみを考えれば、惑星の軌道の形は太陽を焦点とする楕円のみで、近日点は空間の固定点となる。しかしほかの天体の摂動、一般相対論の効果などを考慮すると、近日点は移動する。水星の近日点は、惑星の摂動によって100年間に角度で529"前進し、相対論の効果で43"前進する。地球の近日点は1161"前進し、そのうち相対論によるものはわずか4"である。地球は現在のところ毎年1月2日ごろに近日点を通過する。地球が北半球での夏に近日点を通過するようになるのは約1万年後である。地球のまわりを回る人工衛星では、主として赤道部のふくらみによって、近地点が動く。軌道傾斜角が臨界傾斜角(約63°)より小さいと前進し、大きいと後退し、臨界傾斜角の近傍では揺動する。

近日点の移動 [英 advance of perihelion, 独 Perihel-drehung, 露 смещение перигелия] 万有引力によって束

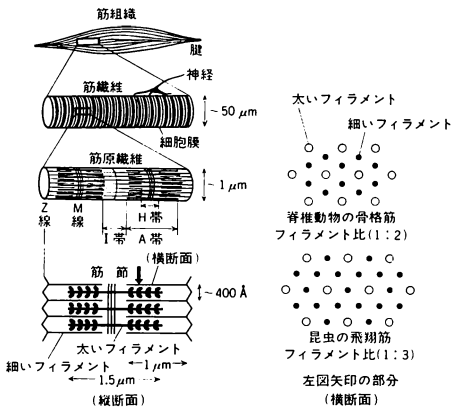
縛された2質点の運動は、ニュートン力学によれば楕円軌道を描く。一般相対性理論で同じ問題を扱うと、軌道の長半径 a や離心率 e はほとんど変わらないが、長軸方向、すなわち近日点の方向は1回転につき $6\pi GM/(c^2 a(1-e^2))$ [rad] ずつ前進する。ここで M は2質点の質量の和である。

重力をニュートン・ポテンシャルによって外力として与えて、運動を特殊相対性理論で(すなわち平坦な時空での加速度運動として)扱った場合、1/6の移動量しか得られず、一般相対性理論のニュートン近似からは2/3の回転が与えられる。残る1/3は、空間の曲率を考慮して2/3、重力ポテンシャルの非線形効果による減少分が1/3である。このように、近日点の移動は、何種類かの相対論的效果が合成された結果であるので、一般相対性理論を検証するうえで特に重要な効果なのである。その大きさは、太陽のまわりを回る水星について、100年間で約角度43.03"である。ところで、惑星の近日点の移動として観測される量は、天空上の基準方向として春分点をとった場合の回転角である。地球の自転軸で決まる赤道面と、公転軌道面である黄道面との交点である春分点は、自転軸および公転面のそれぞれの歳差運動によって1年間に約50"の回転をするので、観測量にこの補正をして、無限遠方の慣性系に対する回転量が得られる。こうして得られた値は、水星に対して100年当り約574.1"であるが、このうち約531.75"は、ニュートン力学の範囲で、他の惑星による摂動として説明される。残った100年当り約42.6"の回転は、一般相対性理論によって初めて理解されたもので、この理論と観測の一致は、一般相対性理論を強く支持する実験的検証のひとつとされている。

禁止 β 崩壊 [英 forbidden β -decay, 独 verbotener β -Zerfall, 仏 désintégration β interdite, 露 запрещённый β -распад] \Rightarrow β 崩壊

近視野像 [英 near field pattern, 独 Nahfelddiagramm, 仏 diagramme de champ proche, 露 картина поля в ближней зоне] レーザー、光ファイバーその他の光源の表面から空間に光が放射されると、光源の表面のごく近くでの光の強度分布あるいは振幅分布。光学系を用いて光源表面の実像をつくることによって観測される(\Rightarrow 遠視野像)。

筋収縮 [英 muscle contraction, 独 Muskelkontraktion, 仏 contraction musculaire, 露 мышечное сокращение] 筋肉は構造上、周期構造のある横紋筋と、特に規則構造のない平滑筋とに大別される。随意筋である骨格筋は前者に属し、不随意筋である内臓筋肉などは後者に属する。ただし、心筋は例外で、横紋構造が見られる。心筋は骨格筋の微細構造を模式的に示したものである。細胞膜に包まれた筋肉細胞は直径数10~100 μm で細長く、筋繊維とよばれる。筋繊維は直径1~2 μm の筋原繊維の束から成っており、各筋原繊維は袋状の内部膜系(筋小胞体)と、細胞膜が陥没してできた管状の膜系(T管)とに取囲まれている。筋原繊維は、筋節とよばれる構造単位がZ線を境にして直列に連なったものである。筋節は、ミオシンから成る太いフィラメントと、アクチンから成る細いフィラメントとが、交互に規則的に配列したものである。この2種類のフィラメントは、横断面から見た六方格子を形成している。脊椎動物の横紋筋では、太いフィラメントと細いフィラメントとの数比が1:2であるが、昆虫の飛翔筋では1:3、甲殻類の足筋などでは1:6である。平滑筋のように、フィラ



メントの数比が1:6以上になると、もはや横断面内で六方格子をつくらず、縦断面内でも、配向はしているが周期的には配列していない。液晶構造に対比すると、横紋筋の構造はスメクチック、平滑筋はネマチックである。筋繊維は神経からの電気刺激によって張力を発生し、収縮する。単一の刺激によって生じる一過性の収縮を単収縮、反復刺激によって生じる持続的な収縮を強縮という。生理的には後者が機能する。

(1) 機構：筋収縮・弛緩の機構については、タンパク質レベルではまだ説明されていないが、次のようにまとめることができる。神経繊維からの電気刺激によって筋細胞膜が興奮し、活動電位が発生する。この活動電位はT管に伝わり、続いて筋小胞体膜が興奮し、その内部に蓄えられていた Ca^{2+} が放出される。 Ca^{2+} は細いフィラメントに結合しているトロポニンに結合する。その結果、トロポミオシンやアクチンなど、一連のタンパク質に構造変化が起り、アクチン・ミオシン間の相互作用が可能になる。ミオシンはアデノシン三リン酸(ATP)を分解しつつアクチンとの結合、解離を繰返し、フィラメントどうしの相対的位置が変化して収縮が引き起こされる(すべり機構)。両フィラメントがお互いにすべりあうためには、アクチン・ミオシンの構造に周期的な変化が必要であり、かつミオシン分子のアクチン結合部(頭部)が首振り運動をしなければならないといわれているが、決定的証拠は得られていない。一方、逆に電気刺激がなくなると、細胞膜電位は静止電位に戻り、収縮時とは逆の変化が次々に生じ、結局アクチン・ミオシンの相互作用が抑制されて筋力は弛緩する。収縮・弛緩の制御は、脊椎動物の骨格筋の場合には上記のように、トロポニントロポミオシン系によってアクチンを通じて行われるが、無脊椎動物の場合には Ca^{2+} 結合タンパク質がミオシン側に存在し、ミオシンを介して行われる。

(2) エネルギー源：筋収縮の直接のエネルギー源はATP(⇒高エネルギーリン酸結合)である。アクチン・ミオシン間の結合・解離のサイクルの過程で、ATPは酵素であるミオシンの働きによってアデノシン二リン酸(ADP)と無機リン酸とに加水分解される。この分解に伴う約 $40 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ の自由エネルギー差が、仕事という力学的エネルギーに効率よく(最高50%程度)変換される。消費されたATPは結局、呼吸や解糖過程によって補給されるので、最終的なエネルギー源はアミノ酸や糖や脂質などの栄

養素である。

(3) タンパク質：筋収縮系を構成するタンパク質は、収縮タンパク質(アクチンとミオシン)、調節タンパク質(トロポニンやトロポミオシンなど)、構造タンパク質(α -アクチニンやMタンパク質など)に大別される。脊椎動物の筋原繊維中に存在する各収縮系タンパク質の重量比は、ミオシン(50%)、アクチン(20%)、トロポミオシン(4.5%)、トロポニン(5%)、 α -アクチニン(2%)で、これ以外は微量である。無脊椎動物の場合には、太いフィラメントの芯の部分にパラミオシンが多量に存在している。これらの収縮系タンパク質、特にアクチンは、運動性細胞だけでなく、あらゆる細胞に普遍的に存在していることが示されており、細胞機能に果たす役割が注目されている。

ギンズブルグ Ginzburg, Vitalii Lazarevich Гинзбург, Виталий Лазаревич 1916.10.4—

ソ連の理論物理学者。モスクワに生れる。1938年モスクワ大学卒業、1942年高スピンの粒子に関する論文で博士号を取得、レベデフ物理学研究所所員となり、1971年以後同研究所理論部門主任。1962年のレーニン賞はじめ多くの賞を受け、1966年以後ソ連科学アカデミー会員。量子電磁気学、凝縮系光学、超伝導・超流動、強誘電体論、プラズマ中の電磁波、宇宙線の起源、宇宙物理学および一般相対論と、極めて多方面に業績をあげてきた。なかでも、1950年L. D. Landauとともに発表した超伝導に関するいわゆるギンズブルグ-ランダウ理論は、現象論ではあるが、巨視的量子現象である超伝導の特徴を最初に定式化したものとして有名。この理論は、一方では二次相転移の簡単なモデルとして統計力学に、他方では自発的対称性のやぶれのモデルとして素粒子論に影響を与えた。前者については、平均場近似の限界を与えるギンズブルグの判定条件をみずから導き、超伝導と超流動で境界揺動の大きな違いの理由を明らかにした。また固体の構造相転移点付近で格子振動数が低下するいわゆるソフト・フォノンの可能性を1949年に指摘している。凝縮系光学については、チェレンコフ放射、結晶光学に業績を残し、周期的媒質の光学でアンジュレーターのアイデアを提案している(1947年)。プラズマ中の電磁波、その上層大気、太陽コロナ、電波天文への応用については「プラズマ中の電磁波伝播」(1960年)、「磁気プラズマ中の波動」(1970年)の2著があり、宇宙線については「宇宙線の起源」(1963年)がある。また、高温超伝導体開発の熱心な提唱者としても知られている。

ギンズブルグ-ランダウのコヒーレンスの長さ

[英 Ginzburg-Landau coherence length, 独 Ginzburg-Landau Kohärenzlänge, 仏 longueur de cohérence de Ginzburg-Landau, 露 длина когерентности Гинзбурга-Ландау] ⇒ ギンズブルグ-ランダウ理論

ギンズブルグ-ランダウ・ハミルトニアン

[英 Ginzburg-Landau Hamiltonian, 独 Ginzburg-Landau-Operator, 仏 hamiltonien de Ginzburg-Landau, 露 гамилтониан Гинзбурга-Ландау] 通常のハミルトニアンは、体系のエネルギーを表す量であるが、変化の速い自由度を一部消去して、熱平均をおこなって得られる半現象論的自由エネルギー F を、ギンズブルグ-ランダウ・ハミルトニアンという。残りの自由度を場所 r の関数 $\phi(r)$ で記述されるとすると、 F が $\phi(r)$ の汎関数になる。これを $F[\phi(r)]$ と書くと、体系が $\{\phi(r)\}$ という状態にある確率 $P(\{\phi(r)\})$ は

$$P(\{\varphi(r)\}) \propto \exp\left\{-\frac{F[\varphi(r)]}{kT}\right\}$$

と書けるから、 $\varphi(r)$ に関するいろいろな量の平均値は、この確率で和をとればよい。 $F[\varphi(r)]$ としては、通常

$$F[\varphi(r)] = \int \{r_0|\varphi(r)|^2 + |\nabla\varphi(r)|^2\} dr + u \int |\varphi(r)|^4 dr$$

が用いられる。 r_0 は一般に温度の関数である。この温度依存性は、短波長の自由度の消去に由来するものである。このハミルトニアンは、臨界現象の統計力学、特に、ウィルソンのくりこみ群の理論の出発点になっている。そこで、これをギンズブルグ-ランダウ-ウィルソン・ハミルトニアンということもある。

ギンズブルグ-ランダウ・パラメーター [英 Ginzburg-Landau parameter, 独 Ginzburg-Landau-Parameter, 仏 paramètre de Ginzburg-Landau, 露 параметр Гинзбурга-Ландау] \Rightarrow ギンズブルグ-ランダウ理論

ギンズブルグ-ランダウ方程式 [英 Ginzburg-Landau equation, 独 Ginzburg-Landau-Gleichung, 仏 équation de Ginzburg-Landau, 露 уравнение Гинзбурга-Ландау] \Rightarrow ギンズブルグ-ランダウ理論

ギンズブルグ-ランダウ理論 [英 Ginzburg-Landau theory, 独 Ginzburg-Landau-Theorie, 仏 théorie de Ginzburg-Landau, 露 теория Гинзбурга-Ландау] 超伝導における二次相転移と、磁気的性質を説明する現象論で、V. L. Ginzburg と L. D. Landau によって 1950 年に提唱された。超伝導は量子的現象なので、相転移の秩序変数として、量子力学における波動関数のように複素数を取り、それを ψ とする。そして $|\psi|^2$ は超伝導電子数密度 n_s に比例するものとする。この理論では、ベクトルポテンシャルが $A(r)$ であるときの自由エネルギー密度を

$$f = \alpha |\psi|^2 + \frac{1}{2} \beta |\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| -i\hbar \text{grad} \psi - \frac{e^*}{c} A \psi \right|^2 + \frac{1}{8\pi} |\text{rot} A|^2 \quad (1)$$

という形に書く。 m^*, e^* はそれぞれ超伝導電子の有効質量、有効電荷、 α は転移温度 T_c で符号を変える定数で

$$\alpha = \alpha(T - T_c) \quad (\alpha > 0)$$

であり、 β は正の定数とする。式(1)の f を最小にする ψ と A は

$$\frac{1}{2m^*} \left(\hbar \text{grad} - \frac{e^*}{c} A \right)^2 \psi + \alpha \psi + \beta |\psi|^2 \psi = 0 \quad (2)$$

$$\text{rot}(\text{rot} A) = -\frac{4\pi}{c} j_s = \frac{2\pi i e^* \hbar}{m^* c} (\psi^* \text{grad} \psi - \psi \text{grad} \psi^*) + \frac{4\pi e^{*2}}{m^{*2} c^2} |\psi|^2 A \quad (3)$$

という形の方程式(ギンズブルグ-ランダウ方程式、略して GL 方程式という)を満たす。 $A=0$ のときは式(3)より $\text{grad} \psi = 0$ で、式(2)の解は

$$\psi_0^2 = \frac{\alpha(T_c - T)}{\beta} \quad (T < T_c), \quad \psi_0^2 = 0 \quad (T > T_c)$$

と普通の二次相転移のランダウ理論と同様に求められる。さらに A が小さいときは、式(3)の ψ を $A=0$ のときの ψ_0 で近似して

$$\text{rot}(\text{rot} A) = \frac{4\pi e^{*2}}{m^{*2} c^2} \psi_0^2 A$$

となり、これはロンドン方程式から得られる結果と同じで、ロンドンの侵入深さ λ_L は $(m^* c^2 / 4\pi e^{*2} \psi_0^2)^{1/2}$ で与えら

れることになる。また式(2)で $A=0$ とおき、 $\psi = \psi_0 f$ とおくと

$$-\varepsilon^2 \Delta f - f + f^3 = 0, \quad \varepsilon^2 = \frac{\hbar^2}{2m^* a(T_c - T)}$$

となり、この ε がギンズブルグ-ランダウのコヒーレンスの長さである。こうしてこの理論は、超伝導体を特徴づける2つの長さ、 λ_L と ε とを含んでおり、解の性質はこの2つの長さの比

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\varepsilon}$$

の値により大きく異なる。実際の計算によると $\kappa < 1/\sqrt{2}$ のときは第一種、 $\kappa > 1/\sqrt{2}$ のときは第二種超伝導体になることが示されている。この κ をギンズブルグ-ランダウ・パラメーターという。式(2)、(3)の GL 方程式は、微視的な BCS 理論から導出され、 $m^* = m$, $e^* = 2e$ (m, e は真空中電子の質量と電荷) になると示されている。☐

禁制線 [英 forbidden line] \Rightarrow 禁制遷移

禁制遷移 [英 forbidden transition, 独 verbotener Übergang, 仏 transition interdite, 露 запрещённый переход] 選択規則によって禁止されている遷移も、選択規則が破れて許容されることがある。このような遷移を禁制遷移という。たとえば、原子や分子では、電気双極子、ときには磁気双極子や電気四極子の振動によって光を放出したり、吸収したりする。光の放出・吸収が起きるためには、始状態と終状態の角運動量量子数や反転偶奇性について、一定の規則が満たされていなければならない(\Rightarrow 選択規則)。たとえば、始状態と終状態のスピン量子数が等しくない場合には、電気双極子や電気四極子による遷移は起らない。この場合一般に、磁気双極子や電気四極子による遷移確率は小さいのでそれを無視し、電気双極子に関する遷移のみを考えると、選択規則として、電気双極子に関する選択規則をとることができる。しかしこの選択規則によって許容されていない遷移も可能であってそれが禁制遷移とよばれるものである。特殊な条件下では禁制遷移が観測される。たとえば、希薄な気体においては、原子・分子の衝突の回数が少ないので、励起状態の寿命が長くなり、禁制遷移が観測にかかることがある。このスペクトル線は禁制線とよばれる。禁制線は天体観測によるガス状星雲、星、太陽コロナ、またオーロラ中にも多く見いだされる。オーロラのスペクトル中の緑と赤のスペクトル線は酸素原子の禁制線である。禁制遷移により生じるバンドスペクトルを禁制バンドという。原子核の r 線や β 線崩壊についても選択規則が成り立ち、選択規則に反する遷移は禁制遷移とよばれる。

禁制反射 [英 forbidden reflection, 独 verbotener Reflex, 仏 réflexion interdite, 露 запрещённое отражение] 結晶による X 線のブラッグ反射のうちで結晶構造因子が 0 になる網平面による反射のこと。禁制反射そのものの回折線は観測されない。しかし、入射波が同時反射を起す場合は禁制反射の方向に回折線が観測されることがある(\Rightarrow 同時反射、レニガー効果)。一方、結晶構造因子を計算する場合、単位胞内の各原子を孤立原子とみなすことが多い。この仮定のもとで結晶構造因子が 0 になり、一見、禁制反射と思われる指針の回折線がわずかに観測されることがある。これは指数に寄与する電子分布が孤立原子の電子分布と異なり、結晶構造因子がわずかな値をもつためである。この種の反射も、通常、禁制反射とよぶことが多い。

ダイヤモンド型構造をもつ結晶の(222)反射が代表的な例である。これらの反射を調べることに、結合電子の分布に関する知見が得られる。

禁制バンド [英 forbidden band, 独 verbotenes Band, 仏 bande interdite, 露 запрещённая полоса] ⇒ 禁制遷移

禁制 β 崩壊 [英 forbidden β -decay, 仏 désintégration β interdite, 露 запрещённый β -распад] ⇒ β 崩壊

近赤外スペクトル [英 near infrared spectrum, 独 nahes Infrarot-Spektrum, 仏 spectre infrarouge près, 露 спектр ближней инфракрасной области] ⇒ 赤外スペクトル

近赤外線 [英 near infrared radiation, 独 nahes Infrarot, 仏 rayons infrarouges tout près, 露 ближнее инфракрасное излучение] ⇒ 赤外線

近接効果 [英 proximity effect, 独 Naheffekt, 仏 effet de proximité, 露 эффект близости] 超伝導金属と常伝導金属とを蒸着などにより電的に良好に接触させると、超伝導金属側のクーバー対が常伝導金属側へ多少漏れ出すことがある。この現象を近接効果という。漏れ出しの範囲は、常伝導金属内の電子の平均自由行程などによって大きく左右されるが、比較的長距離に及び100nmの程度になることがある。その領域内は、いわば弱い超伝導状態にあり、マイスナー効果を示したり超伝導電流を流したりすることができる。このことを利用して、ジョセフソン素子の絶縁層を薄い常伝導層で置換えた、超伝導-常伝導-超伝導の三層構造の素子(⇒不均質超伝導体)も考えられている。近接効果は、また超伝導金属の側にも影響を与える。特に接触表面付近での影響が大きく、表面超伝導現象や磁束線の侵入に対する表面障壁の消失が知られている。

近接作用 [英 action through medium, 独 Nahewirkung, 仏 action par médium, 露 близкое действие] 物体間に働く作用のうち、中間に存在する媒質(真空も含む)の物理的変化を媒介として伝わるものをいう。空気中の1点における圧力の変化は、次々と隣接する部分に伝わって遠方まで達するから近接作用であり、伝達には(距離)/(音速)だけの時間がかかる。J. C. Maxwellは電磁気的な作用もこれと同様な近接作用であり、電磁場(の変化)という形で光速度で伝わることを示した。I. Newton以来遠隔作用として扱われてきた万有引力も、一般相対性理論によれば一種の近接作用であり、現在厳密な意味での遠隔作用は存在しないと考えられている。

近接衝突 [英 close collision, 独 Nahstoß, 仏 choc proche, 露 близкое столкновение] ⇒ 遠隔衝突

近接スイッチ [英 proximity switch, 独 Näherungsschalter, 仏 interrupteur à proximité, 露 неконтактный переключатель] 機械的に触れることなく、検出面に接近する物体を磁場、電場、光、超音波などの変化によって検出し、電気回路を開閉するもの。高周波発振型は、検出面に金属物体が近づくと、高周波発振回路の発振コイルのインピーダンスが変化して発振を停止させ、スイッチを駆動する。誘導ブリッジ型では、交流電流を信号コイルに流し、検出コイルと比較コイルの磁束偏差を検出する方式であり、検出コイルの磁束は検出物体に流れる渦電流によって変化する。磁気型は、永久磁石とリードスイッチを組合せ、物体が接近すると磁石の吸引力によって接点を駆動する。

金属温度計 [英 industrial thermometer, 独 Industrie-thermometer, 仏 thermomètre industriel] ⇒ パイメタル温度計, 圧力温度計

金属間化合物 [英 intermetallic compound, 独 intermetallische Verbindung, 仏 composé intermétallique, 露 интерметаллическое соединение] 金属原子どうしの間に形成される、二元あるいは多元化合物を総称して金属間化合物という。金属間化合物の化学結合性や結晶構造は多種多様で、その特性に応じて実用に供される。たとえば、高い超伝導転移点をもつNb₃Sn, 高い融点のNi₃Al, 強磁性材料Co₅Sm, 水素吸蔵材料FeTiなどを挙げることができる。成分原子比が必ずしも化学量論比でなく、広い組成範囲をもつものも多い。主な金属間化合物は次の3つの群に大別できる。(1) 電子化合物: 1926年にW. Hume-Rotheryは、主として貴金属(Cu, Ag, Au)と多価B族金属との合金系において、価電子濃度 e/a (1原子当りの平均価電子数)が $3/2$, $21/13$, $7/4$ という整数比に近い組成に対して、それぞれ共通の結晶構造をもつ合金相が安定に存在することを見いだした(ヒューム・ロザリーの法則)。代表的な例として、Cu-Zn系における β 相のCuZn($e/a = 3/2$), γ 相のCu₅Zn₈($e/a = 21/13$), ϵ 相のCuZn₁₃($e/a = 7/4$)がある。この種の化合物はヒューム・ロザリー相あるいは電子化合物とよばれる。これらの相の安定性は、電子のフェルミ球の大きさと特定の結晶構造に対するブリルアン域の形との関係を基に電子論的に解釈されている。(2) 配位多面体化合物: 最密な原子配列をもつ一群の化合物で、配位数12~16の多面体が基本的構造をつくっている。 σ 相(Fe-Crなど)、ラーベス相(Cu₂Mg, Ni₂Mg, Zn₂Mgなど), A15型化合物(Nb₃Snなど)が代表的な例である。(3) 電気化学的化合物: 電気化学的に陽性および陰性な金属、半金属(あるいは非金属)間にてできる化合物で、正確な化学量論組成をもつ場合が多い。たとえば、II-IV族Mg₂Pb, III-V族GaAsなどのほか、II-VI族CdSやIV-VI族PbSeなども含むこともある。金属の特性より半導体特性が顕著で、実用性の高いものが多い。なお、金属結晶の格子間位置に軽原子(H, C, N, O)が侵入した侵入型化合物(Hägg化合物)も便宜上、金属間化合物に含めることもある。

金属結合 [英 metallic binding, 独 Metallbindung, 仏 liaison métallique, 露 металлическая связь] 金属内の原子を結合させている力のことをいう。金属は、(1) Na, Mg, Alのようにs, p価電子が主役を演ずる単純金属、(2) d電子が重要な役割を果たす遷移金属、(3) 閉殻でないf電子が存在する希土類金属に大別されるが、(3)のf電子は金属結合にほとんど寄与しないと考えられる。単純金属の場合の金属結合の本質は、1933年E. WignerとF. Seitzによって明らかにされている。NaやAlのような金属では、価電子はほとんどイオンに束縛されることなく、結晶中を動きまわっており、一様な密度の電子の海の中に金属原子の正イオンが浮んでいる状態である。この場合、電子と正イオンの間に働く静電的な力がまず第一に大きな力であるが、これだけでは金属状態を安定にすることはできない。結晶中の電子が互いに他を避けあいつつ動いているための寄与、交換エネルギー(パウリの原理による部分)と電子相関のエネルギー(反対向きスピンどうしの部分)、この2つの量子効果によって初めて金属状態が安定になり、価電子1個あたり1eV程度の擬集エネルギーが得られる。遷移金

属の場合には、実験によれば d 電子は明らかに擬集エネルギーに寄与しており、遷移金属の系列のちょうど真ん中の Mo や W で擬集エネルギーは最大で、3d, 4d, 5d 遷移金属になるに従って d 電子の寄与は大きくなっているが、これは次のように理解されている。遷移金属の d 電子は比較的狭い d バンドをつくっているため、d バンドの結合状態が占められている間は、すなわち d バンドの真ん中までは d 電子の数とともに擬集エネルギーは増加し、半分を超えるると d バンドの反結合状態が占められるようになるので、d 電子の増加とともに擬集エネルギーは減少する。また、3d, 4d, 5d となるにつれ d バンド幅は広がるから、d 電子の擬集エネルギーへの寄与は当然大きくなる。このように遷移金属の場合には、いわゆる金属結合のほかに d バンドの結合・反結合状態に起因するものがあり、さらに d バンドと sp バンドとの間の結合・反結合に起因するものもあって事情は複雑である。金属結合にあずかると考えられる 1 原子当りの電子の数を金属原子価という。単純金属の場合には最外殻の sp 電子の数であることは、疑問の余地はない。遷移金属の場合は、一応最外殻の spd 電子の数ということになるが、d 電子の数をどの程度まで含めるかは場合によっては問題となる。

金属結晶 [英 metallic crystal, 独 Metallkristall, 仏 cristal métallique, 露 металлический кристалл] 金属結合している原子から成る結晶。電子によって占有されつくされない伝導帯をもち、一般に絶対零度まで高い電気伝導率をもつ。金属原子を規則格子点上に配列し、格子定数を小さくしていくと、電子の波動関数が重なり合い始めるにつれて、原子の電子準位がエネルギーバンドをつくって広がっていく。その広がりは一般にもの準位の両側へ起る。金属原子では、このようにしてできる伝導帯を、その底からバンドの途中までうずめるだけの電子数をもっている。電子 1 個当りの平均のエネルギーは、孤立した原子の対応する電子のそれよりも小さくなる。したがって、原子は互いに引力を及ぼしあい、クーロン斥力でつり合うまで接近し、結晶をつくることで全体のエネルギーが下がる。これが金属結晶の定性的な機構であり、イオン結合や共有結合による結晶と区別される。ただし、広い見かたをすれば、金属結晶は、全伝導電子を全原子が共有する共有結合によって結ばれた巨大な分子と見ることもできる。

金属原子価 [英 metallic valence, 独 Metallvalenz, 仏 valence métallique, 露 металлическая валентность] ⇒ 金属結合

金属元素 [英 metallic element, 独 metallisches Element, 仏 élément métallique, 露 металлический элемент] 単体が金属光沢や著しい電気伝導性、および熱伝導性などの、金属としての特性をもつ元素。長周期型周期表(⇒周期律)で B と Al を結ぶ線をひくと、この線の左下の元素が金属元素で、右上が非金属元素である。一方、この線上の元素は金属と非金属との中間的な性質をもち、半導体や半金属となる。Ga と Hg を除き、単体は常温では固体で、展性や延性に富むと一応いえるが、遷移元素の場合は比較のかたいものが多い。また、Sn や Sb など、周期表において非金属元素との境界線近くに位置するものは温度、圧力などの条件によって非金属的な素体に変わりやすい。なお、金属固体は面心立方、六方最密、体心立方のいずれかの構造の微結晶の集りとして存在する。金属元素は一般に電離電圧が低く、金属元素原子から供出された電

子は自由電子として金属結晶全体に動き回ることができる。見かたを変えると金属結晶はいわばこの自由電子の海のなかに正イオンが秩序よく並んだものとみなすことができ、金属単体がもつ上述の諸性質はこのモデルで説明できる。またこのモデルから、金属イオン間には金属結合とよばれる結合がでその特色は方向性がないことであるということも知られる。金属元素は一般に電気的に陽性元素であり、非金属元素とはイオン性化合物をつくり、酸化物、水酸化物には塩基性のものが多い。

金属顕微鏡 [英 metallurgical microscope, 独 Metallmikroskop, 仏 microscope métallurgique, 露 металломикроскоп] ⇒ 顕微鏡

金属・絶縁体転移 [英 metal-insulator transition, 独 Metall-Isolator-Übergang, 仏 transition de métal-isolateur, 露 фазовый переход металл-изолятор] 物質は大きく分けて金属と絶縁体(半導体を含む)に分けられるが、圧力、温度、不純物濃度などの変化により、両者の間の転移が起こることがある。その原因として代表的なものは格子変形、電子相関、無秩序性などである。金属から絶縁体に移る機構は、(1) 結晶格子が変形するとともに電子のバンド構造が変わり、新しいエネルギーギャップができて、フェルミ準位が禁止帯に入る。(2) 遷移金属化合物などで電子相関の効果が相対的に強くなると、電子が遍歴状態から各原子は局在した状態に移る協力現象が起こる。これはモット転移とよばれる。(3) 無秩序系ではポテンシャルの無秩序性が運動エネルギーに比べて強くなると、あるところで電子は結晶内を自由に拡散することができなくなり、アンダーソン局在を起す。これに起因する転移はアンダーソン転移とよばれる。

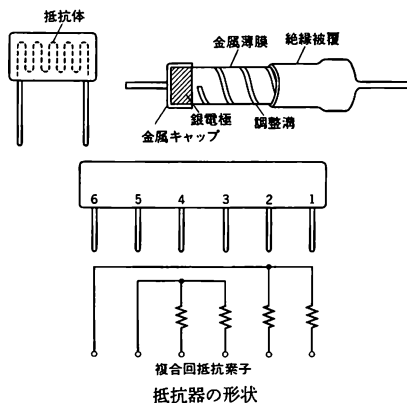
金属電子論 [英 electron theory of metals, 独 Elektronentheorie der Metalle, 仏 théorie électronique de métaux, 露 электронная теория металла] 金属が電気や熱の良導体であるのは金属中を動きまわる電子の運動のためであるが、磁氣的その他の性質まで含めて、金属の特性を電子の運動に基づいて説明することが金属電子論の目的である。19 世紀末から 20 世紀初頭にかけて、P. Drude や H. A. Lorentz によって定式化されたが、古典論を基礎としたために、重大な難点をいくつか含んでいた。やがて量子力学および量子統計(フェルミ統計およびボース統計)が確立されるに及んで、金属電子論の正しい基礎が明らかになった。金属電子論の多くの課題は、電子が結晶中の周期的なポテンシャル場を互いに独立に運動すると考える一様近似、つまり、いわゆるバンド理論によって説明される(⇒バンド理論)。電子計算機の進歩に伴ってバンド計算の精度は著しく向上し、現在では実験で観測されるフェルミ面の形などを理論計算によって詳しく再現できるようになっている。高温での電気抵抗の説明や低温で出現する超伝導の説明には、結晶の格子振動と電子との相互作用を考へに入れる必要がある。電子間のクーロン反発力をあからさまに考へに入れると、電子の運動は互いに独立ではなくなり、相関が生ずる。この電子相関は、金属の磁氣的秩序状態(金属強磁性あるいは反強磁性など)の説明、金属から絶縁体への転移の説明、金属の凝集エネルギーそのものの説明などに重要である。また、合金や非晶質金属では、不規則な原子配列のつくり出すポテンシャル場における電子の運動の理論的な取扱いが問題になる。

金属の酸化 [英 oxidation of metals, 独 Oxydation

von Metallen, 仏 oxydation de métaux, 露 окисление металлов] 金属の酸化は、高温の場合と低温で均一な薄い酸化膜をつくる場合とではメカニズムが異なる。高温では熱力学安定性に従って、酸化は容易に進む。この場合、酸化膜の厚さ x は、 $x = C\sqrt{t}$ (t は時間, C は定数) に従う。一方、後者の場合について、N. Cabrera と N. F. Mott は以下のような考えから、酸化は $1/x = A - B \ln t$ (A, B は定数) の式に従って進行することを示した。(1) 薄い酸化膜 (2~3 層) がすでに生じていて、表面に酸素が吸着している。(2) 薄い膜のために、金属の伝導電子がトンネル効果によって膜を通過し酸素に付着する。(3) その結果、酸化膜の垂直方向に電場が生じ、酸化膜中に金属イオン (正イオン) が表面へ移動する。(4) このようにして、酸化膜は表面で成長し、垂直方向に均一に厚くなる。(1) の薄い酸化膜ができる過程は非常に速いので無視してよい。しかし、金属上の酸素吸着から、酸素と金属原子とが位置交換して薄い酸化膜ができる初期の過程は興味深いもので、最近、各種の表面分析法を用いて研究が行われている。

金属薄膜 [英 metallic thin film, 独 dünner Metallfilm, 仏 film mince métallique, 露 металлическая тонкая плёнка] 金属の膜で、その性質が三次元の全方向に巨視的な試料の性質と異なってくる程度以下に厚さの小さいものをいう。その特徴的な厚さは、問題とする物理量によって異なる。たとえば、電気伝導では、不純物、格子欠陥、フォノンなどによる電子の平均自由行程がその特徴的な厚さであり、厚さがそれ以下のときには電気伝導率は厚さだけによって決る。また、超伝導現象に関しては磁場の侵入深さや、コヒーレンスの長さがこの特徴的な厚さになる。一般的に言えば、空間変化の自由度をもつ物理量が、厚さ方向の短い距離のなかの定在波となるために、その波数ベクトルが不連続になることによって現れる異常を対象とする場合が多い。このような系は準二次元系として取扱われる。

金属皮膜抵抗器 [英 metal-film resistor, 独 Metallschichtwiderstand, 仏 résistance à couche métallique, 露 металлоплёночный резистор] 棒状あるいは板状のセラミックスまたはガラスの表面に金属、金属合金、金属酸化物を蒸着、あるいは絶縁粉末と混合したものを焼成して抵抗体としたもので、電気抵抗器の一種。薄膜形と厚膜形がある。薄膜は数 nm ほどの厚さで、その以上を厚膜という。膜厚が伝導電子の平均自由行程と同程度になると、電子の膜表面での衝突散乱が増加し、バルク (塊) 状の場合に比べて実効的な平均自由行程が減少し、抵抗が増大する。金属皮膜抵抗の代表的なものを示す。(1) 金属薄膜: 25nm 程度の厚さの金属膜を高真空中でセラミックス上に蒸着したもの。抵抗温度係数は 25ppm/°C 以下にでき、電流雑音も少ない。安定性もよい。(2) 金属酸化物: 高温のセラミックスやガラス上に SnO_2 を焼付けたもので、基体への固着度がよく、耐熱性、安定性にすぐれている。ガラス上に形成したものは導電ガラスともいわれ、光電変換素子の透明電極として用いられる。(3) 薄膜サーメット: 金属 (Au, Pt, Cr, Ta など) と無機質絶縁物 (SiO_2 , Al_2O_3 など) をセラミックスやガラス表面に同時真空蒸着法やスクリーン印刷し焼成するなどの方法により、混合薄膜を形成したもの。金属薄膜に比べて広い範囲の抵抗値 (10~10MΩ) が得られ、安定度もよい。名称は、ceramic metal に由来し



ている。(4) メタルグレーズ: 厚膜形で、ガラスの粉末と銀-パラジウム (Ag-Pd)、酸化ルテニウム (RuO_2) などの混合物に結合剤を加えて、セラミックス上に塗布またはスクリーン印刷し、高温 (~850°C) で焼成する。低抵抗から高抵抗 (10~100MΩ) までつくることができ、安定度もよい (⇒固定抵抗器)。

近代生物学 [英 modern biology, 独 moderne Biologie, 仏 biologie moderne, 露 современная биология] 17 世紀から 19 世紀までの生物学は、実験科学の 1 つとして、生命を生体の形態・機能の面から機械的・物理的に理解しようとしていた。これを近代生物学という。17 世紀の初めには、W. Harvey が、血液の循環および、その心臓の拍動との関係を、多くの実験に基づいて証明した。17 世紀の半ばには、R. Hooke が手製の顕微鏡で細胞を観察しその様子を正確に描写した。18 世紀には、J. Priestley が、光合成を中心にして植物生理を研究した。また、多くの解剖学者がいろいろな動植物細胞を次々に描いた。

しかし、細胞があらゆる生体構造の基本単位として認識されたのは、19 世紀になってからであった。すなわち、T. Schwann や M. J. Schleiden は、細胞の形態・機能を統一的に理解しようとして、細胞形成の道筋を物理・化学的に説明する仮説を提出した。これは生命現象の解析に因果分析的方法を用いたものとして高く評価された。細胞を構成するもののうち、核と原形質がもっともよく研究されたが、後者は特に重要視され、その機能を化学反応としてとらえる生化学的な生理学が、次第に推進されていった。また、核については、細胞分裂や染色体の形態が主として問題にされた。一方、生理学の伝統は C. Bernard によって受継がれた。彼は内分泌・脳神経・交感神経・呼吸・体温などについて多大の成果を収め、生理学の全分野に大きな影響を与えた。

細胞学 (特に細胞分裂の研究) の発達には、19 世紀になって発生学 (その対象は主として動物) という分野を開いた。C. Darwin が「種の起源」を出版したのは 1859 年であったが、彼の進化論とともに比較発生学が発達し、生物の系統的類縁に関する知見が確立されていった。また、E. H. Haeckel が 1866 年に反復説 (「個体発生は系統発生の繰返しである」という説) を唱えたのを契機にして、多くの生物の発生過程が形態学的に調べられ、現象論的な知識がかなり蓄積された。

遺伝と発生は本来密接な関係にあるが、19 世紀には両

者がほとんど独立に発達した。しかし、W. Roux などは、発生の道筋には基本単位となるべき生命粒子があると考え、その離合集散によって生命現象を理解しようとしていた。遺伝学は G. Mendel によって基礎づけられた。彼がエンドウ豆を用いてメンデルの法則を発見したとき、彼はすでに遺伝の基本要素として 1 つの単位粒子(遺伝子)を想定していた。この考えは 20 世紀になって、人工突然変異を用いた T. H. Morgan や H. J. Muller の実験により明らかにされた。生物学は以上のような道を歩んで今世紀へ突入し、現代生物学へと脱皮したのである(⇒分子生物学)。

銀電池 [英 silver cell, 独 Silberzelle, 仏 cellule d'argent, 露 серебряная батарея] 酸化銀電池のこと。酸化銀-亜鉛アルカリ蓄電池のことをいう場合もある(⇒酸化銀電池)。

緊密結合法 [英 close-coupling method, 仏 méthode des équations couplées, 露 метод сильной связи] 電子・原子・分子などの衝突を量子力学的に扱うときにしばしば用いられる近似計算法のひとつ。これとほぼ同じ考えかたの計算法を原子核理論ではチャネル結合理論とよんでいる。原子や分子は電子状態、振動・回転状態などの内部自由度をもっていて、ほかの粒子との衝突によってこれらの

内部状態に変化を生じる。そこで全系の波動関数を孤立原子・分子の内部自由度に関する固有関係系で展開してその係数(衝突する 2 つの粒子の相対運動の関数)を求めることを考える。しかし一般には固有関数は連続エネルギー状態(電離や解離に対応)のものまで含み無数にありこれを全部取入れて計算することは現実には不可能である。そこでエネルギーの低い方から順に何番目かまでを取入れ、その先はすべてを無視する。このように有限項にした近似内でシュレーディンガー方程式をできるだけよく満たすように係数を決めようとする、連立(微分または微積分)方程式を解くことに帰着する。通常これを数値的に解いて、解の漸近形から弾性衝突や各種非弾性衝突の断面積を求める。弾性衝突しか起りえない低エネルギー衝突においても、衝突が起っている間は原子・分子が相互作用によって変形していて、その影響は励起状態まで考慮した緊密結合法によってある程度まで取入れられる。衝突における共鳴現象の研究にもこの方法は適している。なお、有限項で打切ることによる不正確さを軽減するために、展開に用いる関数系のなかに固有関数以外の適当な関数を少し含ませること、改善を図る試みもある(⇒擬状態)。



空間 [英 space, 独 Raum, 仏 espace, 露 пространство] もともとは、空いている所すなわち物体の存在しない場所のことであるが、物理学では、物質が存在し自然現象が起る場所として考えられる。また、位置を記述する座標系と同じ意味に使われることも多い。物理学での空間の性質はその空間内で起る自然現象に適用される物理法則との関係によって決る。古典力学では、空間は物質や時間とは全く別の独立した存在で、物質を入れる容器であり、三次元ユークリッド空間として考えられた。しかし、相対性理論では、空間と時間は不可分であって、空間は物質の状態によって変わる四次元リーマン空間として扱われる。数学での空間は、集合とほとんど同義語であって、集合を構成する要素や部分集合を考察する場合に、はじめの集合のことを空間とよんでいる。 n 次元空間、線形空間、位相空間、関数空間などがそれである。このような考えは、物理学でも用いられ、物理量を構成要素とする空間が導入されている。速度空間、運動量空間などがこれに属する。

空間依存性 [英 space dependence, 独 Ortsabhängigkeit, 仏 dépendance de l'espace, 露 пространственная зависимость] この場合の空間は、空間座標のことで、物理量が空間座標の関数である場合に、空間座標が変化するのときの物理量の变化のしかたのことをいう。特に、物理量が空間座標と時間の関数である場合に、時間を変えないで、空間座標のみを変化させるときに使うことが多い(⇒時間依存性)。

空間群 [英 space group, 独 Raumgruppe, 仏 groupe spatial, 露 федоровская группа] 結晶構造における対称操作の集合によってつくられる群を空間群という。空間群が230種類あるということは1880年代にE. S. Fedorov, A. Schönflies, W. Barlowらによりそれぞれ独立に導かれた。空間群 Φ には、並進群 T (並進操作の集合が作る群)が正規部分群として必ず含まれている。したがって商群 Φ/T が存在し、これは、結晶点群のひとつ G と同型($\Phi/T \cong G$)になる。このことから、空間群 Φ は、結晶点群 G (または、 G 中の回転軸、鏡映面の一部あるいは全部をらせん軸、映進面で置換えて得た G と同型な群 $G^*(\text{mod } T)$)を、適当な並進群 T で拡大すると得られることがわかる。らせん軸や映進面を全く含まぬ点群 G を拡大して得た空間群はシモルフィック群といわれ73種類、らせん軸や映進面を含む群 $G^*(\text{mod } T)$ を拡大して得た空間群はノンシモルフィック群といわれ157種類ある。空間群の対称操作の記述にはザイツ演算子記号 $[A|\xi]$ が用いられる。これによると、位置ベクトル r に対称操作 $[A|\xi]$ を作用させた結果は $[A|\xi]r = Ar + \xi$ と定義される。また、空間群の記述には、ヘルマン-モーガンの記号から発展した国際記号が広く用いられている。

空間格子 [英 space lattice, 独 Raumgitter, 仏 réseau d'espace, 露 пространственная решетка] 点が三次元の周期的配列をしているとき、3個の点 X_1, X_2, X_3 を

とりそれらの位置ベクトル a, b, c が線形独立であるとき、その線形結合

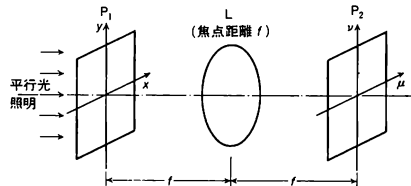
$$r = pa + qb + rc \quad (p, q, r \text{ は } 0 \text{ を含む正負の整数})$$

によって与えられる点の集合を空間格子という。 a, b, c に相当する稜長をもつ平行六面体は空間格子図形の単位を構成するので、この平行六面体を単位胞または単位格子とよび、それを規定する軸長と軸角を格子定数という。上式で表される点、あるいは単位胞の角に位置する点を格子点(あるいはブラベ格子点)とよぶ。格子点はすべて同等な点である。

空間固定座標系 [英 space fixed system of coordinates, 独 raumfestes Koordinatensystem, 仏 système de coordonnées d'espace fixe, 露 пространственно неподвижная система координат] ⇒ 物体固定座標系

空間周波数 [英 spatial frequency, 独 Raumfrequenz, 仏 fréquence spatiale, 露 пространственная частота] 物体やその像を構成する周期的な細かさを表す量。単位長さ当りの周期の数で表し、本/mm または mm^{-1} が用いられることが多い。レンズや感光材料の結像性能を表す際に用いられる(⇒ OTF)。

空間周波数スペクトル [英 spatial frequency spectrum, 独 Raumfrequenzspektrum, 仏 spectre des fréquences spatiales, 露 спектр пространственных частот] 画像などの空間的な明暗の分布をフーリエ変換したもの。正弦波状の明暗分布をもつ画像は単一の空間周波数スペクトルをもつが、一般の画像では普通ある空間周波数範囲に広がったスペクトルをもつ。強度分布が $I(x, y)$ (x, y は空間の座標)の画像の空間周波数スペクトルを光学的に求めるには、振幅透過率が $I(x, y)$ に比例する透明画をつくって、これを図に示すように収差のない凸レンズ L の前側焦点



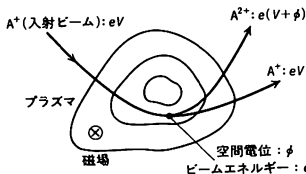
面 P_1 において一様な単色平面波で垂直に照明する。このとき後側焦点 P_3 には $I(x, y)$ のフ라우ンホーファー回折像ができ、この振幅分布が画像の空間周波数スペクトルになる。このとき x, y に対応する空間周波数 μ, ν は後側焦点の実寸法を ξ, η としたとき $\mu = \xi/(\lambda f)$, $\nu = \eta/(\lambda f)$ (ここで λ は用いる単色光の波長、 f はレンズの焦点距離)である。

空間周波数フィルタリング [英 spatial frequency filtering, 独 Raumfrequenzfiltrierung, 仏 filtrage des fréquences spatiales, 露 фильтрация пространственных частот] 物体の空間周波数スペクトルを變形して処理された像を得ること。歴史的には1873年E. Abbe, 1906年G. Porterが顕微鏡による結像にこの概念を適用したのが最初である。光学的に空間周波数フィルタリングを行うにはコヒーレント光とインコヒーレント光を用いる方法がある。前者では再回折法の配置が用いられ、フィルターとして適当な大きさの開口、濃度板、位相板などを使用して空間周波数スペクトルを變形する。後者では結像系のOTFを変化させて物体のもつ空間周波数スペクトルを變形す

る。画像のコントラストの改善、網点写真から網点の除去、ピンぼけ写真の像修正などのほか、光学的マッシュフィルターによる信号の検出、位相差顕微鏡による結像などに応用されている。なお、最近では光学的手段によらず、計算機だけを使用してフィルタリングを行うことも多い。

空間電位 [英 space potential, 独 Raumpotential, 仏 potentiel spatial, 露 пространственный потенциал] プラズマ中のある場所の電位のことで、プラズマ電位ともいう。一般的には非中性の場合でも、ある点の電位を空間電位と定義することができる。電極のある放電プラズマあるいは金属容器の中に生成されたプラズマの場合には、電極あるいは金属容器を電位の基準と考えることができ、もしラングミュア・プローブを挿入することが許されれば、プローブ特性から空間電位が求まる(⇒ラングミュア・プローブ)。電解質溶液やカーボン紙による電位分布測定の場合と違って、プローブ電流が0となる電位と空間電位とは異なる点に注意を要する。プローブ特性から空間電位を求めることが困難なときには電子放出プローブを用いる。プローブ表面を赤熱して十分な熱電子放出が起るようにしておけば、プローブ電位が空間電位より低い場合には電子放出が起る。したがって電子放出プローブの浮遊電位を測定すれば空間電位を示すことになる。また、空間電位においてはプローブ前面に形成されるシースが最小となることから、高周波インピーダンスの最小となるプローブ電位を空間電位とする方法もとられている。

プローブのような物体を挿入することのできない高温高密度プラズマでは、重イオンビームプローブあるいは中性粒子ビームプローブを用いて空間電位測定を行っている(図は重イオンビームプローブによる空間電位測定であ



る)。エネルギー eV の $+2$ 価イオンをプラズマに入射し、空間電位 ϕ なる点で $+2$ 価に電離したとすれば、 $+2$ 価イオンがプラズマ外部に達したときのエネルギーは $e(V+\phi)$ となっている。そこで、 $+2$ 価イオンのエネルギー分析を行えば空間電位が求まる。磁場で閉じ込められたプラズマでは、入射イオンと電離の進んだイオンとで軌道に差が生じるので、電離の起った場所も知ることができる。同様に、中性粒子 $\rightarrow +1$ 価、 -1 価 $\rightarrow +1$ 価のような過程も用いられる。

空間電荷効果 [英 space charge effect, 独 Raumladungseffekt, 仏 effet de charge d'espace, 露 влияние пространственного заряда]

[1] 加速器で強度の高いビームになると粒子の電荷間の電磁氣的相互作用によって起きる束束への効果を空間電荷効果という。加速器内のビームは一定方向に動いているので、同種粒子間のクーロン力による反発力のほかに、電流による磁場により同じ方向に進む同種粒子間には引力が働く。これはビームの速度が大きくなるとクーロン反発力は一定なのに対し磁場による引力は大きくなり、したがって低エネルギー、粒子速度が小さい時の空間電荷効果は一般に大きくなる。それでたとえばシンクロトロンで空間電

荷効果の一例である空間電荷制限を緩めるために、なるべく高い入射エネルギーが選ばれている。加速器ではビームの粒子どうしの相互作用のほかに、ビームを取巻く真空壁や加速空洞などの相互作用も重要になってくる。このような広い意味の空間電荷効果によりさまざまなビーム不安定性が起ることがある。

[2] 電子管では、空間電荷により電流が影響を受ける。二極管において、陰極を加熱せず、陽極陰極間にある電位差を与えたときの両電極間の電位分布、あるいは各点の電場の強さは、単に両電極の幾何学的配置によってのみ決定される。しかし陰極を若干加熱してリチャードソン-ダッシュマンの式(⇒熱電子放出)によって表される熱電子流が電極間に流れると、陰極陽極間の空間に負電荷をもった粒子(電子)の集群すなわち空間電荷が存在することになり、この空間電荷の影響によって電極間の電位分布は変化を受けて、陰極付近の電場は電子流の無い時に比べて弱くなり、陽極付近の電場は強くなる。しかし陰極温度が低い状態ではこの電場分布の変化はそれほど大きくないので、電子流はその影響を受けることなく、リチャードソン-ダッシュマンの式の値を示す。両電極間の電位差を保ったまま陰極温度を上げていくと電子流は上式に従って増加するが、同時に空間電荷も増大して陰極表面付近の電場を弱める。さらに温度が上って空間電荷がますます増大し、ついに陰極表面付近の電場が0になると電子流の増加は止り、それ以上陰極温度を上げても増加することはない。しかしこの状態で両電極間の電位差を上げていくと、移動する電子の電荷密度が大きくなりかつその速度も大きくなるので電子流は増大していく。さらに電位差を上げて、陰極表面付近の電場が0より大きい状態に保たれるようになると、電子流は再びリチャードソン-ダッシュマンの式が示す新しい陰極温度によらない飽和電流に達する(⇒空間電荷制限電流)。このように空間電荷によって電極間の場のようすや電子流の強さが変化することを空間電荷効果という。多極電子管は陽極と陰極の間にグリッドを配置し、これに電圧を加えて空間電荷密度に変化を与え、空間電荷効果を制御するものである。

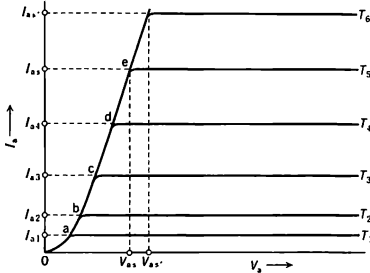
空間電荷格子 [英 space-charge grid, 独 Raumladungsgitter, 仏 grille de charge d'espace, 露 пространственно-зарядная сетка] ⇒ 四極管

空間電荷制限(加速器の) [英 space charge limit, 独 Raumladungsgrenze, 仏 limite de charge d'espace, 露 предел пространственного заряда] 加速器において、ビームが強くなると空間電荷効果によるビーム不安定性が生じる。それによるビーム強度の上限のことを空間電荷制限という。ビームの各粒子どうしのクーロン斥力と電流による引力のほかにさらにビームを取巻いている真空壁があり、ここに逆符号の電荷が誘起されるために、反発力は真空壁のないときと比べると大きくなる。この反発力を考慮するとシンクロトロンの電磁石による集束力が弱まることになり、ベータトロン振動数は小さくなる。一般的にベータトロン振動数が整数または半整数になると線形ベータトロン共鳴が起りビームが失われる。したがってベータトロン振動数を整数と半整数の中間に選ぶが、上に述べた空間電荷力によるベータトロン振動数のずれが0.25になるビーム強度が上限となる。これは個別粒子のベータトロン振動数に対する制限値なので、インコヒーレントな空間電荷制限という。またビーム全体が上下左右に重心運動をしている

場合は真空壁の影響で、ビームの重心運動のベータatron振動数がずれる。このときの制限値をコヒーレントな空間電荷制限という。空間電荷制限はエネルギーが高くなるほどゆるくなるので、大強度シンクロトロンではブースターなどの高エネルギーの予備加速器がしばしば用いられ入射エネルギーを高くする。

空間電荷制限電流 [英 space charge limited current, 独 raumladungsbegrenzter Strom, 仏 courant limité par la charge d'espace, 露 ток ограниченный пространственным зарядом] 電子管または半導体を通れる電流が、その空間電荷のために抑制される。これを空間電荷制限電流という。

[1] 電子管の空間電荷制限電流：二極管でプレート電圧を一定に保ったままカソード温度を上げていくと、プレート電流はカソード温度とともに増加するが、ある温度で増加は止り、以後カソード温度を上げてても増加しない。これを空間電荷制限電流という(⇒空間電荷効果)。二極管のプレート特性(V_a - I_a 特性)を図によって説明する。図におい



て、プレート電圧 V_{as} を一定に保ってカソード温度を T_1, T_2, T_3, \dots と上げていくと、プレート電流 I_a は $I_{a1}, I_{a2}, I_{a3}, \dots$ と増加するが、温度 T_5 において I_{a5} に達すると、それ以上カソード温度を上げてても、もはや増加せず飽和する。これは、空間電荷の存在のために、カソードからの電子放出が抑制されることが原因である。次にカソード温度をたとえば T_6 に保ってプレート電圧を 0 から上げていくと、 I_a は図の a, b, c, d, e 点を結ぶ曲線をたどって増加し、プレート電圧が V_{as} になった点で飽和値 I_{a5} に達する。すなわち電子流 I_a の飽和には 2 つの原因がある。ひとつはプレート電圧を一定にした時のカソード温度に対する飽和性、ほかのひとつはカソード温度を一定にした時のプレート電圧に対する飽和性である。上の a, b, c, d, e 点を結ぶ曲線によって表される範囲の電流をカソード温度が T_5 である時の空間電荷制限電流という。この曲線の方程式すなわち空間電荷制限領域における I_a と V_a の関係は次の 3 個の原理式から導かれる。例を平行平面電極にとると

(1) 静電場におけるポアソン方程式

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = 4\pi\rho(x)$$

(x : カソードからの距離, $V(x)$: x における電位, $\rho(x)$: x における電荷密度)

(2) エネルギーの保存

$$eV(x) = \frac{1}{2}mv^2(x)$$

(e : 電子の電荷, m : 電子の質量, $v(x)$: x における電子の速度)

(3) 電流の連続性

$$i = \rho(x) \times v(x) = \text{一定}$$

(i : 電子流の電流密度)

初期条件として, $v(0) = 0$, $(dV/dx)_{x=0} = 0$ を仮定すると

$$I_a = GV_a^{3/2} \quad [A \cdot cm^{-2}] \quad (1)$$

$$G = 2.33 \times 10^{-3} d^{-2} \quad (d: \text{両電極間距離})$$

と求まる。この関係式は、両電極の形に無関係に成立する。上の場合は、電子の初速度を 0 としているが、現実には初速度があるので、 I_a - V_a 曲線は $3/2$ 乗法則よりわずかにはずれるが、その差はわずかで一般には式(1)で十分である。

[2] 半導体の空間電荷制限電流：不純物濃度が小さく、また、真性キャリア濃度も小さい半導体の一端に非整流性金属電極をつけてキャリアのソース電極とし、これに向かう平行面につけた電極(整流性電極でもよい)をキャリアのコレクター電極とする。これらの電極間に、ソース電極からキャリアが注入されるように電圧 V_F を加えると、電流は二極管の空間電荷制限電流に類似の非線形特性を示す。キャリアとして電子のみを考えると、その濃度を n 、移動度を μ とすると、電流密度 J は電位勾配 $d\phi/dx$ を用い

$$J = e\mu n \frac{d\phi}{dx} \quad (2)$$

と表される。 n と $d\phi/dx$ は位置座標 x の関数であるが、電流密度は x によらず一定である。空間電荷密度は $-en$ であるから、電位 ϕ はポアソンの式

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{en}{\epsilon_0 \kappa} \quad (3)$$

を満たす。ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率、 κ は半導体の比誘電率である。ソース電極の位置を $x=0$ 、コレクター電極の位置を $x=L$ とする。式(2)の n を式(3)に代入し、 $x=0$ で $d\phi/dx=0$ 、 $\phi=0$ 、 $n=\infty$ とし、 $x=L$ で $\phi=V_F$ として積分すると、空間電荷制限電流は

$$J = \frac{9e\epsilon_0 \kappa \mu V_F^2}{8L^3} \quad (4)$$

となる。

空間電荷層 [英 space charge layer, 独 Raumladungsschicht, 仏 couche de charge d'espace, 露 слой пространственного заряда] 半導体のキャリア濃度は、一般に、金属の自由電子濃度に比べて小さいので、半導体内の電場を遮蔽する距離は金属に比べて長い。したがって、pn 接合界面、半導体ヘテロ接合界面、金属・半導体接合界面、絶縁体・半導体接合界面などの半導体界面ならびに半導体自由表面には、空間電荷と電場をもつ領域がある。このような界面に平行な層を空間電荷層とよぶ。イオン化したドナーまたはアクセプターを中和するキャリアが欠けていることで生じている空間電荷層を空乏層とよぶ。多数キャリアがイオン化不純物を中和する濃度を越えて蓄積している空間電荷層を蓄積層とよぶ。また、多数キャリア濃度以上の少数キャリアが集まっている空間電荷層を反転層とよぶ。

空間の曲率 [英 curvature of space, 独 Raumkrümmung, 仏 courbure d'espace, 露 кривизна пространства] リーマン空間の各点における空間の性質の 1 つで、曲率テンソルで表現する。この空間でベクトルの平行移動が定義されているとし、1 点 A においてベクトル ξ^i を考え、A

を通る小さい閉曲線 C に沿って ξ^i を平行移動しながら C を一巡させたとき、ベクトル $\xi^i + \delta^2 \xi^i$ が得られたとする。ユークリッド空間では常に、 $\delta^2 \xi^i = 0$ であって、平行移動によってベクトルの向きが変わることはないが、一般のリーマン空間では $\delta^2 \xi^i \neq 0$ である。これは空間に曲率があるためで、閉曲線 C を表す二階のテンソルとベクトル ξ^i と曲率を表すテンソルの三者の積が $\delta^2 \xi^i$ になるように、リーマンの曲率テンソル(またはリーマン-クリストッフエルのテンソル) R^h_{ijk} が定義される。空間の計量テンソルを g_{ij} とすると

$$R^h_{ijk} = \frac{\partial}{\partial x^j} \Gamma^h_{ik} - \frac{\partial}{\partial x^k} \Gamma^h_{ij} + \Gamma^l_{ik} \Gamma^h_{jl} - \Gamma^l_{ij} \Gamma^h_{kl}$$

である。リーマンの曲率テンソルを縮約して得られる

$$R_{ik} = R^h_{ihk}$$

をリッチのテンソルとよび、さらにこれを縮約した

$$R = R^i_i$$

をスカラー曲率という。

空間反転 [英 space inversion, 独 Rauminversion, 仏 inversion d'espace, 露 пространственная инверсия] ユークリッド空間に点 O が与えられたとき、点 P を、 P と O を結ぶ直線の延長上 $PO = OP'$ なる点 P' に移すこと(能動的空間反転)。 O を原点とする直角座標系で点 P の座標が (x, y, z) なら、その符号をすべて変えた $(-x, -y, -z)$ を座標とする点 P' に P を移すことといってもよい。これに対して、直角座標系の座標軸をすべて逆向きに変えることを受動的空間反転とよぶ。このとき点は空間に固着しているものとするので、新しい座標系から見れば、あたかも点が能動的な空間反転を受けたかのように見える。以下、能動的変換として述べる。空間図形 F については、 F の点をすべて空間反転して得られる図形 F' に F を変換することという。この変換で変わらない図形は空間反転に関して対称であるといい、点 O を対称の中心とよぶ。空間反転におけるふるまいによりスカラーはスカラーと擬スカラーに、ベクトルは極性ベクトルまたは単にベクトルと擬ベクトルまたは軸性ベクトルに分類される。運動量、電場カ

源が軸対称であれば、上から下まで平行に多数点で測定して、アーベル積分の逆変換によって空間分解できる(\Rightarrow アーベル変換)。

空気 [英仏 air, 独 Luft, 露 воздух] 空気は混合気体であり、地表付近での組成は表のようになっている。

地表付近の大気組成

成分	分子式	分子量	存在比率 [%]	
			容積比	重量比
窒素	N ₂	28.01	78.088	75.527
酸素	O ₂	32.00	20.949	23.143
アルゴン	Ar	39.94	0.93	1.282
炭酸ガス	CO ₂	44.01	0.03	0.0456
一酸化炭素	CO	28.01	1×10^{-5}	1×10^{-5}
ネオン	Ne	20.18	1.8×10^{-3}	1.25×10^{-3}
ヘリウム	He	4.00	5.24×10^{-4}	7.24×10^{-5}
メタン	CH ₄	16.05	1.4×10^{-4}	7.25×10^{-5}
クリプトン	Kr	83.7	1.14×10^{-4}	3.30×10^{-4}
一酸化二窒素	N ₂ O	44.02	5×10^{-5}	7.6×10^{-5}
水素	H ₂	2.02	5×10^{-5}	3.48×10^{-5}
オゾン	O ₃	48.0	2×10^{-6}	3×10^{-6}
水蒸気	H ₂ O	18.02	不定	不定

ただし、水蒸気は場所により、季節により著しく変化するので、それを除いた部分の割合である。CO 以下の微量成分で希ガス以外のものは高さ 20km 以上で太陽紫外線による光解離のため、一般に減少する。ただし O₃ は O₂ の光解離によって合成されるのでむしろ増える。高さ 80km あたりより上では、O₂ の光解離が大気全量にとって無視できなくなるが、N₂, CO₂ と希ガスの相対量は高さ 100km ぐらゐまで変わらない。空気の物理的性質は高度によって著しく変わるが、これは主として高度による密度の減少を、次いで温度の差異を反映したものである。

空気圧式調節器 [英 pneumatic controller, 独 pneumatische Steuerung, 仏 appareil contrôleur pneumatique, 露 пневматический регулятор] 自動制御系に使用される機構のひとつ。空気を制御動作に使うものであり、圧

発生し、それらが数百 m の範囲にわたって同時に地上に到来する現象のこと(図 1)。1938 年 P. Auger らによって

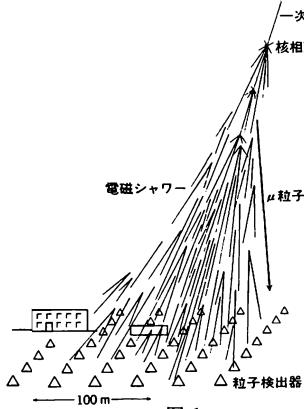


図 1

発見された。エネルギーの高い宇宙線が大気に入射すると、空気原子核と衝突して核相互作用を起す。この結果多数の中間子を発生する。発生する中間子の大部分は π 中間子で、このほか若干の K 中間子およびほかの中間子も発生する。 π 中間子のうち中性の π^0 中間子は 10^{-16} s で 2 個の γ 線に崩壊する。この γ 線は空気中で電子シャワーを起し多数の電子を増殖する。一方、荷電 π 中間子 π^\pm は、 10^{-8} s 程度で μ 粒子に崩壊するが、エネルギーの高いものは、相対論的な時間の延びのため、崩壊する前に空気原子核と衝突して、さらに多数の中間子を発生する。地上に一团となって入射するシャワー粒子の数は大気に入射した最初の宇宙線のエネルギーにほぼ比例している。シャワー粒子の大部分は電子で、約 10% の μ 粒子と、ごくわずかのハドロン成分よりなっている。大きい空気シャワーでは十億個を越すシャワー粒子を伴っている。空気シャワーとして研究されている入射宇宙線のエネルギーは一般に、 10^{15} eV 程度から上のもので、 10^{20} eV 程度のものまで観測されている。 10^{20} eV は通常の単位では数 J に当り、宇宙の中で 1 個の粒子がもっているエネルギーとしては、これまでに観測対象となったものなかでは最高のものである。空気シャワーはこのような理由で、超高エネルギー領域での素粒子反応および 10^{15} – 10^{20} eV におよぶ宇宙線そのものの様相(エネルギースペクトル、組成、加速機構、加速源など)を調べるために研究されている。図 2 にその

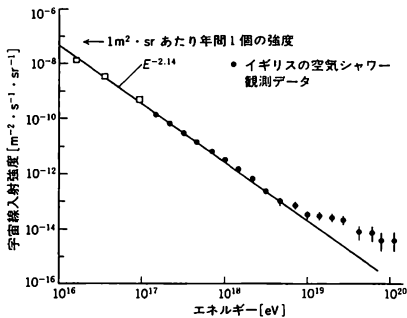


図 2

スペクトルを示した。 10^{18} eV 程度で 1 m^2 当り 1 年間におよそ 1 個の頻度である。エネルギーが高くなるにつれて入射頻度は E^{-2} 程度で激減するが、 10^{18} eV 付近から上は、ゆるやかに減少する傾向を見せている。 10^{18} eV 程度になると銀河内の平均磁場 (3×10^{-6} G 程度)で曲げられる軌道の半径は数 kpc(キロパーセク)となり、このため、ほかの銀河で発生して入射してきたものである可能性が高い。実際 10^{18} eV 以上の空気シャワーの到来方向を調べると、銀河面よりもむしろ銀河座標の北極方向からくるものが多いことが観測されている。

空気シャワーの観測は、地上または山上に 100–数百 m の範囲に検出器を配置して行っている。原理的な方法としては数個の検出器にほぼ同時にシャワー粒子が入射したことを検出し、ほかの検出器で到来時間のわずかな差や、入射粒子の数を測定する。各検出器への到来時間の差から空気シャワーの入射方向を知ることができる。このような大型の空気シャワー観測装置は、日本では、東京大学宇宙線研究所付属の山梨県明野観測所、および乗鞍観測所に設置されている。また日本とボリビアの共同研究として、ボリビアのチャカルタヤ山上(海拔 5200 m)にも装置が設置され観測が行われている。世界的には、イギリス、アメリカ、ソ連において大型の装置による観測が進行中である。空気シャワーの検出器としては、古くはガイガー・ミュラー・カウンタが使われていたが、戦後は主に大型のプラスチックシンチレーターが使われている。より精密な空気シャワーの観測を行うため、また頻度の少ない極めてエネルギーの高い空気シャワーを有効に捕えるため、いろいろな方式が考案され、現在の空気シャワー装置に取込まれている。そのひとつは空気中でシャワー粒子が放射するチェレンコフ光の観測である。大型の鏡やフレネル・レンズでチェレンコフ光を集光し、空気シャワーが観測点より上空でどのように発達してきたかを調べることができる。またチェレンコフ光はシャワー粒子の進行方向に光が放射されるので、空気シャワーの到来方向を精密に知ることができる。このような性質を利用して特定の天体(たとえばかに星雲)からの高エネルギー γ 線の放射を調べている。この場合は多数のチェレンコフ検出器、または大型の反射鏡を配置して、極めて小型の空気シャワー (10^{12} eV 程度)の検出に努力を傾けている。空気シャワー粒子は空気分子を励起してシンチレーション光を放射する。シンチレーション光はチェレンコフ光と異なり等方向に放射されるので、極めて大型の空気シャワーでは、遠方まで観測できる可能性をもっている。入射頻度の少ない 10^{18} eV 以上の空気シャワーの検出に有効であるとして、1960 年ころ菅浩一によって提案された。その後電子増倍管の性能が向上して実用できる段階に入り、大型の反射鏡を複眼状に配置して全天球を覆う形の装置がアメリカでつくられ、観測を始めようとしている。

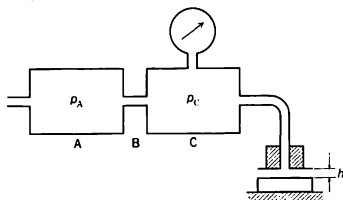
偶奇性 = パリティ

空気電池 [英 air cell, 独 Luftzelle, 仏 cellule d'air, 露 батарея воздушной деполяризации] 空気中の酸素を減極剤(酸化剤)として利用する一次電池である。陰極は Zn、電解液は NH_4Cl (または NaOH) H_2O 、陽極は $\text{O}_2(\text{air}) \cdot \text{C}$ である。起電力は 1.4–1.5 V である。乾電池式と湿電池式があり、乾電池式は乾ランシエ乾電池と同じ構造で、 MnO_2 の代りに活性炭を用い、 NH_4Cl に ZnCl_2 を加え、デンブンでペースト化した電解液とする。湿電池

では電解液を液状のまま使用する。Zn 側は放電消耗した場合、交換可能である。炭素電極は消耗しないが吸水して活性を失うので数回しか使えない。

ルクランシェ電池に比べて低負荷で寿命が長く、電圧変動も少なく、与えられた重量内で高い容量が得られる。無人観測、無線中継、航海用浮標などの電源に用いられている。

空気マイクロメーター [英 pneumatic micrometer, 独 pneumatisches Mikrometer, 仏 micromètre pneumatique, 露 пневматический микрометр] 空気流を拡大機構として用いたコンパレーターである。流出口を測定すべき物体へ近づけ、物体と間のすき間から出る圧縮空気の流れが、物体の寸法の変化に従って変化することを利用する。使用する定圧空気の圧力が 5~20kPa を低圧式、100kPa 程度を中圧式、200kPa 以上を高圧式とよぶ。逆に真空ポンプである程度の真空中に用いる真空式もある。図は背圧形で、すき間 h の変化によって指示室内 C



の圧力 p_c が変わるので、 p_c をブルドン管やベローズなどの圧力計で測って物体の寸法を知る。圧力の代りに空気の流量変化をテーパ管と浮子とを用いて測る流量形が広く用いられている。このほか流速形もある。背圧形の中には流出口を 2 つ並列におき、一方を調節マスターとし、他方を物体に当て、両者の差を求めるようにした差圧式は供給圧力変動の影響が少ない。空気マイクロメーターは測定力が小さいこと、10 万倍くらいの高倍率が得られ 1 μm の寸法変化が容易に測れること、小内径の測定ができること、電気的に変換する装置を付属させて自動測定に用いることができる、などの利点がある。

空気モニター [英 air monitor, 独 Luftüberwachung, 仏 dosimètre atmosphérique, 露 атмосферный дозиметр] 気体放射性物質を取扱う施設や原子炉あるいは加速器施設において、放射性ガスや放射性塵埃が大気中に放出されるのを監視する警報装置。一般にエアサンプラー放射線検出器、指示計器、記録計など一連の機器で構成し、空気中の放射性物質濃度を一定時間間隔あるいは連続的に測定し、自動的に記録するとともに濃度が一定値以上になると警報を発する。特に、ダストサンプラーにより空気中の放射性塵埃を収集し、監視する警報装置をダストモニターという。

空気力学 [英 aerodynamics, 独 Aerodynamik, 仏 aérodynamique, 露 аэродинамика] 空気(あるいは他の気体)の運動、あるいは空気中に運動する物体に作用する力を取扱う流体力学の分野。したがって、気体力学の一分野と見なすこともできる(⇒気体力学)。空気力学は、航空機やロケットの機体やエンジン(往復機関やジェットエンジン)の研究開発に重要な役割を演じてきたところから、航空力学とよばれることもある。

偶偶核 [英 even-even nucleus, 独 Gerade-gerade-Kern, 仏 noyau pair-pair, 露 чётно-чётное ядро] 原子

核を構成する陽子と中性子の数をそれぞれ Z と N とするとき、 Z も N も偶数の核を偶偶核という。質量数 $A = Z + N$ も偶数である。 Z か N の 1 つが奇数の奇核や両方ともに奇数の奇奇核に比べて、安定な核が多い。これは同種核子間に対相互作用が働くためで、偶偶核の基底状態は、例外なくスピンの 0 で、パリティが正である。励起準位が振動状態であるときは、準位がほぼ等間隔に存在する(⇒振動準位)。また回転状態であるときは、 $J(J+1)$ に比例する位置に現れる(⇒回転準位)。ここで J はその状態のスピンを表す偶数である。第一励起準位は極めて少数の例外を除いて、スピンの 2、パリティが正である。

通常、 Z が偶数で N が奇数の核を偶奇核、 Z が奇数で N が偶数の核を奇偶核という。これらを総称して、偶奇核、あるいは単に奇核ということもある。質量数 A は奇数になる。奇核では偶偶核に比べて安定な核が少なく、奇奇核よりも安定なものが多い。例えば、 Z = 偶数の ^{90}Sr , ^{92}Te , ^{94}Xe にはそれぞれ 10, 8, 9 個の安定な同位核が存在するが、 Z = 奇数の ^{81}Sb や ^{83}I にはそれぞれ 2, 1 個しか安定な同位核が存在しない。奇核のスピンは半整数値になる。基底状態のスピンのパリティは、奇数個の方の核子の数が魔法数に近ければ、奇数個の方の核子の最外殻のものが占める軌道によって決る。核の磁気モーメントもこの軌道の量子数によりだいたい決る(⇒ジュミット線)。励起準位のエネルギースペクトルは、奇数個の方の核子の最外殻のものの運動と、原子核全体の集団運動とを結合して理解できる場合が多い(⇒奇偶効果)。

空隙率 [英 porosity, 独 Porosität, 仏 porosité, 露 пористость] 粉体などが堆積した状態にあるとき、見かけ上で粉体の占める体積を V_a 、粉体が真に占める体積を V とすると、 $(V_a - V)/V_a$ で定義される値をいう。すなわち、空隙の容積を V_a で割った値である。 V/V_a を充填効率ということもある。粉体の粒子が同じ大きさの球で構成されているとすると幾何学的に空隙率を計算することは容易で、たとえば面心立方構造や六方最密構造を仮定すると、約 26% になる。粒径の異なる球で充填する場合、組合せによっては空隙率をいくらかでも 0 に近づけることが可能である。しかし、このような理想的な充填は摩擦など粒子間の相互作用が無視できる場合であって、現実の粉体の空隙率は 40~60%、あるいはそれ以上になることも珍しくない。粉体の性質は、粒子個々の性質のほかに集合体としての組織構造、すなわち粒子間の空隙の量や形状、粒子間の接触の数や性質が重要な影響をもつ。したがって空隙率は、集合体としての粉体の諸性質を扱う場合、常に注意を必要とする。

空孔(核子の) [英 hole, 独 Loch, 仏 trou, 露 дырка] 原子核の殻模型において、閉殻から核子が空いた状態をいう。原子核においても、原子内の電子と同じように、粒子が互いに独立に固有の軌道を運動するという描像に基づく殻模型が成功している。殻模型では、一粒子ポテンシャル中の運動についてエネルギー準位を定め、核子がどの準位を占めているかに原子核の状態を指定する。ポテンシャルが球対称のときは角運動量 j のエネルギー準位は $(2j+1)$ 重に縮退し、この状態が全部占められると閉殻となる。原子核の低い励起状態については閉殻の外の一粒子のエネルギー準位 j を占める粒子数が n のとき、配位で記述する。ある準位で粒子の数に比べて空いている状態の数の方が少ないときは、殻が閉じた状態を基準にして、空いている状

態(空孔)の数で核の状態を記述する方が便利である。一粒子準位 j に空孔が m 個あるとき、配位 j^{-m} と記す。これは粒子についてみると j^{2j+1-m} に相当する。原子核では陽子と中性子の2種類の粒子が存在するのでこれらを総称して核子とよび、アイソスピン量子数で区別する。この場合は角運動量 j の軌道に $2(2j+1)$ 個の核子をつめることができるので m 個の空孔がある状態 j^{-m} は j^{4j+2-m} に相当する。

偶項 [英 even term, 独 gerader Term, 仏 terme pair, 露 чётный терм] ⇒ 奇項

空孔・空孔相互作用 [英 hole-hole interaction, 独 Loch-Loch-Wechselwirkung, 仏 interaction trou-trou, 露 дырочно-дырочное взаимодействие] ある原子核の基底状態で核子がフェルミ面までの一粒子準位を占めているとする。いま原子核が励起して、2個の核子がフェルミ面より上の準位に跳び上ったとする。あとにできる2個の空孔は、いくつかの一粒子準位の間を移っていくことができる。これは空孔と空孔の間に相互作用があるからである。これを空孔・空孔相互作用という。空孔・空孔相互作用による空孔の運動は、見たを変えれば、周囲の準位を占有している核子が次々と空孔に入り込むことにより、空孔が移動していったものである。

空格子点 = 原子空孔

空孔理論 [英 hole theory, 独 Löchertheorie, 仏 théorie des trous, 露 дырочная теория жидкостей]

[1] ディラック方程式の負エネルギー解にまつわる難点(⇒クラインのパラドックス, ロバ電子)を克服するために、1930年、P. A. M. Dirac によって提案された理論。この理論では、真空とは負エネルギーの電子が完全に充滿した状態であるとする。したがって、このような状態では正エネルギーから負エネルギーへの電子の遷移はパウリの禁制律により不可能となり、正エネルギー電子の安定性が保証される。また、真空のエネルギー、運動量、角運動量、電荷などは、すべて0とみなされるので、真空中の負エネルギー状態が1個欠落して空孔ができること、これは電荷が電子とは逆符号で、しかも正エネルギーをもつスピン1/2の粒子として観測されるはずである。Dirac は最初これを陽子と考えたが、その質量は電子と同一であることが C. H. H. Weyl により指摘された。この粒子は陽電子とよばれる。1932年、C. D. Anderson は、ウィルソン霧箱の実験で宇宙線中に陽電子を発見して、空孔理論の正しさを立証した。空孔理論によれば、光による電子・陽電子対の生成は真空中の負エネルギー電子が光を吸収して正エネルギーの状態へ遷移し、後に空孔を残す現象として説明される。しかしながら、その後発展した相対論的な場の量子論によれば、このような粒子数の変化は、空孔理論を用いなくとも記述できることが明らかとなり、しかもそこでは電子と陽電子を対称に扱うという利点があるために、現在の理論形式は必ずしも空孔理論に基づく必要がなくなっている。

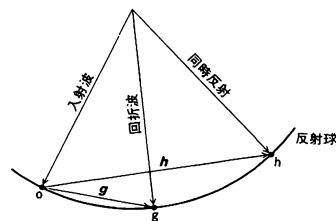
[2] 液体の性質を記述するためのひとつの模型的理論である。液体に対する格子理論において、すべての格子(細胞)に分子が入っているのではなく、分子の入っていない細胞すなわち空孔も存在するといったものが空孔理論である。空孔模型は、空孔と分子の格子への分配に関するエントロピーをもっており、気体・液体の相転移を示すのが大きな特徴である。また、過冷却液体の凍結(⇒ガラス転移)

を空孔の凍結と考えることができるので、ガラス転移およびガラスに対する理論にも用いられる。一方、液体の粘性流動を説明するものとして、液体中の空隙(空孔)にその周囲の分子が移動し、その後に生成した空孔にまたほかの分子が移動するという過程によって液体の流動が起るといふ考えがあり、はっきりした格子模型とはっていないが、これも空孔理論とよばれる。

偶然誤差 [英 accidental error, 独 zufälliger Fehler, 仏 erreur accidentelle, 露 случайная ошибка] ⇒ 誤差

偶然性 [英 contingency, 独 Zufälligkeit, 仏 contingence, 露 контингенция] 予期されないで事の起こること。普通、必然性に対立する概念として扱われている。物理学においては、研究の対象としている物理現象は時間とともに物理法則に従って進行するので、その現象に関与する法則を完全に知っていて、あらかじめあらゆる現象の起こる可能性を考えておくならば、予見しないで事が起こることとはなく、偶然性が関与する余地はなくなる。その意味において、偶然性を可能性に、必然性を不可能性に類似させられる(⇒必然性)。しかし、実際には、あらかじめ想定できなかった新しい作用が働いたり、われわれの知らない物理法則が介在したり、あるいはまた実験に伴う各種の誤差などによって予想されないことが起こる。こうして得られる予想されなかった結果から、新しい知識を得ることが物理実験の役割である。したがって、多くの物理実験においては、新しい事実ができる限り明らかに現れるように実験の条件を整えるのが普通であるが、それでも、実験の誤差によって生ずる結果を新しい事実と誤認することがある。実験の誤差のうち偶然性に由来する偶然誤差(⇒誤差)とよばれるものは実験を反復することによって除くことができるが、装置や実験者に由来するものもあるので、物理学の新しい知見は、実験の手法を変えたり、多くの人が実験を行ったりして、確かめられなければならない。

偶然的同時反射 [英 accidental reflection, 独 Zufallsreflex, 仏 réflexion accidentelle, 露 случайное отражение] 電子回折において、結晶に入射した電子が同時に2つ以上の結晶格子面に対して回折条件を満たす場合を同時反射という。図のように、逆格子ベクトル g にブラッグ



の回折条件を満足させたとき、偶然、同時に逆格子点 h に対しても満足している場合をいう。この同時反射は試料を g のまわりに回転することにより、 g に対する回折条件を変化させずに、 h による同時反射を避けることができる。このためこれを偶然的同時反射とよび、系統的同時反射と区別される。このような同時反射がある場合、 g によって回折される波の強度は二波近似では取扱えないため、特に透過回折においては、できる限りこれを避けるように回折条件を設定することが必要である。 $|g| < |h|$ であるような場合、 h の同時反射の寄与は g に対して小さくなり、無視することができる。

空帯 [英 empty band, 独 unbesetztes Band, 仏 bande vide, 露 вакантная зона] ⇒ 伝導帯, 半導帯

空中線 = アンテナ

空電 [英 atomospheric, 独 atomosphärische Störungen, 仏 parasites atmosphériques, 露 атмосферика] 大気中の自然現象により生ずる電氣的雑音で, 雷放電や雨, 雪, 砂, などの帯電粒子の放電が原因である。空電の周波数分布は低い方ほど強く, 周波数 10kHz 以下では地球磁場に沿って南北両半球間を往復するものがあり, 笛の音に似た連続音となるのでホイッスラー空電とよばれている。

偶電子状態 [英 even electronic state, 独 gerader elektronischer Zustand, 仏 état d'électron pair, 露 состояние с чётным числом электронов] = 偶項(⇒奇項)

空洞共振器 [英 cavity resonator, 独 Hohlraumresonator, 仏 résonateur à cavité, 露 объёмный резонатор] 電磁波エネルギーを蓄えるために, 金属壁で空間を囲ったものをい。境界条件で決る共振角周波数 ω_0 をもつ。空洞内の電磁場の姿態(モード)は無数にあり, おおの固有の共振角周波数をもつ。空間内各点 r で電場 E と磁場 H は直交し, 壁面では E は垂直, H は平行になりかつ H に比例した表面電流がそれと直角方向に流れている。 $E = E(r) \sin \omega t$ に対し, $H = H(r) \cos \omega t$ のように 90° 位相がずれている。空洞内での積分 $(1/2) \int \epsilon |E(r)|^2 dv$ と $(1/2) \int \mu |H(r)|^2 dv$ は等しく, それを U とおけば電場のもつエネルギーと磁場のもつそれはおおの $U \sin^2 \omega t$, $U \cos^2 \omega t$ であるから, 全体の電磁エネルギーは常に U に等しい。金属壁の抵抗や内部媒質による損失を $(dU/dt)_0$ とし, $Q_0 = \omega_0 U / (dU/dt)_0$ のように Q 値を定義すると, 共振特性は同じ Q と ω_0 をもつ LCR 共振回路で近似でき, 共振の幅(共振電圧がピークの $1/\sqrt{2}$ になる幅) $\Delta \omega$ は ω_0/Q_0 となる。ただし実際には, 空洞は外部回路と小穴を通じ結合しているので損失が多くなり, Q 値は補正する必要がある。外部結合のある時の等価回路は図1のように結合部

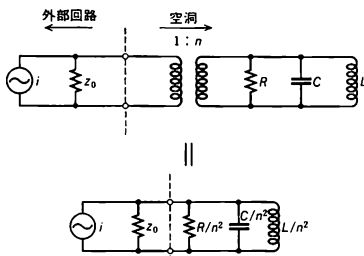


図 1

を理想的トランスで置換えたモデルと考えられる。外部回路は定電流交流電源 i と固有インピーダンス Z_0 の伝送波を表す。ここで $\beta \equiv R/n^2 Z_0$ を結合定数とするが, $\beta = 1$ のとき空洞は外部回路からみて $\omega = \omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ で整合がとれる。また電流源による電圧の応答は $Q = Q_0/(1+\beta)$ の共振特性を示す。相似形の同一材質の空洞については表皮電流の深さ δ と ω_0 について $Q_0 = R\omega_0 C$, $Q_0^{-1} \propto \omega_0 \delta \propto \omega_0^{1/2}$ の関係がある。図2には円筒形空洞のモードの一例を示す。これは z 方向に一樣な E_z , H_θ 成分のみ関する TM_0 モードとよばれるもので, E_z は 0 次のベッセル関数 $J_0(kr)$ ($k = 2\pi/\lambda$), H_θ は $J_1(kr)$ に比例している。加速器の加速空洞やクライストロンの空洞に応用されるが, その場合電子

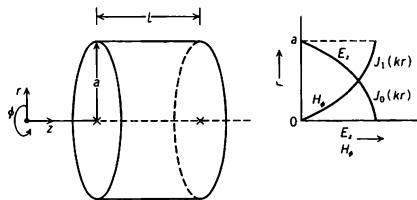


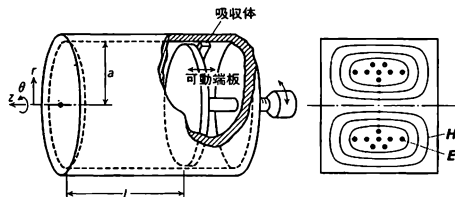
図 2

は $r = 0$ の軸上を走り, 空洞長 l は電子走行時間が π/ω_0 (半周期)の近くになるように選ぶ。たとえば $\omega_0/2\pi = 500$ MHz のための $a = 23$ cm, $l = 30$ cm の銅の空洞では $Q_0 \approx 4 \times 10^4$, $R \approx 5 M\Omega$ となる。したがってピーク値 $V = 1$ MV の電圧を発生させるのに要する電力は $P = V^2/2R = 100$ kW となり, 電磁エネルギーは $U = PQ_0/\omega_0 = 1.3$ J となる。

空洞現象 = キャビテーション

空洞転位 [英 hollow dislocation, 露 дислокация полостей] F. C. Frank により提唱された転位の一形態(1951年)。転位のバーガース・ベクトルの大きさを b とすると, 転位芯から半径 r のところの弾性エネルギー密度はほぼ $\mu b^2/(8\pi^2 r^2)$ である(⇒転位)。ただし μ は剛性率である。これからわかるように b が大きくなるにつれて転位によるエネルギーは著しく高くなる。そのため, 転位が結晶表面を貫いているとき, 結晶表面エネルギーを γ とすると $r_0 = \mu b^2/(8\pi^2 \gamma)$ で示される半径内部の原子を表面に運んでそこに蓄積し, 転位を囲む半径 r_0 以内の部分空洞にしてしまう方が安定な状態となる。これを空洞転位という。通常の結晶では $b = 4 \sim 5$ Å までは $r_0 < 1$ Å の値しかとらないので事実上空洞は存在しないが, たとえば, タンパク質のように $b = 100$ Å に達するものでは, 計算によれば空洞の半径が 1000 Å という大きな値をとることになる。実際にはこのように極端に大きな空洞転位はタンパク質でも観察されないであろうが, $b \sim 10$ Å 程度の多くの結晶では, そのような構造が存在する可能性がある。

空洞波長計 [英 cavity wavemeter, 独 Hohlraumfrequenzmesser, 仏 ondemètre à cavité, 露 волномер с объёмным резонатором] 空洞共振器の一部の寸法が可変で, その寸法の各々の値について共振周波数が標準信号発生器により校正されているものをい。空洞内の電波のモード(姿態)の波長による違いを利用して周波数を測定する波長計の一種である。あるマイクロ波入力について調整共振を起す目盛を読めば, その周波数を知ることができる。波長計としてはできるだけ高い Q 値をもち, 余分なモードが励起されないことが望ましい。図には最もよく用いられ



る円筒形空洞の波長計を示す。使用するモードは TE_{01} モードとよばれるもので

$$\begin{cases} E_\theta = J_1(k_1 r) \sin k_3 Z, & E_r = E_z = 0 \\ H_\theta = 0, & H_r = -\left(\frac{k_3}{k}\right) J_1(k_1 r) \cos k_3 Z \\ H_z = \left(\frac{k_1}{k}\right) J_0(k_1 r) \sin k_3 Z \end{cases}$$

のような電磁場分布をもつ。ここで J_0, J_1 はベッセル関数であり、 λ を自由空間波長、 a および l を空洞の半径および長さとし、 $k=2\pi/\lambda$, $k_1=3.832/a$, $k_3=\pi/l$ を用いれば、共振の条件は $k^2=k_1^2+k_3^2$ で与えられる。ただし 3.832 は $J_1(x)$ の $x=0$ 以外の最初の零点である。端板は図のようにに可動になっていて、内壁とはわずかな隙間が空いている。しかし磁場に H_θ 成分がないので、壁面での表面電流はいたところ θ 成分のみである。すなわち隙間を横切ることがないので、このモードの Q 値は隙間の存在で悪化しない。測定精度としては 5×10^{-5} 程度のものが得られる。ほかのモードについては、隙間を横切するような電流成分が現れるので、外部に洩れる電磁波に対する吸収体などを置いて、 Q 値を小さくし励起しにくくすることができる。共振条件の式から

$$\frac{dk}{dl} = -\frac{\pi^2}{l^3} \left(k_1^2 + \frac{\pi^2}{l^2} \right)^{1/2}$$

が得られ、 l が小さい程周波数変化率が大きい、体積にくらべ壁表面積が増して Q 値が下がるので、通常 $l \approx a$ のまわりで使用される。

空洞放射 [英 hollow-space radiation, 独 Hohlraumstrahlung, 仏 rayonnement d'une enceinte, 露 излучение полости] = 黒体放射

空乏層 [英 depletion layer, 独 Verarmungsschicht, 仏 couche d'épuisement, 露 обедненный слой] 半導体 pn 接合面には、 n 型側には電子が存在しない層が、 p 型側には正孔が存在しない層が、それぞれあって、整流性障壁をつくっている。金属と半導体の接触面にも、半導体側にキャリアが存在しない整流性障壁ができることがある。 n (または p) 型半導体表面にアクセプター (またはドナー) 型の表面準位が存在すると、表面近くの電子 (または正孔) は表面準位に捕獲されるので、表面に平行に電子 (または正孔) の存在しない層ができて、層内には表面に垂直方向の電場がある。このように、イオン化したドナーまたはアクセプターの電荷がキャリアの電荷によって中和されていない空間電荷層は、空乏層とよばれている。イオン化したドナーとアクセプターの濃度を、それぞれ、 N_D , N_A とし、空乏層の厚さを z_d , 空乏層の電位差を φ_d とすると、表面に垂直方向の位置座標 z と電位 φ に関するポアソンの式

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\kappa\epsilon_0}$$

を、 $0 \leq z < z_d$ で電荷密度 $\rho(z) = e(N_D - N_A)$, $z \geq z_d$ で $\rho(z) = 0$, $\varphi(z=0) = \varphi_d$, $\varphi(z=z_d) = 0$, $z=z_d$ で $d\varphi/dz = 0$ の境界条件で解いて、次の関係が導かれる。ここで、 κ は半導体の比誘電率、 ϵ_0 は真空の誘電率である。

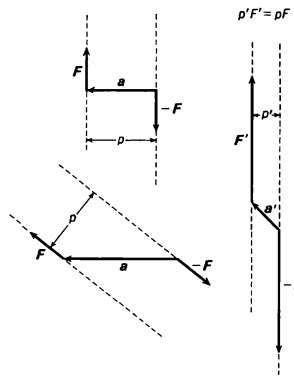
$$z_d = \left(\frac{2\kappa\epsilon_0\varphi_d}{e(|N_A - N_D|)} \right)^{1/2}$$

$$N_{depl} \equiv |N_A - N_D| \cdot z_d = \left(\frac{2\kappa\epsilon_0|\varphi_d||N_A - N_D|}{e} \right)^{1/2}$$

φ_d を V (ボルト)、濃度を cm^{-3} の単位で表せば、 z_d , N_{depl} は、それぞれ μm , cm^{-2} の単位で次のように与えられる。

$$\begin{aligned} z_d [\mu\text{m}] &= 1.127 |\varphi_d (\text{V})|^{1/2} \left(\frac{10^{18} \text{cm}^{-3}}{|N_A - N_D|} \right)^{1/2} \left(\frac{\kappa}{11.5} \right)^{1/2} \\ N_{depl} [\text{cm}^{-2}] &= 1.127 \times 10^{11} |\varphi_d (\text{V})|^{1/2} \\ &\quad \times \left(\frac{|N_A - N_D|}{10^{18} \text{cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{\kappa}{11.5} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

偶力 [英 couple of forces, 独 Kräftepaar, 仏 couple de forces, 露 пара сил] 互いに平行で異なる 2 本の作用線上で働き、大きさが相等しく、逆向きであるような一対の力 F , $-F$ をいう。剛体に働く偶力 N は着力点を考えなくてよい自由ベクトルで、モーメント N だけを持ち、空間内のどの点にでも平行移動できる。図は同等な偶



力のいくつかを描いたもので、偶力の一方の力 F の着力点から、他方の力 F の着力点に向かうベクトルを a とするとき $N = a \times F$ で与えられる。その大きさは 2 本の作用線間の距離を p とするとき $N = pF$ である。剛体に作用する偶力以外の平行力の場合には、これらを合成することによって、1 つの単純力に置換えることができる。あるいは任意の点に働く単純力と、それに垂直な方向を向く力のモーメントとに引き直すことができる。

クエーサー [英 quasar, 独 Quasar, 露 квазар]

見かけは星状の天体であるが、輝線スペクトルは強く、その幅はドップラー速度にして $10^4 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ に達する。しかも赤方偏移 $z \equiv (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0$ (λ, λ_0 は観測および静止系での波長) は 0.1~3.5 という天体である。赤方偏移を宇宙の膨張によるドップラー効果とすると、宇宙の果てにある最も遠方の天体ということになる。毎秒 $10^{44} \sim 10^{47} \text{erg}$ の大きなエネルギーを放射し、しかも数ヵ月から数年のスケールで、光度や電波強度に変動が見られる。このことは 1 光年以下の小さい領域内から通常銀河の 100 倍以上に相当するエネルギーが放射されていることを示しており、エネルギー発生機構としてブラックホールが有力視されている。

1963 年電波源 3C 273 がジェット成分をもつ 13 等級の恒星状天体 (QSO) に同定され、さらに、そのスペクトル線が $z=0.158$ と大きく赤方偏移していることがわかり、まったく新しいタイプの天体として登場した。発見当初はクエーサーのすべてが電波を放射しているものと思われていたが、その後、電波の弱いクエーサーもたくさん見つかり、実際の割合では後者が 10 倍近く多い。

恒星状に見える明るい光の周囲に星雲状の構造が観測され、クエーサーは銀河の一種で中心核が大爆発しているものだと思われる。電波は空間的にコンパクトな成分と広がった成分とに大別される。コンパクトな成分は高周波

での寄与が大きく、活動的である。広がった成分は電波銀河に見られるものに区別できないほど類似している。

クエーサーの空間密度は遠方になるほど高く、このことは現在の宇宙に比べて昔はたくさんのクエーサーが存在していたことを示している。電波のコンパクト成分中、見かけ上光の速さを越える運動が観測されている超光速現象や、クエーサーの像が途中にある銀河の重力場の影響を受けて数個に分かれて見える重力レンズ効果など、常に新しい話題が提供されている。

クエットの流れ [英 Couette flow, 独 Couettesche Strömung, 仏 écoulement de Couette, 露 течение Куэтта] 無限に広い2枚の平行平板の間(間隔 a)に粘性流体を入れ、下の壁($y=0$)を止め、上の壁($y=a$)を一定速度 U でその面内で x 方向に動かしたときの、定常な流れ(ここに x, y は直角座標を表す)。 x 方向の速度 u は $u=Uy/a$ となる。クエットの流れはナビエ-ストークス方程式の厳密解のひとつである。回転同心円筒間の流れで、一方の円筒を止め、2円筒の間隔を小さくしたもの(\Rightarrow テイラーの流れ)は近似的にクエットの流れとなる。完全に平行なクエットの流れは、微小擾乱を加えて線形安定理論によって流れの安定性を調べると、どのようなレイノルズ数 $Re=Ua/\nu$ (ν は動粘性率)に対しても安定であるという結果が得られている。

クエン酸回路 [英 citric acid cycle, 独 Zitronensäurezyklus, 仏 cycle d'acide citrique, 露 цикл лимонной кислоты] = TCA サイクル

クォーク [英 quark, 独 Quark, 露 кварк] 1964年に M. Gell-Mann と G. Zweig は独立に「ハドロン(強い相互作用を行う素粒子)はバリオン数が $1/3$ で電荷が $2/3$ か $-e/3$ の「はんば」な電荷をもつ3種類の基本粒子とその反粒子から構成されている」という提案を行い、この3種類の基本粒子を Gell-Mann はクォーク, Zweig はエースと名づけた。現在ではクォークという名前が定着したが、この名前は James Joyce の小説「フィンゲンの微夜祭」に出てくる「Three quarks for Muster Mark!」に由来していて、海鳥の鳴き声を意味するそうである。

提案当初 クォークは、 u クォーク, d クォーク, s クォークの3種類であったが、その後 c クォーク, b クォーク, t クォークが追加され、現在では、少なくとも上記の6種類のクォークが存在すると考えられている(t クォークは未確認)。 u は up, d は down, s は sideways (または strange), c は charm, b は bottom (または beauty), t は top (または truth) の略である。6種類のクォークの諸性質を表に示す。クォークはスピン $1/2$ のフェルミ粒子である。

クォーク	Q	B	I	I_3	S	C	T	B	質量
u	$2/3$	$1/3$	$1/2$	$1/2$	0	0	0	0	~ 300
d	$-1/3$	$1/3$	$1/2$	$-1/2$	0	0	0	0	~ 300
c	$2/3$	$1/3$	0	0	0	1	0	0	~ 500
s	$-1/3$	$1/3$	0	0	-1	0	0	0	~ 1500
t	$2/3$	$1/3$	0	0	0	0	1	0	?
b	$-1/3$	$1/3$	0	0	0	0	0	-1	~ 5000

Q : 電荷, B : バリオン数, I : アイソスピン, S : 奇妙さ, C : チャーム, T : トップ, B : ボトム, 質量は推定質量 (constituent クォーク) で、単位は MeV/c^2 。

はんばな電荷をもつクォークの実験的探求が精力的に行われてきたが、現在に至るまで単体のクォークは発見され

ていない。このためにクォークはハドロンの中に閉じ込められていて、単体では取り出せないとするクォークの閉じ込め理論が提唱され、量子色力学はこの有力理論である。

クォークには u, d, s, c, b, t の6種類の自由があることを、クォークには6種類の香り(フレーバー)の自由度があるという。6種類のクォークにはすべて赤、緑、青の3種類の色の自由度があると考えられており、たとえば u クォークには u_R, u_G, u_B の3色がある。この3つは色以外の性質はまったく同じである。constituent クォーク, カレントクォークということばが使われることもある(\Rightarrow クォーク模型)。

クォークの閉じ込め [英 quark confinement, 仏 confinement de quark, 露 конфайнмент кварков] ハドロンを構成する基本粒子のクォークはハドロン内部には存在するが、単体では取り出せないのではないという可能性が、1970年代始めから真剣に考慮され始めた。クォークのこの性質を称して、クォークは閉じ込められているという。クォークの相互作用を記述する量子色力学では、クォークは3種類の色電荷をもち、色電荷間の力は8種類の $SU(3)$ ゲージ場により媒介される。量子色力学では、閉じ込めとは正確には色電荷の閉じ込めを意味する。結合定数に関する摂動展開によれば、量子色力学の相互作用の強さは、距離 R の減少とともに $1/\ln(R^{-1})$ で0に近づく。このことは、逆に R を増加させれば、相互作用は強くなることを意味する。もしこの増加が無限遠方で緩やかに閉じ込めの成り立つことが期待される。しかし、相互作用が強くなると、摂動展開はその適用範囲を超え、そのかわり、摂動論では取入れることができないようなゲージ場の量子的ゆらぎが重要になる。インスタントンはこの種のゆらぎの一例で、その効果により相互作用の強さはさらに増加することが知られている。閉じ込めの現象を理解するには、結合定数が大きい場合(強結合領域)の、ゲージ場の量子的ゆらぎの効果を調べねばならず、摂動論によらない、数学的に明確な理論の定式化が必要とされる。現在知られている唯一の方法は格子ゲージ理論である。この方法を用いれば、強結合領域ではゲージ場のゆらぎが極めて大きくなり、その結果クォークと反クォークの色電荷から発する色電気力線は両者を結ぶ線に沿ってひも状に絞られることが示される。このため、クォーク間に蓄えられたポテンシャルエネルギーは距離に比例して増加し、クォークの距離を無限大にするには無限大のエネルギーが必要である。したがって閉じ込めが成り立つ。このようにして、格子ゲージ理論の立場では、閉じ込め問題は、強結合領域での閉じ込めのふるまいと、近距離において相互作用の強さが0に近づくという漸近的自由性とが、滑らかにつながっていることを示すことに帰着される。数学的に厳密な証明はまだ得られていないが、近似的なくりこみ群の計算や、高次の強結合展開(結合定数の逆べき法による展開)、モンテカルロ法(格子点の数を有限個で近似して、数値的に物理量を計算する方法)などにより、この予想を裏づける結果が蓄積されつつある。

クォークを結び合わせる色電気力線のひもには有限の幅がある。この幅を無視する近似では、ハドロンは幾何学的なものにより結び合わされたいくつかのクォークからなるという描像が得られる。これが弦模型である。逆に、色電気力線が広がっている部分を一種の袋と考え、この袋の内部でのクォークの運動を調べて、ハドロンの性質を説明し

ようにするのがバグ模型である。温度や、クォークの密度が極めて高くなると、色電荷の閉じ込めは成り立たなくなる場合がある。高温度では、色電気力線のひもの熱的ゆらぎが大きくなり、クォーク間の力は距離とともに減少する弱い力になる。この種の状況は、宇宙創成の初期や、中性子星の内部、重イオン衝突などで重要になるものと考えられている。

クォーク模型 [英 quark model, 独 Quarkmodell, 仏 modèle des quarks, 露 модель кварков] ハドロンはクォークの複合粒子だとする理論をクォーク模型という。クォーク模型では中間子はクォーク q とその反粒子(反クォーク) \bar{q} の複合粒子 $q\bar{q}$ だと考える。たとえば $\pi^- \sim d\bar{u}$, $K^- \sim s\bar{u}$ 。バリオンはクォーク 3 個の複合粒子 qqq だと考える。たとえば $p \sim uud$, $n \sim udd$ 。現在までに知られている中間子はすべて $q\bar{q}$, バリオンはすべて qqq と考えて矛盾がない。 qqq , $q\bar{q}$ 以外の構成をもつハドロンをエキゾチック(異国風)ハドロンとよぶが、このようなハドロンの存在は未確認である。 u, d, s クォークは $SU(3)$ 群の三重項, 反クォーク ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}$ クォーク) は $SU(3)$ 群の反三重項なので、これから構成された中間子は $3 \otimes 3^* = 8 \oplus 1$ に従って八重項と一重項に分類され、バリオンは $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$ にしたがって十重項、八重項と一重項に分類される。

クォーク模型はハドロンの分類以外に、ハドロンの質量、磁気モーメント ($\Rightarrow SU(6)$ 模型), 強い相互作用による崩壊と反応 ($\Rightarrow OZI$ 則), 弱い相互作用による崩壊 (\Rightarrow カピボの理論) などの統一的解釈におおいに有効であった。さらにパートン模型と併用され、クォーク・パートン模型は電子やニュートリノの深非弾性散乱、ハドロンどうしの大角散乱や電子と陽電子の衝突現象の説明に成功している。クォーク模型の最初の成功として、ハドロンは第 0 近似ではクォークのスピンには依存しないポテンシャルのなかで非相対論的に運動しているクォークの集団であるとする、 $SU(6)$ 模型によるハドロンの分類や磁気モーメントの計算があげられる。このような立場で見たときのクォークを constituent クォークという。この場合のクォークの推定質量は、 u, d が約 $300 \text{ MeV}/c^2$, s が約 $500 \text{ MeV}/c^2$ である。

これに対して電子やニュートリノなどのレプトンを使ってハドロンを探ったときに調べられるクォークをカレントクォークという。高エネルギーのレプトンの深非弾性散乱実験の断面積は、ハドロンが点状粒子(パートン)から構成されているとするパートン模型で説明されるが、実験によればレプトンと相互作用するパートンのスピンは $1/2$ で、陽子を構成するパートンの電荷の二乗の和は $\sum Q_i^2 \approx 1$ であることがわかっていて、これは $p \sim uud$ という描像と一致するので、クォーク・パートン模型という。陽電子と電子の衝突でハドロンが発生する現象は、クォークと反クォーク ($q + \bar{q}$) という中間状態を経由して起ると仮定すると、断面積はすべてのクォークの電荷の二乗の和に比例する。チャーム粒子のしきい値以下では $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{ハドロン}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ は理論的には一見 $Q_u^2 + Q_d^2 + Q_s^2 = 2/3$ ということになるが、重心エネルギーが $2 \sim 3 \text{ GeV}$ での実験結果は $R \approx 2$ であって、 u, d, s クォークのおおのには 3 種類の色の自由度(普通、赤、緑、青とよばれている)があることがわかる(色の自由度の必要性はバリオンのスピンと統計の関係、 π^0 中間子の崩壊速度からも指摘

された)。

陽電子と電子の衝突実験で発見されたチャーモニウム、 T 粒子群の研究から、おのおの第四、第五番目のクォークの c クォークと b クォークの存在が示された。6 種類存在するレプトンとの対応から第六番目のクォークの t クォークの存在が確実視されている。

クォークの種類数については理論的には断定できないが、宇宙のヘリウムの存在比の上限 26% からニュートリノの種類数は 3~4 種類よりは多いことはありえないとの結論が宇宙物理学より導かれているので、これを仮に信用するとクォークの(香りの)種類数は 6 か 8 ということになる。

ハドロンが複合粒子だという根拠として、ハドロンがレジャ軌跡にのることが挙げられるが、チャーモニウムや T 粒子群が、 $V(r) = (a/r) + br$ というクォーク間力ポテンシャルによるクォークと反クォークの非相対論的束縛状態として半定量的に説明できるという事実はクォーク模型の信用度をおおいに高めた。

単体のクォークやクォーク 2 個の複合粒子は発見されていない。この事実は色つきのクォークの相互作用が 8 種類の色つきグルーオンの交換によって媒介されていると考えれば定性的に理解できることを南部陽一郎が示したが、この考えをゲージ理論化した量子色力学は漸近的自由性を持ち、クォークをハドロンに閉じ込める可能性があるのでハドロンの強い相互作用の理論だと考えられている。ハドロンがクォークやグルーオンから構成されている間接的な証拠として電子と陽電子の衝突でハドロンのジェットが 2 本あるいは 3 本発生する現象がある。これらの現象は量子色力学で定量的に説明できるようである。ハドロンはクォーク間力ポテンシャルによるクォークの非相対論的束縛状態であると考える非相対論的クォーク模型のほかに、グルーオンの効果をクォークを結びつける弦として近似できると考える弦模型、グルーオンの効果をクォークを閉じ込めている袋として近似できると考えるバグ模型などが提案されているが、弦模型もバグ模型も未完成である。

クォーク・レプトン対称性 [英 quark-lepton symmetry, 仏 symétrie de quark-lepton, 露 кварк-лептонная симметрия] ハドロンを構成するクォークとレプトンの種類数と電荷には、一定の対応関係がある。これをクォーク・レプトン対称性という。現在、クォークの香りとレプトンはそれぞれ 6 種類存在すると考えられている(反粒子は除く)。

クォーク	$Q = 2/3$	u, c, t
	$Q = -1/3$	d, s, b
レプトン	$Q = 0$	ν_e, ν_μ, ν_τ
	$Q = -1$	e^-, μ^-, τ^-

ハドロンを構成する基本粒子とレプトンのこのような対称性はまず審美的観点から注目され、四元模型の提唱などに導いた。クォークとレプトンはすべて弱い相互作用を行うので、電磁相互作用と弱い相互作用の統一理論の建設に際して、この対称性は重要な役割を演じた。この統一理論がくりこみ可能であるためには、クォークとレプトンとはともに弱いアイソスピンが $1/2$ であることを考慮すると、それらの電荷の総和は 0 でなければならない。クォークには 3 種類の色があるので、上に示したクォークとレプトンの場合は、 $\sum Q = 3 \times (2/3 + 2/3 - 1/3 - 1/3) + (0 + 0 - 1 - 1) = 0$ である。このこともクォーク・レプトン対称性が

偶然でないことを示唆している。

区間演算 [英 interval arithmetic, 仏 arithmétique à intervalle, 露 интервальная арифметика] 数値計算で用いられる数値は、データ自身の誤差や有限けたに丸めるために生ずる誤差のために正確な値ではない。このように誤差を含む数値をその数の存在する区間で表し、それらの間の演算結果も区間で表現する方法を区間演算という。区間を $[a, b] = \{x | a \leq x \leq b\}$ とするとき、区間の間の四則演算は次のように定義される。

$$[a, b] + [c, d] = [a+c, b+d]$$

$$[a, b] - [c, d] = [a, b] + [-d, -c] = [a-d, b-c]$$

$$[a, b] \times [c, d] = [\min(ac, ad, bc, bd), \max(ac, ad, bc, bd)]$$

$$[a, b] \div [c, d] = [a, b] \times [1/d, 1/c]$$

(ただし、 $0 \notin [c, d]$ とする)

区間演算の加法、乗法は、交換則と結合則は満たすが分配則は必ずしも満たさない。有限けたの計算では上式の右辺の区間の上限、下限は必ずしも正確に表せるとは限らないので、実際には上限は切り上げ、下限は切り捨ててより広い区間で代用する。これを丸められた区間演算という。

区間演算によれば、正しい結果は必ずその区間内にあることが保証され、その区間の幅が誤差の限界を与える。しかし、その区間の幅が要求された精度より小さいという保証はない。あまり長くない計算では、区間演算は有意義な誤差の限界を与えることが多いが、かなり長い計算になると実際の計算結果が実用上差支えない精度をもつにもかかわらず、区間演算で得られた区間は幅が大きすぎて全く意味のない結果になることもある。

ミ粒子 [英 π particles, 独 π -Teilchen, 仏 particule π , 露 π -частица] バリオン的一种。スピン $1/2$ 、アイソスピン $1/2$ 、奇妙さ -2 。中性の π^0 と負電荷の π^- の 2 種類がある。 π^0 は、質量 $1314.9 \text{ MeV}/c^2$ 。寿命 $2.90 \times 10^{-10} \text{ s}$ 。主な崩壊は $\pi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ 。 π^- は質量 $1321.32 \text{ MeV}/c^2$ 。寿命 $1.641 \times 10^{-10} \text{ s}$ 。主な崩壊は $\pi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ 。核子 N 、 Λ 粒子、 Σ 粒子、 Ξ 粒子でスピン $1/2$ の $SU(3)$ 群の八重項をつくる。クォーク模型では、 π^0 は $u\bar{u}$ 、 π^- は $d\bar{u}$ 。 $\pi^0 \rightarrow \pi\pi^+$ が起らないことがヒントになって、西島-ゲルマンの規則が生れた。1950 年代のはじめに宇宙線で見え、 $\pi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ 、 $\Lambda \rightarrow \pi\pi^-$ という 2 つの V 字型飛跡が見えたのでカスケードシャワーという名がついた。加速器実験では $K^+ p \rightarrow K^0 \pi^+$ または $K^+ p \rightarrow K^+ \pi^0$ でつくられる。

屈曲性高分子 [英 flexible polymer, 独 flexibles Polymer, 仏 polymère flexible, 露 гибкий полимер] 鎖状高分子は主鎖結合のまわりの回転(内部回転)によってその形態(コンフォメーション)を変える。内部回転のポテンシャルの谷は熱運動で乗り越えられないほど深くかつ狭いものから、ほとんど自由回転に近いほど浅いものまで分子構造によって大幅に変わる。屈曲性高分子とは比較ポテンシャルの谷が浅く、多くのコンフォメーションをとるものの総称であって、厳密な定義は難しいが、液相または溶液中で適当な条件の下でランダムコイルになりうるものは、すべてこの部類に入るとしてよい。分子の屈曲性は溶液中での広がり、粘度、さらに融解などの相転移現象に大きな影響を及ぼす。すなわち、屈曲性高分子では液相でランダムコイル、結晶相では固有のコンフォメーションをとるので、コンフォメーションの差に基づくエントロピー差が大きく、これが両相のエントロピーの差を大きくし融点を下げる原因となる。

クッシュ Kusch, Polykarp 1911.1.26—

アメリカの実験物理学者。ドイツのブランケンブルクで生れ、すぐにアメリカに移住した。1931 年オハイオ州のケース工科大学物理学課程を卒業後、イリノイ大学大学院に進学、1936 年分子分光学の研究で学位を取得した。1937 年コロンビア大学の I. I. Rabi 教授のグループに加わり、原子線核磁気共鳴法の実験を始めた。1949 年には同大学の物理学教授に昇任している。この間、第二次世界大戦中は W. E. Lamb などとともにマイクロ波発振器やレーダーの研究に従事したが、このときき覚えた技術が後の物理実験で大いに活かされたようである。1955 年電子の異常磁気モーメントの精密決定に対して、ノーベル物理学賞を贈られた。いくつかの原子の異なる量子状態に対して行われた原子線核磁気共鳴の詳細な結果の比較から、電子の磁気モーメントは、ボーア磁子より約 0.1 %ほど大きいことを見いだした。この事実はラム・シフトの場合と同様に、電子と電磁場の間の相互作用に対して新しい理論を導入するきっかけとなった。

Kusch は根っからの実験物理学者といってもよく、物理学における実験屋の役割をわりきって考えているようである。1944 年に原子線核磁気共鳴法の開発によってノーベル物理学賞を受賞した Rabi の研究室では、原子や分子あるいは原子核の性質に関する研究で多くの成果をあげてきたが、Kusch がその研究の推進に大いにあずかってきたことは疑いない。ケース工科大学は 3 つの大学より名誉博士号を受けている。1956 年にはアメリカ科学アカデミー会員に選ばれた。

屈折 [英 refraction, 独 Brechung, 仏 réfraction, 露 преломление]

[1] 波動が異なる媒質の境界面を通過する際、一般に進行方向を変える。この現象を屈折という。同一媒質中でも、温度や組成の不均一分布に伴い屈折率が波長に比べてゆるやかに変わるとき、波動の進行方向が連続的に変わる。この現象も屈折とよぶことが多い。等方性媒質 1 から他の等方性媒質 2 に平面波が入射する場合、境界面が波長に比べて十分滑らかならば、屈折波も平面波である(図 1)。一般

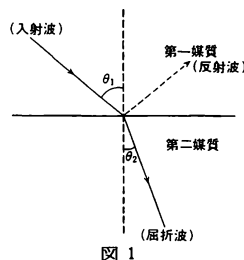


図 1

には、媒質 1 に反射波を伴い、これも平面波である。このとき、入射波、屈折波、反射波の進行方向および境界の法線はすべて同一平面内にある。また、境界面の法線方向と入射波および屈折波の進行方向のなす角、すなわち、入射角 θ_1 と屈折角 θ_2 の間には次式で示されるスネルの法則が成り立つ。

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = n_{12}$$

ここで、 λ_1 、 λ_2 はそれぞれ媒質 1 および 2 における波長で、 n_{12} を相対屈折率とよぶ。特に媒質 1 が真空の場合、

n_{21} を単に媒質 2 の屈折率とよぶ。屈折率は一般に波長に依存する。入射波と屈折波の振幅の関係は波動の種類により異なるが、特に可視光などの電磁波の場合には、A. J. Fresnel より詳しく調べられている。等方性物質から異方性物質(たとえば、可視光に対する結晶体)に入射すると、屈折波が 2 つの方向に分れるが、この現象を複屈折とよぶ。

[2] X 線のように著しく波長の短い電磁波に対しては、結晶体を単純に一樣媒質と見ることはできないので特殊な現象が現れる。物質の屈折率 n は X 線波長領域では 1.0 よりわずかに小さい。1- n の値は通常 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 程度で、X 線の波長 λ の 2 乗および物質中の電子密度に比例する。異なる物質間の界面を X 線が通過すると X 線の進行方向は変化するが、これは可視光の場合と同様にスネルの法則によって表される。真空中から物質中に向かって X 線が入射する場合、 $n < 1$ であるので可視光の場合とは逆に屈折角は入射角より大きくなる。プリズムによる X 線の屈折は 1926 年に図 2 のように大きな入射角(小さな照

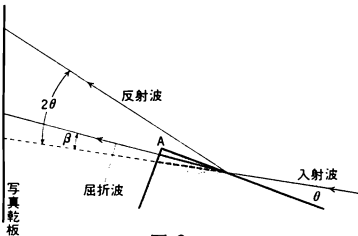


図 2

射角)の場合に初めて観察され、原子構造因子の異常分散補正項の測定にも応用された。完全単結晶による X 線のブラッグ反射の場合には、屈折の効果により反射の起る角度はブラッグの法則 $2d \sin \theta = \lambda$ (d は回折格子面間距離、 θ は X 線の入射方向と格子面のなす角)で表される θ と秒程度異なることが知られている。

[3] 中性子が媒質中に入射すると、電磁波の場合とは少し異なった形で屈折現象が起る。磁化していない媒質に入射した中性子は、吸収を無視すれば、屈折率

$$n = 1 - \frac{\lambda^2 N b}{2\pi}$$

を示す。ここで λ は入射中性子の波長、 N は媒質の単位体積中の原子核の数、 b は干渉性核散乱振幅である(磁化した媒質中に入射するときについては、中性子の複屈折を見よ)。右辺第二項は 1 に比べて一般にかなり小さいので、屈折率はほとんど 1 に近い。また H, Li, Ti, Mn などを除く大多数の原子核については b の符号が正(散乱の際の位相差が π)であるから、光の屈折の場合とちょうど逆に

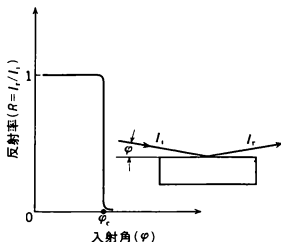


図 3

$|Nb|$ の大きな物質ほど(中性子)光学的に疎となり、光学的に密な媒質(真空、空気中など)から、そのような媒質に対して一定の臨界角以下で入射すれば全反射が起る。その臨界角 ϕ_c は

$$\phi_c = \lambda \left\{ \frac{|Nb|}{\pi} \right\}^{1/2}$$

で与えられ、電磁波の場合より約 2 桁以上小さな値となる。この関係式は、この分野の研究の初期の段階では各原子核の b の符号(散乱の際の位相のずれが π であるか 0 であるか)の決定に利用された。すなわち全反射が起れば b の符号が正である事が明らかになるからである。しかし b の絶対値は ϕ_c があまり小さすぎても精度が得られないので別途求められるようになった。今では、むしろ中性子波の全反射を利用して、ある一定波長以上の中性子のみを選択的に射出する中性子ガイド管の設計原理として重要となっている。

屈折異常(目的) [英 refractive error, 独 Fehlsichtigkeit, 仏 défaut de vision, 露 аметропия] 目の角膜および水晶体のレンズ作用によって、外界物体の像は眼底網膜上に結像される。近方にある物体を見るときには、水晶体の屈折力を増加させて網膜上に鮮明な像をつくるように変化するが、このように一時的に変動した屈折状態を「動的屈折」あるいは「調節」とよぶ。一方、遠方の物体を、なんら努力せず自然のままの状態で見ているときの目の屈折状態を「静的屈折」あるいは単に「屈折」という。

静的屈折において網膜上に結像する物点位置を「遠点」、極度に屈折状態を変えて近方物体を見るとき(極度調節時)に網膜上に結像する物点位置を「近点」とよぶ。遠点と近点の範囲を調節域あるいは調節幅とよび、その間で生じる目の動的屈折(調節)の程度を調節力という。物点から眼球結像系の物側主平面までの距離をメートル単位で測り、その逆数を調節力の単位としディオプリー(Dと略す)とよぶ。

(1) 正視と非正視: 遠点が無限遠にあるとき、その目を眼科学的に正視とよび、そのとき調節力は 0D である。一方、近点位置は一般に年齢とともに変化する。図 1 は正視眼の年齢に対する調節力の変化を示す。調節幅は、主として水晶体の硬化に伴い年齢とともに減少し、近点が遠くなる。これを老視という。これに対し、遠点が無限遠にないとき、つまり静的屈折状態での調節力が 0D でないものを屈折異常眼あるいは非正視眼とよぶ。目の視軸の長さに長短の差があっても同様の状態が生ずるので、一般に屈折性屈折異常と眼軸性屈折異常とに分けられる。

(2) 近視: 屈折異常の中で、遠点が眼前有限位置にあるもの、つまり、静的屈折状態において無限遠点にある物体の像が網膜より水晶体側に結像するような状態の目を近視

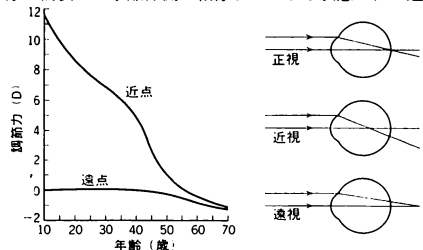


図 1

図 2

(眼)とよぶ。角膜と水晶体で生ずる目の全屈折力が強すぎるか、あるいは眼軸が長すぎる場合に生ずる。前者を屈折性近視、後者を軸性近視という。

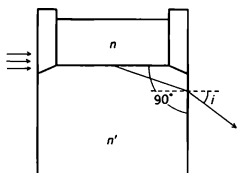
(3) 遠視：無限遠にある物体が、静的屈折状態において網膜よりさらに奥の方に結像するような目を遠視(眼)という。眼軸が短すぎたり、あるいは全屈折力が弱すぎる場合に生ずる。図2に、無限遠点からの光(平行光束)が目に入射したとき、各目の静的屈折の状態を示す。これらの図から容易にわかるように、近視には凹レンズ、遠視には凸レンズのメガネレンズあるいはコンタクトレンズを用いて矯正することができる。一般に、生後および乳幼児には遠視が多く、身体の生長とともに眼軸も長くなり正視あるいは近視になるとされている。

(4) 乱視：視軸を含む各主断面について屈折状態の異なる場合、上記の球面屈折異常に対して乱視(眼)という。主として角膜表面の非球面性によって生じ、これを角膜乱視とよぶ。1つの主断面については正視で、これに直角の面では近視あるいは遠視のものを単乱視、両面について近視あるいは遠視であって、それぞれの屈折度数の異なるものを複乱視、さらに一面が近視、他面では遠視であるものを混合乱視とよぶ。通常、成人では軽い乱視が含まれる者が多い。

屈折角 [英 angle of refraction, 独 Brechungswinkel, 仏 angle de réfraction, 露 угол преломления] ⇒ 屈折

屈折計 [英 refractometer, 独 Refraktometer, 仏 réfractomètre, 露 рефрактометр] 屈折率を測定する光学器械。狭義には、全反射を利用するものをさすことが多い。しかしここでは広く屈折率を測定する代表的方法を挙げる。

(1) 全反射の臨界角を測定する方法(図参照)：代表的な



ブルフリッヒ屈折計について述べる。屈折率 n' が既知のガラスブロックの上に測定したい液体または固体を置き、側面から光を入射させ、載物面と正確に 90° をなす反対側の端面から出射する光を角度目盛つきの望遠鏡で観察すると、臨界角の方向 i を明暗の境界から読みとることができる。このとき試料の屈折率は $(n'^2 - \sin^2 i)^{1/2}$ で与えられる。試料が固体のときは、それより少し屈折率の大きい液体を媒介として固体を載物面に密着させて測定する。ガラスブロックの屈折率よりも大きいものの測定ができないという欠点をもっている。測定の精度は 1×10^{-4} 以下である。

(2) 分光計による方法：屈折率として 1×10^{-5} の精度を必要とする光学ガラスでは、(1)の方法では不十分なので、分光計による測定が行われる。これは角度目盛をもつ分光器で、精密に研磨されたプリズムの頂角 α と最小偏角 δ を波長ごとに測定して屈折率

$$n = \frac{\sin \{(\delta + \alpha)/2\}}{\sin(\alpha/2)}$$

を求める。測定精度は普通、 1×10^{-4} 、特に高性能のもので 2×10^{-6} である。紫外光および赤外光に対しては光学系を反射面で構成したものを使う。

(3) 干渉屈折計：気体の屈折率は 0°C , 1atm で 10^{-4} のけたのことが多い。この測定には二光線干渉計が用いられる。一方の光路に気体を導入する前後で干渉縞の移動量を読み、光路差 $\Delta n \cdot L$ から屈折率の差または変化 Δn を求める。ここに L は光路の長さである。

屈折率 [英 refractive index, 独 Brechungsindex, 仏 indice de réfraction, 露 показатель преломления] 真空中の光の速度 c と媒質中の位相速度 v との比 c/v のこと。絶対屈折率ともいい、通常 n で表す。均質で等方性の媒質 1 と 2 の境界で光が屈折するときにはスネルの式(⇒屈折)が成り立ち、入射角 i と屈折角 r についてその正弦の比 $\sin i / \sin r = n_{12}$ は入射角によらず一定である。 n_{12} を媒質 2 の媒質 1 に対する相対屈折率といい、媒質 1 と 2 の絶対屈折率をそれぞれ n_1 と n_2 とすると $n_{12} = n_2/n_1$ である。単に屈折率という場合には絶対屈折率をさす場合が多いが、液体や固体については空気($n \approx 1.00028$)に対する相対屈折率を普通屈折率とよんでいる。透明物質については、誘電率を ϵ 、透磁率を μ として、マクスウェルの方程式から $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ が導かれる(CGS 単位系)。光のよち高い振動数の電磁波では $\mu = 1$ が普通なので $n = \sqrt{\epsilon}$ としてよい。屈折率は一般に振動数、すなわち波長の関数で、この現象を分散という。屈折率と分極率との関係は、ローレンツ-ローレンスの式で与えられる。結晶のような異方性媒質では屈折率は方向によって異なり、一般にはテンソルで表される。吸収を伴う媒質や光学的活性体に関する屈折率は、複素屈折率によって表される。これは $\hat{n} = n - ik$ で表示され、光がこの媒質中を位相速度 c/n で進行し、単位長さ当り強度で測って $4\pi k/\lambda_0$ の割合で吸収されることを示す。ここに λ_0 は真空中の光の波長である。 n は普通の意味の屈折率、 k は消衰係数である。両者をまとめて光学定数という。 n と k の間にはクラマース-クロロニッヒの関係式が成り立つ。

屈折率楕円体 [英 index ellipsoid, 独 Indexellipsoid, 仏 ellipsoïde des indices, 露 эллипсоид показателей] = 法線楕円体

クッタ-ジューコフスキーの定理 [英 Kutta-Joukowski's theorem, 独 Kutta-Joukowski'scher Satz, 仏 théorème de Kutta-Joukowski, 露 теорема Кутты-Жуковского] 縮まれない完全流体の中を一定速度 U で、軸に垂直に進行する二次元の物体には、単位長さ L 当り $L = \rho U \Gamma$ の大きさの進行方向に垂直な力、すなわち揚力が働くという定理(ρ は流体の密度、 Γ は物体のまわりの循環)。このことは W. M. Kutta (1902 年)、またそれとは独立に N. Joukowski (1906 年) によって見つけられたので、クッタ-ジューコフスキーの定理またはジューコフスキーの定理という。飛行機の翼のような物体の場合には、循環はクッタの条件によって決められる。流体が縮む場合には、 ρ の代りに一樣流の密度 ρ_∞ をとればよい(L. Glauert), 粘性流体については Γ として無限遠での循環をとればよい(L. N. G. Filon)。回転している物体に、回転軸に垂直な流れが当たるとき、物体は流れに直角に力を受ける。その力の方向は、流速と回転角速度と右手系をなす方向である。この現象をマグヌス効果というが、理論的にはクッタ-ジューコフスキーの定理によって説明される。

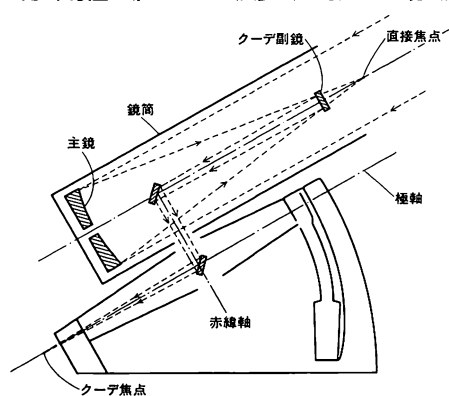
クッタの条件 [英 Kutta condition, 露 условие Кутты] 粘性を無視した完全流体の理論で飛行機の翼などを取扱うとき、翼のまわりの循環が決れば、クッタ-ジュー

コフスキーの定理によって揚力が決る。翼のまわりの循環は一義的には決められないが、任意の値では翼のつがった後端で流速が一般に無限大、したがって圧力はマイナス無限大となる。そこで、翼の後端で翼の上下面に沿う流線が滑らかに合体し翼を離れ、したがって後端での流速が有限になるという条件を与えると、翼のまわりの循環は一意的に定まり、翼に働く揚力が決ることになる。この仮定をクッタの条件あるいはジュコフスキーの仮定という。迎え角が小さいときには翼表面の境界線の剝離点が後端付近にあるという実験的事実を数学的に表現したものである(⇒クッタ-ジュコフスキーの定理)。

グッドイナフ-金森の規則 [英 Goodenough-Kanamori rules] ⇒ 超交換相互作用

屈 服 [英 flexure, 独 Biegung, 仏 flexion, 露 изгиб] 円筒殻が曲げを受ける場合には2つの座屈形式が起る。1つは、曲げモーメントが増加するとともに円筒殻の断面が偏平化して剛性が低下し、最終的にはモーメントと曲率の関係に極大値が生じる屈服(屈服座屈)であり、円筒殻が比較の長い場合に問題となるものである。もう1つは、円筒殻の圧縮側に座屈波形が生じて、軸圧縮の場合と同じように座屈する分岐座屈であり、円筒殻が比較の短い場合に問題となるものである。断面の偏平化による屈服現象はL. G. Brazierが最初に解析を行ったものであり、断面の偏平化のことをブラジール効果とよぶこともある。曲げモーメントが作用して少し曲げ変形を生じた状態を考えると、円筒殻にはこれを偏平化する力の成分が現れる。曲げモーメントの増大とともに偏平化が大きくなり、曲げモーメントと曲率の関係が直線からずれて、ついに極大値ができるようになり円筒殻はこの極大値以上の曲げモーメントには耐えられない。ブラジールの解析においては、無限長の円筒殻が一様に偏平化すると考え端部の効果は考慮していない。

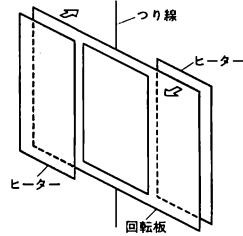
クーデ焦点 [英 coudé focus, 独 Coudé-Fokus, 仏 foyer coudé, 露 фокус куде] 反射望遠鏡の焦点で、天体の光を実験室に導入したもの(図参照)。光軸上で主鏡の焦



点の直前に置いたクーデ副鏡によって、集束光を折りたたみ、ついで鏡筒の中心線と望遠鏡の駆動軸との交点に傾けて挿入した平面鏡を用いて駆動軸に導入する。クーデ(フランス語で「ひじ」の意味)焦点は、こうして実験室の大型分光器に、天体の光を導入して、天体の分光化学分析を可能にした。クーデ光学系は、反射望遠鏡の架台の形式に

よって、多くの変型がある。

クヌーセン・ゲージ [英 Knudsen gauge, 独 Knudsen-vakuummeter, 仏 manomètre de Knudsen, 露 вакуумметр Кнудсена] 分子条件を満足するような低い圧力の気体中で、温度の異なる2つの固体の間に置かれた可動板には、低温側へ向かう力が働く(⇒ラジオメーター力)。その強さが圧力に比例することを利用する真空計をクヌーセン・ゲージという。気体の種類による感度差が小さく、被測定系に与える影響もほとんどないのが特長で、測定できる圧力は $1 \sim 10^{-5}$ Paである。しかし微細な力を測定するために外部振動などに影響されやすいこともあって現在はほとんど使われていない。原理的な構造は図に示すような



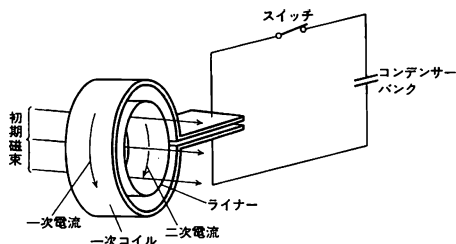
もので、ヒーターの温度を T_1 、回転板および器壁の温度を T_2 とすれば、回転板に働く力は $(T_1/T_2)^{1/2} - 1$ および圧力に比例する。これは、板の表面に衝突する分子数は両面同数であるが、分子の速度は出発した固体面の絶対温度の平方根に比例するためである。力はずり線のねじれとつり合う角度として光学的に測定する。構造や力の検出法の異なる数種の形式があるが、放射圧が 10^{-6} Paに相当するので、超高真空の計測はできない。

クヌーセン数 [英 Knudsen number, 独 Knudsen-zahl, 仏 nombre de Knudsen, 露 число Кнудсена] ⇒ 希薄流体力学

クヌーセン流 [英 Knudsen flow, 独 Knudsen-Strömung, 仏 écoulement de Knudsen, 露 течение Кнудсена] = 分子流

クヌーセン領域 [英 Knudsen region, 独 Knudsen-gebiet, 仏 région de Knudsen, 露 область Кнудсена] 分子条件が成り立つ圧力領域。容器中の気体のふるまいを考えると、気体分子どうしの衝突は無視でき、気体分子と容器壁の衝突が現象を決めているときに、分子条件が成立しているという。気体分子の平均自由行程を λ 、容器を特徴づける寸法を D として、 λ/D で、クヌーセン数が定義される(⇒希薄流体力学)、 $\lambda/D \gg 1$ を満たす圧力領域がクヌーセン領域である。

クネール法 [英 Cnare's method, 仏 méthode de Cnare, 露 метод Кнэра] 100 T以上の超強磁場をパルス的に発生する方法のひとつで、電磁磁束濃縮法ともよばれる。図に示すように、1巻きの一次コイルの中にライナーとよばれる金属円筒を置き、コンデンサーから一次コイルにはこの電流によって生じる磁束の侵入を防ぐように、逆方向の電流(二次電流)が誘導され、この2つの電流の間に働く反発力によって、ライナーは高速度で内側に押しつぶされる。この際、あらかじめライナーの内部に初期磁束を注入しておくと、ライナーの径の収縮に伴ってライナーに渦電流が生じ、磁束濃縮が起る。その結果、ライナ



一の径が十分小さくなる時点で、その中心に超強磁場が発生する。なお、あらかじめ初期磁束を注入しない場合にも、ライナーに有限の電気抵抗があるために、一次電流による磁束の一部はライナー内部に侵入するので、磁束濃縮は起る。1966年にE. C. Cnareが初めてこの方法による超強磁場の発生を発表したので、この名がある。破壊的な方法であるが、超強磁場発生法としては制御性に優れ、物性研究に応用されている。

グノモン投影 [英 gnomonic projection, 独 Gnomonprojektion, 仏 projection gnomonique, 露 гномоническая проекция] ⇨ 結晶投影法

クーバー Cooper, Leon N. 1930.2.28—

アメリカの理論物理学者。ニューヨーク市に生れる。1951年にコロンビア大学を卒業、同大学大学院で理論物理学を専攻し、1954年に博士号を取得した。1955—57年研究員としてイリノイ大学に在職し、超伝導の謎を解く鍵となったクーバー対の考えを提出して、J. Bardeen, J. R. Schriefferとともに有名な超伝導のBCS理論をつくった。この業績によってこれら2人とともに1972年ノーベル物理学賞を授与された。1958年からブラウン大学に移り、1962年同大学教授となる。1968年にはアメリカ国立アカデミー会員となった。主な研究分野は多体問題、脳のコンピュータモデルなどである。

クーバー極小 [英 Cooper minimum, 仏 minimum de Cooper, 露 минимум Купера] 原子に電離エネルギーより大きいエネルギーをもつ光を与えると電離する。その光電離断面積の励起光エネルギー依存性を調べるとあるエネルギーの所に極小が現れることがある。これをクーバー極小という。1962年にJ. W. Cooperにより理論的に予言されていたのでこの名がある。原子の光電離断面積 $\sigma_{ph}(E)$ は振動子強度分布 df/dE と比例しており

$$\sigma_{ph}(E) = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \frac{df}{dE}$$

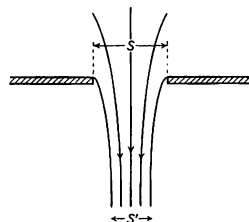
と書ける。ここで $E = \hbar\omega$, ω は角振動数は励起光のエネルギーである。振動子強度分布 df/dE は電離される電子の始状態での角運動量を l とすると、 $l \rightarrow l-1$ および $l \rightarrow l+1$ 遷移に対応する双極子行列要素の二乗の和で書かれる。一般に後者は前者より大きい。たとえばAr原子では始状態の外殻電子は3p状態(主量子数3, $l=1$)にあり、電離の結果、エネルギー的に連続な s ($l=0$)状態か d ($l=2$)状態に遷移する。p \rightarrow dの遷移行列要素は $E \approx 50\text{eV}$ の所で符号を変え、あるエネルギーで0となるため、遷移行列の二乗の和として表されている $\sigma_{ph}(E)$ または df/dE はその近傍で極小をもつ。始状態が励起している場合は複数のクーバー極小をもつことがある(⇨振動子強度)。

クーバー対 [英 Cooper pair, 独 Cooper-Paar, 仏 paire de Cooper, 露 Куперовская пара] 適当な条件下で

束縛状態にある2個のフェルミ粒子の対。理想フェルミ気体の基底(最低エネルギー)状態は、一粒子運動量空間において $(2s+1)p_F^3/6\pi^2 = n^3/2$ で定義される半径 p_F の球(フェルミ球)内にある一粒子状態を占めた状態である。ここで $\hbar s$ はフェルミ粒子のスピン, n は数密度である。フェルミ球表面をフェルミ面とよび、この面上的状態はフェルミ・エネルギー $\epsilon_F = p_F^2/2m$ をもつ(m は粒子の質量)。粒子間相互作用が斥力であれば基底状態はやはりフェルミ球の状態と与えられる。ところが粒子間相互作用が引力であると、その強さ g がいかに弱くともフェルミ面上の状態を占める粒子対が束縛状態をつくることによってフェルミ球の状態よりもエネルギーの低い状態を実現することができる。この機構の提唱者であるL. N. Cooper(1956年)の名にちなんで、上記粒子対をクーバー対とよぶ。特に、電子がクーバー対をつくるとき、これを電子対ということもある。フェルミ面はクーバー対の形成に対して不安定である。クーバー対は引力相互作用をもつ二粒子系の束縛状態とは質的に異なる。すなわち、巨視的多体系であるので、フェルミ面における一粒子状態密度 $N(\epsilon_F)$ は n/ϵ_F 程度で非常に高い。このため対状態の状態密度も $N(\epsilon_F)$ 程度となる。束縛エネルギーは $\exp[-1/|g|N(\epsilon_F)]$ に比例するので、 $|g|N(\epsilon_F)$ が有限であれば、 g はいかに弱くともよい。多数のフェルミ粒子から成る系の特徴である高い $N(\epsilon_F)$ によるので、クーバー対は統計的束縛状態ともいわれる。クーバー対の形成が、フェルミ液体に超伝導・超流動状態が出現する機構である。引力相互作用の起源についていえば、金属内伝導電子気体の場合、フォノンを媒介とする引力がクーロン斥力に打勝つことによる。クーバー対の着想によって、J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schriefferは金属の超伝導の微視的理論(BCS理論, 1957年)を建設することに成功した。

くびれ

[1][英 vena contracta, 独 Strahlenschnürung, 仏 vein contractée, 露 суженная струя жидкости] 流体が容器の壁に穴けたから流出するとき、慣性のために始めは穴の接線の方に流れるが、外気に接すると外気との境の流線がくびれる現象をいう。縮脈ともいう。穴の面積を S 、流れが平行になったときの断面積を S' としたとき、 $k=S'/S$ をくびれの係数または縮脈係数という。J. C. Bordaは、



運動量の考えから穴の形にかかわらず $1 \geq k \geq 0.5$ であることを示した。二次元で縮まない完全流体の場合には、等角写像の理論を用いていろいろな形の出口について理論計算がされている。たとえば、二次元スリットについては、H. L. F. von Helmholtzが、 $k = \pi/(\pi+2) \approx 0.611$ であることを求めた。しかし、完全流体や三次元の場合は、数値計算が必要になる。円形の穴では $k \approx 0.61$ という結果が実験的に得られている。穴の面積が小さいときには、表面張

力の影響で現象が複雑になる。

[2] = ネッキング

クピンケ Quincke, Georg Hermann 1834.11.19 – 1924.1.13 ドイツの実験物理学者。フランクフルトに生れる。ベルリン大学入学、ケーニヒスベルクにおいてF. E. Neumann, ハイデルベルクにおいてG. R. Kirchhoff, R. W. Bunsenの下に学び、1858年ベルリンにおいて「水銀の毛管定数」によって学位を受けた。1865年ベルリン、1872年デュルツブルク各大学の教授を経て、1875年Kirchhoffの後任としてハイデルベルク大学物理学教授となり1907年に引退した。Quinckeは簡単な装置で巧妙な実験を行うことに長じ、物質の性質およびその定数の測定とデータの収集に熱心で、毛管現象法、接触角の測定法を多くの液体と二液体間の界面張力の測定に応用した。彼の物理の考え方は19世紀前半のもので、M. Faradayの研究法やその考察を尊敬したが、J. C. Maxwellによる電磁気の体系化には興味を示さなかったといわれている。そのほかに、光を媒質の弾性振動とする立場に立って光学の研究を行い、また巧妙な方法で静電場、静磁場における物質の挙動に関する研究を行った。彼はヨーロッパ、特にイギリスで高く評価され、多くの友人をもった。またベルリン、ミュンヘン、ウプサラ、ハレの各アカデミー会員、ロンドン、エジンバラの各王立協会会員で、ケンブリッジ、オックスフォードをはじめとする多くの大学の名誉学位を受けた。

グプタの条件 [英 Gupta condition, 独 Gupta Bedingung, 仏 condition de Gupta, 露 условие Гупты] ⇨ グプター-ブローラー形式

グプター-ブローラー形式 [英 Gupta-Bleuler formalism, 仏 formalisme de Gupta-Bleuler, 露 формализм Гупта-Блэулера] 1950年S. N. Guptaによって提起され、K. Bleulerにより整備された電磁場の共変的量子化の理論。電磁場 $A_\mu(x)$ は、ゲージ不変性(⇨ゲージ理論)を保持したまま量子化することは不可能である。クーロン・ゲージを用いて横波のみを量子化することは可能であるが、そうすると明白なローレンツ共変性と局所性を失う。グプター-ブローラー形式では、最初からゲージ不変性を破った形の電磁場のラグランジアン密度

$$\mathcal{L}_{EM} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu}\right)^2 \quad \left(F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\nu}{\partial x_\mu} - \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\nu}\right)$$

を採用し、正準量子化を行う。このとき、電磁場の第0成分 A_0 の満たす同時刻交換関係は、ミンコフスキー空間の計量テンソルから明らかなように、空間成分に関するものは逆符号になる。このため奇数個の A_0 の量子を含む状態ベクトルは、自分自身との内積(ノルム)が負になるので(⇨ゴースト、不定計量)、そのままでは負確率が現れることになってしまう。確率解釈の困難を救うために補助条件を設定し、それを満足する状態ベクトルだけが物理的に意味のある状態であるとする。グプター-ブローラー形式では、 $\partial A_\mu/\partial x_\mu$ は0ではない演算子だが、電磁相互作用があっても常にダランベール方程式を満足するので、その正振動数部分 $(\partial A_\mu/\partial x_\mu)^{(+)}$ を矛盾なく定義することができる。物理的な状態 $|\text{phys}\rangle$ は、ハイゼンベルク表示において

$$\left(\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu}\right)^{(+)}|\text{phys}\rangle = 0$$

を満足するものであるとする。これをグプタの条件とい

う。S行列を物理的な状態に制限して考えると、ユニタリー性が回復される。グプター-ブローラー形式は、ゲージ場の明白に共変量子化に成功した最初の例として、歴史的意義がある。

クーブマンス定理 [英 Koopmans theorem, 独 Koopmansches Theorem, 仏 théorème de Koopmans, 露 теорема Кузмаса] 原子・分子の電子状態に関するハートリー-フォック近似において、ある軌道に対応する軌道エネルギー(ハートリー-フォック演算子の固有値)の符号を変えたものが、その軌道から電子を除去した電離エネルギーになるという関係をクーブマンス定理とよぶ。この関係はもちろん近似的なものである。電子構造が閉殻である原子・分子については、電離した後の軌道が電離の起る前と変わらないと仮定するとクーブマンス定理が成り立つことが導かれる。イオンと中性原子・分子それぞれについて別々に求めたハートリー-フォック近似によるエネルギーの差として電離エネルギーを計算すると、イオンの方が中性原子・分子よりも相関エネルギーの絶対値が小さいため、計算された電離エネルギーは実験値より小さいことが多い。クーブマンス定理ではイオンに対し中性原子・分子より近似の悪い軌道を用いるので、上述の傾向はある程度は正される。この結果クーブマンス定理は軌道エネルギーの比較的高い軌道に対してはよい近似で成り立つことが多い。しかし軌道エネルギーの低い軌道たとえば内殻電子の占める軌道に対しては、そこから電子が抜けた状態の軌道に対して中性原子・分子の軌道を用いることによる誤差が大きくなり、得られる電離エネルギーは実験値に比べて大きくなり近似の度合いが悪くなる。

久保公式 [英 Kubo formula, 独 Kubo-Formel, 仏 formule de Kubo, 露 формула Кубо] 物質の誘電率、電気伝導率、磁化率、熱伝導率などを、物質が熱平衡にあるときの微視的な物理量の揺動によって表す統計力学の一般公式。1957年久保亮五によって確立された(⇨統計力学)。時間に依存する外力(電場、磁場など) $X_1(t), X_2(t), \dots, X_n(t)$ を巨視的な物体に加えたとき、物質中の微視的な粒子の運動を記述するハミルトニアンに

$$H_{ex} = \sum_{\nu=1}^n X_\nu(t)y_\nu$$

という摂動項が加わるとする。 y_1, y_2, \dots, y_n は微視的な電気モーメントや磁気モーメントを表す量子力学的な演算子である。外力が0で物質が熱平衡にある場合に比べると、演算子 y_μ で表される物理量の期待値は摂動 H_{ex} のために少し変わる。この変化分を Y_μ と書くと、量子力学の一次の摂動論により次の表式が得られる。

$$Y_\mu(t) = \sum_\nu \int_{-\infty}^t \phi_{\nu\mu}(t-t') X_\nu(t') dt'$$

$$\phi_{\nu\mu}(t-t') = -\frac{i}{\hbar} \langle [y_\mu(t), y_\nu(t')] \rangle$$

$\langle \rangle$ は外力が0で系が熱平衡にあるときの期待値を意味し、また $[A, B] = AB - BA$ である。 $\phi_{\nu\mu}(t)$ は応答関数とよばれ、そのフーリエ変換

$$\Phi_{\nu\mu}(\omega) = \int_0^\infty \phi_{\nu\mu}(t) e^{i\omega t} dt$$

が角周波数 ω の関数としての誘電率、磁化率などを与える。これを久保公式という。

久保亮五 Kubo, Ryogo 1920.2.15 – 日本物理学者。東京に生れ、1941年東京帝国大学理学部

物理学科卒業, 1949年 同大学で理学博士取得, 1948年 東京大学理学部助教授, 1954年 同教授となる。1980年 東京大学を定年退官して京都大学基礎物理学研究所教授となり, 1981年 京都大学を退官, 慶応義塾大学理工学部教授となる。初め, 線形高分子の統計力学, イオン結晶のポーロン問題などを研究し, 1953年に磁気共鳴現象の量子統計力学の定式化(久保-富田理論)に成功した。1957年にはこれを一般化し, 久保公式の名でよばれる線形応答理論の体系化に成功した。この理論のみずから金属の電流・磁気現象その他の具体的現象に適用し, また, ブラウン運動理論を再構成して磁気共鳴, 臨界現象, 非線形光学過程などに応用した。最近是非線形非平衡状態の統計力学について一般的方法の開拓を試み, マクロな体系の大きさの逆数について漸近展開する方法を提唱した。固体物理学の分野では, 反強磁性体のスピン波理論, 金属微粒子の電子論, 過渡性強磁性体のスピン波, 金属の軌道磁性の理論などの業績がある。1969年 学士院賞, 1973年 文化勲章, 1977年 ボルツマン賞を受賞。1972~78年 国際純粋・応用物理学連合副会長, 1975年以後 日本学術会議会員。

組合せ応力 [英 combined stress, 独 zusammenge-setzte Beanspruchung, 仏 contrainte composée, 露 сложное напряжение] ⇒ 応力

組合せ関係 [英 combination relation, 独 Kombinationsrelation, 仏 relation de combinaison, 露 комбинационное соотношение] 原子スペクトルにおけるリッツの結合則と同様に, 分子スペクトルにおいても, スペクトル項の種々の組合せから得られる関係を用いて, その振動解析や回転解析が行われる。そのようなスペクトル項の間の関係式を組合せ関係という。たとえば回転解析において, 1つのバンドのなかの回転線で, 下の準位が同じ J の値をもつ, R の枝, Q の枝の回転線の波数の差は, 上の準位の $J+1$ と J の回転項の差になる。つまり

$$R(J) - Q(J) = F'(J+1) - F'(J) = \Delta_1 F'(J)$$

ここで, $R(J)$, $Q(J)$ は回転量子数 J をもつ R の枝, Q の枝の回転線の波数, $F'(J+1)$ は上の準位の回転量子数 $J+1$ をもつ回転項(波数単位で表した回転エネルギー), $\Delta_1 F'(J)$ は上の準位の $J+1$ と J の回転項の差を表す。また下の準位の $J+1$ と J の回転項の差を $\Delta_1 F''(J)$ とすれば, Q の枝と P の枝の回転線の波数を用いて, 次の関係

$$Q(J) - P(J+1) = F''(J+1) - F''(J) = \Delta_1 F''(J)$$

によって $\Delta_1 F''(J)$ を求めることができる。そのほか, 種々の組合せ関係が得られるが, このようにバンドのなかの回転線の間隔を利用して, 遷移前後の分子の回転準位の間隔を求め, またこれから回転定数を求めることができる。また多原子分子では種々の振動モードが存在し, それらの異なる振動モードの遷移が同時に振動スペクトルに現れるが, そのなかの個々の振動バンド間の組合せはその分子の振動項の組合せに対応するので, 振動解析にも組合せ関係が用いられる。いずれの場合も組合せ関係は2つの項の差として表されるので, 組合せ関係を組合せ差ともいう。さらにたとえば回転スペクトルで Λ 型二重性が現れる場合は J の大きな値に対しては, 上式のような組合せ関係は厳密には成立しないようになる。これは電子の角運動量と分子の回転角運動量との相互作用の結果, Λ 型二重性の縮退がとけるために起るもので, このようなずれは組合せ欠損とよばれる。

組合せ欠損 [英 combination defect, 独 Kombinations-

fehler, 仏 défaut de combinaison, 露 комбинационный дефект] ⇒ 組合せ関係

組合せ差 [英 combination difference, 独 Kombinationsdifferenz, 仏 différence combinée, 露 комбинационная разность] ⇒ 組合せ関係

組替え散乱 [英 rearrangement scattering, 仏 diffusion de réarrangement, 露 рассеяние перестройки] 散乱の際に, 入射粒子と標的を構成する粒子の入替えが起こるとき, この散乱を組替え散乱あるいは交換散乱(exchange scattering)とよぶ。原子による電子の散乱を例にとれば, 散乱によって電子が単にその方向を変えるだけの弾性散乱や, 電子が散乱された際にターゲットの原子を励起する非弾性散乱のほかに, 原子中の電子と入射電子の入替えが起る散乱が存在する。組替え散乱は上記の電子・原子衝突のほかにも, イオンと原子の衝突や核子と原子核, 原子核と原子核の衝突でも起る。水素原子と電子の散乱などの場合, 入射電子と水素原子中の電子との同一性のため, 弾性散乱には必ず組替え散乱の効果が含まれることになる。

組替え衝突 [英 rearrangement collision, 仏 umordnungsstoß, 仏 collision de réarrangement, 露 столкновение замещения] 原子, 分子や原子核どうしの衝突過程において粒子の組替えを起す過程を総称して組替え衝突という。原子や分子の反応では組替えられる粒子が電子である場合と原子以上の重い粒子である場合に大別される。後者は化学反応と同じことである。特に電離を伴うとき組替え反応は電離という。前者は電荷移行とよばれる。核反応における組替え衝突は, 入射粒子と標的核との間での核子のやりとりの形で行われ, 一核子移行反応とか二核子移行反応などとよばれている。重陽子を原子核に当てたときに起るストリッピング反応は最も簡単な組替え反応の例である(⇒ストリッピング反応)。

組立単位 [英 derived unit, 独 abgeleitete Einheit, 仏 unité dérivée, 露 производная единица] ひとつの計量単位系において, ある物理量の性質がその物理量自身によって示されるとするとき, その物理量を基本量(もしくは基礎量)といい, その性質がほかの物理量によって規定されるとするとき, その物理量を組立単位(もしくは誘導量)という。基本量に何を採用するかはある程度まで任意であり, 基本量の選定のしかたに応じて組立単位の規定が変化する。基本量と組立単位の数値1に対応する大きさをそれぞれ基本単位(または基礎単位), 組立単位(または誘導単位)という。いま, 物理量 Q が基本量 (A, B, \dots, P) に対して, $Q^n = n'A^a \cdot B^b \cdot \dots \cdot P^p$ と表されるとき, x', a', b', \dots, p' を整数にすることができ, ここで n' は数係数である。これを Q で解いて, n を数係数とし, $Q = nA^a \cdot B^b \cdot \dots \cdot P^p$ とするとき, (a, b, \dots, p) を量 Q の量 (A, B, \dots, P) に対する次元という。一般に基本量は a, b, \dots, p が整数か簡単な有理数になるように選ばれる。そこで, 量 (Q, A, B, \dots, P) の単位を (q, a, b, \dots, p) とし, そのときの各量の数値を $(Q_1, B_1, B_1, \dots, P_1)$ とするとき, 数値どうし, 単位どうしの関係を次のようにすることができる。 $Q_1 = n A_1^{a'} \cdot B_1^{b'} \cdot \dots \cdot P_1^{p'}$, $q = a^{a'} \cdot b^{b'} \cdot \dots \cdot p^{p'}$ 。この場合, 基本単位から組立単位を形成するのに数係数を全く用いてない。すべての組立単位を数係数なしでつくるとき, その基本単位と組立単位は一貫性のある単位系を成すという。この場合, 1つの組立単位はそれを導出する経過によらず同じ大きさになる。従来の単位系では必ずしも上の関係が成り立た

ず、しばしば $Q_1 = n^a A_1^b B_1^c \cdots P_1^d$, $q = n^a a^b b^c \cdots p^d$ の関係になるものを含んでいた。たとえば、CGS 単位系の圧力の単位はダイン毎平方センチメートルであり、これは力の単位のダインとともに一貫性のある CGS 単位系を構成するが、これを 10^6 倍してつくられたバールは一貫性のある CGS 単位系の一員ではない。また気圧という単位は 1954 年の国際度量衡総会により $1013250 \text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-2}$, すなわち $101325 \text{ N}\cdot\text{m}^{-2}$ と定義され、あたかもメートル法の単位のように見えるが、本来は仮想的な大気圧に由来し、メートル法からもヤード・ポンド法からも独立な単位である。このような独立に定められた単位が 1 つの単位系に入り込み、たとえばリットル気圧という仕事の単位をつくるように、組立単位をつくるのに使われると、その単位系は一層複雑になる。電気に関する CGS 単位系は、真空透磁率や真空誘電率などの決め方により、また空間対称性に関する円周率 π の取り方により、いくつもの単位系に分かれる、それに応じて組立単位も異なる。これらの単位系のうち CGS 電磁単位系が電気の単位に使われるようになったが、実用には小さすぎる単位を含むため、起電力と電気抵抗の CGS 電磁単位をそれぞれ 10^8 倍、 10^9 倍してボルトとオームを定義し、これら 2 つの単位を基にして他の電磁気の単位を導く。このようにしてつくられた一連の単位を電気の実用単位系といい、それを構成する単位どうしは一貫性のある単位系を成すが、その一員となるべき長さの単位は 10^7 m であり、たとえばボルト毎メートルという単位もその一員になりえない。またエネルギーの単位のエルグは、ダイン・センチメートルに等しく、一貫性のある CGS 単位系の一員であるが、熱量の単位としては独立に定義されたカロリーという単位が用いられてきた。これは 1 g の水の温度をセルシウス温度目盛で 1°C だけ上昇させるのに要する熱量であるが、 1°C の定義の仕方で大きな異なる単位となる。エネルギーと熱量は相互に転換が可能で、本質的には同一の物理量であり、1 つの単位系のなかにその量について組立単位と基本単位が定義されることになり、種々の換算表を必要とする。CGS 単位系の以上のような事態を解決するためにつくられたのが国際単位系 (SI) である。SI の基本単位は組立単位の次元が整数になるように選ばれており、しかも基本単位と組立単位は一貫性のある単位系を成している (現行の SI には基本単位と組立単位以外に補助単位とよばれる単位群があって、平面角と立体角の単位 2 つをそこに位置づけているので、現行の分類では基本単位・補助単位・組立単位が一貫性のある単位系を成す)。このため国際単位系の組立単位は大きさが 1 に決り、その意味で一量一単位制になっている。ただし 1 つの組立単位に複数の名称が対応しうる。組立単位は物理量の間の代数的な積または商の関係にならって基本単位またはすでにある組立単位から形成されるが、その名称は、2 つの単位の積とてつくられる場合は両単位の名称の羅列により、また、1 つの単位を他の単位で除してつくられるときは分母にくる単位の前に「毎」をつけて両単位を羅列することにより、形成される。その表現を簡単にするために、国際単位系の組立単位のうちのいくつかには、特別の名称とそれに対応する特別の記号が付与されている。これらの特別の名称と記号は単独で用いてもよいし、他の組立単位を形成するために順次他と組合せて用いてもよい。なお、日本の計量法では、基本単位は国際単位系のそれと一致しているが、誘導単位はメートル法に属す

るとされているさまざまな単位が混在しており、国際単位系の組立単位とは構成原理も構成単位も異なる。計量法は取引や証明に使ってよい単位を規定しており、物理学の単位を規定するものではないが、産業技術の面では配慮を要する。

組立の原理 [英 building-up principle, 独 Aufbau-prinzip, 仏 principe de construction, 露 принцип построения] 原子や分子の電子状態を定めるために用いられる原理。原子内の電子の状態は主量子数 n , 方位量子数 l , 磁気量子数 m_l , スピン量子数 m_s によって定められる。ここで $n=1, 2, 3, \dots$, $l=0, 1, 2, \dots, n-1$, $m_l=l, l-1, l-2, \dots, 0, \dots, -(l-1)$, $m_s=\pm 1/2$ という値をとる。パウリの原理に従えば、1 つの原子内では、2 つの電子は 4 つの量子数 n, l, m_l, m_s の値の同じ組合せをもつことはできないので、K 殻, L 殻, M 殻などに存在しうる電子数はそれぞれ限定された数になる。たとえば L 殻 ($n=2$) では、s 軌道と p 軌道があり、s 軌道には 2 個の電子 ($m_l=0, m_s=\pm 1/2$), p 軌道には 6 個の電子 ($m_l=1, 0, -1$ のそれぞれに対して $m_s=\pm 1/2$) しか存在できない (\Rightarrow 原子構造, 軌道関数)。以上のような考え方で、エネルギーの低い方の軌道から順次、その原子のもつ電子をつめていって、どの軌道まで電子がつまるか、すなわち、電子配置を決めることによって原子の基底状態が定められることになる。また、励起状態としてどのような電子状態が存在するか、どの軌道に電子が入るのか、その電子配置を考えることによって決定することができる。

原子の場合には電子配置という組立て方しか考えられなかったのに対して、分子の場合には、その電子状態は次の 3 通りの方法で定められる。(1) 分子を構成する原子を無限遠から互いに近づけてくるとき、できあがる分子の電子状態がどうなるかを、原子の電子状態のあらゆる可能な組合せについて調べる方法、(2) 逆に分子を構成する原子を仮想的にひとつにまとめた連合原子を出発点として、その原子核を 2 つに分割し、それらを互いに引き離していくとき、生じる分子の電子状態がどのようになるかを見る方法、(3) 原子と似た方法で、原子核をまづ分子の形に配置し、それに電子を適当に配置していく方法。いずれの方法をとっても、同じ核間距離になったときは、互いにそのとりうる電子状態は同じでなければならない。

組定数 (核計算) [英 group constant, 独 Gruppenkonstante, 仏 constante de groupe, 露 групповая константа] 原子炉を設計したり特性を解析したりする際、中性子や γ 線の強度に対する空間、時間および速度変数に依存する輸送方程式やその近似方程式である拡散方程式の解を求める必要がある。これらの連続変数の関数として方程式の解を求めることは一般に不可能で、数値解析による解法が常とう手段として用いられている。中性子や γ 線の興味あるエネルギー範囲をエネルギー点によって区別されるいくつかの組に分割して得られる多エネルギー群 (組) の連立方程式を基礎方程式として用いる (\Rightarrow 多群拡散理論)。この際これらの方程式の係数として現れる定数を組定数または群定数という。これらの組定数は、中性子や γ 線と原子核との種々の反応断面積の各エネルギー組内のエネルギー平均として求められる。この際、荷重関数としての原子炉内の中性子や γ 線のエネルギー分布は、原子炉の組成、燃料や構造機の配列、温度などで定まるので、近似計算などによって推論されることが多い (\Rightarrow 炉定数セット)。

雲 [英 cloud, 独 Wolke, 仏 nuage, 露 облако] 大気中で水蒸気が凝結して生じた微小な水滴または水晶体の集合。地表面に接している場合は霧という。空気塊が上昇すると断熱冷却によって気温が下がり、露点温度以下になると空气中に浮遊する凝結核のまわりに凝結が生じて雲が発生する。気温が0℃以下でも凍結せずに水滴として凝結することが多く、過冷却雲という。これに対し、水晶体によってできている雲を氷晶雲という。雲粒の半径は1μm以下から20μm程度まで分布するが、3~7μmのものが多い。雲粒の個数は、1cm³当り数十~数百個である。雲は対流圏下層(0~2km)、中層(4~6km)、上層(10~15km)に分離して発生することが多く、それぞれ、下層雲、中層雲、上層雲とよばれる。下層雲は、地表面からの加熱による対流や地形による強制上昇が原因で生じることが多い。中層雲は、対流圏の中層に前線面が存在し、それに沿って大気がゆるやかに上昇するために生じることが多く、広い範囲に層状に広がる。一方対流圏上部では、飽和蒸気圧が低く相対湿度が高いため、上層雲が発生しやすい。上層雲はプランで掃いたような形をしていることが多い。これは氷晶が落下しながら風で流されるために生じる形である。雲形は、通常10種類の基本形に分類される(表参照)。こ

出現する高度の目安 [km]	10	組層雲 (Cs)	組雲 (Ci)	組積雲 (Cc)	積乱雲 (Cb)
	7	高層雲 (As)	乱層雲 (Ns)	高積雲 (Ac)	
	2	層雲 (St)	層積雲 (Sc)	積雲 (Cu)	
	0				

の分類表は、国際雲級または、十種雲級とよばれて、国際的に使用されている。各雲形はさらに種、変種などに細分されている。

山の風下側では、気流が上下に波打ち、特殊な形の雲が生じる。山によって生じる雲は、風が強くても山との相対位置は変化しない。対流圏上部では、飛行機の排気ガスに含まれる水蒸気が凝結して飛行機雲が生じることがある。飛行機雲は、翼端に生じる圧力変化に伴う断熱冷却のために生じることもある。対流圏より上部における雲の発生はまれである。しかし、20~30kmの高度に真珠母雲、75~90kmの高度に夜光雲とよばれる特殊な雲の出現することがある。

地球以外の惑星にも、(大気のない水星をのぞいて)それぞれ固有の雲が存在する。火星には水蒸気の凝結による雲がしばしば発生する。金星は全球が硫酸滴の雲で覆われている。水星にアンモニアや氷晶による雲が存在することは惑星探査船によって確認されている。

クライオエレクトロニクス [英 cryoelectronics, 独 Kryoelektronik, 仏 cryoelectronique, 露 криоэлектроника] 液体ヘリウム温度のような低温で働かせる電子回路の技術。歴史的には、超伝導が磁場によって破れ電気抵抗が生じる現象を利用したスイッチ素子(クライオトロン)が最初に登場した。たとえば、巻線形クライオトロンは、臨界磁場の低いタンタルをゲートとして、そのまわりに比較的臨界磁場の高いニオブ線のコイルを巻いてコントロール端子とした素子である。ニオブのコイルに流す電流が一定

値以上になると、パイアス電流の流れているタンタル線の両端に出力電圧が発生して、リレーまたは増幅器の作用をする。その後、ゲートとコントロール線を重ねた薄膜形クライオトロンなど計算機素子を目ざして改良がなされた。また、超伝導のトンネル効果で電流電圧特性に見られる負性抵抗を利用したトンネルトロンも、増幅、電磁波検出などへの応用が試みられた。しかし、これらの先駆的技術は、実用段階にまでは至らず、その役割はジョセフソン素子に継がれている。ジョセフソン素子は、弱く連結した2つの超伝導体間に流れる超電流のふるまいを利用したもので、高感度磁束計(SQUID)、電圧標準器としてすでに実用化され、さらに、マイクロ波からサブミリ波に至る放射検出器、発振器、周波数混合器、パラメトリック増幅器、あるいは電子計算機の演算素子、記憶素子として開発が進められている。このように、超伝導の応用がクライオエレクトロニクスの中心になっている。しかし、たとえば、不純物補償を施した半導体の試料が低温で示す負性抵抗を利用したクライオサー(cryosar; cryo-switching by avalanche and recombination)や、超伝導体と半導体を組合せたスーパー・ショットキー・ダイオードなど、低温に特有な現象の応用や、室温では達成できない高感度、低雑音、低消費電力などを実現する幅広い技術として発展が期待されている。

クライオコンデンセーションポンプ [英 cryocondensation pump, 独 Kryokondensationspumpe, 仏 pompe de cryocondensation, 露 конденсационный насос] ⇒ クライオポンプ

クライオサー [英仏 cryosar, 独 Kryosar, 露 криосар] ⇒ クライオエレクトロニクス

クライオスタット [英仏 cryostat, 独 Kryostat, 露 криостат] 液体空気や液体ヘリウムなどの寒剤を用いて行う極低温の実験装置を一般にクライオスタットという。通常、寒剤の容器であるデュアー瓶内部に収納される部分をささぐ、デュアー瓶も含めてクライオスタットということもある。

クライオゼニックポンプ [英 cryogenic pump, 独 Kryogene-Pumpe, 仏 pompe cryogénique, 露 криогенный насос] ⇒ クライオポンプ

クライオソーブションポンプ [英 cryosorption pump, 独 Kryosorptionspumpe, 仏 pompe à cryosorption, 露 криосорбционный насос] ⇒ クライオポンプ

クライオトラッピング [英 cryo-trapping, 独 Kryoeinfang, 露 спутная откачка] クライオポンプが、少量の非凝縮性気体(水素、ヘリウムなど)が混入した多量の凝縮性気体(窒素、水蒸気など)を排気しているとき、これら非凝縮性気体に対しても排気作用をもち、これら非凝縮性気体の分圧が、クライオ面の温度によって定まる平衡蒸気圧よりも著しく低くなる現象のこと。これは凝縮性気体がクライオ面に吸着し凝縮層を形成する際、非凝縮性気体分子をも一緒に埋め込んでしまうことによって起る現象である。非凝縮性気体の排気には好都合のこともあるが、反面排気の初期にこのような現象が起ると、埋込まれた非凝縮性気体分子があっても徐々に放出され、圧力が十分下がらなくなることもある。

クライオトロン [英仏 cryotron, 独 Kryotron, 露 криотрон] ⇒ クライオエレクトロニクス

クライオパネル [英 cryopanel, 露 крио-панель]

⇒ クライオポンプ

クライオポンプ [英 cryopump, 独 Kryopumpe, 仏 cryopompe, 露 крионасос] 一般に気体は十分低い温度で固体表面に吸着または凝縮し, そのときの平衡圧は温度を下げれば著しく低下する。したがって十分低い温度の固体表面は気体分子を捕捉することができ, 真空ポンプとして働く。このように低温を利用して気体分子を固体表面に捕捉し, ため込む機能をもつものを, クライオポンプという。低温に冷却する手段としては, 冷凍機(ヘリウム液化機など)を内蔵しているもの, 冷媒(液体ヘリウムなど)を循環させる形式のもの, あるいは冷媒を定期的に補給する形式のものなどがある。クライオポンプは大別してクライオゼニックポンプとクライオソープションポンプとに分けることができる。クライオゼニックポンプは, クライオコンデンセーションポンプともよばれ, 気体分子を低温面に固体あるいは液体の状態で捕捉する形式のものである(すなわち被覆率 $\gg 1$)。したがってこの状態では気体とその気体が凝縮して形成された固体(または液体)とは, 固体表面の温度における蒸気圧で平衡に達する。したがって, 冷却温度に応じて平衡蒸気圧の高い気体は排気されずに残るので, これらの気体はほかの種類の真空ポンプで処理する必要がある。超高真空領域では, 水素ガスが残留ガスの主な成分のひとつであるが, 水素ガスに対して排気作用を得るためには, 少なくとも液体ヘリウムによる冷却を必要とする。クライオゼニックポンプは, 凝縮層の厚さが増してくると, 冷却作用が十分でなくなり, 表面温度が上昇し排気作用が低下することが考えられるが, このようなことが無視できる範囲では常に一定の排気作用を持續する。クライオゼニックポンプの一種に, 金属板に冷却用パイプを溶着し冷媒を流して冷却する方式のものが, クライオパネルとよぶ。

これに対しクライオソープションポンプは, モレキュラーシープなどの吸着剤を用いることによって気体分子を捕捉する形式のものである。モレキュラーシープなどの吸着剤の実効表面積は $500 \text{ m}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ 程度の大きさであり, 気体分子の吸着はすべて一分子層以下の低い被覆率で行われる。このため同一温度における平衡蒸気圧はクライオゼニックポンプに比べてはるかに低く, クライオゼニックポンプで排気できないような気体に対しても十分の効果があり, また, それほど低温に冷却しなくても十分に排気作用が得られるという利点がある。たとえば液体窒素温度に冷却するだけで 10^{-2} Pa 以下の圧力までの排気作用が簡単に得られるし, 液体水素温度まで冷却することによって, ヘリウム, 水素などの気体に対しても排気作用を得ることができる。十分に気体を吸蔵したクライオポンプは, 温度を常温にもどすか加熱してやることによって, 以前に捕捉した気体を放出し完全に再生される。このときポンプ容器内の圧力は, 吸蔵ガスの放出によって急激に上昇し, ときには危険を伴うので, 安全弁が取付けてある。

クライストロン [英 klystron, 独 Klystron, 露 клистрон] マイクロ波電子管の一種。速度変調管ともよばれる。ビームの直流エネルギーを高周波エネルギーに変換するためには電流密度に十分な濃淡(密度変調)をつくらなければならないが, 板極管などのようにグリッド電圧で濃淡をつくらうとすると, ビーム電圧と同程度の変調電圧を与えねばならない。しかし UHF 以上の周波数ではビームの電極間走行時間が高周波周期に比べ無視できなくな

り, 大きい電圧変調はたいへん困難になる。そこで小さい電圧変調による速度変調をうけた直流ビームを一定距離自由走行させ, 速度の違いが密度の濃淡に転ずる集群作用を利用し効率よく高周波エネルギーを取出そうとするのが, 速度変調管である。初めドイツの A. A. Heil と O. Heil が 1934 年ごろから研究を行ったが, 現在のクライストロンの形へ発展させたのは 1939 年, アメリカ, ジェネラル・エレクトリック社の W. C. Hahn と G. F. Metcalf, 同じくスタンフォード大学の R. H. Varian と S. F. Varian である。特に Varian 兄弟は共振回路として空洞を採用しビームと高周波の相互作用の改善をはかり, またクライストロンという名称を与えた。これはギリシア語の $\kappa\lambda\upsilon\varsigma\tau\rho\omicron\nu$ (なぎさに寄せる波の碎けるようすをいう) によっている。クライストロンにはビームを直進させ別の空洞から出力を取出すもの(図 1: 直進型クライストロン)と, リバラ電極に

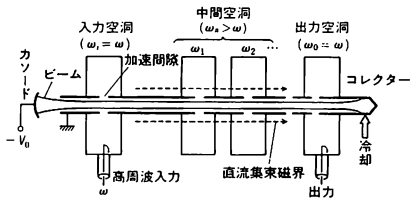


図 1

よりビームを反転させ, もとの高周波空洞間隙に戻ったときに密度変調が最大になるようにした反射型クライストロン(図 2)がある。後者は正の帰還作用があるのでマイクロ波発振管として使用される。直進型は小さな入力で大出力が容易に得られ構造も簡単であるので, 大電力マイクロ波増幅管の主流となっている。たとえば, 500 MHz では, 60 kV, 15 A の直流ビームで 500 kW 以上の連続高周波出力が得られる管があり, 電子貯蔵リングの高周波加速に使われている。電子線型加速器用には 2856 MHz で, 270 kV

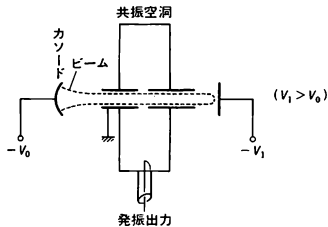


図 2

×280 A のビームから 30 MW の出力が数 μs のパルス状で得られる管が使用されている。直流電圧 V_0 まで加速した電子の速度は, $m v^2/2 = e V_0$ で与えられるが, $x = 0$ で $V \sin \omega t$ ($V \ll V_0$) の高周波電圧の間隙を通過させると

$$v \approx v_0 \left[1 + \frac{V}{2V_0} \sin \omega t \right]$$

のように通過時刻 t により異なる速度をもつ。したがって $-\pi < \omega t < 0$ の電子は遅く, $0 < \omega t < \pi$ の電子は早く進むので $\omega t = 0$ の電子のまわりに集群していく。距離 x の点に到着する時刻 t_1 は $t_1 - t = x/v$ で与えられるので, 電子数の保存則から, x における電流 $i(x, t_1)$ は $I_0 (dt/dt_1)$ に等しい。その疎密波の周波数 ω についてのフーリエ係数を求めると $\theta \equiv \omega x/v_0$, $X \equiv \theta V/2V_0$ を使って

$$i_1(x) = \frac{I_0}{\pi} \int_{-\pi}^{\theta+\pi} \cos(\omega t_1 - \theta) \frac{dt_1}{d\theta} d(\omega t_1) \\ = \frac{I_0}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos[\omega t_1 - X \sin(\omega t_1)] d(\omega t_1) = 2J_1(X)$$

のようにベッセル関数で表され $X=1.84$ で最大値 1.16 をとるので高周波への変換効率は 58% となる。しかし、空間電荷力により反発されるので実際の軌道は図 3 のように

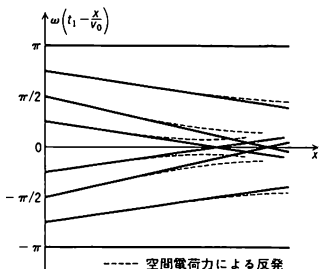


図 3

なり i_1 成分が減少する。ビームの密度を $\rho = I_0/v_0 S$ (S は断面積, 通常 $1 \sim 5 \text{ cm}^2$) としてプラズマ振動数 $\omega_p = a(e\rho/m\epsilon_0)^{1/2}$ (a は管壁に誘起される正電荷による減衰係数, 通常 ~ 0.5) が得られるが, $\theta_p \equiv \omega_p(t_1 - t) \approx \pi/2$ で集群が崩れはじめる。そこで $\theta_p \sim \pi/2$ の間隔でいくつかの中間空洞を置き集群を高めるようになされる。中間空洞は ω より高い共振周波数とし, 平均より早く通過した電子は減速され, 遅いものは加速されるようになっている。また 2ω よりやや低めの共振周波数をもつ中間空洞を使うこともある。これは, 集群中心部には拡散力として働くが, $\omega t \sim \pm \pi/2$ の電子には収束力として働くのでより広い範囲の ωt の電子を集群させ得る。こうして効率が 70% 以上の管も完成されている。

クライン Klein, Oskar 1894.9.15—1977.2.5 スウェーデンの理論物理学者。ユダヤ教の律法学者(ラビ)の子として, ストックホルムで生まれ, その地で学んだ。16 歳になる少し前から, 父の紹介により, ストックホルム大学の教授であった S. A. Arrhenius の研究室で実験を始めた。ここで, 無機化学の問題について彼の最初の論文をまとめることができたが, 当時まだ 16 歳であった。ストックホルム大学を卒業し, 兵役に従事した後, 1918 年に N. Bohr の下で研究をするためにコペンハーゲンに行った。その後, 1922 年から 1926 年初めにかけて, ストックホルム大学講師, ルンド大学講師, ミシガン大学助教授を務めたが, 1931 年までコペンハーゲン大学理論物理学研究所にとどまり, 量子力学についての数多くの業績をあげた。1931—62 年にはストックホルム大学理論物理学教授として活動を続け, その間, プリンストン高等研究所の客員研究員(1949—50 年), プリンストン大学客員教授(1958 年), ライデン大学教授(1963—64 年)を務めるなどの経歴をもっている。

彼の名を冠してよばれる業績は非常に多く, クライン-ゴールドン方程式とよばれる相対論的波動方程式, 電子による光子散乱のクライン-仁科公式, 負エネルギー状態についてのクラインのパラドックス, 第二量子化についてのヨルダン-クラインの論文, 五次元空間のカルツァ-クライン理論などがある。そのほかにも, 1938 年のベクトル粒子と電磁場の統一ゲージ理論, 1959 年の素粒子の $U(3)$

対称性理論など, 時代に先駆けた重要な貢献が少なくない。

Klein は控えめな性格であったが, ナチスに反対し, 亡命者を援助するなどの活動を熱心に行った。ノーベル賞選考委員を長く務めたほか, スウェーデン, デンマーク, ノルウェーなどの科学アカデミー会員であり, 1959 年にはマックス・プランク・メダルを受賞した。

クライン-ゴールドン方程式 [英 Klein-Gordon equation, 独 Klein-Gordon-Gleichung, 仏 équation de Klein-Gordon, 露 уравнение Клейна-Гордона] 相対論的な波動方程式のひとつ。質量 $m(>0)$, 速度 v をもった相対論的粒子の運動量およびエネルギーは, それぞれ $p = mv$ ($1 - v^2/c^2$) $^{-1/2}$, $E = mc^2(1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ で与えられ, ローレンツ変換の下では, $(p, E/c)$ は一つの四元ベクトルとして変換する。この場合, $E^2 - c^2 p^2 = m^2 c^4$ はスカラー量である。したがって, この粒子に対応する波動方程式は

$$(E^2 - c^2 p^2 - m^2 c^4) \psi(p, E) = 0$$

を満たすと考えられる。ここで $E \rightarrow i\hbar \partial/\partial t$, $p \rightarrow -i\hbar \nabla$ とすると, 座標空間の波動方程式は

$$(\square - \kappa^2) \psi(x) = 0$$

となり, これをクライン-ゴールドン方程式とよんでいる。

ただし $\square \equiv \sum_{\mu=1}^4 \partial^2/\partial x_{\mu}^2$, $x_{\mu} \equiv ict$, $\kappa \equiv mc/\hbar$ 。この式は, もちろん, ローレンツ変換の下で不変である。一般に, 相対論的波動方程式は, ボアンカレ群(ローレンツ変換と四次元並進よりなる)のユニタリーな既約表現(質量およびスピンの大きさによって指定される)の満たすべき式として与えられるが, 質量 $m > 0$ の場合には, そのスピンのみならず, $\psi_a(x)$ (a は $\psi(x)$ の成分を表す)は上式を満たす。特に, $\psi(x)$ がスカラーまたは擬スカラー量(1 成分のみになる)の場合には, 上式は, スピン 0 の場(粒子)の波動方程式を与える。

クライン-仁科の公式 [英 Klein-Nishina formula, 独 Klein-Nishina-Formel, 仏 formule de Klein-Nishina, 露 Формула Клейна-Нишиина] X 線(r 線)の自由電子による弾性散乱(コンプトン散乱という)の衝突断面積を, 光子と電子の衝突として相対論的量子論で 1928 年に O. Klein と仁科芳雄によって導かれた公式。実験室系で衝突前後の光子の振動数をそれぞれ ν, ν' , 散乱角を θ とすると散乱微分断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{\nu'^2}{\nu^2} \left(\frac{\nu}{\nu'} + \frac{\nu'}{\nu} - \sin^2 \theta \right)$$

で与えられる。ここで $r_0 = e^2/mc^2$ (古典電子半径), $\nu' = \nu[1 + (h\nu/mc^2)(1 - \cos\theta)]^{-1}$ である。 $h\nu \ll mc^2$ のときは $\nu' \approx \nu$ とおくことができ $r_0(1 + \cos\theta)/2$ となってトムソン散乱の公式と一致する。この公式は実験で正しいことが示され, ディラック理論の実証のひとつとなった。この公式は, 自由電子による光の散乱の微分断面積を与えるが, 実験で X 線を物質にあてて散乱させるときには, 電子が原子に束縛されているための効果が入ってくる。したがってこの公式で, 散乱 X 線の強度分布が完全に説明できるわけではない。

クラインのパラドックス [英 Klein paradox, 独 Kleinsches Paradoxon, 仏 paradoxe de Klein, 露 парадокс Клейна] 相対論的な電子についてのディラックの理論に関連して, 1928 年 O. Klein が見いだした原理的な困難をいう。ディラック方程式は解として正エネルギーの

状態のほかに負エネルギーの状態をもつが、自然界に後者が存在しないことは経験的にわかっている。したがって、この方程式で自然を正しく記述するためには、正エネルギーの解だけで閉じた体系がつけられることの保証がなされなければならない。しかし Klein は、ある種の強いポテンシャルのもとで正エネルギーの電子が負エネルギー状態へ遷移しうること示して、理論から負エネルギー状態を完全に排除することが困難であることを指摘した。これをクラインのパラドックスという。これが契機となって、真空概念の変革が促され P. Dirac により空孔理論が提案されることになった(⇒空孔理論)。

クライン変換 [英 Klein transformation, 仏 transformation de Klein, 露 преобразование Клейна] 場の理論において、可換演算子の組を反可換演算子の組に、または、その逆に移す変換。2つの演算子 A, B があり、互いに可換(または反可換)であるとする。すなわち $[A, B] = 0$ (または $\{A, B\} = 0$)。このとき、 $\{K, A\} = [K, B] = 0$ であるような演算子 K を選び、新しい演算子の組 A', B' を $A' \equiv A, B' \equiv KB$ によって定義すると、 A' と B' とは互いに反可換(または可換)となる。すなわち $\{A', B'\} = 0$ (または $[A', B'] = 0$)。この非線形な変換 $A, B \rightarrow A', B'$ がクライン変換とよばれるものであり、1938 年 O. Klein によって導入された。また、 K をクライン演算子とよぶことがある。

例として、互いに可換な 2 種類のボース場の演算子 $\phi_1(x, t), \phi_2(x, t)$ を考え、これらをそれぞれ上記の A, B とすると、クライン演算子としては $K = \exp(i\pi N_1)$ ととればよい。ただし N_1 は ϕ_1 場の粒子数の演算子である。この場合、変換後の演算子 $\phi'_1(x, t), \phi'_2(x, t)$ は互いに反可換となる。同様に、互いに反可換な 2 種類のフェルミ場の演算子も、この変換によって、互いに可換な演算子に変換される。場の理論においては、変換後の場の演算子が、変換前と同様に局所場であることが要請されるのでクライン変換の実施は無制限に許容されるものではない。2つ以上の演算子の組に対して、この変換を一般化することが可能である。

クラウジウス Clausius, Rudolf Julius Emmanuel 1822. 1.2—1888.8.24 ドイツの理論物理学者。プロイセンのケスリン(現ポーランド領コシャリン)で生れる。父が設立した初級学校、シュテティンの中級学校を経て 1840 年にベルリン大学に入り、L. von Ranke の史学などにも関心を示しつつ数学、物理学を修め、1847 年ハレで学位を得た。ベルリンの砲工学校で教職についたが、1855 年 新設のチューリヒ工科大学の数理物理学教授に就任、同僚の数学者 J. W. R. Dedekind, イギリスからベルリンの H. G. Magnus の下に来ていた J. Tyndall らと親交をもった。1867 年から 2 年間、デュッセルドルフ大学教授を務めた後、ボン大学に移り、総長にも選ばれたが、この間、普仏戦争に際し教職の学生隊を指揮中に負傷という奇禍に遭遇している。ロンドン王立協会のゴプリ・メダルその他の榮譽を受けた。ボンで没す。彼の研究分野は、まず光学や弾性、次いで熱理論に拡張され、1850 年には、(1) 仕事と熱との等価性、(2) 熱が(素)の保存の考えを捨て、新しい状態量(内部エネルギーに相当するもの)を導入した。なお(2)は、「熱がそれ自身で(仕事の消費なしに)低温源から高温源へ移ることはない」と表現されていた。1854 年の論文では、(1),

(2) を力学的熱理論の第一法則、第二法則とよび、また可逆変化での不変量を導入した。続いて 1862 年にこの不変量を「散開」(Disgregation)の指標と意味づけ、1865 年、それに交換容量(Verwandlungsinhalt)またはエントロピーの名を与えて不可逆過程でのエントロピー増大を論証した。一方、気体運動論での平均自由行程の概念の提唱(1858 年)や、電解質論、誘電体論(⇒クラウジウス-モソッティの式)への貢献も、重要な業績である。ただし J. W. Gibbs や L. Boltzmann による統計的熱理論の展開に共感するには至らなかった。

クラウジウス-クラペイロンの式 [英 Clausius-Clapeyron equation, 独 Clausius-Clapeyronsche Gleichung, 仏 équation de Clausius-Clapeyron, 露 уравнение Клаузиуса-Клапейрона] 2つの相が熱平衡にあるとき、その状態の圧力は温度によって決る(⇒相平衡)。平衡の圧力 p と温度 T の関係を決めるのがクラウジウス-クラペイロンの式

$$\frac{dp}{dT} = \frac{l}{T\Delta V}$$

である。ここで一定量(単位質量、1 mol など)の物質を一つの相から他の相に転移させるときの潜熱が l 、その際の体積の変化が ΔV である。この式は相の転移が一次相転移のときに成り立ち、二次の相転移のときにはエーレンフェースの関係式が成り立つ。

クラウジウスの原理 [英 Clausius theorem, 仏 théorème de Clausius, 露 равенство Клаузиуса] 熱力学第二法則のひとつの表現。温度が高い低いということの定義は第二法則に関連して初めていえることであって、温度ということばを用いなくてクラウジウスの原理を述べれば次のようになる。「2つの体系 A, B が接触し、熱平衡ではないとき、B から熱を受取り A にこれを与える以外に何の変化も残らぬようにすることが不可能であるか、あるいは A から熱を受取りこれを B に与える以外に何の変化も残らぬようにすることが不可能であるか、どちらかである」。前者の場合、A が B より温度が高いと定義し、後者の場合は B が A より温度が高いと定義する(⇒熱力学第二法則)。

クラウジウスの不等式 [英 Clausius inequality, 独 Clausiussche Ungleichung, 仏 inégalité de Clausius, 露 неравенство Клаузиуса] 循環過程を行うある系が温度 T_1, T_2, \dots, T_N をもつ N 個の熱源と熱のやりとりをしているとき、この系に与えられる熱を正にとり(系から出て行く熱は負)1つのサイクルを考えると、一般に

$$\sum_{j=1}^N \left(\frac{Q_j}{T_j} \right) \leq 0$$

が成り立つ。ここで Q_j は j 番目の熱源とやりとりした熱である。この式をクラウジウスの不等式という。ただし等号は可逆な循環過程に対してのみ成立する。熱源の温度が連続分布をしていれば、温度 T の熱源とやりとりする熱量を $d'Q$ として上式は

$$\oint d'Q/T \leq 0$$

となる。この積分はサイクルについて行う。この不等式は重要であって、エントロピーの概念と結びついて熱力学第二法則と深く関係している。

クラウジウス-モソッティの式 [英 Clausius-Mosotti relation, 独 Clausius-Mosotti Gleichung, 仏 formule

de Clausius-Mosotti, 露 формула Клаузиуса-Мосотти] 局所電場 F がローレンツの式 $F = E + (1/3\epsilon_0)P$ (E は誘電体内の巨視的電場, P は電気分極, \Rightarrow 局所電場) で与えられるならば, 物質の誘電率 ϵ と分子の分極率 α との間に

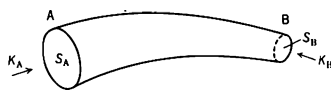
$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{1}{3\epsilon_0} N \alpha$$

の関係が成り立つ。ここで N は単位体積内の分子数である。この関係をクラウジウス-モソッティの式という。 ϵ を光学的誘電率(光の周波数領域における誘電率)とすれば, 上式に (M/ρ) を乗ずることにより

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{\rho} = \frac{1}{3\epsilon_0} N_A \alpha \equiv R_0$$

となる。ここで, n , M , ρ は, それぞれ物質の屈折率, 分子量, 密度, N_A はアボガドロ定数である。この式をローレンツ-ローレンスの式といい, R_0 をモル屈折という。

クラウジング係数 [英 Clausuring factor, 独 Clausingscher Faktor, 仏 facteur de Clausuring] 任意の形状の有限の長さのパイプについて, 分子流領域におけるコンダクタンスを考察する際の重要な係数。分子流領域において, パイプ A, B (図参照) の開口面積をそれぞれ S_A, S_B とする



とき, S_A (S_B) から入った分子がパイプを通過して S_B (S_A) から出てくる確率 K_A (K_B) を A (B) より見たクラウジング係数という。全空間にわたって分子密度が一定だとすると, パイプ A, B を通過して気体が移動することもないから, $K_A S_A = K_B S_B$

の関係があることが容易に確かめられる。また, A, B において分子密度が等しくないとすると, パイプを通して気体は流れるが, このときの気体の流れと分子密度の差から容易にパイプ A, B のコンダクタンス C が次のように得られる。

$$C = \frac{1}{4} \bar{v} S_A K_A = C_{A0} K_A (= C_{B0} K_B)$$

ただし, C_{A0} (C_{B0}) は厚さのない開口 S_A (S_B) の穴のコンダクタンスである。クラウジング係数は, 気体分子の固体表面における反射法則を仮定すれば, パイプの形状だけで定まる値である。反射法則として最も一般的な余弦法則を仮定して, 簡単な形状のパイプについての計算が試みられていて, 厳密な結果を得ることは困難である。電子計算機を用いてのモンテカルロ法による数値計算が複雑な形状のパイプについてなされており, コンダクタンスの実測とのよい一致を示している。

クラウディオ [英仏 crowdion, 独 Crowdion, 露 краудион] 格子間原子の原子配列に関して提唱されているモデルのひとつ。格子間に挿入された原子がその原子を通る最密配列方向(たとえば面心立方構造では $\langle 110 \rangle$ 方向)に並んだ原子に変位を分配した構造である。格子間原子が低温でも容易に移動することを説明するために導入されたモデルで, 列上の原子をわずかずらすことにより中心を一原子距離移動させることができる。クラウディオ説では格子間原子は高温では通常型で移動すると考え, 格子間原子に二形態を想定するため二格子間原子模型とも

よばれる。高エネルギー粒子により結晶を照射したときに格子点上の原子が原子の配列方向に向けて大きなエネルギーの移行を受け, 上記と類似の連鎖的な原子列の変位が生じた場合を動的クラウディオンとよび, その始点に原子空孔, その終点に格子間原子が発生する。これが変位列損傷の素過程となる。

グ라우バー理論 [英 Glauber theory] 高エネルギーの核子や π 中間子の重陽子による散乱について, 1955 年に R. J. Glauber がはじめて提案した高エネルギー散乱理論のひとつ。現在では広く素粒子, 原子核, さらに原子・分子の散乱現象に適用され, よい成果を収めている。グ라우バー理論では, 前方(小角散乱)近似が仮定され, 散乱振幅は部分波展開による形式と同じ形で求められる。すなわち, 角運動量の総和を衝突径数の積分に, リジランド関数をベッセル関数に, 位相のずれをポテンシャルによる位相の変化に置換えたものである。また入射粒子が通過する間標的内の各粒子は固定しているとする。多粒子系の弾性および非弾性散乱にも適用され, その位相のずれは, 各構成粒子による位相変化の和となる。

この理論の特徴は, ユニタリー性を満たし, 第一近似としてボルン近似を含み, さらにワトソンの多重散乱理論に高エネルギー極限で一致していることである。そのために中間エネルギーにおいてもボルン近似に勝る結果が得られている。そのうち相互作用ポテンシャルが明確でない場合でも, 構成粒子間の位相のずれを実験によって直接決定して, これを用いることができる。またこの理論で計算するとき, 部分波展開法の多数の部分波に対する計算の困難さがないことも特徴のひとつである。

グラウンドシャイン [英 groundshine, 仏 diffusion par la terre] スカイシャインに対する語で, スカイシャインが大空の空気により散乱されて地上に降る放射線をさすのに対して, 地上に降りた放射線が地表で散乱される現象をグラウンドシャインという。現実には, スカイシャインとグラウンドシャインを分けて測定することはできないので, 両者を合わせてスカイシャインとしていることが多い。グラウンドシャインの効果については, モンテカルロ計算などにおいて, 地表からの散乱を無視した場合と含めた場合とで結果に差が出ることから確認されている。

クラーク数 [英 Clarke number, 独 Clarke-Zahl, 仏 nombre de Clarke, 露 число Кларка] 地球表層部の平均元素組成を重量パーセントで表示した数値。F. W. Clarke と H. S. Washington (1924 年) は当時入手できた火成岩の分析データのうち 5000 余のデータを厳選し, 地表下 10 マイル(≈ 16 km) の平均化学組成を火成岩 93.06%, 海水 6.91%, 大気 0.03% と近似し, 地殻の平均化学組成を推定した。A. E. Fersman (1933 年) は Clarke の地球化学への功績を記念しクラーク数という名称を与えた。その後, 地殻という概念は地球物理学的に明確になり, 当時の地殻という概念とは異なっており, 地下 10 マイルの意義は失われているので, 最近ではほとんど用いられなくなっている。

グラシヨウ Glashow, Sheldon Lee 1932.12.5—

アメリカの理論物理学者。20 世紀の初めにロシアから移住した両親の下で, ニューヨークに生れ, ブロンクス理科高校を経て, コーネル大学で学んだ。高校, 大学を通しての友人のなかに, 後に一緒にノーベル物理学賞をもらうこととなる S. Weinberg がいた。1954 年にはハー

バード大学大学院に入り、J. Schwinger の指導の下に、素粒子論研究を開始した。1959 年に「素粒子崩壊におけるベクトル中間子」により理学博士となり、NSF (国立科学財団) の研究員として 1958 年から 1960 年まで、コペンハーゲン大学で研究。ここで、電磁相互作用と弱相互作用の $SU(2) \times U(1)$ 対称統一ゲージ模型をつかった。引続き、カリフォルニア工科大学研究員、スタンフォード大学助教授、カリフォルニア大学バークレー校準教授を経て、1966 年ハーバード大学に教授として迎えられた。

彼は、J. Bjorken とともにチャーム粒子の名づけ親となり (1964 年)、J. Iliopoulos, L. Maiani とともに、3 人の名にちなんで名づけられた GIM メカニズムといわれる基本粒子対称性の重要な性質を見いだした (1969 年)。また、H. Georgi とともに、素粒子の電・弱相互作用と強相互作用を統一する大統一ゲージ理論をつくり出した (1974 年)。

これらの業績に対し、1977 年にはオペンハイマー記念メダルを、1979 年には、Weinberg, A. Salam とともにノーベル物理学賞を与えられた。

クラスター [英 cluster, 独 Cluster, 仏 amas, 露 クラスター]

[1] 原子核内で、局所的に強く相関(相互作用)しあっている核子(陽子と中性子)の部分的小集団をクラスターという。局所性が薄い場合にも、核子間の相関に着目してクラスターの概念が用いられることもある。一方、クラスター内相関が強くかつクラスター間の相関が弱い場合にはクラスターが局在して安定になる。この際、クラスターは原子核内であたかも一種の粒子のようにふるまう。典型的な例は、軽い核のかなり広い領域で存在する。クラスターが明確に局在している状態は、クラスター状態または分子の状態ともいわれる。クラスターとしては、 α クラスターが最もよく知られているが、 ^3H , ^3He クラスターもクラスターとして機能する場合も少なくない。重陽子クラスターも陽子・中性子の相関を表すために、しばしば用いられ、 ^6Li などの少数例では局在したクラスターとして実際に現れる。軽い核の励起状態のクラスター模型による研究と、重イオン反応での分子共鳴に関する研究によって、準閉殻核的性質をもつ ^{12}C や、二重閉殻核である ^{16}O などもクラスター単位となることがある。基底状態がクラスター状態と認められる核領域は、質量数 $4 < A < 10$ の Li, Be, B 核である。また、 ^{24}Mg に至る軽い核の領域では、広いエネルギー範囲の励起状態においてクラスター状態が存在することが知られている。一般にクラスター相関が顕在化し、分子的クラスター状態が現れやすいエネルギー領域は、核クラスターが分離するしきい値近傍であることが知られている。特に α 核では、 ^{12}C の 3α クラスター状態、 ^{16}O では $^{12}\text{C} - \alpha$ クラスター状態、 ^{20}Ne では $^{16}\text{O} - \alpha$ クラスター状態などの典型例がある。クラスター内相関が強く、クラスター間相互作用が弱いという特異な相関の現れかたは、核子間に働く核力の性質に根ざしており、軽い原子核のかなり広い質量および励起エネルギーの領域で、顕在化しやすくなっていると理解される。また原子核の種々の反応過程で、クラスターが寄与することも少なくない。

[2] 複数の原子、分子が凝集してできる原子、分子の集合体。弱い分子間力によってできるファン・デル・ワールズ分子のほか、強い結合から成る金属原子クラスターやアルカリハライドなどの無機化合物クラスターも含まれる。電荷を帯びたクラスターを特にイオンクラスターとよ

ぶ。クラスターの構造は、分子を互いに近づけようとする分散力、分子の形状、分子の配向によって鋭敏に変わる電気多重極間の力、および電子雲の重なりによる結合力や反発力などの微妙なバランスによって決る。クラスターは大気中のエアロゾルの形成や宇宙塵の形成など大気・宇宙物理に関連する。またクラスターは自由分子やイオンでは見られない特異な物理化学的挙動を示し、その構造、物性および反応性を調べることににより、解明が難しい凝集系における諸現象の基礎過程が検討できる。またクラスターの直接利用法として、核融合における燃料補給としてのクラスターや、高エネルギーイオンクラスターによる核融合プラズマ加熱などが考えられている。クラスターは孤立した原子、分子と凝集系との橋渡しをするものであり、クラスターに関する研究は、量子エレクトロニクス、結晶成長、放射線物理化学、表面化学、触媒化学、溶液化学、生化学など広い分野にわたる基本的問題と深いかわり合いをもつ。

クラスター性 [英 cluster property, 仏 propriété de cluster, 露 групповое свойство] 局所系に対するほかの系の影響は、十分遠く離れれば無視できることを保証する性質。物理的な系 S が、2 つの部分系 S_1, S_2 によるとし、 S_1, S_2 はそれぞれ変数 x_1, x_2, \dots および y_1, y_2, \dots で記述されるとする。また、全系 S の状態を規定する関数を $F(x_1, x_2, \dots; y_1, y_2, \dots)$ と書く。いま、 S_1 と S_2 との空間的距離を十分大きくとった極限において、上記の F が、部分系のみ状態を記述する対応した関数の積、すなわち $F(x_1, x_2, \dots)F(y_1, y_2, \dots)$ の形に書かれるならば、この系はクラスター性をもつという。量子力学においては、物理量の期待値が、また、場の量子論においては、たとえばワイトマン関数がこの性質をもつ。クラスター性が保証されていれば、着目する(部分)系の性質 F を、全宇宙に存在するであろうほかのすべての(部分)系の影響を考慮することなく、調べることが可能となる。元来、自然科学は、時空的に局所的な観察の下に、自然の全体像の把握が可能であるという前提に基づいている。この意味で、クラスター性こそは、われわれの自然科学の成立を支える最も基本的な性質のひとつといえることができる。

クラスター積分 [英 cluster integral, 独 Clusterintegral, 仏 intégrale d'amas, 露 кластерный интеграл] N 個の分子よりなり、分子間ポテンシャルが $U_{ij} = U(|r_i - r_j|)$ である不完全気体の圧力を p 、絶対温度を T 、比体積を v とすると、 p および v は z をパラメーターとして

$$\frac{p}{kT} = \sum_{i=1}^{\infty} b_i z^i \quad (1)$$

$$\frac{N}{V} = \frac{1}{v} = \sum_{i=1}^{\infty} l_i z^i \quad (2)$$

で表される。これをアーセル展開という。ここに $z \equiv e^{\mu/kT} (2\pi mkT)^{3/2} / h^3$ (μ は化学ポテンシャル、 h はプランク定数)で表される。ただし V は系の体積を表し、 r_j は j 番目の粒子の空間座標を表す。 k は、ボルツマン定数で、 $\beta = 1/kT$ である。 $\sum_{i=1}^{\infty} l_i$ は名前のついた l 個の点よりなる、すべてのつながれたグラフ(クラスター)についての和である。この b_l をクラスター積分という。たとえば

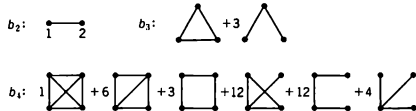
$$b_l = \frac{1}{l! V} \int \sum_{i=1}^l \prod_{j=1}^l f_{ij} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \cdots d\mathbf{r}_l, \quad f_{ij} = e^{-\beta U_{ij}} - 1$$

で表される。ただし V は系の体積を表し、 r_j は j 番目の粒子の空間座標を表す。 k は、ボルツマン定数で、 $\beta = 1/kT$ である。 $\sum_{i=1}^l l_i$ は名前のついた l 個の点よりなる、すべてのつながれたグラフ(クラスター)についての和である。この b_l をクラスター積分という。たとえば

$$b_1 = 1, \quad b_2 = \frac{1}{2V} \int (e^{-U_{12}} - 1) dr_1 dr_2$$

$$b_3 = \frac{1}{3!V} \int \int f_{12} f_{23} f_{31} + 3f_{12} f_{23} dr_1 dr_2 dr_3$$

などである。いま b_2, b_3, b_4 の被積分関数をグラフで表すと図のようになる。式(1), (2)から z を消去して p/kT を $1/v$ の級数として表すと、もっと簡単なクラスターに関する類似の積分(既約クラスター積分)により表すことができる。これをビリアル展開という(⇒ビリアル展開)。



クラスター展開 [英 cluster expansion, 仏 expansion d'amas] 粒子系またはスピン系の自由エネルギーを、その系を構成するクラスターの自由エネルギーから構成していく方法。不完全気体のアーセル展開、不完全気体のビリアル展開、イジング模型やハイゼンベルク模型の高温展開、低温展開などはクラスター展開の例である。不完全気体のクラスター展開はアーセル展開(⇒クラスター積分)といわれる(⇒既約クラスター積分、高温展開)。

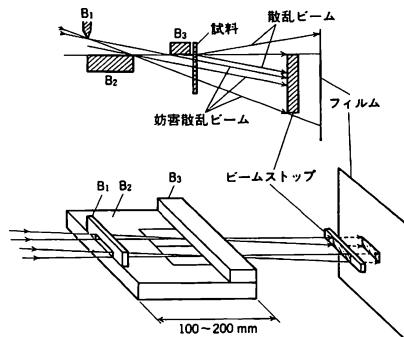
クラスター模型 [英 cluster model, 独 Clustermodell, 仏 modèle cluster, 露 модель сгустков] 軽い原子核の構造を表す模型のひとつで、一粒子ポテンシャル場内の粒子運動に着目する殻模型や独立粒子模型と対照的な立脚点をもっている。クラスターとは原子核内で局所的に存在し強く相関しあう核子の部分集団をいう。クラスターの代表例は α クラスターである。クラスター模型は、このクラスターを単位とし、核をクラスターの集合体として取扱う模型である。この模型では、クラスターの内部運動とクラスター間の相対運動を全系の運動の自由度として取扱う。ここでは核子について波動関数の反対称化を行い、パウリの原理を正当に考慮する。実際に適用される例は、二クラスター系が主で三クラスター系もしくはば取扱われ、四体以上の多体系については試みられることが少ない。内部運動には、回転および振動運動が考慮される。クラスター模型で、重要な運動自由度は相対運動である。この自由度に関する波動関数は変分原理により得られる。最も一般的に波動関数は内部運動と相対運動の自由度を結合して、チャネル結合の運動方程式を解いて得られる。束縛状態および準束縛の共鳴状態などがこの模型の枠組で取扱われるだけでなく、散乱状態も取扱える。もうひとつの重要な点は、相対波動関数を適当な広がり調和振動子型にとり、クラスター内部波動関数も調和振動子型にとると、パウリの原理の効果により全系の波動関数が調和振動子殻模型波動関数となることである。したがってクラスター模型波動関数は、クラスターあるいは分子状態を表現するのみでなく、殻模型状態の一部、対称性のよい状態をも含むものになる。クラスターの相対波動関数は、調和振動子型の波動関数の重ね合わせで表現すると、そのコヒーレントな状態となる。クラスター模型は、殻模型の状態から分子状のクラスター状態までを統一的に取扱うだけでなく、核の相転移である構造変化を追求める。この模型に基づいて軽い核の構造の研究は近年おおいに発展し、質量数 $A \leq 24$ で、励起エネルギー $E < 10$ MeV の領域の状態の同定と構造の動的変化が追求され、明確な結果を得ている。

グラスホフ数 [英 Grashof number, 独 Grashof-Zahl, 仏 nombre de Grashof, 露 число Грасгофа] 重力のある場で熱せられた粘性流体の浮力の関係する、すなわち、自然対流あるいは強制対流で現れる無次元数で、浮力と慣性力の積を粘性力の二乗で割ったものに相当する。すなわち、代表的な長さ l 、重力加速度の大きさ g 、流体の密度 ρ 、粘性率 μ 、動粘性率 $\nu = \mu/\rho$ 、体膨張率 γ 、代表的な流速 u 、代表的な温度差 ΔT を用いると、浮力 $F_b = \rho l^3 \gamma \Delta T$ 、慣性力 $F_i = \rho l^2 u^2$ 、粘性力 $F_v = \mu l u$ であり、グラスホフ数 Gr は $Gr = F_b F_i / F_v^2 = l^3 g \Delta T / \nu^2$ で表される。F. Grashof にちなみ H. Gröber (1921 年) によりグラスホフ数と名づけられたといわれる。代表的な長さ l の物体の浮力に関するガリレオ数(アルキメデス数) $l^3 g / \nu^2$ を拡張したものである。

流体の運動方程式であるナビエ-ストークス方程式で、圧力から温度による密度変化分を取出したブシネスク近似 $\rho Dv/Dt = -\rho g \gamma (T - T_\infty) - \text{grad } p + \mu \Delta v$ と、エネルギー方程式 $\rho c_p DT/Dt = \lambda \Delta T + \dots$ において、自然対流の場合には代表的な速さ $\sqrt{l g \Delta T}$ 、長さ l 、温度差 ΔT などを用いて上式を無次元化すると、定常の場合の運動方程式の鉛直、すなわち z 方向成分とエネルギー方程式は、それぞれ $v \cdot \text{grad } w = \theta - (T - T_\infty) / \Delta T$ 、プラントル数 $Pr = c_p \mu / \lambda$ である。このように対流の問題では Gr および Pr 、強制対流ではさらにレイノルズ数 $Re = ul/\nu$ により場が支配される。たとえば、静止気流中に鉛直に置かれた、温度一定の半無限平板に沿う流れでは、平板下端からの距離 l とすると、 $Gr \cdot Pr$ が 10^8 より小さいとき流れは層流、 10^{10} を超えると乱流になる。この $Re = l^2 g \Delta T / (\nu a) = Gr \cdot Pr$ はレイリー数ともよばれる。ここで $a = \lambda / (\rho c_p)$ は温度伝導率である。

常温の空气中 ($Pr = 0.71$) で、壁の温度が周囲より 1 K 高いとき、長さ l が 1 m の場合 $Gr = 1.5 \times 10^8$ である。このとき、代表的な速さとして前述の $u = \sqrt{l g \Delta T}$ と、長さ l でつくったレイノルズ数 $Re = ul/\nu$ は 1.8×10^5 である。さらに温度差の大きい火災などの現象では、自然対流にもかかわらず粘性の影響が相対的に小さくなり、グラスホフ数 Gr よりもフルード数 Fr が重要となってくる。

クラツキー・カメラ [英 Kratky camera, 独 Kratky-Kamera, 仏 chambre de Kratky, 露 камера Кратко-ро] X 線の小角散乱の強度分布測定のための小角散乱カメラの一種。平行線束光学系を用いているが、入射 X 線光路の近くにある物体よりの防害散乱を除き、SN 比を高めるために特殊なスリットを用いる。すなわち図において



金属ブロック B₂ と B₃ の X 線光路側の面に極めて高い精度で平滑仕上げを施してある。したがって入射光路近くの物体からの妨害散乱はフィルム面の片側だけにしか現れず、反対側には現れない。光路上の空気による散乱を除くため光学系全体を真空容器の中に入れる。必要に応じて平板あるいは湾曲結晶モノクロメーターを線源とスリットの間にに入れる。

クラッキングパターン [英 cracking pattern] 質量分析計を用いて混合気体の成分気体の分圧測定を行う際に必要な数値の一群である。質量分析計は、イオン源で電子衝撃によって気体分子を電離し生成したイオンを質量 m と電荷 q の比 m/q に応じ分離し、質量スペクトルを得るものである。しかし気体分子は常に 1 個のイオンになるとは限らず、多価のイオンや分子の分解によって生じたイオンも生成される。したがって、得られる質量スペクトルにはもとの気体分子の分子量に相当するピークのほかにこれらの分解生成したイオンなどに相当する多くのピークが現れることになる。ある分子に対してこのようにして現れるピークの相対強度とそれに対応する質量数の一連の数値を、その分子のクラッキングパターンとよぶ。有機分子などの大きな分子は極めて多様に分解されることから、クラッキングパターンは数値の膨大な一群となる。窒素と一酸化炭素のような同一分子量の気体を識別するのに、クラッキングパターンは極めて有力なものとなる。

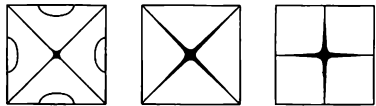
クラッチ [英 clutch, 独 Kupplung, 仏 accouplement, 露 муфта сцепления] 同一軸線上に配置された 2 つの回転軸の間の動力の伝達を機械的な方法によって接続または遮断する装置。機械的な方法としては摩擦または機械のかみ合いが利用される。たとえば手動変速式の自動車では、摩擦クラッチによってエンジンと歯車変速機との動力伝達の接続および遮断が行われる。さらに歯車変速機内では変速段位のどれか 1 つだけで動力を伝達し、残りの段位での伝達は遮断しておくために機械のかみ合いクラッチが用いられている。クラッチには正逆どちら方向にも動力を伝達できるもの以外に、一方にだけ動力を伝達し他方はすべて伝達しないものがある。これを一方クラッチとよぶ。

グラーデ [英仏 grade, 独 Grad] 角度の単位。円周を 400 等分した弧の、中心に対する角度すなわち直角 (90°) の 1/100 の角度。単位記号は、英語・フランス語圏では gr, ドイツ語圏では g. 国際単位系 (SI) の立場からは推奨しがたい単位である。角度の SI 単位であるラジアン (単位記号は rad) との関係は、 $1^\circ = (\pi/200) = 0.01571 \dots \text{rad}$ 。ドイツ語圏では、この単位はノイグラーデ (Neugrad, 在来からの度とは別の新度の意) またはゴンともよばれる (⇒ 角度の単位)。

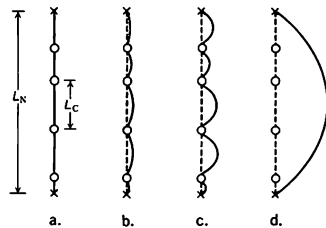
クラドニ Chladni, Ernst Florenz Friedrich 1756. 11. 30—1827. 4. 3 ドイツの物理学者。ウィッテンベルクに生れ、ハンガリー系の法律家であった父の希望で初めは法律を学び、1782 年ライプツヒで学位を取ったが、父の死後物理学に転向した。当時 未知であった板の振動の研究を開拓した。一点を支えた板の表面に砂をまき、周辺部をバイオリンの弓でこすって振動を与えると、節線に砂が集まることによって多様な図形 (クラドニの図形) ができていることを見出し、種々の形状の板の振動モードの実験的観察と解析を行った。また、断面が円形あるいは多角形の棒の振動についても研究し、ここでも多角形断面の棒の振動の解

析にクラドニ図形を用いた。その結果として、固体中の縦振動の音速の測定を行った。同様な方法によって、種々の気体中の音速を測定している。彼はまた、グラスハーモニカの変形である、2 種の鍵盤楽器ユーフォニウムとクラビシンダーの設計製作を行った。彼の業績は多くの後継者に影響を与え、E. Weber, G. Kirchhoff, C. Wheatstone, F. Savart, J. B. Biot, S. D. Poisson などが後を受けて音響学の研究を行っている。

クラドニ図形 [英 Chladni's figures, 独 Chladnische Klangfiguren, 仏 figures de Chladni, 露 фигуры Хладни] 水平に置いた板 (あるいは膜) が振動をしているとき、その上に乾いた細い砂をまくと、砂は板の振動状態に応じて運動する。特に板が固有振動の状態にあると、砂はその節線の部分に集まって図形を描く。これをクラドニ図形または砂図形という。正方形の板の中心を固定したときのクラドニ図形の例を図に示す。これは板が平面であれば、複雑な形をしていても簡単に板の固有振動の形を知るのに利用される。



グラナト・リュッケ理論 [英 Granato-Lücke's theory, 独 Granato-Lückesche Theorie, 仏 théorie de Granato-Lücke, 露 теория Гранато-Люке] 転位を含む結晶の内部摩擦をひずみ振幅を変えて測定すると、振幅がある一定値に達するまでは内部摩擦の値はほとんど変化しないが、ある値を超えると急激に増加することが知られている。A. V. Granato と K. Lücke は J. S. Koehler の提案した考えかたを発展させ、この現象を説明する理論を提唱した。図に示すように、両端に強力な固着点のある長さ L_N



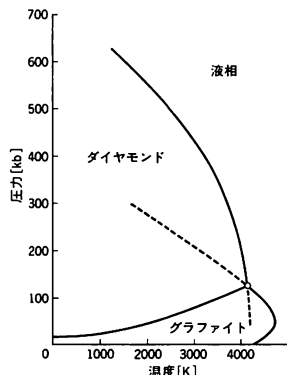
の転位セグメントがあり、さらにこの転位は不純物原子により間隔 L_C で固着されているとする (a)。これに応力を加えると、応力の値が小さいうちはループが応力の増加とともに連続的にはり出す (b, c) が、ある臨界の応力値に達すると不純物原子の固着点から瞬間的な離脱が起る (c → d)。このモデルによれば転位によるエネルギー損失は 2 つの異なる原因で生じる。第一はひずみ (応力) 振幅が小さく、転位弦の振動がなんらかの消費機構で妨げられるために生じる共鳴型損失で、 L_C を $1 \mu\text{m}$ とすると共鳴振動数は MHz 程度になる。測定振動数が共鳴振動数に比べてかなり小さいとき、内部摩擦は転位密度、 L と、測定振動数に比例することが示される。第二はひずみ振幅が大きいために転位が固着点から離脱するために生じる静的履歴型損失である。内部摩擦のこの成分を d_H 、ひずみ振幅 ϵ_0 とすると

$$d_{He0} = C_1 \exp\left(-\frac{C_2}{\varepsilon_0}\right)$$

の関係があることが示される。ここで、 C_1, C_2 は L_N, L_C , 転位密度などで表される定数である。 $\ln(d_{He0})$ を $1/\varepsilon_0$ に対してプロット(グラナト-リュック・プロット)すると直線が得られ、その傾きと切片から転位セグメントの長さ L_N, L_C , 転位密度についての情報が得られる。

グラヒトン = 重力子

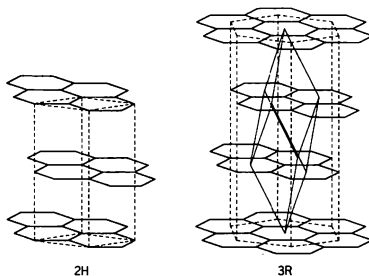
グラファイト [英 仏 graphite, 独 Graphit, 露 графит] 炭素単体の多形の一種であり、黒鉛ともいう。もうひとつの形態であるダイヤモンドと非常に異なる属性をもつ。炭素の温度-圧力の状態図を図に示す。高压相が



ダイヤモンド、低压相がグラファイトである。ただし、グラファイト相中の点線より左側ではダイヤモンドの準安定相が存在するので、地球上でもダイヤモンドが存在している。大気圧下のダイヤモンドを加熱すれば安定なグラファイトに変わる。グラファイトの結晶構造は、六員環網状平面の炭素層が積層したものである。層どうしはファン・デル・ワールス力で弱く結合しているのどへき開剥離しやすいが、六員環網面はダイヤモンドと同程度に強い共有結合である。炭素にはグラファイト単結晶から無定形炭素と称されるものまで膨大な材料のパラエティーがあるが、これらは微視的にはグラファイト構造が基本となり、網面の広がり、積層枚数、重なり平行度といった欠陥性の多様さによって生じる。炭素の価電子 $2s^2 2p^2$ はダイヤモンドでは4本の共有結合に使われるが、グラファイトでは六員環網のC面内で sp^2 の混成軌道のいわゆる σ 軌道をつくり、もう1個はc軸方向に立った π 軌道をつくる。層間の相互作用を0とした二次元グラファイトの π バンドはフェルミ準位において価電子帯と伝導帯がちょうど接し、エネルギーの重なりもギャップもない理想的なゼロギャップ導体と考えられるが、層間相互作用を入れることによって 3×10^{-2} eV 程度の重なりが生じて半金属となり、電子・正孔同数で 10^{19} cm^{-3} の伝導粒子数をもつ。電気伝導率の異方性は極めて大きくc軸方向とC面内との伝導度比は単結晶で約3000といわれている。グラファイトは単体であることと、面間結合力が弱い層状性のため、インターカレーションの典型的母結晶である。さらに炭素が電気的陰性度でちょうど中間の値をもつため、グラファイトにはアルカリ金属原子のような電子供与体も、酸素分子やハロゲン分子のような電子受容体もインターカレートする両性をもつことが層間化合物のパラエティーを多くしている。グラ

ファイトは用途が多く、補助電極材、吸着材、中性子減速用の原子炉材、ルツボなどのほか、高弾性高強度繊維の用途が進展している。天然産のほか、工業的には石炭やメタンなどの炭化水素を高温で熱分解して、いわゆるパイロリティックグラファイトが生産される。

グラファイト構造 [英 graphite structure, 独 Graphitstruktur, 仏 structure graphitique, 露 структура графита] 単体の炭素に見られる結晶構造。この構造には、2H型、3R型の2種類が知られている。2H型構造は六方晶系に属し、空間群は $P6_3/mmc$ で単位胞中に4個のC原子を含む。3R型構造は三方(菱面体)晶系に属し、空間群は $R\bar{3}m$ で単相胞中に6個のC原子を含む。C原子は図の六角形の頂点に位置し、点線は単位胞を表す。両構造にお



いて、すべてのC原子は同一層内でほかの3個のC原子に配位している。層内ではC原子どうしは共有結合で結ばれ、一方、層間は弱いファン・デル・ワールス力で結ばれている。このため、C-C原子間距離は、層内で1.42 Å、層間で3.40 Åと大きく異なっている。

グラフィックディスプレイ [英 graphic display, 独 graphischer Bildschirm] 計算機の処理結果を主として図形出力する電子式表示装置。ストレージ型とリフレッシュ型に大別され、前者は良好な画質が特徴であり、後者は急変する表示に追従できることを特徴とする。

グラフト共重合体 [英 graft copolymer, 独 Graftkopolymer, 仏 copolymère greft, 露 графт-сополимер] ⇒ 共重合体

グラフ理論 [英 graph theory, 独 Graphentheorie, 仏 théorie de graphe, 露 теория графов] グラフ G は有限個の頂点(または節点)の集合 V と、 V の2つの頂点をつなぐ辺(または枝、弧)の集合 E によって定義される。このグラフを $G=(V, E)$ と書く。辺 e が頂点 v と w をつなぐとき $e=(v, w)$ と書き、頂点 v, w は辺 e に接しているという。また、 v と w をつなぐ存在するとき v と w は互いに隣接しているという。グラフ G の各辺に対して向きが定義されているとき G を有向グラフといい、 e が v から w に向かう有向辺であるとき v, w をそれぞれ e の始点、終点という。一方、辺の向きが定義されていないグラフを無向グラフという。無向グラフ $G=(V, E)$ に対して

$$a_{ij} = \begin{cases} 1 & e_j \in E \text{ が } v_i \in V \text{ に接しているとき} \\ 0 & e_j \in E \text{ が } v_i \in V \text{ に接していないとき} \end{cases}$$

を成分にもつ行列 $A=(a_{ij})$ を(点対辺)接続行列という。また、有向グラフに対しては

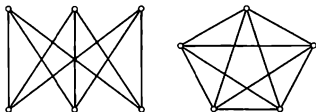
$$a_{ij} = \begin{cases} 1 & e_j \in E \text{ が } v_i \in V \text{ を終点とする場合} \\ -1 & e_j \in E \text{ が } v_i \in V \text{ を始点とする場合} \\ 0 & \text{上記以外の場合} \end{cases}$$

を成分とする行列 $A=(a_{ij})$ を接続行列という。

グラフ $G=(V, E)$ に対して, $V' \subseteq V, E' \subseteq E$ であって, 任意の $e' \in E'$ に対して e' に接する頂点がすべて V' に含まれているとき, $G'=(V', E')$ を G の部分グラフという。 G において, 2つの頂点 $v_i, v_k \in V$ に対して, 辺の列 $e_{j_l}=(v_{i_l}, v_{k_l})$ ($l=1, \dots, k-1$) が存在するとき, v_i と v_k は連結しているといい, $\{e_{j_l}\}_{l=1}^{k-1}$ を v_i から v_k への経路または道という。経路のうち, 同一の辺を2度以上含まないものを単純経路といい, 経路のうち特に $v_i=v_k$ であるものを閉路という。

無向グラフ G において, 任意の2頂点对をつなぐ経路が存在するとき G は連結であるという。有向グラフの場合は辺の向きを無視して得られる無向グラフが連結ならば連結であるという。頂点集合 V を共通部分をもたない2つの部分集合 X, \bar{X} に分割したとき, \bar{X} の頂点をつなぐ辺の全体 $\{e=(v, w) | v \in X, w \in \bar{X}\}$ をカットセットという。

V の任意の2頂点をつなぐ辺が存在するグラフを, V を頂点集合とする完全グラフという。また V を頂点集合とする完全グラフを $G^*=(V, E^*)$ と書いたとき, $\bar{G}=(V, E^* \setminus E)=G=(V, E)$ の補グラフという。 G の各辺が平面上で交わらないように描けるグラフを平面グラフという。グラフが平面グラフであるための必要条件は, G が図に示した2つのグラフをその部分グラフとして含まないことである。



クラペイロン Clapeyron, Benoit-Pierre-Émile 1799. 2.26-1864. 1.28 フランスの物理学者, 土木技術者。パリで生れ, エコール・ポリテクニクを1818年に卒業, 続いて国立鉱山学校で学んだ。1820年 学友 G. Lamé とともにロシアに赴き, 1830年までベテルブルグで教育, 建設事業(道路や橋)および研究に従事した。帰国後, 再び Lamé とともに新興の鉄道事業, 特に蒸気機関車の設計・製造の仕事に携わった。Lamé はまもなく教職に移ったが, Clapeyron は以後も鉄橋の設計などを手がけた。1844年 国立土木学校の教授, 1848年 アカデミー・デ・シアンズのメンバーになる。パリで没した。彼は鉄道, 鉄橋, 蒸気機関についての論文を主としてアカデミー・デ・シアンズの Comptes rendus に発表した, 物理学上の業績として最も意義深いのは, エコール・ポリテクニクのジャーナルに発表した熱学の論文 *Mémoire sur la puissance motrice de la chaleur* (1834年)である。これは, N. L. S. Carnot の卓抜な論文 *Réflexion sur la puissance motrice du feu* (1824年)を祖述し, 数式や J. Watt 流のインジケーター線図を使って具体的に解説し, さらに, カルノー理論の一応用としての蒸気圧温度係数と蒸発熱との関係式(⇒クラウス-クラペイロンの式)を導いたもので, 1837年に英訳, 1843年に Poggendorff の Annalen に独訳された。つまり Carnot の業績は, Clapeyron のこの論文によって初めて世に知られるようになったといえる。

クラマス Kramers, Hendrik Anthony 1894. 12.17-1952. 4.24 オランダの理論物理学者。ロッテルダムに生れる。ライデン大学に学び, 1919年 N. Bohr の対応原理に基づくスペクトル理論の数学的定式化とその素来原子

のシュタルク効果への適用により博士号を取得。それ以前からコペンハーゲンで Bohr と共同研究を行っていたが, 1920年ボーア理論物理学研究所設立とともにその助手, 続いて1924年 講師となった。その後1926年ユトレヒト大学理論物理学教授を経て1934年 P. Ehrenfest の後任としてライデン大学理論物理学教授となり, 終生そこで教えた。量子論の発展に寄与した。1923年 量子論をヘリウム原子に適用しそれがうまくいかないことを指摘した。1924年 Bohr, J. C. Slater とともに, 3人の名をつけた理論として知られる, 光量子仮説を用いない放射理論を提出した。そこでは仮想場の考えが導入され, 「隔たった原子に起きる遷移を因果的に関連づけようとするいさゝの試み, 特にエネルギーと運動量の保存則の直接の適用」が放棄されている。この理論は後の実験的, 理論的研究によって反証されたが, Kramers は仮想場の考えに基づいて分散理論を展開し, W. Heisenberg とともにそれをさらに発展させた(1924年)。これが Heisenberg の行列力学の出発点となった。量子力学の数学的定式化として, G. Wentzel, L. N. Brillouin と独立に WKB 法とよばれる近似法を創始(1926年)。スペクトルの多重構造を扱う特別な公式を提出(1930年)した。ほかに, 常磁性, 磁気-光学回転, 強磁性に関する研究, 気体運動論の研究, 量子電気力学の研究に寄与した。1946年 国際連合原子力委員会科学技術会議議長に選出された。1946-50年 国際純粋・応用物理学連合会長。オスロ, リンド, ストックホルム, ソルボンヌの各大学の名誉学位を受けた。[主著] *Die Grundlagen der Quantentheorie, Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik, I, 1933; Quantentheorie des Elektrons und der Strahlung, 1938.*

クラマス-クローニツヒの関係式 [英 Kramers-Kronig relations, 独 Kramers-Kronig-Relationen, 仏 relation de Kramers-Kronig, 露 формулы Крамерса-Кронига] 一般に, 外力に対する系の線形応答を表す応答関数のフーリエ変換(すなわち複素アドミッタンス) $\chi(\omega)$ の実部 $\chi'(\omega)$ と虚部 $\chi''(\omega)$ とは, 因果律によって互いにヒルベルト変換で, 次のように結ばれている。

$$\left. \begin{aligned} \chi'(\omega) &= P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{\pi} \frac{\chi''(\omega')}{\omega' - \omega} \\ \chi''(\omega) &= -P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{\pi} \frac{\chi'(\omega')}{\omega' - \omega} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

これをクラマス-クローニツヒの関係式という。分散関係あるいは分散式とよばれることもある。式(1)で, P は積分の主値をとることを意味する。この関係式は, 特に複素誘電率の場合について R. de L. Kronig (1926年) と H. A. Kramers (1927年) によって見いだされたのでこの名がついた。数学的には, $|\omega| \rightarrow \infty$ ですみやかに0になり, 複素平面の上半平面で解析的な任意の関数 $\chi(z)$ があるとき, 実軸上の $z = \omega$ での実部と虚部の間に一般的に成り立つ式である。他方, 複素アドミッタンス $\chi(\omega)$ を複素振動数面に解析接続して得られる $\chi(z)$ は, 系の応答は原因である外力に先立つことはないという因果律の要請によって, 複素 z 面上の上半面では解析的であることがいえるので, 任意の複素アドミッタンスに対して, このクラマス-クローニツヒの関係式が成り立つ。なお, $\omega \rightarrow 0$ で有限な一定値 χ^0 をとる場合には $\chi(\omega)$ を $\chi(\omega) - \chi^0$ で置換えれば, 式(1)が成り立つ。この関係式は実用上も有用なものであって, 複素アドミッタンスの実部または虚部の一方が広い

振動数にわたって知られているとき、もう一方を知るのに利用される。たとえば、物質の磁気的性質の場合、 $\chi(\omega)$ として系の複素磁化率をとるが、磁気共鳴吸収の鋭いピークの測定($\chi''(\omega)$ に相当)から系の静的磁化率($\chi'(0)$)を求めることができる。光学分野で、固体の反射率の測定から誘電率の実部、虚部を決めるときもこの関係を利用している。

クラマースの定理 [英 Kramers theorem, 独 Kramersches Theorem, 仏 théorème de Kramers, 露 теорема Крамерса] 電子に対するハミルトニアンが時間反転に対し不変である場合、奇数個の電子を含む系の電子状態は少なくとも二重に縮退していることが証明される。これをクラマースの定理とよび、この縮退をクラマース縮退とよぶ。また、このような縮退の残っている状態をクラマースの二重項とよぶ。クラマース縮退は、磁場をかけない限り系の対称性をいくら低くしても解けないので、奇数個の電子をもつ磁性イオンを含む磁性体と偶数個の電子をもつものとは、その磁気的性質に大きな違いが出てくる。

クラマースの二重項 [英 Kramers doublet, 独 Kramers-Doublet, 仏 doublet de Kramers, 露 дублет Крамерса] \Rightarrow クラマースの定理

クラマース-ハイゼンベルクの分散式 [英 Kramers-Heisenberg dispersion formula, 独 Kramers-Heisenbergsche Dispersionsformel, 仏 formule de dispersion de Kramers-Heisenberg, 露 дисперсионная формула Крамерса-Гейзенберга] 光に対する原子の応答が光の振動数に応じて変わること分散というが、その応答は原子の分極率に集約されるので、歴史的には分極率を導き出す理論を分散理論という。19世紀の末に展開された古典的なドローの理論およびそれを前期量子論的に解釈し直した R. Ladenburg の公式は、実験との一致をみる限り十分だったけれども、励起単位にある原子に対しては N. Bohr の対応原理の要求を満たさない。H. Kramers (1924 年) は励起単位からの光の放出を「負の吸収」として加えることによって、分極率に対する正しい公式を提出した。それを、前期量子論の最後の技法である M. Born の対応則を用いて基礎づけたのが、Kramers と W. Heisenberg (1924 年) の仕事である。現在では、光と電子の相互作用に双極子近似を用い、遷移確率を双極子モーメントの行列要素で表した、分極率に対する量子力学的な表式をクラマース-ハイゼンベルクの分散式とよぶ。しかし、分極率の表式は、共鳴振動数の近くを別にすれば、原子による光の弾性散乱の振幅と事実上一致するので、原子による、非弾性も含めた光散乱の微分断面積の一般式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\omega_i \omega_f}{c^4} \left| \sum_s \left\{ \frac{\langle f | \epsilon_f Q | s \rangle \langle s | \epsilon_i Q | i \rangle}{E_i - E_s + \hbar \omega_i} + \frac{\langle f | \epsilon_i Q | s \rangle \langle s | \epsilon_f Q | i \rangle}{E_i - E_s - \hbar \omega_f} \right\} \right|^2$$

をクラマース-ハイゼンベルクの公式といふことが多い。ここで、 i と f はそれぞれ始状態、終状態の量を示し、 Q は原子の双極子モーメントである。

クラマース-モヤル方程式 [英 Kramers-Moyal equation, 仏 équation de Kramers-Moyal, 露 уравнение Крамерса-Моля] ある物理量 $x(t)$ の揺動がマルコフ過程であるとき、時刻 t で $x(t)$ が x と $x+dx$ の間に見いだされる確率 $P(x, t)dx$ に対して

$$\frac{\partial}{\partial t} P(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{\partial}{\partial x} \right)^n a_n(x, t) P(x, t) \quad (1)$$

が成り立つ。これをクラマース-モヤル方程式とよぶ。ここで $a_n(x, t)$ は

$$a_n(x, t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \langle (x(t+\Delta t) - x(t))^n \rangle_{x(t)=x} \quad (2)$$

で与えられる。すなわち、時刻 t において $x(t)$ の値を $x(t)=x$ と指定したとき、時刻 $t+\Delta t$ における増分 $x(t+\Delta t)-x(t)$ の n 乗の平均値 (n 次のモーメントとよぶこともある) を Δt で割ったものである。マルコフ過程が定常過程であれば、 $a_n(x, t)$ は x だけの関数である。マルコフ過程を記述するマスター方程式は

$$\frac{\partial}{\partial t} P(x, t) = - \sum_r W(x \rightarrow x+r; t) P(x, t) + \sum_r W(x+r \rightarrow x; t) P(x+r, t) \quad (3)$$

という形に表されるが、式(1)と比較すると

$$a_n(x, t) = \sum_r r^n W(x \rightarrow x+r; t) \quad (4)$$

となることがわかる。 $W(x \rightarrow x+r; t)$ は時刻 t において x という値から $x+r$ という値へ変化する遷移確率である。

グラム [英 gram, 独 Gramm, 仏 gramme, 露 грамм] 質量の単位。キログラム(単位記号は kg)の 10^{-3} に等しい。単位記号は g。国際単位系(SI)の質量の単位のひとつであるが、この名称と単位記号は、SI の表現の原理からみれば例外的なものであるから、注意を要する(\Rightarrow 質量の単位, キログラム)。

グラム原子 [英 gram atom, 独 Grammatom, 仏 atome-gramme, 露 грамм-атом] 元素の量を表す単位で、従来は原子量の数値に g をつけた質量の意味であった。たとえば、炭素 12.011 g のことを炭素の 1 グラム原子といった。しかし 1961 年に国際純正・応用化学連合(IUPAC)の国際原子量委員会で、1 アボガドロ定数個の粒子の集団を 1 mol とするという勧告とそれに伴う原子量の改訂が行われたが、それ以来逆に 1 mol の原子または分子の質量をその化学物質の原子量または分子量ということになった。

グラム当量 [英 gram equivalent, 独 Grammäquivalent, 仏 équivalent-gramme, 露 грамм-эквивалент] \Rightarrow 化学当量

グラム分子 [英 gram molecule, 独 Grammolekül, 仏 molécule-gramme, 露 грамм-молекула] 化学物質の量を表す単位。分子量の数値に g をつけた質量をいい、mol と同じである。現在では使われていない(\Rightarrow グラム原子)。

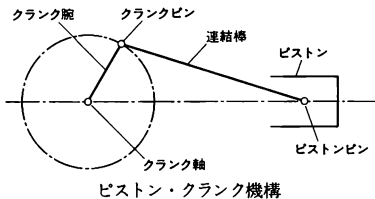
クランク型模型 [英 cranking model, 独 Modell von Inglis, 仏 modèle d'Inglis, 露 модель Инглиса] 原子核の回転運動を記述するひとつの模型の方法で、エンジンのクランクを回すように外部から力を加えて原子核を仮想的に回転させ、それに対する応答から慣性モーメントを求めるのでこの名称がある。原子核内の粒子が変形した等ポテンシャル面をもつ粒子ポテンシャルを受けて運動していると考え、この一粒子ポテンシャルを固定した軸のまわりに与えられた角速度 ω で回転させると、回転座標系では、核内粒子の運動はハミルトニアン

$$H = H_0 - \omega \cdot J$$

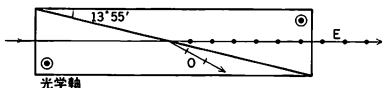
によって決定されることになる。ここで H_0 は回転していない場合のハミルトニアンで、 J は角運動量の演算子であ

る。回転によるコリオリの力および遠心力を表す項 $-\omega \cdot J$ の効果によって核内粒子の運動状態が変化しエネルギーが増加する。回転が核内粒子の運動に比べ十分ゆっくりしているとすると、このエネルギーの増加分は角速度 ω の大きさの二乗に比例するので、これを回転エネルギーの古典的な表式 $(1/2)I\omega^2$ と置いて慣性モーメント I が決定される。得られた I に対する表式は克蘭キング公式として知られる。1954年、D. R. Inglis によって提案された模型で、液滴模型と違って核内粒子の運動状態の簡潔な描像に基づいて慣性モーメントを計算できる優れた方法として広く用いられる。しかし、回転が核内粒子の運動として説明されるのではなく外部からの力により与えられていること、また古典力学と量子力学が折衷されることなど不満足な点があり、核子系の量子力学的多体問題としてこの模型が成立する根拠を調べる研究が進められている。

クランク [英 crank, 独 Kurbel, 仏 manivelle, 露 кривошип] 回転軸に腕を取付けたもの。回転軸をクランク軸、腕をクランク腕という。クランクを含む機構の代表的なものはピストン・クランク機構である。往復圧縮機においては電動機などでクランク軸を回転させ、連結棒を介してピストンに往復運動を与え、気体の圧縮を行う。内燃機関においてはピストンに作用する燃焼ガスの圧力を連結棒を介してクランク腕に伝え、クランク軸にトルクを与える。

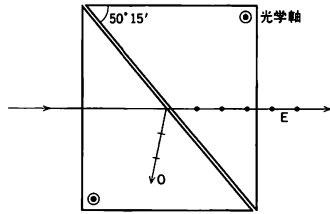


グランドカノニカル集団 = 大きなカノニカル集団
グラン・トムソン・プリズム [英 Glan-Thompson prism, 独 Glan-Thompson-Prisma, 仏 prisme de Glan-Thompson, 露 призма Глана-Томсона] 任意の偏光または自然光を直線偏光にする偏光プリズムの一種で、グレイズブルック・プリズムともよばれている。よく知られたニコル・プリズムの改良形で、数多い偏光プリズムの中で視野が最大、かつ透過光が直進することから理想に近いものとされ、最も広く用いられている。このプリズムは、図



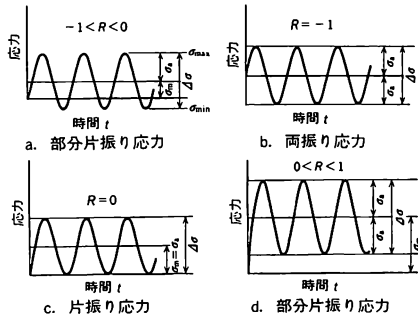
のように、斜めに分割された2片の方解石がカナダバルサムで接着され、光学軸は紙面に垂直である。常光線Oはバルサム面で全反射され、光路外に出され、通過する光線は異常光線Eである。視野の大きさは縦横比(≡偏光プリズム)によるが、縦横比が3のとき、視野は10°、縦横比4.16のときは、視野の最大値は41°50'になる。図には後者の場合が示されている。

クランプ回路 [英 clamp circuit] = 直流分再生
グラン・フーコー・プリズム [英 Glan-Foucault prism, 独 Glan-Foucault-Prisma, 仏 prisme de Glan-Foucault, 露 призма Глана-Фуко] 自然光または任意の偏光を直線偏光にする偏光プリズムの一種で、グラン・プリズ



ムともいわれる。グラン・トムソン・プリズムの接着面を空気層にし、約215.0nmまでの紫外線領域にも用いられるようにしたものである。図に示すように、2片の方解石の光学軸は紙面に垂直で、常光線Oは空気層で全反射され、異常光線Eが透過する。縦横比は0.85、視野は8°6'である。偏光プリズムで空気層型ということを表すのにフーコーの名を付すことがある。

繰返し応力 [英 repeated stress, 独 Wechselbelastung, 仏 effort répété, 露 циклическое напряжение] 材料や構造物に対する荷重のかかり方を、一定の静的荷重が変化しないでかかり続ける場合と、単調増加の静的荷重がかかる場合と、何回も荷重の昇降を繰返してかかる場合(繰返し荷重)とに分けることが多い。この最後の場合、荷重は破壊を問題にするようなある箇所における公称応力(≡応力)で表すことが多く、繰返し応力ともいう。繰返し応力がかかった材料では、しばしば疲労が起る。時間に対する公称応力の変化を応力波形(または荷重波形)といい、この応力波形が変わると疲労破壊までの時間や疲労に対する破壊のしかたや発生の有無も変わる。構造物や機械に使われている材料に実際に生じる繰返し応力は、各種の不規則変動応力があるが、疲労試験では、正弦波や台形波など簡単な応力波形を(一定の静応力とを重畳させて)繰返して与えることが多い。この場合、疲労現象に与える影響因子として、応力振幅(全振幅 $\Delta\sigma$ または片振り幅 σ_a)や繰返し速度($f=1/T$)のほか平均応力が問題にされる。繰返し応力波形を図aのように、正負等大で繰返す正弦波と一定の静応力の重畳とを考えると、静的応力を平均応力(σ_m)といい、応力の最低値(σ_{min})の最高値(σ_{max})に対する比 $\sigma_{min}/\sigma_{max}(=R)$ または σ_m/σ_a を応力比という。 $\sigma_m=0$ 、 $\sigma_a=\sigma_{max}$ すなわち $R=-1$ の場合を両振り応力(図b)、 $\sigma_{min}=0$ 、 $\sigma_{max}=2\sigma_a=2\sigma_m$ 、 $R=0$ の場合を片振り応力(図c)、そのいずれでもない一般の場合(図a、d)を部分片振り応力という。疲労試験機による実験の場合も含めて、 $R=0$ の理想的な片振り応力を生じさせることは実際には難しく、それより若干ずれるので、厳密には不完全片振り応力とい



うこともあるが、これも含めて単に片振り応力ということが多い。

繰返し荷重 [英 alternating load, 独 Wechsellast, 仏 charge alternative, 露 циклическая нагрузка] ⇒ 疲労

繰返し干渉法 [英 multiple-beam interferometry, 独 Mehrstrahlinterferometrie, 仏 interférométrie à faisceaux multiples, 露 многолучевая интерферометрия] 向かい合った反射率の高い2面間で反射を繰返した後、次々に透過または反射する多数の光波の干渉を利用する測定法。干渉法の種類では、振幅の分割による多光線束干渉に属する。干渉縞の強度分布が正弦波状になる二光線束干渉法と比較して鋭鋭な干渉縞が得られるので、縞位置の測定が高精度で行うことができるという特徴がある。等傾角干渉縞と等厚干渉縞をつくるものに分けられ、前者では2枚の高反射率の平面を平行に向き合せた配置を用いられ、これはファブリー-ペロー干渉計(またはファブリー-ペローのエタロン)とよばれて高分解能の分光計に使用される。後者では1枚の高反射率の平面(これが基準面になる)と表面に微小な凹凸をもった高反射率試料面をわずかに傾けた配置が用いられ、これはトランスキーの方法とよばれて試料面の凹凸の精密な測定に使用される。

グリコシド = 配糖体

くりこみ群 [英 renormalization group, 独 Renormierungsgruppe, 仏 groupe de renormalisation, 露 ренормализационная группа] 統計力学における相転移現象や、場の理論の紫外発散の困難は、任意の波長のゆらぎすべて同等な寄与をすることにより起る現象である。この種の現象を理解するには、ゆらぎを短波長側から順々に積分して(くりこんで)得られる有効ハミルトニアンが、くりこんだ波長の領域とともにどのようになら変わっていくかを見ることがよいと考えられる。このくりこみ操作は、あるハミルトニアンを別のハミルトニアンへ写す変換で、その全体は群(厳密には半群)をつくる。これをくりこみ群とよぶ。くりこみ群を用いることにより、相転移現象や近藤効果の理解に大きな進展をもたらされた。素粒子物理学においても、非可換ゲージ理論の漸近的自由性が発見され量子色力学を生む直接の契機となった。ゲージ理論のように、結合定数が1個しかない場合、波長が $1/\mu$ 以下のゆらぎをくりこんだ後の、くりこまれた結合定数を $g(\mu)$ と書けば、 $\beta(g)$ がある g のみの関数として

$$\mu \frac{dg(\mu)}{d\mu} = \beta(g(\mu)) \quad (1)$$

となる。関数 $\beta(g)$ を閉じた形で求めることは難しいが、原点 $g=0$ のまわりで、ふるまいは摂動展開 $\beta(g) = -b_0 g^3 - b_1 g^5 + \dots$ により決めることができる。 b_0, b_1 などは理論により定まる定数である。もし、 b_0 が正ならば、式(1)からわかるように $\mu \rightarrow \infty$ の極限で $g^2(\mu)$ は $1/\ln \mu$ で0に近づき、逆に b_0 が負ならば $g^2(\mu)$ は増加する。前者の場合、理論の相互作用は近距離になるほど弱くなるものと解釈される。この性質を漸近的自由性という。量子電磁気学を含めて、ほとんどの理論は漸近自由でない。実際、漸近自由な理論は、コンパクトな非可換リ一群をゲージ群とするゲージ理論に限ること知られている。

波長が $1/\mu$ までのゆらぎをくりこんだ後の場の演算子 ϕ と、もとのくりこまれていない演算子 ϕ_0 とは、場のくりこみ定数とよばれる乗法因子 $Z^{1/2}$ だけ違っている。そこで

$$r = \mu \frac{d}{d\mu} \ln Z^{1/2} \quad (2)$$

と定義すれば、 r も $g(\mu)$ のみの関数である。 μ を変える操作を一種のスケール変換と考えれば、 r は場の演算子の次元が、相互作用により、自由場の値からずれることを表しているの、異常次元とよばれる。

くりこみ群のもので、グリーン関数のふるまいは、 β と r により完全に定まる。簡単のために質量を無視し、外線運動量 p_1, \dots, p_n をもつ、くりこまれたグリーン関数を $G(p_1, \dots, p_n; g(\mu), \mu)$ とすれば、次のくりこみ群の方程式が成り立つ。

$$\left(\mu \frac{\partial}{\partial \mu} + \beta(g) \frac{\partial}{\partial g} - nr(g) \right) G(p_1, \dots, p_n; g, \mu) = 0 \quad (3)$$

ただし、 g は $g(\mu)$ 。漸近自由な理論では、この方程式を解くことにより、 p_1, \dots, p_n が一様にくる大運動量極限でのグリーン関数のふるまいを決めることができる。くりこみ群の式(3)と似た式に、カラン-ジマンツィク方程式とよばれるものがある。これは、場に付随する粒子の質量 m を変えたときのグリーン関数の応答を表す式で、ディラクション変換に対するウォード-高橋の恒等式と解釈することができる(⇒スケール不変性)。最近、くりこみ群は、物性物理、特に臨界現象の統計力学に応用され、大きな成果があがった。それは、通常ウィルソンのくりこみ群の方法とよばれる(⇒ウィルソンのくりこみ変換群)。

くりこみ理論 [英 renormalization theory, 独 Renormalisationstheorie, 仏 théorie de renormalisation, 露 теория ренормализации] 場の量子論において発散量から有限確定な結果を取出す処法。1940年代の後半、朝永振一郎、J. S. Schwinger, R. P. Feynman, F. J. Dysonらの仕事を中心として構成された。量子電磁気学では、くりこみ理論を適用して計算された高次補正の結果は、驚異的な精度で実験値と一致している。場の量子論における S 行列の計算は、通常相互作用表示に基づいて行われ、その結果は摂動級数(⇒摂動論)の形で与えられる。 S 行列の摂動級数の最低次の項は有限確定であるが、高次の項では高振動数部分からくる無限大すなわち紫外発散が現れ、そのままだは意味のある結果が得られない。摂動級数の高次の項は、いくつかのファインマン積分(⇒ファインマン・ダイアグラム)の和として表される。ファインマン積分は、運動量表示では形式的に有理関数の多重積分の形をしているので、分母の次数と分子の次数と積分の数を勘定するだけで紫外発散の起るための必要条件がわかる。次数勘定だけから推定される発散の次数を、見かけの発散の次数という。ラグランジアン密度における相互作用項の係数である結合定数が自然単位で長さの正べきの次元にならないとき、その相互作用を第一種相互作用という(ただしゲージ場以外のスピン1以上の場については特別な注意が必要である)。第一種相互作用は、時空が四次元の場合、ゲージ理論のほかに、スピン0の場のみの三次または四次の自己相互作用(⇒ ϕ^3 理論、 ϕ^4 理論)や湯川相互作用など、ごくわずかしかな存在しない。第一種相互作用の理論では、見かけの発散は限られた種類のものしか現れず、くりこみ理論によって有限確定の結果を引出すことができる。それゆえ第一種相互作用のみをもつ理論をくりこみ可能という(特に独立な紫外発散が有限個の場合を超くりこみ可能とよぶことがある)。くりこみ可能性を相互作用の形を決める原理と考える立場もある。くりこみ可能な理論の典型的

な例として、量子電磁気学についてくりこみの手続きを説明する。

量子電磁気学において実際に発散が現れるのは、電子の自己エネルギー部分、光子の自己エネルギー部分、バーテックス部分の3種類のみで、その見かけの発散の次数はそれぞれ一次、二次、0次(対数的発散)である。ただしこのうち光子の自己エネルギーの二次の発散は、ゲージ不変性という特殊事情のため存在せず、対数的発散のみが生残る。電子の自己エネルギーは、見かけ上一次で実際上は対数的なものと、見かけも実際も対数的なものと2種類の発散を含んでいる。このうち前者は、電子の質量に無限大の補正 δm が付け加わることを意味する。最初考えたラグランジアン密度にでてくる電子の質量を裸の質量といい、 m_0 で表すが、 m_0 と δm の和が現実に見測される電子の質量 m に相当するものである。そこで δm という無限大を、実験的に決められない m_0 という量の不定性にしわよせして、 m だけを有限の量と考える。これが質量のくりこみの考え方である。電子の自己エネルギーに含まれる残りの対数的発散、光子の自己エネルギーの対数的発散、バーテックス部分の対数的発散をそれぞれ Z_2 , Z_3 , Z_1 と書く。これらは発散量を因子の形で取れ出るので、 Z 因子とよばれる。 Z_2 , Z_3 はそれぞれ電子の場合 $\psi(x)$ 、電磁場 $A_\mu(x)$ の規格化の不定性にくりこめるので、波動関数のくりこみという。また Z_1 は、バーテックス部分の最低次の項の係数として現れる裸の結合定数 e_0 の不定性にくりこむので、バーテックスのくりこみとよばれる。なお、量子電磁気学では、ゲージ不変性のため $Z_1 = Z_2$ が成立する(ウォードの恒等式)。

以上のくりこみの手続きを首尾一貫した形で行うと次のようになる。量子電磁気学の最初のラグランジアン密度は、2つの場 ψ, A_μ と、2つのパラメーター m_0, e_0 で書かれている。ここで

$$\begin{aligned} m_0 &= m - \delta m \\ e_0 &= Z_1 Z_2^{-1} Z_3^{-1/2} e \\ \psi &= Z_1^{1/2} \psi^{\text{ren}} \\ A_\mu &= Z_1^{1/2} A_\mu^{\text{ren}} \end{aligned}$$

を代入して、 ψ^{ren} , A_μ^{ren} , m , e で書き直す。そして ψ^{ren} と A_μ^{ren} の自由場のラグランジアン密度以外のすべてを相互作用項とみなす。こうすれば、相互作用項ははじめからくりこみ定数 δm , Z_1 , Z_2 , Z_3 を含んだものとなる。これについて S 行列を摂動級数で計算すれば、すべての次数で紫外発散が消失することが証明される。くりこみ理論は通常紫外発散を消す処法であると考えられているが、上に述べた操作自体は発散がなくても物理的に必要な操作であることに注意しなければならない。発散のない理論であれば裸の質量や裸の結合定数が、見測される質量や結合定数から理論的に計算できることになる。これができないのは、くりこみ理論は発散の問題を最終的に解決したのではないことを示している。

くりこみは $\infty - \infty$ の不定形を取扱うので、正しく計算するためには、まず人為的にパラメーター M を導入して理論を有限化し、くりこみを行ったのち M を除く極限操作を行うという手続きをとる。その代表的な方法が不定計量の補助場を導入するレギュレーターの方法である。しかし、この方法はゲージ不変性と矛盾するので、ゲージ場の量子論では時空の次元数 d を複素数のパラメーターにし、解析接続により有限化する方法がとられる。なお、くりこ

み理論の厳密な定式化については、BPHZ 理論がある。

クリスタルフィルター = 水晶フィルター

クリストッフエルの記号 [英 Christoffel symbol, 独 Christoffelsches Symbol, 仏 symbole de Christoffel, 露 символ Кристоффеля] リーマン空間においては、ベクトル(テンソル)の変換則(変換係数)は空間の各点で異なるから、空間の異なる点のベクトル(テンソル)の差(和)はベクトル(テンソル)ではないが、ベクトルの平行移動を定義し、平行移動したベクトルと同じ点で差(和)をとればベクトル(テンソル)が得られる。点 x' から点 $x' + dx'$ への無限小平行移動によるベクトルの成分の(座標系の曲がりによる)変化は、 dx' とベクトルの成分に比例し、この比例係数をクリストッフエルの記号、またはリーマン・クリストッフエルの記号という。たとえば、 x' における反変ベクトル $A^i(x')$ を $x' + dx'$ に平行移動すると、その成分は、クリストッフエルの記号を Γ^i_{jk} と書くと

$$A^i(x') - \Gamma^i_{jk}(x') dx^j A^k(x')$$

で与えられる(この項ではアインシュタインの規約に従う)。また、共変ベクトル $A_i(x')$ を同様に平行移動すると

$$A_i(x') + \Gamma^k_{ij} dx^j A_k(x')$$

となる。 Γ^i_{jk} は3つの指標をもつがテンソルではない。空間の各点で測地線座標系(すべての Γ^i_{jk} が0となる座標系)が存在すると仮定すると、 $\Gamma^i_{jk} = \Gamma^i_{kj}$ であり、平行移動によってベクトルの大きさ $(g_{ij} A^i A^j)^{1/2}$ (g_{ij} は計量テンソル)が変わらないとすると、 Γ^i_{jk} は g_{ij} により

$$\Gamma^i_{jk} = \frac{1}{2} g^{il} \left(\frac{\partial g_{kl}}{\partial x^j} + \frac{\partial g_{jl}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial x^l} \right)$$

と定められる(⇨平行移動)。

クーリッジ Coolidge, William David 1873.10.23 - 1975.2.3 アメリカの物理学者。マサチューセッツ州ハードソンの生れ。マサチューセッツ工科大学を終え 1899 年レイブシク大学で博士号を得た。マサチューセッツ工科大学で助教授を務めた(1904~05年)後、ジェネラル・エレクトリック社に入社、やがて主任研究員となり(1940~44年)、X線部門のコンサルタント、副社長を務めた。1961年退社。この間アメリカ国立標準局(NBS)の嘱託委員、国家発明協会の委員などを務め、第二次世界大戦中は国防研究委員会に参加し、また国立科学アカデミーの原子爆弾プロジェクトのメンバーとして活動した。高温水溶液中における電気伝導について多くの論文を書き、タングステン線の延性と強度に関する研究とその応用などの仕事があるが、著名なのはいわゆるクーリッジ管として知られる新型X線管の開発である(1913年)。これは電子源に熱陰極を用いる熱電子X線管で、これを円筒形のペーネルト電極で集束し、陽極(対陰極)に焦点を結ばせ、ここでX線を発生させる形式のものである。現在用いられるX線管はほとんどこの型に属する。1926年フランクリン研究所のボッツ・メダルを受けたのをはじめ、内外の多くの賞を受け、またチューリッヒ大学から医学の学位を贈られるなど、多くの学位を授与された。

クーリッジ管 [英 Coolidge tube, 独 Coolidgesche Röhre, 仏 tube de Coolidge, 露 трубка Кулиджа] W. Coolidge(1913年)によって開発されたX線管球。熱陰極X線管ともいう。十分に高真空にされた管球内に陽極(対陰極)と陰極がある距離だけ離れて対向しており、両電極間に高い電位差を与えることができる。陰極の放出電子源は白熱したタングステンフィラメントである。数Vの補

$$\sigma = \sqrt{\frac{2\gamma E}{\pi a}}$$

で与えられる。ここで γ は固体の表面エネルギーであって、微小面積のき裂の進展による応力分布の変化に伴うひずみエネルギーの変化が、き裂面を新しく微小面積だけ増加させるに要する表面エネルギーに等しいにおいてこの式は求められたもので、安定状態から不安定状態に移りうる臨界条件を示している。グリフィスの理論は、破壊の研究の分野に熱力学的なエネルギーの考えを導入する役割を果たした理論といわれる。Griffith はガラスのように極端な脆性材料について、この理論で求めた破壊発生時の応力または破壊発生に必要とされる欠陥寸法は、固体の表面エネルギー γ という測定しにくい量を考えたためもあったか、一般には実際の経験と著しくかけ離れた結果を与えることが多く、設計や破壊防止に直接この理論が使われることは少なかった。しかも、この理論では C. E. Inglis による無限板・中有限き裂の解析結果を直接使ったため、有限板に適用できず、き裂体のコンプライアンス変化や荷重点でのエネルギーの流出も考慮しにくく、実験室的にも有効に利用されたことは少なかった。しかし、約 40 年後に E. Orowan や G. R. Irwin により上記の諸欠点が逐次改善されて、その考えかたの真髄だけは、現在の破壊力学のなかで弾性体の脆性破壊開始条件のひとつであるエネルギー解放率 \mathcal{G} に受継がれた。この \mathcal{G} と一定の関係にある応力拡大係数 K がき裂先端近くの応力状態を示すものとして、破壊力学における最も普遍的なパラメーターとなつてからは、この \mathcal{G} さえも直接使われる機会が少なくなったが、今日の破壊力学の創始時のよりどころのひとつであった歴史的役割が現在でも評価されている。上記の理論のほかに、傾斜き裂に関する理論があって、これをグリフィスの第二法則という場合は、それと区別するため、本項で記述したグリフィスの破壊理論を、グリフィスの第一法則とよぶことがある。

グリフィス不等式 [英 Griffith's inequality, 独 Griffithsche Ungleichung, 仏 inégalité de Griffith, 露 неравенство Гриффита] 通常は、強磁性イジング模型における相関不等式のことをさす。また、臨界指数の間の不等式 $\alpha' + \beta(1 + \delta) \geq 2$ のことをグリフィス不等式とよぶこともある。ただし、 α' は $T < T_c$ 側での比熱の臨界指数を表す。スケーリング則が成立立つときは、 T_c の上と下で同じ臨界指数($\alpha' = \alpha$)となり、しかも上の不等式は等式となる(\Rightarrow 相関不等式)。

クリプトシメトリー [英 crypto-symmetry, 仏 crypto-symétrie, 露 крипто-симметрия] crypto- というのは「隠れた」という意味の接頭語で、幾何学的空間には現れない図形の超幾何学的性質の対称性まで含めたものをクリプトシメトリーという。結晶構造の対称性を記述する空間群は幾何学的空間の対称操作がつくる群である。結晶構造のもつ超幾何学的性質(スピン座標など、それらを代表して「色」とよんでいる)の変換も幾何学的変換と同時に進行するような拡張された対称操作は、一般化された空間群(ザモルザエフ群, 黒白空間群(シュブニコフ群)), 色つき空間群を与える。

クリプトン(イオン)レーザー [英 krypton laser, 独 Kryptonlaser, 仏 laser à krypton, 露 криптонный лазер на криптоне] 希ガスイオンレーザーのひとつで, Kr 単独気体中での大電流放電により, Kr の 1~2 価のイオン

準位間で反転分布が起り, 265~869nm の波長域で, 60 本以上の発振線が, パルスまたは連続発振で観測されている。赤色光 647.1nm が最も強く, 530.9, 520.8, 468.0, 413.1 nm などが強く発振するほか, 赤外光の 799.3, 793.1, 752.5nm, および紫外光の 337.4~356.4nm で大出力(それぞれ 1~2W)が得られる特色がある。Kr と Ar との混合気体の放電により, 両者の発振線を得ることも行われる。市販の最大級のもので連続発振の全出力として 20 W 近いものがあり, 色素レーザーの励起用などの各種励起光源として, また, このレーザーは赤, 緑, 青の三原色光で発振するのでカラー表示用の光源として利用される。

グリマルディ Grimaldi, Francesco Maria 1618.4.2 - 1663.12.28 イタリアの天文学者, 光学者。ボローニャに生れる。父が死に, 母も仕事をもっていたため, 1632 年イエズス会に入られた。1635 年からパルマ, フェラーラ, ボローニャで哲学を学ぶ。1638 年から 1642 年までボローニャのサンタ・ルチア大学で修辞学と古典学を教えた後, 1645 年までは神学を学んだ。1647 年 哲学の学位を得て哲学を教え始めたが, 健康を害してからは負担の少ない数学を講じた。1651 年 修道会に入り, 1655 年からは彼の唯一の著作, *Physico-mathesis de lumine, coloribus et iride* の執筆に没頭し, 完成後まもなく病没した。彼は小さな穴を通過した直線光線によるスクリーン上の像が小穴の径よりも大きいことなどに着目しており, 光の回折現象を発見したことと知られている。彼はこの回折現象をもとに, 光が直進することを主張する光の粒子説に反対し, 光の流体説ともいえる考えを提唱した。一方, 光は実体であるかそれとも他の実体のもつ偶有性にすぎないのかという古来の問題について, 彼は前者に批判的な態度を示している。したがって, 彼が考えた光流体は必ずしも実体的なものとはいえないであろう。彼の得た実験的知見は, R. Hooke や I. Newton の研究に受継がれていった。彼の優れた実験の才は G. B. Riccioli の目にとり, 月の山の高さを測定したり精確な月面図を製作するなど, 天文学の分野で Riccioli の研究を助けた。

グリュナイゼンの関係 [英 Grüneisen relation, 独 Grüneisenbeziehung, 仏 relation de Grüneisen, 露 соотношение Грюнейзена] 固体の熱膨張係数を比熱と圧縮率で表す半現象論的な関係。固体の体積を V , 体積圧縮率を κ , 定積比熱を c_V とすれば, 体積膨張係数 α は

$$\alpha = \frac{\gamma \kappa c_V}{V} \quad (1)$$

と表される。ここに, γ は温度によらない定数で, グリュナイゼン定数とよばれる。結晶格子の変形によって生じるポテンシャルエネルギーの変化を, 変形の三次以上の非調和項を無視した調和近似によって扱うと, 固体の体積が変化しても格子振動の振動数は変わらない。しかし, 実際には非調和項が存在するので, その効果により体積変化に伴い振動数がずれる。体積変化が小さいときは, 振動数のずれはそれに比例すると考えてよい。体積変化を ΔV , 格子振動の固有モード n の振動数 ω_n の体積変化に伴うずれを $\Delta \omega_n$ とするとき, すべての固有モードに対して同じ比例定数 γ により

$$\frac{\Delta \omega_n}{\omega_n} = \frac{\gamma \Delta V}{V} \quad (2)$$

が成り立つと仮定する。格子振動の自由エネルギーは $kT \sum \ln \{2 \sinh(\hbar \omega_n / 2kT)\}$ と与えられるので, 固体の体積

変化に伴う弾性エネルギー (ΔV^2)/ $2\kappa V$ との和を最小にするという条件から

$$\Delta V = \gamma \kappa E(T) \quad (3)$$

の関係が得られる。 $E(T)$ は温度 T における格子振動のエネルギーである。両辺を T で微分して(1)が得られる。グリューナイズンの関係は、実際の固体でよく成り立つ場合が多い。 γ は固体の格子振動の非調和性の程度を表すパラメーターで、表のように物質によって異なる。格子振動の

グリューナイズンの定数 γ

物質	γ	物質	γ
Al	1.25	Cu	1.96
Na	2.17	NaCl	1.63
Co	1.87	KBr	1.68

デバイ模型では、デバイ温度 θ_D との間に

$$\gamma = -\frac{\partial \ln \theta_D}{\partial \ln V} \quad (4)$$

の関係がある。

グリューナイズンの定数 [英 Grüneisen constant, 独 Grüneisen-Konstante, 仏 constante de Grüneisen, 露 постоянная Грюнеизена] \Rightarrow グリューナイズンの関係

グリル分光器 [英 grille spectrometer, 仏 spectromètre à grilles] 光源からの光の利用率を高めるために考えられた分光器の一つで、A. Girard が主として研究した。通常の分光器でもスリットを広げれば利用できる光量は増すが、分解能が悪くなる。分解能を低下させずに多くの光を取り入れるには特別の工夫が必要である。

そのため、分光器の入射および出射スリットの代りに、図1に示すような双曲線群より成るグリルとよばれる図形

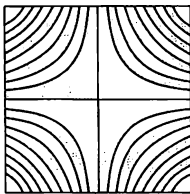


図1 グリラードのグリル

をおく(実際のグリルはこの図よりはるかに多くの双曲線より成る)。陰影を施した部分は光を反射し、白い部分は透明であるとする。図2にグリルを用いた分光器の配置を

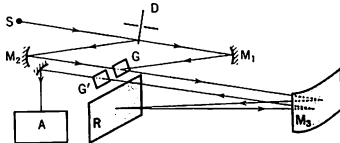


図2

を示す。 M_1, M_2, M_3 は凹面鏡、Rは回折格子、Aは検出器および増幅器である。光源Sからの光はチョッパーDにより交互に反射・透過され、入射グリルGに前後から当たり、回折格子に入射して分散され、出射グリルG'のある面上に左右に広がったスペクトルを生じる。しかし、このスペクトルの1つの点には多くの波長の光が重なっているから、それらを分離して取出さなければならない。出射グリルG'が入射グリルGと正確に同じであれば、ある特定の波長 λ_0 の光によってつくられたGの像が正しくG'

と重なり、Gを透過した光はすべてG'を透過する。一方、Gによって反射された波長 λ_0 の光は、透過光とちょうど明暗が逆の像をG'上に生じるから、すべてG'で遮断される。このようにして、波長 λ_0 の光は大きく変調されて検出器に入射し、大きい信号を生じる。これに反し、 λ_0 と異なる波長の光で生じたGの像はG'と正確には重ならないから、Gで透過した光も反射した光もともに部分的にG'を透過し変調度が低下して、これによる検出器の出力が減少する。図1のような形のグリルを用いるのは、像がわずかにずれても変調度が急激に低下するからである。したがって、回折格子のある角度では特定の波長 λ_0 の光の強度だけが測定される。

この装置では、通常のスリット型分光器のスリットの面積より、グリルの透明部分の面積の方がはるかに大きいから、100~300倍の光を利用できる。その反面、光束の明るさの均一性、微妙な調整が必要である。

グリルは $30 \times 30 \text{ mm}^2$ 程度の大きさで、目的とする光の波長に応じてガラス、蛍石、岩塩などの上に製作する。分光器のコリメーターには焦点距離2m、回折格子は約 $130 \times 200 \text{ mm}^2$ 程度でかなり大型となる。上述の双曲線のグリルは作りにくいので、B. A. Tinsley は同心円群より成る図形の一部を用いて成功している。

グリーン Green, George 1793.7. — 1841.5.31 イギリスの数学者、物理学者。ノッthinghamに生れる。幼少のころから製パン業を営む父の仕事を手伝い、数学の知識はほとんど独学で書物を通して身につけた。1828年に *An Essay on the Application of Mathematical Analysis to the Theories of Electricity and Magnetism* を発表した。この論文は電磁気に関するS. D. Poissonの研究を発展させたもので、ポテンシャル関数を導入してそれを電磁気学に応用している。グリーン関数の定理やグリーン関数もこの論文で導入された。しかしこの論文は、身近な人々の寄付に頼って出版されたものであり、Kelvin卿が再発見して改めて発表するまで、イギリスにおいてさえほとんど知られることがなかった。1833年ケンブリッジ大学のキーズ・カレッジに入学し、1837年文学士となった。1837年12月には論文 *On the Reflection and Refraction of Light at the Common Surface of Two Non-Crystallized Media* を発表、A. L. CauchyとG. B. Airyの考えを発展させた。また1839年には力学的エネルギー保存の法則を用いてCauchyの取扱ひ方が単純化できることを示した。1839年10月キーズ・カレッジのバース・フェローに選任されたが、実際に講義をすることなく世を去ってしまった。

グリーン関数 [英 Green function, 独 Greensche Funktion, 仏 fonction de Green, 露 функция Грина] 元来は、微分方程式の境界値問題に現れる関数であるが、量子物理学ではこれを拡張して使っている。数学では、 n 次元の変数 $x = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ の楕円型偏微分演算子 L_x とし、偏微分方程式 $L_x u = f$ を領域 D 内で同次境界条件 $B_x u = 0$ の下で解くとき、 $L_x G(x, y) = \delta^n(x - y)$ を満たし解と同じ境界条件 $B_x G(x, y) = 0$ に従う関数 $G(x, y)$ を導入し、これをグリーン関数という。ここに $\delta^n(x) = \delta(x_1)\delta(x_2)\dots\delta(x_n)$ である。これを使うと偏微分方程式の解は

$$u(x) = \int_D G(x, y) f(y) dy \quad (1)$$

となり、これが境界条件を満たす唯一の解になる。場の理論では、遅延グリーン関数 $G_{A,B}^<$ 、先進グリーン関数 $G_{A,B}^>$ 、

因果グリーン関数プロパゲーター $G_{A,B}^<$ を総称しており、統計物理学では、さらに、温度(松原)グリーン関数 $G_{A,B}^<$ とレゾルベント R までを含む。初めの3つのグリーン関数は、まとめて二時間グリーン関数ともよばれ、次のように定義される。

$$G_{A,B}^<(t, t') = \theta(t-t') \langle i\hbar^{-1} [\hat{A}(t), \hat{B}(t')]_{\pm} \rangle \quad (2)$$

$$G_{A,B}^<(t, t') = -\theta(t'-t) \langle i\hbar^{-1} [\hat{A}(t), \hat{B}(t')]_{\pm} \rangle \quad (3)$$

$$G_{A,B}^<(t, t') = (i\hbar)^{-1} \langle T(\hat{A}(t) \hat{B}(t')) \rangle \quad (4)$$

\hat{A} および \hat{B} は適当な物理量に対応する演算子で、 $\langle \rangle$ は基底状態での平均値、または、グランドカノニカル集団での統計平均を表す。演算子の時刻依存性は、ハイゼンベルク表示 $\hat{A}(t) = \exp(i\hat{H}t/\hbar) \hat{A} \exp(-i\hat{H}t/\hbar)$ を表すが、ここに用いるべき \hat{H} は、上述の平均のとり方に対応して、体系のハミルトニアン \hat{H} 、または、 $\hat{H} - \mu \hat{N}$ (μ は化学ポテンシャル、 \hat{N} は粒子数演算子)を表す。 $\theta(x)$ は、 $x > 1$ で0、 $x < 0$ で0となる階段関数である。 $[\hat{A}, \hat{B}]_{\pm} = \hat{A}\hat{B} \pm \hat{B}\hat{A}$ であるが、この複号は、問題によってごうのよいように選ぶ。式(4)の右辺の T はウィックの演算子で、 $T(\hat{A}(t)\hat{B}(t'))$ は、 $t > t'$ で $\hat{A}(t)\hat{B}(t')$ に等しく、 $t < t'$ で $\mp \hat{B}(t')\hat{A}(t)$ に等しい。この複号と $[\]_{\pm}$ の複号とは同順に選ばなくてはならない。温度グリーン関数は、1955年に松原武生によって提案されたもので、次のように定義される。

$$G_{A,B}^<(r, r') = -\langle T_{\tau} \{ \hat{A}(\tau) \hat{B}(\tau') \} \rangle \quad (5)$$

ここで $\langle \rangle$ はグランドカノニカル平均、 $\hat{A}(\tau)$ はハイゼンベルク表示を虚数の時間変数に拡張した $\hat{A}(\tau) = \exp(\hat{H}\tau/\hbar) \hat{A} \exp(-\hat{H}\tau/\hbar)$ を表す。 T_{τ} は、 τ と τ' の大小関係に応じてウィックの演算子と同じ並べ替えをする演算子で、そのとき出てくる複号も二時間グリーン関数のそれと同順とする。 \hat{A} および \hat{B} がそれぞれ n 個の生成演算子・消滅演算子の積の場合、これらのグリーン関数は、 n 粒子のグリーン関数とよび、 \hat{A} および \hat{B} がそれぞれ奇数個のフェルミ粒子の演算子を含むときには、定義式の複号のうちの上を選び、それ以外のときには、下を選ぶのが通常のやりかたである。特に、 $\hat{A} = \psi(r, t)$ 、 $\hat{B} = \psi^{\dagger}(r', t')$ でハミルトニアンが相互作用を含まないとき、二時間グリーン関数をまとめて $G(r, t; r', t')$ と書くと、これは

$$\left\{ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial r'} \right) \right\} G(r, t; r', t') = \hbar \delta(t-t') \delta(r-r')$$

を満たすから、 G は波動場に対する運動方程式に対して、上述の数学の定義におけるグリーン関数になっている。二時間グリーン関数は、(2)~(4)の定義より、 $t-t'$ のみを通して時刻に依存する。そこで、これらの関数をまとめて $G_{A,B}$ と書くとき

$$G_{A,B}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_{A,B}(t) e^{i\omega t} dt \quad (6)$$

によって振動数に依存した二時間グリーン関数を定義する。温度グリーン関数に対しても、そのフーリエ係数を

$$G_{A,B}(i\epsilon_n) = \int_0^{\beta} G_{A,B}(r) \exp(i\epsilon_n \tau) d\tau \quad (7)$$

と定義する。ここに $\beta = 1/kT$ 、 ϵ_n は、これまで出てきた複号で上を選ぶときは、 n を整数として $(2n+1)\pi kT$ を意味し、下の符号を選ぶときには、 $2n\pi kT$ を意味する。 ω の変域を複素平面上に拡張するとき、 $G_{A,B}(\omega)$ は、 ω 平面上の上半分と実軸上で解析的であり、また $G_{A,B}(\omega)$ は、 ω 平面上の下半分と実軸上で解析的である。また $G_{A,B}(i\epsilon_n)$ を $G_{A,B}(\omega)$ の $\omega = i\epsilon_n$ における値とみなせば、 $G_{A,B}(i\epsilon_n)$ は複

素 ω 平面上に解析接続され、上半平面で正則で遅延グリーン関数に一致する分枝と、下半平面で正則で先進グリーン関数に一致する分枝とに分かれる。演算子 $\hat{A}(t)$ と \hat{B} の積の基底状態における期待値やグランドカノニカル平均をスペクトル分解して

$$\langle \hat{B} \hat{A}(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} J_{A,B}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (8)$$

と書くとき、この $J_{A,B}$ は、次のように二時間グリーン関数と結びつけられる。

$$G_{A,B}^<(\omega) - G_{A,B}^>(\omega) = -i(e^{\omega/kT} \pm 1) J_{A,B}(\omega). \quad (9)$$

$$\text{Im} G_{A,B}^<(\omega) = -\frac{1}{2}(e^{\omega/kT} \mp 1) J_{A,B}(\omega) \quad (10)$$

ここに δ は正の微小量である。この関係を使うことにより基底状態のエネルギー、熱力学的ポテンシャル、そのほか熱平衡状態での物理量の期待値が計算できる。また、ある体系に対する外力 $X(t)$ の影響を $H_{\text{ext}} = -\hat{A}X(t)$ と書くとき、この体系の物理量 B の応答を表す応答関数 $\Phi(t)$ は、遅延グリーン関数を使って

$$\Phi(t) = -G_{A,B}^<(t) \quad (11)$$

で表される。ここに ${}^{<}$ の記号は、(2)の右辺で $-$ の符号を選ぶべきことを示す。さらに、 \hat{A} を量子状態 α にある一個の粒子の消滅演算子、 \hat{B} を対応する生成演算子とすると、 $G_{A,B}^<(\omega)$ を下半平面に解析接続して、実軸の近傍 $\omega = E_{\alpha} - i\gamma_{\alpha}$ に極が出たとき、 E_{α} と γ_{α} は量子状態 α に対応する準粒子のエネルギーおよび寿命と解釈される。また、 \hat{A} および \hat{B} が集団モードを励起したり消したりする演算子であるとき、これらは、集団励起のスペクトルと寿命になる。このように、物理量と直接結びつくのは、二時間グリーン関数であるが、温度グリーン関数の計算には、場の理論で開発されたファインマン・ダイアグラムを使うことができるという利点がある。そこで、松原による温度グリーン関数の導入以来、場の理論の諸概念を統計物理学に取入れることが可能になった。なお、相互作用していない系では、一粒子グリーン関数は、レゾルベントの適当な行列要素で書けるために、ランダム系の研究者は、レゾルベントをグリーン関数、あるいは、グリーン演算子とよぶことがある(\Rightarrow レゾルベント)。

グリーン関数法(バンド計算の) [英 Green function method, 独 Methode der Greenfunktionen, 仏 méthode de fonction de Green, 露 метод функций Грина] 固体電子のバンド構造を計算する方法のひとつで、1947年、J. Korringa によって散乱理論の立場から定式化され、さらに1954年、W. Kohn と N. Rostoker によりグリーン関数を使って定式化されたのでKKR法ともよばれる。まず、結晶中の電子の周期ポテンシャル $V(r)$ にマフィン・ティン近似(この近似はグリーン関数法にとってより本質的である、 \Rightarrow APW法)を用いる。すなわち、各イオンのまわりの半径 r_i の球(内接球)内では球対称: $V(r) = v(r)$ ($r < r_i$)、球と球の間では一定: $V(r) = V_0$ ($r > r_i$) とし、 $V_0 = 0$ に選ぶ。ブロッホ関数 $\Psi(r)$ は各イオンのまわりで、波動方程式

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + v(r) - E \right\} \Psi(r) = 0$$

を満たすから、球面調和関数 Y_{lm} を用いて部分波展開できる。

$$\Psi(r) = \sum_{lm} C_{lm} R_l(r) Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (r < r_i)$$

$$-\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR_l}{dr} \right) + \left\{ \frac{l(l+1)}{r^2} + v(r) \right\} R_l = E R_l$$

$\Psi(r)$ が境界条件 $\Psi(r+R) = e^{ik \cdot R} \Psi(r)$ を満足するという条件から、エネルギー固有値 $E(k)$ および展開係数 C_{lm} を計算する。具体的には、ポテンシャルがない空格子のグリーン関数を用いて境界条件を課するのでこの名がある。散乱理論の立場からは、マフィン・ティン型ポテンシャルの系は、各イオンポテンシャル $v(r)$ を T 行列で置換えた多重散乱の問題と同等である。したがって、電子系のグリーン関数をダイソソ方程式から各イオンのまわりで球面波展開して計算すると、完全結晶の場合、その極がグリーン関数法のエネルギーバンドを決める方程式になる。また、この方法は不規則系にも容易に拡張できるので、不純物などの不完全結晶・合金・液体金属などの電子構造の計算にも用いられている。

グルーオン [英 *gluon*, 独 *Gluon*, 露 *глюон*] 強い相互作用をする素粒子(ハドロン)の構成要素であるクォークの相互作用を伝播する粒子をグルーオンという。グルーオンは「にかわ」の意で、クォークをつくれるものという意味をもつ。クォークの力学は、クォークの色の自由度に基づく非可換ゲージ理論である量子色力学によって記述される。量子色力学によると、クォーク間相互作用はゲージ場によって伝播され、これがグルーオンに相当する。色のゲージ場としてのグルーオンは8個の色の自由度をもち、自分自身と相互作用することができる。このため、クォーク間力は遠距離で強く近距離で弱いという性質をもつ。力が近距離で弱いという性質は漸近的自由性とよばれ、パートン模型の基礎づけをなすと考えられ、遠距離で強いという性質はクォークの閉じ込めと関係があると考えられている。

クルスカール-シャフランフ限界 [英 *Kruskal-Shafranov limit*, 独 *Kruskal-Shafranov-Grenze*, 仏 *limite de Kruskal-Shafranov*, 露 *предел Крускаля-Шафранова*] \Rightarrow キンク不安定性

クルスカールの時空 [英 *Kruskal's space-time*, 独 *Kruskals Raumzeit*, 仏 *espace-temps de Kruskal*, 露 *пространство-время Крускаля*] シュワルツシルトの外部解によって与えられる時空。

$$ds^2 = -c^2 \left(1 - \frac{R_s}{r} \right) dt^2 + \frac{dr^2}{1 - R_s/r} + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad (1)$$

はシュワルツシルト半径($r=R_s$)のところに特異点があるように見えるが、曲率テンソルを計算してみると有限であり、実際は適当な座標系をとることにより特異点でないことが示される。いま r と t の二次元の部分だけを扱うことにして $r > R_s$ の領域で

$$u = \left(\frac{r}{R_s} - 1 \right)^{1/2} \exp \frac{r}{2R_s} \cosh \frac{ct}{2R_s}$$

$$v = \left(\frac{r}{R_s} - 1 \right)^{1/2} \exp \frac{r}{2R_s} \sinh \frac{ct}{2R_s} \quad (2)$$

とし($u > |v|$), $r < R_s$ では

$$u = \left(1 - \frac{r}{R_s} \right)^{1/2} \exp \frac{r}{2R_s} \sinh \frac{ct}{2R_s}$$

$$v = \left(1 - \frac{r}{R_s} \right)^{1/2} \exp \frac{r}{2R_s} \cosh \frac{ct}{2R_s} \quad (3)$$

とおく($v > |u|$)。また (u, v) に対し $(-u, -v)$ の点も同じ (r, t) に対応させる。この u, v 空間は M. D. Kruskal の提案したもので、線素は

$$ds^2 = \frac{4R_s^2}{r} \exp \left(-\frac{r}{R_s} \right) (du^2 - dv^2) \quad (4)$$

で与えられる。この線素の形でわかるように $r=R_s$ には特異点はない。 $r=0$ の特異点は $u^2 - v^2 = -1$ の双曲線で表される。クルスカールの時空では光の経路は $ds^2=0$ すなわち $du = \pm dv$ の直線で与えられ光は v の増す向きに進む。したがって $r < R_s$ で式(3)の変換により得られた点から出た光は外部に出ることなくすべて $r=0$ に向かう。これはブラックホールのモデルである。

クールソン *Coulson, Charles Alfred* 1910.12.13 - 1974.1.7 イギリスの理論化学者、理論物理学者。ウースターシャーのダッドリーに生れる。ケンブリッジ大学で数学、引続いて物理学を学び、1932年優秀な成績で卒業。最初は気象の数学的研究に興味をもったが、まもなく生体への放射線の影響の研究に移り、次いで量子力学の化学への応用で成果をあげ、これが彼の生涯を通じての研究分野となった。1934年ケンブリッジ大学で H_2^+ の研究により博士号を取得したが、この研究は多原子分子に対する、世界で初めての量子力学による経験的パラメーターを含まない計算であった。この仕事で用いられた、ある点のまわりですべての原子軌道を展開して三中心分子積分を評価する方法は、後に彼自身と M. P. Barnett により拡張されて一般的方法として広く用いられた。学位取得と同時に同大学のトリニティー・カレッジのフェローとなる。1938年にダンディ大学の数学講師となり、分子波動関数を運動量空間でつくる研究を始めた。1945年オックスフォード大学の数学講師となるとともに物理化学教室にも研究室を持って、大学院学生の研究指導を行う。1947年ロンドン大学に移ってキングス・カレッジの理論物理の教授に就任、1950年にはロンドン王立協会会員に選ばれる。1951年オックスフォード大学に戻り、数学研究所の教授となる。この間に彼は分子軌道法の発展に著しい業績をあげた。すなわち、原子間結合距離と分子軌道法での結合次数の間にある関係を発見、またヒュッケル理論の枠内で、全エネルギー、クーロン積分、共鳴積分、原子荷電数、結合次数、原子間分極率などの諸量を結び美しい関係式を導出した。その成立する範囲はヒュッケル理論の外まで拡がり、化学における経験的規則性と基礎原理である量子力学を結びつけた功績は大きい。また多電子系の理論において、配置間相互作用の重要性をいち早く指摘、分子に適用してその物理的意味を代数的に求めた。また留数の定理を用いて、永年方程式の解を代数的に求める解法を考案し、グリーン関数法の原子・分子の諸問題に対する応用の先駆けをなした。1972年9月、オックスフォード大学に創設されたイギリスで最初の理論化学の教授に就任した。彼の研究上の興味と最もよく一致するのは思われるこの職にわずか1年4ヶ月しか留まらなかったのを悲劇的である。彼の研究・教育での活動領域は数学・物理・化学の3分野にわたったが、研究面で最も中心となるのは原子価の理論、すなわち化学結合の量子力学による解明であったといえよう。また敬虔なキリスト教信者であった彼は一時期には年間100回以上も信仰についての講演を行い、宗教的活動および平和運動でも活躍した。450編にもおよぶ彼の論文・著作はその超人的活動ぶりを物語っている。[主著] *Waves*, 1941; *Electricity*,

1948; Valence, 1952; Dictionary of π -Electron Calculation (全2巻), 1965; The Shape and Structure of Molecules, 1973.

クルチャトフ Kurchatov, Igor Vasilevitch Курча-
тов, Игорь Васильевич 1903.1.12—1960.2.7 ソ連の物理
学者。ロシア東部のシムに生れ、クリミア大学で物理学
と数学を学び1923年卒業。1925年レーニンград物理工
学研究所に招かれ、A. F. Iofféの下で、誘電体の理論的・
実験的研究(特にロッシェル塩の性質、強磁性体、絶縁破
壊など)を行った。1933年からは核物理の研究を始め、Br
と中性子の核反応で初めて人工の異性核を発見した(1935
年)。このほか ^{10}B の(n, α)反応、水やパラフィンなどの減
速剤中の中性子の散乱・吸収、1939年に発見された核分
裂を追求し、1941年重い元素の熱中性子による核分裂連
鎖反応系について発表した。第二次世界大戦の終りころ、
彼の指導の下にソ連の原子力研究所の母体が設立され、こ
こで1946年12月、ウラン・黒鉛型原子炉の実験に成功し
た。同研究所は、彼の死後クルチャトフ記念原子力研究所
と改名された。また彼は、「ソ連の原爆(1949年実験)の
父」といわれるほか、水爆(1953年実験)や発電用原子炉
(1954年操業)の開発にも指導的役割を演じ、ソ連原子力
の軍事利用・平和利用両面で活躍した。次いで同研究所で
は、プラズマ物理・熱核反応の制御が重要課題となり、
1956年5月ハーヴェルで彼が行った講演は、ソ連のこの
分野の研究内容の初めての発表であり注目された。また
G. N. Flerovの進めるソ連の人工元素合成の研究にも理解
を示し、大型サイクロトロン建設を可能にした。Flerov
らは、1964年にその加速器によって世界で初めて合成さ
れた104番元素を、すでに故人となったこの科学者を記念
してクルチャトビウム(Ku)と命名した(アメリカではラザ
フォードとよんでいる)。学問的業績とならんで組織
力と指導力にも恵まれた彼は、1943年ソビエト科学アカ
デミー会員に選出され、さらに数回ソビエト最高会議代議
員にも選ばれた。1960年1月15日の最高会議では、「ソ
連の国民と政府が、原子力の成果を人類の幸福にのみ利用
することを強く確信している」と述べている。レーニン賞
(1957年)など多くの賞をソ連政府より受賞。[主著] *Сез-
нетомолекулярные, Л.-М., 1933; Le champ moléculaire
dans les diélectriques (le sel de seignette), 1936; Рас-
щепление атомного ядра, М.-Л., 1941.*

クルックス Crookes, Sir William 1832.6.17—1919.
4.4 イギリスの化学者、物理学者。ロンドンに生れる。
正規な学歴はたどらなかったが、A. W. von Hofmannの
講義を聴いて見いだされ、その個人助手となり、さらに
M. Faraday, C. Wheatstone, G. G. Stokesらの知己を得
た。1854年オックスフォードのラドクリフ天文台に籍を
得、翌年チェスターで化学を講じた。1856年からはロ
ンドンに住み、自宅に実験室を設けていろいろな事業に手
を出す一方、フリーの化学コンサルタント、およびいくつ
かの科学雑誌の編集者として科学界に知名度を増し、1897
年にはナイトに列せられ、またメリット勲章をも受けてい
る(1910年)。

彼の研究の出発は有機化学であったが、上記の人々の影
響の下にしだいに物理化学に向かい、写真の化学作用とそ
の科学研究への応用(偏光、天体観測、スペクトルなど)へ
と進んだ。このうちスペクトルの研究から彼はその起源を
考えたが、R. W. E. Bunsen, G. R. Kirchhoffの研究が出

るに及んで一転して分光光学の研究へ向かい、手に入るすべ
ての試料についてスペクトル分析を行い、新元素タリウム
を発見した。タリウムはほぼ同時にC. A. Lamyによっ
ても見いだされていた。その後、タリウムの原子量測定を行
い、その値を確定したが、その過程で大気の影響を避ける
ために用いた真空天秤が、次の課題である真空中での物体
のふるまいの研究をもたらし、すなわちラジオメーター
の製作(1875年)である。真空(減圧した大気)中に置かれ
た羽根車が光に当たると回転するこの装置を、Cookeは
初め光の圧力の検証と考えたが、1876年になってG. Sto-
neyにより気体の分子運動の効果として説明された。

この真空中での分子の圧力という問題から、Croo-
kesは真空放電管内の暗界(クルックス暗部)の説明を与え
ようと試み、改良した放電管(クルックス管)を用いて陰極
線の研究へと進んだ。陰極線の進路に小物体を置くことと鮮明
な影ができること(1878年)、小さな羽根車が回転すること
により、彼は陰極線が直進することを示し、さらに磁場
によって屈曲することを確かめた。このことから彼は陰極
線は微小な物質粒子の流れであるとし、これを物質の第四
状態とよんだが(1879年)、そこにはいふふおカルトの
要素が加味されていた。1880年代には真空中管による電気
照明という技術的問題と、蛍光物質に始まる希土類元素の
研究を行っている。後者は元素の起源について一つの仮説
を立てさせるものとなった。

他の有名な研究は、1903年のスピンスリスコープ(蛍光
作用を用いた放射線検出装置の製作)である。これはE.
Rutherfordをはじめ、多くの放射線研究者の有力な武器
となった。Crookesは巧みで精密な実験の手腕と直観的洞
察力を備えた実験家であった。一面、数学には弱く、解析
的推論は他の人々に頼った。他方、1860年代から流行し
た心靈術に少なからぬ熱意を示した。

クルックス暗部 [英 Crookes dark space, 独 Crookes-
scher Dunkelraum,仏 espace sombre de Crookes, 露
круковского тёмного пространства] ⇒ グロー放電

クルックス管 [英 Crookes' tube, 独 Crookessche
Röhre, 仏 tube de Crookes, 露 трубка Крукса] 気体放
電管の陰陽両極間に応感コイルなど10000V程度の電位
差を印加して管内の気体を真空ポンプで漸次排気していく
と、種々の気体放電模様が見られる。管内の圧力が1.33
Pa以下になると、いわゆる発光を伴わないクルックス暗
部(ヒットル暗部)が管全体を占めるようになる。残留ガ
スがイオン化されても再結合の機会がなく、陰極より放出
された電子は直接陽極に走る。このような状態にある封入
放電管をクルックス管(陰極線管)といっている。この管を
用いて、W. Crookesが陰極線が磁場でその進路が曲げら
れることを発見し、W. RöntgenがX線を発見したことは
有名である。

グレアム Graham, Thomas 1805.12.21—1869.9.16
イギリスの化学者。グラスゴーに生れる。グラスゴー大学
およびエンバラ大学に学び、1837年にロンドン大学の
教授、1841年にイギリス化学会(当時はロンドン化学会)
の初代会長、1854年に造幣局長(I. Newtonもこの職にあ
った)に就任した。この間に彼は数多くの化学的研究を行
ったが、特に気体および液体の拡散に関する一連の研究に
重要な業績をあげた。多孔質の隔膜を通しての気体の拡
散、あるいは微小な孔を通して真空中への気体の流出(ef-
fusion)において、その拡散速度または流出速度は気体の密

度の平方根に逆比例するというグレアムの法則(1833年)を、最初は水素と酸素を用いて実験的に見いだした。また、これを利用して混合気体の成分を分離する実験も行った。溶液中の溶質の拡散速度の比較測定から、結晶性物質は非晶性物質(ゼラチンなどのタンパク質やデンプンなど)より拡散速度が早く、両者を透析によって分離する方法を考案した。また非晶性物質をコロイドとよび、その特徴(今日のことでいえば高分子溶液の特徴)を記述した(1861年)。晩年には水素を吸蔵した金属の物性を研究したが、彼は水素を一種の揮発性金属とみなし、水素と金属は合金をつくると考えていた。

グレアムの法則 [英 Graham law, 独 Grahamsches Gesetz, 仏 loi de Graham, 露 закон Грахама] 気体が小さい孔を通して圧力の低い所へ噴出するときの速度は、内部と外部の圧力(p と p_0) および気体の密度 ρ を用いて

$$v = \sqrt{\frac{2(p-p_0)}{\rho}}$$

で表されるという法則である。これは 1833 年イギリスの化学者 T. Graham によって発見された。

グレイ [英 gray, 独 Gray, 露 грей] 吸収線量の単位のひとつに単位記号は Gy。この名称は放射線量測定において重要なグレイ-ブラッグの関係式で知られている L. H. Gray に由来する。1 グレイは電離放射線により、物質が質量 1kg 当り 1J のエネルギーを吸収したときの量をいう。したがって、1 Gy = 1 J·kg⁻¹ である。グレイは J·kg⁻¹ で表されるほかの物理量(カーマ、吸収線量指標)などにも使用される(⇒吸収線量)。従来使用されてきた吸収線量の単位であるラド(rad)は 1 rad = 10⁻² Gy である。グレイは国際単位系(SI)において特別な名称をもつ SI 組立単位のひとつにあげられており、ラドにとって代わるべき単位である(1975 年の国際度量衡総会による)。

グレイ Gray, Stephen 1666 ころー1736. 2. 15 イギリスの自然学者。カンタベリーに、大工を父として生れたが、少年時よりラテン語を学び、学問の道へと進んだ。静電気の研究をし、導体と不導体の区別をしたことで知られている。最初の論文は 1696 年に書かれたもので、彼はここで小孔に水滴を入れた顕微鏡について記述している。その後、幻日現象、磁気砂、古生物などについて報告し(1699~1701 年)、次いで天体の観測を行い、食の現象、太陽の黒点、木星の衛星の公転について定量的で精密な報告を出し(1703~16 年)、40 歳のころには厳密な観測家として広く知られるようになった。J. Flamsteed は彼の観測結果の集約を行ったし、W. Derham は音速の測定実験で彼と協力した。次いで R. Cotes が新しい天文台の建設のため彼をケンブリッジに招いたが、やがてこれはかなり打算的な意図のものであることがわかり、結局天文台は実現せず、再びカンタベリーに帰った。

F. Hawksbee の実験の後、彼も電気に関する実験を始め、摩擦により帯電したガラス管に羽毛が引寄せられ、次いで遠ざけられることから、電気とは微粒子の二重の流れであろうと推測した。この研究はしばらく中断されたが、1729 年になって、ガラス管にはめたコルクに電気現象が生じ、またコルクにさしてんだ棒にも電気が移動することを知り、電気の伝導という事実を確認した。さまざま物質について調べた結果、電気をよく伝えるもの(導体)と伝ええないもの(不導体)に気づき、その区別をたてることができたのである。いま一つの重要な結果は、電気現象にあずか

るのは物体の表面だけであることの発見である。彼は、一方は中味がつまり、一方は中空の、2 つの木の箱をつくってその電気現象を調べてこの結論を得た。当時はしばしば熱と電気は同じものと考えられていたが、この結果は、電気と熱とはっきり区別することとなった。怪かに荷電体からのスパークの観測なども行い、晩年には帯電した円錐振り子による惑星運動の模型を製作したと報ぜられている。

グレイ-ブラッグの関係式 [英 Gray-Bragg formula, 仏 formule de Gray-Bragg, 露 формула Грея-Брэгга] 固体物質などの電離放射線に対する吸収線量についての関係式(⇒ブラッグ-グレイの原理)。

グレイ毎秒 [英 gray per second, 独 Gray pro Sekunde, 仏 gray par seconde, 露 грей в секунду] 吸収線量の SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一。単位記号は Gy·s⁻¹ または Gy/s (⇒放射線測定のための単位)。

グレーザー Glaser, Donald Arthur 1926. 9. 21

アメリカの実験物理学者。オハイオ州クリーブ

ランドに生れ、生地のケース工科大学に入学、物理学および数学を専攻して、1946 年 20 歳の若さで卒業、直ちに、カリフォルニア州パサデナにあるカリフォルニア工科大学大学院に進学した。大学院では宇宙線および原子核物理学の実験を専攻し、特に宇宙線中の高エネルギー粒子のエネルギースペクトル分析の研究を行い、1950 年博士号を取得した。1949 年ミシガン大学に講師として移り、その後 1959 年まで準教授、教授を歴任して研究・教育に従事、1959 年からは再びカリフォルニア州に戻り、カリフォルニア大学(バークレー校)教授を務めている。

1949 年からのミシガン大学での宇宙線および高エネルギー物理学の実験の研究に際して、彼は宇宙線からの素粒子スペクトル、なかでも現在 K 中間子とよばれている「奇妙な」中間子の発生およびそのふるまいについて拡散型の霧箱などを用いて研究し、その改良に努めていた。しかし 20 気圧程度の拡散型霧箱では、奇妙な粒子などの発生を調べるためには核反応の標的物質の密度が低く、その欠点に着目していた Glaser は、標的核の密度を決定的に高める手段として液体を利用することを考えた。彼の考えは、霧箱では通常過冷却状態にある蒸気を使っているのに対して、減圧すれば沸騰を始める寸前にある過熱状態の液体を用いることができるのではないかと、そして減圧の直後に、不安定な状態にある液体中に荷電粒子線を入射させると、その通過線上に生じた粒子のイオン化現象に基づく液相の乱れによって泡が発生するから、その道筋に沿っての泡の飛跡から高エネルギー粒子の飛跡が観測できるだろうというものであった。1952 年彼は直径 1 cm、長さ 3 cm のバイレックスガラス管にエーテルを入れ、これを加圧して 135°C (沸点は 4.6°C) に保ち、急に減圧することにより荷電粒子の飛跡に沿って泡が発生させる実験を行い、同年 10 月、高速カメラによる、この泡の飛跡写真の撮影に成功し、現在の泡箱の発展の端緒をつかった。この泡箱の原理の発見は、その後液体水素その他にも応用され、高エネルギー物理学実験で最も重要な検出器として発展した。彼はこの泡箱の発明の功績により、1960 年ノーベル物理学賞を授与された。1964 年以降は生物物理学に転じ、バクテリアの進化、細胞の分裂および生長の制御、バクテリアの種の自動同定についての業績をあげている。

クレーズング [英 crazing] 内部応力のために固体状態物質の表面または内部にクレーズとよばれる細かいひび

割れが生じることをいう。これは高分子材料によく現れ、破断応力直前の応力状態では図1のような細かな欠陥部が生じることがある。また材料を長時間応力状態においてる間に現れることがある。普通は、物質がその欠陥部で巨視的に明らかに分離している場合をクラックとよび、それに達せずまだ明確に分離していないものをクレーズとよぶ。大きい応力下でクレーズの生じた部分では分子鎖は図2のように強く配向し、場合によっては繊維状になっているのが観測される。典型的な脆性破壊をする材料ではこうしたクレージングは見られない。

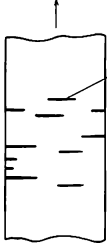


図 1

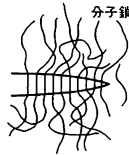


図 2

グレイツ数 [英 Graetz number, 独 Graetz-Zahl, 仏 nombre de Graetz, 露 число Грейца] 管内の層流伝熱について、時間当りの蓄積熱と時間当りの伝導熱との比を表す無次元量。管長 L 、管径 D 、流体の密度 ρ 、定圧比熱 c_p 、熱伝導率 λ 、管壁と流体との温度差 ΔT 、平均流速 u 、質量流量 $\dot{m} = \rho \cdot (\pi/4) D^2 u$ を用いて、 $Gz = (c_p \Delta T \cdot \dot{m}) / \{\lambda (DL) \cdot \Delta T / D\} = c_p \dot{m} / (\lambda L)$ で定義される。この概念はレイノルズ数 Re とプラントル数 Pr との積であるペクレ数 $Pe = Re \cdot Pr = u l / a$ ($a = \lambda / (\rho c_p)$ は温度伝導率) において、代表的長さ l を[管の断面積 / 長さ]とする特別の場合にあたる。この無次元量は、L. Graetz (1883 年) により、円管内の速度分布が放物形、熱が流れと直角方向だけに伝導のみによって伝わるとするときの管軸方向の温度分布の式に導入されたものである。一般に境界膜伝熱係数を表すヌセルト数 Nu は Re と Pr との関数として表す代りに、 Gz だけで書けるはずであるが、実際には流速が小さいときは管内の自然対流のため、一方、流速が大きいと乱流となるなどのため、必ずしも期待どおりにはならない。

グレーティング [英 grating, 独 Gitter, 仏 réseau, 露 решётка] = 回折格子

クレブシュ Clebsch, Rudolph Friedrich Alfred 1833. 1.19—1872.11.7 ドイツの数学者・物理学者。ケーニヒスベルク(現ソ連ヴァルニンングラード)に生れ、1854 年同地の大学を卒業し、1858 年ベルリン大学の私講師となる。次いでカールスルーエ大学、ギーゼン大学を経て、1868 年にゲッティンゲン大学教授となった。解析力学、弾性体の力学、不変式論、幾何学に関する多くの著作を残した。また、C. Neumann と共同で、雑誌 Mathematische Annalen を創刊した。学位論文で流体中での楕円体の運動を論じたが、流体力学と弾性体理論は、数理論理学での彼の主要問題であった。変分論・偏微分方程式論、パッフ(Pfaff)形式の積分論、不変式論などを、純粋数学の問題として研究したが、すべて後に理論物理学に寄与した。特に P. Gordan との共同研究になる双一次形式の変換理論は、E. P. Wigner によって、複合角運動量系の量子論の取扱いで有用なクレブシュ・ゴルダン係数として応用され

た(⇒クレブシュ・ゴルダン係数)。

クレブシュ・ゴルダン係数 [英 Clebsch-Gordan coefficient, 独 Clebsch-Gordan-Koeffizient, 仏 coefficient de Clebsch-Gordan, 露 коэффициент Клебша-Гордана] 量子力学において角運動量を扱うときに、2つの角運動量の和 $J = J_1 + J_2$ の固有関数を得るために必要な係数。角運動量 J_1 および J_2 に対する固有関数が与えられたとき、 $(J_1^2, J_{1z}, J_2^2, J_{2z})$ が対角な表示を $|j_1 m_1 j_2 m_2\rangle$ とし、 (J^2, J_z) が対角な表示を $|j m\rangle$ とするとき、それらの間の変換を与える式

$$|j_1 j_2 j m\rangle = \sum_{m_1 m_2} |j_1 m_1 j_2 m_2\rangle (j_1 m_1 j_2 m_2 | j_1 j_2 j m)$$

右辺の展開係数をクレブシュ・ゴルダン係数といい、 $|j_1 - j_2| \leq j \leq j_1 + j_2$ および $m_1 + m_2 = m$ が成り立つとき 0 でない値をもつ(⇒角運動量の合成)。その逆変換は、通常採用されているコンドン・ショートレイの位相の便法によるクレブシュ・ゴルダン係数を用いれば、同じ係数によって

$$|j_1 m_1 j_2 m_2\rangle = \sum_j (j_1 m_1 j_2 m_2 | j_1 j_2 j m) |j m\rangle$$

と表される。したがってこのような位相を選べばクレブシュ・ゴルダン係数は直交性関係を満たす。クレブシュ・ゴルダン係数として $(j_1 m_1 j_2 m_2 | j_1 j_2 j m)$ の代りに

$$(j_1 m_1 j_2 m_2 | j m), \quad C(j_1 j_2 j; m_1 m_2 m) \\ C_{j_1 j_2 m}^{j_1 j_2 j}, \quad C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^j, \quad S_{j_1 m_1 j_2 m}^{j_1 j_2 j}$$

の記法も用いられる。クレブシュ・ゴルダン係数はその引数の交換などに対して、次のような対称性をもつ。

$$(j_1 m_1 j_2 m_2 | j_1 j_2 j m) = (-1)^{j_1 + j_2 - j} (j_2 m_2 j_1 m_1 | j_1 j_2 j m) \\ = (-1)^{j_1 + j_2 - j} (j_1 - m_1 j_2 - m_2 | j_1 j_2 j - m) \\ = (-1)^{j_1 - m_1} \sqrt{\frac{2j+1}{2j_2+1}} (j_1 m_1 j - m | j_1 j_2 - m_2)$$

その他の対称性の関係はこれらの組合せで得られる。クレブシュ・ゴルダン係数の代りに次の $3j$ 記号も用いられる。

$$(j_1 j_2 j) = \frac{(-1)^{j_1 - j_1 - m}}{\sqrt{2j+1}} (j_1 m_1 j_2 m_2 | j_1 j_2 j m)$$

クレブス回路 [英 Krebs cycle, 独 Krebs-Zyklus, 仏 cycle de Krebs, 露 цикл Кребса] = TCA サイクル

黒い原子核模型 [英 black-nucleus model, 仏 modèle de noyau noir, 露 модель чёрного всепоглощающего ядра] 原子核反応を考える際に用いられる原子核模型のひとつ。入射粒子が標的核内に入ると核内の核子と強い相互作用を行い、吸収されると考える。つまり、原子核を強吸収(黒)体とみなす。核の表面では入射波だけが存在するとして粒子の核内への透過係数や衝突の断面積を求める。標的核を半透明であるとして扱う光学模型の結果と比較すると透過係数の値は小さい。これは黒体標的の場合は核表面で階段関数的に波数が変化するため、反射が大きくなりすぎるためである。全断面積は幾何学的断面積(πR^2)の2倍になるが、これは乱散が生じるためで、実験でも観測される(⇒回折散乱)。

入射核のエネルギーが核子当り 10 MeV くらいになると、ある大きさ以下の角運動量(l)の波は強く吸収され、各部分波の透過係数は $t_k \approx kR$ (k は波数、 R は衝突する核の半径の和)のあたりで 0 から 1 へ急に変化する。しかし、核表面の連続的核子密度の変化、核力の到達距離、量子効果のための不確定性などのために、透過係数はこの模型が示すように l の階段関数にならずに、ゆるやかな変化を示

す。

クロージュア近似 [英 closure approximation, 仏 approximation d'amas, 露 приближение замыкания] 量子力学における近似法のひとつ。遷移行列要素が特定のエネルギーのところで集約的に大きくなっている場合により近似となる。摂動ハミルトニアン \hat{H} による始状態 i 、終状態 f の間の遷移行列要素 $\langle f|\hat{H}|i\rangle$ は、一般に終状態のパラメーターを含む。そのためエネルギー保存が成り立つ

全終状態 f への遷移確率の計算に必要な量 $\sum_f |\langle f|\hat{H}|i\rangle|^2$

を閉じた形に求めることはできない。原子核のように複雑な多体系では、終状態の数も非常に多く、その分布も密で、個々の終状態についてそれぞれ行列要素を求めることは実際のでないことがある。終状態はエネルギー的に制限されているから、行列要素に含まれる終状態のパラメーターを適当な平均値で置換えれば、行列要素は個々の終状態によらない近似値 $\langle f|\hat{H}|i\rangle$ で表される。さらに、エネルギー的に可能な終状態についての和を、すべての終状態にわたる和で置換えると、完全性の定理を用いて、遷移行列の二乗和は $\sum_f |\langle f|\hat{H}|i\rangle|^2 = \langle i|\hat{H}^* \hat{H}|i\rangle$ と閉じた形に求められる。これがクロージュア近似である。

黑白群 [英 black-and-white group, 独 Schwarz-Weiß-Gruppe, 仏 groupe bicolore, 露 чёрно-белая группа] 結晶を構成する原子にスピンがある場合に、空間的な対称操作の他にそれと可換な時間反転操作を考えて磁気空間群が導かれる。スピンの代りに原子が黒と白の色をもつとし、空間的な対称操作と可換でこの2色を互いに移し変える操作 K を考えても、数学的には磁気空間群の場合と全く同様な議論が成立する。すなわち、1つの群 G を考え、そこから指数2の部分群 H を選出する。そして、 $G' = H + K(G - H)$ のように新しい群 G' をつくる。この G' を黑白群という。原子が黒白の2色だけでなくもっと多くの色をもつとして、同様に多色群を導くこともできる。常磁性結晶のように格子点にあるスピンの時間平均が0である場合、1つの原子が黒と白の混合色、灰色をもつと考える。この結晶は対称操作 K に対し不変であり、色を全く考えないときの結晶の対称性が群 G に属するならば灰色の結晶は $G + KG$ で与えられる群に属する。この群を灰色群とよぶ。

クロスオーバー効果 [英 crossover effect, 仏 effet de croisement, 露 эффект кроссовера] 一般に、ある2つの現象がパラメーターのある領域で互いに入れ替ることに伴って現れる効果をいう。特に臨界現象におけるクロスオーバー効果 (E. Riedel と F. Wegner, 1969 年) は有名である。体系を記述するハミルトニアン (相互作用) H がある種のパラメーター λ が入っており、 $\lambda=0$ のときと $\lambda \neq 0$ で H の対称などに異なる場合には、 $\lambda=0$ に対する臨界指数と $\lambda \neq 0$ に対する臨界指数は異なるはずである。しかし、 $\lambda \neq 0$ でも小さな λ に対しては、 $\epsilon \equiv (T - T_c)/T_c$ に関して、 $\epsilon \ll \epsilon^* \sim \lambda^{1/\phi}$ では $\lambda \neq 0$ の臨界指数が観測されるが、 $1 \gg \epsilon \gg \epsilon^*$ では、むしろ $\lambda=0$ の臨界指数が観測される。これは最も典型的なクロスオーバー効果である。 ϕ はクロスオーバーの臨界指数とよばれる。このほかにも、 d 次元相互作用に弱い ($d+1$) 次元相互作用がある場合の「次元のクロスオーバー」、量子的クロスオーバー効果などがある。後者では、古典的極限でも二次相転移が起る系で、量

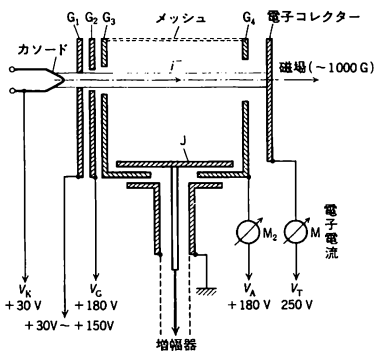
子効果が臨界指数にどう効くかが問題になる。相間距離 $\xi \approx \xi_0 \epsilon^{-\nu}$ がド・ブロイ波長 $\lambda_T = h(2mkT_c)^{-1/2}$ (ただし、 m は粒子の質量) よりもずっと長い場合には、量子効果は臨界現象に質的な影響を与えない。その反対に、 $\xi \leq \lambda_T$ では量子効果は本質的である。この量子的クロスオーバー効果の起る温度差 ϵ^* は、 $\xi \approx \lambda_T$ の条件から

$$\epsilon^* \approx \left(\frac{2mkT_c \xi_0^2}{h^2} \right)^{1/2\nu}$$

と与えられ、質量 m や転移温度 T_c が小さいほど、 ϵ^* が小さくなり、量子効果の現れる領域 $\epsilon \gg \epsilon^*$ は広くなる。

クロックパルス [英 clock-pulse, 独 Taktimpuls, 仏 impulsion de minuage, 露 синхронизирующий импульс] 論理回路において意味のある情報が存在する時刻を示すパルス信号で、論理演算の動作時間の基準とする。また、ディジタルの時間測定において基準間隔となる。通常、一定の時間間隔の連続パルス波である。電子計算機などのディジタル機器では、その規模が大きくなると、個々の論理素子の遅延が全体の動作に影響を与え、正しい動作が望めなくなる。そこで、個々の素子を、基準となる時間に同期して動作させることで、誤動作を防止する。したがって機器の内部の状態はクロックパルスごとに変化する。

クロッパ・ゲージ [英 Klopfer gauge, 独 Klopfer-vakuummeter, 仏 manomètre de Klopfer] 超高真空用電離真空計の一種。電離真空計における測定限界の主な要因となっている軟 X 線効果による残留電流を下げることに重点をおいて開発された真空計である。感度はベードー・アルバート・ゲージと同程度だが、構造がやや複雑なうえ、測定限界についての吟味もいまのところほとんどなく、あまり普及していない。構造および原理は、図に示す



ようにイオン化室 (G_3, G_4 で囲まれた空間) を挟んでカソードと電子コレクターを設けて、イオン化室を通して電子ビームを走らせる。電子ビームを集束するために、ビームに平行に磁場がかけられる。 G_1, G_2 は良好な状態で電子を引出すための電極であり、最も適当な電圧がかけられる。電子ビームがイオン化室を通過する過程で生じたイオンは、電子ビームと直角方向に設けられたイオンコレクター (J) に集められ、イオン電流として測定される。このような構造だと、(1) 電子コレクターより放出される軟 X 線はシールド板 G_4 によって遮蔽されほとんどイオンコレクターに達しない。(2) 一部の軟 X 線がイオンコレクターに達して光電子が放出されても、磁場によって再びイオンコレクターにもどされるので、残留電流としては現れな

い、などの理由で軟 X 線効果による残留電流は極めて小さく、圧力の測定限界も極めて低いことが期待される。

クロード・サイクル [英 Claude cycle, 独 Claude-Prozeß, 仏 cycle de Claude, 露 цикл Клода] ⇒ 液化機
グロトリアン図 [英 Grottrian diagram, 独 Grottrian-Diagramm, 仏 diagramme de Grottrian, 露 диаграмма Гроттриана] 原子スペクトルにおいて、いろいろな項からほかの項への可能な遷移と、そのとき放出される光の波長を示す図をグロトリアン図という。1928 年に、W. Grottrian が *Graphische Darstellung der Spektren* を出版し、種々の原子の電子状態間の可能なスペクトル線とその波長を図にして示した。この著書は原子スペクトルの研究に大きな貢献があったので、原子スペクトル線とその波長を図示したものをグロトリアン図とよぶようになった。その後新しいデータにより改善されたグロトリアン図が出版されている。水素原子の場合を図に示す。ここでエネルギー準位の記号、たとえば $3(1/2)$ は主量子数が 3 であり、軌道角運動量とスピン角運動量の和の角運動量の量子数 j の値が $1/2$ であることを示す。またたとえば $3(1/2, 3/2)$ は主量子数は 3 で、 j の値は $1/2$ と $3/2$ の 2 つの状態があることを示す。準位と準位を結ぶ線分上の数字は、その遷移の際に放出される光の波長の値を Å 単位で表したものである。ただし 2000 Å より短い波長は真空中の波長であり、 2000 Å より長い波長は空気中の値を示してある。図

クローニン Cronin, James Watson 1931. 9. 29—

アメリカの実験物理学者。シカゴに生れる。1951 年 南メソジスト大学卒業。1955 年シカゴ大学で博士号取得。ブルックヘブン国立研究所助手を経て、1958 年プリンストン大学助教授、1965 年 同大学正教授となる。1971 年からはシカゴ大学正教授。国立科学アカデミー会員。1955 年以後は、主としてブルックヘブン国立研究所の陽子加速器を用いて、当時 脚光を浴びていた奇妙な粒子の生成断面積などの研究を行い、次いで崩壊生成へと移っていった。なかでも、1964 年 V. L. Fitch とともに行った CP 保存則のやぶれの発見、およびそれにつながる一連の中性 K 中間子の崩壊パラメーターを決めた実験は有名である。シカゴ大学移転後は、フェルミ研究所の 400 GeV 陽子加速器を用い、大角度におけるレプトン、ハドロン生成などの実験も行ったが、CP のやぶれの理論の新しい展開(小林・益川理論など)に伴い、再びこの問題に取組んで

いる。1980 年には CP のやぶれの発見に対し、Fitch とともにノーベル物理学賞を授けられた。

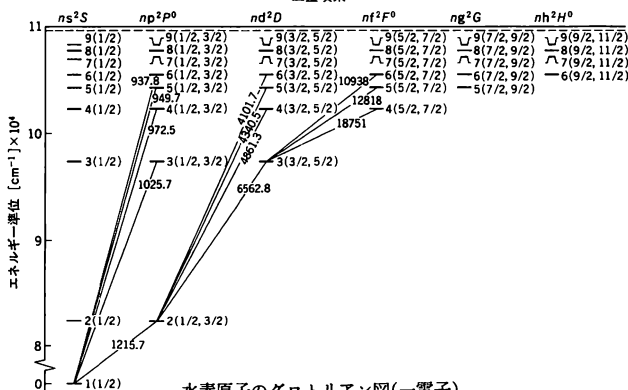
クロネッカーの δ 記号 [英 Kronecker's δ symbol, 独 Kroneckersches δ -Symbol, 仏 symbole δ de Kronecker, 露 символ Кронекера δ] δ_{ij} (i, j は自然数)と記される記号で、 $i=j$ ならば 1, $i \neq j$ ならば 0 の値をとる。(i, j) 成分が δ_{ij} である $n \times n$ 行列は単位行列である。二階のテンソルと見たときには単位テンソルとなる。 i, j を整数全体、または一般の集合の要素に拡張して定義されることもある。

クロノトロン [英仏 chronotron, 独 Chronotron, 露 хронотрон] 遅延回路を利用して、2 つのパルスの非常に短い時間間隔をナノ秒(ns)以下の分解能で測定する装置。原理的には、1 本のケーブルの両端から時間間隔を測ろうとするパルスをそれぞれ入れ、ケーブルの途中等間隔に設けてある多数の検出器の出力信号の大きさによってパルスのすれ違い場所を定める。こうして時間間隔をケーブル長に換算できる。普通同軸ケーブルの場合 1 ns は 20 cm に相当する。2 本のケーブルを使用する場合は、それぞれにパルスを反対方向に走らせ、途中の多数の検出器出力と同時に計数回路を利用してパルス的一致点を見だし、2 つのパルスの時間間隔を知る。

グローバー [英仏 globar, 独 Globar, 露 глобар] 炭化ケイ素(SiC)に少量の不純物を入れ焼結してつくった赤外光源で、アメリカ、カーボランダム社の商品名である。ドイツにはシリット(Silit), わが国にはエレマなどの商品があるが、これらを総称して普通グローバーとよばれることも多い。直径 5 mm 、長さ 50 mm 程度のグローバーに約 5 A の電流を直接流して加熱すると、 $1100 \sim 1500 \text{ K}$ 程度になる。寿命は 1500 K で約 250 h で、過熱すると分解消耗する。表面に ThO の保護膜をつけたものは 2200 K 程度まで使用できる。放射率は $4 \sim 15 \mu\text{m}$ の波長領域で 80% 程度で、これ以上の波長領域ではしだいに低下する。なお炭化ケイ素の太い棒は電気炉の加熱にも用いられる。

クローバースイッチ [英 crowbar switch, 仏 commutateur crossbar] 高電圧に充電されたコンデンサーをコイルを通じて放電するときに流れ出す振動電流が最大値(コイル電圧の最小値)のとき、コイルの両端を短絡してコイルに流れる電流をある時間ほぼ一定に保つために用いられるスイッチ。高電圧に耐えしかも低い電圧で動作し、ス

二重項系



水素原子のグロトリアン図(一電子)

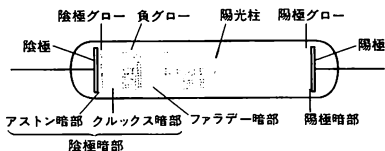
イチチ自体のインダクタンスの小さいことが必要である。プラズマのための強磁場発生や大電力電子管回路の保護回路などに用いられる。

グローブ Grove, Sir William Robert 1811.7.11 – 1896.8.1 イギリスの物理化学者、法学家。ウェルズのスウォンジーに生れる。オックスフォード大学を卒業して(1832年)、法学家となったが、体が弱かったせいもあって科学に興味をもつようになり、1839年グローブ電池を発表した。1840年から王立科学研究所の物理学教授を務め、またロンドン王立協会の会員であった。Groveの電池は希硫酸の中に亜鉛の円筒を入れ、その中に素焼の容器をおき、素焼の容器中には硝酸とS字状に曲げた白金板を入れたものである。亜鉛と硫酸の反応により発生した水素が素焼の容器に入り、ここで硝酸を還元する。これは動電力1.8Vを与え、ダニエル電池より有効であるが、定常性においては劣る。また硝酸から酸化窒素、過酸化窒素が発生するという問題がある。さらに極に用いられる白金が高価であるという難点もあった。これらの点の改善(白金を炭素に代え、硝酸を他の酸化剤に代えること)により、その後ブレン電池がつくられたのであり、グローブ電池はいわばブレン電池の原型となった。彼の研究はほとんどが電気化学および電池に関するものであるが、1846年には「物理学的な力の相関について」*On the Correlation of Physical Forces* という著書を書き、諸力が相互に転化するという思想を述べている。法学家としても、王室の顧問弁護士、高等裁判所判事などを務めた。

グローブボックス [英 glove box, 独 Glovebox, 仏 boîte à gants, 露 защитная камера с перчатками] α線または飛程の短いβ線など比較的少量の放射性物質を取扱うために用いる小型の作業箱で、その中に放射性物質を密閉し、備えつけのゴム手袋によって外部から操作する。これによって放射能汚染や化学操作に伴って発生する有害ガスなどから作業者を守る役割を果たす。ドライボックスともよばれる。

グロー放電 [英 glow discharge, 独 Grimmmentladung, 仏 décharge à lueur, 露 тлеющий разряд] 冷陰極放電管で、陰極電流密度がほぼ $1\text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$ 以下、ガス圧約 10 Torr 以下の放電をさせると、発光を伴う定常的な放電が得られる。これをグロー放電と呼ぶ。陰極からは主として正イオン衝撃による二次電子放出が起り、陰極降下で加速されて負グローに入る。ここでは電離が盛んで、実質的に二次電子放出に必要な正イオンの供給源となっている。陰極と負グローの間は発光が弱く陰極暗部とよばれる。条件によっては陰極グローが現れることもあり、この場合には陰極から、アストン暗部、陰極グロー、クルックス暗部を経て負グローへと続く(⇒アストン暗部)。負グローで生成された電子は放電電流を担うだけの移動速度で陽極方向に進むが、エネルギーは低いためしばらくは励起も電離もさほど起らず、発光の弱いダークプラズマの領域が続く。これをフラデー暗部とよぶ。しかし、やがて管壁への電子損失などのため電子密度が下がってくると、放電電流を維持するため新たに電離を必要とし、軸方向電場による加速と電離を伴う陽光柱が形成される。陰極前面では、電子電流の流入を補給するため局所的に電子とイオンを生成する必要がある。陰極直前にほぼ気体分子の電離電圧程度の電位差を生じ、励起や電離を促進している(⇒陽極降下)。これに伴う発光を陽極グロー、陽極と間の暗部を陽極暗部

とよぶ。放電管に沿ってのこれらの特徴的な領域を図に示す。



放電電流が小さい間は陰極表面の一部のみが陰極としての働きをし、電流を増加させたときにはその面積が電流に比例して増加する。したがって陰極降下は変わらず一定である。この状態を正規グロー放電とよぶ。端子電圧の大部分は陰極降下にかかっているため、放電電流によらず電圧が一定であるという放電特性が得られる。この特性を利用したのが定電圧グロー放電管である。陰極全面が陰極としての機能を果たす以上の電流を流そうとすると、陰極からの電子放出自体を増さねばならず、陰極降下が高くなる。したがって放電特性は電流とともに電圧も上昇する正特性となる。これを異常グロー放電とよぶ。さらに電流を上げていくと、遷移域をへてアーク放電へと進展する。陰極表面が絶縁物の被膜で覆われているとき、その表面に蓄積した正イオンの電荷によって強い電場が生じ、電界放出によって電子が供給される非常に陰極降下の低い放電が得られることがある。これをスプレー放電とよぶ。

クロマイト [英 chromite, 露 хромит] Cr^{3+} を含む複合酸化物。磁性の面からはスピネル構造の MCr_2O_4 ($\text{M}=\text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}, \text{Ni}, \text{Cu}$) とひずんだペロブスカイト構造の RCrO_3 ($\text{R}=\text{Y}$ または希土類元素) が特に重要である。スピネル構造のカルコゲン化合物 MCr_2X_4 ($\text{M}=\text{Cu}, \text{Zn}, \text{Cd}$ など, $\text{X}=\text{S}, \text{Se}, \text{Te}$) もカルコゲンクロマイトと総称されることがある。スピネル型クロマイトはすべて正スピネルであり、B位置どうしの超交換相互作用の、A位置-B位置間のそれに対する比は、スピネル型フェライトの場合に比べて大きい。この結果、磁気転移点以下では三角磁気構造あるいはらせん磁気構造をとる。ペロブスカイト型クロマイトは対応するオルトフェライト RFeO_3 と類似の磁性を示す。すなわち、二三の例外を除いて、寄生強磁性を伴う反強磁性体であり、低温でスピン再配列転移、さらに低温で希土類スピンの整列を起す。 Cr^{3+} 、希土類イオンの光吸収スペクトルを利用して、これら磁気転移の光学的方法による研究がさかに行われた。

クロマチン [英 chromatin, 独 Chromatin, 仏 chromatine, 露 хроматин] 真核生物細胞の核内にある好塩基性微細構造である。染色質ともいう。ほぼ等重量のDNAおよび塩基性タンパク質(ヒストン)から構成されており、そのほかにも酸性タンパク質と少量のRNAを含む。DNAはヒストンにらせん状に巻きついて結合し、糸状構造(基本染色体原繊維)を形成する。クロマチンはこの糸状構造がらせん構造を形成したものである。電子顕微鏡下では電子密度の高い部分と低い部分が現れ、それぞれ異質染色質および真性染色質とよばれる。前者は基本染色体原繊維が強く折りたたまれた部位である。また、真性染色質を形成する基本染色質の一部分の基本染色体原繊維は、DNAと結合しているタンパク質を失っていると考えられている。真性染色質での遺伝活性は高く、その部位のDNA複製も異質クロマチン部位より速く起る。細胞分裂期には染色質が凝集して染色体を形成する。現在では染色

質も広い意味で染色体とよばれることがある。特定遺伝情報が発現，すなわち RNA 合成のテンプレートとしての特定 DNA を選別する際には，染色質構造が重要な役割を担っていると考えられている。

クロマティシティ [英 chromaticity, 独 Chromaticität, 仏 chromatécité, 露 цветность] ⇒ シンクロトロフ

クロマトグラフィー [英 chromatography, 独 Chromatographie, 仏 chromatographie, 露 хроматография] 1906 年, M. Tswett は, 固定相として炭酸カルシウムを詰めたガラス管(カラム)に植物色素の石油エーテル抽出液をつけると, 植物色素が分離し始め, さらに溶媒(展開液)を流すとクロロフィル a, b, カロチンなどに分離することを発見した。展開後ガラス管にできた色素の帯をクロマトグラムという。現在では, 試料が着色していなくても, 固定相に対する吸着能力などの差を利用して成分に分離する技法に対して広くこの言葉が用いられる。クロマトグラフ法ともいう。固定相として濾紙を用いるものをペーパークロマトグラフィーという。濾紙上でまず一方に展開したのち, さらに別の展開液を用いてこれと直角方向に展開することにより(二次元クロマトグラフィー), わずかに性質の違う多数の成分を分離することができる。カルビン・サイクルの解明にあたっては, この方法が威力を発揮した。ガスクロマトグラフィーは, 表面積の大きいケイソウ土やレンガ片に沸点の高い液体をしみこませたものを固定相とし, アルゴンや窒素ガス(キャリアーガス)に乗って運ばれる気化した試料の固定相液体と気相に対する分配係数の差により, 分離定量するものである。試料の検出には, 熱伝導率計, イオンキャプチャー検出器(農業など有機ハロゲン化合物用), 水素炎イオン化検出器(有機化合物用)などが用いられるが, 最近では質量分析計に直接接続することにより(ガス・マス), 標準試料がなくても微量物質の同定が可能になっている。カラムクロマトグラフィーも, 吸着法ばかりでなく, イオン交換, ゲルパーミエーション(分子ふるい), アフィニティークロマトグラフィー(ゲルに結合したリガンドに対する親和性によってタンパク質などを分離する方法)など, さまざまな充填材や技法が開発されている。特に, 高速液体クロマトグラフィーでは, 粒子の細かい, 非圧縮性の基材を用いることにより, 試料を短時間内に高性能で分離することが可能になった。

クロマトフォア [英仏 chromatophore, 独 Chromatophor, 露 хроматофор] 光合成細菌および藍藻から得られる小胞状の膜断片で, 機能的に高等植物・藻類葉緑体のチラコイドにほぼ対応し, 光化学反応系, 電子伝達系, 光リン酸化系を含む。クロマトフォアは細胞内膜が分化したものと考えられるが, 種および生理状態により, 内膜が高頻度で陥入してまだつながつているものや, 内膜から離れて小胞状になっているものなど, いろいろな場合がある。

クロム [英 chromium, 独 Chrom, 仏 chrome, 露 хром] 原子番号 24 番の元素。Cr の結晶は体心立方構造で 1 原子当たり平均 $0.42\mu_B$ (μ_B はボーア磁子)のスピンの磁気モーメントをもつネール温度(T_N) 312 K の反強磁性体である。 T_N では $1.05 \pm 0.3 J \cdot \text{mol}^{-1}$ 程度の潜熱が観測され, 一次相転移を示す。 T_N 直下で磁化率, 電気抵抗, 弾性率などに異常が現れる。スピン構造は単純な反強磁性スピン配列でなく, 非整合構造を示し, スピンの密度が場所の関

数として正弦関数的に変動している正弦スピン密度波である。122 K にスピンフリップ温度(T_F)があり, $T_F < T < T_N$ でスピン密度波の波数ベクトルとスピンの向きとが垂直な横正弦波構造を示し, $T < T_F$ では波数ベクトルとスピンの向きが平行な縦正弦波構造となっている。スピン密度波の周期は $T < T_F$ で格子定数の約 21 倍, $T_F < T < T_N$ の間では温度とともに増加して T_N 付近で格子定数の約 28 倍の長周期構造となる。スピン密度波の磁気ひずみの効果として波数ベクトルがスピン密度波の 2 倍のストレーン波も観測されている。このような長周期スピン密度波は Cr の特異なフェルミ面の構造に起因しているものと考えられている。

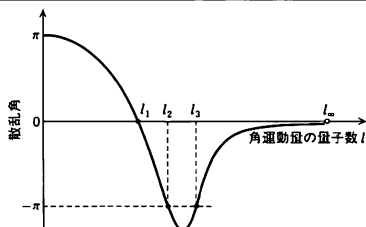
クロムカリ明ばん [英 chromium potassium alum, 独 Kalium Chromalum, 仏 alun de potassium chrome] 断熱消磁用の冷却剤として使用される物質。分子式は $K_2SO_4 \cdot Cr_2(SO_4)_3 \cdot 24H_2O$, 深紫色, 結晶系は等軸晶系。比重 1.826。3 価金属イオンとして Cr^{3+} を含むため ($S = 3/2$), 高温では常磁性を示す。また, $Cr^{3+} - Cr^{3+}$ 間の距離が十分に離れているために, 30 mK に到達してもなお常磁性を示す(⇒鉄アンモニウム明ばん)。そこで断熱消磁によって 1 K からスタートして低温を得るための作業物質として用いられる。最低到達温度は 20 mK 以下で, ~15 mK 付近で反強磁性に転移するといわれている。同種の化合物として, クロムアンモニウム明ばん, クロムメチルアミン明ばんがある。

クロメル-アルメル熱電対 [英 chromel-alumel thermocouple, 仏 thermocouple à chromel-alumel, 露 хромель-алюмелевая термопара] ⇒ 熱電対

クロメル-コンスタンタン熱電対 [英 chromel-constantan thermocouple, 仏 thermocouple à chromel-constantan, 露 хромель-константановая термопара] ⇒ 熱電対

クロメル-銅熱電対 [英 chromel-copper thermocouple, 仏 thermocouple à chromel-cuivre, 露 хромель-медная термопара] ⇒ 熱電対

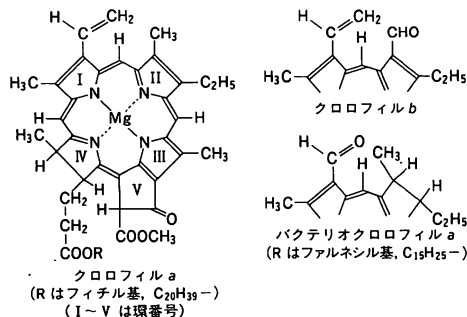
グローリー散乱 [英 glory scattering] 低エネルギーの原子あるいはイオンが, 斥力と引力から成る中心力ポテンシャルの下で弾性散乱をするとき, 散乱の微分断面積や全断面積を入射粒子のエネルギーを横軸として描くと振動構造が見られる。このような散乱をグローリー散乱という。グローリー散乱はちょうど斥力と引力の効果が打消しあい, あたかも散乱を受けないで直進してきたかのように見える場合(重心系での散乱角 $\theta = 0$)があるために起る現象である。散乱粒子を量子論的に波として考えると, 散乱波の位相はポテンシャルの影響を受けるため, 散乱を受けない直進波の位相との間にずれを生ずる。その位相差を入射波の角運動量の量子数 l の関数として η_l で表す。散乱角 θ が 0 となる散乱に寄与する入射波は, ほぼ $d\eta_l/dl = 0$ となるような l をもつ部分波に限られていることが知られている。したがって, このような入射部分波に対しては l が多少変化しても η_l はほとんど変化しない。また角運動量の量子数が l^2 である入射部分波の全散乱断面積に対する寄与は $(2l+1) \sin^2 \eta_l$ に比例する。したがって, 入射波の速度(波束の群速度が古典的な粒子の速度に対応する)が変わり $d\eta_l/dl = 0$ となる η_l が変わると, $\theta = 0$ となる散乱に寄与する部分波の全断面積に対する寄与はほとんど同位相でいっせいに大きくなったり小さくなったりする。このため全



断面積を入射粒子の速度の関数として観測すると振動構造が現れる。θ = 0 で起るこの特異性の効果は微分断面積にも現れ、散乱されない直進波との干渉の結果(図の l_1 と l_∞)、微分断面積は散乱角に対して細かい振動構造をもつ。特に θ = 0 のごく近傍では微分断面積は光のフラウンホーファー回折像のように非常に大きくなり、ちょうど日の出のとき太陽を背にして自分の影を前方の霧に映すと、影の縁の部分に明るい輝き(グロリー)が生ずるのに似ていることから、グロリー散乱とよばれている(⇒フラウンホーファーの回折)。微分断面積に現れる振動構造は散乱角が $-\pi$ のとき(引力と斥力とで差引きの効果が引力が強ければ散乱角は負、斥力が強ければ散乱角は正)にも図の l_2 と l_3 の散乱分枝の間の干渉効果として現れる。θ = 0 のときを前方グロリー散乱、θ = $-\pi$ を後方グロリー散乱とよぶ。グロリー散乱の振動構造から、ポテンシャルに関する見解が得られるので、虹散乱と並んで古くからよく研究されている(⇒巨大グロリー散乱)。

クローラー-ルーダーマンの定理 [英 Kroll-Ruderman theorem, 仏 théorème de Kroll-Ruderman, 露 теорема Кролла-Рудермана] ⇒ 低エネルギー定理

クロロフィル [英 chlorophyll, 独 Chlorophyll, 仏 chlorophylle, 露 хлорофилл] 最も重要な光合成色素で、葉緑素ともいう。化学構造的には、Mg ボルフィリン化合物で、Mg のとれたものをフェオフィチンという。藻類以上の生物からはクロロフィル a, b, c が、また光合成細菌からはバクテリオクロロフィル a, b, クロロバウムクロロフィル 650, 660 が見いだされている。図にクロロフィル a (R はフィチル基: $C_{20}H_{39}-$, I ~ V は環番号), クロロフィル b, バクテリオクロロフィル a (R はファルネシル基: $C_{15}H_{25}-$) を示す。クロロフィルは光合成において光化学反応中心, 初発電子受容体, 集光などの機能をもつ(⇒光合成色素, クロロフィルタンパク複合体)。



クロロフィルタンパク複合体 [英 chlorophyll-protein complex, 独 Chlorophyll-Protein-Komplex, 仏 complexe de chlorophylle-protéine] 光合成器官においては、

ほとんどすべてのクロロフィルがタンパク質と非共有結合的に結合し、クロロフィルタンパク質複合体として存在する。なお、クロロフィルの一部は脂質とも接していると考えられる。緑色植物は、光化学系 I を構成する P700 クロロフィル a タンパク質, 光化学系 II を構成する P680 クロロフィル a タンパク質(⇒光化学系), 光を吸収して上記の光化学系にそのエネルギーを伝達する集光性クロロフィル a/b タンパク質の 3 種を含む。光合成細菌は、反応中心を構成するバクテリオクロロフィルタンパク複合体と、集光用バクテリオクロロフィルタンパク複合体を含む。緑色光合成細菌 *Prosthecochloris* から得られた水溶性バクテリオクロロフィル a タンパク質は、分子量約 15 万の三量体で、各サブユニットは 7 分子のバクテリオクロロフィルを含む。この複合体は結晶化され、X 線による構造解析が進んでいる。

クーロン [英 C. coulomb, 独 Coulomb, 露 кулон] 電気量の単位。国際単位系(SI)では、特別の名称をもつ組立単位のひとつにあげられている。C. A. Coulomb (⇒クーロン)に由来する。単位記号は C。1A の電流が 1s 間に運ぶ電気量が 1C である。1C = 1A · s = 1V · F。

クーロン Coulomb, Charles Augustin de 1736.6.14 - 1806.8.23 フランスの工学者, 物理学者。南フランスのアングレームに生れ、パリで学んだ。一時、父とともにモンペリエに住み、同地の科学協会に加わって天文学, 数学などの論文を報告している。その後メジエールの工兵学校に入学し, 1761 年に同校を終えると直ちに工兵隊に入った。その間 J. C. Borda や C. Bossut を通じて当時の工学, 数学の成果を吸収した。フランスの工兵隊は組織された技術者集団として世界で初めて誕生したものであり, その養成機関としての工兵学校は, 当時最も権威のある工学の教育研究機関であった。工兵隊での最初の任地はプレストであったが, まもなくマルチニク島の勤務となり同地に 8 年間滞在した。この間多くの技術上の問題に直面したが, 変分計算を工学に応用するなど新機軸を用いて問題を次々に解決し, アーチの強度など優れた理論的研究を残した。

帰国後の彼の科学的活動は活発となり, 摩擦の研究(1773 年), 磁気コンパスの研究(1777 年)などを相次いで発表し, パリ・アカデミーの賞をも獲得した。次いでねじれ弾性の研究へ進み, ねじり応力を定式化するとともに精密なねじれ秤の製作に成功した(1784 年)。これは 9×10^{-4} dyn の力が測定できるものであった。このねじれ秤を用いて, 彼は同種に帯電した 2 つの小球間に働く力を調べ, 電荷の間に働く静電気的の力の法則, いわゆるクーロンの法則を得た(1785 年)。その後も精密な実験をくり返し, 磁気についても同様の法則を得, また異種の電荷間に働く力(引力)に対しては, 回転振動の周期を測定することにより, やはり同種の法則を得た。これらは 1791 年までの 7 点の論文にまとめられ, その後の電気学発展の基礎を与えるものとなった。彼の定量的研究と数学解析に基づく分析とは, 厳密で合理的な科学研究の方法を開いたものであったが, 一面, ニュートン力学的な自然観の興隆に力のかすものでもあった。

革命後引退したが(1791 年), アカデミーで活動し, フランス学士院のメンバー, 1801 年にはその総長となった。公務の面でもリセ制度など多くの貢献を残した。

クーロン・エネルギー [英 Coulomb energy, 独

Coulomb-Energie, 仏 *énergie coulombienne*, 露 *кулоновская энергия* 荷電粒子間に働くクーロン力のポテンシャルエネルギーをいうが, 原子核のような多体系におけるクーロン・エネルギーの総和をいうことがある。原子核の質量を表す質量公式の中で, $Z^2/A^{1/3}$ (Z は原子番号, A は質量数) に比例する項をクーロン・エネルギー項といい, 核内の陽子間のクーロン力によるものと考えられる。原子核の全電荷 Ze が半径 R の球に様に分布しているとみなせば, クーロン・エネルギーは $3(Ze)^2/(5R)$ となる。核半径 R は $A^{1/3}$ に比例する (⇒核半径) ので, クーロン・エネルギーは $Z^2/A^{1/3}$ に比例することになる。重い核になるとクーロン力の効果は大きくなり, 核の荷電独立性 (⇒荷電不変性) は一般的には成り立たなくなると考えられる。しかし, A が同じで Z が 1 だけ異なる 2 つの核に極めてよく似た状態 (⇒アイソバリックアナログ状態) が見いだされる。これらは核子の波動関数が同一で, エネルギーの違いはクーロン・エネルギーの差と陽子と中性子の質量差から生じると考えられる。これらの状態のエネルギー差を測定すれば核内におけるクーロン力の効果の大きさがわかる。

クーロン・エネルギー差 [英 *Coulomb energy difference*, 仏 *différence d'énergie coulombienne*, 露 *разница кулоновской энергии*] アイソバーで陽子数の違いのために原子核がもつクーロン・エネルギーに差が生じること, またはそのエネルギー差。陽子は正電荷をもっているため原子核内の陽子間にはクーロン斥力が働く。クーロン力は核力に比べてずっと弱いので到達距離が長いので, 陽子数の多い原子核では結合エネルギーに大きく寄与する。陽子数を Z , 質量数を A とすればおよそクーロン・エネルギー差は 1 核子当り $0.7Z^2/A^{1/3}$ [MeV] である。中重および重い核においてはクーロン力のため, 安定な原子核では中性子数が陽子数よりも多い。核子間に働く強い相互作用は荷電独立であり, 陽子と中性子をアイソスピン 1/2 の 2 つの状態とすると, 核全体でアイソスピンはよい量子数である。クーロン力によって荷電対称性は破れるが, 重い原子核においても荷電対称性は極めて有効であることが多くの実験事実からわかっている。たとえば, アンチモン ^{17}Sb とスズ ^{17}Sn の 2 つの原子核では, アイソスピンの Z 成分はおのおの $T_z = (N - Z)/2 = 15/2$ および $17/2$ である。 ^{17}Sb の基底状態のアイソスピン $T = 15/2$ と考えられるが, $T = 17/2$ の励起状態が $^{16}\text{Sn}(p, p)$ および $^{16}\text{Sn}(p, n)$ 反応において共鳴として観測されている。これらの状態は ^{17}Sn の基底あるいは低い励起状態と, 準位のエネルギー間隔, スピン, パリティなどについて顕著に対応し, アイソバリック・アナログ (荷電類似) 状態であることを意味する。そしてこれらの互いに対応する状態の間の結合エネルギーの差はおおよそ 13.8 MeV で, これはクーロン・エネルギーの差を示すと考えられる。つまり Sn において中性子 1 個を陽子に置換えると生じるクーロン・エネルギーの増加分を表す。

クーロン近似 [英 *Coulomb approximation*, 独 *Coulombsche Näherung*, 仏 *approximation de Coulomb*, 露 *кулоновское приближение*] 原子またはイオンの光吸収, 放出に関係する双極子行列要素を量子力学によって計算するときに用いられる近似法。双極子行列要素を評価する際に遷移積分 $\int_0^\infty R_l R_l' dr$ を評価する必要がある。こ

こで R_l/r , R_l'/r は光を吸収または放出するときに遷移をする電子 (以下活性電子という) の動径波動関数, r は電子の原点からの距離である。活性電子の感ずる場は遠方ではクーロン場であるが, 近くではほかの電子の存在によってこれとは異なる。しかし, クーロン近似では活性電子の波動関数をクーロン場に対する波動関数で近似し, かつ原点の近傍からの寄与を無視する。この近似波動関数の精度は原点の近傍を除けばよい。さらに通常上記遷移積分においてはこの領域からの寄与は小さい。したがってクーロン近似は遷移積分のよい近似値を与える。実際には活性電子の始状態および終状態の電離エネルギー I が実験的にわかると次のように遷移積分を見積ることができる。水素型のエネルギー準位についての関係式は波数単位で

$$I = \frac{Z^2 R}{(n^*)^2}$$

により始状態および終状態の有効主量子数 n^* , n'^* を求める。ここで $R (=1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1})$ はリュードベリ定数, Z は活性電子の見る原子イオンの電荷数である。これより必要な遷移 ($n_l^* l \rightarrow n_l'^* l'$) ($l' = l \pm 1$, l, l' は活性電子の角運動量) に対する遷移積分は, n_l^* , $n_l'^*$ が整数として求めた数値を内挿して求めることができる。閉殻イオンに 1 つの価電子が存在するような原子またはイオン (たとえばアルカリ原子) に対してはクーロン近似は精度がよい。また活性電子が高い主量子数 n に入っているリュードベリ原子に対してはよい近似となっている。

クーロン・ゲージ [英 *Coulomb gauge*, 独 *Coulomb-eichung*, 仏 *jauge de Coulomb*, 露 *кулоновская калибровка*] ⇒ ゲージ変換

クーロン散乱 [英 *Coulomb scattering*, 独 *Coulombsche Streuung*, 仏 *diffusion coulombienne*, 露 *кулоновское рассеяние*] ⇒ ラザフォード散乱

クーロン衝突 [英 *Coulomb collision*, 独 *Coulomb-Stoß*, 仏 *collision coulombienne*, 露 *кулоновское столкновение*] 電子・電子 ($e-e$), イオン・イオン ($i-i$), イオン ($e-i$) などの荷電粒子間にはクーロン力が働くので, 比較的長距離まで相互作用がある。クーロン相互作用による粒子の衝突をクーロン衝突という。この二体衝突の重心系でクーロン衝突前後の偏角を χ とすると, χ 方向へ散乱するラザフォード散乱断面積 $\sigma(\chi)$ は

$$\sigma(\chi) = \frac{(qq^*)^2}{(8\pi\epsilon_0 m_r u^2)^2 \sin^4(\chi/2)}$$

となる。ただし ϵ_0 は真空中の誘電率, m_r は換算質量 ($m_r = mm^*/(m+m^*)$), u は相対速度である。この散乱断面積を用いてテスト粒子 (質量 m , 電荷 q) が, 場の粒子 (質量 m^* , 電荷 q^* , 密度 n^*) の中を走るときの運動量の変化を計算することができる。走る方向に対して垂直な成分の運動量の変化から, $(dp_\perp^2/dt) \approx p_\perp^2/\tau_c$ の関係によって τ_c を求めると

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{q^2 q^{*2} n^* \ln \Lambda}{2\pi\epsilon_0^2 m^2 v^3}$$

$$\ln \Lambda = \int_{x_{\min}}^{\pi} \cot \frac{\chi}{2} \frac{d\chi}{2} = \ln \frac{1}{\sin(\chi_{\min}/2)}$$

が得られる。 τ_c は垂直方向への速度拡散の時間を与える。この時間 τ_c をクーロン衝突時間といい, その逆数 $\nu_c \equiv \tau_c^{-1}$ をクーロン衝突周波数という。 τ_c の中に現れる $\ln \Lambda$ をクーロン対数とよぶ。 $\ln \Lambda$ の表式の χ の積分範囲を $(0, \pi)$ としないで (χ_{\min}, π) としているのはデバイ遮蔽 (⇒デバイ半

径)の効果のためである。実験室で得られるプラズマのクーロン対数の値は10~20程度である。

クーロン障壁 [英 Coulomb barrier, 独 Coulomb-Barriere, 仏 barrière de Coulomb, 露 кулоновский барьер] 同符号の荷電粒子間にはクーロン斥力が働くが、両者が核子でない原子核の場合には、その核半径(約 10^{-12} cm)の近くまではこの斥力が働き半径内では強い引力が働く。したがって核反応を起したり、核内の粒子(たとえば α 粒子)が核外に飛出すときには、この斥力ポテンシャルの壁に妨げられることになる。その意味でこのポテンシャルの壁のことをクーロン障壁という。標的核の質量数を A 、電荷数(陽子数)を Z 、入射または放出粒子の質量数を A' 、その核電荷数を Z' とすれば、この障壁の高さは $A' \ll A$ のとき、ほぼ $ZZ'/A^{1/3}$ [MeV]となる。一般に α 崩壊や核反応は、量子力学的なトンネル効果のために、このクーロン障壁以下のエネルギーでも起りうる。水素同位核($ZZ'=1$)の間の核(融合)反応が、比較的低エネルギー(10keV程度)で起るのも、クーロン障壁が低く、そのうえこのトンネル効果によるとみなされる。

クーロン積分 [英 Coulomb integral, 独 Coulomb-Integral, 仏 intégrale coulombienne, 露 кулоновский интеграл] = 直接積分

クーロン対数 [英 Coulomb logarithm, 独 Coulombscher Logarithmus, 仏 logarithme coulombien, 露 кулоновский логарифм] \Rightarrow クーロン衝突

クーロンの法則 [英 Coulomb law, 独 Coulombsches Gesetz, 仏 loi de Coulomb, 露 закон Кулона]

[1] 真空中に静止した2つの点電荷を置いたときにそれらにどのような力が働くかを表す法則である。電荷 q_1 と q_2 とを2つの点電荷を距離 r へでて置いたとき、それらには、 r の二乗に反比例し、2つの電荷の積 q_1q_2 に比例する大きさの力 f が働く。したがって

$$f = k \frac{q_1 q_2}{r^2}$$

と表される。その力の向きは2つの電荷を結ぶ直線上にあり、それらの電荷が同符号のときは斥力で、異符号のときは引力である。比例定数 k は

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = \frac{\mu_0 c^2}{4\pi} \approx 8.99 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{C}^{-2}$$

で与えられる(ϵ_0 は真空の誘電率、 μ_0 は真空の透磁率、 c は真空中での光速)。この法則は1785年C. A. Coulombによって発表された。

電荷が媒質中に置かれていたときには、誘導された分極電荷の影響で比例定数 k が $k=1/4\pi\epsilon$ (ϵ は媒質の誘電率)と変化する。一般に、力の大きさが距離の二乗に反比例するようなときも、クーロンの法則とよぶことができる。点磁極に対しても、同様の法則が成り立つ。

[2] \Rightarrow 摩擦の法則

クーロン・ポテンシャル [英 Coulomb potential, 独 Coulombsches Potential, 仏 potentiel coulombien, 露 кулоновский потенциал] 点電荷間には、クーロンの法則に従って力が働く。これを記述するポテンシャルをクーロン・ポテンシャルとよぶ。静止した点電荷 q から距離 r の点でのポテンシャルは

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$$

と書ける。ここで ϵ_0 は真空の誘電率。したがって点電荷

q' に働く力は、 $F = -q' \text{grad } \phi$ であり、これは、クーロンの法則にほかならない。一般に、ポテンシャルが、距離に逆比例するものを、クーロン・ポテンシャルとよぶことができる。

クーロン・ボルン近似 [英 Coulomb-Born approximation, 独 Coulomb-Bornsche Näherung, 仏 approximation de Coulomb-Born, 露 Кулоновско-Борновское приближение] 入射荷電粒子と原子(または分子)イオンの衝突断面積を量子力学を用いて計算するときに使われる近似法のひとつである。ボルン近似と同じく摂動論に基づく取扱いなので高速の場合により近似となる。入射荷電粒子と標的イオンとの間には、その距離が十分離れている場合も長距離型のクーロン相互作用が作用している。したがって入射粒子と標的イオンの相対運動を記述するのにボルン近似でできるように平面波でなくむしろ長距離型クーロン力での波動関数(クーロン波動関数)を用いる方がよい。このような考察からボルン近似を改良して平面波の代りにクーロン波動関数を使う近似をクーロン・ボルン近似という。具体的には全衝突系のハミルトニアンを無摂動系のハミルトニアン H_0 と摂動項 V に分けるときに、 H_0 中に始状態または終状態でのクーロン相互作用を取込む。摂動項 V として入射荷電粒子と標的イオン間の短距離型相互作用をとり一次の摂動計算を行う。 V が H_0 に比べて十分小さいときにより近似であるので、 H_0 中に含まれている相対運動のエネルギーが十分大きいとき、すなわち高速のときにより近似である。また Z (原子イオンの有効電荷数)が大となると H_0 中に含まれるクーロン相互作用が V に比べて大となり近似はやはりよくなる。

クーロン毎キログラム [英 coulomb per kilogram, 独 Coulomb pro Kilogram, 仏 coulomb par kilogramme, 露 кулон на килограмм] 照射線量のSI単位。国際単位系(SI)の組立単位の一例。単位記号は $\text{C} \cdot \text{kg}^{-1}$ または C/kg (\Rightarrow 放射線測定のための単位)。

クーロン毎平方メートル [英 coulomb per square meter, 独 Coulomb pro Quadratmeter, 仏 coulomb par mètre carré, 露 кулон на квадратный метр] 電束密度(電気変位ともいう)および電気分極(単に分極ともいう)のSI単位。国際単位系(SI)の組立単位の一例。単位記号は $\text{C} \cdot \text{m}^{-2}$ または C/m^2 (\Rightarrow 電磁気量の単位)。

クーロン力 [英 Coulomb force, 独 Coulombsche Kraft, 仏 force coulombienne, 露 кулоновская сила] クーロンの法則に従って働く力。静止した点電荷 q_1 から距離 r にある点電荷 q_2 が受ける力は

$$F = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r^2} \text{grad } r$$

となる。ここで ϵ_0 は真空の誘電率である。一般に、力が距離の二乗に逆比例する力を、クーロン力とよぶことができる。

クーロン励起 [英 Coulomb excitation, 独 Coulomb-Anregung, 仏 excitation coulombienne, 露 кулоновское возбуждение] 原子核に荷電粒子を衝突させたとき、クーロン相互作用によって標的核が励起される現象。荷電粒子間の電磁場によるエネルギー移行の研究は1913年にN. H. D. Bohrによって始められたが、E. Fermi (1924年)は原子の励起に関して多重極展開の理論を導入した。 α 粒子のクーロン力により原子核が励起する可能性は1930年にD. Rutherfordらによって指摘されたが、1952年にはA.

Bohr と B. R. Mottelson は、クーロン励起で原子核の四極遷移を引き起こすことができ、核構造の研究にとって極めてたいせつな手段になることを予言した。その後直ちに、T. Huus は 2-3 MeV の陽子の散乱で得られる Ta の 136 keV の励起準位がクーロン励起によるものであると結論した。1952-58 年の間に、変形核の基底状態の近くに多くの準位がクーロン励起によって次々に発見され、変形核の研究がコペンハーゲンをはじめとして急速に世界の各地で行われた。その後、重イオン加速器が建設されるとともに、大きい荷電をもつ高エネルギーの原子核によるクーロン励起が新たな興味をひいた。現在ではスピンの大きさが 40 の高スピン励起状態が離散的準位として観測されている。他方、電子が高エネルギーに加速されるようになり、電子による原子核のクーロン励起は原子核のいろいろな電磁気的性質の研究や巨大共鳴単位の研究に重要な役割を果たしている(⇒形状因子)。理論的には、標的核を量子力学的に取扱ひ、入射粒子の軌道を古典力学的に取扱う半古典近似が、多くの場合実験値を極めてよく再現するが、完全な量子力学的取扱ひも行われている。

群 [英 group, 独 Gruppe, 仏 groupe, 露 группа]
集合 G の任意の 2 つの元 g, h に対し、 G の元 c を一意に定める規則が与えられているとき、 G に積(合成)が定義されているといい、 $c=gh$ と書く。 G に積が定義されていて、しかも次の性質 (1), (2), (3) を満たすとき、 G を群という。(1) 積に関して結合則 $(gh)k=g(hk)$ が成立立つ。(2) 任意の g に対し $ge=eg=g$ を満たす元 e が存在する。この元 e を単位元という。(3) 任意の g に対し $gg^{-1}=g^{-1}g=e$ を満たす元 g^{-1} が存在する。この元 g^{-1} を g の逆元という。単位元および逆元は一意に定まる。 G の部分集合 H が、 G で定義された積によって群になっているとき、 H は G の部分群であるという。

物理学に現れる群の多くは、系の対称性と関連した変換群である(⇒変換群)。点群や空間群は、分子や結晶の構造のもつ幾何学的な対称性に関連した変換群である(⇒点群, 空間群)。回転群やローレンツ群, あるいは、それに並進を加えた三次元運動群やポアンカレ群は、時空の対称性に関連した変換群で、物理への応用上も重要な群である(⇒回転群, ローレンツ群, ポアンカレ群)。ユニタリ一群や高次の回転群のようなある種の古典群は、素粒子の内部対称性の記述に使われている(⇒SU 群, SO 群, 古典群)。

群屈折率 [英 group index, 独 Gruppenbrechungsindex, 仏 indice de réfraction du groupe, 露 групповой показатель преломления] 媒質の屈折率の一種で、単色でない光が分散媒質内を進むとき、群速度を用いて定義される分散媒質の屈折率。群屈折率 n_g は、真空中の光速 c を c 、媒質中の群速度を u とすると

$$n_g = \frac{c}{u}$$

で定義される。位相速度を v 、波長を λ とすれば、群速度 u は $u=v-\lambda dv/d\lambda$ と表されるので、この関係式を用いると群屈折率は

$$n_g = \frac{n}{1 + \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{d\lambda}}$$

となる。ここで、 n は屈折率で、 $n=c/v$ である。

群速度 [英 group velocity, 独 Gruppengeschwindigkeit, 仏 vitesse de groupe, 露 групповая скорость] 波

動において、分散関係を $\omega=\omega(k)$ (ω は角振動数, $k=(2\pi/\lambda, \lambda$ は波長) は波数) とする場合、 $d\omega(k)/dk$ を群速度という。非分散性の場合すなわち位相速度 v ($\omega=vk$) が k によらない場合は、群速度は位相速度と一致する。いま波束を次のようにフーリエ積分で表されるものとする(空間的には一次元とする)。

$$\begin{aligned} \psi(x,t) &= \int_{-\infty}^{\infty} A(k) \exp\{i(kx - \omega t)\} dk \\ &\approx \int_{k_0-\delta k}^{k_0+\delta k} A(k) \exp\{i(kx - \omega t)\} dk \end{aligned}$$

すなわち $A(k)$ が $k_0 - \delta k < k < k_0 + \delta k$ の範囲以外では十分小さいとする。また $\omega(k)$ が k_0 のまわりで

$$\omega(k) = \omega(k_0) + \left(\frac{d\omega}{dk}\right)_0 (k - k_0) + \dots$$

と展開され、考える k の範囲では高次の項は無視できるものとする。 $(d\omega/dk)_0$ は $k=k_0$ での値を意味する。

$$kx - \omega t \approx k_0 x - \omega(k_0)t + (k - k_0)\left(x - \left(\frac{d\omega}{dk}\right)_0 t\right)$$

であるから、波束は

$$\psi(x,t) = \psi_0(x,t) \exp\{i(k_0 x - \omega(k_0)t)\}$$

$$\psi_0(x,t) = \int_{k_0-\delta k}^{k_0+\delta k} A(k) \exp\{i(k - k_0)\left(x - \left(\frac{d\omega}{dk}\right)_0 t\right)\} dk$$

と表される。これは $x - (d\omega/dk)_0 t = \text{一定}$ の面で振幅が一定であることを示している。すなわち波束が群速度

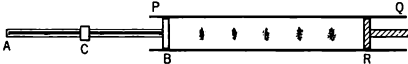
$$u = \left(\frac{d\omega}{dk}\right)_0$$

で進行することを示す。このことが群速度という名の起りである。しかし、分散性が強い場合、すなわち $u=v+k(dv/dk)$ の第二項が大きい効果もち、考える δk の範囲での u の変化が無視できない場合には上のような近似は許されない。いいかえれば、進行につれて波束が著しく変形し、群速度が波束の進行速度であるという物理的意味が失われる。

クント Kundt, August Adolph 1839.11.18—1894.5.21 ドイツの物理学者。シュベリンに生れる。ベルリン大学に学び、1864 年 学位を取得、1868 年チューリヒの工芸大学、1869 年にビュルツブルク大学、1872 年にシュトラスブルク大学にそれぞれ教授として迎えられた。さらに 1888 年 H. L. F. von Helmholtz の後継者として、ベルリン大学教授およびベルリン大学物理学研究所長の地位を引継いだ。光学、音響学および気体論を中心に研究を行ったが、気体中の音速の測定法の開拓者として著名となった。「クント管」とよばれるのは、一端を閉じた管に細かく砕いたリコボジウム(シダの一種)の種子を散布したもので、安定波によって生じる「クントの図形」により音波の波長を測定し、それから音速が求められる。光学においては、波長による屈折式の変化、すなわち分散について研究し、吸収のある波長で分散も大きいことを示した。また気体のファラデー効果を W. K. Röntgen と共同で観測した。クントの定数は、ファラデー回転角 θ_F を磁化の強さ I と媒質の長さ l との積で表したときの比例定数 R である。すなわち、 $\theta = RII$ となる。そのほか、いんずまのスペクトル、熱電効果や圧電効果の測定に業績を残した。

クントの実験 [英 Kundt's experiment, 独 Kundtscher Versuch, 仏 expérience de Kundt, 露 опыт Кундта] A. Kundt が考案した(1866 年)音響学での実験。弾性棒中に生じる縦振動により気柱に定在波をつくり、その波長を

測定することにより、空気中の音速、弾性体のヤング率のどちらかがわかっていれば、他方を求めることができる。



図で AB は、中央の点 C で止めてある弾性体(金属、ガラスなど)の棒(長さ 70~80cm, 直径約 1cm)で B 端に薄い円板状の栓をつける。PQ は直径 3cm 程度のガラス管で管内を十分乾かし、コルクの粉のような軽い粉末を一様にまいておく。棒 AB を長さに沿ってこすり縦振動をさせ、棒の中に定在波をつくる。両端が自由端と考えられるから、その基本振動(基本音)は C が節、両端が腹のものである。AB の長さを l とすると、基本振動の波長は $2l$ 、振動数は

$$\nu_0 = \frac{v}{2l}, \quad v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$$

で与えられる。ここで E は弾性体のヤング率、 ρ は密度、 v は縦波の速さである。この振動は木栓を通じてガラス管内の空気中に伝わるが、この気柱の振動の振幅は棒のものに比べて非常に大きいから、気柱の両端の条件は固定端とすることができる。木栓 R の位置を調節して、共鳴が起り大きい音がでるようにすると、気柱の振動の腹の部分にあたる位置の粉はふり動かされて模様ができる。この模様から腹と腹(または節と節)の間隔 a が測定できる。このとき気柱に生じた定在波の波長は $2a$ であるから、管内の空気中の音速を c とすれば振動数は $c/2a$ で、これが ν_0 に等しいことから $c = (a/l) \sqrt{E/\rho}$ が得られる。すなわち c 、 E のどちらか一方がわかっていれば他方が求められる。

群の表現 [英 representation of group, 独 Darstellung der Gruppe, 仏 représentation de groupe, 露 представление группы] 群 G の各元 g に対して n 次元ベクトル空間 V 上の線形変換 $T(g)$ が対応し、 $T(gh) = T(g)T(h)$ が成り立つとき、 g を $T(g)$ に対応させる写像 T を G の V 上の表現といい、 V を表現空間という。すなわち、群 G の表現とは G から V 上の線形変換のつくる群への準同型写像のことである。表現空間を明示したいときは、 (T, V) で表現を表す。表現空間の次元 n を表現の次元という。表現空間 V に適当な基底を導入すれば、 $T(g)$ は具体的に $n \times n$ 行列で書き表せるから、群 G の表現とは G から行列群 $T(g)$ への準同型写像であるといってもよい。このとき行列 $T(g)$ を g の表現行列とよぶ。特に、すべての $T(g)$ がユニタリー行列であるような表現をユニタリー表現とよぶ(直交行列はユニタリー行列の特別な場合であるから、直交行列による表現もユニタリー表現である)。対応 $g \rightarrow T(g)$ は、一般には 1 対 1 とは限らない(たとえば、すべての g に恒等変換に対応させるものも表現であって、恒等表現とよばれる)。特に、 $g \rightarrow T(g)$ が 1 対 1 のときは、その表現は忠実な表現であるという。

G の 2 つの表現 $T^{(1)}(g)$ と $T^{(2)}(g)$ が与えられたとき、す

べての g に対して $ST^{(1)}(g)S^{-1} = T^{(2)}(g)$ となるような行列 S が存在すれば、表現 $T^{(1)}$ と $T^{(2)}$ は同値であるといい、両者は本質的には同じ表現であるとみなすことができる。特に上の S がユニタリー行列の場合は、2 つの表現はユニタリー同値であるという。

$\{T(g) | g \in G\}$ で不変な部分空間が V と $\{0\}$ 以外に存在しないとき、表現 (T, V) は既約であるという(\Rightarrow 不変部分空間)。既約でない表現を可約という。特に、表現空間をいくつかの不変部分空間の直和に分解できる場合、その表現を完全可約であるという。表現の既約性の判定には次の定理が有用である： T を G の既約表現とすると、すべての $T(g)$ と可換な行列は単位行列の定数倍に限られる(シュアの補題)。

量子力学で、ハミルトニアン H がある変換群 G で不変であるとするとき、1 つのエネルギー固有値 E に属する H の固有空間は G のユニタリー表現の表現空間になっている。したがって、 G の既約なユニタリー表現を知ることによって、 H の固有状態を分類することができる。これが、原子や分子の状態や素粒子の分類に群論が有力な道具となる理由である(\Rightarrow 有限群、回転群の表現、ローレンツ群の表現、誘導表現、射線表現)。

群論 [英 group theory, 独 Gruppentheorie, 仏 théorie des groupes, 露 теория групп] 群のもつ代数的な構造、群の分類・表現などを論ずる数学の一分野をいう(\Rightarrow 群)。群論の物理学への応用は、点群による結晶形態の分類に始まった。19 世紀後半には、結晶の格子構造と関連して空間群の概念が確立される(\Rightarrow 点群, 空間群)。しかし、群論が広い応用範囲をもつ強力な道具として物理学で使われるようになるのは、量子力学と結びつくことによってであった。量子力学系のもつ対称性は、ある種の変換に対してハミルトニアン H が不変であるという形で表現できる。一般にこうした変換の全体は群をつくる。一つのエネルギー準位に属する H の固有空間は、この群のユニタリー表現の表現空間になっている。したがって、問題にしている群の既約ユニタリー表現を知ることによって、 H の固有状態の性質を調べることができる。摂動による状態の分裂の様子や遷移の際の選択規則も群の表現論の助けをかりて調べることができる。特に、空間の回転対称性と関連して、回転群の表現に基づく種々の議論は、原子・分子の理論や原子核の理論で有力な手段になっている(\Rightarrow 回転群の表現)。また、時空の対称性に関連したローレンツ群やボアンカレ群の表現は、相対論的な波動方程式の一般論や場の量子論で重要な役割を果たしている(\Rightarrow ローレンツ群の表現, ボアンカレ群)。素粒子理論においても群論は有力な手段を提供している。特に、 $SU(3)$, $SU(4)$ などの特殊ユニタリー群によるハドロンの分類の成功は目覚ましい成果のひとつである(\Rightarrow SU 群)。こうした研究は、ゲージ理論と結びついて、相互作用の統一理論へと発展しており、ここでの群論の役割は極めて大きい。

け

経緯織 [英 theodolite, 独 Theodolit, 仏 théodolite] 観測されるべき物体の方向を精密に測るための装置で、小型の望遠鏡が水平方向と鉛直方向に動かせるようになっていて、それぞれの回転角を目盛盤で読みとることにより、方位角および高度が得られる。ある時刻における天体の位置を観測することにより、その地点の経度および緯度を求める目的に使われたことから、経緯織とよばれている。

ケイオン [英 kaon, 独 Kaon, 露 каон] = K 中間子

傾角スピン構造 [英 canted spin structure, 仏 structure de spin incliné] 通常の磁性体における強磁性や反強磁性は、ハイゼンベルク型交換相互作用によって、結晶内の磁性原子のスピンが平行(角度 0°)か反平行(角度 180°)に結合しているのが普通であるが、それ以外に、各スピンの 0° や 180° と異なり、傾きをもって結合しているものがある。これを傾角スピン構造という。なお、ここでは、らせん磁気構造は除外する。このような傾きによって、特に反強磁性体では、その転移温度以下において弱い強磁性を伴うことがある。このような傾角スピン構造を形成する原因として次の3つが挙げられる。(1)反強磁性の副格子点上の磁気スピンに働く磁気異方性の方向が異なっている場合で、反強磁性交換エネルギーと磁気異方性エネルギーの両方の効果で、副格子点上のスピンは角度をもって結合する。この例として NiF_2 が挙げられ、反強磁性転移温度以下で弱い強磁性を伴う。(2)ある種の結晶では、通常のハイゼンベルク型交換相互作用のほかに、ジャロシンスキー-守谷相互作用とよばれる反対称交換相互作用が働くため、副格子点上のスピンは傾いて結合する。そして弱い強磁性の発生は、スピンの結晶軸に対する方向に依存する。この代表的な例は、 $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ で、通称モーリン転移点(-10°C)以上反強磁性転移温度まで弱い強磁性が発生する。(3)高次の交換相互作用、たとえば4個の磁性原子間の $K_{ijkl}\text{S}_i\text{S}_j\text{S}_k\text{S}_l$ のような4スピン交換相互作用が通常のハイゼンベルク型の交換相互作用とともに働くとき、反強磁性スピンの結合が 180° より傾いたり、弱い強磁性を発生したりする。この例としては NiS_2 が挙げられる。

傾角粒界 [英 tilt boundary, 独 Neigungsgrenze, 仏 joint de flexion, 露 наклонная граница] ⇨ 粒界

計器用変成器 [英 instrument transformer, 独 Meßtransformator, 仏 transformateur de mesure, 露 измерительный трансформатор] 交流の大電流、大電圧あるいはその位相を非常に精度よく計器で直接測定可能な値に変換する変成器(変圧器あるいは変流器)。したがって、直線性、周波数特性がよく、一次、二次間の絶縁がよい変成器である。電流変成器は電流源と直列に接続されるので、被測定回路への影響を小さくするために一次巻線のインピーダンスをできるだけ低くおさえる。電圧変成器では、電圧源が並列に接続されるので、一次巻線のインピーダンスをできるだけ高くする。また計測器類を高電圧から絶縁する場合にも使用される。

経験温度 [英 empirical temperature, 独 empirische Temperatur, 仏 température empirique, 露 эмпирическая температура] 互いに熱平衡の関係にある平衡系の集合を指示するラベル。経験的に確立された一連の公理から出発して熱力学を論理的に構築する際に、最初に導入する基礎的概念が経験温度である。

ひとつの平衡系 A を他の平衡系 B と熱的に接触させて何も変化が起らないとき、すなわち系 A と系 B が互いに熱平衡の関係にあるとき、もし第三の系 C が系 B と熱平衡の関係にあるならば、系 C は系 A と熱平衡の関係にある。この経験法則(熱力学第0法則)によって、互いに熱平衡の関係にある3つの気体系 A, B, C の間に、次の関係式 $\phi_1(p_A, V_A) = \phi_2(p_B, V_B) = \phi_3(p_C, V_C)$

が成り立つような圧力と体積 p_A, V_A, \dots の関数 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 が存在しなければならないことが証明される。一般に ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 の p, V に対する関数形は違ってもよいが、関数だけでも同じ読みを示すというのが上式の意味である。関数のこのような読みが熱力学における経験温度である。したがって経験温度は熱さ、冷たさとは直接関係のない概念である。

経験的温度目盛 [英 empirical temperature scale, 独 empirische Temperaturskala, 仏 échelle de température empirique, 露 эмпирическая шкала температуры] 熱の移動する傾向の強さを指示する経験的な尺度。2つの物体を熱的に接触させたとき、もし熱の移動が起らないならば、それは同じ温度にあり、もし移動が起るならば、熱を失う方は熱を得る方より高い温度にあるように目盛を決める。目盛のつけかたは任意である。簡単な経験的温度目盛はガラス管に封じたアルコールや水銀の液体柱の高さを、等間隔に分割した目盛に従って読むものである。異なる経験的温度目盛の間の換算は、たとえば 1 atm における水の氷点と沸点に対する温度目盛を比較することによって求まる。セルシウス度と華氏度について、それらを表に示す。

経験的温度目盛	氷点	沸点
セルシウス度 ($^\circ\text{C}$)	0	100
華氏度 ($^\circ\text{F}$)	32	212

これから $t_c = (5/9)(t_f - 32)$ となる。ここで t_c はセルシウス度、 t_f は華氏度である。絶対温度 T と t_c の間の関係は $T = t_c + 273.15$ で与えられる。

蛍光 [英 fluorescence, 独 Fluoreszenz, 露 флуоресценция] 物質に光や放射線などの外部的な刺激を加えると、その刺激を加えている間や、刺激を除いたのちにいろいろな波長の発光が見られる。このような発光現象は一般にルミネッセンスとよばれるが、それらのうち原因となる外部刺激が切れたのち、光の強度が比較的早く (10^{-8}s 以下程度)減衰するものを蛍光という。これに対して残光時間の長いものをリン光として区別してきたが、最近では発光の機構によって定義することも多い。これらの発光は、外部刺激によって励起された電子状態が、1回または数回にわたって光を放出してより安定な状態(多くの場合基底状態)に移移することに起因している。この時、一重項から一重項への移移のようにスピン多重度の変わらない移移による発光を蛍光とよび、三重項から一重項への移移のようにスピン多重度の変わる移移による発光をリン光とよんでいる。蛍光は、物質中の電子状態を研究する重要な手段となっている。たとえば、短いパルス光を物質に照射

し、その時点以後の蛍光スペクトル(波長分布)の時間的変化を分光学的に追跡することによって、その蛍光の原因となる電子の励起状態における緩和機構についての知見が得られる。現在では、極短パルスレーザー技術の進歩によって、時定数が 10^{-12} s領域の現象も調べられるようになった。また、電子線やX線を用いて、物質原子の内殻電子を励起するとX線域の蛍光が観測される。この蛍光X線は、それぞれの原子に固有の波長を示すので特性X線とよばれ、元素の分析手段として使用される。X線域の分光要素の発達によって、X線分光の技術が進歩したので、単に元素の存在量を知るのみでなく、特性X線の位置や形のわずかな変化から元素の置かれている環境を調べることができるようになった。

蛍光X線 [英 fluorescent X-rays, 独 Fluoreszenz-Röntgenstrahlen, 仏 rayons X fluorescents, 露 флуоресцирующие рентгеновские лучи] 物質をX線で照射すると、内殻電子を励起しその物質原子をイオン化する。このイオン化状態の原子の空席の内殻準位に、高いエネルギー状態にある電子が落ち込むと、特性X線を生ずる。この過程により放出される特性X線を蛍光X線という。蛍光X線の波長は、一定なので物質の同定に利用される。蛍光X線分析では、この蛍光X線の分光分析によって物質中の諸元素を定量分析する。分光は主として結晶分光器を利用するが、定量分析には空気による吸収、結晶反射能、蛍光励起能率、計数管の効率などがX線の波長に依存しているので、多くの補正を必要とする。蛍光X線分析は軽元素からなる物質中に微量に含まれる重元素の同定および定量分析に適切である。

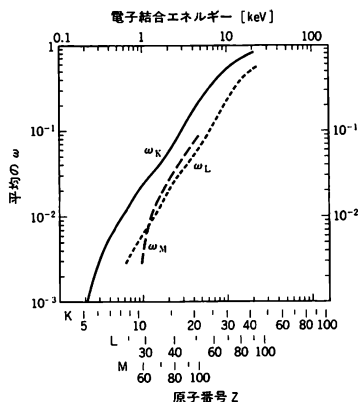
蛍光X線分析 [英 X-ray fluorescence analysis, 独 Röntgenfluoreszenzanalyse, 仏 analyse par fluorescence des rayons X, 露 рентгеновский флуоресцентный анализ] X線管球からの一次X線を試料に照射したときに生じる二次X線(特性X線・蛍光X線)を、回折結晶と検出器を備えたX線分光計によって各波長ごとに分光したX線スペクトルとし、この波長と強度から各元素の存在度を求める方法をいう。通常の場合Na(原子番号: $Z=11$)以上の元素が分析対象となる。一般に軽元素中の重元素の確認・定量は容易に行える。自動分析も容易で、鉄鋼・酸化物などの大量の試料の分析、工程管理などに役立つ(⇒蛍光X線, 特性X線, X線分光学)。

蛍光収量 [英 fluorescence yield, 独 Fluoreszenzausbeute, 仏 rendement de fluorescence, 露 выход флуоресценции] 励起状態にある原子や分子は光を放出して基底状態へ戻るか、または光を放出しないほどの過程(電子の放出、無放射遷移など)によって基底状態に戻る。いま、光を出しての遷移の確率と光を出さない遷移の確率を、 P_r , P_n とすると、蛍光収量 ω は

$$\omega = \frac{P_r}{P_r + P_n}$$

で定義される。電子状態以外の励起状態の場合や外殻電子の励起状態の場合には P_r , P_n を決めている物理機構はさまざまで、 ω は場合によっていろいろな値をとる。原子の内殻励起の場合には P_r はX線の発光確率であり、 P_n はオージェ効果による遷移確率である。この場合には原子の原子番号 Z が大きくなるに従って、 ω は1に近くなる。図にK殻, L殻, M殻に空孔ができた場合のそれぞれの殻の中での平均の ω を Z の関数あるいは電子結合エネルギー

ギーの関数として示す。



蛍光スペクトル [英 fluorescence spectrum, 独 Fluoreszenzspektrum, 仏 spectre de fluorescence, 露 спектр флуоресценции] 蛍光物質を光エネルギーで励起したとき、励起状態から中間状態を経て最終的に再び基底状態にもどるが、その途中の過程で放出される蛍光のスペクトルをいう。残光時間や発光過程によってリン光と区別することがある。蛍光スペクトルは物質の電子状態を反映しており、気体では線スペクトルやバンドスペクトル、液体では複雑なバンドスペクトル、固体では連続スペクトルである。それらは物質固有の形をもっているため、分光蛍光光度計などを用いて、定性定量分析に広く応用されている(⇒蛍光分析)。

蛍光分析 [英 phosphor, 独 Phosphor, 仏 phosphore, 露 фосфор] 光や熱、放射線などの外部刺激によって効率よく蛍光を発する物質。気体、液体、固体のいずれの状態のものもある。固体蛍光体には組成や発光機構の違いによって、結晶性、非結晶性(ガラス、プラスチックなど)、純粋型、不純物・欠陥型、局在型、非局在(再結合)型などがあり、いろいろの分類ができる。蛍光体の利用は蛍光灯, X線蛍光板, カラーテレビジョンのブラウン管, 赤外線検出用蛍光板など、広い範囲にわたっている。蛍光体のなかでも蛍光効率の高いものには、巧みに誘導放出を行わせて、レーザー物質として利用されているものも多い。

蛍光板 [英 fluorescent screen, 独 Fluoreszenzschirm, 仏 écran fluorescent, 露 флуоресцирующий экран] 粒子線(電子線, β 線, α 線など)や光線(紫外線, X線, γ 線など)の照射によって可視の蛍光を発する蛍光体を塗布した板。線束の探知や線量測定などに用いられる。蛍光体の種類は極めて多いが、電子線用としては白黒ブラウン管にも用いられている硫化亜鉛(青, 緑, 黄緑, 黄, 橙色)の蛍光, 活性体により異なる)やカラーブラウン管に用いられている酸化イットリウム(赤色)などがあり、 β 線用としてはヨウ化ナトリウムやヨウ化タリウム(紫色)などが、 α 線用として硫化亜鉛(青色, 銀で活性化)などが実用的に知られている。また、紫外線用としてはサリチル酸ナトリウム(紫色)などが、X線用としてはタングステン酸カルシウム(青紫色)などが知られている。

蛍光表示管 [英 fluorescent indicator tube, 独 Fluoreszenzindikator, 仏 indicateur fluorescent, 露 люминес-

центная индикаторная лампа] わが国で開発された表示用電子管。カソードからの熱電子を20~30Vの電圧で加速し、モザイク状をしたプレートの上の蛍光物質に当てて発光させ、数字、文字などを表示するものである。二極管、三極管、四極管の3つの型があるが、三極管型が種々の点で優れているため、最も多く用いられる。MOS型集積回路で直接駆動でき、電卓をはじめ各種デジタル機器に用いられている。単体管と多桁管との2種類がある。単体管は8~9mm径のメタル管内に、一文字の電極を収容している。多桁管の表示けた数は、2~16けた以上まであり、コントロールグリッドに時間分割方式でパルスを与えて、各桁の表示を順次行っている。

蛍光分光光度計 [英 fluorescence spectrophotometer, 独 Fluoreszenzspektrophotometer, 仏 spectrophotomètre fluorescent, 露 флуоресцентный спектрофотометр] 蛍光スペクトルの測定装置。光源、励起光用分光器、試料室、蛍光用分光器、検出器、増幅器、記録表示部から成る。光源には通常キセノンランプまたはキセノンランプ・水銀灯の組合せが用いられる。分光器は励起光用・蛍光用ともに明るく、迷光の少ないものが用いられる。試料からの蛍光は、励起光の入射方向に対し、普通90°の方向に取出される。検出器には光電子増倍管が用いられる。検出器・増幅器系は感度をあげるために光子計数法も用いられる。また、繰返し測定と電子計算機による積算平滑化をして、S/N比を向上することも行われる。蛍光とリン光の平均寿命が大きく異なるので、励起光を断続するチョッパーと励起光に対するリン光の通過時間を任意にずらせるチョッパーを用いることによって、リン光スペクトルのみを測定することもできる。蛍光分析法は吸収分析法に比し10~10³倍も高い感度を有するので、蛍光分光光度計は基礎研究のほか生化学・医学方面でも広く用いられている。

蛍光分析 [英 fluorometric analysis, 独 Fluoreszenzanalyse, 仏 analyse fluorométrique, 露 анализ флуоресценции] 物質の発する蛍光を利用する化学分析の総称。励起光源としては主として紫外線ランプが用いられているが、このほかにX線や電子線を用いることもある。 α 線による蛍光を測定するのは放射化学分析の範囲で、 α 放射体の定量に用いることが多い。一般には物質の発する蛍光を蛍光光度計を用いて測定するが、目的物質を蛍光性物質に変える場合と、別の蛍光性物質に目的物質を加えた場合の蛍光の消光度を利用する場合とがある。医薬品の分析などに応用例が多い。またウランの微量定量などにも役立つ。

計算可能性 [英 computability, 独 Berechenbarkeit, 露 вычислимость] ある関数 $f: N^n \rightarrow N$ がチューリング機械によって計算できる、という概念。ここで N は自然数の集合 $\{0, 1, 2, \dots\}$ である。これとは全く独立に K. Gödel, S. C. Kleene, A. Church らによって定義された、帰納的関数、 λ 定義可能性などの概念が計算可能性と全く同等であることが知られている。「われわれが実際に計算できる関数のクラスと計算可能関数のクラスは一致する」と Church は提唱し、これに対する反例はまだ発見されていない。逆に、チューリング機械によって計算できない関数、および、決定できない問題も数多くある。たとえば、あるチューリング機械とその初期テープを与えたとき、その計算が停止するか否かを決定することは計算可能ではない。また、E. L. Post による語の対応問題も計算可能では

ない。

計算機 [英 computer, 独 Computer, 仏 calculateur, 露 вычислительная машина] 情報処理の関係では、通常デジタル型の電子計算機のこと。四則演算をする道具としてのそばばなは、中国やわが国でかなり古くから使われてきたが、機械的な装置で演算を行うおとする試みは、17世紀半ばにようやく、始まった。B. Pascal が開発した歯車式加減算器をその初めとしてよいであろう。その後2世紀近く経過してから C. Babbage がイギリス政府の援助を受けて開発に着手した階差機関、および1833年に研究を始めた解析機関(analytical engine)と称する機械はいずれも未完成に終わったが、特に後者は汎用計算機とみなせる機能をもつものであった。構成素材に差はあるものの、100年もたつてからつくられた電気計算機 Mark I はこれによく似た設計になっている。Babbage のいまひとつの功績はジャガード織機に使われていたパンチカードをこの機械に導入したことである。

18世紀末から今世紀初頭にかけて、W. S. Burroughs, H. Hollerith, J. Powers らが加算作表機や統計機といった装置を開発した。それらの機械を中心に、いわゆるパンチカードシステム(PCS)が展開され、電子計算機が普及するまで、事務計算を中心とした情報処理の発展の担い手となった。また同時に彼らがつくった会社は、それぞれ電子計算機の製造会社へ発展した。

最初の電子計算機は、当時ペンシルベニア大学にいた J. P. Eckert と J. C. Mauchly らが1943年から1946年までかかって開発した ENIAC である。これはアメリカ陸軍が弾道計算に使う目的で開発したもので、18000本の真空管を使い、150KWの電力を消費したが、毎秒5000回の加算を行うことができた。その後しばらくの間、真空管を使った計算機がつくられたが、この時代を電子計算機の第一世代とよぶ。しかし第一世代の間に、現在の電子計算機がもつ基本機能の大部分がすでに組込まれたことと、商品としての装置がつくり始められたことは特筆に値する。電子計算機の第二世代はおおむね1956年ころから始まったと見るべきで、論理素子はトランジスタに代り、記憶素子として磁心記憶が主流を占め、またオンラインシステムのような、速い応答速度と高い信頼性を必要とする用途が拡大してきた。1965年以降の第三世代に入ると論理素子はICに代り、また同じプログラムで動作するが、システム価格がかなり違う一群のシステム、すなわちファミリーマシンという概念が導入され、さらにミニコンピュータなどの新しい発想の装置もつくられるようになった。その後、論理素子はLSI化を、また記憶素子は半導体化の道をたどり、さらに1971年にはマイクロコンピュータが開発され、仮想記憶方式も開発されて今日に至っている。

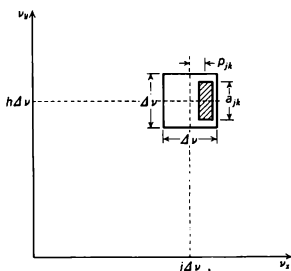
電子計算機は、基本的には、演算、制御、記憶、入力、出力の5つの要素から構成される。そして、電子計算機を他の機械から明確に区別する最大の特徴は、それがソフトウェアと結合することで初めて機能を発揮する機械だということである。1台の汎用電子計算機は、ソフトウェアをせかえること(および若干の入出力装置を交換すること)によって、事務処理にも、科学技術計算にも、プラントの制御にも、自動設計にも、画像処理にも使うことができる。また動作形態もバッチ処理、リモートバッチ処理、実時間処理、タイムシェアリングシステム(TSS)などのなかから

任意に選ぶことができる。

現在、電子計算機には、汎用の大型、中型、小型計算機ばかりでなく、ミニコンピューター、オフィスコンピューター、パーソナルコンピューターなどの中、小型計算機や、超高速処理を旨とするスーパーコンピューター、特殊処理に高い効率を発揮するアレープロセッサなど、多種類の製品がある。また最下位に位置するマイクロプロセッサは、各種の機械類、計測機器、自動車、音響機器、家庭電化製品などに多量に組込まれている。この間、電子計算機の価格は急激に低下しており、性能を固定して考えた場合、同等の装置の値下り率は年率20%にも及ぶといわれてきた。これは電子計算機製造技術の進歩、生産数量の増加、および半導体技術の発展に負うところが大きい。しかし電子計算機を稼働させるためのソフトウェアの開発費、保守費の値下りはほとんどなく、今後の電子計算機の需要拡大に対して大きな隘路となりつつある。とはいえ、電子計算機技術の発展が鈍化する兆しはなく、次々に新しい構造の新しいシステムが市場に送り出されている。

計算機制御 = 自動制御

計算機ホログラム [英 computer generated hologram, 独 vom Computer erzeugtes Hologram, 仏 hologramme par ordination, 露 машинная голограмма] 電子計算機を使ってつくられるホログラム。最初のものは1966年 A. W. Lohmann らによってつくられた。物体の複素振幅(振幅と位相)から計算したホログラム面の複素振幅を普通プロッターを用いてホログラムとして描く。最もよく用いられるローマン型のバイナリー(透明、不透明の2値表示)ホログラムでは、ホログラム全面を多数の微小な正方形セルに分解し、各セルに図に示すような横幅が一定の開口をあ



け、開口の高さ a_{jk} をその位置での振幅に、開口の中心からの横ずれ p_{jk} を位相に比例するようにとる。このほか、ホログラム面の干渉縞をそのまま描くもの、複素振幅を正負の実部、虚部、すなわち4つの量で表し、1つのセルの幅を4つに分け、それぞれ定位置におかれた4つの開口の大きさが上の4量に比例するようにするものなどがある。プロッターで描かれたホログラムから像を再生するには、普通写真で縮小した後レーザを用いる。

計算機ホログラムの一種に1969年 L. B. Lesem らによって考案されたキノフォームとよばれるものがある。これは再生する波面の振幅を一定と考え、位相 $\phi = 2m\pi + \phi$ (m は整数)の ϕ だけを記録したもので、上述述べた計算機ホログラムが0次(直接透過波)および±1次(直接像および共役像に対応)の回折光を生ずるのに対して、再生光が+1次または-1次のいずれかだけに集中するので効率がよい利点がある。計算機ホログラムは実在しない物体または波面のホログラムもつくれる利点を持ち、非球面の干

渉原器や空間周波数フィルターなどに用いられる。

計算機向き言語 [英 machine oriented language, 独 maschinen orientierte Sprache, 露 машинно-ориентированный язык] プログラム言語の中で計算機の機能、性能を十二分に活用するのを主目的としてつくられている言語。それに対して、計算機で解こうとする問題の表現と、それを解くプログラムの表現とが近くなることを主目的としてつくられている言語は問題向き言語といわれる。たとえばオペレーティングシステムのように常時実行されているプログラムは、性能が良くなければならぬし、また入力装置などを直接動かす必要もある。そこで、このようなシステムプログラムは計算機向き言語で書かれる。最も基本的な計算機向き言語はアセンブラー言語である。しかし、大規模なシステムプログラムをアセンブラー言語で書くのは困難であり、ソフトウェアの生産性、信頼性、保守性の向上のためにはより高水準の言語が望まれる。そのような言語として、PL/I 言語とアセンブラー言語との中間的な言語など、システム記述言語と称されるものが種々ある。それは計算機向き高水準言語ともいわれる。

計算誤差 [英 computational error, 独 Rechenfehler, 露 ошибка вычисления] 数値計算の結果得られた数値と真の値との差。その原因には入力誤差、丸め誤差、打ち切り誤差などが考えられる。入力誤差とはデータを計算機に入力するとき、十進法の数値を二進法あるいは十六進法の浮動小数点数に変換するために生ずる誤差である。丸め誤差は、浮動小数点数の演算結果を決められたけた数に丸めるために生ずる誤差、打ち切り誤差は、本来無限であるものを有限のところで打ち切ったために生ずる誤差である。これらの原因によって生じた誤差が複雑にからみあって伝播し、累積したものが計算誤差となる。

計算量 [英 computational complexity, 独 schwierige Berechenbarkeit, 露 вычислительная комплексность] ある計算を計算機で実行する際に使用された計算時間(ステップ数)の下限、あるいは、使用された記憶容量の下限のこと。2つの計算 C_1, C_2 を実行するときに、どんなアルゴリズムを用いても C_1 の方が長い計算時間がかかるとき(あるいは多くの記憶容量を要するとき)、 C_1 の方が時間計算量が大きい(あるいは空間計算量が大きい)といわれる。計算が複雑である、といわれることもある。

ある計算の計算時間や記憶容量を評価するためには、決定性のチューリング機械、および、非決定性のチューリング機械が用いられる(⇒チューリング機械)。

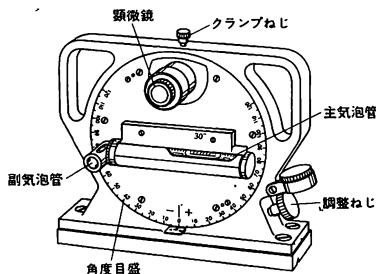
たとえば、一群の数値を昇順(または降順)に並べ換えるソーティングの問題を考えてみよう。バブルソートとよばれる単純なアルゴリズムを用いると、 n 個の数値を並べ換えるのに高々 cn^2 回の基本操作(計算時間に相当)を必要とする。ここで c は定数である、しかし、クイックソートなどの能率のよい方法を用いると、高々 $c'n \log n$ 回の基本操作が必要ない。これ以上能率のよいアルゴリズムは存在しないので、「ソーティングの時間計算量は $n \log n$ である」といわれる。

時間計算量が決定性チューリング機械によって多項式 $p(n)$ を超えないような計算のクラスを P とする。上記のソーティングは P に属する。また、時間計算量が非決定性チューリング機械によって多項式 $p(n)$ を超えないような計算のクラスを NP とする。命題論理式の充足可能問題、グラフのハミルトン路問題などはいずれも NP に属

する。こういった問題は、いずれも、計算機で実際に解くことはできないと現在考えられている。これまでのところ、 $P = NP$ であるか否かはわかっていない。

傾斜管圧力計 [英 inclined tube manometer, 独 Schräghöhrmanometer, 仏 manomètre à tube incliné, 露 манометр с наклонной трубкой] ⇒ 液柱圧力計

傾斜計 [英 clinometer, 独 Klinometer, 仏 clinomètre, 露 клинометр] 水平面に対する面の傾斜角を測定するために用いる測定器。水平面に対して垂直な面内にある目盛円板とその円板に気泡管を取付けたものである。気泡が中央にくるように調整したときの回転角を円周目盛で読取る。読取り方法によって機械的傾斜計と光学的傾斜計とに分ける。図は光学的傾斜計の一例である。両者とも



最小読取り角度はほぼ $1'$ のものが多い。測定範囲がたとえば 60° という狭い傾斜計も用いられている。航空機用傾斜計では、前後、左右の2方向のものも用いられている。地殻の傾斜を測るために、水準測量や三角測量とは別に水平振り子を使ったものがある。そこでは水平に対して回転軸の角度が0から 90° まで傾いてゆくことと周期が長くなることを利用している。

傾斜係数 = インクリネーションファクター

傾斜流 [英 slope current, 独 Neigungsströmung, 露 градиентное течение] 海面の傾斜による水平方向の圧力勾配につらひをコリオリ力を生ずる海流(⇒地衡流)のこと。海面の勾配を $\Delta h/\Delta x$, 重力の加速度を g , 地球自転の角速度を Ω_E , 緯度を ϕ とすると、傾斜流の速さ V は $V = (g/f) \cdot \Delta h/\Delta x$, ただし $f = 2\Omega_E \sin \phi$ で、流れの向きは、北半球で、海面の下降する向きを時計方向に 90° 回した向きである。日本列島の太平洋側を流れる黒潮の流速は最も速い部分(流軸)で $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ であり、流軸の幅は約 50 km である。 ϕ を 34° として式により見積ると、流軸の沖側は岸側より約 83 cm 高いことになる。これは実際の値(1 m)と同程度である。

形状異方性 [英 shape anisotropy, 独 Formanisotropie, 仏 anisotropie de forme, 露 анизотропия формы]

⇒ 磁気異方性

形状因子 [英 form factor, 独 Formfaktor, 仏 facteur de forme, 露 формфактор] 量子力学的な散乱において、標的の形状 特にその広がりを表す関数。通常は、形状をもつ標的による散乱振幅と点状の標的による散乱振幅との比を形状因子とよぶ。相互作用に応じて荷電形状因子、磁気形状因子、弱い相互作用の形状因子などが定義される。広義には、崩壊過程などに対しては形状因子を定義する。標的の内部構造や反応機構の模型から形状因子を予言することができ、これを実験値と比較することにより模型の良否を検討することができる。非相対論的な荷電粒子

から成る系に対しては、荷電形状因子は電荷分布 $\rho(r)$ のフーリエ変換 $F(k) = \int \exp(ik \cdot r) \rho(r) d^3r$ で与えられる。ここで k は弾性散乱における運動量移行に対応する。 $\rho(r)$ が球対称であれば、 $F(k)$ は k^2 にのみ依存する。これを $F(k^2)$ と書けば、電荷分布の平均二乗半径は

$$-6 \frac{d}{d(k^2)} \log F(k^2) \Big|_{k^2=0}$$

によって与えられる。一般的に、非弾性散乱まで拡張して、遷移電荷密度 $\rho_{fi}(r)$ を

$$\rho_{fi}(r) = \int \psi_f^*(r_1, r_2, \dots, r_n) \times \sum_{j=1}^n q_j \delta(r - r_j) \psi_i(r_1, r_2, \dots, r_n) dr_1 \cdots dr_n$$

と定義し(i, f はそれぞれ標的の始状態と終状態, q_j は j 番目の粒子の電荷), 同様にそのフーリエ変換から遷移形状因子を定義する。原子の荷電形状因子(原子形状因子または原子散乱因子)は、X線や高速荷電粒子の散乱によって測定される。水素原子、ヘリウム原子のような簡単な原子については形状因子を理論的に計算することができる。電子数の多い原子や複雑な分子に対しては、X線や電子線の散乱の実験により求めた形状因子から、電子分布の情報を得ることができる。原子核に関しては、荷電形状因子、磁気形状因子のほか、 π 核子形状因子、粒子移行反応に対する形状因子などが定義され、適当に実験条件を与えることにより、これらの量を測定することができ、そこから種々の物理的な情報を引き出すことができる。他方、形状因子は殻模型、集団模型などを用いて計算できるので、実験結果と比較することにより、模型の良否を調べるとともに、励起状態のスピンパリティを決定することができる。素粒子については、ハドロン形状因子をレプトン(特に電子)との散乱によって求める。一般に形状因子は、カレント演算子 $j_\mu(x)$ の行列要素のローレンツ不変な成分によって定義され、核子の場合には電氣的形状因子 $G_E(t)$ と磁氣的形状因子 $G_M(t)$ がある(⇒磁気モーメント)。 π 粒子などスピン0の粒子に対しては1種類の形状因子しかない。

形状記憶効果 [英 shape memory effect, 独 Formgedächtniseffekt, 仏 effet de mémoire de forme, 露 эффект запоминания формы] 金属材料の大きな特徴は成形成性がよく、しかも、いったん所定の形状に成形したら、その形状を永久に保持できるということにある。そのほかにも物理的、化学的に優れた性質があるため、金属材料は建造物用構造材から家庭用品材に至るまで、ほかの材料に比べて最も多く利用される。しかし、ある種の金属材料はそのような一般的特徴とは異なって、一度変形したあと $10 \sim 30^\circ\text{C}$ 程度加熱すると、過去を記憶していたかのように変形前のものと形状に戻る現象を示す。これが形状記憶効果であるが、熱弾性型マルテンサイト変態を起す合金系でそれが現れる。この同じ材料を少し高い温度(M_s 点より上の母相状態, ⇒マルテンサイト)で変形したとき、変形量がフックの法則の弾性限界を超えていても、応力を除去しただけで変形前のものと形状に戻る。これを変態弾性性および、変形が転位の運動に基づく塑性変形であったとしたなら、加熱あるいは応力除去で変形前の形状に戻るはずがない。したがって形状記憶効果および変態弾性性の変形は別の機構で起きたものである。マルテンサイト変態は母相格子のせん断変形によるから、変態した部分は形状変形を

受ける。個々のマルテンサイト晶は小さく、種々の方位のものがあるから、それらの形状変形は平均化されて巨視的な外形変化に現れない。しかし、外力を加えるとひとつの方位のマルテンサイト晶に再配列し、その形状変形が外形変化に現れる。これは加熱あるいは応力除去の際の母相への可逆的逆変態、すなわち逆向きのせん断変形によって消失する。これが形状記憶効果あるいは擬弾性の現れる機構である。これらの現象は金属材料に関する従来の通念からは異なったもので、その特異な性質のエネルギー機器、各種工業機器および医療機器への利用が活発に検討されている。

形状共鳴 [英 shape resonance, 仏 résonance de forme, 露 резонанс формы] ポテンシャル散乱において、ポテンシャルが準安定準位をもつとき、適当なエネルギーをもって入射した粒子は一時的にポテンシャルの井戸にかかるため、散乱振幅は共鳴による特異性を示す。これはポテンシャルの形によるので形状共鳴とよばれる。形状共鳴の断面積はブライト-ウィグナーの公式で与えられる(⇒ポテンシャル散乱, ブライト-ウィグナーの公式, オープティング)。

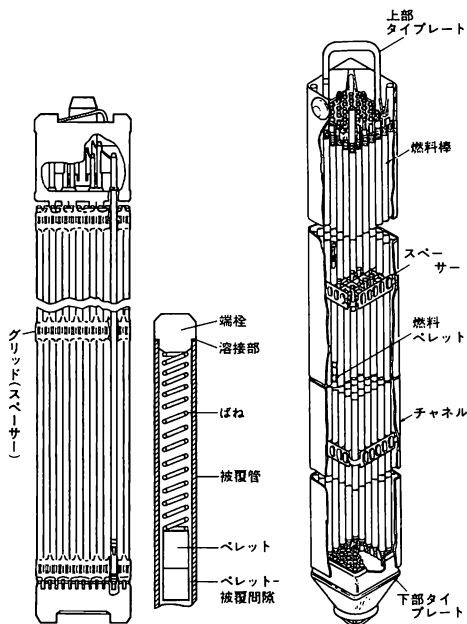
形状係数 = 応力集中

形状抵抗 = 圧力抵抗

軽水炉 [英 light water reactor, 独 Leichtwasserreaktor, 仏 réacteur à eau légère, 露 легководный реактор] 軽水を減速材ならびに冷却材として使う原子炉(略称:LWR)。その用途は現在はもっぱら発電用として使用されているが将来は低温、中温の蒸気をも併用しうる熱併給発電利用や多目的利用(⇒多目的原子炉)も考えられる。軽水は最も効果的な減速材であるが、水素の熱中性子吸収断面積が大きいという欠点がある。このため天然ウラン燃料は使用できない。軽水炉は沸騰水型軽水炉(BWR)と加圧水型軽水炉(PWR)とに大別できる。BWR 炉は、原子炉内で核分裂にて発生した水蒸気を気水分離器ならびに蒸気乾燥器を通過させ乾き蒸気にしたあと直接タービンに導いて発電を行うシステム(図 1a)である。原子炉の炉心部は、Zry-2 合金にて被覆された濃縮二酸化ウラン燃料棒からな

る燃料集合体と、原子炉の底部から挿入し駆動される制御棒とから成り立っている。

PWR 炉は、原子炉内で昇温された加圧水を蒸気発生器に導き二次側の水を水蒸気に変えることによって熱交換を行い、発生した水蒸気がタービンを駆動するシステム、すなわち間接熱交換システム(図 1b)である。燃料には二酸化ウランが用いられ、これは Zry-4 合金で被覆されている(図 2)。また制御棒はクラスター構造になって燃料集合体内に分散的に挿入され原子炉の上部から駆動される。



a. BWR 炉の燃料集合体

b. PWR 炉の燃料集合体

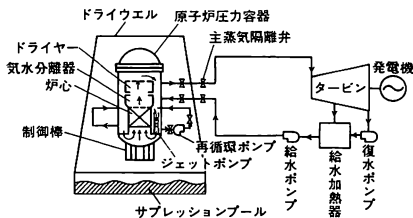
図 2

わが国における LWR 炉の導入量は 1980 年末で、BWR 炉が 7.993×10^6 kWe, PWR 炉が 6.793×10^6 kWe, 合計 1.4786×10^7 kWe となっている。1 基 10^6 kWe のプラント特性の概要を表に示す(⇒原子炉)。

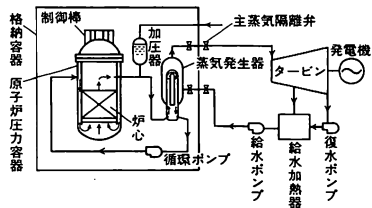
100 万 kWe 発電用軽水炉の諸元

	BWR 炉	PWR 炉
熱出力 [MWt]	3293	3423
電気出力 [MWe]	1100	1175
発電効率 [%]	33.4	34.3
比出力 [$\text{kWt} \cdot \text{kg}^{-1}(\text{U})$]	22.4	39.3
燃料装荷量 (初装荷, 取替) [t(U)]	148.3, —	87, —
濃縮度 (初期, 平衡) [wt%]	2.2, 2.7	2.6, 3.2
燃焼度 (初期, 平衡) [$\text{MWD} \cdot \text{t}^{-1}(\text{U})$]	21 000, 27 500	24 100, 33 000
集合体本数	764	193
燃料棒配列	8×8	17×17
制御棒本数	185	61
压力容器 (内径, 全長) [m]	6.4, 23	4.4, 13

計数回路 [英 counter, 独 Zählschaltung, 仏 circuit démultiplicateur, 露 счётчик] 入力したパルス数を数



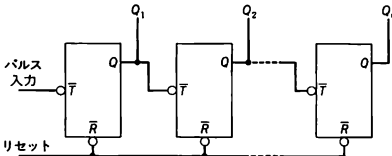
a. BWR 炉の冷却系統概念



b. PWR 炉の冷却系統概念

図 1

える回路で応用範囲はたいへん広く、多くの測定器や日用品のなかで使われている。数GHzでも測定可能な集積回路もある。計数回路(カウンター)の原理を示すために、T型フリップフロップを使った二進計数回路を図に示す。リ



セット入力で、 $Q_1 \sim Q_n$ をすべて0にしておき、入力パルスを加えると、そのパルスごとに Q_1 は反転する。 Q_2 は Q_1 の二回の反転を一個のパルスと見なして反転する。したがって、入力パルス数 n は $Q_1 \cdot 2^0 + Q_2 \cdot 2^1 + \dots + Q_n \cdot 2^{n-1}$ 個になっていて、 $Q_1 \sim Q_n$ は n を二進数で表したことになる。二進数を日常使う十進数に変換し直読できるようにするのは複雑であるから、4個のフリップフロップを一組にして、10個目のパルス入力時にリセットパルスを発生し再度0から計数を開始するようにする。そしてこのリセットパルスを次の組のパルス入力とする。この4個のフリップフロップの出力の組をそれぞれ0~9の数に変換すれば、パルスの数を十進数で表示することができる。このように4個のフリップフロップを組にして、計数結果を十進数で表せるようにした計数回路を十進計数回路という。このとき4本の出力線の示す記号を二進化十進記号(BCDコード)という。任意の n 進計数回路が可能である。図に示した例では、入力パルスが、各フリップフロップの変化を通じて、上のけたへ伝搬していくので動作が速くなる。このため入力パルスをおのおのフリップフロップのT入力に直接接続し、計数出力の遅れを少なくした同期式計数回路が、一般に利用されている。計数回路には、パルス入力ごとに、計数値が1ずつ減算されていくものや、減算、加算の双方ができる可逆計数回路などもある。これらはほとんどが集積回路とされている。

計数型アナログ・デジタル変換 [英 count type analog-to-digital conversion, 仏 conversion analogue-numéral à type de compteur, 露 аналого-цифровое преобразование счётного типа] 入力電圧に比例したパルスを発生する回路の出力数を計数することによりデジタル化を行うアナログ・デジタル変換方式で、時間変換型と周波数変換型とがある。図1は時間変換型変換器のブロック

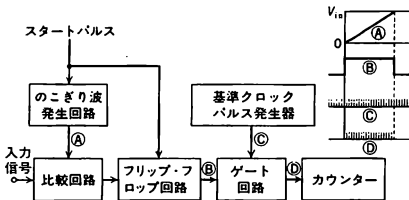


図1 時間変換型A・D変換器と動作

図である。変換スタートパルスにより電圧の上昇率が一定ののこぎり波発生回路が起動され、フリップフロップがセットされクロックパルスのカウンターのゲートが開かれる。入力電圧と のこぎり波形が比較され、一致したときストップパルスが出てフリップ・フロップがリセットされ

ゲートが閉じてカウンターが停止する。カウンターの値が変換データとなる。この方式の精度はのこぎり波の直線性と比較回路の精度によるので、0.1%程度である。図2は周波数変換型変換器のブロック図で、入力電圧に比例した周波数のパルス数を発生させ一定時間計測し、デジタル出力を得る方式である。精度は電圧周波数変換器(VF変換器)の精度に依存し、同様に0.1%程度である。

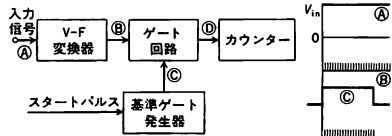
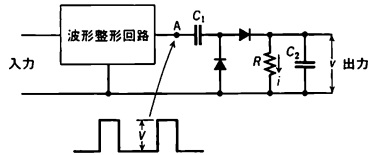


図2 周波数変換型A・D変換器と動作

計数管 = カウンター

計数率計 [英 rate meter, 独 Ratemeter, 仏 icomètre, 露 измеритель скорости счёта] 一定時間の入力パルス数の平均値、あるいは周波数を指示する計器。レートメーターともいう。回転数の指示器や放射線の強度指示器として使用される。図のA点のパルス波高を V 、出力電圧



を v とすると、パルス当りダイオードを通して送りこまれる電荷は $q = (V-v)C_1$ となる。計数率を r とすると、単位時間に抵抗 R を流れる電流は $i = qr = C_1 r (V-v)$ 。一方、出力電圧は $v = iR$ だから、 $v = rC_1 R V / (1 + rC_1 R)$ となる。 $v \ll V$ ($rC_1 R \ll 1$, $C_1 < C_2$)のとき、出力電圧 v は計数率 r に比例する。 C_2 は指示値を平均化するために用いられる。計数率の標準誤差は $1/\sqrt{2rRC_2}$ で与えられる。

計測学 = 測定学

携帯電流 [英 electric convection current, 独 elektrischer Konvektionsstrom, 仏 courant de convection électrique, 露 конвекционный электрический ток] 電荷を帯びた物体(担体)が非電氣的原因により移動するとき生じる電流をいう(運搬電流ともいう)。非電氣的な原因としては圧力差による流体の運動、重力による担体の落下、熱対流による担体の上昇下降(この場合は対流電流とよばれる)、機械的原因による摩擦電氣の移動などいろいろある。

線電器 = リレー

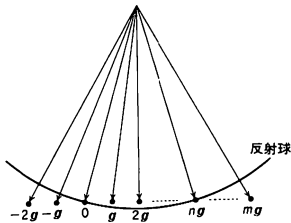
経度 [英 longitude, 独 Länge, 露 долгота]

球座標によって位置ベクトルの方向を表す量のひとつ。そのベクトルと z 軸を含む面が基準面となす角をいう(ただし基準面は z 軸を含むようにとるものとする)。緯度とともに特に地球に対して用いられる。基準面としては、イギリス旧グリニジ天文台を通る子午線を含むものを取り、東または西の向きにそれぞれ 180° まで数え、東経または西経という。正負の符号のつけかたには混乱があったため統一されていない。緯度と同じように4種類の経度が定義され、それぞれ地心経度、天文経度、地理経度、測地経度という。一般に地心経度と地理経度は等しく、測地経度との差も小さい。測地経度と天文経度の差を垂直線偏

差または鉛直線偏差という。天文経度は極運動によって変化する。地球上の各地点を通る子午線は、地球の自転によって 24 時間に 360° の割合で回転し、その回転角は経過時間に比例する。そのため、経度は角度の代りに時間で表されることがある。天文観測から決めたある地点の地方時は、グリニジ地方時に対して、その地点の経度に等しい時間だけ進みまたは遅れている。[グリニジ地方時－地方時＝経度]の関係は、左辺の時刻が同種類のものであれば常に成立する。

系統誤差 [英 systematic error, 独 systematischer Fehler, 仏 erreur systématique, 露 систематическая ошибка] ⇨ 誤差

系統的同時反射 [英 systematic reflection, 独 systematische Reflexion, 仏 réflexion systématique, 露 систематическое отражение] 電子回折においては、電子線と結晶格子との相互作用が強いので、ブラッグの回折条件を満足しなくても、電子線はかなりの強度で回折される。このため、複数の結晶格子面による回折斑点がしばしば観測され、それらは同時反射とよばれる。図に示すように逆格



子ベクトル ng (n は整数) の結晶面にブラッグ条件を満足させたときこのベクトルと同じ方向または反対方向の逆格子ベクトル mg の面による回折線が観測される。このような同時反射を系統的同時反射とよび偶然的同時反射と区別される。これらの同時反射は互いに多重回折を起し、 ng 反射の回折強度に無視できない効果を与えるが、この影響は運命的なものであり、偶然的同時反射のように避けることはできない。この系統的同時反射の影響はベーテの第一近似(⇨ベーテ近似)を用いて二波近似に取込むことができる。すなわち、結晶ポテンシャルのフーリエ係数 V_{ng} をベーテ・ポテンシャル V'_{ng} で置きかえることによって取扱える。ここで V'_{ng} は、結晶格子面 g の面間隔を d とすれば

$$V'_{ng} = V_{ng} - \frac{2m_e e}{h^2} \sum_{m \neq 0} \frac{V_{mg} V_{(n-m)g}}{nm - m^2} d$$

である。 m_e , e , h はそれぞれ相対論的電子質量、電気素量、プランク定数である。式からわかるように、エwald球の内側にある同時反射($m < n$)は V'_{ng} を小さくするように働き、外側の反射は大きくするように働く。特に一次および二次の回折強度に対しては、それぞれ

$$V'_0 \approx V_0 + \frac{2m_e e}{h^2} V_{-g} V_{2g} d, \quad V'_{2g} \approx V_{2g} - \frac{2m_e e}{h^2} V_0^2 d$$

となる。このために、しばしば V'_{2g} は非常に小さくなる。これは電子回折において二次の回折強度が非常に弱いことのひとつの理由である。電子線のエネルギーが高くなると、 m_e が大きくなり、 V'_{2g} はある加速電圧で 0 になることがある。この現象を用いて V_0 と V_{2g} の関係を精密に決めることができる(⇨消滅電位(法))。このような効果は系統的同時反射による効果として興味深い。

傾度風 [英 gradient wind, 独 Gradientwind, 仏 vent gradient, 露 градиентный ветер] 台風や温帯低気圧・高気圧を円形の渦で近似したとき、円運動する空気に働くコリオリ力と遠心力の合力が気圧傾度力とつり合うような風のことをいう。渦の中心からの半径 r の所では傾度風速 v_{gr} (円周成分)は

$$v_{gr} = -\frac{fr}{2} + \left[\left(\frac{fr}{2} \right)^2 + \frac{r}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \right]^{1/2}$$

となる。ただし、 $f = 2\Omega \sin \varphi$ で Ω は自転角速度、 φ は緯度(北半球、 $\varphi > 0$ を想定している。 $\varphi < 0$ では第二項の符号を逆にする)、 ρ は密度、 $\partial p / \partial r$ は半径方向の気圧傾度である。 v_{gr} は反時計回りを正としている。低気圧($\partial p / \partial r > 0$)では任意の気圧傾度に対して、 $v_{gr} > 0$ が存在する。他方、高気圧($\partial p / \partial r < 0$)に対しては $v_{gr} < 0$ であり、かつ傾度風の存在する気圧傾度には限界がある。前者では遠心力とコリオリ力が同じ向きなのにに対し、後者では逆向きになるからである。同じ程度の風速に対しては低気圧の方が $|\partial p / \partial r|$ が大きい。 $r \rightarrow \infty$ とすると傾度風は地衡風に帰着する。 r を風速場の局所的曲率半径とすると、傾度風は実際の気圧中の風のよい近似になっている(⇨地衡風)。

軽粒子 = レプトン

ゲイ・リュサック Gay-Lussac, Joseph Louis 1778.

12.6—1850.5.9 フランスの化学者、物理学者。オート・ピエヌ県サン・レオナルの出身。14 歳のときフランス革命が始まり、父が捕えられ、彼自身はバリの私立寄宿学校へ送られて数学や科学を学んだ。エコール・ポリテクニクの開設を好機として 1797 年末に入学、1800 年に卒業した直後 C. L. Berthollet に認められ、パリ市内アルクイユの Berthollet 邸で化学助手を務めることになった。1802 年からエコール・ポリテクニクの教職につき、1810 年に化学の教授に任ぜられたが、ソルボンヌ大学の開設に伴い同大学物理学教授、また 1832 年にはパリ国立博物館の化学教授となった。国立学士院(物理部門)、アルクイユ学会、学術愛好協会(Société Philomatique)のメンバーになり、また後半生の一時期には政治に関与したが、化学上の広範な業績とともに、下記のような物理学上の業績を残して、パリで長逝した。まず、気体の熱膨張の研究(1801—02 年)で、すべての気体(0—100°C)は 0°C での体積の (1/266.66)/°C の割合で膨張するとした。次いで 1804 年、気球による高所の地磁気、空中電気、大気成分の研究を行うが、このときの高度 7016m という飛揚記録は、その後半世紀も破られなかった。また 1805 年には、F. H. A. von Humboldt とともにローマからベルリンへ旅行をしながら、地磁気の測定をしている。1807 年には、気体の自由膨張に伴う比熱の変化の研究で、(今日の用語でいう)理想気体の内部エネルギーは、温度のみに依存することを実証した。なお、この結果はアルクイユ学会の会報に発表されたが、あまり知られず、1850 年代になって J. P. Joule が改めて検証した。一方、化学の面では、気体反応の体積比の法則の発見(1808—09 年)、ホウ素やカリウムの単離、硫酸製造用のゲイ・リュサック塔の考案をはじめ、定量化学の精密化に寄与した。

ゲイ・リュサックの法則 [英 Gay-Lussac law, 独 Gay-Lussacsches Gesetz, 仏 loi de Gay-Lussac, 露 закон Гей-Люссака] 一定の圧力の下にある気体の熱膨張係数は、気体の種類によらないという法則で、シャルルの法則と同等である。厳密に言えば、理想気体に対してのみ成り

立つ法則で、その場合、状態方程式によりその熱膨張係数は絶対温度の逆数に等しくなる。また、気体反応の法則も、ゲイ・リュサックの法則とよばれることがある。これは、気体が化学反応するとき、反応前の各気体の体積と生成気体の体積との間には、圧力と温度が一定のとき、簡単な整数比の関係があるというものである。この法則は、等温・等圧下の気体の体積は、分子数に比例するということを意味し、アボガドロの法則につながっていく。

計量 [英 metric, 独 Metrik, 仏 métrique, 露 метрика] 空間の各点で隣接した2点間の距離にあたる量が定義されているとき、一般にこれを計量という。リーマン空間においては、計量は計量テンソル(基本テンソル, \Rightarrow テンソル) g_{ij} により $ds^2 = \sum_{i,j} g_{ij} dx^i dx^j$ で与えられる。

たとえば、三次元ユークリッド空間では、直角座標 (x, y, z) を用いれば、 $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$ であり、四次元のミンコフスキーの時空 (ct, x, y, z) では、線素 ds は $ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2$ で与えられる。また、ベクトル空間において位置のベクトル a, b の内積 $a \cdot b$ が定義されるとき、これを計量ベクトル空間であるという。このときベクトル a の大きさは $|a| = \sqrt{a \cdot a}$ で与えられる。

計量単位 [英 legal unit, 独 gesetzliche Einheit, 仏 unité légale, 露 узаконенная единица] 計量法およびそれに関連する施行法、政令、通商産業省令で定められる計量(その範囲については、 \Rightarrow 計量法)の基準となるもの。(測定量) = {数値} \times [単位] という意味の単位のみでなく、行政、産業、貿易などで必要と判断された無次元量(比重などの基準や、対数尺度での量(騒音レベルなどの)の基準も含んでいる。また、単位系の見地からいえば、国際単位系(SI)を十分に尊重し採用してはいるものの、CGS系、重力系の単位も従属的に容認し、また、施行法では(厳しい制限の下ではあるが)尺貫法、ヤード・ポンド法の単位もあげている。

計量単位は、法体系に沿って、次のように分類(階級づけ)される(命名法は、通常のものとは異なる。 \Rightarrow 誘導単位、補助単位)。以下のうち、(1)～(4)を「法定計量単位」という。

(1) 基本単位(計量法、第三条)：SIの基本単位と実質的に同じ。

(2) 誘導単位(計量法、第五条)：面積の平方メートル、体積の立方メートルにはじまり、速さ・加速度の大きさ・力の大きさ・圧力・仕事・工率などの単位から吸収線量のグレイおよび騒音レベルのホンまたはデシベルに至るまでの、44種類の量の単位。その大部分は、SIの組立単位と補助単位とであるが、SI以外の単位のいくつか(力の重量キログラム、圧力の重量キログラム毎平方メートル、熱量のカロリーなども(多くの場合、二次的な位置づけで)あげられている。また、濃度の質量百分率と体積百分率とは無次元量の基準であり、濃度のピーエッチと騒音レベルのホンまたはデシベルは対数尺度での量の基準であって、いずれもSIの枠組の外のものである。なお無効電力のバル、無効電力量のバルアンペア、皮相電力のバルアンペア、皮相電力量のバルアンペアがあげられている点も、SIでの扱いとは異なる。

(3) 補助計量単位(計量法、第六条；政令、第三条の二)：上掲の基本単位と誘導単位とに所定の演算をほどこして定義される単位であるが、演算は 10^n (n は正負の整

数)倍に限らず半端な倍数(たとえば、60倍、3600分の1)や減算によるものも含む。

(4) 特殊の計量の用途の補助計量単位(政令、第四条)：光学または結晶学での長さに対しオングストローム、海面および空中における長さに対し海里、その他、計8項目、10単位。

(5) その他の計量単位とそれらの補助計量単位(省令、第四条)：16項目にわたり規定されているが、物理と関係が深いのは、屈折度(ディオプリー)、湿度(百分率)、比重、振動レベル(デシベル)のほか、電離性放射線計測のための諸単位であろう。

(6) 尺貫法による計量単位(施行法、第四条、第五条)：今日では歴史的なものとなっている。

(7) ヤード・ポンド法による計量単位(施行法、第六条～第八条)：日本国内に住所または居所を有しない者の相互間およびこれらの者と他の者との間での計量、航空に関する計量、輸送すべき貨物に関する計量にかぎり、当分の間、法定計量単位とみなすことになっている。

その他に(6)、(7)への補助計量単位も定められている。

計量単位は、以上のような分類のもとに、詳細に規定され、またそれらの表記法も(一般には単位記号とよばれるものであるが、法体系では「計量単位の略字」という)、省令(第三条)で細かく規定されている。また、基本単位の現示の方法なども(たとえば、メートルのための光源の発光や観測の条件)、綿密に記されている。なお、法制的性格に関し、上記(1)～(4)の法定計量単位については、それら以外の単位を取引や証明に使うことが禁止されるのに対して、(5)の単位については、列挙された単位の使用が勧奨されるのであるとの解釈がなされている。

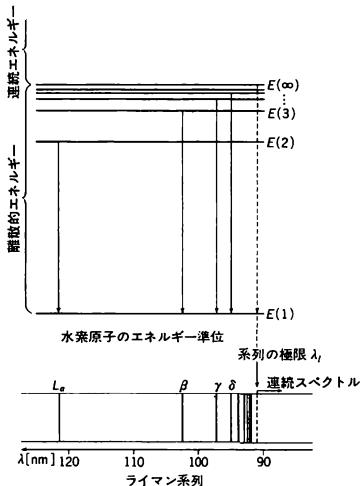
計量テンソル [英 metric tensor, 独 metrischer Tensor, 仏 tenseur métrique, 露 метрический тензор] = 基本テンソル(\Rightarrow 計量, テンソル)

計量法 度量衡法に代わって1951年(昭和26年)に制定され、翌年3月1日に施行された法律(第207号)で、その目的は「計量の基準を定め、適正な計量の実施を確保し、もって経済の発展および文化の向上に寄与すること」とされている。ここで「計量」とは、長さ・質量・時間・電流・温度・物質質量・光度の7つの基本量、角度・立体角の2つの補助量、面積・体積・速さ・…・圧力・仕事・…・流量・…・粘度・…・周波数・…・電力量・…・電圧・…・エントロピー・照度・放射能・…・吸収線量、その他、計52の組立(誘導)量のほか、無効電力・皮相電力・…・かたさ・…・引張り強さ・…・屈折度・湿度・比重・…・力率・…・騒音レベル・振動レベルなど、計17の諸量(総計78量)を測ることを意味する。

この法律に加えて、同施行法のほかいくつかの政令(内閣で定める)、省令(通商産業省で定める)が制定されており、計量器の製造、販売、修理、検定、型式承認、計量士、計量教習所などについての詳細な規定がなされている。物理学と関連の深い事項としては、計量単位の定義(基本的には国際単位系SIに準拠しているが、行政、産業、貿易などのうえで必要からSI以外の単位や、無次元量(たとえば比重)の基準や、対数尺度での量(たとえば騒音レベル)の基準をも包含している)、キログラム原器の保管(通商産業大臣の所掌)などの事項があげられる。国公立機関、指定された検定機関による強制的な検定の範囲は逐次縮小されて自主管理にゆだねられる傾向にあったが、

近年、公害、環境、安全、エネルギーなどにかかわる計量については、新たな規制や試験業務が必要とされるに至った(⇒計量単位、原器、度量衡)。

系列の極限 [英 series limit, 独 Seriengrenze, 仏 limite de la série, 露 граница серий] スペクトル線系列が収束する波長位置。原子の、同じスペクトル項をもつ離散的エネルギー準位は、主量子数 n が大きくなるにしたがって急速にその間隔がせばまり、 $n \rightarrow \infty$ で連続エネルギー状態につながるある一定値 $E(\infty)$ に収束する。したがって、図に示した水素原子のライマン系列($E(n) \rightarrow E(1)$; n



$= 2, 3, \dots, \infty$) の例に見られるように、系列の 1 番目から 2 番目、3 番目、…とスペクトル線の波長間隔がだんだんつまっていき、 $E(\infty) - E(1)$ のエネルギーに対応する波長 λ_L に収束する。この λ_L の波長位置がその系列の極限で、その短波長側に連続スペクトルがつながる。高温高密度プラズマの場合、ミクロ電場によるシュタルク効果で、高い準位では近接準位が重なりあって連続状態と区別できなくなり、系列の極限の前進(長波長側へ移る)が見られる。イングリッス-テラーの法則は系列の極限の前進と電子密度の関係を表したものであり、電子密度の推定に用いられる。

経路積分 [英 path integral, 独 Wegintegral, 仏 intégrale de trajectoire, 露 интеграл по траектории] ⇒ ファインマンの経路積分

ゲイン余裕 [英 gain margin, 独 Amplitudenrand, 仏 marge d'amplitude, 露 запас по усилению] 位相余裕とともに自動制御系の安定度を示す量のひとつ(⇒位相余裕)。

K 吸収 [英 K-absorption, 独 K-Absorption, 仏 absorption K, 露 абсорпция K] K 電子のイオン化によって生じる光の吸収。原子内電子準位は最内殻準位から順に K, L, M, … 準位と名づけられている。K 準位のエネルギーより大きなエネルギーの光(X 線領域にある)によって K 電子はイオン化状態に光遷移し、K 吸収が生じる。この場合、イオン化状態は連続的なエネルギーをとりうる状態であるから、一般的には K 吸収は連続スペクトルとなる。同様なことが L, M, … などの内殻準位の光遷移にも起り、L 吸収、M 吸収などとよばれる。内殻電子を水素

原子模型で表した場合には、吸収スペクトルの形状は吸収端より高エネルギーへ向かうのこぎり波形を示す。結晶などでは、励起子効果や状態密度の影響によって吸収端近傍には複雑な吸収構造が現れる。最近のシンクロトロン放射を光源とした分光学的研究によって、それらについての詳しい研究が進められている。一方このような構造とは別に吸収端近傍には、イオン化状態に励起された電子の波動関数と、それが励起された原子のまわりの原子から散乱された電子の波動関数との干渉効果による周期的な構造が見られる。これは EXAFS とよばれ、この解析から結晶の構造や表面での吸着分子などの形状等について情報が得られる(⇒ EXAFS)。

K 行列 [英 K matrix, 独 K-Matrix, 仏 matrice K, 露 K-матрица] ⇒ S 行列

撃力 [英 impulsive force, 独 Stoßkraft, 仏 force impulsive, 露 импульсивная сила] 打撃や衝突などに際して現れる物体間の接触力で、極めて短時間に作用する非常に大きい力。その効果は通常、力を時間で積分した力積で示される。衝撃力とか瞬間力ともいう。

ゲージ [英 gauge]

[1] 標準寸法と測定器の2つの意味をもっている。たとえば、針金ゲージはいろいろな大きさの穴をもった薄鋼板でつくられており、針金の直径のおおよその測定や分類のために用いられるので、前者の意味でのゲージである。製品の寸法検査に用いられる限界ゲージも標準寸法を表すものとみなされる。寸法測定、圧力測定に用いられる機械的、あるいは光学的手段による測定器をゲージとよぶことが多い。ダイヤルゲージ、デプスゲージなどがその例である。また、気象用計器もゲージとよぶことが多い。

[2] 電磁気学、素粒子物理学におけるゲージ(⇒ゲージ理論)。

ゲージ固定 [英 gauge fixing, 露 фиксировка калибровки] ゲージ理論は局所ゲージ変換に対して不変であるが、そのままでは量子化できない。このことは、ゲージ不変なグリーン関数が存在しないことからわかる。量子化に際して局所ゲージ不変性を破る操作を行うことを、ゲージ固定という。ゲージ場を $A_\mu^a(x)$ ($a=1, 2, \dots, N$) と書く(⇒非可換ゲージ理論)。クーロン・ゲージ($\text{div} A = 0$) や軸性ゲージ($A_3 = 0$) のような時間微分を含まないゲージ条件を課す場合には、古典論のときと同じように場の方程式に手で付け加えることも可能である。しかし、この方法では理論が非局所的になり、その構成は一般に見通しが悪い。より合理的なゲージ固定は、ラグランジアン密度にゲージ固定項を導入することによってなされる。

ゲージ条件 $F^a = 0$ に対応するゲージ固定項としてしばしば用いられるのは、

$$-\frac{F^a F^a}{2\alpha}$$

である。ここに α はゲージパラメーターとよばれる実の定数で、 F^a は A_μ^a などの場の関数である。 F^a がローレンツ・スカラー量のときを一般に共変ゲージという。特に $F^a = \partial A_\mu^a / \partial x_\mu$ のとき、線形共変ゲージというが、線形ということばを略すことも多い。さらにそのうちで、 $\alpha=1$ の場合をファインマン・ゲージあるいはフェルミ・ゲージ、 $\alpha=0$ の場合をランダウ・ゲージとよぶ。この方法では、正しくはランダウ・ゲージを記述できない。より満足すべき理論形式は、補助のスカラー場 $B^a(x)$ を導入して

$$B^a \frac{\partial A_a}{\partial x_\mu} + \frac{1}{2} a B^a B^a$$

をゲージ固定項とする(⇒中西 - ロートラップ形式)。

観測と直接対応する物理的な S 行列は、ゲージ固定のしかたに依存しない。この事実をゲージ独立性という。ファインマンの経路積分では、線形共変ゲージなどの場合、直接にユニタリ性を証明できないが、ゲージ独立性のおかげでユニタリゲージの存在がいればそれが推論できる。ただし、ユニタリゲージとは、少なくとも摂動論的にユニタリ性が自明なようなゲージをいう。トホーフ・ゲージは、パラメーター λ を含んでいて、ランダウ・ゲージとユニタリゲージをつなぐものである。

K 指数 [英 K index, 仏 indice K, 露 индекс K] ⇒ 地磁気特性数

KCP 化学式 $K_2Pt(CN)_4X_{0.3} \cdot nH_2O$ で表される一連の白金錯体の略称。白金一次元鎖錯体、あるいはテトラシアノ白金錯体とよぶこともある。一次元電気伝導体の一種として知られており、 $n = 2 \sim 3.2$ 程度で特に $X = Br$ のものが有名である。結晶は銅色の金属光沢をもつ。結晶のひとつの軸方向に沿って白金原子が一次元鎖をつくっているため、この方向に沿って一次元の電気伝導が生じる。一次元軸方向の電気伝導率は室温で $10^4 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ 程度であるが、これと直交する方向にはその 1000 分の 1 程度である。 $X = Br$ の場合、 Br 原子が 0.3 というはんばな割合で入っているため、 Pt 原子は平均として 2.3 個になり、はんばな外殻電子が電気伝導を担う。低次元電気伝導体特有の電荷密度波が生じるが、電気伝導率は室温以下で半導体的性質を示し、パイエルス転移は観測されていない。この点に関連して、KCP が金属伝導帯をもつかどうか解釈が分れている。

ゲージ不変性 [英 gauge invariance, 独 Eichinvarianz, 仏 invariance de jauge, 露 калибровочная инвариантность] ⇒ ゲージ理論

ゲージ変換 [英 gauge transformation, 独 Eichentransformation, 仏 transformation de jauge, 露 калибровочное преобразование] 電磁場はベクトルポテンシャル A とスカラーポテンシャル ϕ で

$$B = \nabla \times A, \quad E = -\nabla \phi - \frac{\partial A}{\partial t}$$

と表せるが、 A, ϕ には任意性がある。 λ を任意のスカラー関数とすると、変換

$$A \rightarrow A + \nabla \lambda, \quad \phi \rightarrow \phi - \frac{\partial \lambda}{\partial t} \quad (1)$$

で B, E は不変である。この変換をゲージ変換(あるいは第二種ゲージ変換)といい、 λ をゲージまたはゲージ関数という。具体的な計算を行うには λ を適当に選んでゲージを固定せねばならない。よく使われるゲージとして、クーロン・ゲージとローレンツ・ゲージがある。

(a) クーロン・ゲージ(ラディエーションゲージともいう)：ベクトルポテンシャルが条件 $\nabla \cdot A = 0$ を満たすことを要求する。この場合、真空中のマクスウェル方程式は

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \nabla^2 A = \mu_0 i \frac{\partial \phi}{\partial t} = \mu_0 i j_i$$

i_i は電磁波の進行方向に垂直な電流成分である。

(b) ローレンツ・ゲージ：電磁ポテンシャル $A_\mu = (A, i\phi/c)$ が相対論的に不変なローレンツ条件とよばれる条件

$$\nabla \cdot A + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$$

を満たすことを要求する。この場合、真空中のマクスウェル方程式は

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \nabla^2 \phi = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \nabla^2 A = \mu_0 i$$

量子電磁気学では、変換(1)とともに、荷電粒子を表す波動関数 $\psi(x)$ が電荷 q に応じた局所的位相変換(第一種ゲージ変換ともいう)

$$\psi_i(x) \rightarrow \psi'_i(x) = \exp\left[\frac{iq_i \lambda(x)}{\hbar c}\right] \psi_i(x) \quad (2)$$

を行うと、理論(ラグランジアン密度)は不変である。変換(1)と(2)を合わせてゲージ変換という(⇒ゲージ理論)。

特に第一種ゲージ変換のなかで、 λ を定数にとる変換はゲージ場のない場合にも考えることができる。理論がこの大域的ゲージ変換で不変でさえあれば電荷の保存は保証される(⇒ネーターの定理)。

一般のゲージ理論では場の演算子 $\psi_i(x)$ の局所的位相変換

$$\psi_i(x) \rightarrow \psi'_i(x) = U[\lambda^a(x)]_{ij} \psi_j(x) \quad (3)$$

が現れる。ゲージ群の生成元を T^a とし、その表現行列を t^a とすると($a=1, \dots, n$)、

$$U = \exp\left[q \sum_a \lambda^a t^a(x)\right]$$

である。ゲージ場を $W_\mu = W_\mu^a t^a$ と行列で表すと、ゲージ場が

$$W_\mu \rightarrow W'_\mu = U W_\mu U^{-1} + \frac{i}{g} \left(\frac{\partial U}{\partial x_\mu}\right) U^{-1} \quad (4)$$

と変換することを要請し、共変微分

$$(D_\mu \psi)_i = \left[\delta_{ij} \frac{\partial}{\partial x_\mu} + ig(W_\mu)_{ij} \right] \psi_j$$

を導入すれば、 $(D_\mu \psi)_i \rightarrow (D'_\mu \psi')_i = U_{ij} (D_\mu \psi)_j$ と変換するので、理論は変換(3)、(4)で不変になる。これを一般のゲージ理論でのゲージ変換という(⇒非可換ゲージ理論、ゲージ固定)。

ゲージ粒子 [英 gauge particles, 独 Eichenteilchen, 仏 particule de jauge, 露 калибровочная частица] ゲージ理論に現れるゲージ場の量子をいう。光子、ウィークボソン(Z^0 ボソン、 W ボソン)、グルーオンなどはゲージ粒子であり、おのおの電磁相互作用、弱い相互作用、強い相互作用を媒介する。重力を媒介する重力子もあると考えられ、これもゲージ粒子である。

ゲージ理論 [英 gauge theory, 独 Eichtheorie, 仏 théorie de jauge, 露 калибровочная теория] 局所ゲージ変換で不変な理論をゲージ理論という。電磁気力や重力は電荷や質量だけによって決るが、このように相互作用の強さが保存量であるという普遍性と、相互作用の形がゲージ変換で変わらないという単純性をもつ理論がゲージ理論である。強い相互作用の理論である量子色力学や、弱い相互作用と電磁相互作用の統一に成功したワインバーger-サラム模型は、いずれもゲージ理論である。

ゲージ(gauge, Eichung)という術語を導入したのは H. Weyl である。ゲージ理論の立場では、電荷を測る全時空で共通なものとは存在せず、電荷を測るものさしの尺度は一般に時空の各点ごとに違っていて、尺度(gage)の場所による変化を記述するものがゲージ場、すなわち電磁ポテンシャル $A_\mu = (A, A_4 = i\phi)$ である。

量子電磁気学では、荷電粒子の場 $\psi(x)$ に場の量子の電荷 q に比例する局所位相変換

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \exp\left[\frac{iq\lambda(x)}{\hbar c}\right] \psi(x) \quad (1)$$

を行っても、このとき電磁ポテンシャルも

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{\partial \lambda(x)}{\partial x_\mu} \quad (2)$$

と変換し、荷電粒子の場の微分 $\partial\psi/\partial x_\mu$ が、常に共変微分とよばれる $D_\mu\psi = \partial\psi/\partial x_\mu - i(qA_\mu/\hbar c)\psi$ という形で現れるので

$$D_\mu\psi(x) \rightarrow D'_\mu\psi'(x) = \exp\left[\frac{iq\lambda(x)}{\hbar c}\right] D_\mu\psi(x)$$

と変換し、ラグランジアン密度は不変になっている。このような、時空の各点での任意の大きさの位相変換を局所(local)ゲージ変換とよび、このような変換で不変な理論をゲージ理論とよんで、この不変性をゲージ不変性という(変換(1)は、電荷を生成元とする一次元のユニタリー変換 $U(1)$ である)。ゲージ理論には式(2)のように変換するベクトル場が必要で、これをゲージ場とよび、この場の量子(電磁場の場合は光子)をゲージ粒子という。変換(2)での不変性から、ゲージ粒子の質量が0であることが要求される。ゲージ理論では微分を共変微分で置換するという手続きで相互作用が一意的に決まるという性質がある。このようにして得られる相互作用をミナマルな相互作用という。ゲージ理論では、一般にゲージ場の結合定数は電荷のような保存量であり、ゲージ粒子はスピン1で質量0のベクトル粒子である。ただし、理論の対称性がヒグス機構で自発的に破れる場合には、ゲージ粒子は質量をもち、その結合定数は保存量ではなくなる。

強い相互作用はアイソスピン $SU(2)$ 対称性や $SU(3)$ 対称性などをもっている($SU(2)$ や $SU(3)$ 群の生成元は非可換なので、これらの群を非可換群あるいは非アーベル群という)。たとえば、パウリ行列 τ を使った位相因子による核子場 $\psi(x)$ の $SU(2)$ 変換

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \exp[i\tau_1 a_1 + \tau_2 a_2 + \tau_3 a_3] \psi(x)$$

で、核子系のハミルトニアンは不変である。非可換群に電磁場の局所ゲージ変換の考えを最初に拡張したのは C. N. Yang と R. L. Mills であった。この場合、 $SU(2)$ 群の3個の生成元 T_1, T_2, T_3 に対応する3個のパラメーター a_1, a_2, a_3 は $a_1(x), a_2(x), a_3(x)$ となり、これに伴って理論をこの変換で不変にするために、式(2)を拡張した変換をうける3個のゲージ場 $A_{1\mu}(x), A_{2\mu}(x), A_{3\mu}(x)$ の導入と微分の共変微分化が必要である($SU(3)$ の場合には8個の生成元があるので、8個のパラメーターが現れ、したがって8個のゲージ場が導入される)。これをヤン-ミルズ場あるいは非可換ゲージ場という(\Rightarrow 非可換ゲージ理論)。ヤン-ミルズ場 $A_{i\mu}(x)$ はアイソスピンをもつので、 $A_{i\mu}$ の微分は共変微分で置換わり、ヤン-ミルズ場の自己相互作用が生じる。非可換ゲージ場の特徴として、ゲージ場が自己相互作用することがあげられる(ゲージ場がゲージ場の源となる)。

自然界には光子以外の質量0のベクトル粒子が発見されていないので、現在では、強い相互作用はハドロンに閉じ込められていて、ハドロンの外には現れない $SU(3)$ 色電荷と結合した8個の非可換ゲージ場によって媒介されるという、量子色力学で記述されると考えられている。この非可換ゲージ理論では $SU(3)$ 色電荷をハドロンの中に閉

じ込める可能性があり、色をもった8個の質量0のゲージ粒子(グルーオンという)もハドロンの中に閉じ込められていて観測不可能と考えられている。

弱い相互作用を媒介する質量0のベクトル粒子も発見されていない。1967年に S. Weinberg と A. Salam は、弱い相互作用と電磁相互作用は弱いアイソスピンと弱い超電荷の群 $SU(2) \times U(1)$ に基づいたゲージ理論の対称性が、ヒグス機構で自発的にやぶれたものであるという統一理論を提出した。実験結果はこの理論を支持している。対称性の自発的なやぶれの結果、電荷の保存則に対応する $U(1)$ 対称性だけが生き残り、4個のゲージ粒子のうち、電荷と結びつく光子だけが質量0で、あとの3個は重いベクトル粒子 W^+, W^-, Z^0 となるので、弱い相互作用は短距離力になる。

一般にゲージ理論はくりこみ可能で、対称性が自発的にやぶれてもくりこみ可能性はやぶれないことが示される。ただし、くりこみ可能性を証明するためには、クォークとレプトンの電荷の総和が0である必要がある。

強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用の三相互作用はすべてゲージ理論なので、大きな非可換群に基づいたゲージ理論で3つの相互作用を統一できる可能性がある。これを大統一理論という。 $SU(5), SO(10)$ その他の群に基づいた理論が提案されている。

重力場が一種のゲージ場であることは内山龍雄が初めて認識した。重力の場合、等価原理にしたがって曲がった時空の各点に付随するミンコフスキー空間が局所的なローレンツ変換に対して不変であることを要求することによってゲージ場としての接続場が導かれ、これからアインシュタインの一般相対性理論を構成することができる。この場合の保存量はローレンツ変換の生成元、つまり四次元の角運動量である。大統一理論に重力相互作用を統一する試みは未成功である。超重力理論は、この方向の試みである。

ケスタース干渉計 [英 Kösters interferometer, 独 Kösterscher Interferenzkomparator, 仏 interféromètre de Kösters, 露 интерферометр Кестерса] 標準エンドゲージの長さを光の波長と比較するために作られた測長干渉計。2通りの形式のものがある。(1) トワイマン-グリーン干渉計を变形したもので(図1参照)、一方の平面鏡

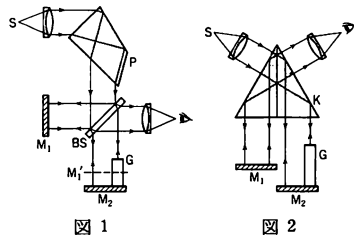


図 1

M_2 の上にゲージ G を置き、ビームスプリッター BS による平面鏡 M_1 の鏡像 M_1' がゲージ G のほぼ中央にくるように配置する。定偏角プリズム P を通して得られた単色光平面波で照明すると、視野には M_1' と M_2 および M_1' とゲージ G の端面による等厚干渉縞がそれぞれ観測できる。両者のずれの大きさを多数の既知波長について測定した結果からゲージの長さを決定できる。この装置では鏡の移動を必要としないので、測定が迅速・正確である。

(2) ケスタース複プリズム型干渉計ともよばれ、中央の

はり合わせ面が半透明鏡になっている二等辺三角形のプリズム(クスターズ・プリズム) K をビームスプリッターとして用いる(図2参照)。これは分割された2光束がほとんど同じ経路を通るコモン・パス干渉計である。空気の状態の影響を受けにくいので、長いゲージの測定に用いられる。また、一方の光路中に気体セルを入れることにより、干渉屈折計としても使用できる。

K⁰のリジェネレーション [英 regeneration of K⁰, 仏 régénération de K⁰, 露 регенерация K⁰] 物質中を K_L⁰ が通過すると K_S⁰ が生じること。中性 K 中間子には K⁰ と \bar{K}^0 がある。強い相互作用で中性の K 中間子がつくられるときは、奇妙さが保存され、K⁰ または \bar{K}^0 が発生する。一方、中性 K 中間子の崩壊は、近似的に CP の固有状態である K₁⁰ と K₂⁰ から起る。K⁰ = 2^{-1/2}(K₁⁰ + K₂⁰), \bar{K}^0 = 2^{-1/2}(K₁⁰ - K₂⁰) という関係である。K₁⁰ の寿命は 0.8923 × 10⁻¹⁰s で 2π に崩壊し、K₂⁰ の寿命は 5.183 × 10⁻⁸s で 3π, πμν, πeν に崩壊する。強い相互作用で K⁰ あるいは \bar{K}^0 がつくられると、K₁⁰ の成分は早く崩壊して、K_L⁰ (K_L⁰ = 2^{-1/2}(K⁰ - \bar{K}^0)) だけが遠くに行く。それを物質に入射すると \bar{K}^0 と K⁰ の吸収の断面積が違うので、物質を通過した後は K⁰ と \bar{K}^0 が 1 対 1 ではなく、K⁰ が少し多くなる。つまり通過後は K_L⁰ だけではなく K_S⁰ の成分が再生される。この現象を K_S⁰ のリジェネレーションという。

K 線 [英 K line, 独 K-Linie, 仏 ligne K, 露 линия K] 主量子数 n=1 の電子の内殻を K 殻というが、K 殻の空席電子準位へ他の内殻電子が遷移すると生ずる特性 X 線を総称して K 線という。L 殻から K 殻の空席電子準位への電子遷移に対応するスペクトル線を K_α 線というが、K_α 線は詳しくみるとさらに二重に分裂しているので波長の短いほうから K_{α1}, K_{α2} 線と名づけられている。この二重線は L 殻の電子準位が軌道角運動量 l と全角運動量 j の組 (l, j) によって分類するとき L₁(0, 1/2), L₁₁(1, 1/2), L₁₁₁(1, 3/2) と分かれることに由来し、K_{α1} は L₁₁₁ → K の電子遷移に、K_{α2} は L₁₁ → K の電子遷移による。L₁₁₁ の電子状態の縮退が 4, L₁₁ の電子状態の縮退が 2 のため、L₁₁₁ と L₁₁ の強度比は 2 : 1 となることを反映して、K_{α1} と K_{α2} の強度比は 2 : 1 である。K_β 線も詳しくみるといくつかに分裂しており、それぞれ K_{β1}, K_{β2} … と名づけられている。K_{β1} は M 殻内電子の M₁₁₁(1, 3/2) → K の電子遷移に相当するが、K_{β2} は N 殻内電子の N₁₁₁(1, 1/2), N₁₁₁₁(1, 3/2) → K の電子遷移に相当するなど、主量子数の違う殻から K 殻への電子遷移にも同じ添字 β の記号を与えているので、注意する必要がある。通常用いられるターゲットでは、K_{α1} と K_{β1} の強度の比は、ほぼ 6 : 1 から、3.5 : 1 程度である。CuK_α 線(1.54 Å), MoK_α 線(0.71 Å) などは単色 X 線源として利用される。

ケーソム Keesom, Willem Hendrik 1876.6.21—1956.3.24 オランダの物理学者。主として低温物理の業績で知られる。テセル島の農家の出身。アムステルダム大学で J. D. van der Waals らの指導を受け、1904 年に酸素および二酸化炭素の等温線の研究で学位を取得。ライデン大学の H. Kamerlingh-Onnes のもとで研究を進め、ヘリウム液化(1908 年)などに協力した。1917 年ユトレヒトで教職につき、1923 年にはライデン大学へ戻って実験物理を担当。カマリング・オネス研究所の所長となって、低温(特にヘリウム)の研究を推進した。ヘリウムの固化、λ 転移、超流動などの問題に寄与し、1945 年に引退した。[主著]

Helium, 1942.

ケーター-の可逆振り子 [英 Kater reversible pendulum, 独 Katersches reversibles Pendel, 仏 pendule réversible de Kater, 露 обратимый маятник Катера] ⇨ 可逆振り子

K 中間子 [英 K meson, 独 K-Meson, 仏 méson K, 露 K-мезон] 中間子の一種。スピン 0, バリティー負, アイソスピン 1/2。K には、K⁺, K⁰ があり、奇妙さ +1 をもつ。K⁻ と \bar{K}^0 はそれらの反粒子である。中間子 π, η, K, \bar{K} で SU(3) 群の擬スカラー八重項をつくる。K[±] の性質は、質量 493.667 MeV/c²。寿命 1.237 × 10⁻⁸s。崩壊は K[±] → μ[±]ν などがある。K⁰, \bar{K}^0 の質量は 497.67 MeV/c²。崩壊は両者の一次結合である K_S⁰, K_L⁰ で起る。K_S⁰ の寿命は、0.8923 × 10⁻¹⁰s で、主な崩壊は、K_S⁰ → 2π。K_L⁰ の寿命は 5.183 × 10⁻⁸s で、主な崩壊は K_L⁰ → 3π, πμν, πeν。詳細は付録の表を参照。K_L⁰ は K_S⁰ より質量が 3.5 × 10⁻⁶ eV/c² 重い。1947 年、宇宙線中の V 字型飛跡として G. D. Rochester と C. C. Butler によって霧箱写真中で発見された。当時、2π に崩壊するものを θ 中間子、3π に崩壊するものを τ 中間子とよび、質量と寿命が同じであるがバリティーを異にするので、同一の粒子かどうかその解釈が大きな問題になっていた。この問題を θ-τ パズルという。1956 年に提唱された弱い相互作用のバリティー非保存説は、この θ-τ パズルがきっかけになっている。バリティー非保存が β 崩壊で実証された結果 θ = τ = K[±] となり問題は解決した。1964 年の CP 非保存の発見は K_L⁰ → 2π の観測による。K 中間子は時空の基本的な性質を解明するのに大きな役割を演じた。また、K⁺ と K_S⁰ の寿命の差から ΔI = 1/2 規則が提案された。

K 中間子原子 [英 kaonic atom, 独 Kaon-Atom, 仏 atome kaonique, 露 каонный атом] 負電荷の K 中間子が軌道粒子であるエキゾチック原子。K 中間子が原子核と強い相互作用をしながら核に吸収されると、ハイパー核をつくる。標的物質中で静止した K 中間子 1 個につき多くても 0.5 個の X 線光子しか検出されていまいことから、量子数の大きい光学的遷移ではオージェ効果が、小さい光学的遷移では核吸収が強く競合していると考えられる。また K 中間子は核に極めて接近するので核の励起準位と中間子の原子準位が結合しあい、光学的遷移のエネルギーや強度が変化したり、遷移のとき X 線を放出するかわりに核を励起する現象も起きる。

K 中間子原子の高い光学的遷移のエネルギーから K 中間子の質量が精度よく決められている。また低い光学的遷移から K 中間子と核の相互作用や、核構造に関する知識がある程度得られている。

血液レオロジー [英 hemorheology, 独 Hämorheologie, 仏 hémorhéologie, 露 гемореология] レオロジーの始まるずっと以前に、パリの医師 J. Poiseuille は血液の流動を研究する目的で毛管流動を測定し、法則を見いだした。これが血液とレオロジーとの出会いである。血液は流動をするが、単純な液体ではなく、血漿中に赤血球やそのほかの粒子が浮遊するサスペンションである。しかも赤血球は真の球形ではなく、真中がへこんだ円盤形で直径が 8 μm もある。血液は心臓をポンプとして体内を循環するが、末端の毛細血管は直径が 10 μm くらいしかないから、赤血球の動きは液体が管の中を流れるというよりは管の中で変形しながら流動しているのである。血液の粘性は非ニ

ュートン粘性であり、ひずみ速度が比較的大きいときは粘性率は $0.1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 程度であるが、ゆっくり流れるときは数 $\text{Pa}\cdot\text{s}$ にもなる。円盤状の赤血球は、ちょうど座布団を重ねたようにつながって、全体としては棒状の細長い塊となつて動き、流れが速くなると塊は少しずつほぐれてばらばらになる。細い管の中を血液が流れるとき、赤血球は管の中心部に集まり、管壁には血漿の層ができる。このため見かけの粘性率が減少する。これをシグマ現象という。血液が空気中に出ると凝固する。これは血漿の中にあるフィブリノーゲンというタンパク質が変化してフィブリンという細長い分子になり、これが赤血球の間に網状の橋をかけて、全体がゲル状になることによる。凝固した血液は弾性を示す。血液レオロジーは、血管以外の生物流体や組織も含めて対象とする生物レオロジーの一分科と考えられる。血液力学、生理流体力学とよばれるものもあるが、血液レオロジーとの境界は明確ではない。

欠陥準位 [英 defect level, 仏 niveau de défaut, 露 уровень дефектов] 結晶中において格子欠陥の存在によって新たに生じた電子エネルギー準位をいう。格子欠陥は局所的に結晶の周期性を乱し、またその配置は空間的周期性をもたないで、これによってつくられるエネルギー準位はもとの結晶のエネルギー準位とは一般に重なりあうことはない。すなわち、もとの結晶のエネルギーバンドの禁止帯の部分に局在の状態として存在する。欠陥準位の例としてはハロゲン化アルカリ結晶中の色中心に関するエネルギー準位や照射損傷によって Si の単結晶中につくられるエネルギー準位が有名である。たとえば NaCl の F 中心では陰イオン空格子点の実効正電荷に捕えられた電子が、バンドギャップ内に水素原子に似た欠陥準位をつくり、その準位間 ($1s \rightarrow 2p$) の電子遷移 ($\Delta E = 2.7 \text{ eV}$) が結晶の着色の原因となっている。

結合

[1] [英 coupling, 独 Kopplung, 仏 couplage, 露 связь] 2つの系 A, B の間に相互作用があるとき、A と B の間には結合があるという。たとえばスピン角運動量 S と、軌道角運動量 L の間にはスピン・軌道相互作用 $\lambda(L \cdot S)$ があるので、 S と L は結合しているなどという。分子の種々の角運動量の結合に関しては、フントの結合形式が知られている (\Rightarrow フントの結合形式)。

[2] [英 bond, 独 Bindung, 仏 liaison, 露 связь] 化学結合とほぼ同じ意味であるが、結合ということばが単独に使われるのは、分子のなかの特定の1対の原子の化学結合を問題にする場合が多い。たとえば、水分子のなかの一方の水素原子 H と酸素原子 O との化学結合の性質を述べるときに「水分子の O-H 結合」ということばを用いる。そしてこの O-H 結合の性質は、水分子の中の O-H 結合でも、アルコール分子のなかの O-H 結合でもほぼ同じである。従って、特に分子の名前をいわずに、O-H 結合の性質を論ずることもできる。しかし、C-H の結合は、メタン分子のそれとエタン分子のそれとはほぼ同じであるが、エチレン分子のそれとは少し違っている。それはエチレン分子では、炭素原子がほかの炭素原子と二重結合をしていて、そのことが C-H の結合にも影響するからである。結合についてのいろいろな性質は、原子軌道の混成を考慮した原子価の理論によって理解できる場合が多い (\Rightarrow 化学結合)。

結合エネルギー [英 bond energy, 独 Bindungsener-

gie, 仏 énergie de liaison, 露 энергия связи] 粒子が集まって束縛系をつくっているとき、これらの粒子を引離してばらばらにしてしまうために必要なエネルギーを結合エネルギーという。束縛系のエネルギーを E 、それを構成する各粒子の質量を M_i とすると、結合エネルギー

$$B = \sum_{i=1}^n M_i c^2 - E$$

である。ここで、束縛系は n 個の粒子から成るとし、光速を c と表した。

原子核は核子が束縛した系として、その束縛のために放出されたと考えられるエネルギーをその核の結合エネルギーという。いろいろな核の結合エネルギーは核の数種の特性に着目して導いた質量公式で大体再現される (\Rightarrow ワイツゼッカーの質量公式)。一核子当りの結合エネルギーは核種によらずほぼ一定であって、約 8 MeV である (\Rightarrow 飽和性)。

分子をばらばらの原子に解離するために必要なエネルギー (原子化熱) を結合エネルギーという。二原子分子では結合エネルギーは解離エネルギーと同じで、たとえば H-H の結合エネルギーは $104.2 \text{ kcal}\cdot\text{mol}^{-1}$ である。水分子の原子化熱は 221 (以下単位はすべて $\text{kcal}\cdot\text{mol}^{-1}$) であるが、水分子には等価な O-H 結合が2つあるので、O-H の結合エネルギーは 110.5 と推定される。そのほか、N-H は 93.4 , C-H は 98.5 , C-C は 83.0 である。結合エネルギーに対しては近似的に加法則が成り立っている。すなわち、ある分子の原子化熱は、その分子の中にあるすべての結合の結合エネルギーの和にほぼ等しい。たとえば、メタン、エタン、プロパン分子に対し、それぞれの結合エネルギーの和は $394, 674, 954$ となるが、原子化熱はそれぞれ $397, 675, 954$ である。結合エネルギーを決めるものになる原子化熱は、 25°C , 1 atm の下で起る化学反応の反応熱から求められるので、その中には結合を切るためのエネルギーだけでなく、反応の前後での分子運動のエネルギーの差も含まれる。したがって分子の結合エネルギーの中にも、そのようなエネルギーが含まれる。また、結合エネルギーは、分子の中のただひとつの結合を解離するために必要なエネルギー (結合切断エネルギー) とはかなり異なる。

結合音 [英 combination tone, 独 Kombinationston, 仏 son de combinaison, 露 комбинационный тон] 非直線性をもった変換器に純音を加えると、その純音のほかに倍音が生じる。耳も中耳や受容器細胞などに非直線性の性質があるので、およそ 60 dB 以上の音圧レベルの純音を加えられると、耳内に倍音が発生し、倍音を感じることができる。そのような変換器または耳に2つ以上の純音を加えられると、それぞれの純音の振動数の和および差などの振動数をもつ音が発生する。この複合音のうち、加えられた純音とその倍音以外の部分音を結合音という。2つの純音を加えられたときに発生する結合音の振動数は、純音の振動数を $a [\text{Hz}]$ および $b [\text{Hz}]$ とすると、 $a+b, a-b, 2a+b, 2a-b, a+2b, a-2b, \dots [\text{Hz}]$ など $ma \pm nb [\text{Hz}]$ のいずれかになる。

結合角 [英 bond angle, 独 Bindungswinkel, 仏 angle de liaison, 露 угол между связями] 2つ以上の結合のある分子において、結合している2つの原子の核を結ぶ直線を仮に結合線とよぶことにすれば、2つの結合線の挟む角が結合角である。結合角は X 線回折や電子線回折によって測定される。たとえばメタン分子では、4つの C-H

結合のどの2つをとっても、その結合角は $109^{\circ}28'$ であり、水分子では2つのO—H結合の結合角は $104^{\circ}50'$ である。メタンの結合角は、混成軌道を用いた原子価結合法によって理論的にも説明される。

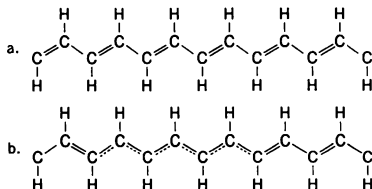
結合軌道(関数) [英 bonding orbital, 独 Bindungs-orbital, 仏 orbitale de liaison, 露 связывающая орбиталь] 分子内の電子の運動を分子軌道法で考えると、ある軌道を運動している電子が、分子のエネルギーを低下させることに寄与するならば、いかにえれば分子の結合を強めることに寄与するならば、この軌道(関数)のことを結合軌道(関数)という。これに対して結合を弱める働きをする軌道(関数)のことを反結合軌道(関数)、結合でも反結合でもない軌道(関数)のことを非結合軌道(関数)という。一般に結合軌道関数は反結合軌道関数および非結合軌道関数に比べると、分子に含まれる2つの原子核の中間の領域でその絶対値が大きい(⇒反結合軌道(関数)、非結合軌道(関数))。

結合共鳴 [英 coupled resonance, 仏 résonance couplée] ⇒ ベータトロン振動

結合距離 [英 bond distance, 独 Bindungsabstand, 仏 distance de liaison, 露 длина связи] 結合の長さと同じ意味で、分子または結晶のなかで、化学結合によって結ばれている2つの原子の原子核の間の距離のことをいう。

結合係数 [英 coupling coefficient, 独 Kopplungskoeffizient, 仏 coefficient de couplage, 露 коэффициент связи] ⇒ 中間周波変成器

結合交代 [英 bond alternation, 仏 alternation de liaison, 露 чередование связи] 図aに示すポリアセチレン(トランス形構造)の基底状態のように、二重結合と単結合が交互につなげた構造を結合交代(ボンド交代)という。



共役二重結合をもつ多原子分子の問題として有機化学においては古くから研究されているが、物性物理学の見地からは、この共役結合鎖を一次元結晶とみなし、1炭素原子当たり1個の π 電子系と格子との相互作用によりパイエルス転移が起った結果の構造と解釈される(π 電子間のクーロン相互作用によりモット転移が生じた半導体であるとする見解もある)。実際、C=C間の原子間隔はC—Cのそれに比べて数%小さく、結晶鎖内で二原子分子化が起っているのみならず。図bに示された、左右の結合交代が1格子分ずれているような境界領域はソリトンとして記述され(ソリトン励起)、これに伴う特異的な物性が明らかにされつつある。

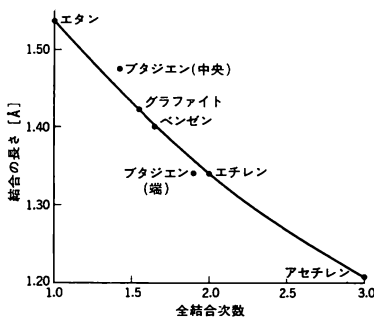
結合次数 [英 bond order, 独 Bindungsordnung, 仏 ordre de liaison, 露 порядок связи] 結合の多重度に端数をとることを許すと、たとえば、いろいろなCC結合の結合エネルギーや結合の長さを、多重度の単調な関数としてだいたいにおいてよく表すことができる。このように結合の多重度を拡張したとき一般に結合次数とよぶ。結合次数はその決めかたによって多少異なる。分子の電子構造が

LCAO 近似による分子軌道法に基づいて記述できるとして、結合次数を定めるC. A. Coulsonの方法を述べる。 i 番目の規格化された分子軌道 φ_i は $\varphi_i = \sum_r a_{ri} x_r$ と書ける。

ここで、 x_r は分子内の r 番目の原子の規格化された原子軌道であり、 a_{ri} はその係数である。また、 r についての和は分子内の原子についてとられる。このとき、分子内の r 番目と s 番目の2つの原子の間の全結合次数 P_{rs} を

$$P_{rs} = \sum_i^{\text{occ.}} N_i a_{ri} a_{si}$$

と定義する。ここで、 N_i は i 番目の分子軌道を占めている電子の数で、和は占められている分子軌道(occupied)についてとられている。エタン $\text{H}_3\text{C}-\text{CH}_3$ 、エチレン $\text{H}_2\text{C}=\text{CH}_2$ およびアセチレン $\text{HC}\equiv\text{CH}$ において炭素原子間の全結合次数はそれぞれ1, 2, および3でちょうど結合の多重度に対応している。一般の炭化水素分子については、炭素原子間の結合の長さとは全結合次数の間には図に示すよ



うな関係のあることが知られている。これによって結合次数を計算することにより結合の長さを推定することが可能

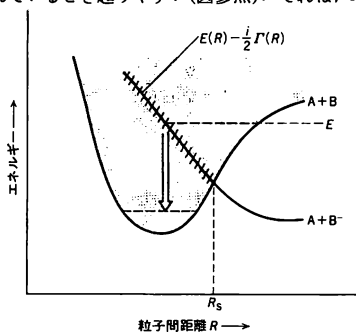
である。さらに、 $F_r = N_{\max} - \sum_s P_{rs}$ を導入し、 F_r を自由

原子価数とよぶ。ここで、和は r 番目の原子の隣にある原子 s についてとられる。 N_{\max} は原子の化学結合の全能力を表す数で、炭化水素分子中の炭素原子に対しては、 $N_{\max} = 3 + \sqrt{3}$ である。この値は($=\text{C} < -\text{C} < +\text{C} < >$)/ $\sqrt{3}$ のときに得られる数である。自由原子価数は r 番目の原子に残っている結合能力と考えられ、構成原子の反応性を論じるときに有用な概念である。特に π 電子をもつ分子においては π 電子についての結合次数 p_{rs} のみを考えることが多い。このとき P_{rs} は p_{rs} に σ 電子の結合次数1を加えたものである。なお、結合次数の定義には上記のほかに、原子軌道間の重なり積分や電子配置相互作用を考慮に入れたり、原子価結合法によるものなどがあるので注意を要する。また、結合次数はCC結合だけでなくほかの結合についても考えることが可能である(⇒重なり電子数, 占有電子数解析)。

結合性イオン化 = 結合性電離

結合性脱離 [英 associative detachment, 仏 détachement associatif, 露 ассоциативный отрыв] 負イオンと中性原子(あるいは分子)が低エネルギーで衝突して両者が結合し同時に電子を放出する過程をいう。化学結合の形成で放出されるエネルギーを電子がもらって脱離を起す。反応式は $\text{A} + \text{B}^- \rightarrow \text{AB} + e^-$ となり、解離性付着の逆過程である(⇒解離性付着)。分子 AB^- の電子状態のエネルギーが

粒子間距離の小さい所で分子 AB のそれよりも高くなり、状態 $(AB+e^-)$ の連続的なエネルギースペクトルのなかに埋められているとき起りやすい(図参照)。それは、 AB^- が

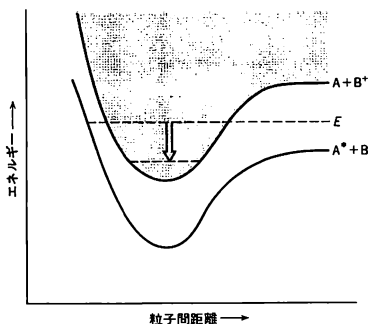


電子放出に対して不安定になるからである。ペニング電離、結合性電離、解離性再結合などの場合と同様に複素ポテンシャルエネルギーの方法(⇒複素ポテンシャル)で近似的に取扱われる。つまり図灰色部分は連続エネルギースペクトルをもつ電子状態を表す。 $A-B^-$ の状態は $R < R_s$ でこの連続スペクトルのなかに埋められており、自動電子脱離の幅 $\Gamma(R)$ をもつ。これを短い斜線で模式的に示してある。 E と書いてある破線は衝突系の全エネルギー E の状態を表す。矢印で結合性脱離の遷移を示す。矢印の長さに相当するエネルギーの電子が放出される。斜線部分でエネルギーの虚数部分 $\Gamma(R)$ に比例した確率で自動電子脱離を起す。粒子間の衝突のエネルギーが大きくなるとこの過程は起りにくく、単なる電子脱離 $(A+B^- \rightarrow A+B+e^-)$ の可能性が増す。これを衝突脱離という。また同じ衝突エネルギーでは重い原子ほど速度が遅くなるので電子放出の確率が増し、結合性脱離の断面積は大きくなる。すなわち、同位体効果が存在する。生成される分子は振動回転状態に関して励起されている可能性が高い。反応速度の実例を表に掲げておく。

結合性脱離の反応速度の例 (300K)

衝突系	反応速度 $[cm^3 \cdot s^{-1}]$
$F^- + H$	1.6×10^{-9}
$Cl^- + H$	9.6×10^{-10}
$H + NO$	4.6×10^{-10}

結合性電離 [英 associative ionization, 仏 ionisation associative, 露 ассоциативная ионизация] 励起原子や励起分子が衝突し、反応し両者が結合して分子イオンをつくり、電子を放出する現象をいう。熱エネルギー領域で見られる結合性イオン化、あるいは J. A. Hornbeck と J. P. Molnar が最初にこの過程が重要であることを具体的に示したことから、ホーンベック-モルナー過程ともよばれる。反応式は $A^* + B \rightarrow AB^+ + e^-$ である。これに対し $A^* + B \rightarrow A + B^+ + e^-$ のように、結合を伴わない電離過程をペニング電離とよぶ。図のように状態 $A^* - B$ の断熱ポテンシャル曲線の上に状態 $A - B^+$ のそれがあるとし、衝突系の全エネルギー E が図のより高い値であるとするとき、矢印のような遷移により分子イオン AB^+ をつくることができ。これが結合性電離であり、電子の運動と核の運動との結合がこの遷移の原因である。核の運動の自由度と電子の運動の自由度との間のエネルギー移行はそれぞれの自由度



間の場合に比べて起りにくいで、この過程の衝突断面積は電子間相互作用が遷移の原因であるペニング電離のそれに比べていた程度小さいことが普通である。よく調べられている He の場合には、この過程は、 $He^{**} + He \rightarrow He^+ + e^-$ と書かれる。この過程が起きるために必要な He の励起状態 He^{**} のエネルギーのしきい値は(基底状態のエネルギーを基準にして) 23.0eV で、その最低の準安定状態 $He(2^3S)$ のエネルギー 19.8eV よりかなり大きく、むしろ He のイオン化エネルギー 24.6eV に近い。ただし He の基底励起状態を通常 He^* と書くので、それと区別するため He^{**} の記号を用いた。 He^{**} はこの場合主量子数 3 以上の高励起状態である。結合性電離は W 値を理論的に解釈するうえで重要である(⇒ペニング電離, W 値)。図

結合切断エネルギー [英 bond dissociation energy, 仏 énergie de dissociation, 露 энергия диссоциации связи] 分子がいくつかの結合によってつくられている時、そのなかの 1 つの結合を切るためには、外からエネルギーを補給しなければならない。このエネルギーを結合切断エネルギーという。たとえば H_2O では、O と 2 つの H がそれぞれ結合しているが、その一方を切断して、OH 基と H 原子とに解離させるのに必要なエネルギーが結合切断エネルギーで、その値は $500.0 kJ \cdot mol^{-1}$ である。また、OH 基の結合切断エネルギーは $424.7 kJ \cdot mol^{-1}$ である。このような数値は 25°C, 1atm の下で起る化学反応の吸熱量から求められる。そのような反応では、吸収された熱量の全部が結合を切るために使われるわけではなく、体積の増加に使われるエネルギー(約 $2.5 kJ \cdot mol^{-1}$) も含まれている。したがってこうして求められた見かけの結合切断エネルギーにはこのエネルギーが含まれている。

結合チャネル理論 = チャネル結合理論

結合定数 [英 coupling constant, 独 Kopplungskonstante, 仏 constante de couplage, 露 константа связи] 素粒子物理学では、素粒子間の相互作用は素粒子の交換によって生じると考える。この素粒子の吸収、放出(生成、消滅)は四次元時空の 1 点で生じると考えるので、たとえば光子の吸収、放出作用のラグランジアンは、場の演算子を使って

$$e \int \bar{\psi}(x) \gamma_\mu \psi(x) A_\mu(x) d^4x$$

と表される。この比例定数を相互作用の結合定数という。厳密にはこれは裸の結合定数で、実験で測定するのはくりこまれた結合定数である(⇒くりこみ理論)。実験結果によると、強い相互作用の湯川型相互作用の結合定数 $g^2/4\pi\hbar c = 0.1 \sim 10$ 、電磁相互作用の微細構造定数 $\alpha = e^2/4\pi\hbar c \approx$

1/137, 弱い相互作用のフェルミ型相互作用の結合定数 $G(m_p c^2)^2/(\hbar c)^2 \approx 10^{-5}$, 重力定数 $G m_p^2/\hbar c = 5.9 \times 10^{-39}$. クォークとグルーオンがハドロンの中に閉じ込められているとすると, これらの粒子の結合定数を一義的に決めるよい方法はなく, 関与する運動量によって大きさが変化するランニング結合定数として表される(⇒漸近的自由性).

結合の長さ [英 bond length, 独 Bindungslänge, 仏 longueur de la liaison, 露 длина связи] 分子または結晶のなかで, 化学結合によって結ばれている2つの原子の原子核の間の距離をいう. 実際には核は振動しているので, 距離は時間的に変化しているが, 結合の長さとしてはその平均値をとる. 結合の長さはX線回折, 電子線回折によって測定される. また, 分子であれば紫外スペクトル, 赤外スペクトルおよびラマン・スペクトルの微細構造の解析からもわかる. 結合の長さは結合の種類によりほぼ決り, それがどんな分子のなかにもあってもあまり変わらない. たとえばC—Hでは約0.11nm, O—Hで0.097nm, C—Cで0.154nm, C=Cで0.134nm, C≡Cで0.120nmである. また, 2つの原子の間の共有結合の長さは, それぞれの原子に固有の一定の長さの和でかなりよく表されることが知られている. この各原子に対する一定の長さのことを, 共有半径という. そのいくつかの例を挙げると, Hで0.030nm, 一重結合のOで0.074nm, 二重結合のOで0.057nm, 一重結合のCで0.077nm, 二重結合のCで0.061nm, 三重結合のCで0.060nmである. イオン結晶の結合の長さも, 各イオンに固有な長さの和として表すことができる. この各イオンに固有の長さを, そのイオンの結晶半径またはイオン半径という. 数例を挙げると, H⁺で0.208nm, O²⁻で0.140nm, Na⁺で0.095nm, Cl⁻で0.181nmである.

結合変成器 [英 coupling transformer, 独 Kopplungskondensator, 仏 transformateur de couplage, 露 трансформатор связи] 増幅器の段間の結合または出力段での負荷との結合に使用される変成器で, 信号の増大やインピーダンス変換に使用される. 用途によって高周波変成器, 中間周波変成器, 低周波変成器などがある. 高周波および中間周波変成器は, 特定の高周波信号だけを選択して増幅するLCの共振回路を形成している. 低周波用(可聴周波数)のものは, 入力用, 段間用, 出力用の変成器があり, いずれも透磁率の高いケイ素鋼やパーマロイ系合金の薄板を打ち抜いて積層したコアを用いる. 必要な低周波の帯域で周波数, 位相の特性がよく, 低レベルから高レベルまで歪なく信号を伝達することが要求される. 高周波では損失を少なくするためフェライトコアを用いたり空芯コイルを使用する. このほか低周波から高周波まで含んだ信号を伝送するパルス変成器がある.

結合モーメント [英 bond moment, 独 Bindungsmoment, 仏 moment de liaison, 露 момент связи] 分子に含まれる各結合に対して, その結合の種類によって決まる一定の双極子モーメントがあると仮定すると, 分子の双極子モーメントは, 近似的に, 各結合に割当てられた双極子モーメントのベクトル和で与えられる. この各結合に割当てられた双極子モーメントを結合モーメントという. 分子の双極子モーメントが実測されているとき, 結合角を推定するのに役立つ. 結合モーメントの値は, たとえばH—Cで0.4D(デバイ), H—Oで1.51D, C—Oで0.74D, N=Oで2.0Dであり, ベクトルの向きはいずれも後に書い

てある原子から前に書いてある原子に向う向きである. C=O二重結合の結合モーメントは2.3Dであるが, CO₂分子は双極子をもたない. このことからCO₂分子は直線形であると推定される.

結晶 [英 crystal, 独 Kristall, 仏 cristal, 露 кристалл] 結晶はそれぞれすべて同様の原子配列から成る構造単位が, 空間的に周期性を規則正しく保って繰返された三次元的構造をもつ. これらの各構造単位をそれぞれ1点で代表させると, 各点の位置 r は

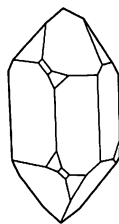
$$r = n_1 a + n_2 b + n_3 c$$

で与えられ, 空間格子とよばれる点集合をつくる. ただし a, b, c は空間格子の基本ベクトル, n_1, n_2, n_3 は任意の整数である. a, b, c を3稜にもつ平行六面体を単位胞という. 一般に空間格子の枠がはめられるような空間的構造を格子構造という. したがって結晶は格子構造をもつ固体物質であるといえる. 結晶の空間格子は結晶格子ともいい, その基本ベクトル a, b, c を結晶軸という. 一般に結晶構造における構造単位の選び方は一義的ではないが, 単位胞内の物質部分を構造単位とみなすことは差支えないし便利でもある. したがって結晶全体の構造は単位胞の形と寸法, ならびにその中身の構造がわかれればすべて決る.

空間格子は格子点の平面的配列より成る二次元格子の積重ねと考えてもよく, これらの互いに平行で等間隔の平面を一括して格子面という. 格子面にはいろいろな方位のものがある. それぞれ面指数すなわち3個の整数の組 h^*, k^*, l^* (共約数は含まない) によって指定でき, ($h^* k^* l^*$) の記号によって表現する. ある格子面における二次元格子の平面間の距離を面間隔という. 2種類の格子面の交わりは, それぞれ一直線上の等間隔な格子点の配列より成る互いに平行な格子点列の群をつくる.

ところで, 結晶が格子構造をもつことは1912年におけるM.T.F. Laueらの結晶によるX線回折現象の発見によって初めて実験的に確立された. しかし格子構造の反映はしばしば巨視的な形で現れる. たとえば結晶試料の外形に現れる結晶面はその一例である. 図に示す水晶の形態において見られるように, 結晶面の現れかたには一種の法則性があるが, これは結晶格子の格子面に平行な面が結晶面に現れているためである. 結晶形態の観察によって, 同じ種類の結晶に現れる結晶面相互の間の角が試料の個体差によらず一定であること(面角一定の法則), 各結晶面の方位が共約数を含め3個の整数の組 $h^* k^* l^*$ から成る面指数(これをミラー指数という)によって指定できること(有理指数の法則)などが知られていたが, これらは結晶面が格子面に平行な面であれば当然の帰結で, ミラー指数は格子面に対する面指数と本質的に同じものである. ただし巨視的観察では結晶軸 a, b, c のものは不明で, それらの方向とそれらの長さの比 $|a| : |b| : |c|$ (軸率)が知られるに過ぎない. なお結晶の外形における結晶面の交線, すなわち結晶の稜が走る方向のことを晶帯軸とよび, 結晶軸は, 必ずいずれかの晶帯軸の方向に選ばれる. 晶帯軸の方向は結晶格子における格子点列の方向にほかならない.

結晶の外形が図に示すような整った多面体の形をとるのは, 結晶の成長の過程で結晶面の発達が妨げられない条件が保たれる場合に限る(⇒結晶成長). しかし, いずれの場



水晶の外形

合にもしばしば結晶はへき開によって新しい結晶面(へき開面)をつくりだす。このへき開を利用すると、たとえば方解石の結晶をどこまでも小さい平行六面体に分割できるから、分割の極限で結晶の構造単位に達すると仮定すれば、結晶がこの構造単位の規則正しい積重ねより成るレンガづくりのような構造であるという想像は容易であろう。結晶の格子構造は、巨視的な観察を通じて、すでに C. Huygens の時代(17 世紀)に予見されていた。また結晶格子の実在を予想して A. Bravais がこれを 14 種の格子(⇒ブラベ格子)に分類したのも 19 世紀の初頭である。

たとえば結晶外形における結晶面の出かたに見られるように、結晶の巨視的な物理学的性質は一般に方向に関して一様ではない。このことを結晶の異方性というが、この異方性について回転対称や鏡面对称などの対称性が認められる。この結晶の性質は、われわれ周辺の大部分の物体に対称性がなんら見られないことに比べて対照的である。これは結晶のあらゆる部分が一定の構造単位とそれの格子構造より成る、という整然たる構成原理に従っているためであって、構造単位や結晶格子がもつ微視的な対称性の反映が巨視的にも現れているのである。結晶の対称性の特徴づける対数の要素には 1, 2, 3, 4, 6 回の回転対称軸(それぞれの記号を 1, 2, 3, 4, 6 とする)、対称心(記号は $\bar{1}$)、鏡面(記号は m または σ)ならびに 4 回の反回転対称軸(記号は 4)の 8 種類がある(⇒対称の要素、ヘルマン-モーガンの記号)。これらに付随する幾何学的操作は相互に「群」をつくる性質があり、対称の要素の組合せによって 32 種類の操作群が可能である。これらを点群または結晶群という。結局結晶の対称の種類には点群に可能な 32 種類だけある(⇒点群)。結晶の物理的性質はそれぞれの結晶群の対称性を反映するように現れる。たとえば結晶の対称性の種類によって、光の複屈折を示さないもの、一軸性の複屈折を示すもの、ならびに二軸性の複屈折を示すものを生ずる。結晶の対称性と各種の物理的性質の系統的な関連は狭い意味での結晶物理学で考察される。

ところで結晶の対称の要素に関し、たとえば回転対称軸の種類は経験的に 1, 2, 3, 4, 6 の少数の種類に限られているが、これは実は結晶が格子構造をもつ場合の必然的な性質なのである。結晶構造は空間格子ベクトルに相当する平行移動を伴う並進操作に対して不変である。そこでこのような幾何的操作と上述の結晶に付随する対称要素の操作がつくる群を考えてみると、このようなものは可能であった。これを空間群といい 230 種あることが結論できる。各結晶が属する空間群の種類は X 線回折の観察によって実験的に決定できる。またそうすることが X 線による結晶構造解析を実行するための必要手段である。なお、空間群における並進操作の大きさを 0 に近づけた局限では各空間群はいずれかの結晶群に帰着することになる。

結晶を空間群あるいは結晶群の種類によって分類することがある。後者の場合、結晶は 32 種の「結晶族」に分類される。しかしこれらの分類はいずれも多分に形式的である。これに対して、よりあらわに結晶系による分類は実用性があり有意義である。結晶系には立方晶系、正方晶系、三方晶系(または菱面体晶系)、六方晶系、斜方晶系、単斜晶系、三斜晶系の 7 種類がある。それぞれに対して違うタイプの結晶軸を用い、たとえば立方晶系は互いに直角な軸率 1:1:1 の 3 軸によって特徴づけられる(⇒結晶系、結晶軸)。

固体にはガラス性の物質やプラスチックのように結晶でない非晶質のものが少なくないが、たとえば地殻や地上の固体物質を通観してみると結晶質のものが圧倒的に多い。特に X 線回折の発見によって、微小結晶の集合からなる多結晶質の物質が極めて多いことが明らかになり、それ以前単結晶だけに着目して考えられていた結晶の概念は非常に拡張されることになった。通常の金属材料は金属あるいは合金の多結晶である。天然繊維も結晶構造をもつ。各種のタンパク質、核酸などの生物学的物質も結晶状態をとることが多い。結晶の格子周期(結晶軸の長さ)は数 Å から数十 Å ぐらいの値であることが多いが、複雑な結晶では 1000 Å を超えることもある。

ところで結晶の本質は格子構造をもつ点にあるが、完全な格子構造が肉眼的な距離(たとえば数 mm)を通じて保たれているような完全結晶の状態はむしろまれである。一般に実際の結晶の格子構造はいろいろの形の格子欠陥によって乱れている。また局所的には完全結晶に近いが試料全体としては格子構造の一貫性がないモザイク構造をもつ場合も少なくない。結晶の内部にどのような格子欠陥を生じうるか、またそれらどのようにふるまうかは結晶学的に興味ある問題であるが、特に結晶の力学的性質に重要な役割をする転位の性質が詳しく研究されている。なお、格子欠陥がない完全結晶であっても有限の温度では熱振動のため結晶の周期的構造が乱れることは避けられない。結晶格子の熱振動の格子構造において論じられる(⇒格子力学)。

結晶運動量 [英 crystal momentum, 独 Kristallimpuls] 一般に物質中では原子やイオンによるポテンシャルが存在するので運動量は保存されないが、完全結晶においてはポテンシャルが格子の周期性をもつために拡張された意味の運動量を導入することができる。これは結晶運動量または準運動量とよばれ、次のように定義される。格子ベクトル R の並進操作は演算子 $e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{R}}$ で表されるが、ポテンシャルの周期性を用いると、この演算子の固有値が、 $\exp(i\mathbf{p}\cdot\mathbf{R}/\hbar)$ (p は定ベクトル)の形になることを証明することができる。この定ベクトル p を結晶運動量と定義する。 K を任意の逆格子ベクトルとすると、 $\hbar K$ だけ異なる結晶運動量は物理的に全く等価であり、そのため結晶運動量の値を第一ブリルアン域に還元することができる。また、結晶内の素励起の相互作用では、結晶運動量が保存される過程のほか、 $\hbar K$ だけ増減する過程も許される。後者はウムクラップ過程とよばれ、素励起の緩和のひとつの機構を与える。

結晶外形因子 [英 crystal shape factor, 独 Kristallformfaktor, 仏 facteur de forme cristalline, 露 кристаллический форм-фактор] 運動学的理論(⇒運動学的回折理論)においては、回折波の振幅を、物理的に明確な意味をもついろいろな因子の積として表すことができる。そのひとつに、結晶の外形に起因する因子がある。これを結晶外形因子という。外形因子は次式で定義される。

$$S(s) = \sum_{j=1}^N \exp \{-i(s \cdot R_j)\} \quad (1)$$

$$s = k_s - k_0 \quad (2)$$

ここで、 k_0 , k_s は入射波および散乱波の波数ベクトルで、 s は散乱ベクトルとよばれる。 j は単位胞に付した通し番号で、 N は結晶に含まれる単位胞の総数である。 R_j は、単位胞(平行六面体)の角を表す位置ベクトルである。 $s = 2\pi g + \Delta$ (g は逆格子ベクトル、 $\Delta = s - 2\pi g$)と書くと、(g

・ R_j)は整数であるから

$$S(g) = \sum_{j=1}^N \exp \{-i(\mathbf{d} \cdot \mathbf{R}_j)\} = S(\mathbf{d}) \quad (3)$$

のように変形できる。 $S(\mathbf{d})$ は $\mathbf{d}=0$ 、すなわち k_x が $k_x = k_0 + 2\pi g$ と一致するとき、鋭い最大値 N となる。この条件は、弾性散乱の条件 $|k_x| = |k_0|$ と組合せると、ブラッグの式と等価である(⇒エワルドの作図)。

このように、結晶外形因子は、ブラッグ反射が起る理論的根拠を与える因子で、また、結晶が有限な大きさをもつことに起因して、回折線の角度幅がぼけるようすを定量的に与える。式(3)は、十分よい近似で

$$S(\mathbf{d}) \approx v \int_V \exp \{-i(\mathbf{d} \cdot \mathbf{r})\} d\mathbf{r} \quad (4)$$

と書換えることもできる。 v は単位胞の体積で、積分は結晶全体(V)にわたって行われるものとする。この積分は三次元の回折関数である(⇒回折関数)。

結晶学 [英 crystallography, 独 Kristallographie, 仏 cristallographie, 露 кристаллография] 結晶学は結晶に関する科学であるが、結晶に関することすべてを扱うというわけではない。歴史的に結晶学の関心は、結晶の特異性(結晶だけに見られる性質と現象)の分析とその分子的あるいは原子的構造の追求にある。結晶は結晶面で囲まれた規則正しい多面体の形をとる特異な固体物質として古くから注目されていた。N. Stensen は水晶その他の二三の結晶の結晶面について、面角不変の法則を見出した(1669年)。面角の測定はその後 測角器の開発により精度を増して測定例も豊富になり、これらに基づいて結晶面の出方に関する有面指数の法則が確立された。これは、「3つの結晶軸とそれらに対する軸比が与えられていれば、各結晶面の方位は3つのあまり大きくない整数の組(面指数)によって特徴づけられる」ということを述べるものである。結晶が多面体の外形をとることは結晶が異方性の物質であることを意味するが、さらにその異方性にいろいろな種類の対称性が見られる。J. F. Christian Hessel は、有面指数の法則を前提にするとき結晶には32種の対称性(点群の対称性)が可能であることを証明した。結晶の対称性はその外形に現れるだけでなく、結晶の光学的性質、弾性的性質その他の物理的性質一般に反映する。結晶の対称性とその物理的性質との関連についての系統的な考察は K. F. Neumann および W. Voigt によって体系化された(この研究分野を総括して、Voigt は1910年に「結晶物理学」という著書を著した)。

一方、結晶の性質をその分子的構造に基づいて理解しようとする努力が一貫してあった。E. Berthelsen が方解石について発見した複屈折およびこの結晶のへき開性を説明するため C. Huygens は楕円体の形の粒子の規則正しい積み重ねから成る結晶構造を考えた(1690年)。R. J. Häuy は、いろいろな結晶がへき開によって同形の多面体にくらでも小さく分割できる事実に着目して、結晶は単純な多面体(たとえば平行六面体)の形の構造単位が隙間なく積上げられた周期的構造であると考へ、またこの仮定に基づいて各種の結晶面の現れ方に関し有面指数の法則に相当する法則性を結論した(1784年)。このような構造は必然的に空間格子の数学に結びつく。A. Bravais は空間格子(結晶格子)に14種類あることを証明した(1850年)。L. Sohncke は、点群に付随する対称操作に格子周期の並進操作を同時に取入れることによって、点群の拡張を試みた(1879年)。

この考察は空間群の理論としてそれぞれ独立に A. Schönflies, E. S. Fedorov ならびに W. Barlow により大成され、230種類の空間群が確立された(1891年)。空間群理論はこの限りでは閉じた体系を形づくりに過ぎなかったが、結晶によるX線回折の発見が1912年に M. von Laue らによってなされて以来、現実と直結した理論になった。

ところで Laue の発見によって結晶の概念は格段に拡張されることになった。結晶はそもそも固体物質中の特異な物質として登場したのであるが、実は固体の大部分が多結晶の場合には多結晶の状態の結晶質であることが明らかになり、これに伴って物理学、化学における結晶学の役割は極めて重要になってきた。同時にX線、電子線、中性子線などの波動の結晶による回折現象ならびにその観察手段などに関する回折結晶学の分野が開かれ、結晶の原子的構造の決定法(結晶構造解析)が確立された。現在、極めて多数の無機物質、有機物質、高分子物質の結晶構造が明らかにされているが、そのなかにはタンパク質、核酸などの生物学的重要な物質も含まれる。このような複雑な原子構造の物質の構造決定はX線回折法による以外にはない。一方、回折結晶学の他の重要な適用分野は結晶組織の研究であり、結晶格子の局所的な異常すなわち格子欠陥の研究に貢献している。

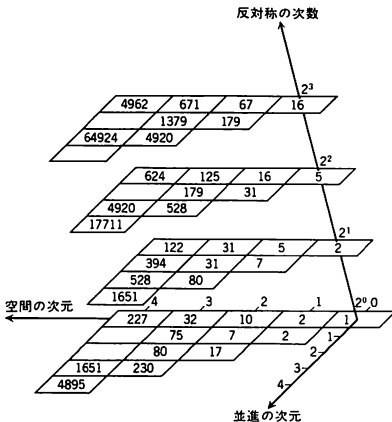
このようにして結晶学は、現在、物理学、化学などの物質科学ならびに分子生物学にも接する独特の研究分野になっていて、その輪郭を明確に定義することはむしろ困難である。

結晶化度 [英 degree of crystallinity, 独 Kristallisationsgrad, 仏 degré de cristallinité, 露 степень кристалличности] 結晶性の物質であっても何らかの条件により完全に結晶化が起きない場合がある。このとき、結晶化した部分の全体に対する重量分率を結晶化度とよぶ。特に、結晶性高分子では、固体状態で比較的分鎖が規則的に配列している部分(結晶領域)と不規則な状態で配列している部分(非晶領域)とが共存するのが常である。結晶化度は、したがって試料の熱処理、溶融状態からの冷却条件などに依存し、結晶化度の違いによって、その力学的、化学的、電気的性質も大きく変化する。高分子の場合、長い分子鎖に比較して結晶の厚さが薄く、分子鎖は結晶の厚さ方向に配列するため、分子鎖の折りたたみ構造があるだけでなく、ひとつの結晶から他の結晶へつながる分子鎖なども考えられる。そのため結晶部分から非晶部分への変化も連続的であり、両者のいずれにも属さない中間領域も存在する。結晶化度の測定方法は、密度、融解熱、X線回折、核磁気共鳴、赤外線吸収スペクトルなど各種あるが、それぞれ原理を異にしているため、同一試料に対して得られる結晶化度が測定方法により違う。そのため、どの方法でどのような条件下で結晶化度を求めたか明記する必要がある。

結晶軌道 [英 crystal orbit, 独 Kristallorbital, 仏 orbitale cristallin, 露 кристаллическая орбита] 結晶中の電子の運動は孤立原子におけるそれとかなり異なっていると考えられる。すなわち、原子が互いに近づいてきて結晶をつくること、異なる原子に属する電子の軌道の間に着目が生じ、電子が原子間を飛び移るようになるので、原子に局在した電子という描像は成り立たなくなる。しかし、そこでは結晶中を自由に動きまわる電子(自由電子)という描像も、結晶の周期ポテンシャルのために適当ではない。こ

のような一般には非常に複雑と思われる結晶中の一電子軌道を結晶軌道と総称する。結晶軌道の表示として、ワニエ表示とブロッホ表示がある。前者は実空間で局在した電子の状態を、後者は逆格子(運動量)空間で局在した電子の状態を基底にとったものである。またおのおの表示に対応する波動関数をワニエ関数、ブロッホ関数とよび、両者は互いにユニタリー変換で結ばれる。

結晶群 [英 crystallographic group, 独 kristallographische Gruppe, 仏 groupe cristallographique, 露 кристаллографическая группа] 空間群の部分群は、すべて結晶群とよばれる。空間群自身も、並進を全く含まない結晶点群も結晶群である。このほかに、 n 次元空間群の結晶群としては $k(<n)$ 次元の部分空間内にのみ並進周期をもつような結晶群がある。また空間の次元のほかに性質空間の次元を追加した一般空間群(クリプトシンメトリー)での部分群をさすように拡張することもできる。これらの結晶群の記述には記号 $G_n^s(I)$ が用いられる。ここで、 n, s, I はそれぞれ空間の次元、並進ベクトルの張る部分空間の次元、性質空間での反対称の次数である。例えば、 $G_3^0(0), G_3^1(0), G_3^2(0)$ は、それぞれ、三次元の空間群、層の対称性、帯の対称性、結晶点群を示す。結局、空間的になんらかの周期をもった(結晶学的)構造の対称性を記述するということから、これらはすべて結晶群とよばれている。図はN. N. Neronova (1966年)のものに、H. Wondratschekら(1971年)による $G_3^0(0)$ の数を追加し修正したもので、結晶群間の相互関係が示されている。



結晶系 [英 crystal system, 独 Kristallsystem, 仏 système cristallin, 露 кристаллическая система] 結晶構造の対称性は230種の空間群のうちの1つで記述できる。結晶構造の特徴は三次元空間における周期性にあるから、どの空間群にも並進群が部分群として含まれている。この並進群の具体化(幾何学的表現)が結晶格子である。結晶格子を格子点のまわりの対称性(点群)で分類すると、 $\bar{1}$ (三斜格子), $2/m$ (単斜格子), mmm (斜方格子), $4/mmm$ (正方格子), $\bar{3}m$ (三方格子), $6/mmm$ (六方格子), $m\bar{3}m$ (立方格子)の7種になる。一般に、結晶構造の点群は、その結晶構造がもつ結晶格子の点群よりも高い対称性をもつことはできない。したがって、結晶構造の対称性を記述する32種の結晶点群を、その結晶点群が部分群として含まれるような格子の点群のうちの、位数が最小なものに帰

属させることができる。このような分類が、結晶系である。各結晶系で最も対称性の高い点群は格子の点群で、これを完面像ともいう。7つの晶系の名称は、格子の名称と同じである。表に各晶系に属する結晶点群を示す。

結晶系	格子の点群	属する結晶点群
三斜晶系	$\bar{1}$	$\bar{1}, 1$
単斜晶系	$\frac{2}{m}$	$\frac{2}{m}, m, 2$
斜方晶系	$\frac{2}{m} \frac{2}{m} \frac{2}{m}$	$\frac{2}{m} \frac{2}{m} \frac{2}{m}, 2mm, 222$
正方晶系	$\frac{4}{m} \frac{2}{m} \frac{2}{m}$	$\frac{4}{m}, \bar{4}, 4, \frac{4}{m} \frac{2}{m} \frac{2}{m}, 42m, 4mm, 422$
三方晶系	$\frac{3}{m} \frac{2}{m}$	$\frac{3}{m}, 3, \bar{3} \frac{2}{m}, 3m, 32$
六方晶系	$\frac{6}{m} \frac{2}{m} \frac{2}{m}$	$\frac{6}{m}, \bar{6}, 6, \frac{6}{m} \frac{2}{m} \frac{2}{m}, \bar{6}m2, 6mm, 622$
立方晶系	$\frac{4}{m} \frac{3}{m} \frac{2}{m}$	$\frac{4}{m} \frac{3}{m}, 23, \frac{4}{m} \frac{3}{m} \frac{2}{m}, \bar{4}3m, 432$

各結晶系での結晶軸 a, b, c のとり方は、単位胞の3本の軸の方向で、格子定数 $a_0, b_0, c_0, \alpha, \beta, \gamma$ と次の関係にある。

三斜晶系： $c_0 < a_0 < b_0, \alpha \geq 90^\circ, \beta \geq 90^\circ$ にとる。格子は P 格子のみ。

単斜晶系：2回回転軸を b 軸にとる。 $c_0 < a_0, a = r = 90^\circ, \beta > 90^\circ$ 。格子は $P, C(A)$ がある。

斜方晶系：直交する3本の2回回転軸の方向が結晶軸の方向で、 $c_0 < a_0 < b_0$ とする。 $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$ 。格子は $P, F, I, C(A, B)$ がある。

正方晶系：主軸は4回回転軸の方向で、これを c 軸にとる。 $a_0 = b_0, a = \beta = r = 90^\circ$ 。格子は P, I がある。

三方晶系：主軸は3回回転軸の方向で、これを c 軸にとる。 $a_0 = b_0, r = 120^\circ, \alpha = \beta = 90^\circ$ 。格子は R_{hex} である。菱面体晶系ともいわれる。

六方晶系：主軸は6回回転軸の方向で、これを c 軸にとる。 $a_0 = b_0, r = 120^\circ, \alpha = \beta = 90^\circ$ 。格子は $hex-P$ である。

立方晶系：直交する3本の4回回転軸の方向が結晶軸の方向。 $a_0 = b_0 = c_0, \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$ 。格子は P, F, I がある。等軸晶系ともいわれる。

なお、単斜晶系では2回回転軸を c 軸にとる流儀もある。

結晶形 [英 crystal form, 独 Kristallform, 仏 forme de cristal, 露 простые формы] 自由な空間内で液相や気相から成長した結晶は、平坦な結晶面で囲まれ、多面体の形をとる。実際の結晶では、同様な結晶面とはいえず、発達程度がさまざまで晶癖がある。しかし、全く等方的な環境で成長が行われるならば、同様な結晶面はすべて同じ大きさに発達するはずである。実際の結晶は単一の同面面ばかりで囲まれているわけではなく、何種類かの同面面が組合さってできており(同面面どうしは同じ大きさ)、これを理想形という。結晶の外形には内部構造の対称性が反映される。点群の対称操作を結晶の (hkl) 面に作用させ、得られた同面面の集合 $\{hkl\}$ により囲まれる多面体を結晶

形という。結晶形は理想形とは異なり1種類の同価面できている。結晶形は完面像、半面像など全部で47種ある。結晶が成長した後、その外形を保ったまま構造転移などで変質し、その結晶本来の結晶形とは異なる別の結晶形を呈していることがある。これを仮像という。

結晶光学 [英 crystal optics, 独 Kristalloptik, 仏 optique cristalline, 露 кристаллооптика] 光が結晶内をどのように伝播するかを論ずる学問分野で、通常 電磁場の基本式(マクスウェルの式)をもとにして、複屈折, 旋光性, 円複屈折(circular double refraction)などを論ずる場合が多い。

結晶は, 原子, イオン, 分子などの結晶構成要素が規則正しく配列することによって特徴づけられた固体である。したがって, 光波の電場で誘起される分極の大きさならびに方向は, 電場が構成要素の配列方向に対してどのような方位をもつかによって異なる。結晶光学では, 光の伝播を結晶方位と対称とに結びつけた議論をする目的で, 光の吸収ならびにその異方性(二色性)を無視して論ずる場合が多い。この観点に立つと, 光の伝播速度は $1/\sqrt{\epsilon\mu}$ (ϵ は誘電率, μ は真空の透磁率) となるから, 光速度の異方性は誘電率の異方性に還元できる。一方, 光のエネルギー流, すなわち光線は, ポインティング・ベクトル($E \times H$)で表されるから, 光波の電場が誘起する電束密度 D の方向と異なる場合には, 光線の方向と(D 波の)波面法線とは一致しなくなる。複屈折は, E ベクトルの振動方向により光の光線方向が異なるために生じる現象で, 光周波数領域での誘電率楕円体の形状によって, 球(光学的に等方な結晶), 回転楕円体(一軸結晶), 一般の楕円体(二軸結晶)の3種類に分類できる。

旋光性は, 光波の電場によって起る分極に非対称成分がある場合に生ずる。点対称のない結晶では, この非対称成分が発生する可能性があるが, 一般に非常に小さいため旋光性が観察される結晶はまれである。

電磁気学的取扱いに基づく結晶光学は, ほぼ完成したといえるが, 原子, 分子といった構成要素と光学的性質, 特に旋光性の起源などについては, 十分議論されたとはいえない。

結晶格子 [英 crystal lattice, 独 Kristallgitter, 仏 réseau cristallin, 露 кристаллическая решётка] = 空間格子(\Rightarrow ブラベ格子)

結晶構造 [英 crystal structure, 独 Kristallstruktur, 仏 structure de cristal, 露 кристаллическая структура] 結晶は一般に不純物, 欠陥などの存在により構造に不完全性が存在するが, 理想的には原子またはイオンがつくる単位の構造が三次元的に規則正しい配列をして空間格子を形づくる。単位構造は3本の基本並進ベクトルを3稜とする平行六面体, すなわち単位胞の構造をさすが, 基本並進ベクトルの選択には任意性があり, 単位胞としてたとえばウィグナー-ザイツ・セルをとってもよい。主に鉱物結晶の外形上の規則性から結晶内の原子の周期的な配列が古くから意識されていたが M. Laue らは 1912 年周期配列原子による X 線回折の理論と実験によりこれを証明した。1913 年に W. H. Bragg と W. L. Bragg の父子により X 線回折を用いた最初の結晶構造解析が NaCl, KCl, KBr などについて行われて以来, 現在でも X 線回折は結晶構造決定の最有力手段となっている。空間格子あるいはブラベ格子は 14 種あり, これと回転軸 5, らせん軸 11, 鏡映面, 映

進面 5, 回反軸, 対称心の計 24 種の対称の要素を組合せてできる独立な対称の数は 230 であり, そのおのおのが空間群とよばれる。結晶内の原子配列の対称性は空間群のひとつを指定することにより記述される。また空間格子はその対称に従って 7 種に大別されるが, これが 7 種の結晶系(または晶系)に対応する(\Rightarrow 結晶系)。ある結晶の構造は格子定数, 軸間角, 空間群, 単位胞内の非対称単位の原子種とその座標が定めれば完全に記述できる。簡単な結晶構造は金属や希ガス元素結晶に見られ, Cu, Ag, Ne などは面心立方構造, Mg, Zn, He などは最密六方構造, K, Mo, Ba などは体心立方構造をとる。しかし他方では, 合金や鉱物に見られる長周期規則構造や固溶体の形成など, 複雑な現象も多い。またダイヤモンドとグラファイトのように多形を示すものも多い。固体はその凝集機構の違いによってイオン結晶, 共有結晶, 分子性結晶, 金属結晶に分けられるが, それぞれに比較的特徴的な構造を示す場合も多い。塩化ナトリウム型構造, 螢石型構造はイオン結晶に多いし, ダイヤモンド型構造は共有結晶, そして有機化合物などでは分子の形をあまり変えることなく結晶化して分子性結晶となる。

結晶構造因子 [英 crystal structure factor, 独 Kristallstrukturfaktor, 仏 facteur de structure cristalline, 露 кристаллический структурный фактор] 結晶による X 線の積分回折強度は $I = I_e L |F(h)|^2 N^2$ で表される。 I_e は 1 個の原子の散乱強度, N は結晶中の単位胞の数, L は実験条件に依存する係数で, 吸収因子を含むものとする。 $F(h)$ は単位胞内の全原子の散乱能で, 結晶構造因子あるいは単に構造因子という。単位胞内で原子の電子雲が孤立原子のそれと変わらないとすると

$$F(h) = \sum_j f_j \exp(2\pi i h \cdot r_j)$$

で表される。ただし $h \equiv (hkl)$, $r_j \equiv (x_j, y_j, z_j)$ は j 番目の原子の規格化座標であり, f_j は原子構造因子でデバイ-ワラー因子は補正されているものとする。電子密度分布 $\rho(r)$ を連続すると

$$F(h) = V \int \rho(r) \exp(2\pi i h \cdot r) dr$$

と積分形で表される(V は単位胞の体積)。原点に対称中心があれば $F(h)$ は実数であるが, 一般には複素数である。 $|F(h)|$ を構造振幅ということもある。

結晶構造解析 [英 crystal structure analysis, 独 Kristallstrukturanalyse, 仏 analyse de structure cristalline, 露 анализ кристаллической структуры] X 線, 粒子線の回折現象を用いて, 結晶を構成する単位, すなわち, 単位胞内の原子的配列を明らかにする学問分野をいう。M. von Laue の X 線回折現象の発見(1912 年), W. H. Bragg と W. L. Bragg 父子の NaCl 結晶構造の解析(1914 年)以来の伝統をもつ分野であるが, 近年の科学技術がますます物質の原子的構造に立脚する傾向が強いので, 諸科学の基礎として重要性を増している(\Rightarrow X 線構造解析, 中性子線構造解析)。また近年, 電子回折および電子顕微鏡法を用いる構造解析も行われている。

結晶構造の信頼度 [英 reliability of the result of a crystal structure analysis, 独 Verlässlichkeit einer Strukturanalyse, 仏 fiabilité des résultats d'analyse de structure cristalline, 露 надёжность рентгеноструктурного анализа] 結晶構造解析の目的は原子座標などの構造パラメー

ターを正しく決定することにある。数式上は、一組の結晶構造因子の実測値 $|F_o|$ に対して、構造パラメーターより計算される結晶構造因子 $|F_c|$ をできるだけ近づけることにある。そのために最小二乗法が用いられるが

$$D = \sum_w \{ |F_o| - |F_c| \}^2$$

(反折面)

が求められた構造パラメーターによって最小値を示すことが解析結果の正しさを意味する。ここで w は各反射面に対する重みを表す。和は実測された反射面に関して行う。通常の構造解析では R 因子をもって信頼度を示すことが多い(→ R 因子)。ときには、この最小値を与える変数の組が複数個存在する場合があります。これをホモメトリックな構造という。いずれが正しいかを X 線回折データだけで判定することはできないが、化学的・物理的な他のデータからは容易に判定できる。正しい構造に対応する D の最小値のほかに、これに近いが少し大きい極小値を与える構造が存在する場合がある。これを偽ホモメトリック構造という。化学的・物理的に判断できるばあいが多いが、X 線回折データからは、次のような検討が行われている。 D の値あるいは R 因子を、 (hkl) のサブグループ、たとえば hkl の偶奇に分けて計算する。正しい構造の場合には誤差は偶然誤差のみと考えられるから、どのグループに対しても同じような D または R の値が得られるはずであるが偽ホモメトリック構造の場合には有意な違いが認められる。原子座標や温度因子の信頼度は、最小二乗法による精密化の際に導かれる標準偏差により評価できる。結合距離や結合角など、座標値より計算される量は、誤差論の立場から標準偏差を求め有意性を判定する。

結晶磁気異方性 [英 magnetocrystalline anisotropy, 仏 anisotropie magnétocristalline, 露 магнетокристаллическая анизотропия] ⇒ 磁気異方性

結晶軸 [英 crystallographic axis, 独 kristallographische Achse, 仏 axe cristallographique, 露 кристаллографическая ось] ⇒ 結晶

結晶水 [英 water of crystallization, 独 Kristallwasser, 仏 eau de cristallisation, 露 кристаллизационная вода] 水分子は形が小さく極性が大きいので、イオン結晶中の構成成分として正イオンまたは負イオンに配位しやすい。結晶水は、このようにして結晶中に一定のモル比で含まれて、多くの場合結晶構造中の一定の位置に固定され、結晶格子の安定化に寄与している水のことである。圧力一定で、乾燥または加熱すると、特定の温度で段階的に脱水が起り、それに伴って結晶構造が変化したり、あるいは結晶格子が壊れてしまう。結晶内での結合の状態、程度などから次のような分類も可能である。

(1) H_2O 分子として正、負イオンに配位しているもの。(a) $MgCl_2 \cdot 6H_2O$, $Zn(BrO_3)_2 \cdot 6H_2O$ などの場合、結晶水の数が金属イオンの配位数に等しく、金属イオンおよび H_2O が孤立した配位多面体を形成する。前者では、 $[Mg(H_2O)_6]^{2+}$ と $2Cl^-$ が単位となりひずんだ CaF_2 (萤石)型配列をとる。(b) $CaSO_4 \cdot 2H_2O$ (セッコウ)などの場合、 H_2O 分子は金属イオンに配位するが、金属イオンは、さらにほかの負イオンにより配位されている。(c) $CuSO_4 \cdot 5H_2O$, $NiSO_4 \cdot 7H_2O$ などの場合、金属に配位する水と、配位せずに負イオン(これらの例では、 SO_4^{2-})と強い結合状態にある水が含まれる。金属に配位する水を配位水とよぶのに対し、後者をアニオン水または陰(負)イオン水とよ

ぶ。アニオン水は配位水に比べ脱水されにくい傾向にある。(d) $LiClO_4 \cdot 3H_2O$ などの場合、 H_2O 分子は2個の金属イオンに配位する。

(2) H_3O^+ として含まれているもの。たとえば、 $BF_3 \cdot 2H_2O$ は $(OH_3)BF_3(OH)$ としてヒドロニウムイオンと $[BF_3(OH)]^-$ との結合とみなされる。

(3) 結晶水が直接金属原子には配位せず格子の間に入っているもの。たとえば、 $K_4[Fe(CN)_6] \cdot 3H_2O$ (黄血塩)では層状結晶構造中の層間に入っている。

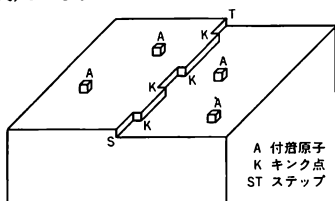
(4) 沸石水とよばれるもの。 H_2O 分子として結晶格子内に含まれ、加熱脱水曲線(温度-重量減少、温度-水蒸気圧増加曲線など)に段階的な変化が見られないもので、脱水により結晶構造に本質的な変化が認められない場合である。沸石群に含まれ、 Na^+ , K^+ などのイオンと結合していると考えられている。沸石水は沸石に限らず、たとえば $CaSO_4 \cdot 1/2H_2O$ など硫酸塩にもしばしば見いだされる。なお、沸石水は、厳密な意味では結晶水に含めない。

結晶性高分子 [英 crystalline polymer, 独 krystallines Polymer, 仏 polymère cristallin, 露 кристаллический полимер] 結晶した領域を含むことのできる高分子をいう。合成高分子、天然高分子ともに結晶領域では分子鎖はジグザグ構造かららせん構造を含む一軸方向に伸びた配列を示し、空間を密に規則的に満たす。このような充填を可能にするためには高分子鎖の構造はある程度まで規則正し必要がある。ビニル系高分子の例では、結晶性を乱す不規則性としては、頭-頭:尾-尾結合、立体化学的不規則性などがある。高分子鎖の大部分がアイソタクチック、またはシンジオタクチックのコンフィグレーションでない、隣接分子と結晶を生成するよう立体的に適合できない。ただ、タクチックでも、ポリ(ビニルアルコール)のように分子間の水素結合が強く側鎖の配置の不規則性をのり越えられれば結晶できるし、ポリ(クロロトリフルオロエチレン)のように塩素原子とフッ素原子との立体配置に関係なく結晶する例もある。ランダム共重合によって結晶性は一般に低下するが、ブロック共重合体では結晶性のブロック連鎖は結晶してマイクロ相分離する。ポリ塩化ビニルやポリカルボナートは結晶化度も小さく、試料も透明で、結晶性の影響は論じられるが、結晶性高分子に分類はしない。

結晶成長 [英 crystal growth, 独 Kristallwachstum, 仏 croissance de cristal, 露 рост кристалла] 過飽和の蒸気や溶液からの結晶の析出や、過冷却の融液の凝固のことをいう。人工的に結晶をつくる方法としては、(1)普通の気相成長、(2)水溶液法やフラックス法による溶液成長、(3)ブリッジマン法、結晶引上げ法、溶着融法などの融液成長、(4)再結晶法などの固相成長がある。ミクロに見て、それぞれの原子・分子が結晶に取込まれる過程を考察するには、成長結晶と接するまわりの環境を、希薄環境相(気相、溶液相)と濃厚環境相(融液相、固相)に大別するのが便利である。前者では、低指数の結晶表面は原子的尺度で見て凹凸の少ない滑らかな面で構成されるが、後者では、数格子面にわたって凹凸の多い荒れた面で構成される場合が多い。

多面体結晶の各面がそれぞれの面方位を維持しながら安定に成長する過程では、環境相の過飽和度または過冷却度に応じて定まる結晶成長を促進する熱力学的駆動力に対して、各面が平行に移動する成長速度がどのようになるか、

といった速度論的考察が課題になる。これには、両極端として、成長速度が主として環境相内での物質輸送や熱輸送で支配される拡散律速と、成長速度が主として成長界面上の付着原子の表面二次元拡散で規定される界面律速とが区別される。荒れた面では前者が優先し、滑らかな面では後者が優先する。界面律速で規定される場合には、環境相から成長界面に入射する原子のうち、有効に結晶相に組込まれるものはその一部分に過ぎない。これは、滑らかな面上では、表面拡散をする付着原子はステップ上のキンク点に到達して初めて有効に結晶相に組込まれたことになるので、いったん表面に付着した原子でも、キンク点に到達しないものは、再蒸発や再溶解の形で環境相に戻るためである(図参照)。このように、付着原子の有効な取込み口として作用するステップ構造を維持するしくみとしては、理想的な完全結晶の場合の二次元核機構(⇒二次元結晶核)と、少数の転位を含む準完全結晶の場合のらせん転位機構(⇒渦巻成長)とがある。



イオン結晶、Ⅲ-V化合物結晶、Ⅱ-VI化合物結晶そのほかの多元系結晶では、まず状態図を参考として熱力学的駆動力を求め次に速度論的考察を行うが、物質輸送の担い手となる「成長単位」の実体がどの原子であるかといった事情は必ずしも明らかではない。また、結晶化の素過程についても、希薄環境の場合は原子が1個ずつ順次析出するとみてよいが、濃厚環境の場合はクラスター状の集団原子が凝固する可能性がある。

安定成長での多面体結晶の外形も結晶成長の重要な話題である。同じ水溶液成長でも、場合によって(100)面で構成された正六面体になったり(111)面で構成された正四面体になることがあり(晶相変化)、また等価な結晶面で囲まれたものでも、ひげ結晶のように、ある軸方向の細長い外形をとることもある(晶癖変化)。晶相変化、晶癖変化はいずれも各面の成長速度の面方位依存性によると考えられている。これに対して、雪の華のような樹枝状結晶は不安定成長の特徴で、これは、過飽和度または過冷度が大きすぎる場合、成長界面が平面を維持できなくなるためである。振動輸送の、仮に平面上に、あるマクロな波長の凹凸をつくとすると、表面張力の不利のため凹凸は押えられるが、他方より過飽和または過冷却の領域に入った凸出は助長される。この相反する2つの効果の兼合いとして、不安定成長の起る臨界条件が求められる。ただし、表面張力の異方性を考慮した取扱いは確立していない。

人工的に育成した結晶については、格子欠陥の観点より見た結晶の完全性の評価が必要となる。樹枝状結晶を別とすれば、気相成長、溶液成長による結晶は普通完全性が高い。融液成長による結晶では、まず、セル構造(コルゲーション)、リニエージ構造(ストリエーション)、転位密度などが測定の対象となる。転位密度の多少は、先天的な凝固の素過程によるほか、後天的な熱履歴にも左右される。さらに微細な完全性としては、点欠陥の濃度、不純物原子

の取込みなどが問題となる。レーザーアニーリングに伴う不純物原子の偏析は、半導体結晶の電気特性に関連した興味ある課題である。

結晶組織 [英 crystal texture, 独 Kristalltextur, 仏 texture cristalline, 露 кристаллическая текстура] 結晶の原子的構造を階層的にとらえると2つに分類される。1つは構造単位(⇒単位胞)の内部構造で結晶構造あるいは一次構造とよばれる。もう1つは単位胞の配列状態で、二次構造とよばれる。結晶組織とは後者を意味する。結晶組織の研究としては昔から金属の圧延組織、焼なまし組織、あるいは高分子の繊維組織のように結晶格子の乱れの度合が著しい場合が扱われた。液体構造、液晶も広い意味では結晶組織の一種である。このような結晶の数学的モデルとしてペラウ結晶が提案されている。また見かけ上単結晶とみられる場合でも、微結晶の集合であることが多い。この場合のモデルとしてモザイク結晶が提出されている。このほか、層状結晶、リニエージ構造、セル構造が自然産の結晶および人工結晶で見られる。また、多数の双晶を含む双晶構造や磁性体、強誘電体では分域構造がある。近年は、完全度の高い結晶がシリコン、ゲルマニウム、水晶などが作られるようになった。この場合に見られる種々の格子欠陥の研究は、もはや、古典的な結晶組織の研究とはかなり異なるが、広い意味では結晶組織の研究といってよい。特に、結晶を用いるデバイス(素子)を念頭に置いた研究は結晶評価ということがある。

結晶弾性率 [英 crystalline modulus, 独 Kristallmodul, 仏 module cristallin, 露 кристаллическая модуль упругости] ⇨ 弾性率

結晶点群 [英 crystal point group, 露 кристаллическая точечная группа] ⇨ 点群

結晶度 = 結晶化度

結晶投影法 [英 method of crystal projection, 独 Kristallprojektionsmethode, フラ méthode de projection cristalline, 露 метод кристаллической проекции] 結晶は異方性を有するから、いろいろな物理的性質や幾何学的な形状の特徴を記述するために、結晶軸や結晶面の方向を表現する方法がくふうされてゐる。結晶面の場合、結晶の中心付近の点○から各結晶面に垂線を下ろし、○を中心とする単位球との交点(極点)でそれぞれの面を代表させる球面

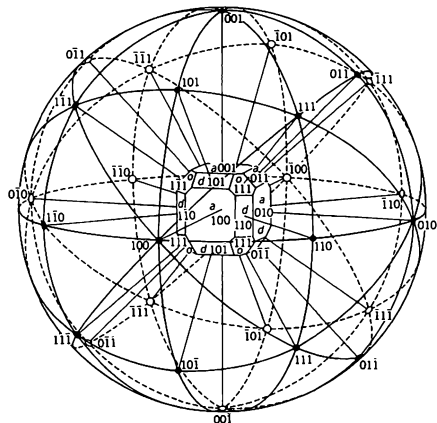


图 1

投影(極点投影)を用いることが多い(図1)。このとき、同一晶帯に属する結晶面の極点は、1つの大円上にのる。個々の結晶の大きさや形は千差万別であるが、同一の結晶種には面角一定の法則があるので、球面投影図は、面の出現の頻度が多少変化することを除けば、結晶種ごとに同じ図が得られる。このことを利用して未知試料の同定ができる。結晶の成長後に相転移や化学反応により異種の結晶に変わってしまったものや、放射線損傷などで原子の構造が破壊されて非晶質になっているものでは、当初の結晶種がわかる。

ここまで、結晶の外形に表れる面を結晶面とよんできたが、X線回折でブラッグ反射を起す反射面をも網平面(結晶面)とよび、それらの面の法線と投影球の交点を極点で表すこともできる。形態から結晶面を定義した場合には、試料が単一の結晶であるか、双晶などの関係にある少数の結晶の集合の場合にのみ、極点投影を考えることが可能であるが、回折法によって投影を行う場合には、試料が微結晶の集合体であっても、それぞれの微結晶の方位の分布に応じて、極点の分布の密度を等高線で表すことができる。このような極点投影図は、加工した金属の結晶組織の記述などの目的にしばしば使われている。

球面投影図は、地球儀のように経緯度を記入した球面(結晶儀)の上に極点を記したもので、結晶の育成や切断などの作業に便利で実際に用いられている。しかし、多数の試料の比較や印刷公表などの目的には球面では取扱いが難しいので、ステレオ投影やグノモン投影などにより平面上に映すのが普通である。

ステレオ投影は、球面上の1つの定点、たとえば南極Sを視点とし、球の中心OとSとを結ぶ直線に直交する平面(たとえば赤道面)を投影面として、球面上の任意の点を映すものである(図2)。このとき、球面上の円は、ステレ

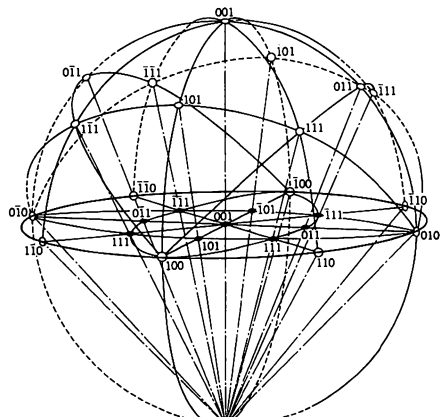


図 2

オ投影上でも円に写像される。視点をSに限ると、北半球の点は赤道の内側に、南半球の点は外側に映されるが、南極付近の高緯度の部分は著しく拡大されてしまう。その欠点を補うため、視点を北極Nにも置き、南半球上の点はNと結ぶという便法を採用すると、球面上のすべての点が赤道の内側に収まるので便利である。結晶の点群の対称性を表すときなどに用いられる。なお、作図や図面上での角度の読取りを便利にするため、単位球上の経線と緯線

とを、赤道面上の1点から投影した図が、ステレオネットあるいはウルフ・ネットの名で市販されている。

グノモン投影は、球面上の点を、球の中心を視点として任意の平面(たとえば、球の接平面)に映すものである(図3)。このとき、球面上の大円は直線に写像される。投影される範囲があまり広くとれない難点はあるが、ラウエ写真の斑点から簡単な作図でグノモン投影に書直すことができるので、回折斑点の指数付けなどに便利である。

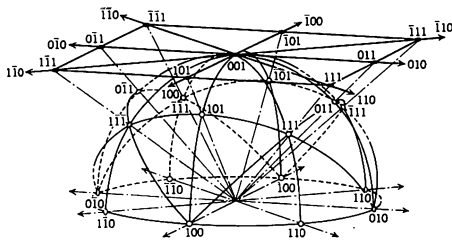


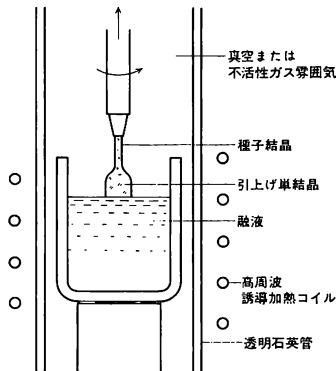
図 3

結晶場 [英 crystal field, 独 Kristallfeld, 仏 champ cristallin, 露 кристаллическое поле] ⇒ 配位子場理論

結晶場パラメーター [英 crystal field parameter, 独 Kristallfeldparameter, 仏 paramètre de champ cristallin, 露 параметр кристаллического поля] ⇒ 配位子場理論

結晶場理論 [英 crystal field theory, 独 Kristallfeldtheorie, 仏 théorie du champ cristallin, 露 теория кристаллического поля] ⇒ 配位子場理論

結晶引上げ法 [英 crystal pulling method, 独 Kristallziehverfahren, 仏 méthode de tirage de cristaux, 露 метод вытягивания кристаллов] 融液または飽和溶液に種子結晶をつけてなじませたと、これを徐々に引上げてその先端部に単結晶を成長させる方法である。引上げ法ともいう。また、創始者の名前をとってチョクラスキー法ともよばれる。たとえば集積回路に用いるケイ素の場合、図



に示すように原料を約1500℃に加熱溶融しておき、種子結晶を挿入して1cm・h⁻¹程度の速度で引上げると単結晶が成長する。温度制御には熟練を要するが、結晶を太くすることも細くすることも、たかだか数度の温度変化で自由に行うことができる。また成長する結晶は容器の壁と接触することがないので、純度が高く、ひずみの少ない結晶を育てることができる。結晶作成法のなかでは最も良質の結晶をつくることのできる方法である。超大規模集積回

路に使用するケイ素のほか、レーザー発振用ルビー、イットリウムアルミニウムガーネット(YAG)やテレビのフィルターに用いるLiNbO₃、LiTaO₃、バブルドメイン用ガドリニウムガリウムガーネット(GGG)などの大型単結晶の育成に利用されている。

結晶評価 [英 evaluation of crystal, 独 Charakterisierung des Kristalls, 仏 évaluation de cristal, 露 характеристика кристаллов] 広義には、結晶の各種のあるいは特定の性質が、経済的な意味も含めて使用目的に合致しているかないかを判定することあるいはその作業をさす。狭義には、結晶の育成あるいは加工処理後の結晶に対し再現性を確保するための、結晶としての基本的な特性を詳細に調べることにあつたはその作業をさす。その目的に応じ、巨視的・現象論的物質量、たとえば、電気抵抗や透磁率などの測定で十分な場合もあるが、より微視的な構造を明らかにする必要がある場合もある。広義の使用に対しては evaluation という人もあるが、学術の分野ではあまり用いられない。この習慣は、結晶に限らず材料全般に共通である。後者の目的に対して必要な測定項目を表にあげる。2、

測定項目分類	測定項目代表例
1 化学的成分	主成分量比, 微量成分含有量
2 結晶構造	平均構造とそれからのずれ, 格子定数, 微量成分の配置と置換
3 欠陥とその分布	点欠陥, 格子欠陥, 微小析出などとその分布, 双晶, 積重, 積重不整など
4 組織	粒径, 粒形状, 粒結晶方位などとその分布
5 上記と関連した物理的, 化学的, 結晶学的, 電気的な性質の観察測定	その場観察を含む

3, 4 を特に構造評価とよぶことがある。近年、結晶表面や界面が重要視され、表面評価という呼び名も生まれている。characterization に当っては可能な限り、外観から内部へ、非破壊的な観察計測から破壊的な観察計測へ、全体あるいは平均的な観察計測から部分・局所的な観察計測へと心掛けねばならない。さらに、静的な観察計測のみならず動的な観察計測や熱履歴などとの関連にも配慮する必要がある。一見単純な外観、外形観察も、注意深いデータの集積は材料の応用にあって極めて有用な情報をもたらす。観察測定用試料の作製に当っては、単なる結晶学的異方性のみならず成長方向、加工に伴う異方性や観察測定方向を考慮しなければならない。このような立場からみると、近年開発され、あるいは開発されつつある理化学器機の多くが結晶あるいは材料評価を目的としているといっても過言ではない。

結晶分散 [英 crystalline dispersion, 独 kristalline Dispersion, 仏 dispersion cristalline, 露 кристаллическая дисперсия] ⇒ 分散現象

結晶方位 [英 crystal orientation, 独 Kristallorientierung, 仏 orientation cristalline, 露 направление кристалла] 結晶で観測される物理現象は、その測定方向により変化する。結晶空間での方位 P は、結晶軸 a, b, c を座標軸(格子定数 a_0, b_0, c_0 が各座標軸の単位)にとり、方位ベクトル P の成分 $[UVW]$ で記述される。結晶構造の点群の対称操作を P に作用させて生じた P と同様な方位をまとめて表示するためには (UVW) とする。結晶面 (hkl) に垂直な方位は、逆格子ベクトル a^*, b^*, c^* を用い $ha^* +$

$kb^* + lc^*$ とすると簡単に表示できる。

単結晶の方位の決定には、X 線回折、光軸の測定、腐食像などの手段がある。

結晶面 [英 crystal face, 独 Kristallfläche, 仏 plan de cristal, 露 грань кристалла] 自由な空間内で成長した結晶は、平坦な面で囲まれた多面体の外形をしている。これらの面を結晶面という。結晶面の記述にはミラー指数が用いられ、面角一定の法則、有理指数の法則などが成り立つことが古くから知られている。ときおり微斜面という高指数が付けられる小さな結晶面が見られるが、これは成長丘の側面である。そのほか、結晶面には条線などが観察されることがある。結晶面の微細構造は結晶成長機構の方面から興味もたれている。位相差顕微鏡や多光束干渉法などを用いると、気相や液相から成長した結晶の結晶面には、渦巻成長層が観察される。また、結晶の方位の決定のために結晶面に生じた腐食像の対称性を利用することもある。なお、格子面のことを結晶面ということもある。

結晶粒 [英 grain, 独 Korn, 露 зерно] 多結晶を構成する個々の結晶を結晶粒という。各結晶粒は粒界ですき間なく隣接し結晶粒とつながっており、粒界の位置は別々に成長してきた粒がたまたま出会った場所という偶然の要因により決まる。したがって、一般に結晶粒の形状は結晶学的な規則性をもたない。

結晶粒界 [英 grain boundary, 独 Korngrenze, 仏 joint de grain, 露 граница зёрен] = 粒界

結晶粒度 [英 grain size, 独 Korngröße, 仏 taille des grains, 露 величина зёрен] 多結晶体中の結晶粒の大きさを表す尺度。結晶粒度を正確に表す方法は、単位体積中に含まれる結晶粒の数を示すことであるが、これは測定が困難なため、任意の断面上で結晶粒の大きさ、すなわち単位長さの直線と交わる粒界の数の逆数(平均直径)や単位面積当りの結晶粒の数の逆数(平均面積)を測定する方法が行われる。このような直接的な表示法のほかに、実用上の便宜から、結晶粒の大きさを一連の数値に対応させて規格化する表示法がある。広く用いられているのは ASTM 粒度番号で、これは倍率 100 で計数された 1 平方インチ当りの結晶粒の数を 2^{N-1} とおいたときの N (小数点以下切上げ)で表示する。材料の力学的性質は結晶粒度に敏感な場合が多く、たとえば降伏応力 σ_y と結晶粒径 d との間にはホール-ペッチの関係 $\sigma_y = \sigma_0 + k_y d^{-1/2}$ (σ_0, k_y は定数)が成立する。

欠線 [英 missing line, 独 fehlende Linie, 仏 ligne manquée, 露 выпадающая линия] 分子のバンドスペクトルのおかげで、存在するはずの位置に回転線が現れない場合、その欠けていて観測されない回転線を欠線という。その理由として次の3つがあげられる。第一は、遷移に関する選択則からくるもので、たとえば回転振動バンドなどで、回転量子数 $J' = 0$ から $J'' = 0$ への遷移が禁止されるために、バンドの原点で回転線が1本欠けてみえる場合がある。この欠線は特にゼロ線ともよばれる。第二は、対称こま形分子の場合などのように、電子の軌道角運動量の分子軸方向の成分 M より小さな J の値をもつ回転準位がもとも存在しないため、 $J < M$ であるような J の関係する回転線が欠落している場合である。第三は、等核二原子分子の場合などに見られる核の交換に対する対称性に関する選択則からくるものである。等しい核の交換に関して対称な回転準位(⇒対称回転準位)と反対称な回転準位の間の遷

移は、その原子核の核スピンの0であれば、厳密に禁止される。したがって、もしその分子が初めてできたとき、核の交換に関して対称であれば対称回転準位のみが存在し、反対称であれば反対称回転準位のみが存在する。通常、対称回転準位と反対称回転準位は J の値に従って交互に存在するので、1つおきの J の値の回転準位のみが存在することとなり、 J の偶数、または奇数の回転準位が欠けたものになる。したがって、バンドには1つおきの回転線しか観測されない。逆に、回転線が1つおきに欠けていれば、その分子の核スピンの0であるといえる。

結像 [英 image-formation, 独 Abbildung, 仏 formation d'une image, 露 изображение] 1点から出た光線束が、光学系の内部で反射・屈折を受けた後、再び1点において交わるとき、後者を前者の像点、前者を物点という。このように、光学系を利用して、物点から出た光線束を、像点を通る光線束に変換することを結像と呼ぶ。このとき1点が結像されるだけでなく、物体の各点から出た光線束が、それぞれ対応する像点を通る光線束になることも、一般に結像という。このとき像は物体に相似である場合が普通であるが、物体の情報を含んでえいれば相似でなくとも像とよぶことがある。結像は数学的には変換または写像といつてよい。理想結像は射影変換または共線写像である。結像に際して、物体と像との関係に着目すると、物体と像が軸に垂直に同一方向をとる正立の場合と、逆に異なる倒立の場合とがある。像で交わる光線束が実際に像点を通る実像と、光線を進行方向と逆に延長したとき像点を通る虚像の場合がある。実像の場合にはその位置にすりガラスなどを置けば像を生じるが、虚像の場合にはそのようなことはない。また物体の軸方向の並びかたと像の軸方向の並びかたと同方向のときと反対のときとがあり、縦倍率が正または負に対応する。これは光学系の分類に利用され、前者を屈折系、後者を反射系という。

ゲッター [英 getter, 独 Getter, 露 реттер] 化学的に活性な金属で、気体をよく化学吸着させ真空容器中の気体を排気できるもの、また、このような過程で気体を排気する作用をゲッター作用という。よく用いられる金属としてTiがあり、それ以外にZr, Mo, Ta, Nb, V, Al, Mg, Baなどがある。Tiは、傍熱あるいはタングステン線とのより線やチタン-モリブデン合金としての直接通電によって加熱蒸発させる。Tiは安価で効果が大きく蒸発しやすいが、蒸着時に CH_4 , H_2 の発生がある。300~600Kでは H_2 をよく吸収するが、それ以上の温度では H_2 を放出する。Taは良好なゲッターであるが蒸発温度が高い。MoはTiと似ているが蒸発温度が高い。Nbは77Kに冷却すればTiよりはるかに多くの H_2 を吸収できる。Vは蒸発しやすいが、 H_2 , CH_4 に対する排気能力があまり優れず、温度が高くなるとこれらを放出しやすい。ジルコニウム-アルミニウム合金は非蒸発型ゲッターで、特にCOに対して効果的である。Baは O_2 に対して有効である。

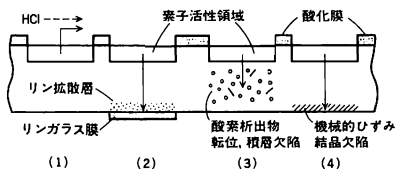
ゲッターイオンポンプ [英 getter ion pump, 独 Ionengetterpumpe, 仏 pompe ionique à sorbeur, 露 ионно-геттерный насос] ⇒ 真空ポンプ

ゲッター作用 [英 getter action, 仏 action de sorbeur, 露 поглощающее действие] ⇒ ゲッター

ゲッターポンプ [英 getter pump, 独 Getterpumpe, 仏 pompe à sorbeur, 露 геттерный насос] 気体分子を化

学的に活性な金属(ゲッター)に取込み、分子の室温での平均滞在時間を事実上無限大とすることによって、気体を排気するポンプである。気体分子と金属原子との化学的結合を期待しているため、希ガスに対する排気能力は期待できない。また大気からの排気には用いられず、高真空、超高真空領域でのみ作動させるポンプである。排気速度 S は、 $S=(1/4)\bar{v}sA$ と表せる。ここで \bar{v} は排気する気体分子の熱運動の平均速度、 s は活性な面での気体分子に対する吸着確率、 A は活性面の面積である。実用的には、室温の窒素に対して $S[\text{dm}^3\cdot\text{s}^{-1}]=11.6sA[\text{cm}^2]$ と表せる。ゲッターポンプは真空容器中に A を大きくとることにより大排気速度のポンプとなりうるので、とくに超高真空領域で有効な重要なポンプである。ゲッターポンプとしてはゲッター自身の中に拡散によって気体を取込み非蒸発型ゲッター(バルクゲッター)と蒸発やスパッタによる新鮮な面を用いる蒸発型ゲッターとに分けられる。バルクゲッターとして用いられるものにはジルコニウム-アルミニウム合金を金属リボンに塗布したものとあり、最大吸収量は $0.2\text{ Pa}\cdot\text{dm}^3\cdot\text{g}^{-1}$ である。気体の吸収により排気速度が減少した場合には700~800°Cで活性化を行う。蒸発型ゲッターポンプの代表はチタンゲッターポンプである。Tiの蒸発方法としてチタン-モリブデン合金線や、タングステン線とチタン線とのより線への直接通電加熱、中空チタン球の内部ヒーターによる加熱などの方法がある。排気能力はTiの各種種気体に対する初期吸着確率 s_0 によって決まる。 s_0 は O_2 に対し~0.8, CO , CO_2 に対し~0.4, H_2 に対し0.05程度の値が室温面への蒸着において得られる。Ti以外の金属としてはMo, Ta, Nb, Ba, Mgなどがある。

ゲッターリング [英 gettering, 独 Getterung, 仏 évaporation du getter, 露 геттерирование] 半導体素子の電気的活性領域から、Cu, Fe, Auなどの重金属を除去することをいう。半導体素子は意図しない不純物の混入を極度に嫌うので、ゲッターリングによる素子特性改善技術が重要となる。ゲッターリングには図に示した4種類の方法がある。



→はCu, Fe, Auなどの重金属の動きを示す

(1) 塩酸酸化: 塩素を含んだ雰囲気、たとえば、HClを含んだ酸素中で熱処理を行うと基板中の重金属が塩化物となって基板表面から蒸発する。(2) リングゲッターリング: 基板表面に高濃度のリン拡散を行う。重金属はCuPのような対をつくったり、拡散によって生じた転位へ集まるなどして拡散層中へ除去される。(3) 真性(イントリンシック)ゲッターリング: 酸素を含んだシリコン基板に適切な熱処理を施すと表面近傍は無欠陥のまま基板内部に多数の酸素析出物、転位、積層欠陥などが生じ、そこへ重金属が集まる。インターナルゲッターリングともいう。(4) 裏面ひずみゲッターリング: 基板裏面に機械的ひずみや結晶欠陥を導入し、そこへ重金属を集める。ひずみや欠陥の導入法としては、ひっかけ傷、砥粒の吹付けや研磨、イオン注入、レーザー照射などがある。裏面の Si_3N_4 膜によるひずみを利用したり、多結晶シリコン膜中の結晶欠陥を利用することも

ある。

ゲーデ Gaede, Wolfgang 1878.5.25—1945.6.24 ドイツの実験物理学者。フライブルクに生れる。フライブルク大学で数学、自然科学を学び、同大学より博士号授与(1901年)。大学卒業後、同大学助手、講師、教授を経て、1919年にカールスルーエ工科大学教授会メンバーとなる。1934年カールスルーエ工科大学退職。以後フリーの産業界の科学コンサルタントとして活動。1945年ミュンヘンにて没す。主な発明として回転ポンプ(1905, 09年)、分子ポンプ(1911年)、水銀拡散ポンプ(1915年)、機械ポンプにおけるガスバラストの原理(1935年)などがあるが、なかでも、真空ポンプ(ゲーデ型油回転ポンプ)の発明が有名である。

KDP 模型 [英 KDP model, 仏 modèle KDP, 露 модель КДП] 強誘電体 KH_2PO_4 (KDP) の熱力学的性質を説明する模型。KDP は氷と同じ構造をもっている。格子点に O があり H は 1 個の O から出る O—O の 4 本の結合のうちの 2 本上の O に近い位置に存在する(これをアイス条件を満たすという)。これには 6 つの可能な配置があるが、いまこのモデルの二次元の場合を(狭義の) KDP 模型といい、これを考えると図 1 の 6 つの配置が可能となる。

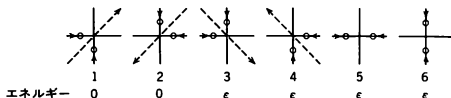


図 1

1, 2, 3, 4 は分極をもっているが、1 と 2 の分極の方向は 3 と 4 のそれと直交する。1 と 2 の共通軸を容易軸とし、このエネルギーを 0 とする。3, 4 は 1, 2 に対して望ましくないから正のエネルギー ϵ を与える。5, 6 は分極をもたないからこれにも同じ ϵ を与える。1 つの P を中心とした四面体の頂点の位置に O が存在しており、H は、その 4 つの O のうち、2 つの近くに存在し、水素結合により三次元格子が形成されている(図 2)。この系の比熱は臨界温度 T_c 近くで $(T - T_c)^{-1/2}$ に、分極率は $(T - T_c)^{-1}$ に比例した異常性を示す。

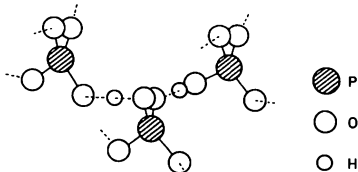


図 2

KdV 方程式 = コルトベークード・フリース方程式

ゲーデ型回転ポンプ [英 Gaede rotary vacuum pump, 仏 pompe à vide rotative de Gaede] ⇒ 油回転ポンプ

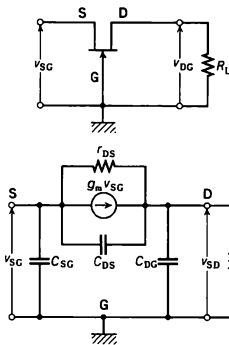
K 電子捕獲 [英 K-electron capture, 独 K-Einfang, 仏 capture d'électron K, 露 захват K-электрона] ⇒ 軌道電子捕獲

ゲート [英 gate, 独 Gate, 露 затвор] ⇒ 電界効果トランジスタ

ゲート回路 [英 gate circuit, 独 Torschaltung, 仏 circuit porte, 露 стробирующая схема] 入力信号を切断したり、接続したりする回路を一般にゲート回路という。入力信号がパルス信号のときは、AND 回路や OR 回路な

どがこの目的に利用され、ゲート回路となる。入力信号がアナログ信号のときは、リレー、電界効果トランジスタ、ダイオードなどを用いてゲート回路がつくられるが、この場合はトランミッションゲートとよぶことがある(⇒アナログスイッチ)。

ゲート接地回路 [英 common-gate circuit, 露 схема с общим затвором] 電界効果トランジスタ(FET)の 3 つの端子、ゲート、ソース、ドレインのうち、ゲートを入力力の共用端子とし、入力をソースに加え、出力をドレインから取出す増幅回路(図参照)。ここで、電圧利得 $A \approx$



$g_m R_L$ であり、入力インピーダンスは

$$\left\{ g_m + \frac{1}{r_{DS}} (1 - A) + j\omega C_{GS} \right\}^{-1} \approx g_m^{-1}$$

で、出力インピーダンスは $\approx r_{DS}$ となる。すなわち電圧利得は低周波ではソース接地回路にほぼ等しいが入出力電圧の位相は同相である。入力抵抗は小さいが、高周波で安定した増幅ができ、単独に、あるいはソース接地回路と結合したカスコード回路として用いられる。

ゲートモニター [英 gate monitor, 独 Torüberwachung, 仏 moniteur à porte] 放射線管理区域の出入口で、放射能汚染が外へ広がったり、核燃料物質が外部へ持ち出されるのを防ぐ装置。人や物品が通過するときに放射線を測定し、異常時には警報を発する。

ケネリー - ヘビサイド層 [英 Kennelly-Heaviside layer, 独 Heaviside-Kennelly-Schicht, 仏 couche de Kennelly-Heaviside, 露 слой Кеннели-Хевисайда] ⇒ 電離層

K_p 指数 [英 K_p index, 仏 indice K_p , 露 индекс K_p] ⇒ 地磁気特性数

$k \cdot p$ 摂動論 [英 $k \cdot p$ perturbation theory, 仏 théorie de perturbation $k \cdot p$, 露 теория возмущения $k \cdot p$] 固体中の電子のエネルギー、波動関数などを摂動論的に扱うひとつの方法。周期ポテンシャル $V(x)$ 中を運動する電子のシュレーディンガー方程式は

$$\frac{p^2}{2m} \psi(x) + V(x) \psi(x) = E \psi(x) \quad (1)$$

と書けるが、ブロッホの定理により、ブロッホ関数 $\psi(x)$ は

$$\psi_k(x) = e^{ik \cdot x} u_k(x) \quad (2)$$

と表される(⇒ブロッホの定理, ブロッホ関数)。式(2)を式(1)に代入すると、 $u_k(x)$ に対する

$$\left[\frac{p^2}{2m} + V(x) \right] u_k(x) + \left(\frac{\hbar k \cdot p}{m} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \right) u_k(x) = E u_k(x) \quad (3)$$

が得られる。 $k=0$ に対する厳密解がわかっていれば、式(3)左辺の第二項を摂動項とみなし、量子力学における摂動論を用い $E, u_k(x)$ が求められる。この場合、摂動項には $k \cdot p$ という項(ただし p は量子力学的な演算子)が含まれるので、上述の理論を $k \cdot p$ 摂動論という。

ケプフェウス座 δ 型変光星 [英 δ -Cephei-type variable, 独 δ -Cephei-Veränderlicher, 仏 étoile variable du type δ Cephei, 露 переменная типа δ Цфея] \Rightarrow 変光星

ケプストラム [英 cepstrum , 独 Kepstrum , 露 кепстр] 音声波を信号処理する過程で新しくつくられた概念で、信号のスペクトル振幅を対数表示したもののフーリエ変換として定義されている。信号のスペクトルは、信号波形のフーリエ変換によって得られるものであるが、ケプストラムは音声波を2度わたってフーリエ変換して得られる周波数スペクトルのスペクトルである。スペクトル(spectrum)の変換されたものということでケプストラム(cepstrum)と名づけられ、周波数(frequency)に対応する量をケフレンシ(quefrensy)とよんでいる。音声波のスペクトル $F(\omega)$ は、声道の伝達関数 $H(\omega)$ と声道における駆動音源特性 $S(\omega)$ の積であって、

$$F(\omega) = H(\omega) \cdot S(\omega)$$

であるから、フーリエ変換を F で表すと、ケプストラムは

$$F\{\log|F(\omega)|\} = F\{\log|H(\omega)|\} + F\{\log|S(\omega)|\}$$

となる。ケプストラムで音声の性質を表すと、音声の基本周期である比較的早い周期で変動する成分と、声道の音響伝達特性に対応する比較的ゆっくりした時間的変動の成分とが分離して表されるという利点がある。

ケプラー Kepler, Johannes 1571.12.27—1630.11.15 ドイツの天文学者。ビュルテンベルクのバイル・デル・シュタートに生れた。マウルブロン神学校で学んだのち、1587年にチュービンゲン大学に入学した。ここで天文学者 M. Maestlin と出会い、それから Copernicus の太陽中心説について教わり、その熱狂的な礼讃者となった。だが天文学者の本格的な研究を始めたのは、1593年にオーストリアのグラーツ州立学校に数学と天文学の教師として赴任してからであった。1596年に、処女作「宇宙の神秘」*Mysterium cosmographicum* を発表した。そのなかで彼は独特のピュタゴラス主義的・新プラトン主義的な思弁を展開して、惑星の数とその軌道の大きさを5個の正多面体と結びつけて論じた。だがその反面、惑星の運動を物理的な観点から解明しようとする傾向もすでに現われている。

1599年 新教徒迫害政策によってグラーツを追放された彼は、ブラフでドイツ皇帝 Rudolf 二世の宮廷天文学者となっていた Tycho Brahe を訪ね、その研究助手となった。そして旧来の天文学では最も究明しにくい惑星とみなされていた火星の運動の研究をゆだねられた。1601年に Brahe が亡くなると、彼はその膨大な観測データとともに宮廷天文学者の地位も受継ぎ、自由に研究に専念できるようになった。そして幾年にもわたる悪戦苦闘の後に、離心円や周転円の重ね合わせではどうしても火星の軌道を精確に再現しえないことを見抜いた彼は、「円の魔力」から解放され、面積速度一定の法則と橢円軌道の法則を発見するに至った。だがこの発見と並んで重要なことは、彼がこれらの法則を物理的な原因から説明しようとしたことである。物体の速度は力に比例し、質量(moles)に反比例するという彼の力学観は、ニュートン力学と根本的に相反するもの

であるにせよ、天体運動への力学的視点の導入はその後の天文学研究の動向を大きく支配することになったのである。彼の火星研究の経緯は、1609年の「新天文学」*Astronomia nova* において、さまざまな試行錯誤を含めて詳細に述べられている。

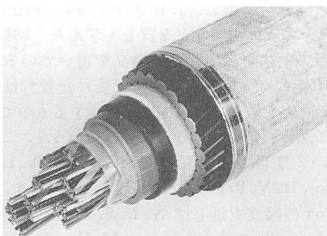
1612年にバトロン(Rudolf 二世)が逝去すると、彼は宮廷天文学者としての収入の道を失った。だがリンツでささやかな地位につき、数学を教えたり、土地測量を監督したりするかたわら、火星の運動の研究で得た成果を他の惑星に適用するとともに、さらに展開することに没頭した。そして三十年戦争の悲惨な状況のなかで、「世界の和声学」*Harmonice mundi* (1619年)、「コペルニクス天文学綱要」*Epitome astronomiae Copernicanae* (1618~21年)、「ルドルフ表」*Tabulae Rudolphae* (1627年)を次々と公刊した。「世界の和声学」は彼の処女作と同様に神秘主義的思案でみごなった著作であるが、惑星の軌道の長軸の三乗は周期の二乗に比例するというケプラーの第三法則はここで初めて定式化されている。彼にとってこの法則は、世界の和声学の一つの顕現形態にすぎなかったのである。また「コペルニクス天文学綱要」は彼の天文学的な成果のすべてを教科書的なスタイルで平易にまとめあげたものであり、「ルドルフ表」は Brahe の観測データと惑星運動の3法則を土台にして作成された天文表である。この天文表はそれ以前のどの天文表よりもはるかに精緻なものであったため、未曾有の大成作を博した。次代の天文学者たちが彼の天文学研究に深い関心を払い、多数の神秘主義的な思弁のなかからその本質を剔抉したのも、この大成功によるところが大きかったといえる。

天文学者としての仕事のほかに、彼は「屈折光学」*Dioptrice* (1611年)や「酒樽の新立体幾何学」*Nova stereometria doliorum vinariorum* (1615年)を著し、光学と微積分学の分野でも優れた貢献を行った。[主著] *Mysterium cosmographicum*, 1596; *Astronomia nova*, 1609; *Epitome astronomiae Copernicanae*, 1618~21; *Harmonice mundi*, 1619; *Tabulae Rudolphae*, 1627.

ケプラー運動 [英 Keplerian motion, 独 Keplersche Bewegung, 仏 mouvement de Kepler, 露 кеплерово движение] \Rightarrow ケプラーの法則

ケプラーの法則 [英 Kepler's laws, 独 Keplersche Gesetze, 仏 lois de Kepler, 露 законы Кеплера] 惑星の運動について初めて精密な観測を行った Tycho Brahe の死後、J. Kepler が観測結果を整理して導いた3つの法則をいう。(1) 第一法則: 惑星は太陽を1つの焦点とする楕円を描いて運行する。(2) 第二法則: 惑星と太陽を結ぶ動径は、単位時間内に同一面積を描く(→面積速度)。(3) 第三法則: 惑星の公転周期 T の二乗は、その惑星の近日点と遠日点を結ぶ長径の長さの半分(すなわち太陽からの平均距離 a) の三乗に比例する。太陽の質量を M 、惑星の質量を m 、万有引力定数を G とすれば、太陽とその惑星の二体問題として、運動方程式を解くとき、 $T^2 = 4\pi^2 a^3 / G(m+M)$ の関係が得られる。一般に万有引力が作用する二体問題の解として表される運動は、ケプラー運動とよばれる。彗星や人工衛星の運動は大部分その例で、楕円運動のほか、放物運動や双曲線運動を行う。これらの場合にも第二法則は成り立つ。

ケーブル [英 cable, 独 Kabel, 仏 câble, 露 кабель] 絶縁された1本または複数本(数百本の場合もある)の芯線



ポリエチレン絶縁・市内星形ケーブル
を海底ケーブルとするため鉛被覆、鉄
線外装したもの(日立電線 提供)

(通常は銅)を一括して絶縁物で外装したもので、たわみ性をもたせた構造となっている。地中に埋設あるいは海中、水中または架空用など、用途に応じて機械的、化学的な損傷を防止するため外装強化対策を施した外装ケーブルも用いられる。超高電圧用のものでは絶縁油を含まない、窒素ガスまたは絶縁油を高圧で気密管内に供給して、絶縁層に空隙を生じないための対策をして数十～200kV くらいまでの送電が可能である。通信用ケーブルでは、音声周波数から1MHz程度までの伝送用に平衡ケーブルか搬送ケーブルを、それ以上の周波数帯域には同軸ケーブルが用いられる。平衡ケーブル、同軸ケーブル、制御線などが混在したものは複合ケーブルという。海底ケーブルでは有線による多回線用に鉄線外装により強化したものが用いられ、芯線は平衡型構成(⇒平衡型ケーブル)になっている。最近では光信号を伝える光ファイバーを芯線にしたケーブルが通信に使用されている。

ケミレオロジー = 化学レーザー

ゲーム理論 [英 theory of games, 独 Spieltheorie, 仏 théorie des jeux, 露 теория игр] 利害の対立を含む複数の意思決定主体の合理的意思決定に関する数学的理論。1944年のJ. von NeumannとO. Morgensternによる先駆的かつ包括的な書物が発表されて以来、経済学、統計学、オペレーションズリサーチ、政治学、行動科学、紛争解決の理論などの基礎として多大の貢献を果している。ゲームの参加主体(これをプレイヤーという)の間に協力が存在しない非協力ゲームのうち最も簡単なものはゼロ和2人ゲームである。2人のプレイヤー P_1, P_2 の取りうる手の集合をそれぞれ S_{1j} ($j=1, \dots, n_1$), S_{2k} ($k=1, \dots, n_2$)とし、 P_1, P_2 がそれぞれ q_{1j}, q_{2k} の確率で S_{1j}, S_{2k} を選択する場合の P_1, P_2 の期待利得を

$$f_1(q_1, q_2) \equiv \sum_{j=1}^{n_1} \sum_{k=1}^{n_2} F_1(S_{1j}, S_{2k}) q_{1j} q_{2k}$$

$$f_2(q_1, q_2) \equiv \sum_{j=1}^{n_1} \sum_{k=1}^{n_2} F_2(S_{1j}, S_{2k}) q_{1j} q_{2k}$$

で定義する。ゼロ和2人ゲームにおいてはすべての j, k に対して $F_1(S_{1j}, S_{2k}) + F_2(S_{1j}, S_{2k}) = 0$ が成立している。いま2人のプレイヤーは互いに相手が抜け目なく行動するものと想定して、 P_1 は $\min_j f_1(q_1, q_2)$ を q_1 に関して最大化し、 P_2 は $\min_k f_2(q_1, q_2)$ を q_2 に関して最大化するものとする。このような戦略をミニマクス戦略といい、von Neumannが $\max_j \min_k f_1(q_1, q_2) = \max_k \min_j f_2(q_1, q_2)$ であるというミニマクス定理を証明したのがゲーム理論の出発点となった。2人非協力ゲームの概念を n 人のプレイヤーに拡張したものは n 人非協力ゲームとよばれ、ミニマクス

解の拡張としてナッシュ均衡解の概念が重要である。

一方プレイヤー相互の協力が可能な場合を協力ゲームといい、 N をプレイヤーの集合とし N の部分集合の全体の上に定義される特性関数 $v(S)$, $S \subset N$ が与えられたとし、 $v(S)$ を提携 S の利得としたとき、この利得を S の構成員に配分する方法および提携 S の安定性を論ずる。協力ゲームの解としてはコア、交渉集合、シャプレイ値、カーネル、仁などの概念がある。

ケモレオロジー [英 chemorheology, 独 Chemorheologie, 仏 chimirhéologie, 露 хемореология] 物質のレオロジーの変形挙動が化学反応によって変化する過程を測定し、反応の解析を行う分野をいう。この方法は1940年代にプリンストン大学のA. V. Tobolskyが、ゴムの応力緩和に対する酸化の影響を解析するときに始められ、ケモレオロジーと名づけられた。その後、東北大学の村上謙吉らにより、主として橋かけの生成消滅の機構と応力緩和との関係が展開されて、今日に至っている。

ゲーリケ Guericke, Otto von 1602.11.20—1686.5.11 ドイツの技術者、物理学者。初めライプチヒ大学で芸術を学び(1617～20年)、次いでヘルムシュテット大学(1620年)、イエナ大学(1621～22年)で法律を、ライデン大学で法律、数学、技術(特に築城技術)を学んだ。マクデブルク市の名家の子として政治に参加することが定められていた彼は、1626年に同市の市会議員に選出され、三十年戦争の際には特使となり、和平会議では代表として同市のために尽力した。1646年から30年間同市の市長を務めるが、その一方で乏しい余暇を科学の実験にあて、外交活動の際にも科学実験を発表したり、新しい科学的知見を得たりした。1647年 真空が存在するかどうかを確かめるために吸引ポンプを作り、密封したビール樽を使って実験を行った。最も有名なのは、いわゆるマクデブルクの半球の実験である。2つの銅の半球のふちが、ぴったり重なるようにして、その半球を合わせた球の内部から空気を抜取ると、どんな強い力をもってしても2つの半球を分離せないことを示した。1654年にはマクデブルクで、1663年にはベルリンで、この半球を両側から馬で引かせる実験を行ってみせた。こうして彼はR. Descartesの真空否定説を批判するとともにR. Boyleらの気体研究を促したのである。また、硫黄の球を摩擦して静電気を得ることに成功したが、彼は電気作用を固有な現象として認めず天体間に作用する力の例証として考えたため、起電機の発明者にはならなかった。このほか天体観や空間論においても、伝統にとらわれぬ説を提出している。1666年 貴族に列せられ、1681年に公職から離れた後、ハンブルクで没した。

ゲル [英 gel, 独 Gel, 露 гель] ⇒ コロイド

ゲーリケ Gehrke, Ernst Johann 1878.7.1—1960.1.25 ドイツの実験物理学者。ベルリンに生れる。1901年ベルリン大学で博士号を取得し、国立物理工学研究所の所員(1901～46年)となり、1926年には光学部門の責任者に任じられる。同時に、ベルリン大学の助教授、後に教授を務める。1904年O. R. Lummerとともにルンマー-ゲーリケ平行板を考案し、水銀スペクトルの精細な分析をした。また、Reichenheimとともに陽極線を見、相対性理論に反対した。ビルケンヴェルダで死去。

ゲル浸透クロマトグラフィー [英 gel permeation chromatography, 独 Gel-Permeation-Chromatographie, 仏 chromatographie à perméation des gels, 露 хромато-

графия просачивания гелей] 高分子化合物の分子量分布測定や試料調製用の分別に用いる溶出クロマトグラフィーの特別な形式で、GPCと略称される。担体として適当に膨潤した不活性ポリマーゲル(主にポリスチレンゲル)が用いられる。分子がゲルの網目中に浸透しうる深さの違いにより分別が行われ、したがって大きな分子ほど網目中に浸透できずに早く溶離されてくる。分子の有効サイズの尺度として極限粘度数 $[\eta]$ と分子量 M との積 $Q=[\eta]M$ が用いられる。カウント数で測られる流出量 V_e と Q との間の関係はGPCのカラムごとに決り、溶出される分子の種類や分岐の有無にはよらないことが認められている。分子量および分子量分布は、 $Q-V_e$ の変換曲線によるか、または M 既知の試料を用いて求められた同一系列の分子種に対する変換関係 $\log M = aV_e + b$ (a, b は実験定数)により決定できる。理論的にまだ確立されていないものもあるが、GPCは必要とされる試料が少量で済み、また短時間に測定が行える利点があるため広く利用されている。

ケルビン [英仏 kelvin, 独 Kelvin, 露 кельвин]

[1] 熱力学温度の単位: 熱力学温度は、普遍的な物理量として、19世紀半ばにN. L. S. Carnotの考えに立脚して、Kelvin 卿(W. Thomson)により提唱されたものである。提唱された当時は、氷点と水の沸点(101325 Pa)との間隔を100とする目盛という概念であった。現今の国際単位系(SI)では、目盛という概念を捨て、熱力学温度を物理量として扱い、その単位を基本単位のひとつとして扱っている。SIでは、「ケルビン(単位記号はK)は、水の三重点の熱力学温度の $1/273.16$ である」としている。一時、温度差を表す際に特別の扱いをしたことがあるが、現今のSIでは温度差に対しても、ケルビン(またはセルシウス度)を使用することとなった。しかし、日本工業規格(JIS Z 8710 (1980))では、温度をKで表すときは、温度差もKで、温度を $^{\circ}\text{C}$ で表すときは、温度差も $^{\circ}\text{C}$ を使用することを推奨している。1967年以前は、熱力学温度を目盛としてとらえて表示する際「ケルビン度」(単位記号はK)が使用されていたが、1967年の度量衡総会の決議により、以後、「ケルビン」のみが使用されることとなった。ケルビンにSI接頭語を添えた表現のうち、ミリケルビン($1\text{mK}=10^{-3}\text{K}$)、マイクロケルビン($1\mu\text{K}=10^{-6}\text{K}$)がよく使用される。セルシウス温度 $t[^{\circ}\text{C}]$ と熱力学温度 T との関係は $t=T-T_0$ で定義される。ここで $T_0=273.15\text{K}$ である。

[2] 国際実用温度目盛の単位: ケルビンは、本来熱力学温度に対して使用されるものであるが、熱力学温度で温度測定することは特殊な場合に限定されている。一般に行われている温度測定は、なんらかの方法で、国際実用温度目盛(IPTS)に基づいている。この目盛は、最も熱力学温度に近いものであり、熱力学温度と同一記号のKで表示されている。特に、IPTSと熱力学温度との差を問題にする場合以外は区別する必要はない。

ケルビン Kelvin, Lord, The 1st Baron Kelvin of Largs (Thomson, Sir William) 1824. 6. 26—1907. 12. 17 イギリスの物理学者。もとの名はWilliam Thomson。北アイルランドのベルファストで、同地の大学の工学教授James Thomson (後グラスゴー大学の数学教授)の息子として生れ、兄Jamesとともに父の訓育を受け、10歳でグラスゴー大学に入学した。フランスの数理解物理学の伝統をいち早く継承していたこの大学の風気に影響された彼は、15歳のとき

の欧州大陸旅行に際し、J. B. J. Fourierの熱伝導論やP. S. Laplaceの天体力学などを詳しく学んだ。1843年には、この両者の手法を活用して一論文を書いている。次いで1841~45年にケンブリッジ大学で受けた教育は、数学演習で高い評価を取ることを極度に重視するものであったから、彼に深い影響を与えるには至らなかった。これとは対照的に、2度目のパリ留学(1845年)は、A. L. Cauchy, J. B. Biot, H. V. Regnaultとの交際の道を開き、B. P. E. Clapeyronの論文を通じてN. L. S. Carnotの熱理論に、またJ. Liouvilleの論文を通じてM. Faradayらの電磁理論に接近する機会ともなり、Kelvin自身のみなならず、ひいてはイギリスの物理学全体に極めて大きなインパクトを与えた。

グラスゴーに戻った彼は、1846年からグラスゴー大学の自然哲学教授として長く活動を続け、1904年同大学学長となった。また1892年には爵位を受け、グラスゴーの小川の名Kelvinと隠棲地の名前LargsにちなんでBaron Kelvin of Largsと称した。ラーグスの別荘で長逝した。

グラスゴー大学に着任した彼は、まずパリのRegnaultの実験室での体験をもとに、イギリスでは最初の学生実験室を設置した。また、精密な計測器の開発に着手、この志向は生涯にわたり持続されて、検流計、電気計、象限電位計、抵抗測定用ダブルブリッジ、電流天秤、羅針盤などの成果として結実する。

一方、熱学の面での業績としては、Carnotの原理とRegnaultの実験値とを基盤にした熱力学温度の目盛の提唱(1848年)が重要である。この目盛は形式上の変遷の末に、国際単位系の基本単位の1つ(ケルビン)に定着する。一方、前年7月の学会で、J. P. Jouleによる熱と仕事との当量関係についての1843年以後の研究の一端の報告を聞いて直ちにその意義を認め、以後ながく交際しジュール・トムソン効果などの共同の成果も引出した。そのほか、1851年には、生命のない物体を用い周囲の最低温度以下に物体を冷やすことによって力学的仕事を得るのは不可能であること、1852年には、エネルギーは散逸する傾向を呈することを主張した。すなわち、R. J. E. Clausiusと相前後してKelvinも熱力学第二法則の定式化に寄与したのである。同じころに兄Jamesは、圧力による氷点降下を論じた。なお、熱電気のトムソン効果はKelvinの1852~56年の成果である。

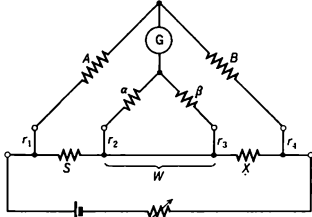
電磁気学の面では、前掲の1843年の論文で熱伝導論と電気力学理論とを類推的に扱った後、1845年にG. Greenの定理を知り、またFaradayと知り合って、電磁場の問題に関心を抱き、以後ながく、連続弾性体(エーテル)の歪としての場の議論に執着し続けたが、場の理論の研究の本流はJ. C. Maxwellに移ってゆく。とはいえ、静電気学での鏡像法や電磁気の応用(海底電信の実用化、信号の遅れの理論)と計測(前掲のほか電磁気単位の問題)へのKelvinの寄与は、多岐かつ実際的であった。ライデン瓶の放電が振動であることへの指摘、渦原子や電気素量の考察などには、彼の先見性がうかがわれる。

応用数学(ケルビンのber関数, bei関数)、地球物理(潮汐、地熱、波)などへの関与は、彼の活動の多面性を立証するものといえよう。

ケルビン温度 [英 Kelvin scale, 独 Kelvin-Skala, 仏 échelle Kelvin, 露 шкала Кельвина] 可逆熱機関の効率から決めた温度で、W. Thomson (後のKelvin卿)が最初

に提案した(1848年)。絶対温度と同じである(⇒絶対温度)。

ケルビン・ダブルブリッジ [英 Kelvin double bridge, 独 Kelvinsche Doppelbrücke, 仏 pont double de Kelvin] 1Ω以下の低抵抗の精密測定に用いる。低抵抗を測定するときは測定用リード線の抵抗や接触抵抗が大きな誤差の原因となる。ダブルブリッジはこれをさけるため Kelvin 卿によって考案されたもので1万分の1程度の測定精度が得られる。図のXは被測定抵抗, Sは四端子標



準抵抗器で、共に低い抵抗、A, B および α, β は2組の比例辺であり、普通はこれらの接続状態を考慮しなくてもよい程度の高抵抗を用いる。WはXとSとを接続する導体の抵抗で、極めて低い抵抗値のものを用いる。平衡条件は

$$\frac{A}{B} = \frac{S + \alpha W / (\alpha + \beta + W)}{X + \beta W / (\alpha + \beta + W)}$$

これよりXを求めれば

$$X = \frac{B}{A} S + \frac{\alpha W}{\alpha + \beta + W} \left(\frac{B}{A} - \frac{\beta}{\alpha} \right)$$

ただしSおよびXの電圧端子の抵抗はA, B, α, β に、電流端子の抵抗はWおよび電源回路に含ませる。2組の比例辺A, Bおよび α, β は、厳密に $A/B = \alpha/\beta$ の関係を保ちながら変化できる構造にしてあり、さらにWは小さいため、上式の第2項はきわめて小さく、接続状態の影響をほとんど受けることなく $X = S(B/A)$ となる。より精密な測定ではブリッジ端子と抵抗の電圧端子間の抵抗(r_1, r_2, r_3, r_4)が無視できない場合がある。小さな調整用抵抗を各辺に入れて平衡をとるなどの精密用ダブルブリッジが考案されている。

ケルビンの電流天秤 [英 Kelvin ampere balance, 独 Stromwaage nach Kelvin, 仏 balance électrodynamique de Kelvin, 露 ампер-весы Кельвина] ⇒ 電流天秤

ケルビン-ヘルムホルツ収縮 [英 Kelvin-Helmholtz contraction, 独 Kelvin-Helmholtz Kontraktion, 仏 contraction de Kelvin-Helmholtz] 星の内部で、核エネルギー生成が起っていない場合、星はその内部の熱エネルギーUを光として表面から放出しながら、準静的に収縮し、重力エネルギーを解放していく。この収縮はKelvin卿とH. L. F. Helmholtzが、重力エネルギーQを星の光のエネルギー源として提唱したことにちなんでケルビン-ヘルムホルツ収縮とよばれる。星の光度をLとすると、この収縮の間、星は $L = -d(U+Q)/dt$ の割合でそのエネルギーを失う。ビリアル定理(⇒星の内部構造)によりUと|Q|は同程度の量なので、星が収縮していく時間尺度は

$$\tau_K = \frac{|Q|}{L} = 3 \times 10^7 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{R}{R_\odot} \right)^{-1} \left(\frac{L}{L_\odot} \right)^{-1} [\text{y}]$$

で与えられ、ケルビン-ヘルムホルツの時間尺度とよばれる。この時間尺度は、太陽系の年齢よりはるかに短いので、重力エネルギーだけでは、太陽の放出してきたエネルギー

を賄うことはできない。また、この時間尺度は星全体を熱が伝わるのに要する時間でもある。生れた直後の星は、この収縮によって光っており、星の中心部で核反応が始まり、主系列に到着くまで続く。同様の収縮は進化した星のコアで核反応が起きていないときにも見られる。ただし、進化の進んだコアは高温であるため、ニュートリノを放出してエネルギーを失うので、その収縮は、ケルビン-ヘルムホルツの時間尺度より短い時間尺度で進む。

ケルビン-ヘルムホルツの循環定理 [英 Kelvin-Helmholtz's circulation theorem] ⇒ 循環

ケルビン-ヘルムホルツの不安定 [英 Kelvin-Helmholtz instability, 仏 instabilité de Kelvin-Helmholtz, 露 неустойчивость Кельвина-Гельмгольца] 速度の異なる2つの平行一様流の界面に起る不安定現象。これを理解するには、上下の流れの平均速度で動く系から見ると左右に等速(差の半分)で動くので考えやすい(図1)。下側の流体

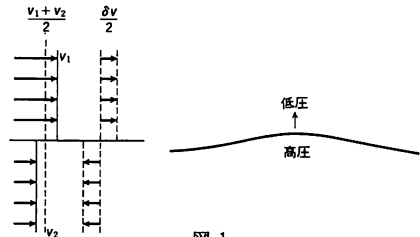


図1

から見て界面の上昇した部分は凹で流速が低下して圧力が上昇するのに反し、上側の流体ではそこが凸部であって流速が上昇して圧力の低下をきたし、流れが上方に押されて攪乱はますます増大するのである。H. Helmholtzに従い、界面を渦の層とみなせば、流れのエネルギーが渦に与えられて引続く渦の巻き上り現象とも解釈することもできる(図2)。この速度差 δU による不安定性はきびしいもので



図2

上下に重力が働き、上方の流体が軽くて安定のように思われる場合でも、波長が

$$2\pi\rho_1\rho_2(\delta U)^2/[(\rho_2^2-\rho_1^2)g]$$

より小さな攪乱に対しては不安定が起る。ただし、 ρ_2, ρ_1 はそれぞれ下と上の流体の密度、gは重力の加速度である。しかしKelvin卿は表面張力 σ を考慮すると、速度差が小さく

$$(\delta U)^2 < 2 \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_2} \right) [(\rho_2 - \rho_1)\sigma g]^{1/2}$$

であれば安定化することを示した。

流体が完全電導性で磁場が流れに平行に働く場合も同様で、重力、表面張力の効果がなくとも

$$(\delta U)^2 < a_1 a_2$$

ならば安定化する。ただしaは両側でのアルベーン波の速度 $a = (B^2/\rho\mu)^{1/2}$ で、Bは磁束密度、 μ は透磁率である(⇒アルベーン波)。

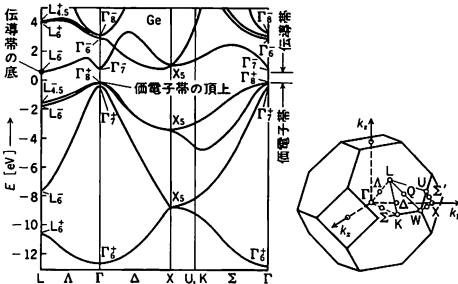
ケルビン法 [英 Kelvin method, 仏 méthode de Kelvin, 露 метод Кельвина] ⇒ 仕事関数

ケルビン模型 [英 Kelvin model, 独 Kelvin-Modell,

仏 *modèle de Kelvin*, 露 *модель Кельвина*] = フォークト模型(\Rightarrow 粘弾性)

ケルマ = カーマ

ゲルマニウム [英 *germanium*, 独 *Germanium*, 露 *германий*] 代表的な半導性を示す原子番号 32 の元素。元素記号 *Ge*, 原子量 72.59。同位体は質量数 70, 72, 73, 74, 76 のものが, それぞれ 20.5%, 27.4%, 7.8%, 36.5%, 7.8% の存在比をもつ。1871 年 D. I. Mendeleev がエカシリコンの名でその存在を予言した元素で, 1886 年, C. A. Winkler が鉱石アルジロダイトから発見, 母国ドイツのラテン名にちなんで名づけた。ゲルマナイトなど *Ge* を含む少数の鉱石から, または *Zn*, *Fe*, *Cu* の硫化鉱に含まれる微量な不純物から採取される。半導体として用いられるものは結晶引上げ法または溶浴融法で精製されたもので, 不純物比 10^{-10} 以下の単結晶が得られている。常温・常圧で安定な相は, ダイアモンド型構造の半導体であり, 格子定数 $a = 5.6579 \text{ \AA}$ (25°C), 比重 5.32, 銀白色の金属光沢をもつ。融点 937°C 。比熱 $360 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 。熱伝導率 $67 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 。線膨張率 $5.90 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ 。モース硬度 6.5。弾性定数 $c_{11} = 12.85$, $c_{12} = 4.83$, $c_{44} = 6.68 (10^{10} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2})$ の単位で, 格子振動の最大周波数は波数 0 の光学フォノンのもので 9.00 THz 。デバイ温度 360 K , 可視光線の屈折率 $4 \sim 5.5$ 。誘電率 16。Ge は *C*, *Si* と同様に, 四面体配位の共有結合をつくる。Ge 原子の $4s, 4p$ 軌道を主成分とするエネルギーバンドは図のような構造をもつ。1 原子当り 4 個の価電子



は Γ_5 以下のエネルギーバンドを占め, *Si* とならんで代表的な元素半導体になる。エネルギーギャップは 0.66 eV (300 K), 0.74 eV (0 K)。伝導帯の底は波数ベクトル $k = (\pi/a)(1, 1, 1)$ などと表されるブリルアン域の 4 つの境界点 *L* にあり, 各 *L* 点のまわりの電子の等エネルギー面は回転楕円体である。電子の有効質量は, 自由電子の質量を m_0 とすると, ΓL 方向の成分は $1.6m_0$, それに垂直方向の成分は $0.082m_0$ である。価電子帯の頂上は *Si* と同じく Γ 点にあるが, スピン軌道相互作用による Γ_5 と Γ_7 の分裂は大きい (0.29 eV)。価電子帯端 Γ_5 付近の正孔の等エネルギー面は異方性をもった複雑な双葉双曲面で表され, それらは平均有効質量 $0.32m_0$ の重い正孔と, $0.043m_0$ の軽い正孔に対応する。300 K で真性半導体の電気伝導率は $2.1 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$, キャリアー濃度 $2.33 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 電子移動度 $0.38 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 正孔移動度 $0.18 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ 。Ge 中の *V* 族または III 族の不純物原子はバンドギャップ中に $10 \sim 15 \text{ meV}$ の電離エネルギーをもつドナー単位またはアクセプター単位をつくり, 結晶は *n* 型または *p* 型の電気伝導を示す (\Rightarrow 不純物伝導)。Ge は第二次世界大戦前から鉱石検波器として使われていたが, 1948 年, 最初のトランジスタが *Ge*

でつくられて以来, *Si* と並んで固体素子の最も重要な材料として利用されている。 10^{10} Pa 以上の高圧下で *Ge* は正方晶系の白色スズ型構造に変態し, 金属伝導を示す。グロー放電など気相成長した無定形ゲルマニウムも半導体で工業上の応用が期待されている。

ゲルマニウムダイオード [英 *germanium diode*, 独 *Germaniumdiode*, 仏 *diode de germanium*, 露 *германиевый диод*] ゲルマニウム半導体を用いたダイオードで, 点接触型(マイクロ波検波用), ボンド型(高速スイッチング用), 合金接合型, 拡散接合型などがある。接合型ダイオードは整流器として用いられ, 順方向の電圧降下が低い利点があるが, 耐逆電圧, 電流容量, 使用温度の点でシリコンダイオードに劣るので, 最近はあまり使用されない。

ゲルマニウム半導体検出器 [英 *germanium semiconductor detector*, 独 *Germanium Halbleiterzähler*, 仏 *détecteur semiconductor au germanium*, 露 *германиевый полупроводниковый детектор*] \Rightarrow 半導体検出器

ゲルマン Gell-Mann, Murray 1929.9.15—

アメリカの理論物理学者。ニューヨーク市で生れ, 19 歳でイェール大学を卒業, 1951 年には 22 歳でマサチューセッツ工科大学から理学博士の学位を受けた。その後 1 年間プリンストン高等研究所に滞在し, 1952 年にシカゴ大学講師, 翌年には助教授, 1954 年には准教授となった。1955 年にはカリフォルニア工科大学に移り, 翌 1956 年に教授となった。

彼は, 1950 年代以降の素粒子論に幾多の貢献をした。それらのうち, 中野・西島・ゲルマンの規則といわれる「奇妙さ」の理論, Y. Ne'eman と独立に得たユタリー群 *SU*(3) を用いた素粒子の対称性理論, G. Zweig と同時にくりあげたクォーク理論, カレント代数の理論などの業績に対して, 1969 年のノーベル物理学賞を与えられた。そのほか, F. E. Low と共同して行ったくりこみ群方程式の研究, A. Pais との共同研究による K^0 と \bar{K}^0 の混合状態の研究, S. L. Glashow とともに行った非可換ゲージ場の一般論, M. L. Goldberger, Low, F. Sachariasen たちとのレッジェ・ポールについての一連の研究, 量子色力学, 超重力理論などと取組んできた。

ノーベル賞のほか, 1959 年には第一回 D. ハイネマン賞を受賞, 1967 年にはフランクリン・メダルを受けた。一方, 1961 年から, アメリカ国防総省に關係する国防分析研究所のジェイソン局のメンバーとなった。1964 年には第十二回バグウォッシュ会議に参加した。

ゲルマン-久保の質量公式 [英 *Gell-Mann-Okubo mass formula*, 仏 *formule de masse de Gell-Mann-Okubo*, 露 *массовая формула Гелл-Манна-Окубо*] ハドロンは八道説(\Rightarrow *SU*(3) 模型)では超多重項に分類される。*SU*(3) 対称性が正確に成り立てば, 1 つの超多重項に属するすべての近似的なハドロンの質量は等しいはずであるが, *SU*(3) 対称性は近似的な対称性なので質量差が生じる。この質量差は第一近似では超電荷 *Y* に比例しているの, 強い相互作用の *SU*(3) 対称性を破る部分の *SU*(3) 変換性は生成元 F_8 と同じように変換すると仮定する [$Y = (2/\sqrt{3})F_8$] (クォーク模型ではこの仮定はハドロンの質量差が *s* クォークと *u*, *d* クォークの質量差によって生じると仮定することに対応)。ウィグナー-エッカルトの定理によると, この場合の質量差は F_8 および F_8 と同じように変換する D_8 (\Rightarrow *SU*(3) 模型)の期待値の一次結合として

表される。(2/√3)D₀ = -(2/9)F² + (2/3)(|I² - Y²)/4
で F² = (1/3)(p² + pq + q²) + p + q なので、1つの超多重項
に属するアイソスピン I, 超電荷 Y の荷電多重項のハド
ロンの質量 m は

$$m = a + bY + c[4I(I+1) - Y^2] \quad (1)$$

と表される。a, b, c は超多重項ごとに決っている定数で
ある。式(1)から (m_π + m_η)/2 = (3m_Λ + m_Σ)/4, 4m_K² = 3m_ρ²
+ m_π² などの関係が導かれる。これらの関係は M. Gell-
Mann が最初に導き、後に一般的公式(1)を大久保進が
証明したので、これらの公式をゲルマン-大久保の質量公
式とよぶ。実験との一致がよいので、中間子の場合には公
式(1)の左辺を m² とおくことが多い。

この公式は摂動論の一次近似のように見えるが、実験と
の一致がよいので、八重項の行列要素は力学的に増幅され
ているとする、octet enhancement が R. F. Dashen, S. C.
Frautschi, Gell-Mann と原康夫によって提唱された。

ゲルマン-ローの関係式 [英 Gell-Mann-Low rela-
tion] ハイゼンベルク表示での場の演算子を使って定義
されたグリーン関数を、相互作用表示での場の演算子とそ
の真空を使って書き表す式。式の導出に際しては、無限の
過去および未来で相互作用は断熱的に消えると仮定する。
A^H(x) をハイゼンベルク表示での演算子、A^I(x) を同じ量
の相互作用表示での演算子とする。|Ψ₀⟩ を物理的真空、
すなわち、相互作用を含む全ハミルトニアン H_{tot} の最低
エネルギー固有状態とする：H_{tot}|Ψ₀⟩ = 0, ⟨Ψ₀|Ψ₀⟩ = 1。
また、自由場 ϕⁱ(x) で定義される自由粒子がひとつも存在
しない状態(自由な真空)を |Φ₀⟩ とする。このとき、次
の式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \langle \Psi_0 | T[A^H(x_1)B^H(x_2)\cdots] | \Psi_0 \rangle \\ = \frac{\langle \Phi_0 | T[S A^I(x_1)B^I(x_2)\cdots] | \Phi_0 \rangle}{\langle \Phi_0 | S | \Phi_0 \rangle} \end{aligned}$$

この式をゲルマン-ローの関係式という。ここで、S は S
行列演算子を、T[⋯] は演算子の時間順序積を表す。

グレーション [英仏 grain, 露 гран] ヤード・ポンド法
の質量の最小単位。(1/7000)常用ポンドに等しく、英語
圏諸国の主要標準機関による国際ポンドの採用によって
1959年7月以降、実効上正確に 64.79891 mg であり、単
位記号は gr。トロイ衡と薬衡はグレーションを基に表のよう
に構成される。したがってグレーションは常衡、トロイ衡、薬衡
に共通になる。ただし、常用オンスと常用ドラムはグレー
ションの整数倍にはならず、それぞれ約 437.50 gr, 27.344 gr
である。

トロイ衡	薬衡
ペニーウエイト(dwt) = 24 gr	スクループル = 20 gr
	薬用ドラム = 60 gr
トロイ・オンス(oz tr) = 480 gr	薬用オンス = 480 gr
トロイ・ポンド(lb tr) = 5760 gr	薬用ポンド = 5760 gr

弦 [英 string, 独 Saite, 仏 corde, 露 хорда] 曲げ
に対する抵抗(曲げ剛性)が伸縮に対する抵抗に比べて無視
できる一様な一次元材料で、弦楽器の弦のように細長くた
わみやすい弾性棒の横振動や、それを伝える横波を調べる
ためのモデル。振動に伴う微小変位による張力の変化は無
視できるので、振動の性格は弦の長さ、両端にかけられた
張力、および線密度(単位長さ当りの質量)によって決る。

限外顕微鏡 [英仏 ultramicroscope, 独 Ultramikro-
skop, 露 ультрамикроскоп] ⇒ 顕微鏡

限界等級 [英 limiting magnitude, 独 Grenzgröße, 仏
magnitude limite, 露 предельная звёздная величина]
検出しうる限界にある星の等級。その値は観測手段によ
る。肉眼では、個人差もあるが約 6 等星まで見える。こ
れは、口径約 7mm の瞳孔に入ってくる星の光が、網膜とい
う受光器で感じうる限界を示している。望遠鏡を使って、
集める光の量を増やすと、限界等級はより暗いほうに移
っていく。たとえば、口径 20cm の望遠鏡を使って肉眼で
見るときの限界等級は約 13 等級であり、岡山天体物理観
測所の日本最大の口径 188cm の望遠鏡では約 18 等級で
ある。ヘール天文台の口径 5m の望遠鏡では 20 等級にも達
する。

肉眼では、各瞬間の光の強度を見ているが、写真乾板な
どの受光器を使って星の光を蓄積すると、露出時間を長く
することによって、観測しうる限界等級をさらに暗いほう
に移すことができる。この場合、原理的には、露出時間を
長くすることにより、いくらでも暗い星を観測することが
でき、限界等級は決らない。しかし、実質上は、可能な露
出時間に限度があるので、望遠鏡の口径と受光器の感度
によって限界等級は決ってくる。限界等級を決めるもうひと
つの条件は、夜空の明るさである。夜空は真暗なのではな
く、大気中で輝く夜光、惑星間塵の散乱光である黄道光、
星間塵による銀河系内の散乱光。そして、より暗い星々
の光によってかすかに輝いている。その明るさは空の場所
によって異なるが、1秒角四方当り 21~23 等級である。地
上で観測する場合、星の像は広がっており、その部分の夜
空の明るさと比べてあまり暗くなると、観測できなくな
る。これも一種の限界等級であり、それは夜空の明るさよ
り 1~2 等級暗い値になる。大気圏外に出て観測すると、
星の像は非常に小さくなるので、限界等級は飛躍的によ
くなる。しかし、宇宙空間へもちだす望遠鏡の口径は普通小
さいので、露出時間がかかり、その制限のために観測可能
な等級には限度がある。

原器 [英仏 prototype, 独 Prototyp, 露 прототип]
測定の基準として用いる標準器の一種で、基本単位の大き
さそのものを具体的に表すものをいう。現在の国際単位系
(SI)に即していえば、7つの基本単位のうち原器が協約さ
れ機能しているのは、質量の単位キログラムの場合だけで
ある(⇒キログラム)。長さの単位メートルを表すメートル
原器は、1960年に原器としての機能を失った(⇒メートル)。
なお、計量法は、キログラム原器につき規定しているほか、
法律による比較検査および基準器検査を行う際に標準と
するものを「原器または標準器」とよんでその使用目的を
規定している。

研究用原子炉 [英 research reactor, 独 Forschungs-
reaktor, 仏 réacteur de recherche, 露 эксперименталь-
ный реактор] 核分裂によって発生する中性子の一部を物
理学、化学、生物学、医学、工学などの研究に利用する原
子炉。研究炉ともいう。原子炉内の燃料領域や反射体領域
に照射用試料を入れて中性子照射を行ったり(照射炉)、炉
心部に通ずる実験孔や熱中性子柱から中性子を原子炉外に
取出して実験を行ったり(ビーム炉)、ときには、教育訓練
に用いられたりする。研究用原子炉は外形上からはプール
型原子炉とタンク型原子炉に大別することができる。プ
ール型原子炉はその構造が単純で保守が容易であり、また特
性上も安全性が高いため教育訓練や基礎の実験用に世界各
国で非常に広く用いられている。この炉は、プールの中に

炉心部が裸で設置されているのが通例で、プール水が遮蔽体の役割をするので、実験がやりやすいのが特徴である。この場合、プールが大型で、水泳プールに類似しているものをスミングプール型原子炉という。この原子炉はプールが主要な実験設備となり、大型の供試体を用いる実験、たとえば遮蔽実験などに適している。プール型炉の中でも出力が数十MW と大きいものは材料試験炉に用いられている例もある。他方、タンク型原子炉は炉心部がコンクリート製の遮蔽体中に置かれている例が多く、この炉型の場合は、中性子ビームを大きな炉外に出して行う実験に適しており、出力も比較的大きいものが多い。

また、研究炉を冷却材によって分類すると軽水炉と重水炉に大別できる。軽水は普通の水で、取扱いが簡単であるが、水素の中性子捕獲断面積が大きいために中性子の吸収が大きい欠点がある。一方、重水は普通の水の0.015%の割合で含まれているものを濃縮して用いる関係上高価なものであり、原子炉で使用すると、重水素の中性子捕獲によりトリチウムが生成され、取扱いが非常にやっかいなものであるが、その断面積は小さいので中性子の吸収が非常に小さくすむという特徴がある。おのおのの特徴を生かし、軽水は照射炉に、重水はビーム炉に利用される例が多い。軽水を用いた研究炉としてはプール型原子炉が最も多く、この炉は冷却材として軽水が、反射材としてはベリリウムやグラファイトが用いられる。プール型原子炉の代表例としては京都大学のKUR(5MW)があり、この炉は照射実験とビーム実験の両者に利用され汎用炉として用いられている。スイミングプール型炉の代表例は日本原子力研究所のJRR-4があり、遮蔽実験、照射試験、教育訓練などに利用されている。

研究炉の具体例として、日本原子力研究所に設置されている(または設置されていた)研究炉 JRR-1, 2, 3, 4 について既説する。JRR-1 は最大熱出力 50kW のウォーターボイラー型研究炉で、燃料としては、ウラン濃縮度 20% の硫酸ウランの水溶液を用いたものでわが国に初めて設置された原子炉である。この炉は 1956 年 8 月に建設を開始し、約 1 年後の 1957 年 8 月 27 日に臨界になり、技術者の訓練、炉物理実験、放射化分析および放射性同位体生産などの基礎的研究に利用され、1968 年にその使命を終えて、その後は記念展示館に生れ変わっている。JRR-2 は、最大熱出力 10MW の重水減速冷却型の研究炉で、燃料としては高濃縮ウランを用いた MTR 型燃料を使用している。この炉はアメリカのアルゴンヌ国立研究所に設置されてい

た研究炉 CP-5 の姉妹炉であるために、別名を CP-5 とよばれ、1960 年に初臨界を経験して以来、中性子ビームを利用した中性子回折実験、非弾性散乱実験など各種の物性研究や炉心内における原子炉用燃料・材料の照射試験および放射性同位体の生産などに利用されている。JRR-3 も最大熱出力 10MW の重水減速冷却型の研究炉で、燃料としては、当初は金属天然ウランを用いていたが、後に低濃縮酸化ウランに変更された。この原子炉は、カナダの NRU という炉を参考にして国産技術で建設されたわが国で最初の原子炉であるところから別名国産一号炉とよばれており、1962 年に初臨界となり、その後、建設の主目的の 1 つであった放射性同位体の生産やその他の中性子ビームを利用した各種実験などに用いられている。JRR-4 は最大熱出力 3.5MW のスイミングプール炉で、燃料としては高濃縮ウランを用いた MTR 型燃料を使用している。この炉は、アメリカのオークリッジ国立研究所のバークシャーイングリクター (BSR) をモデルにして設計され、わが国で原子力船を建造するために必要なデータを得ることを主目的として建設された炉で、別名を遮蔽研究炉とよばれ、1965 年に初臨界になって以来、原子力船「むつ」のモックアップ実験や遮蔽に関する基礎的な実験などに利用されている。

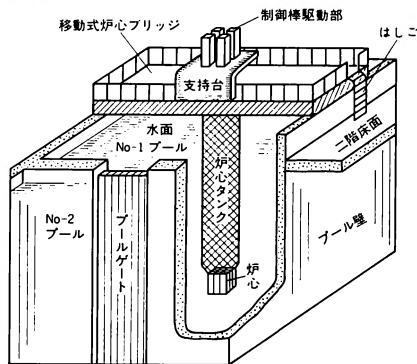


図 2 JRR-4 概略図

海外の研究炉事情は、時代の進展とともに汎用炉から専用炉へと向い、高性能なビーム炉や照射炉が生れている。ビーム炉で特に中性子束の高いものが高中性子束ビーム炉であるが、これにはアメリカのブルックヘブン国立研究所の HFR (60 MW) やフランスのグルノーブルにあるラウエランジュバン研究所の HFR (57 MW)、フランスのサクレイ研究所に新設された ORPHEE (14 MW) などがあり、これらの炉には通常の熱中性子を取り出す実験炉以外に、数 K に冷却された水素または重水素を用いた冷中性子や 2000 K に熱せられた黒鉛を用いた高温中性子を取り出す実験炉なども設けられ、物質構造の解明に活躍している。

研究炉 [英 research reactor, 独 Forschungsreaktor, 仏 réacteur de recherche, 露 исследовательский реактор] = 研究用原子炉

原型相 [英 prototypic phase, 仏 phase prototype, 露 прототипная фаза] 結晶の相転移において, 低対称相を誘起することのできる高対称相をいう。しかし, たとえば温度変化に伴い, いくつもの相があいついで出現するよう

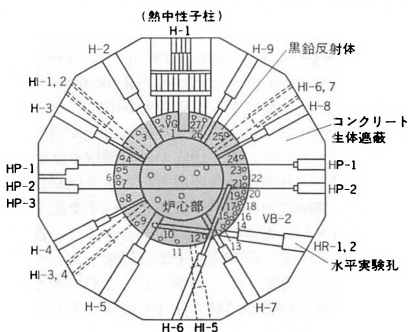


図 1 JRR-3 実験孔配置図

な場合には、どの高対称相を原型相と考えるかは任意性が出てくることもある。また温度-圧力相図などにおいて、原型相の存在領域は、低対称相の存在領域と接しているとは限らない。たとえば BaTiO_3 における立方相-正方相-斜方相-三方相の相系列において、斜方相、三方相の原型相は、それぞれ立方相、斜方相ではなく、いずれも立方相である(⇒チタン酸バリウム)。

言語 [英 language, 独 Sprache, 仏 langage, 露 язык] 情報を伝達するために使われる表現, 約束および規則の集り。言語は自然言語と人工言語に分類できる。自然言語は人間の日常の会話に使われるような自然発生的な言語であり、日本語、英語などがその例である。人工言語は特定の目的のためにつくられたもので、FORTRAN などのプログラム言語がその例である。計算機分野で言語といふこのプログラム言語をさすことが多く、自然言語における文法は多くの文に共通するものを抽出して得られるものであり、例外があるのが普通だが、人工言語ではまず文法を定め、その文法に合った文だけが正しい文とされる。

検光子 [英 analyzer, 独 Analysator, 仏 analyseur, 露 анализатор] 偏光を検出するための光学素子。検出する偏光状態によって、直線検光子、円検光子、楕円検光子などによれば、透過光が0となる状態(消光状態)を利用して、それぞれの偏光状態を検出する。普通は、直線検光子をさし、この場合には、偏光子と全く同じものが検光子として使える。直線偏光の振動面、または、振動面に直交している偏光面の傾きを高精度で測定するための装置には、1組の偏光プリズムが偏光子と検光子として用いられる。この場合、原理的にはどちらかの偏光プリズムを検光子として用いてもよいことになるが、実際には、偏光プリズムを構成する2個のプリズムが同一ではないために、最適な組合せかたが存在する(⇒偏光子)。検光子としては、光源側のプリズム片が重要なので、そのように向きを選ぶ。

健康障害 [英 health hazard, 独 Gesundheitsbedrohung, 仏 risque pathologique, 露 вредность для здоровья] 放射線被曝、有害物質、公害などにより健康に有害な影響があること。世界保健機構(WHO)憲章によると、健康とは「単に病気でないというだけではなく、身体的、精神的および社会的にも完全に良好な状態であること」をさすとされ、健康の概念は、今日では、従来の身体的な医学の範囲から広く社会学、心理学、経済学、政治学的な範囲にまでも及び幅広いものと解されている。しかし健康概念の尺度として測定基準をつくることは現実にはなかなか難しく、今のところ、これといったものは存在しない。一般的には、健康の基準として、疾病のないこと、寿命の長いこと、作業能力の大きいこと、生理機能の高いこと、抵抗力の強いこと、発育の速さ、老化の速さなどの生理学的、医学的な見方のみがとられている。

放射線の発生を伴う装置の使用などに際して、人口集団への健康障害を評価する手法としては、平均寿命、死亡率、乳児死亡率、死亡比例率(略称:PMR, 対象人口のある特定の死因による死亡数が、その人口の全死因による死亡数に対して占める割合)、発病率などに与える影響を見ることが採られている。

言語プロセッサ [英 language processor, 露 процессор языка] 計算機において、あるプログラム言語で

書かれたプログラムを処理するプログラム。たとえば、プログラム言語が FORTRAN の場合、FORTRAN プログラムを処理するとは、それ(ソースプログラム)を FORTRAN コンパイラによって翻訳してオブジェクトプログラムをつくり出し、そのオブジェクトプログラムを実行することである。実行するためには READ/WRITE 文を実行するためのサブルーチンや SIN などの標準関数を計算するサブルーチンも必要である。コンパイラやこれらのサブルーチンをまとめたものが言語プロセッサである。ソースプログラムを直接解釈して実行するインタープリターも言語プロセッサである。ソースプログラムをコンパイラによって中間語のオブジェクトプログラムに翻訳してから、そのオブジェクトプログラムをインタープリターで実行する場合は、コンパイラとインタープリターを合わせたものが言語プロセッサである。アセンブラ言語の言語プロセッサはアセンブラである。

研削 [英 grinding, 独 Schleifen, 仏 abrasion, 露 шлифовка] 酸化アルミニウム、または炭化ケイ素などの砥粒を結合剤で固めた砥石を高速回転させ、金属を主体とする工作物の表面を高精度に切削する加工法である。砥石の回転速度が $1000 \sim 3000 \text{ m} \cdot \text{min}^{-1}$ と高速であり、砥粒の硬度が大きいため、通常の切削では加工が困難な超硬合金やセラミックスなど硬質の工作物の加工が可能である。しかも切込み量がマイクロメートル単位であるため、加工精度がよく、仕上面も良好である。したがって研削加工を行う研削盤は、回転・切込み・送りの精度が高いこと、研削盤各部の滑り面の運動が円滑なこと、研削盤の静剛性および動剛性が大きいことなどが要求される。この研削盤には、円筒形状や円錐形状の工作物の主に外面を研削する円筒研削盤、工作物の平面部分を研削する平面研削盤、穴などの内面を研削する内面研削盤、およびこれらの変形の特種研削盤などがある。研削の加工法には、通常の研削方法のほか、高速あるいは超高速研削、アグレッシブマシニングともいわれる高切込み研削、高切込みで低速送りのクリープフィード研削、超音波などで励起する振動研削などがあり、最近では電解研削や磁気研削といわれるものも存在する。

減算回路 [英 subtracting circuit, 仏 circuit de soustraction, 露 схема вычитания] ⇒ 演算回路

原子 [英 atom, 独 Atom, 仏 atome, 露 атом] atom という語の語源はギリシア語の $\alpha\tau\omicron\mu\omicron\varsigma$ である。 a は否定、 $\tau\omicron\mu\omicron\varsigma$ は分割できるの意であって、合わせて分割できないの意味である。現在では、原子は1個の原子核と何個かの電子とから成り、電荷の和が0である安定な物理系であることが知られている。 Z 個の電子をもつ原子では、電子の電荷の総和は e を電気素量として $-Ze$ 、原子核のもつ電荷は $+Ze$ である。 Z は正の整数で原子番号とよばれる。原子核を構成する核子は、電荷 $+e$ の陽子と電荷0の中性子である。核子の総数 A を原子の質量数という。原子番号 Z 、質量数 A の原子の原子核は陽子 Z 個、中性子 $A-Z$ 個より成る。 Z が等しくて A の異なる原子は互いに同位体であるという。同位体の原子核は互いに同位核になっている。 A が等しくて、 Z の異なる原子は互いに同重体であるという。同重体の原子核は互いに同重核である。原子から電子を何個か取去ったものが正イオン(陽イオン)、電子を何個か付け加えたものが負イオン(陰イオン)、取去るまたは付け加える電子の数はイオンの価

数とよばれる。イオンの価数を Z とすると、負イオンの電荷は $-Ze$ 、正イオンの電荷は $+Ze$ である (⇒イオン)。

核子の質量は、陽子が $1.6726485 \times 10^{-27}$ kg、中性子が $1.6749543 \times 10^{-27}$ kg で、これらは互いにほとんど等しく、電子の質量 9.109534×10^{-31} kg の約 1840 倍に相当。したがって原子の質量の 99.9% までが原子核の質量であり、それはほぼ核子の数 A に比例する。換言すれば核子の質量を尺度として、原子の質量はほぼ質量数 A に等しい。ただしここでほぼといったのは、いわゆる質量欠損のため原子核の質量は核子の質量の総和よりも多少小さくなること (⇒質量欠損)、電子の質量を省略したこと、陽子と中性子の質量差を無視したことなどの事情があるためである。現在では、原子または原子核の質量を測る単位として、便宜上質量数 12 の炭素原子の質量の $1/12$ を用い、これを原子質量単位 (amu) という。 $1 \text{ amu} = 1.660566 \times 10^{-27}$ kg である。質量数 12 の炭素 12 g の原子の数は 6.022045×10^{23} である。この数をアボガドロ定数という。アボガドロ数を単位として原子の個数を数えることと便利である。原子の個数を数えるこの単位を mol という。1 mol の原子の質量を g で表したものがその原子の原子量である (⇒アボガドロ定数, モル, 原子量)。自然界にある元素ではその同位体の存在比は普通は決っている。原子量をその存在比で加重平均したものが平均原子量である。たとえば塩素 ($Z=17$) では $A=35$ (原子量 34.970) の原子が 75.5%, $A=37$ (原子量 36.966) の原子が 24.5% 存在し、平均原子量は 35.46 である。

原子核のなかの核子どうしの間に働く核力は電荷の間に働くクーロン力に比べてその到達距離が短く、大きさが非常に大きい引力であるので、原子核は比較的小さくまとまっている。このことは実際に、E. Rutherford によって α 粒子 (ヘリウム原子核) が金属箔を通過するとき大きく曲がることのあることで確かめられた (1911 年, ⇒ラザフォード散乱)。定量的には、原子の大きさは二原子分子の核間距離、結晶の格子間隔、原子による電子の散乱断面積などの測定から半径がおおよそ 10^{-10} m の程度と推定されるが、原子核の大きさは半径が 10^{-14} m の程度であって、半径で約 1 万分の 1 である。したがって原子はおおざっぱにいうと静止している大きさ $+Ze$ の点電荷の引力によってまとめられた Z 個の電子の集りと考えてよい。

しかしこのことは、原子内の電子が原子核のまわりをあたかも太陽のまわりを惑星が回るように軌道を描いて運行する (惑星模型) ことを意味しない (原子模型)。このことを理解するために、水素原子 ($Z=1$) を考えてみよう。惑星模型に基づく核電荷 $+e$ のまわりを電子が半径 a の円軌道を描いて回るとき、遠心力とクーロン引力がつり合うことから中心のまわりの角運動量の大きさを求めると、電子の質量を m_e とすると $e(m_e a)^{1/2}$ である。 a をたとえば 10^{-10} m とすると数値を代入するとこれは $\sim 1.4 \times 10^{-27}$ erg·s となりプランク定数 h の程度の量となる ($h/2\pi \sim 10^{-27}$ erg·s)。ただしこのときの電子の速度を求めると光速度の 10^{-2} の程度の大きさとなるので、相対論的に取扱う必要は一応ないものとしてよい。したがって原子内の電子については古典力学は成立せず、古典力学のいわゆる軌道の考えをそのまま借用することはできず、量子力学を用いる必要があること、ただし非相対論的量子力学でもよさそうなのがわかる。ちなみに地球の公転では太陽のまわりの角運動量は約 3×10^{48} erg·s で h に比べて圧倒的に大きく太陽系の運動については古典力学で十分であることがわかる。

非相対論的量子力学によると、系の定常状態はシュレーディンガー方程式の固有値問題を解けば求められる。最も簡単な原子である水素原子の場合には、原子核の位置を座標の原点として電子の位置を極座標 r, θ, φ で表すとシュレーディンガー方程式は r, θ, φ の 3 変数のそれぞれに関する方程式に分離される。これらの方程式は厳密に解くことができるが、その解が有界な一価関数でなければならないことから 3 つの量子数 (主量子数 n , 方位量子数 l , 磁気量子数 m) が導入され、 n, l, m の値の 1 つの組に対し 1 つの解 $\psi_{nlm}(r)$ が決る。ここで n は正の整数 $1, 2, 3, \dots$ で、 l は定められた n に対し、 $0, 1, 2, \dots, n-1$ の値をとる。 l の値が $0, 1, 2, \dots$ のことを記号で s, p, d, \dots のように書く。 m は定められた l に対し $-l, -l+1, \dots, l-1, l$ の $2l+1$ 個の値をとる。エネルギーは l, m にはよらず n だけで決る。それを E_n と書く。

$$E_n = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2 n^2} \quad \left(\hbar = \frac{h}{2\pi} \right)$$

である。ここで得られた定常状態の間の遷移で放出または吸収される光の光子の振動数は、2 つの定常状態の主量子数を n, n' とすると $\nu = |E_n - E_{n'}|/h$ で与えられ、これは水素原子のスペクトルの実測とよい一致を示している (⇒水素原子, 水素原子のスペクトル)。

電子が 2 個以上ある原子では、シュレーディンガー方程式は厳密には解くことができない。しかしこの場合でも、おおまかには、個々の電子が原子核およびほかの電子の影響をならした場のなかで、パウリの原理を満たしながら運動するという見かたが成り立つ (⇒ハートリー-フォック近似, パウリの原理)。そうすれば多電子系のシュレーディンガー方程式は、水素原子のときと同様な一電子系に対するシュレーディンガー方程式に還元できる。ただこの式のなかのポテンシャルエネルギーの項は、水素原子の場合と異なり電子の位置座標の複雑な関数となる。さらにこの項が r のみによるという仮定をすると、一電子系のシュレーディンガー方程式は再び変数 r, θ, φ を使って変数分離が可能になり、その解は水素原子と同様な量子数 n, l, m をもつことが導かれる。これを ψ_{nlm} とする。ただし、エネルギー ϵ は一般には n のほかに l にも依存する。 ψ_{nlm} のことを原子軌道関数、または略して原子軌道、 ϵ を軌道エネルギーという。原子のなかで個々の電子がどういう軌道を占めるかを示すものが電子配置である。たとえば 1s 電子 2 個, 2s 電子 2 個, 2p 電子 2 個より成る炭素原子の電子配置は $1s^2 2s^2 2p^2$ と書かれる (⇒電子配置)。原子は普通は全エネルギーの最も小さい定常状態にある。この状態のことを基底状態という。基底状態は普通は軌道エネルギーの小さい軌道から順に、すなわち n の小さい方から順に、軌道の縮退を考慮しつつ 1 つの軌道に 2 個ずつ電子を詰めた電子配置かつくられる。 n の小さい軌道は n の大きな軌道に比べて $|\psi_{nlm}|$ の空間的広がりが小さい。1 つの原子のなかで n の等しい原子軌道に入っている 2 つの電子の軌道エネルギーは互いに等しいか近い値であるのに対し、 n の異なる軌道にある電子の軌道エネルギーはかなり違った値になるのが普通である。このため n によって電子を区別し、同じ n に属する電子の集団は 1 つの殻をつくるという。原子の化学的性質は主として最外殻の電子 (外殻電子) に支配される。一方、原子番号 Z の大きさの順に、原子の基底状態の電子配置をつくってみると、外殻電子の数の同じ原子が周期的に現れることがわかる。した

がって原子を Z の大きさの順に並べると、化学的に似た性質の原子が周期的に現れる(⇒周期律)。たとえば希ガス原子では、外殻の原子軌道は完全に占有されており(このことを閉殻をつくるという)、ほかの原子と結合して分子をつくることはまれである。また外殻電子が1個であるアルカリ金属元素 Li, Na, K などは化学的によく似た性質を示している。元素を Z の順に並べると $Z=92$ の U が天然に存在する最も Z の大きい原子である。人工的につくられる原子まで含めると $Z=109$ まで発見されており $Z=103$ の Lr まで命名されている(⇒周期表)。

最近では、レーザー、シンクロトロン放射、粒子線などの新しい技術を用いて原子の性質が調べられ原子についての知見が深められている。従来は主として基底状態または比較的低い励起状態などが調べられていたが、現在では高い励起状態や自動電離状態も含めて千差万別の励起状態が取上げられている(⇒リユードベリ状態、自動電離)。電場、磁場のもとでの原子のふるまい、相対論的效果の影響、放射場との相互作用、原子核が無限に大きくない質量をもち、しかも数学的な点でなく大きさをもつこと、核スピンの存在などによる微細な効果(⇒相対論的量子力学、放射補正、超微細構造)などについても精密な実験がなされている。一方このような立入った原子の性質を理解するためには、どうしても電子どうしの相互の連関を、平均としてではなく正確に取入れることが必要となる。これは一般に多体問題とよばれる困難な問題であるが、物理の各分野でこのような問題を扱取り新しい方法がいろいろ開発され、それによって電子計算機による大がかりな計算が活発に行われている(⇒多体問題、配置相互作用)。 Z が異常に大きい超重準原子や、電子と陽電子とから成るポジトロニウム、電子の代りに中間子を置換えた中間子原子なども、基本的には原子と同様に取扱ってよいので、原子物理学の一端として研究され、原子物理学の内容はますます多彩なものとなってきている(⇒超重準原子、ポジトロニウム、中間子原子)。

原子(力)エネルギー [英 atomic energy, 独 Atomenergie, 仏 énergie atomique, 露 атомная энергия] = 核エネルギー

原子価 [英 valence, 独 Valenz, 露 валентность] 1 個の原子が何個の原子と結合するかを表す尺度。通常、水素原子の原子価を 1 と決め、ある分子種のなかの特定の原子の原子価は、それに結合している原子を水素原子に換算した個数で表す。アルカリ金属は 1、炭素は 4、窒素は 3、酸素は 2、ハロゲンは特別な場合を除いて 1、希ガスは 0 という原子価が割りふられるが、2 種以上の原子価をもつ元素も多い。炭素も CH_4 , CH_2 , CH_3 , CH_4 のように、場合によって 1, 2, 3, 4 という原子価を示す。2 個の原子がそれぞれ 1 つずつの原子価を出しあって 1 本の結合をつくり、分子種全体として原子価が余らないような組合せを考えるだけで、その分子種の構造式と結合の様式が浮かび上がるという便利な性質があるので、原子価の考えかたは今日でもよく使われている。しかし、これはもともと、化学結合の性質が理解されていなかったころ、分子やイオン結晶の元素組成についての化学量論的考察から帰納的に導かれた概念なので、金属・錯体・ラジカル・水素結合そのほか特殊な結合をもつ分子種について形式的に原子価を割りふって議論することは危険である。分子の構造についての実験的研究が進むにつれ、原子間距離や結合間の角度(原

子価角)までを含めた原子価の議論が必要となってきている。分子のこのような立体的な構造は原子軌道の線型結合によってできる混成軌道を使って定性的に説明される。さらに近年は精密な量子力学的計算によって定量的に解析されるようになってきた。

原子価角 [英 valence angle, 独 Valenzwinkel, 仏 angle de valence, 露 валентный угол] ⇒ 結合角

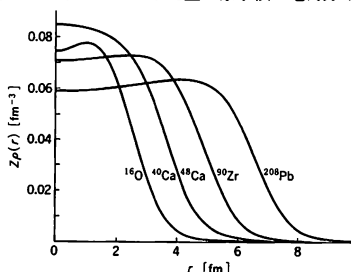
原子核 [英 atomic nucleus, 独 Atomkern, 仏 noyau atomique, 露 атомное ядро] 原子の中心に存在している。正電荷をもち、原子の大きさ(10^{-10} m 程度)に比べてはるかに小さな半径をもつ粒子。略して核ともいう。原子核の存在は 1900 年代の初めに E. Rutherford らの実験によって認められた。この実験では、ポロニウムが α 崩壊するとき放出する α 粒子(^4He 原子核)を原子に衝突させて、この α 粒子の運動方向がどれほど曲るかを調べた。そしてこの曲りかたから原子核の大きさは、ほぼ 10^{-14} m ぐらいであることが推定された。また一方 X 線のスペクトルから、原子核の電荷はその原子の原子番号に等しいことがわかった。

1932 年に J. Chadwick が中性子を発見して、原子核を構成する粒子は、主として陽子と中性子であることがわかった。そこで陽子と中性子を総称して核子とよぶ。原子核がもつ電荷は核内にある陽子数に等しい。また陽子数と中性子数の和を、その原子核の質量数という。質量数 A 、陽子数 Z の原子核を $^Z_X A$ と表す。ここで X は原子番号 Z の元素記号である(例: $^{16}_8\text{O}$)。

今日では電子核の散乱や、原子核に μ^- 粒子が捕獲された μ 粒子原子のエネルギー準位などを用いて、原子核の大きさ、電荷分布がよく測られている。原子核の半径 R はほぼ

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad r_0 = 1.2 \text{ fm} \quad (1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m})$$

であることがわかった。また重い原子核の電荷分布は、図



のようにほぼ一定である。陽子数 Z 、質量数 A をもつ原子核の質量は Z 個の陽子の質量と $N (= A - Z)$ 個の中性子の質量の和に比べて軽い。この差は、A. Einstein の質量とエネルギーの関係によれば、原子核が生成されるとき外に放出されるエネルギーに等しい。このエネルギーを原子核の結合エネルギーとよぶ。原子核の結合エネルギーは $B(A, Z) \approx 8A$ [MeV]

である。原子核の体積は $4\pi r_0^3 A/3$ であるから、原子核の体積も結合エネルギーもどちらも質量数 A に比例する。このような性質を原子核の飽和性という。この性質は原子核が液滴に似ていることを示す。

核子はスピン $\hbar/2$ をもつ。 A 個の核子からなる原子核は、核子のスピンや軌道角運動量を合成した全角運動量をもつ。これを原子核のスピンという。原子の超微細構造

は、最外電子と原子核のスピン相互作用を反映する。そこで超微細構造を調べれば原子核のスピンについての情報が得られる。これらのさまざまな手段によって原子核の基底状態のスピン大きさがわかった。その結果 Z も N も偶数の偶偶核では、スピンは 0, Z か N のどちらかが奇数の奇核では、スピンは N の半整数倍, Z も N も奇数の奇奇核では、スピンは N の整数倍である。

核子が磁気モーメントをもつように、0 以外のスピンをもつ原子核は磁気モーメントをもつ。その大きさは核磁子 $\mu_N = 5.051 \times 10^{-27} \text{ J} \cdot \text{G}^{-1}$ 程度である。典型的なものを表に

	$I [\hbar]$	$\mu [\mu_N]$
p	1/2	5.58
n	1/2	-3.82
^{17}O	5/2	-1.89
^{41}Ca	7/2	-1.59
^{209}Bi	9/2	4.08

を示す。 I は核のスピンである。スピンが $1(\hbar)$ 以上のとき、原子核の電荷分布は多少とも球形分布からずれる。特に電気四極子モーメントは、原子核のひずみの程度を知るうえで重要である。電気四極子モーメントは電荷分布を $\rho(r)$ として $\int \rho(r)(3z^2 - r^2) d\tau$ である。なお、電気双極子モーメントは常に 0 である。

原子核のなかには、1 個や 2 個の核子だけが球対称分布からずれていると考えたのではとても説明できないくらい大きい四極子モーメントをもつものがある。このことから 1951 年に J. Rainwater が、ある種の原子核は球形から大きくずれているという考えを発表した。それを A. Bohr と B. R. Mottelson が変形核模型に発展した。

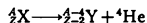
原子核で Z を同じくするものを同位核(アイソトープ)、 N を同じくするものを同中性子核(アイソトーン)という。ある特定の Z や N については、同位核や同中性子核の数が多い。またそのような Z や N をもつ核の励起エネルギーは、その前後の核に比べて著しく大きい。このような N や Z は

$$\frac{Z}{N} = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$$

である。これを原子核の魔法数とよぶ。この事情は原子の閉殻すなわち希ガスの存在に対応している。魔法数の存在から原子核内の核子にも、原子内の電子のように、軌道が存在することがわかる。この軌道が満たるときの Z や N が魔法数である。原子核で核子が決った軌道を回転するという考えは、原子核の殻模型とよばれ、原子核のスピン、パリティ、磁気モーメント、エネルギー準位、種々の遷移や反応を説明することに成功した。この模型は E. P. Wigner, M. G. Mayer, J. H. D. Jensen によって導入された。

原子核には寿命が無限なものと、有限なものがある。天然に存在している原子核で一番重いものはウラン原子核で、 $Z=92$ である。これより重い原子核は超ウラン原子核とよばれ人工につくられる。 $Z=109$ 近くのものがつくられたという報告がある。超ウラン原子核は皆崩壊し、天然に存在する重い原子核にも崩壊するものがある。ただその寿命が地球の寿命より長いから存在しているにすぎない。

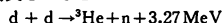
原子核の崩壊の様式では α, β, γ 崩壊がよく知られている。 α 崩壊によって、原子核は α 粒子を放出し



という反応で Z が 2, A が 4 だけ小さい原子核になる。 β 崩壊では、電子と反ニュートリノを放出して、 A は同じで Z が 1 つ大きな原子核になる。陽電子を放出する場合もあり、陽電子崩壊ともいう。このときは Z が 1 つ減る。 γ 崩壊では原子核の励起状態が γ 線を放出して、低いエネルギーの状態へ移る。このとき原子核の種類は変わらない。同じ A をもつ安定な原子核に比べて陽子数 Z がずっと大きい核は陽子を放出して崩壊する。これを陽子崩壊という。また ^{238}U のように重い原子核がほぼ真二つに割れることがある。これを核分裂という。

原子核を加速してほかの原子核に衝突させると、そのまま弾性散乱をしたり、どちらかの原子核または両方の核を励起する非弾性散乱を起す。散乱現象や原子核間に核子の組替えが起って違う原子核を生じる現象を原子核反応という。特に ^{235}U などは中性子を吸収すると核分裂反応が起り、大きなエネルギーを放出する。この現象を利用したものが原子炉である。

逆に、軽い核たとえば陽子と中性子からなる重陽子 d を 2 つ衝突させると



のような反応を起し、エネルギーが放出する。このような反応を核融合反応といい、太陽のような星のエネルギーの源であり、将来エネルギーを得る方法として期待される。

原子核 \rightarrow 核 \rightarrow

原子核エネルギー [英 nuclear energy, 独 Atomkernenergie, 仏 énergie nucléaire, 露 энергия атомного ядра] = 核エネルギー

原子核乾板 [英 nuclear emulsion, 独 Kernemulsion, 仏 émulsion nucléaire, 露 ядерная эмульсия] 写真乾板の乳剤の厚さを $200 \sim 600 \mu\text{m}$ にして、そこを荷電粒子が通過した際、乳剤中につくられる粒子飛跡により、荷電粒子の検出を行うことができるようにした特殊な写真乾板。荷電粒子は、写真乳剤中を通過する際、乳剤中の AgBr (臭化銀) に衝突し、結晶内での電離作用により、電子をつくる。この電子は結晶内の感光核にとらえられ、銀イオンを引寄せ、銀粒子の集まりをつくる。この銀粒子の集まりが現像可能な大きさとなって粒子の飛跡として記録されるが、このとき飛跡をつくっている銀粒子の大きさは、通常 $0.5 \sim 1 \mu\text{m}$ の程度である。このことから、原子核乾板では粒子の通過した位置や角度を極めて精密に測定することが可能であり、原子核や素粒子実験における代表的な精密飛跡検出器のひとつとして利用されている。

1947 年 C. F. Powell や G. P. S. Occhialini らが、原子核乾板を用いて π 中間子の発見に成功したことは有名であるが、それ以来高エネルギーの荷電粒子にも十分感ずる感度のよい乳剤の開発が行われるとともに、飛跡検出の効率を上げるため、乳剤の厚さも 1 mm を超えるものもつくられるようになった。同時に現象、定着などの処理法にも種々の改良が加えられ、飛跡上の銀粒子密度から通過粒子の電離密度の測定ができるようくふうが施された。これによって粒子の種類、質量、エネルギーの推定にも有効に利用されるようになった。原子核乾板中の飛跡の銀粒子密度は一般に粒子の種類やエネルギーによって変化するが、この銀粒子密度の濃さにしたがって、薄い飛跡 (thin track)、灰色 (gray) および黒い (black) 飛跡と区別してよんでいる。これらは最小銀粒子密度を規準にして、密度比が $1 \sim 1.4$

(thin), 1.4~6.8(gray)および 6.8 以上(black)の銀粒子密度に対応し、陽子のエネルギーとしては 500 MeV 以上が thin, 25~500 MeV が gray, 25 MeV 以下が black にそれぞれ対応している。

写真乳剤は固体で密度も高く、大部分が AgBr であるため放射長も短い。そのため r 線の検出にも有効に利用できる。また、核反応の断面積が大きく、核反応の標的を兼ねた検出器としても利用できるし、Li や Be や B などの元素をしみこませて、中性子の検出にも利用することができる。

原子核工学 [英 nuclear engineering, 独 Kerntechnik, 仏 génie nucléaire, 露 нуклеоника] ⇨ 核工学

原子核物理学 [英 nuclear physics, 独 Kernphysik, 仏 physique nucléaire, 露 ядерная физика] 原子核の性質や反応、さらにその応用の物理学的研究を行う学問を原子核物理学という。また単に、核物理学ともいう。広義には高エネルギーを用いて素粒子を研究することも含む。ここでは狭義の原子核物理学について述べる。なお、原子核の理論を核理論という。

19 世紀の終りから 20 世紀の初めにかけて、原子核の研究が始まったが、それは放射能の研究に密着していた。すなわちフランスの A. H. Becquerel は蛍光の研究によって、ウラン原子が放射能を出すことを発見した。P. Curie と M. Curie はこの研究を進展させ、放射性元素ポロニウムとラジウムを発見した。一方、E. Rutherford は 1906 年から 1908 年にかけて、 α 粒子を金の薄膜へ衝突させて、ほとんどの α 粒子はほぼまっすぐに進んだが、いくつかの α 粒子は後方に散乱されることを見つけた。このことから原子の中心には、半径が 10^{-15} m 程度の小さな原子核が存在することがわかった。

次に原子核を構成する粒子が何かが問題になった。1816 年に、すでにイギリスの W. Prout は、すべての原子は水素原子からできていると予想した。しかしながら多くの元素の原子量が、たとえばバリウムは 137.34 というように、整数値からずれているため、Prout の考えは捨てられてしまった。

1930 年ドイツの W. Bothe と H. Becker はベリリウムの原子核に α 粒子を衝突させると、予想外に透過力のある新しい放射線が発生することを見出した。1932 年 Joliot-Curie 夫妻はこの放射線をパラフィンに衝突させると、陽子が出てくることを発見した。J. Chadwick は、この放射線が陽子とほぼ同じ質量をもつ中性の粒子であることを確かめ、この粒子を中性子と名づけた。

この中性子の発見後 直ちに W. K. Heisenberg は、原子核は陽子と電子からではなく、陽子と中性子からできているという考えを発表した。

次の問題は、陽子や中性子どうしを結合させる力(核力)は何か、ということである。クーロン力は質量 0 の光子が媒介し、到達距離が無限大である。原子核は極めて小さく、核力はせいぜい原子核の大きさ程度の距離で強く、核外で 0 にならねばならない。このためクーロン力は核力にはなれない。湯川秀樹は 1935 年、核力は有限の質量をもつ粒子が媒介すると考えれば説明できることを示した。そしてこの粒子の質量は、電子の質量の 200 ないし 300 倍であることを予言した。1947 年に C. F. Powell は、電子の 273 倍の質量をもつ粒子を発見し、その粒子を π 中間子と名づけた。この粒子は核子(中性子および陽子の総称)と強

く相互作用し、湯川が予言した粒子にほかならないことを確認した。このような粒子によって生じる核力は、核子間距離 r のとき

$$\frac{e^{-x}}{x} \quad \left(x = \frac{r}{\hbar/(m_{\pi}c)} \right)$$

に比例する。ここで m_{π} は π 中間子の質量である。この関数形をもつ力を湯川型という。

実際に観測される核子・核子散乱や重陽子の性質を理解するには、1 つの π 中間子を交換することによって生じる力、 1π 中間子交換力では不十分である。種々の核力が提案されているが、まだ完全なものはない。

核力の特徴は短距離で強いこと、中心力以外にテンソル力やスピン・軌道相互作用を含み複雑であることである。テンソル力は 1π 中間子交換力にも含まれていて、重陽子の四極子モーメントが 0 でないことを説明するため必要である。現象論的に得た核力は、近距離($r < 0.7 \times 10^{-15}$ m)で強い斥力になることがわかっていて、このような斥力の芯が何に起因するかまだわかっていないが、核子のクォーク構造の反映かもしれない。また核内に働く核力には、二体力だけでなく、弱いが三体力も存在し、ある程度の効果をもっていると考えられる。

原子核は核子から構成されると述べたが、それ以外に π 中間子の自由度も考えに入れる必要がある場合がある。また、核子の励起状態である (3,3) 共鳴 (4 共鳴) 状態も、確率はわずかであるが、原子核の構成要素となっている。

原子核の性質を調べたり反応を起こさせたりするのに、加速器は不可欠である。サイクロトロンとかバン・デ・グラフ、線型加速器など、さまざまな加速器が考案されている。新しい種類の加速器の建設に伴って、原子核研究が一步一步進められた。またゲルマニウム測定器の発明など、測定器の進歩も原子核研究を大いに促進した。

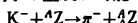
構成粒子が何であるかがわかり、核力の性質がほぼ明らかになると、次に原子核がどのようにできているかが問題になる。原子核の主な性質については、原子核の項を見よ。今日の原子核物理学は、次のような分野に大別することができる。

(1) 低エネルギー核物理学: エネルギーの領域として、140 MeV すなわち π 中間子が発生するエネルギー以下を扱う。最近まで原子核物理学の中心は、この分野にあった。原子核の基底状態や低い励起状態の性質、低いエネルギーの軽い粒子(陽子、中性子、重陽子、 ^3He 核、 α 粒子など)と原子核の反応の研究が主な目的である。これにエネルギーの低い Li より重い原子核と他の原子核の相互作用が重要な問題となった。これを重イオン物理という。

この種の研究によって、原子核内では核子は気体状であり、独立に運動している模型が、かなりよく成り立つことがわかった。原子核の殻模型や、光学模型はこの事実を反映している。また低い励起状態は極めて特徴的な構造を示すことがあるが、これは核子が集団運動を行うことによる。たとえばある種の原子核は変形したり、回転したりする。

(2) 中間エネルギー核物理など: 140 MeV 以上 1 GeV 以下のエネルギー領域を扱う。アメリカのロスアラモス、カナダ、バンクーバーのトライアンフ、スイスの SIN 研究所がその研究の中心である。これらの研究所では、陽子や π 中間子を用いた研究が行われている。この結果、 π 中間子と原子核の相互作用の性質が明らかになってきた。

K 中間子の生成が可能になり、これを用いて



という反応でハイパー核 ^4He をつくることができるようになった(⇒ハイパー核)。その結果、核子以外に Λ 粒子が加わってできるハイパー核の研究が発展する可能性が増大した。原子核では核子に対して強いスピン・軌道相互作用が働くが、 Λ 粒子に対するスピン・軌道相互作用はたいへん弱いという結果が得られている。

π 中間子の吸収や陽子による励起などによって、原子核内の核子が(3,3)共鳴状態に励起することが観測される。このように原子核の励起状態として(3,3)共鳴状態が存在することは事実であるが、核の基底状態における(3,3)共鳴状態の混合がどれほど磁気率などに影響するかは、まだ確定していない。

軽・重イオンを加速する以外に電子の加速も盛んに行われている。電子と核子の相互作用が簡単であるので、原子核の性質を調べるのに有利である。たとえば電気四極型の巨大共鳴は、東北大学とダルムシュタット大学で、電子加速器を用いて発見された(⇒中間エネルギー物理学)。

(3) 高エネルギー核物理学: 1 核子当り 1 GeV というように高いエネルギーの原子核を衝突させて、種々の新しい現象を発見しようという試みが始まっている。たとえば超高密度の核物質がつくられるかどうかなどは今後の問題である。

原子価結合法 [英 valence bond method, 独 Methode der Valenzbindung, 仏 méthode à liaison des valences, 露 метод валентной связи] 化学結合に関する代表的な計算方法のひとつ。W. Heitler, F. London, 杉浦義勝は 1927 年に初めて水素分子の化学結合を量子論的に解明した(HLS 理論)。しかし彼らの結果は定量的な面で不十分であり、またビリアル定理と矛盾する点で定性的にも正しくない。こうした欠陥を除くためには、その後幾多の改良が HLS 理論にほどこされてきた。たとえば、S. C. Wang による遮蔽効果、S. Weinbaum によるイオン構造との共鳴、N. Rosen による軌道の偏りの効果の導入などが挙げられる。このような HLS 理論にそった一連の理論を総称して原子軌道(AO)法とよぶ。

HLS 理論のほかの欠点は、水素分子以外の分子にそのままの形で使うことが、電子計算機の助けを借りてさえも非常に難しいことである。この欠点を乗り越えて HLS 理論を水素分子以外の二原子分子や多原子分子にまで適用できるようにした理論が原子価結合(VB)法である。VB 法では分子の電子状態は、化学で使われる分子構造式から導かれるものとする。すなわち、原子間の結合のそれぞれに HLS 流の共有結合(電子対結合)を考え、必要なら正イオンまたは負イオンも考えて(イオン構造)、1つの分子構造式 A に対応する波動関数 Ψ_A をつくる。この関数のことを結合固有関数という。分子構造式 A に相当する分子のエネルギーを求めるには状態 Ψ_A を使ってエネルギーの期待値 E_A を求めればよい。 Ψ_A をつくるときには、電子対をつくる軌道の重なり積分 S になるべく大きくなるように、あらかじめ軌道の混成をしておくことが多い。このようにすればたとえばメタン分子の正四面体構造に対応する結合軌道関数をつくることができる。一般に電子状態を表すのには 1つの構造式だけでは足りず、いくつかの構造の共鳴を考えねばならない場合がある。ベンゼン分子などでは、電子状態 Ψ として異なった構造を表す Ψ_A の線形結合

$\Psi = \sum c_A \Psi_A$ をとり、エネルギーの期待値が極小になるよ

うに c_A を決める。 Ψ に対応するエネルギー E は 1つの構造式だけとした時のエネルギー E_A より小さく、その差がいわゆる共鳴エネルギーに相当する。VB 法による計算は、原子軌道が直交しないためにも実行することは難しいので、普通は電子対をつくる軌道間の重なり積分以外の S を省略する。このときハミルトニアン H の行列要素 $\langle \Psi_A | H | \Psi_B \rangle = H_{AB}$ は少数個の積分の和の形に書ける。この少数個の積分の値は、簡単な分子についてのエネルギーの値 E が実験値と一致するように定める。このようにして決めた積分の値を使って多くの複雑な分子のエネルギーが一応求められる。このような手法を半経験的理論とよぶ。このような大胆な近似でベンゼンの共鳴エネルギーを計算すると約 $170 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ となって実験値 $163 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ とよく合うが、この一致は理論の精度から見て偶然というほかない。

原子価結合法は、初めに述べた原子軌道法のなかに含まれる。原子軌道法で、多数の構造の共鳴を取入れ、軌道の重なりも全部省略せず、非経験的な計算を実行すれば、分子軌道法で多数の配置混合を取入れた結果と一致することになる。要はどちらがより簡単にすみやかによい結果に到達できるかということが問題である。分子軌道法には、軌道の直交性のため、計算がある程度機械的に行えること、スペクトル線の解釈などがしやすいことの利点があり、一方、VB 法は化学の構造式と対応が付き、分子の形の説明が容易であるなどの利点がある(⇒ハイトラローロンドンの理論、配置混合)。

原子価状態 [英 valence state, 独 Valenzzustand, 仏 état de valence, 露 валентное состояние] 分子のなかで原子がほかの原子との結合を受入れるようになった状態を仮想して原子価状態という。原子価結合法で、各結合に局在した電子対をもとに分子の電子構造を議論する際によく用いられる概念である。メタン分子 CH_4 を例にとる。4本の CH 結合について、C 原子と H 原子上の原子軌道関数を固定したままで核間距離を無限大にしたときに残る C 原子の状態が、 sp^3 の正四面体混成軌道から成る原子価状態である。このとき C 原子上の 4つの原子価電子のスピンの向きの相関は全くないので、C 原子は分光学的に知られた状態には対応しない。しかし分子の電子構造を原子価結合法の立場から定性的に理解する際に、各原子を原子価状態において考えと理解しやすい。そのためには、原子の原子価電子をその分子の形状にあった混成軌道に再配列させ、さらにそれらの電子のスピンの向きの間の相関をなくするためのエネルギーを加える必要がある。原子価状態のエネルギーは、種々の分光学的状態の荷重平均によって得られる。したがって同じ炭素原子であっても、 CH_4 の正四面体型 sp^3 混成、 C_2H_4 の三方型 sp^2 混成、 C_2H_2 の二方型 sp 混成の原子価状態のエネルギーはわずかに異なる。分子軌道法の計算結果を解析することによっても、原子価状態がどのような混成軌道関数をもっているかを知ることができる(⇒価電子)。

原子価制御 [英 controlled valency, 独 gesteuerte Valenz, 仏 valence contrôlée, 露 управляемая валентность] ZnO は格子間位置の Zn がドナーとなる n 型半導体であり、電気伝導率 σ は熱処理中の酸素圧 $p(\text{O}_2)$ に依存して $\sigma \propto p(\text{O}_2)^{-1/4}$ のように変化する。 Cu_2O は Cu の空

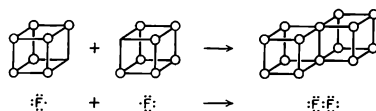
格子点がアクセプターとなる p 型半導体であり、電気伝導率は熱処理中の酸素圧に対して、 $\sigma \propto p(\text{O}_2)^{1/2}$ のように変化する。また、PbS では、S の空格子点がドナーとなり、Pb の空格子点がアクセプターとなるので、低い硫黄蒸気圧のなかで熱処理すると n 型半導体となるが、高い硫黄蒸気圧のなかで熱処理すると p 型半導体となる。このような半導体に構成金属元素と原子価の異なる金属元素を不純物として添加することによって、格子欠陥濃度と電気伝導率ならびにこれらの雰囲気ガス圧依存性を制御することができる。これを原子価制御とよぶ。

一般に、還元によって伝導性が増す n 型半導体 (ZnO, CdO, TiO₂ など) に構成金属元素より多価の金属を添加すると、伝導率は増加し、雰囲気ガス圧依存性は減少する。原子価の少ない金属を添加すると、上記の関係は逆になる。また、酸化によって伝導性が増加する p 型半導体 (Cu₂O, NiO, FeO など) では、構成金属元素より原子価の少ない金属を添加すると、伝導率は増加し、雰囲気ガス圧依存性は減少する。原子価の多い金属を添加すると、これらの関係は逆になる。PbS のように、空格子点の種類により n 型にも p 型にもなる半導体では、構成金属元素に比べて多価金属を添加するとドナーの増加により伝導率は増加し、原子価の少ない金属を添加するとアクセプターの増加により伝導率が減少する。いずれの場合にも、伝導率は熱処理中の硫黄蒸気圧および鉛蒸気圧に依存しなくなる伝導率の領域が現れる。

原子化熱 [英 heat of atomization, 独 Atomisationswärme, 仏 chaleur d'atomisation, 露 атомизационное тепло] 単体または化合物 1 mol を遊離原子に解離させるために必要なエネルギー。解離に際し気体のモル数に変化がある場合には解離が定圧で行われるか定積で行われるかによって異なる。前者の場合、原子化熱は解離の際のエンタルピーの変化 ΔH で与えられ原子化エンタルピーとよばれる。後者の場合は内部エネルギーの変化 ΔU で与えられる。たとえば液体状化合物 A_nB_m の遊離原子への解離 $A_nB_m \rightarrow nA + mB$ に対しては $\Delta H = \Delta U + (n+m)RT$ である (R は気体定数, T は絶対温度, 遊離原子は理想気体とみなす)。また単体の原子化熱はグラファイトのように昇華熱として求められる場合と、H₂, O₂ などの二原子分子気体の場合のように分光学的に求められる場合とがあるが、前者では ΔH , 後者では ΔU が求まることになるのでその区別に注意しなければならない。化合物の場合は生成熱など、原子化熱を求めるための熱化学的基礎データが定圧変化における値であることが普通なので、原子化エンタルピーをもって原子化熱とすることが多い。原子化熱は分子中の結合エネルギーの経験値を求める基礎として重要である。

原子価の理論 [英 theory of valence, 独 Valenztheorie, 仏 théorie de valence, 露 теория валентности] 原子と原子の違いを初めてとらえたのは A. Avogadro であるが、特定の原子間になんらかの結合力、しかもある限度以上は結合できないという飽和性のある結合力の働くことはすでに J. Dalton が唱えていた。その後 19 世紀になって J. J. Berzelius は、電気的に陽性原子と陰性原子の間に結合ができるという電気化学的二元論を唱え、その当時知られていたかなり多くの化合物の組成についての規則性を説明した。これはイオン結合の化合物については説明できるが H₂ 分子のような共有結合については当てはまら

ない欠点をもっている。しかしそのころはまだ有機化学の体系が整っていなかったので、Berzelius の電気化学的二元論はかなり長いこと支持されてきた。この説は現在でも無機化学の体系のなかに隠然と横ばっている感がある。19 世紀も中期になると数多くの有機化合物が知られるようになり、化学結合の本質の理解は別として、H に 1, O に 2, N に 3, C に 4 という原子価の割りふりで有機化合物の構造がとまかく説明できることがわかってきた。1865 年に F. A. Kekulé は有名なベンゼンの構造式を提唱して有機化学の発展に貢献した。ところが、次第にいろいろな金属錯体が知られるようになり、より精密な原子価の理論が望まれるようになった。20 世紀の初頭に電子が発見され、化学結合に対する電子の重要な働きが認識されるようになり、コッセルの原子価理論やリュイス-ラングミュアの原子価理論が生れた。コッセルの原子価理論によると、分子内の原子はそのいばん外側の電子殻に 8 個の電子をもつ安定な希ガス型の電子配置ができるように、分子内のほかの原子との間に電子のやりとりを行う。したがって分子内の原子は正負のイオンとなって結合が生ずることになる。これによれば、NaCl の結合は Na⁺ と Cl⁻ の間の静電引力で説明される。しかしこの理論でも共有結合は説明できない。これに対してリュイスの理論は、一般に八隅説の名で知られているように、分子のなかの原子は、そのまわりのほかの原子と電子を共有して、それぞれの原子を中心とする立方体の八隅に原子価電子が 1 個ずつ入るようになるという説で、当時としては共有結合を説明する画期的な理論であった。I. Langmuir はリュイスの理論を受けて、原子価電子を点で表した電子構造式を提唱した。この両者を合わせてリュイス-ラングミュアの原子価理論という。2 個のフッ素原子から 1 個のフッ素分子ができる反応は図のように書かれる。



量子力学を用いて化学結合の本質が明らかになったのは、1927 年に W. Heitler と F. London と杉浦義勝が水素分子の計算を行ってからである。水素分子の安定性とその結合については、原子価結合法、分子軌道法、およびジェームス-クーリッジの方法などいろいろな方面からの研究がなされ、それらの理論の特色と欠点、およびそれらの理論の間の関連などは詳しく解析されている。これらの理論の発展には、他に J. C. Slater, L. C. Pauling, F. Hund, E. A. J. Hückel, R. S. Mulliken などが大きく貢献した。さらに現在は大型電子計算機を用い、大規模な非経験的 (ab initio) 分子軌道計算が盛んに行われるようになってい (⇒ 原子価結合法, 電子対結合法)。

原子価揺動現象 [英 valence fluctuation, 仏 phénomène de fluctuation de valence] 通常の金属あるいは化合物では、格子をつくっている各イオンの電荷は一定と考えられるが、場合によってはイオン芯の電荷が時間的に変動していることがある。この現象を原子価揺動現象とよぶ。価数揺動現象ともいう。その著しい例は希土類金属化合物で見られる。希土類金属イオンにおいて 4f 電子が n 個の (4f)ⁿ の状態のエネルギー準位が深い所にあり、これにもう 1 つ電子を付け加えた状態 (4f)ⁿ⁺¹ の準位がフェルミ準

位のすぐ近くに存在する場合、伝導電子状態と $4f$ 電子との間の混成効果により、電子がこの2つの状態間を行ったり来たりする。これに対応して、 $4f$ 殻の原子価が $n+1$ になったり、 n になったりして揺動する。このような原子価揺動状態では電気抵抗、磁化率その他の諸性質に特有の異常が観測される。

このような原子価揺動が非常にゆっくり(実質的には静止)している場合は1つの物質のなかに異なった原子価をもつ同種の原子が存在しているように見える。これを混合原子価という。たとえば、 Ru^{2+} と Ru^{3+} を含む金属錯体(⇒錯体)、 $[(\text{NH}_3)_5\text{RuN}(\text{Ru}(\text{NH}_3)_5)\text{X}_6]$ がある。ここで X はハロゲンなどの1価の負イオンであり、 Ru は2価(Ru^{2+})と3価(Ru^{3+})のイオンとなっていることが X 線光電子スペクトルから見いだされている。

原子間距離 [英 interatomic distance, 独 interatomarer Abstand, 仏 distance interatomique, 露 межатомное расстояние] = 核間距離

原子間ポテンシャル [英 interatomic potential, 独 zwischenatomares Potential, 仏 potentiel interatomique, 露 межатомный потенциал] ⇒ 原子間力

原子間力 [英 interatomic force, 独 zwischenatomare Kraft, 仏 force interatomique, 露 межатомная сила]

原子間に働く力のことであり、分子間力の特別な場合である。原子間力のために生ずる位置のエネルギーを原子間ポテンシャルエネルギーまたは略して原子間ポテンシャルという。ベクトル量である力よりもスカラー量であるエネルギーの方が取扱いやすいので、原子間ポテンシャルを用いて議論することが多い。原子核間の距離 R が大きくて、ほとんど2つの原子が別々にあるとしてよいときには原子間力とか、原子間ポテンシャルということばが使えるが、 R が小さくて2つの原子とみなすことができないときは、このようないかたは適当ではなくなる。しかし R の大きいところで原子間ポテンシャルは断熱ポテンシャルと同じであるので、 R の小さい領域も含めて、断熱ポテンシャルのことを原子間ポテンシャルとやっている。このポテンシャルから導かれる力は、ヘルマン-フインマンの定理によると、それぞれの原子核の受ける力である(⇒ヘルマン-フインマンの定理)。核間距離 R が大きいときは、原子間ポテンシャルは $1/R$ のべきで展開ができ、その第一項は $-C/R^6$ (C は正の定数)となる。その理由は次のように説明できる。原子 A に瞬間的に生じる双極子が原子 B に及ぼす電場は R^{-3} に比例し、したがって原子 B には R^{-3} に比例する双極子が誘起される。この双極子が原子 A でつくる電場は $R^{-3} \times R^{-2} = R^{-5}$ に比例するので、はじめの双極子に働く引力は R^{-6} に比例するポテンシャルをもつ。この引力のポテンシャルをはじめの双極子のとりのう方向について平均したものが、原子 A と B との相互作用ポテンシャルに相当する。したがってこれも R^{-6} に比例する。原子間ポテンシャルは、原子間の相互作用を $1/R$ のべきで展開し、量子力学の二次の摂動論を用いて導くことができる。その表式と光の分散式との類似からここで出てくる引力を分散力またはロンドンの分散力という。二次以上の高次の摂動計算を行えば多極子の効果が現れる。多極子の効果も含めて R が大きいとき、原子間力(一般には分子間力)は引力となり、この引力をファン・デル・ワールス力という。図1および図2に、 $\text{H}-\text{H}$ の基底状態 $^1\Sigma_g^+$ と励起状態 $^3\Sigma_g^+$ および $\text{He}-\text{He}$ の基底状態 $^1\Sigma_g^+$

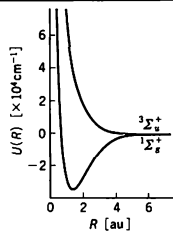


図 1

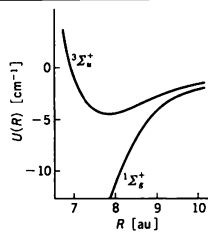


図 2

について、核間距離 R が大きいときの断熱ポテンシャルが示してある。 $\text{H}-\text{H}$ の $^3\Sigma_g^+$ と $\text{He}-\text{He}$ の $^1\Sigma_g^+$ では、ポテンシャルに極小が生じる。これはファン・デル・ワールス力と立体障害による斥力とがつり合って平衡になることを意味する。この極小をファン・デル・ワールスの極小という。 $\text{H}-\text{H}$ の $^1\Sigma_g^+$ では、このような極小は見られない。図3は $\text{H}-\text{H}$ の断熱ポテンシャルを R の全領域にわたつ

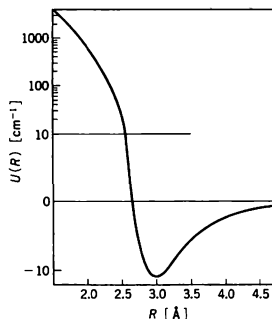


図 3

て描いたもので $^1\Sigma_g^+$ 状態の極小は化学結合によるものである。この極小はよく知られているように $R=1.4\text{au}$ (原子単位, $1\text{au}=0.529\text{\AA}$) の付近で起り、深さは 38293cm^{-1} (1cm^{-1} はおよそ $1.24 \times 10^{-4}\text{eV}$) である。それに対し $^3\Sigma_g^+$ のファン・デル・ワールスの極小は $R=7.85\text{au}$ 当りで起り、深さは 4.3cm^{-1} くらいである。図1,2,3の単位の違いに注意されたい。また図2で $U(R) > 0$ の部分は対数目盛で描いてある。 $\text{He}-\text{He}$ の $^1\Sigma_g^+$ の場合も $\text{H}-\text{H}$ の $^1\Sigma_g^+$ 状態と同様で、ファン・デル・ワールスの浅い極小を与える R より R が小さくなると立体障害のため断熱ポテンシャルは R の減少とともに単調に増大する(⇒化合結合, 立体障害)。3個の原子が接近して存在するとき分散力のポテンシャルは、高次の摂動項を無視すると2原子のポテンシャルの和と考えてよい。しかし問題によっては非加法性が重要となることもある(⇒分子間力)。図

原子軌道関数 [英 atomic orbital, 独 Atomorbital, 仏 orbitale atomique, 露 атомная орбиталь] 原子軌道関数は3つの意味で用いられる。第一は水素原子型の原子またはイオンにおける(クーロン場に対する)一電子のシュレーディンガー方程式を解いて得られる波動関数のことである。この場合、シュレーディンガー方程式は極座標 r, θ, φ を用いて厳密に解け、解は

$$\psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = NR_{nl}(r)P_l^m(\cos\theta)\exp(im\varphi) \quad (1)$$

$$R_{nl}(r) = \exp(-\rho/2)\rho^l L_{n-l-1}^{2l+1}(\rho) \quad (2)$$

となる。ここで $m = -l, -l+1, \dots, l-1, l$; $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$; $n = 1, 2, \dots$ で、 n は主量子数、 l は方位量子数、 m

は磁気量子数とよばれる。 N は規格化定数, $P^m(\cos\theta)$ はルジャンドルの陪関数, $L_{\text{eff}}^m(\rho)$ はラゲールの陪多項式, $\rho = 2Zr/(na_0)$, a_0 はボーア半径, Z は核電荷(単位 e) である。

第二は多電子原子またはイオンの電子系を、ハートリー近似またはハートリー-フォック近似などの一体近似によって解いたときに得られる一電子の波動関数のことである。一体近似の場合は一般には中心力とはならないが中心力からのずれはそんなに大きくはないので、式(1)のような関数で近似する場合が多い。ただし $R_{nl}(r)$ は式(2)のようにはならず、多くの場合、数値的にしか決められない。

第三は、原子、分子または固体の中の電子の状態を扱うときの技巧として使われる、それぞれの原子核に中心をおく式(1)の形の関数(AO という、atomic orbital の略)のことである。この場合は、一電子問題の解である必要はない($\Rightarrow R_{nl}(r)$ としては比較的簡単な関数をとることが多い(\Rightarrow スレーター型軌道関数, ガウス型軌道関数)。考えている全電子系の状態関数はこのような便宜的な AO を多数組合せることにより、いくらかでも正確に求めることができる(\Rightarrow 配置相互作用)。

原子吸光分析 [英 atomic absorption spectrochemical analysis, 独 Atomabsorptionsspektrophotometrie, 仏 photométrie de flamme par absorption atomique, 露 анализ атомного поглощения] 加熱によって原子状の蒸気に解離した元素によるスペクトル線の共鳴吸収を利用した定量分析法で、主として金属元素の定量に適している(\Rightarrow 定量分析)。装置は通常、光源・試料原子化室・分光器・測光部に分けられる。光源には、中空陰極放電管がよく用いられる。アルカリ金属・水銀などでは沸点が比較的低いので、それらの蒸気を含む放電管を利用する。いずれも鋭いスペクトル線を得るためである。試料はフレイムの中に直接噴霧するか、燃料ガス(水素・アセチレンなどの可燃ガスと酸素・亜酸化窒素などの助燃ガス)混合物中に供給してフレイムに導く。フレイムの中に光源からの光を導き、特定の単色共鳴線の光の強度を測定する。吸光度は試料中の目的元素の原子密度に比例するから、これより試料中の濃度が求められる。フレイムを用いなくて、カーボンロッドなどを加熱して試料を原子化させるフレイムレス法(無炎法)もある。水銀、ヒ素などの分析には、この無炎気化による原子吸光法がしばしば用いられている。

原子空孔 [英 lattice vacancy, 独 Gitterloch, 仏 vacant du réseau, 露 вакантный узел решётки] 結晶中で、規則的に配列した原子が存在すべき位置に存在していない状態をいう。単に空孔あるいは空格点ともいう。原子空孔は拡散、析出、回復・再結晶そのほか多くの時効現象など熱活性化を含む構造変化のほとんどに関係し、その役割が重要なため、多様な導入方法と検知測定方法の開発との組合せによりその性質解明の努力が行われている。熱平衡状態で存在する空孔の濃度(原子数に対する比)は空孔の形成エネルギー E_f により $C_f = \exp(S/k) \exp(-E_f/kT)$ で表され、 S は空孔形成のエントロピー、 k はボルツマン定数、 T は温度である。純金属では $S = 1-10k$, $E_f \approx 1\text{eV}$ 程度であり、融点直下での平衡濃度は多いもので 10^{-4} 程度となる。原子空孔はそれに隣接する原子がびくびくすることによって移動し、結晶中の原子輸送の担体となる。その移動速度(単位時間の移動回数)は移動の活性化エネルギー E_m により $J = \nu \exp(-E_m/kT)$ で表され、 ν は原子空孔

のまわりの原子の振動数である。純金属では $E_m \leq 1\text{eV}$ であり、たとえば室温において移動するものとほとんど移動しないものとがあり、多様である。2個の原子空孔が最隣接位置で結合したものを複空孔とよび、特に面心立方金属ではその移動度が単空孔よりはるかに大きいので、その役割は大きい。空孔機構による熱平衡状態での原子輸送速度は、自己拡散のエネルギー $U = E_f + E_m$ により特徴づけられる。過飽和原子空孔は高温からの急冷、塑性変形、高エネルギー粒子による照射損傷などによって導入できる。過飽和原子空孔は、表面や結晶粒界などに移動して消滅すると同時に転位に吸収されることにより転位を上昇移動させる。また原子空孔どうしが集合して転位ループ、積層欠陥四面体、ボイドなど、いわゆる二次欠陥を形成することがある。

原子蛍光法 [英 atomic fluorescence analysis, 独 Atomfluoreszenz-Spektalanalyse, 仏 analyse de fluorescence atomique, 露 атомно-люминесцентный анализ] 原子吸光分析と同様に炎あるいは加熱炉を用いて試料から原子を生成させる。この原子を光源の光によって励起すると、励起原子は放射過程、または無放射過程のいずれかで基底状態に戻る。この放射過程で放出される光(蛍光)は原子に固有であるから定量分析に用いられる。励起光と蛍光とが波長の等しい場合には共鳴蛍光とよばれる。波長が異なる場合には直接的線蛍光と段階的線蛍光とがある。光源としては無電極放電管が推奨されている。連続光源として 150 W 程度のキセノン放電管を用いることもある。入射光と直角方向に集光系を置き、発生する蛍光のスペクトルを分光器に導き、強度を測定する。フレイム中にいろいろな原子・原子団によりエネルギーが奪われると、蛍光の強度は減少する。したがって高濃度の目的原子を含む場合に、光の強度は濃度に比例しなくなる。また炎中の H_2O , CO などの分子もこのような強度減少(消光)をもたすので、フレイムの形状、配置などがいろいろと改良されつつある。

原子形状因子 [英 atomic form factor, 独 Atomformfaktor, 仏 facteur de forme atomique, 露 атомный фактор] = 形状因子

原子構造 [英 atomic structure, 独 Atombau, 仏 structure atomique, 露 строение атома] 原子は1個の原子核と、いくつかの電子から構成されている。通常、原子構造とは、原子における電子の状態、すなわち原子構造を意味し、それは大づかみにいうと電子が原子内の電子軌道にどのように配置されているかということ、すなわち原子の電子配置によって表しうる(\Rightarrow 電子配置)。一体近似による原子軌道関数は、主量子数 n と方位量子数 l と磁気量子数 m 、スピン量子数 m_s によって指定され、記号 nlm (ただし $l=0,1,2,3,\dots$ に対して s, p, d, f, \dots と書く)で表示される。外部磁場がなければエネルギーは n, l のみで決まる。大まかにいうと、エネルギーは n の小さい方が低く、同じ n のなかでは l の小さい方が低い。すなわちエネルギーは $1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, \dots$ の順に高くなる。これらの軌道関数は、次の規則により順次電子により占められて、閉殻をつくっては、次の高いエネルギーの軌道を埋める。(1) 電子はエネルギーの低い軌道から順次高いエネルギーの軌道を埋める。(2) パウリの原理とスピンを考慮して、量子数 nlm で指定される軌道には、 $m_s = \pm 1/2$ に対応して最大2個の電子が入る。(3) 共通の量子数 nl をもち、等しいエネルギーをもつ同じ殻においては、殻内の全電子のスピン

多重度が最大になるものがエネルギーが最も低い(⇒フントの規則)。実際の原子において、実験から推定される電子配置は、主量子数 n の小さいときは、上記の規則によく従う。たとえば Na 原子の基底状態の電子配置は $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ と書かれる。しかし n が大きくなると、この規則からはずれることもある。たとえば K から Ni のならびでは、Cr を除いて、3d 軌道より先に 4s 軌道が埋められている。このようにして電子配置の表をつくると、一種の周期表が得られ、元素の化学的な性質と、原子の電子配置、特に最外殻の電子配置が密接に関連していることがわかる。また主量子数 $n=1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, \dots$ の電子によってつくられる殻を、それぞれ、K 殻、L 殻、M 殻、N 殻、O 殻、P 殻、Q 殻、…とよぶ。これらの殻は、原子の特性 X 線と深い関係がある(付録の表を参照)。このような一体近似による電子配置は、あくまで近似的なものであり、ひとつの電子配置のみで原子構造を正確に表すことは通常は困難である。よい近似の波動関数を求めるためには、いくつかの電子配置に相当する波動関数を重ね合わせて全波動関数を求めること(配置混合の方法)などの改良が必要であることが知られている。

原子散乱因子 [英 atomic scattering factor, 独 Atomstreuungsfaktor, 仏 facteur de diffusion atomique, 露 атомный фактор рассеяния] = 形状因子

原子時 [英 atomic time, 独 Atomzeit, 仏 temps atomique, 露 атомное время] 原子時計で実現される時系であり、原子や分子の特定の遷移に対応する放射の周波数の逆数である微小時間間隔を、系統的に積算してつくられる(⇒原子時計)。原子時は本質的に時間系であり、時刻を表さないが、国際的な約束により原点を 1958 年 1 月 1 日 0 時(世界時)の時刻にとり時刻系としても用いられていて、AT と略称される。世界各国の AT を国際的に統一したものが国際原子時(TAI)とよばれる。原子時の安定度は原子時計の種類により異なるが、 10^{-11} よりよく 10^{-14} に達するものもある。

原子質量 [英 atomic mass, 独 Atommasse, 仏 masse atomique, 露 масса атома] 1910 年 F. Soddy と J. J. Thomson によって Ne の同位体が発見され、1919 年に F. W. Aston によって質量分析器がつくられて以来、これまでに約 2000 の同位体についてその質量が測られている。原子の質量は、基底状態にある中性原子の質量をもって表し、1960 年の国際純正および応用物理学連合において、 ^{12}C の質量の $1/12$ を単位とすることに決められた。したがって 1 原子質量単位は $1.6605655 \times 10^{-27} \text{ kg}$ に等しい。また水素原子の質量は 1.00783 原子質量単位である。原子核の質量は、原子質量から電子の総質量と電子の結合エネルギーとを差し引いたものになる。原子質量は、分子によるマイクロウェーブの吸収や、質量分析器による分析、原子核反応の Q 値の測定などによって決められるが、似た質量をもつ適当な炭素化合物と比較して相対的に質量が決められることが多い。これが ^{12}C の原子質量を基準にすると便利な理由である。現在、数年に一度、すべての測定を評価して決められた原子質量の表が発表されている。原子質量の測定は、原子核の性質を調べるうえで大きな役割を果たしてきた(⇒質量欠損, ワイツェッカーの質量公式, 同位体, 同位体の分離, 質量分析器, 結合エネルギー, Q 値)。

原子質量公式 [英 atomic mass formula, 独 atomare

Massenformel, 仏 formule de masse atomique, 露 атомная массовая формула] ⇒ ワイツェッカーの質量公式

原子質量単位 [英 atomic mass unit, 独 atomare Masseneinheit, 仏 unité de masse atomique, 露 атомная единица массы] 原子量が 1 であるような仮想的な元素の原子 1 個の質量であって、核物理学などで使われる質量の単位。国際単位系(SI)の単位ではないが、SI による値は実験値になるため、SI との併用が認められている。現行の定義は「 ^{12}C 原子 1 個の質量の 12 分の 1 」であり、その絶対値はアボガドロ定数の実験値から求まり、近似的に、 $1.66054 \times 10^{-27} \text{ kg}$ である。この定義は 1960 年以降の、 ^{12}C を基準にした原子量の統一尺度によるものであり、それ以前は天然組成の酸素 O に 16 を与えた化学的尺度の原子量に基づく化学的原子質量単位(ドルトン)と酸素の同位体 ^{16}O に 16 を付与した原子量による物理的原子質量単位に分かれ、1957 年の値は、前者で約 $1.66024 \times 10^{-27} \text{ kg}$ 、後者で約 $1.65979 \times 10^{-27} \text{ kg}$ であった。

原子周波数標準 [英 atomic frequency standard, 独 atomarer Frequenzstandard, 仏 étalon de fréquence atomique, 露 атомный стандарт частоты] 原子、分子のスペクトル線を基準にして、発振器の周波数制御を行い、周波数または時間の標準として使用するもの。普通にはマイクロ波帯のスペクトル線を用いて水晶発振器を安定化したもの(原子時計)をさすが、最近では光領域のスペクトル線によって周波数安定化されたレーザー(光周波数標準)を含むこともある。基準とするスペクトル線は外周条件による周波数シフトの小さいこと、信号強度の大きいこと、半値幅が狭いことが必要で、種々の観測法が開発されている。代表的なものとして、マイクロ波帯では、 10^{-13} の正確さを示し、秒の定義となっているセシウム標準器、 10^{-15} の高安定度をもつ水素メーザー、精度は劣るが軽量小型の Rb を用いたガスセル標準器があり、一方、光領域では、 CH_4 や I_2 のスペクトル線により安定化されたヘリウム・ネオンレーザーがあり、安定度と再現度ともに 10^{-13} に達している。

原子衝突 [英 atomic collision, 独 Atomstoß, 仏 collision atomique, 露 атомное столкновение] 本来は原子どうしの衝突であるが、しばしばもっと広義に原子の世界での衝突の総称として用いられる。すなわち、原子、簡単な分子、それらのイオンの間の衝突、およびこれら重粒子と電子、陽電子、そのほかの素粒子との衝突過程の総称である。隔年に開かれている原子衝突国際会議(International Conference on the Physics of Electronic and Atomic Collisions)では、前記のほかに光を吸収して原子や分子が電離する光電離も取り入れている。光電離は電子と正イオンが衝突し、光を放出して再結合する過程の逆過程になっているためである。原子衝突は、プラズマや気体の性質、放電、放射線の物質に対する作用、気体レーザーの発振、宇宙空間における諸現象など、さまざまな問題で中心的役割を演じており、原子物理学のなかの重要な研究課題となっている。

原子芯 [英 atomic core, 独 Atomrumpf, 仏 cœur de l'atome, 露 атомный остов] 原子内の電子は、原子核の近から順に、近似的に層をつかって分布していると考え、この層を殻という。原子は、通常は原子核の近くのいくつかの閉殻と、その外側の閉殻から成り立っている。このとき閉殻の全体を原子芯という。安定な原子では、原子

芯は通常、希ガス元素とおなじ殻構造をもっているの、これらをヘリウム芯(電子数2個)、ネオン芯(電子数10個)などという。一般に、化学反応や光の放出・吸収に関係するのは、主として原子芯の外側の開殻に属する電子で、原子芯に含まれる電子はあまり関係しない。しかし、原子がX線の照射や、重イオンの衝突を受けると、原子芯内の電子でも、励起されたり、原子外に放出されて、原子芯内に電子の空孔を生じることがある。この空孔は、ほかの電子により直ちに補充され、そのとき原子からX線または電子(オージェ電子)が放出される。原子芯内の電子は原子核に近いので、核の影響を比較的受けやすい。たとえば核が励起状態から低いエネルギーの基底状態に移移し、その余ったエネルギーをもらって、原子芯内の電子が原子外に放出されることがある。これを内部転換という。また原子核の電荷が核反応により急にその値を変えたとか、原子芯内の電子の一部が電離するということと、原子芯内の電子の感じているポテンシャルが急変すると、原子芯内の電子は、遷移をして励起状態に移ったり(シェイクアップ)、原子外に放出されたり(シェイクオフ)することがある(⇒開殻、開殻、オージェ電子、内部転換、シェイクアップ、原子芯分極)。

原子芯分極 [英 atomic core polarization, 独 Atomrumpf-Polarisation, 仏 polarisation du cœur, 露 поляризация атомного остова] 原子芯をつくる内殻電子が、原子核による電磁場、外部からの電磁場、外殻電子との相互作用などによりその軌道の形を変えることを一般に原子芯分極という。原子芯は閉殻なので安定であり、外殻電子に対しては、主として原子核の電荷を遮蔽する働きをしている。しかしそれぞれの電子は、原子芯内の電子も含めて、ほかの電子がどの位置を占めるかによる影響を受けているはずである。この電子相関の効果を理論に取入れるのは、一般に大きな労力を必要とする。しかし、たとえば振動子強度を計算するときには、原子芯の分極による効果を、簡単な計算で近似的に取入れることができる。すなわち、演算子 $\sum r_i = \sum \{r_i + G(r_i)\}$ で置換える。ここで $G(r_i)$ は光の場による原子芯の分極の効果を表す。 $G(r_i)$ の形は簡単には書けないが、近似式として、次の式を用いればよい。

$$G(r_i) = \begin{cases} \left(\frac{a}{r_0}\right)r_i & (r_i < r_0) \\ \left(\frac{a}{r_i}\right)r_i & (r_i > r_0) \end{cases}$$

ここで a は原子芯の分極率、 r_0 は原子芯の半径である。アルカリ金属元素では、この効果が大きいことが知られている。電子はスピン成分が $(+\hbar/2)$ のものと、 $(-\hbar/2)$ のもの $(\hbar = h/2\pi, h$ はプランク定数)とに分類できる。電子相互作用は、通常のクーロン力のほかに、同種のスピン成分をもつ電子相互間にだけ働く交換力がある。このため原子芯の外側の電子のスピン成分の和が0でないときは、原子芯のなかのスピン成分 $(+\hbar/2)$ の電子群と、スピン成分 $(-\hbar/2)$ の電子群は、原子芯の外の電子から異なった力を受けるので、それらは異なった軌道を運動する。このため原子芯が分極することを交換分極またはスピン分極という。このため、原子芯内のスピン分布が一様でなくなり、スピンの関与する散乱現象に影響が現れる。原子芯外の電子から受ける力のため、原子芯が球対称でなくなり、四極子モーメントをもつように分極することがある。この効果

はスターンハイマー効果とよばれている(⇒原子芯、交換分極、スターンハイマー効果)。

原子スペクトル [英 atomic spectrum, 独 Atomspektrum, 仏 spectre atomique, 露 атомный спектр] 原子または原子イオンが放出あるいは吸収する光のスペクトルで、通常、線スペクトルであるが、連続スペクトルのこともある。線スペクトルは2つのスペクトル項間の遷移(⇒許容遷移、禁制遷移)によって生じ(⇒リッツの結合則)、スペクトル線系列をつくる。LS結合で表されるスペクトル項はスピン・軌道相互作用により多重項をつくり全角運動量の量子数 J で決まる準位に分離するため、線スペクトルは微細構造に分れる。その成分を多重線成分という。原子が磁場、電場中におかれると、 J が場の方向に量子化され、全角運動量の場の方向成分 M_J で決まる状態に分離するため、多重線成分はさらに分離する(⇒ゼーマン効果、シュタルク効果)。線スペクトルの多重線成分は、原子核のスピンと電子の角運動量との相互作用および同位体効果によって超微細構造を生じる。原子の連続スペクトルにはスペクトル線系列に続く再結合放射によるものや、プラズマ中で自由電子が原子イオンで加速されて生じる制動放射による連続スペクトルがある。

原始星 [英 protostar, 独 Protostern, 仏 protoétoile, 露 протозвезда] 生まれたばかりの星で、まわりを厚いガス雲に囲まれているものを原始星とよぶ。星は星間雲が重力収縮することによって生まれる。このような収縮は非相対的に進行する。そのため密度の高い中心部は周辺部よりも速く収縮して、高温高密度になり、やがて力学平衡状態を達成し、星になる。この星の表面温度は数千度であり、かなりの光度で輝いているが、まわりを厚い雲に取囲まれているため、星の光が直接外に漏れ出すことはない。雲の中の宇宙塵は星の光を吸収して数百度暖められ、赤外線を熱放射する。赤外線の平均自由行程は可視光のそれよりもかなり長く、雲の外に漏れ出すことができるので、このような天体は赤外線星として観測されることがある。オリオン星雲中のBN(Becklin-Neugebauer)天体はその一例である。

まだ中心に力学平衡状態の芯は生まれていないが、動的に重力収縮しており、星になることが運命づけられている雲も、原始星とよぶことが多い。中心星のまわりの雲の一部はやがて星の表面に落下し、残りは星の光によって加熱されて星から吹き飛ばされてしまう。そうなると、新しく生まれた星は普通の星として姿を現す。

原子線 = 原子ビーム

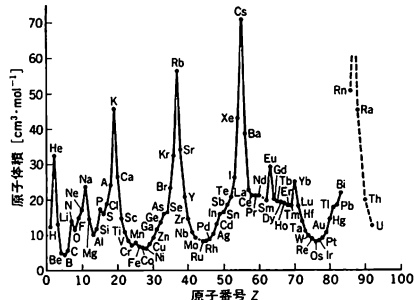
原子線散乱 [英 atomic beam scattering, 独 Atomstrahlstreuung, 仏 diffusion de faisceau atomique, 露 рассеяние атомных пучков] 単原子気体を平行性のよいビームにして、その気体原子・分子や固体表面での散乱の測定を原子線散乱という。標的が固体の場合、熱エネルギー程度の原子線は表面の第一原子層で散乱が起きるの、表面を調べる有効な測定手段になる。Heなどの希ガス原子線の散乱を用いると、弾性散乱原子の角度分布から、二次元格子による回折ピークが観測でき、清浄表面の表面構造を調べることができる。また、パルス化した原子線を用いた飛行時間法により、散乱原子の速度分布を測定すると、非弾性散乱した原子が検出でき、清浄表面の振動状態を調べることができる。このほか、パルス原子線を用いて、原子の表面での滞在時間が測定できる。

標的が原子、分子の場合、弾性散乱の角度分布、衝突断面面積の入射エネルギー依存性から、標的の原子、分子との相互作用ポテンシャルを求めることができる。また分子による非弾性散乱からは、衝突に伴う回転、振動励起が測定できる。反応の素過程の研究手段として、散乱に伴って化学反応を起した反応生成物を検出する反応性散乱法が用いられる。反応性散乱はアルカリ金属原子線と標的にハロゲン分子やハロゲン化物を用いた系が多く測定されている(⇒原子ビーム、分子線散乱)。

原子線磁気共鳴 [英 atomic beam magnetic resonance, 独 magnetische Resonanz des Atomstrahls, 仏 résonance magnétique de faisceau atomique, 露 магнитный резонанс атомных лучей] 磁気モーメントをもつ原子ビームを2組の方向が互いに逆な不均一磁場を用いて束集させておき、磁気共鳴法を併用してビーム強度が減少するときの磁場の値とその共鳴周波数から原子の磁気モーメントを精密に測定する実験法をいう。原理は分子線磁気共鳴法と全く同じである。原子では電子の軌道角運動量あるいはスピン角運動量と磁場との相互作用が磁場の強さによって変わるため磁気モーメントも複雑に変わる。磁場が弱いときの異常ゼーマン効果、磁場の強いときのパッシェンバック効果もこの方法で調べられる。また電子の全角運動量の量子数 J と核スピンの量子数 I を合成した全角運動量の量子数を F とすると、 I, J で指定される原子の状態は $F = I + J, I + J - 1, \dots, |I - J|$ の状態に分れるので、それに応じて原子ビームも $J > I$ のときには $2I + 1$ 本、 $I > J$ のときには $2J + 1$ 本に分れる。したがって分れた数と J を知れば核スピンを求めることができる。さらに F と $F + 1$ の準位間隔は $F + 1$ に比例するが、核が電気四極子モーメントをもつと、これからのずれが生ずるので、核子の四極子モーメントの測定にも使われる。

原始大気 [英 protoatmosphere, 独 Protoatmosphäre, 仏 protoatmosphère, 露 протоятмосфера] 惑星形成期に惑星の重力圏内に取り込まれたガスを、現大気とは区別して原始大気とよんでいる。惑星は、太陽大気(H, He が主成分)と同じ組成をもつ原始太陽系星雲ガスの中で、微小な天体の衝突合体によりつくられたものである(成長途上の惑星のことを原始惑星という)。そのため、原始惑星の質量が大きくなり(〜 10^{23} kg)、その重力が強くなると、まわりが存在する星雲ガスを原始惑星に強く引きつけ、濃い大気を形成した。この大気の組成は星雲ガスと同じ H_2 , He が主成分であり、組成も成因も現大気とは異なるため、原始大気とよぶ。原始惑星の質量によって原始大気量も変わるが、地球質量にまで成長した原始地球の場合、大気総質量は〜 10^{23} kg (現大気の質量は 5×10^{18} kg)、地表での大気圧は約 900 atm という膨大なものであったことが理論的に推定されている。原始大気は現大気と同様に惑星表面からの放熱を阻止する保温効果がある。そのため、原始地球表面は 3000 K 以上の高温状態に保たれていたと見積もられている。原始地球がこのような高温状態を経験したために地球の構成物質が熔融し、金属質と石質の分離(コアとマントルの分離)が起ったものと推測される。膨大な量の原始大気も、原始太陽が T タウリ段階(⇒ヘルツシュプルング-ラッセル図)にあるところに、その強い太陽風、紫外線によって吹飛ばされ、惑星表面はしだいに冷却していった。その後、惑星内部から脱ガスが起り現在の大気が形成された(⇒惑星大気)。

原子体積 [英 atomic volume, 独 Atomvolumen, 仏 volume atomique, 露 атомный объём] 1 mol (1 グラム原子)の単体が占める体積をいい、単体を構成する原子の原子量をその単体の密度で割った値として得られ、通常 $\text{cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ の単位で表される。原子容ともいう。固体単体の原子体積が原子量の順に従って周期的に変化することは J. L. von Meyer によって指摘され、周期律の確立に先立つ発見として有名である。その後、周期律の確立に伴い、原子量の順序が原子番号の順序と改められた。これに従い、固体単体の原子体積と原子番号 Z との関係を図示すると図のようになり、アルカリ金属(Li は例外)のところが

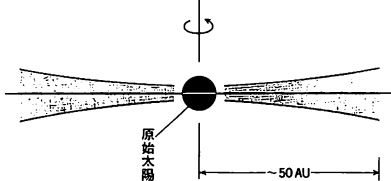


で鋭い極大が見られることがわかる。原子体積は、これを測定する際の温度、圧力によって一般に異なる(気体の場合は特に著しいが、凝縮相、特に固体の場合は温度、圧力の影響は比較的少ない)。しかし図に採用したデータの測定条件が必ずしも同一でないにもかかわらず、周期性が見られることは注目し値する。原子体積は原子 1 mol の体積ではあるが、原子の大きさの順に従って、原子が空間に配置されるようすによっても決まるので、原子体積をアボガドロ定数で割った量を原子の大きさと考えすることはできない。事実、共有結合半径のように、原子の大きさを示すと考えられる量は同一周期ではアルカリ金属からハロゲンに向かって徐々に小さくなっていくが、図に見られるように、原子体積の場合はアルカリ金属から原子番号 Z が増すにつれまず急激に減少し、なだらかな極小を経て増大する。また、図の極大に位置する元素の固体単体はすべて体心立方という比較的疎な構造であるのに対し、極小付近のものは面心立方という最密構造である。

原始太陽 [英 protosun, 独 Ursonne, 仏 protosoleil, 露 протосолнце] 現在の太陽は主系列にあるが、太陽が誕生し準静的な収縮から主系列に至るまでの進化の段階にあると、特に原始太陽とよんでいる(⇒星の進化)。主系列星は、pp チェインあるいは CNO サイクルとよばれる水素核融合反応によりそのエネルギーが供給されている。これに対し、原始太陽では、収縮による重力エネルギーの解放が主たるエネルギー源となっている。誕生直後の原始太陽の光度は $(10^2 \sim 10^3) L_\odot$ (L_\odot は現在の太陽光度)という高光度であり、その半径も現太陽半径の数十倍に達していた。しかし徐々に光度と半径を下げ、約 10^6 年ではほぼ現在のレベルに達した。この間、原始太陽の内部は全領域対流の状態にあり、HR 図上では、林の限界線にそって進化する(⇒林フェイズ)。その後、中心付近から対流に代わって放射平衡の領域が拡大し、原始太陽は林の限界線から離れ、主系列へと向かう。この間、 $(1 \sim 2) \times 10^7$ 年は、T タウリ段階(⇒ヘルツシュプルング-ラッセル図)にあって、

おうし座 T 星 (T タウリ) に見られるように、光度が不規則に変化し、また、強い太陽風や紫外線を放出していた。原始太陽誕生後約 5×10^8 年たつと、中心付近で水素の核融合反応が始まり、主系列星 (太陽) となる。原始太陽の進化は太陽系の起源と深いかわりあいをもつが、太陽風や紫外線の放射などの表面活動の詳細についてはまだわかっていない。

原始太陽系星雲 [英 primordial solar nebula, 独 Urnebel, 仏 nébuleuse primordiale du système solaire] 太陽系形成の初期段階に、原始太陽を囲んでいた希薄なガス雲。現代的な太陽系起源論では、このガス雲から太陽系内のあらゆる天体がつくられたと考えられている (⇒太陽系の起源と進化)。原始太陽系星雲は薄い円板状の形状をしており、原始太陽のまわりをほぼケプラー回転している (図参照)。その全質量は太陽質量の 1~5% 程度、また、



その広がりはいくつ 50 AU (天文単位) 程度であった。星雲の典型的な温度と密度は、地球軌道付近で ~ 200 K と 10^{-9} g・cm $^{-3}$ 、また木星軌道付近では、 ~ 100 K と 10^{-10} g・cm $^{-3}$ と見積もられている。星雲の化学組成は太陽と同様、H、He が 98% (質量比) を占め、ほかの元素は 2% 程度にすぎない。このうち揮発性の分子は宇宙塵の形で星雲内に浮遊していた。また H $_2$ O や NH $_3$ など揮発性のものは、小惑星軌道より内側 (>170 K) ではガス状であり、外側では固体として宇宙塵に取込まれていた。星雲内に浮遊していた宇宙塵が集積して惑星をつくることになるが、小惑星軌道より遠方では相対的に惑星材料物質が多かったことになる。このことが、質量が小さく、比重の大きい地球型惑星と、大質量で比重の小さい木星型惑星をわけた原因になったと考えられている。原始太陽系星雲ガスは惑星形成過程の中で種々の影響を与えるが、原始太陽が T タウリ段階 (⇒ヘルツシュプルング-ラッセル図) にさしかかったころ (原始太陽が形成されて $\sim 10^7$ 年ほどたったころ)、原始太陽からの強い太陽風や紫外線をうけて太陽系外に掃出されたものと考えられている。

原子単位系 [英 system of atomic units, 独 atomares Einheitensystem, 仏 système d'unités atomiques, 露 система атомных единиц] 原子の規模での物理現象の記述に適するように構成された単位系で、基本量とそれぞれの単位の大きさは、質量: 電子の静止質量 $m_e = 9.109534 \times 10^{-31}$ kg, 電気量: 電子の電荷 $e = 1.6021892 \times 10^{-19}$ C, 作用: プランク定数の $1/2\pi \hbar = 1.0545887 \times 10^{-34}$ J・s と選ばれている。数値は、CODATA (1973 年) が承認した基礎物理定数の値のうち国際単位系 (SI) で表されたものを示している。この単位系は 1927 年に D. R. Hartree (⇒ハートリー) によって提案された。

この単位系では、その他の量の要素的な大きさは、たとえば次のようになる (定義式も数値も SI で表してある)。ただしここで ϵ_0 は真空の誘電率である。長さ: ボア半径 $a_0 = (4\pi\epsilon_0 \hbar^2 / m_e e^2) = 5.2917706 \times 10^{-11}$ m, 速さ: $v_0 =$

$$e^2 / (4\pi\epsilon_0 \hbar) = 2.1876907 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}, \text{ 時間: } \tau_0 = (4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^3 / m_e e^4 = 2.4188843 \times 10^{-17} \text{ s}, \text{ エネルギー: リュードベリ定数に相当するエネルギーの 2 倍 } E_0 = m_e e^4 / (4\pi\epsilon_0)^2 \hbar^2 = 4.359814 \times 10^{-18} \text{ J}.$$

現実的核力 [英 realistic nuclear force, 独 realistische Kernkraft, 仏 force nucléaire réaliste, 露 реалистическая ядерная сила] 現在の理論の段階で核力を表すのに、その外側 (2 核子間距離 $r \geq 1$ fm) に中間子論的核力を用い、内側 ($r \leq 1$ fm) では現象論的記述を用いる。この性格の異なった記述を併合し、2 核子系の実験を再現する核力を現実的核力とよび、原子核の基礎論的研究で不可欠である。核力の最も周辺部 ($r \geq 2$ fm) では、1 個の π 中間子の交換によるポテンシャル (OPEP) で完全に記述される (⇒ 1π 中間子交換力)。中間の領域 ($r \approx 1 \sim 2$ fm) では、OPEP に加えて 2 個の π 中間子および ω や ρ などの重い中間子の交換による核力が強くなる。中間領域の記述について中間子論に依拠する度合いには差があるが、現実的核力は、中間子論の与える主要な性質を有するようにつくられる。至近距離 ($r \leq 0.5$ fm) の強い斥力を静的な芯状の斥力ポテンシャルで表した現実的核力には、浜田-ジョーンストン・ポテンシャル、リード・ポテンシャル、玉垣ポテンシャルなどがある。中間領域にできるだけ中間子論的記述を用いるようにしてつくられた現実的核力に、バリ・グループのポテンシャル、ボン・グループのポテンシャルなどがある。現実的核力の特徴は、外側で OPEP に起因する強いテンソル力、中間領域から内側にかけて存在する強いスピン・軌道力、状態によらない至近距離の強い斥力、スピンやアイソスピンの状態で大きく変わる性質 (核力の交換性) にある。

原子時計 [英 atomic clock, 独 Atomuhr, 仏 horloge atomique, 露 атомные часы] 原子や分子の特定の遷移 (外部から受ける影響が小さいものが選ばれる) に対応する放射の周波数 f_0 を基準にし、 f_0 に準拠した周波数 f ($f_0 < f$) の発振器をつくり、その f の回振動ごとに 1 秒を刻む装置を原子時計という。原子周波数標準器ともよばれる。 f [Hz] の発振器を介にするのは、微小時間間隔をつくる容易さからである。 f_0 としてマイクロ波領域の Cs、H、Rb などの原子および NH $_3$ などの分子の遷移の放射が利用されている。最近では f_0 に光領域の原子または分子の放射を利用する研究も行われているが、まだ時計として動作していない。

原子や分子の遷移放射の周波数は一定不変であり、この周波数の逆数で示される微小時間間隔も一定不変であると考えられるが、実現には装置の不完全さや外部の影響などにより誤差が生じる。原子時計の誤差の少なさを表す量に、正確さと安定度がある。正確さとは、理想状態からのずれの量をどれだけ正確に決定できるかを示す量であり、安定度とは同一の周波数をどれだけ期間にわたって発生できるかを示す量である。現在のところ、正確さではセシウム原子時計、安定度では水素メーザー原子時計が最もよい。

原子熱 [英 atomic heat, 独 Atomwärme, 仏 chaleur atomique, 露 атомная теплоёмкость] 1 グラム原子の熱容量、すなわち元素の比熱と原子量の積を用いる。気体定数を R とすれば、原子熱は室温でほぼ $3R$ に等しい (⇒デュロン-プティの法則)。実験から経験的に決められた原子熱を使って、複数の元素から成る物質のモル比熱を計算することができる。すなわち、モル比熱は 1 分子を構成す

る原子の原子熱の和にほぼ等しい(\Rightarrow ノイマン-コップの法則)。

原子燃料 [英 atomic fuel, 独 Atombrennstoff, 仏 combustible atomique, 露 атомное топливо] = 核燃料

原子爆弾 [英 atomic bomb, 独 Atombombe, 仏 bombe atomique, 露 атомная бомба] 核分裂により生じる大量のエネルギーを利用した爆弾。第二次世界大戦の末期, 1945年6月アメリカのニューメキシコ州ロスアラモスにおいて世界で初めて完成した。原子爆弾の効果は, 高熱, 衝撃波, 放射線の3つの要素で構成される。また広義には核融合に基づく水素爆弾も原子爆弾に含まれる。

原子半径 [英 atomic radius, 独 Atomradius, 仏 rayon atomique, 露 атомный радиус] 原子を仮想的に剛体球とみなし, 分子または結晶の原子間距離を構成原子の剛体球が接触していると考えて近似的に説明することができる。この剛体球の半径を原子半径とよび, 原子の大きさの目安とする。もちろん, 分子または結晶の原子間距離は, 構成原子が同じでも結合のしかたによって変わるので, 原子半径に結合方式の名前をつける。低温における希ガス結晶の最近接原子間距離から求めたものはファン・デル・ワールス結合半径, 低温における単体金属から求めたものは金属結合半径, 共有結合をしている分子または結晶から求めたものは共有結合半径とよぶ。共有結合半径は, 一重結合, 二重結合, 三重結合など一般に結合次数によって異なる。イオン結晶からはイオン半径が決められる。代表的な数値を挙げると

ファン・デル・ワールス半径 1.60 Å (Ne)

金属結合半径 1.91 Å (Na)

イオン半径 0.97 Å (Na^+)

1.40 Å (O^{2-})

共有結合半径 0.66 Å (O^2)

0.77 Å (C—C)

0.67 Å (C=C)

0.60 Å (C≡C)

となっている。また孤立原子の最外殻電子の軌道半径を孤立原子の半径という。たとえば H 原子では 0.52 Å である。

原子番号 [英 atomic number, 独 Atomnummer, 仏 numéro atomique, 露 атомный номер] 歴史的には周期表における元素の序列を示す番号として導入された概念である(\Rightarrow 周期律), 特性 X 線に関するモーゼレーの法則の確立により, 原子核のもつ正電荷の量を電気素量単位で表した数値であることがわかり, さらに原子核の構造が解明されるようになった結果, 原子核に含まれる陽子の個数であることがわかった。中性原子では, これは電子の個数と一致する。原子の化学的性質は電子の配置で決るので, 原子の化学的性質は原子番号によって決るといえる。原子核中の陽子数が等しいが中性子の個数が異なるため質量の異なった原子が存在するが, これらは化学的性質は共通で, 化学的には同種の原子とみなされる(\Rightarrow 同位体)。この意味で原子番号によって原子の種類つまり元素を区別することができるという。

原子反応 [英 atomic reaction, 独 atomare Reaktion, 仏 réaction atomique, 露 атомная реакция] 化学反応において, 反応前の系に遊離原子を含むものをいう。化学結合を切断するのに十分なエネルギーをもつ, 火炎, 放電, 光子場, 宇宙空間などで広く見られる。また, 遊離原子を選

択的に生成し, 時間的に変化を追跡できる実験システム(放電流通系, レーザー光分解など)を用いて各種の原子反応が詳細に研究され, その速度定数が決定されている。以下に原子反応を反応の型に従って例示する。(1) 引抜き反応: 安定な分子や遊離基から, 結合している原子を引抜く反応。 $\text{H} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}$, $\text{H} + \text{C}_3\text{H}_8 \rightarrow \text{H}_2 + \text{C}_3\text{H}_7$, $\text{N} + \text{O}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{O}$ などがその例である。原子の種類や結合エネルギーにも依存するが, 通常 $10\text{kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$ 程度以上の活性化エネルギーを要する。(2) 付加反応: オレフィン(C_nH_{2n})などの不飽和結合に付加して対応する遊離基をつくる反応で, 活性化エネルギーは数十 $\text{kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$ と小さく, 負の値を示すこともある。生成した遊離基は大きな内部エネルギーをもつ。このため, 第三体との衝突により安定化されない場合は, さらに遊離基内の弱い結合が切断されて後続反応が進行する場合が多い。 $\text{H} + \text{C}_2\text{H}_4 \rightarrow \text{C}_2\text{H}_5^\ddagger$, $\text{C}_2\text{H}_5^\ddagger + \text{M} \rightarrow \text{C}_2\text{H}_6 + \text{M}$, $\text{O} + \text{C}_2\text{H}_4 \rightarrow \text{C}_2\text{H}_4\text{O}^+$, $\text{C}_2\text{H}_4\text{O}^+ + \text{CH}_3 + \text{CHO}$ などがその例である。ここに M は第三体, * は高振動エネルギー状態を表す。(3) 再結合反応: 原子どうしが結合して安定な分子を生成する反応形式で, 二分子解離反応の逆過程である。 $\text{Cl} + \text{Cl} + \text{M} \rightarrow \text{Cl}_2 + \text{M}$, $\text{H} + \text{H} + \text{M} \rightarrow \text{H}_2 + \text{M}$ などがその例である。原子間の結合エネルギーに相当するエネルギーの一部を第三体との衝突によって失い, 安定な分子となる。速度定数は, 第三体の種類によって差異が大きく, また通常温度の上昇に伴い減少する。分子の高い振動準位間の遷移速度との関連で, 非平衡反応が見られることがある。

原子ビーム [英 atomic beam, 独 Atomstrahl, 仏 faisceau atomique, 露 атомный пучок] 空間分布が鋭い線状(または帯状)となって直進する中性の原子の流れを原子ビームという。原子線ともいう。作りかたは分子ビームとほとんど類似の方法がとられる(\Rightarrow 分子ビーム)。原子は電気的に中性であるから荷電粒子のように電場や均一磁場で進路を曲げることはできないが, 磁気モーメントをもつときは, 不均一磁場で曲げることはできる。O. Stern と W. Gerlach は 1924 年 Ag の原子ビームがこの原理により不均一磁場で 2 本に分裂することを見だし, 電子のスピン角運動量による磁気モーメントがボーア磁子($e\hbar/2mc$)に等しいこと, 電子のスピン角運動量が $(1/2)\hbar$ であること, Ag の基底状態が二重項($^2S_{1/2}$)であることなど量子力学で基本となる事項を実験的に立証した。不均一磁場によって原子ビームが曲げられることはその後, 原子線磁気共鳴の実験に利用され, 超微細構造準位間のエネルギーの差を非常に正確に決めることができるようになった。そのため現在では ^{133}Cs の基底状態の 2 つの超微細準位間の遷移に対応する周波数(9192631770 Hz)が原子周波数標準として用いられ, これから時間の単位が決められている。このような重要な研究が原子ビームを使ってなされてきたが, 最近では分子ビームと同様にもつぱら原子衝突実験や化学反応素過程の研究に使われている(\Rightarrow 分子ビーム)。

原子物理学 [英 atomic physics, 独 Atomphysik, 仏 physique atomique, 露 атомная физика] 現代物理学のなかでは最も古く, 19 世紀末から 20 世紀初めにかけて著しい発展を見た学問分野の一つで, 量子力学の誕生と発達に重要な役割を果たした(\Rightarrow ボーアの原子模型)。本来, 原子の構造および性質を研究する学問であるが, 原子の構成要素の一つに原子核が含まれていることから, 原子核の構造・性質を研究する原子核物理学も初期のころには原子物理学

のなかに含まれていた。ただし、核の構造や性質は核外電子に影響を及ぼしている、その限りにおいては現在でも原子物理学の研究対象となっている。原子の性質のなかには、他の粒子や光との相互作用、衝突・反応なども含まれるが、また原子どうしが結合して分子をつくったり結晶を形成したりするものも原子の性質といえる。少なくとも、簡単な分子の構造と性質は原子物理学の一環として論じられることが多い。

最近の理論・実験両面における学問研究の進歩の結果、原子物理学はいっそう精密な科学となっており、そのことを利用して量子力学、特殊相対論、量子電気力学などの検証が行われるようになってきた。また、歴史が古いとはいえ、近年まで全く未開拓であった数々の問題、たとえば高励起原子、多価イオン、強いレーザー光下の原子、強い電場や磁場の中の原子、 μ 粒子原子、超重準原子などの研究が注目されるようになり、新たな研究発展の機運にある。さらに、天体物理学、量子エレクトロニクス、プラズマ物理学、大気物理学、化学などへの応用も忘れてはならない。このような事情を反映して、原子物理学国際会議 (International Conference on Atomic Physics) が2年ごとに多くの科学者を集めて開かれ、多岐にわたる原子物理学の各分野での研究発表が行われるとともに、分野間相互の交流がはかられている。

原始プログラム = ソースプログラム

原子分極 [英 atomic polarization, 独 Atompolarisation, 仏 polarisation atomique, 露 атомная поляризация] 分極率 α の分子が単位体積について N 個ある物質の誘電率を ϵ とするとき、クラウジウス-モソットイの式

$$\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} = \frac{1}{3\epsilon_0} N\alpha \quad (1)$$

が成り立つ。この式の両辺に M/ρ (ここに M は分子量、 ρ は密度) を乗じた量

$$\frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} \frac{M}{\rho} = \frac{1}{3\epsilon_0} N_A \alpha \quad (2)$$

(N_A はアボガド定数) をモル分極または分子分極という。考える分子を構成する j 番目の原子の単位体積中の原子数を N_j 、その原子の分極率を α_j とするとき

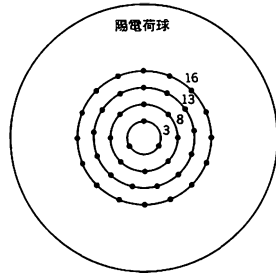
$$\frac{1}{3\epsilon_0} N_j \alpha_j$$

を原子分極という。可視光の周波数領域では、分極はもっぱら成分原子の電子分極によって生じるので、分子分極は、成分原子の原子分極の和に等しい(⇒電子分極)。しかし、低周波では、配向分極やイオン分極の、分極率への寄与が大きいから、分子分極は、原子分極の和だけで表すことはできない(⇒モル分極、電子分極)。

原子分子過程 [英 atomic and molecular process, 独 atomarer und molekularer Prozeß, 仏 processus atomique et moléculaire, 露 атомно-молекулярный процесс] 原子または分子が関与する放射過程および衝突過程の総称である。すなわち、原子や分子による光の吸収・放出・散乱、光電離・光解離、スペクトル線の広がりやシフト、原子・分子・それらのイオンの間の衝突・反応、原子・分子・イオンによる電子・陽電子・そのほかの素粒子の弾性散乱・非弾性散乱はすべて原子分子過程に含まれる。

原子模型 [英 atomic model, 独 Atommodell, 仏 modèle atomique, 露 атомная модель] 前世紀の末、電子の存在が確定されると、それまでの原子構造の概念は大

きな変革を求められた。20 世紀初めのころ、原子内の電子数や陽電荷の分布状態はよくわかっていなかった、Kelvin 卿、J. Perrin、P. Levard、J. J. Thomson、長岡半太郎らによっていろいろな原子模型が提案された。なかでも J. J. Thomson は、1903 年、Kelvin 卿の考えを引継いで、一様な陽電荷の分布した球の内部で負の電荷をもった粒子 (corpuscle) がリング上に等間隔にあって中心のまわりを等速度で回転しているとした模型(図参照)を提案し、粒子系の運動から磁性やゼーマン効果を論じた。さら



粒子数 40 の場合
トムソン模型、リング上の粒子の配列

に翌年、その原子構造の力学的安定性やスペクトル、放射能の関係を論じたほか、元素の化学的性質(周期律)と原子内で粒子が配列しているリング構造との関係を考察した。長岡は 1903 年末、多数の粒子 (particle) が陽電荷球の外側に等間隔にリングをなして等速度で回転している土星型模型を口頭発表した。そこでは系の力学的安定性やスペクトル、放射能との関係が論じられ、翌年に論文となった。E. Rutherford は 1911 年の有名な論文で、 α 線の散乱実験から原子の中心核の大きさについて 10^{-12} cm 以下であることを推定した。これに基づいて、1913 年 N. H. D. Bohr は有核円軌道模型、いわゆるラザフォード-ボーア模型を考案し、原子構造の前期量子論を仕上げた。彼はこれによって水素原子スペクトルのバルマー-公式を理論的にみごとに説明した。さらに A. Sommerfeld は 1916 年それを楕円軌道に拡張し、特殊相対論によると質量が速度によって変わることを用いてこのスペクトルの微細構造も説明した。この理論は水素原子以外には適用できなかったが、とにかく、ボーア-ゾンマーフェルトの量子論はラザフォード-ボーア模型の展開とみなされる。なお、原子模型の応用のひとつに、G. N. Lewis が 1916 年提案し、1919 年の I. Langmuir などによって発展された八隅説という原子価理論がある。量子力学確立後は、原子模型は原則的には必要としないが、原子の構造を初等的に理解する便宜上よく使われる。

検出限界 [英 detection limit, 独 Empfindlichkeitsschwelle, 仏 limite de détection, 露 порог чувствительности] 測定量が微小な場合は測定対象や計測器から発生する雑音や、外部から混入する雑音が無視できなくなり、ついには測定量が雑音に埋もれて検出できなくなってしまう。その限界を検出限界という。測定量が 0 のときの計測器出力の雑音パワーを入力に換算した、等価入力雑音パワーの平方根で評価することが多い。これは信号対雑音比 (SN 比) が 1 となる場合を検出限界とする考え方であるが、これが絶対的な検出限界を定めるものではない。一般に計測器出力の雑音スペクトルは信号のそれよりもはるか

に広いので、計測器を狭帯域化することにより SN 比が向上して検出限界が下がる。またデータ処理法をくふうして検出限界を下げるができる。このように同じ量でも測定技術に応じて検出限界は異なる。微量分析の分野では、一定体積の検液中で、ある検出法によって確認できる最小物質量を、その検出法の検出限界あるいは確認限界といっている。

原子容 = 原子体積

原子量 [英 atomic weight, 独 Atomgewicht, 仏 poids atomique, 露 атомный вес] 原子の質量と基準の質量との比で表される無次元量で、相対原子質量とも言うべき量である。この基準としては、原子のうちで最も軽い水素原子の質量が 1 Dalton によって選ばれたが、その後歴史的変遷を経て現在では質量数 12 の炭素原子 ^{12}C の質量の $1/12$ をもって基準とすることになった。1 mol の ^{12}C の質量は 12 g なので原子量は 1 mol の原子の質量を g 単位で示した数値に等しくなる(⇒原子質量単位)。物質に含まれている元素(原子)は、同位体の混合物であることが多いが、その混合比は自然界では通常一定に保たれているので、各同位体の原子量に存在比の重値をつけた平均値を単に原子量とよぶことが多い。たとえば、塩素には ^{35}Cl (原子量 34.968851, 存在比 0.7553) と ^{37}Cl (原子量 36.965898, 存在比 0.2447) があるので塩素の平均原子量は $34.968851 \times 0.7553 + 36.965898 \times 0.2447 \approx 35.46$ となる。ある原子の原子量を求めるには、純化学的には S. Cannizzaro の方法による。すなわち、その原子を含む化合物のできるだけ多くのものにつき、各 1 分子量中に含まれるその原子の量を求め、それらの最大公約数をとればその原子の原子量が得られる。また質量分析器によって各同位体原子の質量と存在比が求まるので、これから原子量を求めることもできる。

原子力 [英 atomic energy, 独 Atomenergie, 仏 énergie atomique, 露 атомная энергия] 動力源として利用することができる原子核エネルギーのこと。通常の意味では核分裂および核融合によって生ずるエネルギーのことである。動力源として利用するにはエネルギーを連続的に発生させ、かつ有効に取出す必要がある。そのための制御装置が核分裂炉であり、核融合炉である。核分裂炉では核分裂の際に放出される即発中性子が連鎖的に核分裂を起し、反応を持続させるように制御し、核融合炉では数億度の温度を保って融合反応を持続させる必要がある。1 g の ^{235}U が核分裂によって発生するエネルギーは約 2×10^{10} cal であり、D-D 核融合で 1 g の重水から得られるエネルギーは約 1.4×10^{11} cal である。これは最上質の石炭の $3 \times 10^4 \sim 2 \times 10^7$ 倍の量に相当する。

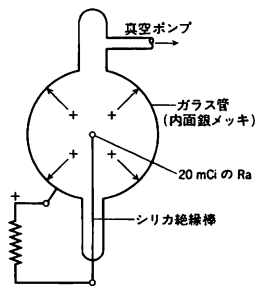
原子力工学 [英 nuclear engineering, 独 Kerntechnik, 仏 génie nucléaire, 露 атомная энергетика] ⇒ 核工学

原子力製鉄 [英 nuclear steelmaking, 独 Stahlherstellung mit Atomkraft, 仏 production d'acier par énergie nucléaire, 露 производство стали на основе атомной энергии] 原子炉で発生した核熱エネルギーを製鉄、製鋼プロセスに使用する技術。在来の高炉・転炉法に代る技術として区別している。在来法では、高炉で生産される溶鉄に対して、必要なコークスの割合が大きく([コークス ~ 400 kg]/[溶鉄 1 t])、その費用が高額になるばかりでなく、資源確保などにも多くの問題がある。そこで考えられたの

が、原子力製鉄であって、各国で研究開発が行われている。原子力製鉄の基本プロセスは、高温ガス冷却炉(⇒ガス冷却炉)で発生した高温核熱エネルギーを石炭や石油残渣油に与えて高温還元ガスをつくり、この高温還元ガスをシャフト炉または流動層炉に導き入れて鉄鉱石を還元して還元鉄を製造し、さらに還元鉄を電気炉にて鋼に変換したあと鋼板や鋼管、鋼条線などの鉄鋼製品を製造するプロセスから成り立っている。シャフト炉や流動層炉以降の後続のプロセスにおいても還元ガスや電力、水蒸気を必要とするが、これらも原子炉から取出される核熱エネルギーにて賄われる。このように、還元ガスの製造から始まり鉄鉱石の還元、還元鉄の鋼化、鋼から鉄鋼製品の製造に至る一連の製造プロセスを含む製鉄のプラントを原子力一貫製鉄プラントとよぶ。

原子力船 [英 nuclear powered ship, 独 mit Atomkraft getriebenes Schiff, 露 атомное судно] 原子力エネルギーを動力源として用いている船のこと。商船としての原子力船はまだ実験船の段階にあり、世界的にみても数は少なく、アメリカのサバンナ号(軽荷排水量 22170 t、他の船はいずれも満載排水量)、西ドイツのオットー・ハーン号(25182 t)、ソ連のレニン号(19240 t)、シベリヤ号(23460 t)、アルクチカ号(23460 t)、日本の「むつ」(10383 t)などがその例である。原子力船の推進動力は、加圧水型原子炉で発生する熱を利用して蒸気発生器で高温高圧の蒸気を生じさせ、この蒸気によりタービンを回転させ、スクリューを回して推進を図る方式のものである。原子力船の特徴は、積載燃料が在来船に比べて極端に少なく済み、その割に航続距離の長いことである。しかし、動力源を構成する原子炉設備は、その重量が相当大きなものとなり、よって船体自体もかなり大型のものとなる。このような特徴から、これまでの原子力船は貨物船、砕氷船、鉱石運搬船、訓練船などに用いられてきたが、将来は大型高速のコンテナ船やタンカーなどに用いられていくものと考えられている。

原子力電池 [英 nuclear battery, 独 Kernbatterie, 仏 batterie nucléaire, 露 атомная батарея] 放射性同位体から発生する放射線のエネルギーを利用した電池のことで、放射線電池、ラジオアイソトープ電池(RI 電池)ともいう。放射線のエネルギーを電氣的エネルギーに変換するにはいろいろな方法がある。最も直接的な方法としては、一方の電極に β 線源を収めておき、放出される β 線を他方の電極に集める。こうすると β 線は負電荷をもっているのので β 線を集める電極は負に、線源をもつ電極は電子を失うことにより正に帯電することになり、2 つの電極を抵抗でつなげば電流が流れる。この方法では非常に大きな電圧が得られ



るが、電流は極めて小さい。図に 1913 年に H. G. J. Moseley がつくった α 線を用いた RI 電池の例を示す。 α 線は正の電荷をもっているので、 β 線の場合とは極性は逆になる。線源には 20mCi の Ra を用い、開放端子電圧 150kV で最大短絡電流 10^{-11} A のものが得られた。電流を増すために、線源の β 線で二次電子を放出しやすい物質を照射し、発生する二次電子を集める方法もある。また、接触電位差をもつ 2 種の金属電極を抵抗を通してつないでおき、この電極間のガスを放射線で電離すると電流が得られる。半導体の pn 接合部を放射線で照射すると、電子・正孔の対を生じ、接合部に存在する電場により、電子は n 型領域へ、正孔は p 型領域へ移動するので、起電力が得られる。このほか、熱電対の接合部を放射線で照射すると、温度が上昇するために起電力が得られるなどの方法もある。現在のところ原子力電池で得られる電気のエネルギーは非常に小さいが、半減期の長い放射性同位体（例えば ^{90}Sr 、半減期 29.1 年）を用いることによって、普通の電池に比べてずっと長時間、安定な電力のものが得られる。また小型にもしない特徴がある。人工衛星用の例では ^{90}Sr の 22500 Ci を線源とし、Pb-Te の熱電対 120 組を用いる電池で、12V で 68W の電力を得ているものがある。

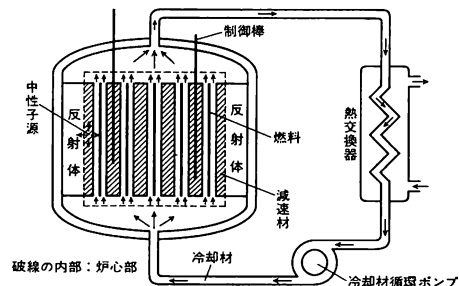
原子力発電 [英 nuclear power generation, 仏 production d'énergie nucléaire, 露 производство электроэнергии на основе атомной энергетики] エネルギー源として原子力を用いる発電のこと。原子力とは、原子核変換の過程において原子核から放出されるすべての種類のエネルギーをいうが、現在の原子力発電で用いられている原子力は、原子炉炉心における核分裂連鎖反応に伴うエネルギーである。核分裂により発生するエネルギーの 90% は核分裂片の運動エネルギーであるが、核分裂片は核燃料中をたかだか 10^{-4} cm しか走れず、その間に運動エネルギーを衝突した原子に与え、このエネルギーはその原子の振動エネルギー（熱）になるので、結局核分裂によるエネルギーのほとんどは核分裂の発生したごく近傍で熱エネルギーとして発生すると考えて差支えない。この熱エネルギーは、原子炉内に入れた流体（⇒冷却材）に熱伝達で移され、炉外に運び出されて発電機のタービンを回す機械的エネルギーとなり、発電機により電気エネルギーに変換される。このような発電を目的とする施設を原子力発電プラントという。原子炉は各種機器で構成される（⇒原子炉機器）が、特に原子炉発電プラントとしての主要構成部は、原子炉を含む乾燥飽和蒸気を供給する主蒸気給系と、この蒸気を用いて電力を発生するタービン発電機系の 2 つに大別される。このほか、原子力発電プラント補助設備として、(1) 一次冷却系の不純物浄化系、(2) 原子炉で使用する機器そのほかの各種冷却系、(3) 換気・空調系、(4) そのほかの設備がある。発電プラントに用いられている原子炉の型としては、加圧水型原子炉、沸騰水型原子炉のほか、ガス冷却型原子炉がある。

原子力発電プラント [英 nuclear power plant, 独 Kernenergieanlage, 仏 centrale nucléaire, 露 ядерная силовая установка] ⇒ 原子力発電

原子力発電プラント補助設備 [英 auxiliary equipment of nuclear power plant, 独 Hilfsausrüstung eines Atomkraftwerkes, 仏 équipement auxiliaire de centrale nucléaire, 露 вспомогательное оборудование атомной силовой установки] ⇒ 原子力発電

原子炉 [英 nuclear reactor, 独 Reaktor, 仏 réacteur, 露 реактор] 原子核の分裂や融合を利用してエネルギーを取出す装置の総称であるが、特に核分裂炉のことをさすことが多い。E. Fermi らは 1938 年中性子線でウランを照射し、ウランの原子核に中性子を捕獲させることにより、原子番号 93 以上の超ウラン元素の生成を試みた。O. Hahn はその生成物を分析し、そのなかに $Z=56$ の Ba という軽い元素が存在するをつきとめ、この事実は 1939 年に L. Meitner によってウランが核分裂をした結果生成したのとして説明された。その後核分裂によって相当のエネルギーが解放され、また、1 回の核分裂で数個の中性子が放出されることもわかってきた。

1 核子当りの結合エネルギーは、中くらいの質量数の核とウランのように重い核では 1MeV 弱の差があるため、ウランが核分裂によって 2 つの核に分かれると、約 200 MeV のエネルギーが解放される。また陽子と中性子の数の割合は、質量数が多いほど中性子の方が多くなる。それで、核分裂の結果生成される核では中性子数が大きすぎため余った中性子が放出されるわけである。たとえば ^{235}U の熱中性子による核分裂では約 2.5 個の中性子が放出される。そうすると核分裂の結果発生する中性子のうち 1 個が次の核分裂を起すように制御できれば、核分裂を連続的に持続し、そのエネルギーを取出すことが可能である。こうして 1942 年に Fermi らは初めてこのような装置すなわち原子炉をつくることに成功した。現在ではさらに一般的に核融合によるもの（⇒核融合炉）も含めて原子炉とよぶこともあるが、核融合炉と区別するときには核分裂炉とよぶ。核分裂連鎖反応を人工的に制御できるのは、核分裂による発生中性子の一部が時間的に遅れて出てくる（遅発中性子）ことによる。図は原子炉の中心部分の構成を示す概



念図である。核燃料は、いうまでもなく、核分裂によりエネルギーを発生する物質である。核分裂によって発生するのは高速中性子であり、これを次の核分裂を引起しやすい低速中性子まで減速するために、減速材で核燃料を取囲む。高速炉では減速材は不要である。冷却材は原子炉を冷却して正常な動作を維持する作用のほかに、核分裂によって生じたエネルギーを発電などのために取出す役割を果たしている。原子炉の安全な運転を継続させるのには、制御棒などの制御装置が必要である。このほか、中性子が外部に漏れるのを減らすための反射体、炉心から漏れる中性子を利用して親物質から核分裂性物質をつくるブランケット、さらに、発生する放射線を外に漏れないようにする遮蔽体などがある。原子炉の種類は、種々の見地から分類されている。主な分類を次に示す。

(1) 用途別の分類：(a) 原子炉の物理的特性を研究する

もの(臨界集合体)。(b) 実験用中性子ビームを利用するもの(研究用原子炉)。(c) 中性子による照射試験および放射性同位体の生産(照射用原子炉)。(d) 発電を行う原子炉(発電用原子炉)。(e) 暖房、海水脱塩、製鉄、化学プロセス用の熱を利用するもの(多目的原子炉)。(f) 船舶・ロケットなどの推進用のもの(推進用原子炉)。

(2) 炉心の主要核分裂性物質による分類:(a) ウランを核燃料にするもの(ウラン原子炉)。(b) プルトニウムを核燃料にするもの(プルトニウム原子炉)。

(3) 炉心の中性子スペクトルによる分類:(a) 十分に中性子を減速させて、熱中性子として利用するもの(熱中性子炉)。(b) 中性子を減速させず高速中性子を利用するもの(高速炉)。(c) 前二者の間で熱外中性子を主として利用するもの(中速中性子炉)。

(4) 炉心の増殖性に関する分類:(a) 核燃料の消費が生産を上回るもの(転換炉)。(b) 核燃料の生産が消費を上回るもの(増殖炉)。

(5) 炉心燃料の形態による分類:(a) 固体の燃料によるもの。(b) 液体の燃料によるもの(液体燃料炉)。(c) 気体の燃料によるもの。

(6) 冷却方式による分類:(a) 気体による冷却(ガス冷却炉)。(b) 水による冷却(軽水炉、重水炉)。(c) 液体金属による冷却(液体金属高速炉)。

(7) 熱中性子炉における減速材による分類:(a) 黒鉛減速炉。(b) 軽水減速炉(軽水炉)。(c) 重水減速炉(重水炉)。

(8) 運転形態による分類:(a) 定常運転炉(大部分の原子炉)。(b) パルス運転炉(パルス型原子炉)。

これらの分類を組合せて、さらに細かく分類をすることが可能である。原子炉の種類としては、これらの組合せにより概念的には非常に多くのものが可能であるが、現実には100種類くらいのもが考えられている。

原子炉格納 [英 reactor containment, 独 Beherrschung eines Reaktors, 仏 retenue d'un réacteur] 事故により原子炉の一次冷却系あるいはその付属設備などから放射性物質が漏れた場合でも、それを系内に封じ込め環境への放散を防ぐために設けられた施設。すなわち原子炉の安全性を確保するための最後の施設である。放射性物質が環境中に放出されるまでには何重もの障壁があるが、原子炉格納施設から出た後は人為的な制御は不可能となる。この施設は耐圧が高く、気体漏洩を低く抑えた格納容器、放射線遮蔽の機能も有する格納建家、内部の放射能を除去する再循環浄化系、内圧を下げるためのスプレー系、容器を貫通する配管系に設ける圧力容器バウンダリーとしての隔離弁、排気のための系統などからなっている。

原子炉機器 [英 reactor components, 独 Reaktorteile, 仏 composants d'un réacteur, 露 аппаратуры реактора] 原子炉を構成する機器であり、炉型により異なるが、主要なものとしては次のものがある。(1) 原子炉容器と炉内機器、(2) 制御棒および制御棒駆動装置、(3) 非常用炉心冷却装置、(4) 原子炉格納施設、(5) 燃料取扱機、(6) 放射性廃棄物処理装置、(7) 原子力プラント補助施設。これらの機器は高温、高圧下で使用されることが多く、中性子による照射を受ける機器も多い。また熱応力による腐食も問題となり、安全でかつ安定した運転のため厳しい品質管理が要求される。

原子炉材料 [英 reactor materials, 独 Reaktormate-

rien, 仏 matériaux d'un réacteur, 露 материалы реактора] 原子炉で使用される材料は、使用目的によって核燃料、燃料被覆材、構造材、減速材、冷却材、反射材、制御材、遮蔽材に分けられる。これらの材料は高温、高圧あるいは高放射線下で用いられるので、耐熱応力性、高温耐腐食性、耐放射線性などの特質をもち、表に例示する信頼性の高い材料が選択される。さらに、溶接などの施行管理が厳重に行われる。

主要な原子炉材料

構造材	鋼材(ステンレスなど)、コンクリートなど
減速材	軽水、重水、ベリリウム、黒鉛など
冷却材	ガス(炭酸ガス、ヘリウム)、水、液体金属など
反射材	ベリリウム、黒鉛、ジルコニウムなど
制御材	ホウ素、カドミウムなど
遮蔽材	コンクリート、水、鋼材など

原子炉シミュレーター [英 reactor simulator, 独 Reaktorsimulator, 仏 simulateur de réacteur, 露 имитатор реактора] 原子炉の特性を模擬するための装置のこと。装置の核心には電子計算機(アナログ、デジタル、ハイブリッド)が用いられるのが普通である。原子炉の動特性を模擬するための原子炉動特性シミュレーターは安全解析や制御特性解析のための有力な装置である。特に実時間で動く原子炉動特性シミュレーターは原子炉の運転訓練のための道具としても利用される。

原子炉の異常診断 [英 reactor anomaly diagnosis, 独 Reaktordiagnose, 仏 diagnostic d'anomalie d'un réacteur] 原子炉の安全性を維持していくために、原子炉の機器や温度、圧力、流量などのプロセスの状態に異常があるかどうか、あるとすればどの程度の異常かを調べ判断を下すこと、すなわち診断することという。異常診断には原子炉を止めて行う機器の点検も含まれるが、特に重要なことは運転状態にある原子炉の異常診断であり、しかも異常を早期に発見することによって事故を未然に防ぐことである。異常診断に原子炉に関する計測量の種々の変動や相互相関を解析し、総合的に判断する炉雑音解析や、反応度変化による方法、音響・振動による方法などの手法が開発されている。

原子炉物理学 [英 nuclear reactor physics, 独 Reaktorphysik, 仏 physique des piles atomiques, 露 физика ядерных реакторов] 原子炉の臨界性、動的特性、核燃料の燃焼特性などを正確に予測できる手法を確立し、新しい実用原子炉の開発を進めるための理論および実験に関する物理工学的研究分野をいう。原子炉のふるまいは、中性子の空間、エネルギーおよび時間に関する分布によって支配されるので、この分布を予測することが原子炉物理の中心的課題である。この分野には、中性子と原子核との相互作用に関する核データの整備、中性子の輸送方程式およびその近似方程式である拡散方程式の数値解法の研究、中性子の減速、共鳴吸収および熱化に関する研究、原子炉の動特性や制御の研究、燃焼特性および増殖性に関する研究などがある。さらに最近では、原子炉の安全性に関連して、原子炉の昇温によるドップラー効果、物質置換効果や冷却材喪失効果などを正確に評価することが重要で、精力的な研究が行われているが、これも原子炉物理学の一分野である。

原子炉容器 [英 reactor vessel, 独 Reaktorgefäß, 仏 cuve de réacteur, 露 корпус реактора] 原子炉の炉心お

よびその付属構造物を収納する容器。通常耐圧構造となっており、圧力容器とよばれることが多い。しかし原子炉容器は必ずしも耐圧構造である必要はなく、圧力容器より広い概念といえることができる。

原子論 [英 atomism, 独 Atomistik, 仏 atomistique, 露 атомистика] 自然界における物質の存在様式を、最終的な構成要素、すなわち原子によって考える考え方。原子とは、物質を分割していったとき、最後にたどりつく、もはやそれ以上分けられない最終的到達点としての思弁上の存在概念であって、機能的な要素性を意味するものではない。機能的な要素性はむしろ元素の概念で表現される。存在概念としての原子と、機能概念としての元素は本来異質のものであり、J. Dalton の近代原子論が化学的元素に原子を対応させるまでは、別個の概念だったのである。

古くギリシアの思想家たちが自然の本質を尋ね、自然とは何か、物とは何かを問いかけたときに、彼らの得た概念のひとつが原子であった。自然の変化、流動性とともにもその不変、保存性を解釈しようとするとき、微小な粒子のような究極的な構成要素を考え、われわれの目にする事柄は、その莫大な集積からなるとするは、ある程度理解しやすい、不自然さの少ない考えかたである。しかしこの素朴な考えは、空気の圧縮とか、水の中にたらされた絵の具の拡散といった現象の観察を通じて困難に行き当たった。原子の不変性を採用すれば原子そのものの圧縮変形は採用しがたい。Démokritos は原子の間にすき間を考えることによってこの困難を解決した。彼は物質と空間を分離し、空間内に位置づけられる粒子的存在として原子を想定したのである。

しかし、相互作用の伝達を考えるとすれば、力は接触力として想定されるのであるから、空虚を通じての伝達は考えにくい。この立場をとった人々は自然存在をむしろ連続的なものとしてとらえ、自然の要素性をむしろその機能の中に見、元素観に向かった。こうして、自然観は、不連続に存在を考える立場と、連続的に世界をとらえる立場との、2つの大きな潮流に分裂したのである。

原子論の思想はローマの詩人 Lucretius に受けつがれたが、その就美的な原子論的自然描写は、自然探究の姿勢をもつものではなく、原子論の思潮は、P. Gassendi による復活をみるまで鳴りを潜める。原子と真空の存在を主張した Gassendi の思想の延長上に、R. Descartes の哲学をも取入れた形で R. Boyle の粒子哲学が登場する。彼は基本的な物質粒子を想定し、物体の究極的な性質(第一性質)は粒子の形、大きさ、運動であるとし、機能的な側面(第二性質)と区別して、距離を隔てて粒子間に働く力の存在は認めない。こうして17世紀は粒子論-原子論の全盛時代となる。

ニュートン力学の成立と、その華々しい成功、特にデカルト主義との論争とそれへの勝利は粒子論的自然観を決定づけた。以後原子論は力学的自然観と結合し、原子論の想定する粒子は力学的粒子として想定されるようになった。そして18世紀の終りには、質量保存の法則を武器とした A. L. Lavoisier に始まる「化学革命」が化学的原子論への道を開く。

1808年 Dalton は、気体の反応の際には、反応にあずかる成分元素の体積比が簡単な整数比になるという事実(定比例の法則)に注目し、これを原子論で説明することを試みた。すなわち各元素には対応する原子を考え、体積比に

現れる整数性は実は原子の要素性の反映にほかならないとしたのである。各元素の原子に固有の質量を想定すると、この考えからは、2つの元素を成分にもついくつかの化合物については、各元素の質量比が簡単な整数比になることが直ちに推論される。実際、この法則(倍数比例の法則とよばれた)が成り立つことが実験的に確認され、その実証の過程を通じてそれぞれの原子の相対質量(すなわち原子量)が確定された。このことは化学反応を原子によって理解することの正しさを示し、同時に原子を、定量的に扱える具体性をもった存在として化学の領域に位置づけるに十分なものであった。

このあと Dalton の原子論は、J. L. Gay-Lussac の研究や A. Avogadro の仮説をへて分子概念の導入によって補完されるが、こうしてつくり上げられた原子・分子概念は以後の化学を進展させる基礎となり、原子論を定量的な自然科学の世界で確立するものとなった。そして元素論と原子論はここにみごとく斉合を獲得したのである。

しかしながら、一方では原子論への強い批判が登場し始める。それは力学的自然観への反省を基盤にもち、物理学に登場し始めた新しい諸分野での解釈を通じて起ってきた。熱の分野では、熱素説の否定の上に新しい論理としての熱力学が登場した。光は波動説がその地歩を占め、電磁気では大陸派電気力学が行詰まりを見せていた。19世紀後半に開始された原子論への強烈な批判は、このような自然科学の進展下で、当時の実証主義哲学がその背景となって展開されたものである。

G. Helm によりエネルギーと命名されたひとつの思潮は、原子論を仮説的なものとして排撃し、存在の基礎に普遍的な量すなわちエネルギーをおこうとするもので、ドイツの学界を中心に起り、一時は全自然科学的思想を支配するものとなった。E. Mach, W. Ostwald らによって指導されたこの学派は原子の描像を想定する科学を「悪しき唯物論」として攻撃し、その立場をアトミスティックとよんだ(⇒エネルギーック)。

具体的には、それは気体分子運動論の立場をさす。気体の分子運動論は粒子像に基づき、古典力学の運動法則を適用して気体の熱的諸現象を説明しようとするもので、それなりにひとつの限界はもっていた。すなわち、ニュートン力学の可逆的性質が基礎にある以上、熱力学第二法則が示す不可逆性は力学の論理内で再現不可能と思われるからである。しかし、この論争を契機として L. Boltzmann は H 定理を立て、さらにその解釈を巡って、現象の統計的、確率的法則性の洞察に達した。これは単純な古典的原子論を乗越え、新しい論理へ原子論を展開するものであった。

といっても、このことは必ずしも論争におけるアトミスティックの勝利を意味するものではなかった。Boltzmann は悲劇的な自殺を遂げたし、論争自体は、一時の華々しさの割にはその結末は表面的にははつきりしなかった。

この時期の直後、すなわち19世紀末から20世紀にかけて、陰極線の探究をきっかけにしての物理学は実際に原子の領域へ踏み込むことになる。原子は実際に観測され、その作用と構造とが実践的に科学の対象として探究されることとなった。古い意味での(すなわち思想としての)原子論はこの時点で終りを告げ、原子物理学の時代となったのである。

原子論はひとつの自然観、要素的自然観と見るべきものであり、新しい意味での要素論が素粒子などの形でその後

の物理学の中心に登場してきた。原子論の洞察は、その批判をも含めて、なお現代的意味をもつものであろう。

減衰器 [英 attenuator, 独 Dämpfungnetzwerk, 仏 atténuateur, 露 аттенуатор] 入力電圧または電力を一定の割合で減衰させて出力する装置。大別して、カットオフ減衰器, 抵抗減衰器, 方向性結合器がある。数百 MHz 以下の集中定数回路では抵抗回路による減衰器が用いられる(⇒抵抗減衰器)。マイクロ波の減衰器は立体回路の減衰器を用いる。

カットオフ減衰器は導波管の遮断周波数以下における急激な減衰を利用したもので矩形導波管では図1のように一部を狭くする。円形導波管では TE_{11} 波, TM_{01} 波に対して図2のように可変減衰器を構成できる。波長 λ の基本波に対して減衰量は, $\alpha = 8.686 \times (2\pi/\lambda)(1 - \lambda_c/\lambda)^{1/2} \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$ で与えられる。 λ_c は遮断波長で, TE_{01} 波では $\lambda_c = 3.41R$, TM_{01} 波では $\lambda_c = 2.61R$, R は導波管の半径である。 l は余り小さくすると直線性が失われる。抵抗減衰器は図3のように管内に抵抗体を挿入する。線路のインピーダンス整合を行うため, 前後に減衰量の少ない $\lambda/4$ の整合区間をつける。図4aのように導波管の電場と平行に抵抗体を挿入し, 位置を変化すれば電場が最大となる中央で減衰は最大となり, 壁側に移動すれば減衰量も少なくなる。また図4bのように中央にスロットを切り, 上から

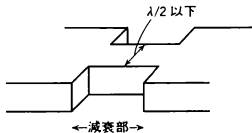


図1 カットオフ減衰器

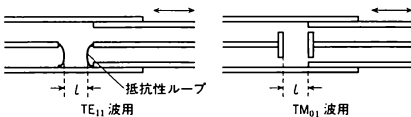


図2 カットオフ減衰器(可変型)

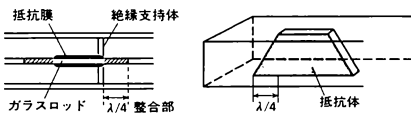


図3 抵抗減衰器(固定型)

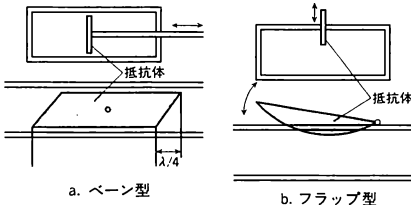


図4 抵抗減衰器(可変型)

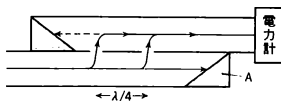


図5 方向性結合器

抵抗体を挿入し管内に入る抵抗体の面積を加減してもよい。

方向性結合器は大電力の測定に減衰器として用いられる。図5でAは大電力吸収用無反射終端で, 電力計には方向性結合器で減衰した小電力が加わり, 精密な電力測定ができる。

減衰距離 [英 attenuation length, 独 Schwächungslänge, 仏 longueur d'atténuation, 露 длина ослабления] 放射線の強度が物質中で減衰して $1/e$ になる距離。減弱距離ともいう。減衰係数の逆数。 r 線や中性子のビームは物質中で指数関数的に減衰する。物質中の深さ x の点での一次放射線の強度 I は, $I = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-x/\lambda}$ と表される。ここで I_0 は物質に入射する放射線強度, μ は減衰係数, λ が減衰距離である。

減衰係数 [英 attenuation coefficient, 独 Schwächungskoeffizient, 仏 coefficient d'atténuation, 露 показатель ослабления] ⇒ 減衰定数

減衰時定数 [英 damping time constant, 仏 constante d'amortissement, 露 постоянная затухания] ⇒ 振動減衰回路

減衰振動 [英 damped oscillation, 独 gedämpfte Schwingung, 仏 oscillation amortie, 露 затухающее колебание] 振幅が時間(一般には任意の独立変数)とともに減少してゆく振動のことをいう。原因は抵抗や摩擦など振動を抑制する外力(減衰力)が働く点にあり, 減衰力が速度に比例する場合には運動方程式は次の形をとる。

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2r \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0 \quad (r: \text{制動係数})$$

(1) 減衰が小さく $r/\omega_0 < 1$ のとき: $\omega^2 = \omega_0^2 - r^2 > 0$ として

$$x = A \exp(-\gamma t) \sin(\omega t + \alpha)$$

となる。振動系の角振動数が ω_0 (固有角振動数) から ω に変化するほか, 振幅が1周期 T ごとに $\exp(-\gamma T)$ 倍だけ減少する。 $\gamma T = 2\pi r/\omega$ を対数減衰率という。同じ位相の点での速度も振幅と同じ比率で減少していく。また振幅は時間 $\tau = 1/2\gamma$ ごとに $1/e$ 倍に減衰する。この τ を減衰時定数という。

(2) 減衰が大きく $r/\omega_0 > 1$ のとき: $r^2 - \omega_0^2 > 0$, 一般解は

$$x = A \exp\{-(\gamma + \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2})t\} + B \exp\{-(\gamma - \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2})t\}$$

で表され, 運動は時間の始めを除き, 対数的な減少となる。

(3) 臨界減衰の場合: $r^2 - \omega_0^2 = 0$ のときで, 一般解は

$$x = (A + Bt) \exp(-\gamma t)$$

この抵抗状態のとき, 系はいつまでも振動を続けることはなく, 時間的に最も早く平衡の位置に達する。このため検流計そのほか鋭敏な振動を早く止めたり, 船の横揺れを止めたりするのに実用上よく利用される。これを臨界制動という。このとき調整された抵抗のことを臨界制動の抵抗という。過減衰(過制動)とか過少減衰ということばは, 振動系に対する制動抵抗が臨界制動の抵抗より, それぞれ大きいか, あるいは小さいかに応じて用いられることばであって, たとえばわずかに過少減衰の状態にしておくと, 振動系は平衡の位置をわずかに過ぎてから平衡位置に戻る。静止摩擦が予想される減衰振動では臨界制動の状態だと平衡点の手前で停止するおそれがあるので, わずかに過少減衰

の状態にして平衡点を早く見いだすことが、実用上よく行われる。

減衰定数 [英 attenuation constant, 独 Dämpfungs-konstante, 仏 constante d'amortissement, 露 коэффициент демпфирования]

[1] 振動や波動の振幅が時間的あるいは空間的に減衰を示すとき、その減衰の速さを表す数値をいう。減衰が指数関数 $\exp(-\gamma t)$ 、あるいは $\exp(-\beta x)$ で表されるとき定数 γ, β をいうことが多い。 γ を振動数 ν で割ったもの γ/ν 、あるいは β を波数 $k (=1/\lambda, \lambda$ は波長) で割ったもの β/k は、1 周期あるいは 1 波長だけ隔たったところの振幅の比の対数をとったもので、ともに対数減衰率とよばれる。またこれらを減衰係数とよぶこともある。 γ (あるいは β) は減衰の比率の単位ネーパ(記号は neper)あるいはデシベル(記号は dB)を用いて、 $\text{neper} \cdot \text{s}^{-1}$ (または $\text{neper} \cdot \text{m}^{-1}$) などで表される。

[2] 伝送線の場合については ⇒ 伝搬定数

減衰波 [英 damped wave, 独 gedämpfte Welle, 仏 onde amortie, 露 затухающая волна] 波動現象において、その振幅が波の進行とともに減少していく場合、その波を減衰波という。また空間の一定位置で見たとき、そこでの振幅が時間とともに減少する減衰振動を含ませることもある。減衰波で、波動のもつエネルギーが失われていく機構は波動現象によってさまざまである。媒質内を伝わる平面正弦波 $A \exp \{i(kx - \omega t)\}$ の空間的(一次元とする)減衰は、波数 $k = 2\pi/\lambda$ 、 λ は波長)に $k = a + i\beta$ ($a = 2\pi/\lambda, \beta > 0$) のように虚数部分が現れる形、すなわち $A(x) \exp \{i(a x - \omega t)\}$ 、 $A(x) = A e^{-\beta x}$ で示される。ここで ω は角振動数であり、 β は減衰定数(または振幅減衰定数)とよばれ、 $\beta = -(dA(x)/dx)/A(x)$ 、すなわち単位長さ当りの減衰率である。 $A(x)$ と x より 1 波長だけ進んだところの振幅 $A(x + 2\pi/a)$ との比の対数 $2\pi\beta/a$ を対数減衰率とよぶ。透磁率 μ 、誘電率 ϵ 、電気伝導率 σ の媒質中を伝わる電磁波では、電場や磁場の各成分が波動方程式

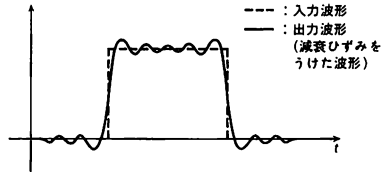
$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \psi}{\partial t} = 0$$

を満足するが、これから $k^2 - \mu \epsilon \omega^2 - i \mu \sigma \omega = 0$ ($k = a + i\beta$)。したがって $a^2 - \beta^2 = \mu \epsilon \omega^2$ 、 $a\beta = \mu \sigma \omega/2$ が得られる。この 2 式から a, β が求まる。 σ が十分小さい場合には近似的に

$$a = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \left(1 + \frac{\sigma^2}{8 \epsilon^2 \omega^2} + \cdots \right), \quad \beta = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

となる(⇒減衰振動)。

減衰ひずみ [英 attenuation distortion, 露 амплитудное искажение] 信号を伝送する通信回線あるいは計測回路などにおいて各周波数に対する特性が一様でないとき、信号の波形に変化が生じる。特に、入力される信号のもつ周波数帯域にわたって増幅率または減衰率が一定でないときに生じる信号波形の変化を減衰ひずみ(または振幅ひずみ)という。また、各周波数によって伝送速度が異なるときに生ずる波形の変化は位相ひずみとよばれる。一般に、信号の伝送系は、一様でない振幅特性と遅延特性を有するため、波形のひずみは、上記の双方の重なったものとなる。最も基本的な減衰ひずみの一例として、振幅特性が $|\omega| \leq \omega_c$ で 1 (一定)、 $|\omega| > \omega_c$ で 0 となる理想低域フィルターに、矩形パルス信号が入力されたときの波形のひずみを図に示す。



減衰力 [英 damping force, 独 Dämpfungskraft, 仏 force d'amortissement, 露 сила трения] 運動、特に振動など周期的な運動を弱めて、そのエネルギーを散逸させる作用をもつ力。制動力ともいう。振動物体が空気など流体中を運動する場合には、流体が物体に及ぼす抵抗がそのひとつの原因になる。軸受けやナイフエッジなど固体が接触する部分の摩擦がきく場合も多い。速度に比例してそれと逆向きの力で近似的に表されるのが普通である(⇒減衰振動)。

減数分裂(機構) [英 meiosis, 独 Meiose, 仏 méiose, 露 мейоз] 減数分裂は、植物では孢子形成(一部は配偶体形成)の際に、また動物では配偶子形成の際に行われる細胞分裂で、2 回の分裂から成り、結果として染色体数の半減した 4 個の娘細胞が生じる。第一分裂では、まず染色質(クロマチン)が凝縮を始め、細い糸状となる。続いて、あらかじめそれぞれが二染色分体となっている 2 本の相同染色体どうしが接着し始め、二価染色体となり、染色体はさらに短縮して太くなる(前期)。二価染色体は 4 本の染色分体から成り、そのうちの 2 本の間で交差が起ることがある。ついで核膜と仁が消え、紡錘体が形成され、二価染色体が紡錘体の赤道面に並ぶ(中期)。続いて 4 本の染色分体は 2 ずつに分れて紡錘体の極に移動し、染色体数の半減した 2 個の娘核ができる。第二分裂では体細胞分裂と同様、二染色分体から成る染色体が赤道面に並び(中期)、ついで各染色分体に分れて紡錘体の両極に移動し(後期)、核を形成し、細胞質も分れて(終期)、4 個の半数体細胞ができる。第一分裂の前期に相同染色体間の接着が起り、二価染色体を形成することが、体細胞分裂と異なる最も大きな特徴である。遺伝に関するメンデルの分離の法則(体細胞内では対をなす 1 対の遺伝子は生殖細胞形成の際に分れて各生殖細胞に均等に分配される)は、この減数分裂によるものである。

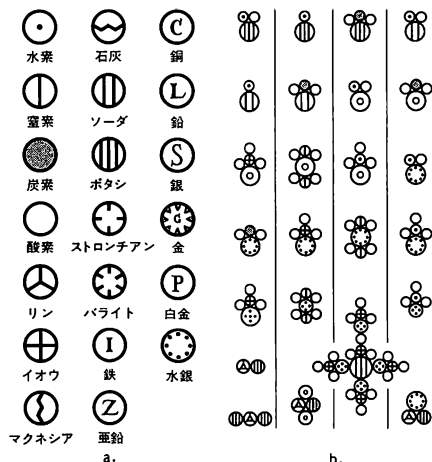
元素 [英 element, 独 Element, 仏 élément, 露 элемент] 化学元素ともよび、化学反応によって分類された物質種(原子種)をいう。特定の番号(原子番号)によって特徴づけられ、自然界に存在するものとしては 43 番のテクネチウムをのぞき 92 番(ウラン)までの 91 種、人工的につくられたものとしては 43 番および 93 番(ネプツニウム)から 103 番(ローレンシウム)までの 21 種が現在知られている。何番まで存在しうかは未知であるが 137 番までとする説もある。

物質を、その作用を保持する極限の構成要素の集合体として考える物質の元素観は、実は古くから存在した。これは、物質を存在としての構成要素の集合体として考える原子論といわば対応される考え方で、機能的な要素性を物質に想定したものである。古代インドの四大説(地・水・火・風)や古代中国の五行説(木・火・土・金・水)などもこれに当る。古代ギリシアでもこの立場から一元論、二元論、四元論などが考えられたが、最も著名なものは Aristoteles が提唱した四元素説であろう。彼は、質料と形相の考えに

基づいて物質の元素概念を打ち立て、すべての地上の物質は土・水・気・火の四元素から成るものとした。この説はその後長く強い影響力をもって生き残り、中世における錬金術の思想的基盤も、実はこの四元素の組替えによって、ある物質から他の物質をつくり出そうとする試みにほかならなかった。

錬金術の長い経験はこの意味で四元素説の現実的なテストであったが、その失敗の後、Paracelsus は四元素を批判して三原質説(水銀・硫黄・塩)を提出し、van Helmont はそれをも否定して批判を徹底させた。このような段階で、それまでの観念的・抽象的要素観を排し、実験的手法によって「それ以上区別できないもの」を元素とみることを主張したのは R. Boyle であった。彼は同時に、その「粒子哲学」のもとに化学に原子概念を導入することを意図し、元素を原子と結びつけて解釈する考えを推進した。

A. L. Lavoisier が質量不滅の考えに基づいて化学の定量化を開始して以後、「化学革命」が進行する過程で気体の反応に現れる整数性(定比例の法則など)が注目されるようになると、この考えは現実性を帯びた。J. Dalton の原子説、A. Avogadro の分子説は、この整数性こそ、物質の要素性、すなわち原子の構造の露頂であることの洞察であり、原子量を通じて原子概念を定量的具体的なものとし、これを元素概念と結合して近代的な元素観を樹立したものであった。そして以後の化学はこの元素観の上に発展していくこととなる(図に Dalton の化学記号を示す。彼は元素記号(a)を使用して、種々の化合物の組成を視覚化した(b))。



Dalton の化学記号 (Dalton の著書の挿図より、1806年)

その後、J. A. R. Newlands, J. L. Meyer, D. I. Mendeleev らにより元素の化学的性質の周期性が発見されたことは、原子と一体化された元素概念に画期的な深化をもたらすものとなった。これは、周期律表の完成とその内容の解明の過程で、スペクトル分析、X 線分析の成果と相まって、原子番号の正確な意味づけなど、その構造論的内容を与え、原子構造論への道を開いた。

一方、放射性元素とその変位則から、F. Soddy は同じ原子番号をもちながら原子量の異なる元素(同位元素)の存在を示唆したが、J. J. Thomson, F. W. Aston らの²²Ne

(²⁰Ne の同位体)の発見以後、質量分析法の開発によって同位体(同位元素)が次々と発見され、今日ではすべての元素について同位体の存在が知られている。元素の概念は今日では、核種のレベルで把握されるものとなったといえよう。そしてこの観点から、元素の起源、存在比などの問題が解明されつつある。

現像 [英 development, 独 Entwicklung, 仏 développement, 露 проявление] 露光などにより写真感光材料中に生じた潜像を目に見える写真像に変換する操作。ハロゲン化銀を用いる一般の写真感光材料(銀塩写真)の現像では、現像主薬とよばれる還元剤を含む現像液中で、写真乳剤中のハロゲン化銀を還元し銀原子を析出させることにより黒色の写真像が得られる。現像は、ハロゲン化銀粒子に露光によって生成された現像核とよばれる少数の銀原子集合体から開始され、目に見える黒化像が得られるまで行われるが、銀原子数は現像核の $10^8 \sim 10^{10}$ 倍程度に増幅される。現像は時間とともに進行するが、適当な黒化度が得られるところで酸性の停止浴に入れて現像反応を停止させ、さらに残ったハロゲン化銀は定着液で除去し、写真像を安定化する。また、現像反応で生じた現像主薬の酸化生成物を利用して色素生成を行う発色現像は、主としてカラー写真に利用されている。

また、現像においては、まったく露光されていない部分からもかぶりを生じる。これは、かぶり中心から進行する。現像主薬は露光により生じた現像核を現像するが、かぶり中心に対してはできるだけ選択的に作用することが必要である。現像主薬としては多くの化合物が知られているが、主としてハイドロキノン、メトール、フェニドン、およびカラー写真には p-フェニレンジアミン誘導体がいわれている。現像液には現像主薬のほかに、酸化防止のための安定剤、現像速度調節のための現像促進(抑制)剤、pH を安定に保つための緩衝剤などが含まれている。

現像は銀塩写真以外でも潜像を可視化する操作に対して用いられる。たとえば、電子写真では目に見えない静電像を反対に荷電したトナーを施して可視化する操作、また気泡写真では潜像を中心に窒素ガスを発生させ光散乱により可視化する操作なども現像とよばれている。

元素記号 [英 symbol of element, 独 Elementsymbol, 仏 symbole atomique, 露 символ элемента] 原子の種類つまり元素の名称の代りに用いる記号。原子記号ということもある。古くは図形形式が用いられたが、J. J. Berzelius 以来ラテン文字を用いるようになった。現在用いられている方法は、ラテン語、英語、フランス語またはドイツ語による元素の名称に基づき、原則として頭文字からとったラテン大文字 1 文字を用いるが、Al (アルミニウム)、Ar (アルゴン)、Ac (アクチニウム)などのように共通の第一文字を用いる必要がある場合は、第二文字としてつづりのなからとったラテン小文字を併用する。もっとも、Na (ナトリウム)、Ni (ニッケル)、Ne (ネオン)に対する窒素 N のように、最もポピュラーと考えられる元素については第二文字をつけない場合もある。化学的には元素記号はその元素の原子 1 個または 1 mol を表すが、同位体の区別する必要があるときは、¹⁶O、¹⁸O のように元素記号の左肩に質量数をつけて区別する。

減速 [英 deceleration, 独 Verzögerung, 仏 décélération, 露 замедление] 一般に運動している物体に力を加えて、物体の速度を小さくすることをいう。特に原子炉

中の中性子を散乱させてエネルギーを小さくするときには、moderation という(⇒中性子の減速)。

減速距離 [英 slowing down distance, 仏 distance de ralentissement] 無限に広い媒質の中に、高速中性子を放出する点状の中性子源がある場合に、熱中性子にまで減速される距離の平均を減速距離という。年齢拡散理論によれば中性子源 Q (中性子数/秒) が原点にある場合、減速密度 $q(r)$ は年齢方程式(⇒中性子年齢)の解で、次式で与えられる。

$$q(r) = \frac{Q}{(4\pi r)^{3/2}} e^{-r^2/4r_{th}}$$

ここに、 r_{th} は熱中性子の年齢であり、 r は原点からの距離を示す。 $q(r)$ の二次モーメントを上式を用いて計算すると、 $\langle r^2 \rangle = 6r_{th}$ になる。 $\sqrt{r_{th}}$ を熱中性子に減速されるまでの減速距離という。軽水および黒鉛の $\sqrt{r_{th}}$ はそれぞれ 5.2 cm および 19.2 cm である。

減速材 [英 moderator, 独 Moderator, 仏 modérateur, 露 замедлитель] 核分裂性核種に中性子が入射して核分裂を起す場合に、その断面積は中性子エネルギーにより複雑に変化する。大ざっぱに言えば、低エネルギーになるほど断面積は大きくなる。そこで原子炉内で核分裂によって生じた平均エネルギー約 2 MeV の速い中性子を、次の核分裂を効率的に起すエネルギー領域まで減速させる材料が必要となり、それを減速材という。この減速過程は、主に中性子と原子核との弾性散乱によるので、減速材としては質量数が小さく中性子の吸収の少ない核種を成分とする材料が望ましい。実際には軽水、重水、黒鉛、酸化ベリリウム、ナトリウム、ある種の有機材などが用いられる。H が最も効率がよいが、 (n, γ) 断面積が大きく、中性子を消費してしまう欠点がある。黒鉛は高温での使用に適している。原子炉で発生する熱を除去する冷却材が、この減速材の役目を兼ねるような設計が多い。高速炉では、比較的質量数の大きいナトリウムを減速材として用い、しかも燃料に対する減速材の相対量を減らすことによって、中性子エネルギースペクトルをかくして、核分裂を起すエネルギー領域を高くするように設計されている。一方熱中性子炉では、軽水のような軽い原子からなる減速材を用いるとともにその量を増し、大部分の核分裂が熱領域で起るようにされている。

減速密度 [英 slowing down density, 独 Bremsdichte, 仏 densité de ralentissement, 露 плотность замедления] 単位体積当たり毎秒、ある一定のエネルギー E 以下に減速されていく中性子の数を減速密度 $q(E)$ という。吸収のない無限媒質中では、次式により中性子束密度 $\phi(E)$ と関係づけられる。

$$q(E) = \int_E^{E/a} \Sigma_s(E') \phi(E') p(E' \rightarrow E) dE'$$

ここで、 $\Sigma_s(E')$ および $p(E' \rightarrow E)$ はそれぞれ中性子の散乱断面積と E' で散乱した中性子が E 以下に減速される確率を示している。原子核との散乱が、剛体球との散乱として扱える場合には、 $p(E' \rightarrow E) = (E - aE') / \{E'(1 - a)\}$, $a = \{(A-1)/(A+1)\}^2$ (A は質量数) で与えられる。 $\Sigma_s(E') \phi(E')$ はエネルギー E' の中性子が単位体積当たり毎秒受ける散乱の数を表し、衝突密度とよばれるが、 $\Sigma_s \phi = (\text{定数}) / E'$ の場合には、積分が実行できて、 $q = (\text{定数}) \times \xi$, $\xi = 1 + \{(A-1)^2 / 2A\} \cdot \log \{(A-1)/(A+1)\}$ になる。 ξ はレサージュの衝突当りの平均増加である。また $\Sigma_s \xi$ を減速能

とよぶ。これが大きいほど中性子は減速される。

元素の起源 [英 origin of elements, 独 Ursprung der Elemente, 仏 origine des éléments, 露 источник элементов] 天然の元素の存在と組成を、宇宙における原子核反応の積み重ねの結果として説明する理論。この問題に本格的に取り組んだのは、G. Gamow らの $\alpha\beta\gamma$ 理論(1948 年)が最初で、当時の宇宙進化の仮説に基づいて、膨張宇宙初期の高温・高密度状態ですべての元素を一挙に合成するというものであった。しかし、重元素の存在量が異なる星の種の発見、および、恒星の内部構造や進化の理論の発展によって、恒星内部の核反応が、元素合成の舞台として注目を集めるようになった。やがて、星間ガスから星が誕生、そしてその星の内部で合成された元素が超新星爆発によって星間空間へと放出され、さらにその重元素に富んだ星間ガスから次世代の星が誕生するという、銀河系内での物質循環と元素合成の描像が定着していった。そして、太陽系を構成する元素の相対存在量の詳細な分析が、H. E. Suess と H. C. Urey (1956 年)によって発表されると、これと原子核の性質との対応関係を基礎にして、G. R. Burbidge および E. M. Burbidge 夫妻、W. A. Fowler と F. Hoyle (1957 年)は、元素の合成過程の系統的分類を試みた。彼らは、すべての元素の合成過程を、当時星のエネルギー源として知られていた水素燃焼反応とヘリウム燃焼反応に加えて、質量数が 4 の整数倍の核種を合成する α 過程、熱平衡状態下で鉄に近い元素を合成する e 過程、中性子捕獲の s 過程と r 過程、鉄より重い元素のうち陽子過剰の同重核を合成する陽子捕獲の p 過程、星の内部では合成できない Li, Be と B のための x 過程の 8 種類に定式化した。その後、1965 年の宇宙背景放射の発見によって、 ^4He , ^2H , ^7Li の存在は宇宙初期の合成で説明できることがわかったが、その点を除くと、上記の分類は、現在でも基本的に正しいと考えられている。これまでに、この分類に基づいて、各合成過程が起るのに必要な条件が検討され、また、恒星進化論の進展に伴って、どのような進化の段階で、その条件が実現されるかという対応関係も解明されてきた。また、 x 過程についても、星間空間での高エネルギー宇宙線との衝突による、C, N, O の原子核の破壊で説明できると考えられている。

元素の存在度 [英 abundance of elements, 独 Häufigkeit der Elemente, 仏 abondance des éléments, 露 относительное содержание элементов] 天体を構成する諸元素の割合で、通常では相対存在量比で表される(付録の表を参照)。元素の存在度は、天体の始原物質の化学組成のみならず、天体の形成過程やその後の化学的分化および原子核反応によっても異なる。恒星の大気中存在する元素の組成を求める手段は、分光観測であるが、太陽系の場合には、隕石や地球の岩石の化学分析なども利用できるため、詳しく調べられている。たとえば、Na 以上の原子番号をもつ非揮発性元素については、石質隕石のうち、それらの存在量比が太陽大気と非常に類似している炭素質コンドライトの分析結果が、分光観測では分離が不可能な同位体については、地球の岩石などの測定値が基礎データとして用いられ、また、分光観測にかられない揮発性の He や Ne については、太陽系宇宙線中の存在量比が利用される。これらのデータを総合し、 U などの自然崩壊による変化を補正して、太陽系の形成時の推定値を求めたのが、原始太陽系の元素の存在度である。これには次のような特徴が

認められる。Hと⁴Heが重量比で74.6%と23.8%を占め、それ以外の元素はすべて合わせても1.6%にしかすぎない。¹⁶Oより重い元素は質量数とともに指数関数的に減少するが、質量数が4の倍数の原子核は隣接核種に比べて多く、また⁵⁶Feの付近には存在数で約10⁸倍のピークがある。質量数が100以上では、存在度はほとんど減少しなくなり、中性子の魔法数50, 82, 126に対応して、約10倍の二重のピークがある。地球の元素の存在度は、地殻の表面に近い岩石などの分析結果から推定されるが、太陽のそれと比べると軽元素や揮発性元素が著しく欠如している。太陽以外の恒星では、HとHeの存在量はほぼ太陽と同じ値を示すが、C以上の重元素については、星の種族によって異なり、太陽の1/400から数倍の存在量比の星までほぼ連続的に分布している。しかし重元素のなかでの各元素の存在量比は、少数の特異星を除けば、星によらず一様である。このため付録の表に示したものは、しばしば、宇宙の元素存在度ともよばれる。

元素の地球化学的分配 [英 geochemical distribution of elements, 独 geochemische Verbreitung der Elementen, 仏 distribution géochimique d'éléments, 露 геохимическое распределение элементов] 元素の地球化学的特性により、地球の核、マントル、地殻、水圏および気圏などの各部分に元素が分配された分布状態をいう。最初に V. M. Goldschmidt により指摘された。地球の第一次的な地球化学的分化における元素の分配に関する重要な概念である。金属鉄相、硫化物相、ケイ酸塩相、大気相などに対する親和力にしたがって元素を分類し、それぞれ親鉄、親銅、親石、親気元素などおよび、元素の分配を論じた。この概念は鉄-ニッケル合金、トロイライト、ケイ酸塩よりなる隕石の各相および溶鉱炉における金属鉄、鉄・銅の硫化物およびケイ酸塩の鉾鉾の各相についての微量元素の存在度を測定することにより確立された。ある元素はいくつもの相に対して親和力を示す。たとえば Cr は地殻中にある強い親石元素であるが、鉄隕石のように酸素に乏しい状態では親銅となり硫化物として存在する。Os, Ir, Au などは親鉄元素, Zn, Cd, Hg などは親銅元素, Sr, Ba などは親石元素、不活性ガスは親気元素の例である。

元素半導体 [英 element semiconductor, 独 Element-halbleiter, 仏 semiconducteur à élément, 露 простой полупроводник] 単一元素の単体からできている半導体のことで、その結晶は完全な共有結合から成っている。IV族元素の Si と Ge が最もよく知られたもので、その性質については種々の面からの研究が行われており、トランジスタ—はじめ応用上も極めて重要な物質として注目されている。化合物半導体と違って化学量論的な不整合などには起りようがないので、最も早く純度の高い結晶が得られるようになり、したがって不純物のドーピングの制御も精密にできるようになった。ほかのIV族元素のうち α -Sn (灰色スズ) はゼロギャップ半導体という特殊な一群に属している。なお、同じスズでも β -Sn は金属である。このような例は炭素の2つの同素体(ダイヤモンドは絶縁体、グラファイトは半金属)にも見られる。ほかにVI族の Se と Te が比較的详细に調べられている元素半導体である。これらIV族およびVI族半導体は結晶状態ばかりでなく、非晶質状態でも半導性を示す。B や P, S の同素体のうちのあつものや、これらのある種の薄膜も半導性を示すことがある。

元素分析 [英 elementary analysis, 独 Elementaranalyse, 仏 analyse élémentaire, 露 элементарный анализ]

一般的には試料を構成する元素に関する化学分析をさす。通常は有機化合物の構成元素のうち主要なもの(炭素、水素、窒素、硫黄、ハロゲン、(酸素))の定量分析をさしている。有機化合物を加熱分解し、その成分元素を簡単な無機化合物に変化させて定量するのが常法である。マクロ量の分析としてはリービヒの炭水素定量法やキュルダールの窒素定量法などが有名である。現在の元素分析は、F. Pregl によって考案された微量法であり、必要な試料の量は格段に少量(3~5mg)ですむようになった。岩石試料などの全元素分析には、最近では誘導結合プラズマ(ICP)による発光分光分析や、X線マイクロアナライザー(XMA)などがよく用いられている(⇒蛍光X線分析)。

減損ウラン [英 depleted uranium, 独 abgereichertes Uran, 仏 uranium appauvri] ⇒ 劣化ウラン

懸濁液 = サスペンション

懸濁質 = サスペンション

懸濁重合 [英 suspension polymerization, 独 Suspensionspolymerisation, 仏 polymérisation en suspension, 露 суспензионная полимеризация] 単量体からラジカル重合によって重合体を生成する重合方法のひとつであつて、水に溶解しない単量体を水と激しくかき混ぜながら、単量体に溶解するラジカル開始剤を加え重合を進行させる。この際、単量体の分散した油滴がくっつかずに小さい粒状のまま重合させるために、適当な分散剤を加えることが必要である。水を媒体として使用するので、重合中に生ずる熱が容易に除去され、重合体は小さいビーズ状(直径0.1~1.0mm)で得られ、媒体の除去や乾燥が容易であり、工業的に大規模な生産に適している。現在、スチレンおよび塩化ビニルなどが懸濁重合により大量に生産されている。

建築音響学 [英 architectural acoustics, 仏 acoustique architecturale, 露 архитектурная акустика] 建物など人間の住環境における音の問題を対象とする学問分野で、音響学あるいは建築環境工学の一分野として位置づけられる。最初は室内音場、すなわち三次元的な境界に囲まれた空間における、残響などの音響現象を物理的に調べることから始められた。これは室内音響学として現在でも建築音響学の重要な分野であり、室内の物理的な音響特性と人間の聴覚・生理・心理的反応との関連が種々の面から研究されている。その成果は、良好な音響効果をもつオーディトリウムなどの設計法に生かされている。それとあって、建物における騒音・振動の防止に関する研究も重要な分野であり、建物の外部あるいは内部にある種々の騒音・振動源に対する建物の遮音・防振方法などが工学的に研究されている。またそのために必要とされる吸音材料・遮音材料・防振材料などの音響材料の開発と、それらを利用した工法の研究が進められている。

検定

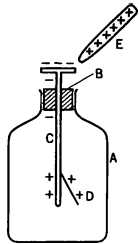
[1] [英 calibration] 校正と同じ意味で用いられる。しかし、このような用法は望ましくない。

[2] [英 verification] 計量法で定められている取引証明に使用する計測器(計量器という)が、通商産業省令で定める構造を有し、その器差が政令で定める検定公差を超えないかどうかを検査して、その事実を確認し公に証明する行政処分をいう。検定に合格した計量器には検定済証印が押捺されている。

[3] [英 statistical test] 統計学では、仮説を捨てるか

捨てないかを測定値によって定めることを検定(詳しくは統計的検定)という。測定がある条件を満たしていれば仮説を捨て、そうでなければ捨てないという形で検定方式が規定される。

検電器 [英 electroscopes, 独 Elektroskop, 仏 électroscope, 露 электроскоп] 静電誘導の現象を利用して電荷の存在を検出する装置。図のような箔検電器が一般的であ



る。容器 A に絶縁物 B を介して金属棒 C がとりつけられている。C の下端には薄い金属箔 D が付いている。正電荷に帯電した物体 E が近づくと、静電誘導により E に近い棒 C の上部に負電荷が集まり、C の下部に正電荷が多くなる。同符号の電荷は反発しあうので棒の下端で軽い箔 D は棒から離れて開く。このようになれば E に電荷が存在することがわかる。ただし電荷の符号は決められない。ただ、2つの帯電体 E および F が近づくとき、2つの電荷が同符号か異符号かを定めることはできる。すなわち、初め E を検電器に近づけておき、C を接地すると C からは E と同符号の電荷が大地へ逃げる。その状態から接地をはなすと C には正味 E と反対符号の電荷が残るので、E を遠ざけても箔 D が開いた状態になる。次に未知の帯電体 F を検電器に近づけると、もし F が E と同符号であれば、棒 C の下端で残留電荷と新しい誘導電荷は中和し合うので、箔の開きは小さくなる。逆に E と F が異符号であるときは下端の電荷は加え合うので箔 D の開きは大きくなる。容器 A を接地された導体にしておくと箔部分に対する静電遮蔽ができる。その場合は箔の運動を観察するための窓が必要になる。箔の運動を定量的に測定できるようにすれば静電電位計として使用できる。

原動機 [英 prime mover, 露 первичный двигатель] 水エネルギー(水力)、熱エネルギー、風力、石油、石炭など自然のエネルギーを回転などの機械的エネルギーに変換するもの。利用するエネルギー源の種類によって、原動機を次のように分類できる。(1) 水車: 水車は水力利用であり、水に落差をつくり、発生した力で回る回転機械である。この水車を利用される発電所を水力発電所という。(2) 蒸気タービン: 蒸気タービンは熱利用であり、石炭、重油などをボイラーで燃焼させ、その燃焼熱が水が吸収し蒸気となり、発生した高温高压蒸気で回転力を発生する。この蒸気タービンが用いられる発電所を火力発電所という。原子力発電はこの類に属し、原子炉で発生した熱を炉外に導き、ボイラーに導入し蒸気をつくり、蒸気タービンで動力に換える発電所。また、地熱発電もこの型の原動機によるものである。(3) ディーゼル機関: ディーゼル機関は重油を燃料とした内燃型原動機である。また、ガソリンエンジンもこの型の原動機に属する。(4) ガスタービン: ガスタービンは圧縮空気と天然ガスやコークスガスなどの混合燃焼で得られた高温高压ガスのもつ風力で回転力

を発生する。この型も火力発電に利用される。そのほか、天然の風力で回るプロペラは風力利用原動機で、風力発電や揚水の動力源となる。

ケンドール Kendrew, John Cowdery 1917.3.24—イギリスの生物物理学者。オックスフォード生まれ。1939 年ケンブリッジ大学を卒業、レーダーなどの軍事研究に従事。第二次世界大戦後、1946 年にケンブリッジ大学の W. Bragg の下で生物物理学の研究を始めた。1949 年からはキャベンディッシュ研究所の M. F. Perutz に師事して、タンパク質の立体構造の X 線解析による研究を始める。1960 年タンパク質としては初めて、クジラのアミノ酸の立体構造を決定した。この功績により、1962 年ウマのヘモグロビンの立体構造を解明した Perutz とともにノーベル化学賞を受賞した。ロンドン王立協会会員。アメリカ科学アカデミー外人会員。元国際生物物理学会会長。ケンブリッジ大学分子生物学研究所(M. R. C.)副所長を経て、1975 年から 82 年までヨーロッパ分子生物学研究所所長。[主著] *The Thread of Life—An Introduction to Molecular Biology*, 1966 (『生命の糸—分子生物学への招待』, 1980)。

顕熱 [英 sensible heat, 独 fühlbare Wärme, 仏 chaleur sensible, 露 теплоемкость] 物体の状態(相)を変えないで、温度変化させるのに必要な熱量のことを顕熱という。これに対して物体に熱を加えるときに、物体の一部が溶解したり、蒸発したりするような相変化が起るときには、物体の温度は変わらない。この場合に必要な熱量を潜熱という。潜熱という語は現在も使われているが、顕熱という語は最近ほとんど使われない。質量 m 、比熱 c の物体の温度を T だけ上げるときに必要な熱量 Q は、 $Q = cmT$ で与えられる。

弦の振動 [英 vibration of the string, 独 Saitenschwingung, 仏 vibration de la corde, 露 колебание струны] 各種の楽器には、細い鋼線、ガット(羊腸線)、合成繊維線、絹糸などの弦が使われている。こうした弦の両端を固定し、張力をかけて張ったときの横振動については、弦自身にはまったく剛性や弾性がなく、垂直方向に変位させたときの復元力は、張力だけであるとして解析される。図 1

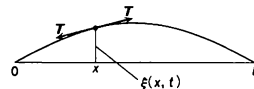


図 1

のように弦の上の任意の点 x における変位 $\xi(x, t)$ の振幅が十分小さいとして、振動による弦の長さの変化を無視すると、弦の固有振動は $\rho(\partial^2 \xi / \partial t^2) = T(\partial^2 \xi / \partial x^2)$ を両端($x = 0$ および l) 固定の条件で解いて求められる。ここで ρ は弦の線密度(単位長さごとの質量)、 T は張力である。これから、固有振動数は $f_m = (m/2l)\sqrt{T/\rho}$ となり、そのときの変位は $\xi_m(x, t) = A_m \sin(m\pi x/l) \cdot \sin(2\pi m f_m t + \phi_m)$ ($m = 1, 2, \dots$) となる。 $m = 1$ が基本振動で、 l が弦振動の半波長に等しい。 $m = 2, 3, \dots$ が第二、第三、…の倍振動になり、それぞれの振動状態は図 2 に示すようになる。各倍振動の固有振動数は、基本振動の振動数の整数倍になる。ただ実際の弦では、弾性による弦の伸縮の影響で固有振動数が多少変化した、倍振動の振動数は厳密には基本振動の振動数の整数倍にはならない。しかし通常の弦では、弾性の影響による固有振動数のずれは非常に小さく、これを無視してよ

い。

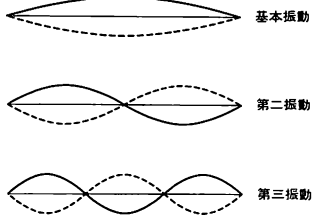


図 2

検波 [英 detection, 独 Gleichrichtung, 仏 détection, 露 детектирование] 音声や符号などの信号によって変調された搬送波から、信号成分を取出すことを復調または検波という。検波ということばは無線通信の初期に、電波の存在の有無を検出するという意味で用いられた術語であり、電波が変調されているか否かには無関係のものであった。したがって厳密には検波と復調とは区別すべき内容をもつ語であるが、慣習として両者は同義語として使用されている。復調の対象になるものは振幅変調波、周波数変調波、位相変調波などであるが、ここでは本来の意味での検波(電信信号の検出)と振幅被変調波からの信号の復元(振幅復調)について説明する(⇒復調, 周波数弁別器, 位相検波)。

(1) 電信信号の検出: 無線電信では搬送波を符号(モールス符号など)で断続して送る。これを直接検波しても直流の断続になり、受話器で聞いても符号の切れ目にカチカチという音がするばかりで符号の判読はできない。これを明瞭な断続音として聞くためには、周波数を変換して可聴周波数のうなり信号にしなければならない。周波数を変換するには、受信信号をもうひとつの周波数成分とともに非直線検波器に加えてその差を取出せばよい。この周波数を図1のように独立の局部発振器から供給する方式をヘテロ

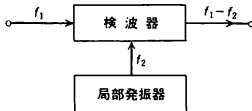


図 1

ダイン方式(あるいは他励ヘテロダイン方式)、発振器が検波器をも兼ねる方式をオートダイン方式(自励ヘテロダイン方式)という。検波器から取出された可聴周波数を増幅すれば、断続可聴音が得られる。さらに高利得かつ安定な増幅を必要とする場合には、スーパーヘテロダイン方式を採用する。

(2) 振幅復調: 振幅被変調波を復調する方法を大別すると二乗検波、直線検波(包絡線検波)および同期検波に分けられる。二乗検波は検波器の動作特性が非線形で、入力電圧 v と検波器を流れる電流 i の間に $i = kv^2$ という関係があり、検波器からの信号波出力電流は入力搬送波の振幅の二乗と振幅変調度の積に比例するような検波である。二乗検波は効率がよく、小さな入力電圧を検波するとき有利であるが、信号波出力は第二高調波を伴う。信号の振幅変調度を m とすると出力信号のひずみ率は $m/4$ になる。たとえば変調度が 40% (通常のラジオ放送における平均変調度) の場合、ひずみ率は 10% 程度になる。二乗検波の例

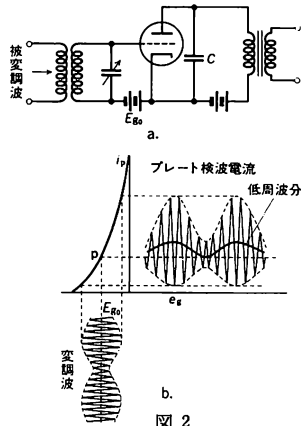


図 2

としてはプレート検波、グリッド検波などがある。図2にプレート検波回路の例と検波の原理図を示す。入力電圧がある程度大きくなると直線検波に近づく。図3はグリッド

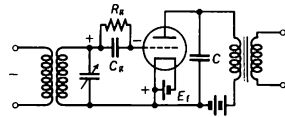


図 3

検波回路の例である。この検波回路は感度はよいが、入力信号が大きくなるとひずみが増大する。グリッド検波回路で図4のようにプレートから格子に高周波的に正帰還を施

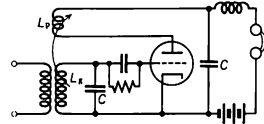
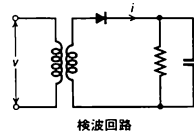


図 4

せば、検波感度を増すことができる。これを再生検波という。再生検波で最も感度のよいのは発振の起る直前である。そこで帰還量を超可聴周波数で周期的に変化させて発振と非発振の状態を繰返すようにしたのが超再生検波である。この方法で感度は非常に向上するが、雑音が多く、選択度も悪い。直線検波は、入力電圧が大きい場合は、ダイオードの整流特性を利用して行うことができる(図5)。包



検波回路

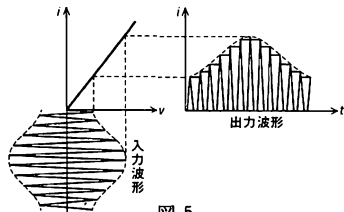


図 5

絡線検波あるいはダイオード検波ともよばれる。負荷抵抗値をダイオードの内部抵抗に比べて十分に大きくすれば、出力波形のひずみを非常に小さくすることができる。二乗検波より感度は低いけどひずみの小さい出力が得られるので、現在最もよく用いられている。

同期検波は、搬送波に同期した局部搬送波と入力信号とを掛算回路に加えて復調する方式である。この検波方式は搬送波抑圧型の被変調波の復調に適している。またこの方式の長所は小振幅の入力に対しても直線性がよいことである。

けん盤 = キーボード

顕微鏡 [英仏 microscope, 独 Mikroskop, 露 микроскоп] 対物レンズで拡大された実像を接眼レンズでさらに拡大して観察することを主目的とする光学機械。試料を上から見る正立型と下から見る倒立型とがある。図1に正

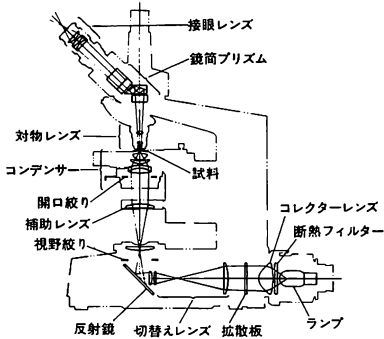


図 1

立型顕微鏡光路図の一例を示す。試料から下が照明系で上が観察系である。顕微鏡の総合倍率は、 $m = m_o m_e$ で与えられる。 m_o は対物レンズの倍率で焦点距離を f_o 、像側焦点から対物レンズによる像までの距離(光学的鏡筒長という)を l とすると $m_o = l/f_o$ である。 m_e は接眼レンズの倍率で焦点距離を mm 単位で表示したものを f_e とすれば $m_e = 250/f_e$ である。 m_e は明視の距離にある虚像を見るという前提で定義されている。対物レンズの分解能は $\epsilon = K\lambda/NA_o$ で与えられる。 λ は波長、 NA_o は開口数である。試料側媒質の屈折率を n 、対物レンズが軸上物点に対して張る角を 2θ とすれば、 $NA_o = n \sin \theta$ である。 K は同様に定義したコンデンサー(集光レンズ)の開口数 NA_c との比で決まる定数である。 $NA_o/NA_c = 1$ のとき(このとき $K = 0.61$)の ϵ はレイリーの解像限界という。

顕微鏡対物レンズ: 対物レンズは2枚から十数枚のレンズよりなる凸レンズ系である。生物顕微鏡用と金属顕微鏡用に大別される。生物用は厚さ 0.17 mm のカバーガラスを用いることを原則として設計されている。普通の対物レンズは凸レンズの集りであるので像面湾曲が大きく軸上にピントを合わせたとき周辺はぼけてしまう。最近はこの点で大幅な改善がなされ、像面湾曲はほとんど除去できるようになった。このような対物レンズをプランまたはフラットフィールド対物レンズとよんでいる。色収差には軸上と倍率の色収差があるが、色収差を2つの色について除去したものをアクロマート、3つの色について除去したものをアポクロマートとよぶ。中間のものをセミアポクロマートという。倍率の色収差は通常接眼レンズとの組合せで補償

される。

照明系: 照明には明視野照明と暗視野照明がある。明視野照明は対物レンズの開口数を十分満たし、照明むらがなく、そのうえ明るいことが必要である。そのため試料のすぐ下に焦点距離が短くて強力な集光力をもつサブステージコンデンサーと光源の近くに十分な光量を導くための補助光学系を配置する。光源の像をどこにつくるかで2つの典型的照明法がある。1つはクリティカル照明で、簡単に明るく十分な開口角の照明が得られる。補助光学系の前側焦点の位置に光源を置くので光源の像はコンデンサーの後側焦点の位置にできる。試料面と光源像がほとんど重なっているので光源そのものによる照明むらがやすい。ほかはケラー照明で光源像をコンデンサーの前側焦点の位置につくるので試料側から見れば光源像は無限遠にでき照明むらを生じないという特徴がある。照明系の中には通常開口絞りと視野絞りの2つの絞りが組込まれている。前者はコンデンサーの前側焦点位置に置かれ試料を通る光束の開口角を制限する。通常照明光の開口角が対物レンズの開口角 θ にほぼ等しくなるように開口絞りを調整する。この状態でコントラストもよくレイリーの解像限界に等しい分解能が得られる。後者は試料と共役な位置に置かれており、視野絞りの像が試料面に結ばれ、絞りの像の内側だけが照明される。視野と同じ直径まで絞り込むとコントラストのよい像が得られる。暗視野照明は図2のようなコンデンサーを

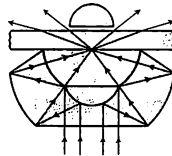


図 2

用いて対物レンズの開口角より大きな角で試料を照明し、照明光が直接対物レンズに入らないようにした照明である。試料が均質であれば視野は真暗になる。分解能より小さな物体であつても光を散乱すれば対物レンズに散乱光が入り物体の像は輝いて見えその存在を認知することができる。このような機能をもった顕微鏡を限外顕微鏡という。金属顕微鏡は不透明な試料の表面を観察するため照明方法が生物顕微鏡と異なる。図3は金属顕微鏡における明視野照明(図a)および暗視野照明(図b)の原理を示す。明視野照明では対物レンズを通して試料を照明する。レンズ面からの反射光によるかぶりがあるのでどうしてもコントラストは悪くなる。暗視野照明ではかぶりはなく、コントラストが極めてよい像が得られる。

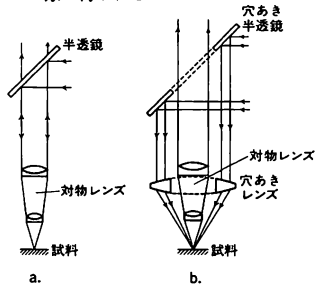


図 3

位相差顕微鏡は位相差法を適用した顕微鏡で図4のように開口絞りの位置にリングスリット、これと共役な対物レンズ後側焦点面にリングスリットの像と重なるように、リング状位相板が置かれる。位相板の大きさは対物レンズの射出ひとみの径の $1/2 \sim 2/3$ で一定になるよう設計されている。したがって対物レンズのNAに応じてリングスリットを選ぶ必要がある。通常はNAに応じたサイズのリングスリットを組み込んだターレットを回すことによって切替えられるようになっている。

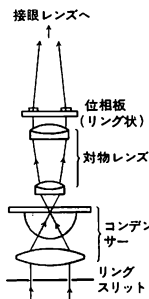


図4

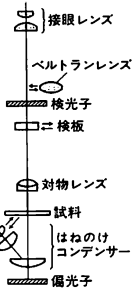


図5

偏光顕微鏡は鉱物試料のように複屈折性を有する物体を微視的なレベルで調べる顕微鏡である。図5に示すようにコンデンサーと光源の間に偏光子、対物レンズと接眼レンズの間に検光子を配置したもので、この配置をオルスコブという。また対物レンズの射出ひとみを接眼レンズ結像面に投影するためのレンズ(ペルトランレンズという)を挿入し射出ひとみでの偏光像を観察する場合がある。この配置をコノスコブという。オルスコブでは試料にできる限り平行に光が透過することが望ましいのでコンデンサーの開口数は小さくする。しかしコノスコブでは試料の1点での偏光特性を調べるので光束は試料面で1点に集光し開口角は大きい方がよい。コノスコブからオルスコブへの照明切替えは、いわゆる「はねのけコンデンサー」を使う。検板には鋭敏色板、 $1/4$ 波長板、ベレーン補償板、パビネソレイユ補償板などがあり、複屈折性物質の検出、結晶の正負判定や位相遅れの測定に適宜利用される。試料の結晶軸の方位を偏光子の偏光軸の方位に対して一定の関係にするため通常試料を載せるステージは少なくとも 180° 回転可能な回転ステージである。

干渉顕微鏡は試料が位相物体(⇒位相差法)であるとき、光波が試料で受ける位相変化を干渉縞に変換する機能をもった顕微鏡である。二光束干渉と繰返し反射干渉の2つの場合がある。いずれの場合も種々の干渉顕微鏡が考案されている。最も簡単なものは対物レンズの下にマイケルソン干渉計を組み込んだもので反射面の検査に利用されている。干渉計を対物レンズの下に置くため作動距離の大きい対物レンズが必要である。二光束干渉計にリレーレンズの作用をもたせることにより、通常の高倍率対物レンズが使えるようにしたものとしては、ダイソンのアタッチメントが有名である。対物レンズを二光束干渉計の光路に組込むことも可能である。この型の例としてはリニックの干渉顕微鏡がある。二光束干渉の一種であるが波面を横ざらしにするシアリング干渉顕微鏡が結晶の複屈折性を利用してつくられている。横ざらしの量を対物レンズの分解能オーダーまたはそれ以下にしたものを微分干渉顕微鏡といい非常にわ

ずかな凹凸や位相差を鋭敏に検出することができる。

可視光を用いる代りに、紫外光による紫外線顕微鏡、赤外光による赤外線顕微鏡のほか、超音波像を拡大して観察する超音波顕微鏡などがある。

顕微鏡対物レンズ [英 microscope objective, 独 Mikroskopobjektiv, 仏 objectif de microscope, 露 микро-объектив] ⇒ 顕微鏡

顕微分光法 [英 microspectrophotometry, 独 Mikrospektrophotometrie, 仏 microspectrophotométrie, 露 микроспектрофотометрия] 光学顕微鏡下で光吸収率、光吸収スペクトル、蛍光強度などを空間的、時間的に分光測定することを顕微分光法という。生体組織、細胞などに含まれる特定の物質の空間分布とその時間的変動などを研究するのに用いられる。光強度分布の測定法には、実像の一部分について測光する微小像測光法(試料位置を固定して波長を変えればスペクトルが、また波長を固定して試料を移動させれば強度分布が測定できる)や、全画像を撮像管上に結ばせ映像全体を二次元走査して信号を処理する全画像走査法などがある。後者の方法は電子計算機と組合せて測定できるので、迅速に空間的・時間的変化を追うことができ、応用範囲が広い。

顕微ラマン分光 [英 microscopic Raman spectroscopy, 仏 spectroscopie de Raman microscopique, 露 микроскопическая спектроскопия Рамана] レーザー光源からの光束を試料上に導き、光束の当たったところから発生するラマン・スペクトルが、存在する化学種や分子によって異なることを利用して、試料表面の二次元的な分布解析を行う方法である。ラマン顕微鏡と通常いわれているものは、集束しないレーザー光を用いるものであるが、集束したレーザービームで表面を走査したりするものもある(⇒ラマン・マイクロプロブ)。

ケンブリッジカタログ [英 Cambridge catalogue, 独 Cambridge Katalog, 仏 catalogue de Cambridge, 露 Кэ́мбриджский катало́г] ⇒ 天体のカタログ

研 磨 [英 polishing, 独 Polieren, 仏 polissage, 露 полировка] 研削よりも微細な、遊離した砥粒または研摩材を主として用い、工作物の表面を滑らかにし、かつ光沢を与える精密加工法である。表面仕上げと同等に用いられることも多いが、表面仕上げという場合には寸法精度に重点がある。バフ研磨、ベルト研磨、バレル研磨、化学研磨、電解研磨、液体ホーニングなどがある。バフ研磨はやわらかいホイールやベルトにつけた砥粒を、工作物に押しつける砥粒加工法である。ベルト研磨は、研磨ベルトを高速回転させながら工作物に押しつけることにより行う加工法である。バレル研磨は回転もしくは振動する容器(バレル)の中に工作物とコンパウンド、およびメディアを入れて、工作物表面の仕上げ、あるいは除去を行う加工法である。電解研磨あるいは化学研磨は、工作物がある種の溶液中で電気化学的あるいは化学的に溶出させて光沢を出し、またはさらに平滑化する加工法である。液体ホーニングは、液体に混合した細かい砥粒を工作物表面に噴射して行う加工法である。

厳密解 [英 exact solution, 独 strenge Lösung, 仏 solution exacte, 露 строгое решение] 微分方程式や非線形方程式などの種々の方程式が近似なしに解ける場合、すなわち既知の関数のみを含む解析式で解が表現できる場合、これを厳密解という。近似解、数値解と対比され

る。解析解ともいう。

弦模型 [英 string model, 独 Saitenmodell, 仏 modèle à corde, 露 струнная модель] 素粒子の模型のひとつ。ハドロンの散乱振幅は双対性という性質をもっているが、この性質をもつ振幅を与える双対模型が G. Veneziano によって提唱された。まもなくこの模型は相対論的な弦の振動から導かれることがわかったので、現在では弦模型とよばれている。四次元時空内での質点の軌跡が固有時間 τ をパラメーターとして $X_\mu(\tau)$ で表されるのに対して、弦の軌跡は σ ともう 1 つのパラメーター σ ($0 \leq \sigma \leq \pi$) によって $x_\mu(\sigma, \tau)$ で表される。前者を世界線というのに対し、後者を世界面という(図 1)。弦の運動は南部・後藤のラグラン

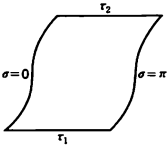


図 1 世界面

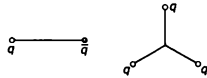


図 2 中間子とバリオンに対する弦模型の描像

ンジアン

$$L = -r \int_0^\pi d\sigma (-g)^{1/2}$$

$$g = \begin{vmatrix} x_\tau^2 & x_\tau x_\sigma \\ x_\sigma x_\tau & x_\sigma^2 \end{vmatrix} = x_\tau^2 x_\sigma^2 - (x_\tau x_\sigma)^2$$

によって決る。ここに $x_\tau \equiv \partial x / \partial \tau$, $x_\sigma \equiv \partial x / \partial \sigma$ で、 r は弦定数とよばれる正の定数である。このとき

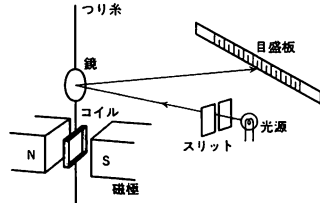
$$S = \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau L = -r \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \int_0^\pi d\sigma (-g)^{1/2}$$

で与えられる作用 S は世界面の面積に比例し、この幾何学的性質によって共形変換に対して不変である。弦模型ではレジェ軌跡はすべて線形となり、その勾配(レジェ勾配) α' は $\alpha' = (2\pi r)^{-1}$ で与えられる。弦模型の立場でハドロンを考えると、中間子はクォーク(q)と反クォーク(\bar{q})が、またバリオンは 3 個のクォークが弦でつながっているという描像になる(図 2)。簡単のため q と \bar{q} が直線状の弦でつながっている場合を考える。弦は単位長さ当たり r のエネルギーをもっているから、距離が r の $q \cdot \bar{q}$ 系に rr という線形ポテンシャルを与える。このため q と \bar{q} とを無限に引離すには無限のエネルギーが必要になる。実際には $q \cdot \bar{q}$ の対発生によって弦が切れて、ハドロンの多重発生が起るのであるが、いずれにしてもクォークを単独に取出すことはできない。これが弦模型でのクォーク閉込めの機構である。それでは弦の実体は何かということが大きな問題となるが、量子色力学では弦とは一次元的にしばられた色電束であると推測されている。

原理 [英 principle, 独 Prinzip, 仏 principe, 露 принцип] 一般には、ほかのものを導き出したり、ほか

のものを規定したりするためにもなる理のことで、ほかの法則や理論から導き出すことのできない最も基本的な法則をいう(⇒法則)。自然科学においては、原理が基礎となつてひとつの理論体系が形成されることが多く、その理論によって得られる結果が実験と一致することが確かめられた後、原理の正当性が立証されることになる。物理学には原理といわれているものが、約 50 ある。

検流計 [英 galvanometer, 独 Galvanometer, 仏 galvanomètre, 露 гальванометр] 極めて小さな電流を検出する電流計。電気回路を流れる電流値の測定よりも、電位差計と組合せ回路内の 1 点の電位を測定するのに使われることが多い。型式として電磁力を利用した力学的な機構をもつものと、入力インピーダンスの非常に高い増幅器をもつ電子回路からなるものの 2 種がある。前者は、コイルを流れる電流と磁場の間で働く力の作用によって生ずる検出素子の偏位を測定するものである。偏位を検出する方法に可動コイル型と可動磁針型があり、また偏位を指示する方法に光学的反照型と指針型の 2 つがある。この電磁力学の検流計では、可動コイル反照型のダルソンパール検流計とよばれるものが最もよく使われる。この原理を図に示す。



検出感度をあげるためには、可動部の重量を減らしつり糸の弾力を小さくするとともに、光路を長くすればよい。しかし適正値をすぎると機械的擾乱をうけやすくなり、光の像が鏡の欠陥や回折などでぼやける。検出感度としては 10^{-11} A まで到達できる。電子回路による検流計では、入力インピーダンスの大きな電界効果トランジスターで入力信号を変調して増幅したのち、同期整流をして出力を得るものである。検出感度は 2×10^{-10} A ぐらいに達する。持ち運びが簡単で、応答速度も 0.5 秒ほどであるなど、反照型検流計に比べて取扱いはるかに容易である。

検量線 [英 calibration curve, 独 Eichkurve, 仏 courbe d'étalonnage, 露 градуировочная кривая] 物質中の成分の特定の性質、たとえば呈色、電気的性質などの物理量を測定対象として定量分析を行うとき、目的とする成分の既知量と、その性質の強さとの間の関係を実験的に求める必要を生じる。横軸に物質質量、縦軸に強さをとってこの関係を表した曲線を検量線という。なお、英語の calibration curve はやや意味が広く、計器の示度と実際の量との誤差を精密に求めて作成した「校正曲線」の意味をも含む。

二

語 [英 word, 独 Wort, 仏 mot, 露 слово] なんらかの目的から1つのものと考えると都合のよい文字列。計算機では、計算機内の1つの記憶場所に記憶され1つの単位として取扱うことができる語、すなわち機械の語(computer word)をさす場合が多い。計算機により種々の長さにとられている(⇒語長)。数値データなどは、語単位に記憶・処理されることが多いが、計算の目的により、高い精度を必要とするときには、倍長語(連続した2語)、4倍長語(連続した4語)などまとめて使うこともある。また逆に半語(主として整数)、バイト(文字処理)などの単位で処理されることもある。

コア [英 core, 独 Kern, 仏 noyau, 露 сердечник] コイル、変圧器、バルストランス、高周波コイルなどを小型化するために、透磁率の高い材料を加工して磁心として挿入するものを一般的にコアとよんでいる。使用材料には、弱い磁場で磁化しやすく、微小な磁場の変化で大きく磁束密度が変化する。また磁場の減少とともに残留磁束が小さいという性質が要求される。材料として、純鉄、ケイ素鋼、ケイ素鋼帯、鉄-アルミニウム合金(アルパーム)、鉄-ケイ素-アルミニウム合金(センダスト)、鉄-ニッケル合金(パーマロイ)、また高周波用としてヒステリシス損の少ないダストコア、フェライトなどがある。

コアセルベート [英 film coacervate, 独 Koazervat, 露 коацерват] 親水性コロイド、特にタンパク質、核酸、炭水化物、脂質などの高分子化合物を含む均一な溶液が、特定の条件下で溶質を主とする相と溶媒を主とする相との2相に分離する現象をコアセルベーションという。溶質を主とする相(液滴状を成すこともある)をコアセルベートとよぶ。コアセルベートは液体ではあるが程度決った組成と構造をもち、それによって周囲の外界と区別され外界からさまざまな物質を取込むことができる。取込まれた物質はコアセルベート内の物質と化学反応を起し、新しい物質の合成、分解が起る。このようなコアセルベーションによる新しい相の形成と高分子有機化合物の生成、濃縮は、おそらく原始海洋中で起りえたであろうと考えられている。A. I. Oparin は有機物からコアセルベートが生じ、それが原始細胞に発展するという生命の起源に関する説を唱えた。

コア偏極 = 芯偏極

コアレセンス模型 [英 coalescence model, 仏 modèle de coalescence, 露 модель коалесценции] 高エネルギーのハドロン・原子核あるいは原子核・原子核衝突において、重陽子、 α 粒子あるいはより重い原子核などの複合粒子の放出を記述する模型のひとつである。この模型では、ある複合粒子が1核子当りの運動量 p で放出される確率は、それを構成するすべての核子が運動量空間内で p を中心とするある体積内にある確率に比例すると仮定する。非常に簡単な描像に基づいているにもかかわらず、実験データをよく再現することが知られている。

コイル [英 coil, 独 Spule, 仏 bobine, 露 катушка]

所要のインダクタンスを得るために導線をらせん状に巻いたもので線輪ともいう。円筒状に巻いたものをソレノイドコイル、環状に巻いたものをトロイダルコイルという(図1)。同調回路、変成器、高周波のチョークなどに用いら

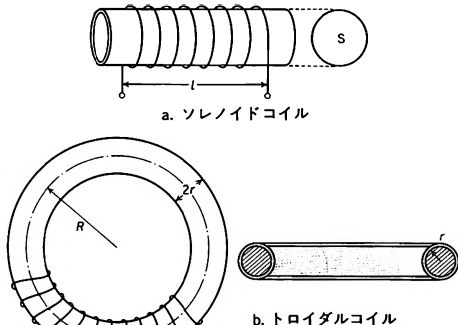


図 1

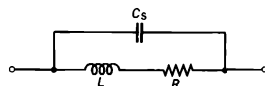


図 2 コイルの等価回路

れる。コイルの等価回路は、図2のように巻線の損失抵抗 R とインダクタンス L の直列接続に巻線間の分布容量 C_s が並列に接続される。コイルの良さは $Q = 2\pi fL/R$ (f は周波数) で表す。コイルの損失抵抗は巻線の直流抵抗の他に、図3のように電流が導線の外周に集まる表皮効果およ

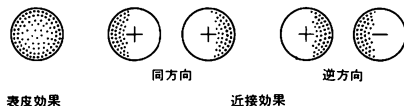


図 3 実効抵抗の増加

び近接した導線に電流が流れると、同方向の場合は反発して外側に、反対方向のときは内側に集まる近接効果により実効抵抗が加わる。表皮効果を減少するには絶縁した細い線を撚り合わせたリッツ線を用いる。多層巻のコイルで近接効果を軽減するには、図4のようにバンク巻、ハンカム巻にする。これらは分布容量の軽減にも有効である。

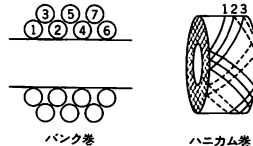


図 4

空芯密巻の単層ソレノイドコイルのインダクタンスは

$$L = K(4\pi^2 r^2 N^2 / l) \times 10^{-7} \text{ [H]}$$

r : コイルの半径[m], l : コイルの長さ[m]

$$N: \text{巻数}, K: \text{長周係数} = \left\{ 1 + 0.9 \frac{r}{l} - 0.02 \left(\frac{r}{l} \right)^2 \right\}^{-1}$$

Q は $r/l \approx 1.2 \sim 1.5$ のとき最大となる。高透磁率の磁心入りのとき実効透磁率は $\mu_{eff} = 1 + 1.1(r/l)$ となり、インダクタンスは通常2~5倍となる。 Q も2倍程度のものが得られる。円筒ソレノイドは磁路が開放されているので、

シールドケースで磁気遮蔽をして用いる場合が多い。磁心の位置を移動してインダクタンスを可変できる利点もある。磁心入りトロイダルコイルのインダクタンスは

$$L = \mu_0 \mu_r N^2 R (1 - \sqrt{1 - (r/R)^2}) \text{ [H]}$$

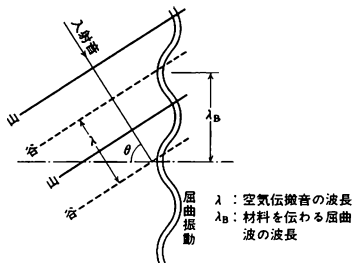
$\mu_0: 4\pi \times 10^{-7}$, μ_r : 比透磁率, N : 巻数

R : 磁心の半径 [m], r : コイル断面の半径 [m]

トロイダルコイルは磁束が巻線内部に包まれて漏洩しないので外部への影響が少ない。

コインシデンス回路 = 同時計数回路

コインシデンス効果 [英 coincidence effect, 独 Koinzidenzeffekt, 仏 effet de coïncidence, 露 эффект совпадения] 均質な板状材料の音響透過損失は、質量則にしたがって音の周波数が高くなるほど大きくなるが、ある周波数以上で急に低下する(⇒遮音材料)。これをコインシデンス効果という。この現象は図に示すように、板に対して角

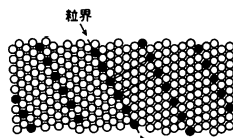


度 θ で入射した音波の板上での音圧の山・谷と、板に生じる屈曲波の山・谷が一致したときに、板の屈曲振動が激しくなり、それによって音の放射が大きくなるために生じる。その条件は $c \sin \theta = c_B$ (c は空気中の音速, c_B は板の屈曲波の進行速度)であり、この関係から、コインシデンス効果が生じる周波数 f は次式で表される。

$$f = \frac{c}{2\pi h \sin \theta} \sqrt{\frac{12\rho(1-\sigma^2)}{E}}$$

ただし、 h は板の厚さ [m], ρ は板の密度 [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$], E は板のヤング率 [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2}$], σ は板のポアソン比である。この式で、 $\theta = \pi/2$ のときに f は最低となる。この周波数をコインシデンス限界周波数という(⇒音響透過損失, 遮音, 質量則)。

コインシデンス粒界 [英 coincidence boundary, 独 Koinzidenzgrenze, 仏 joint de coïncidence, 露 граница совпадений] 粒界の両側の結晶格子を粒界を越えて延長したとき、両格子により共有される格子点の密度が高い場合に、これら2つの結晶格子は対応方位関係にあるといい、対応方位関係にある結晶に挟まれた粒界をコインシデンス粒界(対応粒界)という。対称性が良好な立方晶系では比較的多くの対応方位関係が存在する。対応の度合は、D. G. Brandon (1966年)により提唱された Σ 値, すなわち対応格子点1個当りの結晶格子点の数によって表される。対応格子の概念は、二次再結晶過程における粒界の移動度と結晶方位の関係を解析した M. L. Kronberg と F. H. Wilson (1949年)により導入されたものである。対応方位関係をもたない粒界をランダム粒界という。図は体心立方晶におけるコインシデンス粒界の一例($\Sigma 11$)である。両結晶は紙面に垂直な $\langle 110 \rangle$ 軸のまわりに 50.5° 回転されている。対応格子(黒丸)の単位胞(図中の平行四辺形)には11個の格子点が含まれる。一般に、対応粒界は整合性(結晶



構造の連続性)がよい(たとえば、面心立方晶の $\langle 111 \rangle$ 軸まわり 60° 回転の方位関係をもつ双晶境界($\Sigma 3$)は完全に整合なコインシデンス粒界である)。コインシデンス粒界は移動しやすいと考えられ、このことが再結晶集合組織の生成の一因となっていると考えられている。

項 [英 term, 独 Term, 仏 terme, 露 терм] 原子や分子のエネルギー準位を波数単位(cm^{-1})で表したもので、スペクトル項ということもある。エネルギー準位のエネルギーを E , プランク定数を h , 真空中の光速度を c とすると、項は $T = |E|/hc$ で表される。項の数値そのものをいう場合には項値という語を用いる。項という語は現在ではエネルギー状態や量子状態と同義に用いられ、その状態を特徴づける量子数に対応させた項(の)記号で項を表示する。項という語の使用は、J. R. Rydberg や W. Ritz が原子のスペクトル線の波数が $T_n = RZ^2/(n_1 + a)^2$ (R はリュードベリ定数, Z は有効核電荷, n_1 は主量子数, a はリュードベリ補正)のような形の2つの(数学的な意味での)項, T_{n_1} と T_{n_2} ($> T_{n_1}$)の差 $T_{n_2} - T_{n_1}$ で表されることを示したのに始まる。図

高圧 [英 high pressure, 独 Hochdruck, 仏 haute pression, 露 высокое давление] 高い圧力のこと。高圧の発生には、(1) 密度 ρ , 高さ h の物質の柱の底にかかる $p = \rho gh$ の関係から導かれる静水圧, (2) 一定容積下での相変化や熱膨張を利用した熱起源の圧力, (3) 機械的圧縮による圧力, (4) 化学反応や火薬の爆発, 核爆発に伴う衝撃波の利用などが考えられる。数 GPa 以上の圧力是一般に超高圧とよばれ、その発生は(3), (4)の方法による。機械的圧縮による超高圧発生装置として、ピストン・シリンダー型、対向アンビル型、ベルト型、多数アンビル型など多くの装置が開発されている。静的手段で最高の圧力を発生している装置は、一対の単結晶ダイヤモンドを対向させたダイヤモンドアンビル装置で、発生圧力は 170 GPa に達する。高圧の測定には、ブルドン管、マンガニン線抵抗ゲージ、圧力跳起の相転移を利用した圧力定点法、標準物質の状態方程式(p - V 関係)、ルーベ-蛍光法などが用いられる。圧力は温度とともに物質の状態を規定する独立変数であり、高圧下では種々の興味ある物性変化が起こる(⇒高圧物理学)。

高圧気体 [英 high pressure gas, 独 Gas unter hohem Druck, 仏 gaz à haute pression, 露 газ высокого давления] 通常 10 atm 以上の高圧状態にある気体。実際の気体では圧力が高くなるにつれて理想気体の法則に当てはまらなくなり、圧力・体積の積が一定でなくなる。これは圧力の高い状態では単位容積中に多数の分子が入り、分子そのものの容積の全容積に対する割合が大きくなり、これが単純な分子運動論から導かれた理想気体の法則の体積にずれをもたらしからである。このような考えをとりいれたファン・デル・ワールスの式は高圧下で実際の気体の状態をよく表すことができる。ただし、この式の定数は気体ごとに異なるが臨界値を基準とした値を用いることにより気体の種類に無関係な一般式で表せる。これを対応状態の原理という。

高圧計 [英 high pressure gauge, 独 Hochdruckmesser, 仏 manomètre pour les hautes pressions, 露 манометр высоких давлений] ⇒ 圧力計

高圧電子相転移 [英 high pressure electronic phase transition, 独 Hochdruck-Elektronenphasenumwandlung, 仏 transition de phase électronique sous haute pression, 露 электронный фазовый переход при высоком давлении] 高圧下における物質の電子構造の変化による相転移を高圧電子相転移といい、次のような例がある。(1) 高圧下におけるセリウム金属では、 $4f$ 準位から $5d$ 帯への電子転移により面心立方格子の同形一次相転移が起る。この相転移は $4f^1 5d^1 6s^2$ と $4f^0 5d^2 6s^2$ の電子配置の混合、あるいは3価と4価の原子価の混合による。(2) 高圧下におけるカルコゲン化サマリウムには、 Sm の $4f$ 準位から $5d$ 帯への電子転移により絶縁体・金属転移が起る。この相転移は Sm の $4f^1 5d^1 6s^2$ と $4f^0 5d^2 6s^2$ の電子配置の混合、あるいは2価と3価の原子価の混合による。(3) 高圧下におけるセシウム金属には、体心立方格子(I)から面心立方格子(II, III)へ、さらに体心正格子(IV)への多形一次相転移が起る。これらの相転移は $6s$ 帯から $5d$ 帯への電子転移による。 Cs (IV)は超伝導体となる。(4) 高圧下における正四面体結合半導体(Si, Ge, ZnS など)には、ダイヤモンド型あるいは閃亜鉛鉱型から白色スズ型あるいは塩化ナトリウム型への構造変化を伴った絶縁体・金属転移が起る。これらの相転移は sp^3 混成結合性価電子帯と反結合性伝導帯の重なりによる。高圧相は超伝導体となる。

高圧物理学 [英 high pressure physics, 独 Hochdruckphysik, 仏 physique des hautes pressions, 露 физика высоких давлений] 高圧力の下における物質の性質を研究する物理学の一部門。周辺科学として地球科学、宇宙物理学、工業化学など広い関連分野をもっている。実験室で高圧を発生させる方法は、機械的圧縮による静的方法と、火薬などの爆発を利用した衝撃圧縮による方法に大別される。静的手段による最高到達圧力は 170 GPa 、衝撃加圧では数百から 1000 GPa とされている。

圧力は温度とともに物質の状態を規定する独立変数であり、圧力の増加に応じて、興味ある物性の出現を期待することができる。圧力の増加は常に系の体積を減少させる方向に作用する。臨界温度以下の気体を圧縮すれば液体になり、液体を圧縮すれば固体化して体積が減少する。原子が規則正しく配列した結晶質の固体を加圧すれば、まず、結晶を構成する原子(あるいはイオン)間距離が連続的に縮み、結晶の体積は減少する。物質の圧力と体積の関係は圧縮曲線あるいは状態方程式とよばれ、状態方程式の研究は物質の結合機構に関係する物性物理学の基本的な問題である。静水圧 p の変化に伴う体積 V の縮みは、体積弾性率 $K = -V(\partial p/\partial V)$ によって表現され、 K が大きいほど物質は縮みにくい。体積弾性率の逆数は圧縮率とよばれる。非常に圧縮されやすいアルカリ金属の Cs では、 K 値は 1.6 GPa であり、極めて圧縮されにくい共有結合性結晶のダイヤモンドの K 値は 500 GPa である。このような体積弾性率をもって結晶の格子間隔が連続的に縮む段階で、物性にも連続的な変化が起る。たとえば、磁性体ならキュリー温度やネール温度の加圧による連続的な変化が観測される。また、物質の融解温度が圧力の増加に伴って、上昇したり下降したりするのも格子間隔の縮みに対応している。

結晶に加わる圧力をさらに高めてゆくと、たいていの場

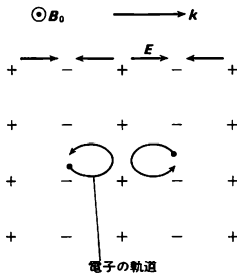
合、ある圧力値で、結晶はその原子配列を不連続的に変えることによって体積の急激な減少が起る。これが圧力で誘起される相転移であり、固体の結晶構造は相転移を通じて順次 稠密構造に変化してゆくのが普通である。たとえば、体心立方格子(原子の配位数8)の $Cs\text{ I}$ は室温、 2.3 GPa で最密充填の面心立方格子(配位数12)の $Cs\text{ II}$ に約1%の体積減少をしながら相転移する。この例に見られるように、一般的傾向として高圧転移とともに原子あるいはイオンの配位数は増加する。高圧誘起の物質の相転移の研究は、P. W. Bridgman 以来、高圧物理学の中心課題であり、相転移に伴って物性にも不連続的な変化が出現することが多い。代表的な半導体の Si (ダイヤモンド構造)は約 13 GPa で白色錫構造に転移するが、その際 電気的性質は金属的になる。高圧相が圧力を除去した後も常温常圧下に保持される場合には、高圧誘起の相転移は新物質の開発にも直接つながっている。ダイヤモンドは、 $5\sim 6\text{ GPa}$ 、千数百 $^{\circ}\text{C}$ の条件でグラファイト相の炭素をダイヤモンド相に転移させ、急冷・降圧という過程を経て合成される。

結晶に作用する圧力をさらに高めてゆけば、圧力の影響は結晶格子を構成している個々の原子(あるいはイオン)の内部にまでおよび、原子を構成している電子の挙動に変化が生じ、いわゆる圧力誘起の電子転移が起る。 Cs は室温、 4.2 GPa で面心立方格子のII相から同じく面心立方格子のIII相に9%の体積減少を伴って転移し、さらにこのIII相は 4.3 GPa で4.3%の体積減少を伴って正方晶系のIV相に転移する。この $Cs\text{ II} \rightarrow \text{III} \rightarrow \text{IV}$ 転移には配位数の増加はなく、III \rightarrow IV転移ではむしろ配位数の減少が報告されている。それにもかかわらず大きな体積減少が観測され、しかも、転移ともかくならず大きな体積減少が観測されるのは、 Cs 原子の $6s$ 軌道の電子が $5d$ 軌道に遷移することに起因するものとして解釈されている。超高圧はまた、結晶の配位子場にも大きな影響を及ぼし、 $3d$ 遷移金属磁性イオンの電子のスピン状態に高スピン \rightarrow 低スピン転移を起す。

高圧が物質の性質に及ぼす影響として、この電子転移の段階までは、すでに実験室で確立されているが、この状態よりさらに超高圧状態では、結晶内電子のバンド構造の変化が予測されており、アルカリハライドのようなイオン結晶絶縁体の金属化や水素や希ガスの金属化も期待されている。さらに極限状態まで圧力を高めれば、原子構造は完全に破壊され、物質は原子核と電子による均質なプラズマ状態になるものと予測されている。実際に、宇宙物理学的圧力スケールの太陽や大きな恒星の内部ではこのような状態が実現していると考えられている。

高域混成共鳴 [英 upper hybrid resonance, 独 obere Hybridresonanz, 仏 résonance hybride supérieure, 露 верхнегибридный резонанс] プラズマ内を静磁場と垂直に伝播する波動(異常波)が、電子プラズマ振動数 ω_{pe} 、または電子サイクロトロン振動数 ω_{ce} 近傍の高域混成共鳴振動数 $\omega_{UH} = (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)^{1/2}$ で起す共鳴現象。高域ハイブリッド共鳴ともいう。一般に、異常波はその電気ベクトル E が、縦、横両成分をもつ混成(ハイブリッド)波であるが、振動数 $\omega = \omega_{UH}$ においては波数 $|k|$ が無限大となり、縦成分のみをもつ静電波動と近似される。

冷たいプラズマ近似のもとでは、静磁場 B_0 に垂直な k 方向(波の伝播方向)に沿って電子の疎・密領域、したがって静電波動が生ずる(重いイオンは動かずに電子のみが速度 V で動く)と仮定。電子はこの電場の力 qE とローレン



ツカ $q(V \times B_0)$ による復元力を受けて楕円軌道を描く。 $B_0 = 0$ のときは復元力 qE 、固有振動数が $\omega = \omega_{pe}$ の電子ラングミュア波動であるが、磁場中プラズマの場合には qE とともに $q(V \times B_0)$ の復元力が付加される結果、固有振動数も高くなり $\omega = \omega_{UH} (> \omega_{pe})$ となる。したがってこの静電波動は B_0 に垂直に伝播する電子プラズマ波動とも考えられる。プラズマの密度が 0 となる ($\omega_{pe} = 0$) と静電場も $E = 0$ となって、電子は単にラーモア回転運動をする。

硬 X 線 [英 hard X-rays, 独 harte Röntgenstrahlung, 仏 rayons X durs, 露 твёрдые рентгеновские лучи] 波長が数百 Å から 0.01 Å 程度の間の電磁波のことを X 線というが、長波長側は遠紫外線に、短波長側は γ 線に連続的につながっている。この X 線領域にある電磁波のうち、長波長側を軟 X 線、短波長側を硬 X 線とよぶ。硬 X 線と軟 X 線の境界の波長は明確に定義されるものではないが、ほぼ 2 Å 程度である。同じ K 線でも、軽い原子の K 線は軟 X 線に、重い原子の K 線は硬 X 線となる。物質による X 線の吸収係数は決まった吸収端から測って、短波長側に、ほぼ波長の三乗に比例して減少するので、短波長側は透過力が強い。X 線研究の初期のころ、透過力の強い線を硬い線、吸収されやすい線を軟らかい線とした呼び名がそのまま伝統的に生き残ったもので、それぞれ短波長域と長波長域に対応する。

高エネルギー物理学 [英 high energy physics, 独 Hochenergiephysik, 仏 physique des hautes énergies, 露 физика высоких энергий] 素粒子物理学とほぼ同義であって、物質を構成している素粒子の存在や性質を探究し、自然界の根本的法則を解明する学問である。素粒子は、その大きさが 10^{-16} m くらいであって極めて小さいので、これを調べようとすると、それと同程度またはそれ以下の波長をもつ粒子を必要とする。このような粒子は、高いエネルギーをもっているため、このことから高エネルギー物理学の名が生れた。物質の究極の構造を調べることは、古代ギリシア時代から人類の夢であったが、物質粒子を高速に加速して他の粒子と衝突させ、その衝撃で発生する素粒子や原子核を調べることによって、素粒子の性質や粒子間に働く力についての知識を得るといふ現在の実験手法が確立したのは 1930 年以降である。それまでは、自然放射性元素からの α 線を用いて研究が行われ、原子や原子核の構造が解明された。しかし、自然の α 線では、研究の範囲に限界があり、やがて、高いエネルギーをもつ粒子や電磁波を自由につくり出すことのできる装置として加速器が登場した (⇒加速器)。1930 年代から 1940 年代にかけて、コッククロフト・ワルトン型加速器、サイクロトロン、パン・デ・

グラフなどの加速器が次々と考案され、原子核研究の重要な実験手段となった。原子核の構造が知られるにつれて、原子核内に陽子や中性子を閉じこめている力(核力)の本性が問題となり、1935 年 湯川秀樹は、この核力を媒介する粒子として、電子の約 200 倍の質量をもつ中間子(π 中間子)の存在を理論的に予言した。加速器のエネルギーが数千万電子ボルトであった当時、中間子を発見する唯一の手段は宇宙線であったが、この予言がきっかけとなって、2 種の新粒子、μ 粒子と π 中間子が発見された。π 中間子は、1948 年カリフォルニア大学のシンクロサイクロトロンによって人工につくり出された。翌 1949 年には、宇宙線中に、3 個の π 中間子に崩壊する新しい粒子が発見され、K 中間子と名づけられた。このころから、自然界の基本的構成要素である素粒子が物理学の重要な研究対象となり、加速器は単に原子核を破壊するだけでなく、新しい素粒子を創生する手段となった。1950 年代には、数十億電子ボルトのシンクロトロンが開発され、1953 年には人工的に K 中間子がつくれ、1955 年には反陽子、1956 年には反中性子がつくり出された。こうして高エネルギー粒子学を利用する素粒子の実験的研究が進展し、高エネルギー物理学とよばれる学問領域が確立した。すなわち、1950 年ころまでは、高エネルギー物理学は原子核物理学の一分野とされていて、高エネルギー核物理とよばれていたが、以後徐々に分化して、高エネルギー物理学と低エネルギー核物理学とよばれる原子核物理学の両分野が確立したのである。現在、この分野で最も権威ある国際会議である高エネルギー物理学国際会議も、発足の当初 1950 年から 1958 年までは、高エネルギー核物理に関するロチェスター会議とよばれていた。

1960 年代になると、加速器のエネルギーは 100 億電子ボルト以上となって、続々と新しい素粒子が発見され、その数は 150 種以上に達した。これらの素粒子のうち、軽粒子(レプトン)に属する電子、μ 粒子、ニュートリノ(中性微子)以外はすべて、強い相互作用をするハドロンとよばれるもので、ハドロンはさらに、陽子、中性子の仲間で半整数のスピンをもつ重粒子(バリオン)と 0 または整数のスピンをもつ中間子(メソン)の 2 種類に大別される。このように多数のハドロンは、これらを構成する、より基本的な粒子の存在を暗示した。この考えを具体化した理論の一つが坂田模型であったが、M. Gell-Mann と G. Zweig は、これを発展させて、現実には発見されていないクォークという構成粒子を導入した。クォークは $(-1/3)e$ または $(2/3)e$ のはんばな電荷をもつ粒子で、3 個集まって 1 個の重粒子を形成する。また、クォークには反粒子があつて、クォークと反クォークが結合して中間子形成する (⇒クォーク)。クォークは、最初、u (アップ)、d (ダウン)、s (ストレンジ)の 3 種類が考えられ、これらとその反クォークを組合せて、さらにその後、南部陽一郎らによって導入されたクォークの内部自由度「色」(赤、青、緑の 3 種)まで考慮すると、素粒子の性質や衝突実験などをうまく説明できた。こうして、自然界は、電子、μ 粒子、ニュートリノの 3 種の軽粒子と、u, d, s の 3 種のクォークから構成されると考えられた。ところが、1962 年、ニュートリノは 1 種ではなく、電子ニュートリノと μ ニュートリノの 2 種が存在することが示され、これがきっかけとなって、新しいクォークや軽粒子の探究が始まった。1974 年 c (チャーム)クォークから成る中間子(J/ψ 粒子)、

1977年b(ボトム)クォークから成る中間子(T粒子)が発見され、6番目のクォーク、t(トップ)の存在も予想されている。これらの重い中間子の発見に重要な貢献をしたのが、陽電子・電子衝突型加速器であった。衝突型加速器は、1960年代に登場した新しい加速器で、加速された粒子を正面衝突させて、より高いエネルギーを得るものである。強い相互作用をするクォークの研究とともに、弱い相互作用をするレプトンについても、中性カレントの検証や重いレプトン τ 粒子の発見など、新しい知見が得られた。

自然界には、上記の強い相互作用および弱い相互作用に加えて電磁相互作用、重力相互作用の計4種の相互作用があるが、1960年代になって、これらの相互作用を統一的に取扱うことが理論の重要課題として注目されてきた。1967年S. L. Glashow, A. Salam, S. Weinbergは、それぞれ独立に電磁相互作用と電磁相互作用を統一する理論を発表し、その妥当性はすでにニュートリノ反応や偏極電子・陽子(重陽子)散乱の実験などで立証されているが、さらに1983年に入って、 W^\pm および Z^0 粒子が相次いで発見されるに及んで確固たるものとなった。高エネルギー加速器を用いる実験の今後の課題は、ひとくちに言えば、 W^\pm/Z^0 粒子の詳しい性質の究明のほか、ヒッグス粒子、tクォーク、重いレプトンなど重い粒子の発見であり、高いエネルギーの衝突型加速器はますます重要となろう。

わが国においては、第二次世界大戦前、理化学研究所、大阪大学などに大小4台のサイクロトロンがあり、研究活動も世界的水準に達していたが、戦後、サイクロトロンの破壊などにより、実験研究の面で、わが国は欧米諸国に大きく立ち遅れてしまった。1961年になって、東京大学原子核研究所の1.3 GeV電子シンクロトロンが稼動し、この分野の研究が始まった。1971年高エネルギー物理学研究所が設立され、1976年にはわが国初的大型加速器12 GeV陽子シンクロトロンによる実験が開始された。わが国は、湯川、朝永振一郎の業績に代表されるように、素粒子理論の研究では、第二次世界大戦前から世界のトップレベルにあって、実験研究の面でもようやく国際社会への仲間入りを果たした。現在、同研究所ではトリスタン計画とよばれる陽電子・電子衝突型加速器の建設が進んでいる。

高エネルギー物理学の実験手段である加速器と実験装置は、科学技術の粋を集めたものであり、これらの建設は広い範囲にわたる工業技術を向上させ、産業界に大きい波及効果を与えてきた。また近年、高エネルギー加速器を利用した新しい研究が物性物理学、化学、生物学、工学、医学、農学などの諸分野において急速に発展しつつあり、高エネルギー物理学の実験技術が各分野の研究に応用されている。

高エネルギーリン酸化合物 [英 high energy phosphate compound, 独 energiereiche Phosphatverbindung, 仏 composé phosphorique riche en énergie, 露 макроэнергетическое фосфатное соединение] アデノシン三リン酸(ATP)のように、加水分解の際に大きな自由エネルギー減少($-ΔG'$ が29~63 J \cdot mol $^{-1}$ 程度)を伴うリン酸化合物。pH 7.0のときの標準自由エネルギー変化を通常 $ΔG'$ で表す。生体のエネルギー要求反応の多くは、これらのリン酸化合物の加水分解に伴うエネルギーを利用して行われる。ヌクレオシド三リン酸、三リン酸(アデノシン三リン酸(ADP), ATP, グアノシン三リン酸(GTP)等)のようにピロリン酸結合($-\text{PO}_2-\text{O}-\text{PO}_2-$)、アセチルリン酸のよ

うにアシルリン酸結合($-\text{CO}\cdot\text{OPO}_2-$)(以上はいずれも酸無水物)、ホスホエノールビリン酸のようにエステル結合、クレアチンリン酸やアルギニンリン酸のようにP-N結合(ホスホグアニジウム, $-\text{NHC}(=\text{NH})\text{NHPO}_3^-$)をもつものなどがある。

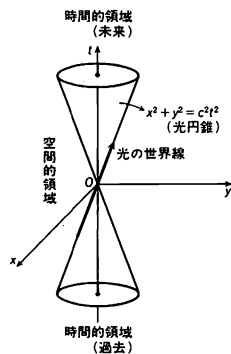
高エネルギーリン酸結合 [英 high energy phosphate bond, 独 energiereiche Phosphatbindung, 仏 bonde phosphorique riche en énergie, 露 макроэнергетическая фосфатная связь] 加水分解の際に大きな自由エネルギーの減少($ΔG$)を伴う結合のこと。ふつうは、 $ΔG = -21 \sim -63 \text{ kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$ のものを高エネルギー結合、 $ΔG = -4 \sim -21 \text{ kJ}\cdot\text{mol}^{-1}$ のものを低エネルギー結合とよぶ。高エネルギー結合を \sim 記号で表すことがある。分子内に1つ以上の高エネルギー結合を含む化合物を高エネルギー化合物という。高エネルギー化合物で生体内に存在するもののほとんどは、リン酸エステルの誘導体か、硫黄化合物である。特に前者を高エネルギーリン酸化合物とよび、リン酸基との結合を高エネルギーリン酸結合という。その代表例はATPで、ADP \rightarrow Pのように略記される。高エネルギーリン酸結合における $ΔG$ は物理化学で用いられる結合エネルギーとは異なる。後者が原子間の結合を切るためのエネルギーと定義されるのに対し、前者は初期反応物質と最終生成物質とのエネルギー差を表している。筋収縮や生体膜における能動輸送など、エネルギーを必要とする細胞機能にはATP \rightleftharpoons ADP+P $_i$ の自由エネルギー差が効率よく利用されている。高エネルギーリン酸結合は、細胞機能にとって利用価値の高い化学的エネルギーの貯蔵庫である。

紅 炎 = プロミネンス(⇨太陽)

光円錐 [英 light cone, 独 Lichtkegel, 仏 cône du lumière, 露 конус света] 時刻0に座標原点で発射された光が、時刻tに位置 $r=(x,y,z)$ に到達したとすると

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = ct \quad (1)$$

である。ただし、cは光速である。いま、四次元時空を考えると、式(1)で表される時空点の集まりは、四次元の円錐になっているので、これを光円錐または、光錐とよぶ。特に $z=0$ の断面を考え、式(1)を三次元的に示すと、図のようになる。図の2つの光円錐のうち、上側は原点を出た



光の未来における到達点の集りであり、下側は過去に出た光の発信点のうち原点に集りうる(発信)点の集合である。相対性理論によると、光より早く伝播しうる信号はないのだから、原点を発したすべての信号は、必ず上(未来)側の光円錐の内側に入っていて、外側に伝わることはない。一

般に、原因があって結果を招来するような関係があるとき因果関係があるというが、原点と未来および過去において因果関係があるのは、光円錐の内側だけであるといえる。光円錐の内側は

$$(ct)^2 > x^2 + y^2 + z^2 \quad (2)$$

で表され、時間的領域とよばれている。これに対して、原点と因果のつながらない光円錐の外側は、空間的領域とよばれる。

場の量子論において、グリーン関数は光円錐上で特異点をもつことが多く、この特異点でのグリーン関数の性質が応用上重要である。一般相対性理論においては、光の伝播は、計量テンソルを g_{ij} として $d^2s = \sum_{ij} g_{ij} dx^i dx^j = 0$ で与えられるから、四次元時空の各点 x^i ($i=0,1,2,3$) に対して点 $x^i + dx^i$ ($i=0,1,2,3$) のうち、 $\sum_{ij} g_{ij} dx^i dx^j = 0$ を満たすものの集合が x^i における光円錐である。この点における局所慣性座標系をとれば、これは微小な錐面になる。

高温 [英 high temperature, 独 hohe Temperatur, 仏 haute température, 露 высокая температура] 人間の環境温度 20°C に比べ著しく高い温度のこと。通常 500°C 以上の温度域をいう。基底状態にある原子や分子は温度を高くすると運動が激しくなり、その振動、回転や電子状態が励起状態に移る。この結果、高温では融解、蒸発などの物理的相変化、分解、反応などの化学変化が起きやすくなる。

高温ガス冷却炉 [英 high-temperature gas-cooled reactor, 独 gasgekühlter Hochtemperaturreaktor, 仏 réacteur à gaz à température élevée, 露 высокотемпературный реактор с газовым охлаждением] ⇒ ガス冷却炉

高温計 [英 pyrometer, 独 Pyrometer, 仏 pyromètre, 露 пирометр] 高い温度の測定に用いられる温度計の総称。光高温計、光電高温計のほか、高温測定用の熱電温度計、超音波温度計(⇒温度計)、放射温度計、二色温度計などをさす。さらに、吸引型高温計のように、これらの温度計に付属装置を付加して、特殊用途の温度計としたものをも含む。

高温脆化 [英 high temperature embrittlement, 独 Hochtemperaturversprödung, 仏 fragilité à haute température, 露 высокотемпературное охрупчивание] 高温環境(多くの場合 400°C 以上)で使用または放置した金属材料では、脆化という名でよばれる材質劣化、すなわち延性と靱性の一方または両方の低下が生じることがあり、この現象を高温脆化という。すなわち、伸び・絞りに代表される短時間引張延性の低下や、クーパーブチャー曲線の左下方への移動、各種衝撃試験による衝撃値の低下、静的曲げ試験による裂発生条件の変化などが、高温脆化として観測される。高温脆化が著しいときは、延性や靱性だけでなく短時間引張強さが、原材料の 10 ないし 20% までも低下することがあり、この場合、絞りなどの延性尺度の低下はさらに著しい。また、このような短時間強度や短時間延性がほとんど変化しなくても、衝撃値の著しい低下を招く場合もある。

高温脆化は、酸化など化学的变化や組織変化による劣化、き裂・欠陥の発生・成長、またはそれらの組合せによるものが多い。代表例は、高温・高圧水素環境中の鋼材に生じる場合で、水素侵食ともよばれる。この場合の材質劣化の原因は、メタンなど鋼中の炭素と侵入した水素との間

で水素化合物が形成され、それに伴い材料のマトリックスで脱炭が生じるためらしいといわれている。このような脆化を防ぐには、材料ごとに使用限界温度と水素分圧の関係を選択する必要があり、そのためにネルソンカーブの利用が普及している。そのほか、高温脆化には、高温環境での単なる質量移行によるものもある。たとえば、高温液体ナトリウム環境に接するステンレス鋼では、その高温流体回路の低温側で滲炭による局部脆化を招き、肉厚が小さいと短時間引張延性が低下する。また、組織変化を伴う例としては、 σ 相形成による衝撃値の低下や、時効の進行に伴った短時間強度の変化なども知られている。短時間の高温接触ないし高温履歴による脆化としては、熱処理・溶接・ろう付・溶融メッキなどに伴う各種の脆化が報告されていて、ハンダ脆性、焼もどし脆性、白熱および赤熱脆性などと特別によれるものもある。400°C 以下で起る青熱脆性もよく知られた現象である。

恒温槽 [英 thermostatic bath, 独 Temperaturbad, 仏 bain thermostatique, 露 температурная ванна] 一定温度に保たれた液槽、空気槽、粉体槽などをさす。一般に使用されているものは、断熱容器、攪拌または循環装置、加熱または冷却装置、温度検出器、温度制御装置などから構成されている。そのほか、特殊なものとしては、容器の壁の温度を制御して一定温度に維持するもの、水と水の平衡温度を利用して 0°C に維持するものなどがある。恒温槽の性能は、容器の形状、攪拌の良否、温度検出器の位置、内部での発熱の有無などによるほか、液槽であるか気槽であるかなどによっても異なる。性能のよい恒温槽は、0.01~0.1°C の安定度と均一な温度分布を示すが、一般の使用状態では、内部に設置する装置類の配置に影響されて、温度分布が乱されがちである。

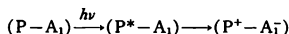
高温展開 [英 high temperature expansion, 独 Hochtemperaturausdehnung, 仏 expansion de haute température, 露 высокотемпературное разложение] 統計力学における磁化率や比熱のような物理量を、絶対温度 T の逆べきで展開すること。磁性体のモデルであるイジング模型、ハイゼンベルク模型などでは高温展開が広く行われ、高次までの展開係数が集録されている。上記のモデルについてスピント間の交換エネルギーを J としたとき、展開のパラメーターとしては J/kT 、 $\tanh(J/kT)$ などが用いられる。また外部磁場 H が加えられている場合は原子の磁気能率を m とすると、自由エネルギーは $\tanh(J/kT)$ と $\tanh(mH/kT)$ との二重級数で表される。二次元正方格子、六角格子、三角格子、単純立方格子、体心立方格子、面心立方格子などの場合、イジング模型については十数次まで、ハイゼンベルク模型については 9 次くらいまで展開係数が求められている。磁化率の高温展開の n 次までの既知の係数から、より高次の係数を推定し、この級数の発散点から転移温度と転移温度における臨界指数を推測することができる。この推測の方法としてはパデ近似の方法が用いられる。高温展開の方法は結局与えられた結晶格子上のグラフの数を数えることに帰せられる。展開のパラメーターとして上記のものの代りに $\exp(-J/kT)$ 、 $\exp(-mH/kT)$ をとったものが低温展開であるが、イジング模型の場合、高温展開の係数と低温展開の係数は対称性を利用して相互に変換することができる。

硬化 [英 hardening, 独 Härtung, 仏 durcissement, 露 отверждение] プラスチック成形材料、配合ゴムコン

バウンド、接着剤、ペイントなど高分子からなる工業材料が種々の原因から可塑性を失い、硬くなる現象をいう。多くの場合には、高分子鎖間に橋かけ(架橋)が起って流動性を失うと同時に材料強度が増加し、溶媒に不溶、熱に対して不融となる。橋かけ反応には、単に加熱するほか触媒や放射線照射などによる化学反応、ときにはこれらの組合せが用いられる。加熱による架橋反応が起る温度を硬化温度、材料が使用に適するまでに硬化する時間を硬化時間などという。熱によって硬化する高分子材料を熱硬化性樹脂とよんでいる。また熱可塑性樹脂(≡可塑性)が高温で溶融して流動性のある状態から、温度が下がって固化する現象も硬化という。この場合、温度変化に対しては可逆的であり、温度を上げると可塑性して軟らかくなる。金属材料でも、その弾性率や降伏強度を高める処理を硬化といっている。処理としては、化学組成を変えたり、鍛造・鍛造・プレス・焼結・焼入れなどの熱的あるいは機械的処理がある。金属の硬化は、その機構により、加工硬化、固溶体硬化、分散硬化、析出硬化などに分類される。炭素を含む鉄系合金の硬化では、マルテンサイト変態が重要な役割を占めることが多い。硬化の処理により、結晶粒の大きさ、元素の濃度分布、介在物、ボイド、準安定相、分散相、各種の格子欠陥などが影響され、金属の機械的性質が変化すると考えられている。

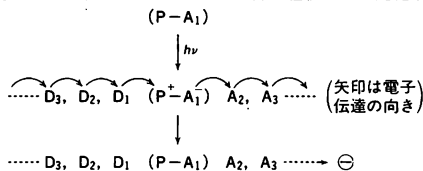
光化学 = 光(ひかり)化学

光化学系 [英 photochemical system, 独 photochemisches System, 仏 système photochimique, 露 фотохимическая система] 光合成生物における光化学反応中心と、それにつながるいくつかの電子伝達体を含む機能的単位で、構造的にもそれぞれの光化学系粒子が分離されている。反応中心を構成する色素分子を P, 初発電子受容体を A₁ とすると、光化学反応は次のように一般化できる。



すなわち、P は光酸化され、電子を A₁ に渡す。この反応につながる電子供与体(…D₃, D₂, D₁→P)および受容体(A₁→A₂, A₃…)の動きにより反応中心はもとの状態に戻り、再び光化学反応が可能になる。

＋側では、末端電子供与体(H₂O, H₂S, 有機物)の酸化が、また－側では末端電子受容体(ニコチンアミドアデニンジヌクレオチドリン酸(NADP⁺), ニコチンアミドアデニンジヌクレオチド(NAD⁺), キノンなど)の還元が起る(図参照)。藻類以上の O₂ 発生型光合成生物には、光化学



系ⅠとⅡの2種があり、2つの光化学系は電子伝達系によって直列につながっている。各光合成細菌には1種類の光化学系しかない(表参照)。

葉緑体から界面活性剤により抽出された光化学系Ⅰ粒子は、粒子量約30万で、数種類のペプチドと約100分子のクロロフィル a, およびそれぞれ約12原子の非ヘム鉄と0個の硫黄を含む。クロロフィルのうち2分子は反応中心(P)を構成しており、光化学反応の結果 P⁺ となると 700

光化学反応中心

反応中心色素(P)	電子受容体(A ₁ , A ₂ …)
高等植物, 藻類	
光化学系Ⅰ chl a二量体	(chl a), Fe-S
光化学系Ⅱ chl a(二量体)	(pheo a), (Fe-PQ)
紅色光合成細菌 Bchl a二量体	Bpheo a UQ, UQ-Fe
緑色光合成細菌 Bchl a二量体	(Bchl a), Fe-S

() は不確実なことを示す。 chl: クロロフィル, B—: バクテリオ—, pheo: フェオフィチン, PQ: プラストキノン, UQ: ユビキノン

nm 付近の吸光度が低下することから、P700 とよばれる。A₁ はクロロフィルまたはフェオフィチンのモノマーである可能性が高い。残りの圧倒的多数のクロロフィルは集光用クロロフィルとして光エネルギーを吸収し、これを反応中心に伝える役割を果たしている。また、Fe と S は鉄-硫黄センター(非ヘム鉄-硫黄タンパク質)を形成している。

光 学 [英 optics, 独 Optik, 仏 optique, 露 оптика] 光の性質および光に関係する現象を研究する物理学ないしは工学の一部門。取扱う対象によっていくつかに分類される。幾何光学は光を光線の集りとし、光のエネルギーがこの光線に沿って伝搬すると考える取扱いで、光学法則が幾何学的用語で記述されるのでこの名がある。主として光学系の結像、収差を対象とし、これは光の波長が0になった極限において厳密に成立する近似理論である。波動光学は光を波動と考える取扱いで、光波の伝搬、干涉、回折、偏光、散乱などを対象とし、物理光学とほぼ同義の分野である。等方、非伝導性媒質中での取扱いが最も一般的であるが、異方性媒質や電気伝導性したがつて吸収性媒質中での取扱いも行われ、これらはそれぞれ結晶光学、金属光学とよばれる。分光学、光物性(物性光学)、量子光学などの分野では光を光子と考え、微視的な立場で物質との相互作用を論じる。特にスペクトルに注目する分野は分光光学とよばれる。また特に誘導放出と関連するレーザー、メーザーなどを対象とする分野は量子エレクトロニクスとよばれ、後者は電子工学との境界領域である。物質の特性を表す屈折率、吸収率、電気感受率などはふつうその物質に固有の定数と考えられているが、レーザーのように強い光が物質に入射した場合にはもはや定数とみなせず、入射した光の場に依存するようになる。このように光の場の二乗以上に比例する効果が現れる光学現象を対象とする分野は、非線形光学とよばれる。また光のコヒーレンスとゆらぎ、ランダム媒質中での光学のように統計的な取扱いを主とする分野は、統計光学とよばれる。電子工学とのもうひとつの境界領域にオプトエレクトロニクスがある。これは光学、電子光学のそれぞれがもつ特徴を生かし、これらを融合した新しい学問および技術分野であり、レーザー計測、画像表示、光学情報処理、光通信などの応用分野を包含している。

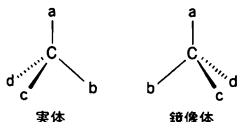
そのほかの分野として、地球の大気中に起るいろいろな光学現象、たとえば蜃気楼、光環、虹、暈などを取扱う気象光学、さらに宇宙や高層大気中における特殊な光学現象、およびこの領域での科学研究に必要な光学技術を取扱う宇宙光学もある。また光の強度、色の測定に関連する測光、測色学や目の感覚についての生理学や心理学に関連する光学である生理光学なども光学の一分野である。

歴史的には、光学は光の本質についての理解の進展とともに発展し、幾何光学、波動光学などいわゆる古典光学の

原理は1900年ころまでにほぼその基礎を確立した。その後光子の発見によって光は波動性と粒子性の二重性をもつことが明らかになり分光学、光物性の研究が活発に行われるようになった。1965年ころからはオプトエレクトロニクス、量子エレクトロニクスの急激な発展に伴って古典光学にも刺激が与えられ、また生理光学など新分野への発展もあって光学は最近注目を集めている。

光学異性 [英 optical isomerism, 独 optische Isomerie, 仏 isomérisation optique, 露 оптическая изомерия] 分子やその集合体が対称性を全く欠くか、 C_n, D_n など対称性はあっても回転鏡映軸をもたない場合には、この分子と鏡像関係にある分子とが別々の化合物として存在することができる。この異性体は光学的にのみ区別されるので、この異性現象を光学異性という。またこの異性体は互いに左右の手の関係にあるので、光学対掌体とよばれる。光学対掌体は次のような特徴をもつ。(1) 一般の化学的・物理的性質は全く同じであるが、光学的性質のうち特に旋光性だけが異なる。面偏光を右側に回転させる対掌体を右旋性すなわち *d* 型(ラテン語 *dexter* 右)、左側に回転させる異性体を左旋性すなわち *l* 型(ラテン語 *laevus* 左)とよぶ。(2) 結晶では光学対掌体は左右晶となる。(3) 第三の旋光性分子(いまこれを *d'* とする)と組合せると、新しい光学異性体 *d-d'* および *l-d'* を生じ、これはもはや光学対掌体ではなく、光学的性質以外の一般的性質も異なり、ジアステオマーとよばれる。(4) 生理作用が異なる。生体反応では光学対掌体の一方のみが選択的に反応し、生消費されるのが普通である。(5) 対掌体の等量混合物をラセミ体といい、旋光性は左右打消されて現れない。

配位子 a, b, c, d が4個とも異なるメタン誘導体 Cabcd は光学異性体が生ずるための最小単位のひとつである。この炭素原子を不斉炭素原子とよぶ(図参照)。

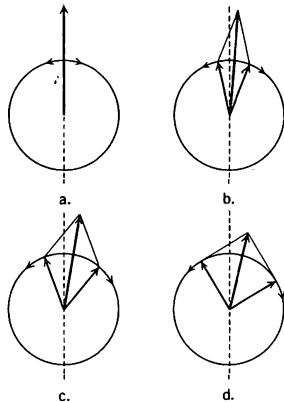


光学異性体 [英 optical isomer, 独 optisches Isomer, 仏 isomère optique, 露 оптический изомер] ⇨ 光学異性

光学回転 [英 optical rotation, 独 optische Drehung, 仏 rotation optique, 露 оптическое вращение] ⇨ 光学活性

光学活性 [英 optical activity, 独 optische Aktivitätät, 仏 activité optique, 露 оптическая активность] 旋光性と円二色性は同時に生じ、まとめて光学活性とよばれる。ショ糖やショウノウの溶液、光軸に垂直に切った水晶の平行平板などに直線偏光を入射させると、透過した光の偏光面は入射光の偏光面に対して、透過した距離に比例した角度だけ回転する(光学回転)。このように直線偏光の偏光面を回転させる性質を旋光性、または旋光能という。回転する角度(⇨旋光角)は光の波長によって異なる(⇨旋光分散)。旋光性の起因は、物質中に不整構造があるとき、右回りの円偏光と左回りの円偏光(⇨偏光)との間に屈折率の違いが生ずることにある。ここに不整構造のある物質とは、その物質中の原子の配列に、空間反転を施してできる配列を、もとの配列にどんな回転操作や並進操作(⇨点群、空間群)を施しても、つくることができない構造をもつ物

質のことである。原子がらせん型(あるいはスクリュ型ともいう)の配列をとる構造などがこれに当る。この場合、直線偏光を左右2つの円偏光に分解したとき、屈折率の違いのために一定距離だけ光が進んだときに、2つの円偏光の間に位相差が生じ、再合成して得られる直線偏光の偏光面は、始めの偏光面に対してある角度だけ傾くことになる(図参照)。一方、誘電分散の理論より、物質の屈折率と光



の吸収係数との間には分散式で表される関係がある。したがって旋光性がある場合には、吸収係数も左右の円偏光に対して異なることになる。この場合には入射した直線偏光は透過後は、成分とする2つの円偏光に振幅の違いが生ずるために、楕円偏光(⇨偏光)となる。旋光角はこの場合楕円偏光の長軸がもとの入射直線偏光の偏光面となす角を意味する。このように左右の円偏光の吸収係数が異なる性質を円二色性または円偏光二色性という。円二色性は旋光物質の吸収帯付近の波長で特に著しい。旋光性と円二色性とは、屈折と吸収の関係と類似の関係にある。旋光性(そして円二色性)をもつ物質を一般に光学活性体とよぶ。ある光学活性体を空間反転して得られる形の物質はもとの物質と光学活性の特性が反対であり、一方が偏光面を光の進行方向に向かって右向きに回す(右旋性)なら他方は同じ角度だけ左向きに回し(左旋性)、互いに光学異性体とよばれる。光学活性は、物質中の不整構造をもった部分が光が伝わっていく間に偏光面が次第に傾いていくために生ずる現象であるが、詳しく調べると、光学活性が見られるためには、不整構造部分の一次元的な大きさ(らせんの場合はピッチ)を a 、光の波長を λ とするとき、 a が λ に比べて全く無視できないことが必要であることが示される(通常の条件では $a \ll \lambda$ である)。

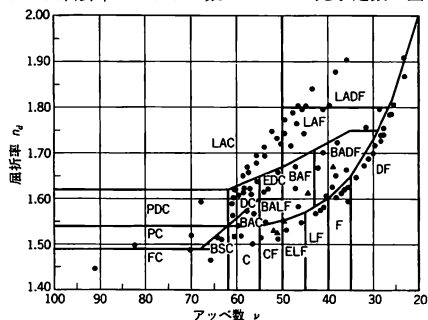
光学活性物質としては、最初に挙げたもののほかに、キレート型の金属錯化合物、不整炭素をもつ有機化合物、ヘリックス構造をもつ生体高分子、コレステリック液晶、ロジナル、セレンやテルルなどらせん構造をもつ結晶、酒石酸やブドウ糖の溶液などがある。

光学活性は19世紀に、L. Pasteur や J. H. van't Hoff が立体化学の研究に道を開いた際に重要な研究手段とされ、その後も化学において分子構造の決定に広く用いられている。近年、素粒子間の弱い相互作用によるバリティーの破れの効果が、電子状態に弱いながらも影響を与えるために、球対称をもたない自由原子でもごく微小ながら光

学活性を示すことが指摘され、精密な実験の結果、実際にビスマス原子などで検出されている。これらは弱電磁相互作用に関する S. Weinberg, A. Salam による統一ゲージ理論に対するひとつの検証手段を与えるものといわれている。

光学ガラス [英 optical glass, 独 optisches Glas, 仏 verre optique, 露 оптическое стекло] レンズやプリズムの素材として像を伝達する媒質に用いられるガラス。像を正確に伝達するために高度の品質が要求される。すなわち均質性、等方性、無色透明性である。脈理や泡に代表される不均質部分は像の乱れやコントラストの低下を招く。高品質なガラスの不均質部は光路差で $10^{-6} \sim 10^{-7}$ cm のオーダーである。応力の発生しているガラスや急冷されて永久歪をもつガラスは異方性を帯びる。永久歪はガラスを焼なますことにより 1 nm/cm 以下に減少させることができる。ガラスが着色していると像の色調が正確に再現されない。このためガラス原料には着色不純物の少ない精製されたものを用いる。

1 枚のレンズでは色収差をなくすることができないので、一般には複数個のレンズを組合せる。この際、効果のある色消しを行うには多種類の光学ガラスが必要となる。光学ガラスは屈折率 n とアッペ数 v の 2 つの光学定数で図の



図中の記号は下記のようなガラスの種類を表す

FC	フッ素クラウン	EDC	特重クラウン
PC	リン酸クラウン	ELF	特軽フリント
PDC	リン酸重クラウン	BAF	バリウムフリント
BSC	ホウケイ酸クラウン	LF	軽フリント
BALC	バリウム軽クラウン	F	フリント
C	クラウン	BADF	バリウム重フリント
BAC	バリウムクラウン	DF	重フリント
DC	重クラウン	LAC	ランタンクラウン
CF	クラウンフリント	LAF	ランタンフリント
BALF	バリウム軽フリント	LADF	ランタン重フリント

ように表示される。用途によりガラスの組合せ方は異なる。図で広い範囲に分布しているほど高性能のレンズ系を設計できる。範囲を拡大するため、実用上利用できる多くの元素を添加している。Si, B, P の酸化物を基礎に Na, K, Ca, Ba, Zn, Pb, La, Y, Zr, Ti, Ta, Nb などの酸化物、フッ化物が用いられている。ランタン系ガラスおよびフッ化物ガラスは第二次世界大戦後開発されたもので、これらによりレンズ系の性能が飛躍的に向上した。

光学ガラスの製造法は、粘土つづ溶解法、白金つづ溶解法、連続溶解法に大別される。現在は連続溶解法が主流で、これにより高品質のガラスが安価に量産でき、レンズやプリズムの直接成形が可能となった。代表的な光学ガ

ラスの組成を表 1～3 に示す。

表 1 古典的ガラス組成例 [wt%]

	BK7	BaK4	SK16	BaF10	F2
SiO ₂	68.9	50.0	30.8	30.9	45.7
B ₂ O ₃	10.1	5.9	17.9	9.2	
Al ₂ O ₃			1.4	0.3	
Na ₂ O	8.8	4.0	0.3		3.6
K ₂ O	8.4	5.0			5.0
CaO				4.0	
BaO	2.8	19.7	48.7	41.3	
ZnO		11.5		5.3	
PbO				4.6	45.1
TiO ₂				3.6	
Ta ₂ O ₅		0.5	0.4	0.5	
As ₂ O ₃	1.0	1.0	0.5	0.5	0.6

表 2 特殊ガラス組成例 [wt%]

	FK 471/672	PK 536/766	TiF 593/357
SiO ₂	51.0		40.5
B ₂ O ₃	18.3		5.0
Al ₂ O ₃	8.3	2.0	4.0
Na ₂ O			7.3
K ₂ O	7.3		
TiO ₂			16.0
PbO			14.0
KHF ₂	14.4		21.0
CaF ₂		4.9	
MgF ₂		1.6	
SrF ₂		12.2	
BaF ₂		40.8	
AlF ₃		9.8	
LaF ₃		2.5	
Mg(PO ₃) ₂		4.1	
Al(PO ₃) ₃		13.9	
Ba ₂ P ₂ O ₇		8.2	
As ₂ O ₃	0.2		0.5

表 3 ランタン系ガラス組成例 [wt%]

	LaK 754/505	LaF 787/481	LaF 769/337	LaSF 873/400
SiO ₂			18.0	
B ₂ O ₃	37.0	33.0	12.0	21.0
CaO			20.0	
La ₂ O ₃	53.0	52.0	40.0	43.0
ZrO ₂	5.0	10.0	10.0	10.0
Ta ₂ O ₅	5.0	5.0		26.0
As ₂ O ₃	0.5	0.5	0.5	0.5

工学気圧 [英 technical atmosphere, 独 technische Atmosphäre, 仏 atmosphère technique, 露 техническая атмосфера] 圧力の単位。9.80665 × 10⁴ Pa に等しい。国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい単位である(⇒圧力の単位)。

光学系 [英 optical system] ⇒ 幾何光学

光学顕微鏡 [英 optical microscope, 独 optisches Mikroskop, 仏 microscope optique, 露 оптический микроскоп] = 顕微鏡

光学コンパレーター [英 optical comparator, 独 optischer Komparator, 仏 comparateur optique, 露 оптический компаратор,] 被測定物の拡大像をスクリーン上につくり、輪郭や寸法を検査測定する光学機器。投影レン

ズの歪曲収差がよく補正されていることが必要で、倍率誤差は全投影面にわたり、透過照明の場合0.15%, 落射照明の場合0.25%以下とされている(JIS)。種々のレンズ交換が可能で、投影倍率は10倍ないし100倍が普通である。照明には被測定物をほぼ平行な光で照明するテレセントリック照明が用いられ、合焦誤差があっても倍率に著しい変化を及ぼさない。

光学式文字読取り装置 [英 optical character reader, 独 Klarschriftleser, 仏 lecteur optique de caractères, 露 оптическое читающее устройство] 不特定多数の人の手書き文字やタイプ文字を読取り、計算機システムへ入力する装置。手書き文字の場合には、各自の癖があるため、一定のスタイルの文字(数字)でないといえない場合がある。OCRはその略称。

光学軸 [英 optic axis, 独 optische Achse, 仏 axe optique, 露 оптическая ось] 光学的異方性の結晶中に伝搬する光波の法線速度は1つの波面法線の方向について一般に2つの値をもつが、この2つの法線速度の値が等しくなる波面法線の方向をその結晶の光学軸、あるいは主光学軸という。主屈折率を $n_1 < n_2 < n_3$ とし、電気的主軸を x_1, x_2, x_3 とすると、光学軸は x_1x_3 平面内に含まれ、その方向余弦は

$$s_1 = \pm \frac{(1/n_1^2) - (1/n_3^2)}{(1/n_1^2) - (1/n_2^2)}^{1/2}$$

$$s_2 = 0$$

$$s_3 = \pm \frac{(1/n_3^2) - (1/n_2^2)}{(1/n_1^2) - (1/n_2^2)}^{1/2}$$

によって与えられる。また、光線速度も法線速度と同様に、1つの光線方向について一般に2つの値をもつが、この2つの光線速度が等しくなる光線方向を光線軸、あるいは副光学軸という。副光学軸も x_1x_3 平面内にあり、その方向余弦は

$$t_1 = \pm \frac{(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}}{(n_1^2 - n_3^2)^{1/2}}, \quad t_2 = 0, \quad t_3 = \pm \frac{(n_2^2 - n_3^2)^{1/2}}{(n_1^2 - n_3^2)^{1/2}}$$

で与えられる。 $n_1 \neq n_2 \neq n_3$ の結晶では、光学軸と副光学軸はおおの2つずつある。このような結晶を二軸結晶という。 $n_1 = n_2 \neq n_3$ の結晶では光学軸と副光学軸はおおの1つずつあり、両方の軸の方向は一致する。このような結晶を一軸結晶という。光波が二軸結晶の光学軸や副光学軸の方向に伝搬するときは、円錐屈折という特異な屈折現象が見られる。光学軸を光軸ということもあるが、幾何光学で用いる光軸とまぎらわしいので使用しない方がよい(⇒光軸)。

工学試験炉 [英 engineering test reactor, 独 Testreaktor, 仏 réacteur d'étude d'ingénierie, 露 технологический опытный реактор] ⇒ 照射用原子炉

光学情報処理 [英 optical information processing, 独 optische Informationsverarbeitung, 仏 procédure d'information optique, 露 оптическая обработка информации] 電気的手法にかえ、光学的手法を用いて情報処理を行うこと。光情報処理ともいう。古く情報の多くは視覚を介して、したがって光を用いて受け渡しが行われていたが、電気、電子技術の発達に伴って、入出力端に光電検出器、CRTなどの光電変換器を用い、情報の伝送、処理はすべて純電氣的に行うようになって、マイクロ波通信、電子計算機などが発達した。しかし1950年頃から光学の分野でも電子通信系で発展した情報通信理論の光学系への適用が

試みられ、空間周波数領域での分析、合成が行われるようになった。その始まりは実はこれより相当古く、1893年 E. Abbe, 1906年 G. Porter の顕微鏡の結像, 1935年 F. Zernike の位相差顕微鏡の発明にさかのぼることができる。1953年ごろから A. Maréchal らは画像修正に、E. L. O'Neill はデータ処理に空間周波数フィルタリング技術を用いることを試みた。この分野の研究はレーザー、さらにホログラフィーの発明によってその後急速に発展した。また光学結像系の特性を空間周波数応答(OTF)で表すことも行われるようになった。光学情報処理の一般的特徴は次のとおりである。

(1) 空間的並列処理が可能であること：電気系では情報は普通一次元の時系列信号の形で伝えられるので、二次元画像を表示するためには走査などの手法が必要になる。これに対して光学では、たとえば結像系に見られるようにもともと二次元画像を取扱っており、並列処理が行われる。光源にはレーザーのようなコヒーレント光源と普通のインコヒーレント光源が用いられ、前者の場合は振幅で、後者の場合は強度で考えると、普通光学系を線形として取扱うことが可能で、フーリエ解析の手法が有効に利用できる。また理想的な光学結像系では電気系の時間不変性に対応して空間的不変性が保たれ、このような系は光学用語ではアイソブランチックとよばれる。このように並列処理が可能であるので、光学系を用いると画像の各種演算をアナログ的に一瞬のうちに行うことができる。たとえば透過物体をレンズの前側焦点面におき、これをコヒーレントな平面波で垂直に照明すると、レンズの後側焦点面上の振幅分布は透過物体の振幅分布のフーリエ変換になる。したがって、再回折法の配置を用いると空間周波数フィルタリングを行うことができる。このほか、フレネル変換、ラプラス変換などの演算も可能である。

(2) 波長が短いこと：光の波長は、たとえば可視光を考えたとき、電波たとえばマイクロ波と比較して 10^{-8} 倍程度の大きさである。したがって原理的にはその割合で素子を小さくすることが可能で、たとえばマイクロ波アンテナのシミュレーター、導波回路などがコンパクトにつくれる。また一般に像の解像力是用いる波動の波長に反比例するので、短波長の電磁波を用いるほど高解像力の像を得ることができる。この特徴を生かした応用例に光メモリーがあり、特に光源としてレーザーを用いると、高輝度な光ビームが得られるので、書き込み、読み出しにづがよい。またさらにホログラフィーの原理を利用すると機能メモリーをつくることも可能である。光ディスクメモリーや将来は光計算機などの応用が考えられている。

(3) 物質との相互作用が利用できること：電気光学効果、磁気光学効果など光と物質との各種相互作用を利用することができる。特にレーザーのように非常に強い光を物質に作用させると、光混合、誘導散乱、多光子吸収などの非線形光学効果を生じ、これは光学情報処理用の新しい各種素子を提供することになる。なお、最近では光だけを用いる純粋な光学情報処理に加えて、電子技術と組合せたハイブリッドな処理も考えられている。

光学繊維 = 光ファイバー

工学単位系 [英 technical system of units, 独 technisches Einheitensystem, 仏 système technique d'unités, 露 техническая система единиц]

[1] = 重力単位系

[2] 長さ・力・時間を基本量とする単位系の総称。長さ・質量・力・時間を基本量とし単位の名称や記号のうえで質量に小文字、力に大文字を用いる単位系(たとえば、フート・ポンド(pound, lb)・重量ポンド(Pound, Lb)・秒を基本単位とする Stroud 単位系)の総称。仕事率の単位に馬力を用いては、仕事の単位に馬力時を用いる単位系。いずれも、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい単位系である。

光学定数 [英 optical constant, 独 optische Konstante, 仏 constante optique, 露 оптическая константа] 透明体では屈折率 n , 吸収体では複素屈折率 \tilde{n} を等方性媒質の光学定数という。より広義には、異方性をもつ結晶の屈折率, 薄膜における光学的厚みも, しばしば光学定数とよばれる。透明体の屈折率 n は真空中の光速 c とその材料のなかでの光速(位相速度) v との比 $n=c/v$ で定義される。 n とその材料の誘電率 ϵ , 透磁率 μ との間にはガウス単位系によると $n=\sqrt{\epsilon\mu}$ の関係がある。 n (および ϵ, μ) も振動数 ν の関数である。普通, 光の振動数の領域では $\mu=1$ とみてよいので $n=\sqrt{\epsilon}$ として差支えない。吸収体の複素屈折率は $\tilde{n}=n'-ik$ で表される。吸収体の内部では, 光は一般に等位相面と等振幅面が傾いた不均一波になる。 n' は真空中での光波の位相速度とその媒質中での位相速度との比を表し, 普通の意味での屈折率で, 位相速度係数ともいう。 k は波が進むに従って振幅が減衰していく割合を表し, 消費係数といい, 吸収係数, 消費指数ともいう。 n', k と材料の電磁気的な性質を表す量との間の関係は

$$\begin{aligned} n^2 - k^2 &= \mu\epsilon \\ n^2 &= \frac{1}{2} \left\{ \epsilon\mu + \sqrt{\epsilon^2\mu^2 + 4\left(\frac{\mu^2\sigma^2}{\nu^2}\right)} \right\} \\ k^2 &= \frac{1}{2} \left\{ -\epsilon\mu + \sqrt{\epsilon^2\mu^2 + 4\left(\frac{\mu^2\sigma^2}{\nu^2}\right)} \right\} \end{aligned}$$

が成立する。ここで σ は電気伝導率である。この場合も光の振動数の領域では $\mu=1$ として差支えない。なお, 複素屈折率を $\tilde{n}=n'(1-ik)$ や $\tilde{n}=n''(1+ik)$ と表す流儀もある。また, n' を屈折率, κ を消費係数ともよぶ。図

光学定理 [英 optical theorem, 独 optisches Theorem, 仏 théorème optique, 露 оптическая теорема] 粒子の散乱の全断面積 σ は, 弾性散乱振幅 $f(\theta)$ の前方での値 $f(0)$ の虚数部に比例し

$$\sigma = \frac{4\pi}{k} \text{Im} f(0) \quad (1)$$

と表される。ただし, k は波数ベクトルの大きさである。これを光学定理とよぶ。光学定理は S 行列のユニタリー性から次のように導かれる。確率の保存により S 行列はユニタリー $SS^*=1$ であるが, いま $S=1+iT$ とおくと $TT^*=i(T^*-T)$ (2)

T の行列要素は散乱振幅 $f(\theta)$ に対応するから, 式(2)の行列要素をそれぞれ直ちに式(1)が得られる。

光学的許容遷移 [英 optically allowed transition] = 許容遷移

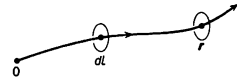
光学的禁制遷移 [英 optically forbidden transition] = 禁制遷移

光学的振動子強度 [英 optical oscillator strength] = 振動子強度

光学的伝達関数 = OTF

光学的に厚い(薄い)プラズマ [英 optically thick (thin) plasma, 独 optisch dickes(dünnes) Plasma, 仏 plas-

ma épais (mince) optique, 露 оптически плотная (тонкая) плазма] 電磁波がプラズマ中を通過するとき, 大部分吸収される場合を光学的に厚いプラズマといい, 逆の場合を薄いプラズマという。単位時間に単位表面積(位置 r) から Ω 方向への単位立体角幅に放射する振動数 ω 付近の分光放射エネルギー, すなわち分光放射強度を $S(\omega, \Omega, r)$ とし, Ω 方向に伝播する放射の分光吸収係数を $\alpha(\omega, \Omega, r)$ とする。プラズマの単位体積から ω 付近の単位振動数幅当り, Ω 方向の単位立体角に放射する出力を分光放射率 $w_c(\omega, \Omega, r)$ という。温度 T の黒体分光放射強度を $S_B(\omega, \Omega, r, T)$ とすると, キルヒホッフの法則により $w_c/\alpha = S_B$ の関係が成り立つ。放射があるパスに沿って進むときの分光放射強度の変化 S は, l をそのパスに沿う距離とすると $dS/dl = -\alpha S + w_c = -\alpha(S - S_B)$ となって, $S(r) = S_B[1 - \exp(-\int_0^r \alpha dl)]$ を得る(図参照)。したがってパスに沿う



分光吸収率 $\int \alpha dl$ が 1 より大きいときは, プラズマの分光放射強度は黒体放射に近づく。このようなプラズマを光学的に厚いプラズマという。分光吸収率 $\int \alpha dl$ が 1 より小さい場合は, $S = S_B \int \alpha dl = \int w_c dl$ となり, プラズマの分光放射強度はパスに沿う分光放射率の積分という形になる。このようなプラズマを光学的に薄いプラズマという。

光学的ひずみ [英 optical strain, 独 optische Spannung, 仏 tension optique, 露 оптическая деформация] \Rightarrow 光弾性効果

光学的深さ [英 optical depth, 独 optische Tiefe, 仏 épaisseur optique, 露 оптическая глубина] 星の大気の表面から星の中心に向かって大気の深さを測る量の一種。無次元量である。吸収係数(質量吸収係数と密度との積)を, 表面から大気中の 1 点まで積分した値をいう。光学的深さ τ の地点から発する光は, 表面に到達するまでに減光を受け, もとの強度の $\exp(-\tau)$ 倍になる。別のいいかたをすれば, τ の地点までの深さは, 光子の平均自由行路の τ 倍である。吸収係数は波長によって異なるので, 同じ幾何学的な深さであっても, 光学的深さは波長により違ってくる。また星の大気以外にも用いられる。たとえば, ガス雲の奥行にわたって積分した値をガス雲の光学的深さ τ といい, $\tau < 1$ のときは光学的に薄い, 逆に $\tau > 1$ のときは光学的に厚いという。

光学的マッチトフィルター [英 optical matched filter, 独 optisches Anpassungsfilter, 仏 filtre adapté optique, 露 оптический согласованный фильтр] SN 比最大で光信号を検出するようにつくられたフィルター。もともとは通信工学で考えられたもので整合フィルターともいい, 形が既知の信号(光学ではたとえば図形)が雑音に埋められている場合の信号検出に用いられる。信号 $s(x, y)$ (x, y は空間座標)に整合するフィルターの空間周波数特性 $H(\mu, \nu)$ は $H(\mu, \nu) = S^*(\mu, \nu)/|N(\mu, \nu)|^2$ で与えられる。ここで $S^*(\mu, \nu)$ は信号 $s(x, y)$ の空間周波数スペクトルの複素共役, $|N(\mu, \nu)|^2$ は雑音 $n(x, y)$ のパワースペクトル, また μ, ν はそれぞれ x, y に対応する空間周波数である。 $s(x, y)$ から $S^*(\mu, \nu)$ をつくるのに, 1964 年 V. Lugt はホログラフィーと同じ原理を用いた。信号 $s(x, y)$ のフーリエ変換ホログラムをつくと, 再生される共役像に相当す

る波面が $S^*(\mu, \nu)$ に比例する (\Rightarrow 再回折法)。この配置で、スペクトル面に上でつくったホログラムと別につくった振幅透過率が $1/\{|N(\mu, \nu)|^2\}$ に比例するものをフィルターとして重ねて挿入してみる。そうすると、物体面に振幅透過率が $s(x, y)$ に比例する信号が存在すると、像面の共役像ができる位置に $s(x, y)$ の自己相関像に相当する明るい点像が現れる。その存在と位置から信号がどこにあるかが検出される。フィルターとしては、計算機ホログラムでつくられたものも用いられる。また上で述べたコヒーレント光を使う処理の代りに、インコヒーレント光を使う方法も考えられている。

光学的モード [英 *optic mode*, 独 *optischer Schwingungstyp*, 仏 *mode optique*, 露 *оптическая мода*] 結晶の格子振動モードの一種。結晶の単位胞内に n 個の原子が含まれていると、与えられた波数に對し $3n$ 個の振動モードがあるが、このうち $3(n-1)$ 個が光学的モードである。この名称は、それらのモードの振動数が通常、赤外および遠赤外などの光学的領域にあることに由来する。波数 0 のとき光学モードでは、各単位胞で粒子系の重心が不変に保たれる。また光学的モードは、結晶の属する点群、モードの対称性を表す既約表現の種類によって、ラマン活性・不活性、赤外活性・不活性が決る。赤外活性ならば赤外吸収(反射)、ラマン活性ならばラマン散乱の実験で、その振動数を知ることができる。

光学濃度 = 光学密度

光学薄膜 [英 *thin films for optics*] ガラスなどの表面に 1 層または多層の薄膜をつけると、それらの多くの境界面における反射が繰返され多数の光束を生じ、それらが干渉しあって興味ある、また応用上も重要な性質を示す。これを光学薄膜といい、理論的・実験的に詳しく研究されている。たとえば、通常反射率が数%にすぎないガラスの反射率を数十%、あるいは 90% 以上に、吸収損失なしに高めることもでき (\Rightarrow 反射増加膜)、また、反射光が障害となる場合は反射率を著しく減ずることもできる (\Rightarrow 反射防止膜)。そのほか、ある特定の狭い波長領域の光だけを透過させるバンド・パス・フィルターや、可視光のみを透過させ赤外線(熱線)を反射するコールド・フィルター、逆に可視光だけ反射し赤外線は透過するコールド・ミラーなど実用上大切なフィルターをつくることもできる (\Rightarrow 干渉フィルター)。各層の屈折率と厚さが与えられた多層膜の全体としての反射率、透過率は理論的に計算することができる。それには、境界面において電場と磁場の接線成分が連続なことを用いて光波を決定する方法、特性マトリックスといわれるものを用いる方法、1 つの層を内部の多重反射を考慮した反射率、透過率をもつ 1 つの面とみなす仮想面の方法、などがある。いずれにしても、多層膜の特性は電子計算機を用いれば容易に知ることができる。

光核反応 = 光(ひかり)核反応

光学ポテンシャル [英 *optical potential*, 独 *optisches Potential*, 仏 *potentiel optique*, 露 *оптический потенциал*] \Rightarrow 光学模型

光学密度 [英 *optical density*, 独 *Schwärzung*, 仏 *densité optique*, 露 *оптическая плотность*] 物質層の不透明さ、吸収の度合を表す量で、入射光の強度を I_0 、透過光の強度を I とすると、 $\log_{10}(I_0/I)$ で定義される。光学濃度、吸光度ということもあり、OD, O.D. と略記することもある。物質層による吸収、光吸収分析を対象とする

場合には、主として吸光度という用語が用いられている (\Rightarrow 吸光度)。感光材料の分野では、この定義が露光・現像した写真乾板またはフィルムの黒さを表すのに用いられ、光学濃度とよばれる。この場合、 I_0 と I はそれぞれ乾板またはフィルムの被測定部分に入射する光の強度、被測定部分を透過した光の強度である。

光学模型 [英 *optical model*, 独 *optisches Modell*, 仏 *modèle optique du noyau*, 露 *оптическая модель*] 入射粒子の多体標的による弾性散乱をポテンシャルによる散乱として記述する方法で、反応により入射粒子が吸収される効果を取入れるために虚数部をもつ複素ポテンシャルを用いる模型。このポテンシャルを光学ポテンシャルといい、V. F. Weisskopf らによって導入された。標的による入射粒子の散乱・吸収を光の反射・屈折・吸収に類似させるので、この名称がある。Weisskopf らは、井戸型ポテンシャル

$$U(r) = \begin{cases} -(V_0 + iW_0) & r < R \text{ (} R: \text{核半径)} \\ 0 & r > R \end{cases}$$

$V_0 = 42 \text{ MeV}/W_0 = 1.26 \text{ MeV}$, $R = 1.45A^{1/3} \text{ fm}$, を用いて中性子の全断面積を計算し、実験とよく一致する結果を得た。その後、井戸型ポテンシャルに代って、現実のポテンシャルに近いサクソン-ウッズ・ポテンシャルが用いられるようになり、さらに中心力ポテンシャルのほかスピントカのパラメータを用いると光学模型は、広いエネルギー範囲にわたって、全断面積、弾性散乱断面積、吸収断面積の実験値とよく一致する計算結果を与える。入射核子のエネルギーが高くなると、 V_0 の値は徐々に小さくなり、300 MeV では、 $V_0 \sim 20 \text{ MeV}$ となる。これに反して W_0 の方は大きくなり、入射エネルギーが 100 MeV 以上では、 $W_0 \geq 10 \text{ MeV}$ となる。光学ポテンシャルの虚数部は、入射核子が標的核の中で核子と二体衝突をしてエネルギーを失うことに起因しているので、核子の核内での平均自由行程や吸収係数と関係がある。核内での核子・核子衝突の断面積は、パウリの原理の影響を受けるので、自由な核子・核子衝突の断面積より小さくなる。特に、入射核子のエネルギーが小さいときには、その差が大きい。入射エネルギーが高くなると、パウリの原理の影響が小さくなり、断面積が大きくなって、その結果、 W_0 が大きくなると考えられる。核内における入射粒子の多重散乱を計算して光学ポテンシャルを理論的に説明することができる。また、入射粒子と標的核(質量数 A)の $(A+1)$ 個の核子に対する多体系のシュレーディンガー方程式から、光学ポテンシャルを導くことができる。そのときには、入射粒子以外の粒子の座標について積分することによって、入射粒子の従う一体の方程式(これはもはやシュレーディンガー方程式ではない)が得られ、その中に現れるポテンシャルは虚数部を有し、かつ非局所であることが示される。

交換関係 [英 *commutation relation*, 独 *Vertauschungsrelation*, 仏 *relation de commutation*, 露 *коммутиационное соотношение*] 演算子 A, B の交換子とは $AB - BA \equiv [A, B]$ で表される演算子を表す。量子力学で、物理量を表す演算子の交換子の値を規定する関係式を、一般に交換関係という。特に互いに正準共役な変数の間の交換子の値を規定する式を正準交換関係といい、1925 年末に、M. Born, E. P. Jordan と W. Heisenberg が座標 q_i とそれに共役な運動量 p_i に対して、正準交換関係

$$q_1 p_k - p_k q_1 = \frac{i}{2\pi} \hbar \delta_{ik}$$

を書き下したとき量子力学が成立したといえる。P. Dirac はその後一貫してこれを量子条件とよんでいるが、Born たちは、より強い量子条件とか、基礎的量子力学の関係とよび、最終的に交換関係というよび方に落着いた。場の量子論では場の量 $\phi(x, t)$ とそれに正準共役な場 $\pi(y, t)$ に対して、 $i \rightarrow x$, $k \rightarrow y$ というアナロジーから、交換関係

$$[\phi(x, t), \pi(y, t)] = \frac{i}{2\pi} \hbar \delta^3(x - y)$$

を要請することによって場の量子化が行われる。ただし、これはボソンの場の場合であって、フェルミオンの場では、反交換子 $AB + BA \equiv [A, B]$ によって定義し、上の式の $[\]$ を $\{ \}$ で置換えなければならない。パウリの原理の要求を満足させるためである。これを反交換関係という。

交換係数 [英 exchange coefficient, 独 AustauschgröÙe, 仏 coefficient d'échange, 露 коэффициент обмена]

物理量が乱流によって輸送される割合をその物理量の空間的勾配と結びつける係数が乱流輸送係数ともよばれる (\Rightarrow 混合距離, 輸送係数)。流体が乱流の状態で流れるときは、流体の各部分が互いに混ざりあうため、流れの中のさまざまな不均一を平等化する作用が層流の場合よりもはるかに強い。その効果を純理論的に計算することは現在でもできないが、実用上の簡単な見積りに交換係数がよく用いられる。すなわち現象を大幅に単純化して、乱流中の流体の塊が主流に直角な y 方向に平均として速さ v_L で距離 L を進んだ後、周囲と混合して個性を失うものとする。この過程によって流体(密度 ρ)の単位質量当り S だけ含まれた物理量(熱量, 運動量, 塩分など)が交換係数とすれば、 y 方向に垂直な単位面積を通して単位時間にその物理量が運ばれる割合(輸送流束密度)は、差引き $Q(S) = \rho v_L [S(y) - S(y+L)]$ であり、 L を小さいとし $\tau S(y+L) - S(y) = L dS/dy$ とおくと

$$Q(S) = -A \frac{dS}{dy}, \quad A = \rho v_L L$$

を得る。これは、熱伝導, 粘性, 拡散など分子による輸送の法則と同様に輸送量が平均分布の局所的な勾配に比例するかたちとなっている。1917年, W. Schmidt は G. I. Taylor と前後して気象学の立場からこのような考えを提案し A を質量交換係数と名づけた。用語は必ずしも一定しないが、今日では普通 $K \equiv A/\rho = v_L L$ を交換係数とよび、特に S が運動量のときこれを渦動粘性係数, 熱量や物質濃度のとき渦拡散係数という。いずれも単位は $m^2 \cdot s^{-1}$ である。また、 L は混合距離として知られている。

混合交換モデルは極めて粗いものであるが、十分に発達した乱流に対してはある程度まで有効に適用される。その場合、実験や観測から求めた K の値は、対応する分子輸送係数に比べて何けたも大きく、また流れの状況、位置などによって広範囲に変化するけれども、他の条件が同じなら運ばれる輸送量の種類にはあまりよらない。近年では電子計算機の発達に伴い、乱れの運動方程式に基づいて K あるいは $Q(S)$ のそのものを評価する計算モデルが急速に発展しつつある。

交換硬度定数 [英 exchange stiffness constant] 強磁性体の基底状態では、電子間の交換相互作用エネルギーを最小にするために、電子の磁気モーメント M が一方に

そろっている。熱エネルギーなどを受けて励起状態になると、 M の向きは少し乱れてくる。古典的描像を用いて、強磁性体を連続体とみなすと、 M の向きは結晶中で非常に緩やかに変動することになる。この励起エネルギー E は等方的な強磁性体では単位体積当り $E = A(\text{grad } M)^2 / M^2$ の形で近似され、 A を交換硬度定数という。交換相互作用が強ければ、それに打勝つエネルギーを得て M の向きが乱れるのであるから、 E は交換積分 J に比例する。したがって A も J に比例することになる。逆の見かたをすれば、 J が大きいと、励起しにくくなる。硬度(スティフネス)という語は、弾性体などで使われているが、そのことばを強磁性体へ転用したのである。一方、強磁性体のスピン波理論で長波長近似を用いると、波数 k のスピン波のエネルギー ϵ_k は、 $\epsilon_k = Dk^2$ で与えられる。 D はスピン波の分散係数といわれる。 M の向きが乱れることはスピン波を発生させることに対応しているから、スピン波の長波長近似は、強磁性体を連続体とみなした上記の扱いと同じ現象を扱っていることになり、 A と D とは比例する。したがってスピン波理論のような微視的な理論によって D を計算し、それから A を求めることができる。温度が上昇し、スピン波が多く生ずると、スピン波どうしの衝突が無視できなくなり、これを考慮すると D が(したがって A も)温度に依存し、温度上昇とともに小さくなる。

交換子 [英 commutator, 独 Kommutator, 仏 commutateur, 露 коммутатор] \Rightarrow 交換関係

交換縮退 [英 exchange degeneracy, 独 Austauschentartung, 仏 dégénérescence par échange, 露 обменное вырождение] 素粒子のレッジェ軌跡の縮退の1つ。ハドロンの中に働く力には直接力と交換力があり、この力によって生じる束縛状態は、軌道角運動量が奇数のものと偶数のものが別々のレッジェ軌跡(a_E, a_O)上にある。交換力の働かないハドロン組の場合には、この2種のレッジェ軌跡は一致する($a_E = a_O$)。これを交換縮退という。 $\pi^+ \pi^+$ 散乱では、前方散乱は ρ 軌跡と f 軌跡の交換により記述されるが、散乱方向のチャネルの量子数は $\pi^+ \pi^+$ (exotic) となつて対応する粒子(軌跡)がなく、力が働かない。この場合には、交換チャネルの ρ 軌跡と f 軌跡が、留数関数まで含めて縮退する。この事情は散乱振幅を F とするとき、 $\text{Im} F(s, t) = \beta_\rho(t) S^{\rho(1)} - \beta_f(t) S^{f(1)} = 0$ 、すなわち $\alpha_\rho(t) = \alpha_f(t)$, $\beta_\rho(t) = \beta_f(t)$ と表される。よく知られた交換縮退の例としては上述の ρ - f のほか、 ρ - A_2 , ω - f , $K^*(890)$ - $K^{**}(1420)$, ϕ - f' および重粒子族については $\Lambda_c(1116)$ - $\Lambda_c(1520)$, $\Sigma_c(1190)$ - $\Sigma_c(1670)$ などが挙げられる。なお、軌跡だけの縮退を弱い交換縮退、留数関数まで含む縮退を強い交換縮退とよぶこともある。

交換積分 [英 exchange integral, 独 Austauschintegral, 仏 intégrale d'échange, 露 обменный интеграл] 量子多体系では、構成粒子がボース粒子であるかフェルミ粒子であるかによって、系の全波動関数は粒子の座標の置換に対して対称または反対称になる。特に、フェルミ粒子系の一体近似では、全波動関数はひとつのスレーター行列式で表され、それによる二体相互作用の期待値は、 N 粒子系の場合、次のように書ける。

$$\frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^N (J_{i,j} - K_{i,j})$$

ただし

$$J_{i,j} = \int d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 \psi_{a_i}(\mathbf{x}_1) \psi_{a_j}(\mathbf{x}_2) V(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) \psi_{a_i}(\mathbf{x}_1) \psi_{a_j}(\mathbf{x}_2)$$

$$K_{i,j} = \int d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 \psi_{a_i}(\mathbf{x}_1) \psi_{a_j}(\mathbf{x}_2) V(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) \psi_{a_j}(\mathbf{x}_1) \psi_{a_i}(\mathbf{x}_2)$$

ここで a_1, a_2, \dots, a_N は粒子の占有状態を表す。ここに現れる積分 $K_{i,j}$ を交換積分という。これに対して、積分 $J_{i,j}$ は直接積分とよばれる。電子系を考え、 $V(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ として、電子間のクーロン相互作用のポテンシャル $e^2/|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|$ をとると、交換積分の値は常に正になる。このことは、2つの電子のスピンが平行である場合のほうが、反平行の場合に比べて、相互作用エネルギーが小さくなることを意味している。これは、平行スピンの電子が同じ位置を占める確率はパウリの原理により0となり、その分だけクーロン・エネルギーが小さくなるとして説明できる。分子の電子論では、電子間の相互作用のほかに、核との相互作用に起因する一電子ポテンシャルが $V(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ に含まれる。このときは、交換積分の値が負になることがあり、これが原子を結びつける役割をしている(⇒ハイトラー-ロンドンの理論、分子積分)。また、交換積分は、ハートリー-フォック近似で、一電子ポテンシャルに非局所的な項を生じさせる。磁性理論では、原子全体の有効スピンの間の交換相互作用の強さを表す現象論的なパラメーターを交換積分とよぶが、これは、関係する電子軌道間の上の意味の交換積分のほかに、原子間の電子移動による補正も含まれている(⇒交換相互作用)。

交換尖鋭化 [英 exchange narrowing, 独 Austauschverschmälerung, 仏 rétrécissement des raies dû à l'interaction d'échange, 露 обменное сужение линий] 交換相互作用により共鳴線が尖鋭化される現象。外部磁場の下でのスピン系の磁気共鳴吸収線は、外部磁場によるラーモア回転の角周波数 ω_0 を中心としてある線幅をもつ。スピン系を構成する各スピンの間には、外部磁場のほかに双極子相互作用によってほかのスピンのつくる場所的に変動する局所磁場が働いている。このため各スピンの共鳴周波数は少しずつ異なり、共鳴線に線幅が生じる。この共鳴周波数分布はガウス型である。ところがスピンの間に交換相互作用が働いていると、この相互作用によって各スピンはその向きを反転する。このため局所場は時間的に変動する。この変動が十分速く起れば局所場は平均されて乱れは小さくなり線幅は狭くなる。この現象を交換相互作用による共鳴線の尖鋭化という。尖鋭化の条件は双極子相互作用による共鳴線の ω_0 からのずれの二乗平均を $\langle \omega^2 \rangle$ 、交換相互作用によるスピン反転の頻度を ω_e とおけば $\omega_e > \langle \omega^2 \rangle^{1/2}$ で与えられ、尖鋭化した共鳴線は $\langle \omega^2 \rangle / \omega_e$ の線幅をもつローレンツ型になる。スピン間の交換相互作用の代りに実際に原子または電子が動くことによって局所場が変動する場合にも同様の尖鋭化が起こる。この場合は運動による尖鋭化とよばれる(⇒尖鋭化)。

交換相互作用 [英 exchange interaction, 独 Austauschwechselwirkung, 仏 interaction d'échange, 露 обменное взаимодействие] フェルミ粒子はパウリの原理に従う。この結果、2つのフェルミ粒子の状態を記述する波動関数は2つの粒子の座標とスピンの置換に対して反対称関数でなければならない。2つの粒子の波動関数を座標部分とスピン部分の積で表した場合、座標関数として座標の置換に対して対称関数 ψ_s をとればスピンについては反対称関数 ψ_a を、座標の置換に対して反対称関数をとれば、スピ

ンについては対称関数をとらねばならない。この2つの状態のエネルギー差を与えるものが交換相互作用であり、二粒子のスピンを S_1, S_2 とすれば

$$-2J(S_1 \cdot S_2)$$

の形に書き表される。ここで、係数 J は交換積分とよばれる

$$2J = \langle \psi_s | H | \psi_s \rangle - \langle \psi_a | H | \psi_a \rangle$$

で与えられる。 H は二粒子に働くポテンシャルならびにクーロン相互作用を含む二粒子のハミルトニアンである。このとき J の符号は常に負で交換相互作用はスピン-重項状態を安定にする。このように交換相互作用は2つの同等なフェルミ粒子がその位置を交換することによって生じるもので、水素分子の結合エネルギーは2つの水素原子に属する二電子間の交換相互作用によって起る。交換積分 J を定義するハミルトニアンとして、しばしば二粒子間のクーロン相互作用だけかとれる。この場合 J は常に正で交換相互作用は平行スピンを安定にする。絶縁体の常磁性化合物において常磁性イオンのもつ局在スピンの間にも交換相互作用が働き、十分低温ではスピンは反強磁性的にそろろう。この場合の交換相互作用は局在電子が仮想的に隣の常磁性イオンに遷移する二次摂動の結果として生じるもので、これを特に超交換相互作用あるいは運動交換といい、これと区別して従来のものを直接交換相互作用とよぶ。

交換相互作用エネルギー [英 exchange interaction energy, 独 Austauschwechselwirkungsenergie, 仏 énergie d'interaction d'échange, 露 энергия обменного взаимодействия] ⇒ 交換相互作用

交換対称性 [英 symmetry for permutation of identical particles, 仏 symétrie de permutation des particules identiques, 露 перестановочная симметрия тождественных частиц] 多粒子系の波動関数において粒子を入れかえたとき現れる性質をいう。素粒子や原子核など量子力学的に取扱われる同種粒子は、互いに区別することができない。そのため同種粒子から成り立っている集団の波動関数は、同種粒子の交換に対して、一定の対称性をもっている。整数のスピンをもちつ粒子(たとえば光子や π 中間子、あるいは半整数の素粒子の偶数個から構成された ^4He の原子核など)の集団を表す波動関数は同種粒子の交換に対して不変であり、これを対称波動関数といい、これらの粒子をボース粒子という。一方、奇数のスピンをもちつ粒子(たとえば電子や核子、あるいは半整数の素粒子の奇数個から構成された ^3He の原子核など)の集団を表す波動関数は同種粒子の交換に対して符号を変える。これを反対称波動関数という。これらの粒子をフェルミ粒子といい、この交換対称性のため同一状態に2個以上の粒子が存在することは不可能で、この事実をパウリの原理という。これに対し、ボース粒子は同一状態に何個でも存在できる。ボース粒子はボース-アインシュタインの統計に従い、フェルミ粒子はフェルミ-ディラックの統計に従う。第二量子化された波動関数の交換関係は、ボース粒子では交換子で定義され、フェルミ粒子では反交換子で定義される。

交換電荷 [英 exchange charge, 独 Austauschladung, 仏 charge d'échange, 露 обменный заряд] ⇒ フェルミ空孔

交換反転 [英 exchange inversion, 独 Austauschumkehrung, 仏 inversion d'échange, 露 обменная инверсия] 強磁性の自発磁化を形成する交換相互作用が結晶の格子定

数によって変わるため、温度の上昇で結晶格子が熱膨張するに伴って、ある温度で自発磁化が突然に消失する現象。たとえば、MnAs は 313 K で温度上昇に伴って、突然、自発磁化を失う。この現象を利用して熱磁気モーターをつくることができるが、演示実験の域を出ない。

交換不安定性 [英 interchange instability, 独 Austauschinstabilität, 仏 instabilité d'échange, 露 конвективная неустойчивость] プラズマのある部分がへこみ他の部分が膨らむこの擾乱は、磁場エネルギーを変えることなく、プラズマのある領域がプラズマ外部の真空磁場の領域と入れかえるというふうに考えることができるので、このような不安定性を交換不安定性という。プラズマと真空との境界を $x=0$ の面に選び、磁場 B の方向を z 軸に選ぶ。そして $x<0$ の領域にプラズマがあり、 $x>0$ は真空領域とする。プラズマの境界に対して垂直にプラズマの外側に向かって ($x>0$ の方向に) 加速度 g が加わっているとす。このとき、プラズマの境界が図 1 に示すように、磁力

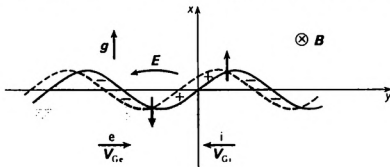


図 1

線に沿った縦溝の形に波打つ擾乱が起ると、加速度 g のためイオンと電子が y 方向互いに逆向きにドリフトし、荷電分離を起す。この結果生ずる電場 E によって $E \times B$ ドリフトが引起されるが、この運動はもとの擾乱をますます増大させるように働く。したがってこのような配位は不安定となる。また擾乱が磁力線に沿う縦溝(フルート)の形をしているので、フルート不安定性ともいう。

この不安定性の本質的な機構は加速度によって生ずる荷電分離である。図 2 に示すように磁力線が曲っていると

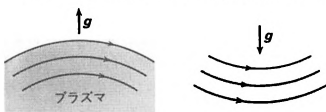


図 2

き、荷電粒子は遠心力による加速度 v^2/R (R は曲率半径) を受ける。磁力線がプラズマ外部に向かって凸のように曲っている場合、この加速度は不安定に作用する。これを悪い曲率という。また逆に外部に向かって凹のように曲っている場合は安定であり、良い曲率という。良い曲率のときは磁場の大きさが外側に向かって増大する場合であり、プラズマの存在する領域の磁場が最小であることを意味する。すなわち、最小磁場によって閉じ込められたプラズマは交換不安定性に対して安定である。

交換分極 [英 exchange polarization, 独 Austauschpolarisation, 仏 polarisation par échange, 露 обменная поляризация] 原子・分子の電子構造が閉殻でないとき、一般に内殻電子の軌道関数は、そのスピンの向きによって異なる。これはスピンの向きによって外殻電子との交換相互作用が異なるためであって、交換分極とよばれる。交換分極による系のエネルギー値への影響はわずかであるが、原子核の位置における対スピン密度のような量は、交換

分極によって敏感に変わる。R. Sternheimer は制限ハートリー-フォック近似(RHF 近似)を用いると 0 になる Mn^{2+} の $3d^5 6S$ 状態の Mn 核の位置での対スピン密度を非制限ハートリー-フォック近似(UHF 近似)を用いて交換分極を導入して説明した。交換分極は、一電子軌道の利点を温存しつつ RHF 近似の域を越えるのに有用な概念であって、対スピン密度を理解するのによく用いられる。ただ UHF 近似には固有の難点もあり、交換分極で対スピン密度の説明がすべて解決したわけではない(⇒自己無撞着場、ハートリー-フォック近似、原子芯分極、スターンハイマー効果、フェルミの接触相互作用)。

交換分裂 [英 exchange splitting, 仏 fission d'échange, 露 обменное расщепление] 金属内には結晶中を動きまわる遍歴電子が存在する。この遍歴電子の 1 電子エネルギー準位はバンド状に広がっており、基底状態はこのエネルギー準位を低い方からバウリの原理に従ってプラス、マイナスのスピンのもった 2 つの電子によってあるエネルギー準位(フェルミ準位)まで詰められた状態である。このような電子間には互いのスピンをそろえようとする強磁性的交換相互作用が働くが、プラス、マイナスの電子数のバランスを破るためにはマイナススピンの電子をフェルミ準位より高いエネルギーの状態に持ち上げなければならないので運動エネルギーが高くなる。したがって交換相互作用の得がこの運動エネルギーの増加に打勝った場合に強磁性が出現する。このようにして発生した強磁性状態ではプラススピンの電子状態はマイナススピンの電子状態に比べてより高いエネルギー準位まで占有されている。このような遍歴電子系の強磁性状態におけるプラススピンとマイナススピンの電子の占める最高エネルギー準位の差を交換分裂という。

交換ポテンシャル [英 exchange potential, 独 Austauschpotential, 仏 potentiel d'échange, 露 обменный потенциал] ⇒ 局所密度汎関数の方法

交換流 [英 exchange current, 独 Austauschstrom, 仏 courant d'échange, 露 обменный ток] 原子核の電磁流や弱い相互作用流、1 核子の流れの和として表される部分(これを一体流とよぶ)以外に、2 核子による流れや 3 核子による流れなどの、多体演算子で表される流れが存在する。これを交換流とよぶ。核力には、いわゆる交換相互作用、すなわち 2 核子の位置を交換する演算子を含む相互作用(マヨラナ力ともいう)が含まれているが、この核力を媒介とした系にゲージ不変性を要請すると、必然的に交換流の存在が帰結される。ゲージ不変性の要請からは、交換流は一意的には決定されず、それを求めるには微視的理論を必要とする。交換流の微視的起源は、原子核に仮想的に存在する種々の中間子や核子共鳴、(3,3)共鳴などの、核子以外のハドロン自由度による流れと考えられる。最も簡単でかつ重要な交換流は π 中間子交換に伴う、1 中間子交換流である。交換(電)流の存在を示す顕著な例として、陽子の光放射中性子捕獲のしきい値近傍での捕獲断面積異常や、重陽子の非弾性電子散乱での大きい運動量移行での断面積の異常、また原子核の軌道磁気モーメントの g 因子への補正などである。一方、弱い相互作用では、ガモフ-テラー型 β 崩壊や、軸ベクトル流の時間成分への効果における交換流の影響が注目されている。

交換力 [英 exchange force, 独 Austauschkraft, 仏 force d'échange, 露 обменная сила] 核力は 2 核子間の

相対距離 r の関数であるだけでなく、2 核子のパリティ、スピン、アイソスピンにも依存している。この性質をもつ力を交換力とよぶ。

2 核子のパリティによって符号を変える力は $v_M(r)P_r$ と表される。ここで P_r は波動関数 $\psi(r_1, r_2)$ に作用して r_1 と r_2 を交換する演算子である。この力は 2 核子が逆対称の対称状態にあるときと反対称状態にあるときは逆符号(引力と斥力)になる。この空間交換力は E. Majorana により導入されマヨラナ力とよばれる。2 核子のスピン状態は $S=1$ (三重状態)と $S=0$ (一重状態)に分れるが、2 核子のスピン座標の交換に対して前者は対称状態、後者は反対称状態となっている。したがってスピン状態によって符号を変える力は、スピン交換演算子 P_σ を用いて $v_\sigma(r)P_\sigma$ と表すことができる。このスピン交換力はバートレット力ともよばれる。同様にアイソスピン交換力は $v_H(r)P_\tau$ と表され、ハイズンベルク力とよばれ、また荷電交換ポテンシャルとよばれることもある。これらの交換力に対して、交換力ではなく単に $v_M(r)$ で表される力はウィグナー力とよばれる。核力が空間反対称状態(軌道角運動量が奇数)で弱くなっている性質を理想化して $v_S(r)(1+P_r)$ と表した力をサーバー力とよぶ。なお核子がフェルミ粒子であることから、2 核子の波動関数はそれらの空間、スピン、アイソスピンの座標を同時に交換すると反対称でなければならない($P_r P_\sigma P_\tau \psi(1, 2) = -\psi(1, 2)$)。このことを考慮すると、たとえばマヨラナ力は $-v_M(r)P_\sigma P_\tau$ と表すことができる。中間子の交換により生じる核力は強い交換力を含む。

高気圧アーク [英 high-pressure arc, 独 Hochdruckbogen, 仏 arc à haute pression, 露 дуга при высоком давлении] ⇒ アーク放電

項(の)記号 [英 term symbol, 独 Termsymbol, 仏 symbole de terme, 露 обозначение термов] 原子、分子およびそれらのイオンについて、原子核を取巻く電子のスピン角運動量と軌道角運動量の結合形式で決まるスペクトル項を示す記号。原子(イオン)では結合形式は LS 結合、 jj 結合および中間結合が用いられる。 LS 結合は電子間の静電相互作用がスピン・軌道相互作用に比べて大きい場合で、 LS 結合では項の記号は全スピン角運動量および全軌道角運動量の量子数 S および L を用い ^{2S+1}L と記す。 L は数値の代りに英文字を用い、

$L=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$ に対しそれぞれ $S, P, D, F, G, H, I, \dots$

と記す。 $L=3(F)$ からあとはアルファベット順に英文字を用いる。スピン・軌道相互作用を考慮すると、スペクトル項は全角運動量の量子数 J で決まる単位に分裂し、それを $^{2S+1}L_J$ と記す。 jj 結合はスピン・軌道相互作用が電子間の静電相互作用に比べて大きい場合で、 jj 結合ではスペクトル項は最外殻の 1 個の電子の合成角運動量の量子数 j と、残りの電子のつくる全角運動量の量子数 J_0 を用い (J_0, j) と記す。電子間静電相互作用を考慮すると、スペクトル項は J で決まる単位に分裂し、 (J_0, j) と記す。 LS 結合や jj 結合で電子の結合状態を表すことができないときには、束縛電子の一部が LS 結合で、残りの電子が jj 結合であるような種々の中間結合が用いられ、スペクトル項も結合形式に応じた記号で表される。二原子分子(イオン)では、スペクトル項は電子の全スピン角運動量の量子数 S と、2 つの原子核間を結ぶ核間軸方向の全軌道角運動量成分 A を用いて、 ^{2S+1}A と記す。原子の場合と同じように、

A は数値の代りにギリシア文字を用い、

$A=0, 1, 2, 3, 4, \dots$ に対し

それぞれ $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \Gamma, \dots$

と記す(⇒ Σ 状態, Π 状態, Δ 状態)。フントの結合形式 a の場合、量子数 $Q (=|A+\Sigma|, \Sigma$ は全スピン角運動量の核間軸方向成分)は定義され、スペクトル項は Q の成分に分離し、 $^{2S+1}A_Q$ と記す。フントの結合形式 b の場合は Q は定義できないので、 Q の添字は用いない。特に Σ 状態($A=0$)に対しては核間軸を通る平面に関して電子の波動関数が鏡映対称であるかないかによってエネルギー値が異なり、対称のとき Σ^+ 、反対称のとき Σ^- と記す。二原子分子の 2 つの原子核が同じである等核分子の場合はさらに電子の波動関数が座標の反転に対して符号が変化するかしつか、すなわち点対称であるかどうかによりスペクトル項は別され、符号が変わらないときは g 、変わる場合は u を右下に添字として、 Π_g, Π_u のように記す。

広義座標 = 一般化座標

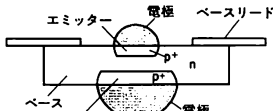
光 球 [英 photosphere, 独 Photosphäre, 仏 photosphère, 露 фотосфера] 恒星が放出する連続スペクトル光の大部分を放射している大気層をいう。地球に到達する光は、大気の大層で放出や吸収を繰返した後に星の表面から放射されたものであり、大気層のいろいろな温度に対応する熱放射の光を含んでいる。しかし連続スペクトルの強度は、光学的深さが $2/3$ の層の温度で生ずる熱放射にほぼ等しい。青白い星や赤みがかった星が見られるのは、光球の温度に高温のものや、低温のものがあるからである。

工業用テレビジョン [英 industrial television, 独 industrielles Fernsehen, 仏 télévision industrielle, 露 промышленное телевидение] ITV または産業用テレビジョンともよばれる。ことばどおり工業用テレビジョンをさす場合と、放送テレビジョン以外のテレビジョン装置に関する総称、すなわち CCTV の意味で使われる場合とがある。狭義の ITV の利用分野としては、作業現場の工程監視、危険な場所(溶鉱炉、原子炉の内部など)の監視、交通管制のための交通量の監視、トンネル保安、サービス業の防犯・防災など多岐にわたっている。ITV システムの基本要素は撮像部、伝送部、表示部である(⇒ CCTV)。伝送方式は同軸ケーブルや平衡対ケーブルなどによる有線伝送が多いが、無線伝送も利用されている。最近は光ファイバーによる伝送が多く利用されている。

合金拡散型トランジスター [英 alloy-diffused transistor, 独 legierungsdiffusierter Transistor, 仏 transistor allié à diffusion, 露 транзистор с диффузионно-сплавным переходом] ⇒ 合金接合型トランジスター

合金系超伝導材料 [英 superconductive alloy materials, 仏 matériaux d'alliage supraconducteur, 露 сверхпроводящие сплавы] ⇒ 超伝導線材

合金接合型トランジスター [英 alloy-junction transistor, 仏 transistor de type jonction d'alliage, 露 транзистор со сплавным переходом] 合金という製法によってつくられたトランジスターで、接合型トランジスターの初期において登場した。ゲルマニウム・pnp 合金接合型トランジスターは薄い n 型ゲルマニウムチップの両面にインジウムの片(または球)をのせて加熱して合金層をつくる(図参照)。合金層は p^+ のエミッターとコレクターとなり、間の n 型ゲルマニウムがベースとなる。高周波特性の改善を目的に、ゲルマニウム合金型トランジスターでエミッ



ター接合形成の前に不純物拡散をする方法があり、この方法でつくられたものをドリフト型トランジスターとよぶ。さらに、エミッターの合金材料のなかに、 p, n 2種類の不純物を含ませ、合金層の形成と同時にベース内に不純物拡散をする方法があり、この方法でつくられたものを合金拡散型トランジスターとよぶ。

合金接合ダイオード [英 alloy-junction diode, 仏 diode à jonction d'alliage, 露 диод со сплавным переходом] 半導体の上に金属または合金をおき、高温で溶かして半導体との合金をつくり pn 接合としたダイオード。逆耐電圧は高くない。定電圧ダイオードなどに用いられ、降伏電圧は不純物濃度によって決定される。

合金の秩序 [英 order in alloys, 独 Ordnung in Legierungen, 仏 ordre dans les alliages, 露 упорядочение сплава] 合金にもある種の秩序が存在する。簡単のために2種類の原子 A および B からなる合金系を考える。異種原子間の相互作用エネルギーが同種原子間のエネルギーより低い場合には、絶対零度では A 原子の隣の格子点に必ず B 原子がくるような配列が最も安定であり、このような状態を完全な秩序状態とよぶ。しかし一般に有限温度ではこのような完全な秩序状態の配列ではなく、むしろ乱れた方がエントロピーが大きくより安定になる。この秩序の程度を定量的に表す量として秩序変数 η が用いられる。これは 50% の二元合金について次のように定義される。

$$\eta = \frac{R_A - W_A}{N_A}$$

ここで N_A は A 原子の総数で、 R_A は絶対零度で A 原子の占めていた格子点にまだ残っている A 原子の数、 W_A は絶対零度で B 原子の占めていた格子点にある A 原子の数である。絶対零度では $\eta = 1$ 、また秩序・無秩序転移とよばれる温度を超えると $\eta = 0$ で特徴づけられる無秩序相になる。この秩序・無秩序転移の最も簡単な理論はブラッガー・ウィリアムズ近似である。

航空写真用カメラ [英 camera for aerial photography, 仏 Luftbildkamera, 露 камера для фотографии аэриenne, 露 аэрофотоаппарат] ⇒ カメラ

航空力学 = 空気力学

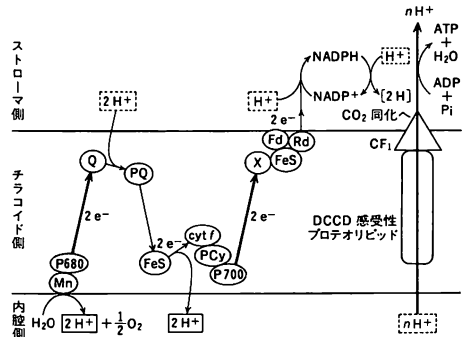
口径比 [英 aperture ratio, 独 relative Öffnung, 仏 ouverture relative, 露 относительное отверстие] レンズなどの光学系の入射ひとみの直径を分子、焦点距離を分母とした値で、光学系の明るさを示す指標である(⇒ひとみ)。普通は 1:1.4 というように表示する。像面照度は無限遠物体に対しては口径比の二乗に比例する(⇒レンズ)。口径比の逆数を F ナンバーとよぶ。例えば口径比 1:1.4 は F ナンバー 1.4 である。

抗原抗体反応 [英 antigen-antibody reaction, 独 Antigen-Antikörper Reaktion, 仏 réaction antigène-anticorps, 露 реакция антитела с антигеном] タンパク質や多糖類などの高分子物質が直接脊椎動物の体内に入ると、一連の生体反応が起こり、侵入した物質と特異的に結合する抗体とよばれるタンパク質が合成される。この抗体の生産をもたらす物質を抗原とよび、抗原と抗体との特異的結合

反応を抗原抗体反応とよぶ。抗体は重鎖および軽鎖とよばれるおのおの2本のポリペプチド鎖がジスルフィド(S-S)結合によって互いに結合したタンパク質であり、イムノグロブリンともよばれる。1組の重鎖と軽鎖が1つの抗原結合部位を形成している。一方、抗原にも、抗体を認識して特異的に結合する部位(抗原決定基)が、少なくとも2種類存在する。その結果、抗原抗体複合体は凝集し、異物としての抗原が体内から排除されやすい形になる。抗原抗体反応は、免疫という生体防御機構における最も重要な反応のひとつである。

光行差 [英 aberration, 独 Aberration, 露 абберация] 恒星からくる光の方向が地球の運動のために違った方向からくるように見える現象。地球の公転によるものを年周光行差といい、最大 $20.496''$ である。J. Bradley が 1727 年に初めて観測し、光の粒子説の立場で考えたが、この現象は、特殊相対性理論によって次のように説明される。すなわち、恒星の方向と地球の運動方向とのなす角を θ 、地球の速度の大きさを v とし $\beta = v/c$ とすると、光のくる方向 θ' は、 $\tan \theta' = \sin \theta \sqrt{1-\beta^2} / (\cos \theta + \beta)$ で与えられる。したがって、 $\beta = 0$ でない限り、 θ と θ' とは一致しない。地球の自転に基づくものは日周光行差といい、その大きさは $0.3''$ 以下である。

光合成 [英 photosynthesis, 独 Photosynthese, 仏 photosynthèse, 露 фотосинтез] 生物が光エネルギーを化学エネルギーに変換して有機物を合成する全反応過程をいう。光合成のしくみは、次のように分けて考えることができる。(1) クロロフィルなどの光合成色素が光エネルギーを吸収し、励起された色素分子(励起子)を生じる。(2) 励起子はそのエネルギーを反応中心にある特殊な色素分子(P700, P680 など)に伝え、反応中心で酸化と還元が起こる。(3) その結果、反応中心につながる電子伝達系にも酸化還元が起こり、藻類以上の植物では、結局還元物質ニコチンアミドアデニンジヌクレオチドリ酸還元型(NADPH)と O_2 を生じる。(4) 電子伝達の結果、葉緑体のチラコイド膜内外に H^+ の濃度差を生じ、これを利用して高エネルギー物質アデノシン三リン酸(ATP)が生成される(光リン酸化反応)。(5) NADPH と ATP を利用して、 CO_2 から有機物を合成し、光エネルギーを化学エネルギーに変換する。光合成生物は、電子供与体として H_2O を利用して O_2 を発生する否かにより、藻類以上の生物の光合成と光合成細菌の光合成とに分けられる。



H^+ の濃度差を生じる葉緑体の電子伝達系

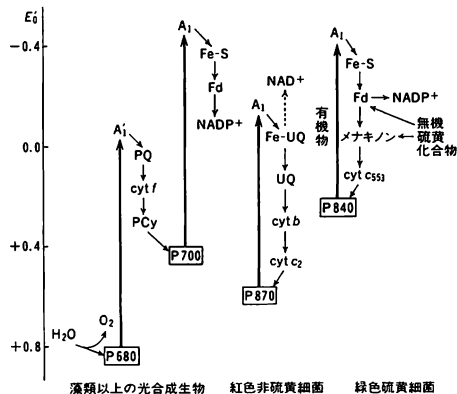
光合成細菌 [英 photosynthetic bacteria, 独 photosyn-

thetische Bakterien, 仏 bactéries photosynthétiques, 露 фотосинтезирующие бактерии] バクテリオクロフィルをもち、光合成を行う細菌で、水田、湖、河川、汚水などの湛水や海に住む。藻類以上の植物の光合成と異なり、 H_2O を電子供与体として利用できないので、 O_2 は発生しない。藻類以上では光化学系が2種類あって直列につながっているが、各光合成細菌には1種類の光化学系しかない。光合成細菌は、無機硫黄化合物を電子供与体として利用しており、クロロビウムクロロフィルをもつクロロビウムなどの緑色硫黄光合成細菌、バクテリオクロロフィルaをもつクロマチウムなどの紅色硫黄光合成細菌、無機硫黄化合物を利用できないロッドシュードモナスなどの紅色非硫黄光合成細菌に分けられる(表参照)。これらは、いずれ

光合成細菌

	電子供与体	バクテリオクロロフィルの型
緑色硫黄細菌	H_2S, S	Bchl a, クロロビウム chl
紅色硫黄細菌	H_2S, S , 有機物	Bchl a
紅色非硫黄細菌	有機物	Bchl a

も光化学系とそれにつながる電子伝達系をもち、ニコチンアミドアデニンジヌクレオチド還元型(NADH)などの還元物質とアデノシン三リン酸(ATP)を合成する。図に光

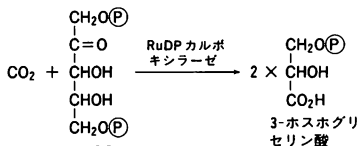


合成生物の光化学系と電子伝達系を示す。ここで、上向きの太い矢印は光化学反応を表し、 A_1 は初発電子受容体、PQはプラストキノン、UQはユビキノ、cytはチトクローム、PCyはプラストシアニン、Fdはフェレドキシンを表す。広義には、バクテリオクロロフィル類を含まず、バクテリオロドプシンやハロロドプシンなどのカロチノイド系色素タンパク質を含む好塩菌も光合成細菌に入れられる。これらは、光化学反応系と光合成の電子伝達系を含まないが、発色団としてレチナール(ビタミンAアルデヒド)を含むロドプシン類が光を吸収することによって、 H^+ や Na^+ などのイオンを膜外に排出し、これらイオンの電気化学ポテンシャルと共役因子の働きを利用してATPを合成する(⇒化学浸透説, 光化学系)。

光合成色素 [英 photosynthetic pigment, 独 photosynthetisches Pigment, 仏 pigment photosynthétique, 露 фотосинтетический пигмент] 光合成に関与する色素で、クロロフィル、カロチノイド、フィコビルをさす。その役割は、光化学反応中心を構成すること、初発電子受容体

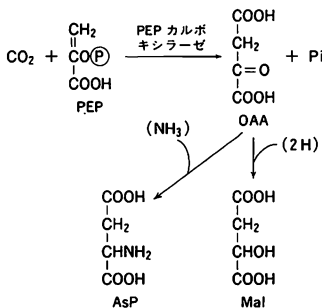
となること、および集光である。藻類以上の光合成生物は、クロロフィルaのほかに、それぞれの生物に特徴的なクロロフィルb, c, フィコビル、各種のカロチノイドを含む。このうちクロロフィルaは、一部が反応中心や初発電子受容体となり、残りのクロロフィルaが集光の働きをする。クロロフィルa以外のすべての色素は、光エネルギーを吸収して反応中心に伝える集光の働きをしており、補助色素とよばれることもある。光合成細菌では、バクテリオクロロフィルaが、クロロフィルaの働きをしている(⇒光化学系, 光合成細菌)。

光合成における炭酸同化 [英 photosynthetic carbon dioxide assimilation, 独 photosynthetische Kohlendioxyd Assimilation, 仏 assimilation photosynthétique de dioxyde de carbone, 露 фотосинтетическое усвоение углекисл.оты] 高等植物の光合成による炭酸同化系は、 CO_2 を受容して最初に形成される化合物の違いなどから、 C_3 型、 C_4 型、CAM型に分けられる。イネ、コムギ、ダイズなどの C_3 型では、 CO_2 は炭素5個の化合物(C_5)、リブロース-1,5-二リン酸(RuDP)、と反応して2分子の3-ホスホグリセリン酸($2 \times C_3$)を生じ(炭酸固定, 図1)、次いでNA

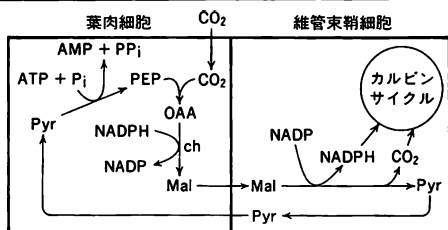

 図1 C_3 型 CO_2 固定反応 (Pはリン酸基)

DPH(ニコチンアミドアデニンジヌクレオチドリノ酸, 還元型)により還元されて糖を生じる(炭酸同化)。この代謝系をカルビン・サイクルという(図4)。M. Calvinらは放射性の $^{14}CO_2$ を利用し、二次元ペーパークロマトグラフィー(⇒クロマトグラフィー)、オートラジオグラフィー、反応速度論的解析法などを駆使してこの代謝系を解明し、ノーベル賞を受けた。

トウモロコシ、サトウキビなどの C_4 型では、 CO_2 はまず葉肉細胞においてホスホエノールビルビン酸(PEP, C_3)と反応してオキサロ酢酸(OAA, C_4)を生じ、ただちにリンゴ酸(Mal, C_4)またはアスパラギン酸(Asp, C_4)に変えられる(炭酸固定, 図2)、次いで、リンゴ酸またはアスパ


 図2 C_4 型 CO_2 固定反応

ラギン酸は維管束鞘細胞に運ばれて CO_2 を放出し、放出された CO_2 はカルビン・サイクルによって同化される(図3)。このように、 C_4 型では CO_2 の初期固定産物が C_4 で



Pyr: ビルビン酸, PPi: ピロリン酸

図3 C₄光合成(リン酸型)

あり、CO₂の固定と同化が空間的に分離された2種類の細胞の共同によっている。また、C₄型ではPEPの再生に2分子のATPを余分に必要とするので、C₃型に比べてエネルギー的には損である。しかし、C₄型の炭酸固定化酵素であるPEPカルボキシラーゼは、C₃型のRuDPカルボキシラーゼに比べてCO₂に対する親和性が高い。現在の大気中のCO₂濃度は光合成が飽和するほど十分ではないので、光が十分強い所では、エネルギー的に多少損であっても、CO₂を捕まえる能力の優れたC₄型の方が生態的に優位を占める場合がある。C₄型は、日によく当る、やや乾燥した、気温の高い所によく繁茂している。

ベンケイソウ、サボテンなどはベンケイソウ科植物型酸代謝(Crassulacean acid metabolism, CAM)型光合成を行う。これらの多肉植物は、大気湿度の上がる夜間に気孔を開いてCO₂を取込み、C₄型と同様にオキサロ酢酸を合成し、リン酸として蓄える。昼は、気孔を閉じて水の蒸散を防ぎ、リン酸の分解により放出されるCO₂を、光エ

ネルギーとカルビン・サイクルによって同化する。すなわち、CAM型植物では、CO₂の固定と同化が時間的に分離されている。

交互共重合体 [英 alternative copolymer, 独 alternatives Kopolymer, 仏 copolymère alternatif] ⇒ 共重合体

交互禁制律 [英 alternate missing of lines, 仏 absence alternée de raies] 二原子分子の回転スペクトルにおいて、2つの核が等核で、核スピンの0であるときに実際に現れる線は、そうでないとする当然現れるはずの線のなかで、1つおきとなった線だけである。これを交互禁制律という。このことはたとえば、基底電子状態にある酸素分子O₂を考えれば理解できる。O₂において、¹⁶Oの核スピンは0であり、電子の基底状態の波動関数は³Σ_g⁻という既約表現に属するので、回転量子数Jが偶数の状態は、核の交換に対して反対称となり、¹⁶Oはボース粒子であるから、この状態は禁制される。その結果Jが奇数の状態だけが存在し、分子スペクトルにもそれらの状態の関与する遷移しか現れない。交互禁制律は一般に等核二原子分子で核スピンの0の場合にだけ現れる。核スピンの0でない場合は、スペクトルには交互に強弱の線が現れる。

公差 [英 tolerance, 独 Toleranz, 仏 tolérance, 露 допуск] たとえば機械工作において、基準にとった寸法通りには工作できないので、用途に応じて許容される限界を定めその範囲内にあれば合格とする。このとき、規定された最大値と最小値との差を公差という。これに対して、基準にとった値とそれに対して許容される限界の値との差を許容差という。たとえば基準にとった値が50.00mmで、許容される限界の値が50.04mmおよび49.98mmで

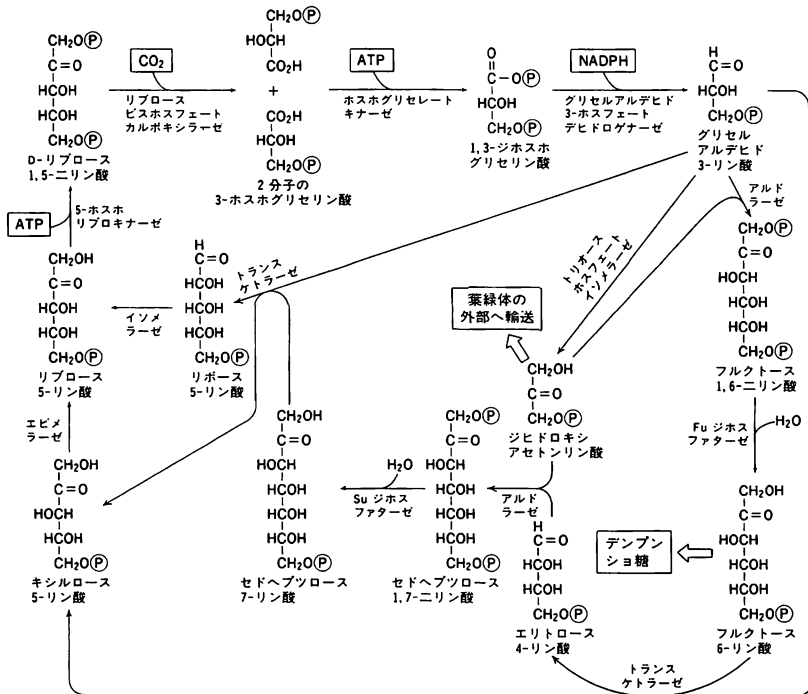


図4 カルビンサイクル

あるとき、許容差は $+0.04\text{mm}$ および -0.02mm であり、公差は $0.04 - (-0.02) = 0.06\text{mm}$ である。なお、計量法では公差を許容差の意味に用いているので注意を要する。

交差回避 [英 *avoided crossing*, 仏 *croisement évité*, 露 *квазипересечение*] \Rightarrow 擬交差

交差関係 [英 *crossing relation*, 仏 *relation croisée*, 露 *соотношение кроссинга*] 素粒子の反応振幅の関係式。二体反応 $A+B \Rightarrow C+D$, $A+\bar{C} \Rightarrow \bar{B}+D$, $A+\bar{D} \Rightarrow C+\bar{B}$ の振幅は共通の関数で記述され、互いに解析接続によって結ばれている(\Rightarrow マンデルスタム表示)。これらの反応のファインマン・ダイアグラムは外線の交差で関係づけられるので、これらの反応のヘリシティ振幅(始状態と終状態の粒子のスピンの状態がヘリシティの固有状態である場合の振幅)の関係を交差関係という。外線を折り曲げる際に対応する粒子のスピンの回転してヘリシティが変化する。交差関係には回転に伴う関数 $d_{\mu\mu'}(\theta)$ が現れる。1963年にT. L. TruemanとG. C. Wickによって導かれた。交差の前後でのアイソスピンの固有状態の変換を表す行列を交差行列という(\Rightarrow 交差対称性)。

交差緩和 [英 *cross relaxation*, 独 *Kreuzrelaxation*, 仏 *cross-relaxation*, 露 *поперечная релаксация*] ゼーマン副準位間隔がほぼ等しい2種のスピンからなる系では、隣接する異種スピン間の相互作用が強く、それらのスピンの互いに逆方向に同時に反転し、ゼーマン副準位の占有数が系の内部できまる平衡値に漸近していく過程がある。この過程は交差緩和とよばれ、ゼーマン・エネルギーはほぼ保存している。1つのスピンの隣接する異種の2つのスピンの同時反転する場合もある。スピン系に対してのみでなく、ほぼ等しいエネルギー準位間隔をもつ2種の粒子からなる一般の系において、それらの準位にある異種粒子間の相互作用で内部エネルギーの交換が生じ、各準位の占有数が平衡値に近づく過程を総称して交差緩和ということもある。

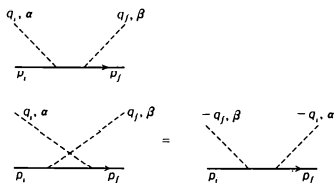
交差すべり [英 *cross slip*, 独 *Quergleiten*, 仏 *déviat-ion*, 露 *поперечное скольжение*] 結晶の塑性変形は、通常、特定の結晶面(すべり面)に沿った特定の結晶方向へのすべりによって生じる。しかし、場合によっては、すべり面が、すべり方向を共有して交差する別のすべり面へ移り替わることがある。これを交差すべりという。図は交差



すべりを起しながら変形したFe-3%Si合金の表面で観察されるすべり線の顕微鏡写真である。体心立方金属は、一般に交差すべりを起しやすく、特に高温では交差すべりが非常に頻繁に生じる。その結果、すべり線が連続的に曲った波状(波状すべり)を示すことが多い。交差すべりは、微視的には、らせん転位がその運動するすべり面を移り変わ

ることによって生じる。面心立方金属のように転位が拡張している場合には(\Rightarrow 拡張転位)交差すべりは起りにくい。

交差対称性 [英 *crossing symmetry*, 独 *Crossingsymmetrie*, 仏 *symétrie de croisement*, 露 *перекрёстная симметрия*] 素粒子の散乱振幅の対称性のひとつ。中間子と核子の散乱振幅は外線である2つの中間子の入れかえ操作に対して不変であり、これを散乱行列のもつ対称性のひとつと考え交差対称性という。中間子・核子散乱の散乱行列を $\langle q_f, \beta; p_f | M | q_i, \alpha; p_i \rangle$ (ここで p, q は核子と中間子の四元運動量、 α, β は中間子の内部量子数で、 p, q がunphysicalな値をとるときには解析接続により定義する)と記すと、任意のファインマン図形に対して外線の中間子を入れかえた図形が必ず存在し(図は最低次の場合を示す)。



交差 $(q_i, \alpha) \Rightarrow (-q_f, \beta)$ に対してそれらは互いに移り変わり散乱行列は不変に保たれる。すなわち $\langle q_f, \beta; p_f | M | q_i, \alpha; p_i \rangle = \langle -q_i, \alpha; p_i | M | -q_f, \beta; p_f \rangle$ 。この対称性は横のチャネル(1チャネル)でみたボース統計の結果としても解釈される。交差対称性は一般に中間子を複数個含む反応過程においてしばしば現れ、解析性、ユニタリー性などとともに散乱行列に対する基本的な制限を与える。

交差ビーム法 [英 *crossed-beam method*, 仏 *méthode de jets croisés*, 露 *метод перекрёстного пучка*] 粒子間の衝突実験において、標的粒子の方も粒子線の形にして、入射粒子線と交差させて、交差部分での衝突を観測する実験法を交差ビーム法という。標的粒子が安定な分子の場合には交差ビーム法を用いず、単に標的粒子を衝突室に詰めて入射粒子と衝突させる実験をすることができ。しかし希ガス以外の大部分の原子や、イオン、遊離基などでは、このような実験はすることができない。これらの粒子は衝突室に詰めると、衝突室内で壁や、粒子どうしの衝突を繰返すうちに、互いに結合して安定な分子に変わったり、イオンが電子を受取って中性化してしまったりするからである。交差ビーム法は、このような不安定な粒子を標的とする場合にも使うことができる。また普通の衝突室による実験では、衝突室に詰められた気体は熱運動によって無秩序に動いているので、衝突エネルギーをそろえることができない。衝突エネルギーのそろった実験をする必要がある場合は通常の気体分子を標的とするときも交差ビーム法が用いられる。

光子 [英仏 *photon*, 独 *Photon*, 露 *фотон*] 素粒子の一種。質量0。スピン1。パリティ負。電荷0。ボース統計に従う。光が粒子であるか、波動であるかはI. Newtonの時代から論じられてきたが、二重性の正しい理解は量子力学によって得られた。光子という概念はプランクの量子論、アインシュタインの光子説によって確立された。振動数 ν の電磁波はエネルギー $h\nu$ 、運動量の大きさ $h\nu/c$ をもつ粒子の集団である(h はプランク定数、 c は光の速度)。光子の正確な記述はマクスウェル方程式を量子化して得られる。光子はスピン1であるが、質量が0で

あるため、偏りが進行方向に垂直である横波だけが粒子としてふるまい縦波はエネルギーを運ぶことができない。なお、光子の質量の実験的上限は 6×10^{-22} MeV/c² である。

格子 [英 lattice, 独 Gitter, 仏 réseau, 露 решётка]

[1] 結晶内あるいは結晶表面で原子が格子状に配列している状態をいう。結晶格子の省略形であるが単に格子とよぶことが多い。格子点, 格子面, 格子欠陥, あるいは単位格子, 面心格子などの複合語として頻繁に使用される。

[2] = グリッド

格子エネルギー [英 lattice energy, 独 Gitterenergie, 仏 énergie du réseau, 露 энергия решётки] 固体のエネルギーのうち, 結晶格子を構成する原子(またはイオン)の位置および運動に依存する部分をいう。原子間相互作用のポテンシャルエネルギーと, 原子の運動エネルギーから成る。通常は, ポテンシャルエネルギーを最小にするように原子の平衡位置すなわち結晶格子の構造が決り, 平衡位置のまわりの微小振動の対角化により格子振動の固有モードが得られる。金属では, 格子エネルギーのほかに伝導電子のエネルギー, および電子と格子の相互作用エネルギーも重要で, 格子構造や格子振動も格子エネルギーだけでは決らない。また, イオン結晶では, 結晶を構成するイオン間の静電エネルギーが格子エネルギーの主な原因となる(⇒マードリング定数)。

格子間隔 [英 lattice spacing, 独 Gitterschritt, 仏 période du réseau, 露 шаг решётки] ⇨ 格子定数

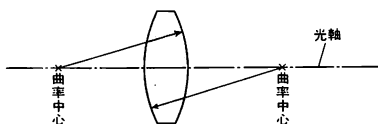
格子間原子 [英 self-interstitial, 仏 atome interstitiel, 露 атом в междоузлии] 点欠陥の一種で, 結晶内の正規の配列では原子の存在すべきでない位置に挿入された原子をいう。金属およびイオン結晶においてその性質が最もよく理解されている。格子間原子はその形成エネルギーが大きく, 熱平衡状態では存在せず, 高エネルギー粒子の照射によるはじき出し損傷や塑性変形の際の転位間の反応によって形成される。金属における格子間原子はその移動度が極めて大きく, 移動の活性化エネルギーは数分の 1 eV またはそれ以下であり, 低温での照射により導入された欠陥の中で最低の温度で回復消滅し, その回復の段階をステージ I とよぶ。粒子照射によって導入された格子間原子は同時に導入された原子空孔にまで拡散移動すると相互消滅する。また格子間原子どうしが集合すると平板状に配列し転位ループとなる。格子間原子はそのまわりに大きなひずみ場をもち, 転位のひずみ場と強く相互作用し, 原子空孔よりもよく転位に吸収され消滅する。そのため照射損傷によって原子空孔が過剰となりポイドスエリングに到達してしまう。金属中の格子間原子は格子間の対称位置には配位せず, 最近接の原子の 1 つを半分押出して, 押出された原子と等価な配位をとり, ダンベル型とよばれる構造をとる。ダンベル型格子間原子はダンベルの相手を交換することにより拡散移動する。ダンベルの一方の原子が不純物原子または溶質原子になっているものをミックスダンベルとよぶ。格子間原子がそれを通る列状の原子を一方に少しずつ変位移動させ, 列方向に容易に移動できるクラウゼイオンとよばれる構造も提唱されている。

格子気体模型 [英 lattice gas model, 仏 modèle de gaz en réseau] 統計力学において, 気体分子の位置を空間に固定された仮想的な格子の格子点に制限して考える模型。単に格子気体ともいう。現実の気体分子間には, 通

常, 近距離では強い斥力, 遠距離では弱い引力が働くが, 連続空間においてこれら相互作用の効果を取入れ, たとえば気体の凝縮現象などを議論することは数学的に非常に困難である。格子気体模型において, 最近接格子点間隔を近距離斥力の到達範囲, すなわち分子直径の程度にとると, 1 つの格子点は, たかだか 1 個の分子のみを含むうとして現実の系を近似できる。このとき, 全分子の空間的配置は各格子点が分子を含むか含まないかを指定することによって与えられるので, 取扱いはかなり簡便化される。分子間引力の効果は, たとえば, 最近接格子点を占める分子対にのみ引力の対ポテンシャルが働くとして取入れられる。

1952 年, T. D. Lee と C. N. Yang は格子気体模型と, 磁性体スピン系のイジング模型とが数学的に同等であることを示した。これによると, 気体の臨界点は強磁性体のキュリー点に対応づけられる。1956 年, 松原忠生と松田博嗣は, 第二量子化により各格子点に分子の生成, 消滅演算子に対応させて全系のハミルトニアンを与えると, 量子効果をもこの模型に含ませられること, また分子がボソンのとき, 対応するスピン系は非等方ハイゼンベルク模型となることを示した。これによると, 液体ヘリウムの λ 転移もスピン系の秩序・無秩序転移に対応づけられる。

光軸 [英 optical axis, 独 optische Achse, 仏 axe optique, 露 оптическая ось] 光学では次の 3 つの意味で用いられる。(1) 光学系を構成する屈折または反射曲面の曲率中心を連ねる線(図参照)。(2) 光学系の光源, レンズ, 絞りなどの中心を連ねる直線で, 光学系を組込んだ光学機械の基準となる仮想直線。(3) 光学軸(optic axis)のこと。



光軸分散 [英 dispersion of optic axes, 独 Dispersion der optischen Achsen, 仏 dispersion des axes optiques, 露 дисперсия оптических осей] 二軸結晶で 2 つの光学軸のなす角, または光学軸面の向きが波長によって異なることをいう。

格子グリーン関数 [英 lattice Green function, 独 Greensche Gitterfunktion, 仏 fonction de Green à réseau, 露 решётчатая функция Грина] 結晶格子上を伝播する波動を記述する量。結晶格子が与えられたとき, その上を伝播する波数ベクトル \mathbf{k} をもつ波動の分散関係 $E(\mathbf{k})$ を用いて定義される関数

$$G(E, \mathbf{R}) = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R})}{E - E(\mathbf{k}) \pm i s}$$

を格子グリーン関数という。ここで, E はエネルギー, \mathbf{R} は格子点の位置ベクトル, N は格子点の総数で, \mathbf{k} についての和は第一ブリルアン域についてとる。 $G(E, \mathbf{R})$ は複素量で, 特に $G(E, \mathbf{R}=0)$ の虚数部分は状態密度の π 倍に相当している。 $G(E, \mathbf{R})$ は固体物理学での各分野, たとえば, 欠陥がある格子における格子振動の局在状態の研究とか, 磁性の分野でハイゼンベルク模型でのスピン波の研究などに用いられる。また, 金属結晶中の種々の格子欠陥(原子空孔, 侵入型原子, 不純物原子)の間の相互作用を研究するときにも使われる。

光子計数法 [英 photon counting method, 独 Photonzählmethode, 仏 méthode de comptage de photon, 露 метод счёта фотонов] 光子増倍管への入射光量を減少していくと、ある程度までは出力光電流はほとんど直流的で入射光量に比例するが、光強度が非常に小さくなると、出力光電流はパルス状になる。このとき光が入射しなくても生じる暗電流パルスを波高弁別器(ディスクリミネーター)で除去すると、大きな信号対雑音比で入射光量に比例したパルス密度が測定できる。この方法を光子計数法といい、光散乱現象、非線形光学などで生ずる微弱光の強度、コヒーレンス、パワースペクトルの測定や蛍光の寿命測定などに用いられる。光子計数法は、もともとほかに適当な測定法のない極端紫外領域でガイガー・ミュラー・カウンタや裸の光子増倍管を用いて行われていたが、最近では特に光子計数用につくられた雑音の少ない電子増倍管を用い、紫外から近赤外にわたる波長領域で測定が行われる。また、半導体検出器であるアバランシェフォトダイオードを用いる試みや、赤外域用として赤外光を Yb^{3+} や Ho^{3+} などの希土類イオンを含む CaF_2 などに照射したとき変換放出される可視光を測定する試みもなされている。積分時間を適当に選ぶと $10^{-16} \sim 10^{-18} \text{ W}$ 程度までの微弱光の検出を行うことができる。

格子ゲージ模型 [英 lattice gauge model, 仏 modèle de réseau-jauge, 露 решёточно калибровочная модель] 素粒子論におけるゲージ理論の構造を、主に統計力学的の方法によって研究するのに重要な模型で、格子模型のうち局所ゲージ変換に対する不変性をもつものをいう。素粒子論との関係については(⇔格子ゲージ理論)。局所ゲージ不変性をもたない通常の格子模型とは以下の点で異なる。格子の任意の頂点 n に N 個の成分をもつベクトル S_n が定義されているとする。 S_n をある群の N 次元表現に属し各頂点ごとによって定義されている行列 V_n によって $S_n \rightarrow V_n S_n$ のように変換することを局所ゲージ変換という。2個の異なる頂点 n, m 上の変数 S_n, S_m の積が局所ゲージ変換に対して不変であるためには、局所ゲージ変換によって、 $U_{nm} \rightarrow V_n U_{nm} V_m^\dagger$ と変換される新しい行列変数 U_{nm} が存在して、常に $(S_n, U_{nm} S_m)$ の形を通して現れなければならない。ここで (S_n, S_m) は群に属する変換のもので不変な内積である。 U_{nm} はすべての最近接の頂点の対 nm (ボンドまたはリンクという)に対して存在すれば十分である。それは2個のつながったボンドに対する U の積 $U_{mn} U_{no}$ のゲージ変換が $U_{mn} U_{no} \rightarrow V_m U_{mn} U_{no} V_o^\dagger$ であるという性質による。また新しい変数 U の存在のため、異なるボンド間の結合がたとえ $\text{Tr}(U_{mn} U_{no} U_{op} U_{pm})$ という表式を通して生ずることになり、格子ゲージ模型の標準的なラグランジアンとしては、 α と β を結合定数として

$$L = \alpha \sum_{m,n,\alpha,\beta} \text{Tr}(U_{mn} U_{no} U_{op} U_{pm}) + \beta \sum_{m,n} (S_m, U_{mn} S_n)$$

が考えられる。格子間隔を a として $U_{nm} = \exp(iaA_{nm})$ とおくと、 α が十分小さいとき A_{nm} が、連続時空において定義されるゲージ場(⇔格子ゲージ理論)に相当するものである。変数 U_{nm} はスピングラスの模型においても使われるが、この場合は正確なゲージ不変性は要求されない。

格子ゲージ理論 [英 lattice gauge theory, 仏 théorie de jauge réticulaire, 露 решёточно калибровочная теория] 連続な時空を間隔が有限の格子で置換え、この格子上にのみゲージ場や物質場の自由度を定義した(紫外発

散を含まず)ゲージ不変場の理論を、格子ゲージ理論という。K. Wilson と A. M. Polyakov により一般的に定式化された(1974年)。格子ゲージ理論の定式化には、時間軸をウィック回転して時空を四次元ユークリッド空間とし、その中の四次元単純立方格子を考える。クォーク場などの物質場は、格子上の各格子点 i に定義される(φ_i と記す)。ゲージ場 $A_\mu(x)$ はベクトル量なので、単純に格子点に定義することはできない。そこで、ゲージ場の基本的変数としては、相隣りあう2つの格子点 i と j を結ぶ辺上の線積分 $U_{ij} = \exp(ig \int A_\mu(x) dx_\mu)$ を用いる。 U_{ij} はゲージ群 G の元である。ゲージ変換は、 V_i を各格子点ごとに与えられた G の元として、 $U_{ij} \rightarrow V_i U_{ij} V_j^\dagger$, $\varphi_i \rightarrow V_i \varphi_i$ で与えられる。4つの辺からできる格子上の最小の正方形の4つの頂点を i, j, k, l とし、4つの辺に沿ってかけた量 $U_{ij} U_{jk} U_{kl} U_{li}$ を U_0 と書けば、 $\text{Tr}(U_0)$ はゲージ不変である。クォークの閉じ込めを論ずるには、格子上の閉じたループ C に沿って U_{ij} をかけた量の期待値 $W[C] = \langle \text{Tr}(U_{ij} U_{jk} \dots U_{lm} U_{ml}) \rangle$ (ウィルソン・ループ振幅)が重要な役割を果たす。ループ C として空間方向の幅が R 、時間方向の長さが T の長方形をとり、 R を一定に保って T を無限大にすれば、 $W[C]$ は距離が R だけ離れた空間の2点にクォークと反クォークが固定された状態の振幅を表す。したがって、クォークと反クォーク間のポテンシャルエネルギーを $V(R)$ とすれば $W[C] \sim \exp(-TV(R))$ が成り立つ。 g^2 の逆べきでの展開(強結合展開)によれば、ループ C が大きくなると、ゲージ群の種類によらず $W[C] \sim \exp(-\sigma A)$ となることわかる(σ は g^2 による定数、 A は C を縁とする極小面の面積)。この場合、クォーク間のポテンシャルエネルギーは $V(R) \sim \sigma R$ なるふるまいを示し、クォークの閉じ込めが成り立つ。 g^2 を小さくしていくと、 σ は減少する。もし、 g^2 が有限のある値で σ が0になれば、系はこの点で相転移を起し、それ以下の g^2 の値では、閉じ込めはやぶれる。ゲージ群が $U(1)$ (量子電磁気学)の場合には、実際このような相転移が起る。

格子ゲージ理論から連続時空の理論を構成するには、格子間隔を0にしなければならない。量子色力学の場合は、理論が漸近的自由であるから、結合定数 g^2 も同時に0に近づける必要がある。したがって、連続時空の極限においても、閉じ込めが成り立つには、 g^2 の値が任意に小さくても、十分大きなループに対しては、 $W[C] \sim \exp(-\sigma A)$ が成り立つことを示し、閉じ込めをやぶれるような相転移は、 $g^2 \neq 0$ では生じないことを証明する必要がある。近似的なくりこみ群による計算、高次の強結合展開、モンテカルロ法などを用いて、この予想の正しさを裏づける結果が多く得られている。

間隔が有限の格子は、離散的な回転対称性しかもたない。格子間隔が0の極限で連続な回転対称性(ローレンツ不変性)がいかにして回復するかも興味ある問題である。

格子欠陥 [英 lattice defect, 独 Gitterfehler, 仏 défaut du réseau, 露 дефект решётки] 結晶格子を構成する原子の配列にはいろいろな乱れが存在する。大別すると、異種原子の混入による乱れと、原子の配列の幾何学的な乱れとに分けられる。格子欠陥は後者の総称である。格子欠陥が少ないうちは結晶は完全性が高い結晶といえる。格子欠陥はその形態の幾何学的次元に従って、点欠陥、線欠陥、面欠陥、体積欠陥に分けられる。点欠陥には、格子点に原子が存在しない原子空孔(あるいは空格子ともいう)と、格

子のすき間に原子が侵入した格子間原子の二種類がある。点欠陥はそれぞれ熱平衡濃度をもって点欠陥を全く含まない結晶は存在しない。融点近くでの金属中の原子空孔の平衡濃度は 10^{-4} のオーダーである。格子間原子はそのエネルギーが大きいため平衡濃度ははるかに小さい。点欠陥、特に原子空孔は原子拡散の担い手として重要な役割を果たしている。線欠陥は転位あるいは転位線とよばれ、塑性変形の担い手である。転位は、いわば結晶中に生じた結晶格子のしわであって、長距離にわたってひずみ場を伴っているのが特徴である。通常、よく焼鈍された結晶中に存在する転位の数(転位密度)は単位平方センチ당り $10^3 \sim 10^6$ 本程度である。しかし、Si などの半導体結晶では転位を全く含まない無転位結晶を作成することも可能である。結晶に塑性変形を加えると大量に転位が導入される。わずかな加工でも転位密度は $10^7 \sim 10^8 \text{ cm}^{-2}$ に増加し、強加工すると 10^{10} cm^{-2} に達する。面欠陥には、積層欠陥、位相相境界、結晶粒界、双晶境界などが存在する。積層欠陥は、結晶を原子面が規則的に積み重なった状態とみなしたとき、その積み重なりかたにくるいが生じた場所である。逆位相境界は規則合金中に存在し、原子の種類と周期性の位相が相互にずれている2つの領域の境界である。結晶粒界は多結晶体を構成する結晶粒の間の境界で、最も一般的に見られる面欠陥である。双晶境界は、結晶方位が双晶関係にある2つの結晶間の境界で、結晶粒界の特殊な場合である。これらの面欠陥は結晶成長時に導入されるものが多く、焼鈍によって除去することは比較的困難である。

体積欠陥の主なものに、ポイドとよばれる結晶中の空洞があるが、普通は特殊な条件の下でしか存在しない。

格子欠陥が主役を演じる物理現象は、先に述べた拡散や塑性変形のほかに、照射損傷という現象がある。これは、高エネルギーの粒子線(電子線、中性子線、 α 線など)が結晶に入射し、結晶を構成する原子を格子点からはじき出して多量に格子欠陥を生成する過程である。その結果ポイドが形成されたり、あるいは結晶が破壊に至る場合もある。この現象は、原子炉材料の損傷の問題として実用上重要である。

結晶中に格子欠陥が存在すると、種々の物理的性質が影響を受ける。たとえば、イオン結晶中の点欠陥は特定の光を吸収する働きがあるため結晶の色を変化させる(⇒色中心)。半導体中の格子欠陥は、キャリアの捕獲中心として働いたり、電子・正孔対の再結合中心として作用することがあるため、その電気特性に大きな影響を及ぼす。また、結晶の機械的性質、特に塑性は、転位と格子欠陥との強い相互作用のために、格子欠陥の存在に敏感である。強磁性材料の初透磁率は、磁壁と格子欠陥との相互作用を通して格子欠陥の影響を強く受ける。このように格子欠陥の存在によって特に大きく左右される性質を構造敏感な性質という。格子欠陥自身の研究手段は、結晶の種類や対象とする格子欠陥の種類に応じて、多種多様である。金属中の点欠陥の研究には電気抵抗測定や陽電子消滅実験が有力な手段である。イオン結晶中の点欠陥は分光学的手段、半導体中の欠陥の研究には種々の電気的性質の測定や電子スピン共鳴の測定が利用される。

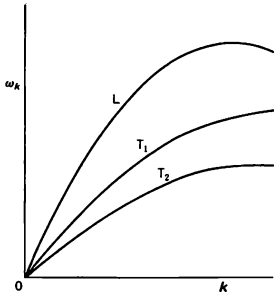
格子欠陥の直接観察 [英 direct observation of lattice defect, 独 direkte Beobachtung des Gitterfehlers, 仏 observation directe de défaut du réseau, 露 прямое наблюдение дефекта решётки] 結晶中にある格子欠陥の個々の像

を観察することを、直接観察という。電子顕微鏡法、X線回折顕微法、光散乱法などがある。電子顕微鏡法とX線回折顕微法では、欠陥近傍の格子歪のある場所で局所的にブラッグ反射強度が変わるために生じる回折コントラストによって欠陥像が観察される。前者は薄膜試料を用い、高倍率で観察を行うから、欠陥密度の大きい試料に適用される。後者は拡大像でなく、用いる試料の厚さはミクロン程度であるから、欠陥密度の小さい試料に対し有効である。光散乱法による試料像は欠陥近傍などの光の屈折率に変動のある場所からの散乱光を用いて光学像を得る方法である。1970年代以後は、電子顕微鏡の分解能の向上に伴って、多波結像法を用いた格子像観察技術が進み、種々の格子欠陥の原子構造が直接観察できるようになった。

高次構造 [英 supermolecular structure, 独 supramolekulare Struktur, 仏 structure supermoléculaire, 露 цепермолекулярная структура] 高分子のように、伝統的に構造材料として用いられてきた材料に対しては、構造と物性の概念は互いに別のものとして用いられる。構造のうち、タクチシティなど分子内の配列に関するものを一次構造とよび、それによって構築されている構造を、順次、二次構造、三次構造、…とよぶ。このうち、一次構造を除いたものをひとまとめにして高次構造とよぶ。この考え方は、生体高分子のような機能材料にも引継がれているが、こちらは higher order structure の訳語である(⇒タンパク質の構造)。合成高分子の場合は、二次構造以下の階層性は生体高分子の場合ほど明確ではないが、次のようなものが考えられる。結晶中での分子のらせん構造、たとえば、アイソタクチックポリプロピレンは結晶中で $\text{tg} \cdots$ (t はトランス, g はゴーシュ)のコンフォーメーションの繰返しから成り、モノマー単位3個でc軸のまわりに1回転するヘリックス構造をとる(これを3₁で表す)。また、位相の一致した主鎖原子間の距離を繊維周期という。たとえば、ナイロン6のように、モノマー単位が奇数個の主鎖原子から成り、かつ主鎖間で水素結合を行う高分子では、結晶中の1本の分子に対し、隣接分子が平行に並んでも反平行に並んでも、隣接分子間で水素結合を形成しうる。ナイロン7のようなモノマー単位が偶数個のポリアミドでは、このようなことは起らない。房状ミセルや折りたたみ構造、球晶も高次構造の一種である。

格子振動 [英 lattice vibration, 独 Gitterschwingung, 仏 vibration du réseau, 露 колебание решётки] 固体において、それを構成する原子が平衡位置のまわりで行う微小振動をいう。固体の原子は、原子間に働く力の作用によって、周期的な規則正しい配列をしている(⇒結晶格子)。古典力学によれば、各原子がおのの平衡位置に静止したとき、エネルギーが最も低くなる。原子がそこから微小な変位を起すと、原子にはもとの平衡位置に引戻す力が働くので、平衡位置のまわりの振動が起る。原子は互いに力を及ぼしあひながら運動するから、運動は多くの原子の関連しあうものになる。しかし、一般に多粒子系の原子的なような振動は、振幅があまり大きくない限り、独立に運動する固有振動のモードに分解される(⇒微小振動)。格子振動の場合、原子配列が周期的であるために、固有モードは波数ベクトル k で分類される一種の弾性波になる。同じ k のモードは、縦波・横波などの分枝に分れる。複雑な結晶構造の固体では、波数ベクトル $k \rightarrow 0$ の極限で固有振動数 ω_k が0になる音響モードのほか、 $k=0$ でも $\omega_k=0$ にな

らない光学モードが現れる。格子振動の固有モードの波数ベクトルと固有振動数との関係の一例を図に示す。図は音



響モードのみが存在する場合、L は縦波、 T_1, T_2 は横波の分枝である。有限温度で固体原子は熱運動をする。上記のように原子の運動は独立な固有モードに分解できるから、固体は種々の振動数をもつ振動子の集りと見ることができる。固体の比熱に関するデュロン-ブティの法則は、振動子にエネルギー等分配則を適用することにより説明される。量子力学によれば、振動子は基底状態においても静止することはできず、零点振動を行う。したがって、固体の原子は絶対零度においても完全には静止しない。しかし、固体ヘリウムのような特別な場合を除けば、固体原子の零点振動の振幅は原子の間隔よりはるかに小さく、普通の固体では零点振動の効果は小さい。振動子の励起エネルギーは、量子化により $\hbar\omega_k$ の整数倍の値しかとりえない。したがって、格子振動はエネルギーが $\hbar\omega_k$ の粒子の集りとなるふまゝを示す。この粒子をフォノンという。固体の低温の比熱にはこの量子化の効果が重要である(⇒デバイの比熱式)。

硬磁性材料 [英 hard magnetic material, 独 hartmagnetischer Werkstoff, 仏 matériel dur magnétique, 露 магнитно-жесткий материал] 保磁力が大きい。その値が $10^4 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ 以上の材料をいう。現在最高、 $5 \times 10^5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ 程度のものが得られている。これらの材料は永久磁石として実用に供されている。硬磁性材料となる条件としては、いったん磁化した後の負磁場に対して減磁しないことが必要で、そのためには磁歪定数、結晶磁気異方性定数が大きいことが要求される。金属ではさらに、析出硬化または規則格子形成によって内部ひずみが大きい合金が硬磁性材料となりうる。また微粉末によって磁区が単一磁区から成り、磁化ベクトルの回転機構によってのみ磁化が行われるものも硬磁性材料となる。とくに高い保磁力は、後者の要因による場合が多い。永久磁石は保磁力のほかに残留磁化も高くなければならない。永久磁石特性は磁石外形の形状効果により、外部磁場を 0 としたとき生ずる反磁場により負の磁場が作用する。したがって **B-H** 平衡点は、残留磁化点ではなく第三象限上の減磁曲線上にくる。磁石の評価にはその磁場 **H** に対応する磁束密度 **B** の積の最大値 $(\mathbf{B} \cdot \mathbf{H})_{\text{max}}$ による。永久磁石材料としては、合金(アルニコ系合金などの二次相析出による格子ひずみによるもの)、金属微粉末(微粉末化による磁区の単一化)、フェライトなどが挙げられるが、特に保磁力の高い合金では、析出硬化のほかに二次相の析出初期における微粒子相の単一磁区が考えられる(白金-コバルト合金など)。

高次遷移 [英 higher order transition, 独 Übergang

höherer Ordnung, 露 переход высшего порядка] 量子力学で、ある定常状態にある系が、摂動によって、他の定常状態に遷移する際、選択規則などの理由で低次の遷移が禁止されていることがある。その場合には、摂動の高次による遷移が主要項になる。こうした遷移を高次遷移という。たとえば始状態 $|\phi_i\rangle$ から摂動 H' によって終状態 $|\phi_f\rangle$ に遷移する場合、遷移行行列要素が $\langle \phi_f | H' | \phi_i \rangle = 0$ となり直接の遷移が許されない場合でも始状態から一時的に中間状態 $|\phi_m\rangle$ へ遷移し、次いで終状態 $|\phi_f\rangle$ へ遷移する二次の遷移を行うことはできる。この場合の単位時間当たりの遷移確率は

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum_m \frac{\langle \phi_f | H' | \phi_m \rangle \langle \phi_m | H' | \phi_i \rangle}{E_i - E_m} \right|^2 \rho(f)$$

で与えられる。ここで E_i および E_m はそれぞれ始状態および中間状態のエネルギーで、 $\rho(f)$ は終状態の状態密度を表す。この関係を第一黄金律ということもある。

格子像 [英 lattice fringe image, 仏 image de frange du réseau, 露 интерференционная картина решётки] 電子顕微鏡で結晶性試料を観察するとき、透過波と他の反射とが像面で干渉することによって生ずる縞状の像。反射に関係する格子面を、光軸方向に透視したものに対応するので格子像とよばれる。結像に寄与する反射が 1 個の場合は、その反射ベクトルに垂直な縞模様となり、その間隔 d は電子の波長 λ 、反射の回折角 α により、 $d = \lambda/\alpha$ で与えられる。結晶の同一部分から 2 つあるいはそれ以上の反射が同時に励起されている場合には(⇒同時反射)、それぞれの反射が結像する縞模様が交錯した二次元格子像が観察される。回折角 α が大きい場合、対物レンズの球面収差と、電圧や電流の変動による焦点の変化の影響を受け(⇒伝達関数)、透過波と反射波が本来保有している位相にずれが生じる。反射波が 2 個までの場合、これらと透過波が光軸に対して等しい角度を張るように入射光を傾斜させることで、電気的変動や球面収差の影響による位相差を相殺して、通常の垂直照射のときより小さい間隔の格子像の観察ができる。結晶の厚さ l が大きい、または重原子が含まれていると、反射は動力学的効果の影響を受け、ブラッグの回折条件を完全に満たしているときの格子像のコントラストは、 n を正の整数、 l_s を反射の消衰距離とすると、 l が $l_s(2n+1)/4$ のとき最大で、 $l_s(n/2)$ のとき消滅する。したがって格子像の観察には適当な厚さの結晶を選定することが大切で、 $l = l_s/4$ のときが最も理想的である。格子像の観察は、結晶内に含まれる転位や積層欠陥などの格子不整、双晶や長周期構造などの微細構造の観察に適している(⇒マグリ構造、ラース相)。

格子定数

[1] [英 lattice constant, 独 Gitterkonstante, 仏 constante du réseau, 露 постоянная решётки] 結晶構造の単位胞の寸法(ブラベ格子の寸法)を記述する数値の組。三斜晶系の単位胞の寸法を記述するには、平行六面体の 3 つの稜の長さ a_0, b_0, c_0 [Å]、およびそれらの稜のなす角 α, β, γ の 6 つのパラメーターが必要である。ブラベ格子の対称性が高くなる、記述に必要なパラメーターの数は少なくなり、立方晶系では a_0 [Å] のみとなる。

[2] [英 grating constant, 独 Gitterkonstante, 仏 période du réseau, 露 период решётки] 回折格子面の中心 O における接平面上に格子溝を投影したとき、溝相互の間隔 d が等しければ、 d を格子定数という。ホログラフィ

ック凹面回折子や収差補正した機械刻線凹面回折格子の場合には、投影溝が不等間隔の直線または曲線となることがある。そのような場合には、投影面内で O 点を通り溝に垂直な直線と O 点から数えて n 番目の格子溝との交点を P とすれば、 \overline{OP} は n の関数である。このとき、 d は

$$d = \lim_{n \rightarrow 0} \left[\frac{d(\overline{OP})}{dn} \right]$$

と定義できる。このような場合には、 d を特に有効格子定数とよぶ。等間隔溝の場合もこの定義に含めることができる。

格子点 [英 lattice point, 独 Gitterpunkt, 仏 point du réseau, 露 узел решётки] n 次元のユークリッド空間内に n 個の点 X_1, \dots, X_n をとり、 X_i ($i=1, \dots, n$) の位置ベクトルが線形独立であるとき、それらの位置ベクトルの線形結合によって表される点の集合を n 次元の格子、それに属する点を格子点という。結晶学では三次元格子が問題となるが、それをブラベ格子とよび、格子点をブラベ格子点とよぶことがある。

光子統計 [英 photon statistics, 独 Photonenstatistik, 仏 statistique de photon, 露 статистика фотонов] 光源から放射されている光のある点での振幅や強度は、その平均値は一定としても、光の性質を反映してランダムに変わる不規則変数である。光子数は強度に比例するので、光の性質を光子数の統計性により論ずることを光子統計という。一般に、光子を数えるのに光電子増倍管が用いられるので、これは光電子統計というべきであるが、多くの場合光電子統計と光子統計とは一致する。

計測時間 T 内の平均の光子数が $\langle n \rangle$ である微弱カウス光(熱平衡にある放射場)の計数分布を考えると、計数時間が光の coherence 時間に比べて十分に短いときには、 n の光子を計数する確率は

$$P(n, T) = \frac{\langle n \rangle^n}{[1 + \langle n \rangle]^{n+1}}$$

となる。計測時間が coherence 時間に比べて十分に長ければ、 $P(n, T)$ はポアソン分布

$$P(n, T) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} \exp[-\langle n \rangle]$$

となる。完全にコヒーレントな光では、計測時間にかかわらず、計数分布はポアソン分布になる。レーザー光はこれに近い。このように光子統計によって光の性質を論じることができる(⇒統計光学)。

高磁場超伝導体 [英 high field superconductor, 独 Hochfeldsupraleiter, 仏 supracoducteur à haut champ magnétique, 露 высоконапряжённый сверхпроводник] = 非理想第二種超伝導体

格子場の理論 [英 lattice field theory, 仏 théorie de champ de réseau, 露 решёточно-полевая теория] 連続的な時間、空間上に定義された通常の場合の理論と異なり、不連続な格子点上に定義された場の理論。格子場の理論を考える理由は大きく分けて2つある。第一の理由は、この格子場の理論の特別な極限として、場の量子論を数学的に厳密に定義できるからである。第二の理由は、この格子場の理論を用いて、素粒子の強い相互作用の基本法則であると思われる非可換ゲージ理論から、素粒子(特にハドロン)の種々の物理的性質を計算できるからである(格子ゲージ理論という)。場の量子論は自由度無限大の量子力学の系であり、量子電磁気学のように摂動論を使える理論もある

一方、量子色力学のように摂動論を一般的には使えない理論もある。摂動論によらないで数学的に厳密に定義するには、自由度を有限にしておいて、後で自由度無限大の極限をとる。場の量子論をユークリッドの場の理論として経路積分の形に表し、さらにユークリッド空間上に格子(通常は立方格子)を導入し、その格子点上に場の量を定義したものが格子場の理論である。有限の格子間隔 a 、有限体積 V で最初定義する。格子は紫外切断の働きをし、有限体積は赤外切断の働きをする。物理量を計算した後で、 $V \rightarrow \infty$ と $a \rightarrow 0$ の極限をとる。

ユークリッド空間の格子上で定義された経路積分は、格子点上に定義された統計力学とまったく等価であることが簡単に示せる。シュウィンガー関数は相関関数に対応し、真空の遷移確率は分配関数に対応し、相関距離の逆数が、素粒子の最低の質量に対応する。格子ゲージ理論、格子上で定義された非線形 σ 模型などでは、結合定数が温度に対応する。この温度を変えることにより、統計力学のことで、いくつかの相が現れる。

格子間隔 $a \rightarrow 0$ の極限が有意な理論を与えるためには、温度(結合定数)も二次相転移点 T_c に、 $\lim_{a \rightarrow 0} \xi(T)(a) a$ が一定になるように近づける。ここで $\xi(T)$ は温度 T における相関距離を表す。この極限でユークリッド不変性が回復する(二次元イジング模型の場合には証明され、ほかの場合も予想されている)。もとの格子場の理論がある公理(オステルワルダー-シュレーダーの正定値性など)を満足していれば、このようにして得られたユークリッドの場の理論は、ミンコフスキーの場の理論に解析接続できる。

この格子場の理論は、強結合展開、モンテカルロ法などの数値計算にも適している。

格子比熱 [英 lattice specific heat, 独 spezifische Gitterwärme, 仏 chaleur spécifique de réseau, 露 удельная теплоёмкость решётки] 結晶中の原子振動による比熱。結晶の比熱は各温度における格子振動モードのエネルギー分布によって決る。金属の場合にはこの比熱に電子系のエネルギーの寄与(⇒電子比熱)、磁性体の場合にはスピンの寄与を付け加えなければならない。格子系に関する全エネルギーは1つの格子振動モード当りの平均のエネルギーをすべてのモードについて加え合せたものであるが、温度が上がれば格子振動が励起され全エネルギーが増加する。格子比熱はこのときの全エネルギーの温度微分で与えられる。ある物質の格子比熱を考えると、音響的モードの寄与をデバイの比熱式、光学的モードの寄与をアインシュタインの比熱式を用いて解析することが多い(⇒デバイの比熱式、アインシュタインの比熱式)。いずれにせよ、十分高温においてはデュロン-ブティの法則に帰着し、低温においては量子効果のため格子比熱は減少する。一般に、金属の低温比熱は温度 T に比例する電子比熱の部分と T^3 に比例する格子比熱の部分から成る。

高次ボルン近似 [英 higher order Born approximation, 独 Bornsche Näherung höherer Ordnung, 仏 approximation Born d'ordre élevé, 露 борновское приближение высшего порядка] ⇒ 散乱理論

格子面 [英 lattice plane, 独 Gitterebene, 仏 plan réticulaire, 露 узловые плоскости] 結晶は三次元空間に周期をもち原子・分子が規則正しく繰返す内部構造をしている。結晶のこのような内部構造の周期性は、代数的には並

直線群, 幾何学的には空間格子として表現される。一直線上にない任意の3格子点 A_0, A_1, A_2 を含む平面を考えると, この平面にはベクトル $a_1 = A_0A_1, a_2 = A_0A_2$ の一次結合で生成される無数の格子点 $na_1 + ma_2$ (n, m は整数) が含まれている。このような平面を格子面(あるいは格子網面)という。格子面は結晶面と同様にミラー指数(hkl)で表示できる。結晶の内部構造の周期性により, 格子面(hkl)は結晶内部で無限に繰返し配列しており, その間隔を格子面(hkl)の面間隔とよぶ。結晶構造中にはさまざまな格子面を考えることができる。

格子模型 [英 lattice model, 独 Gittermodell, 仏 modèle de réseau, 露 решётчатая модель] 空間の格子点上に粒子もしくはスピンなどを配置することに基づいて統計理論を構成するモデルを意味し, 格子気体, 液体の空孔理論, 合金理論, 磁性体論などに用いられてきた。気体のような連続的な体系にもこのモデルが適用される(=格子気体模型)。高分子溶液の理論でもフローリー-ハギンス理論以来よく用いられてきた。一般には, 溶媒分子と高分子の構造要素(セグメントとよばれる)のそれぞれ1個が各格子点を占めると仮定する。低分子溶液の場合と違うのは, 鎖状高分子では同一分子内のセグメントがばらばらでなく隣接した格子点を占めることである。合金の秩序・無秩序転移の理論のときのように, 隣接格子点間の相互作用エネルギーを考慮して, 混合エネルギーの高次の近似に進めることも可能であるが, 近似を上げると実験との一致はかえって悪くなることがある。格子模型は希薄溶液よりも濃厚溶液に対しての方が適合がよい。高分子鎖の計算機シミュレーションは, ほとんどの場合格子模型に基づいて行われている。また K. G. Wilson は, ゲージ理論が四次元格子によって近似できることを示し, ゲージ理論の計算機シミュレーションへの道を開いた。これを格子ゲージ模型という。

格子模型液体論 [英 lattice model theory of liquids, 独 Gittermodell der Flüssigkeiten, 仏 théorie de liquide à modèle de réseau, 露 теория решётчатой модели жидкостей] 液体に対して固体結晶と同じように規則格子を仮定し, 各分子(原子)は格子点のまわりでほかの分子からの力を受けながら運動しているとする模型に基づく統計力学的液体論である。各分子の運動は格子点のまわりの小さな細胞のなかに限られるので, 液体の細胞模型理論ともいう。最も簡単な取扱いは, 各細胞は同等で1個ずつの分子を含み, 分子はそれぞれ独立に運動すると仮定する。このとき, 分子が格子点の中心から r だけ変位したときの位置エネルギーを $\phi(r)$ とすると

$$v_i \equiv \int_{\text{細胞}} \exp\left\{-\frac{\phi(r) - \phi(0)}{kT}\right\} dr$$

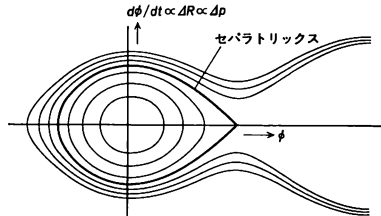
は自由体積とよべれ, 液体状態を特徴づける量となる。この模型は, J. E. Lennard-Jones と A. F. Devonshire により詳しく調べられ, 種々の拡張もなされている。液体の構造について, 平均の配位数で特徴づけられる短距離秩序は取入れられているが, 分子間の集団運動の効果は無視されている。(=液体の格子模型)

高周波加速 [英 radio-frequency acceleration, 仏 accélération radio-fréquence, 露 высоко-частотное ускорение] 線型加速器および大部分の回転型の加速器(陽子, 電子シンクロトロン, サイクロトロン, シンクロサイクロトロン)では, 高周波(MH~GHz)の電場を使って荷

電粒子を繰返し加速し, 高いエネルギーの粒子を得ている。これを高周波加速という。高周波電場を発生させるには加速すき間をもつ高周波共振空洞, あるいは周期的構造をもった導波管が用いられる。粒子は加速すき間を通過するごとにすき間に発生している高周波電場によって, あるいは導波管中に伝播する電波によって連続的に加速を受けエネルギーを高めていく。高周波加速にとって特徴的な現象は, 加速粒子の位相安定性である。これは各粒子が, 加速すき間を通過するときに出会う高周波電圧, あるいは粒子が乗って走る高周波電場の位相が, 平衡位相といわれる特別な位相角を中心として振動を行う現象である(ただし, サイクロトロンの場合は事情が少し異なり, 加速初期からすべての粒子が高周波電圧とはほぼ同じ位相に集束(振動ではない)する)。この振動の方程式は比較的短い時間をとると次の形に書ける。

$$\frac{d^2\phi}{dt^2} = A(\sin\phi - \sin\phi_s) \quad (1)$$

ただし ϕ は上に定義した位相, ϕ_s は平衡位相角, A は定数。上式を積分して $d\phi/dt$ を求め, 横軸を ϕ , 縦軸を $d\phi/dt$ とする位相平面上に表すと図のようになる。図の曲



線群には, 閉曲線群と一方へ開いている曲線群とがある。閉曲線群のうち, 面積の最大の閉曲線をセバトラリックスといい, セバトラリックスによって囲まれる領域をバケットという。バケットの中に存在する粒子の位相 ϕ は振動を行っている。この現象を位相安定性という。これに伴い $d\phi/dt$ も振動するが, $d\phi/dt$ は中心軌道からの水平偏位 ΔR , あるいは運動量の平均値からのずれ Δp に比例するので, 位相安定性は同時に, 粒子の水平方向の広がり, あるいは運動量の幅が, ある大きさの中に限定されることを意味する。すなわちバケットの内部にパンチ(集団)を形成している粒子のみが散散することなく安定に加速されるのである。位相 ϕ は中心軌道上の位置に変換されうるので, 位相平面上におけるパンチの存在はまた, 実空間におけるパンチの存在でもある。すなわち安定加速粒子は, 加速管の中を, ソーセージ状になって走っているのである。図の閉曲線上の粒子の $d\phi/dt$, ΔR あるいは Δp は振動することなく一方へ進行するので, 実空間では粒子はビームダクト(ドーナツ)に衝突して消滅する。

バケットの高さは, 加速高周波電圧振幅の平方根に比例するので電圧振幅を大きくすれば, 加速できる粒子の数を増すことができるが, パンチの広がりも大きくなる。

陽子線型加速器における加速高周波の周波数は, 隣りあう加速すき間の間を走るパンチの走行時間の逆数に等しい。電子線型加速器では, 導波管型の加速管が使われるので, 加速周波数は, 管内位相速度が電子の速度に等しくなるように定められる。サイクロトロンでは, 加速周波数はパンチの回転周波数に等しくする。シンクロトロンでは, 加速周波数を, パンチの回転周波数の整数倍にとる。この

整数を高調度といい、 h で表す。 h を大きく選ぶと、パケットすなわち安定領域の面積は小さくなるので、粒子が入射する際の、捕獲効率(\Rightarrow 高周波捕獲)は低下するが、パンチの水平方向の広がりも小さくなるので、ビームダクトの幅を短縮することができる。

高周波型粒子分離装置 [英 radio-frequency particle separator, 仏 séparateur de particule à radio-fréquence] \Rightarrow 粒子分離装置

高周波加熱 [英 radio-frequency heating, 独 Mikrowellenheizung, 仏 chauffage par l'onde de radio-fréquence, 露 высокочастотное нагревание] 発熱方式, 被加熱体の種類により, 高周波誘電加熱と高周波誘導加熱に大別される。高周波誘電加熱は電気絶縁物を被加熱体とするもので, 高周波電場を印加し, 誘電体損による発熱を利用する。木材の乾燥や接着, 電子調理(電子レンジ), 合成樹脂の成型加工, 殺虫, 殺菌などに応用される(\Rightarrow 誘電加熱)。高周波誘導加熱は金属のような導電体を被加熱体とし, これに高周波磁場を加え, 電磁誘導作用により生ずる渦電流損とヒステリシス損によって発熱する方式である。使用する周波数を選択することにより表面層のみを加熱する表面加工と全体を均一に加熱する内部加熱が可能である(\Rightarrow 誘導加熱)。高周波無極放電によるプラズマの加熱も高周波加熱の一種で, プラズマトーチや核融合プラズマの分野で利用されている。数十MHzから数百MHzの周波数帯が使用され, 特にマイクロ波帯を使用するとき, これをマイクロ波加熱ともいう。磁場で閉じ込めたプラズマに外部から高電力高周波を入射し, そのエネルギーをプラズマ粒子のエネルギーに転送して, プラズマのイオンあるいは電子の温度を上げることができる。磁場中に閉じ込められたプラズマには数多の共鳴波動があるが, プラズマ加熱に有用なものとしては, (1) 電子サイクロトロン波, (2) 低域ハイブリッド波, (3) イオンサイクロトロン領域の波, および(4) アルベーン波 が挙げられる。高周波加熱では必要な周波数の高周波電力を立回路などを通して伝送し, 適当なアンテナ, コイルなどの結合系によってプラズマに入射し, 上記のプラズマ波動を励起する。これがプラズマ中心に伝播され, 無衝突ランダウ減衰などによってプラズマに吸収される。特定の粒子に転送されたエネルギーはなんらかの緩和過程を経て熱化され, プラズマの閉じ込めを悪くすることなく熱エネルギーとして蓄積されることが必要である。高周波加熱の応用例として, 局所的な電子加熱によって電子温度の空間的分布を制御しプラズマの安定化を図ることができる。また, マイクロ波放電によってプラズマを発生し, オーム加熱用電流のないロイダルプラズマの発生, トカマク放電の予備電離, さらに真空容器の放電洗浄にも有効である。他方, 高周波の運動量を電子に与え, あるいは高周波加熱により磁場方向に非等方的電子速度分布をつくり出すことによって, プラズマ電流を発生することも可能である。

高周波増幅器 [英 high-frequency amplifier, 独 Hochfrequenzverstärker, 仏 amplificateur à haute fréquence, 露 высокочастотный усилитель] 一般にラジオ波(100 kHz)以上の高周波信号を増幅する増幅器をさす。広帯域増幅器と狭帯域増幅器とがあり, 使用目的によって分けられる。信号の周波数が一定の場合や音声信号で変調された高周波信号のように, 信号の周波数スペクトルが狭い場合は狭帯域増幅器を用い, テレビジョンの映像信号で変調さ

れた高周波信号や鋭いパルス信号のように周波数スペクトルが広帯域にわたるような信号を増幅するには広帯域増幅器を用いる。狭帯域増幅器は同調増幅回路などで構成され, 広帯域増幅器には周波数特性を補償した抵抗容量結合増幅器, スタガー増幅器, 分布定数増幅器などがある。増幅器自身の発生する雑音は, 増幅器の周波数帯域幅の平方根に比例するので, 雑音特性を考慮する場合には, 使用目的に合った帯域幅の増幅器の使用が望ましい。これは混信対策上にも必要である。

高周波探針 [英 radio-frequency probe, 独 Hochfrequenzsonde, 仏 sonde radio-fréquence, 露 высокочастотный зонд] プラズマ中に1組の平行平板電極を挿入し, 一方の電極に高周波電圧(周波数 ω)を印加して, 他方の電極に流れる高周波電流の周波数応答からプラズマの電子密度を測定する探針法(図1)。プラズマの比誘電率は $\epsilon = 1$

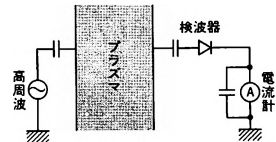


図1

$-\omega_p^2/\omega^2$ (ω_p はプラズマ振動数)であるから, プラズマの等価アドミタンスは $Y = j\omega(1 - \omega_p^2/\omega^2)C_v$ となり, LCの並列共振回路と等価である。ただし C_v は真空中での電極間容量である。さらに電極近傍にはイオンシースが形成されるが, シース内に電子が存在しないと仮定して, 電極とプラズマ間の容量を $2C_s$ とする。このとき系全体の等価回路は図2に示され, そのインピーダンスは

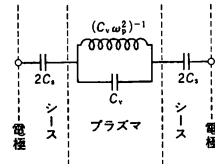


図2

$$Z = \frac{1}{j\omega C_s} + \frac{1}{Y} = \frac{1}{j\omega C_s} \left[\frac{1 + C_s/C_v - \omega_p^2/\omega^2}{1 - \omega_p^2/\omega^2} \right]$$

となる。したがって, $\omega = \omega_p$ (プラズマレゾナンス)で検出電流は極小値を示し, これからプラズマの電子密度を求めることができる。また, $\omega = \omega_p \{1 + (C_s/C_v)\}^{-1/2}$ (シースレゾナンス)で検出電流は最大値を示し, これからシースのインピーダンスの評価ができる。

高周波チョーク [英 high-frequency choke, 独 Hochfrequenzdrossel, 仏 bobine de réaction à haute fréquence, 露 высокочастотный дроссель] 広い周波数帯域で高いインピーダンスを示し, 高周波電流を阻止する目的に用いられるコイル。自己インダクタンスは数~数十mH程度のもので一般的に使用されている。高周波チョークでは Q 値よりも自己インダクタンスと分布容量による共振周波数(固有周波数)が問題で, インダクタンスを大きく, 分布容量を小さくするため, 分割巻や磁心(フェライト)入りを用いる。

高周波抵抗器 [英 high-frequency resistor, 仏 résistance à haute fréquence, 露 высокочастотный резистор] 高い周波数でリアクタンス成分が小さく, 抵抗値が一定で

ある抵抗器のこと。通常の抵抗器では抵抗体に抵抗値調整用にらせん状の溝を切っているが、これが高周波帯では抵抗に直列な自己インダクタンスとして働く。また抵抗体にも静電容量や表皮効果の影響なども高周波特性低下の原因となる。抵抗器の等価回路は図1で表される。

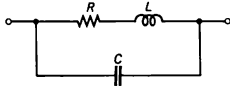


図 1

インダクタンスの影響を少なくするには、これを打消すために抵抗体を無誘導構造とした無誘導抵抗器(図2)。らせん溝のないソリッド抵抗器、金属皮膜抵抗などがある。導電率の高い金属皮膜は薄膜にすることで表皮効果を少なくでき、炭素皮膜より特性がよい。なお抵抗値が大きいのほど高周波特性が悪くなるので、回路設計に当って条件の許すかぎり信号用負荷の抵抗値は小さいものにする配慮も重要である。

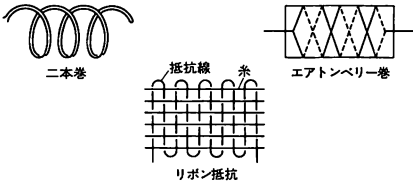


図 2

高周波電圧計 [英 high-frequency voltmeter, 独 Hochfrequenzvoltmeter, 仏 voltmètre à haute fréquence, 露 вольтметр для измерения напряжения высокой частоты] 高周波における電圧測定には電子管あるいは半導体の検波作用を利用した電子電圧計が使われる。図1にその構成を示す。入力信号はまず整流されて直流電圧に変換される。



図 1

整流方式に尖頭値整流、平均値整流などの方式があるが、現在用いられるのはほとんど尖頭値整流である。これには図2aの直列式と図2bの並列式がある。測定する高周波

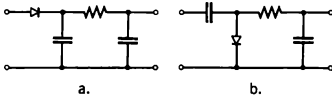


図 2

電圧に直流電圧が重畳している場合が多いが、一般的に、知りたいのは高周波分だけであって、そのときは並列式の方がよい。ただ並列式は直列式に比べると入力インピーダンスがやや低い。高周波の測定の場合は、測定点から電圧計までの線路がもつインダクタンスと容量が無視できず、周波数が高いほど電圧計の入口の電圧は測定点の電圧と違ってくる。このため高周波電圧計では最初の整流部を小さなプローブに納め、その直流出力をケーブルによって本体の回路に送るようにしている。直流増幅には差動増幅器あるいはチョッパー増幅器が使われる。以上とは別に図3のサンプリング式の高周波電圧計がある。入力信号のサンプリングが行われ、サンプル出力は増幅後ホールドされる。

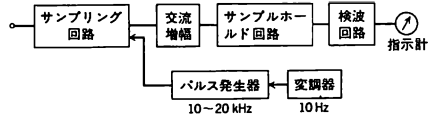
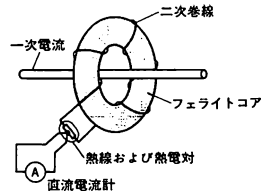


図 3

このホールド出力を検波整流して直流電圧が得られるが、これは高周波入力値の平均値となる。なおサンプリング周期には変調をかけてランダムサンプリングをするようになっていて、サンプリングと入力信号周期が同期するのを防いでいる。

高周波電流計 [英 high-frequency ammeter, 独 Hochfrequenzamperemeter, 仏 ampèremètre à haute fréquence, 露 амперметр для измерения тока высокой частоты] 高周波の電流を測定するものであるが、通常の電流計は大きさや構造によるインダクタンスや浮遊のキャパシタンスの効果が大きくなるので、低周波の場合とちがって電流計を線路に直接挿入することは不適当になる。波長に比べて測定素子が小さい10MHz程度までは熱電型電流計が使われる。100MHzを超える領域では電流計の挿入により整合が乱れると、定在波による誤差が生じる。そこで電流がつく磁場を検出する方式が使われる。図はその例で、高周波特性の良いフェライトでトランスをつくり、誘起される二次側電流に対して熱電型と同じ測定を行う。こ



の方式で300MHzまでの測定ができるものもある。二次電流は一次電流の(巻線比)⁻¹倍になるので、特に大電流を測定するのに適している。二次側に熱線を入れるかわりに増幅器を入れることもよく行われ、信号波形を直接高周波用オシロスコープで観測するか、整流して直流指示計で測定する。

高周波電力計 [英 high-frequency wattmeter, 独 Hochfrequenzwattmeter, 仏 wattmètre à haute fréquence, 露 ваттметр для измерения мощности высокой частоты] 周波数が高くなると波長が装置や回路の大きさに近づいてくるので、信号の伝送には分布定数回路や立体回路が用いられるようになる。それに伴って電流や電圧という量は取扱いに便利でなくなり、数百MHz以上で直接測定される電気量としては電力が中心になってくる。マイクロ波領域での電力測定では負荷に電力を吸収させてその温度上昇を見る熱的方法が用いられる。小電力では温度係数の大きい

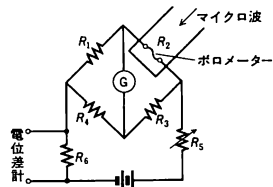


図 1

抵抗素子(ポロメーター)を使い、それを平衡ブリッジの一边に入れてその抵抗変化を検出する。図1はポロメーターブリッジの一例で、マイクロ波電力のないときに直流電流をポロメーターに流した状態でブリッジの平衡をとり、マイクロ波電力が入ったときにはポロメーターの温度(つまり抵抗)を変えないように R_0 を変えて直流入力を調整する。平衡時のポロメーターの抵抗を R 、ポロメーターを流れる直流電流がマイクロ入力がないとき I_0 で入力があると I となると、マイクロ波電力 P は $P=R(I_0^2-I^2)$ で与えられる。ポロメーター素子には細い金属線、抵抗薄膜、半導体サーミスターなどが使われる。大電力の測定では分岐比のわかった方向性結合器により主電力の一部をとりだしてポロメーターによる測定をするか、直接、熱容量の大きい液体または固体の熱負荷に吸収させて温度の上昇を見る方法が使われる。商用周波数とマイクロ波の間の無線周波数では、C-C型(容量結合型)あるいはC-M型(容量・相互誘導型)などを用いる。図2aはC-C型の原理図

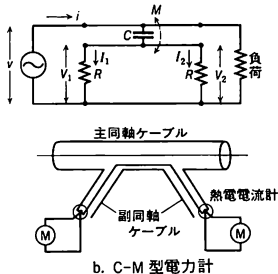
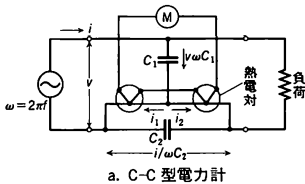


図2

で、熱線の抵抗 R_1 に対して、 ω を角周波数とすると $1/\omega C_1 \gg R_1$, $1/\omega C_2 \ll R_1$ のときは、 $i_1 = (v\omega C_1 + i/\omega C_2 R_1)/2$, $i_2 = (v\omega C_1 - i/\omega C_2 R_1)/2$ で、直流電流計 M に流れる電流は $I = k_1(i_1^2 - i_2^2) = k_1(C_1/C_2)(vi/R_1) = k_2P$ となり電力に比例する。熱電対のインダクタンスのため測定上限は 20~30 MHz である。図2bのC-M型は、同軸ケーブルを伝送する超短波帯の電力測定用で、 $1/\omega C \gg R \gg \omega L$ のとき、方向性結合の条件、 $M = CRZ_0$ が成立して、 V_1, I_1 は進行波電力 P_1 のみに、 V_2, I_2 は反射電力 P_r のみに比例する。したがって伝送電力は $P = P_1 - P_r = (|I_1|^2 - |I_2|^2)/\omega^2 C^2 Z_0$ で与えられる。この電力計は定在波比計(SWR計)としても用いられる。 V_1, V_2, I_1, I_2 が ω^2 に比例するので狭帯域用であるが数百 MHz まで使用できる。

高周波閉じ込め [英 radio-frequency confinement, 独 Hochfrequenzinschluß, 仏 confinement radio-fréquence, 露 удержание плазмы с помощью высокочастотных электромагнитных полей] 高周波電磁場を用いてプラズマを閉じ込める方法。プラズマの全表面を高周波電磁場の圧力だけで抑える場合は莫大な高周波電磁場のエネルギーを必要とするため、高温プラズマの閉じ込めには向かな

い。これに対してプラズマ表面の大部分を静磁場の圧力で抑え、ごく一部の漏れ口のみを高周波電磁場を作用させる方法が、カusp磁場やミラー磁場からのプラズマの漏れを抑える方法として研究されている。漏れ口を高周波電磁場で栓(プラグ)をするという意味で高周波プラグギングあるいは高周波封じ込めともよばれている。漏れ口の静磁場や高周波電磁場の空間的变化が緩やかで、そこを運動する荷電粒子がサイクロトロン周期の間に感じる変化が十分に小さい断熱的な場合には、高周波電磁場の周期よりも十分長い時間で平均した荷電粒子の運動方程式は

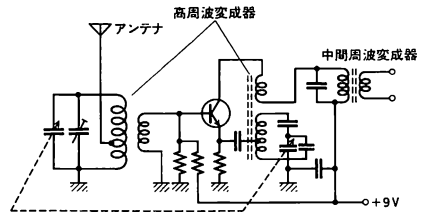
$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = - \frac{d\psi}{dx}$$

$$\psi = \frac{q^2}{4m\omega^2} \frac{E_{\perp}^2(x)}{\omega_c^2(x)} + \frac{q^2 E_{\parallel}^2(x)}{4m\omega^2}$$

と表される。ここに m は荷電粒子の質量、 q は電荷、 E_{\perp} および E_{\parallel} はそれぞれ高周波電場の静磁場に垂直および平行方向の成分、 ω_c はサイクロトロン振動数である。 ψ はポンドロモータポテンシャルとよばれるもので、荷電粒子はこれにより反射され閉じ込められる。イオンまたは電子のサイクロトロン振動数領域の高周波電磁場を用いると ω は共鳴的に大きくなる。イオンサイクロトロン振動数領域の高周波電磁場を用いた場合、異なるイオン種に対しては共鳴の効果がなくなるため、特定のイオン種だけを選択的に閉じ込め、他種のイオンを閉じ込めない。この原理は同位体の分離にも応用することができる。

高周波発電機 [英 high-frequency generator, 独 Hochfrequenzgenerator, 仏 génératrice de haute fréquence, 露 высокочастотный генератор] ⇨ 発電機

高周波変成器 [英 high-frequency transformer, 独 Hochfrequenztransformator, 仏 transformateur à haute fréquence, 露 высокочастотный трансформатор] 中短波から超短波帯で無線通信機などの高周波回路に用いられる変成器。無線機器の送信出力回路や受信入力回路ではアンテナの給電線インピーダンスと送受信回路インピーダンスの結合による電力損失を最小にするために用いられる。特定の周波数だけを取り出すためコンデンサーと組合せて共振回路を形成した同調型変成器(図)と特定の帯域幅をもつ



た非同調型変成器がある。同調周波数の調整には、コンデンサーの容量を変化させる空芯形のものや磁性体を挿入して透磁率を変える有芯形のものがある。磁心にはフェライトやダストコアを用いる。

高周波放電 [英 radio-frequency discharge, 独 Hochfrequenzentladung, 仏 décharge à radio fréquence, 露 высокочастотный разряд] 高周波電場による放電のこと。直流的な放電では必ず電子、イオンの一方的な流れが存在するので、電流の主な担い手である電子を陰極から供給しないと放電を起すことも持続させることもできない。高周波放電の場合には放電空間における電子の衝突電

離による増殖作用のみでも放電が可能なので、必ずしも陰極からの電子補給を必要としない点に特徴がある。高周波電場 $E \sin(\omega t + \theta)$ をかけたときの気体中の荷電粒子の運動を考えると、速度が移動度 $\mu_{e,i}$ で決まる場合には、運動の振幅 $A_{e,i}$ は $\mu_{e,i} E / \omega$ となる。電極間距離 d が振幅の2倍より大きいときには、その荷電粒子は電極に流入することなく、空間に捕捉される。そこで $\xi_{e,i} = 2A_{e,i} / d$ とおくと、 $\xi_i > 1$ では直流放電の場合と事情は同じで、低周波領域とよばれる。 $\xi_i \leq 1$ ではイオンの捕捉が起り、イオン衝撃による陰極面からの二次電子放出が減るため放電開始電圧は上昇する。これを中間周波領域とよぶ。 $\xi_e \leq 1$ では電子の捕捉が起り、放電空間での電子衝突電離が盛んとなって放電開始電圧は下がる。高周波領域とよばれるこの状態になれば、電極は放電に対し本質的な役割は果たさないので無極放電も可能となる。さらに高い周波数では電子の慣性が効いて電場による加速効率が下がるが、磁場が存在して電子サイクロトロン共鳴の条件では非常に高い電離効率が得られる。一方、ガス圧が低くて放電空間での電離が十分起らないときでも、電子衝撃による二次電子が高周波電場の位相に合って放電空間を往復すれば自続放電が可能である。

移動度 μ がガス圧 p に反比例すること、放電開始時には空間電荷の影響は無視できて $V = Ed$ と書けることなどから ξ は気体の種類および $V, pd, \omega d$ の関数であることがわかる。したがって放電開始電圧は、直流放電のとき pd の関数であることに対応して、高周波放電に対するバッシュェンの法則として $pd, \omega d$ の関数として表される。

コイルの中に放電管を入れた磁界形の高周波放電では、管壁周辺から放電が始まるので環状放電ともよばれている。また、高周波コロナ放電の1つの形式として、放電電流が大きい場合、炎の立ち昇るような放電が見られ、火炎放電とよばれる。高周波放電では、電極の影響を受けずに純粋に放電空間の気体の電離係数、拡散係数、あるいは再結合などでの研究ができるという特徴がある。

高周波捕獲 [英 radio-frequency capture, 独 Hochfrequenzeinfang, 仏 capture haute fréquence, 露 высокочастотный захват] 主にシンクロトロンへ、入射器から粒子ビームを入射するときに用いられる技術で、入射されたビームのうち、高周波加速の条件に合ったもののみが安定軌道に捕獲され引続いて加速されること。シンクロトロンでは、高周波加速に対してバケットという安定領域が考えられる(⇒高周波加速)。入射時(磁場一定)のバケットの形は図aのようになっている。また入射ビームは図bのような形で入射される。図aと図bを重ねると図cになるが、入射ビームのうち、バケットの中に捕えられたものは位相振動を行いながら加速されていき、バケットの外に位置した粒子は位相振動することなく軌道がずれて、加速管

の壁にあたって消滅する。この現象を高周波捕獲という。したがって捕獲効率は灰色部分の面積ともの矩形の面積との比と考えてよい。しかし実際には加速に使うバケット面積の減少や入射ビームの強度が増大してくるとビームローディングによる加速電圧の低下が起り、捕獲効率は上記のような単純な考察によって考えられる値より、かなり減少するので、それを防ぐための種々の対策が考えられている。

公衆網 [英 public network, 独 öffentliches Netzwerk, 露 сеть общего пользования] 不特定多数の装置が、データ転送のために使用できる通信回線網。通常は、加入電話回線や電信回線を用いて、端末と計算機とを接続するシステムをいう。

公称応力 [英 nominal stress, 独 Nominalspannung, 仏 tension nominale, 露 номинальное напряжение] ⇒ 応力

格子力学 [英 lattice dynamics, 独 Gitterdynamik, 仏 dynamique du réseau cristallin, 露 динамика кристаллической решётки] 固体において結晶格子を構成する原子(またはイオン)の運動を記述する力学をいう。原子間に働く力のポテンシャルが与えられたとき、原子の平衡位置はポテンシャルを最小にするように決められ、周期的な配列になる。原子の平衡位置からの変位が小さいとして、ポテンシャルを変位で展開して二次までとると、ポテンシャルは変位に関する二次形式に表される。格子力学では、この調和近似の下で原子の行う格子振動の固有モードを求めることが主な課題となる。原子数を N とすれば自由度は $3N$ となるので、固有モードを求めるには $3N$ 次元の行列を対角化しなければならぬ。しかし、原子配列の周期性のために、固有モードは波数ベクトル k をもって結晶内を伝わる波動の形になる。その結果、単位胞に含まれる原子数を n とすれば、行列は各波数ベクトルごとの $3n$ 次元の行列に分解される。この $3n$ 次元の行列の対角化により、各波数ベクトルごとに $3n$ 個の振動の分枝が得られる。

格子力学により得られる固有モードを用い、原子の運動による固体の物理的性質(格子比熱など)を求めることができる。また中性子回折の方法により格子振動のスペクトルが実験的に得られるので、それから逆に固体内において原子間に働く力の性質を知ることができる。触点の近くでは格子振動の振幅が大きくなるので、調和近似では無視された非調和項が重要になり、それを取入れた議論がなされなければならない。

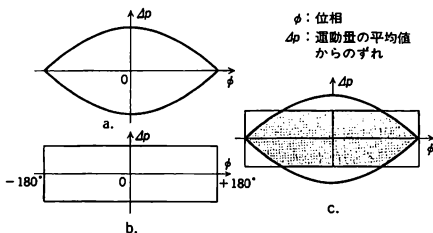
抗磁力 [英 coercive force, 独 Koerzitivkraft, 仏 force coercitive, 露 коэрцитивная сила] = 保磁力

格子理論 [英 lattice theory, 独 Verbandstheorie, 仏 théorie des réseaux, 露 теория решётки] ⇒ 格子気体模型, 格子ゲージ模型, 格子ゲージ理論, 格子場の理論

向心加速度 [英 centripetal acceleration, 独 Normalbeschleunigung, 仏 accélération centripète, 露 нормальное ускорение] ⇒ 向心力

高真空 [英 high vacuum, 独 Hochvakuum, 仏 vide élevé, 露 высокий вакуум] ⇒ 真空

後進波管 [英 backward-wave tube, 独 Rückwärtswellenoszillator, 仏 oscillateur à onde inverse, 露 лампа обратной волны] 周期的な構造をもつ回路を伝搬する電磁波に沿って電子ビームが存在するとき、両者の連続的な



相互作用によってビームの直流エネルギーが波のエネルギーに転換することを利用するマイクロ波電子管の一種である。通常 光速の $1/10$ 程度の電子ビーム速度に電磁波の伝搬速度を下げる遅延回路として種々の型がくふうされているが、図 1 のような「くし形」の金属片が向い合った周

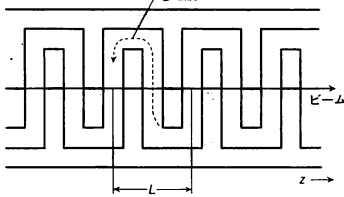


図 1

期 L の構造を例にとると、すき間に沿って伝わる波の電場の z 成分とビームとが相互作用をする。この波は境界条件を満たすために多数の空間高調波からなる。回路の分散特性がたとえば図 2 のようであるとすると、 $-z$ 方向に伝

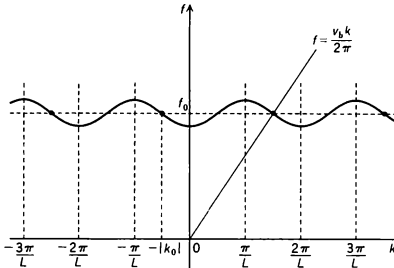


図 2

わる後進波の各成分の波数はブロッホの定理により $k_n = -k_0 \pm (2\pi n/L)$ (n は自然数) である。ところで速度 v_b の電子ビームの密度が回路の入口で f_0 の周波数で変化しているとすると空間的には $k_b = 2\pi f_0/v_b$ の波数をもつ。そこで図 2 のように $n=1$ について $k_1 = k_b$ となるように v を決めると、ビームは回路中で $n=1$ の成分の波と絶えず同位相で作用しあい、ほかの成分の影響は平均として消える。こうして電子の直流速度エネルギーが $n=1$ の成分を媒介としてすべてのほかの高調波成分も含めた波全体の増幅に使われる。図 2 のように波のエネルギーを運ぶ群速度 $d(2\pi f)/dk$ は負であるから、ビームから得た波のエネルギーは上流側に運ばれビームの疎密を増加させることになる。この正帰還による発振は、電子のエネルギー減少により波との同期条件がはずれる寸前まで進んで定常状態に達し、周波数 f_0 の電磁波が上流側の回路から取出せる。 L が比較的大きくても n を十分大きくすれば k_b すなわち高い周波数で同期条件が得られるので、ミリ波帯の発振管としてよく用いられる。電子ビームの電圧を上げれば図 2 から同期する f_0 が高くなることがわかるが、これを利用して発振周波数を制御することができる。

高信頼管 [英 reliable tube, 仏 tube de confidence, 露 лампа с высокой надёжностью] 設計, 材料の選択, 製造, 品質管理に特別な考慮を払い, 検査, 寿命試験などを厳しくして, 長寿命, 特性のばらつきが小さい, 雑音が少ない, 耐震, 耐衝撃性があるなど高い信頼性を要求される電子装置などに適合するようにした受信管のこと。推定数

十年の長寿命も実用化された。

向心力 [英 centripetal force, 独 Zentripetalkraft, 仏 force centripète, 露 центробежная сила] 一様な円運動を行う質点に作用する力。求心力ともいう。円の中心方向を向いているので、この名がある。質量 m の質点が半径 a の円周上を一定の速さ v で等速円運動を行う場合、必要な向心力の大きさは、 mv^2/a で与えられる。すなわち、この運動の加速度の大きさは、 v^2/a であり、向きは円の中心方向である。この加速度のことを向心加速度という。この円運動の角速度は $\omega = v/a$ だから、向心力は $ma\omega^2$ 、向心加速度は $a\omega^2$ と書くこともできる。

高水準言語 [英 high level language, 独 hoch entwickelte Sprache, 露 язык высокого уровня] 計算機用語で、アセンブラー言語よりも高水準の言語のこと。高級言語、高水準プログラム言語ともいわれる。ソースプログラムの 1 行が機械語の n 命令に対応するとき、 n が 1 に近ければ低水準、1 よりだいたい大きければ高水準といわれる。アセンブラー言語では n はほぼ 1 である。高水準言語の代表的なものとして FORTRAN, COBOL, ALGOL, Pascal, Ada, APL などがある。FORTRAN の場合、 n は通常 5~10 くらいである。APL の場合は n はもっと大きい。計算機向き言語と問題向き言語では、一般には問題向き言語のほうがより高水準の言語である。

校正 = 校正

校正 [英 calibration, 独 Eichung, 仏 étalonnage, 露 калибрование] 計器の指示や分銅などの表示値は必ずしも正しいとは限らず、むしろ大なり小なり狂っていると考えられる。そのような状態で計測器を用いて得た結果は信頼性に劣るので、計測器の表示値と真の値との関係を求めておかなければならない。この作業を校正という。校正の対象となる計測器よりも高精度の計測器や標準器あるいは標準試料などを用いて両者の表示値との関係が求められる。測定器の表示値から示すべき真の値を引いた値を器差という。たとえば電圧計が 10 V を示すべきところ 10.5 V を示すときは器差は 0.5 V である。何点かで器差を求めることによって校正が行われることが多い。校正に用いられる標準器にも器差がありうる。標準器としては標準抵抗器や標準分銅のようにとびとびの値を表すものが多いが、その公称値から真の値を引いた値が標準器の器差である。標準器の器差が無視できない場合には校正の対象となる計測器の器差にあいまいさが残り、したがって校正も不十分となるが、器差決定のあいまいさを統計的に評価して表示すれば校正の信頼度が上がる。計測器の特性は時間の経過とともに変化して行くのが普通であるから、周期的に校正を行うのが望ましい。

恒星 [英 star, 独 Stern, 仏 étoile, 露 звезда]

⇒ 星

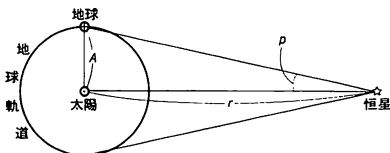
恒星干渉計 [英 stellar interferometer, 独 Sterninterferometer, 仏 interféromètre stellaire, 露 звёздный интерферометр] 星の視直径、近接した二重星の角距離、星の表面模様を求めるために考案された干渉計。基本的な考え方は 19 世紀半ば A. H. L. Fizeau によって提出された。2 つの開口 (対物鏡の 2 つの小部分) を通る光を使って干渉縞をつくる方法 (A. A. Michelson によって考案された。1921 年 Michelson はマイケルソン恒星干渉計を用いて初めてオリオン座 α 星の視直径を測定し、 $0.047''$ という値を得た。2 つの開口を結ぶ距離 (基線長) を D 、観測して

いる波長を λ とすると、干渉縞の周期は天空上の角度で λ/D となる。天体が干渉縞の周期より大きい広がりをもつ場合、天体の各部分からくる光のつくる干渉縞が重なり、全体として干渉縞が弱くなる。基線長を長くするにつれて干渉縞は弱くなり、ついに干渉縞は消えてしまう。干渉縞の消える基線長は天体の見かけの大きさに依存しているの、これをつかって天体の見かけの大きさを測定する。天体望遠鏡は理論角分解能 λ/D (D は望遠鏡口径)をもち、5m望遠鏡では波長500nmで $0.02''$ になる。地上観測では大気の流れ(シーイング)のため普通は角分解能は $1''$ 程度に制限される。この事情は恒星干渉計でも同じであり干渉縞がゆれたり、そのコントラストが時間とともに変化する。Michelson 当時は眼視で干渉縞の測定を行った。今日ではシーイングの性質がよく研究され、J. Labeyrie によって干渉縞のシーイングによるゆらぎの部分を統計的に除去する方法が考えられた。高密度検出器の使用によって基線長は Michelson のときの数m から数十m にまで延長され、暗い天体の観測も可能になっている。このほか、R. Hanbry-Brown と R. Q. Twiss によって天体強度干渉計が考案されたが、この方法はマイケルソン恒星干渉計より高次の光の相関を用いるので、明るい天体や短い波長の光の観測にしか有効でない。

合成酵素 [英 synthetic enzyme, 独 synthetisches Enzym, 仏 enzyme synthétique, 露 синтетический энзим] = シンザイム

恒星時 [英 sidereal time, 独 Sternzeit, 仏 temps sidéral, 露 звёздное время] 春分点の時角(角度を時間単位で表したもの)のこと。地球の自転軸に垂直な赤道面と、地球が太陽のまわりを回る公転軌道面とが、天球上で交わる点の一つが春分点であって、恒星の位置を表す基準点となっている。その春分点を、極を頂点として子午線から西向きに測った角度を時間単位(360° が24時間)に直したものが恒星時である。恒星の赤経は、春分点より東まわりで増加するように測られるから、恒星時とは、その瞬間に子午線を通過(南中)する恒星の赤経に等しいということもできる。地球の自転軸も公転軌道面も変動(歳差運動、章動)するため春分点は移動するが、移動する春分点の時角を視恒星時、春分点の移動のうち周期的なもの(章動)を除いた仮の春分点の時角を、平均恒星時とよんでいる。

恒星視差 [英 stellar parallax, 独 Sternparallax, 仏 parallaxe stellaire, 露 звёздный параллакс] 恒星が有限の距離にあるものならば、半年を隔てて地球が太陽の向こう側に行ったときに、再びその恒星の天球上の位置を測定すると、恒星の視差が測定できるはずである(図参照)。恒



星視差 p は、地球の公転軌道半径を基線 A として、恒星の距離 r に対して、 $p = \sin^{-1}(A/r)$ で定義される。恒星視差 $p = 1$ 秒角の距離は、1 pc (1 パーセク $= 3.26$ 光年 $= 3.08 \times 10^{16}$ cm) とよばれ、恒星や宇宙の距離を表す単位として用いられている。Tycho Brahe は、恒星視差を検出できなかったため、天動説を支持した。その後、1838 年に

なって、恒星視差は、F. W. Bessel によって、初めて検出された。恒星視差の最大値は、 α Cen の 0.760 秒角である。恒星の天球上における位置を長い年月にわたって測定して、恒星視差と固有運動とを分離するのはたいへんな仕事である。恒星視差が測定された星の数は、数千個で、測定精度は $(3\sim 10) \times 10^{-3}$ 秒角。このような方法で求める恒星視差は、年周視差あるいは三角視差ともいわれる。

恒星視差は、そのほかの方法によって求めることもできる。それらのなかでも、ヒアデス運動星団の星々の運動学的視差は重要である。個々の星の視線速度 v [$\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$] と、固有運動 μ [$\text{秒角} \cdot \text{y}^{-1}$] と、天球上の運動の向点までの角距離 λ を測定すると、 $p = (4.738 \mu \cos \lambda) / v$ によって、運動学的視差が求まる。ヒアデス運動星団には巨星があるが、三角視差の検出可能な近距離には巨星がない。また、ヒアデス運動星団の星々の運動学的視差は、精度において多くの星々の三角視差をしのいで、宇宙の距離尺度の単位を与える重要な数値となっている。

恒星状天体 [英 quasistellar object, 露 квазар] = クエーサー

恒星状電波源 [英 quasistellar radio source, 独 quasistellare Radioquelle, 仏 radio-source quasi-stellaire, 露 квазизвёздный радионсточник] \Rightarrow クエーサー

恒星進化論 [英 theory of stellar evolution, 独 Theorie der Sternentwicklung, 仏 théorie d'évolution stellaire, 露 теория звёздной эволюции] \Rightarrow 星の進化

合成振動 [英 composite vibration, 独 zusammengesetzte Schwingung, 仏 vibration composée, 露 сложное колебание] 2 つ以上の振動を重ね合わせたものをいう。2 つの単振動

$$x_1 = A \sin(\omega_1 t + \alpha), \quad x_2 = B \sin(\omega_2 t + \beta)$$

があるとき、同一軸上で合成すれば、 $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ のとき

$$x = C \sin(\omega t + \gamma), \quad C = \sqrt{A^2 + B^2 + 2AB \cos(\alpha - \beta)},$$

$$\tan \gamma = \frac{A \sin \alpha + B \sin \beta}{A \cos \alpha + B \cos \beta}$$

となる。また $A = B$ 、 $\omega_1 \neq \omega_2$ のときは

$$x = 2A \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t + \frac{\alpha - \beta}{2}\right) \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t + \frac{\alpha + \beta}{2}\right)$$

となり、 $\omega_1 \neq \omega_2$ のとき振動数 $(\omega_1 - \omega_2)/4\pi$ のうなりを生じる。 x_1 と x_2 を互いに垂直な軸上で合成すれば、リサージュ図形が描かれ、 $\omega_1 : \omega_2$ が整数比のとき、閉曲線となる。 $\omega_1 : \omega_2$ が一定であっても位相差 $\alpha - \beta$ の値によって、いろいろな図形が得られる。

合成抵抗 [英 combined resistance, 仏 résistance combinée, 露 составное сопротивление] \Rightarrow 直列接続、並列接続

構成的場の理論 [英 constructive field theory, 仏 théorie de champ constructif, 露 конструктивная полевая теория] 与えられたハミルトニアンから出発して、数学的に厳密に場の量子論を構成するのが構成的場の理論で、1965 年以降 A. Jaffe, J. Glimm, E. Nelson, F. Guerra などの仕事を中心として発展した。相互作用のある場合の場の量子論のハミルトニアンは、そのままでの数学的に定義されたものとはいえないので、空間および運動量に関するカットオフを導入する。相対論的場の量子論では必ず真空偏極が起るから、ハークの定理により、カットオフをなくする極限操作はもとのフォック空間内で行うことはできない。そこで、まずすべてのワイトマン関数(相異なる時

空点の場の演算子の積の真空期待値)を構成し, そのノー・カットオフ極限から場の量子論を再構成するという方法をとる。こうしてはじめて, S 行列が1でないようなワイトマンの公理系を満たす場の量子論の存在が, 二次元および三次元時空においてではあるが, 証明されたことは注目値する。ワイトマン関数においてすべての時間変数を虚軸にまで解析接続して得られるものを, シュウィンガー関数という。シュウィンガー関数は, ユークリッド的なファインマンの経路積分で書け, 古典(平衡)統計力学と結びつので, 非常に便利である。このユークリッド法により, スクラ場場の理論に関する限り, 多くの結果が比較的簡明に厳密に証明される。構成場の理論の弱点は, いまのところ本質的に紫外発散のない場合か, せいぜい超くりこみ可能な理論しか成功していないことである。四次元時空では, 安定な真空をもつ超くりこみ可能な理論は存在しないので, 必然的に低次元時空のモデルに話を限らねばならないことになる。またゲージ場を扱うために必要な不定計量と零質量の問題も大きな困難である。

恒星年 [英 sidereal year, 独 siderisches Jahr, 仏 année sidérale] 恒星を基準としたときの地球の公転周期をいう。すなわち, 地球の自転軸の変化や公転軌道面の変化に起因する歳差と章動を消去した固定春分点に対して, 太陽が1周する時間のことである。恒星年の長さは

$$1 \text{ 恒星年} = 365.25636042 \text{ 日} + 0.01 \text{ 秒} \times T$$

で与えられている。ここで T は 1900 年初めから 36525 日単位で測った時刻を表す。 T に比例して増加する項があるのは, 惑星の摂動による地球軌道の永年加速のためで, 比例係数の数値は天体力学的計算によるものである。一方, 1900 年初めの 1 恒星年の長さ (365.25636042 日) は, 太陽の赤緯の変化の観測から求まる太陽年の長さに, 歳差の補正をすることによって決められた数値であるので, 採用される歳差の補正値に依存して変わらう量である。

合成波 [英 associated wave, 独 Begleitwelle, 仏 onde associée, 露 сопутствующая волна] 媒質中において, いくつかの波の重ね合せの結果として生じる波をいう。これに対して, もとの波を合成波の成分として生ずる。フーリエ級数の理論に基づけば, 一般の波形の波を, 適当な正弦波の合成波として記述することができる。また, 等しい波長の2つの正弦波の合成波を考える場合, 成分の波の位相角の間に常に一定の関係が成り立っているときには, 合成波の強度はその位相差に応じていろいろな値をとる(⇒干渉)。また, 位相角が絶えずランダムに変動している波動どうしを合成すると, 合成波の強度は各成分の強度の和に等しい。

硬成分 [英 hard component, 独 harte Komponente, 仏 composante dure, 露 жёсткая компонента] ⇒ 宇宙線

剛性率 [英 modulus of rigidity, 独 Gleitmodul, 仏 module de rigidité, 露 модуль сдвига] 単純なせん断応力下でのせん断ずれの弾性率で, せん断弾性係数, ずれ弾性率, または横弾性率ともいう。等方性弾性体内に, 断面が正方形の角柱を考え, 各側面に底面に平行な接線応力(せん断応力, ずり応力) τ が作用して, 断面が頂角 $\pi/2 \pm \theta$ のひし形にひずんだとすれば, 比例限度内で, フックの法則により $\tau = G\theta$ が成り立つ。この比例定数 G を剛性率といい, ラメの定数 μ に等しい。 G の値は物質特有のもので, 普通の金属やガラスでは, ほぼ $10^{10} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ の数倍程度である。ヤング率を E , ポアソン比を ν とする

と, G との間には $G = E/2(1+\nu)$ の関係がある。

鉱石検波器 [英 crystal detector, 独 Kristalldetektor, 仏 détecteur à crystal, 露 кристаллический детектор] 方鉛鉱(硫化鉛)などの半導体の鉱石の上に金属針を接触させた形の検波器で, 電子管の発明以前は, 増幅器を使わずに同調回路とこの鉱石検波器だけで電波の受信機がつけられた。しかし不安定で, 感度も悪い。最近ではシリコン半導体に金属針を接触させた検波器がマイクロ波の検出に使われている。現在では鉱石(クリスタル)検波器といえ, 一般にこの半導体の検波器のことをいう。

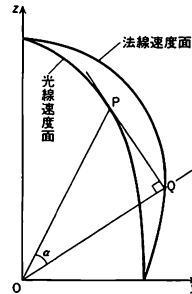
光線 [英 ray of light, 独 Lichtstrahl, 仏 rayon lumineux, 露 луч света] ⇒ 幾何光学

光線束 [英 bundle of rays, 独 Strahlenbündel, 仏 faisceau de rayons, 露 лучистый пучок] ⇒ 幾何光学

光線速度 [英 ray velocity, 独 Strahlengeschwindigkeit, 仏 vitesse de rayon, 露 лучевая скорость] 光波のエネルギーが単位時間当りに伝搬する距離を光線速度という。これに対し, 光波の等位相面が単位時間当りに伝搬する距離を法線速度という。光学的に等方性を示す媒質中では, 光線速度と法線速度は大きき, 向きとも一致するので, 両速度を区別する必要はないが, 光学的に異方性を示す媒質中では, 両速度は一般に大きき, 向きとも一致しないので, 両速度を区別しなければならない。光線速度を v_s , 法線速度を v_n , 両速度のなす角を α とすると $|v_s| \cos \alpha = |v_n|$ の関係がある。主速度(⇒主屈折率)が c_1, c_2, c_3 である媒質中を単位ベクトル $\ell(l_1, l_2, l_3)$ の方向に光線が伝搬するときの光線速度は, フレネルの光線方程式

$$\frac{l_1^2 c_1^2}{v_s^2 - c_1^2} + \frac{l_2^2 c_2^2}{v_s^2 - c_2^2} + \frac{l_3^2 c_3^2}{v_s^2 - c_3^2} = 0 \quad (1)$$

を満たす v_s で与えられ, 1つの光線方向について一般に2つの異なる値をもつ。このため, 原点よりベクトル ℓ の方向へ式(1)を満たす v_s の長さのベクトルを描くと, そのベクトルの終点は ℓ を変えたとき二重の曲面を描く。この曲面を光線速度面という。一方, 単位ベクトル $s(s_1, s_2, s_3)$



の方向に波面が伝搬するときの法線速度は, フレネルの法線方程式

$$\frac{s_1^2}{v_n^2 - c_1^2} + \frac{s_2^2}{v_n^2 - c_2^2} + \frac{s_3^2}{v_n^2 - c_3^2} = 0 \quad (2)$$

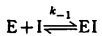
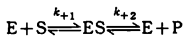
を満たす v_n で与えられ, 1つの波面法線の方向(s)について一般に2つの異なる値をもつ。したがって, 原点よりベクトル s の方向へ式(2)を満たす v_n の長さのベクトルを描くと, そのベクトルの終点は s を変えたとき二重の曲面を描く。この曲面を法線速度面という。光線速度面上の1点Pでの接平面と原点を通りこの接平面に直交するベクトルの交点をQとすると, Qは法線速度面上の1点に

なり、光線が OP の方向に伝搬する光の波面は OQ の方向に伝わる。

光線速度面 [英 ray surface, 独 Strahlenfläche, 仏 surface de rayon, 露 лучевая поверхность] ⇨ 光線速度

酵素 [英仏 enzyme, 独 Enzym, 露 энзим] 生体内の化学反応を触媒する高分子物質の総称。酵素には、単一のタンパク質であるもの、複数のタンパク質の複合体であるもの、それに補欠分子団とよばれる非タンパク質部分(⇨補酵素)が結合しているものがある。酵素はタンパク質であるので、一般の触媒とは異なり、熱処理や酸処理やアルカリ処理などによって活性を失う(失活)。また、関与する化学反応の種類や作用する物質(基質)を厳しく選択し、しかも触媒作用が非常に強い。基質に対する選択性を基質特異性、反応の種類を限定することを作用特異性あるいは反応特異性という。また、基質特異性のなかで光学異性体間の選択性を光学特異性という。酵素内で酵素反応が起る部分は、基質に適合する特定の立体構造をもっており、活性部位とよばれる。さらに、活性部位は結合部位と触媒部位とに分けられる。結合部位が基質を固定する手だとして、触媒部位は基質を切断したり構造を変えたりするハサミのような道具に当る。酵素活性は温度、pH、イオン強度などによって大きく影響を受けるが、それぞれ酵素ごとに最適条件がある。通常、最適温度は 35~45°C の、また最適 pH は 5~9 の範囲にある(例外はたとえば好熱菌の酵素で、100°C 近くまで高い酵素活性がある)。酵素のそのほかの一般的性質は通常の触媒と同様である。酵素はその酵素反応の様式によって次の 6 種類に分類されている。(1) 酸化還元酵素(酸化還元)、(2) 転移酵素(原子団転移)、(3) 加水分解酵素(加水分解)、(4) リアーズ(二重結合の付加または切断)、(5) 異性化酵素(異性体間の変換)、(6) 合成酵素(C-C、C-N、C-S、C-O 結合などの生成)。

酵素作用はさまざまな物質によって阻害(あるいは活性化)される。阻害には、阻害剤を除くことで酵素活性が回復する可逆的阻害と、阻害剤の結合によって酵素が非可逆的に変性(⇨タンパク質)するために、阻害剤を除いても活性が回復しない非可逆的阻害とがある。可逆的阻害には大別して拮抗的阻害、非拮抗的阻害、反拮抗的阻害の 3 種類がある。拮抗的阻害では、基質の類似物質が基質の結合部位に結合するために、酵素基質複合体の形成が抑えられる。典型的なものは次のような反応式(⇨ミハエリス-メンテンの式)に従う。



ここで E は酵素、S は基質、I は阻害剤、ES と EI はそれぞれ酵素基質複合体と酵素阻害剤結合物、P は反応の生成物、 k_{+1} 、 k_{-1} 、 k_{+2} は各ステップの反応速度定数である。この反応式による定常状態における反応速度 v ($\equiv dP/dt$) は次式で与えられる。

$$v = \frac{k_{+2} [E_0]}{1 + \frac{K_m}{[S]} \left(1 + \frac{[I]}{K_i}\right)}$$

ここで $[E_0]$ は酵素の全濃度、 $[S]$ と $[I]$ はそれぞれ遊離の基質と阻害剤の濃度、 $K_m \equiv (k_{-1} + k_{+2})/k_{+1}$ はミハエリス定数、 K_i は EI の解離定数である。阻害剤の存在によって最大反応速度 $k_{+2}[E_0]$ は変わらず、見かけのミハエリス定数が増大する。一方、非拮抗的阻害ではミハエリス

定数は変わらず、阻害剤の量に応じて最大反応速度が下がる。この場合、阻害剤は酵素の活性部位以外の部位に結合して反応を抑制する。反拮抗的阻害では、阻害剤は酵素基質複合体のみに結合して反応を抑制するが、ミハエリス定数も最大反応速度も阻害剤の量に応じて同じ割合で減少する。

構造安定性 [英 structural stability, 独 strukturelle Stabilität, 仏 stabilité structurale, 露 структурная стабильность] 元来は微分方程式のパラメーター変化に対する解の安定性に関する用語であるが、物理現象にも用いることができる。一般に、ある物理状態が時間 t に依存するいくつかの変数 $x_1(t), \dots, x_n(t)$ で表され、それらが微分方程式

$$\frac{dx_i}{dt} = f_i(x_1, \dots, x_n) \quad (i=1, \dots, n)$$

に従って変化するものとする。関数 f_i の形がこの系の構造を表す。1 つの物理状態は、相空間とよばれる n 次元空間 (x_1, \dots, x_n) の中の 1 つの点に対応し、物理状態の変化は相空間の中の点の移動に対応する。この点の軌道を相軌道とよぶ。系が定常状態にあるときは相軌道はただ 1 点のみであるし、周期的変動をするときは相軌道は閉じた曲線になる。いま、仮に系の構造がわずかに変化したとする(たとえば、系の物理状態に影響する外部パラメーターの変化)。そのとき相軌道がやはりわずかしき変化しないなら、この系の構造は安定であるといい、逆に、軌道が大きく変わってしまうば不安定という。系のこのような性質を構造安定性とよぶ。構造不安定なものの例として調和振動子がある。これは位置 x 、速度 v に対する微分方程式

$$\frac{dx}{dt} = v, \quad \frac{dv}{dt} = -a^2 x$$

で表され、系の状態は相空間 (x, v) 内の楕円軌道上に動くが、もし第二式の右辺に振動 βv ($\beta > 0$) が加われば、軌道が発散していく。つまり減衰振動の逆の場合であり、振幅が指数関数的に増大していくので軌道は大きく変わってしまう。一方、ファン-デル-ボール振動子は構造安定であることが知られている。このほか、構造安定性の概念は熱対流や流体力学的安定性、生物の個体発生などにも応用されている。

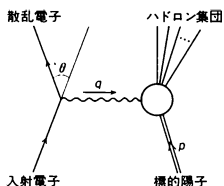
構造遺伝子 [英 structural gene, 独 Struktur-Gen, 仏 gène de structure, 露 структурный ген] 遺伝情報(酵素などのタンパク質の一次構造(アミノ酸配列)を決定する)を担っている DNA 部分を構造遺伝子という。もともとは、F. Jacob と J. Monod (1961 年)のオペロン説において、調節遺伝子との対応で名づけられたものである。オペロン説によると、構造遺伝子は 1~数個でひとつの転写単位(これをオペロンとよぶ)を構成しており、その転写は特定の調節遺伝子が生産するリプレッサーによって調節されている。しかし、現在では構造遺伝子と調節遺伝子の区別は明確ではない。というのは、調節遺伝子の生産物であるリプレッサーがタンパク質であることが証明されているので、この点では調節遺伝子も構造遺伝子である。

最近、ひとつの構造遺伝子がいくつもの部分に分断されて DNA 上に存在し、それらの間にアミノ酸配列の情報にならない部分が挿入されている例が、高等動物でいくつも見つっている。この場合、情報をもつ部分をエクソン、その間に介在する部分をイントロンとよんでいる。イントロンの部分は、伝令 RNA に転写された後に除去さ

れ、エクソンの部分だけが継ぎ合わされると考えられている。

構造因子 [X線構造解析の] [英 structure factor, 独 Strukturfaktor, 仏 facteur de structure, 露 структурный фактор] ⇒ **結晶構造因子**

構造関数 [英 structure function, 独 Strukturfunktion, 仏 fonction de structure, 露 структурная функция] 非弾性レプトン・ハドロン散乱の微分断面積の表示に現れる不変振幅(四元スカラー振幅)。例として偏極していない電子(または μ 粒子)と陽子の非弾性散乱を考える(図参



照)。微分断面積は、電子の質量を無視し、一光子交換の近似で、標的陽子が点状粒子であるとしたとき(⇒モット散乱)の断面積と陽子の電磁構造関数 W_1, W_2 を用いて

$$\frac{d^2\sigma}{dQdE} = \left(\frac{d\sigma}{dQ}\right)_{\text{Mott}} \left[W_2(\nu, Q^2) + 2W_1(\nu, Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

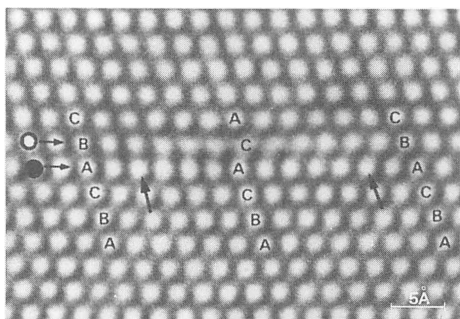
と書ける。ここで E は散乱された電子のエネルギー、 θ は散乱角、 $Q^2 = q^2$ と $\nu = -p \cdot q / m_p$ (m_p は陽子の質量) はそれぞれ電子から陽子への移行四元運動量の二乗と移行エネルギーすなわち仮想光子の不変質量の二乗とエネルギーである。この W_1, W_2 は陽子の電磁的構造を表す関数で、光学定理により不変質量の二乗が $-q^2$ でエネルギーが ν の仮想光子と陽子の前方弾性散乱振幅の虚部を表示する不変振幅である。したがって W_1, W_2 の任意の2つの独立な一次結合を構造関数として使うことができる。ニュートリノおよび反ニュートリノの非弾性散乱を記述する弱構造関数には、弱い相互作用がパリティを保存しないために W_1, W_2 に対応する関数のほかに新しい不変振幅 W_3 がある。さらにレプトンの質量を考慮したり、偏極したレプトンビームやハドロン標的を用いる場合にはさらにいくつかの不変振幅、すなわち構造関数が必要となる。衝突過程と交差対称(⇒交差対称性)の関係にある過程、たとえば電子・陽電子衝突(⇒対消滅)で終状態のハドロン(1つを観測する場合)の微分断面積も類似的構造関数で記述される。

構造緩和 [英 structural relaxation, 独 Strukturrelaxation, 仏 relaxation de structure, 露 структурная релаксация] 非晶質固体(アモルファス固体)の構造が外部から熱、応力刺激などにより変化することをいう。一般に非晶質状態は熱力学的に非平衡な状態にあり、時間の経過とともに最も安定な結晶の状態に向かって常に移行しつつある。そのような場合、物質の構造は外部応力などに極めて敏感で、応力などを印加する前後、熱処理を行う前後でかなり異なったものになる。近年、この方面の研究は急速に進んでいるが、非晶質材料の作製条件にも関連した極めて複雑な現象である。上記の構造の相違は試料の物性にも大きく反映するため、構造緩和を人為的に起させて、物性を制御することができる。したがって応用上からも注目されている(⇒非晶質)。

構造材(原子炉の) [英 structural material, 独 Strukturmaterial, 仏 matériel de structure, 露 конструкцион-

ный материал] 原子炉施設において、原子炉容器、支持、配管などに用いられる構造材をいう。そのほか、燃料材のスペースグリッド材、制御棒のチャネル材なども含まれることがある。ほとんどステンレスなどの鉄鋼材であるが、アルミニウム、ジルコニウムなども用いられる。金属材料以外ではコンクリートなどが使われる。これらの材料は、熱応力、腐食性環境、放射線照射などの厳しい条件下にあるため、強度評価が重要である。原子炉の潜在的危険に対して、過大な変形あるいは破壊を防止するため構造材の強度評価のみならず材料の品質保証と施行管理が必要である。構造材としては、機械的強度のほか中性子吸収が少ないこと、冷却材との両立性がよいこと、加工が容易であること、放射化されにくいことなどの特性が必要である。

構造像(結晶の) [英 structure image, 独 Strukturbild, 仏 image de structure, 露 изображение кристаллической структуры] 高分解能透過型電子顕微鏡において、結晶試料にほぼ垂直な原子列の像を観察することができる。これを結晶の構造像という。結晶内では原子が規則正しく並んでいるので、適当な晶帯軸に平行な方向に電子を照射すると対称的にブラッグ反射波が現れる。この波を電子レンズで結像すると、原子列の位置が明るい点または暗い点として現れる。明・暗はレンズの焦点面の選び方および結晶の厚さに依存する。これは格子像(lattice image, ⇒格子像)とよばれるものと原理的には同じであるが、多数のブラッグ反射波を結像に用いて解像度を高めて得られるものである。しかし、電子線の進行方向に並んだ多数の原子列で散乱される波で結像するので、強度は強く、撮影は1個1個の原子像を撮影するときに比べれば比較的容易である。図に積層欠陥を含んだ金の110面の原子列像を



示す。紙面に垂直方向に25個の原子が列になっているのが1つの白い点となっている。原子列の像として、入射電子線に垂直に並んだ原子列を電子顕微鏡で拡大することも企てられ、事実、トリウムのように重い原子についてこのような像の報告もある(橋本初次郎)。この場合にはむしろ原子像とよぶほうがよい。

構造相転移 [英 structural phase transition, 独 Struktureller Phasenübergang, 仏 transition de phase structurale, 露 структурный фазовый переход] 相転移に際して、結晶構造がわずかに変化する相転移を構造相転移という。低対称相で変位の自発をもつ二次のあるいは極めて二次に近い一次の相転移である。転移点の両側でソフトモードが存在し、高対称相から転移点に近づくとその周波数が0に近づき、その振幅が増大し、転移点で格子の不安定

化が起り、自発変位が生ずる。このとき、自発変位がいかにか小さくても、転移が起ってしまうと結晶の対称性が変化することに注意しなければならない。ソフトモードの波数が0であるような構造相転移(⇒ゾーン中心相転移)や、ソフトモードの波数がブリルアン域境界上に位置する構造相転移(⇒ゾーン境界相転移)などがある。ゾーン中心相転移の例としては強誘電相転移(秩序変数は分極 P)、真性強弾性相転移(秩序変数は一様なひずみ ϵ)などがある。ゾーン境界相転移の例としては、反強誘電相転移、 M_0 -ソフトモード凍結による相転移(例:GMO(⇒モリブデン酸ガドリニウム, 強誘電相転移)の432Kにおける相転移)、 R_{25} -ソフトモード凍結による相転移(例:SrTiO₃の110Kにおける相転移)などがある。ゾーン境界相転移は「互い違いに配置された(staggered)」転移であるから、スタガード相転移ともよばれる。構造相転移のなかには、不整合相転移もある。

構造定数 [英 structure constant, 独 Strukturkonstante, 仏 constante de structure, 露 структурная постоянная] 量子力学において、ある一組の物理量は1つのリー環の基底をなす。その基底の各元の交換関係特徴づけるのが構造定数である。その際、構造定数はプランクの定数 \hbar を含む。数学的には、構造定数は下のように定義される。 K を C または R とし、 g を K 上の n 次元リー環とする。 (X_1, \dots, X_n) を g の基底とすると

$$[X_i, X_j] = \sum_{k=1}^n c_{ij}^k X_k$$

で定義される n^3 個の K の元 c_{ij}^k ($i, j, k=1, \dots, n$) を (X_1, \dots, X_n) に関する g の構造定数という。これらは次の関係式を満足する。

$$c_{ij}^k = -c_{ji}^k \quad (i, j, k=1, \dots, n) \quad (1)$$

$$\sum_{m=1}^n (c_{ij}^m c_{mk}^l + c_{jk}^m c_{mi}^l + c_{ki}^m c_{mj}^l) = 0 \quad (i, j, k, l=1, \dots, n) \quad (2)$$

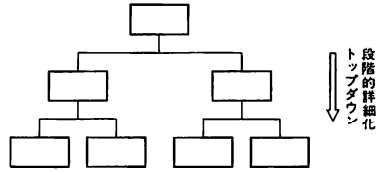
式(1)は $[X_i, X_j] = -[X_j, X_i]$ より得られ、式(2)はヤコビの恒等式より得られる。これらの関係式はリー環の構造定数特徴づける。

上の二式を満足する n^3 個の K の元 c_{ij}^k があれば、 K 上の n 次元ベクトル空間にリー積の演算を定義してリー環とし、 c_{ij}^k がその構造定数となるようにすることができる。

さて、コンパクトなリー群(⇒連続群)のリー環に同型な実リー環はコンパクトである。半単純実リー環(⇒半単純)に対しては、それがコンパクトであるための必要十分条件は、その Killing 形式が負定値なことである。これは構造定数を用いて表せば、次のようになる。

半単純実リー環がコンパクトであるための必要十分条件は、ある基底に関する構造定数を c_{ij}^k としたとき、 c_{ij}^k がどの2つの添字に関しても反対称なことである。

構造的プログラミング [英 structured programming, 露 структурное программирование] 計算機のプログラミングの手法のひとつ。「構造的」とは、「構造のはっきりした」または「よい構造の」という意味である。プログラムの構造には全体的な構造と部分的な構造があるが、前者の意味での構造的プログラミングとは、まず全体がひと目でわかる程度に大まかな構造を決め、順次それを詳細化(stepwise refinement)していく手法である。これはトップダウン(top down)プログラミングともいわれる。でき上った全体的な構造は階層構造で表現される(図参照)。部分的な構造についての構造的プログラミングとは、部分的な



プログラムの階層構造

構造をわかりにくくするのはGO TO文であるとし、GO TO文をいっさい使わず、表に示す連続、判断、反復の3種の構造だけを使ってプログラムを構成する手法である。

プログラムの構成要素

	連続	判断	反復
流れ図による表現			
プログラム言語による表現	R; S	if P then S else R	while P do S
意味	RのつぎにSを実行	Pが真ならS, 偽ならRを実行	Pが真である間Sを実行

構造的プログラミングを最初に明確な形で提唱したのはE. W. Dijkstra (1969年ころ)であり、1970年代のプログラミング方法論の中心的話題となった。

構造粘性 [英 structural viscosity, 独 Strukturviskosität, 仏 viscosité de structure, 露 структурная вязкость] 非ニュートン流動の一種。W. Ostwaldが提唱した概念で、流動速度が増加すると液体の内部構造が弱いものから順次破壊されて見かけの粘性率が減少し、ニュートン流動に近づくというもの。この意味で、擬塑性流動と同じである。しかし言葉の意味から、このような非ニュートン流動のうち構造の形成ないし破壊に起因するものだけをさすとするのが自然である。コロイド粒子が流れの中で配向や変形を受ける場合にも同じような非ニュートン流動が現れ、これを含めて構造粘性とよぶこともある。

構造不変量 [英 structure invariant, 独 Strukturinvariant, 仏 invariant de structure, 露 структурный инвариант] 結晶構造因子やその関数のなかで、結晶構造が決まれば一義的に決まる量を構造不変量とよぶ。結晶構造因子は

$$F(h, k, l) = \sum_{j=1}^I f_j \exp\{2\pi i(hx_j + ky_j + lz_j)\} \\ = |F(h, k, l)| \exp(i\phi)$$

の形で表すことができる。原子座標 x_j, y_j, z_j は結晶内に選んだ原点に対して表される。原点をたとえば a 軸方向に $-t$ だけずらしたとすると新しい F は

$$F'(h, k, l) = F(h, k, l) \exp(2\pi i h t) \\ = |F(h, k, l)| \exp(i(\phi + 2\pi h t))$$

となる。これを比較すればわかるように振幅 $|F|$ は構造不

変量であるが、位相 ϕ は不変量ではない。原点の選び方は全く任意の場合もあるが、対称性によってある特定の位置にとるほうが都合がよい。たとえば対称中心をもつ構造ではその中心を原点に選ぶのが最も自然である。対称中心の座標は(0,0,0), (1/2,0,0), (0,1/2,0), (0,0,1/2), (1/2,1/2,0), (1/2,0,1/2), (0,1/2,1/2), (1/2,1/2,1/2)の8個ある。そこで h, k, l の指数がすべて偶数である場合、その位相は上記の8個の対称中心のどれを原点に選んでも変わらない。原点を対称中心以外にもってくれば変わるけれども、実際上は対称中心を原点に選ぶのが当然であり、その範囲内では不変なのでこの場合の位相を擬構造不変量とよぶ。指数のどれかが奇数の場合には、不変量にならないので勝手な位相を入れてもよい。そこで、直接法による構造決定の最初にいくつかの指数の位相を決めることで原点を指定するのが普通である。しかし、何種類かの異なった位相の線形結合をとったものは擬構造不変量になる場合もあり、このような場合はそのすべてを任意に指定することはできない。

光像法 [英 light-figure method] X線を用いずに単結晶の結晶方位を決定する簡便な方法。結晶を適当な腐食液で腐食すると、表面に、いくつかの低指数の結晶面に平行なファセット(小平面)から構成される凹凸が生じる。その表面に細い平行光線を当て、その反射像をスクリーンに映すと、ファセットからの反射によって、低指数の結晶面からそれぞれの面指数に応じた特徴的な形の光像が形成される。立方晶では、(100)面からの反射は4回対称、(110)面は2回対称、(111)面は3回対称の像を形成する。したがって、それらの光像の生じる方向を測定することにより結晶方位を知ることができる。装置は、ジスコランプなどの強い光源とレンズ系から成る光の照射系と、入射光が通るピンホールのあいたスクリーン、および試料を回転・傾斜できる2軸のゴニオメーターを備えた試料ステージから構成されていて、測定は暗室で行われる。光像法による測定精度は、ひとえに、腐食によっていかによいファセットを試料表面に形成するかにかかっている。すでに多くの金属や合金について、光像法用の特別な腐食液と腐食方法が開発されている。よい腐食液が得られれば、10分程度の時間で、X線ラウエ法と比べても遜色のない精度で結晶方位を決定することが可能である。

酵素・基質複合体 [英 enzyme-substrate complex, 独 Enzym-Substrat-Komplex, 仏 complexe d'enzyme-substrat, 露 фермент-субстратный комплекс] 酵素の反応によって化学変化を受ける物質を基質という。基質は作用の過程でいったん酵素と結合して複合体を形成するが、これを酵素・基質複合体(ES complex, ⇨ミハエリスメンテンの式)という。酵素基質複合体の単離は、その寿命が長い場合には可能であるが、通常は困難である。現在、分光学的方法やそのほかのさまざまな物理化学的方法を用いて、酵素基質複合体中の酵素の構造変化ならびに酵素作用の分子機構が明らかにされつつある。

光 束 [英 luminous flux, 独 Lichtstrom, 仏 flux lumineux, 露 световой поток] ある面を単位時間1秒間通過する光の量。物理的なスペクトル放射束 Φ_e がわかれば、次の積分によってルーメン[lm]を単位として求められる($V(\lambda)$ は標準視感度, K_m は最大視感度 $683 \text{ lm} \cdot \text{W}^{-1}$, λ は波長)。

$$\Phi_v = K_m \int_0^\infty \Phi_{e,\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda$$

光束は測光量の体系を構成するもとになる量であるが、測光単位の定義は光度の単位を基本として行われている。この順序にしたがえば1lmは、方向によらず光度が一様に1cdである光源が1srの立体角内に放射する光束の量、と表現される(⇨測光, 光度)。

高速イオンクラスター [英 fast ion cluster, 仏 amas d'ions à haute vitesse] ⇨分子イオン

拘束運動 = 束縛運動

高速核分裂 [英 fast fission, 独 schnelle Spaltung, 仏 fission rapide, 露 деление на быстрых нейтронах] 原子炉の核燃料核種の核分裂によって飛出してくる中性子のエネルギー(0.1~10MeV)に相当する速い中性子によって引き起こされる核分裂反応をいう。 ^{235}U や ^{239}Pu のような核分裂性核種のほか、核燃料親核種である ^{233}Th や ^{238}U も約1MeVのしきい値を超えた中性子によって、核分裂を引き起こす。それで原子炉内での高速核分裂にはこれらの親核種の核分裂も含まれる。

高速核分裂効果 [英 fast fission effect, 独 Schnell-spaltungseffekt, 仏 effet de fission rapide, 露 эффект деления на быстрых нейтронах] 天然ウランや低濃縮ウランなど、 ^{238}U の含有量の多い核燃料を用いる熱中性子炉では、核分裂によって飛出してくる速い中性子が ^{238}U の核分裂のしきい値以下に減速される前に ^{238}U を核分裂させる可能性がある。熱中性子による核分裂によって生じた速い中性子数に対する、 ^{233}Th や ^{238}U のような核燃料親核種の約1MeVのしきい値以下に減速される全中性子数の比をいう。燃料と減速材が非均質に配置されている原子炉では、核分裂によって生じた中性子が燃料中で衝突する確率が高く、この効果は目だってくる。通常は1.03ぐらいの値をもつ。1より大きいのは、この比の分母は高速中性子による核分裂中性子を含まないためである。この概念は原子炉の初期の開発段階で用いられたもので、電子計算機の進歩した現状では、高速核分裂を特別扱いしない手法が一般に用いられている(⇨四因子公式)。

高速気流 [英 high speed flow, 独 Strömung bei hoher Geschwindigkeit, 仏 écoulement à grande vitesse, 露 течение больших скоростей] 航空機やロケットなどの高速で飛ぶ物体のまわりの流れやガスタービンやノズル内などの高速気流を考えると気体の密度変化を考慮しなければならない。密度を一定として圧力と速度の変化だけを考えたとき流体力学に対し、密度変化を考えるときは縮む流体の力学、あるいは圧縮性流体の力学といわれる。

平衡状態にある気体に対して、密度と圧力は、その他の熱力学的変数とともにいろいろな形の状態方程式で結ばれているから、縮む流体の力学は縮まない流体の力学と熱力学とを結びつけて考えなければならない。

気体中の圧力や密度の微小な変動は音波として有限な速さで伝わるが、流速 v と音速 c との大小関係により流れの様子に大きな差異を生じる。マッハ数 M は $M=v/c$ として定義され、 $M<1$ または $M>1$ の流れをそれぞれ亜音速流、超音速流とよぶ。亜音速流では圧力変動が周囲の各方向に等方的に伝わり縮まない流体の流れと本質的に変わった現象は起らない。超音速流では微小圧力変動がマッハ波に沿って伝播し、圧力変動の伝わらない領域を生じる。マッハ波が重なり合うときは衝撃波を生じ、流体はそれを通

り越すとき、圧力、密度などの急激な増加、速さの急激な減少と流れの偏向を受ける。

音速に近い速さの流れでは、 $M \geq 1$ の部分が流れの中に共存し一般には弱い衝撃波を含んだ複雑な流れとなって遷音速流とよばれる。衝撃波の発生は抵抗の大きな増加を招くので、航空機ではこの発生を遅らせるため後退翼や三角翼が用いられ、また亜音速では丸められていた機体頭部や翼の前縁が超音速ではとがらされる。

かつて衝撃波の発生は音の壁として有人航空機の速度の上限と考えられていたが、技術の進歩でこれを乗り越え、次には熱の壁が前途を阻んだ。たとえば $M = 4$ の空気の流れをせき止めると、温度が一様な気流中の絶対温度の 4.2 倍に上り、また物体により生じた衝撃波は物体表面に近づいて、極超音速流として別に考える必要が生じる。大気圏再突入の人工衛星では融点の高い無機材料やむしろ頭の丸められた形状が用いられる。高温になった気体では分子の解離や化学反応、平衡状態からのずれなどが生じて粘性、熱伝導率、比熱が大きく変化する。さらに温度が上るとイオン化や熱放射や発光も考えなければならない。

高速気流で圧縮性の影響を主として考える場合は気体の粘性を無視した完全気体として扱うことが多い。

完全流体の定常流では、単位質量当りのエネルギーの保存を示す式として次のベルヌーイの定理が成り立つ。

$$\frac{1}{2}v^2 + \frac{p}{\rho} + e = \text{一定} (=H)$$

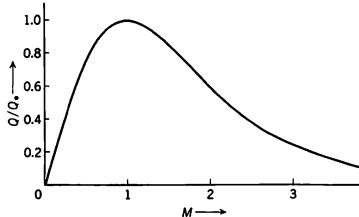
定数 H は流線ごとに異なった値をとってもよい。 v, p, ρ はそれぞれ流速、圧力、密度を示し、縮まない流体の場合と比べて内部エネルギー e が余分に付け加わっている。また重力による位置エネルギーは他の項に比べて小さいので無視してある。上式は音速 c とマッハ数 M を用いて次の形に書直すことができる。

$$c^2 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) = \frac{\gamma+1}{2} v_*^2$$

ここで γ は気体の定圧比熱と定積比熱の比で、*印は音速と流速が等しくなる点に対応する値であることを示す。高速気流中の気体の圧力変化は断熱的に行われるので、 $c^2 = dp/d\rho \propto \rho^{\gamma-1}$ と書ける。この式と上式から単位断面積を単位時間に通過する流体の質量 Q は、音速点の流量 Q_* を基準すると

$$\frac{Q}{Q_*} = \frac{\rho v}{\rho_* v_*} = \left\{ \frac{\gamma+1}{2 + (\gamma-1)M^2} \right\}^{(\gamma+1)/(2(\gamma-1))} \times M$$

図に示すように Q は音速点で最大となるから、一定の流



量を通す流管の太さは逆に音速で最小となる。したがって、高圧タンクから低圧部に気体を出流させて超音速を得るには、いったん絞り込んでから再び断面を広げたラベル管を用いたう、外圧を十分に下げなければならない。

粘性を無視すると非圧縮流体では密度が流れとともに運ばれるが圧縮性流体では密度と密度の比が流れとともに運

ばれる(⇒ヘルムホルツの渦定理)。したがって高速気流でも完全流体を仮定すると衝撃波を通過しない限り渦の発生や消滅は起らない。

拘束条件 = 束縛条件

高速掃引分光法 [英 high speed scanning spectroscopy, 独 Hochgeschwindigkeitsspektrometer, 仏 spectroscopie de balayage à haute vitesse, 露 спектроскопия с быстрым развёртыванием] 時間的に変化している現象を分光学的に調べるために時間分解スペクトルを得る方法のひとつ。この方法は、高速時間掃引法と高速波長掃引法とに大別できる。いずれの方法でも、時間分解能、掃引速度、波長範囲、掃引繰返し、SN 比などが重要な要素であり、目的に合う方法を用いなければならない(⇒時間分解スペクトル)。

高速増殖炉 [英 fast breeder reactor, 独 schneller Brutreaktor, 仏 réacteur surgénérateur rapide, 露 быстрый размножающий реактор] ⇒ 高速炉, 増殖炉

高速中性子 [英 fast neutron, 独 schnelles Neutron, 仏 neutron rapide, 露 быстрый нейтрон] エネルギーが約 500 keV 以上の中性子をいう。核分裂、核反応などによって生ずる中性子はすべて高速中性子であり通常数 MeV の運動エネルギーをもつ。これらを適当な減速材中で減速させて大量の熱中性子に変換する過程で、数百 keV 程度の中性子も発生する。したがって通常の原子炉の減速材中には大量の高速中性子と低速中性子が混在しており、炉心に近いほど高速中性子が多い。核分裂が生じた高速中性子がほとんど減速されることなしに次の核分裂を誘起するように設計された原子炉もあり、これは高速増殖炉とよばれている。原子炉または加速器からの中性子ビームを使った中性子回折などの実験に対しては、高速中性子は雑音源となるため極力排除くようがなされている。

高速中性子炉 [英 fast neutron reactor, 独 schneller Neutronen-Reaktor, 仏 réacteur à neutrons rapides, 露 быстрый реактор] = 高速炉

高速電子線回折 [英 high energy electron diffraction, 独 Hoehenenergie-Elektronenbeugung, 仏 diffraction d'électrons à haute énergie, 露 высокоэнергетическая электронная дифракция] ⇒ 電子線回折

高速度カメラ [英 high speed camera, 独 Hochgeschwindigkeitsskamera, 仏 chambre à haute vitesse, 露 аппарат для скоростной киносъёмки] 普通のカメラの最短露光時間(〜10⁻³s)よりも短い露光のできるカメラの総称。瞬間写真用と高速度映画用および流し写真用がある。(1) 瞬間写真: 現像に同期させて短い露光時間で1枚だけ写真を撮影するカメラ。機械式シャッターによるもの(〜10⁻⁴s)、シャッターを開放のまま被写体を閃光電球や空気中のスパークによって照明するもの(10⁻³〜10⁻⁶s)、電気光学的シャッターを用いるもの、すなわち直交偏光板の間に電気光学効果(カー効果またはポッケルス効果)をもつ物質を入れ、これに電気バルスを加し、その継続時間だけ光を通過させる方式(10⁻⁷〜10⁻¹⁰s)などがある。強い光によって偏光状態を変える光カー効果によれば 10⁻¹²s のシャッターをつくることができる、たとえばパルスレーザの飛行状態を明るい光の塊としてとらえることがでる。イメージ管による走査電子ビームを制御する方式(10⁻⁷〜10⁻⁹s)では、電氣的に時間を隔てて数枚の写真を同一スクリーンに記録再生することができる。(2) 高速度映画: 映

画像撮影機の機構により、シャッターに同期してフィルムを間欠的に給送する方式(1秒当り $10^2 \sim 10^3$ こま)、フィルムを連続的に給送し、プリズムや反射鏡を回転してフィルム上に静止画像を記録する方式(1秒当り $10^3 \sim 10^4$ こま)などがある。さらに高速ではフィルムは静止したままで回転鏡による移動画像を許容入射角の極めて狭い光学系でフィルム上に記録する方式(1秒当り $10^5 \sim 10^6$ こま)や映像を分割して記録する方式(1秒当り $10^5 \sim 10^8$ こま)がとられる。(3) 流し写真: 通常二次元的に使われている写真記録のうち、一次元を時間スケール用に使い、ほかの一次元のみを情報記録に用いる。すなわち $x-t$ の情報であって、たとえばプラズマ柱の径の時間的変化を追うといった純科学的な目的に使用される。機械的な流し写真用カメラもあるが、イメージ管を用いたストロークカメラの発達が最近では著しい。

高速度真空計 [英 high speed gauge, 仏 manomètre à vitesse élevée, 露 быстродействующий вакуумметр] = スドゲージ

光速測定 [英 measurement of light velocity, 独 Messung der Lichtgeschwindigkeit, 仏 mesure de vitesse de lumière, 露 измерение скорости света] 光の速度を有限と考えて、初めてその測定を試みたのは Galileo である。1638 年に出版された「新科学対話」によると、約 1 マイル離れて 2 人の人に覆いをつけた明りをもたせ、相手の光を見た瞬間に自分の光の覆いを除くことで 2 人の間を光が往復するのに要する時間を測定して光速を求めようとしたが、成功しなかった。光の速度の測定に最初に成功したのは、O. C. Romer (1675 年) である。Romer は図 1 に

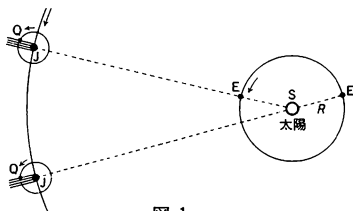


図 1

示すように、木星の衛星 Q の食を観測すると、地球 E と木星 J の公転軌道の位置によって食の時刻が遅れ、その最大値は地球の公転軌道の直径 $2R$ に相当する距離を光が進むのに要する時間に等しいとして光の速度を求めた。これをレーマーの方法という。17～18 世紀を通じて天文学的方法是 J. Bradley らによっても試みられ、光の速度 c の値が 3 けたの精度で求められた。

1849 年 A. H. L. Fizeau はじめて地球上で光の速度の測定に成功した。図 2 において点光源 Q から出た光はガラス板 P で反射され、回転歯車 W の縁 A に像を結ぶ。

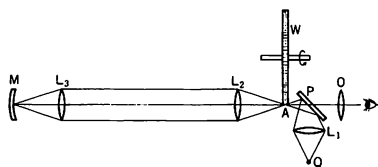


図 2

この像からの光はレンズ L_2, L_3 を通り球面鏡 M の位置に結像し、そこで反射して再び A の位置に像を結ぶ。これ

を P およびレンズ O を通して観測する。歯車の歯の間を通過して AM 間を往復する間に歯車が回転して次の歯がくれば光が認められない。AM 間の距離 $D = 8.6 \times 10^3$ m、歯車の数 $n = 720$ として最初に暗くなる時の歯車の回転数 $N[s^{-1}]$ を求め $c[m \cdot s^{-1}] = 4nND$ から光の速度 c を求めた。これをフィゾーの方法という。

1850 年 J. B. L. Foucault は実験室内で光の速度を測定する方法を考案した。図 3 において、点光源 Q から出た

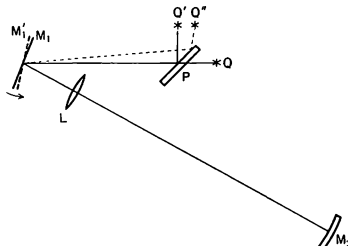


図 3

光はガラス板 P を透過し、平面鏡 M_1 で反射され、レンズ L で球面鏡 M_2 の上に像をつくる。 M_2 で反射した光はもとの道をたどり Q' に第二の像をつくる。 M_1 が回転している場合は、光が M_1, M_2 の間を往復する間に M_1 が M_1' の位置にくるので第二の像はずれて Q'' にできる。Q'Q'' の間隔 d を顕微鏡で測定する。QM₁ 間の距離 $D = 1$ m、 M_1, M_2 間の距離 $l = 4$ m、反射鏡 M_1 の回転数 $N = 1000$ s⁻¹ とし、 d の測定から $c[m \cdot s^{-1}] = 8\pi NlD/d$ で光の速度 c を求めた。これをフーコーの方法という。1940 年ごろまで、上で述べた回転歯車、回転鏡、さらに回転プリズム、近年ではカーセルを用いる実験で c の値は 4～6 けたの精度で求められた。

第二次大戦を契機としてエレクトロニクスやマイクロ波技術の発展に伴って、マイクロ波空洞共振器、レーダー、光波測距儀、マイクロ波(ミリ波)干渉計などを用いて光の速度測定が行われた。これらの中で最も精度の高い結果を得たのは K. D. Froome (1958 年) の実験である。Froome は周波数 $\nu = 72.006$ GHz のミリ波を用い、 ν は水晶振動子の標準周波数と比較し、また波長 λ はミリ波干渉計によって測定し、 $c = \lambda\nu$ の関係から光の速度 c を 3×10^{-7} の精度でもとめた。1960 年代の終わりからは、レーザーを用いて光の速度の測定が行われるようになった。高精度で光の速度をもとめる基本原理は、分子の飽和吸収で安定化したレーザーの波長と周波数をそれぞれ ^{86}Kr の波長標準 $\lambda = 1/1650763.73$ m と ^{133}Cs の周波数標準 $\nu = 9192630770$ Hz に準拠して測定し、この積として光の速度を求めるものである。前者については、ファブリー-ペロー干渉計などを用いる比較測定がおこなわれ、メタン吸収線で安定化した波長 $3.39 \mu\text{m}$ の He-Ne レーザーについて

$$\lambda_{\text{CH}_4} = 3.39223140 \mu\text{m}$$

の値が 1973 年の第五回メートルの定義のための諮問委員会(CCDM)で採用された。一方後者については、レーザーの周波数が Cs の周波数とかけ離れていて直接比較ができないので、1972 年 K. M. Evenson はその間に周波数順に波長 $10.2 \mu\text{m}$ および $9.3 \mu\text{m}$ の CO_2 レーザー(周波数 29.4 THz, 32.1 THz), $28 \mu\text{m}$ の H_2O レーザー(10.7 THz), $337 \mu\text{m}$ の HCN レーザー(890.7 GHz)と 2 台のクライストロン発振器(74.2 GHz, 10.6 GHz)を配列し、周波数混合

を次々に行ってビート周波数の測定から周波数の架橋を完成し

$$\nu_{\text{CH}_4} = 88376.181627 \pm 50 \text{ kHz}$$

の値を得た。1973年のCCDMでは上の λ_{CH_4} 、 ν_{CH_4} から求められる真空中の光の速度として次の値を採用した。

$$c = 299792458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

この値の精度は $\pm 4 \times 10^{-9}$ で、 ^{86}Kr のスペクトル線の形の非対称性などによる波長標準の誤差に起因するが、上の値は1983年以後定義値として用いられている。

光の速度は最も重要な基礎定数のひとつで、その不変性についても検討が加えられている。すなわち c の年代による変化は $3 \times 10^{-14} \text{ y}^{-1}$ 以下、地球の軌道運動や伝搬方向による影響は $\pm 2.5 \times 10^{-15} \text{ y}^{-1}$ 以下、波長による c の値の変化は可視光では 10^{-24} y^{-1} 程度以下、軟X線より長波長の光に対しては 10^{-20} y^{-1} 以下と推定されている。

高速フーリエ変換 [英 fast Fourier transformation, 独 schnelle Fouriertransformation, 露 быстрое преобразование фурье] \Rightarrow フーリエ変換

高速炉 [英 fast reactor, 独 schneller Reaktor, 仏 réacteur rapide, 露 быстрый реактор] 原子炉内で高速中性子が核分裂連鎖反応の主役を演ずるもの。高速中性子炉ともいう。炉心材料のほとんどが核分裂性物質でできているような小型炉心の場合、炉心中性子スペクトルは核分裂中性子スペクトル(平均中性子エネルギーは約2MeV)と大差のないものとなる。しかし、動力用実験炉級以上の大型の炉になると、燃料としては酸化物や炭化物が用いられ、構造体の鉄や冷却材(液体金属あるいはガス)も用いられるので炉内中性子スペクトルは相当に軟化する。日本の液体金属冷却高速実験炉の例では、炉心組成は体積比で、(燃料):(冷却材):(構造材)=40:40:20程度であり、炉内中性子の平均エネルギーは約300keVとなっている。

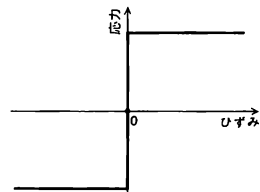
高速炉の開発に大きな努力が払われている最大の理由は、高速炉が増殖炉としての高い可能性をもっているからである。この増殖により、消費する以上の核分裂性物質を生産して燃料利用効率を高くすることが可能となる。このような高速炉を高速増殖炉という。

高速炉の燃料は、炉を臨界にするためにかなり高い濃縮度のUかPuを用いる必要がある。かつ、高エネルギー領域でのこれら核分裂性物質の分裂断面積が小さいために燃料密度を高くしなければならない。これはまた、炉心燃料の比出力(単位重量当りの出力)を高める。この高い燃熱を除去するためには能率のよい熱輸送材料が必要であり、通常液体金属が用いられる。そのようなものとしてNaもしくはNa-K合金がある。このような冷却材を用いる高速炉を液体金属冷却高速(増殖)炉という。一方、Naは、Na-水反応、Na-空気反応に見られるような化学的活性をもち、放射化され、かつ単相でないというように原子炉材料としては好ましくない性質も有している。これに対してHeや炭酸ガスなどはこのような性質をもたないうえに、密度が小さいため中性子に対する減速効果が液体ナトリウムに比べて小さく、したがって、よりかたい炉内中性子スペクトルが得られるために増殖比を高くすることが可能である。このような理由でこれらを冷却材として用いるガス冷却高速(増殖)炉が真剣に考えられるようになった。この型の炉では、炉心組成が体積比で(燃料):(冷却材):(構造材)=30:60:10というように炉心の60%はガス空間である。これは高速中性子の炉心からの漏洩を容易にするた

めに、炉心上下部に位置する軸ブランケット内での転換比を高めることに役だつ。ガスがこれまで冷却材として高速炉で用いられなかった理由は伝熱特性が悪いためであったが、最近、ガスの圧力を90~120atmにし、燃料被覆管表面を粗面にすることで伝熱特性を実用可能なレベルまで上げられると考えられるようになっている。その背景には、高圧に耐えるプレストレストコンクリート圧力容器技術の進歩がある。

高速炉では熱中性子炉に比べて即発中性子寿命が短く、また、プルトニウム燃料を用いるために遅発中性子割合が小さいという特徴があり、前者は即発臨界以上で、後者は以下で、炉の過渡応答が敏感になるという性質をもたらす。また、高速炉の炉心には、最小臨界量よりはるかに多い燃料が装荷されるので、余剰反応度が高いという性質もある。これらの性質は、原子炉炉心を設計するうえで安全上の配慮を非常に重要なものにしていく(⇒原子炉)。

剛塑性体 [英 rigid-plastic body, 独 starr-plastischer Körper, 仏 corps rigide-plastique, 露 жёстко-пластическое тело] 構造物の力学的挙動を解析する場合、普通材料を完全弾塑性体として扱う。しかし軟鋼のような金属材料の極限強度を考える場合、その弾性ひずみは塑性ひずみに比べて無視することができる。つまり、材料の弾性係数 E または G を無限大と仮定したことになるが、このように理想化された材料を剛塑性体という。剛塑性体の応力-ひずみ関係は一般に図のようになる。



酵素のサブユニット [英 enzyme subunit, 独 Enzymuntereinheit, 仏 sous-ensemble d'enzyme, 露 субъединица энзима] 分子量が約5万を超える酵素の場合は、単一のポリペプチド鎖ではなく、いくつかのポリペプチド鎖の複合体である場合が多い。この単位ポリペプチド鎖のことをサブユニットという。サブユニットは互いに非共有結合で結ばれており、適当な条件にすると可逆的に解離、会合する。たとえば分子量30万のアスパラギン酸トランスカルバミラーゼ(ATCase)は酵素活性をもつが活性化剤や阻害剤を結合しない2個の触媒サブユニット(分子量約10万、これはさらに3個のサブユニット(分子量3.3万)から成る)と、活性化剤や阻害剤を結合するが酵素活性をもたない3個の調節サブユニット(分子量3.4万、これはさらに2個のサブユニット(分子量1.7万)から成る)から構成されている。酵素内では、触媒サブユニットは調節サブユニットを介して活性化剤や阻害剤の影響を受ける(⇒アロステリック調節)。このように、サブユニットはそれぞれ単独で固有の機能をもつが、酵素に組み込まれることで新たな機能を発現することが多い。すなわち、サブユニットをもつことで、1つの酵素が多様な機能を発揮しうる。また、分子量の大きい酵素が正確かつ効率よく生合成(⇒タンパク質)されるために、小さなサブユニットから構成されていることは有利である。

剛体 [英 rigid body, 独 starrer Körper, 仏 corps

rigide, 露 жёсткое тело) 力が加えられても、まったく変形しないような理想的な物体。剛体内の任意の2点間の距離が不変である。剛体の空間的位置は、たとえば剛体中の一直線上にない3定点の位置で決り、3定点の間に3つの条件式が成り立つので剛体の自由度は6である。剛体の運動は位置座標 r_0 で表される重心の運動と、重心のまわりの回転運動とに分けられる。剛体に働く外力を F_i , その着力点を $r_i = r_0 + r'_i$ とすれば、重心の運動は $M\ddot{r}_0 = \sum_i F_i$ で決り、重心のまわりの回転運動は、重心のまわりの角運動量を L' とするとき $\dot{L}' = \sum_i r'_i \times F_i$ で決る。ただし M は剛体の全質量である。剛体のつり合いの条件は上式の左辺を0とおくことによって得られる。すなわち

$$\sum_i F_i = 0, \quad \sum_i r_i \times F_i = 0$$

前者は外力が力の閉じた多角形をつくることを意味し、後者は任意の点のまわりの外力のモーメントの和が0となることを示している。剛体が特定の軸のまわりに回転する場合は、その軸のまわりの剛体の慣性モーメントを I , 角速度を ω , また軸のまわりの外力のモーメントを N として次の運動方程式を解けばよい。

$$I\dot{\omega} = N$$

ただし時間とともに I が変化する場合には、回転軸のまわりの角運動量を L として

$$\dot{L} = N$$

を解けばよい。なお、一般の回転運動を論じるときには、オイラーの運動方程式が用いられる。

広帯域増幅器 [英 wide-band amplifier, 独 Breitbandverstärker, 仏 amplificateur à large bande, 露 широкополосный усилитель] ⇒ 増幅器

剛体球 [英 rigid sphere, 独 starre Kugel, 仏 sphère rigide, 露 жёсткий шар] 剛体でできている球という意味であるが、衝突の問題などを考えるときに最も簡単なモデルとして使われる。微視的粒子の場合には、図1のような中心力のポテンシャルを図2のように簡単化することが

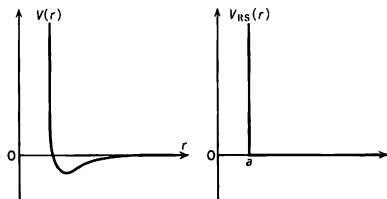


図 1

図 2

しばしば行われる。これは半径 a の完全弾性剛体球と大きな質点との間の力のポテンシャル、あるいは半径の和が a に等しい2つの完全弾性剛体球の間の力のポテンシャルとみなされる。このようなポテンシャルによる散乱は、原点のまわりに一様に起る。もっと正確にいうと、散乱の微分断面積は方向によらず一定である。

剛体球気体模型 [英 hard-sphere gas model] 力の作用半径に比べて平均粒子間隔が大きく、力の主要部が剛体球の斥力(かたい芯)で近似できる物質系を短距離の斥力の相関を優先させて取扱う多体問題の模型。フェルミ粒子系の核物質, ^3He 系やボース粒子系の ^4He 系などの問題を扱うときに用いられる。フェルミ粒子系が半径 c の剛体球ポテンシャルのみで相互作用しているとき、フェルミ波数

(エネルギー)を $k_F(\epsilon_F)$ とすると、ポテンシャルの1粒子当りのエネルギーへの寄与は、フェルミ粒子の内部自由度の数を f として k_{FC} の最低次で $\{2(f-1)/(3\pi)\}\epsilon_F k_{FC}$ となる。核物質では $f=4$, $k_{FC}=0.55\sim 0.65$ である。 k_{FC} について高次の項を取入れると、核物質の場合1粒子当りのエネルギーを、フェルミ気体の $(3/5)\epsilon_F$ から $(3/5)\epsilon_F/(1-0.8c/r_0)^2$ に増大させることで近似的に剛体球ポテンシャルの効果を取り入れることができる。 r_0 は、密度と $\rho = (4\pi r_0^3/3)^{-1}$ の関係にある。この表式は、剛体球の体積によって粒子の存在しうる空間が減少した分だけ運動エネルギーが増大すると考えたと理解できる。核物質では、 $c/r_0 = 0.36\sim 0.44$ であり、これが小さいほど有効なモデルである。実用性もあるが、多体問題の模型のひとつとして用いられることが多い。

剛体の運動 [英 motion of rigid body, 独 Bewegung des starren Körpers, 仏 mouvement de corps rigide, 露 движение жёсткого тела] ⇒ 剛体

剛体のつり合い [英 equilibrium of rigid body, 独 Gleichgewicht des starren Körpers, 仏 équilibre de corps rigide, 露 равновесие жёсткого тела] ⇒ 剛体

剛体の力学 [英 mechanics of rigid body, 独 Mechanik des starren Körpers, 仏 mécanique de corps rigide, 露 механика жёсткого тела] ⇒ 剛体

光沢 [英 gloss, 独 Glanz, 仏 brillant, 露 глянец-вительность] 物体表面の反射により、ほかの物体の像が表面に重なって見える現象。つやと同義である。物体表面の性質により、金属光沢、ガラス光沢、真珠や織物の光沢などさまざまなものがある。その反射特性を示す工業量として

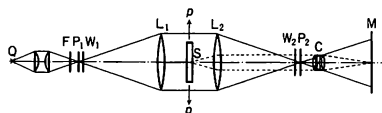
(1) 鏡面光沢度 = 正反射方向の反射光強度

(2) 対比光沢度 = $\frac{\text{正反射光強度}}{\text{拡散光強度}}$

(3) 鮮明度光沢度 = 反射像の鮮明度

などがある。

光弾性 [英 photoelasticity, 独 Photoelastizität, 仏 photoélasticité, 露 фотоупругость] ガラスやプラスチックなどの透明な弾性体に外力を加えたとき応力が生じ、一時的に光学的異方性をもち複屈折を起す現象。1816年 D. Brewster によって発見された。試料内の応力分布の測定には普通図の配置を用いる。光源 Q から出た光はフィル



ター F によって単色光になった後、円偏光子(偏光子 P_1 と主軸が偏光子の透過軸と 45° をなす $1/4$ 波長板 W_1 を重ねたもの)を通りレンズ L_1 で平行光になって試料 S を照明する。試料を透過した光はレンズ L_2 によって集光され円検光子($1/4$ 波長板 W_2 と検光子 P_2 とからなり、円偏光子を光軸のまわりに 90° 回転するとともに $1/4$ 波長板と偏光子の順序を入れかえたもの)を通過する。写真レンズ C によって試料面に焦点を合わせると、スクリーン M 上の強度分布が $\sin^2(\delta/2)$ に比例して変化する。ここで δ は試料の複屈折によって生ずる位相差を表し $\delta = (2\pi/\lambda)Ct(\sigma_1 - \sigma_2)$ (λ は用いる光の波長, C は光弾性定数とよばれる試料に固有の定数, t は試料の厚さ, σ_1, σ_2 は試料に外力

p を加えたことにより試料面内に生ずる互いに垂直な方向の主応力である。 $\delta = 2m\pi$ (m は整数)の所は暗線となり、強度分布の測定から主応力差の分布が求められる。白色光を用いた場合は、 δ が波長によって異なるので色のついた縞があらわれる。これは等色線とよばれる。図の配置で1/4波長板 W_1, W_2 を取除いた場合は、強度分布が $\sin^2(2\phi)\sin^2(\delta/2)$ に比例するようになる。ここで ϕ は偏光子の透過軸と主応力の方向とのなす角である。 $\phi = n\pi/2$ (n は整数)の位置が暗線となるのでこれから主応力の方向も求められる。この縞は等傾線とよばれる。光弾性実験には透明体を必要とするので、普通は被検物体と同じ形の光弾性定数の大きな材料でつくられた模型が用いられる。

高弾性 [英 high elasticity, 独 Hochelastizität, 仏 élasticité extrême, 露 высокоэластичность] \Rightarrow ゴム弾性

光弾性効果 [英 photoelastic effect, 独 photoelastischer Effekt, 仏 effet photoélastique, 露 поляризационно-оптический эффект] 光学的に等方な弾性体に機械的な力を加えた時、ひずみや応力により光学的ひずみ、すなわち光学的に異方性を生じ複屈折などを起す現象。1816年 D. Brewster によって見出された。平面応力下に照射された厚さ d の透明な板に垂直に波長 λ の単色光が入射すると、板面内にある主応力方向と光の電気的主軸が一致するので、光はそれらの方向に振動する2つの固有偏光に分れ、異なる速度で板を通過する。板を通過した2つの偏光の光路差 Δ と主応力差 $\sigma_1 - \sigma_2$ との間には、 $\Delta = Cd(\sigma_1 - \sigma_2)$ の関係がある。 C は光弾性定数またはブルースターの定数とよばれる。この光路差 Δ に対応する位相差を測定すれば、主応力の差、すなわち主応力方向に45°傾いた面での接線応力を求めることができる。したがって、応力のかかった透明なガラス板やプラスチックの板を直交する偏光子の間に置けば、2つの偏光の干渉による干渉縞が現れる。これらの干渉縞は接線応力の等高線を表すもので、その大きさは干渉の次数 $N = Cd(\sigma_1 - \sigma_2)/\lambda$ から求められる。主応力の方向は主応力の方向が偏光子の透過軸と平行ないし直交している部分を表す等傾線とよばれる暗線から求められる。この効果を利用して、光弾性効果をもつ透明板で構造体モデルをつくり、応力分布の予測や解析がなされている。光弾性効果が顕著で、しかも扱いやすいエポキシ樹脂の板がこの目的によく用いられる。

項値 [英 term value, 独 Termwerte, 仏 valeur de terme, 露 значение термина] 原子、分子のエネルギー準位のエネルギー E を波数単位 (cm^{-1}) で表した項 T の数値を項値という。原子では、本来、その原子が電離してできるイオン原子の基底状態のエネルギー $E = 0$ としてきたので、これより低いエネルギーをもつ定常状態は負のエネルギーをもつ。通常よく知られている多数の項は $E < 0$ の領域に存在するので、これらの項値が正の値となるよう、 $T = -E/hc$ (h はプランク定数、 c は真空中の光速) の数値で項値は定義された。したがってイオン原子の励起状態へ収束する中性原子の項系列 (\Rightarrow 異常系列) のなかで $E > 0$ の領域に存在する項の項値は負となり、これらの項は負項とよばれる。しかし最近のエネルギー準位表(たとえば C. E. Moore: Atomic Energy Levels (NSRDS-NBS-35, Vols. I ~ III (1971)))では原子自身の基底状態のエネルギー値 $E = 0$ としており、すべての項のエネルギー値は正となる。分子の場合も基底状態の断熱ポテンシャルエネルギーの極小値を $E = 0$ としている。このように基底項の

エネルギーを $E = 0$ とすれば、すべての項は $T = E/hc$ で表され、項値はそのままその項のエネルギー値に対応することになる。図

高中性子束ビーム炉 [英 high flux neutron beam reactor, 独 Neutronen Hochfluß-Reaktor, 仏 réacteur à haut flux, 露 реактор с большой плотностью нейтронного потока] \Rightarrow 研究用原子炉

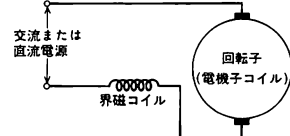
硬超伝導体 [英 hard superconductor, 独 harter Supraleiter, 仏 supraconducteur dur, 露 жёсткий сверхпроводник] = 非理想第二種超伝導体

高調度 [英 harmonic order, 仏 ordre harmonique, 露 порядок гармоник] \Rightarrow 高周波加速

高調波 [英 harmonics, 独 harmonische Oberwellen, 仏 harmonique, 露 гармоника] 基本振動数の n 倍 (n は2以上の整数)の振動数をもつ波のことで、(n)倍振動、音の場合は(n)倍音という。一定の周期(基本周期)で繰返されるが正弦波でない波は基本波と高調波に分解できる (\Rightarrow フーリエ分解)。基本振動数 f に対し振動数 nf の波を n 次高調波という。非線形の振動子が外力により強制振動をするときは外力の振動数の高調波が生じる。たとえば非線形強制振動の方程式、 $\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + ax + bx^3 = f_0 \cos(\omega t + \delta)$ (デュフィングの方程式)の解は b が小さいとき近似的に $x = A \cos \omega t + B \cos 3\omega t$ で表される。一般に非線形の装置では入力が正弦波であっても、出力は高調波を含む。

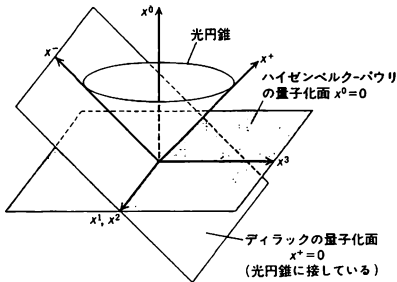
抗張力 [英 tensile strength, 独 Zugfestigkeit, 仏 résistance à la traction, 露 предел прочности на разрыв] = 引張強さ

交直両用モーター [英 universal control motor, 仏 moteur à contrôle universel, 露 электродвигатель с универсальным регулятором] 単相整流子モーターの一種で、直流直巻モーターとほとんど同じ構造である。図のように



電機子コイルと整流子から成る回転子と界磁コイルをもつ固定子から構成されている。直流電源を印加した場合、固定子の界磁コイルによる主磁束と、回転子の電機子コイルに流れる電流との間にトルクが発生し回転する。単相交流電源を印加した場合、同様に回転トルクが発生し回転するが、交流機であるから、主磁束が交番するのと同時に電流も交番し、発生トルクの方は常に一定となる。このトルクは電流の変化に伴って脈動するが、商用周波数の電源では、回転子の慣性のため軸端には大きな脈動トルクの影響は現れずに回転する。このモーターは750 W 程度以下の小容量機で、商用交流電源(50/60 Hz, 100/200 V)または直流電源で運転できる。一般に、家電用、工具用として広く普及している。

光的量子化 [英 light-like quantization, 露 светово-подобное квантование] 相対論的な場の理論では、通常、時刻 $t = x^0 = 0$ という三次元(超)平面上の値を初期値としてとる。このとき、時間発展はハミルトニアン P^0 によって決定される。また、四元運動量 P^μ 、ブースト角運動量 $M^{\mu\nu}$ のうち、 P^i ($i = 1, 2, 3$) と M^{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) の6個の量は系の細かな力学的性質に依存せず単純な形を



もつ。この平面上の場の量に対して同時刻($t=0$)の交換関係式を与えることで量子論への移行を実行するのがハイゼンベルク-パウリの方法である。これに対して、初期値を指定する平面として、 $x^+=0$ (光的面, null or light-like plane) をとり (ローレンツ・インデックスは $x^\pm = (x^0 \pm x^3)/\sqrt{2}$ として、 $(0, 1, 2, 3)$ から $(-, 1, 2, +)$ に組替える)、「時間(x^+)」発展を P^- で決定するのが P. Dirac の提案した方法である。このとき、 $P^1, P^2, P^3; M^{+1}, M^{+2}, M^{+3}$ の 7 個の量が相互作用と無関係な形をとる。この $x^+=0$ の平面上で量子化を行うのが光的量子化である (場の正準量子化に際して拘束条件が出現するのでディラック括弧の方法を用いる)。この方法のひとつの特徴は、場の演算子 $\phi(x^1, x^2, x^-; x^+=0)$ のフーリエ変換 $\tilde{\phi}(p^1, p^2, p^3; x^+=0)$ の中で、粒子と反粒子の分離が p^+ の符号によって実現できることである。

公転 [英 revolution, 独 Revolution, 仏 révolution, 露 обращение] 惑星や衛星などがそれぞれその中心天体である太陽や惑星のまわりを回る運動のこと。2 つの天体のみの場合の公転運動はケプラー運動(⇒ケプラーの法則)となり、その軌道の形は 2 つの天体の共通重心を焦点とする二次曲線である。地球の公転軌道(地球から見れば太陽の軌道)を黄道、月の公転軌道を白道という。

光電陰極 [英 仏 photocathode, 独 Photokathode, 露 фотокатод] 光電管、光電子増倍管などで、光電子放出を利用した電子管の、陰極上に形成されている光電子放出面のこと。光電面ともいう。素材としては、AgO の面上に Cs の薄層をつくった複合材や、Sb と Cs の合金層、Sb, K, Na, Cs の複合材などがある。光電陰極としては、検出する光の波長領域で、量子効率(放出電子数と入射光子数との比)が高く、暗電流の少ない材料が選ばれる。量子効率は 1~20% 程度である。

光電管 [英 photoelectric tube, 独 photoelektrische Zelle, 仏 tube photoélectrique, 露 фотоэлемент] 光電効果による光電子放出を利用した一種の二極電子管で、光の強度の測定、検出などに用いられる。真空光電管とガス入り光電管とがある。光電陰極に光が照射されると光電子が放出し、これがアノードに集められて管外に光電流が取出される。カソードには、アルカリ金属(Li, Na, K, Rb, Cs など)と Ag あるいは Cs からなる複合光電面が主として用いられる。ガス入り光電管は、管内に不活性ガス(たとえば Ar)が封入されていて、そのイオン化電位以上のプレート電圧で使用する。電離電流が加わるために、真空光電管に比べ、数~数十倍に感度が増す。現在ではあまり使用されおらず、固体の光検出器に置換えられている。真空光電管は、ガス入り光電管に比べて感度は低いが、高安定性、速応答性、高出力インピーダンス、長寿命、良好な直

線性(出力電圧対入射光束)などをもっているため、照度計、輝度計、特殊分析機器に使用される。

光電吸収 [英 photoelectric absorption, 独 photoelektrische Absorption, 仏 absorption photoélectrique, 露 фотоэлектрическое поглощение] 光電効果によって X 線が吸収されること(⇒光電効果)。

光電限界波長 [英 photoelectric threshold wavelength, 独 photoelektrische Schwellenwellenlänge, 仏 longueur d'onde au seuil photoélectrique, 露 пороговая длина волны фотоэффектов] ⇒ 光電効果

光電高温計 [英 photoelectric pyrometer, 独 photoelektrisches Pyrometer, 仏 pyromètre photoélectrique] ⇒ 光高温計

光電効果 [英 photoelectric effect, 独 lichtelektrischer Effekt, 仏 effet photoélectrique, 露 фотоэлектрический эффект] 物質が光を吸収して自由電子を生ずる現象、またはそれによって起る効果の総称で、外部光電効果と内部光電効果がある。単に光電効果というときには、光を吸収した固体表面から電子が放出される外部光電効果をさす。飛出す電子を光電子といい、この過程を光電子放出ともいう。原子から光電子が放出され、その結果イオンが生ずるとき、特に光イオン化という。光電効果は、放電現象の研究から、H. R. Hertz によって発見され(1887 年)、その後、W. L. F. Hallwachs, J. P. L. J. Elster, H. F. Geitel, P. E. A. Lenard などによって研究された。その結果、光電子のエネルギーは光の強度には無関係で光の振動数が大きいほど大きいこと、光の強度を大きくすると光電子の個数が増加すること、光を固体表面にあてるとすぐに光電子が放出されること、などが示された。これらの実験結果は、光を波動として扱うと説明が極めて困難であり、光が粒子性をもつとする A. Einstein の光量子仮説によって初めて説明できる。この仮説によれば、プランク定数を h 、光の振動数を ν とすると、光の粒子(光量子)のエネルギーは $h\nu$ であり、そのエネルギーを吸収した光電子のエネルギー E_{\max} は $h\nu$ に等しいと考えられる。実際には、電子は固体内に束縛されており、その束縛から脱するために多少のエネルギーが費やされるので

$$E_{\max} = h\nu - W$$

なる関係が成り立つ。W は仕事関数とよばれ、固体表面から電子を取出すのに必要なエネルギーである。固体内部から放出される光電子は、表面に到達するまでに一部のエネルギーを失うので、そのエネルギー E_e は E_{\max} より小さくなる($E_e \leq E_{\max}$)。上式の関係は、R. A. Millikan によって実験的に確かめられ、これから h と W が求められた。こうして求めた h の値は黒体放射のスペクトルから定めた h の値とよく一致し、光量子仮説はもはや疑い得ない事実となったのである。W は金属の場合には、数 eV であるが $h\nu_0 = W$ を満たす振動数 ν_0 を光電限界振動数、 ν_0 に対応する波長 $\lambda_0 = c/\nu_0$ を光電限界波長という。金属表面からの光電子放出では、金属内自由電子のフェルミ準位付近にある電子が光を吸収して飛出すことが多いが、物質の温度 T が 0 度でないとき、電子はフェルミ準位より上の状態にも存在するので $\nu < \nu_0$ の光でも光電子が放出される。その時の光電子の数(光電流)は、近似的に

$$I = AT^2 \phi(x), \quad x = \frac{h(\nu - \nu_0)}{kT}$$

で与えられる。ここで、A は比例定数、 $\phi(x)$ は

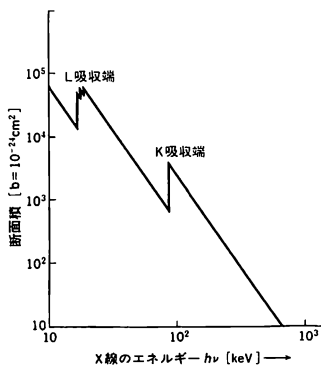
$$\phi(x) = \int_0^{\infty} \ln(1 + e^{x-y}) dy$$

$\ln(I/AT^2)$ を $x = h(\nu - \nu_0)kT$ の関数としてプロットすれば、種々の T, ν の組合せに対しての $\phi(x)$ が1つの曲線として得られる。これをファウラー・プロットといい、 W を決定するのに役立つ。光電子のエネルギー分布は、固体内部や固体表面の電子状態についての情報を与えるので、光電子分光として有力な実験手段となっている。光電子を放出する面を光電面または光陰極といい、入射した光子数（または吸収した光子数）に対する光電子数の比を量子効率または変換効率という。最近では、仕事関数の小さい物質が開発されて赤外線に感応する光電面がつくられている。また、可視光に対する量子効率も20%以上の光電面が現れている。外部光電効果は、光電管、光電子増倍管など光を電流に変換する手段として広く応用されている。

X線のように波長の短い光が原子内の軌道電子によって吸収されると、電子は光電子として放出される。これは光イオン化とよばれる光電効果で、物質中におけるX線の吸収過程として重要である。X線のエネルギーが十分に高く、K軌道の電子を放出できるような場合には、光電効果の約80%はK電子によって起る。これは、光電効果が生じるためには、光を吸収する電子が原子に束縛されていて、運動量の保存則が原子核を含めた系で成り立つことに起因している。K殻電子による原子当りの光電効果断面積は

$$\sigma = \sigma_T \cdot 4\sqrt{2} \left(\frac{1}{134} \right)^4 Z^5 \left(\frac{mc^2}{h\nu} \right)^{7/2}$$

で与えられる。ここで σ_T はトムソン散乱の断面積で666 mb, m は電子質量である。したがって σ は $h\nu$ が小さくなると急激に増大するが、 $h\nu$ がK電子の束縛エネルギーに等しいところで極大(K吸収端)になり、それより小さい $h\nu$ に対してL, M, … 電子のみが寄与することになる。L, M, … 電子に対する断面積も、 $h\nu$ が小さくなると急激に増大するので、 $h\nu$ が小さくなるにつれて、L吸収端、M吸収端などが次々と現れる(図参照)。つまり吸収端で



吸収が急激に増え、高エネルギー側に尾を引いた形になる。吸収スペクトルを詳細にみると、吸収端の高エネルギー側数eVの部分には、電子の空準位の密度分布を反映したコッセル構造とよばれる微細構造がある。さらにそこから約1000 eVの範囲には、クロネニッ構造またはEXAFS(X線吸収端微細構造)とよばれる微細構造がある。これは吸収端を生じさせる原子の内殻から励起された

光電子の球面波が周囲の原子によって散乱され、もとの原子に戻ってきた波と干渉しあい、吸収の遷移確率が増減することによる。EXAFSから吸収端にかかわる原子とその周囲の原子との距離、配位数などの情報が得られる。内部光電効果とは、絶縁体や半導体に光が吸収され、それによって伝導帯に電子、価電子帯に正孔がつくられ、その結果、電気伝導率が大きくなった、あるいは電極との接合部に起電力を生じたりする現象で、それぞれ光伝導、光起電力効果といわれている。太陽電池はpn接合に生ずる起電力を利用する典型的な応用例である。

光電子 [英 photoelectron, 独 Photoelektron, 仏 photoélectron, 露 фотоэлектрон] 光電離, または, 光電効果によって生じた自由電子をいう。気体あるいは固体に紫外線あるいはそれより波長の短い光(イオン化エネルギーより大きいエネルギーをもつ光子(⇒仕事関数))を照射すると、気体原子・分子では光電離過程によって自由電子と正イオンとを生じ、固体では外部光電効果によって自由電子が放出される。このように光によって生じた自由電子、すなわち光電子のエネルギー分布や角度分布を測定して、原子・分子あるいは固体内の電子状態に関する情報を得ることを光電子分光法という。また固体内での内部光電効果によって生じた自由電子で、電気伝導率の変化や起電力の発生などに寄与するものも広い意味での光電子とよばれる。光電離, 外部光電効果, 内部光電効果などによる光電子は、いずれも照射光の検出にも利用することができ、光電子の発生する数が光強度に比例するという性質を使って、光強度の精密測定ができる。このような光電子を利用した光強度の測定は光電測光法とよばれる。

光電子増倍管 [英 photomultiplier tube, 独 Photovervielfachungsröhre, 仏 tube photomultiplicateur, 露 фотоэлектронный умножитель] 光電効果を利用し光を光電子に変換さらにその電子数を増倍する多段電流増幅真空管のこと。光電面が光をうけると、光電効果により電子を放出する。放出された電子は、強い電場により、加速され、二次電子放出面(ダイノードとよぶ)をたたく。このときダイノードより多数の電子が放出される。さらにここで放出された電子は、次のダイノードとの間にかけられた電場により加速されて、次のダイノードにあたると、さらに多数の電子をつくる。このことを繰返して1個の光子から多数の電子が生成され、電流として観測される(図1, 2)。たとえ

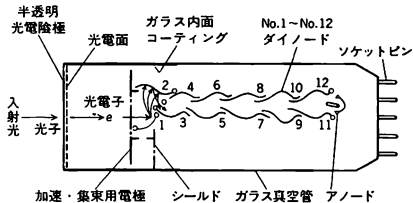


図 1

ば、1個の電子がダイノードをたたいて、平均として5個の二次電子をつくりだすものとし、これを12回繰返すものとする1個の光子が $5^{12} \approx 2.5 \times 10^8$ 個の電子流に増倍される。約 10^{-8} sの間にこの電子が移動するので、約4 mAの電流として、観測される。光電面としては、セシウムやアンチモンなどあるいはこれにアルカリ金属を入れた合金をガラス面に真空蒸着したものが使われる。光を電子に転



図 2

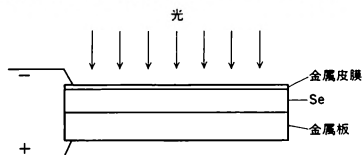
換する効率，すなわち量子効率(変換効果，光電効率ともいわれる)は20~25%程度である。広い光電面から放出される電子を小さなダイノード面に集めるために，光電面と最初のダイノードの間に電子レンズがある。ダイノードとしては，ベリリウム銅などが使われる。ダイノードの形状には，ライン型，ベネチアン・ブラインド型，ボックスアップドグリッド型，サーキュラー型などがある。光電子増倍管の時間分解能は $(1\sim 2) \times 10^{-10}$ s 程度まで到達している。また光電子増倍管では，速度の遅い電子を電流増幅に使うので，外部磁場に影響されやすく磁気シールドと併用する必要がある。

新しい形のダイノードを使った光電子増倍管にマイクロチャネルプレート型光電子増倍管がある。これは数 μm の径の細い管を束ねたような形状をもったダイノードによって電子を増幅する形のものである。優れた時間分解能と光の像を電子流の像に置きかえることができるために注目されており，すでに一部実用化されている。

光電子分光法 [英 photoelectron spectroscopy, 独 Photoelektronenspektroskopie, 仏 spectroscopie de photo-électrons, 露 спектроскопия фотоэлектронов] \Rightarrow 電子分光法

光電子放出 [英 photoemission, 独 Photoemission, 仏 photoémission, 露 фотоэмиссия] \Rightarrow 光電効果

光電池 [英 photocell, 独 Photozelle, 仏 photocellule, 露 фотоэлемент] 半導体のpn接合や金属と半導体のショットキー・バリアーでの光起電力効果を利用して，光エネルギーを電気エネルギーに変換する装置。エネルギー変換(太陽電池)，光・電気信号変換(照度計，露出計など)に用いられる。Si, Se, CdS, GaAsPなどの結晶が基材となるが，光の波長により変換効率が異なり，特に太陽光に対して効率を上げたものを太陽電池といい，アモルファスシリコンを使用したものの変換効率は5~10%である。



光伝導 [英仏 photoconduction, 独 Photoleitung, 露 фотопроводимость] 物質に光を照射すると，いろいろな電子状態を始状態として光吸収過程が生じ，その結果，物質中に新たに自由なキャリアが供給され物質の電気伝導率を高める。これを光伝導または内部光電効果という。一般に，絶縁体や半導体の電気伝導率 σ は $\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$

で与えられる。ここで， $-e$ は電子の電荷， n と p はそれぞれ，自由電子と自由正孔の濃度，また μ_n, μ_p はそれぞれ，電子と正孔の移動度である。移動度は単位電場当りのキャリアーの速度であり，物質の温度や純度によって決る量である。光を当てたことによる電気伝導率の増加分を $\Delta\sigma$ とすると $\Delta\sigma = e(\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p)$ となる。 $\Delta n, \Delta p$ は光を当てたことによる電子，正孔の密度の増加分である。絶縁体での $\Delta n, \Delta p$ は光のないときの n, p に比べてはるかに多く，また，半導体ではその逆の状態になっている。

光伝導セル [英 photoconductive cell] 光の照射によって物質の電気伝導率の変化する光伝導現象を利用した光電変換の素子をいう。バンドギャップ以上の光によって生成される電子と正孔が直接電気伝導に寄与する形のもので，束縛された電子が光エネルギーを吸収して伝導帯へ解放され，それが電気伝導に寄与する形のものである。実際には可視から赤外線領域の光電素子としていろいろな物質が利用されている。主なものとしてはPbS, PbSe, PbTe, CdS, CdSe, ZnO, ZnS, InSb, Geなどがある。

光電変換 [英 opto-electric conversion, 仏 conversion photoélectrique] 光と物質との相互作用により，物質の電気的性質や電子の状態が変化することを利用して，光のもつ情報を電気信号に変換すること。あるいは逆に物質の電気的性質や電子状態が変化すると発光することを利用して，電気信号を光信号に変換すること。光を電気に変換する素子の例としては，光の入射により抵抗が変化する光伝導デバイス，光起電力を生じるフォトダイオード，フォトトランジスター，光電池，光電子放出を利用する光電管，光電子増倍管などである。電気信号を光信号に変換する主要なものは，発光ダイオード，半導体レーザーである。

高電離イオン [英 highly-ionized ion, 独 hochgradig ionisiertes Ion, 仏 ion fortement ionisé, 露 высоко-ионизированный-ион] 原子番号 Z ，電子数 $N(<Z)$ のイオンは，中性の原子から $Q(=Z-N)$ 個の電子が電離したものである。イオンのなかで， Q の大きな(普通は2以上)イオンを高電離イオン(多価イオン)という。分子，錯体，または溶液中では原子は高電離イオン状態となっていることがある。多くの電子をはぎ取るには大きなエネルギーを必要とするので高電離イオンは単独にはあまり存在しないが，太陽コロナなどの宇宙空間プラズマや核融合プラズマ中などの高温の場所では熱エネルギーが大きいので高電離イオンが単独に存在している。たとえば太陽コロナの中(百万Kくらい)では，ほとんどの電子をはぎ取られた裸に近いFeやCaのイオンの存在がスペクトル線の観測により確認されている。核融合炉中では不純物が高電離イオンになって光を出し放射損失をもたすため，その見限りなどに高電離イオンがつくられる衝突断面積や再結合定数が必要となり，近年この分野の研究は大いに盛んになった。高電離イオン中では，電子は大きなクーロン引力により強く結合され，空間的広がりの小さな軌道を速く運動している。電子数が同じで核の電荷の異なる系列を考えると， Z が大きくなるほど電子間の相互作用は核からの相互作用に比べて相対的に小さくなるのに対し，スピン・軌道相互作用などの相対論的効果が大きくなるなどの特徴があり，中性原子とかなり異なる性質を示す。たとえば，中性原子ではほとんど無視できる光学的禁制遷移が光学的許容遷移と同程度の大きさになる状況も起りうる。衝突問題では，内部状態のエネルギー準位の間隔が Z とともに増大

するため励起のしきい値が大きくなることや、共鳴散乱の影響が顕著になるなどの特徴がある。

光電流 [英 photo-current, 独 Photostrom, 仏 photocourant, 露 фототок] 半導体や絶縁体にそのバンドギャップエネルギー以上のエネルギーの光を照射すると、光子1個当たり1対の電子と正孔が生成され、この物質中に電流が流れる。この電流を光電流という。いま簡単のために電気伝導として主に電子のみが寄与するとする。一様な光を照射し続けたとき1秒間当り P の生成効率で伝導電子が生成されるとし、伝導電子の寿命を τ とすると、光励起される伝導電子の数 n は $P \cdot \tau$ となる。一方、電極間を電子が移動するのに要する時間 T は電極間距離を L とし、電子のドリフト速度を v_d とすると、 $T = L/v_d$ で与えられる。また電極間にかかる電圧 V 、極間での電場の大きさを E 、電子の移動度を μ とすれば、 $v_d = E \cdot \mu = V\mu/L$ となり、電子の光電流は、 $eP\mu\tau V/L^2$ で与えられる。ここで e は電子の電荷である。

光度

[1] [英 luminous intensity, 独 Lichtstärke, 仏 intensité lumineuse, 露 сила света] 光源からある方向へ放射される光束 Φ_v のその方向のまわりの立体角密度。すなわち、 Ω を立体角として、光度 I は

$$I = d\Phi_v/d\Omega$$

で定義される。かつて光度はろうそく何本分という表現でとえられたように、ある方向に関する光源の明るさを表す物理量である。光度の単位はカンデラ(cd)で、「1カンデラとは、周波数 540×10^{12} Hzの単色光源がある方向へ放射するエネルギー放射強度が1ステラジアン当り $1/683$ Wであるときの光強度とする」と定義されている。この定義は結果的に最大視感度 K_m を $683 \text{ lm} \cdot \text{W}^{-1}$ と約束していることとなる。測光単位の体系は光度の単位カンデラを基本単位として構成されており、たとえば方向によらず光度1カンデラの光源があれば、この光源の全放射光束は $4\pi \text{ lm}$ となる(⇒測光、光束)。

[2] [英 luminosity, 独 Leuchtkraft, 仏 luminosité, 露 светимость] 星の絶対的な明るさのことで、星がその表面より単位時間に放出する放射エネルギーのことである。星の光度は太陽の光度($3.826 \times 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$)を単位として表される。たとえば、最も明るい超巨星の光度は太陽光度の $10^5 \sim 10^6$ 倍にもなり、白色矮星の光度は暗く $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 倍である。太陽光度を単位とした星の光度は理論分野で主に使用される。観測分野では、光度に対応する絶対放射等級(⇒絶対等級)が用いられる。星以外の天体の光度も太陽光度を単位として表される。

硬度 = かたさ

黄道 [英 ecliptic, 独 Ekliptik, 仏 éclipse, 露 эклиптикa] 地球、月系重心の公転軌道面(黄道面)が天球と交わってつくる大円。古代中国の星座図では太陽が天球上を移動する道を黄色の線で示したことに由来する。黄道と天球の赤道は天球上の2点で交わり、その交角は約 23.5° である。2つの交点のうち、太陽が天球の南半球から北半球に進むとき通過する交点を春分点、反対側の交点を秋分点という。太陽は春分点を3月21日ごろ通過する。地球の軌道面は惑星の摂動によって変化するから、黄道は慣性空間に対して不動ではない。黄道と赤道の交角(黄道傾斜角)は章動によって変化する。太陽系内天体の軌道面と黄道との傾きはすべてそれほど大きくないので、太陽系

天体の位置と運動を記述するときは、黄道を基準にとった黄道座標系が使われる。その経緯度に相当するものを黄経、黄緯という。

黄道光 [英 zodiacal light, 独 Zodiakallicht, 仏 lumière zodiacale, 露 зодиакальный свет] 太陽系空間には宇宙塵とよばれる塵のように微小な粒子が無数に存在し、太陽光を散乱している。地球上からはこの散乱光を視線に沿って見通したものが観測され、この光を黄道光という。眼視的には、天球の黄道付近に帯状の淡い光として見えるのでこの名がある。これは宇宙塵の密度が黄道面に沿って大きいと考えられている。日本でも空の澄んだところなら、1~3月の日没後の西の空に、あるいは10~11月の夜明け前の東の空に、比較的容易に黄道光を見ることができ。ある程度の偏光が認められること、また分光観測によると太陽のフ라운ホーファー線が見られることから、黄道光は太陽の散乱光であることがわかる。皆既日食のときに観測されるFコロナは太陽に近い場所での黄道光に相当するものである。

高透磁率材料 [英 high permeability material] = 軟磁性材料

光度計 [英 photometer, 独 Photometer, 仏 photomètre, 露 фотометр] 2つの光源の光度を定量比較する装置で測光器の一種。標準光源と試験光源を交互に同じ位置に置き、比スペクトル感度を標準比視感度に合わせた $V(\lambda)$ 受光器の出力比から試験光源の光度を求める物理測光方式と、光学台の左右に標準光源と試験光源とを置き、それぞれの光源による照明の明るさの合致を判定できる測光頭部を置き、光源または測光頭部の位置を調節して明るさを等しく調節して光度比を求める視感測光方式とがある。物理測光の技術が進んだ結果、視感測光型は心理物理量としての光度を測定する目的だけでなく以前ほどの意味はないが、視感度の測定装置としての価値は損なわれていない。特に長年にわたり高精度化のくふうが加えられてきた測光頭部は参考になる。図に代表的な2つの例を示す。

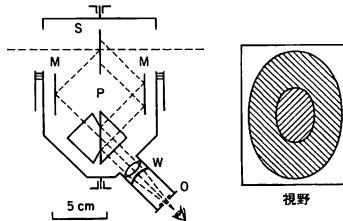


図1

図1は左右から照明された白色均等拡散面を視野に併置して輝度合せを行うルンマー-プロデュース型測光頭部である。Sが白色均等拡散面で、左右から光度標準光源と試験光源とで照明される。反射鏡Mとルンマー-プロデュースプリズムPにより、左側の面の輝きを中心の楕円に、右側の面の輝きを外周に併置して輝度合せをする。輝度合せの精度は分割線の鋭さによるが、図のような単純な併置視野では2%程度である。反射板の左右の面の反射率の差を含む左右の光学系の不平衡を補償するために、頭部全体は左右反転できるようにになっている。

図2は交互式測光頭部の模式図である。Wは白色均衡拡散塗装した交照セクターで、これを回転し、右から照らされたWの面と、左からプリズムPを通して照らされた

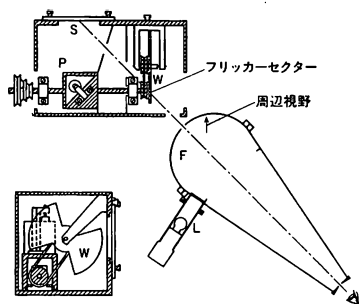


図 2

面 S とを交互に見る。回転数を調節して明るさのちらつきは感じられるが色のちらつきは感じられない状態にして輝度合せをする。異色の輝度合せが迅速に行える。L は周辺視野 F を照明する電球である(⇒視感測光)。

光年 [英 light-year, 独 Lichtjahr, 仏 année de lumière] 光が真空中を 1 年間に進む距離のことで、天文学で現れる大きな距離を表す単位として用いられている。1 光年は約 0.946×10^{10} cm である。この単位の定義に用いられる 1 年間という時間の長さは厳密ではなく、したがって光年という単位は大ざっぱな距離の目安を与えるものと考えなければならない。国際単位系 (SI 単位) と関係づけられる天文学的距離の単位は、天文単位とパーセクである。近年人工天体の精密観測が進むにつれて、天文学的な単位系と国際単位系が直接関係づけられるようになってきて、光が真空中を 1 秒間に進む距離を意味する、光秒という単位が使われることもある。

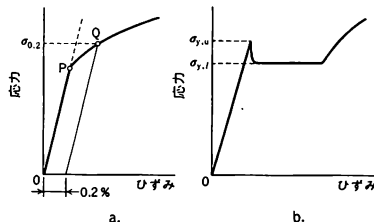
勾配 [英 gradient, 独 Gradient, 露 градиент] 空間の各点 r でスカラー関数 $f(r)$ (スカラー場) が定義されているとする。自身の弧長 s をパラメーターとして表された空間曲線 $r=r(s)$ に沿った関数 f の r における微係数 $(d/ds)f(r(s))$ を $(d/ds)f(r(s)) = (dr/ds) \cdot \text{grad} f$ と表すとき、 $\text{grad} f$ を r における $f(r)$ の勾配という。また、記号 ∇ (ナブラ) を用いて ∇f と書く。直角座標系 (x, y, z) においては、 $\text{grad} f = (\partial f / \partial x, \partial f / \partial y, \partial f / \partial z)$ である。また、一般に、線素 ds が $ds^2 = \sum_i h_i du_i^2$ と表されるような直交曲線座標 $\{u_i\}$ においては、 $\text{grad} f$ の成分は $(\text{grad} f)_i = (1/h_i) \partial f / \partial u_i$ である。スカラー場 f の勾配として与えられるベクトル場 $A = \text{grad} f$ は渦なしの条件: いたるところで $\text{rot} A = 0$ を満たす。逆にベクトル場 A が渦なしの条件を満たすれば A はスカラー場の勾配として表される。たとえば、静電場 $E(r)$ は $\text{rot} E = 0$ を満たすから、電位 $\phi(r)$ の勾配として $E = -\text{grad} \phi$ と表される。これに対し、定常な電流密度 i によって生じる磁場 H は $\text{rot} H = i$ を満たすから、 H を (1 個の) スカラー場 ϕ_m (磁位) の勾配として表すことはできない。

光波測距 [英 electro-optical distance measurement] 2 点間の距離を、その間を光が往復するのに要する時間から精密に求める方法。この原理による測量器を光波測距儀という。往復時間をクロックパルスによって直接測定するよりも、高周波で強度変調した光を往復させ、これと測定機内部の参照信号との位相差を測定して距離を求める方が精度が高く、測量用にはこの方式が使われる。たとえば周波数 15 MHz (波長 20 m) と周波数 150 kHz (波長 2000 m)

で光を同時に変調し、両者とも波長の 1/1000 まで位相測定できるならば、前者では 10 m の範囲で 1 cm、後者では 1 km の範囲で 10 m 単位の測定ができる。したがって、両者の測定値から、0 ~ 1 km の範囲を 1 cm の精度でもれなく決定できることになる。光波測距儀の導入により、従来の三角測量、すなわち 1 辺とその両端からの角度によって点の位置を決める方法から、トラバース測量、すなわち 2 辺とそのなす角度から点の位置を定める方法へ測量の重点が移ってきた。レーザーを光源に用いた到達距離の長いものでは測距範囲が 60 km に及び、地殻変動の測定など地震予知に使われる気運にある。このような遠距離測定の精度は空気密度の変動によって左右される。光源に 2 つの波長を用い、それによる測定値の差から光路に沿った空気屈折率を推定して補正する方法などが試みられている。

降伏 [英 yield, 独 Fließen, 仏 écoulement, 露 текучесть] 塑性をもつ物質は低い応力レベルでは弾性変形し、内部でのすべりや流動を示さない。しかし応力がある限界値を超えると急に流動を始めた。急に変形が増大する。この現象を降伏とよぶ。応力の限界値を降伏応力または降伏強度という(⇒塑性)。塑性流動が始まる降伏応力は特に流動の降伏値ともよばれる。降伏値に対応するひずみは降伏ひずみであり、これら 2 つの値が与える応力-ひずみ曲線上の点を降伏点(塑性の項の図参照)という。結晶性高分子の応力-ひずみ曲線に見られる降伏現象は、結晶中のラメラの再配向や変形などによって生じ、粒子分散系における流動の降伏は系内に形成された粒子の高次構造が崩壊することによるといわれている。

降伏応力 [英 yield stress, 独 Fließspannung, 仏 tension à limite d'élasticité, 露 предел текучести] 固体、特に延性金属材料においては、加える荷重を次第に増加してゆくと、ある点で塑性ひずみが発生、それからはひずみが急増する降伏現象が現れるが、この点の応力を降伏応力とよぶ。通常の延性材料では、図 a に示すように P 点で



示す比例限度以上で応力-ひずみ曲線は滑らかに湾曲して降伏応力を明確に決めにくい。そこで実用的にはある点 Q から除荷するとある値の永久ひずみを生ずるような Q 点の応力を降伏応力と規定する。JIS では、この永久ひずみの値としてほとんどの材料について 0.2% をとり、これを耐力ともよんでいる。焼なまし軟鋼では、図 b に示すように顕著な応力の低下と、これに続く一定応力下でのひずみの増加が観察され、図の $\sigma_{y,0.2}$ を上降伏応力、 $\sigma_{y,0.2}$ を下降伏応力とよび、単に降伏応力というときは通常は前者をさす。単一すべり系の変動による金属結晶の降伏応力は、臨界分解ずり応力で表示する(⇒降伏)。多結晶工業材料の室温における単軸引張りの降伏応力の例を、単位を $\text{MPa} = 10^6 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ で示せば、軟鋼: 200~300、硬鋼: 300~450、黄銅: 150~300、青銅: 250~400 である。

降伏条件 [英 yield condition, 独 Fließbedingung, 仏 condition de plasticité, 露 условие текучести] ある固体材料に荷重を加えた場合に塑性ひずみが生じ始める応力状態, あるいはある履歴にしたがって塑性ひずみを受けた材料が引続く負荷に際して塑性ひずみの増加が生じ始める応力状態を規定する法則を, 降伏条件という。直交座標系 xy_2 に関する応力成分 $\sigma_x, \tau_{xy}, \dots$ を用いて書けば, 三軸応力状態での降伏条件は, 適当な関数 f を用いて

$$f(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \tau_{xy}, \tau_{yz}, \tau_{zx}) = 0$$

と表示できる。

特に等方性とみなせる材料の場合で, しかも塑性変形が静水圧あるいは等方応力 $\sigma = (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)/3$ の影響を受けない場合は, 応力から σ を差引いた偏差応力すなわち $\sigma'_x = \sigma_x - \sigma, \dots, \tau'_{xy} = \tau_{xy}, \dots$ の成分によって

$$f(\sigma'_x, \sigma'_y, \sigma'_z, \tau'_{xy}, \tau'_{yz}, \tau'_{zx}) = 0$$

の形で書けるはずであり, さらに降伏条件は座標の取りかたによらないはずである。したがって, 一般に偏差応力のテンソルの二次および三次の不偏量 J_2, J_3 のみで書けるはずである。すなわち

$$f(J_2, J_3) = C$$

ただし, C は非硬化性材料では定数, 硬化性材料ではひずみ履歴の関数である。またこれらの不偏量を主応力 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ を用いて書けば

$$\begin{aligned} J_2 &= \frac{1}{6} \{ (\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 \\ &\quad + 6(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2) \} \\ &= \frac{1}{6} \{ (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 \} \\ J_3 &= \frac{1}{3} (\sigma_1 - \sigma)(\sigma_2 - \sigma)(\sigma_3 - \sigma) \\ &= \frac{1}{3} \{ (\sigma_1 - \sigma)^3 + (\sigma_2 - \sigma)^3 + (\sigma_3 - \sigma)^3 \} \end{aligned}$$

である。上式の特別の場合として広く用いられるものに, 次の2つの降伏条件がある。

(1) トレスカの降伏条件: ずり応力 τ の1つのみが作用するときの降伏応力, すなわちせん断降伏応力を k , 最大の主応力を σ_1 , 最小の主応力を σ_3 とすると, トレスカの降伏条件は $\sigma_1 - \sigma_3 = 2k$ で与えられる。すなわち, 最大ずり応力 $\tau_{\max} = (\sigma_1 - \sigma_3)/2$ によって降伏条件が規定される。なお単軸引張りの降伏応力を Y とすると, 上式よりトレスカの条件では $Y = 2k$ の関係がある。

(2) ミーゼスの降伏条件: これは J_2 のみにより規定されるもので $J_2 = C$ であるが, この C を k あるいは Y で表せば, この降伏条件は $J_2 = k^2$ あるいは $J_2 = Y^2/3$ となる。この条件にしたがう材料では $Y = \sqrt{3}k$ の関係があることになる。金属単結晶の塑性変形が単一のすべり系の作動によって始まる場合, 外力によって生ずる応力のうちすべり面上に作用するずり応力のすべり方向の成分(これを分解ずり応力または分解せん断応力という)の値がある臨界値になったときをもって, 降伏条件が規定される(⇒シュミット則)。この臨界値を, 臨界せん断応力あるいは臨界ずり応力という。

降伏点 [英 yield point, 独 Fließgrenze, 仏 limite apparente d'élasticité, 露 предел текучести] 通常は降伏応力と同義語であるが, 降伏点によって降伏応力と降伏ひずみをもとにさす場合がある(⇒降伏)。

降伏電圧 [英 breakdown voltage] 半導体整流器で逆方向に加える電圧を増加させていくと, 逆方向電流は初

め飽和電流だけであるが, ある電圧以上で電流が急激に増加する。この電圧を降伏電圧という。

鉱物学的相律 [英 mineralogical phase rule, 独 mineralogische Phasenregel] より基本的なギブスの相律の特別な場合で, 天然の鉱物を生ずる環境での物理化学的な変数を考慮に入れたもの。一般に個の成分からなる系があつてこの系が平衡状態にあるとき, その系の中の相の数が p であるとする, 自由に変化させることのできる変数の数 F (自由度)は, $F = c + 2 - p$ で表される。地殻の中のある閉じた系では, その系の温度と圧力はその外的条件すなわちその場所の地質学的状況によって決まっている。温度, 圧力の2つの変数を固定すれば, 自由に値が変化することのできる変数の数は $F - 2 = c - p$ 個である。平衡が成り立つためにはこの値は0または正でなくてはならない。したがって $c \geq p$, すなわち閉じた系において, ある温度と圧力の範囲での安定な平衡において共存することのできる鉱物相の最大数はその系の独立成分の数に等しい。これがゴルドシュミットの閉じた系における鉱物学的相律である。これに対し開いた系においては自由に移動できる成分の化学ポテンシャルの値は, 境界条件によって決まっている。その範囲内での安定な平衡において, 温度, 圧力の2つの変数を固定すれば, 共存することのできる鉱物相の最大数はその系の固定成分の数に等しい。これをコルチンスキー-トンプソンの開いた系における鉱物学的相律という。

高分解能核磁気共鳴 [英 high-resolution nuclear magnetic resonance, 仏 résonance magnétique nucléaire à haute résolution] 核磁気共鳴(NMR)の方法が, そのNMRの線幅が非常に狭い系(化学的無機物質, 有機物質, 生体物質など)に対し, 安定性, 均一性と優れた磁場中で, 分解能を上げて使用される場合をいう。電子の反磁性軌道運動によって核の位置に磁場がつくれ, それによって共鳴磁場が自由核スピンの場合からずれる。これを化学シフトという。化学シフトは, 核のまわりの電子状態によるので分子の電子状態の研究に用いられ, また化学分析の手段としても使われる。以前には磁場の発生には永久磁石や電磁石が用いられ, NMR信号の検出にはラジオ波を連続的に加える定常法(CW法)が主流であった。しかし, 最近では超伝導磁石による強磁場を用いて, 高い振動数で実験を行うことにより, 分解能および感度を上げ, またNMR信号の検出にはラジオ波をパルス的に加え, 観測される自由誘導減衰信号をフーリエ変換することにより吸収スペクトルを得るフーリエ変換核磁気共鳴(FTNMR)法がより一般的のなっている。自然含有量が多き磁気回転比の大きい(磁場7Tで振動数300MHz) ^1H スピンの陽子核磁気共鳴が最も容易である。化学シフトは核の磁気双極子相互作用による線幅よりはるかに小さい量であるため, 普通, 核の磁気双極子相互作用が平均化されて消える分子運動の活発な液体試料で測定が行われる。固体試料においては, 多結晶試料を静磁場に対し $54^\circ 44'$ の角度をなす軸のまわりに高速回転させたり, 特殊なラジオ波パルス系列を用いて核磁化を回転座標系の3直方向に順次均等に回転させることにより双極子相互作用を平均化する(多重パルス法)などのくふうにより化学シフトの測定が行われている。FTNMR法によると異なる化学シフトで分裂している多数の信号のスピンの格子緩和時間の同時測定が可能である。高分解能核磁気共鳴にたいし線幅が比較的広い

($\sim 10^{-4}$ T 以上) 場合の NMR は広幅核磁気共鳴とよばれることがある。その場合はスピネコーク法が有力となる。

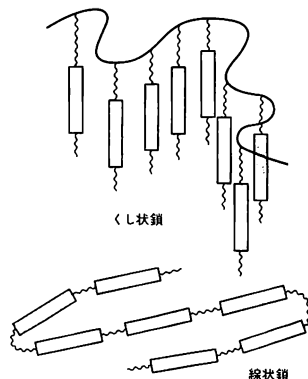
高分子 [英 high polymer, 独 Hochpolymer, 仏 haut-polymer, 露 высокополимер] 分子量の大きい化合物というのが字義であるが, 現実にはある繰返し単位(合成高分子では単量体単位, タンパク質ではアミノ酸残基)が, 線状または網目状に共有結合(イオン結合も若干ある)を介して連なって生じた分子量の大きい(>10000)化合物の総称。大部分は骨格が炭素原子だけ, あるいは炭素原子とその他の原子から成り, これらは有機高分子とよばれる。これに対して, 骨格に炭素を含まないものは無機高分子とよばれる。また, 高分子は, 生体中でつくられる天然高分子と, 実験室または工場で作られる合成高分子とに分けられる。前者のうち, ゴム, セルロースなど構造材料として用いられるもの以外を特に生体高分子とよぶことがある。それらは, 輸送材料として用いられるヘモグロビンやアルブミン, 触媒として用いられる各種酵素, 運動の担い手であるアクチンやミオシン, 情報の貯蔵・複製の担い手である DNA や RNA など, 生体はその機能を維持していくのに不可欠のものである。一方, 合成高分子は第二次世界大戦までは細々と研究・生産されていたが, W. H. Carothers によるナイロン 66 の発明に刺激されて, その後は繊維, ゴム, プラスチック, 接着剤, 塗料, そのほか日常生活でも工業材料としても不可欠のものとなった。その特徴のひとつは, 分子量が大きいことにより, コンフォーメーションにも多様性があるが, 熱力学的にはエントロピー項からの寄与が大きい。また, 分子量が大きいために, 常温では蒸気圧をもたず, 温度を上げていくと, 気化するより先に主鎖結合が分解してしまう。このため, 高分子気体は存在しない。そこで, 1 本の高分子のキャラクターゼーションには, 高分子希薄溶液が用いられる。そうすると, 溶媒・溶媒相互作用には純溶媒の値を用いることができ, 溶質(高分子の運動単位であるセグメント)・溶質相互作用は濃度 0 への補外により無視できるので, 溶媒・溶質相互作用だけの系として取扱えるはずである。しかし, 実際には, 溶質・溶質相互作用による排除体積効果が, 濃度 0 に補外した極限でも残ってくるので, 統計力学の応用問題として多くの物理学者の関心をよんだ。

高分子は, 温度を下げたり, 応力を加えて引っ張ったりすると, 結晶化するものが多い。このように, 結晶になりうる高分子を結晶性高分子, これに対して結晶になりえない高分子を無定形高分子または非晶質高分子という。前者は一般には多くの微結晶から成り, ある有限のところまでしか結晶化しない。しかし, 希薄溶液から析出させるなど, 注意深くやれば, その場合に限り, 結晶だけから成る試料をつくることができる。いずれの場合にも, 共有結合で連なった分子がマッチ箱のマッチのように並んだもので, 結合方に異方性があるのが特徴である。共有結合に垂直(または 90° と異なる角度)の面内結合は, 水素結合, ファン・デル・ワールス結合などである。

単量体単位をつないでいく反応(合成高分子では生長反応, 生体高分子では伸張反応とよばれる)は, 確率的に進行するものと, 鋳型に従って決定論的に進行するものがある。前者はすべての合成高分子や, 生体高分子のうちの多糖類などに見られ, 後者はタンパク質や核酸に見られる。前者の場合, 分子量に分布が生じるが, これも高分子の特徴のひとつである。

高分子液晶 [英 polymer liquid crystal, 仏 cristal liquide macromoléculaire, 露 высокомолекулярный жидкий кристалл] 全芳香族系の剛直高分子は硫酸中で液晶を形成し, これを紡糸すると超高弾性率, 強度の有機繊維が得られることが発表されて以来(1970 年), 高分子の合成と物性の両分野において高分子液晶は特別な関心もたれている。また耐熱性や電気伝導性などの性質にも興味もたれている。高分子末端から始まる構造単位の配向の持続性が連続するほど, 高分子は固い鎖となる。この構造は低分子液晶形成の必須条件である分子の形状が固くて伸びていること, 分子間力に異方性のあることがそのまま当てはまる。剛直高分子は本来, 難溶解性, 難溶融性であるとされていたが, アラミドが純硫酸に溶解し液晶を形成する事実により力を得て低分子液晶の場合にならって, 剛直高分子も化学構造をくふうすることで, サーマトロピック液晶(⇒液晶)も合成され始めた。低分子液晶と同様に高分子液晶構造も, ネマチック, スメクチック, コレステリック液晶のいずれかをとり(⇒液晶)。特に A-B ブロック共重合体では, A, B 各ブロックはマイクロ相分離し, 濃度比によりメラ構造をとる。A, B もに無定形鎖であれば, 各相内も無定形であるが, これもスメクチック相の例に入れる。ヘリックス溶媒中のポリペプチドは, コレステリック液晶を形成するが, アラミド繊維を形成する剛直ポリアミドはネマチック液晶を形成する。

別のタイプの高分子で液晶を形成するものが 2 種あり, 図に示したように, 側鎖ないしは主鎖に液晶を形成する剛

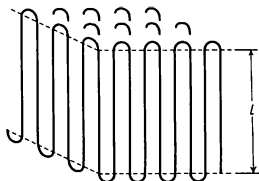


剛直単位を含む高分子液晶

直な構成単位に与えるためスプーサーとしての屈曲性のある分子鎖を組込んである。このため直鎖分子は半屈曲性線状高分子となる。これらは 100~400°C の間で安定なサーマトロピック液晶をとる例が見いだされている。これらの分子は液晶形成能をもつと同時に, 等方的な溶融状態をとる点で低分子液晶と大きく異なる。また, 外部刺激(電場, 磁場)に対する液晶単位の再配置速度も遅く, 分子量依存性を示す。しかし, 最終的にとったネマチック構造は, 単量体の場合と X 線回折図から見てかわりはない。P. J. Flory (1956 年) は, 屈曲性高分子の溶液論にない格子模型を剛直棒状分子の場合に拡張して, ネマチック液晶・等方性転移の理論を提出している。棒のアスペクト比 p (長さ/幅) が転移条件を支配する。等方相中に液晶の生成する臨界濃度 ϕ_c は $7.89/p$, 液晶相中に等方性相の現れる臨

界温度 ϕ^* は $11.57/p$ で、十分に高い温度では ϕ_c と ϕ^* の間が両相の共存する範囲である。最近、理論の進展に伴い、温度と濃度とを両軸にとった相図が作製され、ポリブチドについて定性的に正当さが検討されている。なお、電場によって分子配列が乱れて不透明になることを利用して、ディスプレイ装置に用いられている。

高分子結晶 [英 polymer crystal, 独 makromolekularer Kristall, 仏 cristal macromoléculaire, 露 макромолекулярный кристалл] 高分子は、長い側鎖や分岐が少なく対称性のよい場合には、結晶化が可能である。ポリエチレンなどの結晶性高分子の希薄溶液をゆっくり冷却すると、厚さ l が 10 nm 程度の薄い板状晶が析出してくる。高分子鎖の長さは、通常 1000 nm 以上あるが、板状晶内は図の



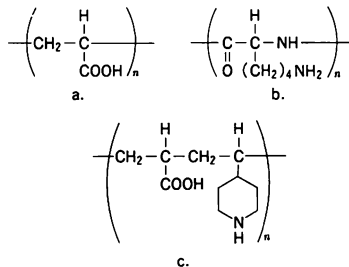
ように厚さ方向に配列している。そのため、長い分子鎖は何回か表面で折りたたまれて結晶内に収まっている。溶融状態のポリエチレンなどを冷却すると球晶が発達してくる。その要素は図のような板状晶から成立している。これを延伸すると、折りたたみ面からへき開し、延伸方向に配列した結晶と、延伸軸にほぼ直交した板状晶の混合系となる。結晶表面で分子鎖の折りたたまれかたが図のように規則正しいか、電話交換台の配線のようにランダムかは未解決である。高分子結晶は、分子軸と直角方向はファン・デル・ワールス力による分子性結晶であるため結合力が弱く、100% 結晶化しないので結晶化度で結晶性を表現する。溶液から結晶化させたポリエチレンの単結晶でさえ、結晶化度が 90% 以上にはなにくい。なお、高温、高圧下で結晶化させると分子鎖が伸びきった結晶が生成する場合もある。

高分子効果 [英 polymer effect, 独 Polymereffekt, 仏 effet polymère, 露 полимерный эффект] 高分子は一般にその構成単位(単量体単位)の繰返しから成っているが、構成単位に相当する低分子化合物とは種々の点で異なった性質を示す。高分子の固体や溶液の物理的性質は低分子とは当然異なるが、主として分子の一次構造で決まると考えられる化学的性質も、高分子とその構成単位に当る低分子化合物との間に差異が認められることが、高分子効果とは主としてこのような化学的性質に関して見られる高分子の特徴をさす。たとえば高分子の関与する化学反応について次のような高分子効果が観察されている。(1) 高分子の鎖上にある複数の反応性原子団の関与する協同的な反応。これには高分子が多様な二次構造をとることが重要な寄与をする。(2) 高分子とほかの物質との強かつ協同的な相互作用。(3) 高分子のつくる微細環境の効果。たとえば糸まり状になった高分子が水の中に存在するとき、高分子近傍は疎水の領域となるのでそこに存在する原子団や取込まれた物質の反応性は周辺の水中とは著しく異なる。生体高分子である酵素の触媒作用の特徴はこれらの効果が総合的に発現する典型的な例である。

高分子錯体 [英 polymer complex, 独 Polymerkom-

plex 仏 polymère complexe, 露 полимерный комплекс] 高分子化合物とほかの化合物、主に金属、低分子化合物との間に形成される錯体をいう。なかでも高分子金属錯体をさすことが多い。すなわち、高分子の主鎖あるいは側鎖の原子団が配位子(リガンド)となり、金属イオンに配位して形成される錯体である。高分子と金属イオンとの間の錯体形成の利用の代表例はキレート樹脂である。キレート形成能をもつ原子団、たとえばイミノカルボン酸基 $-N(CH_2CH_2COOH)_2$ を側鎖にもつ高分子により、重金属イオンを水中から捕捉することができる。高分子金属錯体には電気伝導性を示すもの、化学反応に対する触媒作用を示すものもある。後者は金属酵素の作用とも関連がある。またヘムタンパク質であるヘモグロビンも生体高分子の金属錯体の例で、類似の酸素錯体形成機能をもつ合成高分子系も研究されている。高分子と低分子との間の電荷移動錯体の中には極めて高い電気伝導性を示すものがある。

高分子電解質 [英 polyelectrolyte, 独 Polyelektrolyt, 仏 polyelectrolyte, 露 полиэлектролит] 側鎖に多数の酸性基や塩基性基をもつ高分子化合物を高分子電解質といい、水(あるいはある種の極性の有機溶媒)中で電離しポリオン(巨大イオン)となる。高分子電解質には酸性高分子電解質(たとえばポリアクリル酸(図 a)), 塩基性高分子電解質(たとえばポリリシン(図 b))のほか両性高分子電解質(たとえばアクリル酸-ビニルピリジン共重合体(図 c))が



ある。タンパク質や核酸は両性高分子電解質である。一般に、ポリアクリル酸(酸型)やポリリシン(塩基型)などは弱酸性あるいは弱塩基性で、水に対する溶解性は小さいが、これを低分子物質の塩基あるいは酸で中和すると、ポリアクリル酸ナトリウム塩、ポリリシン塩などの塩型になり、水に対する溶解性が増し、強電解質になる。塩型高分子電解質では 1 個のポリイオンのまわりに多数の対イオンが形成される。高分子電解質では、電離状態によって、分子内の静電相互作用が複雑に変化し、分子の形態が変化する。酸性高分子電解質あるいは塩基性高分子電解質では、電離によって生ずる分子内の静電相互作用のために分子は伸びた形になり、粘度が増す。両性高分子電解質ではより複雑な挙動を示す。

高分子の緩和時間 [英 relaxation times of macromolecule, 独 Relaxationszeit von Makromolekül, 仏 temps de relaxation de macromolécule, 露 время релаксации макромолекулы] 高分子は一般に炭素原子が共有結合で長くつながった主鎖からなるほか、いろいろな長さの側鎖が存在する場合があり、またこれらが結晶中にある場合と無定形部分のなかにある場合とがある。さらに無定形部分はガラス状態にある場合とゴム状態にある場合とが区別される。いずれにしても高分子の主鎖、側鎖はそれぞれの置か

れている環境に応じて特徴的な分子運動を行っている。高分子物質に外部から力が作用すると、各分子はこれらの分子運動を通じて外力に応じた新しい配置へ移行する。この際、1つの高分子に対する周囲の影響はそれぞれの分子運動に応じた粘性抵抗とみなすことができるので、種々の環境における各種の分子運動に対応して、それぞれ特有の温度周波数域で分散現象が生ずる。温度一定で周波数を変化させたとき分散現象の現れる周波数域を分散域または緩和域という。各緩和域をその中心(損失弾性率の極大)の角周波数で代表させると、その逆数はその緩和域をもたらず緩和機構(特定の分子運動に関係する)の緩和時間分布を代表する緩和時間とみなされる。

このような高分子の(分子運動に関する)緩和時間は温度とともに著しく変わるが、その変化がアレニウスの式に従う場合には、その温度勾配からそれぞれの緩和過程の活性化エネルギーが求められる。このため各緩和時間または対応する角周波数の逆数を絶対温度の逆数に対してプロットした図がよく用いられ、緩和地図または分散地図とよばれる。緩和地図で見ると高分子の緩和時間の絶対値は物質により異なるが、一般に小さい方がメチル基のような短い側鎖の運動、長い側鎖の運動、主鎖の局所運動、主鎖のミクロブラウン運動、結晶内分子のねじれ振動の順に並んでいる。このうちミクロブラウン運動に対するものの温度変化だけがWLF型(⇒WLF式)であるが、そのほかは普通、アレニウス型である。

高分子半導体 [英 semiconductive polymer, 独 Halbleiterpolymer, 仏 polymère semi-conducteur, 露 полупроводниковый полимер] 半導体類似の電気伝導率温度依存性を示し、半導体の示す範囲の電気伝導率をもつ高分子の総称。ただし、電流キャリアーがイオンである場合にはこれに含めない。高分子半導体には非晶性のものと結晶性のものがある。結晶性である場合でも非晶域が存在し、微結晶の大きさや配向などの複雑な因子で記述される高次構造をもつ点で、低分子の結晶から成る有機半導体とは異なる。一方、成形加工性に富むこと、大面積の薄膜として得られること、分子鎖の配向性を制御できることなど、高分子半導体特有の応用面での有利性がある。分子構造上に共通する特徴は、高分子の主鎖ないし側鎖上に広がった π 電子系をもつことである。合成方法からえて分類するところの3つにわたる。(1) ポリアクリロニトリル熱分解物、ポリアセッキノンラジカルなどの多核芳香環をもつ高分子。(2) 低分子電子供与体と高分子中の電子受容性基(ないしはその逆)とで電荷移動錯体構造をとらせた電荷移動錯体型高分子。(3) ポリアセチレン、ポリフェニレンなどの主鎖上に広がった共役二重結合をもつ共役ポリエチン系線状高分子。(3)の高分子のなかには、電子供与体あるいは電子受容体をドーピングすることで絶縁体・金属転移を起し導電体となるものがある。また、電気伝導率は絶縁体の範囲にあるが、大きな光導電性を示すポリニルカルバゾールなどの光導電性高分子を高分子半導体として分類する場合がある。

高分子物理学 [英 high polymer physics, 独 Hochpolymerphysik, 仏 physique de haut-polymères, 露 физика высоких полимеров] 高分子(孤立鎖)およびその集合体を対象とした物理学。もともと、高分子化学とのかかわりが深く、高分子化学との境界については定説がない。高分子物理学も高分子化学もなく、あるのは高分子科学で

あるとする考えも強い。また、物理学的解析によらずとも、高分子系を単に物理的実験手段で研究しただけでも、高分子物理学とよぶ人もある。このように、定義にあいまいさは残るが、高分子物理学の成果とよぶことに大方の異存がないものについて、その代表的なものを列挙してみると、次のとおりである。(1) 孤立鎖の統計力学: モデルとしての真空中(高分子は気化しないので、理論的なモデルとしてのみ意義がある)ないしは希薄溶液中で、熱運動によるゆらぎを受けており、そのコンフィグレーションを排除体積効果、流体力学的相互作用、溶質溶媒間相互作用を取入れて説明した多くの研究がある。(2) 緩和現象論: 高分子融体や高分子溶液はもちろんのこと、結晶性高分子でも、その力学的性質は粘性項と弾性項の重ね合わせからなる粘弾性挙動を示す。その結果観測される緩和現象について、緩和スペクトルを導入する方法や非線形緩和現象論、さらにそれらの分子論的取扱いは、多くの研究がある。(3) 転移現象の統計力学: ヘリックスコイル転移など、厳密な熱力学の意味では転移(解析関数の特異点)ではないようなものの統計力学について、多くの研究がある。これらは系が一次元であることや、系の大きさが有限であることにより生じるものと考えられる。(4) 臨界現象の統計力学: 磁性体の臨界現象とのアナロジーに基づく、高分子系の臨界現象の統計力学で、従来の高分子物理学の研究がどちらかといえば高分子系の特殊性を強調していたのに対して、臨界現象から見た場合、高分子系の普遍性を強調するのが特徴である。(5) 高分子相溶液の統計力学: 高分子系はもともとエントロピー項が大きく、相溶しにくいのが特徴である。一方、実用的には高分子の相溶性への期待が大きい。そこで、高分子相溶液について、実験と理論の両面から多くの研究がなされるようになった。(6) 高分子の電気物性: 従来の高分子材料が、実用的には構造材料として使用されてきたのに対し、近年は半導性、超伝導性(ただし理論だけ)など、主として電気物性のゆえに機能材料として用いられるようになった。これを受けて、高分子の電気物性の研究が活発になってきた。なお、ホトクロミズムをはじめ電気物性以外の機能材料としての研究もたくさんあるが、それらはどちらかといえば高分子化学の範疇に入れられる。

このように、合成高分子・生体高分子を問わず、高分子物理学に属すると思われる広い範囲の研究が行われてきたし、現在も行われている。

高分子溶液 [英 polymer solution, 露 полимерный раствор] 高分子を低分子の溶媒に溶かしたものを高分子溶液とよぶ。高分子を溶かしやすい溶媒は良溶媒とよばれ、溶解の際に発熱を起すが、溶かしにくい溶媒は貧溶媒とよばれて、溶解の際に吸熱する。

高分子の重合は主として溶液中で行われるし、フィルムや繊維の形成における中間段階は濃厚溶液の状態が多いから、高分子の溶液状態は工業的に重要な意味をもっている。他方で、高分子は気体状態では安定な存在ではないから、学問的に個々の高分子の性質を知るのには希薄溶液の状態で調べるのが最もよい。この場合、溶液状態での測定値と純溶媒の測定値との差が高分子の存在による寄与を表しているが、これらは一般には高分子自身の性質だけでなく、用いた溶媒の性質にも依存する。浸透圧、光散乱、粘度などの測定値から、それぞれに固有の方法で高分子濃度を0に補外することにより、高分子の分子量を決定すること

とができる。ただし、高分子に分子量分布があるときは、求められた平均分子量は測定量によって異なる(⇒平均分子量)。

高分子溶液が低分子溶液と異なる点のひとつは、その熱力学的性質において溶媒の蒸気圧がラウールの法則から著しく外れ、また浸透圧が希薄溶液でもファン・ホッフの法則から外れることである。これが混合エントロピーの異常性によるものであることを初めて説明したのは、格子模型を用いたフローリー-ハギンス理論(1942年)であった。温度を変えると、それ以下では二相分離を生ずる上限臨界共溶温度、またそれ以上でも再び二相分離を起すような下限臨界共溶温度が現れる。圧力についても同様な臨界共溶圧力が観測されている。

浸透圧の第二ビリアル係数 A_2 は溶媒中での異なった高分子のセグメント(構造要素)間の相互作用に関係するが、同一高分子内のセグメント間の相互作用は排除体積効果として現れ、P. J. Floryによれば θ 温度では A_2 が0になると同時に排除体積効果も消失する。高分子の濃度が増加して準濃厚領域になると、異なった高分子のセグメントが互に入りまじりようになり、排除体積効果の遮蔽が起るようになる。スケーリング則によれば、この領域での浸透圧 Π の濃度依存性は $\Pi \propto c^{3/4}$ である。

高分子溶液が低分子溶液と異なるもうひとつの点は、低濃度でも大きな粘性を示すことである。 $c \rightarrow 0$ の固有粘度 $[\eta]$ は流体力学的な意味での高分子の比容積を意味し、剛体高分子はもちろん、多くの鎖状高分子でもセグメント間の流体力学的相互作用によって非すぬけ状態であることが知られている。拡散定数や沈降定数に関しても事情は同様である。さらに低分子溶液と異なるのは、流れの速度勾配が大きくなると $[\eta]$ が減少するので、非ニュートン粘性を示し、またワイセンベルク効果(法線応力効果)が観測されて非線形粘弾性を呈することである。

線形の範囲での粘弾性に関しては、小球がばねによって連なったラウス模型を用いて、緩和スペクトルのうちのくび型の部分が説明される。これは1つの鎖状高分子内の分子運動に関するもので分子量には依存しないが、それより長いタイムスケールの領域に現れる箱型の部分は高分子全体としての分子運動に関係する。緩和スペクトルのこの部分は定常粘度を支配し、分子量依存性が著しい。ある濃度以上では定常粘度は分子量の3.4~3.5乗に比例することが知られており、これは高分子どうしの絡みあい効果の現れと解釈されている。

後方散乱 [英 backscattering, 独 Rückwärtsstreuung, 仏 diffusion en arrière, 露 рассеяние назад] 粒子が 90° 以上の散乱角度で散乱されることで、前方散乱と対比される。質量の等しい粒子間の散乱や高エネルギー粒子の散乱の場合のように、重心系では 90° より大きい散乱であっても実験室系では前方に散乱されることもある。多くの散乱現象において、前方散乱と比べて後方散乱の起る確率は小さい。後方散乱は、散乱体(標的)に与える運動量が大きく、散乱体の内部構造を反映することが多いので、散乱体の構造を調べる手段として利用される。たとえば、E. Rutherford は自然放射性元素からの α 線を元素に当てて起る後方散乱から、今日の原子模型を確証した。また、高速電子を核子に当てたときの大角度散乱から、核子の内部構造が調べられた。また、低エネルギーのイオンを物質に当て、後方に散乱されるイオンを測定することにより元素

の分析が行われている(⇒後方散乱法)。

後方散乱法 [英 backscattering method, 独 Rückstrahlungsverfahren, 仏 méthode de rétrodiffusion, 露 метод обратного рассеяния] 高速イオン(数百 keV~数十 MeV)を試料に入射させ、試料構成原子との大角散乱により後方に戻ってくるイオンのエネルギー分析をして、非破壊的に深さ方向の原子濃度分析を行う方法。入射イオンにはプロトン、ヘリウムイオン等が多く用いられる。それらの固体内の飛程は数千 Å~数 μm 程度である。後方散乱イオンは、(1) 標的原子とのラザフォード散乱、(2) 試料内部での往復の行路におけるエネルギー損失により、入射エネルギー(E_0)よりも低いエネルギー(E')で検出される。入射イオンと標的原子の質量をそれぞれ m_1, m_2 とすれば

$$E' = K^2(\theta)E_0 - K^2(\theta) \int_{l_1} S(E)dl - \int_{l_2} S(E)dl \quad (1)$$

$$K^2(\theta) = \frac{m_1 \cos \theta + (m_2^2 - m_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}}{m_1 + m_2} \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 θ は散乱角、 $S(E)$ は阻止能、 l_1, l_2 はそれぞれ往路、復路長を表す。表面最外層の原子による散乱イオンのエネルギーは式(1)の第一項で与えられ、 $K^2(\theta)$ の値を測定することにより、式(2)から m_2 を求め、元素分析を行う。式(1)の第二項、第三項が試料内部で散乱した場合の付加項で、これを使って散乱イオンのエネルギースペクトルから深さを求める。原子密度(ρ)は入射イオン数を Q 、散乱イオン数を Y 、散乱断面積を σ 、検出器の見込む立体角を Ω とすると

$$\rho = \frac{Y}{Q\sigma\Omega} \quad (3)$$

で与えられ、高精度定量分析ができる。 σ は標的原子の原子番号の二乗に比例して増大するので、重元素ほど検出感度が高い。また、単結晶試料の場合にはイオンビームの入射方向と結晶軸を一致させると、チャネリング現象が起り、後方散乱効率が低下する。この散乱効率の低下量は、試料の結晶性に依存し、変位原子、格子欠陥などが多いほど小さくなる。これを利用して試料表面の結晶構造を評価することができる。

高密度励起子 [英 high density excitons, 仏 exciton à haute densité, 露 высокоплотные экситоны] レーザ光のような高い光子密度の光で、一度に多くの励起子を半導体中につくると、密度の低く互いに独立にふるまっていた励起子系では無視できた励起子・励起子相互作用が重要な働きをし、新しい現象が見られる。このような励起子系を高密度励起子系という。励起子は電子と正孔とが束縛した複合粒子であるが、その密度の増加によって2個の励起子が二原子分子のように結合した励起子分子という新たな複合粒子ができる。今日、多くの半導体でこの粒子の存在が実験的に確認されている。さらに3個以上の励起子が結合している励起子高分子ともいふべき多励起子複合体も知られている。また励起子が格子のように結晶化した相も理論的には予想されている。一方、励起子や励起子分子は偶数個のフェルミ粒子からできた粒子であるから、近似的にボース粒子的振舞をするはずである。したがって、ある程度低温かつ高密度になるといわれるボース-アインシュタイン凝縮が生じることが期待されている。今日までいろいろな半導体でこの凝縮状態を実験的に確かめる試みがなされているが、まだ十分な証拠は得られていない。励起子の密度が高くなって励起子間の平均の距離が、励起子のボー

ア半径程度に近づくとき、励起子内のクーロン束縛力が遮蔽効果のために弱まり、ついには励起子が電子と正孔に分解し金属的になる(モット転移)ことが予想される。またこの状態が結晶全体に及ぶ前に、結晶中の有限の部分で電子・正孔対の密度が一定で、電子・正孔対の数の増加とともにその体積が増大する相の存在することが知られている。これを電子・正孔液滴といい、Ge, Siなどで実際に観測されている。

効率 [英 efficiency, 独 Wirkungsgrad, 仏 efficacité, 露 эффективность] ある系に取入れられたエネルギーのうちで、有効に用いられた割合を効率という。熱力学の分野では熱機関の効率を議論することが多く、通常1つのサイクルについて高温熱源から流入した熱量 Q と外部に仕事として取出されたエネルギー W との比 $\eta = W/Q$ を効率あるいは熱効率という。冷却器、熱ポンプなどについては定義が異なるけれども、取入れたエネルギーのうちでどれだけが有効に使われたのかを示す指標であるという点では変わりはない。

工率 = 仕事率

醒流 [英 wake, 露 слёб] \Rightarrow 伴流

交流 [英 alternating current, 独 Wechselstrom, 仏 courant alternatif, 露 переменный ток] 平均値 0 を中心として、時間と共に周期的に変化する電流。時間的に一定の定常電流を表す直流に対する用語。周期的に時間変化する電圧および振動の意味で、交流電圧、交流電流を総称することも多い。振動数のあまり大きくない電磁場の現象では、電磁場のエネルギーが主としてコイル、コンデンサーなどの回路素子に集中していると考える準定常電流の取扱いができる。普通、交流とは、周期的な電流、電圧のうちで、このような取扱いができる振動数をもつ場合をさす。したがって、電磁波の波長は考えている系の大きさに比べて、十分大きいから、素子間の導線上の電位、電流は時間だけの関数と考えてよい。

交流の波形としては、正弦波、鋸歯状波、矩形波などがあるが、正弦波交流が代表的であり、一般の場合は、正弦波のフーリエ成分の重ね合わせで表せる。1つの(角)振動数 ω で正弦的に振動する成分をとると、交流電流 $I(t)$ は I_0 を実定数として $I(t) = I_0 \cos(\omega t + \alpha)$ 、交流電圧 $E(t)$ は、 E_0 を実定数として、 $E(t) = E_0 \cos(\omega t + \beta)$ と書けるが、これらを $E(t) = \text{Re} \dot{E} \exp(i\omega t)$ 、 $I(t) = \text{Re} \dot{I} \exp(i\omega t)$ (Re は実数部、 $\dot{E} = E_0 \exp(i\alpha)$ 、 $\dot{I} = I_0 \exp(i\beta)$) と表し、 \dot{E} 、 \dot{I} などを用いて各種の量を計算することができる。これを交流の複素数表示といい、このような正弦的に振動する電流、電圧の回路理論を交流理論という(複素数表示の量であることを強調して \dot{E} 、 \dot{I} のように上(または下)に点をつけることが多い)。たとえばインピーダンス Z 、アドミタンス Y は、 $\dot{Z} = \dot{E}/\dot{I}$ 、 $\dot{Y} = \dot{I}/\dot{E}$ のように複素数表示される。電圧が $E(t) = \text{Re} \dot{E} \exp(i\omega t)$ のとき、電流 $I(t) = \text{Re} \dot{I} \exp(i\omega t)$ が流れるとすると、これらの電流、電圧のなす仕事、つまり交流電力、は一周期について、時間平均をして

$$P = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} E(t)I(t)dt = \frac{1}{2} \text{Re} \dot{E} \dot{I}^* = \frac{1}{2} \text{Re} \dot{E} \dot{I}$$

で与えられる。電流と電圧の位相差を δ とすると、 $\dot{I}/\dot{E} = |\dot{I}/\dot{E}| \exp(i\delta)$ であり、 $P = (1/2) |\dot{E}| |\dot{I}| \cos \delta$ となる。 $\cos \delta$ を力率という。また $(1/2) |\dot{E}| \dot{I}$ を皮相電力、 $P = (1/2) |\dot{E}| |\dot{I}| \cos \delta$ を実効電力、 $(1/2) |\dot{E}| \dot{I} \sin \delta$ を無効電力とよぶ。さらに、 $\dot{E}_{\text{eff}} = \dot{E}/\sqrt{2}$ または $E_{\text{eff}} = E_0/\sqrt{2}$ を電圧の実効値、 $\dot{I}_{\text{eff}} =$

$\dot{I}/\sqrt{2}$ または $I_{\text{eff}} = I_0/\sqrt{2}$ を電流の実効値と定義する。実効値を用いると、電力は $P = \text{Re}(\dot{E}_{\text{eff}} \dot{I}_{\text{eff}}) = |\dot{E}_{\text{eff}}| |\dot{I}_{\text{eff}}| \cos \delta = E_{\text{eff}} I_{\text{eff}} \cos \delta$ と表される。わが国で一般家庭に供給される電気は 50 または 60 Hz の実効電圧値 100 V の交流である。

交流安定化電源 [英 regulated AC power supply, 露 стабилизированный источник питания переменного тока] 一定電圧の交流を供給する電源。その機能により定電圧安定化電源および定電圧定周波電源がある。前者に属するものとしては、定電圧変圧器、鉄共振定電圧電源、電動発電機や磁気増幅器によるものなどがあり、各種制御回路の交流電源として使われる。後者は交流を整流し直流にした後、発振器により再び交流に変換するもので、計算機のような精度の要求される装置に使用される(\Rightarrow 定電圧定周波電源)。

発電所から供給される同一送電線には多数の利用者があり、各利用者の電力の使用条件が変動するため送電線のインピーダンスによる電圧降下を生じ電圧が変動する。この変動を各利用者が必要に応じて安定化しなければならない。電力利用者の発生する電圧変動は実効電力と無効電力によるが、無効電力によるものは力率に応じ進相コンデンサーを調整して補償できる。実効電力による変動は前に述べた各種の装置によって安定化される。

交流回路 [英 AC circuit, 独 Wechselstromkreis, 仏 circuit AC, 露 цеп переменного тока] 時間とともに正弦的に電流または電圧の大きさが変化する交流を扱う回路。時間的に一定である直流の場合は直流電流が流れることのできる抵抗のみから回路が構成される。交流の場合はコンデンサーを通じて電流が流れることが可能で、電流は電圧より 90° 位相が進む。またインダクタンスに交流電圧を加えると電圧より 90° 位相がおくれて電流が流れる。このように抵抗のほかコンデンサーやインダクタンスを含んだ回路は交流電流が流れ交流回路とよばれる。回路内の電流と電圧はその大きさのみでなく、互いの位相関係も重要であり、これらの関係はベクトルで表示される。交流の電圧や電流は複素数表示され、コンデンサー C やインダクタンス L のインピーダンスは $1/j\omega C$ および $j\omega L$ で与えられ、複雑な交流回路の計算を容易に行うことができる。単一の周波数の交流のみでなく、周波数が整数倍の高調波や他の周波数の交流が含まれることが多いが、それぞれの周波数成分にわけて回路計算することができる。

交流コロナ [英 AC corona, 独 AC-Corona, 仏 corona AC] \Rightarrow コロナ放電

交流増幅器 [英 alternating current amplifier, 独 Wechselstromverstärker, 仏 amplificateur de courant AC, 露 усилитель переменного тока] 交流信号のみを増幅する増幅器。一般の交流増幅器では人力、出力および各増幅段の段間は変成器あるいはコンデンサーを通して結合されており、直流的には結合されていない。そのため信号の直流成分は増幅回路を通ることができない。直流まで増幅する増幅器では出力のオフセット電圧の不安定性があるため、微小信号の増幅で問題を生ずる場合が多い。このような場合信号の直流成分が不要ならば交流増幅器を用いるのが望ましい。

交流電圧 [英 alternating voltage, 独 Wechselspannung, 仏 tension alternative, 露 переменное напряжение] \Rightarrow 交流

交流電位差計 [英 AC potentiometer, 独 Wechselstrompotentiometer, 仏 potentiomètre AC, 露 потенциометр переменного тока] ⇒ 電位差計

交流電流計 [英 AC ammeter, 独 Wechselstromampere-meter, 仏 ampèremètre d'AC, 露 амметр переменного тока] 交流電流を測定する電流計には多くの種類があり, これらを動作原理と許容差による階級とに分類して示したのが表1と表2である。ここで許容差とは計器の測定誤差を最大目盛値に対する%で表したものである(⇒可動鉄片型計器, 電流力計型計器, 整流型計器, 熱電流計)。

表1 動作原理による分類

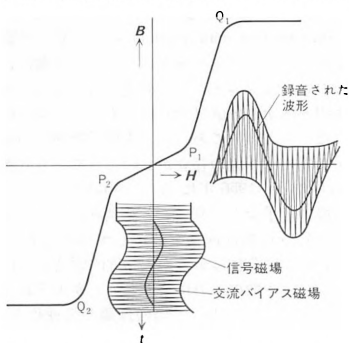
種類	記号	動作原理	用途
可動鉄片型		磁場内の軟鉄片に働く電磁力	交流電圧, 電流
電流力計型		電流相互間の電磁力	同上
整流型		主に乾式整流器と可動コイルの組合せ	交直流電圧, 電流, 電力
熱電型(直熱)		熱電対と可動コイル型の組合せ	交直, 高周波の電流
誘導型		交流磁束と誘導電流との相互作用	交流電圧, 電流, 電力量

表2 階級による分類(許容差)

階級	許容差	用途
0.2級	±0.2%	副標準器用
0.5 "	±0.5 "	精密測定用
1.0 "	±1.0 "	普通測定用
1.5 "	±1.5 "	工業での普通測定用
2.0 "	±2.5 "	正確さが必要のないときの測定用

交流電力 [英 alternating-current power, 独 Wechselstromleistung, 仏 puissance de courant alternatif, 露 мощность переменного тока] ⇒ 交流

交流バイアス [英 AC bias, 独 AC-Bias] 音声などのアナログ信号を磁気テープに記録する場合, 磁性体の磁化曲線に起因する非直線ひずみの影響を少なくするために記録する信号に重畳する交流信号のこと。図のように磁

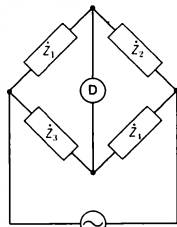


性体の直線でない初期磁化曲線上に磁気ヘッドによって磁化し, その残留磁化を記録に利用すると, 波形のひずみが残る。そこで交流バイアス初期磁化曲線の Q_1 - P_1 - P_2 - Q_2 のうちの P_1 - P_2 の湾曲部をさけて記録する方法が現在の大部分の磁気録音機で採用されている。記録する最高周波数より数倍高い交流磁場(音の場合 30~100kHz)をバイア

ス磁場として与え, 振幅は曲線の湾曲部 P_1 - P_2 をわずかに越える程度の大きさにする。これに記録する信号の磁場を重ねさせると, 信号の正の半サイクルの間はバイアス磁場の動作点が右に移動するから磁場の包絡線は直線部 P_1 - Q_1 にかかり, 負の半サイクルは同様に負の直線部 P_2 - Q_2 にかかると, P_2 - P_1 の範囲はほとんど脱履歴性を示さず, 高い周波数のためバイアス磁場による残留磁化は残らない。この方式は無信号のときもバイアス磁場による残留磁化がないので, 雑音が少ない。これに対して, 直流バイアス法とよばれるものがあるが, 交流バイアス法に比べて特性がよくない。

合流ビーム法 [英 merging-beam method, 仏 méthode de jets confluent] 2つの粒子線を合流させ, 平行に走らせることにより, 遅い相対速度における衝突実験を行う方法を合流ビーム法という。速度 v_1, v_2 の2つの粒子線を交差させて衝突実験をするに通常は2つの粒子線を直交させる場合が多いが, これだと衝突の際の相対速度は $|v_1 - v_2| = \sqrt{v_1^2 + v_2^2}$ である。したがって, 相対運動のエネルギーが $\sim 0.1\text{eV}$ 以下の衝突エネルギーでの衝突実験を行うためには, v_1 も v_2 もともに非常に小さな粒子線で実験しなければならない。しかし一般に速度が小さくて大きな強度の粒子線をつくることは困難である。また, このようなエネルギー領域で衝突のエネルギーをそろえることは非常に難しい。ところが2つの粒子線を合流させて, 平行に走らせるとその相対速度は $|v_1 - v_2|$ となって v_1, v_2 自身を小さくしなくても衝突の相対速度を小さくすることができるので, 遅い相対速度における衝突実験を行うことができる(⇒交差ビーム法)。

交流ブリッジ [英 alternating-current bridge, 独 Wechselstrombrücke, 仏 pont en courant alternatif, 露 мост переменного тока] 電源に交流を用いたブリッジ回路で, インピーダンスや周波数の測定に用いられる。マクスウェル・ブリッジ, シェーリング・ブリッジ, キャンベル・ブリッジ, オーエン・ブリッジ, ウィーン・ブリッジがある。目的に応じて各種のブリッジが考案されているが, 抵抗, 静電容量, 自己インダクタンス, 相互インダクタンス M など, 周波数によってあまり変化しない量を測るときは, 一般に平衡条件に周波数が関係しない方が都合が良い。しかし, 厳密には回路素子には残留インダクタンス, 浮遊容量, 損失抵抗などの周波数に依存する要素を含むため, 精密な測定には測定周波数を指定し, 電源には高調波の少ないものを使用する。またリアクタンス, サセプタンスなど平衡条件に周波数が入る場合の測定には, 電源周波数は安定なものが必要がある。図は交流の四端子ブリッジとしてもっとも簡単な形のものであるが, この平衡条件は $Z_1 \cdot Z_4 = Z_2 \cdot Z_3$ で実数部と虚数部をもとに等しくするため独立な2つの条件式を同時に満足する必要がある。交流ブリッジでは少なくとも2つの素子を調整しながら平衡点に収束させる。一般に回路素子, 電源や検出装置は厳密には独立ではありえず, 静電結合, 絶縁抵抗, 相互インダクタンスにより結合されている。実際のブリッジでは, 対地アドミタンスがあり誤差の原因となる場合があるが, これを除くためにワグナー接地装置または



自動接地装置が有効である。平衡条件に周波数が入るブリッジは、逆に周波数特性を利用し、電子回路内でフィルター回路、同調素子として広く応用されている。

交流モーター [英 AC motor, 独 Wechselstrommotor, 仏 moteur d'AC, 露 электродвигатель переменного тока] 交流電流によって作動するモーターで、動作原理から3種に大別できる。誘導型は小から大容量のものまで最も多く普及し、整流子型は直流機と似た特性を必要とするときに用いられ、小容量のものに多く普及している。同期型は大容量および特殊用途である。(1) 単相誘導モーター：主として家電用で、3/4 kW 以下のものが多い。(2) 三相誘導モーター：小容量から大容量のものまで最も多く使われ、構造簡単、堅固、低価格である。(3) 単相整流子モーター：直巻形は交直両用モーターで、万能モーターといわれている。(4) 三相整流子モーター：電圧の制御やブラシの移動で簡単に速度制御ができる。(5) 同期電動機：三相のものが多く、大容量ほど効率で、適当な力率で運転ができる。(6) 特殊モーター：セルシンモーターやトルクモーターなどがある。

光子 [英 light quanta, 独 Lichtquantum, 仏 quantum de lumière, 露 квант света] A. Einstein によって導入された光の粒子で、現在は光子といわれている。M. Planck は実験結果とよく一致する放射公式を提出したが(1900年)、その基礎づけとして、放射が物体から放出されたり物体に吸収されたりする際、そのエネルギーは、常にある素量の整数倍であると仮定した。こうした量子仮説によれば、その素量 ϵ は、光の振動数 ν とプランク定数 h を用いて $\epsilon = h\nu$ で与えられる。Planck は、この ϵ のことをエネルギー量子とよんだが、この考えは、それまでの古典物理学の根本的な仮定であるエネルギーの連続性に明らかに矛盾するものであった。Planck 自身は、この概念のもつ意味をさらに深く掘り下げようとしなかったといわれているが、Einstein は、放射の問題に熱力学的考察を加えて、プランクの放射公式は光が粒子性をもつことを示していると指摘した(1905年)。そして、Einstein は、光が空間を伝播するときにエネルギー $h\nu$ 、運動量 $h\nu/c$ の塊として進むと仮定し、この塊を光子と名づけた(⇒アインシュタイン・ド・ブロイの関係式)。この仮説は光子量子仮説とよばれているが、これは光の粒子性を具体的な形で示したものであり、かつマクスウェルの理論に对立するものであった。Einstein は、光子量子仮説が、蛍光に関するストークスの法則、光電効果などを説明しうることを示したが、後にコンプトン効果が発見され(1923年)、光の粒子性はもはや疑うことのできない事実となった。Einstein は、さらにこの考えを推進めて、固体の比熱の理論を展開した(1907年)。光が波動としての性質のほかに粒子としての性質をもつという二重性は、後の量子力学の成立の要因となった。量子力学は、まず物質粒子についての体系が完成し、やがて電磁場をも含めた量子電磁力学が誕生することになる。そこで電磁場を量子化して得られる粒子として、今日の光子の概念が確立し、光の二重性は無理なく理解できるようになった。

光量測定 [英 actinometry, 独 Aktinometrie, 仏 actinométrie, 露 актинометрия] 光の強さ(光量)を測定すること。対応外国語の actino は語源がギリシア語で「太陽の」または「化学作用をもつ」を意味し、もともとは化学作用をもつ光すなわち紫外線の強さを光化学反応を利用

して測定することをいう。化学的方法にはシュウ酸ウラン光量計をはじめとして各種の装置が用いられ、紫外線による反応を定量的に測定し、量子収量を考慮してその強度を求める。広義には物理的方法による光の強度測定を含み、この場合は検出器として光の波長に対して選択性のないボロメーター・熱電対などや、選択性をもつ光電管・光起電力セル・光伝導セルなどが用いられる。前者は放射エネルギーの絶対測定や特に赤外線領域の測定に用いられるが、後者に比べると一般に応答速度が遅く、感度も低い。物理的方法は、化学的方法と比較して電気的測定であるので、取扱いが容易な特徴をもっている。

抗 力

[1] [英 reaction, 独 Gegenwirkung, 仏 contre-action, 露 противодействие] 物体 A が面 B の上にあって、重力 W のほかに力を面 B に及ぼすとき、面 B がそれに対して A に働きかける力をいう。外力が重力 W だけで、面 B が水平に対し θ だけ傾いているとき、物体 A が面 B を垂直に押す力 $W \cos \theta$ に対する反作用として B は A に $N = W \cos \theta$ の垂直抗力を及ぼす。また A が分力 $W \sin \theta$ で斜面を滑り落ちようとするのに対して、静止摩擦力 $F = W \sin \theta = N \tan \theta < N \mu_0$ (μ_0 は静止摩擦係数)が働く。この結果、面の抗力は N と F をベクトルの合成した R となり、これが A の重力とつり合う。

[2] [英 drag] 流体中を物体が運動するとき、流体が物体に及ぼす抵抗力のこと。

合力 [英 resultant force, 独 resultierende Kraft, 仏 force résultante, 露 результирующая сила] 1つの系に同時に働く2つ以上の力と同等の効果をもつ1つの力を前者の合力という。力が1点に作用している場合は、これらを平行四辺形法で合成したものが合力になる。力 F_i のそれぞれが、位置ベクトル r_i の作用点で剛体に作用している場合、これらの効果は原点に働く単純力 $F = \sum_i F_i$ と、原点のまわりの力のモーメント $N = \sum_i r_i \times F_i$ に等しいモーメントをもつ偶力の、両者によって表すことができる。

公理論的場の理論 [英 axiomatic field theory, 独 axiomatische Feldtheorie, 仏 théorie des champs axiomatique, 露 аксиоматическая теория поля] 理論を公理論的に定式化しようとする試み。くりこみ理論は、量子電磁力学においてはラム・シフトや電子の異常磁気モーメント等の説明に輝かしい成果をあげたものの、強い相互作用に対してほとんど無力であった。素粒子物理学の基礎にあったはずの場の量子論の存立がこのようなして危機にさらされていたころ、1956年に A. S. Wightman は一般的な視点から場の量子論を見直すことを試みた。場の量子論は量子力学と特殊相対性理論を柱にして構築されているので、Wightman はそれらからくる物理的要請を互いに独立で、できるだけ少数のものに整理し、しかもそれらを正確な言葉で述べることによって場の理論の公理化を図った。平面上のユークリッド幾何学において、単独では定義しえない点や直線が公理に述べられている相互関係によってそれぞれの実像を浮びあがらせるように、場とか真空とかは公理を通してはじめて規定される。公理から厳密な手続きによって導かれる結果が定理となることもユークリッド幾何学の場合と全く同じである。ただ物理として、W. Heisenberg や W. Pauli 以来の伝統的な場の理論との融合はど

うか、また、この公理系を満たす自明でない場の理論はたして存在するかというのは別に考えるべき問題で、後年この問題に挑戦すべく構成的場の理論が興った。

Wightman があげた場の理論の公理は、I スペクトル条件、II 場の定義、III ボアンカレ共変性、IV 局所可換性、の 4 つからなる (\Rightarrow ワイトマンの公理系)、R. Haag と D. Ruelle は公理 I を少し修正し、公理 V 漸近的完全性、を付け加えて散乱理論をつくった (\Rightarrow ハーグ-リュエルの散乱理論)。中核をなすのは、ヒルベルト空間とその上に作用する場の演算子の理論とワイトマン関数の理論 (\Rightarrow ワイトマン関数) との等価性である。特に後者から前者への道はワイトマンの再構成定理 (\Rightarrow GNS 再構成定理) がこれを保証する。定理に値する結果の証明はほとんどワイトマン関数の側で行われるが、その際、そこに翻訳された公理から導かれるワイトマン関数の解析性をものを用いる。簡単のため考える場をスカラー場とする。並進不変性により、その n 点ワイトマン関数は $W_n(x_1, \dots, x_n) = W_{n-1}(\xi_1, \dots, \xi_{n-1})$ と書ける。ただし、 $\xi_j = x_j - x_{j+1}$ 。このフーリエ変換を $\tilde{W}_{n-1}(p_1, \dots, p_{n-1})$ で表す。ワイトマン関数に関する公理と再構成の際の役割を記す次のとおりである。(R0) W_n は緩増超関数(一種の正則性)、(R1) 相対論的共変性、(R2) 正値性: 状態がヒルベルト空間を張ることを保証する、(R3) 局所可換性: 因果律を与える、(R4) クラスタ性: 真空状態がただ 1 つに定まる、(R5) スペクトル条件: \tilde{W}_n の台に関する条件でエネルギーが下に有界であることを保証する。

スペクトル条件のおかげで、 W_{n-1} は時間の純虚数軸まで解析接続ができて、2 つの変数の一致する点 ($\xi_j = 0$) を除いて実解析的になる。ワイトマン関数自身はその解析関数の境界値である。さらに、 W_{n-1} は管状領域 $T_{n-1} = \{(z_1, \dots, z_{n-1}); z_j = \xi_j + i\eta_j; \eta_j \in V^+\}$ において解析的であるが、複素ローレンツ変換によって拡大管状領域 $\mathcal{T}_{n-1} = \{(\xi_1, \dots, \xi_{n-1}); \xi_j = \Delta z_j; \Delta \in L_+(C); (z_1, \dots, z_{n-1}) \in T_{n-1}\}$ まで一意に解析接続できる。 T_{n-1} は実点を含まないが、 \mathcal{T}_{n-1} はこれを含む (\Rightarrow オスト点)。ワイトマン関数のもっと詳細な解析性を知るのにホール-ワイトマンの定理が利用される (\Rightarrow ホール-ワイトマンの定理)。

公理論的場の理論で証明された一般的な結論のなかには次のものが含まれている: CPT 定理、スピノと統計の関係、局所場の同値類 (\Rightarrow ボルヒェルス類)、LSZ の漸化式 (\Rightarrow LSZ 形式)、二体散乱振幅の分散公式、ゴールドストーンの定理、一般化されたハーグの定理 (\Rightarrow ハーグの定理)。なお、ハーグ-リュエルの散乱理論もこれに加えるべきであろう。

場を考える代りに、各時空領域で測定できる物理量の全体を考える。時空の領域 \mathcal{O} (開集合) に付随した有界演算子の環をつくると、 \mathcal{O} で測定できる量はそのエルミート元である。この環を $a(\mathcal{O})$ と書いて局所環とよぶ。 $a(\mathcal{O})$ の公理論を局所的場の理論または代数的場の理論という。

公理 I (単調性) 各有界開集合 \mathcal{O} に対して $a(\mathcal{O})$ は C^* 環であり、 $\mathcal{O}_1 \subset \mathcal{O}_2$ ならば $a(\mathcal{O}_1) \subset a(\mathcal{O}_2)$ 。

公理 II (相対論的共変性) 準局所環 $a = \overline{U g a(\mathcal{O})}$ を考える。ただし、閉包は演算子ノルムについてのものとする。ボアンカレ群の各元 $\{a, A\}$ に対して a の自己同型写像 $a\{a, A\}$ が定まって

$$(a\{a, A\}a)(\mathcal{O}) = a\{a, A\}(\mathcal{O})$$

となる。ここに、 $\{a, A\}\mathcal{O} = \{y = Ax + a, x \in \mathcal{O}\}$ 。

公理 III (局所可換性) \mathcal{O}_1 と \mathcal{O}_2 のどの点の対をとっても互いに空間的であれば、 $[a(\mathcal{O}_1), a(\mathcal{O}_2)] = 0$ 。

S. Doplicher と Haag, J. E. Roberts によれば、違いが有界時空領域だけに起因するような a の表現を考えると、局所可換性の仮定からフェルミ統計も、またボース統計の可能性もいえる。

C^* 環上の状態 ($\Rightarrow C^*$ 環による量子力学の定式化) によって、現実のヒルベルト空間、その上に作用する演算子および巡回ベクトルとしての真空が与えられる (\Rightarrow GNS 再構成定理)、 C^* 環の理論ではすべての状態をまとめて問題にするので、ハーグの定理の結果、フォック空間を飛ばさねばならない相互作用のある場の理論には C^* 環の手法が似つかわしい。

上の公理系はハーグ-荒木の公理系 (\Rightarrow ハーグ-荒木の理論) とよばれる。局所的な観測量の中に場が含まれると仮定すると、ハーグ-荒木の公理系からワイトマンの公理系が出て、漸近場の存在との散乱振幅の解析性がいえる。 C^* 環の手法は場の理論の構成で華々しく活躍したが、ユークリッド法 (\Rightarrow ユークリッド的場の理論) が出現するに至って今は主役の座を降りている。場の理論における C^* 環の足跡のいつに J. Fell の弱位相の概念がある。物理的にいって、観測は常に有限個の観測量の組について行われ、しかも観測には必ず誤差を伴う。Haag と D. Kastler はこのことを考慮して状態の物理的同値という概念を導入したが、これが Fell の弱位相の概念にほかならないことがわかった (\Rightarrow ハーグ-カストラーの定理)。Doplicher と Haag, Roberts による超選択則の C^* 環的説明もあげておかねばならない。

高励起原子 [英 highly excited atom, 独 hochangeregtes Atom, 仏 atome fortement excité, 露 высоко-возбуждённый атом] 高い励起状態にある原子をいう。電子 1 個をもつ原子では電子は球対称の場の中にあり、そのエネルギー、角運動量などが保存される。これらに対応する量子数である主量子数 n 、角運動量の量子数 l 、磁気量子数 m により原子軌道を指定することができる。水素原子ではこの原子軌道を指定することにより、原子のエネルギー状態が決る。2 電子以上をもつ原子では、電子間の相関を無視した独立粒子模型近似の範囲内で電子状態が定まり、おのおのの電子をパウリの原理に従って、エネルギー的に低い原子軌道に詰めていくことにより電子配置が決り、電子配置からさらに原子の基底状態が得られる (\Rightarrow 電子構造)。一般に基底状態にある原子の各軌道にある電子が 1 個またはそれ以上、高い原子軌道に移ると励起状態にある原子が生成する。また同じ電子配置からでも電子相関の違いにより励起状態が生じうる。ただし、この場合は通常励起エネルギーは大きくはない。励起状態の原子は、基底状態にある原子に光衝撃または電子衝撃のような方法でエネルギーを与えておくことができる。あるいは電子が 1 つ電離した原子イオンに電子を再結合させ、しかもそれを励起原子軌道に入れたときもやはり励起原子が生成する。ただし高励起の意意的な定義があるわけではない。通常高励起原子とよばれ、観測などにかかわるの、(1) 原子の最外殻の電子 1 個が主量子数 n の大きい軌道に入っている場合、(2) 最外殻の電子 2 個以上が同時に励起原子軌道に入っている場合、(3) 内殻の原子軌道にある電子が励起されている場合である。(1) は通常、高リユードベリ原

子とよばれている。たとえば Li 原子の基底状態では $1s^2 2s$ の電子配置より生じる 2S_0 であるが、このうちの $2s$ 電子が nl 原子軌道に入り $(1s^2) \cdot nl$ の型の電子配置となったものである。どのような原子(または分子)でも電子が 1 個、主量子数 n が十分大きな軌道に入ると、その電子に対しては残りのイオン(Li では $Li^+ 1s^2 S_0$)は内部状態のない 1 価の点電荷とほぼ同様のふるまいをするので、水素原子型の励起原子となる。この励起原子は l の異なる値ごとにリュードベリ系列という特徴的なエネルギー準位をもつ ($E_n = -R/(n-\delta)^2$, E_n : 結合エネルギー, $R = (13.6\text{eV})$: リュードベリ定数, δ は量子欠損で各系列について n によらない定数)。 n が大きいと軌道半径は大きく、結合エネルギーが小さいので、壊れやすい (\Rightarrow リュードベリ状態, リュードベリ原子)。(2)の型の励起では 2 個の電子が同時に励起されるものが最も多く、二重励起状態とよばれている。たとえば He の基底状態は $1s^2 S_0$ である。 $1s$ 電子のおのおのが $2s, 2p$ 原子軌道に同時に励起されると、独立粒子模型で $2s2p^1 P$ および 3P 状態が生成されると考えられる。ただし、この励起エネルギーは He の電離エネルギー 24.58eV より高いので、 $\{He^+(1s) + e^-\}$ のような連続状態とエネルギー的に縮退している。独立粒子模型で電子間の相関を考慮したより正確な取扱いは、この二重励起状態と上記連続状態の線形結合が He 原子の正しい固有状態になっている。これから He の $2s2p^1 P, {}^3P$ 二重励起状態は有限な寿命をもって電離するとも解釈できる。したがって自動電離状態ともいう (\Rightarrow 自動電離)。He の基底状態の光電離の断面積 σ_{ph} を照射する光子のエネルギーを変えて測定すると、これらの二重励起状態が存在する励起エネルギーの近傍で σ_{ph} のエネルギー依存性が顕著な構造を示すことからその存在が確かめられている。(3)の型の励起は、たとえば Ne の基底状態 $1s^2 2s^2 2p^6 {}^1S_0$ において、内側の K 殻の $1s$ 軌道にある電子 1 個が高い軌道に励起されて、K 殻に空孔が生ずるような場合である。この型の高励起原子では、空孔のある内殻の軌道に、それよりエネルギーの高い殻にある電子が落ち込み、その際得られるエネルギーを使って比較的緩く結合している外殻電子などを放出することができる。この電子をオージェ電子という。上記の例でいえば L 殻の 1 つの $2p$ 電子が K 殻の空孔に落ち、同じ L 殻で電子相関のために少しエネルギーの高い軌道の $2p$ 電子がエネルギーをもらって電離する (\Rightarrow オージェ電子)。したがってこの型の高励起原子もある寿命をもって崩壊する自動電離状態である。図

光路差 [英 optical path difference, 独 optischer Gangunterschied, 仏 différence des chemins optiques, 露 разность хода лучей] 2 つの光路長の差を意味し、 $(n l)_1 \sim (n l)_2$ で表される。ここで n は屈折率、 l は光路の長さで、それぞれ光の進む道筋に沿っての値をとる。光学距離の差ともいう。屈折率 n が一様な媒質中での光路差は $n(l_1 - l_2)$ で与えられ、一方屈折率が異なる媒質中が光が同一距離進んだときの光路差は $(n_1 - n_2)l$ で与えられる。干渉の計算によく用いられ、光路差に $2\pi/\lambda$ (λ は真空中の波長)を掛けたものが位相差である。

光路長 [英 optical path, 独 optische Weglänge, 仏 chemin optique, 露 оптическая длина пути] 屈折率 n の媒質を距離 l だけ光が進むとき、 n と l の積 nl のこと。光学距離ともいい、幾何光学では光学距離、一般の光学では光路長が用語として普通用いられている。屈折率が位置

r の関数である場合は、点 P_1, P_2 を結ぶ光線の光路長は

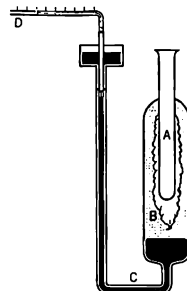
$$\int_{P_1}^{P_2} n(r) ds \quad (s \text{ は光線に沿っての長さ})$$

で与えられる

$$\int_{P_1}^{P_2} n(r) ds = c \int_{P_1}^{P_2} dt$$

(c は真空中の光の速度, dt は光線に沿って ds だけ進むのに要する時間)の関係があるので、光路長は同じ時間内に光が真空中を通過する距離に等しい。フェルマーの原理による説明や光の干渉の計算によくでてくる量である。

氷熱量計 [英 ice calorimeter, 独 Eiskalorimeter, 仏 calorimètre à glace, 露 ледяной калориметр] 氷が融解するとき熱を吸収する現象を利用して熱量を測定する装置をいう。物質の比熱, 中和熱, 湿潤熱などのような少量の大気圧下での熱量を測定する。氷 1g が大気圧下で融解する熱量は $332.4\text{J} \cdot \text{g}^{-1}$ であるから、融解した氷の量を質量または体積によって測定すれば吸収した熱量がわかる。氷の温度は常に一定であるから、ほかの熱量計のように微小な温度変化の測定を必要としないので、融解した氷の質量さえ精密に求めることができれば、簡単な装置でわりあい精密な熱量値が得られる。しかし、多量の熱量の測定には向かない。融解した氷の量を測定するための種々のくふうがなされている。図はブンゼンの氷熱量計で、装置は



冷却ガラス製である。B の内部には純水を満たしておき、測定に先立って A 管の内部にドライアイスのような寒剤を入れて周囲に氷を付着させておく。測定にはこの装置を 0°C の恒温槽に置く。試料 $m[\text{g}]$ を $\theta[^\circ\text{C}]$ に加熱して A 管内に投入する。氷が吸収した熱量は、水と氷との全体積の変化で知られ、D 管の水銀系の移動によって測定する。 0°C においては氷の比体積は $1.09075\text{cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$ 、水の比体積が $1.0021\text{cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$ であるから、氷が 1g 融解したときは体積が 0.09054cm^3 だけ減少する。全体積が 1cm^3 減少した場合、氷が 11.045g 融解したことになる。したがって D における全体積変化を $v[\text{cm}^3]$ とすると、この物体の比熱 $c[\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$ は次の式で求められる。

$$c = \frac{332.4 \times 11.045}{m \theta} v$$

固化 = 凝固

呼吸 [英 respiration, 独 Atmung, 露 дыхание]

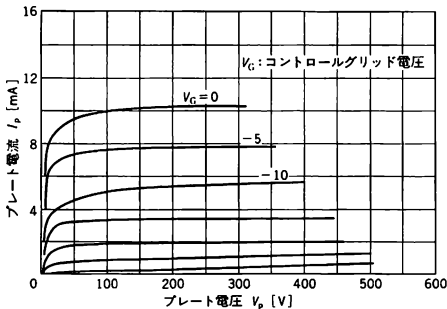
一般には細胞が O_2 を吸収して有機物を酸化する反応をさすが、外呼吸と区別して、これを内呼吸とか細胞呼吸とよぶこともある (\Rightarrow 酸化的リン酸化)。外呼吸とは、肺やえらなどにおいて O_2 を吸収して CO_2 を放出することをさすが、これは内呼吸の準備段階として位置づけられる。細胞呼吸の概念を拡張して、 O_2 の代りに硝酸塩または硫酸

塩を最終電子受容体とするものをそれぞれ硝酸呼吸または硫酸呼吸という。前者の最終産物は N_2 または NH_3 で、後者の最終産物は H_2S などである。一部の細菌はこの方式により嫌気的条件下でもアデノシン三リン酸(ATP)を合成し、生育することができる。細胞呼吸の生理的意義は ATP 合成にあると考えられるので、さらに呼吸の概念を拡大して、解糖やアルコール発酵のような有機物質間の酸化還元によって ATP を合成する反応を、無機呼吸とよぶこともある。

呼吸球 [英 pulsating sphere, 独 pulsierende Kugel, 仏 sphère pulsatoire] ⇨ 点音源

呼吸鎖 [英 respiratory chain, 独 Atmungskette, 仏 chaîne respiratoire, 露 дыхательная цепь] ⇨ 酸化的リン酸化

五極管 [英 5 pentode, 独 Pentode, 露 пентод] 四極管の負抵抗特性を除くため、プレートとスクリーングリッドの間にサブプレッサーグリッドを挿入した電子管。スクリーングリッド四極管が三極管の改良型のひとつとして出現したが、これにもダイナトロン特性という欠点のあることが明らかになり、この欠点を除去したものが五極管とビーム管である(⇒四極管)。五極管はダイナトロン特性の原因であるプレートとスクリーングリッドの間の二次電子のやりとりを断つため、スクリーングリッドとプレートとの間に第三のグリッドを挿入し、接地した電子管である。この第三のグリッドをサブプレッサーグリッド(抑制格子)という。サブプレッサーグリッドの存在のために五極管のプレート特性は、図に示す通り、スクリーングリッド四極管にお



けるダイナトロン特性が除去されている。五極管はビーム管と同じく一般の四極管に比べて次のような長所をもっている。(1) プレートの静電遮蔽効果がより強化された。(2) プレート電圧の動作範囲が拡大された。(3) 二次電子の影響を受けないので動作が安定である。しかしながらビーム管に比べると五極管にも1つの欠点がある。それはプレート特性の曲線の肩が緩慢に曲っていることであって、この丸みの原因はサブプレッサーグリッドの存在のために電場が不均一になり、電子流が乱れてプレート面に平行な速度成分がプレート面の広い範囲に分布し、不均一な飽和値をとることによる。この特性のために、五極管はその出力に比較的大きなひずみをもつ。

国際雲絨図 [英 international cloud atlas, 独 internationaler Wolkentlas, 仏 atlas international des nuages, 露 международный атлас облаков] ⇨ 雲

国際学術連合会議 [英 International Council of Scientific Unions, 独 Internationale Ratsversammlung der

Wissenschaftlichen Vereine, 仏 Conseil international des union scientifiques, 露 Международный Совет Научных Союзов] 自然科学部門の国際団体の連合体。ICSU または CIUS と略称される。自然科学分野における諸国際学術団体の活動を調整・促進し、ICSU 加入の各国団体の調整機関として活動することを目的としている。そのほか、国際学術活動を振興すること、ICSU 各国団体を通して当該国の学術研究を促進するために当該国政府との関係をもつこと、国連およびその諸機関と関係を維持すること、共通の関心をもつ他の国際協議会、連合、団体との間に必要な契約および相互協定を結ぶことを目的としている。加入資格は、国会員(各国代表機関)、国際学術連合会員であるが、国会員の場合には、その国のアカデミー、学術研究会議などが代表になり、日本の場合には、日本学術会議が代表機関になっている。1981 年では、国会員は 67 名、準国会員は 1 名、国際学術連合会員は 18 名、国際学術協力会員は 12 名である。組織としては、総会、総務委員会、執行委員会、事務局で構成され、役員は、会長、第一副会長、前会長、副会長、事務総長、会計である。委員会としては、常設委員会としての財務委員会、自由交流委員会、加入委員会のほか、科学特別委員会がある。科学特別委員会には、海洋学研究科学委員会(SCOR)など 10 の委員会があり、またこのほか、ICSU Panel などの目的別の組織もある。毎年 1 回年報を刊行している。ユネスコ(UNESCO)などの国際団体と密接な関係をもっていて、財政はユネスコからの助成金と加入団体の分担金によっている。ICSU は、1931 年にブリュッセルにおいて設立されたが、その前身は 1919 年に設立された国際学術研究会議(IRC)である。

国際規制物質 [英 internationally controlled material, 独 international überwachtes Material] 「原子力の研究、開発および利用に関する条約その他の国際約束に基づく保障措置の適用その他の規制を受ける核原料物質、核燃料物質、原子炉その他の資材または設備」をいい(核原料物質、核燃料物質および原子炉の規制に関する法律、昭和 32 年 6 月 10 日、法律第 166 号、第 2 条第 7 項)、内閣総理大臣が告示により定めることになっている(同第 8 項、昭和 47 年 10 月 16 日総理府告示第 49 号、昭和 52 年 11 月 29 日総理府告示第 37 号)。

アメリカ、カナダ、イギリス、フランス、オーストラリアとの間に個別に手交された協定に基づき、それぞれの国からわが国に持込まれたものまたは持込まれた設備を使用してつくられたものおよび国際原子力機関(IAEA)との間の協定に基づく保障措置の適用を受けるものとされているため、わが国にあるほとんどすべての核原料物質、核燃料物質、原子炉は国際規制物質であるといつてよい。

国際結晶学連合 [英 International Union of Crystallography, 独 Internationale Union für Kristallographie, 仏 Union internationale de cristallographie, 露 Международный Союз по Кристаллографии] IUCr と略称される。広い意味の結晶学の発展を目標に、主として P. P. Ewald らの努力で結成が準備され、1947 年 4 月、国際学術連合会議(ICSU)に正式加盟した。翌 1948 年 8 月、第一回の総会および学術会議がアメリカのハーバード大学で開かれ、会長に W. L. Bragg、名誉会長に M. von Laue が推された。以後、3 年おきに総会および学術会議が開催され、今日に至っている。事務局はイギリスのチェスターに

おかれている。

国際結晶学連合の特徴として、まず極めて学際的であることがあげられる。その学術上の目標は、物質の原子的構造を明らかにすることにあるが、活動分野は物理学・化学・鉱物学・生物学にわたり、数学とも関連する。現在3つの出版委員会と11の学術委員会と構成されている。後者は、それぞれの分野の学術上の国際協力事業を行っており、また上記の定期的学術会議のほか、インターコンgresと称する小規模の学会を定期的あるいは不定期に主催している。

もうひとつの特徴は、出版活動が盛なことである。ジャーナル委員会は、Acta Crystallographica A,B,C, Journal of Applied Crystallography および Structure Reports を定期的に発行している。また、International Tables of Crystallography, 「結晶学パンフレット」(主として教育用), 「X線回折50年」、最近では「電子線回折50年」のような書物も国際的協力の下で刊行された。

1982年現在、加盟国数は33である。また、結晶学者の名簿(World Directory)を刊行しているが、第六版(1981年)によれば登録者数は8174名(68ヵ国)である。他に、International Organization of Crystal Growth (IOCG)およびEuropean Association of Crystallography (EAC)が学術団体として加盟している。これらの活動を総合的に運営するため、8名の委員からなる実行委員会が運営されている。わが国の加盟機関は日本学術会議であり、結晶学研究連絡委員会が対応する国内委員会となっている。

国際原子時 [英 international atomic time, 独 internationale Atomzeit, 仏 temps atomique international, 露 международное атомное время] 1971年の国際度量衡総会で、国際原子時(TAI)とは国際単位系(SI)の時間の単位、秒の定義に従って諸機関において作動している原子時計の指示に基づき、国際報時局(Bureau International de l'Heure, BIH)により定められる時刻標識の座標であると定義された。具体的には、世界各地の約100台の実用セシウム原子時計の示す原子時(AT)のデータを比較し、BIHで開発された統計的処理方法で自由原子時(EAL)をつくり、SIの秒の定義どおりの秒を実現するために世界の標準研究所で開発したセシウム原子周波数標準器でEALを校正したのち合成してゆくものであって、BIHで保持されている。TAIの秒間隔は、海面レベルでのSI秒間隔を表している。

国際原子力機関 [英 International Atomic Energy Agency, 独 Internationale Atomenergie-Organisation, 仏 Agence internationale pour l'énergie atomique] 原子力の平和利用を促進するために、国際連合の下に設立された国際的な協力機関で、本部はウィーンにある。IAEAと略称される。1953年12月の第八回国連総会におけるアメリカ大統領D. D. Eisenhowerの提案が発端となった。核の利用という政治的色彩の濃い問題を扱うため、各国間、特にアメリカとソ連との意見の調整に手間取ったが、1956年10月、規約草案が世界80ヵ国によって承認され、1957年7月、正式の機関として発足した。1981年現在、110ヵ国が加盟している。機関の目的は、原子力を世界の平和と健康と繁栄に貢献させること、物質や施設を提供すること、原子力の平和利用に関する技術的情報の交換を助成すること、この分野の専門家の交流や育成を奨励すること、健康や安全の基準を設定したり、原子力施設の運転の安全

基準を作成すること、機関が提供する物資や設備が軍事的に転用されないようコントロールすることなどである。具体的には、加盟国の間での物資供給や援助を仲介するだけでなく、物資を保有してこれを割り当てること、さらに、これらが軍事的に転用されないよう管理査察なども行っている。また参加各国からのエネルギー事情や経済統計の情報をまとめて、「IAEA データブック」として出版すること、国際核科学情報システム(INIS)を整備して情報を提供すること、原子力平和利用国際会議を開催することなど情報交換にも重要な役割を果たしている。機関の運営は総会と理事会によってなされているが、実質的には34ヵ国からなる理事会が機関の機能を実行している。日本も理事国として参加しており、IAEAの査察を受けている。日本は1976年に、核兵器不拡散条約に加盟し、1977年IAEAとの間に保障協定を結び、IAEAの保障措置の適用を受けている。

国際実用温度目盛 [英 International Practical Temperature Scale, 独 Internationale Praktische Temperaturskala, 仏 Échelle Internationale Pratique de Température, 露 Международная Практическая Температурная Шкала] 国際実用温度目盛は、「1927年国際温度目盛」に始まり、その後、温度領域の拡張、温度値の変更、修正が加えられ、現今の「1968年国際実用温度目盛」(IPTS-68 またはEIPT-68と略称されている)となった。なお、IPTS-68は1975年に一部修正されている。温度は熱力学温度で定義されているが、温度測定を熱力学温度で行うには困難を伴う。また、温度の絶対値よりも分解能や再現性を問題にする場合には、熱力学温度の測定精度では不十分であることが多い。一方、熱物性のデータを比較する場合には、同一温度目盛での測定が必要となる。これらを解決するために、国際実用温度目盛が定義されている。この目盛は、その決定時点での熱測定データをもとに、熱力学温度に最も近く、しかも実用的で、分解能も十分高く、国際的に同一の温度値になるように定義されている。

IPTS-68は、12個の定義定点とその温度値、補間計器と補間公式によって定義されている。定義定点は付録の表に太字で示す温度定点である。このうち、水の沸点は測定上の困難のために、また、酸素の露点は純度のズレ、高い精度で実現できない場合があり、それぞれ、スズの凝固点、アルゴンの三重点を置換えてよいことになっており、いずれか一方でよい。補間計器とその条件、補間公式を付録の表に示す。IPTS-68で定義されている温度領域は13.81K以上であるが、1976年以後この温度領域以下では、暫定的に「1976年0.5K-30K暫定目盛」(Échelle Provisoire de Température de 1976 entre 0.5K et 30K; 略称EPT-76)が使用されることとなった。EPT-76は温度定点(参照点という)と温度値のみが与えられている(⇒温度定点)。

国際純粋・応用生物物理学連合 [英 International Union for Pure and Applied Biophysics, 独 Internationaler Verein der Reinen und Angewandten Biophysik, 仏 Union internationale de biophysique pure et appliquée, 露 Международный Союз по Чистой и Прикладной Биофизике] 国際学術連合会議に属する国際学術連合のひとつ。IUPABと略称される。1957年ローマで開かれた国際純粋・応用物理学連合(IUPAP)の総会で、生物物理学の国際組織をつくる必要性が提唱された。1961年7月にスト

ックホルムで第一回の国際生物物理学コンGRESが開催され、ここで IOPAB (International Organization for Pure and Applied Biophysics, 国際純粋・応用生物物理学組織)が発足し、会長に A. Engström が選ばれた。1964 年パリで第二回総会、1966 年ウィーンで第二回コンGRESと第三回 IOPAB 総会が開かれ、IOPAB は国際学術連合会議の学術連合のひとつとして、IUPAB に改組され、会長として新たに J. Kendrew を選んだ。IUPAB の総会およびコンGRESは、3 年ごとに開かれるが、1978 年の第六回コンGRESは京都で開かれた。また、1968 年から機関誌として Quarterly Reviews of Biophysics を発行している。運営は 3 年ごとに開かれる総会が最高機関であるが、会長、副会長、名誉副会長(前会長)および事務総長の 4 名からなる執行部と総会で選ばれたメンバーを加えた評議会が常時の運営を行っている。また、分野によって組織された分科委員会(Commission)がおかれていて、特定課題についての国際シンポジウムを開くなどの活動を行っている。

国際純粋・応用物理学連合 [英 International Union of Pure and Applied Physics, 独 Internationale Union für Reine und Angewandte Physik, 仏 Union internationale de physique pure et appliquée, 露 Международный Союз по Чистой и Прикладной Физике] 学術に関する国際組織の一つ。IUPAP と略称される。国際学術連合会議(ICSU)に加盟している。物理学における国際協力の奨励促進、論文の抄録や物理定数表の作成および刊行に関する諸種の事業の調整、記号、単位、術語、標準の使用に関する国際的な合意の達成、さらに興味ある研究の奨励助成を目的としている。IUPAP は 1922 年に W. Bragg の首唱で組織され、1923 年、1925 年にブリュッセルで総会が開催された。IUPAP の総会は、その定款に従って 3 年に 1 回開催されることになっており、第二次世界大戦前後の時期を除いてこの周期が乱れたことはない。IUPAP がその活動を拡大したのは、第二次世界大戦以後の時期といえる。1981 年現在では、加盟国は 41 カ国に達している。IUPAP は、各国それぞれ 1 つの国内委員会を組織し、その国内委員会を構成員として組織されているが、各国内委員会は、その国の科学アカデミーのような国立機関のほか、物理学会などの学会やそれらの連合組織でもよいことになっている。各加盟国は 1 口 400 ドルの分担金を国の事情に応じた口数だけ支払うことになっている。わが国は第二次世界大戦前から加盟していたが、大戦中は一時中断したものの引き続き加盟国になっている。IUPAP には日本学術会議が分担金を払って加盟し、物理学研究連絡委員会が国内委員会になっている。IUPAP には種々の専門委員会があり、毎年各国で開かれる種々の国際会議を後援している。組織としては、会長、副会長、幹事などからなる執行委員会があり、わが国からも、副会長および各専門委員会の委員が選出されている。

国際純粋・応用化学連合 [英 International Union of Pure and Applied Chemistry, 独 Internationaler Verein der Reinen und Angewandten Chemie, 仏 Union internationale de chimie pure et appliquée, 露 Международный Союз по Чистой и Прикладной Химии] 学術に関する国際組織のひとつで 1918 年に創設された。IUPAC と略称される。化学における国際協力を奨励促進し、また命名法、単位、記号、標準値、標準の方法の設定など国際的に調整を要する学術的諸問題の審議や、関連分野の国際会

議の開催に関する事項の審議などを目的とする。国際原子量の設定はよく知られている。現在 IUPAC には 7 つの部会(Division)があり、各部会には専門委員会が設けられている。7 部会とは物理化学、無機化学、有機化学、高分子、分析化学、応用化学および医療化学部会であり、このほかに部会に属さない化学教育委員会などがある。

IUPAC の加盟国は 1982 年現在 43 カ国で、日本からは日本学術会議が加盟し、化学研究連絡委員会が国内委員会になっている。中国からは中華人民共和国の化学会と台北の中国化学会の 2 つの加盟団体が認められている。IUPAC は奇数年に総会と研究発表の会議とを別の国で開き、前者では加盟国の代表からなる評議会が開かれる。後者は 1977 年 9 月東京で開催された。IUPAC の部会長、委員などとして 30 名を超える日本の研究者が活動している。

IUPAC が現在最も力を入れているのは、ケムロン(Chemical Research Applied to World Needs, 略称 CHEMRAWN)活動で、資源、エネルギー、食糧など世界的規模の課題について、化学の国際専門家の集団の立場から問題を提起するとともに、その解決をはかり、化学者の社会的責任を果すことを目的としている。

国際単位系 [英 International System of Units, 独 Internationales Einheitensystem, 仏 Système International d'Unités, 露 Международная Система Единиц] メートル、キログラム、秒、アンペア、ケルビン、モルおよびカンデラの 7 つの単位を基本単位として構成された十進法による計量単位系。1901 年にイタリアの G. Giorgi によって提唱された四元系の MKS 単位系をさらに体系化した単位系であり、国際交流のためにメートル条約の全締約国が採用できる単一の実用的な計量単位系として 1960 年の国際度量衡総会により採用された。初めは 6 個の基本単位から構成されていたが、1971 年に物質量の単位を追加し適用領域が拡張された。国際的な略称を SI という(日本語や英語ではこれをエスアイとよぶ)。その特徴は、単位系についていわれる意味で一貫性があり、SI 単位とよばれる単位系とその SI 単位の十進法による倍量単位および分量単位とから成り、電磁気量について有理化した形で使われる点にあり、表記法に関する規則を備える。メートル法の現代型とよばれ、各国で採用されつつある。

(1) 構成: 単位系を構成する基礎として選ばれた、次元的に互いに独立な単位を基本単位という。基本単位は物理学的には一義的に決まるものではなく、その選び方はある程度まで任意である。国際単位系では表 1 に示す 7 つの量を互いに独立であると取決め、単位の名称と記号を定め、大きさを定義した。

表 1 SI 基本単位 (定義は各単位の名称の項参照)

量	名 称	記 号	量	名 称	記 号
長 さ	メートル	m	熱力学温度	ケルビン	K
質 量	キログラム	kg	物質 量	モ ル	mol
時 間	秒	s	光 度	カンデラ	cd
電 流	アンペア	A			

単位は、次元的独立性の観点からは基本単位であるか、あるいはそれら導き出される組立単位であるかのどちらかであると考えられるが、空間の幾何学的な量である表 2 の 2 つの量の性格について結論が出ないため、国際単位系ではそれらに対応する 2 つの単位を補助単位に分類した。その後、これら 2 つの補助単位は無次元の組立量の単位と

解することになった。

表 2 SI 補助単位 (定義は各単位の名称の項参照)

量	名 称	記 号	量	名 称	記 号
平面角	ラジアン	rad	立体角	ステラジアン	sr

表 1, 表 2 にあげた 9 つの単位以外は, 関与する物理量の間に成り立つ代数的な乗除の関係にならってこれら 9 つの単位を組合せることにより形成される。このようにして得られる単位を組立単位とよぶ。国際単位系では組立単位の形成に際して数係数を用いない。したがって, この単位系の基本単位・補助単位・組立単位はいわゆる一貫性のある単位系を成し, 大きさに関しては 1 つの量に 1 つの単位が定まる。これら 3 種の単位を一括して SI 単位という。

SI 組立単位の名称と記号の形成方法についての基本的な例を表 3 に示す。この例でわかるように, 除法が関係する組立単位の名称では分母にくる単位の前に「毎」を付ける。

表 3 SI 組立単位の例
(基本単位と補助単位で表す例)

量	名 称	記 号
面積	平方メートル	m ²
体積	立方メートル	m ³
波数	毎メートル	m ⁻¹
速度	メートル毎秒	m・s ⁻¹
加速度	メートル毎秒毎秒	m・s ⁻²
質量流量	キログラム毎秒	kg・s ⁻¹
磁気モーメント	アンペア平方メートル	A・m ²

組立単位のうちのいくつかには, 使用上の便宜を考慮し, 「特別の名称と記号」が付与されている。その特別の名称と記号は, 単独で用いてもよいし, 他の組立単位を形成するのに順次他と組合せて用いてもよい。したがって SI 組立単位の大きさは 1 通りに定まるが, 名称は 1 つとは限らない。ただし習慣上, 1 つの名称が他の名称より好んで使われるということはある。特別の名称と記号を有する組立単位を表 4 に示す。それぞれの単位の他の SI 単位を用いた表現は各特別の名称の項または付録の表を参照。

表 4 特別の名称と記号をもつ SI 組立単位

量	名 称	記 号	量	名 称	記 号
周波数	ヘルツ	Hz	(電気の)コンダクタンス	ジーメンズ	S
力	ニュートン	N	磁束密度	テスラ	T
圧力, 応力	パスカル	Pa	インダクタンス	ヘンリー	H
仕事, 熱量, エネルギー	ジュール	J	セルシウス温度	セルシウス度	°C
仕事率 ¹⁾ , 放射束	ワット	W	光 束 照 度	ルーメンルクス	lm lx
電気量, 電荷	クーロン	C	放射能*	ベクレル	Bq
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	吸収線量*	グレイ	Gy
電気容量 ²⁾	ファラド	F	はかばか		
電気抵抗	オーム	Ω	線量当量*	シーベルト	Sv
磁 束	ウェーバ	Wb			

* 保健用の単位

1) 工率ともいう。 2) 静電容量ともいう。

屈折率, 相対透磁率, 相対誘電率のようないくつかの量は, いわゆる無次元の量であって, 数そのもので表され, その SI 単位は数の 1 で表されることがある。

単位の大きさの調節は, SI 単位に 10 の正または負のべき乗を乗じて得られる SI 単位の倍量単位および分量単位を用いて行う。その単位の名称と記号はその因数に対応する SI 接頭語をその SI 単位に付け加えることによって形成される。ただし, 質量の単位は, 基本単位の名称キログラムに 10³ 倍を意味する接頭語キログが付いており, その倍量単位, 分量単位の名称の形成に当っては, 接頭語が重ならないよう, 適切な接頭語を「グラム」に付けることになっている(⇒ SI 接頭語)。

以上より, 国際単位系の構成は次のように示される。

国際単位系の単位 (SI の単位) $\left\{ \begin{array}{l} \text{SI 単位(基本単位・補助単位・組立単位)} \\ \text{SI 単位の倍量単位および分量単位} \end{array} \right.$

(2) 表記法: 国際単位系を用いる際の表記上の規則が, 国際度量衡総会の決議および国際標準化機構の国際規格により定められており, その主なものは次のとおりである。

(a) 単位の記号は立体文字で印刷される。一般に小文字であるが, 固有な名詞に由来する記号は最初の文字に大文字を用いる。記号は複数形も変化せず, 終止符号を付けない。

(b) 2 つ以上の単位の積はつぎの方法のいずれかで表す(例: N・m, N・m, もしくは N m)。

(c) 1 つの単位を他の単位で除することによって得られる単位は, 斜めの線, 平らな線, もしくは負のべきによって表す(例: m/s, $\frac{m}{s}$, もしくは m・s⁻¹)。

(d) 括弧を用いることなしに同じ行に斜めの線を 2 本以上挿入してはならない。複雑な場合には, 負のべきを用いるか, もしくは括弧を用いなければならない(例: m/s² もしくは m・s⁻² として, m/s/s とはしない。m・kg/(s³・A) もしくは m・kg・s⁻³・A⁻¹ として, m・kg/s³/A とはしない)。

(e) 接頭語の記号は立体文字で印刷され, しかも接頭語の記号と単位の記号の間をつめて印刷される。

(f) 単位記号に接頭語を付けることによって形成された記号全体は, 分離することのできない新しい記号になる。その記号は正または負のべき乗にすることができ, また他の単位と組合せて組立単位を作ることができる(例: 1 cm³ = (10⁻² m)³ = 10⁻⁶ m³, 1 cm⁻¹ = (10⁻² m)⁻¹ = 10² m⁻¹, 1 μs⁻¹ = (10⁻⁶ s)⁻¹ = 10⁶ s⁻¹, 1 V・cm⁻¹ = (1 V)・(10⁻² m)⁻¹ = 10² V・m⁻¹)。

(g) 接頭語を組合せて用いてはならない(例: 1 mμm ではなく, 1 nm とする。1 μkg ではなく, 1 mg とする)。

(h) 接頭語を単独では決して用いてはならない(例: 1 M/m³ ではなく, 10⁶/m³ とする)。

(3) 国際単位系に含まれない単位の取扱: 1969 年の国際度量衡委員会は, SI と併用される単位として, 時間の分・時・日, 角度の度・分・秒, リットル, トンの 8 つの単位の使用を SI 単位の統一性を損わない範囲で認めた。また専門領域で有用で, SI 単位で表すと実験値になり正確でないならない, 電子ボルト, (統一)原子質量単位も SI 単位と併用してよい。

1978 年の国際度量衡委員会は, 海里, ノット, オングストローム, アール, ヘクタール, バーン, バール(圧力), ガル, キュリー, レントゲン, ラド, レムの 12 個の単位を現在使用中の領域に限り暫定的に使用できる単位として認めた。

国際度量衡委員会 [英 International Committee of

Weights and Measures, 独 Internationales Komitee für Maß und Gewicht, 仏 Comité international des poids et mesures, 露 Международный Комитет Мер и Весов] メートル条約により国際度量衡総会の支配を受けて国際度量衡局を指揮監督する国際機関。歴史的には 1872 年の国際メートル委員会(Commission Internationale du Mètre)の中に設けられた常置委員会(Comité permanent)を受け継いだ組織であり、発足当初はその委員が任命され、国際原器の製作と比較測定に当たった。国籍を異にする 18 名(1921 年の条約改訂前は 14 名)の委員から成り、互選により委員長と幹事各 1 名を選出する。委員は国際度量衡総会のつど半数が改選される。任務は、国際度量衡局の予算を編成し、業務を監督すること、締約国が共同一致して執行しようとする度量衡に関するいっさいの事業を指揮すること、国際原器の保管を監督すること、度量衡に関する問題について諮問委員会を設け、その作業の成果を総合すること、国際度量衡局の組織・業務に関する細則を作成すること、締約国政府に対し国際度量衡局の業務に関する年報を送呈すること、国際度量衡総会を招集すること、その総会に対して最新の総会以後に行った業務を報告することなどである。委員会は少なくとも 2 年に 1 回開かれることになっており、最近は毎年開かれている。

この委員会のもとに設けられた諮問委員会は、条約の改訂により国際度量衡局の業務が拡張されたことに伴うもので、国際度量衡委員会の数に任された組織であり、随時のまたは常設の作業部会を設けることができる。諮問委員会の委員長は国際度量衡委員会の委員が当り、委員は国際度量衡委員会によって選定された計量関係の大研究所や専門機関の代表と個々の専門家および国際度量衡局の代表から成る。現在活動中の諮問委員会は次のとおりである。ただしかつて内は設立年次を示す。電気諮問委員会(1927 年)、測光放射測定諮問委員会(1933 年)、測温諮問委員会(1937 年)、メートルの定義のための諮問委員会(1952 年)、秒の定義のための諮問委員会(1956 年)、電離性放射線測定のための諮問委員会(1958 年)、単位諮問委員会(1964 年)、質量および関連量のための諮問委員会(1980 年)。国際度量衡委員会委員長の国際度量衡総会への報告は *Procès-Verbaux des Séances du Comité International des Poids et Mesures* の標題で出版されている。

国際度量衡局 [英 International Bureau of Weights and Measures, 独 Internationales Büro für Maß und Gewicht, 仏 Bureau international des poids et mesures, 露 Международное Бюро Мер и Весов] 1875 年に締結されたメートル条約に基づき、度量衡の単位をメートル法により世界的に統一するために設立された国際的な標準機関。フランスの首都パリの南西約 10km のセブルにある。サン・クルー公園の一角を占める 43520m² の敷地はフランス政府から提供された中立地域であり、その中にパビヨン(Pavillon de Breteuil)とよばれる事務本館と 3 棟の実験棟などからなる建物群があり、設立費と維持費はメートル条約締約国の分担金により支弁されている。1983 年現在、学者 20 名、技術者 22 名であり、歳費は 1200 万フランすなわち約 6 億 5 千万円の程度である。メートル条約で定められた任務は、基本的な標準器と主な物理量の目盛を維持し国際原器を保管すること、国際原器と各国原器を比較すること、関連する測定技術の調整を確保すること、これらの業務に関係のある物理定数に関する測定と調整を

行うことなどであり、業務の遂行はもっぱら国際度量衡委員会の指揮監督を受けて行われ、その委員会は国際度量衡総会の支配を受ける。活動領域は、設立当初は長さと質量に関する諸測定とこれに関連する度量衡学的な研究に限られていたが、1921 年の国際度量衡総会によるメートル条約の改訂により、1927 年には電気、1937 年には測光の、さらに 1960 年には電離性放射線の測定標準に関する分野に拡張された。これまでの業績としては、標準の維持供給という本来の業務のほかに、J. Pernet と P. Chappuis によるガス温度計の研究、P. Chappuis, C. E. Guillaume らによるリットルの測定、C. E. Guillaume による不変化鋼の発見、A. A. Michelson, C. Fabry, A. Pérot による光波干渉標準の研究、佐久間晃彦による重力加速度の絶対測定などがあり、この絶対測定により、国際度量衡局の A 点(Point A)は 1972 年に国際測地学地球物理学連合の「国際統一重力測定網」の起点に選ばれた。所在地は、Pavillon de Breteuil, F 92310 Sèvres (Seine-et-Oise), France である。

国際度量衡総会 [英 General Conference of Weights and Measures, 独 Generalkonferenz für Maß und Gewicht, 仏 Conférence générale des poids et mesures, 露 Генеральная Конференция по Мерам и Весам] メートル条約に基づく計量単位に関する国際的議決機関。条約締約国の代表によって構成され、国際度量衡委員会の招集により少なくとも 6 年に 1 回開催される外交会議であり、1 国が 1 投票権をもつ。その任務は、メートル法の現代型である国際単位系(SI)の普及と完成を確保するのに必要な方法を討議し、実施すること、度量衡について新たに行われた基本的な測定の成果を承認し、かつ科学について国際的に重要な決定を採択することなどである。物理学にとっては国際度量衡総会が計量単位や物理定数に関する最高決定機関になっている点が重要である。総会は第一回総会の 1889 年以降、1895, 1901, 1907, 1913, 1921, 1927, 1933, 1948, 1954, 1960, 1964, 1967, 1971, 1975, 1979 の各年に開かれており、その議事録は *Comptes Rendus des séances de la Conférence Générale des Poids et Mesures* という標題で刊行されている。

国際標準化機構 [英 International Organization for Standardization, 独 Internationale Organisation für Normung, 仏 Organisation internationale de normalisation, 露 Международная Организация по Стандартизации] ISO と略称される。万国規格統一協会(International Federation of National Standardization Associations, ISA, 1928 年設立)、および第二次世界大戦中に生れた国際連合規格調整委員会(United Nations Standards Co-ordinating Committee, UNSCC)を前身として 1947 年に組織された機関で、88 ヶ国が加入している。わが国は、日本工業標準調査会(日本工業規格(JIS)を決めるところ、事務局は工業技術院内)を代表機関として、1952 年に加入した。

ISO は、工業製品などの規格を、話し合いによって各国の利害を調整して国際的に統一することを任務としている。ただし電気関係には国際電気標準会議(International Electrotechnical Commission, IEC, 1908 年設立、44 ヶ国加入)があり、IEC は、形の上では ISO の専門部会になっているが、実質的には独立機関として電気製品の国際規格の制定にあたっている。日本工業標準調査会は、1953 年以来、IEC にも加入している。

ISO には、総会、理事会、専門委員会および専門部会

(IEC)がある。専門委員会はISO/TC (Technical Committee)とよばれ、それぞれの技術的分野の専門事項の審議にあたる。たとえばTC17は鋼、TC42は写真を担当している。各TCにはそれぞれ幹事国が定められており、必要に応じて下部組織としてSC (Sub-Committee), WG (Working Group)が設けられる。ISOの本部はスイスのジュネーブにある。

1980年末現在、ISO国際規格(ISO International Standards, ISO-IS)の数は4269、IEC国際規格(IEC Standards, IEC-S)の数は1474に達する。ISO、IEC参加国は自国の国家規格(日本ではJIS)をISO-IS、IEC-Sに積極的に合わせようとしている。

国際放射線単位委員会 [英 International Commission on Radiological Units and Measurements, 独 Internationale Kommission für Radiologische Einheiten und Messungen, 仏 Commission internationale des unités et mesures radiologiques, 露 Международная Комиссия по Радиологическим Единицам и Измерениям] 国際放射線防護委員会(ICRP)と同様、1928年に国際放射線医学会議の委託を受けて設立された。その目的は放射線測定や線量評価の手法に関係のある最新のデータや情報を収集、評価し、その時点で受入れ可能で最も適切と思われる量や単位と測定法を勧告することである。英語の略名であるICRUと書かれることも多い。勧告の具体的内容は、(1)放射線と放射線の量と単位、(2)これらの量の適切な測定法、(3)上記の方法を適用する際に必要とされる物理的データ、の3つに分類される。放射線生物学や臨床放射線医学に対すると同様に放射線防護の分野にも重大な関心をもち、ICRPとも密接な協力関係を保っている。

国際放射線防護委員会 [英 International Commission on Radiological Protection, 独 Internationale Kommission für Strahlenschutz, 仏 Commission internationale de protection contre les rayonnements, 露 Международная Комиссия по Радиологической Зашите] 国際放射線単位委員会(ICRU)と同様、1928年の国際放射線医学会議(International Congress of Radiology, ICR)で放射線防護の基準を設定する目的で設立された。当初は国際X線およびラジウム防護委員会とよばれていたが、1950年に現在の名称に変更された。各国の専門家のなかから選ばれた委員で構成される。委員長と12名以内の委員から成る主委員会の下に生物学的効果、内部被曝、外部被曝および勧告の適用の4部門についての専門委員会をもつ。英語の略名であるICRPと書かれることも多い。

ICRPは放射線防護に関する諸学問の進歩に絶えず注意を払い、収集した最新のデータ、情報を基礎にして数年ごとに放射線防護の基準に関する勧告を行ってきた。ICRPの勧告は、世界的に権威あるものとして、アメリカ、ソ連をはじめとする各国の法令や、国際原子力機関(IAEA)、国際労働機関(ILO)、世界保健機構(WHO)などの国際機関の勧告に採用されている。

国際理論・応用力学連合 [英 International Union of Theoretical and Applied Mechanics, 独 Internationaler Verein für Theoretische und Angewandte Mechanik, 仏 Union internationale de mécanique théorique et appliquée, 露 Международный Союз по Теоретической и Прикладной Механике] 力学および関連分野の振興をはかるための国際機関で、1946年にパリで設立された。IUT

AMと略称される。力学または関連科学の研究に従事する研究者、各国の学会、国際機関の団結をはかること、理論・応用力学に関する国際会議を組織すること、理論・応用力学を発達させるための各種活動を行うことを目的としている。1982年現在、29ヶ国の代表機関が加入している。わが国では日本学術会議が加入し、力学研究連絡委員会が対応している。総会(2年に1回)、国際委員会(国際会議常置委員会)、正副会長を含む8名で構成される理事会(年1回)などによって運営されている。事務局は事務総長(理事の1人)の下におかれていて、理事の任期が4年であるため、事務局所在地も4年ごとに移動する。1982年現在の所在地はデンマークのデンマーク工科大学内にある。機関の財政は、加入各国の分担金とユネスコ(UNESCO)からの助成金でまかなわれていて、会員に対しては、機関紙の配布、情報の提供、国際会議出席費の補助などの便宜が与えられている。4年に1回、国際応用力学会議を開催するほか、毎年4～5回のシンポジウムを開催している。わが国では、1971年に電離気体力学の国際シンポジウムが東京で開催された。

国際理論物理学センター [英 International Centre for Theoretical Physics] イタリアのトリエステに1964年に設立された研究所で、1979年のノーベル物理学賞受賞者A. Salamが創立以来所長である。ICTPと略称される。素粒子理論、原子核理論、物性基礎論、重力理論などの研究とともに、開発途上国の若い研究者の教育訓練を主要活動目的とするユネークを国際的研究所である。制度上は国際原子力機関(IAEA)に属し、ユネスコ(UNESCO)の一機関である。これは、1960年代初頭、東西の障壁を越えた研究の国際協力と、開発途上国の研究教育の援助促進を念願して奔走したSalamの努力が実を結んだものである。1964年トリエステが土地と建物を提供し、ユネスコとイタリア政府の財政援助により、センターはIAEAの理論部として誕生した。1968年新しい建物が完成して、市内から現在の郊外の地に移った。研究所の財政はIAEAとユネスコに依存している。したがって、これらへの加盟国119ヶ国(1980年現在)からすれば文字どおりの国際センターである。

センターの専属所員は所長のほか3、4人にすぎず、大多数は客員研究員で、センターの研究計画に応じて世界各地から集まって一定期間滞在する人たちである。これら先進国からの研究指導者、1、2年滞在の若い博士研究員および発展途上国から選ばれた若い研究生により活発な研究が進められている。夏は2ないし4週間滞在の客員も多く、センターは活気に溢れる。年間3ないし10週間の長さで実施されるワークショップと連続講義は、センターの特筆すべき活動である。特に発展途上国の研究者の訓練に有効に働いている。テーマは素粒子物理学、核反応、プラズマ物理学、応用数学などをカバーする。1975年以来、「物理とエネルギー」、「物理とテクノロジー」のコースが毎年開かれ、資源問題、環境問題の学際的かつ国際的論議が活発である。研究指導面のみならず、IAEAを通して財政面でも、センターが先進国日本に期待するところは大きい。

黒体 [英 black body, 独 schwarzer Körper, 仏 corps noir, 露 чёрное тело] 入射方向、偏光状態に無関係に、入射するすべての波長の放射を完全に吸収する物体をいう。キルヒホッフの法則によって黒体は最大の放射率をも

つので完全放射体ともよばれる。黒いビロードやすすがその近似例で、目に黒く見えるのでその名がある。厳密には一定温度に保たれた放射を透さない壁に囲まれた空洞に、壁の全面積に比較して十分小さな穴をあけたもので実現される。黒体から放出される熱放射は黒体放射とよばれ、プランクの放射法則に従う。黒体は放射標準として放射温度計の目盛の校正などに用いられる。

黒体放射 [英 black body radiation, 独 schwarze Strahlung, 仏 radiation de corps noir, 露 излучение чёрного тела] 黒体から熱放射の形で放出される電磁波。放射を完全に反射する一定温度に保たれた壁に囲まれた空洞内で熱的平衡状態にある電磁波をいい、空洞にあけた小さな穴からの放射として観測される。空洞放射ともいい、普通磁器でつくった空洞を電氣的に加熱して実現する。黒体放射については 1859 年 G. R. Kirchhoff によって絶対温度 T の壁で囲まれた空洞と熱的平衡状態にある放射のスペクトル放射率に相当する $K_\nu(T)$ (ν は放射の振動数) が温度 T だけに関係し、壁の物質、空洞の形、大きさなどによらないことがまず示された (\Rightarrow キルヒホッフの法則)。1879 年 J. Stefan は黒体の全スペクトル強度が絶対温度 T の四乗に比例することを実験的に見だし、この関係は 1884 年 L. Boltzmann によって熱力学的理論から導かれた (\Rightarrow シュテファン-ボルツマンの放射法則)。W. Wien は 1893 年、熱力学的考察から、 $K_\nu(T)$ が

$$K_\nu(T) = \nu^3 F \left(\frac{\nu}{T} \right)$$

で与えられることを示し、ある温度 T におけるスペクトル分布関数 $F(\nu/T)$ がわかれば、ほかの温度におけるスペクトル分布のずれがわかったとした (\Rightarrow ウィーンの変位則)。Wien はさらに 1896 年、直感的考察から

$$K_\nu(T) = a\nu^3 \exp \left\{ -\beta \left(\frac{\nu}{T} \right) \right\}$$

で与えられることを示した。この式の a, β は実験的に決定される。1900 年 L. Rayleigh は空洞内の電磁波振動に統計力学の等分配則を適用してまったく別の式を導いた。この式は後に J. H. Jeans によって式中の小さな誤りが訂正され

$$K_\nu(T) = \left(\frac{\nu}{c} \right)^2 kT$$

で与えられる。ここで k はボルツマン定数である (\Rightarrow レイリー-ジーンズの放射法則)。ウィーン放射法則およびレイリー-ジーンズの放射法則は、O. R. Lummer, E. Pringsheim, H. Rubens, F. Kurlbaum ら多くの研究者によって実験結果と比較された。その結果前者は高振動数、低温度の放射に対して、一方後者は低振動数、高温度の放射に対してだけ実験結果と一致することがわかった。1900 年 M. K. E. L. Planck はウィーンの式とレイリー-ジーンズの式をつなぐ公式としてはじめ数学的な内挿式を提案したが、その後すぐこの式を物理的に説明するものとして光を放出・吸収する構成要素を一種の共鳴振動子 (プランクのエネルギー量子という) と考え、この共鳴子は $h\nu$ (h は後にプランク定数とよばれるようになった) のエネルギーの整数倍の値しかとりえないとする、まったく新しい考えに立脚して

$$K_\nu(T) = \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$

の式を導いた (プランクの放射法則)。プランクの式をすべ

ての振動数にわたって積分すればシュテファン-ボルツマンの法則が得られる。A. Einstein はさらにプランクの理論を発展させ、光の放出・吸収はエネルギー量子の形で行われるだけでなく、放射自身があたかも粒子として働くとし、これを光の量子と名づけた。Einstein は 1917 年に、二準位原子系と光源の相互作用である自然放出、誘導放出、吸収の平衡状態を表す関係から、また S. N. Bose, Einstein は 1924~25 年、光子の気体を考えてその分布から、プランクの式が導かれることを示した。

黒点 [英 sunspot, 独 Sonnenfleck, 仏 tache solaire, 露 солнечное пятно] 太陽面に出現する暗い領域。まわりの太陽面が明るすぎるために暗く見えるが、黒点自身は約 4000 K で光を放射している。典型的な黒点はほぼ円形で、中央が特に黒く、そのまわりを放射状の薄い黒い筋が取囲んでいる。中央部を本影、まわりを半影とよぶ。出現しはじめの黒点は小さい。それが数時間~数日で消えてしまうこともあれば、なかには直径も大きく成長し、その周囲に次々と黒点が出現して大きな黒点群となり、数ヶ月間にわたって見えていくこともある。直径は小さな黒点では 500 km あるが、大きな黒点群では 100000 km も及ぶ。黒点の磁場は 100~4000 G であり、N 極の黒点と S 極の黒点がほぼ東西方向に一对となって出現することが多い。太陽活動の極大期には極性が複雑に混在した黒点群が出現する。このような黒点群の近傍では、フレアが発生しやすい。黒点群の磁場には、(1) 黒点群の東側の黒点 (後続黒点) と西側の黒点 (先行黒点) とでは、極性が逆 (双極性) である、(2) 太陽の北半球と南半球とでは、先行黒点の極性が逆である、(3) 北半球だけを考えても、11 年を周期として先行黒点の極性が逆になるという規則性がある。これらの現象は、太陽内部におけるプラズマの大きな対流と太陽の赤道加速とが磁場をつくり、拡大させ、磁極を反転させながら、振動を繰返すことで説明されると考えられている。黒点が暗いのは、太陽内部からエネルギーを運んでくる対流が磁場のためにおさえられ、エネルギーの流入が周囲の光球面よりも減ることによると考えられている。黒点は温度もガスの密度も低いので、周囲よりもガスの圧力は低くなるが、その差は磁場の圧力によって補われるので、黒点が周囲の光球部分によって押崩されることはない (\Rightarrow 太陽)。

国民線量 [英 population dose, 独 Bevölkerungsdosis, 仏 dose de population] 1 つの国の人口またはそれに類する多くの人口を対象にした集団線量で、集団全体に対する放射線効果や遺伝的影響などを論じるのに用いられる。普通、集団の受けた総線量を man rem (マン・レム) 単位で表す。放射線障害の種類によって、さらに遺伝有意線量、白血病有意線量、生殖腺線量、骨髄線量などに分けられる。

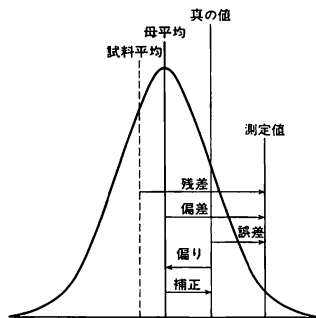
国立科学財団 [英 National Science Foundation] 基礎科学の振興のため設立されたアメリカ連邦政府の行政機関。NSF と略称される。Roosevelt 大統領の諮問に応じ、1945 年に提出された Bush 博士の報告書「科学——限りなきフロンティア」の中で基礎研究支援を主目的とした国立財団の設置が提唱されたことに端を発している。この提案に基づいて、その後もまもなく NSF 設立法案がアメリカ議会で審議される運びとなったが、法案通過には予想外の歳月を要し、上下両院で法案が成立したのは 1950 年のことである。NSF の目的は、数学、物理学、生物学、工

学などの広い範囲の研究や教育を援助することである(ただし、臨床医学、芸術、人文学、実業関係などは含まない)。そのために研究費の各分野および個人プロジェクトへの配分や、研究施設の建設などの業務を遂行している。NSFの長官は基礎研究および科学教育の振興に関する国の政策について大統領に勧告するという重要な役目をもっているが、この長官の下に、数理・物理学、天文・大気・地球・海洋科学、生物・行動・社会科学、工学、科学・技術・国際業務、行政の6つの局(1982年)がある。NSFの職員定数は約1300名で、そのうち科学専門職を含む専門スタッフは約800名である。これらの中には、任期2〜3年で大学から出向している専門家も多い。NSFの予算はすべて国家で支弁されており、1980年度の予算総額は約9.8億ドルである。このうち、数理・物理学、天文・大気・地球・海洋科学、生物・行動・社会科学の3つの局がそれぞれ総予算の20%程度を占めている。NSFの上部機関として、大統領の諮問機関である国家科学委員会があって、NSFの政策を決定するとともに、大型プロジェクトについては個別に審議をする。NSFは基礎科学研究に対する助成のほか、加速器、研究用海洋船、環境施設など大型研究施設の建設、科学教育振興のための援助や資料の提供、科学情報サービス改善のための研究開発、国際交流活動などの活動を行っている。わが国との間には、1961年の池田・ケネディ会談に端を発する日米科学協力事業が、日本学術振興会との間で進められている。

弧光スペクトル = アークスペクトル

誤差 [英 error, 独 Fehler, 仏 erreur, 露 ошиб-ка] 計算や測定の結果得られた値から真の値を引いた値をいう。測定に際して測定装置が測定対象に与える擾乱を0にできないこと、および測定装置から生じる雑音を0にできないことから誤差は不可避であることが示される。誤差を生じる要因は多いが、大別するとつぎの4種類にまとめられる。(1)測定原理の不完全さによるもの、(2)計測器の構成や動作の不完全さによるもの、(3)測定環境、測定条件の変動、(4)測定者によるもの。物理計測では種々の物理法則を利用して間接的に物理量を測定する場合が多いが、その際用いる法則が実際の現象や状態をモデル化、理想化しているために生ずる誤差(要因(1))は、高精度の計測器を整備された環境で使っても要因(2)と(3)の寄与を少なくしても小さくならないので、測定の計画段階で十分吟味しておく必要がある。測定者の技術レベルや個人的な欠点などによって誤差が生じる。たとえば顕微鏡の視野の中で標線を目標と合致させる操作、目盛の目測、音や光による合図などには個人差がある。これらの要因によって生じる誤差は、その性質によって系統誤差と偶然誤差およびまちがいによる誤差とに分類できる。測定手順のあやまり、測定値の読違いや記録値の誤りなど、測定者に起因する明らかなまちがいによる誤差は、原則的には避けられるものであるが往々にして生ずるものである。万全な注意を払うこと、また読違いの生ずるおそれの少ないような計測器を設計あるいは使用することなどが対策として挙げられる。多くの場合、測定の操作を何回か繰返すが、その際に得られる個々の測定値には大なり小なりふぞろいがある。これをばらつきというが、ばらつきをもたらしう原因によって生ずる誤差を偶然誤差という。偶然誤差は統計的性質をもつものだから、測定値について母集団を考え、実際に得られる測定値はそのサンプルとみなす。測定値の母集団の

母平均は必ずしも真の値と一致するとは限らない。両者の差を偏りといい、測定値に偏りを与えるような原因によって生ずる誤差を系統誤差という。偏りの大きさがわかれば補正によって真の値が求まるが、一般には偏りを正確に知ることができないので補正にも不確かさが残る。また、いくつかの測定値の平均値(試料平均)が母平均と一致するとは限らない。個々の測定値から母平均を引いた値を偏差といい、試料平均を引いた値を残差という(図参照)。系統誤



差と偶然誤差のいずれもそれぞれがいくつかの要因による誤差成分の重ね合わせとなっている。このような誤差成分のすべてを含めた総合的な誤差を総合誤差という。偶然誤差は誤差成分の標準偏差の二乗平方根で見積る。系統誤差は補正の不確かさを統計量とみなせば、各成分での不確かさの推測値の二乗平方根で見積る。偶然誤差と系統誤差とを重ね合わせるには二乗平方根を用いる場合と代数和をとる場合がある。最終的には総合誤差の限界の値を、ある確率の下で推定した値で示す。これを誤差限界という。誤差限界の値は信頼率によって変わるものであるから、信頼率の値を併記することが望ましい。デジタル計算機による数値計算が、有限なけた数で行われることから生ずる計算上の誤差打ち切りについては(⇒誤差解析)。

誤差解析 [英 error analysis, 独 Fehlerrechnung, 露 анализ погрешностей] 電子計算機を用いた数値計算において生じる誤差の発生、伝播、生成を解析し、誤差を抑制する方法を見いだすこと(測定値の誤差の解析については、⇒誤差論)。数値計算の誤差には、大別して入力誤差、丸め誤差、および打ち切り誤差がある。入力誤差は、データ誤差ともよばれ、入力データ中にすでに存在している誤差である。式中の $0.1, \pi, \sqrt{3}$ などを(二進法または十六進法の)有限小数で表現するための誤差もその一種である。丸め誤差は、計算機の中の数値が有限小数で表現されているために、計算の各段階の丸めまたは切捨てによって生じる誤差である。多くの計算機においてFORTRANの単精度実数の有効数字は十進法の6けた程度しかないので、丸め誤差の影響を小さくするためには細心の注意が必要である。打ち切り誤差とは、本来無限回の手順が必要なアルゴリズムを有限回で打ち切ったために生じる誤差のことである。無限級数を有限項で打ち切ったための誤差、ニュートン法などの反復法を有限回で打ち切ったための誤差、数値積分を有限の刻みで計算したための誤差などは、その代表的な例である。一般に打ち切り誤差が丸め誤差と同程度になれば、そこで打ち切ってもよいと考えられる。

誤差の評価には事前評価と事後評価がある。事前評価とは、計算の前に誤差を評価して反復回数や刻み幅を決める

ことをいう。事後評価とは、結果にある演算を施してその誤差を評価することをいう。誤差の解析と評価は数値計算における大きな課題であって、線形演算、常微分方程式、非線形方程式などの場合について、それぞれ詳しい成果が得られている。

誤差伝播の法則 [英 law of propagation of errors, 独 Fehlerfortpflanzungsgesetz, 仏 loi de propagation d'erreurs, 露 закон распространения ошибок] いくつかの量 x_1, \dots, x_n の測定値から $y=f(x_1, \dots, x_n)$ という関係式によって y の値を求めるとき, x_1, \dots, x_n の測定誤差が y の誤差にどのように反映するかを示すのが誤差伝播の法則である。偶然誤差の伝播については, x_i の誤差分散を σ_i^2 , x_i と x_j の誤差の共分散を c_{ij} とすると, y の誤差分散 σ_y^2 は

$$\sigma_y^2 = \sum_i \left[\frac{\partial f}{\partial x_i} \right]^2 \sigma_i^2 + \sum_{i,j} \left[\frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial x_j} \right] c_{ij}$$

と表される。 x_i の誤差が互いに独立ならば第二項は 0 となる。 x_i について m_i 回測定し平均値 \bar{x}_i を用いる場合は, 上式の σ_i^2, c_{ij} の代りに $\sigma_i^2/m_i, c_{ij}/m_i$ を用いる。 x_i に偏りがあるとき, その大きさが符号は未知だが絶対値は Δx_i より大きくはないと推測できる場合は, y の偏りの絶対値 $|dy|$ は

$$|dy| = \sum_i \left[\frac{\partial f}{\partial x_i} \right] \Delta x_i$$

より大きくはないと推測する。偏りの補正の不確かさは統計的性質をもつと考えられるから, 補正を行った測定値については偶然誤差の場合と同様に二乗和を求める。

誤差論 [英 theory of errors, 独 Fehlertheorie, 仏 théorie des erreurs, 露 теория погрешностей] 誤差を含む測定値を統計的に処理する方法が誤差論の主題である(計算機による数値計算の誤差については, ⇨誤差解析)。測定値とする物理系に関する情報を, 誤差を含む有限個の測定データから取出すためには, データを, 対象の構造を表す成分と誤差とに分離しなければならない。この分離が可能なのは, われわれが対象の構造および誤差に関してなんらかの予備知識を持っているからである。データを処理するには, 対象の物理的構造のみならず, 誤差の構造をも十分に考慮に入れなければならない。

誤差とは, 測定値 y_i の真値 y^0 からのずれ

$$\epsilon_i = y_i - y^0$$

をさす。 ϵ_i はある確率分布に従う確率変数であると考えられる。 ϵ_i の分布に関する期待値

$$E(\epsilon_i) = b_i$$

が 0 でないとき, これを系統誤差とよぶ。これは測定装置, 測定法, 測定者に固有な偏りに由来するものである。系統誤差は, 統計的方法によっては取除くことができず, 計器の校正によって除かなければならない。 $\epsilon_i - b_i$ を偶然誤差とよび, 通常は平均 0 で対称かつ一山型の確率密度分布に従うと考える。理想の場合には正規分布に従うと考えられ, 最小二乗法を用いたあてはめが可能になる。現実には, 正規分布よりその広い分布をもつことも多く, また種々の原因により異常に大きな ϵ_i が出現することがある。あてはめの際には, これらの可能性を配慮しなければならない。また, 異なる測定値の誤差は独立である, すなわち相関がない $E(\epsilon_i \epsilon_j) = 0$ ($i \neq j$) と仮定するのが普通である。時定数以下の時間間隔でデータを読取ったような場合には相関が無視できず, 相関を明示的に取入れたモデル化が必要になる(⇨精度, 誤差)。

コーシー Cauchy, Augustin Louis 1789.8.21—1857.5.23 フランスの数学者。フランス大革命の始まりを告げるバスチーユ監獄襲撃後まもないパリで生れる。父は国民議会の法律家, 警察の高官で王党派であった。革命期には父の故郷のバリ近郊に移り, 子どくさんの一家は貧窮の生活を送った。このため少年時代の Cauchy は栄養失調であったといわれる。彼は両親から厳格なカトリック教育と古典の手ほどきを受けたが, この教育と政治的信念が後に社会生活上, 宗教的, 政治的摩擦を引起した。1800 年 Napoléon 將軍のブリュメール十八日のクーデターにより, 一家はパリに戻ることができた。そのころ, 父の縁によってエコール・ポリテクニクの教授 J. L. C. Lagrange に数学の才能を見いだされたが, Lagrange の忠告に従い, ひとまずギリシア・ローマの古典を勉強するため, 13 歳のとき, パンテオンの中央学校に入学した。1805 年, 16 歳でエコール・ポリテクニクに入学した。卒業後さらに土木学校に進み, 1810 年卒業と同時に工兵士官としてシエルブールの軍港建設に派遣された。激務のかたわら「数学のあいまいさを明確にし, 証明の簡略化と新しい定理の発見」のための方法をつくろうとしたが, 体をこわしたため 1813 年パリに戻った。すでに多面体, 対称式および行列表に関する論文を 4 編発表しており, 数学界で名声があがっていた。1816 年エコール・ポリテクニクに教授として迎えられ解析学と力学の講座を担当した。「流体の波動の伝播に関する数学的解析法」の論文でアカデミー・デ・シアンズより大賞を授けられ, 27 歳で会員に選ばれた。この時代, その講義から「算術的解析学講義」*Cours d'analyses de l'École Royal Polytechnique Analyse algebrique* (1820 年), 「微積分学要論」*Résumé des leçons données à l'École Royal Polytechnique sur le calcul infinitésimal* (1823 年), 「無限小計算の幾何学への応用に関する講義」*Leçons sur les applications du calcul infinitésimal à la géométrie* (1826 年) が出版された。数学的業績は「極限概念の定義」づけを試みたこと, 「複素関数論」をうち立てたことである。1830 年 7 月に革命が起り, 新王 Louis Philippe に忠誠の誓約を拒否したため, すべて地位から追放され, スイスを経てイタリアに亡命, 1831 年迎えられてトリノ大学で数理論理学を講義するようになった。1833 年先の政変でブラハに亡命した Charles 十世から王子 Bordeaux 侯の教育を依頼されて, ブラハに赴き, 5 年間の任を果たした。この時代「光の分散」と「微分方程式の解の最初存在定理」の論文を発表している。1838 年パリに戻ったが, 政治的信念によって公職に就くことができなかった。1848 年共和制となり誓約がなくなり, Cauchy はソルボンヌの教授に返り咲いた。数多くの研究によって近代解析学の基礎を築いたばかりではなく, 物理学においても連続体の力学の建設と波動理論を駆使しての光の波動説の確立に貢献した。[主著] *Résumé des leçons données à l'École Royal Polytechnique sur le calcul infinitésimal*, 1823 (『微積分学要論』, 1969)。

コーシー数 [英 Cauchy number, 独 Cauchy-Zahl, 仏 nombre de Cauchy, 露 число Коши] 縮む流体において慣性力と弾性力の比を表す無次元数。流体の密度 ρ , 流速 u , 体積弾性率 K をそれぞれの代表的な値に選ぶとき, $\rho u^2/K$ をコーシー数またはフック数という。この量は流速とその場所での音速 c との比, すなわちマッハ数 $M=u/c$ の二乗に相当する。もともと構造物の弾性振動に

において、材料の代表的長さ l 、ヤング率 E を用いて、慣性力 $\rho l^2 u''$ と [弾性力/ひずみ]、すなわち $E l^2$ との比 $\rho l^2 u'' / (E l^2) = \rho u'' / E$ は、A. L. Cauchy (1829 年) にちなんでコーシー数とよばれていた。

コーシーの行列式 [英 Cauchy determinant, 仏 *déterminant de Cauchy*, 露 *определитель Коши*] 行列要素

$$x_{nm} = \frac{1}{a_n + b_m}$$

をもつ行列式をコーシーの行列式という。コーシーの行列式に対して次の恒等式が成立する。

$$\det \left| \frac{1}{a_n + b_m} \right| = \frac{\prod_{i=1}^{N-1} (a_i - a_k) (b_j - b_k)}{\prod_{n,m} (a_n + b_m)}$$

この関係式は次のようにして簡単に導くことができる。まず 1 番目から $N-1$ 番目までの各行から最後の行を引くことによって、各列から因子

$$\frac{1}{a_N + b_1}, \frac{1}{a_N + b_2}, \dots, \frac{1}{a_N + b_{N-1}}, \frac{1}{a_N + b_N}$$

を、各行から因子

$$\frac{1}{a_N - a_1}, \frac{1}{a_N - a_2}, \dots, \frac{1}{a_N - a_{N-1}}, 1$$

を行列式の前に引出すことができる。次に残った行列式において、各列から最後の列を引けば、各行と各列からそれぞれ

$$\frac{b_N - b_1}{a_1 + b_N}, \frac{b_N - b_2}{a_2 + b_N}, \dots, \frac{b_N - b_{N-1}}{a_{N-1} + b_N}, 1$$

という因子を引出すことができる。残った行列式は、 $N \times N$ 要素の小行列式である。これを繰返せばコーシーの関係式が導かれる。この行列式の関係は P. W. Anderson が不純物ポテンシャルが働いた場合の金属伝導電子系の基底状態の固有関数と不純物がない場合の固有関数との間の重なり積分を求め、アンダーソンの直交定理を証明する際に使用した。

コーシーの分散式 [英 Cauchy's dispersion formula, 独 *Cauchysche Dispersionsformel*, 仏 *formule de dispersion de Cauchy*, 露 *дисперсионная формула Коши*] 透明媒質中の光の分散について、A. L. Cauchy が 1835 年に導いた屈折率 n と波長 λ の関係式。次式で与えられる。

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \frac{D}{\lambda^6} + \dots$$

A, B, C, D は媒質に関する定数。この式は、媒質中に多数の振動する粒子があって、粒子間の距離を λ と同程度と考え、媒質中の光速を λ^{-2n} の級数で展開して求められたものである。第三項または第四項以下を省略して用いることが多い。コーシーの分散式は正常分散領域における経験的な分散式であって、異常分散領域は考慮されていない (⇒セルマイヤーの分散式)。

コーシー分布 [英 Cauchy distribution, 独 *Cauchy-Verteilung*, 仏 *distribution de Cauchy*, 露 *распределение Коши*] 位置母数 θ 、尺度母数 λ (>0) の 2 母数コーシー分布とは、密度関数が

$$f(x) = \left[\pi \lambda \left\{ 1 + \left(\frac{x - \theta}{\lambda} \right)^2 \right\} \right]^{-1} \quad (-\infty < x < \infty)$$

分布関数が

$$F(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctan \left(\frac{x - \theta}{\lambda} \right)$$

で表されるような、単峰で θ に関して対称な確率分布である。 $\theta=0, \lambda=1$ のときの標準コーシー分布は、自由度が 1 の t 分布に一致する。平均が 0 で分散が等しい独立な正規確率変数を U, V としたとき、 U/V が標準コーシー分布に従うことは容易にわかる。

コーシー分布は有限のモーメントをもたず、正規分布に比べ分布の裾が重い、外れ値が生じやすい分布のモデルとしてしばしば用いられる (⇒ロバスト手法)。 X_1, X_2, \dots, X_n が独立で同一の分布に従い、その平均 \bar{X} がコーシー分布に従うのは、元の分布がコーシー分布のときであり、しかもそのときに限ることが知られている。

一次元の障壁と、そこから垂直距離が λ だけ離れた放射線源を考え、ランダムな方向に粒子が放射されているとする。このとき、粒子が障壁に衝突する点と障壁上の任意の原点との距離 x の分布は、尺度母数 λ のコーシー分布に従う。

コーシー問題 [英 Cauchy problem] 微分方程式の初期値問題の別名。したがって常微分方程式のコーシー問題は、ベクトル値関数 $x(t)$ に対する一階微分方程式

$$\frac{dx}{dt} = f(t, x) \quad (1)$$

と初期条件 $x(0) = a$ からなる初期値問題に帰着する。この問題は、 $f(t, x)$ が連続、特に x に関しては

$$|f(t, x_1) - f(t, x_2)| \leq L |x_1 - x_2| \quad (L \text{ は定数})$$

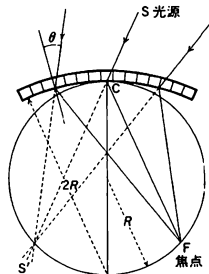
の意味でリプシッツ連続ならば、任意の a に対して (少なくとも時間に関して局所的に) 一意の解をもつ。

一方、偏微分方程式の場合には、たとえば、 n 次元空間 R^n による拡散方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \Delta u \quad (x \in R^n, t \geq 0) \quad (2)$$

の初期条件 $u(0, x) = a(x)$ ($x \in R^n$) のもとでの問題のように、境界条件を含まない純粋の初期値問題をコーシー問題とよぶことが多い。もっとも、「 R^n における有界性」のように、無限遠における境界条件が暗黙に了解されていることが多い。波動方程式やシュレディンガー方程式のように応用上重要な偏微分方程式のコーシー問題の多くは適正 (解が一意に存在し、初期条件に連続に存在する) であるが、一般的には方程式が線形であってもコーシー問題の適正さのための条件は複雑である。

コーシユア型結晶法 [英 *Cauchois type crystal method*, 仏 *méthode de cristal de type Cauchois*] 湾曲型結晶モノクロメーター (⇒湾曲結晶法) の一種。ヨハン型結晶やヨハンセン型結晶が、結晶表面からのブラッグ反射を利用するのに対し、このモノクロメーターは透過型である。図にその光学的配置を示す。図から理解できるように、光源は集束した虚像となっている。したがって、結晶板の反



対側に幅広い光源のあるとき、それを集束させるのに使うことができる。このため、X線分光用に考えられたが、回折実験にも利用される。しかし、ヨハン型結晶法と同じく収差があって、完全にはX線を1点に集めることはできない。この収差を除くにはヨハンセン型のように結晶表面を2Rの半径で削り取ることが、J. W. M. Du MondとP. Kirkpatrick (1930年)により提案されている。この型のモノクロメーター結晶としては透過率のよいものでなければならないことから、雲母および水晶(0.2 mm厚程度)などが用いられた。最近ではシリコン単結晶ウェファ―も利用できるようになった。

五重項状態 [英 quintet state, 独 Quintett-Zustand, 仏 état quintet, 露 квинтетное состояние] 原子、分子の電子数が偶数のときに生じる電子状態で、スピン量子数 S が2に等しい多重項である(⇨多重度)。FeおよびW原子では五重項が基底項となっている(⇨フントの規則)。分子ではCrO, FeOの基底項が五重項で、これらの分子では五重項系列が確認されている。五重項をもつ原子、分子では三重項、一重項も存在する(⇨一重項状態)。

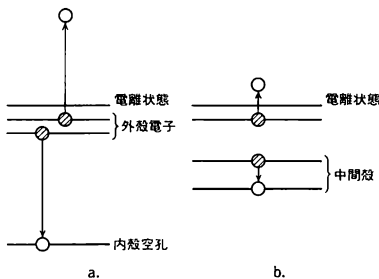
コーシー・リーマンの方程式 [英 Cauchy-Riemann equation, 露 уравнение Коши-Римана] ⇨ 関数論

個人線量測定 [英 personnel dosimetry, 独 Personendosimetrie, 仏 dosimétrie individuelle, 露 индивидуальная дозиметрия] = 個人モニタリング

個人モニタリング [英 personal monitoring, 独 Personenüberwachung, 仏 surveillance individuelle, 露 индивидуальное дозирование] 放射線を取扱う作業者各個人について、個々に放射線被曝量を測定し、記録することで、個人線量測定ともいう。個人モニタリングの目的は個人の受けた被曝線量を正確に知ることであるが、同時に、作業中の個人被曝線量を知り、その結果を作業内容の変更や、施設の改善を行う際の資料にする点でも重要な意義をもっている。個人モニタリングには、主として α 線や中性子線による体外からの被曝を監視する外部被曝の測定と、体内に入りこんだ放射性同位体による内部被曝の測定がある。外部被曝の測定は、通常、胸部に着用したフィルムバッジ、ポケットチェンバーあるいは熱ルミネッセンス線量計などによって行う。内部被曝の測定は、ヒューマンカウンターなどによって外部から測定する方法と排せつ物中の放射能から推定する方法があるが、いずれも外部被曝の測定に比べて、測定、評価ともに難しい。

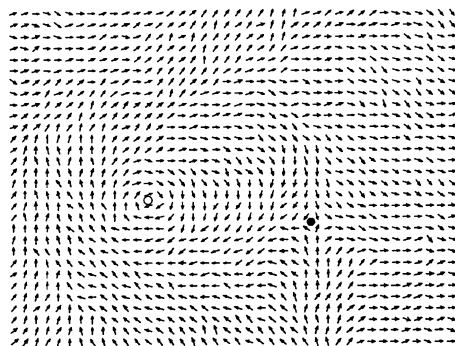
個数演算子 [英 number operator, 仏 opérateur de nombre, 露 оператор числа частиц] 場の量子論で粒子の個数を表す演算子をいう。粒子の消滅演算子を a とすると生成演算子はそのエルミート共役 a' により与えられ、個数演算子は $\hat{n}=a'a$ で表される(⇨生成・消滅演算子)。演算子 \hat{n} の固有値 n に対応する固有ベクトルを Ψ_n とする。粒子数0の状態は Ψ_0 で与えられ、粒子間の相互作用がない場合の粒子系の基底状態を表し $a\Psi_0=0$ を満たす。個数 n の状態は $\Psi_n=(1/\sqrt{n!})(a')^n\Psi_0$ で与えられる。フェルミ統計に従う粒子に対しては $\Psi_n=0$ ($n>2$)となる。 Ψ_n は $a\Psi_n=\sqrt{n}\Psi_{n-1}$, $a'\Psi_n=\sqrt{n+1}\Psi_{n+1}$ を満たす。

コスター・クローニツ遷移 [英 Coster-Kronig transition, 独 Coster-Kronig-Übergang, 仏 transition Coster-Kronig, 露 переход Костера-Кронига] 広い意味でのオージェ効果を生む遷移(オージェ遷移)の一種である。普通のオージェ遷移(図a)は原子の内殻に空孔ができ



て外殻電子が内殻に遷移し、同時に外殻電子を電離放出する現象をさしている。これに対しコスター・クローニツ遷移(図b)は中間殻に空孔ができた場合に、同じ電子殻内にある電子の遷移でこれが埋まり同時に外殻電子を電離放出する過程をさしている。内殻に空孔のある場合でないために、蛍光収量は小さく、光の形で空孔生成のエネルギーが放出されることは非常に少ない。一般にコスター・クローニツ遷移の寿命から決めるエネルギー幅はオージェ遷移の幅に比べて大きい(⇨オージェ効果)。

コストリツ・サウレス転移 [英 Kosterlitz-Thouless transition, 仏 transition de Kosterlitz-Thouless, 露 переход Костерлица-Таулеса] 二次元系で短距離で連続的な対称性の相互作用をもつ系では、ゆらぎの赤外発散のため自発的な対称性の破れが起きないことが厳密に示されている。しかし、これらの系でなんらかの相転移があることは数値解析などから予想されていた。J. M. KosterlitzとD. J. Thoulessはどの相転移の物理的描像とその特徴を与えたのでこのタイプの相転移をコストリツ・サウレス転移とよぶ。この相転移は内部自由度 n が2であるときに起り、その系の相転移を特徴づける励起である渦が、高温では自由に励起されるのに対し低温では局所化された対の形(概念的な渦対の例が図に示されている)でしか励起さ



れなくなるという変化の反映としてとらえられた。 r_i での渦の強さを q_i とすると、この渦の系のハミルトニアンは

$$H = -J \sum_{i,j} q_i q_j \log \left| \frac{r_i - r_j}{r} \right| + \mu \sum_i q_i^2 \quad (J, \mu > 0)$$

で与えられる。これは二次元のクロン・ガスのハミルトニアンとみることができ、これが二次元の長距離秩序を伴わない相転移を与える基本構造であるとされている。この転移を示すものとしては二次元平面回転子模型、ラフニン

ング転移、二次元の超電導および超流動などがある。またこのハミルトニアンとサイン-ゴルドン系や一次元電子系との等価性も示され、それらの系の転移もコストリッツ-サウレス転移であると考えられている。転移点において系のスティフネスの跳び、 T_c の間に普遍的関係が成り立つことが理論的に示され、実際二次元の超流動でそれが実験的に確認されている。この転移の特徴は、渦が自由に励起されているところ($T > T_c$)では相関距離 ξ が有限で、それが転移点 T_c に近づくときに $\xi \propto \exp(-b/T_c^{1/2})$ で発散し(ここで b は正の定数で b は $(T - T_c)/T_c$ である)、渦が抑制されているところ($T < T_c$)では、全温度で相関距離が発散していることである。つまり $T < T_c$ のすべての点がある意味で臨界点となっていることである。これは、くりこみ群の理論では、通常の転移での固定点のある構造に対し固定線(critical line)構造として理解されている。またこの転移は6パーテックスモデルの F モデルのクラスに属すると考えられている。

ゴースト [英 *ghost*, 独 *Geist*, 露 *дух*]

[1] 回折格子分光器でスペクトルをとる場合、真のスペクトル線のほかに偽のスペクトル線が現れることがあるが、それをゴーストまたは偽線という。ゴーストは回折格子刻線機が不完全なために刻線溝の間隔に誤差がある場合に生じる。回折格子の一部分の状態が不良のために生じるゴーストはフーコーのナイフエッジ検査法などで不良箇所を調べ、その部分を覆うことによって除去することができ、ローランド・ゴーストとよばれるものは真のスペクトル線の両側に対称的に極めて接近して現れる一群のゴーストをいう。これは溝間隔が単一の周期性をもって変化している場合に生じる。ライマン・ゴーストとよばれるものは真のスペクトル線の位置から遠く離れた位置に現れる。回折格子への入射光の波長を λ とするとライマン・ゴーストは $\lambda/a, 2\lambda/a, \dots, n\lambda/a$ の波長に相当する位置に現れる。 a は整数である。 $a=2$ の回折格子に546.1nmの光が入射したとすると、273nmの位置にも緑色の546.1nmのスペクトル線が現れることになる。ライマン・ゴーストを生じるのは単一の極めて周期の短い誤差がある場合などである。ローランド・ゴーストもライマン・ゴーストも原因は回折格子全面にわたっていることが多く、一部分を覆っても除去することはできない。スペクトルでのゴーストのほか、テレビジョンなどで像面上に正規に生じるべき位置以外にできる望ましくない像もゴーストとよばれる。

[2] 場の量子論で用いられるゴーストは、お化けまたは幽霊と訳されているが、その意味するところは人によってかなりまちまちである。広義では、場の量子論に現れる概念で物理的な実に対応しないと考えられるものをさす。極端な例ではタキオンをゴーストとよぶ人もあるが、ゴーストの本来の意味は確率解釈と相いれない状態ベクトルのことである。しかしそれを拡張して、ファデーエフ-ポポフ・ゴーストのように、ゴーストの状態を生み出す場の演算子の方をゴーストとよぶこともある。状態ベクトルの自分自身との内積を物理用語でノルムといい、ノルムが正とは限らないような状態ベクトルのはる空間を不定計量のヒルベルト空間という。ノルムが負の状態ベクトルは、確率解釈と矛盾するものでゴーストとよばれる。ノルムが0の状態ベクトルは、一般にそれとは直交しない別の状態ベクトルが存在しなくてはならず、両者の一次結合から必ず負ノルムの状態ベクトルがつくれるので、やはりゴーストとよ

ばれる。不定計量のヒルベルト空間においては、ハミルトニアン H が任意の状態ベクトル $|\alpha\rangle, |\beta\rangle$ に対し

$$\langle \alpha | H | \beta \rangle^* = \langle \beta | H | \alpha \rangle \quad (* \text{は複素共役})$$

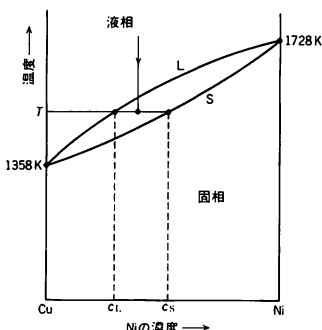
の意味でエルミートであっても、その固有値は実数とは限らず、また固有状態だけでは必ずしも完全系をはるることができない。実でない固有値をもつ H の固有状態は複素ゴーストとよばれ、必ず複素共役固有値のものが一対になって現れ、それぞれのノルムは0である。また、ある E があって、 $(H-E)|d\rangle \neq 0$ だが $(H-E)^2|d\rangle = 0$ となるとき、 $|d\rangle$ をダイポール・ゴーストとよぶ。ゴーストは場の量子論の発散の困難(\Rightarrow 発散の問題)を解決する目的で導入されたが、 S 行列のユニタリー性と矛盾するので、レギュレーター(\Rightarrow くりこみ理論)のような技術的手段としてしか有効でない。これに対し、ゲージ場の共変的量子化(\Rightarrow グプター-ブローイラー形式、中西-ロートラップ形式、非可換ゲージ理論)においては、ゴーストの使用は本質的に重要である。この場合は、補助条件の導入により物理的状态が定義され、そこに制限された S 行列はユニタリー性を回復する。

ゴースつぶし [英 *ghost killing*, 露 *уничтожение духа*] 素粒子反応のレッジェ現象論において用いられる術語のひとつ。レッジェ軌跡 $\alpha(t)$ が整数値を過ぎるときには1つおきに極が現れる(\Rightarrow シングナチャー)はずであるが、そのときの t が負値を取る場合には[質量] $^2 < 0$ の粒子が現れることになってしまい、これをゴーストとよぶ。しかし実際にはこのような粒子はないはずであり、レッジェ留数関数がその点で0をもつように、したがって振幅に非物理的な極が現れないよう要請しなければならない。これを「ゴースつぶし」という。最もよく知られている例はテンソル中間子 π または A_2 に伴うレッジェ軌跡 $\alpha_{1,2}(t) \approx 0.5 + 0.9t$ によってもたらされる $\alpha(t) = 0$ でのゴーストで、これをつぶすために留数関数は $\alpha(t) = 0$ の近くで $[a(t)]^n$ ($n \geq 1$)の形をもつことが必要であるとされている。

固相 [英 *solid phase*, 独 *feste Phase*, 仏 *phase solide*, 露 *твёрдая фаза*] 物質の固体状態のことを、それを物質のとりうるひとつの相としてとらえたとき、固相とよぶ。固相においては、原子は規則的な配列をしており、物質の性質は非等方的である。等方的な液相・気相とは対称性が異なり質的な差がある。したがって、固相から液相・気相への状態変化は連続的には起りえず、常に融解・昇華という不連続な相変化になる。状態図においては、固相の領域は液相・気相の領域から共存線により明確に仕切られている。

固相線 [英 *solidus*, 独 *Soliduslinie*, 露 *солидус*]

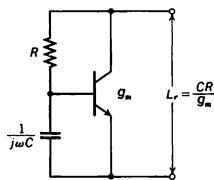
二成分系で液相と二相平衡にある固相の濃度と温度との関係を示す相図上の曲線をいう。同様に固相と平衡にある液相の濃度と温度との関係を示すものは液相線とよばれる。二成分系では、相律により、二相平衡での自由度は2である。つまり、たとえば圧力が与えられているとき、温度を指定すれば平衡にある2相の濃度は決ってしまう。図に示したのはCu-Ni合金の相図で、Sが固相線、Lが液相線である。図に記すように合金を高温から温度 T にまで下げると α_L の濃度をもつ液体と α_S の濃度の固体の2相に分れることになる。二成分系の溶液と気相との二相平衡のときも事情は同様で、その場合には気相線、液相線が平衡にある気相、液相の濃度と温度(圧力一定のとき)の関係を記



述することになる。

固体 [英 solid, 独 Festkörper, 仏 corps solide, 露 твёрдое тело] 巨視的な物質は気体、液体、固体のいずれかの状態で存在するが、固体の特徴は変形させるのに外力を必要とすることである。弱い外力を加えた場合には、外力を取去ると固体はもとの形に戻るが(弾性変形)、外力がある程度以上強いと、長時間にわたって加えられると、外力を取去っても変形が残る(塑性変形)、微視的に見た固体の特徴は、構成粒子である分子あるいは原子が近距離で強い力を及ぼしあい、相互の位置関係がほぼ一定に保たれていることである。構成粒子が空間的な基盤の目のように周期的に並んでいる場合が結晶であり、このような長距離にわたる周期性のないものが非晶質(アモルファス、無定形)固体である。通常の物質は熱運動のエネルギーの小さい低温度ではみな固体になる。ヘリウムのように常圧下では絶対零度まで液体の物質もあるが、これは量子論的效果による(⇒量子液体)。

固体インダクター [英 solid inductor, 仏 inducteur solide, 露 твердотельный индуктор] 半導体素子を利用したコイルと同様のインダクタンスをもつ回路。半導体内の物理現象を利用する方法と回路的に構成する方法があり、設計の自由度、安定度などの面から後者がよく使われる。図はトランジスタによるリアクタンスの回路で R



$\gg 1/\omega C$ であれば、等価インダクタンス $L_e = CR/g_m$ となる。ただし g_m はトランジスタの相互コンダクタンスで $g_m = h_{fe}/h_{ie}$ である(h_{fe} , h_{ie} はトランジスタのパラメータ、⇒トランジスタ)。固体インダクターは、大きなインダクタンスをコイルに比べて小型、軽量にできること、インダクタンスを電気的に外部より変化させることができる、などの利点がある反面、使用する素子に付属した周波数、許容入力電力、雑音、電力消費などによる制約がある。

固体エレクトロニクス [英 solid-state electronics, 独 Festkörper-Elektronik, 仏 électronique des solides, 露 электроника твёрдого состояния] 電子放出の発見により真空管が発明され、無線通信を中心とする各種のエレクトロニクスが発達した。さらに、トランジスタの発

明により、真空管より価格が低く、長寿命でより小型の半導体素子が次々に開発され、現在はほとんどのエレクトロニクスは固体内部の電荷のふるまいを利用するこれらの素子を使用しており、この分野を固体エレクトロニクスという。半導体素子は単に真空管に置換わるのではなく、光電変換やレーザ発振をはじめ各種の独特の機能をもつ素子が開発され、さらに超大規模集積回路のように高密度化され、1チップマイクロプロセッサのように素子自体で独立した機能を有するものも出現した。またジョセフソン素子やガン・ダイオードにより動作の速度と周波数が極めて速く、かつ広くなり、サイリスタなどにより制御できる電力も格段と大きくなっている。このように固体エレクトロニクスは機能、能力ともに飛躍的に向上し、自然科学関係はもちろん産業技術方面から日常生活(通信、情報など)の面まで広範囲に利用され、はかり知れない影響を与えている。固体エレクトロニクスの機器は小型、軽量、長寿命など利点が多いが、唯一の欠点はその性能が周囲の温度の影響を受けやすいことである。

固体回路 [英 solid-state circuit, 独 integrierte Festkörperschaltung, 仏 circuit solide, 露 твердотельная схема] ⇒ 固体エレクトロニクス

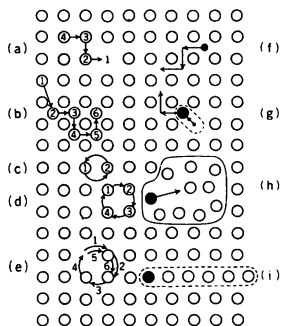
固体カウンター [英 solid state counter, 独 Festkörperzähler, 仏 compteur d'état solide, 露 счётчик твёрдого состояния] 中性子検出器のうち、半導体検出器や固体シンチレータ検出器のように中性子検出部が固体状のものを総称して固体カウンターとよぶ。半導体検出器は ^{10}B 、 ^6LiF 、 $^6\text{Li}_2\text{CO}_3$ などを真空蒸着で半導体検出器の有効面に付けて用いられる。半導体検出器は作動電圧が低く、小型であるという利点がある。固体シンチレータは ^6LiF を $\text{ZnS}(\text{Ag})$ に入れたり、Ceを含んだガラス中に ^6Li を組込んだりしてつくられる。シンチレータは残光が100 ns以下であるため高計数検出器として利用される。また波形弁別法で γ 線除去が可能である。原子核・素粒子実験で用いられる固体検出器については(⇒半導体検出器)。

固体検出器 [英 solid-state detector, 独 Festkörper-detektor, 仏 détecteur à solide, 露 трековый детектор твёрдого тела] = 半導体検出器

固体電解コンデンサー [英 solid electrolytic capacitor, 仏 condensateur à solide-électrolytique, 露 конденсатор с твёрдым электролитом] 電解質として MnO_2 などの固体電解質をもちい、温度特性や周波数特性を改善したコンデンサー。最も多く使用されているのはアルミ電解コンデンサーとタンタル電解コンデンサーである。固体電解コンデンサーは湿式電解コンデンサーと同じように絶縁皮膜の誘電体を非常に薄くでき、しかも有効表面積を大きくすることができるため、大きな容量値が得られる。絶縁皮膜の比誘電率は1500程度と大きい。タンタル電解コンデンサーはアルミ電解コンデンサーに比較し、小型化が可能でしかも温度特性、周波数特性に優れているが、高価である。樹脂でモールドされた小型のものや、リード線のないチップ形の数 μF 程度のタンタル固体電解コンデンサーが印刷基板回路に使用されている。

固体内拡散 [英 diffusion in solid, 独 Diffusion im Festkörper, 仏 diffusion dans solides, 露 диффузия в твёрдых телах] 固体内の原子の拡散は気体や液体中のそれに比べると極めて遅いが、絶対温度で表した融点の半分以上の温度では実験的に検出できる程度となる。結晶内

での原子の拡散は原子の移動経路によって次のように大別される。(1) 体拡散: 結晶格子上, または格子間位置を占めながら原子が移動する。格子拡散ともよばれ, 普通に拡散といえばこれをさす。(2) 表面拡散: 表面に沿って原子が移動するもので, 体拡散に比べるとかなり高速である。(3) 粒界拡散: 結晶粒界では原子配列が食違っているための乱れがあり, 原子は移動しやすい。(4) 転位拡散: 転位線に沿って原子が移動するもので, 体拡散に比べてかなり高速である。これら4つの拡散のうち(2), (3), (4)は(1)に比べて短絡的なものであるため短絡拡散あるいは短回路拡散ともよばれている。一般に, 比較的高温で観測される拡散は体拡散のみによるものとして差支えないが, 低温になると短回路拡散も観測にかかるようになる。結晶中での原子の拡散は原子がそれに最隣接する位置へとジャンプすることが基本過程であり, このような脈動的なジャンプが多数起こることによって目視的に観測できるような濃度変化をもたらす。結晶中の原子拡散の機構としては図に模式的



に示すようなものが知られているが, 金属結晶などでは原子空孔機構が最も支配的であることが示されている。図中の(a)~(i)はそれぞれ, (a)原子空孔機構, (b)準格子間原子機構, (c)直接交換機構, (d)4リング機構, (e)原子空孔6回ジャンプサイクル機構(拡散の前後で規則格子の規則度が保持される), (f)格子間原子機構, (g)解離拡散機構, (h)緩和原子空孔機構, (i)密集イオン機構である。(g)の解離拡散機構は半導体のように格子のすき間が大きい結晶では重要な役割を果たすことが知られている。

固体の比熱 [英 specific heat of solids, 独 spezifische Wärme des Festkörpers, 仏 chaleur spécifique de solides, 露 удельная теплоёмкость твёрдых тел] 固体の比熱は, その固体が絶縁体であるか, 金属であるか, また磁性体であるかなどによって, 定性的にも定量的にも異なる。しかし, 単純な分子からなる固体の常温での比熱を決めているものは, 格子振動であり, 分子の種類によらず近似的に成分元素の比熱の和に等しいというノイマン-コップの法則に従う場合が多い。常温およびそれ以上の温度での原子熱は, デュロン-プティの法則に従って, $3R$ (約 $25 \text{ J} \cdot \text{deg}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$, R は気体定数)に近い値をとることが多い。しかし, 低温になると物質の種類による違いが見れる。格子振動による比熱は, 低温で, デュロン-プティの法則からずれて小さくなり, T^3 に比例して小さくなる (T は絶対温度)。このことは, 格子振動を調和振動子で近似するアインシュタインの比熱式, および, それを改良して弾性波近似を用いるデバイの比熱式によって説明される。金属の場

合は, 伝導電子による T に比例した比熱があって, 十分低温では格子比熱より大きくなる。非晶質絶縁体でも, 低温で T に比例する比熱が観測されることがあるが, これは系の不規則性に起因すると考えられる。磁性体, 合金, 誘電体などの相転移を伴う物質では, 転移点付近で異常比熱が重なって観測されることがある。強磁性体や反強磁性体などでは, 低温で, スピン波による比熱が重要になる。実験で普通測定されるのは定圧比熱であり, 定積比熱との間には差があるが, 固体の場合は熱膨張係数が小さいため, その差は無視できる場合が多い。

固体廃棄物 [英 solid wastes, 独 feste Abfälle, 仏 déchets solides, 露 твёрдые отходы] 原子炉および核燃料サイクル施設で発生する固体状廃棄物を総称しているが, 原子力分野では, 放射性の固体廃棄物をさすことが多い。この種の廃棄物は, 原子力施設内に一時安全貯蔵されるが, 最終的には海洋あるいは陸地などに処分される。

この場合にも放射性物質によって周辺住民が過度の放射線被曝を受けないよう ALARA の原則 (as low as reasonably achievable, 合理的に実用可能な限り低く) によって安全処分がなされるよう技術開発, 試験投棄などの努力が進められている。

固体廃棄物は気体廃棄物および液体廃棄物の処理によって発生する固化体のほか施設の保守によるフィルターなどの廃棄物, デコミッショニング(施設の停止, 除染, 解体)で発生する解体廃棄物, 燃料残材, 燃料被覆材などが含まれる。表に例示するように, 種々な固体廃棄物が発生するが, 低レベル廃棄物の量が著しく多くその減容化の努力が進められている。

原子力施設から発生する固体廃棄物の一例
(軽水炉: $100 \text{ kWc} \cdot \text{y}^{-1}$)

発生元	容量 [m^3]	放射能 [$\text{Ci} \cdot \text{m}^{-3}$]
ウラン製錬	$4 \sim 6 \times 10^4$	0.01
MOx 燃料加工	10~50	10~20 (Pu)
軽水炉	100~500	$0.1 \sim 10 (\beta - \gamma)$
再処理		
高レベル	~3	$5 \times 10^7 (\beta - \gamma) + a$
ハル(脱被覆残材)	~3	$5 \times 10^5 (\beta - \gamma) + a$
低レベル	10~100	$< 10^4 (\beta - \gamma) + a$
TRU	1~10	$< 500 \text{ Ci} (a \text{ あたり})$

また, 合理的な処分体系を確立するため, 放射性廃棄物の発生源, 区分および区分に対応した測定法の検討が重要な課題となっている。処分法は確立していないが, 一般に低レベル廃棄物は海洋投棄, 中レベル廃棄物は陸地保管のうえ海洋投棄あるいは浅処分, 高レベル, TRU (超ウラン元素) 廃棄物は地層あるいは海洋底処分が考えられ一部実施されている。

固体ピンチ [英 solid state pinch effect, 独 Festkörper-Pincheffekt, 仏 effet de contraction d'état solide, 露 пинч-эффект твёрдого тела] 2本の平行な電線に同じ向きに電流を流すと, その間に引力が生じる。同様に, プラズマに電流を流すと, この電流に伴う磁場(自己磁場という)と電流との間のローレンツ力によって, それぞれの流線の間に引力が生じる。その結果, 電流に沿った軸に向けて, プラズマの収縮が起る。このような自己磁場によるプラズマの求心的移動を一般にピンチといい, 固体中の電子・正孔プラズマ中で起るものを固体ピンチという。固体中の一成分プラズマの場合には, プラズマの収縮が起

ると格子を構成しているイオンによる空間電荷が現れてしまうので、ピンチは起りえない。自己磁場に伴う収縮が起るとプラズマの温度が上がり、圧力勾配による力が外向きに、収縮を妨げる方向に作用する。この両者のつり合うまでの収縮をベネットのピンチという。プラズマ電流によって発生するジュール熱によって、その通路の部分の温度が上昇すると、熱的なイオン化が進行し、プラズマの密度の増加と、それによる電流の増加が生じ、ベネットの条件以上にピンチが進行する。これを熱ピンチという。この熱ピンチに伴いプラズマの通路の温度はいっそう上昇し、ついには、その部分から融解を始める。融解が進行する間、温度は融点に固定されるから、その結果プラズマは定常状態にとどまる。この状態でのプラズマの通路の半径は、ベネットのピンチの1/10程度になるという報告もある。また、試料の融けた跡を観察することによって、プラズマの通路を見ることができるといわれる。

固体物理学 [英 solid state physics, 独 Festkörperphysik, 仏 physique du corps solide, 露 физика твёрдого тела] 固体物理学は、固体が全体として示す電気的、磁氣的、熱的あるいは機械的諸性質をはじめ、固体内で起る現象一般を、その構成要素である原子の集団が示す性質として、微視的立場からの解明を目的とする物理学の一分野である。原子間力によって結合した原子集団の安定な状態は、各原子が規則正しく周期的に配列した状態、すなわち結晶状態である。したがって固体に対しては周期的に配列した各原子がその平衡点を中心として微小振動(これを格子振動という)をしているという描像が成立する。無定形(アモルファス)物質は、原子の配列に関しては準安定状態にあると考えられる。

固体は構成原子の結合様式の違いによっていくつかの型に分類される。NaClのようにプラスとマイナスの電荷をもったイオンが静電力によって結合しているイオン結晶、電氣的に中性の分子が互いにファン・デル・ワールス力によって結合している分子性結晶、固体全体を動きまわるいわゆる伝導電子(あるいは価電子)によって各イオンが結合している金属結晶、ダイヤモンドやシリコンのように各原子に属する電子間の共有結合によって結合している共有結合結晶などがその代表である。このように分類される固体は、その結合機構を反映してそれぞれに固有の特性を示す。

したがって固体はまたその特性によって磁性体、誘電体、金属、半導体などに分類される。固体物理学はこれらを研究対象にするいくつかの分野によって構成される。

磁性体は、遷移金属や希土類金属原子のような不完全な殻、あるいは f 殻から生じるスピン、あるいは軌道角運動量による磁気モーメントをもった原子から成る金属、合金、あるいはその化合物であり、強磁性を示す鉄族金属や希土類金属、また反強磁性を示す鉄族化合物などは固体物理学の重要な研究対象である。誘電体は主としてイオン結晶に属し、高い誘電率をもつ固体であり、強誘電性を示すチタン酸バリウムはその典型である。

金属は結晶中を動きまわる伝導電子の存在によって特徴づけられる。金属はこれに反映して高い電気伝導性、熱伝導性をもつ。周期的に配列したイオンのつくる結晶電場中の伝導電子系の研究は、特に金属電子論とよばれ、量子力学の完成後急速に進展した固体物理学の重要な分野である。特に超伝導現象の解明はその最も大きな成果であっ

た。金属電子論は超伝導現象、金属強磁性の問題などに関連し、現在もなお活発に研究が進展している固体物理学の基礎的分野である。

半導体は共有結合結晶に属するシリコンやゲルマニウムにV族あるいはIII族元素を混入したものがその代表であり、温度上昇により、不純物原子に束縛された電子あるいは空孔が伝導バンドあるいはバレンスバンドに励起されて電気伝導性を増す物質である。半導体の研究は、戦後のトランジスターの開発、さらにはエレクトロニクスの技術開発の基礎をつくった。

固体物理学の研究対象は上に述べた物質だけに限らず、さらに広範囲にわたっている。特に最近においては、一次元、二次元のような低次元物質、2種類以上の原子が無秩序に格子点を占めているランダム系あるいは非晶質系の研究、表面あるいは界面の研究にまで及んでいる。

固体物理学はそれ自体基礎的な学問領域であるが、研究対象が固体である関係上、物質材料に対する工業的応用研究とは密接なつながりをもっており、将来数多くの新しい物質材料を生み出す基盤とも考えられ、この意味からも重要な学問分野である。

固体プラズマ [英 solid-state plasma, 独 Plasma im festen Körper, 仏 plasma dans l'état solide, 露 плазма твёрдого тела] 固体中に自由粒子のようにふるまう荷電粒子があって、その間に作用するクーロン力の遮蔽距離が試料の寸法に比較して十分小さいために、個々の粒子の運動より粒子系全体の運動が主な興味の対象であるとき、その固体中の荷電粒子の系を固体プラズマという。金属中の伝導電子とイオン、半金属・半導体中の伝導電子および正孔と不純物イオンなどの荷電粒子系がその典型的な例であるが、絶縁体に伝導電子や正孔の注入が行われる場合には固体プラズマが生成されるし、イオン結晶で少なくとも1種類のイオンが格子に固定されたまま、ほかのイオンの中に試料中を動きまわるものがあるときも、固体プラズマになる。一般に、異種符号の電荷の密度はほぼ等しく全体として電氣的に中性に近いが、金属や不純物半導体中のプラズマのように、一方の符号の荷電粒子が反対符号の同様な電荷密度をもつバックグラウンドのなかを動きまわっているとき、それを一成分プラズマという。このようなプラズマは、もしその自由に動ける粒子に密度変化が生ずるとそれに伴う空間電荷分布が現れるので、固体中での運動に制約を受ける。それに対し、純粋な真性半導体や半金属中のプラズマは、ともに自由に動きうる同数の伝導電子と正孔から構成されている。このようなプラズマは、電子・正孔プラズマ、あるいは、補償されたプラズマとよばれ、プラズマとしての密度変化が容易に起る。磁場が存在しないとき、プラズマ中に存在する電磁的集団励起は、プラズマ波だけであるが、磁場中のプラズマは多彩な集団励起を示す。したがって、これらの集団励起と電磁波が結合してプラズマ中を伝わる波、すなわち、磁気プラズマ波もいろいろと知られている。試料の表面に垂直に磁場をかけ、その方向に波動ベクトルをもつ電磁波を当てる配置をファラデー配置という。このとき、一成分プラズマでは、振動数 ω がプラズマ振動数 ω_p より大きい波は、右回り偏光と左回り偏光の位相速度が異なるために、直線偏光を入射すると、偏光面が回転していく現象(ファラデー回転)が起る。 $\omega < \omega_p$ であって、磁場が十分強く、 ω_c をサイクロトロン振動数として、 $\omega < \omega_c$ であれば、正電荷のプラズ

マ中では左回り、負電荷プラズマ中では右回りの波が伝わり、これをヘリコン波という。これは、空電プラズマ中のホイッスラーモードと同じものである(⇒ホイッスラー空電)。正負の電荷密度が等しい完全に補償されたプラズマ中では、ヘリコン波に代って、左回り偏光と右回り偏光が縮退したアルベーン波が存在する。磁場が試料表面に平行で、表面に垂直に電磁波を入射させる配置を、フォークト配置という。このとき、磁場に平行に電場の偏るモードを正常モードといい、磁場に垂直に電場の偏るモードを、異常モードという。後者は、荷電粒子が磁場によって回転させられるために、縦波と横波が結合する。両方のモードとも、 $\omega > \omega_p$ では右回りの偏光も左回りの偏光も透過するが、位相速度が異なるため、直線偏光の偏光面が回転する。これをフォークト効果といい、上述のファラデー配置の場合のファラデー回転に相当する。完全に補償されたプラズマ中では、ファラデー配置で縮退していたアルベーン波のひとつは、この配置では消え、ひとつは音波と結合して、磁気音波になる。これまで述べたモードは、電子や正孔のスペクトルが非等方になったり、表面に対する磁場の方向を変えることによって、さらに多彩さを増す。プラズマの不安定性としては、電子・正孔プラズマ中のピンチ効果(固体ピンチ)やヘリカル不安定性のように気体プラズマと同様な不安定性のほか、熱ピンチや、ある種の半導体中のガン効果など固体プラズマ特有の現象もある。

固体プラズマは、熱平衡状態でも存在し、簡単にその状態を制御できるし、荷電粒子もそれぞれの物質のバンド構造を反映して、バラエティーに富んだ性質をもっているのので、比較的容易に多彩な研究が行われ、プラズマ物理の研究ばかりでなく、プラズマ現象を利用した固体物性の研究や固体素子への応用研究も行われている。

他方、固体プラズマ中では、荷電粒子が不純物原子、格子振動、格子欠陥から散乱を受けるため、衝突時間が短く、そのために、プラズマ現象が現れる物質には制約がある。

固体ヘリウム [英 solid helium, 独 festes Helium, 仏 hélium solide, 露 твёрдый гелий] 固体の状態にあるヘリウム。ヘリウムは最も軽い希ガス元素で、安定な同位体として ^4He と ^3He があり、それぞれに対応した固体が存在する(⇒固体ヘリウム4、固体ヘリウム3)。ヘリウムの状態図で普通の物質と著しい違いは、低温では温度を下げても固体にならないことである。固体にするには、絶対零度でも ^4He で約25atm、 ^3He で約35atm以上の圧力をかけなければならない。ヘリウムが低圧で固体にならない理由は、強い量子効果にある。普通の物質は低温になると、原子が原子間相互作用のポテンシャルエネルギーを最も低くする配置に静止し、固体になる。量子力学によると、固体原子は絶対零度でも完全には静止せず零点振動を行う。しかし、普通の物質では原子の相互作用が強く質量が大きいため、零点振動の効果は小さい。それに対し、ヘリウムでは相互作用が弱い上に質量が小さく、零点振動が大きい。ヘリウムが固体になったとすると、相互作用のエネルギーの得よりも原子の位置が固定されることによる零点振動のエネルギーの損が大きく、エネルギー的に損になる。そのためヘリウムでは、原子の位置が固定されず零点振動のエネルギーの小さい液体状態が基底状態になると考えられる。圧縮して原子の動きまわる体積を小さくすると、ヘリウムは初めて固体になるが、そのときにも零点振動の効

果は大きい。液体との共存曲線に近い状態では、零点振動の振幅は原子間隔の20%ほどにも達する。このため、ヘリウム原子は固体になっても各格子点に局在せず、トンネル効果によって位置を交換しあう確率が高い。固体ヘリウム中の不純物、たとえば固体ヘリウム4(^4He)中の ^3He 原子もひとつの格子点に固定されず、固体内を動きまわると考えられる(⇒ディフュージョン)。原子が位置を交換しあうことの効果は、固体ヘリウム3(^3He)では ^3He 原子の核スピン間の強い交換相互作用として現れる。固体ヘリウム3の核スピンはこの相互作用の効果で、約1mK以下の超低温で一種の反強磁性状態になる。固体ヘリウムは、量子効果が強い量子固体とよばれる。

固体ヘリウム3 [英 solid helium three, 独 festes Helium-3, 仏 hélium solide 3, 露 твёрдый гелий три]

^3He 原子が構成する固体。 ^3He は飽和蒸気圧下では絶対零度まで液相のままで外圧 p を加えて初めて固体となりうる。 p - T (圧力-温度)相図を図1に示す。 ^3He 原子は核ス

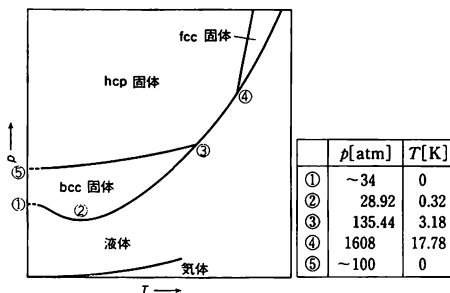


図1

ピン1/2をもち、核磁気モーメントの大きさは $2.1274\mu_N$ (μ_N は核ボア磁子)である。したがって、固体ヘリウム3は十分低温で磁気秩序相に移転する。零点振動の振幅が格子間隔の程度になると、原子の交換が起こるので、核スピン間の交換相互作用が生ずる。体心立方(bcc)固体相はこの交換相互作用により約 10^{-3}K で反強磁性相に移転する。融解曲線上でのbcc固体の磁気相図は図2のようにになっている。なお、図1からわかるように、融解曲線には極小値が現れる(⇒ボランチュク効果)。

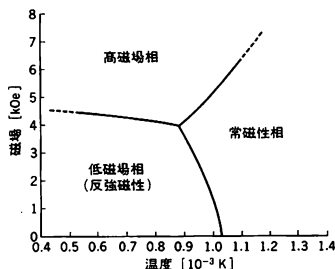
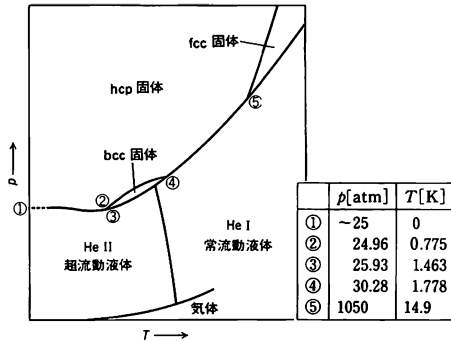


図2

固体ヘリウム4 [英 solid helium four, 独 festes Helium-4, 仏 hélium solide 4, 露 твёрдый гелий четыре] ^4He 原子が構成する固体。 ^4He は飽和蒸気圧下では、絶対零度まで液相のままである。これは零点運動のエネルギーがファン・デル・ワールス力より大きいことによる。外圧

を加えて初めて固体となりうる。p-T (圧力-温度)相図とその代表的な点の圧力と温度を図に示す。融解曲線は浅い極小(点②)をもつ。これは液体ヘリウム4の素励起の圧力および温度依存性によるものと考えられている。



固体レーザー [英 solid-state laser, 独 Festkörperlaser, 仏 laser à l'état solide, 露 твердотельный лазер] 動作物質として固体材料を用いたレーザーをさす。同じ固体でも半導体の場合はかなり様子が異なるため、これを半導体レーザーとよんで区別し、絶縁性固体材料を用いたもののみを固体レーザーとよぶのが習慣となっている。固体レーザーのほとんどは、鉄族、ランタニド、アクチニドなどの広義の遷移元素のイオンを活性中心として少量含む結晶およびガラスを材料としている。代表的なものはルビーレーザーと、 Nd^{3+} イオンを含む YAG レーザーならびにガラスレーザーである。固体レーザーの励起法としては光照射が一般的であり、パルス動作にはキセノンフラッシュランプが、また連続動作には水銀灯やハロゲン入りタングステンランプがよく用いられる。発振波長はほぼ可視部から数 μm の赤外部の間にあり、低温にして初めて発振するものが多いが、よく使われるルビーレーザーやネオジムレーザーは室温でも動作する。固体レーザーでは、気体レーザーと比べて活性中心の濃度ははるかに高いため、比較的小型ながら高い増幅利得が得られ、また発振出力も大きいという特徴をもつ。特に発光準位の寿命が $10^{-5} \sim 10^{-3} s$ と長いので、Q スウィッチングがきわめて有効であり、この方法により時間幅が狭く ($\sim 10^{-8} s$)、ピーク出力の非常に大きな ($10^6 \sim 10^8 W$) パルス発振が得られる点は固体レーザーの最も大きな特徴といえる。これをさらに増幅することにより $10^9 \sim 10^{12} W$ といった大きな出力のパルスも得られており、核融合の実験など大きなピーク出力が要求される場合によく用いられる。

小谷正雄 Kotani, Masao 1906.1.14—

分子物理学、配位子場理論、生物物理学などを専攻する理論物理学者。1929 年 東京帝国大学理学部物理学科卒業、同大学工学部講師。1932 年 同大学理学部助教授。1943 年 理学博士の学位を受け、同年 教授。1965 年 大阪大学基礎工学部教授。1969 年 退官。1970~82 年 東京理科大学学長。

1930 年当時の日本の理論物理の研究の多くは応用数学的なものであったが、彼は物性理論の誕生に大きな貢献をなした。群論を使って分子の電子状態を定式化、さらに数値的に求めることに努力して、電子計算機以前の時代の世界の最高峰をきわめた。また遷移金属イオンの常磁性につ

いての「小谷の公式」もこの分野のその後の発展の出発点となった。このほか、原子間および分子間の力、気体の粘性などの輸送現象の理論について重要な貢献をなし、現在量子化学とよばれている分野のほとんどすべての面で基礎的な成果をあげている。1950 年代後半からは生物物理、特にヘムタンパクの磁性と電子状態およびその生物活性との関連に活発な理論的、実験的研究を展開した。1948 年には、戦時中に行った磁電管の発振機構の研究で朝永振一郎とともに学士院賞を受賞、1974 年には「分子物理学および生物物理学の基礎的研究」で藤原賞を贈られた。さらに 1977 年 文化功労者に選ばれ、1980 年 文化勲章を受けた。[主著]「量子化学——原子価の理論」, 1939; 「電磁気学」, 1940; 「群論の応用」, 1940; 「量子化学——化学反応の理論」, 1940; 「原子間ならびに分子間の力」, 1941; 「量子力学 I」, 1951; *Table of Molecular Integrals*, 1955; 「原子分子の量子力学」, 1955; *Quantum Mechanics of Electronic Structure of Simple Molecules*, 1961; 「ヘムの電子論」, 1965。

こだま [英 echo, 独 Echo, 仏 écho, 露 эхо] ⇨ 反響

古地磁気学 [英 palaeomagnetism, 独 Paläomagnetismus, 仏 paléomagnétisme, 露 палеомагнетизм] 天然岩石は通常、微弱ながら残留磁化をもっている。これを自然残留磁気とよぶ。この自然残留磁気の方向や強さから、過去の地球磁場を研究するのが、古地磁気学である。このような研究が可能であるためには、(1) 自然残留磁気は地球磁場によって生じたものであること、(2) 磁化の生じた時代がはっきりわかること、および、(3) 地質時代を通じて現在にいたるまで、その自然残留磁気は安全に保存されてきたこと、などが必要である。つまり、自然残留磁気は、過去の地球磁場の「化石」である必要がある。上記の諸条件は、いずれも地質学的規模での遠い過去に起った事件に関するものであるから、直接実証することはできないが、磁化の物理的機構の研究と、地学的知見との組合せによって、しだいに確からしい根拠が得られるようになってきた。

岩石の残留磁気の担い手としては、主としてチタノマグネタイト系 [$xFe_2TiO_4 \cdot (1-x)Fe_3O_4$, $x \leq 0.8$], イルメナイト-ヘマタイト系 [$xFeTiO_3 \cdot (1-x)Fe_2O_3$, $x \leq 0.8$] およびそれらの中間的組成のものが大部分であり、普通は微粒子として岩石中に点在している。火成岩の場合には、マグマが地球磁場中で固化冷却し、キュリー点を通過するときに、普通の誘導磁化よりはるかに強く、かつ安定な磁化、つまり熱残留磁気を獲得する。堆積岩の場合には、磁性微粒子が堆積するときに、地球磁場方向に、その磁化方向を揃える傾向があり、堆積残留磁気とよばれる磁化を獲得する。これらは岩石生成の年代をほかの方法で決定することができれば、その年代の地球磁場の化石として用いられる。変成岩についても、変成作用の起った年代の地球磁場の化石とみなせる場合もある。このような古地磁気学の物理的基礎の研究は岩石磁気学といわれ、1940~50 年代に、日本やフランスなどで進められたが、実際に地球磁場史の研究に広く応用されるようになったのは、それ以降である。

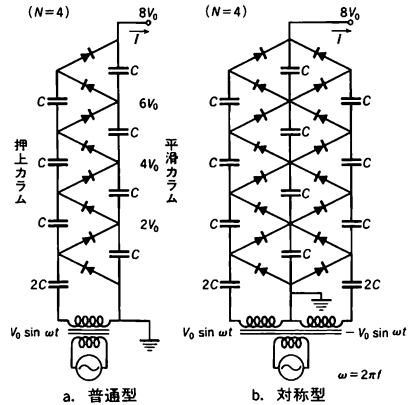
古地磁気学の主要な成果としては、(1) 地球磁場は、地質時代を通じて、数十万年程度の期間ごとに、きわめて不規則にその方向を逆転してきた。(2) 地磁気の極は、大

規模に移動し、その速さは、1億年に 10^3 kmというオーダーであった。(3)異なる大陸の岩石から求められる過去の地磁気が、系統的の不一致を示す。このことは過去において大陸移動があったことを支持する、などである。これらは、最近の固体地球科学の発展に大きな寄与をなした。なお、人類遺跡の焼土などを利用して、比較的最近の時代の地磁気永年変化などを詳しく研究する考古磁気学という分野もある。

語長 [英 word length, 独 Wortlänge, 仏 longueur de mot, 露 длина слова] 1つの語に含まれる文字の数。計算機で用いられる機械の語(computer word)では基本単位のビット数で表されることが多い。計算機の種類、処理の形態により、8, 16, 18, 32, 36, 48, 60, 64 ビットなどがある(⇒語)。

コッククロフト Cockcroft, Sir John Douglas 1897.5.27—1967.9.18 イギリスの物理学者。マンチェスター大学、ケンブリッジ大学セント・ジョンズ・カレッジを経て、キャベンディッシュ研究所の E. Rutherford の下で、P. L. Kapitza とともに強磁場と低温の研究に従事した。1928年に高電圧を用いて陽子を加速する仕事に移り、E. T. S. Walton と交流から直流高電圧を発生するコッククロフト-ワルトン型加速器を作った。当時原子核反応はもっと高いエネルギーでないと起らないと思われていたが、G. Gamow らの量子力学の計算によれば、数十万ボルトの電圧で陽子を加速すれば、トンネル効果により原子核の中へ入る確率がいくらか生じることが示された。Cockcroft らはこれに着目し、陽子を ${}^7\text{Li}$ に当てて8.6MeVの α 粒子が2個発生することを観測した。これはまた、A. Einstein の特殊相対性理論の質量とエネルギーの等価性を確かめることにあった。この業績によりCockcroftは、1951年にWaltonとともにノーベル物理学賞を授けられた。1934年にケンブリッジのモント研究所の所長になった以後は、カナダのチョーク・リバー研究所所長、ハーウェル原子力研究所(AERE)所長、連合王国原子力委員会委員、ケンブリッジのチャール・カレッジの学長などを歴任し、ナイトの称号を受けた。

コッククロフト-ワルトン型加速器 [英 Cockcroft-Walton accelerator, 独 Cockcroft-Walton-Generator, 仏 accélérateur Cockcroft-Walton, 露 ускоритель Кокрофта-Уолтона] 整流器とコンデンサーを組合せた倍電圧整流回路により交流電圧から直流高電圧を発生させ荷電粒子を加速する装置で、発明者の J. D. Cockcroft と E. T. S. Walton の名前にちなんで、こうよばれる。彼らは、1932年、この装置を用いて600kVの直流高電圧で陽子を加速して Li の標的にあてたとき、2個の α 粒子が発生することを発見した(⇒人工核変換)。人工的に原子核を破壊した最初の加速器であり、そしてこの実験は、A. Einstein の提唱した質量とエネルギーの等価性の検証であった。当時いろいろな高電圧発生装置が考案されたが、コッククロフト-ワルトン型高電圧発生装置はその一種で、コンデンサー2個、整流器2個からなる倍電圧回路を N 段重ねた場合、変圧器の出力電圧を $V_0 \sin \omega t$ とすると理想的な出力電圧は $2NV_0$ となる。コンデンサーは図のような整流回路で平滑カラムと押上げカラムを形成し、直流の出力電圧は平滑カラムの両端から得られ、押上げカラムの各点の電位は $V_0 \sin \omega t$ で上下する。静電型高電圧発生装置に比べて出力電流が多い。出力電流をとれば、コンデンサーの



充放電に基づくリップル電圧が発生するとともに、 $2NV_0$ からの電圧降下が生じる。これらは押上げカラムをもうひとつ追加して対称型とすることにより、表のように低減す

	普通型	対称型
電圧降下	$\frac{I}{fC} \cdot \frac{N}{3} (2N^2 + 1)$	$\frac{I}{fC} \cdot \frac{N}{3} \left(\frac{N^2}{2} + 1 \right)$
リップル (ピーク値)	$\frac{I}{fC} \cdot \frac{N}{2} (N + 1)$	$\frac{I}{fC} \cdot \frac{N}{2}$

I : 負荷電流, f : 交流の周波数, N : 段数

ることができる。整流器の浮遊容量などが無視できないときには、負荷電流がなくても電圧は $2NV_0$ より低くなる。現在500~800kVのコッククロフト-ワルトン型加速器が、陽子またはイオン線型加速器の前段加速器として使用されている。またコッククロフト-ワルトン高電圧発生装置は比較的低い電圧での倍電圧整流から耐圧試験用の2.5MV, 200mA, 加圧型ではイオン加速用の4MV, 5mAのものまで広く使用されている。整流器は、初期には電子管(ケノトロン)が使われたが、現在はセレン整流器やシリコン整流器が使われている。

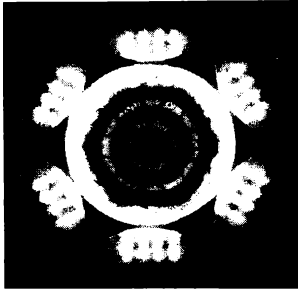
コッククロフト-ワルトン高電圧発生装置 [英 Cockcroft-Walton high voltage generator, 独 Cockcroft-Walton-Hochspannungsgenerator, 露 генератор высококого напряжения Кокрофта-Уолтона] ⇒ コッククロフト-ワルトン型加速器

コッセル線 [英 Kossel line, 独 Kossel-Linie, 仏 ligne de Kossel, 露 линия Коссея] 結晶を電子線やX線で照射したときに結晶内の原子から放出される特性X線の球面波が、同じ結晶による動力学的回折(⇒動力学的回折理論)の結果として生ずる回折図形で、1934年にW. Kossel らによって発見された。X線照射によるコッセル線は、1935年にG. Borrmann によって見いだされたもので、ボルマン線として区別するほうがよい。結晶の格子面からブラッグ角(⇒ブラッグの法則, ブラッグ反射)だけ傾く直線は、結晶を頂点とする円錐面上にある。この円錐面と写真フィルムとの交線の二次曲線の上に、黒または白のコッセル線が現れる。M. von Laue は、結晶内の原子から放出されたX線波の回折理論を展開し、光学における相反定理(⇒相反定理)を応用して、コッセル線の強度を詳しく論じた。特性X線の源を結晶の外部に置いた場合にも、コッセル線に類似した回折図形を生ずる。これは擬似

コッセル線とよばれる。

コッセルの原子価理論 [英 Kossel's theory of valence, 独 Kosselsche Valenztheorie, 仏 théorie de la valence de Kossel, 露 теория валентности Косселя] ⇨ 原子価の理論

コッセル-メーレンシュテット像 [英 Kossel-Möllenstedt pattern, 仏 figure de Kossel-Möllenstedt, 露 картина Косселя-Мёлленштета] 集束電子線回折において得られる回折図形のうち、入射電子線の入射角の広がりやブラッグ角より小さい場合の回折図形の名称。X線におけるコッセル像と類似しているが区別されるべきものである。コッセル-メーレンシュテット像で得られる強度分布は、電子線の入射方向に対する回折強度変化(⇨ロッキング曲線)に対応する。図はシリコンの[111]入射のコッセル-メーレンシュテット像である。個々の円板状の領域が入射角の広がり領域である。この回折図形は3回対称性を示し、シリコンの[111]軸のまわりに対称性に対応している。また、中心の円板内にみられる同心円状の縞模様は結晶内で電子波がとる複数の運動量状態(⇨二波近似、多重屈折)間の干渉によるものであり、この縞間隔は結晶の厚さ、および結晶構造因子の大きさに依存する。



コッセル-メーレンシュテット像である。個々の円板状の領域が入射角の広がり領域である。この回折図形は3回対称性を示し、シリコンの[111]軸のまわりに対称性に対応している。また、中心の円板内にみられる同心円状の縞模様は結晶内で電子波がとる複数の運動量状態(⇨二波近似、多重屈折)間の干渉によるものであり、この縞間隔は結晶の厚さ、および結晶構造因子の大きさに依存する。

コッレル雰囲気 [英 Cottrell atmosphere, 独 Cottrell-Wolke, 仏 nuage de Cottrell, 露 облако Коттрелла] 転位と溶質原子の弾性的相互作用によって、転位のまわりに生じる溶質原子の不均一分布をコッレル雰囲気という。転位がz軸に沿っていて、転位と溶質原子の相互作用エネルギーが $W(x, y)$ で与えられるとき、溶質原子濃度は

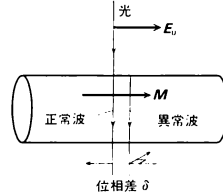
$$C(x, y) = C_0 \frac{\exp\left\{-\frac{W(x, y)}{kT}\right\}}{1 + \exp\left\{-\frac{W(x, y)}{kT}\right\}}$$

で与えられる。ここで、 C_0 は転位から十分に離れた位置の溶質原子濃度で、1に比べて十分に小さいとする。 k はボルツマン定数、 T は温度である。1948年A. H. Cottrellは、原子直径が溶質と異なる溶媒原子が転位のまわりに不均一に分布し、転位をくぎづけることを初めて指摘した。転位と溶質原子の弾性的相互作用としては、上記の寸法効果と、溶質原子の部分の剛性率の局部的変化に起因する剛性率効果がある。CottrellはFe中のC, Nのように格子間位置に侵入する不純物原子が刃状転位の膨張側に1本の原子列となつて偏析すると仮定したが、格子間原子の偏析は転位の上昇と同じで偏析は飽和しない。また置換型溶質原子と転位の弾性的相互作用エネルギーは侵入型溶質原子のそれに比べて小さい。このため溶質原子濃度の変化は

小さいが、かなり広い範囲にわたっている。

コットン効果 [英 Cotton effect, 独 Cotton-Effekt, 仏 effet Cotton, 露 эффект Коттона] ⇨ 旋光分散

コットン-ムートン効果 [英 Cotton-Mouton effect, 独 Cotton-Mouton-Effekt, 仏 effet Cotton-Mouton, 露 эффект Коттона-Мутона] 磁場中にある光学的に透明な物質または透明な磁性体が光学的複屈折を起す現象で、磁気複屈折ともよばれる。1907年に、ニトロベンゼンについてA. CottonとH. Moutonにより発見された。理論的にはW. Voigtによって指摘されたので、フォークト効果ともよばれる。磁場 H または磁化 M の方向と光の伝播方向が直交している場合を正確にはさす(図参照、 E_0 は電場



の方向)。これに反して、磁場 H または磁化 M の方向と光の伝播方向が一致しているときの複屈折をファラデー効果という。いずれも磁気光学効果のひとつである。光学的な振動数領域では磁化の時間変化は無視でき、現象論的には誘電率テンソル $\hat{\epsilon}$ によって物質中の光の伝播状態が規定される。一軸性の結晶で主軸z方向に平行な磁化または磁場があるとき、誘電率テンソルは

$$\hat{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & ie_2 & 0 \\ ie_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix}$$

となる。磁化または磁場によって、この誘電率テンソルの非対角要素 $e_2 = e_2' + ie_2''$ は偏光状態に影響を与え、複屈折現象を引き起す。常磁性物質においては、電子のラーモア歳差運動が微視的原因である。

コッホの分散式 [英 Koch's dispersion formula, 独 Kochsche Dispersionsformel, 仏 formule de dispersion de Koch, 露 дисперсионная формула Коха] 媒質中の光の分散について1909年にJ. Kochが見いだした、気体の屈折率と波長の関係式。Kochは基本的にはセルマイヤーの分散式と同一の式を用いて、水素、酸素、空気に対して $0.436\mu\text{m}$ より $8.68\mu\text{m}$ までの波長領域において次の関係が非常によく成り立つことを示した。

$$n^2 - 1 = a + \frac{b}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

Kochが得た各気体に対する定数 a, b, λ_0 を表に示す。

分散定数 a, b, λ_0

気体	$10^8 a$	$10^8 b$	$\lambda_0 [\mu\text{m}]^2$
水素	27216	211.2	0.007760
酸素	52842	369.9	0.007000
空気	57642	327.7	0.005685

固定化酵素 [英 immobilized enzyme, 仏 enzyme immobilisée] 酵素の触媒作用は、温和な条件で高い反応性と高い特異性を示す点で非常に優れており、この特徴を利用した合成反応は工業的にも行われている。その際、本来水に可溶である酵素を固定化(不溶化)すると生成物の分離が容易になり、連続的な反応工程も可能となる。このよう

は、ラーモア半径 ρ_{Le} の大きさと移動できない、したがって、電子がイオンと衝突周波数 ν_{ei} でランダムに衝突し、その間のステップ長 Δ は $\Delta = \rho_{Le}$ となるので、この場合の古典拡散係数は $D_{clL} = \rho_{Le}^2 \nu_{ei}$ となる。これを磁力線に直角方向の古典拡散係数という。プラズマの電気伝導率 σ は、 $\sigma = ne^2/m_e \nu_{ei}$ (n_e は電子密度、 e, m_e は電子の電荷、質量) で与えられるので、上記の表式は、 $D_{clL} = neT_e/(\sigma B^2)$ と書くこともできる。 $\nu_{ei} \propto neT_e^{3/2}$ であるから $D_{clL} \propto neT_e^{1/2}/B^2$ の依存性を示す。次に磁力線に平行方向の拡散を考えよう。電子・イオンのクーロン衝突間自由行程 $\lambda = v_{Te}/\nu_{ei}$ である (v_{Te} は電子の熱速度)。したがって $D_{cl||} = (v_{Te}/\nu_{ei})^2 \nu_{ei} = v_{Te}^2/\nu_{ei}$ を磁力線に平行方向の古典拡散係数という。

古典吸収(プラズマの) [英 classical absorption, 独 klassische Absorption, 仏 absorption classique, 露 классическое поглощение] = 逆制動放射

古典群 [英 classical groups, 独 klassische Gruppen, 仏 groupes classiques, 露 классические группы] 回転群 $O(3)$ や素粒子の内部対称性に関係する $SU(3)$, $SU(4)$ などの特殊ユニタリ群は、いずれも古典群と総称される群の一種である。 $n \times n$ 行列でその行列式が 0 でないものの全体は、行列としての積を積にして群をつくる。この群を $GL(n)$ と書いて一般線形群という。一般線形群と以下にあげるその閉部分群を総称して古典群という。特殊線形群 $SL(n)$: $GL(n)$ の元で行列式が 1 であるものの全体。直交群 $O(n)$: $n \times n$ 直交行列の全体。特殊直交群 $SO(n)$: $O(n)$ の元で行列式が 1 であるものの全体; これは n 次元空間の回転群と等しい ($O(n)$ は広義の回転群に等しい。⇒ 回転群, SO 群)。擬直交群 $O(p, q)$: $(p+q)$ 次元空間で双一次形式 $x_1y_1 + x_2y_2 + \dots + x_p y_p - x_{p+1} y_{p+1} - \dots - x_{p+q} y_{p+q}$ を不変にする $(p+q) \times (p+q)$ 実行列の全体 (特に, $p=3, q=1$ の場合がローレンツ群である)。シンプレクティック群

$Sp(n, \mathbf{R})$: $2n$ 次元空間で双一次形式 $\sum_{i=1}^n (x_i y_{n+i} - x_{n+i} y_i)$ を不変にする $2n \times 2n$ 行列の全体。以上、ことわらずに行列要素を実数と考えてきたが、複素数の場合にも拡張できる (一般の体にも拡張できる)。行列要素を実数 \mathbf{R} に限るが、複素数 \mathbf{C} にも拡張するかを明示するときは、 $GL(n, \mathbf{R})$, $SL(n, \mathbf{C})$ などと書く。行列要素が複素数である古典群としては次のようなものがある。ユニタリ群 $U(n)$: $n \times n$ ユニタリ行列の全体。特殊ユニタリ群: $U(n)$ の元で行列式が 1 のものの全体。ユニタリ・シンプレクティック群: $Sp(n, \mathbf{C})$ と $U(2n)$ の共通部分, すなわち、複素シンプレクティック群の元でユニタリ行列であるものの全体。

$GL(n)$ の元 $g = (g_{ij})$ に対して、ノルム $\|g\|$ を、 $\|g\|^2 = \sum_{i,j=1}^n |g_{ij}|^2$ で定義すると、 $GL(n)$ はこのノルムによる n^2 次元位相空間と考えられる。すなわち $GL(n)$ は位相群になっている。古典群はすべて、 $GL(n)$ の閉部分群として位相群である (実はそれだけでなく、リー群になっている。⇒ リー群, 連続群)。上記のいろいろな古典群の間には、いくつかの (準) 同型関係が成り立つ。 $SO(3) \cong SU(2)/\{\pm I\}$, $SU(2) \cong Sp(1)$, $SO(6) \cong SU(4)/\{\pm I\}$ などがその例である。

古典電子半径 [英 classical electron radius, 独 klas-

scher Elektronenradius, 仏 rayon classique de l'électron, 露 классический радиус электрона] $r_0 = e^2/4\pi m_e c^2 \approx 2.818 \times 10^{-13} \text{cm}$ ($-e, m_e$ はそれぞれ電子の電荷および質量, c は光速) の長さを古典電子半径という。電磁波や光が自由電子と衝突し散乱される (トムソン散乱という) 頻度から、電子は断面積が $8\pi r_0^2/3$ である古典的剛体球と対応させられる。すなわち、電子はだいたい r_0 の半径をもった球としてよい。また電子を一様な電荷分布の半径 r_0 の球とすると、その静電エネルギーは $3e^2/20\pi r_0$ となる。相対論によればエネルギー E が存在するときはその系は質量 Δm だけ増加し $E = \Delta m \cdot c^2$ の関係がある (光子のように静止系をもたない場合は除く)。したがって電子の静電エネルギーによる質量増加分は $\Delta m = 3e^2/20\pi r_0 c^2$ となる。観測される電子の質量を m_e とすると $m_e > \Delta m \approx 3e^2/20\pi r_0 c^2$ すなわち $r_0 > e^2/4\pi m_e c^2$ という関係が得られる。H. A. Lorentz は 1916 年に電子の質量は静電エネルギーの寄与のみによると考え、 $m_e = \Delta m$ とした。⑤

古典統計力学 [英 classical statistical mechanics, 独 klassische statistische Mechanik, 仏 mécanique statistique classique, 露 классическая статистическая механика]

⇒ 統計力学

古典物理学 [英 classical physics, 独 klassische Physik, 仏 physique classique, 露 классическая физика] ニュートン力学, マクスウェルの電磁理論, およびその特殊相対論による修正を基礎とし、さらに熱現象を現象論的に扱う熱力学をこれに加えて、巨視的規模の物理現象を扱う物理学理論体系の総称。17 世紀末に出現したニュートンの力学は、自然現象を定量的に扱える理論として、その後の科学の典型となったが、これはその後、剛体の力学、流体力学、弾性体の力学へ拡張されるとともに、数学的にも整理され一般化されて美しい解析力学の理論ができた。振動波動としての音も力学の対象として定量的に扱えるようになった。

力学の成功は、自然現象をすべて力学的に説明しようとする力学的自然観を生み出し、熱を物質的なもの (熱素など) ではなく物質構成微粒子の運動とみなす分子運動論で成功したものの、粒子ではなく波動であることが確認された光に対しては成功しなかった。光の媒質として仮定されたエーテルの性質が謎に包まれていたからである。クロンの法則の発見のころ (18 世紀末) から定量化の始まった電磁気学は、M. Faraday による電場・磁場の概念導入と、J. C. Maxwell によるその数式化 (1873 年) によって、力学と並ぶ古典物理学の大きな柱として確立された。その結果、光は電磁波の特別な場合であることがわかり、光学は電磁気学に包摂されることになった。近接作用としての場を伝える媒質エーテルの謎は 20 世紀にもちこされたが、それを解決したのがアインシュタインの相対性理論であった。相対性理論は、エーテルの存在を無用のものとして物理学から追放し、ニュートン力学およびその基本になる空間・時間の概念に一大変換をもたらしたが、マクスウェル電磁気学は相対性理論の要請を満たしていることがわかりそのままだった。

19 世紀における物理学の発展は目まぐるしかったので、すべての現象は古典物理学で説明されるはずであり、残されているのは方程式を数値的に解くことだけだ、とさえいわれるほどであった。当時は未知であった原子構造などいずればそのように解明されると信じられていた。宇宙は

粒子と場からできているが、それらの運動や変化は古典物理学の方程式に従って展開されており、原理的にはすべて因果的に確定されている、という決定論がその基本的な考えかたである。力学自然観の信奉者 Kelvin 卿は 1900 年 4 月に「熱と光の力学的理論の頭上にある 19 世紀の雲」という講演を行い、熱と光(エーテル)の力学的理論に残された 2 つの難問を、古典物理学の青空に残る雲にたとえた。エーテルの問題は A. Einstein によって解決され、古典物理学をより完全なものとしたが、熱現象に関する方の雲(エネルギー等分配則への疑問)は量子論によらなければ解決されない問題であった。同年 12 月に、M. K. E. L. Planck の出した量子仮説に始まる量子物理学は古典物理学の考えかたを根本的に変革した。

古典力学 [英 classical mechanics, 独 klassische Mechanik, 仏 mécanique classique, 露 классическая механика] 量子力学に対してそれ以前の力学という意味で、ニュートン力学と相対性理論によるその補正までを含めた力学をさす。ニュートン力学と同義に使うこともある。物質の原子的構造を扱えるのは、分子の内部にまで立ち入らないで気体や液体の性質を論じる分子運動論の段階くらいまでであり、液体の運動も巨視的空間内でのふるまいなら扱えることが多いが、金属内の伝導電子になると量子効果が顕著になって適用できない。物質を連続体とみなす流体力学や弾性体力学はその意味で近似理論であり、これら連続体は古典力学の法則に従う細片の集合であると考え、対象に適した特有の形式を採用しているが、広い意味で古典力学に含まれる。しかし、質点(系)と剛体までを対象とし、ニュートンの方法と特殊相対性理論およびそれを形式的に一般化した解析力学までを方法として含め、古典力学と銘を打った教科書なども多い。

古典量子論 [英 classical quantum theory, 独 klassische Quantentheorie, 仏 théorie classique des quanta, 露 классическая квантовая теория] = 前期量子論

コード [英 code, 独 Code, 露 код] データを表現する方法を規定する明確な規則またはその規則で表されたもの。計算機の内部においては、取扱うすべての文字を二進符号化して表現し、計算機・端末装置などの間の情報交換に用いられている(⇒文字、内部コード)。通常のデータコードでは、処理されるデータの、内容を構成する要素を記号化して、データ処理機械または人と機械間の情報交換に用いられる。この記号には十進数字や文字を使うが、その規則の決め方により各種の表現方法が可能である。代表的なものとして次のような形式がある。(1) 順番コード：一連番号をつける。(2) 区分コード：ブロックに分けて一連番号をつける。(3) けた別コード：けたごとに独立させ、分類や位置づけに対立させる。(4) 十進コード：(3)の特例でけた別コードの上位分類のみコード化し、下位分類は必要に応じて付加していく。(5) 表意コード：対象の属性を表す記号を組込む。このようなデータコードの標準化の動きもあり、都道府県コードなど 15 項目についての日本工業規格(JIS)が制定されている。

コード化 [英 encode, 独 Verschlüsseln, 仏 codification, 露 кодирование] コードを用いて、通常もの形に変換できるようにしたかたによってデータを変換すること。逆にコード化されたデータをもとの形に復元することを復号(decode)とよぶ。数字・文字・記号を用いてデータを表現する規則を定め、その規則に従って変換することが

コード化である。コードはデータに対するいわば目印であり、データ項目の識別、分類、配列に用いられる。コード化によりデータの体系化、データの圧縮と処理効率の向上、標準化によるデータの互換性の向上などを図ることができる。

こ座 RR 型変光星 [英 RR Lyrae variable, 独 RR Lyrae-Veränderliche, 仏 variable RR Lyrae, 露 переменная типа RR Лиры] ⇒ 変光星

コード変換 [英 code conversion, 独 Codeumwandlung, 露 преобразование кода] 異なるコード体系の間でデータの意味を保ちながら表現を変換すること。計算機本体と異なるコード体系をもつ端末装置などを接続した場合、その制御のためにコード系の相互変換が必要である(計算機本体は拡張二進化十進コード(EBCDIC)を用い、端末装置は JISCII 系であるといった例は多い)。あるいは他のコード系との情報交換をしないといった要望が出た場合にもコードの変換が必要である。たとえば、外国でつくった EBDCIC 系の磁気テープをわが国の EBDCIK 系を用いている計算機に入力する場合も、英小文字が使用してあると、そのままでうまく入力できずコード変換が必要になることが多い。相異なる 2 種類のコード系において、すべての文字が 1 対 1 に対応している場合は比較的問題が少ないが、文字に過不足がある場合はあらかじめその処理を決めておかねばならない。

弧度法 [英 circular method, 独 Kreisbogenmethode, 仏 méthode à circler, 露 метод круга] ⇒ ラジアン

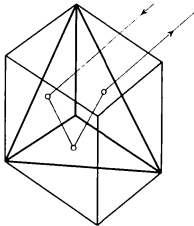
コドン [英 codon, 独 Codon, 露 кодон] 構造遺伝子(タンパク質のアミノ酸配列を規定する遺伝子)では、DNA の一方のポリヌクレオチド鎖中の隣りあった三つ組塩基が、その遺伝子によってつくられるポリペプチド鎖中の各アミノ酸を規定する暗号となっている。この暗号単位をコドン(あるいはトリプレット)とよぶ。コドンは普通 DNA 上の塩基配列を直接書かず、DNA の情報塩基配列を相補的に写しとって合成される伝令 RNA 上の塩基配列を、5'→3'の順に書き表す。したがって、たとえば UAC というコドンは、DNA 上の ATG に対応する。DNA および RNA 中に含まれている塩基はそれぞれ 4 種類であるから、コドンは $4^3=64$ 通りある(表参照)。そのうち 61

伝令 RNA 上のコドン

第2文字	U	C	A	G	第3文字
U	UUU フェニルアラニン UUC セリン UUA ロイシン UUG	UCU セリン UCC UCA UCG	UAU チロシン UAC UAA 終止 UAG	UGU システイン UGC UGA 終止 UGG トリプトファン	C U A G
C	CUU CUC CUA CUG	CCU CCC CCA CCG	CAU ヒスチジン CAC CAA グルタミン CAG	CGU CGC CGA CGG	U C A G
A	AUU イソロイシン AUC AUA AUG 開始メチオニン	ACU ACC ACA ACG	AAU アスパラギン AAC AAA AAG リジン	AGU セリン AGC AGA AGG	U C A G
G	GUU GUC GUA GUG	GCU GCC GCA GCG	GAU アスパラギン酸 GAC GAA グルタミン酸 GAG	GGU GGC GGA GGG	U C A G

種はそれぞれ 20 種の基本的アミノ酸のどれかに対応する。ほかの 3 種は対応するアミノ酸がないのでナンセンスコドンとよばれ、遺伝情報の読み終わり、すなわち、タンパク質合成の終止の暗号となっている。遺伝情報の読み始め、すなわちタンパク質合成開始の暗号は AUG であるが、このコドンは伝令 RNA 上の構造遺伝子に対応する部分の 5' 炭素末端にあるときだけ、開始の暗号として働き、特殊なアミノ酸であるホルミルメチオニンを取込む。ほかの位置にあるときにはメチオニンの暗号として働く。コドンは基本的にはすべての生物に共通である。

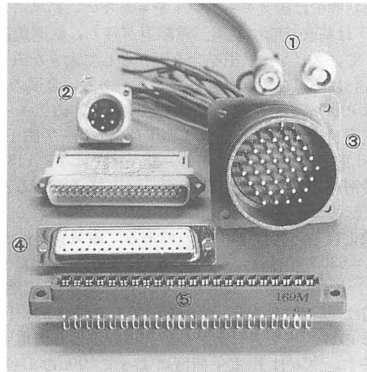
コーナークューブ [英 corner cube, 独 Tripelspiegel, 仏 trièdre trirectangle, 露 угольковий ретроотражатель] 3 枚の平面鏡を互いに直角に、ちょうど直角座標系の 3 つの座標面のように保持したもの。入射した光は各面で一回ずつ反射した後に正確にもとの方向にもどる。普通はガラスの立方体の 1 隅を切取った形状のものが用いられる。置きかたによらず、光が入射方向に正確に反射する特徴を生かして、マイケルソン干渉計や、光波測距儀の反射鏡に用いられる。



ゴニオメーター [英 goniometer, 独 Goniometer, 仏 goniomètre, 露 гониметр] 元来は結晶の面角を測定する接触測角器や光学的反射測角器のことであるが、転じて X 線回折装置の本体の部分をいう。回転軸部分にゴニオメーターヘッドにより試料結晶を取付け、入射線に対して結晶の方位を調節することができる。また、自動回折計では計数管部分もゴニオメーターの回転軸を中心に駆動するので計数管部分も含めていう。

ゴニオメーターヘッド [英 goniometer head, 独 Goniometerkopf, 仏 tête de goniomètre, 露 гониметрическая головка] ゴニオメーターの回転部の中心に置かれ、試料単結晶の中心を出したり、結晶軸をゴニオメーターの回転軸に合わせたりするための装置。また、試料の保持台としての機能もある。互いに直交する 2 つの回転軸で結晶を $\pm 20^\circ$ 程度まで傾けられるアークと、結晶を入射線束の中心へ移動させる互いに直交した前後、左右、上下方向に微動できる並進機構を備えている。これにより試料の方位を $10'$ 以内、並進によるずれを 0.1 mm 以内に一致させることができる。普通はいろいろな回折装置に取付けられるよう着脱が可能である。四軸型自動回折計用としては、アークのない並進機構だけのものや、並進機構が普通の型とは逆にアークの上側にあるユーセントリックヘッドが使われる。

コネクタ [英 connector, 独 Verbindungsstück, 仏 connecteur, 露 соединитель] 簡単な抜き差し操作により、複数の回路を一括して接続あるいは切断する、雄雌一对の部品で、接栓ともいう。機器と電源、機器間、ケーブルとケーブルの接続などに用いる。複数個のコンタクト(接触子)とそれを個別に固定するための絶縁物、保護カバー



各種コネクタ

- ① 同軸用 BNC コネクタ、②, ③ 丸形多極コネクタ
④ 角形多極コネクタ、⑤ プリント基板用コネクタ

からなり、さらに振動、衝撃で離脱しないよう、ねじやばねなどによるロック機構がある。コンタクトの材料はベリリウム銅、リン青銅、黄銅などで、それらに酸化、硫化防止のために、ニッケル、カドミウム、金、銀などをメッキする。コネクタを使用目的から大別すると、多極コネクタ、プリント基板用コネクタ、同軸コネクタの 3 種に分類できる。また光ファイバー用のコネクタもある。

コノスコープ [英仏 conoscope, 独 Konoskop, 露 коноскоп] 結晶板を集束光線束で照明し、結晶板によって生ずる等傾角干渉縞を観察する装置。偏光顕微鏡の集光レンズによって、試料結晶板を集束光線束で照明する。ベルTRANSLENS とよばれるレンズ(普通着脱可能になっている)を接眼レンズの前に挿入し、顕微鏡のビントを無限遠に合せると、対物レンズの焦点面にできる干渉図形が観察される。この図形はコノスコープ像とよばれる。同じ色に見える等色線と偏光方位が一定の等偏線が干渉縞として観察され、この解析から試料結晶板の光学軸の傾きなどが求められる。

小林・益川模型 [英 Kobayashi-Maskawa model, 仏 modèle de Kobayashi-Maskawa, 露 модель Кобаяши-Маскавы] 素粒子を構成する基本粒子に関する模型。これによると基本粒子は 6 種類のクォークで構成される。6 種類のうち, $u, d, s, c, b,$ の 5 種類のクォークは現在までにその存在が確かめられているが、この模型ではさらに電荷 $(2/3)e$ の 1 クォークが存在することを予想している。この模型は、中性 K 中間子の崩壊に見られる CP の破れの現象(\Rightarrow CP 不変性とその破れ)をワインバーガー-サラム理論(\Rightarrow ワインバーガー-サラム模型)に基づいて説明するために、1973 年に小林誠と益川敏英によって提唱された。この模型における CP の破れの機構は、一般化されたカピボ角(\Rightarrow カピボの理論)中の複素量によるが、物理的に意味のある複素量が現れるためには、基本粒子が少なくとも 6 種類存在することが必要となる。

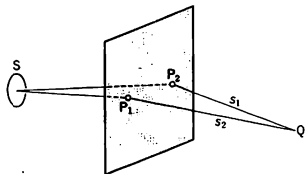
コバルト [英仏 cobalt, 独 Kobalt, 露 кобальт] 原子番号 27 番の元素、遷移元素であって 3d 軌道は閉殻をつくらない。イオンは主として Co^{2+} あるいは Co^{3+} であり、d 殻の電子数はそれぞれ 7 個あるいは 6 個で、まれに Co^{4+} もある。化合物の結晶では超交換相互作用がやや大きく室温付近で磁気秩序を示すものがある。 Co^{3+} は、低

スピン状態では磁気モーメントをもたない。結晶によっては Co^{2+} は基底状態に軌道三重縮退が残る、軌道角運動量があって、スピン・軌道結合を媒介として大きな磁気異方性あるいは磁気ひずみを与えることがある。金属の Co は 1388 K のキュリー温度をもつ強磁性体で、磁気モーメントは室温付近で 1 原子当り $1.7\mu_B$ (μ_B はボーア磁子) であって 3d 電子は過剰電子である。結晶格子は $T < 1183\text{K}$ で六方最密格子、 $T > 1183\text{K}$ で面心立方格子であるが、しばしば転移は不完全で、室温で積層欠陥が見られる。室温での磁化容易方向は $\langle 0001 \rangle$ である。磁気異方性が大きく ($K_u = 530 \times 10^3 \text{J} \cdot \text{m}^{-3}$)、そのため、磁区の磁化はすべて $\langle 0001 \rangle$ 方向にあることが著しい特徴である。天然の Co の核種は ^{59}Co であるが、半減期 270 日の人工的核種 ^{57}Co は ^{57}Fe のメスbauer-効果の研究の線源として重要な役割を果たす。 ^{59}Co は K 電子捕獲によって ^{57}Fe の $I = 5/2$ 状態となり、 $I = 3/2$ から $I = 1/2$ への遷移の r 線が利用される。

コバレーフスカヤのこま [英 Kovalevskaya's top, 独 Kowalewskajasker Kreisel, 仏 toupie de Kovalevskaya, 露 волчок Ковалевской] \Rightarrow こま

5P3G キュリー温度 178°C の強誘電体で、外部電場によって自発分極を反転させると、旋光性の符号が反転するという性質を示すので注目されている。化学式: $\text{Pb}_3\text{Ge}_3\text{O}_{11}$ 。点群 C_3 、格子定数 $a_H = 10.25 \text{Å}$, $c_H = 10.658 \text{Å}$ の結晶で光学的には一軸性である。光軸方向に波長が 632.8nm のレーザー光を入射させると、比旋光度 $\rho = \pm 97.44 \text{rad} \cdot \text{m}^{-1}$ で偏光面が回転する。自発分極が反転すると z 軸が反転するが、この結晶では x 軸, y 軸の方向は変わらない。その結果、右手系 \leftrightarrow 左手系の変化が生じ、旋光性の符号が反転することになる。この現象は電気光シャッター、電気光モリャーなどへ応用される可能性がある。旋光係数 ($g_{33} = \rho_3 \lambda n_0 / \pi$) は自発分極の二乗に比例しており、 20°C では $\pm 4.16 \times 10^{-5}$ となる。

コヒーレンス [英 coherence, 独 Kohärenz, 仏 cohérence, 露 когерентность] 互いに干渉することができると波動の性質。可干渉性または単に干渉性ともいう。振動数の比較的小さい電波、音波は普通干渉性をもつと考えてよいが、光波ではこれは必ずしも成り立たない。無限に続く完全に単一周波数(したがって単一波長)の光波は完全にコヒーレントであるが、実在する光源から放出される光波は継続時間(波連の継続時間という)が有限、また周波数にも有限の幅があるので部分的コヒーレントである。図に示



すように、周波数に広がりをもつ光源 S から出て 2 つのピンホール $P_1(r_1)$, $P_2(r_2)$ (r_1, r_2 はピンホールの座標) を通った光波の Q 点における干渉を考える。 P_1, P_2 点での光波の複素振幅を $V(r_1, t)$, $V(r_2, t)$ (t は時間) としたとき、Q に到達する 2 つの光波のコヒーレンスの程度を表す複素コヒーレンス度 $\gamma(r_1, r_2, \tau)$ は

$$\gamma(r_1, r_2, \tau) = \frac{I(r_1, r_2, \tau)}{\sqrt{I(r_1, r_1, 0)} \sqrt{I(r_2, r_2, 0)}} \quad (1)$$

で与えられる。ここで $\tau = (s_1 - s_2)/c$ (s_1, s_2 は P_1, P_2 と Q の間の距離, c は光速)で、すなわち、 P_1, P_2 から Q に光波が到達するのに要する時間差、 $I(r_1, r_2, \tau) = \langle V^*(r_1, t) V(r_2, t + \tau) \rangle$ は相互コヒーレンス関数とよばれ、 P_1, P_2 での光の複素振幅の相互相関関数 ($*$ は共役複素数, $\langle \rangle$ は時間平均を表す)、また $I(r_1, r_1, 0) = \langle V^*(r_1, t) V(r_1, t) \rangle$, $I(r_2, r_2, 0) = \langle V^*(r_2, t) V(r_2, t) \rangle$ は、自己コヒーレンス関数とよばれ、 P_1, P_2 における光波の $\tau = 0$ の場合の自己相関関数、すなわち平均強度である。 $\gamma(r_1, r_2, \tau)$ は一般に複素数で、Q 点の強度 $I(Q)$ は

$$I(Q) = I^{(1)}(Q) + I^{(2)}(Q) + 2\sqrt{I^{(1)}(Q)}\sqrt{I^{(2)}(Q)}|\gamma(r_1, r_2, \tau)| \times \cos[\alpha(r_1, r_2, \tau) - \delta] \quad (2)$$

で与えられる。ここで $I^{(1)}(Q), I^{(2)}(Q)$ は P_1 点および P_2 点にだけピンホールがある場合の Q 点での光波の強度、 $\delta = (2\pi/\lambda)(s_1 - s_2)$ (λ は光源の平均の波長)である。また、 α は τ の変動によってもあまり変化しない位相項で、普通 $\alpha(r_1, r_2, 0)$ において差し支えないものである。式(2)は二光線束干渉で生ずる干渉縞の強度分布を与える式を一般化したものに相当し、干渉縞の鮮明度 $V = \{I(Q)_{\max} - I(Q)_{\min}\} / \{I(Q)_{\max} + I(Q)_{\min}\}$ は

$$V = \frac{2\sqrt{I^{(1)}(Q)}\sqrt{I^{(2)}(Q)}}{I^{(1)}(Q) + I^{(2)}(Q)}|\gamma(r_1, r_2, \tau)| \quad (3)$$

で与えられる。したがって $I^{(1)}(Q) = I^{(2)}(Q)$ の場合は $V = |\gamma(r_1, r_2, \tau)|$ となり、干渉縞の鮮明度の測定から複素コヒーレンス度の絶対値が求められる。 $|\gamma| = 1$ の場合を完全にコヒーレント、 $0 < |\gamma| < 1$ の場合を部分的コヒーレント、 $|\gamma| = 0$ の場合をインコヒーレントという。式(1)で $r_1 = r_2$ の場合、 $|\gamma(r_1, r_1, \tau)|$ は時間的コヒーレンスとよばれ、光源から出た光波のある時刻とそれから τ だけ後の時刻での相関を表す。また $\gamma(r_1, r_1, \tau)$ と光源のスペクトル分布とは、ウィナー-ヒンチンの定理によって、フーリエ変換の関係にある。 $|\gamma(r_1, r_1, \tau)|$ は、たとえばマイケルソン干渉計で光路差を変えたときの干渉縞の鮮明度の変化から求めることができる。この値が $\tau = 0$ の場合の値の $1/2$ (場合によりこの数値にはいろいろの値がとられる)になる τ の値を可干渉時間といい、これは光源から放出される波連の継続時間に相当する。可干渉時間 Δt と光源のスペクトル幅 $\Delta\nu$ との間には $\Delta t \approx 1/(\Delta\nu)$ の関係がある。また $l = c\Delta t$ は光源から出た光波が干渉できる距離を表し、可干渉距離とよばれる。通常の使用状態における単一モードの He-Ne レーザーの波長 632.8nm の赤の発振線、1983 年まで長さの標準として用いられた ^{86}Kr の波長 605.8nm の橙色のスペクトル線、高圧水銀灯の波長 546.1nm の緑のスペクトル線の l はそれぞれ 100m , 1m , $10\mu\text{m}$ 程度である。式(1)で $\tau = 0$ の場合、 $|\gamma(r_1, r_2, 0)|$ は空間的コヒーレンスとよばれ、光源からある距離離れた空間の 2 点における光波の複素振幅の時間的変動の相関を表す。空間的コヒーレンスは光源の大きさに関係し、図の光源が直径 d の円形の場合、光源から r だけ離れた面上の 2 点 P_1, P_2 での $|\gamma(r_1, r_2, 0)|$ は、ファンシッター-ゼルニケの定理によって

$$|\gamma(r_1, r_2, 0)| = \left| 2 \frac{J_1\left(\frac{\pi d \theta}{\lambda}\right)}{\frac{\pi d \theta}{\lambda}} \right| \quad (4)$$

で与えられる。ここで J_1 は一次の第一種ベッセル関数、

また $\theta = |r_1 - r_2|/R$ である。 $|r| = 1/2$ であるためには $d\theta/\lambda = 0.7$ で、 $\theta = 15^\circ$ 、 $\lambda = 0.5\mu\text{m}$ の場合は $d \approx 1\mu\text{m}$ でなければならないことがわかる。一般光源の場合は、高い輝度で d をこのように小さくすることはできない。しかしレーザーではレンズを用いることにより、たとえば直径 $1\mu\text{m}$ 程度の高輝度のスポットに集光可能である。この点でもレーザーはコヒーレンスのよい光源といえることができる。

コヒーレンス因子 [英 coherence factor, 独 Kohärenzfaktor, 仏 facteur de cohérence, 露 фактор когерентности] \Rightarrow BCS 理論

コヒーレンス長 = コヒーレンスの長さ

コヒーレンスの長さ [英 coherence length, 独 Kohärenzlänge, 仏 longueur de cohérence, 露 длина когерентности]

[1] 超伝導分野では、次の意味で用いられる。超伝導状態にある電子は、互いに関連しながら運動しているので、ある点の電子はその点から距離 ξ 以内にある点の磁場の影響を受ける。この考えは B. Pippard によって初めて導入されたもので、この ξ をコヒーレンスの長さという。磁場の侵入深さとともに超伝導体の磁気的性質を決める長さになっている。Pippard によれば、不純物を含んだ試料のコヒーレンスの長さ ξ は、純粋な試料の値 ξ_0 より小さく、電子の平均自由行路 l を使って

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{\alpha}{l}$$

と書ける。 α は 1 程度の定数である。微視的な BCS 理論によると、超伝導電子は 2 個ずつが対をつくっている(クーパー対)。この対の結合エネルギー(エネルギーギャップ)を Δ とすると、コヒーレンスの長さ ξ_0 は、 $\hbar v_F/\Delta$ (v_F はフェルミ面上での電子の速さ)の程度になる。

[2] 非線形光学分野では、非線形光学現象における特性パラメーターである。1 つまたは複数個の周波数、波数ベクトルをもつ光によって媒質中に強制的に生ずるコヒーレントな非線形電気分極の伝播する位相速度と、その分極によって発生する電磁波の位相速度とは分散性媒質では一般に等しくない。したがって光学的二次高周波発生、三次高周波発生、光混合などのコヒーレントな電磁波発生現象における電磁波強度は試料の厚さ l とともに周期的に変動する。その周期の半分の長さをコヒーレンスの長さ l_c という。たとえば二次高周波発生では、 k^*, k^{2*} をそれぞれ励起基本波、高周波の媒質中の波数ベクトルとすると

$$l_c = \frac{\pi}{\Delta k}, \quad \Delta k = |2k^* - k^{2*}|$$

で与えられる。ほかの現象でも類似である。 l_c は電磁波の発生に有効な試料の長さの目安を与える。 l_c を大きくするほど効果的に光の周波数変換ができる(\Rightarrow 位相整合)。

コヒーレント過渡分光法 [英 coherent transient spectroscopy, 仏 spectroscopie à transitoires cohérents, 露 когерентная переходная спектроскопия] レーザー分光学の一分野で、物質系と電磁波との間のコヒーレントな相互作用を時間を追って観測し、この間に介在する緩和現象を調べることを目的とした時間分解分光法の一つである。電磁波の強度、周波数、あるいは位相をパルスの制御して物質の示す応答をみる。物質系には、非可逆的な緩和現象も同時に起っているため信号は一般に過渡的なものとなる。制御用のパルス波形をいろいろ変えることにより光

動、自由誘動減衰など多くの現象が実現でき、その信号の解析から特定のエネルギー準位上の分布数の緩和(縦緩和)や物質系に誘起された双極子モーメントの緩和(横緩和)などに関する詳しい情報を得ることができる。コヒーレントな電磁波と物質との相互作用

$$H = -\mu E \cos \omega t \quad (1)$$

による状態変化は、シュレーディンガー方程式

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{i}{\hbar} [H, \rho] \quad (2)$$

により記述される。いまエネルギー差が $\hbar\omega_0$ である二準位に限定して考えると、適当な近似のもとで式(2)は 1 つのベクトル方程式

$$\frac{dr}{dt} = \omega \times r \quad (3)$$

に書直すことができる。ここで r, ω は

$$r = \begin{bmatrix} r_1 = \rho_{12} + \rho_{21} \\ r_2 = i(\rho_{21} - \rho_{12}) \\ r_3 = \rho_{22} - \rho_{11} \end{bmatrix} \quad \omega = \begin{bmatrix} 2\mu E/\hbar \\ 0 \\ \omega_0 - \omega \end{bmatrix}$$

で定義される仮想的ベクトルである。 r_1, r_2 はそれぞれ物質に誘起された双極子モーメントの実部(分散)、虚部(吸収)に比例し、 r_3 は二つの準位の間の分布数差を表わしている。式(3)は磁場 H の中の磁気モーメントの運動を記述するブロッホ方程式

$$\frac{dm}{dt} = \gamma H \times m$$

と全く同形である。したがって分光学における二準位系のふるまいは、磁気共鳴におけるさまざまな過渡現象とよい対応を示す。前者には r ベクトルの運動という幾何学的表現が与えられ、パルスの変化する電磁波に対する複雑な過渡現象が直観的に理解される。

コヒーレント光 [英 coherent light, 独 kohärentes Licht, 仏 lumière cohérente, 露 когерентный свет] 光束内の任意の 2 点における光波の位相関係が時間的に不変で一定に保たれていて、任意の方法で光束を分割した後大きな光路差を与えて再び重ね合わせても完全な干渉性を示す光をコヒーレント光という。自然界には完全なコヒーレント光は存在しないが、シングルモードで発振するレーザーの出力光はコヒーレント光に近い状態の光である。コヒーレント光を重ね合わせたときの光強度は、干渉効果のために一般には単独の光強度の和とは異なる値となる。

コヒーレント散乱 [英 coherent scattering, 独 kohärente Streuung, 仏 diffusion cohérente, 露 когерентное рассеяние] 複数個の粒子からなる散乱体による散乱で、各標的粒子からの散乱波が干渉性をもつもの。結晶内の各格子点にある原子核によって中性子線が散乱される場合、ブラッグの法則を満たす角度では、それぞれの標的核による散乱波は位相がそろい、干渉して、散乱中性子線の強さは個々の原子核から散乱された場合の強度よりも強くなる。これに対し、ブラッグの法則を満たさない角度では、位相が互いにずれて波が相殺される結果、散乱中性子線の強度は弱くなる。このような干渉性の散乱がコヒーレント散乱である。核による中性子の散乱の散乱長を a とすると、単位体積当たり N 個の原子核を含む結晶に、単位体積当たり 1 個の中性子が入射しコヒーレント散乱した場合、散乱体から R の距離で中性子線の強度は $I = N^2 a^2 / R^2$ [個/体積] が得られる。これにたいして、核が乱雑に分布している散乱体による中性子の散乱は、インコヒーレント散

乱とよばれる。この場合には、個々の原子核によって散乱された中性子の位相はまったく乱雑に分布しており、干渉は起きないから、散乱中性子線の強度 I は、個々の原子核から散乱された中性子線の強度の和となり、 N に比例する。

コヒーレント状態 [英 coherent state, 独 kohärenter Zustand, 仏 état cohérent, 露 когерентное состояние] 光というひとつの電磁現象に対して、波動として表現される古典的電磁場と粒子として表現される量子力学的な光子場とでは記述法が全く異なっている。波動的性質を表す量として位相 ϕ を、粒子的性質を表す量として粒子数 n を考えると両者の間には

$$\Delta n \cdot \Delta \phi \geq 1$$

の関係がある。古典的波動 $\Delta \phi \approx 0$ に近い状態は、 n で指定される量子状態を数多く重ね合わせて得られることが予想される。R. J. Glauber は古典的電磁場 $E \cos \omega t$ や $H \sin \omega t$ に最も近い量子力学的状態の確率分布を、電場 E 、磁場 H の間に存在する不確定性関係

$$|\Delta E| |\Delta H| \geq c \hbar \omega / 2\pi V$$

(V は電磁場の平均値を求める際の体積)において等号が成立する条件から求めた。この Glauber のコヒーレント状態は、不確定最小の条件が、時間の経過にかかわらずいつまでも保たれる量子力学的状態である。この状態の確率分布は

$$P(E, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{\epsilon}}} \exp\left[-\frac{1}{2\bar{\epsilon}^2}(E - 2\bar{\epsilon}|a|\cos\omega t)^2\right]$$

で表される。これは幅が一定値 $\sqrt{2\bar{\epsilon}}$ で、分布の中心が振幅 $2\bar{\epsilon}|a|$ 、角周波数 ω で単振動をするガウス型の波束を表している。ここで $\bar{\epsilon}$ は

$$\frac{1}{2}\bar{\epsilon}^2 V = \frac{1}{2}\hbar\omega$$

で定義される場の強さ、すなわち V の中に光子が 1 個だけ存在するときの平均電場、また $|a|^2$ は

$$|a|^2 = \left(\frac{1}{2}\epsilon E^2 + \frac{1}{2}\mu H^2\right)V/\hbar\omega = \bar{n}$$

で定義される平均光子数である。

コヒーレント状態はまた消滅演算子に対して $\sqrt{\bar{n}}$ を固有値とする固有状態になっている。このことからコヒーレント状態 $|a\rangle$ を光子数確定状態 $|n\rangle$ で展開すると

$$|a\rangle = \sum_n \frac{a^n}{\sqrt{n!}} \exp\left[-\frac{1}{2}|a|^2\right] |n\rangle$$

と表されることが証明できる。これから、コヒーレント状態において光子数 n が現れる確率は

$$P_n = \frac{\bar{n}^n}{n!} \exp[-\bar{n}]$$

のポアソン分布になることがわかる。

コヒーレント状態の光子数分布は、熱平衡における光子数分布と著しく異なっている。しきい値より十分高い励起を与えられたレーザーの出力光の光子数分布は、コヒーレント状態に近くなっている。

コヒーレント生成 [英 coherent production, 仏 production cohérente, 露 когерентное рождение] 原子核に光をあて、中性中間子 π^0 を生成しかつ原子核はもとの基底状態に留まっている場合、この反応を中性中間子のコヒーレント生成という。反応のしきい値より測って数 MeV から 100 MeV 程度のエネルギーでは、インパルス近似が有効であり、原子核内のすべての核子はコヒーレントにこ

の反応に寄与し、したがって、反応の断面積は質量数の二乗にほぼ比例する。しかし、しきい値付近では、素過程の 1 核子標的のときの光中性中間子発生は、クローラー-ルーダーマン項がある光荷電中間子発生に比べて非常に小さくなり、事情が複雑になる。すなわち、原子核の場合には、いったん荷電中間子を生じし、その中間子がほかの核子と荷電交換反応を行って、中性中間子を生じする過程が重要となり、質量数への依存性は複雑となる。

コヒーレント制動放射 [英 coherent bremsstrahlung, 独 kohärente Bremsstrahlung, 仏 bremsstrahlung cohérent, 露 когерентное тормозное излучение] 相対論的速さをもった電子が結晶面に対して斜めに入射したとき、電子は、結晶面に平行な各原子面を横切るときにそのポテンシャルの影響によって進行方向を変え、全体としての軌道は正弦関数的なものとなる。そのための軌道の周期的変化に伴ってチャリング放射光と同じように電子の進行方向に放射光を放出する。これをコヒーレント制動放射もしくはワーバーオール放射という。その放射光のエネルギーは、電子の速度を v 、入射方向と結晶面とのなす角を θ 、面間隔を d_p とするとき、 $2\gamma^2 h v \theta / d_p$ で与えられる。ただし γ は電子の相対論的質量と静止質量の比、 h はプランク定数である。

コヒーレント単位系 = 一貫性のある単位系

コヒーレント反ストークス-ラマン分光法 [英 coherent anti-Stokes Raman spectroscopy] 4 光子が関与する多光子分光法の一つで、英語のイニシャルをとって CARS とよばれる。分子に ν_1 のレーザー光と同時に ν_2 のレーザー光を入射したとき、 $\nu_3 = 2\nu_1 - \nu_2$ の光を放出する。通常、 ν_3 の放出光は極めて弱いが $\nu_1 - \nu_2$ が分子の固有振動数 ν_0 に一致した場合、共鳴効果によって ν_3 の強い放出光が得られる。共鳴条件では $\nu_3 = \nu_1 + \nu_0$ となり、これはちょうど通常ラマンの反ストークス線に相当する。 ν_1 を固定し ν_2 の振動数を連続的に変えると $\nu_1 - \nu_2$ が分子の固有振動数に合うたびに ν_3 の強い光放出が得られる。CARS は倍波発生と同じように電磁場だけで運動量の保存関係が成立しその結果、 ν_3 の光は $k_3 = 2k_1 - k_2$ で規定される方向にビーム状として放出される。放出光の指向性のため光検出が容易である。CARS は高分解能分光、生体系、炎のラマン測定に広く利用される。

コヒーレント表示 [英 coherent representation, 独 kohärente Darstellung, 仏 représentation cohérente, 露 когерентное представление] 場の理論において、粒子数を対角化しない表示のひとつ。ボソンの生成・消滅演算子 a^*, a の表現を、ワイエル型演算子とよばれるユニタリ演算子 $W(z) = e^{-a^\dagger z + az}$ を使って、 z とその複素共役 z^* の関数の空間上に、次のようにしてつくることができる。 $f \in L^2(\mathbf{R}, d\mathbf{x})$ を任意に定めたノルム 1 の関数とし、 $\phi \in L^2(\mathbf{R}, d\mathbf{x})$ から $\phi \in L^2(\mathbf{C}, d\mu)$ への写像を

$$\phi(z, z^*) = e^{-z^* z} W(-z) f, \quad (1)$$

で定義する。ただし、 $L^2(\mathbf{R}, d\mathbf{x})$ での a, a' の表現は $a = (x + d/dx)/\sqrt{2}$, $a' = (x - d/dx)/\sqrt{2}$ 。式(1)の右辺は $L^2(\mathbf{R}, d\mathbf{x})$ における内積を表す。 $L^2(\mathbf{C}, d\mu)$ の内積が

$$\langle \phi_1, \phi_2 \rangle = \int \phi_1(z, z^*)^* \phi_2(z, z^*) e^{-z^* z} \frac{d^2 z}{2\pi i}$$

で与えられるものとするとき、式(1)は、同型写像になる。 $L^2(\mathbf{C}, d\mu)$ における a, a' の表現は

$$a\phi(z, z^*) = \frac{\partial}{\partial z^*} \phi(z, z^*)$$

$$a'\phi(z, z^*) = \left(-\frac{\partial}{\partial z} + z^*\right)\phi(z, z^*) \quad (2)$$

となる。特に、 f として真空ベクトル ϕ_0 をとると、 $a\phi_0 = 0$ であるから、 ϕ は z^* のみの関数となり、式(2)は

$$a\phi(z^*) = \frac{\partial}{\partial z^*} \phi(z^*), \quad a'\phi(z^*) = z^*\phi(z^*) \quad (3)$$

と簡単になる。 $W(-z)\phi_0$ は $L^2(\mathbf{R}, d\mathbf{x})$ における長さ 1 のベクトルで、 $aW(-z)\phi_0 = zW(-z)\phi_0$ を満たす。すなわち、 $W(-z)\phi_0$ はコヒーレント状態である。そこで、 a, a' の表現(2)をコヒーレント表示とよぶ。コヒーレント表示の表現空間は $L^2(C, d\mu)$ の $\phi(z^*)$ のみからなる部分空間で、その完全正規直交系は $\{\phi_n(z^*) = (z^*)^n/n!; n=0, 1, 2, \dots\}$ 、また、そこでの δ 関数は e^{z^*w} となる。コヒーレント表示でもファインマンの経路積分の計算ができるが、シュレーディンガー流の表現に比べて優れている点は、(1) 計算がやさしい、(2) 場への拡張が容易、そしてなによりも、(3) 複素数の代りにグラスマン数を使えばフェルミオンの取扱いが可能、などである。なお、より一般的な式(2)の形で、 a, a' と独立なもう一種の正準交換関係の表現 $b = \partial/\partial z$, $b' = -\partial/\partial z^* + z$ をあわせて考えると、荷電場の量子化とそのファインマンの経路積分ができる。

コヒーレントポテンシャル近似 [英 coherent potential approximation, 仏 approximation de potentiel cohérent, 露 приближение когерентного потенциала] 置換型固体における電子構造を研究するために、P. Soven (1967 年)によって導入された平均場近似理論である。CPA と略す。電子に限らず、無秩序系のフォノン、フレンケル励起子、スピン波などの素励起にも適用することができる。CPA の考えかたは、磁性などの協力現象における分子場近似の考えかたと同じである。二元合金、 A_xB_{1-x} (x は、組成 A の規格化濃度)について、図に示すように、

$$\begin{bmatrix} \bigcirc & \bigcirc & \bigcirc \\ \bigcirc & A & \bigcirc \\ \bigcirc & \bigcirc & \bigcirc \end{bmatrix} \times x + \begin{bmatrix} \bigcirc & \bigcirc & \bigcirc \\ \bigcirc & B & \bigcirc \\ \bigcirc & \bigcirc & \bigcirc \end{bmatrix} \times (1-x) = \begin{bmatrix} \bigcirc & \bigcirc & \bigcirc \\ \bigcirc & \bigcirc & \bigcirc \\ \bigcirc & \bigcirc & \bigcirc \end{bmatrix}$$

H

合金中のある 1 つの格子点に着目し、そのまわりを、ある有効ハミルトニアン H で記述される一様な有効媒質とみなす。着目しているその格子点が、 A 原子(または B 原子)で占められたときは、電子は、 H と A 原子(または B 原子)のポテンシャルの差によって散乱される。この A 原子のときの電子の散乱振幅($\Rightarrow S$ 行列)に、 A 原子の濃度 x をかけ、 B 原子のときの電子の散乱振幅に B 原子の濃度 $(1-x)$ をかけて加えたものが 0 であるという条件から、 H を自己無撞着に決定する。CPA は、リジッドバンド模型に比べてその理論的基礎もはつきりしていることから、実際に多くの系に適用され、無秩序系の物理に大きな進歩をもたらした。

個別つり合い = 詳細つり合い

個別励起 [英 individual excitation, 独 Einzelanregung, 仏 excitation individuelle, 露 индивидуальное возбуждение] 量子力学的多粒子系の励起状態のうち一粒子状態(あるいは一準粒子状態)間の遷移によって生ずるものを、系全体の粒子が関与する組織的な集団運動の励起(集団励起)と対比して、個別励起とよぶ。集団励起は粒子間

の相互作用の結果生ずる本質的な多体効果であるが、個別励起は相互作用のない粒子系でも存在する。たとえば、フェルミ粒子系(固体内電子の系や液体ヘリウム 3 など)中に外部から高速粒子や電磁波を入射させるとき、密度のゆらぎとして励起される状態としては、プラズマ振動やゼロ音波などの集団励起のほか、フェルミ準位 E_F より低いエネルギー準位の状態から E_F より高い準位の状態への単一の(準)粒子の個別励起が引起される。この場合の個別励起は、フェルミ準位以下の孔とフェルミ準位以上の粒子の対発生とみなすことができる。

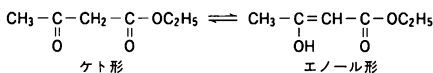
コペルニクス Copernicus, Nicolaus Mikołaj Kopernik 1473.2.19~1543.5.24 ポーランドの天文学者。トルンに生れる。クラコフ大学に学び(1491~96 年)、ポロニヤで教会法を専攻するが(1496~1500 年)、この間、天文学教授 Domenico Maria da Novara の影響の下に、後年の大著に使われた天体観測のうちの 2 つがなされている。1501 年フラウエンブルク聖堂参事会員に就任(参事会員は終身十分な収入があった)。バドバで医学を修め(1501~06 年)、その間にフェラーラ大学で教会法の学位を取得(1503 年)。1506 年よりはエルムラントにあって新天文学体系の構想を進め、聖堂園壁西北隅の塔(コペルニクスの塔)で天体の観測を続ける(1513 年以降)。Leo 10 世の改暦会議(1514 年)に招請されたが、研究の未完を理由に辞退(1582 年のグレゴリウス改暦は Copernicus の観測を基礎とする)。プロシア諸領地方議会議長兼代表として通貨政策に関心を寄せ、「貨幣論」を著し(1517~19 年)、議会で講演(1522 年)、*Cudendae ratio* (1528 年)にまとめた。また 1533 年の大彗星の観測を一小冊子で報告した。しかし生前の彼は天文学者としてより医師として高名であった。

「天球の回転についての六巻」*De revolutionibus orbium coelestium libri VI* (1543 年)の最初の草稿が成ったのは 1512~14 年ころとみられるが、ニュルンベルクのルッター派牧師 A. Osiander の世話で出版されたのは 1543 年春、Copernicus の死の当日 枕頭に届けられたという(T. Giese より Rheticus 宛 1543 年 7 月 26 日付書簡)。それまでは草稿と同じところに書かれた「梗概」*De hypothesis motum coelestium a se constitutis commentoliolus* の写本と、最終稿(~1539 年)からの Rheticus (G. Joachim) による解説書 *Narratio prima* (1540 年)とだけがわずかに彼の主張を伝えた。Copernicus の太陽中心体系は、内惑星を正しい位置に置き、地軸の傾斜、視差による天体の距離の決定を与えるが、なお有限半径の天球を想定し、天体はすべて円軌道にあり、太陽は引力の中心ではなく宇宙を照らす光源ではない。この現象論的運動学では、プトレマイオス体系と同じ道具立て、離心円・周転円・誘導円が、半数以下に減ったとはいえ、やはり使われている。「コペルニクスの転回」の物理的内容は、直線運動(上下運動)しか許されぬ四元素の一つである地球に、第五元素から成る天体と同様に円運動を付与し、アリステレス自然学の物質と運動の枠組の基本のひとつを外したところに見るべきであろう。

主著「天球の回転についての六巻」の 1543 年ニュルンベルク版には、Osiander によって、教会を顧慮した、太陽中心体系を数学の便法とする序文(無署名)が付けられ、本文の手稿からの改変も散見される。以後の諸版(バザール 1566 年、アムステルダム 1617 年、ワルシャワ

1854年)もニュルンベルク版に拠っている。19世紀中ごろブラーグで発見された手稿に従うのはトルン版(1873年)である。Culture et Civilizationの復刻(ブリュッセル, 1966年)はニュルンベルク版による。手稿のファクシミリはH. M. Nobis 編 *Nicolaus Copernicus Gesamtausgabe Bd. I* (1974年)に見られる(「天体の回転について」, 1953は第I巻だけの邦訳。また, *Monetae cudendae ratio* (1528年)の邦訳としては「貨幣論」(「コペルニクスと現代」, 1973, 所載)がある)。

互変異性 [英 tautomerism, 独 Tautomerie, 仏 tautomérisation, 露 таутомерия] 化合物が2種またはそれ以上の構造異性体の混合物として存在し, それらが互いに容易に相互変換しあう場合, この異性現象を互変異性, そのそれぞれの異性体を互変異性体という。互変異性は多くの場合水素原子の結合位置が変わることによって起るため, その変換はプロトローピーともよばれる。代表的なアセト酢酸エチルでは, ケト形とエノール形が共存しており, その割合は分光学的な方法で決めることはできるが, 別々に取出すことは一般的にはできない(図参照)。互変異性体の一



方のみが可視領域に吸収をもつことがある。この互変異性は熱または光によって誘発される発色現象であるサモクロミズムまたはフォトクロミズムを発現する機構のひとつである。フェノールフタレインなどの酸塩基指示薬は, この互変異性化のpH依存性を利用したものである。

コペンハーゲン解釈 [英 Copenhagen interpretation, 独 Kopenhagen Interpretation, 仏 interprétation de Copenhagen, 露 копенгагенская интерпретация] ⇒ 確率解釈

COBOL [英 COBOL, 独 Cobol, 仏 cobol, 露 КОБОЛ] 計算機による事務処理用の代表的なプログラム言語。common business oriented languageの略称。アメリカ国防総省, メーカー, ユーザーからなる組織であるCODASYL (the conference on data systems language)が開発し, その後も改良を続けている。最初のCOBOLは1960年に公表された。CODASYLで開発, 改良されたCOBOLをもとに, 国際規格(ISO)や日本工業規格(JIS)のCOBOLが制定されている。COBOL言語の特徴は読みやすさを目的として英語的な表現を取入れていること, 事務用のデータの記述と処理の機能が豊富であること, などである。

こま [英 top, 独 Kreisel, 仏 toupie, 露 волчок] 物理学でこまというときには, 固定点(支点)があってそのまわりで回転する剛体一般をさす。固定点がない場合でも, 剛体の運動を質量中心(重心)の運動とそのまわりの回転に分ければ, 後者は重心を固定したときと同じに扱うことができるから, こまとみなされる。重心を通る慣性テンソルの主軸を ξ, η, ζ とし, 主慣性モーメントを I_1, I_2, I_3 とすると, $I_1=I_2=I_3$ の場合を球こま, 主慣性モーメントのうち2つだけが等しい場合を対称こま, 全部異なるものを非対称こまという。こまの運動はオイラーの運動方程式から決められるが, 初期条件が任意に与えられたときに積分で完全に解くことのできるのは, 外力が働いていないか, あっても固定点に関するモーメントが0の場合(オイラーのこまという), $I_1=I_2$ の対称こまで支点が ζ 軸上に

ある場合(ラグランジュのこま), $I_1=I_2=I_3/2$ で支点が $\xi\eta$ 面内にある場合(コプレーフスカのこま)の3つの場合だけである。オイラーのこまは, 慣性楕円体が不変面に接しながら転がる運動という形に表される(⇒ポアンソールの定理)。支点は重心でなくてよいが, 回転軸がそこを通る慣性主軸と一致すればその運動は定常的になる。ただし, 主慣性モーメントが最大または最小な軸のまわりの定常回転は安定であるが, 中間値をとる慣性主軸のまわりの回転は不安定である。日常的な意味のこまに最も近いのは重力場内のラグランジュのこまで, 心棒(ζ 軸)の下端を卓上に小穴にはめたまま回るおもちゃのこまがそれになっている。このときのこまの運動は一般には ζ 軸のまわりの回転と章動および歳差運動を組合せたものになる。特殊解として ζ 軸を鉛直に保ったままそのまわりで続ける定常回転があり, このときのこまを眠りごまという。眠りごまが安定なのは, 角速度 ω_3 が, $\omega_3 > 4mg/l I_1/I_3$ を満たすときである。ただし m はこまの質量, l は重心と支点の距離, I_1/I_3 ($=I_2/I_3$)は支点を通り ζ 軸に垂直な(慣性主)軸のまわりの慣性モーメントである。

コマ収差 [英 fida coma, 独 Koma, 露 кома] 対称軸をもつ光学系による軸外物点の像が1点に集まらず, 主光線を含む子午面(メリジナル平面)に対しては対称であるが, 球欠面(サジタル平面)に対しては非対称な分布をする収差。図1のように主光線を含む子午面のうちで主光線

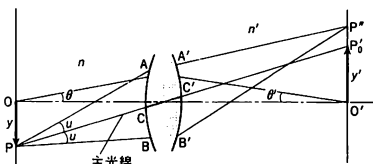


図1

PCの両側に等しい角 u をなす入射光線PAとPBが光学系を通ったあとで交わる点 P'' は主光線 $C'P_0'$ の側方にはずれたところになる。そしてはずれの距離が角度 u によって変わる。図2のように主光線PCと一定角 u をなし

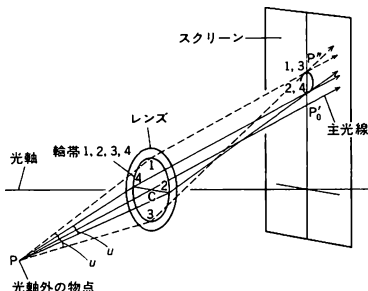


図2

円錐状に進む光線束輪帯1,2,3,4に入射する光線は光学系を通ったあと焦点面で一般には複雑な曲線を描くことになる。ザイデルの近似では焦点面において輪帯1,2,3,4の光線は小さい円となり, しかもその円の上を2周するので輪帯上の1と3の点は円周上の同一点に集まり, 2と4の点はその反対側に集まる。

入射ひとみとのところで半径の異なる輪帯に入射した光線群は, それぞれの輪帯の半径にしたがって像面上に円群を

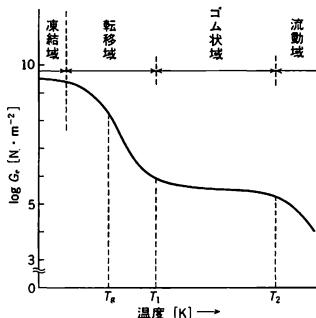
描き、その包絡線は理想像点 P_0' で交わり、その交角は 60° である。コマ収差の中心 P_0' が視野の中心に向かう場合と逆の場合とがあり、前者を外方コマ、後者を内方コマという。このコマ収差の補正法としてはアッペの正弦条件が有名である。図 1 において物空間、像空間の屈折率をそれぞれ n, n' とし、光軸と θ をなす角度で O を出た光線が屈折した後 O' で光軸と θ' なる角度をなすとすれば、コマ収差を除去するには各光線による結像倍率を一定にすればよく

$$ny \sin \theta = n'y' \sin \theta'$$

つまり $\sin \theta' / \sin \theta = n \cdot y / (n' \cdot y')$ が θ の値にかかわらず成り立つことがその条件になる。これをアッペの正弦条件といい、この条件との違いが補正を必要とするコマ収差の目安になる。

コマンド [英 command, 独 Befehl, 仏 instruction, 露 команда] 計算機において、対象システムに動作を指示する指令。機械語の命令をさすこともあるが、通常はジョブを制御するための指令のことをいい、システムごとに一定の体系をなしている。狭義には、バッチ処理における指令をジョブ制御言語というのに対し、会話型処理の指令をコマンド、または TSS コマンドとよぶ。

ゴム状態 [英 rubbery state, 独 Gummizustand, 露 каучукообразное состояние] 凍結状態(⇒ガラス状態)にある無定形高分子の温度を上げると、ガラス転移温度 T_g (⇒ガラス転移)の前後でせん断弾性率 G_e が急激に低下し(図参照)、温度 T_1 でやわらかい特有の G_e を示すゴム状



になる。さらに温度を T_2 以上上昇させると流動が起る(⇒ミクロブラウン運動)。この T_1 から T_2 までの温度範囲の状態をゴム状態という。ゴム状態では、あたかも加硫ゴムの橋かけ点のような働きをするからみ合い点(⇒からみ合い)の間に存在する網目鎖が、主鎖のまわりで回転運動を起し(⇒ミクロブラウン運動)、加硫ゴムの網目鎖のような挙動をとる。したがって、ゴム状態における性質はからみ合い点間の分子量 M_e によって記述することができる。

$$G_e = \frac{g\rho RT}{M_e}$$

で表される。ここで、 g はフロントファクター、 ρ は密度、 R は気体定数、 T は絶対温度である。なお、 M_e は温度 T の関数で T の増加とともに大きくなる。自然状態でこのようなゴム状を示す高分子は、シス-1,4-ポリイソプレンやポリブタジエンなどのジエン系重合体や、エチレンプロピレンゴムなどの共重合ゴムに見られるように、分子間相互作用の小さい、室温で分子回転の容易な線状の無定

形高分子に限られる。

ゴム弾性 [英 rubber elasticity, 独 Gummielastizität, 仏 élasticité de gomme, 露 резиноподобная упругость] 輪ゴムのような普通の加硫ゴムやゴム類似物質に見られる特異な弾性。すなわち、常温でのヤング率は約 $10^5 \sim 10^6 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ 程度であって、この値は金属やガラスの 1 万分の 1 ないしは 10 万分の 1 程度にすぎず、わずかな応力で原長の数倍も伸ばすことができ、しかも外力を除くとほとんど瞬間的にもとに戻ってしまう。応力は絶対温度に比例し(メイヤー-フェリの実験)、一方荷重下で温度を上げると収縮が起り(ガフ効果)、断熱的に伸ばすと発熱する(ジュール効果)。このような特異な現象を示すゴム弾性の本質は、ひずみによるエントロピー減少によるものが主であり(⇒エントロピー弾性)、普通の固体弾性で内部エネルギーの変化によるものと全く趣を異にする。すなわち、自然状態では曲りくねっているゴム分子鎖を引伸そうとすると分子鎖自身の熱運動(⇒ミクロブラウン運動)によってもとに戻ろうとする張力が働くことによる。W. Kuhn (1934 年)によれば、理想的なゴム弾性体をも λ 倍に伸長させたとき、単位断面積当りに張力 σ が作用したとすると

$$\sigma = \frac{\rho RT}{M_c} \left(\lambda - \frac{1}{\lambda^2} \right) \quad (1)$$

が成立する(等積変形を仮定)。ここで ρ は密度、 R は気体定数、 M_c は橋かけ点間分子鎖の分子量(網目鎖分子量)、 T は絶対温度である。いま、網目鎖濃度 ($\text{mol} \cdot \text{cm}^{-3}$) を ν_c とすると、

$$\nu_c = \frac{\rho}{M_c} \quad (2)$$

となる。輪ゴムのような加硫天然ゴムでは $M_c = 4000 \sim 6000$ 、したがって、 $\nu_c = 2.4 \sim 1.6 \times 10^{-4} \text{ mol} \cdot \text{cm}^{-3}$ とする。このことは天然ゴムを構成するイソプレン単位(分子量 68)が約 60~90 個の連鎖ごとに 1 個の橋かけ点をもつことになる。

固有運動 [英 proper motion, 独 Eigenbewegung, 仏 mouvement propre, 露 собственное движение] 天球上における恒星または太陽系外天体の位置の変化量。普通 1 年または 100 年間の変化量を角度の秒で表す。天体の空間運動を天球上に投影したものが固有運動であって、視線方向の速度成分は視線速度という。天体の見かけの位置に対して大気差、光行差、歳差、章動などの補正をし、さらに同一座標系に基づいて測定されている。E. Halley によって発見され(1718 年)、それまで信じられていた恒星界不変の思想を覆した。へびつかい座のバーナード星は固有運動の最も大きい恒星で、天球上を 1 年間に $10.31''$ ずつほぼ真北の方向に動いている。恒星の固有運動は、恒星自身に特有な運動のほかに、太陽の空間運動の反映として現れる恒星の見かけの運動(視差運動)と銀河回転運動を含んでいるので、多数の固有運動を統計的に解析することによって、太陽の空間運動の向点と銀河回転定数を決定することができる。

固有 X 線 = 特性 X 線

固有応力 [英 inherent stress, 独 eingebaute Spannung, 露 собственное напряжение] = 残留応力

固有音響インピーダンス [英 specific acoustic impedance, 独 spezifische Schallimpedanz, 仏 impédance acoustique spécifique, 露 удельное акустическое сопротивление] 無限に広がった媒質中の任意の点における音圧と

粒子速度との比。無損失の平面音波の場合には、固有音響インピーダンスは、振動数に無関係に媒質の密度 ρ と音速 c との積 ρc になる。これが実数であることは、音圧と粒子速度とが同位相であることを意味する。この場合には、特に固有音響抵抗ということがある。代表的な媒質についての固有音響抵抗の値を表に示す。

媒 質	固有音響抵抗 [N・s・m ⁻³]
水 素	114
窒 素	418
酸 素	453
空 気	428
炭酸ガス	512
水蒸気 (100℃)	242
水	1.48×10^6
鋼	47.0×10^6

固有関数 [英 eigenfunction, 独 Eigenfunktion, 仏 fonction propre, 露 собственная функция] 固有値問題において、固有ベクトルが関数空間の要素であるとき、これを固有関数とよぶ。数理物理学でしばしば現れるスツルム-リウビル方程式の固有値問題における固有関数を用いると、任意の関数をその線形結合の形に展開することができる(⇒固有値問題, 直交関数展開)。

固有関数展開 [英 eigenfunction expansion, 独 Entwicklung nach Eigenfunktionen, 仏 expansion aux fonctions propres, 露 разложение в ряд по собственным функциям] ヒルベルト空間 \mathcal{H} における自己共役演算子 H のスペクトルが完全に離散的であるときには、 H の固有値問題を解いて、 H の固有ベクトルから成る完全正規直交系 $\{\psi_n\}$ が得られる ($H\psi_n = \lambda_n\psi_n$)。このとき、 \mathcal{H} の任意の要素 u は

$$u = (u, \psi_1)\psi_1 + (u, \psi_2)\psi_2 + \cdots = \sum_n (u, \psi_n)\psi_n$$

と展開される。ここで、 (\cdot, \cdot) は \mathcal{H} の内積である。特に、 \mathcal{H} が関数空間であるとき、これを固有関数展開という。たとえば、固有値問題

$$-\psi''(x) = \lambda\psi(x) \quad (0 < x < 1), \quad \psi(0) = \psi(1) = 0$$

の固有関数系 $\{\sqrt{2/\pi} \sin nx\}_{n=1,2,\dots}$ による展開はフーリエ正弦級数展開である。固有関数展開を用いると、対応する拡散型、波動型、シュレーディンガー型方程式の級数解をつくることができる。連続スペクトルが現れる場合にも、それに対応する一般化された固有関数がしかるべく求められ、それを用いて一般固有関数展開ができると期待される。二階自己共役常微分演算子に対しては、完全な一般固有関数展開定理が証明されている(ワイル-ストーン-ティッチマー-シュ-小平の理論)。偏微分演算子に対して、十分具体的な一般固有関数展開定理が証明できるのは、常微分に比べると限られた場合にとどまる。

固有座標系 [英 intrinsic system of coordinates, 仏 système de coordonnées intrinsèques, 露 собственная система координат] ⇒ 物体固定座標系

固有時 [英 proper time, 独 Eigenzeit, 仏 temps propre, 露 собственное время] 相対性理論によれば、2つの事象の間の時間間隔は、観測する座標系によって異なる。特に、物体(質点)とともに運動する座標系において測った時間、すなわち、物体とともに動く時計の刻む時間をその物体の固有時という。慣性座標系において、質点が速

度 $v = (dx/dt, dy/dt, dz/dt)$ で点 r から点 $r+dr$ に時刻 t から時刻 $(t+dt)$ の間に運動するとき、固有時を τ とする

$$c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = c^2 d\tau^2$$

したがって $d\tau = \sqrt{1-v^2/c^2} dt \leq dt$ である。一般相対性理論においては、計量テンソルを g_{ij} として

$$ds^2 = \sum_{i,j} g_{ij} dx^i dx^j = -c^2 d\tau^2$$

により、固有時 τ を定義する。

固有質量 [英 proper mass, 独 Eigenmasse, 仏 masse propre, 露 собственная масса] = 静止質量

固有振動 [英 characteristic vibration, 独 Eigenschwingung, 仏 vibration propre, 露 собственное колебание] 考える振動系に固有の振動であって、その振動系が自由振動を行う場合のものである。この振動数を固有振動数という。2自由度以上の振動系の場合、しばしば基準振動と同じ意味に用いられる(⇒基準振動)。

固有振動数 [英 eigenfrequency, 独 Eigenfrequenz, 仏 fréquence propre, 露 собственная частота] ⇒ 固有振動

固有値 [英 eigenvalue, 独 Eigenwert, 仏 valeur propre, 露 собственное значение] ⇒ 固有値問題

固有値問題 [英 eigenvalue problem, 独 Eigenwertproblem, 仏 problème aux valeurs propres, 露 задача о собственных значениях] A を線形演算子とする。スカラー(実数または複素数) λ に対して、方程式 $A\phi = \lambda\phi$ が $\phi \neq 0$ である解をもつとき、 λ は A の固有値であるといい、そのような解を固有値 λ に属する固有ベクトル(固有関数)という。また、 $A\phi = \lambda\phi$ の解の全体を λ に対応する固有空間といい、その次元 m を λ の多重度という。 $m=1$ または $m \geq 2$ に応じて、 λ は縮退していない、または縮退しているという。線形演算子 A の固有値・固有空間を求める問題を A の固有値問題という。最もよく出てくるのは行列の固有値問題。微分演算子の固有値問題で、なかでもエルミート対称(正確には自己共役)な場合が大切である。そのとき、 A の固有値はすべて実数で、異なる固有値に属する固有ベクトル(関数)は直交する。微分演算子の固有値問題の例をあげると、両端固定の弦の振動の問題 $-\psi''(x) = \lambda\psi(x) \quad (0 < x < 1), \quad \psi(0) = \psi(1) = 0$ で、固有値は $n^2\pi^2$ ($n=1, 2, \dots$)、固有関数は $\sin n\pi x$ である。このように、微分演算子から自己共役な固有値問題を導くには、正しい境界条件をつけなければならない。領域が有界でない場合、たとえば、量子力学の調和振動子の問題 $-\psi''(x) + x^2\psi(x) = \lambda\psi(x) \quad (-\infty < x < \infty)$

では、 $\int_{-\infty}^{\infty} |\psi|^2 dx < \infty$ という条件が必要となる。いつ、どんな境界条件をつければよいかは、数学的には、演算子の自己共役性決定の問題である。一般に、ある性質をもつ演算子の固有値・固有空間全体のようにする理論的に決定することも、固有値問題とよぶ。その最も身近な例は、 N 次エルミート対称行列 H_N の固有値問題である。 H_N は、その固有ベクトルを列ベクトルとするユニタリー行列を用いて対角化される。この定理は、ヒルベルト空間における自己共役コンパクト演算子の場合におけるべき形で拡張され、さらにそれを用いてレゾルベント $(A-i)^{-1}$ がコンパクトである自己共役演算子の固有値問題が解かれる。このとき、さらに A が下に有界ならば、 A は $+\infty$ に発散する

可算個の多重度有限な固有値 λ_n をもち、 A の固有関数から成る完全正規直交系が存在する。数値物理の固有値問題で、固有関数の完全系が存在するものは、上の2つの例を含めて、大部分レゾルベントがコンパクトな自己共役な固有値問題である。

ハミルトニアン H をもつ量子力学的系の束縛状態のエネルギー準位は、固有値問題 $H\varphi = E\varphi$ を解いて求められる。連続スペクトルもでてくる問題(たとえば水素原子)では、固有関数だけから成る完全正規直交系をとることはできない(\Rightarrow 一般化された固有関数)。このような場合も含めて一般的解析を行うのが、自己共役演算子のスペクトル理論で、それは広義の固有値問題といふことができる。

物理学ではしばしば次のスツルム-リウビル型固有値問題が現れる。これは、区間 (a, b) において微分方程式

$$-\frac{d}{dx}\left\{p(x)\frac{du}{dx}\right\} + q(x)u = \lambda r(x)u$$

$(p(x), q(x), r(x))$ は連続、かつ $p(x) > 0$, $r(x) > 0$ を満たし、境界条件 $A_0u(a) + A_1u'(a) = 0$, $B_0u(b) + B_1u'(b) = 0$ を満足する関数 $u = u(x)$ と固有値 λ とを見いだす問題である。これについては、(1) 固有値は $\lambda_0 < \lambda_1 < \dots \rightarrow \infty$ のような発散数列をつくる、(2) λ_n に対応する固有関数 $\varphi_n(x)$ は区間 (a, b) 内にちょうど n 個の零点をもつ、(3) 固有関数の集合 $\{\varphi_n\}$ は関数 $r(x)$ を重みとする内積に関して直交関数系をなす、などのことが知られている。

固有値問題の数値解法 [英 numerical solution of eigenvalue problems, 独 numerische Lösung von Eigenwertproblemen, 露 численное решение задачи о собственных значениях] 与えられた $n \times n$ 行列 A に対して、連立一次方程式 $Ax = \lambda x$ が自明な解 $x = 0$ 以外の解をもつための数 λ (固有値) とそれに対応するベクトル x (固有ベクトル) を数値的に求める方法。固有値は特性方程式 $\det(A - \lambda I) = 0$ の解である。この方程式は λ に関する n 次代数方程式であるから固有値は n 個存在する。特に A が実対称行列のときは固有値はすべて実数で、このときの特性方程式を永年方程式ともいう。固有値問題では、行列 A の性質によって分類される。すなわち、 A がエルミート行列(実数のときは対称行列)であるか非エルミート行列(実数のときは非対称行列)であるかによって区別される。この区別する理由は、エルミート行列の固有値問題は問題の性質がよいために非エルミート行列の場合に比べてずっと容易に解くことができるからである。そしてまた、実際の問題に現れる行列はほとんどがエルミート行列であり、そうでないときでも適当な変換を施すことによってエルミート行列に直すことができることが多い。

エルミート行列の場合には、ハウスホルダー変換によって三重対角行列に変換し、三重対角行列の固有値をスツルム列の性質を利用した二分法で求め、固有ベクトルを逆反復法で計算するのがよい。逆反復法は必要な固有ベクトルだけを計算できるので便利であるが、縮重固有値あるいは病的に近接した固有値に対応する固有ベクトルの間の直交性に問題がある。固有ベクトルがすべて必要で直交性が重要なときには三重対角行列の固有値、固有ベクトルをQR法で計算する方がよい。また、次数 n が小さいときにはヤコビ法が利用できる。ヤコビ法で計算された固有ベクトルはほとんど正確に直交している。一般固有値問題 $Ax = \lambda Bx$ において、 A と B が共に実対称行列で B が正定値であるときには、 B コレスキー分解により $B = L^t L$ とするこ

とにより、実対称行列の標準固有値問題 $L^{-1}A(L^{-1})^t y = \lambda y$, $y = Lx$ にすることができ。

非エルミート行列の場合には、いくらでも性質の悪い問題が考えられるので難しいが、最も一般に有効と思われる方法は、 A を相似変換によってヘッセンベルグ行列に変換し、ヘッセンベルグ行列の固有値をQR法で求めることである。 A が実行列のときには、複素共役な原点移動を行うQR法の2回分をまとめて行って複素演算が出てこないようにする二段QR法を用いるのがよい。固有ベクトルは逆反復法で計算する。 A の次数が大きく疎であるときには、 A をそのままの形で用いる方法が望ましい。絶対値の大きい少数の固有値と固有ベクトルが必要なときにはべき乗法が利用できる。また、ハウスホルダー法による三重対角化の代りにランチョス法を用いることもできる。

固有抵抗 = 電気抵抗率

固有粘性 [英 intrinsic viscosity, 独 Eigenviskosität, 仏 viscosité intrinsèque, 露 собственная вязкость] 高分子(溶液)において、溶質分子1個が溶液の粘性にどのように寄与するかを推定するために導入された概念。溶液の粘性率 η と純溶媒の粘性率 η_0 との比、 $\eta/\eta_0 = \eta_r$ を相対粘度とよび

$$\eta_{sp} = \eta_r - 1 = (\eta - \eta_0)/\eta_0$$

を比粘度と定義する。これらの粘度は溶液の濃度 c の関数とみられる。濃度0の極限では明らかに $\eta_{sp} \rightarrow 0$ であるが、単位濃度当りの値(還元粘度) η_{sp}/c は0とまらない。この比の極限値を $[\eta]$ と書き、固有粘性とよぶ。すなわち

$$[\eta] = \lim_{c \rightarrow 0} \frac{\eta_{sp}}{c} \quad \text{または} \quad [\eta] = \lim_{c \rightarrow 0} \frac{\log \eta_r}{c}$$

一般に希薄溶液に対して

$$\eta_{sp}/c = [\eta] + k'[\eta]^2 c + k''[\eta]^3 c^2 + \dots$$

と書けば、第一項 $[\eta]$ は溶質分子1個による粘性増加率を与え、分子自身の形状や密度に関係するが、第二項以下は分子間の流体力学的相互作用を表す。この考え方は、溶液だけでなくサスペンションにも適用される(\Rightarrow サスペンション)。たとえば剛体球粒子のサスペンションに対するアインシュタインの粘度式を用いれば、 $[\eta] = 2.5/\rho$ (ρ は粒子の密度)となる。これは粒子の形が球に近いゴムラテックスや卵白アルブミン水溶液についての実測値とかなりよく一致する。このことから、同族重合体の溶液の固有粘性 $[\eta]$ と分子量 M の間にある関係が成立することが予想される。H. Staudinger はこれを $[\eta] = KM$ と書いた。 K は同族重合体については1つの定数である。その後、 $[\eta] = KM^a$ の形が採用され、現在多くの高分子-溶媒系について K, a の値が得られており、粘性率の測定から高分子の分子量を求めるのに広く利用されている(\Rightarrow アインシュタインの粘度式)。

固有粘度(高分子の) [英 intrinsic viscosity, 独 Eigenviskosität, 仏 viscosité fondamentale, 露 основная вязкость] 溶液の粘性率 η 、同温度の純溶媒のそれを η_0 、溶質の重量濃度を c とするとき

$$[\eta] = \lim_{c \rightarrow 0} \frac{\eta - \eta_0}{\eta_0 c}$$

を固有粘度、あるいは極限粘度数という。これは粘性率に対する溶質1分子の正味の寄与を表し、高分子科学において特に重要な量である。高分子の分子量 M との関係は

$$[\eta] = KM^a$$

と表され、これをマーク-ホウインク-桜田の式という。指数 a は高分子の形状、屈曲性に関連する定数である。すなわちタバコモザイクウイルスのような棒状分子では $a=2$ 、DNA、コラーゲンなどの半屈曲性分子では $1 < a < 2$ 、線状ポリスチレンなどの糸まり高分子では $0.5 \leq a < 1$ 、また星形お玉くし形高分子では $0 < a < 0.5$ 、構成要素が密に詰った剛体球分子では $a=0$ となる。特定の高分子-溶媒系で定数 K と指数 a が既知であれば、この粘度式は分子量決定法として利用される。分子量分布のあるとき、この法による分子量は粘度平均分子量である (\Rightarrow 平均分子重)。

固有粘度に対する理論的研究も進んでいる。特に線状糸まり高分子に対して、その結果は

$$[\eta] = \Phi_0 \left(\frac{R^2}{M} \right)^{1/2} M^{1/2} a^3$$

と整理される。 Φ_0 は定数、 $\langle R^2 \rangle_0$ は糸まり高分子がガウス鎖となる θ 状態での両端間距離の二乗平均で、 M に比例する。 a は高分子の流体力学的有効膨張係数であり、高分子の排除体積と、溶媒流の高分子内への浸入度に関係する。特に θ 状態 (たとえばポリスチレン-ベンゼン系の 34°C) では、 $a_\theta = 1$ となり、 $[\eta]$ は \sqrt{M} に比例する。

固有半導体 = 真性半導体

固有偏光 [英 allowed vibration, 独 erlaubte Vibration, 仏 vibration permise, 露 собственная поляризация] 偏光状態に影響を及ぼす光学系を通過しても、偏光の状態に変化が起らない特別の偏光状態をその系の固有偏光という。入射光の x 成分を A_{xi} , y 成分を A_{yi} とし、光学系のジョーンズ行列を

$$\begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$$

とし、光学系を通過した後射出光の x 成分を A_{xo} , y 成分を A_{yo} とすると

$$\begin{bmatrix} A_{xo} \\ A_{yo} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{xi} \\ A_{yi} \end{bmatrix}$$

となる。したがって、 $A_{xo}/A_{yo} = A_{xi}/A_{yi}$ となりうる偏光がこの光学系の固有偏光である。たとえば、旋光角が θ である旋光子では、 $m_{11} = \cos\theta$, $m_{12} = -\sin\theta$, $m_{21} = \sin\theta$, $m_{22} = \cos\theta$ であるから、旋光子の固有偏光は左右の円偏光である。結晶の固有偏光を表に示す。

結 晶	固有偏光
吸収のない結晶	楕円主軸が互いに直交し、回転の向きが互いに反対な 2 つの楕円偏光
吸収のない直線複屈折結晶	振動方向が直交する 2 つの直線偏光
吸収のない旋光性結晶	右円偏光と左円偏光

固有ポアンカレ群 [英 proper Poincaré group, 独 eigentliche Poincaré-Gruppe, 仏 groupe propre de Poincaré, 露 собственная группа Пуанкаре] \Rightarrow ポアンカレ群

固有ローレンツ群 [英 proper Lorentz group, 独 eigentliche Lorentz-Gruppe, 仏 groupe propre de Lorentz, 露 собственная группа Лоренца] \Rightarrow ローレンツ群

固溶体 [英 solid solution, 独 feste Lösung, 仏 solution solide, 露 твёрдый раствор] 1 つの物質中にほかの物質が溶解して均一になっているものは溶体とよばれる。これが液体状態にあるものは溶液、固体状態にあるものは固溶体とよばれる。金属と金属が溶けあってできた合金に

は固溶体になっているものが多い。イオン結晶の混晶にも固溶体の例が見られる。合金のような場合には、原子は結晶格子を組んでいるから、1 つの金属の結晶の中に異種の原子が溶け込んで固溶体となる場合、その溶け込みかたには侵入型と置換型の 2 種類がある。侵入型は溶質原子が溶媒金属の結晶の格子点の間のすき間に入り込んだものであり、溶質原子が溶媒原子に比べて小さい場合にのみ生じ、普通の金属どうしの場合には見られない。H, C, N, B などのように特に小さい非金属原子が金属中に少量溶け込んでできた合金において見られる。置換型は溶媒原子を溶質原子で置換することによって溶け込んだもので、普通の金属どうしの固溶体はすべてこの型のものである。

溶媒金属の結晶格子の構造を保ったままで固溶体となっているものは一次固溶体とよばれる。溶媒金属中に溶け込んで一次固溶体を形成しうる溶質原子の最大量を固溶限という。固溶限は主として溶媒原子と溶質原子の原子半径の差および原子価の差によって決る。成分金属のいずれとも異なる新しい結晶構造をもち、しかも各原子が無秩序に配列した均一な合金が、ある組成範囲をもって形成される場合には、二次固溶体あるいは中間固溶体とよばれる。二次固溶体で溶媒原子と溶質原子が互いに規則正しく配列しているもの (したがって特定な組成に限られる) は規則合金とよばれる。二次固溶体と似ているが、化合物の性格が強いものは金属間化合物あるいは中間相とよばれる。

固溶体としての格子定数と溶媒が純粋であったときの格子定数との差が一般に溶質原子の濃度に比例することがベガードの法則として知られている。

固溶体硬化 [英 solid solution hardening, 独 Mischkristallhärtung, 仏 durcissement des solutions solides, 露 твердение твёрдого раствора] 固溶体が純粋な結晶よりもかたい、すなわち、固溶体を変形する方がより高い応力が必要とする現象を固溶体硬化という。固溶体単結晶の臨界せん断応力 τ_c は固溶体の種類、濃度、温度などによって変化するが、多くの場合次の実験式が成り立つ。

$$\tau_c = \tau_0 + \alpha \mu [c(1-c)]^n$$

ここで τ_0 は純粋な結晶の臨界せん断応力で温度に依存する。 α は転位と溶質原子の相互作用を表す係数で温度に依存する。 μ は剛性率、 c は溶質濃度、 n は 1 の程度の定数である。体心立方構造をもつ鉄合金の場合には室温で $n=1$, $\alpha=0.04(\epsilon_\mu+1.5\epsilon_a)^2$, ただし $\epsilon'_\mu = (\epsilon_\mu+4.3\epsilon_a)/[1-0.5(\epsilon_\mu+4.3\epsilon_a)]$, $\epsilon_\mu = (1/\mu_0)d\mu/dc$, $\epsilon_a = (1/a_0)da/dc$, a は格子定数, である。

このような硬化を起す原因として次の 2 つが考えられている。第一は、一様に分散固溶している溶質原子が転位の運動に対する点障害となり、それによる摩擦抵抗が硬化の原因となる。第二は、コッレル雰囲気などで固着されている転位を固着点から離脱させるのに余分な外力を必要とし、硬化するという考えである。

コラーゲン [英 collagen, 独 Kollagen, 仏 collagène, 露 коллаген] コラーゲンは硬タンパク質の一種で、通常の溶剤に溶けず、コラゲナーゼを除く一般のタンパク質分解酵素の作用も受けない。トロポコラーゲン分子 (分子量 285000) が分子間に架橋をつくって、規則的、周期的に配列した、繊維状のタンパク質重合体 (\Rightarrow タンパク質の重合) である。トロポコラーゲンは直径 1.5 nm, 長さ 280 nm の棒状分子で、3 本のポリペプチド鎖 (α_1 鎖 2 本と α_2 鎖 1 本) が三重らせんを組んだものである。コラーゲンのアミ

ノ酸組成は非常に特徴的で、一般のタンパク質に比べて多量のグリシンやプロリンを含み、ほかのタンパク質にはほとんど含まれないヒドロキシプロリンとヒドロキシリジンを含む。コラーゲンは生体中に最も多量に存在するタンパク質であるが、哺乳動物では全タンパク質量の約1/4を占め、皮膚、軟骨、腱などの主成分である。コラーゲンはほとんどすべての器官に存在し、細胞の接着剤、構造の補強剤という役割をもち、その器官をひとつの単位として働かせるのに役立つ。コラーゲンを水で膨化し、温めてポリペプチド鎖間の架橋を切断すると、変性して水溶性のゼラチンになる。

コラム近似 [英 column approximation, 仏 approximation de column] 転位などの欠陥を含む単結晶からの電子線回折強度を計算するために考えられた近似法。図1に示すように、結晶板にほぼ垂直に平面波が入射し1つの回折波を生じているとき、結晶を板に垂直な細い柱に分割し、波の射出する面上の1点Pにおける透過波および回折波の振幅は、Pが含まれる1つの柱の内部とその上面における波動場だけで決定されると考える。この仮定によれば、ひずみを含む結晶からの電子線回折強度を、透過波についても、回折波についても、比較的簡単な数値計算によって求めることができる。この方法は、転位などの欠陥を含む結晶性試料の電子顕微鏡像において、欠陥の周囲の格子ひずみによるコントラストの変化の計算を可能にし、欠陥像の解釈に広く利用されている。

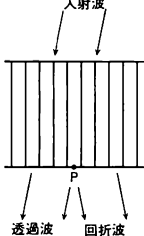


図 1

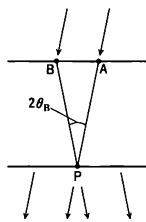


図 2

後に導入された高木-トーバンの式のリーマン法による解法によれば、P点の波動場は、図2に示す三角形PAB(ただしAP, BPはそれぞれ入射線、回折線に平行)内と上辺AB上の波動場だけで完全に決定されることが示される。ここで $\angle APB$ はブラッグ角 θ_0 の2倍に等しく、高速電子の回折において θ_0 は通常 1° の程度あるいはそれ以下であるので、三角形PABは極めて細長い三角形となり、事実上コラム近似が広く成り立つことが証明された。

コリオリ Coriolis, Gaspard Gustave de 1792.5.21-1843.9.17 フランスの土木工学者、数理物理学者。パリで生れ、エコール・ポリテクニク卒業後、土木学校(エコール・デ・ポンゼンショセ)で道路建設技術を学んだが、数学の才能を認めたA. L. Cauchyの推薦で、1816年エコール・ポリテクニクの解析学および力学の助教師になった。1829年には新設の中央工芸技術学校の力学の主任教授となり、翌年からはエコール・ポリテクニクをも兼任した。さらに1832年より土木学校においてL. M. H. Navierの水利学の講座を助け、彼の死後はその後任となった。エコール・ポリテクニクにおいても1838年まで教授として教壇に立ったが、彼は病弱で、教師としてのノルマを果たすことは体に大きな負担であり、以後は同校の校長の地位にあ

って研究の指揮をとった。しかし3年後、51歳で没した。彼の功績は、力学の数学的定式に現れる諸項を明確な概念として把握することに貢献したことにある。たとえば、力と変位の積の項に対して仕事という術語を与えたこと、G. W. Leibnizがあいまいに $m\dot{v}$ なる量に活力の名称を与えたのに対し、 $(1/2)m\dot{v}^2$ なる量こそそうよばれるべきであると指摘したことなどは、力学史におけるエネルギー概念の確立過程での重要な貢献であった。また回転する物体の運動の記述において、回転座標系を導入し、そこにおいては遠心力 $m\Omega \times (r \times \Omega)$ のほかに、回転座標系から見た各点の速度 v に依存する $2mv \times \Omega$ なる見かけの力の存在することを示した(m は位置ベクトル r の質点の質量、 Ω は慣性系に対する回転座標系の回転ベクトル)。これをコリオリの力とよぶ。実際、自転する地球上において観察される海流、偏西風、フーコー振り子、長距離弾道体などに働く転向力はこれによって説明できる。

コリオリの力 [英 Coriolis' force, 独 Coriolis-Kraft, 仏 force de Coriolis, 露 кориолисова сила] 慣性系に対し一定の角速度 ω で回転する座標系において運動する物体に働く慣性力という。1828年にG. G. Coriolisにより提唱された。質量 m の質点がこの回転座標系に対し速度 v で運動しているとき、コリオリの力は $2mv \times \omega$ で与えられる。この運動物体は、他に慣性力として遠心力の作用も受ける。以下に2つの場合についてその例を示す。

(1) 原子・分子: 分子が回転しているとき、構成粒子にコリオリの力が働く。分子は電子および原子核から成るが、核の運動についてはそれぞれの電子状態であるポテンシャル面上を振動するという取扱いがよい近似になっている(断熱近似)。核での平衡の位置からの変位 Δr_i 、および速度 v_i は分子内の核の振動を記述する基準座標 Q_s およびその時間変化 \dot{Q}_s の一次結合でそれぞれ表される。したがって分子が回転しているときのコリオリの力に伴うエネルギー

$$= 2\omega \cdot \sum_{s,s'} S_{ss'} (Q_s \dot{Q}_{s'} - \dot{Q}_s Q_{s'})$$

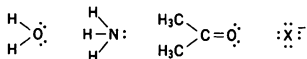
はコリオリ結合定数 $S_{ss'}$ といふ、2つの基準振動 s, s' がコリオリの力を通じて相互に作用する度合を表す。基準振動の組合せのうち分子の運動に最も大きな影響を与えるのは、 s と s' が2つの縮重した振動である場合である。たとえば対称 $K > 0$ と $K < 0$ に大きく分離する。ここに l は縮重振動によって誘起された角運動量を表し、第一励起状態では l を単位として $l = \pm 1$ である。これを一次のコリオリ効果という。これ以外に二次振動効果となる。コリオリの力で相互作用する2つの振動状態がたまたま接近しているときにも、それぞれに付随した回転準位は大きな影響を受ける。これをコリオリ共鳴といひ、基準振動の基音状態間にも数多く観測例が報告されている。

(2) 原子核: 原子核の回転運動を変形した平均ポテンシャルの回転によって記述すると、原子核に固定した回転座標系では核子にコリオリの力が働く。 ω を回転の角速度、 J を角運動量演算子とすると、回転座標系における核子の運動を決定するハミルトニアンには慣性力を表す項 $-\omega \cdot J$ が現れる(\Rightarrow クランキング模型)。この項はコリオリの力と遠心力を含んでいるが、原子核の分野では通常コリオリの力の項とよんでいる。このコリオリの力は集団回転運動と核子の内部運動との間の結合を与える(\Rightarrow 集団回転運動)。この結合により核の回転は核子の内部運動を変化させ、バ

ンド混合や純粋な回転スペクトルからのずれなどを生じさせる。特に高スピンの回転では、核子の角運動量を回転軸方向にそろえるスピン整列を起し、回転帯の交差現象などを生じさせる。コリオリの力は核の回転の半古典的記述において現れるものであるが、これを量子力学的に理解する研究も進められている。

孤立系 [英 isolated system, 独 isoliertes System, 仏 système isolé, 露 изолированная система] = 閉じた系 (⇒ 閉いた系)

孤立電子対 [英 lonepair, 独 einsames Elektronen-paar] 化学結合により物質を構成している原子やイオンの最外部にある電子は、多くの場合反平行のスピンをもつものどうしが対をなして、種々の軌道を満たしている。これらの電子対のうちで、2個以上の核の周囲に非局在化した分子軌道、すなわち σ 結合、 π 結合などに関係した軌道を占めず、特定の原子核の周囲に局在し、多少とも原子軌道上の電子対に近い状態になっているものを孤立電子対とよぶ。水、アンモニア、アセトンなどの分子や、ハロゲン化物イオンをそれぞれ図のように書くときの：がこれに



当る(ドイツ語系の書物では：の代りに | を用いることもある)。孤立電子対は結合電子対と反発しあうことによって分子や多原子イオンの立体構造を規制する。また陽電気を帯びた粒子(陽子・金属イオン・他分子中の陽性原子や原子団など)と配位結合をつくり、ときには安定、ときには不安定な種々の錯体を形成し、後者はしばしば反応性に富む中間体となって、多くの化学変化を推進する。なおアミノ基、水酸基などの孤立電子対は、それらの基が π 電子系と結合すると共役系の一部に取込まれ、分子全体の物理化学的性質(化学反応性、酸・塩基性、各種のスペクトル、双極子モーメントなど)に著しい影響を及ぼす。

孤立波 [英 solitary wave, 独 Einzelwelle, 仏 onde solitaire, 露 уединённая волна] ただひとつの山をもつ波形が壊れずに進む波。1834年にスコットランドの J. Scott-Russel は浅い運河の表面の孤立波が何マイルもほとんど波形を変えないで進むのを発見し、水槽をつくって波高と進行速度の関係式を求めた。浅水波は G. G. Stokes, J. Boussinesq, Rayleigh 卿らによって理論的に論じられたが、D. J. Korteweg と G. de Vries は浅水波の特徴を表す簡単な非線形方程式をたてた(1895年)。1960年代にプラズマ中の波がコルトベークド・フリース方程式で表されることが見いだされてからこの方程式の解の性質が計算機によって詳しく調べられ、解析的解法が発見された。これが契機になって多くの非線形波動方程式が孤立波解をもつことが知られ、しかも2つの孤立波が衝突したとき互いに通過して安定な粒子のようにふるまうことが明らかにされ、このような孤立波はソリトンと名づけられた(⇒コルトベークド・フリース方程式, ソリトン)。

コリプレッサー [英 co-repressor, 独 Co-repressor, 仏 co-répresseur, 露 коорепрессор] ⇒ リプレッサー

コリメーター [英 collimator, 独 Kollimator, 仏 collimateur, 露 коллиматор]

[1] 望遠鏡対物レンズの焦点面に小さなマークを置き、これを背後から明るく照らすと、レンズを通った光は平行光になり、マークの像は無限遠にあるとみなすことができ

る。このような装置をコリメーターという。マークに小さなピンホールを用いると、これは人工的な星と同等である。コリメーター用レンズは焦点距離が大きく、球面収差と色収差がよく補正されていなければならない。そのため2枚ないし3枚構成の色消しレンズが用いられ、口径比は1:10以下が普通である。高性能コリメーターの例を挙げると、焦点距離2m、口径比1:14、3枚構成で球面収差1/4波長以下、すなわち実用的に無収差で、軸上色収差は可視域全域で0.25mm以下である。コリメーターと光軸を一致させるようにして被測定レンズを正対させ、結像性能の測定、焦点合せの検定、レンズの調整作業などを行うことができる。特殊なものに軸外放物面を用いたコリメーターがある(⇒放物面鏡)。

[2] 原子核および素粒子の実験では加速器によって加速された粒子の束(ビーム)が用いられる。加速器から取出されたビームには、その方向やエネルギーが本来の値から多少はずれたハローとよばれる成分がつきものである。このハローを排除くとともにビームを必要な細さにしぼる装置をコリメーターとよぶ。コリメーターには、ハローを除くための鉄、鉛またはタングステンのような金属を用い、ビームの通り抜けられるだけの穴をあけたものが使われる。この場合のコリメーターは穴の大きさが固定式である場合が多い(図1)。加速器から取出されたビームを金属の標的

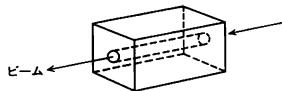


図1

に当てて、そこで生成された二次粒子(π , K などの中間子および反陽子など)が実験に使われる。このような二次粒子はビーム輸送系によりその運動量および粒子の種類を選別されて実験室へ導かれる。このビーム輸送系の中に組込まれるコリメーターは、二次粒子ビームの強度を加減したり、粒子の種類または運動量の選別の向上に役立てたりするなどの目的で使われる。このようなコリメーターは開口部の大きさが垂直方向または水平方向に可変式のものが多(図2)。

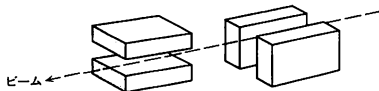


図2

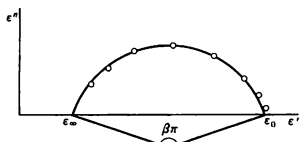
コリンハの関係式 [英 Korringa relation, 独 Korringa-Beziehung, 仏 formule de Korringa, 露 формула Корринги] ⇒ コリンハの機構

コリンハの機構 [英 Korringa mechanism, 仏 mécanisme de Korringa, 露 механизм Корринги] 金属における核磁気緩和機構のひとつ。伝導電子のスピンと核磁気モーメントとの間の超微細相互作用により、伝導電子がスピンの反転を伴う散乱を受け、同時に核スピンを反転させる。この機構による緩和率 $1/T_1$ は温度に比例し、超微細相互作用定数の二乗および伝導帯のフェルミ準位における状態密度の二乗に比例する。また核磁気共鳴周波数のナイトシフト($\Delta H/H$)との間に次のコリンハの関係式が成り立つ。

$$T_1 \left(\frac{\Delta H}{H} \right)^2 = \frac{\mu_B^2}{\pi \gamma^2 k T}$$

ここに μ_B はボーア磁子, γ_N は核磁気回転比, k はボルツマン定数, T は絶対温度である。現実には伝導電子間の相互作用を考慮する必要がある, 核の位置における伝導電子のスピン密度のゆらぎによる緩和機構という一般的な立場からの取扱いが行われている。電子間の交換相互作用はスピン密度のゆらぎの振幅を増大させるが, その増大因子が波数成分によって異なるため, 上記コリンハの関係式は修正を受ける。強磁性, 反強磁性を示す金属, およびこれに近い状態にある常磁性金属では, 強い電子相関のため, 緩和率の温度変化もコリンハの機構とは異なったものになる。

コール-コールの円弧則 [英 Cole-Cole's circular arc law, 仏 loi d'arc circulaire de Cole-Cole, 露 правило круговой дуги Коля-Коля] K. S. Cole と R. H. Cole によって見いだされた法則で, 有極性物質の複素誘電率 ϵ の周波数成分を求め, 虚数部 ϵ'' を実数部 ϵ' に対してプロットすると軌跡が1つの円弧上にある(図参照)。この場



合, ϵ は次のコール-コール式で表されることになる。

$$\epsilon - \epsilon_\infty = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + (i\omega\tau)^\beta} \quad (0 < \beta \leq 1)$$

ここで ϵ_0 は静的誘電率, ϵ_∞ は瞬間的な分極しか起らない(いま注目している誘電分極が起りえない)高周波数での誘電率である。 τ は平均的な誘電緩和時間, β は緩和時間の分布を表すパラメーターであり, β が小さいほど緩和時間の分布は広いことを意味する。なお $\beta=1$ のとき上式は有極性低分子液体などの誘電緩和を表すデバイの単一緩和の式となり, そのとき, コール-コール・プロットは半円となる。誘電緩和強度 $\Delta\epsilon = \epsilon_0 - \epsilon_\infty$ はコール-コール・プロットの円弧の弦の長さより求められる。

ゴルスキー効果 [英 Gorsky effect, 独 Gorsky Effekt, 仏 effet Gorsky, 露 эффект Горского] 結晶に異種原子を添加すると, 格子の膨張(あるいは収縮)が起る。この結晶に曲げ応力を加えると, 異種原子は圧縮応力側から引張応力側(またはその逆)へ拡散によって移動し, 弾性ひずみを生じることが期待される。この効果は W. S. Gorsky (1935 年)により理論的に予言され, G. Schumann, J. Völkl, G. Alefeld (1968 年)により, H を含む V, Nb, Ta について実験的に証明された。この過程の緩和時間 τ は, 試料の板厚を d , 移動する原子の拡散係数を D とすると, $\tau = (d/\pi)^2/D$ で与えられる。この効果は, 金属中の H の拡散挙動を調べるのに利用されている。

ゴールドシュタイン Goldstein, Eugen 1850. 9. 5 - 1930. 12. 25 ドイツの物理学者。シュレーゲン地方のグライウィツ(現ポーランド領グリーブツェ)に生れる。プレスラウ, ベルリン両大学に学び, 1881 年に H. von Helmholtz のもとで学位を取得。ベルリン大学ポツダム天文台に研究員および助手として長く勤務(1878 - 89 年)。1889 年公開利用のための物理研究室を開設。1890 - 96 年 国立物理工学研究所客員研究員。1908 年ロンドン王立協会のヒューズ・メダル受賞。1876 年陰極から出る放射線が物体に鮮明な影を与え, 凹面の陰極板によって集光するという

J. Plücker, J. W. Hittorf の研究を確かめ, 陰極線と命名した。陰極線を荷電気体の「分子の奔流」と考えた W. Crookes とは異なり, Goldstein は陰極線が気体分子の平均自由路程の 150 倍も走ることから, これが電磁波であると誤って考えた。1886 年 穴をあけた陰極板での真空放電の実験中, 陽極とは反対の向きに放射線が出ることを発見, カナル線と命名した。この線の光の色は気体の種類により異なり, 蛍光作用や感光作用を示す。後に彼の弟子 W. Wien は, 電場, 磁場をかけてカナル線の比電荷を求め(1898 年), また弟子 J. Stark は, カナル線のドップラー効果とシュタルク効果を発見した。さらに J. J. Thomson はカナル線を陽極線と名づけ, これを用いて 1907 年に同位体を見いだしたのである。

ゴールドストーンの定理 [英 Goldstone theorem, 独 Goldstone-Theorem, 仏 théorème de Goldstone, 露 теорема Гольдстоуна] 場の理論の定理で, 対称性の自発的なやぶれには必ず質量 0 のボソンが伴うというもの。そのボソンを南部-ゴールドストーン・ボソンとよぶ。歴史的には, π 中間子を相対論的場の理論のカイラル対称性の自発的なやぶれに伴う, 質量 0 の理想化された中間子として定式化した。南部-ジョナジニオ模型で最初に認識され, そのあと J. Goldstone が一般的な定理として証明した。次のことを仮定する。(1) 粒子系のハミルトニアンに対称性は, 並進群や回転群のような, 連続群をつくっている。(2) 粒子間の相互作用は, 粒子間の距離がある程度以上大きくないと 0 としてよいような短距離型とする。そのとき, もし基底状態が対称的でないならば, 波動ベクトル k を 0 にした極限で励起エネルギー ϵ_k が 0 になるような素励起があるというのがゴールドストーンの定理で, この素励起に対応する基準モードをゴールドストーンのモードという。たとえばマグノンの場合を説明しよう。自然法則は回転不変であるが, 強磁性体の中の電子のスピンは自発磁化により一定方向を向き, これによって強磁性体は回転対称性を自発的にやぶる。系のスピンをすべて一定角度回転させてもエネルギーは不変なのだが, これは無限に遠いスピンの相対的な方向差が十分小さいようなすべての励起について, 基底状態とのエネルギー差は十分小さくなる。すなわち, 波長の長い励起に対してエネルギーはいくらでも小さくとれる。すなわち自発対称性のやぶれに伴って無限にエネルギーの小さい励起(波長の長いマグノン)が現れたといえる。同様に, フォノンなども理解される。この定理は, ゲージ場があるときは必ずしも成立しない(ヒッグス機構)。また, 超対称性がやぶれるときには質量 0 のフェルミオン(Goldstino)が現れることもある。

ゴールドストーンのモード [英 Goldstone mode, 仏 mode de Goldstone, 露 мода Гольдстоуна] \Rightarrow ゴールドストーンの定理

ゴールドストーン・ボソン [英 Goldstone boson, 仏 boson de Goldstone, 露 гольдстоновский бозон] = 南部-ゴールドストーン・ボソン

コールドトラップ [英 cold trap, 独 Kühlfalle, 仏 piège refroidi, 露 охлаждаемая ловушка] ボンプ系から被排気系へと逆流してくる気体分子や拡散ボンプ液などの作動液の分子を途中で捕獲するためのトラップの一種で, アルミナなどの吸着剤を用いずに液体窒素温度近くまでトラップ面を冷却して用いるものをいう。簡単な構造のコー

ルドトラップの例としては、排気系の吸気孔側配管部に、液体窒素を入れることのできる ための設けたものがある。この場合、トラップ部に室温の壁があると、作動液分子がその部分を表面拡散しながら通り抜け、トラップの高真空側で再び脱離して空間へ飛出すことになるので、このような分子の通り抜けはトラップの役目上無視できない。これを防ぐには構造が複雑になるが、表面拡散してきた分子も必ず冷却面に遭遇するような構造とする。使用上の注意として、拡散ポンプからの作動液の逆流は、ポンプの作動開始時と終了時に特に多いので、トラップを冷却する時期を慎重に選ばねばならない。

ゴールドバーガー-トリーマンの関係式 [英 Goldberger-Treiman relation, 仏 relation de Goldberger-Treiman, 露 соотношение Гольдбергера-Треймана] 1958 年に M. L. Goldberger と S. B. Treiman により見いだされた。中性子の β 崩壊の軸性ベクトルカレントの結合定数 g_A と、荷電 π 中間子の軸性ベクトルカレントを通じての崩壊定数 f_π の間に成り立つ近似的関係式。具体的には、 $2m_N g_A \approx \sqrt{2} f_\pi g_{NN\pi}(0)$ と書かれる。ここに、 m_N は核子の質量、 $g_{NN\pi}(0)$ は π 中間子を仮想的に零質量の状態に外挿したとき (いわゆるソフト π 中間子極限) の π 中間子と核子の結合定数である。この関係式は、ハドロンの弱い相互作用を記述するカレントのうち奇妙さを変えない軸性ベクトル部分 $\mathcal{S}_\mu^a(x)$ の発散が π 中間子場に比例する $\partial(\mathcal{S}_\mu^a + i\mathcal{S}_\mu^b)/\partial x_\mu = m_\pi^2 f_\pi \phi_{\pi^\pm}(x)$ という PCAC の関係に由来するとして定式化された。ゴールドバーガー-トリーマンの関係式および PCAC を理解する試みが 1960 年代のハドロンの研究における中心課題のひとつとなった。現在では、これらの関係式は、クォーク模型に基づくハドロンの力学において、カイラル対称性を自発的にやぶった真空とそこに必然的に現れる南部-ゴールドストーン・ボソンとしての π 中間子場の反映であるとする南部陽一郎の描像を支持するものとして理解されている。

コルトベーク-ド・フリース方程式 [英 Korteweg-de Vries equation, 独 Korteweg-de Vries-Gleichung, 仏 équation de Korteweg-de Vries, 露 уравнение Кортевега-де Вриза] オランダ人の D. J. Korteweg と G. de Vries (1895 年) が、浅水(長波長)重力波(⇒浅水波)を記述する式として提唱したもの。KdV 方程式と略すことが多い。彼らは、波の振幅 a 、波長 λ 、水深 h が $a/h \sim (h/\lambda)^2 \ll 1$ の条件を満たすとき、 x 方向に速さ $c = \sqrt{gh}$ (g は重力加速度)で進む系からみれば、水面のよりあがり u が

$$\frac{\partial u}{\partial t} + au \frac{\partial u}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = 0$$

で記述されることを示した(係数 a, β は c, h によって決る定数、 t は時間)。彼らは、この方程式が、ヤコビの楕円関数 cn で表される周期的な定常進行波(クノイダル波)解と、その周期無限大の極限として

$$u = A \operatorname{sech}^2 \left\{ \sqrt{\frac{aA}{12\beta}} \left(x - \frac{aA}{3} t \right) \right\}$$

の形の孤立波解をもつことも示した。ここで A は孤立波の高さに相当する定数である。したがって、高い孤立波ほど幅が狭く、伝播速度が速い。この解が表す波は、物理的には、非線形項 $au(\partial u/\partial x)$ による波の突っ立ちの効果と分散項 $\beta(\partial^3 u/\partial x^3)$ による波の広がり効果との競合の結果生じたものと解釈することができる。

一方、1960 年代に入ると、プラズマ波、格子波、その

ほか各種の弱非線形弱分散(長波長)波が、これと同形もしくは少し変形した方程式によって記述できることが相次いで明らかになった。さらに、この方程式の初期値問題が逆散乱法(1967 年)、そのほかの方法によって厳密に解けることが発見され、しかも前記の孤立波解が非常に安定で、非線形相互作用にもかわらず、その個性(強さ、波形など)を失わず、あたかも粒子のような側面をもっている。この意味で N. J. Zabusky と M. D. Kruskal (1965 年) はこれを「ソリトン」と名づけた。簡単な形をしながら幅広い現象を記述しうる普遍性と、著しい特性を示すソリトンを解としてもつことのために、非線形分散波を記述する最も典型的な発展方程式の 1 つとして注目を集めている。

ゴールドボンダイオード [英 gold bonded diode, 仏 diode à liaison d'or, 露 диод с золотым контактом] ⇒ ボンドダイオード

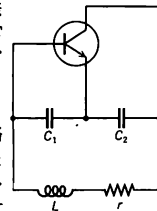
コルニュ Cornu, Marie Alfred 1841.3.6—1902.4.12 フランスの光学者。オルレアンに生れ、1860 年からエコール・ポリテクニクと国立鉱山学校で学び、1864 年以後前者で教職に就く(1867 年教授)。学生時代から光学に関心をもち、F. Billet の光学教科書を精読したのみならず、そこに記述されている実験をすべて自分で再現してみたと伝えられる。学位論文は結晶での反射を論じたものであったが、続いて金属面での反射に関する先輩 J. C. Jamin の研究の追試に進み、以後一生にわたって光学の研究に携わった。光の干渉の際の強度を算定するのに有用な図形(コルニュの渦巻)は、広く知られているが、そのほかに A. H. L. Fizeau の方法による光の速さの再測定実験(1871 年からは、アカデミー・デ・シヤンスの賞およびロンドン王立協会のメダルの対象となり、また分光学では、いくつかの水素スペクトル線の波長の精密測定やナトリウム D 線の正常ゼーマン効果の詳しい観測などの面で貢献、また光学装置についてはレンズ曲率測定法や干渉・回折現象の解析に寄与した。1878 年アカデミー・デ・シヤンス会員となり、後にフランス物理学会、天文学会の会長に任ぜられた。ローラン近郊で没した。

コルニュの渦巻 [英 Cornu spiral, 独 Cornusche Spirale, 仏 spirale de Cornu, 露 спираль Корню] ⇒ フレネルの積分

コルピッツ発振器 [英 Colpitts oscillator, 独 Colpitts-Oszillator, 仏 oscillateur Colpitts, 露 генератор по схеме ёмкостной трёхточки] L, C の並列共振回路を用いた発振器で、回路の両端が図のようにコレクターとベースに結ばれているのは、ハートレー発振器と同様であるが、この場合は C を C_1 と C_2 に分割しその中間タップ点をエミッターに接続する。エミッターに対しベースの電圧が上昇するとコレクター電圧は下がるので、並列回路の両端間電圧が大きくなる正帰還となり発振が可能となる。等価回路法(⇒発振器)によれば、 L に含まれる抵抗分を r 、トランジスタの内部抵抗を r_i とすると、発振角周波数 ω は $\omega^2 = [1/C_2 + (1+r/r_i)/C_1]/L$ で与えられ、トランジスタに要求される増幅率 μ は

$$\mu \approx C_2/C_1 + (C_1 + C_2)r_i/r/L$$

となる。 ω を変えるために C_1, C_2 を変える場合、 μ の式から C_2/C_1 をなるべく一定に保つ必要があることがわか



る。周波数の高い成分ほど、 C_1, C_2 によってインピーダンスが下がるので、発振波形の中に含まれる高調波成分が小さくひずみの小さい波形が得られる。

コルビーノ Corbino, Orso Mario 1876.4.30—1937.1.23 イタリアの物理学者、政治家。シチリア島のアウグスタに生れ、1905 年メッシーナ大学の物理学教授、次いで 1908 年ローマ大学教授となる。その後、国会議員となり(1920 年)、さらに文部大臣(1921 年)、財務大臣(1923 年)などを務めた。最もよく知られた業績は、いわゆるコルビーノ効果の発見である。これは、磁場に垂直に置かれた金属円板内で、半径の方向に電流を流すと対数らせん状の渦が生じる現象で、1911 年に発見された。そのほか、高温の金属の性質の研究、光学、磁気光学の研究がある。また D. Macaluso と共同でマカルーソ-コルビーノ効果を発見している。

コルビーノ円板 [英 Corbino disk, 独 Corbino-Scheibe, 仏 disque de Corbino, 露 диск Корбино] 薄い平板状試料ならびに表面の電気伝導と磁場効果の測定に適している電極構造。厚さ d の平板試料で、半径 r_1 の円形電極とこれと同心の内径 r_2 のリング状電極の間で電気伝導を測定するもの(ここで、 $d/(r_2 - r_1) \ll 1$)。試料の二次元電気伝導率を σ とし、コルビーノ円板のコンダクタンスは $G = 2\pi\sigma / \ln(r_2/r_1)$ で与えられる。コルビーノ円板に垂直に磁場 B (大きさ B) を加えると、ホール電場が生じないので、電気伝導率テンソルのなかの σ_{xx} (電場を x 方向に印加したときの x 方向に流れる電流に対する電気伝導率の成分)をそのまま測定できる。強磁場中の σ_{xx} の測定に最適な方法である。また、弱磁場 ($\mu B < 1$, μ はキャリア移動度)では $\sigma_{xx} = \sigma_0 / (1 + \mu^2 B^2)$ 、ただし σ_0 はゼロ磁場の電気伝導率であるから、移動度を測定することができる。

コールマンの定理 [英 Coleman theorem, 独 Coleman-Theorem, 仏 théorème de Coleman, 露 теорема Кольмана]

[1] 場の量子論での理論の不変性に関する定理(1966 年)。この定理によると、ある変換の生成演算子がベクトルカレントの時間成分の空間積分で与えられるときには、真空がこの変換で不変ならば、ハミルトニアンも不変となる。ハミルトニアンが不変ならば、真空(縮退がない場合)が不変になることは容易にわかるが、この定理はその逆に関するものである。

[2] 二次元(空間一次元, 時間一次元)の場の量子論における自発的対称性のやぶれに関する定理(1973 年)。この定理によると、二次元系では連続変換の対称性は自発的にやぶれない(ただし、ヒッグス機構が働く場合はこの限りではない)。これは二次元では赤外発散が強いために、質量が 0 のゴールドストーン・ボソンが存在できないためである。したがって不連続変換に対しては自発的やぶれは起りうる。統計力学において、二次元ハイゼンベルク・スピノ系は自発磁荷をもたず、イジング系では自発磁荷をもつことに対応している。

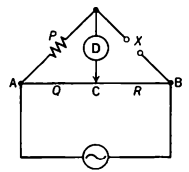
コルモゴロフ・スペクトル [英 Kolmogoroff spectrum, 露 спектр Колмогорова] \Rightarrow 乱流

コールラウシュ F.W.G. Kohlrausch, Friedrich Wilhelm Georg 1840.10.14—1910.1.17 ドイツの実験物理学者。R. H. A. Kohlrausch の子としてリンテルンに生れた。マールブルク、エルランゲン、ゲッチンゲンで学び、ゲッチンゲン大学で学位を取得した(1863 年)。初めゲッ

チンゲン天文台の助手となったが、フランクフルト物理協会の研究員を経て、1866 年ゲッチンゲン大学員外教授に就任。以後 チューリヒ連邦工科大学(1870 年)、ダルムシュタット大学(1871 年)、ビュルツブルク大学(1875 年)の教授を経て、1888 年 A. A. Kundt の後任としてシュトラズブルクの物理学研究所長となり、さらに 1894 年からは H. von Helmholtz の後任としてシャルロットンブルクの国立物理工学研究所の所長を務めた。彼は電磁気学の研究で有名だが、コールラウシュ・ブリッジで知られる電解質の電気伝導の測定は、当時電極に生じる分極のために、オームの法則の成立について混乱があったことから始まる。彼は交流を使用することで分極を最小限にとどめ、抵抗値を測定する方法を創案し(1873 年)、その実験を遂行した。イオンの移動に関する研究では、そのものと化合物にかかわらず、電気化学的に考えられた元素は一定の抵抗値を示すことを見いだし、いわゆるイオンの当量電気伝導度に関する法則を発見した(1875 年)。これは S. A. Arrhenius が提出した電離の理論に重要な役割を果たしたものである。そのほか、電気伝導率の温度変化、硫酸中における電気伝導率の最大値の存在などの研究が知られ、また弦電流計(1880 年)、磁力計(1882 年)などの製作も行った。著書「実験物理学」*Leitfaden der praktischen Physik* (初版 1870 年)、*Lehrbuch der praktischen Physik* (9 版 1901 年)は、物理学実験の代表的なテキストとして広く用いられた。

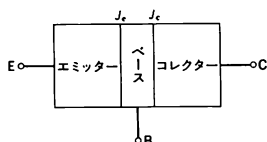
コールラウシュ R.H.A. Kohlrausch, Rudolf Hermann Arndt 1809.11.6—1858.3.9 ドイツの物理学者。ゲッチンゲンに生れ、リネブルクのリッター・アカデミーをはじめ諸所のギムナジウム等の教師を務めた後、1853 年マールブルク大学教授となり、次いでエルランゲン大学教授となった(1857 年)が、不幸にも翌年没した。初期の研究としては、電気計の改良(1847—48 年)、電池の起電力の測定(1849—53 年)、オームの法則に関連した研究(1848 年)などがある。しかし最も著名な仕事は、W. E. Weber と共同して行った、ウェーバーの法則にでてくる定数 c の実験的決定である。これは静電単位と電磁単位の比に相当する。彼らは Weber が開発した正切検流計を用い、ライデン瓶を放電したときの電流の強さを測り、これを放電前に静電的に測定された電気量と比較した。彼らはこの比として $3.1064 \times 10^{10} \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ という値を得て(1856 年)、翌年発表した。この値がほぼ光速に近いという事実は重要な発見であり、G. R. Kirchhoff はこれに注目して、同年「電気の擾乱は完全導体中を光速で伝播する」と述べたが、これはやがてマクスウェルの電磁波説につながるものであった。Kohlrausch はその研究生活の大半を通じて実験設備には恵まれなかったが、簡単な装置で巧みに精密な測定を実施した実験の名手であった。

コールラウシュ・ブリッジ [英 Kohlrausch bridge, 独 Kohlrausch-Brücke, 仏 pont de Kohlrausch, 露 мост Кольрауша] 電解液の抵抗や接地抵抗を測るときに使用するブリッジ(図参照)。測定に直流電源を用いると電気分解作用のため測定値が実際より増大し、かつ不安定になる。これを防止するために電源には交流を用いる。図の X は被測定抵抗、AB はすべり線抵抗で接触点 C を移動し D (検流計)でブリッジの平衡点を取り C の位置から抵抗値



Q, R を直読し、平衡条件 $X = (P/Q)R$ から X を求める。電解液の測定には、電極は白金黒を付着させて液との接触面を増した白金板を用いる。一般に液体の抵抗値は温度係数が大きいので温度の均一化に注意を要する。液体の場合には一般に抵抗率の測定が要求される。抵抗率が既知の液 (ρ_0 とする) を容器に入れて抵抗をはかり R_0 とすると、 X の抵抗率は $\rho_x = \rho_0 R_0 / X$ となる。接地板の抵抗測定には、測定しようとする接地板 A_1 のほかに補助の接地板 A_2, A_3 を設け、それぞれの間の抵抗をこのブリッジで求める。測定値を X_{12}, X_{23}, X_{31} とし接地板 A_1, A_2, A_3 の接地抵抗をそれぞれ R_1, R_2, R_3 とすると、 $X_{12} = R_1 + R_2$, $X_{23} = R_2 + R_3$, $X_{31} = R_3 + R_1$ であるから、 $R_1 = (X_{12} + X_{31} - X_{23})/2$ として求める。

コレクター [英 collector, 独 Kollektor, 仏 collecteur, 露 коллектор] バイポーラートランジスターでベースと pn 接合 (J_c) を接合し、エミッターより注入されてベースを通ってきたキャリアを集める (collect) 領域 (図参照)。効率よくキャリアを集めるために、接合



J_c は逆バイアスされる。エミッターあるいはベースに加えられた入力信号が増幅されてコレクターに現れる。バイアスに信号の重畳された大きな電圧に対して接合 J_c が耐えられるように、コレクターの不純物濃度はエミッターやベースよりも低くつくられなければならない。一方、コレクターには大きな電流が流れるので、コレクター抵抗が高いときは大きな電力が消費され、発熱する。コレクターの不純物濃度と厚さは、このような相反する要求の妥協により設計される。

コレクター遮断電流 [英 collector cut-off current, 独 Kollektorsperrstrom, 仏 courant collecteur inverse] ⇒ トランジスター

コレクター接地回路 [英 common-collector circuit, 独 Kollektorgrundsaltung, 仏 montage à collecteur à la masse, 露 схема с общим коллектором] = エミッターフォロワー

コレクター損失 [英 collector loss, 独 Kollektorverlust, 露 рассеиваемая коллектором мощность] ⇒ トランジスター

コレステリック相 [英 cholesteric phase, 独 cholesterische Phase, 仏 phase cholestérique, 露 холестерическая фаза] ⇒ 液晶, 高分子液晶

ゴレー・セル [英 Golay cell, 独 Golay-Zelle, 仏 cellule de Golay, 露 ячейка Голая] 放射加熱による気体の熱膨張を利用した放射検出器。M. J. E. Golay によって開発されたのでこうよばれる。放射を透過する密閉のための窓、放射吸収フィルムを備えたキセノンガスが充填された熱容量の小さいセル、熱膨張を検出するためのたわみ性の鏡、光源、格子、光電池などで構成されていて、放射加熱によるキセノンガスの熱膨張を光学的方法で電気信号に変換して入射する放射パワーを検出する。この検出器は、赤外領域での広い波長領域の放射を検出できる特徴があつて、分光測定などに利用されていたが、振動や機械的

なショックに弱く、動作範囲も狭いなどの欠点がある。近年は、ほかに性能のよい放射検出器が開発されており、あまり利用されていない。

コロイド [英 colloid, 独 Kolloid, 仏 colloïde, 露 коллоид] 物質が大きさ $1\mu\text{m}$ から 1nm の範囲の微粒子となつて媒質の中に分散している状態の総称。典型的なコロイドは黒インクや泥水のように固体の微粒子が水に分散した系 (このようなコロイドをゾルという) とミルクのように油の微粒子が水に分散した系 (このような系をエマルジョンという) である。これらのコロイドは分散している微粒子の相と媒質の相を含むという意味で不均一系であり、また系の内部に、固相・液相、または液相・液相の界面エネルギーを多量に含んでいるので熱力学的には界面を減少する方向の変化、すなわち粒子が凝集する傾向をもっている。しかし粒子の表面が強く水和している親水コロイド (たとえばシリカゾル) はその水和によって安定化している。また水和の程度の低い疎水コロイドは粒子表面に形成されている電気二重層どうしの静電的な斥力が粒子間のファン・デル・ワールス引力による凝集に対してエネルギー障壁をつくりコロイドを準安定状態に導いている (この理論は B. Derjaguin, L. D. Landau, E. J. W. Verwey, J. Th. G. Overbeek によって研究されたので DLVO の理論とよばれコロイドの安定性の理論の基礎となっている)。コロイド粒子が 1 個の巨大分子として溶液をつくっているときは高分子溶液である。またコロイド粒子が分子量の低い分子の集合体として溶液をつくっているときはミセル溶液という。高分子溶液もミセル溶液も熱力学的に平衡状態にある均一系である。コロイドの粒子 (ゾル, 高分子, ミセルの場合) が溶媒を包み込んで凝集した場合、その状態を一般にゲルという。いわゆるゼリー状態はゲルの典型的な例である。

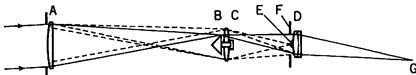
コロイド化学 [英 colloid chemistry, 独 Kolloidchemie, 仏 chimie colloïdale, 露 коллоидная химия] 液滴や微粒子、また、その集合体としてのコロイドの物理化学的性質を研究する学問分野。1861 年、イギリスの化学者 T. Graham は溶媒中で拡散しやすく結晶をつくりやすい物質をクリスタロイド (結晶質) とよび、それに対して拡散しにくく結晶をつくりにくい物質をコロイドと名づけた。しかしその後、コロイドとは物質の種類によるものではなく、物質の存在状態を表す概念であることがわかった。たとえば、タンパク質は結晶化しうる一方で水溶液中ではコロイド状態を示す。生体をつくる細胞、細胞膜、細胞小器官、タンパク質や核酸からなる複合体もコロイドの一種であり、コロイド化学の研究対象となる。

ころがり摩擦 [英 rolling friction, 独 Rollreibung, 仏 frottement de roulement, 露 трение качения] ⇒ 摩擦

コロナ [英 corona, 独 Korona, 仏 couronne, 露 корона] 太陽の外層に広がる高温希薄な水素ガスのプラズマ領域。温度は約 $1.5 \times 10^6 \text{K}$ 、密度は 10^8cm^{-3} 程度である。近年太陽以外の恒星の大部分にもコロナが存在することが見つけられた。皆既日食のときには、明るさが満月の半分程度の真珠色のコロナが、太陽半径の数倍に広がって見える。コロナは高温のため熱伝導がよく、ほぼ等温状態に保たれている。このためガス圧の低下が極めてゆっくりしており、それに対応してコロナは広がっている。地球の近くまでコロナは広がっていると考えられ、そのあたり

では、温度は $1 \times 10^6 \text{ K}$ 、密度は $1 \sim 10 \text{ cm}^{-3}$ である。コロナの下端は太陽光球の上部約 2000 km の所にあり、ここでは数十 km の薄い遷移層を通して等圧的に温度が 100 倍にも上昇している。可視光で見えるコロナ低部の反射は自由電子による太陽光の散乱で生じる連続スペクトルと 1% 程度のコロナ輝線からなる。外側の広がった部分からの反射は塵による太陽光の散乱が主成分である。コロナ自身の熱的放射はメートル波の電波と $1 \sim 10 \text{ nm}$ の軟 X 線で最もよく見られる。軟 X 線の望遠鏡により結像されたコロナの姿はループ構造とコロナルホールからなる極めて非均質な構造である。ループは太陽表面から突き出る湾曲している磁力線にプラズマが凍結した領域である。コロナルホールは太陽面から惑星間空間に伸びた磁力線に沿う比較的低温低密度(平均的コロナと比べて温度は $1/2$ 、密度は $1/10$ 程度)の領域で、高速太陽風の吹出し口に相当する。これらの構造は太陽活動により激しく変動する。高温のコロナの成因として、従来は太陽対流層に発生する音波、磁気流体波が希薄大気で散逸する機構が考えられていたが、ループ構造などの説明が困難である。現在提案されている説としてジュール加熱、表面アルベーン波などがあるが有力な説はまだない。太陽以外の恒星では早期型と晩期型に特に強いコロナが見られるが、その成因はそれぞれ異なると考えられる。コロナの低部で連続スペクトルを示し、吸収線を示さない成分は K 成分、または K コロナとよばれる。その外側に広がる吸収線の重なった連続スペクトルの部分は F 成分、さらに外側の輝線スペクトルからなる部分は E 成分とよばれる。

コロナグラフ [英 coronagraph, 独 Koronagraph, 仏 coronagraphe, 露 коронограф] 皆既日食時以外でも、太陽コロナが観測できるようにくふうされた天体望遠鏡。太陽像が生ずる主焦点の位置 B に、月にみたてた円



錐を置き、太陽光を円錐表面で反射させ、いわば人工的な皆既日食にしている。コロナは太陽光球の輝度の 10^{-4} 以下という微弱光であるので、望遠鏡に起因する散乱光を極度に小さくするため、(1) 対物レンズの表面反射光を少なくするように単レンズを採用する、(2) 泡・脈理の少ない良質のガラス材を使ってレンズをつくる、(3) 対物レンズの表面反射光を遮る小円板 E を置く、(4) 対物レンズの周縁による回折光を遮る絞り F を置く、などの考慮がはらわれている。さらに、空気の清澄な高山に設置することが必要である。G の位置に分光器をおいて、コロナの輝線を観測して、コロナ中の温度やガスの速度を調べたり、偏光装置をおいて、K コロナの偏光度を測定して電子密度を調べる。1930 年 B. Lyot は、自分の考案したコロナグラフを海拔 2865 m のピク・デュ・メディ山頂に運び上げ、日食時以外に、コロナ輝線 530.3 nm の観測にはじめて成功した。最近では、科学衛星にコロナグラフを搭載し、地球大気による散乱光の少ない大気圏外で、[光球輝度 $\times 10^{-9}$] のコロナ光が測れるようになった。世界中では、口径 $10 \sim 54 \text{ cm}$ のコロナグラフが数十台ある。日本では、東京天文台兼鞍ヶ原コロナ観測所(海拔 2876 m)に 25 cm コロナグラフが設置されている(⇒コロナ、日食、太陽)。

コロナ線 [英 coronal line, 独 Koronalinie, 仏 raie

coronale, 露 короная линия] 太陽コロナに存在する鉄などの金属の高階電離イオンから放射されるスペクトル輝線の総称。可視領域で約 40 本あり、皆既日食のときに見られるほか、平時でもコロナグラフを使って見ることができる。1896 年に見つかられて以来その同定は謎に包まれ、コロニウムという仮想元素が考えられたりしたが、W. R. W. Grotrian (1939 年) と B. Edlén (1940 年) によって波長 637.4 nm のコロナ輝線が 9 回電離した鉄イオン (Fe X^9) の禁制線と同定された。これによりコロナの温度が約 10^6 K であることが見つかった。特に強い輝線としては波長 530.3 nm (Fe XV)、太陽面爆発のときに見られる波長 569.4 nm (Ca XV) などがある。高階電離イオンの共鳴線は波長 100 nm 以下の極紫外域や軟 X 線領域に多数見られる。太陽面爆発のときに $(1 \sim 3) \times 10^7 \text{ K}$ 以上の高温コロナ領域から放射される Fe XX から Fe XXVI までの輝線が、 0.18 nm 付近に見つかっている。

コロナ帯電 [英 charging up with corona discharge, 独 Koronaeinladung, 仏 chargement par effluves, 露 коронное заряджение] コロナ放電を用いて電荷を物体に与え帯電させること。針状の電極に負の高電圧を印加すると電子が放出され、近くに置かれた絶縁体を負に帯電させることができる。バン・デ・グラーフ加速器のベルトへの帯電、電子印刷、電気集塵器などに応用されている。通常、直径 0.1 mm 程度のステンレス鋼線やタングステン線などを約 10 mm 間隔で配置し、数 kV の電圧をかけてコロナ放電させている。

コロナ平衡 [英 coronal equilibrium, 独 koronal Gleichgewicht, 仏 équilibre coronal] 太陽コロナなどの高温で低密度の希薄プラズマのなかで見られる電離の平衡状態。電離度はプラズマの温度だけに依存して決る。プラズマ中に存在する特定の元素の各イオンの相対比量は n 価と $(n+1)$ 価のイオンの間の電離の回数と再結合の回数とのつり合いで決る。電子密度の低いプラズマ中では、放射場と電子は熱平衡状態になく、電離および再結合はともに熱電子との衝突によって行われるので、このつり合いは電子密度には依存せず電子温度によってのみ決ることになる。電離の平衡状態を理論的に求める際には電離の過程として電子による衝突電離と自己電離を、また再結合の過程としては連続放射を伴う一電子再結合のほか高階励起状態からの線放射を伴う二電子性再結合を考慮する必要がある。

コロナ放電 [英 corona discharge, 独 Koronaentladung, 仏 décharge coronale, 露 коронный разряд] 針状電極、同軸円筒の芯線、2 本の平行電線に高電圧をかけた場合のように、強い電場の領域が局在するとき、その領域に限定された局部的な放電が起る。これをコロナ放電とよぶ。正電圧のかかっている導体のまわりに見られるコロナを正コロナまたは陽極コロナ、負の場合を負コロナまたは陰極コロナと名づけている。正コロナの場合、電流が小さい間は陽極前面に膜状の発光を伴う膜状コロナとよばれる放電が見られ、電流を上げていくと線状あるいはブラシ状の発光を生じる(線状コロナ)。さらに電流を上げると対向電極まで線状の発光部分が届いた放電となり、払子(ホッス)コロナとよばれる。電極間が橋絡されながら火花放電に進展しないのは、陰極からの二次電子が正イオンの空間電荷を弱め、線状コロナを維持する先端部の強い電場を弱めるからである。事実、払子コロナでは多数の光条が数

kHzの振動数で周期的に発生、消滅を繰返していることがわかっていて、負コロナの場合には正イオンによる二次電子放出が起るので、グロー放電に似た安定な放電が可能であり、陰極近傍を細かく観察すれば、負グロー、ファラデー暗部、陽光柱に対応する構造(⇒グロー放電)もっているのがみられる。いずれの場合にも、移動速度の小さい正イオンの空間電荷に起因する電場が大きな役割を果たしている。直流電圧を印加した場合の直流コロナは上述のとおりであるが、パルス電圧あるいは交流電圧を印加した場合には正イオンの慣性が働き、様子の異なったコロナが生じる。もともと不安定な正コロナの先端は伸びやすく、線状コロナに発展しやすい。したがってコロナ電流も大きい。交流コロナでは正負で機構が異なるため、コロナ電流は正負非対称な波形となる。高周波コロナとよばれる領域ではコロナ電流が著しく増大し、火炎放電のような特殊な放電も起る(⇒高周波放電)。

コロナ模型 [英 corona model, 独 Koronamodell, 仏 modèle coronale] プラズマから出る不純物イオンの線スペクトル強度を算定するのに用いられる近似的モデルのひとつ。その中で、コロナ模型は比較的低密度プラズマにおいてよい近似を示すモデルである。コロナ模型においては、(1) プラズマの電子はマクスウェル分布をしている、(2) 基底準位に比べて励起準位の電子の数は無視できる、(3) 励起準位の電子の分布密度は、基底準位から衝突励起で増える過程と、自然放射で減る過程とのバランスで決まる、などを仮定している。こうすれば多くの遷移過程の時間変化の微分方程式を解くことなく、不純物イオンの線スペクトル強度を計算することが出来る。

コロナルホール [英 coronal hole, 仏 trou coronal, 露 корональная дыра] ⇒ コロナ

ゴン [独 Gon, 露 гон] 角度の単位。グラードに等しい。主としてドイツ語圏で用いられた。国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい単位である。このよび名は、ギリシア語 *gonia* に由来し、角度の単位の名称としては1949年に H. Bock が提案したものとかわれる。ゴンの 10^{-2} は Neuminute (在来からの分とは別の、新分の意) または Zentigon (単位記号は c)、ゴンの 10^{-3} は Neusekunde (在来からの秒とは別の、新秒の意) または Milligon (単位記号は cc) とよんだこともある(⇒角度の単位)。

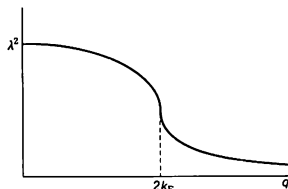
コーン異常 [英 Kohn anomaly, 仏 anomalie de Kohn, 露 аномалия Кона] 金属における格子振動のスペクトルに、伝導電子のフェルミ球の効果によって現れる異常をいう。電子のフェルミ波数を k_F とすれば、異常は格子振動の波数 $q=2k_F$ の点に現れる。はじめ W. Kohn によって理論的に予測され、後に実験的にも確かめられた。金属中のイオンの振動は、伝導電子の効果を見ればプラズマ振動になる。実際には、イオン間のクーロン相互作用はイオンに随伴して運動する電子により遮蔽される。電子による遮蔽効果は電子系の誘電率によって表されるから、イオンのプラズマ振動数を ω_p 、波数 q の電場に対する電子系の誘電率を $\epsilon(q)$ とすれば、波数 q のイオンの振動数は

$$\omega_0^2 = \frac{\omega_p^2}{\epsilon(q)} \quad (1)$$

で与えられる。

電子系に波数 q の電場が働くと、電子は波数 k の状態から $k+q$ の状態に仮の遷移を起し、それによって電子系には波数 q の分極が生じる。この仮の遷移は電子系の誘

電率に $(E_{k+q}-E_k)^{-1}$ (E_k は波数 k の電子状態のエネルギー) に比例する寄与を与えるが、パウリの原理により $E_k < E_F$, $E_{k+q} > E_F$ (E_F はフェルミエネルギー) でなければならぬ。このパウリの原理の効果により、電子系の誘電率 $\epsilon(q)$ は $q=2k_F$ の点で異常を示す。三次元の電子系でフェルミ面が等方的な場合、 $\epsilon(q) = 1 + \lambda^2/q^2$ とおくと、 λ^2 の q 依存性は図のようになり、絶対零度では $q=2k_F$ で傾き



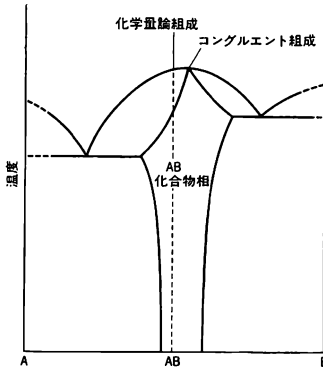
が $-\infty$ になる。この異常は格子振動のスペクトルに反映し、式(1)により $q=2k_F$ の点で振動数の波数依存性の傾きが ∞ になる。これをコーン異常という。電子系のフェルミ面が異方的で、その一部が平面に近い場合には、誘電率の波数依存性に現れる異常が大きくなり、その結果格子振動のスペクトルにも顕著なコーン異常が現れる。特に一次元電子系では、絶対零度で誘電率が $q=2k_F$ の点で ∞ になる。このため、低温で $q=2k_F$ のフォノンのエネルギーが減少し、波数 $2k_F$ の格子変形が生じる(パイエルズ転移)。

コンウエル・ワイスコップの式 [英 Conwell-Weisskopf's formula, 仏 formule de Conwell-Weisskopf, 露 формула Конвелла-Вайскопфа] 不純物イオンにより電子が散乱されるときに衝突緩和時間に対して、1950年、E. Conwell と V. F. Weisskopf が導いた式。彼らは、不純物イオンが電子にクーロン力を及ぼすとして、衝突緩和時間 τ が

$$\tau = \frac{a}{2v} \left(\frac{2\epsilon}{\epsilon_1} \right)^2 \frac{1}{\ln \left[1 + \left(\frac{2\epsilon}{\epsilon_1} \right)^2 \right]}$$

で与えられることを示した。ただし、 a は格子定数、 $\epsilon_1 = 2e^2/\kappa a$ (κ は誘電率)、 ϵ は電子のエネルギー、 v は電子の速度である。上式がコンウエル・ワイスコップの式である。不純物濃度が多くなり、それとともに電子数が増加すると、電子の遮蔽効果が効いてくるので上式からのずれが現れる。

コングルエントメルト [英 congruent melt, 独 kongruente Schmelze, 仏 fondu congruent, 露 конгруэнтный плав] 主として融液からの結晶成長・結晶育成の分野で用いられる用語である。ある化合物の固相と液相が、その融点において、全く同一の組成で平衡状態を保ちながら、溶融・凝固する現象をコングルエントメルト(調和溶融)といい、そのような化学組成をコングルエント組成(調和溶融組成)という。一般に二元系状態図における二元化合物 AB は、図に示すように、多少なりとも組成比に幅をもっているのが普通である(図は AB 組成部分を拡大して示してある)。コングルエント組成では液相線温度と固相線温度が一致しているので、状態図の上では化合物相のなかで最も高い融点をもつ。そして、正確な整数比となる化合物を意味する化学量論組成とコングルエント組成とは必ずしも一致しない。図からわかるように、化学量論組成の融液から単結晶を成長させると、液相線と固相線が一致しないことから結晶成長軸に沿って成分濃度が漸次変化する。一



方、コングレント組成の融液からの成長では、固相と液相が同一組成であるから、均一組成の単結晶が得られる。化合物がコングレントメルトをすることは、特に結晶引上げ法により高品質単結晶育成が成功する重要な条件である。コングレント組成は強誘電体の LiNbO_3 、 LiTaO_3 などで知られており、それぞれ $\text{Li}_{0.485}\text{Nb}_{0.515}\text{O}_3$ 、 $\text{Li}_{0.4875}\text{Ta}_{0.5125}\text{O}_3$ である。また III-V 族化合物半導体では GaSb 、 GaAs などでコングレント組成の存在が論議されている。最近では気相成長による結晶成長において、気相(蒸気)が母原料組成と同一になる現象をもコングレント蒸気と表現されている。

混合(素粒子の) [英 mixing, 仏 mélange, 露 смешивание частиц] 素粒子の一体状態が、量子力学的な意味で重ね合わせること(⇒重ね合せの原理)。 $K^0-\bar{K}^0$ 混合(⇒ K 中間子)、 $\phi-\omega$ 混合(⇒ ω 中間子)、ニュートリノ振動などが代表的な例である。一般に一体ハミルトニアン(または質量演算子) H が、 H_0 と H_1 の 2 成分から成り、 H_0 の固有状態 ϕ_1, ϕ_2, \dots として粒子が定義されているとする。 ϕ_i に対して H_1 が非対角項を含んでいれば、 H の固有状態 ψ_1, ψ_2, \dots は

$$\psi_i = \sum_j C_{ij} \phi_j$$

となる。ここで C_{ij} は直交行列である(ただし CP のやぶれがあれば複素数となる)。このとき、 ϕ_i の間に混合が起ったという。 H_0 と H_1 への分けかたには任意性があるので、混合は相対的な概念である。混合は、 H_1 が保存する量子数について同一の粒子の間でのみ起る。広義には、相互作用ハミルトニアンが、上式の形のような複数の場の直交変換を用いて書けると、混合とよぶこともある(⇒カピボの理論、小林・益川模型)。

混合距離 [英 mixing length, 独 Mischungsweg, 仏 longueur de mélange, 露 путь смешивания] 流体の乱流運動による運動量、熱量、拡散物質などの輸送に関連して導入された長さ。乱流輸送は流れの中で流体の塊が直接混合するために起るので、分子による輸送に比べて格段に強力であるが、その厳密な取扱いは非常に難しい。一方、気体運動論によれば、分子輸送係数は平均自由行程 l と分子熱運動の速さ c の積 lc にほぼ比例する。G. I. Taylor (1915 年)や W. Schmidt (1917 年)はさしあたりそれとの類推で、乱流中の流体の塊が混合により個性を失うまでに平均的な速さ u で流れを横切って進む有効な長さ L を想定し、その積 $Lu \sim K$ で代表される交換係数(乱流輸

送係数)の概念を提案した。この L が混合距離である。L. Prandtl (1925 年)は独立に同様なモデルを導き、さらに速さ u を平均速度分布と関係づけて、たとえば一方のずり流れ $U(y)$ に対しては $u \sim L|dU/dy|$ 、したがって $K \sim L^2|dU/dy|$ と仮定した。これを混合距離仮説といい、運動量の乱流輸送に起因するレイノルズ応力は $L^2|dU/dy|$ (dU/dy) に比例するかたちとなる(⇒運動量輸送理論)。もちろんこのような便宜的な類推には当然の限界があり、 L は分子の平均自由行程ほど明確な意味をもつ量ではない。しかし、少なくともいくつかの基本的な流れについては、 L の分布を適当に仮定すると混合距離仮説は予想以上に有効で、現在も実用の目的にかなりよく用いられる。その間、運動量輸送理論を修正した渦度輸送理論の試みもあったが、これらの区別はいまでは歴史的なものとなり、むしろ L を一般に乱流構造を特徴づける長さスケールと解釈して、より基礎的な立場からモデルの改良や開発が続けられている。

混合原子価 [英 mixed valence, 独 gemischte Valenz, 仏 valence mixte, 露 смешанная валентность] ⇒ 原子価揺動現象

混合状態 [英 mixed state, 独 gemischter Zustand, 仏 état mélangé, 露 смешанное состояние]

[1] 量子力学的な系の状態のうちで、一連の状態ベクトル ϕ_1, \dots, ϕ_n にわたって、そのそれぞれの表す状態(純粋状態)に系が見いだされる確率 w_1, \dots, w_n ($w_1 + \dots + w_n = 1$) が分布しているもの。密度行列

$$\rho = \sum_{k=1}^n w_k P_k$$

で表現される。ただし、 $P_k = |\phi_k\rangle\langle\phi_k|$ はベクトル ϕ_k の方向への射影演算子である。この状態で力学量 A を観測す

るときの観測値の期待値は $\text{Tr}[\rho A] = \sum_k w_k \langle\phi_k, A \phi_k\rangle$ と

なる。 w_k のうちひとつだけが 0 でないという場合が純粋状態にほかならない。系のもつ極大観測量の一部分しか観測しない場合、その観測の後に系は残りの観測量に関して混合した状態になる。たとえば、スピン 1/2 の粒子についてスピンの観測をしないなら、系は混合状態 $\rho = w_1 P_1 + w_2 P_2$ になる(矢印はスピンの上向き・下向きを表す)。 N 粒子系が全体として純粋状態 $\Psi(r_1, \dots, r_N)$ にある場合でも、1 粒子にだけ注目すれば混合状態

$$\rho(r, r') = \int \Psi(r, r_2, \dots, r_N) \times \Psi^*(r', r_2, \dots, r_N) dr_2 \dots dr_N$$

にあることになる。統計力学でいう熱平衡状態も混合状態である。混合状態にある系に対して、系の極大観測量の完全な観測を行えば、観測後、系は純粋状態に移る(波束の収縮)。混合状態 $\rho^{(i)}$ の凸結合 $\sum_{i=1}^m z_i \rho^{(i)}$ ($z_i \geq 0$, $\sum_{i=1}^m z_i = 1$) はまた混合状態であるから、状態の全体は凸集合をつくる(⇒密度行列)。

[2] = 渦糸状態

混合熱 [英 heat of mixing, 独 Mischungswärme, 仏 chaleur de mélange, 露 теплота смешивания] 何種類かの実在気体 m_1, m_2, \dots [mol] を等温等圧下で混合する際に、外界と体系の間でやりとりされる熱量をいう。混合熱 Q_{mix} は、混合前後でのエンタルピーの変化 $(dH)_{T, p}$ に等しい。混合熱は、混合によって新たに生じる異種気体分子間の相互作用によるものであるから、理想気体に対しては

恒等的に0である。状態式が最低次のビリアル展開の形式

$$pV = \sum_i n_i RT + RT \sum_{ij} n_i n_j B_{ij}(T)/V$$

で表される希薄混合気体の場合、混合熱は

$$Q_{\text{mix}} = \frac{1}{2} p T^2 \sum_{ij} x_i \cdot x_j \frac{d}{dT} [(B_{ii} + B_{jj} - 2B_{ij})/T]$$

で与えられる。ここに、 $x_i = n_i/\sum n_i$ はモル分率、 R は気体定数、 p , T は圧力と温度、また B_{ii} , B_{ij} などは同種あるいは異種気体分子間の相互作用による第二ビリアル係数である。

混合のエントロピー [英 entropy of mixing, 独 Mischungsentropie, 仏 entropie de mélange, 露 энтропия смешивания] 何種類かの気体分子を、可動壁で仕切られた分室に閉じ込め、等温等圧に保つ。この後、仕切り壁を除くこと、各分室にあった気体分子の空間配置の状態数が増加し、系全体のエントロピーは増加する。このように、混合によって生じたエントロピーの増分 ΔS は混合のエントロピーとよばれ、ギブスの自由エネルギーの変化 ΔG と $\Delta G = -T\Delta S$ という関係にある。特に各成分気体を理想気体とみなしうる場合には、 ΔS は

$$\Delta S = -nR \sum x_i \ln x_i$$

で与えられる (n_i は各成分のモル数、 $n = \sum n_i$, $x_i = n_i/n$ はモル分率、 R は気体定数を表す)。実在気体では、分子間相互作用のために混合に際して等温等圧条件を維持するのに熱の吸収や放出 (⇒混合熱) が必要となり、混合のエントロピーにもこれによる補正が加わる。

混合場の理論 [英 theory of mixed fields, 仏 théorème de champs mixtes, 露 теория смешанных полей] 混合場の理論は、場の理論に現れる発散の困難を、何種類かの場の効果が発散項を相殺するという機構で回避しようとする理論である。この理論は、観測される自然の整合性が自然の多様な相互連関を総合的に顧慮した結果であるとする理論であるともいえる。この方向の最初の試みは、古典電子論における H. Poincaré の考察 (1905, 1906 年) であろう。古典的電子が安定でありかつ自由粒子の正しい変換性を示すために、自己エネルギーが有限であること、自己ストレスが0であることを要請し、この2つの条件を満足させるには、系の全電磁的エネルギー運動量テンソルに非電磁的凝束力の項を加えることを提案した。場の古典論の段階でマクスウェル方程式を変更せず、非電磁的相互作用によりあらかじめ発散の困難を回避しておこうとする試みの多くは (F. Bopp 1940 年, F. C. G. Stueckelberg 1939, 1941 年, など)、混合場の理論と解することができる (坂田昌一 1947 年, 原治 1948 年)。場の量子論にあっては、まず単一中間子場によって媒介される核力に現れる r^{-3} の特異性を相殺するため、ベクトル中間子と擬スカラー中間子の混合場がとられた (C. Møller と L. Rosenfeld 1939 年, J. Schwinger 1942 年)。量子電気力学の発散の困難の分析には、自己エネルギーに対し、中間子論 (スピノール・中性スカラー混合場) が提唱され (坂田昌一 1947 年, A. Pais 1947 年, 伊藤大介・木庭二郎・朝永振一郎 1948 年, A. Pais と S. T. Epstein 1949 年, L. de Broglie 1949 年), 真空偏極に対しスピノール・荷電スカラーおよびベクトル場混合が論じられた (梅沢博臣・湯川二郎・山田英二 1948 年, D. Feldman 1949 年)。これらの理論が有効であるためには、関与する場の量子の質量や相互作用定

数の間にある特定の関係が成立しなければならない。この「実在的」理論を一般化し、W. Pauli と F. Villars (1949 年) は場の量子論の特異関数を正則化する「形式的」な (補助質量を最終的には ∞ にする単なる数学的パラメーターとみなすという意味で) 処方を与えた。混合場の結果は一般に計算の近似の方法と段階とに密接に依存し、対象への発見法の実体論的近接のひとつとみなされる。

混合放射線場 [英 mixed radiation field, 仏 champs de radiation mixte, 露 поле смешанных излучений] 2 種類以上の放射線が存在している場を混合放射線場という。原子炉では主として中性子と γ 線の、陽子加速器では、陽子、中性子と γ 線の、電子加速器では、電子、X 線と中性子 (電子エネルギーが十数 MeV 以上の場合) の混合放射線場がつくられる。中性子線源の場合は、常に中性子と γ 線の混合放射線場をつくる。混合放射線場における放射線計測は、単一放射線の場合とは異なり、注目している放射線以外の放射線を分離する特別なくふうが必要となる。たとえば、中性子と γ 線の混合場でのスペクトル測定では、パルスの立ち上がりの違いを利用して種々の回路を使って分離することが行われている。

コーン・シャムの方法 [英 method of Kohn-Sham, 仏 méthode de Kohn-Sham, 露 метод Кона-Шама] W. Kohn と L. J. Sham (1965 年) により提案された不均一な電子ガスの基底状態のエネルギーを計算する方法。電子密度の空間的变化が緩やかな場合、空間の各点での交換および相関エネルギーをそれぞれの点での電子密度に対応する均一電子ガスの値で近似するという方法で、誤差は電子密度の空間変化の四乗の程度と小さい。この方法で得られる不均一な電子ガスの全エネルギーに対しては電子密度についての変分原理が成立し、それからハートリー・フォック近似に対応する自己無撞着な電子シュレーディンガー方程式が導かれる。この式に現れる交換ポテンシャルをコーン・シャムの交換ポテンシャルとよぶ。これはスレーターの交換ポテンシャルの 2/3 倍になっている。コーン・シャムの方法はスピンによる電子密度の相違を含めるように拡張することによって、さらにいろいろな問題に応用される有力な方法を提供してくれる (⇒局所密度汎関数の方法)。

混晶 [英 mixed crystal, 独 Mischkristall, 仏 cristal mixte, 露 смешанный кристалл] 2 種類以上の物質が混ざって均一な結晶となっているのが固溶体であるが、一般にはイオン結晶どうしや半導体どうしが混ざりあった場合を混晶とよぶ。混合の成分比が非常に小さい (10^{-3} mol 以下) 場合には不純物として扱い、ある程度 (10^{-1} mol 程度) 以上の成分比をもつ場合を混晶とよぶのが普通である。一般に2つの物質が混晶をつくるには両者の結晶構造やイオン半径があまり違わないことが必要条件である。たとえば、KCl と RbCl, KCl と KBr, AgCl と AgBr ではすべての成分比で混晶をつくるが、KCl と NaCl, AgCl と KCl では限られた成分比でしか混晶をつくらず、2つの相に分離してしまう。混晶の格子定数は成分比に比例して変化する (ベガードの法則)。また混晶の物理的な性質は成分比に対して連続的に変化するのが普通である。

混色 [英 color mixture, 独 Farbmischung, 仏 mélange de stimuli couleur] 原色光を加え合せる加法混色と、分光特性を掛け合せる減法混色とがある。加法混色の原色には、通常、赤・緑・青の3色が、減法混色の原色に

はこれらの補色であるシアン・マゼンタ・黄が用いられる。加法混色には次の方法がある。(1) 原色光を、半透明鏡を用いて重ね合わせるとか、積分球に導いて繰返し拡散反射させるなどの方法によって物理的に混合する。(2) 原色光を眼の空間分解能以下の点に分割して混合する(たとえばカラーテレビの発色)。(3) 原色光を目の時間分解能以下のパルスとして混合する。この方法では、肉眼の時間応答特性を考慮して、パルス時間や間隔の設定に注意しなければならない。減法混色は色フィルターの重ね合わせによって得られる。カラーフィルム、染色の発色はこれに近い。不透明顔料の混合には、加法混色と減法混色の両方が関係する。

コンステレーション [英仏 constellation, 独 Konstellation, 露 конформация] = コンフォーメーション

コンスピラシー [英 conspiracy, 仏 conspiration, 露 конспирация] 素粒子反応におけるレッジェ現象論の用語のひとつ。スピンをもつ粒子の散乱をレッジェ極で記述する際、(運動量変化)²-t=0では運動学的にいくつかの振幅で、「留数関数が0になるべし」という制限が働く場合がある(これを evasion という)。ただしこの場合、考えているレッジェ軌跡のほかにそれと協同(conspire)する軌跡が存在すると、留数関数が0になることなく制限条件が満たされる。これをコンスピラシーとよぶ。この必要性はπ中間子の光生成、核子・核子荷電交換反応の前方散乱で、π軌跡交換が予期に反して0でない寄与をすることが実験より要求され、主張された。コンスピラシーの根拠として、他の点に比べより大きな対称性(E(2))をもつt=0で現れるトラーポールに含まれる複数のレッジェ極が、コンスピレーターとして働くなどの議論がなされてきたが、現在では単純なレッジェ極模型は上記散乱の記述に不十分であるという見かたがとられている。

混成軌道関数 [英 hybrid orbital, 独 hybridisiertes Orbital, 仏 orbitale hybride, 露 гибридизированная орбиталь] 何個かの原子軌道関数(角運動量が異なっている)の一次結合をつくることを軌道の混成といい、このようにしてつくられた関数を混成軌道という。軌道の混成をすることによって特定の方向にのびた電子雲をもつ軌道関数をつくることができる。したがって混成軌道関数は分子の結合角を理解するのに有用な概念である。メタン分子CH₄を例にとって説明しよう。遊離炭素原子の基底状態³Pの電子配置は2s²2p²であるが、2sから2pへ電子が1個昇位すると4個の原子価状態となり、電子配置は2s2p³となる。その際、昇位のため数eVのエネルギーが必要となる(⇒電子昇位)。しかしこの原子価状態では、2s, 2p_x, 2p_y, 2p_z(以下2を省いて書く)の一次結合により、4個の規格化された相似形の軌道

$$T_{e1} = \frac{1}{2}(s + p_x + p_y + p_z)$$

$$T_{e2} = \frac{1}{2}(s + p_x - p_y - p_z)$$

$$T_{e3} = \frac{1}{2}(s - p_x + p_y - p_z)$$

$$T_{e4} = \frac{1}{2}(s + p_x - p_y + p_z)$$

をつくることができる。座標系を適当に選ぶとこれらはCH₄の正四面体の中心にあるC原子から4つの頂点にあるH原子の方向にのびる軌道になっている。これをsp³

混成軌道という。sp³混成軌道は、それぞれの対応するH原子の1s軌道と大きな重なりをもち、強い電子対結合が4個できる。このことによるエネルギーの下りかたが昇位による増加より大きいので、Cは2s2p³状態をとり安定な正四面体の分子CH₄ができる。このようにしてCH₄分子の安定性および立体的構造はsp³混成軌道によって少なくとも定性的に説明できる(電子対結合法)。

同様に考えて、xy面内にある正三角形の中心から3つの頂点にのびる規格化された相似形の混成軌道を、s, p_x, p_yからつくることができる。

$$T_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}s + \sqrt{\frac{2}{3}}p_x$$

$$T_2 = \frac{1}{\sqrt{3}}s - \frac{1}{\sqrt{6}}p_x + \frac{1}{\sqrt{2}}p_y$$

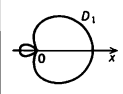
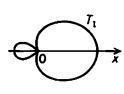
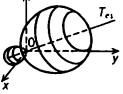
$$T_3 = \frac{1}{\sqrt{3}}s - \frac{1}{\sqrt{6}}p_x - \frac{1}{\sqrt{6}}p_y$$

これをsp²混成軌道という。これによって、ベンゼンやエチレンの骨格が平面内にあつて、結合角がほぼ120°であることが理解できる。sp²混成に使われないp_z軌道は分子面に垂直で、これがπ軌道をつくる。次にsとp_xから

$$D_1 = \frac{s + \lambda p_x}{\sqrt{1 + \lambda^2}}$$

$$D_2 = \frac{\lambda s - p_x}{\sqrt{1 + \lambda^2}} \quad (0 \leq \lambda \leq 1)$$

をつくると、正負のx軸方向にのびた軌道をつくることができる。これらをsp混成軌道という。この場合、λの値は変分原理により分子のエネルギーを最小にするという条件から決められる。直線分子アセチレンの場合では、2つのC原子のsp混成軌道と2つの水素の1s軌道を考えることによってC-HとH-C軌道を結びつける強いσ結合をつくることができ分子の骨格が説明される。残されたp_yとp_zはπ軌道をつくり、上のσ軌道と合わせて三重結合を形成する。

sp 混成軌道	sp ² 混成軌道	sp ³ 混成軌道
$D_1 = \frac{(s + \lambda p_x)}{\sqrt{1 + \lambda^2}}$	$T_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}s + \sqrt{\frac{2}{3}}p_x$	$T_{e1} = \frac{1}{2}(s + p_x + p_y + p_z)$
		

正八面体構造の錯体では、中心の金属イオンは配位数6をもっている。このことは、4s, 4p, 3dの軌道エネルギーの差が小さいこと、金属イオンから正八面体の頂点にのびた軌道が3d²4s4p³混成(sp³d²混成という)であることで説明できる。6個のsp³d²混成軌道の形は次のとおりである。

$$O_1 = \frac{1}{\sqrt{6}}s + \frac{1}{\sqrt{2}}p_z + \frac{1}{\sqrt{3}}d_{z^2} \quad +z \text{ 方向}$$

$$O_2 = \frac{1}{\sqrt{6}}s - \frac{1}{\sqrt{2}}p_z + \frac{1}{\sqrt{3}}d_{z^2} \quad -z \text{ 方向}$$

$$O_3 = \frac{1}{\sqrt{6}}s + \frac{1}{\sqrt{2}}p_y - \frac{1}{2}d_{x^2-y^2} - \frac{1}{2\sqrt{3}}d_{z^2} \quad +y \text{ 方向}$$

$$O_4 = \frac{1}{\sqrt{6}}s - \frac{1}{\sqrt{2}}p_y - \frac{1}{2}d_{x^2-y^2} - \frac{1}{2\sqrt{3}}d_{z^2} \quad -y \text{ 方向}$$

$$O_5 = \frac{1}{\sqrt{6}}s + \frac{1}{\sqrt{2}}p_x + \frac{1}{2}d_{x^2-y^2} - \frac{1}{2\sqrt{3}}d_{z^2} \quad +x \text{ 方向}$$

$$O_6 = \frac{1}{\sqrt{6}}s - \frac{1}{\sqrt{2}}p_x + \frac{1}{2}d_{x^2-y^2} - \frac{1}{2\sqrt{3}}d_{z^2} \quad -x \text{ 方向}$$

混成軌道の電荷分布は図に示すようで、特定の方向のびた軌道になっていることがわかる。

混成集積回路 [英 hybrid integrated circuit, 仏 circuit hybride intégré, 露 гибридная интегральная схема] 半導体素子, 抵抗, コンデンサー…などの部品をセラミックスやプラスチック基板の上に配置して回路を形成し, 全体を金属キャップあるいはプラスチックで封入したものをいう。基板上には部品を結合して集積回路とするためのパターンがあらかじめつくられている。このパターンを導電性ペーストのスクリーン印刷により形成するか, 金属の蒸着膜により形成するかにより, 厚膜集積回路と薄膜集積回路に分類される。モノリシック集積回路では製作不可能なハイパワー集積回路や特殊な特性の集積回路に適している。素子の密度, 信頼度などは個別素子による回路とモノリシック集積回路の中間にある。

混相流 [英 multiphase flow, 独 Vielphasenfluß, 仏 flux multiphasé, 露 мультифазовое течение] 固体, 液体, 気体の3つの相のうちの2つ以上が混在または共存し, 相互に作用し合いながら流動するものをいう。一般にはそれらの相の運動や状態変化を連立して考えなければならない。このような流れは多相流ともよばれるが, 2つの相だけから成る混相流(二相流)を考える場合が多い(後述の例を参照)。異なる相にある物質は性質が非常に違うので, 混相流は, 気液二相流, 固気二相流, 固液二相流といったように, 相の組合せによって分類される。

これらの混相流の流動状態は各相の相対的な流量および位置に関係して多様であるが, 気泡流や噴霧流に見られるように, 連続した相の中に多数の分散した(または分離した)相が均一または不均一に混在している状態と, 層状流や栓状流に見られるように, 少数の連続した相が共存し, 境界面を通して相互に作用し合う状態が代表的である。もっと一般的にいえば, 混相流は, ある相の連続した領域の代表長さ, 隣り合った相の間の間隔を代表する長さ, 考察する流れ場の代表長さの間の相対的な大小関係により区別できる。連続相の中に多数の分散相が混在する混相流は, 考察する流れ場の代表長さが他の2つの代表長さより非常に大きい場合であり, 一方, 少数の連続相が共存する混相流は, 考察する流れ場の代表長さが他の2つの代表長さに比べて大きくない場合であるとみなすことができる。分散相の代表長さが分子や分子間隔を代表する長さの程度に小さくなると, それらに対する関係も考慮しなければならない。連続相の中に多数の分散相が混在する混相流では, 個々の分散相やその周辺の連続相の運動や状態変化もさることながら, 多数の分散相の運動や状態変化による総合された効果に顕著な特徴が現れる。これらの特徴は, 分散相の間隔が分散相の代表長さ以上に十分大きく, 分散相の間の相互作用が無視できる場合について, よく研究されている。一方, 少数の連続相が共存する混相流では, 各相は均一な媒質と考えられるが, それらが境界面を通して相互に結びつく結果, 顕著な特徴が現れる。境界面の形や運動が一般に不規則で, 解の結果として決るので, 難しい問題となっている。

空気と水のように, 異なる相が異なる物質であれば, 相の間では運動量とエネルギーだけの移動があるが, 水蒸気と水のように, 異なる相が同じ物質の場合は, 蒸発・凝縮

といった相変化に伴う質量の移動および潜熱の吸収・放出があるため, これらによる効果加わる。平衡状態からのずれが大きいところでは特に著しい特徴が見られる。化学反応を伴う混相流においても類似した効果がある。混相液体金属流のように連続相が電導性をもつ場合, 固気二相流や固液二相流などで粒子が帯電または磁化される場合には, 外部からかけられた電磁場との相互作用によって, 磁気流体力学, 電気流体力学, 磁性流体力学の特徴が加わる。

混相流の問題は, 連続体の理論に基づき議論される場合が多い。この場合, 各相の質量, 運動量, エネルギーの保存を表す連続体の式と各相の状態式が連立して用いられる。連続相の中に多数の分散相が混在する混相流では, 混相流の全体としての保存式と分散相の1つに対する保存式が代用されることも多い。気体を含む混相流の問題では, 運動論に基づき議論される場合もある。一般に混相流では, 相間の相対的位置や相対的運動により, 分散性, 散逸性, 不安定性の現れるのが特徴である。また, 液体中に気体を含む混相流では, 密度の大きい圧縮性流体としての特徴が見られ, 液体に比べて音速が低下する。

気液二相流の例として, 管内の多様な気液二相流(気泡流, 栓状流, 層状流, 環状流, 噴霧流, フロス流など), 液体ジェットの微粒化, 加熱沸騰(蒸発), 冷却(膨張)凝縮, キャビテーション, アブレーションなどの問題がある。雨や雲は自然界に見られる気液二相流である。固気二相流の例としては, 管内の粉体流, ロケットの固体燃料や微粉炭, 火薬などの燃焼・爆発, 塵埃を含む排煙などがあげられる。固液二相流の例には, 懸濁液, 河川中の砂の沈降, 多孔媒質を通る流れ, 血管内の血液流などがある(⇒サスペンション)。

コンソール [英 console, 独 Bedienungspult, 仏 pupitre de commande, 露 пульт управления] 電子計算機において, 制御用のキー, スイッチ, 表示盤, タイプライターまたはディスプレイ装置などを備え, 操作員が必要に応じて計算機の動作に介入し, またはこれを監視するために設けられた卓。保守のための各種機能を備えることもある。制御卓, 操作卓ともよばれるが, 近ごろはその機能の一部を別の小型計算機を用いて実行させることも行われており, そのような計算機をサービスプロセッサまたはコンソールプロセッサとよぶ。操作員がコンソールを介して行う主な機能は, システム構成の編成, 初期条件の設定, 主記憶や内部レジスタなどの内容のチェックや変更, システム内でマシンチェック状態が起ったときの回復処理の指定, および障害時の診断, システムの再構成, 障害復旧に伴う処理などである。広義には一般の会話形端末をコンソールとよぶこともある。

混濁係数 [英 turbidity coefficient, 独 Trübungskoeffizient, 仏 coefficient de turbidité, 露 коэффициент мутности] 空中に浮遊する微粒子による大気中の混濁の度を示す数。大気中には海水のしぶき, 燃焼生成物, 火山噴煙, 微量気体成分の化学反応などに由来する液体・固体の微粒子(0.01~1 μm 程度)が浮遊している。微粒子は光を散乱するので, 太陽から直接入射する光を減衰させ, 散光を増加させる。混濁係数は, この直達日射の減少をもとにして定義されるが, F. Linke の提案になるもの(混濁因子ということもある)と A. Ångström のものと2種ある。前者は観測された直達日射全量についての減衰係数(太陽天

頂角を0に換算)から空気分子のレイリー散乱による減衰係数を引いたものである。この定義では水蒸気による吸収のための減衰も含まれてしまい、観測は容易であるが表現は適当ではない。Ångströmの係数は、波長 λ の光に対する微粒子の散乱による減衰が経験的に $\exp(-\beta\lambda^{-\alpha})$ 、ただし $\alpha=1$ または1.3となることを利用し、水蒸気の吸収のない2波長の減衰の観測から空気によるレイリー散乱の寄与を差引いて、 $\lambda=1\mu\text{m}$ での減衰係数として混濁度を表す。 β の値は、田園地帯で0.05、都市で0.1ぐらいとされている。

コンダクタンス [英仏 conductance, 独 Konduktanz, 露 проводимость] 一般に流れについて、その流れやすさを表す量であるが、物理学では[1] 電荷の流れすなわち電流に関するものと、[2] 流体の流れに関するものがある。

[1] 電磁気学の交流理論におけるアドミッタンスの実数部。直流では抵抗の逆数になる。コンダクタンスの単位はジーメンズ(S)である。

[2] パイプ、板に開けられた穴など、流体の流れを制限するものを通して流れる流体の流量 Q を、パイプの両端あるいは穴の両側の圧力差 Δp で除した値 C がコンダクタンスである。すなわち

$$C = \frac{Q}{\Delta p} \quad (1)$$

したがってコンダクタンスは、パイプ、穴などの幾何学的形状によるほか、流体の性質や状態(粘性係数、温度、圧力、分子量など)にも依存する。コンダクタンスという概念は流体一般に適用できるものであるが、低圧気体の流れを扱う真空技術において最も多用されており、液体に対してはほとんど用いられていない。気体の場合、温度を一定と考えれば気体量は圧力と体積の積で表されるから、(1)式よりコンダクタンスは単位時間当りに流れる気体の体積(真空技術では主に $\text{dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)で表される。一例としてパイプを通しての気体の流れを考えると、その圧力範囲によって、流れは粘性流と分子流とに大別される。半径 r 、長さ l の一様な円形断面のパイプの場合、流量 Q は

$$Q = \frac{\pi}{8\eta l} a^4 \frac{p_1 + p_2}{2} \Delta p \quad (\text{粘性流}) \quad (2)$$

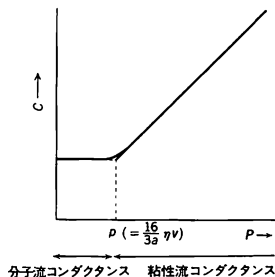
$$Q = \frac{2\pi}{3} \frac{a^3}{l} \bar{v} \Delta p \quad (\text{分子流}) \quad (3)$$

で与えられる。ただし p_1, p_2 はパイプの入口および出口の圧力、 \bar{v} は気体分子の熱運動の平均速度、 η は粘性係数である。したがってそれぞれの場合のコンダクタンス C は

$$C = \frac{\pi}{8\eta l} a^4 \frac{p_1 + p_2}{2} \quad (\text{粘性流}) \quad (4)$$

$$C = \frac{2\pi}{3} \frac{a^3}{l} \bar{v} \quad (\text{分子流}) \quad (5)$$

で与えられる。これらをそれぞれ粘性流コンダクタンス、分子流コンダクタンスとよぶことがある。粘性流コンダクタンスはパイプ両端の圧力の平均 $(p_1 + p_2)/2$ に比例しており、圧力が下がればコンダクタンスも減少する。一方、分子流コンダクタンスは圧力に依存せず一定の値をとる(図参照)。また、定義からも明らかに、圧力差を電位差、流量を電流に対応させることによって、直流電気回路におけるコンダクタンスと対応させることができ、パイプを直列あるいは並列に連結したときの総合的なコンダクタンスは、以下のように与えられる。



$$\frac{1}{C} = \sum_i \frac{1}{C_i} \quad (\text{直列連結}) \quad (6)$$

$$C = \sum_i C_i \quad (\text{並列連結}) \quad (7)$$

真空技術において特に重要である分子流コンダクタンスは、パイプなどの幾何学的形状と管壁における気体分子の反射の角度分布とが与えられれば確定する。しかし円形断面のパイプなどの比較的単純な形状のもの以外については、コンダクタンスを解析的に求めることは困難な場合が多い。重要な真空部品であるバッフルやトラップのような複雑な形状のものについては、計算機によるモンテカルロ法によってコンダクタンスを求めた例がある。また、コンダクタンス一般の理論的な取扱いについては、クラウジグ係数の概念がしばしば導入される。

コンデンサー [英 condenser, 独 Kondensator, 仏 condensateur, 露 конденсатор]

[1] 2つの対向した電極間に誘電体(絶縁物)をはさんだものをコンデンサーあるいは蓄電器という。この電極間に電圧 V を加えると、コンデンサーには $Q=CV$ の電荷、 $W=(1/2)CV^2$ の静電エネルギーが蓄えられている。 C はコンデンサーの容量で電荷を蓄える能力を示し、単位はファラド(F)である。コンデンサーに使用される誘電体にはいろいろな種類がある。それぞれのコンデンサーのよび名は使用されている誘電体の材質によって決り、その特性は使用されている誘電体の特性でもある。コンデンサーの容量は、電極が2枚の平行板導体の場合、その誘電体の誘電率 ϵ と対向電極の有効面積 S に比例し、誘電体の厚さ d に逆比例する。

$$C = \frac{\epsilon S}{d}$$

コンデンサーには図1に示すようにリード線や電極の抵

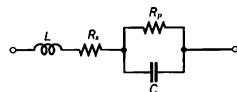


図1

抗、誘電体の絶縁抵抗などが付随する。図1で、 R_1 はリード線、電極の抵抗、 R_0 は誘電体の絶縁抵抗、 L はリード線、電極のインダクタンス、 C は静電容量を表す。交流電圧 V を加えると、 $\dot{I} = dQ/dt = j\omega CV\dot{V}$ 、すなわち電圧よりも位相が 90° 進んだ電流が流れるはずであるが、実際に

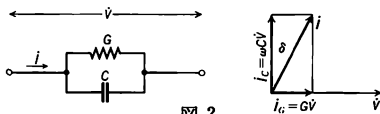


図2

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

で表す。ここに I_{\max} と I_{\min} は着目する点の近傍における光の強度の最大値と最小値である。画像の明暗の対比、干渉縞の鮮明度、OTF の絶対値(振幅部分)すなわち MTF などの表示に用いられる(⇒センチメートル、干渉縞のコントラスト, OTF)。

コンドン Condon, Edward Uhler 1902.3.2—1974.3.26 アメリカの理論物理学者。ニューメキシコ州の鉄道技師の子として生れ、1924 年カリフォルニア大学(パークレー校)を卒業。初め実験物理学を志したが、たくさんガラス器具を運ぶ途中落し、自分は実験には向かないと考えて理論を選んだという。大学院に進んで何ヵ月もたたないうちに、R. T. Birge の講義に出てきた分子遷移に関する経験的事実に興味をもち、数日にしてその説明を考えついた。これがいわゆる フランク-コンドンの原理であり、彼はこれをまとめて学位論文とした。「数日間で作られた学位論文」には反対もあったが、結局 1926 年に学位を与えられた。その後奨学金を得てドイツに留学し、ゲッティンゲンとミュンヘンに滞在した。帰国後ベル電話研究所に就職したが、ここをやめて 1928 年にプリンストン大学の物理学の助教授となった。一時、ミネソタ大学に移ったが、再びプリンストンに戻り、1937 年までここに在職した。これが理論物理学者として最も主要な仕事をした時期で、R. Gurney と共同で α 崩壊の量子論を研究(1928 年)、次いで原子スペクトルの研究に力を入れ 1935 年には G. H. Shortley との共著 *The Theory of Atomic Spectra* を出版した。1937 年 大学を去り、ウェスティングハウス社の研究副責任者となった。第二次世界大戦が終るまでここに籍をおいたが、戦時中はレーダー研究に協力したり、一時は原爆製造にも理論家として参加した。戦後、核エネルギーを軍の管理下におこうとする動きに反対し、原子エネルギーに関する上院特別委員会の科学顧問にもなった。1945 年アメリカ国立標準局(NBS)の所長となり、6 年間の在任中に原子物理、量子化学、低温物理学などのグループを育成、コロラドに電離層研究の支所も設立した。1951 年コーニング・グラス社の研究開発部長、1956 年セントルイス大学の物理教室主任教授となった。1936 年新設の JILA(実験室天体物理学に関する NBS とコロラド大学の合同研究所)所員としてコロラド大学へ移った。ここで彼の学生となった H. Odabaşı の協力を得て Condon-Shortley の本の改訂版を準備した。彼は完成を見ずに他界したが、それは Odabaşı の手で出版された。[主著] *The Theory of Atomic Spectra* (G. H. Shortley と共著)、1935; *Handbook of Physics* (H. Odishaw と共編)、1958; *Atomic Structure* (H. Odabaşı と共著)、1980。

コンドン放物線 [英 Condon parabola, 独 Condon-Parabel, 仏 parabole de Condon, 露 парабола Кондона] 二原子分子の発光バンドスペクトルの各バンドの強度分布に関する規則性を表すもので、E. U. Condon が初めて提唱したのでこの名がある。二原子分子の電子項間遷移に伴うバンドの系において、上の振動準位の振動量子数 v' の値を縦にとり、下の振動準位の振動量子数 v'' の値を横に並べて、各バンド(v', v'')の強度を、デランドル表と同じように行列状に記入し、表にすると、強度の強いバンドはその表の上で対角線を軸とする 1 つの放物線上に並ぶ。これをコンドン放物線という。フランク-コンドンの原理に

よれば、遷移はそれに関与する 2 つの電子状態のポテンシャル曲線の振動準位の両端、つまり原子核振動の折返し点付近で最も起きやすく、かつ核間距離が変わらないように起る。一方、コンドン放物線上にのるバンドの上下の振動準位を、2 つのポテンシャル曲線上で対応をつけてみると、ちょうど核間距離はある値に合った垂直線がポテンシャル曲線と交わる点あるいはそのごく近傍の点を通る振動準位に対応することがわかる。したがって、コンドン放物線上に並んだ、強度の大きいバンドは、フランク-コンドンの原理に従って遷移したバンドであるといえる。分子の電子状態を示すポテンシャル曲線は、平衡核間距離 r_e が等しい電子状態ではほぼ似た形をしているので、考えているバンドの系の上の準位の r_e' と下の準位の r_e'' とがほぼ等しい値をもつときは、フランク-コンドンの原理から $\Delta v = 0$ のバンドの強度が最も大きくなり、コンドン放物線は対角線上に集束してくる。また逆に r_e' と r_e'' との差が大きくなるにつれてコンドン放物線は開いた形になる。さらに量子力学的なフランク-コンドン係数の計算によれば、上下両準位のポテンシャル曲線の形によっては、必ずしもポテンシャル曲線上でなくても遷移確率の大きい核間距離の点もあり、そのような場合は 1 つのコンドン放物線の内側に第二、第三の放物線が現れることもある。

コーンの定理 [英 Kohn theorem, 仏 théorème de Kohn, 露 теорема Кона] 多電子系としての金属内伝導電子ガスの外部磁場に対する応答として、ド・ハース-ファン・アルフェン効果を考える。この効果には電子電荷が関係するが、これが電子・電子相互作用のため変化するかどうか問題になる。W. Kohn (1959 年)が最初に電子電荷は変わらず、自由電子の電荷 e がそのまま現れることを指摘した。これをコーンの定理とよぶ。

コンパイラー [英 compiler, 独 Kompilierer, 仏 compilateur, 露 компилятор] 高水準言語で書かれたプログラムを計算機向き言語のプログラムに翻訳するプログラム。翻訳の対象となるものとプログラムをソースプログラム、翻訳の結果得られるプログラムをオブジェクトプログラムという。高水準言語の例としては FORTRAN, COBOL, ALGOL, PL/I, Pascal などがある。たとえば FORTRAN のプログラムを翻訳するコンパイラーは FORTRAN コンパイラーともよばれる。FORTRAN プログラムは FORTRAN コンパイラーによってオブジェクトプログラムに翻訳され、そのオブジェクトプログラムが実行される。その実行によって、もとの FORTRAN プログラムで表現されていたものが実行される。ただし、翻訳の仕方は 1 通りではない。あるコンパイラーでは、翻訳にじっくり時間をかけて効率のよいオブジェクトプログラムをつくり出すので、実行は速くなる。このようなコンパイラーは最適化コンパイラーとよばれる。また、あるコンパイラーでは、翻訳は速いが実行が遅い。これはソースプログラムのデバッグ時に使うのに適している。

コンハクト演算子 [英 compact operator, 独 kompakter Operator, 仏 opérateur compact, 露 компактный оператор] 連続な積分核 $K(x, y)$ ($a \leq x \leq b, a \leq y \leq b$) をもつ積分演算子 A を

$$(Au)(x) = \int_a^b K(x, y)u(y)dy$$

で定義したとする。 A は連続関数を連続関数にうつす。すなわち、区間 $[a, b]$ 上の連続関数の全体 $C[a, b]$ を X

で表すとき、 A は X から X への演算子である。さらに、 $\{u_n\}_{n \in \mathbb{N}}$ を X の要素からなる一様有界な関数列とする。すなわち

$$|u_n(x)| \leq M \quad (\text{すべての } n, x \text{ に対し})$$

と仮定する。このとき、実は、関数列 $\{A u_n\}_{n \in \mathbb{N}}$ から収束する部分列を選び出すことができる。

一般に、バナッハ空間(単にノルム空間でもよい) X における演算子 A に関して、 $\{u_n\}_{n \in \mathbb{N}}$ が X の有界列である限り $\{A u_n\}_{n \in \mathbb{N}}$ が収束する部分列を含むならば、 A をコンパクト演算子(数学での用語はコンパクト作用素)という。上の例は $C[a, b]$ において連続核積分演算子がコンパクトであることを示している。また、積分核 $K(x, y)$ が x, y について二乗可積分ならば、積分演算子は $L^2(a, b)$ においてコンパクトである。

X がヒルベルト空間のときには、線形演算子 A がコンパクトであることの定義を、「 A は弱収束列を強収束列にうつす」(\Rightarrow ヒルベルト空間)によって与えることもできる。

コンパクト演算子 A は、有限次元の行列演算子と類似的性質を保っている。たとえば、 A のスペクトルは離散的な固有値 $(0$ にのみ集積しうる)だけであって、連続スペクトルは現れない。

なお、距離空間の集合 S に関し、 S から選んだ無限点列が収束する部分列を常に含むとき、 S はブレ・コンパクトであるという。コンパクト演算子は、有界集合をブレ・コンパクト集合にうつす演算子にほかならない。

コンパクト群 [英 compact group, 独 kompakte Gruppe, 仏 groupe compact, 露 компактная группа] G が群であると同時に位相空間でもあるとき、 G を位相群という。特に、 G が位相空間としてコンパクトである場合にコンパクト群という。物理学への応用で重要な古典群では、コンパクトという概念は、群の元を特徴づけるパラメーターの動く範囲が有界閉領域であるといいかけてもよい。この意味で、 $O(n)$, $SO(n)$, $U(n)$, $SU(n)$, $Sp(n)$ などとはコンパクト群である。これに対し、 $GL(n)$, $SL(n)$, $O(p, q)$ などは非コンパクト群である(\Rightarrow 古典群)。コンパクト群の表現は、多くの点で有限群の場合とよく似た性質をもっている(\Rightarrow 有限群)。コンパクト群 G の上で定義された関数が、 G の既約表現の行列要素で展開できることを保証する以下の定理(ベーター-ワイルの定理)は群上の調和解析の基本になる。コンパクト群 G には、全測度が 1 になるような不変ハール測度が定義できる(\Rightarrow ハール測度)。 G 上の複素数値関数で、この測度に関して二乗可積分な関数の全体がつくるヒルベルト空間を $L_2(G)$ と書く。互いに同値でない G の既約ユニタリ表現の集合 M について、 G の任意の既約ユニタリ表現が M のある元と同値であるとき、 M を G の既約ユニタリ表現の完全系という。定理は次のことを主張する： $\{U_\lambda | \lambda \in A\}$ をコンパクト群 G の既約ユニタリ表現の完全系とする。各 U_λ の表現空間(次元を d_λ とする)に、一組ずつ正規直交基底 $(e_1^\lambda, e_2^\lambda, \dots, e_{d_\lambda}^\lambda)$ を設定し、その基底に対する $U_\lambda(g)$ の行列要素を $u_{ij}^\lambda(g)$ とすると、関数の集合 $\{\sqrt{d_\lambda} U_\lambda^\dagger; \lambda \in A; i, j = 1, 2, \dots, d_\lambda\}$ は $L_2(G)$ の完全正規直交系をつくる。したがって、 $L_2(G)$ に含まれる任意の G 上の関数 $f(g)$ は、平均収束の意味で

$$f(g) = \sum_{\lambda \in A} d_\lambda \sum_{i, j=1}^{d_\lambda} \langle f, u_{ij}^\lambda \rangle u_{ij}^\lambda(g)$$

と展開される。いわゆる部分波分解は、三次元回転群に対してこの展開式を書いたものになっている。

コンバーター [英 converter, 独 Stromrichter, 仏 convertisseur de courant à soupapes, 露 преобразователь] 変換器の意味で、広義には A・D 変換器なども入るが、単にコンバーターといえば AC・DC 変換、AC の周波数変換、DC の電圧変換を行う装置をいう。DC・AC 変換はインバーターとよばれる(\Rightarrow インバーター)。コンバーターには次の各種がある。

(1) AC・DC コンバーター：交流変圧器二次電圧をダイオードあるいはシリコン制御整流素子などで整流するもの。(2) DC・DC コンバーター：DC・AC インバーターの出力を整流したもので、集積回路用電源の DC 電圧変換器として小型のものが多く使われている。(3) AC・AC コンバーター：間接方式と直接方式があり、間接方式は交流を直流に変換し、インバーターにより任意の周波数の交流電力を得るもの。直接方式は SCR を用い、交流電力を直接任意の周波数の交流電力に変換する装置でサイクロコンバーターという。

コンパレータ [英 comparator, 独 Komparator, 仏 compareur, 露 компаратор] 比較測定器の総称。物体の長さを標準の長さで精密に比較して求める測定器をさす。工業用コンパレータは、測定する物体とその寸法とほぼ等しい長さのブロックゲージまたは標準ゲージとを入れかえて、その差を拡大機構によって指針の振れとして求めるもので、拡大機構には機械式、光学式、電気式、空気式などが用いられる。線度器コンパレータは、2本の顕微鏡と比較しようとする線度器を置換える機構とから成るもので、線度器を配置し、置換える方法によって、縦動比較器と横動比較器とに区別している。縦動比較器は線度器を一直線上に並べ、比較する長さ方向と平行に顕微鏡を移動して、横動比較器は線度器を平行に二列に並べ比較する長さ方向に垂直に顕微鏡を移動して比較する。物体をテーブルの上ののせ、これを顕微鏡で観測しながら、テーブルまたは顕微鏡をマイクロメーターねじで移動させて距離を求める遊動顕微鏡とよぶ簡易な測定器をコンパレータということもある。天文学においては、2つの写真を比較して、相対位置の変化した天体を発見するために用いられる装置をいう。

コンピュータ = 計算機

コンピュータ出力マイクロフィッシュ [英 computer output microfiche, 独 Computerausgabemikrofilm, 露 микрофильное выводящее устройство ЭВМ] ラインプリンター出力などをフィルムに出力するもので、1枚のフィルム上に、ラインプリンター出力 100~150 枚相当分の密度で出力可能である。記憶速度は、毎分約 4500 行であって、媒体となるフィルムの大きさは、105 mm 幅が主流を占めている。COM と略称されることが多い。

コンフィグレーション [英 config, configuration, 独 Konfiguration, 露 конфигурация]

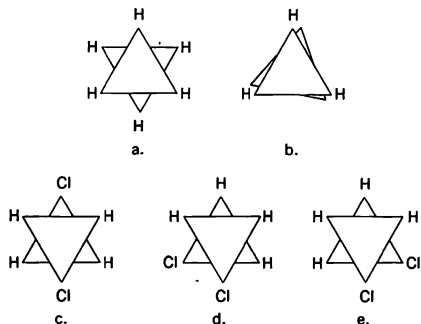
[1] 統計力学では、位相空間での配位をいう。すなわち、運動量と座標を各粒子について指定すると 1つの配位が指定される(\Rightarrow 配位空間)。

[2] 分子を構成する原子の結びつきは分子の構造式で示される。1つの構造式で示される原子の配列を分子のコンフィグレーションという。高分子などの有機化合物で、主鎖結合のまわりの内部回転だけでは変えることのできな

立体構造の違いを表すのに用いられる。立体配置の訳語が用いられる。この場合、主鎖結合の長さや結合角とが定まっているときには、各主鎖結合のまわりの内部回転角で定義される形態をコンフォメーション(立体配座)とよんで区別する(⇒コンフォメーション)。したがって、高分子鎖のコンフィグレーションは、いったん化学結合を切って再配列しなければ変わらないが、コンフォメーションは化学結合を切らないで変えうるものである。高分子の構造単位が非対称のために頭と尾の区別がつく場合には、隣りあう構造単位の頭と尾が向き合う配列と、頭と頭または尾と尾が向きあう配列との区別はコンフィグレーションの違いを構成する。主鎖の炭素原子が不斉原子であれば、その原子ごとに d, l の光学異性体が現れるが、その d, l の連なり方によって高次の立体異性構造が現れる。ビニル重合体の場合、ダイアドの $d-d$ または $l-l$ はアイソタクチック構造、 $d-l$ または $l-d$ はシンジオタクチック構造とよばれる。アイソタクチック構造もしくはシンジオタクチック構造の含量の多いコンフィグレーションをもつ高分子は立体規則性高分子とよばれ、両方の構造が混在しているものはアタクチック高分子とよばれる。また、ジエン重合体のシス、トランス異性体の区別もコンフィグレーションの違いを生ずる。

[3] 原子内の電子配置や原子核内の核子配置のことをコンフィグレーションという(⇒電子配置、殻模型)。

コンフォメーション [英 *conformation*, 独 *Konformation*, 露 *конформация*] 分子内の原子の立体的、幾何学的な位置をいう。化合物の共有結合を切断することなく、回転だけによって生じる異性体、すなわち回転異性体はコンフォメーションが異なるという。日本語では立体配座と訳される。また、英語では *constellation* が用いられることもある。たとえば、エタン $\text{H}_3\text{C}-\text{CH}_3$ を $\text{C}-\text{C}$ 軸の方向から見ると、図の a のスタガード(staggered)から b のエクليبスト(eclipsed)まで連続的にコンフォメーションが変わり、エネルギーは a で極小、b で極大になる。1,2-ジクロロエタン $\text{ClH}_2\text{C}-\text{CH}_2\text{Cl}$ では極小のコンフォメーションがさらに c, d, e の 3 つに分かれる。c はトランス、d, e はゴーシュとよばれる。高分子になると、主鎖を構成する結合のうち、両端を除いたすべてについて、トランス(t)またはゴーシュ(g)の連鎖としてコンフォメーションが定義できる。たとえば、ポリエチレンは結晶中で $\text{tt} \cdots \text{tt}$ 、アイソタクチックポリプロピレンは結晶中で $\text{tgtg} \cdots \text{tgtg}$ である。d と e を区別する必要がある場合は g^+ , g^- と記す。



コンプトン Compton, Arthur Holly 1892.9.10—1962.3.15 アメリカの実験物理学者。オハイオ州に生れる。ウースター・カレッジ卒業後、プリンストン大学の大学院で3年間学び1916年に博士号を受けた。1920年にセントルイスのワシントン大学物理学教室の主任教授となる。1923年シカゴ大学に移り、1945年ワシントン大学総長としてセントルイスに戻り、1961年に引退するまで自然哲学の特別名誉教授であった。1918年頃からX線の散乱の研究を始め、1922年には入射X線が散乱体中の自由電子によって散乱されて波長が長くなることを発見した。この波長変化は、散乱角に依存するが、入射線の波長や散乱体の種類にはよらない。この現象は今日ではコンプトン効果とよばれている。コンプトン効果は、X線を光子として扱い、電子との衝突を古典力学の弾性衝突と考えることによって定量的に説明できる。ただし入射X線はエネルギーを失うので、X線については、非弾性散乱とよばれている。電磁波の粒子性を明示した、量子論を支える重要な実験である。この発見の功績に対してComptonは、1927年度のノーベル物理学賞を与えられた。さらに彼は回折格子によるX線の波長の直接測定法を考え、それによって結晶の原子間隔の絶対測定を可能にした。このことはアボガドロ数、電子電荷の決定に寄与した。また宇宙線の強度を全世界にわたって調べ、地球に降ってくる荷電粒子と地球磁場の相互作用の研究の端緒を開いた。第二次世界大戦中は、1941年から原子爆弾の製造に積極的に参加している。1962年カリフォルニア州バークレーで死去。[主著] *X-Rays in Theory and Experiment* (S. K. Allison と共著)、1926。

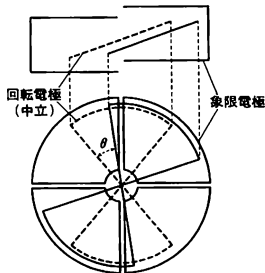
コンプトン-ゲティング効果 [英 *Compton-Getting effect*, 独 *Compton-Getting-Effekt*, 仏 *effet Compton-Getting*, 露 *эффект Комптона-Геттинга*] 宇宙空間で等方的に分布している宇宙線に対し、観測者が動くときには、進行方向からの宇宙線強度は増大し、逆方向からは減少することをいう。1935年にA. H. Compton と I. A. Getting は太陽系が銀河中心のまわりを回転することからこの効果を予言し、以後観測者の空間に対する相対運動による宇宙線強度変化をコンプトン-ゲティング効果とよんでいる。実際に重要な効果と考えられているのは、(1) 太陽系が銀河磁場のなかを動くことによる効果、(2) 太陽のまわりの地球の公転による効果などである。期待される変化量が小さいこと、ほかの機構による変化と分離して観測することが難しいことなどにより、実験的確認を得るのは容易ではないが、(2)については、ある程度の観測結果が得られている。

コンプトン効果 [英 *Compton effect*, 独 *Compton-Effekt*, 仏 *effet Compton*, 露 *Комптон-эффект*] ⇒ コンプトン散乱

コンプトン散乱 [英 *Compton scattering*, 独 *Compton-Streuung*, 仏 *diffusion Compton*, 露 *комптоновское рассеяние*] 電子によるX線(光子)の散乱のことをいう。波長のそろった(単色の)X線が電子に当たって散乱されると、散乱X線の中に、入射X線と同じ波長のX線のほかに、入射X線の波長より、波長が $\Delta\lambda = \lambda_c(1 - \cos\theta)$ だけ長くなったものが含まれる。ここで、 θ はX線の散乱角、 $\lambda_c = h/mc \approx 0.02426 \text{ \AA}$ で、 λ_c は電子のコンプトン波長とよばれる。この現象は、1923年、A. H. Compton によって発見され、コンプトン効果とよばれる。電子によ

る X 線の散乱を、マクスウェルの電磁気学理論で取扱うと散乱波と入射波の波長が同じになってしまう。この散乱は、トムソン散乱とよばれているが、コンプトン効果は、X 線を電磁波と考えたと説明できない。Compton は、アインシュタインの光子説に基づいて、光をエネルギー $h\nu$ 、運動量 $h\nu/c$ の粒子(光子)と考え、この散乱を光子と電子の弾性衝突として取扱うことによって、波長のずれ $\Delta\lambda$ を説明した。この場合、衝突の前後において両者の間で、エネルギーと運動量の保存則が成立し、光の粒子性が立証された。C. T. R. Wilson と W. Bothe は霧箱を用いて、X 線でたたかれた反跳電子を観測し、理論式が実験結果とよく一致することを示した。また、電子によって一度散乱された X 線が、さらにほかの電子によって散乱される二重コンプトン散乱も観測された。自由電子に対して、相対論的ディラック方程式を用いて、コンプトン散乱の断面積の式を最初に導いたのは、O. Klein と仁科芳雄である(⇒クライン-仁科の公式)。この式は、入射 X 線の波長が長いとき、トムソン散乱の式と一致する。一般に、トムソン散乱を含めてコンプトン散乱ということもあるが、特に区別する必要があるときは、トムソン散乱を除いた部分を狭義のコンプトン散乱という。トムソン散乱の断面積は X 線のエネルギーが小さいとき(長波長のとき)大きい。狭義のコンプトン散乱の断面積は、X 線エネルギーが 0.5 MeV ～数 MeV の範囲で大きくなる。原子に Z 個の電子があるので、物質番号 Z のコンプトン散乱による X 線吸収係数は物質の原子番号 Z に比例する。散乱される電子が初めに運動量分布をもっておれば、ドップラー・ブロードニングによってコンプトン散乱のスペクトルにその運動量分布が反映されるので、物質内電子の運動量分布の研究に利用される。また、高エネルギー X 線の陽子との弾性衝突もコンプトン散乱の一種であり、陽子コンプトン散乱といわれる(⇒ γ 線吸収)。

コンプトン象限電位計 [英 Compton electrometer, 独 Compton-Electrometer, 仏 électromètre de Compton, 露 квадрантный электрметр Комптона] 電極配置を非対称にすることによって感度を向上させた象限電位計のひとつ。すなわち中空円筒を四分割した形の象限電極のうち、斜めに向かい合う一対の電極を他の一対に対して上下に少しずらすとともに、象限電極にかこまれる空間に置かれる回転電極を、長い方の対称軸のまわりに回して水平からやや傾ける。図は電極配置の立面図と平面図で、簡単な



ため立面図には平面図の上半分に相当する部分だけを示す。このような配置で点線で示した中立の位置から回転電極が θ だけ回転すると、回転電極は各象限電極の上面から遠ざかり下面に近づく。このため回転電極と 2 つの象限電極対の間の電気容量の和が変化する。したがって各電極に

異なる電位が与えられたとき、回転電極には通常象限電位計で働くトルク(これは回転角 θ によらない)のほかに、ほぼ θ に比例して回転を助けようとする(あるいは妨げようとする)付加的トルクが働く。付加的トルクの向きは象限電極をずらす向きと回転電極を傾ける向きの組合せで決まる。付加的トルクが本来の θ によらない回転トルクと同じ向きになっている場合に、もし付加的トルクと回転電極を支える糸のねじれ復元力がほとんどつり合うように調整されるときは、電位計の感度が非常に高くなる。これがこの電位計の原理であって、光の反射を利用して最高 1×10^{-5} V 程度の感度が得られる。

コンプトン波長 [英 Compton wavelength, 独 Compton-Wellenlänge, 仏 longueur d'onde de Compton, 露 комптоновская длина волны] 光が、静止している質量 m の粒子と弾性衝突してコンプトン効果を起こし、散乱角 90° で散乱された際の波長変化を表す量で、 $\lambda_c = h/mc$ と書かれる。 h はプランク定数、 c は真空中の光速である。電子では $\lambda_{c,e} = 2.4263 \times 10^{-12}$ m、陽子では $\lambda_{c,p} = 1.3214 \times 10^{-15}$ m である。また、質量 m の粒子を交換することで媒介される力の到達距離や、ディラック粒子のツイッターベークグの振幅も λ_c の振幅である。

コンプトン-ラマン散乱(電子による) [英 Compton-Raman scattering, 独 Compton-Raman-Streuung, 仏 diffusion de Compton-Raman, 露 рассеяние Комптона-Рамана] X 線または γ 線の電子による非弾性散乱の場合、電子に対し自由電子近似が許される場合をコンプトン散乱という。これに対し、散乱される内殻電子の受ける束縛力が強く、X 線や γ 線の波長が内殻電子の軌道半径より十分長い場合はラマン散乱という。ラマン散乱の場合、光子と電子間の運動量保存則は成り立たなくなり、散乱スペクトルは吸収スペクトルとはほぼ同型のバンドスペクトルになる。ラマン散乱のスペクトルは散乱角度を変えても、散乱スペクトルの大きさが変わるだけで、スペクトルの最大強度を与える波長位置も含めスペクトルの型は散乱角度とともに変わらない。X 線の波長を短波長から長波長側に連続的に変えていくと、コンプトン散乱からラマン散乱へと移行し中間では明確に区別することができない。この場合をコンプトン-ラマン散乱という。原子や分子による X 線や γ 線の散乱の場合、内殻電子が他の電子準位へ遷移し励起状態となることに対応した線スペクトルもあるが、その散乱はゾンマーフェルト-ラマン散乱とよばれる。以上述べたように通常の光学的エネルギー領域のラマン散乱では、原子の分子・固体内の振動状態、回転状態などの違いによるエネルギー準位の差が問題になるが X 線や γ 線領域でラマン散乱という場合には、電子のエネルギーや運動量状態が問題になる。このように、スペクトルが一定のところに現れるという性質以外は両者の内容が違うので注意を要する。

コンプライアンス [英仏 compliance, 独 Komplianz, 露 податливость] 力学的には応力 σ に対するひずみ ϵ の比、 $k = \epsilon/\sigma$ をコンプライアンスという。 k は物質定数であるが変形様式によって値が異なり、ずり変形では J 、伸長変形では D 、体積変形では B を用いるのが習慣となっている。それらはそれぞれ対応する弾性率の逆数であり、物質の変形の容易さを示す(⇒弾性コンプライアンス)。一定応力下でのクリープにおける k は時間の関数となり $k(t) = \epsilon(t)/\sigma_0$ をクリープコンプライアンスという。

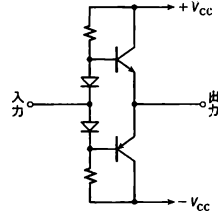
$r(t)$ は時間によって変化するひずみである。粘弾性体の振動ひずみ下での挙動(⇒粘弾性)においては、 k は角周波数 ω の関数で複素数となり、 $k=k^*(i\omega)=k'(\omega)-ik''(\omega)$ のように書ける。 $k^*(i\omega)$ は複素コンプライアンス(⇒複素弾性率)、 $k'(\omega)$ は動的コンプライアンスである。高分子溶液や熔融物のような粘弾性液体に、ずり速度 $\dot{\gamma}$ の流れを与えたときに生じる主法線応力差 $N_1(\dot{\gamma})=\sigma_{11}-\sigma_{22}$ と、ずり応力 $\sigma_{12}(\dot{\gamma})$ を用いて $J_2^0=\lim_{\omega \rightarrow 0} N_1/2\sigma_{12}^2$ で定義されるコンプライアンスを、定常状態コンプライアンスという。これは貯蔵剛性率 $G'(\omega)$ と損失剛性率 $G''(\omega)$ 、あるいは動的コンプライアンス $J'(\omega)$ を用いて

$$J_2^0=\lim_{\omega \rightarrow 0} J'(\omega)=\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{G'(\omega)}{G'^2(\omega)}$$

とも書ける。また J_2^0 は線形クリープにおける回復性コンプライアンス(⇒クリープ)と同じものである。たとえば、片持ばりの自由端に加えた荷重に対する変位の比などのように、単に物体の変位を力で割ったものも、しばしばコンプライアンスとよばれる。この場合にはコンプライアンスは物質の形状に依存し、物質定数ではない。線形弾性体中に存在するき裂の力学的性質を扱う線形破壊力学においても、コンプライアンスは重要な概念である。すなわち、部材に存在するき裂面積が増加するほどコンプライアンスが増加するので、き裂成長によるエネルギー変化やき裂先端の応力ひずみ状態と直接関係のある量となっている。力学系振動系を電気機械音響類似で考えるとき、質量や慣性モーメントがインダクタンスに対応するが、それと同様に容量に対応する力学量をコンプライアンスとよぶことがあ

る。

コンプリメンタリー回路 [英 complementary circuit, 仏 circuit complémentaire, 露 схема на дополняющих структурах] バイポーラートランジスタの npn 型と pnp 型または電界効果トランジスタの p チャネル型と n チャネル型を互いに相補的に組合せた回路。半導体増幅素子を用いた回路に特有のもので信号電圧のプラス側およびマイナス側の励振に対して対称に動作する。最も一般的な例として電力増幅器の出力段によく用いられるコンプリメンタリープッシュプル回路を図に示す。図で入力

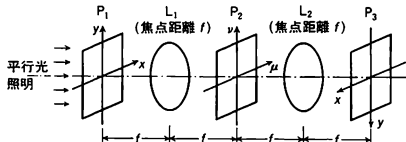


プラスのときは上側の npn トランジスタを流れる電流が増加し、下側の pnp トランジスタを流れる電流は減少する。入力がマイナスのときは逆の動作を行い、2つのトランジスタがプッシュプル動作を行っている。なおベース回路のダイオードはベースバイアス電圧を与えるためのものである。このように逆の性質をもったトランジスタを組合せることで、位相反転回路や出力変成器などを使用することなく簡単にプッシュプル増幅を行うことができる。

さ

差圧計 [英 differential manometer, 独 Differentialmanometer, 仏 manomètre différentiel, 露 дифференциальный манометр] 圧力の差, すなわちある特定の圧力を基準として圧力を測定する装置。測定原理は差圧によって生じる力と液柱の重量が固体の重量をつり合わせるか, または弾性体の弾性変形によるひずみ力とつり合わせるものである。液柱を利用する差圧計としては U 字管差圧計が最も一般的であり, その変形として単管式差圧計, 傾斜管式差圧計などがある。微差圧の測定用としてはチャトック・ゲージ, レイリー・ゲージ, ミニメーター, ブラッドショウ微圧計などがあり, 工業的には沈箱式(ベル形)差圧計, リングバランスなどがある。弾性体を利用するものは弾性体のひずみを歯車などで拡大して指示させる機能を持ち, 受圧部としてダイヤフラム, ベローズ, プルドン管など, またこれらの弾性体の変位と変位変換器を組合せて圧力を他の物理量に変換する差圧変換器がある。多くの場合, 静電容量, インダクタンス, 電気抵抗など電気量に変換され, 工業的な差圧測定や変動の速い圧力変化の測定に使用されている。

再回折法 [英 double diffraction method, 独 Doppelbrechungsmethode, 露 метод повторной дифракции] 物体, たとえば画像のフラウンホーファー回折(数学的にはフーリエ変換)を行って物体の空間周波数スペクトルを求め, これに適切な処理を施してもう一度そのフラウンホーファー回折を行い, もとの物体の処理された像を得る方法をいう。光学的にこれを実現するには, 普通図の配置を用



いる。物体面 P_1 に振幅透過率が $u(x, y)$ の物体をおき平行光で照明すると, 凸レンズ L_1 によってフーリエ変換が行われてスペクトル面 P_2 には $u(x, y)$ の空間周波数スペクトル $U(\mu, \nu)$ が得られる。 P_2 面にその振幅分布が $F(\mu, \nu)$ に比例するフィルターを入れると, これを透過する光の振幅分布は $F(\mu, \nu)U(\mu, \nu)$ に比例し, これが凸レンズ L_2 によってもう一度フーリエ変換(P_3 面の x, y 軸を図のようにとると逆フーリエ変換)が行われ, 像面 P_3 上には物体のフィルターされた像が得られる。この方法はコヒーレント光を用いる空間周波数フィルタリングとして分類され, 像修正などに用いられる。

再帰現象 [英 recurrence phenomenon, 独 wiederkehrendes Ereignis, 仏 événement récurrent, 露 повторяющееся явление] 力学系が時間とともに発展するとき, 再び初期の状態に近づき, それが繰返される現象。数学的には, 初期状態の任意の(小さい)近傍に, 適当な時間の後に再び入ることを意味するが, 物理では, ある程度初期状態に近い状態に戻れば再帰ということが多い。有名な再帰定

理にポアンカレの定理がある(⇒ポアンカレ・サイクル)。これは上述の数学の定義に従って証明される。また非線形格子振動に関して E. Fermi らの見いだした再帰現象があるが, これは後者の意味に用いられる。周期現象では完全に初期状態に戻るが, これは再帰現象とはいわない。またマルコフ性のある確率過程(⇒マルコフ過程)において状態空間 S の 1 点 x の任意の近傍 U を出た道が; 再び x の近傍 V ($V \subset U$) に有限時間で到達する確率が 1 のときこの点 x を再帰的といい, S のすべての点が再帰的であれば, このマルコフ過程を再帰的という。

再帰的 [英 recursive, 独 rekursiv, 仏 récursif, 露 рекурсивный] 自分自身に戻るさま。あるものを定義する場合に自分自身を使って定義すること。計算機においてあるプログラムの中で自分自身を呼出していれば, それは再帰的なプログラムである。たとえば自然数 n の階乗(!)は次のように再帰的に定義できる。

$$n! = \begin{cases} 1 & (n=0) \\ (n-1)! \times n & (n \neq 0) \end{cases}$$

これを Pascal のプログラムとして表現すれば図 1 のよう

```
function factorial (n: integer): integer;
begin
  if n = 0 then factorial := 1
  else factorial := factorial (n - 1) * n
end
```

図 1

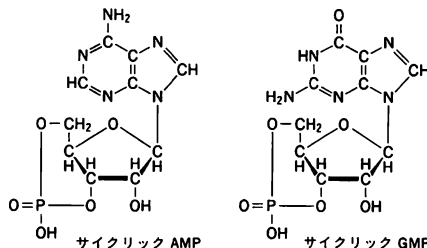
になる。この factorial は再帰的な関数(プログラム)である。プログラムで使われるデータの型も再帰的に定義することが考えられる。図 2 は Pascal でのその例である。link

```
type link = ↑ node;
node = record info: char;
  left, right: link
end
```

図 2

という型は node 型のもをさすものと定義され, その node はレコード型として定義されているがその中で link が使われている。この link と node は相互再帰的(mutually recursive)であるといわれる。

サイクリック AMP [英 cyclic AMP, 独 zyklisches AMP, 仏 AMP cyclique, 露 циклический АМФ] サイクリック AMP (環状のアデノシン-3',5'-リン酸, cAMP と略す)は, 生体内で代謝機能の調節を行う物質のひとつである。cAMP 以外のサイクリックヌクレオチドとしては, サイクリック GMP (グアノシン-3',5'-リン酸, cGMP と略す)だけが知られている(図参照)。ほかのサイクリックヌクレオチド, すなわち cUMP, cTMP, cCMP および cIMP は生体では見いだされていない。cA



MP および cGMP は、それぞれのプロテインキナーゼの調節サブユニットと結合してプロテインキナーゼを活性化し、その酵素作用によってタンパク質のリン酸化反応が促進され、細胞機能が調節される。たとえば cAMP 依存性プロテインキナーゼによって、グリコーゲン分解を行うホスホリラーゼがリン酸化されて活性化され、一方その合成を行うグリコーゲン合成酵素はリン酸化によって不活性化される。cAMP の合成は細胞膜に局在するアデニレートサイクレースにより、また cAMP の分解はホスホジエステラーゼによる。ペプチドホルモンは細胞膜のホルモン受容体と結合してこの酵素活性を高め、細胞機能は生成された cAMP によって変化する。このため、cAMP はセカンドメッセンジャーともよばれている。アデニレートサイクレースは Ca^{2+} やプロスタグランジンの一種によっても活性化される。なお、cAMP はペプチドホルモンによる細胞機能調節ばかりでなく、細胞分裂、平滑筋の運動などの細胞運動、脳の活動、細胞分化などにも関与しているであろうと考えられている。

サイクリック GMP [英 cyclic GMP, 独 zyklisches GMP, 仏 GMP cyclique, 露 циклический ГМФ] ⇒ サイクリック AMP

サイクル [英仏 cycle, 独 Hertz] 周波数の単位であるサイクル毎秒の略称。記号 c などによって表される。国際単位系(SI)での正しいよび方は、毎秒(単位記号は s^{-1}) およびその特別な名称ヘルツ(単位記号は Hz) である(⇒周波数の単位)。

サイクル毎秒 [英 cycle per second, 独 Hertz, 仏 cycle par second] 周波数の単位。周期的現象が 1s 間に 1 回繰返される周波数である。記号 cps, c.p.s., c/s などによって表される。国際単位系(SI)での正しいよび方は、毎秒(単位記号は s^{-1}) およびその特別な名称ヘルツ(単位記号は Hz) であるが、計量法は「周波数の計量単位は、サイクル毎秒、サイクルまたはヘルツ」とし、また「サイクル毎秒またはサイクルの略字を c/s, c 又は ~」としている(⇒周波数の単位)。

サイクロイド型質量分析計 [英 cycloidal focusing mass spectrometer, 仏 spectromètre de masse à focalisation cycloïdale] = トロコイド型質量分析計

サイクロイド振り子 [英 cycloidal pendulum, 独 Zykloidenpendel, 仏 pendule cycloïdal, 露 циклоидальный маятник] サイクロイドの形をした曲線に沿って振動を行う質点振り子。振動の周期は、振幅にかかわらず一定であり速度に比例する抵抗が働いて完全な等時性を保つのが特徴である。図 1 のように鉛直下方に y 軸をとり

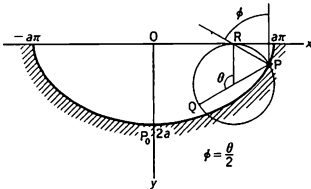


図 1

$$x = a(\theta - \sin \theta), \quad y = a(1 - \cos \theta)$$

の曲線で表されるサイクロイド形の滑らかな壁をつくり、その上で質点を運動させるとき実現する。この図で a は回転円の半径で、サイクロイドは回転角 $\theta = 0$ のとき最下点

P_0 にあった円周上の 1 点 P の軌跡である。図の弧 RQ の長さが x 軸上の \overline{OR} の長さに等しく、P と接点 R を結ぶ直線が鉛直線となす角 θ は $\theta/2$ に等しい。そして直線 PR は P 点におけるサイクロイドの法線になっている。滑らかな曲線に沿って質点が重力の作用の下に点 P から P_0 に滑り落ちる場合、最短時間で P_0 に到達するのはサイクロイド PP_0 に沿って落ちる場合である。このことから図 1 のような壁に沿って質点が往復運動する場合も、 P_0P 間は最短時間で動くことが示され、周期 T は振幅に関係なく $T = 4\pi\sqrt{a/g}$ で与えられる。図 2 のように 2 つのサイクロ

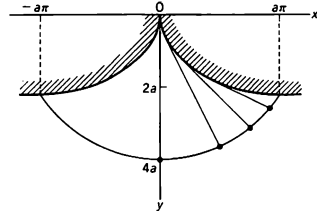


図 2

イド型の壁に挟まれた交点 O に長さ $4a$ の糸をつるし、その下端に質点を下げた振り子もサイクロイド振り子になる。この場合質点の軌跡がちょうどサイクロイドとなり、常にこれに垂直な抗力を受けるので、運動は図 1 の場合とまったく同じとなり周期も $T = 4\pi\sqrt{a/g}$ で与えられる。

サイクロトロン [英仏 cyclotron, 独 Zyklotron, 露 циклотрон] 荷電粒子を直流磁場中で回転運動させ、それに同期した高周波で加速する装置。原子核の性質を明らかにするために、陽子などを核のクーロン場を超えて核内に到達するエネルギーまで加速する要求が高まっていた 1931 年に、E. O. Lawrence と M. S. Livingston が発表した。これは、一様な直流磁場中では質量 m 、電荷 eZ の粒子は磁場に垂直な面内では $\omega = eZB/m$ のサイクロトロン振動数で円運動をするが、粒子の速度が真空中の光速より十分に小さいときにはこの ω は粒子の速度にはよらないことを利用して、磁場中に電極を入れて(⇒ディー)、これに ω または ω と適当な整数関係の周波数の高周波を加え、粒子が電極間を通るごとに繰返し加速して、直流高圧の 1 回加速では到達困難な高いエネルギーまで荷電粒子を加速する装置である(図 1)。磁場の中心のイオン源で生成した荷電粒子は、加速されるにしたがって軌道の曲率半径が大きくなり、最後に電極の周辺近くにある高圧をかけた引出し用電極(⇒デフレクター)により磁場の外に取出されて標的まで導かれる。残留ガス分子との衝突により粒子が加速の途中で失われるように、加速は真空槽内で行われ、排気には大型真空ポンプが使われる。

磁場は電磁石で発生させ $\leq 2\text{T}$ である。陽子では $B = 1.5\text{T}$ のとき $f = \omega/2\pi = 22.8\text{MHz}$ となる。ディー電圧は数十～200kV、電力は $\sim 100\text{kW}$ で、これを発生させるにはディーを含む Q 値の高い分布定数共振回路による自動発振方式と、水晶発振器を用いた増幅器方式がある。磁場 B 、半径 R の磁極では

$$BR = \frac{mv}{eZ} = \frac{(2Tm_0c^2 + T^2)^{1/2}}{ceZ}$$

のエネルギーまで加速される。ここで e は電気素量で $1.6 \times 10^{-19}\text{C}$ 、 Z は荷電数である。運動エネルギー T と静止エネルギー m_0c^2 を MeV 単位で表せば

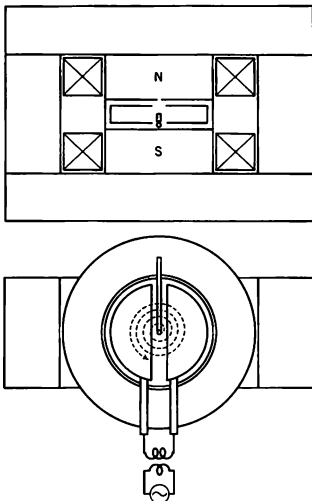


図 1

$$BR(T, m) = \frac{(2Tmc^2 + T^2)^{1/2}}{300Z}$$

となる。Lawrenceらの普通型(古典的)サイクロトロンでは、粒子速度の増加に伴う相対論的質量増加 $m = m_0 \gamma = m_0 / \{1 - (v/c)^2\}^{1/2}$ により、粒子は加速位相から徐々に遅れていき、減速位相にはいるとそれ以上の加速はできなくなる。加速の上限は、陽子で 20 MeV 程度である。周辺部に近いほど磁場を強くしておけば、粒子の円運動の周期を一定に保つことは可能ではあるが、粒子を軸方向に集束させるために、逆に磁場は k を定数として $B = k/r^n$ ($n > 0$) のように半径の増加にしたがって減少させる必要がある(図 2)。中央のイオン源から出たイオンは、レッヘル線形

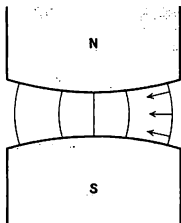


図 2

共振器に接続したディー間で加速され、デフレクターにより磁場の外に放出される。イオン源からのガスを排気するため $\sim 10^4 \text{ dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ の油拡散ポンプとフロンバッフルの組合せ(左端の円柱)が用いられる(図 3)。このような普通型

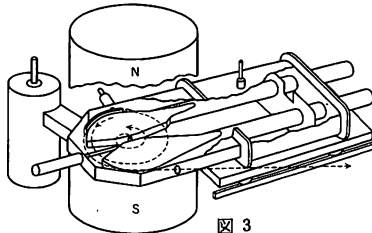


図 3

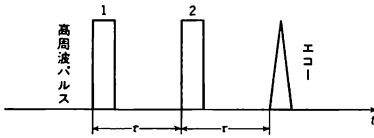
サイクロトロンの限界を超えるのには、加速高周波を周波数変調して粒子の運動に同期させる(⇒シンクロサイクロトロン)か、高周波は変調せずに軸方向の集束を粒子が強・弱の磁場を交互に通過することで行わせ、しかも半径の増加に伴って平均磁場を増加させて粒子の周回運動の周期を一定とする(⇒イソクロナスサイクロトロン, AVF サイクロトロン, リングサイクロトロン)。

1 周ごとの軌道の分離 Δr は、1 周のエネルギー利得を ΔT とすれば、 $\Delta r = r \Delta T / \{2T(1-n)\}$ となるので、エネルギーが高くなると Δr が小さくなり、デフレクターやセプトムにあたる粒子が増えて取出し効率が低下する。そこで軌道を一平面に限定せずにはせん状にして軌道の間隔を広げる案が出され、これが分離軌道型サイクロトロンとよばれるものであるが、磁石の配置などに問題があって実用化されなかった。軌道分離と、デフレクターとセプトム間の電圧が高くなること(放電限界は、 $[\text{電圧}] \times [\text{電場}] \sim 1.5 \text{ M}^2 \text{ V}^2 \cdot \text{m}^{-1}$)が AVF サイクロトロンのエネルギー上限を陽子で 150 MeV 以下にしており、もっと高いエネルギーにはリングサイクロトロンが使われている。

現在世界中には 10 MeV の小型サイクロトロンから 590 MeV の大型リングサイクロトロンまで 100 台以上が稼動しているが、普通型は非常に少なく、大多数は AVF サイクロトロンである。これらは陽子だけでなく、重陽子、 α 粒子、重イオンを加速する。H⁻イオンを加速して炭素などの薄膜を通過させ、陽子に変換して取出し効率の向上をはかるものもある。イオン源には熱陰極のコーン型やフード型、冷陰極・熱陰極の PIG などがあるが、いずれもイオンは磁場中のアーク放電により生成される。H⁻イオン源や偏極陽子・重陽子イオン源は磁場の中心には収容できないので、外におき、磁極の軸にあけた穴を通して磁場の中心に入射し、イオンはここで静電的に 90° 曲げられたあと加速される。サイクロトロンは、原子核研究のほか、放射性同位体の製造、 π 中間子をつくり出す中間子工場、癌の放射線治療のための速中性子線の発生などに広く使われている。

サイクロトロン運動 [英 cyclotron motion, 独 Zyklotronbewegung, 仏 mouvement cyclotron, 露 циклотронное движение] 磁束密度 B の磁場内で速度 v をもつ荷電粒子には、その電荷を q 、質量を m として、力 $qv \times B$ が働く。これにより、 B が一様ならば粒子は、 B に垂直な面内の等速円運動と B 方向の等速度運動とを組合せたらせん運動を行う。特に初速度が B に垂直ならば運動は等速円運動になる。これをサイクロトロン運動といい、その角速度は $\omega = qB/m$ で与えられる。この式は粒子が高速で相対論的に扱わねばならないときでも成り立つ。ただし m としては静止質量 m_0 ではなく $m_0 / \sqrt{1 - (v/c)^2}$ を用いる必要がある。非相対論的な場合には ω は v によらないという特性がある。

サイクロトロンエコー [英 cyclotron echo, 独 Zyklotronecho, 仏 écho cyclotronique, 露 циклотронное эхо] 磁場中のプラズマに、電子サイクロトロン振動数に等しい振動数の高周波パルス 2 個を τ の時間間隔をおいて印加すると、 τ 時間後にサイクロトロン振動数のパルスの放射が観測される。この現象をサイクロトロンエコーという。ここではまず、第一パルスによって電子群が加速され、一定の速度を得てサイクロトロン運動を始める。磁場にわずかでも非一様性があると、電子はやがて速度空間内で広がっ



て、位相に関しては一様な分布をすることになる。次に第二パルスは分布関数全体を再び一定の速度だけ動かすことになるが、時間がたつと電子群は再び速度空間で分散し始める。しかし電子は一定の角速度で旋回運動をしているので、時間 τ の後には一定の位相に集群して、エコーが起ることになる。

サイクロトロン共鳴 [英 cyclotron resonance, 独 Zyklotronresonanz, 仏 résonance du cyclotron, 露 циклотронный резонанс] 金属や半導体内の自由電子(または自由正孔)が磁場中で行う周回運動(サイクロトロン運動)に際して、その周囲の角振動数(サイクロトロン角振動数) ω_c に共鳴する電磁波を吸収する現象。このとき電子の軌道半径は増大するが、これは電磁波によるランダウ準位間の遷移とも解釈される。 ω_c の測定から、電子の有効質量やその異方性などバンド構造の知見が、また吸収線の形状から電子の散乱過程の知見が得られる。半導体の場合には、左回りまたは右回りの円偏光を用いることによりキャリアが電子か正孔かを区別することができる。実際には極低温で光の照射などで半導体中に自由電子などを励起し、1kOe以上の磁場を用いマイクロ波領域で測定がなされる。電子は1回以上は周回運動をしなければならぬので、不純物や格子振動との散乱による電子の衝突間時間を τ として、 $\omega_c \tau > 1$ が成り立つ必要がある。つまり試料の純度のよいこと、測定は低温で行われねばならないなどの条件が要求される。なお、金属の場合のサイクロトロン共鳴はアズベル-カーナー効果ともよばれる(⇒アズベル-カーナー効果)。

サイクロトロン共鳴加熱 [英 cyclotron resonance heating, 独 Zyklotronresonanzheizung, 仏 chauffage cyclotronique, 露 циклотронный нагрев] 磁場で閉じ込めたプラズマに外部から高周波を入射してイオンあるいは電子サイクロトロン共鳴によってプラズマを加熱する方法。高温プラズマでは粒子の衝突頻度は少ないので、共鳴粒子によるイオン(電子)のサイクロトロン減衰によって波動のエネルギーをイオン(電子)に輸送し、熱エネルギーとして蓄積することが必要である。サイクロトロン共鳴の条件は $\omega - k_z v_{Tx} - n\omega_c \approx 0$ であるから、加熱しようとするプラズマ中心部で上式が成立するようにプラズマパラメーターを設定する(ただし ω は外部から加える高周波の振動数、 ω_c はイオン(電子)サイクロトロン振動数、 k_z は磁力線方向の波数、 v_{Tx} はイオン(電子)の磁力線方向の熱速度である)。このサイクロトロン波をプラズマの周辺から中心まで伝送するためには電子密度、磁場などの変化による波動の遮断、共鳴、モード変換などに注意する必要がある。実験ではプラズマの周辺にアンテナあるいは結合コイルを設置し、これを通してプラズマに特定のモードの波(磁場と一定の伝播角度をもつ正常波または異常波)を励起する。

サイクロトロン減衰 [英 cyclotron damping, 独 Zyklotrondämpfung, 仏 amortissement cyclotronique, 露 циклотронное затухание] 磁場中にあるプラズマを伝播する電磁波が、イオンあるいは電子サイクロトロン振動数

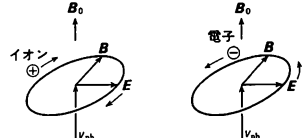


図 1

図 2

近傍で受ける強い減衰。図1は左手系円偏波、図2は右手系円偏波の振動数 ω が、サイクロトロン運動するイオン(電子)の振動数と一致する時($\omega = \omega_{cs}$, $s = i, e$)、粒子は円偏波と同期して回転するため定常電場を感じることに become、加速され続け、磁場 B に垂直方向のイオン(電子)のエネルギーが増大しかつ波動のエネルギーは減衰する。粒子が B 方向に速度 v_z で走っていると粒子はドップラー移相した振動数($\omega - k_z v_z$)を感じるようになる。粒子の v_z は熱運動で広がっているので、相互作用をする共鳴粒子は $\omega - k_z v_{Tz} \approx n\omega_{cs}$ を満たすものである($n = \pm 1, \pm 2, \dots$, $v_{Tz} = \sqrt{T_z/m_s}$)。この式を $2\pi(\omega/k_z - v_{Tz})/n\omega_{cs} \approx 2\pi/k_z = \lambda_z$ と書換えると、左辺は n 次のサイクロトロン高調波の1周期 $2\pi/n\omega_c$ の間に粒子が磁場方向に波に対して進む相対距離を表し、右辺は磁場方向の波長 λ_z を表す。つまり、サイクロトロン高調波の電場が1回転することに粒子はいつも電場の同じ位相のところにいるという条件である。このような共鳴粒子による波の減衰がサイクロトロン減衰の物理的機構である。 $n = \pm 1$ をサイクロトロン減衰、 $|n| \geq 2$ をサイクロトロン高調波減衰という。

サイクロトロン振動数 [英 cyclotron frequency, 独 Zyklotronfrequenz, 仏 fréquence cyclotron, 露 циклотронная частота] 荷電粒子が一樣な磁場に垂直な平面内で旋回運動するときの角速度(角周波数)のことで、サイクロトロン角振動数、ジャイロ振動数ともよばれる。電荷 q の荷電粒子が速度 v で、一樣な磁束密度 B をもつ磁場中を磁場に垂直な平面内で運動する場合に、粒子はローレンツ力 F を受ける。

$$F = qvB$$

この場合、 F は v と B の両方に垂直な方向の力であるので、粒子は円運動を行うことになる。その半径を r とすると遠心力とのつりあいによって

$$F = qvB = \frac{mv^2}{r}$$

これから、速度 $v = qBr/m$ となり、角速度すなわちサイクロトロン振動数 ω は

$$\omega = \frac{qB}{m} \quad (\text{CGS 単位系では } qB/mc)$$

となる。また回転数 f は

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{qB}{2\pi m}$$

となる。荷電粒子が電子のときには、電子サイクロトロン振動数、イオンのときには、イオン・サイクロトロン振動数とよばれる。半導体中のキャリアのように物質中の電子の場合には、 m はその有効質量 m^* で置換えられる。さらに、有効質量が方向によって異なる(異方性)ときには、平面内での周回運動についての平均の有効質量 m_c (サイクロトロン質量)を用いる必要がある。この周回運動のため量子化された磁気エネルギー準位(ランダウ準位)のエネルギー差が $\hbar\omega_c$ に等しい。サイクロトロン共鳴、振動的磁気光吸収、シュベニコフ・ド・ハース効果などによる

ω_c の測定からは、有効質量の大きさやその異方性など金属や半導体のエネルギー・バンド構造についての知見が得られる。また、サイクロトロン振動数は、サイクロトロンを用いて荷電粒子を加速するときの磁場と高周波加速電圧の周波数の関係を与える。

サイクロトロン放射 [英 cyclotron radiation, 独 Zyklotronstrahlung, 仏 radiation de cyclotron, 露 циклотронное излучение] \Rightarrow シンクロトロン放射

再結合 [英 recombination, 独 Rekombination, 仏 recombinaison, 露 рекомбинация]

[1] 一般に分離していたものが再び結合することが再結合であるが、それぞれの分野でやや限定した意味で用いることがある。この中で (1) 原子・分子物理学の分野、および (2) 半導体物理学の分野で使われる再結合の意味を説明しておく。(1) 原子・分子物理学の分野では、再結合とは正イオンが負イオンまたは電子と衝突して中性粒子または荷電数の低い正イオンになることである。電子を吸収する場合は、電離の逆過程である。通常は電子・正イオンの衝突のときに単に再結合とよび、イオンどうしの衝突の場合にはイオン再結合といふことが多い。再結合の際に放出される余分なエネルギーを、(a) 光子を放出してもち去らせる場合(放射性再結合、電子と 1 価の正イオンの衝突の例で示す) $e^+ + X^+ \rightarrow X + h\nu$ 、特殊なものとして二電子性再結合、(b) 近くにいる第三体に与える場合(三体再結合、 $e^+ + X^+ + M \rightarrow X + M$)、(c) イオンが分子の場合にその解離に使う場合(解離性再結合、 $e^+ + XY^- \rightarrow X + Y$)、がある。(b) の特別な例として、容器の壁や電極の上で再結合が起り、余分のエネルギーを固体に与える場合がある。電子または負イオンの数密度を n_- 、正イオンのそれを n_+ とすると、再結合によって n_- の減少する割合は $-dn_-/dt = \alpha n_- n_+$ の形に表せる。このとき α を再結合係数という。なお、分子が解離して化学的に不安定な原子や遊離基になったものが再びもとの分子に戻ることも再結合ということがある。

[2] 半導体物理学の分野では、半導体などに光を照射するとき生成される伝導電子や正孔が再び結合する過程を再結合と総称する。再結合の機構には、帯間再結合、外的要因による (Extrinsic) 再結合、オーグ (Auger) 再結合などがある。帯間再結合は、伝導電子と正孔が結合するもので、直接ギャップ物質 (\Rightarrow 半導体) の場合には運動量保存則によって直接的再結合が可能である。しかし、間接ギャップ物質 (\Rightarrow 半導体) の場合には、光の運動量が小さいためにフォノンの助けを借りて、はじめて運動量保存則を満たす再結合ができる。この結合によって、余剰のエネルギーは光として放出され再結合発光となるが、光にみならずそのエネルギーが第三の自由粒子(たとえばもうひとつの伝導電子)の運動エネルギーとして与えられる形の再結合は、オーグ結合といわれる。また、ドナーとアクセプターの再結合や伝導電子とアクセプター、ドナーと正孔、伝導電子とイオン化ドナーなど不純物や欠陥に束縛されたキャリアどうしとか、自由なキャリアーとの組合せによるものなどを外的要因による再結合という。また自由励起子や励起子分子、また束縛励起子などにおいてその構成要素である電子と正孔の結合なども再結合といわれる。

再結合係数 [英 recoupling coefficient, 独 Rekombinationskoeffizient, 仏 coefficient de recombinaison, 露 коэффициент рекомбинации] = ラッカー係数

再結合線 [英 recombination line, 独 Rekombinationslinie, 仏 raie de recombinaison, 露 рекомбинационная линия] それぞれの原子に一定値より高いエネルギーを与えると、その原子から電子が放出され、電離してイオンになる。いったん自由になった電子が再びイオンと結合するとき、イオンの高いエネルギー準位にとらえられる確率がある。このように、イオンに電子が再結合して、さらに下の準位に落ちるときに出す電磁波を再結合線とよんでいる。再結合線の場合、上の準位から電子は次々に下の準位に落ちていくので、下の準位の間の遷移の方が多く起る。つまり、下の準位間での遷移による放射強度は強い。下の準位間のエネルギー間隔は広いので、エネルギーの高い紫外光や可視光を放射するが、上の準位間の遷移では、エネルギーの低い電波を放射する。再結合線の観測される場所は、原子を電離するためのエネルギーを供給することができるような所で、原子どうしの衝突による電子状態の遷移があまり起らない程度に密度が低い所でなければならない。散光星雲や惑星状星雲、超新星の残がいのように低密度の天体はこの条件を満たしている。H 原子の場合、バルマー系列の輝線は可視光で、50~200 番目の準位間の再結合線は電波で観測されている。星雲によっては He と C の再結合線も、弱いながら観測されている。

再結合発光 [英 recombination radiation, 独 Rekombinationsstrahlung, 仏 rayonnement de recombinaison, 露 рекомбинационное излучение] \Rightarrow 再結合

再結合連続スペクトル [英 recombination continuum, 独 Rekombinationskontinuum, 仏 continuum de recombinaison, 露 рекомбинационный континуум] \Rightarrow 連続スペクトル

再結晶 [英 recrystallization, 独 Rekristallisation, 仏 recrystallisation, 露 рекристаллизация]

[1] 溶液からの再結晶：一般に、溶媒中の溶質の溶解度は高温ほど大きいので、高温で結晶を溶媒中に多量に溶解したのち冷却すると、溶液が飽和に達し、結晶が再び析出してくる。これを再結晶という。物質によって溶解度が異なることを利用して、再結晶による結晶の精製ができる。また、温度あるいは濃度を徐々に変化させることにより大きな単結晶を成長させることができるので、ロジウム塩など塩の結晶作成技術として利用される。

[2] 固相における再結晶：結晶を塑性加工したのち高温で焼なますと、ひずみ量が小さいうちはポリゴン化による回復が起きだけで、加工前の結晶粒組織はそのまま保たれる。しかし、圧延などにより強加工を施した後、焼なますと、多数の結晶粒が新たに発生・成長することによって、結晶を構成する原子が全体として再配列し、もとの結晶粒組織とは全く異なった新たな組織が形成される。これを再結晶という。再結晶が起るためには十分に速い原子拡散を必要とするため、再結晶が始まる温度(再結晶温度)は融点を $T_m[K]$ といふとき、通常 $0.4T_m$ 以上の温度である。加工度が大きいほど再結晶温度は低く、また再結晶後の結晶粒の大きさが小さい。

再結晶の過程は核生成と粒成長の段階に分けられる。加工組織内の特定の場所で発生した再結晶核は、その粒界が周囲のひずみエネルギーを駆動力として加工組織内に移動し、再結晶粒として成長する。試料全体が再結晶粒で覆われ、加工によるひずみエネルギーが完全に開放された段階で再結晶は完了するが、その後も、粒界エネルギーが駆動

力となって、平均の結晶粒の大きさは徐々に増大する。いったん再結晶が完了した後にさらに温度を上げると、少数の特定の結晶粒が急激に周辺の結晶粒を侵食して異常に大きく成長することがある。その結果、試料全体が数 mm から 1 cm にも及ぶ大きな結晶粒で覆われる。最初に起る再結晶を一次再結晶とよび、異常結晶粒成長による 2 回目の再結晶を二次再結晶という。一般に、再結晶によって発生する新しい結晶粒の結晶方位はランダムな分布をしているのではなく、多かれ少なかれ方向性をもっている。特に二次再結晶組織は強い方向性をもっていることが多く、その特徴が工業的に利用されることがある(⇒集合組織)。

最高吸入圧 [英 maximum working pressure, 独 maximal zulässiger Arbeitsdruck, 仏 pression maximale de fonctionnement, 露 наибольшее давление на входе] ⇒ 吸入圧

最高最低温度計 [英 maximum and minimum thermometer, 独 Maximum-Minimum-Thermometer, 仏 thermomètre à minimum et à maximum, 露 максимально-минимальный термометр] ⇒ 液体封入ガラス温度計

細孔柱の実験 [英 experiment of porous plug, 露 опыт пористой перегородки] = ジュール-トムソンの細孔柱実験

サイコロロジー [英 psychorheology, 独 Psychorheologie, 仏 psychorhéologie, 露 психореология] 物質のレオロジー挙動が人間の知覚によってどのように検知されるかを心理物理学的に扱う学問をいう。1940 年代に、イギリスの G. W. Scott-Blair が、チーズの品質管理にあたって職人がチーズを手で握って知覚的に判別することを科学的に解析したのが始まりである。人間の知覚は単なる物理的刺激のみでなく、いろいろな感覚の総合的判断によるものであるという結論が得られている。この研究はその後食品、化粧品などの製造工業で官能検査の判断基準を与えるために展開され、イギリスで Journal of the Texture Studies という学術誌が刊行されている。

歳差運動 [英 precession, 独 Präzession, 仏 précession, 露 прецессия]

[1] 対称こまの運動における対称軸の方向変化: 重心運動を分離して回転だけに着目する場合、あるいは重心を固定してそのまわりの回転だけを自由に許した場合にいう。外力がないか、あってもモーメントが 0 の場合には、角運動量 L は保存されるので、もし対称軸が L と傾いていると、慣性主軸の 1 つである対称軸のまわりの回転だけでは角運動量もその方向をもつことになるので、対称軸自体が L のまわりを回る角速度が必要になる。したがって対称軸は L の方向を軸とした円錐を描いて回ることになる。これを正常歳差運動という。対称軸上の 1 点を固定され、重力のモーメントを受けているこま(ラグランジュのこま)では、鉛直上方を極軸として対称軸の方位を表す角を θ, ϕ とすると、一般的なかまの運動は対称軸のまわりの速い回転(自転)、 θ の周期的変化(力学でいう章動)、 ϕ の一方方向変化(一様ではなく θ の変化に合わせた緩急がある)を組合せたものになる。力学ではこの ϕ の変化を歳差運動という。

[2] 地球の歳差運動: 月および太陽の起潮力によって起る地球自転軸の運動を非周期部分と周期部分に分け、前者を歳差運動とよび後者を章動とよぶ。地球の自転軸は地球の公転面(黄道面)に垂直な軸(黄道軸)に対して約 23.5° の

傾きを保ったまま、黄道軸のまわりを西向きにおよそ 25800 年かかって一回転する。この運動によって天球上の赤道面と黄道面の交点(春分点)は、黄道上を西向きに年間およそ 50 秒角ずつ移動する。そのため地球の公転周期を春分点に対して決めた 1 年と、宇宙空間に対して決めた 1 年とは等しくない。前者を恒星年(365.2564 日)、後者を太陽年(365.2422 日)という。天文学で歳差というのは、歳差運動のことではなく、この 1 年の差のことである。歳差は Hipparchos によって紀元前 140 年ごろ発見された。歳差には月および太陽の起潮力による日月歳差、惑星の摂動による惑星歳差、一般相対論による測地歳差などがある(⇒章動, 日月歳差)。

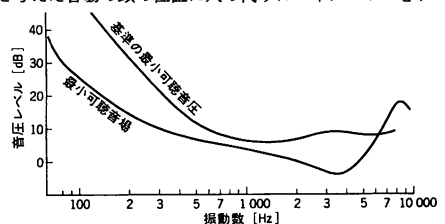
[3] ⇒ ラーモア歳差運動, トーマス歳差

[4] 原子核の歳差運動: (1) 軸対称変形核において、内部角運動量の対称軸成分 K の値が大きい回転バンドを古典力学的に記述すれば歳差運動となる。集団的回転運動の角運動量を r とすると、原子核全体の角運動量は $L=r+p$ であり、 r と p は互いに直交する。 $p \gg r$ の場合、この回転運動を実験系から見ると、対称軸は L の方向のまわりに歳差運動している。原子核の歳差運動は、外場のトルクによるものではなく、核子多体系がみずからの相互作用を通じてつくり出すものである。(2) 非軸対称回転子の回転運動において、角運動量 L の大きいイラスト状態近傍を考えると首振り運動とよばれる簡単な描像が成立する。 i 軸のまわりの慣性モーメントを I_i ($i=1, 2, 3$) と書き、 $I_1 > I_2 > I_3$ とすると、イラスト状態は最大の慣性モーメントをもつ第一軸のまわりの一様な回転状態であり、イラスト状態の近傍は励起エネルギー

$$\hbar\omega = L\sqrt{(I_2^{-1}-I_1^{-1})(I_3^{-1}-I_1^{-1})}$$

の振動的モードが何個か励起した状態として記述することができる。 ω は第一軸まわりの全角運動量 L の振動数である。原子核の高スピン状態では平均ポテンシャルが非軸対称変形する結果、首振り運動が起ると予想されているが、まだ確固とした実験的証拠はない。

最小可聴値 [英 threshold of audibility, 独 Hörschwelle, 仏 seuil d'audibilité, 露 порог слышимости] 人が聴くことのできる最小の音圧をいい、普通音圧レベルで表す。最小可聴限あるいは最小可聴域ともいう。音の振動数や波形によってその値は異なる。異なる振動数の純音の最小可聴値を結んだ曲線を純音の最小可聴曲線あるいは純音の最小可聴限などとよんでいる。受話器を用いた場合と無響室内の音場の場合とは、受話器を耳に圧着するための効果や外耳道の共振のために違っており、前者を最小可聴音圧、後者を最小可聴音場と区別する。最小可聴音圧では、人に最小可聴音圧を与えたときと等しい電圧を受話器に加えたときに、規定のカブラーあるいは人工耳の内部に生じる音圧で示し、最小可聴音場では、人に最小可聴音場を与えた音場の頭の位置に人の代りにマイクロホンをおい



たときの音圧で示す。図は聴力測定基準となる健常者の最小可聴値である。

最小化問題 [英 minimization problem, 独 Minimalisierungsproblem, 露 задача минимизации] ⇨ 最適化問題

最小曲率の原理 [英 principle of least curvature, 独 Prinzip der kleinsten Krümmung, 仏 principe de la moindre courbure, 露 принцип наименьшей кривизны] = 最小束縛の原理

最小金属伝導率 [英 minimum metallic conductivity, 仏 conductivité métallique minimum, 露 минимальная металлическая проводимость] 低温の極限での電気伝導率 σ が金属的である、すなわち、0 でない有限の値を取るためには、その最小値 σ_{\min} が存在するというもの。N. F. Mott が 1967 年に主張し始めた。散乱が強くなるに従い、電子の平均自由行程が短くなるが、それは、原子間隔より短くなることはないであろうとの推論から導かれた。アンダーソン局在が起る系で、移動端での電気伝導率がこの値を取るとされ、 σ_{\min} の存在を確かめたとの実験的報告も多くなされた。しかし、1979 年に至って、アンダーソン局在に対するスケール理論が出るに及んでその存在が否定された。

最小作用の原理 [英 principle of least action, 独 Prinzip der kleinsten Wirkung, 仏 principe de la moindre action, 露 принцип наименьшего действия] 力学系の一般化座標を q_1, q_2, \dots, q_n , それに共役な一般化運動量を p_1, p_2, \dots, p_n とする。ハミルトニアンが時間 t を直接には含まない場合を考えるから、エネルギー E は一定に保たれる。この力学系の運動は q_1, q_2, \dots, q_n がつくる n 次元空間内の曲線で表されるが、その上での 2 点を A, B とするとき、 $\int_A^B \sum_{j=1}^n p_j dq_j$ で定義される作用量が実際に起る運動では極小になる、というのが最小作用の原理である。極値の意味は、実際の運動を表す n 次元空間の曲線の付近にわずかに離れた任意の曲線（ただし両端は A, B と一致させる）を考え、これに沿ってエネルギー E の運動を力学系にやらせたとした場合の $\int_A^B \sum_{j=1}^n p_j dq_j$ と実際の運動に対する同じ量とを比較したとき、後者が必ず小さいということである。1 個の質点の場合なら、実現する軌道から少しはずれた曲線上に滑らかに束縛された運動を想定すればよい。この場合、A から B までに要する時間も実際の運動とは違ってくるので、作用量を

$$\int_A^B \sum_{j=1}^n p_j dq_j = \int_A^B \sum_{j=1}^n \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} dq_j = \int_{t_A}^{t_B} \sum_{j=1}^n \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \dot{q}_j dt$$

のように時間 t の積分で表したときの積分区間も、道すじによって異なったものになる。ポテンシャルエネルギーが q_1, \dots, q_n を含まず、運動エネルギー (T とする) が、 $\dot{q}_1, \dots, \dot{q}_n$ の二次の同次式なら、作用量は $\int 2T dt$ と表される。1 個の質点の場合には、質量を m 、速さを v 、運動経路に沿った微小な長さを $ds (=v dt)$ とすると、作用量は $\int m v ds$ となるので、最小作用の原理は $\delta \int m v ds = 0$ と表される。これを一般化するには、 $2T = \sum_{j,k} m_{j,k} \dot{q}_j \dot{q}_k$ において、 $(dp)_j^2 = \sum_{j,k} m_{j,k} dq_j dq_k$ によって dp という微分 (配位空間の線素) を定義すれば、ハミルトニアンを H 、ポテンシャルを V として最小作用の原理は $\delta \int \sqrt{H-V} dp = 0$ と書かれる。これ

をヤコビの最小作用の原理という。

最小仕事 [英 minimum work, 独 Mindestarbeit, 仏 travail minimum, 露 минимальная работа] 体系 (物質または場の集り) を、与えられた条件の下で、ひとつの熱平衡状態から他の熱平衡状態へ変化させるために、外界が体系に対して与えなければならない仕事の最小値をいう。体系の内部エネルギーを U 、エントロピーを S 、物質 i の粒子数を n_i 、外界の温度を $T^{(e)}$ 、物質 i の化学ポテンシャルを $\mu_i^{(e)}$ とすると、状態の変化において

$$dU - T^{(e)} dS - d^*W - \sum \mu_i^{(e)} dn_i \leq 0 \quad (1)$$

が成り立つことが熱力学第二法則である。ここで d^*W は体系に与えられる仕事である。考える状態変化が準静的に行われるとき、等号が成り立ち、そのときが外から与えるべき仕事の最小値である。そのときには $T^{(e)}$ は体系の温度 T に等しく、 $\mu_i^{(e)}$ は体系の μ_i に等しいから、

$$dU - T dS - \sum \mu_i dn_i = (d^*W)_{\min} \quad (2)$$

である。ヘルムホルツの自由エネルギーを F とすると $dF = dU - T dS - S dT$ であるから、式 (2) は $dF + S dT - d^*A = (d^*W)_{\min}$ ($d^*A = \sum \mu_i dn_i$ である) と書ける。考える過程は等温過程であって質量作用はないものとするとき $dF = (d^*W)_{\min}$ である。つまり、このときはヘルムホルツの自由エネルギーの増加分だけ仕事を与える必要がある。ギブスの自由エネルギーを G とすると $dG = dU - T dS - S dT + p dV + V dp$ であるから、式 (2) は、 $dG + S dT - V dp - d^*A = (d^*W)_{\min} + p dV$ となる。考える過程を等温、等圧で質量作用なしとすると、 $dG = (d^*W)_{\min} + p dV$ となる。体系が膨張するために必要な仕事を加えたものをあらためて最小仕事とすると、それはギブスの自由エネルギーのいまの条件の下での増加量に等しい。

最小二乗法 [英 least squares method, 独 Methode der kleinsten Quadrate, 仏 méthode des moindres carrés, 露 метод наименьших квадратов]

[1] 関数の二乗和を最小にする変数の値を求める手法、およびそれを用いたデータ解析法。 m 個の n 変数関数 $f_i(x_1, x_2, \dots, x_n)$ ($i=1, \dots, m$) の二乗和

$$S(x) = \sum_{i=1}^m \{f_i(x)\}^2$$

を最小にする x を見いだす数値解法を最小二乗法という。 $f_i(x)$ が x についての一次式であるとき線形最小二乗法といい、C. F. Gauss 以来正規方程式による解法が用いられてきたが、現在ではさらに精度のよい解法が知られている。 $f_i(x)$ が x に対して非線形な場合についても、アルゴリズムの進歩は著しい (⇨ 最小二乗法の数値解法)。 m 個の測定値 y_i ($i=1, \dots, m$) が、真の値 y^0 に対して標準偏差 σ_i の独立な正規分布に従う誤差を含む場合、真のモデル f_i が含む n 個の未知パラメータ x_j ($j=1, \dots, n$) を最尤法で推定するためには、二乗和

$$S(x) = \sum_{i=1}^m \left[\frac{y_i - f_i(x)}{\sigma_i} \right]^2$$

を最小にする x を求めればよい。 S と尤度関数 L との間には

$$S(x) = -2 \log L(y|x) + \text{定数}$$

の関係がある。 $f_i(x)$ が真のモデルであるとは、 $f(x^0) = y^0$ となるパラメータの値 x^0 が存在することをいう。 f が x の線形関数

$$f(x) = Ax + b$$

であるとする。ここで A は $m \times n$ 行列である。 $S(x)$ は、 x の半正定値二次形式であるから、 S を最小にする x は正規方程式

$$\tilde{A}WAx = \tilde{A}W(y-b)$$

の解である。ここで W は $m \times m$ の対角行列 ($W_{ii} = \sigma_i^{-2}$) で、重み行列とよばれる。 y に對する推定値 \hat{y} は $\hat{y} = A\hat{x} + b$ によって与えられる。 \hat{x} および \hat{y} の誤差行列 E_x, E_y は

$$E_x = (\tilde{A}WA)^{-1}, \quad E_y = A(\tilde{A}WA)^{-1}\tilde{A}$$

となる。データ解析においては、真のモデルがあらかじめ知られていることはまれで、むしろ与えられた m 個のデータを用いて、パラメーター数 n の異なる何種類かのモデルの中から、データを最もよく説明するモデルを選び出す必要が生じる。推定値 \hat{y} の真値 y^0 からのずれ D を、重み行列 W で評価すれば

$$D = (\hat{y}^0 - \hat{y})W(\hat{y}^0 - \hat{y}) \\ = (\hat{y}^0 - \hat{y})W(I - P)(\hat{y}^0 - \hat{y}) + \varepsilon WPe$$

となる。ただし $\varepsilon = y - y^0$, $P = A(\tilde{A}WA)^{-1}\tilde{A}W$ である。第一項はモデルの悪さを表し、第二項は測定誤差の影響を表す。 n を増加すると、第一項は減少するが第二項は増大し、中間に最適な n が存在する。 y^0 は未知であるから D は直接求められないが、誤差 ε に関する平均の意味で

$$D \sim S - m + 2n$$

と評価できるので、 $S + 2n$ を最小にするモデルを採用すればよい。これが AIC (赤池の情報量規準) の考え方である。 $f(x)$ が x の非線形関数である場合も線形化すれば同様に扱えるが、 $\tilde{A}WA$ の代りにヘシアン行列

$$H_{jk} = \sum_i \left[\frac{\partial f_i(x)}{\partial x_j} W_{ii} \frac{\partial f_i(x)}{\partial x_k} + f_i(x) W_{ii} \frac{\partial^2 f_i(x)}{\partial x_j \partial x_k} \right]_{x=\hat{x}}$$

を用いる。最小二乗法は、誤差が独立な正規分布に従うことを前提としているから、偏りや相関があったり、正規分布からはずれている場合には、異なる取扱いが必要である (⇒ 交差法、回帰分析、ロバスト手法)。

[2] 構造解析における最小二乗法。 F_0 を構造因子の実測値、 F_c を計算値とすると

$$\sum_q w(hkl) \{ |F_0(hkl)| - |F_c(hkl)| \}^2$$

を最小にするように構造パラメーター (原子の座標値、温度因子など) を修正することで、構造解析を精密化する手法のひとつである。和は観測された反射数 q について行う。 w は各反射に対する重みであって、測定の信頼度などに応じて定められる。最小にする関数としては

$$\sum_q w(hkl) \{ |F_0(hkl)|^2 - |F_c(hkl)|^2 \}^2$$

を用いることもある。構造因子は構造パラメーターについて線形ではないので、最小二乗法近似値のまわりにテイラー展開を行う。ひとつの近似構造において変数を u_j とし、 $F_c = F(u_j)$ で表されるものとすると。真の値が $u_j + \Delta u_j$ なら、 $F_0 = F(u_j + \Delta u_j)$ である。 Δu_j が小さいとすると

$$F_0 = F(u_j) + \sum_j \frac{\partial F(u_j)}{\partial u_j} \Delta u_j$$

$$F_0 - F_c = \sum_j \frac{\partial F(u_j)}{\partial u_j} \Delta u_j$$

観測の誤差などのため、この式は必ずしも成立せず

$$d = \sum_j \frac{\partial F(u_j)}{\partial u_j} \Delta u_j - (F_0 - F_c)$$

とおくと、 d は小さい量であるが 0 ではない。この量に最

小二乗法を適用すれば

$$\frac{\partial}{\partial u_i} \left[\sum_q w d^2 \right] = \frac{\partial}{\partial u_i} \left\{ \sum_q w \left[\frac{\partial F}{\partial u_j} \Delta u_j - (F_0 - F_c) \right]^2 \right\} = 0 \\ \sum_q w \sum_j \left(\frac{\partial F}{\partial u_j} \right) \left(\frac{\partial F}{\partial u_i} \right) \Delta u_j = \sum_q w (F_0 - F_c) \frac{\partial F}{\partial u_i}$$

これが正規方程式であり、構造パラメーターの数の連立方程式となる。非対称単位に N 個の原子を含む結晶の場合決定すべき変数は、座標値 $3N$ 、異方性温度因子 $6N$ 、スケール因子 1 の計 $(9N+1)$ であるが、全体の温度因子などを計算のつづう上加えることがある。この $(9N+1)$ 次元の連立方程式を解く方法をフルマトリクス法という。これは最も正統的な方法であるが、計算量が多くなるので、異なる原子に属する変数の間の相関を小さいとして無視することがある。これをブロック対角近似法という。

最小二乗法の数値解法 [英 numerical solution of least squares problem, 独 numerische Lösung der kleinsten quadratischen Abweichung, 露 численное решение для метода наименьших квадратов] 多変数関数の二乗和

$S(x) = \sum_{i=1}^m f_i(x)^2$ が最小値をとる x の値を求める数値計算法 (⇒ 最小二乗法)。線形と非線形に大別される。

(1) 線形最小二乗法: $f(x)$ が x の一次式である場合を線形最小二乗法とよぶ。 $f(x) = Ax + b$ とおくと、 $S(x)$ は半正定値の二次形式であるから、各 x_i に関する偏微分が 0 であることから、正規方程式 $\tilde{A}Ax = -\tilde{A}b$ が得られる。係数行列 $\tilde{A}A$ は対称であるから、正則であればコレスキー法で解くことができる。しかし、数値計算法としては、行列 $\tilde{A}A$ は悪条件になりやすいので、正規方程式を用いない QR 分解による方法などの方が精度よく計算できる。

$m \times n$ の長方形行列 A の QR 分解とは、 $A = QR$ ($\tilde{Q}Q = I$, R は上三角行列) という分解のことで、ハウスホルダー法やグラム-シュミット法によって有限回の手続きによって計算できる。 A の QR 分解が求まれば、最小二乗解は $Rx = -\tilde{Q}b$ を解いて求められる。 R は上三角行列であるから、後退代入だけで解くことができる。丸め誤差の影響を少なくするために種々のくふうが提案されている。データ解析の場合、 $AW^{1/2}$ を QR 分解すればよく、誤差行列は $E_x = R^{-1}\tilde{R}^{-1}$, $E_y = W^{1/2}\tilde{Q}\tilde{Q}W^{1/2}$ によって与えられる。

(2) 非線形最小二乗法: $f(x)$ が x に対して非線形である場合は、反復法によって解く。方法には大別して、(a) 一般最適化法、(b) ニュートン系の方法、(c) ガウス-ニュートン系の方法の 3 種がある。(a) に属する方法 (巡回緩和法、シンプレックス法、最急降下法など) は効率が悪いが歴史が古く、初期の粗い探索に用いられたことがある。 $S(x)$ の最小値は $\partial S(x)/\partial x_i = 0$ を満たすので、これを非線形方程式としてニュートン法で解くのが (b) の方法である (⇒ 非線形方程式の数値解法)。 k 番目の近似値 $x^{(k)}$ から次の近似値 $x^{(k+1)} = x^{(k)} + \delta x$ を、一次方程式 $H\delta x = (\tilde{A}A + f \cdot \nabla^2 f)\delta x = -\tilde{A}f(x^{(k)})$ によって計算する。ただし $A_{ij} = [\partial f_i(x)/\partial x_j]_{x=x^{(k)}}$, $\nabla^2 f = [\partial^2 f/\partial x_j \partial x_i]_{x=x^{(k)}}$ である。ニュートン法は重解でなければ解の近くに二次収束するが、収束領域は広くない。さらに二階偏微分 $\nabla^2 f$ が必要なので、このままでは実用的でなく、一階偏微分 A のみを直接計算し、これから $f \cdot \nabla^2 f$, H または H^{-1} を逐次修正する方法が広く用いられ、準ニュートン法と総称される。二階偏微分を含む H の第二項を無視して $\tilde{A}A\delta x = -\tilde{A}f(x^{(k)})$ を解いて反復を行うのが (c) の方法であり、マ

ルカート法, パウエルの最小二乗法, ハイブリッド法など種々の変形がある。反復の各回が線形最小二乗法と同じ形をしているのが特徴である。

最少収量 [英 minimum yield, 独 minimale Ausbeute, 仏 rendement minimum, 露 минимальный выход] イオンが結晶に入射するとき, その軸あるいは面に平行に入射すればチャネリング効果が起こり, 結晶原子と近接衝突して高角度に散乱する入射イオンの収量は, チャネリングでない場合(ランダム方向)に比べて著しく減少する。入射方向がちょうど結晶軸あるいは結晶面に平行であるときこの収量は極小となるが, ランダム方向のときの収量(ランダム収量)とこれとの比を最少収量といって, 通常 χ_{\min} で表される。最少収量は結晶原子の熱振動および結晶の不完全性により大きく変化する。入射方向が結晶軸に平行で, 結晶が完全な場合, 結晶の原子密度 N , 軸方向の原子間距離 d , 熱振動の振幅の軸に垂直な成分の平均値を ρ_{\perp} とするとき, 表面近傍原子で散乱した入射粒子の最少収量は $\chi_{\min} = 3\pi N d \rho_{\perp}^2$ で与えられる。シリコン結晶の $\langle 110 \rangle$ 軸方向で室温の場合, χ_{\min} は約 3% である(⇒ブロッッキングデップ)。

最小束縛の原理 [英 principle of least constraint, 独 Prinzip der kleinsten Zwanges, 仏 principe de la moindre contrainte, 露 принцип наименьшего принуждения] 古典力学の運動方程式を変分原理の形に表現する方法のひとつで C. F. Gauss が 1829 年に考えたもの。質点系の直角座標を x_1, x_2, \dots, x_{3n} とし, 束縛力(仕事をしないとする)を除く外力のそれに対応する成分を X_1, X_2, \dots, X_{3n} とすると, 束縛がない場合の運動の加速度($\ddot{x}_j = X_j/m_j$)からのずれの二乗と質量の積の和

$$Z \equiv \sum_j m_j \left(\ddot{x}_j - \frac{X_j}{m_j} \right)^2$$

によって束縛量というもの定義する。運動はこの Z を最小にするように起る。ただし位置, 速度, 力, 質量は変化しないものとし, 束縛条件も変わらないとする。ホロノム系なら束縛条件は $F_k(x_1, x_2, \dots) = 0$ なので

$$\delta x_j = 0, \delta \dot{x}_j = 0, \delta X_j = 0, \delta m_j = 0$$

$$\sum_j \left(\frac{\partial F_k}{\partial x_j} \right) \delta x_j = 0$$

となる。最後の式を i で 2 回微分し, $\delta x_j = \delta \dot{x}_j = 0$ を用いると $\sum_j (\partial F_k / \partial x_j) \delta \ddot{x}_j = 0$ となるから, これを付加条件とみなしてラグランジュの未定乗数法を使うと, Z を最小にするという条件は

$$\delta Z = 2 \sum_j \left(m_j \ddot{x}_j - X_j - \sum_k \lambda_k \frac{\partial F_k}{\partial x_j} \right) \delta \ddot{x}_j = 0$$

と表せる。 $\delta \ddot{x}_1, \delta \ddot{x}_2, \dots, \delta \ddot{x}_{3n}$ は勝手にとってよいとすると, これから運動方程式

$$m_j \ddot{x}_j = X_j + \sum_k \lambda_k \frac{\partial F_k}{\partial x_j}$$

が得られる。非ホロノム系でも同様なことがいえる。

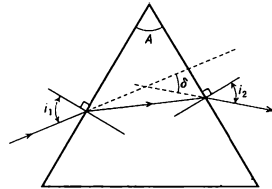
外力の働いていないとき, 滑らかな曲面上に束縛された 1 個の質点は等速運動をするが, そのときの速さを $v = ds/dt$ (s は軌道に沿って測った長さ) とすると

$$Z = \sum_{j=1}^n m \dot{\vec{x}}^2 = m v^2 \sum_j \left(\frac{d^2 x_j}{ds^2} \right)^2$$

と表され, 最後の和は軌道の曲率の二乗に等しい。実現する運動はこれを最小にするように行われるから, 測地線に

沿ったものとなる。これを多次元に拡張し, 外力も考慮したのが最小束縛の原理なので, H. Hertz はそれを最小曲率の原理とよんだ。

最小偏角 [英 angle of minimum deviation, 独 Winkel kleinster Abweichung, 仏 angle de déviation minimum, 露 угол наименьшего отклонения] プリズムに単色平行光線を入射したとき, 入射光線と射出光線のなす角(図の δ) をふれの角あるいは偏角という。入射角 i_1 を変えると偏角 δ も変化し, $i_1 = i_2$ のとき極小値をとる(図参照)。この



ときの偏角を最小偏角 δ_m という。プリズムの屈折率を n , プリズムのまわりの媒質の屈折率を n' , プリズムの頂角を A とすると次の関係がある。

$$\frac{n}{n'} = \frac{\sin \frac{1}{2}(A + \delta_m)}{\sin \frac{A}{2}}$$

この関係式はガラスなど透明な物質の屈折率を測定するのに用いられる。測定したい物質でプリズムをつくり, その A, δ_m をゴニオメーターで測定すれば n が求まる。プリズム分光器では, 注目する波長(または所要の波長領域の中心波長)の光線が最小偏角になるようにプリズムを設置する必要がある。それは, 最小偏角のとき, その波長の光に対してプリズムの分解能が最大となるほか, プリズムへの入射光線がわずかながら収束あるいは発散光束となった場合に像に非点収差が生じるのを防ぐためである。

再処理 [英 reprocessing, 独 Wiederaufarbeitung, 仏 retraitement, 露 переработка] = 使用済み核燃料再処理

細塵計 [英 dust counter, 独 Staubzähler, 仏 compteur de poussière, 露 пылемер] 空气中に浮遊する細かいごみや凝縮核の数(粒子数)を数えて, 空気単位体積中に含まれる粒子個数を測定する装置。空気をスリット状の孔から吹出させ, 粒子の慣性を利用してガラス板に衝突付着させるカスケードインパクター, 温度差を利用して衝突付着させるサーマルプレシピテーターでは, いずれも顕微鏡で計数する。このほかチンダル散乱光の光度を比較するチンダル・メーターや細管から吹出す空气中の粒子に光を当て, その散乱光から粒子数と大きさを自動的に計数するパーティクルカウンターなどがある。

再生検波 [英 regenerative detection, 仏 détection régénérative, 露 регенеративное детектирование] ⇒ 検波

彩層 [英 chromosphere, 独 Chromosphäre, 仏 chromosphère] 太陽表面を覆う厚さ 2000~6000 km の薄い層で 6000 K の光球と 10^6 K のコロナの間に挟まれている。温度は 6000~8000 K である。皆既の日食の直前と直後に, 十数秒の間弧状となって赤く見えるのでこの名がある。赤く見えるのは, 主として水素の発する 656.3 nm の輝線 H_{α} によるためである。逆にこの線の光のみを透過さ

せるフィルターで太陽面を見ると、日食外でも影層のようすがよくわかる。それによると、影層は一様な層にはほど遠く、針状に噴出したスパイクとよばれるガスの集合体が、網状になって存在している。また太陽黒点の周辺は強い磁場のために影層の様相がかなり異なっており、磁力線に沿った繊維状のガス体が顕著に見られる。影層が光球より外側にあってなお光球より高温である理由は、力学的エネルギーが光球下部から音波、電磁流体力学などによって運ばれて熱化するためであるとする説が唱えられている。しかし、観測的にも理論的にもいろいろな問題が残されており、最終的解決をみるに至っていない。なお、太陽と類似の恒星にも影層が存在することは、従来より Ca^+ の 393.3nm の吸収線中心部に線縁が重なっていることからわかっていて、近年人工衛星などによる紫外線領域の観測によって、いっそう明らかになってきた。

最速降下線 [英 *brachistochrone*, 独 *Brachistochrone*, 露 *брахистохрона*] 一様な重力の作用を受けている質点が、初速度 0 で与えられた点を出発し、常に軌道に垂直に働く滑らかな束縛と重力だけを受けながら運動して、与えられた別の点に達するとき、その所要時間を最も短くするような軌道曲線。それは、始点と終点を含む鉛直面内で始点を通る水平線に下側から接しながら転がる円周上の 1 点が描くサイクロイドで、始点を尖点とするものになることが証明される。

最大基準振動 [英 *maximum normal mode*, 仏 *mode normal maximum*, 露 *максимальная нормальная мода*] 固体における格子の基準振動はバンドをつくる。そのバンドの上端(振動数が最大)を最大基準振動といい、どのようなモードになるかは場合によって異なる。たとえば、1 種類の原子から成る一次元の鎖では、基準振動には音響的モードだけが存在し、ブリルアン域の境界である波数が最大のところで振動数も最大になる。また原子の種類が 2 種類になると音響的モードと光学的モードに分かれ、光学的モードの波数が 0 のところで振動数が最大になる。実際の結晶においては状況は多少複雑である。結晶中に母体原子よりも軽い不純物原子がある場合は、この不純物のまわりの局在振動は、もとの完全結晶の最大基準振動数よりも大きい振動数をもつ。

最大許容線量 [英 *maximum permissible dose*, 独 *maximal zulässige Dosis*, 仏 *dose maximale admissible*, 露 *предельно допустимая доза*] 放射線作業従事者に対する放射線防護の管理基準の基本量として、国際放射線防護委員会(ICRP)が導入したもので、MPD と略す。個人の生涯のいずれかの時期をとっても、感知しうような身体的障害または遺伝的障害を受ける確率が無視できるような放射線量の最大値であると ICRP の 1962 年勧告に述べられている。具体的には、連続 13 週(3 ヶ月)の期間に受ける線量(3 rem)と 1 年間に受ける線量(5 rem)の両方で決めており、前者が 1 回に受ける線量の限界値とされている。ただし、それまでに、その人の累積被曝線量が最大許容累積線量、 $5 \times (\text{年齢} - 18) \text{ rem}$ を超えないことという条件が付けられている。ICRP では、1965 年勧告で MPD を全身被曝に対して年間 5 rem と改め、さらに 1971 年勧告では、許容線量なる用語の使用を廃止し、代りに線量限度を導入した。「職業人(放射線作業者)に対する年間の線量限度は 5 rem である」と表現される。なお、この 1971 年勧告では、線量限度は「非確率的な有害な影響を防止し、ま

た確率の影響を容認できると思われるレベルにまで制限する」ものとして決められている。放射線障害防止法などが国の法体系には、最近まで ICRP の 1962 年勧告が採用されていたが、最新の 1977 年勧告を取入れて 1984 年より新しい法令に修正された。

最大許容濃度 [英 *maximum permissible concentration*, 独 *maximal zulässige Konzentration*, 仏 *concentration maximale admissible*, 露 *предельно допустимая концентрация*] 放射能を含む空気や水を摂取しつづけたとき、内部被曝により任意の 1 年間に受ける実効線量当量が最大許容線量に相当する放射能濃度のこと。MPC と略称される。

最大仕事の原理 [英 *principle of maximum work*, 独 *Prinzip der maximalen Arbeit*, 仏 *principe de travail maximum*, 露 *принцип наибольшей работы*] 体系が状態変化を行うときには、熱力学第二法則より

$$dU - T^{\text{e}} dS - d'W - d'A \leq 0 \quad (1)$$

が成り立つ。ここで U は体系の内部エネルギー、 S はエントロピー、 T^{e} は外界の温度、 $d'W$ は外から与えられる仕事、 $d'A$ は与えられる質量作用である。体系が外界になす仕事 W^* は $d'W$ の符号を変えたものであるから、 $-d'W = W^*$ において

$$W^* \leq -(dU - T^{\text{e}} dS - d'A) \quad (2)$$

が成り立つ。過程が可逆的なとき等号が成り立つ。そのとき、状態変化において体系が外に対してなす仕事の最大値である。すなわち最大の仕事は、与えられた条件の下で可逆変化のとき得られる。これを最大仕事の原理という。いま準静的過程で考えれば、等温・等積の条件の下では式(2)から、 $(W^*)_{\text{max}} = -dF$ が得られる。すなわち、この場合には最大仕事はヘルムホルツの自由エネルギーの減った量に等しい。等温・等圧とすれば式(2)から $(W^*)_{\text{max}} = -pdV = -dG$ が得られる。すなわち、この場合は自分自身が膨張するのに必要な仕事を差引いて、残りに対してなす最大の仕事はギブスの自由エネルギーの減った量に等しい。

最大想定事故(原子炉の) [英 *maximum postulated accident*, 独 *größter annehmbarer Unfall*, 露 *максимальная предполагаемая авария*] 原子力施設の安全性に関連する、ある特定の側面を評価するために想定される事故のうち最も厳しいものをいう。想定事故としては立地評価用の重大事故、仮想事故、設計評価用の設計基準事故などがある(⇒仮想事故)。原子炉に生じうる無数の異常、事故の経過と結果を、少数の想定事故で包絡できるように、起因事象、途中経過などが定められる。また想定目的に応じて、現実には生じうる事象にさまざまな人工的仮定を加えることが多い。現在では最大想定事故のみでは安全性の評価は行わず、十分厳しい少数の想定事故をもとに評価される。最大想定事故に近い概念は高速炉で最大仮想事故とよばれている炉心熔融事故であろう。

最大排気量 [英 *maximum throughput*, 独 *maximaler Durchsatz*, 露 *наибольшая быстрота откачки*] 真空ポンプまたは排気系が処理できる最大のガス流量、つまり最大の Q 値のこと。真空ポンプが補助ポンプを必要としない場合、またはため込み式ポンプの場合は、最大 Q 値は明確に決定できる。この場合はポンプの排気速度 S を動作圧力 p の関数として知ることができれば、 $Q = Sp$ の最大値が最大排気量である。真空ポンプが補助ポンプ(あるいは

は排気系)を要する場合には、最大 Q 値は補助ポンプの大きさによって変わるので、ポンプ単体の最大 Q 値よりも補助ポンプも含めた排気系全体としての最大 Q 値が実際の意義をもつ。つまり補助ポンプ(あるいは排気系)を含む多段式排気系では、構成要素であるすべてのポンプが正常動作をしようする Q 値の最大値をもって、最大排気量とする。いずれの場合でも最大排気量以上のガス流量が与えられると、真空ポンプまたは排気系は排気機能を著しく損う。

最大摩擦 [英 maximum friction, 独 größte Reibung, 仏 frottement maximum, 露 максимальная сила трения] ⇒ 摩擦

最大流問題 [英 maximum flow problem, 露 задача нахождения максимального потока] 有向グラフ $G=(V, E)$ において、各辺 $e \in E$ に容量 $c(e) \geq 0$ が対応しているものとする(⇒グラフ理論)。 V の異なる2頂点 s と t が与えられたとき、各辺の容量制約を満たし、 s と t 以外の頂点では[流入量=流出量]なる関係を満たす流れのなかで s から t への純流量を最大化する問題を最大流問題という。これを式で表せば、 $f(e)$ を辺 e 上の流れとして

最大化 F

条件

$$\sum_{e \in A(v)} f(e) - \sum_{e \in B(v)} f(e) = \begin{cases} F & (v=s \text{ のとき}) \\ 0 & (v \in V \setminus \{s, t\} \text{ のとき}) \\ -F & (v=t \text{ のとき}) \end{cases}$$

$$0 \leq f(e) \leq c(e) \quad (\forall e \in E)$$

となる。ここで $A(v)$ は v を始点とする辺の集合であり、 $B(v)$ は v を終点とする辺の集合である。この問題の解法としては、フォード-ファルカーソンのラベリング法と、R. M. Karp, E. A. Dinic によるその改良法、および単体法などが知られている。また、 s と t を分離するカットを $(X, \bar{X}) (s \in X, t \in \bar{X}, X \cap \bar{X} = \phi, X \cup \bar{X} = V)$ とし、 $E(X, \bar{X}) = \{e | e = (u, v), u \in X, v \in \bar{X}\}$ と定義したとき、 (X, \bar{X}) のカット値を $c(X, \bar{X}) \equiv \sum_{e \in E(X, \bar{X})} c(e)$ とすると、最大

流量 $F = \min\{c(X, \bar{X}) | (X, \bar{X}) \text{ は } s \text{ と } t \text{ を分離するカット}\}$ に等しくなる。これを最大流・最小カット定理という。

最短ハミルトン路問題 [英 shortest Hamiltonian circuit problem, 露 задача о кратчайшем пути Гамильтона] グラフ $G=(V, E)$ の各頂点をちょうど1度通る単純閉路(⇒グラフ理論)をハミルトン閉路といい、ハミルトン閉路のなかで閉路上の辺の長さの和が最小なものを求める問題のこと。巡回セールスマン問題ともいう。この問題は機械などのスケジューリングに広い応用をもつものであるが、いわゆる np 完全なクラスに属する難しい問題であって、大規模な問題の厳密な最適解を効率的に解くアルゴリズムはまだ見つかっていない。しかし、この問題に対してはその理論的重要性を背景に、種々のヒューリスティック解法や切除平面法などが考案されており、頂点 v_i から v_j への距離 d_{ij} が頂点 v_j から v_i への距離 d_{ji} に等しい「対称な」巡回セールスマン問題に対しては、頂点数 300 程度の大規模問題が解かれている。

最短路問題 [英 shortest path problem, 独 Problem des kürzesten Weges, 露 задача выбора кратчайшего пути] グラフ $G=(V, E)$ の各辺 $e \in E$ の長さを $l(e)$ としたとき、ある特定の頂点 $v \in V$ から他の頂点 $w \in V$ に至る経路のうちで、経路上にある辺の長さの和が最小となるもの

を求める問題。最短路問題は最大流問題と並んで、グラフ上の最適化問題として最も広い応用をもつもので、これを具体的に求めるアルゴリズムとしては、各辺の長さが負でない場合には、ダイクストラのアルゴリズム(1959年)が、そして辺の長さが負であることを許す場合やすべての頂点対間の最短路を求める場合には、ウォーシャル-フロイドのアルゴリズム(1962年)が有効である(⇒グラフ理論)。

ザイツ Seitz, Frederick 1911.7.4— アメリカの固体物理学者。サンフランシスコに生れる。スタンフォード大学、プリンストン大学に学び、現在ウィグナー-ザイツ法として知られる金属の凝集エネルギーの理論を導き、1934年学位を取得した。1936年ロチェスター大学助教授、1937年ジェネラル・エレクトリック社研究所員、1939年ペンシルバニア大学助教授、1942年カーネギー工学研究所物理学者部長を経て、1949年イリノイ大学物理学教授となり、J. Bardeen らの優れた研究者とともに、固体物理学研究における同大学の黄金時代を築き上げた。転位理論、イオン結晶の着色中心、誘電破壊などに関する業績があり、特に多くの実験・理論研究者を育成、組織して国際的スケールで研究活動を高めた貢献は大きい。1962年 国立科学アカデミー議長、1968年ロックフェラー大学学長となり、アメリカにおける科学行政一般に関しても重要な役割を果たしている。なお D. Turnbull との共同編集による *Solid State Physics* のシリーズは、1955年以來すでに40巻を超え(補巻も含めて)、急速に拡がる固体物理学各分野の発展の解説書として多くの研究者に利用されている。[著書] *Modern Theory of Solids*, 1940; *The Physics of Metals*, 1943。

最適化 [英 optimization, 独 Optimierung, 仏 optimisation, 露 оптимизация] 一般にある系を最適にする操作を意味するが、特に多変数関数 $f(x)$ (x は変数ベクトル)の最大値または最小値、およびそれを与える x を求める数値計算法を指すことが多い。それぞれ最大化、最小化とよばれる。 $f(x)$ の最大化は $-f(x)$ の最小化に帰着される(⇒非線形最小化法)。

最適化問題 [英 optimization problem, 独 Optimierungsproblem, 露 задача оптимизации] 複雑なシステムの設計や運用にあたって、意思決定主体にとっての望ましさを表現する評価尺度を設定し、与えられた環境条件、情報構造の下で、この評価尺度を最適化する決定変数を求める問題。評価尺度を最大化する場合を最大化問題、最小化する場合を最小化問題という。最適化問題を類別する主要な要因としては次のようなものがある。(1) 意思決定者: 単一意思決定者と複数意思決定者。(2) 評価尺度: 一次元的な場合と多次元的な場合。(3) 時間特性: 静的(一段階)システムと動的(多段階)システム。(4) 環境条件: 確定的環境、確率論的環境および不確定環境。(5) 情報構造: 完全情報と不完全情報。このような分類を行ったとき、単一意思決定者、一次元的評価関数、完全情報の場合は、静的システム/確定的環境に対応する数理計画法、動的システム/確率論的環境に対応する最適制御理論および動的計画法、単一意思決定者、多次元評価関数に対応する決定分析と多目的最適化法、不完全情報を取扱う情報の経済学、複数意思決定者の場合を取扱うゲーム理論などがそれぞれ独立の分野として発展している。

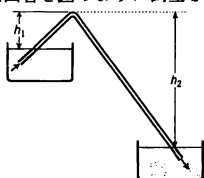
最適制御 [英 optimal control, 独 optimale Regelung, 仏 commande optimale, 露 оптимальное управление]

自動制御で、プロセスの収益、効率、損失などの量を最大または最小に保持するための制御をいう。これを達成するのにどのような制御入力を用いたらよいかを考える方法として最大原理法あるいはダイナミックプログラミング法が1950年代後半ごろから提案されている。これらは数学的には変分法を用いた自動制御理論である。この理論を使って最短時間制御、最小エネルギー制御のような問題を扱うのが最適制御である。最適制御はさらに動的システムを扱う場合と定常状態だけに着目する場合とに分類できる。通常、前者を最適制御、後者を最適化制御とよぶ。最適化制御では制御系の応答が外乱に比べて十分速い場合にはその動特性を無視し、静的な系として取扱えるものと仮定して設計される。実際に適用される数学的モデルとしては最急傾斜法、頂点保持法のようなモデルが使用される。いずれの場合も制御対象の操作量とそれを評価する評価関数を数学的に取扱いた評価関数の極大値を見つける方法である。操作量を端から順に変えながら最大値を検出し、検出された最大値の近傍に保つように制御するのが頂点保持法である。最急傾斜法は試行値を操作量に与え、そこを出発点にして評価関数の傾斜を求め最大傾斜の方向を検出しながら頂点に達する方法である。

再度量子化 = 第二量子化

サイバネティクス [英 cybernetics, 独 Kybernetik, 仏 cybernétique, 露 кибернетика] 機械や生物における情報と制御を包括的に取扱う体系。N. Wiener は、フィードバック機構により目標を実現する現象の一般性に注目し、これを中心とした科学の新分野を提唱して、サイバネティクスと名づけた。サイバネティクスは通信などにおける信号の統計的取扱い、時系列信号と雑音の理論、フィードバックと自動制御、系の安定性と振動現象、生体における神経系、学習機械、自己増殖系などを対象としている。サイバネティクスのことばは、ギリシア語の舵をとること(κυβερνήτης)に由来する。

サイフォン [英仏 siphon, 独 Saugheber, 露 сифон] 液体を満たした曲管を図のように倒立させ、両端での圧



力の差を利用して液体を取出す装置。液体が連続的に流れるためには、両液面の高さに差がある($h_1 < h_2$)ばかりでなく、液体の密度を ρ 、重力の加速度を g 、大気圧を p_0 とするとき、 $p_0 > \rho gh_1$ の条件(最高所の圧力が負にならない)が満足されなければならない。したがって、水では h_1 が約 10 m 以下、水銀では約 76 cm 以下であることが必要である。

細胞 [英 cell, 独 Zelle, 仏 cellule, 露 клетка]

(1) 形態: 細胞は生物の構造的・機能的単位である。原則として1個の核をもち、細胞膜によって取囲まれた袋状の構造をしている。既知の最小の細胞は直径 $0.1 \sim 0.25 \mu\text{m}$ のマイコプラズマであり、多細胞生物は体積 $200 \sim 2000 \mu\text{m}^3$ 程度の細胞で構成されている。原核生物(細菌、藍藻)の細胞の大きさは、多細胞生物のそれに比べて小さい。単細胞である原生動物の細胞は、一般に多細胞動物の細胞

より大きく、卵割以前の卵細胞は、原生動物程度の大きさのものから、魚卵・鳥卵のように巨大で肉眼的な大きさのものまである。細胞の形態は、流動モザイク模型によれば細胞膜には表面張力(赤血球などでは $2 \times 10^{-4} \sim 8 \times 10^{-4} \text{N} \cdot \text{m}^{-1}$)のみ作用するから、球形が原則であろうが、単細胞のものでも球形の細胞は少ない。細胞の形は、細胞内構造である微小管・微小糸で構成される細胞骨格や、細胞膜に接して存在する細胞外物質、そして多細胞生物では細胞と細胞の結合によってさまざまなに変化する。細胞内には、細胞(小)器官とよばれる小構造体があり、それぞれ一定の機能を果している。核・ミトコンドリア・葉緑体など DNA を含む構造を狭い意味での細胞器官とよぶこともあるが、一般には細胞基質とよばれる可溶性タンパク質や、転移 RNA などの核酸、可溶性多糖類、そのほか低分子物質を含む、電子顕微鏡的に無構造に見える部分から判然と区別される構造を細胞器官とよぶ場合が多い。ゴルジ体、リソソーム、小胞体およびリソソーム、ミクロボディが広い意味での細胞器官として存在する。これらの細胞器官は真核細胞には存在するが、原核細胞には、核膜によってくぎられた核、ミトコンドリア、葉緑体、小胞体などの構造がなく、ミトコンドリアや葉緑体が果すような機能は細胞膜によっている。

(2) 機能: 核・ミトコンドリア・葉緑体は遺伝情報の担い手である DNA をもち、エネルギー生産も可能であるが、それらを構成するタンパク質をすべて生産するわけではない。また、これらの細胞器官は、細胞内のほかの部分と独立しているわけでもない。細胞は、エネルギー生産系と、生産されたエネルギーを用いてさまざまな生理機能を発現させるエネルギー消費系をもっている。生体エネルギーの源はアデノシン三リン酸(ATP)であるが、アデノシン三リン酸(ADP)をリン酸化して ATP を生産する系には、解糖作用系、TCA サイクル、呼吸鎖などがある。解糖作用系は無酸素下でエネルギーを生成する系であり、細胞基質に存在する。TCA サイクルと呼吸鎖はミトコンドリアに存在し、細胞呼吸を行う系である。原核細胞では呼吸鎖が細胞膜に存在している。また、真核細胞でも、ミトコンドリアとは異なる呼吸鎖が膜に存在しているが、エネルギー産出を行う呼吸鎖はミトコンドリアのものである。これらの系でエネルギー源として分解される物質は糖類と脂質であるが、アミノ酸もエネルギー源になりうる物質である。これらの物質は、細胞が分泌するそれぞれの消化酵素によって細胞外で分解され、細胞膜を通して細胞内に取込まれる。多細胞生物では消化酵素を分泌する細胞が分化している。細胞膜を通して物質を出入りさせる機能も、細胞の重要な機能のひとつである。物質や荷電の勾配に逆らって物質を移動させることはエネルギーの消費を伴うので能動輸送とよばれる。エネルギー消費系のひとつは、細胞の変形や細胞運動を起す系である。細胞運動系は、アクチン・ミオシン系とマイニン・チューリン系であり、それぞれ微小糸と微小管を形成している。これらの構造の形成にもエネルギーを必要とする。これらの構造が細胞運動を引き起こすときに ATP を分解する。細胞機能を支えるタンパク質の合成もエネルギー消費を伴う。また、ほかの高分子物質である多糖類・脂質の合成系もエネルギー消費系である。これらの物質はそれぞれ細胞外物質・細胞膜を構成するばかりでなく、グリコーゲン・デンプン・脂肪などは貯蔵され、その顆粒が電子顕微鏡で細胞内に見いだ

される。生物の特徴のひとつである自己複製が細胞レベルで行われるが、これもエネルギー消費を伴う。細胞分裂に先立って DNA 合成が起るが、遺伝情報をもつ DNA の複製は自己複製の基本である。細胞質分裂も細胞変形・細胞運動の一例であり、エネルギー消費を伴う。DNA の前駆物質であるデオキシリボヌクレオチドも、ニコチン酸アミドアデニンジヌクレオチドリッ酸還元型(NADPH)を還元剤として用いてリボヌクレオチドを生成するエネルギー消費系の反応による。この NADPH は脂質の合成や光合成暗反応での糖新生に用いられる。糖新生系の還元剤はニコチン酸アミドアデニンジヌクレオチド還元型(NADH)である。これらはエネルギーを生成しうる物質であり、これらの合成系もエネルギー消費系である。多細胞生物の細胞では、細胞間認識や細胞接着が、細胞膜に存在するタンパク質および細胞外物質によって起り、組織形成の基礎になっている。原生動物など単細胞の個体間でも接合などの際に細胞認識・接着が起る。また細胞は物理的・化学的な情報に反応する機構をもつ。たとえば、光に対して反応する細胞ではその受容体である色素が必要であり、化学物質の場合はそれと結合する受容体が必要とする。これらの受容体をもつ細胞がそれらの情報に反応しうる。電気刺激やイオンによる刺激などの場合は細胞内外のイオン濃度差により膜電位が変化することによるといわれている。このイオン濃度差は、エネルギーを消費して保たれている。細胞外からの刺激による細胞機能制御は、細胞内に貯蔵されていた Ca^{2+} が細胞質へ放出され、それがカルモジュリンやトロポニンなどの Ca^{2+} 結合タンパク質と結合することによって行われている。また、細胞膜中のアデニレートサイクリースによるサイクリック AMP 生成、およびサイクリック GMP によるタンパク質のリン酸化が、細胞機能を制御していることも知られている。なお、細胞機能制御を行う物質としては、これらのほかにプロスタグランジンやポリアミンなども知られている。

細胞核 [英 cell nucleus, 独 Zellkern, 仏 noyau cellulaire, 露 клеточное ядро] (1) 構造: 真核生物(原生動物、菌類、および高等生物)の細胞中に存在する器官で、二重膜構造によってしきられており、特殊な細胞(たとえば筋肉)以外では 1 細胞当たり 1 個である。その形態は一般に球形または楕円体であるが、異形の核をもつ細胞(白血球など)もある。核の大きさは通常 $20\sim 30\mu\text{m}$ であるが、 $1\mu\text{m}^3$ 以下のもの(菌類)から $1000\mu\text{m}^3$ にも及ぶもの(未受精卵の核など)もある。核の形・大きさは、生理的条件下によっても異なり、膨化・縮退する。特に細胞分裂期には核膜が消失する。核内には仁(核小体)・染色質(染色体)やその集合体である染色中心・顆粒が存在し、核液を含んでいる。普通の光学顕微鏡では、核内に仁が見られるだけであるが、糸状構造の染色質は好酸性染色によって観察できる。細胞分裂期には染色質が染色体になる。染色質は DNA と塩基性タンパク質(ヒストン)を主要な構成物質としており、そのほかに酸性タンパク質や RNA を含んでいる。DNA 量は原則として生物の種ごとに核当たり一定である。しかし、細胞分裂 G_2 期(DNA 複製の起る S 期から細胞分裂まで)では倍量含まれている。原核細胞の場合、細胞の核に相当する構造は、DNA 繊維から成る膜のない小体であり、核様構造または核様体とよばれる。

(2) 機能: 核は、遺伝情報(⇒コドン)を保持している DNA をもち、その転写を行い、その結果合成される RN

A によって細胞質中でタンパク質の合成を行い、遺伝情報を発現させる。また、細胞分裂によって生じる娘細胞に、核において複製された DNA を配分し、遺伝情報を伝える役割を担っている。核には DNA ポリメラーゼや RNA ポリメラーゼが存在していて、これらの機能を発現させている。このほかに DNA の局所的分解を行う制限酵素や、DNA を結合するリガーゼ、またヌクレオチド代謝に関与する酵素が存在する。核はこのほかに多様な機能をもっており、NAD の合成酵素、ポリ ADP リボソドポリメラーゼなども存在している(NAD: ニコチン酸アミドアデニンジヌクレオチド, ADP: アデノシン二リン酸)。また、エネルギー代謝に関しては、解糖作用系の酵素や、生体の主要な還元剤である NADPH (ニコチン酸アミドアデニンジヌクレオチドリッ酸還元型)の生成に関与する酵素、ペントースの生成を行うペントース回路の酵素も存在する。

細胞間相互作用 [英 cellular interaction, 独 Zellschzenzellreaktion, 仏 réaction intercellulaire, 露 межклеточное взаимодействие] 細胞間の相互作用としては、細胞間の認識や、それに伴う細胞の接着と結合、細胞間の情報伝達などが挙げられる。細胞間の認識は、細胞膜のタンパク質や細胞間物質などによって行われる。特定の時期における粘着などの細胞集合や、レクチンなどの細胞凝集素による細胞結合、特に血液型による赤血球の凝集などは、細胞間の認識がなければ起らない。また、多細胞動物を細胞解離して、別種の細胞あるいは異なった器官・組織から得られた細胞を混ぜ合わせると、再集合が起った後に異なった細胞が分れてそれぞれ別の構造をつくり、両者が混合したまま存在することはない。これは細胞間の認識のよい例で、細胞選別または細胞分離とよばれる。その機構については、同種の細胞の表面に相補的構造をもつ分子が存在することによるという説と、細胞が合成する細胞間物質が細胞の種類によって異なることによるという説がある。原生動物の接合が雌型と雄型の結合に限られていることや、受精の初期における精子と卵の結合が同種間でも起ることも、細胞の結合に細胞間の認識が必要であることを示している。これらの認識もまた細胞表面物質あるいは細胞間物質によると考えられる。

細胞接着については、細胞表面間での Ca^{2+} - Ca^{2+} 結合(カルシウムブリッジ説)や、細胞表面の負電荷による斥力とファン・デル・ワールス力とのつり合いによる結合(コロイド模型説)、細胞間物質による接着、細胞表面の相補的基による接着など、さまざまな機構が考えられている。多細胞生物の細胞間には通常約 $15\sim 20\text{nm}$ の間隙があり、接着している部位では癒合膜またはデスモソームとよばれる構造をつくっている。そしてこのような細胞の接着があれば、細胞間の情報交換が可能であることが知られている。細胞間の情報伝達は、互いに接していない細胞でも、化学物質を放出する細胞と、それを受取る受容体を細胞膜にもつ細胞との間で起り、受容体の特異性によって特定の細胞のみが反応しうる。

細胞間認識 [英 cell recognition, 独 Zellerkennung, 仏 reconnaissance cellulaire, 露 клеточное опознание] ⇒ 細胞間相互作用

細胞間物質 [英 intercellular substance, 独 Zwischenzellsubstanz, 仏 substance intercellulaire, 露 межклеточное вещество] 多細胞生物の細胞間に存在し、細胞群

(組織)の形態、および細胞そのものの形態の保持を行っている物質で、その実体は細胞によって合成される多糖類とタンパク質である。動物組織では、ヒアルロン酸、コンドロイチン硫酸などを含むプロテオグリカン、コラーゲンなどの硬タンパク質が主であり、植物組織では、多糖類であるセルロースが主で、細胞壁を形成している。動物の結合組織は極めて多量の細胞間物質をもっている。また、骨格組織も結合組織と同じく多量の細胞間物質をもち、 Ca^{2+} 、 Mg^{2+} のリン酸塩や炭酸塩を含む。この場合、これらの無機塩も細胞間物質である。節足動物・軟体動物の外殻も多量の細胞間物質によって形成されている。その主成分はキチンであり、ムコ多糖の一種である。キチンは菌類・細菌の細胞壁にも含まれている。原生動物類などの単細胞生物にも、多細胞生物の細胞間物質と同じ物質が細胞表面に存在している。なお、血液や体液に含まれるタンパク質なども、広い意味では一種の細胞間物質とみなされる。

細胞接着 [英 cell adhesion, 独 Zelladhäsion, 仏 adhesion cellulaire, 露 клеточная адгезия] ⇨ 細胞間相互作用

細胞の分裂サイクル [英 mitotic cycle, 独 mitotischer Zyklus, 仏 cycle mitotique] 単細胞生物や多細胞生物の分裂組織の細胞は細胞分裂と成長を繰返している。細胞のこの生活環を細胞の分裂サイクル(細胞周期)という。細胞の分裂サイクルは、細胞分裂期と、分裂と分裂との間の中間期(間期)から成る。細胞分裂期はさらに前期、中期、後期、終期に分けられ、中間期は G_1 期(DNA合成前期)、S期(DNA合成期)、 G_2 期(DNA合成後期)に分けられる。DNAの自己複製はS期に行われる。RNA合成は中間期全体を通して行われ、この時期の核が代謝活性をもっていることを示している。1細胞周期および各期の所要時間は生物種や細胞の種類によって異なり、また観察時の条件によっても異なる。

細胞膜 [英 cell membrane, 独 Zellmembran, 仏 membrane cellulaire, 露 клеточная мембрана] (1) 構造: 細胞膜は細胞の外側に存在し、細胞の内外を分離している皮膜であり、半透性を示す。電子顕微鏡によって初めてこの膜の存在が明らかになった。その構造は電子密度の低い(すなわち明るく見える)中央の部分を含んで、その両側に電子密度の高い層がある。核、ミトコンドリア、小胞体、ゴルジ体などの膜も同一の構造をしている。その厚さは8~10nmである。形態学的に単位膜とよばれており、リン脂質とタンパク質から構成されている。リン脂質の極性基が水と接し、かつ内側に非極性の脂肪酸残基が並ぶことにより、水を主成分とする細胞の内外に向かって、リン脂質の二重層が形成されている。現在、これが細胞膜の主体であり、その中に、タンパク質がその非極性部分をリン脂質層に、また極性部分を膜の外側の水層に向けて入り混じっているといわれている。これをシンガーの流動モザイク模型という。

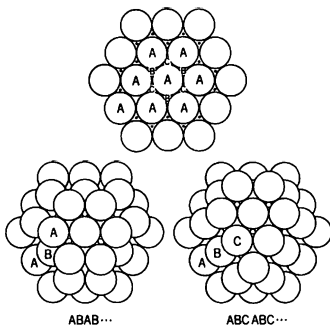
(2) 機能: 細胞膜の最も重要な機能のひとつは、細胞内外を分離していることである。その結果、限られた物質だけが細胞に入り出す。これを選択透過性という。膜の主体であるリン脂質に可溶な、極性の少ない物質は、極性の大きい物質に比べて透過にくく、また、細胞膜では一般に正イオンより負イオンの方が通りやすく、その理由はリン脂質の極性部位が負電荷をもつことによると考えられる。選択透過性は、特定の物質がその特異的担体と結合し

て、膜のタンパク質により能動輸送されることによって起る。細胞膜を挟んで内側に K^+ 、外側に Na^+ が多いが、このようなイオン濃度差は膜の能動輸送と Na^+ ポンプによって生じている。この能動輸送機構には膜の $\text{Na}^+/\text{K}^+/\text{ATP}$ アーゼが関与している。そして、主にこのイオン濃度差が内側が負である膜電位を生じさせている。細胞膜には Na^+ チャネルおよび K^+ チャネルとよばれる構造があり、そこから刺激によって Na^+ が流入し、逆に K^+ が流出して電位差が逆転する。これが細胞興奮を引起すひとつの要因と考えられている。また、 Ca^{2+} イオンの膜透過性の変化もその要因のひとつと考えられている。細胞膜には特定の化学物質(ペプチドホルモンなど)と特異的に結合する受容体があり、両者の選択的結合によって、細胞機能の活性化が引起されている。これらは細胞の被刺激性が細胞膜によることを示す。受容体の特異性が化学物質による細胞の被刺激性を決定すると考えられる。細胞の免疫特性の発現も、特定の受容体による細胞機能の変化に帰着されるであろう。特定の細胞の間で特異的に起る細胞接着も、細胞膜に存在するタンパク質相互の特異的結合によるものと考えられる。特異的な受容体、特異的な細胞接着などは、細胞分化が細胞膜に及んでいることを示す。細胞膜の変形による食作用や、細胞膜と分泌顆粒膜との融合による分泌、細胞間の膜融合なども膜の重要な機能である。

(3) 興奮: 細胞膜でのイオン透過性の増大は、休止時には負に荷電している細胞内側を正の荷電状態に変化させ、細胞興奮を引起す。また、細胞膜に存在する受容体と化学物質との特異的な結合が細胞膜に存在するアデニレートサイクラーゼを活性化してサイクリックAMPを産出させ、これとプロテインキナーゼによるタンパク質のリン酸化が、細胞機能を活性化して細胞興奮を引起す。これが膜のタンパク質成分による細胞興奮機構である。なお、刺激によって膜のリン脂質成分が変化し、その結果、膜の流動性が変化することや、膜のリン脂質の一部が膜から離れ、ホスホリパーゼ A_2 によってその脂肪酸成分(主としてアラキドン酸)が遊離し、アラキドン酸カスケードによってプロスタグランジンになり、その作用で細胞興奮が起ることも知られている。

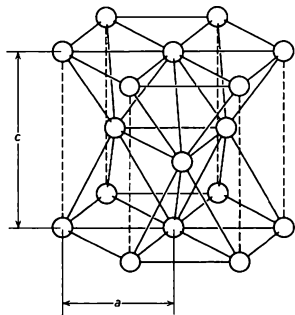
細胞模型理論 [英 cell model theory, 仏 théorie de modèle de cellule, 露 теория клеточной модели] = 格子模型液体論

最密構造 [英 close-packed structure, 独 dichtestgepackte Struktur, 仏 structure la plus compacte, 露 структура с плотной упаковкой] 分子を楕円体などで近似し、その最密(充填)構造を考えることであるが、一般的には同じ大きさの球を最も密に配列した構造をさす。原子は固有の半径をもった球と近似できるし、原子間の結合に強い方向性がある場合を除き結晶内では一般に原子は最も密に配列しようとする傾向があるので、この概念は結晶構造と深く関係する。いま半径 r_0 の球を平面上に最も密に配列すると六方対称をもつ構造が得られる。このように配列した層をA層、また球の位置をA点とする(図参照)。次にA層の上に密に球を積み重ねるのであるが、安定位置としてB,Cの2系統のくぼみがある。また、B層のくぼみはA,C点、C層のくぼみはA,B点であるから、結局、最短周期の積み重ねはABAB...(ACAC...は同等)の二層周期であり、次に短い周期がABCABC...(またはACBACB..., これは対掌的な関係にある)の三層周期である。前



者は六方晶系に属し最密六方構造(hcp 構造)、後者は立方晶系に属し最密立方構造(ccp 構造)とよぶ。層の面指数は前者では(001)、後者で(111)である。最密六方構造では $a=2r_0$, $c=4\sqrt{2/3}r_0=2\sqrt{2/3}a$ (層間距離の2倍), $c/a=2\sqrt{2/3}\approx 1.633$ が理想値であるが、現実の結晶では結合の異方性により理想値からずれていて、厳密には球の最密構造にならないのが普通である。空間群は $P6_3/mmc$, 原子の座標は $2/3, 1/3, 1/4$; $1/3, 2/3, 3/4$ である。最密立方構造は面心立方構造になり $a=2\sqrt{2}r_0$, 対称は $Fm\bar{3}m$ となる。これらの最密構造に球を配列した場合、球1個当りの体積は $4\sqrt{2}r_0^3\approx 5.66r_0^3$ となるのに対し、体心立方構造では $6.16r_0^3$, ダイヤモンド構造では $12.3r_0^3$ とすき間の多い構造になる。元素のうち常温で最密六方構造をもつものは22と多く、Be, Mg, Co, Zn, Cdなどがその例であるが、常温で最密立方構造をとる元素もAl, Ni, Cu, Ag, Au, Pbなど16種にのぼる。また、Ne, Ar, Kr, Xeなどの希ガス元素も低温で最密立方構造をとる。

最密六方構造 [英 hexagonal close-packed structure, 独 hexagonal dichteste Kugelpackung, 仏 structure hexagonale compacte, 露 гексагональная плотноупакованная структура] 六方晶系の対称性を持ち、0,0,0; $1/3, 1/3, 1/2$ に格子点を持ち、 a, c の間に $c=2\sqrt{2/3}a$ の関係が成立する結晶格子をいう(図参照)。hcp 構造ともいう。球の



最密六方構造の球の位置を格子点とする格子に相当するが、これはブラベ格子には含まれていない。最密六方構造をもつ元素は多く、常温ではBe($a=2.2866$, $c=3.5833$ Å, 22°C), Mg($a=3.20927$, $c=5.21033$ Å, 25°C), Co($a=2.5071$, $c=4.0686$ Å, 20°C), Zn($a=2.6648$, $c=4.9467$ Å, 25°C), Cd($a=2.97887$, $c=5.61765$ Å, 26°C)など22種にのぼる。ただし原子間の結合に方向性があるため c/a が理想値からはずれており、厳密な意味での球の最密六方構造で

はない。

サイモン Simon, Sir Francis Eugene (Franz Eugen) 1893.7.2—1956.10.31 イギリス(ドイツ出身)の物理学者。ベルリンに生れ、ミュンヘン、ゲッティンゲン、ベルリン大学に学び、W. Nernst の指導を受けた。1928年ベルリン大学員外教授、1931年ブレスラウ工業大学教授、1933年イギリスに渡り、1936年オックスフォード大学講師、1945年同教授。1923年Nernstの示唆に基づいて、K. Bennewitzとともに、水素やヘリウムのような沸点の低い液体の蒸発熱が、トルートンの規則(蒸発熱 \propto 沸点)から期待される値よりはるかに小さいのは、零点エネルギーによるものであることを示した。また、師Nernstの提案した熱力学の第三法則の意義を認識。P. DebyeとW. F. GIAUQUEの断熱消磁冷却についての論文が発表されるや、磁気エントロピーに対する考察の不備に気づいて、常磁性体をもつ大きな磁気エントロピーは、絶対零度に至る前に必ず0に向かい、それに伴って大きな比熱の山が現れなければならないことを指摘した。この指摘の正当性は、1933年に弟子のN. Kurtiの硫酸ガドリニウムの低温比熱の実験で立証された。ベルリン、ブレスラウ大学時代に、Simonは脱着法(1929年)および単一膨張法(1932年)によるヘリウムの簡単な液化装置を開発している。1933年には単一膨張機がイギリスで初めてのヘリウム液化装置としてオックスフォード大学に設置されている。彼はオックスフォードに移った後、Kurtiとともに断熱消磁の実験を開始する一方、液体ヘリウムの研究を含む幅広い活動を行い、同大学クラレンドン研究所を低温物理学の世界的中心のひとつに築きあげるのに重要な役割を果たした。1935年Kurtiとともに、核スピン系の断熱消磁によってさらに低い温度を生成しうることを提案したが、1956年オックスフォード・グループによる初めての核断熱消磁の成果を見てもなく永眠した。[主著] *Low Temperature Physics*, 1952; *Four Lectures* (N. Kurti, J. F. Allen, K. Mendelssohnと共著), 1952。

サイモンの式 [英 Simon equation, 独 Simonsche Gleichung, 仏 équation de Simon, 露 уравнение Симона] 固相にある物質の融点 $T[K]$ は、一般に圧力 p に依存する。サイモンの式はこの両者の間の関係を表す半経験式であって

$$p = A \left[\left(\frac{T}{T_0} \right)^c - 1 \right]$$

の形に書かれる。 T_0 は $p=0$ での(実際には常圧での)融点種々の物質に対するサイモンの式中のパラメーター

物質	T_0 [K]	A [kbar]	c
Na	371	14.4	3.15
K	337	4.80	4.21
Rb	312	3.95	3.70
Cs	302	2.64	4.50
NaF	1265	14.3	5.5
NaCl	1073.5	16.7	2.7
NaBr	1014	12.2	2.9
NaI	928	10.1	2.8
斜方頑火輝石 [MgSiO_3]	1830	28.5	5.01
透輝石 [$\text{CaMg}(\text{SiO}_3)_2$]	1665	23.3	4.64
曹長石 [$\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$]	1391	19.5	5.1

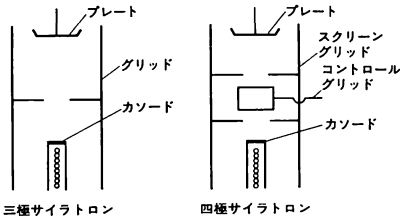
であり、 A, c は物質に固有の定数である。この式は F. E. Simon によって提唱された。もともとは He, Ne, Ar, N_2 などに対するものであったが、アルカリ金属をはじめ諸種の金属、アルカリ金属のハロゲン化物、ケイ酸塩鉱物などにも適用されている。以下に例としてアルカリ金属、Na のハロゲン化物、ある種のケイ酸塩についてのサイモンの式中のパラメーターの数値を表に示す。

最尤法 [英 maximum likelihood method] \Rightarrow 統計的推定

サイラトロン [英 thyratron, 独 Thyatron, 露 тиратрон] 熱陰極放電管(カソードを加熱し、熱電子放出を利用する放電管)に、グリッド電極を加えて放電の開始時の制御を行う型の放電管。グリッド制御放電管といわれるが一般にはアメリカ、ジェネラル・エレクトリック社の商品名サイラトロンおよび名で知られている。放電の開始時をグリッド電圧で制御できても、一度始動すると、グリッド付近のガス分子は電離し、グリッドは正イオンに取囲まれ、その結果制御能力を失う。停止はプレート電圧を封入ガスのイオン化電圧以下に下げて放電の維持を不可能にさせることによって行う。三極管と四極管とがあり、三極管では放電起動電圧 V_s は

$$V_s = (\text{定数}) + \frac{V_p}{\mu}$$

で表される。 V_p はプレート電圧、 μ は三極管としての増幅率に等しい。サイラトロンの封入ガスは H_2 , D_2 , Ar, Xe, Hg などである。水素入サイラトロンは、イオンの電極間走行時間を小さくし、また放電消失の際のイオンの拡散係数を大きくして、高速動作を可能にしたものである。図は三極、四極サイラトロンの概念図である。



三極サイラトロン

四極サイラトロン

サイリスター [英 thyristor, 独 Thyristor, 露 тиристор] pnpn 接合をもつ半導体のスイッチング素子。電気的特性は水銀整流器やサイラトロンに似ており、順方向電圧を加えたとき、ゲート信号により通電開始時期を制御できるので、この名称が生れた。シリコン制御整流素子 (SCR) のもよう。サイラトロンなどに比べて動作が速く、効率が高く、小型軽量、長寿命などの長所があり、その電力容量も大きくなり、交流、直流の安定化電源、大電力の変換器 (コンバータ) などに広く使用されている。サイリスターの基本構造は図1に示すとおりで、シリコンを材料とした pnpn の四層構造である。外側の p 層に陽極を、n 層に陰極を、内側の p 層にゲート電極をつける。陽極に + 電圧を加えてもゲート電流が流れない場合は電流はほとんど流れず、オフ状態である。電圧がある値 V_{br} (ブレイクオーバー電圧) 以上になると電流がオン状態となる (図2)。ゲートに電流を多く流すほどブレイクオーバー電圧は小さくなる。一度オン状態になるとゲートでは制御不能で、電圧を逆にするなどにより電流を切ることができる。したがって交流を加えゲート電流を加える位相の制御によ

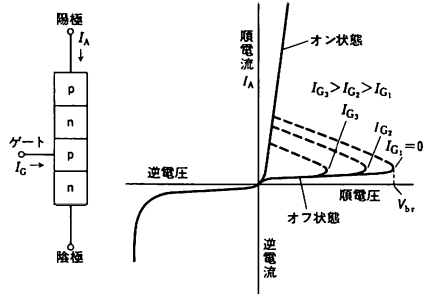


図1 構造

図2 特性

り電流のオン時間を調整して整流出力の大きさを制御、または出力安定化が可能である。構造的には pnp トランジスタ (T_1) と npn トランジスタ (T_2) を図3のように結合したものと考えられる。ゲート電流は T_2 で増幅されて T_1 のベース電流となり、さらにそれが増幅されて T_2 のベース電流となつて、正帰還が起り電流が飽和状態となりスイッチングが起る。サイリスターの性能は、主に耐電圧、順方向電圧降下およびターンオン時間によって決る。最近では 2500 V で 4000 A に耐えるサイリスターも開発され、光信号によってゲートの制御が可能なものもある。

材料科学 [英 materials science, 独 Materialwissenschaft, 仏 science des matériaux, 露 наука о материалах] 工学の対象である材料・エネルギー・情報の三大分野のうち、材料に関する科学を扱う学問を材料科学とよぶ。各材料の基底に共通的に横たわっている性質を研究する工学の基礎部門であり、物理学、化学、数学、生物学などの純理学と、半導体、金属、高分子などの工学の応用部門との間の橋渡し役をする。したがって、これは応用理学的であつて、物理学の大きな部門である物性物理学とは必ずしも判然たる区別をつけたいが、物性物理学がより純理学的であるのに対し、材料科学は、より工学基礎的であるといえよう。つまり材料科学という学問は、工業界における応用を念頭に入れ、そのニーズに沿った材料を創造、合成、開発するのに必要な基礎的領域を研究する部門である。したがって対象とする材料は、単に純粋な材料だけでなく、複雑な組織をもつ工業材料をも含めた広い範囲にわたる。破壊現象1つを調べるにも、結晶ばかりでなく非晶質や粘糊体の破壊をも共通的に調べるものである。また微小不純物が材料に重大な効果を及ぼすが、その対象材料は、金属、半導体、磁性体、誘電体、超伝導体、セラミックス、非晶質体、高分子、複合材料体、粘糊体、液体、ガス体、生物体などにまで及ぶ。

1958年アメリカ工業教育協会が工学基礎教育についてのカリキュラムを発表し、日本の関東工業教育協会がこれを1960年に訳した際に、初めて「材料科学」という訳語がつけられた。アメリカでは、materials science と名づけた学部や学科が大学の中に多く存在するが、物性物理学や材料科学の間に日本ではいほどの差異はない。

材料試験炉 [英 materials testing reactor, 独 Materialprüfungstreaktor, 仏 réacteur d'essais de matériaux, 露

図3 等価構造

реактор для испытания материалов] ⇨ 照射用原子炉

サイン・ゴールドン方程式 [英 sine-Gordon equation, 仏 équation de Sine-Gordon, 露 уравнение синуса-Гордона] 非線形波動方程式のひとつ。この方程式は微分幾何学の方では、古くからガウス曲率が -1 の曲面と関連してでてくる。すなわち線素 ds に對して

$$(ds)^2 = (d\xi)^2 + 2\cos\phi d\xi d\eta + (d\eta)^2$$

と書いたとき、 ϕ の満たす方程式は

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi \partial \eta} = \sin \phi \quad (1)$$

となる。また $\xi = (x+t)/2$, $\eta = (x-t)/2$ とおくと

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \sin \phi \quad (2)$$

と書ける。この方程式の解から別の解をつくるベックルント変換も論じられている。式(2)は(1+1)次元のクライン・ゴールドン方程式の一種と見ることができるのでサイン・ゴールドン方程式とよばれる。物理の方では J. I. Frenkel と T. A. Kontrova が、転位の連続体モデルとしてこの方程式を考えたのが最初であろう。式(2)の左辺の第一項は近接する粒子的変位による力でこれは通常の波を発生させるものであり、右辺は転移によって正常の位置にないときに発生する力を表している。この方程式は ϕ を空間座標、 t を時間座標と見たときのローレンツ変換で不変であり、1-キंक解(右側が高いならめらかな段状の解、左側が高いならめらかな段状の解を反キंक解という)、すなわち、たとえば、 $0 < \phi(x, t) < 2\pi$ $|x| < \infty$, $\phi(x, t) \rightarrow 0$ $x \rightarrow -\infty$, $\phi(x, t) \rightarrow 2\pi$ $x \rightarrow +\infty$ のような解は、キंक(斜面)の速さについて、キंकの広がり、ローレンツ収縮をうけ、そのエネルギーも特殊相対論の結果と一致する。またこの方程式の少なくとも古典的解は逆散乱法などでよく研究され、 N -キंक、 \bar{N} -反キंक解もわかっており、無限個の保存則などもわかっている。空間が一次元という欠点はあるが、場の量子論における素粒子モデルとしての資格を備えていると思われる。なおこの方程式をモデルと考える物理現象は転位に限らず、磁壁、ジョセフソン接合、自己誘導透過など物性物理学のなかに多く見いだされる。

坂田昌一 Sakata, Shoichi 1911.1.18-1970.10.16 日本理論物理学者。東京に生れる。5歳のとき一家とともに関西に移り、旧制甲南高等学校を経て京都帝国大学に学び、1933年 理学部物理学科を卒業する。高校時代に F. Engels 「自然の弁証法」の邦訳者 加藤正を知り、唯物論哲学に関する Engels, V.I. Lenin らの著作に関心を深めた。さらに武谷三男の説く「三段階論」の認識論的意義を高く評価し、自己の物理学研究の方法論的指針を唯物論哲学に求めて終生変わることがなかった。大学在学中に量子力学に関する仁科芳雄の特別講義にひかれ、卒業研究には湯川秀樹(当時京都帝国大学講師)の示唆によって原子核の理論を選んだ。卒業とともに理化学研究所仁科研究室に入り、朝永振一郎の指導を受けて研究を始めるが、翌1934年には招かれて大阪帝国大学理学部の湯川研究室の助手に着任。湯川の研究協力者となる。1935年には早くも連名で、原子核への K 軌道電子の捕獲の理論を発表。以後も湯川の第一の共同研究者として中間子論第二論文(1937年)、第三、第四論文(いずれも1938年)の完成に大きく貢献した。1939年 湯川の京都帝国大学教授就任とともに京都に戻り(理学部講師)、引続き中間子論の発展に成果をあげ(谷川安孝と連名の中性中間子の光子への崩壊の予言な

ど)、さらに1942年には谷川らとともに二中間子論を提唱した。二中間子論の諸種の可能性のうち、坂田-井上(健)の模型の正しいことが、1947年 C. F. Powell らの宇宙線による実験で確認された。1942年10月、名古屋帝国大学教授となり、理学部物理学教室に研究室を創設して理化学研究所、京都、大阪を結ぶ中間子討論会の指導者としてのひとりとして活躍し、1946年には C 中間子仮説(A. Pais と独立)によって量子電気力学の困難(電子の自己エネルギーの発散)を救う混合場理論を共同研究者(原治、梅沢博臣)とともに展開した。この理論は朝永振一郎の「くりこみ理論」発見の糸口の一つとなった。二中間子論の成功により1949年に朝日賞、翌年には学士院賞(恩賜賞)を受賞した。さらに1955年には新粒子の「複合模型」を唱え(論文による発表は翌年)、中間子論の完成以後の素粒子論の歴史に転換をもたらし、後年 M. Gell-Mann と G. Zweig の提唱したクォーク模型(1964年)の原初をなした。1960年 共同研究者(牧二郎、中川昌美、大貫義郎)とともに「名古屋模型」を発表してハドロンの基本粒子の構造を論じたが、これらの研究を通して物質の構造が無限の階層をもつとする哲学的観点を強調した。南部陽一郎の表現に従えば、湯川によって出発点が築かれた現代の素粒子論は、朝永のくりこみ理論と坂田の素粒子模型論とを2つの柱として今日の発展を見たものといえることができる。

第二次世界大戦終結後、坂田は名古屋大学物理学教室の復興を研究費民主主義の実現に求め、教室有志の支持と協力により教室憲章を制定して戦後の各大学ならびに学界の民主化に大きな影響を与えた。また日本学術会議の創設とともに会員に選ばれ没年まで務めるとともに、同会議の原子核特別委員会などにおいて指導的役割を果し、原子力平和利用三原則の徹底、科学研究将来計画の策定などに貢献した。他方、朝永とともに湯川に協力して科学者の社会的責任の観点から核兵器の廃絶と世界平和の確立のための科学者の運動の先頭に立ち、また原子力暴走防止の大衆的運動を積極的に支持した。1964年 北京科学シンポジウム日本代表団長として中国を訪問、その素粒子法論は毛沢東の強い共感を得たといわれる。1966年 名古屋大学理学部長に就任したが2年後に発病(骨髄腫)し、1970年69歳で没した。[論文集] *Scientific Works of Shoichi Sakata*, 1977; 「物理学と方法」(論集1)、「科学者と社会」(論集2) 論集編集委員会編, 1972。

坂田模型 [英 Sakata model, 独 Sakata-Modell, 仏 modèle de Sakata, 露 модель Саката] 原子核が核子(陽子と中性子)から構成された複合粒子であるように、ハドロン(強い相互作用をする素粒子)も3種類の基本粒子(陽子、中性子、 Λ 粒子)とその反粒子から構成された複合粒子だとするハドロンの複合粒子模型で、坂田昌一が1956年に提唱した。

1958年に小川修三は3種類の基本粒子は同質だと考え、基本粒子間の相互作用の完全な対称性を提唱し、翌年この対称性は池田峰夫、小川修三、大貫義郎や独立に山口嘉夫によって $U(3)$ 対称性として定式化された。

坂田模型は弱い相互作用の整理や中間子については非常に有効であったが、極めて低い質量をもつ8個の粒子(八重項)の中で p , n , Λ だけを特別扱いにする点で、バリオンについては実験事実の説明が困難であることがわかった。

ハドロンが3種類の基本粒子から構成された複合粒子

で、基本粒子間の相互作用は完全に対称であるとする考えはクォーク模型にそのまま引きつがれている。

サーキュレーター [英 circulator, 独 Zirkulator, 仏 circulateur, 露 циркулятор] 図1のように3～4個のポ

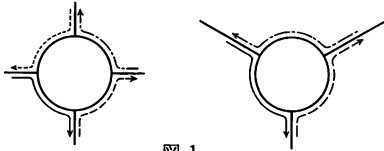


図 1

ートをもつフェライト素子内蔵のジャイロ磁気回路素子で、あるポートからの入力、残りのポートが整合されているとき、必ず右隣のポートへのみ出力される非可逆な機能をもっている。もし出力ポートに非整合の負荷が接続されていると、そこでの反射はさらに右隣のポートに現れる。このポートを整合負荷で終端しておけば、もとのポートに反射がもどらないので、アイソレーターと同じ機能を果たことになる。とくにフェライト自身で反射波を吸収するアイソレーターと異なり、フェライト自体では発熱が小さく冷却が少なくて済むので、大電力の反射波吸収にはサーキュレーターがもっぱら使用される。図2には4ポート

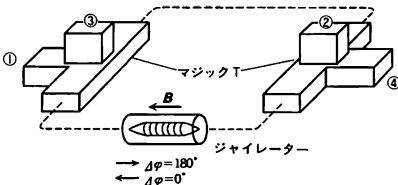


図 2

サーキュレーターの原理図を示す。①からの入力をマジック T でわけ、再び第二のマジック T で合成するが、分岐管の一方にジャイレーターによる 180° 移相器を挿入しておく。するとマジック T で合成された波は②のみに出力される。②からの入力には移相器は利かないので③のみに出力される。③からは④のみ、④からは①のみに出力されることも容易にわかる。図3は3ポートサーキュレーター

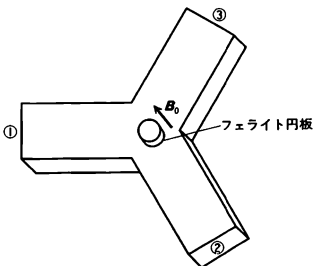


図 3

の例である。中央部に磁化されたフェライト円板がある。①からの入力波は、導波管の左寄りで B_0 の方向に閑し右偏波、右寄りでは左偏波の成分が多いが、 $|B_0|$ が共鳴磁場より小さいと右偏波に対する透磁率が負になるので(⇒ジャイロ磁気回路素子)全体として波は右へ曲げられ②から出力されることになる。

作業仮説 [英 working hypothesis, 独 Arbeitshypo-

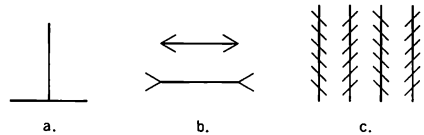
these, 仏 hypothèse de travail, 露 рабочая гипотеза] = 仮説

作業物質 [英 working material, 独 Arbeitsmaterial, 露 рабочее вещество] 熱機関は熱を仕事に変換する装置だが、その際に中心的役割を果たす物質をいう。たとえばシリンダーの中に詰込まれた気体や液体などの流体である。外部からこの物質に熱量を入れたり、他の熱源と接触させて熱量を取去ったりする。このような手続きによって物質が膨張したり収縮したりして、シリンダーにはめ込まれたピストンの運動となって仕事に変換されるのである。熱力学の理論的取扱いは作業物質として理想気体を考えることが多い。

サグ [英 sag, 独 Durchhang, 仏 flèche, 露 стрела прогиба] ⇒ パルス

索引 = インデックス

錯視 [英 optical illusion, 独 optische Täuschung, 仏 illusion optique, 露 оптический обман] 視覚を通じて知覚される事象は、外界の対象の物理的あるいは幾何学的特性とは必ずしも一致しない。図に、幾何学的錯視図形といわれるもののごく単純な例を示す。図aは横と縦の線分長さの見えかたの違い、図bは線分両端の広がりかたによる直線分長さの見えかたの違い、図cは平行線分が斜線に影響されて傾いて見える例である。これらの図形を見るとき、知覚と図形の幾何学的特性とは大変に違っている。

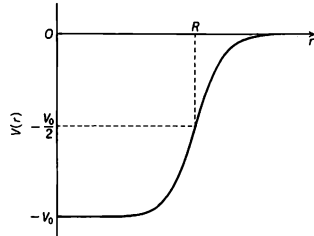


また地平線に沈む太陽は、中天の太陽よりもはるかに大きくみえる。このように視覚を通じて認識する事象と、外界の物理的、幾何学的特性との「ずれ」を一般に錯視という。

錯視とよぶことは、外界対象物と視知覚との1対1対応を仮定し、外界の特性と一致しないものは「誤り」であると素朴に考えることに基いている。しかし、この「ずれ」は本来の意味での「錯」視ではないというのが心理学的考え方である。つまり、上例のような錯視図形は、対象の幾何学的特性と知覚の「ずれ」を顕著に表すものであるが、決して「錯」視ではなく、また特殊のものでもない。むしろ、錯視こそ視覚系による知覚の特性を顕著に示すものと考えられる。

作図装置 = プロッター

サクソン-ウッズ・ポテンシャル [英 Saxon-Woods potential, 独 Saxon-Woods-Potential, 仏 potentiel de Saxon-Woods, 露 потенциал Саксона-Вудса] 原



子核内の核子の運動を記述する一粒子ポテンシャルとして、また、核の弾性散乱を記述する光学ポテンシャル(⇒光学模型)として広く用いられているもの。ポテンシャルの深さ V_0 、核半径 R 、表面の広がりパラメーター a を用いて

$$V(r) = -V_0 \frac{1}{1 + \exp\{(r-R)/a\}}$$

で表される(図参照)。

サクソン・ハットナーの定理 [英 Saxon-Hutner theorem, 仏 théorème de Saxon-Hutner, 露 теорема Саксона-Гутнера] 2種類の原子 A, B から成る一次元混晶のスペクトル(電子状態のエネルギー固有値, 格子振動の振動数, などのスペクトル)において、純粋な一次元 A 結晶と純粋な一次元 B 結晶に対してともにスペクトルギャップであるようなスペクトル領域は、常に(混晶中での A, B 原子の配列のしかたに関係なく)スペクトルギャップとなるという定理。最初, 1949 年に D. S. Saxon と R. A. Hutner により推論され, 1951 年に J. M. Luttinger により証明された。その後, 高次元の場合や一般のランダム系への拡張も与えられている。

錯体 [英 complex, 独 Komplex, 仏 complexe, 露 комплекс] 「簡単な原子・分子・イオンから構成される, より高次の構造・特徴的な性質をもった複合体」という意味で, 化学的な研究に広く用いられる用語であるが, 複合体の複雑さの程度, 構成粒子間に働いている力の性質や強さ, 複合体の安定さなどは場合によって極めて異なり, 簡単に定義しがたい。次のようなものが含まれる。

(1) 金属錯体: 金属, 特に重金属の原子やイオンに, 配位結合により種々の分子や負イオンが結合したもの。[Co(NH₃)₆]Cl₃, K₄[Fe(CN)₆] など, 化学で古くからよく知られた錯塩類のほか, カルボニル類(たとえば [Ni(CO)₄]) やメタロセン(たとえば [Fe(C₅H₅)₂]) など, 金属と炭素との結合を含む有機金属化合物や, 多くは π 電子共役系を含む複雑な有機化合物の分子や, イオンが金属イオンを囲む環式の構造をなしている金属キレートなど, さまざまなものがある。金属キレートのなにはクロロフィル, ヘモグロビン, ビタミン B₁₂ など, 生命現象に密接に関係した重要な物質も少なくない。(2) 分子間化合物: 無機物・有機物の分子が, さらに配位結合やさまざまな分子間力によって結合して生ずるもの。分子間力としては水素結合やファン・デル・ワールス力のほか, いわゆる電荷移動力がしばしば重要な役割を果たす。ベンゼンやアセトンとハロゲン分子との化合物や, p-ベンジキノンとヒドロキノンの化合物(キノヒドロquin)などは, このような錯体(電荷移動錯体, CT 錯体)の例として古くからよく知られる。電荷の移動はイオン化ポテンシャルの小さい分子と, 電子親和力の大きい分子の間, すなわち電子の供与体と受容体(ドナーとアクセプター)の間で生ずるから, これらはドナー・アクセプター錯体ともよばれる(配位結合や水素結合もそれぞれ電子対の供与・受容の伴うものであるから, それらによる錯体もやはりドナー・アクセプター錯体とよばれることもある)。物性論的に興味深い物質が多く, 電荷の移動に関連する特異な強い色(電荷移動吸収)や高い電導性が, しばしば著しい異方性を伴って観察される。TTF-TCNQ 錯体などはその例である。(3) 活性錯体: 化学反応が起るときには, 原子・分子・イオンなどの衝突によってまず不安定な集合体が生じ, それが分解すると考えられ

る。たとえば水素原子 H_A と水素分子 H_B-H_C が衝突すると, H₃(=H_AH_BH_C) という高エネルギーの粒子が生じ, これが分解するとき H_A-H_B, H_A-H_C のような新しい組合せの分子が生ずる。この H₃ のような粒子を活性錯体という。活性錯体は原子的尺度で見た系の自由エネルギーが極大になっている状態に当り, したがって極めて短命な遷移状態であるが, 種々の原因でその構造が多少とも安定化され, 物理・化学的方法でその存在を確かめやすくなると, 反応中間体とよばれるようになる。これも錯体のひとつである。(4) これらのほか, 固体の表面上に気体や液体の分子が付着して生ずる吸着化合物, グラファイトや黒リンなどの巨大分子の層の間に種々の分子やイオンが介在する層間化合物, ヨウ素・デンプン反応で生ずる青色物質や希ガス水和物のように一方の分子がトンネル状態またはかご状の空洞をもつ構造をつくり, その中に他方の分子を取込んだ包接化合物なども, それぞれ錯体のひとつに数えられる。

座屈 [英 buckling, 独 Knickung, 仏 flambage, 露 продольный изгиб] はり, 板, 殻が圧縮荷重によって変形するとき, 全体的あるいは部分的に荷重が小さいうちは荷重に比例して変形するが, 圧縮応力がある限界値を超えると荷重がほとんど増加しないままでも急激に大きなたわみ変形が生じる。この現象を座屈という。応力の限界値を座屈応力, 対応する荷重を座屈荷重という。簡単な例として柱の座屈を考える。図1に示すように荷重が座屈荷重より

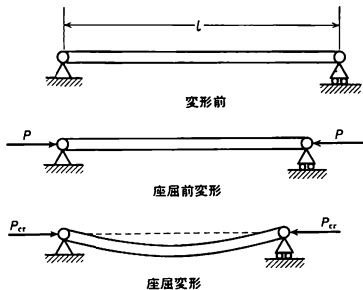


図1 柱の座屈

り小さいときは軸方向に比例して縮む。 $P = P_{cr}$ になると急激にたわみが生じる。座屈応力 σ_{cr} と座屈荷重 P_{cr} は次式で与えられる。

$$\sigma_{cr} = \frac{P_{cr}}{A}$$

$$P_{cr} = \frac{\pi^2 EI}{l^2}$$

ここで EI は柱の曲げ剛性, A は断面積, l は長さである。板の座屈の例を図2に示す。座屈荷重より小さい荷重では

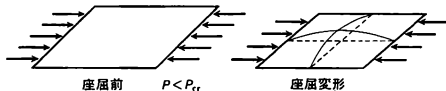


図2 板の座屈

板は縮むのみであるが, 座屈後は図2のようにたわむ。流体圧を受ける球殻は完全な球でない図3のように座屈する。変形が弾性の範囲で座屈が発生する場合弾性座屈という。このとき荷重を除けばもとの状態に戻る。はりの長さが短くなったり, 板, 殻の板厚が大きくなると, 座屈応力

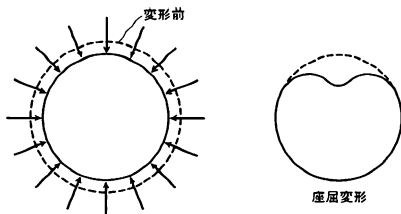


図 3 球殻の座屈

が高くなり、圧縮応力が降伏応力を越えて座屈する場合がある。これを塑性座屈という。

サジタル光線 [英 sagittal ray, 独 Sagittalstrahl, 仏 rayon sagittal, 露 сагитальный луч] 共軸光学系において、物点と光軸を含む子午面(メリジオナル面)に垂直な球欠面(サジタル面)内にある光線のこと。軸上の物点から出る光線はすべてメリジオナル光線であるが、軸外の物点に対しては必ずサジタル光線が存在する。主光線を取りまく無限小光線束を考え、その非点収差を取扱うとき問題となる。無限小サジタル光線束による結像では、主光線に沿って屈折面から物点、像点までの距離を測ると、物点と像点の距離を結びつける関係式は、軸上物体に対するものとよく似た形をしている。屈折面から主光線に沿って物点、像点までの距離を s, s' , 屈折面の曲率半径を r , 屈折面の前後の媒質の屈折率を n, n' , 主光線の入射点における入射角、屈折角を i, i' とすると

$$\frac{n'}{s'} - \frac{n}{s} = \frac{n' \cos i' - n \cos i}{r}$$

となる。一般のサジタル光線はスキュー光線であるので、その光線跡は平面幾何学でなく立体幾何学によらなくてはならない。光学系に入射する前は、球欠面内にあったサジタル光線は、1回の屈折・反射後、もはや同一平面上にはない。非点収差、像面の曲がりが存在するとき、サジタル光線とメリジオナル光線のそれぞれによって生じる像の位置は、軸上では一致し、軸外では離れていて、軸上に接する2つの異なった像面が生じる。非点光線束の波面を考えると、微分幾何学によれば、曲率が極大、極小の方向が互いに直交している。この方向が上に述べた、子午面および球欠面である。

鎖状高分子 [英 linear polymer, 独 lineares Polymer, 仏 polymère linéaire, 露 линейный полимер] 分子の構造単位が一次元の鎖状に連結してできた高分子であって、枝分かれ高分子、グラフト高分子、橋かけ高分子、網状高分子などとは区別される。天然高分子のゴム、セルロース、デンプン、繊維状タンパク質など、合成高分子のビニル重合体、ポリエステル、ポリアミドなどが鎖状高分子の例である。

鎖状高分子の背骨になっている部分の原子または原子団は主鎖とよばれ、この主鎖から側方につながっている部分の原子または原子団は側鎖とよばれる。2種類以上の構造単位が含まれている場合は共重合体とよばれる。

鎖状高分子はその構造単位の配列のしかたによってコンフィグレーションの違いを生じ、また主鎖の分子運動によって時々刻々に種々のコンフォーメーションを生じている。ガラス転移点以下の温度では主鎖のセグメント運動が凍結するので、ガラス転移点以上の温度とは非常に違った物性を示す。そのほか主鎖の局所運動や側鎖の運動がそれ

ぞれ凍結する温度は高分子の緩和現象の温度分散として観測される。

サスペンション [英仏 suspension, 独 Suspension, 露 суспензия] 1つの連続相中に他の相が溶けずに微粒子として不規則に分散している状態、あるいはその混合物。懸濁質または微粒流体ともいう。通常は液体中に固体微粒子が分散している場合(懸濁液)をいうが、気体中に液体や固体の微粒子が分散していたり、液体中に気体や他の液体の微粒子が分散しているもの(後者はエマルジョン(乳濁液)とよばれる)についてもサスペンションとよぶことがある。一般に粗大な固体粒子では沈降速度が大きいのので、粒子を分散させるために外部から攪乱を与える必要がある。この状態は機械的懸濁質とよばれる。これに対し、粒子の大きさが数 μm 程度以下の場合には媒質の分子運動によって分散が維持される。これをコロイド懸濁質とよぶ。分散粒子の大きさが非常に小さい場合でも、粒子と媒質の間に明確な境界のあるものはサスペンションであり、溶液とは区別される。サスペンションの物性は、分散媒質のもつ物理的性質、分散粒子の大きさ、形状、変形の可能性、粒子温度などに依存するだけでなく、各粒子が互いに同等でない場合には分散粒子の分布にも依存する。一般に分散粒子の体積が分散媒質の量に比べて小さければサスペンションは流動性を示す。その粘性率については A. Einstein のものを始めとして多くの理論が知られている(\rightarrow アインシュタインの粘度式)。一方、分散粒子の占める体積が比較的大きい場合には、全体として弾性や剛性をもち、固体としてのふるまいが現れる。また、粒子や媒質が電磁氣的性質や化学的性質をもつサスペンションも数多く存在し、応用上も重要である。

サセプタンス [英仏 susceptance, 独 Blindleitwert, 露 реактивная проводимость] 電磁気学の交流理論においてアドミッタンス(インピーダンスの逆数)の実数部をコンダクタンス、虚数部をサセプタンスという。サセプタンスは直流では0になる。

雑音 [英 noise, 独 Geräusch, 仏 bruit, 露 шум] 情報の発生、受信に際して、目的とする内容以外に混在する妨害情報を一般に雑音という。電子回路では外部の発生源から入ってくる外来雑音と電子回路自身が発生する内部雑音がある。外来雑音には電磁誘導や機械的振動によるものがある。内部雑音は電子回路を構成している抵抗体や増幅素子中の電子の流れが不規則にゆらぐことが原因である。抵抗体の両端には自由電子の不規則な熱運動に基づく雑音電圧が発生している。抵抗 R の絶対温度を T とすると、周波数帯域幅 Δf の間に発生する雑音電圧の二乗平均値は $\langle u^2 \rangle = 4kTR\Delta f$ で与えられる。 k はボルツマン定数、 $1.3805 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ である。この雑音電圧の単位周波数帯域幅当りのパワースペクトルは周波数によらず一定であって、熱雑音、抵抗雑音などとよばれる。この式の左辺はゆらぎの量であり、右辺に現れるのは散逸を特徴づける抵抗であって、これは揺動散逸定理の特別な場合にあたっている。このように、自由な系における熱的ゆらぎを知ることによって、この系が外来の刺激に対して表示する巨視的応答が導かれるということが注目すべきことである。すなわち、熱雑音は単に回避すべきものではなく、重要な情報源と見られることもできるのである。また電子管やトランジスターを流れる電子流の統計的ゆらぎによって発生する雑音を散弾雑音という。トランジスターのコレクター電流また

は温度制限領域にある二極管のプレート電流を I とすると、 I のゆらぎの二乗平均値すなわち散弾雑音の大きさは周波数帯域幅 Δf 当り $\langle i_n^2 \rangle = 2eI\Delta f$ で与えられる。

熱雑音や散弾雑音のように広い周波数帯域にわたって一定のパワースペクトル密度を有する雑音を白色雑音という。多極電子管ではカソードを出た電子流はスクリーングリッドとプレートに分配されて流れる。個々の電子がどちらに流れ込むかは確率過程であり、分流する電流にはゆらぎが生じる。このようにして発生する雑音を分配雑音という。さらに電子管のカソード表面の不安定性によって単位時間当りに放出される電子数がゆらぐことによって、周波数 f が低くなるとほぼ $1/f$ に比例してパワースペクトル密度が大きくなるフリッカー雑音が発生する。トランジスタなどにおいても pn 接合部の不完全性や表面でのランダムなキャリアの発生、再結合によってこのような雑音が発生し、 $1/f$ 雑音ともよばれている。増幅器などの電子回路ではこのような内部雑音によって増幅できる信号の限界が決る。

一般に抵抗の発生する雑音は熱雑音のほかに電流を流すことによって発生する電流雑音などのため、熱雑音よりも大きい雑音を発生する。抵抗 R の発生する全雑音電圧の二乗平均値を $\langle e_n^2 \rangle = 4kT_{eq}R\Delta f$ と書き、 T_{eq} を等価雑音温度または雑音温度とよぶ。電子管やトランジスタの出力に現れる雑音電圧を増幅度で割って入力電圧に換算したものを入力等価雑音電圧とよび、プレートやコレクターの負荷抵抗に依存しない。また入力等価雑音と等しい大きさの熱雑音を室温において発生するような抵抗を等価雑音抵抗または雑音抵抗という。

入力信号を増幅器で増幅すると内部雑音のため出力信号の信号対雑音比 (SN 比) は信号自身の SN 比より劣化する。増幅器の入力端子に接続される信号源の有能信号電力 S_i と有能雑音電力 N_i の比と、出力端子における有能信号電力 S_o と有能雑音電力 N_o の比との比 $F = (S_i/N_i)/(S_o/N_o)$ を雑音指数という。内部雑音がなければ $F = 1$ であるが一般には $F > 1$ となる。多段増幅器では各段の電力利得を G_1, G_2, \dots 、雑音指数を F_1, F_2, \dots とすると $F = F_1 + (F_2 - 1)/G_1 + (F_3 - 1)/G_1 G_2 + \dots$ となり、 F を小さくするために初段の雑音指数 F_1 を小さくし、電力利得 G_1 を大きくすることが重要である。

雑音温度 [英 noise temperature, 独 Rauschtemperatur, 仏 température de bruit, 露 шумовая температура] \Rightarrow 雑音

雑音温度計 [英 noise thermometer, 独 Rauschthermometer, 仏 thermomètre à bruit, 露 теплошумовой термометр] 抵抗体に発生する熱雑音を利用して熱力学的温度 T を測定する温度計。抵抗 R の両端に熱的に発生する電圧のゆらぎ (\Rightarrow ジョンソソ雑音) は白色のスペクトルをもち、周波数 f と $f + \Delta f$ の間で観測される雑音電圧 V の二乗平均はナイキストの式 (\Rightarrow ナイキストの定理) $\langle V^2 \rangle = 4kTR\Delta f$ に従う。 k はボルツマン定数である。したがって、 $\langle V^2 \rangle$ を測定すれば絶対温度が求められる。しかし、具体的な方式としては、1949 年 J. J. Garrison と A. Lawson が、温度 T_1 を測定したい抵抗 R_1 から発生する雑音電圧と温度 T_0 のわかっている抵抗 R_0 からの雑音電圧を比較して、等しくなるように R_0 を調節することにより $T_1/T_0 = R_0/T_1$ から 1000 K 近傍の温度決定に成功したのが最初である。一方、超伝導のジョセフソン接合に抵抗体を並

列接続すると、雑音電圧 V に比例して、ジョセフソン交流効果の発振周波数にゆらぎ $f_n = V/\Phi_0$ (Φ_0 は磁束量子) が生じる。この周波数のゆらぎを測定することにより熱力学的温度が精度よく決定できる。特に液体ヘリウム温度以下の一次温度計として開発が進められている。また、抵抗 R を超伝導コイルで短絡すれば、閉回路には雑音電流が流れる。このときコイルに生じる雑音磁束を高感度な超伝導磁束計 (\Rightarrow SQUID) で検出して温度を決めることができる。

雑音指数 [英 noise figure, 独 Rauschzahl, 仏 facteur de bruit, 露 шум-фактор] \Rightarrow 雑音

雑音抵抗 [英 noise resistance, 独 Rauschwiderstand, 仏 résistance de bruit, 露 шумовое сопротивление] \Rightarrow 雑音

雑音電圧 [英 noise voltage, 独 Rauschspannung, 仏 tension de bruit, 露 напряжение шумов] \Rightarrow 雑音

雑音発生器 [英 noise generator, 独 Rauschgenerator, 仏 générateur de bruit, 露 генератор шума] 増幅器などの雑音指数測定に用いられるもので、一般に広い帯域にわたって正確な白色雑音を発生するもの。マイクロ波帯域の雑音指数測定のためのものが多い。二極管雑音発生器、放電雑音発生器、抵抗雑音発生器が主に用いられる。二極管雑音発生器は温度制限領域にある二極管に一定のプレート電流を流すことによって発生する一定の散弾雑音電流を抵抗に供給して正確な雑音電圧を取出す。抵抗雑音発生器は抵抗から発生する熱雑音出力を用いる。熱雑音は $4kTRB$ (k はボルツマン定数、 T は絶対温度、 R は抵抗値、 B は周波数帯域幅) で与えられることはよく知られており、温度 T を正確に保つことにより正確な雑音出力が得られるが、雑音出力が小さいため実用上不便な場合がある。大きい雑音出力を得るためにはガスを封入した放電管の発生する雑音を利用した放電管雑音発生器がよく用いられる。同軸や導波管内に放電管を挿入した雑音発生器がマイクロ波帯の測定に利用されている。一方低い周波数帯ではゼナー・ダイオードの発生する白色雑音を増幅して用いることもある。雑音発生器の出力を被測定物に入力し、雑音出力を ON・OFF した場合の被測定物出力を比較して雑音指数を算出する。

サックス・モーメント [英 Sachs moment, 仏 moment de Sachs, 露 момент Сакса] 核子間に働く核力のために交換電流が生じるが、それによる原子核の磁気モーメントの補正の一部をさす。核力には荷電交換力や速度依存力があるため、原子核内で電荷・電流密度保存則 $\partial \rho / \partial t + \text{div} j = 0$ が成り立っているとなると、電流密度が各核子の運ぶ電流の和 $\sum_i e v_i \delta(r - r_i)$ だけでなく、二核子 (厳密には多核子) の運動に依存した電流密度 $j_{12}(r)$ をもち (\Rightarrow 交換流)。この交換電流が原子核の磁気モーメントに寄与する。この交換電流は電荷・電流密度保存則から一意的に決らない。しかし、交換 (電) 流のつくる磁気モーメントのうち、関与する二核子 1, 2 の重心 $R = (r_1 + r_2)/2$ に依存する部分は、電荷・電流密度保存則から決定することができる。磁気モーメントのこの部分をサックス・モーメントという。二核子 1, 2 の間の核力を V_{12} 、電気双極子モーメント演算子を $D_{12} = \sum_{i=1}^2 (e(1 + \tau_{i2})/2) r_i$ とすると、サックス・モーメント M_{12}^S は

$$M_{12}^2 = \frac{i}{2\hbar c} R \times [V_{12}, D_{12}]$$

で与えられる。核力 V_{12} は中間子の交換により生じていると見る立場からは、サックス・モーメントは交換される π や ρ などの中間子の電磁相互作用に由来する磁気モーメントの一部であると考えられる。サックス・モーメントの大部分は、核内核子の軌道 g 因子 ($\Rightarrow g$ 因子) に帰せられる。

撮像管 [英 image pickup tube, 独 Bildaufnehmeröhre, 仏 tube à image pickup, 露 передающая трубка] 撮像管は、外部光電効果および内部光電効果(光導電効果)を利用して光学像を電荷像に変換し、電気信号として取出す電子管である。現用されているのは光電子放出型のイメージオルシコンと光導電型のビジコンである。図1はイメージ

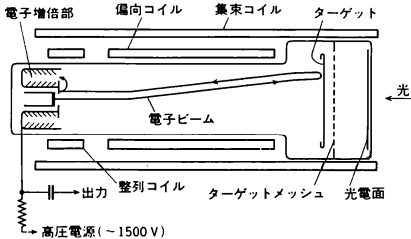


図 1

オルシコンの概略を示す。図の右端の半透明膜の光電面に外光がレンズによって結像されると、光電子が像の明暗に応じて放出される。この光電子は集束系によって集束され、ターゲットメッシュを通り抜けて、二次電子増倍率が3~5、厚さ数 μm のターゲット面に衝突し、二次電子を放出する。この二次電子はターゲットメッシュに捕獲されるので、ターゲット面上に像の明暗に応じた正電荷密度の高低ができる。一方、右方の電子銃から出た電子ビームは、第一ダイノードの約 $50\mu\text{m}$ の小孔を通り、集束、偏向を受けてターゲット面を走査し、一部は正電荷を中和するのに使われ、残りは電子銃の方向へもどる。ターゲット面の正電荷量の多い部分では、多くの電子がビームからとられるので、もどりの電子の数は少なく、電荷量の少ない部分では多い。電子銃の方向へ戻ってきた電子は、第一ダイノードに衝突して二次電子増倍を行う第二ダイノードに入り、増倍されてプレートに達し、信号として取出される。寸法は直径5~11cm程度である。X線医用テレビの高感度撮影に主に使われている。

ビジコンはイメージオルシコンにおける光電子放出面(光電面)の代りに光導電面を用いた撮像管で、図2にその概要を示す。物体から出た光は、透明導電膜を通して比抵抗約 $10^{12} \Omega\text{cm}$ の光導電材料により作られた厚さ数 μm のターゲットに結像する。透明導電膜は外部電極に接触し

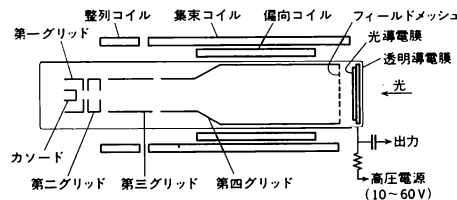
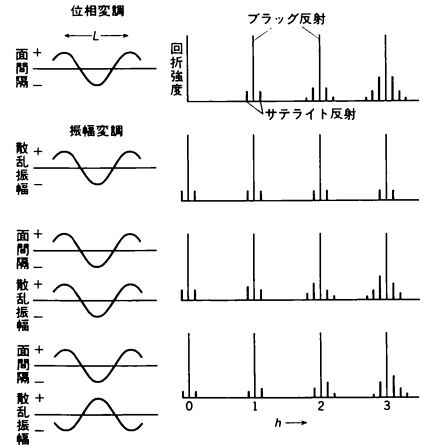


図 2

て信号の取出し口になっている。光導電膜(ターゲット)内では、光の入射によってその固有抵抗値が変化する。そこへ走査電子ビームが当たると、固有抵抗値に応じた信号電流が電極を通して取出される。光導電材料として Sb_2S_3 を使ったものは、工業用テレビおよび放送用フィルム送像カメラとして使用される。現在、放送用カラーテレビのカメラに使用されている撮像管は、ブランビコンといわれるビジコンで、光導電材料として p 型, i 型, n 型の PbO の層を組合せたものを使用しており、低暗電流、低残像が特徴である。

サテライト(線) = 衛星線

サテライト反射 [英 satellite reflection, 独 Satellitenreflex, 仏 réflexion de satellite, 露 отражение спутника] 結晶による回折図形において、入射点あるいはブラッグ反射のすぐ近傍に現れる反射。随伴反射、衛星反射などともよぶ。結晶の単位格子に比べて繰返し長い周期的な変調波が存在している場合(変調構造)に、サテライト反射が現れる。正規の逆格子点からサテライト反射までの間隔は、変調波の波長 L の逆数に対応する。 L は一般に基本単位格子の格子定数の整数倍であるとは限らない(\Rightarrow 非整合構造)。サテライト反射の強度分布は、変調波の性質によって異なる。図には、正弦的な一次元の位相変調、振



幅変調および複合変調の場合のサテライト反射の分布を模式的に示した。位相変調では、サテライト反射の強度は、反射の次数の増大とともに強くなり、 $1/L$ の間隔をもつ連のサテライトが現れる。一方、振幅変調では、サテライト反射の強度はブラッグ反射の次数に関係せず、正規の逆格子点の両側に一對のサテライト反射だけが現れる。これら2つの場合のサテライト反射の強度は、逆格子点に関して対称であるが、複合変調の場合には、非対称な強度となる。散乱因子と面間隔が同一位相で変調する場合には、小散乱角側の強度が大となる。また、逆位相の場合には、大散乱角側が強くなる。

差動増幅器 [英 differential amplifier, 仏 amplificateur différentiel, 露 дифференциальный усилитель] 2つの入力端子をもち、両入力端子に加えられた信号 v_1, v_2 の差動信号 ($v_1 - v_2$) に対しては利得が大きく、両端子に共通な同相信号 ($v_1 + v_2$) に対しては利得が極めて小さい増幅器で、両端子に共通な雑音成分を除去したり、接地されてい

ない2点間の電圧測定用の増幅器などに用いられる。一般に差動増幅器の出力 v_3 は $v_3 = A_D(v_1 - v_2) + A_C(v_1 + v_2)$ と表せ、 A_D を差動利得 A_C を同相利得という。 $|A_C/A_D|$ を同相成分除去比 CMRR (common mode rejection ratio) といい、CMRR の小ささが差動増幅器のよさの目安となる。CMRR は $-40 \sim -100$ dB 程度のものが多い。図1にトランジ

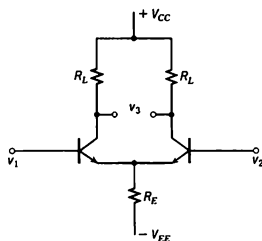


図1

スターで構成した差動増幅器の例を示す。図の回路は特性のよく揃ったトランジスタを用いることで熱的、電氣的に安定度の高い増幅が可能で直流増幅によく用いられる。またエミッター抵抗 R_E が大きいほど CMRR が小さくなる。図2に演算増幅器を用いた差動増幅器の例を示す。c はインストルメンテーション増幅器とよばれている。

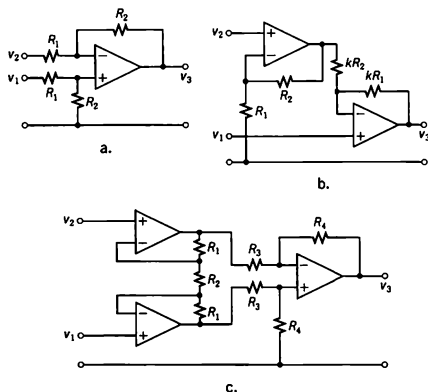
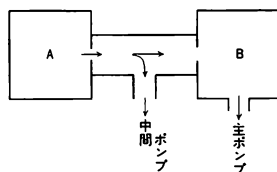


図2

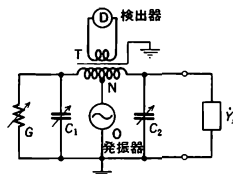
差動熱量測定 [英 differential calorimetry, 仏 calorimétrie différentielle, 露 дифференциальная калориметрия] 熱量計内に2つの試料室を併立し、片方に試料をのせて加熱したときの両室の温度差を検出し、試料と基準試料の温度差を0に保つために加えた熱量を、時間または温度の関数として測定する方法である。一般に比熱、反応熱、融解熱などの微小熱量の測定法のひとつである。この方法による熱量計を示差熱量計、双子型熱量計ともいう。

差動排気 [英 differential pumping, 独 differentielles Pumpen, 仏 pompage différentiel, 露 дифференциальная откачка] 真空系内で圧力レベルの違う2つの真空容器が直接接続されている場合、気体は圧力の高い容器(A)から圧力の低い容器(B)へ流入するため、Bの圧力は上がる。装置の用途によっては、容器Aの圧力は比較的高い圧力のまま、容器Bだけを十分に真空中に排気しなければならぬ場合が考えられる。差動排気はこのような場合に採用される排気法であり、容器AからBに流入する気体量



を軽減し、Bを排気する主ポンプの負荷をなるべく軽くすることを目的とする。図に示すようにA、Bの間に十分な容積の中間容器を設け、AおよびBとの間のコンダクタンスは可能な限り小さくし、中間容器に十分な排気速度のポンプ(中間ポンプ)を取付ける。この構成によって、AからBに流れ込む気体の大部分は中間ポンプによって排気され、Bの主ポンプの負荷は大幅に軽減される。この方式を差動排気という。差動排気が一段で不十分な場合は多段とする場合もある。

差動ブリッジ [英 differential transformer bridge, 仏 pont à transformateur différentiel, 露 мост с дифференциальным трансформатором] かなり高い周波数までインピーダンスを比較的正確に測定できるブリッジで、図の

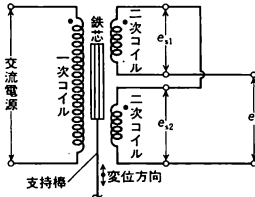


ような構成をしている。Tは高透磁率の磁心材料を用いた差動変成器で、ブリッジの2辺を構成し中点Nに発振器Oを接続する。未知アドミタンス $\dot{Y}_x (=G_x + jB_x)$ を図のように取付け、 C_1, C_2 および G を調整して差動変成器の二次側の出力を最小にすれば、このブリッジは平衡をとれる。このときの平衡条件式

$$G + j\omega C_1 = G_x + j(\omega C_2 + B_x)$$

より $G_x = G$, $B_x = \omega(C_1 - C_2)$ が得られ、それぞれダイヤル目盛などから値を読みとることができる。実際の差動ブリッジには回路の漂遊容量などの影響を除くため、補償用のコンデンサーが取り付けられている。このブリッジで数百kHz～数百MHzというかなり広い周波数領域で中位インピーダンスを±1%程度の精度で測定できる。またこの回路は2つのコイルのつくる磁束が差動的に働くので平衡に近づくとき変成器の磁心中の磁束はほぼ0となり、その鉄損も無視できるようになる。このとき電源電圧がそのまま測定試料にかかることになり、これを利用して励磁コイルの鉄損を、励磁電圧正弦波条件で測定するのに使われる。

差動変圧器 [英 differential transformer, 独 Differentialtransformator, 仏 transformateur différentiel, 露 дифференциальный трансформатор] 制御対象の機械的変位を交流電気信号に変換し検出するのに用いる変圧器で、制御装置用検出器の一種。図のように一次コイルと同特性の二次コイル2個と非磁性体で支えられた可動鉄芯から構成され、二次コイルは差動接続とし、鉄芯の移動により二次コイルのリアクタンスが互いに逆変化する、両者の誘起電圧 e_{s1}, e_{s2} に差が生じ出力が得られる。使用周波数は50Hz～10kHzで最高感度は $5V \cdot mm^{-1}$ くらいであるが、高い周波数では $0.5 \sim 2V \cdot mm^{-1}$, 50～60Hzでは $0.1 \sim 0.5$



$V \cdot \text{mm}^{-1}$ くらいである。

差動リレー [英 differential relay, 仏 relais différentiel, 露 дифференциальное реле] 接点を接触させるための駆動コイルと、開放するための駆動コイルの2巻線があり、いったん駆動された接点は電流を停止してもそのままの状態を保持する機構となっているリレー。別名ラッチングリレーあるいはキーブリーなどともよばれる。接点を自己保持する機構には、機械的なものと、永久磁石によって磁的にロックする方式のものがある。

サハの電離論 [英 Saha ionization theory, 独 Saha'sche Theorie der Ionisation, 仏 théorie d'ionisation de Saha] 気体と放射場が熱平衡にあるときの電離度を表す理論式。自由電子の数密度を n_e とし、 n_r と n_{r+1} をそれぞれ r 次と $(r+1)$ 次に電離したイオンの単位体積当りの数とすると

$$\frac{n_{r+1}n_e}{n_r} = \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \frac{2U_{r+1}(T)}{U_r(T)} \exp\left(-\frac{\chi_r}{kT}\right)$$

の関係が成立つ。 T は絶対温度、 χ_r は r 次のイオンの電離ポテンシャル、 U_{r+1} 、 U_r は $(r+1)$ 次および r 次のイオン(または中性原子)の分配関数、 m_e は電子質量、 h はプランク定数、 k はボルツマン定数である。1920年インドの M. N. Saha によって導かれた。この式は温度が高くなれば電離が進み、電子数が多ければ電離が抑制されることを示している。恒星大気が発するスペクトルには種々の型があるが、それらについての正しい解釈はこの式の発見により初めて可能となった。なお太陽コロナ、惑星状星雲、星間物質などの希薄な気体では、気体と放射場とは熱平衡にないため、上式の形のままでは適用できない。たとえば太陽の彩層では、この式は定性的にはよい解釈を与えるが、定量的には1けたないしそれ以上のずれが生ずる。また $1\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 以上の密度の高い気体に対しては、この理論は適用できない。

サーバー - 山内 - 小谷の方法 [英 Serber-Yamano-uchi-Kotani's method, 仏 méthode de Serber-Yamano-uchi-Kotani, 露 метод Сербер-Яманоучи-Котани] 多電子系のハミルトニアンがスピン座標を含まないとき、エネルギーなどのスピンを含まない物理量や系の定常状態の波動関数を求める方法のひとつで、R. Serber, 山内恭彦, 小谷正雄(SYK)によって開発された。このための方法としては、一電子スピン軌道関数を使ったスレーター行列式の方法、電子対結合などに使われるディラックの演算子の方法がよく知られている。SYKの方法によると、スピン関数を表に出さずにエネルギーなどを求めることができる。また必ずしも一電子軌道関数の存在を前提にする必要はないので、ほかの方法よりも一般的である。

まず N 電子系の独立なスピン関数で、 $S^2 = S(S+1)\hbar^2$, $S_z = M\hbar$ の固有関数を $\theta_{SM;k}$ ($k=1, 2, \dots, f_S^N$) とする。スピン座標の入れかえ P を $\theta_{SM;k}$ に施すと

$$P\theta_{SM;k} = \sum_{h=1}^{f_S^N} V_{hk}(P)\theta_{SM;h} \quad (1)$$

と書け、しかも行列 $V(P)$ は N 個のものの置換群 \mathfrak{S}_N の $\theta_{SM;1}, \theta_{SM;2}, \dots, \theta_{SM;f_S^N}$ を基底とする表現行列で既約であることが知られる。 S, M をもつ状態 θ_{SM} は $\theta_{SM;k}$ で展開できる。それを

$$\theta_{SM} = \left(f_S^N\right)^{-1/2} \sum_{k=1}^{f_S^N} \Psi_{S,k} \cdot \theta_{SM;k} \quad (2)$$

と書くことにする。いま $\Psi_{S,k}$ は空間座標の関数 Ψ^0 に置換を施して生ずる $N!$ 個の関数 $P\Psi^0$ の線形結合であるとし、 $P\Psi^0$ がすべて一次独立であるとする

$$\Psi_{S,k} = \sqrt{\frac{f_S^N}{N!}} \sum_P \bar{U}_{km}(P) P\Psi^0 \quad (m=1, 2, \dots, f_S^N) \quad (3)$$

であることが示される。ここで $U(P) = \varepsilon_P V(P)^{-1}$, \bar{U} は U の複素共役、 V は V の転置、 ε_P は P が偶置換のとき $+1$ 、奇置換のとき -1 である。式(3)で $m=1, 2, \dots, f_S^N$ に対応し f_S^N 個の $\Psi_{S,k}$ がつくれるので式(2)の $\theta_{S,M}$ は $\phi_{S,M}^{(m)}$ ($m=1, 2, \dots, f_S^N$) と書ける。 Ψ^0 のことを原始関数という。ハミルトニアン H がスピンによらないことから、その $\phi_{S,M}^{(m)}$, $\phi_{S,M}^{(n)}$ に関する行列要素 H_{mn} は

$$H_{mn} = \sum_P U_{nm}(P) H(P) \quad (4)$$

と書けることが示される。ここに $H(P) = \int P\Psi^0 H \Psi^0 dv$ である。式(4)を使うと H の行列要素は表現行列の知識と $H(P)$ から求めることができる。永年方程式は

$$\det \left| \sum_P U_{nm}(P) (H(P) - E\Delta(P)) \right| = 0 \quad (5)$$

と書ける。ここで $\Delta(P) = \int P\Psi^0 \Psi^0 dv$ である。

この方程式を原始関数 Ψ^0 が多数ある場合に拡張することは容易である。また $P\Psi^0$ が一次従属となるときも多いが、そのときも Ψ^0 の性質に応じた多少の技巧を用いれば、この方式が使える。

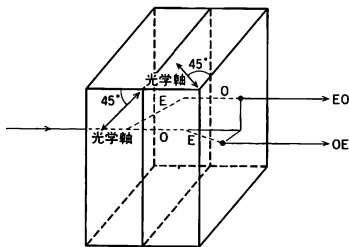
サーバー力 [英 Serber force, 独 Serber-Kraft, 仏 force de Serber, 露 сила Сербера] \Rightarrow 交換力

サバール Savart, Félix 1791.6.30 - 1841.3.16 フランスの物理学者。メジエールの生れ。初め医学の勉強を志し、メルツの軍病院からストラスブール大学へ進んで医学の学位を取得した(1816年)。このころバイオリンの物理に興味をもったのがきっかけで音響学の研究へ向かい、クラドニの砂図形の方法を用いてノード・ラインを調べ、楽器の各部分の役割、形状その他の変化によるノード・ラインの変化などの研究をした。1817~19年には、実験的な楽器についてのメモをバリのアカデミー・デ・シアンヌに提出している。この研究はやがて結合系の振動モードの研究から、節図形を用いた非等方性物質の弾性の研究(このなかには結晶も含む)など音響学の種々の問題へと進むことになり、その過程で、染料を用いるなどのクラドニ図形の改良や、あらゆる振動数の音が出せるように工夫された歯車装置などが製作された。J. B. Biot と共同して電流による磁場の強さの研究に着手したのは、H. C. Ørsted による電流の磁気作用の発見の直後、1820年のことで、磁場の強さを測定するのには、磁針(磁気双極子)の振動が利用された。地球磁場の影響は、磁石を用いて反対の磁場をつくり、打消すようにする方法と、電流によって生じる磁場の方向を地球磁場の方向に一致させ、相対的な強度を測る方法とが用いられた。1827年よりアカデミー・デ・

シアンスの会員。翌 1828 年コレージュ・ド・フランスの教授となり、音響学を講じた。優れた実験家として知られ、サバルの偏光板の製作もある。

サバルの偏光板 [英 Savart's polarizing plate, 仏 plaque de polarisation de Savart, 露 поляризирующая пластинка Савара] ⇨ サバル板

サバル板 [英 Savart plate, 独 Savartsche Platte, 仏 plaque de Savart, 露 пластинка Савара] 水晶、方解石のような一軸結晶の光学軸が外表面に対して 45° の傾きをもつように切断して、2 枚の厚さの等しい平行平板をつくりこれを図のように主断面を互いに直交させてはり合



わせた複素子。サバルの偏光板ともいわれる。サバル板では、第一板での常光線 O は第二板で異常光線 E になり(光線 OE), 第一板での異常光線は第二板で常光線になり(光線 EO), 進行方向に垂直な方向に生じる。全体として、入射光は透過後、互いに平行にずれて出てくる。図は水晶(正結晶)を用いた場合で、方解石では逆方向に偏位する。サバル板と検光子を適当な方位で組合せて用いると、入射光が偏光している場合には等間隔の直線干渉縞が見える。全体を回転すると縞は明瞭になったり不明瞭になったりする。干渉縞が最も明瞭または不明瞭な位置が入射光の偏光方向であるので、入射部分偏光の偏光方向を決定するのに用いられる。さらに、これとパイル・オブ・ブレイツ補償板(⇨パイル・オブ・ブレイツ)とを組合せて、干渉縞の消える補償板の読みから入射光の偏光度が測定できる。またサバル板は、複素子として偏光干渉計にも利用される。

サハロフ Sakharov, Andrei Dmitrievich Сахаров, Андрей Дмитриевич 1921.5.21— ソ連の理論物理学者。レーニン教育大学教授の物理学者 Dmitrii Sakharov を父としてモスクワで生れた。1942 年モスクワ大学を卒業。第二次世界大戦中は、軍需工場技師として過した。1945 年にソビエト連邦科学アカデミー・レベデフ物理学研究所に入り、I. E. Tamm の指導の下で研究を開始した。宇宙線研究、電子・陽電子対発生、気体放電の励起温度などについての論文を 1947~48 年に発表した後、数年間消息がとだえる。その間に彼は、プラズマ放電を利用した熱核反応制御についての研究により、ソ連の熱核兵器開発に重要な寄与を行い、レーニン賞、スターリン賞を受け、1953 年には、32 歳という史上最年少のソビエト連邦科学アカデミー正会員に選ばれる。Sakharov は、1957~62 年にかけて、ソ連政府に核兵器の実験の中止を進言するが入れられず、機密研究から解任されて、再びレベデフ物理学研究所に配置換えになる。1950 年代には、μ 粒子と水素の反応についての論文(1957 年)が 1 編であったのだが、1965~67 年にかけて、膨張宇宙論、素粒子のクォーク模型、重力場の理論などの研究成果を次々に発

表する。それとともに、しだいにソ連の反体制運動にかかわるに至り、1968 年 6 月には、最初の地下出版物「進歩・平和共存・知的自由に関する考察」を発表。1970 年代には反体制派の政治的スークスマンとなり、政治的逮捕者救援活動にかかわる。1975 年にはノーベル平和賞を与えられたが、1980 年 1 月には、いっさいの国家的栄誉を剥奪されてゴリキー市に追放され、活動の自由を奪われた。[論文集] *The Collected Scientific Works of A. D. Sakharov*, 1982.

座標 [英 coordinates, 独 Koordinaten, 仏 coordonnées, 露 координаты] 空間の点の位置を表示する数の組。それぞれの数を座標成分という。また、空間の各点に座標成分の数値を割りふる方式のことを座標系という。ユークリッド空間では直角座標(直交直線座標のこと、デカルト座標ともいう)が最も単純で、最も普通に用いられるが、領域の境界の形状や問題の対称性などに応じて、曲線座標を用いるのが便利なことがある。このうち特に直交曲線座標は、直角座標からの変換の解析的な計算がしやすいのでしばしば用いられる。以下に、よく用いられる直交曲線座標系をいくつか示す。 x, y, z あるいは x_1, x_2, x_3, \dots は直角座標成分、 ds は線要素の長さである。

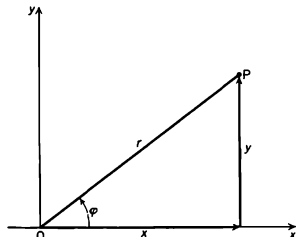


図 1

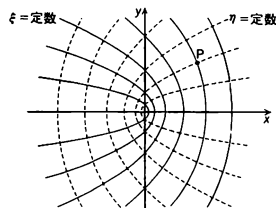


図 2

二次元極座標(r, φ) (円柱座標で $z = \text{定数}$ としたもの、図 1)

$$\begin{cases} x = r \cos \varphi \\ y = r \sin \varphi \end{cases} \quad ds^2 = dr^2 + r^2 d\varphi^2$$

放物線座標(ξ, η) (図 2)

$$\begin{cases} x = \frac{1}{2}(\xi^2 - \eta^2) \\ y = \xi \eta \end{cases} \quad ds^2 = (\xi^2 + \eta^2)(d\xi^2 + d\eta^2)$$

楕円座標(ξ, η)

$$\begin{cases} x = c \cosh \xi \cos \eta \\ y = c \sinh \xi \sin \eta \end{cases} \quad ds^2 = c^2 (\sinh^2 \xi + \sin^2 \eta) (d\xi^2 + d\eta^2)$$

双極(二極)座標(ξ, η) (図 3)

$$\begin{cases} x = \frac{c \sinh \xi}{\cosh \xi - \cos \eta} \\ y = \frac{c \sin \eta}{\cosh \xi - \cos \eta} \end{cases} \quad ds^2 = \frac{c^2}{(\cosh \xi - \cos \eta)^2} (d\xi^2 + d\eta^2)$$

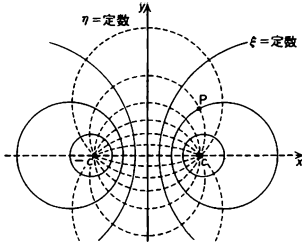


図 3

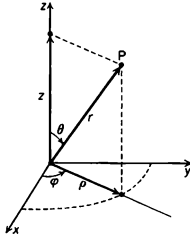


図 4

円柱座標 (ρ, φ, z) (図 4)

$$\begin{cases} x = \rho \cos \varphi \\ y = \rho \sin \varphi \\ z = z \end{cases} \quad ds^2 = d\rho^2 + \rho^2 d\varphi^2 + dz^2$$

回転放物体座標 (ξ, η, φ)

$$\begin{cases} x = \xi \eta \cos \varphi \\ y = \xi \eta \sin \varphi \\ z = \frac{1}{2}(\xi^2 - \eta^2) \end{cases} \quad ds^2 = (\xi^2 + \eta^2)(d\xi^2 + d\eta^2) + \xi^2 \eta^2 d\varphi^2$$

球座標 (三次元極座標) (r, θ, φ) (図 4)

$$\begin{cases} x = r \sin \theta \cos \varphi \\ y = r \sin \theta \sin \varphi \\ z = r \cos \theta \end{cases} \quad ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad (\theta: \text{天頂角}, \varphi: \text{方位角})$$

楕円座標 (λ, μ, ν)

$$\begin{cases} x^2 = \frac{(a^2 + \lambda)(a^2 + \mu)(a^2 + \nu)}{(a^2 - b^2)(a^2 - c^2)} \\ y^2 = \frac{(b^2 + \lambda)(b^2 + \mu)(b^2 + \nu)}{(b^2 - c^2)(b^2 - a^2)} \\ z^2 = \frac{(c^2 + \lambda)(c^2 + \mu)(c^2 + \nu)}{(c^2 - a^2)(c^2 - b^2)} \end{cases} \quad (0 < c < b < a)$$

ただし λ, μ, ν は ρ に関する三次方程式

$$\frac{x^2}{a^2 + \rho} + \frac{y^2}{b^2 + \rho} + \frac{z^2}{c^2 + \rho} = 1$$

の根で、 $-a^2 < \nu < -b^2 < \mu < -c^2 < \lambda$.

$$\begin{aligned} ds^2 &= \frac{(\lambda - \mu)(\lambda - \nu)}{4(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)} d\lambda^2 \\ &+ \frac{(\mu - \nu)(\mu - \lambda)}{4(a^2 + \mu)(b^2 + \mu)(c^2 + \mu)} d\mu^2 \\ &+ \frac{(\nu - \lambda)(\nu - \mu)}{4(a^2 + \nu)(b^2 + \nu)(c^2 + \nu)} d\nu^2 \end{aligned}$$

回転楕円体座標 (長形) (ξ, η, φ)

$$\begin{cases} x = c\sqrt{(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)} \cos \varphi \\ y = c\sqrt{(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)} \sin \varphi \\ z = c\xi\eta \end{cases}$$

$$ds^2 = \frac{c^2(\xi^2 - \eta^2)}{\xi^2 - 1} d\xi^2 + \frac{c^2(\xi^2 - \eta^2)}{1 - \eta^2} d\eta^2 + c^2(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2) d\varphi^2$$

回転楕円体座標 (扁平) (ξ, η, φ)

$$\begin{cases} x = c\sqrt{(1 + \xi^2)(1 - \eta^2)} \cos \varphi \\ y = c\sqrt{(1 + \xi^2)(1 - \eta^2)} \sin \varphi \\ z = c\xi\eta \end{cases}$$

$$ds^2 = \frac{c^2(\xi^2 + \eta^2)}{1 + \xi^2} d\xi^2 + \frac{c^2(\xi^2 + \eta^2)}{1 - \eta^2} d\eta^2 + c^2(1 + \xi^2)(1 - \eta^2) d\varphi^2$$

円環座標 (ξ, η, φ)

$$\begin{cases} x = \frac{c \sinh \xi}{\cosh \xi - \cos \eta} \cos \varphi \\ y = \frac{c \sinh \xi}{\cosh \xi - \cos \eta} \sin \varphi \\ z = \frac{c \sin \eta}{\cosh \xi - \cos \eta} \end{cases}$$

$$ds^2 = \frac{c^2}{(\cosh \xi - \cos \eta)^2} (d\xi^2 + d\eta^2) + \frac{c^2 \sinh^2 \xi}{(\cosh \xi - \cos \eta)^2} d\varphi^2$$

n 次元極座標 $(r, \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_{n-1})$

$$\begin{cases} x_1 = r \cos \theta_1 \\ x_2 = r \sin \theta_1 \cos \theta_2 \\ x_3 = r \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3 \\ \vdots \\ x_{n-1} = r \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 \cdots \cos \theta_{n-1} \\ x_n = r \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin \theta_3 \cdots \sin \theta_{n-1} \end{cases}$$

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta_1^2 + r^2 \sum_{j=2}^{n-1} \prod_{k=1}^{j-1} \sin^2 \theta_k d\theta_j^2$$

座標表示 [英 coordinate representation, 独 Koordinatendarstellung, 仏 représentation des coordonnées, 露 координатное представление] 量子力学系のふるまいを表す状態ベクトルを座標の関数である波動関数で表す方式。波動力学ではこの表示を用いる。物理量 F を表す演算子の固有関数でつくった完全正規直交系 χ_1, χ_2, \dots を用

いて波動関数 ψ を $\psi = \sum_j c_j \chi_j$ と表したとき、係数 c_1, c_2, \dots を成分とする無限次元のベクトルで ψ を表すのが F 表示である。いま、たとえば一粒子の波動関数 $\psi(r, t)$ を

$$\psi(r, t) = \int \psi(r', t) \delta(r - r') dr'$$

と書いて、これを位置の固有関数 $\delta(r - r')$ (固有値は r') による展開式とみれば

$$j \longleftrightarrow r', \quad \sum_j \longleftrightarrow \int \cdots dr', \quad \chi_j(r) \longleftrightarrow \delta(r - r')$$

のように対応がつくので、係数 $c_1(t), c_2(t), \dots$ に対応するのいろいろな r' の値に対する $\psi(r', t)$ であると考えることができる。したがって、 $\psi(r', t)$ と表したのも $c_j(t)$ と同様な一種のベクトルの表示であり、たとえば規格化は

$$\sum_j |c_j(t)|^2 \longleftrightarrow \int |\psi(r', t)|^2 dr'$$

のように対応させればよい。この意味で、位置座標の関数の形に表した波動関数のことを、座標表示の状態ベクトルとよぶことができるのである。物理量 $F(r, p)$ を表す演算子は $F(r', -i\hbar \nabla') \delta(r' - r)$ が行列要素 F_{ij} に対応し、これを用いると $\langle \phi | F | \psi \rangle$ を表す $\sum_{i,j} \phi^* F_{ij} c_j$ が

$$\int \phi^*(r) F(r, -i\hbar \nabla) \psi(r) dr$$

という普通の式になることも容易に証明できる。多粒子系の場合も全く同様である(⇒運動量表示)。

サーフオン [英 *surfion*, 独 *Surfon*, 露 *сурфон*]

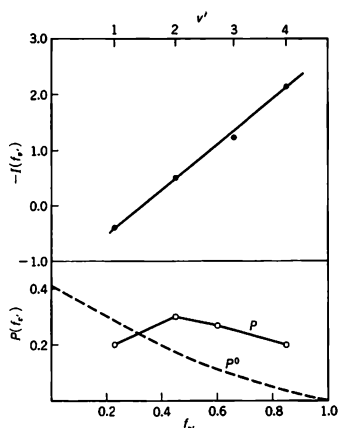
固体の表面を伝わる弾性波を量子化したもの。自由表面をもつ半無限連続弾性体の場合、弾性波のノーマルモードとして $J = (\kappa, c, m)$ で指定される完全正規直交系をとるのが便利である。ここで、 κ は三次元波数ベクトル k を固体表面に正射影した二次元波数ベクトル、 c は波面と固体表面の交線が走る速さ(表面伝搬速度)、 m はモードの名称である。

固体内の弾性波には縦波(p波)と横波(s波)とがある。s波は、振動方向が固体表面と平行な面内にある sh 波と、固体表面に垂直な面内にある sv 波とに分れる。自由表面では応力 0 の境界条件を満たすために、これらの波が互に入り混じる結果、次の 5 種類のモードができる。sh モード: sh 波は表面で反射されても sh 波のままである。p-sv モード: p 波は表面で反射されるとき、p 波のほかに sv 波を伴う。sv-p モード: sv 波は表面で反射されるとき、sv 波のほかに p 波を伴う。tr モード: 一般に、縦波の伝搬速度 c_l の方が横波の伝搬速度 c_t より大きいので、縦波の反射角 θ_r は横波の反射角 θ_s より大きい。その結果、sv 波が大きな入射角で表面に入射すると、反射されるとき伴う p 波は表面に局在することになる。レイリー・モード: 表面に局在し表面に沿って進むという自由表面に特有のモードであり、その速さ c_R は c_{lv}, c_t のいずれよりも小さい。シリコンの場合、 $10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ を単位として、 $c_l = 9.0$, $c_t = 5.4$, $c_R = 4.9$ である。サーフオンに対して、表面を無視して、固体を無限に広がっていると理想化した場合の弾性波量子はバルクフォノンとよばれる。

サブダクション条件 [英 *subduction criterion*, 仏 *critérium de subduction*] 対称性の変化を伴う結晶の相転移(⇒構造相転移)において、ある高温相(高対称相)から転移しうる低温相(低対称相)の対称性および、その際のソフトモードの対称性については、いくつかの制約(⇒ランダウ条件、リフシット条件)があるが、サブダクション条件もそのひとつである。すなわち、「高温相でのソフトモードの属する既約表現(⇒既約)は、低温相での恒等表現がそのなかから誘導される(subduce される)ものでなければならない」という条件で、サブダクション条件とよばれる。1966 年 J. L. Birman によって提唱された。この条件は、ワーロックの仮説と同様に、その根拠はソフトモードの定義により明らかなものであるが、実際にある与えられた高温相から、どのような原子変位でどのような低温相への転移が可能であるかを予測しうる点で有用なものである。

サプライザル解析 [英 *surprisal analysis*, 露 *анализ удивления*] 化学反応過程を含む複雑な分子衝突過程における反応生成物の内部状態のエネルギー分布や、いろいろな生成物の相対的な生成確率(分岐比)を知ること、その反応過程を理解するうえで大切である。ところが、個々の具体的な系に対する実験的研究や理論計算の積重ねはできてもそこに規則性を見いだすことは容易なことではない。R. D. Levine と R. B. Bernstein は情報理論を用いて既知の実験データや数値計算結果を整理し、それを用いて場合によってはエネルギー分布や分岐比のわかっていない反応過程において、それらの予測をすることが可能であることを示した。これをサプライザル解析という。まず、反応

が量子状態の統計学的重率に比例して統計的に起こるとしたときの反応生成物の内部状態のエネルギー分布(これをブライア分布という)を基準にとり、それと実験データや数値計算結果から得られる実際の分布との比の対数をサプライザルと定義する。これはブライア分布からのずれを示す尺度で、熱力学で用いられる用語に由来している。この量と生成物の内部状態のエネルギー値との関係が多くの場合一次式になることがわかった。これを外挿することによって測定のない領域での生成物の内部状態のエネルギー分布を予測することができる。図に例として化学反応 $F + \text{HBr}$



→ $\text{HF}(v') + \text{Br}$ における生成物の振動状態分布のサプライザル解析を示す。ここで v' は振動量子数、 $I(v')$ は全エネルギーに対する振動エネルギーの割合、 P は状態分布の観測値、 P^0 は振動回転量子近似でのブライア分布、 $I(v')$ はサプライザルである。さらに、サプライザルを生成物の内部状態について平均したものをエントロピー欠損と定義する。反応過程に枝分れ(部分系)があるときには全体系のエントロピー欠損が最小になるという変分条件から部分系のエントロピー欠損と分岐比との関係が得られ、データから求めたエントロピー欠損を使って分岐比を推定することが可能となる。サプライザル解析は現在のところまだ主として蓄積されてきたデータを整理する手段として使われているので整理学的側面が強いが、反応動力学との関係に関する研究も進められてきている。

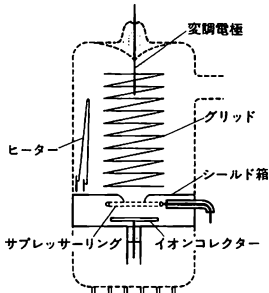
サブリメーションポンプ [英 *sublimation pump*, 独 *Sublimationspumpe*, 仏 *pompe de sublimation*, 露 *испарительный геттерный насос*] ゲッター材を昇華させ、対向面上に形成される新鮮なゲッター膜により、気体を排気するポンプ。よく用いられるゲッターとしては Ti がある。サブリメーションの方法には Ti 線と W 線のねじり線や Ti-Mo 合金線への直接通電、Ti 製中空ボールの内部ヒーターによる傍熱などがある。Ti 以外のゲッター材として、Ba, Mg, Th, Al, Mo, Ta などがある。これらポンプの排気速度は蒸着面の大きさに比例し、 1 cm^2 当りの排気速度は $61.4 \text{ s} / \sqrt{M} [\text{dm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}]$ と表せる。ここで、 M は各種気体の蒸着膜上での吸着確率で気体の種類、吸収した気体量、蒸着膜温度に依存する値で、 M は気体の分子量である。またゲッター面は活性であるため、もともと吸着していた気体と新たに吸着した気体との間で化学反応に伴う置換脱離が起こることがあり、使用にあたって

は注意を要する。

サブルーチン [英 subroutine, 独 Unterprogramm, 仏 sous-programme, 露 подпрограмма] 計算機用語で、1つのプログラムではあるが、それだけで独立して使われることはなく、必ず他のプログラムから呼ばれて実行される形のもの。サブプログラムとか副プログラムともいう。サブルーチンに対するものとしてメインルーチン(または主プログラム)がある。実行可能なプログラムは1つの主プログラムといくつかのサブルーチンとから構成されるのが普通である。実行は主プログラムから開始され、それから次々にサブルーチンが呼出されていく。プログラムのある点PでサブルーチンSが呼出された場合は、そのSの実行が終ったとき、点Pの直後に戻るのが普通である。

サプレッサーグリッド [英 suppressor grid, 独 Bremsgitter, 仏 grille suppressieuse, 露 защитная сетка] ⇨ 五極管

サプレッサーゲージ [英 suppressor gauge, 独 Ionisationsvakuummeter mit Suppressor System, 仏 manomètre à supprimeur] 熱陰極電離真空計の一種。圧力の測定限界を下げるため、イオンコレクター部を改良して新たにサプレッサー電極を追加して、測定限界を支配している主要因、軟X線効果による光電子電流を抑える方式のもの。変調法によって光電子電流を打ち消すため、変調用電極を備えているものもある。圧力の測定限界は 10^{-10} Pa, 感度はペード-アルパート・ゲージと同程度の $0.1 \sim 0.2 \text{ Pa}^{-1}$ である。図に示すように、熱陰極とグリッドの構造はペ



ード-アルパート・ゲージと同じであるが、イオンコレクターは軟X線を遮蔽するためのシールド箱の中に設けられており、さらにシールド箱の内部にサブプレッサーリングが設けられていて、イオンコレクターに軟X線があたって光電子が放出されてももとに戻るような電位配置となっている。

差分合成(構造解析の) [英 difference synthesis, 仏 synthèse de différence] 電子密度のフーリエ合成の式において

$$\rho_o = \frac{1}{V} \sum \sum \sum F_o \exp\{-2\pi i(hX + kY + lZ)\}$$

$$\rho_c = \frac{1}{V} \sum \sum \sum F_c \exp\{-2\pi i(hX + kY + lZ)\}$$

とすると(添字o, cはそれぞれ実測値, 計算値を表す)

$$\Delta\rho = \rho_o - \rho_c$$

$$= \frac{1}{V} \sum \sum \sum (F_o - F_c) \exp\{-2\pi i(hX + kY + lZ)\}$$

を差分合成あるいはD合成という。 F_c は、構造解析の結

果得られた原子座標などの構造パラメーターを用いて計算されるが、 F_c には含まれていて F_o には含まれなかったものが差分合成に現れると考えられる。散乱能の小さい水素原子は、構造解析の最終段階において差分合成によって求められる。精密な構造解析においては、 F_c の計算に等方的な原子散乱因子を用いたとすると、差分合成には電子分布の異方性が現れる。差分合成は、さらに拡張した意味に用いられる。たとえば、タンパク質結晶学の分野では、タンパク分子が基質類似物質や阻害剤と結合した結晶の構造因子を F_{PI} , タンパク分子だけの結晶の構造因子を F_P とすると、 $(F_{PI} - F_P)$ を係数とする差分合成を行い、基質類似物質や阻害剤に対応する電子密度だけを見やすい形で表示することができる。

差分微分方程式 [英 differential-difference equation, 仏 équation aux différences différentielles, 露 дифференциально-разностное уравнение] 関数方程式の一種で、未知関数の微分と差分を含む方程式。時間的な遅れや進みを伴う現象の記述によく用いられる。さらに一般化すれば積分微分方程式となるが、その近似として差分微分方程式を用いることもある。最も簡単な差分微分方程式は次の形をしている。

$$\frac{du}{dt}(t) = f(t, u(t), u(t-h_1), \dots, u(t-h_m))$$

ここで t は時刻、 $u(t)$ は未知関数、 f は与えられた関数、 h_1, h_2, \dots, h_m は0でない定数で、正のときは遅れ、負のときは進みを表す。遅れ(進み)だけのものを遅れ型(進み型)とよぶ。遅れ型の差分微分方程式で、 $u(t) = g(t)$ ($0 > t \geq$

$-\max_{1 \leq i \leq m} h_i$), $u(0) = u_0$ を与えて $t \geq 0$ に対する解 $u(t)$ を求める問題を初期値問題という。 f がリプシッツ条件を満たし、 $g(t)$ が連続性などの若干の条件を満たせば、解の局所的な存在一意性が保証される。さらに解の安定性や周期解などの研究がなされており、特に線形差分微分方程式の場合には詳しい情報が得られる。

差分法 [英 finite difference method, 独 Differenzenverfahren, 仏 méthode des différences finies, 露 разностный метод] 微分商を差分商で近似して微分方程式を数値的に解く方法。精度、効率などの観点から多様な差分近似法が提案され、それらの安定性、収束性が研究されている。

常微分方程式の初期値問題では、オイラー法、ルンゲ-クッタ法、ミルン法などが用いられる。境界値問題では、初期値問題の解法を利用して試行錯誤的に解く射撃法(shooting method)が比較的良好に用いられる。

偏微分方程式の境界値問題では、典型的な二次元ラプラス方程式 $\Delta u \equiv \partial^2 u / \partial x^2 + \partial^2 u / \partial y^2 = 0$ を考えると、 x, y 方向の格子間隔をともに h としたとき、 Δu の近似として次の5点公式が広く用いられている。

$$\Delta u : \frac{1}{h^2} \{u(x+h, y) + u(x-h, y) + u(x, y+h) + u(x, y-h) - 4u(x, y)\}$$

こうして得られる連立一次方程式は、ガウスの消去法のような直接法でも解けるが、差分法では伝統的に緩和法(relaxation method)の系統の反復法もよく用いられる。緩和法の系統には、基本的なガウス-ザイデル法、それに緩和係数を導入して加速する逐次過緩和法(successive over-relaxation method, SOR法)などがあり、長方形領域では、 x

または y 方向の各格子線上の格子点の未知関数値をひとまとめにして解きながら反復し、しかも反復ごとに x, y 方向の役割を交換する交互方向反復法(alternating direction iteration method, ADI 法)も用いられる。

偏微分方程式の初期値問題では、時間微分も差分近似し、時間格子間隔ごとに計算を進める。差分式によっては空間格子間隔と時間格子間隔とが適当な関係を満たさないと計算が不安定になり、その関係を乱して格子間隔を小さくしても数値解の厳密解への収束は得られない。時間差分のとり方には前進差分、後進(または後退)差分、中心差分などがあり、一般に前進差分では安定性の条件が厳しい。

差分方程式 [英 finite difference equation, 独 Differenzengleichung, 仏 équation aux différences finies, 露 разностное уравнение] 関数方程式の一種で、未知関数の差分を含んだ方程式。漸化式の形で扱うことが多い。本質的に離散的時刻での関数値が必要な現象の記述、たとえば経済学における数理モデルなどに用いられる。近年は決定論的過程から生じる複雑で不規則な現象を意味するカオスを与えるモデルとして、各種の非線形差分方程式が研究されている。また微分方程式の近似解法のひとつである差分法では、微分算を差分商で置換えることにより、微分方程式の近似としての差分方程式が用いられる(⇒差分法)。

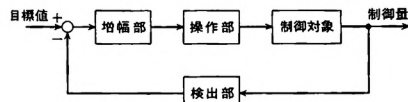
線形差分方程式については各種の性質が調べられており、差分方程式が微分方程式と類似あるいは対応する性質をいろいろもつことがわかっている。特に定数係数同次差分方程式では一般解が具体的に与えられる。また非線形差分方程式の場合を含めて、均衡点の安定性の理論は実際の現象との関連で重要である。

微分方程式の近似解法としての差分法については、効率的な差分近似式の作成、差分方程式の近似度・安定性・収束性などが研究されている。

サーベイメーター [英 survey meter, 独 Strahlenüberwachungsgerät, 仏 appareil de surveillance, 露 дозиметр с предупредительным сигналом] 放射線を検出測定する携帯用の測定機器。 α 線・ γ 線・ X 線・ β 線・中性子線用のサーベイメーターがあり、対象とする放射線により異なった検出器が使用される。 α 線用には、 ZnS シンチレーションカウンタやガス比例計数管が、 γ 線・ X 線・ β 線用にはガイガー・ミュラー・カウンタ、電離箱、 $(NaI(Tl))$ シンチレーションカウンタなどが使用される。 γ 線・ X 線・ β 線のいずれに使用するかによって、検出器前面のカバーの厚さを変えて使用する。低エネルギー X 線専用のものは、特別に薄い検出器窓のものが用いられる。中性子線用には、プラスチックなどの減速材と

BF_3 カウンタや、 LiI シンチレーションカウンタなどの熱中性子検出器を組合せたものが使用される。線量当量を直読できるレムカウンタは、中性子サーベイメーターの代表的なものである。表示部には、メーターを使用するものが多かったが、最近では、デジタル表示の方式も徐々に増えてきている。回路の IC 化に伴って小型化が進んでおり、ガイガー・ミュラー・カウンタや、電離箱方式のものでは、片手で簡単に扱えるものが出てきている。

サーボ機構 [英 servomechanism, 独 Servomechanismus, 仏 servomécanisme, 露 сервомеханизм] 被制御対象の電圧、電流位置、方向、姿勢などを制御量として目標値の任意の変化に追従するような自動制御系。目標値として入力されるものには機械的位置や、電圧電流などの電気量などがある。工業的に広い分野でサーボ機構が使われているが、いずれの場合も追従制御がその基礎となっている。最も基本的な構成を図に示す。増幅部は微小差信号を

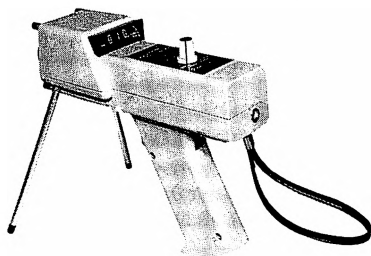


増幅して操作部(サーボモーター)を駆動する。増幅部に用いられる装置としてはトランジスタ増幅器、サイクロン増幅器、磁気増幅器、アンプリダインのような回轉増幅器あるいは簡単にリレーを使ったオン・オフ制御器などが広く使用されている。操作部には電圧または電流増幅、サーボモーターなどが用いられる。サーボモーターには電気式と油圧式あるいはこの両方の組合せがある。検出部には差動増幅器、差動変圧器、抵抗ポテンショメーター、変位圧力変換器、変位電圧変換器、シンクロなどの機器が使用される。

サーボ増幅 [英 servo amplification, 独 Servoverstärkung, 仏 servo amplification, 露 сервоусиление] 自動制御に使用される機器のなかで、目標値とシステムの出力との差信号をサーボ機構として動作させる信号にまで増幅すること。サーボ増幅器としては、(1)閉ループ系を構成するのに十分なゲインがある。(2)負荷を駆動するのに十分な出力容量をもつ。(3)使用される周波数範囲で平坦なゲイン周波数特性をもつ。(4)増幅器内での時間遅れが小さい、ということが要求される。トランジスタ増幅器、SCR 増幅器のほか、磁気増幅器、回轉増幅器などが用いられる。

サーボモーター [英 servomotor, 独 Servomotor, 仏 servo-moteur, 露 серводвигатель] 自動制御装置のひとつであるサーボ機構に用いられる要素のひとつ。サーボ機構の操作部に用いて機械的位置、角度などの制御をするための駆動装置として使用される。自動平衡計器の主要な構成要素のひとつでもある。回轉駆動型と直線駆動型があり、それぞれにモーター形式のものと油圧式のものがある。モーター形式の場合には二相誘導モーターが最も広く用いられているが、バルスモーターも多く利用されるようになった。サーボモーターと特別によばれるものは、入力電気信号がいかに正確に機械信号や動力に変換されるかという点に重点を置いてつくられているのが特色である。

サーマルコラム [英 thermal column, 独 thermische Säule, 仏 colonne thermique, 露 тепловая колонна] 研究用の熱中性子炉の付属実験施設のひとつ。反射体の外側



GM サーベイメーター

に密着させて、黒鉛製の断面がおよそ $2\text{m} \times 2\text{m}$ の四角柱を配置したものである。熱中性子柱ともいう。放射線遮蔽体は、このサーマルコラムのさらに外側に取付けられ、サーマルコラムでの実験のため移動できるようになっている。反射体から直接流入した熱中性子にサーマルコラムで減速されて生成した熱中性子が加わり、多量のよく減速された熱中性子の場ができる。サーマルコラムでは多量の熱中性子を使って、中性子検出器の中性子温度検出特性の測定、中性子検出器の中性子検出効率の測定などが行われる。この理由は、サーマルコラムでは、中性子のエネルギー分布として黒鉛の温度にほぼ等しい中性子温度のマクスウェル分布が実現されることによる。以上の実験のほかウランコンバーターにより熱中性子を核分裂中性子に変換して中性子減速に関する実験を行うこともできる。

日本原子力研究所のJRR-3炉のサーマルコラムでは、炉心の熱遮蔽タンクの一部を突出させ $1.5\text{m} \times 1.5\text{m}$ 幅で厚さ約 0.4m の直方体形状の空間を設け黒鉛をはめこんだものである。炉心に面した側には、熱中性子と γ 線とを別々に遮蔽するシャッターが取付けられていて、実験目的に応じて使用される。また、炉心と反対側の面には、生体遮蔽用のドアが付属している。その構造を図1、2に示した。

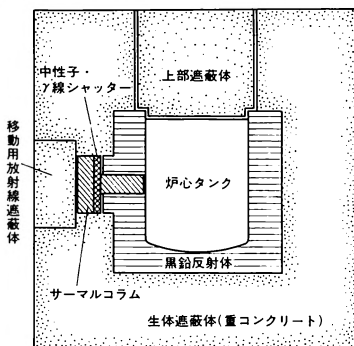


図1

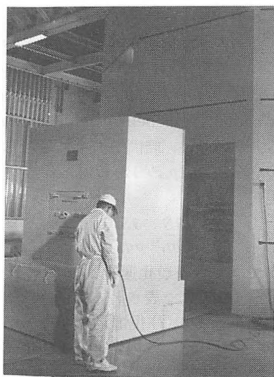


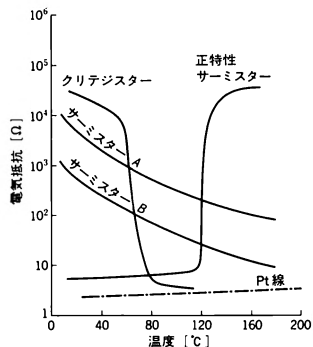
図2 サーマルコラム

サーマルデソープション法 = 昇温脱離法

サーマルトランスピレーション = 熱遷移

サーミスター [英 thermistor, 独 Thermistor, 露 термистор] 電気抵抗の温度係数が高い熱感感性抵抗

体。ベル電話研究所で開発された Mn-Ni 酸化物の複合焼結体につけられた名称で、thermally sensitive resistor の略称であるが、感温半導体の一般的名称となっている。サーミスターは一般に負の温度係数をもち、その大きさは金属の $10 \sim 100$ 倍である。抵抗値は数 Ω から数 $\text{M}\Omega$ まで選択できる。この特性を利用して温度測定、機器の温度変化の補償、高周波電力測定などに使用される。材料は Mo, Ni, Co, Fe などの遷移金属酸化物の中から複数成分を配合し、焼結してつくるものが多い。ほかにガラス半導体、有機物半導体等もある。一般に半導体は負の温度係数を示すが、 BaTiO_3 のようにある温度領域で正の大きい温度係数を示すものもあり PTC (positive temperature coefficient thermistor) とよばれる。また、通常のサーミスターと同じく負の温度係数であるが、ある温度になると急激に電気抵抗が減少し、温度スイッチとして用いられるクリテジスター (CTR: critical temperature resistor)、極低温測定用の第IV族半導体 (C, Ge, Si) などとも実用されている (図参



照)。サーミスターの電気伝導機構はいくつかのモデルがあり、例えば Fe_3O_4 と FeAl_2O_4 の混晶のように、1つの導電性結晶に同一の結晶構造のほかの結晶を固溶させて導電性を低下 (希釈) させるという希釈原理によるもの、また NiO 中に Li_2O を固溶させた場合のように結晶中に同一種類のイオンで原子価の異なるものを並べ導電性を増大させる原子価制御法、あるいは格子欠陥のある金属酸化物では正孔または過剰電子ができ、それが温度上昇とともに結晶中を移動し易くなり導電性が増大するというものなどがある。実際のサーミスターはこれらの機構を組合せたものである。

サーミスター温度計 [英 thermistor thermometer, 独 Heißeleiterthermometer, 仏 thermomètre à thermistance, 露 термометр с термистором] サーミスターの電気抵抗の温度変化を利用して温度を指示するような構造につくられた温度計。サーミスターは $-3 \sim -6\%$ / $^{\circ}\text{C}$ の温度係数をもっていて温度分解能に優れているほか、感温部の小さいセンサーが得られる特徴がある。測定可能な温度範囲は $-50 \sim 350^{\circ}\text{C}$ で、産業用や理化学用の温度計として利用されているほか、家庭電気用品などにも多く組込まれている。

サーミスターゲージ [英 thermistor vacuum gauge, 独 Thermistor-Vakuummeter, 仏 manomètre à thermistor, 露 термистотный вакуумметр] 熱伝導真空計の一種。代表的な熱伝導真空計であるピラニ・ゲージのフィラ

メントの代りに、抵抗温度係数の大きいサーミスターを設置したもの、低圧では高温表面からの気体による熱損失が圧力に比例することを利用して、サーミスターは、金属に比べて常温で約10倍の大きさの抵抗温度係数をもっている、圧力の検出は容易である。真空計の感度をあげるためには、素子の放熱面積を大きくし、リード線からの熱損失を小さくする。測定可能な圧力範囲は $10^{-2} \sim 10^2$ Pa 程度である。この真空計の問題点は、管壁の温度変動で特性が影響を受けることである。半導体であるサーミスターの電気抵抗の温度依存性は、金属のように簡単ではないので、ダミー管による温度補償はそれほど容易ではない。

サムル(原子核の) = 和則

サーモカップルゲージ = 熱電対真空計

サーモカラー [英 thermocolour, 独 Thermocolor, 仏 thermo-couleur, 露 термо-цвет] 示温塗料など、ある規定温度に達すると明瞭な色変化を示すものをいう。この現象を、熱変色性あるいはサーモクロミズムという。高温で一度変色するとともに色に戻らない不可逆性のある、温度が下がればもとの色に戻る可逆性のあるものがある。ペイント状のもの、クレヨン状のもの、ラベル、ワッペン形のものなどが開発されていて、各種装置の保守点検や簡単な試験検査の温度モニターとして使用されている。不可逆性のあるものは化学反応、結晶水放出などを利用しており、変色温度が $40 \sim 1350^\circ\text{C}$ の範囲のものが各種ある。これに対して可逆性のあるものは結晶が転移する物理的現象などを利用して、種類が少ない。

サーモグラフィー [英 thermography, 独 Thermographie, 仏 thermographie, 露 термография] 物体が放射する赤外線を検出して、物体表面の温度分布を二次元的に表示する方法。検出器にはInSb(最大感度をもつ波長約 $3.2\mu\text{m}$)やHgCdTe($10.6\mu\text{m}$)などの光電導素子を用いる。温度分布を可視像に変換する目的で、医学用や工業用に広い用途がある。

サーモクロミズム [英 thermochromism, 独 Thermochromie, 仏 thermochromie, 露 термохромизм] \Rightarrow サーモカラー

サーモスタット [英 thermostat, 独 Thermostat, 露 термостат] 一定の温度を維持するようにオン・オフ動作する簡単な構造の自動温度調節装置の総称。温度の変化を検出し、それに応じて熱源の働きを制御するように動作する機構をもつ。ペローやブルドン管(圧力温度計)を利用して液体の熱膨張を変位に変えて電気接点をオン・オフするもの、バイメタルを利用するもの、電気接点付ガラス温度計(液体封入ガラス温度計)を利用するものなどがある。

サーモトロピック液晶 [英 thermotropic liquid crystal, 独 thermotropischer Flüssigkristall, 仏 cristal liquide thermotropique, 露 термотропический жидкий кристалл] \Rightarrow 液晶, 高分子液晶

サーモバイル = 熱電対列

作用スペクトル [英 action spectrum, 独 Wirkungs-spektrum, 仏 spectre d'action, 露 спектр действия] 光化学的反応系に単色光を照射して、一定量の反応を引き起こすに必要な光子数を求め、その逆数を単色光の波長の関数として表したもの。これは、反応を起した分子の個数 m と、入射した光子の個数 n_0 との比 m/n_0 に相当する。吸収された光子数を n 、反応の量子収率を ϕ とすれば、 $\phi =$

m/n である(\Rightarrow 量子収率)。また、ランベルト-ベールの法則が適用できるような、適当に低い濃度で反応が起るならば

$$\frac{m}{n_0} = \frac{n}{n_0} \frac{m}{n} = (1 - 10^{-\epsilon c d}) \phi \sim 2.3 c d \times \epsilon \phi$$

と近似できる。ここで ϵ はモル吸光係数、 c はモル濃度、 d は物質層の厚さである。したがって、既知の光受容体の作用スペクトルを得るには、モル吸光係数と量子収率との積を波長に対してプロットすればよい。反応量が入射光子数に比例するような光強度の範囲内で測定を行うと、反応系に含まれる光受容分子の吸収スペクトルの特徴が作用スペクトルによく反映されるので、両スペクトルを比較することによって反応機構を推測することができる。たとえば、光合成ではクロロフィルなどの光合成色素が光を吸収するが、これは光合成の作用スペクトルとそれら色素の吸収スペクトルとの比較から得られた結論のひとつである。

作用線 [英 line of action, 独 Wirkungsline, 仏 ligne d'action, 露 линия действия] 物体にベクトルとしての力が作用するとき、作用点を通り力のベクトルの方向に引いた直線のことをいう。剛体の場合、外力は作用線上任意の位置に移動しても力の効果は変わらない。

作用素 = 演算子

作用点 [英 point of action, 独 Wirkungspunkt, 仏 point d'action, 露 точка действия] 物体内または表面上の1点に力が作用するとき、その点のことを力の作用点あるいは着力点という。剛体の場合、力の作用点は、力の方向に引いた直線(作用線)上任意の位置に移しても力学的効果は変わらない。

作用反作用の法則 [英 law of action and reaction, 独 Gesetz der Gleichheit der Wirkung und Gegenwirkung, 仏 loi d'action et de réaction, 露 закон равенства сил действия и противодействия] 物体あるいは物質と場からなる2つの系の間に相互作用があるとき、一方に働く力を作用という場合に他方に働く力を反作用という。作用と反作用は必ず同一直線上にあって、大きさが等しく、向きが反対である。これを作用反作用の法則という。(ニュートンの)運動の第三法則ともいう(\Rightarrow 運動の法則)。この法則は、力が場を通して有限の速さで伝わると考えねばならないときには、場をも含めた運動量保存則という形で表現する必要がある。

作用変数 [英 action variable, 独 Wirkungsvariable, 仏 variable d'action, 露 переменная действия] 多重周期運動をする力学系では、時間を直接には含まないハミルトニアン $H(q_1, q_2, \dots, p_1, p_2, \dots)$ から得られるハミルトン-ヤコビの方程式

$$H(q_1, q_2, \dots, \frac{\partial S}{\partial q_1}, \frac{\partial S}{\partial q_2}, \dots) = E$$

の変数分離ができて、一般化運動量 p_j はそれに共役な一般化座標 q_j だけの関数で表され、 p_j と q_j の関係を示すグラフが閉曲線になるか(往復運動)、 p_j が q_j の周期関数になる(一方向きの回転)。このとき、その1周期についてった積分

$$J_j = \frac{1}{2\pi} \oint p_j dq_j$$

またはその 2π 倍を作用変数または作用量変数という。これは常に作用量の次元(=角運動量の次元)をもつ。この J_j は初期条件で決る定数で、 q_j で記述される運動がどの

程度の激しさで行われているかを示す目安となる量である。そこで、一般化運動量 p_j の代りにこの J_j を一般化運動量とみなすような正準変換 $(p_j, q_j) \rightarrow (J_j, w_j)$ を考える。このとき、角運動量の次元をもつ J_j に共役な一般化座標は、 S が変数分離できるのて

$$w_j = \frac{\partial}{\partial J_j} \sum_k S_k(q_k, J_1, J_2, \dots, J_n) = \frac{\partial}{\partial J_j} \int p_k dq_k$$

あるいはその $1/2\pi$ 倍で定義され、角変数とよばれる(最右辺の積分は不定積分)。この正準変換でハミルトニアンは $H(J_1, J_2, \dots, J_n)$ となり、 $dw_j/dt = \partial H/\partial J_j$ も時間によらない定数になるから、 w_j は t の一次式になり、回転角と同様に見える。 q_j の運動の周期は $2\pi/(\partial H/\partial J_j)$ で与えられる。

作用量 [英仏 action, 独 Wirkung, 露 действие]

一般には、エネルギーと時間との積に等しい次元をもち、力学の基本法則(微分形式で書いたものが運動方程式)がその変分形式で与えられる量。系のラグランジアンを L とすると、ハミルトンの原理 $\delta \int L dt = 0$ からラグランジュの運動方程式が得られるので、 $\int L dt$ のことを作用量または作用量積分とよぶ人もある。しかし普通には、積分

$$\int \left(\sum_j \dot{q}_j \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) dt = \int \left(\sum_j p_j dq_j \right)$$

を作用量または作用量積分、これに対する変分原理のことを最小作用の原理という。ただし、 q_1, q_2, \dots, q_n は系の一般化座標、 p_1, p_2, \dots, p_n はそれに共役な一般化運動量である。運動エネルギー T が $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_n$ の二次の同次式で、ポテンシャルエネルギーが q_1, q_2, \dots, q_n を含まないときには、上式の左辺は $\int 2T dt$ となる。作用量は一般化座標の変換に関して不変であり、また断熱不変量になっている(→最小作用の原理)。

作用量子 [英 quantum of action, 独 Wirkungsquantum, 仏 quantum d'action, 露 квант действия] 量子論では、周期系の作用変数はプランク定数の整数倍という値しかとれない。このように跳び跳びの値をもつ、すなわち、量子化された作用を作用量子とよぶ。作用量の最小単位であるプランク定数のことを作用量子とよぶこともある。作用量子という概念が、エネルギー-量子という概念よりも、より基本的なものであることを最初に注意したのは、エネルギー-量子の発見者 M. Planck 自身である。彼は、1911 年、第一回ソルベイ会議の報告の中でこのことを指摘している。同じ会議で、A. Sommerfeld も、作用の量子に注目すべきだと述べ、古典力学のハミルトンの作用関数こそが量子化されるべきであろうと主張している。この考えは後に、彼の名でよばれる一般的量子条件の形に定式化される。その直後、1913 年に発表された N. Bohr の理論は、原子のふるまいを律する法則においても、作用量子が本質的な役割を果たしていることを明らかにした。

作用量積分 [英 action integral, 独 Wirkungsintegral, 仏 intégrale d'action, 露 интеграл действия] = 作用量

サラム Salam, Abdus 1926. 1. 29— パキスタンとイギリスの理論物理学者。パキスタンのジャングで、教育に熱心な信仰深い一家に生れた。父は貧農地域の教育関係の役人であった。14 歳のとき、史上最高の成績でバンジャブ大学に入り、1946 年に卒業し、ケンブリッジ大学から 1952 年に、量子電磁力学の仕事で理学博士の学位を受けた。プリンストン高等研究所研究員を経て、

1951 年にパキスタンに戻り、ラホールの国立大学で数学を教え、1952 年から 1954 年までバンジャブ大学数学科主任を務めた。1954 年に講師としてケンブリッジ大に移り、1957 年以降ロンドンのインペリアル・カレッジの理論物理学教授。それと同時に、Salam 自身の強いイニシアチブで設立したイタリア・トリエステの国際理論物理学センターの所長を 1964 年から務めている。

彼は、量子電磁力学のくりこみ理論、二成分ニュートリノ理論、素粒子の対称性理論、統一ゲージ理論、超重力理論など、素粒子物理学の数多くの重要問題に貢献してきた。特に、ワインバーガー-サラム理論として知られる素粒子の弱い相互作用と電磁相互作用の統一理論に対しては、1979 年のノーベル物理学賞が与えられた。そのほか、彼の受けた賞は数多く、米ソを含む多くの国の科学アカデミーの外国会員である。彼の活動は狭義の科学研究にとどまらず、第一回、第二回の国連原子力平和利用国際会議の科学顧問となり、国連科学技術諮問委員会委員を 1964 年から 1975 年まで務め、その間に同委員長(1971~72 年)、国連大学設立委員会委員(1970~73 年)などを歴任したほか、ストックホルム国際平和研究所の科学委員会委員(1970 年)、国際純粋・応用物理学連合副会長(1972~78 年)などの重職を担ってきた。母国パキスタンのために大統領科学顧問を務めたほか数多くの役職に就き、先に述べたトリエステ国際理論物理学センター所長としても、新興国の若手研究者の育成援助のために熱心に活動が続けている。

散逸関数 [英 dissipation function, 独 Dissipationsfunktion, 仏 fonction de dissipation, 露 диссипативная функция] 物体がその速度に依存する抵抗力を受けて運動する場合のエネルギーの減少、すなわちエネルギーの散逸を表す関数。いま、抵抗力が速度の成分に比例するようなものに限られる場合、この力の成分は、 $-k_x(dx/dt)$ 、 $-k_y(dy/dt)$ 、 $-k_z(dz/dt)$ で与えられる。ここで二次形式

$$F = \frac{1}{2} \left\{ k_x \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + k_y \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 + k_z \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \right\}$$

を考えれば、全エネルギー E の散逸速度は、 $dE/dt = -2F$ で与えられるので、関数 F を散逸関数とよぶ。多自由度の場合、 F は自由度についての和として

$$F = \frac{1}{2} \sum_i \left\{ k_{xi} \left(\frac{dx_i}{dt} \right)^2 + k_{yi} \left(\frac{dy_i}{dt} \right)^2 + k_{zi} \left(\frac{dz_i}{dt} \right)^2 \right\}$$

のように表される。一般化座標 q_r を用いる場合、関数 F を用いて、一般化力は $-\partial F/\partial (dq_r/dt)$ によって表される。散逸関数の概念は、粒子や空間成分だけでなく、熱力学変数で表される自由度が多数存在する場合にも役に立つ。すなわち、熱力学的な力 X と流れ J の間の関係が X_i

$= \sum_j R_{ij} J_j$ のように線形であるとき、熱平衡状態の近傍においてどのような比例関係が実現するかは、変分原理(L. Onsager, 1931 年)によって定めることができ、結果として相反関係 $R_{ij} = R_{ji}$ が導かれるが、このような場合においてはエントロピーの生成速度は、散逸関数 F を絶対温度 T で割ったものに等しいことが証明される。

散逸構造 [英 dissipative structure, 独 dissipative Struktur, 仏 structure dissipative, 露 диссипативная структура] 熱平衡から遠く離れた開いた系において、はじめて現れる巨視的構造(対称性の低い状態)を総称して I. Prigogine は散逸構造と名づけた。熱平衡低温相においてみられる平衡構造との区別を意識してこの語が用いられ

る。数学的には、巨視的状態を記述する方程式の解のうち、平衡につながる分枝(熱力学的分枝)が不安定化し領域で、新たに分岐する安定分枝として表現される。外部からの駆動と系に内在する非線形性との結果、散逸構造は平衡構造よりも多様性に富んでいるが、この事実は、宇宙や生物を含めて自然現象の多様性を理解するうえで重要な意味をもつと考えられている。自然現象は一般に非平衡開放系のふるまいとみられるからである。散逸構造の代表的な型には次のようなものがある。(1) 空間的パターン: 流体の熱対流に現れる回転速度場は空間的パターンの一例である。この場合、温度勾配がある臨界値に達すると特有なパターンに転移する。(2) 時間的リズム: 厳密に非減衰的な時間的振動。数学的には漸近的周期軌道(limit cycle)の出現に対応する。レーザーにおける脈動共振はその一例である。時間反転に対する非対称性に基づくという意味で、熱平衡においてはみられない現象である。(3) カオス: 前記(1),(2)は実験的見地から再現性を備えているが、巨大系や強い外部駆動を受けた系では、軌道の再現が不可能な回帰運動が現れる。流体における乱流はこの種の現象の一例である。電気回路、化学反応など、種々の現象にこの例がみられる。(4) 以上諸型の複合した現象としての波動などが見いだされる。散逸構造の多様性を、たとえば生物の現象に関連づけていえば、生物の形態形成は空間的パターン形成(1)として、体内リズムは漸近的周期軌道の存在(2)として、また、種々の段階における生体の応答が、特有の柔軟性と合目的性を呈することは、カオス現象(3)を背景として、考えることができる。

散開星団 [英 open cluster, 独 offener Sternhaufen, 仏 amas ouvert, 露 рассеянное звездное скопление] $10^2 \sim 10^3$ 個の恒星が、約 10 pc (パーセク)の空間に集まって、乱雑速度 $0.5 \sim 1.0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ によって、力学的平衡を保っている星団。すばる とヒアデス運動星団は、よく知られている散開星団である。散開星団の見かけの形は、球状星団に分類されたことのあるようなものから、固有運動の共通性で初めて星団であることが確認されるくらいまばらなもので、いろいろである。散開星団に所属する個々の恒星が、内部を1周する時間尺度は約 10^7 年である。散開星団に所属する星が相互に運動エネルギーを交換する緩和時間は $10^7 \sim 10^8$ 年。大多数の散開星団は、銀河円板の星々の潮汐力によって、 $10^8 \sim 10^9$ 年の間に一般星野のなかに分散してしまう。銀河系の円板部が形成されて以来、散開星団は、次から次へと生れてきた。年齢 10^7 年以下の若い散開星団は高温の主系列星を含んでおり、かつ密度の高い星間物質の近傍にあって、散光星雲をつくっていることが多い。大多数の散開星団は、銀河赤道に沿って天の川のなかに分布している。すべての散開星団は、銀河系の円板部にあって、特に、年齢が約 10^8 年より若い散開星団は渦状腕に沿って分布している。約 1000 個の散開星団が知られているが、銀河系には全部でその 10 倍以上の数の散開星団があると推定されている。散開星団は、天の川に沿って分布しているものが多いので、銀河星団ともよばれる。

酸化還元重合 [英 oxidation-reduction polymerization, 仏 polymérisation d'oxydo-réduction, 露 окислительно-восстановительная полимеризация] \Rightarrow 重合

酸化還元電位 [英 oxidation-reduction potential, 独 Oxydations-Reduktionspotential, 仏 potentiel d'oxido-réduction, 露 окислительно-восстановительный потенци-

al] 酸化体と還元体を含む溶液に、白金のような電極を入れたときに示される電位(E_h)をいう。電位の基準には、活量 $1 \text{ mol} \cdot \text{dm}^{-3}$ の H^+ 溶液($\text{pH} = 0$)と分圧 1 atm の水素ガスが共存しているときの電位をとり、これを 0 と定める。ある系の標準酸化還元電位(E_0)とは、酸化体の活量(a_{ox})と還元体の活量(a_{red})が同じであるときの E_h をいう。両者の比が 1 でないときの E_h は

$$E_h = E_0 + \frac{RT}{nF} \ln \frac{a_{ox}}{a_{red}}$$

と表される。生化学では、 $\text{pH} 7.0$ ($[\text{H}^+] = 10^{-7} \text{ mol} \cdot \text{dm}^{-3}$)、 $a_{ox}/a_{red} = 1$ のときの電位を用いるのが普通で、これを $\text{pH} 7$ における中間酸化還元電位といい、 E_0' で表す。常温では、 $E_0' = E_0 - 0.42 [\text{V}]$ である。生体中のミトコンドリアや葉緑体などの電子伝達系では、フラビン、キノン、チトクローム、非ヘム鉄-硫黄センターなどの電子伝達体がほぼ酸化還元電位の順に並んでいて、電子を受渡ししている。系の酸化還元電位は、ポテンシオメーターにより、また E_0' が既知で酸化還元により変色する酸化還元色素(メチレンブルー、フェノサフラニンなど)を利用して測定することができる。また、酸化体と還元体の吸収スペクトルが異なる場合には、 E_0' が既知の物質(二チオアン酸塩、フェリシアンカリウムなど)で滴定することにより求められる。

酸化銀電池 [英 silver oxide cell, 独 Silberoxydzelle, 仏 cellule d'oxyde d'argent, 露 батарея окиси серебра] 水銀電池の HgO の代りに Ag_2O または AgO でおきかえた一次電池で、ボタン型電池が主である。構成は、陰極が $\text{Zn}(\text{Hg}$ 数%), 電解液は KOH または NaOH ($30 \sim 50\%$) ZnO 飽和、陽極は $\text{Ag}_2\text{O}(\text{C})$ または $\text{Ag}_2\text{O} + \text{AgO}(\text{C})$ である。起電力は Ag_2O では 1.58 V , AgO では 1.86 V であり、放電特性が平坦で、低温特性もよく、エネルギー密度も大きい充電可能な二次電池もある。

三角形異常 [英 triangle anomaly, 仏 anomalie de triangle, 露 треугольная аномалия] 場の量子論において三角形のファインマン・ダイアグラムを計算したときに発見された余分な項のこと。S. L. Adler および J. S. Bell と R. Jackiw によって発見されたので、アドラー・ベッラ・ジャッキーの異常あるいはアドラーの異常ともよばれる。一般には三角形以外のダイアグラムにも現れるので、カイラル異常項とでもよぶべきものである。たとえば、量子電磁気学を記述するラグランジアンは、古典的レベルでは、電磁場のカイラル変換 $\psi(x) \rightarrow \exp(i\gamma_5 \phi(x))$ に対して質量項を除いて不変である。この対称性を量子化されたグリーン関数の間の関係式に焼き直そうとすると、素朴な考えから予想されるウォード-高橋の恒等式は成立せず、余分な項(これが異常項とよばれる)を付け加えないと成立しない。演算子 ϕ のときたとえば $\partial(\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi)/\partial x_\mu = 2m_0\bar{\psi}\gamma_5\psi + (e^2/8\pi^2)F_{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu}$, ただし $F_{\mu\nu}$ は電磁場のテンソル $F_{\mu\nu} \equiv \partial A_\nu/\partial x_\mu - \partial A_\mu/\partial x_\nu$ であり、 $\tilde{F}_{\mu\nu}$ は $F_{\mu\nu}$ で電場と磁場を入れかえたもの。この最後の項が異常項とよばれるのである。

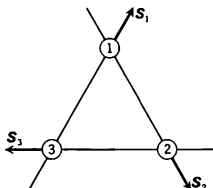
この現象は摂動計算で発見されたものであるが、異常項そのものの存在はもう少し基本的な考察からも理解でき、数学でのアチャー・シンガーの指数定理とよばれているものの局所化版になっている。この定理の内容およびカイラル異常項は、直観的には、ディラック方程式に現れる基本的な演算子 $\not{\partial} \equiv \gamma_\mu(\partial/\partial x_\mu + ieA_\mu)$ とカイラル対称性を記述する γ_5 が同時に対角化できないという性質、 $[\not{\partial}, \gamma_5] \neq 0$

の反映と考えられる。ゲージ理論では、ゲージ不変性を基本原理として θ を「対角化」する方向をとるが、こうすると r_s の方に無理が生じ、それが異常項として現れる。事実、 $[\theta, r_s]$ のある種の期待値が異常項に導く。

カイラル異常項は物理的には、中性 π 中間子の 2 つの光子への崩壊振幅を決め、また非可換ゲージ理論では、位相的ソリトン(インスタントン)の存在と関連してゲージ理論の「真空状態」の議論にも重要な役割をはたす。さらに、素粒子の統一模型ではゲージ対称性に関係した部分に異常項が出るのとくりこみ可能性が損なわれるため、模型をつくるうえで 1 つの有用な制約を与えている。なお、異常項には、カイラル異常項のほか共形変換に関係した異常項が、エネルギー運動量テンソルのトレース異常項としてよく知られている。

三角磁気構造 [英 triangular magnetic structure, 仏 structure magnétique triangulaire, 露 магнитная треугольная структура]

[1] 反強磁性体のうち、正三角形格子網を含む結晶(たとえば六方晶系)で、3 種の副格子点における 3 つのスピンの S_1, S_2, S_3 が、一平面内にあって、互いに 120° の角度をもって結合している構造をいう(図参照)。このような構造



ができるのは、たとえば平面正三角形格子において、反強磁性の交換相互作用が働く場合、スピンの 2 副格子上で平行・反平行に並ぶよりも 120° の角度をもって結合した方が最隣接交換エネルギーが低いことによる。その具体的な物質例として、 $RbFeCl_3$, $YMnO_3$, Mn_3Sn , $Fe_{1-x}Sb$ などが挙げられる。

[2] スピネル型フェリ磁性体において現れる可能性のある磁気構造で、ヤッフェー-キッテルの磁気構造ともいう。この結晶の B 位置上の磁性原子間に反強磁性相互作用が働くとき、B 位置は 2 副格子に分れ、そのスピンの角度をもって A 位置のスピンの結合したフェリ磁性が生ずる。しかしこの磁気構造はまだ見いだされず、またこの磁気構造よりは、円錐らせん構造(⇨らせん磁気構造)のフェリ磁性の方がエネルギーが低くなることが指摘されている。なお、これらの三角磁気構造は中性子回折実験によって調べることができる。

酸化数 [英 oxidation number, 独 Oxydationszahl, 仏 nombre d'oxydation, 露 степень окисления] 酸化還元反応を、電子論の立場から授受される電子の量を用いて定量的に考察するために導入された概念で、分子またはイオンの持つ電子を、ある一定の方法でその分子またはイオンを構成する各原子に割当てたとき、各原子に残る形式電荷を電気素量単位で表した数値をその分子またはイオン中のそれぞれの原子の酸化数とよぶ。NaCl のような原子イオンからなる化合物では、各原子のイオンとしての価数を酸化数とする。したがって NaCl の例では Na は +1, Cl は -1 である。共有結合をしている分子では、共有電子対をそれを共有する原子のうち電気陰性度の大きいほうに全部

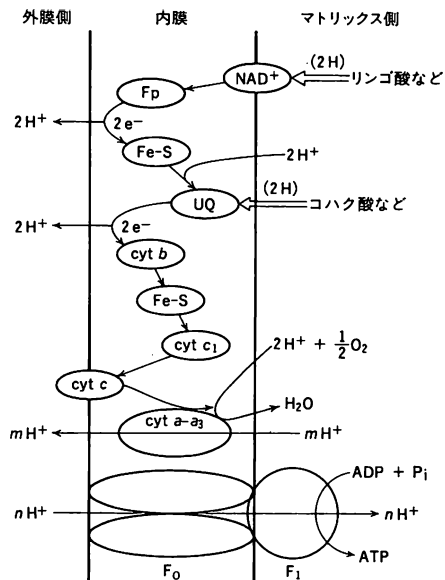
割当てたとき、各原子に残る形式電荷を酸化数とする。たとえば HCl では H は +1, Cl は -1 となる。同種の原子によって共有される電子対は両原子に等分する。つまり酸化数に対する寄与は 0 となる。そのため、単体中の原子の酸化数は常に 0 である。フッ素は最も電気陰性度が大きいのでフッ化物中のフッ素の酸化数は常に -1 である。電気陰性度がフッ素の次に大きい酸素の酸化数は多くの化合物中で -2 であるが、 OF_2 においては +2, また H_2O_2 のような過酸化物では -1 となる。水素の酸化数は非金属と結合した場合 +1 であるが、Li, Ca などのアルカリ金属やアルカリ土類金属と結合した場合は -1 となる。中性の分子では構成原子の酸化数の総和は 0 となり、 PO_4^{3-} , SO_4^{2-} などのイオンではそのイオンの価数に等しくなる。逆にこのことを用いて結合様式の確かでない分子やイオン中の原子の酸化数を求めることができる。原子の酸化数はその原子が酸化されれば増加し、還元されれば減少する。

酸化チタン [英 titanium oxide, 独 Titanoxid, 仏 oxyde de titane, 露 окисел титана] 酸化チタンには、 TiO_2 をはじめ、 TiO , Ti_2O_3 がある。 TiO_2 には、正方晶系に属するルチル(rutile, 金紅石ともいう)、銳錐石(anatase), 斜方晶系の板チタン石(brookite)の 3 種の変態がある。これら 3 種の結晶構造は、いずれもチタンイオンが 6 個の酸素イオンで囲まれた酸素八面体が連なって構成されている。ルチルは比誘電率が高く(100 程度)、その温度係数が小さいので、初期より磁器コンデンサーとして用いられてきた。ルチルはベルヌーイ法で大きな透明単結晶が得られる。光学的には $0.43 \sim 6.2 \mu m$ の領域で透過率が高く、屈折率が多い。屈折率の分散は $n_D^2 = 5.913 + 2.441 \times 10^7 / (\lambda^2 - 0.803 \times 10^7)$, $n_F^2 = 7.179 + 3.332 \times 10^7 / (\lambda^2 - 0.843 \times 10^7)$ で与えられる。ここで n_0 は常光線の屈折率, n_e は異常光線の屈折率, λ は波長である。屈折率が多いので、人造宝石として用いられ、またブリズムとして $LiNbO_3$ などの光導波管への光の導入、導出に用いられる。ルチル単結晶を加压酸液中で熱処理すると、n 型半導体(室温の電気伝導率 $10^{-4} \sim 10^{-5} \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$)となる。対極とともに電解質溶液に浸したルチルの表面に光を当てると水の電気分解が起る。これは、光電池として太陽エネルギー利用の目的で注目されている。

酸化チタンコンデンサー [英 titanium oxide capacitor, 独 Titanoxidkondensator, 仏 capaciteur d'oxyde de titane, 露 конденсатор на основе окиси титана] 二酸化チタン(TiO_2)を主成分にし、これに要求する温度係数によって、少量の酸化マグネシウム(MgO)や酸化バリウム(BaO)などを添加した磁器を誘電体としたセラミックコンデンサー。チタン酸化バリウムコンデンサーと比較し、誘電率が $10 \sim 500$ 程度と小さいため、容量値も小さい。単板構造のもので定格電圧が $50 \sim 500 V$, 容量値が $1 \sim 500 pF$ 程度である。 $-50 \sim +125^\circ C$ の範囲で、温度変化に対し容量値がほぼ直線的に変化するため温度補償用に適しており、温度補償用コンデンサーともよばれる。高周波の発振回路、共振回路などで用いられる。

酸化的リン酸化 [英 oxidative phosphorylation, 独 oxydative Phosphorylierung, 仏 phosphorylation oxydative, 露 окислительное фосфорилирование] 酸化的リン酸化は好氣的生物における主要なアデノシン三リン酸(ATP)生産反応であって細胞呼吸の生理的意義は ATP 生成にある。エネルギー源である有機物は結局 TCA サイ

クルにおいて脱水素され、はぎ取られた水素は呼吸鎖を介して O_2 により酸化される。このとき放出されるエネルギーは膜内外における H^+ の電気化学ポテンシャル (H^+ 駆動力) に変えられ (\Rightarrow 化学浸透説), 次いで共役因子系の働きによって ATP の化学エネルギーに変換される。これらの活性は、動物細胞のミトコンドリア内膜や細菌細胞膜にある。光合成における光リン酸化もこれと同じ機構で起ると考えられており、これら2つのリン酸化反応は、電子伝達に共役したリン酸化とよばれる。呼吸鎖は、細胞呼吸に関与する酸化還元酵素 (電子伝達体) の集合体 (電子伝達系ともよばれる) で、デヒドロゲナーゼ (脱水素酵素), フラビンタンパク, 非ヘム鉄タンパク, キノン, チトクロームなどから成る (図参照)。図ではフラビンタンパクを Fp,



鉄-硫黄センターを Fe-S, ユビキノンを UQ, チトクロームを cyt で表す。cyta-a₃ はプロトンポンプ機構によっても H^+ の濃度勾配をつくる。これらの電子伝達体は、膜の内外方向に関してそれぞれ特定の向きをもって位置しており、それによって酸化還元エネルギーは膜内外の H^+ 駆動力として蓄えられる。 H^+ 駆動力を ATP の化学エネルギーに変換する共役因子系は、可溶化されやすい ATP アーゼ (F_1) と膜内在性の不溶性タンパク質 (F_0 , エンオーと読む) に分けられ、後者は H^+ チャネルペプチド, F_1 結合ペプチドなどから成る。ミトコンドリアは、外膜と内膜の二重の膜によって囲まれた回転楕円形をしている。内膜には、電子伝達、酸化的リン酸化などの活性がある。多くのミトコンドリアでは、内膜がひだのように陥入して表面積が大きくなっており、このひだの部分をクリックタという。内腔の可溶性成分はマトリックスとよばれる。ここには TCA サイクル、脂肪酸の β 酸化系などの活性がある。

ブドウ糖 1 分子を原料としたとき、嫌気的生物は解糖系によって正味 2 分子の ATP しか合成できないのに対し、好気的生物は酸化的リン酸化系が加わると合計 36~38 分子の ATP を合成できる。全体のエネルギー変換効率率、

標準状態で 40%, 生体内の濃度補正をすると 60% 以上ともいわれ、常温常圧において極めて高い効率でエネルギー変換が行われる。

酸化ニッケル [英 nickel oxide, 独 Nickeloxyd, 仏 oxyde de nickel, 露 окисел никеля] 典型的な反強磁性体のひとつであり、同時に、歴史的には、それがなぜ絶縁体であるかという問題提起の材料となったことで有名である。NiO での Ni^{2+} は 8 個の d 電子をもっているから、その d 状態は完全には満たされていない。したがってバンド理論では金属であることが期待される。これが N. F. Mott による金属・絶縁体転移の理論の出発点となった。Mott によれば、NiO を例として問題提起をしたのは E. Verwey である。反強磁性体としての NiO は、いわゆる第二種のスピン配列をもち、磁化容易方向は (111) 面内にある。4 つの [111] 方向、および 1 つの (111) 面内で 6 つの方向が磁化容易軸となりうするために、磁化容易方向の異なる磁区に分れる。このような磁区が光学的手段で観測されている。なお純粋な NiO は、非常によい絶縁体である。

酸化物陰極 [英 oxide cathode, 独 Oxydkatode, 仏 cathode à oxyde, 露 окисный катод] W, コネル (Ni, Co, Fe の合金) などの芯線に、Ba, Sr, Ca などのアルカリ土類金属の各種塩を付着させ、これを真空中で加熱し酸化物に変えた陰極である。正確には酸化物被膜陰極という。製法には塗布法、融解法、蒸気法があるが、塗布法が古くから行われている。酸化物陰極は、ほかの陰極に比べて動作温度が低いにもかかわらず、熱電子放出量が多く寿命も長いのが特徴である。しかし低溫動作 (900~1200 K) のため、大容量の送信管などでは、酸化物層の局部加熱が起り使用できない。ただし平均負荷が小さくて、大きな瞬間電流を必要とするパルス発振管には有効である。そのほか受信管や放電管に広く使用されている。

残響 [英 reverberation, 独 Nachhall, 仏 réverbération, 露 реверберация] 室内などの閉空間で音を出した場合、音源が停止した後もそれまでに放射した音が境界面で多量反射されるため、響きが残る。その場合、反射されるたびに音のエネルギーの一部が境界面で吸収されるので、響きは時間とともに減衰する。このような残響の程度は残響時間で表され、空間の体積・境界面の面積と吸音率によってほぼ決定される (\Rightarrow 残響時間)。コンサートホールなどで音楽が潤い豊かに聞けるためには、適当な残響が必要である (\Rightarrow 音響効果)。

残響時間 [英 reverberation time, 独 Nachhallzeit, 仏 durée de réverbération, 露 время реверберации] 残響の長さを表す量で、室内に音を放射して定常状態になった後にそれを停止したとき、室内の平均音響エネルギー密度が定常状態のときの値に対して $1/10^6$ に減衰するのに必要な時間 (このとき (残響))。室内 (容積 V , 表面積 S , 平均吸音率 $\bar{\alpha}$) を完全拡散音場と仮定し、音源からの音響パワーの供給と室境界面での吸音との関係から室内平均音響エネルギー密度に関する微分方程式を立て、音源停止後の残響過程について解を求めることにより、残響時間 T を表す次式 (セイビンの残響式) が得られる (\Rightarrow 吸音力)。

$$T = \frac{KV}{S\bar{\alpha}} \quad [s] \quad (1)$$

ただし、 $K=55.26/c$ である (c は音速 [$m \cdot s^{-1}$])。また室内音場を音源からの直接音と各境界面からの反射音群の和と

してとらえ、反射音はそれぞれの反射回数に応じて想定したイメージ音源から到来するものとして残響過程を考えると、次式(アイリングの残響式)が導かれる。

$$T = \frac{KV}{-S \log(1-\bar{\alpha})} \quad [s] \quad (2)$$

式(1)は $\bar{\alpha}$ が小さい(残響が長い)ときに式(2)の近似値を与えるが、 $\bar{\alpha}$ が大きくなると両式による計算値は一致しない。建築音響の分野において室の残響時間を計算する場合には、 $\bar{\alpha}$ の広い範囲で実測値とよく一致した値を与えることが確かめられている式(2)が一般に用いられている。なお室容積が大きい場合には、空気の音響吸収による音の減衰も考慮した次式(アイリング・ヌッセンの残響式)が用いられる(⇒音波吸収)。

$$T = \frac{KV}{-S \log(1-\bar{\alpha}) + 4mV} \quad [s] \quad (3)$$

ただし、 m は空気の音響吸収による音の強さの減衰係数。

図1,2は残響時間の一般的な測定方法を示したもので、バンドノイズを室内に放射してそれを停止させた後の室内の音圧減衰を高速度レベルレコーダーなどで記録し、その傾斜から残響時間を求める。

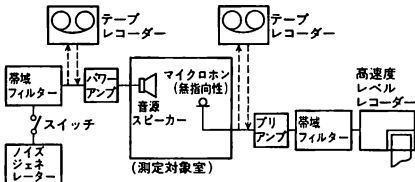


図1 残響時間の測定方法

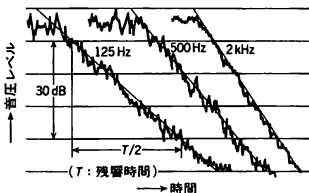
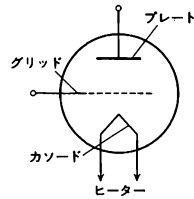


図2 高速度レベルレコーダーによる残響減衰記録

残響室 [英 reverberant chamber, 独 Nachhallraum, 仏 chambre de réverbération, 露 реверберационная камера] 材料の吸音率や騒音を発生する機械類の音響パワーレベルなどの音響測定に用いられる残響の長い部屋をいう。内壁はコンクリート、タイル、石などの広い周波数範囲にわたって音響反射率が大きい材料で仕上げられ、内部の音場をできるだけ完全拡散音場に近づけるために、対向壁面が平行しないように室全体を不整形とすることが多い。また音を乱反射させる目的でランダムに配置された拡散板(体)や回転反射板などが用いられる(⇒残響, 吸音率, 音響パワーレベル, 無響室)。

三極管 [英仏 triode, 独 Triode, 露 триод] 二極管のカソードとプレートとの間に、網状電極、すなわちグリッドを1個設けた電子管のこと。図式的には図のように描かれる。グリッドの網目を抜けてプレートへ向う電子流の大きさは、グリッド電位のわずかな変化によって大きく増減する。グリッドはカソードに接近して設けられているの



で、その電位がカソード近傍の空間電荷に及ぼす効果は、プレート電位のそれに比べて大きい。

空間電荷制限の範囲では、実験的に次式が成立する。すなわち、カソードからの放出電流を I_c とすると

$$I_c = k \left(V_g + \frac{V_p}{\mu'} \right)^{3/2} \quad (1)$$

ただし V_g はグリッド・カソード間の電圧、 V_p はプレート・カソード間の電圧、 k および μ' はそれぞれの三極管に固有の値である。

式(1)において

$$V_c = V_g + \frac{V_p}{\mu'} \quad (2)$$

とくと

$$I_c = k V_c^{3/2} \quad (3)$$

となるが、式(3)は明らかに二極管におけるプレート電圧と電流の関係式と同形である。このことは三極管のグリッドの位置に二極管のプレートを設けたと仮定し、これに式(2)で示される V_c なる電圧を加えると、この二極管の電子流とものの三極管における電子流とは等しいことを意味する。そこでこの仮定の二極管を等価二極管とよび、上式の V_c を集成電圧または支配電圧とよぶ。

$$\frac{\partial I_c}{\partial V_g} = g_m, \quad \frac{\partial I_c}{\partial V_p} = \frac{1}{\rho}, \quad \left(\frac{\partial V_p}{\partial V_g} \right)_{I_c = \text{一定}} = -\mu$$

とくと

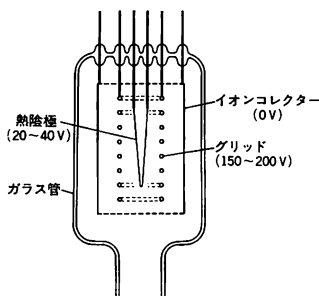
$$\rho g_m = \mu$$

となる。 ρ を内部抵抗、 g_m を相互コンダクタンス、 μ を増幅率とよび、これら3つの量を三極管の三定数という。なお式(1)を使えば、 $\mu' = \mu$ が容易に得られる。

三極管の出現によって、電子管内の電子流の大きさを自在に制御することができるようになり、それによって増幅や発振が広い周波数の範囲にわたって初めて可能になり、現在のエレクトロニクスの発達の出発点となった。

三極管型イオンポンプ [英 triode type ion pump, 独 Triode-Ionenpumpe, 仏 pompe à ions type triode, 露 триодный ионный насос] ⇒ スパッタイオンポンプ

三極管型電離真空計 [英 triode ionization gauge, 独 Triodenionisationsmeter, 仏 manomètre triode, 露 триодный ионизационный насос] 熱陰極電離真空計の一種。最も一般的な真空計であり、測定可能な圧力範囲は $10^{-1} \sim 10^{-8}$ Paの高真空領域である。電子を加速して真空中を走行させると、残留気体分子との衝突によって気体分子が電離されイオンが生成される。生成したイオンを捕集して得られるイオン電流は、圧力が十分低ければ電子電流と気体の圧力に比例する。この原理に基づく真空計が熱陰極電離真空計であるが、三極管型電離真空計では図に示すように中心に熱陰極、その外側に細線をコイル状に巻いたグリッド、さらに外側に円筒状のイオンコレクターを同軸に配置した構造となっている。電極構造が三極電子管に似ているのでこの名がある。動作時の各電極の電位はアースに対し



てそれぞれ、イオンコレクターがほぼ 0 V、グリッドが +150~200 V、熱陰極が +20~40 V である。熱陰極からの電子は、グリッドに達するまでグリッドの前後を何度か振動し、電子の一部はその間に気体分子と衝突してこれをイオン化する。グリッドとイオンコレクターの間の空間に生じたイオンは、イオンコレクターに捕集され、イオン電流 I_i として測定される。 I_i 、電子電流 I_e および圧力 p の間には次の関係が成立する。

$$I_i = S \cdot I_e \cdot p$$

ここで比例定数 S は真空計の感度(係数)とよばれ、およそ $0.1 \sim 0.2 \text{ Pa}^{-1}$ の値である。普通 S は N_2 に対してほかの圧力計(主にマクラウド・ゲージ)を介して校正して決定される。 N_2 以外の気体に対しては感度が異なるので S を補正する必要がある。

3 K の黒体放射 [英 3K cosmic blackbody radiation, 独 3K kosmische Hohlraumstrahlung, 仏 rayonnement de 3K, 露 космическое трёхградусное чернотельное излучение] \Rightarrow 宇宙背景放射

三原子分子 [英 triatomic molecule, 仏 molécule triatomique, 露 трёхатомная молекула] 3 個の原子より成る分子をいう。通常は多原子分子のひとつとして分類する。常温で気体の CO_2 , SO_2 , 液体の H_2O , CS_2 , 固相ではイオン結晶をなすが高温気体状では三原子分子として存在しうる ZnI_2 などのほか、不對電子をもつ NH_3 などの遊離基が含まれる。いくつかの例を表に示す。分子の形は、

三原子分子の形による分類

形	対称性	分子の例
直線 AX ₂ 型	$D_{\infty h}$	CO_2 , CS_2 , HgCl_2 , ZnI_2
直線 AXY 型	$C_{\infty v}$	HCN , ClCN , N_2O , OCS
非直線 AX ₂ 型	C_{2v}	H_2O , F_2O , Cl_2O , H_2S , O_3 , SO_2
非直線 AXY 型	C_s	NOCl , HNO , S_2O

結合角に対する分子のエネルギーの変化を表すウォルシュ図によって定性的に理解できる。分光学的、または統計熱力学的諸性質は多くの場合、同一の対称性をもつ多原子分子と同じようにして考察することができる(\Rightarrow 多原子分子、直線分子)。ただし一般の多原子分子と比べ分子内部の自由度の数が少ないため状態密度が小さい。この結果、分子内のエネルギー緩和過程などに統計的な取扱いが適用できないこともある(\Rightarrow ウォルシュ図)。

三原色 [英 primary colors, 独 Primärfarben, 仏 couleurs primaires, 露 три основных цвета] \Rightarrow 色

残光 [英 afterglow, 独 Nachleuchten, 仏 postluminescence, 露 послесвечение] 発光させるために外部から供給していた刺激エネルギーを絶った後でも、さらに

発光が続く場合、その光を残光という。残光は蛍光やリン光を含めた広い意味での現象論的用語である。化学発光で、光を放出する反応過程が時間的に遅れて進行し、化学反応を起させる初めの励起手段をやめた後までしばらく発光が見られる場合、発光機構から見れば蛍光あるいは自然放出光であり、発光の時間的持続性から見ればリン光ということになる。このような場合、蛍光とかりん光とか特定しないで、一般的に残光ということばが使われる。空気を低圧で放電させ、その放電をやめた後まで、 NO_2 分子の発光が観測される現象や、低圧の窒素気体の放電で見られる N_2 分子の残光などはその例である。

散光星雲 [英 diffuse nebula, 独 diffusor Nebel, 仏 nébuleuse diffuse, 露 диффузная туманность] 青白い高温の星である O 型星によって、まわりの H 原子が電離して輝いているもの。中心にある星は 10^4 K より高温で、H 原子を電離する能力をもつ境界波長 91.2 nm より短い波長の光を多量に出力している。これより低温の B 型星では反射星雲となる。散光星雲内では星の紫外光エネルギーが吸収されてイオンや電子の運動エネルギーとなり、星雲の電子温度は $2 \times 10^4 \text{ K}$ にもなっている。大きなガスと塵の固まりが収縮して、星々の集団ができ、その星々のうちに高温の O 型星があれば、残されたガスは散光星雲になる。そのため、散光星雲における原子数の密度は、 1 cm^3 当たり $10 \sim 10^4$ 個と高い。散光星雲は、まわりの星間空間より密度も温度も高く、ガスの圧の作用で $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ にもおよぶ速度で膨張をしているので、初期には密度が高くて、時間がたつにつれて低くなっていく。O 型星の寿命は、数百万年であるので、散光星雲の年齢も若いことになる。銀河系内では、若い天体と同じように、渦巻構造に重なって分布している。近年における星間分子の電波観測から、大部分の散光星雲は、大きな分子雲の端に存在することがわかってきた。散光星雲は、H 原子が電離した H II 領域となっており、電子が H のイオンと再結合するときや下のエネルギー準位に落ちるときに放射する電波と可視光によって輝いている。特に、下から 2 番目のレベルに落ちるときに放射される電波は可視域にあり、バルマー系列の放射として知られている(\Rightarrow 水素原子のスペクトル)。3 番目から 2 番目の遷移で、 $\text{H}_\alpha(656.3 \text{ nm})$ の光が放射されるが、この光が最も強いので、散光星雲の写真は赤色に見える。銀河系内の散光星雲は、オリオン星雲などのように数 pc(パーセク)程度の大きさであるが、大きなもの、たとえばマゼラン銀河の毒ぐも星雲は数百 pc もの広がりをもっている。

III-V 族化合物 [英 III-V compound, 仏 composé III-V, 露 соединения III-V] III B 族の B, Al, Ga, In と VB 族の N, P, As, Sb が 1 対 1 に結合した化合物。その多くは閃亜鉛鉱型の結晶構造をとる。この一連の化合物

物質	格子定数 [Å]	融点 [°C]	バンドギャップ [eV]	電子移動度 [$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$]
AlP		>1500	~3	
AlAs	5.66	1740	2.16	1000
AlSb	6.14	1050	1.6	900
GaP	5.45	1467	2.24	300
GaAs	5.65	1238	1.35	8500
GaSb	6.10	712	0.67	4000
InP	5.87	1070	1.35	4500
InAs	6.06	942	0.35	33000
InSb	6.48	525	0.17	80000

は半導体特性を示すがその代表的性質を表に示す。Ⅲ-V 族化合物は種々の固溶体を広い領域で形成するのでバンドギャップ、格子定数などを連続的に変化させることができる。またバンドギャップのエネルギーが可視光の領域にあるものが多く、これらの性質を利用して発光ダイオードおよび半導体レーザー用材料などに使われている。一方電子移動度の大きい GaAs や InSb は高周波トランジスタ、高速スイッチング素子などの新しい基盤材料として注目されている。

(3,3)共鳴 [英 (3,3) resonance, 仏 *r  sonance* (3,3), 露 *нуклонный изобар* (3,3)] 素粒子の共鳴状態のひとつ。π中間子と核子の弾性散乱の全断面積が、あるエネルギー領域で急に大きな山をつくるのが実験的に観測され、それが共鳴状態であることがわかった。入射π中間子の運動エネルギーが約 180 MeV の共鳴はアイソスピン I が $3/2$ 、スピン J が $3/2$ の共鳴状態であることから、それを (3,3)共鳴とよぶ。(3,3)は $(2I, 2J)$ による。またΔ粒子ともいう。(3,3)共鳴は 1953 年頃シカゴ大学で E. Fermi と共同研究者によって発見された。最初に発見された素粒子の共鳴状態である。Δは $\Sigma^*, \Sigma^0, \Sigma^-$ とスピン $3/2$ の $SU(3)$ 群の十重項をつくる。Δの電荷は $(+, +, 0, -)$ の 4 種類で、質量は約 $1230 \text{ MeV}/c^2$ 、幅は 115 MeV である。強い相互作用で $N\pi$ に崩壊する。核子の励起状態のうち、 $I=3/2$ 、 $S=0$ のものを総称してΔ粒子あるいはΔ共鳴、あるいは単にΔとよぶ。(3,3)共鳴はπ中間子・核子の低エネルギー散乱および原子核のスピンとアイソスピンの遷移を伴う反応で重要な役割を演ずる。

3j記号 [英 3j symbol, 独 3j-Symbol, 仏 *symbole 3j*, 露 3j-символ] ⇒ クレブシュ-ゴルダン係数

三軸回転子模型 [英 tri-axial roton model, 露 *тр  хосная роторная модель*] ⇒ 対称回転子模型

三軸ひずみ [英 triaxial strain, 独 *dreidimensionale Verformung*, 仏 *déformation    trois dimensions*] 固体中で、応力が x 軸, y 軸, z 軸方向の 3 成分をもつとき、すなわち三軸応力状態にあるときに生じるひずみのことで、垂直方向に 3 成分、せん断方向に 3 成分をもつ。これに対し、二次元化を行って、垂直方向に 2 成分、せん断方向に 1 成分をもつ平面ひずみがある。

三次元ホログラム [英 three-dimensional hologram, 独 *dreidimensionales Hologramm*, 仏 *hologramme    trois dimensions*, 露 *тр  хмерный голограмма*] = 体積ホログラム

三次構造 [英 tertiary structure, 独 *terti  re Struktur*, 仏 *structure terti  re*, 露 *третичная структура*] ⇒ 高次構造

三次の非線形感受率 [英 nonlinear susceptibility of third order, 仏 *susceptibilité nonlin  aire de troisième ordre*, 露 *нелинейная восприимчивость третьего порядка*] ⇒ 非線形感受率

散射雑音 = 散弾雑音

三斜晶系 [英 triclinic system, 独 *triklines System*, 仏 *système triclinique*, 露 *триклинная система*] ⇒ 結晶系

三重結合 [英 triple bond, 独 *Dreifachbindung*, 仏 *liaison triple*, 露 *тройная связь*] N_2 における結合あるいはアセチレン C_2H_2 における C と C の結合は三重結合の典型である。これを形式的に $N \equiv N$ あるいは $HC \equiv CH$

と表すこともある。三重結合は 1 つの σ 結合と 2 つの π 結合からつくられる。三重結合では二重結合と比較して、結合の長さは短く、結合エネルギーおよび結合の力の定数は大きい。このことは、例えばアセチレンの $C \equiv C$ 結合におけるそれぞれの値は 1.21    , $954 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$, $15.68 \times 10^2 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ であって、エチレンの $C = C$ 結合のそれらの値 (1.34    , $699 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$, $8.56 \times 10^2 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$) と比べればわかる。

三重項 [英 triplet, 独 Triplet, 仏 triplet, 露 *триплет*] ⇒ 多重項, 三重項状態

三重項状態 [英 triplet state, 独 Triplet-Zustand, 仏 *  tat triplet*, 露 *триплетное состояние*] 多重項のひとつでスピン量子数 $S = 1$ の電子状態。三重項状態が基底項となる場合は原子では炭素族、酸素族などで比較的多い分子では少ない。二原子分子では $C_2, O_2, SO, S_2, NH, OH^+$ などが、多原子分子では CH_2, CN, CN^+ などが、三重項を基底項とすることが確認されている。一般に偶数個の電子が対をなして安定な分子がつくられるため、大部分の分子の基底項は一重項 (S_0) である。 S_0 から 1 個の電子が励起された不對電子 2 個から成る電子配置からは一重項 (S_1) と三重項 (T_1) がつくられ、フントの規則によれば、 T_1 項の方がエネルギーが低くなる。選択則 $\Delta S = 0$ により、三重項・一重項間遷移は起ったとしても非常に弱く、観測が難しい。特に軽い分子では難しく、 T_1 と S_0 の間のエネルギー差の不明なものが多い。有機化合物ではリン光スペクトルの測定、または理論的計算によりこの差を求めている。 S_0 からの光吸収で高い一重項 ($S_i; i=1, 2, \dots$ は低い電子項から順に付けた番号とする) に励起すると、そのエネルギーの一部が無放射過程で失われ、寿命の長い準安定状態 T_1 に移ってきた分子が多数でさる。 T_1 項の寿命は酸素分子そのほか三重項状態にある分子または溶媒分子との衝突により短くなるが、純粋な希薄気体状態では非常に長く、ベンゼンの自由分子では 28 秒に及ぶ。 S_0 状態の分子に強い光を吸収させ、上記の過程により T_1 状態の分子を多数つくり、 T_1 からの吸収スペクトルを測定して三重項準位の系列を推定できる。色素レーザーでは T_1 状態にある色素分子がレーザー用の励起光を吸収するために、発振に役立つ一重項への光ポンピングの効率が下がることが問題となっている。一般に三重項 T_1 は励起エネルギーを長時間保持し、分子間エネルギー移動や、種々の反応過程の中で重要な役を果たす。

ある種の分子、特に芳香族化合物、カルボニル基をもつ化合物などでは励起一重項状態から三重項状態への非放射項間交差が効率よく起ることが知られている。有機化合物のリン光は励起三重項状態から基底状態への遷移の際に起る。励起三重項状態にある分子間の会合により形成されるエキシマーからエキシマー-蛍光が起る。脊椎動物の視物質ロドプシンの発色用であるレチナールの光異性化反応では三重項状態が重要な役割を果たしていることがわかっている。このように三重項状態は有機化合物の光化学反応、光生理学的現象、エネルギー移動などにおいて重要な役割をもつ。三重項状態についての知見はおもに電子スペクトルと電子スピン共鳴スペクトルから得られる。

三重項超伝導 [英 triplet superconductivity, 仏 *superconductivit   triplet*, 露 *триплетная сверхпроводимост  *] 超伝導を担う 2 個の電子より成る凝縮対の 2 個のスピン ($s=1/2$) が三重項状態を形成し、したがってパウリの原理より凝縮対の空間的な波動関数が p 波の状態 (一般には奇

数の大きさの角運動量の状態)であるような金属または合金を、三重項超伝導または p 波超伝導、トリプレット超伝導という。三重項を表すため 2 個の電子スピンの合成による状態を $|\uparrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, (1/\sqrt{2})(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)$ と書いたとき、最初の 2 つの状態を ABM (または平行スピン対) 状態といい、三種類が均等に混ざった状態を BW (または等方) 状態という。この三重項超伝導は不純物粒子が金属または合金中に存在すると容易に壊れてしまうことが理論的に示されており、実現しにくいものである。逆に金属中に常磁性を強めるパラマグノンが存在すれば起りやすいこともわっている。まだ確認された例はない。

三重三元模型 [英 three-triplet model, 露 три-триплетная модель] = ハン-南部模型

三重水素 [英 tritium, 独 Tritium, 露 тритий]

水素の同位体的一种で、質量数 3 のもの。記号は ^3H (または T), 原子核は三重陽子 (triton) とよばれ、1 個の陽子と 2 個の中性子から成る。質量は 3.01605amu。不安定で、12.346 年の半減期で β 線を放出して崩壊、 ^3He になる。このとき出る β 線の最大エネルギーは 18.610keV である。天然には宇宙線や核爆発による核反応で生じたものがごく微量に存在するだけである。通常は、原子炉内で ^6Li に中性子を当てるなどの方法で製造される。水素の関与するいろいろな反応を調べるためにトレーサーとして用いられる。また重水素と三重水素の核融合反応 (中子と ^4He が生じ、17.6MeV のエネルギーを放出する) は、実際に水素爆弾としてすでに実現されている。これを制御して、「エネルギー源として利用できる核融合」を実現するための研究が現在進められている。

三重水素核 [英 tritium nucleus, 独 Tritiumkern, 仏 noyau du tritium, 露 ядро трития] = 三重陽子

三重線 [英 tri triplet, 独 Triplett, 露 триплет] \Rightarrow 多重線

三重点 [英 triple point, 独 Tripelpunkt, 仏 point triple, 露 тройная точка] 一成分から成る物質が、気相、液相、固相の 3 相に分かれて同時に存在し熱平衡にある状態を考えると、相律で示されるようにその圧力と温度は、その物質によって決まる一定の値をとる。この状態は圧力-温度の状態図上の 1 点で示され、この点を三重点という。水の三重点、すなわち水、水、水蒸気の 3 相が熱平衡にある状態の温度は 0.01°C、圧力は 611Pa (4.58 Torr) である。水の三重点は再現性がよいので、国際温度定点のひとつに採用されており、またこの状態の温度を 273.16K と定め熱力学的温度目盛の定点にもなっている (\Rightarrow 温度定点)。

三重微分断面積 [英 triple differential cross-section, 仏 différentielle triple section efficace, 露 тройное дифференциальное сечение] 入射電子によって標的原子が電離し、基底状態の 1 価のイオンができる場合、衝突前の入射電子のエネルギーを E_0 とし、衝突後イオンから飛び去る 2 つの電子 (散乱電子と放出電子) のエネルギーを E_a, E_b 、標的となった原子のイオン化ポテンシャルを I とすれば

$$E_0 = E_a + E_b + I \quad (1)$$

の関係が満たされる。したがって衝突後の一方の電子のエネルギー E_a の値を決めれば、他方の電子のエネルギーは

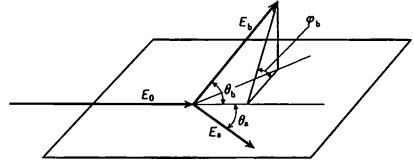
$$E_b = E_0 - I - E_a \quad (2)$$

となって自動的に決ってしまう。一方、飛び去る 2 つの電

子の方向の間には衝突の前後で運動量が保存することから決る関係があるが、衝突前の原子内電子がある運動量をもちうることに、および衝突後イオンが運動量をもちうることに、一方を決めれば他方が自動的に決るという関係にはない。そこで、エネルギー E の電子と $E_0 - I - E$ の電子の両方を別々の方向で同時に測定すると、エネルギー E と 2 つの電子の方向に関する微分断面積

$$\frac{\partial^3 \sigma}{\partial E \partial \Omega_a \partial \Omega_b} \quad (3)$$

を得る。ここで Ω_a, Ω_b は 2 つの電子の方向のまわりの立体角を表す。これを三重微分断面積という。この場合、一般には図のように入射電子と衝突後の 2 つの電子の方向と



は同一平面上にはない。入射電子の方向と出ていく 2 つの電子の方向のなす角度を θ_a, θ_b とし、入射電子の方向のまわりの方位角を ϕ_a, ϕ_b として $(\theta_a, \phi_a), (\theta_b, \phi_b)$ で衝突後の 2 つの電子の方向を表すと、入射電子も標的原子もスピンなどに偏りがなければ、式 (3) で表される微分断面積は方位角については $\phi_b - \phi_a$ のみに依存するので、決められた ϕ_a に対しては

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E \partial \theta_a \partial \theta_b \partial \phi_b} \quad (4)$$

のような四重微分になっている。図では $\phi_a = 0$ ととってある (\Rightarrow 二重微分断面積, 多重微分断面積)。

三重陽子 [英 triton, 独 Triton, 露 тритон] 水素原子核の同位核のひとつであり、陽子 1 個と中性子 2 個からなる。 ^3H と表記する。結合エネルギーは 8.48MeV でかなり小さい (大半の安定核の結合エネルギーは 1 核子当たり約 8MeV)。 β 崩壊により最大エネルギー 18.6keV の電子を放出して ^3He 核に変わる (半減期 12.33y)。三重陽子は三重水素の原子核であり、天然では宇宙線による核反応でつくられる。また核爆発や原子炉内の核反応でも生じる (\Rightarrow 三重水素)。

三重臨界点 [英 tricritical point, 独 Tripelpunkt, 仏 point tritcritique, 露 тройная точка] 磁性体または流体において n 個の相が同時に同一状態になる点を n 重臨界点 (多重臨界点) という。通常の臨界点 (圧力-温度 (p - T) 平面において気相と液相が共存している点 (p_0, T_0), または磁場-温度 (H - T) 平面において強磁性相と常磁性相が共存している点 (H_0, T_0), 示強変数である熱力学的独立変数の数が 2) は $n = 2$ の場合である。示強変数である独立変数が 3 個以上存在するときに $n = 3$ 以上の臨界点が現れて、 $n = 3$ の場合を三重臨界点という。第一近接相互作用と第二近接作用の比が適当である反強磁性体の場合、磁場 H , 温度 T , スタガード磁場 η の張る空間中に相図をかくと図 1 のようになる。面 OABC は、相 I と相 II の共存面、面 BCDE は相 I と相 III の、面 BCFG は相 II と相 III の共存面、線 BC は 3 つの共存面に共有される線であり、点 B が 3 つの共存線 AB, BE, GB の共通の端点ですなわち三重臨界点 (T_1), A がネール温度である。線 AB 上では二次転移、相 BC 上では一次転移であり、三重臨界点は

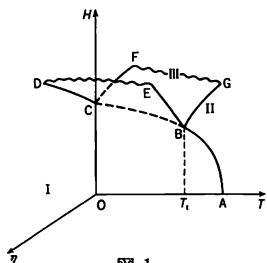


図 1

一次転移と二次転移の移り変りの点にもなっている。このとき温度-磁化面(T - M)内の相図は図2のようになり、B

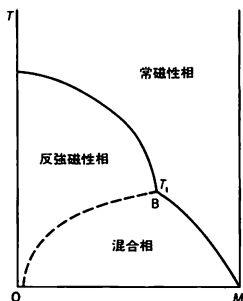


図 2

が三重臨界点である。 ^3He - ^4He の混合溶液に対しては超流体のオーダーパラメーターに共役な示量変数を η 、 ^3He と ^4He の化学ポテンシャルの差 $\mu_3 - \mu_4$ を Δ とすれば、(Δ, η, H)空間の相図は、定性的に図1の H を Δ と読み変えたものになっている。

三準位メーザー [英 three-level maser, 独 Dreineveau-maser, 仏 maser à trois niveau, 露 трёхуровневый лазер] ⇨ メーザー

参照電極 [英 reference electrode, 独 Bezugselektrode, 仏 électrode de référence, 露 электрод сравнения]

溶液に浸したひとつの電極、すなわち半電池の電位は、理論的には定義できるが、実験的にその絶対値を測ることはできない。ポルトメーターやエレクトロメーターで指示電極の電位を測定するとき、もうひとつ電極を溶液に接触させなければならない。そのため第二の金属と溶液の界面が導入され、そこで発生する電位が全体の測定電位に含まれる。したがって、この第二の電位の性質がよくわかったものであれば、それに対して目的の電極の電位を測定でき安心である。そのために参照電極がある。参照電極の条件は、溶液中のある化学種に対し可逆的に反応し、ネルンスト式に従う挙動をすること、電位が時間的に変動しないこと、電位にヒステリシスがなく、小さな電流を通過させた後もその電流を切れば速やかにもとの値に戻ることに、温度の上で電位のヒステリシスが小さいこと、参照電極自身の溶液への溶出が極めて少ないこと、などである。これらの条件を比較よく満たしている参照電極には以下のものがある。

水素電極 ($\text{H}^+ + e^- \rightarrow (1/2)\text{H}_2(\text{Pt})$)

パラジウム-水素電極

銀-塩化銀参照電極

水銀-塩化第一水銀(カロメル)電極

水銀-酸化水銀(HgO)電極

水銀-硫酸第一水銀電極

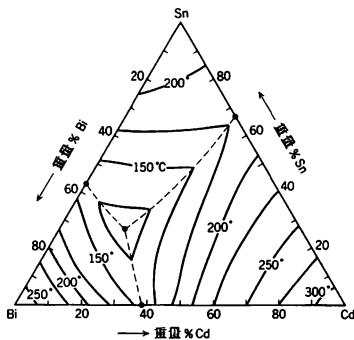
タリウムアマルガム-塩化タリウム(I)電極

準参照電極

準参照電極については、正確度、精度をあまり要しない場合に、便宜的に用いることがある。たとえば、ハロゲン化物イオンが共存する溶液内では銀線や水銀プールを用いれば簡単に $\pm 10 \sim 20 \text{ mV}$ の精度が得られる。また高抵抗溶液や電位規制の電流測定のとときには、単に白金線を指示電極に近づけて準参照電極として用いることもある。

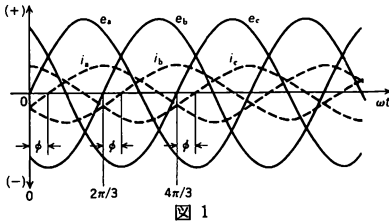
標準水素電極は国際的に定められた、水溶液系における標準電位の尺度となる。すなわち、標準水素電極 (H^+ , H_2 , $a=1$; a は活動度) に対して測定した半電池の電位をその半電池の電極電位と定義する。そのため、すべての温度において水素電極の標準電位は 0 とする。水素電極は最も再現性のある電極で、異なる電極間のバイアス電位は $10 \mu\text{V}$ 以下である。

三成分系の相平衡 [英 phase equilibrium in three-component systems, 独 Phasengleichgewicht in ternären Systemen, 仏 équilibre de phase dans un système de trois composants, 露 фазовое равновесие в трёхкомпонентной системе] 3種類の物質から成る混合系において、いくつかの相が共存して熱平衡にあること。相律によれば、共存する相の数 α 、自由に变えうる状態変数の数を f とすれば、 $f = 5 - \alpha$ の関係がある。したがって、 f は最大 4 ($\alpha=1$) となる。独立な状態変数としては、たとえば 2 つの成分比、温度、圧力をとることができる。 α は最大 5 ($f=0$) となる。三成分系の状態図は、普通、正三角形の頂点に各成分をおいた三角座標を用いて表示される。三角形内の一点から各対辺に下した垂線の長さの比が、頂点に対応する成分の比を表す。残る 2 つの自由度のうち、たとえば圧力を一定にとり、温度を正三角形に垂直な軸としてとると、立体的な状態図ができる。また、それを底面の正三角形に投影したものがしばしば用いられる。図に示したのはその一例で、Bi-Sn-Cd 三元合金の場合で、実線は液相面の等温線、点線は二元共晶曲線である。



三相交流 [英 three-phase alternating current, 独 Drehstrom, 仏 courant triphasé, 露 трёхфазный переменный ток] 単一周波数 f で互いに 120° ずつ異なる 3 組の交流電圧、電流を一括して三相交流とよぶ。図1に示した電圧、電流の実効値を E_e, I_e 、瞬時値を e, i とするとき三相交流は次式で与えられる。

電圧の場合



$$e_a = \sqrt{2} E_e \sin \omega t$$

$$e_b = \sqrt{2} E_e \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right)$$

$$e_c = \sqrt{2} E_e \sin \left(\omega t - \frac{4\pi}{3} \right)$$

電流の場合

$$i_a = \sqrt{2} I_e \sin (\omega t - \phi)$$

$$i_b = \sqrt{2} I_e \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} - \phi \right)$$

$$i_c = \sqrt{2} I_e \sin \left(\omega t - \frac{4\pi}{3} - \phi \right)$$

ϕ は E_e と I_e との位相差, $\omega = 2\pi f$ は角周波数である。上式のように電圧, 電流の実効値が等しく, 位相が互いに $2\pi/3$ ずつ遅れる交流を対称または平衡三相交流という。対称形の特徴は各相の電圧, 電流の瞬時値の総和はそれぞれ 0 である。これらのうちひとつも異なる場合は非対称または不平衡三相交流という。三相交流の配電方法には三相三線式(図 2)と三相四線式(図 3)の 2 種類がある。三相

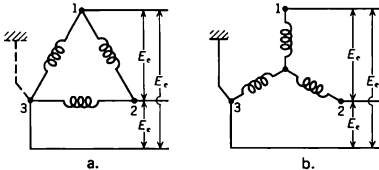


図 2

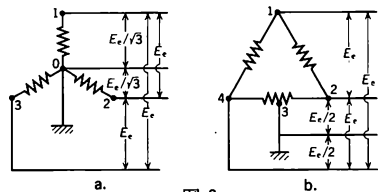


図 3

三線式は高圧送電と(動力用)配電線に使用される。三相四線式は動力(200 V), 電灯需要(100 V)が混在する地域の配電用(図 3 a), および単相, 三相負荷が混在する場所で行われる(図 3 b)。

三相三線式 [英 three-phase three-wire system, 独 Drehstrom-Dreileitungssystem, 仏 système triphasé et trifilaire, 露 трёхфазная трёхпроводная система] ⇒ 三相交流

三相整流回路 [英 three phase rectifying circuit, 独 Dreiphasengleichrichterschaltung, 仏 circuit redresseur triphasé, 露 трёхфазный выпрямитель] 三相交流を整流して直流にする回路。交流電力は小電力を除き位相が 120° 異なる三相で送られてくる。そのため電力の大きい

直流電源では効率のよい三相整流を基本として装置が構成される。図 1 と図 2 は三相半波整流回路および三相全波整流

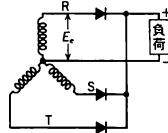


図 1 三相半波整流回路

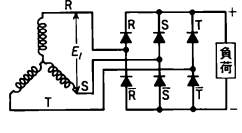


図 2 三相全波整流回路

回路(三相ブリッジ整流回路または六相整流ともいう)の回路図である。ダイオードの代りにサイリスタ(シリコン制御整流素子)とすれば, 出力可変の変換器が構成される。図 3 で, 各ダイオードは 1 周期の間に 120° のみ電流

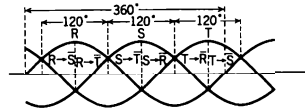


図 3 三相交流電圧(E_e)とダイオード電流

が流れ, ダイオード 1 個当りの電流定格は整流器の直流出力電流定格の $1/3$ の容量でよい。また図 1 および図 2 における回路の直流出力電圧の平均値 V_0 は無負荷の場合, 式 (1) および (2) のように表せる。出力の電圧リップル含有率は, 三相半波整流よりも三相全波整流の方が少ない。リップル最低周波数は全波の場合は電源周波数の 6 倍で, 半波の場合は 3 倍である。三相の電圧が完全に等しくない場合は電源周波数のリップルが現れる。

$$\text{三相半波: } V_0 = \frac{3\sqrt{3}}{2\pi} E_e \quad (1)$$

$$\text{三相全波: } V_0 = \frac{3\sqrt{2}}{\pi} E_l \quad (2)$$

E_e は線電圧, E_l は相間電圧で $E_l = E_e \sqrt{3}$ の関係にある。

三相四線式 [英 three-phase four-wire system, 独 Drehstrom-Vierleitungssystem, 露 трёхфазная четырёхпроводная система] ⇒ 三相交流

酸素効果比 [英 oxygen enhancement ratio] 細胞の放射線感受性は, 低酸素状態において低下する。生体内において血液循環が劣悪な部位や, 癌病巣の中央部にこのような低酸素細胞が存在する。極限的に無酸素状態となった細胞を不活性化する線量の, 酸素化細胞の不活性化線量に対する比を酸素効果比という。これは放射線の線質により異なり, X 線ではほぼ 3 であるが, 中性子線では 2, 重イオン線では 1.5 以下となる。すなわち, 線エネルギー付与 (LET) が高い低酸素細胞をも致死させることになり, 癌病巣などの治療には, X 線よりも粒子線の方が有効だといえそうである。

三体問題 [英 three-body problem, 独 Dreikörperproblem, 仏 problème des trois corps, 露 задача трёх тел] 3 つの質点相互の間に万有引力が作用する場合, これら 3 物体の刻々の位置や速度を求める問題。一般には, 積分によって解の得られないことが H. Poincaré などによって証明されている。ただし 3 質点が同一平面内にある第三質点の質量は無視できるほど小さく, 第二質点は第一質点のまわりを円運動するという条件を付けた制限三体問題にすれば解くことができる。また 3 質点が常に一直線上にあるオイラーの直線解(図 1)や, 3 質点が大きさの変化する正

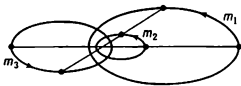


図 1 $m_1:m_2:m_3=1:2:3$
離心率: $e=\sqrt{3}/2$ の場合

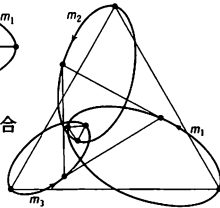


図 2 $m_1:m_2:m_3=1:2:3$
離心率: $e=\sqrt{3}/2$ の場合

三角形の頂点に位置するラグランジュの正三角形解(図2)は比較的早く得られていた。トロヤ群小惑星は太陽と木星を頂点とする正三角形の1つの頂点付近で移動を行っている惑星群であるが、これは正三角形解の例と見られている。一般の三体問題に対し、衝突が起らない限り、物理的に解が存在することはコーシーの存在定理によって証明されており、現在では図3のような電子計算機による解の追究も行われている。

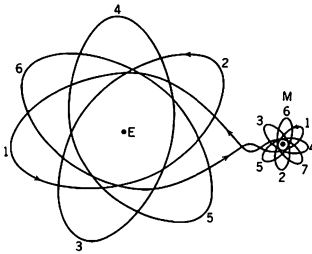


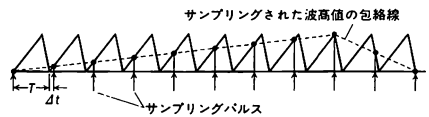
図 3 地球 E を 4 回、月 M を
5 回まわる周期衛星

三体力 [英 three-body force, 独 Dreikörperkraft, 仏 force des trois corps, 露 трёхчастичная сила] 三粒子の間に働く力で二体力の繰返しでは表されないもの。二粒子の間に働く力を二体力という。二体力は二粒子の間に π 中間子, ρ 中間子などの中間子が交換されて生じる。3 個の核子 1, 2, 3 の間で、核子 1 が放出した中間子を核子 2 が吸収し、その後、核子 2 が放出した中間子を核子 3 が吸収する過程は、二体力 V_{12}, V_{23} の繰返しとして表すことができる。しかし、核子 1 が放出した中間子が核子 2 に吸収される前に、核子 2 が別の中間子を放出し、その後、先に 1 から放出された中間子が 2 に吸収されてから、2 から放出された中間子が核子 3 に吸収される過程は、二体力の繰返しとして書表すことはできず、三体力のひとつである。三体力の代表的なものは、核子 1 から π 中間子が放出され、核子 2 がそれを吸収すると同時に励起されて (3,3) 共鳴となり、次に (3,3) 共鳴が π 中間子を放出して核子に戻り、放出された中間子は核子 3 に吸収される過程である(藤田純一・宮沢弘成, 1957 年)。この過程は三重陽子の結合エネルギーに 1.5 MeV の寄与をする。三重陽子内で作用する力が二体力のみであるとすると、結合エネルギーは 7 MeV となり実験値 8.4 MeV よりも 1.4 MeV 小さいので、三体力が必要であることがわかる。上記の三体力、この不足分を補うが、現在までの計算では、ほかのいろいろな三体力とほぼ相殺してしまうといわれている。

散弾効果 [英 shot effect, 独 Schroteffekt, 仏 effet de grenaille, 露 дробовой эффект] ⇒ 散弾雑音

散弾雑音 [英 shot noise, 独 Schrottrauschen, 仏 bruit de grenaille, 露 дробовой шум] 電子管の中でカソードから電子が放出されるとき、個々の電子はまったく不規則に放出されるので、プレート電流には必ず不規則なゆらぎが発生する。これを散弾効果(またはショット効果)といい、これによって発生する雑音を散弾雑音またはショット雑音、散射雑音という。電子管の中で空間電荷効果が無視できるほど小さく、カソードから放出された電子がすべてプレートに流れ込む状態にある温度制限領域では、カソードから放出される電子の数のゆらぎはそのままプレート電流のゆらぎになる。カソードから放出される電子数のゆらぎ、すなわち分散は、統計論によれば放出される電子数の平方根で与えられるので、プレート電流の平均値を I 、電子の電荷を e とすると、そのゆらぎ分 i_n の二乗平均値は $\langle i_n^2 \rangle = 2eI\Delta f$ で与えられる。 $\langle i_n^2 \rangle$ は周波数には依存せず、観測する周波数帯域幅 Δf が一定なら、あらゆる周波数で同じ大きさとなる。一般に電子がポテンシャルの山を越えて流れるとき、このような電流のゆらぎが生ずる。トランジスタでは電子は半導体の pn 接合のポテンシャルの山を越えて流れるためコレクター電流には同様のゆらぎがある。なお空間電荷効果により電子流が制限されているときには、空間電荷によって電子流の増減が抑えられ散弾雑音はこれより小さくなる。

サンプリングオシロスコープ [英 sampling oscilloscope, 独 Samplingoszillograph, 仏 oscilloscope à échantillonnage, 露 стробирующий осциллоскоп] 高速ではあるが一定周期で繰返す波形を一定の時間間隔をおいて抽出し、もとの波形と相似で、低速の波形に変換して観測するオシロスコープである。図のように繰返しの波形を極めて



短いサンプリングパルスを使い、一定間隔で順次抽出する。抽出された波高値の包絡線の形はもとの波形と相似で、低速の波形となっているので低速のオシロスコープで高速の波形を観測できる。入力信号の周期を T として、1 周期に 1 回ずつ n 回抽出して 1 個の相似波形を得たとすれば、その周期は $(n+1)T$ となり、オシロスコープの垂直軸増幅器の周波数帯域は、直接方式の場合の $1/n$ ですむ。この方式では、増幅器の周波数帯域が狭くてもよいが、繰返し波形であることが必要で、単発現象の観測はできない。20 GHz 程度までのものが実用化されている。

サンプリング定理 [英 sampling theorem, 独 Samplingtheorem, 仏 théorème d'échantillonnage, 露 теорема отсчётов] 時間とともに変動する量をディジタル測定する際には、一定の時間間隔で測定値をサンプルする必要があるが、サンプリング間隔を決定する基準を与えるのがサンプリング定理である。いま信号 $f(t)$ は W より大きい周波数成分を含まないとする。この信号を $1/2W$ の時間間隔でサンプルしたとき得られる測定値の系列を $f(k/2W)$ (k は整数) とすると、原信号は $f(k/2W)$ を用いて

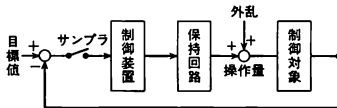
$$f(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} f\left(\frac{k}{2W}\right) \frac{\sin\left\{2\pi W\left(t - \frac{k}{2W}\right)\right\}}{2\pi W\left(t - \frac{k}{2W}\right)}$$

と表される。すなわち、帯域が W の信号は時間間隔 $1/2W$ でサンプルして得た測定値によって表現できる。これを帯域制限信号のサンプリング定理という。また、信号 $f(t)$ が $-T/2 \leq t \leq T/2$ の間に制限され、これ以外の区間では 0 とする。この信号のフーリエ・スペクトル $F(i2\pi f)$ は $1/T$ おきの周波数でのフーリエ・スペクトル $F(i2\pi k/T)$ (k は整数)を用いて

$$F(i2\pi f) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} F(i2\pi \frac{k}{T}) \frac{\sin \left(\pi \left(f - \frac{k}{T} \right) T \right)}{\pi \left(f - \frac{k}{T} \right) T}$$

と表される。これを時間制限信号のサンプリング定理という。

サンプル値制御 [英 sampled-data control, 独 Abtastregelung, 仏 commande à échantillonnage, 露 дискретное управление] あらかじめ設定された一定時間ごとにシステムの動作状況をサンプル(抽出)して行う制御系をいう(図)。大規模あるいは精密な制御が要求され連続的な



計測が不可能な場合は多数の測定点を逐次走査しながら電子計算機にデータとして送り込み、電子計算機の内部で制御のアルゴリズムを実行した後、実際の制御信号をプロセスに送る制御が行われる。時間的に連続な変数を使った制御系では通常時間関数のラプラス変換が利用されるのに対して、サンプル値制御では z 変換が利用される。

サンプルホールド回路 [英 sample-and-hold, 露 схема квантования и запоминания] 変動している信号のレベルを任意の時間に抽出して、その値を保持する回路で、その出力は変動速度より遅い動作の測定器でも測定できる。サンプリングオシロスコープ、アナログ・デジタル変換器の前置回路などに用いられる。図1は回路の基本構成、図2はその動作を示している。スイッチ S はサン

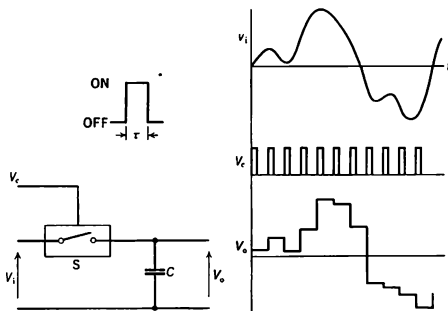


図1

図2

プルパルス V_c により開閉する。サンプリング時間 τ の間 S は閉じてコンデンサ C は充電され、 S を開いたときの入力信号 V_i のレベルが次のサンプリングまで保持されてくる。このサンプリング時間 T の間にアナログ・デジタル変換などの操作が行われる。スイッチ S にはトランジスタ、ダイオードなど半導体電子スイッチが使用される。測定誤差は充電の時定数 τC (τ は信号源とスイッ

チの抵抗の和)と放電の時定数 RC (R は C および S の漏洩抵抗, C に並列に接続される増幅器などの抵抗の並列合成値)で決り, $\tau C \ll \tau$, $RC \ll T$ が要求される。

3分の4 π カタストロフィー [英 $4\pi/3$ catastrophe, 仏 catastrophe $4\pi/3$, 露 катастрофа $4\pi/3$] クラウジウス-モントッティの式を誘電率 ϵ について解くと

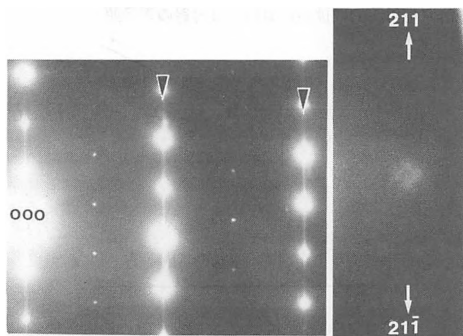
$$\epsilon = \frac{1}{Na} + \frac{2}{3\epsilon_0}$$

となる。ここに、 N は物質中の単位体積当りの分子(または原子)の数, a は分子(または原子)の分極率, ϵ_0 は真空中の誘電率である。 N, a は温度の関数であるが、 $1/Na$ が温度を下げることで減少するような物質では、温度を上げていくと $1/Na$ がちょうど $1/3\epsilon_0$ に等しくなったとき上式は発散する。この現象を3分の4 π カタストロフィーとよぶ。その理由は、SI 単位系の $1/3\epsilon_0$ のところにCGS 単位系では $4\pi/3$ が現れるからである。この発散の起る場合、上式は $\epsilon = C/(T - \theta)$ の形となり、キュリー-ワイスの法則(⇒ 強誘電相転移)にほかならない。真性強誘電相転移(⇒ 強誘電相転移)は、3分の4 π カタストロフィーという誘電体研究初期の考えで本質的に理解できるともいえる。

算法 = アルゴリズム

三方晶系 [英 trigonal system, 独 trigonales System, 仏 système trigonal, 露 тригональная система] ⇒ 結晶系

散漫散乱 [英 diffuse scattering, 独 Diffusionsstreuung, 仏 diffusion désordonnée, 露 диффузное рассеяние] なんらかの不規則性を含む物質による X 線などの散乱。空間的に規則正しく配列した対象物からの一定波長の波動の散乱は、波の干渉効果にその規則正しさが反映されて、ある限られた方向にのみ強い散乱波が現れ、それ以外の方向には散乱強度をもたない。回折格子による回折図形や、結晶によるブラッグ反射がこれにあたる。ところが対象の空間的配列になんらかの不規則性があると、これに対応して、散乱波はブラッグ反射のような鋭い方向選択性をもたない、ぼやけた散乱が現れる。これが散漫散乱である。このような散乱は、たとえば固体中の不純物など、それ自身規則正しさを乱すものが存在すれば生じるのはもちろんであるが、それ以外に熱振動や常磁状態での磁気能率の方向の乱れなど、不可避免的に存在する統計平均からの不規則な「ゆらぎ」に伴って現れる。したがって散漫散乱は、不純物の研究や、ゆらぎの現象が重要な役割を演ずる物理現象(たとえば相転移など)を研究するのに大きな役割を担っている。たとえば、 X 線の格子振動による温度散漫散乱は、各逆格子のまわりに結晶の弾性定数に依存する強度分布を示し、その強度は反射の次数とともに増大する。また有機結晶、高分子結晶や超イオン伝導体においては、分子の回転やイオンの運動に対応した特徴的な分布をもった強い散漫散乱を示す。結晶中の原子の静的な変位による散漫散乱として、変位型の格子欠陥、たとえば格子間原子や転位中心の近くのひずみ場によって逆格子点の近くに現れるホアン散乱がある。また稠密な原子面の積層順序の乱れ(積層欠陥)は、逆格子点から積層方向にのびた線状の散漫散乱(ストリーク)を与える(図a)。前者の強度分布からひずみテンソルを、また後者からは積層欠陥の種類や密度を知ることができる。散乱振幅の異なる成分原子が、ランダ



積層不整による散漫散乱(電子回折)

短範囲規則度による散漫散乱(X線回折)

ムに配列した不規則固溶体からの散乱には、入射点から散乱角とともに単調に減少する散漫散乱(ラウエの単調散乱)が現れる。同種原子どうしが集合する傾向がある固溶体からの散漫散乱は、逆格子点の周辺に強度が集中するが、異種原子どうしが集合する短範囲規則構造では、逆格子点の中間に最大強度の散漫散乱ができる(図b)。二元合金におけるG. P. ゾーンのように、同種原子の集合体が平板状に存在する場合には、散漫散乱はその平板に垂直方向に伸びた線状の強度分布を示す。

散乱 [英 scattering, 独 Streuung, 仏 diffusion, 露 рассеяние] 波動または粒子が障害物や散乱体などによって自由進行を乱される現象を一般に散乱という。光, X線, 電磁波などの波動や微視的な粒子は散乱現象を起す。普通, 散乱実験では, 有限領域に局在している散乱体に, 十分遠方からビーム状の波動や粒子を投入して散乱現象を引起し, 四方に散乱されて出てくる波動や粒子を, 散乱体から十分離れた場所においた検出器によって観測する。入射ビームの強度(単位時間に単位面積を通過する粒子数またはエネルギー) I , 単位体積当りの散乱体の数 N , 入射ビーム方向の散乱体の厚さ l , 入射軸から極角 θ , 方位角 φ の方向の微小立体角 $d\Omega$ 内に単位時間ごとに入ってくる散乱粒子数またはエネルギー $dn(\theta, \varphi)$ などが散乱実験から直接測定される量であるが, これらの量から得られる $(d\sigma/d\Omega) = dn(\theta, \varphi)/I N l$ を散乱の微分断面積という。微分断面積は, 散乱体に入射する粒子が (θ, φ) 方向に散乱される確率を与える。基礎的な力学法則や波動方程式から微分断面積を理論的に導出しようとするものが散乱理論である。微視的(ミクロ)粒子の場合, 量子力学が基礎的な力学法則であるから, 散乱理論はシュレーディンガーの波動方程式をもとにして構成されている(\Rightarrow 散乱理論, 散乱断面積)。

散乱はその機構や様相によって分類される。弾性散乱とは, 入射粒子と散乱体粒子の内部状態に変化を起さず, しかも新たに粒子や光などを発生しない散乱のことで, 散乱前後における運動エネルギーと内部エネルギーが別々に保存する。それ以外を非弾性散乱というが, 内部状態に大きな変化が起る場合や粒子・吸収などがある場合には, 特に反応とよばれることがある。衝突という用語は, 古典的な粒子が標的にぶつかるという描像が強いが, 散乱と同義に用いられることもある。たとえば, 原子核や素粒子の反応

では, 非弾性衝突という用語がしばしば用いられるが, このときには非弾性散乱または反応のことをさす。

散乱は散乱角によっても分類される。入射粒子が 90° より小さい角度に散乱されるとき前方散乱, 90° より大きい角度に散乱されるとき後方散乱とよばれる。また, 散乱体が多い散乱粒子の集合体である場合に, 入射粒子が散乱体の中で1個の散乱粒子によって散乱される1回散乱, 数個の散乱粒子によって次々と散乱される数回散乱, 多数の散乱粒子によって繰返し散乱される多重散乱がある。クーロン散乱のように, 入射粒子と散乱体の間に働く力を冠してよぶことも多い。

多くの散乱実験では, 静止標的に入射粒子を投入するので, 散乱体粒子の初期運動量が0である座標系を実験室系という。これに対して, 全運動量が0である座標系を重心系という。両者の関係はローレンツ変換(またはガリレイ変換)によって与えられる(付録の表を参照)。

微視的粒子の中心力による散乱は, 最も代表的な散乱問題である。中心力の場合には, 粒子の角運動量が保存されるので, 入射波および散乱波を角運動量の量子数 l に対する部分波に分解するのが便利である(\Rightarrow 弾性散乱)。入射粒子の波長を λ とすると, 角運動量 l の粒子は衝突半径 $l\lambda$ をもっている。主として散乱を受けるのは, 散乱体の半径より小さい $l\lambda$ の粒子であるから, 粒子のエネルギーが低く, λ が散乱体より大きいときには, 散乱を受けるのは主に $l=0$ の粒子, すなわち s 波のみである。入射粒子のエネルギーが高く λ が小さいときには, 散乱体の後方に影ができる。これは影散乱または回折散乱とよばれる。また入射粒子と散乱体が共鳴状態をつくる場合があり, これは共鳴散乱とよばれる。低エネルギーの原子核反応で見られる複合核を経由する弾性散乱はその代表的なもので, 複合核弾性散乱といわれている。

物質中の電子によるX線の散乱は, 干渉性散乱(弾性散乱)と非干渉性散乱(非弾性散乱)の2種に大別される。干渉性散乱は, 散乱の前後においてX線の波長が変化しない散乱である。この場合には, 散乱X線は入射X線の振動電場によって引起される電子の強制振動の結果として放出される電磁場と考えてよい。入射X線の波長が原子半径よりはるかに小さい場合の散乱はトムソン散乱とよばれており, 偏りをたない強度 I_0 のX線が, 1個の電子に当たるときの微分断面積は

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta) \\ = 3.98 \times 10^{-28} (1 + \cos^2 \theta) \text{ [cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1}]$$

で与えられる。ここで m は電子の静止質量, c は光速度であって, (e^2/mc^2) は電子半径とよばれる量である。散乱の全断面積 σ_T を求めると

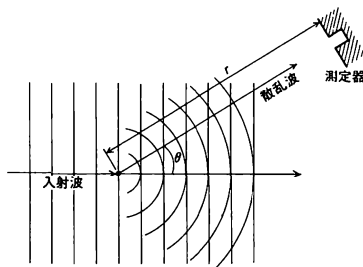
$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6.66 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 = 666 \text{ mb}$$

となる。これはトムソン散乱の断面積とよばれる。Z個の電子をもつ原子に対する断面積は $Z\sigma_T$ となるが, これはかつて原子のZを実験的に決めるのに用いられた。X線の波長が原子の半径より長い場合には, X線が1個の電子に作用するという考えは適当でなく, 原子内の電子が同時に強制振動を受けるので, 電子から放出される電磁波は干渉して強めあい, 散乱X線の強度は大きくなる。また, X線の波長が短い場合でも, 散乱物質内の原子配列に規則性があれば, 散乱X線は干渉するので, それを利用し

て、原子配列を決めることができる。

非干渉性散乱は狭い意味でのコンプトン散乱であって、散乱波の波長は長い方にずれ、入射波に対して特定の位相関係をもたない。コンプトン散乱は素過程として考えると、光子と自由電子の弾性衝突であるが、光子が原子内電子に衝突すると、衝突の結果、電子は原子内から外へはじきとばされるので、原子全体としては非弾性過程である。コンプトン散乱の断面積は、有名なクライン-仁科の公式で与えられるが、X線のエネルギーが増大するとともに減少し、逆に、エネルギーの低いところでは、トムソン散乱の断面積に一致する。物質系によるX線の散乱は、物質の構造を反映するので、X線は物質構造を解明する重要な手段である。

散乱因子(電子線の) [英 electron scattering factor, 独 Elektronenstreufaktor, 仏 facteur de diffusion électronique, 露 коэффициент рассеяния электронов] 電子線の原子による散乱振幅を表す因子。振幅 ψ_0 の電子波が原子によって散乱されるとき、原子から十分離れた位置で測定される散乱電子の振幅は $\psi_0 f(\theta) e^{ikr}/r$ で表される。ここで θ は散乱角, r は原子から測定器までの距離, k は散乱波の波数である(図参照)。この $f(\theta)$ を散乱因子という。



$|f(\theta)|^2$ は原子の電子に対する微分散断面積になる。 $f(\theta)$ は一般には複素数であるが、十分エネルギーの高い電子線(通常 10 keV 以上)に対しては、第一ボルン近似を適用できる。この近似では $f(\theta)$ は

$$f(\theta) = \frac{2me\lambda^2}{h^2} \frac{Z - f_X(\theta)}{4\sin^2(\theta/2)}$$

であり、これは実数である。ここで m , e , h はそれぞれ電子質量, 電気素量, プランク定数, Z は原子番号, λ は電子線の波長, $f_X(\theta)$ はX線の散乱理論に現れる原子形状因子である。 Z の項は原子核による散乱因子(⇒ラザフォード散乱), $f_X(\theta)$ は電子分布によるものである。

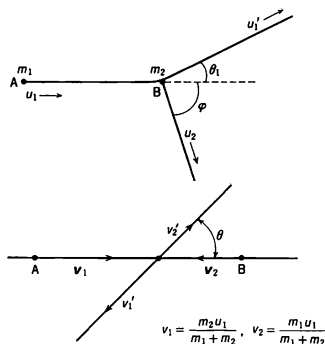
散乱演算子 [英 scattering operator, 独 Streuoperator, 仏 opérateur de diffusion, 露 оператор рассеяния] ⇒ 数学的散乱理論

散乱角 [英 scattering angle, 独 Streuwinkel, 仏 angle de diffusion, 露 угол рассеяния] 衝突によって粒子の進行方向が曲げられるとき、その角度を散乱角という。重心系と実験室系との散乱角を図のように定義すると、両者の間で、非相対論的取扱いの場合には

$$\tan \theta_2 = \frac{\sin \theta}{(m_1/m_2) + \cos \theta}$$

の関係がある。ただし、 m_1 と m_2 はそれぞれ入射粒子および標的粒子の質量である。散乱角が 90° 以上の散乱を後方散乱、それ以下の散乱を前方散乱という。 $m_1 = m_2$ のときには $\theta_1 = \theta/2$ となって、実験室系では、後方散乱は起ら

ない(相対論的取扱については付録の表参照)



散乱行列 = S 行列

散乱行列による動力学的理論 [英 dynamical theory by the scattering matrix, 独 dynamische Theorie mit der Streumatrix, 仏 théorie dynamique par matrice de diffusion, 露 динамическая теория матрицы рассеяния] 電子線の動力学的理論のひとつの表現方式。いま平面波 $\Psi_0 \exp(2\pi i \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r})$ で表される入射電子線(\mathbf{K}_0 は入射電子の波動ベクトル, \mathbf{r} は位置ベクトル)が、厚さ d の平行結晶板の表面にほぼ垂直に入る場合を考える。もう一方の面から外に出た透過波のうち、 h 反射の波動関数を $\Psi_h \exp(2\pi i \mathbf{K}_h \cdot \mathbf{r})$ とすると(\mathbf{K}_h は h 反射の波動ベクトル), 各反射波の振幅 $\Psi_0, \Psi_h, \Psi_i, \dots$ は

$$\begin{pmatrix} \Psi_0 \\ \Psi_h \\ \Psi_i \\ \vdots \end{pmatrix} = \exp(2\pi i K d M) \begin{pmatrix} \Psi_0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \end{pmatrix}$$

で与えられる。散乱行列 M の対角成分は $M_{ii} = |\mathbf{K}_0 + \mathbf{b}_i| - K$, 非対角成分は $M_{ij} = (m/h^2 K) V_{i-j}$ である。ここで i, j は h, l, \dots を代表し, \mathbf{b}_h は逆格子ベクトル, V_h は結晶内ポテンシャルを $V(\mathbf{r}) = \sum_h V_h \exp(2\pi i \mathbf{b}_h \cdot \mathbf{r})$ と書いたときの係数である。 m は電子の質量, h はプランク定数, K は \mathbf{K}_0 の大きさを表す。

散乱振幅 [英 scattering amplitude, 独 Streuamplitude, 仏 amplitude de diffusion, 露 амплитуда рассеяния] 量子力学における散乱の問題で、散乱波の振幅のこと。定常的な粒子の流れがポテンシャルによって散乱される現象は、量子力学的には定常状態のシュレーディンガー方程式を解くことによって扱うことができる(⇒散乱理論)。入射粒子の進行方向を z 軸にとり、ポテンシャルの中心を原点とるとき、この粒子を記述する波動関数は、原点から十分離れたところで

$$\Psi(\mathbf{r}) \approx e^{ikz} + f(\theta, \varphi) \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right)$$

と書かれる。ここで第一項 e^{ikz} は入射平面波で、 k は入射粒子の波数である。第二項は散乱波で、 $f(\theta, \varphi)$ が散乱振幅である。 (θ, φ) は散乱角であり、 r の極角と方位角になっている。散乱振幅は長さの次元をもち、入射粒子が (θ, φ) 方向の微小立体角 $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ 中へ散乱される微分断面積 $d\sigma$ は(⇒弾性散乱)

$$d\sigma = |f(\theta, \varphi)|^2 d\Omega$$

で与えられる。したがって、散乱問題を解くことは散乱振

幅 $f(\theta, \varphi)$ を求めることに帰着する。ポテンシャル V が球対称であるときには、角運動量が保存されるので部分波分解の方法を用いるのが便利である。この場合には散乱振幅は θ のみの関数であり、角運動量 l の散乱波の係数を η_l とすると散乱振幅は

$$f(\theta) = (2ik)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(\eta_l - 1) P_l(\cos \theta)$$

で与えられる。ここで P_l は l 次のルジャンドル関数である。この η_l は角運動量の固有関数で表示した S 行列の対角要素になっている ($\Rightarrow S$ 行列)。角運動量 l の部分波に対する位相のずれを δ_l とすると $\eta_l = \exp(2i\delta_l)$ であり

$$|f(\theta)|^2 = \frac{1}{k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta) \right|^2$$

が得られる。 $d\sigma$ を全立体角について積分して得られる全断面積 σ は

$$\begin{aligned} \sigma &= 2\pi \int_0^\pi |f(\theta)|^2 \sin \theta d\theta = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |1 - \eta_l|^2 \\ &= 4\pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l \end{aligned}$$

となる。入射粒子のエネルギーが低く、その波長がポテンシャルの半径に比べて大きいときには、散乱を受けるのは $l=0$ すなわち s 波のみである。その場合に s 波の位相のずれを δ_0 とすると、散乱振幅は、 θ には無関係で

$$f = k^{-1} \exp(i\delta_0) \sin \delta_0$$

となり、微分断面積は

$$d\sigma = k^{-2} \sin^2 \delta_0 d\Omega \approx a^2 d\Omega$$

ここで δ_0 は入射粒子のエネルギーの関数であるが、入射エネルギーが 0 に近づくとき、 f の値は散乱半径 a または $-a$ に近づく。

散乱槽 [英 scattering chamber, 独 Streukammer, 仏 chambre de diffusion, 露 камера рассеяния] 原子・分子や固体物理、原子核、素粒子などの実験では、加速器で加速された一次ビームや、ターゲット(標的)で生成された二次ビームを、目的とする実験用ターゲットに当て、散乱、反応などを起させて、その際に放出される粒子(γ 線や X 線も含む)を調べることがしばしば行われる。その際に用いられるのが散乱槽であり、ビームが実験用ターゲットに特定の角度で当りそれ以外の所には当たらないようにするためのコリメーター、ターゲットの取付けや交換に便利ようにつくられたホルダー、ビーム量測定のためのモニター、測定器取付けや移動のための装置などを備えているのが普通であるが、実験の種類によって千差万別である。低いエネルギーのビームを用いる際には、全体が真空にひけるようにする必要がある、真空容器の外部から種々の操作ができるようなくふうをこらしたものが多い。

散乱則(中性子の) [英 scattering law] L. van Hove は、第一ボルン近似を使って、単位時間、単位立体角、単位エネルギー当りの中性子の微分散乱断面積が、粒子の対相関関数で書き表されることを証明した。特に、対相関関数 $G(r, t)$ の空間時間のフーリエ変換で書き表した散乱関数 $S(Q, \omega)$ を中性子の散乱則とよぶ。

$$S(Q, \omega) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int dr dt \exp(i(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r} - \omega t)) G(r, t)$$

$$G(r, t) = \frac{1}{N} \sum_{mn} \langle \delta \{ \mathbf{r} + \mathbf{R}_m(0) - \mathbf{r}' \} \delta \{ \mathbf{r} + \mathbf{R}_n(t) \} \rangle$$

$G(r, t)$ は、時刻 0 で $\mathbf{R}_m(0)$ という場所にある粒子が t 時間後 $\mathbf{R}_n(t)$ という場所にいる確率を表す。この散乱則は散

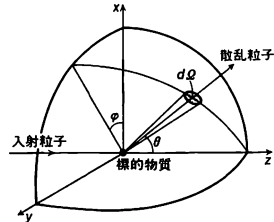
乱粒子の運動だけに依存する。散乱体の構造や運動によらず、和則および詳細つり合いの法則を満たすことが証明されている。

散乱体 [英 scatterer, 独 Streukörper, 仏 diffuseur, 露 рассеиватель] \Rightarrow 散乱

散乱断面積 [英 scattering cross section, 独 Streuquerschnitt, 仏 section efficace de diffusion, 露 поперечное сечение рассеяния] 粒子が標的物質に入射するとき、標的物質によって散乱される確率を与える量で、入射粒子に対する標的粒子の断面の大きさを表すことからこの名がある。衝突断面積もほぼ同義語として用いられるが、古典的な粒子の衝突に対して用いられることが多い。また、標的の幾何学的な大きさで衝突の確率を表すときには、幾何学的断面積という。散乱断面積をより正確に定義すると、単位面積当り 1 個の粒子が入射し、そこに 1 個の標的粒子があるときに散乱現象が起る確率である。入射粒子ビームに垂直な単位面積を単位時間に通過する入射粒子数(入射粒子のフラックス)を I 、単位時間に散乱される粒子数を n とすると、散乱断面積 σ_s は

$$\sigma_s = \frac{n}{I}$$

この断面積は散乱される方向を特に指定しないので、散乱の全断面積とよばれる。 I は(面積) $^{-1}$ の次元をもつので、 σ_s は面積の次元をもつ。 σ_s の単位としては b (バーン) = 10^{-24} cm 2 が用いられる。散乱される方向を特に指定してその方向の単位立体角当りの n/I をその方向での微分断面積といい、普通 $(d\sigma/d\Omega)$ で表す。図に示すように、標的



を原点とする三次元球座標をとり入射粒子の方向を z 軸にとるとき、 (θ, φ) 方向の微小立体角 $d\Omega$ へ単位時間に散乱される粒子数 dn は

$$dn = INt \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega = INt \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \sin \theta d\theta d\varphi$$

で与えられる。ここで N は単位体積当りの標的粒子数で、 t は標的の厚さ(入射粒子方向の)である。古典的な粒子の散乱断面積は、与えられた力の下で粒子の軌道を計算して求められ、量子力学的な取扱いは、散乱振幅または散乱行列を計算して求められる(\Rightarrow 弾性散乱)。一般に入射粒子が標的粒子と衝突して、弾性的に散乱されるばかりでなく、さまざまな非弾性過程を起すことが多い。このような場合に、散乱断面積 σ_s は普通弾性的に散乱される断面積のことをさし、これに対して非弾性過程を起す確率は反応断面積(または吸収断面積) σ_r で与えられる。そうすると、入射粒子が標的粒子と相互作用の結果、なんらかの衝突を起す全確率は、弾性散乱と非弾性過程の断面積の和すなわち $\sigma_T = \sigma_s + \sigma_r$ で与えられることになる。この σ_T は全断面積とよばれ、弾性散乱の全断面積 σ_s とは区別しなければならない。

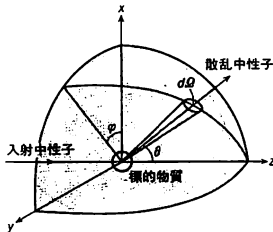
中性子回折や原子炉物理の分野では、非弾性散乱の断面

積 σ_{inel} と σ_s を加えたものを散乱断面積とよんでいる。非弾性散乱という用語は、広義には非弾性過程の総称に用いられることもあるが、普通は入射粒子が運動のエネルギーの一部を失って標的粒子を励起して出て行く過程(反応の前後で、粒子の構成が変わらない)のことである。この場合には中性子が原子核を励起する過程(ただし励起された核が元の状態にもどるときに γ 線以外の粒子は放出しない)のことである。この分野では吸収断面積は、 $\sigma_T - \sigma_s - \sigma_{\text{inel}}$ で定義している(\Rightarrow 散乱断面積(中性子の))。単位体積当り粒子数 N の標的物質に、フラックス I_0 の粒子が入射し、物質中を x だけ進行したとき粒子のフラックス $I(x)$ は

$$I(x) = I_0 \exp(-N\sigma_T x)$$

で与えられる。明らかに σ_T は面積の次元をもつ。単位体積当りの全断面積 $N\sigma_T$ を巨視的断面積または吸収係数とよぶ。巨視的断面積の逆数は長さの次元をもち、入射粒子の物質中での平均自由行程になる。

散乱断面積(中性子の) [英 scattering cross-section of neutrons] 中性子物理や原子炉物理の分野では、散乱という場合に弾性散乱と非弾性散乱の両者を含んでいる。したがって散乱断面積は弾性散乱の断面積と非弾性散乱の断面積の和である(\Rightarrow 断面積, 散乱断面積)。実際に測定を行うときには、標的物質(試料)に入射して散乱された中性子の方向だけを測定する場合と、散乱された中性子の方向とエネルギーを測定する場合とで区別して扱わねばならない。まず散乱方向のみに注目して測定する場合、入射方向を z 軸とする球座標の (θ, φ) 方向の微小立体角 $d\Omega$ (図参



照)に散乱される中性子数は、単位時間当り $(d\sigma/d\Omega)Nt \cdot Id\Omega$ で与えられる。ここで、試料は単位体積当り N 個の散乱体を含み、厚さは t であるとする。 I は入射中性子束で、単位時間に入射する中性子の数である。さらに実験の精度をあげて、散乱された中性子の方向だけでなく、エネルギーを測定する場合には、 (θ, φ) 方向の微小立体角 $d\Omega$ に、 E と $E+dE$ の間のエネルギーをもつ散乱中性子を観測することになり、単位時間当りの数は $(d^2\sigma/d\Omega dE)Nt \cdot Id\Omega$ となる。 $(d\sigma/d\Omega)$ を微分断面積あるいは角度微分断面積とよび、 $(d^2\sigma/d\Omega dE)$ を部分微分断面積とよぶ。ここで

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \int_{E_0}^{E_0+dE} \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right) dE$$

で、 E_0 は入射中性子のエネルギーである。方向もエネルギーも識別せず、とにかく散乱の起る確率だけを表す全散乱断面積は

$$\sigma_s = \int_{\text{全方向}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega = \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} 2\pi \sin\theta d\theta$$

で与えられる。最後の表式は軸対称散乱に対するものである。単一元素より成る散乱体の場合、 $\sigma_s = 4\pi |\bar{b}|^2$ である \bar{b} は散乱振幅で、上につけたバー記号は合成核スピと同位

体の無秩序分布についての平均を表す。散乱により、中性子の波動ベクトルが k_i から k_f に変化し、散乱系の量子状態が λ_i から λ_f へ移ったときの部分微分断面積は

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{k_f}{k_i} \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^2 | \langle k_f \lambda_f | V | k_i \lambda_i \rangle |^2 \delta(E_{\lambda_i} - E_{\lambda_f} + E_i - E_f)$$

で与えられる。 V は中性子と散乱体の相互作用ポテンシャル、 m は中性子の質量、 E_{λ_i}, E_i および E_{λ_f}, E_f は散乱系と中性子の散乱前後のエネルギーである。

散乱長 = 散乱半径

散乱波 [英 scattered wave, 独 gestreute Welle, 仏 onde diffusée, 露 рассеянная волна] 自由粒子が、ポテンシャル $V(r)$ によって散乱される場合、粒子の波動関数 $\psi(r)$ は散乱の中心から遠く離れた所では、入射波に相当する $e^{ik \cdot r}$ という平面波と散乱波との重ね合せとして次のように書き表される。

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \psi(r) = e^{ik \cdot r} + f(\theta, \varphi) \frac{e^{ik \cdot r}}{r}$$

ここで、第二項は散乱波を表し、 θ, φ は入射波の波数ベクトル k の方向を z 軸に選んだときの r の方向を表す極角と方位角である。 $f(\theta, \varphi)$ は散乱波の振幅を表し、粒子が (θ, φ) の方向に散乱される散乱確率すなわち散乱微分断面積 σ は $|f(\theta, \varphi)|^2$ で与えられる。

散乱半径 [英 scattering length, 独 Streulänge, 仏 longueur de diffusion, 露 длина рассеяния] 低エネルギーでの量子力学的散乱(弾性散乱)を特徴づける定数: 到達距離の短い中心力ポテンシャルによる s 波(角運動量 0)の散乱の位相のずれ δ は、低エネルギーの極限 $k \rightarrow 0$ ($k = \sqrt{2mE}/\hbar$ で、 m, E は入射粒子の質量とエネルギー)では

$$\delta \sim -ak \quad (1)$$

のようにふるまい、このとき現れる比例定数 a が散乱半径とよばれる。 a は長さの次元をもち、相互作用を起す領域の目安を与える。実際、 $k \rightarrow 0$ では、散乱断面積は $4\pi a^2$ となり、これは半径 a の剛体球による断面積と同じである。式(1)をさらに k の次数の高いところまでとって近似を上げたとき次のような展開式を書き下すことができる。

$$k \cot \delta = -\frac{1}{a} + \frac{r}{2} k^2 + O(k^4) \quad (2)$$

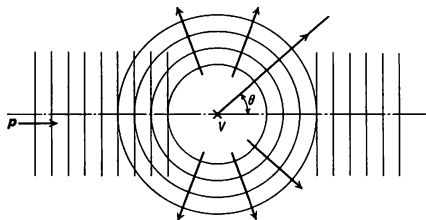
このとき現れる新しい定数 r を有効距離といい、ポテンシャルの到達範囲の目安を与えてくれる。低エネルギー散乱では、ポテンシャルの形とは無関係に a と r を適当にとって実験データと合せることができる。このため、式(2)で k^2 の項までとった近似を、ポテンシャルの形によらない近似(shape independent approximation)という。

散乱ベクトル [英 scattering vector, 独 Streuvektor, 仏 vecteur de diffusion, 露 вектор рассеяния] \Rightarrow 移行運動量

散乱理論 [英 theory of scattering, 独 Streutheorie, 仏 théorie de diffusion, 露 теория рассеяния] 粒子または波動の散乱を対象に、基礎的な力学法則や波動方程式に基づいて、直接実験と照合すべき諸量を理論的に導出・解明する理論的枠組を提供しようというのが散乱理論の目的である。散乱理論は特に量子力学において発達したが、その理論形式は波動現象一般に適用可能であり、マイクロ波回路その他にも広く利用されてきた。ここでは量子力学の散乱理論を中心に述べる。

入射粒子ビームが運動量一定の定常的な流れであり、相互作用が時間にあらわに依存しなければ、散乱現象は量子

力学的定常状態として扱うことができる。定常的散乱現象の概況を、入射粒子が固定ポテンシャル V によって弾性散乱される場合について描けば図のようになる。なお、粒



子どうしの散乱でも、粒子間力のポテンシャル V が距離だけの関数の場合は、重心系(⇒散乱)で見れば換算質量 μ をもつ一粒子の固定ポテンシャルによる弾性散乱として記述できる。左方から投入された運動量 p のビームを表す平面波 $u_p^{(0)}(r) = C \exp(i p \cdot r / \hbar)$ (δ 関数規格化をとれば $C = 1/\sqrt{(2\pi\hbar)^3}$) はポテンシャル V によって乱されて、散乱状態の固有関数 $u_p^{(+)}(r)$ となるが、 V から十分遠い場所では、平面波のほかに定常的外向き球面波が散乱波として現れる。すなわち

$$u_p^{(+)}(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} C \left[e^{i p \cdot r / \hbar} + f(\theta, \varphi) \frac{e^{i p \cdot r / \hbar}}{r} \right] \quad (1)$$

第二項が散乱波であり、 $f(\theta, \varphi)$ を散乱振幅という。ただし、 V の中心を原点とし、 p 方向を極軸とする球座標を用いて観察点 $r = (r, \theta, \varphi)$ を表した。極角 θ が散乱角である。 V が中心力の場合、散乱振幅は方位角 φ に依存しない。散乱振幅は $d\sigma/d\Omega = |f(\theta, \varphi)|^2$ によって微分断面積(⇒弾性散乱)を与える。したがって、散乱振幅が散乱現象に対する量子力学の理論的予言であるが、これは外向き波境界条件(1)の下で定常的シュレーディンガー方程式

$$(H_0 + V) u_p^{(+)} = E_p u_p^{(+)} \quad (2)$$

を解いて求められる。今の場合、 $H_0 = -(\hbar^2/2\mu) \nabla^2$ は運動エネルギー演算子であり、エネルギー固有値 $E_p = p^2/2\mu$ は正の連続実数値をとる。定常的散乱問題を扱うのに、しばしば、式(1)と(2)に等価な積分方程式(この場合のリップマン-シュウィンガー方程式)

$$u_p^{(+)}(r) = u_p^{(0)}(r) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \int G_p^{(+)}(r, r') V(r') u_p^{(+)}(r') d^3 r' \quad (3)$$

が用いられる。 $G_p^{(+)}(r, r') = -(4\pi|r-r'|)^{-1} \exp(i p |r-r'|/\hbar)$ は外向き波グリーン関数である。式(3)と(1)から $f(\theta, \varphi) = -4\pi^2 \hbar \mu (u_p^{(0)}, V u_p^{(+)}|_{|r|=R})$ が得られるが、これは微分断面積の式として

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(2\pi\hbar)^6}{v} \frac{2\pi}{\hbar} |(u_p^{(0)}, V u_p^{(+)}|_{|r|=R}^2 \rho(E_p) \quad (4)$$

を与える(δ 関数規格化を用いた)。 $\rho(E_p) = \mu p / (2\pi\hbar)^3$ は状態密度、 $(2\pi\hbar)^6/v$ ($v = p/\mu$) は単位流式規格化への調整因子である。右辺はちょうど遷移 $p \rightarrow p'$ に対する遷移確率の時間的割合(⇒フェルミの黄金律)に等しい。式(4)において、 $u_p^{(+)}$ の代りに入射平面波 $u_p^{(0)}$ を用いて行列要素を計算するのがボルン近似である。また、式(3)の積分のなかの $u_p^{(+)}$ を $u_p^{(0)}$ で置換えて、左辺の $u_p^{(+)}$ を計算し、その結果得られる $u_p^{(+)}$ をさらに積分のなかに入代して、より精度の高い $u_p^{(+)}$ を求めることができる。このような操作で得られる $u_p^{(+)}$ を用いて、式(4)の行列要素を計算する方法が高次のボルン近似である。

散乱現象は非定常な遷移過程として扱うこともできて、式(4)は遷移確率の時間的割合を与える一般式 $\lim_{t \rightarrow \infty} \lim_{t' \rightarrow -\infty} (d/dt) |(u_p^{(0)}, U(t, t') u_p^{(0)})|^2$ から導かれる。 $U(t, t') = \exp(-i H_0(t-t')/\hbar) \exp(-i H(t-t')/\hbar) \exp(-i H_0(t-t')/\hbar)$ は相互作用表示における時間発展演算子であり(H は全ハミルトニアン)、方程式 $i\hbar dU(t, t')/dt = V(t)U(t, t')$ ($V(t) = \exp(i H_0 t/\hbar) V \exp(-i H_0 t/\hbar)$) を満足し、 V についての摂動級数

$$U(t, t') = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{i\hbar} \right)^n \int_{t'}^t \int_{t'}^{t_1} \cdots \int_{t'}^{t_{n-1}} dt_n \cdots dt_1 V(t_1) V(t_2) \cdots V(t_n) \quad (5)$$

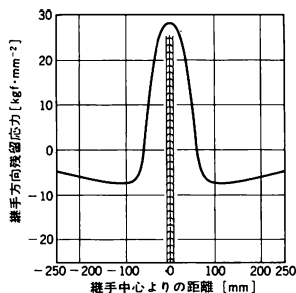
に展開することができ、 $U(t, t')$ は散乱現象についてのすべての知識を与える。たとえば、適当な極限をとれば $u_p^{(+)} = U(0, -\infty) u_p^{(0)}$ となり、外向き波条件の散乱状態固有関数が得られる。 $W^{(+)} = U(0, -\infty)$ は $u_p^{(0)}$ から $u_p^{(+)}$ をつくり出す外向き波条件波動演算子である。一方、 $u_p^{(-)} = U(0, \infty) u_p^{(0)}$ は内向き波条件(式(1)において外向き球面波の代りに内向き球面波 $r^{-1} \exp(-ipr/\hbar)$ を用いたもの)の散乱状態固有関数であり、同じ方程式(2)の解である。 $W^{(-)} = U(0, \infty)$ が内向き波条件波動演算子となる。内向き波解は直接現実の散乱を表すわけではないが、理論展開の補助手段として便利である。特に、 $S = W^{(-)†} W^{(+)} = U(\infty, -\infty)$ は S 行列とよばれており、散乱理論において中心の役割を果たす。その行列要素は $\langle p' | S | p \rangle = (u_{p'}^{(0)}, S u_p^{(0)}) = (u_{p'}^{(-)}, u_p^{(+)}) = \delta(p' - p) - 2\pi i \delta(E_{p'} - E_p) (u_{p'}^{(0)}, V u_p^{(+)})$ となるが、第二項から散乱振幅が得られる。 S 行列が求められれば、散乱問題は解決したことになる。場の量子論などでは、 S 行列を求めるための摂動級数(5)が広く用いられている。以上の理論形式は、適当な修正拡張を施せば、固定ポテンシャルによる弾性散乱ばかりでなく、一般の衝突・反応過程にも適用することができる。どのような場合でも、 S 行列はユニタリー性をもつが、それから光学定理 $\text{Im} f(\theta=0) = (p/4\pi\hbar) \sigma_{\text{tot}}$ がえられる。 σ_{tot} は全断面積であり、非弾性散乱(⇒散乱)などがあるときは、その断面積を含む。なお、散乱過程を詳細に分析するため、散乱振幅を角運動量固有関数で展開する部分波展開が広く用いられている(⇒部分波展開、部分波解析)。場の量子論における散乱理論については(⇒LSZ形式、ハーク-リュエルの散乱理論)。

残留イオン電流 [英 residual ion current, 独 Resistenstrom, 仏 courant ionique résiduel, 露 остаточный ток] ⇨ 残留電流

残留応力 [英 residual stress, 独 Restspannung, 仏 tension résiduelle, 露 остаточное напряжение] 外部から加えられた(広義な意味の)力学的負荷が去除された後、あるいは不均一な温度分布が均一もしくは初期とは異なる定常的狀態になったときに、物体内に残留する応力を残留応力という。残留応力は局部的な塑性変形によって生じるが、自由かつ一様な塑性変形が拘束される場合にも生じる。たとえば棒の両端を剛性壁に拘束して棒を一様に加熱し、圧縮降伏応力を生じさせた後に冷却すると引張残留応力などが生じるが、これは後者の例である。残留応力を生じさせる要因は、不均一な加熱または冷却、塑性加工、化学成分や金属組織の不均一などである。

溶接によって溶接部分(継手)に生じる残留応力は、母材が軟鋼の場合には引張降伏応力に達することがある。この

ような引張残留応力は、遷移温度以下の低温において低応力脆性破壊発生の一因子となり、また高サイクル疲労強度を低下させる。一方、たとえば、溶接で組立てたI型断面梁などでは、梁のウェブとフランジの隅肉溶接継手に継手方向に生じる引張残留応力と平衡して圧縮残留応力が生じるためこれが悪影響を及ぼし、梁の軸方向座屈強度を低下させる。図は2枚の鋼板を突合せ溶接したときの継手方向



残留応力分布の概念図である。寸法が互いに合っていない構造要素を組立てたとき生じる応力、2枚の鋼板の各一端を剛性壁に拘束してほかの一端どうしを突合せ溶接したときに溶接継手から離れた部分に生じる拘束応力、プリストレスコンクリートに生じている初期応力、焼ばいによって生じる応力なども広義の残留応力とする説もあるが、これは応力の値が降伏応力より低い弾性応力状態である点が異なる。また残留応力の積極的な利用例としては、強化ガラスがあげられる。これはガラス板を急冷したり、表面層のイオンを置換したりすることにより、表面層に圧縮残留応力を生じさせ、引張応力による破壊の発生を防ぐものである。

残留核 [英 residual nucleus, 独 Restkern, 仏 noyau résiduel, 露 остаточное ядро] 粒子あるいは原子核 A と B が衝突して C と D になり、C が観測されるとき、原子核 D のことを残留核という。A を入射粒子とすると、この反応を $B(A, C)D$ と書表す(⇒核反応)。

残留ガス = 残留気体

残留ガス分析器 [英 residual gas analyser, 独 Restgasanalysator, 仏 analyseur de gaz résiduel, 露 анализатор остаточных газов] 真空容器内に残留している気体の成分、分圧を計測するもの。現在のところ質量分析計だけがこのような機能を有するので、質量分析計とまったく同義と考えてよい。しかし、質量分析計は厳密な意味で残留ガス分析器とはいえない。残留ガス分子が質量分析計のイオン源で電離される際に多くの種類のイオンが発生するために、得られる質量スペクトルはかなり複雑なものとなり、ときにはイオン源自身からのガス発生などにより、もとの残留ガスからは生成しえないようなイオンすら観測されることがある。したがって、得られた質量スペクトルより残留ガスの分析を完全に正しく行うことは容易ではない。このようなことから、質量分析計をこのようによぶことは、厳密にはあまり好ましいことではない。

残留ガス [英 residual gas, 独 Restgas, 仏 gaz résiduel, 露 остаточный газ] 真空装置を排気した場合、排気されずに容器内に残る気体を残留気体という。残留気体の分析には磁場偏向型や四極子型などの質量分析計を用いて、気体分子は質量 m と電荷 q の比 m/q によって分離さ

れる。残留気体の量および質は真空装置とその内容物、排気に用いたポンプによって決る。加熱脱ガス(ベーキング)をしない装置を拡散ポンプやターボ分子ポンプで排気した場合の残留気体の主成分は H_2O であり、他に CO , CO_2 , H_2 などが認められるが、 H_2O に比べ十分小さい。ソーブションポンプで同じ装置を大気から排気した場合は Ne が大半を占め、 N_2 , H_2O , He がこれに続き、一般に炭化水素系の気体は極めて少ない。加熱脱ガス処理をした装置においては、一般に H_2 が主成分となり CO がこれに続き、 CH_4 , CO_2 はこれらに比べ少ない。ガasketに有機物を使用している場合には H_2O や炭化水素系の気体がかかり認められる。拡散ポンプやターボ分子ポンプのような気体移送型のポンプはイオンポンプ、ゲッターポンプのようなためこみ型のポンプに比べ、 $m/q=12, 14, 15$ が相対的に小さい。クライオポンプでは H_2 が主成分となり、ベーキングできない機械式ポンプでは H_2O が少なからず認められる。

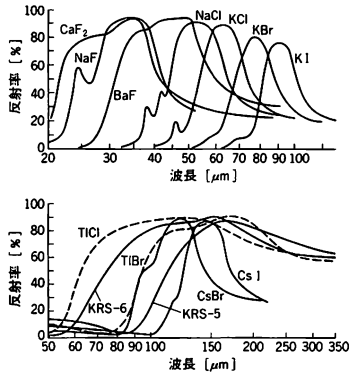
残留磁化 [英 residual magnetization, 仏 aimantation résiduelle, 露 остаточная намагниченность] 強磁性体やフェリ磁性体では、飽和磁化の状態から外部磁場を取去って有効磁場を0にしても、磁化が残る。この磁化を残留磁化という。この磁化の性質や、この磁化によってつくられる磁場を総括して残留磁気という。初め、磁化ベクトルが結晶の各容易磁化方向で空間的にランダムに分布していたとし、結晶の容易磁化方向が外部磁場とある角度をもっていたとすると、残留磁化の状態では磁化ベクトルは外部磁場の方向にいったん向いた後、磁場0においてその方向から回転して外部磁化と最も小さな角度をなす容易磁化方向に安定する。これが残留磁化と考えられる。したがって残留磁化は結晶系、外部磁場と結晶の磁化容易方向との角度、飽和磁化の大きさに依存する。多結晶体では、それを構成する結晶粒の結晶方位分布および粒界に生ずる反磁場、あるいは磁場中冷却効果の影響を受ける。残留磁化は、永久磁石または磁気増幅器、記憶素子の鉄芯として重要な欠、ニッケル-鉄合金および鉄-コバルト合金では圧延と再結晶焼なましによって角型ヒステリシス材料が得られている。

自然界の岩石のなかには、マグネタイトやチタノマグヘマイト、チタノマグネタイトあるいはピロタイトなどの磁性鉱物を含み、強い残留磁化をもつものがある。岩石が自然の産出状態でもっている残留磁化を自然残留磁化という。その方向と強さは、岩石の残留磁化獲得時期の地球磁場の方向と強さに依存する。自然残留磁化には、岩石がキュリー温度より高温の状態から地球磁場中で冷却される過程で獲得する熱残留磁化、堆積岩が生成される際、堆積する磁性鉱物粒子の磁化方向が統計的に地球磁場にそろうためにできる堆積残留磁化、磁場中で化学反応が起こった場合に、磁性鉱物が磁場方向の磁化を獲得する化学残留磁化、磁場中で岩石を加圧・減圧する際に生ずる圧残留磁化などがある。これに対して、温度一定の条件下で、磁場を加えることによって得られる残留磁化を等温残留磁化とよんでいる。

残留磁束密度 [英 remanent magnetic flux density, 独 remanente magnetische Flußdichte, 露 плотность остаточного магнитного потока] ⇒ $B-H$ 曲線

残留線 [英 residual rays, 独 Reststrahlen, 仏 rayons résiduels, 露 остаточные лучи] 可視・近赤外で透明な

イオン結晶は、比較的長波長の赤外領域のある波長で強い吸収を示す。これは、結晶の赤外活性格子振動の振動数がちょうど遠赤外線振動数と等しく、共鳴吸収を起すためである。この特定波長の吸収バンドでは反射率がほとんど90%にも近づき、金属的反射を示す。この選択反射を数回繰り返すと、結晶に固有な特定波長の赤外線だけが残る。これを残留線、または残存線という。この現象は分子内振動についても同様に現れるが、一般に短波長の赤外領域(3~20 μ m)で起る。熔融水晶や塩類などに見られる。1898年 H. Rubens が初めて水晶および螢石の残留線の波長を測定した。図にいくつかの結晶の反射特性を示す。



種々の結晶の反射特性

残留相互作用 [英 residual interaction, 独 Restwechselwirkung, 仏 interaction résiduelle, 露 остаточное взаимодействие] 原子核を構成する核子間に働く核力は、核子が他核子全体から受ける一粒子ポテンシャルと、一粒子ポテンシャルにならずに残るポテンシャルに分けられるが、この残る部分を核子間残留相互作用という。残留相互作用の特徴的な側面を表した代表的なものに、対相互作用、四極-四極力などがある。近似縮退した軌道に何個かの核子が入っているような原子核の性質は、これらの核子に働く残留相互作用によって決定される。残留相互作用は、厳密には、殻模型有効相互作用とよばれるべきもので、これをもとの核力から導出する研究は、ブルックナー理論などを基礎として行われている。

残留抵抗 [英 residual resistance, 独 Restwiderstand, 仏 résistance résiduelle, 露 остаточное сопротивление] 金属の電気抵抗は、普通、温度を下げると小さくなっていくが、約10K以下でほぼ一定になる。この低温で残る有限の抵抗を残留抵抗という。また、その値を電気抵抗率に

直したものを残留抵抗率あるいは残留比抵抗という。残留抵抗は、金属中に不規則に含まれている異原子すなわち不純物や、原子空孔、格子間原子、転位などの格子欠陥によって電子が散乱されることから生じる。室温で測った抵抗値 R_{300} と残留抵抗 R_0 との比 R_{300}/R_0 を残留抵抗比または単に抵抗比という。詳しくいえば、不純物や格子欠陥の種類によって異なるが、化学的にも物理的にも純粋で完全に近い金属試料ほど残留抵抗が小さくなり、抵抗比は逆に大きくなる。このため、抵抗比は金属試料の評価によく用いられる。試料作成技術の進歩により、抵抗比が 10^8 以上の良質な金属試料もつくられるようになった。たいいていの場合、液体ヘリウム温度(4.2K)で測定した抵抗値 $R_{4.2}$ を残留抵抗 R_0 として用いても支障ない。しかし、超伝導体では、転移温度以下で電気抵抗は0になる。また、ある種の希薄合金は抵抗極小をもち、低温で普通期待される温度によらない残留抵抗とは異なったふるまいをすることがある(⇒近藤効果)。このような場合、転移温度や抵抗極小温度より高温での抵抗値の温度依存性を絶対零度まで外挿して求めた値を R_0 として抵抗比を求めれば、試料評価の実用的な目安になる。

残留電圧 [英 residual voltage] 誘電体に加えた電場を0にしたあとに誘電体の分極によって生じる電位(⇒固定コンデンサー)。

残留電流 [英 residual current, 独 Reststrom, 仏 courant résiduel, 露 остаточный ток] 熱陰極電離真空計で、圧力が0の状態でもイオンコレクターに流れ込む電流のこと。残留電流は電離真空計の圧力測定の下限を決めるうえで重要な意味をもつもので、低い圧力まで測定するためには、残留電流を極力減らす必要がある。

一定の電子電流で動作している熱陰極電離真空計では、イオンコレクターに流れ込む電流 I_c が出力として測定され、 I_c が圧力に比例するものとして圧力が求められる。実際には I_c は圧力に比例するイオン電流のほか、圧力に無関係な電流 I_r を含んでおり、この I_r が残留電流である。残留電流 I_r はいくつかの原因によって生じるが、その主要な成分は軟X線効果によってイオンコレクターより放出される光電子による電流 I_x である。このほかに電極間の電気絶縁が不完全なための漏洩電流 I_l や、グリッドに吸着したガス分子が電子によって衝撃され、その一部がイオンとなってイオンコレクターに達することによる電流 I_{ii} などが残留電流を構成している。ここに述べた I_{ii} は、残留イオン電流とよばれることがある。

残留ひずみ [英 residual strain, 仏 contrainte résiduelle, 露 остаточная деформация] ⇒ 塑性

し

時 [英 hour, 独 Stunde, 仏 heure, 露 час] 時間の単位のひとつ。単位記号はh。国際単位系(SI)には含まれないが重要な量であり、かつ広く流用されているため、1969年の国際度量衡委員会でSIとの併用が許される単位に分類され、ISO 1000においてもSIと併用できる単位として示されている。SI単位での値は1h=60min=3600sである。

シ ア [英 shear, 露 шнр] 磁力線の方向が、図に示すようにプラズマ半径の位置によって変わるとき、磁力線にシア(ねじれ)が生じるという。磁場 B が半径 r の関数として $B=B_0\hat{z}+B_\theta(r)\hat{\theta}$ (\hat{z} , $\hat{\theta}$ は z 軸, θ 軸方向の単位ベクトル)のように与えられているとき、シアの程度を表す指標として $\theta=r(d/dr)(B_\theta(r)/B_0)$ を用いる。シアが大きいとプラズマの電磁流体力学的安定性が高められるので重要なパラメーターである。環状磁場のときは回転変換角 ι が定義できるが、この ι を用いると、シアパラメーター θ は、 $\theta=(r^2/2\pi R)(d\iota/dr)$ で表される。



GIM 機構 [英 GIM mechanism, 仏 mécanisme GIM, 露 механизм ГИМ] 四元クォーク模型とワインバーゲ-サラム模型において奇妙さを変える中性カレント(これは、荷電カレントの高次の効果も含む)を実験値の程度に小さく抑えるからくりである。1970年にS. L. Glashow, J. IliopoulosとL. Maianiにより指摘されたので、GIM 機構とよばれている。奇妙さを変えるが、ハドロンの電荷を変えない、たとえば、 $K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ のような崩壊確率は、通常のWボソンの交換により起る弱い相互作用による崩壊確率に比べて非常に小さい： $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)/\Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{all}) \approx 10^{-8}$ 。このように小さくするには、Z⁰ボソンの結合が奇妙さを保存するにすぎただけでは不十分であって、2個のWボソンの交換による弱い相互作用の効果も小さく抑える必要がある。これは、ワインバーゲ-サラム模型のようなくくりこみ可能な統一理論では、弱い相互作用の高次の効果は、最低次の効果に比べて、電磁相互作用による高次補正(すなわち、確率でいって微細構造定数 $\alpha=1/137$ の二乗の大きさ)の程度に起りうるからである。具体的には、四元クォーク模型において4つのクォークを

$$\begin{pmatrix} u & c \\ d \cos \theta_c + s \sin \theta_c & -d \sin \theta_c + s \cos \theta_c \end{pmatrix}$$

という2つの二重項にわけて、それぞれの二重項がワインバーゲ-サラム模型のWおよびZ⁰ボソンと相互作用しているとする、uクォークを含むプロセスとcクォークを含むプロセスが相殺するように働き、第四のクォーク(cチャーム)の質量をWボソンの質量に比べて十分小さくすると実験と矛盾しないようにできる。この種の計算の詳細から逆にcの質量の大きさもある程度予想された。この

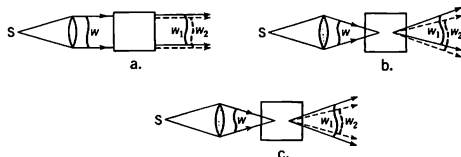
GIM 機構は、カピボ角 θ_c を含むことからわかるように、カピボ理論の四元模型への最も自然な拡張になっている。

CI 法 [英 CI method, 仏 méthode CI, 露 метод KB]
⇒ 配置混合

シアリング干渉計 [英 shearing interferometer, 独 Scherungsinterferometer, 仏 interféromètre à cisaillement, 露 интерферометр сдвига] レンズなどの光学素子の精度を検査するために使用される干渉計で、検査しようとする光学系を通った波面を2つに分け、これらの波面にわずかな変位を与えた後で重ね合わせる形式のもの。トワイマン-グリーン干渉計のように基準波面を必要としないので、用いる光学系の不完全さの影響を受けることがなく、大口径の光学系の検査にも使用できる。

波面の変位の与え方により次の3つの型に分類される。

(1) 横変位型(図a): 被検レンズを通った平行光束を分割して進行方向に垂直な変位を与えるもの(ウェーツマン干渉計など)。検査波面の平面からのずれが干渉縞の乱れとなって現れる。(2) 角変位型(図b): 被検レンズを通った集束光に、集束点を中心とする角変位を与えるもの(ベイツ干渉計など)。検査波面の球面からのずれが干渉縞の乱れとなって現れる。(3) 放射状変位型(図c): 集束点からの開き角の異なる2光束に分けるもの(ハリハラン-セン干渉計など)。この場合にも、完全な球面波からのずれが干渉縞の乱れを生じる。



CRC 熱電対 [英 CRC thermocouple, 仏 thermocouple à CRC, 露 CRC-термопара] ⇒ 熱電対

磁位 [英 magnetic potential, 仏 magnétique Potential, 仏 potentiel magnétique, 露 магнитный потенциал] 電流の流れていない領域では、アンペールの法則 $\text{rot} \mathbf{H} = 0$ より、磁場 \mathbf{H} がスカラーポテンシャル ϕ_m をもつことがわかる。 ϕ_m を磁位、あるいは磁気ポテンシャルとよぶ。磁位を用いるのは、磁場は $\mathbf{H} = -\text{grad} \phi_m$ と表される。磁位は単位の磁極を無限遠からもってくるのに要する仕事としても定義できる。磁石(すなわち磁極の集まり)によってできる磁場は明確なポテンシャルをもった保存力の場合であり、磁位は磁極の分布密度 $\rho_m(r)$ を用いて

$$\phi_m(r) = \int dr' \frac{\rho_m(r')}{4\pi\mu_0 |r-r'|}$$

と表される。ここで μ_0 は真空の透磁率である。これに対して、電流のつくる磁場は空間的に一極のポテンシャルをもたず、磁位は多価関数になる。電流による磁位を一価関数で定義できるのは、電流の流れていない単連結領域の内部のみである。1つの回路に流れる電流 I がつくるO点の磁位 ϕ_m はO点から見た回路の立体角 Ω として $\phi_m = I\Omega/4\pi$ で与えられる。ただし立体角 Ω はO点から見て電流が右回りするとき正、左回りするとき負とする。電流の流れていない単連結領域内の磁位は外部の電流を多数の回路の集合とみなして得られる個々の回路の磁位の代数和で与えられる。

CERN = CERN(セルン)

子音 [英 consonant, 独 Konsonant, 仏 consonne, 露 согласный звук] 母音に相対する単位の音声。声道の一部をせばめたり、閉鎖したりして肺からの呼気に特有の音色をもたせて(調音), それぞれの子音を発声するわけであるが、声道のどの部分を通過して調音する(調音位置)か、どのようにして調音する(調音の方法)か、の2点から、子音を分類すると表のようになる。破裂音は声道の一部を閉

日本語の子音の分類

調音の方法		調音位置					
		両唇音	歯音	歯茎音	硬口蓋音	軟口蓋音	声門音
破裂音	無声	p		t		k	
	有声	b		d		g	
摩擦音	無声	f	s	ʃ	ç		h
	有声	w		j			
破擦音	無声		ts	tʃ			
	有声		dz	dʒ			
弾音 鼻音	有声			R			
		m		n		ŋ	

鎖したのち、それを急に開いて呼気を通す子音、摩擦音は声道の一部を特にせばめて呼気を通す子音、破擦音は破裂とせばめをともに行う子音である。弾音はラ行音の子音で、舌尖を歯茎の少し後方に弾むように触れて発声する。舌尖を歯茎につけたままその両側から呼気を通過させる英語の l 子音、舌尖を軟口蓋のすぐ近くまでもち上げて呼気を通過させる r 子音のいずれとも異なっている。鼻音は口蓋嚕を下げて呼気が鼻腔を通過する子音である。声帯振動を伴う有声子音と、声帯振動を伴わない無声子音がある。

シーイング [英仏 seeing, 独 Sichtbarkeit, 露 качество изображения] 地球大気を通して天体を見たときの見えかたのことである。天体からの光は大気上層まで平面波で進んでくると、大気のかなで温度や密度、すなわち大気の屈折率にゆらぎがあると、波面が屈曲する。この大気のゆらぎは時間的に変動するため、波面が時間的、空間的に変動する。したがって地上の望遠鏡で見た星像はゆれたり広がったり(光路のゆらぎ)明るさも変ったり(シンチレーション)する。望遠鏡による結像を考えると光路のゆらぎは重要で、平均的な性質は明らかになっている。点光源と思われる天体を望遠鏡で長時間露出したときに像面上にできる円盤をシーイングディスクといい、その直径に対応する天空上の角度でシーイングを定量的に表す。シーイングのよさは場所や天候によって異なるが、観測する波長や天頂からの距離にも依存する。たとえば波長 500nm では大気状態に応じてシーイングは 0.6"~7", 波長 10μm では 0.3"~3.5" であり、天頂から離れるほど悪化する。また光路のゆらぎの時間尺度も波長や天頂距離に依存し、波長 500nm で 3~30ms、波長 10μm で 0.1~1s であり、天頂から離れるにつれて短くなる。このような事情は光学望遠鏡による地上での直接撮像や分光観測を著しく妨害する。普通よく行われる長時間露出によって得られる星像は多くの星像のゆらぎの重ね合せになっているため、大気のゆらぎの時間尺度より短い露出時間で得た星像に比べて像分解能が悪い。近年このような短時間露出で得た星像に統計的処理を施して、望遠鏡本来の角分解能限界(≡エアリー点)までの像を得る方法が J. Labeysie により提案され、スペckル干渉法とよばれている。

g 因子 [英 g-factor, 独 g-Faktor, 仏 facteur g, 露 g-фактор] 原子物理学のいろいろな分野での公式で、単純なモデルや近似的理論によって得られる簡単な公式からのずれを表す補正因子を記号 g で表すことがしばしばあり、これらを g 因子とよぶ。主要なものとしては、ランダの g 因子, ギラント因子, 電子衝突による原子励起断面積における g 因子などがある。

[1] ギラント因子: 水素様原子, すなわち電荷 Ze の原子核のまわりに 1 個の電子が回っている原子(イオン)の光電離の断面積は、初め H. A. Kramers が前期量子論によって計算し

$$\frac{2^6 \pi^4 m_e Z^4 e^{10}}{3 \sqrt{3} h^5 c^3 \nu^5 n^5}$$

を得た。 m_e は電子の質量, e は素電荷, h はプランク定数, c は光速, ν は吸収される光の振動数, n は光を吸収する前の電子状態の主量子数である。その後量子力学が完成し, Gaunt はいわゆる双極子近似(原子と電磁波の双極子相互作用だけを考慮する近似)で量子力学的計算を行った結果, クラマースの式にある補正因子を乗じた形の公式を得た。補正因子はギラント因子とよばれ, 通常 g と書かれる。 g は通常 1 の程度の数で, 特に高い励起状態(n が大)からの電離で, 放出される電子のエネルギーがごく小さいような光電離では, g がほとんど 1 に等しい。同様に, 自由-自由遷移(自由電子が, イオンや中性原子の近くを通過して軌道を曲げられたときに光を放出または吸収すること)でも, Kramers が導いた理論式からのずれをギラント因子とよび, g で表す。

[2] 電子衝突による原子励起断面積における g 因子: 光学的許容遷移に相当する励起を電子衝突によって起すときの励起断面積を

$$\sigma(i \rightarrow f) = \frac{8\pi}{\sqrt{3}} \frac{R}{E} \frac{R}{\Delta E} f_{if} g \pi a_0^2$$

と書くときの g のこと。 $R = 2\pi^2 m_e e^4 / h^2$ はリュードベリ・エネルギー($\approx 13.6\text{eV}$), E は入射電子のエネルギー, ΔE は励起エネルギー, f_{if} は遷移 $i \rightarrow f$ の光学的振動数強度, a_0 はボーア半径である。光学的許容遷移は遠方を通する電子によっても容易に励起されるので, 電子と原子の相互作用を遠方で有効な双極子近似で置換えて, 上記の形の近似式が得られる。そこで出てきた g は, 実は[1]で述べた自由-自由遷移のギラント因子になっているところから同じ記号が用いられている。特に, ボルン近似を用いると

$$g = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \frac{\sqrt{E} + \sqrt{E - \Delta E}}{\sqrt{E} - \sqrt{E - \Delta E}}$$

という簡単な形になり $E/\Delta E$ だけの関数になる。この性質はボルン近似が成り立たないときでも近似的には正しいと考え、既知の励起断面積から求めた g を $E/\Delta E$ の関数として図示すると、標的の種類や励起の種類によらず似通った曲線群が得られる。これらを平均して経験的に関数 $g(E/\Delta E)$ を決めておけば、未知の断面積を光学的振動数強度から推定することができる。

[3] ランデの g 因子のこと(=磁気回転比)。

JIS = JIS(ジス)

JRR = 1,2,3,4 [英 Japan Research Reactor-1,2,3,4] ⇒ 研究用原子炉

シェイクアップ [英 shake-up, 仏 remaniement, 露 встряхивающий] 原子核の β 崩壊, 内部転換などが起ると, 原子内電子の感じているポテンシャルは急激に変化する

る($\Rightarrow \beta$ 崩壊, 内部転換)。原子の中心の有効電荷が突然変化するためである。このとき変化前の電子の軌道は安定でなくなり, 電子は新しいポテンシャルに対する軌道のひとつにある確率で乗り移る。すなわち電子はポテンシャルの変化に揺さぶられて励起軌道に移ったり電離を起したりするわけでない。前者をシェイクアップ過程, 後者をシェイクオフ過程という。一例として Ne 原子の K 殻光電離をとると, K 殻電離に伴って L 殻電子の励起または電離の起る確率は, それぞれ約 8%, 14% と大きく, またこの確率はしきい値の近くを除き吸収した光のエネルギーに依存しない。これらの事実は, この場合の L 殻空孔生成のメカニズムが主としてシェイク過程であることを示している。

シェイクオフ [英 shake-off, 仏 arrachage, 露 сърываемый] \Rightarrow シェイクアップ

J/ψ 粒子 [英 J/ψ particle, 仏 particule J/ψ, 露 J/ψ-частица] 1974 年 11 月に, MIT-BNL の S. C. C. Ting のグループとスタンフォード線型加速器センター (SLAC)-LBL の B. Richter のグループによって, ほぼ同時にその発見が発表された。電荷をもたず, アイソスピン 0, G パリティ負, スピン 0, パリティ負, 荷電共役量子数負, 質量 3097 MeV, 崩壊幅 63 keV の粒子。

前者は $p + \bar{p} \rightarrow J + X$, $J \rightarrow e^+ + e^-$ 反応で, 後者は $e^+ + e^- \rightarrow \psi \rightarrow \text{ハドロン}$, $e^+ + e^-, \mu^+ + \mu^-$ 反応でこれを見つけ, それぞれ J, ψ と命名したもので, その後 J/ψ 粒子とよばれている。この粒子の寿命が異常に長い理由は, この粒子が第四のクォークのチャームクォークとその反クォークとの束縛状態で, OZI 則によって, 通常のハドロンへの崩壊が抑制されているためである, と考えられている。J/ψ 粒子の発見に対して, Ting と Richter は 1975 年のノーベル物理学賞を受賞した。

j 因子 [英 j-factor, 独 j-Faktor, 仏 facteur j, 露 j-фактор] コルバンの j 因子ともよばれる無次元数で, 熱伝達因子 J_h , 物質移動因子 J_D の 2 つがあり, それぞれ A. P. Colburn (1933 年), T. H. Chilton と A. P. Colburn (1934 年)により次の形で導入された。

$$j_h = \frac{Nu}{Re \cdot Pr^{1/3}} = St \cdot Pr^{2/3} = \frac{h}{\rho u c_p} \left(\frac{\nu}{a} \right)^{2/3}$$

$$j_D = \frac{Sh}{Re \cdot Sc^{1/3}} = St^* \cdot Sc^{2/3} = \frac{h_D}{u} \left(\frac{\nu}{D} \right)^{2/3}$$

ここで, 流体の密度 ρ , 定圧比熱 c_p , 熱伝導率 λ , 粘性率 μ , 動粘性率 $\nu = \mu/\rho$, 温度伝導率 $a = \lambda/(\rho c_p)$, ある物質の拡散係数 D , 境界表面の熱伝達係数 h , 同じく質量伝達係数 h_D (\Rightarrow ヌッセルト数), 代表的な流速 u , 代表的な長さ l であり, 無次元量はレイノルズ数 $Re = ul/\nu$, プラントル数 $Pr = \nu/a$, シュミット数 $Sc = \nu/D$, ヌッセルト数 $Nu = hl/\lambda$, スタントン数 $St = h/(\rho u c_p)$, シャーウッド数 $Sh = h_D l/D$ (質量伝達に関する ヌッセルト数 Nu^* ともよばれる), 質量伝達に関するスタントン数 $St^* = h_D/u$ である。

乱流の熱伝達現象において, G. I. Taylor (1916 年), L. Prandtl (1910 年, 1928 年)の流体摩擦と伝熱の相似性に基づき j_h が, 同様に流体摩擦と物質伝達との相似性に基づき j_D が導入されたもので, 円管内流動の場合 j_h, j_D とも管摩擦抵抗係数を c_f とすると理論上は $c_f/2$ に等しいが (\Rightarrow スタントン数), 充填層の流れのような場合にはばかにレイノルズ数にも依存する。 j_h, j_D の定義に含まれている

Pr や Sc の 2/3 乗の項は, Colburn らが当時の実験値を整理するために経験的に導入したもので, 特に理論的な根拠があるわけではない。

CAMAC = CAMAC (カマック)

jj 結合殻模型 [英 j-j coupling shell model, 仏 modèle en couches de couplage j-j, 露 j-j связанная оболочечная модель] 殻模型のうち最も代表的なもので, 核のポテンシャルとして中心力ポテンシャルに加えてスピン・軌道相互作用を用いる。M. G. Mayer や J. H. D. Jensen らによって提案され (1949 年), 多数の原子核の重要な性質についての説明が与えられた。普通, 単に殻模型というときには, jj 結合殻模型をさすことが多い。核のポテンシャルを用いてシュレーディンガー方程式を解いて得られるエネルギー準位は一粒子準位とよばれる。一粒子準位にしたがって, エネルギーの低い準位から順番に陽子または中性子を詰めていくとき, 粒子の数が魔法数すなわち 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 に等しい場合には閉殻となって安定な核となる。閉殻とならない一般の原子核においては, 閉殻外の粒子が存在し, 多くの状態が現れる。そこで対相互作用によって, 偶数個の陽子および中性子は角運動量 0 に結合した状態がエネルギーが低いと仮定する。事実, 陽子数および中性子数が偶数の偶偶核の基底状態のスピンは 0 であることが実験から知られている。次に陽子数か中性子数のいずれかが奇数である奇質量数核を考えると, 偶数個の陽子および中性子が角運動量 0 のコアをなし, コアの外に 1 個の核子がついた状態がエネルギーが低いことになる。これを一粒子模型という。奇質量数核の基底状態のスピンは, 一粒子模型によると, 最後の一粒子の角運動量 j によって与えられることになる。基底状態のスピンの実験値と比べると, いくつかの例外は見られるが, ほぼ一致する結果が得られている。ただし, コアが変形しているような変形核については変形の自由度を考慮したニルソン模型を適用することが必要である。また, (d, p), (d, n) などの一粒子移行反応によって, 軌道角運動量 l を知ることができて, 一粒子模型によるものと一致する結果が得られている。さらに原子核の磁気モーメントの実験値が多数得られているが, 一粒子模型によって与えられる値はシュミット値とよばれ, ほぼ実験値を説明する。また四極モーメントに対しては, 一粒子模型をそのまま適用することはできないが, 角運動量 0 に結合した偶数個の核子も考えることにすると, 殻の前半で負, 後半で正となり実験から得られた符号とほぼ一致する。しかし変形核の領域では, 実験値は非常に大きくなり原子核の変形の根拠となっている。また α 崩壊における異性核の存在は一粒子準位から説明できるものが多く, 典型的なものとして M4 転移がある。このように原子核の基底状態や低い励起状態に対して一粒子模型は極めて有効に適用できる。しかし, 励起状態に対しては一般に閉殻外の粒子をすべて考えて, 残留相互作用も考慮した殻模型を適用することが必要となる。また特殊な相関が重要と考えられる現象に対しては, 閉殻をつくる核子も励起することが必要となる。

JJY 日本の標準電波は郵政省電波研究所の周波数, 時間標準施設で維持されているセシウム原子による原子周波数標準を基準として発射されている。この標準周波数局の局符号が JJY である。標準電波は 2.5, 5, 8, 10 および 15 MHz の搬送周波数で, 24 時間休みなく送信されている。その発射形式と諸元を表に示す (\Rightarrow 標準電波, 無線報時)。

標準周波数局の諸元

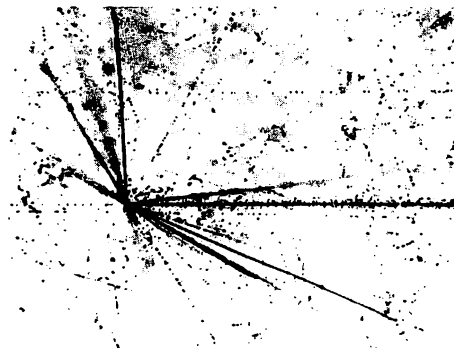
局符号	JJY
所在地	茨城県三和町
緯度	36°11' N
経度	139°51' E
発射電力	約 2kW
運用時間	常時
標準搬送波周波数	2.5, 5, 8, 10, 15 MHz
変調波	600, 1000, 1600 Hz
秒信号の形式	1600 Hz の 8 サイクル
秒信号発射時間	常時
低周波標準による変調時間	0 ~ 5 min, 10 ~ 15 min, 20 ~ 25 min, 30 ~ 35 min, 40 ~ 45 min, 50 ~ 55 min
DUT 1 信号*	1600 Hz 45 ms 幅のマーク
周波数と時間間隔の精度	$\pm 1 \times 10^{-11}$ 以上

・電波で通報される時刻は UTC (協定世界時) に基づいた標準時であり, UTC と UT 1 (地球自転時) との差を 0.1 秒単位のコード DUT 1 として電波に乘せている。

ジェット [英 *jet*, 独 *Jet*, 露 *струя*]

[1] 流体が細い穴から連続的に流出する形態, またその噴出物をジェットまたは噴流という。流出する流体の速度が音速より小さいときは, ジェットの表面の圧力は周囲の圧力と同じであるが, 流出速度が音速より大きいときには, ジェットの圧力は一般に外界の圧力と異なる。このときには, ジェットの圧力は振動的に変化して外界の圧力に近づいていく。ジェットの速度は, 容器から流出する液体についてはトリチュリーの定理, 高圧の気体を小穴を通して低圧側に吹出すときには, グレアムの法則(ただし, 気体の圧縮性は無視)によって決定できる。

[2] 高エネルギー衝突でのジェット。宇宙線中の, または粒子加速器で加速された高エネルギー粒子が, ハドロンまたは原子核と衝突した際, 多数の二次粒子(主に中間子)が鋭く前方に集中し, ジェット状に発生する(⇒多重発生)。このようなジェットは原子核乾板(写真参照)や泡箱



東京大学理学部 小柴昌俊 提供

で直接見られる。多重発生した二次粒子の大部分は横向き運動量が数百 $\text{MeV} \cdot c^{-1}$ 以下なので, 高エネルギー(例えば数百 GeV 以上の入射核子)衝突の際は発生した二次粒子群が入射粒子の進行方向の立体角の小さい錐内に集中する

ためこの現象が起る。また高エネルギーの電子・陽電子衝突(⇒電子・陽電子対消滅, 深非弾性レプトン-ハドロン散乱, ハドロンハドロン衝突(⇒深非弾性散乱)などでは, 種々の方向にジェットが発生する。このジェットをクォーク(またはグルーオン)ジェットとよぶ。量子色力学によれば, これらの衝突では運動量 p , 不変質量 M がともに大きいパートン(ここではクォーク, 反クォークおよびグルーオンをさすこととする)がつくられたまたは, はじき出されてきて(⇒パートン模型), それが崩壊してハドロン群が生成される。これらのハドロン群は親パートンの運動方向に半開角が M/p 程度の錐内に集中する。 M/p が大きい場合には通常親パートンはまず互いに大角度をなして進む2個またはそれ以上のパートンに崩壊し, それらを親とした複数のジェットとして観測されると考えられている。標的やビームがハドロンの場合にはこのほかに, 衝突の結果それらのハドロンから, 上で論じたパートンがはじき出されて残った部分のパートン集団を親として生ずるジェットがあり, スペクテイタージェットとよばれる。この種のジェットは重心系のエネルギーが約 10 GeV 以上の電子・陽電子衝突で観測されている。また数百 GeV 以上のハドロンハドロン衝突などでも間接的に確認されている。

ジェットストリーム [英 *jet stream*, 独 *Strahlstrom*, 仏 *courant-jet*, 露 *струйное течение*] 一般に幅の狭い集中した強い流れをジェットというが, 気象学, 海洋学においては大気や海洋中に見られるジェットをジェットストリームという。歴史的には 1930 年代に茨城県館野(現在, 谷田部町長峰)にある高層気象台でのラジオゾンデの観測により, 上空で $100 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ に近い西よりの風が吹くことが発見されていたが, 第二次大戦中のアメリカ空軍の観測が契機となって地球を取巻く偏西風ジェットの存在が確認された。大気の大循環の結果として中, 高緯度地域の上空(高度 2~3 km 以上, 15 km ぐらい)にはいつも偏西風が吹いているが, 冬期に海陸の加熱差などの原因で定常ロスビー波がつくられ, それに伴う流れとの重ね合わせの結果, 日本付近と北アメリカ大陸東岸に強いジェットストリームができやすくなる。個々の場合には移動性の傾圧不安定波(温帯低気圧・高気圧)の流れがさらにつけ加わる。海洋中のジェットは黒潮・メキシコ湾流のような大洋西岸に生じる強い海流の中に見られる。大気中の平均的強風帯の生成には傾圧不安定波のもたらす負粘性効果(弱いジェットのある所で傾圧不安定波が生じると傾圧不安定波が特定の構造をとることにより両側から運動量をジェット中心に集中させ, ジェットを強める効果)が重要であると考えられている。

CATV [英 *CATV*] 共同受信テレビジョンあるいはケーブルテレビジョンともよばれる。community-antenna television の略。受信条件のよい場所に設置した共同アンテナで放送電波を受信し, これを増幅して同軸ケーブルで加入者に伝送分配する。初めは難視聴地域でのテレビジョン放送共同受信施設として誕生したものであるが, しだいに成長し, 自主放送などのサービス機能を備える施設が多数出現しつつある。CATV は地域内あるいは事業所内の情報伝達にも利用される。一本の同軸ケーブルで最大 30 ~ 40 チャンネルの多重映像伝送が可能であり, また帯域を上部と下部に分けることによって双方向での情報交換が容易にできる。

GNS 再構成定理 [英 *GNS reconstruction theorem*,

独 GNS-Rekonstruktionstheorem, 仏 construction de GNS, 露 ГНС-теорема восстановления] 量子力学, 特に場の理論において, すべての物理量の期待値が与えられると, 逆にヒルベルト空間とその上の演算子による物理量の表現が構成できるという定理. C^* 環 a 上の状態 ϕ とは次の性質をもつ a から C への写像をいふ. 任意の $x, y \in a$ に対して, (1) $\phi(x+y) = \phi(x) + \phi(y)$, (2) $\phi(cx) = c\phi(x)$, $c \in C$, (3) $\phi(x^*x) \geq 0$ ($\Rightarrow C^*$ 環による量子力学の定式化). これらの性質をもつ正線形汎関数 ϕ が 1 つ与えられると, ユニタリー同値なものを別にして, C^* 環 a の表現が一意に定まる. つまり, ヒルベルト空間 \mathcal{H} , その上の有界演算子による a の表現 π および巡回ベクトル Ω_0 の組がただ 1 つ定まる. しかも, \mathcal{H} の内積を用いて $\phi(x) = (\Omega_0, \pi(x)\Omega_0)$ となる. これを GNS (Gelfand-Naimark-Segal) 再構成定理という.

有限自由度の量子力学においては, ある意味でヒルベルト空間は固定されているが, 自由度無限大の系では, 当初に設定した空間を飛び出さねばならないことが多い. このとき, 状態の列の収束を各物理量に対する期待値の列の収束で定義し, それらの極限もまた上の意味での状態になることがいえれば, GNS 再構成定理によって新しいヒルベルト空間に到達できる.

公理論的場の理論におけるワイトマンの構成法も同じ考え方に基いている. 基礎関数 (\Rightarrow 関数) の有限列 $f = \{f_0, f_1(x_1), f_2(x_1, x_2), \dots, f_n(x_1, \dots, x_n)\}$ のつくる線形空間 \mathcal{Q} は適当な位相および積と対合を定義することによって核型環とよばれるものになる. ワイトマン関数を基礎関数でならしたものは環 \mathcal{Q} 上の正線形汎関数とみなせる. 環 \mathcal{Q} 上のワイトマン汎関数 $W(f)$ が与えられると, ワイトマンの公理系を満たす場の理論がそれから構成できる. すなわち, ヒルベルト空間 \mathcal{H} とその上で定義されたボアンカレ群のユニタリー表現 $U(a, \lambda)$ および局所場 $\phi(f)$ が存在して, $W(f) = (\Psi_0, P(\phi; f)\Psi_0)$ と書ける. ここに, Ψ_0 は規格化された不変ベクトル $U(a, \lambda)\Psi_0 = \Psi_0$, $P(\phi; f)$ は ϕ のならされた多項式である. さらに, ワイトマン汎関数 W が分解不可能なとき, すなわち, 2 つのワイトマン汎関数 W^1 と W^2 を使って $W = aW^1 + (1-a)W^2$ ($0 \leq a \leq 1$) と書いたとしても, 実は $a=0$ か 1 とするほかないとき, 不変ベクトル Ψ_0 (真空) は一意に定まる.

CNO サイクル [英 CNO cycle, 独 CNO Zyklus, 仏 cycle CNO, 露 цикл CNO] C, N, O 元素を媒体として, 4 個の ^1H から ^4He を合成する循環反応. $2 \times 10^7 \text{K}$ 以上の温度では, エネルギー発生率で, pp チェインを上まわり, 太陽質量の 2 倍以上の主系列星および巨星のエネルギー源となっている. 循環はいくつかの分枝からなるが, 基幹になるのは, CN サイクル; $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(e^+ \nu)^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}(e^+ \nu)^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ である. これは, H. A. Bethe (1938 年) と C. F. von Weizsäcker (1939 年) によって, 恒星のエネルギーを供給する核反応として指摘されたものである. ^{16}O を含む分枝としては, $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}(e^+ \nu)^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$, あるいは, $^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}(e^+ \nu)^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$ があるが, CN サイクルに比べると, これらの分枝を通る割合は約 2000 分の 1 である. 主たる循環の速さは, CN サイクルの一番遅い $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ で決る. ただし, 温度が $2 \times 10^8 \text{K}$ を超えると, ^{13}N の陽子捕獲反応が β 崩壊より速くなって, CN サイクルは $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}(e^+ \nu)^{14}\text{N}$ を通るようになり, それとともに, 循環の周期も, ^{14}O

と ^{15}O の β 崩壊の半減期 (71 秒と 124 秒) の和で決る下限値に達する. 新星爆発は, このような飽和状態にある CNO サイクルによって起る.

CNDO 法 [英 CNDO method, 仏 méthode CNDO, 露 метод 3ПДП] \Rightarrow 半経験的分子軌道法
CA 熱電対 [英 CA thermocouple, 仏 thermocouple à CA, 露 CA-термопара] \Rightarrow 熱電対

ジェーバー = ギエバー

シェーファー-ベルクマンの回折像 [英 Schaefer-Bergmann's diffraction pattern, 独 Schäfer-Bergmann'sches Beugungsmuster, 仏 figure de diffraction de Schaefer-Bergmann, 露 дифракционная картина Шеффера-Бергмана] 固体中でいろいろの方向に伝播する超音波による光の回折像で, Cl. Schaefer と L. Bergmann が 1934 年に見出した. 透明試料に取付けた音源で試料を超音波振動させ, これに点光源からの単色光を長焦点集束レンズを通して入射させると, その焦点面に回折像が得られる. 回折に寄与するのは光の入射方向にほぼ垂直な面内の超音波であるが, 一般に結晶中にある方向に伝播する弾性波には振動方向が直交する 3 種の波があるので, 結晶のシェーファー-ベルクマンの回折像は原点を囲む 3 重の曲線になる. 等方体では回折像が縮退して二重の同心円になり, 内側が縦波, 外側が横波によるものである. 回折像から各方向の縦波, 横波の音速や弾性定数を求めることができる.

CFP 係数 [英 coefficient of fractional parentage, 仏 coefficient de parentage fractionné] n 粒子系の波動関数を, $n-1$ 粒子と 1 粒子の波動関数の積の一次結合で書いたときの展開係数. 多粒子系の波動関数を一粒子波動関数の積で表すとき (一体近似), 粒子がフェルミ統計に従う場合には, 波動関数は反対称でなければならない. さらに, たとえば角運動量の固有状態であることが要求される. n 粒子系を考える際に, $n-1$ 粒子系の反対称で, かつ角運動量の固有関数 $\Psi^{j_1 \dots j_{n-1}}(n-1a'j'M')$ が得られているものとする. a' は角運動量 J', M' 以外の量子数を表す. そのときは, n 番目の粒子の波動関数に $\psi(jm)$ を用いて, n 粒子系の波動関数として, クレブシュ-ゴルドン係数を導入して

$$\Phi(a'j', j; JM) = \sum_{m' m} \Psi^{j_1 \dots j_{n-1}}(n-1a'j'M') \psi(jm) \\ \times (J'M'jm|J'jJM)$$

を作れば, 明らかにこれは角運動量の固有関数である. しかし, $\Phi(a'j', j; JM)$ は一般には反対称関数ではない. したがって定まった対称性を有していない波動関数 $\Phi(a'j', j; JM)$ (J, M を与えて, $a'j', j$ の可能なものを考える) の一次結合として反対称関数を求めなければならない. この一次結合を求める方法のひとつとして, 反対称化演算子

$A_n = \sum_P (-1)^P P/n!$ を, 上の Φ のひとつ $\Phi(a_1j_1, j; JM)$ に作用させる方法がある. ここに P は n 次の対称群 S_n に属する置換で, $(-1)^P$ は P が偶置換のときには +1, 奇置換のときには -1 とする. Φ は $1, \dots, n-1$ に対しては反対称関数であるので, $A_n = (1 - (n-1)P_{n-1, n})/n$ としてよい ($P_{n-1, n}$ は $n-1$ と n の互換) ので, 計算は簡単となる. 規格化を行うと, 求める反対称波動関数は

$$\Psi(n(a_1j_1, j)JM) \equiv N_{a_1j_1, J} A_n \Phi(a_1j_1, j; JM) \\ = \sum_{a'j' j'} \Phi(a'j', j; JM) \langle n-1a'j', j | n(a_1j_1, j)J \rangle$$

と得られる。ここに N_{ij} は規格化の因子である。この一次結合の係数を CFP とよぶ。ペアレテンジ係数ともいう。この n 粒子系の波動関数は $\Phi(a_1j_1, j; JM)$ を親として反対称化して得られたものであるが、反対称化のために一般に別の $\Phi(a'j', j'; JM)$ が含まれるので、この名称が用いられる。この場合 $\Phi(a_1j_1, j; JM)$ を主な親とよぶこともある。なお、2つの直交する $\Phi(a_1j_1, j; JM)$ を主な親として得られる反対称関数は必ずしも直交しないし、ときには一次従属であることもあるので注意を要する。しかし、このように n 粒子系の波動関数を $n-1$ 粒子系の波動関数と1個の粒子の波動関数の積の形に展開することは種々の目的のためにきわめて有用である。原子核物理において、CFP 係数は原子核の一粒子移行反応の実験から得られる遷移強度と比較することができ。

シェブル化合物 [英 Chevrel compounds, 仏 composés de Chevrel, 露 соединения Шепреля] $M_xMo_6X_8$ ($1 \leq x \leq 4$) で表される三元のモリブデンカルコゲナイドの総称で、フランスの化学者 R. Chevrel によって組成が決定され、その名称も彼の名に由来している。M として、Pb, Sn, In, Zn, Cd, Al, Cu, Ag, Cr から Ni までの 3d 遷移金属、アルカリ金属、アルカリ土類金属、希土類元素およびアクチノイド元素、X としては、カルコゲンおよびハロゲンがあり、半導体から金属まで非常にことな物理的特性をもつ化合物を形成する。融点は、1700~2000°C と高く、密度は、5~7 g/cm³ で、やや重い物質である。結晶構造は、六方菱面体晶系 ($a=6.5\sim 7.0$ Å, $\alpha=89\sim 96^\circ$) であるが、M 原子が小さい場合は少しひずんで三斜晶系となる。その多くは低温で超伝導を示し、たとえば、 $PbMo_6S_8$ は約 15K の臨界温度、約 500 kOe の臨界磁場をもち、新しい高磁場用超伝導磁石材料として注目されている。また、この化合物のなかには $Ho_{12}Mo_6S_8$ のように磁性超伝導体として注目されている物質もある。

CMA ダイアグラム [英 CMA diagram, 独 CMA-Diagramm, 仏 diagramme CMA, 露 диаграмма CMA] プラズマ内を伝播する電磁波の特性を包括かつ定性的に示した線図。P. C. Clemmow と R. F. Mullaly (1955 年) が

初めて提唱し、W. P. Allis (1959 年) が改良したのでこの名がある。CMA ダイアグラムは冷たい二成分プラズマ (電子と 1 種類のイオンからなる) に適用される。一般に、プラズマの電子密度 n_e (電子プラズマ振動数を ω_p とする) と磁束密度 B (電子とイオンのサイクロトロン振動数を各々 ω_{ce} , ω_{ci} とする) が与えられたとき、そのプラズマ内を伝播する振動数 ω の電磁波の位相速度 v_{ph} は分散式を使って、伝播角 θ (波の伝播方向と静磁場とのなす角度) の関数として求められる。得られる $v_{ph}-\theta$ 線図は磁力線方向に軸対称であって、その形は四種類に限られ、しかも $\theta=0$ と $\theta=\pi/2$ の波数の二乗 k^2 の符号によって決定される。そこで、プラズマパラメーター n_e, B が徐々に変化する場合、 $v_{ph}-\theta$ 線図が 1 つの形から他の形に変化するとき、必ず $\theta=0$ または $\pi/2$ における遮断 ($k^2=0$) または共鳴 ($k^2=\infty$) を通過する。したがってこれらの境界線によってプラズマパラメーターを区分すると、その領域内では一定の形の $v_{ph}-\theta$ 線図を描くので、与えられた条件のもとで電磁波がどのような特性をもつかを一目で表すことができる。

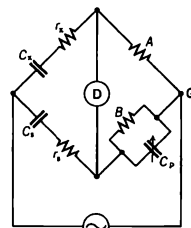
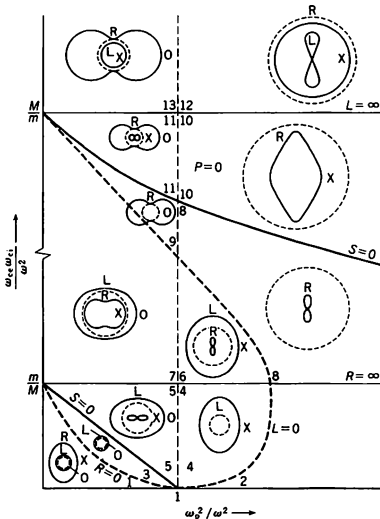
CMA ダイアグラムは、横軸に ω_p^2/ω^2 (電子密度 n_e)、縦軸に $\omega_{ce}\omega_{ci}/\omega^2$ (磁束密度の二乗 B^2) を目盛ったプラズマパラメーター平面を上記の境界線によって 13 の領域に分割し、それぞれの領域における $v_{ph}-\theta$ 線図を示したものである。たとえば図の領域 5 では、 B に平行に伝播する左手系円偏波 (L) は真空中の光速 c (点線で示す) よりも速い位相速度で伝播し、 $\theta=0$ から $\pi/2$ に変えるとき正常波 (O) になる。異常波 (X) の位相速度は c よりも小さく、 $\theta=\pi/2$ から 0 に変化する途中で波動は消滅するので $\theta=0$ における右手系円偏波 (R) はこの領域では遮断され、伝播できない。CMA ダイアグラムによれば、プラズマパラメーターの変化に伴う波動特性の変化を簡単に追跡できる。たとえば、 ω と B とを一定のまま、プラズマ密度 n_e が変化する場合には、 $\omega_{ce}\omega_{ci}/\omega^2=$ 一定の横線に沿って波の伝播の特性を見ていけばよい。また n_e と B を与えて ω を変える場合には、原点を通り傾きが $\omega_{ce}\omega_{ci}/\omega_p^2$ の直線をたどればよい。

CMOS インバーター = CMOS (シーモス) インバーター

GM 計数管 = ガイガー - ミュラー - カウンター

ジェリウム模型 [英 jellium model, 独 Jelly-Modell, 仏 modèle de jellium] = 電子ガス

シェーリング・ブリッジ [英 Schering bridge, 独 Schering-Brücke, 仏 pont de Schering, 露 мост Шеринга] コンデンサーの容量および損失角の精密測定に広く用いられるブリッジ (図参照)。高電圧用ケーブルや絶縁材



料の損失角の測定など試料に高電圧をかける場合はこのブリッジが適している。C_x, r_x は測定する容量および損失抵抗, C_s, r_s は標準コンデンサーの容量および損失抵抗を表

す。通常 A と C_p を調整素子とし、点 G を接地して調整を低電位側で行う。普通 A, B および検出器 D の低電位側はシールドされ、試料の絶縁破壊にそなえた保護回路をもっている。平衡条件は

$$C_x = C_s(B/A)(1 + \tan \delta_s \cdot \tan \delta_p) \\ \tan \delta_x = \omega C_p B + \tan \delta_s \quad (\tan \delta = \omega C R)$$

通常標準コンデンサーには高電圧用の空気あるいはガス入りのものを使用するので $\tan \delta_s = 0$ と考えてよく、平衡条件の補正項(第二項)は無視できる。このブリッジは低電圧での容量測定にも適している。このときは電源と検出器を入れかえると、電源に対して対称性がよいのでアースに対する浮遊容量の影響が少なくなる。 $r_s > r_x$ のときは A 側に C_p をつける必要がある。また r_s, r_x ともに非常に小さいときは可変コンデンサーを A, B 両側につけて調整(当然それに応じて平衡条件式は変わる)しなければならない。

シェルツァーの伝達関数 [英 Scherzer's transfer function, 仏 fonction de transfert de Scherzer, 露 передаточная функция Шершера] 顕微鏡の結像において、光学系を試料のもつ空間周波数のフィルターと特徴づけ、この空間周波数の伝播を決める関数を伝達関数という。電子顕微鏡の場合、この伝達関数をシェルツァーの伝達関数といい、球面収差係数を C_s 、焦点外れの量を Δf 、電子線の波長を λ 、 α を電子線の開き角とすると、 $\exp(-i\gamma)$ ($\gamma = (\lambda/2\pi)(C_s \alpha^4 - 2\Delta f \cdot \alpha^2)$) で与えられる。この伝達関数は純位相物体に対しては $\sin \gamma$ 、純振幅物体に対しては $\cos \gamma$ で与えられる。

シェーンフリースの記号 [英 Schoenflies' symbol, 独 Schönflies-Symbol, 仏 notation de Schoenflies, 露 символ Шенфлиса] 結晶の点群, 空間群, それらの対称要素の記述に用いられる記号。結晶点群の記述は次のように行う。(1) n 回軸のみにより生成される巡回群を C_n と記す。(2) 主軸の n 回軸と、これと直交する 2 回軸の副軸により生成される二面体群を D_n で記す。ただし、互いに直交する 2 回軸どうしにより生成される四元群 D_2 は V と記されることもある。(3) 正四面体群を T , 正八面体群を O と記す。(4) 対称心をもつ群には、添字 i をつけ C_{ni} , D_{ni} などと記す。特に、対称心のみから生成される反転群は C_{ii} ではなく C_i と記す。(5) 主軸と直交する鏡映面をもつ群は h (horizontal の意) を添えて C_{nh} , D_{nh} などと記す。特に、鏡映面のみから生成される点群は C_s と記す。(6) 主軸を含む鏡映面をもつ群は v (vertical の意) を添えて C_{nv} と記す。(7) 主軸と副軸を含む鏡映面をもつ群は D_{nv} 、主軸を含み、かつ副軸間を二分するような鏡映面をもつものは d (diagonal の意) を添えて D_{nd} と記す。(8) 4 回映軸をもつ群は S_4 と記す。(1)~(8)の規則に従って結晶点群を記すと重複するものがでてくる。たとえば、対称心を含む群のうち $C_{2i} = C_{2h}$, $C_{4i} = C_{4h}$, $C_{6i} = C_{6h}$, $D_{2i} = D_{2v}$, $D_{3i} = D_{3d}$, $D_{4i} = D_{4v}$, $D_{6i} = D_{6v}$ となるので、 i を添えて記述するのは C_i と C_{3i} だけではないかは使われない。結晶点群ではないが、分子の対称性で重要な点群に C_{nv} , C_{nh} などがある。

空間群の記述では、同一の点群から導かれた空間群はその点群の右肩に番号を付け区別する。たとえば、 Oh , Or , ..., Oh^8 などである。シェーンフリースの記号は点群の記述としては簡明であるので、分子の対称性や分光学などでは広く用いられている。しかし、空間群の記述としては十分な情報が得られないため、結晶学ではヘルマン-モーガ

ンの記号から発展した国際記号が広く用いられている。

シェーンベルク効果 [英 Schoenberg effect, 仏 effet de Schoenberg, 露 эффект Шёнберга] ド・ハース-ファン・アルフェン効果において観測される磁気相互作用のひとつ。ド・ハース-ファン・アルフェン効果では、その振動項は $M = A(B) \sin(2\pi/PB)$ のように表現される。 P は振動周期、 B は試料中の磁束密度である。ここで外部磁場 H の代りに $B = H + 4\pi M$ が現れるのは電子の受けるローレンツ力が外部磁場 H ではなく、磁束密度 B によって決るためである。したがって M は自己無撞着的に決る。フェルミ面 i からの寄与を M_i としたとき $B = B_0$ ($\gg |M_i|$) 近くに限って M_i のようすを調べるには

$$4\pi M_i = C_i \sin k_i B$$

$$k_i = \frac{2\pi}{PB_0}$$

としても一般性は失われない。ここで $M_i = 0$ となる適当な磁場 B_0 から測っている。フェルミ面 i からの寄与だけ考えると $B = H + 4\pi M_i$ となり、これは M_i が B を通して自分自身に及ぼす影響を表し、自己磁気作用とよばれる。また、フェルミ面がいくつかある場合には B を通して互いの磁化が影響を及ぼしあう。これは単に磁気相互作用とよばれる。この 2 つの効果をド・ハース-ファン・アルフェン効果におけるシェーンベルク効果という。□

ジオイド [英 geoid, 独 Geoid, 仏 géoïde, 露 геоид] 地球重力場の等ポテンシャル面のうち、平均海面と一致するもの。地球の概形は平均自転軸を極軸とする回転楕円体に近い。地球の標準的な形として、赤道半径 a ($= 6378.137$ km) と扁平率 f (極半径を b として $f = (a-b)/a = 1/298.257$) の回転楕円体を採用し、これを正規楕円体とよぶ(地球楕円体ともいう)。正規楕円体の面上では正視重力ポテンシャル U がどこでも一定値 U_0 をとるものとし、正規楕円体の面を $U = U_0$ によって表す。これに対して、実際の地球重力場の重力ポテンシャル W がどこでも一定値をとる等重力ポテンシャル面 $W = U_0$ を考えることができる。これをジオイドとよぶ。ジオイドは地球の質量分布の不均一性によって、その表面に起伏がある。この起伏を全地球的規模でならしてしまえば正規楕円体に一致する。人工衛星の軌道観測によれば、ジオイドの面の起伏は平均して数十 m であるが、スリランカ付近で最も大きく 100 m にも達する。地球表面の約 70% は海面であるため、地球の概形は海面が構成する形に近いと考えられる。現実の海面は波や海流によって起伏に富んでいるが、波もなく海流もない仮想的な静水面を考えれば、それは現実の海面を平均的にならした形に近い。このような仮想的な海面を平均海面という。地球を取巻く平均海面は近似的に 1 つの等重力ポテンシャル面を形成すると考えられる。ジオイドは ± 1 m 程度の差で平均海面に一致する。

ジョーク Giaque, William Francis 1895. 5. 12 - 1982. 3. 28 アメリカの物理化学者。カナダ、オンタリオ州のナイアガラ・フォールズに生れる。1927 年カリフォルニア大学バークレー校助教授、1934 年同教授。P. Debye とは独立に常磁性体の断熱消磁による冷却を提案し、1933 年に初めて 1 K 以下の温度を生成して新しい超低温領域開発の火口を切ったことで知られる。この功績により、1949 年「化学熱力学への貢献、特に極低温における物質の諸性質に関する研究」でノーベル化学賞を受けている。彼は熱力学には精通していたものの、磁性的ことはほとんど知ら

なかったが、1924年に、講義の準備のため磁気熱量効果に関する文献を読んでいたところ、偶然ライデン大学のH. Kamerlingh-Onnesらによって、硫酸ガドリニウムは極低温でもおキュリー法則に従う常磁性を保つことが示されているのを知った。そこで、この物質を用いれば非常に大きな磁気熱量効果が期待しうると、またこれを利用して、断熱消磁により非常に低い温度を生成しうる可能性のあることに気づいたと伝えられている。この提案は1926年4月のアメリカ化学会で発表され、同年アメリカ化学会誌にも論文が投稿されたが、翌年まで受理されず、この間にDebyeが同様の論文を発表した。その後ヘリウム液化機の製作など、種々の困難を乗り越えて、1933年に硫酸ガドリニウムの断熱消磁に成功、当時としては未踏の低温度0.53Kに到達した。断熱消磁の研究のほかに、酸素の同位体 ^{17}O 、 ^{18}O の発見(1928年)やガラス状グリセロールの研究でも有名である。1962年に退官したが、死の1年前まで研究を続けた。

ジオクロノロジー [英 geochronology, 独 Geochronologie, 仏 géochronologie, 露 геохронология] ⇔ 年代測定

COBOL = COBOL(コボル)

磁化 [英 magnetization, 独 Magnetisierung, 仏 aimantation, 露 намагничивание] 単位体積あたりの磁化モーメントのことで、物体の微小体積 dV の中にある磁化モーメント m_i の和を $dm = \sum m_i$ としたとき、 $M = dm/dV$ が磁化で、磁化モーメント密度とよばれるべき量である。磁化モーメントの単位が $\text{A} \cdot \text{m}^2$ なので、磁化の単位は $\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ である。磁場を H 、磁束密度を B 、 μ_0 を真空の透磁率とすると次の関係が成り立つ。

$$M = \frac{B}{\mu_0} - H$$

単位体積あたりの磁気双極子モーメントを磁気分極 J といい、磁化と $J = \mu_0 M$ の関係がある。また、 $B = \mu_0 H + J$ と表される。磁気分極 J を磁化とよぶこともある。磁性体内の B と M との関係はちょうど誘電体における電場 E と分極 P との関係に対応し、一般には複雑である。 B と M 、したがって H がそれぞれ方向がちがう場合もある。鋼鉄などの強磁性体では M が B によって一義的に決まらず、それまでに磁化されたことがあるかないか、すなわち過去の履歴に依存するヒステリシスを示す。このような複雑な場合を除くと M は B の方向に一致し、 B によって一義的に決まる。 M はそこを磁化しようとする力である磁場 H にほぼ比例し $M = \chi_m H$ と書かれる。 χ_m は比磁化率とよばれ、磁性体についての定数であり、その値により磁性体を分類することができる。 χ_m が正の値のときにその磁性体を常磁性体、負のとき反磁性体という。磁化の発散 $\rho_m = -\mu_0 \text{div} M$ を、誘電体における電荷密度 ρ と誘電分極 P の関係 $\rho = -\text{div} P$ と対応させて、磁荷密度とよぶ。磁化 M によりできる磁束密度 B は電流 $i_m = \text{rot} M$ によってできる B と同じになることから、 i_m を磁化の等価電流とよぶ。

磁荷 [英 magnetic charge, 独 magnetische Ladung, 仏 charge magnétique, 露 магнитный заряд] 磁石の磁極と磁極の間にはクーロン力が働く。この力の大きさは2つの磁極の強さに比例し、磁極間の距離の2乗に反比例する。磁極の強さを磁荷あるいは磁気量という。磁荷には2

種類あり、N極の磁荷を正の値で表しS極の磁荷を負の値で表す。2つの磁荷 Q_m, Q'_m が r だけはなれておるときに働く力 F は、真空中の透磁率 μ_0 を用いて

$$F = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{Q_m Q'_m}{r^2}$$

と表される。磁荷の単位はウェーバ、Wbである。磁荷は単独ではとり出すことができない。すなわち、磁気単極子は存在しないと信じられており、現在のところ、磁気双極子が磁気的最小単位であると考えるのが支配的で、この立場から電磁気学が記述されることが多い。この立場では、磁荷 Q_m は磁気モーメント密度である磁気分極 J の不連続または不均一な分布の結果生ずる巨視的な量であるとみなされる。磁気分極が不均一のとときには J の発散を用いると磁荷の空間密度 ρ_m は一般に $\rho_m = -\text{div} J$ で与えられる(⇨磁荷)。

ジ ガ = ギガ

磁界 = 磁場

紫外検出器 [英 ultraviolet detector, 独 Ultraviolett-detektor, 仏 détecteur de rayons ultraviolets, 露 детектор ультрафиолетовых лучей] 紫外線の検出器のこと。光化学作用を利用する写真乾板と外部光電効果を利用する光電管、光電子増倍管が主として用いられる。普通の写真乾板は、その乳剤層の構成要素であるゼラチンが波長230nm以下の紫外線を強く吸収してしまうので、ゼラチンの量を極度に少なくしたシューマン乾板(1892年, V. Schumannによって初めてつくられた)がこれ以下の波長領域で使用される。このタイプのコダックSWR乾板は20nm以下の波長領域まで感度をもっている。また普通の乾板の上に特殊の樹脂を塗ったコダックUV増感乾板は紫外線による樹脂の蛍光を記録するものであるが、200nm以下ではSWR乾板より感度が劣る。光電子増倍管には、光電面にSb-Csを用いて、封入管材料にホウケイ酸ガラス(可視から波長320nm程度まで)や石英ガラス(160nm程度まで)を用いるもの、可視、近紫外用光電子増倍管の管壁(窓)にサルチル酸ソーダを塗り、紫外線によって出る約400nmの蛍光を測定するもの(90nm程度まで)、約100nm以下の波長では紫外線透過材料がないので封入管を取外し、真空分光器と組合せて用いるもの、さらに磁場と電場の作用で電子の増倍を行う磁気型光電子増倍管(波長100nm程度から軟X線まで)などがある。紫外線の強度の絶対測定には熱電対や光イオン化箱が用いられる。

これまでのものは1点での光の強度を測定するものであるが、近紫外線領域では二次元検出器としてイメージ管やSiフォトダイオードその他を用いた位置敏感検出器なども利用されている。

紫外光源 [英 ultraviolet light source, 独 Ultraviolettlichtquelle, 仏 source de lumière ultraviolette, 露 источник ультрафиолетового света] 紫外線を放射するもの。紫外光源は主として分光用に使われ、線スペクトル光源と連続スペクトル光源に大別される。前者には気体中のアークアークが主として用いられる。低圧水銀ランプ、鉄アーク、中空陰極ランプなどが常用されている。クレフト水銀ランプは238nmまでの輝線スペクトル放射線標準として広く用いられている。真空紫外用として最も広く用いられているものに H_2 中のアーク放電があり、約90~170nmの間に広がった多線スペクトルが得られる。 H_2 の代りにHeやArまたはNeに変えると50~165nmにわたつ

スペクトルを発する。100nm 以下の波長に対しガスや N_2 をセラミック細管内でスパーク放電させるワイズラー放電があり、45nm までの短波長が得られる。さらに 10nm 以下のスペクトルを出す表面放電（スライディングスパーク）もある。連続スペクトル光源として、200nm までの紫外領域では、キセノンランプや重水素ランプが市販されていて多用されている。真空紫外領域では、低圧の気体を石英細管中で過電放電させ、20nm くらいまでの短波長のスペクトルを出すライマン・スパークがあるが、管の消耗が激しい。これを改良したガートン放電管はセラミック管を採用して管をほとんど消耗させずに長時間使用できるようにしたもので、35nm 以上の波長の連続スペクトルを生じる。これらとは別に、希ガス中の放電もよく用いられ、ガスの種類によってスペクトル領域が異なる（He では 58~110nm, Ne では 74~100nm, Ar では 105~155nm, Kr では 125~180nm, Xe では 148~200nm）。原子番号の大きな金属を電極に用いた真空放電によっても短波長の連続スペクトルが得られ、U を電極とした BRV 光源とよばれる真空スパークでは 8~200nm のスペクトル生成が可能である。レーザープラズマは軟 X 線領域で強力な連続スペクトルを放射する。シンクロトロン放射も軟 X 線領域に極大をもつ非常に広い波長領域にわたる連続光源である。その特色は、強度分布が計算できること、良質の偏光であること、安定していることなどであり、今後ますます用いられる機会が増すものと思われる（⇒ストレージリング、ウィグラー、アンジュレーター）。

紫外光電子分光法 [英 ultraviolet photoelectron spectroscopy, 独 Ultraviolettphotoelektronenspektroskopie, 仏 spectroscopie de photoélectrons ultraviolets, 露 ультрафиолетовая фотоэлектронная спектроскопия] ⇒ 電子分光法

紫外スペクトル [英 ultraviolet spectrum, 独 Ultraviolett-spektrum, 仏 spectre ultraviolet, 露 ультрафиолетовый спектр] 可視領域の短波長端の約 400nm より短い波長領域に現れるスペクトル。しかし、一般には、200nm 以下の真空紫外領域を除いた、400~200nm の領域に現れるスペクトルをさすことが多い。紫外スペクトルは原子や分子の電子遷移によるスペクトルである。観測波長領域で区分したこのスペクトルの名称は、可視スペクトル、真空紫外スペクトルとともに、物理的にはあまり意味がない。

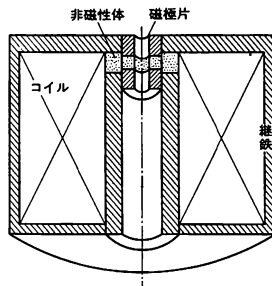
紫外線 [英 ultraviolet radiation, 独 Ultraviolettstrahlung, 仏 radiation ultraviolette, 露 ультрафиолетовые излучение] 波長 400nm ぐらいから軟 X 線までの領域の光をいう。太陽からの放射光は強い紫外線を含んでいるが、地球の上層大気中にある O_3 に吸収され、おおよそ 300nm よりも波長の短い紫外線は地上には到達しない。紫外線は光化学反応を生じさせる。200nm ぐらいよりも短波長の紫外線は空気中の O_2 分子、 N_2 分子などによって強く吸収されるので、この領域の紫外線の研究は真空容器の中で行う必要がある。そのため、この領域の紫外線を特に真空紫外線という。400nm から 200nm の間の波長領域の光を紫外線という人もある。

紫外線顕微鏡 [英 ultraviolet microscope, 仏 microscope ultraviolet, 露 ультрафиолетовый микроскоп] ⇒ 顕微鏡

紫外発散 [英 ultraviolet divergence, 独 Ultraviolett-

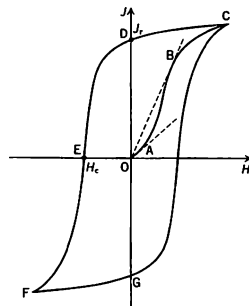
divergenz, 仏 divergence ultraviolette, 露 ультрафиолетовая расходимость] ⇒ 発散の問題

磁界レンズ [英 magnetic lens, 独 magnetische Linse, 仏 lentille magnétique, 露 магнитная линза] 回転対称な磁場を用いた電子レンズで、コイルに直流電流を流して励磁するものが多く、電磁レンズともよばれる。短焦点距離のレンズの場合には、コイルを図のような強磁性材料の



容器（継鉄とよぶ）で囲み、そのすき間に生じる強い磁場を用いる。工作誤差や材料の磁氣的不均一性に基づく非回転対称性の収差を軽減するため、すき間の近傍に純鉄など高透磁率の材料で精密な工作をした磁極を置くことが多く、これを磁極片 (pole piece) という。レンズ磁場の非回転対称性をさらに小さくする必要がある場合には、非回転対称な磁場や電場を発生する装置をレンズに挿入し、その方向と強さを調節して、レンズの非対称性を補償する。この装置は非点補正装置 (stigmator) とよばれる。なお永久磁石を用いた磁界レンズも実用化され、超電導コイルによる強磁場を用いたものも試みられている。

磁化曲線 [英 magnetization curve, 独 Magnetisierungskurve, 仏 courbe d'aimantation, 露 кривая намагничивания] 磁性体を磁場中で磁化するときの磁場の強さ H と磁気分極 J または磁化の強さ M との関係を示す曲線をいう。多くの常磁性体などでは磁化の強さは磁場の強さに比例するので、この曲線は直線となる。しかし強磁性体ではこの曲線は簡単な関数関係では表されず、磁化の値は磁場の値で一義的に決まらない。強磁性体の磁化曲線は図に



示すように、磁場の強さを増していくと、磁性体が消磁状態にあるときは $O \rightarrow A \rightarrow B \rightarrow C$ の過程をたどり飽和に近づき、十分大きな磁場で飽和に達する。この曲線を初期磁化曲線とよぶ。 $O \rightarrow A$ のゆっくり磁化の増す部分は特に初磁

化率範囲といひ、この部分では磁気分極は可逆的に進行する。A 点を越え B に至る部分では、急激に磁化が進行し非可逆的变化に移る。O 点から初期磁化曲線にひいた接線 OB の傾きの $(1/\mu_0)$ 倍を最大磁化率という。次に磁場の強さを減少させると初期磁化の曲線とは別の道筋 C→D をたどり、磁場を 0 まで減少させたときも磁気分極が残る。この値を残留磁気分極といひ、 J_r で表す。さらに磁場を反対方向に増してゆくと、D→E→F の過程を経て前と反対方向に飽和する。磁気分極 0 に相当する反対方向の磁場 OE を保磁力といひ、 H_c で表す。次いで磁場を再び減少させて 0 を通過し最初の方に増加させると、F→G→C の過程をたどり再び飽和に達し 1 つの閉曲線が描かれる。C→D→E→F と F→G→C とは原点に対して対称である。このように磁気分極の強さが磁場の強さだけで一義的に決らないで以前の磁化状態に関係することを磁気ヒステリシスといひ、一般に初磁化率範囲を超える変化の場合に起る。このとき磁化曲線のつくる閉曲線を磁気ヒステリシスループとよぶ。磁気ヒステリシスループは磁化の変化が非可逆であることを示し、その面積に相当するエネルギーが熱エネルギーに転化する。またこの磁化曲線の形は物質により異なり、さらに同じ物質でも熱処理や機械的処理によっても著しく変化する。

磁殻 [英 magnetic shell, 独 magnetisches Blatt, 仏 feuille magnétique] = 磁気二重層

磁化困難方向 [英 hard axis of magnetization, 仏 direction d'aimantation difficile, 露 ось трудного намагничивания] ⇒ 磁気異方性

C 型電磁石 [英 C-magnet, 仏 aimant de type C, 露 C-образный магнит] ⇒ 偏向電磁石

ジガ電子ボルト = ギガ電子ボルト

磁化電流 [英 magnetizing current, 独 Magnetisierungsstrom, 仏 courant magnétisant, 露 намагничивающий ток] 磁気分極あるいはそれを真空の透磁率で割った磁化による磁場と等価な磁場をつくるループ電流をいう。すなわち、磁化 M に対応する磁化電流の密度を J_m とすれば、 $J_m = \text{rot} M$ である。これに対し、導体などを流れる伝導電流を真電流とよび、真電流と磁化電流の和を自由電流とよぶ。

磁化モーメント [英 magnetizing moment] 磁気モーメントを真空の透磁率で割った量。単位体積あたりの磁化モーメントは磁化とよばれる。磁気モーメントと区別するための造語で、まだ定着していない。

磁化容易方向 [英 easy axis of magnetization, 仏 direction d'aimantation facile, 露 ось лёгкого намагничивания] ⇒ 磁気異方性

磁化率 [英 magnetic susceptibility, 独 magnetische Suszeptibilität, 仏 susceptibilité magnétique, 露 магнитная восприимчивость] 物質を磁場 H の中に置いたとき生ずる磁化を M としたとき、 dM_α/dH_β (α, β はベクトルの成分) で定義される二階のテンソルを磁化率とよぶ。特に、 M が H に比例する場合は $M = \chi H$ と書け、磁化率は χ となる。また、磁気分極 $J = \mu_0 M$ を磁化とよぶことと関連して、 $\mu_0 \chi$ を磁化率といひ、これを κ という記号で表していることもある。帯磁率というよびかたも一般に用いられている。電磁気学におけるように、 M を単位体積当りの磁化モーメントとすれば、 χ は無次元となるが、1 mol 当り、あるいは単位質量当りの磁気モーメントに対

応する磁化率 $\chi_{\text{mol}}, \chi_g$ がしばしば用いられる。前者を特にモル磁化率といひ、 $\chi_{\text{mol}}, \chi_g$ の単位は、正確にはそれぞれ $\text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}, \text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ (CGS ガウス単位系では $\text{cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1}, \text{cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$) であるが、これらを $\text{mol}^{-1}, \text{kg}^{-1}$ ($\text{emu} \cdot \text{mol}^{-1}, \text{emu} \cdot \text{g}^{-1}$) と記していることが多い。なお M/H で定義された CGS 単位系の磁化率の値は、MKSA 系での値の $(4\pi)^{-1}$ 倍となる。一般に、時間的・空間的に変動している磁場に対する一次の応答として、磁化の現れるようすを記述するには、両者のフーリエ成分、 $H(k, \omega), M(k, \omega)$ の間の比例定数 $\chi(k, \omega)$ が用いられる。これを一般化された磁化率という。特に、空間的に一様 ($k=0$) で、時間的に単振動をする磁場に対する磁化率 $\chi(\omega) = \chi(0, \omega)$ を動的磁化率とよぶ (⇒ 複素磁化率)。しかし、単に磁化率という場合には、通常、空間的に一様な静磁場に対する磁化率 $\chi(0, 0)$ をさす。磁化率は一般に温度の関数である。普通の金属では、 χ はあまり温度によらず、正で $10^{-10} \sim 10^{-11} \text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$ の値をとる (⇒ パウリのスピン常磁性, ランダウ反磁性)。希ガス、閉殻イオンでは、一般に負で大きさは同程度である (⇒ 軌道反磁性)。強磁性体、反強磁性体では、強く温度 T に依存し、転移温度より高温では、 $\chi = C/(T - \theta)$ のように変化する (⇒ キュリー-ワイスの法則)。キュリー温度以下の強磁性体で、 M が H の非線形関数であるときには、 M/H あるいは dM/dH を磁化率ということがある。これは磁化曲線上の点によって異なる値をとる。

時間 [英 time, 独 Zeit, 仏 temps, 露 время] 自然現象を記述する重要な独立変数のひとつで、現象の経過を表すのに使われる。物理量のなかには、空間座標と時間の両方の関数として表現されるものが多く、この場合に時間の目盛すなわち時間座標の原点は、研究対象に応じて任意に設定すればよい。こうして定められる時間座標上の 1 点を時刻という。哲学では、時間それ自身の存在を概念であるとする絶対時間と、時間は独立の存在ではなく現象に還元されるとする相対時間の 2 つの考えがある。ニュートンの古典力学においては、時間は自明の量として想定されているので、考えかたとして絶対時間に近いが、実際には物理学では絶対時間は必要でなく、任意の 2 つ以上の現象が起る時刻の差つまり時間が問題になるのである。このような時間の間隔は無限に分割可能である。すなわち時間は滑らかで連続であると考えられていて、これまで時間に分割不可能な最小単位があるという積極的な証拠はない。しかしながらハイゼンベルクの不確定性原理から導かれる関係 $\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar$ によって極めて短い時間が存在するとその時間内におけるエネルギーのゆらぎが極端に大きくなり、その結果、時間と空間が壊れてしまうので、時間の連続性は 10^{-43} 秒程度までしか成立しないという説もある。また、時刻に「最初」すなわち原点があったのだろうかということは誰もが抱く疑問である。もし、時間に原点があるとすれば、それは宇宙の創成のときであり、物質が創られた時点でであろうか (⇒ ビッグバン)、では「それ以前」が存在するかどうかなど全く疑問である。

古典力学では、空間座標と時間座標は別個のものとして取扱われていて、すべての空間座標系において時間は同一であり、座標系間の座標と時間の変換は座標原点間の相対運動による座標の違いだけを考慮すればよいと考えられた。しかし慣性座標系間の交換であるガリレイ変換に対してニュートンの運動方程式が不変であるのに対して、電磁気学のマクスウェル方程式が不変でないことから困難が

生じた。これを解決したのは、空間と時間を時空として対等に取扱った特殊相対性理論であって、ここでは慣性座標系間の時空の変換はローレンツ変換で与えられる。この理論では、2つの事象間の時間間隔は座標系によって異なり、2つの事象が同時であるかどうかは(慣性)座標系に依存する。2つの慣性座標系間の相対速度が光速に比べて小さいときには、ローレンツ変換はガリレイ変換に帰着するから、この2つの座標系に対して時間が同一であるとみなすことができる。さらに、時空を四次元リーマン空間と考えて、この空間のすべての座標系が同等であるとする一般相対性理論においては、空間の各位置に異なる時計があることになり、相対性理論における運動の記述は、物体とともに動く時計の刻む固有時間がよく用いられる。

古くから、時間の単位は、地球の自転や公転のような周期運動を基準にして決められてきたが、測定技術の進歩とともに、これらの運動の周期は決して一定でないことが判明し、現在では原子の振動の周期を用いて時間の単位を決めている(⇒原子時、原子時計)。

時間依存性 [英 time-dependence, 独 Zeitabhängigkeit, 仏 dépendance du temps, 露 временная зависимость] 物理量が時間の関数である場合に、時間が増加するときの物理量の変化のしかたをいう。特に、物理量が時間と空間座標の関数である場合に、空間座標を固定して時間のみを変化させるときに使うことが多い(⇒空間依存性)。

時間強度 [英 fatigue strength, 独 Wechselfestigkeit, 仏 limite de fatigue, 露 усталостная прочность] 破壊あるいは破損に達するまでの時間が応力によって異なるとき、与えられた時間までは壊れることなく負荷できる応力の最大値を、その時間に対する時間強度という。たとえば、クリープ破断については、ある規定した時間でクリープ破断を生ずる応力をもって、「ある温度における 10⁴ 時間クリープ破断強度」のように表示する。また、一定応力振幅の疲労寿命については、ある規定の荷重繰返し数で疲労破壊を生ずる応力振幅あるいは応力全振幅をもって、「10⁶ 回に対する疲労の時間強度」といった表示をする。

時間順序積 [英 time-ordered product, 独 zeitgeordnetes Produkt, 露 хронологическое произведение] 時間をパラメーターとして含む複数の演算子を、時間の順序に並べた積。場の理論における S 行列の計算は、LSZ 形式によりグリーン関数の計算に帰着される。グリーン関数は、ハイゼンベルク表示での量子化された場の時間順序積(T 積ともよばれる)の真空期待値で与えられる。たとえば $\tau(x_1, \dots, x_n)$ ((x_1, \dots, x_n) は四元座標)は数係数を除いて、グリーン関数と一致する。

$$\tau(x_1, \dots, x_n) \equiv \langle 0 | T(\phi(x_1) \cdots \phi(x_n)) | 0 \rangle$$

ここに、T という記号は場の量 $\phi(x_k)$ を時間座標の順序が $t_1 \geq t_2 \geq \dots \geq t_n$ となるように並べることを示す。もしこうなっていないときは、場の量の順序の入れかえを行って正しい順序へもってることが必要となるが、このときにボース場かフェルミ場であるかにより場の量を 1 回入れかえるたびに (± 1) の符号が出るが、これも T 積の定義に入れておく。ボース場の例でいえば

$$\begin{aligned} T(\phi(x_1)\phi(x_2)) &= \phi(x_1)\phi(x_2) & (t_1 > t_2) \\ &= \phi(x_2)\phi(x_1) & (t_2 > t_1) \end{aligned}$$

朝永-シュウィンガー-ダイソン式の相互作用表示では、この式は相互作用ハミルトニアン $H_I(t)$ を使って

$$\tau(x_1, \dots, x_n)$$

$$= \frac{\langle 0 | T \left\{ \phi(x_1) \cdots \phi(x_n) \exp \left(-i \int_{-\infty}^{\infty} H_I(t) dt \right) \right\} | 0 \rangle}{\langle 0 | T \left\{ \exp \left(-i \int_{-\infty}^{\infty} H_I(t) dt \right) \right\} | 0 \rangle}$$

と書換えられる。

一般に、たとえばベクトル場が T 積の中に入ってくるときには、T 積は必ずしもローレンツ共変なグリーン関数を与えないことが知られている。場の量の時間微分が T 積の中に入ってくるときも複雑になる。これらの問題を処理するために、共変化された時間順序積(T* 積; 木庭二郎、西島和彦、南部陽一郎など)がよく使われる。これは、場の理論のラグランジアン形式にも関係しているが、直観的には、T* 積は $\phi(x_1)$ から $\phi(x_n)$ までの時間空間座標 x_1, \dots, x_n のどの2つをとっても重なることがないようなところで共変なグリーン関数を定義しておいて、それを一般の x_1, \dots, x_n のところへスムーズにつなげたものとみなされる。この場合には、微分演算子を T* 積に作用させて出てくる δ 関数とか同時刻交換関係などを使うことは必ずしも正当化されなくなるが、この問題に対処するために、共変な T* 積の結果に基づいて逆に同時刻交換関係を出すというブジョルケン-ジョンソン-ローの操作も知られている。

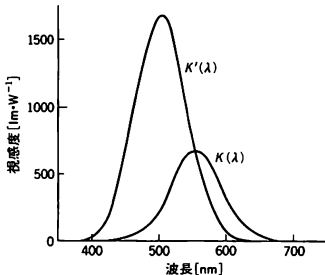
弛緩振動 = 緩和発振

時間相関関数 [英 time correlation function, 独 zeitliche Korrelation, 仏 fonction de corrélation du temps, 露 временная корреляционная функция] 2つの異なる時刻 t_1 および t_2 における2つの物理量のゆらぎ(即ちその平均値からのずれ)をそれぞれ $A(t_1)$ および $B(t_2)$ とするとき、その積をつくって平均をとったものを $\langle A(t_1)B(t_2) \rangle$ と書き、それを物理量 A, B の時間相関関数とよぶ。時間相関関数は、不可逆過程の統計力学において中心的な役割を果たすことが広く認識されている。すなわち、すべての輸送係数が平衡状態における時間相関関数の時間積分で表されることがわかっている。また時間相関関数は、放射線や粒子線の非弾性散乱微分面積や、磁気共鳴などの振動数スペクトルによって直接実験的に求められる。

視感測光 [英 visual photometry, 独 visuelle Photometrie, 仏 photométrie visuelle, 露 визуальная фотометрия] 肉眼で明るさや色の合致を判定して行う測光量の測定。肉眼で行える定量測定は合致の判定のみであるという前提にたち、比較すべき光の見えかたが等しくなるように2つの光を調節し、この調節量から測定すべき光の相対関係を求める。このために、測定すべき光を見比べやすくする測光頭部と、光に既知の変化を与える調節部分から構成される。この調節には、照度で光源から測定点までの距離の二乗に反比例する逆二乗法則や、光路途中に置かれた開口面積の変化、回転セクターの開角調節などが用いられる。視感測光によって測光量を正しく測定するためには、比較される2つの光のスペクトル特性が等しいか、測定者の視感覚が測光量を定義するのに用いられた標準観測者の特性に合致している必要がある。この完全な合致を求めることは無理であるとしても、測定者の視感覚がどの程度標準観測者の特性に近いかが検定しておく必要がある。このために、光度測定に関しては白熱電球に規定の溶液フィルターをかけて得られる青色と黄色の色光に対する視感度比を検定する Y-B テスト、色測定に関しては、規定の黄色に

色合せするのに必要な赤と緑の色光の混合比を検定するアノマロスコープテストがある。標準観測者の視感度特性を具体化した物理受光器、たとえば光束測定に対する $V(\lambda)$ 受光器の進歩によって、視感測光は心理物理量としての測光量や色度の測定にはしだいに使われなくなってきている。しかし、視感度特性そのものを測定する基本的な方法であることには変わりがない(⇒光度計、照度計、測光)。

視感度 [英 luminous efficacy, 独 photometrisches Strahlungsäquivalent, 仏 efficacité lumineuse, 露 световая эффективность] ある放射の放射束(単位時間当りの放射エネルギー)を Φ_e (単位 ワット, W), それに対応する光束を Φ_v (単位 ルーメン, lm)で表したとき, その放射の視感度 K は $K = \Phi_v / \Phi_e$ と定義される。単位は $\text{lm} \cdot \text{W}^{-1}$ である。換言すれば目に入る放射のうち, 明るさの感覚を生じさせるために有効な刺激となる割合を表すものである。この刺激によって生ずる結果を物理量で表すことはできないので, 心理物理量である光束で表し, したがって上のような次元をもつ。しかし普通には単色放射に対する視感度の意味で用いられている。この場合, (スペクトル)視感度 $K(\lambda)$ は $K(\lambda) = \Phi_{v,\lambda} / \Phi_{e,\lambda}$ である。ここで $\Phi_{v,\lambda}$ および $\Phi_{e,\lambda}$ はそれぞれ光束および放射束の分光密度である。明所視では $K(\lambda)$ は波長 555 nm で最大値を示し, これを最大視感度 K_m という。 K_m の値は $683 \text{ lm} \cdot \text{W}^{-1}$ である(1979 年国際度量衡総会)。標準比視感度 $V(\lambda)$ を用いると $K(\lambda) = K_m V(\lambda)$ である(図参照)。一般には上記のよ



うに明所視に対する視感度をさすが, 暗所視に対しても同様に定義されている。この場合は $K'(\lambda) = K_m' V'(\lambda)$ のように記号の肩にダッシュを付けて表す。 $K'(\lambda)$ の値は, 明所視の K_m と同じく波長 555 nm で 683 暗所視 $\text{lm} \cdot \text{W}^{-1}$ と定められているので, $K_m' = K'(\lambda = 507 \text{ nm}) = 1700$ 暗所視 $\text{lm} \cdot \text{W}^{-1}$ である。

時間に依存するハートリー-フォック理論 [英 time-dependent Hartree-Fock theory, 露 временная зависящая теория Хартри-Фока] フェルミオンで構成される多フェルミ粒子系(粒子数; N 個)のシュレーディンガー方程式

$$\left(i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H \right) |\Psi(t)\rangle = 0, \quad H = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^N \Delta_i + \left(\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^N v(r_i, r_j) \right)$$

の解を近似的に求めるひとつの方法で, その骨子は以下のようなである。一粒子波動関数の反対称化された積

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N!}} \sum_P (-1)^P P \psi_{a_1}(r_1, t) \cdots \psi_{a_N}(r_N, t)$$

を変分の試行関数として次の変分方程式を設定する。

$$\left\langle \delta \Psi(t) \right| i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - H \left| \Psi(t) \right\rangle = 0$$

P は (a_1, \dots, a_N) に対する置換で, $(-1)^P$ は奇置換で -1 , 偶

置換で $+1$ とする。この変分を実行すると, $\psi_a(r, t)$ は次式を満たさねばならないことになる。

$$i\hbar \frac{\partial \psi_a(r, t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi_a(r, t) + \sum_{r' \in [q]} \int \psi_a^*(r', t) v(r, r') \{ \psi_{r'}(r', t) \psi_a(r, t) - \psi_a(r', t) \psi_{r'}(r, t) \} dr'$$

したがって, この非線形方程式の解から得られる積波動関数がもとのシュレーディンガー方程式の近似解となる。

この方程式に現れる $\sum_r \psi_a^* \psi_r$ は時間に依存する密度関数である。したがって, 密度が時間的に変化するような場合, すなわち集団運動(典型例は集団振動)を記述するには, この方法は有力な手段となっていない。たとえば, 時間に依存しないハートリー-フォック解のまわりのゆらぎが小さいとして近似すれば, ランダムフェイズ近似が得られる。その意味でランダムフェイズ近似を超える理論をつくらうとするならば, この理論はひとつの有力な候補となる(⇒ランダムフェイズ近似)。

時間のおくれ [英 time delay, 独 Zeitverzug, 仏 retard, 露 запаздывание во времени] 相対性理論に関連した時間のおくれについて次の2つの現象が見られる。(1) 伝播時間のおくれ: 重力場中を伝播する光(電磁波)は, 重力場がない場合に比べて伝播時間が長くなるため, 光の到着時刻におくれが生じる。これは, 重力場があると, 無限遠の(重力の影響を受けない)観測者から見た光の座標速度が c と異なり, あたかも屈折率が $n(x) = 1 - 2\Phi(x)/c^2$ である媒質中を光が進むように見えるためである。ここで, $\Phi(x)$ は位置 x における重力ポテンシャルで, 重力場は弱く, ポテンシャル変化のスケールに比べて光の波長が十分に短い(⇒アイコナール近似)場合を考えている。いま座標原点にある質量 M の物体がつくる重力場の中で, x_T にある発信者から発せられた光を, x_R にある受信者が受けるとする。光の伝播方向の単位ベクトルを k で表すと, 無限遠の観測者から見た場合の光の伝播時間 Δt は

$$\Delta t = \frac{|x_R - x_T|}{c} + \frac{2GM}{c^3} \times \ln \left| \frac{|x_R| + x_R \cdot k}{|x_T| + x_T \cdot k} \right|$$

で与えられる。惑星探査衛星を用いて, 地球からのレーダーの往復時間が測定された結果, 太陽の重力場による伝播時間のおくれが一般相対性理論による予想とよく一致しており, 水星の近日点の移動, 太陽のふちを通る光の屈折, 重力場によるスペクトル線のレッドシフトにつづく第四の一般相対性理論の検証になっている。ちなみに, 光の屈折と伝播時間のおくれは, 重力場中の光の伝播に関する2つの側面で, とともに屈折率 $n(x)$ の効果として説明できる(⇒重力レンズ効果)。

(2) 時計のおくれ: 時計に対して静止している座標系で測った時間を, その時計の固有時という。ある座標系から見て速度 v で等速運動をしている時計の固有時の経過 $d\tau$ と, その座標系に静止している時計の固有時の経過 dt とは, $d\tau = \sqrt{1 - (v/c)^2} dt$ の関係がある(⇒ローレンツ変換, 特殊相対性理論)。すなわち, 運動している時計はおくれる。また, 重力場の中にある時計の固有時の経過 $d\tau$ と, 重力場がない場合の固有時の経過 dt の間には, $d\tau = (1 + \Phi/c^2) dt$ の関係がある。ここで Φ は重力があまり強くない

場合の重力ポテンシャルである。すなわち、重力場が強いほど、時計はゆっくり時を刻む(⇒レッドシフト)。

時間の粗視化 [英 coarse graining of time] われわれの自然現象の認識のしかたにはいろいろな段階があり、われわれがそれらの現象を記述する際にもそれぞれの段階に応じた記述のしかたが要求される。そのとき問題になることの1つが、適当な時間のスケールの選択である。たとえば気体の運動をボルツマン方程式で記述しようとするれば、時間のスケールは平均自由行程を分子が走る時間で、これは個々の分子の微視的な運動の時間に比べてはるかに長い。したがって、ボルツマン方程式を分子の力学の方程式から導く際には、平均自由行程を分子が走る時間について微視的な運動を平均化する必要がある。このように速い速度で起る運動をより長い時間について平均化して、次の粗い段階での記述を得ることを時間の粗視化とよんでいる。これを最も簡潔にまた形式的に行う手段としては、射影演算子する方法がある。

時間の単位 [英 units of time, 独 Einheiten der Zeit, 仏 unités de temps, 露 единицы времени] 時間(間隔)および時刻を測るための基準は、古くから天文現象、人間の脈搏、定周期の動作をすると考えられた装置(水時計、振り子、簡単な機械式時計)などに則して定められてきた。現代の時間(間隔)の単位、秒も、「平均太陽日の1/86400」から、「1900年1月0日12時(日本の明治32年12月31日午後9時)における地球公転の平均角速度に基づいて算定した1太陽年の1/31556925.9747(1956年の国際度量衡総会)」までは、天文現象(を抽象化したもの)で定義されていたが、1967~1968年の国際度量衡総会で、セシウム原子による定義(⇒秒)が新たに承認され、現在の国際単位系(SI)の基本単位の定義に引継がれている。以下、SIの秒のほか、SIに属さない単位のいくつかをも含めて、時間の諸単位(および時刻の基準)を示す。

(1) SI単位: 秒(単位記号はs)。

(2) SI単位の10の整数乗倍: 秒にSI接頭語を添えた形で構成される諸単位のうち、ミリ秒(ms)= 10^{-3} s、マイクロ秒(μ s)= 10^{-6} s、ナノ秒(ns)= 10^{-9} sの3つが、日本の計量法および国際標準化機構の規格ISO 1000(1980年)に、またキロ秒(ks)= 10^3 sがISO 1000に、あげられている。

(3) SIと併用される単位: 非SI単位だがSIと併用される単位として、分(min)=60s、時(h)=60min=3600s、日(d)=24h=86400sの3つがある。分、時の2つが計量法に、分、時、日の3つがISO 1000に、あげられている。

(4) その他: 週、月、年(記号a)などは、SIにも計量法にもあげられていないが、ISO 1000は、備考欄で「これらの単位も一般に用いられる」と注記している。JIS Z 8202は、年を単位とみなし記号をaまたはyとしている。ただし、うるう秒を適用することもあるので、1年を秒で表す数値は一定ではない。

(5) 時刻の基準: ある時刻を起点としてSIの秒で時間(間隔)を測り続ければ、精密な時刻のスケールができるはずであるが、現実には国際原子時(SIの秒の定義に従って諸機関が作動させている原子時計の指示に基づき国際時刻局(Bureau International de l'Heure)が定める、時刻標識の座標)が、基準として用いられ、さらに、地球の回転に直結した意味での時刻のスケールとして協定世界時が運用さ

れている。(協定世界時)-(国際原子時)という差の値は、1984年7月1日現在で22sに達しているが、その間、うるう秒の挿入による綿密な調整がなされてきている。なお、各国の法律による標準時(刻)は、協定世界時に準拠し、かつグリニッジ子午線での時刻に比べて時(h)の整数倍だけずらされた時刻(または、さらに電圧時刻へとずらされた時刻)という形で、制定されている。

時間波高変換回路 [英 time-to-amplitude converter, 独 Zeit-Amplituden-Konverter, 仏 convertisseur temps-amplitude, 露 преобразователь время-амплитуда] 2つの入力パルスの時間間隔に比例する電圧を出力する回路で、時間間隔分布を直接マルチチャネル波高分析器で記録できる利点がある。飛行時間法(TOF)、励起核の寿命測定、マルチワイヤーチェンバーの位置検出などに用いられる。変換方法には信号1の長さ L と信号2のパルスの遅れ T との重なり部分を積分するとその振幅が $(L-T)$ に比例することに着目したオーバーラップ法(図1)と、信号1

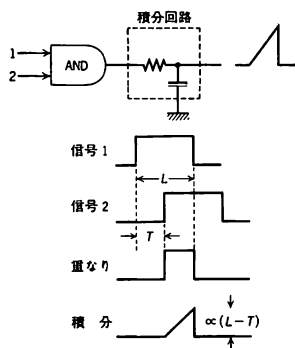


図1

で積分を開始し、信号2で積分を停止させるスタートストップ法(図2)などがある。測定時間範囲は 10^{-1} ~ 10^{-11} 秒と広範囲に選択可能で、分解時間は数ピコ秒も可能である。

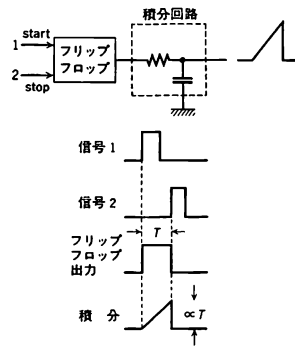


図2

弛緩発振 = 緩和発振

時間反転不変性 [英 time reversal invariance, 独 Zeitumkehrinvarianz, 仏 invariance par rapport à l'inversion de temps, 露 инвариантность относительно отображения времени] 空間座標 r を変えないで、時間座標 t の符号をかえ $-t$ とする変換を、時間反転 T という。時間反転不変性とは、古典力学の場合、軌道 $r(t)$ がニュートン

の方程式の解であるとき、 $r(-t)$ も解であり $r(t)$ と同様に許容される軌道であることをいう。量子力学では、反応が状態 A から状態 B へ進行したとき、反応の S 行列が $S_{AB}=S_{B \rightarrow A}$ となる(これを S 行列の相反性という)。ここで $-A$ は A の、 $-B$ は B の時間反転状態といい、それぞれの状態に属するすべての粒子の運動量ならびにスピンを逆方向にとったものである。強い相互作用、電磁相互作用ではこの不変性が確かめられている。弱い相互作用では、 T 不変であれば2種の結合定数がともに実数になることが要請されることを利用して、その検証が提案された。パリティ-非保存の発見により T 不変の検証実験が進められ、原子核の β 崩壊では、時間反転がほぼ成り立っているとされた。その後、 K_L^0 粒子の 2π 崩壊が発見され、荷電共役変換 C と空間反転 P の積 CP に対する不変性のやぶれとなった。CPT 定理(\Rightarrow CPT 定理)を用いると、この事実は T 不変性のやぶれに相当する。さらに詳しい実験が K_L^0 および K_S^0 の 2π 崩壊について行われ、 T 不変性のやぶれが直接的に発見された。

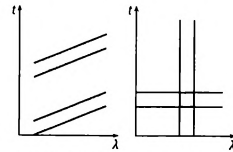
時間反転 [英 time reflection, 独 Zeitspiegelung, 仏 inversion de temps, 露 отражение времени] 空間座標 r を変えないで、時間座標 t の符号を変え $-t$ とする変換をいう。この変換に伴い種々の物理量は、それに応じた変換を受ける。たとえば、運動量や角運動量はその符号を変える。量子力学では上の変換に対応した状態ベクトル $|\psi\rangle$ の変換を $|\psi'\rangle = T|\psi\rangle$ と書き、確率の定義がこの変換で不変、すなわち $|\langle\psi|\psi\rangle| = |\langle\psi'|\psi'\rangle|$ が成り立つことを要求すると、ウィグナーの定理より、 T はユニタリーか反ユニタリー演算子のいずれかになる。さらに、系のエネルギー固有値に下限のあることを要求すると、 T は反ユニタリーでなければならないことがわかる。反ユニタリー性を強調したのは E. P. Wigner などで、この変換を、ウィグナーの時間反転という。ただし Wigner 本人は「運動の逆転」がふさわしい用語であろうと書いている。反ユニタリーとは $\langle\psi|\psi'\rangle = \langle\psi'|\psi\rangle^*$ となることをさし、これは複素数 a に対し、 $Ta=a^*$ を意味する。 T は、波動関数 $\psi(t)$ を $\psi^*(-t)$ に変える変換だともいえる。ポテンシャルが実数であるシュレーディンガー方程式に対しては、 $\psi(t)$ が解ならば $\psi^*(-t)$ も解であるから、そのような方程式で記述される系は時間反転に対して不変である。スピンのある場合には、さらにスピン角運動量の符号を変える変換をする必要がある。たとえば、スピン $1/2$ をもつ粒子の2成分の波動関数 $\psi(t)$ にたいしては、時間反転は、 $\psi(t) \rightarrow \sigma_y \psi^*(-t)$ (σ_y はパウリ行列)と定義しなければならない。したがって、スピンが一定の向きをとする磁気整列状態のような状態は、時間反転でもとの状態とは異なる状態に移る。この意味で、強磁性体、反強磁性体などは時間反転に対して不変ではない。 T はパリティ P のように選択規則を導くことはないが、複素量の位相の決定には不可欠である。また、 T は反ユニタリーなので、それ自身は観測量ではないが、対称性の低い系では直接その効果が現れる(\Rightarrow クラマースの二重項)。状態ベクトルに対する時間反転変換を、 $|\psi\rangle$ に $\langle\psi|$ を対応させる変換で定義し、複素共役をとる操作をあらわに出さないようにすることもできる。この変換をシュウィンガーの時間反転ということもある。

時間分解スペクトル [英 time-resolved spectrum, 独 zeitaufgelöstes Spektrum, 仏 spectre du temps résolu, 露

временно разрешённый спектр] 時間とともに変化する過渡現象の分光的測定では、スペクトルも時間とともに変化するため、変化に見合う時間分解能でスペクトル強度を測定する必要がある。このように、何らかの方法で時間変化を考慮に入れて得られるスペクトルを時間分解スペクトルという。古くは放電現象の解明から、高温プラズマの計測、ピコ秒レーザーを用いた化学反応中間生成物の研究と、分解時間はその目的によってマイクロ秒からピコ秒まで広範囲にわたっている。実際に時間分解スペクトルを得る方法を λ (波長) - t (時間) 平面上での信号利用部分から分類してみると図のようになる。斜線部分が利用される信



(1) 高速時間掃引法 (2) 瞬間こま撮り法 (3) マルチチャネル



(4) 高速波長掃引法 (5) サンプルング法

号部分で、その点での強度の測定が行われる。(1) 高速時間掃引法: 分光写真器と流し撮りカメラ、または、像変換カメラとの組合せで代表される。高速回転鏡を用いる方法もある。(2) 瞬間こま撮り法: (1)の流し撮りカメラをこま撮りカメラにした方法。OMA (optical multichannel analyser) もこのタイプに属する。(3) マルチチャネル法: 分光器と複数個の高速光電検出器で、設定波長での光強度を同時に時間の関数として測定するもの。(4) 高速波長掃引法: 圧電素子によりエタロンを振動させるものが典型的な例である。分光器と高速回転鏡を用いる方法もある。(5) サンプルング法: 設定波長で、サンプルングパルスを用いて一定時間のみ測定する。再現性のある繰返し現象に適用できる。

時間分解能 [英 time resolution, 独 Zeitauflösungsvermögen, 仏 pouvoir de résolution dans le temps, 露 временно разрешающая способность] 時間的に近接して起る2つの現象の時間間隔を測定できる能力のことで、測定装置あるいは測定手段の精度を表す。2つの現象の時間間隔の測定には、直接、時間間隔を測定する方法と、ある基準の時刻から2つの現象の起る時刻までの時間をそれぞれ測定し、時間差から時間間隔を間接的に求める方法がある。原子核や素粒子の実験では、非常に短い寿命の状態の測定や極めて短い時間内に連続して起る2つの現象の測定が要求される。そのために各種の測定器が開発されているが、現状では、 10^{-10} s 程度が時間分解能の限度である。最近、注目されているものに、ベストフ・カウンターがあり、構造的にうまくつくった場合、約 2×10^{-11} s の分解能があることが示されている。また、時間分解能を、連続して入射する粒子を区別できる最少の時間間隔と定義し、これを特にそのカウンターの分解時間とよぶ(\Rightarrow 不感時間)。

時間分解分光(法) [英 time-of-flight spectrometry,

独 Laufzeitspektrometrie, 仏 spectrométrie à temps de parcours, 露 спектрометрия по времени пролёта] ⇒ 飛行時間法

時間平均 [英 time average, 独 Zeitmittel, 仏 temps moyen, 露 временное среднее] 平衡状態では圧力や温度などの巨視的性質が時間的に不変である。しかし、体系を構成する分子のレベルまでおいて微視的に見れば、体系は絶え間のない運動の状態にある。統計力学は、この時々刻々と変化している微視的状態の平均的性質として巨視的性質を導き出そうとするものである。これは、つぎのような時間平均を定義することによって可能となる。いま簡単のため、古典力学に従うとし、時刻 t におけるその座標を $q(t) = q_1(t), \dots, q_r(t)$, 運動量を $p(t) = p_1(t), \dots, p_r(t)$ としよう (⇒ 位相空間)。そのとき、力学量 $A(q, p)$ の平衡値は長時間平均

$$\bar{A} \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T A(q(t), p(t)) dt$$

によって与えられる。たとえば、気体が容器の壁面に対及ぼす圧力は、気体分子が壁に衝突して跳ね返されるときに壁に与える衝撃力の、このような長時間平均である。

外界から遮断された閉じた系に対して (1) \bar{A} が存在すること, (2) \bar{A} が時間的に定常であること, が証明されている (バーコフの定理)。 \bar{A} が時間的に定常というのは、 \bar{A} が初期時刻の取り方に依存せず、時間をずらしても不変であるという意味である。したがって、 \bar{A} は系の運動の定数の関数であることになる。実は、エルゴード定理によれば、ほとんどすべての初期位相に対して、 \bar{A} は位相空間における $A(q, p)$ の空間平均に等しい (⇒ 位相平均)。

磁気 [英 magnetism, 独 Magnetismus, 仏 magnétisme, 露 магнетизм] 物質のもっている磁気的な性質や磁気現象の根元となるものを磁気という。その量を磁気量というが、これは巨視的な量である。磁気現象のなかには電流によって生ずるものもあるが、微視的な立場で、より基本的なのは物質を構成する電子や原子核の磁気モーメントである。

磁気は、歴史的には、古くから知られており、紀元前5世紀のころには、トルコのマグネスの町の近くで採掘された石をつるすと一定の方向を向くことが知られていた。また、11世紀ごろには中国では磁針が使われていたといわれている。1269年、フランスの P. Peregrinus は磁石には2つの磁極が存在すること、また異種の極は引きあい同種の極は反発することを記録に残している。16世紀になって、W. Gilbert は磁気について詳細な研究を行い、その結果をまとめて「磁石」*De Magnete* を発表した(1600年)。この本は6部から成っており、鉄の化合物が強い磁性をもつこと、地球が大きな磁石であること、天然磁石と地球との間に働く力などについて詳しく述べている。Gilbert は、さらに鉄が磁石によって磁化することや、磁化した鉄を赤熱すると磁性を失うことなど重要な発見をしている。当時においては、明らかに磁気の研究は電気の研究より進んでいたが、やがて電池の発見などによって電気の研究は急速に進み、M. Ampere, M. Faraday らによって電流と磁場の関係が解明され、ついに J. C. Maxwell の電磁気理論によって電気と磁気は密接不可分のものとなった。一方において、物質の磁性についての研究が進み、物質のなかには、外部磁場のなかで鉄のように強く磁化する強磁性体、磁場の方向に弱く磁化する常磁性体、磁場と反対方向に弱

く磁化する反磁性体が存在することが示され、これらは物質粒子のもつ磁気モーメントと外部磁場との相互作用によって起ると考えられた。今世紀になって、原子構造が明らかになって、原子の磁気モーメントは原子内での電子の運動によって生ずると考えられたが、それだけでは説明できず、実は電子自身が大きな磁気モーメントをもっている、それが原子の磁気モーメントの重要な成因であることが示された。また、電子に比べてはるかに小さいが、原子核も磁気モーメントをもっている。原子核の磁気モーメントは、構成粒子である陽子と中性子の磁気モーメントおよび核内での陽子の運動によって生ずる。したがって、現在では、磁気にとってより基本的なものは、これらの粒子のもつ磁気モーメントである。一般に、素粒子は内部自由度のひとつとしてスピン(自転)をもっており、スピンの0でない場合には、磁気モーメントをもっている。電気の場合には、正負2種の電気があり、正電気と負電気がそれぞれ単独に存在することができるが、これまでのところ磁気は、常に2つの極が共存していて、磁気単極は発見されていない。しかしながら理論的には、磁気単極の存在が予言されており、磁気単極を検出する実験が世界各国で行われている。

磁気嵐 [英 magnetic storm, 独 magnetischer Sturm, 仏 orage magnétique, 露 магнитная буря] 太陽フレアの2, 3日後、地磁気は顕著な変動を示し、しばしば一定の時間的経過をたどる。この現象は、古くから知られ、磁気嵐とよばれてきた。地磁気変動の原因は、太陽コロナから流出する太陽風と惑星間磁場の変化に伴って、磁気圏の境界面や内部に流れる電流が変化することにある。太陽にフレアが起ると、これによって生じた爆風が衝撃波として到来し、磁気圏を急激に圧縮するため、地表磁場の強度が急激に増加する。これが磁気嵐の急始部である。引続いて太陽風から磁気圏に流入するエネルギーの流束が増し、その結果、極域の電離圏へのオーロラ電子の降下量や放射線帯への高エネルギー粒子投入量が高まる。これに伴って極域電離圏に流れるオーロラ電流が強化され、また地球を取巻いて流れる環状電流も強まる。磁気嵐の主相を構成するのはこれらの電流によって生じた磁場変化である。太陽のコロナルホールから発生する高速太陽風も大きな磁場変動を起させることがあり、これも磁気嵐とよばれることがあるが、フレア起源のものと異なって、急始部が明らかでないことが多い。

しきい検出器 [英 threshold detector, 独 Schwellwert-detektor, 仏 détecteur à seuil, 露 пороговый детектор] 一般に、一定のエネルギー以上の粒子のみを検出するカウンター。特に、 (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$ などの吸熱反応 (Q 値が負) を利用した速い中性子の検出器にこの語がよく用いられる。たとえば、 $^{35}\text{S}(n, p)^{35}\text{P}$, $^{12}\text{C}(n, 2n)^{12}\text{C}$, $^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{63}\text{Cu}$, $^{23}\text{Al}(n, \alpha)^{20}\text{Na}$ などの反応はしきい値以上のエネルギーの中性子でないことと起らない。このうち $(n, 2n)$ 反応のしきい値は6~14 MeV 程度のものが多く、その断面積もかなり大きい。たとえば $^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{63}\text{Cu}$ 反応は実用上のしきい値が約12 MeV で、断面積は最大で1b以上である。これらの反応の生成核は放射性であるためその放射能を測定することにより、ある特定のエネルギー以上の中性子数の測定が可能となる。また種々の核反応を組合せて、中性子のおおまかなエネルギースペクトルを決めることもできる。この検出器は中性子の量や、そのおおよそ

のエネルギーを簡単に知ることができて、しかも積算線量、瞬間線量ともに測定できるという長所があるが、中性子の線量が微弱な場合には測定できない。

一方、核分裂を起す重い核のうち、 ^{235}U 、 ^{239}Pu などには中性子による核分裂にしきい値がある (^{235}U : 0.9 MeV, ^{239}Pu : 0.3 MeV)。これらのしきい値以上では (n, f) 反応の断面積がエネルギーとともに急激に増加するため、一種のしきい検出器として用いることができる。チェレンコフ放射を用いた高速荷電粒子を検出するチェレンコフ・カウンターのうち、ある速度以上の粒子を検出する装置をしきい値型カウンターということがある (\Rightarrow チェレンコフ・カウンター)。

しきい条件(レーザーの) [英 threshold condition, 独 Schwellenbedingung, 仏 condition seuil, 露 пороговое условие] レーザー発振器は、他の発振器と同様に、共振器の損失にレーザー媒質の利得がうち勝った場合に発振する。このとき、レーザー媒質の利得が共振器の損失と等しくなる条件をしきい条件という。レーザー媒質の利得は、ポンピングとよばれる手段を用いて反転分布(負温度分布)を形成することによって得られるので、しきい条件は発振させるのに必要な最小のポンピングの強さを与える条件ともいうことができる。ファブリー・ペロー共振器の場合、共振器の損失が反射鏡の反射損失のみによると仮定して(他の損失がある場合にも等価的に同様な扱いができる)、しきい条件は次のように与えられる。2枚の平面鏡の反射率をそれぞれ R_1, R_2 とし、光が光共振器内を一往復するときの活性媒質による光の増幅率を G とすれば、一往復の光の正味の増幅率は $R_1 R_2 G$ で与えられる。この値が1以上であれば、光共振器内に自然放出などによって形成された微小振幅の光電場がくり返し増幅され大振幅の光電場に成長しレーザー発振が実現される。レーザーが発振していない状態では、活性媒質の増幅率 G はポンピングの強度 P とともに単調に増大するので、 P がある最小値(しきい値)まで増大して $G=1/R_1 R_2$ となることがレーザー発振実現の条件となる。この条件をしきい条件とよび、対応するポンピングの強度や反転分布の密度などをそれぞれの量のしきい値とよぶ。

しきい線量 [英 threshold dose, 独 Schwellendosis, 仏 dose seuil, 露 пороговая доза] 放射線が物体に作用して引起す多種多様の効果のなかには線量がある限界を超えない限り検知されないものがある。この限界をしきい線量という。たとえば皮膚や、眼の水晶体に対する放射線障害としては虹斑の発生と白内障が有名であるが、これらにはしきい線量が存在するといわれ、国際放射線防護委員会の報告書 26 (1977年発表)では、実務上利用されるべき値としてそれぞれ 20 Gy (グレイ)、15 Sv (シーベルト)を勧告している。

しきい値エネルギー [英 threshold energy, 独 Schwellenenergie, 仏 énergie du seuil, 露 пороговая энергия] 原子、原子核、素粒子などに入射粒子が衝突して特定の反応を起すのに必要なエネルギーの最低値で、普通入射粒子の運動エネルギーで表される。しきいエネルギーまたは単にしきい値ともいわれる。原子核や素粒子の反応で最も代表的なのは、入射粒子1が静止している標的粒子2に衝突して、粒子3および4を発生する反応、すなわち $1+2 \rightarrow 3+4$ である。このような反応は二体反応とよばれるが、この場合のしきい値エネルギー T は、エネルギーと

運動量の保存則を用いて

$$T = \frac{1}{2m_2} [(m_3 + m_4)^2 - (m_1 + m_2)^2] c^2$$

となる。ここで、 m_i は粒子 i の静止質量、 c は光速度である。この反応の Q 値は、 $Q = (m_1 + m_2)c^2 - (m_3 + m_4)c^2$ であるから、 T は Q を用いて ($\Rightarrow Q$ 値)

$$T = -\frac{Q}{2m_2} (m_1 + m_2 + m_3 + m_4)$$

と書くことができる。 $Q > 0$ のときには発熱反応で $T = 0$ であり、この反応はいつでも起りうる。 $Q < 0$ 、すなわち吸熱反応のときのみ、 $T > 0$ となる。二体反応でなくて、終の状態に3個以上の粒子が生成される場合にもエネルギーと運動量の保存則を用いて解くことができるが、結果はやや複雑である。ある特定の核反応に注目すると、しきい値エネルギー以上の運動エネルギーをもつ粒子が原子核に衝突したときのみ反応が起るので、この性質を利用して高速中性子の測定をすることができる (\Rightarrow しきい検出器)。結晶を放射線で照射すると、入射放射線が結晶内の原子と衝突して格子点の原子がその位置からはじき出されることがある。はじき出された原子がもとの位置に戻らないで欠陥を残すのに必要な原子の運動エネルギーの最低値を、原子変位のしきい値エネルギー、またははじき出しエネルギーという。また、そのような運動エネルギーを原子に与える入射粒子の最低限界エネルギーを入射粒子のしきい値エネルギーといい、入射粒子の種類によってその値が異なっている。原子変位のしきい値エネルギー E_d と重い入射粒子のしきい値エネルギー E_r の間には

$$E_d = \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} E_r$$

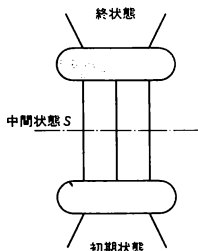
なる関係がある。ここで、 m_1, m_2 はそれぞれ入射粒子および結晶中の原子の質量(静止質量)である。入射粒子が電子である場合には相対論的效果を考慮して、電子のしきい値エネルギー E_e と E_d の間に

$$E_d = 2 \frac{(E_e + 2m_e c^2) E_e}{m_e c^2} E_e$$

なる関係が得られる。ここで、 m_e は電子の質量である。原子変位のしきい値エネルギーは、はじき出される方向によって異なる。計算機実験と照射実験の解析結果はまだ定量的に一致していないが、面心立方結晶で原子変位のしきい値エネルギーが最も低い方向は $\langle 100 \rangle$ と $\langle 110 \rangle$ で、銅の場合大抵 15eV 程度である。しかし、 $\langle 110 \rangle$ 近傍ではチャネリング効果のために、方向がわずかに変わると大きな変化がある。

場の量子論では、しきい値エネルギーは散乱振幅と関連させてもう少し数学的に扱うことができる。たとえば、 $1+2 \rightarrow 1+2$ のような弾性散乱の散乱振幅は一般に複素数で表され、その虚数部は入射粒子1が吸収される部分、すなわち非弾性散乱や粒子生成などに対応している。前方散乱の散乱振幅の虚数部は光学定理によって散乱の全断面積と結びついているので、非弾性散乱や粒子生成など新しい反応が起り始めると、前方散乱の散乱振幅の虚数部に新しい寄与が付け加わることになる。これがしきい値である。一般に散乱振幅は、エネルギー変数について複素平面に解析接続できる。すなわち、散乱振幅はエネルギー E に関するある解析関数 $f(E)$ の実軸上への上半面からの境界値になっている。しきい値はこの $f(E)$ の分岐点にほかならない。以上と同様なことは、個々のファインマン積分

(⇒ファインマン・ダイアグラム)についても成立する。連続なファインマン・ダイアグラム G においてある内線の集合 S があって、 S を切断すれば G が考えているチャンネルの初期状態の外線全部を含む部分と終状態の外線全部を含む部分にちょうど分けられる場合、 S をそのチャンネルの中間状態という(図参照)。ファインマン・ダイアグラムが



中間状態 S をもつと、それに対応してファインマン積分は必ずしきい値をもつ。これは、 S を終状態とするような新しい反応が開けるからにほかならない。ファインマン積分は、関係する粒子の質量のいかんによっては上述のもの以外に分岐点をもつことがある。これを異常しきい値という。異常しきい値は、上述の S にさらに余分の内線をつけ加えたいわば「広義の中間状態」に対応して現れるものである。異常しきい値の現れるための必要条件に関しては詳しい一般論があるが、十分条件についてはループ1個のダイアグラムのほかにあまり判っていない。異常しきい値は、二粒子の散乱では非物理的なエネルギー領域でしか現れないので、直接観測と結びつかない。その物理的意味としては、複合粒子の空間的広がりと関連が指摘されている。

しきい値論理 [英 threshold logic, 仏 logique du seuil] 閾(しきい)値とは、領域を区切ってで守ること、という意味からきたもので、転じて、家屋の敷居、内部と外部を分ける境界、知覚や生体反応を起させる刺激の限界、物理的反応の起るエネルギーとか温度の限界などを意味する。しきい値 (threshold value) とはこの境界の値のことである。

しきい値論理は神経回路、生体活動そして情報機構に関係して、主としてしきい値の機能に着目して、その構造、機能そして可能性を研究するものである。

たとえば神経繊維では信号伝達はパルス状の波形であり、その大きさは一定のしきい値があって、それより小さな信号は伝送中に消えてしまい、それより大きな信号は漸近的に一定の波形に整形 (shaping) されるという性質をもっている。また神経細胞は何個かの興奮性あるいは抑制性の入力と出力の端子をもっている。そして入力に対してそれらの重みかけた和が一定値、すなわちしきい値を超えたときパルス信号を出力として出すというような働きをする。一般には、入力された信号は時間とともに減衰する量であって、出力に伴って一定量を減ずるように働くので、1つの信号を出力すると、すぐには次の信号を出力することができない。これを不応期 (refractory period) とよんでいる。このような体系を1つのモデルとするしきい値論理においては、述語関数に対応するものはファジイ論理 (Fuzzy logic) と同様、適当な領域から実数 R またはその区間の中への関数である。そのほかに、この論理を特徴づけるしきい作用素 (threshold operator) をもつ。これはた

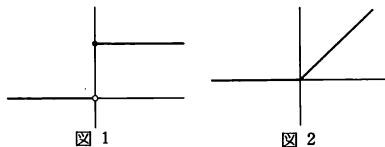


図1 とえば標準単位関数

$$1(x) = \begin{cases} 1 & (x \geq 0) \\ 0 & (x < 0) \end{cases}$$

であったり(図1)、アナログ的な場合ではその積分

$$\phi(x) = \begin{cases} x & (x \geq 0) \\ 0 & (x < 0) \end{cases}$$

などである(図2)。そして入力 v_1, \dots, v_n に対して

$$f\left(\sum_{i=1}^n c_i v_i - \theta\right)$$

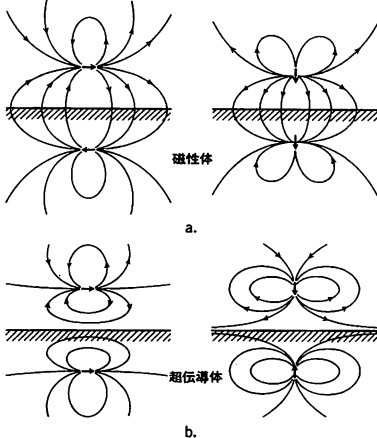
を出力する。ここに c_i は適当な加重、 f はしきい作用素、 θ はしきい値である。このような体系の性質や構造の研究を通じて、たとえば多層パーセプトロン (perceptron) 等、生体、精神、情報などの活動、認識、学習、連想などの働きや意味を明らかにし、それらを実現するしくみをつくらうとするものである。これらは論理学としてのみならず、光学におけるホログラム、数学における有限フーリエ変換とその逆変換などとの類似性とも関連して興味ある分野をなしている。

磁気井戸 [英 magnetic well, 独 magnetischer Topf, 仏 puits magnétique, 露 магнитная яма] ⇔ 平均極小磁場

磁気異方性 [英 magnetic anisotropy, 独 magnetische Anisotropie, 仏 anisotropie magnétique, 露 магнитная анизотропия] 磁化している方向によって磁性体の内部エネルギーが異なる性質。最も基本的で重要なのは結晶が示す結晶磁気異方性で、結晶主軸を基準とし、それより自発磁化をずらしたときの内部エネルギーの増加でその量を表す。エネルギーが最も低く、したがってその方向に磁化が向きやすい方向を磁化容易方向、最も向かせにくい方向を磁化困難方向という。たとえば六方晶では c 軸を基準として自発磁化と c 軸のなす角 θ に対し、磁気異方性エネルギー E_A は、 $E_A = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots$ と、また立方晶系では自発磁化の結晶主軸に対する方向余弦 (a_1, a_2, a_3) を用いて $E_A = K_1 \sum a_i^2 a_j^2 + K_2 \sum a_i^2 a_j^2 a_k^2 + \dots$ と表す。 K_{u1}, K_1, \dots などは磁気異方性定数とよばれる。その符号と大きさによって、容易方向、困難方向が決る。Fe は K_1 が正で $\langle 100 \rangle$, Ni は負で $\langle 111 \rangle$ が容易方向である。六方晶は近似的に一軸異方性と考えるとよいが、Co は K_{u1} が正で c 軸が容易方向である。容易方向には、見かけの磁場があって、磁化を引きつけていると考えると便利などがある。これは異方性磁場とよばれる。結晶磁気異方性は本多光太郎と茅誠司(1926年)によって初めて測定された。この原因には、個々の場合について、双極子相互作用、異方の交換相互作用、一イオン模型など、種々の機構が考えられている。多結晶の場合も、たとえば針状の鉄片は針の軸方向に磁化しやすく、その直角方向は磁化しにくい。それぞれ磁化容易方向、磁化困難方向に相当する。この原因は形状と自発磁化の大きさによるもので、形状異方性とよび、針状の例では一軸異方性になる。磁歪は弾性エネルギーを通じて磁気異方性に寄与する。磁気異方性定数は磁性材料にとって磁区構造や磁化機構を支配する重要な値で、それは保磁力

に比例し透磁率に反比例する。高透磁率材料には異方性定数が0か、それに近い物質が選ばれる。磁場中冷却、圧延加工そのほかの処理によってつくられた異方性を誘導磁気異方性とよぶ。この原因には、特定の原子対の方向性配列を考慮したネール-谷口の理論(1954年)や、フェライト中では特定イオンの配置によるとする一イオン模型(J. C. Slonczewski, 1958年)などがある。磁気余効のある種のものや、透磁率の経時減少(ディスアコモデーション)も時間的に変化する誘導磁気異方性のためと考えられている。

磁気イメージ [英 magnetic image, 独 magnetisches Bild, 仏 image magnétique, 露 магнитное изображение] 永久磁石を軟磁性体や超伝導体(完全反磁性体)のそばに置くとときには、永久磁石は引力または反発力を受ける。この場合の力を計算したり、磁力線の分布を求めるために、軟磁性体や超伝導体中に仮想的に考えた等価的な磁極または磁気モーメントのことを磁気イメージという。図aは非常に磁化しやすい(透磁率の大きい)軟磁性体の平面の外側に磁気双極子を置いた場合の磁気イメージで、左はその磁気モーメントが面に平行、右は面に垂直な場合である。磁性体内に生ずる磁気イメージは、どちらも磁性体表面に対して、双極子と対称的な位置にあり、その磁気モーメントの大きさは双極子の大きさと等しく、その向きは表面を鏡面と考えるときの双極子の鏡像と逆向きである。このような磁気イメージと双極子との合成磁場は表面に垂直で、大きさが無限大の透磁率の磁性体内には磁場はなく、境界で磁場の平行成分連続の法則から要請される条件を満たしている。図bは超伝導体(透磁率0の反磁性体)の平面の外側に磁気双極子がある場合で、この場合の磁気イメージは、表面に対して双極子と鏡像関係にある。このような磁気イメージと双極子との合成磁場は、表面では垂直成分が0で、超伝導体内では磁束密度が0であり、境界ではその垂直成分連続の法則から要請される条件を満たしている。



磁気雲 [英 magnetized cloud, 独 magnetische Wolke, 露 намагниченное облако] ⇨ 星間物質

磁気エネルギー [英 magnetic energy, 仏 énergie magnétique, 露 магнитная энергия] = 磁場のエネルギー

磁気エントロピー [英 magnetic entropy, 独 magnetische Entropie, 仏 entropie magnétique, 露 магнитная энтропия] 物質または場から成る系における、磁気モー

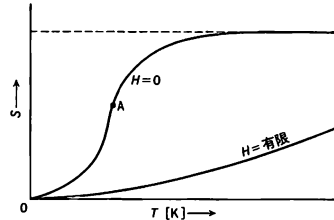
メントのもつエントロピーをさす。したがって、その系の磁気エントロピーの大きさは、系における磁気モーメントの秩序の度合を与える。すなわち、L. Boltzmann によって与えられたエントロピーに関する統計力学の内容を磁気モーメントに適用できる。エントロピーを S 、ボルツマン定数を k 、 i 番目の磁気双極子のとりうる微視的状態の数を ω_i とすると

$$S = k \sum_i \ln \omega_i$$

の関係が成り立つ。ここで、 i 番目の磁気モーメントのとりうる微視的状態の数とは、とりうる量子状態の数のことである。量子状態が着目している系について与えられると、とりうる状態の数は着目している量子状態の縮退度によって決る。その結果、孤立した大きさ I のスピンの磁気エントロピーは

$$S = k \ln(2I + 1)$$

として与えられる。また、磁気エントロピーは温度の関数として図のように変化する。図中の A 点、すなわち変曲



点のところで比熱が極大を示し、この温度以下では磁気モーメントは一定の方向にそろって長距離秩序を示す。また、外部磁場を加えると、磁気モーメントは磁場の方向にそろうためにエントロピーは図のように低い値をとる。

磁気円偏光二色性 [英 magnetocircular dichroism, 仏 dichroïsme magnétocirculaire, 露 магнитокруговой дихроизм] 磁場を印加したとき、磁場に平行に入射する円偏光の左回りの、右回りの向きによって、物質の光スペクトルに生じる吸収の差をいう。磁場の下で、原子内電子は磁場に対向して見て左回りにラーモア振動数 $\omega_L = eB/2m$ だけ歳差運動をする。ここに e と m とは電子の電荷と質量とで、 B は磁束密度である。このため磁場に垂直な面への運動の投影が左回りである電子は ω_L だけ速くなり、右回りの電子は遅くなる。したがって左回り円偏光で許容される $\Delta m_l = 1$ の遷移と、右回り円偏光で許容される $\Delta m_l = -1$ の遷移とでは $2\hbar\omega_L$ だけエネルギーがずれる。ここに m_l は電子の軌道角運動量の磁場方向の成分である。この現象はゼーマン効果と同じであるが、一般に固体ではゼーマン分裂の大きさよりも吸収線の幅が広く、 $2\hbar\omega_L$ だけ離れた独立の2つの吸収線として観測できない。しかし吸収線は相互に移動しているから左回りと右回りとの円偏光に対する吸収の差は存在し、吸収スペクトルのエネルギー微分に $2\hbar\omega_L$ を乗じたスペクトルをもつ。この小さな二色性を測定するには普通変調分光法を用いる。すなわち、ポッケルス・セルまたは光弾性効果を利用した $1/4$ 波長板を一定の交番周波数で作動させ、直線偏光子と組合せて左回りと右回りとの円偏光を交互につくり、試料の透過光のこの交番周波数の成分だけを観測する。この成分は二色性に比例している。固体中の不純物のスペクトル、半導体や絶縁体の吸収端、さらにより高いエネルギーの光スペクト

ルなどについて多数の測定が行われ、有効 g 値が求められている。これから観測した遷移の同定をすることができ、またスピン・軌道相互作用の大きさ、伝導帯と価電子帯との間の k - p 振動の大きさなどについて情報を得ることができる。

磁気音響効果 [英 magnetoacoustic effect, 独 magnetoakustischer Effekt, 仏 effet magnétoacoustique, 露 магнитоакустический эффект] 磁場中の電子と音波の相互作用に起因する現象の総称。静磁場 (H) 中に置かれた、低温の金属あるいは半金属に外から超音波 (波動ベクトル q , 角振動数 ω) を通すと、次のような現象が観測される。

I. 音波の吸収係数が H^{-1} の周期関数になる現象

(1) 音響サイクロトロン共鳴 ($q \perp H$) : 電子がフォノンを吸収してランダウ準位間を遷移し、音波のエネルギーが共鳴的に吸収される現象 (\Rightarrow サイクロトロン共鳴)。共鳴条件は $\omega = n\omega_c$ ($n=1, 2, \dots$)、ただし $\omega_c = eH/mc$ (e は電子の電荷の絶対値, m は電子の有効質量, c は光速)。

(2) 幾何学的共鳴 ($q \perp H$) : 電子のサイクロトロン運動の直径 $2r_c = 2k_F \hbar c / (eH)$ (k_F はフェルミ波数, \hbar はプランク定数を 2π で割った量) と音波の波長 λ が一致するとき吸収が極大になる現象 (\Rightarrow 幾何学的共鳴)。共鳴条件は $2r_c = n\lambda$ ($n=1, 2, \dots$)。

(3) 開いた軌道の電子による共鳴吸収 ($q \perp H$) : フェルミ面が開いた軌道をもつ金属では、伝導電子は実空間で周期 $\Delta x = G \hbar c / (eH)$ (G は開いた軌道の周期) の周期運動をする。この電子の運動方向に音波を通すと、 $\Delta x = n\lambda$ ($n=1, 2, \dots$) が満たされるとき共鳴吸収が起る。

(4) ド・ハース-ファン・アルフェン型振動 ($q \perp H$) : フェルミ・エネルギーをもつ電子の数は H を変えるとき周期的に変化する。その結果、吸収係数も H^{-1} の周期関数となる。周期は $\Delta H^{-1} = \hbar e / (mc \epsilon_F)$ (ϵ_F は電子のフェルミ・エネルギー)。この現象は、純粋に量子論の現象で、磁化率のド・ハース-ファン・アルフェン効果と同じ物理的起源をもつ (\Rightarrow ド・ハース-ファン・アルフェン効果)。

(5) 巨大量子減衰 ($q \parallel H$) : 強磁場 ($\omega_c \gg \omega$) 中では、電子のランダウ準位の間隔が大きくなり、吸収係数は H の関数として鋭いピークを示す。吸収条件は $\epsilon_F = \hbar \omega_c (n + 1/2)$ ($n=1, 2, \dots$)。周期 ΔH^{-1} は (4) と一致し、この現象も純粋に量子論の現象である (\Rightarrow 巨大量子減衰)。

以上 (1)~(5) の現象について吸収係数の周期 ΔH^{-1} を測定することにより、フェルミ面の情報を得ることができる。

II. そのほかの現象

(1) 磁気音響吸収 ($q \parallel H$) : 電子が感ずる音波の振動数 ω' は、ドップラー効果を受けて $\omega' \approx \omega v_H / v_s$ (v_H は電子の H 方向の速度成分, v_s は音速) となる。この ω' と電子のらせん運動の振動数 ω_c が一致するとき強い音波の吸収が起る。 v_H はフェルミ速度 v_F より小さいから、この吸収は臨界磁場 $\omega_c = \omega v_F / v_s$ より強い磁場で消失する。

(2) 磁場の傾きの効果 : H を固定し、 q と H のなす角を直角から傾けていくと (傾きの角を θ とする)、ある臨界角 θ_c で吸収が急に大きくなる現象。この角は $v_F \sin \theta_c = v_s$ で与えられる。磁場方向にらせん運動をする電子は、 $\theta > \theta_c$ で波乗り共鳴を起す。

(3) 音速の磁場による変化 : 電子と格子振動の相互作用を通じて磁場の影響が電子から格子振動に伝わる。その結果、音速が磁場に依存する。吸収係数に現れる振動現象

が、音速にも現れることが見いだされている。

上に示した q と H の配置は、その現象が最も際立って現れる配置である。磁気音響効果の研究は、1955 年の H. E. Bömmel による幾何学的共鳴の実験に始まる。次いで 1957 年、A. B. Pippard はこの現象の理論を提出した。その後、上記の多彩な現象が種々の金属、半金属において観測され、それらの電子状態についての知見を得る有力な手段となっている。[8]

磁気音響波 [英 magnetoacoustic wave, 独 magnetoakustische Welle, 仏 onde magnétoacoustique, 露 магнитоакустическая волна] = 磁気音波

磁気温度計 [英 magnetic thermometer, 独 magnetisches Thermometer, 仏 thermomètre magnétique, 露 магнитный термометр] 常磁性体の磁化率 χ を測定して絶対温度 T を定める温度計で、主として 100 mK 以下の温度領域の温度測定に用いられる。理想的な常磁性体の磁化率 χ はキュリー則 $\chi = C/T$ に従う。したがってキュリー定数 C を別の実験または計算より求めることができれば、原理的には磁化率の測定から校正なしに絶対温度 T を求めることができる (一次温度計)。しかし実際的には、磁化率の絶対値を定めることが困難であり、形状や試料内の結晶電場やスピン間相互作用の補正が必要なので、校正が必要となる。磁気温度計で測定された温度を磁気温度といひ T^* で表し、磁化率を

$$\chi = \frac{C}{T^* - d}$$

の形で表す。ここで d は試料の形状による反磁場係数を含むパラメーターで、球形試料では $d = 0$ となる。球形以外の試料では d を実験的に定める必要がある。 T^* と絶対温度 T の関係は、試料の磁気転移温度より十分高い温度領域では $T^* = T$ とおくことができ、またキュリー-ワイスの法則の成り立つ温度領域では $T^* = T - \theta$ (θ はワイス定数) とおける。しかしワイス定数を高温での校正から定めるのは困難であり、また磁気転移点近くにあればキュリー-ワイスの法則からの偏差も大きくなるので、最終的には $dS = \delta Q/T$ (S はエントロピー, δQ は微小熱量) を用いて $T^* - T$ 関係を確立しなければならない (\Rightarrow 一次温度計)。通常磁気温度計は $T^* = T$ の成り立つ範囲で使用される。現在広く用いられているセリウム・マグネシウム硝酸塩 ($\text{Ce}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$, 略称: CMN) では 6 mK 以上では $T^* = T$ がよく成り立つことがわかっている。CMN の磁気転移温度は 1.8 mK であるのに対し、銅や白金の核スピン系の転移温度は $10^{-7} \sim 10^{-8}$ K なので、核常磁性を利用すれば、より低い温度まで $T^* = T$ 関係の成り立つ磁気温度計が得られるが、mK 以上の温度領域では磁化率が非常に小さいため、測定に困難をきたすので、現在では、核磁気共鳴法により、白金の核スピン-格子緩和時間 T_1 を求め、コリンハの関係式 $T T_1 = \text{定数}$ から T を定める手段がとられている。磁気温度計で χ を測定するには相互誘導ブリッジを用い、交流 (AC) 法でゼロ磁場磁化率を測るのが通常である。近年、ブリッジのゼロ位検出に SQUID を用いることにより、約 1 mg の CMN でも精度のよい磁気温度測定ができるようになっていく。

磁気音波 [英 magnetoacoustic wave, 独 magnetoakustische Welle, 仏 onde magnétoacoustique, 露 магнитоакустовая волна] プラズマ内を伝播する低周波電磁波のひとつ。その振動数がイオンサイクロトロン振動数よりも

低いと仮定し、低周波振動が磁力線 B と角度 θ をなして伝播するとき、振動電気ベクトル E_1 と B とによる $E_1 \times B$ ドリフトを受けて、プラズマは伝播方向に圧縮と膨張を繰返す。これを磁気音波という。この音波が磁力線に沿って伝わるアルペーン波と結合して2種類の異方性の磁気音波が現れる。これらの波動の位相速度 v_1, v_2 は

$$v_{1,2}^2 = \frac{1}{2} (v_A^2 + c_s^2) \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{4v_A^2 c_s^2 \cos^2 \theta}{(v_A^2 + c_s^2)^2}} \right]$$

で表される。 $v_1 \geq v_2$ で、 v_1, v_2 をそれぞれ速進波、遅進波とよんでいる(速進波をF、遅進波をSと記す)。ここに c_s は音速、 v_A はアルペーン速度である。

縦軸を B 方向にとり、 θ を偏角として磁気音波の位相速度 v_1, v_2 、およびねじれアルペーン波(Aと記す)の位相速度 $v_A \cos \theta$ を動径とする $v_{ph}-\theta$ 線図をかくと、 v_A と c_s との相対的大きさに従って図1, 2および3のようになる(v_2

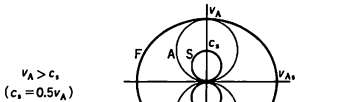


図 1

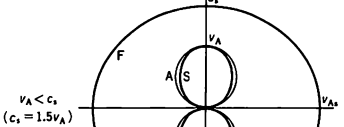


図 2

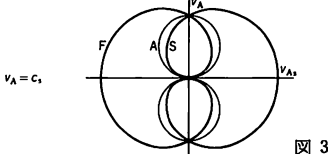


図 3

$= v_A + c_s^2$). プラズマの $\beta (\approx c_s^2/v_A^2) \rightarrow 0$ の極限ではFモードは半径 v_A の円になり、Sモードは直径 c_s の2つの相接する円に移行する。一方 $\beta \rightarrow \infty$ の極限では流体は非圧縮性となってSモードは直径 v_A の2つの相接する円(Aモードも同じ)に移行する。固体プラズマの磁気音波については(⇒固体プラズマ)。

磁気回転効果 [英 gyromagnetic effect, 独 gyromagnetischer Effekt, 仏 effet gyromagnétique, 露 ги́ромагнитное явление] 磁性体の磁化の担い手に角運動量が伴っているために、磁性体の磁化変化と磁性体全体の回転が関係する現象。ジャイロ磁気効果ともいう。磁性体を回転軸のまわりに自由に回転できるようにしておき、磁場によって磁化を変化させると磁性体は回転する。これは磁化、すなわち電子のもつ角運動量の変化分が磁性体全体の角運動量となって現れるためである。この現象をアインシュタイン・ハース効果という。逆に磁性体を回転させることで磁化させることもできる。これをバーネット効果という。

磁気回転比 [英 gyromagnetic ratio, 独 gyromagnetisches Verhältnis, 仏 rapport gyromagnétique, 露 ги́ромагнитное отношение] 磁気モーメントの大きさ μ と(\hbar

を単位とした)角運動量の大きさ J の比をボーア磁子 $\mu_B = e\hbar/2m_e$ (e は電気素量, m_e は電子の質量)を単位として測った量 $g' = \mu/(\mu_B J)$ で定義される。磁気力学因子, g' 因子とか単に g 因子とよばれることもある。また $\gamma = \mu/\hbar J$ を磁気回転比ということもある。孤立した原子やイオンで、ラッセル-ソルダース結合の成り立つ場合には

$$g' = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

で与えられる。ここで、 S, L, J はそれぞれ全電子の合成スピン、軌道角運動量、全角運動量の大きさを表す。ただし、異常磁気モーメントによる小さな補正は無視している。この式で表される g' をランデの g 因子という。結晶の中では、回転対称性の低下による軌道角運動量の消失があるが、この場合も生き残っている軌道角運動量と全スピン角運動量の和として全角運動量を定義すれば、それと磁気モーメントの比として上と同様に g' を定義することができる。 g' は、アインシュタイン・ハース効果とかバーネット効果などで磁化と角運動量の変化分を測定することで求められる。磁気回転比 g' に関連する量として、スペクトル分離因子があり、これもしばしば g 因子とよばれる。磁場の中では、磁気量子数の縮退がとけてエネルギー準位の分裂が起る(ゼーマン効果)が、磁気量子数が1だけ異なる状態間のエネルギー差 ΔE と $\mu_B B$ (B は磁束密度)の比

$$g = \frac{\Delta E}{\mu_B B}$$

をスペクトル分離因子あるいは有効 g 値という。単純なモデルでは、この g と前述の g' は等しいが、一般には多少の違いがある。 g は磁場中の原子の光スペクトルや電子スピン共鳴によって求められる。結晶内では、軌道角運動量からの寄与に異方性が生じることがあるので、 g は二階のテンソルになり、 $g_{\mu\nu} = g(\delta_{\mu\nu} - \lambda \Delta_{\mu\nu})$ と書ける(g テンソル)。ここで、 λ はスピン・軌道相互作用の強さを表す定数で、 $\Delta_{\mu\nu}$ は結晶場の主軸を軸とするテンソル

$$\Delta_{\mu\nu} = \sum_{n \neq 0} \frac{\langle 0 | L_\mu | n \rangle \langle n | L_\nu | 0 \rangle}{E_n - E_0}$$

で与えられる。 L_μ は全軌道角運動量 L の μ 成分であり、 $|n\rangle$ と E_n は結晶場によって分裂した n 番目の固有状態とそのエネルギーである($n=0$ は基底状態)。一方、3d 遷移元素を含む磁性体の場合には、結晶場によって L はほとんど消失するために、 μ はほとんどスピン・磁気モーメントによって形成され、 g' の値はほぼ2に等しい。わずかに残る軌道磁気モーメントのスピン・磁気モーメントに対する比を ϵ とすれば、 $g' = 2(1-\epsilon)$ となる。強磁性共鳴の実験によって測定した g 因子は、軌道角運動量が結晶格子と強く相互作用を行うので、共鳴に寄与せず、そのために

強磁性体	g'	$\frac{g'}{g'-1}$	g	ϵ	
				$g' > 1$	$g > 1$
Fe	1.92	2.09	2.10	4 %	5 %
Co	1.85	2.18	2.21	7.5	10.5
Ni	1.84	2.19	2.21	8	10.5
Fe-Ni 合金	1.91	2.10	2.12	4.5	6
Co-Ni 合金	1.84	2.19	2.18	8	9
スーパーマロイ	1.91	2.10	2.10	4.5	5
Cu ₂ MnAl	1.99	2.01	2.01	0.5	0.5
MnSb	1.98	2.02	2.10	1	5
NiFe ₂ O ₄	1.85	2.18	2.19	7.5	9.5

スペクトル分離因子は $g=g'/(g'-1) \approx 2(1+\epsilon)$ となり、かえって 2 より大きくなる。表に種々の強磁性体について測定した g' 因子, $g'/(g'-1)$, スペクトル分離因子 (g 因子) および ϵ の値を示す。

原子核物理では、ボーア磁子の代りに核磁子(ボーア磁子の定義で、電子の質量を陽子の質量に置換えたもの)を使って、次のような種々の磁気回転化が定義されている。

(1) 自由な一核子の(核磁子を単位として表した)磁気モーメント演算子 μ は、核子の軌道角運動量, スピン演算子をそれぞれ l, s として

$$\mu = g_l l + g_s s$$

と書ける。 g_l を軌道 g 因子, g_s をスピン g 因子とよび、陽子に対して, $g_l=1$, $g_s=5.58548(12)$, 中性子に対して, $g_l=0$, $g_s=-3.82628(8)$ である。

(2) 軸対称変形核(⇒変形核)の回転模型(⇒回転準位)では、核の磁気モーメント演算子を、内部磁気モーメント演算子 μ^{int} を導入して

$$\mu_\rho = \sum_g \mu_g^{\text{int}} D_{\rho 0}^g + g_R(I_\rho - I_3 D_{\rho 0}^1) \quad (\rho=0, \pm 1)$$

と表される。ここで $\mu_0=\mu_z$, $\mu_{\pm 1}=\mp(\mu_x \pm i\mu_y)/\sqrt{2}$, I は核の全スピン, I_3 は I の対称軸方向成分, $D_{\rho 0}^g$ は D 関数である。 μ^{int} の内部状態での行列要素を

$$\langle K | \mu^{\text{int}} | K \rangle = g_K K$$

と表す。 g_R を回転運動に対する有効 g 因子(単に回転の g 因子), g_K を内部運動に対する g 因子(単に内部 g 因子)という。直観的描像として、全スピン I の対称軸方向成分を K , それに垂直な成分を R として、磁気モーメント演算子を

$$\mu = g_R R + g_K K$$

と書いたことに対応する。 $g_R \approx Z/A$ である。なお、 μ^{int} の行列要素を指定するには g_K のみでは不十分である。

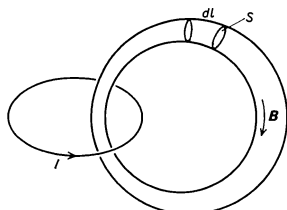
(3) 殻模型などの微視的模型においては、核内核子の有効磁気モーメント演算子を

$$\mu_v^{\text{eff}} = g_l l_v + g_s s_v + g_\rho [s \times Y_2]_v^{(1)}$$

と表すことがある。 $[s \times Y_2]^{(1)}$ はスピン s と Y_2 のテンソル積を表す。 g_l, g_s, g_ρ は模型により定まるパラメーターであって、それぞれ、軌道 g 因子, スピン g 因子, sY_2 型 g 因子とよばれる。

磁気回転分散 [英 magnetic rotatory dispersion, 独 Dispersion des magnetischen Drehvermögens, 仏 dispersion magnétique rotatoire, 露 магнитная ротационная дисперсия] ファラデー効果およびカー効果による偏光面の回転角が光の波長により異なる値をもつ現象。

磁気回路 [英 magnetic circuit, 独 magnetischer Kreis, 仏 circuit magnétique, 露 магнитная цепь] 透磁率 μ の大きな物質でつくられた環状の構造を磁気回路といい、その性質は電気回路と同じような取扱いが許される。磁気回路に図のように導線をまいて電流 I を流すと、そ



のまわりに、磁場ができるが、回路の上で μ が大きいため、磁束線は集中的に磁気回路に沿って生じ、ほぼ一定の磁束 Φ が磁気回路を通ることになる。このときアンペールの法則により

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I$$

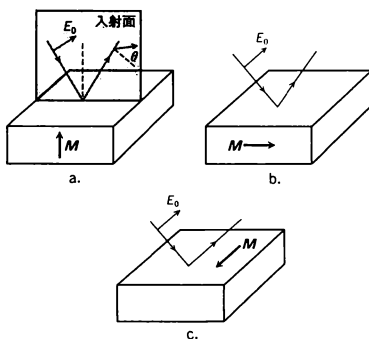
であるが、左辺の積分を磁気回路の内部で行うと、磁気回路の断面積を S として $\Phi = BS = \mu HS$ であるから

$$\oint \frac{d\mathbf{l}}{\mu S} = I$$

が成り立つ。これは電気回路で I を起電力, Φ を電流, $dl/\mu S$ を長さ dl の回路の抵抗と考えたとき、オームの法則に相当している。磁気回路では I を起磁力, $\oint dl/\mu S$ を磁気抵抗という。単純な環状の構造をこえた複雑な構造の磁気回路では、キルヒホッフの法則が成立つ。磁気回路の考え方は電磁石や変圧器の設計・取扱いに有用である。

磁気学 [英 magnetism, 独 Magnetik, 仏 magnétique, 露 магнетика] ⇒ 電磁気学

磁気カー効果 [英 magnetic Kerr effect] 磁気光学効果のひとつ。磁性体に直線偏光を入射した場合、反射光の偏光状態が磁化 M によって変わる現象である。磁化方向が入射面および光を反射する物質表面(反射面)となす方向によって、次のように分類される。(1) 極(ボーラー)カー効果(図 a): 磁化方向が入射面内にあり、かつ反射面に垂直な場合 (E_0 は電場の方向)。(2) 縦カー効果(図 b): 磁化方向が入射面内にあり、かつ反射面に平行な場合。(1),(2)の場合、反射光は楕円偏光になり、楕円の主軸が回転する。(3) 横カー効果(図 c): 磁化方向が入射面に垂直で、かつ反射面に平行な場合。この場合は反射光の偏光面の回転は起らず、 s または p 偏光(光の電場ベクトルが入射面に垂直または平行に偏った光)の入射に対して、反射率だけが変化する。



磁気カセットテープ [英 magnetic tape cassette, 独 Magnetbandkassette, 仏 cassette à bande magnétique, 露 кассетная магнитная лента] カセットテープ, すなわち一定の形状の小箱に組込んだ磁気テープは電子計算機の周辺装置としても使われている。JIS で規格化されているのは、テープ幅 3.81 mm の、いわゆるフィリップス型カセットであるが、通常デジタル信号で読み書きを行う。磁気カセットテープは、電子計算機の外部記憶装置としてではなく、紙テープに代る入出力媒体として使われている。テープ上には 2 つのトラックを設け、記録方式は位相変調、記録密度は公称 32 ビット/mm (800 BPI) である。ま

た情報は 2064 ビットごとのブロックに区切って記録される。記録形式はビット直列であり、テープ走行速度は $19 \sim 38 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 程度である。

下位のパーソナルコンピュータでは、音響用の磁気カセットテープ装置をそのままアナログ記録で使うものもある。またこれより若干大きな箱に入れたいわるカートリッジテープを使用する装置もあり、情報転送速度などにおいて向上がみられる。

磁気感応 = 磁気誘導

磁気緩和 [英 magnetic relaxation, 独 magnetische Relaxation, 仏 relaxation magnétique, 露 магнитная релаксация] 常磁性体に時間的に変化する磁場を加えると、一般に磁気モーメントの変化は外部磁場には完全には追従できずに遅れを生ずる。これを磁気緩和現象という。特に常磁性を示す物質は、古典的に考えれば磁気モーメントをもつ分子の集団とみなしてよいから、角周波数 ω に依存した磁化率 (磁場 $H e^{i\omega t}$ とそれによって誘起された磁化 $M(t)$ とから $M(t) = [\chi(\omega) H e^{i\omega t}]$ の実数部分] によって定義される $\chi(\omega)$ は、誘電緩和に対する誘電率 $\epsilon(\omega)$ と同様の表式で与えられる。単位体積の試料が単位時間に吸収するエネルギーは

$$A = \mu_0 \frac{\omega}{2\pi} \oint M dH = \mu_0 \frac{\omega}{2} \chi''(\omega) H^2$$

のように $\chi(\omega)$ の虚数部分 $\chi''(\omega)$ で表される。 μ_0 は真空の透磁率である。ミクロに $\chi(\omega)$ または、その ω 依存性を特徴づける緩和時間 τ を議論するためには、磁性の根源となっている電子スピンどうしの相互作用やスピンの格子との相互作用を考慮しなければならない。磁場が弱いときは、 10^{-10} s くらいの短い緩和時間でスピン間の相互作用により新しい定常状態に達するが、磁場が強くなるとスピンと格子との相互作用によりもっと長い時間 ($10^{-10} \sim 10^{-6}$ s) で緩和する。これを電子スピン緩和という。磁場の大きさが変わったときの磁化の緩和を縦緩和といい、磁場の向きが変化したときの緩和を横緩和という。特に核スピンの緩和する場合は核磁気緩和とよぶ。

磁気鏡 [英 magnetic mirror, 独 magnetischer Spiegel, 仏 miroir magnétique, 露 магнитное зеркало] = ミラー磁場

磁気記録 [英 magnetic recording, 独 Magnetbandaufzeichnung, 仏 enregistrement sur ruban magnétique, 露 магнитная запись] 磁性材料のヒステリシス特性による残留磁束を利用して、アナログ信号またはデジタル信号を記録する技術である。大きく分けて 2 種類あり、ひとつは磁性体を移動させながらその表面に磁気ヘッドで記録する動的なもので、磁気テープレコーダー、磁気ドラム、磁気ディスクがこれに相当する。もうひとつは静的なもので、電子計算機の記憶素子として使われている磁気コア、磁性薄膜などである。前者の磁気ヘッドによる動的なもの、磁性体の残留磁束を利用している。後者は磁気コアなどの矩形ヒステリシス特性の飽和残留磁束を利用している。

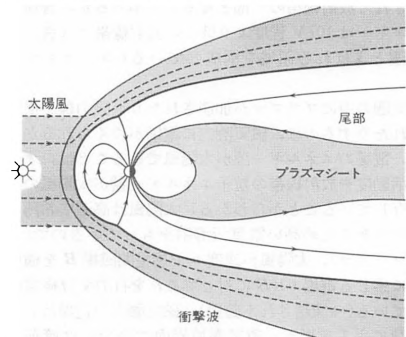
磁気空間群 [英 magnetic space group, 独 magnetische Raumgruppe, 仏 groupe spatial magnétique, 露 магнитная пространственная группа] 230 個の空間群からつくられる黑白空間群の一種で、その数は 1191 個にのぼる。この場合、黒と白はスピンの上向きと下向きに対応し、この 2 色を互いに移し変える操作 K は時間反転操

作である。空間群からつくられる灰色空間群 (⇒ 黑白群) は常磁性空間群ともよばれている。230 個の空間群、1191 個の磁気空間群、230 個の常磁性空間群を合わせた 1651 個の群を総称してシュブニコフ群とよんでいる。これらの群の対称操作が時間反転を含む場合、そのなかの広義回転操作を表す記号の右肩に ' をつけた記号が用いられる。磁気空間群は磁気整列状態にある磁性結晶の磁気的、分光学的性質を理解するのにその威力を発揮している。

磁気形状因子 [英 magnetic form factor, 独 magnetischer Formfaktor, 仏 facteur de forme magnétique, 露 магнитный форм-фактор] ⇒ 形状因子

磁気結晶族 [英 magnetic crystal class, 独 magnetische Kristallklasse, 仏 classe cristallographique magnétique, 露 магнитный кристаллический класс] 磁気点群による結晶の分類をいう (⇒ 磁気点群)。

磁気圏 [英 magnetosphere, 独 Magnetosphäre, 仏 magnétosphère, 露 магнитосфера] 太陽系の惑星のなかで水星、地球、木星および土星は固有の磁場をもっている。一方、太陽のコロナからは太陽風とよばれるプラズマが絶え間なく流出している。磁気圏は惑星の固有磁場と太陽風との相互作用によってつくられる構造で、図に示す



は地球の磁気圏の断面図である。相互作用として最も基本的なのは惑星磁場によって太陽風プラズマが反射されることである。すなわち太陽風を構成する陽子などのイオンや電子は、惑星磁場に遭遇するとサイクロトロン運動を行い、ラーモア半径の半円を描いた後太陽側にはね返される。このため惑星磁場の存在する領域は、太陽風の流れから取残されて磁気圏を形成するのである。太陽風プラズマは反射されるときに動圧を及ぼすので、太陽側の惑星磁場の磁力線は圧縮される。太陽に面する側の磁気圏の境界面は、太陽風の動圧と圧縮された惑星磁場の圧力とがつり合う位置にできる。表に水星、地球、木星および土星の磁気

	磁気圏 (昼間側) の半径	惑星半径との比
水 星	$4 \times 10^3 \text{ km}$	1.5
地 球	$6 \times 10^4 \text{ km}$	10
木 星	$(3.5 \sim 7) \times 10^6 \text{ km}$	50 ~ 100
土 星	$9 \times 10^5 \text{ km}$	15

圏の昼間側のスケールを示した。夜側の磁気圏は長い尾の形をもつ。地球の磁気圏尾部は、地球半径の 1000 倍以上の距離まで延びていることが観測されている。太陽風の存在は、太陽風の及ぼす作用が動圧にとどまるものではなく、さらにエネルギーや運動量も磁気圏に供給していることを

示している。

磁気圏の内部は希薄なプラズマで満たされている。磁気圏プラズマ粒子のエネルギーには極めて広い幅がある。大気が太陽の紫外線によって電離されてできる電離層のプラズマは、0.1eV 程度のエネルギーしかもっていないが、放射線帯を構成する粒子のエネルギーは、10MeV のオーダーに及んでいる。さらに尾部の赤道面には1keV 程度のエネルギーをもつプラズマの層があり、プラズマシートとよばれている。プラズマシートの粒子や放射線帯粒子の大部分は、元来太陽風を構成していた粒子が磁気圏に取込まれた後、さらに加速を受けたものである。このことはイオン組成が太陽風に似ていることからわかる。プラズマシートのプラズマは流れており、流れの方向は地球向きであることが多いので、太陽風プラズマがプラズマシートに取込まれるのは尾部であり、しかも地球から地球半径の100倍以上の遠い所においてであると考えられる。極域の夜空を輝かせるオーロラは、プラズマシートから磁力線に沿って降下してきた高速の電子が大気分子を励起させるために起る現象である。一方磁力線を横切りながら地球に向かって流れていく粒子のエネルギーはさらに高められ、放射線帯への粒子補給が進む。電離層に起源をもつプラズマも大きく加速されて放射線帯の一部となることがあるが、普通そのエネルギーは10eV 程度より低く、放射線帯とは別のプラズマ圏とよばれる領域を構成している(⇒プラズマボーズ)。

磁気圏の中のプラズマが加速されたり、磁力線を横切って流れたりするのは、磁気圏内に電場がつくられるからである。電場のエネルギー源が太陽風であることは、オーロラの活動度や放射線帯の粒子エネルギー量が太陽風の状態に依存していることからわかる。太陽風は高温で希薄なプラズマであるため高い電気伝導率をもっている(⇒無衝突プラズマ)、太陽風が速度 v で惑星間磁場 B を横切るときに感じる電場 $v \times B$ に対してこれを打ち消す分極電荷が生じている(⇒凍結された磁場)。磁気圏内の電場はこの分極電荷による電場が、磁気圏境界面で完全にには遮蔽されず、一部侵入したものであらうと考えられている。侵入が起きるためには、惑星磁場の磁力線と惑星間磁場の磁力線がつながっていると都合がよい(⇒磁力線の結びかえ)。オーロラなどの活動度が高いのは、惑星間磁場が南向き成分をもつときであるという観測事実はこのモデルに対して有利な証拠となると考えられている。

磁気圏の境界面や内部に流れる電流がつくる磁場は地表でも観測される(⇒地磁気変動)。特に太陽フレアのあと太陽風の状態が急変すると、磁気圏の圧縮や放射線帯のエネルギー増加が一連の現象として生じ、その効果が地球上の磁場に現れる(⇒磁気嵐)。また磁気圏プラズマ内には広い周波数帯領域にわたってプラズマ波動が存在する。その一例は磁気圏プラズマの固有振動であり(⇒地磁気脈動)、ほかの例はイオンや電子のサイクロトロン運動から放射されるVLF, ELF および ULF 帯の放射である。

磁気光学効果 [英 magneto-optic effect, 独 magneto-optischer Effekt, 仏 effet magnéto-optique, 露 магнито-оптический эффект] 磁場による物質の光学的性質が変化する現象を磁気光学効果という。これには、磁場によるエネルギー準位の分岐現象であるゼーマン効果、磁気旋光現象であるファラデー効果、磁気複屈折現象であるフォークト効果(コットン-ムートン効果)のほかに、磁気カー効

果、磁気反射、磁気円二色性などがある。これらの現象は、微視的には磁性体中の電子の励起準位のスピン・軌道相互作用(⇒スピン・軌道相互作用)によるエネルギー分裂の大きさに比例して生じることがわかっている。

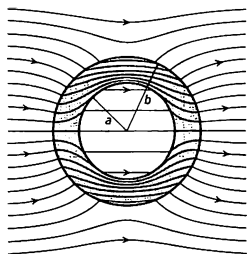
磁気構造 [英 magnetic structure, 独 magnetische Struktur, 仏 structure magnétique, 露 магнитная структура] 磁性体結晶における磁性原子のスピン磁気モーメントの配列を磁気構造という。結晶内の磁性原子対 i, j のスピン S_i, S_j の間にハイゼンベルク型交換相互作用 $e\vec{S}_i = -2J_{ij}S_i \cdot S_j$ が働き、 J_{ij} の符号や J_{ij} の間の競合の有無により、強磁性、反強磁性、フェリ磁性、らせん磁性(⇒らせん磁気構造)など種々の配列が現れる。結晶格子形と J_{ij} を与えたとき最も安定な磁気構造は $\sum_{i,j} e\vec{S}_i$ が最小になるもので、これは一般に磁性原子のつくるブラベ格子に対し J_{ij} のフーリエ変換、 $J(Q) = \sum_{i,j} J_{ij} \exp(iQ \cdot R_{ij})$ の極大を求めることによって得られる。ここで R_{ij} は磁性原子対 i, j を結ぶ位置ベクトル、 Q はスピン配列の波数ベクトルである。 $J(Q)$ を極大にする Q がたとえば $Q=0$ ならば強磁性、 $Q=(\pi, \pi, \pi)$ ならば反強磁性である。一般の Q の場合はらせん磁性を表す。このほかに三角スピン配列(⇒三角磁気構造)や傾角スピン構造そして遅延磁性体(⇒遅延電子磁性)におけるスピン密度波なども磁気構造のなかに含められる。磁気構造は中性子回折実験による磁気ブラッグ反射の観測や核磁気共鳴(NMR)などによって決定される。

磁気子午線 [英 magnetic meridian, 独 magnetischer Meridian, 仏 méridien magnétique, 露 магнитный меридиан] ある地点で地磁気ベクトルを含む鉛直面を磁気子午面といい、磁気子午面と地表面の交線を磁気子午線という。磁気子午線はその地点の地磁気水平分力の方向と一致する。これに対して、南北の地磁気極を結ぶ大圏を地磁気子午線(geomagnetic meridian)あるいは双極子子午線という。局地的地磁気異常が存在するため、水平分力の方向は必ずしも地磁気極の方向をささず、普通には磁気子午線と地磁気子午線とは一致しない(⇒地磁気座標)。

磁気遮蔽 [英 magnetic screening, 独 magnetische Abschirmung, 仏 écran magnétique, 露 магнитное экранирование] 透磁率 μ の大きい磁性体で容器をつくると容器内への外部の磁場の侵入をある程度防ぐことができる。これを磁気遮蔽という。磁性体の境界に真電流が流れていない場合、境界の両側で磁場 H の接線方向の成分が連続であり、磁束密度 B の境界面に垂直方向の成分が連続になる。このことから、 $B = \mu H$ と書けるときには、境界面における磁力線の屈折の法則が得られる。

$$\frac{\tan \theta_1}{\tan \theta_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}$$

ここで、 θ_1, θ_2 はそれぞれ透磁率 μ_1, μ_2 の物質の側から境界面への磁力線の入射角である。これから $\mu_1 \ll \mu_2$ の場合には $\theta_2 \approx \pi/2$ となり物質2の中に磁力線は入りにくくなることからわかる。磁気遮蔽の効果を見るためには、透磁率 μ の物質でつくった内径 $2a$ 、外径 $2b$ の球殻を考え、これが一様な磁場 H_0 の中に置かれたときに内部にできる磁場を求めるのがわかりやすい。この場合、磁性体とその外側の空間で一様な磁場は一様な磁場とその方向の双極子をつくる磁場の合成になっており、磁性体に囲まれた内部の空間で一様な磁場になっている(図参照、 $\kappa=10$)。内部の磁場 H の外部の磁場 H_0 に対する比は $\kappa = \mu/\mu_0$ 、 $v = (a/b)^3$ を

磁気遮蔽($\kappa=10$)

用いて次のように表せる。

$$\frac{H}{H_0} = \left[1 + \frac{2}{9} \frac{(\kappa-1)^2}{\kappa} (1-\nu) \right]^{-1}$$

この式から、透磁率 μ が大きいほど、あるいは球殻が厚いほど外の磁場が侵入しにくいくことがわかる。 μ が有限の値であるかぎり中の磁場を0にすることはできないが、完全な磁気遮蔽を行うには超伝導体($\mu=0$)を用いばよい。

磁気擾乱 [英 magnetic disturbance, 露 магнитное возмущение] \Rightarrow 地磁気変動

磁気振動吸収 [英 magneto-oscillatory absorption, 仏 absorption magnéto-oscillatoire, 露 магнито-колебательное поглощение] 固体に磁場を印加すると、磁場に垂直な面内の電子の運動は量子化されてランダウ準位が形成されるが、価電子帯のランダウ準位から伝導体のランダウ準位への光遷移によって吸収スペクトルは線状の吸収の集りとなる。これを磁気振動吸収という。この遷移は反射スペクトルやファラデー効果のスペクトルによっても観測できる。固体の吸収端が直接遷移のとき磁場がなければ吸収係数は $\sqrt{\hbar\omega - E_g}$ なるフォトンエネルギー $\hbar\omega$ への依存性を示す。ここに E_g はエネルギーギャップである。磁場を印加すれば、各ランダウ準位の底の状態密度が大きいため、光スペクトルは高エネルギー側へ尾を引く磁場に比例して等間隔の吸収線群となる。間接遷移のときは同様な階段群となる。間隔は価電子帯と伝導帯とのバンド端における電子の換算有効質量に逆比例し、磁場0へ外挿した吸収線の位置は E_g を与える。光スペクトルでは、吸収の強さよりもスペクトルの位置の方が正確に求まるので、この吸収線群の解析は磁場のない場合の吸収端の立ち上がりへの解析よりも正確にエネルギーバンドのパラメーターを与える。多くの半導体、半金属、および絶縁体について測定されている。遷移の選択規則は、通常 $\Delta n=0$ である。ここに n はランダウ準位の量子数である。価電子帯と伝導帯とで有効質量が異なる場合や、それらのエネルギーが結晶運動量の二次形式からずれている場合は Δn =偶数、また反転対称を欠く結晶のように両エネルギーバンドの極が相互にずれている場合は Δn =奇数の遷移が観測される。絶縁体の吸収端では励起子効果が強く働くので、磁気振動吸収のスペクトルから、クーロン相互作用のある場合のランダウ準位の性質を知ることができる。

磁気振動子 = 磁歪振動子

磁気赤道 [英 magnetic equator, 独 magnetischer Äquator, 仏 equateur magnétique, 露 магнитный экватор] 地磁気伏角が0になる地球表面上の地点を結んだ曲線。伏角赤道ともいう。西経約30°と西経約170°で地理学的赤道と交差し、南米では南緯約10°、インド洋では北緯約10°を通っている。地磁気双極子に準拠した地磁気

座標系での地磁気赤道(geomagnetic equator)とは異なる(\Rightarrow 地磁気座標)。

磁気旋光 [英 magnetorotation, 独 Magnetorotation, 仏 magnérotation, 露 магнитное вращение] \Rightarrow ファラデー効果

磁気双極子 [英 magnetic dipole, 独 magnetischer Dipol, 仏 dipôle magnétique, 露 магнитный диполь] 正負の磁極の対を磁気双極子という。電気の場合と異なり、磁気では正負の磁極は単独に切離すことはできず、常に対になっているから、磁気の基本要素は磁極ではなく、磁気双極子である。小さなループ電流は磁気双極子とみなせる。その面積を S 、電流の強さを I 、真空の透磁率を μ_0 とすれば、ループ電流のつくる磁場は、面に垂直に磁気(双極子)モーメント $\mu_0 IS$ をもつ磁気双極子の磁場と同じである。

磁気モーメント m をもつ磁気双極子が相対的な位置ベクトル r だけ離れた所につくる磁場 H は

$$H = -\frac{1}{4\pi\mu_0} \text{grad} \frac{m \cdot r}{r^3}$$

で与えられる。また磁気モーメント m の磁気双極子は一様な磁場 H の中では $N=m \times H$ の偶力を受ける。 m/μ_0 を磁気モーメントということもある。

磁気双極子相互作用 [英 magnetic dipole interaction, 独 magnetische Dipolwechselwirkung, 仏 interaction magnétique dipolaire, 露 магнитное дипольное взаимодействие] 磁気双極子の間に働く磁気的な相互作用。2つの磁気双極子のモーメントを、それぞれ μ_1, μ_2 とし、その間の相対座標を R とすれば、相互作用のエネルギーは次の式で与えられる。

$$V_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{\mu_1 \cdot \mu_2}{R^3} - \frac{3(\mu_1 \cdot R)(\mu_2 \cdot R)}{R^5} \right]$$

ここで μ_0 は真空の透磁率である。

磁気双極遷移(原子核の) [英 magnetic dipole transition, 独 magnetischer Dipolübergang, 仏 transition dipolaire magnétique, 露 магнитный дипольный переход] 原子核の磁気モーメントが電磁場と相互作用し、光の磁気双極放射(吸収)をして、原子核が行う状態の変化。M1遷移ともいう。この遷移の選択則はスピン変化 $|\Delta I|=0$ または1、パリティ変化0である。磁気双極遷移の遷移振幅は、演算子

$$\mu(M1, \nu) = \left(\sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_N \right) \mu_\nu$$

の行列要素で表される。ここで μ_ν は磁気モーメント演算子 μ (\Rightarrow 核の磁気モーメント)の球面テンソル成分 $\mu_0=\mu_z$, $\mu_{\pm 1} = \mp(\mu_x \pm i\mu_y)/\sqrt{2}$ であり、 μ_N は核磁子である。

独立粒子模型で、核の磁気モーメント演算子として自由な核子の磁気モーメント演算子を用いると、粒子の軌道的主量子数を n 、軌道角運動量を l 、全スピン角運動量を j 、その z 成分を m として、選択規則は $\Delta n=0$, $\Delta l=0$, $|\Delta j|=1$ となる。このときの行列要素は

$$\langle j'm' | \mu(M1, \nu) | jm \rangle = \frac{(jm1\nu | j'm') \langle j' || \mu(M1) || j \rangle}{\sqrt{2j'+1}}$$

と書け、 z 成分によらない行列要素 $\langle j' || \mu(M1) || j \rangle$ は

$$\begin{aligned} \langle j' || \mu(M1) || j \rangle &= l - \frac{1}{2} \\ &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \mu_N (g_l - g_s) \sqrt{2j'+1} \left(j \frac{1}{2} 10 j' \frac{1}{2} \right) \end{aligned}$$

と表される。これを $M1$ 遷移の単一粒子値という。ここで $(j m_1 | v | j' m')$ はクレブシュ-ゴルドン係数である。

実験値は単一粒子値ないし殻模型計算値より一般に小さい傾向がある。これは、芯偏極や配位混合などの核の波動関数の高次項と、核内における中間子や核子の励起状態 $((3, 3)$ 共鳴) の効果に由来すると考えられる。

陽子の非弾性散乱などにより、 $M1$ 遷移の強度が大きい巨大共鳴が、単一粒子模型が予想するエネルギーよりやや高いところに見つかっている。

磁気双極放射 [英 magnetic dipole radiation, 独 magnetische Dipolstrahlung, 仏 rayonnement dipolaire magnétique, 露 магнитное дипольное излучение] 振動する磁気双極子からの放射をいう。磁気双極子から十分離れた点 r における電場 E と磁場 H は次式で与えられる。

$$E = \frac{r_0 \times \frac{d^2 m}{dt^2}}{4\pi c r}$$

$$H = \frac{\left(\frac{d^2 m}{dt^2} \times r_0\right) \times r_0}{4\pi \mu_0 c^2 r}$$

ここで μ_0 は真空の透磁率, c は光速, $r_0 = r/r$, m は磁気双極子モーメント, 時刻は t ではなく $t - r/c$ のときの値を用いる。放射エネルギーは、単位時間あたり

$$I = \frac{\left(\frac{d^2 m}{dt^2}\right)^2}{6\pi \mu_0 c^3}$$

である。量子力学的には、磁気双極子相互作用による状態間の遷移にともなう放射と考えられる。したがって、遷移確率は、磁気双極子モーメントの演算子 μ の行列要素を使って

$$W_{ji} = \frac{4}{3} \frac{k^3}{h} |\langle f | \mu | i \rangle|^2$$

で与えられる。 k は放射される光の波数, h はプランク定数を表す (\Rightarrow 多極放射)。

磁気増幅器 [英 magnetic amplifier, 独 Magnetverstärker, 仏 amplificateur magnétique, 露 магнитный усилитель] 磁性体の非直線性を利用した増幅器。飽和しやすい強磁性体材料でつくられた三脚鉄芯に、図1のように

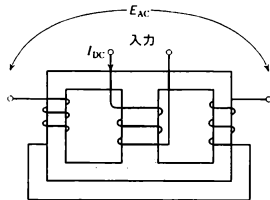


図 1

中央脚に直流励磁巻線 N_c を、両側の脚に対称に交流励磁巻線 N_l を巻いて直列接続したものは直流巻線に電流を流すことによって、交流巻線の非線形インダクタンスが減少する。このように非線形インダクタンスの交流インピーダンスを直流電流で制御するようにしたものを可飽和リアクトルという。磁気増幅器はこの可飽和リアクトルを用いて増幅作用を行わせるようにしたものである。可飽和リアクトルを図2のように接続すると、直流入力電流によって交流出力電流が制御され増幅器として用いられる。出力交流電流の半波平均値 I_L と入力直流電流 I_c の間にはアンペア

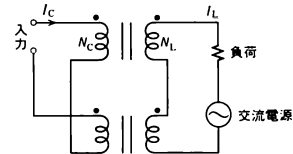


図 2

ターンの法則 $N_c I_c \approx N_l I_L$ が成立する。これより N_c / N_l を大きくすれば小さな直流入力電流で大きな交流出力 I_L を得ることができ、増幅器として働く。可飽和リアクトルに帰還巻線を施し、交流出力電流を整流して入力電流と相加するように帰還巻線に流すことによって正帰還を行い、増幅度を上げるようにしたものを外部帰還型磁気増幅器という。これに対して自己帰還型磁気増幅器は、帰還巻線をもち、代りに出力回路に整流器を直列に接続することで出力巻線自体に直流成分を流し、帰還巻線と同じ効果を得るものである。そのほか、特性改善や使用目的のために種々の回路が考案されている。

色素レーザー [英 dye laser, 独 Farbstofflaser, 仏 laser de colorant, 露 лазер на красителе] レーザー作用物質が色素であるものを色素レーザーという。色素の蒸気を用いた気体レーザー、および色素をポリメチルアクリレートなどの樹脂に分散させた固体レーザーもあるが、実用的な色素レーザーは、色素の水溶液や有機溶媒溶液を用いた液体レーザーである。レーザー発振をさせるための励起には、光ポンピングが用いられ、これには色素の π 電子の重項準位間の遷移が用いられる。色素の蛍光スペクトルの線幅が広いので、レーザー発振の利得幅も広く、数十 nm の波長範囲にわたって1つの色素で発振が可能である。発振スペクトルを狭帯域化し、かつ発振波長を可変にするために、波長選択性をもったレーザー共振器を用いる。波長選択素子としては、回折格子、プリズム、エタロン、複屈折フィルターなどが用いられる。

レーザー用色素は、その化学構造によっていくつかのグループに分類される。その主なものを発振波長領域とともにあげると、オリゴフェニレン系 (320~400 nm)、オキサゾール・オキサジアゾール系 (350~430 nm)、スチルベン系 (400~460 nm)、キノロン系 (420~450 nm)、クマリン誘導体系 (420~570 nm)、キサンチン色素系 (520~680 nm)、オキサジン色素系 (630~780 nm)、ポリメチン色素系 (760~1200 nm) などである。

パルス発振の色素レーザーの励起には、色素の吸収帯に合せて、キセノンフラッシュランプ、窒素レーザー、YAG レーザーの高調波、エキシマーレーザーが用いられ、連続発振のための励起には、アルゴンレーザー、クリプトンレーザーが用いられる。共振器をリング状に組み、複屈折フィルター、二重エタロンを用いた色素リングレーザーでは、スペクトル幅が 1 MHz (10^{-5} Å) 以下となり、発振波長が数十 nm にわたって可変にできるものがある。

磁気損失 [英 magnetic loss, 独 Magnetisierungsverlust, 仏 perte magnétique, 露 магнитная потеря] 強磁性体に外部磁場を印加すると、磁場のエネルギーが内部で消費され、強磁性体の温度が上昇する場合がある。このような磁性に起因するエネルギー損失を磁気損失という。磁気損失は、強磁性体の磁気・電気特性のほか物体の形状や外部磁場の周波数にも依存する。JIS によれば、磁気損失は、損失係数 $\tan \delta$ を用いて次のように表される。

$$\tan \delta = \tan \delta_h + \tan \delta_e + \tan \delta_r$$

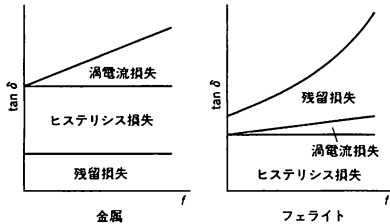
δ は、磁場 H が交流的に変化したときの磁束密度 B の位相遅れ角に相当するものである。すなわち、磁場 $H = H_0 \cos \omega t$ に対して、磁束密度が $B = B_0 \cos(\omega t - \delta)$ に従う時間変化をするものとす。第一、二、三項は、それぞれヒステリシス損失、渦電流損失、残留損失とよばれる。ヒステリシス損失は、 B が H の変化に対して履歴をもつ (\Rightarrow 磁気ヒステリシス) ために生ずるもので、 H の変化 1 サイクル当りの損失 W_h は次式で与えられる。

$$W_h = \oint H dB$$

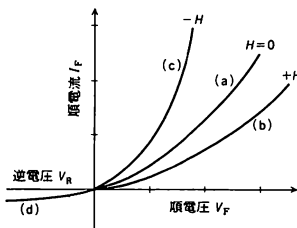
すなわち、 W_h は磁気ヒステリシスループの面積に相応する。渦電流損失は、交流磁場中に置かれた磁性体の内部では磁束変化によって誘導起電力が生じ、渦電流が流れ、ジュール熱としてエネルギーを消費するものである。この損失を W_e とすると次のように表される。

$$W_e \propto \frac{B^2 f^2}{\rho}$$

ここで、 ρ は比抵抗、 f は交流磁場の周波数である。 W_e は、試料の形状や大きさにも依存する。高周波領域で ρ の大きいフェライトを用いるのは、 W_e を小さくするためである。残留損失は、磁気余効、自然共鳴、寸法共鳴、磁壁移動の緩和・共鳴による損失の総称である。図に金属とフェライトの磁気損失の周波数依存性を示す。



磁気ダイオード [英 magnetodiode, 独 Magnetodiode, 仏 magnétodiode, 露 магнитодиод] Si や Ge の pin 構造のダイオードで、素子内部に注入されたキャリアの再結合速度を磁場によって変化させ、特性を制御することができるダイオード。真性半導体領域 i の両側に p および n 領域をつくり、 i 領域の片面に注入キャリアの再結合が極めて大きい表面の粗い領域 r をつくり、他の面を再結合が小さい滑らかな面にする。この素子に順方向にバイアス電流を流すと、両接合から正孔、電子が注入され、 i 領域の電気伝導率が増して図中の a のような特性を示す。これ



磁場とダイオード特性

に r 領域に電流と垂直に磁場を加えると、磁場の方向によって注入された電子と正孔が再結合が大きい領域側に偏り、急速に再結合して消滅し、電流値は減少する (b)。磁

場を反転させるとキャリアは逆方向に曲げられ、再結合が少なくなり、電流が増加する (c)。ダイオードに逆バイアスを加えた場合の特性は磁場の影響がほとんどない。ゲルマニウム磁気ダイオードは、比較的弱い磁場で感度がよいが、高磁場で飽和する欠点がある。このため、無接点、無接触スイッチ、変位センサーなどに応用され、シリコン磁気ダイオードは、磁場の検出に利用される。

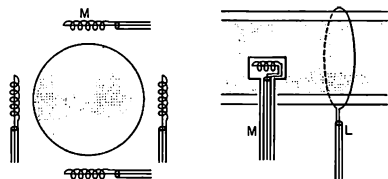
磁気体積効果 [英 magneto-volume effect, 仏 effet de magnéto-volume, 露 магнитнообъемный эффект] 強磁性体は通常その磁化が増大すると体積が膨張するが、このような磁化の変化に伴って体積が変化する現象、および圧力によって磁化の大きさやキュリー点が変わる現象をいう。外部磁場による磁化の増大に伴う体積変化率を強制磁歪という。またキュリー点以下の磁化の温度変化は通常熱膨張に負の寄与を与えるが、 Fe_8Ni_{92} , Fe_3Pt などこの寄与が特に顕著な物質では、通常の熱膨張と打消しあって全体の熱膨張係数が常温付近でほとんど消失する。これはインバー現象とよばれ、応用上極めて重要である。磁気体積効果の顕著な物質は金属磁性体に多く見いだされるが、その理由は絶縁体磁性体化合物では 1 原子当りの磁気モーメントの大きさが一定で、温度が上がるとその方向のゆらぎを生ずるのに対して、金属磁性体では温度とともに磁気モーメントの大きさ自体が変化しうることに関因するものと考えられている。

磁気単極子 [英 magnetic monopole, 独 magnetischer Monopol, 仏 monopôle magnétique, 露 магнитный монополь] 磁石には N と S の 2 種類の磁極がある。どちらか片方の極だけをもつものを磁気単極子あるいはモノポールという。磁気単極子は電荷をもつ素粒子に対して、正負いずれかの磁荷をもつ物質要素を想定したものである。しかしながら、磁気には電気と違って真磁荷は実在せず、磁気の最小単位は磁気単極子でなく磁気双極子であると考えられている。現在の電磁気学では、磁気双極子は正負の磁荷が互いに接近してできたものとは考えず、電流の流れている小さな閉回路であるとしている。この考えでは、双極子を引裂いて 2 個の磁気単極子を得ることが不可能なのは明らかである。現今の電磁気理論は磁気単極子が存在しないという前提のもとに組立てられているが、それは今までの実験事実と磁気単極子をもった素粒子が発見されていないことによる。しかしながら古典電磁気理論を磁気単極子の存在を許した形式に改めるのは容易である。このときマクスウェル方程式のうち、磁束密度 B に対する式 $\text{div } B = 0$ は真磁荷密度 ρ_m を用いて $\text{div } B = \rho_m$ と書換えられる。電気と磁気に関する理論の対称の美を求めて、P. A. M. Dirac (1934 年) は磁気単極子の量子論を検討し、電荷の素量 e と磁気単極の磁荷 g を関係づけて、 $g = nh/e$ を得た。 n は整数、 h はプランク定数である。したがって、磁荷には最小の量 つまり素磁荷が存在する。また、もし h/e の磁荷をもつ磁気単極子が発見されれば、 $e/3$ の電荷をもつ自由なクォークは存在しないことがわかる。

磁気単極子はこれまで宇宙線や加速器を用いてあるいは岩石や鉄鉱石の中に探索されたが確かな証拠はない。銀河の磁場で加速されると 10^{20} eV 程度のエネルギーになりうるので、上限として Parker は $10^{-3} \text{ m}^{-2} \cdot \text{y}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ を得ている (ただし、太陽系に特殊事情があればその限りでない)。1974 年以後、G't Hooft, Poliakov らにより、 $SU(5)$ 模型

のような大統一理論には(もっと一般には群 G の理論から出発して対称性が自発的に破れて群 H が残ったとすると、ホトビー群 $\pi_2(G/H)$ が Z_∞ になるとき)磁気単極子がソリトンとして存在することがわかってきた。しかも質量が計算され m_X/a の程度になる(m_X は重いゲージ粒子の質量, a は結合定数)。SU(5) 模型では m_X は 10^{16} GeV 程度になり大変に重いので、これまでの探索法は反省を要するものが多い。超伝導リングを用いてリングの中を通過した磁気単極子による誘導永久電流を調べる方法が探索に用いられる一方法である。

磁気探針 [英 magnetic probe, 独 magnetische Sonde, 仏 sonde magnétique, 露 магнитный зонд] 図に示



すような小さなコイル M をつくり、そのコイル内の磁束変化による誘起電圧を測定し積分すると、コイル M の位置における磁場の値を求めることができる。このようなコイルを磁気探針という。このような磁気探針をプラズマのまわりに多数とりつけて磁場の空間分布および時間変化を測定すると、プラズマ中に流れる電流値、プラズマの平均圧力、プラズマの電磁揺動などについての情報を得ることができる。プラズマの種類によっては小さな磁気探針をプラズマの中に挿入することができるので、プラズマ中の磁場の空間分布を求めることができ、それによって圧力平衡の式からプラズマの圧力分布を求めることが可能である。図に示すループ L を用いてループ内の磁束変化を測ることができるが、これからプラズマの圧力平均を導くことができる。

磁気弾性波 [英 magnetoelastic wave, 独 magnetoelastische Welle, 仏 onde magnéto-élastique, 露 магнитоупругая волна] 磁気的な波(たとえばマグノン)と弾性波との連成波。磁性体における結晶のひずみは種々の形で磁性に変化を及ぼす。たとえば、各原子に局在したスピンの期待値の大きさはそれに対応した磁性電子の波動関数の広がり異なることから格子間隔の大きさに強く依存する。また軌道角運動量が生き残ってそれがスピンとスピン・軌道相互作用で結びついている場合は、磁性電子と結晶イオン系との間の電荷・多極子相互作用によってイオンのひずみとスピンの方向が相関をもつ。あるいはまた、一般に交換相互作用の大きさがスピン間の距離に依存することから、結晶ひずみとスピンとの間には結合が生ずる。これらを総称して磁気ひずみ効果(相互作用)とよぶ。これらはもちろん動的相互作用であり、これらを通じて弾性波(フォノン)中に磁性の動的変化がくりこまれており、その特に顕著なものが磁気弾性波である。特にマグノンとフォノンの分散関係を表す E-k 図上で交わる点の近傍では、両者の強く混ざった波が存在する。そのような強い混ざりでなくとも、混ざった磁気成分を利用して、磁気的手段により超音波を発生させたり、また超音波の性質を調べることににより磁性の情報を得ることができる。

磁気秩序 [英 magnetic order, 独 magnetische Ord-

nung, 仏 ordre magnétique, 露 магнитный порядок] 結晶において磁気モーメントが格子点に局在し、それらの間に、モーメントの方向に関係する相互作用が働くとき、絶対零度ではそのエネルギーを最小にするように磁気モーメントは配向し、なんらかの配向秩序が生じる。これを磁気秩序という。温度が上昇すると秩序は失われ無秩序な配向になる。磁気モーメント間の相互作用がスピン間に働く $J_{ij}S_i \cdot S_j$ の形の交換相互作用であるとき、結晶格子や、 J_{ij} に依存してさまざまな秩序が現れ、秩序が失われる温度は 1000 K 以上にもなるものがある。普通の三次元結晶では協力現象となって二次または一次の相転移を起し明瞭な転移温度が定まる(キュリー温度、ネール温度)。磁気秩序の型として確定されているのは、強磁性、反強磁性、フェリ磁性(2 種以上の磁性イオンがあるとき)、らせん磁性、円錐型、扇型、正弦波型、矩形波型などである。これらを決めるのは J_{ij} の距離依存性、磁気モーメントの空間的配置、異方性エネルギーである。磁気秩序は磁気モーメントの空間的周期構造であるが、その周期を定める基本ベクトル R は、結晶の並進対称の基本ベクトルとは直接に関係はなく、また R の方向と、異方性から決まるスピンの方向とは一般には独立である。なお、結晶格子上にランダムに磁気モーメントが配置していたり、非晶質の場合についても、一種の秩序が見いだされることがある。

磁気超伝導体 = 磁性超伝導体

磁気抵抗 [英 magnetic resistance, 独 magnetischer Widerstand, 仏 résistance magnétique, 露 магнитное сопротивление] 磁気回路において、電気回路の抵抗に相当する量を磁気抵抗あるいはリラクタンスという。磁気回路では起磁力 Ni (電流 \times 巻数) が起電力に、磁路を通る磁束 Φ が電流に相当しており、 $R_m = Ni/\Phi$ が磁気抵抗 R_m の定義である。透磁率 μ が電気伝導率に対応しているので、長さ l 、断面積 S の磁性体の磁気抵抗は $R_m = l/\mu S$ で与えられる。磁気回路においても電気回路と同様にキルヒホッフの法則が成立する。したがって磁気抵抗 R_{m1} と R_{m2} の 2 つの磁性体を直列につなぎ合わせたものは $R_{m1} + R_{m2}$ 、並列につないだものは $(R_{m1}^{-1} + R_{m2}^{-1})^{-1}$ という大きさの磁気抵抗をもつことになる。磁場による電気抵抗の変化は磁気抵抗効果とよばれる(⇒磁気抵抗効果)。

磁気抵抗効果 [英 magnetoresistance, 独 Magnetoresistenz, 仏 magnétorésistance, 露 магниторезистивный эффект] 磁場をかけることによって電気抵抗が変化する現象。磁場が電流の向きに垂直な場合を横効果、平行な場合を縦効果といい、普通は横効果の方が著しい。通常、抵抗は磁場がかかると増加するが、減少する場合もある。減少する場合を特に負の磁気抵抗効果という。磁気中を運動する伝導電子には、運動の向きに垂直にローレンツ力が働く。しかし、電子のフェルミ面が等方的な場合には、電流の向きに垂直に磁場をかけたとき、ローレンツ力の効果がちょうど打消すようにホール電場が生じ、電流は磁場の影響を受けない。フェルミ面に異方性があり、フェルミ面上の位置により電子の有効質量や緩和時間が異なる場合に初めて磁場の効果が現れる。すなわち、電子が性質の異なるいくつかのグループに分けられるとすると、同じ外部電場と磁場のもとで流れる各グループごとの電流は向きが一致せず、その結果全電流の大きさが減少する。この場合、磁場により抵抗が増大する。磁場を電流に平行にかけたときも、フェルミ面が異方性的であれば抵抗が増加する。強磁

場のもとで、フェルミ面上の電子はフェルミ面の磁場に垂直な切口に沿って回転運動を行う。一般に、この切口が閉じた軌道をなしているとき、横効果は強磁場の極限で一定の値に飽和することが示される。フェルミ面がブリュアン帯の境界に接しているときには、磁場の向きにより開いた軌道が生じる場合がある。その場合には磁気抵抗は飽和せず、磁場とともに単調に増加する。したがって、強磁場における磁気抵抗の異方性から、フェルミ面の形について知見が得られる。負の磁気抵抗効果が生じる機構はいろいろある。磁性不純物を含む金属では、磁場をかけると不純物のスピンの向きが固定されるために、不純物スピンによる電子の散乱が弱まり、抵抗が減少する。また不純物の濃度が高い場合には、多数の不純物によるコヒーレントな散乱によって電子状態に局在の傾向が生じる(アンダーソン局在)。その効果により低温で抵抗が増大するが、磁場をかけるとそれが電子の局在を壊す働きをするために、抵抗の減少が見られる。強磁性金属では、自発磁化による内部磁場が伝導電子の運動に影響するので、抵抗に電流の向きによる異方性が生じる。これも磁気抵抗効果の一種である。

磁気ディスク [英 magnetic disk, 独 Magnetplatte, 仏 disque magnétique, 露 магнитный диск] 電子計算機の外部記憶装置のうち最も重要な磁気ディスク装置を構成する記録媒体。磁性材料で被覆された平らな円板であり、一定の磁気記録方式によってデータを記録し、また読出しを行う。

装置はディスクを回転し、書込み、読出し用の磁気ヘッドを支え、または移動し、その他これに付随する各種要素を集約した磁気ディスク装置と、この装置と入出力チャンネルの間に介して読み書きの制御を行う磁気ディスク制御装置とに分けて構成することが多く、また1台の制御装置で複数の磁気ディスク装置を制御することが多い。

1台の磁気ディスク装置には1枚のディスクだけが実装されるものから、12枚程度積重ねたディスクが実装されるものまであり、またディスクが取外せる構造になったものもある。取外し可能なディスクが1枚のものやディスクカートリッジ、6～12枚のものをディスクパックとよび、またディスク、その回転機構の一部、およびヘッド機構を一体にして取外せるようにしたものがある。これをデータモジュールとよんでいる。これら取外し可能なディスクは、主記憶装置と対になって階層記憶を構成するだけでなく、ディスクを取外して長期間データを保存することにも使われる。

通常ディスクの各面には数十～数百本のトラックが設けられるが、1面当り1～2個のヘッドを用意し、これを半径方向に移動して読み書きを行うものが多く、このようなものを可動ヘッド磁気ディスクという。これに対し各トラックにそれぞれヘッドを用意する固定ヘッド磁気ディスクがあり、当然、可動ヘッド形のほうが、ヘッドの移動時間だけアクセス時間がよくなる。しかし大容量のディスク装置を固定ヘッド形で構成することは装置価格の面から実用的でない。

磁気ディスク装置のヘッドはスライダと称する板状の構造体に埋め込まれ、スライダはパネでディスク面へ向かって押しつけられる。一方ディスクの回転によってスライダに流体力学的な浮上力が生じ、パネの力とつり合って、両者の間に微小なすき間が生じる。その値は数 μm から数分の1 μm であるが、このような機構を採用している

ため、ディスク面はスライダに接触することなく、高速で回転することができる。

ディスクの直径は130～366mm、記憶容量は数Mバイト～2500Mバイト、情報転送速度は数百～3000Mバイト $\cdot\text{s}^{-1}$ 程度である。

磁気的不純物 [英 magnetic impurity, 独 magnetische Verunreinigung, 仏 impureté magnétique, 露 магнитная примесь] \Rightarrow 希薄磁性合金

磁気テープ [英 magnetic tape, 独 Magnetband, 仏 bande magnétique, 露 магнитная лента] 音声や映像信号などのアナログ信号、計算機のデジタル信号などの波形をその強弱に応じて磁化し、信号を残留磁化として記録し、それを読み出すことができるテープ状の磁気記録媒体である。酢酸セルロース、塩化ビニル、ポリエステル、ポリエチレンテフタレート(マイラ)などのフィルム上に1 μm 以下の磁性微粉をバインダーと混ぜ10～15 μm の厚さに塗布したものをを用いる。磁性体は保磁力が大きく自己減磁効果が小さく、残留磁束密度が大きく再生感度の高いものがよい。前者の例としてマグネタイト Fe_3O_4 (黒色)、後者の例としてガンマーヘマタイト $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ (赤褐色)がある。テープは、磁性体の厚さが均一でむらがなく、なるべく薄いこと、表面が平滑なこと、温度、湿度の影響を受けないこと、変形、切断がなく柔軟で長期保存にも安定であること、裁断、接着が容易で長時間記録が可能であることが要求される。磁気テープは使用目的により電氣的、機械的な各種の規格があり、互換性をはかるためJIS規格に定められている。計算機用の標準的な磁気テープはオープンリールで幅12.7mm(1/2in)、厚さ0.048mm、テープ長は733または366m(2400または1200ft)である。このテープの長手方向に沿って9本(または7本)のトラックが設けられる。記録密度はトラックに沿って6250, 1600, 800(および556, 200)BPI(ビット/インチ)である。テープの始端と終端には光を反射するマーカーが貼りつけられており、末端検出に使われる。なお実際の記録に際してはさらにデータの区切りを示す特別な符号を書込むことになっており、これをテープマークという。

磁気テープ装置 [英 magnetic tape unit, 独 Magnetbandgerät, 仏 dispositif de bande magnétique] 磁気テープ装置は計算機などからの指令によって、磁気テープ上にデータを記録し、また読取るために、磁気テープの駆動装置、磁気ヘッドおよびそれに付随する機構を含む。しかし制御機能の多くの部分を磁気テープ制御装置として別の箇所に組立てることもしばしば行われる。

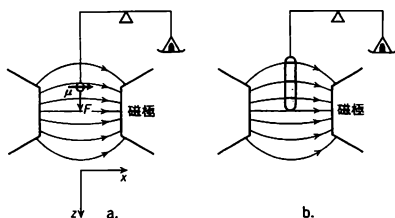
標準的な磁気テープ装置の構造は、磁気テープを巻いたテープリールと、新たにテープを巻取るためのテープリールをもち、この中間に磁気ヘッドとテープ送りの機構をもつが、急速に起動、停止を行うテープの安定な走行を実現するために、テープ送り機構とテープリールの間には、テンションアームか真空コラムを設け、緩衝機構としている。読み書きの際のテープ送り速度は0.32～6.4m $\cdot\text{s}^{-1}$ 、巻き戻し速度は速いものでは16m $\cdot\text{s}^{-1}$ にも及ぶ。最近ではテープの着脱が自動的に行われるオートスレディング方式の装置が實用される。磁気テープ装置はそれ自体電子計算機の外部記憶装置として使うほか、磁気ディスク装置との間でデータを授受する形で記憶階層を構成する。またデータの長期保存のために多用されており、テープ用の倉庫も設けられている。数千本の容量をもつテープ自動保管庫と

磁気テープ装置を組合せた自動テープライブラリーも商品化されている。

磁気転移 [英 magnetic transition, 独 magnetischer Übergang, 仏 transition magnétique, 露 магнитный переход] ある磁気的な状態から別の磁気的な状態へ転移する現象。磁気変態または磁気相転移ともいう。強磁性体、フェリ磁性体の場合の転移温度であるキュリー温度、反強磁性体の場合のネール温度以上で熱運動の擾乱を受けて自発磁化または副格子磁化を失い、常磁性を示す場合が代表例である。このほかスピン再配列により磁気的秩序状態(⇒磁気秩序)が別のそれに転移する場合なども含まれる。熱力学的には二次相転移である場合が多いが、一次の相転移であるときもあり、協力現象の一例として理解される。一般に磁気転移に際しては結晶構造の変化はないが、比熱、熱膨張係数、電気抵抗の温度係数、異常ホール係数、弾性率などの不連続的变化を伴う。統計力学上は磁気臨界現象として広く研究されている。

磁気点群 [英 magnetic point group, 独 magnetische Punktgruppe, 仏 groupe ponctuel magnétique, 露 магнитная точечная группа] 磁気空間群の対称操作から、回転、鏡映、反転の部分、すなわち広義の回転操作と時間反転操作だけを形式的に取出して、その集合を考えるとそれは磁気点群をつくっている。磁気点群は32個の点群 G からつくられる黑白群の一種で、その数は58個にのぼる。この場合黒と白はスピンの上向きと下向きに対応し、この2色を互いに移し変える操作 K は時間反転操作になっている。

磁気天秤 [英 magnetic balance, 独 magnetische Waage, 仏 balance magnétique, 露 магнитные весы] 不均一磁場中につり下げられた磁性体に働く力を測定して、その磁化(磁気分極)の強さを決定する装置。図aのように不均一磁場 H 中の磁気モーメント μ には、それを磁場のより強い位置に引き込む向きに力 $F = \mu \cdot \text{grad} H$ が働く。このことを利用して μ 、したがって試料の磁化、あるいは磁化率を決定する方法をファラデー法という。 $\text{grad} H$ の測定は困難なので、磁化、磁化率の絶対値は標準物質との比較測定によって求められる。力の測定には自動化された化学天秤が用いられる。図の試料位置は磁極方向(x方向)への変位に対して不安定なつり合いにある。そこで天秤のように試料を単につり下げた系の代りに、機械的拘束を加えてx方向の自由度をなくした装置も用いられる。磁気振り子、磁気てこなどがこれに該当する。溶液の磁化率の測定など、ファラデー法では力が弱い場合には図bのグイ法が用いられる。力の測定による磁化の測定は高感度であるが感度が一定でなく、 $\text{grad} H$ 、したがってまた磁場の強さに依存する。特に低い磁場で測定では、電磁誘導を利用する方法の方が優れている。

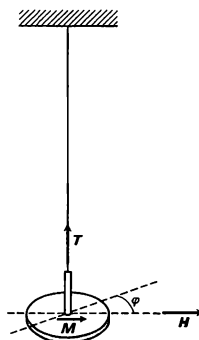


磁気閉じ込め [英 magnetic confinement, 独 magne-

tischer Einschluss, 仏 confinement magnétique du plasma, 露 магнитное удержание плазмы] ⇒ プラズマ閉じ込め
色度図 [英 chromaticity diagram, 独 Farbtafel, 仏 diagramme chromatique, 露 диаграмма цветностей] ⇒ 色

磁気ドラム [英 magnetic drum, 独 Magnettrommel, 仏 tambour magnétique, 露 магнитный барабан] 電子計算機の外部記憶装置として使われる記録媒体で、磁性材料で被覆された円筒面に一定の磁気記録方式でデータを記録し、読出しを行うようにしたもの。磁気ドラムを回転する機構、磁気ヘッドおよび付随する各種要素を集約した構成を磁気ドラム装置とよぶ。磁気ドラム装置が電子計算機に使われたのは1951年ころからで、初期のものは表面の磁性膜に塗工膜を使い、ヘッドは筐体に固定されたものであった。その後、磁気ディスク装置と同様に流体力学的に円筒面から浮上するヘッド構造に変わり、また磁性膜はNi-Co系、またはNi-Co-P系のメッキ膜を使うようになり、記録密度、したがって全体の記憶容量は大幅に向上した。一方、平均アクセス時間も5~20 ms程度となり高速度な外部記憶として数多く使われてきた。しかし最近固定ヘッド磁気ディスク装置で同様な機能をもつものがつくられるようになり、装置の寸法や重量が軽減できるので、これによって代られつつあり、また小容量でアクセス時間の短い記憶装置としては、新たに磁気バブル記憶装置が進出してきた。磁気ドラムの記憶容量は200 K~1.5 Mバイト程度、情報転送速度は300~1500 Kバイト・s⁻¹程度である。

磁気トルク [英 magnetic torque, 独 magnetisches Drehmoment, 仏 torque magnétique, 露 магнитный вращающий момент] 磁場が磁性体に及ぼすトルク(偶力のモーメント)。通常の実験では、主に単結晶の円板状試料の面内、あるいは球状試料の赤道面内に一様な静磁場 H を加えて、これらの面に垂直な軸のまわりに試料を回転させようとするトルクを測定する。強磁性体の単結晶に十分強い磁場を加え、磁化 M と磁場 H がほぼ平行になった場合の磁気トルクの大きさ T は結晶磁気異方性エネルギー E_a 、面内の特定の結晶軸方向と磁化のなす角を ϕ として、 $-(\partial E_a / \partial \phi)$ で与えられる(図参照)。そこで磁場、し



たがって磁化の方向を変えながら T を測定すれば、結晶磁気異方性定数が求められる。試料の形状が軸対称でない場合には、反磁場の効果を考慮する必要がある。また、磁場が十分強くない場合の磁気トルクの解析は一般に複雑になる。磁気トルクを測定する装置を磁気トルク計という。その原理は、試料を弾性糸で鉛直につるし、トルクの大き

さを糸のねじれから測定するものである。通常は適当な方法でねじれを検出し、糸に逆向きのトルクを加えて自動的につり合いをとる形式の装置が用いられる。

磁気トルク計 [英 torque magnetometer, 独 Torsionsmagnetometer, 仏 magnétomètre à torsion, 露 вращательный магнитометр] ⇒ 磁気トルク

磁気二重層 [英 magnetic double layer, 独 magnetische Doppelschicht, 仏 couche double magnétique, 露 магнитный двойной слой] 一つの面上に分布する磁気双極子が形成する層状構造で、片側に正の磁荷が、反対側に負の磁荷が連続的に分布しているとみなせる層をいう。磁殻ともいう。一様な磁気二重層がつくる磁場は、単位面積当りの磁化モーメントを I とすれば、二重層の縁を表す閉曲線に沿って流れる電流 I のつくる磁場と、二重層の内部を除く全空間で一致する。電気双極子が形成する電荷の層は電気二重層とよばれる。

磁気熱効果 [英 magnetothermal effect, 独 magnetothermischer Effekt, 仏 effet magnétothermique, 露 магнитотепловой эффект] 広義には、磁性体が磁化するときの吸放熱現象、あるいはこのために磁性体の温度が変化する現象。これには、強磁場によって、自発磁化の値が変化することに伴う可逆的な吸放熱現象と、弱い磁場による磁区の変化に伴うわずかな吸放熱現象とがあり、前者は磁気熱量効果、後者は狭義の磁気熱効果という。

狭義の磁気熱効果は、磁気熱量効果よりはるかに小さな温度変化(1回の磁化過程で 10^{-3} K 程度)を与えるが、磁区変化に伴う不可逆な過程を含むため、くり返しにより大きな温度変化となりうる。また、可逆的な吸熱は自発磁化が磁気異方性エネルギーに打ち勝って回転するのに伴って異方性磁場が小さくなるため、スピン分布のエントロピーが増加するために起こると考えられる。

磁気熱電効果 [英 magnetothermoelectric effect, 独 magnetothermoelektrischer Effekt, 仏 effet magnétothermoélectrique, 露 магнитотермоэлектрический эффект] 強磁性体の熱起電力の温度特性(熱電能)が、磁化により変化する現象。1884年 Kelvinにより発見された。この効果は、熱起電力が自発磁化の存在によって変化する効果と、自発磁化の向きによって変化する効果にわけられる。たとえば、NiやNi-Cu合金の場合、キュリー点で熱電能の温度変化が異常を示すが、これは自発磁化の存在により3d状態の占有率が変化するため、4s電子の格子による散乱確率が増加することによって考えられる。また、自発磁化の方向による変化については、自発磁化の方向余弦を (a_1, a_2, a_3) 、熱電能の測定方向の方向余弦を $(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ とすると、立方晶系では、

$$\delta V = \frac{3}{2}(\delta V)_{100}(a_1^2\beta_1^2 + a_2^2\beta_2^2 + a_3^2\beta_3^2 - \frac{1}{3}) + 3(\delta V)_{111}(a_1a_2\beta_1\beta_2 + a_2a_3\beta_2\beta_3 + a_3a_1\beta_3\beta_1)$$

と表される。 $(\delta V)_{100}$ 、 $(\delta V)_{111}$ は、常温のFeの単結晶ではそれぞれ、 $0.70 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ 、 $-0.13 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ 、Niの単結晶の場合には、それぞれ $0.57 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ 、 $0.69 \mu\text{V} \cdot \text{K}^{-1}$ であり、常温より高温でも低温でもこの効果は小さくなる。

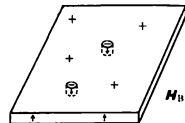
磁気熱量効果 [英 magnetocaloric effect, 独 magnetokalorischer Effekt, 仏 effet magnétocalorique, 露 магнитокалорический эффект] 磁化の変化に伴い、系の温度が可逆的に変化する効果。この効果を用いて低温を達成することができる(⇒断熱消磁)。

磁気粘性 [英 magnetic viscosity, 独 magnetische Zähigkeit, 仏 viscosité magnétique, 露 магнитная вязкость] 電気伝導率と透磁率の積の逆数。電気伝導性をもつ流体である電磁流体は、磁場と相互作用を行うのがその著しい特色であるが、電磁流体に作用する磁場は2つの原因によって時間的に変化する。1つは流体が流れるために磁場が流体について動いて変化する項で移流項とよばれる。他の1つの原因は、磁場が空間的に不均一であると、この不均一を維持するためには流体中に電流が流れねばならないが、流体の電気伝導率が有限であるために電流が減衰して磁場が拡散する項である。この原因による項を拡散項とよぶ。他方、流体中の温度の時間的な変化も、移流項と拡散項の和で表され、その表式は全く電磁流体の磁束密度の変化と対応している。温度の時間変化の拡散項は流体の運動粘性係数に比例するが、磁束密度の時間変化の拡散項は流体の電気伝導率と真空中の透磁率の積の逆数に比例する。したがって両変化式の対応関係よりみて、電気伝導率と透磁率の積の逆数は、流体に対する粘性と類似の役割を演じるので磁気粘性とよばれている。電磁流体中では有限の磁気粘性によって、磁場が流体中に拡散し、拡散した磁場は流体運動を束縛するで、磁気粘性は粘性と類似の役割を演じる。たとえば物体に沿って流れる流体中には粘性によって物体表面に境界層が生じるが、また磁気粘性によっても厚さの異なる別種の境界層が生じる。電磁流体では、粘性の無視できる完全流体の場合でも、有限の電気伝導率をもつ場合は有限の磁気粘性が存在し、有限の粘性をもつ場合と類似の流体運動が行われる。

磁気能率 = 磁気モーメント

磁気薄膜記憶装置 [英 magnetic thin film storage, 独 Magnetfilmspeicher] 電子計算機的主記憶装置などとして使用される装置で、強磁性金属薄膜を用いて、一定の磁気記憶方式によりデータを記憶するもの。基盤上に強磁性体を蒸着した素子を使うものもあるが、わりあい広く使われてきたのは、ワイヤーメモリーを使うものである。これは導体としての直径 $0.05 \sim 0.2 \text{ mm}$ の銅合金線の表面にパーマロイ系の材料を $0.2 \sim 0.4 \mu\text{m}$ の厚さにメッキし、これをすだれ状に並べたものを別の導線で編上げた構造になっている。磁心記憶装置に比べて動作速度が速く、非破壊読出し(読出し動作によって、記憶していた情報が消去されることがない)が可能、素材の生産が容易といった長所もあるが、一方出力電圧が小さく、マトリックスの構成が磁心記憶という二次元方式に限定されるなどの制約があり、磁心記憶にとって代わるには至らなかった。最近になって、半導体メモリーの進出が著しく、これに置換えられている。

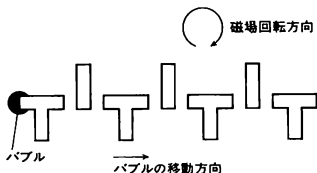
磁気バブル [英 magnetic bubble, 独 magnetische Blase, 仏 bulle magnétique, 露 магнитный пузырь] 膜面に垂直な磁化容易軸をもつ単軸異方性の磁性薄膜で、適当な強さ H_0 のバイアス磁場を垂直方向に加えたときに発生する円筒型の磁区。バブルドメインともいう。このときバブル磁区外部の磁化はバイアス磁場と平行であり、内部の磁化はこれと反平行である(図参照)。ある種の希土類鉄



— ネット、オルトフェライトの単結晶薄膜、ガドリニウムコバルト合金などの非晶質薄膜など、比較的自発磁化が小さく、異方性の大きい材料で見られる。その半径は磁壁の表面張力(⇒磁壁)とバイアス磁場および膜面に現れた磁極による反磁場の作用で決められる。前者はバブル径を小さく、後者は大きくしようとする。この結果、バブル磁区は H_B の値がある範囲内にあるときに限って存在する。 H_B が大きすぎると、バブル磁区が消失して薄膜は一様磁化の状態となり、小さすぎると、帯状磁区になる。バブル磁区はバイアス磁場のわずかな傾きによって膜面内を自由に移動させることができ、また適当な方法で発生あるいは消滅させることができる。このことを利用して、バブル磁区をそろばんの玉のように用いて情報の記憶をする装置が、1969年 A. H. Bobeck によって提案された。このバブルメモリーは大量の情報を安定に蓄えることができるのが特徴で、今日実用に供されている。

磁気バブル記憶装置 [英 magnetic bubble storage, 独 Magnetblasenspeicher, 露 запоминающее устройство на магнитных цилиндрических доменах] 電子計算機の記憶装置として使われる装置であって、薄板状の磁性記憶媒体の板面に垂直に磁場をかけたときに生じる、外部磁場と反対向きの磁化をもつ円柱形の磁区(バブル)を1つのビットとみなして記憶に利用するもの。

磁性記憶媒体の材質によって上記バブルの直径は $0.1 \sim 10 \mu\text{m}$ になるが、現在のはたとえばカドリニウム・ガリウム・ガーネット(GGG)の(111)面の材料を用い、バブルの直径 $2 \sim 5 \mu\text{m}$ 程度のものが多く使われている。この媒体面上にパーマロイ薄膜で図に例示するようなパターンをか



き、かつ媒体の面内に回転磁場をかけるとバブルはパターンに沿って移動する。それでバブルがある状態を1とし、ない状態を0とすれば、一種のシフトレジスタを構成することができる。ところで、6 mm 角程度の媒体チップ上に $64 \sim 256 \text{K}$ ビット程度のデータを蓄え、これを全部直列に並べたシフトレジスタをつくると、回転磁場の回転速度は $0.1 \sim 1 \text{ MHz}$ のオーダーであるため、必要なデータを取出すのに要する時間が長くなりすぎる。そのことと材料の欠陥の問題から、シフトレジスタの構造を、データを書込み、読出しするためのメジャーループと、データを記憶するためのマイナーループに分け、1つのメジャーループから複数のマイナーループが分岐するような構造にするのが普通である。

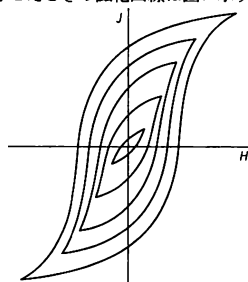
磁気バブル記憶装置では、1つのチップ上に記憶できるデータ量がさほど大きくないこと、外部磁場と回転磁場をかけなければならないことなどのために複数のチップをまとめてユニットとし、さらにこれをいくつか集めて装置とするのが普通である。機械的な動作部分がなく、また磁気ディスクより早いアクセス時間が期待できるということで、今後の発展が期待されている。

磁気反射 [英 magnetoreflexion, 仏 magnétoreflexion, 露 магниторефлексия] 磁気光学効果のひとつ。

強磁性体やフェリ強磁性体の場合の磁気反射の現象はカー効果とよばれる。この場合、磁化方向が反射面に垂直な場合を極(ポーラー)カー効果とよび、磁化が反射面内にある入射面に平行な場合を縦カー効果、垂直な場合を横カー効果とよぶ。反射率の大きさや位相のスペクトルから磁化に寄与する物質の電子準位や、その g 値を知ることができ(⇒磁気カー効果)。半導体や半金属などの場合には、基礎吸収端付近の反射率が加えた磁場の大きさによって振動的に変化する現象をさす。これは伝導帯のランダウ準位と価電子帯のそれとの間の光遷移の共鳴に起因しており、エネルギーギャップの正確な値や、電流キャリアの有効質量などを求めることができる(⇒磁気振動吸収)。

磁気光効果 = 磁気光学効果

磁気ヒステリシス [英 magnetic hysteresis, 独 magnetische Hysterese, 仏 hystérésis magnétique, 露 магнитный гистерезис] 消磁状態にある強磁性体に0からしだいに増加する磁場を作用し、磁場を十分大きくしてからこれを減少させて初めと逆の方向に十分大きくする。次にもとの方向に向かってしだいに増加させると磁化曲線は1つの閉じた曲線になる。つまり強磁性体は前にどのような磁場が加えられていたかで磁化の状態が異なり、磁気分極または磁化の値は磁場だけで決らずに過去の履歴に依存している。このことを磁気ヒステリシスといい、その閉じた磁化曲線を(磁気)ヒステリシスループという。磁場 H と磁気分極 J で表したループの囲む面積 $W_h = \oint H dJ$ は磁化をループに沿って1周変化させるときの単位体積当りのエネルギー損失を示す。これをヒステリシス損失という。ヒステリシスループの面積が大きいと電磁的エネルギーの一部分が熱となり、たとえば電力用の変圧器などではエネルギーがむだになる。いろいろの大きさの磁場 H の値に対して一循環させたときの磁化曲線は図に示すような形にな



り、小さな磁場の範囲で循環させる場合にはヒステリシスループも小さい。弱電用、あるいは高周波用磁性材料では、磁場 H は小さく磁化の変化範囲も小さくなる。磁化の小さな範囲での磁化曲線の形が $J = \mu_0 \chi_a H + (1/2) \cdot \eta H^2$ で近似できるような磁場 H の範囲をレイリー範囲といい、 η をレイリー定数とよぶ。 χ_a は初磁化率である。その小磁場範囲のヒステリシスループを特にレイリーループとよび、そのヒステリシス損失は $W_h = (4/3) \eta H^3$ で表される。このように磁化曲線がループを描くことは、ヒステリシス損失を生ずるばかりでなく高周波磁心材料として用いる場合、波形ひずみを起すという欠点を生ずる。

磁気ヒステリシスループ [英 magnetic hysteresis loop, 露 петля магнитного гистерезиса] ⇒ 磁化曲線, 磁気ヒステリシス, **B-H** 曲線

磁気ひずみ [英 magnetostriction, 独 Magnetostrick-

tion, 仏 magnétostriction, 露 магнито́стрикция] 磁性体に磁場を加えると、長さ l にわずかな伸びあるいは縮み δl が起る。これを(正あるいは負の)磁気ひずみ $\delta l/l$ といひ、 λ で表す。磁歪ともいう。体積の変化 $\delta v/v$ が認められれば体積磁歪という。強磁性体では磁気ひずみが大きく、 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ に達する。加えた磁場を磁性体のまわりで回転させると伸縮が起り、伸縮の差は磁場が強くなると飽和する。この方法で飽和磁歪 λ_s を測定することができる。磁区には磁化方向に λ_s 、これと垂直方向に $-\lambda_s/2$ で示される自発的な磁気ひずみが生じている。180° 磁壁が移動しても磁気ひずみは生じない。90° 磁壁が移動して初めて磁気ひずみが発生する。軟磁性材料では磁気ひずみを小さくする必要がある。Ni では磁気ひずみが大きく、 -40×10^{-6} に達し、一部の希土類金属とその合金、化合物やコバルトフェライトの磁気ひずみは極めて大きい。電子スピンの磁場方向を向くとき電子の軌道電流が引きずられ、この軌道の変形が原子間距離を変化させて全エネルギーを低くする。これが磁気ひずみの原因である。自発磁化の発生に伴う体積変化と、高い静水圧によるキュリー温度の上昇あるいは降下とは熱力学的に直接関連している。

磁気びん [英 magnetic bottle, 独 magnetische Flasche, 仏 bouteille magnétique, 露 магнитная бутылка] = ミラー磁場

磁気複屈折 [英 magnetic birefringence, 独 magnetische Doppelbrechung, 仏 biréfringence magnétique, 露 магнитное двойное преломление] = コットン-ムートン効果

磁気プラズマ波 [英 magneto-plasma wave, 独 magnetische Plasmawelle, 仏 onde de magnéto-plasma, 露 магнитоплазменная волна] → 固体プラズマ

磁気振り子 [英 magnetic pendulum, 独 magnetisches Pendel, 仏 pendule magnétique, 露 магнитный маятник] → 磁気天秤

磁気分極 [英 magnetic polarization, 独 magnetische Polarisation, 仏 polarisation magnétique, 露 магнитная поляризация] 単位体積あたりの磁気モーメントである。磁場 H 、磁束密度 B 、磁気分極 J には $B = \mu_0 H + J$ の関係がある。ここで μ_0 は真空の透磁率である。磁化 M と

$$J = \mu_0 M$$

の関係がある。 J を磁化とよぶこともある。

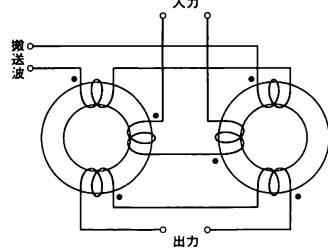
識別関数 [英 discriminant function, 独 Diskriminanzfunktion, 仏 fonction discriminatoire, 露 дискриминантная функция] パターン認識のひとつの手段として考え出された関数。一般にある図形を認識するとき、空間的に離れた n 個の点を選び、それらの点でその図形に対応する値 x_i ($i=1, \dots, n$) を決める(標本値とよぶ)。たとえば、その図形が白黒から成るパターンであれば、各点で黒のときに 1、白のときに 0 とすればよい。そこで、問題の図形が特定の文字(仮にそれを A とする)に対応するかどうかということを判断するために、関数 $f_A(x_1, \dots, x_n)$ を定義し、 $f_A > 0$ ならその図形は A であり、 $f_A < 0$ なら A ではないとする。このような関数 f_A を A の識別関数とよぶ。こうすれば、手書き文字のように多数の変形されたパターンも、同じく A かどうかを決めることが可能になる。 $f_A(x_1, \dots, x_n) = 0$ は n 次元空間の曲面になるから、これを識別面とよぶ。最も簡単で実用的な識別関数の形は

$$f_A = \sum a_i x_i$$

で定義される線形識別関数である。このとき識別面は n 次元空間内の平面である。 a_i をうまく選ぶことが、パターン認識の適中率を上げることになる。統計分野では一般に判別関数といわれている(→多変量解析)。

磁気変態 [英 magnetic transformation, 独 magnetische Umwandlung, 仏 transformation magnétique, 露 магнитное превращение] = 磁気転移

磁気変調 [英 magnetic modulation, 露 магнитная модуляция] 強磁性体の磁化特性の非線形性を利用し、直流信号を変調して交流信号に変換すること。図のように 2 つの鉄芯にコイルを巻き、鉄

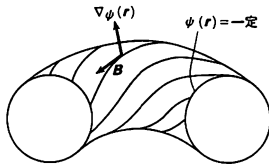


芯が十分飽和するような大きな振幅で適当な周波数の交流(搬送波)を加えておく。入力および出力コイルは、互いに同相的に直列に接続し、搬送波コイルは互いに逆相となるように接続すると、入力信号のないときは搬送波は出力に現れない。入力信号電流によって 2 つの搬送波コイルがつくる磁場に互いに逆向きバイアスがかかり、出力には入力電流に比例した搬送波の二次高調波が現れる。これを磁気変調器といい、一種の直流電流増幅器で、倍周波型磁気増幅器ともよばれる。

磁気飽和 [英 magnetic saturation, 独 magnetische Sättigung, 仏 saturation magnétique, 露 магнитное насыщение] 外部磁場による磁性体の磁化が最大値に達し、磁場をさらに増してもそれ以上に磁化が変化しない状態を磁気飽和という。強磁性体やフェリ磁性体ではキュリー温度以下でこの状態が起り、温度が低くなるとともに磁化の最大値、つまり飽和磁化の値は増加する。強磁性体の磁気飽和は、多くの磁区に分れていてた物体が外部磁場を増すとともに全体が 1 つの磁区になって自発磁化が全部磁場の方向にそろった状態である。常磁性体においても低温で非常に強い磁場を加えていくと、磁気モーメントがすべて磁場方向にそろって磁化は最大値に達し飽和する現象が見られる。そしてその変化のようすはブルアン関数的である。

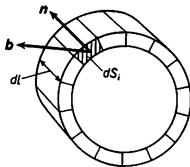
磁気ポテンシャル = 磁位

磁気面 [英 magnetic surface, 独 magnetische Oberfläche, 仏 surface magnétique] 磁力線がいつもある面上に沿って走っているとき、その面を磁気面という。磁力線の座標を $r(x, y, z)$ とすると $dx/B_x = dy/B_y = dz/B_z$ で表されるが、磁気面 $\psi(r) = \text{一定}$ は、磁力線を表す微分方程式の 1 つの積分面とみなすことができる。磁力線は磁気面 $\psi(r) = \text{一定}$ の面上にあるのであるから、磁力線の方は磁気面の法線 $\nabla\psi(r)$ に直角でなければならない。すなわち $B \cdot \nabla\psi = 0$ 。系が軸対称である場合、ベクトルポテンシャルを用いて磁気面を具体的に求めることができる。 $B_r = -\partial A_\theta(r, z)/\partial z$, $B_z = r^{-1} \partial(r A_\theta(r, z))/\partial r$ となるから



$[B_r(\partial/\partial r) + B_\theta r^{-1}(\partial/\partial \theta) + B_\phi(\partial/\partial \phi)] \times [rA_\theta(r, z)] = 0$ であり, $\phi = rA_\theta(r, z)$ が磁気面となる。

磁気面の比体積 [英 specific volume of magnetic surface, 独 spezifisches Volumen der magnetischen Fläche, 仏 volume spécifique de surface magnétique] 磁気面 ϕ 内の領域の体積を V とし磁気面の断面 S を通り抜ける磁束を Φ とするとき, 磁気面の比体積 U は $U = dV/d\Phi$ で定義される。図のように, 磁場 B の単位ベクトルを b , 断



面積 dS_i の垂直単位ベクトルを n , 磁力線に沿う長さを dl とすると, $dV = \int (\sum_i (b \cdot n)_i dS_i) dl$, $d\Phi = \sum_i (b \cdot n)_i B_i dS_i$ となる。したがって

$$U = \frac{\sum_i (b \cdot n)_i B_i \int dl / B_i}{\sum_i (b \cdot n)_i B_i dS_i} = \oint \frac{dl}{B}$$

となる。これによって比体積 U は $1/B$ の平均という意味をもつ。 U がプラズマの外側に向かって減る場合は, 平均的な意味で B が外側に向かって増加することを意味し, プラズマの存在する領域が平均極小磁場になっていることを示す。これはプラズマ閉じ込め安定条件のひとつである。

磁気モーメント [英 magnetic moment, 独 magnetisches Moment, 仏 moment magnétique, 露 магнитный момент] 磁気双極子, すなわち, $\pm Q_m$ の磁極(磁荷)の対が存在するとき, 負の磁極を原点とし, 正の磁極の位置ベクトルを d とし, $\mu = Q_m d$ をその磁気双極子の磁気モーメントという。 $Q_m d$ を一定にし d を無限に小さくした極限で, 磁気モーメント μ によりできる磁気ポテンシャル ϕ_m は $\phi_m = \mu \cdot r / 4\pi\mu_0 r^3$ となる。ここで μ_0 は真空の透磁率である。 r は双極子を原点とした位置ベクトルである。一方, 小さな円電流によって生じる磁場の磁気ポテンシャルは, $\phi_m = \pi a^2 I n \cdot r / 4\pi r^3$ で与えられる。ただし I は電流, n は電流の流れている面に垂直な単位ベクトル, a は円の半径であり観測点 r までの距離 r に比べてはるかに小さいとしている。したがって, 円電流は磁気モーメント $\pi a^2 I \mu_0 n$ をもっているとみなすことができる。現在のところ, 磁気単極子すなわち磁極は独立では存在しないと考えられているので, 磁荷の代りにこの円電流による磁気モーメントを磁気的基本的なものとして, 磁気学を構築する立場が支配的である(⇒磁気単極子)。歴史的な事情により, μ/μ_0 を磁気モーメントとよぶことも多い。荷電粒子の回転運動は円電流とみなせる。一般に荷電粒子がスピン

または軌道角運動量 J をもつとき, それに伴う磁気モーメントは $\mu/\mu_0 = g e J / 2m$ となる。ここで e は粒子の電荷, m は質量, g は角運動量の性質により異なる値をとる。たとえば電子のスピンについては $g = 2$, 軌道角運動量については $g = 1$ である。電子以外の粒子や原子核でも電子と同じようにスピンをもち, 磁気モーメントをもつ。質量 m が大きい粒子の磁気モーメントは電子の場合より小さくなる(⇒核の磁気モーメント, 異常磁気モーメント)。

C級増幅 [英 class C amplification, 仏 amplification à classe C, 露 усиление в режиме класса C] ⇒ 増幅器

磁気誘導 [英 magnetic induction, 独 magnetische Induktion, 仏 induction magnétique, 露 магнитная индукция] 磁石は他の磁石に力を及ぼすだけでなく, 鉄片などの磁性体をも引きつける。これは磁性体が磁場によって磁化したためである。このように物質を磁場中におくと磁化する現象を磁気誘導といい, その結果生じた磁化を誘導磁化という。静電場における静電誘導と同様な現象である。別に, 磁束密度のことを磁気誘導ということもある(⇒磁束密度)。

磁気誘導束 [英 magnetic induction flux, 独 magnetischer Induktionsfluß, 露 поток магнитной индукции] = 磁束

示強変数 [英 intensive variable, 独 intensive Variable, 仏 variable intensive, 露 интенсивная величина] 圧力は体積を広げようとする物質の傾向の強さを, 温度は熱の移動する傾向の強さを測る熱力学的量であるが, このように物質系の示す傾向の強さを測る熱力学的量を示強変数, または示強的という。示強変数は物質の量に関係しない。上記の圧力と温度に加えて, 化学ポテンシャルなどは示強変数の代表例である。ある示強変数には, それと掛け合わせることによってエネルギーの次元になるような示量変数が存在し, これらは互いに共役な関係にあるという。圧力, 温度, 化学ポテンシャルに共役な示量変数は, それぞれ, 体積, エントロピー, モル数である。

G 行列 [英 G matrix, 仏 matrice G, 露 G-матрица] 原子核内において 2 核子が核力 v によって相互作用すると, その波動関数 Ψ は, 相互作用しないときの波動関数 ϕ と比べて短距離部分に大きなひずみを受ける。これを, あたかも Ψ が変化しただけではなく v が変化したとみなすために, $v\Psi = G\phi$ となるような G を定義する。これを G 行列といい, ブルックナー理論において基本的な役割を果たす量である。 G 行列の従う方程式は

$$G = v + v \frac{Q}{e} G$$

となる。ここで Q はパウリの原理を表す射影演算子, e は核内核子に対するプロパゲーターである。この方程式は Ψ に対するベテ-ゴールドストーン方程式と基本的に同じ内容を表している。自由な 2 核子の散乱を記述する T 行列や K 行列と比べて, G 行列は原子核内における 2 核子散乱を記述している。 G 行列は核子間有効相互作用に対する第 0 近似を与えると同時に, さらに高次の量を求めていくうえでの基礎となる。

磁極 [英 magnetic poles, 独 magnetische Pole, 仏 pôles magnétiques, 露 магнитные полюсы] 磁石には特に強く鉄を引きつける箇所があり, これを磁極という。棒磁石では両端に磁極が集中する。細い磁石で磁極が一点に集中したとみなせるものを点磁極という。点磁極の間には

クーロンの法則に従う力が働き、これによって磁極の強さが定義できる。磁極には二種類あり、一つの磁石には必ずこの二種類の磁極が同時に存在する。磁極が一つしかないものを磁気単極子といい、その存在を予測する理論もあるが、その存在はまだ確認されていない。地球磁場により磁石は動かされ、磁極が南北を向く。北の方に引かれる磁極をN極(北極あるいは正極)、南の方に引かれる磁極をS極(南極あるいは負極)という。同種の磁極は互に反発し合い、異種の磁極は互に引き合う(⇒磁荷)。

四極管 [英 tetrode, 独 Tetrode, 仏 tétrode, 露 тетрод] 二極管にグリッドを挿入した三極管は電子管の利用価値を大きく広げたが、三極管の特性をさらに改善しようとして出現したのが四極管である。三極管の特性で改善を望まれた点は、(i) 相互コンダクタンス g_m を、より大きくする。(ii) 内部抵抗 ρ を、より大きくする。(iii) 三極管ではプレート・グリッド間の静電容量 C_{pe} が比較的大きい(数 pF)ので、増幅回路を構成した場合、この容量を通じて反結合が生じ、希望する特性が得られないばかりか、発振を生ずることがあるため C_{pe} を小さくしたいなどであった。四極管には空間電荷格子四極管、スクリーングリッド四極管、ビーム管の三種類がある。

(1) 空間電荷格子四極管: 三極管にさらに1個のグリッドを追加したものが四極管であるが、グリッド電圧の与え方には二通りある。その一つは内側、すなわちカソードに近いグリッドに一定の正電圧を与え、外側のグリッドをコントロールグリッドとして使うものである。この場合の内側のグリッドを、空間電荷格子といい、この管を空間電荷四極管という。内側のグリッドに加えた正電圧によってカソード近傍の空間電荷を中和するという意味で命名されたものであるが、動作状態のカソード電流は空間電荷制限電流であり、温度制限電流ではない。しかし空間電荷の中和により電子流は通りやすくなり、低いプレート電圧でもよく動作する。また内側のグリッドを通り抜けた電子は、内側のグリッドと外側のグリッドの間に集群し、あたかもカソードが内側のグリッドと外側のグリッドの間に生じたかのような状態になる。これはカソードがコントロールグリッドおよびプレートに接近したことになり、三極管に比べ相互コンダクタンスは増加し、内部抵抗は減少する。しかし増幅率はほとんど変らない。

(2) スクリーングリッド四極管: 空間電荷四極管の場合とは逆に内側のグリッドをコントロールグリッドとし、外側のグリッドに一定の正電圧を与える。外側のグリッドをスクリーングリッドとよび、この種の電子管をスクリーングリッド管という。スクリーングリッドは文字通りプレートとコントロールグリッドの間を静電的に遮蔽(screen)する目的で挿入されたもので、これにより三極管の場合に比べ C_{pe} を百分の1から千分の1に減ずることができ、増幅器における再生作用や発振を防止するのに有用である。電子流を吸引する役はスクリーングリッドが行い、プレートはスクリーングリッドを通過した電子流を集める役のみをもつ(三極管ではプレートが両者の役を兼ねている)。内部抵抗 $\rho = \Delta V_p / \Delta I_p$ が非常に大きく、またプレート・カソード間静電容量 C_{pe} は、スクリーングリッドの効果のために小さくなり、増幅率 $\mu = C_{ec} / C_{pe}$ も大きくなる。相互コンダクタンスは三極管とあまり変りはない。このように、スクリーングリッド管は三極管の欠点を除去し、特性をさらに助長したものであったが、1つの欠点をもっている。

それはプレート電圧がスクリーングリッドにかかる正の電圧より低いある範囲で、プレート電圧の増加に対し、プレート電流が減少する特性を示すことである。これはプレートから放出される二次電子がプレートに囚らるずにスクリーングリッドに吸引されるためで、この特性をダイナトロン特性という(図1参照)。プレート電圧のこの範囲で、四極

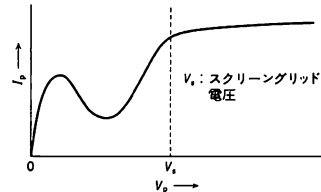


図 1

管は負抵抗として動作することになり、原理的に発振器を形成するので、これを増幅の目的に使用するときはプレート電圧の動作範囲をスクリーングリッド電圧より大きくしなければならぬという制約を受ける。

(3) ビーム管: (2)のスクリーングリッド管の欠点を除去したものが、ビーム管と五極管である。スクリーングリッド管の欠点を除去するためには、プレートとスクリーングリッド間で行われる二次電子のやりとりを断てばよい。ビーム管はスクリーングリッド四極管のコントロールグリッドとスクリーングリッドの網目のピッチを等しくし、かつ正確に重ね合わせることによってスクリーングリッドとプレートとの間に電子流が集束する場所をつくり、ここに二次電子放出を抑制するに必要な極小電位面を得る。これを概念的に説明したのが図2である。図3にビーム管のプレ

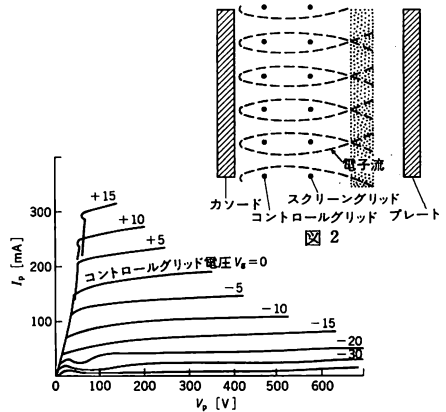
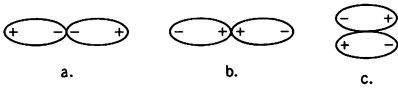


図 3

ート特性($I_p - V_p$ 特性)を示す。一見してわかるように、五極管の特性に比べ曲線の肩の曲りがはっきりとしている(⇒五極管)。これはコントロールグリッド、スクリーングリッドの構造、配置が整然としているため、管内の電位分布が一様になるので、電子流はきれいに整えられ、空間電荷制限領域から温度制限領域への移行が電子流の全ての領域について一斉に行われるからである。

四極子 [英 quadrupole, 独 Quadrupol, 仏 quadrupôle, 露 квадруполь] モーメントが等しい双極子が2個逆向きに接近して並んでいるような電荷あるいは磁荷の分布を



それぞれ電気四極子，磁気四極子という。典型的な四極子は，2つの双極子が図のように配置しているときである。四極子は四重極ともいう。単に四極子といえば，電気四極子をさすことが多い。一般に四極子は距離の三乗に比例するポテンシャルをつくる。たとえば，電気四極子が誘電率 ϵ の媒質中でつくる電位 ϕ は

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{3}{2} \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}}{r^5} \quad (1)$$

と表される。ここで， \mathbf{Q} は二階の対称テンソルで四極子モーメントとよばれる。点 s の電荷密度が $\rho(s)$ の系の四極子モーメントは

$$Q = \int \rho(s) (s \cdot s - \frac{1}{3} s^2 i) ds \quad (2)$$

である。ここで， ds は点 s を含む体積要素である。専門分野によっては式(2) $= eQ$ において (e は素電荷)， Q のことを四極子モーメントと定義している (\Rightarrow 四極子モーメント)。双極子モーメント p と $-p$ の2つの双極子から成る系の四極子モーメントは，それら2つの位置を結ぶベクトルを l とし

$$Q = -pl - lp + \frac{2}{3} (p \cdot l) i \quad (3)$$

と求められる (\Rightarrow 多極子)。

原子核が球形からずれて変形しているときには，電荷分布は球対称にならずに多重極モーメントをもつ。四極子モーメントはその中でも一番現れやすい。

四極子質量分析計 [英 quadrupole mass spectrometer] = マスフィルタ－

四極 - 四極力 [英 quadrupole-quadrupole force, 仏 force quadrupole-quadrupole, 露 квадруполь-квадрупольная сила] 原子核内の核子間に働く有効相互作用の一種であり，核の四極変形と関連して考えられる。閉殻の外に1核子を付け加えると，その核子との相互作用のために閉殻が四極変形すると考えられる。さらにもう1核子を付け加えると，これらの核子間には，閉殻核内核子の効果のために，四極 - 四極力

$$\sum_{\mu} r_1^2 Y_{2\mu}^*(\theta_1, \phi_1) r_2^2 Y_{2\mu}(\theta_2, \phi_2)$$

が働く。このように核内核子間に働く四極 - 四極力のために，四極変形した一粒子ポテンシャル (\Rightarrow ニルソン・ポテンシャル) が生じ，このために核子密度が四極変形をする (\Rightarrow 変形核)。この力は $Q-Q$ 相互作用， Y_2-Y_2 相互作用ともよばれている。

四極子相互作用 [英 quadrupole interaction, 独 Quadrupolwechselwirkung, 仏 interaction quadrupolaire, 露 квадрупольное взаимодействие] 電気四極子モーメントと電場勾配との相互作用のことをいうが，普通は，核四極子モーメントと原子核の位置における電場勾配との相互作用のことをさす。原子核の正電荷の分布は一般に球対称からずれており，その程度の程度は四極子モーメント eQ で表される。 $Q > 0$ なら核スピンの方向に葉巻形， $Q < 0$ なら円盤形である。したがって，原子核の位置に電場勾配があると，核スピンの方向によって電氣的相互作用に差異が生ずるため，原子核のエネルギー準位は分裂する。核四極

子モーメントと電場勾配との相互作用のハミルトニアン H_Q は，座標軸を電場勾配の主軸に選ぶと，次のように表される。

$$H_Q = \frac{e^2 q Q}{4I(2I-1)} [3I_z^2 - I(I+1) + \eta(I_z^2 - I_z^2)]$$

ここで， I は核スピン， $eq = V_{zz}$ ， $\eta = (V_{xx} - V_{yy})/V_{zz}$ であり， V_{xx}, V_{yy}, V_{zz} は電場勾配テンソルの主値である。この相互作用は I が 0 と 1/2 の準位では存在しない。原子核は低エネルギー準位では電荷分布が原点に関して反転対称をもっているため，電気双極子モーメントをもたない。したがって，四極子相互作用は，電氣的相互作用で原子核のエネルギー準位に分裂を引起す最低次の項であり，結晶場の大きさや対称性，電子状態など物質の電氣的性質を知るうえで重要である。この相互作用は核四極子共鳴，核磁気共鳴，電子スピン共鳴，メスbauer分光などで観測される。原子核の基底準位はスピン I が 0 と 1/2 のものが圧倒的に多いため，四極子相互作用の存在する核種は限られている。励起準位の関係するメスbauer効果が発見されて，この相互作用を観測できる核種が増えたことは貴重である。

四極子能率 = 四極子モーメント

四極子モーメント [英 quadrupole moment, 独 Quadrupolmoment, 仏 moment quadrupolaire, 露 квадрупольный момент]

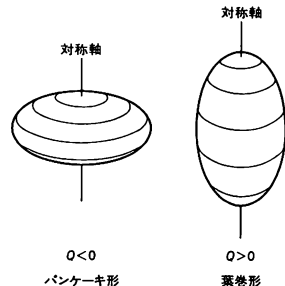
[1] 磁気物理の場合：大きさの等しい2つの双極子が反対向きにおかれたものを対としてみなしうるとき，極が4つあることから四極子(または四重極子)といい，有限の広がりをもった電荷分布がこれと同等の場をつくるときにも拡張される。その電荷分布の特性を示すテンソル量を四極子(四重極)モーメントテンソルという。特に，磁性的分野で重要なのは原子核のもつ電気四極子モーメントである。原子核の正電荷は有限の広がりをもち，その分布は一般に球対称からずれているため電気四極子モーメント(テンソル) eQ をもつ。 Q の成分は

$$Q_{ij} = \int \rho_N(r) (3x_i x_j - \delta_{ij} r^2) dv$$

で表される ($\rho_N(r)$ は核電荷， x_i, x_j は r の座標 x, y, z ， $\delta_{ii} = 1$ ， $\delta_{ij} (i \neq j) = 0$)。分光学的に観測できる四極子モーメントは核スピン I によって支配されるから， I の z 軸に平行な成分が最大値 I をとる状態での Q_{zz} の期待値をスカラー量の四極子モーメント eQ と定義する。

$$eQ = \langle I I | Q_{zz} | I I \rangle \quad (1)$$

電荷分布は $Q > 0$ なら葉巻形， $Q < 0$ なら円盤形の回転楕円体(パンケーキ形)である(図参照)。四極子モーメントと電場勾配との相互作用は，核磁気共鳴，核四重極共鳴，メ



スバウアー一分光、電子スピン共鳴などで観測され、原子核のモーメントと物質中の電場の両方についての知見を与える。なお、 $I=0$ 、および、 $1/2$ の原子核単位では式(1)の右辺は0となっており、この意味での四極子モーメントをもたない。このことは $I=0$ と $1/2$ の原子核の電荷分布が球対称であることを意味するのではないことをこわっておく。

[2] 原子核物理の場合：四極子モーメントは、次式で定義される(一般的には、電場と電荷との相互作用を多重極展開した際に現れる多重極モーメントの系列の中のひとつである)。

$$Q = \frac{1}{e} \int r^2 (3 \cos^2 \theta - 1) \cdot \rho(r)_{M=J} dV \quad (2)$$

ここで e は単位電荷、 $\rho(r)_{M=J}$ は角運動量 J 、射影 M をもつ核の電荷分布の点 r での密度(座標はすべて物体固定座標とする)。この定義は式(1)と本質的に同じで、この量により、核が球形からどれほどずれてゆがんでいるかがわかる。殻模型によれば、核の四極子モーメントの値は、一粒子単位に詰まりかたに依存する。準位が完全に詰まっていれば全角運動量は0で、したがって四極子モーメントは0である。奇数個の陽子が殻模型の粒子軌道 j にあるとき、陽子個数が $(2j+1)/2$ より小のとき $Q < 0$ であり、逆のとき $Q > 0$ となる。陽子個数 $= (1/2)(2j+1)$ のとき $Q = 0$ である。四極子モーメントの実測と、一粒子殻模型による Q の絶対値の予測とが食違う原子核が多数存在する。この事実から、「閉殻の原子核にも球対称からずれて安定に存在するものがある」というモデルがN. H. D. Bohr, B. R. Mottelsonにより提出され集団模型として発展した。

四極振動 [英 quadrupole vibration, 独 Quadrupol-schwingung, 仏 vibration quadrupolaire, 露 квадрупольное колебание] 四極型の振動、原子核物理では特に核表面の振動を意味する。球形の原子核では、低い励起エネルギーのところに表面振動準位が現れる。原子核の表面の変形は、次式で記述される。

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left\{ 1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} a_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right\}$$

R_0 は平均の核半径、 $Y_{\lambda\mu}$ は球面調和関数、 θ, φ は実験室系での角度変数、 $a_{\lambda\mu} = (-1)^{\mu} a_{\lambda, -\mu}^*$ である。

すなわち、表面の微小振動の結果、核の半径が平均的な値 R_0 から表面の角度座標に依存した値に変わったと考える。 λ は、低エネルギー励起に対しては $\lambda=2$ の値が最も現れやすい。 $\lambda=2$ に対する平衡点からのずれの大きさ $a_{\lambda\mu}$ が時間的に変化するものが四極振動である。 $\lambda=2$ の変形は、いわゆる楕円体型であり、振動運動は(図1)のよう

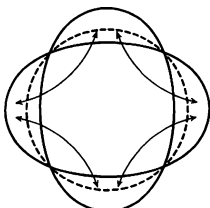


図 1

になる。物体固定座標軸を楕円体の慣性主軸の方向に取れば、振動運動は β, γ という2つのパラメーターで記述される(\Rightarrow 変形核, 変形パラメーター)。 β, γ は次の式を満た

すものである。

$$\delta R_{\kappa} \equiv R_{\kappa} - R_0 = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} R_0 \beta \cos\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}\kappa\right) \quad (\kappa=1, 2, 3)$$

ただし、 $\kappa=1, 2, 3$ はそれぞれ物体固定座標軸の x', y', z' に対応する。つまり、 β は変形の大きさで、球形からのずれの目安である。また γ は、楕円体の主軸のまわりの回転対称性からのずれを表すものである。 β の値が時間的に変化するの β 振動、 γ の値が時間的に変化するの γ 振動とよばれる。一般に、表面振動を量子化したものはフォノンまたは、サーフォンとよばれる。四極振動に対応する量子は、角運動量 $2\hbar$ 、正パリティをもつ。球形偶偶核の表面振動について典型的なエネルギースペクトルと観測値の例は図2のようになる。楕円体型の変形核の場合には、

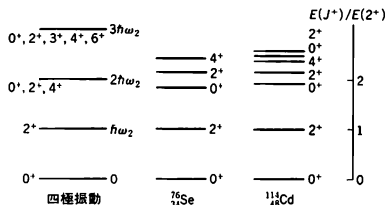


図 2

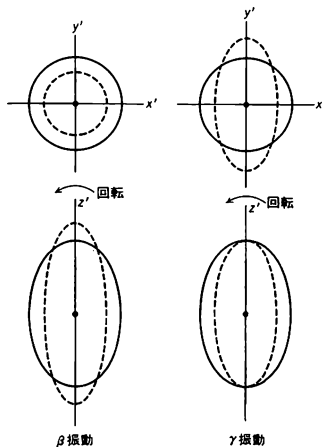


図 3 回転楕円体に変形した核の振動と回転

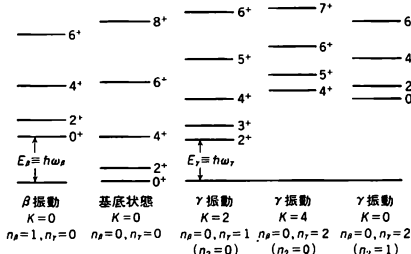
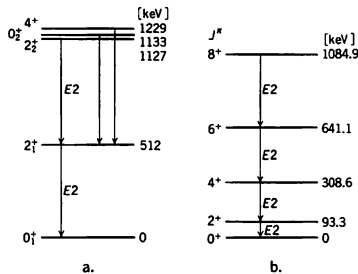


図 4 変形偶偶核の典型的な回転バンド構造

β 振動は、安定した変形に対応した、ある β_0 という値のまわりでの β のゆらぎである。この場合には、核の対称軸方向には角運動量の成分はない。一方、 γ 振動は、その定義

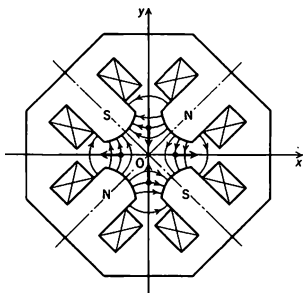
から明らかなように、対称軸方向に $2\hbar$ の角運動量をもつ (図3). 対称軸方向への角運動量の射影は、 K 量子数とよばれる。一般に、変形核の表面振動は、核の全体としての回転と結合してバンドをつくる。図4は、変形偶核の典型的な回転バンド構造を示し、 E_β は β 振動のエネルギー、 E_γ は γ 振動のエネルギーである。 n_2 は n_γ, K と $n_\gamma = 2n_2 + (1/2)|K|$ の関係にある。

四極遷移 [英 quadrupole transition, 独 Quadrupol-übergang, 仏 transition quadrupolaire, 露 квадрупольный переход] 光による電気四極型の遷移。球形の原子核は、スピン角運動量・パリティ 2^+ をもつ Y2 型の表面振動運動(フォノン)励起により一連の集団振動準位を示す。また Y2 変形核では原子核は回転楕円体になり、その結果、核が回転運動を起し、集団回転準位を示す。原子核が電場と相互作用をすると、核の状態がこれらの準位の間で電気四極型の遷移をする。遷移の結果、2つの準位間のエネルギー差に等しい光(γ 線)が放出(吸収)される。図aは球形核(^{100}Pd)の振動準位間の四極遷移を、また図bは ^{190}Hf の回転準位間の四極遷移を示す。



遷移確率の大きさは換算遷移確率 $B(E2)$ で与えられる。集団運動状態間の $B(E2)$ は、一粒子遷移による $B(E2)$ より大きい。

四極電磁石 [英 quadrupole magnet, 独 Quadrupol-magnet, 仏 aimant quadrupolaire, 露 квадрупольный магнит] シンクロトロンや貯蔵リングのような円型加速器、または荷電粒子にビームが直線的に進むシステムにおいて、ビームの発散を防ぐ目的で用いられる電磁石のこと。集束用四極電磁石あるいは Q 電磁石とよぶこともある。図のように4つの磁極が交互に S と N になるように



コイルに電流を流すと、磁極間には束束密度の x 成分, y 成分が, $B_x = ky, B_y = kx$ (k は四極電磁石の強さを与える量で、電流によって決る) となるような磁場が発生する。仮に正の電荷が紙面から手前の方に向かって進むものとする。中心軌道 O からはずれた粒子には矢印で示す向き

の力が働くので、この場合四極電磁石はビームに対して、 x 方向には発散, y 方向には集束的作用をもつ。このように四極電磁石は、ビームに対してレンズとして働くが、 x 方向と y 方向で集束発散の作用が逆転している点が光学系のレンズとの最大の違いである。したがって、1 個の電磁石では集束レンズの働きをしないので、ビームの集束系としては、電流の向きを逆にした電磁石を交互に並べたり、またはいろいろな組合せで並べる必要がある。特に、向きの違う 2 台の電磁石を組にしたものをダブレット、3 台を 1 組にしたものをトリプレットという。

四極変形 [英 quadrupole deformation, 独 Quadrupolverformung, 仏 déformation quadrupolaire, 露 квадрупольная деформация] 原子核の変形の一種であり、核半径の異方性が球面調和関数 $Y_{2\mu}(\theta, \varphi)$ で表される変形(\Rightarrow 変形パラメーター)。Y2 変形ともいわれる。変形の主軸を z 軸に合わせて、軸対称 ($\mu = 0$) 変形と非軸対称 ($\mu = \pm 2$) 変形に分けられる。軌道角運動量が 2 だけ異なる粒子状態が縮退していることが殻構造の特徴であり、四極変形が核子の密度分布の主要な変形になる。変形一体ポテンシャル(\Rightarrow ニルソン・ポテンシャル)は核子の角運動量が 2 だけ異なる軌道を結びつける。四極変形は四極子モーメントの測定によって確認される。基底状態や低い励起状態で観測されている四極変形はほとんどが軸対称であり、しかも対称軸の方向に細長い回転楕円体(葉巻形核)である。この傾向はニルソン・ポテンシャルから説明できるが、核力の特性と関連させることは今後の課題である。スピンの大きい高励起状態では非軸対称変形や対称軸方向に短い回転楕円体(パンケーキ形核)になる可能性があり、目下、実験の確認が進められている。

四極放射 [英 quadrupole radiation, 独 Quadrupolstrahlung, 仏 rayonnement quadrupolaire, 露 квадрупольное излучение] 振動する四極子からの放射を四極放射という(\Rightarrow 四極子)。四極子から十分遠い位置 r での電場 E と磁場 H は次式で与えられる。

$$E = \frac{(\ddot{Q} \cdot r_0 \times r_0) \times r_0}{8\pi\epsilon_0 c^2 r}$$

$$H = \frac{(\ddot{Q} \cdot r_0 \times r_0)}{8\pi c^2 r}$$

ここで ϵ_0 は真空の誘電率, c は光速, r_0 は r/r , \ddot{Q} は四極子モーメントの三次時間微分で時刻 $t - (r/c)$ における値である。単位時間当りの放射エネルギー I は

$$I = \frac{1}{80\pi\epsilon_0 c^5} \sum_{\alpha, \beta=1}^3 \ddot{Q}_{\alpha\beta} \ddot{Q}_{\alpha\beta}$$

である(\Rightarrow 多極放射)。

原子核の始状態の終状態のパリティが同じ場合、電気四極放射が起き、パリティが異なる場合、磁気四極放射が起きる。核の電気四極子モーメントは、磁気四極子モーメントより大きい。特に質量数が 155 より 185、あるいは 225 以上の原子核は球形ではなく変形しているために、非常に大きな電気四極子モーメントをもち、このような核の励起状態は次々に電気四極放射を行って基底状態に遷移する(\Rightarrow r 崩壊)。

磁気力学因子 [英 magnetomechanical factor, 独 magnetomechanischer Faktor, 仏 facteur magnéto-mécanique, 露 магнитомеханическое отношение] = 磁気回転比

磁気流体力学 [英 magnetohydrodynamics, 独 Mag-

netohydrodynamik, 仏 magnétohydrodynamique, 露 магнитогиродинамика] \Rightarrow 電磁流体力学

磁気量 [英 magnetic charge, 独 magnetische Ladung, 仏 charge magnétique, 露 магнитный заряд] 磁極の強さを表す量であり, 単位はウェーバ, Wb である。仮想的な磁荷を考えるとときにはその量を磁気量という。

磁気量子数 [英 magnetic quantum number, 独 magnetische Quantenzahl, 仏 nombre quantique magnétique, 露 магнитное квантовое число] 軌道角運動量 l の z 成分 l_z の固有値を $m\hbar$ (\hbar はプランク定数を 2π で割ったもの) と書いたときの, 整数 m を磁気量子数とよぶ。 m は $-l, -l+1, \dots, l$ の $2l+1$ 個の値をとる。球対称な場の中を運動する電子のエネルギー準位は m に依存しないが, z 方向に磁場をかけると, エネルギー準位に m に比例したずれが生じ, m についての縮退がとれる。これが, m を磁気量子数とよぶ理由である。多粒子系の合成角運動量の z 成分を系の磁気量子数とよぶこともあり, この場合には, M を用いるのが普通である。スピン s と軌道角運動量 l を合成した全角運動量 $j=l+s$ の z 成分 j_z の固有値を $m\hbar/2\pi$ と書いたときの m を磁気量子数とよぶこともある。この場合には, m は整数または半整数をとる。

磁気レイノルズ数 [英 magnetic Reynolds number, 独 magnetische Reynoldszahl, 仏 nombre de Reynolds magnétique, 露 магнитное число Рейнольдса] 電磁流体の中で磁場が流れによって運ばれる割合と電気抵抗によって拡散される割合との比を表す無次元数。代表的な磁束密度, 流速, 長さをそれぞれ B, u, l , 流体の透磁率を μ , 電気伝導率を σ とすれば, 前者は uB/l , 後者は $B/(\sigma ul^2) = \nu_m B/l^2$ であるから, 磁気レイノルズ数 R_m は

$$R_m = \sigma \mu u l = ul/\nu_m$$

と書ける。ここで $\nu_m = 1/(\sigma \mu)$ は磁気粘性率とよばれる (\Rightarrow レイノルズ数)。 R_m が大きければ流体中にある磁場は散逸することなく流体とともに (流体に凍りついて) 運ばれるものとみなされる。また逆に R_m が小さいと, 外から加えられた磁場と比べて, その中を運動する流体によって生じる誘導磁場 (磁場 B を横切る流れ u による起電力 uB による電流 σuB によるもの) は R_m 倍の程度であるという近似が成り立ち, 運動方程式の中で電流に働く磁場による力を既知のものとなさるので取扱いが簡単化される。

磁気録音 (記録) [英 magnetic sound recording, 独 Tonbandaufzeichnung, 露 магнитная звуковая запись] \Rightarrow 磁気テープ

磁区 [英 magnetic domain, 独 magnetische Domäne, 仏 domaine magnétique, 露 магнитный домен] 強磁性体内で磁化の方向がそろっているような最小の区域。強磁性体はキュリー温度以下では, 外部から磁場を加えなくてもその温度での飽和の値まで磁化している。つまり強磁性体内部では磁気の担い手であるスピンの規則的に配列し, ひどい方に磁化を形づくっている。これを自発磁化という。しかし外部磁場がなければ全体的に磁化していないように見える。このことは強磁性体内での自発磁化をもっている小区域がたくさんあって, 小区域ごとくに自発磁化の方向が異なっており, 全体として見れば各小区域の磁化が打消しあって磁化していないように見えるという説明できる。この自発磁化をもった小区域を磁区といい, その境界を磁壁という。また磁区分布によってつくられる図形を磁区図形という。磁区概念は自発磁化の温度変化や外部磁

場による磁化の変化のようすを説明するために P. Weiss により提起された。その後, 磁区の実在について多くの実験的検証が試みられ, 1949 年に H. J. Williams, R. M. Bozorth, W. Schockley によって完全な磁区図形が観察された。磁区に分れると表面の磁極の分布が変化して静磁エネルギーが減少するが磁壁のエネルギーは増加する。結局, この両者のつり合いによって磁区の幅が決る。この幅は自発磁化の大きさと磁壁エネルギーなどによって異なるが, $0.1\text{mm} \sim 1\mu\text{m}$ 程度の大きさである。磁壁には図 1 に

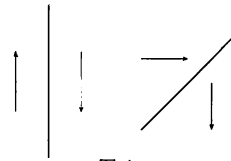


図 1

示されるように両側の磁化方向が反対向きの 180° 磁壁と直角な 90° 磁壁とがあり, いずれも磁壁の面に垂直な方向の磁化成分が連続になっている。したがって, 一般的には立方晶の物質では図 2 に示されるような磁区構造をとり,

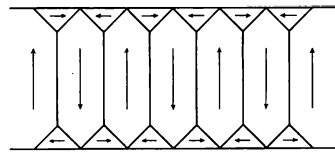


図 2

磁極を生じないように小さな三角形の環流磁区とよばれるものができる。しかし磁気異方性が極めて大きく, 図の横を向いた磁化をもつ部分のエネルギーが大きくなるときには環流磁区はできない。また, 強磁性体の形が非常に小さくなると静磁エネルギーと磁壁エネルギーの兼ね合いから磁区分割は起らず単磁区構造をとるようになる。このように磁区構造は磁性体の静磁エネルギー, 磁壁エネルギー, 異方性エネルギー (磁気ひずみを通じて生ずる弾性エネルギーを含む) などの大小関係でいろいろ変化するが, 磁性体を限定してもその形や大きさ, 磁性体内部の不均一のようなすによっても変化するのが普通である。したがって実際の磁性材料では, これらの条件が複雑で磁区の安定配列が一般的に決らず, ある強さの外部磁場を与えられるときにも何通りもの磁区分配がある。これが磁気ヒステリシスの起る原因である。また最近, 高密度記憶素子として磁区の直接応用が考えられているものに磁気バブル (バブルドメイン) とよばれるものがある。

時空 [英 space-time, 独 Raum-Zeit, 仏 espace-temps, 露 пространство-время] 物理現象は (通常は三次元空間のある位置で, ある時刻に生じるが, 相対性理論においては, 位置の自由度と時間の自由度を合わせもつ四次元空間を考え, 時刻 t , 場所 (x, y, z) における物理現象をこの空間の点 (ct, x, y, z) (c は光速) に対応させ, 時空を含む現象を幾何学的に取扱う。この空間を時空という。

軸受 [英 bearing, 独 Lager, 仏 roulement à billes, 露 подшипник] 回転軸に作用する摩擦トルクができる限り小さくするように回転軸を支持する装置。回転軸に作用する軸方向荷重を支持するものをスラスト軸受, 半径方

向荷重を支持するものをジャーナル軸受と称する。摩擦低減の方法によって分類すると、軸受と回転軸との間に潤滑油などの流体を介在させるすべり軸受と、ボールやローラーなどの流動体のころがり摩擦を利用するころがり軸受とに分類できる。すべり軸受においては潤滑油中の油圧によって回転軸が軸受から完全に浮上することが理想である。潤滑油中の油圧は、スラスト軸受においては軸受パッドが傾くことにより、またジャーナル軸受においては回転軸の中心が軸受の中心より少し偏心することによりくさび形の油膜が形成され、軸の回転によってそこに潤滑油が引込まれることによって生じるものである。超高速の回転軸を支持するためには潤滑油の代りに空気などの気体を用いることもある。これを空気軸受と称する。磁気による回転軸の浮上も特殊なものでは行われる。ころがり軸受も潤滑は行われるが、グリースによる潤滑が普通である。特殊な軸受としてはピボット軸受がある。回転軸の先端を円錐形にし、これを頂角のより大きい円錐形の受穴に収容するものである。回転軸と軸受との接触点が回転軸の軸のすぐ近傍にあるために、接触点の摩擦力によるトルクが小さくなることを利用したものである。その構造から明らかなように、ピボット軸受の支持できる荷重は極めて小さく、時計や精密機械などに使用される。

時空間相関関数 [英 space-time correlation function, 独 Raum-Zeit Korrelationsfunktion, 仏 fonction de corrélation entre espace et temps, 露 пространственно-временная корреляционная функция] ⇒ ファン・ホーベの散乱公式

時空の特異点 [英 singularity of space-time, 仏 point singulier de l'espace-temps, 露 сингулярная точка пространства-времени] 時空において曲率や物質密度が無限大である点。ブラックホールやビッグバンにその例が見られる。シュワルツシルトの解でいえば $r=0$ が特異点であり、フリードマンの宇宙ではビッグバンの始めの半径 0 の宇宙が特異点である。これらの特異点は、時空の球対称性という特殊性によるものと考えられたが、しだいに特異点の存在は一般的な議論から証明できる不可避なことだと考えられるようになった。すなわち、1969 年 S. Hawking と R. Penrose によって、(1) 物質の密度と圧力が負にならない、(2) 閉じた時間的な曲線が存在しない、(3) 宇宙が閉じている、または宇宙には十分物質があって光を曲げて集中させることができる、などの一般的なものともらしい仮定が、時空の特異点の存在を証明するのに十分であることが示された。これを特異点定理という。ただし宇宙検閲仮説といったものがあって、特異点はみな事象の地平の内部に隠れており、自然界には現れてこないと考えられていて、それに反する裸の特異点は観測されていない。

軸索 [英 axon, 独 Axon, 仏 axone, 露 аксон] ⇒ 神経細胞

ジグザグ構造 [英 zigzag structure, 独 Zigzack-Struktur, 仏 structure en zigzag, 露 зигзагообразная структура] 高分子鎖のコンフォーメーションのひとつ。主鎖原子を炭素原子とした場合、主鎖単結合のまわりの内部回転がいずれもトランス位置にあるとき、主鎖原子はすべて平面内においてジグザグ構造をとる。ポリエチレン鎖の結晶内ではコンフォーメーションが代表的なものであるが、ポリビニルアルコールも側鎖の OH 基に関係なく、結晶内でジグザグ構造をとる。非結合原子間の立体障害の

ない場合、エネルギー的に最も安定な構造である。主鎖原子は炭素原子と限らず、O, N 原子を含んでもよい。ポリグリコリド、ナイロン 6, 66 などはその例である。また、*p*-フェニレン基を含むときは、この基の回転軸を含む直線部分をひとつの結合とみなしてジグザグ構造という。ポリ(*p*-フェニレンテレフタルアミド)などがその例である。TTTT あるいは tttt などの記号も用いられる (T, t はいずれもトランスを表す)。

磁区図形 [英 domain pattern, 独 Bild der magnetischen Domänen, 仏 figure des domaines magnétiques, 露 доменная картина] ⇒ 磁区, ビッター図形

軸性ベクトル [英 axial vector, 独 axialer Vektor, 仏 vecteur axial, 露 аксиальный вектор] ⇒ ベクトル

軸性ベクトルカレント [英 axial vector current, 露 аксиально-векторный ток] 素粒子の相互作用に現れるカレントの一種。ローレンツ変換の下でベクトルのようにふるまい、空間反転に対して空間成分が符号を変えないカレントを、一般に軸性ベクトルカレントまたは軸性ベクトル流という。フェルミ粒子の場合 $\psi(x)$ とすると、 $\bar{\psi}(x) \gamma_\mu \gamma_5 \psi(x)$ は軸性ベクトルである。弱い相互作用は軸性ベクトルカレントとベクトルカレントによって記述される (⇒ 弱い相互作用)。両者のカレントの交換関係は、閉じた代数系をなす (⇒ カレント代数)。アイソスピンに対応する軸性ベクトルカレント $J_\mu^5(x)$ は保存しないが、その四元発散 $\sum_{\mu=0}^3 \partial J_\mu^5(x) / \partial x_\mu$ は π 中間子の場合に比例すると考えられている (⇒ PCAC)。

軸性ベクトル中間子 [英 axial vector meson, 露 аксиально-векторный мезон] スピンが 1, パリティが正の素粒子。 $A_1(1270)$, $B(1235)$, $H(1190)$, $D(1285)$, $E(1420)$, $Q_1(1280)$, $Q_2(1400)$, $P_c/\chi(3510)$ (括弧内は質量, 単位 MeV/ c^2) は軸性ベクトル中間子と考えられている。

軸継手 [英 coupling, 独 Kopplung, 仏 couplage, 露 муфта сцепления валов] 動力を伝える軸の駆動側と従動側を結合する機械部品。通常は運転中に切り離せないが、切り離すことのできるクラッチを軸継手に含めることもある。継手には 2 軸が完全に一直線となる固定継手、2 軸の十分な心合せを継手内で適当に緩和するたわみ継手、2 軸の軸心がずれて平行なオルダム継手、2 軸の軸心がある角度で交差する自在継手などがある。また駆動側にポンプ、従動側にタービンをもち、この間を循環する流体を介して動力を伝える流体継手も継手としての機能を備えている。これらを具体化して各種継手がつくられているが、2 軸の両端に共通の筒をかぶせてキー止めた筒形継手、フランジ(つば)を両軸端に焼ばめ(あるいは力ばめ)してキー止めた後、フランジ面でボルト結合するフランジ継手などが代表的である。

シグナチャー [英 signature, 露 сигнатура] 素粒子の束縛状態あるいは共鳴状態の角運動量の偶奇性を表す量子数で、レッジェ理論において重要な意味をもつ。シグナチャーは通常 τ で表され、 J を粒子(状態)の角運動量(全スピン)とするとき、中間子族に対しては $\tau = (-1)^J$ 、バリオン族に対しては $\tau = (-1)^{J-1/2}$ と定義される。この量子数の由来はレッジェ極理論において散乱行列を複素角運動量平面に解析接続するため同平面右半平面上の積分を行う際、散乱行列中に現れる因子 $1 \pm (-1)^J$ (バリオンで

は $1 \pm (-1)^{J-1/2}$ を取除き, J = 偶数, 奇数に極をもつ散乱行列を別々に解析接続することによる。すなわちシグナチャー = +1 と -1 の粒子を異なる種族に属するものとみなすわけである。レジャエ極についていえば, 偶シグナチャーの軌跡は $J=0, 2, \dots (J=1/2, 5/2, \dots)$ で極を与え, 奇シグナチャーの軌跡は $J=1, 3, \dots (J=3/2, 7/2, \dots)$ で極を与える (\Rightarrow レジャエ理論)。

シーグバーン, K. Siegbahn, Kai 1918. 4. 20—

スウェーデンの物理学者。ルンドに生れる。父は1924年のノーベル物理学賞受賞者 K. M. G. Siegbahn。ウプサラ大学を1942年に卒業, 1951年までノーベル物理学研究所研究員。ストックホルム工科大学の物理学教授(1951~54年)を経て, 1954年以来ウプサラ大学物理学科主任教授。スウェーデン王立科学アカデミー, 同王立工学アカデミー, アメリカ科学アカデミーなど多数のアカデミーの会員であり, また国際純粋・応用物理学連合の会長も務める。初めは原子核物理学の研究者であり, 放射性同位元素の β 崩壊や内部変換に関する実験的研究を行い, β 線スペクトロメーターの改良など多くの研究業績をあげたが, とりわけ二重集束の高分解能 β 線スペクトロメーターの開発とそれを用いた研究が著名である。1950年頃から, γ 線を鉛箔などに当てて電子を放出させ, その電子のエネルギー分布を測定することによって γ 線の分光特性を調べ始めたが, これが契機になってX線励起による光電子分光の研究に着手した。1950年代中ごろには, β 線スペクトロメーターに関する技術を基盤として高分解能のX線光電子分光装置を開発することに成功。以来, 多数の物質のX線光電子スペクトルを系統的に研究, 物質の元素分析, 状態分析の手段としてX線光電子分光法が極めて有用であることを明らかにして, この方法にESCA(electron spectroscopy for chemical analysisの略)という名称を与えた。また内殻電子の結合エネルギーの精確な数値の集積, 結合エネルギーの化学シフトや光電子スペクトルにおけるピークの形状の物理的意味の解明などに努力し, X線光電子分光法の基礎を確立した(1955~67年)。その後, さらにX線光電子分光装置の分解能の向上, 液体試料のX線光電子スペクトルの測定方法の開発その他の業績をあげている。X線光電子分光法の生みの親, 育ての親ともいふべき存在である。これら一連の業績に対して, 1981年ノーベル物理学賞が授与された。

シーグバーン, K. M. G. Siegbahn, Karl Manne Georg 1886. 12. 3—1978. 9. 24 スウェーデンの実験物理学者。エレブーラの生れ。父 N. R. G. Siegbahn は国立鉄道の駅長。1906年からルンド大学に学び, 1911年論文「磁場の測定」によって博士の学位を受けた。1907年から同大学でJ. R. Rydberg 教授の助手を務め, 講師, 代理教授を経て, 1920年教授となり, 1923年ウプサラ大学教授, 1937年スウェーデン王立科学アカデミーの研究教授になった。

彼は初め, 電気および磁気に関する研究をしていたが, 1912年から1937年にかけては, ほとんどX線分光光学に取組んだ。その目的のために, 彼は種々のX線分光器のほかに, 高性能の真空ポンプおよびX線管を製作, 高度の実験技術を用いて, γ 線から紫外線にわたる広い範囲で, X線の波長, エネルギーの精密な測定を行った。こうして彼は, 従来知られていたK系, L系のほかに, M系, N系のスペクトル線を発見, X線分光光学の完全ともいえるデータを集成し, その解析によって, 原子内電子の

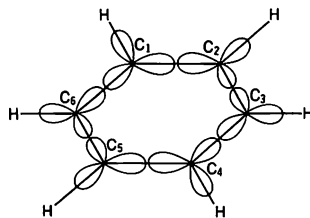
エネルギー準位を確定, 原子物理学の発展に大きな貢献をした。「X線分光光学における発見と研究」に対して, 彼は1924年ノーベル物理学賞を受けた。なお, 結晶の格子定数の測定, X単位についての提案, 原子の化学結合がX線スペクトルに及ぼす影響, 結晶中のX線の屈折などX線分光光学の研究を続けていたが, 後, 核物理学の領域に入り, 研究所の指導者として活発な研究活動を展開した。1924年 *Spektroskopie der Röntgenstrahlen* を出版, 1924年に英訳, 1931年に大幅な改訂版が出ている。

Siegbahn の子息のひとり, Kai Siegbahn は, 1954年以来, かつて父の占めていたウプサラ大学の物理学教授の席につき, スウェーデン物理学の指導的立場にあり, 1981年ノーベル物理学賞を受けた。父子二代の受賞である。

軸比 = 軸率

軸ベクトル流 = 軸性ベクトルカレント

σ 軌道(関数) [英 σ orbital, 独 σ -Orbital, 仏 orbitale σ , 露 σ -орбиталь] 二原子分子または直線分子の場合, 結合軸のまわりの回転に対して形を変えない軌道, すなわち角運動量の分子軸方向の成分の大きさが0の軌道を σ 軌道とよぶ。 σ 軌道にはスピンによる縮退以外には一般に縮退がない。等核二原子分子の場合はさらに2原子の中心に関する反転で対称な場合と反対称な場合があって, 前者を σ_g (gerade)軌道, 後者を σ_u (ungerade)軌道という。水素分子の結合性 σ 軌道は σ_g , 反結合性 σ 軌道は σ_u である。これらはH原子の1s原子軌道の一次結合で近似できるので, それぞれに σ_{1s} , σ_{u1s} の記号が使われる。二原子分子や直線分子ではなく共役炭化水素のような平面分子を考えると, σ 軌道とは分子平面に沿って分布する軌道の総称となる。図は, ベンゼンの各炭素原子に中心をおく sp^2 混成軌道が σ 軌道をつくるようである。一般の多原子分子においても, それぞれの結合ごとに二原子分子のように考えて σ 軌道ということが多い。



σ 結合 [英 σ -bond, 独 σ -Bindung, 仏 liaison σ , 露 σ -связь] σ 軌道を占める電子によって化学結合が形成されるとき, これを σ 結合とよぶ。例として飽和炭化水素であるエタン(CH_3-CH_3)を考えてみる。それぞれの炭素原子に中心をおく sp^3 混成軌道と各水素原子に中心をおくs軌道を使って原子価結合法を用いると, C—C, C—H間に局在した σ 結合を取扱うことができる。分子軌道法を使うと, 分子軌道はそれぞれの結合に局在しないので分子全体に広がっている。しかし分子軌道に適当なユニタリ変換(\Rightarrow 等価軌道)を行えば, 電子を2個ずつもち, 古典的な化学結合に局在する σ 軌道の組に(近似的に)分けられることができる。飽和炭化水素 $\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$ を n 個の基底状態のCと $2n+2$ 個の基底状態のHに分解するために必要なエネルギー D_0 (解離エネルギー)は分子内のすべての結合についての結合エネルギーの和, $D_0 = (n-1)E_{\text{C-C}} + (2n+2)E_{\text{C-H}}$ で近似できる。ここで $E_{\text{C-C}}$ はC—C, $E_{\text{C-H}}$ はC—Hの結

合エネルギーであって、 $E_{C-C}=622.6\text{ kJ}$ 、 $E_{C-H}=358.0\text{ kJ}$ である。エタンの場合を例にすると、 $E_{C-C}+6E_{C-H}=2410\text{ kJ}$ となり、エタンの全結合エネルギーの実測値 2420 kJ をよく再現する(⇒電子対結合法)。

シグマ効果 [英 Sigma effect, 独 Sigma-Effekt] ある種のサベンジョンやコロイド溶液を毛細管に通して粘性率を測定しようとするとき、ポアズイユの法則が成立せず、見かけ上、粘性率が毛細管の内径に依存するという現象。管半径を小さくすると見かけの粘性率も小さくなる。もともと血液について見いだされた現象である。この現象の原因は、普通、粒子が管断面にわたって一様に分布しておらず、管壁に接するところで粒子濃度が著しく低下するためとみられている。血液の流れでいえば、血管壁に接して赤血球のほとんどが存在しない薄い層(血漿層)ができ、血液全体としては、見かけ上、粘性率が減少し細い血管を流れやすくなる、普通、粒子が管断面にわたって一様に分布している原因についても理論的な研究は十分になされていない。

Σ状態 [英 Σ state, 独 Σ Zustände, 仏 état Σ, 露 Σ-состояние] 直線分子においては電子の全軌道角運動量の分子軸方向の成分 L_z は保存される。 L_z の大きさを $\Lambda\hbar$ ($\Lambda=h/2\pi$, h はプランク定数) とする。 Λ が 0 である電子状態を Σ 状態という。遊離基のような特殊な分子を除いて、ほとんどの直線分子の基底状態は Σ 状態である。Σ 状態には分子軸を含む面に関する鏡映によって電子状態の波動関数が符号を変えないときと、変えるときとがある。前者を Σ⁺ 状態、後者を Σ⁻ 状態という。さらに、分子軸の中心に関して左右対称な直線分子は、その中心についての反転対称性をもっており、反転操作により波動関数が符号を変えないときを偶状態、符号を変えるときを奇状態といい、それぞれを Σ⁺ 状態では Σ_g あるいは Σ_u と下に添字 g または u をつけて表す。酸素分子 O_2 の基底状態を例にとれば、これは ${}^3\Sigma_g^-$ 状態である。これに対応する電子配置は $(\sigma_{1g})^2(\sigma_{1u})^2(\sigma_{2g})^2(\sigma_{2u})^2(\sigma_{3g})^2(\pi_u)^2(\pi_u)^2(\pi_g^*)^2(\pi_g^*)^2$ である。このうち閉殻の部分を除いて、最外殻にある 2 個の電子によつてのみ対称性が決る。この 2 個の電子のスピンのよつて三重項状態がつくられるときの方がエネルギーが低い。三重項状態を表すスピン関数は電子の交換に対して対称である。したがって、スピンを含めた電子状態が反対称であるためには、軌道部分が電子の交換に対して反対称でなくてはならない。そこで、その軌道関数を $[\pi_g^*(1)\pi_g^*(2)-\pi_g^*(2)\pi_g^*(1)]/\sqrt{2}$ と表すことにする。ここで、 π_g^* , π_u^* はそれぞれの軌道角運動量の分子軸方向の成分 l_z の値が、 g および $-g$ である軌道関数である。 $L_z=l_z(1)+l_z(2)$ と書けるので、上記の状態ではその値は 0 となる。分子軸を含む面に関する鏡映で、 π_g^* は π_g に、 π_u^* は π_u になるので、上記の状態は全体として ${}^3\Sigma_g^-$ 状態である。

σ 電子 [英 σ-electron, 独 σ-Elektron, 仏 électron σ, 露 σ-электрон] σ 軌道(関数)によって表される状態にある電子のことである。σ 軌道の対称性から見て、分子の結合軸方向あるいは分子面に大きな密度をもって分布する。各原子の閉殻電子、分子の骨格をつくる結合に寄与しそこに局在する電子、孤立電子対などに分類される。σ 電子は一般に極めて安定であるから、σ 電子の励起、電離には紫外線またはそれより短い波長の電磁波が必要である(⇒σ 軌道, σ 結合)。

σ-π 相互作用 [英 σ-π interaction, 仏 interaction σ-π, 露 взаимодействие σ-π] 共役炭化水素などの分

子で、電子を σ 電子と π 電子に分け、σ 電子の方は電子配置を固定しておき、π 電子の方でいろいろな電子配置を考えてスペクトルなどを説明する理論が π 電子理論である。この理論においては、σ 電子は π 電子の動き回る舞台のいわば背景の一部にしかすぎない。実際には π 電子が動けば、それに応じて σ 電子も動くはずであり、σ 電子と π 電子の間には、平均的、静的な相互作用のほか、時々刻々に変化する相互作用がある。この後の意味での相互作用のことを σ-π 相互作用という。σ-π 相互作用をきちんと取り入れるためには、分子に含まれる電子を全部考え、また π 電子と σ 電子の数の比率まで変えて多くの電子配置を取り入れる必要がある。σ-π 相互作用の影響は、スペクトル線の説明をするときに、無視できるほど小さいものではないと予想される。

共役炭化水素のラジカルやイオンラジカルに見られるスピン分極も σ-π 相互作用のひとつの現れとして説明される。π 軌道にあるスピン上向き(の)対電子は、上向きスピンの σ 電子との間に交換積分をもつが、下向きスピンの σ 電子との間にはそれが無い。したがってスピン上向きの π 電子はスピン上向きの σ 軌道とスピン下向きの σ 軌道に異なる影響を与えることになり、スピンを対にして電子を 2 つ同じ σ 軌道に入れるという描像は正しくない。またこのため σ 電子のスピン密度が 0 にならずスピン分極の原因となる(⇒交換分極)。

Σ ハイパー核 [英 Σ-hypernucleus, 仏 hypernoyau Σ, 露 Σ-гиперядро] ⇒ ハイパー核

σ 模型 [英 σ model, 仏 modèle σ, 露 σ-модель] 場の理論または格子模型において、基本的な変数が N 成分の実スカラー場 $\phi_i(x)$ ($i=1, 2, \dots, N$) であって、ラグランジアンまたはハミルトニアンの全体またはその主要部分が、 ϕ_i の N 次元直交行列 R_{ij} による変換

$$\phi_i(x) \rightarrow \sum_{j=1}^N R_{ij} \phi_j(x)$$

に対して不変に保たれるものをいう。σ 模型には線形 σ 模型と非線形 σ 模型があるが、後者は $\sum_{i=1}^N \phi_i(x)^2 = 1$ という制限が加えられた場合、前者はそのような制限がない場合である。

歴史的には最初、素粒子論において π 中間子と核子の系の強い相互作用に対する模型として考えられた。この模型はカイラル対称性(⇒カイラルダイナミクス)を保つために、3 個の π 中間子に付随させてさらにもう 1 個のスカラー粒子(σ 粒子という)の場を導入し、全体として 4 個の場がカイラル変換(⇒カイラルダイナミクス)と同等な四次元直交変換を受けるようになっている。σ 模型は現在では強い相互作用に対する模型としてよりも、一般に場の理論や格子模型の構造を調べるためや、新しい近似法を試すための典型的な例として用いられることが多い。

Σ-Λ 転換 [英 Σ-Λ conversion, 仏 conversion Σ-Λ, 露 Σ-Λ конверсия] Λ 粒子あるいは Σ 粒子と核子 N との二体系の間の組替え反応 $\Lambda N \leftrightarrow \Sigma N$ を、Σ-Λ 転換という。このような転換が興味をもたれるのは次のような理由からである。Λ ハイパー核における Λ の結合エネルギーは、重い原子核で 30 MeV 程度である。Λ-N 散乱の散乱振幅を用いて、この結合エネルギーを概算してみると、30 MeV よりかなり大きい値が得られる。この食違いを説明する可能性として、Σ-Λ 転換が Λ-N 弾性散乱に影響し、

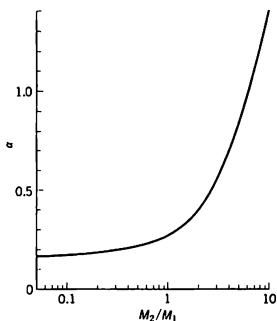
これが自由な Λ -N 系と、核内の Λ -N 系で異なることが考えられる。このように、 Σ - Λ 転換が間接的にハイパー核内の Λ の結合エネルギーに影響しうる。

Σ 粒子 [英 Σ particles, 仏 $\text{particule } \Sigma$, 露 Σ -частица] バリオン的一种。スピン $1/2$, アイソスピン 1 , 奇妙さ -1 。正電荷の Σ^+ , 中性の Σ^0 , 負電荷の Σ^- の 3 種類がある。 Σ^+ の性質は質量 $1189.36 \text{ MeV}/c^2$, 寿命 $0.800 \times 10^{-10} \text{ s}$, 主な崩壊 $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0, n\pi^+$ 。 Σ^0 の性質は質量 $1192.46 \text{ MeV}/c^2$, 寿命 $5.8 \times 10^{-20} \text{ s}$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$ に崩壊。 Σ^- の性質, 質量 $1197.34 \text{ MeV}/c^2$, 寿命 $1.482 \times 10^{-10} \text{ s}$, 主な崩壊 $\Sigma^- \rightarrow n\pi^-$ 。 Σ^0 の崩壊は電磁相互作用であるので短寿命。 Σ^+ は弱い相互作用でのみ崩壊する。 $\Delta Q = \Delta Y$ 則 (両辺のバリオン数の電荷と超電荷の変化に関する規則) から $\Sigma^+ \rightarrow n e^+ \nu$ が禁止であることを注意しておく。クォーク模型では, $\Sigma^+ = uus$, $\Sigma^0 = uds$, $\Sigma^- = dds$ 。

シグムントの理論 [英 Sigmund's theory, 仏 $\text{théorie de Sigmund}$, 露 теория Сигмунда] イオン照射によるスパッタリング収量, すなわち, イオン 1 個当り放出される固体原子の数が, イオンと原子の弾性衝突により, 固体の表面近傍に付与されたエネルギーに比例するという。1969 年 P. Sigmund は線形ボルツマン方程式を解くことによりこれを理論的に示した。固体にイオンを照射すると, イオン・原子の弾性衝突の結果, 衝突カスケードが発達する。付与されたエネルギーに比例して発達した表面近傍のカスケード内の反跳原子のうち, 表面結合エネルギーに打勝った原子が真空中に飛出すというモデルを用いて, 収量が計算できる。すなわち, シグムントの理論によれば, イオンを垂直に入射した場合のスパッタリング収量 Y は

$$Y = 0.042 \frac{\alpha(M_2/M_1)S_n(E)}{U_s}$$

で与えられる。 α は図に示すように, 入射イオンの質量



M_1 と標的原子の質量 M_2 の比 M_2/M_1 のみで決まる定数で, $S_n(E)$ は弾性衝突による阻止断面積 (\Rightarrow 核的阻止能) で, $\text{eV} \cdot \text{\AA}^2$ の単位を表す。 U_s は固体表面における原子の結合の強さを表す表面結合エネルギーで, 通常, 昇華エネルギー [eV] が使われる。このシグムントの式において, $\alpha(M_2/M_1)S_n(E)$ は表面に付与されたエネルギーを意味している。この公式を用いて, スパッタリング収量の入射エネルギー依存性が, 入射イオンと標準物質の種々の組合せについて統一的に説明できるようになった。

軸率 [英 axial ratio, 独 Achsenverhältnis, 仏 rapport des longueurs unitaires, 露 отношение осевых единиц] 結晶の格子定数 a_0, b_0, c_0 [\AA] の絶対測定が X 線回

折により可能となる以前は, 相対比 $a_0:b_0:c_0$ が推定できるのみであった。斜方晶系などでは b_0 が最大の格子定数であるから, これで規格化した $a_0/b_0:1:c_0/b_0$ を軸率とよんでいる (軸比ともいう)。結晶の形態の対称性および大きく発達している結晶面は低指数の面であるというブラベの法則などを考慮し, 結晶面に面指数をつづつものあうように配当する。こうして, X 線回折を用いずに, ほぼ正確な軸率 $a_0/b_0:1:c_0/b_0$, および, 結晶軸間の角度 α, β, γ を推定することができた。

軸流ポンプ [英 axial flow pump, 仏 pompe à courant axial, 露 осевой насос] プロペラ形の羽根車の回転によって, 液体を回転軸方向に送り出すようなポンプ。渦巻ポンプ (輻流ポンプ, 遠心ポンプ) のように, 液体を回転軸に直角な方向に送り出すポンプに比べて構造が簡単で, しかも小型化 (約半分の体積) できることが特徴である。また, 揚程 (ポンプで得られる液体の吐出圧力) が変わっても, 効率率はあまり低下しないので, 可変揚程の場合に適している。

時系列解析 [英 time series analysis, 仏 analyse de série du temps, 露 анализ временного ряда] 時刻 t の経過に伴って観測される数値の系列を時系列といい, その統計的解析を総称して時系列解析という。時刻 t は数値処理の都合上離散的であって特殊な例外を除き等間隔にとられることが多い。連続観測系列はサンプリングにより離散化される。一般のデータ解析の場合と同様に, 解析のアプローチのしかたは, 事前情報の程度や目的に応じて変化する (\Rightarrow 統計的方法)。簡単なモデルを用いたデータの要約記述や, 推定されたモデルを用いる予測・系の制御が時系列解析の主な目的であるが, 経済現象や自然現象を扱う場合には, 周期性や趨勢 (trend) を抽出することが重要な課題であり, 大量のしかもばらつきの大きな系列を扱う場合には, なんらかの方法で平滑化を行い, 大まかな変動のパターンを探索的にとらえることがまず必要になる。

統計的推測の立場では, 時系列 $\{X_t\}$ はある確率過程 (モデルともいう) の実現値とみなされる。標本は引き続き n 時点での観測という形態で得られ繰返しはない場合が多い。解析の目的は, 対象とする現象の確率法則あるいはモデルを定めるパラメーター (母数) の推定および仮説検定に帰着される。

(1) 定常性: 対応するモデルが弱定常である時系列を定常という。弱定常過程の特性は平均 $\mu = E(X_t)$, 自己共分散 $r_s = E\{(X_t - \mu)(X_{t+s} - \mu)\}$, あるいはそれと同等な表現であるスペクトル密度関数 $f(\lambda)$ に要約される。

$$f(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \sum_{s=-\infty}^{\infty} r_s e^{-i\lambda s}, \quad r_s = \int_{-\pi}^{\pi} e^{i\lambda s} f(\lambda) d\lambda$$

$\rho_s = r_s/r_0$ を自己相関係数という (\Rightarrow 定常過程)。

(2) 有限母数モデル: スペクトル密度関数が有限個の母数 $\theta = (\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_k)$, σ^2 を含む与えられた関数形 $\sigma^2 f(\lambda)$; θ で表現されるモデルを有限母数モデルという。有型型スペクトル

$$f(\lambda; a_1, \dots, a_p, b_1, \dots, b_q; \sigma^2) = \frac{\sigma^2 |\Psi(e^{i\lambda})|^2}{2\pi |\Phi(e^{i\lambda})|^2}$$

が代表的である。ただし $\Psi(z) = 1 + b_1 z + \dots + b_q z^q$, $\Phi(z) = 1 + a_1 z + \dots + a_p z^p$ である。これを次数 (p, q) の自己回帰移動平均 (autoregressive moving-average) モデルといい, ししば ARMA (p, q) と略記する。 $\{X_t\}$ を ARMA (p, q) とするとある白色雑音 $\{\varepsilon_t\}$ が存在して次の関係式を満足す

る。

$$\sum_{i=0}^p a_i X_{t-i} = \sum_{i=0}^q b_i \varepsilon_{t-i} \quad (a_0 = b_0 = 1)$$

$\Psi(z)$ ($\Phi(z)$) の零点がすべて単位円外にあるときモデルは可逆 (invertible) (定常 (stationary)) であるという。可逆性, 定常性は予測に関連して重要な概念である。

(3) 定常時系列の推測論: 平均 μ , 自己共分散 r_s , 自己相関係数 ρ_s は時系列 $\{X_n, t=1, 2, \dots, n\}$ に基づきそれぞれ $\bar{X} = \sum_{i=1}^n X_i/n$, $C_s = \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})(X_{i+s} - \bar{X})/n$, $R_s = C_s/C_0$ ($s=0, 1, \dots$) によって推定される。 R_s の S に対するプロットをコレログラムという。ゆるい仮定のもとでこれらはすべて一致推定量であり, $n \rightarrow \infty$ のとき $E(\bar{X}) \rightarrow \mu$, $E(R_s) \rightarrow \rho_s$, $nV(\bar{X}) \rightarrow \sum_{u=-\infty}^{\infty} r_u$, $nV(R_s) \rightarrow \sum_{u=-\infty}^{\infty} \{\rho_u^2 + \rho_{u+s}\rho_{u-s} - 4\rho_s\rho_u\rho_{u-s} + 2\rho_s^2\rho_u^2\}$ などが知られている。

時系列の周期変動の特徴はビリオドグラム $I_n(\lambda) = (2/n) \left| \sum_{i=1}^n X_i e^{i\lambda i} \right|^2$ に要約される。関係式 $E\{I_n(\lambda)/(4\pi)\} \approx f(\lambda)$ はスペクトル密度関数の推定に利用できる。ただし $V(I_n(\lambda))$ は $n \rightarrow \infty$ としても 0 に収束せず $I_n(\lambda)/(4\pi)$ は一致性をもたない。そこで $\int_{-\infty}^{\infty} k(\nu) d\nu = 1$, $\int_{-\infty}^{\infty} \{k(\nu)\}^2 d\nu < \infty$ なる適当な関数 $k(\nu)$ と $\lim_{n \rightarrow \infty} b_n = 0$, $\lim_{n \rightarrow \infty} nb_n = \infty$ なる適当な数列 $\{b_n\}$ を用い, $W_n(\nu) = k(b_n\nu)$ とおき

$$\hat{f}_n(\lambda) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} I_n(\nu) W_n(\lambda - \nu) d\nu$$

とする。 $f(\lambda)$ の連続点で $n \rightarrow \infty$ のとき $E\{\hat{f}_n(\lambda)\} \rightarrow f(\lambda)$, $V\{\hat{f}_n(\lambda)\} \rightarrow 0$, すなわち $\hat{f}_n(\lambda)$ は $f(\lambda)$ の推定量として一致性をもつ。 $W_n(\nu)$ をウィンドウとよび, 現在までさまざまな関数型が提唱されている。

有限母数モデルで母数の推定量 $\hat{\theta}$ は一般に次の量の θ に関する最小化によって求められる。

$$Q_n(\theta) = \sum_{j=1}^n \frac{I_n(\lambda_j)}{f(\lambda_j; \theta)}, \quad \lambda_j = \frac{2\pi j}{n} \quad (j=1, 2, \dots, n)$$

また $\sigma^2 = \sigma^2 = Q_n(\hat{\theta})/n$ で推定される。

(4) 趨勢解析: モデルの確率分布を規定する諸量が時刻に伴って変化するとき時系列は非定常であるという。特に平均 $E(X_t) = \mu_t$ が変化するとき時系列は趨勢をもつという。趨勢の最も簡単な推定量は $\hat{\mu}_t = (1/(2k+1)) \sum_{s=-k}^k X_{t+s}$

である。 μ_t が時刻 t の近傍で局所的に t の一次式で表されるならば, これは μ_t のよい推定値を与える。一般に

$$\hat{\mu}_t = \sum_{s=-k}^k c_s X_{t+s}, \quad \sum_{s=-k}^k c_s = 1, \quad c_s = c_{-s}$$

による推定を移動平均法という。係数 $\{c_s\}$ および項数 $(2k+1)$ は趨勢の局所的な変動の様子に応じて種々用いられる。また, 探索的データ解析の立場から, 外れ値 (outlier) にあまり影響されない移動メディアン (running-median) を用いて趨勢を抽出する方法も提案されている。

一方, 次のように, 趨勢に適当な関数形を仮定する場合もある。

$$\mu_t = \sum_{j=1}^p a_j \varphi_j(t)$$

ただし $\varphi_j(t)$ は既知関数, a_j は未知母数である。 $X_t - \mu_t$ が互いに無相関であるか, または弱定常過程であってその自己相関係数が既知であれば, 問題は通常の回帰分析に帰

着する。

シーゲルトの定理 [英 Siegiert's theorem, 仏 théorème de Siegiert, 露 теорема Сийгерта] 原子核における電磁遷移 (\Rightarrow 電磁遷移, 電磁多極子モーメント) に用いる演算子のうち, 電氣的多極子モーメントとクーロン多極子モーメントとの間の関係式をいう。電氣的多極子モーメントには, 陽子と中性子の電流のほかに核子間に交換される π 中間子の電流が重要な役割を果たす。原子核内における電流の源が電荷の時間的変化であることを利用して, 電氣的多極子モーメントとクーロン多極子モーメントを表すことができる。クーロン多極子モーメントに現れる電荷分布を単に陽子の電荷分布で記述しても, 中間子の電流の寄与の大部分が考慮されることになる。これがシーゲルトの定理の重要な点である。

次元 [英 dimension, 独 Dimension, 露 размерность]

[1] 数学での次元: 線形空間の中に n 個の一次独立なベクトルが存在し, しかも $(n+1)$ 個以上の一次独立なベクトルが存在しないとき, この線形空間は n 次元であるという。零ベクトルだけから成る空間の次元は 0 である。一般のベクトル空間では一次独立なベクトルがいくつでも選べるものがある。このようなものは無限次元であるという。

[2] 物理学での次元 (物理学的次元): 物理学に現れる方程式や関係式は, 一般に 3 つ以上の物理量の間の関係を与える。したがって, いくつかの物理量を基本にとってそのほかの物理量を表すことができる。物理学では, 次元は一般の物理量と基本的な物理量の関係を示す概念として使われている。基本的な量として何を選ぶかは自由であるが, 実用的に最も便利なものとして, 普通は, 長さ L , 質量 M , 時間 T などが選ばれている。そうすると, 任意の物理量 W は, w を数係数として,

$$W = w L^a M^b T^c \dots$$

と表される。このとき W の次元 $[W]$ は, $[L^a M^b T^c \dots]$ であるといふ。 $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ のことを基本量 L, M, T, \dots に関する次元という。 $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ は物理量の間の関係式を用いて決めることができる。たとえば

$$[\text{速度}] = \frac{[\text{長さ}]}{[\text{時間}]} = [LT^{-1}]$$

$$[\text{加速度}] = \frac{[\text{速度}]}{[\text{時間}]} = [LT^{-2}]$$

であり, さらにニュートンの運動方程式を用いて

$$[\text{力}] = [\text{質量}] \times [\text{加速度}] = [LMT^{-2}]$$

となる。平面角や立体角は次元をもたない無次元量である。また, W の数係数 w が 1 となるような単位系は, コヒーレントであるという (\Rightarrow コヒーレント単位系)。

次元解析 [英 dimensional analysis, 独 Dimensionanalyse, 仏 analyse dimensionnelle, 露 размерный анализ]

物理学における法則を表す数式は, その数式的なかに現れる物理量の単位の選びかたに無関係に成立する。したがって, その数式や方程式の両辺は同じ次元をもたなければならない。これを同次元の法則または物理方程式の次元の斉次性の原理という。逆にこの性質を利用して, 物理量の間の未知の関係を推測したり, 物理的問題の解の妥当性を検証したりすることができる。これを次元解析という。たとえば, 粘性係数 η の流体中を半径 a の球が速度 v で運動するときに受ける抵抗 F が, $F = c\eta a^3 v$ と表されることが

わかっているとき、両辺の諸量の次元、 $[F]=[LMT^{-2}]$ 、 $[\eta]=[L^{-1}MT^{-1}]$ 、 $[a]=[L]$ 、 $[v]=[LT^{-1}]$ を代入して比較すれば、 $\alpha=\beta=\gamma=1$ となり、ストークスの法則 $F=c\eta av$ が得られる。ここで数係数 $c(=6\pi)$ を決めることはできない。上記のように、次元を未知数とする方程式を次元方程式という。力学の範囲では、基本量として、 L, M, T の3つをとるので、次元解析によって法則の形が求められるのは、方程式に含まれる物理量が4個以下の場合に限られる。一般に、物理量 $W_1, W_2, W_3, \dots, W_n$ を含む $f(W_1, W_2, \dots, W_n)=0$ のような形の法則を決めることはできないが、この場合でも、 W_1, W_2, \dots, W_n の関数である無次元の量 $\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-m}$ ($m \leq$ 基本量の数) を用いて、上式から、 $g(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-m})=0$ という関数関係を導くことができる。これをバッキンガムの π 定理という。次元解析はとくに流体力学の発展に有効であった。

シーケンス [英 sequence, 独 Sequenz, 仏 séquence, 露 последовательность] 分子スペクトルでは、電子項遷移に伴って多数のバンドが観測されるが、それらのうち、その遷移に関係する上および下の振動単位の振動量子数 v' と v'' の差 ($\Delta v=v'-v''$) が一定のバンドの集合をシーケンスという。デランドル表では、各シーケンスに属するバンドが表の左上から右下へ向かう対角線に平行な線上に並ぶので、時には対角グループとよばれることもある。 Δv の値に従って、 $\Delta v=0$ シーケンス、 $\Delta v=1$ シーケンス、 $\Delta v=-1$ シーケンスなどとよばれる。1つのシーケンスの中のバンドは、上の振動単位の間隔と、下の振動単位の間隔がほとんど同じであれば、非常に接近して現れる。逆にそれぞれの振動単位の間隔が大きく違っていれば、シーケンスの中のバンドの間隔も大きい。一般に上下の振動単位の間隔はそれほど大きく違わないので、1つのシーケンス中のバンドは比較的接近して現れるのが普通である。また $\Delta v=0$ シーケンスは主シーケンスともよばれる(⇒分子スペクトル)。

シーケンス制御 [英 sequential control, 独 Folgesteuerung, 仏 commande séquentielle, 露 программное управление] 開ループ制御系に属する制御方式のひとつで、一連の自動的な操作をあらかじめ決めておき、その順序に従って各操作を逐次進行させていく。操作を次の段階に進める条件は、タイマーによる時間的な判断、あるいはシステムの状態から論理的に与えられる指示による。したがって、原理的にはスイッチの開閉のような不連続な制御命令だけで制御するので、制御そのものはそれほど複雑ではない。しかし系全体を有機的に動かすための作業命令のうえかたおよびその命令を処理する系に複雑な問題が含まれることが多い。これらは電子計算機の自動制御への導入により解決され、より高度な制御方式へと発展している。

次元正則化法 [英 dimensional regularization, 仏 régularisation dimensionnelle, 露 размерная регуляризация] ⇒ 正則化法

次元方程式 [英 dimensional equation, 独 Dimensionsgleichung, 仏 équation de dimension, 露 размерностное уравнение] ⇒ 次元解析

自己位相変調 [英 self-phase modulation, 仏 modulation d'auto-phase, 露 фазовая самомодуляция] 媒質の屈折率が、そこを通る光の強度に依存する場合には、光の位相速度も強度によって異なることになる。光強度が変化している部分では波面の間隔が変り、その結果、光の周波

数が変調を受ける。これを自己位相変調という。自己集束が光束の半径方向に受ける影響であるのに対して、自己位相変調は同じ原因によって光束が進行方向に受ける影響といえる。変調を受ける大きさは光の強度変化の大きさに比例しているから、モード同期レーザー光のように短いパルス光では、通常の光学材料中でも大きな変調を受け、光のスペクトルが広がる。自己位相変調がさらに進行すると、光パルスの形自体が変形するようになり、屈折率の光強度依存性が正の場合、光パルスのうしろ側が急峻になる。

自己インダクタンス [英 self-inductance, 独 Selbstinduktivität, 仏 auto-inductance, 露 самондуктивность] 閉回路に電流 I が流れていて、この回路自身を、電流 I のつくる磁束 Φ が貫いているとき、 Φ は I に比例する。この比例係数 $L=\Phi/I$ を自己インダクタンスという。単位(SI)は H (ヘンリー)。回路自身の変形がなく、また他の電流のつくる磁束がないときには、電流 I の変化による自己誘導起電力は $-L(dI/dt)$ で与えられる。空間が透磁率 μ の物質(真空の時は $\mu=\mu_0$)で満たされているとき、自己インダクタンスの値は、回路に沿っての二重積分

$$\frac{\mu}{4\pi} \oint \oint \frac{dr \cdot dr'}{|r-r'|}$$

で与えられる。

時効 [英 aging, 独 Alterung, 仏 vieillissement, 露 старение] 高温から低い温度(常温など)に急冷された合金は、低温における熱力学的平衡状態にまで到達していない場合がある。これを長時間その低い温度に保持している間に原子の拡散などによりしだいに熱力学的平衡状態に近づき、それに伴い合金の機械的あるいは物理的性質の経時変化を生ずる。これを時効という。予びずみを与えた低炭素鋼は、焼なまし状態と違って上降伏点および下降伏点が現れないが、室温においても長時間放置すれば刃状転位への C 原子あるいは N 原子の拡散によって転位の動きが固着され、これらの降伏点が顕著に現れるようになる。これを、ひずみ時効という。

高温で固溶体、低温では二相合金となる合金を高温から急冷すれば、過飽和の固溶体となるが、これを低温においても長時間放置すれば、準安定な第二相の微細な析出を生じ、この微細な分散相がこの合金を硬化させる。これを時効硬化という。さらに時効が進行して第二相粒子の寸法および間隔の増加が生じる場合、これを過時効といい、軟化する。アルミニウム合金、ある種の鋼、ニッケルを母材とする超合金およびチタン合金などは、時効硬化により強度を向上させている。なお、合金に限らずガラスなど非晶質についても、時効という用語が同様な意味で用いられることがある。

指向(性)係数 [英 directivity factor, 独 Richtungs-faktor, 仏 facteur de directivité, 露 коэффициент направленности] 指向係数は、音源の指向性を数値で表示するもので、音響出力(パワーレベル)の等しい無指向性の音源に置換えたときの音の強さを基準にし、各方向の強さを比で表したものである。記号には Q が使われる。無指向性音源の場合には、全方向について指向係数は1になる(⇒指向指数)。

時効硬化 [英 age-hardening, 独 Aushärtung, 仏 durcissement par vieillissement, 露 упрочнение при старении] ⇒ 時効

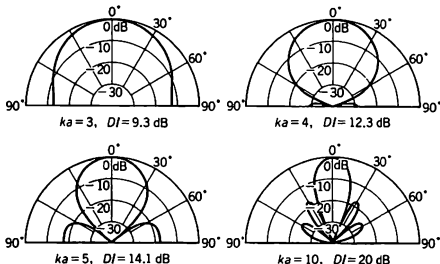
試行錯誤法 [英 trial and error method, 独 Versuch-

und-Irrtumsverfahren, 仏 méthode d'essai et d'erreur, 露 метод проб и ошибок]

[1] 手さぐり法ともいわれ, 元来, 動物心理学で用いられた概念である。問題の解法がよくわからないときに用いられる方法の1つで, まず任意の方法で試みて成功しない場合, その結果を参考にして改良した別の方法を試みる。この方法を繰返して, 最後に正しい解法を見いだす学習過程をいう。最近では, いくつかのパラメーターを含む式を用いて実験結果と合うように, パラメーターの値を決めるときに, 試行錯誤法を利用することが多い。初めパラメーターに適当と考えられる値を入れて, 理論値を計算し, 実験結果とのずれ(偏差)を計算する。このずれがだんだん小さくなるようパラメーターの値を変えて繰返し計算し, 最後に正しいパラメーターの値を得る。計算機が発達して, この方法が自動的に遂行されるプログラムができてから, 試行錯誤法は極めて有用となった。

[2] 簡単な構造をもつ結晶の解析において, 結晶の物理的性質, 単位胞の大きさ, 対称, 単位胞中の原子や分子の数などを基礎にして構造化学的, 結晶学的に合理的なモデルをつくり, 結晶構造因子を計算して実験値と比較し, モデルの良否を検討するという手順で解析を行う方法をいう。特別に強い回折線があればそれは有力な手がかりになる。近年は直接法や重原子置換法がもっぱら用いられ, 試行錯誤法はほとんど用いられなくなった。ただし繊維高分子そのほか一般に観測値の数が少ない物質の構造解析には現在でもやはりこの方法が最有力な方法である。近年, この方法の理論的發展として電子計算機を用いて, 適当なモデルを構築し, ファン・デル・ワールス力, 水素結合, 静電相互作用などを考慮したポテンシャルエネルギーの計算を行い, 可能性の高い構造モデルを系統的に探すという方法が試みられるようになった。構造単位が与えられたときに可能な構造の数があまり多くない場合には有力な新しい方法である。

指向指数 [英 directivity index, 独 Richtungsmaß, 仏 indice de directivité, 露 индекс направленности] 指向係数 Q から, $DI = 10 \log Q [\text{dB}]$ で求められる値。指向指数は, 音源の指向性を含めた音響計算をデシベル単位で行うときに使われる。無指向性音源については, 指向指数 $DI = 0 \text{ dB}$ になる。無限大バツフル中で振動する半径 a の円形ピストン音源による指向性と中心軸上 (0° 方向) の DI の値の例を図に示す。ここで, 音波長を λ とすると, $ka = 2\pi a/\lambda$ である。



思考実験 [英 thought experiment, 独 Gedankenexperiment, 仏 expérience imaginaire, 露 мысленный эксперимент] 実験装置や実験条件を設定して, そこで起ると考えられる現象を理論に基づいて考察すること。実

験条件をどのように設定するかは, その考察の目的によって異なってくる。思考実験の多くは, 実験条件のうち, 現象の追求に重要でない条件を無視して, 理想化された極限を考える場合で, 具体的実験条件に制約されず, かつ実験誤差を伴わないので, 物理的概念や物理量を定義したり, 理論体系をつくるのに有用である。W. K. Heisenberg が不確定性原理を説明するのに用いた γ 線顕微鏡の思考実験は有名である。また, 摩擦や空気の抵抗などを無視して質点の運動を論ずるのもこの種の思考実験の例である。もうひとつの思考実験のタイプは, 実験計画の立案に用いられるもので, 実験装置の精度や現実の実験条件をできるだけ忠実に取入れた上, 理論的考察を加えて, 実験の結果を予想し, 必要な精度の実験装置を設計するための思考実験である。この種の計算のことをしばしばシミュレーションとよんでいる。

指向性マイクロホン [英 directional microphone, 独 Richtmikrofon, 仏 microphone unidirectionnel, 露 направленный звук] \Rightarrow マイクロホン

自己エネルギー [英 self-energy, 独 Selbstenergie, 仏 auto-énergie, 露 собственная энергия] 粒子が自身自身のつくり出す場との相互作用によって生じるエネルギー。マクスウェルの電磁気学によれば, 電荷 e_A の粒子(ここでは電子を例にとる)のもっている電気的エネルギー U は $(1/2)e_A\phi_A$ で与えられる。ここに ϕ_A はこの粒子の位置における場のポテンシャルの値である。この ϕ_A の中にはこの粒子の電荷 e_A のつくる場 ϕ_{self} を含んでいる。ところがこの値は無限大である。

$$\phi_{\text{self}} = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{e_A}{4\pi r}$$

これを自己エネルギーの発散の困難という。電子を半径 a の一様な電荷密度の剛体球とすれば $U_{\text{self}} = (3/5)(e_A^2/4\pi a)$ となりこの発散は避けられる。一方この広がった電子に外力 $F_{\text{外力}}$ が作用し加速度が A であるとき, 電子内の電荷密度間の作用反作用の合力は相対論的遅延効果を含むマクスウェルの法則から求めると 0 とならず, self force $F_{\text{self}} = -(4/3)(U_{\text{self}}/c^2)A$ を生じる。これは作用が光速で伝わるので電子が加速度をもつと作用が電子の一部からほかの部分に伝わる時間とその逆の時間が等しくないことによる。したがって運動方程式は

$$m\mathbf{A} = \mathbf{F}_{\text{外力}} + \mathbf{F}_{\text{self}} = \mathbf{F}_{\text{外力}} - \frac{4}{3} \frac{U_{\text{self}}}{c^2} \mathbf{A}$$

または

$$m_0\mathbf{A} = \mathbf{F}, \quad m_0 = m + \Delta m, \quad \Delta m = \frac{4}{3} \frac{U_{\text{self}}}{c^2}$$

これは電磁エネルギーの増加が質量を増加させるという相対論の結果と一致する。この計算では粒子は速度が小さいとしてニュートン力学を用い, かつ電子を剛体球とみなしている。一方大きさのある剛体球の存在は作用が光速以上で伝わる(剛体は一端に力を加えると他端が同時に動き出す)ことになり相対論と矛盾する可能性がある。したがって電子は古典的には点粒子であることが望ましい。以上電磁気学には適用限界があり $e^2/(4\pi mc^2) = r_0$ (古典電子半径)以下の領域に対しては成り立たないといえよう。量子電磁気学では因果律の要請により, 電子は点粒子であり, かつ光子との相互作用も点相互作用(局所相互作用という)をとる。この立場で相対論的なディラックの量子論を用いて電子の自己エネルギーを求めると古典論より発散の度合

は弱くなる ($\Delta m/m \propto \lim_{a \rightarrow 0} \ln(r_0/a)$). しかし発散は残り、やはり困難が残る。

朝永振一郎, J. S. Schwinger, R. P. Feynman らはこの質量の増加を加えたもの(実際は無無限大)を改めて観測される実際の質量に置換えるという、いわゆるくくりこみ理論を提唱した。すなわちこの操作で、自己エネルギーなどの発散の問題を解決しなくても、現実の物理学をつくることができ、ラム・シフトや電子の異常磁気モーメントをみごとに説明した。もちろん発散の困難は基礎的な将来の問題として残っているが、一応、より明確な段階に達した。

自己回帰モデル [英 autoregressive model, 仏 modèle auto régressif, 露 авторегрессивная модель] $\{\varepsilon_t\}$ を白色雑音としたとき、次の式によって生成される確率過程 $\{X_t\}$ を次数 p の自己回帰モデルといい、しばしば、AR(p)と略記する。

$$X_t = a_1 X_{t-1} + \dots + a_p X_{t-p} + \varepsilon_t$$

多項式 $1 - a_1 z - \dots - a_p z^p$ の零点がすべて単位円外にあるれば、 $\{X_t\}$ は弱定常である。 $r_s = E\{(X_t - EX_t)(X_{t+s} - EX_{t+s})\}$ を弱定常過程 $\{X_t\}$ の自己共分散とす ($s=0, \pm 1, \dots$) と、母数 a_1, a_2, \dots, a_p と $\{r_s\}$ の間には

$$r_k = a_1 r_{k-1} + \dots + a_p r_{k-p} \quad (k=1, 2, \dots)$$

$$r_0 = a_1 r_1 + \dots + a_p r_p + \sigma^2$$

という関係式(ユール-ウォーカー方程式)が成り立つ。ただし σ^2 は白色雑音 $\{\varepsilon_t\}$ の分散である。ユール-ウォーカー方程式中の r_s にその推定値 $\hat{r}_s = \sum_{i=1}^{n-s} (x_i - \bar{x})(x_{i+s} - \bar{x})/n$, $\bar{x} = \sum_{i=1}^n x_i/n$ を代入し a_1, \dots, a_p について解けば母数の推定値 $\hat{a}_1, \hat{a}_2, \dots, \hat{a}_p$ を得る。さらに $\hat{\sigma}^2 = r_0 - \hat{a}_1 \hat{r}_1 - \dots - \hat{a}_p \hat{r}_p$ で σ^2 が推定できる。

定常自己回帰モデルのスペクトル密度関数 $f(\lambda)$ は

$$f(\lambda) = \frac{\sigma^2}{2\pi} |1 - a_1 e^{i\lambda} - \dots - a_p e^{ip\lambda}|^{-2}$$

で与えられる。自己回帰モデルは次数 p を大きくすれば多くの定常過程をよく近似し、母数の推定が比較的容易であるなどの理由で定常時系列の解析にしばしば用いられている(⇒時系列解析)。

自己拡散 [英 self-diffusion, 独 Selbstdiffusion, 仏 autodiffusion, 露 самодиффузия] ⇒ 拡散

自己拡散係数 [英 self-diffusion coefficient, 独 Selbstdiffusionskoeffizient, 仏 coefficient d'autodiffusion, 露 коэффициент самодиффузии] ⇒ 拡散係数

事後確率 [英 a posteriori probability, 仏 probabilité à posteriori, 露 апостериорная вероятность] ⇒ 確率論

自己吸収 [英 self absorption, 独 Selbstabsorption, 仏 auto-absorption, 露 самопоглощения] 空間的に広がりのある光源で、光源内部で励起され、放射されたスペクトル線が光源の外へ出るまでの途中光路に存在する同種の元素によって一部吸収される現象。すなわち、発光スペクトル線に關与する2つのエネルギー準位のうち低い方の準位にある原子は、その光を吸収して高い準位に励起され放射によって再び低い準位に戻っていく。したがって、低い準位が基底状態である共鳴線の場合に、自己吸収は、特に顕著である。振動数 ν のスペクトル線に対する吸収係数を $k(\nu)$ で表して、 $k(\nu)l \ll 1$ (l は光源の幾何学的な長さ)の場合を光学的に薄いといい、吸収の効果は無視できる。 $k(\nu)l \gg 1$ の場合、光学的に厚いといい、光源内部からの放

射は吸収のため外部へ出にくくなり、黒体放射に近づく。 $k(\nu)l$ が中間の場合には、励起衝突、自然放出とともに吸収が原子準位の密度に關係してくるため非常に複雑になる。

自己共役演算子 [英 self-adjoint operator, 独 selbstadjungierter Operator, 仏 opérateur auto-adjoint, 露 самосопряжённый оператор] 量子力学で、観測量はヒルベルト空間における自己共役演算子で表されることを要請する。これは、観測量の観測値は実数でなければならないこと、および量子論の確率解釈を数学的に定式化するのに都合がよいことによる。前者には自己共役演算子のスペクトルが実数であることが対応し、後者には自己共役演算子のスペクトル定理(⇒スペクトルの分解)が対応する。しかし、量子力学の具体的なモデルにおいてハミルトニアンなどの観測量が自己共役演算子となるか否かは決して自明なことではなく、証明されなければならないことであって、その証明は量子力学の数学的理論の主要な問題のひとつになっている。

自己共役演算子は次のように定義される。 T をヒルベルト空間 \mathcal{H} におけるエルミート演算子、 T' をその共役演算子とする。このとき、もし $D(T) = D(T')$ ならば、すなわち、演算子として $T = T'$ であるならば、 T は自己共役であるという。自己共役演算子の顕著な性質はスペクトルが実数の部分集合であること、異なる固有値に属する固有ベクトルは互いに直交すること、およびスペクトル定理が成立することである。自己共役演算子は閉演算子である。エルミート演算子と自己共役演算子の区別は重要である。たとえば、上に言及したスペクトル定理が成立するのは自己共役演算子に対してであるし、また、量子力学のダイナミクスを与える、時間の1パラメータ・ユニタリ一群の生成演算子、すなわちハミルトニアンとなりうるのも自己共役演算子の方である。

エルミート演算子 T に対して $D(T) \subset D(\tilde{T})$, $Tx = \tilde{T}x$, $x \in D(\tilde{T})$ となる自己共役演算子 \tilde{T} が存在するとき、 T は自己共役拡大をもつといい、 \tilde{T} を T の1つの自己共役拡大という。エルミート演算子は、常に自己共役拡大をもつとは限らず、また、もつても1つとは限らない。その閉包(⇒閉演算子)が自己共役となるエルミート演算子は本質的に自己共役であるといい、この場合はその閉包がただ1つの自己共役拡大である。量子力学に現れるハミルトニアンが自己共役性をもつことの証明に使われる1つの有力な定理としては、加藤-レリッヒの定理がある。

自己共役拡大 [英 self-adjoint extension, 仏 extension auto-adjointe, 露 самосопряжённое расширение] ⇒ 自己共役演算子

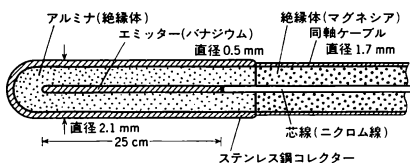
時刻 [英 time, 独 Zeit, 仏 temps, 露 время] ある特定の原点から測った時間、すなわちある時系(時の流れの目盛)上のある一瞬間が時刻である。地球の自転角の尺度として用いる時系を UT1 世界時といい、天文航法や探査に用いられるが、一般には国際単位系(SI)の単位としての秒を積算することによって得られる国際原子時(TAI)と等しい歩度をもち、かつこれに同期した時系である協定世界時(UTC)が用いられる。UT1 は地球の自転の変動とともに変動するから、UTC をこれと ±0.9 秒以内に追隨させるために、ひと月の最後の秒に1秒を挿入したり取去ったりして調整する。この1秒ステップをうるう秒という。この調整を行う月としては6月、12月を第一優先、3月、9月を第二優先とすることが定められている。時刻

は時計によって視覚的に表示されるが、より正確には電波として発射されている報時信号を受信することによって知ることができる。報時信号は UTC に結ばれており、かつ UT1 と UTC との差(DUT1)の情報も含まれているから、これを用いて UT1 を知ることもできる。

自己集束 [英 self-focusing, 独 Selbstfokussierung, 仏 autofocalisation, 露 самофокусировка] 多くの媒質で、光の屈折率はわずかながら光が強くなるにつれて大きくなる。このため、強い光束を媒質に通すと、強度の大きい中心部の位相速度が、小さい周辺部より遅くなるため、波面が内側に湾曲してくる。一方、回折のため光束は広がるものとするが、もし十分に光が強くて前者の影響のほうが大きい場合には、この光束はある距離を伝搬したところで一点に集束してしまう。これを光の自己集束という。集束点では光強度が非常に大きくなるため、種々の非線形光学効果が観測される。またこれは、光学部品を破壊する原因ともなるので、高出力レーザーを用いる装置では重要な技術的問題となる。光に限らず他の波で媒質の伝搬定数が波の強度と共に大きくなる場合には同様な自己集束が起きうる。

自己出力(型)中性子検出器 [英 self-powered neutron detector, 露 детектор нейтронов с автономным источником питания] SPND と略称される。中性子束検出器の一種で、主として原子炉炉心内で中性子束の測定などに利用される。中性子は電荷をもたないため、シンチレーションカウンターや電離箱など電気的光電的検出器で直接検出測定することが不可能である。しかし中性子はある種の金属には比較的吸収されやすく、しかも吸収されたのち、その金属は中性子捕獲 γ 線を出したり、また放射化され β 線(電子)を放出するようになる。このような捕獲 γ 線によるコンプトン電子や γ 線の光電効果による電子や β 線放出による電子を電極で捕獲し、その電極から中性子束に比例した電流として信号を取出すことにより中性子を検出する検出器を、自己出力(型)中性子検出器とよんでいる。

検出器自身が電流を発生するところから「自己出力型」とよばれ、したがって電離箱とは異なり、外部電源を必要としない。中性子を吸収して電子を放出することになるエミッター電極には Rh などの金属が用いられ、一方電子を電極として捉えるコレクター電極にはたとえばステンレス鋼などが用いられる(図参照)。原子炉計装では最も重要な、しかも長寿命で経済的かつじょうぶな検出器として重用されている。



子午線 [英 meridian, 独 Meridian, 仏 méridien, 露 меридиан] 地球上の1点と自転軸とを通る面が地球表面と交わる線のうち、同一経度で緯度 $\pm 90^\circ$ の半円部を子午線といい、この子午線を含む半大円の面を子午面という。子午面と天球の交わった線を天球の子午線とよぶ。方位を示すため、北から東、南、西まわりに 30° ごとに、十二支を当てたので、真北が子、真南が午の方向になったことに由来する。東西線は卯酉線という。子午線と子午面はあ

る地点に対して固有なものであり、天球が日周運動をしてもその地点の子午線と子午面は変わらない。イギリス旧グリニッジ天文台の子午環を通る子午線を本初子午線といい、1884年からこの子午線を経度 0° にすることになった。

自己相関関数 [英 autocorrelation function, 独 Autokorrelationsfunktion, 仏 fonction d'autocorrélation, 露 автокорреляционная функция]

[1] 確率で用いる自己相関関数(\Rightarrow 相関関数)

[2] ファン・ホーベの散乱公式で用いる自己相関関数(\Rightarrow ファン・ホーベの散乱公式)

自己束縛 [英 self-trapping, 独 Selbstanlagerung, 仏 autopiégeage, 露 самоканализация] 有限な径をもつ光束は、媒質中を伝搬するに従い回折のために径が広がる。しかし、媒質の屈折率に光強度に比例して大きくなる部分があると、波面が光束の中心部へ湾曲しようとするので、回折効果をちょうど打ち消して、光束断面の形を変えずに伝搬することが可能である。これを光の自己束縛という。実際にはこのような状態は不安定なことが多く、発散するか、小さな点に集束してしまう(自己集束)場合のほうが多い。光に限らず他の波でも伝搬定数が波の強度と共に大きくなる場合には同様のことが起きる。

自己電離 = 自動電離

仕事 [英 work, 独 Arbeit, 仏 travail, 露 работа]

1つの力学系に外力 F が作用し、作用点が ds だけ変位したとき、両者のスカラー積 $Fds = Fds \cos \theta$ を、その力が力学系になした仕事という。ただし θ は力 F と変位 ds のなす角である。有限な変位 $A \rightarrow B$ の場合の仕事は $\int_A^B Fds$

で与えられる。仕事の単位はエネルギーの単位に等しくジュール(J)である。1つの力学系にいくつかの力が働く場合、これらすべての力のなす仕事は各力のなす仕事の代数和に等しく、その値は、その間に力学系が得た運動エネルギーの増加量に等しい。特に保存力を受けている系の場合、その保存力以外の力のなす仕事の量は、その間の力学系の運動エネルギーと位置エネルギーの増加量に等しい。一般に、仕事とはエネルギーの流れの1つの形態を表すもので、力学的あるいは電磁気の仕事が1つの物理系に加えられると、その分だけ系の物理的エネルギーは増加する。

仕事関数 [英 work function, 独 Austrittsarbeit, 仏 travail d'extraction, 露 работа выхода] 固体中の電子は原子中の電子同様に束縛されており、この電子を固体内から表面を通して真空中に取出すにはエネルギーが必要となる。このための最少のエネルギーを仕事関数とよぶ。金属の場合これは絶対温度0Kでフェルミエネルギー準位にある電子のエネルギーと真空中に静止している電子のエネルギー準位との差になり、半導体、絶縁体の場合には固体中で最もゆるく束縛された電子のエネルギー準位と真空中での電子のその差になる。仕事関数は固体の電気的性質を論じる場合の最も基本的な物理量の1つで熱電子放出、電界電子放出、異種金属間に見られる接触電位差、原子の表面での吸着エネルギーなどに深く関係する。仕事関数を決める要因としてはいくつかあるが最も重要なものは伝導電子に働く固体内の正電荷との相互作用(引力)の大ききでこれは表面には関係のない固体特有の値となる。表面に特有な寄与としては鏡像力、表面二重層などがあり、この結果、結晶の方位や表面の清浄度などによって仕事関数が異なってくる(付録の表を参照)。

仕事の原理 [英 principle of work, 独 Prinzip der Arbeit, 仏 principe de travail, 露 принцип работы] てこや滑車のような道具を用いて作業をしようとする場合、力を小さくすることはできるが、仕事量を軽減することは不可能という原理。エネルギー保存則から見て当然の帰結である。仕事の原理を破るような、外からエネルギーを加えずに無限にエネルギーを取出すことのできる熱機関を第一種の永久機関といい、これが探し求められた時代もあったが、エネルギー保存則のひとつである熱力学第一法則によって否定された。

仕事率 [英 power, 独 Leistung, 仏 puissance, 露 мощность] 単位時間になされる仕事量のこと。工率ともいう。電気工学では電力ともよばれる。1秒間に1ジュール(J)の仕事をする仕事率を1ワット(W)という。これはボルト(V)やアンペア(A)、オーム(Ω)などを用いて次のように表すこともできる。

$$W = \frac{J}{s} = V \times A = \Omega \times A^2 = \frac{V^2}{\Omega}$$

工業的には仕事率の単位にキロワット(kW)や馬力(HPまたはPS)が用いられる。ただし1kW=1000W, 1HP(仏馬力)=0.7355kW, 1HP(英馬力)=0.7461kW。

自己反転 [英 self-reversal, 独 Selbstumkehrung, 仏 auto-inversion, 露 самообращение] 密度の高い光源からのスペクトル線(特に共鳴線)の中心波長部分が吸収を受けて、あたかも2本のスペクトル線のように見える現象。たとえば, $\text{Cu } 4s^2S-4p^2P$, 324.7nm, 327.4nmの線で顕著に見られる。光源の中心部分での発光線がその周囲の低温の同じ元素の原子によって吸収されるために起るが、スペクトル線の中心では吸収係数が大きく、高温部からの発光線の幅の広がりより周辺低温部の吸収線の幅が狭いので、スペクトル線中央部分が特に吸収の影響を受けやすいことによる(⇒自己吸収)。

自己無撞着場 [英 self-consistent field, 独 selbstkonsistentes Feld, 仏 champ autoconsistant, 露 самосогласованное поле] 相互作用する多粒子系の理論に登場する概念。多粒子系の理論的取扱いは、粒子間相互作用がある場合には一般に困難な課題になる(⇒多体問題)。このとき、しばしば用いられる最も簡単な近似的取扱いは、相互作用の効果を一体ポテンシャルで表し、この一体ポテンシャルを自己無撞着に決める。こうして決められたポテンシャルが自己無撞着場である。この方法は多体問題に直面するさまざまな分野で用いられている。

原子や分子の電子状態を近似的に求める有力な方法として、ハートリー近似およびハートリー-フォック近似がある。ハートリー近似においては、最適のスピンの軌道は方程式

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_i \right\} \phi_i = \varepsilon_i \phi_i \quad (1)$$

$$V_i(1) = -\sum_a \frac{Z_a e^2}{r_{Ai}} + \sum_{j(i \neq j)} \int \frac{e^2}{r_{12}} |\phi_j(2)|^2 dv_2 \quad (2)$$

を満足する。この方程式は未知関数 $\{\phi_i\}$ の非線形微分方程式で解くのが容易でない。そこでハートリーは次の解法をくふうした。まず適当なポテンシャル $V_i^{(0)}$ を仮定し、式(1)を解いて軌道 $\{\phi_i^{(0)}\}$ を求める。次にこの軌道から式(2)を使ってポテンシャル $V_i^{(1)}$ をつくる。 $V_i^{(1)}$ と初めに用いたポテンシャル $V_i^{(0)}$ と比較する。この両者はもちろん一般には一致しない。そこで今度は $V_i^{(1)}$ から出発して同

じ手続きを繰返し、仮定したポテンシャルと、それを使って式(1)、(2)によって求められるポテンシャルが一致すれば、式(1)、(2)が解かれたことになる。そのときの V_i が自己無撞着場(つじつまの合う場)である(⇒ハートリー近似)。

ハートリー-フォック近似においても事情は同様で、スピン軌道を定める方程式は

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(1) \right\} \psi_i(1) = \varepsilon_i \psi_i(1) \quad (3)$$

$$V(1) \psi_i(1) = -\sum_a \frac{Z_a e^2}{r_{Ai}} \psi_i(1) + \sum_j \int \frac{e^2}{r_{12}} |\psi_j(2)|^2 d\varepsilon_2 \psi_i(1) - \sum_j \left\{ \int \frac{e^2}{r_{12}} \psi_j^*(2) \psi_i(2) d\varepsilon_2 \right\} \psi_j(1) \quad (4)$$

となり、この両式を満たす $V(1)$ が自己無撞着場である。ここで空間座標とスピン座標をまとめて ξ と書いた(⇒ハートリー-フォック近似)。現在ではハートリー近似よりもハートリー-フォック近似が使われることが圧倒的に多く、自己無撞着場の英語の頭文字をとったSCF近似という術語はほとんどハートリー-フォック近似と同じ意味に使われている。たとえばSCF軌道といえば、式(3)、(4)を満足する軌道のことである。

自己無撞着場を求める繰返しの方法では収束は保証されていない。収束するかどうかは出発点として選ぶ軌道による。また、同じ出発点から出発しても、次の繰返しのとき前回の結果をそのまま用いるのではなく、前回と前々回の結果を適当に平均したものを使うことにより、収束しなかったものが収束するようになったりする。またこのとき、平均のとりかたによって収束する速さが著しく変わることがある。

式(3)、(4)をともに解くには数値積分を実行する必要があり、原子以外の系では実行が困難である。そこでC. J. Roothaanは1951年に軌道 ψ_i をあらかじめ与えられた変数 ξ の基底関数系 $\{\chi_i(\xi)\}$ ($i=1, 2, \dots, M$)の線形結合

$$\psi_i = \sum_j \chi_j c_{ji}$$

に制限したハートリー-フォック近似を考えた。つまり、これらの軌道の反対称化した積に対するハミルトニアン期待値を最小にするように、 $N \times M$ 個の係数 $\{c_{ji}\}$ を選ぶのである(ここで N は系に属する電子数)。Roothaanは、式(3)、(4)を基底関数系を使って表すことにより、これらの係数が満たすべき方程式を導いた。軌道としては分子軌道を、基底関数系としては原子軌道を考えることが多いので、Roothaanのこの近似をLCAO-MO-SCF法とよぶ。基底関数系が豊富にとってあって完全系に近ければ、得られる軌道、エネルギーは真のSCF法のそれに近く、逆に用いる基底関数系が貧弱であれば、真のSCF法とはかなり相違する結果が得られる。その場合にもその基底関数に対して、自己無撞着場が求められたと考えてSCFという語が用いられることが多い(⇒ハートリー近似、ハートリー-フォック近似、LCAO近似)。

子午面 [英 meridional plane, 独 Meridianebene, 仏 plan méridien, 露 меридиональная плоскость] ⇒ 子午線

子午面循環 = 南北循環(⇒大循環)

自己誘導 [英 self-induction, 独 Selbstinduktion, 仏 auto-induction, 露 самондукция] ある閉回路に電流 I が流れていて、この閉回路自身を、 I のつくる磁束 Φ が貫

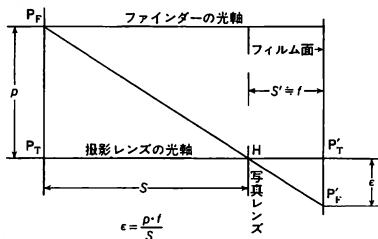
くとき、 I の変化に応じて、 $-(d/dt)\Phi$ の起電力(逆起電力という)がこの閉回路に生じる現象。これは電磁誘導の一種であり、起電力の向きは、レンツの法則に従う。自己インダクタンスを L とすると、電流が I の時、磁束 $\Phi = LI$ で与えられるから、自己誘導による起電力は $-(d/dt)LI$ である。

自己誘導透過 [英 self-induced transparency, 露 самоиндуктированная прозрачность] 通常の物質中に光を通すと、その強度は吸収によって減衰してゆく。しかし、物質中で光の吸収に関与しているエネルギー準位の緩和時間よりも十分に短い光パルスを通した場合、ある強度を超えると、光パルスが減衰を受けず、また形を変えずに伝搬することができる。この現象を自己誘導透過という。これは、物質が一度吸収した光エネルギーを、光パルスが通りすぎる前に再び誘導放射で完全に放出してしまうために起る。物質を量子力学的な準位系として取扱った場合、光の電場をパルス全体にわたって時間積分した値が、物質によって決まる定数の整数倍になったとき、光パルスは形を変えずに伝搬することが知られている。

視差 [英 parallax, 独 Parallaxe, 仏 parallaxe, 露 параллакс]

[1] 生理光学では、観測位置が変化したとき、遠近のある2つの物体または1つの物体上の2点の見かけの相対位置が変化することをいう。単眼で見る場合は観測者(または物体)が移動したときこれらの相対位置が変化することをいい、両眼で見る場合は左右の目で見るこれらの相対位置が異なって見えることをいう。前者は単眼運動視差、後者は両眼視差とよばれ、いずれの場合もその大きさは観測者から物体までの距離の二乗に逆比例する。

[2] 光学機械、たとえばカメラではファインダーの位置が撮影レンズの光軸から離れていることによって生ずる像のずれをいう。図においてファインダーの光軸と撮影レン



ズの光軸が平行の場合、有限距離の被写体に対して、ファインダーの中心に見える被写体は撮影レンズの焦点面で光軸から ϵ だけずれ

$$\epsilon = \frac{pS'}{S} \approx \frac{pf}{S}$$

で与えられる。ここで p はファインダーの光軸と撮影レンズの光軸との間隔、 f は撮影レンズの焦点距離、 S はレンズから被写体までの距離である。上式でわかるようにこの場合の視差は被写体までの距離に反比例する。

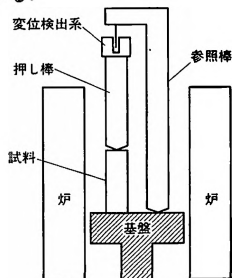
[3] 天文学では2つの観測点から見た天体の方向の差、すなわち2つの方向の間の角度をいう。太陽および地球上から見た恒星の方向の差を年周視差(日心視差)、地球の中心および地球上から見た太陽系内天体の方向の差を日周視差(地心視差)という。太陽系内天体が地平線に見える場合の地心視差を地平視差、観測点が赤道にある場合の地平

視差を赤道地平視差とよぶ。年周視差の最大値を恒星視差、もしくは単に視差ということがある。また、太陽系の空間運動(太陽運動)による天体の視方向の差を永年視差という。視差は距離に反比例するので距離を示す尺度として使われる。天文学では視差の測定以外の方法によって求めた距離であっても視差として表すことが多い。視差が1秒なら距離は1pc(パーセク)になる。視差最大の恒星は、ケンタウルス座の α 星で、視差0.745、距離は1.3pcである。三角測量法によって決る視差を三角視差という。この方法には限界があり、分光視差、測光視差、力学視差、星団視差などは間接的方法によって求められる。

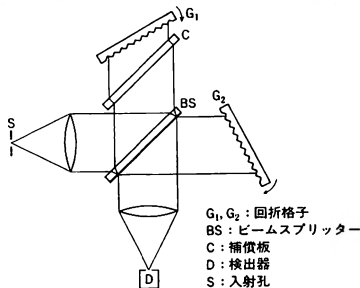
示差走査熱量計 [英 differential scanning calorimeter] \Rightarrow 熱分析

示差熱分析 [英 differential thermal analysis] \Rightarrow 熱分析

示差膨張計 [英 differential dilatometer, 独 Differentialdilatometer, 仏 dilatomètre différentiel, 露 дифференциальный dilatометр] 温度変化による参照棒と試料棒の伸縮の差を検出して膨張率を測定する装置。試料の伸縮は、押し棒を介して変位検出系に伝達される。参照棒、押し棒には、一般に同一の安定な材料(通常は石英ガラス、高温用としてはアルミナなど)が用いられる。測定可能な温度範囲は広く、液体窒素温度から約1500°C程度まで使用することができる。この方法の特徴は、試料の形状についての制限が緩やかで、特に精密な加工も必要なく、取扱いが簡便な点にある。変位検出には、ダイヤルゲージ、マイクロメーター、差動変圧器、電気容量などが用いられる。市販の膨張計には、電気回路により感度の直線性、安定性を補償した差動変圧器を用い、測定の自動化を図ったものまでしている。



SISAM [英 SISAM] P. Connesによって考案された選択的振幅変調干渉分光装置(spectromètre interférentiel à sélection par l'amplitude de modulation)の略称。図に



SISAMの原理図

示すようにマイケルソン干渉計の2つの平面鏡の代りに2個の同等な回折格子 G_1, G_2 を用いる。波長 λ_0 の単色平行光線が回折格子に入射し、その回折光が入射光とちょうど逆向きに重なるようになっていると、この光学系は λ_0 についてはマイケルソン干渉計と同等である。ここで光路差が時間と共に直線的に変化するならば、出力は100%の変調を受ける。実際には一方の光路に平行平板 C を挿入してこれを振動させ、光路長を変化させる。しかし波長が λ_0 からずれると回折格子による回折光の方向がずれて変調度は急速に低下する。回折格子を回転すれば測定しようとする波長を変化させることができる。

実際の光束は入射孔 S が大きさをもっているので完全に平行ではないが、使用できる光束の立体角 Ω はかなり大きくとることができる。P. Connes は、SISAMの分解能が回折格子の理論分解能 R_0 に極めて近いものであること(最適の条件では $0.8R_0$ になる)、またファブリー-ペロー干渉計の場合と同じ関係 $\Omega R_0 = 2\pi$ が成り立つことを示した。G. Graner はこの利点に着目し、SISAMをファブリー-ペロー干渉計の補助モノクロメーターとして使用し、波長 $1.6\mu\text{m}$ 領域で分解能240000を得ている。

CC [英 CC] 体積の単位である立方センチメートル(cubic centimetre)の略称。c.c.と書くこともある。国際単位系(SI)の単位記号は cm^3 である。計量法(省令)は、立方センチメートルに対する記号を、 cm^3 またはccとしている。

磁子 [英 magneton, 独 Magneton, 仏 magnéton, 露 магнетон] 磁気モーメントの量子論的な単位。荷電粒子の回転運動は時間的に平均して見ると電流の閉じた回路であり、そのまわりに生ずる磁場は磁気双極子によるものと等価である。面積 S で電流の大きさ I の回路による磁気モーメントは $\mu = SI$ で与えられる。荷電粒子の回転軌道運動については、 e を電荷、 dS/dt を面積速度として、 $IS = e \cdot dS/dt$ と考えられる。軌道の面積速度は角運動量 J で $dS/dt = J/2m$ と表せることから、 $\mu = eJ/2m$ が得られる。量子力学によると角運動量 J は量子化され、 \hbar (プランク定数を 2π で割ったもの)を量子的な単位とする。これに対応して磁気モーメントも $e\hbar/2m$ を単位としたとびとびの値をもつことになる。この単位を磁子という。粒子は軌道だけでなくスピンのような角運動量をもつが、これによる磁気モーメントもやはり $e\hbar/2m$ を単位として測ると便利である。特に、 m_e, e を電子の質量と電荷としたときの電子の磁子 $\mu_B = e\hbar/2m_e$ をボーア磁子といい、陽子の質量 m_p を用いたときの磁子 $\mu_N = e\hbar/2m_p$ を核ボーア磁子または核磁子という。SI単位では $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$, $\mu_N = 5.05 \times 10^{-27} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$ である。

CGS単位系 [英 CGS system of units, 独 CGS-Einheitensystem, 仏 système d'unités CGS, 露 СГС-система] メートル法に属する単位系のひとつ。基本量として長さ、質量、時間を選び、かつ、それぞれに対応する基本単位としてセンチメートル、グラム、秒(単位記号は順にcm, g, s)を選んで、それらの組合せによって他の諸量の単位を構成していく単位系。面積の平方センチメートル(cm^2)、速さのセンチメートル毎秒($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$)、密度のグラム毎立方センチメートル($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)などの単位が含まれるほか、特別な名称を与えられたいくつかの単位、たとえば、加速度のガル、力のダイン、仕事・エネルギーのエルグ、磁束密度のガウスもここに含まれる。1860年代から

広く用いられてきたが、今日の国際単位系(SI)とは構成の原則を異にするので、SIの立場からすれば、CGS単位系で特別な名称を与えられてきた(上記のガルなどの)単位をSIと併用することは望ましくない(⇒単位系)。

CGL近似 [英 CGL approximation, 独 CGL Näherung, 仏 approximation de CGL, 露 приближение ЧГЛ] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low によって導かれた、衝突突プラズマの巨視的方程式、すなわち電磁流体力学的運動方程式で、3人の頭文字をとってCGL近似という。イオンのラーモア振動数 ω_i が、プラズマの他の特徴的な時間変化に対応する振動数より大きく、イオンのラーモア半径 ρ_{Li} が、プラズマの特徴的な空間の長さ L に比べて小さいとき、ボルツマン方程式を $\omega/\omega_i, \rho_{Li}/L$ の微小パラメーターで展開し速度空間で平均操作を行うと、運動方程式は

$$\rho_m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla \vec{P} + \mathbf{J}_\perp \times \mathbf{B}$$

$$\vec{P} \equiv \begin{pmatrix} P_\perp & 0 & 0 \\ 0 & P_\perp & 0 \\ 0 & 0 & P_\parallel \end{pmatrix}, \quad \mathbf{J}_\perp \equiv \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} + \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{u}_E \times \mathbf{B}) + \epsilon_0 \nabla \nabla \cdot (\mathbf{u}_E \times \mathbf{B})$$

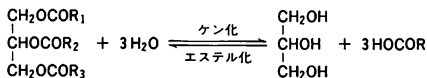
で与えられる。ただし \vec{P} は圧力テンソルで、 P_\perp, P_\parallel はそれぞれ磁場に垂直および平行方向のプラズマ圧である。 ρ_m はイオン質量密度、 $\mathbf{u}_E = (\mathbf{E} \times \mathbf{B})/B^2$ 、 \mathbf{V} はイオン流体の平均速度を表す。磁場に垂直および平行方向に圧力が非等方向性をもつことができる点は、通常の電磁流体力学的方程式と異なるところである。

シシカバフ構造 [英 shish-kebab structure, 独 Shish-Kebab-Struktur, 仏 structure shish-kebab] 高分子の溶液、または溶融物を外部応力(せん断または伸び)下に結晶化させた場合を配向結晶化とよび、特殊な結晶モルホロジーを示す。A. J. Pennings (1965年)は、ポリエチレン溶液を撹拌中に撹拌棒上に結晶した形態が、あたかもアルミニウム料理における羊肉片の串さしの形状に類似していることからシシカバフ構造と名づけた。シシは串であり、欠陥は含むが応力方向に引伸された線状の結晶であり、カバフは羊肉に相当する分子鎖の折りたたみから成る板状のラメラ晶である。無応力下の結晶化に比べて、応力下でははるかに高い温度で結晶化が起り、同じ過冷却度で比較するとその結晶比速度は大きい。このような形態の生成機構としては、伸び応力によって特に長い分子鎖がコイル状態から線状に引伸され、応力方向に選択的に線状に成長するとともに、線状核の表面部分の速度勾配の小さい部分からラメラ晶が表面連晶として生長するものとされている。

溶融物の場合にも同様な機構で結晶化が起る。線状核の発生温度はせん断応力の大きいほど大きくなり、応力に垂直方向に生長するラメラ晶は相互に積層しあい、電子顕微鏡下では応力方向に垂直に配向した多数のラメラ晶の累積状態が観察される。ポリオレフィンの射出成形物のモールド壁に接した界面層や、インフレーションフィルムの巻取り方向にもこの構造が見られる。応力-ひずみ曲線の応力方向ではかたてて降伏域が明らかでない。これは葉状スプリングの重なりを引伸す場合に似ている。一方、垂直方向ではラメラ晶が側面からの力でネッキングを起して折りたたみがほだけ、降伏後、延伸伸長による部分が見られる。射出成形物の降伏値は、配向結晶化した表面スキン層の分率が中心部の球晶層に対し大きいものほど大きい。インフ

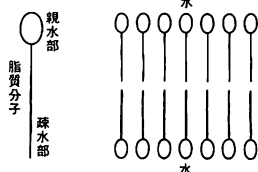
レーションフィルムの力学的異方性もこれらの結晶形態を反映して応力-ひずみ曲線に現れる。

脂質 [英 lipid, 独 Lipid, 仏 lipide, 露 липид] 長鎖脂肪酸と各種アルコールとのエステル(単純脂質), およびその誘導体である複合脂質などをいう。単純脂質には, 脂肪(3価のアルコールであるグリセリンに脂肪酸3分子がエステル結合したものを, 図参照), ロウ(高級アルコ



ールと脂肪酸のエステル)などがある。脂肪はエネルギー貯蔵物質として重要である。不飽和脂肪酸(リノール酸, リノレン酸など)を多く含む植物油は常温で普通液状なので油といい, また飽和脂肪酸を多く含む動物油は常温で普通固体状なので脂とよばれるが, 化学構造上の本質的差はない。ロウは, 植物ではその葉の表面にあって水の蒸散や細菌・カビなどによる感染を防ぎ, また動物では昆虫のクチクラ, 水鳥の羽毛, 羊毛などにあって水をはじく。複合脂質は, P, S, N, 糖などを含み, 生体膜の構成成分として重要である。

脂質二重層 [英 lipid bilayer, 独 Lipid-Doppelschicht] 極性をもつ脂質分子は, 一方の親水部を水溶液に接し, 他方の疎水部を疎水結合によって互いに平行に並べることにより, 図のような二層構造を形成する。これを



脂質二重層という。このような二層構造を基本とした膜を脂質二重膜あるいは二分子膜という。脂質の中で二重層を形成できるのは不溶性, 膨潤性, 両親媒性の極性脂質, すなわちリン脂質, モノグリセリド, 四糖以内の糖脂質などである。脂質二重層は生体膜の基本構造を成す。

CCTV [英 closed-circuit television, 仏 télévision à circuit fermé, 露 телевизионная система без выхода в эфир] 閉回路テレビジョンの略語であり, 画像情報(ビデオ信号)を専用の伝送回線により特定の受信者に伝達するシステムをいう。通常1回線で1つの画像情報を送る。これに対して通常のテレビジョン放送は, 画像情報を不特定多数に伝達するもので閉回路システムである。CCTVの中で最も利用実績があるのは工業用テレビジョン(ITV)であり, ITVはCCTVの同義語として用いられる場合が多い。

指示電気計器 [英 indicating instrument, 独 anzeigendes Meßgerät, 仏 appareil indicateur, 露 показывающий электроизмерительный прибор] 電流や電圧などの電気量を検出して, その大きさを指針の回転角で表示する方式の計器。電流計, 電圧計あるいは電力計などとして広く使われる。さらには周波数, 磁場, 温度, 抵抗, 圧力などの物理量をさまざまな電気量に変換し, それから同様に電気計測をするものも含まれる。一般にメーターと略称されるものである。これらの計器はいずれも指針の回転を行わせ

るために駆動, 制御および制動の3種の機構が必要である。駆動機構は, 磁場中の電流に働く力を利用して指針に対する回転力を発生させる。制御機構は指針の回転変位を零位にもどそうとする力を発生するもので, 指針を早く平衡位置に静止させる働きをする。制御力は回転角に比例するようにつくられるので, 電気量の大きさに応じた回転駆動力と制御力が釣り合う指針の平衡位置がある。指針の駆動方式は, 計器の特徴を最もよく表すもので, 可動コイル型, 可動鉄片型, 電流計型, 誘導型, 静電型がある。静電型を除いてすべて電流と磁場との間に働く力を利用するもので, 電流を流すコイルが使われる。計器の分類としてはこのほかに整流型および熱電型があるが, いずれも交流の電気量を一度直流の電気量に変換し, それを可動コイル型計器で測定するものである。駆動部の構成とそれらの主な使用条件あるいは用途を表に示す。

指示電気計器の分類

計器の種類	駆動部の構成	おもな用途
可動コイル型	永久磁場と可動コイル	直流(電流・電圧)
可動鉄片型	固定コイルと可動鉄片	低周波交流(電流・電圧)
電流計型	固定コイルと可動コイル	直流および1kHzまでの交流(電流・電圧・電力)
誘導型	移動磁場と回転金属板	商用交流(電力)
静電型	固定電極と回転電極	直流および1kHzまでの交流
整流型	整流器および可動コイル型	10kHz(高電圧)までの交流(電流・電圧)
熱電型	発熱抵抗線, 熱電対および可動コイル型	1MHzまでの高周波(電流)

CC熱電対 [英 CC thermocouple, 仏 thermocouple à CC, 露 CC-термопара] ⇨ 熱電対

指示薬 [英 indicator, 仏 Indicateur, 仏 indicateur, 露 индикатор] 滴定の終点を検出するために用いる試薬である(⇨滴定)。ほとんどが有機色素であり, 無機化合物を用いることは少ない。通常は試料溶液に少量加えておき, 当量点(終点)において着色や蛍光などの変化を肉眼で観察する。このようなものを内部指示薬という。これに対し外部指示薬は滴板上で少量の試料溶液との反応を行わせることによって終点を検出するものであるが, 特殊なケース以外には用いられない。中和滴定用の指示薬は, ほとんどがpHの変化によって色調が大きく変わる色素である。メチルレッド, フェノールフタレインなど, いろいろなものがあり, 対象によって適宜使い分けることが要求される。チモールブルー, クレゾールレッドなどのスルホフタレイン系の色素には, 二段に変色を示すものがある。微妙な変化を検出するには混合指示薬が利用される。酸化還元指示薬では, 酸化形と還元形で色調の異なるもの, あるいは蛍光に差がある色素などが用いられる。このほかに過剰の酸化剤で分解, 脱色されることを利用することもあり, メチルオレンジなどの中和滴定用のアゾ色素を流用することもある。金属指示薬, すなわち金属イオン濃度によって変色する色素は, ほとんどが金属イオンに対し, 弱い錯形成能力をもっている。エチレンジアミン四酢酸(EDTA)

などの多座のアミノポリカルボン酸(コンプレクサンという)やポリアミンなどが加えられて、金属イオンがこれらとずっと強固な錯体を生じる場合には、金属イオンは色素錯体から奪われ、もとの色にもどるから変色が起こる。吸着による色調の変化を利用したものは吸着指示薬とよばれ、沈殿滴定やコロイド滴定に利用されている。

磁石 [英 magnet, 独 Magnet, 仏 aimant, 露 магнит] 磁鉄鉱(Fe_3O_4)が鉄を引きつける性質のあることは古くから知られていた。英語の磁石(magnet)の語源はこの磁鉄鉱の産地であった小アジアのマグネシア(Magnesia)という地名に由来する。一般に鉄を吸引する性質をもつものが磁石であるが、保磁力の大きい強磁性体の残留磁化を利用するのが永久磁石であり、磁性体にコイルを巻き、コイルに電流を流して磁場を発生させるものを電磁石という。また、コイルとして超伝導体を用いたものを超伝導磁石という。一般的には、磁石という言葉は磁針を用いて方向を知るために用いる計器の総称でもある。

四重極—— = 四極——

四重項状態 [英 quartet state, 独 Quartett-Zustand, 仏 état quartet, 露 кватертное состояние] 原子、分子の電子数が奇数のときに生じる電子状態で、スピン量子数 S が $3/2$ に等しい多重項である(⇒多重項)。エネルギーが最も低い電子状態のとき不対電子が3個ある N などの原子では四重項が基底状態となっている(⇒フントの規則)。四重項系列をもつ原子、分子には必ず二重項系列がある。分子では、四重項は CH , NO , O_2 , S_2 , SiF などの励起項で観測されているが、これらの分子の基底項は二重項である(⇒一重項状態、二重項状態)。

$\text{C}14$ 年代測定法 [英 radiocarbon-14 dating method, 独 C-14 Methode, 仏 datation par le radiocarbène 14, 露 метод радиоуглеродного датирования] 炭素の放射性同位体の一種、 ^{14}C (半減期=5730y)を用いた年代決定法で、1947年、シカゴ大学の W. F. Libby とそのグループにより開発された。カーボンデーティングともいう。 ^{14}C は大気中の ^{14}N が宇宙線の照射を受け、 $^{14}\text{N} + n \rightarrow ^{14}\text{C} + p$ の反応により、大気上层でつくられる。一方 ^{14}C は半減期 5730y で β^- 崩壊して ^{14}N になるので、大気中の ^{14}C の量は平衡状態となって、安定な炭素 ^{12}C と一定の割合で大気中に存在する。 ^{14}C は、通常大気中の炭素には 1g に毎分 15.3 個の崩壊が起こる割合で存在していることが知られている。こうして大気中の ^{14}C は地域的にも年代的にも非常に一様につくられ、存在していることとなり、動植物の代謝による炭素サイクルに入る。この炭素サイクルは動植物の代謝が行われている限り、一定に保たれる。しかし、動植物が死ぬと、この代謝は止まり、したがって炭素サイクルも止まり、動植物中の ^{14}C は β^- 崩壊をして減少する一方となる。そのためその動植物中の ^{14}C の存在比を測定することにより、その動植物が死んでから現在までの年数を求めることができる。炭素はあらゆる動植物の生理現象に関係し、同時にこれらの動植物は時代とともに変わり、また家屋や道具などいろいろな面で利用されてきた。加えて ^{14}C の半減期が適当な長さであるところから、考古学などの年代の決定のうえで極めて有用であることが知られ、年代測定法として非常に重要な手段となっている。しかしこの方法を適用するに際して、石灰、石油などの人工的燃焼により大気中の炭素の存在比が変り ^{14}C が希釈される効果(ジュース効果)や、原水爆などの爆発によって組成が変わる効果な

どを補正する必要がある。

二乗検波 [英 square-law detection, 独 automatische Frequenzkontrolle, 仏 détection à loi parabolique, 露 квадратичное детектирование] ⇨ 検波

自縄自縛電子 [英 self-trapped electron, 独 selbsteingefangenes Elektron, 仏 électron autopiégé, 露 samozажваченный электрон] 結晶格子内を動く電子は、格子振動との相互作用のために、自分のまわりに格子のひずみを伴って運動する。特に変形ポテンシャルを通した音響的格子振動との相互作用の場合には、これが短距離型の相互作用のために、結合の強さがある限界値を超えると、電子はそのごく近くに大きな格子のひずみを引きし、逆にみずからが引きしたひずみに捕えられて動けなくなってしまう。このような電子を自縄自縛電子という。あるいは電子とまわりの格子のひずみが局所的であるので、小さなポーラロンともいう。イオン結晶では電子は光学型格子振動と電気的相互作用もこの、これは長距離型のため、結合は強いが自縄自縛状態にはならず、動けるポーラロンになる。ハロゲン化アルカリでは伝導帯の電子は動けるポーラロンであり、価電子帯に在る正孔は自縄自縛型になっていることが知られている。これは価電子帯のバンド幅が 1eV 程度と非常に小さく、正孔はもともと動きにくく格子のつくるひずみの影響を強く受けるからである(⇒ポーラロン)。

自縄自縛励起子 [英 self-trapped exciton, 独 selbsteingefangenes Exciton, 仏 exciton autopiégé, 露 samozажваченный экситон] 励起子の構成要素である電子あるいは正孔が、それ自身が引き起こした大きな格子のひずみのために、自縄自縛状態になっている励起子のことで、一方が局在化すれば他方はそれとクーロン力で引きあっているために、励起子自身も局在化して動けなくなる。ハロゲン化アルカリおよび AgCl では励起子は自縄自縛型である(正孔が自縄自縛状態になっている)のに対し、AgBr や II-VI 族、III-V 族化合物の励起子は局在化されていない自由型である。励起子が光吸収によってつくられるときには、つくられた瞬間の励起子のまわりの格子はまだひずんでいないので、吸収スペクトルには自縄自縛効果は見られない。一方、格子がひずんだ後に生ずる励起子消滅の発光スペクトルでは、発光線は格子ひずみのエネルギー分だけ対応する吸収線より低エネルギー側にずれて現れる(ストークス・シフト)。

事象の地平 [英 event horizon, 独 Ereignishorizont, 露 горизонт события] 地球上で観測者から観測できる空間と観測できない空間との境界を地平線というが、一般相対性理論では観測者 A から見て、なんらかの時刻において観測可能なできごとの属する領域と、いかなる時刻においても観測不可能なできごとの属する領域とを区別する超曲面を A の事象の地平とよぶ。シュワルツシルトの外部解において $r=r_s$ は外の観測者にとって事象の地平であり、中にあるいわばブラックホールの境界となっている。

二乗平均速度 [英 root mean square velocity, 露 среднеквадратное значение] 容器中の気体分子はさまざまな速度をもつが、その二乗平均 $\overline{v^2}$ の平方根をとった $\sqrt{\overline{v^2}}$ を二乗平均速度という。これは、根平均二乗速度とか熱速度とよばれ、気体分子の速さがどれくらいかを与えるひとつの目安となる。気体分子1個の質量を m とすると、その重心運動のエネルギーは $mv^2/2$ と表され、それは、エネルギー等分配の法則により

$$\frac{1}{2}m\bar{v}^2 = \frac{3kT}{2}$$

の関係を満たす。ただし、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度である。上式から二乗平均速度は

$$\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

と書ける。たとえば、 0°C にある酸素気体では、その二乗平均速度は $461 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ と計算される。二乗平均速度と速さの平均値 \bar{v} とは若干違うことに注意する必要がある。マクスウェル速度分布則を用いると

$$\frac{\bar{v}}{\sqrt{\bar{v}^2}} = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3\pi}} = 0.921$$

であることが示される。

地震 [英 earthquake, 独 Erdbeben, 仏 tremblement de terre, 露 землетрясение] 地震動を発生する地学現象。地震動は一時的な地球の振動のことをいう。海洋の波、火山活動、人間の活動などによって生ずる定常的な振動は脈動といって区別する。地震動の波源を震源、そのすぐ上の地表上の点を震央とよぶ。震央から観測点までの距離を震央距離という。震源は地表付近から深さ 700 km 程度まで分布する。深さ 60 km 以下の浅い地震は、主に線状または帯状に分布するが、これより深い地震は、限られた地域のみになる。時間分布はポアソン分布に従う時期もあるが、この分布からはずれて続発性を示すことが多い。続発する地震の系列で特に大きな地震が 1 つある場合には、これを主震とよび、その前の活動を前震、後の活動を余震という。余震の数は主震後の経過時間の逆数に近い形で減少する。主震を欠く場合は群発地震という。浅い地震は、せん断破壊によって生ずる。深い地震も同様と考えられるが、相転移に伴う体積変化なども原因として主張されることがある。破壊面が地層を横切ると、層に食い違い、すなわち断層ができることから、震源での運動は断層運動とよばれる。震源の位置は、主に P 波や S 波の各地震観測所での到着時刻から推定されるが、これは破壊の開始点にすぎない。破壊の伝播速度は S 波速度の 7 割程度、断層のずれる速度は $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 程度である。有限の広がりをもつ震源(震源断層)は、余震の分布域から推定されることが多い。震源の広がりより十分長い波長の地震波を用いれば、震源は点とみなせる。この場合、地震による変位は、互いにモーメントを打消す 2 組の偶力による変位に等しい。この偶力のモーメントの値を地震モーメント (M_0 と略す) とよぶ。最初に地震モーメントを求めた、安芸敏一にちなんで $A = 10^{27} \text{ dyn}\cdot\text{cm}$ を単位とする。地震モーメントは剛性率と断層の面積と断層のずれの量との積に等しいので地震の静的な大きさを表している。地震のモーメントは、最大の地震での $10^5 A$ から微小地震の $10^{-18} A$ 程度までの範囲をもつ。2 組の偶力のうち一方は断層面を表し、他はずれの方向を表す。このような断層面の地表に対する幾何学的記述を地震のメカニズムとよぶ。地震のメカニズムは、P 波の初動の向きなどから求められるが、その空間分布から地球内に働くせん断応力の方向が推定される。地震の原因、空間分布、メカニズムなどはプレートテクトニクス(マントル対流)によって説明される。地震波の最大振幅の対数に、波動の周期や震央からの距離の補正を加えて得られるマグニチュード(地震の)規模 (M と略す)は、簡便に地震の大きさを示すものとして広く使われる。しかし M8 以上の巨大地震については正確な尺度とならないの

で、最近では地震モーメントから求めたマグニチュード (M_w) が使われる。地震のエネルギー E はおよそ $\log_{10} E = 1.5M + 11.8$ (E は erg 単位) で表される。マグニチュードが 1 小さいと、地震の数は、ほぼ 10 倍となる。各地の地震動の強さは震度で表される。気象庁震度で震度 V を超えると被害を生ずる。

磁針 [英 magnetic needle, 独 Magnetnadel, 仏 aiguille aimantée, 露 магнитная стрелка] 水平面内で自由に回転できるように中央部を支えた小型の棒磁石で、磁場の方向を測るのに用いる。磁場に磁針を入れると、磁針の S 極から N 極へ向かうベクトルはその点における磁場ベクトルの方向を向く。地磁気により磁針の N 極は地球の北極の方向をさす。登山、航海などで方向を知るために針磁石が使われる。

磁心 [英 magnetic core, 独 Magnetkern, 仏 noyau magnétique, 露 магнитный сердечник] = コア

指針型検流計 [英 pointer galvanometer, 独 Zeiger-galvanometer, 仏 galvanomètre à aiguille, 露 стрелочный гальванометр] 可動コイル型あるいは可動磁針型の検流計のうち、可動部の回転をそれにとりつけた指針のふれで表示する型式のもの。感度は反照型検流計よりも落ちて $10^{-7} A$ ぐらいになるが、光学系がないので取扱いが簡単になる(⇒検流計)。

指針型周波計 [英 compass needle type frequency meter, 独 Magnetnadel-Frequenzmesser, 仏 fréquencesmètre à type d'aiguille de compas, 露 стрелочный частотомер] 測定周波数を指針型メーターで直読できるもので、コンデンサー充放電型と飽和変圧器型が主なものである。コンデンサー充放電型周波計は図 1 のように被測周波数 f で駆動す

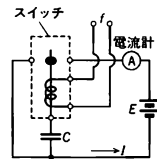


図 1

る機械的スイッチまたは電子スイッチを用い、コンデンサー C を充放電すると、直流電流計 A に流れる平均電流 I は $I = C E f$ となり f が測定できる。 E は定電圧直流電圧である。この計器は商用周波数 (50~60 Hz) 以外に、適当なリレーを選び振幅や波形を整える電子回路を付加すれば、 $\pm 0.3\%$ の精度で $20 \sim 10^4 \text{ Hz}$ くらいまで測定できる。交差コイル型周波計は図 2 のように、被測周波電圧を 2 つの異なる共振周波数特性の回路に加え、可動コイル M_1, M_2 に流れる周波数の比率から周波数 f を測る。 $L_1-C_1-R_1-M_1, L_2-$

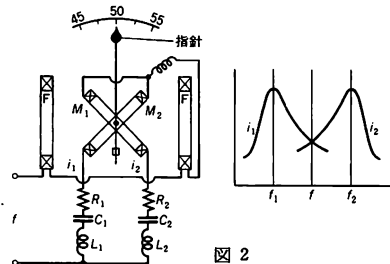
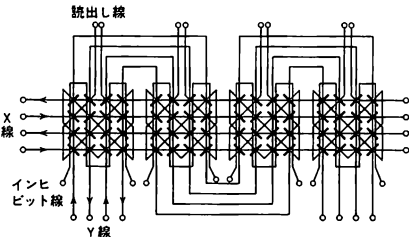


図 2

$C_2-R_2-M_2$ の共振特性は図 2 のとおりで、 M_1, M_2 の電流で生ずる駆動トルクは互いに逆方向に働くから、 f の場合指針は中央をさし、 $f_1 < f$ なら針は左方、 $f_2 > f$ なら右方へ M_1, M_2 のトルク差によって振れる ($M_{1,2} \leq L_{1,2}$)。商用周波数の携帯用は 0.2 Hz、配電盤用で 0.3 Hz 程度の分解能のものがつくられている。

磁心記憶装置 [英 magnetic core storage, 独 Magnetkernspeicher, 仏 mémoire à noyaux, 露 запоминающее устройство на магнитных сердечниках] 主として電子計算機の主記憶装置として使われる装置で、通常環状の磁心を記憶の単位として用い、残留磁束の向きを、符号を構成する各ビットの 2 つの値に対応させてデータを蓄えるもの。縦、横に多数本配置された導線の交点ごとに磁心をはめた板 (コアプレーン) を必要枚数積重ねた構造 (コスタック) を中心として、導線に電流を流したり、信号を増幅したり、切替えたりする回路を配置した構成になっており、選択された縦、横の線に適当な電流を流すことによって、磁心にデータが書込まれたり読出されたりする。

磁心は Mn-Mg 系、Li-Co 系などの角形の磁気特性をもったフェライトでつくられ、その外径は 1953 年ころは約 2 mm であったが、その後小型化が進み、約 0.3 mm のものまでつくられるようになった。小型化とともに、読み書きに必要な電流が減少し、また動作速度も初期の 12 μ s から 0.2 μ s 程度 (サイクル時間) まで短縮された。導線の配置の方法には、4 線式 3 次元方式、3 線式 3 次元方式、2 次元方式、2.5 次元方式などがあるが、最も一般的な 4 線式 3 次元方式の場合を図に示す。図において X 線と Y



ハ：磁心 (4 ビット \times 16 語の場合)

線の選択された各 1 本に負のパルス電流を流すことによって、交点に蓄えられた情報が読出し線に出力される。また X 線と Y 線の各 1 本に正のパルス電流を流すとき、インヒビット線に電流があるかないかによって、0 または 1 が交点の磁心に書込まれる。一般にこのような方法で記憶をする場合、一度読出しを行うと、その部分のデータはすべて消去されてしまうから、通常すぐにもとのデータをもとの所に書込む動作 (リライト) を行う。

磁心記憶は実用上十分高速であり、完全な等速呼出し (ランダムアクセス) に耐え、装置としての信頼性もかなり高いので、主記憶装置の主流の座を占めてきた。しかし最近、より高速で必要な電力も少ない半導体メモリー素子がより低価格で入手できるようになり、その信頼度も向上したので、急速に半導体メモリーに置換えられている。けれども磁心記憶の不揮発性 (電源を切っても情報が失われないこと) は捨てがたい特徴である。

地震計 [英 seismograph, 独 Seismograph, 仏 séismographe, 露 сейсмограф] 地震動を記録する計器。振り子やばねなどにより、固体地球と弱く連絡されている支

を用い、その慣性を利用して支点と相対的な地面の動きをとらえる。地震動によって励起される振り子やばねの自由振動は、制振器によって減衰させる。従来は、てこや鏡などを利用した拡大装置が使われたが、現在はエレクトロニクス技術を用いる。地球上では、風、波、人間活動などによる雑音レベルが高いため、このレベルによって地震計で検出できる地震動の最小振幅が制限される。月面地震計は 10^{-8} cm の地動を検出できる。従来はフィルムの感光、感熱紙の加熱や、すす書き、インク書きなどのアナログ記録が使われていたが、現在はデジタル記録も多く用いられている。震源の位置や震源での地震波の発生時刻の決定には、P 波や S 波の到着時刻が用いられるので、高い時刻精度も必要であるから水晶時計が比較的早くから用いられてきた。地震動の周波数範囲は広いので帯域の異なる複数の地震計を同時に用いる。1963 年ごろから世界各地 (100 点以上) の観測所に短周期ペンフォ型と長周期プレスレー型型の標準地震計がアメリカによって設置された。これは世界標準地震観測網 (WWSSN) とよばれ、地震学の発展に大きく貢献した。地震計を群列配置したアレイ観測は、特に地下核爆発探知を目的としてつくられた。アメリカ モンタナ州の LASA などがある。遠い地震の走時解析などに威力を発揮している。東京付近では堆積層が厚く雑音レベルも高いため、国立防災科学技術センターによって、第三紀層基盤に達する 3 本の深井戸 (深さ約 3.5 km) が掘られた。坑井地震計によって高感度の微小地震観測が行われている。海底地震計は地中での火薬爆発による人工地震の観測や短期間の自然地震の観測に用いられてきた。近年気象庁によって海底ケーブルを用いた常設の海底地震計による観測が東海沖で行われている。このほか、長周期の地震動をとらえ、地球振動の研究に重要な貢献をしたひずみ地震計などがある。

地震のエネルギー [英 energy of earthquake, 独 Energie des Erdbebens, 露 энергия землетрясения] \Rightarrow 地震

地震波 [英 seismic wave, 独 seismische Welle, 仏 onde sismique, 露 сейсмическая волна] 地震によって地球内に生ずる振動。三次元的に伝播する実体波と、地球表面に沿って二次的に伝播する表面波とに大別される。実体波には縦波の P 波と横波の S 波があり、S 波は鉛直面内に振動する SV 波と、地表に平行な面内で振動する SH 波とに分けられる。表面波は進行方向に平行な鉛直面内で振動するレイリー波と、進行方向に平行な水平面内で振動するラブ波とに分けられる。いずれも地球という有限な物体内部の振動であるから、これらの地震波動はすべて地球振動の一部であり、P, SV, レイリー波は伸び縮み振動, SH, ラブ波はねじれ振動に対応している。地震計によって最初に記録される地震動の部分が P 波であり、S 波、表面波がこれに続く。表面波に続く振幅の小さな尾部 (コーダとよばれる) は、地殻や上部マントルの不均質構造によって生ずる散乱波である。実体波は地球表面で反射し、地球内部の地震波速度の不連続面で反射、あるいは屈折する。この際に P 波の一部は SV 波に、SV 波の一部は P 波に変換される。反射、屈折、変換などにより震源から観測点に達するまでの経路は、さまざまな場合があるが、特定の経路をたどった実体波には固有の名が与えられる。地震波は波面が拡大することによる減衰 (幾何学的減

衰という)のほか, 地球物質の非弾性的性質により減衰する。減衰は無次元数 Q によって表される。振動数 ω で振動する物体の最大ひずみエネルギーを E , 一周期で失われるエネルギーを ΔE とすると, $Q(\omega)$ は

$$\frac{1}{Q(\omega)} = \frac{\Delta E}{2\pi E}$$

で定義される。地震波の周波数範囲 (0.001~100 Hz) で地球物質に固有な Q の値はほぼ一定と考えられている。これは緩和時間の異なる緩和機構の重ね合わせによって説明される。

JIS [英 JIS] Japanese Industrial Standards (日本工業規格) の略。1949 年に公布された工業標準化法に基づき, 主務大臣によって制定されるわが国の鉱工業に関する国家規格である。JIS の制定範囲は, 標準化の領域によって表に示す 17 部門に分類されている。

JIS による規格総数は 1982 年度末で 7852 であり, 主として次の点について標準化を図っている。

- (1) 製品規格(製品の形状, 寸法, 品質, 機能など)
- (2) 方法規格(試験, 分析検査, 測定法, 作業標準など)
- (3) 基本規格(用語, 記号, 単位, 数列など)

鉱工業品であっても, 医薬品, 農薬, 蚕糸, 食料品, そのほか「農林物資の規格化および品質標示の適正化に関する法律」による農林物資は, JIS の対象から除外されている。また, 流行とか趣味・し好の対象になるもの, 芸術品などは本来規格化すべきものではないので, これらも JIS の対象から除外される。

JIS の規格番号は表の 17 部門のそれぞれの部門を示す

部 門	記 号	部 門	記 号
土木・建築	A	織 維	L
機 械	B	鋁 山	M
電 気	C	パルプおよび紙	P
自動車	D	窯 業	R
鉄 道	E	日用品	S
船 舶	F	医療安全用具	T
鉄 鋼	G	航 空	W
非鉄金属	H	一般その他 (基本, 包装, 溶接, 原子力など)	Z
化 学	K		

ローマ字と, 4 けたのローマ数字を使い, たとえば JIS C 7501 のように表し, 規格の内容は「規格票」として公刊されている。これは通常, 各規格ごとに 1 つのパンフレットにまとめられていて, 必要により規格の制定や改正のねらい, 技術的な根拠・問題点などが解説として付け加えられていることが多い。また消費者や使用者の便宜を図るため, JIS に適合した商品や加工品に対していわゆる JIS マークを付けるという表示制度も工業標準化法によりもたらされたもので, 現在は広く普及している。

JIS の制定や改正に関する審議は日本工業標準調査会で行われ, 原案作成は通商産業省工業技術院など国の機関が直接にあたる場合と, 各種の工業会や協会など民間機関に国が委託する場合がある。なお, いったん制定・改正された JIS も必ず 3 年以内に再審議され, 技術の進歩・状況の変化・国際規格との整合性などの立場から確認されたり改正されたり廃止されたりする。JIS の目的と効用については(⇒標準化)。

死水理論 [英 dead water theory, 露 теория стоячей воды] ⇒ 不連続流

c 数 [英 c number, 独 c-Zahl, 仏 c-nombre, 露 c-

число] ⇒ q 数

指数関数実験 [英 exponential experiment, 独 Exponential experiment, 仏 expérience exponentielle, 露 экспоненциальный опыт] 原子炉の炉心部は減速材の中に燃料棒を規則的に挿入してできる格子によって構成されている。この格子の中性子増倍に関する研究を行うため, これらの格子からなる臨界未満の体系で行う実験のひとつに指数関数実験がある。四角柱ないし円柱形の格子体系を減速材からなるベDESTAL 部に設置する。このベDESTAL 部に数個の高速中性子源を配置して減速させ熱中性子とし, 上部の格子体系に流入させる。格子体系中に生ずる熱中性子束密度 ϕ の空間分布を測定する。ベDESTAL 部から十分離れた位置での中性子束分布 ϕ は次式で記述されるようになる。

$$\phi \approx A \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{\pi y}{b}\right) \exp(-r z)$$

ここに, a および b は格子体系の四角柱の水平方向の二辺の長さを示している。 x, y および z はこれらのおおの方向の直角座標での位置を示している。四角柱内の熱中性子束分布を測定して, 以上の式にあてはめることにより, 垂直方向つまり z 方向の指数関数的減衰を決定して, その指数 r を得る。この r と a, b より次式によって材料バックリング B_{∞} を求めることができる。

$$B_{\infty}^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 - r^2$$

B_{∞} が大きいほど, 格子体系の中性子増倍率は大きく, 拡散理論では反射体のついでない立方体の体系の場合, その一辺 L が次式を満たす長さがあれば臨界になる。

$$B_{\infty}^2 = 3\left(\frac{\pi}{L}\right)^2$$

ただし, L は中性子挿外距離を含んだ長さである。

次数の重なり [英 overlapping of orders] 回折格子による光の回折方向は回折格子の式

$$\sin \alpha + \sin \beta = m \lambda / d$$

によって表される。ここで, α と β は入射角と回折角, d は格子定数, m は回折次数, λ は波長である。したがって $m \lambda$ が同じであれば異なる波長の光も同じ方向に重なって回折する。これが次数の重なりである。ファブリーペローのエタロンを用いた干渉分光器においても, エタロンの間隔を d , そこでの屈折率を n とすると, $2nd \cos \theta = m \lambda$ をみたす方向 θ に鮮鋭な同心円の干渉縞ができる。ここで m は干渉の次数であるが, やはり $m \lambda$ が等しければ異なる波長による干渉縞は重なる。回折格子分光器や干渉分光器を用いる場合には次数の重なりがあるからその分離が重要である(⇒自由スペクトル領域)。このように次数の重なりは普通はわずらわしいものであるが, 高分解能分光器で高次のスペクトルを撮るとき, そのスペクトル線の波長の決定に利用することもある(⇒比較スペクトル)。

指数分布 [英 exponential distribution, 独 Exponentialverteilung, 仏 distribution exponentielle, 露 экспоненциальное распределение] ⇒ Γ 分布

シス形 [英 cis-form, 独 cis-Form, 仏 forme cis, 露 цис-форма] ⇒ トランス形

志筑雄雄 しずき たいお 1760(宝暦 10) — 1806.8.14 (文化 3.7.9) 蘭学者, 自然哲学者。長崎に生れる。本姓は中野, 名は盈長, 通称 忠次郎。後に名は忠雄, 字は飛脚, 柳圃と号した。季韻, 季飛とともいう。オランダ通

詞 志筑家の養子となり、1776 年 養父の跡を継いで稽古通詞となるが、翌年 病を理由にその職を辞し、以後、家にあつてひとり蘭学の研究・著作に励んだ。オランダ通詞本木仁太夫について「天学」を修めたともいわれる。主要な訳書は 1798 年から 1802 年の 5 年間に書かれた「曆象新書」3 編 4 冊である。これはイギリス人 J. Keill の天文学・力学の著作を J. Lulofs がオランダ語訳したものをもとに、「天文管閣」(1782 年)、「動学指南」(同年)、「求力(方)論」(1784 年)などの稿本を得て大成したものである。この Keill の著書は、I. Newton の「プリンキピア」Principia (1687 年刊行)の注訳書であった。つまり「曆象新書」によって Newton の学説が初めてわが国に紹介されたといえる。この書の上巻では地動説、ケプラーの法則、惑星の運動、上巻付録では天体論が論じられ、中巻では重力、下巻では求心力が説かれていた。特に下巻付録の「混沌分判図説」では志筑自身の独創的な太陽系星雲起源説が述べられ、わが国では稀有の自然哲学を示した。これはカント・ラプラスの星雲説に類似したものであった。そのほか「火器発法算」(1787 年)、「八円儀及其用法之記」(1798 年)、「日蝕絵算」(1803 年)、「三角提要秘算」(1803 年)など天文学・物理学の訳著書や、オランダ語文法書、海外地理・世界情勢に関する訳著書を残した。弟子は少なかったが、吉雄権之助、馬場佐十郎、大槻玄幹など蘭学者への影響は大きい。1916 年 従五位を追贈された。

C* 環上の状態 [英 states over a C*-algebra, 仏 états sur l'algèbre C*, 露 состояние над C*-алгеброй] ⇨ C* 環による量子力学の定式化

C* 環による量子力学の定式化 [英 C*-algebra formulation of quantum mechanics, 独 C*-Algebraformulierung der Quantenmechanik, 露 формулировка квантовой механики с помощью C*-алгебры] 特定のヒルベルト空間とその上の演算子という枠組を離れて、物理量の集りのもつ代数的な構造を出発点にして、量子力学を定式化しようとする試み。量子力学の正準形式では、基本的な物理量として座標 q_1, q_2, \dots と共役運動量 p_1, p_2, \dots を考える。それらはヒルベルト空間上の自己共役演算子で正準交換関係を満たすものとされるが、座標の数が有限の場合、そのような演算子は本質的に一意でシュレーディンガー表現 $p_j = -i\partial/\partial q_j$ で与えられる。ところが座標の数が無限の場合には、無数に異なった表現の可能性があり、1 つのヒルベルト空間の上では話が収まらなくなる。

C* 環による定式化では、物理量の生成する C* 環 \mathcal{A} を出発点とする。 \mathcal{A} 上の複素数値関数 φ が、線形で $\langle \varphi(AA + BB) = \varphi(A)\varphi(A) + \varphi(B)\varphi(B) \rangle$, 正値 $\langle \varphi(A^*A) \geq 0 \rangle$, ノルムが 1 ($\varphi(1) = 1$) の三条件を満たすとき、これを状態(C* 環上の状態)という。また \mathcal{A} の各元 A に対し 1 つのヒルベルト空間 \mathcal{H} の演算子 $\pi(A)$ が決り、代数的演算が保存されるとき $\langle \pi(AA + BB) = \pi(A)\pi(A) + \pi(B)\pi(B) \rangle$, $\pi(A^*A) = \pi(A)^*\pi(A)$ の表現という。表現空間 \mathcal{H} の単位ベクトル ϕ による期待値 $\langle \varphi(A) \rangle = \langle \phi, \pi(A)\phi \rangle$ は φ の状態を与える。逆に任意の状態 φ はこのような形に書けて、表現 π は φ から GNS 再構成定理とよばれる方法で構成される。また ϕ が巡回的(すなわち $\pi(\mathcal{A})\phi$ が \mathcal{H} で稠密)という条件のもとで、 \mathcal{A}, π, ϕ の組のユニタリ同値類は φ から一意的に決る。

C* 環による定式化では、系の時間発展は、時刻 t を径数とする \mathcal{A} の自己同型 α_t (\mathcal{A} から \mathcal{A} への全射で代数的演

算を保存するもの)の連続群 $\langle \alpha_s(\alpha_t A) = \alpha_{t+s} A, \lim_{t \rightarrow 0} \|\alpha_t A - A\| = 0 \rangle$ として与えらる。無限に広がった系の絶対温度 T の統計力学の状態は、KMS 条件 $\langle F(t) = \varphi(A\alpha_t B) \rangle$, $F(t + i\beta) = \varphi(\alpha_t(B)A)$ を満たす $0 \leq \text{Im } z \leq \beta$ で有界連続、 $0 < \text{Im } z < \beta$ で正則な関数 $F(z)$ が各 $A, B \in \mathcal{A}$ ごとに存在、 $\beta = (kT)^{-1}$, k はボルツマン定数)で特徴づけられるが、 T が異なる状態は、互いに異なる(素である)ことが知られている。対称性の自発的なやぶれに関しても、同値でない表現が本質的な役割を果たす。

シストロン [英 cistron, 独 Cistron, 露 цистрон] ⇨ 遺伝子

ジスルフィド結合 [英 disulfide bond, 独 Disulfidbindung, 仏 liaison disulfure, 露 дисульфидная связь] 2 つの SH 基の間で酸化的につくられる $-CH_2-S-S-C-H_2-$ の形の結合。S-S 結合ともよばれる。タンパク質では、システイン残基間のみ形成され、ペプチド鎖間を結合する唯一の共有結合として、三次構造の安定化に役立っている。生体中の S-S 結合の形成には、ある種の酵素が関与することもある。また、細胞から分泌されるタンパク質(たとえばインシュリンやキモトリプシン)には、S-S 結合が比較的多く存在するが、細胞内タンパク質にはあまり存在しない。おそらく、後者は細胞内で保護されているので、一段と構造を安定化する必要がないのであろう。一方、ゴムの場合にはイオウを加えて S-S 結合による橋架け反応を起させる。これを加硫という。その際、イオウ原子 1 個だけのモノスルフィド結合や、3 個以上のポリスルフィド結合も生じ、それらの割合は加硫促進剤や加硫条件によって定まる。また、極限(32%)まで加硫すると、ゴム弾性が消失する。これがエナサイトである。通常のゴムは、S-S 結合による網目構造が、適当な加硫によって全体に形成されたものである。

磁性 [英 magnetism, 独 Magnetismus, 仏 magnétisme, 露 магнетизм] 外部から加えられた磁場によって、物質がその状態を変え、あらたに磁場をつくり出す現象を磁性という。物質を構成する素粒子の多くは電荷と固有のスピン磁気モーメントをもっている。すなわち、電荷をもつ小さい磁石であって、磁場をつくり出す。外から別に磁場が加えられると、素粒子の運動とその磁気モーメントの方向が変化を受け、その結果、素粒子のつくる磁場が変化する。これが磁性の基本的な機構である。しかし、通常、磁性ということばで取上げるのは、1 個の粒子ではなくて、それらが多数個集まってできている巨視的物質が、磁場の作用を受けて磁化する現象である。その主な原因を担うのは巨視的物質を構成している原子核と電子のうちの後者である。電子の磁気モーメントは原子核のそれに比べてはるかに大きく、したがって、外部の磁場の影響も、それ自身のつくる磁場も大きいからである。

原子、あるいはイオンのなかで軌道運動をしている 1 個の電子に注目すると、それは微小な閉じた電流と考えられるから、それに伴う軌道磁気モーメントが存在する。このほかに固有のスピン磁気モーメントをもっている。これは電子の自転に伴う電流によると考えることができる。この電子に対する磁場の効果には 2 つの機構がある。(1) 電子は磁場による力を受け、軌道運動のようすが変わる。磁場があまり強くない限り、この効果では軌道の形は不変で、その方向が磁場の方向のまわりに回転する(図 1, ⇨ラー

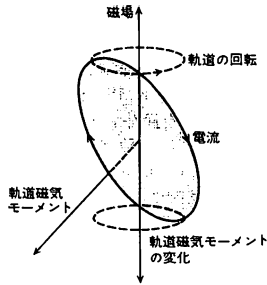


図 1

モア歳差運動)。この付加的な回転によって新たに生じる電流は、外から加えられた磁場に逆向きの磁場をつくる向きをもっている。これは電磁気のレンツの法則によって理解される。(2) 電子の磁気モーメントは磁場による偶力を受けて、磁場に平行な方向を向こうとする(⇒ゼーマン・エネルギー)。もし、この際余分になるエネルギーの受取り手があれば、磁気モーメントは実際に向きを変えることができ、加えられた磁場に平行な成分を増す。すなわち、(1)と逆に、外部からの磁場と同じ向きの磁場をつくるように変化が進む。

これらの電子が集って原子をつくるときには、パウリの原理によって、同じ軌道の2つの電子はスピン磁気モーメントは逆向きになり、また、同じ大きさ、形で、異なる向きをもった1組の軌道を全部電子が占めると、軌道磁気モーメントも打消しあってしまう。こうして、原子やイオンのなかで、閉殻をつくっている電子は全体として、あまり磁性に寄与しない。さらに、それらが化学結合をして、分子や結晶をつくると、最外殻の電子の磁気モーメントも打消しあう。結局、巨視的物質の磁化に寄与する磁気モーメントをもつ電子はむしろ例外的な場合である。その主なものは以下の(a)~(c)のようになる。(a) 原子、イオンの内側の不完全殻の電子、特に鉄族元素の3d電子と希土類元素の4f電子。このような電子をもち、全体として磁気モーメントをもつ原子、イオンを磁性原子、磁性イオンという。(b) 金属、合金の伝導電子。(c) 総数で奇数個の電子をもつ分子。したがって、大多数の物質では全体として(1)の効果だけが現れ、外部から加えた磁場と逆向きの磁化が生じる。これを反磁性という。磁場があまり強い限り、その磁化の強さは磁場の強さに比例する。比例定数、すなわち、磁化率は負で、超伝導体の場合のほかに小さい値をとる。一方、上で挙げた(a)~(c)のような場合には、(1)、(2)両方の機構が働き、全体としては後者が優越する。通常の温度、磁場では電子の磁気モーメントと磁場との相互作用のエネルギーは熱ゆらぎのエネルギーよりも小さいから、各電子の磁気モーメントは絶えず向きを変えているが、平均として磁場の方向の成分が0でない有限の

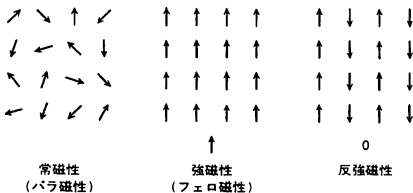


図 2

値をとる。これを常磁性、あるいはパラ磁性という。温度が極めて低い場合、磁場の極めて強い場合を除いて、常磁性体の磁化の強さは磁場の強さに比例する。その磁化率は温度とともに変化することが多い。空間的に接近した2個の電子の間には、それらのスピン磁気モーメントを平行、または反平行にしようとする強い力が働く。この交換相互作用のために、外部から磁場が働いていない場合でも、磁性原子、イオンの磁気モーメント、あるいは伝導電子の磁気モーメントが整列した構造が出現することがある。これらを総称して秩序磁性という。特に、この整列の結果、磁場が加えられないでも、巨視的な体積についての磁気モーメントが0でない有限の大きさとなる場合を強磁性という。強磁性の物質では磁場と磁化の強さの関係は複雑な形をとる(⇒磁気ヒステリシス)。一方、原子、イオンの磁気モーメントが反平行、あるいはより複雑に配列し、物質全体として打消しあっている場合には、反強磁性、らせん磁性などがある。これらの場合、磁場があまり強くない限り、磁場と磁化の関係は常磁性のそれに類似している。したがって、現象論の立場では、これらも常磁性のなかに含まれる。温度が上昇すると、整列の熱ゆらぎが大きくなり、ついにある温度で秩序磁性から常磁性への相転移が起こる(⇒キュリー温度、ネール温度)。

磁性イオン [英 magnetic ion, 仏 ion magnétique, 露 магнитный ион] 磁気的な性質をもつイオン。完全には満たされていないd軌道またはf軌道をもつイオンは、化合物においてもそれらの軌道にある電子が磁気モーメントをもち、種々の磁気的な性質を示すので、磁性イオンと総称される。遷移金属イオン、ランタノイドイオン、アクチノイドイオンなどがこれに属する。磁性イオンを含む化合物は磁気的な転移点をもち、それ以上の温度でキュリー・ワイス型の磁化率(⇒キュリー・ワイスの法則)を示し、それ以下の温度で磁気的な秩序状態を示すものが多い。磁性イオンになる元素単体の金属では、磁気的な秩序を示すものもある(たとえば、Cr, Fe, Co, Ni, Gd, Tb など)が、4dや5dの遷移金属には単体として磁気秩序を示すような元素はない。磁気秩序が起る化合物や金属では、電子間にスピンの方向に依存した相互作用が働いていると考えられる。また、秩序状態の形態には、強磁性、反強磁性、スピン密度波、らせん型のスピン配列などがある。

磁性超伝導体 [英 magnetic superconductor, 独 magnetischer Supraleiter, 仏 supraconducteur magnétique, 露 магнитный сверхпроводник] 厳密には磁気的秩序をもつ超伝導体をさすが、なんらかの磁気的性質を示す超伝導体の意味にも広く使われている。磁気超伝導体ともいい、特に強磁性が問題となるとき強磁性超伝導体という。磁気イオンの性質やふるまいの違いなどにより、いくつかのタイプに分類できる。(1) 磁気イオンが格子点を規則的に占めて1つの副格子を形成しているような超伝導体。希土類元素を含むシェブレル化合物やロジウム・テトラボラドなどの三元化合物超伝導体によって代表される。これらの化合物では、その結晶構造上の理由から磁気イオンと超伝導電子間の交換相互作用が弱いため、磁気イオンが各副格子にあるにもかかわらず超伝導が起る。磁気イオンは一般に超伝導状態中で長距離磁気秩序を起し、その磁気秩序は強磁性と反強磁性とは全く異なった効果を超伝導に及ぼす。強磁性の場合、キュリー温度(T_c)で一次の相転移を起して超伝導状態は壊れ、常伝導強磁性状態とな

る。反強磁性の場合は、ネール温度(T_N)近傍で超伝導状態は磁気モーメントのゆらぎの影響を強く受けるが一般に常伝導状態に戻ることなく反強磁性長距離秩序と共存する。このような磁気秩序の超伝導への影響の詳細は、たとえば異常な上部臨界磁場の温度曲線として観測される。表に代表的なこの種の磁性超伝導体とその転移温度を示す。

三元化合物	T_S [K]	T_C, T_N [K]
HoMo ₆ S ₈	2.2	$T_C \sim 0.65$
GdMo ₆ S ₈	1.4	$T_N = 0.95$
DyMo ₆ S ₈	2.2	$T_N = 0.45$
GdMo ₆ Se ₈	5.6	$T_N = 0.75$
ErRh ₄ B ₄	8.7	$T_C \sim 0.9$
SmRh ₄ B ₄	2.7	$T_N = 0.87$
TmRh ₄ B ₄	9.8	$T_N = 0.4$

T_S : 超伝導転移温度 T_N : ネール温度

T_C : キュリー温度

(2) 高温で近藤効果に類似したふるまいを示すが、近藤温度以下の低温で超伝導になる物質がある。CeCu₂Si₂やUBe₁₃などがこの部類に属する。その特徴として低温電子比熱の温度比例定数が通常の金属に比べて数百倍も大きく、臨界磁場の超伝導転移温度での立ち上がりが非常に大きいことなどが挙げられる。(3) (1), (2)の超伝導体の磁性は不完全な「電子殻」に由来する局在磁気モーメントによるが、別のタイプの磁性超伝導体として過遷移金属性を示す遷移金属のd電子による超伝導も考えられる。しかし、この種の磁性超伝導体の特性はいずれもまだ明らかでない。(4) 極少量の磁気イオンを置換型不純物として格子点上に不規則に含む超伝導体で、もともと超伝導への磁気不純物の効果を調べるために研究された。その超伝導転移温度は磁気イオン濃度が希薄な極限では濃度に比例して減少し、通常、数at.%程度の臨界濃度以上では超伝導は起らない。この種の超伝導体は本来(1)~(3)の磁性超伝導体とは区別されるべきである。

磁性薄膜 [英 magnetic thin film, 独 magnetische dünne Schicht, 仏 couche mince magnétique, 露 тонкая магнитная плёнка] ⇒ 強磁性薄膜

磁性半導体 [英 magnetic semiconductor, 独 magnetischer Halbleiter, 仏 semiconducteur magnétique, 露 магнитный полупроводник] 強磁性と半導性を同時に示す物質で、半導体としての種々の性質が強磁性によって強く影響されるものをいう。EuSなどの塩化ナトリウム構造のRX半導体(R=希土類元素, X=カルコゲン)やCdCr₂Se₄などのスピネル型構造のMCr₂X₄半導体(M=Cd, Hg, Cu, Zn, X=カルコゲン)が代表的なものである。キュリー温度の近くで電気伝導率が大きく変化したり、異常な電流磁気効果を示したり、光の吸収端が特異な温度依存性や磁場依存性を示すものが多い。これらは、結晶内電子の感じる周期ポテンシャルが磁性イオンのもつ磁気モーメントの配列のようすに依存すること、および電子のスピンと磁気モーメントとの磁気的相互作用が電子の運動に対する抵抗の新しい原因となることに関係している。現在までに見いだされている物質ではそのキュリー温度が室温より低いので、実用的な素子などへの応用はまだ進展していない。

磁性ポーロン [英 magnetic polaron, 仏 polaron magnétique, 露 магнитный полярон] 伝導電子と局在スピンとの結合状態を意味し、イオン結晶中のポーロンを

磁性体の場合に拡張したものである。局在スピン(たとえば3d電子スピン)をもった磁性半導体に伝導電子(たとえば4s電子)が1個存在する系を考える。これらの間にはs-d交換相互作用が働いているとする。十分高温では、各格子位置の局在スピン S_{an} は互いに独立にばらばらの方向を向いており、s電子はそのスピンを各格子点の S_{an} の方向に振りながら結晶全体を運動する。ただしs電子の運動エネルギー(バンド幅)がs-d交換相互作用の大きさに比べて十分大きいときはs電子スピンの首振りはいささく、ほぼ一定方向を向いて運動するのに対して、逆の極限ではほぼ完全に S_{an} の方向にそろえながら運動する(⇒二重交換相互作用)。しかしながら、温度が下がると、(特に S_{an} 間の相互作用が強磁性のときはそのキュリー温度近くになると)s電子は結晶全体に広がるよりも、ある場所に局在してs-d交換相互作用によってその範囲内の S_{an} の方向をs電子スピンの方向にそろえてs-d交換相互作用のエネルギーの利得をはかる方が全体の自由エネルギーを下げることができるようになる。このときのs電子の局在化は上のようにして得られた S_{an} の偏極によるs-dポテンシャルによって支えられる。この意味で自縛自縛型スピンポーロンと名づけられる。完全な結晶中では、s電子はこのような S_{an} の偏極を伴いながら非常に大きな有効質量をもって結晶全体を動くことができるが、現実にはあらゆる型の結晶の欠陥に容易に捕まって捕獲型ポーロンとなり、その形で観測されることが多い。

磁性流体 [英 magnetic fluid, 独 magnetische Flüssigkeit, 仏 fluide magnétique, 露 магнитная жидкость] 直径100Å程度の磁性体の微粒子に表面活性剤による特殊な表面処理を施して、水あるいはケロシンなどに分散させたある種の懸濁液である。流体でありながら磁性をもつ合成流体であって天然には存在しない。一般の懸濁液と異なり非常に分散性がよく通常の遠心分離あるいは外部磁場の作用などによっては、流体中の粒子濃度分布は変化しない。1965年にS. S. Papellによって作成されて以来、製法にも組成にも改良が加えられ、現在では一成分ニュートン流体として取扱うことができるまでになっている。当初は強磁性流体とよばれていたが、磁性流体は必ずしも強磁性を示さないので、現在では単に磁性流体とよばれている。

媒質が電導性流体の磁性流体は電導性を有し、電導性磁性流体とよばれる。この場合は、外部磁場との相互作用には、流体の磁化と流体中を流れる電流との両方が寄与する。磁性流体固有の特性だけが現れるのは非電導性磁性流体においてであり、単に磁性流体という場合はこれをさす。前述の例はこの場合である。

磁性流体の磁化の緩和時間は、他の流体力学的特性時間に比べて極端に小さく、磁化の強さ M は時間には直接依存しないとして取扱うことができる。このとき、 M は常に磁場の強さ H と平行であり、その大きさ M は、磁性流体の密度 ρ 、温度 T および磁場の強さ H の関数となる。 $M=f(\rho, T, H)$ を磁化の状態方程式とよぶ。 f はそれぞれの磁性流体で決まる関数である。この取扱いは、ラーモア振動数に近い振動数の外部交番磁場が作用する場合のように、 H の時間変化が極端に激しい場合を除いて常に有効である。

磁性流体の運動は、ナビエ-ストークスの方程式に $\mu_0 M \text{ grad } H$ の項を加え、圧力を $p + \mu_0 \int_0^H \partial(M/\rho) / \partial(1/\rho)$

dH でおきかえた運動方程式, エントロピーを $s+(\mu_0/\rho)$
 $\int_0^H (\partial M/\partial T) dH$ でおきかえたエネルギー方程式, 連続
 の方程式, 状態方程式, マクスウェルの方程式によって記
 述される。

磁性流体は, 回転軸受, 密封, 非鉄金属の比重差分離,
 慣性制振器, 検知装置など工学的に広く利用されている。

自然科学 [英 natural science, 独 Naturwissenschaft, 仏 science naturelle, 露 естественная наука] 自然界に
 存在する物質の構造や自然現象の法則を探索する科学の総
 称で, 物理学, 化学, 生物学, 天文学, 地学など自然現象
 を対象とするすべての学問が含まれる。これに対して, 人
 間の社会的活動の結果起る社会現象を対象とする科学を社
 会科学という。自然科学の研究の成果として得られるもの
 は, 工学, 医学, 農学などを通じて技術, 産業, 人間生活
 などに深い関係にあるので, 必然的に社会科学ともかわ
 りあいをもつが, 工学, 医学, 農学などが応用を目的とし
 ているのに反して, 自然科学は基礎的な知識を得ることを
 目的としている。

自然科学の発祥は遠くギリシアの自然哲学にさかのぼる
 が, 当時は自然科学が未発達のため個別科学(研究対象が
 明確な科学)の区分が不明瞭であり, 自然科学は哲学の一
 分科にとどまっていた。中世になってしだいに観察や実験
 を中心とする研究が行われるようになって, 多くの個別科
 学が独立分化してきた。これらの基盤の上に立って, これ
 までの伝統的な自然哲学に代わる新しい自然哲学としての
 近代科学が, J. Kepler, Galileo, R. Descartes, I. Newton
 などによって築かれた。この時代には, この新しい科学は
 natural philosophy (自然哲学)とよばれていたが, これが
 今日の自然科学に該当するものである。特にイギリスにお
 いては, 19世紀になってからも自然科学のことを自然哲学と
 よんでいた。しかし, このころから自然科学は自然哲学と
 は別の科学として発達し, 今日に至っている。そして, 現
 代科学の目ざましい発展の結果は, 逆に自然哲学に影響を
 与えている。物理学は自然科学の一分野であるが, 特殊な
 位置を占めている。なぜならば, 物理学では研究対象は特
 定なものに限らず, すべての物質に及ぶからである。自然
 科学の他の科学はそれぞれ一定の研究対象をもっている。
 たとえば, 天文学は天体を研究し, 植物学は植物を研究す
 るといったぐあいである。物理学の場合には, 研究対象は
 時代とともに変わっており, 研究の範囲も拡大している。
 これらを通して一貫していることは, 物理学は常にすべての
 自然科学の基盤となるべき新しい概念や知識を提供して
 いることである。その点で, 物理学は自然哲学と最も近い
 関係にある自然科学の分野といえる。

事前確率 [英 a priori probability, 仏 probabilité à
 priori, 露 априорная вероятность] \Rightarrow 確率論

自然軌道(関数) [英 natural orbital, 独 natürliche
 Bahn, 仏 orbitale naturelle, 露 натуральная орбиталь]
 ある波動関数 Φ からつくった一次の密度行列は

$$\rho(1, 1') = N \int \Phi(1, 2, \dots, N) \Phi^*(1', 2, \dots, N) d\xi_2 d\xi_3 \dots d\xi_N$$

と表される。ここに N は電子数で, ξ_n は n 番目の電子の
 空間およびスピン座標である。いま Φ があるスピンの軌道
 の組 $\{\phi_i(\xi)\}$ に基づいてつくられているとすると

$$\rho(1, 1') = \sum_{i,j} c_{ij} \phi_j(1) \phi_i^*(1')$$

と書ける。ここで c_{ij} は数係数である。 $\{\phi_i(\xi)\}$ に適当な一
 次変換を施した軌道 $\{\phi_i(\xi)\}$ を用いると, 前式は数係数を
 μ_{ij} として

$$\rho(1, 1') = \sum_i \mu_{ii} \phi_i(1) \phi_i^*(1')$$

という形にすることができ。この軌道 ϕ_i が自然軌道で
 ある。二電子系の場合, ある基底関数系 $\{\chi_i(\xi)\}$ を使って
 考えられるすべての電子配置間の相互作用を考えてつく
 った波動関数を Ψ とする。考える電子配置の数を一定とし
 た場合, 自然軌道 $\{\phi_i\}$ を用いた波動関数が Ψ との重なり
 の最も大きいことが証明される。このことを二電子系の配
 置相互作用(CI)において自然軌道を使うと収束性が最もよ
 いと表現する。一般の多原子系についても二電子系との類
 推から自然軌道が収束性のよい CI 関数を与えることを期
 待して, ある基底関数系を使って配置数を制限した CI 計
 算を行い, 得られた波動関数から自然軌道を求め, 次に自然
 軌道を使って同じ配置数の CI を行うことを繰返す計算方
 法が使われることがある。自然軌道はお互いに直交してい
 る。異なる基底関数系(特に非直交の場合)から出発してつ
 くった多電子系の波動関数を比較するときには, おのおの
 の自然軌道をつくらべて比較することが有効である。

自然言語処理 [英 natural language understanding,
 独 Verstehen der natürlichen Sprache, 仏 traitement de
 langage naturel] 日本語や英語などの言語(計算機言語と
 特に区別して自然言語という)を計算機に理解させ, それ
 によって人間・機械間の意志伝達をはかること。自然言語
 処理システムは構造解析, 意味解析, 辞書, 文脈の知識,
 社会的知識, 推論機構, 文章生成などの多くの部分(機能)
 から構成されている。文章の表層構造についての処理, お
 よび単語レベルの処理については, 研究が進んでおり, 成
 果も上がっている。たとえば, かな・漢字変換は広く実用
 化されている。しかし人間が会話をしているときに無意識
 的に利用している「常識」を機械に紐込むことは容易では
 ない。現在は対象とする領域の限られたシステムが研究開
 発されている。自然言語処理の応用としては, 情報検索シ
 ステムの自然言語による問合せ, (交通機関の予約などの
 ための)質問応答システムへの自然言語による問合せ, 機
 械翻訳, 自然言語によるロボット制御など広範囲にわたっ
 ており, 人工知能の他の成果とあわせて, 徐々に実用化さ
 れつつある。

自然光 [英 natural light, 独 natürliches Licht, 仏 lu-
 mière naturelle, 露 естественный свет] 偏光特性が全く
 検出されないような光のこと。偏光は, 進行方向に垂直な
 直交二方向成分間に相互相関があり, 位相差および振幅比
 が一定に保たれている。自然光はある時間の平均をとった
 ときのような相関がない光で, ごく短い時間(10^{-8} 秒程
 度)の間に相関が不規則に変化してしまっている。自然界
 にある光は, ほとんどすべてわずかながらも偏光成分をも
 つての厳密には部分偏光である。偏光特性のない光を得る
 目的で自然光を造るには, 回転しているスリガラスを通し
 たり, 偏光解消子を用いる。回転検光子に対しては, 自然
 光と同様に円偏光も透過強度は変化しないが, $1/4$ 波長板
 を前に置くと, 円偏光では大きな強度変化を生ずる。自然
 光の場合には変化は見られない。

自然旋光性 [英 spontaneous optical rotatory power,
 独 spontanes optisches Drehvermögen, 仏 pouvoir de rota-
 tion optique spontanée, 露 спонтанная вращающая поля-

りзация] 磁場のない状態で存在する旋光性を自然旋光性という(⇒旋光性)。これに対し、磁場によって生ずる旋光性をファラデー回転またはファラデー効果という。ある結晶が自然旋光性を示すかどうかは、結晶の点群対称性によって定まる。自然旋光性を示す結晶は、点群1-C₁, 2-C₂, m-C_{2h}, 4-C₄, 4-S₄, 3-C₃, 6-C₆, 23-T, 222-D₂, mm2-C_{2v}, 422-D₄, 42m-D_{2d}, 32-D₃, 622-D₆, 432-O に属するものに限られる。これは、自然旋光性という現象が、電束密度 D と電場 E との関係が $D_i = \epsilon_{ik} E_k$ であるとしたのでは説明できず、 E の場所的変化 $\text{rot} E$ を考慮して、 $D_i = \epsilon_{ik} E_k + \tau_{ikl} \partial E_l / \partial x_i$ として初めて説明できる現象であり、 τ_{ikl} は結晶の点群対称性によって定まる量であるからである。自然旋光性は、対掌的(enantiomorphous)な構造単位(たとえば不斉炭素)の存在によってのみ生ずると単純に考えられやすいが、これは誤りである。

視線速度 [英 radial velocity, 独 Radialgeschwindigkeit, 仏 vitesse radiale, 露 лучевая скорость] 視線方向における物体の速度成分。天文学では天体が観測者に近づくなら負の数、遠ざかるなら正の数で表す。天体のスペクトル写真をとる、その上下に静止光源のスペクトルを比較用として焼きとり、波長 λ のスペクトル線の偏位 $\Delta\lambda$ を測る。光速度を c とすると、視線速度 v は $v = (\Delta\lambda/\lambda)c$ (ただし $\Delta\lambda/\lambda \ll 1$) によって決められる。スペクトル線が赤方向に偏位すれば天体は遠ざかっており、青方向に偏位すれば近づいている。太陽系の近くの天体の視線速度はほぼ $10 \sim 40 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ であるが、銀河系外星雲の視線速度は光速度の90%に近いものまで観測されている。視線方向に直角な速度成分は天体までの距離と天体の固有運動の積になっているから、この成分と視線速度を合成すると天体の空間運動がわかる。

自然対流 [英 natural convection, 独 natürliche Konvektion, 仏 convection naturelle, 露 натуральное конвекция] 流体に接している固体境界が、流体と異なる温度をもっている場合、熱伝導によって固体境界近辺の流体が熱せられ(または冷やされて)流体中に温度の不均一が生じる。これによって流体の各部分が不均一の浮力を受けて上昇流と下降流の混じった流れ、いわゆる対流運動が生じる。これを自然対流とよぶ。「自然」とよぶのは、外からの流れでなく、流体内部に対流の原因があるからである。自然対流によって固体と流体間の熱伝達はいり大きくなる。固体境界からの熱伝導ではなく、流体内部の化学反応などによる熱発生によっても浮力の不均一が生じて対流が生じる。また、熱ではなく塩分の不均一な溶解などによって密度が不均一になり、対流が生じることもある。これらも自然対流の一種である。これに対して、流体を固体境界に吹きつけるなどして、浮力の効果とは無関係に熱を遠くに運ぶ場合を強制対流とよぶ(⇒強制対流)。水平な2枚の平板の間に流体を入れ、下側の板を上側に比べて高温にすると、温度差や平板の間隔などの条件によっては流体中に周期的な自然対流のパターンが生じる(⇒対流不安定, ベナール対流)。これに対して、流体中の孤立した固体境界の場合は、固体から1本の上昇流(または下降流)と、それを埋め合せるような周囲から固体へ向かう流れが生じる。自然対流は、積乱雲(入道雲)やたき火の上の流れなどのように自然界にも数多く見られる。

自然単位 [英 natural unit, 独 natürliche Einheit, 仏 unité naturelle, 露 естественная единица] 量子電磁気

学などで理論に出てくる基本的な自然定数を単位基準にする方法で、微視的な量子力学の支配する世界を記述するのに都合がよい。たとえば量子電磁気学では $\hbar = 1$, $m_e = 1$, $c = 1$ とする($\hbar = h/2\pi$, h はプランク定数, m_e は電子の質量, c は光の速度)。CGS 単位と比較すると、質量: $m_e = 9.109 \times 10^{-28} \text{ g}$, 長さ: $\hbar/m_e c = \lambda_0 = 3.86 \times 10^{-11} \text{ cm}$ (これをコンプトン波長という), 時間: $\hbar/m_e c^2 = 1.29 \times 10^{-21} \text{ s}$ となり、これを基本単位とすることになる。例えば、ディラックの電子論では、不確定性原理 $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$ (ΔE , Δt はエネルギー及び時間の不確定さ)より電子・陽電子対と光子が仮想的に発生し、すぐまた消滅する現象がたえず起っている。これを真空のゆらぎという。この電子・陽電子対のエネルギーは $2m_e c^2$ より大きいので $\Delta t \sim \hbar/\Delta E \sim \hbar/(2m_e c^2)$ となり時間の自然単位では $1/2$ となる。

また陽子、中性子間の力を核力といい、これは湯川秀樹の中間子論では、その力を媒介するものは π 中間子と考えられているが、この中間子論を扱うときは、質量の単位に中間子質量をとる自然単位が用いられる。この場合長さの基本単位は $\hbar/m_\pi c \sim 10^{-13} \text{ cm}$ で、だいたい核力の及ぶ範囲に対応する。古典的には核子の大きさと考えられる。重水素原子核の大きさは 10^{-12} cm であるので、この単位では10ぐらいいなり重水素原子核は陽子と中性子の束縛の弱い系であることがわかる。

また $\hbar = 1$, $c = 1$ だけ選ぶ単位系も自然単位系という。この場合[長さ]⁻¹ = [時間]⁻¹ = [質量]なので、素粒子物理学でのこの単位として MeV ([エネルギー] = [質量]であるから)や GeV を使う。

自然長音階 [英 natural major scale, 仏 gamme majeure naturelle, 露 натуральная мажорная гамма] ⇒ 音階

自然幅 [英 natural width, 独 natürliche Breite, 仏 largeur naturelle, 露 натуральная ширина] ⇒ 準位幅

自然ひずみ [英 natural strain, 仏 tension naturelle] 棒材の引張りあるいは圧縮の変形において、2つの標線の間の標線距離がはじめ l_0 だったものが l まで変形したとき、初期状態を基準としたひずみは公称ひずみとよばれ、これは

$$e = \frac{(l - l_0)}{l_0}$$

で表される。これに対し、変形途中の各瞬間の長さ l を基準として考えると、このときの長さの変化分 dl に対するひずみの変化分は $de = dl/l$ と表されるから、標線距離が l_0 から l までの変化に対して、これを積分した

$$\varepsilon = \int_{l_0}^l \frac{dl}{l} = \ln \frac{l}{l_0}$$

で定義されるひずみが考えられる。ここで \ln は自然対数である。この ε を自然ひずみという(対数ひずみともいう)。両式より、公称ひずみとの関係は

$$\varepsilon = \ln(1 + e)$$

で与えられる。ひずみの値が小さい場合は e と ε との差はほとんどないが、圧縮と引張りの大きなひずみに対して公称ひずみ e が $-1 \sim 0 \sim +\infty$ の値をとるのに対し、対数ひずみ ε は $-\infty \sim 0 \sim +\infty$ の範囲に変化する。また、標線距離を段階的に $l_0 \rightarrow l_1 \rightarrow l_2$ と変化した場合、自然ひずみについては、各段階でのひずみ $\varepsilon_1 = \ln(l_1/l_0)$, $\varepsilon_2 = \ln(l_2/l_1)$ と、全変形 $l_0 \rightarrow l_2$ のひずみ $\varepsilon = \ln(l_2/l_0)$ との間に、 $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$ なる加算性がある。これらのことから、自然ひずみ

は、大きなひずみを扱うのに便利である。

自然放射 = 自発放射

自然放射性核種 [英 natural radionuclide, 独 natürliches Radionuklid, 仏 radionuclide naturel, 露 природный радиоизотоп] 放射性核種のうちで天然に存在するもの。1896年 A. H. Becquerel がウランウム原子核が放射線を出すことを発見して以来、多数の放射性核種が発見されたが、これらは次のように分類される。自然放射性核種の三系列であるトリウム系列、ウラン系列、アクチニウム系列のそれぞれの始祖核種²³²Th, ²³⁸U, ²³⁵U (1.3 × 10¹⁰y), ⁸⁷Rb (4.8 × 10¹⁰y), ¹⁴⁷Sm (1.1 × 10¹⁰y), ¹⁷⁶Lu (3.8 × 10¹⁰y), ¹⁸⁷Re (4.3 × 10¹⁰y) などの系列をなさない長寿命の自然放射性核種を一次放射性核種という。この一次放射性核種の崩壊によって生じ、寿命の短い放射性核を二次放射性核種という。誘導放射性核種は、天然に起っている原子核反応によって生じた核種で、³H, ¹⁴C, ²³⁷Np などがこれにあたる。消滅放射性核種は元素の創成当時に生成され、かなり長期間天然に存在し、その痕跡が現在認知されるが、寿命が十分に長くなかったため現在は自然界から消滅した核種をいう。

自然放射性核種の三系列 [英 three serieses of natural radionuclide, 仏 radionuclide naturel à trois séries, 露 три ряда природных радиоизотопов] 原子番号 83 以上の原子核は放射性核であり、それらはその連鎖崩壊の系列にしたがって 4 つの放射性核種の系列に分類され、これを放射性核種の四系列とよぶ。このうち三系列は自然放射性核種の研究で発見され、それぞれトリウム系列、ウラン系列(またはウラン・ラジウム系列)、アクチニウム系列とよばれ、これを自然放射性核種の三系列という。これらの崩壊系列はすべて Pb の安定な同位核で終るが、おのおの次のような特徴がある。トリウム系列は半減期 1.41 × 10¹⁰ y の²³²Th から出発して、安定核²⁰⁸Pb で終る系列で、系列上の核種は質量数 $A=4n$ という関係(n は整数)を満たす。ウラン系列は半減期 4.47 × 10⁹ y の²³⁸U から出発して、安定核²⁰⁶Pb で終り、 $A=4n+2$ を満たす。アクチニウム系列は半減期 7.04 × 10⁸ y の²³⁵U から出発して、²⁰⁷Pb という安定核で終り、 $A=4n+3$ を満たす。放射性核種の四系列の残りの 1 つは人工放射性核種のネプツニウム系列であり、これは半減期が 8537 y の²⁴³Cm から出発して、²⁰⁷Bi に終る $A=4n+1$ の系列である。この系列で最も寿命の長い²³⁷Np (2.1 × 10⁶ y) はウランウム鉱物中で天然の原子核反応により生成され微量存在する。

自然放射増幅光 [英 amplified spontaneous emission, 独 verstärkte spontane Emission, 仏 émission spontanée amplifiée, 露 усиленное спонтанное излучение] 細長い形状の、反転分布した高い増幅率をもったレーザー媒質から、自然放射光が長軸方向に誘導放射によって強く増幅され、一種の発振状態の放出となる現象。ASE ともよばれる。この現象は、試料の長さ当りの増幅率が大きい場合、あるいは、さらに短いパルス動作のために光共振器の効果がない場合に広く見られる。たとえば、窒素レーザーはこの ASE を用いたレーザーであり、また色素レーザー媒質や固体レーザーロッドなどでも ASE は強く起る。ASE の発振のしきい値は、試料の一方の端で 1 個の光子が自然放射されたとき、これが他端に行くまで 1 個よりちょうど 1 個の光子を誘導放射する増幅率をもつ点で定義される。すると、この点で誘導放射と自然放射の光子数が等しくなり、

また共振器付の通常のレーザーで鏡の反射率をゼロとした場合の発振のしきい値とも一致する。ASE の放出は軸の両方向に行われ、その広がり角は、しきい値を超えるに従い狭くなるが、開口径 d と試料長 l の比 d/l よりはい。スペクトル幅はしきい値を超すと蛍光幅より狭くなるが、共振器モードによる構造はもちろんない。

ASE では、放射にともなう原子の双極子モーメントの位相は互いにランダムになっている。それは原子に蓄えられたエネルギーが失われる放出寿命よりも、放射の際につくられる双極子モーメントの横緩和時間が短いために、ASE の放射は位相がつかず、ランダムな位相の自然放射がそのまま増幅されたものになるからである。この点でも、共振器からのフィードバックによって位相の連続性が保たれる通常のレーザーと異なっている。さらに、放射寿命と横緩和時間の関係が反対で、位相のそろったいわゆる超放射とも異なるが、増幅率を上げて放射寿命を短くして行くと超放射に移行する。

自然放射能 [英 natural background radioactivity, 独 natürliche Hintergrundstrahlung, 仏 radioactivité de bruit de fond naturel, 露 естественная радиоактивность] 宇宙線や天然に存在する放射性同位体のために、われわれの周囲に、ごく微量ではあるが絶えず存在する放射能のこと。自然放射能による人間の被曝量は、時間や場所によってかなり変動するが、年間約 90 mrad といわれ、その大部分は宇宙線、地中の放射性物質、体内の⁴⁰K によるものである。また、厳密に自然放射能という場合これを狭い意味にとって⁴⁰K や Ra 化合物など単に自然に存在する放射性同位体およびその化合物による自然放射能をさし、宇宙線などによる環境放射線はバックグラウンド放射線と区別してよぶ場合もある。

自然落下 = 自由落下

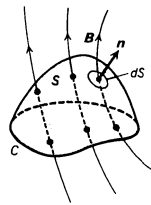
磁束 [英 magnetic flux, 独 magnetischer Fluß, 仏 flux magnétique, 露 магнитный поток] 磁場中の閉曲線 C を縁とする任意の開曲面 S 上の各点での磁束密度を B 、面積要素を dS 、その法線ベクトルを n とするとき

$$\Phi = \int_C B \cdot n dS$$

を曲線 C を貫く磁束という(磁気誘導ともいう)。 Φ は C を貫く磁束線の本数に比例し、磁束線は途切れることがない($\text{div } B = 0$)から、曲面 S のとり方によらず、閉曲線 C を決めれば決まる量である。磁束の SI 単位は Wb (ウェーバ)である。

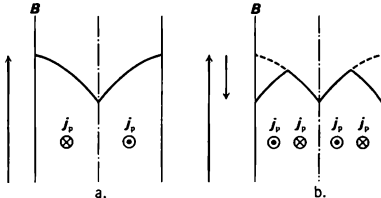
超伝導体でつくられた閉回路を貫く磁束は、時間的に変化することなく一定値に保たれる。ミクロに考えると、この磁束は磁束量子($\Phi = h/2e$)の整数倍になっている。

磁束運動 [英 flux motion, 仏 mouvement de flux, 露 движение магнитного потока] 第二種超伝導体の渦糸状態においては、内部に磁束が量子化された磁束線の形態をとって侵入して変化する。この状態で外部磁場や外部電流などの外部変数を変化させると、磁束線は力を受けて運動を始める。これは渦糸運動の一種で磁束運動または磁束線運動とよばれる。ただ磁束線の半径や磁束線間の間隔は極めて小さいため、超伝導体内に巨視的な意味での微小領域をと



ってみると、その中には多数の磁束線が含まれている。したがって、超伝導体内に巨視的立場から点 r をとり、時刻 t における点 r での磁束線の面密度 $N(r, t)$ と磁束量子 Φ_0 の積として磁束密度 $B(r, t)$ を定義して、超伝導体内の磁化や交流損失などの巨視的電磁現象の理論的考察を行うことが多い。磁束運動というよびかたはこのような巨視的立場から磁束線や磁束線格子の運動を眺める場合に用いられる。磁束運動論の基礎方程式はマクスウェルの電磁方程式であるが、これと連立させる巨視的物質方程式に磁束運動論の対象である非理想第二種超伝導体の特徴が含まれている。

非理想性が強い試料の場合、磁束密度 B と内部磁場 H の関係は真空透磁率を μ_0 と書くとき $B = \mu_0 H$ で与えられる。電束密度 D と電場 E の関係を与える物質方程式は通常使用されないが、これは上述のような単純な電化がよい近似になるのは外部変数が比較のゆっくり変化する場合に限られ、その場合、変位電流の項が無視できるためである。電流密度 j と誘起電場 E との関係式は $j = j_p + \sigma_1 E$ で与えられる。 j_p はピン止め電流密度または臨界電流密度、 σ_1 は磁束フロー導電率である(⇒磁束フロー)。非理想第二種超伝導体内には多数のピン止め中心が含まれていて磁束線の運動を妨げる方向にピン止め力が働くため、試料内部には磁束密度が一様になるまで磁束が侵入できず磁束密度の傾きが生じるが、これに伴って誘起されて流れる電流がピン止め電流である。図 a に非理想性が強い超伝導平板試料に平行に加えた外部磁場をゆっくり増加させたときの試料内部の磁束密度分布を示す。試料内に電流が流れていると磁束線には単位体積当たり $j \times B$ で与えられるローレンツ力型の駆動力が働くため、外部磁場を一定に保つとこの駆動力が磁束のピン止め力にちょうど釣り合った状態で磁束が侵入して止まる。これを臨界状態とよぶ。 j_p を臨界電流密度ともよぶのは、臨界状態で流れている電流という意味で、常伝導状態へ遷移するときの臨界電流とは異なった量である。図 a の状態から外部磁場をゆっくり減少させると、表面の近くでは磁束の排出が起り磁束線の運動方向が逆転する。これに応じてピン止め力の方向も逆転するため、図 b に示すように磁束密度の傾きも逆になり、ピン止め電流の方向も逆になる。ただ、十分内部の磁束分布はピン止めされているために変化しない。



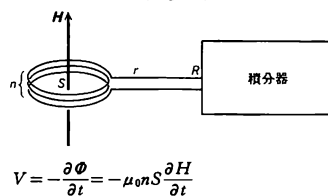
外部変数を変化させると臨界状態が破れて磁束運動が生じ電場 E が誘起される。図からわかるように外部磁場を増加させたときと減少させたときでは内部の磁束分布が異なるため、磁化はヒステリシス曲線を描いて非可逆的に変化する。場合に生じる損失は単位時間・単位体積当たり $j_p \cdot E$ で与えられるピン止め力によるヒステリシス損失と、 $\sigma_1 E^2$ で与えられる磁束線に含まれている常伝導電子の運動による渦電流損(粘性損)の和となる。

磁束拡散係数 [英 magnetic flux diffusivity] ⇒ 安定化

磁束管 [英 magnetic flux tube, 独 magnetische Flußröhre, 仏 tube de flux magnétique, 露 трубка магнитного потока] 一つの閉曲線上のすべての点を通る磁束線の集合は一つの管を形成する。これを磁束管という。ある磁束管の任意の断面を貫く磁束は互いに等しく、断面のとり方によらない。高温プラズマは磁束管の中に閉じ込められるので、この性質を利用して核融合反応を制御する研究が進められている。

磁束クリープ [英 flux creep, 露 ползучесть магнитного потока] 超伝導体中の磁束分布が熱平衡分布へ緩和する現象。非理想第二種超伝導体に外部から磁場を加えて渦糸状態にすると内部に磁束が量子化された磁束線の形態で侵入するが、試料内に含まれているピン止め中心が磁束線の運動を妨げるので、外部磁場を一定に保った場合、内部の磁束分布を一樣にするようとして磁束線に働く駆動力とピン止め力がちょうど釣り合った臨界状態が実現する。この状態では内部に磁束密度の傾きが生じているため電流が誘起されて流れているが、これはピン止め電流とよばれる(⇒磁束運動)。渦糸状態では超伝導体内部に超伝導部分と常伝導部分が混在しているが、外部磁場が一定に保たれている場合ピン止め電流は超伝導部分にのみ流れるから、これは一種の永久電流であって時間的に減衰しないことが期待される。ところが実際にはごくゆっくりではあるが減衰していることが観測によって確かめられている。これは臨界状態が熱力学的な平衡状態ではなく準安定状態であるため、磁束線の熱運動などの揺動によって少しずつ内部の磁束分布が一様な状態に近づいていくからである。磁束分布の臨界状態におけるような準安定分布から熱平衡分布への緩和現象を磁束クリープ現象とよぶ。第二種超伝導体内に侵入した磁束線は多くの場合格子を組んでいる(⇒渦糸状態)ことからわかるように磁束線間の相互作用が強い。したがって、磁束線の熱揺動も単独では起らず、ある程度の規模のものがピン止めポテンシャルを乗り越えて起ると推定されている。磁束クリープによる磁束の変化量に対しては、簡単な理論的考察に基づいて時間の対数に比例するという結果が得られているが、これは実験的に確かめられている。

磁束計 [英 magnetic fluxmeter, 独 magnetischer Flußmesser, 仏 fluxmètre magnétique, 露 магнитный флюксметр] 磁場中にサーチコイル(探索コイル)を置き、このコイルを磁場のない場所まで引抜いたり(引抜き法)、コイルを 180° 回転させて(回転コイル法)、コイルを通過する磁束が変化すると、電磁誘導の法則によって誘導起電力が生ずる。この起電力を積分して磁場の強さを測定する計器を磁束計という。すなわち、サーチコイルの巻き数を n 、面積を S とすると、磁束 Φ は $\mu_0 SHn$ であるから、誘導起電力 V は次のようになる(図参照)。



これを、 $t = 0$ からコイルを引抜き時間または 180° 回転する時間 τ まで積分すると

$$-\mu_0 n S [H(r) - H(0)] = \int_0^r V dt = (R+r) \int_0^r I dt$$

である。ここで、 R と r は、それぞれ積分回路の入力抵抗、サーチコイルの抵抗、 I は電流である。この積分法には衝撃電流計を用いた機械的な方法や CR 回路を用いた電気的な方法がある。引抜き法では $H(r) = 0$ 、回転コイル法では $H(r) = -H(0)$ であるから、上式から $H(0)$ の値を知ることができる。この方法は、静磁場測定に用いられるが、交流磁場やパルス磁場の測定では、サーチコイルを磁場中に入れておくだけでよい。磁束計は物質の磁化の測定にも応用される。この場合は、磁場サーチコイルと同形のコイルを逆向きに接続し、後者のコイルの内部に試料を入れる。この試料を引抜いたり、あるいは試料を振動させて（振動試料型磁束計）、両コイル間の誘導起電圧を求めればよい。このほか、ジョセフソン効果を利用した SQUID 磁束計がある。これは非常に弱い磁束の変化の測定に適しており、人体の心磁図の測定などに応用されている。

磁束ジャンプ [英 flux jump, 仏 saut de flux, 露 скачок магнитного потока] 超伝導体中の磁束分布が急激に変化する現象。超伝導磁石などの材料として主に用いられている非理想第二種超伝導体は適当な外部磁場の下では渦糸状態になり内部に磁束が侵入している。外部変数を一定に保った場合には磁束に働く駆動力と磁束の運動を妨げるピン止め力がちょうどつり合った臨界状態になり、内部にはこれに対応した磁束密度の傾きが生じている（⇒磁束運動）。外部変数をわずかに変化させて止めると内部の磁束分布はその外部変数で定まる臨界状態における分布へ向かって緩和するが、その緩和時間は比較的短いので、外部変数をゆっくり変化した場合には内部の磁束分布は常に臨界状態における分布になっている。ところがある場合には、外部変数をゆっくり変化させても、内部の磁束分布が数ミリ秒程度の時間の幅で急に大きく変化し、磁束密度の傾きがぐっと緩やかな分布に移ることがある。外部磁場もしくは外部から流す電流を速く変化した場合には、この現象は通常もっと起りやすい。このように内部の磁束分布が急激に変化する現象を磁束ジャンプまたは磁束跳躍とよぶ。この現象を引き起こす原因にはいろいろあるが、たとえば試料内の熱の発生と試料外への熱の伝達との均衡が破れて試料の温度がある程度上昇した場合、磁束のピン止め力は温度が上昇すると弱くなるので今までの磁束密度の傾きを保てなくなって試料内に磁束が侵入し、このときの磁束運動によって試料の温度がさらに上昇する。適当な条件が満たされると、このような正の帰還が働く過程が実際に起こされて試料内の磁束密度勾配が急激に大きく変化するのである。磁束ジャンプ現象は主として超伝導磁石に常伝導状態になるクエンチ現象との関連において詳しく調べられている。

磁束線 [英 lines of magnetic flux, 独 magnetische Flußlinie, 仏 lignes de flux magnétique, 露 линии магнит-



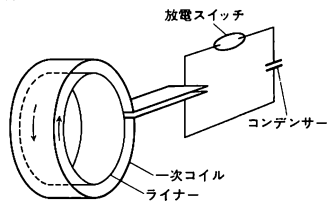
ного потока] 各点で、その接線の方向が磁束密度 B の方向に一致する曲線の群をいう。磁気単極子が存在しないので、磁束には湧出しはなく ($\text{div } B = 0$)、磁束線は途切れることなく、無限遠から無限遠に連なるか、閉曲線になるかいずれかである（図は、紙面に垂直な直線電流が紙面に平行な一様磁場中にある場合の磁束線を示す）。磁束線の密度は磁束密度に比例する。

磁束線運動 [英 fluxoid motion, 仏 mouvement de flux, 露 движение флюксоида] = 磁束運動

磁束線格子 [英 fluxoid lattice, 露 решётка флюксонидов] ⇒ アプリコソフの磁束線構造

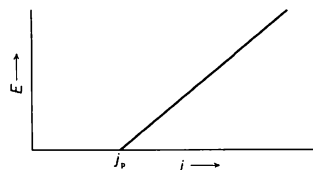
磁束跳躍 = 磁束ジャンプ

磁束濃縮 [英 magnetic flux compression, 独 Magnetfluß-Kompression, 仏 compression de flux magnétique, 露 сжатие магнитного потока] 導体でつくった閉回路内に磁束 Φ を貫通させておき、この閉回路の断面積を S_1 から S_2 に急速に圧縮すると、閉回路には電磁誘導の法則により、 $-\partial\Phi/\partial t$ の起電力を生じ、磁束 Φ を一定に保つ向きに電流が流れる。もし閉回路の電気抵抗が非常に小さいか、または圧縮が非常に速い場合には、磁束 Φ はほぼ一定に保たれ、したがって閉回路の磁束は狭い断面積に濃縮される。これを磁束濃縮という。これによって閉回路内の平均磁場は $\Phi/(\mu_0 S_1)$ から、 $\Phi/(\mu_0 S_2)$ へ増加する (μ_0 は真空の透磁率)。 $S_1 \gg S_2$ の場合には、磁束濃縮の結果、強磁場が得られる。磁束濃縮は超強磁場の発生に用いられる。閉回路としては金属円筒（ライナーという）を使い、これを圧縮する手段として爆薬を使う場合と電磁力を使う場合とがある。後者の一例として θ ピンチ法がある。図に示すよう



に、丈夫な一次コイルにコンデンサーの放電によって大電流 I を流すと、そのなかに置いたライナーには電磁誘導の法則によって、 $-i(i \approx I)$ が流れ、 I と i の間に働く巨大な電磁力（反電力）によってライナーが圧縮され、あらかじめ注入しておいた磁束を濃縮する。この方法で、数 μs の間、磁束密度 数百 T の超強磁場が得られる。

磁束フロー [英 flux flow, 仏 courant de flux, 露 течение магнитного потока] 超伝導体中の磁束運動の一種（⇒磁束運動）。第二種超伝導体の薄い板に垂直に磁場をかけて渦糸状態にして試料に電流を流すと、図に理想化して



示してあるような、巨視的電流密度 j と電場 E との関係を与える実測曲線が得られる。この曲線は $j = j_0 + \sigma_1 E$ の形に表せるが、このとき j_0 をピン止め電流密度または臨界電流密度とよぶ。 σ_1 は磁束フロー抵抗 ρ_f の逆数で磁

束フロー導電率とよばれる。 j_p や σ_l の値はかけた外部磁場の大きさによって変化する。上の関係式は試料内の平均量に対するものであるが、線形なのでこれをそのまま第二種超伝導体の巨視的な意味での局所的な物質方程式として用いることができる。その場合には j_p や σ_l はその点における磁束密度 B の関数になる。臨界電流密度 j_p は常伝導状態への遷移を引起す臨界電流密度とは一般的には異なった量で磁束のピン止め力によって定まるが、渦糸状態にある第二種超伝導体を無損失状態に保ったまま流せる最大の電流密度であって、応用上重要な量である。一方、磁束フロー比抵抗 ρ_l は磁束線内の常伝導電子の渦電流損と密接に関連した量であって、粘性比抵抗ともよばれる。第二種超伝導体の渦糸状態において内部に侵入している磁束線には単位体積当り $j \times B$ で与えられるローレンツ力型の駆動力が働く。試料に流す電流を増加させていくと、最初のうちは駆動力が小さいので磁束線に働いているピン止め力のため磁束線は動けない。しかしピン止め力は最大 $j_p \times B$ までしか強くならないので、 j が j_p を超すと磁束線は運動を始めて電場 E が誘起される。このとき外部変数を一定に保てば、駆動力が最大ピン止め力と $\sigma_l E \times B$ で与えられる粘性力との和につり合った状態で、磁束線は一定速度で動き続ける。この状態は動的定常状態の一種で、磁束フロー状態とよばれる。

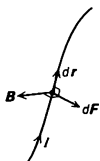
磁束フロー比抵抗 [英 flux flow resistance, 仏 résistance de courant de flux, 露 удельное сопротивление течения магнитного потока] \Rightarrow 磁束フロー

自続放電 [英 self-sustaining discharge, 独 selbständige Entladung, 仏 décharge auto-entretenu, 露 самостоятельный разряд] 2極間に印加する電圧を増加させていくと、ある電圧以上で、外部から供給される荷電粒子(紫外線などの照射によって電離された電子やイオン)にほぼ比例して電流が流れる段階(非自続放電または暗流)から、これらの荷電粒子の供給を断っても放電電流が維持される状態に移行する。この状態を自続放電という。自続放電では、流れる電流は外部からの荷電粒子の供給による電流にほとんど無関係である。放電形式の分類からタウンゼンド放電、グロー放電およびアーク放電に分けられている。

磁束密度 [英 magnetic flux density, 独 magnetische Flußdichte, 仏 densité de flux magnétique, 露 плотность магнитного потока] 磁場の中の定常電流 I に働く力は、 I に比例し、常に電流の方向に垂直である。定常電流の微小要素を Idr とすれば、その要素に働く力 dF はベクトル場 B によって

$$dF = Idr \times B$$

と表せる。この力をアンペールの力といい、この式によって定義されるベクトル場 B を磁束密度または磁気誘導という。磁束密度 B は電場 E に対応する磁場の基本量であり、電場 E 、磁束密度 B の中を速度 v で運動する電荷 q の荷電粒子に働く力は $q(E + v \times B)$ で与えられる。電磁気学を構成するとき、このように電場と磁束密度を対応させる立場を E - B 対応といい、これに対し電場と磁場の強さ H を対応させる立場を E - H 対応という。 E - B 対応では、磁場の強さ H は磁束密度 B と磁化 M から



$$H = \frac{1}{\mu_0} B - M$$

で定義される。ここで、 μ_0 は真空の透磁率である。 E - H 対応では磁気分極を P_m として

$$B = \mu_0 H + P_m$$

の関係を用いる。ただし $P_m = \mu_0 M$ である。異種物質の境界面で磁束密度の法線成分は連続である。磁束密度が時間的に変化すると電場が生じる。すなわち

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\text{rot } E$$

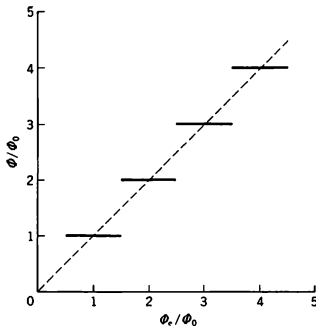
である。これはマクスウェルの方程式の1つで、電磁誘導の法則の局所的な表現である。磁束密度の単位はT(テスラ)である。 $\text{Wb} \cdot \text{m}^{-2}$ を用いることもある。電磁単位系で定義された磁束密度 B' との関係は $B' = B / \sqrt{4\pi\mu_0}$ である。磁束密度は磁束計によって測定される(\Rightarrow 磁束計)。

磁束量子 [英 flux quantum, 独 FluBquant, 仏 quantum de flux, 露 квант магнитного потока] 超伝導体閉回路、あるいは一般に多連結超伝導体の穴(真空)を貫くことができる磁束の大きさは

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.07 \times 10^{-15} [\text{Wb}]$$

の整数倍に限られる。すなわち、 Φ_0 を単位として量子化される。この Φ_0 を磁束量子あるいはフラクソイドという。これは超伝導状態の示すマイスナー効果と完全導電性に起因する。第二種超伝導体の渦糸状態に見られる渦糸の格子構造においても、各渦糸は単位量子 Φ_0 を閉じ込めている。

磁束量子化 [英 flux quantization, 独 Flußquantisierung, 仏 quantification de flux, 露 квантование магнитного потока] 超伝導体によって取囲まれた穴(真空)を貫く磁束は時間変化せず、その大きさは磁束量子 $\Phi_0 = h/2e = 2.07 \times 10^{-15} \text{Wb}$ の整数倍に限られる。この現象を磁束量子化(フラクソイド量子化)とよぶ。簡単のため中空円筒形超伝導体を考え、中空部分(半径を R とする)を軸に平行な外部磁場 H が貫いているとする。その磁束の大きさを Φ とする。円筒の内表面を反磁性超伝導電流が流れて、超伝導体中の磁束密度 $B = 0$ とする(マイスナー効果)とともに、完全導電性によって電場 $E = 0$ であるから B の時間変化も許さない。したがって閉じ込められた磁束 Φ は超伝導壁をすりぬけて逃すことができず、保存される。 Φ の大きさは $\Phi_e = \pi R^2 H_e$ ではなく、 Φ_0 の整数倍に量子化される。これは金属内電子の対がクーバー対とよばれる特異な状態となって超伝導状態が出現するという量子統計力学的理由による。いま、 B を $B = \nabla \times A$ とベクトルポテンシャル A で表す。ゲージ変換 $A \rightarrow A + \nabla \chi$ に対する系の不変性の要請から、クーバー対の位相 θ は $\theta = (2e/\hbar)\chi$ と関係づけられる。超伝導体中では $B = 0$ であるが、これは $A = (\hbar/2e)\nabla\theta$ で与えられる A をもつと表現できる。超伝導体中を通り、中空部分を一周する閉曲線に沿って A を積分することによって中空部分を貫く磁束は $\Phi = (\hbar/2e)\oint d\theta$ で与えられる。 $d\theta$ は一価関数で表されるクーバー対の位相の増分であり 2π の整数倍となる。したがって、 $\Phi = n\Phi_0$ (n は整数)。外部磁場 H_e による磁束 Φ は任意の値をとることができる。磁束の量子化に伴うギブスの自由エネルギーの増分は $(\Phi_e - n\Phi_0)^2$ に比例することがわかる。したがって $(n-1/2)\Phi_0 < \Phi_e < (n+1/2)\Phi_0$ となる H_e に対して $\Phi = n\Phi_0$ の状態が実現される(図参照)。中空部分



の磁束が $n\Phi_0$ となるように内表面を超伝導電流が流れる。

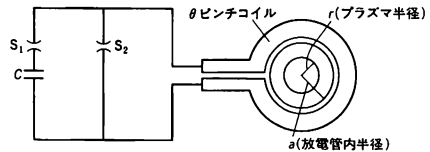
シソーラス [英 thesaurus, 独 Thesaurus, 露 тезаурус] 情報検索で用いられる一種の検索語彙集。単語のリストとその使いおおよび相互の関係が記述してある。その多くは特定の分野または特定のデータベースに対してつくられており、各語について同位語、上位語(より広い意味をもった語)、下位語、関連語などが示されている。このようにシソーラスは言葉とその意味の対応関係のみを明確にして概念間の関係を体系化しようとしている。辞書と異なりその語自身の定義・意味などが記されているものではない。文献検索において検索効率をあげるため、キーワードを制限することがある。この場合、同意語中どの語がキーワードとして使用されているかもシソーラスに記載されなければならない。また、上位語、下位語を用いて質問の範囲を広くしたり、狭くしたりすることもシソーラスを用いれば可能である。

有名なシソーラスには、アメリカ科学技術者合同委員会が編集した科学技術用語に対する TEST(*Thesaurus of Engineering and Scientific Terms*)、教育関係の用語に対して米国情報センター(ERIC)が編集した *The Thesaurus of ERIC descriptors* などがある。

θ 温度 [英 θ temperature, 独 θ-Temperatur, 仏 température θ, 露 θ-температура] 高分子溶液の浸透圧を重量濃度で展開したときの第二ビリアル係数が 0 になる温度であって、不完全気体の場合のボイル温度に相当する。P. J. Flory が定義したもので、フローリー温度ともいう。θ 温度は高分子と溶媒の組合せによって異なるが、たとえばポリスチレン(アタックチック)のデカリン溶液では 31°C である。このときの溶媒は θ 溶媒とよばれる。また、同じ高分子に対しては、一般に貧溶媒ほど θ 温度が高い。Flory によれば、θ 温度は高分子鎖の排除体積効果が消失する温度でもあり、このとき高分子は非排他物としてふるまい、高分子鎖の広がりは構造要素(セグメント)間の近距離相互作用のみに支配されることになる。したがって、θ 温度における高分子の物性は溶液の性質を論ずるに当って基本となる。高分子溶液の上限臨界性温度は、高分子の分子量が無限大のとき θ 温度に一致する。

θ-τ パズル [英 θ-τ puzzle, 仏 puzzle θ-τ, 露 загадка θ-τ] ⇨ K 中間子

θ ピンチ [英 θ-pinch, 独 θ-Pinch, 露 θ-пинч] 円筒状のコイルにコンデンサー放電によって大電流を流し、磁場 B_z を急速に立ち上がらせる(図参照)。 dB_z/dt によって θ 方向に誘起電場 $E_\theta = (dB_z/dt)(r/2)$ が発生し、中にある中性ガスを電離する。そして、プラズマは立ち上



がる磁場 B_z の圧力 $B_z^2/2\mu$ によって中心軸に向かって圧縮される。このようなピンチ現象を θ ピンチという。

ピンチ過程の初期においては、プラズマが半径 r の殻状(シェル状)になっている。磁場 B_z が急激に立ち上がるので電気伝導性のあるプラズマシェルの中には磁場は入り込まないと仮定してよい。したがってプラズマの運動方程式は $(d/dt)(m(dr/dt)) = -(B_z^2/2\mu - p)2\pi r$ で与えられる。 m はプラズマの単位長さ当たりの質量であり、 p はプラズマの圧力である。ピンチの過程でシェルの中にある中性ガスを電離し、その荷電粒子をかき集めながら圧縮していくので、ちょうど雪かきのようにプラズマの質量が増えていく。このようなモデルを雪かき模型という。したがって $m = \pi(a^2 - r^2)\rho_0$ となる。ただし a は最初のプラズマ半径(放電管半径)、 ρ_0 は中性ガスの質量密度である。このような運動方程式に従って、中心軸に向かって加速されピンチする。ピンチした後も引続き立ち上がる磁場の圧力によって圧縮を受け、加熱される。θ ピンチでは、密度 $n \approx 10^{16} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 、イオン温度 1 ～ 数 keV まで上昇するが、プラズマの両端は放電管に接触するため熱伝導による電子温度の冷却が大きく、閉じ込め時間は数 μs の程度である。

CW 発振 [英 continuous-wave oscillation, 仏 oscillation d'onde continue, 露 генерация в непрерывном режиме] レーザーを定常的に励起して得られる時間的に連続した発振状態。間欠的なパルス発振に対比される。CW 発振が得られるためには (1) 反転分布を形成・維持するのに十分な定常的な励起の手段があること、(2) 励起に伴って生ずるレーザー媒質の温度上昇がレーザー発振を阻害しないこと、などが必要である。多くの気体レーザーで CW 発振が実現されているほか、色素レーザーでは色素の循環冷却を行うことによって、また固体レーザーではレーザー・ロッドの細径化や冷却水の使用などにより冷却を促進して CW 発振が実現されている。

一般にパルス発振と比較して CW 発振で得られる出力強度は低い。単色性や可干渉性の点では優れている。

四端子回路 = 四(よん)端子回路

G 値 [英 G-value, 独 G-Wert, 仏 coefficient G, 露 величина G] 放射線化学反応における収率を表し、放射線のエネルギー 100 eV ($1.60219 \times 10^{-17} \text{ J}$) が反応系に吸収されたとき、生成または消滅した分子の数を G 値という。G 値の小さい化合物は放射線に対して安定である。

弛張振動 = 緩和発振

失活 [英 deactivation, 独 Deaktivierung, 仏 désactivation, 露 дезактивация] 原子・分子がある物理的または化学的素過程を引き起すためには、ある一定値以上のエネルギーをもつ状態に励起されていることが必要となる場合がある。このような状態にある原子・分子が光の放出や他分子との衝突によってエネルギー移行でエネルギーを失い、考えている過程を起しえなくなることを失活という。ただし、もっと広く原子・分子の脱励起をすべて失活とよぶこともある(⇒脱励起)。

実空間くりこみ群 [英 real space renormalization group, 仏 groupe de rénormalisation d'espace réel, 露 ре-нормализационная группа реального пространства] くりこみ群による臨界現象の研究には、波数空間によるくりこみ群の方法と実空間くりこみ群の方法がある。後者は、1973年 Th. Nemeijer と J. M. J. van Leeuwen によって提唱された理論で、L. P. Kadanoff のセル解析(⇒カダノフ変換)をミクロに実行する操作にほかならない。すなわち、セル内のスピンを適当に消去して、セル間の有効相互作用 K' をもとの相互作用 K の関数として、 $K' = f_L(K)$ のように求める。ただし L はセルのサイズを表す。このくりこみ変換の固定点 $K^* = f_L(K^*)$ が臨界点を与え、臨界指数は、こうしたくりこみ群の K^* 近傍の性質から求められる。たとえば、相距離 ξ の臨界指数 ν ($\xi \sim (T - T_c)^{-\nu}$) は、 $\nu = \log L / \log A$ で与えられる。ただし、 $A = (\partial f_L / \partial K)_{K=K^*}$ 。変換 $f_L(K)$ は、 K の解析関数であるから、近似的に $f_L(K)$ を求めるのは容易である。それにもかかわらず、その変換から臨界点近傍での異常性を表す臨界指数を求めることができてこの方法の魅力がある。

シックス・バーテックス模型 [英 six-vertex model] ⇒ エイト・バーテックス模型

実験 [英 experiment, 独 Experiment, 仏 expérience, 露 эксперимент] 適当な装置を用いて人工的につくられた条件や状況の下で起る現象を、観察、測定することという。物理実験を最初に試みたのは Galileo だといわれている。自然科学における実験は、一般に、仮説や理論を検証するために行われるもので、そのために都合のよい諸条件を整えて、目的の現象を起させて、それを測定する。特に、自然のままではまれにしか起らぬ現象を反復して起させて観測したり、外的条件を変えて初めて測定したり、条件を単純化して調べることができるなどの利点がある。実験の結果、予測した事象が観測された場合に、前提となった仮説や理論の確からしさが増すのである。普通、このような仮説や理論は一度の実験で確立されることは少なく、何人かの実験者によって反復して検証されて初めて確実なものとなる。こうして立証された仮説や理論のうち、広い範囲の現象に共通して適用できるものが法則や原理となるのである。このように実験によって確かめられる経験的事実を対象とする点が、経験科学としての物理学の特色であり、先天的な公理的な法則を対象とする数学や形式論理学などの形式科学と異なる点である。最近では、実験に用いられる装置は大規模でかつ高度に精密なものとなっており、これらの装置を開発することの実験の重要な分野である。

実験計画法 [英 experimental design, 独 Aufbau des Experimentes, 仏 dessin expérimental, 露 планирование экспериментов] 実験には、(1) 実験処理の選択、(2) 実験の場の管理、(3) 実験データの解析、の3つの側面がある。実験計画法は、(1)と(2)に関する手法であり、誤差の伴う実験において、一定の費用や時間の制約のもとで、得られる情報を最大にするような実験のやり方、すなわち実験計画を与える。

実験計画法は、最初、R. A. Fisher によって、農業の試験に導入された(⇒統計的方法)。しかし、現在では、自然科学の分野はもとより、社会科学の分野でも広く使われている。

(1) 実験処理の選択：実験において、問題にしている特性値に影響を与える原因を因子という。因子のとり個々の

条件を水準という。たとえば、数種類の液体について、280 K, 300 K, 320 K の温度における粘性率を測定する場合、液体の種類、温度が因子である。280 K, 300 K, 320 K は温度因子の水準である。

ある因子の水準の違いによる効果すなわち水準効果が、別の因子の水準ごとに異なるとき、その2つの因子の間には交互作用が存在するという。3つ以上の因子の間の交互作用も考えることができる。ある因子の水準効果の、他の因子のすべての水準組み合わせにおける平均を主効果という。主効果と交互作用効果を総称して要因効果とよぶ。

1つの因子のみその水準を変化させ、他の因子は一定の水準に保って行う実験を一因子実験、または一元配置実験という。2つ以上の因子の水準を変えて行う実験を多因子実験、または多元配置実験という。交互作用を評価するためには、多因子実験を行わなければならない。

取りあげた因子の、水準のすべての組み合わせを実施するものを要因実験という。要因実験を行えば、すべての要因効果に関する情報を得ることができる。

要因実験の一部分を実施するやり方を一部実施法という。各因子の水準数がすべて2か、すべて3の場合には、直交表を用いて、必要な主効果と交互作用の情報がすべて取り出せるような水準組み合わせを得ることができる。また、各因子の水準数が等しく、因子間に交互作用が存在しない場合は、ラテン方格を用いて、すべての主効果が評価できるような水準組み合わせを得ることができる。

実験で取りあげられた水準組み合わせを処理とよぶ。

(2) 実験の場の管理：統計的推測を精度よく行うためには、誤差を減少させ、また、その大きさを評価しなければならぬ。そのために、Fisher は、(a) 反復、(b) 無作為化、(c) 局所管理の3つの原則に基づいて実験の場を管理することを提唱した。

誤差の大きさを評価するためには、同一処理条件のもとでの繰り返しが必要であるというのが反復の原則である。

誤差には、確率変数とみなせる偶然誤差のほかには、系統誤差が存在する。たとえば、室温の変化とか実験操作の慣れとかにより、実験順序の前の方と後の方との間に偏りが生じるような場合である。このような系統誤差を統計的推測の適用が可能となるように偶然誤差化するのが、無作為化の原則である。これは、実験処理を無作為に割り付けるものである。反復と無作為化の2つの原則を取り入れた実験計画を完全無作為化法という。

大きな系統誤差を生じる原因があらかじめわかっている場合は、これを因子として取りあげ、その水準間の違いを誤差の評価から除去することができる。これにより、統計的推測の精度を向上させることができる。このような因子をブロック因子とよび、その1つの水準内で実施される処理の組をブロックとよぶ。ブロック内では、実験条件はできる限り均一に保つようにする。これが局所管理の原則である。反復、無作為化、局所管理の3つの原則を満足する実験計画を乱塊法という。

ラテン方格を用いると、2種以上のブロックをもつ実験計画を構成することができる。

無作為化を段階的に行うやり方を分割法という。たとえば、まず、因子 A の水準を無作為に割り付け、その中で、因子 B の水準を無作為に割り付ける。このとき、A を一次因子、B を二次因子とよぶ。

要因実験、あるいはその一部実施実験で、全処理をいく

つかのブロックに分けて実験する場合がある。このとき、必要な要因効果に関する情報は失われないようにブロックを構成するやり方を交絡法とよぶ。交絡法は、直交表を用いて容易に構成することができる。

各ブロック内で、処理の一揃いが実施されている実験計画を完備型計画といい、全処理の一部分しか実施されないものを不完備型計画という。不完備型の中では、各処理の反復数が等しく、かつ任意の2つの処理が同一ブロックで比較される回数が等しいつり合い型不完備ブロック計画がよく用いられている。

実験式 [英 empirical formula, 独 empirische Formel, 仏 formule empirique, 露 эмпирическая формула] 理論的根拠は明らかでないが、実測された諸量の間の関係が数式で表されるとき、これを実験式という。経験によって求められたので、経験式ともいわれる。また、いくつかの量の間に成り立つ関係式が、理論から導かれるが、その式のなかに含まれている定数がわからないことがある。このような場合、この関係式が実験と合うように定数を決めることがある。このようにして求めた式を半実験式という。

実験室系 [英 laboratory system, 独 Laborsystem, 仏 système du laboratoire, 露 лабораторная система] 原子核や素粒子の実験では、人工的につくられた高エネルギーの荷電粒子を標的粒子に衝突させ、その結果として生成される種々の粒子のふるまいを調べるという手法が一般的である。このような実験では、標的粒子は実験室に固定されているのが普通であり、この実験室の固定された座標系を実験室系とよぶ。したがって実験室系はわれわれが通常生活している空間を記述する座標系と同じものである。一方原子核や素粒子の相互作用を記述する理論は重心系で記述される。したがって実験データと理論とを比較する場合には実験室系と重心系との相互の変換が必要となる(→重心系)。

実験物理学 [英 experimental physics, 独 Experimentalphysik, 仏 physique expérimentale, 露 экспериментальная физика] 実験的研究に重点をおいた物理学で、理論物理学とあいまって物理学を形成する。実験物理学というとき、それは物理の特定分野ではなく、物理学のすべての分野の実験的研究のことをさしている。普通、実験といわれるものは、目的に応じた条件の下で物理現象を進行させて物理量を測定し、その結果を分析して、その現象に関連する物理量の間に成り立つ一定の量的関係を探し出すことである。こうして得られる結論は、その実験に特有の結論であるかもしれないが、条件を変えた類似の実験やまったく別の現象に関する実験から、同じような結論が得られるならば、それは物理法則になりうるものである。したがって、1つの実験である種の結論が得られると、それがより広い範囲で成り立つかどうかを検証するために、新しい実験が計画され実行されることになる。このように、すべての物理法則は実験によって確かめられなければならない。その意味で物理学は実証科学である。したがって、実験物理学の歴史はそのまま物理学の歴史であるといっても過言ではない。理論物理学の役割は、新しい現象や実験結果から、それを説明できる新しい理論を構成することであり、さらにそれを土台にして、未知の現象や法則を予見することである。予見を含む理論や法則は仮説とよばれているが、仮説が正当であるか否かを検証するのは実験の役割である。19世紀の中ごろまでは、I. Newton のような少

数の例外を除いて、理論と実験の分業は顕著ではなかったが、物理学が発達するにつれて実験に専念し、実験の方法や装置などを研究する実験物理学者が現れてきた。ことに最近では、物理学の領域が広くなり、知識の集積も膨大となったうえ、理論と実験の研究手段があまりに異なるため、ひとりの研究者が両方を兼ねることが困難となった。また、実験に用いられる装置も大型化・精密化して、それ自身が重要な研究対象となっている。

実格子 [英 lattice in real space, 独 reales Gitter, 仏 réseau en espace réel, 露 решётка в прямом пространстве] 結晶は三次元空間に周期をもつ構造である。各周期を表す互いに独立な3本の並進ベクトル a_1, a_2, a_3 は並進群を生成する。代表点をこの並進群に従って分布させると結晶格子(空間格子)が得られる。結晶空間(実空間)とフーリエ空間(逆格子空間)は互いに相対な空間であるので、結晶格子を逆格子に対する概念としてとらえるときには実格子とよぶことがある。

実効質量 = 有効質量

実効寿命 [英 effective life, 独 effektive Lebensdauer, 仏 vie effective, 露 эффективное время жизни] 生体内に取込まれた放射性核種の見かけの寿命は、生体の排せつ作用により、本来の核壊変(核崩壊)の寿命より短く見える。この例のように、なんらかの外的な要因のために、その物固有の寿命が変化して見えるとき、それを実効寿命という(→実効半減期)。

実効線量当量 [英 effective dose equivalent, 独 wirk-sames Dosisäquivalent, 仏 équivalent de dose effective, 露 эффективный дозовый эквивалент] 身体の一部に局所的に放射線を被曝したときのリスク(放射線障害の起こる危険性)と同じリスクを生じる全身被曝の線量当量のことで、1977年の国際放射線防護委員会(ICRP)勧告で導入された。線量当量の値が等しいとき、一般に全身被曝の方が局所被曝より危険度が高いので、実効線量当量は局所に被曝した線量より小さい値となる。具体的には、身体各部位に割当てられている加重係数、すなわち相対リスクを局所被曝の線量に乗じて求められる。ICRPの勧告で採用されている相対リスク(w_T)の値は表のとおりである。

組 織	w_T	組 織	w_T
生殖腺	0.25	甲状腺	0.03
乳 房	0.15	骨表面	0.03
赤色骨髓	0.12	残りの組織	0.30
肺	0.12		

したがって、生殖腺に10 remの被曝を受けたときの実効線量当量は、2.5 rem となり、全身に2.5 remの放射線被曝を受けたのと危険の程度は同じということになる。

実効増倍率(原子炉の) [英 effective multiplication factor, 独 effektiver Multiplikationsfaktor, 仏 facteur de multiplication effectif, 露 эффективный коэффициент размножения] 原子炉の中で起る連鎖反応の持続程度を記述するために使われる量で、有限の大きさの原子炉の増倍率をいう。すなわち、単位時間内において(原子炉の中で吸収される平均中性子数)+(原子炉から漏れ出す平均中性子数)に対する、原子炉内で生成される平均中性子数の比、と定義される。その値は、原子炉の形、大きさ、組成、温度などによって決る。実効増倍率が1であれば、連鎖反応は一定に保たれ、この原子炉は臨界状態にある。も

しこの値が1より大きければ、反応の強度は増大し続け、ついには発散する。この場合超臨界であるという。一方1より小さい場合を未臨界であるという。また、有限な体系における中性子増倍率を実効増倍率 k_{eff} といい、周期的な格子ないし一様な媒質が無限に広がっている体系の中性子増倍率を無限増倍率 k_{∞} という。反射体のない裸の原子炉では、両者の間に次の関係がある。

$$k_{\text{eff}} = \frac{k_{\infty}}{1 + B_g^2(L^2 + \tau)}$$









ここに τ は中性子年齢、 L は拡散距離、 B_g は有限体系の形状から決る定数で形状バックリングとよばれる。

実効値 [英 effective value, 独 Effektivwert, 仏 valeur efficace, 露 эффективное значение] 抵抗 R に交流電圧 V を加えたとき、あるいは交流電流 I を流したとき、発生する熱量 V^2/R または I^2R が、直流の電圧 V_0 、または電流 I_0 の場合の V_0^2/R または I_0^2R と等しいとき、 V_0 または I_0 を電圧の実効値、電流の実効値という。実効値は電圧または電流の瞬時値の二乗の一周期中の平均値の平方根、すなわち、 $\sqrt{(\text{瞬時値})^2}$ の平均で、これを RMS 値ともいう。一般に多くの交流用計器類はその性質上、電圧あるいは電流の回転力によって指針を動かし、いずれも実効値を表示するようになってい。瞬時電圧 $e = E_m \sin \omega t = E_m \sin(2\pi t/T)$ の正弦波電圧の実効値を E_e とするならば

$$E_e = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T E_m^2 \sin^2 \left(\frac{2\pi}{T} t \right) dt} \\ = \frac{E_m}{\sqrt{2}} = 0.707 E_m$$

ここで、 E_m = 最大値、 $\omega = (2\pi/T)$ は角周波数、 T は周期である。すなわち、実効値は最大値の $1/\sqrt{2}$ 倍で与えられる。電流の場合も同じである。また非正弦波電圧、電流の実効値はその直流分、基本波および高調波の各成分につき実効値を求め、その二乗の和の平方根を求めれば与えられる。代表的な交流電圧、電流の実効値を表に示す。

主な波形の実効値

波 形	実 効 値
三 角	 $1/\sqrt{3} = 0.577$
のこぎり歯	 $1/\sqrt{3} = 0.577$
正 弦	 $1/\sqrt{2} = 0.707$
正弦半波整流	 $1/2 = 0.500$
正弦全波整流	 $1/\sqrt{2} = 0.707$
放 物	 $\sqrt{8/15} = 0.370$
円 波	 $\sqrt{2/3} = 0.816$
矩 形	 $1 = 1.000$

実効電力 [英 active power, 独 Wirkleistung, 仏 puissance active, 露 активная мощность] \Rightarrow 交流

実効排気速度 [英 practical pumping speed, 仏 vitesse de pompage pratique, 露 эффективная быстрота откачки] \Rightarrow 排気速度

実効半減期 [英 effective half-life, 独 effektive Halbwertszeit, 露 эффективный период полураспада] 生体内に取込まれた放射性核種の量は、生体の排せつ作用により、本来の核壊変による半減期 (\Rightarrow 半減期) より短い時間で

半減する。これを実効半減期という。排せつ率が時間にらず一定であるとき (一般にはそうでない場合が多い)、生体に取込まれた放射性核種の量が排せつによって半減する時間は一定となり、生物学的半減期といわれる。これに対して、本来の核壊変 (核崩壊) の半減期のことを物理的半減期 T_p といふ。生物学的半減期を T_b 、物理的半減期を T_p とすると、実効半減期 T_{eff} との間に

$$\frac{1}{T_{\text{eff}}} = \frac{1}{T_b} + \frac{1}{T_p}$$

なる関係が成り立つ。

実在気体 [英 real gas, 独 reales Gas, 仏 gaz réel, 露 реальный газ] 理想気体に対比して、分子間相互作用の効果を考慮して気体の熱的性質を扱うとき、これを実在気体 (または不完全気体) とよび、天然に存在する気体はすべてこれに含まれる。希ガスのような比較的簡単な実在気体における分子間力としては、レナード・ジョーンズ力 (\Rightarrow レナード・ジョーンズ・ポテンシャル) が知られている。これは近距離で働く剛体球的な強い斥力部分と遠距離での弱い引力部分から成る。この分子間力の効果を定性的にとり入れて、実在気体の熱力学的ふるまいを簡便に記述する目的には、ファン・デル・ワールスの状態式がよく用いられる。この状態式を用いて、実在気体に特有のジュール・トムソン効果や液相への相転移を記述することができる。統計力学の立場から実在気体の状態式を導くことは、J. E. Mayer によって定式化された (\Rightarrow クラスタ展開)。この場合状態式は一般にビリアル展開の形で得られ、分子間力の特徴は展開係数 (\Rightarrow ビリアル係数) の温度変化に反映される。

実時間処理 [英 real time processing, 独 Echtzeitbetrieb, 仏 opération en temps réel, 露 обработка в реальном масштабе времени] 計算機の利用方式のひとつで、普通のバッチ処理が原則として、ジョブを入力された順に一括処理するのに対して、必要とされるデータが入力されると直ちに処理作業に入り、要求時間内にデータを処理する方式。その処理結果を、次の段階のデータ処理に反映させる必要のある場合に使用する。実験端末において収集したデータを中央計算機システムに伝送し、その処理結果を直ちに発送端末に返送し、その結果によって実験装置の諸パラメーターを修正するなどはその例である。

実視等級 [英 visual magnitude, 独 visuelle Helligkeit, 仏 magnitude visuelle, 露 визуальная величина] \Rightarrow 等級

湿潤断熱減率 [英 moist adiabatic lapse rate, 独 feuchtadiabatischer Temperaturgradient, 仏 gradient adiabatique humide, 露 влажноадиабатический градиент] \Rightarrow 断熱減率

湿潤張力 [英 adhesion tension, 独 Adhäsionsspannung, 仏 tension d'adhésion, 露 напряжение смачивания] 表面張力 γ の液体が固体に対して接触角 θ をつくる場合、 $W = \gamma \cos \theta$ を湿潤張力という。一種のぬれの尺度である。

実視連星 [英 visual binary, 独 visueller Doppelstern, 仏 étoile double visuelle, 露 визуальная двойная] \Rightarrow 連星

実成分法 [英 method of real part, 仏 méthode de composante réelle, 露 метод вещественной части] \Rightarrow 異常分散法

実 像 [英 real image, 独 reelles Bild, 仏 image réelle, 露 действительное изображение] \Rightarrow 結像

失速 [英 stall, 独 Überziehen, 仏 vol cabré, 露 срыв потока] 飛行機の翼に生ずる揚力は迎え角の小さい範囲では角度にほぼ比例して増大するが、迎え角が大きくなると翼の上面の境界層に剥離を生じるため揚力が急に減少する。このような現象を翼の失速といひ、失速の起る迎え角(通常の翼では $12 \sim 20^\circ$)を失速角(stalling angle), そのときの揚力を最大揚力(maximum lift)という。最大揚力を得る翼厚比は、12% の程度とされている。一方、飛行機の離陸から最大速度までの全速度域で、翼の特性上、期待を満足させることができない。特に低速での揚力のために迎え角を大きくすることは失速を生ずる危険があり、したがって揚力特性を支配するカンバー(反り)を大きくすると同様な効果をもたらすため、前縁・後縁にフラップ(下げ翼)を付ける。また薄翼での失速を生ずる原因のひとつは前縁半径が小さくなりがちであることにあるので、前縁フラップやスラット(前縁隙間翼)を付けて補うことがある。亜音速域では、空気の圧縮性のために、翼表面から衝撃波が発生して剥離を生ずることにより、圧縮性失速(compressibility burble)あるいは造波失速(compressibility or shock stall)とよばれる失速がある。

実測吸収係数(X線の) [英 experimental absorption coefficient, 独 experimenteller Absorptionskoeffizient, 露 экспериментальный коэффициент поглощения] X線回折実験に用いられる1Å前後の波長に対するX線の吸収係数の実測値は、かなりばらつくことが知られている。その理由は、試料に含まれる不純物の影響に対する補正が困難なこと、コリメーションが難しく、しばしば小角領域の散乱線の影響を受けること、X線源の単色化が不十分であること、その他予測しにくい系統的誤差などが考えられる。したがってこのような実測値をもとに表示された吸収係数の値は、ある特定の実験条件において使用する場合不適当なことがあり、非常に精度の高い実験の際には、その都度実験的に決定することが望ましい。これを実測吸収係数という。

実体振り子 [英 physical pendulum, 独 physikalisches Pendel, 仏 pendule physique, 露 физический маятник] 剛体を1つの水平な固定軸で支えた振り子。物理振り子、複振り子あるいは剛体振り子ともいう。固定軸をK、剛体の重心をG、両者の距離をh、剛体の質量をM、固定軸のまわりの慣性モーメントをI、重力加速度をgとすれば、運動方程式はKGの鉛直線に対する傾きを θ とするとき

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} = -Mgh \sin\theta$$

となる。この解は楕円積分で表されるが、特に振幅が小さく、 $\sin\theta \approx \theta$ とみなせるときは、周期は $T = 2\pi\sqrt{I/Mgh}$ となり、長さ $l = I/Mh$ の単振り子の周期と同じになる。このような単振り子のことを、この実体振り子に対する相当単振り子*l*のことを相当単振り子の長さという。

室定数 [英 room constant, 独 Raumkonstante, 仏 constante du local, 露 постоянная помещения] 一室内のような閉空間の音響的条件として境界面の吸音の程度を表す定数で次式で定義される。

$$R = \frac{S\bar{\alpha}}{1-\bar{\alpha}}$$

ただし、 S は境界面全体の面積、 $\bar{\alpha}$ は境界面の平均吸音率。すなわち、 R の値が大きいほど吸音性が高いことを意味する。室内に音響パワーレベルが L_w の音源があるとき、

それから距離*r*だけ離れた点の音圧レベル L_p は、 R を用いて次式で表される。

$$L_p = L_w + 10 \log_{10} \left(\frac{1}{4\pi r^2} + \frac{4}{R} \right) [\text{dB}]$$

吸音性が低く(R が小)、よく響く室内では、上式()内の第一項は第二項と比べて無視できるので

$$L_p \approx L_w - 10 \log_{10} R + 6 [\text{dB}]$$

と表せる。すなわち、音源のごく近傍を除いて室内の音圧レベルはほぼ均一となり、その大きさは R に依存する。

質点 [英 mass point, 独 Massenpunkt, 仏 point masse, 露 точечная масса] 物体の形状や大きさを無視して1点で代表させ、これに力学の特性である質量が全部集中したと考えて、その位置や運動を論ずるもの。物体の重心は質点の一例である。質点の運動は運動の法則に支配される。物体相互の間に作用する力が原因で運動が起る場合、物体間の距離が、物体自身の大きさに比べて十分大きく、かつ内部運動を無視してよければ、物体を近似的に質点とみなすことができる。逆に原子や分子のように大きさが小さくても、相互の距離が小さく、内部運動が無視できない場合には質点とみなすことはできない。いくつかの粒子から成り立つ力学系や、広がりをもつ物体も、これらを質点の集り、すなわち質点系とみなし、質点の力学をもとにして、その運動を論ずることができる。

質点系 [英 system of particles, 独 Teilchensystem, 仏 système des particules matérielles, 露 система точек] 2つ以上の質点からなる力学系をいう。一般の連続物体も多数の質量素片で構成された質点系と見ることができ、剛体は特に各質量素片の間の相互距離が不変の質点系と考えられる。いま質点系の全質量を*M*、重心の位置座標を r_0 、外力 F_i の作用点を $r_i = r_0 + r'_i$ 、また質点系の重心のまわりの角運動量を*L'*とすれば、次の2つの運動方程式が成り立つ。

$$M\ddot{r}_0 = \sum_i F_i \quad (1)$$

$$\frac{dL'}{dt} = \sum_i r'_i \times F_i \quad (2)$$

式(1)によれば、質点系の重心の運動は、系に働く外力がすべて重心に作用したと考えた場合の、質量*M*の質点の運動と同じであることを示している。式(2)によれば、質点系の重心のまわりの角運動量の時間的変化の割合は、重心のまわりの外力のモーメントの和に等しい。質点系の運動はこのように、重心の運動と、重心のまわりの回転運動とに分解して考えることができる。しかし各質点の時々刻々の位置や速度を解析的に求めることは一般に不可能であり、2質点の場合と、特別な条件下にある3質点の場合に解かれているだけである(⇒二体問題、三体問題)。

質点振り子 [英 pendulum of material point, 独 Massenpunktpendel, 仏 pendule de point matériel, 露 маятник материальной точки] = 単振り子

質点力学 [英 particle dynamics, 独 Teilchendynamik, 仏 dynamique des particules, 露 динамика материальной точки] 質点の運動を扱う力学。1個の質点の力学を質点力学、相互に力を及ぼしあう複数の質点からなる系の力学を質点系力学とよんで、区別することもある(⇒質点)。

湿度 [英 humidity, 独 Feuchtigkeit, 仏 humidité, 露 влажность] 空気中に含まれる水蒸気量の割合。空気の密度 ρ_{air} は、そのなかに含まれている水蒸気の密度 ρ_{vap}

と水蒸気を除いた乾燥空気密度 ρ_{dry} の和として表される。 ρ_{vap} を絶対湿度といい、通常、 1 m^3 の体積内にある水蒸気の重さを g 単位で表す。水面に接触した空気の水蒸気密度は水の蒸発によって増加するが、その量には限度があり、最大量を飽和水蒸気密度 ρ_{sat} という (1 atm , 30°C で約 $30\text{ g}\cdot\text{m}^{-3}$)。 ρ_{vap} と ρ_{sat} の比をパーセントで表したものを相対湿度という。 ρ_{sat} は温度が高くなると大きくなるので、同じ ρ_{vap} の空気でも、気温が上昇すると相対湿度は低くなる。水蒸気も乾燥空気も、ほぼ理想気体の状態方程式に従うので、相対湿度は、水蒸気圧 p_{vap} と飽和水蒸気圧 p_{sat} の比として定義してもよい。すなわち、

$$\text{相対湿度} = \frac{p_{\text{vap}}}{p_{\text{sat}}} \times 100 [\%]$$

相対湿度は、物体の表面からの蒸発率(単位時間当りの蒸発量)と関係しているから、日常生活でよく使われる。これに対し、気象学では、比湿 $q = \rho_{\text{vap}}/\rho_{\text{air}}$ や混合比 $q = \rho_{\text{vap}}/\rho_{\text{dry}}$ が湿度の尺度として使われることが多い(通常、 1 kg 当りの空気に対する水蒸気量を g で表す)。これらの量は、空気塊の温度や圧力が変化しても保存される性質があるからである。このほか、水蒸気圧 p_{vap} それ自身や、露点(温度)も湿度の尺度として使われる。露点とは、圧力を変化させないようにして空気塊を冷却したときに飽和水蒸気密度に達する温度である。

失透 [英 devitrification, 独 Entglasung, 仏 dévitrification, 露 расстекловывание] ガラス状態からの結晶の析出現象をさす。ガラス状態は準安定であり、粘度がガラス転移点付近で粘性率 10^{13} P と大きく、また結晶核生成速度、結晶成長速度も小さい。このため結晶化は起りにくいが、ガラスを粘性率 10^4 P 程度となるような高温状態にすると、結晶の析出が著しくなる。この温度を失透危険温度範囲という。失透危険温度範囲をもたない物質では、結晶化は起りにくい。失透による結晶としては珪灰石、デビトライトなどがある。またガラスに結晶核となる成分を加え、失透を起させて多結晶化させたものにガラスセラミックスがある。

湿度計 [英 hygrometer, 独 Hygrometer, 仏 hygromètre, 露 гирометр] 気体中の湿度を測る計器または測定器。湿度による水の蒸発の遅速性を利用した乾湿度計、毛髪吸・脱湿による伸縮性を利用した毛髪湿度計、吸収剤への水蒸気の吸着性を利用した吸収湿度計、その他、露点計、電気抵抗式湿度計などがある。露点計には、湿度を測ろうとする気体中に金属鏡を置き、気体の温度を徐々に下げて露点(または霜)が付着するときの温度を露点として測定し、露点における飽和水蒸気圧から冷却前の気体の水蒸気圧を測定することにより湿度を求める冷却式露点計がある。低湿度の測定に適する方法である。露の判定には肉眼によるか、または光電管や水晶振動子が使われる。また、加熱式のものでは物体に塩化リチウムを塗布し、物体の湿度を上げて塩化リチウムの飽和水溶液の水蒸気圧が、周囲の気体内の水蒸気圧と等しくなったときの温度から、露点を求めて湿度を知る塩化リチウム湿度計とよばれるものもある。電気抵抗式湿度計は、湿度によって変わる吸収および吸着物質の電気抵抗の変化を利用したものである。電解質、炭素膜などの膨潤性物質の抵抗、半導体薄膜によるものなどがあり、たとえば、炭素粒子をヒドロキシエチルセルロース(繊維)の水溶液中に分散させたものを感湿体の基板に塗布、乾燥させてこれを感湿素子とする。この繊維

が吸・脱湿により伸縮すると、塗布された炭素粒子が伸縮に応じた電気抵抗の変化を示し、したがってこの抵抗測定から湿度を得る。これらのほかに、赤外線領域にある水蒸気に吸収される波長帯とこの付近の非吸収波長帯の両帯域のエネルギーの比較により、水分の吸収量を知り赤外線が通過した場所における気体の湿度を求める方法や、吸収剤に吸収させた水蒸気の量をカール・フィッシャー試薬による水分の滴定から求める化学的方法に基づく湿度計などがある。

実用単位 [英 practical system of units, 独 praktisches Einheitensystem, 仏 système pratique d'unités, 露 практическая система единиц] さまざまな単位のうちで、物理法則との関連よりも実用上の便宜を重視して定められたもの。また、その種の単位いくつかが相互に密接な関係で定義されている場合、それらの単位の集団を実用単位系という。粉体の粒度の単位「ミリメートル」(標準ふるいの網目の、一辺の長さまたは直径をミリメートルで表した値)などが、実用単位の代表例である。今日ひろく注目されている国際単位系(SI)は、物理法則との関連にも十分な配慮はしているが、諸単位を3階級に分類することや、基本単位7つを選んで単位系の基礎とすることなどに関しては、「単一の実用的体系を採択することの利点を考慮して」1つの「実用的計量単位系」を確立したという経緯があるので、その意味ではSIも一種の実用単位系と解される。

一方、電磁気単位の変遷の中では実用単位というよび方が数次にわたって用いられたが、そのうちで重要なのは、次の3つである。

(1) イギリス科学振興協会(British Association for the Advancement of Science, BAAS)の委員会(1861年に発足)が採用した実用単位。CGS絶対単位系の単位に次のような数係数を乗じたもの(1873年)である。電気抵抗: $1\text{ オーム}(\Omega) = 10^9\text{ CGS-emu}$, 起電力: $1\text{ ボルト}(V) = 10^8\text{ CGS-emu}$, 電気容量: $1\text{ ファラド}(F) = 10^{-9}\text{ CGS-emu}$ 。

(2) 国際電気会議(Congrès International des Électriciens)が採用した実用単位(1881年)。上掲のオーム、ボルト、ファラドのほか、次の2つを含む。電流: $1\text{ アンペア}(A) = 10^{-1}\text{ CGS-emu}$, 電気量: $1\text{ クーロン}(C) = 10^{-1}\text{ CGS-emu}$ 。同会議は、のちに(1889/1893年)次の3つを追加採用した。電力量(仕事): $1\text{ ジュール}(J) = 10^7\text{ CGS} = 10^7\text{ erg}$, 電力(仕事率): $1\text{ ワット}(W) = 10^7\text{ CGS} = 10^7\text{ erg/s}$, インダクタンス: $1\text{ ヘンリー}(H) = 10^9\text{ CGS-emu}$ 。

(3) J. C. Maxwell (マクスウェル)が提案した単位系(1873年の電磁気学の著書に記述される)。長さに 10^7 メートル (地球子午線一周の $1/4$ すなわち quadrant に等しい)、質量に 10^{-11} グラム (eleventh gram)、時間に秒(s)を、それぞれ基本単位として採用したもので、Quadrant-Eleventh gram-Second 系、略して QES 系とよばれた。電圧・電流その他の量については、上記(2)、(3)の実用単位に等しいものが導かれるが、電気変位・電流密度や多くの磁気的量のについては、不便な単位が現れるので、広く利用されるには至らなかった。

質量 [英 mass, 独 Masse, 仏 masse, 露 масса] 基本的物理量のひとつで、物体の力学的性質を決める量。単位をキログラム[kg]といい、フランスのセーブルの国際度量衡局に保管された国際キログラム原器の質量が 1 kg である。これは 1 気圧 、最大密度の温度にある水 1000

cm^3 の質量にほぼ等しい。定義のしかたから少なくとも次の三種類に質量が考えられる。(1) 重力質量: 静止物体に作用する重力は、重力加速度が一定である限り一定であるという経験的事実に基づいて、国際キログラム原器とその物体の重力を比較することにより定義される質量。日常ではこの質量がよく用いられる。(2) 慣性質量: ニュートンの運動法則の第二法則と第三法則によれば、2つの物体が互いに作用を及ぼしあって運動するとき、加速度の比は一定になる。この法則に基づいて、物体の加速されにくさ、すなわち慣性の大小を示す量として定義された質量を慣性質量という(加速度の比の逆数を質量の比とする)。慣性質量と重力質量の比が経験的に1になることはエトベッシュの実験によっても確かめられたが、古典力学では場所によって異なる重力などに言及しないで定義される慣性質量の方がより基本的な物理量として用いられる。(3) 相対論では観測者の乗っている慣性系に対する速さが0のときの慣性質量(静止質量)を m_0 とすると、速さが v のときの質量は

$$m = m_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$$

で定義される。ただし c は真空中の光速である。この相対論的質量を用いれば、粒子の全エネルギーは $E = mc^2 = m_0 c^2 + (\text{運動エネルギー})$ と表され、質量もエネルギーのひとつの形態と見られる。そしてエネルギー保存則の一般化が達成される。

質量吸収係数(X線の) [英 mass absorption coefficient, 独 Massenabsorptionskoeffizient, 仏 coefficient d'absorption massique, 露 массовый коэффициент поглощения] 吸収係数 μ を物質の密度 ρ で割った値 $\mu_m = \mu/\rho$ をいう。 μ_m は吸収端近くの特別な場合を除き物質の状態によらずほぼ一定となる(付録の表を参照)。物質が化合物などであっていくつかの元素より成るとき、それぞれの元素の質量比率を f_i 、その元素の質量吸収係数を $\mu_{m(i)}$ で表すと

$$\mu_m = f_1 \mu_{m(1)} + f_2 \mu_{m(2)} + \cdots = \sum_i f_i \mu_{m(i)}$$

という加法定理が成り立つ。

質量欠損 [英 mass defect, 独 Massendefekt, 仏 défaut de masse, 露 дефект массы] 原子番号 Z 、質量数 A の原子核の質量を $M(A, Z)$ 、陽子および中性子の質量を M_p および M_n とすると次の量

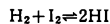
$$B = \{ZM_p + (A-Z)M_n - M(A, Z)\}c^2 = \Delta M c^2$$

を核種 (A, Z) の全結合エネルギーといい、 ΔM を質量欠損という。全結合エネルギーは核種 (A, Z) を Z 個の陽子と $(A-Z)$ 個の中性子にばらばらにするために必要な最低のエネルギーを意味して、これが大きいほど強く結合している。質量欠損はそれをエネルギーと質量の等価性を使って質量に直したものであるから常に正の量で、これが大きいほど原子核全体としては強い結合になるが、その原子核の安定性を議論するには一核子当りの質量欠損 $\Delta M/A$ または1核子当りの結合エネルギー B/A を問題とするほうがよい。後者の値は $A \geq 40$ の核ではほぼ8 MeV程度となる。上式の ΔM と同様の情報を与える量として質量偏差という量があるが、これは $M(A, Z)$ を原子質量単位であらわし、これと質量数 A との差として定義する。また $f = \{M(A, Z) - A\}/A$ を比質量偏差という。

質量交換係数 = 交換係数

質量光度関係 [英 mass-luminosity relation, 独 Masse-Leuchtkraft-Beziehung, 仏 relation masse-luminosité, 露 соотношение масса-светимость] 主系列における星の質量 M と光度 L との間に成り立つ関係。質量が大きいほど星が明るい。連星系の星で観測によって質量が決められるものから、 $0.1 \sim 30 M_\odot$ の範囲(M_\odot : 太陽質量)で、近似的に $L \propto M^{3.45}$ という関係式が成り立つことが求められている。理論的な星の模型から求められる関係は、次のように質量に依存している。放射圧が全圧力の大部分を占め、吸収係数が電子散乱によるような大質量星では $L \propto M$ 、クラウゼの吸収係数が効くような軽い星では $L \propto M^5$ 、その間の質量範囲では $L \propto M^3$ である。観測から求められているものは、後2者の中間的なものだと考えてよい。星が進化して、コアと外層との複合的な構造をもつようになる。この質量光度関係は成り立たなくなる。光度が星の全質量によらずに、コアの質量だけで決まってしまうからである。たとえば、 $3 \sim 8 M_\odot$ の星の、赤色超巨星段階における光度は、C+Oのコアの質量 M_{C+O} によって $L/L_\odot = 59250 (M_{C+O}/M_\odot - 0.522)$ と与えられる(L_\odot は太陽の光度)。この近似式は $0.6 < (M_{C+O}/M_\odot) < 1.39$ の範囲で成り立つ。

質量作用の法則 [英 law of mass action, 独 Massenwirkungsgesetz, 仏 loi d'action de masse, 露 закон действующих масс] 反応を起し化学平衡にある系において、各成分の濃度(あるいは活動度)の間に成り立つ法則で、1867年、C. M. Guldberg と P. Waage により提出された。簡単な例として



という反応を考えてみると、このとき化学平衡の条件により、各成分の化学ポテンシャルについて

$$\mu_{\text{H}_2} + \mu_{\text{I}_2} - 2\mu_{\text{HI}} = 0 \quad (1)$$

が成り立つ。これを

$$\sum_i \mu_i \nu_i = 0 \quad (2)$$

の形に書いておこう。いま、 H_2 , I_2 , HI が混合理想気体であるとすると、各成分の化学ポテンシャルは、温度 T 、圧力 p 、各成分のモル分率 x_i を用いて

$$\mu_i = \mu_i^\circ(T, p) + RT \ln x_i \quad (3)$$

と書ける。ここで R は気体定数である。したがって、化学平衡の条件は

$$\sum_i x_i^{\nu_i} = K(T, p) \quad (4)$$

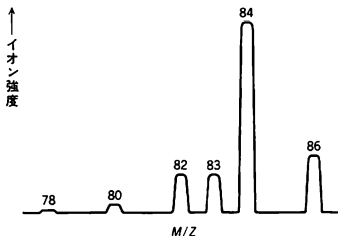
となる。 $K(T, p)$ は x_i によらない定数で、平衡定数とよばれる。体系が理想気体でなく溶液のような場合には、モル分率 x_i の代りに活動度 a_i が使われ

$$\sum_i a_i^{\nu_i} = K(T, p) \quad (5)$$

が式(4)の代りに成り立つ。式(4), (5)の関係を質量作用の法則とよぶ。

質量数 [英 mass number, 独 Massenzahl, 仏 nombre de masse, 露 массовое число] 1つの原子核を構成する核子の数を表すことばで、陽子数と中性子数の和となる。通常、記号 A で表し、原子や核種の指定に用いる。統一原子質量単位では中性炭素原子 ^{12}C の質量を12uと定義しているので、この単位での ^{12}C の質量は12で質量数に一致しているが、一般の核種では小さなずれが起り、これを質量偏差という。

質量スペクトル [英 mass spectrum, 独 Massen-spektrum, 仏 spectre de masse, 露 масс-спектр] 質量分析計(器)でイオンをその質量 M と電荷 Z の比 M/Z の違いによって分離して得られるスペクトルを質量スペクトルという。分離されたイオンを写真乾板に当てて現象すれば分光写真の輝線スペクトルのような線状のスペクトルが得られ(質量分析器の場合)、イオンを電気的に検出してその強度を M/Z の関数として表せば図のようなスペクトル



が得られる(質量分析計の場合)。質量スペクトルは原子質量の精密測定、気体試料の化学(定性、定量)分析、有機分子の構造決定、イオン・分子反応の研究などに使われる。

分解能の非常によい装置を使うと、たとえば水素分子イオン(H_2^+ , 質量 2.01509u (原子単位))と重水素原子イオン(D^+ , 質量 2.01354u)を区別することが可能で、原子質量の精密測定ができる。しかし普通の装置では同じ質量数(上例ではともに質量数 2)のイオンは区別できない。同位体をもつ元素の質量スペクトルには、その同位体イオンが分離して現れる。図の例では Kr に質量数 78, 80, 82, 83, 84, 86 の 6 種の同位体が存在し、そのイオン強度比からそれぞれの同位体存在比が 0.35%, 2.27%, 11.56%, 11.55%, 56.90%, 17.37% であることがわかる。混合気体(たとえば空気)についても、それぞれの気体分子(たとえば N_2 と O_2)の電離効率がわかっていれば質量スペクトルから混合気体の成分分析ができる。気化の適当な方法さえあればこれは液体や固体試料にも適用できる。一般に気体分子を電子衝撃によって電離するときには、親イオン(→親ピーク)と称する分子イオンのほかに、開裂イオンまたはフラグメントイオンと称してもとの分子が解離して生ずるイオンが質量スペクトル上に現れる。たとえば一酸化炭素(CO, 質量数 28)のスペクトルには CO^+ のほかに C^+ や O^+ も現れる。この解離イオンの現れかたを調べれば、同じ質量数の分子(たとえば CO と N_2 , ともに質量数 28)を区別することもできる。一般に分子量の大きな有機分子を電子衝撃で電離すると分子がばらばらに壊れてたくさんの開裂イオンを生ずるがその壊れかたには一定の規則がある。またイオン・分子反応などを利用してもとの分子をなるべく壊さずに電離する方法が最近開発されたので、分子量が数百以上い大きな有機分子の構造決定に質量スペクトルが大きな役割を果たすようになった。図

質量則(遮音に関する) [英 mass law, 独 Massengesetz, 仏 loi de masse] 均質な板状の材料に音波が垂直に入射したときの音響透過損失 TL_0 は、板がビストン運動的に振動すると仮定すれば次式で表される。

$$TL_0 \approx 20 \log_{10} (f \cdot m) - 43 \text{ [dB]}$$

ここで f は音の振動数 [Hz], m は板の面密度(単位面積当りの質量: $kg \cdot m^{-2}$)である。上式からわかるように、同一の板状材料(m = 一定)では音の振動数が高いほど、また

同一の振動数(f = 一定)の音に対しては材料の面密度が大きいくほど音響透過損失の値は大きくなり、遮音性能が高くなる。この関係を遮音に関する質量則という。なお材料にランダムに音が入射したときの音響透過損失 TL は、近似的に次式で表される。

$$TL \approx TL_0 - 10 \log_{10} (0.237 TL_0) \text{ [dB]}$$

なお高音域では、板の屈曲振動によって音響透過損失が上述の値より小さくなる現象が生じる(→音響透過損失、コインシデンス効果、遮音材料)。

質量測定 [英 mass measurement, 独 Massenmessung, 仏 mesure de masse, 露 измерение масс] 質量測定は、普通 標準物体の質量との比較という形で行われる。基本的な標準物体は国際キログラム原器で、その質量を 1kg と定義し、その写しである各国キログラム原器に基づいて値付けされた分銅が、実際の測定での標準物体として用いられることになる。測定物と分銅の質量の比較には天秤が用いられるが、直接に比較しているのは重力によるモーメントであるから、腕の長さが等しい限りにおいて測定物の質量を正しく知ることができる。精密な測定を行うためには、測定物と適当なおもりとをつり合せ、次に測定物の代りに分銅をのせ、これを加減してつり合せ、そのときの分銅の質量を測定物の質量とする方法(置換法)や、測定物と分銅をつり合せ、さらにこれを交換して再びつり合せて 2 回の結果から質量を求める方法(二重秤量法)および分銅で校正された秤を使う方法などが用いられる。空気中で測定する場合、測定物の密度が分銅の密度と異なれば、浮力の補正が必要であり、また水蒸気などの分銅への吸着により誤差が生ずるので、質量測定の精度は天秤の比較精度よりはるかに悪くなる。置換法を手軽に行う直示天秤は感度が質量によらず一定であるため広く使われている。あまりよい精度を必要としない場合には、取扱いが簡便な上皿天秤が用いられる。秤は測定物の重量と基準の力とを、またはモーメントをつり合わせることによって質量を知る装置であるから、原理的には重量測定である。したがって質量の目盛は重力加速度の地域的変動を無視する程度の精度で正しい。天秤で測定できる質量の大きさは数 μg から数千 kg までの範囲におよぶ。また、天秤で測定される質量は重力質量である。水晶発振子に微粒子が付着するとその質量に応じて発振周波数に変化する。この方法では慣性質量が測定される。

質量単位 [英 mass unit, 独 Masseneinheit, 仏 unité de masse, 露 единица массы] 質量およびエネルギーの単位(記号は MU か M.U.)。核物理学などで使われる。(1) 質量の単位としては、原子量が 1 であるような仮想的な元素の原子 1 個の質量をいい、その意味では原子質量単位と同じものであって、現行の原子量の統一尺度で表せば ^{12}C 原子 1 個の質量の $1/12$ に等しく、実験で求められたその近似値は $1.66057 \times 10^{-27} kg$ である。(2) 一方、相対性理論によれば、質量 m の物体の静止エネルギー E は mc^2 (c は真空中での光の速さ)に等しいので、(1)に述べた質量(m_0 とする)に対応するエネルギー $E_0 = m_0 c^2 = (1.66057 \times 10^{-27} kg) \times (299792458 m/s)^2 = 1.4924 \times 10^{-10} J$ がエネルギーの単位として用いられる。

質量中心 [英 center of mass, 独 Massenmittelpunkt, 仏 centre de masse, 露 центр масс] 質点系については i 番目の質点の質量を m_i 、位置を $r_i(x_i, y_i, z_i)$ とするとき、次の位置座標 $r_0(x_0, y_0, z_0)$ をもつ点のことを質量中心ま

たは重心という。

$$r_0 = \frac{\sum m_i r_i}{M}, x_0 = \frac{\sum m_i x_i}{M}, y_0 = \frac{\sum m_i y_i}{M}, z_0 = \frac{\sum m_i z_i}{M}$$

ただし $M = \sum m_i$ は質点系の全質量である。この質点系に働く重力の合力は、全質量が r_0 に集まったと考えた場合、この質点に働く重力に等しいので、 r_0 は重心ともよばれる。連続物体の場合、全質量を M 、微小体積 dV 部分の密度を ρ とおけば、質量中心(重心) r_0 は次式で与えられる。

$$r_0 = \frac{\int \rho r dV}{M}, x_0 = \frac{\int \rho x dV}{M}, y_0 = \frac{\int \rho y dV}{M}, z_0 = \frac{\int \rho z dV}{M}$$

質量中心系 [英 center of mass coordinate system, 独 Massenmittelpunktsystem, 仏 système du centre de masse, 露 система центра масс] ⇨ 重心系

質量のかたよりの補正 [英 mass polarization correction, 仏 correction à la polarisation de masse, 露 масс-поляризационная поправка] 原子内の電子のエネルギーを非相対論的シュレーディンガー方程式を用いて、理論的に計算して求めるとき、核の質量を有限とすると、電子の質量を電子と核との換算質量で置換えた通常の運動エネルギーを表す項のほかに、小さな補正項が現れる。この項は He 原子の基底状態では 4.785 cm^{-1} で、相対論補正 (-23.36 cm^{-1}) の約 $-1/4$ 倍、ラム・シフト ($+3.54 \text{ cm}^{-1}$) と同程度の値になる。原子核を原点とする i 番目の電子の座標を x_i, y_i, z_i とすると、この補正項は次の形になる。

$$-\frac{\hbar^2}{M} \sum_{i,j} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_j} + \frac{\partial^2}{\partial z_i \partial z_j} \right)$$

ただし M は原子核の質量、 $\hbar = h/2\pi$ 、 h はプランク定数である。全波動関数がそれぞれの電子の波動関数の積であるとすればこの補正項の値は 0 になる。電子が他の電子のクーロンまたは交換相互作用の影響を受けて、質量分布が偏るときに初めてこの項の影響が現れるので、この項を質量のかたよりの補正という(⇨ラム・シフト)。☒

質量のくりこみ [英 mass renormalization, 独 Massenrenormierung, 仏 rénormalisation de la masse, 露 перенормировка массы] ⇨ くりこみ理論

質量の単位 [英 units of mass, 独 Masseneinheit, 仏 unités de masse, 露 единицы массы] 古くは、ある種の自然物やその集合(ある個数の穀粒など)の質量、ある種の物質(水など)が特定の体積を占めるときの質量という形で、あるいはその地域の権威者が指定した特定の金銅によって定められていたが、18 世紀の後半以後、地球の子午線長から割り出したメートルという長さ、その $1/10$ であるデシメートルという長さ、その三乗である立方デシメートルという体積、その体積を占める(純粋で特定の温度に保たれた)水の質量というようにして、一連の考え方および手順の結合のもとに、キログラムという単位が定められ、メートル法での質量の単位に採用された。続いて、この質量を具現する人工物(⇨原器)としてキログラム原器が製作され、上述の考え方・手順の結合から切り離された独立の定義として、「キログラムは、国際キログラム原器の質量に等しい」との表現が採用され、現在の国際単位系(SI)の基本単位の定義に引継がれている。以下、SI に属さないいくつかの単位をも含めて、質量の諸単位を示す：

(1) SI 単位：キログラム(kg)。

(2) SI 単位の分量単位および倍量単位：キログラムと

いう単位の名称にはキロという接頭語が初めから含まれているので、この単位の分量単位、倍量単位の名称を構成するには、接頭語のキロを取去ったグラム(g)すなわち 10^{-3} kg に SI 接頭語を添えることになっている。そのようにして構成される諸単位のうち分量単位として、グラムのほか、ミリグラム(mg)= 10^{-3} g = 10^{-6} kg 、マイクログラム(μg)= 10^{-6} g = 10^{-9} kg までの 3 つが、日本の計量法および国際標準化機構の規格 ISO 1000(1980 年)に、あげられている。一方、倍量単位として、メガグラム(Mg)= 10^6 g = 10^3 kg が ISO 1000 にあげられている。

(3) SI と併用される単位：非 SI 単位だが SI と併用される単位として、トン(t)= 10^3 kg = 10^6 g および(統一)原子質量単位(u)の 2 つが、SI 文書にあげられている。後者を SI で表すための値は実験で求めるべきものであって、SI 文書の第 4 版(1981 年)では、近似的に $1 \text{ u} = 1.66057 \times 10^{-27} \text{ kg}$ と記されている。これらの単位に SI 接頭語を添えて別の単位をつくることは、SI の立場では、「限られた場合にのみ認容されるべき」ものであるが、計量法は、トンに加えてキロトン(kt)= 10^3 t = 10^6 kg およびメガトン(Mt)= 10^6 t = 10^9 kg をも認めている。ISO 1000 はトン以外は無視している。

(4) 暫定的に SI とともに維持される単位：質量に關し、この種別に含められる単位はない。

(5) 一般には推奨しがたい単位：この種別の単位として SI 文書は(メートル系)カラット= 200 mg = $2 \times 10^{-4} \text{ kg}$ と、 $r=1 \mu\text{g}$ = 10^{-9} kg の 2 つをあげている。前者は、計量法の「特殊の計量のみを用いる単位」に含められており、宝石の取引に用いられる。後者は、SI 接頭語を用いてマイクログラム(μg)とよぶべきである。

(6) ヤード・ポンド法の単位：ポンド、グレーン、オンスなどがある。かつてはイギリス王室のポンド原器をもとにして定められていたが、現在では、キログラムと関係づけて定義されている。

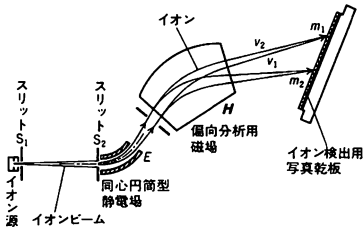
(7) 尺貫法の単位：貫、匁などがある。明治期以後のその実量はキログラムとの比(15/4 など)を協約して定められたものである。

(8) その他：現在の SI とは関係がないが、特定の原子の、特定体積を占める結晶の中での個数を求め、アボガドロ数および原子量を介して質量の単位を定めるという考えが提示され、統一原子質量単位との関係も含めて研究に付せられている。

質量分析器 [英 mass spectrograph, 独 Massenspektrograph, 仏 spectrographe de masse, 露 масс-спектрограф] 原子や分子の質量を電磁場を用いて測定する装置で、そのうち特にイオンを直接写真乾板上に受けて撮影記録する装置を質量分析器とよぶ。原子質量の精密測定のほか、化学分析や有機化合物の分子組成の精密測定にも利用される。原子や分子の質量分析に電磁場を用いる装置としては、このほかに質量分析計があるが、質量分析器では電磁場を走査することなく、一定に保ったまま写真乾板上に質量スペクトルが測定できるのに対して、質量分析計はファラデー・ケージなど固定のイオン検出器をスリットと組合せて、イオン集束面におき、イオンエネルギーあるいは偏向分析用電磁場を走査して質量スペクトルを逐次測定していく方式をとっている。一般に前者を「分析器方式」、後者を「分析計方式」とよび、区別している。

質量分析装置の原理は、電磁場内を通過する荷電粒子の

軌跡が、その e/m (e : 粒子の電荷, m : 質量) によって決ることを利用しており、最も簡単には、 e/m およびエネルギーが等しく、速度の向きが異なるものを磁場によって方向集束させて質量分析を行うことができる。これを方向集束型分析といい、通常の分析計はこの方法をとっている。さらに、この磁場の前に円筒型静電場をおいて、エネルギーの異なるイオンをあらかじめ分散させてから、磁場中を通過させることにより、磁場のプリズム作用を利用して速度および方向の二重集束を同時に実現することができる(図参照)。多くの場合、質量分析器にはこの二重集束型



が用いられる。この二重集束型質量分析器は、質量分解能にすぐれ、F.W.Aston による速度集束の導入(1919年)以来、種々のタイプの二重集束型分析器が考案され、つくられてきた(⇒質量分析計)。

質量分析計 [英 mass spectrometer, 独 Massenspektrometer, 仏 spectromètre de masse, 露 масс-спектрометр] 気体分子の種類をその質量により分析する計器。その原理は、電磁場内における荷電粒子の運動が電荷 q と質量 m の比によって異なることを利用している。したがって正しくは、気体分子を電離し、生じたイオンについて m/q に関して分離し計測するものである。そのため質量が違っても m/q が同じイオンは区別できない。また分子が電離するとき、分解や化学反応などによっていくつかの異なるイオンが生成される場合もあり、質量分析計によって正しくどの分子を知ることとは、それほど容易ではない。1つの親分子からどのようなイオンがどれだけ確率で生ずるかを定量的に表したものが、パターン係数であり、質量分析計による気体の分析には、重要な係数である。質量分析計は、気体分子を電子衝撃などによって電離し、生成したイオンを一定の方向にビーム状に引出してやるイオン源、イオン源からのイオンビームを m/q に応じて分別する分析部、分別されたイオンをイオン電流として計測する検出部とから構成される。分析部にはいろいろな種類があり、その方式に応じて各種の質量分析計がある。主な質量分析計としては、磁場偏向型質量分析計、マスフィルター(四極子型質量分析計)、オメガトロロン、トコロイド型質量分析計、ファビトロロン、飛行時間型質量分析計などがある。いずれも微量の気体の成分分析を行うもので、真空技術用として高真空から超高真空領域における残留ガスの組成分析としては唯一の計器である。この意味で真空技術では残留ガス分析計とよぶことがある。

質量偏差 [英 mass deflection, 仏 déflexion de masse, 露 массовое отклонение] ⇒ 質量欠損

質量放物線 [英 mass parabola, 独 Massenparabel, 仏 parabole de masse, 露 массовая парабола] 質量数 A 、陽子数 Z の原子核の質量公式の中には、対称エネルギー項($(A-2Z)^2$ に比例する項)があるため、アイソバー

において Z を変えると原子核の質量はある極小値のまわりに放物線を描く。これを質量放物線という。実際には、奇偶効果を表す対相関項のために、質量放物線は偶偶核、奇数核、奇奇核に対応する3本に分れる。質量放物線は原子核の β 崩壊に対する安定性を議論するとき用いられる。

質量保存の法則 [英 law of conservation of mass, 独 Gesetz von der Erhaltung der Masse, 仏 loi de conservation de la masse, 露 закон сохранения массы] ⇒ 物質不滅の法則

質量流量計 [英 mass flowmeter, 独 Massendurchflußmesser, 仏 débitmètre à masse, 露 массовый расходмер] 流体の質量流量を測定する流量計。流体の体積ではなく実質的な量を測定する場合に用いられる。直接に質量流量に比例する量を検出する方式と、体積流量計と密度計の組合せなどにより計算して質量流量を求める間接型質量流量計に大別される。前者には流体を加熱するエネルギーと流体の温度上昇を利用する熱式質量流量計、境界層内の熱伝達を利用する境界層質量流量計、絞りとポンプを併用する差圧式質量流量計、コリオリの力を利用する方式、角運動量方式、ジャイロ式、翼車式などの質量流量計が発表されている。後者は流体の密度 ρ と体積流量 Q を別々に測定しその積を計算すればよいが、具体的には ρQ^2 を検出する方式の体積流量計と密度計の組合せ、 Q を検出する流量計と密度計の組合せ、 ρQ^2 と Q に比例する量を検出して組合せる3種の方式が考えられている。これらの質量流量計は一般の流量計に比べて構造が複雑になるので、液体の場合には温度、気体の場合には温度と圧力を測定し、温度、圧力の変化範囲があまり広くない範囲で、それらの変化に対する密度変化を補正して、ある基準状態の体積流量を求め、質量流量の測定に代えている場合も多い。

GTO サイリスター [英 GTO thyristor, 仏 thyristor GTO, 露 выключаемый тиристор] ゲートターンオフ(gate turn off)サイリスターの略で、構造は通常のサイリスターと基本的には同様である。機能としてはゲートに電流を流しこむと導通(オン)状態となるのは通常のサイリスターと同様であるが、逆方向のゲート電流を加えると直ちに電流を遮断できる。ゲートで電流のオン・オフが可能で、自己保持性があり、動作速度もサイリスターより速く、直流のスイッチとしても使用される。サイリスターとトランジスタの中間構造で、一般のサイリスターより電流容量が小さい。直流を交流に変換するチョッパーなどに用いられる(⇒サイリスター)。

CT 錯体 [英 CT complex, 独 CT-Komplex, 仏 complexe CT] = 電荷移動錯体

時定数 [英 time constant, 独 Zeitkonstante, 仏 constante de temps, 露 постоянная времени] 電気回路の過渡応答の速さを表す目安となる量で、時定数が小さい回路は過渡時間が短い。図1のような抵抗とコンデンサーによ

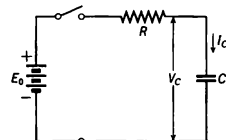


図 1

って構成されている回路に、時刻 $t=0$ で電圧 E_0 を加える。コンデンサの両端に現れる電圧 V_C および回路を流れる電流 I_C の時間変化は、

$$V_C = E_0(1 - e^{-t/\tau})$$

$$I_C = \frac{E_0}{R} e^{-t/\tau} = I_0 e^{-t/\tau}$$

で表される。ただし $\tau = RC$ である。図 2 に示すように、

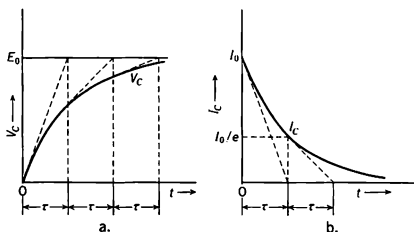


図 2

V_C および I_C の曲線に $t = n\tau$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) で接線を引くと、おのおのの接線が $E = E_0$ の直線および t 軸と交わる時刻は τ となる。また、回路を流れる電流が $t=0$ のときの $1/e$ になる時刻は τ である。この τ を回路の時定数という。コイルと抵抗が直列接続されている回路の時定数は $\tau = L/R$ で与えられる。この回路に時刻 $t=0$ で電圧 E_0 を加えるとコイルの両端の電圧は時刻 τ で最初の値の $1/e$ となる。

CDD 極 [英 CDD pole] \Rightarrow ヘルグロットス関数

自転 [英仏 rotation, 独 Rotation, 露 вращение]

物体内部の 2 点を通る直線のまわりの回転運動。剛体の自転軸は剛体に対して変化せず、また外力がなければ空間に対してもその方向は変らない。一般の天体は剛体ではなくまた外部天体の力が作用するため、自転軸は複雑な変化をする。地球の場合、地球実体部に対する自転軸の変化(極運動)、太陽系内天体の作用による空間に対する自転軸の変化(歳差、章動)および自転速度の変化(周期変化、永年変化、不規則変化)がある。自転する地球上の物体には、遠心力およびコリオリの力などの見かけの力が生じる。地球自転の向きは北極上から見て反時計回りである。恒星に対する 1 自転周期は $23^{\circ}56'04''.09054$ (平均太陽時)である。

磁電管 [英 magnetron, 独 Magnetron, 仏 magnétron, 露 магнетрон] = マグネトロン

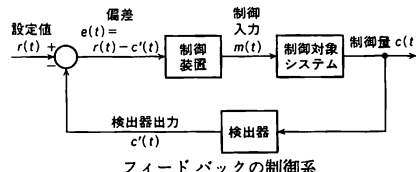
g テンソル [英 g-tensor] \Rightarrow 磁気回転比

自動回折計 [英 automatic diffractometer, 独 automatisches Diffraktometer, 仏 diffractomètre automatique, 露 автоматический дифрактометр] 単結晶による X 線・中性子線の回折強度を、結晶の方位とカウンターの位置を電子計算機で制御しながら計数し蓄積する装置。結晶構造解析に必要な精密でかつ大量の回折強度データを短時間で収集することができる。ワイセンベルク・カメラやプリセッションカメラを原型とした自動回折計もあるが、最近最も普通に使用されているものは四軸型自動回折計である。結晶を独立に三軸(ω 軸, χ 軸, ϕ 軸)のまわりで回転させ方位列的に従って次々に回折を起すことができる。カウンターも 2 θ 軸のまわりを、任意のブラッグ角に位置づけることができる。これらの操作はすべて電子計算機によって制御され、得られた回折強度は指数などとともに、磁気テープや磁気ディスクなどの外部記憶装置に蓄積される。X

線源としては、定電流、定電圧装置を併用した X 線封入管か、最近では回転対陰極より発生する強力 X 線を使用し強度、SN 比を上げている。カウンターとしては、シンチレーションカウンターと波高分析器を組合せて使うのが一般的である。

自動周波数制御 [英 automatic frequency control, 仏 contrôle de fréquence automatique, 露 автоматическая регулировка частоты] 発振器の発振周波数を安定化するために用いられるフィードバック制御のひとつで、周波数の基準値からのずれを検出する回路と検出信号を用いて発振周波数を修正する回路から成る。標準信号との差は周波数分判器を用いて検出するのが普通である。反射型クライストロン、マグネトロン、後進波管などのマイクロ波発振管では、内蔵の共振回路の Q 値が低く電源電圧による周波数変化が激しいので、 Q 値の高い外部空洞共振器へ出力マイクロ波を取り出し共振曲線上でずれを見いだす。検出されたずれは、それに比例した直流電圧その他の処理しやすい低周波信号として発振回路へ戻される。たとえば、電源電圧を制御する方法がとられる。発振器の共振回路に可変容量ダイオードのように電氣的に定数をええらるものや、機械的に共振点を動かせる機構を備えておくと、差信号が 0 になるようにフィードバック制御できる。

自動制御 [英 automatic control, 独 automatische Steuerung, 仏 commande automatique, 露 автоматическое управление] システムに加える入力を適当に選び、システムを望みのように動作させることを制御という。自動的にシステムを制御する方式としては、フィードバック制御が最も基本的である。フィードバック制御系は図のよ



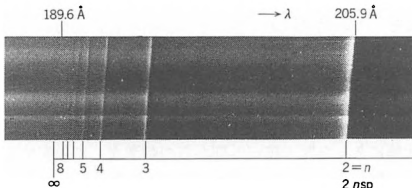
フィードバックの制御系

うな構造を有し、制御装置はなんらかの制御法則に従って、目標値と、検出器(センサー)によって測定した出力の差(偏差)から制御対象であるシステムへの入力を決定する。このようにフィードバック系を構成することにより、システムの出力を自動的に設定値入力に追従させることができる(\Rightarrow 追従制御)。このようなフィードバック制御系で考慮しなければならない特性は、(1) オフセット: 設定入力と制御対象の出力の間に恒常的に残る偏差、(2) 追従速度: 設定入力に変化したとき、制御対象の出力がいかに速く応答して追従するか、(3) 不安定性: (1)、(2)の条件を向上させようとするシステム全体が不安定となり、発振を起すおそれがある、の 3 点であり、制御法則はこれらを考慮して決定される。最も簡単な制御法則は、制御入力 $m(t)$ を偏差 $e(t)$ に比例させる比例制御である。

このような考え方は、19 世紀から 20 世紀へかけての工業の進歩とともに普及し、自動制御に関する理論も上記の 3 点を中心に発展した。しかし、システムの特性が完全にわかれれば、原理的にはよりよい制御が可能となる。1950 年代以降、計算機や制御機器、センサーなどの進歩に伴って数値制御(NC)のようにフィードバック系によらない制御方式も実用化された。また、フィードバック制御においても制御法則を自由に選ぶことができるようになり、より

よい特性を有する自動制御系の設計が可能となっている。現在、自動制御の考えは、単に機械工業や化学工業などの工学的な分野にとどまらず、宇宙開発、経済社会、生体などのあらゆる分野に適用されつつある。

自動電離 [英 autoionization, 独 Autoionisierung, 仏 autoionisation, 露 автoионизация] 原子や分子をなんらかの方法で高い励起状態にあげたとき、その原子あるいは分子が自発的に電子を放出してイオンと電子に分解する現象をいう。自己電離ともいう。独立電子近似で、励起状態が内殻の1個(あるいはそれ以上)の電子が励起した状態、あるいは外殻の2個以上の電子が一度に励起した状態に相当するときに起る。特に内殻の電子が励起あるいは電離した状態で起る自動電離をオージェ効果という(⇒オージェ効果)。このような励起状態は最低電離準位よりも高いエネルギーをもち、連続スペクトルのなかに埋もれた離散的準位となる。もし電子が互いに独立でその間に相互作用がなかったとすると、この離散準位は原子や分子の電子状態としては安定な固有状態となり、放射場との相互作用によって光を放出してよりエネルギーの低い固有状態に落ちる。しかし、実際には電子間相互作用があるために電子の再配置を起して余分なエネルギーを放出電子に与えて電離し安定化する。原子番号の小さな原子では電子間相互作用が放射場との相互作用より強いので、一般には自動電離の確率は光放出の確率よりもずっと大きい。しかし、原子番号が増すにつれて、光放出の確率が増す(⇒蛍光収量)。もちろん、スピン多重度やパリティの違いのために自動電離の寿命が長い準安定な自動電離状態も存在する。図は

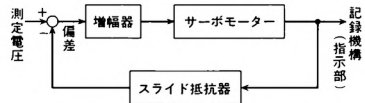


Heの自動電離による吸収スペクトル

He原子の光吸収スペクトルのなかに現れた自動電離過程の例である。Heの自動電離状態は二電子励起状態であって、図に $2ns$ とあるのは、1つの電子が主量子数2に励起され、もう1つの電子が主量子数 $n(n=2, 3, 4, \dots)$ の値に励起され、さらに $2snp$ 状態と $2pns$ 状態とが混じりあった状態であることを示している。自動電離による光吸収断面積は図からもわかるように特有の共鳴構造を示す(図では暗黒色が吸収に対応しているので白色部分は吸収が弱いことを表している)。このような吸収構造は、研究者の名にちなんでファノ-ポイトラー型線形とよばれる。分子の場合には上記2種類の励起状態以外に、振動あるいは回転励起したリュドベリ状態も自動電離を起しうる。この場合の電離の機構は上記の場合と異なり、振動あるいは回転のエネルギーが電子の自由度に移行することによって、つまり核の運動と電子の運動との相互作用によって起る。一般に異種自由度間のエネルギー移行は同種自由度間のそれにくらべて起りにくいため、この場合の自動電離の速さは前記の場合に比べて遅い。振動脱励起による高リュドベリ分子の自動電離では始めと終りの振動量子数の違いが1であるものが最も起りやすい。また、分子の場合には電子

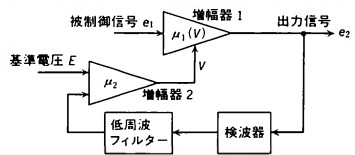
を放出する代りに中性粒子に解離してしまう崩壊過程がある(⇒前期解離)が、この解離と自動電離の速さが同程度になることが多く両者の競争が起るのが分子の高励起状態の特徴である。このような高い励起状態のことを超励起状態という。前期解離との対応から分子の場合の自動電離を前期電離ということもある。

自動平衡計器 [英 automatic null balancing electrical recorder, 独 elektrischer Schreiber mit automatischen Nullabgleiche, 仏 enregistreur électrique à balance nulle automatique, 露 автоматический уравновешенный самописец] サーボ機構を応用した計器の一種。電圧または温度、湿度、流量、圧力などの被測定量を電気信号に変換し、その変化に従って、機構や電気回路を自動的に平衡させ、測定量を指示させる、零位法による計器である。原理をブロック図で示す。測定すべき量を、まず電圧に変換



し、自動平衡計器に加えると、この電圧とスライド抵抗端子間に生じる電圧との差が偏差信号として増幅器に入る。電力増幅された信号でサーボモーターを動かし、これを使って指示部とスライド抵抗を動かす。入力測定電圧とスライド抵抗に生じる電圧が一致すると、偏差信号が0になりサーボモーターが停止し、指示部は測定電圧を示す。普通、指示部にはペンが取り付けられており、記録紙上に測定値の時間的変化が記録される。自動平衡計器は測定法が零位法なので、ほかの計器に比べて精度が高く、 $\pm 0.25\%$ ぐらいのものがつくられている。また増幅器の増幅率を大きくすることにより感度を高めることができ、 $0.5 \sim 1 \mu V$ の電圧感度をもつものもある。

自動利得制御 [英 automatic gain control, 仏 contrôle de gain automatique, 露 автоматическая регулировка усиления] 受信機などで、入力レベルが変動しても出力が一定の大きさに保たれるように、増幅度を自動的に制御することを自動利得制御(AGC)という。AGC動作を一般化して表すと図のようになる。増幅器1の利得は増幅器2

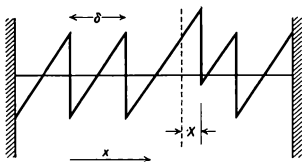


の出力 V によって制御される。基準電圧 E を入力と考えれば、 e_2 を出力とする負帰還増幅器になる(⇒負帰還)。 E から e_2 までの増幅度を μ 、 e_2 から E の入力端までの利得(帰還度)を β とすれば、 $e_2 = E\mu / (1 - \mu\beta)$ が得られ、 $\mu\beta \gg 1$ ならば $e_2 \approx -E/\beta$ となる。したがって、 E を一定にしておけば、被制御信号 e_1 に無関係に出力 e_2 が一定となる。無線受信機のAGCは、フェージング(空間伝搬路の差や反射による信号強度の変動)や受信相手局の電波の強さなどにかかわらず、一定出力で受信できるようにするために用いられる。以前は、自動音量制御(automatic volume control: AVC)ともよばれていたが、後にAGCの呼称に統一された。有線通信では、伝送線路の損失が温度などに

より変化するのを補償する目的で、中継増幅器に AGC を用いている。テレビジョン受信機では、フェージングやチャネル切替えなどによる出力変動を抑えるため、同期を安定にするため、中間周波増幅器の動作を安定にするための目的で AGC を用いている。

シート模型 [英 sheet model, 仏 modèle de couche plasmatique, 露 модель плоских листов] プラズマの粒子計算機実験では、計算機で追跡する 1 個 1 個の粒子を、現実のプラズマ中の極めて多数の粒子を代表する超粒子であるとみなし、より少ない数の超粒子の自己無撞着の場の中で運動を扱うことで現実のプラズマのふるまいを模倣しようとする。これを超粒子によるモデル化(モデル化)とよぶ。シート模型はその中の典型的なものである。

いま仮に、プラズマ振動現象を表す模型を考えてみる。問題は一次元として、さらに簡単のためにイオンは質量が大きいため動かないものとし、その中で電子群の振幅の小さい単振動を考える。この振動は、たとえば図に示すよ



うに、 x 軸に垂直で x 方向に可動な、面電荷密度 $\sigma = -en_0\delta$ 、質量 $M = mn_0\delta$ をもつシート状超粒子で代表された電子群が固定されたイオンの一様電荷の中で運動するというシート模型によってモデル化できる。ここに δ は 1 枚のシート状超粒子が代表するプラズマ電子の厚み、 n_0 はプラズマの密度を表す。この状態ではシート間の電場は $E(x) = 4\pi en_0 X$ となり、シートに働く電場はその変位 X に比例する。すなわち、シートの振動周波数は $\sqrt{ne^2/\epsilon_0 m} = \omega_{pe}$ となりプラズマ振動を表す。このようなモデルをシート模型とよぶ。

シナプス [英仏 synapse, 独 Synapse, 露 синапс]

⇒ 神経細胞

シネジェテックス [英 synergetics, 仏 synergie, 露 синергика] 近年、学際的研究が活発になりつつあるが、「物理、化学および生物における非平衡相転移と自己組織化」という視点からさまざまな現象を統一的に扱う方法論をシネジェテックスと H. Haken が名づけた。彼はレーザー理論の展開者のひとりとして著名であるが、レーザーの発振現象を無秩序状態から秩序状態への転移(非平衡相転移)ととらえることによって、レーザー光を発する個々の原子が自己組織化されていくという過程を理解する。このような立場から、流体力学のある種の問題、ガンダイオード、化学反応、生物進化の問題、さらには世論形成の問題など、いろいろな問題が議論できる。このような諸問題に対する方法論の共通性を系統的にまとめて、体系化できれば大変有効である。

G 波 [英 G wave] 地震波の長周期ラブ波。地震学者 B. Gutenberg の名にちなんで命名された。ラブ波は表面波(マントルレイリー波)の一種で水平面内で波の進行方向と垂直に振動し、地球振動のねじれ振動に対応している。地球内のラブ波の群速度は周期 40~300s の範囲ではほぼ一定で、約 $4.4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ である。このためこの周期範囲のラブ波は孤立した大振幅の長周期波として地震記録の水

平成分に明らかに認められ、特に G 波とよばれている。

磁場 [英 magnetic field, 独 Magnetfeld, 仏 champ magnétique, 露 магнитное поле] 磁石または電流は、周囲の他の磁石または電流に力を及ぼす。この力の場を磁場または磁界といい、それを表す基本的な量は磁束密度 B である。磁場を表す量として他に磁場の強さ H があり、これはまた磁場ベクトルあるいは単に磁場ともよばれる。磁場 H は、磁化を M あるいは磁気分極を P_m とすれば、 $H = (B/\mu_0) - M = (B - P_m)/\mu_0$ で定義される。ここで、 μ_0 は真空の透磁率である。磁場の SI 単位は $A \cdot m^{-1}$ である。電磁単位系で定義された磁場 H' との関係は $H' = H \sqrt{4\pi\mu_0}$ である。磁場は電場とよく似ているが、電場には源として単極子が存在するのにに対し、磁場には存在せず、磁気双極子が基本的な存在である。また磁気双極子のつくる磁場は小さなループ電流の磁場のまわりの磁場と同じである。したがって、電場は電荷によって生じるのに対し、磁場は電流によって生じるといえる。定常電流のつくる磁束密度はアンペールの法則またはビオ・サバールの法則によって決定される。時間的に変化する電場と磁場は互いに相手を誘起する。この現象を電磁誘導という。

磁場中冷却効果 [英 magnetic annealing effect, 仏 effet de refroidissement sous champ magnétique] 強磁性の合金または混合フェライトを高温から磁場中で冷却すると、冷却中の磁場の方向を磁化容易方向とする磁気異方性を生ずる現象。その機構は、固溶合金の場合には、異なる原子対の異方的な方向分布で、析出合金の場合には細い析出粒子の配列で、また混合フェライトの場合には異方的磁性イオンの何種類かの格子点への選択的分布によって説明される。この効果はある種の永久磁石材料の製造に利用されている。

自発核分裂 [英 spontaneous nuclear fission, 独 spontane Kernspaltung, 仏 fission spontanée, 露 самопроизвольное деление] 核分裂のうち、基底状態または異性体状態にあった原子核が外部からの刺激なしに分裂するもの。一般に Th より軽い原子核では核分裂確率が十分高いため自発核分裂を起さないが、現在知られているいくつかの超ウラン核では自発核分裂が主要な崩壊形態であり、基底状態の核の安定性はそれにより左右される。自発核分裂の計算は N. Bohr と J. A. Wheeler の提唱した液滴模型により行われ、分裂障壁に殻構造の効果を含むと実験値を大局的に説明できる。一般に偶偶核の自発核分裂の寿命は質量数の近い奇核や奇奇核よりも短いことが知られている。これは最外殻の奇核が核分裂障壁の場所で余分なエネルギーを必要とするためであると考えられる。核分裂異性体からも自発核分裂は起り、これは通常の核の自発核分裂の寿命よりもかなり短い。

自発磁化 [英 spontaneous magnetization, 独 spontane Magnetisierung, 仏 aimantation spontanée, 露 самопроизвольное намагничивание] ⇒ 磁区

自発的対称性のやぶれ [英 spontaneous symmetry breakdown, 独 simultane Symmetrie Verletzung, 仏 rupture de symétrie spontanée, 露 спонтанное нарушение симметрии] 自然法則または運動方程式が対称性をもっているも、相互作用の性質によっては現実の物理的世界はその対称性をもたないことがある。この時、対称性が自発的にやぶれたという。このような現象は現実には起っていると考えられ、場の理論の重要な概念となっている。たとえ

ばハミルトニアンが「平行移動に対する不変性」という対称性をもっているも、無限に広がった単結晶を考えるとこの系は、格子間隔よりも小さな平行移動に対する不変性を失っており、自発的対称性のやぶれが起っている。自由度が有限な系と異なり、自由度が無限なこのような系では、「真空」または基底状態は平行移動の固有状態である必要がないばかりか、平行移動に対してヒルベルト空間全体が不変でない(別のヒルベルト空間に移る)。強磁性体が回転不変なハミルトニアンから出発しても、一定方向を向いた自発磁化をもち、回転不変でなくなるに至るのも同様である。この場合の方向 θ に関する「波束」の広がりは系が無限に大きい方向に無視できるとしてもよい。物性物理にはこのほかに超伝導現象、超流動現象などの現象にも付随する。素粒子物理では場の理論は常に無限大の系を扱うので、しばしばこのようなことが起りうる。このうち動的な対称性のやぶれの概念は π 中間子に関する南部・ジョナラジニオ模型において初めて明確に使われた。一方、スカラー場が真空期待値をもつために、対称性がやぶれる機構と区別することがある(\Rightarrow ゴールドストーンの定理、ヒッグス機構)。

自発電気分極 [英 spontaneous electric polarization, 独 spontane elektrische Polarisation, 仏 polarisation électrique spontanée, 露 спонтанная электрическая поляризация] \Rightarrow 自発分極

自発ひずみ [英 spontaneous strain, 独 spontane Verformung, 仏 déformation spontanée, 露 самопроизвольная деформация] 強弾性体を強誘電体に対比させると、強誘電体における自発分極に対応するものは、強弾性体では自発ひずみである(\Rightarrow 強弾性)。すなわち、自発ひずみとは、外部から応力を加えない状態で存在しているひずみという意味であるが、何を基準としてひずんでいるというかを明確にしておかなければならない。これは、構造相転移の原型相を基準としてそれからのひずみを考えるのである。強誘電かつ強弾性相における自発ひずみ x_k は、たとえば、チタン酸バリウム(常誘電相が圧電性をもたない)では、(自発)電歪効果によって生じ、 P_i を自発分極とすれば

$$x_{ik}^0 = Q_{ikl} \times (P_l)^2$$

で与えられる。また、たとえばリン酸二水素カリウム(略称:KDP, 常誘電相が圧電性をもつ)では、(自発)圧電効果によって生じ

$$x_{ik}^0 = b_{ikl} \times P_l$$

で与えられる。

自発分極 [英 spontaneous polarization, 独 spontane Polarisation, 仏 polarisation spontanée, 露 спонтанная поляризация] 誘電体結晶に電場 E_i を加えると、一般に、電場に比例した電気分極(\Rightarrow 分極)を生ずる。

$$P_i = \sum_j \chi_{ij} E_j \quad (i, j = x, y, z)$$

ここに χ_{ij} は電気感受率で、二階対称テンソルである。しかしある種の結晶では、分極は

$$P_i = P_u + \sum_j \chi_{ij} E_j$$

で表され、電場をくわえない状態においても分極 P_u をもっている。この分極 P_u を自発分極という。自発分極をもつ結晶は、32の結晶点群(\Rightarrow 点群)のうちの、極性をもつ10の点群(1-C₁, 2-C₂, 4-C₄, 3-C₃, 6-C₆, m -C₃(C_{2h}),

$mm2$ -C_{2v}, $4mm$ -C_{4v}, $3m$ -C_{3v}, $6mm$ -C_{6v})に属さなければならない。自発分極をもつ結晶を極性結晶という。自発分極の値は一般に温度の関数であるから、極性結晶の温度を変化させると、自発分極の値の変化に応じて、正、負の電荷が対になって現れる。この現象をピエゾ電気効果(または焦電効果)という(\Rightarrow 焦電気)。極性結晶には、電場を加えたとき自発分極の向きが反転するものとしないものがある。前者を強誘電体という。

自発放射 [英 spontaneous emission, 独 spontane Emission, 仏 émission spontanée, 露 спонтанное излучение] 原子などの量子力学系が、ある励起状態からよりエネルギーの低い状態に遷移し、光を放射する過程には、2種類のものがある。ひとつは、外界に光子がなくても遷移によって1個の光子が放出される過程で、自発放射とよばれる。外界にあらかじめ光子が存在している場合には、このほかに、単位時間当りの放射の確率が外界にある光子の数に比例する、誘導放射とよばれる過程が存在する。自発放射と誘導放射は、同じ遷移行列要素を使って計算されるが、自発放射は純粋に場の量子力学的な効果と考えられる。自発放射の遷移確率は、考えている系の集団がプランクの分布式に従う熱放射と平衡状態にあるという条件からも導くことができ、このことは、場の量子論が確立する以前に、すでに A. Einstein によって指摘されていた(\Rightarrow アインシュタインの遷移確率)。

磁場の圧力 [英 pressure of magnetic field, 独 Druck des Magnetfeldes, 仏 pression de champ magnétique, 露 давление магнитного поля] 磁束管はその側面に沿って縮み、側面に垂直にふくらもうとする傾向をもっている。したがって、隣り合う磁束管は互いに押し合う。電磁場の応力の磁場に関する部分から、磁束密度 B に垂直に圧力が働き、その大きさは $B^2/2\mu_0$ であることがわかる。ここで μ_0 は真空の透磁率である。

磁場のエネルギー [英 energy of magnetic field, 独 Energie des magnetischen Feldes, 仏 énergie du champ magnétique, 露 энергия магнитного поля] 磁場をつくるためには、磁石を寄せ集めるとか導体に電流を流すとか、外部から仕事をしなければならぬ。その仕事の一部はジュール熱に変わり、残りは磁石間または電流間の空間に蓄えられる。これを磁場のエネルギーという。磁束密度が B のところの磁場のエネルギーの密度は

$$\int_0^B H \cdot dB$$

で与えられる。ここで、 H は磁場であり、媒質の透磁率 μ が等方ならば、積分は $B^2/2\mu$ に等しくなる(\Rightarrow 電磁場のエネルギー)。

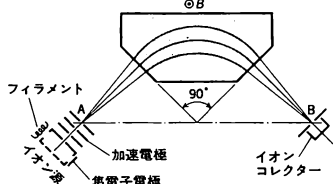
磁場の応力 [英 stress of magnetic field, 露 натяжение магнитного поля] \Rightarrow 電磁場の応力

磁場の張力 [英 tension of magnetic field, 独 Magnetfeldspannung, 仏 tension de champ magnétique, 露 напряжение магнитного поля] 磁束管はその側面に沿って縮み、側面に垂直にふくらもうとする傾向がある。したがって、磁束管の断面の両側は互いに引き合う。電磁場の応力の磁場に関する部分から、磁束管の垂直断面を挟む両側は互いに張力を及ぼし合い、その大きさは $B^2/2\mu_0$ であることがわかる。ここで B は磁束密度、 μ_0 は真空の透磁率である。

磁場ベクトル [英 magnetic field vector, 独 magneti-

scher Feldvektor, 仏 vecteur champ magnétique, 露 магнитный вектор] = 磁場

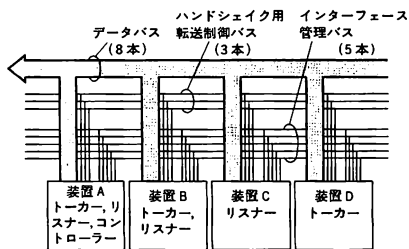
磁場偏向型質量分析計 [英 magnetic deflection mass spectrometer, 独 einfachfokussierendes Massenspektrometer mit magnetischem Sektorfeld, 仏 analyseur à secteur magnétique, 露 масс-спектрометр с магнитной развёрткой] 代表的な質量分析計のひとつで、一様な磁場内を運動する荷電粒子の軌道が粒子の質量 m と電荷 q の比 m/q および速度 v に依存することを利用したもの。一様な磁場 B 内で磁場に垂直な平面内で運動する荷電粒子(イオン)の軌道は、半径 $R = mv/(qB)$ の円となる。したがって v, B が既知ならば m/q を求めることができる。一般に荷電粒子はイオン源で生成され電位差 V で引出されることが多く、この場合 $m/q = B^2 R^2 / (2V)$ である。最も基本的な構造は図に示すように、特定の領域に一様な磁場をつく



り(図は 90° 型)、半径 R の軌道に対する集束性を考慮したうえで物点と焦点の位置を決定し、それぞれにイオン源とイオンコレクタースリットを設けたものである。 V または B を変化させながらイオンコレクター電流を測定することによって、イオンの質量スペクトルが得られる。より高い分解能を得るためには、イオンの速度 v をさらに精密に規定する必要がある。イオン源から引出されることのできるイオンの初速度は0ではなくある分布をしているので、速度選別器などを併用して一定速度のイオンのみを選別した後に磁場偏向を行う場合もある。

Gパリティ [英 G parity, 仏 parité G, 露 G-чётность] ⇨ G変換

GP-IB [英 GP-IB, 露 интерфейсная шина общего назначения GP-IB] 複数の計測器を電子計算機で制御して収集を行う際、それらを接続するために開発されたインターフェースの共通信号線(バスライン)の通称名で、general purpose interface busの略である。最初アメリカのヒューレットパッカード社が開発したので、HP-IBともいう。アメリカのIEEEで規格化しており、IEEE-488-1975BUSという名称でもよばれている。またこの規格とコネクタのピン数だけが異なるが、IEC (International Electrotechnical Commission: 国際電気標準会議)でもこの規格を採用し、国際統一規格にしようとしている。図に示



すように8本のデータバス, 3本のハンドシェイク(非同期転送確認)用転送制御バスおよび5本のインターフェース管理バスの計16本のバスからなる。データはバイトシリアル・ビットパラレル転送、すなわち1バイト(8ビット)ずつハンドシェイク方式でやりとりされる。1つのバスラインには最大15個まで機器を接続することができる。バスケーブル長は最長20mで、最高1Mバイト/sのデータ転送が可能である。接続できる機器は単に計測器のみでなく、プロセッサ、記憶装置、ディスプレイなど各種のものが利用できる。

このバスに接続されるものはトーカー、リスナー、コントローラーとよばれるもののいずれかまたはそれらの組合せである。トーカーはデータをほかの装置へ転送する機能をもっているで、同時に2つ以上のトーカーが動作してはいけな。リスナーはデータをほかの装置から受けとる機能をもつもので、複数のリスナーが同一システム内で同時に機能することができる。コントローラーはバスライン上の装置に対してアドレスの指定、命令の転送、データの転送を管理するもので、同一システム内に2つ以上のコントローラーをもつことはできない。1つの装置がトーカー、リスナー、コントローラーの機能を重複してもつことができる。最近のデジタル測定器は、GP-IBに接続できるものが多い。このインターフェースバスを制御するLSIも市販されている。

GB積 [英 G-B product, 仏 produit G-B, 露 произведение коэффициента усиления на ширину полосы пропускания] = 利得帯域幅積

G.P.ゾーン [英 G.P. zone, 独 G.P.-Zone, 仏 zone de Guinier-Preston, 露 зона Гинье-Престона] たとえばAl-5% Cu合金は700 Kにおいて完全に固溶しているが、急冷の後室温付近に放置しておく、安定な低温相が析出してくる前に図1に示すような特殊な構造が現れる。

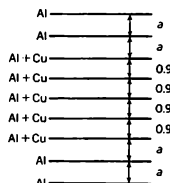


図 1

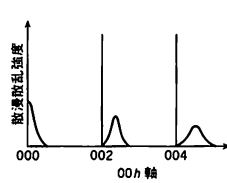


図 2

すなわち、Alの母格子の(100)格子面の一部がCu原子で置換えられ面間隔がある程度収縮した領域が、厚さ数格子面、直径100 Å程度の大きさをもって現れる。これはG.P.ゾーンとよばれ、図2に模式的に示すようなX線散乱を伴う。また電子顕微鏡でも直接観察される。他の合金系でもこの種の、析出に先立つG.P.ゾーンが現れることが観察されるが、その構造はまちまちである。G.P.ゾーンによって転位の運動がピン止めされるので、G.P.ゾーンは合金の時効硬化の機構において重要な役割を演ずる。1938年ごろA. GuinierとG. D. Prestonによって独立に発見された。

CPT定理 [英 CPT theorem, 独 CPT-Theorem, 仏 théorème CPT, 露 CPT-теорема] 場の量子論におけるCPT変換の不変性に関する定理。この定理はW. PauliとG. Lüdersが独立に1955年に証明した。普通のスピンの統計の関係が成り立つとき、相互作用が局所的でかつ狭義

ローレンツ変換に対して不変であれば、相互作用は CPT という積変換、もしくはそのいかなる順列の積に対しても不変である。ここに C, P, T はおのおの、荷電共役変換(粒子・反粒子変換ともいう)、空間反転(\Rightarrow パリティ)、時間反転である。たとえば、パリティ・非保存(P のやぶれ)の現象は、同時に CT のやぶれすなわち荷電共役もしくは時間反転に対する不変性のやぶれを意味する。また荷電共役変換、時間反転の両者とも不変性がやぶれているかも知れない。このため、弱い相互作用におけるパリティ・非保存の発見後、相互作用の対称性を研究するうえで、大きな指針になった定理である。

CP 不変性とそのやぶれ [英 CP invariance and CP violation, 独 CP-Invarianz und Verletzung der CP-Invarianz, 仏 invariance CP et violation de la règle CP, 露 инвариантность CP-чётности и нарушение CP-чётности] 素粒子の相互作用の対称性に関する概念。荷電共役変換(C)と空間反転(P)を同時に行う変換を CP 変換という。CP 変換に対して相互作用が不変なとき、CP 不変あるいは CP は保存するという。逆に不変ではないとき、CP (不変性)はやぶれているという。強い相互作用、電磁相互作用、および通常の弱い相互作用では CP は保存していると考えられている。

1964年に V. L. Fitch, J. W. Cronin らは中性 K 中間子の崩壊の中に CP 不変性がやぶれている現象を発見した。中性 K 中間子は、 π 中間子 2 個に崩壊する寿命の短い K_S 中間子と、 π 中間子 3 個に崩壊する寿命の長い K_L 中間子に分けられるが、 K_L 中間子のうち約 0.3% が π 中間子 2 個に崩壊することが発見されたのである。 π 中間子 2 個の状態は CP 変換に対して偶、3 個の状態は奇であるので、この現象は CP 不変性がやぶれていることを示している。中性 K 中間子の CP のやぶれは、その後、干渉実験やレプトンへの崩壊でも確かめられた。現在までのところ、K 中間子以外では CP のやぶれの現象は見つかっていない。CP のやぶれの起源は未解決の問題であるが、種々の理論的考察が行われている(\Rightarrow スーパーウィーク理論, 小林・益川模型)。

視物質 [英 visual pigment, 独 Sehfarbstoff, 仏 pigment visuel, 露 зрительный пигмент] 脊椎動物の目の網膜には、桿体および錐体とよばれる 2 種類の視細胞が存在しており、それぞれ明暗視と色覚に関与している。視物質はこれら視細胞の外節に規則正しく配列されている色素タンパク質であり、発色団としてレチナール(ビタミン A のアルデヒド)を含んでいる。視物質のタンパク部分はオプシンとよばれるが、桿体中の視物質のオプシンは錐体中のものと異なった構造をもっている。また、淡水魚の視物質の発色団は海産や陸棲の動物のものと少し異なっており、後者をレチナール₁、前者をレチナール₂(3,4-デヒドロレチナール₁)という。現在、脊椎動物の視物質は 4 種類に大別されている: ロドプシン(桿体オプシン+レチナール₁)、ポルフィロプシン(桿体オプシン+レチナール₂)、アイオドプシン(錐体オプシン+レチナール₁)、サイアノプシン(錐体オプシン+レチナール₂)。一方、無脊椎動物の昆虫類や頭足類の場合には、脊椎動物の視細胞外節に相当するものは感桿であり、そこには数多くの小管が規則的に積み重なっていて、その管壁に視物質が秩序正しく配列されている。これまで、無脊椎動物からは、レチナール₁を発色団とする視物質のみ(これらもロドプシンとよば

る)が見いだされている。

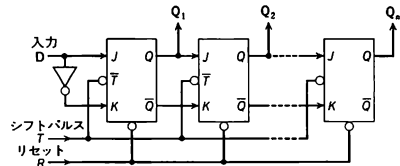
遊離のレチナールの λ_{\max} (吸収極大波長)は 380 nm 付近にあるが、視物質の λ_{\max} は約 430~620 nm までの領域に広く分布している。この変化(オプシシフトという)は、視物質中のレチナールがオプシンとの間にプロトン化シフ塩基結合を形成し、かつ周囲のアミノ酸残基と相互作用していることによる。

ジグトニンという配糖体を用いてウシの桿体外節からロドプシン($\lambda_{\max}=498$ nm)を抽出し、その溶液に比較的強い光を照射すると、その色は赤色から橙色、黄色を経て無色に変わる。これがロドプシンの光退色現象である。その過程では、11-シス形でオプシンと結合していたレチナールがまず全トランス形に異性化し、その後ヒソロドプシン($\lambda_{\max}=445$ nm)、バソロドプシン(543 nm)、ルミロドプシン(497 nm)、メタロドプシン I (478 nm)、II (380 nm)、III (465 nm)などの中間状態を経て、最後に全トランス形レチナールがオプシンから遊離する。

レチナールの光異性化は視覚興奮の最初の反応であり、その量子収率は 0.67 という高い値を示す。また、第一光産物のヒソロドプシンは当初液体ヘリウム温度における光反応から見いだされたが、現在ではピコ秒レーザー分光法の発達により、室温でも観測される。なお、視覚興奮については、酵素系の活性化や Ca^{2+} イオンの放出が、視物質の光退色反応と共役して起り、 Na^+ イオンに対する視細胞形質膜の透過性を変化させることと考えられている。

シフトファクター = 移動因子

シフトレジスター [英 shift register, 独 Schieberegister, 仏 registre de déplacements, 露 сдвигающий регистр] いくつかのフリップフロップから成り、ディジタル情報を記憶するものをレジスターとよぶが、シフトレジスターはディジタル情報を直列に転送する記憶機能をもった回路である。J-K 型フリップフロップにより構成したシフトレジスターを図に示す。D から入力した情報は、



体では、磁壁内でスピンは壁面に平行に数十から数百原子層にわたって徐々に向きを変えながら回転し、磁壁の両側の磁区ではスピンは逆向きになっている。この磁壁をブロッホ壁またはブロッホ磁壁とよぶ(図1)。もし磁壁という

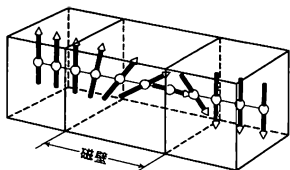


図1

スピンの向きを変える遷移層がなく、隣りあうスピンのいきなり逆向きになると、大きな交換エネルギーが生ずる。交換エネルギーはおよそ隣りあうスピンのなす角度の二乗に比例するため、スピンの何原子層にもわたって徐々に向きを変える方が単位面積当りのエネルギーの増加分も小さい。いま磁壁が N 原子層からできていると、交換エネルギーは N に逆比例し、磁壁は無限に厚い方がよくなる。しかし、磁気異方性あるいは磁気ひずみがこの厚みを有限なものとしている。磁壁内では磁化が容易方向を向いていないため磁気異方性エネルギーが生じる。単位面積当りの異方性エネルギーは原子層の数 N に比例し、 N が小さいほどエネルギーの増加は小さくなるため、磁壁の厚みを薄くする働きがある。したがって、磁壁の厚さは交換エネルギーと異方性エネルギーの総和が最小となるように決る。計算によると、鉄では約 500 Å であり、原子層にして約 200 層くらいである。薄い膜(たとえば、約 300 Å 以下のパーマロイ膜)では磁壁のようすは異なる。ブロッホ壁では膜面に垂直な磁化成分が変化するため、膜面の磁壁の部分に磁極が現れ、膜の厚さ方向に反磁場が発生する。これは膜が薄いほど大きく、静磁エネルギーもそれに応じて増大する。このため、ごく薄い膜では静磁エネルギーの増加を抑えるために、磁壁内の磁化が膜面内で徐々に向きを変えることがある。この形の磁壁をネール壁またはネール磁壁とよぶ(図2)。この場合には、壁面に垂直な磁化成分が



図2

変化するので、壁面に磁極が現れ静磁エネルギーが生じる。結局、いずれの場合にもエネルギーの増加があるが、一般に、バルクではブロッホ壁、薄膜ではネール壁である方が静磁エネルギーが低くなる。磁壁内ではこのほかに、上に述べた異方性エネルギーと交換エネルギーが生じており、磁壁はこれらのエネルギーの総和を磁壁エネルギーとして単位面積当りに蓄えている。一例として、パーマロイ膜では計算によると、300 Å 以上ではブロッホ壁、それ以下ではネール壁がエネルギーが低く安定となることが予想されるが、これは実際の観察結果とよく合っている。なお、ここで述べた磁壁は、その両側の磁区の磁化が全く逆向きのいわゆる 180° 磁壁であるが、直角をなす 90° 磁壁もある。磁壁にはこのほかに枕木磁壁、二重磁壁など多様なものが観察されている。磁壁の存在は粉末図形法(⇒ビッター図形)、ローレンツ電子顕微鏡法、電子線ホログラ

フィー法などで観察できる。磁場を作用させると、その方向の磁化を増加させるように磁壁は移動するが、強磁性体内の磁壁のふるまいは、その磁化過程に大きな影響を及ぼす。

シーベルト [英 *sievert*, 独 *Sievert*, 露 *сиверта*] 線量当量の単位のひとつであり、単位記号は Sv。この名称は放射線防護に大きな貢献をした R. M. Sievert に由来する。電離性放射線により同じ吸収線量を受けても放射線の種類やエネルギーにより生物学的効果は異なる。このために吸収線量を D 、放射線の種類やエネルギーの違いによる生物学的効果の違いの程度を表す線質係数を Q 、その他に関する修正係数を N とし、 $H=DQN$ なる量が導入された。この H が線量当量である。 Q および N は無次元の値であり、したがって線量当量は吸収線量と同じ次元の量である。シーベルトはこの線量当量の単位 $J \cdot kg^{-1}$ の特別な名称である。したがって吸収線量 D を吸収線量の単位グレイ ($1 Gy = 1 J \cdot kg^{-1}$) で表すと、 Q および N の値を乗じて得られる線量当量の値はシーベルト単位での値になる。同様に、吸収線量を単位ラド ($1 rad = 10^{-2} J \cdot kg^{-1}$) で表すと線量当量の値は単位レム ($1 rem = 10^{-2} J \cdot kg^{-1}$) の値となる。したがって、 $1 rem = 10^{-2} J \cdot kg^{-1} = 10^{-2} Sv$ である。 Q は放射線の水に対する線エネルギー付与(ここでは L_w であり線衝突阻止能に等しい)によって決められる値であり、国際放射線防護委員会(ICRP)によって放射線の種類やエネルギーに対応して1~20までの値として定められている。また、 N の値は現在1とすることに定められている(ICRP Publication 21, 1971 および 26, 1977)。線量当量は放射線防護関係にのみ使用される量である。放射線防護の観点では、種類やエネルギーの異なる放射線について線量当量の値を用いて初めてその量を比較したり加えたりすることができるようになる。国際単位系では、線量当量の $J \cdot kg^{-1}$ という単位に対して吸収線量との混同を避けるために、特別な名称をもつ組立単位のひとつとしてシーベルトという単位を使えるようにした(1979年の国際度量衡総会による)。

C変換 [英 *C transformation*, 独 *C-Transformation*, 仏 *transformation C*, 露 *C-преобразование*] = 荷電共役変換

G変換 [英 *G-transformation*, 独 *G-Transformation*, 仏 *transformation G*, 露 *G-преобразование*] 素粒子論において、アイソスピン空間の回転と、荷電共役変換との積で定義される変換。素粒子には、 π^+, π^0, π^- 中間子や陽子、中性子など電荷が異なるが、ほぼ物理的性質が似ている粒子群があり、これを記述するアイソスピン空間を導入し、その空間での回転に対して理論が不変とする(したがってこの空間の角運動量演算子 \mathbf{I} ベクトルの固有状態の固有値がよい量子数となる)。 $I=1/2$, $I_3=\pm 1/2$ の固有状態を陽子、中性子に対応させ、また $I=1$, $I_3=1, 0, -1$ の固有状態を π^+, π^0, π^- 中間子と対応させることができる。いまアイソスピンの2軸のまわりの 180° の回転 $e^{i\pi I_2}$ を行うと陽子 \leftrightarrow 中性子、 $\pi^+ \leftrightarrow \pi^-$ の入れかえが実行される。一方、荷電共役(粒子、反粒子を取替える)変換 C に対しては素粒子の強い相互作用は不変である。

G変換は C と $e^{i\pi I_2}$ とを行う変換である(この変換で陽子 \leftrightarrow 反中性子、 $\pi^+ \leftrightarrow \pi^+$ になる)。G変換を2回行うともとの状態にもどる。したがってG変換に対して ± 1 の固有値をもつ固有状態がつくれ、これがよい量子数となる。こ

れをGパリティという。 π, ρ, ω などの中間子はG変換でもとの状態にもどる。 π, ω のGパリティは -1 , ρ のGパリティは $+1$ であることは実験で示された。一般に電磁相互作用があると、この法則は少しやぶれるが、これは α (微細構造定数, $1/137$)の程度であり、強い相互作用による反応ではGパリティは保存する(たとえば $\rho \rightarrow \pi, \omega \rightarrow 3\pi$ 崩壊はGパリティを保存するので禁止されない)。

磁変星 [英 magnetic variable, 独 Magnetfeldveränderlicher, 仏 variable magnétique, 露 магнитно-переменная] 磁場をもつ星のうち、時間とともに磁場の強さに変化する星のことである。主にスペクトル型B6からA4に至る主系列付近にある特異星である。H. W. Babcockがおとめ座78番星のスペクトルのゼーマン効果から発見した。今まで知られている磁変星で最も強い磁場は34000Gにも達する。これらの星は一般に磁場の強さや極性、明るさや色、およびSi, He, Ca, Sr, Cr, Euなどの元素の吸収線の強さや視線速度が、星の自転速度と同じ周期(平均数日)でそれぞれ歩調を合わせて変動する著しい特徴をもつ。これらの事実から、強い磁場の影響で、特定の元素が星の表面に偏在し、しかも二重極磁場の方向と自転軸とが一致しない斜回転軸であると考えられている。しかし強力な磁場の起源についてはよくわかっていない。

脂肪酸代謝 [英 fatty acid metabolism, 独 Fettsäurestoffwechsel, 仏 métabolisme d'acide gras, 露 метаболизм жирной кислоты] 生体内で脂肪酸が受けるさまざまな化学変化をさし、分解系と合成系に分けられる。分解系としては β 酸化系が最も重要であるが、ほかに α 酸化系や ω 酸化系も知られている。 β 酸化系では、5種類の酵素と補酵素A(CoA)などの働きによって脂肪酸の β 位が酸化され、炭素鎖が2つずつ短くなり、結局アセチルCoA、ニコチンアミドアデニンジヌクレオチド還元型(NADH)、フラビンアデニンジヌクレオチド還元型(FADH₂)を生じる。さらに、アセチルCoAはTCAサイクルに合流して、NADH, FADH₂を生じる。このNADHとFADH₂は呼吸鎖に入り、酸化的リン酸化反応により多量のアデノシン三リン酸(ATP)を生成する。合成系はアセチルCoA、ニコチンアミドアデニンジヌクレオチドリドン酸還元型(NADPH)、ATPを材料として、炭素を2個ずつ延長していった飽和脂肪酸を合成する。飽和脂肪酸の一部は、ミクロソームや葉緑体などにおいて部分的に脱水素され、不飽和脂肪酸を生じる。脂肪酸は複合脂質の成分となって生体膜を構成したり、グリセリンエステルとして貯蔵物質になる(⇒TCAサイクル)。

シーボーグ Seaborg, Glenn Theodor 1912.4.19—

アメリカの化学者。シシガン州イシュベミングに生れる。カリフォルニア大学に学び、1937年 博士号取得。カリフォルニア大学バークレー校の放射線研究所を中心に活動。1945年 教授。アメリカ原子力委員長などの要職も歴任している。1940年カリフォルニア大学のE. M. McMillanが93番元素(²³⁹Np)を発見した頃、彼も93番、94番元素に関心をもっていた。1940年11月にMcMillanがレーダー研究のためマサチューセッツ工科大学へ招かれると、Seaborgは彼の同意のもとに、A. C. WahlとJ. W. Kennedyの協力を得て94番元素の発見に取り組かった。1941年2月、Uをサイクロトロンで重陽子照射して生成される²³⁸Npの β 崩壊生成物か、化学的挙動からTh, U,

Npと異なる94番元素であることを発見、次いで²³⁹Npの β 崩壊生成物も94番元素であることを確認し、この元素をプルトニウム(Pu)と命名した。そしてE. G. Segrèらとともに、²³⁹Puが、予想されていたとおり熱中性子・速中性子により核分裂することを確認(1941年)、アメリカの原爆計画に新たな動向を加えることになった。その後、シカゴ大学冶金研究所で、中性子照射された多量のUからPuを分離する方法の確立を指導、この分離法によって、マンハッタン計画の原爆用プルトニウムが多量に得られたのである。また、人工元素合成の研究も継続し、95~102および106番の元素の発見に関与した。ランタニドに相当する第2の15元素群が当時の周期表の終りに存在することは、すでにN. H. D. Bohrによって推測されていたが、Seaborgは、新たに合成された元素を含め、Acに始まり103番元素(Lr)に終る15の元素が、それに該当するというアクチニド説を提唱した: 超ウラン元素の性質および104番元素がHfに類似していることが明らかとなった今日、この仮説は正しいことが確認されている。1951年McMillanとともに超ウラン元素の発見などによりノーベル賞を受賞、そのほか多くの賞を受けている。[主著] *The Transuranium Elements*, 1958; *The Nuclear Properties of the Heavy Elements* (E. K. Hyde, I. Perlmanと共著), 1964。

絞り [英 stop, 独 Blende, 仏 diaphragme, 露 диафрагма] 光学系の光線束や視野を制限するもの。(1) 開口絞り: レンズの開口を制限してその明るさや結像性能を規定する絞りで、回転対称光学系では光軸上に中心をもつ円形の穴が用いられるが、プリズムや回折格子を使った分光器では矩形の場合が多い。絞りを置く位置は、決められた画面の全面にわたり、できるだけ像面照度が一様で、しかも収差補正上有利なところが選ばれる。物体側から見た絞りの像入射ひとみ、像側から見たものを射出ひとみといい、両者は光学系に関して共役な位置にある。レンズは口径を変えることにより、像面照度や結像性能を変えられる。数個の薄い金属片を重ね、その回転によってほぼ円形を保ったままでも自由に口径を変えられるような絞りを虹彩絞りという。無収差レンズは、絞ると解像力が低下する。したがって顕微鏡対物レンズには通常絞りはつかない。一方、写真レンズでは広い画角内で収差のバランスをとりながら、画面全体の画質を平均化しており、絞り込むことにより画質は向上する。(2) 視野絞り: レンズによる実像の位置において画面を制限する枠を視野枠または視野絞りという。双眼鏡では丸く、カメラのフィルム枠では四角い。実像をつくらぬ光学系では視野絞りを置くことができない。典型的な例はガリレオ式望遠鏡で、望遠鏡内に実像を結ばないため視野絞りがなく、視野の境界は不明瞭である。

島状構造 [英 island structure, 独 Inselstruktur, 露 островная структура] ⇒ 薄膜の成長機構

シマック [英 SIMAC] ⇒ マルチチャネル干渉分光器

シミュレーション [英 simulation, 独 Simulation, 露 моделирование] ある物理系または抽象的な系のふるまいを調べるために、そのいくつかの特徴を別の系のふるまいによって表現すること、またこれを用いた研究方法。水槽や風洞を用いた模型実験や、機械系の現象を相似な運動方程式に従う電気系によって実現して研究することなど

をさすが、今日ではある現象を研究するために、数学モデルを電子計算機によって実現し、必要なデータを収集する手法をさすことが多い。対象とする系をモデル化する方法に応じて、変化が時間に対して連続的であると考えられる連続型と、変化が離散的に生じると考えられる離散型とに分類される。

連続型シミュレーションは、一般に常微分方程式の初期値問題として定式化され、機械系や大型建造物の振動の解析、電気回路系の過渡状態の解析、物体の運動、自動制御系の応答、化学プラントの装置内の状況分析、生態系の予測、環境汚染問題、経済・社会現象などを対象とする。このような問題を記述するために、CSMP、CSSL、DDSⅢ、DYNAMOなどの専用言語が開発され、そのまま計算機にかけることができる。離散型シミュレーションは、待ち行列、ジョブジョブ、道路や飛行機による交通輸送問題、在庫、生産行程のスケジューリング、計算機自体の解析などを対象とする。モデルを記述する言語としては、SIMSCRIPT、GPSS、SIMULAなどがある。離散型に限らず、モデルの中に確率的な素過程を含む場合には、乱数が重要な役割を演じ、モンテカルロシミュレーションともよばれる(⇒モンテカルロ法)。

広義には、時間変数を含んでいない場合でも、数学モデルによって現象を予測することをシミュレーションという。シミュレーションはいずれも対象とする現象を定量的に解明しようとするものであり、対象の構造の理解、モデルの作成、結果によるモデルの修正、最適化に重点がある。

ジム・プロット [英 Zimm plot, 露 график Цимма] 高分子希薄溶液に対する光散乱測定から、高分子の分子量 M 、回転半径の二乗平均 $\langle r^2 \rangle$ 、および第二ビリアル係数 A_2 の決定に使用されるプロットの方法。強度 I_0 の無偏光入射光が溶質分子によって θ 方向へ強度 $I(\theta)$ で散乱されるとき、 R_0 と K を次式で定義する。

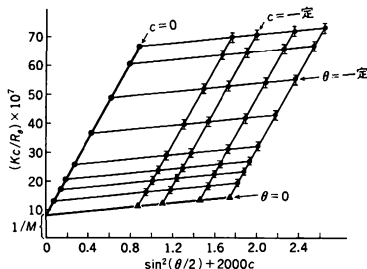
$$R_0 = \frac{r^2 I(\theta)}{I_0}, \quad K = \frac{2\pi^2 \bar{n}_0^2 \left[\frac{\partial \bar{n}}{\partial c} \right]}{N_A \lambda^4}$$

ここで r は試料から観測点までの距離、 \bar{n}_0, \bar{n} は溶媒および溶液の屈折率、 c は溶質の重量濃度、 λ は純溶媒中での光の波長、 N_A はアボガドロ定数である。1つの高分子内および高分子間のレイリー散乱光の干渉効果を考慮した一般論から、特に小角散乱の極限 ($\theta \rightarrow 0$) で

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{Kc}{R_0} = \frac{1}{M} + 2A_2c + O(c^2)$$

の関係が、また希薄の極限 ($c \rightarrow 0$) で

$$\lim_{c \rightarrow 0} \frac{Kc}{R_0} = \frac{1}{M} \left\{ 1 + \frac{16\pi^2}{3\lambda^2} \langle s^2 \rangle \sin^2 \frac{\theta}{2} + O(\theta^4) \right\}$$



の関係がそれぞれ成り立つ。そこで B を適当な定数として、 Kc/R_0 と $\sin^2(\theta/2) + Bc$ の関係をプロットする。これをジム・プロットという (B. H. Zimm, 1948 年)。図はセルロース-アセトン系の実例である。↑印は測定値で、●および▲はそれぞれ $c \rightarrow 0$ 、 $\theta \rightarrow 0$ へ補外した値である。2補外線の交点が $1/M$ を与え、また補外線の傾きから $\langle s^2 \rangle$ および A_2 が決る。なお分母に分布があるとき、この方法から得られるものは重量平均分子量である (⇒平均分子量)。

湿度 [英 wetness, 独 Wassergehalt, 仏 humidité, 露 влажность] ⇒ p - V 線図

湿度飽和蒸気 [英 wet vapor, 独 Naßdampf, 仏 vapeur humide, 露 влажный пар] ⇒ p - V 線図

ジーメンス [英 仏 siemens, 独 Siemens, 露 сименс] 電気的コンダクタンスの単位。国際単位系 (SI) では、特別の名称をもつ組立単位のひとつにあげられている。ドイツの物理学者で工業家でありジーメンス社の創設者のひとりでもある E. W. von Siemens に由来する。1971 年国際度量衡総会で採用された。単位記号は S、以前のモー(単位記号は M)に対応する。1S = 1 Ω⁻¹ = 1 A・V⁻¹。

CMOS インバーター [英 CMOS inverter, 仏 inverseur CMOS, 露 инвертор с КМОП-структурой] CMOS インバーターは、図 1 のように p チャネルと n チャネルの MOS 電界効果トランジスタを同一シリコン基板上に接近してつくり、金属の蒸着膜などにより図 2 のように

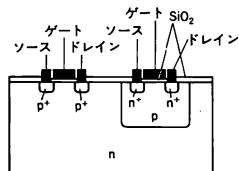


図 1

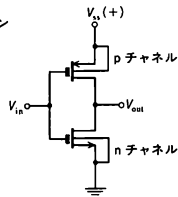


図 2

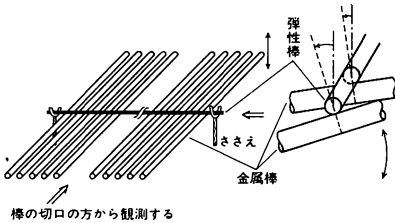
互いに相補的に動作するように結線したものである。 V_{in} が正のときは n チャネルが ON で p チャネルは OFF となり V_{out} は 0 になる。反対に V_{in} が負のときは n チャネルが OFF で p チャネルは ON となり $V_{out} = V_{ss}$ となる。このように一方のチャネルは必ず OFF なで、インバーターを流れる電流は p チャネルを通じて負荷容量を充電する電流だけである。定常状態では漏洩電流しか流れず、回路の消費電力は極めて小さい。そのために時計用集積回路などに多く使われる。また、スイッチング速度も速く、(スイッチング速度 / 消費電力) は集積回路構成要素のなかでいちばんよい。

指紋領域 [英 fingerprint region] 赤外吸収スペクトルは物質分析の面で広く応用されている。その優れている点は、同じ溶媒で測定した 2 種類の物質が同じスペクトルを示す場合、同一物質であると断定できることである。1450–900 cm⁻¹ (7–11 μm) の領域では、分子中の構成原子の伸縮振動や変角振動が互いに作用しあって、各分子の赤外スペクトルは分子に特有の振動スペクトルを示し、多数の吸収極大や肩が現れる。他の領域ではよく似た物質が同じような吸収を示すこともあるが、この領域では区別することができ、物質の鑑別同定によく用いられる。このため、この領域は指紋領域とよばれている。しかし明確に決

められた範囲ではなく、人により多少異なった範囲を意味することもある。

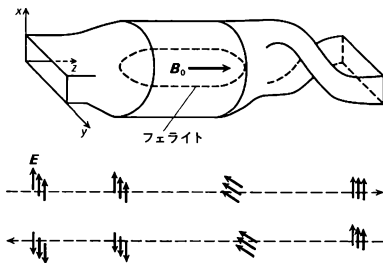
視野 [英 visual field, 独 Gesichtsfeld, 仏 champ visuel, 露 поле зрения] ⇒ レンズ

シャイブの波動実験器 [英 Shive wave machine, 独 Shivesche Wellenmaschine, 仏 machine d'onde de Shive, 露 волновая машина Шайба] 横波が目で観測できるように J. N. Shive によって考案された波動の実験器。図の



ように金属棒を等間隔に平行に並べ、その中央をピアノ線のような弾性体で連結したすだれ状のものを台で支えたものである。ピアノ線の代りに、断面が正方形の弾性棒、あるいは断面が細長い長方形の弾性体の薄板を用いてもよい。平行棒の一方の端を上下に振動させると、連結した弾性体にねじれ振動が生じ、それが隣の棒の振動となって伝播していく。このとき、平行棒の先端の動きが横波として観測される。波の速さは、弾性体を単位長さ当り 1 rad ねじるのに要する力のモーメント(すなわち、ねじれ剛性率)を D 、このすだれの平行棒の中心を軸とするすだれの単位長さ当りの慣性モーメントを I として $\sqrt{D/I}$ で近似される。このすだれと駆動装置、負荷(ダッシュポット)などいろいろなと組合せることにより、パルスや正弦波の伝播、波の減衰、固定端や自由端での波の反射、定常波、共振などの現象を観察することができる。また、平行棒の長さの異なる別の組の装置と合わせれば、媒質の異なる境界面での波の反射や透過、インピーダンス整合などの現象についての実験も可能である。

ジャイレター [英 gyrator, 独 Gyrator, 仏 gyrateur, 露 гиратор] 進行方向と逆方向の電磁波の位相が 180° 遅れるジャイロ磁気回路素子の一種で、図のような



90° ねじれ導波管とフェライト棒を内蔵した円形導波管とを組合せたものである。フェライトには軸方向(z)に直流磁場 B_0 がかかり、導波管内を進むマイクロ波の偏波の方向をフレッドホッフ効果により 90° 回転させる。図の左から入射する TE_{01} モード(⇒導波管)の電場が x 方向を向いていると、フェライト通過後 B_0 に関して反時計方向に 90° まわり $-y$ 方向をむく。その後 90° ねじれ導波管を通過すれば再び x 方向を向く。しかし右から x 方向の電場の向き

で入射した波は、ねじれ管で $-y$ 方向に回転する。フェライト中ではマイクロ波の進行方向とは無関係に B_0 のまわりに反時計方向に 90° まわるので、結局左側の出口では $-x$ 方向に電場が向いている。このような偏波面の変化は、マイクロ波の進行方向の直流磁場に対する順逆によって、導波管内の位相の進み方に 180° の差が出てくることを意味しており、サーキュレーターなどの構成要素として使われる。

ジャイロ [英仏 gyro, 独 Kreisel, 露 гироскоп] = ジャイロスコープ

ジャイロ磁気回路素子 [英 gyromagnetic element, 仏 élément gyromagnétique, 露 гиромагнитный элемент] 磁化されたフェライト中では円偏波の伝搬定数が、磁場方向に関する偏波の左右の向きによって異なることを利用したマイクロ波の非可逆移相器で、アイソレーター、サーキュレーター、ジャイレターなどがある。フェライト内の磁性を担う電子による磁気モーメント m は磁場 B_0 のまわりに $\omega_0 = \gamma B_0$ の角周波数でラーモア歳差運動を行う。ただし、 γ はジャイロマグネティック比である。 m と B_0 との角 ϕ は定常状態では 0 であるが、図 1 のように、角周波

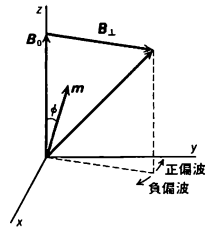


図 1

数 ω の円偏波による磁場 B_1 が B_0 に直角に加わると $\phi = \tan^{-1}(\gamma B_1 / \omega_0 \pm \omega)$ の角度で歳差運動を始める。ここで $+$ および $-$ は円偏波の B_0 に関する向きがそれぞれ負(左まわり)、正(右まわり)であることに相当し、偏波の正負によって磁化の大きさが異なることを示している。フェライトの磁化は各電子の m の和で与えられるが、実際には磁気損失もあり、それを考慮に入れた透磁率 $\mu = \mu_1 - j\mu_2$ を模式的に表すと図 2 のようになる。回路に使われるフェライトは有限の形状であるので、 B_0 としては外部磁場を磁化による自磁場で補正したものを使う。この影響を考慮しながら、個々のフェライトについての伝搬定数を求め、偏波の向きによる、伝搬速度あるいは減衰定数の違いを利用

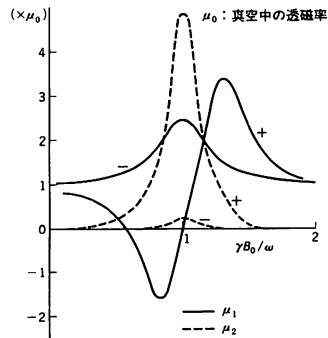
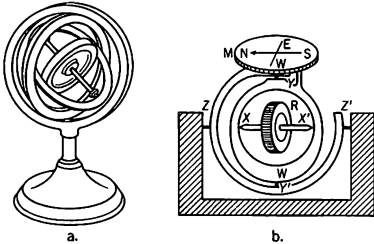


図 2

し回路素子を構成する。

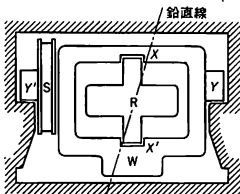
ジャイロ磁気効果 [英 gyromagnetic effect, 独 gyromagnetischer Effekt, 仏 effet gyromagnétique, 露 гиромангнитное явление] = 磁気回転効果

ジャイロスコープ [英仏 gyroscope, 独 Gyroskop, 露 гироскоп] 一度回転を始めるといつまでも回転し続けるような、縁の重い軸対称をもつ金属製のこま。図のよ



うにはずみ車を摩擦の少ない、互いに垂直な3つの軸で支え、はずみ車の回転軸が自由に空間内の任意の向きをとることができるようにした装置。はずみ車の回転を電氣的に駆動し続けるくふうのなされたものもある(図a)。図bはジャイロコンパスとよばれる応用例で、はずみ車Rの軸は内側の環につけられたおもりWのため常に水平に保たれ、 XX' 軸の方位は上面に取付けられた羅針盤Mで読み取れるようになっている。さらにはずみ車の軸は YY' と ZZ' 軸のまわりの回転で、どの方向にでも向くことができる。地球上任意の地点ではずみ車を高速で回転しておく、地球自転のためはずみ車の軸 XX' は少しずつ回転し、およそ一昼夜で南北を向き、その後南北方向をさし続ける。このため船や航空機の羅針儀として利用される。一般にジャイロスコープでは、はずみ車の角運動量ベクトル L の方向(XX')に垂直に、モーメントが N の偶力を加えたとき、 L の頭は N の方向に、すなわち外力の方向とは垂直な方向に動く。その場合ベクトル L の移動の角速度は偶力の大きさに比例し、はずみ車の慣性モーメントと角速度とに反比例する。このため、はずみ車は歳差運動を行う。ジャイロコンパスでは YY' 軸や ZZ' 軸のまわりの回転に多少抵抗をもたせて、この歳差運動を減衰させ、いったん L が南北を向けば、その後はいつまでもその方向をさすようにつけられている。

ジャイロスタット [英 gyrostat, 独 Gyrostat, 仏 gyrostate, 露 гиростат] ジャイロスコープの一種で、特に回転軸の方向を安定させる目的の装置をいう。回転軸を傾けようとする外力たとえば波による船のローリングが起ろうとすると、船の中で慣性モーメントの大きい大重量のはずみ車を軸を鉛直にして高速回転させておき、外力のモーメントを船の縦方向の揺れ(ピッチング)に変換させ、船の姿勢を安定に保つのに利用される。図はO. Schlick



R: はずみ車 W: おもり S: 制動輪

が1908年に考えた型式のもので、鉛直な XX' 軸を左右に傾けようとするローリングが起ったとき、水平な YY' 軸のまわりの小さいピッチングが起るようになっている。さらに YY' 軸のまわりの回転は制動輪Sによって抑制されるので、歳差運動も減衰する。ほかにローリングの大きさを検知して自動的にジャイロスコープの歳差運動を制御するものや、反対向きに回転する一対のジャイロスコープを備えた型式のものもある。

ジャイロスタビライザー [英 gyro stabilizer, 独 Stabilisierungskreis, 仏 gyro stabilisateur, 露 гиростабилизатор] = ジャイロスコープ

ジャイロトロン [英仏 gyrotron, 独 Gyrotron, 露 гиротрон] 電子サイクロトロン共鳴振動数領域におけるメーザー作用に基づいてマイクロ波を発振する電子管のこと。ミリ波からサブミリ波帯における大電力(0.1 MWクラス)を高効率(〜40%)で発振できる。特に核融合プラズマの電子サイクロトロン加熱に有用なミリ波発振管として、現在、その高電力化、長パルス化、短ミリ波化の開発が進められている。ジャイロトロン(図1)の原理は、磁電

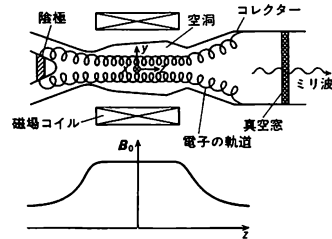


図 1

管型入射電子銃から放出された電子ビームが弱い相対論的速度で静磁場 B_0 内を旋回運動しながら磁力線方向に走行し、空洞内のサイクロトロン共鳴領域において旋回面内(磁場に垂直方向)にパンチして誘導放射を行なわせるものである。パンチング効果は図2に示される。図2aでは、 t

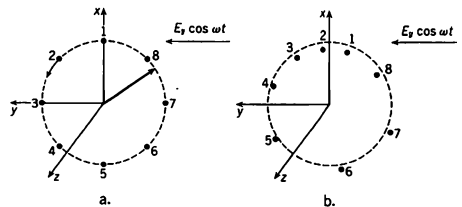


図 2

= 0で等間隔に並び、垂直速度 v_{\perp} で反時計方向に電子サイクロトロン周波数 ω_c/r で旋回運動するラーモア半径 ρ_l の電子を考える。ただし平行速度は0と仮定し、相対論係数は $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ で与えられる。 y 方向には振動数 ω の一樣な高周波電場 $E_y \cos \omega t$ が印加されている。 $\omega = \omega_c/r$ の場合には電子8,1および2は減衰され内向きに回転するとともに ω_c/r は増大するので電子の位相は電場のそれよりも進む。一方、電子4,5および6は加速され外向きに回転し、位相が遅れる。その結果、数周期の後は電子は y 軸近傍にパンチされるが、電子の全エネルギーは平均として一定で、電場とのエネルギー授受はない。しかしながら $\omega \gtrsim \omega_c/r$ のときには、図2bのように電子は x 軸の近傍にパンチされ、減速される電子が加速されるものよ

り多数となって、電子の全エネルギーは平均として減少し電場のエネルギーは増大して、増幅、共振現象が起ることになる。たとえばソ連のジャイロトロンの最大出力は $P=1.25\text{ MW}$ (パルス幅 $\tau=0.1\text{ ms}$, 共振波長 $\lambda=6.7\text{ mm}$), また最短波長は $\lambda=0.92\text{ mm}$ ($P=1.5\text{ kW}$, CW) である。

ジャイロマグネティック比 [英 gyromagnetic ratio, 独 gyromagnetisches Verhältnis, 仏 rapport gyromagnétique, 露 гиромагнитное отношение] 磁気モーメントをもった粒子(素粒子, 原子核, 原子など)は, 磁場の中におかれると, ラーマー歳差運動をする。ラーマー歳差運動の周期 ω と, かけた磁場の強さ H の比を, ジャイロマグネティック比 γ とよぶ。

$$\omega = \gamma H$$

これは粒子の磁気モーメント μ をスピン I で除したもので, $\gamma = \mu/I$ で表される (\Rightarrow 磁気回転比)。

シャーウッド数 [英 Sherwood number] \Rightarrow ヌッセルト数

射影演算子 [英 projection operator, 独 Projektionsoperator, 仏 opérateur projectif, 露 проекционный оператор] ベクトル ψ を, そのベクトルのある部分空間への射影に対応させる演算子で, 詳しくは次のように定義される。 \mathcal{M}_1 をヒルベルト空間 \mathcal{M} の閉部分空間とすると, \mathcal{M} の中の任意のベクトル ψ は, \mathcal{M}_1 のあるベクトル ψ_1 と ψ_1 に直交するベクトル ψ_2 との和 $\psi_1 + \psi_2$ の形に一意的に分解できる。この ψ_1 を, ψ の部分空間 \mathcal{M}_1 への射影という。 \mathcal{M}_1 をひとつ定めたときに, ψ をその \mathcal{M}_1 への射影である ψ_1 に対応させる演算子 P を \mathcal{M}_1 への射影演算子という。射影演算子 P は, その定義から次のような性質をもっている。(1) 線形, (2) 有界, (3) $P^2 = P$, (4) 自己共役。逆に, この4つの性質をもつ演算子は, 適当な閉部分空間への射影演算子になっている。その意味では, 閉部分空間の全体と射影演算子の全体とは同じものと考えることができる。量子力学では, ある条件を満たす状態の全体は状態空間の部分空間と考えることができるので, 量子力学的な命題と部分空間, すなわち, 射影演算子とを対応させることができる (\Rightarrow 量子論理)。物理に現れる別の例としては, 統計力学で, 運動の粗視化を射影演算子を使って定式化する方法がある (\Rightarrow 射影演算子の方法)。

射影演算子の方法 [英 method of projection operator, 独 Projektionsoperatormethode, 仏 méthode de opérateur de projection] 非平衡統計力学では, すべてのミクロな自由度の時間変化を記述するリウビル方程式やミクロな運動方程式からより粗視的な状態の変化を記述する方程式を導くことが重要な問題になる。その際, ミクロな情報のうち粗視的記述には不必要な部分を捨去る操作を, 形式的だが簡潔に実行するためにくふうされたのが射影演算子の方法である。たとえば, いま位相空間 x の分布を $D(x)$, その平衡状態のものを $D_e(x)$ とすると $D(x)$ に対する射影演算子 \mathcal{P} を次式で定義する。

$$\mathcal{P}D(x) = D_e(x) \frac{\int D(x') \delta(A(x) - A(x')) dx'}{\int D_e(x') \delta(A(x) - A(x')) dx'}$$

$$\mathcal{P}^2 = \mathcal{P}$$

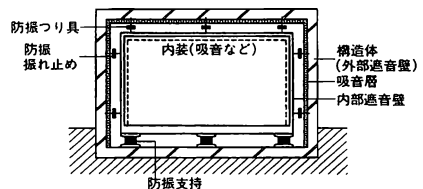
ここで $A(x)$ は粗視変数の組を表す位相空間の関数である。

射影したハートリー-フォック法 [英 projected

Hartree-Fock method, 仏 méthode de Hartree-Fock projective, 露 проекционный метод Хартри-Фока] 多粒子系を表すハートリー-フォック波動関数は必ずしもいろいろな量子数について固有状態ではないので, これを射影して固有状態にして扱う方法。有限系の基底状態や励起状態は全角運動量演算子の固有状態である。ハートリー-フォック法は1つの行列式の波動関数で定常状態を記述するが, 1つの行列式では閉殻(0^+)状態以外は全角運動量の固有状態を表すことができない。したがって有限系にハートリー-フォック法をそのまま適用することは一般によく近似ではなく, 異なる角運動量状態の重ね合せを扱うことになる。射影したハートリー-フォック法では, まず, 1つの行列式の波動関数 ψ から角運動量 J の状態を射影し $P_J\psi$ をつくる。次に, $P_J\psi$ を試行波動関数として, エネルギー期待値を最小するように, 行列式を構成する一粒子の波動関数について変分する。この変分から, 一粒子の波動関数が J に依存して決定される。この J への依存性が小さいならば, ハートリー-フォック法で決定した波動関数から単に角運動量の射影をすることがよい近似になる。変形の大きい原子核では後者の近似も行われているが, 回転運動と内部核子運動との相互作用が本質的である多くの現象は射影したハートリー-フォック法で研究されている。クランキング模型をこの方法の1つの近似として基礎づけることもできる。ハートリー-フォック-ポゴリューボフ法についても, 全角運動量と全粒子数について射影した波動関数を用いて, 同様な変分が行われ, 改良が試みられている。

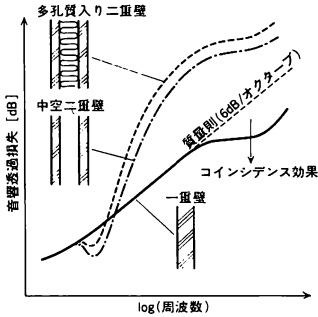
遮音 [英 sound insulation, 独 Schallsisolierung, 仏 isolement phonique, 露 звукоизоляция] 建物の壁などに音が当たるとそのエネルギーの一部は透過するが, その割合をなるべく小さくすることを遮音という。壁体自体の遮音の程度は一般に音響透過損失で表され, これを大きくするためには, 壁体の単位面積当たりの質量を大きくし, すき間をつくらないようには必要がある (\Rightarrow 音響透過損失, 質量則, 遮音材料)。

遮音ということばは, 広い意味ではいわゆる防音と同じように用いられている。建物などで, 外部や隣室からの騒音に対する防音性能を高めるためには, 壁体自体の遮音性能をよくするだけでなく, 室内部を十分な吸音性とし, 防振によって固体伝搬音(構造体などを振動として伝わる音)を遮断することなども大切である。図は, 録音スタジオや音響実験室などでよく用いられている浮き構造による遮音工法を原理的に示したものである (\Rightarrow 吸音材料, 吸音率)。



遮音材料 [英 sound insulation material, 独 schalldämmendes Material, 仏 matériel isolant acoustique, 露 звукоизолирующий материал] 壁体の遮音性能を高めるためには, 質量則からも明らかのように, 密度が大きな材料を用いる必要がある。そこで一般の建物などでは, コンクリートや重量ブロックなどがよく用いられる。また鉛を

はさみ込んだ板状材料や、金属粉を混入させたシート状材料も開発されている。高層の建物や航空機などの乗物で重量が制限されるときには、図に示すような多孔質吸音材料



をはさみ込んだ二重壁の構造がよく用いられる。このような二重壁を適切に設計すれば、同じ面密度の一重壁に比べて広い周波数範囲にわたって音響透過損失を大きくすることができる。ただし、一般に低音域で2枚の壁の共振現象による音響透過損失の落込みが生じるので注意しなければならない(⇒音響透過損失, コインシデンス効果, 質量則, 遮音)。

ジャキノの利得 [英 Jacquinot advantage, 仏 avantage de Jacquinot, 露 выигрыш Жаккино] スリットを用いないことによる干渉分光器の明るさに関する利得を研究者 P. Jacquinot にちなんでジャキノの利得, またはスループットの利得, エタンデュの利得という。

分光器の明るさを増大させるため, 分光器の入射孔(スリット)は通常ある大きさに広げて使用する。このためコリメートされた光は完全に平行ではなく, ある広がりを持ち, 分解能が低下することになる。マイケルソン干渉計の場合, 2 光束の光路差は光軸と光線の成す角により変化する。単色光入射に対して波数のわずかなシフトと見かけ上のスペクトル幅が生じる。光の広がりを立体角 Ω_M で, 分解能を R_M で表すと, 計算の結果 $R_M \Omega_M = 2\pi$ の関係があることが示される。スループット E_M は, コリメーターの面積を A_M とすると, $E_M = 2\pi A_M / R_M$ となる(⇒エタンデュ)。

一方, 回折格子分光器の場合, スリット幅を w , スリットの長さを l , コリメーターの焦点距離を f とすると, 立体角は $\Omega_G = w/f^2$ で表される。リトロマウンティングでは, 格子の回折角を θ とすると, 分解能は $R_G \approx (2f/w) \tan \theta$ で与えられる。 θ がほぼブレース角に近いとき最も効率がよいので, ブレース角約 30° の回折格子を考えると, $2 \tan \theta \approx 1$, したがってスループットは $E_G = A_G \Omega_G \approx A_G l / R_G f$ となる(A_G はコリメーターの面積)。この回折格子をリトロマウンティングで用いた分光器のスループットと前述のマイケルソン干渉計のそれとを $R_M = R_G$, $A_M = A_G$ の条件下で比較すると, $E_M/E_G \approx 2\pi(f/l)$ となり, $f/l \approx 30$ ならば $E_M/E_G \approx 190$ となる。すなわち, 干渉分光器の方が回折格子分光器よりも約 200 倍のパワーが得られることになる。これがジャキノの利得である。

尺 尺貫法における長さの基本単位。曲尺²²⁾の尺ともよばれ, 鯨尺²³⁾と区別される。単に尺という場合はこの尺をいう。1891 年(明治 24 年)制定の度量衡法により, メートル原器に基づいて定義され, 実効上, $(10/33)$ m に

等しく, 約 30.303 cm である。ここで実効上というのは, この法律では尺と貫を基本としていることによる。分量単位は寸²⁴⁾, 分²⁵⁾, 厘²⁶⁾, 毛²⁷⁾(それぞれ $(1/10)$ 尺, $(1/10)$ 寸, $(1/10)$ 分, $(1/10)$ 厘)などであり, 倍量単位は十進法による丈²⁸⁾(10 尺)と, 十進法によらない間²⁹⁾(6 尺), 町³⁰⁾(60 間), 里³¹⁾(36 町)とである。上記度量衡法ではこの曲尺の尺とともに裁縫用の「鯨尺」を採用した。鯨尺 1 尺は(曲尺の)1 尺 2 寸 5 分と定められ, $(25/66)$ m に等しく, 約 37.88 cm である。その分量単位は鯨尺寸と鯨尺分, 倍量単位は鯨尺丈で, ともに十進法に従う。

弱収束(演算子の) [英 weak convergence, 独 schwache Konvergenz, 仏 convergence faible, 露 слабая сходимость] 演算子の弱収束という概念が, 物理の理論に現れる例としては, たとえば, 場の量子論におけるレーマン-ジマンツィク-ツィンマーマン形式がある。弱収束の定義は次のようなものである。一般に, X, Y をバナッハ空間, $\{T_n\}_{n=1}^\infty, T$ を X の上から Y への有界演算子, Y' を Y の共役空間とする。このとき, 各 $f \in Y'$ と各 $x \in X$ に対して

$$\lim_{n \rightarrow \infty} f(T_n x) = f(Tx)$$

ならば, $\{T_n\}_{n=1}^\infty$ は T に弱収束するという。 $\{T_n\}_{n=1}^\infty, T$ が必ずしも有界演算子でない場合は, $\{T_n\}_{n=1}^\infty, T$ が共通の定義域 D をもち, $x \in D$ に対して上式が成立するならば, $\{T_n\}_{n=1}^\infty$ は D 上で T に弱収束するという。弱収束は強収束よりも弱い。すなわち, $\{T_n\}_{n=1}^\infty$ が T に強収束するならば, それはまた T に弱収束する。逆は必ずしも成立しない。量子力学で使われるのは, X, Y がヒルベルト空間の場合で, そのときは, リースの定理によって, $\{T_n\}_{n=1}^\infty$ が D 上($D \subset X$)で T に弱収束するとは, すべての $x \in D$ とすべての $y \in Y$ に対して $\lim_{n \rightarrow \infty} (y, T_n x)_Y = (y, Tx)_Y$ となることである。

弱集束シンクロトロン [英 weak-focusing synchrotron, 独 schwachfokussierendes Synchrotron, 仏 synchrotron à focalisation faible, 露 синхротрон со слабой фокусировкой] 電磁石をリング状に配置して電子, 陽子などのビームをその極磁内に保って高周波で加速するシンクロトロンで, ビームの集束がいわゆる弱集束の原理によるものである。初期のシンクロトロンはすべてこの方式であったが, 1950 年대에 強集束シンクロトロンが発明されてから, ビームの集束力の弱いこの方式にはこの名称がつけられた。シンクロトロンの電磁石の磁場分布を $B = B_0(r_0/r)^n$ で与える。 r_0, B_0 は平衡軌道半径およびその磁場で, 円軌道の外側で磁場が弱くなる(図 1)。このときシ

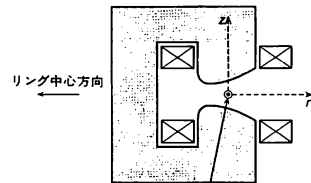


図 1 ビーム

ンクロトロンにおける粒子の運動方程式は線形近似で次の形に書ける。

$$\frac{d^2 x}{ds^2} + \frac{(1-n)}{\rho^2} x = 0, \quad \frac{d^2 z}{ds^2} + \frac{n}{\rho^2} z = 0$$

ここで x, z は平衡軌道からの半径方向および鉛直方向の

ずれ、 s は軌道に沿った長さ、 ρ は平衡軌道の曲率半径である。 n および ρ が一定の場合、運動方程式を解くことができる。 $1 > n > 0$ のとき粒子は安定な振動運動を続けるが、これがベータトロン振動である。そして軌道 1 周当りのベータトロン振動数 (Q 値) は $Q_r = \sqrt{1-n}$ 、 $Q_z = \sqrt{n}$ と 1 以下で、平衡軌道への復元力が強集束方式に比べて小さいのでこの名称がつけられた (図 2)。エネルギーの高い、

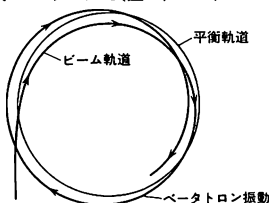


図 2

すなわち直径の大きなシンクロトロンではベータトロン振動の振幅も大きくなり、幅広い磁極の電磁石を必要とする。弱集束シンクロトロンで最大のものは 10 GeV (陽子) で、鉄の重量は 3.6×10^4 t に及ぶ。

弱電磁相互作用 [英 *electroweak interaction*, 露 *электрослабое взаимодействие*] \Rightarrow ワインバーグ - サラム 模型

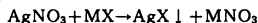
斜交ビーム法 [英 *inclined-beam method*, 仏 *méthode à faisceau incliné*, 露 *метод наклонных пучков*] 低エネルギーの原子どうしあるいはイオンと原子の衝突過程を調べる実験方法のひとつで、合流ビーム法と交差ビーム法の利点をうまく組合せたものである。すなわち、速度のわずかに異なる 2 種類のビームを平行に走らせることにし、その速度差に応じて $\text{meV} \sim \text{keV}$ の広いエネルギー領域で実験することのできる合流ビーム法の利点を生かすと同時に、散乱がビーム軌道上のすべての点で起る欠点を除くためにビームを斜めに交差させ、散乱点を特定の領域に限定するビーム交差法の利点も取入れたものである。ビームを直角に交差させるビーム交差法に比較して、散乱点の領域はいくぶん大きくなり、後の解析も複雑となるが、交差角を適当に選ぶことにより、標的粒子の速度分布に敏感には効かないようにすることができるので、しきい値付近のようにごく低エネルギー領域を詳細に調べるのに適している。R. D. Rundel らによって考案され (1969 年)、その後も広く使われている。J. P. Tennies らは、この方法を用いて、水素原子と希ガスの衝突系で、オービティング共鳴の最初の観測に成功している (1975 年) (\Rightarrow オービティング、交差ビーム法、合流ビーム法)。

射出成形 [英 *injection molding*, 独 *Spritzgeben*, 仏 *moulage à injection*] \Rightarrow 成形

写真 [英 *photography*, 独 *Photographie*, 仏 *photographie*, 露 *фотография*] 写真はギリシア語の「光」を意味する *phos* と、「書くこと」を意味する *graphos* に由来する語で、日本でも「光画」といわれたことがある。この語は 1839 年に J. F. W. Herschel により最初に使用されたといわれている。一般に写真とは、光・放射線・粒子線などのエネルギーを利用して、映像と視覚的に識別できる画像に記録すること、または記録された画像をいう。写真は普通カメラなどの光学系を用いて、感光面上に結像した被写体の光学像の記録に用いられるが、そのほか、印刷製版、各種光学機器からの情報記録、放射線・粒子線像の記

録、高エネルギー粒子の飛跡の記録など極めて広範な目的に用いられている。写真感光材料としては、普通ハロゲン化銀を感光物質としてゼラチンなどに分散させた写真乳剤を、透明薄膜 (フィルム) あるいは紙などの支持体上に塗布したものが用いられ、銀塩感光材料とよばれている。銀塩感光材料を用いる銀塩写真法の歴史は、1839 年フランス人 L. J. M. Daguerre の銀板写真の報告 (ダグレオタイプ) に始まるといわれているが、ハロゲン化銀の優れた感光特性から、現在でも依然として写真の主流を占めている。

写真乳剤はハロゲン化銀の微細な結晶粒子を保護コロイドの作用をもつゼラチン中に分散させたものであり、正しくは懸濁物であるが慣用的に乳剤とよばれている。ハロゲン化銀微粒子は一般に硝酸銀 AgNO_3 とハロゲン化アルカリ MX (M はアルカリ金属, X はハロゲン) の混合により



の反応によってつくられる。ハロゲンとしては $X = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$ が用いられ、 AgX は水に溶解しないので沈殿し、水溶性塩の MNO_3 は水洗いにより除去される。このままでは写真乳剤の感度が低いため、その後さらに結晶成長や結晶表面の化学変化を起す熟成過程、添加物による化学増感などにより感度を上昇させる。ハロゲン化銀粒子の形成方法、ハロゲン組成、熟成方法などの組合せにより広範な目的に応じた写真乳剤が現在では開発されている。さらに写真乳剤には、増感剤、現像促進 (抑制) 剤、かぶり防止剤、安定剤、防腐剤などの種々の添加剤が、写真特性を向上させるために加えられている。

ハロゲン化銀粒子を分散させる媒体としては、その優れた保護コロイドとしての特性のために、もっぱらゼラチンが用いられている。ゼラチンは動物の骨や皮を処理して得られる $-\text{CO}-\text{NH}-\text{CHR}-$ (R はアミノ酸残基) の単位構造をもつポリペプチド連鎖からなる分子量 $10 \sim 30$ 万の天然高分子物質である。ゼラチンに含まれるアミノ酸は 18 種あるといわれているが、それ以外にも数%の不純物を含み増感・かぶり抑制作用をもち、写真特性に影響を与えている。この不純物の組成はゼラチンの原料・製造法などに依存するので、製造される写真乳剤の特性を一定に保てないこともある。しかし、最近ゼラチン中の有効成分が明らかにされ、ゼラチン自体は不活性型を用いて合成添加剤の使用により所望の写真特性を実現し、安定に写真乳剤を製造できるようになった。

写真乳剤は透明陽画ではフィルムに、印画紙では紙に薄く塗布されて使用される。フィルムベースとしては適度の強度をもち、光学的に透明であることなどが必要である。これらの条件を満たすものとして以前は硝酸セルロース (セルロイド) が用いられていたが、燃焼性が高く火災事故を起しやすいため、第二次世界大戦後から三酢酸セルロースあるいはポリエステルなどを主体とした難燃性フィルムに置換えられている。また紙の支持体は、反射特性の改良のために、原紙の上に BaSO_4 を塗布したバライタ紙が用いられてきたが、最近現像処理の迅速化などのためにポリエチレン層を設けた RC ペーパーが主流を占めてきている。図 1 は一般現像用黒白フィルムの層構成を示すが、支持体の厚さは $120 \mu\text{m}$ 、乳剤層は $10 \sim 15 \mu\text{m}$ であり、乳剤層の保護のため普通 $2 \mu\text{m}$ 程度の保護層が設けられている。また、露光のラチチュードを広げるために、乳剤層はサイズの異なる写真乳剤を 2 層に重ねて用いることが多い。

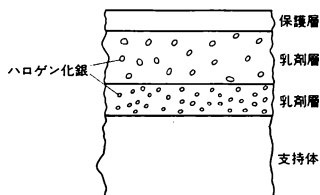
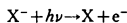
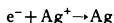


図1 一般撮影用黒白フィルム

写真乳剤を塗布した感光層に露光を与えると、ハロゲン化銀粒子の格子欠陥など(感光核)を中心として潜像が形成される。潜像形成の初期過程は、ハロゲン化銀に吸収された光 $h\nu$ によるハロゲンイオン X^- からの電子 e^- の放出であるとされている。



X は中性のハロゲン原子で正孔とよばれている。こうして生じた電子はハロゲン化銀結晶中の感光核に捕獲され、格子間銀イオン Ag^+ により次のように中和される。



この過程が繰返されて感光核には数個から数十個の銀原子が集積し、現像可能な潜像がハロゲン化銀粒子の表面あるいは内部に形成される。実際の感光機構はさらに複雑な過程を含むが、ガーニー-モット理論、ミッチェル理論などが提案され、その大筋は解明されるようになった。

ハロゲン化銀は本来紫外領域および短波長の青色だけに感じ、その写真乳剤はレギュラー乳剤とよばれているが、青・緑・赤色には感光性がない。このため、H. W. Vogel が1873年に発見したといわれている分光増感作用をもつ色素を、ハロゲン化銀に吸着させ、感光領域を広げている。写真乳剤を分光増感して黄色まで感色性をもたせたものをオルソ乳剤、さらに赤色まで広げ全可視域に感色性をもたせたものをパンクロ乳剤とよぶ(図2参照)。分光増感

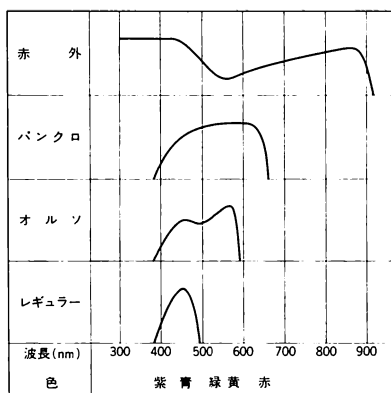


図2 分光増感された感光材料の感色性

色素はその吸収光の領域で感光性を与えることができるが、適当な色素の選択によりその感光性を赤外領域まで広げ、赤外線写真をつくることができる。分光増感の機構としては、色素に吸収された光により電子が励起され、ハロゲン化銀の伝導帯に移行すると考える電子伝達説、光によって励起された色素分子のエネルギーが共鳴によりハロゲン化銀に伝えられ、自由電子と正孔がつくられると考える

エネルギー伝達説とが提案されている。

こうして形成された潜像を現像処理すると目に見える黒化像が得られ(⇒現像)、現像されなかったハロゲン化銀は定着によって取除かれ、写真像が安定化される(⇒定着)。得られた写真像の光学濃度と与えられた露光量との関係は、感光材料の感度・階調などの重要な特性を示すが、この測定はセンチメートルとよばれている。センチメートルの結果は、普通、露光量の対数を横軸に、光学濃度を縦軸にとった写真特性曲線で示される。以上の過程で得られる写真像は、明るい被写体ほど黒化度の高い陰画(ネガ像)であり、これをさらに印画紙などに焼付けて陽画(ポジ像)を作成する(ネガ・ポジ方式)。銀塩写真にはネガ・ポジ方式以外に、直接陽画が得られる直接反転写真、拡散転写法で短時間に陽画の得られるインスタント写真、発色現象現像法あるいは銀色素漂白法などによって色彩像を再現するカラー写真などがある。

銀塩写真法はハロゲン化銀の高い感光性を巧みに利用した優れた方式であるが、原料となる銀が高価であり資源的にも制限されている。このため銀を用いない非銀塩写真法も古くから研究され、一部は実用化されている。非銀塩写真法には鉄塩を用いた青写真が古くから知られているが、ジアゾニウム塩を用いた気泡写真、ジアゾ樹脂を用いた製版用写真、ラジカル反応・フォトクロミズム・感光性無機および有機化合物を用いた写真法が知られている。また Se などの光伝導物質を用いた電子写真法は、セログラフに代表されるように文書の複写などに広く用いられる。

従来の写真法は、いずれもなんらかの光学系を用いて映像を二次元的に同時記録している。しかし、1980年代のエレクトロニクスの飛躍的進歩により、極めて小型の撮像素子の集積を用いて映像を一次的に走査し、画像を作成する写真法が実現され始めた。撮像素子の各エレメントのサイズがまだ大きい点で今後の改善が必要であるが、新しい写真方式として注目を集めている。

写真感度 [英 photographic sensitivity, 独 photographische Empfindlichkeit, 仏 sensitivité photographique, 露 фотографическая чувствительность] ⇒ センシトメトリ

写真等級 [英 photographic magnitude, 独 photographische Helligkeit, 仏 magnitude photographique, 露 фотографическая величина] ⇒ 等級

写真特性曲線 [英 characteristic curve, 独 Schwarzungskurve, 仏 courbe caractéristique, 露 характеристическая кривая фотоматериалов] ⇒ センシトメトリ

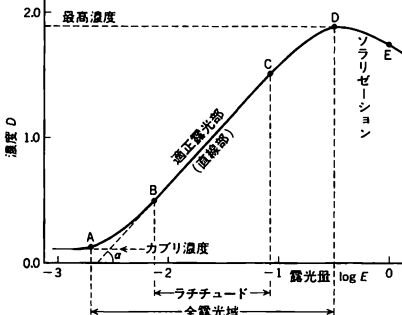
写真乳剤 [英 photographic emulsion, 独 photographische Emulsion, 仏 émulsion photographique, 露 фотографическая эмульсия] ⇒ 写真

写真フィルム検出器 [英 photographic film detector, 独 Filmplakette, 仏 détecteur à film photographique, 露 фотографический детектор] 写真乳剤とプラスチックなど基板上に塗布した写真フィルムに放射線が当たると感光する性質を利用して放射線を検出する測定器。対象となる放射線の種類および強度によって、使用する写真乳剤は異なったものを使用する。現像されたフィルムの黒化度と線量との比例関係を利用して線量測定を行うのが、フィルム線量測定であり、線量測定に使用される写真フィルム検出器のことを写真フィルム線量計という。個人被曝の測定によく使用されるフィルムバッジも写真フィルム線量計の一種

で、線質を区別するための特別なフィルターのついたケースに写真フィルムを入れて用いる。原子核乾板も写真フィルム検出器の一種であるが、この場合には、黒化度ではなく荷電粒子の飛跡を検出することにより放射線の測定を行う。中性子線量測定用のフィルムバッジには、特殊な原子核乾板が用いられており、反跳陽子の飛跡の数が、線量に比例するという性質を使って線量測定を行う。

写真フィルム線量計 [英 film dosimeter, 独 Film-dosimeter, 仏 film-dosimètre, 露 плёночный дозиметр] ⇒ 写真フィルム検出器

写真法(電子線の強度計測) [英 photographic method, 独 photographische Methode, 仏 méthode photographique, 露 фотографический метод] 電子照射した写真フィルムの現象後の黒化度を縦軸とし、横軸に露光量をとって特性曲線を描き、これにより電子線の強度を測定する方法をいう。横軸の露光量は、光の計測においては lux-seconds とか meter-candle-seconds をとるが、電子線では単位面積当たり (μm^2) の照射電子個数あるいはクーロン毎平方センチメートルをとる。参考までに X 線のときはエルグ毎平方センチメートルをとるが、いずれも常用対数をとる。縦軸の画像濃度 D は撮影・現像処理後の写真フィルムに強度 I_0 の光を入射し、透過した光の強度 I を測定しその比の常用対数をとって $D = \log_{10}(I_0/I)$ で与えられるとする。このようにして決められた写真の特性曲線は、通常、図のような形をとる。A は露光の作用が初めて認められ



る部分である。これは感光しない部分の現象された濃度であるカブリ濃度と支持膜ベースの濃度の和となる。AB は露光不足部, BC は直線部で適正露光部といわれ、露光量と濃度が比例する。DE はソラリゼーション部(反転部)で露光を増すと濃度は減少する。 $\tan \alpha$ をガンマ(γ)とよび感光材料のコントラストを示す指標としている。

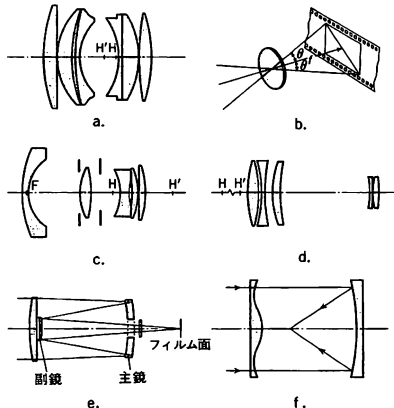
フィルムの感度は非感光部と差を生ずる最小の露光量という考え方で、ベースカブリ濃度から 0.1 高い濃度を得る露光量で定められているが、市販の電子線フィルムなどでは実用的にカブリベース濃度より上 1.0 の濃度を生じる露光量の逆数をとっている。広い範囲にわたって、直線部が現れると、写真濃度より正しい電子線露光量を広い範囲にわたって決めることが容易となる。電子線感度は乳剤の粒子や現像液によっても影響を受けるが、電子線エネルギーにも依存し普通 70~150 keV で最高感度になり 500~1000 keV ではその数分の 1 になる。

写真レンズ [英 photographic lens, 独 photographische Linse, 仏 objectif photographique, 露 фотообъектив] 写真撮影に用いられるレンズ。一般に光学系、絞

り、鏡筒、カメラへの取り付け面などを含めて一体として構成されている。光学系はそのなかで最も主要な部分で、実像を結び凸レンズ系である。

写真レンズでは、光軸に垂直な平面内にある物体がレンズにより光軸に垂直な平面内に結像し、しかも相似な像をつくることが望ましい。したがって色収差をはじめ球面収差、コマ収差、非点収差、歪曲収差が画面全面にわたり十分に去除されねばならず、このために何枚ものレンズの組合せが必要である。このような光学系を開発する技術は第二次世界大戦後になって著しく向上した。それは、電子計算機の発達による光学設計法、評価法のスピードアップ、反射防止膜の発達によるガラスと空気との接触面の表面反射の著しい減少、新種ガラスの開発などによっている。写真レンズの鏡筒部分はレンズの保持機構、距離合せ機構、明るさを加減する虹彩絞り機構、レンズの着脱の基準となるカメラへの取り付け面などから成り、外側には焦点距離、 F ナンバー、被写界深度目盛などが刻印されている。

写真レンズの種類は使用目的に応じて小型カメラ用 (35 ミリカメラ、ハーフサイズ、110 サイズディスクカメラなど)、各種の大判カメラ用、映画撮影機、テレビカメラ用、航空写真用に非常に多く、それぞれ明るさや、焦点距離の異なったものがつくられている。小型カメラ、大判カメラ、映画撮影機では 1 台のカメラで何種類もの交換レンズが使用される場合が多い。短い焦点距離のレンズは像が小さく広い範囲が写るので広角レンズとよばれ、長いものは狭い範囲で大きな像ができるので長焦点レンズとよばれる。これに対して中間の 50° 前後の画角のレンズを標準レンズという (図 a, H, H' は前側主点、後側主点)。フィルムに写し込まれる物体側の範囲はレンズの焦点距離と使用する画面サイズによって決り、この撮影範囲を角度で示したのがレンズの画角で、感光面の対角線がレンズの後側主点に対して張る角度で表される (図 b)。物体が無制限の遠方にあるときは後側主点から像面までの距離は焦点距離となるから、焦点距離を f 、対角線の長さを $2y$ 、画角を 2θ とすると $y = f \tan \theta$ となる。



一眼レフのように像面とレンズの間にミラーが介在するカメラに短い焦点距離のレンズを付けるにはレンズの一番後ろのレンズ面と焦点面との間隔を焦点距離に比べて長いレンズにしなければならない。このようなレンズをレトロフォーカスタイプ(逆望遠レンズ)とよび前群に発散レンズ

系がくる(図c, Fは前側焦点)。一方, 長焦点距離レンズはその焦点距離に比例して長くなりがちであるが, これを小さくするため, レンズの前端から後側焦点までの長さを焦点距離よりも短くしたものを特に望遠レンズとよぶ(図d)。反射屈折式光学系(カタジオプトリック光学系)は2つの反射鏡の間で光を往復させるために全長を極端に短くすることができる(図e)。魚眼レンズは画角が 180° あるいはそれ以上にも及ぶ視野の像を, ある決った大きさの範囲内にマインナスの歪曲をもたせて結像させるレンズである。このレンズは物体に相似な像をつくる条件を故意にはずした光学系で目的によっていろいろな結像方式のレンズがある。ズームレンズはその構成レンズの一部を動かすことにより, 焦点面の位置を変えることなく連続的に焦点距離を変えるレンズである。このほかいろいろな撮影目的に使われる特殊レンズがある。大判カメラで使われるアオリ技法を小型カメラ用で実現するアオリレンズ, 接写を目的としたマイクロレンズおよびマクロレンズ, 絵画的効果を得る軟焦点レンズ, レンズの前後ろにつけて接写したり焦点距離を変換したりするアタッチメントレンズやコンバーションレンズ, 水中にある被写体の結像特性を考慮した水中専用レンズ, 写真製版や引伸しに使われる近距離物像体に対して収差が除かれている製版用レンズ, 引伸しレンズ, 集積回路(IC), 大規模集積回路(LSI)の製造工程に用いられる超高解像力を要求される超高解像力レンズ, そのほか電子写真用レンズ, 複写用レンズ, オプティカルプリント用レンズ, X線間接撮影用レンズ, 幻灯機用レンズ, 映写機用レンズ, シュミットカメラ用レンズ(図f), 天体写真撮影用レンズ, 顕微鏡写真撮影用レンズ, ガストロカメラ用レンズ, 眼底カメラ用レンズ, ステレオカメラ用レンズなど, さまざまな用途のための写真レンズがある。

ジャストロウ型相関関数 [英 Jastrow type correlation function, 仏 fonction de corrélation de type Jastrow, 露 корреляционная функция типа Жастрова] かい芯をもつ核力で相互作用している核子多体系に対する変分試行関数として R. Jastrow により導入されたもので

$$\Psi(r_1 r_2 \cdots r_N) = \prod_{i,j} f(r_{ij}) \Phi(r_1 r_2 \cdots r_N)$$

のように, すべての核子対について, その相対座標 r_{ij} の関数 $f(r_{ij})$ を併合せた型のものである。 Φ はたとえば殻模型波動関数で, 核子・核子相関を含まないものである。 $r < r_c$ (r_c はかい芯の半径) で $f(r) = 0$, $r \rightarrow \infty$ で $f(r) \rightarrow 1$ となる二体相関関数 $f(r)$ をとると, ハミルトニアン H の状態 Ψ における期待値が発散することなく, また, 核子間の距離が有程度大きくならば殻模型波動関数 Φ に近づくような試行関数になる。 $f(r)$ の具体的な形はエネルギー変分法により求める。

射線 [英 ray, 独 Strahl, 仏 rayon, 露 луч]

[1] 波面の法線をつなぎ合わせると波面線と直交する曲線群ができる。この曲線を射線とよぶ。射線の接線方向が波動の伝搬方向となる。すなわち, 射線は波面の各部分の移動経路であり, 等方性媒質中の波動の伝搬ではエネルギーの流れの経路を示す。平面波では射線は方向, 波動の伝播方向, エネルギーの伝搬方向は一致している。回折現象が無視できる時(波長 ~ 0 の極限)には, 波を波動的性質を捨象した射線だけの伝搬として扱うことができる。光波の場合は射線を光線とよぶ(\Rightarrow 幾何光学)。このときは, 光距離となる経路が射線となる(\Rightarrow フェルマーの原理)。

[2] 量子力学で, 物理的には同一の状態を表すような波動関数の集りを射線とよぶ(\Rightarrow 射線表現)。

射線表現 [英 ray representation, 独 Strahldarstellung, 仏 représentation projective, 露 представление лучей] 量子力学においては, 1つの波動関数と, それに絶対値が1の複素数を掛けたものととは同一の状態を表す。すなわち, 1つの状態には位相因子だけが異なる波動関数の集りが対応する。この集りを射線とよぶ。このことを考慮に入れた表現が射線表現である。ポアンカレ群の既約な射線表現をすべて求める問題の研究は1937年 E. P. Wigner によつてはじめられた。

G を位相群(\Rightarrow 連続群)とし, H を複素ヒルベルト空間とすると, G の各元 x に H から H への有界線形演算子 $T(x)$ が, $G \times G$ の各元 (x, y) に0でない複素数 $\omega(x, y)$ が対応して

$$(1) T(xy) = \omega(x, y) T(x) T(y) \quad (\forall x, y \in G), T(e) = I_H \quad (e \text{ は } G \text{ の単位元, } I_H \text{ は } H \text{ における恒等演算子}),$$

$$(2) v \in H \text{ を任意の固定元とすると, } G \text{ から } H \text{ への写像 } x \mapsto T(x)v \text{ は連続である,}$$

の2つの条件が満足されるならば, 写像 $T: x \mapsto T(x)$ を G の(複素)射線表現といい, ω を T の乗法因子, H を T の表現空間という。 $T(x)$ は逆演算子をもち, $T(x)^{-1} = \omega(x, x^{-1}) T(x^{-1})$ 。このことから, ω は T によって一意的に定まる。 ω は次の2つの条件を満たす。

$$(3) \omega(x, e) = \omega(e, y) = 1 \quad (\forall x, y, z \in G)$$

$$(4) \omega(x, y) \omega(xy, z) = \omega(x, yz) \omega(y, z)$$

特にどの $T(x)$ も H におけるユニタリー演算子ならば, T を G のユニタリー射線表現という。このとき, ω は

$$(5) |\omega(x, y)| = 1 \quad (\forall x, y \in G)$$

を満たす。

$(T_1, H_1), (T_2, H_2)$ を G の2つの射線表現とすると, H_1 から H_2 の上への有界線形演算子 A と G 上で定義された0でない複素数の値をとる関数 α とが存在して

$$AT_1(x) = \alpha(x) T_2(x) A \quad (\forall x \in G)$$

を満たし, かつ A が有界逆演算子をもつならば, (T_1, H_1) と (T_2, H_2) とは同値であるという。 T_1, T_2 の乗法因子をそれぞれ ω_1, ω_2 とすれば, 上の条件は

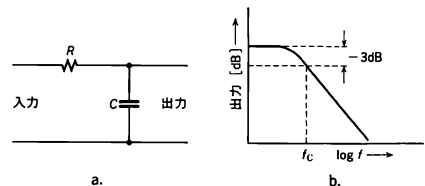
$$\omega_1(x, y) = \omega_2(x, y) \frac{\alpha(xy)}{\alpha(x)\alpha(y)} \quad (\forall x, y \in G)$$

と表される。射線表現の既約性の定義は通常の表現のそれと同じである。Wigner と V. Bargman は, 固有ポアンカレ群の任意のユニタリー射線表現が, 固有スピノール群の通常の一つのユニタリー表現から誘導されることを示した(ウィグナー-バーグマンの定理)。

遮断アーク [英 breaking arc, 独 Abreißbogen, 仏 arc de rupture, 露 дуга размыкания] \Rightarrow アーク放電

遮断周波数 [英 cut-off frequency, 独 Abschneidefrequenz, 仏 fréquence de coupure, 露 частота среза]

図に示すようなフィルター回路では, 周波数 f が f_c 以上



$1/2\pi RC$ なる信号は減衰し、 $f < f_c$ の信号はそのまま通過する。 f_c 以下を通過域、 f_c 以上を遮断域といい、境界にあたる f_c を遮断周波数という。 $f = f_c$ では信号は 3dB 減衰する。一般のフィルター回路、増幅器、マイクロ波導波管などではこのような遮断域が存在し、一般に信号が 3dB 減衰する周波数を遮断周波数とよんでいる。

尺貫法 長さの単位の尺と質量の単位の貫を基本単位として構成された日本の度量衡単位系。「扶桑略記」の舒明紀に「十二年(西暦 640 年)はじめて斗升斤両を定む」とあり、その成立は 7 世紀なかば以前にさかのぼるとみられるが、その基礎は古代中国の度量衡にあり、一部は古代朝鮮に由来すると考えられている。わが国の諸制度を整えた大宝令は 701 年に制定されたが、度量衡も唐制にならって定められ、その単位は、度の分・寸・尺・丈、量の合・升・斗・斛^{ハク}、衡の銖^{シユ}・両・斤であって、度と量は十進法により、衡は 1 両 = 24 銖、1 斤 = 16 両というものであった。この単位系は度・量・衡とも大小 2 系統に分かれ、しかも制定後再度の改訂を受けたため、単位の大きさを含めてその実態は定かたではないが、東大寺に伝わる尺八の長さの計測値などから当時の 1 尺は曲尺の約 9 寸 7 分であり、唐の大尺が徐々に伸びて近代の曲尺になったと見られている。衡の単位は延喜式(927 年完成)に分^フ(= 6 銖)という単位が現れるが、一般には唐の銅銭である開元通宝(一文銭)の目方(質量)を利用した十進法の錢(または匁^{モノ})・貫(= 1000 匁)という単位が用いられるようになった。これら衡の単位の大きさは東洋では安定していたという。これに対して量の単位は乱れ、1072 年に後三条天皇により宣旨が制定されるが、量の単位が全国的に統一されるのは、豊臣秀吉による京杓の制定、徳川家康による枡座の開設を経て、新京杓が制定された 1669 年以後のことである。徳川幕府は枡座と前後して秤座を設け、量と衡の規制を行ったが、度についてはその制度がなく、幕末には数種の尺があったという。明治時代になるや、1875 年の太政官達「度量衡取締条例並検査規則種類表」により、いわゆる折衷尺を「曲尺」^{マカサ}とよんで原尺とし、市井で裁衣用に使われていた「鯨尺」^{クジラジキ}とともに長さの単位を 2 種に限った。この折衷尺は伊能忠敬が 1800 年ごろから行った日本全国の測量に使われたもので、いわゆる享保尺および念仏尺より約 2 厘短く、いわゆる又四郎尺より 2 厘長かったという。この原尺の選定には枡の大きさの継続性が考慮されている。日本は 1885 年にメートル条約に加入したが、メートル原器・キログラム原器の到着後、それらを基準に 1891 年(明治 24 年)に「度量衡法」を制定した。この法律による単位系は尺と貫を基本とし、後年尺貫法とよばれるものであり、その構成は表のとおりである。ここで尺と貫

の大きさはそれぞれメートル、キログラムと簡単な分数による換算関係になるよう定められている。その後 1921 年の法改正により、度量衡の基本はメートル法に移り、尺貫法は 10 年ないし 20 年の猶予期間の後廃止されることになり、最終的には 1966 年に取り・証明用の単位としては廃止された。しかし和風建築と和裁では尺と鯨尺が現在も使われている。

シャッター [英 shutter, 独 Verschluss, 仏 obturateur, 露 затвор] 光学器械、特にカメラに用いられるシャッターには、感光材料に適当な露光量を与えるためと、運動する被写体をぶれなしに記録するという 2 つの目的がある。標準的なカメラ用シャッターにはフォーカルブレインシャッターとレンズシャッターがあり、いずれも 10 ~ 1/4000 秒の間で作動するように設計されている。フォーカルブレインシャッターは、2 枚の走行幕のそれぞれがスプリングによって一定の速度(2~4m・s⁻¹)で走行できるようになっていて、第一の幕と第二の幕の走り出す時刻の差によってスリット幅、したがって露光時間を変えることができる。一方のレンズシャッターはレンズの瞳の近くで開閉するシャッターで、2~5 枚の薄い鋼製の羽根でつくられ、中心部から開き、全開してからまた中心部へ閉じる形式である。

映画撮影機のシャッターは、切欠きをつけた回転円盤で撮影フィルムの画面を走査し、次に再び切欠きが見える手前でフィルムを 1 コマ動かして次の露光の準備をするというものである。パーフォレーション(フィルム側面の穴)に爪をかけてフィルムをかき落すという間欠のこま送り機構の制約から 1 秒間に 300 コマ程度が限度であるが、標準こま送り速度 24 コマ/秒には十分である。300 コマ/秒を超える高速度カメラではフィルムを連続的にこま送りするが、フィルムを静止させた状態で像を動かす。この場合、最高で 0.03μs までのシャッター速度を得ている。電気光学効果を利用した超高速シャッターには、たとえばカー・セルがあり、2 枚の偏光板の間にニトロベンゼンや二硫化炭素を入れ、これに電圧を印加して複屈折性を生じさせ、その間だけ光を透過させるシャッターで、印加パルス幅を狭くすることにより、10ps の露光さえ実現できる。

シャドウイング [英 shadowing, 独 Abschattung, 露 экранирование] = ブロッキング

シャノンの定理 [英 Shannon theorem, 独 Shannonsches Theorem, 仏 théorème de Shannon, 露 теорема Шеннона] デジタル通信における通信路の通信容量と符号化法についての基本的な定理で、「任意の通信路で情報を送る場合、伝送速度の上限は、その通信路の通信容量(bit・s⁻¹)である。また情報源が単位時間に発生する情報量が通信容量を超えなければ、伝送の誤りを限りなく小さくできる符号化法がある」と定義できる。したがって、デジタル通信系としては、その通信路の通信容量が大きいこと、実際の伝送速度が通信容量に近いことが望ましい。前者に対しては適当な変復調方式と伝送路を、後者については適当な符号化、復号化の方法を選択することが必要である。

遮 蔽

[1] [英 shielding] 空間の一部に外部からの光や放射線が入ってこないようにしたり、空間の一部を外力の影響から遮断することをいう。普通の可視光線は黒い紙などで比較的容易に遮断できるが、放射線(エネルギーの高い X 線

尺貫法の主な単位

[長さ]		[面積]	[体積]
(曲尺)	(距離)	合 = 10 勺	合 = 10 勺
厘 = 10 毫	間 = 6 尺	歩(坪) = 10 合	升 = 10 合
分 = 10 厘	町 = 60 間	= 1 間四方	= 64 827 立方分
寸 = 10 分	里 = 36 町	畝 = 30 歩	斗 = 10 升
尺 = 10 寸 = (10/33)m	反 = 10 畝	石 = 10 斗	
丈 = 10 尺	町 = 10 反	[質量]	
(鯨尺)		厘 = 10 毛	
鯨尺 1 寸 = 鯨尺 10 分		分 = 10 厘	
鯨尺 1 尺 = 鯨尺 10 寸 = (5/4)尺		匁 = 10 分	斤 = 160 匁
鯨尺 1 丈 = 鯨尺 10 尺		貫 = 1000 匁 = 3.75 kg	

や粒子線)に対しては、鉛やコンクリートなどが用いられる。また中性子線には水やパラフィンが有効である。電波を遮るには、金網が用いられ、磁気遮蔽にミューメタルが用いられる(⇒放射線遮蔽, 静電遮蔽, 磁気遮蔽)。

[2] [英 screening, 独 Abschirmung, 仏 blindage, 露 экранирование] 原子内では、原子核は電子によって取巻かれているため、外側の電子から原子核を見たと核の正電荷が内側の電子の負電荷によって一部打消され、核の有効電荷は実際の電荷より小さい(⇒有効核電荷)。この現象を遮蔽という。有効原子番号と実際の原子番号の差を遮蔽定数という(⇒遮蔽定数)。

[3] [英 screening] 空間内の一点に存在する電荷によって、その周辺に反対符号の電荷が誘起され、もとの電荷のクーロン力が打消されることをいう(⇒遮蔽効果)。

遮蔽クーロン型 [英 screened Coulomb type, 仏 type coulombien blindé, 露 экранированный кулоновский тип] ⇒ 遮蔽効果

遮蔽効果 [英 screening effect, 独 Abschirmeffekt, 仏 effet d'écran, 露 эффект экранировки] プラズマ中に電場をつくらうとすると、その電場の作用で荷電粒子の移動が起り、はじめの電場の作用が遠方まで及ぶようになる現象を遮蔽効果という。微視的には、プラズマ中にある点電荷の周囲に反対符号の空間電荷が現れることにより、その点電荷のクーロン場が遮蔽されることに起因する。遮蔽に寄与する粒子が古典粒子の場合、あるいは、フェルミ統計に従う粒子であってもフェルミ波数の逆数より長いスケールで見ると、点電荷 Q から r だけ離れた点における静電ポテンシャルは

$$U(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^{-r/\lambda}}{r} \quad (1)$$

という形になる。これを遮蔽クーロン型、または湯川型のポテンシャルという。 λ は、点電荷の影響の及ぶ範囲の目安を与え、これを遮蔽距離とよぶ。 λ に対する表式のうち、古典プラズマに対するものはデバイ半径、量子プラズマに対するものはトーマス-フェルミの遮蔽距離とよばれる(⇒トーマス-フェルミ遮蔽)。十分フェルミ縮退しているプラズマ中での遮蔽効果は、遮蔽クーロン型と比べて不完全で、十分遠方での静電ポテンシャルには $U(r) \propto \cos(2k_F r)/r^3$ という項が残る。ここで k_F はフェルミ波数である。このふまを以て RKKY 振動(フリーデル振動)という。一般に、プラズマ中の静電ポテンシャル $U(r, t)$ は、外部から加えた電場の静電ポテンシャル $V(r, t)$ と、 $U(r, t)$ によって誘起された空間電荷分布 $\rho(r, t)$ による静電ポテンシャル $v^{\text{ind}}(r, t)$ の重ね合わせで書ける。すなわち、これらの量のフーリエ変換を使って書くと

$$U(q, \omega) = V(q, \omega) + v^{\text{ind}}(q, \omega) \quad (2)$$

となる。 U が小さいときには、 $\rho(q, \omega) = \chi(q, \omega) U(q, \omega)$ という線形の関係があり、これとポアソンの方程式をフーリエ変換した $\epsilon_0 q^2 v^{\text{ind}}(q, \omega) = -\rho(q, \omega)$ とを使うと、式(2)より

$$U(q, \omega) = \frac{V(q, \omega)}{1 + \frac{\chi(q, \omega)}{\epsilon_0 q^2}} = \frac{V(q, \omega)}{\epsilon(q, \omega)} \quad (3)$$

となる。このように、フーリエ変換した表式でみると、外部の電場の効果 V を因子 $1/\epsilon$ だけ減少することが遮蔽効果であるといえる。電場によって誘起される空間電荷密度を求めるには、 $\chi(q, \omega)$ を知らなくてはならないが、これ

は多体問題を解いて決る。上に述べた $U(r)$ についてのいろいろの表式は、それぞれの場合に適当な近似式によっている。遮蔽効果はプラズマを構成する荷電粒子間の相互作用を実効的に弱める働きをする。たとえば、金属中の伝導電子間の相互作用が遮蔽効果により弱められるという事実は、伝導電子系を独立粒子近似で扱うことができる根拠のひとつである。

遮蔽格子 [英 screen grid, 独 Schirmgitter, 仏 grille écran, 露 экранирующая сетка] = スクリーニングリッド(⇒四極管)

遮蔽材 [英 shielding material, 独 Abschirmmaterial, 仏 matériel de blindage, 露 защитный материал] 原子炉の炉心や、放射線源から放出される中性子をはじめ種々の放射線の強度を減衰させて人体に対する有害な影響を減少させるために用いる材料のこと。また人体ばかりでなく、放射線測定器などに対して遮蔽材を用いることがある。高速中性子に対しては軽い原子たとえば水素により減速させ熱中性子にしてから吸収して除去することが有効である。熱中性子の吸収には、吸収断面積の大きいホウ素、カドミウムを含む、炭化ホウ素、ホウ酸、カドミウム板などの材料が遮蔽材としてよく使用される。 r 線に対しては、原子番号の大きな重い原子ほど遮蔽効果が大きいが、遮蔽材としては鉛や鉄が挙げられる。原子炉の遮蔽材としては、軽水のほか、蛇紋石、コンクリート中に鉄材を入れた重コンクリート、重晶石コンクリートなどが主に用いられている。

遮蔽定数 [英 screening constant, 独 Abschirmkonstante, 仏 constante d'écran, 露 коэффициент экранирования] 多電子原子の一体近似において、ある軌道に属する電子は原子核およびほかの電子のつく平均的なポテンシャル $V_i(r_i)$ の下で運動していると考えられる。 r_i は考えている電子の座標を表す。 V_i は一般にクーロン型ではないが、着目している電子の主量子数 n が小さいときには、その動径波動関数は、中心からの距離がある距離 r_0 である小さい球面の中に局在していて、その球面の内部で $V_i(r_i)$ を次の式で近似することができる。

$$V_i(r) = -\frac{(Z-s_i)e}{r} + V_{\text{ex}} \quad (1)$$

s_i は半径 r_0 の球面の内部に存在する電子による遮蔽効果を表し、内部遮蔽定数とよばれる(⇒有効核電荷)。また V_{ex} は r_0 の球面の外にある電子が球面内部に作る一定のポテンシャルを意味し、外部遮蔽定数とよばれる。電子の波動関数の解析的な形は $Z-s_i$ によって決る。 s_i を定める方法はいろいろある。J. C. Slater は式(1)に対応する近似的波動関数を用いて計算した電離エネルギーなどの値が実測値をよく表すように s_i を定め、半経験的な法則をつくった。一例を挙げると、He より重い原子の $1s$ 電子については $s_1 \approx 0.3$ 、Ne およびそれより重い原子の $2s, 2p$ 電子については $s_2 \approx 4.15$ である(⇒スレーター則、スレーター型軌道関数)。 s_i はまた X 線の微細構造からも求めることができる。たとえば s_2 は、 $2P_{1/2}$ と $2P_{3/2}$ とのエネルギー差の実測値が、式(1)のポテンシャルの下でディラックの波動方程式を用いて求めた計算値と一致するようにして決める。実際に V_{0i} はエネルギー差に寄与しないとして微細構造から s_2 を求めると、ほとんどの重い原子に対し $s_2 \approx 3.5$ となる。この値は Slater の値よりすこし小さい。イオン化ポテンシャルを問題とする場合は V_{0i} の値

が重要である。重い原子に関してはトーマス-フェルミ模型を用いる V_{0f} の評価が有効で、たとえば 1s 電子のポテンシャルは

$$V_1(r) = -\frac{(Z-0.3)e}{r} + (1.79Z^{4/3} - 2Z)e \quad (2)$$

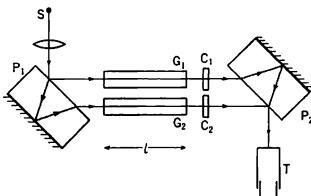
と近似される。このポテンシャルとディラックのエネルギー式を用いた U の 1s 電子のイオン化ポテンシャルは 8530 Ry (リュードベリ) で、実験値 8515 Ry とほぼ一致する (⇒有効核電荷)。☒

斜方晶系 [英 orthorhombic system, 独 orthorhombisches System, 仏 système orthorhombique, 露 орторомбическая система] ⇒ 結晶系

ジャボチンスキー反応 [英 Zhabotinsky reaction, 独 Zhabotinsky-Reaktion, 仏 réaction Zhabotinski, 露 реакция Жаботинского] マロン酸 ($\text{CH}_2(\text{COOH})_2$) の酸化によりブロモマロン酸 ($\text{BrCH}(\text{COOH})_2$) を生ずる反応。A. M. Zhabotinsky によって 1964 年以降研究された。B. P. Belousov がクエン酸を扱った例が先行している (1959 年)。 Ce^{3+} (淡青色) \rightleftharpoons Ce^{4+} (橙赤色) の触媒作用の非線形効果によって、定常状態が不安定となり、この状態は勝手に濃度が振動的に変化しつつ反応が進行する、いわゆる化学振動の典型として注目を集めた。 Ce^{3+} , Ce^{4+} にいずれも色があるので、1 分程度の周期を容易に認めることができる。この種の振動は熱平衡から十分離れた開いた系のみ見られる散逸構造の典型的な例である。実際 Zhabotinsky 以来の実験的研究によって、(1) 空間的一様系に時間的振動が現れるだけでなく、(2) 定常的な濃度のパターン、(3) 濃度の進行波、また、(4) 化学乱流の生ずる場合もあることが確かめられてきた。R. Noyes らは、この反応の素過程について詳細な研究を行い、これに基づく理論的模型もいくつか提出されて、化学振動としてはいちばん理解の進んだ例であると考えられる。化学反応における振動現象は、すでに 150 年前に電気化学の分野で知られていたが、幅広い関心をよんだのは近年のことであり、現在における関心は、制御系、生体系などにおける動的安定性との関連にあるようである。

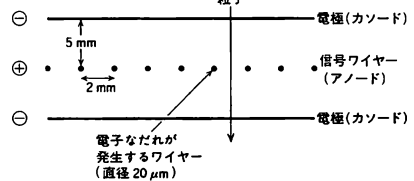
ジャマン Jamin, Jules Célestin 1818.5.30-1886.2.12 フランスの物理学者。テルムの生れ。エコール・ポリテクニクを卒業し、1863 年ソルボンヌ大学物理学教授となる。1868 年アカデミー・デ・シアンズ会員に選出された。気体の屈折率、光や熱の吸収のほか毛管現象などについての研究があるが、何よりも 1856 年に考案した干渉計が彼の名を不朽なものにしている。

ジャマン干渉計 [英 Jamin interferometer, 独 Jamin-Interferometer, 仏 interféromètre de Jamin, 露 интерферометр Жамана] 気体の屈折率の測定用としては最も古い干渉計で 1856 年に J. Jamin により考案された。装置は厚さと屈折率の等しい 2 枚の平行平面ガラス板 P_1 , P_2 から成る (図参照)。 P_1 と P_2 の裏面はアルミニウムな



どの蒸着膜をつけた反射面であり、表面は半透鏡として働く。 P_1 の表面で分割された光は、それぞれ長さの等しい気体セル G_1 , G_2 を通った後 P_2 の表面で再会する。 P_1 と P_2 が微小角をなしているときには、望遠鏡 T の視野にブルースターの干渉縞とよばれる等間隔直線状の干渉縞を生じる。気体セル G_1 , G_2 に屈折率が Δn だけ異なる気体を入れると両光路に $l \cdot \Delta n$ (l は気体セルの長さ) の光路差の変化を生じる。このために移動する干渉縞の本数 ΔN は $\Delta N = l \cdot \Delta n / \lambda_0$ (λ_0 は光源の波長) で与えられるので、この測定によって Δn を求めることができる。測定精度はレイリー屈折計より低いが、 $\lambda_0 = 500 \text{ nm}$, $l = 5 \text{ cm}$ とし、目盛付きの補償板 C_1 , C_2 を用いて ΔN を 1/10 まで読み取れば 10^{-8} の屈折率の差が測定できる (⇒レイリー屈折計)。

シャルバック・チェンバー [英 Charpak chamber, 独 Charpak-Kammer, 仏 chambre à étincelles type Charpak, 露 камера Шарпак] 1968 年に G. Charpak が考案した荷電粒子用の位置測定器であり、多数のワイヤーを使うので一般には多線式比例計数箱 (マルチワイヤープロポーションナルチェンバー) とよばれる (⇒飛跡検出器)。☒



に示すように薄い気体層の中心面に細いワイヤーを一定間隔に張り、周囲と相対的に正の高電圧を与えておく。荷電粒子の通過によって気体中に生じた電離電子 (⇒電離) は最も近くにあるワイヤーに向かって移動し、ワイヤー半径の数倍の距離に届くと局所的な高電場によって電子をなだれを起す。個々のワイヤーに増幅器を備え、なだれ信号を生じたワイヤー番号によって粒子の通過位置を知る。機能と性能は単線比例計数管を並べつけた場合とほぼ同等で、個々のワイヤーの守備範囲はほぼ独立している。ワイヤーを 1~2 mm 間隔に張れるので、1 枚のチェンバーで同時に多数の粒子を約 1 mm の位置分解能と約 40 ns の時間分解能で検出でき、多重粒子発生を扱う高エネルギー実験に適している。ガイガー領域 (⇒ガイガー・ミュラー・カウンタ) を避けて 10^4 程度の電子増幅率で作動させるために数 mV の小さな信号しか得られないが、高い計数率に耐える特徴をもつ。希ガスを主とした混合気体を使うので、数 keV の X 線に対する優れたエネルギーと位置測定器としても活躍している。カソード電極面にも同時に信号電圧が誘起される。信号ワイヤーと直角方向にカソードを分割して増幅器に接続し、誘起電圧分布の測定を通じて電子なだれのワイヤー上の位置を 0.1 mm の高い精度で求めることができる。

シャルビー衝撃試験 [英 Charpy impact test, 独 Charpy-Schlagprüfung, 仏 essai Charpy, 露 испытание на удар по Шарпи] シャルビー衝撃試験機を用いて、シャルビー試験片を衝撃曲げ荷重で破壊させ、衝撃値、すなわち破壊に要したエネルギーを求め、かつ試験片破面の脆性・延性破面率を測定して、材料の靱性 (破壊の進みにくさ) を評価する試験法である。試験片形状は JIS Z2202 に規定されており、標準寸法は 10 mm × 10 mm の断面で長

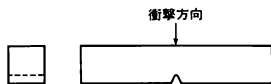


図1 シャルビー試験片形状

さ55mmである(図1)。長手方向の中央に加工する切欠きは、一般には深さ2mmであり、フライス加工するV形切欠き(開角度45°、切欠き先端半径0.25mm)と、硬度の高い刃(角度45°)を深さ2mmプレスして加工するプレス切欠き、さらに先端半径1mm、幅2mm、深さ2mmのグループをフライス加工するU形切欠きとがある。日本ではV形切欠きおよびプレス切欠きがよく用いられる。シャルビー試験機は図2に示すような形状で、ハンマーを

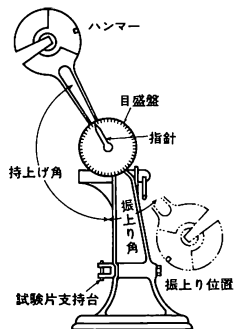


図2 シャルビー衝撃試験機の概略図

一定の角度に振上げておき、所定の温度に冷却あるいは加熱しておいた試験片を図3のように支持した後、ハンマー

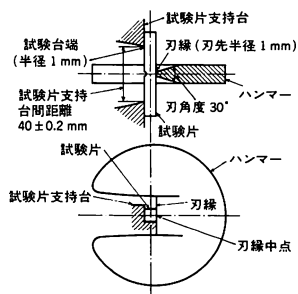


図3 試験片保持方法

解放装置をはずしてハンマーを振下ろして試験片の切欠き背面に衝撃荷重を与える。たとえば試験片が鋼材であり、試験片の温度が高いため十分靱性に富んだ状態であれば、衝撃破壊に要するエネルギーは大きいから衝撃後の振上り角度は小さくなり、逆に、試験片温度が低温でもろい状態であれば大きな角度に振上る。振上り角度と振上り角度との差から換算される衝撃値によってその材料の靱性を判定するとともに、一方破壊した試験片の破面が延性に富んだ破面であるか、あるいははろい劈開破面であるか、または脆性破面と延性破面との混合率はいくらであるかなどからも材料の靱性を判定できる。

材料の靱性を判定するためには、ある特定の温度で1本あるいは3本のシャルビー試験片を衝撃破壊させる方法もあるが、試験温度を変えながら20本程度の試験片を破壊

させて遷移温度曲線を求めて、種々の定義による遷移温度を求めるのがよい。シャルビー試験機の容量はふつう30kgf・mであるが、材料の種類や特殊の形状に応じて1500kgf・mといった大型のもの、あるいは75kgf・mや3kgf・mなどのものもある。

シャルル Charles, Jacques-Alexandre-César 1746. 11.12—1823.4.7 フランスの実験物理学者。ロワレ県ボージャンシー生れ。家系や生い立ちは不詳。若年でパリに出、役所に勤めたが緊縮政策で失職。1779年にパリを訪れたB. Franklinの影響を受けて実験物理学を学び始め、わずか18ヵ月の学習だけで公開講義を開講、弁舌の冴えと説明実験の力量とで多くのパトロンを魅了した。1795年アカデミー・デ・シアンスのメンバーになり、1816年にはアカデミーの実験物理部門の長になった。また工芸学校の実験物理教授も務めた。1804年詩人のA. M. L. Lamartineと親交のあった女性と結婚。Charlesの業績として当時の世間に広く知られたのは水素による気球の成功である。Mongolfier兄弟の熱空気球の実験の少し後に、Robert兄弟と共同で水素気球の実験を行い、1783年夏には無人で、冬には有人(Charles自身とRobert兄弟の兄)で、飛行に成功した。彼はこの功により王からルーブル宮内に住居を贈られた。気体の熱膨張に関する、いわゆるシャルルの法則は、1787年ごろ見いだされたらしいが、詳しい実験と定式化はJ. L. Gay-LussacおよびJ. Daltonによってなされた。そのほか、Charlesは液体密度計や結晶角測定用ゴニオメーターについても寄与するところがあった。パリで没した。

シャルルの法則 [英 Charles law, 独 Charlesches Gesetz, 仏 loi de Charles, 露 закон Шарля] ⇨ ボイル・シャルルの法則

ジャロシンスキー-守谷相互作用 [英 Dzyaloshinsky-Moriya interaction, 仏 interaction de Dzyaloshinsky-Moriya, 露 взаимодействие Джалошинского-Мории] = 反対称交換相互作用

シャワーカウンター [英 shower counter, 独 Schauerzähler, 仏 compteur en cascade, 露ливневый счётчик] 高エネルギーの電子や光子の全エネルギーを測定するために使われるカロリメーターの一種。高いエネルギーの電子や光子は、物質に入射すると、電磁カスケードシャワーを発生させ、この過程で発生する数多くの電子、陽電子、光子にもっていったエネルギーを分配する。このようにして発生した電子や陽電子は、やがては物質中で電離損失の形でそのエネルギーを失うので、シャワーで発生した全粒子の飛跡長の総和は、入射電子や光子のもっていた全エネルギーに比例している。それでこの量を直接間接に測定して入射電子や光子のエネルギーを知る装置がシャワーカウンターである。これには、シャワー粒子の飛跡長の総和を全電離損失エネルギーによって測定するタイプと、粒子が放射するチェレンコフ光の総量によって測定するタイプとがある。前者の例としては、NaI (TI)結晶シンチレーションカウンターと、鉛板とプラスチックシンチレーター板とを交互に積み重ねたサンドウィッチ型カウンターとがある。また後者の例としては鉛ガラス・チェレンコフ・カウンターがあげられる。両者とも入射粒子のエネルギーを精度よく測定するには、シャワーで発生する全粒子をカウンター内でとらえるだけの大きさがなくてはならない。

理想的な場合、それぞれのシャワーカウンターのパーセ

ンテージエネルギー分解能($\Delta E/E$) $\times 100$ は、

NaI(Tl) (20 放射長) $2\%/E^{1/4}$

鉛ガラス (14 放射長) $(10\sim 12)\%/E^{1/2}$

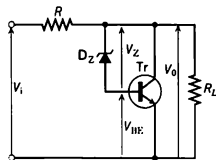
鉛シンチレーター

サンドウィッチ (14 放射長) $\sim 22\%/E^{1/2}$

と表される。ここで E は入射粒子のエネルギーを [GeV] 単位で表したもので、 ΔE は光量分布においてピーク値 (E) の半分の高さのところでのピークの全幅(半波高全幅値)である。

シャントインピーダンス [英 shunt impedance, 仏 impédance de shunt, 露 параллельное полное сопротивление] \Rightarrow 共振

シャントレギュレーター [英 shunt regulator, 露 параллельный стабилизатор] 負荷と並列に電圧制御用回路を接続して電流をとり電源の内部インピーダンスを利用して電圧安定化をはかる直流通定化電源で、並列制御定電圧電源ともいい、シリーズレギュレーターと対比される。図はその基本回路で、制御用トランジスタのコレク



トランジスタ方式

ター・ベース間にはゼーナー・ダイオードが入っており、その間の電圧は一定である。そのため、入力電圧または負荷が変動するとトランジスタの V_{BE} が変化しその結果コレクター電流が変化して、 R の両端の電圧降下を制御し、出力電圧を一定に保持することができる。この回路の出力電圧は、ゼーナー電圧 V_z とベース・エミッター間電圧 V_{BE} の和となる。並列制御方式は制御用トランジスタに常に負荷容量に十分見合うだけの電流を流しておく必要があるため、 R およびトランジスタの電力損失が大きく、シリーズレギュレーターより効率が悪い。したがって主に高圧微小電流回路に使われる。

シュアの補題 [英 Schur's lemma, 独 Schur'sches Lemma, 仏 lemma de Schur, 露 лемма Шура] \Rightarrow 群の表現

重イオン [英 heavy ion, 独 GroBion, 仏 ion lourd, 露 тяжёлый ион] H, D, He 以外の, Li より重い元素のイオンのこと。比較的軽い元素のイオンは軽イオンとよばれることもある。

重イオン加速器 [英 heavy ion accelerator, 独 Schwerionbeschleuniger, 仏 accélérateur à ions lourds, 露 ускоритель тяжёлых ионов] 質量数が高い原子核イオンを加速する装置。直流高圧を用いた加速器は、 q をイオンの荷電数、 A を質量数としたとき、 q/A に関係なく各種の重イオンを加速できる。タンデム型・デ・グラブ加速器では、負イオンを高電圧ターミナルに向けて加速し、ここでガスまたは炭素薄膜などにより電子をはぎとり正イオンに変換して高電圧ターミナルから接地側に向けて再加速しており、現在は主に重イオンの加速に用いられている。円型加速器では、イオンの q/A に応じて磁場と高周波を加速条件を満たしたうに、横方向(ビームの進行方向と垂直方向)に集束するよう調整する。軽い元素は、イオン源か入射器で電子をもたない裸のイオンにして円型

加速器で加速するが、重い元素のこのようなイオンをつくるのは難しいので、一部の電子が残ったイオンを加速する。この場合、加速中に残留ガス分子との衝突で電子を失うと q/A が変わるので、加速・集束の条件が満たされなくなる。したがって一般に重イオン加速には 10^{-7} Pa 程度の超高真空が必要となる。

重イオンは、普通型サイクロトロンや AVF サイクロトロンやセパレートセクターサイクロトロンやこれらを組合せた複合加速器のほか、陽子加速用につくられたシンクロトロンを転用・改造してより高いエネルギーまで加速されている(LBL(アメリカ), ドウブナ(ソビエト), サクレイ(フランス)など)。付録の表を参照。線型加速器ではイオン速度と関係のある加速部の構造を可変にできないので、広い範囲の q/A のイオンを加速するには高周波の共振周波数を可変にしなければならない。ドリフトチューブ型ではこれは難しいが、しかしイオンの相対論的質量変化の少ない範囲で、たとえば $q/A = 1$ の陽子用に設計したもので、 $q/A = 0.5$ のイオンを陽子の $1/2$ の速度に加速できる。低速度領域で用いられるウィデレー型では、内部導体を支持しているチューナーの長さを変えて共振周波数を可変にできる。さらに低速度で使用できる高周波四極線型加速器(RFQ リニアック)は、強い高周波電場によりイオンビームの集束・加速・パンチングを行わせるもので、 q/A の異なる粒子に対して電場を A/q に比例させれば加速できる性質をもっているため、研究が進められている。

重多価イオンを発生するには PIG イオン源(\Rightarrow ベニングイオン源)が使われていて、ECR イオン源(\Rightarrow RF 放電型イオン源)と EBS (electron beam ion source)が開発されつつある。いずれも電子によりイオンが段階的に電離され多価イオンが生成される。EBS は強いソレノイド磁場中に数 keV の電子ビームを通して、磁場と電子の空間電荷でイオンが横方向に失われるのを防ぎ、縦方向には両端に設けた電極に正電圧をかけてイオンを閉じ込める。そして電離が進行すると一方の電極を負電圧にしてイオンを引出す。強磁場と高真空を得るため超伝導磁場を用いたものもある。Z が増すにつれ電子が全部とられたイオンは生成しがたくなるので、価電数の少ないイオンを核子当り $1\sim 10$ MeV に加速してガスや炭素薄膜(数十 $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$)により電子をはぎとり q/A を増してから加速する。重イオン加速器は、原子核のほか原子・分子や癌の治療・診断の研究に使用されている。

重イオン反応 [英 heavy ion reaction, 独 Schwerionenreaktion, 仏 réaction d'ions lourds, 露 реакция тяжёлых ионов] 原子核と原子核との反応の入射核と標的核の質量数とともに大きいもの、特に 5 以上のものをいうことが多い。 ^{16}O ぐらいまでは軽イオンに含めることもある。重イオン反応は、入射エネルギーが核子あたり数 MeV から GeV 領域に及ぶものまで広範囲にわたって行われている。低エネルギーでは、入射核の核子のド・ブロイ波長は数 fm になり、原子核の大きさと同程度である。このようなエネルギー領域では原子核は強い相関をもつ核子の複合体としてふるまい、原子核の特性が反応に強く反映する。反応の結果生ずる生成物は、質量数、放出粒子の運動エネルギーなどの特徴によっていくつかの種類に分類できる。放出粒子の質量数も運動エネルギーともに標的核あるいは入射核のものに近い弾性および擬弾性散乱や、質量数はほぼ同じで運動エネルギーは損失の大きい深

部非弾性散乱などがある。比較的軽い原子核間の衝突では生成核の質量が入射核と標的核の質量の和に近い融合反応やその半分に近い融合対称核分裂反応なども観測されている。入射核と標的核の質量の和がある限度を超えて大きくなると融合反応はしだいに起りにくくなる。しかし重イオン反応を用いて質量数および荷電量が既知の原子核に比べて大きな超重核をつくる試みがなされている。自然に存在する安定な原子核ではその中性子数と陽子数との比は質量数に依存してほぼ定まっている。そして質量数が変わればこの数の比は変わる。このため重イオンの融合過程では通常の原子核とは中性子・陽子比のかなり異なる原子核も生成され、その性質が調べられている。そのほか、重イオン反応では入射粒子の角運動量が大きく、このため高いスピンの状態もつくりやすく、その研究が進められている。

高エネルギー重イオン反応における破砕生成物はほぼ3つのグループに分けられる。入射核とはほぼ等しい速度をもつ入射核破砕片、標的核とはほぼ等しい速度をもつ標的核破砕片、ビームの入射方向と直交する平面内にも大きな速度成分をもつ反応関与部の3つである。反応関与部は入射核と標的核との重なり合った部分から生じ、激しい核子・核子散乱の結果生じたものと考えられる(⇒破砕生成物)。核子当り GeV の高エネルギー領域になると、核子のド・ブロイ波長は1 fm となり、核内核子間の平均距離よりもずっと短くなる。衝突する重イオンはどちらも独立粒子として運動する核子の集合体とみなしうようになる。このようなエネルギーの重イオンビームは数十 fm³ という小さな体積の中に何十個という核子が入って走っている非常に高密度の核子ビームとして注目される。このため多重散乱などによる高密度核の生成や多バリオン励起状態の生成の可能性が論じられている。

重イオンビーム [英 heavy ion beam, 独 Schwerionenstrahl, 仏 faisceau d'ions lourds, 露 пучок тяжёлых ионов] 原子核反応の研究は、はじめ、p, d, ³He, ⁴He のビームによって進められていたが、加速器技術の進歩により、もっと重い原子核のビームが加速できるようになった。今日では、ウラニウムのビームまでが得られている。このような重い原子核のビームをいう。重イオンビームの出現は、原子核の研究に画期的な進歩をもたらすものであったが、それには次のように重イオンビームの特徴が生かされた。(1) クローン相互作用が大きいため、クローン励起などの方法が強力に使えた。(2) 運動学的効果を利用して実験の可能性が広がった。(3) 標的核と重イオンビームの多種多様の組合せにより、系統的に知識の積み上げができた。(4) 重イオンビームによって反応核にもち込まれる角運動量が大きく、反応生成核の高いスピン状態が励起できることから、極限状態で原子核構造が調べられた、などである。重イオンビームは高エネルギー加速器により、さらに高いエネルギーにまで加速されるようになり1核子当り数 GeV のビームが用いられている。重イオンということばは必ずしも厳密には定義されていない。たとえば d や α も重イオンといえるであろう。しかし、質量数が20前後以下のものについては軽イオンという名前も用いられている。

重一次線 [英 heavy primary cosmic rays, 独 schwere Primärkosmoschestrahlung, 仏 primaire lourde des rayonnement cosmique, 露 тяжёлые первичные космические лучи] ⇒ 宇宙線

シュウィンガー Schwinger, Julian Seymour 1918.

2. 12— アメリカの理論物理学者。ニューヨーク生れ。16歳にして物理学者としてデビューしたといわれ、I. I. Rabi の計らいで若くしてコロンビア大学に入学、1939年に博士号を受ける。その後カリフォルニア大学に移り J. R. Oppenheimer の助手となった。第二次世界大戦勃発とともにパデュー大学講師となり、戦争中はマサチューセッツ工科大学放射研究所でレーダーの研究を行ったが、この研究が後年の量子電磁力学や核力の研究の源泉となったようである。終戦の年にハーバード大学教授に就任した。1947年、ラム・シフト、電子の異常磁気モーメントの実験的測定、シュルター局会議を契機とするアメリカでの量子電磁力学の爆発的發展の先頭に立ち、量子電磁力学の相対論的不変な定式化、くりこみ理論を展開し、電子の異常磁気モーメントを計算、朝永とは独立に量子電磁力学、場の量子論の戦後における發展の基礎を開いた。量子電磁力学以外の分野でも彼の業績は広範にわたり、混合場理論、スピン3/2粒子の方程式、核力の形状不変性、2種のニュートリノ仮説、現象論的粒子論、荷電を有する磁気単極子、シュウィンガー項、シュウィンガー模型などの研究がある。1972年に降カリフォルニア大学教授。1965年には量子電磁力学の發展に対する功績により朝永振一郎、R. P. Feynman とともにノーベル物理学賞を受賞している。

シュウィンガー関数 [英 Schwinger function, 独 Schwingerfunktion, 仏 fonction de Schwinger, 露 функция Швингера] ⇒ ユークリッド的場の理論

シュウィンガー項 [英 Schwinger term, 仏 terme de Schwinger, 露 швингеровский член] 場の量子論において、2つのカレントの間の同時刻交換関係に現れる一種の異常項であり、後藤・今村-シュウィンガー項ともよばれる。具体的な例としては、量子電磁気学で電荷密度と電流密度の交換関係は、素朴な予想に反して

$$[j_0(t, x), j_i(t, y)] = \frac{c \partial^3(x-y)}{\partial x_i}$$

の形になることが示される。ただし、c は現在の例では定数であり、右辺がシュウィンガー項とよばれるものである。この項の存在は、エネルギー固有値は負にならないという性質からのみ結論されるが、場の理論の発散とも密接に関係しており、上記の例での定数cは無無限大の量である。

シュウィンガー項は存在しても、c数の場合は、上記のような交換関係を一般のグリーン関数の中に挿入したときに、連結した成分には寄与しないので無視できる。しかし、モデルによってはq数の例もあり、一般的な性質はよく知られていないといえる。

上記のシュウィンガー項はまた通常の時間順序積(T積)が一般にはローレンツ共変な振幅を定義しないということも密接に関係しており、物理的に意味のある振幅をローレンツ共変なT*積を使って定義したときには、形式的にはシュウィンガー項を無視したようないろいろな操作が正当化される、というR. P. Feynmanの予想もあり、事実簡単な例では確かめられている。いづれにしても、カレント代数の応用などにおいて複数個のカレントを含んだ振幅を考えるとときにはシュウィンガー項の存在は通常のT積の定義をとれば一般に予想され、たとえ最終的な物理的結果に寄与しないとしても、慎重な扱いが必要である。

シュウィンガーの時間反転 [英 Schwinger time reversal, 仏 inversion de temps de Schwinger, 露 отражение времени по Швингеру] ⇨ 時間反転

シュウィンガー模型 [英 Schwinger model, 独 Schwinger-Modell, 仏 modèle de Schwinger, 露 модель Швингера] ティリング模型とともに, 厳密に解くことのできる場の二次元模型の代表的なもの。1962年にカレントのゲージ不変な定義の問題に関連して J. Schwinger が提唱した二次元時空の量子電磁力学である。ただし, スピノール場(電子)の質量を 0 とする。運動方程式は

$$i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} \psi(x) + \frac{e}{2} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \{A_\mu(x-\epsilon)\gamma^\mu \psi(x) + \gamma^\mu \psi(x)A_\mu(x-\epsilon)\} = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial x^\nu} F^{\mu\nu}(x) = -ej^\nu(x)$$

ここで, $F^{\mu\nu} = \partial A^\nu / \partial x^\mu - \partial A^\mu / \partial x^\nu$, j^μ はゲージ不変なカレントである。

量子論において, ボソン化(⇨ティリング模型)が行えるが, そのスカラー場 Φ は $e/\sqrt{\pi}$ に等しい質量をもつので超選択則は生じない。その代り別の面で素粒子物理学に話題を提供している。 $\psi(x)$ の交換関係は q 数のゲージの取り方によって変わる。クーロン・ゲージをとると, $\psi(x)$ は空間的に離れた点で互いに反交換する場となるが, 物理的状態のなかでその意味を与えることができない。電気双極子をつくるゲージ不変な演算子をとると, ψ は電荷の一方を無限の彼方に引き離れた状況に相当する。二次元時空ではクーロン力に逆らって電荷対を引き離すのに無限に大きいエネルギーを必要とする。この理由で物理的状態にはフェルミオン・反フェルミオンの束縛状態とみなせる Σ メゾンの励起しか現れず, フェルミオン(電子)の励起は現れない。このように, シュウィンガー模型は真空につながる電荷 0 の状態しか含まないだけでなく, 電子も姿を見せない。一般に, ラグランジアン の対称性から当然予期される量子数が物理的状態に存在せず(遮蔽), またその担い手すら顔を見せない(閉じ込め)のは, クォークが観測にかけられないことの最も自然な説明として歓迎されており, その可能性のある種の非可換ゲージ理論において調べられている。シュウィンガー模型はそれを実現している簡単な例といえる。

電子が質量をもつシュウィンガー模型はボソン化の後, 質量のあるサイン・ゴールドン方程式によって記述される。さらに光子のほうも質量をもつベクトルメゾンで置換えたものはティリング-ペース模型とよばれ, やはりボソン化が行われている。図

自由エネルギー [英 free energy, 独 freie Energie, 仏 énergie libre, 露 свободная энергия] 熱力学関数であるヘルムホルツの自由エネルギー, ギブスの自由エネルギーをひとまとめにして自由エネルギーという。自由エネルギーという術語の物理的意味はヘルムホルツの自由エネルギーのほうが理解しやすい。状態 A にある熱力学的系の温度 T_0 の熱源から熱量 Q を吸収して断熱的に仕事をした後, もとの温度 T_0 の状態 B になったとすると, 可逆変化では $Q = T_0(S_B - S_A)$ である。ここで S_B , S_A はそれぞれ状態 B, A での系のエントロピーである。したがって熱力学第一法則によって, 内部エネルギーの変化 $U_B - U_A$ は式(1)で与えられる。

$$U_B - U_A = T_0(S_B - S_A) - \int_A^B p \, dV \quad (1)$$

ここで $\int_A^B p \, dV$ は, 考えている過程で系のなした仕事である。式(1)はヘルムホルツの自由エネルギー $F = U - TS$ を使って

$$\int_A^B p \, dV = F_A - F_B \quad (2)$$

と書ける。この式の意味は, 系のなした仕事は F の落差に等しいということだが, 力学的な系では内部エネルギー U の落差に相当する仕事を外部へ取出すことができたはずである。すなわち, U の中味には TS に相当する量だけ自由には仕事に変えられない部分が含まれていて, それを差引いた残り $U - TS$ が仕事に変えられる自由エネルギーということである。

周縁減光 [英 limb darkening, 独 Randverdunkelung, 仏 assombrissement, 露 потемнение к краю] 太陽の光球の輝度が, 太陽面の中央より周縁に近づくにしたがって減少することをいう。太陽の光球では表面に近い層ほど温度が低い。面の中央をみると深い高温の部分まで見透せるので輝度が明るい。周縁では太陽面を斜めから見ることになるので, あまり奥まで見透すことができず, 表面に近い低温部の光をみることになり, 輝度は小さく見えることになる。逆に周縁減光から深さによる温度分布を求めることができる。光球よりさらに表面の層である影層では, 高い層ほど逆に高温になっている。このため, 紫外連続光や電波のマイクロ波領域では, 逆に周縁の方が輝度が高い。一般の恒星でも, 光球では周縁減光があると考えられるが, 点光源状態での観測にかけられない。しかし, 連星で食を起す場合には, 周縁減光を観測することができる。

自由音場 [英 free sound field, 独 freies Schallfeld, 仏 champ acoustique libre, 露 свободное звуковое поле] 音波の進行を妨げる障害物がなく, また境界面における音波の反射がまったく起らない空間にできる音場。自由音場では, 音源から出た音だけがあつて, 障害物や境界面からの反射音はまったく存在しない。したがって自由音場は, 音源の性状を純粹に表すことのできる音場である。最も簡単な点音源による自由音場では, 音の強さは距離の二乗に逆比例して小さくなる。すなわち, 音圧レベルは音源からの距離が 2 倍になるときに 6dB ずつ減衰する。

自由回転鎖 [英 free rotational chain, 独 frei rotierende Kette, 仏 chaîne de rotation libre, 露 свободно вращающаяся цепь] 高分子鎖が主鎖の化学結合のまわりに分子内回転を行う際, エネルギー変化を伴わず自由に回転できるとした高分子のモデル鎖をいう。実在の高分子鎖では, 分子内回転を行うにはポテンシャルエネルギーの変化を伴うとともに, 場合によっては排除体積効果をも考慮して分子鎖の統計を扱わなければならないが, これらの効果を全くなくした高分子鎖に対するモデル鎖である。一定の長さ a の結合が結合角 θ (隣りあう 2 つの結合がなす角の補角) で n 個連結された自由回転鎖を考えると, 両末端間距離の二乗平均 $\langle r^2 \rangle_0$ は, n が大きい場合, $\langle r^2 \rangle_0 = na^2(1 + \cos \theta)/(1 - \cos \theta)$ で与えられる。一方, 自由回転鎖においてさらに結合角についても制限がなく, 自由な結合角をとれるとしたモデル鎖を自由連結鎖といい, このとき $n \rightarrow \infty$ で $\langle r^2 \rangle_0 = na^2$ が成立する。

重核子 = ハイペロン

周期 [英 period, 独 Periode, 仏 période, 露 период] 振動や波動の現象において, その各状態が一定の間隔で再現される場合に, その最小の間隔を周期という. 普通, 時間的な間隔を周期といい, 空間的な間隔を波長という. 振動数を ν , 角振動数を ω , 周期を T とすれば $T = 1/\nu = 2\pi/\omega$ である. 正弦振動は $A \sin(2\pi t/T)$, 一次元の正弦波動は $A \sin\{2\pi(x/\lambda \pm t/T)\} = A \sin(2\pi/\lambda)(x \pm vt)$ と表される. ここで, A は振幅, t は時間, x は空間座標, λ は波長, v は位相速度で, $T = \lambda/v$ が成り立つ. 周期がそれぞれ T_1, T_2 で, その比が有理数である互いに直角な方向の単振動の合成として得られる, 閉じたリサージュ図形となる運動では, T_1 と T_2 の最小公倍数がその周期となる. また, 現象によっては, ひとつの周期 T_1 の整数倍 $n_1 T_1$ だけでなく, もうひとつの周期 T_2 が存在し

$$n_1 T_1 \pm n_2 T_2 \quad (n_1, n_2 \text{ は整数})$$

の間隔で繰返しが行われることがあるが, このときは二重周期をもつという. 一般に, 周期の数が 2 以上のものを多重周期の現象という.

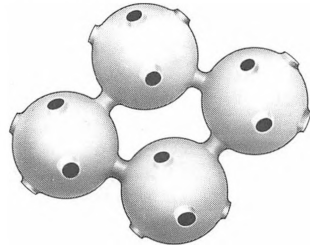
周期運動 [英 periodic motion, 独 periodische Bewegung, 仏 mouvement périodique, 露 периодическое движение] 同一時間(周期)ごとに, 運動する質点や物体の位置および速度が同じ状態となり, それが繰返される運動. 例として振り子や惑星の運動がある. また時間的な周期性と同時に空間的な周期性をもつ運動は波動とよばれる.

周期的境界条件 [英 periodic boundary condition, 独 periodische Randbedingung, 仏 condition aux limites périodiques, 露 периодическое краевое условие] 一般には, 物理系の状態や運動に対する境界条件が, 空間に関して周期的であるものをいう. たとえば, 量子力学では, 最も基礎的な物理量のひとつである運動量の固有関数が $e^{ik \cdot r}$ という平面波になり, これは絶対値二乗が定数なので, 全空間にわたる積分が 1 になるように規格化することができない. これを開閉するひとつの方法として, 考えている系を含む十分に大きな立方体 $-L/2 \leq x, y, z < L/2$ を考え, 3 座標軸のどの方向についても系は周期 L で空間的に同じことを繰返す, という条件(この条件を周期的境界条件という)を課する. そうすると

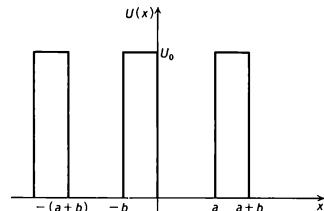
$$k_x = (2\pi/L)n_x \quad (n_x = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

(k_y, k_z も同様)のように k の値が跳び跳びになるが, 運動量の固有関数 $e^{ik \cdot r}/\sqrt{L^3}$ は絶対値の二乗を立方体内部で積分したものが 1 になるように規格化されている. L が十分大きければ, 遠方で同じことが同時に行われていたり, k の値が跳び跳びであることは, 局所的なポテンシャルによる散乱の問題の取扱ひ結果などには全く影響しないと考えられるので, このような周期的境界条件がよく使われる. 同様な手続きは, 放射場を電磁波の重ね合わせで表す場合や, 空間の形や壁の条件などには無関係で体積に比例するような量を求めるときにも用いられる. また, 固体の結晶を扱うときに, 結晶格子が同一平面内にならぬ 3 つの基本並進ベクトル a_1, a_2, a_3 を 3 辺とする平行六面体の空間的な繰返しになっている場合には, 結晶として $N_1 a_1, N_2 a_2, N_3 a_3$ を 3 辺とする平行六面体のものを対象にとり, 相対する面に関して上記の立方体のときと同様な周期的条件を課することがよく行われる. このような条件を, ボルン-カルマンの境界条件という. これも, 結晶の実際の形や表面の状態などと関係しない諸量を扱うときに固体物理学でよく用いられる手段である.

周期的ゾーン [英 periodic zone, 独 periodisches Zoneschema, 仏 zone périodique, 露 периодическая зона] 結晶内電子の一電子エネルギーは, 離散的なバンドの指標 n と連続的な波数ベクトル k によって, $E_n(k)$ のように表されるが(⇒バンド理論), 逆格子ベクトル G だけ異なる $(k+G)$ は k と全く同じ状態を表すから(⇒ブロッホの定理) $E_n(k+G) = E_n(k)$ であり, 独立な状態を表すものは逆格子空間のひとつの単位胞中の k に限られる. 普通 k の変域として第一ブリルアン域(⇒ブリルアン域)を選び, この領域における多価関数 $E_n(k)$ を用いてエネルギーバンドやフェルミ面を表す. これを還元されたゾーンの形式とよんでいる. しかしこのような表しかたでは状態 k は状態 $k+G$ に連続的につながっているのだから, たとえば第一ブリルアン域の境界面上にフェルミ面が存在するような場合, そのフェルミ面は逆格子だけ離れた反対側の境界面上のフェルミ面と連続的につながっているといつも頭の中で想像する必要がある. このようなわずらわしさを避けるため, むしろ $E_n(k+G) = E_n(k)$ を用いてフェルミ面やエネルギーバンドを全波数空間に周期的に拡張した見かたを採用する方が, たとえば波数空間における電子の運動をフェルミ面上で追跡するような場合, 便利になるとが多い. そこでこのような表しかたを周期的ゾーンの見かたとよんでいる. 参考のため銅のフェルミ面を周期的ゾーンの形式で表したものを図に示す(還元ゾーンの形式で表したものについては⇒フェルミ面)。



周期的ポテンシャル [英 periodic potential, 独 periodisches Potential, 仏 potentiel périodique, 露 периодический потенциал] 空間的に周期性をもつポテンシャルのこと. 規則的に並んだ原子芯と, 自分以外の伝導電子がつくる力の場の中を運動する電子が感じるポテンシャルは, 原子の配列と同じ周期性をもっていると考えられる. この例のように周期的ポテンシャルは $U(r+a) = U(r)$ なる性質をもち, a を周期という. この中を運動する粒子の波動関数 $\psi(r)$ はブロッホの定理から, $u_k(r)$ を a を周期とする周期関数 $\{u_k(r+a) = u_k(r)\}$ として, $\psi(r) = u_k(r) e^{ik \cdot r}$ と書ける. k は伝播ベクトルという. 簡単な例として, 高さ U_0 , 幅 b の箱型ポテンシャルが, 周期 $(a+b)$ で



繰返す、クロニッヒ-ベニの一次元ポテンシャル(図参照)の中での質量 m の粒子の運動を調べると、そのエネルギー E は次式で決る。

$$\frac{\beta^2 - a^2}{2a\beta} \sinh \beta b \sin aa + \cosh \beta b \cos aa = \cos k(a+b)$$

ここで $a^2 = 2mE/\hbar^2$, $\beta^2 = 2m(U_0 - E)/\hbar^2$, \hbar はプランク定数を 2π で割ったものである。この結果から E を k の関数として書くと、 E の値に許されぬ領域が周期的に出現する(バンド構造)。これは周期的ポテンシャルの特徴である。

周期場 [英 periodic field, 独 periodisches Feld, 仏 champ périodique, 露 периодическое поле] ⇨ バンド理論

周期表 [英 periodic table, 独 Tafel des periodischen Systems, 仏 tableau du système périodique, 露 периодическая таблица] 元素を周期律に従って配列した表。長周期型と短周期型とがある(⇨周期律)。

周期律 [英 periodic law, 独 Periodengesetz, 仏 loi périodique, 露 периодический закон] 元素を原子量の小さい順番に並べると、類似的性質をもつ元素が周期的に現れてくるという法則。1864年 J. Newlands が8番目ごとに似た性質の原子が現れるというオクターブ則を提出し、1868年 J. L. von Meyer は、元素を原子量の順番に並べると原子体積が周期的に変化することを見いだしたが、単体のほか、化合物の性質まで含めて組織的に検討した D. I. Mendeleev (1869年)の業績と見るのが一般的である。Mendeleev は周期性を重んじ、原子量による順番を逆転させたり(たとえば、Te(原子量 127.60)と I(原子量 126.9045))、また未発見の元素の存在を仮定したりした方が周期律の成立が著しい場合にはこうした逆転や仮定が許されると考え、このような考察を表(周期表)にまとめ、上下左右の元素の性質から未発見元素の性質の予言も行った。実際、後から発見された元素の性質は Mendeleev の予言した性質と驚くべき一致を示し、周期律が深い意味をもつことを示している。また、その後発見された希ガス元素は、それらの原子量からアルカリ金属元素とハロゲン元素との間にくることになるが、希ガス元素は通常原子価0で、典型的な陰性元素のハロゲンと典型的な陽性元素のアルカリ金属との橋渡しの当る存在と見られるので Mendeleev の周期律は一層輝かしいものとなった。また、Te と I との逆転なども、特性 X 線に関するモーゼレーの法則から正当化され、周期律における元素の序列を決めるという意味で原子番号という概念が確立されるに至った。その後、分光学や量子論による、原子の構造に関する実験的および理論的研究から、原子番号は原子核の正電荷を電気素量単位ではかった数値であり、したがって原子内電子の数と一致することおよび原子の最外殻の電子配置は電子数の増加とともに周期的に似た配置をとることがわかった。主として最外殻の電子配置が原子の化学的性質を決定することから、周期律は容易に説明される。周期律において、ある希ガス元素より原子番号が1つ大きいアルカリ金属元素から次の希ガス元素までを周期というが(第一周期は例外で H, He の2つだけから成り立つ)、第二および第三周期(Li~Ne, Na~Ar)には各8種の元素しか含まれず、これらを短周期といい、第四周期以降を長周期という。ランタノイド元素は化学的性質が互いに酷似しており、外殻電子配置が共通とみなされるので(⇨希土類元素)、これらをひとまとめ

に考えることができ、アクチノイド元素も同様に扱えるので、このような扱いをすればどの長周期にも18の元素が含まれることになる。周期律に従って元素を配列して周期表をつくる場合、各周期ごとに元素を原子番号の順に並べると、長周期どうしでは縦に化学的性質が似た元素が並ぶが、短周期の元素も化学的類似関係からさらにその上に配置すると付録にあるような表が得られる。この型の周期表を特に長周期型という。この型の周期表で縦に並んだ一群の元素は同じ族に属するという。この表に見られるように、長周期中の元素のなかには、短周期中に同族な元素がないものがあるが、このような元素を遷移元素といい、遷移元素以外を典型元素という。ただし、Zn およびその同族元素 Cd, Hg は最外殻およびその1つ内側の d 殻が完全充てん構造になっているためほかの遷移元素とは異なった性質をもち(⇨遷移元素)、遷移元素に含めないこともある。また、短周期に属する元素を各周期ごとに原子番号の順に並べ、長周期に属する元素はその下に周期の前半をまず並べ、Fe, Co, Ni およびそれらと同族の元素は別に扱い、続く周期後半の元素もまた左から並べると長周期型とは違う表が得られる。この型の周期表を短周期型という。周期表における族の番号としては短周期の左端から I 族~VII 族とよび、希ガスは 0 族とするが、短周期型周期表作製で別扱いにした Fe, Co, Ni などは VIII 族とよぶ。また、短周期型周期表に長周期に属する元素を前述のように配置する際、2つずつの元素が I~VII の各族に配分されることになる。そこで、これらを区別するために I~VII の各族は I A, I B などのように二分し、二分されたものを亜族という。どれを A 亜族とするかは、(1) 典型元素を A 亜族とする方法と、(2) 長周期の前半の元素を A 亜族、後半のものを B 亜族とする方法とがあるが、(2)の方法が一般に行われる。なお、A, B の代りに小文字 a, b を使うこともあるが、普通は大文字を使う。

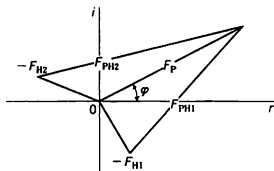
自由群 [英 free group, 独 freie Gruppe, 仏 groupe libre, 露 свободная группа] 群 G の元 a の n 個の積を a^n と書く。さらに $a^0 = 1$, $a^{-n} = (a^{-1})^n$ と定義すると、任意の整数 m, n について指数法則 $(a^m)^n = a^{mn}$, $a^m a^n = a^{m+n}$ が成り立つ。 a のべきの全体を $\langle a \rangle$ と書く。すなわち、 $\langle a \rangle = \{a^n; n \in \mathbb{Z}\}$ 。指数法則によって $\langle a \rangle$ は G の部分群になる。 $\langle a \rangle$ を a によって生成される巡回部分群という。特に、 $G = \langle a \rangle$ となる元 $a \in G$ が存在するとき、 G を巡回群とよび、 a を巡回群 G の生成元という。 x_1, x_2, \dots, x_n を生成元とする n 個の巡回群の集まり $\{G_i\} = \{\langle x_i \rangle\}$ ($i = 1, 2, \dots, n$) を考える。 $\{G_i\}$ の直和集合から有限個の元を選んで並べたもの、すなわち、 $x_{i_1} x_{i_2} \dots x_{i_r}$ と書く。ここで、 $n(i)$ は整数、 $(\lambda(1), \lambda(2), \dots, \lambda(r))$ は $(1, 2, \dots, n)$ から r 個を選んで重複順列である。空順列の場合もひとつの語と考え、空語とよぶ。2つの語をそのままだべたものもまた語であるから、それを2つの語の積と定義すれば、語の全体からなる集合 W の中に積が導入できる。空語はこの積で単位元になる。語の中の隣りあう元が同一の群 G_i の元であれば、群に定義された積でその部分を書き変えて、見かけ上違う語をつくることができる。このような書き変えて互いに移りかわる語を同値であるとするれば、この同値関係は上に定義した W の積と両立する。したがって、 W をこの同値関係で同値類に分けた集合(商集合)を G とすると、 W の積から自然に定義される積に関して G は群になる。この群を、 x_1, x_2, \dots, x_n から生成された自由

群という。自由群は、群の族 $\{<x_i>\}$ から構成される最も一般的な群であるといえる。

集群作用 [英 bunching action, 露 группирование]

⇒ クライストロン

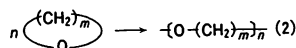
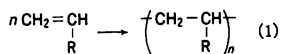
重原子置換法 [英 heavy atom method, 独 Schweratomverfahren, 仏 méthode de l'atome lourd, 露 метод тяжёлых атомов] 高分子物質の立体構造, 特にタンパク質などの三次構造を, X 線回折法によって決定する際に用いられる方法。X 線回折像から得られる情報は回折点の位置と強度だけであるので, X 線回折像をフーリエ変換して結晶中の高分子の立体構造を決定するためには, 各回折点に対応する構造因子の位相を決めなければならない。そこで, 問題の高分子結晶と同一の空間格子構造・格子定数・高分子立体構造をもち, しかも特定の位置に Hg とか Pt などの重原子を含む結晶(同型重原子置換体)を, 少なくとも二種類つくって, それぞれ重原子の位置を決定すると, 原理的にはすべての回折点の位相を決めることができる。タンパク質や核酸は平均約 50% の溶媒を含んで結晶化するので, 適当な重原子化合物を加えた母液に結晶を浸しておくとし, 同型重原子置換体が得られることがある。いま, 元の結晶の構造因子を F_P , 同型重原子置換体のそれを F_{PH} とすれば, $(|F_{PH}| - |F_P|)^2$ を係数とする差のバターソン関数によって重原子の位置が決定されるので, 構造因子に対する重原子の寄与 F_H が計算でき, 誤差がなければ $F_P + F_H = F_{PH}$ が成立立つ。そこで, 複素(位相)平面上に(図参照), まず原点を中心にして半径 $|F_P|$ の円を



描き, 次に 2 つの同型重原子置換体が得られるとして, ベクトル $-F_{PH}$ および $-F_{PH}$ の終点を中心とするそれぞれ半径 $|F_{PH}|$ および $|F_{PH}|$ の円を描くと, これら 3 つの円の交点が F_H の位相を表す。実際には, 実験値, 計算値に誤差があるので, やや複雑な統計的処理が必要であり, 同型重原子置換体も 3〜5 種類あることが望ましい。なお, 異常分散法を併用すると, 同型重原子置換体が 1 つだけでも, 精度はやや劣るが, 構造因子の位相を決定することができる。

重合 [英 polymerization, 独 Polymerisation, 仏 polymérisation, 露 полимеризация] 広義には, 低分子量の化合物が共有結合により二分子以上結合して, 分子量の大きい化合物を生成する反応をいう。高分子化学においては, 一分子中に分子間結合の生成が可能な基または電子を 2 個以上含む低分子化合物(単量体)が繰返し結合し, 分子量の大きい化合物(重合体)になる反応をいう。重合には, 単量体から簡単な分子・原子が脱離して結合を生成する場合と, 脱離することなく反応する場合がある。前者は縮合型の重合とよばれ, 重合結合がその代表的な反応である。後者は付加型の重合とよばれ, 狭義には付加型の重合のみが重合とよばれている。付加型の重合で連鎖的に進行する反応の例を式(1)および(2)に示す。不飽和化合物が π 電子の反応で重合体を生成する反応(式(1))を付加重合といい環状化合物の δ 結合が切断し単量体の開環を伴って重合体を

生成する反応(式(2))を開環重合とよぶ。

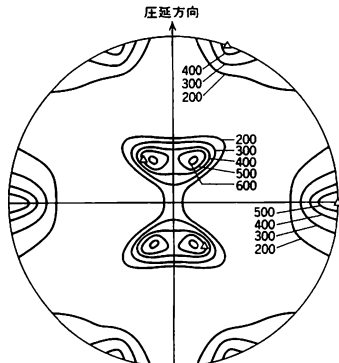


付加重合では, 重合中に分枝を生じたり重合体間で橋かけを生じることがあり, 重合体の構造の規則性を乱すことがある。また, 重合中に水素原子が移動したり, 側鎖の環化を伴う場合があり, それぞれ水素移動重合, 環化重合とよばれる。後者は主鎖に環構造を導入できるため軟化点の高い重合体を生成する。単量体を二種類以上共存させて重合すると, 重合体一分子中に二種類以上の単量体が結合した重合体(共重合体)が得られ, このような重合は共重合とよばれる。重合体を高温で加熱すると, 式(1)および(2)の逆反応で重合体の末端から単量体が順次脱離する解重合が起ることがある。付加重合で重合体を生成する単量体の例としては, エチレン, プロピレン, スチレン, 塩化ビニル, 酢酸ビニル, メタクリル酸メチルなどがあり, 開環重合の単量体の例としては, エチレンオキシド, テトラヒドロフラン, トリオキサン, エチレンイミンなどがあり, 主としてプラスチックなどとして用いられている。現在, 工業的には付加重合によって得られる重合体の生産量が最も多い。連鎖的な付加型の重合において, 生長鎖がラジカルであるかイオンであるかによって, ラジカル重合とイオン重合に分類される。重合はラジカルまたはイオンを生成しやすい化合物(開始剤)と単量体を液相で混合することによって進行させる。ラジカル重合の開始剤としては, 一般には過酸化水素・アゾ化合物が用いられ, これらは室温以上の高温で使用されることが多い。室温以下の低温で重合するには, 酸化剤に適当な還元剤を反応させてラジカルを生成する酸化還元(レドックス)開始剤(たとえば, 過酸化水素・第一鉄塩)が用いられ, このような重合は酸化還元(レドックス)重合とよばれている。開始剤の代りに遊離基やイオンを発生させる手段として, 熱・光・高エネルギー放射線などを用いることが可能であり, それぞれ熱・光・放射線重合とよばれる。また, 単量体と開始剤との間での電荷移動錯体を経て進行する電荷移動重合, 単量体と電極との間での電子の授受により進行する電解重合など, 重合を開始する多くの手段が見出されている。重合の操作には種々の形態があり, それぞれの特徴がある。(1)塊状重合: 単量体をそのまま開始剤またはエネルギーで開始して重合する方法で, 重合速度も重合体の分子量も大きい利点はあるが, 反応熱の規制や生成重合体の取出しなどで困難点がある。(2)溶液重合: 単量体を溶媒で希釈して重合する方法で, 塊状重合の困難な点は防げるが, 溶媒の回収が面倒で工業的に大規模に行うには適していない。(3)懸濁重合: 水に溶けない単量体を水に分散して重合する方法で, 大規模に工業的に行うのに適している。(4)乳化重合: 水に溶けにくい単量体を乳化剤を用いて水中で乳濁状態とし, 水溶性の開始剤を用いてラジカル重合する方法であって, 高分子量の重合体を大きい速度で得ることができ, 工業的に大規模に行われている。

集合組織 [英 texture, 独 Textur, 露 текстура]

多結晶体における結晶粒の結晶方位の分布状態をいう。方位分布が一様でなく, 特定方位のみが優先するとき集合組織は優先方位をもつという。たとえば, 金属多結晶に塑性

加工を施すと、多結晶粒はすべり変形により回転を生じ、特定の結晶方位が加工方向に対して整列するようになる。これを変形集合組織といい、圧延加工による圧延集合組織はその代表例である。変形集合組織を焼なますと、まず一次再結晶が起り、焼なまし前とは異なる優先方位をもつ再結晶集合組織が形成される。これは材料の異方性の原因となることもある。集合組織は普通、極点図によって表示される。極点図は、ステレオ投影面を圧延面に平行にとり、ある角度範囲に入っている結晶粒の数を等高線または濃淡によって投影図上に示すことによりつくられる。図は



95% 圧延された Cu-30%Zn 合金の
[111] 極点図(数字は任意単位)

95% 圧延された Cu-30%Zn 合金(α -黄銅)での [111] 軸の分布を表しており、結晶粒の (011) 面, [21 $\bar{1}$] 方向がそれぞれ圧延面, 圧延方向に平行に優先的に整列した組織 (すなわち (011) [21 $\bar{1}$] 集合組織) となっている (等高線の数値は任意単位である)。

重合体 [英 polymer, 独 Polymer, 仏 polymère, 露 полимер] 単量体が共有結合によって結合した分子量の大きい化合物を重合体という。重合体の概念は 1920 年代に H. Staudinger らによって確立された。本来は高分子とよべるほどには分子量の大きくないものもさすが、今日では高分子の意味に用いられることも多い(⇒高分子)。重合体は基本的には鎖状であるが、枝分れのある重合体、鎖状重合体が橋かけされた三次元構造の重合体など種々の形態があり、橋かけされた重合体は溶媒に溶けない。また、重合体の分子構造の規則性により、結晶性高分子と無定形高分子が存在する。2 種類以上の単量体から得られる重合体を共重合体といい、それぞれの単量体から生成する単独重合体の混合物とは異なる性質をもっている。

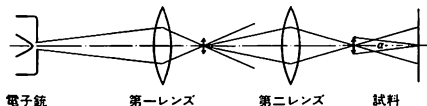
重合体の分子量が大きくなると、低分子化合物に比べて溶液の粘度が増加し、固体としては機械的強度が増加し、弾性が見れるなど物理的性質に重合体としての特徴が見られる。重合体の性質は、その化学構造、結晶性などと密接に関係し、性質に応じて、たとえば合成高分子では、繊維・プラスチック・弾性体・接着剤などとして広く利用されている。

重合体には、天然に存在するもの(天然高分子)と合成で得られるもの(合成高分子)とがある。天然高分子としては、デンプンやセルロースなどの多糖類、絹や酵素などのタンパク質、天然ゴム、核酸などが、合成高分子としては、ナイロンやポリエステルなどの縮合系重合体、ポリエ

チレンやポリスチレン、ポリ塩化ビニルなどの付加重合体が挙げられる。また、重合体には主鎖が炭素以外の無機元素から成る無機重合体が存在し、シロキサン結合(-Si-O-Si-)を含む化合物がその代表的な例である。

重合度 [英 degree of polymerization, 独 Polymerisationsgrad, 仏 degré de polymérisation, 露 степени полимеризации] 重合体 1 分子中に含まれる単量体単位の数を重合度という。したがって、重合度と単量体単位の分子量の積によって重合体の分子量が表される。単量体の付加によって生成した付加重合体の分子量は単量体の分子量の整数倍となるが、単量体から原子・基の脱離を伴って生成した縮合重合体では整数倍にならない。一般に、重合体は種々の重合度(分子量)をもつ重合体の混合物として得られるので、ある重合体の重合度(分子量)を示すためにはその平均値が用いられる(⇒平均分子量)。また、重合体の重合度の広がり(重合度分布)とよばれ、ゲル浸透クロマトグラフィー(GPC)を用いて測定される。

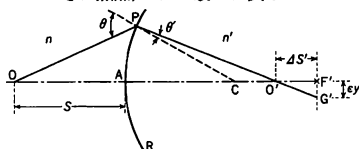
集光レンズ [英 condenser lens, 独 Kondensorlinse, 仏 lentille du condenseur, 露 конденсорная линза] 光源からの光を集めて目的の部分を明るく一様に照明するための装置。コンデンサーまたはコンデンサーレンズという。顕微鏡標本、映写機のスライド、フィルムなどを一様に照明したり、分光器のスリットを照明するのに用いられる。顕微鏡においては、集光器の開口数が対物レンズの開口数より大きいとき分解能が最大(インコヒーレント照明)となり、開口数 0、すなわち集光レンズをはずして点光源で標本を照明したとき最低(コヒーレント照明)になる(⇒顕微鏡)。映写機用の集光レンズは、スライドを一様に照明すると同時に、光源のフィラメントの像が投影レンズ全面を覆うようにしている。集光レンズは結像に直接関与しないので、高級な光学系である必要はない。



電子顕微鏡では、電子銃から出射された電子ビームを集めるのであるが、2 段のレンズ(電子レンズ)を用いる場合が多い(図参照)。電子銃に近い第一レンズは電子ビームを縮小して、小さくて電子流密度の高い電子源の像をつくり、第二レンズで試料を照射する面積を変える。レンズの強さの調節によって、像の明るさのほか、照射の開き角 α も大きく変えることができる。

収差 [英 aberration, 独 Aberration, 露 aberrация]

[1] レンズなどによる光学結像の際、理想像からの幾何光学的なずれをいう。理想像は物点およびレンズへの入射点とも、光軸の極めて近傍にあるとし、 $\sin \theta = \theta$ という近似を前提としている。しかし図のように入射点 P が光軸から離れ入射角 θ が増大すると実際の像点 O' は理想像点 F' ($S = \infty$ のときは焦点)とは一般には異なってくる (G' は



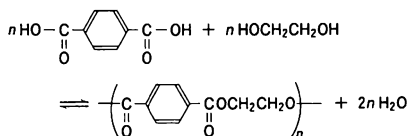
光線 PO' とガウス像面の交点)。この偏差が収差である。図の $\Delta S' (= \overline{FO'})$ は縦の球面収差を表しているが ($\overline{F'O'} = \epsilon y$ = 横の球面収差)、一般的に物点が軸外にある場合には、いろいろな収差が出現する。それらは大別して球面収差、コマ収差、非点収差、歪曲収差、像面湾曲の5つに分類される。収差は光線追跡 ($n \sin \theta = n' \sin \theta'$) に従う正確な光線の追跡) で正確に求めることができるが、入射光線を適当な座標値を用い、その多項式によって表すこともできる。その多項式のうち五次以上の項を省略したとき現れる収差をサイデル収差という。これは $\sin \theta = \theta - \theta^3/3!$ の近似に相当する。 $\sin \theta$ の展開項を五次までとると五次の収差まで計算しうる。三次、五次の収差論は、光学設計上重要でしばしば利用される。収差は以上の単波長で現れるもののほかに光の波長により生ずる色収差がある。

[2] 実際の電子レンズにおける電子軌道が完全な結像をしないために生じる完全な場合の軌道とのずれで、次のように分類されている。すなわち、完全に回転対称な電場・磁場を一定速度の電子軌道が通る場合には、幾何光学と同じように、近軸線でないために生じる広義の球面収差がある。これはさらに、物面における軌道の軸からの距離 r と傾き θ に対する依存性によって、歪像、湾曲、非点、コマおよび開口収差(狭義の球面収差)に区別される。なお磁界レンズの場合には、 r に依存する収差は、軸からの距離のずれのほかに回転方向のずれが加わる。次に磁場の回転対称の不完全性に基づく軸非対称収差(軸上非点収差ともよばれる)電子速度が一定でないため、電場・磁場が時間的に変化するために生じる色収差がある。これは、 θ に依存する軸上色収差と、主に r で定まる軸外色収差に分類され、後者はさらに倍率のずれとなる倍率色収差と、回転方向のずれとなる回転色収差にわけられる。以上の幾何光学の収差のほかに、電子の波動性に基づく強度の広がりや回折収差とよんでいる。軸非対称収差は非点補正装置(⇒磁界レンズ)で補正し、歪像収差、軸外色収差は2段以上に電子レンズを用いる場合には、各段の収差を逆向きにして互いに補償させることができるが、 $r=0$ の軌道に対しても存在する開口収差、軸上色収差は、光学レンズと異なり補正することができないために、高倍率像をつくる場合には、極端に小さいレンズ絞りを置いて、 θ を 10^{-2} rad 以下に制限している。

十重項 [英 decuplet, 独 Dekuplett, 仏 décuplet, 露 декаплет] ⇒ $SU(3)$ 模型

自由・自由遷移 [英 free-free transition, 独 Frei-Frei-Übergang, 仏 transition libre-libre, 露 свободный переход] 電子が原子・分子あるいはそのイオンの周囲を通過する際に散乱され加速度をもつ結果、光を吸収あるいは放出することがある。その際、吸収あるいは放出する光のエネルギーだけ電子の運動エネルギーが増加あるいは減少する。この遷移は運動エネルギーの異なる2つの自由(非束縛)電子状態間の遷移に相当するので自由・自由遷移とよばれる(⇒束縛・束縛遷移)。光を放出する場合は制動放射の一種であり、吸収する場合は逆制動放射である。自由電子のエネルギーは任意の値をとるので、自由・自由遷移は連続スペクトルを構成する。束縛電子が1つもない場合でも自由・自由遷移は起りうる。高温の完全電離気体(プラズマ)からの放射の主要な成分はこの遷移によるものである。

重縮合 [英仏 polycondensation, 独 Polykondensation, 露 поликонденсация] 2個以上の官能基をもつ単量体の間で、水・アルコールのような簡単な分子の脱離を繰返して、共有結合により重合体を生成する反応であって、縮合重合ともよばれる。図に示すように反応は進行す



るので、反応の進行に伴って分子量が増加する。ここではエステル結合で単量体が結合しているので、重合体はポリエステルとよばれる。重縮合を進行させるためには、すなわち上式の平衡を右に移すためには生成する水を除去する必要がある。高温・減圧下で反応を進行させなくてはならない。しかし、反応性の大きい官能基、たとえば酸クロリドをもつ単量体を有機溶媒に、相手の単量体をアルカリを含む水に溶解して両液を接触させると、その界面で分子量の大きい重合体が連続的に生成する場合がある。この方法は界面重合とよばれ、融点の高い重合体の合成に用いられる。

重縮合で得られる重合体は極性基を含むため分子間力が強く、ナイロンやポリエステルなどのように合成繊維や工業材料としてエンジニアリングプラスチックとして使用される例が多い。特に主鎖に剛直な芳香環をはしご状にもつ重合体は耐熱性に優れている。

終状態 [英 final state, 独 Endzustand, 仏 état final, 露 конечное состояние] 量子力学では、粒子の散乱、粒子の崩壊、原子や原子核の励起などの現象は、はじめに与えられた相互作用のない状態から最後に得られる相互作用のない状態への、相互作用による遷移として記述され、この遷移を表す振幅の二乗が、その現象の確率を表す。このとき最後に得られる状態を終状態という。たとえば、 π 中間子と陽子 p の非弾性散乱で π 中間子を1個生成する場合 ($\pi + p \rightarrow \pi + p + \pi$) には、 $\pi + p + \pi$ を表す量子力学的状態が終状態である。

終状態相互作用 [英 final state interaction, 仏 interaction d'état final, 露 взаимодействие на конечном состоянии] 反応の終状態で放出される粒子の間に働く相互作用を終状態相互作用という。中性子 n を重陽子 d に衝突させて反応 $d(n, p)nn$ を起し放出される陽子 p を測定すると、陽子の最高エネルギーの近くに断面積の鋭い山が現れる。これは2個の中性子が強く相互作用すること起因する。この反応のほかに $d(\gamma, \pi)nn$, $d(p, {}^3\text{He})\pi\pi$ などの反応で終状態相互作用が見られる。終状態相互作用を解析するために現象に基づいた理論が1952年に A. B. Migdal と K. M. Watson により提唱され、ミグダ-ワトソンの理論とよばれる。この理論では、2個の粒子1と2が衝突して3個の粒子3, 4, 5が発生する反応 $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$ では、衝突後直ちに3, 4, 5がつくられ、次に4と5が相互作用を行うと考える。 i と f はそれぞれ始状態、終状態を表し、 $T^{(0)}$ を粒子3, 4, 5がつくられる過程の行列要素、 $\sigma_{45}(q)$ を粒子4と5が相対運動量 q で衝突する場合の断面積とすると、この反応の断面積 $\sigma_{\text{tot}} \propto \langle f | T^{(0)} | i \rangle^2 \sigma_{45}(q) d^3q$ で与えられる。 $\langle f | T^{(0)} | i \rangle^2$ をエネルギーに依存しない定数とすると、反応断面積から $\sigma_{45}(q)$ の q 依存性を求める

ことができる。 q が小さい場合には、 $\sigma_{45}(q)$ から粒子 4 と 5 の散乱の散乱長を求めることができる。

重心 [英 center of gravity, 独 Schwerpunkt, 仏 centre de gravité, 露 центр тяжести] = 質量中心

重心運動 [英 center-of-mass motion, 独 Bewegung des Schwerpunktes, 仏 mouvement du centre de masse, 露 движение центра масс] 質点系や剛体の重心の運動。質点系や剛体の運動は、その全質量 M が重心に集まったと考えた場合の質点 M の運動と、重心のまわりの相対運動に分けて扱うことができる。重心運動は質点系や剛体に作用する外力がすべて重心に作用したと考えた場合の質点 M の運動に等しい。

重心系 [英 center-of-mass system, 独 Schwerpunktsystem, 仏 système de centre de masse, 露 система центра масс] 2 つの素粒子が衝突する場合を考え、それぞれの粒子が反対方向にまったく同じ大きさの運動量をもつような座標系を重心系とよぶ。実験室系と重心系との間の変換は次のように行われる。図 1 は実験室系で粒子 A が $p_A(L)$ という運動量で静止粒子 B に衝突する場合を示す。

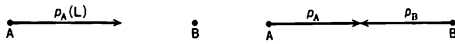


図 1

このように重心系で見たのが図 2 である。重心系での運動量 (p_A および p_B) は次のように表される。

$$p_A = p_B = r(p_A(L) - \beta E_A(L))$$

ただし $r = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = p_A(L)/(E_A(L) + M_B)$ 。ここで $E_A(L)$ は A 粒子の実験室系でのエネルギーを、 M_B は粒子 B の静止質量を表す。通常の原子核や素粒子の実験では静止標的にビームを照射するという手法がとられるため、このような実験室系と重心系との変換という手続きが必要とされる。これに対して、電子・陽電子衝突ビーム実験などでは、電子と陽電子は実験室で互いに反対方向から同じ運動量をもって衝突するため、実験室系すなわち重心系ということになる (⇒実験室系)。

重心効果 [英 center-of-mass effect, 独 Schwerpunkteffekt, 仏 effet de centre de masse, 露 эффект центра-масс] 孤立した多体系を、その重心の運動は不変であるという制約を考慮せずに扱う理論に入り込む、重心の振動運動状態を取除くとき生じる補正効果。原子核のような有限の多体系を一粒子ポテンシャル中で運動している粒子の集合体として表す (⇒殻模型)、重心が振動運動している状態が混ざってくる (⇒スプーリアス状態)、これは一粒子ポテンシャルを用いて、系がもっている並進不変性を破ったためであり、この見かけ上生じる重心運動状態を取除かなければならない。この状態を取除くとき生じる補正が重心効果である。

自由振動 [英 free vibration, 独 freie Schwingung, 仏 vibration libre, 露 свободное колебание] 周期的な外力による強制振動に対する語として、外力なしに系がその内力によって行う振動をいう。力としては通常減衰力まで含めて考える。質量 m の質点に弾性的な復元力 $-kx$ と減衰力 $-\eta(dx/dt)$ が働く場合の運動方程式は

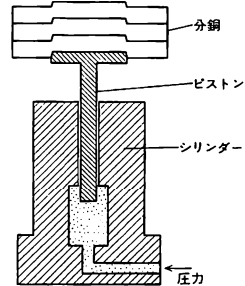
$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx - \eta \frac{dx}{dt} \quad (k: \text{弾性係数}, \eta: \text{減衰係数})$$

で与えられる。 η の大小によって、単純な減衰運動と減衰振動および臨界制動の運動に区別される。剛体や質点系のほか一般の振動系でも平衡状態からはずれた状態から出

発すれば自由振動を行う。質点系や連続体の自由振動の場合、振動の自由度に等しい数の基準振動が考えられ、一般の振動はこれらの一次結合で表される。微小振動でない場合は非調和振動になることもあるが、通常、減衰力が効くので十分に振幅は小さくなって単振動となり、最後に振動は止まる。

重水 [英 heavy water, 独 schweres Wasser, 仏 eau lourde, 露 тяжёлая вода] 重水素が酸素と結合してできる水、 D_2O と表して普通の水 H_2O (軽水) と区別する。天然の水の中にもわずかに存在する (天然の水の中に存在する H と D の比は約 6700 : 1 である)。密度は $20^\circ C$ 1 atm で $1.105 g \cdot cm^{-3}$ (同じ温度・圧力の H_2O の 1.107 倍) である。同位体効果のために、種々の物理、化学的性質に H_2O と差が生じる。たとえば、1 atm における重水の沸点は $101.4^\circ C$ 、融点は $3.82^\circ C$ である。これらの差を利用して重水の濃縮が行われる。濃縮に利用される主なものは、化学反応における平衡定数の差、蒸留の際の分離係数の差、電解の速度の違いなどがある。重水素の原料として用いられるほか、原子炉における中性子の減速材として多量に用いられている。なお、 H_2O 中の任意の原子をその同位体で置換えて得られる分子 (HDO , HTO , $H_2^{18}O$ など) を一般に重水と総称することもある。

重錘型圧力計 [英 dead-weight piston gauge, 独 Kolbenmanometer, 仏 manomètre à poids mort, 露 поршневой манометр] シリンダーによくはめ合っていて自由に動くことのできるピストンを用い、測ろうとする圧力を分銅の重量につり合わせて測定する原理の圧力計。図のよう



な簡単な構造をもち、シリンダー内に圧力を導いてピストンの底面に作用させ、圧力による上向きの力とちょうど平衡するようにピストンの上に分銅 (重錘ともいう) を載せる。この平衡状態においてピストンの底面に働く圧力 p は、分銅とピストンの質量の和 m を知れば $p = mg/A$ より求められる。ここで、 g は重力の加速度で、 A はピストンとシリンダーの間のすきまをわずかに漏れる流体の効果を加えたピストンの断面積で、有効断面積とよばれ、ピストンとシリンダーのそれぞれの断面積の平均値に等しい。正確な測定では、分銅の重量 mg に対し、空気の浮力の補正が必要である。重錘型圧力計は圧力の絶対測定ができ、もっぱら圧力測定の標準として弾性圧力計などの二次圧力計の校正基準に用いられる。ピストン・シリンダー系には、図に示した単純型のほかに高圧測定用として、すきま制御形あるいは内包形のものがあ。これらは、ピストンとシリンダーの間のすきまが高圧になると大きくなり、圧力媒体の漏れが増すのを防いだもので、シリンダーの外側にも圧力を加えてシリンダーの変形を抑える構造をも

つ。一般に圧力媒体には、軽油、スピンドル油、マシン油などが用いられ、高圧用には、低粘度の合成潤滑油やガソリンが用いられる。低圧用で、空気を圧力媒体に用いる空気式重錘型圧力計は、精密に加工されたはめ合いの特によいピストン・シリンダー系を使用し、約0.002%のよい精度をもつ。約5MPa(約50bar)以下の圧力で、液柱型圧力計に代る基準器として利用されている。

重水均質炉 [英 heavy-water homogeneous reactor, 仏 réacteur homogène à eau lourde, 露 тяжелоходный го-могенный насос] ⇒ 重水炉, 液体燃料炉

重水素 [英 deuterium, 独 Deuterium, 仏 deutérium, 露 дейтерий] 水素の同位体で質量数2のもの。記号は ^2H (またはD)。原子核は重陽子(deuteron)とよばれて1個の陽子と1個の中性子とから成る。質量は2.0140amu。安定で、天然の水素の中には平均して0.015%の割合で含まれている(HとDの数の比は約6700:1)。1932年にH. C. Ureyによりはじめて分離精製された。通常は重水から、たとえばNaとの反応を利用して、製造される。HとDは同位体としては質量比が最も大きいので、Dは同位体効果を調べるのに有用であり、また水素の関与する反応においてトレーサーとして用いられる。重水素どうしあるいは重水素と三重水素の核融合反応は、エネルギー源として実用性のある核融合反応のなかでは実現の可能性が最も高く、将来のエネルギー源として期待されている。なお、水素の同位体には ^3H のほか、質量数3の ^3H があり、両者を総称して重水素(heavy hydrogen)ということもあるが、普通は ^3H を三重水素とよんで区別している。

重水素核 [英 deuterium nuclei, 独 Deuteriumkern, 仏 noyaux de deutérium, 露 ядро дейтерия] = 重陽子

重水炉 [英 heavy water reactor, 独 Schwerwasserreaktor, 仏 réacteur à l'eau lourde, 露 тяжелоходный реактор] 重水を減速材に使う原子炉(略称:HWR)。重水は軽水に次いで効率よく中性子を減速することができるうえに、中性子吸収断面積は非常に小さい。それで、これを減速材として用いると天然ウランの利用によっても核分裂連鎖反応を持続させ核分裂エネルギーを取出すことができる。しかし、重水は海水中に0.015mol.%しか含まれない物質であるのでその生産には費用がかかる。また重水中に微量含まれるトリチウムは放射能を有するので、重水を使用するとき環境への放出量を制限する必要がある。

重水炉は均質炉と非均質炉とに分けられ、均質炉は核燃料を溶媒に均質に混合したもので、重水均質炉の建設・運転の経験がある。しかし、工学的な問題があったがために現在は使用されていない。これに対して非均質炉は压力容器型炉と圧力管型炉とに大別できる。前者は軽水炉と同様の炉構造を有するものでハルデン炉やオーグスター炉の運転実績があるが現在ではこの型式の炉の建設は行われていない。後者は圧力管内に燃料集合体を挿入し、かつ、冷却材を流すことによって冷却材を減速材から分離する構造の炉で、このような構造をとることにより冷却材に重水以外の物質の使用が可能となる。このことは、一方では高価な重水の使用量を節減できることを意味し、他方ではトリチウムによる一次冷却系の放射能汚染が防げる利点を生む。

今日までに開発されているこの型式の炉には冷却材に加圧重水を使うカナダ型重水炉(カナダで開発)、沸騰軽水を使うふげん炉(日本で開発)、SGHW炉(イギリスで開発)、炭酸ガスを使うEL-4炉(フランスで開発)、有機材

を使うWR-1炉(カナダで開発)がある。

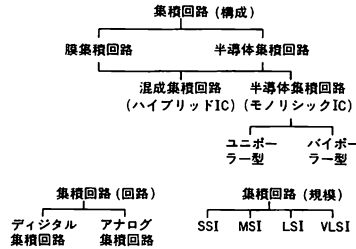
自由スペクトル領域 [英 free spectral range, 独 freies Spektralgebiet, 仏 bande de spectre libre, 露 свободный спектральный интервал] 回折格子やファブリー・ペロー干涉計で、ある与えられた次数のスペクトルをとる場合、ほかの次数のスペクトルと重ならずに得られるスペクトルの両端の波長差または波数差をいう。波長 λ の($m+1$)次のスペクトル線と波長 $\lambda+\delta\lambda$ の m 次のスペクトル線が重なったとすれば

$$(m+1)\lambda = m(\lambda + \delta\lambda)$$

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{m}$$

これは自由スペクトル領域 $\delta\lambda$ が次数 m に反比例していることを示している。ファブリー・ペロー干涉計では、平行平板間の間隔を d 、板間の媒質の屈折率を n 、そこで光線の光軸に対する傾き角を ϕ とすると、自由スペクトル領域は $\delta\lambda = \lambda^2 / 2nd \cos\phi$ となる。これはまた、波長 λ の干渉縞の相隣るピーク間隔でもある。

集積回路 [英 integrated circuit, 独 integrierte Schaltung, 仏 circuit intégré, 露 интегральная схема] 超小型電子回路の形式。ICと略称する。従来の電子回路は個別の回路素子を別々につくりそれを相互に接続してつくられていたが、集積回路では抵抗、コンデンサーなど各種受動素子およびトランジスタなどの能動素子が相互接続と同時に分離不能の状態で行われる。すなわち、集積回路では設計、製造、評価を通じて1つの回路機能が単位となる。構成、回路方式、規模により図のように分類される。



集積回路の分類

膜集積回路は絶縁性基板上に導体、抵抗体、誘電体などを厚膜、薄膜技術で形成したものである。特に薄膜抵抗、薄膜コンデンサーなど薄膜部品は精度がよく、温度係数が小さく、高周波特性が優れているなどの特徴をもっている。しかし能動素子をつくるのが困難で、現在ではトランジスタ、ダイオードなどは別に作成し必要に応じて結合している。これを混合集積回路(ハイブリッドIC)とよぶ。

一般に半導体集積回路という場合モノリシックICをさし能動素子であるトランジスタの動作によりバイポーラー型とユニポーラー型に分けられる。ユニポーラー(電界効果)トランジスタには接合型電界効果トランジスタ(JFET)とMOS電界効果トランジスタ(MOSFET)があるが、現在のユニポーラー集積回路は大部分がMOS集積回路である。材料面からはSiが大部分を占めるが、高速動作の期待できるGaAsを用いた集積回路も研究開発されつつある。また絶縁基板上的のSi(SOI)を用いたものも研究されており、特にサファイアを基板に用いたSOS構造の集積回路は一部実用化されている。Siがこのように使

われたのは Si の結晶が比較的人手しやすかったということだけでなく、良質な絶縁膜である SiO_2 が簡単につくれることも大きな理由である。集積回路はその集積度により SSI (small scale integration), MSI (medium scale integration), LSI (large scale integration), VLSI (very large scale integration) などとよばれるが、その厳密な定義はない。一般に 1 チップ当りの素子数が 100 程度までのものを SSI、～1000 素子までのものを MSI、～10 万素子までを LSI、それ以上のものを VLSI とよんでいる。回路規模としてみれば NAND, NOR などの基本ゲートを数個含むものは SSI、シフトレジスタ、加算回路などかなりまとまった機能をもったものが MSI に含まれる。LSI になるとそのみで回路というよりはシステムといえるような機能をもってくる。

集積回路の特徴は一般に小型、軽量、低消費電力、高速、高信頼性、使いやすさ、低価格にある。特に半導体集積回路では 1 つのトランジスタをつくるのにほぼ同じ工程で回路ができてしまし、しかも一度に複数チップが製造されるため量産が可能でこれにより大幅に低価格化が図られる。また各素子間の距離が短くなることにより、電気信号の伝搬遅延が少なくなり、高速化にとって有利である。一方抵抗の精度が悪い、実現できる静電容量の値が小さい、インダクタンスがつくれないなどの欠点がある。モノリシック IC はプレーナ構造をもったバイポーラトランジスタが現れた後、その必然的な発展として生まれた。重要な製造技術としてはエビタキシ成長技術、不純物選択拡散技術、フォトリソ技術などがあり、これらの技術が総合してはじめてモノリシック IC が実現される。バイポーラ集積回路は SSI, MSI レベルの TTL (transistor transistor logic) として広く使用され、さらに CML (current mode logic) などバイポーラの高速度性を生かした方面へ発展している。また各種民生用、産業用のアナログ集積回路の多くはバイポーラ型である。遅れて実用化された MOS 集積回路は低速ではあるが、比較的消費電力であり、製造工程が簡単で高集積化に適しているため、大容量メモリ、マイクロコンピュータをはじめとして各種ディジタル集積回路に広く使用され大規模集積回路の主流になっている。しかし近年の技術の進歩により前述したような両者の差は少なくなり、今後はデバイスの使用目的により各要求性能を総合的に判断して選択する必要がある。要求性能としては速度、消費電力、集積度、雑音余裕度、温度安定性、耐放射線性、電源変動に対する安定性、価格などである。

これらの集積回路の特徴は集積度が増加すればするほど有利に働くものであり、これまでの発展段階においては、年間 2 倍というペースで大規模化が図られてきた。今後も高集積化へ向けて多くの技術的な発展がなされるものと思われる。その意味で集積回路技術はまだ完成されたものではない。高集積化が進めばそれだけ問題も発生する。集積化を妨げる第一の要因は歩留りであり、これに対しては各種新技術が研究されている。一方集積化が進むと得られる集積回路は汎用性を失い機能が限定され大量生産が望めなくなるとい問題がある。これに対しては設計、製造、評価に至る開発期間の短縮、開発費の低減を図るべく CAD (computer aided design) の導入などソフトウェア面での技術が開発されつつある。

集積点 [英 accumulation point, 独 Häufungspunkt,

仏 point d'accumulation, 露 предельная точка] ⇒ 完備性

集束作用 [英 focusing effect, 独 Fokussierungseffekt, 仏 effet focalisation, 露 эффект фокусировки] 加速器内でのビームの広がりを抑える作用。進行方向にも横方向にも用いる。平衡位置からのずれを $x(t)$ で表すと、線形近似では粒子の運動は

$$\frac{d^2x}{dt^2} + K(t)x = 0$$

の形に表せる。安定な振動を得るには、 K が定数の場合は明らかに正でなければならないが、定数でない場合も同様な集束効果がないとビームを長く走らせることはできない。横方向の振動(ベータatron振動)の場合は K は主に磁場勾配によって決まる。シンクロトロンでは二極電磁石に磁場勾配をつけて偏向作用と集束作用を兼ねたものを機能結合型、集束作用を四極電磁石に行わせる形式を機能分離型とよぶ。弱集束のシンクロトロンは前者であるが、最近の強集束シンクロトロンでは種々の制御の可能な後者が多い(⇒強集束シンクロトロン, 弱集束シンクロトロン)。

進行方向の振動(シンクロトロン振動)はエネルギーの振動と結びついており、高周波加速電場の位相が集束作用をもつ。これは粒子間のわずかなエネルギーの違いによりシンクロトロンを 1 周する時間が異なり、それによって高周波加速空洞通過時の電場の位相にずれが起るためである(⇒位相安定性)。

集束電子線回折 [英 convergent beam electron diffraction, 独 Elektronenbeugung mit konvergentem Strahl, 露 дифракция сходящегося электронного пучка] 電子線回折の手法のひとつ。通常の電子線回折では、入射線は平行ビームであるが、この方法では、図 1 のように、入射ビ

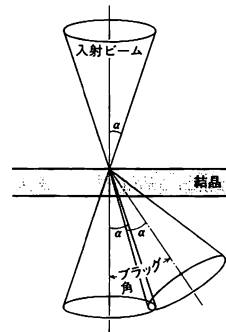


図 1

ームは角度幅をもっている。このため、薄膜単結晶の回折図形は点の集合ではなく、円板の集りとなる(⇒コッセルメーレンシュテット像)。この円板内の強度分布は回折強度の入射角度依存性を示す(⇒ロッキング曲線)。このように、電子回折強度の入射方向依存性を同時に観測できるため、この手法は、結晶構造因子の精密測定や結晶対称性の研究に用いられる。入射ビームの角度幅がブラッグ角に比べて十分大きい場合、強度分布は主に異常吸収係数の寄与による。図 2 は加速電圧 100 kV、入射角度幅 10^{-1} rad の集束電子線によるシリコンの回折図形である。このコントロールは、吸収係数の入射方向依存性によって説明できる(⇒異常透過)。

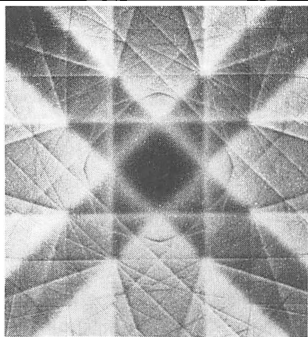


図 2

終(端)速度 [英 terminal velocity, 独 Endgeschwindigkeit, 仏 vitesse finale, 露 конечная скорость] 速度に依存する抵抗を及ぼす媒質内を物体が運動する場合、外力が一定ならば、速度は時間とともに一定値に限りなく近づく。この速度のことをいう。質量 m の物体が速度 v に比例する抵抗を受けて鉛直落下する場合

$$m \frac{dv}{dt} = -mg - kv, \quad v = \left(v_0 + \frac{m}{k} g \right) \exp\left(-\frac{kt}{m}\right) - \frac{m}{k} g$$

したがって、初速度や途中の経過に無関係に一定の終速度 $-mg/k$ に近づく。雨滴はほぼこのような終速度で落下してくると思われる。

集束用四極電磁石 [英 focusing quadrupole magnet, 独 fokussierender Quadrupol, 仏 aimant quadrupolaire de focalisation, 露 фокусирующий квадрупольный магнит] = 四極電磁石

自由体積の理論 [英 free volume theory, 独 Theorie des freien Volumens, 仏 théorie du volume libre, 露 теория свободного объёма] 液体の性質を説明するためのひとつの模型理論である。液体は分子がかなり詰まった状態にあるので、分子はまわりの分子によってつくられる井戸型に似たポテンシャル場のなかにあると考えて、そのなかで分子は自由に動きまわっているとする理論である。自由体積とは、液体中で分子の中心が平均位置の近くでエネルギー変化なしに動きうる体積をいい、液体はその体積に応じたエントロピーをもつと考える。一般に液体の格子理論、細胞理論の一種とされるが、自由体積の理論では特に格子を考慮なくともよいとして、それらの理論と区別する場合もある。非常に単純な液体の模型でありながら、通常の液体域で比較的良好な状態方程式を与えるので、厳密な理論の立てにくい高分子液体や溶液など複雑な系に対し状態方程式を与える理論として用いられている。

一方、「液体の粘性は、自由体積に強く依存し、粘度の温度や圧力による変化は自由体積の変化によって起る」と考える。粘性に対する自由体積の理論もある。この理論では、密度のゆらぎにより、ある一定の大きさ以上の自由体積が液体中に生じたとき、はじめて分子の拡散が起るとする。この理論により、粘度 η と自由体積分率 f との間に、 $\eta \propto \exp(-B/f)$ (B は定数) が導かれる。この式は、ガラス転移温度付近を含めた非常に広い温度範囲にわたって粘度の温度依存性をよく説明する。なお、この自由体積は、格子理論での自由体積と定量的には必ずしも同じでない。

自由端 [英 free end, 独 freies Ende, 仏 fin libre, 露

свободный конец] 波動の伝播に対する境界条件の一種。弾性体において、振動体の始端、あるいは終端が自由な状態をいう。弾性棒の振動における自由端では応力は 0 である。気柱の共鳴において、自由端での反射によってできる定在波では自由端(この場合は開放端)で音圧の節、気体の速度の腹となる(厳密には開口端補正が必要)。一次元の正弦波 $A \sin(\omega t - kx + \delta)$ が自由端に入射すると、そこでの変位が常に最大という条件から反射波は $A \sin(\omega t + kx + \delta)$ となり、波の位相は変化しない。ただし、 A は振幅、 ω は角振動数、 k は波数、 δ は初期位相、 t は時間、 x は空間座標である。

集団運動 [英 collective motion, 独 kollektive Bewegung, 仏 mouvement collectif, 露 коллективное движение] 多数の粒子からできている力学系で、粒子間の相互作用によって多数の粒子が互いに関連をもちながら組織的に行う運動。全系が同じ速度で動く並進運動や回転は最も簡単な例である。固体においては、原子の格子振動、強磁性体中のスピン波、電子ガス中のプラズマ振動、正常状態の液体ヘリウム 3 中のゼロ音波、などがその典型的な例である。これらの例で見られるように、原子の平衡位置からの変位、スピンの配列の乱れ、粒子数の密度のゆらぎなど系の物理量の平衡分布からのゆらぎが生じ、それに伴って発生する相互作用の自己無極限場による力が復元力となり集団運動が行われる。多体系の素励起として個別的励起と対比して、粒子間の相互作用が集団的励起の発生に本質的であり、相互作用の特徴が集団運動の特性に反映される。集団運動を量子化して、たとえば、前述の各集団運動のそれぞれの量子をフォノン、マグノン、プラズモン、ゼロフォノンなどとよぶ(⇒準粒子)。外部から入射した電磁波や粒子線の非弾性散乱などの実験により、集団運動の励起エネルギーの分散関係や寿命などが観測されている。原子核においては、独立粒子運動(⇒殻模型)との関連において、J. Rainwater, A. Bohr および B. R. Mottelson らが、原子核の変形と集団運動の概念を導入した(⇒集団模型)。たとえば、表面振動(⇒振動準位)や核全体の回転(⇒回転準位)がある。一般に有限系として原子核では独立粒子運動と集団運動は密接不可分に相互に規定しあっており、原子核の集団振動や集団回転に伴い、独立粒子運動も変化する。また、核分裂のように集団運動の性質が時間的に変化していくことが起る(⇒大振幅集団運動)。核子の電荷やスピンの関与する巨大共鳴、対相関による対振動や対回転も原子核の集団運動の代表的もののひとつである。

集団回転運動 [英 collective rotational motion, 仏 mouvement de rotation collective, 露 коллективное вращательное движение] ⇒ 核の回転

集団効果加速器 [英 collective effect accelerator, 仏 accélérateur à effet collectif, 露 ускоритель коллективных эффектов] = 電子リング加速器

集団座標 [英 collective coordinate, 仏 coordonnées collectives, 露 коллективная координата] 多粒子系の集団運動を表す一般化座標。集団運動を、それを構成する個々の粒子の運動に基づいて記述することは、特に有限系では、興味深かつ重要な問題である。孤立した多体系の重心運動はその内部の相対運動の影響を受けずに不変である。重心運動は重心座標と全運動量という互いに共役な力学変数(集団変数)によって記述され、これらは、多体系内部の相対運動を記述する力学変数(内部変数)とは独立であ

る。いいかえれば、個々の核子の力学変数を適当に組合せて集団変数と内部変数に変換し、多体系のハミルトニアンを重心運動の部分と内部の相対運動の部分に完全に分けることができる。ほかの集団運動についても、それを記述する集団変数(単に集団座標ともいう)を抜き出す方法が朝永振一郎らによって始められた。しかし、一般の集団運動についてはハミルトニアンとの分離は近似的にのみ可能であり、かつ粒子間の相互作用が集団運動を形成するうえで基本的役割を果たす。しかも、ある物理的描像の下に、できるだけ集団運動と内部運動とが分離する集団変数を見つけることができるのは単純な集団運動についてだけである。最近、時間に依存するハートリー-フォック理論に基づいて集団変数を理論的に求める試みが行われている。力学変数の変換は数学的に困難なので、集団運動を記述する補助変数を導入して多体系の運動空間を拡張し、その空間において多体系を取扱うのも有力な方法である。この場合、自由度が増えるのもで、なんらかの補助条件をつけてもとの多体系との同値性を保証しなければならない(⇒核場の理論)。

集団振動 [英 collective vibration, 独 kollektive Schwingung, 仏 vibration collective, 露 коллективное колебание] ⇒ 核の振動

集団平均 [英 ensemble average, 独 Gesamtheitsmittel, 仏 moyenne d'ensemble, 露 среднее по ансамблю]

⇒ 統計的平均

集団模型 [英 collective model, 独 kollektives Modell, 仏 modèle collectif, 露 коллективная модель] 原子核内で核子の集団運動と独立粒子運動が共存することを理解するため、1952年 A. Bohr と B. R. Mottelson が提唱した模型。統一模型ともよぶ。集団運動は原子核を構成する核子の一群がそろって動く運動を意味し、独立粒子運動は一粒子ポテンシャルの中を個々の核子が互いに独立に動く運動を意味する。集団運動は核子の間の強い相関によって引起されると考えられるので、独立粒子運動とはまったく対照的な運動である。したがってこれらを統一的に記述するのは困難であるように見えるが、Bohr と Mottelson は集団運動(表面振動、回転運動)は、一粒子ポテンシャルが時間とともに変化して現れると考え、この困難を解決した。原子核にはほかに数多くの形の集団運動が可能であり、それぞれについて異なる集団模型も考えられる。また原子核が核力によって相互作用している核子の多体系であるという微視的立場から、集団模型の基礎づけや拡張も試みられている(⇒微視的理論)。

集団励起 [英 collective excitation, 独 kollektive Anregung, 仏 excitation collective, 露 коллективное возбуждение] クーロン障壁よりも高いエネルギーをもつ核子や複合粒子が振動や回転といった集団運動状態のある核に入射すると、核力による相互作用で核の集団運動状態が励起される。これを集団励起という。集団励起を記述する方法には巨視的理論と微視的理論がある。前者では当初平面波ボルン近似が用いられたが、その後歪曲波ボルン近似、チャネル結合の方法へ発展し精密化していった。一方、微視的理論も(p, p')による¹²C の2⁺、4.43 MeV 状態について歪曲波ボルン近似が用いられて以来、さまざまな計算が報告されている。

巨視的理論は集団運動の巨視的記述を散乱問題に拡張したもので、考えの基本は入射粒子が一体ポテンシャルの壁

を振動させたり回転させたりすると考えることである。いいかえれば、入射粒子と集団運動の相互作用は一体ポテンシャルが核の集団運動によって変化する部分から生ずると仮定する。振動単位に励起される場合にはフォノンの生成消滅演算子 $X^*_{\lambda\mu}, X_{\lambda\mu}$ を用いると、集団座標 $a_{\lambda\mu}$ は

$$a_{\lambda\mu} = \frac{\beta_{\lambda}}{\sqrt{2\lambda+1}}(X_{\lambda\mu} + (-1)^{\lambda} X^*_{-\lambda-\mu})$$

(β_{λ} は変形パラメーター)と表すことができ、非弾性散乱の微分断面積は λ と β_{λ} の関数として求められる。 λ と β_{λ} の値を適当に選ぶと実験値を極めてよく再現することが知られている。たとえば、⁶⁰Ni (p, p')⁶⁰Ni* において1.36 MeV と4.05 MeV 準位に励起されるとき微分断面積はそれぞれ $\lambda=2, 3$ の歪曲波ボルン近似の計算値と極めてよい一致を示す。また得られた β_{λ} の値 $\beta_2=0.22, \beta_3=0.17$ はクーロン励起から得られたものとよい一致を示している。

収着 [英 adsorption, 独 Sorption, 露 сорбция]

⇒ 吸着

集中定数回路 [英 lumped constant circuit, 独 Schaltung mit konzentrierten Parametern, 仏 circuit à constantes concentrées, 露 схема с сосредоточенными параметрами] 扱う信号の波長に比べて、回路素子すなわち抵抗、コンデンサー、コイルなどの大きさあるいは配置間隔が十分小さい場合は、おのおのが空間の1点に集中し、これらの素子相互間が、信号が瞬時に伝わる導線で結ばれているとして回路を解析できることが多い。このように素子と導線を区別して考えてもよい回路を集中定数回路という。集中定数回路では、信号は時間のみの関数としてよい。これに対して、回路素子を結ぶ導線を通る信号の遅れが無視できなくなるほど周波数が高くなると、回路素子は空間に分布していると考えが必要があり、信号は時間だけでなく場所の関数となる。このような回路を分布定数回路という。

自由電荷 [英 free electric charge, 独 freie Ladung, 仏 charge électrique libre, 露 свободный заряд] 電場 E をつくる電荷をいう。みかけの電荷ともいう。自由電荷密度を ρ とすると、電場は、真空の誘電率を ϵ_0 として、 $\text{div } \epsilon_0 E = \rho$ を満たす。物質中の分極を P とすると分極電荷密度 $\rho_P = -\text{div } P = \rho_P$ で定まる。電束密度 D から、 $\text{div } D = \rho_0$ で定まる真電荷密度 ρ_0 と

$$\rho = \rho_0 + \rho_P$$

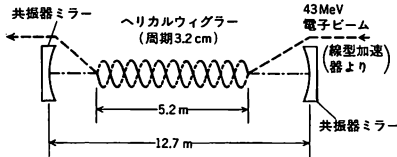
の関係がある。物質を真空中に浮かぶ電荷や電流の分布とみなすとき、その電荷は自由電荷である。

自由電子 [英 free electron, 独 freies Elektron, 仏 électron libre, 露 свободный электрон] 電場のもとで無限に変位することのできる電子。原子核に引かれて原子内にとどまる電子は束縛電子とよばれる。H. A. Lorentz は金属中では自由電子が気体分子と同様に飛びまわっているものと考え、気体分子運動論を適用して金属の電気伝導や熱伝導を説明した。量子論によれば、結晶中の周期的ポテンシャルの影響でエネルギー単位は帯構造をとるが、伝導帯の電子は自由電子として扱われる。自由電子の性質あるいは自由電子と格子振動との相互作用などによって、金属の電気伝導・熱伝導・比熱・磁性などは説明される。高温プラズマを構成する電子は、古典的な自由電子として扱われる。

自由電子模型 [英 free electron model, 独 Modell des freien Elektrons, 仏 modèle d'électron libre, 露 свободная электронная модель] ⇒ バンド理論

自由電子レーザー [英 free electron laser, 独 Freielektronenlaser, 仏 laser à électron libre, 露 лазер на свободных электронах] 相対論的速度をもつ電子ビームからの放射を用いたレーザーの総称。シンクロトロン放射、チェレンコフ放射、サイクロトロン放射およびマイクロ波など、電磁場のトムソン(コンプトン)散乱もしくはラマン散乱を利用したレーザーが考えられている。狭義には、自由電子レーザーは空間的に周期的に変化する静磁場(⇒アンジュレーター、ウィグラー)、またはマイクロ波などの高周波電磁場と相対論的電子ビームとの相互作用による誘導放射を用いたものである。この発振・増幅の原理は1950年代、H. Motz, R. M. Philipsにより提案された電子管ユビトロンと同じであり、自由電子レーザーは相対論的ユビトロンと考えられる。

最初の発振実験は1978年 L. R. Elias, J. M. J. Madey, H. A. Schwettman, T. I. Smithにより、波長 $3.4\mu\text{m}$ で、ヘリカルウィグラーと線型加速器からの電子ビームを用いて行われた(図参照)。自由電子レーザーの発振・増幅の波



L. R. Elias らの自由電子レーザー発振器

長は相対論的ドップラー・シフトとアンジュレーターの周期 λ_w によって決り、 γmc^2 のエネルギーをもつ電子ビームではおよそ $\lambda_w/2\gamma^2$ となる。したがって、通常のレーザーのような原子・分子のエネルギーレベルによる制限なしに、発振波長はアンジュレーターの周期および電子ビームのエネルギーを変えることにより、赤外、可視あるいは紫外の全領域にわたり、容易に連続的に変えられる。理論的に高効率化・短波長化が可能で、各国でその方法が研究されている。

自由場 [英 free field, 仏 champ libre, 露 свободное поле] 相互作用のない場をいう。場の理論においては、場を量子化した際に現れる場の量子を、この場に対応する素粒子であると考える。たとえば電子場の量子は電子である。場は一般に、ほかの場と相互作用を及ぼしあっており、これが素粒子の相互転化の過程に対応する。これらの相互作用がなくなった、仮想的極限における場を自由場という。理論的には、まず自由場があり、これに相互作用が導入されるとして取扱うのがふつうである。1つの場を $\phi_a(x)$ で表す。ここで $a=(1, 2, \dots)$ は場の成分を表し、 x_μ ($\mu=1, 2, 3, 4$)以外の内部自由度に対応する。相対論的な自由場としては、一般に線形波動方程式

$$\sum_{\beta} \Delta(\partial)_{\alpha\beta} \phi_{\beta}(x) = 0$$

を満たし、 $\sum_{\beta} d_{\alpha\beta}(\partial) \Delta(\partial)_{\beta\gamma} = \delta_{\alpha\gamma}(\square - \kappa^2)$ となるような演算子 $d(\partial)$ が存在するものを採用する。ここで (∂) は微分演算子 $\partial/\partial x_\mu$ の関数を表し、 κ は実の定数である。この結果、 $\phi_a(x)$ はクライン-ゴルドン方程式 $(\square - \kappa^2)\phi_a(x) = 0$ を満たす。この式は平面波の解 $\exp[i(p \cdot x - Et)/\hbar]$ をもち、 $E^2 = p^2 + \kappa^2 \hbar^2$ となるので、この場合の粒子は質量 $m = \kappa \hbar/c$ をもつ。

場 $\phi_a(x)$ を量子化すると、その四次元的交換関係は、一

般に

$$[\phi_a(x), \bar{\psi}_b(x')]_{\mp} = i d_{ab}(\partial) \Delta(x-x')$$

で与えられる。ここに $\bar{\psi}_a(x)$ は $\psi_a(x)$ の共役量、 $\Delta(x)$ は不変 Δ 関数、複号 \mp は、場のスピンの整数、半整数の場合に、それぞれ、+をとる。また、場(粒子)の伝播を表すグリーン関数(プロパゲーター) $G_{ab}(x-x')$ は、因果的 Δ 関数 $\Delta_c(x)$ を用いると、次の形に書かれる。

$$G_{ab}(x-x') = d_{ab}(\partial) \Delta_c(x-x')$$

周波数 = 振動数

周波数カウンタ [英 frequency counter, 独 Frequenzzähler, 仏 compteur de fréquence, 露 электронно-счётный частотомер] 高周波の単位時間内での波数を測定する回路。入力高周波をまず矩形パルス波形に変換し、所定の時間幅だけゲートを開き計数回路でパルス数を数える。ゲート時間は、内蔵の水晶発振器の出力を周波数通降器により低周波に変換してつくられるきわめて正確なものである。ゲート時間が長いほどパルス計数がふえて周波数の測定値の桁数がふえるが、ゲート時間の精度でその上限が決る。通常的水晶の周波数安定度は 10^{-8} 程度であるので、7桁までの周波数の有効な読み取り値が得られることになる。直接計数できる周波数の上限は、計数回路の速度で決り、通常500MHzくらいである。より高いマイクロ波領域の周波数を計数するには、水晶発振器の出力を周波数通降器で信号周波数との差が500MHz以内になるように変換し、ヘテロダイン検波で信号との差周波数をつくって計数する。この方法で40GHzまでの周波数が測れるが、100THz($1\text{THz}=10^{12}\text{Hz}$)領域でのレーザー光の周波数測定では、 5×10^{-12} の安定度をもつセシウム(Cs)ビームの原子共鳴周波数9192631770Hzを標準にしてヘテロダイン検波を行う。

周波数計 [英 frequency meter, 独 Frequenzmesser, 仏 fréquencesmètre, 露 частотомер] 最も簡単なものは、可変容量のコンデンサー C とインダクタンス L との共振回路で、コンデンサーの可変つまみの各目盛について共振周波数をあらかじめ標準信号発生器で校正しておいたものである。任意の入力信号に対し回路中に誘起される電圧が最大となる同調点での目盛を読めば、入力周波数を知ることができる。300MHz以上のUHF帯では、LC回路のかわりにレッチェル線や同軸共振器、さらにマイクロ波帯では空洞共振など他の波長計が使用される。特にUHF帯では広い周波数範囲の簡便な計器としてパタフライ共振器がある。しかし正確では内蔵水晶発振器の周波数との比較を行う周波数カウンタにまざるものではなく、半導体による計数回路が発展した現在では、従来の意味での周波数計はほとんど用いられない。

周波数シンセサイザー [英 synthesized signal generator, 独 synthetischer Prüfgenerator, 仏 génératrice des signaux synthétisés, 露 синтезатор частот] 基準水晶発振器を内蔵しそれと幾通りかの周波数通降器、通降器の組合せていろいろな周波数を発生する装置。水晶発振器の周波数 f_0 は10MHzくらいであるが、これの通倍、通降を繰返して、 $10^2 \sim 10^6\text{Hz}$ の範囲に数%の間隔で二次の標準周波数群 f_n をつくる。ただし、各 f_n はもとの f_0 に対し位相グループで安定化されている。これらの f_n をそのままか、あるいはさらに通降や通倍したものを用いて混合器で周波数の加算または減算を行えば最小の分割周波数を単位としたあらゆる周波数がデジタル的に設定でき

る。最小のステップは水晶の安定度によるが通常は1Hzまでとれ、最高は位相ロックループを形成する回路素子の周波数特性で決るが、通常5GHzまである。

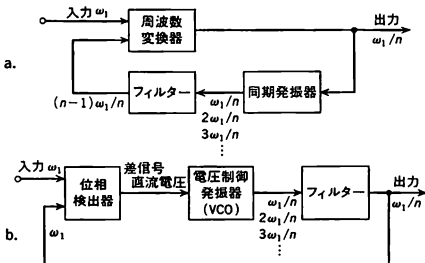
周波数スペクトル [英 frequency spectrum, 独 Frequenzspektrum, 仏 spectre de fréquences, 露 частотный спектр] ある物理現象が、異なる周波数をもつ多数の波動あるいは振動の重ね合せになっているとき、各周波数の波の大きさを周波数スペクトルとよぶ。たとえば、可視光を分光器で分解したとき、各色の光の振幅が周波数スペクトルである。また、強度スペクトルというときは、振幅の二乗をさす。周波数スペクトルは周波数(角周波数) ω の関数であり、もとの波を表す時間の関数のフーリエ変換になっている(⇒スペクトル関数)。強度スペクトルを単にスペクトルとよぶこともあるので注意を要するが、その定義はスペクトルを求める実験の手段や理論式によるので、それらの手続きを知れば定義は明らかになる。太陽光は周波数が連続につながったスペクトルをもつが、原子の励起によって発する光は飛び跳びの周波数のスペクトルをもつ。それらをそれぞれ、連続スペクトル、線スペクトルとよぶ。

周波数帯 [英 frequency band, 独 Frequenzband, 仏 bande de fréquences, 露 полоса частот] 電波を周波数によって分類した幅を周波数帯とよび、表のように分類されていて、また波長によるよびかたもある。極超短波領域のよく使われる周波数は表のように分類される。

周波数帯別の名称

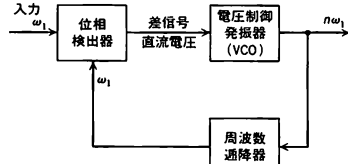
周波数帯	名 称		周波数帯	名 称	
	(波長別)	(周波数別)			
3kHz	超 長 波	VLF	225MHz	P バンド	
30kHz	長 波	LF	390MHz		
300kHz	中 波	MF	1.55GHz	L バンド	
3MHz	短 波	HF	5.2GHz	S バンド	
30MHz	超 短 波	VHF	11GHz	X バンド	
300MHz	マイクロ波		33GHz	K バンド	
1GHz			UHF	55GHz	Q バンド
3GHz					
10GHz					
30GHz		準ミリ波	EHF		
300GHz		ミリ波			
3000GHz	サブミリ波				

周波数通降器 [英 frequency divider, 独 Frequenzteiler, 仏 diviseur de fréquence, 露 делитель частоты] 入力周波数 ω_1 を ω_1/n (n は整数)に分周し出力する回路。



入力信号と同期した発振回路やマルチバイブレーターが用いられるが、パラメータ励振を利用することもある。よい安定度を達成するには図に示す様なフィードバック制御による分周を行う。図aの場合、通降周波数(ω_1/n)に引込まれた(⇒発振器)発振器の出力の高調波成分のうち $(n-1)\omega_1/n$ を取り出し、入力との混合(⇒周波数変換回路)により ω_1/n の出力をとり出せば負のフィードバック制御ループを形成することになり安定な出力が得られる。図bでは ω_1/n の発振器出力の高調波のうち、 ω_1 に等しいものを入力高周波と位相検出器で比較し直流電圧を発生させ、発振器を制御する方式である。

周波数乗倍器 [英 frequency multiplier, 独 Frequenzvervielfacher, 仏 multiplicateur de fréquence, 露 умножитель частоты] 角周波数 ω_1 の高周波を整数倍の $n\omega_1$ に変換する回路。非線形な増幅回路、たとえばC級増幅で発生する波形に非線形な成分による高調波成分や、 ω_1 に同期した緩衝発振回路の出力に含まれる高調波成分のうち必要な成分のみフィルタで取出せばよい。また可変容量ダイオードや磁石の飽和を利用した非線形なリアクタンス素子を使うこともある。特に安定な通信が必要な場合には図のように



フィードバック制御を行う。これは出力を周波数通降器で再び ω_1 に戻し入力との差を位相検出器を通して直流電圧に直す。これを電圧で周波数が制御できる発振器に送れば、差電圧が常に0になるように維持される。

周波数伝達関数 [英 frequency transfer function, 独 Frequenzübertragungsfunktion, 仏 fonction de transfert de fréquence, 露 частотно-характеристическая передаточная функция] 自動制御系における伝達関数の周波数特性をいう。正弦波的に変化する入力信号の複素表示を \hat{I} 、出力信号のそれを \hat{O} とすれば、線形特性をもつ要素あるいは制御系では、周波数伝達関数 $G(j\omega)$ は

$$G(j\omega) = \frac{\hat{O}}{\hat{I}}$$

と表せる。これはラプラス変換での伝達関数 $G(s)$ が

$$G(s) = \frac{\text{出力信号のラプラス変換}}{\text{入力信号のラプラス変換}}$$

であるのと全く同形で、 $G(j\omega) = G(j\omega)$ であることを意味する。したがって通常はラプラス変換で表現された伝達関数 $G(s)$ に $s=j\omega$ を代入して周波数伝達関数を得る。これにより制御系の特性を周波数特性と対応づけ、より直観的に理解できる利点がある。

周波数特性 [英 frequency characteristic, 独 Frequenzcharakteristik, 仏 caractéristique de fréquence, 露 частотная характеристика] ⇒ 増幅器

周波数ドメイン [英 frequency domain, 独 Frequenzbereich, 仏 domaine de fréquence] 時間的に変化する信号をフーリエ変換して周波数スペクトルに分解し信号の伝送される様子を調べたり、回路の特性を周波数の関数として調べたりすることを周波数ドメインでの扱いという。つまり周波数ドメインとは周波数を独立変数とする座標平面

あるいは座標空間である。任意の物理量を $f(t)$ として、ここではそのフーリエ変換 $F(\omega)$ について議論される。ただし t は時間で ω は角周波数である。 $F(\omega)$ は一般に複素数であって、その絶対値とともに位相が重要な量である。周波数ドメインでの扱いは、共振のある系を解析したり系の安定性を調べたりする際に特に有力である。周波数ドメインで信号を扱う測定器の代表的なものにスペクトラムアナライザがある。

周波数の単位 [英 units of frequency, 独 Einheiten der Frequenz, 仏 unités de fréquence, 露 единицы частоты] 周期現象が単位時間当たりどれだけの頻繁さで繰返されるかを表す量が周波数とよばれるのであるから、周波数の単位は、時間の単位の逆数という形で定義してよい。ただし、時間の単位にいく通りかがあるので、周波数の単位にもいく通りかありうるし、また、周期現象の繰返しを表すサイクルという語を用いて周波数の単位の名称を構成することもある。以下、それらを、国際単位系(SI)の立場で分類しつつ、列挙する。

(1) SI 単位：名称はヘルツ、単位記号は Hz、1 秒(s) 当たり 1 つ、すなわち、毎秒(s^{-1})を意味する。

(2) SI 単位の倍量単位：

キロヘルツ kHz= 10^3 Hz, メガヘルツ MHz= 10^6 Hz,

ギガヘルツ GHz= 10^9 Hz, テラヘルツ THz= 10^{12} Hz.

その他にベタヘルツなども考えられ、また分量単位としてミリヘルツなども考えられるが、国際標準化機構の規格 ISO 1000 (1980 年)および日本の計量法にあげられているのは、上記の 4 つである。

(3) SI と併用して単位から導かれる周波数の単位：時間の単位のうち SI との併用が認められている分 (min) = 60 s, 時(h) = 3600 s, 日(d) = 86400 s から、それぞれ毎分(min^{-1}), 毎時(h^{-1}), 毎日(d^{-1})という名の周波数単位を導くことはできるが、それらは公式の文書にはあげられていない。ただし ISO は、「回転数」という量については毎分のほか回転毎(r/min), 回転毎(r/s)というよび方も用いられると注記し、計量法は、「周波数」という量の単位のなかに、回転毎(rpm または r.p.m.)と回転毎(rph または r.p.h.)とを、いずれも回転数を表すときに限るとの条件付きであげている。

(4) サイクルという語を交えて表される単位：計量法は、「周波数」という量の単位のなかに、次のものもあげている。サイクル毎秒またはサイクル(c/s, c または ∞), キロサイクル毎秒またはキロサイクル(kc/s または kc), メガサイクル毎秒またはメガサイクル(Mc/s または Mc), ギガサイクル毎秒またはギガサイクル(Gc/s または Gc), テラサイクル毎秒またはテラサイクル(Tc/s または Tc)。

周波数分析 [英 frequency analysis, 独 Frequenzanalyse, 仏 analyse des fréquences, 露 частотный анализ] 振動や波動などの現象について、そこに含まれている周波数(振動数)成分を求め、その強度や周波数を分析することで、波形分析または波形解析ともいう。周期が明確な場合には、ある基本周波数の整数倍の周波数の調和成分(正弦振動)に分解(\Rightarrow フーリエ分解)することができる。また、周期が不明瞭な場合には、フーリエ変換の手法により分析する。現象の種類に応じて、波形の数値データを用いた数値解析による方法、電気的な信号ならば周波数帯域フィルターによる検出法、光学的な方法などいろいろある。

周波数分析器 [英 frequency analyzer, 独 Frequenz-

analysator, 仏 analyseur de fréquence, 露 гармонический анализатор] \Rightarrow スペクトラムアナライザ

周波数変換回路 [英 frequency converter, 独 Frequenzumsetzung, 仏 conversion de la fréquence, 露 преобразователь частоты] 2 つの入力周波数 ω_1, ω_2 をミキサダイオードなどの非線形素子で混合したときに発生する高調波 $|n\omega_1 \pm m\omega_2|$ (n, m : 整数)のうち所要の成分をフィルターで選別して取出す回路。一般に送受信系において中間周波数を送信用の高周波に変換したり、その逆を行ったりする場合に用いられる。ミキサとしては低周波領域では電子管やトランジスタの増幅率の振幅に対する非線形性が利用されるが、VHF からミリ波帯にかけてはショットキー・ダイオードや可変容量ダイオードが用いられる。前者では抵抗値、後者では容量が電圧に対し非線形に応答する。たとえば $I \propto V^2$ となるような非線形な抵抗を考えると

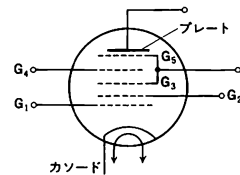
$$V = V_1 \sin \omega_1 t + V_2 \sin \omega_2 t$$

の 2 周波数成分の入力電圧に対し

$$I \propto V^2 \sin^2 \omega_1 t + V_2^2 \sin^2 \omega_2 t + 2V_1 V_2 \sin \omega_1 t \cdot \sin \omega_2 t \\ = (1/2) \{V_1^2 (1 - \cos 2\omega_1 t) + V_2^2 (1 - \cos 2\omega_2 t) \\ + 2V_1 V_2 [\cos(\omega_1 - \omega_2)t - \cos(\omega_1 + \omega_2)t]\}$$

となって電流には $2\omega_1, 2\omega_2, |\omega_1 \pm \omega_2|$ の成分が含まれることがわかる。

周波数変換管 [英 frequency converter tube, 独 Umformerröhre, 仏 lampe changeuse de fréquence, 露 частотно-преобразовательная лампа] 五極管以上の多極電子管はすべて周波数変換管として使用できるが、最も多く実用されているのは七極管である。七極管はカソード、プレート間に、五個のグリッドを挿入したもので、その構成図を示す。七極管をスーパーヘテロダイン検波用の周波数変



換管として用いるときは、 G_4 に周波数 f_1 の信号を加え、 G_1, G_2 によって周波数 f_2 の局部発振を行う。カソードから放出される電子流は、まず f_2 の周波数で振動し、これに G_4 で f_1 なる周波数が混合されるので、プレート出力には $f_1 \pm f_2$ なる周波数の電圧が取出される。

周波数変調 [英 frequency modulation, 独 Frequenzmodulation, 仏 modulation de fréquence, 露 частотная модуляция] 振幅および周波数が一定の搬送波 $e = A_c \cos(\omega_c t)$ において周波数(位相角の時間変化率)を時間的に変化させることを周波数変調(FM)という。振幅性の雑音に妨害されにくいのが特色である。位相角 θ の時間変化率は無変調の場合 $d\theta/dt = d(\omega_c t)/dt = \omega_c$ で信号波形は $e = A_c \cos \theta = A_c \cos \omega_c t$ となる。FM 通信においては変調信号 $S(t)$ に比例した変化を $d\theta/dt$ に加える。変調信号として $A_s \cos \omega_s t$ の様な単色波を例にとると、 k を比例定数として $d\theta/dt = \omega_c + k A_s \cos \omega_s t$ となる。したがって変調後の波形は $e = A_s \cos(\omega_c t + m_1 \sin \omega_s t)$ となる。ここで m_1 は $k A_s / \omega_s$ で与えられ、変調指数とよばれる。 e を展開すると $e = A_c \{J_0(m_1) \sin \omega_c t$

$+J_1(m_1)[\sin(\omega_c + \omega_s)t - \sin(\omega_c - \omega_s)t]$
 $+J_2(m_1)[\sin(\omega_c + 2\omega_s)t - \sin(\omega_c - 2\omega_s)t] \cdots \}$
 $(J_n(x))$ は n 次のベッセル関数のように無数の成分が ω_s の間隔で現れる。しかし、 m_1 が与えられたとき、 $n > 1 + m_1$ では n の増大とともに $|J_n(m_1)|$ は急激に 0 に近づくので、 $n = 1 + m_1$ までの n を考えれば十分である。したがって、帯域としては $(1 + m_1) \times \omega_s \times 2 = (\omega_s + kA_s) \times 2$ の周波数幅を ω_c を中心に確保しておけば、信号を十分忠実に送ることができる。θ そのものを信号に比例して変調することもあり、これを位相変調 (PM: phase modulation) という。上の例の信号の場合

$$\theta = \omega_c t + kA_s \cos \omega_s t$$

となり、瞬間周波数は

$$d\theta/dt = \omega_c - kA_s \omega_s \sin \omega_s t$$

で与えられる。したがって PM は周波数偏移が信号の振幅ばかりでなく、その周波数にも比例するが、それ以外は FM と同じであるので、PM は FM の特別の場合とみなされる。

周波数弁別器 [英 discriminator, 独 Diskriminator, 仏 discriminateur, 露 частотный дискриминатор] 周波数変調をうけた波を復調し信号をとり出すため、または発振器の周波数変動の検出をするために使用される回路で、搬送波周波数 ω_c からの周波数偏移量 $\delta\omega$ に比例した出力が発生する。最も簡単な場合では、周波数 ω の入力によって共振回路に生ずる電圧(電流)が、共振周波数 ω_0 との差 $(\omega - \omega_0)$ について $\{1 + [2Q(\omega - \omega_0)/\omega_0]^2\}^{-1/2}$ のように変化することを利用するもので、 $|\omega_c - \omega_0| = \omega_0/2Q$ にとると変化率が最大になる。しかし $\delta\omega = \omega - \omega_c$ に対する応答の線形性が十分でないので、FM の信号を忠実に再現できない。そこで図 1 のように中心周波数が $2\Delta\omega$ ずれた共振回

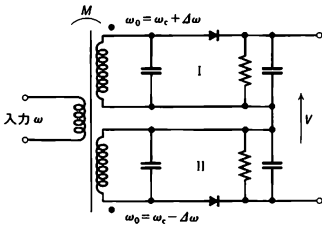


図 1

路に生ずる電圧の差を出力とする方法がとられる。図では共振周波数はそれぞれ $\omega_c \pm \Delta\omega$ に設定され、 $\omega = \omega_c + \delta\omega$ の高周波入力による出力電圧 V は

$$\{1 + [2Q(\Delta\omega - \delta\omega)/\omega_c]^2\}^{-1/2} - \{1 + [2Q(\Delta\omega + \delta\omega)/\omega_c]^2\}^{-1/2}$$

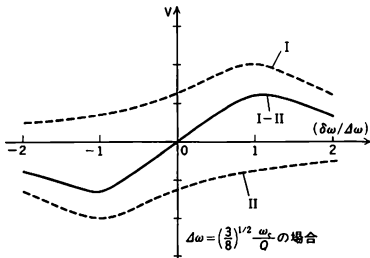


図 2

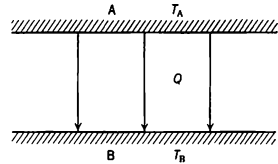
に比例する。 $\delta\omega$ について展開すると $V \propto \delta\omega + a(\delta\omega)^3 + b(\delta\omega)^5 + \cdots$ のように $(\delta\omega)^2$ の項がなくよい線形性を示すが、特に $\Delta\omega = (3/8)^{1/2} \omega_c / Q$ のようにとると $a = 0$ となり最善の直線性が得られる。ところで共振回路では振動が定常状態に達するのに $\tau > Q/\omega_0$ の時間が必要であるので、これより早く変化する信号には正確な応答は期待できない。すなわち $|\delta\omega|$ は ω_0/Q よりかなり小さくなければならない。

自由表面 [英 free surface, 独 freie Flüssigkeitsoberfläche, 仏 surface libre, 露 свободная поверхность] 液体が気体と接している表面。液体が静止しているときには表面張力が無視できる限り圧力一定(普通は大気圧)の条件が成り立つので、自由表面は重力に垂直な水平面となる。また、液体が少量の場合とか容器の壁に接しているときには、表面張力または界面張力により自由表面は平面でなくなる(⇒メニスカス)。そしてこのときは、自由表面の曲りによって生じる表面張力からの応力に外界の圧力を加えたものが液体の圧力となる。平衡状態から乱された液体では自由表面の変形が波として伝わる(⇒水面波, 重力波, 表面張力波)。

自由分子熱伝導率 [英 free molecule heat conductivity, 仏 conductibilité calorifique de molécule libre] 気体の熱伝導率 κ は、気体の圧力が十分高く気体分子の平均自由行程が十分小さい場合に定義できる量で、熱流束 Q は温度勾配 $\nabla T(r)$ によって

$$Q = -\kappa \nabla T(r) \quad (1)$$

で与えられる。しかし気体の圧力が低くなり分子条件が満たされるようになると、式(1)は成り立たなくなる。このような条件の下での気体の熱伝導現象を表すときに定義される量が、自由分子熱伝導率である。図において互いに平



行な二平面 A, B を考え、それぞれの温度を T_A, T_B ($T_A < T_B$) とする。分子条件が満たされていれば、A を発した気体分子は途中で気体分子と衝突することなく B に達し、逆に B を発した分子も衝突することなく A に到達する。この結果、A から B への熱の流れは、気体分子密度すなわち圧力に比例し、二平面の間隔 d には無関係となる。つまり A から B への熱流束 Q は

$$Q = A \cdot p(T_A - T_B) \quad (2)$$

となる。このときの A が自由分子熱伝導率である。熱伝導率 κ とは次元も異なり、 κ [cal·deg⁻¹·m⁻¹·s⁻¹] に対し A [cal·deg⁻¹·Pa⁻¹·s⁻¹] である。平面 A, B の熱的適応係数が 1 の場合

$$A = \frac{1}{2} \left(\frac{r+1}{r-1} \right) \sqrt{\frac{R}{2\pi M T}} \quad (3)$$

である。ただし r は気体の比熱の比、 R, M はそれぞれ気体定数および気体の分子量である。また T は

$$\sqrt{T} = \frac{\sqrt{T_A} + \sqrt{T_B}}{2} \quad (4)$$

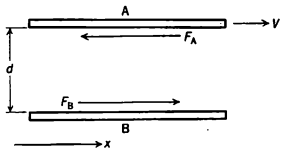
で定義される温度で、 $T_A - T_B \ll T_B$ の場合には十分よい精度で気体の温度と考えてよい値である。A, B の熱的適

応係数が a_A, a_B の場合には、式(3)右边に $a_A \cdot a_B / (a_A + a_B - a_A \cdot a_B)$ の補正係数を乗する必要がある。

自由分子粘性係数 [英 coefficient of free molecule viscosity, 仏 coefficient de viscosité de molécule libre] 気体の粘性係数は、気体の圧力が十分高く気体分子の平均自由行程が装置寸法などに比べて十分小さい場合に定義できる量である。すなわち、気体が x 方向に v_x で流れており、 y 方向に速度勾配 dv_x/dy があるとき、 y 軸に垂直な面(面積 S)を介して働く粘性力 F は、粘性係数 η によって

$$F = \eta \frac{dv_x}{dy} S \quad (1)$$

で与えられる。しかし気体の圧力が低くなり分子条件が満たされるようになると、式(1)がそのまま適用できなくなる。このような条件の下で粘性力を表すときに定義される量が自由分子粘性係数である。図において平行な二平面



A, B を考え、A は B に対して面に平行に(x 方向に)速度 V で動いているものとする。二平面間の空間を満たしている気体に関して分子条件が満たされているものとするば、A を発した分子は途中で衝突することなしに B に達し、その逆もまた同様である。したがって気体分子は平面 A の運動に伴う x 方向の運動量を、A から直接 B に運ぶことになり、このために生ずる粘性力は、気体分子密度すなわち気体の圧力に比例し、A, B の間隔 d には無関係となる。この場合、B が受ける粘性力 F_B は

$$F_B = \eta_0 p V S \quad (2)$$

となり、その方向は x 方向である。 S は B の面積である。このときの η_0 が自由分子粘性係数である。気体分子の A, B 二面に対する運動量適応係数がそれぞれ 1 の場合

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \quad (3)$$

また、それぞれの面に対する運動量適応係数が a_A, a_B の場合には

$$\eta_0 = \frac{a_A \cdot a_B}{a_A + a_B - a_A \cdot a_B} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} \quad (4)$$

で与えられる。

周辺共鳴反応 [英 peripheral-resonance reaction, 仏 réaction de résonance périphérique, 露 периферично-резонансная реакция] \Rightarrow ペリフェラル衝突

自由膨張 [英 free expansion, 独 freie Ausdehnung, 仏 expansion libre, 露 свободное расширение] \Rightarrow 断熱自由膨張

充満帯 [英 filled band, 独 vollbesetztes Band, 仏 bande remplie, 露 заполненная зона] = 価電子帯

重陽子 [英 deuteron, 独 Deuteron, 仏 deutéron, 露 дейтрон] 水素原子核の同位核のひとつであり、陽子 1 個と中性子 1 個とからなる。 ^2H と表記する。二核子系として唯一の束縛状態であり、その結合は弱くて結合エネルギーは 2.22 MeV にすぎない(大半の安定核の結合エネルギーは 1 核子当り約 8 MeV)。励起状態は束縛状態でない。重陽子は 2 核子間の相互作用を知るために重要であ

り、核反応実験にもしばしば用いられる。天然に存在する水素のうち約 0.015% は、重陽子を原子核とする重水素である。重水素は原子炉の減速材や核融合原料としても注目されている(\Rightarrow 重水)。

重陽子ビーム [英 deuteron beam, 独 Deuteronenstrahl, 仏 faisceau de deutéron, 露 пучок дейтронов] 重水素の原子核、重陽子を原子核および素粒子実験用の粒子ビームとして取出したものを重陽子ビームとよぶ。重陽子ビームは加速器で直接加速し、一次ビームとして得られるが、特別な場合、二次粒子ビームとしてつくることもある。重陽子は陽子と同様にバンデグラフなどの直流型加速器によって加速される。また重陽子の質量数(A)は 2 で原子番号(Z)は 1 であり、1 価の水素分子($^+\text{H}_2$)および He 原子核(α 粒子)と同じ質量-荷電比であるため、サイクロトロン振動数は同じであるところから $^+\text{H}_2$ イオンや α 粒子と同じくサイクロトロンで加速され、原子核の実験によく使われている。重陽子は中性子と陽子とから成り立っており、その結合エネルギーは小さい。したがって原子核と衝突したとき、大きな(d, p)反応および(d, n)反応の断面積をもっている。また重陽子はそのエネルギーが高くなると、あたかも中性子と陽子が別々に原子核・素粒子反応を起すようにふるまい、高エネルギー中性子反応の研究が可能となる。特に重陽子のスピンは 1 であるため、これを偏極させると重陽子内の中性子は陽子と同じく偏極する。したがって偏極重陽子ビームによる反応を偏極陽子ビームによる反応と比較することによって偏極中性子による反応を研究することができる。

自由落下 [英 free fall, 独 freier Fall, 仏 chute libre, 露 свободное падение] 空間(空気抵抗のない)を静止の状態から鉛直下方に物体が落下する運動。 $t=0$ の位置を原点に鉛直下方に z 軸をとり、その地点の重力加速度を g 、速さを v とすれば

$$z = \frac{1}{2} g t^2, \quad v = g t, \quad v^2 = 2 g z$$

の関係がある。Galileo は実験によって、軽い物体も金属球も同じ運動を行うことを実証し、重力の概念を初めて導入した。自然落下ともいう。

重粒子

[1] [英 heavy particle] 電子より重い粒子、すなわち原子・分子ならびにそのイオンをいう。

[2] = バリオン

重粒子共鳴 = バリオン共鳴

重粒子衝突 [英 heavy particle collision, 独 Stoß von schweren Teilchen, 仏 collision entre particules lourdes, 露 столкновение тяжёлых частиц] 原子分子物理学の分野では電子と原子(または分子)の衝突と区別して、イオンと原子(または分子)、原子と原子(または原子と分子、分子と分子)、イオンとイオンなどの衝突を重粒子衝突と総称している。重粒子衝突には弾性衝突と非弾性衝突があり、非弾性衝突には回転励起衝突、振動励起衝突、反応性衝突(原子の組替え衝突)、電荷移行衝突、電子励起衝突、外殻電子の電離衝突、内殻電子の電離衝突などがある。衝突の相対速度は千差万別で熱運動の速度から光速に近い場合まである。弾性衝突は気体中の粒子の移動度、粘性、固体中での高速粒子による格子欠陥の生成の機構などに関連する。回転、振動励起衝突はやや温度の高い気体や、高速流体の性質および燃焼現象に、電子励起、電離衝突は同じ

く燃焼現象、放射線の物質への効果および気体プラズマ中の諸現象などに関連する。またこれらほとんどすべての衝突過程が宇宙空間での原子、分子の関与する現象にかかわっている。重粒子衝突では、電子が原子(分子)と衝突する場合と異なり、入射粒子には一般に内部構造があり、またその質量も大きい。したがって入射粒子のド・ブロイ波長が短くなるために古典的な粒子像による記述ができる場合が多い。また入射粒子や標的粒子に束縛されている電子の軌道運動の(平均)速度に比べて入射粒子の相対速度が大きいか、小さいかで取扱いを変えなければならない。表に入

重粒子の衝突速度と取扱い方法

低速度	中間速度	高速度
$v < \hbar/MR_0$	$\hbar/MR_0 < v \leq u$	$u < v$
量子力学的な方法	衝突径数法, 分子基底	衝突径数法, 原子基底

射速度と取扱い方法との関連を示す。ここで、 v は衝突の相対速度、 \hbar はプランクの定数の $1/(2\pi)$ 、 M は衝突粒子系の換算質量、 R_0 は衝突相互作用ポテンシャルの半径、 u は入射原子または標的原子中の注目する電子の軌道運動の速度。以下では原子・原子衝突の場合を代表として述べるが、イオン・分子などほかの組合せの衝突系でも同様に考えることができる。

低速度領域とは衝突系の相対運動のド・ブロイ波長 $\lambda (= \hbar/Mv)$ が相互作用ポテンシャルの半径 R_0 と比べて長い領域をさしている。ここではトンネル効果など衝突する粒子の波動性を考慮に入れる必要がある。この領域の速度の上限を陽子、水素原子の衝突の場合について R_0 が原子の大きさの程度であると求めてみると、室温での熱運動の速度の程度となる。これより M が大きければ、相当する速度領域はさらに低速度となる。これ以上の速度領域では、相対運動は古典力学で、内部電子状態は量子力学で取扱う衝突径数法(半古典的方法)を用いることができる(⇒衝突径数法)。衝突径数法には電子波動関数を分子軌道(2個の原子が一時的に分子を形成している)と見たときの電子軌道波動関数から組立てる場合と原子軌道(2個の原子が別々にいる場合)の波動関数から組立てる場合とがある。これが表の分子基底と原子基底である。分子基底は軌道電子の速度 u より遅い衝突に対してよい近似であり、原子基底は u より速い衝突に対してよい近似となっている。表で衝突径数法が成り立つとしている速度領域でも場合によっては相対運動に波動(量子)力学的効果の現れることがある。特に散乱断面積の散乱角依存性(微分散乱断面積)を観測する場合には散乱波どうしの干渉が起る差がしばしばある。たとえば異なる衝突径数に入った粒子が同じ方向に散乱される場合などである(⇒虹散乱)。また衝突の途中で電子遷移が起ると、これによって系は別の断熱ポテンシャルで表されるチャネルに移り、相対運動は古典的に決められなくなるのでここでも相対運動の量子力学的効果が問題となる(⇒衝突径数法)。

重粒子数 = バリオン数

重量 [英 weight, 独 Gewicht, 仏 poids, 露 вес] 静止物体に働く重力の大きさをいう。これは物体の(慣性)質量と重力加速度との積に等しく、場所や高さによってその大きさが異なるので、物体固有の定数とはいえない。しかし実用上は重力加速度が一定と見られる場所で、重量を比較し、質量を決める。このようにして決めた質量を、物

体の慣性の大きさを決めた普遍的な慣性質量に対し、重力質量とよぶが、実験的に両者は測定精度の範囲内で一致する。流体中の物体の重量から、その物体の排除した流体の重量を差引いたもの(いわゆる浮力の補正をしたもの)を見かけの重量という。これは実際の、流体中に置かれた物体が支持物に及ぼす力に等しい。

重量キログラム [英 kilogram-force, kilogram-weight, 独 Kilogramm-Gewicht, 仏 kilogramme-force, 露 килограмм-сила] 力の単位。9.80665 N に等しい。単位記号は kgw または kgf。重力単位系に属し、質量が 1 kg である物体に作用したときその方向に $9.80665 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ という(協約された値をもつ)加速度を与える力である。国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇒力の単位)。ドイツでは1重量キログラムを1キロポンド(Kilopond)とよび記号 kp で表したことがあったが(1939 年から)、これもいまだ推奨されない。なお重量キログラムをキログラム重とよぶこともある。

重量キログラムメートル [英 meter-kilogram-force, meter-kilogram-weight, 独 Kilogramm-Gewicht-Meter, 仏 kilogramme-force-mètre, 露 килограмм-сила-метр] 仕事の単位。9.80665 J に等しい。単位記号は kgwm または kgfm (計量法で便宜的に併認されている kgm は、用いないほうがよい)。重力単位系に属し、大きさが1重量キログラム(1 kgw = 9.80665 N)である力がその方向に物体を1メートル(m)動かすときにする仕事である。国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇒エネルギーの単位)。

重量キロトン [英 kilotonne-force, kilotonne-weight, 独 Kilotonne-Gewicht, 仏 kilotonne-force, 露 килотонна-сила] 力の単位。9.80665 $\times 10^6$ N に等しい。記号は ktw または ktf。重力単位系に属し、1重量キログラム(kgw)の 10^6 倍として導入されたものであるが、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇒力の単位)。

重量グラム [英 gram-force, gram-weight, 独 Gramm-Gewicht, 仏 gramme-force, 露 грамм-сила] 力の単位。9.80665 $\times 10^{-3}$ N に等しい。記号は gw または gf。重力単位系に属し、1重量キログラム(kgw)の 10^{-3} 倍として導入されたものであるが、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇒力の単位)。重量グラムをグラム重とよぶこともある。

重量測定 [英 gravimetric measurement, 露 весовое измерение] 重量すなわち静止物体に作用する重力の大きさを測定することで、そのために使われる装置が秤である。通常、秤は質量で目盛られているが、重力加速度の値は地域により異なる(北海道と沖縄の間で0.14%程度の差がある)ので、分銅で校正された地点と重力加速度が異なる場所で使用した場合には質量値に補正が必要である。秤はてこときおを組合せるか、ばねの反力と重量をつくり合わせる機械式と、重量を電気量に変換して測定する電気式とに大別される。最近では、原理は機械式であるが、表示に電子回路などを利用した秤が広く使われるようになった。ばねでつり合わせる方式では、ばねの直線性やヒステリシスのほか、弾性係数の温度係数が誤差の要因となる。材料の選定に注意すれば1/1000 よりよい精度が得られる。重量を電磁力とつり合わせるサーボ機構を採用した電磁力平衡式の秤は零位法による測定を行っているため、ばね秤よりも一けた以上よい精度が得られる。

工業的にはロードセルが広く用いられている。これは角

柱形などの起歪体(力を受けて弾性変形を生ずるように加工したもの)にひずみゲージを接着してブリッジ回路を構成することにより、荷重を電圧に変換して測定するもので、1/3000程度の精度が得られ、起歪体の寸法形状によって測定範囲が決る。ひずみゲージのほか、磁歪式、静電容量式などのロードセルもあるが精度上の難点がある。生産プロセスの流れの中で重量測定を行う方式としてはパッチ式と連続式とがある。ホップスケールは前者の代表的なもので、計量ホップに測定物を収容して重量を測定した後測定物を排出する。コンベアスケールは後者に属するもので、ベルトの上ののっている材料の単位長さ当たりの重量とベルトの進行距離とを検出し両者の積から重量を求める。

重量トン [英 tonne-force, tonne-weight, 独 Tonne-Gewicht, 仏 tonne-force, 露 тонна-сила] 力の単位。9.80665×10³ Nに等しい。単位記号はtwまたはtf。重力単位系に属し、1重量キログラムの10³倍として導入されたものであるが、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇒力の単位)。

重量分析 [英 gravimetric analysis, 独 Gravimetrie, 仏 analyse gravimétrique, 露 гравиметрический анализ] 試料中の目的成分をほかの成分から分離し、組成一定の化合物としたのち天秤で質量を求め、化学量論比から目的成分を定量する方法である(⇒定量分析)。分析化学において最も基本的な手法であり、信頼度も高い。熟練を要し、時間がかかるけれども、現在でも重要性は大きい。沈殿法と揮発法があり、沈殿法では試料を溶液(通常は水溶液)とし、適当な試薬を加えて目的成分を沈殿分離する。それを乾燥し、あるいは強熱したものを秤量する。揮発法では試料から目的成分を揮発させ、適当な吸収剤に吸収させた後に質量の増加量を測定する方法(直接法)と、試料の減量から間接的に求める方法とがある。

このほかに抽出重量法(公的分析などに利用される)、重液分離法などもあるが、重要なものとしては電解重量分析があり、試薬の純度検定などに多く用いられている。

重量膨張計 [英 weight dilatometer, 独 Gewichtsdilatometer, 仏 dilatomètre à poids, 露 весовой dilatометр] ⇒ 膨張計

重量ポンド [英 pound-force, pound-weight, 仏 liver-force] 力の単位。質量が1ポンド(lb)である物体に作用したときその方向に9.80665 m・s⁻²という(協約された値をもつ)加速度を与える力である。国際ポンド(⇒ポンド)についていえば、その質量は1 lb = 0.45359237 kgであるから、それに対応する値は(9.80665×0.45359237) N = 4.4482216 Nとなる。日本の計量法は、0.45359243重量キログラムとしている(末尾2桁に注意)ので、4.4482222 Nとなる。単位記号はlbw(計量法は、他と混同するおそれがない時に限りlbを併認している)。重力単位系に属する単位であるから、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇒力の単位)。なお、重量ポンドとキロポンド(⇒重量キログラム)とは全く別の単位である。

重量ミリグラム [英 milligram-force, milligram-weight, 独 Milligramm-Gewicht, 仏 milligramme-force, 露 миллиграмм-сила] 力の単位。9.80665×10⁻⁶ Nに等しい。記号はmgwまたはmgf。重力単位系に属し、1重量キログラム(kgw)の10⁻⁶倍として導入されたものであるが、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい単位であ

る(⇒力の単位)。重量ミリグラムをミリグラム重とよぶこともある。

重量メガトン [英 megaton-force, megaton-weight, 独 Megatonne-Gewicht, 仏 mégatonne-force, 露 мегатонна-сила] 力の単位。9.80665×10⁹ Nに等しい。記号はMtwまたはMtf。重力単位系に属し、1重量キログラムの10⁹倍として導入されたものであるが、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇒力の単位)。

重力 [英 gravity, 独 Gravitation, 仏 gravité, 露 гравитация] 地球上の物体に地球が働きかける力。地球からの万有引力が主であるが、地球の自転に伴う遠心力も含まれる。地球は赤道面が膨らんだ回転楕円体に近い形(ジオイド)をしているので、万有引力は赤道地方で小さく、極地方で大きい。一方、遠心力は前者で最大、後者で最小であるから、重力は赤道地方で最小値、極地方で最大値をとる。しかし両者の差は小さく重力の大きさの1/290にすぎない。地球上の各地点の重力の大きさは普通、重力の加速度 g で表され、国際的には標準の値として、北緯45°の地点の平均海面における値を $g_0 = 9.80665 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ と定めている(1901年)。しかし1968年の国際度量衡委員会で、正しい値はこれより0.00014 m・s⁻²だけ小さいことが認められ、精密な値を必要とする場合にはこの補正の行われることがある。地球上の各地点の重力は標準重力と、そこが海洋であるか山岳地帯であるかなどによって生ずる重力異常との和で与えられる。重力の測定は落下法や可逆振り子などで行われるが、普通はスプリング式の重力計によって比較測定が行われる。測定の相対精度は10⁻⁶の程度である。潜水艇や航空機など移動する実験室で重力測定を行う場合コリオリの力の補正も必要である。人工衛星船内では万有引力と遠心力、コリオリの力がつり合って無重力状態が実現される。重力の働いている空間内の1点Pからほかの点Qまで、単位質量の物体を移動するのに要する仕事はP、Qの位置だけで決り、途中の道筋にはよらない。すなわち重力はポテンシャルをもつ。この意味で地上を重力の場という。重力というこは地球に限らず、月面における重力とか、宇宙における重力場あるいは重力定数というように万有引力の意味で用いられることもある。

重力異常 [英 gravity anomaly, 独 Schwereanomalie, 仏 anomalie de gravité, 露 гравитационная аномалия]

[1] 測地学における定義：地表上の1点Pの標高は、Pを通る鉛直線とジオイドとの交点をP₀とすると、PP₀の長さに当る。一方、正規楕円体(⇒正規重力)上の1点Q₀の垂直線がPを通るものとし、PQ₀上の1点Qを設ける。このとき、PとP₀との間の重力ポテンシャル W の差が点QとQ₀との間の正規重力ポテンシャル U の差に等しくなるようにする。すなわち

$$W(P) - W(P_0) = U(Q) - U(Q_0)$$

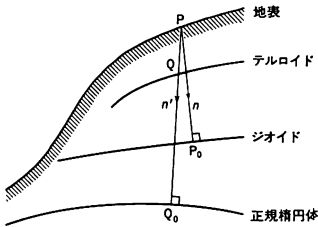
である。このような関係を満たす点Qがつくる面をテルロイドという。地球表面上の点Pにおける重力を $g(P)$ 、テルロイド上の点Qにおける正規重力を $r(Q)$ とすれば

$$g(P) = - \left[\frac{\partial W}{\partial n} \right]_P, \quad r(Q) = - \left[\frac{\partial U}{\partial n'} \right]_Q$$

と表される。ここに n と n' はそれぞれPを通る鉛直線とQを通る垂直線の方角である。このとき

$$\Delta g = g(P) - r(Q)$$

を重力異常という。



〔2〕地球物理学における定義：近似的にジオイドは正規楕円体に、テルロイドは地表に一致すると考える。すなわち点PとQの区別はなく

$$\Delta g = g(P) - \gamma(P)$$

をフリーエア異常(free-air anomaly)とよぶ。フリーエア異常には地表とジオイド(ここでは正規楕円体と区別しない)面との間に存在する物質の引力が含まれている。その引力は場所によって異なるので、その引力を計算で求めて補正する。フリーエア異常にこのような補正を行ったものをブーゲー異常とよぶ。ブーゲー異常は地形に関係なく、地下構造の不均一性による密度の違いを反映するので、適当な仮定によって、ブーゲー異常から地下構造を推定することができる(⇒物理探査)。フリーエア異常やブーゲー異常を総称して重力異常という。

重力加速度 [英 gravitational acceleration, 独 Erdbeschleunigung, 仏 accélération de la pesanteur, 露 ускорение силы тяжести] 地球上で物体に働く重力を物体の質量で割ったもの。中緯度付近ではおよそ $9.8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ または $980 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2}$ の値をもつ(⇒重力, ガル)。

重力子 [英 graviton, 独 Graviton, 露 гравитон] 一般相対性理論で万有引力を記述する重力場は、メトリックテンソル $g_{\mu\nu}$ ($\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$) で表される。電磁現象を記述する電磁場の場合と同じように、重力場は量子力学的対象と考え量子化するときは、重力場の量子が現れる。これを重力子(電磁場のときは光子)あるいはグラビトンとよぶ。 $g_{\mu\nu}$ が二階の対称テンソルであることと理論が一般座標変換というゲージ変換で不変であることから、重力子のスピンは2で、その質量は0であることがわかる。電磁場・電子場の合成系を記述する量子電磁気学は大成功を収めたが、重力場についてはその量子力学的効果はいまだ観測されていないし、理論的にも量子化された重力場については紫外発散のくりこみ可能性の問題などが未解決の状態である。

重力質量 [英 gravitational mass, 独 schwere Masse, 仏 masse de gravitation, 露 гравитационная масса] 重力場の中にある物体は質量に比例した重力を受ける。この質量を、物体の慣性の大きさを表す質量(慣性質量)とは原理的に異なっただけであることを強調して、重力質量という。重力質量はさらに、他の物体におよぼす重力の大きさを表す能動的重力質量と、他の物体から受ける重力を表す受動的重力質量とに区別されるが、ニュートンの作用・反作用の法則が成り立つとすれば、能動的重力質量と受動的重力質量とは等しい。実験によれば、重力質量と慣性質量とは比例している。一方、一般相対性理論では重力質量と慣性質量とは原理的に等価である(⇒等価原理, 質量)。

重力測定 [英 gravity measurement, 独 Schweremessung, 仏 gravimétrie, 露 гравиметрия] 重力加速度(g)

の測定をいう。絶対測定法と比較測定法がある。前者については可逆振り子の周期から g 値を定める方法が使われていたが、刃受による支持の不安定性から 10^{-7} よりよい精度を得るのが困難であるので、現在では自由落法による測定が行われている。物体を鉛直方向に打上げると頂点に達してから落下して行くが、鉛直方向に H だけ離れた点を物体が通過する時間 T_1, T_2 を測定すれば $g = 8H / (T_2^2 - T_1^2)$ より g 値が求まる。コーナーキューブプリズムを落下物体とし、その運動を光波干渉計を用いて測定することにより 10^{-8} よりもよい精度で絶対測定が行える。この際注意すべき事項は、床振動や磁場の影響、潮汐による重力の変動、 g の鉛直方向の勾配などである。高精度の測定は空気の抵抗や屈折率の影響を除去するため真空中で行われる。比較測定には、例えばおもりをばねで支えた振り子の伸縮を測る方法などを用いた重力計が使われる。 $10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ 程度の高感度が得られる。落体法による絶対測定と高感度の重力振り子による比較測定を組合せて国際重力基準網 1971 (IGSN 1971) と、これに基づいた日本重力基準網 1975 (JGSN 1975) が完成され、国際的には $10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ 、国内的には相対的に $3 \times 10^{-7} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ の精度で g 値が定められるようになった。

重力単位系 [英 gravitational system of units, 独 Gravitationseinheitensystem, 仏 système gravitationnel d'unités, 露 гравитационная система единиц] 力学量の単位系の一種で、長さ・重さ(物体に作用する地球の重力)・時間の3量を基本量として、それぞれの単位を基本単位とする単位。基本単位としてメートル(m)・重量キログラム(kgf または kgw)・秒(s)をとるもの(MKS 重力単位系)、センチメートル(cm)・重量グラム(gf または gw)・秒(s)をとるもの(CGS 重力単位系)のほか、フート(ft)・重量ポンド(lbf)・秒(s)をとるものなどがある。物体の質量 m は、通常、不変量と考えられるが、その物体に作用する地球の重力 $f = mg$ (g は地球の重力による加速度)は、所と時によって変わる量であるから、それを基本量とするためには、標準の重力加速度の値 g_0 の協約と(一般には $g_0 = 9.80665 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ とする)、問題の所と時での g の値の実測とを必要とする。土木・建築・水理などの分野で用いられてきたが、国際単位系(SI)の見地からすれば、排除されるべき単位系である(⇒単位系)。

重力定数 [英 gravitational constant, 独 Gravitationskonstante, 仏 constante de gravitation, 露 постоянная тяготения] ⇒ ニュートンの重力定数, アインシュタインの重力定数

重力熱力学のカストロフィー [英 gravothermal catastrophe, 独 gravithermische Katastrophe, 仏 catastrophe gravothermale, 露 гравотермическая катастрофа] 自己重力相互作用が本質的役割を果たす天体という系を、普通の熱力学でやるように断熱壁の内部に置いたとき、安定な熱平衡状態は存在せず、系がどこまでも重力収縮をしていくことをいう。宇宙に存在する物質が一様分布ではなく、各階層の天体に凝集しており、宇宙には一見して多様性が発現しているように見えることの根本原因であり、また恒星をいわゆる「進化」させる原動力でもある。重力熱力学のカストロフィーの概念が最初に導入されたときの最も単純なモデルは、ガスを球形の断熱壁で囲んだものである。これに熱平衡状態が存在するとしたら、そのガス球の内部構造は、空間的に等温であり、重力と圧力勾配がつ

り合った静水圧平衡の状態にある。このとき、圧力勾配を生ずるために、中心部の密度 ρ_c は断熱壁のすぐ内側の密度 ρ_0 よりも高くなっている。その比を密度コントラスト $D \equiv \rho_c / \rho_0$ とよぶが、これは重力相互作用がどのくらいの役割を演じているかを示すパラメーターである。断熱壁の内側で熱を振動的に移動させ、それに伴う温度、圧力の変化が物質分布を再配分し、再び静水圧平衡を回復するという過程を考える。線形安定性理論によると、 $D > 709$ のときには最初の状態は不安定である ($D < 709$ の場合には安定であるから、 $D \rightarrow 0$ の極限で普通の熱力学に戻らなければならないという要請は満たされている)。

この不安定は次のように進行する。たとえば熱を内側の球殻から外側へ移動させると、内側では温度、圧力が下がり、静水圧平衡を回復するためにガスは収縮し、その圧縮によってガスの温度が上がる。 $D > 709$ だと圧縮の効果の方が勝り、内側の球殻では熱が抜かれたにもかかわらず温度が上がるのである (この見かけ上の比熱が負になるのは、重力相互作用のエネルギーが質量の二乗に比例し、普通の内部エネルギーとは異なって外延的な量ではないからである)。この結果、内部から外部へ向って温度勾配が発生し、熱はさらに同方向へ流れ続ける。このとき内部は収縮し外部は逆に膨張するので、 D の値はより大きくなり、中心部の収縮はどこまでも続く。このためカタストロフィーとよばれるが、一般相対論を導入すれば、ブラックホールと共存する放射場という構造に至って安定な熱平衡状態を回復することになる。この物質分布の非一様化はエンタロピーの発生を伴っており、熱力学第二法則とは矛盾しない。

重力の場 [英 gravitational field, 独 Gravitationsfeld,仏 champ de gravité,露 гравитационное поле] \Rightarrow 重力

重力の理論 [英 theory of gravity, 独 Theorie der Gravitation,仏 théorie de la gravité,露 теория тяготения] 重力の古典的理論は I. Newton によって完成された。この理論は現在でも工学、地球物理学、天文学等ほとんどあらゆる実用的な問題に適用され、十分な精度があるものとみなされている。しかし 1915 年 A. Einstein はさらに本質的な理論的考察から一般相対性理論を提出した。この理論はこれまで 4 つの実験的検証によって支持されており、また超高密度星や宇宙論の研究においても大きな成果を収めてある。それでは一般相対性理論以外にも重力の理論はありうるであろうか。理論の自己整合性、完全性、過去の実験的検証という立場から検討してみると、一般相対性理論にまさる理論はほとんど考えられないといわれている。特に時空の幾何学的理論という性質は現在の重力の理論として不可欠の要素である。それにもかかわらず、一般相対性理論をさらに拡張した理論は種々のものが考えられている。たとえばスカラー・テンソル理論、混合型不変な理論、曲率のほかにねじれ率を含む理論、高階の微分を含む理論、フェルミ粒子の自由度を内蔵する超重力理論、重力場をさらに基本的な場から構成する理論、およびそれらの変型である。これらの多くは素粒子理論との類似性、またそれとの統一を旨とするという動機に基づいている。特にゲージ理論、あるいは一般的には微視的物理学法則の立場からみると、一般相対性理論は必ずしも最も自然な理論とはいえない面がある。Einstein が基礎とした一般相対性原理、等価原理から出発した場合、一般相対性理論は確かに最も簡単ではあるが、決して一意的な選択では

ない。いずれにしても、これまでの実験的検証がなされたような状況においては、どのような理論も一般相対性理論を再現するものでなくてはならないであろう。

重力波

[1] [英 gravitational radiation, 独 Gravitationsstrahlung,仏 onde de gravitation,露 гравитационная радиация] 重力場の波動のこと。空間のひずみを光と同じ速度で伝播し、その際、エネルギーの流れを伴うと考えられる。最初に重力波の理論的存在を指摘したのは、A. Einstein で、1916 年に重力場の方程式 (\Rightarrow アインシュタイン方程式) を線形近似して波動方程式を得た。現在ではこのような近似解とは別に非線形なアインシュタイン方程式の厳密解としての波動解がいくつか求められている。電荷の振動により起きた電磁波が真空中を伝わるように、質量の分布が時間的に変化するればそれに伴ってそのまわりの重力場も変化する。それは中心から遠方に向かって伝播していく。重力の相互作用は非常に弱いために、ミクロの世界ではその効果はほとんど無視できるが、質量には電荷のように正負のものが互いに打ち消すということがないために、マクロの世界ではその役割は非常に大きくなる。実際、計算によれば、重力波の放出は宇宙や天体の進化や構造に大きな影響を及ぼすことがわかっている。

重力波は横波であること、2 つの独立な偏光状態をもつことなど電磁波に非常によく似た性質をもっている。両者の大きく違う点は、電磁波が保存則に對して四元ベクトル量である電流密度から放射されるといって、重力波は同じく保存則を満たす二階の対称なエネルギー・運動量テンソルから放射されるということである。このため重力波はやはり二階対称テンソルによって記述され、重力量子はスピン 2 をもつ。また、電磁波の場合最低次の放射は双極放射となるが、重力波の場合は四極放射が最低次である。ミンコフスキー空間を伝わる重力波は直進するが、背景となる空間が平坦でなく曲率をもっている場合は、電磁波と同様に距離 0 の測地線によって進路が与えられる。また重力波は物質との相互作用が小さいため、ほとんど減衰することなく星などの物質も通り抜けてしまう。

物質の質量四極子が時間的に変化するれば重力波が放出される。たとえば 2 つの質量をばねでつないだものを振動させれば重力波が発生させることができる。しかし重力波の発生の効率は極めて悪く、受信の効率も同様に小さいため、地上でこのような実験を行うことはまず不可能である。重力波の源としては天体のうちで急激な変化を伴う星などがいろいろ考えられている。すなわち、大きな星の重力崩壊、それに伴う超新星爆発、中性子星誕生など、ブラックホールによる星の捕獲やブラックホールどうしの衝突などがある。これらの天体現象の多くは数 ms 程度の持続時間を持ち、そのとき放出される重力波はバースト波とよばれ、そのエネルギースペクトルは周波数の低いところから数 kHz くらいまで伸びている。これに対して連続波とよばれ一定の周波数をもった重力波もある。二重星の重力のまわりの回転、非軸対称な中性子星の回転や振動などの発生機構が考えられている。たとえば、かに星雲の中のパルサーは 30.1 Hz の周波数で回転している中性子星であり、60.2 Hz の連続重力波を放出していると考えられており、地表でのエネルギーフラックスは $10^{-19} \sim 10^{-11} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 程度であると予想されている。1978 年、J. H. Taylor は連星パルサーの軌道周期の減少率を調べた観測データをも

とに、これが重力波の放出によってエネルギーを失い軌道がだんだん小さくなるためだとすると、減少率が計算とよく一致することを見いだした。これによって間接的ではあるにせよ初めて重力波の存在が確認された。このほかにも、宇宙の誕生期に起源をもつ電磁波の3Kの黒体放射に相当する、重力波の宇宙論的背景放射の存在も予想されている。

重力波を検出するには、それに伴う時空のひずみを観測すればよい。2つの自由な質点を考えると、その相対的な位置ベクトルの変化は測地線偏差の方程式に従う。そこへ重力波が入射するとリーマン・テンソルが有限の値をもつようになるので質点の間の距離が変化する。もし2質点間に拘束があれば応力が生じる。このような原理に基づいて現在さまざまな重力波検出実験が行われている。J. Weber は1969年に2基の円筒型重力波アンテナを用いて天体からの重力波の検出に成功したと発表した。しかしその後のいくつかのグループによる追試では、彼の得たとするような事象を見いだすことはできなかった。現在、高感度重力波検出器を目ざして、さまざまな技術開発が行われているが、まだ重力波の検出には成功していない。

[2] [英 gravity wave, 独 Gravitationswelle, 仏 onde gravitationnelle, 露 гравитационная волна] ⇨ 水面波

重力場 [英 gravitational field, 独 Gravitationsfeld, 仏 champ de gravitation, 露 гравитационное поле] 狭義には、万有引力を近接作用の立場で場から受ける力とみなす場合の力の場。重力場の中にある物体は(受動的重力)質量に比例して重力を受ける。一般相対性理論においては、等価原理により、重力場の効果と座標系の加速度運動による見かけの力の場とは同一であるから、後者も重力場と考える。逆に、重力場は適当な座標変換により(少なくとも任意の点の近傍で)消去することができる。重力場は時空の四次元リーマン空間の性質として表され、空間の性質を定める諸量はアインシュタイン方程式により物質および場の運動量・エネルギーと結びついている。したがって重力場は物質などが存在することによって生じる時空のひずみである。重力場が弱い場合には、アインシュタイン方程式は、重力場のポテンシャル Φ に対するポアソン方程式 $\Delta\Phi=4\pi G\rho$ (G はニュートンの重力定数、 ρ は質量密度)に帰着する。重力場を正準形式に書き、これを量子化する試みが行われているが、完成していない。

重力場の量子論 [英 quantum theory of gravity, 独 Quantentheorie der Gravitation, 仏 théorie quantique de la gravité, 露 квантовая теория гравитации] 素粒子のふるまいを記述する理論的枠組は相対論的場の量子論であり、電磁場、電子や中間子の場などすべての素粒子の場は量子化される。弱い場の極限(線形近似)では重力場も自由場とみなされ、その量子論は、電磁場の量子論と同様に展開される。その結果現れる量子は重力子とよばれ、質量0で、ヘリシティ±2をもつ。しかし通常の現象では重力場の量子効果が現れることはまず期待されない。たとえば宇宙からくると考えられる重力波の検出装置にしても、関与するエネルギーを重力子の数に直すと非常に大きな数となり、ほぼ完全に古典的状況にあるといっている。量子効果が重要となるのは恐らく膨張宇宙の極めて初期に限られるであろう。しかし素粒子論と重力の理論の統一を図る立場からいえば重力場のみを古典場として放置するのは不自然であるし、また重力場が量子論的な中間状態として寄与

することも避けたい。このような理由で、重力場の量子論をつくるとしてもいくつかの問題が予想される。第一に素粒子論におけると同様、発散の困難があるが、重力場に対してはくりこみの処法が適用できない。それは重力場の結合定数(重力定数)が長さの次元をもつためである。この困難を解決するには結合定数が無次元となるような、一般相対性理論よりさらに本質的な理論を考える必要がある。第二に重力場の量子化は、時空座標そのものに量子論的なゆらぎを導入することになるが、その物理的意味についても考察しなければならない。

重力崩壊 [英 gravitational collapse, 独 Gravitationskollaps, 仏 contraction de gravitation, 露 гравитационный коллапс] 星の進化の最終段階のひとつ。星は重力によって収縮し白色矮星や中性子星になるが、白色矮星と中性子星はそれぞれ質量の上限があるので、それより重い星は重力崩壊を起す。白色矮星の重力崩壊は超新星の爆発という現象にあたると考えられており、あとに中性子星ができる場合がある。その他の場合には重力崩壊はブラックホールを生ずる。球対称の重力崩壊は取扱いが簡単で、外側の空間はバローフの定理によりシュワツシルト解であり、圧力のないモデルでは星の物質は自由落下する。現実的に回転や圧力の効果を取り入れる場合には数値計算で解くことが行われる。非対称の崩壊では重力波の発生によるエネルギーの放出が重要な役割を果たす。崩壊の最後に時空の特異点ができることは特異点定理によって保証されると考えられる。

重力ポテンシャル [英 gravitational potential, 独 Gravitationspotential, 仏 potentiel gravitationnel, 露 потенциал тяготения] 重力の場における位置エネルギー(ポテンシャル)をいう。質量 m の物体が、重力加速度 g の場所で、基準になる水平面から高さ h の位置にあるとき、 mgh [J]で与えられる。単位質量に対するポテンシャルを s とすると多く、その場合は gh [J]で与えられる。広義には万有引力の場のポテンシャルの意味に使われる。

重力レンズ効果 [英 gravitational-lens effect, 仏 effet de lentille gravitationnelle, 露 эффект гравитационной линзы] 光が重力場の中を進む現象を、重力の影響を受けない遠方の観測者が自身の慣性座標系で記述すると、光はあたかも屈折率 $n(x)=1-2\Phi(x)/c^2$ の媒質中を進むように見える。ここで $\Phi(x)$ はニュートンの重力ポテンシャルで、重力の加法性が成り立つ程度に弱い重力場を仮定している。屈折率の場所による変化は、一方では伝播時間のおくれ(⇒時間のおくれ)を、他方では光路の屈折を引き起す。光路の屈折が生み出す効果を一般に重力レンズ効果という。ある光の経路に沿っての方向の変化(すなわち屈折角) $\Delta\alpha$ は、アイコナール近似により

$$\Delta\alpha = \frac{1}{n} \int \text{grad} n dl \approx -\frac{2}{c^2} \int \text{grad} \Phi dl$$

で与えられる。ここで積分は光の経路に沿って行われる。いま、重力レンズ効果を引き起す物体 L が局在していて、光源 S および観測者 O と図1のような位置関係にあるものとする。すると、屈折角 $\Delta\alpha$ と、光源 S とその像 S' とのなす角 $(\theta-\theta_s)$ は、 $\Delta\alpha = (-rs/rs_s)(\theta-\theta_s)$ の関係で結ばれる。ところで、 $\Delta\alpha$ はレンズ物体の中心からの距離 b の関数であるが、 $b=r_L\theta$ であるので結局 θ の関数とみることができる。そこで、2つの関係式から、光源の方向 θ_s に対する像の方向 θ が求まる。球対称な質量分布のレンズ

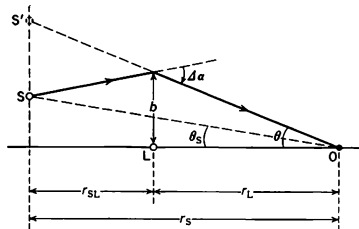


図 1

物体の場合、S, L, O がつくる平面内で考えればよく、 $\Delta a = (-4/c^2)GM(b)/b$ となる。ここで、 $M(b)$ は視線方向に積分した b 以内にある全質量である。質点の場合には、 $M(b) = M$ であり、 Δa は $b \rightarrow 0$ で無限に大きくなるが、光が内部を通過できる広がった物体の場合には、 Δa は $b \rightarrow 0$ で 0 になる。この事情のために、できる像の数は質点レンズでは 2 つ、広がったレンズの場合には一般に奇数個となる(図 2)。

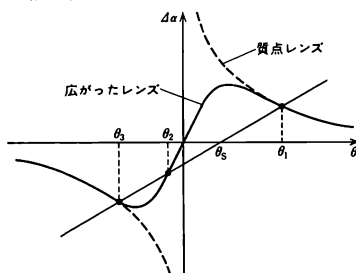


図 2

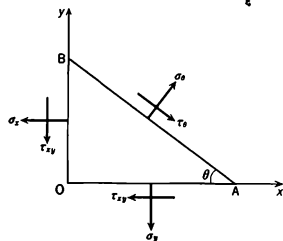
クエーサーのなかに、手前にある銀河や銀河団が重力レンズの働きをするために、接近した複数の像として見えているものが発見されている(1981 年末までに 3 個)。局所的な重力レンズに対して、宇宙全体が重力レンズである可能性もある。たとえば、ルメートル宇宙のある種のモデルでは、光が空間的に閉じた経路を通るため、過去と現在の姿が重なって見えることがある。

十六進法 [英 hexadecimal system, 独 hexadezimals System, 仏 système hexadécimal] 16 を基数とする数の表記法。十六進法の数字としては 0 から 9 までの 10 種類以外に十進法の 10~15 に対応する数字が必要であるが、通常はこれに英大文字 A~F を当てることが多い。結局、0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, A, B, C, D, E, F の 16 種の数字が用いられる。計算機の内部表現として用いられる二進数は人間には直観的にはわかりにくい、これを小数点を基点として 4 ビットずつ区切るとそのまま十六進表記となる。たとえば、十進数の 45 は二進表記では 101101 であるがこれを 4 ビットごとにくくると、10→2, 1101→D であるから十六進表記では 2D となることがわかる。十六進数であることを明白にするために (2D)₁₆ などと書かれることもある。このように十六進数による表記は簡潔という点では二進数に勝るが、親しみやすさでは八進法による表記に劣る。特に A~F というような少い数字が現れるので、人間による演算には不向きである。現在 1 語 32 ビットの計算機が大型機としての主勢を占めており、1 文字 8 ビットの内部コードを採用している機種が非常に多くなっている。この場合、1 文字は 2 けたの十六進数と対応している。たと

えば文字 A を表す内部コード 11000001 を十六進数により (C1)₁₆ などと表示することが多い。

十六極変形 [英 hexadecapole deformation, 独 Hexadekapolverformung, 仏 déformation hexadécapolaire] 原子核の変形の一種であり、球面調和関数 $Y_{4\mu}(\theta, \varphi)$ で表される変形であり、軸対称変形 ($\mu = 0$) の断面図は十字形に凹凸した形をしている。Y4 変形ともいう。純粋にこの変形をした原子核は存在しないが、四極変形の補正として扱われている。変形度は四極変形に比べて 1 けた小さい。この変形は n_z の大きいニルソン状態 (⇒ニルソン・ポテンシャル) に生じやすく、大きな十六極遷移によって確認される。

主応力 [英 principal stress, 独 Hauptspannung, 仏 tension principale, 露 главное напряжение] 弾性体内部のある点に生ずる垂直応力のうち最大および最小のもの。



二次元応力場の場合、任意面を考え、任意の点 O を通る x 軸に対してその面が θ 度傾いているとし、その面に働く垂直応力を σ_θ 、せん断応力を τ_θ とおくと、これらの応力は x, y 軸方向の垂直応力 σ_x, σ_y とせん断応力 τ_{xy} との力のつり合いより、次式で表される。

$$\sigma_\theta = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} - \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \cos 2\theta + \tau_{xy} \sin 2\theta$$

$$\tau_\theta = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2} \sin 2\theta + \tau_{xy} \cos 2\theta$$

面の傾き θ を変化させると、 σ_θ と τ_θ は変化するが、 σ_θ はある 2 つの互いに直交する面上で最大値 σ_1 と、最小値 σ_2 をもつ。この 1 組の応力 σ_1, σ_2 を主応力といい、この σ_1, σ_2 の作用面を主応力面という。このとき τ_θ は 0 となる。また、この σ_1, σ_2 の方向 θ を主応力方向といい、 $\tau_\theta = 0$ より

$$\tan 2\theta = \frac{2\tau_{xy}}{\sigma_y - \sigma_x}$$

となる。このとき主応力の値は、

$$\sigma_1, \sigma_2 = \frac{\sigma_x + \sigma_y}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau_{xy}^2}$$

となる。

主音 [英 tonic, 独 Hauptnote, 仏 note principale] 音階の中心になる音のこと。西洋近代音楽のような調性音楽では、主音はオクターブの第一音とすることが多い。

主慣性モーメント [英 principal moment of inertia, 独 Hauptträgheitsmoment, 仏 moment principal d'inertie, 露 главный момент инерции] 慣性テンソルの主軸のまわりの慣性モーメント。慣性楕円体が $I_1 \xi^2 + I_2 \eta^2 + I_3 \zeta^2 = 1$ と表されたとき、 I_1, I_2, I_3 をさす。

主記憶装置 [英 main storage, 独 Hauptspeicher, 仏 mémoire principale, 露 оперативное запоминающее устройство] 電子計算機の内部記憶装置で、プログラムに

より直接アドレスを指定できるもの。歴史的な理由により、習慣的にコアとよぶことがある。アドレスはバイトごと、または語(ワード)ごとに与えられる。その実体は、少し前まではほとんどが磁気記憶装置であったが、最近では半導体記憶素子によって構成される。通常の電子計算機においては、すべてのデータは主記憶に蓄えられる。すなわち、処理を指示するプログラムも、処理をするための未加工のデータも、処理の中間過程のデータも、処理済のデータも、それらが外部記憶上にあったとしても、処理をされる直前と、処理の直後には主記憶上におかれる。このことから推測できるように、主記憶装置は書き込み、読み出しが高速で、かつそれに要する時間が均等であること(ランダムアクセスが可能)が要件となる。現在、主記憶装置のサイクル時間は $0.3 \sim 1 \mu\text{s}$ 程度である。実装される主記憶容量は、マイクロコンピュータでは $2 \sim 64 \text{K}$ バイト程度であるが、汎用の大型計算機では $4 \sim 32 \text{M}$ バイト、まれにはその $2 \sim 4$ 倍まで接続が可能な機種もある。半導体記憶素子の低価格化によって主記憶装置の価格も低下したといえ、そのビット当り単価は外部記憶装置に比べればはるかに高いから、計算機システムの使用目的に応じて、経済性と兼ねあい実装容量を決定するのが賢明である。

縮退 [英 degeneracy, 独 Entartung, 仏 dégénérescence, 露 вырождение] 一般には、対称性などによる自由度の減少をいう。特に、量子力学では、物理量を表す演算子 F の1つの固有値 f に対して、線形独立な固有関数あるいは固有ベクトルが複数個存在するとき、その固有値 f は縮退または縮重しているという。個数が g ならば g 重の縮退であるという。こうした縮退は系になんらかの対称性があるときに生じる。たとえば中心力場は球対称性をもつので、その中で運動する粒子のエネルギーは、方位量子数が l のとき $2l+1$ 重に縮退している。この対称性を破るような摂動が加えられると縮退はとれる。たとえば磁場をかけると中心力場の場合の $2l+1$ 重の縮退はとけて、エネルギー準位は分裂する(量子統計に従う多粒子系の縮退については、⇒縮退気体、縮退温度)。

縮退温度 [英 degeneracy temperature, 独 Entartungstemperatur, 仏 température de dégénérescence, 露 температура вырождения] 広い意味では、気体が、縮退気体の特徴(具体的には、フェルミ-ディラック分布、ボース-アインシュタイン分布などの統計性の特徴)を示す温度の上限の目安をいう。主としてフェルミオン系に使われることが多く、この場合は、フェルミ・エネルギーを温度に換算したフェルミ温度を縮退温度と考えるのが普通である。縮退温度より高い温度では、気体は古典的なボルツマン統計で記述される特性を示す。縮退温度は、一般に密度の大きい気体ほど高い。

縮退型半導体 [英 degenerate semiconductor, 独 entarteter Halbleiter, 仏 semiconducteur dégénéré, 露 вырожденный полупроводник] 伝導帯に在る自由電子または価電子帯に在る自由正孔のエネルギー分布が、普通の半導体におけるボルツマン分布とは異なると、縮退したフェルミ分布に従う半導体のことで、フェルミ準位が伝導帯または価電子帯のなかにあるので、その物性は定性的には金属と類似している。通常の条件では、半導体中の自由電子や自由正孔の濃度はごくわずかであるから、電子や正孔は縮退しないが、多量のドーピングなどにより半導体として

は比較的大きな濃度の電子または正孔を生成すると縮退が起る。特に InSb などの有効質量の小さい半導体ではこれが容易である。ただし縮退温度はたかだか室温以下の程度であるので、高温では縮退の効果は一般には弱いものである。n 型と p 型の2つの縮退型半導体を接合したものがトンネルダイオードであって、特徴的な負抵抗を示す(⇒トンネル接合)。

縮退気体 [英 degenerate gas, 独 entartetes Gas, 仏 gaz dégénéré, 露 вырожденный газ] 気体は、高温ではマクスウェル-ボルツマン分布に従うが、低温になると、構成粒子の統計性に応じてフェルミ-ディラック分布またはボース-アインシュタイン分布に従う。このようにマクスウェル-ボルツマン分布では記述できないような気体のことを、縮退気体とよぶ。密度が一定の場合は、ある特徴的な温度(縮退温度)以下で気体は縮退する。また、温度が一定の場合は、密度の高い気体ほど縮退の度合いが大きくなる。縮退気体では、分子熱は古典的な値 $3R/2$ (R は気体定数)より小さくなる(⇒等分配則)。比熱の減少は、系の自由度が見かけ上退化していることを示し、このため縮退という言葉が使われる。金属電子は、縮退フェルミ気体の典型的な例であり、液体ヘリウムは、縮退ボース気体の典型的な例である。

縮退星 [英 degenerate star, 独 entarteter Stern, 仏 étoile dégénérée, 露 вырожденная звезда] ⇒ フェルミ気体

主屈折率 [英 principal refractive index, 独 Hauptbrechungsindex, 仏 indice de réfraction principal, 露 главный показатель преломления] 異方性媒質の主誘電率の平方根。吸収と旋光性のない媒質の誘電率は一般に二階の対称テンソルとなり、任意の座標系に対して

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{12} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{13} & \epsilon_{23} & \epsilon_{33} \end{bmatrix}$$

と表される。座標系を回転し、適当な座標系(電気的主軸系という)を選択すると、非対角要素がすべて0になり、誘電率テンソルは

$$\begin{bmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix}$$

となる。 $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ を主誘電率といい、主誘電率の平方根($\sqrt{\epsilon_1} = n_1, \sqrt{\epsilon_2} = n_2, \sqrt{\epsilon_3} = n_3$)を主屈折率という。 $n_1 \neq n_2 \neq n_3$ のときには、 $n_1 < n_2 < n_3$ となるように座標軸を選ぶ。主屈折率は、電束密度の振動方向が座標軸の方向と一致する光に対しては屈折率という物理的意味をもつが、電束密度の振動方向が座標軸の方向と一致しない光については屈折率という物理的意味をもたず、媒質の光学的性質を記述するパラメーターとなる。真空中の光速を c としたとき、 $c_1 = c/n_1, c_2 = c/n_2, c_3 = c/n_3$ によって定められる c_1, c_2, c_3 を主速度という。[図]

縮脈 [英 vena contracta, 露 суженная струя жидкости] = くびれ

主系列 [英 principal series, 独 Prinzipialserie, 仏 série principale, 露 главная серия] 原子スペクトルで、S 準位のなかのいちばんエネルギーの低い ns S 準位へ、それよりエネルギーの高い一連の $n'p$ P 準位から遷移する一群のスペクトル線 $n'p \rightarrow ns$ S を主系列とよぶ。歴史的には、軌道角運動量量子数 $L=1$ の状態からの遷移を prin-

cipal series とよぶことから、 $L=1$ の状態の項記号として頭文字の P が使われるようになった。アルカリ金属では、 $^2P_{1/2}, ^3P_{2/2} \rightarrow ^2S_{1/2}$ が主系列で、たとえば、Li では

$$np^2P_{1/2, 3/2} \rightarrow 2s^2S_{1/2} \quad (n=2, 3, 4, \dots)$$

で、遷移の始状態が 2P の二重項のため系列の各スペクトル線は 2 本に分かれているが、その間隔は n とともに急速に小さくなる。また、この場合、基底状態への遷移であるので、著しく大きな強度をもつのが特徴である。また、He では、

$$\begin{aligned} 1snp^1P_1 &\rightarrow 1s^2^1S_0 & (n=2, 3, 4, \dots) \\ 1snp^3P_{0,2} &\rightarrow 1s2s^3S_1 & (n=2, 3, 4, \dots) \end{aligned}$$

が主系列である。三重項の主系列は強度が大きい。アルカリ土類金属も He にほぼ類似した系列をもつが、三重項では、主系列よりも鋭系列、鈍系列の方が強い。

主系列星 [英 main-sequence star, 独 Hauptreihenstern, 仏 étoiles de la série principale, 露 звезда главной последовательности] 太陽をはじめとする最も一般的な星であり、星全体の 90% 以上を占めることからこの名前がついた。HR 図(⇒ヘルツシュプルング-ラッセル図)上では左上(高温, 高光度, 重質量)から右下(低温, 低光度, 軽質量)にかけて一列に分布している。特にスペクトルが晩期型(K 型, M 型など)で低温のものを赤色矮星ということもある。主系列星の中心部では H が核反応(核融合反応: pp チェイン, 炭素触媒反応: CNO サイクル)を起して He になりつつある。灰としての He が中心部にたまと、星は主系列星から離れて赤色巨星へと進化する。H から始まって Fe が合成されるまでに解放される原子核エネルギーのうち、その 8 割までが、H から He への核融合によって解放される。このため星はその一生の大半を主系列星として過ごす。観測から主系列星の質量の上限として $60 M_\odot$ (M_\odot : 太陽質量)が、また理論から核反応を起す下限として $0.085 M_\odot$ が得られている(⇒巨星)。

主系列星の主な物理量

スペクトル型	B0	A0	F0	G0	K0	M0
質量 ($\log(M/M_\odot)$)	1.25	0.51	0.23	0.04	-0.11	-0.33
半径 ($\log(R/R_\odot)$)	0.87	0.40	0.13	0.02	-0.07	-0.20
光度 ($\log(L/L_\odot)$)	4.3	1.9	0.8	0.1	-0.4	-1.2
中心温度 ($\log T$) K	~7.5	~7.4	~7.3	7.1	7.0	7.0
中心密度 ($\log \bar{\rho}$) $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	~3.8	~4.6	~4.8	4.9	4.9	4.9
平均密度 ($\log \bar{\rho}$) $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	1.8	2.45	2.99	3.13	3.25	3.4
主系列星としての寿命 ($\log \tau$) y^{-1}	7.1	8.6	9.3	10.0	10.5	11.3

$$(M_\odot = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg}, R_\odot = 6.96 \times 10^8 \text{ m}, L_\odot = 3.90 \times 10^{26} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1})$$

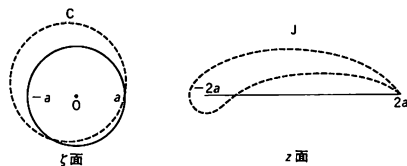
主光学軸 [英 primary optic axis, 独 primäre optische Achse, 仏 axe optique primaire, 露 оптическая ось 1-го рода] = 光学軸

受光器 [英 photodetector, 独 Lichtdetektor, 仏 photodétecteur, 露 фотодетектор] ⇒ 光検出器

主光線 [英 principal ray, 独 Hauptstrahl, 仏 rayon principal, 露 основной луч] ⇒ レンズ

ジュコフスキーの仮定 [英 Joukowski's assumption, 露 предположение Жуковского] ⇒ クッタの条件

ジュコフスキー変換 [英 Joukowski transformation, 仏 transformation de Joukowski, 露 преобразование Жуковского] 等角写像のひとつで、複素 z 面の原点



O を中心とする半径 a の円を、複素 z 平面の実数軸上の長さ $4a$ の線分に写像する変換 $z = \xi + a^2/\xi$ ($a > 0$) をいう。この変換は ξ 面で次のような円を、 z 面で次のように示すいろいろな形に写像する。

ξ 面
 O を中心とする半径 $b > a$ の円
 $\xi = \pm a$ を通る円
 $\xi = -a$ を含み $\xi = a$ を通る円

z 面
 長短軸がそれぞれ $(b^2 + a^2)/b$ の楕円
 $z = \pm 2a$ を通る円弧
 ジューコフスキー翼形
主軸 [英 principal axis, 独 Hauptachse, 仏 axe principal, 露 главная ось]

[1] 有心二次曲線(楕円, 双曲線)および有心二次曲面(楕円面, 一葉双曲面, 二葉双曲面, 錐面)の対称中心を通る互いに垂直な対称軸を主軸という。主軸は二次曲線または二次曲面の方程式を主軸変換することにより得られる。

[2] 幾何光学において、レンズの両面の曲率中心を通る直線を主軸という。主光軸, 光軸または単に軸ということもある。

主軸変換 [英 transformation to principal axis, 独 Hauptachsentransformation, 仏 transformation aux axes principaux, 露 преобразование к главным осям] 本来は、二次曲線($n=2$)または二次曲面($n=3$)の方程式

$$\sum_{i,j=1}^n a_{ij} x_i x_j + 2 \sum_{i=1}^n b_i x_i + c = 0 \quad (a_{ij} = a_{ji})$$

を、適当な変数変換 $y_i = \sum_{j=1}^n u_{ij} x_j + v_i$ を選んで、標準形 $\sum_{i=1}^n d_i y_i^2 + e = 0$ に変形することをいう。新しい座標軸 y_i は主軸とよばれる。

もっと一般には、変数 (x_1, x_2, \dots, x_n) に関する実係数の

二次形式 $\sum_{i,j=1}^n a_{ij} x_i x_j$ ($a_{ij} = a_{ji}$) が与えられたとき、実係数の線形変換 $y_i = \sum_{j=1}^n u_{ij} x_j$ により標準形 $\sum_{i=1}^n d_i y_i^2$ に変形することをいう。この際、 $\sum_{i=1}^n x_i^2 = \sum_{i=1}^n y_i^2$ が成り立つような $\{u_{ij}\}$ から $\{y_i\}$ への線形変換 $\{u_{ij}\}$ がある。これを直交変換という。

これは実対称行列 $A = (a_{ij})$ を直交行列 $U = (u_{ij})$ により対角行列 $D = U^t A U$ (U^t は U の転置行列)に変換することに対応する。 D の対角要素 d_i は行列 A の固有値とよばれ実数となる。以上の変換はエルミート形式 $\sum_{i,j=1}^n a_{ij} x_i \bar{x}_j$ ($a_{ij} = \bar{a}_{ji}$) に対しても全く同様に定義される。このとき u_{ij} は一般に複素数となり、 $\sum_{i=1}^n |x_i|^2 = \sum_{i=1}^n |y_i|^2$ が成り立てば U はユニタリ行列とよばれる。エルミート行列 A の固有値はやはり実数値をとる。

樹枝状結晶 = デンドライト

樹状突起 [英仏 dendrite, 独 Dendrit, 露 дендрит] ⇒ 神経細胞

受信器 [英 receiver, 独 Empfänger, 仏 récepteur, 露 приёмник] 電波, ケーブルによる電気信号, 空間伝搬またはガラスファイバーによる光信号などを検出して、

それらのなかに含まれた情報を取出す装置で、ラジオ、テレビ受像機もその一種である。遠距離用の衛星による通信、宇宙探査衛星からの通信などの受信には極めて高感度で低雑音を必要とし、極低周のメーザー増幅器が用いられる。光通信の受信にはアバランシェフォトダイオードなどで電気信号への変換を行う。

ジュース効果 [英 Suess effect, 独 Suess-Effekt, 仏 effet Suess, 露 эффект Зюсса] ⇒ C14 年代測定法

主せん断応力 [英 principal shearing stress, 独 Hauptschubspannung, 仏 tension de cisaillement principale, 露 главное сдвигающее напряжение] ⇒ 応力

種族(星の) [英 仏 population, 独 Population, 露 население] ⇒ 星の種族

シュタウディンガー-野津の式 [英 Staudinger-Nodzu's formula, 独 Staudinger-Nodzu-Formel, 仏 formule de Staudinger-Nodzu, 露 формула Штаудингера-Нодзу] ⇒ 粘度式

シュタルク Stark, Johannes 1874.4.15—1957.6.21 ドイツの実験物理学者。シッケンホーフ(オーベルファルト)に生れる。ミュンヘン大学に学び, 1897 年 学位取得。ゲッティンゲン大学助手。1904 年 雑誌 Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik を創刊, 1919 年まで編集担当。当時, 唯一の高速イオン線であったカナル線からの発光のドップラー効果を研究し, 1905 年 地上光源としては初めてこの効果を観測した。この効果の理論的説明として特殊相対性理論に注目, まだ無名の A. Einstein に前掲誌へ報告を勧めた。また光化学に量子論を先駆的に応用。ハノーバー工科大学, グライフスワルト大学を経て, 1909 年アーヘン工科大学教授。1913 年, N. Bohr の原子模型発表直後, カナル線中の水素原子発光スペクトル線の高電場の作用による分裂を発見(⇒シュタルク効果), 前期量子論の試金石として注目され, 1919 年ドップラー効果の研究とあわせてノーベル物理学賞を受賞した。しかし, 彼自身は受賞講演でもボーア模型を認めず, その後も独自の模型を提唱した。1917 年グライフスワルト大学教授。1920 年ビュルツブルク大学教授。ノーベル賞賞金を磁器業に投資したことなどから同僚と反目, 1922 年 辞任。このころドイツ物理学学会内で反ベルリン派を糾合しようとしたが失敗。1924 年 Hitler 支持を声明し, 1930 年ナチ党へ入党。P. Lenard とともに相対性理論や量子論を含む「ユダヤ物理学」を排撃, 「ドイツ物理学」を唱導した。ナチ政権成立後, 国立物理工学研究所(P. T. R.)所長(1933 年), ドイツ学術助成会総裁(1934 年)となり, ドイツ物理学界の一元支配を企てたがナチ党内の権力争いに敗れ, 1936 年 総裁を辞任した。1939 年に P. T. R. 所長を引退, トラウンシュタイン近くのみずからの地所内にある私設研究所で不均一電場内の光線の屈曲を研究。1947 年 非ナチ化法廷により懲役刑の判決を受けた。トラウンシュタインにて死去。パウムガルトナー賞(ウィーン), バールブルフ賞(ゲッティンゲン), マテウッチ賞(ローマ)を各アカデミーより受賞。[主著] *Die Elektrizität in Gasen*, 1902; *Die Prinzipien der Atomdynamik* (全 3 巻), 1910~15; *Atomstruktur und Atombindung*, 1928; *Die gegenwärtige Krisis in der deutschen Physik*, 1922; *Nationalsozialismus und Wissenschaft*, 1934; *Jüdische und deutsche Physik*, 1941。

シュタルク効果 [英 Stark effect, 独 Stark-Effekt, 仏 effet Stark, 露 эффект Штарка] 原子を一様な静電

場 F の中に置くと, そのエネルギー準位が変化しそのため原子が出す光の振動数がずれる。1913 年, 水素原子についてこの現象を発見した J. Stark の名にちなみ, シュタルク効果とよぶ。外からの電場のために, 原子内のクーロン力のもつ球対称性が破れ, 電場方向の軸対称性のみが残る。したがって角運動量の大きさ j は保存量にならず, この軸方向の成分 m_j のみが保存量となり, m_j の値によりエネルギー準位が異なる。 m_j と $-m_j$ では, エネルギーは縮退している。一般に電気双極子モーメントの対角行列要素は(パリティ保存則より)0 なので, 一次の摂動はなく, 二次の摂動よりエネルギー準位のずれは

$$\Delta E_n = F^2 \left\{ a_n + \beta_n \left[m_j^2 - \frac{1}{3} j(j+1) \right] \right\}$$

となる(a_n, β_n は数係数)。第一項は分離したエネルギー準位の中心値のずれを表す。 $j=1/2$ のときは, 偶然に準位の縮退は解けない。水素原子の場合には, 異なる j の値に對しエネルギーの縮退があるために事情が違い, 一次の摂動でエネルギー準位のずれが生じる。これを一次のシュタルク効果とよぶ。

シュタルク・スイッチ法 [英 Stark switching method, 仏 méthode de commutation de Stark, 露 метод штарковской модуляции] コヒーレント過渡分光法では, なんらかの方法で, 物質と電磁波の間の相互作用をスイッチングしなければならない。電磁波の強度や周波数をスイッチングするかわりに, 物質にパルスの電場を加え, その共鳴周波数をスイッチングする方法をシュタルク・スイッチ法という。この場合, 電磁波の強度や周波数は固定しておけるので, 実験装置は比較的簡単になる。ことに気体分子レーザーなど周波数や出力の制御の難かしい光源を使う実験に多用される。しかしシュタルク・シフトが大きい遷移にしか適用できないこと, 信号の解析がやや複雑になることなど, 他の方法に比べて欠点もある。

シュタルク分光法 [英 Stark spectroscopy, 独 Stark-Spektroskopie, 仏 spectroscopie Stark, 露 штарковская спектроскопия] 双極子モーメントをもつ分子が電場のもとで示すシュタルク効果を利用し, 分光計の感度を高めたり, 遷移の同定を行ったり, あるいは双極子モーメントの大きさを測定したりする方法をさすこともあるが, 多くの場合は, 次のようなレーザー・シュタルク分光法の略称である。レーザーは分光用に用いられる光源として優れた性質をもっているが, たとえば赤外, 遠赤外領域で発振する気体レーザーの場合にはその発振周波数をほとんど同調できないという不便さがある。そこで調べようとする物質に電場をかけ, その吸収線の周波数をシフトさせ, レーザー発振線に逆に共鳴させるという分光法が考案された。この場合, 分子振動や分子回転に係る定数の他に双極子モーメントが未知定数としてつ加わるが, 十分多くの観測データがあれば, これらの分子定数を同時に高い精度で決定できる。一方, レーザー線の方は, 適当な方法によってその中心周波数を発振を固定させておけばよい。レーザー線の絶対周波数は, 赤外領域で多くの場合 10^{-8} あるいはこれ以上の精度で定められている。電場の測定精度は 10^{-4} 程度としても, シュタルク・シフトはスペクトル線の遷移周波数のたかだか 10^{-3} 程度であるので, 遷移周波数決定の不確定度は 10^{-7} である。この方法により分子定数の決定精度は, ふつうの赤外分光法に比べて飛躍的に向上し, マイクロ波分光法の精度に匹敵するようになった。

測定感度が高いこともこの方法の一つの特徴である。赤外領域で 10^{-14} cm^{-1} の吸収係数まで測定可能で、これに匹敵する分光法は他にない。これまで CO , CO_2 , N_2O レーザーを光源とした研究が行われている。これらは赤外領域に豊富な発振線をもつこと、およびその発振周波数が高い精度で決められているからである。その他、遠赤外レーザーを用いた研究も報告されている。シュタルク効果のかわりにゼーマン効果を使って、吸収線をレーザー線に同調する分光法はレーザー-磁気共鳴法とよばれる。しかし検出に用いられる遷移は必ずしも磁気双極遷移だけではない、電気双極遷移の場合もある(⇒核磁気共鳴, 電子スピン共鳴)。

シュタルク・ラダー [英 Stark ladder, 仏 échelle de Stark, 露 лесница Штарка] 完全結晶において、電子あるいは正孔のエネルギー状態はブロッホのバンドエネルギー状態にある。この完全結晶の格子面に垂直の方向に一樣な電場を加えると、ある条件を満たすとき、バンドエネルギー準位は電場の影響のために、電場方向の自由度に関するエネルギーが量子化されて等間隔に離散化された準位になる。この離散化された量子エネルギー準位を、水素原子中の電子のエネルギーに対する電場の影響を調べた J. Stark の名にちなんで、シュタルク・ラダー(階段)とよぶ。この考えを広めたのは G. H. Wannier (1950 年)であるが、それより以前に H. M. James (1949 年), 桂重俊・八田達・森田章(1950 年)によって理論的に発見されている。いま結晶の (l, m, n) 面に垂直に電場 E が加えられているとすると、電子の波数ベクトル k は逆格子空間で $[l, m, n]$ 方向に等速運動をする。もし電子がほかのバンドに遷移しないならば、 k はブラッグ反射のために特定のバンド内で時間的に周期的な運動をする。シュタルク・ラダーのエネルギー間隔 Δe はプランク定数をこの周期で割ったものに対応しており、 $\Delta e = |eE|d$ で与えられる。ただし e は電子の電荷、 d は結晶の格子面 (l, m, n) の間隔である。シュタルク・ラダーは一種の共鳴準位と考えられる。実際の観測のためには、バンド間の遷移が十分小さいこと、すなわち、ゼーナーのトンネル効果が小さいこと、不純物などによる結晶の乱れが十分小さいこと、結晶に加えられた電位差が考えているエネルギーバンドの幅より大きいことなどが必要である。ZnS の薄膜結晶に $10^5 \sim 10^6 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ の電場を加えた場合に観測されている。

主断面 [英 principal section, 独 Hauptschnittebene, 仏 coupe principale, 露 главная секция] ⇒ 結晶

主値 [英 principal value, 独 Hauptwert, 仏 valeur principale, 露 главное значение]

[1] 多価関数の主値: 多価関数を一価関数に分けて考えるとき、その中で標準的なものを1つ選んで主値という。たとえば、逆正弦関数 $\arcsin x$ に対しては $|\arcsin x| \leq 1$ となるものを選び、 $\text{Arcsin} x$ と表す。このとき、一般に $\arcsin x = \pi n + (-1)^n \text{Arcsin} x$ ($n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) が成り立つ。また、複素関数の例としては、対数関数 $\log z = \ln r + i\theta$ ($z=re^{i\theta}$) に対して、 $-\pi < \theta \leq \pi$ としたものを主値にとり、 $\text{Log} z$ で表す。

[2] コーシーの主値: 関数 $f(x)$ が区間 (a, b) 内の1点 c で特異性をもつために定積分 $\int_a^b f(x) dx$ が存在しない場合でも

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left\{ \int_a^{c-\varepsilon} f(x) dx + \int_{c+\varepsilon}^b f(x) dx \right\}$$

は存在することがある。このとき、この極限値を主値積分

あるいはコーシーの主値とよび、記号 $P \int_a^b f(x) dx$ で表す。たとえば $P \int_a^b dx/x = \log(b/a)$ ($a < 0 < b$) である。

この種の積分は物理学で有効に使用される。

[3] テンソルの主値: 二階の対称テンソル $T=(T_{ik})$ に対して $\sum_k T_{ik} x_i x_k = c$ は原点を中心とする二次曲面を表す。これを T に対するテンソル二次曲面という。その主軸をテンソル T の主軸とよび、主軸を座標軸にとったときの成分をテンソルの主値という。たとえば、応力テンソルの主値は主応力、慣性モーメントテンソルの主値は主慣性モーメントである。

出現電圧 [英 appearance potential, 独 Erscheinungs-potential, 仏 potentiel d'apparition, 露 начальная потен-ция] 気体試料に電子線を当てるとさまざまなイオンができる。このイオンは質量分析計で質量スペクトルをとることによって調べられ、ある特定のイオン種についてその強度を電子加速電圧の関数としてとると電離効率曲線(⇒電離効率)が得られる。電離効率曲線が横軸を切るところ、つまり質量スペクトル上にそのイオン種を出現させるために必要な最低の電子加速電圧 V_0 をそのイオンの出現電圧という。あるイオンの出現電圧が $V_0[\text{V}]$ であるということは、気体分子からそのイオンを生成するのに必要なエネルギーが $V_0[\text{eV}] (=eV_0[\text{J}])$ 、ただし e は素電荷 $1.60 \times 10^{-19} \text{ C}$ であることを意味する。しばしば出現電圧 V_0 のままエネルギーの尺度に使うことがある。実際に出現電圧を測定する場合には、電子線のエネルギー幅や、電極の表面電位などの装置の影響が無視できないので、Ar の電離電圧 (15.76 V) などを基準にして測定する。

イオン化 $A+e^- \rightarrow A^++e^-+e^-$ において、 A^+ が基底状態のイオンである場合には、出現電圧は分子 A の電離電圧そのものである。しかし、生成された A^+ が基底状態ではなくて励起状態、たとえば振動が励起された状態にある場合は、出現電圧は電離電圧より励起エネルギー V で表した分だけ大きくなるので注意を要する。解離イオン化 $BC+e^- \rightarrow B^++C+e^-+e^-$ のように、もとの分子 BC が解離してイオンになる場合には、 B^+ イオンの出現電圧は B の電離のほか BC を解離するのに必要なエネルギーを V で表した分を含んでいる。したがって、ある分子の質量スペクトルに現れるいろいろなイオン種についてその出現電圧を測定すれば、もとの分子の構造や電離、解離の機構についての有力な情報が得られる(⇒親ピーク)。

十進計数回路 [英 decimal counting circuit, 仏 circuit à compte décimal, 露 десятичная счётная схема] ⇒ 計数回路

出生・死滅過程 [英 birth and death processes, 独 Geburt- und-Tod-Prozess, 仏 processus de naissance et mort, 露 процесс гибели и размножения] 酔歩(ランダムウォーク)の連続時間版と考えられ、例としては生態学における個体群に属する個体数の時間的変動を念頭に浮かべるとよい。時刻 t における個体数 X_t を n とし、長さ h の時間の間に出生が起り個体数が $n+1$ ($n \geq 0$) となる確率は $\lambda_n h + o(h)$ 、同様に死亡が発生し個体数が $n-1$ ($n \geq 1$) となる確率は $\mu_n h + o(h)$ とする。また、それ以外の変化の起る確率は h より高次の無限小とする。このとき、 $\{X_t; t \geq 0\}$ はマルコフ過程をなし、これを出生・死滅過程とよぶ。 $\mu_n=0$ ($n \geq 1$) のときには純出生過程、逆に $\lambda_n=0$ (n

≥ 0 のときには純死滅過程という。時刻 t における個体数が m である確率を $p_m(t)$ で表すとき、次の微分方程式が成立立つ。

$$\begin{aligned}
 p_0'(t) &= -\lambda_0 p_0(t) + \mu_1 p_1(t) \\
 p_m'(t) &= \lambda_{m-1} p_{m-1}(t) - (\lambda_m + \mu_m) p_m(t) + \mu_{m+1} p_{m+1}(t) \quad (m \geq 1)
 \end{aligned}$$

適当な初期条件のもとでの解が問題となるが、存在性は常に保証される。一意性については、係数があるなどの条件のもとで示されるが、実際上はまずこの十分条件は満たされていると考えてよい。特に純出生過程で $\lambda_n = \lambda$ なるポアソン過程の場合には、 X_t は平均 λt のポアソン分布に従う。なお、 $t \rightarrow \infty$ としたときの平衡分布 (p_0, p_1, p_2, \dots) は初期条件に依存せず

$$p_n = \frac{\lambda_0 \lambda_1 \cdots \lambda_{n-1}}{\mu_1 \mu_2 \cdots \mu_n} p_0$$

である。ただし、 $p_0 = \sum_{i=0}^{\infty} p_i = 1$ より求まる。

出力 [英 output, 独 Ausgangsleistung, 仏 puissance de sortie, 露 выходная мощность] ある系(計算機, 増幅器, 電源装置, 変圧器など)の出力がその系で処理されて外部に出る信号, 情報, エネルギーなどを出力とよぶ。この出力を受けるものを負荷とよぶ。電気回路の用語であるが, 最近では他の分野でも広く用いられている。入力の変化に対する出力の変化を調べることによりその系の特性を知ることができる。出力はそれを利用する側の調和が必要である。増幅器の場合はその出力と負荷のインピーダンスの整合により出力のエネルギーが 100% 利用できる。計算機の出力は記録したり, 人間にわかりやすくするため二進法→十進法変換や図形化される。出力の一部を入力に加えることを帰還(フィードバック)という。帰還される量が入力と同じ符号(同方向)の場合は正帰還といい, 電子回路の共振作用に利用する。これと反対の場合は負帰還といい, 系の動作の安定化と性能の改善が得られる。

出力インピーダンス [英 output impedance, 独 Ausgangsimpedanz, 仏 impédance de sortie, 露 выходное сопротивление] 信号源や増幅器の出力電流を ΔI だけ変化させたときの出力電圧の変化 ΔV の比, $\Delta V/\Delta I$ を出力インピーダンスという。最大出力電流, 最大出力電圧と出力インピーダンスは全く別のものであるから混同してはいけない。増幅器では, 出力インピーダンスが出力に負荷を接続した場合, 負荷に加わる電圧は出力電圧を出力インピーダンスと負荷インピーダンスで分圧したものになるため, 負荷インピーダンスの値によって見かけ上の増幅度が変わるので, 出力インピーダンスは小さい方が望ましい。理想的電圧増幅器では, 出力インピーダンスは 0 である。増幅器の回路方式や負帰還の有無によって出力インピーダンスは大きく変わる。

出力装置 [英 output unit, 独 Ausgabewerk, 仏 unité de sortie] 計算機システムを構成している一部分であって, データ処理の結果をシステム内から外部へ取出す(出力する)装置。計算機システムの内部表現は各システム固有のもので, 理解しがたいのが普通である。したがって出力装置のうち, 印字装置は, 理解できる表現に翻訳して印字するようになっている。一方, カードまたは磁気テープなど再入力の対象となるデータを出力する場合には, 人間が直接理解できなくてもよいから, そのまま直接計算機に入力可能な表現であることもある。出力装置の主なもの

としては, ラインプリンター, カードせん孔機, プロッター, 磁気テープ装置などがある。

出力変成器 [英 output transformer, 独 Ausgangstransformator, 仏 transformateur de sortie, 露 выходной трансформатор] 電力増幅器の出力回路に使用されるインピーダンス整合用の変成器。一般に増幅器の出力回路では負荷に最大電力を供給することが要求される。この条件を満たすのは負荷インピーダンスと増幅器のインピーダンスが整合した場合である。したがって整合変成器ともよばれる。漏洩磁束がなく, 損失もない理想変成器では, インピーダンス比は巻数比の二乗に比例する。すなわち $N^2 = R_l/R_i$, ここに N は二次巻線の一次巻線に対する巻数比 (n_2/n_1), R_l は増幅器の出力抵抗, R_i は負荷抵抗である(図 1)。低い周波数では, 変成器の等価回路は図 2 のよう

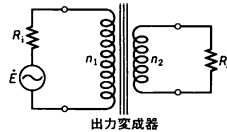


図 1 出力変成器によるインピーダンス整合

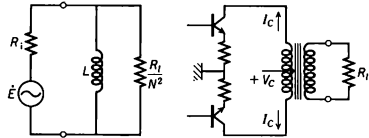


図 2 低域等価回路 図 3 プッシュプル回路

になり, 要求される低域遮断周波数を f_L とすると変成器の一次側インダクタンスは $4\pi f_L L = R_i$ を満足する必要がある, 磁心材料, 形状, 巻数の選択を行う。磁心はケイ素鋼板, パーマロイの薄板を積層したものを用いる。高い周波数では巻線の分布容量や磁心材料の透磁率の低下などが限界を与える。直流電流が重畳すると飽和しやすくなるので図 3 のようなプッシュプル方式を用いる。

シユテファン Stefan, Josef 1835. 3. 24—1893. 1. 7 オーストリアの物理学者。ケルンテンのクラゲンフルト近郊ザンクト・ペーテルに生れる。ウィーン大学で学び, 1858 年に同大学講師, 1863 年に数学・物理学教授, 1866 年に実験物理研究所長となる。また 1869—70 年には同大学哲学部長, 1876—77 年には総長を務めた。1860 年オーストリア帝室科学アカデミー通信会員, 1865 年正会員, 1875 年 数学・自然科学部門書記, 1885 年から没年まで副会長として寄与し, 研究論文の大半をこのアカデミーの会報(数学・自然科学部門)に発表した。最も広く知られる業績は, 熱放射の全波長にわたる放射束が放射体の熱力学温度の四乗に比例することの実験的確認(1879 年)であるが, これは, P. L. Dulong と A. T. Petit(1817 年), F. Provostaye と P. Desains(1846 年), J. Tyndall(1864 年)などの実験結果をまとめたものであり, 彼はこの四乗法則を用いて太陽表面温度を約 6000°C と推定した。しかし Stefan の四乗法則では, 黒体の熱平衡放射という条件が意識されていなかった。その条件を認識したうえで四乗法則をマクスウェルの電磁場理論から導いたのは, 弟子 L. Boltzmann(1884 年)であった。このほか Stefan は, 気体の熱伝導率を測定するための装置の開発, それによって得た実験値と運動論からの計算値との比較, 繊維製の被服材

料の保温性の吟味などを行い、また熱伝導理論では、結核のような相変化を伴う場合(いわゆるシュテファン問題)の一解法を示した。マクスウェルの電磁理論を大陸に紹介発展させた点で、H. L. F. von Helmholtz とともに高く評価されている。音響学では、1885年ウィーンでの楽音ビッチ国際会議の議長を務めて、基準楽音 a^1 の周波数を 435 Hz とすることの普及に貢献した。

シュテファン-ボルツマン定数 [英 Stefan-Boltzmann's constant] 黒体放射に関するシュテファン-ボルツマンの放射法則によると、絶対温度 T の黒体の表面から、その単位面積当り単位時間の間に $I = \sigma T^4$ だけの電磁波のエネルギーが放射されている。この比例定数 σ のことをシュテファン-ボルツマン定数という。 $\sigma \approx 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ 。

シュテファン-ボルツマンの放射法則 [英 Stefan-Boltzmann's law of radiation, 独 Stefan-Boltzmann'sches Strahlungsgesetz, 仏 loi de rayonnement de Stefan-Boltzmann, 露 закон излучения Стефана-Больцмана] 黒体の放射強度 I は絶対温度 T の四乗に比例するという熱放射に関する法則: $I = \sigma T^4$ 。 σ はシュテファン-ボルツマン定数ともよばれる。プランクの放射法則から σ の値を計算すると $\sigma = 2\pi^5 k^4 / 15 c^2 h^3$ (k はボルツマン定数, c は真空中の光速, h はプランク定数)で、 $5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ となる。J. Stefan が 1879 年熱放射に関する当時利用できる限りの測定結果からこの法則を結論し、1884 年 L. Boltzmann がマクスウェルの電磁理論と熱力学とに基づいて理論的に証明した。Boltzmann は、熱平衡にあるとき、放射の強度 I とエネルギー密度 w が $w = 4\pi I / c$ (c は放射の伝播速度)なる関係にあることを示し、マクスウェルの理論によれば、放射を通さない壁で囲まれた空室内で放射が壁面に及ぼす圧力 p が $w/3$ に等しいことを示す。そして、放射を通さない黒体でつくられたシリンダーに同じ材料でつくられたピストンがはめこまれた体積 V の中に放射が閉込められている場合を考える。シリンダーの体積が δV だけ増加して放射圧が仕事をしたとすると、温度を一定に保つためには δQ の熱が加えられねばならない。熱力学の第一法則から、 $\delta Q = \delta U + p \delta V = \delta(wV) + (1/3)w \delta V = V(\partial w / \partial T) \delta T + \{V(\partial w / \partial V) + (4/3)w\} \delta V$ 。 δV の増加は放射のエントロピー S を $\delta S = \delta Q / T$ (T は絶対温度)だけ変える。熱力学の第二法則から δS は完全微分でなければならないから、 $\partial^2 S / \partial V \partial T = \partial^2 S / \partial T \partial V$ 。キルヒホッフの放射法則によって w は T のみの関数であるから、 $dw/dT = 4w/T$ となり、したがって $w = aT^4$ が得られる。

シュテュッケルベルク形式 [英 Stückelberg formalism, 仏 formalisme de Stückelberg, 露 формализм Штукельберга] 場の理論におけるベクトル場の表現のひとつ。質量 $m \neq 0$ 、スピン 1 をもつベクトル粒子はベクトル場 $U_\mu(x)$ で記述され、これは次の波動方程式を満たす。

$$\partial_\nu (\partial_\mu U_\nu(x) - \partial_\nu U_\mu(x)) + \kappa^2 U_\mu(x) = 0$$

ただし $\partial_\mu = \partial / \partial x_\mu$, $\square = \sum_{\mu=1}^4 \partial_\mu^2$, $\kappa = mc/\hbar$ 。また場の交換関係は

$$[U_\mu(x), U_\nu(x')] = i \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{1}{\kappa^2} \partial_\mu \partial_\nu \right) \delta(x - x')$$

で与えられる。ただし $\delta(x)$ は不変 Δ 関数である。この形式の欠点は $m \rightarrow 0$ とした場合に、各式が対応する電磁場

($m = 0$) の式に連続的に移行しないことである。これに反しシュテュッケルベルク形式では、ベクトル場 $A_\mu(x)$ のほかに補助スカラー場 $B(x)$ を導入し、 $U_\mu(x) \equiv A_\mu(x) + (1/\kappa) \partial_\mu B(x)$ とおき、 $A_\mu(x)$, $B(x)$ に対して、波動方程式

$$(\square - \kappa^2) A_\mu(x) = 0, \quad (\square - \kappa^2) B(x) = 0$$

および付加条件

$$(\partial_\mu A_\mu(x) + \kappa B(x))^{(+)} \Psi = 0$$

を仮定する。ここに Ψ は系の状態関数であり、 $()^{(+)}$ は $()$ の正振動部分意味する。この結果 $(\Psi, \partial_\mu U_\mu(x) \Psi) = 0$ が成り立つ。また場の交換関係は

$$[A_\mu(x), A_\nu(x')] = i \delta_{\mu\nu} \delta(x - x')$$

$$[B(x), B(x')] = i \delta(x - x')$$

で与えられる。この場合、各式において $m \rightarrow 0$ の極限がとれ、その結果はそれぞれ対応する電磁場の式に一致する。ベクトル場が保存電流と結合している場合には、 $A_\mu(x)$ のみが相互作用をし、付加条件は変更を受けない。この形式は、1938 年に E. C. G. Stückelberg によって考案されたものであり、ベクトル場のくりこみ問題を議論するときに非常に便利である。

シュテュッケルベルク振動 [英 Stückelberg oscillation, 仏 oscillation de Stückelberg, 露 колебание Штукельберга] 低エネルギーのイオン X^+ が標的原子 Y に衝突して Y を励起し、ある散乱角 θ に散乱される過程 $X^+ + Y \rightarrow X^+ + Y^*$

において、衝突経路(図 1 の断熱ポテンシャルに沿っての経路)の異なる過程がいくつか考えられるとき、それぞれの過程での散乱波に位相差があるため、微分断面積 $\sigma(\theta)$ に量子論的な干渉効果を生ずる。この位相差は散乱角 θ とともに変化するので、 $\sigma(\theta)$ には θ の関数として振動構造が現れる。このような現象を、最初に提唱した E. C. G. Stückelberg (1932 年) の名にちなんでシュテュッケルベルク振動とよぶ。図 1 は X^+ と Y より成る衝突系の透熱ポ

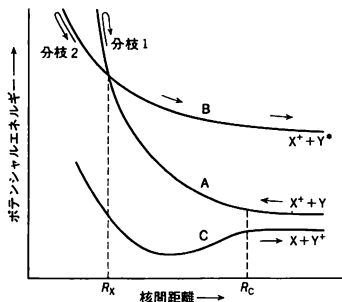


図 1

テンシャルで、A, B, C は核間距離 $R \rightarrow \infty$ でそれぞれ $X^+ + Y$, $X^+ + Y^*$, $X + Y^+$ となる電子状態のエネルギー曲線である。最初 A の状態で衝突が進むが、核間距離 R_X で A と B とが交差するので、衝突経路は分枝 1 と分枝 2 の 2 つに分れる。それぞれの分枝で最近接距離に到達した後、再び R_X を内側から通過して最終的に B の状態で離れていく衝突過程を考えると、2 つの衝突経路の散乱波の位相の差が散乱角 θ によって異なるので、微分断面積 $\sigma(\theta)$ に振動構造が現れる。図 2 は He^+ と He の衝突の場合について換算微分断面積 $\rho(\theta) (= \theta \cdot \sin \theta \cdot \sigma(\theta))$ を換算散乱角 $\tau (= E \cdot \theta)$, E は重心系でのエネルギー)の関数として描いた

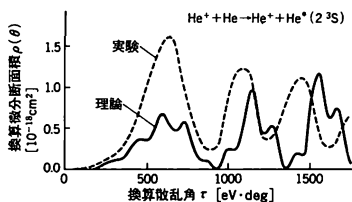
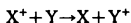


図 2

もので典型的なシュテュッケルベルク振動のようすを示している。点線は実験値、実線は理論値である。このようなポテンシャルの交差に伴う遷移機構は L. D. Landau と C. Zener によって詳しく調べられたので、ランダウ-ゼナー型の振動ともよばれる。 $\sigma(\theta)$ が θ の関数として振動するもうひとつの機構が考えられる。それは図 1 に示すように、ポテンシャル曲線 A とポテンシャル曲線 C がある限られた核間距離 R_c の近傍で比較的接近していて断熱近似が成り立たなくなり、2つの透熱ポテンシャル曲線が実際に交差しなくても、電荷交換反応



によって A の状態から C の状態に遷移の起る場合である。このような形の遷移確率は Yu. A. Demkov (1964 年) によって詳しく調べられたのでデムコフ型の振動とよばれている。最近ではこの種の振動構造も含め、2つのポテンシャルが関与して微分断面積に振動構造の現れる現象を広くシュテュッケルベルク振動とよんでいる(⇒透熱ポテンシャル, ランダウ-ゼナーの理論)。

シュテルマー理論 [英 Störmer theory, 独 Störmer-sche Theorie, 仏 théorie de Störmer, 露 теория Штермер-ска] 地球磁場内での一次宇宙線の軌道理論の基礎となる理論で、C. Störmer (1874~1957 年) による。今世紀の始め Störmer は北極圏で見られるオーロラが太陽からの荷電粒子によるのではないかと考え、地球磁場近傍での荷電粒子の運動を電磁気学に基づいて研究した。地球磁場(双極子磁場と考える)内での荷電粒子の運動方程式を解くと、無限遠から出発し、ある運動量をもって地球磁場へ進入する荷電粒子の軌道が得られる。その結果、粒子の運動量、地磁気緯度、地球中心からの距離をパラメーターとして、進入可能領域、進入禁止領域が決まる。

この理論は、1930 年代に地磁気圏内での一次宇宙線の運動に応用され、緯度効果、東西効果など宇宙線の地磁気効果を説明し大きな成果をあげた。その後、G. Lemaître, M. S. Vallarta らによって、地球の影効果も考慮され、さらに精密な理論に発展した。また、外部から進入できないが、磁場内に局所的に粒子が捕捉されて存在できる穴のような領域の存在も予見されたが、1957 年に発見されたバンアレン帯(放射線帯)の粒子がこれに相当するものとして理解された。

シュテルン Stern, Otto 1888.2.17—1969.8.17 ドイツ、アメリカの理論・実験物理学者。ドイツの上シュレジエン地方のゾラウに生れる。ブレスラウ大学に学び、1912 年 博士号を受ける。同年プラハ大学において A. Einstein に師事し、その後、彼に従ってチューリヒ大学に移る。1913 年チューリヒと連邦工科大学の物理化学の無給講師、1914 年にフランクフルト大学に移り理論物理学の無給講師となり、1921 年まで滞在する。次の 1 年間はロストック大学の理論物理学の準教授を務め、1923 年にハン

ブルク大学の物理化学の教授および研究所長となり 1933 年まで在職した。同年アメリカに移り、カーネギー工科大学の物理の研究教授になる。以後、1945 年まで在職、名誉教授となる。初期の研究分野は、統計熱力学と量子論に関する理論的研究である。1919 年以降は実験物理に専念、分子線の方法の開発とその応用は、分子、原子、原子核の性質を研究する強力な武器であることを示した。また、気体における速度分布に関するマクスウェルの法則の実験的証明を行った。W. Gerlach と協力して、磁場が磁気モーメントに及ぼす反作用によって生じる原子の偏りについて研究した。さらに、陽子を含む原子レベルの粒子の磁気モーメントの測定を行った。水素線やヘリウム線による干渉の生成についての研究は、原子と分子の波動性についての証明を与えたものである。いわゆるシュテルン-ゲルラッハの実験などによって知られる量子力学における基礎的実験を行い、1943 年「分子線の方法の開発への貢献と陽子の磁気モーメントの発見に対して」ノーベル物理学賞を受けた。

シュテルン-ゲルラッハの実験 [英 Stern-Gerlach experiment, 独 Stern-Gerlach-Versuch, 仏 expérience de Stern-Gerlach, 露 опыт Штерна-Герлаха] 1922 年、O. Stern と W. Gerlach が共同して行った実験で、磁場の中で方向量子化が起ることを示したものである。 $10^{-2} \sim 10^{-3}$ Pa の真空中に装置を置き、電流で熱した小炉で銀の小片を加熱し、銀原子を蒸発させる。これをスリットに通して原子線をつくり、スリットの後に原子線と垂直な方向(z 方向とする)に磁場 H をかけ、その後にガラス板を置くと、銀の蒸着膜ができる。磁場がないときは 1 本の影しか見えないが、z 方向に勾配をもつ磁場をかけると、2 本の影が見えた。これは、原子がその角運動量 J に比例した磁気モーメントをもち、その z 成分(したがって J の z 成分 M_J)に比例した力 $\propto M_J \cdot \partial H / \partial z$ を受けるためだと考えられた。 M_J が離散的な値しかとれないこと(方向量子化)が確認されたのである。銀原子は基底状態が $^2S_{1/2}$ ($J=1/2$)なので、 $M_J=1/2$ と $M_J=-1/2$ の 2 状態に分離したわけで、実は電子スピンの存在を確かめ電子の磁気モーメントの大きさを見ていたことになる。

シュテルン-フォルマーの式 [英 Stern-Volmer equation, 独 Stern-Volmer-Gleichung, 仏 équation de Stern-Volmer, 露 формула Штерна-Вольмера] 励起状態にある原子や分子が蛍光を出すとき、これに消光剤を加えると蛍光収量(蛍光強度と励起に使われた光量との比)が減少する。これは、その原子または分子と消光剤とが反応して会合体を形成するからであって、蛍光収量の減少の割合と加えた消光剤の濃度との間には一定の規則がある。シュテルン-フォルマーの式は、(1)励起原子・分子 A^* と消光剤 Q が反応して蛍光能力のない A^*Q の会合体をつくる場合、(2)基底状態の原子・分子 A が消光剤 Q と反応して励起しても蛍光能力のない会合体 AQ をつくり、その濃度が極めて小さい場合に使われる式で、 ϕ_0 および ϕ を、消光剤を加えない場合と加えた場合の蛍光収量、 c を消光剤の濃度として

$$\frac{\phi}{\phi_0} = \frac{1}{1 + Kc}$$

の形で与えられる。ここで、 K は定数で、(1)の場合は $A^* + Q \rightarrow A^*Q$ の反応、(2)の場合は $A + Q \rightarrow AQ$ の反応の反応速度定数に比例する量である(⇒消光)。

主点 [英 principal point, 独 Hauptpunkt, 仏 point principal, 露 главная точка] ⇨ レンズ

受動回路 [英 passive electric circuit, 独 passives Netzwerk, 仏 réseau électrique passif, 露 пассивная цепь] 電気回路を構成する要素には、エネルギーを供給する源を含む要素と、含まない要素とがある。抵抗、コンデンサー、コイルなどのように、それ自身はエネルギーを供給せず単にエネルギーを消費したり、蓄えたりするだけの素子を受動素子といい、受動素子のみで構成される回路を受動回路という。エネルギーを供給する要素は能動素子とよばれ、ダイオード、トランジスター、電子管などがある。

受動素子 [英 passive element, 独 passives Element, 仏 élément passif, 露 пассивный элемент] 抵抗、コンデンサー、コイル、変圧器などのように電気的エネルギーを伝えまたは吸収するだけで、能動的機能(増幅、電気エネルギーの変換など)をもたない回路素子をいう。これに対して、トランジスター、電池などを能動素子という。

受動フィルター [英 passive filter, 独 passives Filter, 仏 filtre passif, 露 пассивный фильтр] 増幅作用をもたない素子すなわち抵抗、コンデンサーおよびコイルなどの受動素子のみで構成されているフィルター回路(⇨フィルター)。インダクタンスと容量の組合せによる LC フィルター、抵抗とコンデンサーの組合せによる RC フィルターが代表的である。

シュトラスマン Strassmann, Fritz 1902. 2. 22—1980. 4. 22 ドイツの化学者。ライン河沿いのボバートに生れる。1929 年よりカイザー・ウィルヘルム化学研究所所員、1946 年マインツ大学の無機化学ならびに核化学の教授、1953 年マックス・プランク化学研究所の化学部門の責任者となる。引退後マインツに居住。1966 年 O. Hahn とともにエンリコ・フェルミ賞を受ける。1936 年ごろよりカイザー・ウィルヘルム化学研究所の Hahn と L. Meitner のチームに参加、中性子のウラン照射から生ずる放射性の生成物の性質を明らかにし、その放射性系列を追究する。1938 年 L. Meitner がナチスの人種政策のため国外に去った後は、Hahn の最も積極的な協力者であった。1938 年の終りに、この放射性生成物の中にバリウムの同位体が存在することを明らかにした。これは核分裂の実験的検証であった。このニュースは直ちに前の共同研究者 Meitner のもとに送られ、Meitner と O. Frisch は、これがウラン原子核の分裂として説明できることを明らかにした。

受波器 [英 acoustic receiver] 音波を受けて電気信号に変換する機器。機能としてはマイクロホンと同じであるが、特に受波器という場合は、その音を人間が聴くことよりも、計測や制御を目的とすることが多い。したがって、可聴域だけでなく、広く超音波領域を含み、媒質も空気に限らず、水中や固体も対象になる。特に水中用受波器はハイドロホンとよばれる。超音波用には非常に広い周波数帯域を取扱う受波器と、狭い帯域で感度の高い受波器があり、また送受兼用のものもある。用途に応じて構造は異なるが、圧電変換器が多く用いられる。

シュブニコフ群 [英 Schubnikov group, 仏 groupe de Schubnikov, 露 группа Шубникова] ⇨ 磁気空間群

シュブニコフ・ド・ハース効果 [英 Shubnikov-de Haas effect, 独 Shubnikow-de Haas-Effekt, 仏 effet Shubnikov-de Haas, 露 эффект Шубникова-де Хааса] 磁場のなかに置かれた金属や半導体の電気伝導率が磁場の

強さとともに振動的に変化する効果。1930 年, L. Shubnikov と W. J. de Haas によって極低温の Bi の単結晶で初めて発見され、その後 Zn, Sn, Ga, グラファイトなどの金属や縮退状態にある Ge, InSb などの半導体で観測されている。この効果は、ド・ハース-ファン・アルフェン効果と同じ原因による量子効果で、伝導電子(または正孔)のランダウ準位が、磁場の増大とともに相次いでフェルミ準位と交差することによって生ずる。電気伝導率は磁束密度 B の逆数に対して周期的に変化し、その周期 $d(1/B)$ は、電子の電荷を e , $\hbar = h/2\pi$ (h はプランク定数) とすると $2\pi e / \hbar A(E_F)$ で与えられる。ここに $A(E_F)$ は電子または正孔のフェルミ面(エネルギー E_F) の磁場に垂直な断面積の極大あるいは極小値を表し、質量 m_0 の自由電子では $A = 2\pi m_0 e F / \hbar^2$ である。この効果を明瞭に観測するには、高純度の結晶について極低温で観測することが必要である。また、有効質量が軽く、フェルミ・エネルギーの小さい物質では、超強磁場を要しない点が有利である。電流の方向と磁場の方向が平行な場合(縦磁気効果)、垂直な場合(横磁気効果)とも振動が認められる。振動の周期がフェルミ面の形状を反映するので、シュブニコフ・ド・ハース効果はフェルミ面の研究に利用されている。

主分散 [英 primary dispersion, 独 primäre Dispersion, 仏 dispersion primaire, 露 первичная дисперсия] ⇨ 分散現象

主平面 [英 principal plane, 独 Hauptebene, 仏 plan principal, 露 главная плоскость] ⇨ レンズ

シューマン Schumann, Victor 1841. 12. 21—1913. 9. 1 ドイツの写真技師。ライプチヒ近郊のマルクラシュテットに生れる。ケムニッツの王立実科学校に学ぶ。製本機械技術が専門。写真乾板において、通常の臭化銀の乳剤に少量のヨウ化銀を混ぜることにより、露出時間を短縮し、長波長の色彩を鮮明にした。また、遠紫外部の光は、分光器の中の空気層と乾板上のゼラチンとに吸収されて感光しないので、ゼラチンの層を薄くする方法を発明した(シューマン乾板)。この方法を利用した精巧な真空分光器によってライマン系列の発見が可能になった。遠紫外線の中で、1900—1200 Å の波長の範囲のものをシューマン線という。1894 年ハレ大学名誉博士となった。

シューマン共鳴 [英 Schumann resonance, 仏 résonance Schuman] 導電体である地球と電離層との間に形成される一種の空洞共振器に起る雷放電によって励起された共鳴現象をいう。1957 年 V. Schumann によって理論的に予想され、その後の観測で確かめられた。理想導体であれば、共鳴周波数は $f_n = f_1 [n(n+1)/2]^{1/2}$, $n = 1, 2, 3, \dots$, $f_1 = 10.6 \text{ Hz}$ で与えられるが、観測されたスペクトルはほぼ 7.8, 14.1, 20.3 Hz… にピークをもっている。電場強度は f_1 付近 ($\Delta f \approx 1 \text{ Hz}$) で $E \approx 0.2 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$ 。

シューマン領域 [英 Schumann region, 仏 région de Schumann, 露 область Шумана] 光の波長領域をいい、真空紫外線領域のうち、190 nm から 120 nm 程度の範囲をシューマン領域とよぶ。ドイツの物理学者 V. Schumann がゼラチンをなるべく微量にした写真乾板(通常の写真乳剤ではそのなかに含まれたゼラチンによる吸収のために真空紫外線に感光しない)を開発し、さらに蛍石プリズムを用いた真空分光写真器をつかって、初めてこの波長領域のスペクトルを研究したので、この名前がある。Schumann が開発した写真乾板はシューマン乾板とよばれ、その後の

真空紫外スペクトルの研究に大きく貢献した。シューマン領域は、現在ではもう少し範囲の広い真空紫外線領域(⇒真空紫外線)という名前によばれることが多い。

シュミット因子 [英 Schmid factor, 仏 facteur de Schmid, 露 фактор Шмидта] ⇒ シュミットの法則

シュミット回路 [英 Schmitt trigger, 独 Schmitt-Trigger, 仏 trigger de Schmitt, 露 триггер Шмитта] 振幅比較回路の代表例で、入力振幅がしきい値を横切ると入力波形の立ち上がり、立ち下がり時間の速さに関係なく一定の立ち上がり、立ち下がり時間の出力パルスを得られる。回路は直流の正帰還を施した差動増幅器で構成できる(図1)。ここで

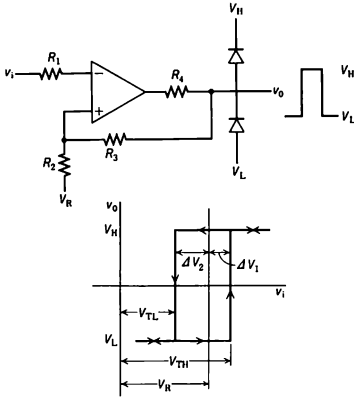


図 1

$$V_{TH} \approx V_R + \Delta V_1, \quad V_{TL} \approx V_R - \Delta V_2$$

$$\Delta V_1 = \frac{R_2}{R_2 + R_3} V_H, \quad \Delta V_2 = \frac{R_2}{R_2 + R_3} V_L$$

である。しきい値(ΔV)は帰還回路の一部に含まれており、状態を反転したとき(V_{TH})と再反転するとき(V_{TL})ではしきい値が異なり、ヒステリシス特性をもつのが特徴で雑音の影響を除くのに利用される(図2)。ディスクリミネ

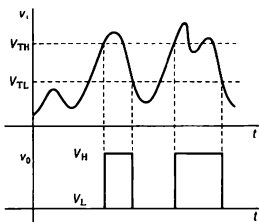
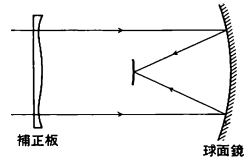


図 2

ーター、正弦波・矩形波変換などパルス回路で広く用いられている。

シュミット・カメラ [英 Schmidt camera, 独 Schmidt-Spiegelteleskop, 仏 chambre de Schmidt, 露 камера Шмидта] 球面鏡と、そのほぼ曲率中心においた非球面補正板からなる簡単な構成のカメラで、口径比が大きくかつ広い視野をもつ。主として天体観測用に使われる。1930年にハンブルク天文台のB. Schmidtによって開発された。球面鏡は、無限遠物体に対して大きな球面収差をもつがコマ収差をもたない。したがって、球面収差を補正するような非球面を球面鏡の曲率中心の位置におくと、広い

視野にわたり良好に収差が補正された光学系が得られる。補正板の形状は一方の面が平面、他方が四次曲面であるが、色収差補正のためにこれに二次の項を加え、図のよう



に曲面をもつ曲面にするのが一般的である。現代では光線追跡による精密な補正が加えられた設計が行われている。理論的には口径比が1.0より明るいものも可能であるが、天体用では2.1~3.5のものが大部分である。視野が大きく、そのうめ明るいという特徴を生かして、短時間に広い天域をカバーする掃天観測や、彗星や人工衛星などに対する見張りにむいている。世界最大のシュミット・カメラは東ドイツにある口径137mm(1960年)のものであるが、日本では口径105mm、Fナンバー3.1のものが1974年に製作された。

シュミット数 [英 Schmidt number, 独 Schmidt-Zahl, 仏 nombre de Schmidt, 露 число Шмидта] 流れの中に置かれたナフタリンの昇華などにおいて現れる流体の拡散に関する無次元の物質定数のひとつで、動粘性率 ν と拡散係数 D の比 $Sc = \nu/D$ をいう。A. P. Colburn(1933年)によりE. Schmidtにちなんで名づけられた。この量は、熱拡散に関するプラントル数 Pr において、温度伝導率 α を質量拡散の係数 D で置換えたものに当たる。

気体の場合は、分子運動論により、シュミット数 Sc は圧力に無関係で温度によりわずかに変化するため、一成分子では Pr の大きさの程度、二成分子でも0.2~5の程度である。たとえば空気(20℃)では $Sc = 0.75$ 。流体が液体の場合には100から数千程度の値をとり、温度により大きく変わるが、圧力の影響は十分に解明されてはいない。なおLewis(Lewis)数は $Le = Sc/Pr = \alpha/D$ で定義される。

シュミット数は流体境界膜内の物質移動速度、多成分系の衝撃波や火炎の構造などにおいて重要なパラメーターであり、 N_{Sc} と略記されることもある。

まれにはあるが、シュミット数としてここにあげたものと別の定義が与えられることがある。(1) 拡散係数 D の代りに温度拡散係数 D_T を用いた ν/D_T のことで、プラントル数ともよばれる。(2) 反応速度論において、[質量移動定数]/[反応速度定数]のことで、セミョーノフ(Semenov)数 Sm ともよばれる。(3) 電気化学では流体の([誘電感受率]×[動粘性率])/([密度]×[電気伝導率]×[長さ]²)のことをいう。

シュミット線 [英 Schmidt lines, 独 Schmidt-Linien, 仏 lignes de Schmidt, 露 линии Шмидта] 原子核の磁気モーメントを一粒子殻模型で計算し、全角運動量 j の関数として画いた曲線(⇒一粒子モーメント)。ただし陽子、中性子の磁気モーメントとして、実測値 $\mu_p = 2.79$, $\mu_n = -1.91$ を用いる。

シュミット則

[1] [英 Schmidt rule, 独 Schmidtsche Regel, 仏 règle de Schmidt, 露 правило Шмидта] 原子核の磁気モーメントを一粒子殻模型で計算して、その核スピン依存性を表した法則。

[2] = シュミットの法則

シュミット値 [英 Schmidt value, 独 Schmidtsche Zahl, 仏 valeur de Schmidt, 露 число Шмидта] 原子核の単一粒子模型によれば, 奇・偶核のスピン j と, 磁気モーメント μ は, スピンが 0 の芯の外にある単一核子の軌道角運動量 l および固有スピンの s によって次のように与えられる。

$$j = l \pm s, \quad \mu = j \left\{ g_l \pm \frac{g_s - g_l}{2I + 1} \right\}$$

ここで, g_l および g_s はそれぞれ核子の軌道運動および固有スピンによる g 因子である。 g_l および g_s の値として, 自由核子の場合の値, すなわち, 陽子に対して $g_l = 1$, $g_s = 5.58548(12)$, 中性子に対し $g_l = 0$, $g_s = -3.82628(8)$ を用いて得られる磁気モーメントの値をシュミット値という。実際の原子核にあつては, 中間子効果や, 芯偏極の効果のために, 自由核子の g 因子によって求めたシュミット値から離れた値が実験的に測定されている。しかし, シュミット値は簡単な模型によって導かれたにもかかわらず, 実験値との対応がよいので, 原子核磁気モーメントのひとつの標準値となっている。 μ の値を j の関数としてグラフに表したときの折線をシュミット・ラインという。

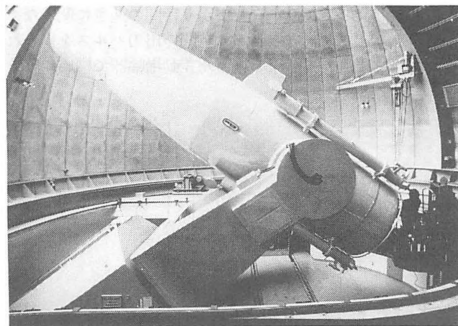
シュミットの法則 [英 Schmid law, 独 Schmidshes Gesetz, 仏 loi de Schmid, 露 закон Шмидта] 単結晶の塑性変形は, 通常, 特定の結晶面に沿った特定の結晶方向へのすべり, すなわち特定のすべり系の活動によって起るので, その降伏応力の値は結晶方位に依存する。1920 年代に, E. Schmid らは, 単結晶試料に作用する外力のすべり系へのせん断応力成分が, ある臨界値(臨界せん断応力)に達したときに降伏が生じることを, いろいろな面心立方および六方晶金属単結晶について, 実験的に示した。以後, Schmid の名にちなんで, 単結晶の降伏応力がすべり系への分解せん断応力の値で定まることをシュミットの法則とよんでいる。臨界せん断応力の法則ともいう。引張りまたは圧縮試験において, 引張り応力または圧縮応力を σ , 応力軸とすべり面法線方向とのなす角度を ϕ , 応力軸とすべり方向とのなす角度を λ とすると, すべり系に働くせん断応力 τ は

$$\tau = \sigma \cos \phi \cos \lambda$$

で表される。つまり, シュミットの法則は単結晶の降伏応力の結晶方位依存性が $\cos \phi \cos \lambda$ で表されることを示すもので, この値をシュミット因子とよぶ。シュミットの法則は, 体心立方金属単結晶に対しては, 特に低温で, 必ずしも成立しないことが明らかになっている。

シュミット望遠鏡 [英 Schmidt telescope, 独 Schmidt-Spiegelteleskop, 仏 télescope de Schmidt, 露 телескоп Шмидта] 球面反射鏡と, その球心においた補正板からなる光学系をもつ天体望遠鏡。ハンプルク天文台の B. Schmidt が発明した(1931 年)。一般に, 球面反射鏡を結像用の主鏡として使用し, その球心に鏡面を置いた光学系には, 狭義の球面収差と像面の湾曲がある。しかし画面において光軸中心からの距離とともに変化する非対称収差がないことはその大きな利点である。そこで, 球面収差を除去するために, 絞りの位置付近に置いた薄い平行平面ガラスの補正板の後面をほぼ四次の回転曲面に研磨して, あらかじめ球面収差を逆補正した光束を主鏡に入射させることとしたのがシュミット光学系である。これは写野の画角が広く, 明るい光学系で, しかも色収差が小さい。天体望

遠鏡として, 各波長域での写真星図の作製や, 特異天体, 変光する天体, 移動する天体などの掃天探索などに用いられる。世界に口径 80cm 以上のシュミット望遠鏡は 13 台あるが, うち 5 台は, 1970 年以降に完成している。なかでも, 東ドイツのカル・シュワツシルト天文台の口径 137cm のものは世界最大, 東京天文台本観測所(長野県)の口径 105cm のものは世界第四位の大きさである(図参照)。



寿命 [英 lifetime, 独 Lebensdauer, 仏 durée de vie, 露 время жизни] 原子核や素粒子が発生してから崩壊に至るまでの時間のこと。現在知られている数百種類の素粒子は電子および陽子を除いては, それぞれ固有の寿命をもっている。すなわち, ある一定の時間がたつと別の粒子への崩壊という現象が起るのである。原子核でも安定な核種を除くいわゆる放射性元素は, それぞれ固有の寿命をもっている。寿命を表すのに, 素粒子の場合は平均寿命, 放射性元素の場合は半減期が用いられる。最新の宇宙論からは, これまで安定だと信じられてきた陽子さえも $10^{30} \sim 10^{32} \text{y}$ の寿命で崩壊するという予言が導き出されている。陽子の崩壊現象を発見しようという実験は, 日本をはじめアメリカおよびヨーロッパでいくつかなされており, 多くの研究者の注目を集めている。

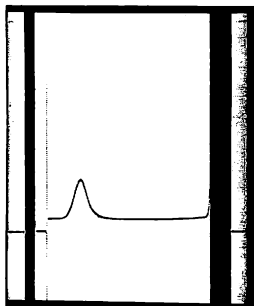
シュリーファ Schrieffer, John Robert 1931.5.31

アメリカの物理学者。イリノイ州オークパークに生れる。マサチューセッツ工科大学(MIT)で最初 2 年間は電気工学を専攻したが, 3 年目に物理学専攻となり, 1953 年に学士号を取得した。続いてイリノイ大学大学院に入学, J. Bardeen 教授の下で固体物理学の研究を始めた。1956 年に Bardeen および L. N. Cooper と超伝導の微視的理論について共同研究を始め, 翌年有名な BCS (バーディーン-クーパー-シュリーファ)理論を発表し, 博士号を得た。この業績に対して, 他の 2 人とともに 1972 年のノーベル物理学賞を授与された。1962 年ペンシルベニア大学に移り, 1969 年同大学教授となる。1984 年現在カリフォルニア大学サンタバーバラ校の教授。主な研究分野は超伝導, 表面物理, 固体物理におけるソリトンなどである。[主著] *Theory of Superconductivity*, 1964。

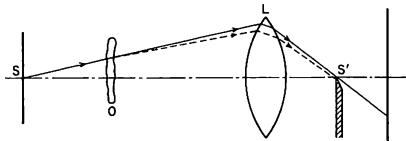
主量子数 [英 principal quantum number, 独 Hauptquantenzahl, 仏 nombre quantique principal, 露 главное квантовое число] 原子内の電子の定常状態を区別する量子数のひとつで, n と書かれることが多い。 $n-1$ がその状態の波動関数の節面の数になっている。方位量子数が l である軌道では n は $l+1, l+2, \dots$ の値をとる。電子に働く力が原子核からのクーロン力だけであるとするとき, 非

相対論的取扱いは電子のエネルギー準位は主量子数 n だけで表され $-Z^2 Rch/n^2$ となる。ここで Z は原子番号、 R はリュードベリ定数、 c は真空中の光速、 h はプランク定数である。エネルギー準位が n のみによるのはクーロン場でのシュレーディンガー方程式が $O(4)$ 対称性をもつためである。水素原子以外の原子では一般に電子のエネルギー準位は n だけでなく l によっても異なる。 n の値が同じならば l が大きいほど電子のエネルギーは大きい。原子核の殻模型でも、核子の定常状態を区別するための量子数のひとつとして主量子数を用いる。この場合には、原子の場合と違って、各 l について、エネルギーの低い状態から順に $n=1, 2, 3, \dots$ ととるのが習慣になっている。

シュリーレン図形 [英 schlieren pattern, 独 Schlierenbild, 仏 figure de schlieren, 露 картина шлирена] 沈降実験の際に得られる沈降図形の一つで、溶液中の濃度勾配を直視できるようにしたものである。濃度の不均一に基づく屈折率の不均一により入射光線が曲ることを利用して得られる。シュリーレン図形の頂点が沈降界面の位置を示すので、頂点の移動速度から沈降速度が求められる(⇒沈降速度)。溶質に分子量の多分子性がある場合、分子量により沈降速度は異なるため、時間の経過とともに図形は広がった形になる。したがって図形の形から逆に分子量分布を求めることができる。



シュリーレン法 [英 schlieren method, 独 Schlierenmethode, 仏 méthode de stries, 露 шлирен-метод] A. Toepler がフーコーテストを応用して、一様に透明ではあるが部分的に厚さまたは屈折率が異なる物体の厚さまたは屈折率の変化を明暗として見るようにした方法。図のよう



に、スリット光源 S のレンズ L (または反射鏡) による像が S' にできるとする。 S' に接してナイフエッジをおいて右から見たとき、レンズ L の両側が一樣な媒質であれば一樣明るさに見えるが(図の実線の光線参照)、厚さまたは屈折率の異なる物体 O があると波面は乱れ、ナイフエッジで遮られたり(図の点線の光線参照)上を通ったりするので明暗の模様を見ることができ、厚さまたは屈折率の変化のある部分を知ることができる。波面の変化が波長に比べて大きければ、光線の進行方向が変化するという幾何光

学的説明ができるが、数分の1波長程度の波面の乱れがあるときには、波動光学的回折による結像を考えて調べなければならない。このほかにもいろいろな配置例がある。流体の密度(温度)勾配で示されるフローパターンを可視化するのに広く利用されている。また、カラーシュリーレンは圧縮、膨張を色々けでできるので便利である。

ジュール [英 joule, 独 Joule, 露 джоуль] エネルギー、仕事、熱量、電力量の単位。国際単位系(SI)では、特別の名称をもつSI組立単位のひとつにあげられている。単位記号は J で、 $J. P. Joule$ (⇒ジュール)に由来する。ジュールは、大きさが1Nである力がその方向に物体を1m動かすときにする仕事である。すなわちジュールは、ニュートンメートルという仕事の単位の特別な名称として導入されたものであるが、SIは、エネルギー保存則を根拠にして、どんな形態のエネルギーもジュール単位で表すという立場をとっている。たとえば、両端に $v[V]$ の電圧がかけられている導体を $a[A]$ の直流電流が $t[s]$ 流れるときの電気的エネルギー(すなわち電力量)は $vat[V \cdot A \cdot s]$ であるが、これを(換算を経ずに) $vat[J]$ と簡明に表すことができる(⇒エネルギーの単位)。

ジュール Joule, James Prescott 1818. 12. 24—1889. 10. 11 イギリスの実験物理学者。生地は、マンチェスターの西のソールフォード。祖父の代から酒造業で財を成した家に次男として生れたが、その仕事は継がず、生涯を物理の実験研究に充てた。生家で教育を受けたほか、10代後半に、当時70歳前後であった化学者 $J. Dalton$ に師事した。19歳のとき、市井の科学者 $W. Sturgeon$ の影響で、電磁的な動力の実験を自宅内の一室で始め、1843年に至って熱と力学的仕事の当量の考えを発表、引続き1847年まで、さまざまな実験でこの当量の値を詳しく追求した。1842年にマンチェスターの文芸哲学協会の会員に、1850年にロンドン王立協会の会員に選ばれた。妻に先立たれ、2児とともにマンチェスター近郊でたびたび転居しつつ、さらに各種の実験を続けたが、長い病の後にチェシャー州セウルで没した。初期の研究では電磁的な動力源の効率に関心を寄せたが、1840年に電流の熱作用(⇒ジュール熱、ジュールの法則)を発見した(詳しい論文は翌年)。1843年からの研究では、電池による電流や電磁誘導による電流の熱作用と、化学的な熱作用と力学的な仕事との相互関係の解明が試みられ、熱を物質ではなく運動と見る立場への接近もあって、当量ということの概念上の整理と数値的な決定がなされた。その後、水の圧出や気体の膨張・圧縮による当量決定実験に続き、水中で羽根車を回す実験が1847年に完了し、当量の値がいつそう確実にもめられた。それ以来 $Kelvin$ 卿($W. Thomson$)と知り合い、ジュール・トムソン効果の実験や当量値の再決定などに携わった。論文は、生前(1884年と1887年)に2巻の全集にまとめられた。

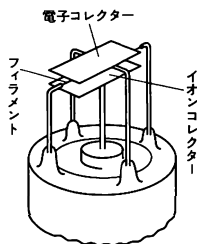
ジュール加熱 [英 Joule heating, 独 Joulesche Heizung, 仏 chauffage par effet Joule, 露 нагрев джоулевым теплом] = オーム加熱

ジュール・ケルビン効果 [英 Joule-Kelvin effect, 独 Joule-Kelvin-Effekt, 仏 effet Joule-Kelvin, 露 эффект Джоуля-Кельвина] = ジュール・トムソン効果

ジュール効果 [英 Joule effect, 独 Joule-Effekt, 仏 effet Joule, 露 эффект Джоуля] = 磁歪効果

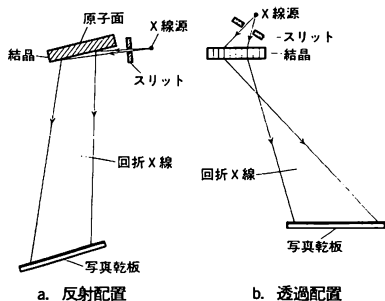
シュルツ・ゲージ [英 Schulz gauge, 仏 jauge de

Schulz, 露 вакуумметр Шульца] 熱陰極電離真空計の一種で、測定可能な圧力は $10 \sim 10^{-3}$ Pa と、普通の熱陰極電離真空計に比べ、約 1~2 桁高い圧力状態を測定できる。



熱陰極電離真空計では、測定可能な圧力の上限はフィラメントの焼損などで決るとともに、気体分子のイオン化によって生じた電子が本来の電子電流に混入するため、電子電流中の有効成分(本来の電子電流で電離能力のあるもの)が少なくなり、見かけの感度が減少してしまうことによって決る。したがって、測定可能な圧力の上限を上げるには、フィラメントの材質を酸化しにくいものとするとともに、真空計の感度を下げて、高い圧力における電子電流中の無効成分の増加を抑えてやればよい。シュルツ・ゲージではフィラメントにはレニウムなどを用い、電極構造は2枚の平行平板電極およびその間にフィラメントを張った構造となっており、一方の平板電極をコレクター、他方を集電子電極として動作するようにになっている。感度は普通の熱陰極電離真空計の約 1/40 程度である。

シュルツ法 [英 Schulz method, 仏 méthode de Schulz, 露 метод Шульца] X線回折顕微法の一種で、L. G. Schultzにより1954年に提案された。その特長は、図に示すように点状のX線源から発散する連続X線



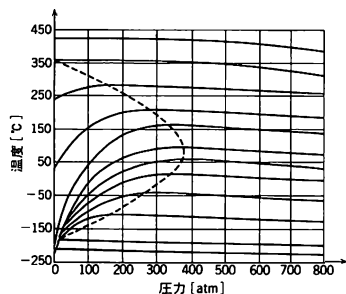
を用い、試料から乾板までの距離を大きくとり、ラウエ斑点を拡大して記録する点にある(X線は紙面に垂直方向にも発散している)。転位、積層不整など(⇒格子欠陥)が観察できるだけでなく、小傾角結晶粒界の傾きの大きさも決められる。分解能は主としてX線源の焦点の大きさで決まり、通常 $10 \mu\text{m}$ 程度である(⇒X線回折顕微法)。

ジュール・トムソン係数 [英 Joule-Thomson coefficient, 独 Joule-Thomson-Koeffizient, 仏 coefficient de Joule-Thomson, 露 коэффициент Джоуля-Томсона] ⇒ ジュール・トムソン効果

ジュール・トムソン効果 [英 Joule-Thomson effect, 独 Joule-Thomson-Effekt, 仏 effet Joule-Thomson, 露 эффект Джоуля-Томсона] ジュール・トムソンの細孔栓実験によって明らかにされたもので、エンタルピー一定の

条件で断熱膨張する場合(ジュール・トムソン膨張という)、実在気体ではわずかではあるが温度が変化する現象をいう(⇒ジュール・トムソンの細孔栓実験)。温度差と圧力差の比 $\mu(\Delta T = \mu \Delta p)$ はジュール・トムソン係数とよばれる。 μ は高い温度では負であるが、ある温度で0となり、それ以下で正となる。その温度は逆転温度(または反転温度)とよばれる。ジュール・トムソンの実験では $\Delta p < 0$ であるから、 μ が正であれば温度が下がる。この効果は、気体を十分に低い温度からさらに冷却するのに利用される。この効果が実在気体の理想気体からのずれに基づくものであることは、次のように示される。状態方程式が、 $pV = nRT(1+B/V)$ 、(B は第二ビリアル係数)で表されるものとすれば、 $\mu = (\partial T / \partial p)_H = (T(\partial V / \partial T)_p - V) / C_p = T^2 \{d(B/T)/dT\} / C_p$ と求められる。気体分子間の相互作用が無視できるときには $B = 0$ であるから $\mu = 0$ は明らかである。0°C, 2 atm で実験して、圧力差 $\Delta p = 1 \text{ atm}$ のとき、温度差 ΔT は、 N_2 で -0.2655°C 、 O_2 で -0.31°C 、 CO_2 で -1.2900°C 、 He で $+0.0616^\circ\text{C}$ の値が得られている。また逆転温度は、 H_2 で -80°C 、 He でほぼ -223°C である。

ジュール・トムソンの逆転曲線 [英 Joule-Thomson's inversion curve] ジュール・トムソン効果におけるジュール・トムソン係数 $\mu(\Delta T = \mu \Delta p)$ が負から正に変わる温度($\mu = 0$ となる温度)は圧力 p に依存する。この $\mu = 0$ となる温度と圧力の関係を温度 T -圧力 p 図表に表した曲線を逆転曲線という。図に窒素の逆転曲線(破線)を示す。

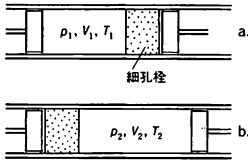


実線は等エンタルピー曲線を表す。逆転曲線の内側(低圧力側)では $\mu > 0$ で圧力の減少に伴い温度が下がり、外側では $\mu < 0$ で温度が上がる。図からわかるように、ある温度以上では μ は全圧力領域にわたって負となる。この温度($p = 0$ で $\mu = 0$ となる温度)を逆転温度といい、窒素の場合 350°C (623 K) である。

温度 T と圧力 p を気体の臨界温度 T_c と臨界圧力 p_c で換算した温度 $\tau = T/T_c$ と圧力 $\pi = p/p_c$ を用いると、古典気体 (Ar , Xe , CO , CO_2 , メタンなど)は1つの一般化された逆転曲線の上によくのことが知られている。これに対し、ヘリウム(^4He)、水素(H_2)は量子効果が強く効いて、図でいえば曲線が低圧側にずれる。

ジュール・トムソンの細孔栓実験 [英 Joule-Thomson's porous-plug experiment] W. Thomson (Kelvin 卿)と J. Joule によって考案されたもので(1847年)、実在気体と理想気体の違いを明確に示すことができる実験。断熱壁でつくられた管の一部に綿のような多孔性の物質を詰め(細孔栓)、一方から一定の圧力 p_1 で気体を送る。気体は栓の細孔を通して管のもう一方からゆっくりと流れ出

て、圧力は Δp だけ下がる。このような条件下では、理想気体では温度差は生じないが、実在気体では、ある温度以上では温度が上がり、それ以下では温度が下がる。この現象をジュール・トムソン効果という。この実験は、熱力学的には気体を圧力 p_1 、体積 V_1 、温度 T_1 の状態(図 a)から、 p_2 、 V_2 、 T_2 の状態(図 b)へ、断熱準静的に変化させる



ものと考えることができる。ピストンの移動による仕事を考えると、熱力学第一法則により U を考える気体の内部エネルギーとして、 $U(p_2, V_2, T_2) - U(p_1, V_1, T_1) = p_1 V_1 - p_2 V_2$ が成り立つ。よって $H = U + pV$ によってエンタルピー H を定義すると、 $H(p_1, V_1, T_1) = H(p_2, V_2, T_2)$ である(等エンタルピー過程)。

理想気体では $T_2 = T_1$ であるから、 $p_2 V_2 = p_1 V_1$ 、したがって $U(V_1, T_1) = U(V_2, T_1)$ が成り立つ。 V_1 と V_2 とは明らかに異なった値とすることができるから、このことは関数 $U(V, T)$ は V を含んでいないことを示す。すなわち理想気体の内部エネルギーは、温度のみの関数と考えられる。実在気体でも温度差は小さい値である。この実験では V_1, V_2 を十分大きくとることができるので精度がよく、小さい値を検出することができる。温度差 $\Delta T = T_2 - T_1$ と圧力差 $\Delta p = p_2 - p_1$ との関係は熱力学的計算により次のように求められる。 $\Delta T \approx (\partial T / \partial p)_H \Delta p$ 、 $(\partial T / \partial p)_H = -(\partial H / \partial p)_T / (\partial H / \partial T)_p = \{T(\partial V / \partial T)_p - V\} / C_p$ (ここで、 $dH = (\partial H / \partial p)_T dp + (\partial H / \partial T)_p dT = 0$ 、 $(\partial H / \partial T)_p = C_p$ 、 $(\partial H / \partial p)_T = (\partial G / \partial p)_T + T(\partial S / \partial p)_T = V - T(\partial V / \partial T)_p$ を用いた)、 C_p は定圧熱容量である。 $\mu = (\partial T / \partial p)_H$ はジュール・トムソン係数とよばれる。

ジュール・トムソン膨張 [英 Joule-Thomson expansion, 独 Joule-Thomsonsche Ausdehnung, 仏 détente de Joule-Thomson, 露 расширение Джоуля-Томсона] \Rightarrow ジュール・トムソン効果

ジュール・トムソン膨張弁 [英 Joule-Thomson expansion valve, 仏 soupape de détente de Joule-Thomson, 露 расширительный клапан Джоуля-Томсона] 冷凍機や液化機に設置して、ジュール・トムソン効果を利用して気体を冷却する機能をもつ弁。JT 弁と略称することもある。原理的に気体の圧力を 10~100 atm から約 1 atm まで降下させる程度の流れインピーダンスをもった弁であれば構造は問わないが、実際には針状のニードル弁で、弁座との細いすき間を調節することによって流れインピーダンスを調節できるものが用いられている。

ジュール熱 [英 Joule heat, 独 Joulesche Wärme, 仏 chaleur Joule, 露 Джоулево тепло] 電流が抵抗のある物体中を流れるときに発生する熱をいう。熱量の発生割合はジュールの法則に従い、抵抗を R 、電流を I として RI^2 である(\Rightarrow ジュールの法則)。

ジュールの法則 [英 Joule law, 独 Joulesches Gesetz, 仏 loi de Joule, 露 закон Джоуля] 一定温度に保たれた導線に定常電流が流れるとき、単位時間当りに発生するジュール熱の熱量 Q は電流の強さ I の 2 乗および抵抗 R に

比例する。すなわち

$$Q = RI^2$$

である。この法則は 1840 年 J. P. Joule によって実験的に確立された。彼は熱量計の中に導線を入れて電流を流し、発生する熱量を正確に測定した。

定常電流の流れる導体中の単位体積当りに発生する熱量は、単位時間に $\rho J^2 = \sigma E^2$ である。ここで、 ρ, σ, J, E はそれぞれ抵抗率、電気伝導率、電流密度、電場である。ジュール熱は電気抵抗に抗して電流を流すために電気的な力がなす仕事にほかならない。

ジュール毎キログラム毎ケルビン [英 joule per kilogram kelvin, 独 Joule pro Kilogram Kelvin, 仏 joule par kilogramme kelvin] 比熱の SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一。単位記号は $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$ または $J/(kg \cdot K)$ (\Rightarrow 熱学量の単位)。

ジュール毎ケルビン [英 joule per kelvin, 独 Joule pro Kelvin, 仏 joule par kelvin, 露 Джоуль на кельвин] エントロピーおよび熱容量の SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一。単位記号は $J \cdot K^{-1}$ または J/K (\Rightarrow 熱学量の単位)。

シュレーディンガー Schrödinger, Erwin 1887.8.12 - 1961.1.4 オーストリアの理論物理学者。ウィーンに生れる。ウィーン大学で F. Hasenöhl, F. Exner, W. Wirtzinger に学び、1910 年に学位取得。1911 年 Exner の助手、1914 年より私講師となる。L. Boltzmann に心酔し、磁性体・誘電体の運動論的理論、宇宙線の強度分布(1912 年)、X 線回折の理論、振動問題(1914 年)の研究に従う。第一次世界大戦で 4 年間軍務に服し、1918 年ウィーン大学私講師に復帰。イェナ、シュツットガルト、ブレスラウに短期間在任した後、チューリッヒ大学教授となる(1921~27 年)。一般相対性理論(1918 年)、色彩論と視覚の関係(1920~26 年)、比熱を中心に統計力学の基本的諸問題を論じたが、L. V. de Broglie の物質波の着想を発展させた「固有値問題としての量子化」4 部作を含む、1926 年前半に発表された 6 編の論文によって、波動論の連続観に基づく波動力学を建設し、行列力学との数学的同等性を示した。この業績で 1933 年度ノーベル物理学賞を受ける。1927 年ベルリン大学教授に就任(M. Planck の後任)、波動関数の物理的解釈の追究に努めたが、1933 年ナチス政府によってユダヤ人学者追放・焚書が行われるとドイツの教職にあるのを潔しとせず、オックスフォード大学研究員となる。1936 年グラーツの大学に戻るが、1938 年ドイツのオーストリア併合に伴い解任されイタリアに脱出、гент大学(ベルギー)客員教授となった。第二次世界大戦勃発に際してアイルランドに逃れ、新設のダブリン高等研究所所員となり(1939~56 年)、統一場理論、統計力学の基礎を研究(主著 1946, 50 年)、また公開講義をもとに彼一流の科学思想解説書を著したが、なかでも「生命とは何か」What Is Life? (1944 年)は、分子生物学の先駆けとなった。戦後オーストリアに帰り、ウィーン大学名誉教授(1956~57 年)。独特の自然観をもち、量子力学のコペンハーゲン解釈に満足せず、量子飛躍も疑問視し(1952 年)、エネルギー保存則を統計的法則と見る可能性を論じた(1924, 58 年)。「主著」Abhandlungen der Wellenmechanik, 1928 (『波動力学論文集』, 1927); Science and the Human Temperament, 1935; What Is Life? The Physical Aspect of the Living Cell, 1944 (『生命とは何か』, 1951); Statistical

Thermodynamics, 1946(「統計熱力学」, 1974); *Space-Time Structure*, 1950(「時空の構造」, 1974); *Science and Humanism*, 1951(「科学とヒューマンイズム」, 1956); *Nature and the Greeks*, 1954; *Expanding Universe*, 1956; *Science Theory and Man*, 1957; *Mind and Matter*, 1958; *Meine Weltansicht*, 1961; *Was ist ein Naturgesetz? Beiträge zum naturwissenschaftlichen Weltbild*, 1962; *Briefe zur Wellenmechanik* (K. Przibram 編), 1963(「波動力学形成史」, 1982)。

シュレーディンガーの猫 [英 Schrödinger's cat, 仏 chat de Schrödinger, 露 кошка Шредингера] J. von Neumann と E. P. Wigner の観測理論(⇒観測の理論)は、量子力学的観測の核心である測定による波束の収縮が観測者の「抽象的自我」や「意識」の介入によって起ると主張し、さらに対象から観測者の意識に至る観測の連鎖(対象→測定器→眼→視神経→……)をどこで切って対象側と観測者側に分けても、その点の測定操作はすべて同質の量子力学的観測であるとする。これに対して E. Schrödinger は猫のパラドックスを発表して批判した。「シュレーディンガーの猫」は一種の測定装置であり、少量の放射性同位体とカウンターを収めた箱 A と、カウンターから信号を受けて毒物のピンを壊す装置と猫が入っている箱 B とからなる(図参照)。放射性同位体が崩壊すれば猫が死ぬわけ



だから、同位体の励起状態(崩壊前)と基底状態(崩壊後)を猫の生死によって知る装置である。しかし、猫の生死を知るには観測者は窓を開けて覗かなければならない。von Neumann によれば、この「覗き」も量子力学的観測だから、覗く前は猫は生状態と死状態の重ね合せ状態にあって生死不定であり、「覗き」操作によって波束が収縮して生か死に決まるということになる。常識的には、覗き操作に関係なく生死は決まっているだろう。だからおかしいというパラドックスである。猫を自動記録装置で置換えても話の本質は変わらない。

箱 B の代りに信号電流検出器をもった観測者の友人をおき、観測者 C がその友人 B に崩壊したかしないかを探るために観測を行うことを考えよう。この場合、C が B に質問する直前を考えれば、C は A と B に何の影響も与えていないのだから、系 A+B は重ね合せ状態にあるはずである。しかし、それ以前に B が「意識」していたとすれば、系 A+B は「波束の収縮」を経験して混合状態にあるはずである。これを「ウィグナーの友人のパラドックス」という。B がウィグナーの友人である。

シュレーディンガー表示 [英 Schrödinger representation, 独 Schrödingers Darstellung, 仏 représentation de Schrödinger, 露 представление Шредингера] 量子力学的な系の時間変化を表すひとつの方式で、系の時間変化をすべて状態ベクトルに担わせる方法。量子力学の一形式である波動力学では、力学系の状態は波動関数 $\psi(q, t)$ で表され、それはシュレーディンガー方程式

$$i\hbar(\partial\psi/\partial t)=H\psi$$

によって決められる。 H はハミルトニアンである。 $t=t_0$ における波動関数を $\psi(q, t_0)$ として、 $\psi(q, t)=U(t, t_0)\psi(q, t_0)$ で決められる時間変化の演算子 $U(t, t_0)$ は

$$i\hbar(dU/dt)=HU(t, t_0) \quad (U(t_0, t_0)=1)$$

で規定される。特に H が t を直接含まないときには

$$U(t, t_0)=\exp[-iH(t-t_0)/\hbar]$$

で与えられる。時間を直接含まず、一般化座標と一般化運動量だけの関数で表されるような物理量 $F(q, p)$ は、時間を含まない演算子 $F(q, -i\hbar\partial/\partial q)$ で表現される。以上は座標表示の波動力学の場合であるが、もっと一般の表示でも状態ベクトル $|\Psi(t)\rangle$ が

$$i\hbar\frac{d}{dt}|\Psi(t)\rangle=H|\Psi(t)\rangle$$

に従って時間変化するとして、 $|\Psi(t)\rangle=U(t, t_0)|\Psi(t_0)\rangle$ によって時間変化の演算子 $U(t, t_0)$ を定義すると、それが

$$i\hbar\frac{d}{dt}U(t, t_0)=HU(t, t_0)$$

を満たす。このとき時間を直接に含まないような物理量は時間によらない演算子で表される。このような状態ベクトルと物理量の表し方をシュレーディンガー表示という。この表示では、外からかけられた振動電場と荷電粒子との相互作用 $q\cdot E_0\cos\omega t$ のように直接に時間 t を含む物理量を除き、物理量を表す演算子は時間によらず、時間変化はすべて状態ベクトルが担う(⇒ハイゼンベルク表示)。

シュレーディンガー方程式 [英 Schrödinger equation, 独 Schrödinger-Gleichung, 仏 équation de Schrödinger, 露 уравнение Шредингера] 量子力学の一形式である波動力学では、系の運動の状態を表す状態ベクトルは波動関数という形をとるが、それを決める方程式がシュレーディンガー方程式で、古典力学でのニュートンの運動方程式に対応する波動力学の基礎方程式である。系のハミルトニアンを H とすると、それは

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=H\psi \quad (1)$$

という形をとる。波動関数 $\psi(q_1, \dots, q_f, t)$ は系の自由度を f とすると、一般化座標 q_1, \dots, q_f と t の関数で、 f 次元配位空間の波になる。ハミルトニアン H は、古典力学との対応がつく場合には、古典力学のハミルトニアン $H(q, p)$ で、運動量 p_i を $-i\hbar(\partial/\partial q_i)$ に置換えて得られる演算子である。たとえばポテンシャル $V(r)$ で与えられる力場内を運動する質量 m の粒子ならば、 Δ をラプラシアンとして $H=-\hbar^2/2m\Delta+V(r)$ となる。この例のように H が時間 t を直接には含まないときには、 $\psi(q, t)=e^{-i\omega t}\phi(q)$ とおくと $\phi(q)$ は H の固有値方程式

$$H\phi(q)=E\phi(q) \quad (E=\hbar\omega) \quad (2)$$

を満たせばよいことがわかる。これを(時間を含まない)シュレーディンガー方程式という。 $\phi(q)$ は力学系の性質に応じた境界条件を満たさなければならないので、そのため定数 E には特定の値 E_1, E_2, \dots のみが許される。これをエネルギー固有値といい、その配列をエネルギースペクトルあるいはエネルギー準位という。固有値は離散的な(跳び跳びの)場合も、連続的な場合もある。 $\psi_n=e^{-iE_n t/\hbar}\phi_n(q)$ で表される状態は、 $|\psi_n|^2$ が時間によらないという意味で定常状態である。

シュワルツシルト Schwarzschild, Karl 1873.10.9 - 1916.5.2 ドイツの天文学者。フランクフルトに生れ

る。シュトラズブルク大学およびミュンヘン大学に勤めた後、1901年ゲッティンゲン大学教授、同大学天文台長となる。1909年よりポツダム天文台長。第一次世界大戦に従軍し、ロシア戦線で得た病のためポツダムで死亡。

写真を利用した星の光度測定法の標準化に努め、恒星集団についての楕円速度分布仮説を唱え、また、太陽の輻射平衡の理論では、その後のA. S. Eddingtonに先駆けた仕事をする。A. Einsteinの重力場の方程式に対する球対称な厳密解(シュワルツシルトの解)の発見、星が重力崩壊を起す臨界半径(シュワルツシルト半径)など、一般相対論に関する仕事のほか、前期量子論における量子条件についての仕事などが知られる。

シュワルツシルトの外部解 [英 Schwarzschild exterior solution, 仏 solution extérieure de Schwarzschild, 露 внешнее решение Шварцшильда] 重力場のアインシュタイン方程式を真空中で、時間的に定常、空間的に球対称という条件で解くと、解は一意的に決り、 $r > R_s$ で

$$ds^2 = -c^2 \left(1 - \frac{R_s}{r}\right) dt^2 + \frac{dr^2}{1 - (R_s/r)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)$$

となる。ここで $R_s = 2GM/c^2$ をシュワルツシルト半径といい、 M は中心にある質量である。これをシュワルツシルトの外部解という。これは

座標変換 $r = (1 + R_s/4r_1)^2 r_1$ によって

$$ds^2 = -c^2 \frac{\{1 - (R_s/4r_1)\}^2}{\{1 + (R_s/4r_1)\}^2} dt^2 + \left(1 + \frac{R_s}{4r_1}\right)^4 \left(dr_1^2 + r_1^2 d\theta^2 + r_1^2 \sin^2\theta d\varphi^2\right)$$

と書ける(等方座標)。外部解は太陽や星のまわりの時空を表すと考えられる。太陽の場合にはいろいろな実験観測によって外部解が成り立っていることが確かめられている。外部解はその名の示すように星の外部の真空の領域でのみ成り立つ。普通の星ではその半径は R_s より大きい。半径が R_s より小さい場合には $r = R_s$ の球面の上で外部解は形式上発散し、この面は事象の地平になっている。しかし時空はこの面の上で特異性を示すことはなく、適当な座標変換によって見かけ上の特異性を取除くことができる(⇒クルスカルの時空)。

シュワルツシルトの内部解 [英 Schwarzschild interior solution, 仏 solution intérieure de Schwarzschild, 露 внутреннее решение Шварцшильда] 半径が R で内部の密度 ρ がいたるところで一定という仮想的な球状の星を考え、そのなかで重力場のアインシュタイン方程式を解いた結果をシュワルツシルトの内部解という

$$ds^2 = -c^2 \frac{\{3\sqrt{1 - (R^2/a^2)} - \sqrt{1 - (r^2/a^2)}\}^2}{4} dt^2 + \frac{dr^2}{1 - (r^2/a^2)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)$$

で表される。 $a^2 = 3c^2/8\pi G\rho$ である。この解は星の表面で質量 $M = 4\pi\rho R^3/3$ の星の外部解に接続される。内部解は星のモデルとして使われることもあるが、 $\rho = \text{一定}$ という仮定はあまり現実的ではない。また $9GM > 4c^2 R$ の場合には星の内部で時空に特異点が生ずる。

シュワルツシルト半径 [英 Schwarzschild radius, 独 Schwarzschild-Radius, 仏 rayon de Schwarzschild, 露 шварцшильдовский радиус] 星の質量を M 、ニュートンの万有引力定数を G 、光の速さを c とするとき、 $R_s = 2GM/c^2$ を星のシュワルツシルト半径という。太陽の R_s は

$2.95 \times 10^3 \text{ m}$ 、地球の R_s は $8.88 \times 10^{-3} \text{ m}$ である。星のまわりの時空を表すシュワルツシルトの外部解は計量テンソルの中に $1 - (R_s/r)$ の形の因子を含むので、超高密度の天体で半径が R_s より小さいもの(ブラックホール)では半径が R_s の球面上の上に見かけ上の特異点がある。この球面の性質はいろいろ調べられており、 $r = R_s$ は真の特異点ではなく座標変換によって特異性を除きうることがわかってゐる(⇒クルスカルの時空)。

シュワルツの不等式 [英 Schwarz inequality, 仏 inégalité de Schwarz, 露 неравенство Шварца] $a_1, a_2, \dots, a_n, b_1, b_2, \dots, b_n$ をそれぞれ n 個の実数とするととき

$$\left| \sum_{k=1}^n a_k b_k \right| \leq \left(\sum_{k=1}^n a_k^2 \right)^{1/2} \left(\sum_{k=1}^n b_k^2 \right)^{1/2}$$

が成り立つ。これをコーシーの不等式という。これは、実ベクトル $a = (a_k)_{k=1}^n$ 、 $b = (b_k)_{k=1}^n$ に対する内積およびノルムを用いれば

$$|(a, b)| \leq \|a\| \|b\|$$

と書ける。この不等式は無限次元の内積空間、特にヒルベルト空間の内積に關してもそのまま成り立ち、コーシーシュワルツの不等式、あるいはシュワルツの不等式とよばれる。たとえば、 u, v を R^1 上の二乗可積分の複素数値関数とすれば

$$\left| \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \overline{v(t)} dt \right| \leq \left(\int_{-\infty}^{\infty} |u(t)|^2 dt \right) \left(\int_{-\infty}^{\infty} |v(t)|^2 dt \right)$$

が成り立つ。

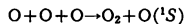
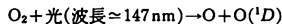
準安定核 [英 metastable nucleus, 独 metastabiler Kern, 仏 noyau métastable, 露 метастабильное ядро] = 異性核

準安定原子 [英 metastable atom, 独 metastabiles Atom, 仏 atome métastable, 露 метастабильный атом] 励起状態にある原子の多くは $10^{-7} \sim 10^{-8}$ s くらいの短時間のうちに光を放出してエネルギーの低い状態へと移ってしまう。これに比べて異常に寿命の長い励起原子を準安定原子という。例を表に示す。上層大気、炎、放電している気体

準安定原子の例

準安定原子	基底状態から測った励起エネルギー[eV]	寿命[s]
H(2s ² S)	10.199	0.122
He(1s2s ³ S)	19.820	$\sim 8 \times 10^3$
He(1s2s ¹ S)	20.616	$\sim 2 \times 10^{-2}$
O(2p ⁴ 1D)	1.967	1.1×10^2
O(2p ⁴ 1S)	4.190	0.76

などのなかで多くの準安定原子がつくられる。つくられたとしては、(1) 電子衝突による原子の励起、(2) 電離気体中での電子とイオンとの再結合、(3) 電子衝突または光吸収による分子の解離、(4) 化学反応、などがある。(3)、(4)の例としては



がいずれも上層大気中で重要とされている。準安定原子は寿命が長いので、余分のエネルギーを光にして放出してしまふ前にほかの原子・分子や固体表面と衝突することが多い。その際、蓄えていたエネルギーを使ってさまざまな反応を起させる可能性をもつ。励起エネルギーが十分大きければ、ほかの原子や分子を電離させることもできる(⇒ベニング電離)。同様に、金属表面からの二次電子放出を起させる場合も多く、準安定原子検出の主要な方法のひとつ

になっている。一般に、原子の全角運動量の量子数 J が 2 以上変わる遷移、 $J=0$ の状態から別の $J=0$ の状態への遷移、軽い原子では一重項から三重項へなど多重度の変化する遷移は確率が極めて小さい(⇨選択規則)。可能な遷移のすべてで確率が小さければ、その状態は準安定になる。このほか高励起状態にある原子は、選択規則にかなう遷移が可能であるにもかかわらず、波動関数に節が多いため遷移をもたらず電気的双極子モーメントの行列要素が著しく小さくなるなどの理由から長寿命で、準安定原子の仲間である。なお、 $H(2s^2S)$ や $He(1s2s^1S)$ などは、電場をかけると変形して光を出しやすくなり、寿命が著しく短くなる。

準安定状態 [英 metastable state, 独 metastabiler Zustand, 仏 état métastable, 露 метастабильное состояние] 量子力学系が、ある励起状態からそれより低いエネルギーの励起状態あるいは基底状態へ遷移する際、遷移を起す摂動の低次が選択規則によって禁止され、遷移確率が異常に小さくなることもある。この場合、励起状態は長い寿命をもつ。このような励起状態を準安定状態という。原子核の α 崩壊で見られるように、その寿命が宇宙の年齢のオーダーになることさえある。低いエネルギーの領域に大きな角運動量をもつ励起状態がある場合には、角運動量の選択規則により、放射の多重極度の高い遷移のみが許されるので、その遷移確率は非常に小さくなり、そのような励起状態は準安定状態になる。原子核ではこのような状態があり、高スピン異性核(アイソマー)といわれている。

準安定相 [英 metastable phase, 独 metastabile Phase, 仏 phase métastable, 露 метастабильная фаза] 状態変数(たとえば温度)が変化して、本来なら第二の相への一次相転移が起るはずの温度を踏みこえても、なお最初の相にとどまっていることがある。このような状態を準安定状態といい、準安定状態にある相を準安定相という。高温の側から踏みこえた場合を過冷却状態、低温の側から踏みこえた場合を過熱状態という。蒸気圧が飽和蒸気圧を超え、あるいは溶液中の溶液の濃度が溶解度を超えて、蒸気あるいは溶液が均質相として存続し続ける過飽和状態もまた準安定状態である。準安定状態は、一定限度内の小さなゆらぎに対しては自由エネルギーの極小に対応している。1

が小さく、異常に寿命の長い励起分子をいう。準安定原子と同様に電子衝撃等によってつくられ、エネルギー貯蔵庫の役割を果たす。原子と違って分子は複数個の原子核をもち、これらの核の相対的配置(二原子分子なら核間距離)によって電子の波動関数も変形するから、1つの電子状態から別の電子状態への遷移確率も変わる。同一の電子状態であっても振動・回転状態によって寿命が変わることがあるのもそのためである。たとえば、 N_2 分子の $d'^1\Sigma_u^-$ とよばれる電子状態で振動の基底状態にあるものは、回転状態によって著しく寿命が変わる。回転量子数 $J=1$ では $1s$ 以上であるが、 $J=30$ あたりではこれより 500 倍くらいも光放出の確率が大きく、寿命は数 ms になると報告されている。

準位間隔 [英 level distance, 独 Niveauabstand, 仏 distance des niveaux, 露 расстояние между уровнями] 励起準位のエネルギー間隔。励起が高く、準位が密集するところでは、準位密度を計算し、その逆数から準位間隔の平均値を求める(⇨準位密度, 熱力学模型)。

準位交差分光法 [英 level crossing spectroscopy, 仏 spectroscopie à croisement de niveaux, 露 спектроскопия пересечения уровней] 原子・分子において、互いに近接したエネルギー準位を外場(磁場、電場など)の摂動により交差させると、それらの準位からの自然放射光強度が共鳴的に変化する。これを準位交差効果とよぶが、準位交差分光法はこの効果を用いて原子・分子の情報(g 因子、準位の寿命、微細構造、超微細構造など)を検知する方法である。交差する2つの準位からある共通の準位への遷移周波数を ν_1, ν_2 とすると、それぞれの準位からの自然放射光の電場は、 $a_1 \cos(\nu_1 t + \phi_1)$ 、 $a_2 \cos(\nu_2 t + \phi_2)$ で与えられる。ここで a_1, a_2, ϕ_1, ϕ_2 は各準位の確率振幅、自然放射光の方向などで決まる量である。光検出器は電場の二乗に比例した電流を生じるので、その直流分だけを測定すると、 $\nu_1 \neq \nu_2$ では $a_1^2 + a_2^2$ 、 $\nu_1 = \nu_2$ では $a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)$ に比例した出力が得られる。つまり準位が交差したとき、2つの光が干渉し強め合う(あるいは弱め合う)わけである。異なった原子からの自然放射光の位相関係は通常ランダムであるので、そのときも干渉効果は相殺されておらず、1

の他の状態への崩壊による「広がり幅」と、粒子の放出による「逃げ幅」とに便宜上分けることがある。また多種の崩壊のチャネルがある場合、全体幅 Γ をそれぞれのチャネルの部分幅 Γ_i の和、 $\Gamma = \sum \Gamma_i$ として表す。散乱理論では、エネルギー平面での S 行列の極の虚部を幅と考える。

準位密度 [英 level density, 独 Niveaudichte, 仏 densité des niveaux, 露 плотность уровней] 単位エネルギー当りのエネルギー準位の数のことで、状態密度と同義であるが、原子核では準位間隔という用語が用いられている。準位密度は準位問題の逆数であるから、低エネルギー中性子の散乱断面積のように多くの共鳴が観測される場合には、共鳴準位の間隔から準位密度を求めることができる。原子核の基底状態近くの準位密度は次のような方法で概算することができる。核半径を $R=r_0A^{1/3}$ とすると、核の体積は $V=(4\pi/3)r_0^3A$ で与えられる。原子核がスピン $\pm 1/2$ の陽子、中性子、すなわち4種類のフェルミ粒子で構成されているとして、フェルミ・エネルギーを E_F とすると、 $A=(V/\pi^2)(2m/\hbar^2)^{3/2}E_F^2$ となる。この式を用いて (dA/dE_F) を計算するとフェルミ・エネルギーでの単一核子の準位密度 $\rho_0=(3A/2E_F)$ が得られる。 $E_F=40\text{MeV}$ とすると、 ρ_0 は軽い核では約 1MeV 、重い核では約 10MeV である。フェルミ面での単一粒子の準位間隔を $D_0=1/\rho_0$ とすると、一粒子がエネルギー E だけ励起されたときに見える励起準位の数 n は

$$n = \frac{E}{D_0} = \left(\frac{3A}{2E_F} \right) E \quad (1)$$

原子核全体の励起エネルギー E をこれらの一粒子励起に分配する数は、大きい整数 n を分割する方法の数(分割数)に等しく、それは近似的に

$$\rho(n) = \frac{1}{\sqrt{48\pi}} \exp\left(\frac{\pi\sqrt{2n}}{3}\right) \quad (2)$$

で与えられる(G. H. Hardy, S. Ramanujan, 1918年)。式(1)を式(2)に代入して指数関数の項のみ残すと、準位密度の式として

$$\rho(E) \simeq C \exp(2\sqrt{aE}), \quad a = \frac{\pi^2 A}{4E_F}$$

を得る。この準位密度の式のエネルギー依存性は、熱力学的考察(⇨熱力学模型)から得られるものと一致し、準位密度の半実験式として多用されている。そのときには、定数 c と a は実験にあうように決める。準位密度が重要なのは、高い励起状態からの粒子の放出を蒸発理論を用いて計算するときである。

準運動量 [英 quasi-momentum, 独 Quasiimpuls, 仏 quasi-impulsion, 露 квазимпульс] = 結晶運動量

準エルゴード仮説 [英 quasi-ergodic hypothesis, 独 Quasi-Ergodenhypothese, 仏 hypothèse quasi-ergodique, 露 квазиэргодическая гипотеза] L. Boltzmann が提唱したエルゴード仮説が一般には成り立たないというので、P. Ehrenfest は準エルゴード仮説を提案した。それは、エネルギー曲面のほとんどすべての点にに対し(測度0の集合に属する点を除いて)、その点を通る粒子系の運動の軌道はエネルギー曲面を稠密に埋め尽す、という仮説である。この仮説は、エネルギー以外には積分不変量(運動の軌道に沿って不変であるような位相空間の上の関数)がなく、エネルギー曲面が有界であるなどの付加的な条件の下で認められている。また H. Poincaré は次の再帰定理を数学的に厳密な定理として証明した。空間 X の上に有限な測度

m が定まっている、流れ $\{T_t x; -\infty < t < \infty\}$ (x を初期値とする運動の軌道)によって m は不変(可測な $A \subset X$ に対し $m(T_t A) = m(A)$ が成り立つ)であるとする(⇨エルゴード問題)。部分集合 $A \subset X$ が $m(A) > 0$ であれば、ほとんどすべての $x \in A$ に対して(m による測度0の x の集合を除いて)、 x を初期値とする軌道 $\{T_t x; -\infty < t < \infty\}$ は $t > 0$ でも $t < 0$ でも無限回 A に帰ってくる。この再帰定理は準エルゴード仮説のひとつの変形であるとみなされる。

純音 [英 pure tone, 独 reiner Ton, 仏 son pur, 露 чистый тон] 音は、一般に空気中の圧力が大気圧の付近で微小に変化しているものであるが、その圧力の変化の瞬時値 δp が時刻 t に対して正弦的に変化するときは、 $\delta p = \delta p_m \sin 2\pi f t$ で表される。このような音を振動数 f [Hz] の純音といい、最も単純な音としている。一定の周期をもついろいろな音はすべて純音の集まりとして次式で表すことができる。

$$\delta p = \sum_{n=1}^{\infty} \delta p_n \sin(2\pi n f t + \theta_n)$$

すなわち、振動数が $f, 2f, 3f, \dots$ [Hz] の純音で合成したものであると考えることができる。 θ_n は振動数が $n f$ [Hz] の純音の位相角である。

巡回ベクトル [英 cyclic vector, 仏 vecteur cyclique, 露 циклический вектор] 量子力学や場の量子論における演算子代数の表現論において重要な役割を担うベクトルであり、数学的には C^* 環やフォン・ノイマン環の理論と結びついている。 $\mathcal{T} = \{T_\lambda\}$ をヒルベルト空間 \mathcal{H} における線形演算子の集合とし、この集合の元の任意の有限個の積が作用できるベクトル $Q \in \mathcal{H}$ があるとすると、この時、集合 $\{Q, T_{\lambda_1} \dots T_{\lambda_n} Q | T_{\lambda_j} \in \mathcal{T}\}$ の元の有限一次結合の全体が \mathcal{H} で稠密ならば、 Q を \mathcal{T} に対する巡回ベクトルという。たとえば、 \mathcal{T} が \mathcal{H} 上の有界線形演算子 T だけ1つからなる場合、すなわち $\mathcal{T} = \{T\}$ のとき、 Q が \mathcal{T} に対する巡回ベクトルであるとは、集合 $\left\{ \sum_{i=0}^n T^i T^* Q \mid a_i \in \mathbb{C}, n \text{ は自然数} \right\}$ が \mathcal{H} で稠密となることである。任意の線形演算子の集合に対して(たとえ、ただ1つの有界線形演算子ならなる場合でも)常に巡回ベクトルが存在するとは限らない。巡回ベクトルの例: $\mathcal{H} = L^2(\mathbb{R}^1)$, $\mathcal{T} = \{P, x\}$ 。ここで $P = -id/dx$, x は座標の掛算演算子である。 $Q_0(x) = \pi^{-1/4} e^{-x^2/2}$ というベクトルを考えると、 Q_0 は \mathcal{T} に対する巡回ベクトルである。この Q_0 は、物理的には、一次元調和振動子の基底状態を表す波動関数である。

潤滑 [英 lubrication, 独 Schmierung, 仏 lubrification, 露 смазка] 摩擦面に油などの潤滑剤を塗布して、摩擦を減らし、摩耗・焼けつきを防止すること。用いられる潤滑剤の種類によって、気体潤滑、液体潤滑、固体潤滑に分類される。気体、液体などの流体で潤滑する場合には、潤滑剤の層が十分に厚く、摩擦面にかかる荷重が完全に潤滑層内の流体力学的な圧力で支えられることが望ましい。この状態を(完全)流体潤滑とよび、機械部品の潤滑はこのような状態にあることが理想である。流体潤滑状態では、摩擦力は原理的に潤滑剤の粘性抵抗で決り、荷重と直接の相関を示さなくなる。これに対して潤滑剤の厚みが数分子層以下になると、流体としての性質が薄れてくる。この状態を境界潤滑状態とよび、流体潤滑の場合と比べて摩擦係数も著しく増大し、摩耗も増え、焼けつきの危険が生じ

る。いわゆる乾燥摩擦とよばれる状態も、広義には、気体分子による境界潤滑状態であると考えられる。境界潤滑状態では、摩擦力と荷重の間に近似的な比例関係が成立する(アモントンの法則, 1699年)。実際の潤滑面では、部分的に境界潤滑状態が混在していることが多い(混合潤滑)。半固体状のグリースや、インジウム・鉛などの軟金属薄膜も潤滑剤として利用される。また、石墨や二硫化モリブデンなどの異方性の強い固体の粉末も潤滑剤として利用されることがある。これらは高真空中、高温などの特殊環境下で、特に有効である。

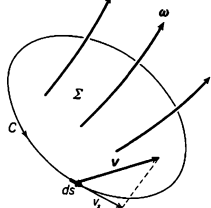
循環 [英 fluid circulation, 独 Zirkulation, 露 циркуляция] 運動している流体の中に、向きをもった閉曲線 C (線素を ds とする) をとり、 C 上の各点における流速の C 方向の成分を v_s とするとき

$$\Gamma(C) = \oint_C v_s ds$$

で定義される量を、 C に沿っての循環という。完全流体が、密度が圧力だけの関数であるような状態変化を行いながら保存力場の中で運動するときには、流体の実質部分に固定してとった閉曲線に沿っての循環は時間的に不変であることが証明される(ケルビン-ヘルムホルツの循環定理)。 C をへりとする曲面 Σ の内部に物体などの境界がなければ、ストークスの定理によって

$$\oint_C v_s ds = \iint_{\Sigma} \omega_n dS$$

(ω_n は渦度ベクトル $\omega = \text{rot } v$ の Σ に対する法線成分) と書けるから、 C に沿っての循環は C の内部を通り抜けている渦度ベクトル束の総量にほかならない。ヘルムホルツやラグランジュの渦定理は上記の循環定理の内容を渦度を用いて表現したものである(⇒循環加速の定理)。



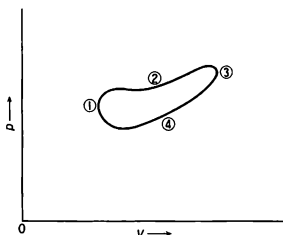
循環加速の定理 [英 Bjerknes' circulation theorem, 独 Bjerknesscher Zirkulationssatz, 仏 théorème de circulation de Bjerknes] 渦の発生、消滅に関する定理。主に気象学で用いられる。摩擦のない均質な流体中では渦は不生不滅であり、渦管は流体に連れついて動く(ケルビン-ヘルムホルツの循環定理)。これを不均質な流体に拡張し、さらに地球大気への応用を考慮して自転する座標系で書くと次のような関係が得られる。

$$\frac{dC}{dt} + 2\Omega \frac{dA_n}{dt} = - \oint_C \frac{1}{\rho} \nabla p ds$$

ただし C は回転座標からみた循環で流体内部にとった閉曲線 Γ に沿っての速度 v の積分 $C = \oint_{\Gamma} v ds$ である。 Ω は自転の角速度、 A_n は閉曲線に囲まれた面を自転軸に垂直な面に投影したときの面積、 ρ は流体の密度で p は圧力である。 $\Omega = 0$ 、 $\rho = \text{一定}$ とすれば循環の保存を示す循環定理に帰着する。 ρ が p の一価関数でないとき、右辺の項で与えられるような循環の加速が生じ、渦は生成、消滅

する可能性がある。しかし実際大気中で高低気圧のような大規模な渦の発生、発達に有効なのは左辺第二項の自転の効果であり、したがって静止した観測者から見た循環は、保存している。もともと自転していることによって渦管が伸び縮みすることで地球に相対的に渦が発生する。小規模の対流や海陸風などの現象においては温度の不均一に由来する右辺の循環加速項が渦をつくる。

循環過程 [英 cycle process, 独 Kreisprozeß, 仏 cycle fermé de processus, 露 циклический процесс] ある系が始めの状態から次々と連続的に移行して終状態に至る場合、これを1つの過程という。特に終状態が始状態に等しい場合を循環過程という。図で示されているように系が



p - V (圧力-体積) 曲線で表せるときには、系が行う仕事はこの曲線で囲まれる面積①②③④に等しい。循環過程はカルノー・サイクルをはじめ熱力学の議論にしばしば登場する。

瞬間近似 [英 sudden approximation, 独 plötzliche Annäherung, 仏 approximation soudaine, 露 внезапное приближение] 系を記述するハミルトニアン H が、短い時間 Δt 内に急激に変化する場合、 $\Delta t = 0$ として瞬間的に H が不連続な変化を行うとして始状態から終状態への遷移確率を求める近似法をいう。この場合、ハミルトニアンが $t < t_0$ で $H = H_i$ 、 $t > t_0$ で $H = H_f$ であるとし、 $t < t_0$ で系は H_i のある固有状態 $\phi_0 \exp(-iE_i^{(i)}t)$ にあったときに、 $t > t_0$ で H_f の固有状態 $\phi_f \exp(-iE_f^{(f)}t)$ になる確率振幅 a_n を瞬間近似で求めると、波動関数が $t = t_0$ で連続であるということを使って

$$a_n = \left(\int \phi_n^* \phi_0 dV \right) \exp \left\{ \frac{-i(E_n^{(f)} - E_i^{(i)})t_0}{\hbar} \right\} \quad (1)$$

がえられる。したがって a_n は $t = t_0$ における単なる基底の重なり積分により与えられる。ここで積分は時間を除く全独立変数について行うものとする。現実の問題ではどんなに短くとも有限の時間を要するが、系の内部状態の基本的周期に比べて Δt が十分短ければ、内部状態は Δt 内にほとんど変化しないみなすことができ、瞬間近似は有効となる。 Δt が短くとも0とみなせない場合にも拡張して $t = t_0$ 、 $t = t_0 + \Delta t$ の2つの時刻に瞬間近似を適用し、 Δt 内の系の変化を取込んだ近似を広義で瞬間近似といえる。瞬間近似は、ハミルトニアンの時間変化が非常にゆるやかな場合に成立する断然近似とは正反対の極限をなしている。衝突問題では、入射粒子の相対運動量が内部状態への運動量移行に比べて十分大きい場合に、相対運動の波数が内部状態の変化によらないとして散乱振幅を計算する近似を瞬間近似とよぶ。この近似は、半古典論である衝突径数法へ極限移行させることにより、前述の一般的な瞬間近似と関係づけられる。衝突時間が内部状態の基本周期に比べて十分小さく、内部状態の大きなエネルギー変化をも

たらずに衝突を終る場合に有効である。しかし、電子と分子の衝突において、分子の回転の周期に比べて衝突時間が十分短い場合に、分子の核を固定して散乱振幅を計算したのち回転状態で平均する一種の瞬間近似を、取扱ひ法が断熱近似と似ているため断熱近似とよぶことがあるが、もともと断熱近似とは違うので注意を要する。

瞬間近似は、重陽子と原子核との核反応を取扱うときなどにも応用されることがある。重陽子が原子核に接近してその相互作用圏に入ると、重陽子を構成していた陽子と中性子はそれぞれ核からの相互作用 V を感じる。このとき、これらの核子の受ける相互作用が、重陽子を構成していたときの相互作用 v から核の相互作用 V に突然変わると考える近似を瞬間近似あるいは突然近似とよぶ。この近似は、相互作用 v が V に比べて弱く V の作用圏内では v を近似的に扱えることを仮定しているため、入射粒子が重陽子以外でも悪く束縛されている系ならば適用できる。重陽子の場合、具体的には核の作用圏内での重陽子の波動関数を核ポテンシャルによる中性子の歪曲波と陽子の歪曲波の積の重ね合せ(波束)で表す。重ね合せは中性子と陽子の相対運動量について行い、その重みは核の相互作用圏に入る前の自由な重陽子で決める。重陽子のストリッピング反応のように、終状態で重陽子が分解して、それぞれが異なるしかたで核ポテンシャルの支配下に入る場合には、このような近似で反応を記述するのが実情に合致していると考えられる。また、この方法で弾性散乱における重陽子の分解効果を評価することもできる。なお、広義にはある系に働く相互作用が突然始まるとか、突然変わるとか考える場合に瞬間近似とよんでいる。

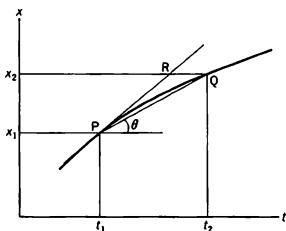
循環座標 [英 cyclic coordinates, 独 zyklische Koordinaten, 仏 coordonnées cycliques, 露 циклические координаты] 力学系のラグランジアンが、ある座標 q_i を含まないときに、その座標を循環座標という。 q_i は含んでもかまわない。その場合、ラグランジュの運動方程式

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \quad \text{は単に} \quad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}\right) = 0$$

となるから、 q_i に共役な運動量 $p_i = \partial L / \partial \dot{q}_i$ は時間的に一定な保存量になる。たとえば中心力を受けて運動する質点の運動(平面運動になる)を平面極座標 r, θ で記述すると θ が循環座標になり、 $p_\theta = r^2 \dot{\theta}$ は保存量となる(⇒面積速度)。

瞬間速度 [英 instantaneous velocity, 独 Momentangeschwindigkeit, 仏 vitesse instantanée, 露 мгновенная скорость] 図のように x 軸上を動く物体が、時刻 t_1 に x_1 、時刻 t_2 に x_2 にあったとすれば、 t_1 と t_2 の間のこの物体の平均の速度は

$$\bar{v} = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \tan \theta$$



すなわち PQ の傾きで表される。ここで t_2 を限りなく t_1 に近づけた極限を考えれば、 PQ は時刻 t_1 における曲線の接線 PR に近づく。そして PR の傾きは時刻 t_1 の瞬間における速さ v を表している。 v のことを時刻 t_1 の瞬間速度という。 t_1 を決めても v は t_2 の取りかたによってさまざまな値をとるが、 v は t_1 を指定すれば一義的に決る。また時々刻々と速さが変化する場合でも各時刻の速さをこれによって正しく表現することができる。これを微分記号を用いて書けば

$$v = \frac{dx}{dt}$$

となる。物体が三次元空間を運動する場合の各時刻の瞬間速度は $v = dr/dt$ で表され、自由ベクトルである。瞬間速度は平均速度に対することばであって、普通、単に速度という。

循環量子 [英 circulation quantum] 循環は流体力学で渦運動の強さを表す量であり、通常の流体なら任意の値をとりうるのであるが、超流動状態にある液体ヘリウムの場合には、循環量子とよばれる基本定数 h/m の整数倍に限られる。ただし、 h はプランク定数、 m は ^4He なら ^4He 原子の質量に等しく、 ^3He なら ^3He 原子の質量の2倍に等しい(⇒巨視的量子化)。

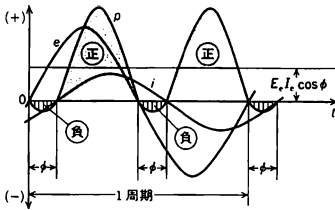
瞬間力 [英 instantaneous force, 独 Momentankraft, 仏 force instantanée, 露 мгновенная сила] = 撃力

瞬時回転軸 [英 instantaneous axis of rotation, 独 momentane Drehachse, 仏 axe instantanée de rotation, 露 мгновенная ось вращения] 1点 が固定された剛体の運動を非常に短い時間(t と $t+dt$ の間)に分けて考えると、固定点を通る1本の軸のまわりの無限小回転で表される。この軸をその瞬間における瞬時回転軸または瞬間回転軸という。そのときの角速度はこの軸の方向をもったベクトルで表される。固定点のない剛体の運動は、剛体に固定した座標系の原点の運動と、そのまわりの回転とを合わせたものとして記述されるが、後者についても上と同様の瞬時回転軸が考えられる。原点は剛体の質量中心(重心)にとると便利ことが多いが、その必要はない。平面上を転がる円筒の運動を、軸の並進運動とそのまわりの回転の組合せとみてもよいが、各瞬間における円筒と平面の接線を瞬時回転軸とした回転のみと考えることも可能である。このように無限小時間の剛体の運動は、これを1つの無限小回転だけで表すこともできる。その軸がそのときの瞬時回転軸になる。

瞬時電力 [英 instantaneous power, 独 Momentanleistung, 仏 puissance instantanée, 露 мгновенная мощность] 交流回路において、電源より負荷に流れる電力の瞬間値。インピーダンス $z = r + jx$ の負荷(r は抵抗、 x はリアクタンスで負の場合もある)に、正弦波電圧 $e = E_m \sin \omega t$ を印加すると、流れる電流は $i = (E_m / \sqrt{r^2 + x^2}) \sin(\omega t - \phi) = I_m \sin(\omega t - \phi)$ となって、 e より位相角 $\phi = \tan^{-1} x/r$ だけ遅れる。 E_m, I_m は電圧、電流の最大値、 ω は角周波数である。この場合 z に供給される各瞬間の電力を瞬時電力(p)といい

$$\begin{aligned} p &= ei = E_m \sin \omega t \cdot I_m \sin(\omega t - \phi) \\ &= \frac{E_m I_m}{2} [\cos \phi - \cos(2\omega t - \phi)] \\ &= E_e I_e \cos \phi - E_e I_e \cos(2\omega t - \phi) \end{aligned}$$

となる(単位は VA)。 E_e, I_e は電圧、電流の実効値であ



る。図は p と時間 t との関係を示したもので、直流分 $E_e I_e \cos \phi$ と 2 倍の周波数の交流分 $E_e I_e \cos(2\omega t - \phi)$ からなっている。すなわち、電源から供給される電力は時間的に変化し、正の電力は電源から負荷へ供給され、負の電力は x にいったん蓄積され端子電圧あるいは電流の位相に応じて再び負荷から電源へ返還されることを示す。この正負電力の差が交流電源から電圧の 1 周期中に負荷へ供給した電力となる。 p が負となるのは自己インダクタンス L やキャパシタンス C が電気エネルギーを蓄積するためである。

順時ローレンツ変換 [英 orthochronous Lorentz transformation, 仏 transformation de Lorentz orthochronique, 露 хронологическое преобразование Лоренца] 相対論において、ローレンツ変換 L (\Rightarrow ローレンツ群) がミンコフスキー空間 V の任意の時間的ベクトルの時間成分の符号を変えないとき、 L を順時ローレンツ変換という。これは条件 $L^0_0 \geq 1$ で特徴づけられる。順時ローレンツ変換の全体はローレンツ群 $O(3, 1)$ の不変部分群をなす。ローレンツ変換 L が順時的であるための必要十分条件は、 L が V の任意の正の時間的ベクトルを正の時間的ベクトルに移すことである。ここに $x \in V$ が正の時間的ベクトルであるとは、 $x^0 > 0$ かつ $(x^0)^2 > (x^1)^2 + (x^2)^2 + (x^3)^2$ を満たすことをいう。

純粋状態 [英 pure state, 独 reiner Zustand, 仏 état pur, 露 чистое состояние] 量子力学的な系の状態のうちで、ヒルベルト空間のベクトルで表されるもの。その状態に応じて特定の 1 組の極大観測量 Q が存在し、それについては観測結果が一義的に正確に予言できる。量子力学的エントロピーが 0 の状態として特徴づけることもできる。状態の全体は凸集合をつくるが、その端点といってもよい。純粋状態でも混合状態でも、系の極大観測量の観測を行えば観測後には純粋状態が得られ(状態の用意)、その直後に同じ観測量の観測をすれば観測値は必ず同じになる。この場合、状態を用意するために行った観測の極大観測量がそのまま前記の Q の役をするのである。もし極大観測量の一部しか観測しないなら、系は残した観測量に関する混合状態に移行する(密度行列)。

準星 [英英 quasar, 独 Quasar, 露 квазар] = クエーサー

準静的過程 [英 quasistatic process, 独 quasistatischer Prozess, 仏 procès quasistatique, 露 квазистатический процесс] 体系の状態変化、すなわち状態変数の値の変化が、熱平衡状態に十分近い状態をたどって行われるとき、それは準静的過程とよばれる。容器の口に取付けられたピストンを動かして内部の気体を圧縮する場合、外からピストンに与える圧力 p' と気体の圧力 p との差を十分小さく(しかし $p' > p$) すれば、ピストンは極めてゆっくり動き、気体は熱平衡に十分近い状態をたどって圧縮される。これは準静的過程の例である。ここで $p' < p$ ($p - p'$ は十

分小さい) とすれば、いまだった状態をそのまま逆にたどって気体は膨張し、もとの状態に戻る。準静的過程は逆行可能な(可逆)過程である。上の例でピストンの面積を S 、動いた距離を dI (圧縮のとき) とすれば、外から気体に与えられた仕事の量は $p'SdI$ であるが、 p' を p に置換えて $pSdI$ とすることが常に許される。 SdI は考える気体の体積の微小変化とすることができから、気体の体積という状態変数 V の微分 dV を使い、気体が外から受取る仕事を符号も含めて $-pdV$ と表すことができる。準静的過程では体系を熱平衡状態として取扱うことができるので、どの状態変数 x_i の微小変化 dx_i も、微分 dx_i で表すことが許される。また状態変化の道筋を状態図上の連続曲線で表すことができる。

準線形理論 [英 quasilinear theory of plasma, 独 quasilineare Theorie des Plasmas, 仏 théorie du plasma quasilineaire, 露 квазилинейная теория плазмы] 不安定なプラズマ波(波数 k)の振幅と荷電粒子の運動量分布関数の変動を記述する理論の一種で、振幅増大率 r_k が振動数 ω_k に比べて十分小さい場合に用いられる。プラズマ波の振幅増大率はその時点での運動量分布関数により定められ、運動量分布関数の変化率すなわち荷電粒子の散乱率は、やはりその時点でのプラズマ波の振幅により決定されるものとする。個々の方程式は線形理論から得られるものであるが、系全体のふるまいはこの両方を組合せた連立方程式で記述されるので、その結合により非線形性が生ずる。

波数空間でのプラズマ波のエネルギーベクトルを $E(k)$ 、運動量空間で積分すると粒子数密度 n に規格化された運動量分布関数を $F(p)$ と書くと、この連立方程式は

$$\frac{\partial E(k)}{\partial t} = \frac{4\pi e^2 \omega_k^2}{k^2} \int dp F(p) \delta(\omega_k - k \cdot v) + 2r_k E(k) \quad (1)$$

$$r_k = \frac{2\pi e^2 \omega_k}{k^2} \int dp \delta(\omega_k - k \cdot v) k \cdot \frac{\partial F(p)}{\partial p} \quad (2)$$

$$\frac{\partial F(p)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p} \cdot \left\{ \int \frac{dk}{(2\pi)^3} 4\pi e^2 \omega_k \frac{k}{k^2} \delta(\omega_k - k \cdot v) \times \left[F(p) + \frac{E(k)}{\omega_k} k \cdot \frac{\partial F(p)}{\partial p} \right] \right\} \quad (3)$$

で表される(v は粒子速度)。式(1)の第一項はプラズマ波のチェレンコフ放射率であり、式(3)はフォッカー-プランク方程式の一種である。この理論によるプラズマ粒子の加熱率は

$$\int dp \frac{p^2}{2m} \frac{\partial F(p)}{\partial t} = -4\pi e^2 \int dp \int \frac{dk}{(2\pi)^3} \frac{\omega_k^2}{k^2} \delta(\omega_k - k \cdot v) \times \left[\frac{E(k)}{\omega_k} k \cdot \frac{\partial F(p)}{\partial p} + F(p) \right] \quad (4)$$

で与えられる。[5]

準単色光 [英 quasi-monochromatic light, 独 quasi-monochromatisches Licht, 仏 lumière quasimonochromatique, 露 квазимонохроматический свет] 1本の線スペクトルとして発光する光のように、平均波長に比べて波長幅が十分小さい光。単色光は厳密には振動数一定の無限に長く続く正弦波でなければならず、現実には存在せず、単色光と一般によばれている実在の光はすべて準単色光である。準単色光は、波動光学では 1つの定まった波長をもつ光として取扱われるが、コヒーレンス長 $\lambda^2/\Delta\lambda$ (λ は平均波長、 $\Delta\lambda$ は波長幅)は有限である。大きさのある準単色

光の面光源があり、その光源からコヒーレンス長より短い距離にある2点 P_1 と P_2 にその光源の1点から出発した光が到達すれば、それらはコヒーレントである。しかし光源の各点から出発した光の全体を考えると部分的コヒーレントになり、光源の大きさが大きくなるにつれてインコヒーレントに近づく。

準弾性散乱(中性子の) [英 quasi-elastic scattering, 独 quasielastische Streuung, 仏 diffusion quasi élastique, 露 квазиупругое рассеяние] 中性子が物質によって散乱される過程で、散乱体が時間とともにその位置を移動するとき、散乱中性子のエネルギーは入射中性子のエネルギーを中心として広がった分布を示す。このような散乱は、弾性散乱ではないが、特定のエネルギー変化を伴う非弾性散乱とも異なり、準弾性散乱とよばれる。中性子の散乱則から導かれるように、中性子微分散乱断面積は散乱体の時間空間に依存する二体相関関数で表される。ところで、時間を積分した空間二体相関関数を特に自己相関関数とよび、時間を無視した散乱体の空間分布を表すことになる。散乱体である原子・分子、あるいは磁気モーメントの密度のゆらぎが熱中性子の振動数に比べて十分に遅い場合、単位時間、単位立体角に入る散乱中性子は散乱中性子のエネルギーを積分した量 $d\sigma/dQ$ となり、時間に無関係な別個相関関数に比例する。つまり

$$\frac{d\sigma}{dQ} \propto \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} \langle \delta\rho_Q(0) \delta\rho_Q(t) \rangle \\ = N \int_{-\infty}^{\infty} d\omega S(Q, \omega) = S(Q)$$

ここで $S(Q, \omega)$ は散乱則とよばれる。 N は散乱体の全粒子数で(通常は原子や分子をさす)、 ρ は密度を表す作用素である。液体や、ある種の固体のようには原子の拡散係数が大きい物質、非晶質(ガラス、アモルファス金属など)、合金、高分子など原子・分子がゆらぎをもつ物質や、2種類以上の磁気モーメントが乱雑に混じっている磁性体の準弾性散乱の研究から、それらの物質の原子レベルのミクロ構造の動的性質がわかる。二次相転移点の近傍で生ずる臨界散乱も準弾性散乱である。

準弾性光散乱 [英 quasi-elastic light scattering, 独 quasielastische Lichtstreuung, 仏 diffusion quasi élastique de lumière, 露 квазиупругое рассеяние света] \Rightarrow 光散乱

準定常電流 [英 quasi-stationary electric current, 独 quasistationärer elektrischer Strom, 仏 courant électrique quasistationnaire, 露 квазистационарный ток] 電磁気現象のうち、電磁波の波長が考えている系の特徴的な長さ λ に比べて十分長いときには、電磁場を決めるベクトルポテンシャル A とスカラーポテンシャル ϕ は $(\text{div} A = 0$ とするクーロン・ゲージで)、遅延の効果を無視した方程式 $\Delta A = -\mu_0 J$, $\Delta \phi = -\rho/\epsilon_0$ (J, ρ は電流密度, 電荷密度, ϵ_0, μ_0 は、真空の誘電率, 透磁率) を解いて求めることができる。この取扱いは、マクスウェル方程式において、変位電流を無視したことにあたり、準定常電流の扱いという。系の特徴的な長さとしては、電磁場のエネルギーが主に蓄えられている空間領域の大きさをとればよいから、この方法が適用できるのは、コイルやコンデンサーにエネルギーが蓄えられている交流回路の場合や、電気伝導率の高い導体中の交流電磁場の場合(たとえば表皮効果)である。

順応(目の) [英仏 adaptation, 独 Adaptation, 露

адаптация] 人体の感覚は、外部刺激に対して常に同じ反応をするものではない。静かな部屋では針1本落ちる音が聞えるが、雑踏の中では聞えない。このように、置かれている環境によって感覚系の性質が支配されることを一般にその状態に順応しているという。目に光が入ったとき、その明るさを感じる度合も暗い場所と明るい場所ではまったく異なる。非常に明るい戸外から、急に映画館などの暗い所に入ると、しばらくは周囲がまったく見えないうが、しばらくすると見えるようになってくる。これは光を感じる眼底網膜内の視細胞が、明るい所では感度を下げていたのが、暗い所では徐々に感度を上げて、わずかの光にも感じるようになるためである。このような現象を暗順応という。どれだけ明るい場所に、どれほどの時間いたかという前順応の度合によって暗順応の速さは異なる。前順応の大きい場合にはおよそ30分くらいかかって暗順応の状態になる。まず、網膜内の錐体細胞が急速に順応(第一次順応)し、次いで桿体細胞が時間的にゆるやかに感度を上昇する(第二次順応)。第一次と第二次順応の境界をコーラウシユの屈曲点とよぶ。逆に、暗い所から急に明るい所に出ると、光感度は減少する。この現象を明順応とよぶ。明順応は非常に早く、約1分ほどで明るい場所に順応できる。

明順応時と暗順応時での比視感度(分光感度)は異なり前者では555nm付近で最大、後者はいくぶん短波長側にずれて約500nmに最大感度をもつ。この現象をブルキニエ・シフトという。このほか、色やパターンに対しても顕著な順応の性質があることも知られている。

準フーリエ変換ホログラム [英 quasi Fourier transform hologram, 独 Quasi-Fourier-Transformationshologram, 仏 hologramme de quasi-Fourier-transformation] 物体の参照波点光源が、感光材料面に平行でかつある距離だけ離れた面内に位置する場合にできるホログラム。物体が感光材料から有限距離にあるので、感光材料面には物体のフレネル回折像ができるが、物体から出た球面波状の波面は参照波点光源から出た球面波状の波面と干渉するとき二次の位相項が相殺される。この結果、凸レンズの前側焦点面に物体、参照波点光源、後側焦点面に感光材料を配置するフーリエ変換ホログラムの場合とほとんど同じ形の干渉縞が記録されるのでこの名でよばれている。レンズを用いないでレズレズフーリエ変換ホログラムともいう。像の再生にはフーリエ変換ホログラムの場合と同様に凸レンズを使ってもう一度フーリエ変換を行う。

準分子 [英 quasimolecule, 独 Quasimolekül, 仏 quasimolécule, 露 квазимолекула] イオンと原子、イオンとイオン、または原子と原子が衝突する場合、これらの粒子が互いに比較的ゆっくりと近づくときには、電子は2つの粒子があたかも分子(または分子イオン)を形成しているとしたときの電子のようふるまう。この時の仮想的な分子を準分子という。ここで、ゆっくりとは、衝突する2つのイオンまたは原子の相対速度が注目する軌道電子の速さに比べて遅いことを意味する。軌道電子は一般に外殻と内殻で速さが異なる。ちなみに水素原子の基底状態の電子の速度は $2 \times 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ であって、陽子と水素原子とが $2 \times 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ の相対速度で衝突するとその相対運動のエネルギーは25keVである。最外殻の電子については、水素原子の電子とおおよそ同じように考えてよい。一方、ウラン原子とウランイオンの衝突ではウランの最内殻電子の速度は $3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ であって、2つのウラン原子の相対速度がこ

の大ききになるときの相対運動のエネルギーは換算質量 $1u$ について 800MeV となる。すなわち同じ相対速度でも外殻電子の遷移に関与する問題では速い衝突であると考え内殻電子の遷移に関連する問題では準分子を形成する衝突と考えなければならない。準分子を形成するような衝突における電子遷移は U. Fano と W. Lichten によって準分子の電子準位の対応図(相関図)によって説明された(⇒ファノ-リヒテン理論)。この場合準分子の原子核はゆっくりと衝突するといっても、安定な分子の振動運動に比べればはるかに速い速度で走っている。このために断熱近似を基底にとった場合の非断熱項の非対角行列要素は大きくなり(⇒断熱近似)、断熱ポテンシャルの接近している準位の間で遷移が起きる。この非対角行列要素には、原子核の間の距離が変化するために起る要素と、分子軸が衝突の進行とともに向きを変えるために起る要素とがある。前者による準位間の相互作用を動径結合、後者によるそれを回転結合という。問題を一電子近似で考えると各電子状態間の遷移は分子軌道間の遷移となる。衝突に際して衝突時間よりも遷移時間の方が短い場合には、分子軌道間の遷移により X 線(分子軌道 X 線)やオージェ電子(分子軌道オージェ効果)が放出される(⇒蛍光収量、オージェ効果、分子軌道 X 線)。原子番号の大きいイオン・原子の高エネルギー衝突(相対運動のエネルギーが換算質量 $1u$ について 10MeV 程度)でも準分子の取扱いができる。この場合には分子軌道 X 線のほか陽電子発生が分子軌道間の遷移を通して起る。準分子は化学反応での反応中間体、電子と原子の散乱過程での共鳴過程、原子核反応での複合核などとは異なる。これらはいずれも実際に衝突の運動のようすが変わり複合体をつくるのであるが、準分子は実際に準安定な中間体ができるのではなく、あくまでも軌道電子から眺めた場合に分子として見えるということである。したがって、準分子の観測は光子、電子の放出を通して検出することはできるが、吸収法でこの存在を見るにはあまりにも短寿命でかつ濃度が少なくてできない。【図】

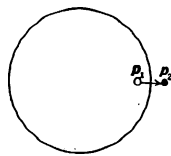
準平均 [英 quasi-average, 露 квазисреднее] 対称性のやぶれ(broken symmetry)のある巨視的な系における物理量の平均値のこと。1960年に N. N. Bogoljubov によって確立された統計力学的概念である。たとえば外部磁場がないとき、強磁性体の基底状態のエネルギー(もっと一般に、キュリー点以下の温度での自由エネルギー)は、秩序変数である自発磁化ベクトル M がいくつかの結晶軸のどれに平行または反平行でも等しい値をもつ。統計力学の基本定理であるエルゴード定理を形式的に使って、これらの方向がすべて等確率で実現されるものと考えると、自発磁化ベクトル自身の平均値が 0 という非現実的な結論になる。通常は自発磁化ベクトルを固定して物理量の平均値を計算するわけで、これが準平均の最も単純な例である。一般には、系の対称性によって許される秩序変数の等価な値がいくつもあるとき、そのうちの 1 つに固定して求めた物理量の平均値が準平均である。

準粒子 [英 quasiparticle, 独 Quasiteilchen, 仏 quasiparticule, 露 квазичастица]

[1] ほとんどの場合、素励起と同義語であり、素励起の粒子的側面を強調したことばであると考えてよい。多少混乱して使われているのは、フェルミ粒子系の個別励起の場合である。運動量が p のとき $E(p)$ というエネルギーをもつフェルミ粒子からなる理想気体があったとする。図のよ

うにその基底状態において存在した運動量が p_1 の粒子をフェルミ準位より高いエネルギーをもつ p_2 の状態に励起した場合、 p_1 のところの「孔」と p_2 の「粒子」のそれそれぞれを素励起というが、この素励起をそのままエネルギーが $E(p_2) - E_F$ および $E_F - E(p_1)$ の準粒子とするのが第一の定義である。この定義では、準粒子の数は対象とするフェルミ粒子系の粒子数とはまったく異なり、基底状態では 0 であり、それが温度の上昇によってフェルミ面がぼやけていくに従いしだいに増加していく。この定義は、ディラックの相対論的電子論での電子、陽電子との類似性がある。これとは別に準粒子を定義するのがランダウのフェルミ液体理論である。相互作用している粒子系では、1 個の粒子の運動は常に周囲の粒子系の影響を受け、また周囲に生ずる乱れはそれにとまって動く。ランダウの理論では、これら粒子と媒質中の乱れの運動の総体を 1 個の準粒子の運動とみなす。第一の定義での「孔」とよばれる準粒子の増加は、この定義での準粒子の減少に相当し、特に準粒子の総数は考えているフェルミ粒子系の成分粒子の総数に等しい。また、粒子間の相互作用を 0 にしたとき、この第二の定義の準粒子は、フェルミ粒子系の成分粒子そのものに帰着する。半導体中の伝導電子と空孔とよばれているものは、第一の定義での準粒子をバンドが複数個ある場合に拡張した概念である。また、超伝導体中のボゴリューボフの準粒子は、第一の定義を周囲のフェルミ粒子が対になってボース凝縮している場合に拡張した概念である。金属中の伝導電子は、しばしば自由電子であるとして説明されているが、実際には、第二の定義での準粒子であり、それは電子間の相互作用のみならず、電子・フォノン相互作用を通して格子系に生じた乱れをも含んだものである。そのほかのオン族は、素励起と同義語の準粒子と考えてよい(⇒素励起、フェルミ液体論)。

[2] 原子核の殻模型では、時間反転によって互いに結びつく単一粒子状態にある 2 個の粒子間には特別の強い引力が働いていて、それを対相関力とよんでいる。この状況は超伝導状態にある金属と類似しており、その意味で閉殻近傍を除いて重い原子核の基底状態近傍は超伝導状態になっているといえる。したがって原子核へもいわゆる BCS-ボゴリューボフ理論が適用可能となり、準粒子の概念を導入することができる。そして核の励起状態は超伝導の基底状態から準粒子が何個か生成された状態として記述される。また相対関に何個かの相関は準粒子間の相互作用という形で取扱うこともできる。BCS-ボゴリューボフ理論は拡張されたハートリー近似であるから、準粒子は拡張された意味での一粒子運動モードとみなすことができる。一方、殻模型が提出された当時から、核の励起状態はセニオリティという量子数で分類されてきているが、ある場合にはセニオリティ量子数は準粒子と同等であることが証明でき、その意味から準粒子はセニオリティの実体化した概念であるといえる。また BCS-ボゴリューボフ理論では粒子数非保存の表示になるため、原子核のような粒子数の少ない系にこの理論が適用可能かという疑問が生じますが、この解決のためいろいろ興味ある考えや理論、たとえば対回転、粒子数保存可能な準粒子描像というような考えが生みだされている。



準粒子トンネル効果 [英 quasiparticle tunnelling, 独 Quasiteilchentunnelung, 仏 effet tunnel des quasiparticules, 露 туннельное прохождение через барьер квазичастиц] = ギンバー・トンネル効果

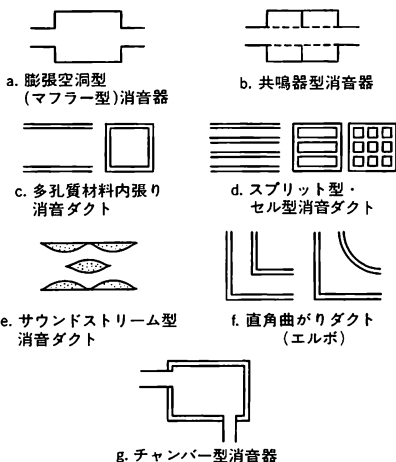
準粒子のランダウ理論 [英 Landau theory of quasiparticles, 仏 théorie de quasiparticules de Landau, 露 теория Ландау квазичастиц] ⇨ フェルミ流体論

シヨアカたさ [英 Shore hardness, 独 Shore-Härte, 仏 dureté de Shore, 露 твёрдость по Шору] ⇨ かたさ

升 尺貫法における容積の基本単位. 1891年(明治24年)制定の度量衡法では64827立方分と定義され、(2401/1331000)m³に等しく、約1.804dm³である。上の定義は江戸時代の1669年以来、一升ですが内法4寸9分×4寸9分、深さ2寸7分であったことに由来する。分量単位は(1/10)升の合、(1/100)升の勺、倍量単位は10升の斗、100升の石である。

上音 [英 over tone, 独 Oberton, 仏 son supérieur, 露 обертон] 複合音において基本音以外の成分音のこと。そのうちで振動数の一番少ないものから順に第一上音、第二上音、…という。それらの振動数は、基本音の振動数の整数倍とは限らない。たとえば、ピアノの打弦音は複合音で、一般には基本音と多くの倍音からできているといわれるが、正確には基本音と多くの上音(あるいは部分音)からできているといわねばならない。なぜなら、ある測定例では第二上音が基本音の振動数の2倍より0.07%高く、また第三上音以上の成分も基本音の振動数の整数倍よりも規則的に高くなっており、ピアノ音の特徴ともなっている。

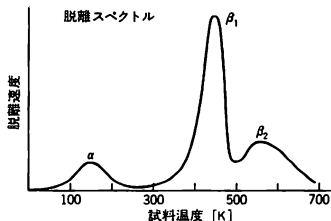
消音器 [英 silencer, 独 Schalldämpfer, 仏 silencieux, 露 глушитель] 給・排気ダクト系などの管路の途中に挿入して、音の伝搬を阻止するための装置をいい、大別すると図a~gに示すような種類がある。このうち、図a,bは



膨張空洞型および共鳴器型の音響フィルターである。図c,d,eは内張りした多孔質吸音材料によって音響エネルギーの吸収をはかっている。図fは管路の直角曲がり部における音の反射と位相のずれによる伝搬音の減衰効果に多孔質材料の吸音効果を付加したものである。図gは膨張空洞型消音器、直角曲がり消音器の效果に多孔質材の吸音効果を付加したもので、空調ダクトの吹出し部などによく用

いられている。これらの消音効果(周波数特性)は、種類によって異なるので、目的に応じて適当なものを組合せて用いる必要がある(⇒音響フィルター)。

昇温脱離法 [英 thermal desorption method] 気体分子などが吸着した固体試料をゆっくり昇温($10^{-2} \sim 10^2$ K \cdot s⁻¹)、そのとき脱離する気体の速度、量、種類などを測定して、吸着状態について調べる表面分析法のひとつ(⇒熱脱離)。サーマルデソープション法ともいう。固体試料の温度を時間に比例して上昇させ、脱離する気体の量を電離真空計や質量分析計で検出すると図に示すような脱離スペクトルが得られる。脱離スペクトルの解析から脱離の反応次数や脱離エネルギーが求まる。脱離スペクトルは、普通1つのピークではなく、いくつかのピークが図に示され



ているように現れることが多い。それぞれが異なる吸着状態(吸着原子間の相互作用の大きさの違いも含める)に対応している。低い温度で現れるピークは物理吸着によるもので、普通 α と名づけられている。高温側のピークは化学吸着によるもので、 β_1 , β_2 , …と名づけられている。ピークの面積比から各ピークに属する原子数の比が求まる。

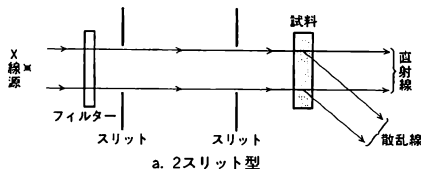
気体が吸着したフィラメントを、瞬間的($10^3 \sim 10^6$ K \cdot s)に白熱させ、吸着分子の脱離による圧力の増大を測定して吸着量を調べる方法を、フラッシュフィラメント法という。

昇華 [英 仏 sublimation, 独 Sublimation, 露 возгонка] 物質が固相から気相へ液相を経由せずに転移する過程(およびその逆過程)を昇華という。固相と気相とが安定に共存できる状態が物質の昇華点であり、たとえばドライアイス(固体二酸化炭素)の1atm下における昇華点は、 -78.5°C である。昇華点の温度は圧力の増大とともに上昇する。この圧力依存性を示すものが昇華曲線であり、昇華曲線は三重点で融解曲線および飽和蒸気圧曲線と会合する。二酸化炭素の三重点は -56.5°C , 5.11 atmであり、ドライアイスが常圧で昇華するのはこのためである。

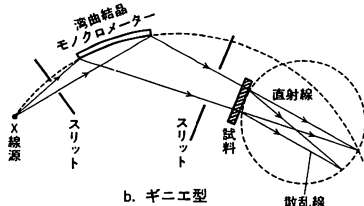
小角散乱(X線回折) [英 small angle scattering, 独 Kleinwinkelstreuung, 仏 diffusion de rayons aux petits angles, 露 рассеяние рентгеновских лучей на малые углы] 不完全結晶にあっては、一般に透過線の角度幅がひろがる。これを、小角散乱とよぶ。X線を用いて観測する場合、これは散乱角の小さい領域($< 5^\circ$)における散乱強度分布となって現れる。これは不完全結晶だけでなく、液体、非晶質固体についても観測される。これらの物質中に数十〜数百Å程度の大きさの密度の異なる領域があるとき、これらによる散乱X線の振幅が異なるため小角領域に強度分布を与える。通常のブラッグ反射 hkl のひろがりには、散乱振幅による効果のほかに、原子変位による散乱線の位相の効果も加わるという点で、小角散乱と異なる。散乱角0に強度極大があるとき、その近傍での強度分布からギニエ作図により上記の密度不均一領域の大きさを

見積ることができる。また強度分布のすそ野の部分から密度不均一領域の表面積を求める G. Porod の解析法がある。小角領域での強度分布が平坦なときには強度曲線を散乱角 0 に外挿した値は、密度の一定なゆらぎ、すなわち熱平衡状態ではその物質の等温圧縮率に比例する。一般に散乱角 θ に強度極大があるときには、密度の分布に λ/θ (λ は X 線の波長) という周期があることを意味する。ある種の高分子結晶のように格子定数が極端に大きいときには通常のブラッグ反射が小角領域に現れるが、これも小角散乱とよぶことがある。小角散乱強度の測定には通常の X 線回折強度の測定装置は一般に使用せず、特殊なものを必要とする(⇒小角散乱カメラ、クラツキー・カメラ)。小角散乱は熱中性子線でも観察される(⇒中性子散乱)。

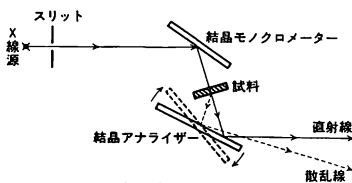
小角散乱カメラ [英 small angle scattering camera, 独 Kleinwinkelstreukamera, 仏 chambre de diffusions aux petits angles, 露 камера рассеяния на малые углы] X 線の小角散乱強度分布の測定のための光学系が満たすべき条件としては、(1) 角度分解能が高いこと、(2) 高い SN 比をもつこと、(3) できるだけ小さい散乱角まで散乱強度の測定が可能なこと、があげられる。特に(3)のためには、散乱せずに試料を通過してくる直射線(direct beam)の断面をできるだけ小さくせねばならない。スリットその他入射光路の近くにある物体による妨害散乱も小角領域では大きくなるので、(2)の条件のためにも特別な配慮が必要である。このために使われている光学系を大別すると、平行線束光学系、集中線束光学系、多重反射光学系となる。それぞれの代表的な例として、通常の 2 スリット型、ギニエ型、ボンゼーハート型の光子系を図に示す。なお、平行線束を使う光学系として特殊なものにクラツキー・カメラがある(⇒クラツキー・カメラ)。



a. 2スリット型



b. ギニエ型



c. ボンゼーハート型

消化酵素 [英 digestive enzyme, 独 Verdauungsferrnent, 仏 enzyme digestive, 露 пищеварительный фер-

мент] 消化を行う酵素の総称。一般に消化腺から細胞外に分泌され、細胞外の高分子を加水分解して低分子化し、体内に取込めるようにする。食作用によって細胞内に高分子物質を取込み、食胞内で消化する細胞内消化の場合にも、食胞内は本質的に細胞外の部分であるから、消化酵素は細胞外に分泌されるものと考えることができる。消化酵素については、脊椎動物やいくつかの軟体動物に関する知見は多いが、無脊椎動物や原生動物に関するものはあまり多くはない。その理由は、細胞内にも消化酵素と同じ作用の酵素があり、それらは必ずしも細胞外に分泌されるものではないので、消化酵素である証明が困難であることや、消化管内の寄生物(細菌、原生動物)の分泌する消化酵素がその宿主の消化に役立っている場合のあること(消化共生)などによる。

消化酵素は、タンパク質分解酵素、多糖類分解酵素、脂質分解酵素、核酸分解酵素に大別できる。これらはすべて細胞内で合成され、分泌顆粒内に貯蔵され、分泌される。トリプシノーゲン、ペプシノーゲン、プロカルボキシペプチダーゼなどのタンパク質分解酵素は、不活性型で顆粒内に存在し、分泌後に一部分が分解されて、それぞれ活性型のトリプシン、ペプシン、カルボキシペプチダーゼなどに変化する。ペプシンは脊椎動物の胃で分泌される。最適 pH の低いタンパク質分解酵素は無脊椎動物でも知られているが、ペプシンと類似するものかどうかは必ずしも明らかではない。トリプシン、キモトリプシン、カルボキシペプチダーゼ、プロミナーゼは脊椎動物の唾液中に、アミノペプチダーゼ、プロリダーゼ、プロリナーゼ、ジペプチダーゼ、ロイシルペプチダーゼは腸液に存在する。このうち、アミノペプチダーゼ、カルボキシペプチダーゼは、軟体動物の中腸線またはその分泌液中に見いだされている。このほか、哺乳動物の胃液にはキモシン(レニン、レンネット)が含まれており、また十二指腸上皮からエンテロキナーゼが分泌されている。多糖類の分解を行う消化酵素であるアミラーゼは、高等動物の唾液(特にブチアリンとよぶ)・脾液・腸液に存在するほか、下等動物の消化液中にも存在する。α-グルコシダーゼ(マルターゼ)、β-グルコシダーゼ、β-ガラクトシダーゼも生物界に広い分布を示すことが知られているが、高等動物では腸液に存在する。セルラーゼは、無脊椎動物(原腸体腔幹を除く)に広く分布している。脊椎動物に存在するセルラーゼは、腸内細菌によるものとされている。リクナーゼ、キチナーゼ、イヌラーゼはカタツムリなどの軟体動物で知られている。なお、キシナーゼはヒジク・ウマなどから軟体動物に至るまで広く存在するが、共生によらない独自の消化酵素であるか否かが明らかでない。アルギナーゼは軟体動物や数種の魚類で知られている。脂肪の分解を行うリパーゼの分布も広い。DNAアーゼやヌクレオシダーゼなど核酸分解を行う酵素は、高等動物の唾液に見いだされる。下等動物における消化酵素の知見は十分ではない。今後、食性・系統の面から眺めた消化酵素の知見が望まれる。

昇華熱 [英 heat of sublimation, 独 Sublimationswärme, 仏 chaleur de sublimation, 露 теплота сублимации] 固相にある物質が、同一の温度・圧力の気相に変わる、すなわち昇華するとき吸収する熱量をいう。したがってこれは固相と気相が共存する温度、圧力のもとで定義される。熱力学的には、このとき気相と固相で化学ポテンシャルが等しい。したがって昇華熱は、この温度・圧力の下で一定

量の気相のエンタルピーから同一量の固相のエンタルピーを減じたものということもできる。通常、物質 1g または 1mol についての熱量、またはエンタルピー差で表す。

蒸気 [英 vapor, 独 Dampf, 仏 vapeur, 露 пар] 気体のことであるが、特に臨界温度以下の温度にあり、したがって等温圧縮したときに液化現象を示すものを蒸気とよぶ。

蒸気圧 [英 vapor pressure, 独 Dampfdruck, 仏 pression de vapeur, 露 давление пара] 同一物質の気相と液相(または固相)が共存しているとき、気相(蒸気)が示す圧力を蒸気圧という。共存している二相が安定な平衡にあるときには、気相は特に飽和蒸気とよばれ、その圧力を飽和蒸気圧という。しかし、平衡状態の考察を主眼におく熱力学では、蒸気圧と飽和蒸気圧の2つの術語は同義に用いられることが多い。

蒸気圧温度計 [英 vapor pressure thermometer, 独 Dampfdruckthermometer, 仏 thermomètre à pression de vapeur, 露 газонаполненный термометр] 蒸気圧の温度変化を利用して温度を測定する装置。液相と平衡状態にある気相(蒸気)の圧力 p は絶対温度 T と次の式で結びつけられる。

$$\ln p = i - \frac{L_0}{RT} + \frac{5}{2} \ln T - \frac{1}{RT} \left(\int_0^T S_l dT - \int_0^p V_l dp \right) + \epsilon$$

ここで

$$\epsilon = \ln \left(\frac{pV_g}{RT} \right) - \frac{2B}{V_g} - \frac{3C}{V_g^2}$$

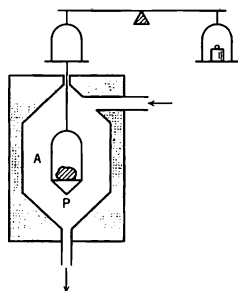
$$pV_g = RT \left(1 + \frac{B}{V_g} + \frac{C}{V_g^2} \right)$$

ただし、 R は気体定数、 i は化学定数、 S_l は液体のモルエントロピー、 V_l は液体のモル体積、 V_g は気体のモル体積、 L_0 は 0K での汽化熱、 B および C はビリアル係数である。蒸気圧を測定して、上記の p - T 関係により温度を得るときこれを蒸気圧温度計という。実用的には ^4He および ^3He の蒸気圧によるものがある。 ^4He の場合、1.27 K ($p=1\text{Torr}$) から 4.21 K ($p=760\text{Torr}$) の範囲で、また ^3He の場合、0.66 K ($p=1\text{Torr}$) から 3.19 K ($p=760\text{Torr}$) の範囲で通常利用される。圧力測定には、水銀圧力計および油圧力計を用いる。ただし、静水圧補正や熱分子効果などに注意する必要がある。

蒸気圧降下 [英 vapor pressure depression, 独 Dampfdruckerniedrigung, 仏 abaissement de pression de vapeur, 露 понижение давления пара] 純溶媒に溶質を溶かした時、溶媒の蒸気圧が低下する現象。溶液の一般的な性質のひとつであり、溶質濃度が大きいほど蒸気圧降下は大きい。希薄溶液の場合にはラウールの法則に従う。蒸気圧降下は、通常の場合、沸点が上昇することによってわかる(⇒沸点上昇)。分子量の測定などにも利用される。

蒸気圧縮サイクル [英 vapor compression cycle, 仏 cycle de compression de vapeur, 露 цикл сжатия паров] ⇒ 冷凍サイクル

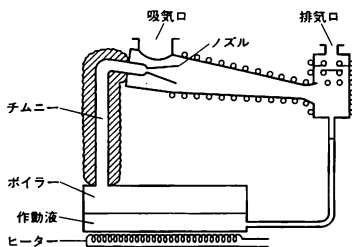
蒸気熱量計 [英 steam calorimeter, 独 Dampfkalorimeter, 仏 calorimètre à vapeur, 露 паровой калориметр] 固体物質の比熱を測定する熱量計の一種で、物体の周囲に水蒸気を通じたときに、物体と水蒸気の温度差によって、熱を吸収するが、そのとき凝縮する水の量と、その凝縮熱との関係を利用して比熱を測定する熱量計である。図はジョリーの蒸気熱量計の原理図で、密閉室 A の中に皿 P を



天秤の一方の腕からつるし、その皿の上に温度 $\theta[^\circ\text{C}]$ 、質量 $m[\text{g}]$ の物体を置く。この A 室内に 100°C の飽和水蒸気を急に通じると $\theta < 100^\circ\text{C}$ であれば物体表面上に水が凝縮する。物体が 100°C になるまでの水の質量を測りそれを $w\text{g}$ とすれば、水蒸気の凝縮熱は $2.26 \text{ kJ} \cdot \text{g}^{-1}$ であるから、次式によって固体の比熱 $c[\text{kJ} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$ を求めることができる。

$$c = \frac{2.26 w}{(100 - \theta) m}$$

蒸気噴射ポンプ [英 vapor vacuum pump, 独 Treibdampfvakuumpumpe, 仏 éjecteur à vapeur pour le vide, 露 пароструйный насос] ポンプ液(あるいは拡散ポンプ液)とよばれる高分子量の油、水銀あるいは水などの蒸気噴流を利用して、排気作用を行う形式の真空ポンプ。拡散ポンプ、エジェクターポンプ、スチームエジェクターなどがこれに属する。ポンプには上記の液体を加熱し蒸気を発生させるためのボイラーがあり、ここで発生した蒸気は、チムニーとよばれる蒸気の通路を経て、断面積がくびれ続いて広がっている構造のノズルを通過することによって、高速の蒸気噴流が形成される。ノズルを出た蒸気噴流はポンプ側壁で冷却され凝縮し、もとのボイラーに戻る。ボイラーの加熱により蒸気の圧力が臨界値に達すると、ノズルからの蒸気噴流は超音速に達し、ポンプは正常に動作を始める。このとき蒸気の熱エネルギーは運動エネルギーに変換され、蒸気噴流の温度は下がり同時に圧力も下がると考えることができる。吸気口より噴流に飛込んだ気体分子は噴流に押し流されて、排気口側に押し流されて排気される。この形式のポンプは、背圧(排気口側の圧力)を一定圧力以下に保つ必要があり、そのために油回転ポンプなどが補助ポンプとして用いられる。蒸気噴射ポンプのなかで、拡散ポンプは最も性能がよい。高性能のポンプ液あるいは水銀を用い、ノズルの段数も3または4段である。ボイラー内蒸気圧が $10 \sim$ 数百 Pa くらいで超音速流が得られるようなノズル構造となっている。動作圧力範囲は 10^{-1} Pa 以下の高真空および超高真空領域である。これに対しエジェ



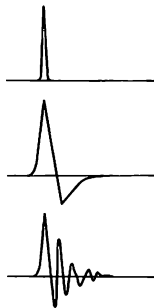
クターポンプ(図参照)はノズルも1段であり、ボイラー内蒸気圧が $10^3\sim 10^4$ Paで超音速噴流が得られるようなノズル構造となっている。動作圧力範囲は $3\times 10^{-2}\sim 10$ Paである。スチームエジェクターはポンプ液として水を用いるもので、冷却面における水の蒸気圧で到達圧力が決る。水蒸気を排気するのに適している。

商 群 [英 quotient group, 独 Quotientengruppe, 仏 groupe de quotient, 露 факторгруппа] = 剰余群

小傾角粒界 [英 small angle boundary, 独 Kleinwinkelkorngrenze, 仏 limite de grains à petit angle, 露 мало-угольная граница] ⇒ 粒界

衝撃圧縮 [英 implosion, 独 Implosion, 露 имплозия] ⇒ 慣性核融合, 衝撃波加熱

衝撃音 [英 impulse sound, 独 Impulsschall, 仏 son impulsionnel, 露 импульсный звук] 継続時間の極めて短い音をいう。理想的な衝撃音は、 δ 関数で与えられる圧力変化であって、これを周波数領域でみたときには白色雑音の性質をもっている。ただ実際の衝撃音では、単純な爆発音であっても正の圧力変化のあとに負の圧力部分が続く、全体として有限の継続時間をもつようになる(図参照)。また銃砲の音やプレス機、鍛造機の音などの場合には、系の固有振動の影響があるために、短音としての性質をもったものになることが多い。衝撃音の評価、計測方法については、現在多くの研究が行われている段階である。



衝撃音波形の例

衝撃関数 [英 impulse function, 独 Stoßfunktion, 仏 fonction impulsionnelle, 露 импульсная функция] 過渡現象論で取扱う理想的単位階段関数を時間で微分した関数。単位衝撃ともいう。これはいわゆる δ 関数であって、これを $\delta(t)$ で表すと

$$\delta(t) = 0 \quad (t \neq 0)$$

$$\int_{-\epsilon}^{\epsilon} \delta(t) dt = 1 \quad (\epsilon > 0)$$

という性質をもつ。また $\delta(t)$ のラプラス変換は

$$\int_0^{\infty} \delta(t) e^{-\omega t} dt = 1$$

となる。一方 $\delta(t)$ のフーリエ変換は

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) e^{-i\omega t} dt = 1$$

であるから、逆変換公式により

$$\delta(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} dt$$

とも表せる。ある回路に単位衝撃を入力することは、伝達関数そのものを知るうえで有効な方法である。このときの応答を衝撃応答またはインパルス応答とよぶ。これはまた上記フーリエ変換からもわかるように、入力に一定振幅の正弦波を入れ周波数を変えながら出力応答と入力の比をとって得られる関数と同等な関数を与える。

衝撃近似 [英 impulse approximation, 独 Impulsnäherung, 仏 approximation impulsionnelle, 露 импульсное приближение] 原子核のような多粒子系を標的とする衝突過程において、入射粒子のエネルギーが十分に高い場合

には、相互作用しうる時間が非常に短いので、入射粒子と標的を構成する個々の粒子とが1回だけ相互作用し、標的内のほかの粒子の影響を受けないという近似がよく成立すると考えられる。これを衝撃近似とよぶ。この近似の下では、多粒子系との衝突を、個々の粒子との相互作用による素過程の重ね合わせとして記述できるので、素過程についての実験データがそろっていれば、標的である原子核の構造を調べるのに有用である。また、この近似で得られる反応振幅には、より正確な多重散乱理論における展開の第一項としての意味もある。この近似の変形として、標的核が基底状態にとどまる弾性散乱過程については高次の項を取り入れることに対応する光学ポテンシャルに対する衝撃近似や反応の前後においてこの光学ポテンシャルによる波のひずみを考慮に入れた歪曲波インパルス近似などがある。

衝撃検流計 [英 ballistic galvanometer, 独 ballistisches Galvanometer, 仏 galvanomètre ballistique, 露 баллистический гальванометр] 短時間に流れる電流の積分値を測定するため、可動コイル型または可動磁針型の検流計の応答時間を長くしたもの。たとえば、充電されたコンデンサーをこの検流計の振動周期よりよりはるかに短い時間のうちに放電させると、検流計のふれの最大振幅は制動を無視すれば、放電された全電荷に比例する。実際には検流計の制動があって、電荷量とふれの関係は複雑になるが、もし制動が十分小さければ検流計の最初の振動の際の最大偏位を読みとればよい。電量感度は 5×10^{-10} C \cdot mm $^{-1}$, 振動周期は20秒程度である。電流値の積分ができるといっても電流の時間特性に制限があり一般的には電子回路による積分操作の方が優れている。

衝撃試験 [英 impact test, 独 Schlagprüfung, 仏 essai de choc, 露 ударное испытание] 衝撃荷重を受けるおそれのある構造部材の強度特性を知るために試験片に衝撃荷重を与えて試験することを一般に衝撃試験という。普通材料の強さ、たとえば降伏応力や引張強さは、試験片にゆっくりと増加する荷重、すなわち静的荷重を加えたときに得られる値で表される。しかし、同じ試験片に衝撃的な荷重を加えると、材料の種類や試験温度によって程度の差はあるが、静的荷重による挙動とは異なった挙動を示す場合が多いので衝撃試験が必要とされる。たとえば十分に靱性のある温度で鋼に衝撃引張荷重を与えると、降伏応力は静的引張荷重によるものより上昇する。また火薬の爆発力を利用するなどして極めて高速で衝撃引張試験を行うと、静的引張では靱性に富んだ破壊をしたのに、たとえ切欠きがあっても脆性破壊をする場合がある。荷重の加えかたによって衝撃引張試験、衝撃曲げ試験、衝撃ねじり試験などに区別される。また荷重速度は試験の目的に応じて選ばれるが、ハンマー式衝撃試験機(たとえばシャルピー試験機)、回転円板衝撃試験機、圧縮気体の膨脹を利用する衝撃試験機、火薬の爆圧を利用する衝撃試験機の順に荷重速度が大となる。

なお、工業的に広く行われる衝撃試験は、材料の切欠き靱性を評価するためのシャルピー試験あるいはアイゾット試験であるが、アイゾット試験は現在日本ではほとんど行われないうし、また外国でもあまり行われなくなった。

衝撃値 [英 impact value, 独 Kerschlagmeßwert, 仏 valeur d'impact, 露 величина ударной вязкости] 広義には衝撃荷重によって試験片が破壊するときのエネルギーをいうが、普通はシャルピー試験機を用いてシャルピー試験

片を1回の衝撃で破壊させるに要したエネルギー(kgf・m単位)をさす。衝撃強さともいう。なお便宜的に衝撃エネルギーを試験片の切欠部の断面積(一般には $0.8 \times 1 \text{ cm}^2$)で除して $\text{kgf} \cdot \text{m} / \text{cm}^2$ で表すこともある。

衝撃強さ [英 impact strength, 独 Schlagfestigkeit, 仏 résistance au choc, 露 ударная прочность] 材料に衝撃的に変形が加えられるときの強度で、アイソット、シャルピーの各衝撃試験法によって得られる衝撃強さ値がよく用いられる。一般的には高速変形時の強さである。高分子材料を例に述べるとほとんどの分子鎖が凍結状態にあるとみなされるガラス状態では一般に脆性を示し、衝撃強さは小さい。しかし高温側で分子鎖がやや運動の自由を取り戻し始めると靱性が現れ始め、衝撃強さは大きくなる。一般に高周波数における動的ひずみでの損失角($\tan \delta$)が大きいことと衝撃強さが大きいことの間に対応があるといわれている。温度・時間換算則の考えに基づいて通常周波数で低温下での同損失角を観測して衝撃特性を推定することもよく行われている(⇒靱性、シャルピー衝撃試験)。

衝撃の中心 = 打撃の中心。

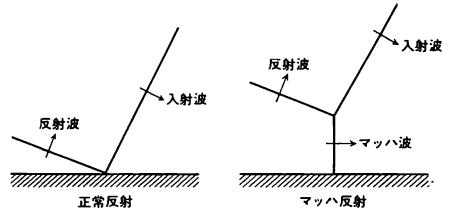
衝撃波 [英 shock wave, 独 Stoßwelle, 仏 onde de choc, 露 ударная волна] 縮む媒質中を伝播する強い圧縮波のこと。気体中の密度変化は、普通、音波として伝播するが超音速飛行や爆発などによって発生する大きな密度変化の場合、それは密度、圧力などがほとんど不連続的に変化する波面をもち、音速よりも速く伝播する。したがって、この波面が到着するとそこでは圧力が瞬間的に上昇し、あたかも物に当たったような衝撃を受ける。「sonic boom」はその一例である。衝撃波とよばれる理由である。このような現象の起る原因は、気体運動のもつ非線形性にある。すなわち有限の大きき密度変化があるとき、その伝播は一様でなく、密度の大きい部分ほど速く伝わる。その結果、密度分布は前方に急峻となり、不連続的な衝撃波面が形成され、それが伝播することになる。この意味で、衝撃波は非線形波動の一種といえる。衝撃波面の両側の物理量の間にはランキン-ユゴニオの関係が成り立つ。これは、本質的には、波面を通して、質量、運動量およびエネルギーが保存されることと同等であった。特に理想気体の場合、波面の前方および後方の圧力、密度をそれぞれ、 p_1, p_2 ; ρ_1, ρ_2 、また r を比熱の比とすると、 $p_2 > p_1$ で

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{(r-1)p_1 + (r+1)p_2}{(r-1)p_2 + (r+1)p_1}$$

となる。また、波面の伝播速度を U とすると

$$\frac{p_2}{p_1} - 1 = \frac{2r}{r+1}(M^2 - 1), \quad M = \frac{U}{c_1}, \quad c_1 = \sqrt{r \frac{p_1}{\rho_1}}$$

となる。ここで c_1 は、波面の前方の気体の音速、 M はそれを表した伝播速度のマッハ数である。 p_2/p_1 の値を衝撃波の強さといことがある。上式で、 $p_2/p_1 \rightarrow 1$ のとき、 $\rho_2/\rho_1 \rightarrow 1$ 、 $U \rightarrow c_1$ となること、すなわち音波の関係式となることがわかる。この波の非線形性は、この他に、その反射・屈折・回折の様相にも現れる。たとえば、反射の場合普通でも(正常反射)、その反射角は入射角より小さい。さらに場合によっては、第三の波(マッハ波)が現れる(図参照)。ところで、衝撃波面はある程度の幅をもち、そこで粘性や熱伝導などのエネルギー散逸機構が上記の非線形性による流れの場の急峻化とつりあって安定な波面を形成している。この幅は、波面での不連続性が大きいほど、すなわち、衝撃波が強いほど狭く、それは気体分子の平均



自由行程の程度にもなりうると考えられている。このような場合は、流体力学の適用限界の問題と関連して興味があり、その気体運動論的取扱いは行われている。強い衝撃波の場合には、そのエネルギーは大きく、それによって気体そのものの性質が変化することが多い。すなわち、電離や解離をしたり、また燃焼などの化学変化を伴うことになる。このことを逆に利用して衝撃波によって、化学変化の動的様相、ひいては、原子、分子の行う諸過程を研究することが広く行われている。さらには、強い衝撃波のエネルギーによる状態変化そのものを利用しようという考えも進んでいる。

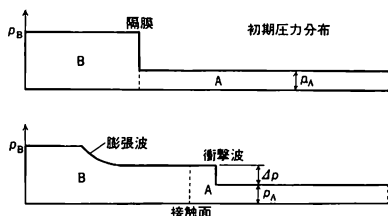
衝撃波は、液体や固体中でも、気体中と本質的に同じ機構で起りうる。ただし、液体や固体の音速は普通は非常に大きいから、衝撃波が起るための1つの条件である超音速流が起しにくい。実際問題として、水中などで、しばしば、衝撃的な波が経験されるが、これらは、上にいう意味の衝撃波ではなくむしろバリス的な音波と考えるのが適当なことが多い。しかし、液体や固体中での爆発源の近くなどでは、変動が大きく本質的に衝撃波が存在している。これに関連して、高圧、高速での固体は、むしろ気体のように振舞い、したがって、気体中の衝撃波と同じようなものが発生することが知られている。さらに、以上と関連して同じような非線形機構により発生する衝撃波に似た現象が多く存在する。たとえば、水の波で、海岸や河口などで見られる破波、巻波、ポアなどとよばれるものが、それである。これらもつ急峻な波面は、上記の気体の場合と同じく、波の高い部分ほど速く進むことから生じている。また道路での車の渋滞の場合、走っていて急に渋滞にぶつかる感じが多いが、この場合も原理的には衝撃波面と同じものが形成されているわけである。

プラズマも縮む流体のひとつと見なせるので、その中に瞬時に大きな圧力変動を生じさせると、音速以上の速度で伝播する衝撃波が発生する。プラズマ中の衝撃波が、空気など通常の流体中のそれと異なるのは、(1)プラズマ中の電子とイオンでは温度が異なることが多いので「音速」がひとつには定まらないこと、(2)プラズマが電磁場と相互作用するので、遅い波、速い波など各種の新しい形の「音波」の伝播が可能になり、それぞれに対するマッハ数を定義できること、(3)衝撃波の厚さが粒子間の平均自由行程より短いものが存在すること(無衝突衝撃波)である。これらプラズマ特有の衝撃波現象は、プラズマの電磁場との複雑な相互作用、非線形波動伝播特性の波動の分散性による変化、乱れた無衝突プラズマ中の散逸過程、乱流加熱と関連しているので、プラズマ物理学の基本的課題を実験的に研究する対象として利用されてきた。また、これらプラズマ衝撃波に関する知識は、宇宙空間での高エネルギー粒子の発生・加速機構や地球磁気圏での太陽風による弓状無衝突衝撃波など自然界の衝撃波現象の解明、および実験室

プラズマの衝撃波加熱などを通じて利用されてきた。

衝撃波加熱 [英 shock-wave heating, 独 Heizung mit Stoßwelle, 仏 chauffage onde choc, 露 нагрев ударными волнами] 媒質中を衝撃波が通過すると、密度、温度、圧力などは通過前の状態に比してランキン-ユゴニオの関係で決まる上昇を示す。ランキン-ユゴニオの関係は衝撃波面の前後で密度、運動量、エネルギーの流れが保存されることより導かれ、密度、温度などの衝撃波前後の関係を与える。衝撃波マッハ数 M を大きくすれば、温度比、圧力比は単調に増加する。そこで媒質中に強い衝撃波 (M の大きな衝撃波) を起させ加熱する方法を衝撃波加熱という。気体の衝撃波加熱には、管を隔壁で仕切って大きな圧力差をつけて、突然隔壁を破る衝撃波管を用いる方法が最も一般的である。この方法により、常温気体を 10^4 K 以上に加熱することができる。プラズマでは、ピンチ効果による衝撃波発生と加熱が一般的であり、発生する衝撃波は無衝突衝撃波であることが多い。ピンチ実験は円筒形状で行われるので、衝撃波は中心軸上に圧縮し、その圧縮のエネルギーが熱エネルギーに変わるが、その加熱過程までも含めて衝撃波加熱とよぶこともある。さらに、衝撃的なピンチ力によりプラズマを加熱する過程一般を、たとえランキン-ユゴニオの関係を満たすような衝撃波が発生しなくても、衝撃波加熱と総称することもある。

衝撃波管 [英 shock tube, 独 Stoßwellenrohr, 仏 tube de choc, 露 ударная труба] 衝撃波を発生する装置。標準型では、細長い耐圧管の中に隔膜を設けて、両側にそれぞれ低圧の気体 A (圧力 p_A) および高圧の気体 B (圧力 $p_B > p_A$) を入れる。隔膜を破ると、低圧側に圧縮波が進み、それは急速に衝撃波に成長する。高圧側には膨張波が伝わる。初期に隔膜のところにあった気体 A, B の境界面は接触面とよばれ、それがちょうどピストン面のように低圧側に移動する (図参照)。衝撃波管の基本パラメーターは初期



の圧力比 p_B/p_A で、これが与えられると、衝撃波の強さ $\Delta p/p_A$ および膨張波の速さが決まる。この方法で、マッハ数が $1 \sim 20$ 、あるいはそれ以上の衝撃波がつけられ、温度は 2×10^4 K 程度を実現することができる。強い衝撃波を得るには、低圧気体として分子量の大きい単原子分子 (Ar など)、高圧気体として分子量の小さい多原子分子 (H_2 など) が使われる。隔膜の材料としては、金属薄板 (Al, Cu など) やセロハンその他の薄膜が、目的や用途に応じて使われる。膜は両側の圧力差で自然破裂させたり、撃針などを使って破る。この膜の破裂に伴う流れは三次元的であるが、圧縮波は非線形効果によって急峻化し、管直径の数倍を進むと平面衝撃波に発達する。

衝撃波の前後で流れおよび温度が不連続的に変化する。この性質は、過渡的な空気力学効果や、力学的・熱的応答の研究に応用される。また、化学反応速度や分子振動の緩和現象の研究、あるいは解離や電離過程の研究にも利用さ

れる。さらに、衝撃波に続く一様流は持続時間の短い風洞としても用いられる。特に、高いマッハ数 (> 16) および高温 (~ 6000 K) の流れを発生させて、宇宙船の大気圏突入時の環境試験にも応用される。

衝撃波抵抗 [英 shock drag] \Rightarrow 造波抵抗

衝撃力 = 撃力

焼結 [英 sintering, 独 Sintern, 仏 frittage, 露 спекание] 粉末を圧縮して固めたものを加熱したとき、表面エネルギーを駆動力とする物質輸送により粒子が互いに結合して多少とも密度の高まった固体となる現象をいい、同種粒子のみならず異種粒子間にも起りうる。これを利用して金属体や金属製品を作る技術を粉末冶金という。各種機械部品をはじめ、超硬合金 (WC-Co など)、サーメット (TiC-Co など)、電気接点合金 (Cu-W など)、多孔質軸受合金などがこの方法で製造されており、窯業製品の多くも焼結によりつくられる。多元系粉体 (たとえば WC-Co やケイ酸塩セラミックス) では、一部液相を生じる温度で焼結することにより、緻密化の促進と粒子結合の強化がはかられている。

上限 [英 upper bound, 独 obere Schranke, 仏 borne supérieure, 露 верхняя грань] 実験に基づいてある量 x を推定する場合、信頼水準 β に対する信頼区間を $[0, x_0]$ の形で表したとき、 x_0 を量 x に対する上限という。理論的に 0 または非常に小さいと期待される量について用いられることが多い。 β としては 0.90 または 0.95 とするのが通例である。一例として、平均 λ のポアソン分布に従う事象が 1 例も観測されなかった場合、 λ の上限は信頼水準 0.95 で 2.996 である。実数等の順序集合に対する上界 (upper bound) や上限 (supremum) とは全く異なる概念である。

象限電位計 [英 quadrant electrometer, 独 Quadrant-elektrometer, 仏 électromètre à quadrants, 露 квадрантный электрометр] 静電引力を測定して電位または電荷量を測定する計器。主要な構造は図 1 のように中空の円筒

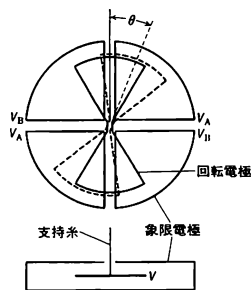


図 1

を四分割した象限電極と、内部に導電線をもつ支持系で吊された回転電極 (以下針とよぶ) から成っている。象限電極は斜めに向かい合っているものどうしを同じ電位につなぐ。2つの象限電極対 A, B にそれぞれ V_A, V_B という電位を与え、針に V という電位を与えると針には $k_1(V_A - V_B) \{V - (V_A + V_B)/2\}$ というトルクが働く。ただしここで象限電極対と針の間の静電容量 C_A, C_B が針の回転角 θ と次のような一次の関係 $C_A = C + k_2\theta$, $C_B = C - k_2\theta$ にあることが仮定されている。この回転トルクを針を吊っている糸のねじれ復元力 $k_2\theta$ とつり合せる。糸には鏡をとりつ

けて光の反射で針の回転を拡大して読みとる。代表的な型では電極の自己容量が50~100 pF で0.5 mV 程度までを測定できる。各電極に対する電位の与え方には2通りの方法があって、1つは図2のように針を高電位に保ち一方の象

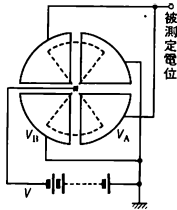


図 2

限対を接地し他方の象限対に未知の電位を与える。このとき回転角は $\theta = kV_A(V - V_A/2)$ となり、 $V \gg V_A$ ならば $\theta = kV \cdot V_A$ で、 V が一定ならば未知電位 V_A に比例する。もうひとつの方法では図3のように2組の象限対間に固定

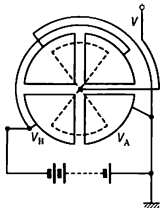


図 3

電圧を与え針に未知電位を与える。この場合は $\theta = kV^2$ となり、電位の二乗に比例する。波形、周波数に無関係に交流電位の測定ができる。改良型にコンプトン象限電位計がある。

消 光

[1] [英 *quenching*, 独 *Tilgung*, 露 *тушение*] 蛍光やリン光などの発光の強度が低下する現象を広く消光という。消光が分子内無放射遷移, 前期解離, 化学反応など, 分子内固有の過程に起因する場合を内部消光, 他分子との相互作用に基づく場合を外部消光とよぶ。通常消光とは狭い意味で後者をいう。(外部)消光には静的消光と動的消光がある。静的消光は, 基底状態で, 添加された他分子と会合体をつくるなどして, 発光性の化学種の生成量が減少する結果見られる消光である。この場合, 発光の量子収量は減少するが, その寿命は変化を受けない。動的消光は, 励起種と他分子との相互作用に基づくものであり, この過程が発光遷移と競争するため発光寿命にも変化が認められる。動的消光の機構の例を以下に示す。2分子間で励起分子のエネルギーが無放射的に他分子に移動し, 受取った分子が電子的に励起される場合を励起エネルギー移動という。双極子・双極子相互作用による場合が多い。また他分子中に重い原子が含まれていると, この原子の大きなスピン・軌道相互作用により, 衝突状態において励起分子中で項間交差(異なった多重度をもつ電子状態への遷移)が促進される場合がある。これを外部重原子効果という。また2分子間で電子移動が進行して消光される場合もある。2分子衝突による消光を簡単に速度論的に記述するものとしてシュテルン-ホルマーの式がある。すなわち, ϕ_0 および ϕ を消光剤を加えない場合と加えた場合の蛍光収量とする

と

$$\frac{\phi}{\phi_0} = \frac{1}{1 + k_q \tau \cdot c}$$

ここで c は消光剤の濃度, τ は蛍光またはリン光の平均寿命, k_q は消光の二次速度定数である。 τ が知られていると上式から k_q を求めることができる。 k_q を気体分子運動論に基づき消光断面積 σ を用いて表示することもある。すなわち, $k_q = (8\pi kT/\mu)^{1/2} \sigma$ で, μ は励起分子と消光剤分子の相対運動の換算質量, k はボルツマン定数である。溶液内では, 拡散過程によって消光剤による消光が律速される(速度が支配される)場合も多い。励起分子の発光の観測を行うとき, 消光の効果を小さくするために剛性ガラスとなる溶媒中に試料を溶かして低温で励起し観測することも広く行われている(⇒シュテルン-ホルマーの式)。

[2] [英 *extinction*, 独 *Löschung*, 露 *гашение*] 複屈折を示す結晶や高分子溶液などを, 直交関係にある偏光子と検光子(直交ニコルの状態)の間に置いて観測する場合, 結晶などと検光子とがある特定の角度関係にあるときに, 視野が暗黒となる。この現象を消光という。偏光子を通して複屈折性物質に入射した光は, 直交する2成分に分けられる。一般にはこれらの光の振動面は検光子と直交しないから, 一部の光は検光子を通過する。偏光子からの入射光の振動面が, 上記2成分の振動面のいずれか一方と一致する場合に限り, 複屈折性物質を通過した光は, 検光子を通過する成分をもたない。このため, 90°ごとに消光が観測される。ただし, 光軸に垂直な面では等方的であり常に暗い。結晶軸などのある特定の方向と, 複屈折性物質の2つの偏光の一方の振動方向とのなす角を消光角という。

昇降演算子 [英 *raising and lowering operator*, 露 *поднимающий и понижаящий оператор*] 一定の方位量子数と磁気量子数をもつ固有関数から, 方位量子数は同じで磁気量子数が ± 1 だけ異なる固有関数をつくる演算子。 J を一般の角運動量(\hbar を単位とする)として, 方位量子数 j , 磁気量子数 m をもつ固有関数(⇒角運動量演算子)を ψ_{jm} とすると, ψ_{jm} に $J_{\pm} = J_x \pm iJ_y$ を作用させると $\psi_{j, m \pm 1}$ が得られる(複号同順)。 J_+ , J_- を昇降演算子とよぶ。固有関数が規格化されていれば

$$J_{\pm} \psi_{jm} = \sqrt{(j \mp m)(j \pm m + 1)} \psi_{j, m \pm 1}$$

となる。以上は軌道角運動量, スピン角運動量を問わずあらゆる種類の角運動量について成り立つ。また, 一般にある量子数がある単位だけ変える演算子を昇降演算子とよぶ場合もある。

消光角 [英 *extinction angle*, 独 *Extinktionswinkel*, 仏 *angle d'extinction*, 露 *угол экстинкции*] ⇒ 消光

常光線 [英 *ordinary ray*, 独 *ordentlicher Strahl*, 仏 *rayon ordinaire*, 露 *обыкновенный луч*] 一軸結晶に光が入射すると, 複屈折により一般に2つの屈折光が現れるが, そのうち, 入射角と屈折角の間に屈折の法則が成り立つ方の屈折光を常光線という。もう一方の屈折光は屈折の法則に従わず, 異常光線とよばれる。常光線の伝搬方向は入射面内に含まれ, 波面法線の方向と一致する。電束密度の振動方向は主断面(波面法線と光学軸とを含む面)に垂直である。二軸結晶では常光線が存在せず, 2つの屈折光は, とともに異常光線のようにふるまう。

常光線屈折率 [英 *refractive index for ordinary ray*, 独 *Brechungsindex des ordentlichen Strahls*, 仏 *indice ré-*

fractif pour rayon ordinaire, 露 показатель преломления обыкновенных лучей] 一軸結晶に入射する光の入射角 θ_i を変えると、常光線の屈折角 θ_o も変化するが、入射角の正弦と屈折角の正弦の比は、媒質によって決る一定値に保たれ

$$\frac{\sin \theta_o}{\sin \theta_i} = n_o \quad (= \text{一定})$$

となる。この n_o を常光線屈折率という。常光線屈折率は、電束密度の振動方向が主断面(波面法線と光学軸を含む面)に垂直な光に対する屈折率である。

消光法 [英 extinction method, 独 Extinktionsmethode, 仏 méthode d'extinction, 露 метод экстинкции] 偏光状態の測定に、消光状態(\Rightarrow 消光)を利用する測定法のこと。偏光解析装置や偏光計では、直交ニコルの状態で透過光が0になる消光状態を利用するものと、消光状態にせうに透過光の強度をそのまま測るものがある。前者を消光法とよび、後者をこれに対比して測光法とよぶことがある。測光法では、光源の明るさの変動や検出器の非直線性などの誤差は大きい、精度はよく、簡便で自動測定をしやすいという利点がある。消光法では、確度は格段によいが、操作が煩雑であるという欠点がある。フラデーセルなどを用いて消光法を自動方式にすることもできる。1/4波長板などを用いて、楕円偏光を直線偏光に変換して楕円偏光のパラメーターを決める場合は、消光状態となる素子の方位角の組合せが多数あり、ゾーン解析とよばれる過程が必要となる(\Rightarrow 偏光解析法)。4つのゾーンでの測定値を使うと、1/4波長板の二色性による誤差は単純な平均をとって補正できるし、位相誤差も比較的簡単な式に従ってかなり補正できる。高精度が重要な場合は、消光率のよい偏光子、検光子と、位相差が90°に近い1/4波長板を用いることが大切である。

消光率 [英 extinction ratio, extinction factor] \Rightarrow 偏光子

詳細つり合い [英 detailed balance, 仏 balance de détail, 露 детальное равновесие] 熱平衡にある系は、見た目には全く静止しているが、分子レベルでみると力学状態は常に変動している。系全体が熱平衡にいつけるためには、この変動のしかたに何かの条件が要求される。1つの力学状態の変動があったとき、その時間を逆にたどったプロセスもあって、この2つが等しい頻度で起っていれば、もちろん熱平衡は保証されている。1つ1つのプロセスについて、こんな強い条件が成り立っていることが実際に期待されるのである。これが詳細つり合いである。これはまた詳細平衡ともいわれる。

古典気体を考えてみよう。分子は大半の時間、自由に飛回っていて、ときどきがちゃんと衝突しあう。衝突前に分子1と分子2がそれぞれ運動量 p_1 と p_2 とをもっていて、衝突後の運動量がそれぞれ p'_1 と p'_2 になったとする。これと逆のプロセスは衝突 $(p'_1, p'_2) \rightarrow (p_1, p_2)$ である。この場合の詳細つり合いは、気体の中では単位時間当りに上の2つのタイプの衝突が等しい回数発生しているということである。いま気体の中で、運動量が p_1 と $p_1 + dp_1$ の間にある分子の数を $f(p_1)dp_1$ としよう。リウビルの定理を援用すると、詳細つり合いの原理は $f(p_1)f(p_2) = f(p'_1)f(p'_2)$ という簡単な条件を生み出す。

量子論では、着目している系が初期状態 a から終りの状態 b へ遷移するということばで力学状態の変化が語られ

る。遷移を起すメカニズムが働いている時間に比べ十分長い時間経過に対しては、この遷移の確率は S 行列といわれるものの行列要素 $\langle b | S | a \rangle$ の絶対値の二乗によって与えられる。力学法則は時間反転に対し不変なので(素粒子論では例外もあるが)、もし a も b も時間反転によって変わらないような量子状態である場合には、 $a \rightarrow b$ の遷移確率と $b \rightarrow a$ の遷移確率は等しいことになる。これが量子論の詳細つり合いの原理であるが、普通、狭義の詳細つり合いの原理といっている。一般には、 a, b の時間反転状態をそれぞれ Ta, Tb と書いて

$$[a \rightarrow b \text{ の遷移確率}] = [Tb \rightarrow Ta \text{ の遷移確率}]$$

が成り立つ。これを広義の詳細つり合いの原理または相反性という。状態1つ当り、単位時間当りの遷移確率を $w_{a \rightarrow b}$ と $w_{b \rightarrow a}$ によって表せば、狭義の詳細つり合いの原理は $w_{b \rightarrow a} \rho_a = w_{a \rightarrow b} \rho_b$ と書ける。ただし ρ_a と ρ_b は状態密度である。広義のものについても、同じような等式が成立する。上の等式は、過程 $a \rightarrow b$ と $b \rightarrow a$ の微分断面積の間の関係を与え、素粒子のスピン決定などに利用されている。

ところで、通常、詳細つり合いというときは、詳細つり合いの原理とは独立に熱平衡状態に対するひとつの十分条件として次の条件をいう。多数の粒子から成る系の熱平衡状態を考える。まず大ざっぱにいて、各粒子はそれぞれのエネルギー固有状態にいる。しかし粒子間に相互作用があるので、時折それぞれの状態が遷移する。ここで各粒子のエネルギー状態を指定したものが a と b である。 $a \neq Ta$ でも、 a と Ta とにおいて、各粒子に振分けられたエネルギーの分布は同じなのである。このことから熱平衡の成立には、広義の詳細つり合いだけで十分であることがわかる。

系が熱浴に接していて、状態 a と b とかは着目している系のものであり、熱浴のほうは力学系の外であるとしよう。遷移 $a \rightarrow b$ などは系と熱浴との接触によって引き起これるとする。この遷移確率を $w_{a \rightarrow b}$ と書き、逆のプロセス $b \rightarrow a$ の遷移確率を $w_{b \rightarrow a}$ と書く。このときは $w_{a \rightarrow b} \neq w_{b \rightarrow a}$ であるが、系が状態 a, b に見いだされる確率をそれぞれ P_a, P_b とすると

$$w_{a \rightarrow b} P_a = w_{b \rightarrow a} P_b$$

が熱平衡を保証する。これが開いた系の詳細平衡である。閉じた系であっても、その部分系を考えると、残りが熱浴と考えられるので、この詳細平衡の公式が適用される。極端な場合として、1個の分子に対しこれを適用してもよい。

詳細平衡 = 詳細つり合い

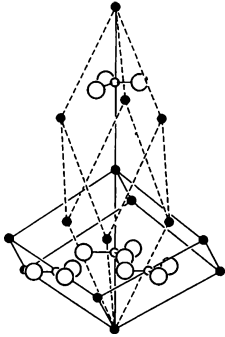
錠削法 [英 pellet method, 仏 méthode par pastillage, 露 метод таблетки] 固体粉末試料を粉末臭化カリウムに混合して赤外吸収スペクトルを測定する方法で、臭化カリウム円板法(KBr disc method)ともいわれ、適当な溶媒のない試料に対して有効である。

200メッシュ以下の微粉末試料に対して100~1000倍の臭化カリウム粉末をよく混合し、真空中で約 5×10^{-2} 程度の圧力で2~10分くらい圧縮すると、錠削が成型される。試料と臭化カリウム粉末との混合法には乾式法と湿式法とがある。乾式法ではそのまま振動式混合器などを用いて混合し、湿式法では試料を適当な低沸点溶媒に溶かし、臭化カリウム粉末と混合した後溶媒を蒸発させる。錠削法は臭化カリウムの全透明域でほとんどの試料に対して利用

でき、使用した錠剤試料は保存に便利であるが、純度の高い臭化カリウムが必要であり、試料の量をあらかじめ過不足のないようにしないと後で修正が容易でない。臭化カリウムは潮解性が大きいので水分の混入には十分注意を払う必要がある。油圧機を用いない簡単な錠剤成型器もある。

乗算回路 [英 multiplying circuit, 仏 circuit de multiplication, 露 схема умножения] ⇒ 演算回路

硝酸ナトリウム型構造 [英 sodium nitrate structure, 独 Natriumnitratstruktur, 仏 structure type nitrate de sodium, 露 структура типа азотнокислого натрия] 化学式が ABX_3 で示される化合物結晶に見られる一構造型で、方解石型構造ともいう。三方(菱面体)晶系に属し、空間群は $R\bar{3}c$ 。単位胞中に 2 個の化学単位(ABX_3)を含む。



図において、黒色球は A 原子、小さい白色球は B 原子、大きい白色球は X 原子を表す。NaNO₃ を例にとると、Na 原子は実線で示した格子の頂点および面心に位置し、NO₃ (N 原子は O 原子によって三角形に配位される)は、その格子の稜の midpoint および体心に位置している。NO₃ の三角形は、3 回軸(破線で示した単位胞の体対角線方向)に垂直である。この構造は、NO₃ を単位として考えると、塩化ナトリウム型構造が、NO₃ の平面的な広がりのために、菱面体構造へひずんだものと見ることができる。硝酸ナトリウム型構造を示す化合物には、K, Li, Ag, Rb の硝酸塩、Ca, Mg, Zn, Mn, Fe, Cd の炭酸塩、Sc, In, Lu, Y のホウ酸塩などがある。

消磁 [英 demagnetization, 独 Entmagnetisierung, 仏 désaimantation, 露 размагничивание]

[1] 磁性体が示す磁化(残留磁化)を 0 にする操作。脱磁ともいう。キュリー温度以上に熱してから磁場のないところで冷す熱消磁は、効果的だが実用的ではない。十分大きな交流磁場を加えて、0 まで漸減する交流消磁が最も多く利用されている。磁化容易方向に直角に直流磁場をかけてから磁場を 0 にすると、磁区が半々に逆向きとなり全体の磁化は打消す。これは直交磁場消磁という。

[2] 磁気テープなどの記録媒体に書き込まれた記録を消すこと。交流磁場あるいは永久磁石の直流磁場を動かして行われる。

[3] = 断熱消磁(冷却)

常磁性 [英 paramagnetism, 独 Paramagnetismus, 仏 paramagnétisme, 露 парамагнетизм] 物質に磁場をかけたとき生ずる磁化が磁場の方向を向いている場合、すなわち磁化率が正のとき、常磁性という。負の磁化率は反磁性とよばれる。常磁性の原因としてはスピンの場合

と軌道運動による場合とがある。前者では、互いに独立な局在スピン系の示すキュリー則、金属中の電子がフェルミ縮退の結果示すパウリのスピン常磁性が典型的な例である。スピン間の相互作用がある場合、ある転移温度以下で磁気秩序が生ずることがあるが、転移温度以上を常磁性領域という。軌道運動による常磁性は軌道常磁性とよばれ、磁場によって誘起された軌道磁気モーメントがその原因である。なお、強磁性体の微粒子の集合の示す特殊な常磁性のふるまいに超常磁性がある。

常磁性緩和 [英 paramagnetic relaxation, 独 paramagnetische Relaxation, 仏 relaxation paramagnétique, 露 парамагнитная релаксация] 常磁性体の磁化率が示すひとつの性質。静磁場と平行に角振動数 ω の振動磁場を加えたときの常磁性体の磁化率 χ は一般に複素数となり(⇒複素磁化率)、 $\chi = \chi' - i\chi''$ と表される。磁化の平衡値への緩和が $\exp(-t/\tau)$ に比例するとすれば(τ は緩和時間)、 χ' , χ'' は

$$\chi' = \frac{\chi_T - \chi_S}{1 + \omega^2 \tau^2} + \chi_S \quad (1)$$

$$\chi'' = \frac{(\chi_T - \chi_S)\omega\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (2)$$

となる。ここで χ_T は平衡状態の磁化率(⇒等温磁化率)、 χ_S は常磁性スピン系が熱浴と切り離されたときの磁化率(⇒断熱磁化率)で、 $\omega\tau \ll 1$ のときは $\chi' \rightarrow \chi_T$ 、 $\omega\tau \gg 1$ のときは $\chi' \rightarrow \chi_S$ となり、 χ'' は $\omega\tau = 1$ で極大となる。この磁化率のふるまいを常磁性緩和という。H. B. G. Casimir と F. K. DuPré はスピン系と熱浴に当る格子系の間の熱の授受がスピン系温度と格子系温度の差に比例すると仮定し常磁性緩和と熱力学的な立場から論じて式(1)、式(2)と同じ形の複素磁化率を導いた。また、スピン系と格子系間の熱伝達係数を α としたとき、緩和時間が $\tau = C_H/\alpha$ で表されることを示している。 C_H は磁気比熱で等温磁化率がキュリー則($\chi = C/T$)に従う場合には $C_H = C(B_L^2 + B^2)/T^2$ となる。ここで C はキュリー一定数、 B_L は内部磁場の二乗平均、 B は静磁場、 T は絶対温度である。この場合、 $\chi_T/\chi_S = (B_L^2 + B^2)/B_L^2$ の関係があるので、常磁性緩和の実験よりスピン・格子緩和時間のほかに、内部磁場を求めることもできる。

常磁性共鳴 [英 paramagnetic resonance, 独 paramagnetische Resonanz, 仏 résonance paramagnétique, 露 парамагнитный резонанс] ⇒ 電子スピン共鳴

常磁性散乱(中性子の) [英 paramagnetic scattering, 独 paramagnetische Streuung, 仏 diffusion paramagnétique, 露 парамагнитное рассеяние] 常磁性状態にある散乱体からの中性子の磁気散乱。キュリー則に従う孤立した磁気イオン(たとえば、非磁性イオンに囲まれた希薄磁性イオン)による中性子散乱は、その磁気能率の値を J とすると、非干渉性弾性散乱として $(2/3)J(J+1)$ の大きさに比例した常磁性散乱となる。隣り合う磁性イオンとの間に交換相互作用が働くと、常磁性散乱は交換相互作用の大きさに比例したエネルギー幅をもち、非弾性散乱として観測される。また結晶場によって縮退が解けた常磁性イオンの散乱は、分裂のエネルギー差に応じた励起エネルギーに極大をもつ吸収(放出)散乱となる。常磁性散乱は、中性子磁気モーメントをひっくり返す(フリップする)ので、偏極中性子を使って散乱中性子の偏極度を解析すると容易にスピンフリップ散乱だけを選別できるため、常磁性散乱を分離

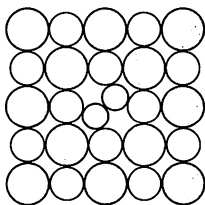
して測定することができる。

常磁性体 [英 paramagnet, 独 Paramagnetikum, 仏 paramagnetique, 露 парамагнетик] ⇒ 常磁性

常磁性プローブ法 [英 paramagnetic probe method, 露 метод парамагнитного зонда] 核磁気共鳴による生体高分子の構造研究の手法のひとつである。生体高分子の特定の部位に常磁性物質を結合させると、常磁性物質は結合部位のまわりの原子核(多くの場合 ^1H , ^{13}C 核が測定対象である)に磁気的な影響を及ぼす。この影響を解析することにより、結合部位近傍の構造を明らかにすることができる。常磁性物質としては、安定なニトロキシラジカル、遷移金属イオンおよびランタノイド系列のイオンが用いられる。測定核に及ぼす磁気的影響はプローブとして用いる常磁性物質の電子スピンの緩和時間の長短により著しく異なる。電子スピンの緩和時間が短い場合には、測定核の共鳴吸収線の位置をシフトさせるためシフトプローブとして、長い場合には、共鳴吸収線の線幅を選択的に広げるため緩和プローブとして用いられる。

照射 [英仏 irradiation, 独 Irradiation, 露 облучение] 一般に、光、紫外線、X線、粒子線などを物体に当てることをいう。特に、放射線や原子力の分野で、電離放射線を当てる場合に使われることが多い(⇒放射線)。

照射硬化 [英 irradiation hardening, 独 Bestrahlungsfestigung, 仏 durcissement par irradiation, 露 твердение облучения] 金属、イオン結晶などが電子線、中性子線などによる照射で変形応力が上昇する現象。これは放射線照射によって形成された格子欠陥と転位との相互作用によって生じる。金属の場合、孤立した格子間原子や原子空孔はほとんど照射硬化を起さず、体心立方金属ではむしろ軟化を起す。硬化に寄与するのは格子間原子または原子空孔どうしの集合体の応力場であることが多いが、格子間原子または原子空孔と不純物原子の複合体も重要である。塩化ナトリウム型イオン結晶では、ハロゲン化物イオンが図のように(白丸は正イオン、黒丸は負イオン)格子間位置に割込んだ H 中心と転位との相互作用が最も重要な硬化の



原因である。中性子で照射した銅単結晶の降伏強さは照射量の1/3乗に比例して増大することが知られている。体心立方構造の鉄合金材料などでは、照射硬化に伴って脆化するおそれがあり、原子炉の圧力容器に用いるときの安全性を確保するために多数の実験が行われている。

照射線量 [英 exposure, 独 Exposure, 仏 exposition, 露 экспозиционная доза] 広義の放射線量の種類。電離性の光子線(X線、 γ 線)が標準状態にある空気中作用して生成する二次荷電核子が空気中を飛行して生成する電離の総量として定義される。単位にはレントゲン(roentgen, 記号 R)が用いられてきた(導入当初の定義 $1\text{R} \equiv 1\text{esu} \cdot \text{cm}^{-2}$, 今日の表現 $1\text{R} \equiv 2.58 \cdot \text{C} \cdot \text{kg}^{-1}$)。国際放射線単位委員会(ICRU)では、照射線量を将来(線量の種類として)使

用しないことに決定しており、国際度量衡委員会でも単位系のSI化に際して、レントゲンに代る新しい単位の導入を行っていない。

照射線量は、放射線として低エネルギーの電離性光子線(レントゲン線)しか知られていなかったところに、線量として最初に導入されたものである。放射線場の強度を表すにも、放射線が物体に及ぼす影響の尺度にも使用できる(1Rの照射線量を受ける場に水の微小体をおいたとき水の受ける吸収線量は1radにはほぼ近いので)重宝されてきたが、実際は3MeVを超えると、いわゆる二次電子平衡の条件が満たされなくなると、平行平板型の電離箱による絶対測定が困難になること、電離性の光子線についてのみ規定される量であること、などの欠点があり、使用廃止が決められたものである。

測定の観点からは、感度・精度いずれにおいても、電気量は今日最も優れたものであり、その意味で「照射線量」の適用限界を拡大し、基本線量を電子量で定義したものに残したいという希望も専門家の間には強い。西ドイツで採用しているイオンドースはこのようなものの代表例である(イオンドースは照射線量の場合と異なり、空気単位量に誘起される電離の量として定義されている)。

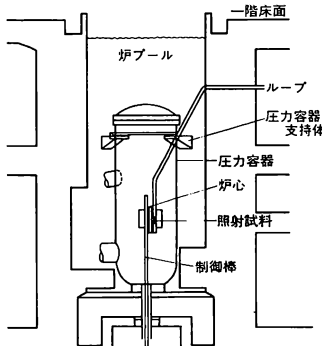
なおICRUでは、照射線量のことを、以前はexposure doseとよんでいたが、1962年以降doseをおとし単にexposureとよぶことにしている。

照射装置 [英 irradiation equipment] 放射線を照射する装置。普通 ^{60}Co などの放射線源を用い、必要に応じて適当な線量を試料に照射できるようになっている装置をいう。使用する放射線源の強度によって、放射線源と被照射試料を同一場所に置くようになっている鉛箱のような最も簡単なものから、厳重に遮蔽された室内に遮蔽箱に収められた放射線源と被照射試料設置台をもち、遠隔操作によって照射を行うようなものまである。

照射損傷 [英 irradiation damage, 独 Strahlenschädigung, 仏 lésion par irradiation, 露 радиационное повреждение] しきい値エネルギー以上の粒子または光子で固体材料を照射すると、膨張などの外形変化が起き材料の諸性質が変化する現象。特に、核分裂や核反応で発生する α 線、 β 線、 γ 線、中性子線などの放射線によって生じる照射損傷を放射線損傷という。照射損傷によって、金属では一般に電気抵抗が増加し、変形応力が増大し、脆化温度が上昇する。イオン結晶は着色し、硬化する。水晶は強い照射により低温の熱伝導度が低下するなど、熔融石英の性質に近づく。これらの性質の変化は照射によってつくられた格子欠陥によって起る。結晶性固体では、照射につれて格子点から原子がはじき出されてフレンケル欠陥をつくるのが格子欠陥生成の基本過程であるが、はじき出された原子の運動エネルギーが大きいときには、はじき出された原子が次々と格子点の原子と衝突してはじき出しの変位カスケードを起し、狭い領域に多数の欠陥をつくる。原子をはじき出す衝突間隔が1原子距離程度になれば、変位スパイクを生ずることがある。また核分裂片のような高エネルギー重粒子の飛跡に沿って、電子励起によって電子系に大きなエネルギーが与えられ、絶縁体ではそれが狭い領域の格子系のエネルギーに変わって円筒状の損傷領域がつけられる。このように直接原子のはじき出しが起らないで発熱によって二次的に欠陥が生成する過程を熱スパイクという。照射損傷については、1942年最初の原子炉がつくられた

とき、E. Wigner がグラファイトの放射線による変化を指摘して以来、金属、グラファイトを中心に多くの研究が進められてきた。その後もっと過酷な照射条件にさらされる核融合炉真空壁の照射損傷を研究するため、数百 dpa 程度の照射量に対する研究が行われるようになった。1 dpa はすべての原子が平均して 1 回格子点からはじき出される照射量である。

照射用原子炉 [英 irradiation reactor, 仏 réacteur d'irradiation, 露 реактор для облучения] 核分裂によって発生する中性子の一部を用いて、放射性同位体の生産、原子炉用燃料材料の照射、各種試料の照射などを行うための原子炉。照射炉ともいう。放射性同位体の生産例としては研究炉や材料試験炉を用いた医療用放射性同位体 (^{99}Mo , ^{188}Au , ^{192}Ir) などが、また工業用の線源として ^{60}Co , ^{192}Ir などがあるが、そのほか専用炉による ^3T や超ウラン元素の生産などもある。いずれも中性子捕獲反応によってつくるもので、たとえば $^{99}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo}$ などがある。原子炉用燃料材料の照射としては、新型炉開発のためのものが主力となり、国内の例では高温ガス炉用の燃料材料の照射試験や高速炉、新型転換炉用のものなどがあげられる。また、各種照射試料の例としては、気送管照射装置による物理、化学、生物分野の単純キャプセル照射試料や、工業的に高純度半導体を生産するためのシリコン単結晶照射試料などがある。わが国における照射炉の代表例は日本原子力研究所の材料試験炉 JMTR (50MW) で、この原子炉はアメリカのアイダホ州にある国立原子炉試験場の工学試験炉 ETR (175MW) を参考にして設計・建設が行われ、1968 年に初臨界になった。炉型はプールタンク型の軽水減速、冷却、ベリリウム反射体付加圧型の原子炉で、高速増殖炉や新型転換炉の燃料材料の開発を主目的に建設されたものである。この炉は照射専用炉で、大型のループ照射設備が数基設置されていて、高温ガス炉用燃料の照射試験にも用いられているとともに工業用放射性同位体の生産も行われている。



この種の原子炉として世界で初めて建設された炉は、アメリカの国立原子炉試験場にある MTR (40MW) で、1952 年に初臨界となり、原子炉用燃料材料の照射試験に先鞭をつけた。炉型はタンク型の軽水減速冷却、ベリリウム反射体付、水平実験孔や熱中性子柱もある、汎用型の原子炉であった。ETR は MTR の経験をもふまえて建設された大型の原子炉で、ループ照射設備を備えた本格的工学試験が行われ、動力炉の開発に威力を発揮した。この炉は 1957 年に運転開始となり、その炉型はプールタンク型で、

燃料には高濃縮ウラン板状形のいわゆる ETR 型燃料が使われている。

このほか BR-2 (80MW) も有名である。これはベルギーのモル研究所にある材料試験炉で、1963 年に運転開始となり、ヨーロッパ共同体諸国の共同利用に供されており、動力炉の燃料材料開発に貢献している。炉型はプールタンク型の軽水冷却、ベリリウム減速・反射、加圧型で、燃料は高濃縮ウラン円筒形のものを使用している。小型の照射試料はこの円筒型燃料の中心部に装荷され高い中性子束の領域で照射が行われる。

消 尽 = 消光

消滅距離 [英 extinction distance, 独 Extinktionslänge, 仏 distance d'extinction, 露 проникновение в глубь] X 線、中性子線あるいは電子線が結晶に入りブラッグ反射を起すとき、一定の距離を進むと大部分の入射波が回折波に変わる。この距離の目安を与える量を消滅距離とよぶ。この距離は、入射波がブラッグの回折条件を満たす程度や入射波を平面波とみるか球面波とみるか、さらには結晶表面と網平面との幾何学条件などによって異なる。また、人により定義が多少異なるので、その表式や数値を問題にする場合には、回折条件および定義を明確にする必要がある。

X 線回折で比較的良好に用いられる定義では、入射波を平面波とみなし、ブラッグ条件は厳密に満たされるものとし、入射波および回折波がともに結晶内部に進むような幾何学条件(ラウエの場合と)の下で、透過波の強度が最初に 0 となる深さ Δ_0 を消滅距離とする。 Δ_0 は上の条件で得られるペンデル縞の $1/2$ であり、その表式は

$$\Delta_0 = \pi(r_0 r_g)^{1/2} (v/\lambda r_c) / C |F_0|^{1/2} \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 r_c は電子の古典半径 ($=2.82 \times 10^{-13} \text{ cm}$)、 v は単位胞の体積 (\Rightarrow 単位胞)、 λ は波長、 C は偏光因子 (1 または $\cos 2\theta_B$ 、 θ_B はブラッグ角)、 F_0 は結晶構造因子、 r_0 および r_g は入射線と回折線がそれぞれ結晶表面の法線となす方向余弦である。

別の定義の仕方は、球面波理論において、網平面に沿うペンデル縞の縞幅の $1/2$ とする (Δ_s)。この場合には式 (1) に現れる $(r_0 r_g)^{1/2}$ が不要である。さらに、人によっては π を省く。この定義による消滅距離 Δ を用いると、完全結晶でブラッグ条件を厳密に満たす場合、入射波と回折波の振幅 (d_0 および d_g) を支配する式を

$$\frac{\partial d_0}{\partial s_0} = \frac{i}{\Delta} d_0, \quad \frac{\partial d_g}{\partial s_g} = \frac{i}{\Delta} d_0 \quad (2)$$

と書くことができるので都合がよい(ここで $(\partial/\partial s_0)$ 、および $(\partial/\partial s_g)$ はそれぞれ入射波および回折波の進行方向に沿う微分を表す)。電子線回折ではこの定義を用いることが多い。

消滅効果 [英 extinction effects, 独 Extinktionseffekt, 仏 effets d'extinction, 露 экстинкционный эффект] 結晶性物質に X 線や中性子線を照射するとブラッグ反射(回折)を起す。その反射強度は、通常、運動学的理論 (\Rightarrow 運動学的回折理論) によって求められる。それによれば、積分反射強度 R_K は、 $A \cdot Q \cdot V$ に比例する。ここで、 V は結晶の容積、 A は吸収因子、 Q は単位長さ当りの回折能である。 Q は結晶構造因子 $|F_0|$ の二乗に比例する。しかし、結晶性のよい物質では、 Q および V の増大とともに、実測値 R は R_K よりも小さいことが知られている。これを消滅効果(現象)という。 $R = \eta R_K$ と書き、 η を消滅因子と

よぶことがある。 $\eta < 1$ となる理由は、運動学的理論が波動の多重回折を無視しているためで、消衰現象は広義の動力学的回折現象(⇨動力学的回折理論)のひとつといえることができる。構造解析では、 R から $|F_g|$ を求めることが重要な手続きであるから、 η を正しく評価する必要がある。特に精密構造解析にとって重要な課題である。したがって、古くから小さい試料を用いたり、試料を急冷して意識的に結晶を悪くするなど、消衰効果から免れるくふうが行われている。また、実験的に η を評価する手法も提案されている。たとえば、消衰効果は回折による吸収効果の増大であると解釈し、線吸収係数 μ_0 の代りに $\mu_0 + gQ$ を用いて吸収因子 A を求める。ここで、 g は結晶の完全さに依存する未知数であるが、数多くの網平面に対する回折強度の測定値と適合するように g を決める。他方、純理論的に η を求めることも研究されている。もともと、 η は結晶の完全性に依存するので、 η の評価に当り結晶完全さに関するなんらかのモデルに基づかざるをえない。古くから行われている方式では、モザイク結晶を仮定し、消衰効果を一次消衰効果および二次消衰効果に分け、それぞれを適切な理論で評価する(⇨一次消衰、二次消衰)。最近、モザイク結晶モデルを使わず、一次消衰および二次消衰を先験的に仮定しない理論も提出されている。

消衰縞 [英 extinction fringe, 独 Extinktionsstreifen, 露 интерференционная полоса экстинкции] = ベンデル縞

常 数 = 定数

少数キャリアー [英 minority carrier, 独 Minoritätsträger, 仏 porteur minoritaire, 露 неосновной носитель заряда] 半導体では、電子と正孔が電気伝導に寄与するが、密度の多い方を多数キャリアー、少ない方を少数キャリアーとよぶ。 n 型半導体では電子を多数キャリアー、正孔を少数キャリアーとよび、 p 型半導体では正孔が多数キャリアー、電子が少数キャリアーである(⇨外來半導体)。半導体の電子と正孔の濃度は

$$n = N_c \exp\left[-\frac{E_c - E_F}{kT}\right]$$

$$p = N_v \exp\left[-\frac{E_F - E_v}{kT}\right]$$

で与えられ、常に、 $np = N_c N_v \exp(-E_g/kT)$ の関係が成立する。ここに $N_c = 2(2\pi m_e kT/h^2)^{3/2} n_v$, $N_v = 2(2\pi m_p kT/h^2)^{3/2}$ は、それぞれ伝導帯および価電子帯の有効状態密度、 n_v は等価バレー(谷)の数(Ge では 4, Si では 6), m_e は電子の有効質量、 $m_p = (m_e^2 + m_h^2)^{1/2}$ は正孔の状態密度質量で、 m_{hh} , m_{lh} は重い正孔と軽い正孔の有効質量、 E_c と E_v は伝導帯の底と価電子帯の頂上のエネルギーで、 $E_g = E_c - E_v$ はエネルギーギャップである。通常 $N_c \approx N_v$ であるから、フェルミ・エネルギー E_F が伝導帯の底に近づけば $n \gg p$, つまり n 型半導体となり、逆に E_F が E_v に近づけば、 $p \gg n$, つまり p 型半導体となる。少数キャリアーが顕著な役割を果たすのは、pn 接合における整流特性を決める少数キャリアーの注入と、光照射によってつくられた電子と正孔が再結合して消滅するときの時定数を与える少数キャリアーの寿命においてである。

少数担体 = 少数キャリアー

小数の法則 [英 law of small numbers, 独 Gesetz der kleinen Zahlen, 仏 loi des petits nombres, 露 закон малых чисел] 二項分布のポアソン近似(⇨二項分布, ポアッ

ソン分布)の一般化である。各 n に対して $X_{n1}, X_{n2}, \dots, X_{nk_n}$ は互いに独立で、すべての $\varepsilon > 0$ に対して $\max_{1 \leq k \leq k_n} P(|X_{nk}| \geq \varepsilon) \rightarrow 0$ ($n \rightarrow \infty$) が成り立つものとする。 $S_n = X_{n1} + \dots + X_{nk_n}$ の分布が平均 λ のポアソン分布に収束するための必要十分条件は、すべての $0 < \varepsilon < 1$ に対し次の式(1)~(4)が成立することである。

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^{k_n} \int_{|x-1| \geq \varepsilon, |x| \geq \varepsilon} dF_{nk}(x) = 0 \quad (1)$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^{k_n} \int_{|x-1| < \varepsilon} dF_{nk}(x) = \lambda \quad (2)$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^{k_n} \int_{|x| < \varepsilon} x dF_{nk}(x) = 0 \quad (3)$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^{k_n} \left\{ \int_{|x| < \varepsilon} x^2 dF_{nk}(x) - \left(\int_{|x| < \varepsilon} x dF_{nk}(x) \right)^2 \right\} = 0 \quad (4)$$

ここで F_{nk} は X_{nk} の分布関数である。特に $P(X_{nk} = 1) = p_{nk}$, $P(X_{nk} = 0) = 1 - p_{nk}$ の場合, $\max_{1 \leq k \leq k_n} p_{nk} \rightarrow 0$, $\sum_{k=1}^{k_n} p_{nk} \rightarrow \lambda$ ($n \rightarrow \infty$) であれば S_n の極限分布は平均 λ のポアソン分布となる。

使用済み核燃料再処理 [英 reprocessing of spent fuel, 独 Wiederaufbearbeitung von Brennstoff, 仏 traitement du combustible nucléaire épuisé, 露 переработка отработанного топлива] 原子炉から排出された使用済み燃料から未燃焼のウランおよび生成したプルトニウムなど有用な核物質を分離回収する一連の化学的処理操作を核燃料の再処理という。再処理は一種の製錬であり、歴史的に種々な方式の開発が進められたが、現在実用化されている工程はデュレックス法およびそれらのものである。これは使用済み燃料を 2~3cm の長さにせん断したのち、硝酸に溶解し、リン酸トリブチル(TBP)を用いる溶媒抽出によってウラン、プルトニウムおよび核分裂生成物(FP)を分離するものである。通常の化学処理操作に比べて、高放射線下の処理が必要である。放射性物質の安全取扱いが不可欠である。有用な核物質であるので高い回収率が必要であるなどの特徴を有する高度な分離技術である。再処理工程には溶解、溶媒抽出などの化学操作以外にも、燃料の解体移送、炉過、蒸発濃縮などの機械的物理的操作も含まれている。核燃料の再処理は、核資源の有効利用をはかるうえで不可欠であり、石油などのエネルギー資源に乏しい国にとっては核燃料サイクルを確立するため、そのかなめとなっている。しかしながら、再処理によって発生する各種レベルの放射性廃棄物の安全管理、分離したプルトニウムなどの不法転取防止などの核拡散防止にも留意しなくてはならない一面を有している。

使用済み燃料 [英 spent fuel, 独 ausgebrannter Brennstoff, 仏 combustible épuisé, 露 отработанное топливо] ウランなどの核燃料を原子炉で燃焼させたのち、原子炉から排出された照射燃料のこと。この中には表に例示するように有用なウランおよびプルトニウムなどが含まれているので、核燃料サイクルを確立するため、使用済み燃料の再処理が不可欠である。一般に 10^6 kW 級の軽水炉から使用済み燃料は年間 30~35 t が排出され、水プール中に貯蔵される。使用済み燃料中には、ウラン、プルトニウム以外にも白金族など高価な核分裂生成物が含まれるので、極めて価値が高く、増殖炉体系では使用済み燃料の価値はさらに

代表的な使用済み燃料の組成

炉 型	軽水炉	高速炉
燃焼率 [MWD/T]	28000	80000
冷 却 [日]	180	30
U [kg]	952	720
Pu [kg]	11	195
FP [kg]	~20	~80
放射能量 [MCi]	~5.5	~34

高くなる。使用済み燃料は高放射性物質を含んでいるので、その輸送および貯蔵に際し大型キャスク、水プールなどが必要であり、放射線の遮蔽、臨界管理、落下による燃料の破損防止などの安全性に留意が必要である。最近排出される使用済み燃料の量に対して再処理容量が不足しているので、使用済み燃料の集中貯蔵が核拡散防止とも関係し重要視されつつある。

晶析 [英 crystallization, 独 Kristallisation, 仏 cristallisation, 露 кристаллизация] 溶液を過飽和にして純晶質を析出させる操作。温度による溶解度の変化の大小に従って、溶液を冷却させ、あるいは加熱蒸発濃縮させる方法によって過飽和溶液をつくる。各種化学工業において精製分離と造粒の際に有用である。

晶帯 [英 am zone, 独 Zone, 露 зона] 2つの結晶面($h_1 k_1 l_1$), ($h_2 k_2 l_2$)の交線の方をベクトル $[UVW]$ で表示し、これを2つの結晶面が属する晶帯軸の方向という。ただし、

$$U = \begin{vmatrix} k_1 & l_1 \\ k_2 & l_2 \end{vmatrix}, \quad V = \begin{vmatrix} l_1 & h_1 \\ l_2 & h_2 \end{vmatrix}, \quad W = \begin{vmatrix} h_1 & k_1 \\ h_2 & k_2 \end{vmatrix}$$

で与えられる。同一の方向を晶帯軸にもつような結晶面の集合は同一の晶帯に属しているという。

状態式 = 状態方程式

晶帯軸 [英 zone axis, 独 Zonenachse, 仏 axe de la zone, 露 ось зоны] ⇒ 晶帯

状態図 [英 phase diagram, 独 Phasendiagramm, 仏 diagramme de phase, 露 фазовая диаграмма] 物質系の状態が状態変数の値によってどのように変るかを示す図で相図ともいう。また、平衡状態図ということもある。状態変数としては普通、温度 T 、圧力 p 、密度 ρ 、多成分系ではこれらのほかに成分比などがとられる。一成分系では、相律により独立な状態変数の数は最大2であるから、状態図は二次元の平面に描かれる。 T, p を変数とした状態図は図1のようになる。S, L, G の領域では均一な固相、液

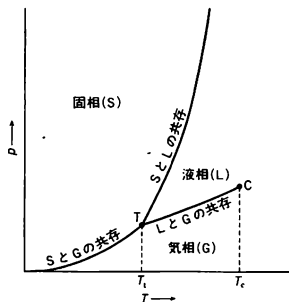


図 1

相、気相が実現する。領域の境界線上では両側の領域で実現する相の共存が可能である。境界線は共存曲線とよばれる。同じ一成分系の状態図を T と $1/\rho$ を変数にして描くと図2になる。このとき、灰色の領域では系は均一な相と

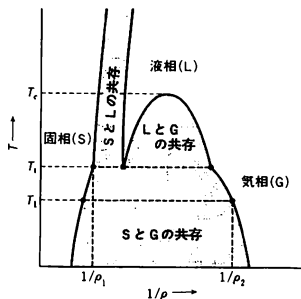


図 2

しては存在しえない。たとえば、温度が T_1 で平均の密度が ρ_1 と ρ_2 の間にあるとき、系は密度 ρ_1 の固相と密度 ρ_2 の気相に分かれる。二成分系では、独立な状態変数の数は最大3になる。状態変数としては、たとえば T, p および成分比 c をとることができる。このとき、状態図は T, p, c を3軸とする三次元の空間に描かれることになる。 p を一定としたときの T - c 面上の状態図は、たとえば図3のよ

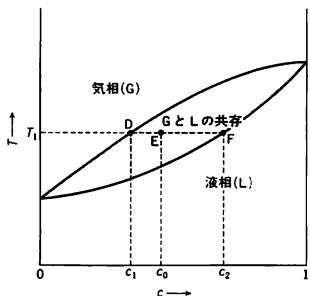


図 3

うになる。このときも灰色の領域では系は均一な相として存在しえない。温度が T_1 で平均の成分比が c_1 と c_2 の中間の c_0 のときには、系は成分比 c_1 の気相と成分比 c_2 の液相に分離する。このとき気相と液相のモル数の比は $EF:DE$ に等しくなるが、これは「てこの法則」とよばれており、状態図が与える重要な情報のひとつである。三成分系の場合、最大自由度は4であるが合金のような場合には、圧力の影響を無視して自由度が3であるかのように取扱われる。すなわち、3つの成分を正三角形の各頂点におき、正三角形内の点で組成を表し、この正三角形を底として、これに垂直に温度を座標軸にとって立体的な状態図が描かれる。このように系を構成する成分の数が多くなると、独立な状態変数の数が増え、状態図は多次元の空間に描かれることになる。物質によっては、その状態が電場や磁場の影響を強く受けることがある。そのような場合には、電場や磁場の強さを状態変数のひとつにとって状態図が描かれる。

状態選別器 [英 stateselector, 仏 sélecteur d'état, 露 устройство сортировки по состояниям] 特定の量子状態にある分子を選択的に選びだす装置で、分子線レーザー

(⇒メーザー)のために考案された。中性粒子でも双極子モーメントをもっている場合には、不均一な電場の中で力を受ける。しかも状態によって、双極子モーメントの量子力学的平均値が異なるので、受ける力の方向や大きさが異なる。この事情は原子線磁気共鳴装置の不均一磁場が、原子線を偏向させる原理と同じである。

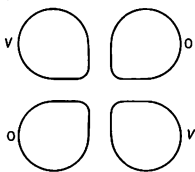


図 1

偶数個の棒状電極を等間隔に円周上に配列する。図1には四極集束器の断面を示してある。この電極に1本おきに高電圧をかけると、電極の中心軸付近では、ほぼ同心円状の等ポテンシャル面ができ、電場は中心軸付近で弱く外部にいくほど強くなる。図2に動径 r 方向の電場分布の例を

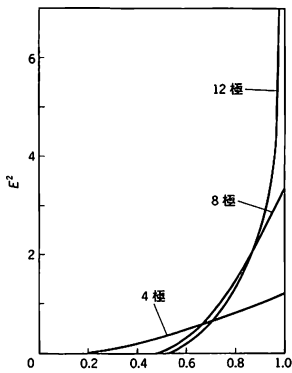


図 2

示す。軸方向の強度分布はほぼ一様である。この電極の軸に沿って分子線を通過させる。エネルギー固有値が w_1, w_2 ($w_2 > w_1$)である接近した2準位についてシュタルク効果を考える。この2準位間の双極子マトリックス要素を μ_{12} とすると電場 E のもとでのエネルギーは

$$w_E = \frac{w_1 + w_2}{2} \pm \left\{ \left(\frac{w_2 - w_1}{2} \right)^2 + (\mu_{12}E)^2 \right\}^{1/2} \quad (1)$$

となる。すなわち上の状態は電場の中でエネルギーが増し、下の状態では逆に減少する。粒子が動径方向に受ける力は

$$F_r = -\frac{\partial w_E}{\partial r} = \mp \left\{ \left(\frac{w_2 - w_1}{2} \right)^2 + (\mu_{12}E)^2 \right\}^{-1/2} \mu_{12}E \frac{\partial E}{\partial r} \quad (2)$$

から計算されるが、図2の場合には $(\partial E / \partial r) > 0$ なので、上の状態の分子に対しては $F_r < 0$ 、下の状態の分子に対しては $F_r > 0$ となる。すなわち上の状態にある分子は電極内で $r=0$ の方向に力を受けて中心軸付近に集り、下の状態の分子は外向きに力を受けることになる。電極構造を、たとえば同軸状にすれば、逆に下の状態を集める集束器もつくりことができる。

この方法で有効な状態選別ができるのは、2状態間の遷移周波数がたかだかマイクロ波の程度までである。式(2)

からわかるように $(w_2 - w_1)$ が小さいほど、力の差が大きくなり集束能率がよい。また集束にはふつうms程度の時間がかかるが、遷移周波数が高くなると自然放射過程によってきまる上の状態の寿命がこれより短くなってしまいうので、少なくとも上の状態の分子を集めることはできない。

状態ベクトル [英 state vector, 独 Zustandsvektor, 仏 vecteur d'état, 露 вектор состояния] 量子力学で力学の運動の状態を表すヒルベルト空間のベクトル。波動力学の形式を用いた場合には波動関数という形をとる。物理量はこのベクトルに作用する線形演算子で表される。直接にその値が観測できるような物理量を観測量とよぶが、観測量は自己共役演算子で表されるので、その固有値はすべて実数となり、固有ベクトルは完全直交系をつくる。それを規格化したものを基底として状態ベクトルをその線形結合で表したときの係数(ベクトルの成分)は、そのベクトルで表される状態の力学系でその観測量を観測したときの確率振幅を与える。波動関数は、基底ベクトルとして位置の固有ベクトルをとったときの展開係数とみなされる。

状態変数 [英 state variable, 独 Zustandsvariable, 仏 variable d'état, 露 величина состояния] 平衡系の熱力学的状態を指定するために使われる巨視的な物理量のことをいう。気体の状態変数として圧力 p と体積 V をとることも多いが、その一方または両方を、 p と V の関数である独立な量で置換えてもよい。熱力学の標準的処方では、エントロピー S と体積 V 、エントロピー S と圧力 p 、温度 T と体積 V 、温度 T と圧力 p のいずれかが状態変数の組として使われる。実験上では、2つの状態変数のなかの1つを固定した条件の下で、他の状態変数を変化させ、この変化によって生じるある物理量の変化を測定するということがあるから、制御しやすい物理量を状態変数にするのが便利である。たとえば、固体の熱力学的性質の測定を体積一定の条件で行うよりは圧力一定の条件で行う方がはるかに容易なはずで、体積よりは圧力の方が便利な制御変数であり、したがって便利な状態変数だということになる。熱力学的自由度が増すにつれて、状態変数をさらに追加する必要がある。多成分系では各成分物質のモル数か、または各成分に対する化学ポテンシャルを、電場下にある物質系では分極か電場かを状態変数として追加しなければならない。

状態方程式 [英 equation of state, 独 Zustandsgleichung, 仏 équation d'état, 露 уравнение состояния] 物質の熱力学的状態を記述する式で、一般に、熱力学的な「座標」と「力」の間の熱平衡での関数関係を表すものを、状態方程式あるいは状態式という。最も簡単な例は、一成分の気体または液体で、そのときには、温度 T をパラメーターとして、系の圧力 p と密度 ρ の関係を記述する式が状態方程式で、理想気体の状態方程式 $p = k\rho T$ (k はボルツマン定数)、ファン・デル・ワールスの状態方程式などとなりわけよく知られている。最初の定義からわかるように、磁性体での磁化と磁場の関係式、誘電体での電気分極と電場の関係式なども状態方程式である。

状態密度 [英 state density, 独 Zustandsdichte, 仏 densité d'état, 露 плотность состояний] 量子力学において単位エネルギー当りの状態の数を状態密度といい、準位密度ともいう。エネルギーが E から $(E + \Delta E)$ の範囲内にある定常状態の個数を ΔN とおくと、 $\bar{\rho} = \Delta N / \Delta E$ がその領域での平均の状態密度である。離散的なエネルギー固

有値をもつ系では、状態密度はエネルギー準位間隔の逆数になる。また、連続固有値をもつ系では $\rho(E) = \lim_{\Delta E \rightarrow 0} \bar{\rho}(E)$ として E における状態密度を定義する。

体積 V をもつ三次元空間の領域内に質量 m の粒子がある場合には、状態密度は

$$\rho(E) = gV \left(\frac{m}{h^2} \right)^{3/2} \sqrt{2E}$$

で与えられる。ただし、 g は粒子の内部自由度による縮退度を表す。摂動 H' による始状態 $|i\rangle$ から終状態 $|j\rangle$ への遷移確率 ω は

$$\omega = \frac{2\pi\rho(E_f)|\langle f|H'|i\rangle|^2}{h}$$

で与えられ、終状態の状態密度 $\rho(E_f)$ に比例する。これを遷移確率に関する黄金律という。

固体物理では、電子やフォノンなどの一粒子状態密度が特に重要な役割を果たす。完全結晶中の電子、フォノンなどのエネルギーが波動ベクトル k の関数として与えられているとき、単位体積当りの状態密度は

$$\rho(E) = \frac{1}{8\pi^3} \int \frac{dS}{|\text{grad}_k E(k)|}$$

で計算される。ここに、積分は $E = E(k)$ を満たすような第一ブリルアン域内の等エネルギー面について行う。なお電子の場合、スピンについての縮退まで考えると、 $\rho(E)$ は右辺の2倍になり、また、フォノンのようにスペクトルがいくつかの分枝に分かれる場合に、分枝ごとに右辺の量を計算して和をとる。フェルミ縮退をしている粒子系では、フェルミ準位 E_F における状態密度が物理量に関係し、たとえば、金属電子の定積比熱 c_v やパウリの帯磁率 χ は、ともに $\rho(E_F)$ に比例する。

状態量 [英 state function, 独 Zustandsgröße, 仏 fonction d'état, 露 функция состояния] 熱平衡にある巨視的体系の熱力学的状態だけに係し、そのたどってきた過去の経路に係しない物理量のことをいう。圧力、体積、温度、エントロピー、内部エネルギー、自由エネルギーなどはすべて状態量である。これに反して、系へ流れこんだ熱量や系のなした仕事は、系のたどってきた経路に係する物理量であり、これらは状態量ではない。互いに独立な係にある状態量の1組(気体では、たとえば圧力と体積)は熱力学的状態を指定するために使われ、これらを状態変数というが、他の状態量は状態変数の関数となる。この意味で、状態量を状態関数ということがある。また、状態変数を互いに直交する座標軸にとることによって得られる座標空間において、1つの熱力学的状態は1点で代表され、状態量は各代表点でそれぞれ決った値をとる。この意味で、状態量を点関数、また熱や仕事を経路関数ということがある。

状態和 [英 sum over states, 独 Zustandssumme, 仏 somme des états, 露 сумма по состояниям] = 分配関数

蒸着 = 真空蒸着

蒸着膜 [英 evaporated film, 独 aufgedampfte Schicht, 仏 film évaporé, 露 испарённая плёнка] 真空中で物質を蒸発させ下地の表面に吸着、成長させた膜。蒸着膜の研究はその成長機構、電気的性質、光学的性質、磁気的性質などバツクの固体物理学に対応して非常に幅広い研究がなされ、薄膜物理学とよばれる広大な分野を形成している。特に蒸着膜の構造や成長機構(⇒薄膜の成長機構)またエビタキシー現象などは下地の結晶と蒸着物質の種類の組合せ

に大きく依存するばかりでなく、下地の温度や蒸着速度、さらに真空度や下地の清浄度などの状態にも著しく影響され、非常に複雑な現象として、基礎物理学的な観点からも興味をもたれている。応用面においては分子線エビタキシーによりいくつかの異種物質を目的に合った多層膜状に蒸着作成すれば天然には存在しない物質をつくれる可能性があり、高性能エレクトロニクス素子、レーザー素子などの開発を目ざした研究が最近急速に発展している。

冗長度 [英 redundancy, 独 Redundanz, 仏 redondance, 露 избыточность] 通信系で伝送される通報がもつ情報量は、同じ長さの符号列がもちうる最大の情報量より一般に少ない。これを冗長性という。冗長度とは、その程度を表す値であり、ある通報の列について、そのなかで本質的な情報の伝送に不必要な部分の占める割合をいう。すなわち

$$\text{冗長度} = \left(1 - \frac{\text{通報のもつ情報量}}{\text{同じ長さの符号列のもちうる最大情報量}} \right) \times 100 [\%]$$

である。

言語や符号化された信号は通常、冗長性を有するが、冗長度が大きい場合、雑音の重畳や通報の部分的な欠落に対して、誤りの検出や伝送すべき情報の復元を可能とすることができ、ディジタル通信や計算機におけるデータの蓄積の際には、積極的に冗長なビットや語を付加して、これにより誤り検出や誤り訂正を可能とすることが行われている。パリティビット(parity bit)や巡回符号コード(cyclic redundancy code)などがその例である。一方、通信系において、伝送すべき音声や画像信号の統計的性質に基づいて信号のもつ冗長度を減少させ、これによって、伝送に必要な符号列の長さや、必要な帯域を減らすことが行われる。これを情報圧縮あるいは帯域圧縮という。

焦点 [英 focal point, 独 Brennpunkt, 仏 point focal, 露 фокальная точка] ⇔ レンズ

焦電気 [英 pyroelectricity, 独 Pyroelektrizität, 仏 pyroélectricité, 露 пирозлектричество] 誘電体結晶を加熱すると、表面に分極電荷が現れる現象。ピロ電気あるいはパイロ電気ともいう。自発分極している結晶のもつ性質である。自発分極をもつ結晶の分極電荷は、ふつう表面に付着した空気中のイオンなどにより、中和されているが、温度を変化させると、分極の大きさが変るため、表面電荷の変化分だけが観測されるものである。自発分極が存在するためには、分極の方向として結晶のすべての対称操作に関して保存される方向が存在する必要があることから、焦電性を示すのは32種の結晶群のうち、三斜晶系: C_1 , 単斜晶系: C_2 , 斜方晶系: C_{2v} , 三方晶系: C_3 , C_{3v} , 六方晶系: C_6 , C_{6v} の10種である。焦電性の結晶は、同時に歪みにより分極電荷が変化する圧電性(⇒圧電効果)をもつ。しかし、圧電性をもつ20種の結晶群のうち、自発分極をもつ10種だけが焦電性をもつ。焦電性の大きさは、 P を分極、 T を温度、 E を電場として $p = (\partial P / \partial T)_{E=0}$ で定義される焦電定数で表される。たとえば、チタン酸バリウム(BaTiO_3 , セラミック)の場合、 $p \approx 2 \times 10^{-4} \text{ C} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ である。

焦点距離 [英 focal length, 独 Brennweite, 仏 longueur focale, 露 фокусное расстояние] ⇔ レンズ

焦点深度 [英 depth of focus, 独 optische Tiefenschärfe, 仏 profondeur de champ optique, 露 глубина резкос-

тн] ⇒ レンズ

常伝導 [英 normal conduction, 独 normale Leitung, 仏 conduction normale, 露 нормальная проводимость] 超伝導に対して, 電気抵抗が0でない通常の電気伝導のことをいう。常伝導にある体系の状態を常伝導状態または正常状態, ノーマル状態という。超伝導にない物質(たとえば銅や銀)の電気抵抗 R は絶対温度 T を下げると小さくなっていき, 理論的にはもし完全結晶であれば $T=0$ で $R=0$ となるはずである。しかし, 現実には, 物体中に微量に含まれている不純物などのため, R は約10K以下でほぼ一定となり $T \rightarrow 0$ でも R は0でない値をとる。このような電気伝導が常伝導である。場合によっては, 超伝導体の内部に常伝導の部分が混在することもある。中間状態あるいは渦糸状態にある超伝導体はその例である。また, 超伝導体に臨界磁場より大きな磁場をかけたとき, 電気抵抗は0でなくなり, 常伝導状態が出現する。

常伝導状態 [英 normal conducting state, 独 normal-leitender Zustand, 露 нормальное проводящее состояние] ⇒ 常伝導

焦点面 [英 focal surface, 独 Brennfäche, 仏 surface focale, 露 фокальная поверхность] ⇒ レンズ

照度 [英 illuminance, 独 Beleuchtungsstärke, 仏 eclairement lumineux, 露 освещённость] 考えている点を含む面要素に入射する光束の面積密度。面要素の面積を dS , これに入射する光束を $d\Phi$ とすると, 照度 E は

$$E = \frac{d\Phi}{dS}$$

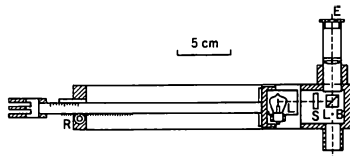
と書ける。照明される面の面積に関する入射光束の密度であるから, 照明光の状態は同じでも面が傾くと変わる。照明がほぼ平行な光線束で行われているとき, 照明を垂直に受ける方向から被照明面が θ だけ回転すると, 面照度は $\cos \theta$ に比例して減少する。この性質は光電照度計の角度特性を検定するのに利用される(⇒測光)。

章動 [英 libration, 独 Nutation, 露 нутация]

歳差運動に伴う振幅の小さい周期的な運動。非周期的な振動まで含めることもあるなど, 定義が混乱している。天文学では月および太陽の起潮力の周期的変化によって起る地球自転軸の空間に対する方向の変化をいう。J. Bradley は1745年に18.6年周期の章動を発見した。章動というよび名は, 古代中国の暦法で19年を1章とよんだことに由来する。地球の自転軸は黄道に対して23.5°傾いているため, 章動の周期によって自転軸が天球に描く軌跡は, すべて自転軸と黄道に垂直な軸とを結ぶ向きに長軸あるいは短軸をもつ楕円となる。章動のこの向きに沿った成分の振幅を黄道傾斜角の章動, それと直交する向きに成分の振幅を黄経の章動とよぶ。章動のなかで最大の振幅をもつものは, 月の昇交点が黄道上を1周する18.6年を周期とするもので, 黄道傾斜角の章動が9.210秒角, 黄経の章動が約6.84秒角という逆行(地球自転の向きと反対)楕円運動である。前者は章動定数とよばれ, 天文定数のひとつになっている。章動にはそのほか小さな振幅をもつ, 半年, 半月, 1年の周期項など多数の成分がある。章動の振幅は, 流体核をもつ地球の章動理論によって, 1984年から改正されることになった。

照度計 [英 illumination photometer, 独 Beleuchtungsmesser, 仏 luxmètre, 露 люксметр] ある場所の照度を測定する装置。物理測光型と視感型とがある。前者は光電

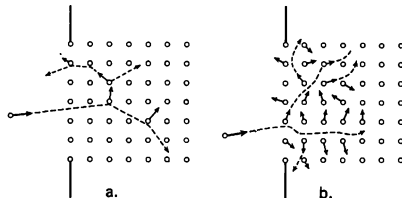
池に色フィルターを組合せてスペクトル感度を標準視感度に合わせた $V(\lambda)$ 受光器で入射光束を測定して照度を求める。入射光束と出力電流の比例性を得るために, 電流計の内部抵抗を小さく, あるいはさらに補償回路によって短絡電流を測定するようなくふうがなされている。図は視感



型のマクベス照度計である。光源 L を動かして内蔵された拡散板 S 面の輝度を調節し, プリズム $L-B$ で測定位置に置かれた標準拡散板と輝度合せし, 光源の位置目盛 R から測定点の照度を求める(⇒視感測光, 測光)。

衝突 [英 collision, 独 Stoß, 露 столкновение] 2つの物体(または粒子)が互いに相対運動を行っているとき, 互いに接触あるいは近距離力の有効範囲に接近して, 極めて短い時間の間強い力を及ぼしあい, 運動状態を変える現象をいう。衝突の前後で物体の内部エネルギーの変化がなく, 2物体のおおのの重心運動の力学的エネルギーの和が保存される場合を(完全)弾性衝突, そうでない場合を非弾性衝突という。どちらの場合も, 衝突に際し, 系の運動量や角運動量は保存される。巨視的な2球の衝突の場合, 接触点における法線方向の相対速度成分の衝突前後における値の比をとると, この比の値は球の質量や速さには無関係で, 球の材質だけで決る一定値をとる。この値のことをはねかえり係数あるいは反発係数という。この条件を利用することによって衝突の運動を解くことができる。摩擦係数0の場合を滑らかな衝突というが, 滑らかではねかえり係数が1に等しい衝突は完全弾性衝突になる。非弾性衝突の場合, はねかえり係数の値は0と1の間にある。この値が特に0の場合を完全非弾性衝突あるいは塑性衝突という。単原子分子気体の分子の衝突は完全弾性衝突であり, 粘土球の衝突は完全非弾性衝突と見られる。量子力学的粒子の衝突については(⇒散乱)。

衝突カスケード [英 collision cascade, 独 Stoßkaskade, 仏 cascade de collision, 露 каскад соударений] イオンを固体に照射した場合, 入射イオンと固体原子との弾性衝突によって原子が入射イオンから運動エネルギーをもらい, 原子はもといた位置から飛出す。この原子を一次反跳原子という。この一次反跳原子のエネルギーが十分大きければ, あたかも入射粒子のようにふるまって, 二次の反跳原子, さらに三次, 四次などカスケードのはじき出しを繰返し, 1つの一次反跳原子から出発して多数の反跳原子がつくられる。このような反跳原子を生み出す衝突の連鎖を衝突カスケードまたは変位カスケードという。衝突カスケードには, 大別して線形カスケード型とスパイク型に

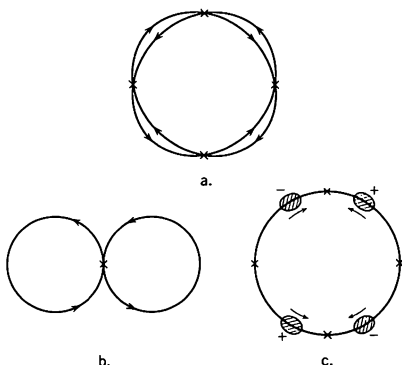


分けられる。図に示されているように、線形カスケード型(図a)とは動いている原子の密度の薄い場合をいい、スパイク型(図b)とは、核的阻止能の大きいイオン・原子の組合せの場合に起る密度の濃い衝突カスケードをいう。放射線損傷の立場からみれば、エネルギーをもらったすべての原子が安定なフレンケル陥をつくるのではない、あるしきい値、すなわちはじき出しエネルギー(⇒しきい値エネルギー)以上のエネルギーをもらわないと、空格子点をはじき出された原子は再結合する。キンチェン-ピースモデルによれば、ひとつの一次反跳原子によってつくられるのはじき出し原子の総数 N は

$$N = \frac{\nu(E)}{2E_d}$$

で与えられる。ここに $\nu \sim 1$ で、 $\nu(E)$ は入射エネルギー E のうち弾性衝突を通して失われるエネルギー [eV] である。 E_d ははじき出しエネルギーで通常、約 25 eV ぐらいといわれている。

衝突型加速器 [英 colliding-beam accelerator, 独 „colliding-beam“-Beschleuniger, 仏 accélérateur de collisions, 露 ускоритель со встречными пучками] 固定した標的に加速粒子を当てる方法では加速エネルギーの効率がよくないので、加速粒子どうしを衝突させるように考案された加速器のことで、極めて高い重心系エネルギーでの散乱実験を可能にするものである(⇒衝突ビーム)。一般に、ビーム中の粒子密度は希薄なので1回の衝突では粒子の散乱確率は極めて低く、大部分は素通りするのみである。したがって通常は貯蔵リングとしてビームを円型加速器内に定常的に回しながら衝突させる方法がとられる。それにはいくつかの点で接する2つの貯蔵リングに、互いに逆向きにビームを回し、接点において衝突実験を行えばよい。リングの配置は、図aあるいは図bのような形が考えられる。電子・電子、陽子・陽子、電子・陽子などの衝突にはこのような衝突型加速器が使われる。



これに対し、電子・陽電子、あるいは陽子・反陽子のように質量が同じで電荷の符号のみを異にするときは、図cのように同じリングに互いに逆向きにビームを回すことができるので、1つの貯蔵リングで衝突実験が可能である。この場合、粒子の衝突点を制限するためにビームはバンチを形成させておく必要がある。

最初の衝突型加速器は、1963年に完成したADA(フラスカッティ研究所、イタリア)で、これは図cの方法による、各ビーム 0.25 GeV の電子・陽電子衝突型加速器であ

る。陽子・陽子衝突型加速器では、1971年のISR(ヨーロッパ原子核研究機関(CERN)、各ビーム 31 GeV)が最初で、図aのような形式である。1981年には、図cの型の陽子・反陽子衝突型加速器 SPS (CERN)も運転が開始された。付録の表を参照。現代の高エネルギー物理学実験は衝突型加速器によるものが主流になってきている。わが国のトリスタンは 30 GeV の電子・陽電子の衝突型加速器である。

衝突型加速器の構造は基本的にはシンクロトロンと同じであるが、衝突型加速器は固定標的に比べて粒子衝突頻度(ルミノシティー)が低いので、これを改善するために、衝突点において特にビームを細くするように工夫されている。これには多数の四極電磁石で構成される直線部が必要で、一般に衝突型加速器の形は通常のシンクロトロンに比べて真円からのずれが著しい。

高エネルギー物理学の進歩とともに、衝突型加速器もしだいに大型化し、CERNでは直径約 10 km の電子・陽電子衝突型加速器も計画されている。しかし、電子の場合、円型加速器ではビームエネルギーが高くなるにつれて、シンクロトロン放射によるエネルギー損失が膨大なものになる。今日までの衝突型加速器はすべて円型であるが、上記のエネルギー損失を避けるために、最近では電子線型加速器を衝突型加速器に使うことも検討され始めている。線型加速器を2台突き合わせる方法、1つの線型加速器で加速された電子および陽電子を逆向きの円弧区間に導いて衝突させる方法などがある。これらの場合、ビームは1回の衝突で失われることになるので、ルミノシティー低下は避けがたい。1982年には、電子ビームエネルギーの最大は約 20 GeV (PETRA, ドイツ)であるが、百数十 GeV 以上のエネルギー領域では線型加速器の方が優れていると考えられている。

衝突強度 [英 collision strength, 独 Stoßstärke, 仏 intensité de choc, 露 интенсивность столкновения] 衝突による原子・分子の励起確率は、面積の次元をもつ励起断面積で表示するのが普通である。これに適当な量をかけて無次元にし、しかも励起とその逆反応である脱励起について対称的になるようにしたものを衝突強度とよぶ。電子と正イオンの衝突でしばしば用いられる。いま、 i 状態にある標的イオン A に、波数 k_i (=運動量 $\times 2\pi/\hbar$, \hbar はプランク定数)をもつ電子が入射し、イオンを f 状態に励起し、電子は波数 k_f で飛び去るとしよう。この反応およびその逆反応

$$e(k_i) + A(i) \rightleftharpoons A(f) + e(k_f)$$

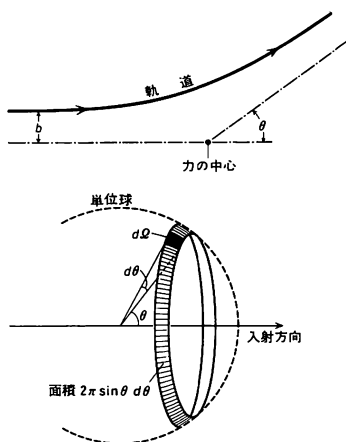
の断面積をそれぞれ $\sigma(i, k_i \rightarrow f, k_f)$, $\sigma(f, k_f \rightarrow i, k_i)$ とするとき、衝突強度は

$$\Omega(i, k_i \leftrightarrow f, k_f) = k_i^2 \omega_i \sigma(i, k_i \rightarrow f, k_f) \\ = k_f^2 \omega_f \sigma(f, k_f \rightarrow i, k_i)$$

で与えられる。 ω_i と ω_f はそれぞれイオンの始状態・終状態の統計的重みである。上式の後の2辺が等しいことは、詳細釣り合いの関係により保証されている(⇒詳細釣り合い)。電子衝撃による正イオンの励起では、衝突強度は断面積よりもエネルギー依存度が少ない(うえ、共鳴効果によるクシの歯状のピークをならせば、しきい値の上かな広いエネルギー範囲にわたってほぼ一定になることが多い。これも衝突強度が好んで使われる理由のひとつである。

衝突径数 [英 impact parameter, 独 Stoßparameter, 仏 paramètre d'impact, 露 прицельный параметр] 衝突

パラメーターともいう。固定した中心をもつ力による粒子の散乱現象において、入射粒子が力を受けずに直進したと仮定した場合の軌道直線と力の中心との距離。入射粒子の質量を m 、始めの速さを v 、衝突径数を b とすると、角



運動量の大きさは mbv で与えられ、力が中心力ならば衝突過程全体を通じてこの大きさは保存される。散乱中心が 1 個で、入射粒子が入射方向に垂直な単位面積を毎秒 N 個の割合で通過する場合を考えると、衝突径数が b と $(b+db)$ の間の値をとって入射する粒子は毎秒 $N \cdot 2\pi b db$ 個になる。力が中心力なら散乱角(入射方向と、粒子が曲げられて出て行く方向との間の角) θ は b の関数であるから、衝突径数 b 、 $(b+db)$ に対する散乱角をそれぞれ θ 、 $(\theta+d\theta)$ とすると、散乱によって入射方向と θ と $(\theta+d\theta)$ の間の角をなす方向(単位球面上に面積 $2\pi \sin \theta d\theta$ の環を切取る範囲)に出て行く粒子数が毎秒 $2\pi N b db$ 個ということになる。したがって、入射方向と角 θ の方向の微小立体角 $d\Omega$ 内に毎秒出て行く粒子数は、これらの $dQ/2\pi \sin \theta d\theta$ 倍の $Nb(db/d\theta)(\sin \theta)^{-1}dQ$ で与えられる。この $b(db/d\theta)/\sin \theta$ または $b(db/d\theta)(\sin \theta)^{-1}dQ$ は θ 方向の微分断面積であり(⇒散乱断面積、衝突断面積)、これを測定すれば b と θ の関係がわかり、入射粒子と散乱体の間に働く力の性質が知れることになる。2 粒子の衝突の場合には、重心座標と相対座標を用いて衝突を記述すると、相対運動は換算質量をもった粒子が固定した中心をもつ力で散乱される場合と一致するので、衝突径数も同様に定義できる。

量子論的には角運動量が大きいとき、 b は角運動量 l と波数ベクトル $k(k=\sqrt{2mE}/\hbar)$ で、 m と E は入射粒子の質量とエネルギー)を結ぶ係数として $l=bk$ によって近似的に定義できる。そこで、散乱の断面積を l について部分波分解する代りに、 b について展開することもできる。ただし、 b は連続値をとるので、この展開は b についての積分で表される。これを衝突径数表示という。

衝突径数法 [英 impact parameter method, 独 Stoßparametermethode, 仏 méthode du paramètre d'impact, 露 метод прицельного параметра] 重粒子が原子(イオン、分子など)と衝突して励起、電離などを起す場合の理論にしばしば用いられる代表的近似法のひとつである。重粒子の速度が遅いときは、重粒子と原子との相対運動は古典力学で扱ってよい。さらに原子内電子は、各瞬間に古典

論的に求めた軌道上を動く重粒子からの力を受けて運動すると考えてよく、電子の状態の変化は時間に依存する波動方程式を解いて決められる。重い粒子の衝突の場合には軌道の概念が比較的良好に成り立つので有効な方法である。2 粒子の衝突の場合、相対位置ベクトル R を時刻 $t \rightarrow \infty$ で相対速度の方向およびそれに垂直な成分に分けたとき、後者を衝突径数ベクトルとよび、その絶対値を衝突径数(b と書く)とよぶ。軌道を決めるための初期条件は b と初速度 v_0 であり、相対運動のエネルギーを固定すると b のみが軌道を決めるパラメーターとなる。そこで b を決めて重粒子の軌道を決定し、その下で原子内電子に対する波動方程式を解いて特定の過程(電離や励起など)の起る確率 $P(b)$ を計算する。最後にあらゆる b についてその確率を加え合わせることによってその過程に対する衝突断面積を計算する(実際には、衝突径数ベクトルの方向をも考慮して、 $2\pi \int_0^\infty P(b)b db$ が断面積となる)。この方法を衝突径数法とよぶ。計算の簡単化のために軌道を直線(速度一定)と仮定することが多い。

衝突後効果 [英 post collision interaction effect, 仏 effet post-collisionnel, 露 эффект ПЦБ] 電子衝撃または光子照射によって原子に二電子励起(電子を 2 個励起準位に上げること)または内殻電離が起るときに入射電子または照射光のエネルギーがしきい値に近い場合に起る効果である。電子衝撃による二電子励起の過程

$$e^- + A \rightarrow e^- + A^{**}$$

(A^{**} は二電子励起状態にある原子を示す)を例にとって説明する。入射電子のエネルギーを高い方から下げて、二電子励起の励起エネルギー値(この臨界値をしきい値という)に近づける。入射電子は原子 A を二電子励起すると、運動エネルギーを失い、運動エネルギーがほとんど 0 の状態になる。これを遅い電子といい $e^-(s)$ で表す。一方 A^{**} の電子状態のエネルギー準位は A の最も低い電離状態のエネルギー準位より高いので、 A^{**} は自動電離して電子を放出する($A^{**} \rightarrow A^+ + e^-$)。この放出された自由電子のエネルギーは、遅い電子がいなければ、 $A \rightarrow A^{**}$ の電子励起エネルギーと A の電離エネルギーとの差で与えられるのでその速度は一般には速い。この電子を速い電子といい $e^-(f)$ で表す。遅い電子 $e^-(s)$ が A^{**} の近くにいるときに $A^{**} \rightarrow A^+ + e^-(f)$ の自動電離が起ったとすると、遷移は定性的には

$$(A^{**} + e^-(s)) \rightarrow (A^+ + e^-(s)) + e^-(f)$$

のようになる。 A^{**} と $e^-(s)$ の相互作用のエネルギーは小さいので無視できるが、 A^+ と $e^-(s)$ の相互作用はクーロン引力によるもので無視できない。エネルギー保存則によって式から $e^-(f)$ の運動エネルギーを求めると、 A^+ と $e^-(s)$ の相互作用を無視した場合に比べて $e^-(f)$ の運動エネルギーは A^+ と $e^-(s)$ の相互作用のエネルギーに相当する量だけ大きくなる。このために速い電子の運動エネルギーのピーク(最大強度のエネルギー値)は高いエネルギー側へずれる。また自動電離は単分子分解反応であるので、速い電子の数は時間がたつと指数関数的に減少する。このため、速い電子の高エネルギー側が緩やかな非対称スペクトルとなって現れる。衝突後効果(PCI 効果)は、自動電離した後、電子と電子の間のクーロン相互作用によって、速い電子が加速され、遅い電子がより速くなることから由来する効果であるという解釈から名づけられた。しかし実際

に計算して見るとこのことによる効果は速い電子が速すぎて、大きくないことが判明した。衝突後効果は実はこのような自動電離後の2つの電子の相互作用のためではなく、自動電離のときのエネルギー差によって生じているのでこの語は本当は適当ではない。このようなこともあって、衝突後効果のことをこの効果の発見者 F. H. Read の名前をとってリード効果という場合もある。同様の現象は光子または電子による内殻電離に伴うオージェ効果によるオージェ電子のエネルギースペクトルでも観測されている(⇒自動電離, オージェ効果)。

衝突周波数 [英 collision frequency, 独 Stoßfrequenz, 仏 fréquence de collision, 露 частота столкновений] 電子(e), イオン(i), 中性原子あるいは分子(n)から成る系においては互いの相互作用のために衝突が繰返し起る。衝突と次の衝突までの統計的な平均時間を衝突時間(collision time)といひ, その逆数を衝突周波数といふ。荷電粒子間ではクーロン力が働くので, この相互作用による衝突をクーロン衝突といふ(⇒クーロン衝突)。

衝突数算定 [英 assumption about the number of collisions, 独 Stoßzahlansatz, 仏 hypothèse sur nombre de collision, 露 предположение о числе столкновений] 気体分子運動論の基本となっているのはボルツマン方程式だが, L. Boltzmann がその式を導くに際して用いた R. Clausius に由来する仮定をいう。2個の粒子が衝突するに際しての相対速度を v とする。ごく短い時間 Δt の間に, $|v| \cdot \Delta t$ の高さをもつ柱状内の粒子は Δt の間にもう一方の粒子近傍に到着する。 Δt の間にどれだけの粒子がやってくるのかという値は, この柱状の体積と単位体積当りの分子の数の積で決定されるというのが衝突数算定の仮定である。ボルツマン方程式はこの仮定を何回も使って導き出されたものと考えられ, このことを分子渾沌の仮説と称する。

衝突断面積 [英 collision cross-section, 独 Stoßwirkungsquerschnitt, 仏 section efficace de choc, 露 сечение столкновения] 古典物理学から原子核・素粒子物理学までの広い範囲にわたる粒子の衝突実験を解析する際に実験結果と理論との比較に用いられる概念で, 入射粒子がその入射方向に垂直な単位面積当り1個であったとき, その単位面積内に1個存在する標的粒子と衝突(散乱や反応を含む)を起す確率のこと。記号 σ で表すことが多い。古典的に考えて, 入射粒子を半径 a の球, 標的粒子を半径 a' の球とすると, 標的粒子の中心を中心とした半径 $a+a'$ の球内に入射粒子の中心の軌跡が入ったときに衝突が起るから, 入射粒子を点とみなし標的粒子を半径 $a+a'$ の円と考えることができる。衝突の確率は $\pi(a+a')^2$ が単位面積の中に占める割合に等しいから, $\sigma = \pi(a+a')^2$ である。このように, 衝突する粒子の大きさから求めた断面積を幾何学的断面積という。衝突後の状態によって σ を分け, 散乱の断面積と反応の断面積を区別して定義したり, 散乱の方向によって分けて微断面積を定義することが多い。入射線の強度(単位時間当りの入射粒子数)を I , 標的粒子の数を N , ある過程 i の衝突断面積を σ_i とすると, 単位時間に過程 i の起る数は $IN\sigma_i$ で与えられる。断面積は面積の次元をもつ量であるから SI 単位系では m^2 を用いるべきであるが, 原子核物理学ではバーン(b)が使われる。1b = $10^{-28} m^2$ である(⇒散乱断面積)。

衝突電離 [英 impact ionization, 独 Stoßionisation,

仏 ionisation par choc, 露 ударная ионизация] 電子やイオン, その他の粒子が, 高速で標的分子, 原子またはイオンに衝突したとき, 電離に必要なエネルギー以上のエネルギーを標的粒子に与えれば電離が起る。これを衝突電離とよぶ。その起りやすさは衝突電離断面積と, 入射粒子と標的粒子の相対速度とによって決まる。最もなじみの深いのは電子衝撃による電離であろう。この場合, 基底状態にある原子の直接電離, 励起状態にある粒子の電離である累積電離, 標的が分子の場合の解離を伴う電離, などが区別される。励起状態が準安定状態のときには特に累積電離が重要となる。逆に準安定状態にある粒子が, それより低い電離エネルギーの標的粒子と衝突すると, その標的を電離することができる。これをベニング電離とよぶ。準安定状態の粒子どうしが衝突したときにも, 励起エネルギーの受け渡しによる電離が起りやすい。もちろん高速のイオンや中性粒子の衝突による直接電離も起る。気体が高温であれば, 激しい熱運動をしている粒子どうしの衝突によって電離が起り, 熱電離とよばれる。内殻電子の励起に伴う二過程からなる自動電離または自己電離とよばれる過程もある。

衝突パラメーター = 衝突径数

衝突ビーム [英 colliding beam, 独 kollidierende Strahlen, 仏 faisceau de collision, 露 встречные пучки] 素粒子反応を調べる実験法のひとつで, 加速された粒子どうしを正面衝突させ加速エネルギーを有効にする方法で, 専用の加速器(⇒衝突型加速器)を必要とする。従来の多くの実験は固定した標的に加速粒子を当てたもので, この場合, 加速粒子の運動エネルギーを T , 加速粒子および標的粒子の静止質量をおのおの m および M とすると, 素粒子反応に有効な重心系でのエネルギー W は

$$W = (2TMc^2 + (m+M)^2c^4)^{1/2}$$

となる(c は光速)。加速する粒子のエネルギーが高くなるとこの()内の第一項が主になるので $W \approx \sqrt{2TMc^2}$ となり W は T の平方根に比例するにすぎない。これを改良して, 比較的低い粒子エネルギーで高い重心系エネルギーを得るために考案されたのが衝突ビームの方法である。静止質量 m_1, m_2 , 運動エネルギー T_1, T_2 の2つの粒子を正面前から衝突させたときの重心系エネルギーは, $T_1 \gg m_1c^2$, $T_2 \gg m_2c^2$ の場合

$$W \approx (4T_1T_2)^{1/2}$$

特に $T_1 = T_2 = T$ の場合, $W \approx 2T$ となり, W は粒子エネルギーの2倍で, 粒子のエネルギーがすべて衝突に役だっている。これを実際の加速器で実現したものが衝突型加速器である。高い重心系エネルギーが得られる反面, 固定標的型では高密度の標的(固体あるいは液体)が使えないのに対し, 衝突ビーム型では希薄なビームどうしの衝突であるために衝突頻度(⇒ルミノシティ)の低いのが欠点である。また固定標的の実験では各種の二次粒子ビームを用いる実験が可能であるが, 衝突ビームでは加速された粒子の実験に限られる。

衝突ビーム実験 [英 colliding-beam experiment, 独 „colliding-beam“-Experiment, 仏 expérience de collision de faisceaux, 露 эксперимент со встречными пучками] 高エネルギーに加速された粒子ビームどうしを互いに衝突させて行われる素粒子および原子核の実験のこと。素粒子や原子核の実験は, 通常, 高いエネルギーに加速された粒子を静止した標的粒子に衝突させて行われる。このとき, 運

動量保存のため、衝突後の粒子の運動量の和は入射粒子の運動量と等しくなくてはならない。ところが、衝突後の粒子の運動量は入射粒子のもつエネルギーから供給されるため、純粋に素粒子反応に使われるエネルギー(重心系のエネルギー)はその分だけ少なくなってしまう。たとえば、止まっている質量 m の粒子にエネルギー E に加速した同種粒子を衝突させると、反応の全エネルギー(重心系のエネルギー)は E でなく、エネルギーが m に比べ非常に高い場合、 $(2mE)^{1/2}$ となる。これに対して、たとえば、エネルギー E をもつ粒子ビームどうしを正面衝突させる場合を考えると、全体の系の運動量は 0 であるから、衝突後の粒子の運動量の総和も 0 でよく、系の全エネルギー $E + E = 2E$ が反応の全エネルギーとして使われる。このため、極めてエネルギーの高い素粒子反応または原子核反応をこの方法を使うことにより研究することが可能となる。たとえば、100 GeV のエネルギーに加速された陽子で陽子・陽子の衝突実験を行う場合、通常の方法だと、その衝突エネルギーは約 14 GeV であるが、ビームどうしの衝突の場合、200 GeV となる。逆に 200 GeV の衝突エネルギーを通常の方法で得るためには、陽子を 2×10^4 GeV 以上に加速してやらなくてはならない。こうしたビームどうしの衝突を行うためには、通常、貯蔵リングとよばれる円型のシンクロトロンに似た機能をもつビーム貯蔵装置が使われる。貯蔵リングはそれぞれのビームを長時間にわたため、両ビームが交差する数箇所の衝突領域で互いにほかに衝突を起させるような構造をもっている。この場合、陽子と陽子というように同種粒子のときには交差する箇所をもつ 2 つの貯蔵リングが必要であるが、陽子と反陽子、電子と陽電子というように互いに反粒子どうしの場合、1 つのリングで両ビームを反対方向に貯蔵し、リング内数箇所で衝突を起させるようにすることができ。

このようなビームどうしの衝突実験において、反応の断面積 σ [cm²] と単位時間に反応の起る確率 Y [個・s⁻¹] とは次の関係で結ばれている。

$$Y = L \times \sigma$$

ここで、 L は [cm²・s⁻¹] の次元をもつ係数でルミノシティ(明るさ)とよばれている量であり、ルミノシティは貯蔵リングに貯えられた 2 つの貯蔵ビームの強度の積に比例し、衝突領域におけるビームの広がり(断面積)に反比例している。通常の貯蔵リングの場合、 L の値は $10^{28} \sim 10^{32}$ cm²・s⁻¹ である。

衝突ビーム実験は、現在、電子・陽電子、陽子・陽子、陽子・反陽子などの組合せビームで、数十 GeV から数百 GeV の衝突エネルギーの範囲で行われており、各種素粒子理論の実験的検証や新素粒子の探索に役だっている。

衝突頻度 [英 collision rate, 独 Stoßrate, 仏 taux de collision, 露 число соударений] 気体分子(原子)が熱運動状態にあるとき、気体分子どうしは互いに動きまわり衝突を繰返している。そのなかの溜りした 1 個の分子が統計的平均として単位時間当りに周囲の気体分子と衝突する回数を衝突頻度という。分子の熱運動の平均の速さ \bar{v} 、平均自由行程 λ を用いれば、衝突頻度は \bar{v}/λ として表せる。気体分子 A, B がマクスウェル-ボルツマン分布にしたがって運動している場合、単位体積中に分子 A, B の全衝突数 Z_{AB} は、A, B の単位体積中の分子数を n_A , n_B 、直径を d_A , d_B 、質量を m_A , m_B 、とし $d_{AB} = (d_A + d_B)/2$, $\mu = m_A m_B / (m_A + m_B)$ 、相対速度 v_{rel} を用いれば

$$\begin{aligned} Z_{AB} &= n_A n_B \pi d_{AB}^2 \left(\frac{m_A m_B}{2\pi kT} \right)^{3/2} \\ &\quad \times \int \exp \left(-\frac{m_A}{2kT} v_A^2 - \frac{m_B}{2kT} v_B^2 \right) v_{rel} dv_A dv_B \\ &= n_A n_B \pi d_{AB}^2 \left(\frac{8kT}{\pi \mu} \right)^{1/2} \end{aligned}$$

となる。ただし、 $dv = dv_x dv_y dv_z$, $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$ である。衝突頻度 Z は、単一分子中では $Z = \sqrt{2} n \pi d^2 (8kT/\pi m)^{1/2}$ となり、熱運動の平均の速さ $\bar{v} = (8kT/\pi m)^{1/2}$ を用いれば $Z = \sqrt{2} n \pi d^2 \bar{v} = \bar{v}/\lambda$ となる。

衝突・放射再結合 [英 collisional-radiative recombination, 仏 recombinaison collisionnelle et radiative, 露 радиационная рекомбинация столкновением] 気体中に電子および電離している原子(イオン)があるとき、電子とイオンの再結合が起きる。電子密度がある程度に高いと、放射性再結合と三体再結合(⇒再結合)とが共存する。また、再結合の結果励起状態にある原子が生じると、それらは電子との衝突によりその状態を変え、一部は再び電離してしまふ。同時に、励起状態にある原子の多くは光を放出してより低い状態へ移っていく。したがって、電離気体全体としての正味の再結合はこれらすべての過程(放射性再結合、三体再結合、電子衝突による励起状態間の遷移や励起状態からの電離、光放出による脱励起)を考慮したうえで決る。このような複合過程全体を衝突・放射再結合という。すべての過程を考慮して決められた実効的な再結合係数を衝突・放射再結合係数とよぶ。これは電子温度のほかに電子密度の関数であり、密度の小さくなった極限では放射性再結合係数と一致する(⇒放射性再結合)。

衝突密度 [英 collision density, 独 Stoßdichte, 仏 densité de chocs, 露 плотность столкновений] 原子炉物理学や原子炉の核計算で使われる基本的な量のひとつで、毎秒単位体積単位エネルギー幅当り、物質の原子核と衝突する中性子の数として定義される。場所 r において、エネルギー E のまわりの単位エネルギー幅の中にある中性子数を $n(r, E)$ 、エネルギー E に対応する速度を v とすると、衝突密度は

$$v \Sigma_1(r, E) n(r, E)$$

となる。ここで、 $vn(r, E)$ は中性子束で、 Σ_1 は $\Sigma_1(r, E) = \sum_j \{N_j(r) \cdot \sigma_j(E)\}$ で定義され、 $N_j(r)$ は物質を構成する原子 (j) の単位体積当りの数、 $\sigma_j(E)$ は原子核 (j) と中性子との相互作用の全断面積である。この $\Sigma_1(r, E)$ は、マクロ全断面積とよばれている。

蒸発 [英 evaporation, 独 Verdampfung, 仏 évaporation, 露 испарение] 液体の表面から液体の一部が気体(蒸気)となって出てゆく現象。気化ともいう。液体分子の熱運動が分子間引力に打勝つために起り、したがって、温度が高いほど蒸発は盛んになる。固体でも同様の現象があるが、それは普通、昇華とよばれる。

蒸発計 [英 evaporimeter, 独 Evaporimeter, 仏 évaporimètre, 露 эвапориметр] 水面または地面から大気中へ蒸発する水分量を測る装置である。蒸発量は、ダムなどの水の損失量、下層大気の大気収支の研究などに必要ものである。一般には水面に浮べた容器からの水の蒸発による減量、あるいは地中に埋めた容器からの水の減量などを測って知る。

蒸発潜熱 = 蒸発熱

蒸発熱 [英 heat of vaporization, 独 Verdampfungswärme, 仏 chaleur d'évaporation, 露 теплота испарения] 与えられた温度の下で, 液相と気相(蒸気相)とが平衡にあるとき, 液体が蒸気になるために必要な熱量のことで, 汽化熱とよばれることもある。逆過程は蒸気が液体になるプロセスであるが, このとき放出される熱量(凝縮熱)に等しい。蒸発熱は温度に依存し, その依存性はクラウジウス-クラペイロンの式により蒸気圧の温度変化に関係している。蒸発熱は, 1g または 1mol についていうのが普通である。たとえば, 水(25°C)では $2.44 \text{ kJ} \cdot \text{g}^{-1}$, メタノール(64.7°C)では $1.10 \text{ kJ} \cdot \text{g}^{-1}$ である。

蒸発理論(核反応の) [英 evaporation theory, 独 Verdampfungstheorie, 仏 théorie d'évaporation, 露 теория испарения нуклонов] 原子核反応において, 入射粒子と標的核が結合してできる複合核の励起エネルギーが高いときに, 複合核から粒子が放出される過程を記述する理論(⇒複合核)。複合核の励起エネルギーが高いときには, 多くの複合核準位が関与し, 複数の粒子が放出され, 多くの終状態がありうる。これらを統計的に取扱うことが妥当であると考えられる。この仮定のうえに立つて統計力学的な理論を展開すると, 複合核から粒子が放出されることを, あたかも熱せられて熱平衡状態に達した物体(たとえば液滴)から粒子(たとえば液体分子)が蒸発するように扱えることがわかる(⇒統計理論)。蒸発理論の特色のひとつは, 複合核から放出される粒子のエネルギースペクトルがマクスウェル分布に似た形となることで, 実験で測定されるエネルギースペクトルから原子核の温度や励起単位密度についての情報が得られる。蒸発理論は, 複合核反応の断面積, 励起関数なども与え, 初期(1930年代)の核反応の研究において重要な役割を果たした。その後, 核反応に直接反応や前平衡過程が存在することが見いだされ, 蒸発理論が万能でないことが明らかになった。しかし, 現在でも高エネルギーの核反応で放出される低エネルギー粒子の解析に用いられる。

常微分方程式 [英 ordinary differential equation, 独 gewöhnliche Differentialgleichung, 仏 équation différentielle ordinaire, 露 обыкновенное дифференциальное уравнение] 独立変数を1個しか含まない関数に対する微分方程式。n 階の方程式については, 一般に n 個の任意定数を含む一般解が存在する。これらの定数に特定の値を与えて得られる解のことを特殊解(または特解)という。そのほかに, 一般解を表す解曲線群に包絡線が存在する場合には, その包絡線が表す関数もまた解になる。これを特異解という。一般解の中に含まれる定数は, 振動現象や過渡現象に対応する問題ではそれと同数の初期条件から, また平衡状態を決定する問題では同数の境界条件からそれぞれ決める。

常微分方程式の数値解法 [英 numerical solution of ordinary differential equations, 独 numerische Lösung von gewöhnlichen Differentialgleichungen, 露 численное решение обыкновенных дифференциальных уравнений] 常微分方程式の解を, 解析解を用いずに数値計算によって求めること, またその方法。常微分方程式には大別して初期値問題と境界値問題がある。前者では1点においてすべての条件(初期条件)が与えられており, 後者では2つ以上の点で条件(境界条件)が与えられている。

[1] 初期値問題: 問題としては, $y'(a) = y_0$ を満足する

関数 $y(x)$ を区間 $a \leq x \leq b$ で求めることを考えればよい。高階微分方程式 $y^{(m)} = f(x, y, y', y'', \dots, y^{(m-1)})$ の場合には, $y_1 = y, y_2 = y', \dots, y_m = y^{(m-1)}$ とおけば m 元連立一階微分方程式に直すことができる。そして連立微分方程式は, y と f をベクトルで置換えればよい。初期値問題の解法には, 独立変数の離散点上で解を求める差分法(離散化法)がよく用いられる。きざみ幅を h とし, 分点 $x_n = a + nh$ ($n = 0, 1, \dots$) における関数値 $y(x_n)$ の数値解を y_n と表す。丸め誤差を考えないときの誤差 $e_n = y_n - y(x_n)$ を打切誤差という。 $x = b(x_n)$ における打切誤差が h^p に比例する解法を p 次の方法という。

(1) オイラー法: 最も簡単な解法で, すべての解法の基本となるものである。公式は

$$y_{n+1} = y_n + hf(x_n, y_n)$$

と書ける。初期値 y_0 が与えられれば数値解 y_1, y_2, \dots が次々に計算できる。打切誤差が

$$e_n = c_1 h + c_2 h^2 + \dots$$

と表されることを利用して, リチャードソンの補外を適用することができる。

(2) ルンゲ-クッタ法: 区間 $[x_n, x_{n+1}]$ の中のいくつかの点で関数 $f(x, y)$ の計算をすることによって精度を上げる方法である。有名な四次の公式は

$$k_1 = hf(x_n, y_n)$$

$$k_2 = hf(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_1}{2})$$

$$k_3 = hf(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{k_2}{2})$$

$$k_4 = hf(x_n + h, y_n + k_3)$$

$$y_{n+1} = y_n + \frac{k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4}{6}$$

である。これら(1), (2)の公式は, x_{n+1} における値 y_{n+1} を計算するために一段前の y_n だけを使っているのので一段法とよばれている。

(3) 多段法: 一段法に対して, 何段か前の値をも利用して精度を上げる方法を多段法という。(線形) k 段法の公式は一般に

$$\begin{aligned} \alpha_k y_{n+k} + \alpha_{k-1} y_{n+k-1} + \dots + \alpha_0 y_n \\ = h(\beta_k f_{n+k} + \beta_{k-1} f_{n+k-1} + \dots + \beta_0 f_n) \end{aligned}$$

の形をしている。 y_{n+k} はそれ以前の k 個の値 y_{n+k-1}, \dots, y_n から求められる。 $k=1$ の場合には一段法になる。 $k \geq 2$ のときには初期値のほかに $k-1$ 個の出発値 y_1, \dots, y_{k-1} を与えないと計算が始められない。出発値を求めるためにはルンゲ-クッタ法などが用いられる。 $\beta_k = 0$ のときは陽解法, $\beta_k \neq 0$ のときは陰解法とよばれる。多段法が数値解法として有効であるためには,

$$\rho(\xi) = \alpha_k \xi^k + \alpha_{k-1} \xi^{k-1} + \dots + \alpha_1 \xi + \alpha_0$$

$$\sigma(\xi) = \beta_k \xi^k + \beta_{k-1} \xi^{k-1} + \dots + \beta_1 \xi + \beta_0$$

としたとき, つぎの2つの条件を満足しなければならない。

適合条件: $\rho(1) = 0, \rho'(1) = \sigma(1) \neq 0$

安定条件: $\rho(\xi) = 0$ の解の絶対値が1を超えず, 絶対値が1に等しい解は単解であること。

陰解法を用いるときには, y_{n+k} に対する第0近似を陽解法で計算し, 陰解法を逐次代入法によって解くことが広く行われている。これを予測子修正子法という。

[2] 境界値問題: 1つの方法は差分法によって連立方程式を解く問題に帰着する方法である。微分方程式と境界

条件が共に線形ならば連立一次方程式になるので比較的容易に解くことができる。もう1つは適当な基底関数 $\phi_i(x)$ の線形結合 $y(x) = \sum_{i=1}^n c_i \phi_i(x)$ の形で解を求める方法である。

簡単のために微分方程式を $L[y(x)] = 0$ と書く。係数 c_i の決めかたとしては、適当に選んだ x の値にたいして $L[y(x)] = 0$ となるようにする選点法、 $|L[y(x)]|^2$ の考えている区間で積分を最小にする最小二乗法、 $L[y(x)]$ が $\phi_i(x)$ と直交するようにするガレルキン法、 $L[y(x)] = 0$ をオイラーの方程式としてもつ変分問題 $\delta J[y(x)] = 0$ をつづけて $y(x)$ の汎関数 $J[y(x)]$ を停留にするように c_i を決めるリッツ法などがある。

上部臨界磁場 [英 upper critical magnetic field, 独 oberes kritisches Magnetfeld, 仏 champ magnétique critique supérieur, 露 верхнее критическое магнитное поле] 第二種超伝導体の超伝導が消失し常伝導になるような磁場。第二臨界磁場ともいい、通常 H_{c2} で表す。長い棒状の第二種超伝導体に軸と平行に大きさ H の磁場を加え、 H を大きくしていくとする。 H が下部臨界磁場 H_{c1} より大きくなると、磁束が超伝導体の内部に侵入し、超伝導と常伝導の部分が混在した状態(渦糸状態)が実現する。さらに H を増やすと超伝導の部分が減っていき、ついには H が H_{c2} に達したとき、すべてが常伝導の部分で占められることとなる。ギンズブルグ-ランダウ理論によると、 H_{c2} は

$$H_{c2} = \sqrt{2} \kappa H_c$$

と表される。ただし、 H_c は熱力学的臨界磁場、 κ はギンズブルグ-ランダウ・パラメーターである。なお、 H_{c2} の具体的な数値については、付録の表を参照。

障壁 [英 barrier, 独 Barriere, 仏 barrière, 露 барьер] 物理的内容はポテンシャル障壁と同じであるが、半導体の表面や半導体と金属の接触面における、キャリアに対するポテンシャル障壁を意味することが多い(⇒半導体接合、半導体・金属接合)。

晶癖 [英 crystal habit, 独 Habitus, 仏 habitude, 露 развитие] 完全に等方的な環境で成長した結晶では、同価な結晶面はすべて同じ大きさに発達するはずである。しかし実際の環境では、特定の結晶面だけが大きく発達した偏奇結晶が生じることが多い。このような偏奇結晶は晶癖があるといわれる。三角平板状のダイヤモンド結晶、ひげ結晶などはその例である。なお、同価な結晶面は同じ大きさに発達しているのだが、現れる結晶面の組合せが変化するために生じた外形の違いは晶相の変化という。ダイヤモンド結晶に正八面体や正六面体の外形のものがあるのがこの例である。晶相の変化の原因は、結晶の成長温度や成長過程にある。

消偏度 [英 degree of depolarization, 独 Depolarisationsgrad, 仏 degré de dépolarisation, 露 степень деполаризации] 光が粒子で散乱されたとき、散乱光の部分偏光の程度をいい、偏光解消度(depolarization factor または ratio)ともいわれる。偏光板または偏光プリズムを通して散乱光の強度を測定すると、強度はそれらの回転方位により変化する。その強度の最大値を I_{\max} 、最小値を I_{\min} とすると、消偏度は比 I_{\max}/I_{\min} (またはこの逆数)で定義される。消偏度は粒子の球対称性やモル分極の非等方性を知るために用いられる。消偏度は、元来、散乱理論とは直接関係のなかった偏光光学系の偏光能力の指標のひとつで

ある消光率、消光比(extinction factor または ratio)が散乱理論に流用されたもので、偏光光学系では消光率などが用いられることが多い。

情報 [英 information, 独 Information, 露 информация] 事柄や概念に関する客観的な知識。情報が機械によって蓄積され、処理されるためには、曖昧さなく、客観的に表現されなければならない(⇒情報処理)。情報を具体的に表現した形式をデータとよぶ。計算機の中では、数値の情報は整数型データ、実数型データなどによって表される。また、人名、地名、文章などの情報は文字型データにより表される。写真のもつ情報や音声情報を計算機で扱うには、極めて大量の記憶容量を必要とする。情報は離散の情報と連続の情報に大別できる。整数値、整数値の木、整数値の配列などは離散の情報である。通常、電子計算機は離散の情報しか扱わない。音圧波形、写真などのもつ情報は連続的である。

情報検索 [英 information retrieval, 独 Wiederauffinden von Nachrichten, 仏 dépistage de l'information, 露 поиск информации] 電子計算機を用いた情報処理において、将来の利用を前提して整理・記憶したデータの中から、与えられた問題に関する情報を探し出す動作・手法または手順をさす。情報検索は大きく次の2種類に分れる。(1) 事実(データ)検索。(2) 文献検索。前者は、数値データなどデータそのものの検索であり、たとえば「ベンゼンの沸点は」という質問に対して 80.5°C (1 atm) といった答えを要求する。後者はこれに対して「ベンゼンの沸点の掲載してある文献は」と、いわゆる書誌情報を要求するもので、この場合、答えは1種類とは限らない(⇒文献情報システム)。

情報検索の技法は、歴史的には図書館における文献の整理・蓄積の技術の一環として発展したが、計算機利用技術の発展と大容量外部記憶装置の出現とともに計算機の応用分野の1つと考えられるようになった。また、当初は情報検索は文献検索の同意語のように使われたこともあったが、今日では多くの数値データもデータベース化され、それに伴い、情報検索という語は事実検索や文献検索の上位語として使われている。ベンゼンに関する第二の質問も、もし、ベンゼンの沸点を知るためにのみ文献を探しているとする、適当なデータベースが存在していれば、第一の質問に置換えるはずである。なお事実検索では数値を含むデータを扱うことも多い。このような場合、比較子、範囲を決めての検索が可能であることが望ましい。また検索して得られたデータの集合に関して、算術演算、最大・最小値、簡単な統計処理(平均など)が可能なが望ましい。

情報処理 [英 information processing, 独 Informationsverarbeitung, 仏 traitement de l'information, 露 обработка информации] 与えられた情報から目的に沿った情報を得ること。通常はディジタル電子計算機によって実行されるものをいう。情報処理の典型的な例としては、科学技術計算、事務計算、オンライン処理、プロセス制御、画像処理、音声処理などがある。これらは多くの場合、一般目的の電子計算機のハードウェアとソフトウェアによって実現される。

情報量 [英 amount of information, 独 Menge der Information, 仏 quantité d'information, 露 количество информации] 情報の「多さ」、「詳しさ」、「確からしさ」を

表す量。情報理論においては以下に説明するようにエントロピーに等しく(≡情報理論)、ビットを単位として測られる。一方、情報処理においては、計算機内で情報を記憶するために使用される記憶容量に等しく、その単位としてはビット、バイト(=8ビット)、またはキロバイト(=1024バイト)などが用いられる。ただし、記憶装置が情報理論の意味でもちうる最大の情報量が、記憶容量に対応する。

ある情報源 X において、 $\{A_1, \dots, A_n\}$ が通報の集合であり、それぞれの出現確率が p_1, \dots, p_n であるとする。そのとき、 A_i のもつエントロピー(自己情報量とよばれる)は

$$h_i = -\log p_i$$

である。ここで対数の底は2であり、このエントロピーの単位はビットとよばれる。したがって、この情報源全体のエントロピーは

$$H(X) = -\sum p_i \log p_i$$

である。通報を受取ったとき、われわれは情報源に対して抱いていた不確定性を解消するが、 H はその程度を表している。 $N=2$ とすると、 $p_1=p_2=1/2$ のとき $H(X)$ は最大値1ビットをとる。さらに $\{B_1, \dots, B_M\}$ なる通報の集合をもつ別の情報源 Y があり、それらの出現確率が q_1, \dots, q_M であり、かつ、 A_k と B_l が同時に生起する確率が r_{kl} であるとする。事象 B_l が生起した場合、事象 A_k の条件付き確率を $P(A_k|B_l)$ とすれば、事象 X に関する事象 B_l が生起したという条件の下でのエントロピーは

$$\begin{aligned} H(X|B_l) &= -\sum_k P(A_k|B_l) \log P(A_k|B_l) \\ &= -\sum_k \frac{r_{kl}}{q_l} \log \frac{r_{kl}}{q_l} \end{aligned}$$

で与えられる。 $H(X|B_l)$ の平均値

$$\begin{aligned} H(X|Y) &= \sum_l P(B_l) H(X|B_l) \\ &= \sum_l q_l H(X|B_l) \end{aligned}$$

を、事象系 Y が与えられたときの、事象 X に関する条件付きエントロピーとよぶ。

情報理論 [英 information theory, 独 Informations-theorie, 仏 théorie de l'information, 露 теория информации] 通信路を用いた情報伝達に関する数学的理論。C. E. Shannon によって創始された。情報の発生源を情報源といい、情報源から発生する情報を受信者へ伝達する手段を通信路とよぶ。情報源から通信路へ情報を渡すときに、符号化が、また、通信路から受信者へ情報を渡すときに復号化が必要になることがある。一般に雑音のある情報路と雑音のない情報路が存在し、雑音のために情報が誤って伝えられることがある。

(1) 情報源符号化: 通報の集合 $\{A_1, \dots, A_n\}$ をもつ情報源 X をアルファベット $a = \{a_1, \dots, a_n\}$ を用いて符号化する場合、各通報 A_i に対応する符号語の平均長 \bar{N} が

$$\frac{H(X)}{\log n} \leq \bar{N} < \frac{H(X)}{\log n} + 1$$

を満足するような符号化が可能である(≡情報量)。しかし、符号語の平均長を上式の下限より小さくすることはできない。最適符号の具体的構成法としては、たとえば $a = \{0, 1\}$ の場合に対しては、ハフマンの符号化が知られている。

(2) 通信路容量: 単位時間当りの相互情報量は、情報源

の確率分布と通信路の特性によって定まる。いま通信路特性を固定し、情報源の確率分布 P を変化させたときの最大値

$$C = \max_P \{H(X) - H(X|Y)\}$$

を、その通信路の通信路容量と定義する。この量は通信路を最大限に活用したときの情報伝達能力を示している。

(3) 信頼性関数: 通信路が記憶をもたない場合、受信信号の平均誤り率 P_e が

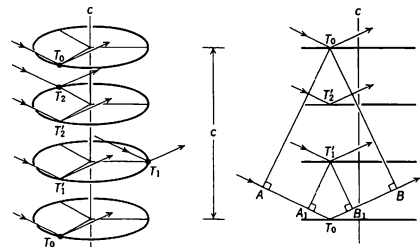
$$P_e \leq \exp[-NE(R_0)]$$

で抑えられるようなブロック符号化が存在する。ここで N はブロック長である。 $E(R_0)$ は伝送速度 R_0 の関数であって、 $R_0 < C$ のとき $E(R_0) > 0$ となる。 $E(R_0)$ を信頼性関数とよぶ。上式により、 $R_0 < C$ ならば、 N を大きくすることによって P_e をいくらでも小さくできる。符号化のブロック長 N を大きくすることによって、伝送速度を落さずに信頼性を高めることができる、という事実は貴重である。

(4) 通信路符号化定理: 前項から、通信路に記憶がない場合、ある正数 δ について、伝送速度 R_0 が $R_0 < C - \delta$ を満たすならば、ブロック長 N を大きくすることによって、誤り率を任意に小さくできる。

(5) 符号理論: 通信路容量 C にできるだけ近い伝送速度を得るための符号化が各種発見されている。誤り検出符号および誤り訂正符号に関する研究によって、符号化方式は系統的に発見されている。誤り訂正符号は、ランダムに生起する誤りを訂正する符号、バースト誤りを訂正する符号にまず大別され、それぞれがさらにブロック符号とたたみこみ符号に分類される。誤り訂正符号は計算機システム内の記憶装置において生じた誤りを訂正するのに利用されることがある。

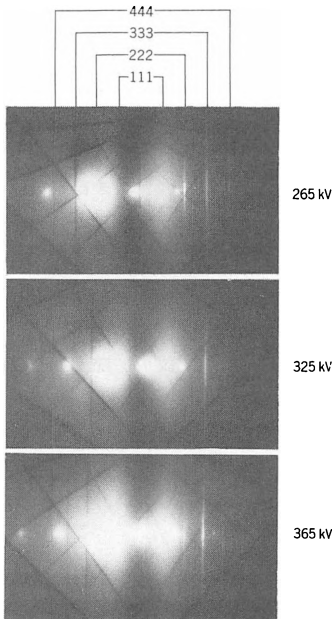
消滅則 [英 extinction rule, 独 Extinktionssatz, 仏 règle d'extinction, 露 теорема экстинкции] 結晶の c 軸方向に3回らせん軸があると、原子は図の T_0, T_1, T_2 ,



T_0 のように配列する。 c 軸に垂直な面のブラッグ反射において、 T_1 を通る X 線と、 T_1' を通って同じ反射が起ったと仮定した X 線との行路差は0であるから、前者と T_0 を通る X 線との行路差は、 T_1' を通る X 線と T_0 を通る X 線との行路差に等しい。それゆえ、右図の $A_1T_0 + T_0B_1$ が X 線の波長 λ に等しいときに、初めてブラッグ反射が起る。 $AT_0 + T_0B = 3\lambda$ より、それは面間距離 c の (001) 面の第三次の反射に相当するから、 c 軸方向に3回らせん軸があると、3の倍数以外の次数のブラッグ反射は消失する。(001)面以外の面の反射では、 T_0, T_1, T_2 がその面の面間距離を等分するような面上に必ず乗るわけではないから、反射の規則的消失は起らない。 b 軸に垂直な映進面 a がある場合には、 $h0l$ の反射で h が奇数のものは消失し、

体心格子 I をもてば、 hkl の反射で $h+k+l$ が奇数のものは消失する。らせん、映進、多重単位格子が原因で起る反射 X 線の消失にみられる規則性を消滅則という。消滅則によって、結晶格子の単位格子が単純であるか多重であるか、対称面が鏡映面であるか映進面であるか、また対称軸が回転軸であるかあるいはらせん軸であるかが区別されるので、消滅則を求めることは空間群の決定に、したがって結晶構造の決定に欠くことのできない手順である。

消滅電位(法) [英 vanishing voltage, 露 потенциал гашения] 電子線回折において、結晶による強い一次の反射に対する二次の指数をもつ反射の強度が、電子の加速電圧によって変化し、ある電圧 E_c で消える場合がある。 E_c を消滅電位または臨界電圧とよび、この現象を二次反射消滅効果または臨界電圧効果とよぶ。菊池図形の実験においてもっとも明瞭にこの効果が観察される。図は



265 kV, 325 kV および 365 kV の加速電圧で写した銅結晶の菊池図形である。265 kV と 365 kV で 222 菊池線が明瞭にみられるが、消滅電位の 325 kV では全くみられない。この現象は電子線回折における動力学的な多波効果に相対論の効果を取り入れることによって説明される。いま、結晶ポテンシャルのフーリエ係数を V_h とするとき、 $U_h = (2me/\hbar^2)V_h$ で与えられる h 反射の結晶構造因子は相対論効果により加速電圧 E に対し

$$U_h(E) = \left(1 + \frac{eE}{m_0c^2}\right) U_h(0) \quad (1)$$

の依存性を示す。その結果、二次反射 $h=2g$ がブラッグ反射の条件にあるとき、低次および高次の反射との間の相互作用の大きさが加速電圧によって変化し、 E_c の電圧で二次反射に主に寄与する分散面が縮退を起してその強度が最小になるのである。相互作用の効果が最も大きいのは一次の反射 g であるから、 0 、 g および $2g$ の三波近似で考えると二次反射に対する E_c は

$$E_c = \frac{m_0c^2}{e} \left(\frac{U_{2g}(0)}{[U_g(0)]^2 - [U_{2g}(0)]^2 d^2} - 1 \right) \quad (2)$$

で与えられる。 d は一次反射の格子面間隔である。 E_c の値は多くの結晶について菊池線の実験から測定されている。 E_c の測定値が得られ、かつ、 U_{2g} の値が既知であれば、式(2)から一次反射の結晶構造因子 U_g を求めることができる。しかし、 U_g を精度よく求めるには三波近似では不十分であり、実際には高次の反射を考慮した多波の計算を行う。最密構造をもつ金属結晶などの場合、二次以上の反射の結晶構造因子は、固体内原子における外殻電子の状態によらず、孤立した自由原子に対する原子散乱因子を用いて精度よく計算できるから、 E_c の測定値から U_g の値を高精度で求めることができる。この方法を消滅電位法または臨界電圧法とよぶ。面心立方金属の 111 反射, 200 反射, 体心立方金属の 110 反射, 200 反射などの結晶構造因子がこの方法で精密に測定されている。

消滅放射線 [英 annihilation radiation, 独 Vernichtungsstrahlung, 仏 rayonnement d'annihilation, 露 аннигиляционное излучение] 物質中において粒子と反粒子の消滅過程で放出される放射線。普通、電子と陽電子が結合して放出する消滅 γ 線のことをいう。ほとんど陽電子が減速・停止してから消滅することが多く、ほぼ反対方向に電子の静止質量エネルギーに等しい 0.51 MeV の γ 線を 2 個放出する(陽電子消滅)。

剰余群 [英 residue class group, 独 Nebenklassegruppe, 露 группа классов вычетов] H を群 G の部分群とする。 H に含まれない G の元を 1 つ選び a_2 とする。 H の元のそれぞれに a_2 を右からかけた元の集合を Ha_2 と書くと、 Ha_2 と H は共通の元をもたない。さらに、 H にも Ha_2 にも含まれない G の元を 1 つ選んで a_3 とし、同様に Ha_3 をつくると、これは H や Ha_2 と共通の元をもたない。これを繰返すと、 G を共通部分をもたない部分集合の和に分けることができる。この類別は、元 a_i の選び方には依らない。各部分集合 Ha_j を (H を法とした)右剰余類という。より正確には、次のようにいえる。 G の元 a, b が $ab^{-1} \in H$ を満たすとき、 $a \sim b$ と書くことにすると、関係 \sim は同値関係になっている。したがって、関係 \sim を使って、 G を同値類に分割することができる。このときの各同値類が、上の右剰余類にほかならない。同様にして、同値関係 $b^{-1}a \in H$ を使って、 G を同値類(このときは左剰余類とよぶ)に分割することもできる。特に、 G の任意の元 b に対して、 $bH = Hb$ が成り立つときは、右剰余類と左剰余類は一致し、両者を区別する必要はないので、単に剰余類とよぶ。また、上の条件を満たす部分群 H を不変部分群あるいは正規部分群という。たとえば、対称群 S_n の部分群である交代群 A_n (偶置換の全体からなる群)は不変部分群である。 H が不変部分群であると、 $a \sim b$, $c \sim d$ ならば $ac \sim bd$ が成り立つ。このことを使うと剰余類の間に積を定義することができる。すなわち、2 つの剰余類 A, B が与えられたとき、それぞれの代表元 $a \in A$, $b \in B$ を 1 つずつ選び、 ab を含む剰余類 C を A と B の積と定める: $C = AB$ 。この積の定義は代表元 a, b の選び方には依らない。 H を法とする G の剰余類の全体は、この積によって群になる(単位元は H 自身)。この群を G の H による剰余群または商群もしくは因子群といい、 G/H と書く。狭義の回転群 $SO(3)$ や固有ローレンツ群 G_0 は、二次の特殊ユニタリ群 $SU(2)$ や二次の複素特殊線形群

$SL(2, C)$ の剰余群と同型になっている: $SO(3) \cong SU(2)/\{\pm I\}$, $G_0 \cong SL(2, C)/\{\pm I\}$. ただし, I は 2×2 の単位行列で, $\{\pm I\}$ は, I と $-I$ だけからなる群 ($SU(2)$, $SL(2, C)$ の不変部分群になっている) を表す.

剰余類 [英 coset, 独 Nebenklasse, 露 смежный класс] \Rightarrow 剰余群

常流体 [英 normal fluid, 独 normale Flüssigkeit, 仏 fluide normal, 露 нормальная жидкость] 超流体と対比すべき語で, つまり超流動性を示さない流体を意味している. すなわち, 常流体とは, 有限の粘性率をもち, その流れとともにある大きさのエントロピーを運ぶ流体である. 超流動の諸現象を説明するために提唱された現象論である二流体模型では, 超流動を示す流体, たとえば λ 点以下の液体ヘリウム (^4He) を, 超流体と常流体との混合系であるとする基本仮定から出発して定量的議論にまで発展させている. なお, ^4He に ^3He を加えた混合系では, 少なくとも現在の技術で実現できる程度の超低温 ($\sim 100\text{K} = 10^{-4}\text{K}$) までは, ^3He は常流体として存在する.

常流動 [英 normal fluidity, 独 normale Flüssigkeit, 仏 fluidité normale, 露 нормальная текучесть] 超流動に対比すべき語で, つまり超流動でない状態を意味している. 液体ヘリウム (^4He) では, 飽和蒸気圧の下では 2.1720K 以上で常流動状態となり, 基本的には通常の流体と同じ諸性質を示す (\Rightarrow 液体ヘリウム I).

常流動ヘリウム [英 normalfluid helium, 仏 hélium fluide normal, 露 нормально-текущий гелий] 超流動ヘリウムに対する語であって, 超流動転移点より高い温度領域での液体ヘリウムを常流動ヘリウムという. この状態にある液体ヘリウムは超流動を示さない. 超流動ヘリウム 4 を液体ヘリウム II というのに対し, 常流動ヘリウム 4 を液体ヘリウム I ともいう. 超流動ヘリウム 4 を二流体模型で記述する場合, 超流動に寄与しない部分を常流動成分という. たとえば, フォノン, ロトンやヘリウム 3 (^3He) 不純物は超流動ヘリウム 4 (^4He) のなかでの常流動成分である. 常流動ヘリウムとは, 常流動成分だけで超流動成分のない液体ヘリウムといえる.

ヘリウム 4 に対しヘリウム 3 の超流動成分は ^3He が対を形成して凝縮した状態 (\Rightarrow 超流動ヘリウム) であり, 常流動成分は ^3He 対状態からの励起である. 常流動ヘリウム 3 はフェルミ液体の性質を示す (\Rightarrow ランダウのフェルミ流動体理論).

小惑星 [英 minor planet, 独 Planetoid, 仏 astéroïde, 露 малая планета] 主として火星と木星の軌道間において太陽のまわりを公転している微小な惑星. 最大の小惑星は最初に (1801 年 1 月 1 日) 発見されたセレスであり, その直径は約 1000km である. 軌道要素が確定していて, 国際天文学連合によって登録番号と名称が与えられている小惑星の数は, 2888 個 (1983 年 5 月 26 日現在) である. 1961 年に行われたパロマー山のシュミットカメラによる観測から, 写真絶対等級 (太陽および地球からの距離が 1AU (天文単位) としたときの等級) が 20 等より明るい小惑星の総数は数十万, 全質量は月の約 $1/25$ と推定された. 小惑星につけられた名前が日本と関係あるものは, 地名としては, 日本, 東京, 三鷹, 隅田, 箱根, 熱海, 日光, 多摩, 利根, 富士, 木曾が, 人名としては, 上田, みずほ, 広瀬, 平山, 萩原, 神田, 山本がある (1981 年 11 月現在).

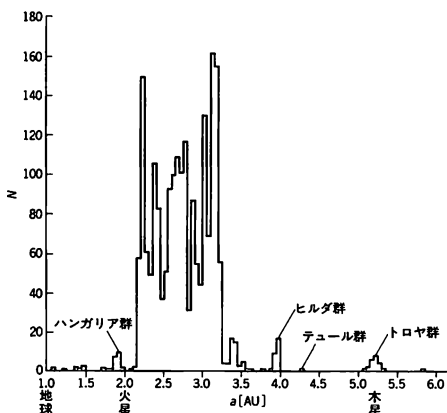


図 1

小惑星の数の軌道半長径 a に対する分布 (図 1) には, $a = 5.2, 4.28, 3.97\text{AU}$ の所にピークがある. これらはそれぞれトロヤ群, テュール群, ヒルダ群とよばれていて, その平均運動 (\Rightarrow 軌道要素) は木星の平均運動の 1 倍, $4/3$ 倍, $3/2$ 倍となっている. トロヤ群は太陽と木星を底辺とする正三角形の頂点の近傍にある. しかし木星の平均運動の 2 倍, 3 倍に相当する所には小惑星の数が少ない. なぜ少なくなっているかの力学的に満足のいく説明はまだない. イカルス, エロスなどのように地球軌道に接近する小惑星はアポロ・アモール型とよばれていて, 約 50 個ほど発見されている. 逆に木星より外側に出る小惑星はヒルダ群, キロンのみしか発見されていない. 軌道長半径ばかりでなく, 固有離心率, 固有傾斜角のほぼ等しい群が 1918 年に平山清次によって発見され, 族とよばれている. 図 2 は族の位置を示す. 族の生成については, 原始惑星が衝突によって分裂したとする説が有力である. 小惑星は反射率の違いによって C 型 (炭素質隕石に似ている), S 型 (ケイ素型) などに分けられる. 1970 年代に入って小惑星の物理的観測が精力的になされるようになり, 太陽系進化の理論に大きく寄与しようとしている. 特異小惑星については厳

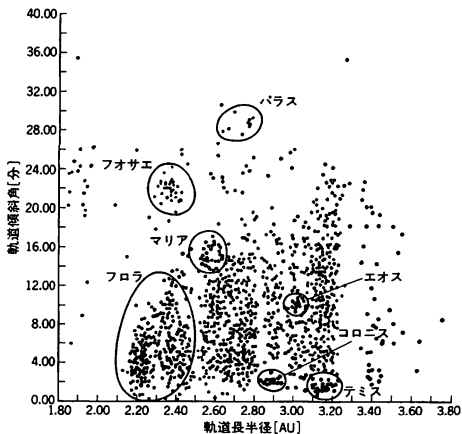


図 2

密な定義はないが、数多くの小惑星のなかで、上記に言及した例外的な小惑星のことをそうよぶことが多い。

初期位相 [英 initial phase, 独 Initialphase, 仏 phase initiale, 露 начальная фаза] ⇒ 位相

初期条件 [英 initial conditions, 独 Anfangsbedingungen, 仏 conditions initiales, 露 начальные условия] 時間変数 t の関数 $f(t)$ に関する、 n 階の微分方程式があるとき、 $t=0$ における $f, f', \dots, f^{(n-1)}$ の値を与える条件式のことをいう。境界値問題の一種である。三次元空間内の質点の運動 $r(t)$ は二階の微分方程式であるニュートンの運動方程式に従う。このとき $t=0$ における r の値(初期位置) $r_0(x_0, y_0, z_0)$ と、 $dr/dt=v$ の値(初速度) $dr_0/dt=[(dx/dt)_0, (dy/dt)_0, (dz/dt)_0]$ の6個の値が与えられれば、任意の時刻の $r(t)$ は一義的に定まる。

初期値・境界値問題 [英 initial-boundary-value problem, 仏 problème de valeur initiale et limite, 露 задача начальных и граничных значений] ⇒ 初期値問題, 境界値問題

初期値問題 [英 initial value problem, 独 Anfangswertproblem, 仏 problème de Cauchy, 露 начальная задача Коши] 微分方程式の解を初期条件(初期時刻に解の関数が満たすべき条件)のもとで考える問題をいう(⇒境界値問題)。初期条件の与え方と解の決り方との関係を、次にいくつかの例について述べる。

(1) n 階常微分方程式:

$$\frac{d^n u}{dt^n} = f\left(t, u, \frac{du}{dt}, \dots, \frac{d^{n-1}u}{dt^{n-1}}\right) \quad (t > 0)$$

については、 $t=0$ における $u, du/dt, \dots, d^{n-1}u/dt^{n-1}$ の合計 n 個の値を与えれば、一般に解は1つに決る(初期値という用語は独立変数が時間変数であるという含みをもっているが、そうでない場合にも使われることがある)。

(2) 一階線形偏微分方程式:

$$a(x, y) \frac{\partial u}{\partial x} + b(x, y) \frac{\partial u}{\partial y} = c(x, y)$$

については、特性曲線の方向 (a, b, c) と一致することのない任意の曲線の上で u の値を指定するという初期条件のもとで、一般に解は1つに決る(⇒特性曲線)。

(3) 二階偏微分方程式: 波動方程式

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

については、たとえば $t=0$ で u と $\partial u / \partial t$ を指定すると解は1つに決る。また拡散方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \kappa \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)$$

については、 $t=0$ で u だけを指定すれば解は1つに決る。ただし、空間変数の領域が有界である場合には、これらの初期条件のほかに、領域の境界上で u に対してなんらかの条件(境界条件)を課さなくては解は1つに決らない。このような問題は初期値・境界値問題といわれる。なお、たとえばラプラス方程式 $\partial^2 u / \partial x^2 + \partial^2 u / \partial y^2 + \partial^2 u / \partial z^2 = 0$ では、 $x=0$ で u と $\partial u / \partial x$ を指定するというような(x を時間変数に見立てたとしての)初期値問題においては、解が初期値に連続に依存しなくなる。そして実際、このような条件の設定に対応する問題は物理現象の解析には現れないのが普通である。このことは楕円型方程式の特徴である。

燭 [英 candle, 独 Kerze, 仏 bougie, 露 свеча] 光度の単位であるが、1948年の国際度量衡総会でカンデラ

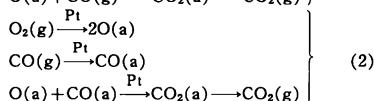
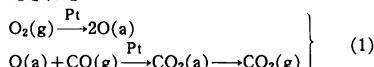
を新たに光度の単位として採択したときに廃止された(ただし、わが国では改廃は昭和26年の計量法の制定時に行われた)。燭はハーコート10燭ペンタン灯を一次標準器として定めたもので、ペンタンと空気の混合ガスを燃料とする一定の仕様のガス灯の炎の高さを一定にし、その水平方向の光度の1/10を1燭としたものである。湿度および気圧の変化に対する補正を行う必要があったが、なお再現性は十分ではなかった。現行の単位カンデラは燭とほぼ等しい大きさになるよう定められている(⇒カンデラ)。

ジョグ [英 jog, 独 Sprung, 仏 cran, 露 ступенька] ⇒ 転位

食塩型構造 = 塩化ナトリウム型構造

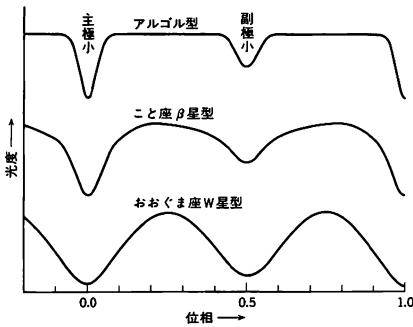
触媒 [英 catalyst, 独 Katalysator, 仏 catalyseur, 露 катализатор] 化学反応には、発熱反応の場合においてもポテンシャル障壁が一般に存在することが知られている。その場合には反応物質を室温、1 atm で混ぜ合わせても反応速度は非常に遅い。高温、高压にすれば速度は少し速くなるが、エネルギーの浪費になる。そのようなときに反応物質以外の第三の物質を混在させることによって、より低い温度、圧力で十分速く反応を進行させることが可能になることがある。また、各種の生成物質ができる場合でもある1つの生成物だけができるようになることもある。この物質を触媒とよび、このような作用を触媒作用(catalysis)という。

各種の触媒の発見によって、たとえば F. Haber と K. Bosch は H_2 と N_2 から Fe 系の触媒を使用することにより NH_3 を合成することができた。K. Ziegler はトリエチルアルミニウムと四塩化チタンを触媒にして飽和炭化水素の中にエチレンガスを吹込むことによってポリエチレンを合成した。このようにして有機合成化学、高分子化学、石油化学などは非常に発達した。しかし、触媒作用機構の解明はまだ不十分で、特に固体表面物性との関連は現代の研究上の大きなテーマである。一例をあげると、分子線散乱を用いることによって、白金触媒による CO の O_2 による酸化は反応式(1)のように進むのではなく(2)のように起こることが見いだされた。



ここで(g)は気体状態、(a)は吸着状態を意味し、(1)の反応はイーレイ・リディール機構、(2)はラングミュア・ヒンシェルウッド機構とよばれている。

食変光星 [英 eclipsing variable, 独 Bedeckungsveränderlicher, 仏 variable à éclipse, 露 затменно-переменная звезда] 連星系の食現象によって見かけの明るさが変化する変光星である。食連星ともよばれる。食変光星として最初に発見されたのはアルゴル(アルゴル型変光星)であり、この名はアラビア語で「悪魔の首」を意味する。これまで4000個以上の食変光星が知られている。食変光星の光度の周期変化を示す光度曲線は、図に示すようにアルゴル型、こ座β星型、おおぐま座W星型の3つに分類されるが、観測波長領域の違いによって異なった特性を示すことがあり、厳密には区分できない。アルゴル型では食以



外の光度はほぼ一定である。こと座 β 星型では食外も光度は連続的に変化する、普通 光度の等しい 2 回の極大と光度の異なる 2 回の極小があるが、食の初めと終りは区別できる。これは連星系の近接効果とよばれ、成分星の楕円体変形、反射効果などが原因となっている。おおぐま座 W 星型はこと座 β 星型に似ているが、食外の光度曲線と食中のものとは連続的につながり、もはや食の初めと終りが明確でなく、2 つの極小の光度もほとんど等しい。光度曲線の解析によって連星系の軌道要素、成分星の相対的な大きさが求められる。成分星のスペクトルが得られるときは、視線速度の公転周期変化を示す速度曲線を用いて、軌道の大きさ、成分星の質量や半径などが求められる。食変光星は近接連星系であり、アルゴル型は半分近接連星、おおぐま座 W 星型は接触連星である(⇒連星)。半分近接連星では、一方の星からあふれたガスが他方の星へ流入して、複雑な現象を起すことが多い。たとえば、X 線星、矮新星(⇒新星)などは、その代表例であり、X 線での食現象も発見されている。

食連星 [英 eclipsing binary star, 仏 binaire à eclipse, 露 затменная двойная] ⇒ 食変光星

除算回路 [英 dividing circuit, 仏 circuit de division, 露 схема деления] ⇒ 演算回路

ジョージ・グラシヨウ模型 [英 Georgi-Glashow model, 仏 modèle de Georgi-Glashow, 露 модель Жоржи-Глашоу] = $SU(5)$ 模型

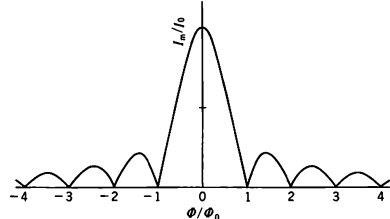
ジョセフソン Josephson, Brian David 1940.1.4 — イギリスの物理学者。ウェルズ地方のカージフに生れる。1960 年ケンブリッジ大学卒業、1964 年同大学より修士号と博士号を受けた。1962 年より 1969 年まで、同大学トリニティー・カレッジ研究員、1969 年より同上級研究員。また、1967 年より 1972 年まで同大学の研究準指導員、1972 年からは助教授を務めている。1970 年にはフリッツ・ロンドン賞を受賞した。1973 年に「固体内におけるトンネル現象に関する発見」、なかでも「トンネル接合を通過する超電流の性質と特にジョセフソン効果としてよく知られている普遍的な現象に対する理論的予測」に対して、ノーベル物理学賞を受賞した。これは、2 つの超伝導体を十分に薄い絶縁膜を介して接合させたとき、それぞれの超伝導電子の波のもつ位相の差に対応して接合面を超電流が流れることに関する研究で、この電流の直流および交流の磁場に対する応答などさまざまな興味深い現象も発見されている。この現象はまたごく微弱な磁場の変化に敏感なため、現在では電子計算機までも含めた非常に多種多様な応用が考えられ、あるいはすでに実用化さ

れている。

ジョセフソン回折効果 [英 Josephson diffraction effect, 仏 effet Josephson de diffraction, 露 дифракционный эффект Джозефсона] 有限の寸法をもった一般のジョセフソン接合に、電圧 0 のまま流しうる最大の電流(ジョセフソン最大直流電流あるいはジョセフソン臨界電流) I_m は、接合面に平行にかけた磁場によって変化する。これは、接合の両側における量子力学的位相差が、ベクトルポテンシャルに比例して変化するため、超電流密度も接合内の位置に依存して変化する効果が、接合の全電流に反映したものである。接合を単スリットになぞらえると、コヒーレントな単色光の示す回折現象に対応するもので、ジョセフソン回折効果とよぶ。特に、ジョセフソン接合の寸法(磁場に垂直な接合面の幅) l が、接合に磁場の侵入する程度を表す特性長(ジョセフソンの侵入深さ) λ_J に比べて小さい接合(短い接合)、磁場はほぼ深さ l に侵入し、 I_m は接合を貫く磁束 Φ の関数

$$I_m = I_0 \left| \frac{\sin \pi \Phi / \Phi_0}{\pi \Phi / \Phi_0} \right| \quad (\Phi_0: \text{磁束量子})$$

となる(図参照)。これは、フラウンホーファー回折の強度



分布と同じパターンである。 $l \gg 2\lambda_J$ の場合(長い接合)、磁場が弱いうちは接合の両端から λ_J 程度の部分にのみ侵入し、内部は磁場 0 のマイスナー状態となっている。しかし、磁場が強くなって端部から侵入した磁束が Φ_0 以上になると、第二種超伝導体における渦糸状態のように、 Φ_0 単位の渦糸となって接合中に侵入する。このため、長い接合では、 I_m の Φ 依存性はフラウンホーファー回折パターンからずれてくる。 λ_J は 0.1mm 程度なので、 l が 1mm 程度でも長い接合とみなせる。

ジョセフソン干渉効果 [英 Josephson interference effect, 仏 effet Josephson d'interférence, 露 интерференционный эффект Джозефсона] ⇒ SQUID

ジョセフソン結合エネルギー [英 Josephson coupling energy] 2 つの超伝導体 A、B 間に電子対の移行が可能なジョセフソン接合では、電子対の移行に伴うエネルギーが現れる。これを、ジョセフソン結合エネルギーという。超伝導体では、電子対が一定の位相 ϕ をもつ位相コヒーレント状態に凝縮しており、この状態に電子対が生成される確率振幅は一般に因子 $\exp(i\phi)$ を含み、消滅する確率振幅は因子 $\exp(-i\phi)$ を含んでいる。A、B 間を電子対が移行することは、A (または B) に電子対が生成され、B (または A) から電子対が消滅することを意味するので、A と B の電子対状態の位相を ϕ_A 、 ϕ_B とすれば、 $\exp(i(\phi_A - \phi_B)) + \exp(-i(\phi_A - \phi_B)) \propto \cos \theta$ に比例する過程に伴うエネルギーが現れる。ここで $\theta = \phi_A - \phi_B$ は A、B 間の位相差である。超伝導体 A、B の粒子数を N_A 、 N_B とすれば、この電子対移行過程で粒子数は $N_A \pm 2$ 、 $N_B \mp 2$ に変化する。その際に生ずるエネルギーの大きさを $-E_0(E_0 >$

0)とすれば、結合エネルギーは位相因子を含めて $-E_0 \cos \theta$ で表される。孤立した接合では両超伝導体間の位相差をなくす ($\theta=0$) ことによって結合エネルギーは最大の値 $-E_0$ をとる。有限の位相差は接合を通して電流を流すことによって生ずる (\Rightarrow ジョセフソン効果)。この時の結合エネルギーは通常 $\theta=0$ の状態を基準にとり、 $E_0(1-\cos \theta)$ と表す。 E_0 の大きさは、2つの超伝導体のエネルギーギャップの大きさを d_A, d_B とすれば、 $d_A d_B / (d_A + d_B)$ に比例し、接合の常伝導抵抗 R に逆比例する。

ジョセフソン効果 [英 Josephson effect, 独 Josephson-Effekt, 仏 effet Josephson, 露 эффект Джозефсона] 2nm 程度の絶縁膜を挟んだ2つの超伝導体の間(トンネル接合)を超伝導電子対のトンネル効果によって超電流が流れる現象。1962年にB. Josephsonが理論的に予言し、翌年、P. W. AndersonとJ. M. Rowellが実験によって検証した。ジョセフソン効果は、超伝導における量子力学的位相の重要性をあらわに示すものである。一般に、超伝導体内ではクーパ対の強い干渉性のため、位相が一樣になろうとする性質がある。このような性質を局部的に弱めた接合は、トンネル接合も含め、広くジョセフソン接合とよばれ、位相差に依存した超電流(ジョセフソン電流)のふるまいが観測できる。ジョセフソン接合を通して2つの超伝導体が結合しているエネルギー E (\Rightarrow ジョセフソン結合エネルギー)は、位相差 θ の関数で、 $E = -E_0 \cos \theta$ と表せる。接合の強さを表す E_0 は、接合の種類、厚さ、2つの超伝導体のエネルギーギャップなどで決る。 θ は、外部から電流を流したり、磁場をかけるなどによって変えられる。このとき接合に流れる超電流の密度 j_0 と θ の間には、 $j_0 = j_0 \sin \theta$ の電流・位相関係が成り立つ。 $j_0 = 2\pi E_0 / \Phi_0$ は、ジョセフソン臨界電流密度とよばれる。 $\Phi_0 = h/2e$ (h : プランク定数, e : 電子の電荷)は磁束量子で、 $2.07 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ である。外部から流す電流密度 j が j_0 以下ならば、 $j = j_0 \sin \theta$ を満たす θ が存在するので、接合には電圧0のまま直流超電流が流れる。これを、ジョセフソン直流効果またはDCジョセフソン効果という。トンネル接合のような接合面の広い接合に磁場 B がかけると、磁束が接合内部に侵入するため、位相差 $\theta(x)$ が接合面に沿って空間的に変化する

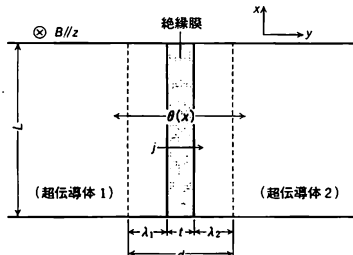


図1

(図1)。そのため、接合面の位置により超電流密度も空間的変調を受けるので、接合全体について積分して求めた臨界超電流の値が接合中に入った磁束 Φ の関数となる。磁束が侵入する接合の有効厚さ d は、絶縁膜の厚さに2つの超伝導体への磁場の侵入深さを加えた $d = l + \lambda_1 + \lambda_2$ になる。接合の幅 L が、ジョセフソン侵入深さとよばれる特性長 $\lambda_1 = (\hbar / 2e d \mu_0 j_0)^{1/2}$ より小さいときは、磁束はほぼ一様な密度で侵入する (\Rightarrow ジョセフソン回折効果)。 $L \gg \lambda_1$ の

接合に弱い磁場をかけた場合、磁束が侵入するのは接合の両端から λ_1 程度までで、内部はマイスナー状態になる。磁場が強くなると、磁束は Φ_0 単位の渦糸となって接合内部に入っていく。このとき接合内での位相差は $\partial^2 \theta / \partial x^2 = \lambda_1^{-2} \sin \theta$ に従う。このような接合の磁場特性によって、初めて、電圧0のまま流れる電流が絶縁膜不良で短絡したためではなく、位相差に依存するDCジョセフソン電流であることが確認された。さらに、2つのジョセフソン接合を並列接続した超伝導回路におけるジョセフソン干渉効果 (\Rightarrow SQUID)も、ジョセフソン直流効果の変形と考えてよく、ジョセフソン電流の位相差依存性を明らかにした現象である。ジョセフソン接合に電圧 V がかけると、ゴルコフ・ジョセフソンの関係式 $d\theta/dt = 2\pi V / \Phi_0$ に従って位相差が時間的に変化する。このため接合には、交流超電流が流れる。これをジョセフソン交流効果またはACジョセフソン効果という。有限電流のもとでは、超電流のほかに、準粒子のトンネル効果による電流や変位電流の寄与もあるので、接合に流れる電流は全体として

$$j = j_0 \sin \theta + \{g_0(V) + g_1(V) \cos \theta\} V + cdV/dt$$

となる。 $g_0(V)$ は準粒子トンネルコンダクタンス、 $g_1(V) \cos \theta$ は超電流と準粒子電流の干渉項、 c は接合の電気容量(いずれも単位接合面積当りの)である。これらのパラメータは接合により異なるので、電流電圧特性も異なってくる (\Rightarrow ジョセフソン接合)。たとえば、直流電流源を用いてトンネル接合の電流電圧特性を測ると、図2のようなヒス

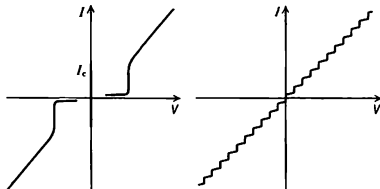


図2

図3

テリシスを示す。ジョセフソン交流効果の直接的な検証として、直流電圧バイアス V をかけた接合から、周波数 $f = V / \Phi_0 = 483.6 \text{ V} [\text{MHz}/\mu\text{V}]$ (ジョセフソン周波数)で100pW程度の電磁波が出るジョセフソン発振が観測されている。逆に、外部から電磁波を照射しながら電流電圧特性を測定すると図3のような定電圧ステップ構造が見られる (\Rightarrow ジョセフソン同期効果)。さらに、周波数の異なる2つの電磁波を同時に照射すると周波数混合作用も観測されている。ジョセフソン接合の特異な性質は、超伝導の基礎的問題として重要であるばかりでなく、精密計測やディジタル回路など超伝導の弱電的応用 (\Rightarrow クライオエレクトロニクス)の中心として広い分野で利用されている。

ジョセフソン交流効果 [英 alternating-current Josephson effect, 独 Wechselstrom-Josephson-Effekt, 仏 effet Josephson alternatif, 露 эффект Джозефсона переменного тока] \Rightarrow ジョセフソン効果

ジョセフソン最大直流電流 [英 maximum Josephson current, 独 maximaler Josephsonstrom, 仏 courant de Josephson maximum, 露 максимальный постоянный ток Джозефсона] = ジョセフソン臨界電流 (\Rightarrow ジョセフソン回折効果)

ジョセフソン周波数 [英 Josephson frequency, 独

Josephsonfrequenz, 仏 fréquence de Josephson, 露 частота Джозефсона] ⇒ ジョセフソン効果

ジョセフソン接合 [英 Josephson junction, 仏 jonction de Josephson] 2つの超伝導体が弱く連結してジョセフソン効果を示す接合の総称。その構造から3つに大別できる。トンネル型接合(図1a)は、2枚の超伝導薄膜S

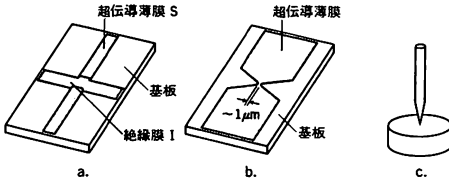


図1

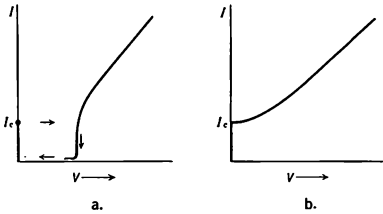


図2

の間に2nm程度の絶縁膜Iを挟んだSIS構造をもつ。電流-電圧特性(図2a)は、ジョセフソン直流効果によるゼロ電圧電流と、超伝導エネルギーギャップを反映した準粒子トンネル電流から成り、接合の電気容量が大きいいためヒステリシスが見られる。超伝導マイクロブリッジ(図1b)は、超伝導薄膜の一部に幅1μm程度あるいはそれ以下のくびれをつけたもの。特に、ブリッジ部を局部的に薄くしたものをvariable thickness bridge, また、ブリッジ部に常伝導金属膜を重ねたものを近接効果ブリッジという。点接触型接合(図1c)は、ポイントコンタクトともよばれ、超伝導ブロックに超伝導の針をたてたものであり、トンネル型接合とマイクロブリッジの中間的な特性をもつ。ジョセフソン接合は、計測器や計算機素子などへの応用が進められており、ジョセフソン素子ともよばれている。

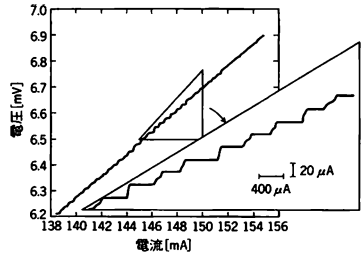
ジョセフソン・タンネリング [英 Josephson tunneling, 独 Josephson-Tunneleffekt, 仏 effet tunnel de Josephson, 露 туннельный эффект Джозефсона] ⇒ 超伝導トンネル効果

ジョセフソン直流効果 [英 direct-current Josephson effect, 独 Gleichstrom-Josephson-Effekt, 仏 effet Josephson de courant continu, 露 эффект Джозефсона постоянного тока] ⇒ ジョセフソン効果

ジョセフソン電圧標準 [英 Josephson voltage standard, 独 Josephson Spannungsnormal, 仏 étalon de tension de Josephson] 交流ジョセフソン効果を用いて、電圧の単位ボルトを与える方式のこと。ジョセフソン素子に、マイクロ波を照射すると、電流-電圧特性に、規則的なステップが誘起される。注意深くつくられた素子では、図のように、ステップの幅は数百マイクロアンペアに達する。原点から数えてn番目のステップの電圧 V_n は

$$V_n = (h/2e) \cdot n \cdot \nu$$

で与えられる。 h, e はそれぞれプランク定数、電子の電荷



を表す。 n は整数、 ν は照射マイクロ波の周波数で、 10^{-10} 以下の相対誤差で決定される。 $\nu \sim 10$ GHzで、 $V_1 \sim 20$ μVである。国際度量衡局(BIPM)では1976年1月1日より、また日本では1977年1月1日より、この方式によって標準電圧が与えられることになった。その際

$$2e/h = 483594.0 \text{ GHz} \cdot \text{V}^{-1}$$

という定義値を用いている。この値は、1973年の物理基礎定数の調整値

$$2e/h = 483593.9 (\pm 1.3) \text{ GHz} \cdot \text{V}^{-1}$$

に一致しているが、調整値のもつ大きな誤差を電磁気測定分野に持込まぬように、誤差のない定義値を用いることにしている。

ジョセフソン電流 [英 Josephson current, 独 Josephsonstrom, 仏 courant de Josephson, 露 ток Джозефсона] ⇒ ジョセフソン効果

ジョセフソン同期効果 [英 Josephson synchronization, 仏 synchronisation de Josephson, 露 синхронизация Джозефсона] ジョセフソン接合に周波数 f の電波を照射しながら直流的な電流電圧特性を測定すると、 $V = n\Phi_0$ の定電圧ステップ(シャピロ・ステップ)が観測できる。整数 n はステップの次数、 Φ_0 は磁束量子である。これは、ジョセフソン交流効果による発振と電波との同期現象で、ジョセフソン同期効果とよばれている。 Φ_0 は普遍定数のため、シャピロ・ステップの間隔は一定で、電波の周波数さえ決れば、ほかの条件にはよらない。計測の立場から見れば、この電流電圧特性のステップは電圧目盛とみなせ、しかも、電波の周波数によって極めて精度よく校正できる。国際度量衡局(BIPM)は、1976年から従来の標準電池に替えてこの方法により電圧標準を維持するようになった。その際、磁束量子の具体的数値として

$$(\Phi_0)^{-1} = 483594.0 \text{ GHz} \cdot \text{V}^{-1}$$

が採用されている。わが国の工業技術院電子技術総合研究所も、1977年にジョセフソン電圧標準に切替えて、電圧の標準を管理している。

ジョセフソン不等式 [英 Josephson's inequality, 仏 inégalité de Josephson, 露 неравенство Джозефсона] ⇒ 臨界指数の不等式

ジョセフソン臨界電流 [英 Josephson critical current, 独 kritischer Josephsonstrom, 仏 courant critique de Josephson, 露 критический ток Джозефсона] ⇒ ジョセフソン回折効果

初速度 [英 initial velocity, 独 Anfangsgeschwindigkeit, 仏 vitesse initiale, 露 начальная скорость] 質点や物体が運動を始める瞬間の速度。たとえばバットでボールを打つとき、ボールがバットから離れた直後にもつ速度をいう。三次元空間内の1質点の運動方程式を解くと、一般

に6つの積分定数が現れる。したがって運動を始める瞬間の質点の位置いわゆる初期位置 r_0 と、初速度 v_0 が与えられれば、その後の質点の運動は一義的に定まる。この意味で初期位置と初速度を合わせて、その運動の初期条件という。

ショックレー Shockley, William Bradford 1910.2.13— アメリカの理論物理学者。両親のイギリス滞在中、ロンドンで生れる。父は鉱山技師。一家は1913年帰米し、全教育課程はアメリカで受けた。1932年カリフォルニア工科大学を卒業、マサチューセッツ工科大学大学院に進み、J. C. Slater 教授指導の下に学位論文「NaClのエネルギー構造」で1936年博士号を取得、C. J. Davison 博士にあこがれて直ちにベル電話研究所に入所した。同研究所での研修期間中、基礎研究の成果は常に工学的応用の可能性に結びつけられねならないという強い信念をいだくに至る。第二次世界大戦終了直後、ベルの研究態勢建直し企画によって発足した半導体基礎研究部門の長となり、彼の配下として W. H. Brattain が表面と整流作用を、G. L. Pearson がバルク特性を、J. Bardeen がそれらの理論を、それぞれ担当することになった。この過程で、彼の提唱していた半導体薄膜電界効果増幅素子が期待に反し動作しなかったことに端を発し、半導体表面の知見解明に取組んだ Brattain と Bardeen によって、1947年に点接触トランジスターが生み出された。トランジスター効果が少数キャリアの注入によることをいち早く見抜いた彼は、直ちに接合トランジスター構造を提唱、これが大成功を収めて、世は半導体エレクトロニクス黄金時代を迎える。1955年みづから半導体素子開発事業を起すためベルを退職、ベックマン・インスツルメンツの出資によりカリフォルニア州マウンテン・ビューにショックレー半導体研究所を設立、その所長となるが事業には失敗した。トランジスター発明に関する多数の受賞があるが、特筆すべきは1956年「半導体の研究とトランジスター効果発見」の功績により Bardeen, Brattain とともに受けたノーベル物理学賞である。1963年から定年までスタンフォード大学のアレグザンダー・M・ボニアツフ教授職とよばれる初の工学系特別教授を務めた。[主著] *Electrons and Holes in Semiconductors*, 1950; *Imperfections of Nearly Perfect Crystals* (監修), 1952。

ショックレー準位 [英 Shockley state, 独 Shockley-Zustand, 仏 état de Shockley, 露 уровень Шокли] ⇒ 表面準位

ショックレーの部分転位 [英 Shockley partial dislocation, 独 Shockleysche unvollständige Versetzung, 仏 dislocation imparfaite de type Shockley, 露 частичная дислокация Шокли] ⇒ 部分転位

ショットキー欠陥 [英 Schottky defect, 独 Schottky-Defekt, 仏 défaut de Schottky, 露 дефект по Шоттки] イオン結晶中の点欠陥のひとつの形態で、正イオンの原子

空孔と負イオンの原子空孔が近接して存在しているものをショットキー欠陥とよぶ。一方の原子空孔のみが生じた場合の静電エネルギーの上昇を、電気的中性を保つことにより降下させたことになっている。金属のように正負のイオンを考えない結晶中に単純な原子空孔のみがつくれた場合もショットキー欠陥とよぶことがある。

ショットキー効果 [英 Schottky effect, 独 Schottky-Effekt, 仏 effet Schottky, 露 эффект Шоттки] 金属などの表面に強い電場を加えると、仕事関数が小さくなり、熱電子が放出されやすくなる現象。表面からの放出熱電子流密度に関するリチャードソン-ドローシュマンの式は

$$I_p = I_0 T^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) [\text{A} \cdot \text{cm}^{-2}]$$

の形で与えられる(⇒熱電子放出)。この式にはプレート・カソード間電位差が変数として入っていない。したがって飽和電流に達すれば(⇒温度制限電流)、以後は一定値を保つはずであるが、実測は上記電位差の増加とともに電子流がゆるい勾配で増加して行くことを示す。この現象は W. Schottky によって理論的に研究されたのでその名前が冠せられている(⇒電界放出)。

ショットキー-接合電界効果トランジスター [英 Schottky-barrier gate field-effect transistor, 仏 transistor de Schottky à effet de champ à jonction, 露 канальный транзистор с затвором барьера Шоттки] ⇒ 接合型電界効果トランジスター

ショットキー・ダイオード [英 Schottky diode, 独 Schottkydiode, 仏 diode de Schottky, 露 диод Шоттки] 金属と半導体の接合の仕事関数の差による整流効果を利用したダイオード。順方向の電圧降下が小さく、キャリアは電子のみで、正孔による蓄積効果がなく、高周波の特性が優れている。1 ns 程度的高速スイッチングやマイクロ波の混合回路などに使用される。金属を Nb などの超伝導体にしたものはスーパー・ショットキー・ダイオードとよばれ、極低温において超高周波(ミリ波など)の検出器として高感度、低雑音などの特色がある。

ショットキー・トランジスター [英 Schottky transistor, 仏 transistor de Schottky, 露 транзистор Шоттки] バイポーラートランジスターで、普通のベース電極とは別にコレクターとベースをショットキー接合でつなげたトランジスター(図1)。等価回路は図2のようになり、

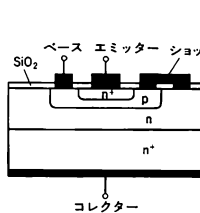


図 1

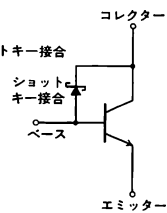
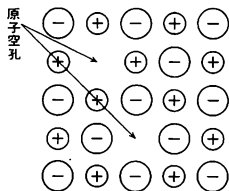


図 2

スイッチング回路でトランジスターを大電流動作させるとき、コレクターが飽和状態になる前にショットキー接合を通してベースとコレクター間に電流が流れる。このようにトランジスターは飽和状態にならないので高速スイッチングが可能になる。

ショットキー・バリアー [英 Schottky barrier, 独 Schottky-Barriere, 仏 barrière de Schottky, 露 запор-



ний слой Шотки) ⇒ 界面電位

ショットキー比熱 [英 Schottky type specific heat, 仏 chaleur spécifique de type Schottky, 露 удельная теплоёмкость Шоттковского типа] 2個以上の離散的なエネルギー準位をもつ体系の熱力学的諸量は、エネルギー分離の程度の温度領域で大きく変化する。これを一般にショットキー異常とよび、特に比熱の場合ショットキー比熱という。エネルギー準位間隔が ε の2準位系のショットキー比熱は

$$C_{\text{Sch}} = \frac{Ne^2}{kT^2} \frac{g_0 \exp(\varepsilon/kT)}{g_1 [1 + (g_0/g_1) \exp(\varepsilon/kT)]^2}$$

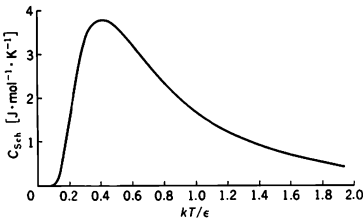
で与えられる。ここで、 N は原子の数、 g_0 および g_1 はそれぞれ基底準位および励起準位の縮退度、 k はボルツマン定数である。 $T \ll \varepsilon/k$ では

$$C_{\text{Sch}} \approx \frac{Ne^2}{kT^2} \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right)$$

$T \gg \varepsilon/k$ では

$$C_{\text{Sch}} \approx \frac{Ne^2}{kT^2} \frac{g_0}{g_1 (1 + g_0/g_1)^2}$$

と近似される。 $g_1 = g_0$ の場合を図に示す。比熱の極大値は



$kT/\varepsilon \approx 0.42$ に位置し、極大値は $3.64 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ である。

ショット効果 [英 shot effect, 独 Schroteffekt, 仏 effet de grenaille, 露 дробовой эффект] ⇒ 散弾雑音

ショット雑音 = 散弾雑音

ジョブ [英 job, 独 Arbeit, 仏 travail, 露 задание] 計算機システムが行うデータ処理の単位。通常このなかには、当該データ処理に必要な主プログラム、副プログラム、データおよびオペレーティングシステムに対する命令などの要素が全部含まれている。

ジョリオ・キュリー, F. Joliot-Curie, Frédéric 1900. 3. 19—1958. 8. 14 フランスの物理学者。パリに生れる。1920年物理化学校に入学し、物理学と化学を勉強したが、そこで P. Langevin の感化を受け、社会主義的思想をもつようになる。授業の大部分は実験であったが、彼は実験家としての才能を発揮し、クラスの首席で卒業した。1925年 Langevin の助言もあって、パリ大学ラジウム研究所で M. S. Curie 夫人の助手として働くことになった。同所で放射能の研究を進めながら、自分個人の研究としてポロニウムの電気化学的性質を調べて学位を取得した。彼が研究所に入所したとき、Curie 夫人の長女 Irène がすでに助手をしており、2人は1926年10月結婚した。最初、夫妻はそれぞれ独自の研究をしていたが、1931年ころから協力して研究を進めるようになった。もともと工学的才能に富んでいた Frédéric は、ウィルソン霧箱を製作し、これを磁場中に置いて飛跡の曲率から β 線のエネルギーを測定した。1930年 W. Bothe と J. Becker は α 線を軽い元素に当てると透過力の強い荷電をもたない粒子が放出されることを発見した。夫妻も、早速この粒子の研究に着手し、この

粒子がパラフィンなどのように水素を多く含む物質に当たると陽子が放出されることをつきとめた。彼らは、Bothe と Becker の発見した粒子は γ 線であると考えたが、実はこれは未知の新しい粒子であることが J. Chadwick によって指摘された。夫妻は高エネルギーの γ 線による電子・陽電子対生成の霧箱写真の撮影に成功し、1933年には陽電子消滅の現象も観測し、対消滅によってエネルギー 0.5 MeV の γ 線2個を生じることを示した。これら一連の実験に、霧箱が用いられたが、そのうち彼らはポロニウムの α 線源に面している霧箱のアルミニウム箔の窓から放射線が出ていることに気がついた。これは ^{27}Al に α 線(^4He)が当たって、 ^{30}P と中性子を生じ、 ^{30}P が β 崩壊するのを観測したものである。同じように α 線の衝撃によっていくつもの新しい原子核を人工的に生成できることが示され、夫妻のこの業績に対し、1935年ノーベル化学賞が贈られた。1937年 Frédéric はコレージュ・ド・フランスの教授になり、7MeVのサイクロトロンを建設した。1939年の初め、O. Hahn によってウランの連鎖反応の論文が公表されると、彼は直ちにこれを実験すべく準備を進めたが、第二次世界大戦が起り、研究を中止せざるをえなかった。大戦中ナチス・ドイツに対する抵抗運動に参加し、1942年に共産党に加わった。戦争終了後、原子力平和利用に関する研究の重大性を説き、de Gaulle 将軍は1945年原子力委員会を設立、Frédéric はその委員長に就任したが、1950年解任された。彼は再びコレージュ・ド・フランスに戻ったが、世界平和に深い関心をもち、1951年には世界平和評議会議長となった。1956年3月、妻の死後、その後を継いでラジウム研究所の所長となった。オルセーに新しい研究所の建設が進められていた1958年、58歳の生涯を閉じた。

ジョリオ・キュリー, I. Joliot-Curie, Irène 1897. 9. 12—1956. 3. 17 フランスの物理学者。P. Curie および M. S. Curie 夫妻の長女として、パリで生れた。両親が研究で多忙だったこともあり、人間的には同居していた祖父 Eugène Curie の感化を受けた。Irène は12歳までは学校に行かず、母親やその友人による英才教育を受けた。コレージュ・セビニエを修了してソルボンヌ大学へ入り、1920年物理学と化学の資格を取得した。第一次世界大戦中は、母の助手として負傷兵の医療活動に従事し、1918年母の主宰するラジウム研究所の助手となった。Irène の最初の仕事は、 α 線の飛程のゆらぎを調べることであった。1925年に学位を取得し、翌年10月、同じ研究所で働いていた Frédéric Joliot と結婚した。Joliot-Curie 夫妻の本格的な共同研究は1931年に開始され、人工放射性元素の生成、 β 線特に陽電子放出による β 崩壊などの業績をあげた。 α 線の衝撃による人工放射性元素の生成に対し、夫妻は1935年ノーベル化学賞を授与された。1936年 L. Blum の人民戦線内閣の科学研究所長官になったが、翌年ソルボンヌ大学の教授となって、長官の職を辞し、研究を続けた。第二次世界大戦の直前、夫妻はしばらくの間それぞれ独自の研究を進めたが、Irène は、ウランの核分裂で生じる放射能について調べ、ウランは2つの原子核に核分裂することを示した。戦争中、夫妻はフランスにとどまっていたが、夫が地下に潜行した後、子供たちとともに一時スイスに逃れた。1946年ラジウム研究所の所長に任命され、1950年までは原子力委員会の委員を務めた。その後、ラジウム研究所を発展させて、オルセーに新しい研究所を設

立することに努力したが、1956年 母と同じく白血病のため58歳の生涯を終えた。

ショロウ Schawlow, Arthur Leonard 1921.5.5—
アメリカの物理学者。ニューヨーク州マウン
トバーノン生れ。1949年にカナダのトロント大学から博
士号を受け、2年間コロンビア大学で研究員を務めた後、
ベル電話研究所の研究員となり、1961年にスタンフォ
ード大学の教授に就任して今日に至っている。研究分野は、
マイクロ波および光領域の分光学、核四極子共鳴、超伝導
などを経て、C. H. Townes とともに、1958年レーザーの
可能性を示す論文を発表し、レーザーの実現に貢献した。
さらにレーザーによってスペクトル線のドップラー幅を除
去する高分解能分光学の手法の開発に重要な業績をあげ、
1981年にはその功績によって N. Bloembergen とともにノ
ーベル物理学賞を授与された。

ジョーンズ行列 [英 Jones matrix] 偏光素子などによ
る偏光状態の変化を扱うための行列の一種で、偏光の電
気ベクトルを直交二方向成分に分解したとき、それぞれの
複素振幅がどう変化するかを計算するための要素をもった
2行2列の行列のこと。1941年に R. C. Jones が考え出し
たジョーンズ計算に使われる行列である。ジョーンズ計算
を行うには、入射光の偏光状態をジョーンズ・ベクトルで
表し、それを偏光子や移相子を表すジョーンズ行列に掛け
てやれば、射出光の偏光状態がジョーンズ・ベクトルとし
て得られる。たとえば、水平直線偏光 $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ が、方位角 θ 、
移相角 δ の移相子を通ったときは

$$T_{\theta} \cdot C_{\delta} \cdot T_{-\theta} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$$

ただし

$$C_{\delta} = \begin{bmatrix} \exp\left(i\frac{\delta}{2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-i\frac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix}$$

$$T_{\theta} = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}$$

として計算する。 $\theta = 45^\circ$ 、 $\delta = 90^\circ$ のときは

$$T_{\theta} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \quad C_{\delta} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1+i & 0 \\ 0 & 1-i \end{bmatrix}$$

であるから

$$\frac{1}{2\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1+i & 0 \\ 0 & 1-i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}$$

となり、右から順次演算していくと $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$ となる。これ

は右まわりの円偏光である。上記の、偏光を θ だけ回転す
ることに対応する旋光子行列 T_{θ} や、方位角 0° で δ だけ
位相差を与える移相子行列 C_{δ} のほかに、方位角 0° で二軸
に振振透過率 p_1 と p_2 を与える部分偏光子行列

$$P_0 = \begin{bmatrix} p_1 & 0 \\ 0 & p_2 \end{bmatrix}$$

がよく使われる。 $p_1 = 1$ 、 $p_2 = 0$ のときは直線偏光子行列
となる。方位角 θ の素子は T_{θ} を $-\theta$ の座標軸回転とみな
して計算できる。たとえば上の計算例から

$$C_{\delta} = T_{\theta} \cdot C_{\delta} \cdot T_{-\theta}$$

である。ジョーンズ計算は振幅を扱っているので強度を得
るには二乗の和の計算が必要である。また、偏光解消作用
のある素子は扱うことができない(⇒ミューラー行列)。

ジョーンズ・ゾーン [英 Jones zone, 独 Jones-Zone,

仏 zone Jones, 露 зона Джонза] 一般に結晶内電子の一
電子エネルギーは、波数 k の関数として $E(k)$ のように表
せるが、すべての状態を逆格子空間の単位胞に還元して表
す還元ゾーンの形式と、還元しないで自由電子のエネルギ
ーが弱い結晶ポテンシャルによって振動を受けたものとし
て見る拡張されたゾーンの形式(⇒拡張されたゾーン)があ
るが、後者の場合、周期的ポテンシャルのため、各ブリル
アン域の境界面でエネルギーバンドは普通、不連続にな
る。しかし単位胞当たり2個以上の原子を含む結晶の場合、
対称性から、この不連続が消失したり小さくなったりする
ことがある。たとえば最密六方(hcp)構造の場合、第一

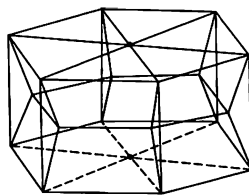


図 1

ブリルアン域は図1であるが、上下の六角形面上での不連
続は対称性から消失するので、エネルギーギャップが存在
する面で囲まれる最小の k 空間は第一ブリルアン域のち
ょうど2倍の体積をもつ図2のような大きなゾーンにな

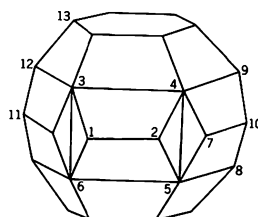


図 2

る。このように、金属の全価電子を収容するのに必要な k
空間の体積をもち、大きなエネルギーギャップをもつ面で
囲まれた k 空間の領域をジョーンズ・ゾーンという。hcp
構造のジョーンズ・ゾーンは4個の価電子(1原子当り2
個)を収容するから、2価金属がどうして hcp 構造を好む
かを直観的に理解させてくれる。ダイヤモンド構造の場
合、第一ブリルアン域の4倍の体積をもつジョーンズ・ゾ
ーンが存在するが、これは C, Si, Ge のような4個の元素
がダイヤモンド構造を好むこと、その絶縁体のギャップが
基本的にはジョーンズ・ゾーンの面上に由来することを教
えてくれる。そのほか、5倍の体積をもつ Bi のジョー
ンズ・ゾーンは Bi の半金属である由来を示し、単位胞中52
個の原子を含む γ -黄銅のジョーンズ・ゾーンは、ヒュー
ム・ロザリーの法則を理解するうえで有用である。

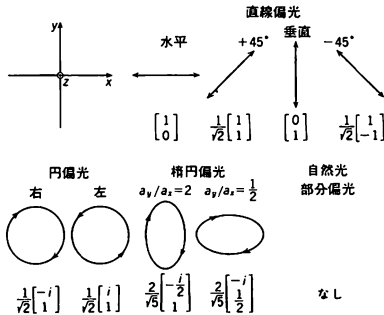
ジョーンズ・ベクトル [英 Jones vector, 独 Jones-
Vektor, 仏 vecteur de Jones, 露 вектор Джонза] 偏光
の表現法の一つで、電気ベクトルの直交二方向成分の複素
振幅を要素とする、2元の列ベクトル。1941年に R. C.
Jones が考え出したもので、特に位相の関係が重要な場合
に有効な表記法である。 z 軸方向に進む偏光の偏光状態
は、電気ベクトルを z 軸に垂直な直交二方向(x , y)成分に
分け、複素振幅で書くことによって次のように表せる。

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} a_x \exp(i(2\pi\nu t + \delta_x)) \\ a_y \exp(i(2\pi\nu t + \delta_y)) \end{bmatrix} \\ &= \exp(i(2\pi\nu t + \delta_x)) \begin{bmatrix} a_x \\ a_y \exp(i\delta_y) \end{bmatrix} \\ &= \exp(i(2\pi\nu t + \delta_x)) \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} \end{aligned}$$

ただし、 ν は振動数、 a_x, a_y は振幅、 δ_x, δ_y は時刻 0 での位相、 $\delta = \delta_y - \delta_x$ は位相差、 A_x, A_y は複素振幅である。偏光状態を問題にする場合は、時間依存の項と絶対位相は省くことができ

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_x \\ a_y \exp(i\delta) \end{bmatrix}$$

と書ける。これに適当な複素スカラー量を掛けて、そのベクトルを単位強度の偏光に対する最も単純な形にできる。これを規格化ジョーンズ・ベクトルとよぶ。図に代表的な



偏光状態と、それを表す規格化ジョーンズ・ベクトルの一例を示す。規格化されたジョーンズ・ベクトルを $\begin{bmatrix} m \\ n \end{bmatrix}$ で表すと、直交する偏光のベクトルは、 m, n の複素共役 m^*, n^* によって $\begin{bmatrix} -n^* \\ m^* \end{bmatrix}$ となる。ジョーンズ・ベクトルの要素は振幅であるので、強度を求めるには二乗の和を計算しなければならないが、ジョーンズ行列と組合せて種々の光学素子を通った光の偏光状態を扱ったり、コヒーレントな2つの光線を組合せる問題を取扱うのに適している。偏光を解消する作用を含む問題は扱うことができない(⇒ジョーンズ行列、ミューラ行列)。

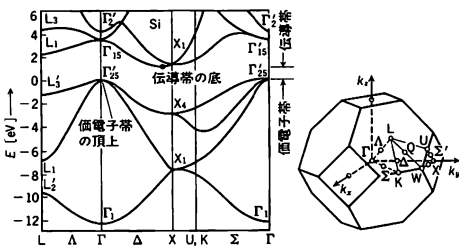
ジョンソン雑音 [英 Johnson noise, 独 Johnson-Rauschen, 仏 bruit de Johnson, 露 шум Джонсона] = 抵抗雑音

シラード Szilard, Leo 1898.2.11—1964.5.30 ハンガリーで生れ、ヨーロッパ・アメリカで研究を行った物理学者、生物学者。生地ブダペストで工学を学び、1920年にベルリンに留学してから物理学に興味を向けた。1922年に、熱力学的ゆらぎの問題についての論文を M. von Laue の指導でまとめて理学博士の学位を受けた。この仕事は1929年のエントロピーと情報との関連の論文に引継がれたが、これは後にサイバネティクスとして発展した分野における先駆けだった。ベルリンでは、カイザー・ウィヘルム研究所研究員を経て、1925年にベルリン大学講師になった。このころ結晶に対する X 線照射について実験を行った。彼は生涯にわたり数多くの特許をとったが、1928年に申請し1930年に認められた特許は、当時ベルリン大学にいた A. Einstein との連名によるものであり

冷却装置、特に家庭用冷蔵庫のための液体金属の電磁ポンプについての発明であった。1933年には、ドイツにおけるナチスの台頭を察知してイギリスに移った。翌1934年には、原子核の連鎖反応についての着想を得、T. A. Chalmers とともに、シラード-チャーメース反応と後に名づけられた過程を発見した：それは、ラジウムからの α 線を当てたベリリウムから遅い中性子が放出される反応であった。当時、彼は定職をもたないまま、1938年まで、ロンドンのセント・バーソロミュー病院の研究部とオックスフォードのクラレンドン研究所で原子核物理の研究を続けた。この年アメリカに移り、ここでも安定した職のないまま、コロンビア大学で研究を続けた。1939年には、核分裂の発見を聞き、直ちに W. Zinn とともに、ウランの核分裂によって中性子が放出されることを発見した。この現象は、E. Fermi のグループと F. Joliot のグループもほとんど同時に見いだしている。1942年から46年にかけては、シカゴ大学において最初の原子炉の設計・建設を Fermi とともに指導し、1942年12月2日に完成を見るに至った。彼は Fermi とともに原子炉について1944年に特許を申請し、1955年に認められた。この研究はアメリカの原子力開発のマンハッタン計画のなかで進められたものであったが、この計画自身、彼が1939年8月に Einstein を動かして大統領への手紙を出してもらい実現させたものであった。Szilard は原爆を日本の都市に投下することに反対し、マンハッタン計画に関係した科学者たちとともに請願書を出したが認められなかった。また彼は、第二次世界大戦後に、アメリカの原子力平和利用研究開発を文民管理の下におかせることに力を尽した。戦後は、生化学、放射線生物学、生物物理学に興味を移し、1954年にシカゴ大学放射線生物学・生物物理学教室が閉鎖されるまで教授を務めたが、その後、再び安定したポストを失った。彼は生涯にわたり社会的良心をもち続け、1930年代にはナチス・ドイツからの亡命者の救援活動を熱心に行ったほか、第二次世界大戦後は、核戦争と軍備競争の危険性を訴え続け、バクウォッシュ会議の中心メンバーであった。彼の業績に対し、1963年にはシカゴ大学名誉教授、1960年には Atoms for Peace 賞を贈られた。1963年にカリフォルニア州ラホイアのソーク生物学研究所研究員となったが、突然の死が彼をおそったのは、その翌年のことであった。1970年には、月の裏側のクレーターに彼の名がつけられた。[全集] *The Collected Works of Leo Szilard*, 1972。

シリコン [英 silicon, 独 Silizium, 仏 silicone, 露 кремний] 代表的な半導性を示す原子番号14の元素。ケイ素ともいう。元素記号 Si。原子量 28.0855。同位体は質量数 28, 29, 30 のものがそれぞれ 92.23%, 4.67%, 3.10% の存在比をもつ。地殻中で酸素に次いで豊富に存在する。酸化物は古代エジプトから水晶、ガラスとして知られ、英語の silicon, ロシア語の кремний は火打石に由来する。単体は天然岩石中の酸化物、ケイ酸塩から還元によって抽出される。結晶引上げ法および浮遊溶融法により、高純度の大きな単結晶が得られる。Si は Ge と並んで最も高い完全度の結晶が得られている物質である。常温・常圧で安定な相は、ダイヤモンド型構造の半導体であり、格子定数 $a = 0.357 \text{ nm}$ (25°C)、比重 2.33 で、暗灰色で脆い。融点 1412°C 。比熱 $690 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 。熱伝導率 $156 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 。線膨張率は、20~100 K の間は負、常温では正で $2.56 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ 。モース硬度 7、弾性定数 ($10^{10} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ の単位で)

$c_{11}=16.01$, $c_{12}=5.78$, $c_{44}=8.00$. 格子振動の最大周波数は波数 0 の光学フォノンのもので 15.53 Hz. デバイ温度 625 K. 可視光の屈折率は 3.5~5. 誘電率 11.9. Si の 4 つの価電子は 3s と 3p から成る混成軌道に入り, 四面体配位の共有結合をつくる. 主としてこの 2 種の軌道から発生する電子状態は図のようなエネルギーバンドをつくる. Si



は Ge と並ぶ典型的な元素半導体で, エネルギーギャップは 1.11 eV (300 K), 1.17 eV (0 K). 伝導帯の底はブリルアン域で Γ X 上の波数ベクトル $k=(2\pi/a)(0.85, 0, 0)$ 等の 6 つの Δ 点にあり, 各 Δ 点の近くの等エネルギー面は回転楕円体で表される. 電子の有効質量は自由電子の質量を m_0 とすると $\Gamma\Delta$ 方向の成分は $0.92m_0$, それに垂直方向の成分は $0.19m_0$ である. 価電子帯の頂上は Γ 点 ($k=0$) にあり, 縮退した $\Gamma_{25'}$ 状態により構成されるが, この状態はスピン・軌道相互作用でわずかに (0.044 eV) 分裂して, エネルギーの高い方の状態が価電子帯端となる. 正孔の等エネルギー面は異方性をもつ双葉双曲面で, それらは平均有効質量 $0.50m_0$ の重い正孔と $0.15m_0$ の軽い正孔に対応する. 300 K で真性半導体の電気伝導率は $3.16 \times 10^{-4} \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$, キャリアー濃度 $1.02 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 電子移動度 $0.145 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 正孔移動度 $0.050 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Si 中の V 族または III 族の不純物原子はバンドギャップ中に 40~100 meV の電離エネルギーをもつドナーまたはアクセプター準位をつくり, n 型または p 型の伝導性を誘起する (\Rightarrow 不純物伝導). $1.2 \times 10^{10} \text{ Pa}$ 以上の高圧をかけると Si は常圧で正方晶系白色スズ型構造の金属になる. グロー放電, スパッタリングなどの気相成長法では, 半導体の性質をもった無定形 Si を大面積にわたって安価に成長させることができ, 太陽電池などへの応用が期待されている.

シリコン光電池 [英 silicon photocell, 独 Silizium-photoelement, 仏 cellule à couche d'arrêt en silicium, 露 кремниевый фотоэлемент] シリコンの pn 接合を利用して光エネルギーを電気エネルギーに変換する光電池. 光の測定よりも太陽電池としてよく利用される. 厚さ 0.3~0.5 mm の n 型シリコン単結晶を化学処理をして高温中に置き, 酸化ホウ素を単結晶表面に熱拡散させて p 型層を形成させ, シリコンの表面から $2 \mu\text{m}$ 程度の深さの所に pn 接合をつくる. 逆に, ベースの方に p 型シリコンを使用し, n 型薄層を形成させるものがあり, この方が放射線による損傷が少ない. シリコン光電池の 1 個当りの出力電圧は開放端で約 0.55 V, 理論的最大効率 (電氣的出力 / 入射光エネルギー) は約 22% である.

シリコン制御整流器 [英 silicon controlled rectifier, 仏 redresseur à silicone, 露 кремниевый тиристор] = サイリスター

シリコンダイオード [英 silicon diode, 独 Silizium-diode, 仏 diode de silicone, 露 кремниевый диод] Si

を材料としたダイオードで, 種類としては点接触ダイオード (マイクロ波検波用など), ボンド型 (高速スイッチング用), 接合型, 放射線検出ダイオード (\Rightarrow 半導体検出器) などがある. 接合型にはさらに合金接合ダイオードと拡散接合ダイオードがあり, 可変容量, 定電圧ダイオード, 高速スイッチング, 整流器などに用いられる. シリコン整流器の 1 素子当りの許容交流電圧は 400 V (実効値) で, 許容温度は 150°C , 許容電流密度は $150 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ と Ge などの整流器より優れた性能をもっている. 広く使用されている. 順方向の整流特性は立ち上がり電圧は 0.6 V, 電圧降下は定格電流で約 1 V である. 大電流の整流器では放熱板を利用し空冷または水冷をする.

シリコン半導体検出器 [英 silicon semiconductor detector, 独 Siliziumhalbleiterdetektor, 仏 détecteur semi-conducteur au silicium, 露 кремниевый полупроводниковый детектор] \Rightarrow 半導体検出器

シリーズレギュレーター [英 series regulator, 仏 régulateur en série, 露 последовательный регулятор] 整流回路出力などの直流電圧からリップルを除去し, 一定の直流出力電圧あるいは電流を得るために, 出力回路に直列に接続される安定化装置. シリーズレギュレーターは直流出力の安定度および精度がよい. 図 1 に定電圧回路の基

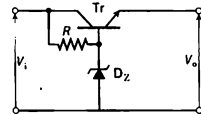


図 1 簡単な定電圧回路

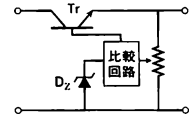


図 2 定電圧回路

本回路の一例を示す. トランジスタ T_r はエミッター・フォロワー増幅器となっている. ベース電位はゼナー・ダイオードにより一定に保たれている. たとえ負荷電流が変化しても, コレクター電流が変化するだけでエミッター電位はほぼ一定に保たれ, 電源の内部インピーダンスを見かけ上 Ω となる. 実際の回路では精度を上げるため出力電圧をゼナー・ダイオードによる標準電圧と比較して誤差電圧をフィードバックするので (図 2) 複雑になるが, 小電力ではこれらの回路を IC 化したものもあり, 簡単に精度のよいレギュレーターが構成できる. シリーズレギュレーターは順方向電圧降下が大きき場合, 電力の損失が大きくなるという欠点がある. そこで, 大電力高精度電源ではサイリスターによりある程度制御された直流を, さらにシリーズレギュレーターで安定化してこの電圧降下を小さくする方法が多い.

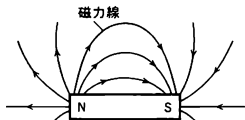
自律神経系 [英 autonomic nervous system, 独 autonomes Nervensystem, 仏 système nerveux autonome, 露 автономная нервная система] 中枢神経系 (脳および脊髄) に対する入力経路, 出力経路, 効果器を構成する神経系を末梢神経系といい, 2 つに分類される. ひとつは体性神経系 (動物性神経系) であり, もうひとつは自律神経系 (植物性神経系) である. 自律神経系の定義では出力経路のみをいうが, 広義の定義ではさらにその中枢をも含めることがある. 自律神経系は意志とは無関係な自律機能を果たすための諸器官, すなわち肺臓, 心臓, 血管, 消化管, 膀胱, 子宮, 内分泌腺, 皮膚 (立毛筋, 汗腺) などを調節する. その作用によって交感神経と副交感神経に分けられ, 両者は反対の作用をする. たとえば, 心臓の搏動は交

感神経によって促進され、副交感神経によって抑制される。交感神経は攻撃や防衛に都合のよい体制をつくるともいえる。自律神経系の中樞は脊髓、脳幹、中脳水道、第四脳室にあり、さらに高位の中樞は視床下部にあって、大脳皮質の影響を受けるから、各種精神作用たとえば緊張、不安、喜怒哀楽によって変調される。自律神経の分類は刺激によって末端から分泌される化学物質によって行われることもある。ひとつはアセチルコリンを分泌するコリン作動性神経、他のひとつはアドレナリンまたは類似物質を分泌するアドレニン作動性神経である。一般に副交感神経はコリン作動性、交感神経はアドレニン作動性であるが、汗腺のように交感神経であって、末端からアセチルコリンを分泌するものもある。

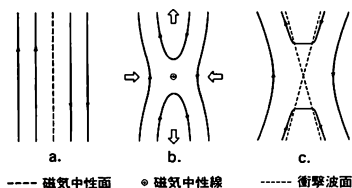
示量変数 [英 extensive variable, 独 extensive GröÙe, 仏 variable de quantité, 露 экстенсивная величина] 互いに熱平衡の関係にある、同質な2つの物質系を合わせたものを1つの系とみたとき、この合成系の状態量、すなわち状態だけに関係する量が、要素系に対する同じ状態量の和で与えられるとき、この状態量を示量変数または示量的だといふ。体積、エントロピー、内部エネルギーは示量変数の例である。また誘電体の分極、磁性体の磁化も示量変数の例である。

磁力管 [英 magnetic force tube, 独 magnetische Kraftrohre, 仏 tube de force magnétique, 露 магнитная силовая трубка] 任意の閉曲線の各点を通る磁力線は一つの管を形成する。それを磁力管という(⇒磁力線、磁束管)。

磁力線 [英 line of magnetic force, 独 magnetische Kraftlinie, 仏 ligne de force magnétique, 露 магнитная силовая линия] 接線が常にその点における磁場 H の方向と一致している曲線の群をいう。磁力線は等方媒質中では磁束線と一致するが、一般には両者は一致しない。特に、磁力線には磁極(N極)から出て磁極(S極)に終るものがある。磁力線の密度は磁場の大きさに比例する。



磁力線の結びかえ [英 reconnection of magnetic field lines] 宇宙空間で磁場エネルギーを減少させ、粒子エネルギーに変える機構のひとつ。宇宙空間では磁場が大きなエネルギーをもち、それが変換されることによって粒子が加速・加熱されることが多い。太陽コロナでの磁場エネルギー解放による太陽フレアの発生や、惑星の磁気圏尾部の磁場エネルギー解放によるオーロラ電子の加速がその例である。図aに示すように互いに反対向きであった磁力線が図bのようにつながり、結びかえられて磁場エネルギーが解放される。結びかえが行われるのはX型の磁気中性

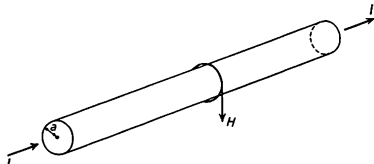


線においてである。宇宙空間のプラズマは、通常無衝突プラズマとみなせるものであって、中性線とその近傍を除いて磁力線はプラズマに凍結されている(⇒凍結された磁場)。このため、磁力線の形状変化は図bに太い矢印で示すようなプラズマの動きを伴う。さらに詳細に見ると、磁気中性線から図cに示すように、遅延音波モードの衝撃波が発生し、その存在がエネルギー変換の効率を高めていると考えられている。また太陽に起源をもつ惑星間磁場と惑星の磁気圏磁場のように異なる起源をもつ磁力線の間に結びかえが起きると、結ばれた磁力線を経由して一方から他方の領域にエネルギーが流れることができる。

シリンドー [英 cylinder, 独 Zylinder, 仏 cylindre, 露 цилиндр] 電子計算機用の磁気ディスクに関する用語で、同一の回転軸を有する複数枚の磁気ディスクにおいて、回転軸から等距離にあり、そのために先端に磁気ヘッドを取りつけたアクセスアームを動かすことなく、書込み、または読取りができるすべてのトラックの集まりのこと。空間的にこのようなトラック群は1つの円筒面を形成しているのでシリンドーとよばれる。複数枚の磁気ディスクをもつ可動ヘッド磁気ディスク装置では、ディスクの各記録面に対応したヘッドを取りつけたアームを一体にまとめてアクセスアームとよび、これを駆動することでヘッドをディスクの半径方向にいっせいに動かして必要なトラック上に位置づける(この動作を SEEK という)。1つのシリンドーに属するトラックについて書込みや読出しを継続する場合には SEEK は必要がなく、平均アクセス時間は回転待ち時間だけで済む。

シールオフドーナツ [英 seal-off doughnut] ⇒ ドーナツ

シルスビーの仮説 [英 Silsbee hypothesis, 仏 hypothèse de Silsbee, 露 гипотеза Силсби] 超伝導体に電流を流した時、その電流のつくる磁場が臨界磁場に達すると超伝導が消失するという仮説。超伝導の発見者 H. Kamerlingh-Onnes は、1913年、超伝導体を流れる電流がある値(⇒臨界電流)を超えると、超伝導が破壊されることを発見した。F. B. Silsbee は、超伝導破壊の原因として、電流それ自身ではなく、電流のつくる磁場が重要である点を指摘した(1916年)。一例として、図のように、半径 a の円筒



形の細長い導線に電流 I が流れている場合を考えてみる(実際には、電流は表面のごく薄い部分を通じて流れる)。外部磁場はないとし、軸と直角な断面内で導線の表面に沿う図のような経路をとり、アンペールの法則を適用すると、表面上の磁場 H に対して

$$2\pi a H = I \quad (1)$$

の関係が成り立つ。シルスビーの仮説によると、この H が臨界磁場 H_c に達したとき超伝導が消失する。したがって、いまの場合、臨界電流 I_c は

$$I_c = 2\pi a H_c \quad (2)$$

で与えられる。式(2)は、実験的にも正しいことが確かめられている。

シールド [英 shield, 独 Abschirmung, 仏 bouclier, 露 защита] ⇒ 遮蔽

シールド線源 = 密封線源

シルバーボンドダイオード [英 silver bonded diode, 仏 diode à liaison d'argent, 露 диод с серебряным контактом] ⇒ ボンドダイオード

自励振動 [英 self-excited oscillation, 独 selbsterregte Schwingung, 仏 auto-oscillation, 露 автоколебание] バイオリンの弦を弓で引くと弦が振動する。このように一定の力によって振動が励起される現象をいう。黒板とチョークの間のきしみ、コップのへりを手で摩擦するとき鳴る音、バイオリンの弦の振動などは速度と共に乾性摩擦が減少するために生じる自励振動で、摩擦振動といい、極めて例が多い。流体の抵抗と速度の関係によって翼が振動するのも自励振動である。電気振動の発振も自励振動によるものが多い。自励振動の機構を単純化すれば方程式

$$\frac{d^2x}{dt^2} - \epsilon \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0$$

で表される。 ω_0 は体系の固有振動数であり、 $\epsilon(>0)$ は負の抵抗を表す係数である。電子回路ではトンネルダイオード、増幅器の正帰還回路が負性抵抗を示し自励振動に用いられる。 ϵ は振動状態によって変化する量で、振幅が大きくなると、 ϵ が減少し励振がおさえられて持続する振動に移る場合が多い(⇒緩和発振)。

自励振動回路 [英 self-excited oscillation circuit, 独 selbsterregender Schwingkreis, 仏 circuit d'auto-oscillation, 露 автоколебательная цепь] 電気的振動回路のうち、外部からの直流その他のエネルギーをとり入れて、回路固有の電気振動を発生するもので、一般に発振器または発振回路とよばれる。振動の形式に調和振動と緩和振動があり、前者は正弦波、後者は矩形波、のこぎり波などの不連続波形に対応する。

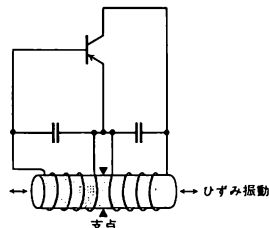
磁歪 = 磁気ひずみ

磁歪効果 [英 magnetostrictive effect, 独 magnetostruktiver Effekt, 仏 effet magnétostrictif, 露 магнитострикционный эффект] 強磁性体に見られる、磁化とひずみの関係する現象。最も主要なのは磁化する時に現れる形状の変化で、これを磁気ひずみまたは磁歪という。あるいは発見者の名をとってジュール効果(J. P. Joule, 1842年)ともいう。強磁性体は磁区に分れており、各磁区は初めから自発磁化に伴ってひずんでいる。磁場をかけて磁化が進むにつれて、個々の磁区の回転が起きれば、それとともにひずみも方向を変え、全体として変形が生ずる。逆に、外部から力を加えて変形させようすると、磁区は回転し、磁化の変化が現れる。これは逆磁歪効果である。ピラリ効果ともいう。強磁性体の弾性率の値は、磁化に伴う磁歪の寄与分だけ異なる。ヤング率のこの変化を ΔE 効果という。また、体積磁歪の温度変化が、も熱膨張と相殺するような場合は、その物体の熱膨張係数は小さくなる。たとえば 36%Ni-Fe 合金は、室温付近で係数が 0 に近い。この種の物質をインバーまたは不変鋼とよぶ。磁歪効果の顕著な鉄アルミニウム合金やニッケル系フェライトを利用して、交流磁場を与えて振動させ、超音波を発生する磁歪振動子などもつくられている(⇒磁気ひずみ)。

磁歪振動子 [英 magnetostrictive oscillator, 独 magnetostruktiver Schallgeber, 仏 émetteur magnétostrictif, 露 магнитострикционный излучатель] 磁歪現象を利用

して強磁性体を電磁的に駆動して機械振動を発生、または音響的に駆動して電磁的出力を発生するという逆過程を行う素子。電磁的に加えられたエネルギーのうち弾性エネルギーとして蓄えられた割合(の平方根)を結合係数 k で表す。 k の大きい Ni, 87Fe13Al (アルフェル)などの金属を板状に積層して高周波損失を減らすようにしたものや、 k の大きな Ni フェライト $\text{Ni}_{0.85}\text{Cu}_{0.15}\text{Co}_{0.02}\text{Fe}_2\text{O}_4$ (パイボックス)の高抵抗を利用して直接焼結した塊状の磁歪振動子がつくられている。これらの振動子は静磁場を交番磁場に重畳すると k が極大となる。これを利用して磁石または巻線で偏奇磁場を加えて駆動されるのが普通である。交番磁場の振動数と振動子の固有振動が一致したときに生ずる機械的共振を利用すると効率よく作動する。振動子の長さは普通音波の半波長に選ばれる。磁歪定数が同じでも磁化を妨げる異方性があるべく小さい材料の方が k が大きくなる。 $\text{Tb}_{0.28}\text{Dy}_{0.72}\text{Fe}_2$ (ターフェノール)にはこの原理が応用され、 k と λ が著しく大きい。磁歪振動子は、音響測深機の発受信子、磁歪濾波器、超音波加工機などに広く利用される。

磁歪発振回路 [英 oscillator with a magnetostrictive vibrator, 仏 oscillateur avec un vibreur magnétostrictif, 露 генератор с магнитострикционным вибратором] 磁歪振動子を共振回路として用いた発振回路である。20~50kHz の超音波発生用として使われる。LC 発振器と同様な接続を行うが、図にはピアス型磁歪発振器の例を示す。



磁歪振動子では機械的なひずみと磁化とに相互関係があるため、振動子の形状で決まるひずみ振動数と同じ周波数の交流磁場を印加すると、磁場のエネルギーがひずみエネルギーに転化され蓄積される。したがって Q 値の高い共振回路を形成することになり、増幅素子との組合せで発振が可能になる。

真応力 [英 actual stress, true stress, 独 wahres Spannung, 仏 tension actuelle, 露 истинное напряжение] ⇒ 応力

震音 [英 warble tone, 独 Wobbelton, 仏 son ululé, 露 частотно-модулированный тон] ある周波数 f_0 を中心として、周波数が一定の範囲内で連続的かつ周期的に変化する音または信号で、純音(正弦信号)を周波数変調することにより得られる。 $\pm \Delta f$ の周波数範囲を周期 T で変化する震音のスペクトルは、おおよそ $f_0 - \Delta f \sim f_0 + \Delta f$ の周波数帯に $1/T$ ごとの間隔をもつ線スペクトル群となる。室内音響特性や建物の遮音性能の測定などでは、ある周波数帯域内で周波数の平均を行う必要がある、音源として上記のようなスペクトル特性をもつ震音や、白色雑音を帯域制限したバンドノイズが用いられる。

シングアラウンド法 [英 sing-around method] 超音波パルスを用いる音速測定法のひとつ。パルス発振器の

出力を送波器に加えて超音波パルスを試料中に伝搬させ、試料の他端にある受波器からのパルス信号で再びパルス発振器をトリガーする。こうしてパルス信号は繰返し再生され、発振が継続する。パルス発振の繰返し周波数を f 、送波器と受波器の間隔を l 、試料の音速を c 、電気系での遅れ時間を τ とすると

$$\frac{1}{f} = \frac{l}{c} + \tau$$

となり、 l と τ が既知なら f の測定から c が求められる。 l や τ に比べて f は容易に高精度で測定できることから、音速の微小変化の測定にもよく用いられる。1個の送受波器で試料の端面からの反射パルスを受ける方法もある。

真空 [英 vacuum, 独 Vakuum, 仏 vide, 露 ваку-ym]

[1] 真空技術上の立場からは、外気圧よりも低い圧力の状態を総称したものであり、理論物理学で扱われる真空とはまったく違った概念である。したがって、圧力の範囲に応じていろいろな段階に分けることができる。従来は真空の度合を表すものとして真空度ということばが用いられていたが、真空度が高い(低い)ということは低い(高い)圧力を意味しており、真空度の高低と圧力の高低とは互いに逆である。このため最近では混乱を招くものとしてあまり用いられなくなった。しかし、真空を多くの段階に分けたときの名称には、古い習慣が残っていて、低真空、高真空といったことばがそのまま使われている。ほとんどの場合、外気圧は1気圧(760 Torr $\approx 10^5$ Pa)であるから、これ以下の圧力は広い意味では真空である。圧力の範囲によってそれぞれ表に示すような名称がある。表に示したそれぞれの

真空の名称とその圧力範囲

低真空	10^5 Pa $\sim 10^2$ Pa (760 Torr \sim 1 Torr)
中真空	10^2 Pa $\sim 10^{-1}$ Pa (1 Torr $\sim 10^{-3}$ Torr)
高真空	10^{-1} Pa $\sim 10^{-5}$ Pa (10^{-3} Torr $\sim 10^{-7}$ Torr)
超高真空	10^{-5} Pa \sim (10^{-7} Torr \sim)
極高真空	10^{-9} Pa \sim (10^{-11} Torr \sim)

圧力領域は単に便宜上の区分ではなく、技術的、物理的にもそれぞれの意義と特徴を有する区分が少なくない。それぞれの圧力範囲を真空技術上の立場から特徴を付記すると、以下のようなものである。(1) 低真空：大気圧との間に圧力差のあることが、この圧力領域の唯一の特徴である。気体の性質などは大気圧の状態と本質的には変わらない。(2) 中真空：流体としての空気が大気圧に比べて無視できる程度の圧力状態。しかし、気体を微視的立場から分子の集合と考えれば、十分な真空とはいえな圧力範囲。(3) 高真空：極端に巨大な装置(たとえば宇宙空間擬似装置)を除いてほとんどの真空装置で分子条件が成り立つ圧力範囲。すなわち微視的立場から見ても十分低い圧力の範囲。気体は希薄気体としての特徴的な性質をいろいろ示ようになる。(4) 超高真空：高真空領域では気相において気体分子が十分に少ないといえるが、容器表面にはなお多くの気体分子が吸着されている状態といえる。超高真空の圧力領域では、容器表面上の気体分子も含めて、気体分子の存在を無視できる状態に一步進んだ状態といえる。たとえば固体表面に入射する分子がすべて表面に付着するような条件の下でも、表面に気体分子が一分子層蓄積されるのに数十秒ないし数時間を要するのがこの圧力範囲である。(5) 極高真空：超高真空よりさらに完全な真空に迫るものである

が、質的な差はあまりない。しかし、技術的には極高真空の実現、圧力計測、ともに開発途上にあるものとして特殊な圧力領域である。

[2] 場の量子論における真空は、ある特別な基礎状態ベクトルを意味するが、その正確な定義はデリケートな問題を含んでいる。自由場の量子論においては、真空は粒子の総個数演算子の固有値0の固有状態として、あるいはいかなる消滅演算子を作用させても常に0になるような状態ベクトルとして、明確に定義される。これを特に自由真空という。自由真空はまた自由場のハミルトニアンのもので最低エネルギー固有状態としても特徴づけられる。相互作用がはいると、相対論的な場の量子論では自由真空はその意義を失う。なぜなら、自由真空は相互作用ハミルトニアンのもので最低エネルギー固有状態ではないので、粒子の仮想的生成消滅すなわち真空偏極が起り、もはや定常状態ではありえないからである。実際、自由真空を基礎としたフォック空間では、状態ベクトルを記述できない(\Rightarrow ハーゲ-カストラーの定理)。相互作用表示では、この困難を断然仮説によって形式的に回避している。ハイゼンベルク表示では、自由場と相互作用を分離しないので、真空偏極の問題は存在しない。しかし、個数演算子や消滅演算子が定義できないので、真空|0>を次の性質をもつ状態ベクトルとして抽象的に定義する。(1) 全ハミルトニアンの最低エネルギー固有状態である。(2) 並進およびローレンツ変換に對し不変である。(3) 規格化可能である(<0|0>=1)。この|0>を特に真の真空とよぶことがある。真の真空は、一般的に一意のかどうか不明なので、一意性を要請する立場と、積極的に一意でないとして縮退した真空を考える立場とがある。漸近的完全性(\Rightarrow 漸近場)を仮定する場合には、漸近状態の真空でもって真の真空を定義できる。なお、系の実効ポテンシャルの基底状態のことを真空とよぶ人もあるが、これは必ずしもすでに述べた場の量子論的な真空とは同義ではない。

真空アーク [英 vacuum arc, 独 Vakuumbogen, 仏 arc au vide, 露 дуга в вакууме] \Rightarrow アーク放電

真空管 [英 vacuum tube, 独 Vakuumröhre, 仏 tube à vide, 露 вакуумная лампа] \Rightarrow 電子管

真空管電圧計 [英 vacuum tube voltmeter, 独 Röhren-voltmeter, 仏 voltmètre électronique, 露 ламповый вольтметр] 電子管回路の入力抵抗が大きいためを利用して、測定回路に影響を与えずに直流および交流の電圧を測定できる測定器。図1のように直流電圧を測定するときは、増

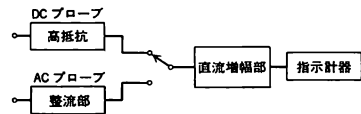


図 1

幅部の前に高抵抗を介し、交流電圧の測定には整流部を設ける。どちらも導線のインダクタンスや浮遊容量の影響を小さくするため、増幅部の前の部分をプローブの形にする。交流測定用の整流には尖頭値整流式、プレート検波式、平均値整流式の3つの方法があるが、尖頭値整流が最もよ

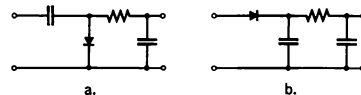


図 2

く使われている。この基本的な接続は図2のように2通りがあるが、重畳した直流分を除くことができる図aの方法が多い。増幅部には直接結合の差動増幅器かチョッパー増幅回路が用いられる。交流測定では20 Hz から1000 MHzまでの周波数範囲で使用できる。最近では電子管の代りにトランジスタやダイオードなどの半導体を使うことが多く、それらは電子電圧計とよばれる。

真空管電位計 [英 vacuum tube electrometer, 独 Röhrenelektrometer, 仏 électromètre à tube, 露 ламповый электрометр] 静電気の実験で直流電位を測定するのに用いられる電子管式の電位計。真空管電圧計と同じで、入力抵抗の非常に大きい増幅回路で直流電圧を測定するが、特にグリッド電流の小さい構造の電子管が使用されていて測定のために電流を消費しないように注意が払われている。グリッド電流は 10^{-15} A ぐらいまでに抑えられている。

真空期待値 [英 vacuum expectation value, 独 Vakuum Erwartungswert, 仏 valeur moyenne dans le vide, 露 вакуумное среднее] 真空状態についてとった物理量の期待値をいう。場の量子論では場の演算子の積の真空期待値がよく出てくる。単純積のときがワイトマン関数、左から右へ時間の大ききの順に場の演算子を並べると因果的グリーン関数になる。また、場の演算子の多重交換関係に時間の順序を表す階段関数の積をかけて真空期待値をとると、遅延性ないし先発型のグリーン関数ができる。最も簡単な中性スカラー自由場の二点関数を例示すると

ワイトマン関数:

$$\langle 0|\phi(x)\phi(y)|0\rangle = -\frac{1}{(2\pi)^4} \int e^{ik(x-y)} \delta(k^0) \delta(k^2+m^2) d^4k$$

因果的グリーン関数:

$$\begin{aligned} \langle 0|T(\phi(x)\phi(y))|0\rangle &= \theta(x^0-y^0) \langle 0|\phi(x)\phi(y)|0\rangle \\ &\quad + \theta(y^0-x^0) \langle 0|\phi(x)\phi(y)|0\rangle \\ &= \frac{i}{(2\pi)^4} \int e^{ik(x-y)} \frac{1}{m^2+k^2-i\epsilon} d^4k \end{aligned}$$

遅延型(先発型)グリーン関数:

$$\langle 0|\theta(\pm x^0 \mp y^0) [\phi(x), \phi(y)]|0\rangle = \pm \frac{i}{(2\pi)^4} \int e^{ik(x-y)} \frac{1}{m^2+k^2 \mp i\epsilon} d^4k$$

となる。これらの式で $k(x-y)$ はミンコフスキー内積、 $\theta(x^0)$ は $x^0 < 0$ で0、 $x^0 > 0$ で1となる階段関数を表し、 ϵ は正の小さい数である。ハイゼンベルク場で物理的真空による期待値のときも、並進不変性のため二点関数は差 $x-y$ の関数となり積分表示をもつ(→レーマン表示)。

ワイトマン関数以外は超関数と不連続な θ 関数の積であるので、正しく定義するには、たとえば、 θ を滑らかな関数でならさねばならない。事実、摂動論では主として因果的グリーン関数が登場するが、いわゆる紫外発散はこの種の積に関係している。ワイトマン関数は公理論的場の理論の主役で、その他の関数は摂動論、LSZ形式、分散公式、S行列理論などで活躍する。なお、物理的真空による期待値を自由場の真空による期待値で書き表したのが、ゲルマン-ローの関係式である。

真空計 [英 vacuum gauge, 独 Vakuummeter, 仏 manomètre à vide, 露 вакуумметр] 外気圧よりも低い気体の圧力を測定する圧力計。圧力の範囲によっていろいろな測定の方法があり、種類も多い。また、混合気体の場合、

単に圧力(全圧)だけではなく、各成分気体の分圧を測ることも重要である。このような立場から、真空計は次のような、全圧だけを測る全圧計と成分気体の分圧を測る分圧計とに分類することができる。

I. 全圧計: 直接、圧力(単位面積当りの法線方向の力)を力学的に測定する形式のものほかに、圧力によって変化するほかの物理量を測定して、間接的に圧力を求める形式のものもある。分類すると次のようになる。(1) 全圧を直接測るものには、液柱圧力計(水銀圧力計など)や、隔膜真空計などがある。(2) 気体の圧力を物理的処理によって増幅して測るものにはマクラウド・ゲージなどがある。(3) ラジオメーター力を利用したものにはクヌーセン・ゲージがある。(4) 圧力によって変化するほかの物理量を測定することによって間接的に圧力を測るものには熱伝導真空計(サーミスターゲージ、熱電対真空計、ピラニ・ゲージなど)、粘性真空計などがある。(5) 気体分子密度を測定するものには、各種の電離真空計がある。(6) そのほかの原理によるものには、ガイスラー管、空間電荷真空計などがある。以上(1)~(6)に列挙した各種の真空計がすべて厳密な意味で全圧計とはいえない。厳密に全圧計といえるのは(1)および(3)のみで、ほかの真空計は気体の種類によって感度が異なるために、それぞれの成分気体の分圧に重みを掛けたりえて加算したものを圧力(全圧)として測定していると理解すべきである。また、気体分子密度から間接的に圧力を測定する形式のものは、 $p=nkT$ (p は圧力、 n は分子密度、 T は絶対温度、 k はボルツマン定数)の関係によるものであり、気体の温度が一定(=常温)であることを前提としている。表に各全圧計の測定可能な圧力範囲を示す。

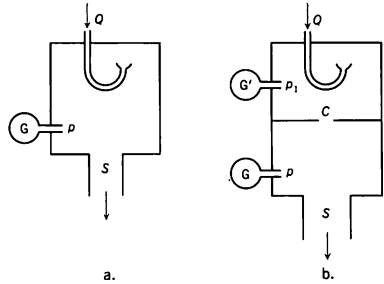
全圧計の種類と測定可能な圧力範囲	
真空計	圧力 [Pa]
	10^4 10^2 1 10^{-2} 10^{-4} 10^{-6} 10^{-8}
液柱圧力計	
隔膜圧力計	高圧用:
	低圧用:
マクラウド・ゲージ	
クヌーセン・ゲージ	
熱伝導真空計	
シュルツ・ゲージ	
三極管型電離真空計	
ベアード-アルバート・ゲージ	

II. 分圧計: 真空領域における分圧計にはもっぱら質量分析計が用いられている。したがって動作圧力範囲は、 10^{-2} Pa (10^{-4} Torr) 以下の高真空および超高真空領域である。しかし分圧測定には、質量分析に用いられるような高分解能の質量分析計は、一般には必要ではない。分圧計として必要な機能としては、容易に操作できること、操作圧力範囲が広いこと、分圧計自身からの放出ガス、特にイオン源からの放出ガスが少なこと、などである。分解能もそれほど高い必要はなく、弁別できる最大質量数でいえば、簡単なもので1~30、本格的なものでも1~200程度で十分である。特殊なものとしては分解能3000以上で、同一の質量数を有する異種のイオン(たとえば CO^+ と N_2^+)を弁別できるものもあるが、限られた分野でしか使用されていない。

真空計の感度 [英 sensitivity of a vacuum gauge, 仏 sensibilité de manomètre, 露 чувствительность вакуумметра] 真空領域の圧力を測る真空計において、圧力が単位量変化したときの出力の変化を真空計の感度という。この場合被測定量の圧力と出力とは比例関係にあることを想定している。真空計の種類によっては圧力と出力とが比例関係にない場合もあるが、このような真空計では感度という語はあまり用いられていない。真空計のなかで最も代表的なものは熱陰極電離真空計(以下電離真空計という)であるが、この場合は圧力と出力の比例性がよく、上述のような感度が定義できる。単に真空計の感度という場合には、電離真空計の感度をさすことが多い。電離真空計の場合、出力のイオン電流 I_i は電子電流 I_e と圧力 p の積に比例するので、このときの比例係数 S を感度とよぶ。すなわち $I_i = S I_e p$ である。したがって S は $[W]^{-1}$ の単位である。 S は気体の種類、電離真空計の幾何学的形状、動作条件などによって異なるが、窒素に対してはおおよそ $0.05 \sim 0.2 \text{ Pa}^{-1}$ 程度の値である。また、気体の種類による感度の違いは、電離真空計の形状などにはほとんど関係なくほぼ一定の比率となっており、特定の気体の感度を1としたときの相対値で感度を表すと便利である。これを比感度係数という。わが国では窒素ガスの感度を1として、比感度係数を定義してある。比感度係数は、ヘリウム、水素、酸素、アルゴンに対して、それぞれおおよそ 0.2, 0.4, 0.8, 1.4 である。

真空計の校正法 [英 calibration method of vacuum gauges, 仏 méthode de calibrage de manomètre, 露 метод калибровки вакуумметра] 真空計には、圧力を単位面積当りの力として直接測る形式のもの、圧力 p によって変化する物理量 x を測定することによって、間接的に圧力を測る形式のものがある。後者の場合、 p と x との関係が理論的に正しく導かれる場合には、 x を測定することによって直ちに p を知ることができるが、ほとんどの場合 p と x との間には複雑な物理現象が介在していて、実測によって p と x の関係を知る必要がある。これが真空計の校正である。校正を必要としない真空計、すなわち圧力を直接測定する形式のもの、および p と x との間関係を理論的に正しく導くことのできる形式のものを、絶対圧力計とよんでいる。真空計の校正には大別して3つの方法がある。第一の方法はすでに校正された真空計または絶対圧力真空計(たとえばマクラウド・ゲージ)と、校正しようとする真空計とを同一の圧力状態におき、 p と x の関係を得る方法で、わが国では主にこの方法によって真空計の校正が行われている。校正用の基準真空計としては、大気圧から 1300 Pa 用には水銀柱を用いるフォルタン気圧計、 $(2.6 \sim 1.3) \times 10^{-4} \text{ Pa}$ には副標準電離真空計を公的機関で校正されたものが利用できる。両者の間の圧力領域にはマクラウド・ゲージを、 10^{-5} Pa 以下には副標準電離真空計で値づけたベアード・アルバート・ゲージの感度が 10^{-7} Pa 台まで一定なことを利用する。比較校正に使う真空装置としては、 0.1 Pa 以下の圧力用には、導入ガスと排気との動的な平衡によって所定の圧力を選択、保持できるものを使う。基準真空計と校正される真空計が同一圧力となり、流れの効果による誤差が生じないような構造とし、真空計の取付け方法にも注意する必要がある。JIS Z-8750に詳細な説明がある。第二の方法は、校正用真空装置内に定常的な気体の流れをつくることによって、校正

室内の圧力を正確に制御する方法である。この方法は、校正しようとする圧力範囲で動作する標準真空計を必ずしも必要としないことが特長であるが、真空容器からのガス放出などが無視できない場合、誤差が大きくなる。すなわち、図aにおいて既知の排気速度 S の真空ポンプで排気



されている真空容器に、一定の割合 Q で気体をリークさせると、容器内の圧力 p は Q/S で与えられる。この場合 Q の決定を正確に行うことが問題であるが、既知のコンダクタンス C ($\ll S$) を用いて図bのようにすれば、予備校正室内の圧力 p_1 (p に比べはるかに高いので容易に測れるものとする)より、 Q を直接測定することなしに p は

$$p = p_1 \frac{C}{C+S}$$

で与えられる。第三の方法は、一定量の気体を一定容積の真空容器内に膨張させることにより、任意の圧力の空間を実現し、校正に用いるものであるが、容器からのガス放出や排気装置の到達圧力などが十分でない誤差が大きいため問題点となる。

真空コンデンサー [英 vacuum capacitor, 仏 capaciteur à vide, 露 вакуумный конденсатор] 真空中に電極を対向させた、比較的容量の小さい高耐圧のコンデンサーで、固定コンデンサーと可変コンデンサーとがある。耐電圧は空気中よりも真空中のほうが高いので、高電圧に耐えるコンデンサーをつくることができる。空気中に電極を対向させた空気コンデンサーでは、耐電圧は 1 mm 間隔で直流 1000 V 程度である。真空中ではグローが発生しないので真空中で同じ間隔で数倍～十数倍に耐電圧をあげることができる。真空コンデンサーはほとんどが高耐圧を必要とする高周波大電力用の無線通信機器などに使用されている。

真空紫外スペクトル [英 vacuum ultraviolet spectrum] 空気の吸収が強い 200 nm 以下約 0.2 nm までの波長領域の分光には分光器を真空にする必要がある。この波長領域に現れるスペクトルを真空紫外スペクトルまたは VUV スペクトルという。真空紫外分光では一般に凹面回折格子真空分光器を用いる。反射率の関係で、約 30 nm 以上の波長領域では回折格子にほぼ垂直に入射させる直入射型分光器が、それ以下の波長領域では回折格子の面にすれすれに光を入射させる斜入射型分光器が用いられる。軟 X 線領域には高電離原子多価イオンの共鳴線、たとえば $\text{NeX } 1s^2 1S_0 - 1s2p^1 P_1$ の 1.345 nm 線など高温プラズマの発光スペクトルが豊富に観測されるとともに、 Al の $L_{2,3}$ 固有 X 線 (18 nm)、 Be の K 線 (11.5 nm) などもある。多価イオンの真空紫外スペクトルは核融合プラズマの研究とともに太陽など天体の分光でも重要である。真空紫外線

域は6〜6000eVの広い光子エネルギー範囲にわたり、その領域に原子、分子は強い遷移をもつので、真空紫外スペクトルは光吸収、光電離および高励起状態などの研究に不可欠であり、上層大気、光化学の研究に重要である。真空紫外領域での発光および吸収分光の光源として、グロー放電、アーク、スパークからトカマク、レーザープラズマなどの超高温プラズマまで、またシンクロトロン放射など多種類のものが開発されている。

真空紫外線 [英 vacuum ultraviolet, 独 Vakuumultraviolett, 仏 ultraviolet à vide, 露 вакуумная ультрафиолетовая область] 波長が約0.2nmから約200nmの範囲の光。この領域の光は空気によって強く吸収されるので、その研究には光路を真空にしなければならない。このことからこの名称が用いられるようになった。真空紫外線は英語の頭文字をとってしばしばVUVとよばれる。真空紫外線に対して最も透明な物質であるLiFでも透過の限界が約105nmである。それで、約100nm以下の波長の光を極端紫外線または極紫外線ということがある。また、波長が約30nm以下の光は軟X線とよばれるが、極端紫外線と波長範囲が重なっていることから、略してXUVということも多い。こうした名称を定義する波長範囲は全く便宜的、歴史的なもので、明確に定められたものではない。VUV, XUVはまたそれぞれの波長領域をさす意味にも用いられている。どの物質に対しても垂直入射での反射率は波長とともに低下し、約30nm以下ではほとんど0となるので、軟X線に対しては反射面にすれすれに光を入射させる、いわゆる斜入射方式の光学系が用いられる。検出器にはサリチル酸ナトリウムと光電子増倍管を組合せたものがよく用いられるほか、窓なしの光電子増倍管、チャネルトリック、マルチチャネルプレート、電離箱、写真乾板(フィルム)などが用いられる。普通の写真乾板(フィルム)は乳剤中のゼラチンが真空紫外線を吸収するので、ゼラチンの極度に少ない特殊乾板またはフィルム(コダック社のSWR, SC-5など)を使用しなければならない。

真空蒸着 [英 vacuum evaporation, 独 Vakuumaufdampfung, 仏 évaporation dans le vide, 露 нанесение в вакууме] 真空中で物質を蒸発させ、これのある物質の表面(下地)上に吸着させて薄膜をつくることを真空蒸着といい、できた薄膜を蒸着膜とよんでいる。プラスチック製品の表面被膜、光学部品の反射膜や反射防止膜、電子部品や半導体集積回路を構成する薄膜など、数nm〜数μmの厚さの固体層形成に利用されている。蒸発した分子(原子)が下地に到達するためには、蒸発原子の平均自由行程が蒸発源と下地の距離より大きくおよそ 10^{-3} Paを必要とする。普通の残留ガス分子ではおよそ 10^{-3} Paでこの条件を満足する。しかしこの程度の真空では下地を清浄に保つことはできない。というのは残留ガスが壁に全部吸着すると仮定すると約0.1秒で表面に一原子層吸着することになるからである。そのため清浄表面での蒸着の実験をするには 10^{-8} Pa程度の超高真空を必要とする。下地を清浄化する方法は試料の加熱やアルゴンイオン衝撃と加熱の繰返しまたは物質によっては真空中へき開などの方法がある(⇒清浄表面)金属を蒸発させる方法はW, Mo, Taなどのらせん状フィラメント、板をボート状に加工したものの、アルミナやBeOのるつぽから蒸発させるなどの方法がある。

真空スイッチ [英 vacuum switch, 独 Vakuumschalter, 仏 interrupteur à vide, 露 вакуумный переключатель]

接点を 10^{-6} Torr程度の真空中に封入したスイッチで、真空中では電子とガスの衝突で生ずるイオンによる放電破壊がないため(⇒真空放電)、1mmの接点間隙で50kV程度の電圧の遮断ができる。

真空断熱 [英 thermal insulation by vacuum, 独 thermische Isolierung durch Vakuum, 仏 isolement thermique par vide, 露 вакуумная теплоизоляция] 二重壁容器の壁間を真空に保ち、気体の原子・分子による熱伝達を防いで、環境から内側容器へ、または内側容器から環境への熱の移行を断つ断熱法をいう。通常 10^{-5} Torr(1Torr=133.32Pa)程度の真空度で気体による熱伝達は十分小さくなる。真空断熱は家庭用魔法瓶から液化ガス用の大型低温容器まで、単独またはほかの断熱法と組合せて用いられる断熱法の基本である。

真空度 [英 degree of vacuum, 独 Güte des Vakuums, 仏 degré du vide, 露 степень разрежения] ⇒ 真空

真空熱処理 [英 vacuum heat treatment, 仏 traitement thermique dans le vide, 露 термообработка в вакууме] 金属および合金の加工工程における焼入れ、焼もどしなどの熱処理を真空中で行うこと。金属の素材は鍛造、圧延、線引などの工程によって板材、棒材と線材に加工され、さらに切削、プレス、研摩などの処理を加え製品化するが、これらの工程中には、焼入れ、焼もどし、焼ましのような熱処理が含まれる。これを真空中で行うことにより、酸化防止だけでなく、表面にある不要な元素や化合物の除去、および不純物の侵入防止が同時にでき、製品の特性向上と工程の簡略化がはかれる。合金中に含まれるガスの脱気、表面酸化層や潤滑剤などの表面の汚れの除去、表面光沢の維持、炭化や窒化などの防止にも有効である。真空熱処理炉の形式としては、高周波誘導式、内部加熱外部加熱方式などがある。

真空熱電対 [英 vacuum thermocouple, 独 Vakuumthermoelement, 仏 thermocouple à vide, 露 вакуумная термопара] 放射熱検出用の熱電対。フィラメント状につくられた測温接点上に、小さな金属箔で受光面を形成し、放射を透過する窓をもつ真空容器内に封入して、放射に対する感度と、応答性を高めたものである。熱電対には、熱起電力が大きい金属または半導体を用いられ、受光面は、応答性をよくするために小さく作られている(一般のものは受光面の大きさ $0.2 \times 2 \text{ mm}^2$, 時定数30ms程度)。この検出器は、分光測定などに広く利用されており、放射測定は、ライトチョッパーなどで光を交流信号に変換した状態で検出器に入射して行う。このほかに、熱電流計の熱線の温度上昇の測定に使われる熱電計で、真空容器に納められたものも真空熱電対とよばれる。

真空の透磁率 [英 permeability of vacuum, 独 Permeabilität des Vakuums, 仏 perméabilité du vide, 露 магнитная проницаемость вакуума] 真空中に間隔 r をおいて平行に置かれた、無限に細く、無限に長い2本の直線導体に、それぞれ電流 I_1 と I_2 が流れているとき、これらの導体に働く単位長さあたりの力の大きさ f は

$$f = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r}$$

で与えられる。この式の比例定数 μ_0 が真空の透磁率で

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N} \cdot \text{A}^{-2}$$

と定義されている。その結果、 $r=1 \text{ m}$, $I_1=I_2$ のとき $f=2 \times 10^{-7} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ となるような電流が1アンペアということ

になる。これは国際単位系(SI)の電流の単位の定義である。電磁単位系では、真空の透磁率を1と定義する(⇒アンペア)。

真空の誘電率 [英 permittivity of vacuum, 独 Dielektrizitätskonstante des Vakuums, 仏 permittivité du vide, 露 диэлектрическая проницаемость вакуума] 真空中に距離 r が離れて2つの点電荷 q_1, q_2 を置いたときに、クーロンの法則によりこれらの電荷には

$$f = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

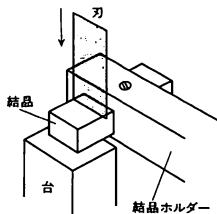
の大きさの力が働く。この ϵ_0 を真空の誘電率という。その値は、真空中の光速 c , 真空の透磁率 μ_0 を使って

$$\epsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2} \approx 8.854 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \cdot \text{N}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$$

と表される。静電単位系では真空の誘電率を1と定義している。

真空分光器 [英 vacuum spectroscopy, 独 Vakuum-spektroskop, 仏 spectroscopie à vide, 露 вакуумный спектроскоп] 分光器の容器を排気して光路を真空にできるようにした真空紫外線の分光器。約200nmより短波長の光(真空紫外線)は空気中の O_2 分子で吸収されてしまうので、この領域のスペクトルの研究には真空分光器が必要である。遠赤外分光器でも、大気中の H_2O や CO_2 の吸収を避けるために容器を真空にするが、一般に真空分光器とはよくない。真空紫外線に対しては、透明な光学材料がほとんどなく(最も透明な LiF の結晶でも105nmで不透明となる)、種々の物質の反射率も低いため、真空分光器ではそれ自身で結像特性をもつ凹面回折格子を用いるのが通例である。測定波長領域が30nm以上なら回折格子への入射角が十数度以下の直入射型かそれに近い型の真空分光器を、測定波長領域が30nm以下なら入射角が八十数度の斜入射型真空分光器を用いる。写真測定用のものを真空分光写真器、光電測定用のものを真空モノクロメーターや真空分光計という。

真空へき開 [英 vacuum cleavage, 独 Vakuumspaltung] NaCl の結晶面に刃を押し当てて、木づちでたたくと容易にへき開できる。こうしたへき開を、真空中で行うことを真空へき開とよぶ。 NaCl や LiF などのハロゲン化アルカリや MgO , NiO などの金属酸化物の岩塩型結晶は(100)面, Si , Ge のダイヤモンド型結晶は(111)面, GaAs , InSb , ZnS などのセン亜鉛鉱型結晶は(110)面で容易にへき開する。固体表面の研究においては清浄表面をつくる必要があるが、超高真空中でへき開性のある単結晶をへき開すれば、清浄な表面を得ることができる。へき開方法は図に示したように結晶を台に乗せ、刃を強く押すか衝撃を与えるかする。何回も結晶をへき開できるようにした多重へき開装置もある。へき開面は加熱処理などをつくる清浄表面と異なる表面構造を示す場合がある。たとえ



ば, Si (111)面の真空へき開面の低速電子線回折像は 2×1 構造(⇒低速電子線回折)であるのに、加熱して得た清浄表面は 7×7 構造である。この場合、真空へき開面は準安定状態にある。

真空ベクトル [英 vacuum vector, 独 Vakuumvektor, 仏 vecteur vide, 露 вакуумный вектор] 粒子が全く存在しない状態を表すヒルベルト空間の単位ベクトルをいう。粒子の種類(ボソン, フェルミオンなど)と自由度(スピン, 運動量など)をまとめてした指標を λ と記し, a_λ を粒子の消滅演算子とすると, 真空ベクトル ψ_0 は, すべての λ に対して $a_\lambda \psi_0 = 0$ を満たすベクトルと定義される。たとえば, 量子力学において, 質量 m , 角振動数 ω の調和振動子の消滅演算子は二乗可積分な関数の空間 $L^2(\mathbf{R})$ 上で $a = (m\omega x + \hbar d/dx) / \sqrt{2m\hbar\omega}$ なる演算子で表現できるので, 真空ベクトル(基底状態の固有ベクトル)は

$$\psi_0(x) = \left(\frac{m\omega}{\pi\hbar}\right)^{1/4} \exp\left(-\frac{m\omega x^2}{2\hbar}\right)$$

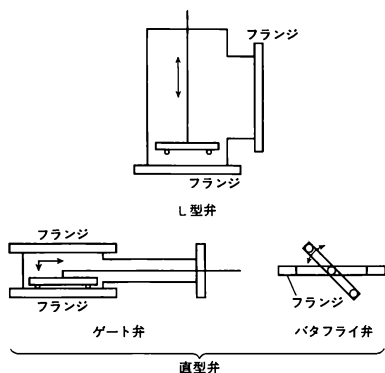
となる。また, 反交換関係 $(a, a^*) = 1$ の最も簡単な表現は, $a = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$ と $a^* = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ で, 真空ベクトルは列ベク

トル $\psi_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ である。この表現はスピン 1/2 の粒子や二準位系を記述するのに用いられる。

粒子の間に相互作用のある場合には上の定義は適当でない。ハミルトニアンは系のエネルギー演算子であって, その最低固有状態を真空ベクトルとよぶ。自由粒子の系では, この定義は上のものと一致する。相互作用を含めた系の真空を物理的真空とよぶことがある。ハミルトニアン of 最低固有状態に縮退があり, したがって, 真空ベクトルが一意に決まらなければ自発的対称性の破れを引き起す。

場の量子論では, 場は無限に多くの自由度をもっている。相互作用のある系の真空ベクトルの存在と一意性を確定することは難しい。公理論の場の理論では, 真空ベクトルは時空の並進およびローレンツ変換に対して不変なベクトルと規定され, そのような状態ベクトルの存在と一意性は要請される。また, 真空は巡回ベクトルであることが要求される。すなわち, 物理的状態を表すヒルベルト空間は真空に場の演算子の多項式を施して得られるベクトルで張られるものとする。

真空弁 [英 vacuum valve, 独 Vakuumventil, 仏 soupape à vide, 露 вакуумный клапан] 真空装置において真空に直接関係する部分に用いられ, 気体の流れを遮断あるいは制御を行う弁の口。機能的には一般流体用の弁と全く同じである。弁の入口, 出口で流れが直角に曲げられる L 型弁, 流れが変わらない直型弁などがある(図参照)。真空弁がほかの一般流体用の弁と異なる点は, 弁本体からの許容漏れ, および弁を閉めた状態での許容漏れに関与してきいことと, 弁内部の構成材からのガス放出量がい小さいことである。また, 弁開放時のコンダクタンスが大いことも, 真空弁の性能としては重要なことである。直型弁の一種, ゲート弁では開口部が完全に開く。真空弁はその性能上, 次のように高真空弁と超高真空弁とに分類することができる。(1) 高真空弁: 大気圧からおよそ 10^{-8} Pa までの圧力領域で使用されるもので, 真空シールや外部からの運動導入部にはほとんどネオプレン, バイトン A などのエラストマーが用いられ, 潤滑剤として真空グリースが用いられる。このため弁の開閉過程で多少の気体が一時的に



漏れることは避けられない。弁体の移動機構に金属ベローズを用い、大気との遮断を完全にした型式のものを、特にバックレス弁とよぶことがある。(2) 超高真空弁： 10^{-4} Pa 以下の圧力範囲でも使用可能なもので、原則として真空中に直する部分はすべて金属で加熱脱ガスが可能であるもの。例外的にテフロン、ポリイミドなどの耐高温性の有機剤が採用されることもある。弁体の移動機構にはすべて金属ベローズが採用され、シール材として金、銅、アルミニウムなどの金属ガスケットが用いられる。(1)、(2)のほかに特殊な真空弁として、真空装置内への気体の導入を精密に制御するための可変リーク弁がある。

真空偏極 [英 vacuum polarization, 独 Vakuumpolarisation, 仏 polarisation du vide, 露 поляризация вакуума] 荷電粒子の存在による真空の偏極。電子と光子系を記述する量子電磁気学では、不確定性原理 $\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$ により真空中でも仮想的に電子・陽電子対と光子が発生したり、消滅したりしている(量子力学的ゆらぎという)。この発生している時間は不確定性原理により $\hbar/2mc^2 = 10^{-21}$ s 程度で非常に短い。しかし荷電粒子をこの真空中にもっていくと、仮想的に発生する電子・陽電子対と相互作用があるため、ちょうど物体内に電荷を入れたときに物体の電気的偏極が起きるのと同じく、真空のこのゆらぎが変化をうける。これを真空偏極という。この効果は物体内の電荷が見かけ上変わったように、真空の偏極では荷電粒子の見かけの電荷が変わる。量子電磁気学ではこの変化は無限大となり、場の理論の困難とされていた。物体内にある真の電気量を調べるには物体に適当な穴をあけて電束密度 D を測定すればよいことが電磁気学で示されている。ところがゆらぎをもっている真空は常に存在しており、穴をあけてゆらぎのない場所をつくることはできない。朝永振一郎と J. S. Schwinger はこの真空の偏極で生じた見かけの電気量を観測される本当の電気量として(無限大は多分将来の理論で有限になるとして)理論をくみかえるいわゆるくりこみ理論を提出し、この無限大は解決しなくても、矛盾のない、実験をよく説明しうる理論体系を組立てた。

荷電粒子の電気量を測るには、その電荷のつくる電場(真空偏極を含めた)に電子を入射させて散乱させ、小さな角度への散乱の割合から求める。散乱角が大きいくところでは(すなわち荷電粒子の近くを通り大きく散乱された電子は)真空偏極の複雑な効果、Uehling 項が重要になる。

真空放電 [英 vacuum discharge, 独 Vakuumentladung, 仏 décharge en vide, 露 вакуумный разряд] 気体

の圧力が数 Torr 程度(1 Torr=133.3 Pa)の気体放電を真空放電とよぶこともあるが、通常は電離衝突の平均自由行程が電極間距離より長く、放電空間での気体の電離が放電に寄与しないような高真空中での放電のことをいう。この場合でも、加速された電子の衝撃によって、陽極材質そのもの、吸蔵ガス、あるいは付着していたダストがイオン化して放出されると、これらが陰極を衝撃して二次電子を放出するという機構によって放電が可能である。したがって放電開始電圧は、電極材料、表面処理のしかた、吸蔵物や吸蔵ガス量によって大きく変わる。電極材質を積極的に蒸発、電離させて、生成されたプラズマやイオンの発光を利用しようとするのが真空アークや真空スパーク(⇒スパーク光源)である。また、真空は良い絶縁体であることから、レーザー照射や第三電極の放電によって放電を誘起させ、高電圧、大電流のスイッチとして用いる真空スイッチも応用例の1つである。

真空ポンプ [英 vacuum pump, 独 Vakuumpumpe, 仏 pompe à vide, 露 вакуумный насос] 気体分子を特定の空間(たとえば気密性容器内)から除く機能をもつものを、広い意味で真空ポンプという。気体分子を除去するには、大別して次のような2通りの方法がある。第一の方法は気体分子を特定の空間の外に運び去るものである。第二の方法は特殊な固体表面を用いてそこに分子を捕獲することによって、気相から気体分子を除去くものである。第一の方法による真空ポンプを移送式ポンプとよび、移送式ポンプはさらに容積移送式ポンプと運動量輸送式ポンプに分けられる。第二の方法による真空ポンプをため込み式ポンプとよぶ。移送式ポンプは、機能的には一般の流体輸送用のポンプと類似しており、歴史の古いポンプはほとんどこれに属する。油回転ポンプ、拡散ポンプ、ターボ分子ポンプなどは移送式ポンプであり、これらのうち油回転ポンプは容積移送式ポンプ、拡散ポンプ、ターボ分子ポンプは運動量輸送式ポンプである。ため込み式ポンプは機能的には古くから真空技術で用いられてきたトラップと類似しており、見方によってこれは各種の真空用トラップもため込み式ポンプといえる。スパッタイオンポンプ、ゲッターポンプ、クライオポンプなどがため込み式ポンプに属する。移送式ポンプは真空容器の内部などの特定空間より気体分子を外部に排出する形式なので、運転を続けることによって限りなく気体を排出できる。しかし動作時は必ず外界に対して開いた状態となっており、ポンプを停止する際はバルブなどによって真空容器などと外界との遮断を行う必要がある。したがって故障などで不意にポンプが停止すると外界から気体が侵入するという欠点がある。これに対してため込み式ポンプは運転時間に限りがあり、そのつど再生などの作業を要するが、動作時には外界とはまったく遮断されており、ポンプを停止させても外界からの気体の侵入はまったくない。

移送式ポンプは気体を移送する機構によって次のように分類される。(1) 容積移送式ポンプ：限られた空間に気体を閉じ込め、機械的にその空間に膨張、移動、収縮などの変化を与えることによって、気体の吸入、移送、排出を行うもの(各種のピストン式ポンプ、油回転ポンプ、ルーツポンプなど)。(2) 運動量輸送式ポンプ：気体分子に運動量を一定の方向に与えることによって、気体を輸送するもの。運動量を与える方式によって、機械式(分子ドラッグポンプ、ターボ分子ポンプなど)と流体作動式(拡散ポン

ブ、エジェクターポンプなど)に分類される。

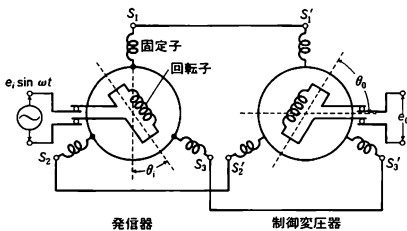
ため込み式ポンプは気体分子を表面で捕獲する機構によって次のように分類される。(1) 収着ポンプ：表面における収着現象によって分子を捕獲するもの(ソープションポンプ、クライオソープションポンプなど)。(2) ゲッターポンプ：表面における化学吸着(ゲッター作用)によって分子を捕獲するもの(ゲッターポンプ、サブリメーションポンプ、バルクゲッターなど)。(3) ゲッターイオンポンプ：電場、磁場などの利用によって、気体分子を励起または電離することによって効率を高め性能の向上を計ったゲッターポンプ(スパッタイオンポンプ、オービトロンポンプ、蒸着イオンポンプなど)。(4) クライオポンプ：低温表面における気体の凝縮によるもの。

なお以上の分類は画一的なものではない。多くの排気機構を組合せてあるものも多く、別の分類法もある。(たとえばクライオソープションポンプとクライオポンプを総称してクライオゼニックポンプとよぶことがある)。主なポンプについて、到達圧力、最大動作圧力(大気圧以下の場合)、得られる排気速度のおおよその範囲を表に示す。

主な真空ポンプの性能

ポンプの種類	到達圧力 [Pa]	最大動作 圧力[Pa]	排気速度 [m ³ ・s ⁻¹]
油回転ポンプ	~4×10 ⁻¹	~10 ⁵	0.001~0.1
ルーツポンプ	~1×10 ⁻¹	~10 ³	0.01~1
油拡散ポンプ	~1×10 ⁻⁵	~1×10 ⁻¹	0.05~50
ターボ分子ポンプ	~1×10 ⁻⁷	~1×10	0.05~5
スパッタイオンポンプ	10 ⁻⁸ 以下	~7×10 ⁻³	0.01~1
クライオポンプ	10 ⁻⁸ 以下	~10 ⁵	極めて大

シンクロ [英仏 synchro, 独 Synchro, 露 сельсин] サーク機構の一種で、通常三相巻線の固定子と単相巻線の回転子とからできている。セルシン、オートシン、ディールシンともよばれ、電気的な歯車として用いるほか偏位検出機器としても広く利用されている(図参照)。固定子は三相誘導モーターのように相互に120°ずつ位相のずれた三



巻線から成り、回転子はその巻線による磁束が正弦波状になるようにつくられる。スリップリングを介して電流の入出力が行われる。このモーターの変量としては、(1) 回転子の巻線電圧、(2) 回転子の回転角位相、(3) 固定子巻線の電圧、がある。通常(1)を与えて(2)を入力量、(3)を出力量とするのがシンクロ発信機で、(1)を与えて(3)を入力、(2)を出力とするのがシンクロ受信機である。この組合せでシンクロを使うことにより、角度や位置を電気信号に変換し、遠方へ送ることができる。図の場合

$$e_0 \propto e_1 \sin(\theta_1 - \theta_0) \cdot \sin \omega t$$

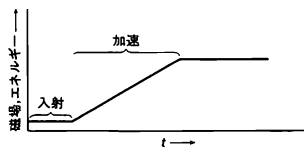
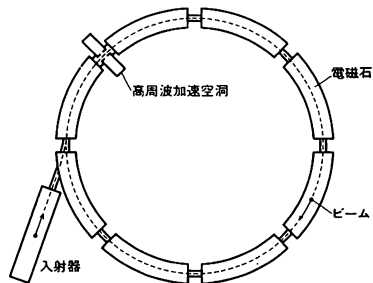
となり、±0.1°~±0.5°の精度が出せる。シンクロを使うことにより、相互に離れた回転機を同期させて回転させ

たり、遠方から機器の動作位置を測定したり、入力と出力の偏差を検出してフィードバック系に取込んだりすることが容易に行える。

シンクロサイクロトロン [英仏 synchrocyclotron, 独 Synchrozyklotron, 露 синхроциклотрон] E.O. Lawrence のサイクロトロンでは、陽子などの荷電粒子の速度が増して相対論的質量増加が現れると、粒子の円運動の等時性が保たれなくなって、それ以上(陽子で約20 MeV)加速ができない。この難点を V. Veksler, E. M. McMillan による位相安定性の原理により加速高周波の周波数変調で解決したものをシンクロサイクロトロンといい、FM サイクロトロンともよばれる。粒子の質量増加に対応して、加速高周波の周波数を下げていくと、粒子は高周波の位相安定性のまわりを位相振動しながら加速されていく(⇒位相安定性)。軸方向の集束は半径 r とともに変化する磁場 $B = B_0 r^{-n}$ ($n > 0$) によって行われるが、磁極を AVF 方式(⇒AVF サイクロトロン)に改造して、周波数変調の範囲を少なくしたものもある。周波数変調は、加速電極(⇒デイー)を含む共振回路に回転コンデンサーや音叉をつけて機械的に行う。最も代表的なシンクロサイクロトロンのひとつは、1946年に完成したローレンス・バークレー研究所の188インチのシンクロサイクロトロンで、人工 π 中間子を最初につくった。このシンクロサイクロトロンは、その後1957年に増強され、36~13 MHz で、陽子を740 MeV まで加速できる。しかしエネルギーを高くするには、非常に大きな磁石が必要となることと、加速された粒子は周波数変調の繰返しごとにしか取出せず、平均するとビーム強度が小さいことなどから、最近は新しく建設されていない。

シンクロスコープ [英仏 synchroscope, 独 Synchroskop, 露 синхроскоп] ⇒ オシロスコープ

シンクロトロン [英仏 synchrotron, 独 Synchrotron, 露 синхротрон] 円型加速器の方式で、電子、陽子、原子核イオンなどを円形軌道に保って加速する(図参照)。電磁石を軌道部分にのみリング状に配置し、軌道の一部におかれた高周波空洞が位相安定性の原理により荷電粒子を高エネルギーまで加速し、原理的にはエネルギーの上限はない。



運動量 p , 荷電 q の粒子は磁束密度 B の磁場の中で, 曲率半径 ρ の円形軌道を描き, ローレンツ力と遠心力のつり合いから $p=qB\rho$ となる。粒子が加速され運動量(またはエネルギー)の増大につれ磁束密度を高くし, 粒子を一定の軌道に保つ。したがって軌道部分にのみ電磁石を必要とする。加速には高周波の電場を用い, 加速周波数を軌道周波数の整数倍に選び, 高周波と粒子の位相関係を制御すれば, 少し異なった運動量をもつ粒子も失われることなくバンチを形成して加速される。いわゆる位相安定性の原理に基づくシンクロトロン加速が基礎になっている。現在 1GeV 以上の円型加速器はシンクロトロンで素粒子の研究などに用いられている。電磁石の可能な高精度の最小磁場には限度があるので, 線型加速器など入射器とよばれる加速器で, 粒子をある程度加速して入射する。また平衡軌道を回るような理想的な粒子の入射位置および角度からずれた粒子も失われずに加速するために, 電磁石に集束性をもたせ安定なベータトロン振動をさせることも必要である。そのためには水平方向, 垂直方向ともに一種類の電磁石で集束させる弱集束の原理に基づいたものと, 光学系で凸レンズと凹レンズとを組合せて集束性を得るように, 水平方向では集束, 垂直方向では発散する性質をもつ電磁石と, その逆の性質をもつ電磁石とを組合せて集束を得るという強集束の原理に基づいたものがある。電磁石の集束作用は, 粒子の運動量に逆比例して弱くなるので, 光学系でいう色収差のような効果ができる。これは普通クロマチシティという量で表され, その補正には六極電磁石が用いられる。シンクロトロンに用いられる電磁石としては, ビームの入射・取出しや, ビームを囲む真空壁の取付けなどに便利な C 型電磁石(C 字型の片側が開いている)が用いられることが多いが, 現在では電磁石の磁極の両側とも鉄で覆われた H 型電磁石も用いられるようになっていて, 最大磁場は 20kG 程度である。最近は超伝導電磁石で 50 kG 以上の磁場を発生させ, 1TeV 以上のものも建設されている。シンクロトロンは電子用の電子シンクロトロンと陽子およびイオンのような重い粒子の加速用の陽子シンクロトロンに大別される主な相違点は高周波加速である。前者では, 入射エネルギーで粒子速度がほぼ光速であるため, 粒子の回転周波数は加速とともにほとんど変わらないが, 後者では粒子が重いので, 入射エネルギーでは速度は速く回転周波数が加速とともに変化するため, 高周波電場の周波数を変調する必要がある。また電子シンクロトロンでは放射損失によりエネルギーを失うので, 電子のエネルギー増大以外にこの損失を補う加速電圧が必要となる。この放射損失はエネルギーの四乗に比例して増加するので, 大型の電子シンクロトロンでは莫大な高周波電力が必要となる。

シンクロトロン加速 [英 synchrotron acceleration, 独 Synchrotronbeschleunigung, 仏 accélération de synchrotron, 露 синхротронное ускорение] ⇒ シンクロトロン

シンクロトロン軌道放射 [英 synchrotron orbit radiation, 仏 radiation orbitale de synchrotron, 露 синхротронное орбитальное излучение] = シンクロトロン放射

シンクロトロン振動 [英 synchrotron oscillation, 独 Synchrotronschwingung, 仏 oscillation de synchrotron, 露 синхротронное колебание] ⇒ 位相安定性

シンクロトロン放射 [英 synchrotron radiation, 独

Synchrotronstrahlung, 仏 rayonnement synchrotron, 露 синхротронное излучение]

[1] 高エネルギーの電子が磁場の中を運動するとき, 曲率中心に向かう力を受けて発生する電磁波をシンクロトロン放射という。エネルギーの低い電子が磁場中で円運動するときに出す放射のことは, サイクロトロン放射ということがある。加速度をもつて運動する荷電粒子が電磁波を出す現象は理論的には古くから知られていることであるが, 1947 年に初めて電子シンクロトロンにおいて実際にこれが観測されたので, このような電磁波をシンクロトロン放射(SR と略称)と名づけた。また, 軌道放射光, シンクロトロン軌道放射ともよばれる。電子の速度が光速に比べて十分に小さいときは, 放射される光の強度分布は, ほぼ双極放射の式すなわち $\sin^2\theta$ 則によって与えられる(図 1a)。

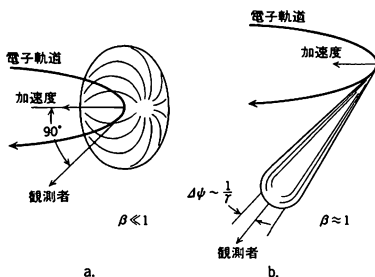


図 1

しかし, 電子が相対論的速度で運動するときには, いわゆる光行差のために光の進む方向が傾き, 光は電子の進行方向のまわりの狭い角度の範囲に分布して放射される(図 1b)。この角度の広がりは, およそ $\Delta\theta \sim 1/\gamma$ (γ は電子のエネルギーと静止エネルギーの比)である。図 1b において, 電子軌道の曲率半径が R のときには, 観測者は電子がおおよそ $\Delta S = R\Delta\phi$ だけ進む間に放射された光を見ることになる。したがって, シンクロトロン放射はパルス状の光として観測される。電子が ΔS だけ進む時間は $\Delta t \approx (R/c)/\gamma$ であるが, 電子が観測者に向かって進んでくることから生ずるドップラー効果が加わるので, 観測者の見る光のパルスはさらに短くなる。その大きさは $\Delta t \approx (R/c)/\gamma^3$ である。このようなパルス状の光に含まれるスペクトルは, 周波数の上限の目安がパルス幅の逆数 $\omega_c \sim 1/\Delta t = \gamma^3/(R/c)$ で与えられる連続スペクトルとなる。詳しい計算によると, 単位時間に単位波長当り放射されるシンクロトロン放射の強度は

$$I(\lambda, t) [\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}] = \frac{0.751(E[\text{GeV}])^2}{(R[\text{m}])^3} G(y), \quad y = \frac{\lambda_c}{\lambda}$$

で与えられる。ここで, λ_c は臨界波長とよばれ, $\lambda_c [\text{\AA}]$

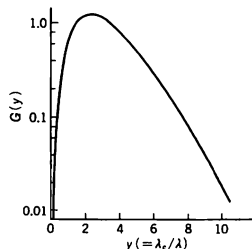


図 2

$=5.59R[m]/(E[\text{GeV}])^3$ で与えられる。また λ_c に対応するエネルギーを臨界エネルギーという。 $G(y)$ は第二種のベッセル関数を含む関数で、スペクトルの形を与えるものである(図2)。単位時間に放射される全放射エネルギーは

$$I(\nu)[\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}] = \frac{6.77(E[\text{GeV}])^4}{(R[\text{m}])^2}$$

で与えられ、電子が完全な円軌道を描くときには、電子が一周当りに失うエネルギーの量は

$$\Delta E[\text{keV}\cdot\text{turn}^{-1}] = 88.5 \frac{(E[\text{GeV}])^4}{R[\text{m}]}$$

となる。シンクロトロン放射が前方に鋭い指向性をもつことは前にみたとおりであるが、正確な角度分布は光の波長によって異なり、図3のように長波長になるにつれ幅が広

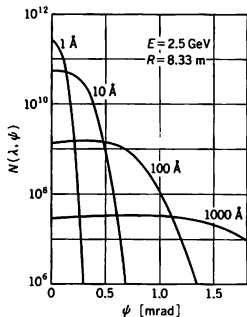


図3

くなる傾向にある。なお、分布をエネルギーで表す代りに、光子の数で表した方が便利なのが多いので、図3および図4では、縦軸は $N(\lambda, \psi)$ [photon/s·Å·rad·elec-

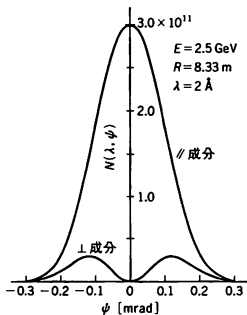


図4

tron]を表す。スペクトルが真空中に近い波長に対して角度の広がりが $\Delta\psi \approx 1/\gamma$ となる。シンクロトロン放射のもうひとつの特長は偏光特性である。電子の軌道面上($\psi = 0$)では直線偏光であり、軌道面から離れると楕円偏光となる。電気ベクトルが軌道面に平行および垂直な偏光成分の角度分布の例を示すと図4のようになる。物理現象としてのシンクロトロン放射には、銀河からの電波、プラズマからの放射などがあるが、電子シンクロトロンや貯蔵リングからのシンクロトロン放射は、実用上特に重要な意義をもっている。これらの電子加速器では、放射によって失われるエネルギーを補償しなければならないが、高エネルギーになると、必要な加速空間が巨大になる上、光によって加熱された真空箱の壁を冷却する必要が生ずる。他方では、電

子加速器からのシンクロトロン放射は、真空紫外からX線にわたる波長領域の強力な光源である。この領域では、特性X線や気体発光線による光源があるが、いずれも特定の波長に限られる上、これから生ずる連続スペクトルは強度はるかに低い。これに対して、シンクロトロン放射は、(1)高輝度の連続スペクトルをもつ、(2)指向性がよい、(3)偏光性がある、(4)パルス特性(1nsec以下)をもつ、(5)光源としての特性が計算できるので標準光源として使える、(6)貯蔵リングなどが超高真空中で動作しているので、完全に清浄な光源であるなど、従来の光源に比べ優れた特性をもっている。このため、シンクロトロン放射を取出すことを目的とした電子貯蔵リングが世界各地でつくられている。

[2] 天体物理では磁場制動放射ともいわれる。天体におけるシンクロトロン放射は、1950年、太陽電波、電波星や銀河系の電波(⇒銀河電波)の説明に初めて用いられた。以後に星雲のような超新星の残骸が、白鳥座Aのような電波銀河・3C273のようなクエーサーなどの強い電波や、場合によっては光やX線の説明に用いられて、大きな成果を収めてきた。シンクロトロン放射が熱的な放射と観測的に異なるのは、(1)周波数 ν (またはエネルギー)スペクトルが、べき型 $\nu^{-\alpha}$ (α は $-0.5 \sim 2.0$ 位の定数)またはこれの組合せであること、(2)大きな偏波(偏光)を示すことである。シンクロトロン放射の理論によれば、(1)は電波源にある高速の電子のエネルギー ϵ の分布が、べき型で $\epsilon^{-\gamma}$ 、 $\gamma = 2\alpha + 1$ に比例することを意味する。(2)は磁場の方向が偏波面に垂直で、電波源に大規模で一様な磁場の存在することを意味する。もし磁場のエネルギー密度と高速電子のエネルギー密度がほぼ等しいとすれば電波の明るさから、磁場(B)の強さや、電子のエネルギー密度(u)が求められる。多くの天体では $B \sim 10^{-4} \sim 10^{-6} \text{G}$ (ガウス)、 $\nu \sim 4 \times 10^{10} \sim 4 \times 10^{14} \text{erg}\cdot\text{cm}^{-3}$ がえられる。電子数密度が特に高く、磁場も強い場合には、シンクロトロン放射は、自己吸収を起し、周波数の低い部分で特徴的な $\nu^{2.5}$ の周波数スペクトルを示す。これは、活動的な銀河の中心部においてしばしば観測されている。また磁場はプラズマを伴っているので(⇒天体プラズマ)、そこを通過する電波はファデー効果を示すことが期待され、われわれの銀河系を始めとする銀河、多くの電波銀河・クエーサーで観測されている。

神経細胞 [英 nerve cell, 独 Nervenzelle, 仏 cellule nerveuse, 露 нервная клетка] 神経系を構成する機能単位は神経細胞で、ニューロンともよばれる。神経細胞は細胞体とそこから出る2種類の突起(樹状突起と軸索)とから成る。1個の細胞体は複数の樹状突起と1個の軸索をもち、それらは枝分れしている。神経細胞と筋細胞の接合部は終板とよばれ、神経細胞どうしの接合部をシナプスとよぶ。シナプスの広義の定義では、終板も含める。シナプスは細胞体や樹状突起上に分布する。軸索の末端は膨大しており、それをシナプス小頭という。その膜はシナプス前膜とよばれる。小頭に接する隣りの神経細胞の膜をシナプス下膜といい、シナプス下膜とその近傍の膜を含めてシナプス後膜という。シナプス前膜と下膜との間にはシナプス間隙(20~30 nm)がある。シナプス後膜には化学伝達物質の受容体が密集している。

神経細胞の興奮 [英 excitation of nerve cell, 仏 excitation de cellule nerveuse, 露 возбуждение нервной клет-

kin] 興奮性をもつ細胞膜を興奮性膜と総称するが、神経細胞や筋肉細胞はこの興奮性膜をもつ。膜の外と内との電位差を膜電位といい、興奮していない状態では内側が外側より数十 mV 電位が低い。これを静止電位という。膜電位が大きさが減少する変化を脱分極、増加する変化を過分極といい、神経細胞に化学伝達物質が作用すると、膜の内側電位が外側に対して上昇する(脱分極)。脱分極の電位がある一定値(脱分極しきい値)に達すると、膜電位は一過性の変化を短時間(1~2msec)に起す。その電位は活動電位とよばれる。活動電位の発生を神経細胞の興奮という。興奮は細胞体から出ている軸索を伝わる(伝導)。活動電位は棘状をしているので、スパイク電位ともよばれる。スパイクが軸索末端に到達すると、ほかの神経細胞との接合部(シナプス)の軸索末端側(シナプス前膜)から化学伝達物質(アセチルコリン、ノルアドレナリンなど)が放出され、隣接の神経細胞に作用して脱分極または過分極を起させる。その電位を後シナプス電位(PSP)といい、脱分極のときには EPSP (excitatory post synaptic potential)、過分極のときは IPSP (inhibitory PSP) という。後シナプス電位は活動電位より長い時間経過をとるで、短時間スパイクが連なって到着するときには、それらによって発生する PSP が重なりあう(時間加重)。また 1 個の神経細胞に複数個のシナプスがあるとき、それらのシナプスによって発生する PSP は重なりあう(空間加重)。

神経繊維 [英 nerve fiber, 独 Nervenfaser, 仏 fibre nerveuse, 露 нервное волокно] 神経細胞の突起で、興奮の伝導を行う。軸索のまわりをシュワン細胞が取巻いている。シュワン細胞が層状になっているものを髄鞘といい、電気抵抗が高い。髄鞘のところどころにあくびれをランビエ絞輪という。神経繊維には髄鞘のある有髄神経繊維と髄鞘のない無髄神経繊維がある。有髄神経繊維を興奮が伝導するときには、ランビエ絞輪とその隣のランビエ絞輪との間に電流が流れ、興奮はランビエ絞輪をとびとびに移る(跳躍伝導)。そのため有髄神経繊維の方が無髄神経繊維よりも大きな伝導速度をもつ。なお、有髄神経繊維の伝導速度はその太さに比例する。

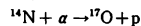
信号 [英英 signal, 独 Signal, 露 сигнал] 物理系の状態に関する情報を伝達する量。特に、時間を独立変数とした物理量の値の変化を示す波形が信号として扱われることが多い。信号はその波形に応じて、正弦波信号、変調波信号、パルス信号、周期信号、不規則信号などに分類される。またその信号、形式に従ってアナログ信号やデジタル信号に分けられる。信号は、主に、通信や計測、制御などの目的で用いられるが、その目的によらずに抽象的に信号を取扱うのが信号理論である。信号理論は、信号のスペクトル解析、サンプリング定理、雑音中における信号の検出、波形の復元、予測、濾波理論、信号の符号化、信号の情報理論などの諸テーマを含んでいる。

人工衛星 [英 artificial satellite, 独 künstlicher Satellit, 仏 satellite artificiel, 露 искусственный спутник] 人間によって打上げられ地球のまわりを公転する人工天体。1957 年 10 月 4 日に、ソ連によって最初の人工衛星スプートニク 1 号が打上げられた。近地点が低かったため、大気抵抗によって、翌年の 1 月 4 日に大気中で燃えつきた。それ以来、月へ行ったアポロ、火星へ行ったバイキング、木星・土星へ行ったボイジャーなどの人工惑星を含めて、約 2800 個(1983 年現在)の人工天体が打上げられた。

大部分はアメリカやソ連によるものである。日本は、1970 年 2 月 11 日に鹿児島県内之浦から、東京大学宇宙航空研究所(現在の宇宙科学研究所)によって、第一号「おおすみ」以来、26 個(1983 年現在)の人工衛星が打上げられた。このうちの 3 個はアメリカのロケットでケープカナベラルより打上げられた。人工衛星の軌道は、振動がない場合には、地球重心を焦点とする楕円となる。その周期 P は $P = 2\pi/n = 84.5 \times a^{3/2}$ (n は平均運動の角速度、 a は地球の赤道半径を単位にして表した軌道の半長径)で与えられる。振動の中では赤道部のふくらみによるものが最も大きく、昇交点 h 、近地点引数 g は永年変化する。 $dh/dt = (-3/2)J_2 p^{-2} \cos i$, $dg/dt = (3/4)J_2 p^{-2} n(4 - 5 \sin^2 i)$ 。ここで J_2 は地球ポテンシャルの二次のルジャンドル関数の係数、 $p = 1 - e^2$ は離心率、 i は軌道傾斜角。上式からわかるように昇交点の運動方向は公転方向と逆であり、軌道面が赤道面に垂直であるときには昇交点は動かない。 $i = \arcsin[(4/5)^{1/2}] = 63.4^\circ$ のとき $dg/dt = 0$ となり、この角度を臨界傾斜角という。

静止衛星は、地表に対して相対的に静止する衛星であり、24 時間衛星ともいう。赤道面内で円運動し、軌道長半径は赤道半径の 6.6 倍(42000 km)でなければならない。しかし、この距離では月と太陽による振動が赤道部のふくらみによる振動と同じ程度となり、いつまでも赤道面内にとどまることはできない。通信衛星、気象衛星には 24 時間衛星が多い。太陽周期衛星とは、昇交点が 1 周する時間が 1 年となるようにした衛星であって、常に一定方向から太陽光があたる。人工衛星の運動を精密に求めるには、地球ポテンシャルのほか、月と太陽、大気抵抗、太陽放射圧、地球表面による太陽光の照返し、海洋潮汐、地球潮汐、歳差、章動をも考慮しなければならない。

人工核変換 [英 artificial conversion of nuclei, 独 künstliche Kernumwandlung, 仏 transmutation nucléaire artificielle, 露 искусственная конверсия нуклида] 天然に存在する元素の原子核に陽子線、中性子線、 α 線などを照射し、初めの原子核と異なる種類の原子核を人工的につくること。1919 年に、E. Rutherford は、窒素に α 線を照射すると α 線より透過力の強い粒子が放出されることを発見した。これは



という原子核反応による核変換で、透過力の強い粒子とは陽子 p であった。天然の原子核崩壊による核変換は、すでに知られていたが、人為的に核変換を起したのはこれが最初であった。1932 年には J. D. Cockcroft と E. T. Walton が静電高圧発生器をつくり、これによって加速した陽子を Li に照射し、 α 粒子の生成を検出した。これは $^7\text{Li} + \text{p} \rightarrow ^8\text{Be}$ 反応により ^7Li の原子核が ^8Be の原子核に変換されつくられた ^8Be は不安定なのでさらに 2 つの α 粒子に崩壊する現象であった。同じ年にサイクロトロンが発明され加速器技術が急速に進歩するに伴い、加速器による粒子線ビームを用いた人工核変換が、盛んに行われるようになった。1934 年には、F. Joliot-Curie および I. Joliot-Curie 夫妻により α 線の照射により人工的に放射性同位体がつくり出せることが示され、核反応での同位体生成が発展した。さらに、1945 年には原子炉が発明され、中性子による人工核変換で放射性同位体が大量につくられるようになった。

人工降雨 [英 artificial rain fall, 独 künstliche Regen-

stimulierung, 仏 pluie artificielle, 露 искусственные осадки] ⇒ 雨

信号速度 [英 signal velocity, 独 Signalgeschwindigkeit, 仏 vitesse du signal, 露 скорость сигнала] 電磁波の信号を送ると、その先端が伝わる速度(先端速度)は媒質に無関係で真空中の光速に等しい。しかし波長によって速さの違う媒質(分散のある媒質)では進行につれて信号の波形がくずれるため、測定可能な振幅をもつ部分は先端よりも遅れて進む。この速さを信号速度という。媒質の吸収帯から離れた振動数の領域では信号速度は群速度にほとんど等しい。分散のある媒質で、ある瞬間から正弦波を送り出したとすると、その影響は先端速度で進み、遅れてやや変形した波が信号速度で到達する。この波をフーリエ分解すれば信号を送り出す以前の状態は互いに完全に打消すような成分波の重ね合わせで表され、時間がたつと成分波がそれぞれの速度で進むために、正弦波ともやや異なる波がほぼ群速度で伝播することになる。

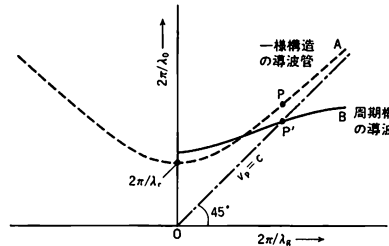
信号対雑音比 [英 signal-to-noise ratio, 独 Signal-Rausch-Verhältnis, 仏 rapport signal/bruit, 露 отношение сигнал-шум] 希望する信号の大きさと、信号に混入する雑音の大きさの比を信号対雑音比または SN 比といい、普通はデシベル(dB)で表す。雑音としては信号伝送系内の増幅素子や他の回路部品から発生するもの、大気雑音などのように自然発生的なもの、人工的な発生原因に基づくものなどがすべて含まれる。信号対雑音比が大きいかほど雑音は小さいことを意味する。雑音の大きさをどのように決めるかは、雑音や信号の性質などによって考え方も異なってくるので一義的に決められないが、熱雑音などのような相関性のない不規則雑音の場合は、雑音電圧または電流の二乗平均根をもって雑音の大きさとするのが普通である。

人工知能 [英 artificial intelligence, 独 künstliche Intelligenz, 仏 intelligence artificielle, 露 искусственный мозг] 人間の知的活動を機械によって実現すること、あるいはそのようにして実現されたシステム。特に、人工知能の中心課題は、問題解決、知識の表現、自然言語処理、画像解析、専門家システムなどである。解くべき問題を機械に与えて、自動的に解かせることを問題解決という。そのためには、問題を形式的に記述すること、与えられた条件を満たす範囲内で解を探索することが必要で、そのシステムの一部には定理自動証明プログラムが埋込まれることが多い(⇒定理の証明)。初期の試みとして、A. Newell らによる一般問題解決機(GPS)がある。画像解析は画像データから線図形を取出すといった比較的低レベルの処理については多くの結果が得られているが、画像の中の存在する対象を認識するといったレベルの処理はまだ研究段階である。医者や科学者のように、特定の分野について深い知識をもつ専門家が下す判断を機械で実現する専門家システムがいくつか開発されている。これらのシステムには、専門的知識が規則の形で多量に蓄積されており、自然言語で応答し(⇒自然言語処理)、自動的に答を推論し(⇒定理の証明)、新たに学習する(⇒学習する機械)などの機能をあわせもっている。

進行波 [英 progressive wave, 独 fortschreitende Welle, 仏 onde progressive, 露 прогрессивная волна] 媒質中を進行して行く波をいう。進行波の波面(定位相面)の法線方向が、その点での進行方向である。波動方程式の解

$f(x \mp vt)$ は、 x の \pm 方向に速さ v で伝播する一定の波形の波を表す。振動数が同じで、互いに逆向きに進む2つの進行波が重なりあうと、空間的には進行しない波すなわち定常波となる。また、分散性の媒質中を伝播する一般の進行波は、それぞれの成分の位相速度が異なりエネルギー伝搬速度である群速度と一致しないので、進行するにつれて波形がくずれていく(⇒分散性)。

進行波型加速管 [英 traveling wave type accelerator guide, 独 Wanderwellen Beschleuniger, 仏 guide accélérateur à onde progressive, 露 ускоряющий волновой бегущего волнового типа] 導波管(導体の管)の中を伝わる電波の電場で荷電粒子を加速する加速管の一種。電波はある周波数以上では、導波管の内部を少ない損失で伝わるようになる。もし、軸方向に電場成分をもつ電磁場分布が管内を進行する速度、すなわち位相速度を、荷電粒子の速度にほぼ等しくできれば、粒子は電場の定まった位相に乗って連続的に加速される。ところが断面が一様な導波管では、 λ_0 を自由空間波長、 λ_g を管内波長、 λ_c を遮断波長とすると、 $(1/\lambda_0)^2 - (1/\lambda_g)^2 = (1/\lambda_c)^2$ なる関係があり、図の曲



線 A はこの波長関係を示している(ブリュアン図)。原点 O と曲線 A 上の点 P を結ぶ直線の勾配がその波長における位相速度 v_p に等しく、P 点における曲線の接線の勾配がエネルギーの伝わる速度、群速度 v_g となる。したがって $v_g = 0$ 、つまり λ_c より長い波長の電波は伝わらないことを示している。曲線 A 上では、 $v_p > c > v_g > 0$ であり、このように位相速度が群速度と同じ向きにある電波を進行波という。しかし粒子が加速されるためには、 v_p を粒子の速度まで引下げなければならない。それには、たとえば円型導波管の内部に穴のあいた導体円板(アイリス)を一定の間隔で入れて周期構造にする(⇒アイリス型加速管)、または内部に誘電率の大きな物質をつめる、または軸上に置かれたらせん状導体に沿って電波を伝えるというような方法がある(⇒ヘリックス型加速器)。実際にはアイリスを周期的に入れたものが簡単な構造であり、図の曲線 B がこの周期構造をもつ導波管の特性を示している。 v_p を精度よく加減でき、光速に近くできるので加速に用いられる。点 P' では $v_p = c$ となる。このように進行波で、波乗りのように粒子を加速する導波管が進行波型加速管である。アイリス型導波管は v_p が光速に近い領域で高いシャントインピーダンスをもつので、電子のように軽い粒子の加速に適している。進行波型の特徴は、ビームによる高周波負荷が大きくなっても、高周波電源がほとんど影響されないところにある。らせん導体(ヘリックス)を伝わる電波も進行波であるが、 v_p が光速よりずっと遅いところでシャントインピーダンスが高いため、加速器としてはなく、電波を増幅する進行波管に広く用いられている。

進行波管 [英 traveling-wave tube, 独 Lauffeldröhre,

仏 tube à propagation d'onde, 露 лампа бегущей волны] マイクロ波電子管の一種で、電磁波の伝搬速度を電子ビーム速度まで下げる遅延回路中で、ビームと波との連続的な相互作用を起させマイクロ波を増幅する管である。クライストロンにおける、ビームと高周波回路との相互作用を増強する目的で1944年イギリス、オックスフォード大学の R. Kompfner により発明され、アメリカ、ベル電話研究所の J. R. Pierce により発展された。基本的には図1のよ

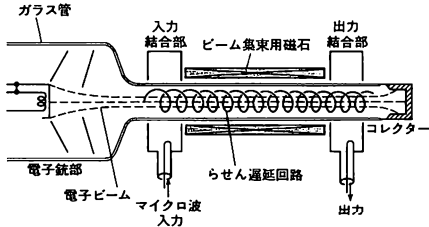


図 1

うな構成で、電子銃、遅延回路、コレクターを備えた電子管で外部に高周波入出力部およびビーム集束用磁石を置く。遅延回路は途中での波の反射を防止するため一様な周期構造をとり、通常はらせん、大電力用には結合空洞を連ねて用いる。高周波の入出力は遅延回路両端の結合部を介して行い、動作周波数で反射が生じないように整合されている。ビームの速度 v_b は電子銃と遅延回路の間の電圧差で決まる。らせんの場合、電磁波は隣り合う線のすき間に沿って伝わるが、らせんの半径 a が小さいと中心にも軸方向の電場が浸出しビームとの相互作用を行う。軸上電場は多数の空間高調波成分からなるが、基本波のみ考え波数と周波数の関係(分散式)を見ると、らせんのピッチ L として図2のように位相速度が光速のほぼ $L/2\pi a$ 倍に小さ

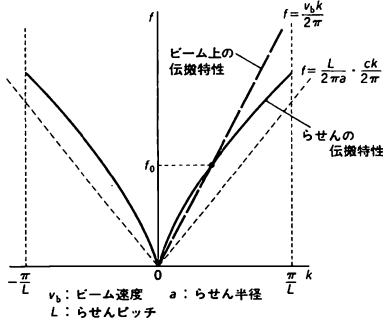
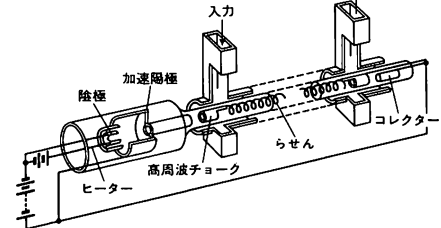


図 2

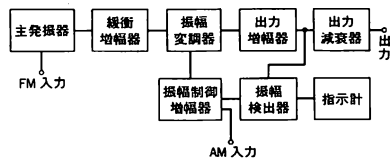
くなる。ビームのようすがある点で見て周波数 f で変化するるとすれば、空間的に $k_0 = 2\pi f/v_b$ の波数をもつことになる。ゆえに図2で波とビームが共通の伝搬特性をもつ周波数 f_0 で連続的な相互作用が生じる。らせん部入口に入力高周波が順方向の瞬間に入った電子は絶えず加速されながら回路中を進む。一方逆方向の瞬間に入った電子は絶えず減速されながら進む。この速度変調はしだいに密度変調に変わり(⇒クライストロン)、ビームによる高周波が発生するが、これが入力高周波と重なりあうので、ビームの高密度部分が逆方向電場部に集中して進む。こうしてビームは直流速度を減じ、高周波はそのエネルギーを受取って指数的に増幅される。

進行波増幅器 [英 traveling wave amplifier, 独 Wanderwellenverstärker, 仏 amplificateur d'ondes progressives, 露 усилитель бегущей волны] マイクロ波信号の増幅方式のひとつ。進行する信号波と電子ビームの相互作用を利用して増幅作用を行わせる。代表的なものに進行波管がある。図に進行波管の構造を示す。中央のらせん回路



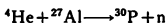
(ヘリックス)は信号波に対する遅延回路で、ここを伝搬する信号波の速度は光速の $1/10 \sim 1/15$ 程度に落とされ、 $2 \sim 20 \text{ kV}$ で加速された電子ビームの速度よりわずかに小さくなるように調整されている。遅延回路を伝搬する信号波と電子ビームの相互作用により、電子ビームは加速あるいは減速され、その結果、密度変調を受ける。逆に密度変調されたビームは遅延回路に電圧を誘起し、その位相が信号波と合えば信号波は電子ビームよりエネルギーを与えられたことになり、増幅作用が行われる。らせん回路の利点は広帯域で、適当な設計により1オクターブ程度の帯域が得られる。高電力用では耐電圧、放熱を考慮して遅延回路に周期的に負荷された導波管が用いられる。進行波管の利得は $G = A + BCN [\text{dB}]$ で表される。 A は遅延回路にモードを立てることによる初期損失、 B は利得係数とよばれる1波長当りの利得で、回路損失、空間電荷の影響がある。 C は利得パラメータで $C = [E^2/(\omega/v)^2 P \times (I_0/8V_0)]^{1/3}$ (E : 電場強度, ω/v : 位相定数, P : 伝送電力, V_0 : 直流ビーム電圧, I_0 : ビーム電流, N は管内の波数である。典型的な値は $A = -6 \sim -9$, $B = 20 \sim 40$, $C = 0.02 \sim 0.2$, $N = 10 \sim 20$, $G = 20 \sim 70$ である。出力電力 P は中出力の進行波管で $100 \text{ mW} \sim 1 \text{ W}$, 高出力管では UHF 帯で数十 kW, 10 GHz で 100 W 程度、パルス出力では 3 GHz で尖頭出力数 MW および、効率も 30% 以上が得られる。図には省略してあるが、遅延回路の周囲にはビームの空間電荷による広がりを抑えるため、集束用の電磁石、ソレノイドまたは永久磁石を配置する。

信号発生器 [英 signal generator, 独 Prüfgenerator, 仏 générateur de contrôle, 露 генератор сигналов] 正弦波の電気信号を発生する測定器。信号の振幅や周波数を連続的に変えられるようになっているが、さらに振幅変調、周波数変調、位相変調をかけられるものも多い。市販品の周波数範囲は 10 kHz ぐらいから 10 GHz 程度までの間に多種多様である。無線受信機の調整や試験に使われる

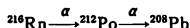
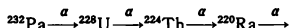
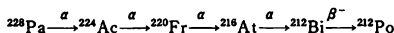


ことが多いが、各種の回路や信号伝送路の周波数特性の測定とか物性物理学の分光実験などにも大変有用である。用途によって要求は異なるが、周波数安定度や波形ひずみが少ないこと、また広い出力レベル範囲で低雑音であることなどが重要である。図は信号発生器の構成ブロック図である。

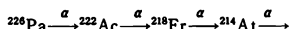
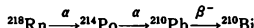
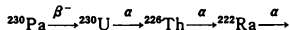
人工放射性核種 [英 artificial radionuclide, 独 künstliches Radionuklide, 仏 radionuclide artificiel, 露 искусственный радионуклид] 人工的手段を用いて核反応を起させ、それによってつくられた放射性核種。1933年, F. Joliot-Curie および I. Joliot-Curie の夫妻が B, Mg, Al などに Po からの α 線を照射することによりつくったのが最初であり, その反応の例は次のようである。



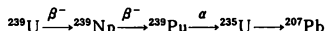
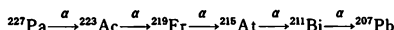
それ以来多数の人工放射性核種がつくられたが, 主なものには四系列のうちトリウム系列に平行して走り合流する系列として



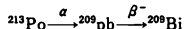
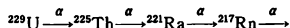
ウラン系列に合流する系列として



アクチニウム系列に合流するものとして



ネプツニウム系列に合流するものとして



などがある。なお人工放射性核種を1つの原子番号に関して考えるとき, これを人工放射性同位体という。

人工放射性同位体 [英 artificial radioactive isotope, 独 künstliches radioaktives Isotope, 仏 isotope radioactif artificiel, 露 искусственный радиоактивный изотоп] 人工放射性核種のうちで, 1つの原子番号を決めたいえで, それに属するメンバーの個々または全体をいう。現在では同位体のうちでも, 自然界に存在する自然放射性同位体の数よりもはるかに多い人工放射性同位体が核反応によってつくられている。

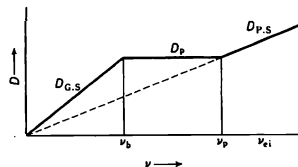
人工放射能 [英 artificial activity, 独 künstliche Aktivität, 仏 activité artificielle, 露 искусственная радиоактивность] 加速器からの粒子線ビームの照射や, 原子炉からの中性子束の照射により人工につくられた放射性核種からの放射能のこと。1934年 F. Joliot-Curie および I.

Joliot-Curie 夫妻はアルミニウムに α 線を照射すると ${}^{27}\text{Al} + \alpha \rightarrow {}^{30}\text{P} + \text{n}$ 反応によって, 放射性同位体 ${}^{30}\text{P}$ が生成されることを発見した。 ${}^{30}\text{P}$ は放射能をもち, 陽電子を放出して ${}^{30}\text{Si}$ になる。これが, 最初の人工放射能であるが, さらに1932年に発明され, その後急速に発展を遂げたサイクロトロンをはじめとする加速器技術の進歩により, 人工放射能は, 加速器による粒子線ビームの照射によりつくられるようになった。また, 1945年には原子炉が発明され, 大強度の中性子束を照射することによって放射性物質を大量につくすることも可能になった。人工放射能は, その際放射する α 線, β 線, γ 線などの分析から原子核の構造を調べる基礎的な原子核分光学的研究から, 同位体を用いての工学的, 医学的利用まで, 広い範囲に利用されている。

新古典拡散係数 [英 neoclassical diffusion coefficients, 独 neoklassischer Diffusion-Koeffizient, 仏 coefficient diffusion néoclassique, 露 неоклассический коэффициент диффузии] \Rightarrow 新古典輸送

新古典輸送 [英 neoclassical transport, 独 neoklassischer Transport, 仏 transport néoclassique, 露 неоклассический перенос] 静かな環状プラズマの拡散現象をいう。プラズマが安定に閉じ込められ静かな状態にあるとき, 直線状のプラズマにおいては, 電子・イオンのクーロン衝突による古典拡散によって荷電粒子が拡散していく。そしてその拡散係数 $D_{ei} = \rho_{Le}^2 \nu_{ei}$ で与えられる。ただし ρ_{Le} は電子のラーモア半径, ν_{ei} は電子・イオン間のクーロン衝突周波数である (\Rightarrow 古典拡散係数)。

環状磁場系においては, 電子の軌道がトロイダルドリフトの影響により磁気面から $\rho_{Le}(2\pi/\iota)$ 程度ずれるので (ι は回転変換角), 拡散係数は $D_{eS} = (2\pi/\iota)^2 \rho_{Le}^2 \nu_{ei}$ となる。これをフィルシュ-シュルター拡散係数という。普通 $(2\pi/\iota)^2$ は ~ 10 程度の値である。この D_{eS} は $\nu_{ei} > \nu_p$ のときに成り立つ。ただし, $\nu_p \equiv v_{Te} \iota / (2\pi R)$ で v_{Te} は電子の熱速度である。ここで $1/\nu_p$ は, 電子がトラスの連絡距離 (トラスの内側と外側を磁力線に沿って結んだときの距離) $2\pi R/\iota$ を走る時間に対応する。もし高温プラズマになって衝突周波数 ν_{ei} が小さくなり, $\nu_{ei} < \nu_p \approx (a/R)^{3/2} \nu_{ei}$ のような無衝突領域 (バナナ領域) になると電子はバナナ軌道を描くようになるので (\Rightarrow 捕捉粒子), 拡散係数は増えて, $D_{GS} = (R/a)^{3/2} (2\pi/\iota)^2 \rho_{Le}^2 \nu_{ei}$ となる。この係数を, ガレエフ-サグディエフ (Galeev-Sagdeev) 拡散係数という。衝突周波数 ν_{ei} が $(a/R)^{3/2} \nu_p < \nu_{ei} < \nu_p$ のような中間領域では, 拡散係数は $D_p = (2\pi/\iota)^2 \rho_{Le}^2 \nu_p$ で与えられる。これらの拡散係数の衝突周波数 ν_{ei} への依存性を図に示す。このように, 荷電粒子の軌道がクーロン衝突によってずれ, その結果起る粒子およびエネルギーの輸送を新古典輸送といい, そのとき現れる拡散係数を新古典拡散係数という。



シンザイム [英 仏 synzyme, 露 синзим] 合成酵素 synthetic enzyme を意味し, 酵素に類似した機能をもつ合成物をいう。酵素の主体はタンパク質であるが, 合成酵素

では構造上の類似性は問題ではなく、機能上の類似性が追求される。構造上はポリペプチドである必要はなく、合成高分子化合物でもよく、さらに高分子でなくても低分子化合物あるいはその集合体でもよい。酵素の機能の特徴を部分的に取出して合成系に再現しようとするものである。酵素反応の特徴には温和な条件における高い反応性と高い特異性があるが、たとえば前者に関しては、エステルの加水分解反応において、加水分解酵素キモトリプシンに匹敵する高い触媒活性をもつ合成高分子系やミセル系が見いだされている。合成酵素の意義は、酵素反応自体の理解に役立つことと、実用上ある点では酵素よりも優れた触媒系を開発することの、両面にある。

シンジオタクチック高分子 [英 syndiotactic polymer, 仏 polymère syndiotactique, 露 синдиотактический полимер] ⇒ 立体規則性

真磁荷 [英 true magnetic charge, 独 wahre magnetische Ladung, 仏 charge magnétique vraie, 露 истинный магнитный заряд] ⇒ 磁気単極子

心磁計 [英 magnetocardiogram, 独 Magnetocardiogramm, 仏 magnétocardiogramme, 露 магнитокардиограмма] ⇒ SQUID

伸縮振動 [英 stretching vibration, 独 Streckungsschwingung, 仏 vibration de valence, 露 валентное колебание] 化学結合の伸縮から成る基準振動のこと。二原子分子の振動は純粋な伸縮振動である。多原子分子でも、高い対称性をもっている場合には純粋な伸縮振動がある(たとえば、正四面体形分子 XY_4 の4個の XY 結合が同位相で伸縮する振動など)。有機化合物の OH , NH , CH 結合の伸縮振動は軽い水素原子が主として動くため振動数が高く (2800cm^{-1} 以上), ほぼ純粋な伸縮振動である。また, $C\equiv C$, $C=C$, $C=O$ 結合などの伸縮振動の振動数はそれぞれ一定の波数範囲内にあって, 赤外吸収スペクトルやラマンスペクトルにおいて特性吸収帯(またはラマン帯)として現れる(⇒変角振動)。

真珠首飾模型 [英 pearl necklace model, 独 Perlen-schnurmodell, 仏 modèle en forme de perles enfilées, 露 модель жемчужин] 長くて曲がりやすい高分子に対する分子模型のひとつで, $N+1$ 個の半径 a の剛体小球を, N 本の一定長 b のボンドで連結し, 各結合点で自由に回転できるとした首飾状のもの。まわりの溶媒, ほかの高分子との相互作用は, 各小球だけが受持ち, ボンドは小球どうしの連結の役割をする。この模型は溶液中の鎖状高分子の排除体積効果, 流体力学的相互作用などを統計学的に扱うのに用いられる。 $a \ll b$ で N が大きいとき, これはガウス鎖で近似でき, 両端間距離の二乗平均 $\langle r^2 \rangle$ は Nb^2 に等しい。 a が有限のときは, 排除体積効果のため $\langle r^2 \rangle \propto N^{2\nu}$ で, $0.5 < \nu < 0.6$ になることが, P. J. Flory の平均力場の理論などから予想されている。

深色効果 [英 bathochromic effect, 独 Bathochromie, 仏 effet bathochrome, 露 батохромный эффект] 化学構造や立体配置の変化が吸収スペクトルを長波長側または短波長側にシフトさせる効果を, それぞれ深色効果または浅色効果という。共役系(π 電子系)の長さが変わったとき, 共役系のある部位が電子吸引基や電子放出基に置換されたり, また共役系の立体配置が変化したりすると, これらの効果が現れる。一般に, 可視・近紫外部の吸収帯は共役系と深い係わりをもっており, その位置は共役系の広がりによって

く左右される。また, 化学構造や立体配置が変化して, 共役系の広がりが大きくなったり小さくなったりすると, 吸収スペクトルはそれぞれ長波長側または短波長側にシフトする。われわれの色覚は吸収光の補色を感じるため, 深色効果が現れると, たとえば黄色は赤みを帯び, 紫色は緑みを帯びて見える(浅色効果の場合は逆に見える)。なお, これらの波長シフト効果に対して, 吸収強度を変化させるような効果は淡色または濃色効果とよばれる(⇒淡色効果)。

ジーンズ Jeans, Sir James Hopwood 1877.9.11—1946.9.11 イギリスの物理学者, 天文学者。ランカシャー州のオームズカークに生れ, 3歳のときロンドンに移る。ケンブリッジ大学のトリニティー・カレッジに学び, 数学の卒業試験で2位となり, 1903年には修士号を取得する。1905年から5年間, プリンストン大学の応用数学教授を務めた後, 1912年までケンブリッジ大学で数学を講義した。この間には, 主として気体分子運動論や熱放射の問題を研究している。特に, 古典的なエネルギー等分配則を熱放射に適用したときに生じる問題の解明に努力し, 1900年に Rayleigh 卿が気体分子運動論から導いたエネルギー分布式を, 電磁気学から厳密に導出した。その後, 気体分子運動論を天文学に応用し太陽系の起源に関するカント・ラプラスの星雲説が成り立たないことを証明した。そして, I. Kant や P. S. Laplace のいうように太陽系は初め気体の雲が渦巻いていたのではなく, 太陽のそばを恒星が通過したとき太陽の一部が突出し, それが惑星になったとする説を提唱した。1923年から1944年まで, ウィルソン山天文台の研究員を務めている。1928年以後, 科学の普及に尽力し, 当時始まったばかりのラジオ放送で一般向けの科学講演を行ったり, 通俗的な科学の本を書いている。音楽にも造詣が深く, *Science and Music* (1938年)と題する著書がある。さらに晩年には, 物理学と哲学に関する本も書いた。1928年に, ナイトを授けられている。[主著] *The Dynamical Theory of Gases*, 1904; *The Mathematical Theory of Electricity and Magnetism*, 1908; *Problems of Cosmogony and Stellar Dynamics*, 1919; *The Universe Around Us*, 1929; *The Mysterious Universe*, 1930; *Physics and Philosophy*, 1942。

親水コロイド [英 hydrophilic colloid, 独 hydrophilisches Kolloid, 仏 colloïde hydrophile, 露 гидрофильный коллоид] ⇒ コロイド

親水性 [英 hydrophily, 独 Hydrophilie, 仏 hydrophilie, 露 гидрофильность] 水に溶けやすい性質を親水性という。帯電しているか, あるいは極性の分子, 原子団, イオンなどは静電力によって水分子と結合し, 水中で安定な状態をとることで沈殿しない。親水性原子団を特に親水(性)基という。親水基の例としては, 水酸基($-OH$), アミノ基($-NH_2$), カルボキシル基($-COOH$)などがある。生体においては水が構成物質として最も多量に存在するので親水性の分子, イオンなどは非常に重要であり, 体液中に多量に溶解している。一方, 生体膜やタンパク質などでは, 親水基と疎水基の両部分をもつことがその構造を維持する上で重要である。

深水波 ⇒ 水面波

ジーンズ不安定性 [英 Jeans instability, 独 Jeans Instabilität, 仏 instabilité de Jeans] J. H. Jeans によって解析された, 一様等方な流体の自己重力による不安定性。非振動状態において流体は一様等方で, 静止し, 力学

平衡状態にあると仮定する。この状態に振動数 ω 、波数ベクトル κ の小振幅の振動を加えると、

$$\omega^2 = c^2 \kappa^2 - 4\pi G \rho_0$$

という分散関係が得られる。ここで c は流体の音速、 G は重力定数、 ρ_0 は非振動状態における密度である。波長 $\lambda = 2\pi/\kappa$ が

$$\lambda_J = c \sqrt{\frac{\pi}{G \rho_0}}$$

よりも大きい振動は、 $\omega^2 < 0$ となるので、時間とともに成長する。 λ_J をジーンズ波長とよぶ。また、一辺が λ_J の立方体に含まれる流体の質量 M_J をジーンズ質量とよぶ。温度 T 、1粒子当りの平均質量 μ の理想気体では、等温的な振動に対して

$$M_J = \frac{1}{\sqrt{\rho_0}} \left(\frac{\pi k T}{\mu G} \right)^{3/2}$$

となる。 k はボルツマン定数。Jeansが仮定した無限に広がった非振動状態は、静力学平衡と重力場を記述するポアソン方程式の両方を同時に満たすことができず、この取扱いは問題がある。しかし、ビリアル定理によると、星間雲などが自己重力で収縮できるための質量の下限は、1の程度の係数を除いて M_J に一致する。また、ガス圧と自己重力のつり合いによって力学的平衡状態にある円盤状ガス雲についても、円盤の中央面の密度を ρ_0 とすると、不安定性に対する臨界波長と臨界質量はそれぞれ λ_J と M_J にほぼ等しい。このようにジーンズ波長とジーンズ質量は、自己重力によって収縮できるガス雲の最小の大きさと最小質量のよい目安を与える。

新星 [英 *nova*, 独 *Nova*, 露 *новая*] 元来暗い状態にあった星が、あるとき突然増光する現象である。突然増光をはじめ、数日間に数千～数万倍の極大光度に達した後、ゆっくりと(ときには数十年もかけて)減光し、増光前の光度へ戻る。新星のスペクトルは初期に強い連続光を示し、高温のスペクトル型から低温のスペクトル型に移行した後、視線速度が少しずつ異なる多数の吸収線の見える時期を経て、高階電離輝線スペクトル(星雲線)を示すようになる。これから新星は星の表面から 10^{20} g程度の物質を放出すると見積られている。新星1回の爆発のエネルギーは約 10^{45} ergと評価されている。

新星であるヘルクス座DQ星は公転周期の短い食連星であることが発見されて以来、新星は赤色星と白色矮星との連星系であると考えられている。赤色星が進化してみずからの重力圏(⇒ロッシュ・ローブ)いっぱい膨張すると、赤色星からあふれた物質が白色矮星に降積し、物質がある程度蓄積されるとその底の温度が十分高くなり、水素が不安定な核燃焼を起して爆発すると考えられている。小規模の爆発を繰返す再爆新星や矮新星とよばれるものがある。前者は同じ星が $10 \sim 100$ 年程度の間隔で2回以上の爆発を繰返し、7等級程度の増光を示す星であり、これも上の考え方で説明される。後者はふたご座U型星、きりん座Z型星、ヘルクス座AM型星に細分されるが、ともに $20 \sim 200$ 日程度の間隔で $2 \sim 5$ 等級の増光をし、1回の爆発エネルギーは 10^{38} erg程度である。これは赤色星からあふれ出た物質が白色矮星のまわりにガス円盤をつくり、そのガス円盤からときおり物質が白色矮星に落下して重力エネルギーを解放し、明るくなるものと考えられている。最近ではX線で突然増光してゆっくり減光するX線新星も発見されている。なお超新星はこれら新星と本質的に

異なる現象である(⇒超新星)。

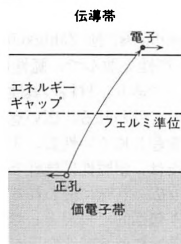
靱性 [英 *toughness*, 独 *Zähigkeit*, 仏 *ténacité*, 露 *вязкость*] 延性、展性と並んで、脆性に対する概念を与える表現のひとつであり、材料の属性、または材料の挙動に関する表現として使われる。広い意味での脆性破壊としての不安定破壊を起しにくい性質、すなわち、脆性破壊に対する抵抗、または、耐脆性破壊性などということもできる。脆性はかなり広い意味に使われるので、それと対置される靱性もかなり包括的な表現として使われる。たとえば、脆性破壊は、破壊に伴う塑性変形が少ない破壊、塑性的に吸収されるひずみエネルギーが少なくて生じる破壊、一過性の割れの伝播・進展による破壊、へき開破面を主経路とする破壊、弾性ひずみエネルギーの解放によって進行する破壊、不安定破壊で出発する破壊など、各種の内容をもっていて、それらの反義語として、靱性がある。靱性とは、材料の中でき裂が発生しにくく、かつ伝播しにくいという特性を表すものであるが、どちらの性質に主として関係しているかは明確でない。延性・展性が一般には平坦・平滑な材料についての特性であるのに対し、靱性は、一般にき裂や鋭い切欠きのある材料の特性であるということができ、かつ、高い応力集中をいし高い応力勾配や変形拘束を与えないと、靱性の有無を知る事が難しい。

靱性の有無・高低を調べるのに、引張試験による伸び・しぼりの値が使われることがあるが、高い伸びを示しても靱性が低いことがある。靱性の測定にはシャルピーなどの切欠き衝撃試験がぜひ必要である。この試験によって求められるところの、試料の破壊に必要な吸収エネルギーの大小为靱性の高低を表す。

破壊力学における破壊靱性試験で定義され求められる破壊靱性も、いろいろな靱性値のひとつであると考えるとよい。ただし、ASTMの平面ひずみ破壊靱性試験法では、求める破壊靱性値は、モードIのき裂の進展開始条件に相当する応力拡大係数 K_{Ic} の値として定義され K_{Ic} と名づけられている。それ以外の基準による K_{Ic} のほか、き裂開口変位基準やJ積分基準などによる各種の破壊靱性とこの決定法が、各国の各種の規格によって与えられている。靱性は材料の属性のように取扱われることが多いが、同じ材料でも、靱性は、温度、形状、寸法、負荷速度またはひずみ速度・荷重の多軸性、脆性破壊発生前の荷重履歴、き裂進展経路と材料の異方性・局所性との関係、材料内水素濃度など多くの因子によって、影響を受け、ときには著しい差を生じることもある。

真性第二種超伝導体 [英 *intrinsic type II superconductor*, 仏 *supraconducteur intrinsèque type II*, 露 *сверхпроводник собственного типа II*] = ロンドン超伝導体

真性半導体 [英 *intrinsic semiconductor*, 独 *Eigenhalbleiter*, 仏 *semiconducteur intrinsèque*, 露 *собственный полупроводник*] 不純物を含まない半導体で、電気伝導に關するキャリアーが、価電子帯から伝導帯に熱励起された自由電子と、価電子帯に生じた同数の正孔から成り、固有半導体ともいう。フェルミ準位はエネルギーギャップの中間近くに位置する(図参照)。真性半導体の電気伝導率の示す活性化エネルギーはエネルギーギャップの大きさの半分に等しい。ホール定数は、伝導帯の自由電子と価電子帯の正孔のうち移動度の大きいものの電荷と同じ符号をもつ。物質中に不純物や格子欠陥が存在しても、それによるキャリアー濃度の変化が無視できれば真性半導体と考えて



よいから、外來半導体でも価電子帯から伝導帯への直接の電子の熱励起が支配的となるような高温では真性半導体として働き、電気伝導率などの物性は結晶固有の性質を示し、構造敏感ではなくなる。

浸せき熱 [英 heat of immersion, 露 теплота иммерсии] 乾燥した固体が液体と接触したとき、溶解や化学反応が起らなくても、ぬれるだけで発熱が観測される。この熱が浸せき(漬)熱であり、湿潤熱(heat of wetting)ともいう。乾燥剤のシリカゲルが水に接触するときの発熱も浸せき熱によるものである。浸せき熱の測定によって粉体の表面積を求める方法が知られている。

シンセサイザー [英 synthesizer, 独 Synthetisator, 仏 synthétiseur, 露 синтезатор] ⇒ 周波数シンセサイザー

進相コンデンサー [英 phase advance capacitor, 仏 condensateur à phase avancée, 露 фазосдвигающий конденсатор] 電力系において電流と電圧の位相を調整して力率改善を行うために用いられる電力用コンデンサー。負荷が誘導モーター、電気溶接機、電気炉のような場合は力率が低くなり、遅相電流が流れ線路電流は大きく、電圧降下や電力損失が大きくなる。力率を改善し線路電流を小さくするためのコンデンサーを入れて電流の位相を進める。

身体負荷量 [英 body burden, 独 Körperbelastung, 仏 charge corporelle, 露 доза облучения всего тела] 体内に取込まれている放射性核種の量をいう。内部被曝の源となるので、単位時間(通常1年がとられる)当りの線量推託が線量限度に対応することによる負荷量を負荷限度(古い習慣により今日でも最大許容身体負荷量とよばれることが多いが、国際放射線防護委員会の新しい勧告では年摂取限度(annual limit of intake, ALI, 単位は Bq・y⁻¹)である)として定めている。放射性核種の体内への取込みは、呼吸、飲食、傷口を通して行われるのが普通であるが、トリウムのように皮膚を通して直接体内に取込まれるものもある。取込まれた放射性核種の一部は一過性のものとして体内を通過するが、残りは体内に沈着する。沈着した成分は、身体の生物学的作用による排せつと物理学的減衰により時間とともに減少する。排せつ率が時間によらないときには有効半減期が定まり、負荷量の減少を推定するうえで有用である。

新タム-ダンコフ近似 [英 new Tamm-Dancoff approximation, 仏 approximation nouvelle de Tamm-Dancoff, 露 новый метод приближения Тамма-Данкова] = ランダムフェイズ近似

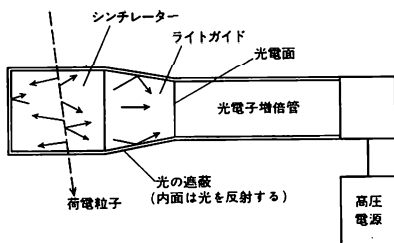
シンチカメラ [英 scintillation camera, 独 Szintillationskamera, 仏 caméra à scintillation, 露 сцинтилляционная камера] = ガンマカメラ(⇒ 放射線カメラ)

シンチスキャンニング [英 scinti-scanning, 仏 ba-

layage scintillateur, 露 сцинтилло-сканирование] 放射性同位体(RI)を利用して疾病の診断、治療を行うことがあるが、RI や RI を標識とする医薬品を人体に投与すると選択的に異なった臓器や組織に集積する。それを外部から放射線検出器(一般には NaI(Tl)シンチレータが用いられる)により人体内部に集積した放射能の分布をγ線やX線を観測して臓器や組織の像を得る。この過程をRIイメージングあるいはシンチグラフィという。放射線検出器をRIイメージ装置という。シンチスキャナーはRIイメージ装置の一種である。シンチスキャナーを用いて臓器の像を得ることをシンチスキャンニングという。シンチスキャナーはコリメーターを有するNaI(Tl)シンチレータからなり、人体を二次元的に走査する。コリメーターはある深さの点に焦点を結ぶような穴の配列になっているから、人体内で散乱された放射線は光電吸収ピークに寄与しないので、光電吸収ピークを選択的に観測することにより取除かれる。観測された光電吸収ピークは、人体内で散乱されずに外部へ放射されたものであるから、光電吸収ピークの強度を濃淡に変え、図化して像を得る。

シンチレーション [英 flash scintillation, 独 Szintillation, 露 сцинтилляция] 英語では、閃光あるいは火花など、物体が極めて短時間光り輝くことを意味する語で、蛍光と訳されることもあるが、特に放射線が蛍光物質にあたるときに物質が蛍光を発することまたはその蛍光のことをいう(⇒蛍光)。天文学では、恒星のきらめきのことをシンチレーションという。シンチレーション光とよばれるものは、荷電粒子やX線などの放射線が物質中を通過する際に、物質中の電子を励起してエネルギーを失い(⇒電離損失)、そのエネルギーの一部が光として放出されるものである。このような発光現象は、ガス、有機物、無機結晶などに広く見られるが、発光時間の長いものはリン光とよばれる。現在放射線の検出に利用されているシンチレーションの発光時間は、10⁻⁸~10⁻⁶s程度のものである。この現象は、自然放射性元素からのα線などでも観測され、古くから知られていたが、光の強度があまりに微弱であるため利用されなかった。しかし、1940年代になつて微弱な光を電流に変える光電子増倍管が実用化されるようになり、シンチレーションカウンタとして放射線を検出する有力な手段のひとつとなった。

シンチレーションカウンタ [英 scintillation counter, 独 Szintillationszähler, 仏 compteur à scintillation, 露 сцинтилляционный счётчик] 放射線(荷電粒子やγ線)があたると蛍光を発する物質(シンチレータ)を利用して、放射線を検出する装置のことで、シンチレーション計数管またはシンチレーション検出器ともいう。歴史的には、ZnSが古くから用いられたことが知られており、原子構造を決めたα線によるラザフォード散乱の実験は、α線があたったときZnSから放出される光を顕微鏡で見ながら測定したといわれている。現在のシンチレーションカウンタは、このような光を光電子増倍管によって電気的パルスとして取出すようになっている。その最初のは、1944年、S. C. Curran and E. M. Bakerによって使用された。典型的なシンチレーションカウンタの構造を図に示す。図に示すように、荷電粒子はシンチレータ内でエネルギーを失い、その一部がシンチレーション光となつて放出される。シンチレータの大きさや形は、測定する粒子の種類、エネルギーや測定の目的によって異なるの



で、シンチレーション光を効率よく集光するためには、透明物質(普通アクリル)でつくったライトガイドが用いられる。こうして、光電子増倍管の光電面に到達した光は光電効果により光電子を発生し、その光電子が増殖されて電気信号が得られるわけである。したがって、シンチレーションカウンターの測定精度は、シンチレーター中での発光量、シンチレーション光のうち光電面に光が到達する割合(集光効率)、光電面で光電子に変わる効率(変換効率または量子効率)、光電子増倍管中での電子増殖(一般に $10^6 \sim 10^8$ 倍に達する)の際のゆらぎ、などで決る。シンチレーターの代表的なものは、NaI(Tl), LiI や CsI などの無機結晶、アントラセンやターフェニルなどの有機結晶、俗にプラスチックシンチレーターといわれる有機固体などがある。無機結晶は発光量は大いだが、蛍光の減衰時間(または寿命)が長い(10^{-8} s 程度)ので、計数率の高い測定には不向きである。低エネルギーの荷電粒子の場合には、シンチレーター中で粒子が全エネルギーを失って止まるのでエネルギーが測定できる。また、これらの無機結晶は、比較的低密度が大きく、原子番号も大きいので、 γ 線に対する光電効果、コンプトン効果、電子対生成などの過程が起りやすく、電子が発生しやすいので、 γ 線のエネルギー測定にも利用できる。NaI シンチレーションカウンターはその代表例である。有機シンチレーターは、発光量は少ないが、蛍光の減衰時間が 10^{-9} s と短いので、計数率の高い測定や、同時計数法や飛行時間測定法など高度な測定に利用される。特にプラスチックシンチレーターを用いたカウンター(プラスチックシンチレーション検出器)はその代表として広く利用されている。

シンチレーター [英 scintillation, 独 Szintillator, 仏 scintillateur, 露 сцинтиллятор] 荷電粒子があたったときに、蛍光を発する物質のことで、この発光現象をシンチレーション、光のことをシンチレーション光とよぶ。この光を利用して粒子を検出する装置がシンチレーションカウンターである。普通、シンチレーターというときには、シンチレーションカウンターに用いられる蛍光物質のことである。実際に利用されるシンチレーターの条件としては、シンチレーション光の波長が可視光領域付近($300 \sim 600$ nm)にあること、シンチレーターが透明であって光をよく通すこと、粒子の通過後短時間内に光が放出されること(シンチレーション光の減衰時間が短いこと)などである。シンチレーターには、NaI に Tl を混ぜた NaI(Tl), CsI, KI などの無機結晶、アントラセンのような有機結晶、ポリスチレンやポリビニルトルエンなどの有機固体(いわゆるプラスチックシンチレーター)、特殊なものとして、液体シンチレーターや気体シンチレーターがある。また有機シンチレーターでは、通常、光の波長を光電子増倍管の感

度に合わせるように、波長変換用物質たとえば 1,4-ジ[2-(5-フェニルオキサゾリ)]-ベンゼン(POPOP)などを混入してある。主なシンチレーターの性質を表に示す。

主なシンチレーター

物質	密度 [g·cm ⁻³]	波長 [nm]	蛍光効率	光の減衰 時間[ns]
ZnS(Ag)	4.09	450	0.10~0.15	200
NaI(Tl)	3.67	413	0.10	250
CsI	4.50	白色	0.06	550
KI	3.13	410	0.02	250
アントラセン (結晶)	1.25	440	0.03~0.05	250
ポリスチレン (固体)	1.04	450	30*	3
ポリビニルトル エン(固体)	1.04	450	80*	3
ターフェニル トルエン(液体)	0.9	380	40*	3

ここで、蛍光効率というのは、シンチレーター中での荷電粒子の電離損失のうちシンチレーション光に変わったエネルギーの割合である。また、*印のついているものは、アントラセンを 100 としたときの値である。表でわかるように、無機結晶は蛍光効率が大きく、測定精度を上げることができるが、その反面、大型の結晶の製作が困難で、かつじょうぶさに欠けるのが短所である。また、蛍光の減衰時間が長いので、速い測定には不向きである。これに対して、有機シンチレーターは、容易に大型のものができ、かつ、応答が速いので、同時計数法など速い測定に適當である。液体シンチレーターは、任意の形の容器に入れて使用できる点が便利である。一般に、無機結晶は低エネルギー粒子や γ 線のエネルギー測定に使われる。有機シンチレーターは高エネルギー実験で広く使われている。最近では、BGO($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$)が新しい無機結晶として注目されている。

真電荷 [英 true charge, 独 wahre Ladung, 仏 charge électrique vraie, 露 истинный электрический заряд] 真空中に取出すことのできる電荷を真電荷 ρ という。これに対して静電誘導で生じた誘電体の分極電荷 ρ_F がある。電束密度を D 、分極を P とすると

$$\rho = \text{div} D, \quad \rho_F = -\text{div} P$$

である。 $\rho + \rho_F = \rho_F$ を自由電荷とよび、 $\rho_F = \epsilon_0 \text{div} E$ であるから、電束密度 D が ρ によってつくられるのに対し、電場 E は ρ_F によってつくられると考える。

震度 [英 seismic intensity, 独 Erdbebenstärke, 仏 intensité des tremblements de terre, 露 сила землетрясения] ⇒ 地震

振動 [英 oscillation, vibration, 独 Schwingung, Oszillation, 露 колебание, вибрация] 一般には、物理量が時間の経過につれて周期的に増減したり、それに近い変化をする現象。時間だけでなく空間に関する周期的変化の場合には波とよぶのが普通であるが、空間的な振動というような表現も用いられる。以下では独立変数としては時間 t を考えることにする。 t の関数として変化する物理量は、位置座標の場合が最も普通の(狭い意味の)振動である。まず一番基本的なスカラー量の振動、あるいは一次元の振動を考えることにし、 x 軸上で質点が行う運動を例にとる。力 F が x の関数として与えられた場合の運動方程式は、 m を質点の質量として

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F(x) \quad (1)$$

で与えられる。 $x=x_0$ で平衡点(つり合いの位置)であるとすると、 $F(x_0)=0$ であるから、 $F(x)=x-x_0$ でテイラー展開すると

$$F(x) = F'(x_0)(x-x_0) + F''(x_0) \frac{(x-x_0)^2}{2} + \dots \quad (2)$$

となるが、 $|x-x_0|$ があまり大きくなければ右辺の第二項以下を省略してよい。また原点を $x=x_0$ にとることにすれば x_0 は0としても一般性を失わない。そうすると運動方程式は $m(d^2x/dt^2) = F'(0)x$ となる。 $F'(0) \geq 0$ であると運動は振動にはならないからそういう場合を除くと、 $F'(0) = -k$ とおいて $m(d^2x/dt^2) = -kx$ が得られる。これの一般解は

$$x = A \cos(\omega t + \alpha), \quad \omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3)$$

というよく知られた単振動になる。振幅 A と初期位相 α は初期条件で決まるが、角振動数 ω はこの系に固有である。このように、振動は一般に復元力と慣性(質量 m がその大きさを与える)の存在によって引き起こされるものである。特殊な場合を除き変位が小さいときに復元力が変位に比例するのは一般的なことであるから、 t の正弦関数で表される単振動は普遍的なものである。復元力の高次の項(非調和項)を入れたら振動は単振動でなくなり、周期 T も $2\pi/\omega = 2\pi\sqrt{m/k}$ からずれ、振幅に依存するようになる。そのような場合でも周期関数 $x(t)$ をフーリエ級数により単振動の重ね合わせで表すことができる。二次元以上の場合には運動を各成分に分解して調べるのが普通である。三次元空間で原点からの距離に比例する引力 $F = -kr$ が作用するときには、 $x(t), y(t), z(t)$ がすべて角振動数 $\omega = \sqrt{k/m}$ の単振動になり、質点の軌道は原点を中心とした楕円になる(楕円振動という)。また、 $F_x = -k_1x, F_y = -k_2y$ で表される力による xy 平面内の運動は、 $k_1=k_2$ ならば楕円振動になるが、 $k_1 \neq k_2$ の場合にはリサージュ図形を描く。連成振動を基準振動で表したものは、基準座標を直角成分とする多次元空間へ二次元のリサージュ図形の運動を一般化したものとみなすことができる。以上述べた固有振動は、系自身がもつ復元作用と慣性による運動で、系をなんらかの手段で平衡状態から(あまり大きくなく)変動させたあとに見られるものである。しかし、系だけに自由振動をさせた場合、現実には式(3)が与えるような永続する振動は起らず、摩擦や抵抗などによってエネルギーが散逸するために、振動はだいに弱まる。減衰力が速度に比例してそれに逆方向に働くとした場合の運動が減衰振動とよばれるものである。固有の振動をする系に外から強い周期的な力が作用すると同じ周期の強制振動が起る。外力の振動数が系の固有振動数に一致すると強制振動の振幅はそうでない場合に比べてずっと大きくなる。これが共鳴あるいは共振とよばれる現象である。また、バイオリンを弓で弾くとか笛を吹く場合などのように、(周期的でない場合を含む)固有振動数以外の振動数をもった外力から、適当に仕事を取入れて、振幅を増大させたり、減衰せずに振動を続けたりする自動振動という現象もある。

電気回路ではインダクタンスが電流に「慣性」を与え、コンデンサーの両極に生じる電圧が「復元力」の役をするために、これらの組合せによって固有の振動数をもった振動電流を生じさせることができる。電気抵抗は減衰力と与

え、交流起電力を加えればそれは周期的な外力を加えたことに対応する。このことを利用して、力学系(機械系)と電気系を対応させて統一的に扱うのが電気機械音響類似である。

浸透圧 [英 osmotic pressure, 独 osmotischer Druck, 仏 pression osmotique, 露 осмотическое давление] 溶媒は自由に通すが溶質を全く通さない半透膜によって仕切られた溶媒と溶液が、平衡に達した後に示す圧力差を浸透圧という。溶質を気体分子、溶媒を空間を与えるものとしたとき、浸透圧は気体の示す圧力と類似である。したがって、希薄な溶液では、浸透圧 π は次のビリアル展開の形で書かれる。

$$\pi = RT \left(\frac{c}{M} + A_2 c^2 + \dots \right)$$

ここで R は気体定数、 T は絶対温度、 c は溶質濃度(溶液単位容積当りの溶質の重量)、 M は溶質の分子量、 A_2 は第二ビリアル係数とよばれる。 A_2 およびそれ以上の項を省略した式はファント・ホッフの法則といわれ、 $(\pi/c)c \rightarrow 0$ により π から分子量が求められる。また A_2 は溶媒中における溶質2分子間の相互作用(排除体積)を表すものである。求められる分子量は、高分子の場合、数平均の分子量で、 A_2 は溶媒や温度に依存する。気体において圧力の第二ビリアル係数が0となる温度(ボイル温度)があるのに対応して、浸透圧の A_2 が0となる溶媒、温度($\Rightarrow \theta$ 温度)が存在する。気体状態にすることのできない高分子物質では、分子量の絶対測定および分子間相互作用の評価として、浸透圧の測定が光散乱測定とともにしばしば用いられる。

振動温度 [英 vibrational temperature, 独 Schwingungstemperatur, 仏 température de vibration, 露 колебательная температура] 分子スペクトルのなかのいくつかのバンドの相対強度を解析して求めた温度をいう。バンドの強度は、フランク-コンドンの原理が成立するとすれば、発光では

$$I_{em}^{v(1)v(2)} \propto N_{v(1)} \bar{\nu}^4 \bar{R}_e^2 \left| \int \psi_{v(1)} \psi_{v(2)} d\tau \right|^2 \quad (1)$$

で表され、吸収の場合には

$$I_{abs}^{v(1)v(2)} \propto I_0 \Delta x N_{v(2)} \bar{\nu}^4 \bar{R}_e^2 \left| \int \psi_{v(1)} \psi_{v(2)} d\tau \right|^2 \quad (2)$$

で表される。ここで、 $v(1), v(2)$ は遷移に関係する上の振動準位と下の振動準位、 $\bar{\nu}$ はバンドの波数、 N_v は振動準位 v にある分子の数密度、 I_0 は照射光強度、 Δx は吸収層の厚さ、 \bar{R}_e^2 は電子項に関する遷移モーメント、 $\int \psi_{v(1)} \psi_{v(2)} d\tau$ は上下の振動準位の振動波動関数の重なり積分で、フランク-コンドン係数とよばれるものである。発光スペクトルでは上位の1つの振動準位から下位のすべての振動準位への遷移に対応するバンドの $v'=v(1)$ の v'' -プログレッションが、吸収の場合には下位の1つの振動準位からの $v''=v(2)$ の v' -プログレッションがすべて観測されているとすると

$$\sum_{v(1)} \left| \int \psi_{v(1)} \psi_{v(2)} d\tau \right|^2 = \sum_{v(2)} \left| \int \psi_{v(1)} \psi_{v(2)} d\tau \right|^2 = 1$$

が成立するので、式(1)、(2)はそれぞれ

$$\begin{aligned} \sum_{v(2)} \frac{I_{em}^{v(1)v(2)}}{\bar{\nu}^4} &\propto N_{v(1)} \\ \sum_{v(1)} \frac{I_{abs}^{v(1)v(2)}}{\bar{\nu}^4} &\propto N_{v(2)} \end{aligned}$$

と書くことができる。ここで N_0 は、温度平衡を仮定すれば、 $e^{-G(v)hc/kT}$ に比例するから、上式の対数をとると

$$\ln \left\{ \frac{J_{em}^{(1)v(2)}}{v^4} \right\} = C_1 - \frac{G'(v(1))hc}{kT}$$

$$\ln \left\{ \frac{J_{abs}^{(1)v(2)}}{v} \right\} = C_2 - \frac{G''(v(2))hc}{kT}$$

を得る。ここで、 $G'(v(1))$ 、 $G''(v(2))$ はそれぞれ上位、下位の振動エネルギーである。つまり、発光スペクトルでは、 $v'=v(1)$ の v'' -プログレッションの各バンドの強度をその波数の4乗で割ったものの和の対数を、また、吸収では、 $v''=v(2)$ の v' -プログレッションの各バンド強度をその波数で割ったものの和の対数を、それぞれ $G'(v(1))$ 、 $G''(v(2))$ に対してプロットすると直線となり、その傾斜から hc/kT 、すなわち T を求めることができる。また、もしすべてのプログレッションについての観測値がない場合でも、フランク-コンドン係数が計算されていれば、式(1)、(2)を用いて、いくつかのバンドの強度比から N_0 の値の v 依存性、したがって温度を知ることができる。このようにして求められた振動温度は、分子が温度平衡にあるという仮定をしているので、特に発光スペクトルの場合には、その励起のしかたによって必ずしも温度平衡にないことが多く、一般には実際の周囲温度と異なることが多い。

振動回転スペクトル = 回転振動スペクトル

振動・回転相互作用 [英 vibration-rotation interaction, 独 Rotationsschwingungswchselwirkung, 仏 interaction de rotation-vibration, 露 вращательно-колебательное взаимодействие] 分子が回転すると、遠心力が働くので平衡核配置が変化し、基準振動数も変わる。また分子が振動すると、慣性モーメントが変わるので、回転の角速度が変わる。このように分子の振動と回転とが互いに影響を及ぼしあうことを振動・回転相互作用とよぶ。二原子分子の回転を剛体の回転と見なせば、回転のエネルギーは $J(J+1)\hbar^2/(2I)$ となる。ただし、 I は重心のまわりの慣性モーメント、 J は角運動量子数、 $\hbar = h/2\pi$ (h はプランク定数)である。二原子分子の振動を調和振動とみなせば、振動のエネルギーは $(v+1/2)h\nu$ となる。 ν は振動数、 v は振動量子数である。振動・回転のエネルギーを正確に表すには、上記の2項のほかに、補正項として $(v+1/2)^2, (v+1/2)J(J+1), J^2J(J+1)^2$ など比例する項が必要になる。このうち、 $(v+1/2)^2$ の項は振動ポテンシャルの非調和項から生じるので、純粋に振動のエネルギーであり、 $(v+1/2)J(J+1)$ の項は明らかに振動・回転相互作用のエネルギーである。 $J^2J(J+1)^2$ の項は遠心力による核間距離の伸びを原因とする項なので、振動座標に関係があり、純粋に回転項と見るのは必ずしも妥当でない。多原子分子においても上記と同種の補正項があるが、そのほかにコリオリの相互作用とよばれる一種の振動・回転相互作用による補正項がある。これは対称こま形分子に特有のものである。対称こま形分子においては、基準振動に縮退があり、縮退振動は二次元等方振動なので、分子軸のまわりに角運動量を持ち、この角運動量と分子全体としての分子軸のまわりの回転の向きとが同じであるか逆向きであるかによって、エネルギーに差が生じる。この相互作用の原因はコリオリの力と密接な関係にあるので、コリオリの相互作用とよばれる。

振動回路 [英 oscillatory circuit, 独 Schwingungskreis, 仏 circuit oscillant, 露 колебательный контур]

コイル L 、コンデンサー C および抵抗 R により構成される回路。これらの回路素子がすべて直列に接続されている回路を図1に示す。この回路に時刻 t で直流電圧を印加すると、この回路を流れる電流は $R < 2\sqrt{L/C}$ の場合に減衰振動をし、振動数は $1/(2\pi\sqrt{LC})$ で与えられる。 $R > 2\sqrt{L/C}$ のときに非振動的な減衰応答を示す(⇒減衰振

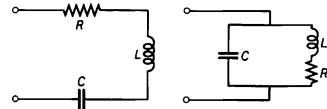


図 1

図 2

動)。特に $R=2\sqrt{L/C}$ の場合を臨界的な場合とよぶ。 $R \ll 2\sqrt{L/C}$ の場合、この回路に周波数 f の交流電圧 E_f を印加すると、回路を流れる電流は $f=1/(2\pi\sqrt{LC})$ のとき最大 E_f/R となる。この状態を共振とよび、この周波数を共振周波数とよぶ。共振状態では印加する交流電圧と流れる電流の位相は一致する。回路を流れる電流が共振周波数 f_0 での電流の $1/\sqrt{2}$ 以上となる周波数範囲をこの回路の周波数帯域という。 $2\pi f_0 L/R$ をこの回路の Q といい、周波数帯域 Δf 、共振周波数 f_0 との間に $\Delta f = f_0/Q$ の関係がある。振動回路には、この他に並列回路(図2)もあり、同様に共振特性を示す。並列共振回路の場合は、共振周波数で回路のインピーダンスは最大($=L/CR$)となり、回路に流れ込む電流は最小となる。振動回路の共振特性は、特別な周波数のみを通過させたり阻止したりするためのフィルターとして用いられる。

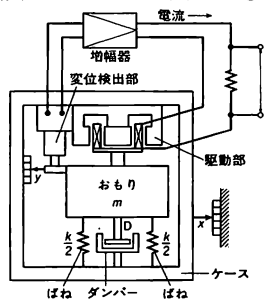
振動緩和(分子の) [英 vibrational relaxation, 独 Schwingungsrelaxation, 仏 relaxation vibratoire, 露 колебательная релаксация] 分子または分子集団系に対してその振動エネルギーの分布に変化をもたらすような外部からの摂動が加えられたとき、系の新しい熱平衡状態に対応する振動エネルギーの分布へ移行する過程を振動緩和という。振動緩和には、分子間エネルギー移行に基づく気相、凝縮相における過程と分子内エネルギー移行に基づく単分子過程とがある。振動緩和を構成する素過程を大別すると、(1)衝突する分子どうして振動エネルギーを交換する V-V (vibration to vibration) エネルギー移行と、(2)分子の振動エネルギーを衝突分子との相対運動または回転運動のエネルギーへ転換する V-T/R (vibration to translation/rotation) エネルギー移行がある。(1)をさらに類別すると、(a)分子間の同じモードの振動の間の V-V、(b)分子間の異なるモードの振動の間の V-V、(c)分子内の異なるモードの間の V-V、の3つのエネルギー移行に分れる。一般に V-V エネルギー移行は共鳴的(縮退した離散エネルギー準位間の移行)で、非共鳴的な V-T/R よりもずっと大きい速度で進行する。また、同一振動モードのなかでの V-V エネルギー移行は、異なるモード間のそれらに比べて優先して起る。したがって、振動緩和の機構としては、まず、同一振動モード内の準平衡的なエネルギー分布を達成し、次に、いろいろな振動モード間のエネルギー移行によって分子の全振動モードに対して準平衡分布状態を達成する。最後に、V-T/R エネルギー移行によって振動、回転・並進運動に対して完全な平衡分布状態を実現する。振動緩和の研究法のひとつは、超音波、衝突波のように圧力の急激な変化によって並進運動へエネルギーを注入し、それが振動運動へ分配される過程を調べるものであ

る。それには、音速の変化や密度変化などを時間の関数として測定する。これは、(2)のV-T/Rエネルギー移行の逆過程を調べることに相当し、分子の平均振動エネルギー E_{vib} は、圧力の上昇による新しい温度における熱平衡的なエネルギー値 \bar{E}_{vib} へ向かって変化する。その速さは、 E_{vib} の平衡値からの差に比例し、その比例定数より振動緩和時間 τ を定義することができる。すなわち

$$\frac{dE_{\text{vib}}}{dt} = \frac{1}{\tau} (\bar{E}_{\text{vib}} - E_{\text{vib}})$$

振動緩和時間内の分子の衝突頻度は緩和に必要な衝突数とみなせる。その値は、室温で 1.0×10^8 (O_2), 6.6×10^8 (H_2), 5.3×10^4 (CO_2) などである。振動緩和のもうひとつの研究法は、レーザー光によって分子を特定の振動準位へ励起し、レーザー誘起蛍光法、二重共鳴分光法などによって主としてV-V過程による緩和を測定する方法である。レーザーパルス幅を短くすれば、高速の分子内緩和現象を問題にすることもできる。たとえば、レーザー光によって振動励起を行い、分子の各振動準位への分布が熱平衡状態での分布と異なる分子系をつくり、この分子系の振動状態分布がフェルミ共鳴や分子振動の非調和性などのため熱平衡状態分布に移行する過程を観測することもできる。溶液中の分子の振動緩和も基本的には気体の場合と同じである。ただし、溶媒分子との相互作用によって起る分子内の異なるモードの振動の間のV-V過程が緩和の第一段階となり、その緩和時間は1psほどである(⇒エネルギー移行)。

振動計 [英 vibrometer, 独 Vibrometer, 仏 vibromètre, 露 виброметр] 振動を測定する計器をいう。そのためには、振動している対象とは独立に基準点を設ける必要がある。おもりをばねでつるした枠の振動を解析するとわかるように、枠の振動数がおもりの質量とばね係数で定まる固有振動数 f_0 よりも十分大きければ、枠とおもりの相対変位は枠の振動変位に等しく、 $f \ll f_0$ ならば加速度成分に比例する。したがって枠とおもりの相対変位を検出することにより、 f_0 を十分小さくすれば変位計として、 f_0 を十分大きくすれば加速度計として利用できる。市販されている振動計には動電型、圧電型、サーボ型の3種類がある。動電型は f_0 を小さくし、枠とおもりの相対速度を永久磁石とコイルによって検出するもので、低振動数の振動測定に使われる。高感度で0.01 μm 程度の振動振幅を検出できる。圧電型は f_0 を大きくし、枠とおもりの間に圧電素子を挟んだ構造で、1 kHz 程度の振動数範囲まで使用できる。小型で取扱いやすいが、特性に温度依存性があり、また横感度が比較的大きいので注意を要する。図はサーボ型加速度計の原理図で、おもりの変位を検出し、増幅した信号を駆動部に加えておもりの位置を一定に保つよう



し、そのときのフィードバック電流を測定する方式である。1 mm \cdot s $^{-2}$ 程度の加速度が測れる。

振動結晶法 [英 oscillating crystal method, 独 Schwenkkrystallmethode, 仏 méthode de cristal oscillant, 露 метод вибрирующего кристалла] 単結晶によるX線回折線を記録するための方法。回折結晶において、回折軸のまわりを全周回転させる代りに、狭い角度範囲(普通は30°以内)を回転振動させて回折像を記録する。カメラとしては回折結晶法と同一のものでよいが、回転振動の機構を備えていることが必要である。これによって結晶の対称性に関する知識を得ることができる。また、回折結晶法やワイセンベルク・カメラ法を行うための軸合せにも用いられる(⇒回折結晶法)。

振動減衰回路 [英 oscillatory damping circuit, 独 Schwingdämpfungskreis, 仏 circuit d'amortissement oscillatoire, 露 колебательный контур демпфирования] コンデンサーC、インダクタンスL、抵抗Rを直列につないだ振動回路に衝撃電圧を加えると、流れる電流は

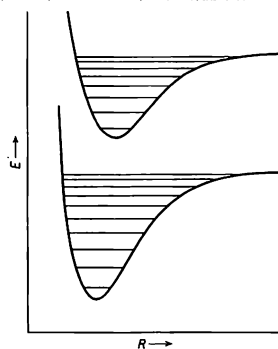
$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I = 0$$

に従うので、Rが十分小さければ($R < 2\sqrt{L/C}$)、減衰振動になる。このような状態にある回路を振動減衰回路という(⇒減衰振動, 振動回路)。

振動検流計 [英 vibrating galvanometer, 独 Vibrationsgalvanometer, 仏 galvanomètre à vibration, 露 вибрационный гальванометр] 低周波の交流信号(電流または電圧)を測定するための非常に応答の速い検流計。検流計の可動コイルを支持している糸の張力を調節し、そのコイルの支持機構の共振周波数を信号周波数に等しくできるようにになっている。電磁オシログラフと原理は似ているが、共振条件によって感度をあげることができる。

振動項 [英 vibrational term, 独 Schwingungsterm, 仏 terme vibrationnel, 露 колебательный терм] = 振動準位

振動構造 [英 vibrational structure, 独 Schwingungsstruktur, 仏 structure de vibration, 露 колебательная структура] 分子スペクトルの構造を考える場合、特に分子振動に起因する構造を取出して(分子スペクトルの)振動構造という。二原子分子の核間ポテンシャルは、その極小点の付近では近似的に調和振動子のポテンシャルとみなすことができるので、この付近で振動する場合のエネルギー準位は近似的に $(v + 1/2)h\nu$ で与えられる。ただし、 ν は振動数、 v ($=0, 1, 2, \dots$)は振動量子数、 h はプランク



定数である。異なる電子状態では、核間ポテンシャルが異なるので、振動数も異なる。また、核間ポテンシャルは正確には調和振動子型ではないので、エネルギー単位は正確には等間隔ではない。図は1つの分子の2つの電子状態の核間ポテンシャルと振動単位とを示したもので、横軸 R は核間距離、縦軸 E はエネルギーを表す。光の放出、吸収によって電子状態が変わるとき、遷移前、遷移後の振動単位がそれぞれの単位であるかによって、放出、吸収される光の波長が異なる。このことによって生じるスペクトルの構造が振動構造である。多原子分子では、いろいろな振動があるので、振動構造は複雑である。

振動子 [英 oscillator, 独 Oszillator, 仏 oscillateur, 露 осциллятор] 物体や媒質が振動を行うとき、その振動的性質だけを取り上げて振動子という。分子振動や結晶の格子振動の場合、振動の自由度に相当するだけの基準振動のそれぞれを基本的な振動子とみなし、振動子とよぶこともある。この意味で振動子は調和振動子である場合が大部分であるが、非調和振動子を考える場合もある。光や音の場合も、それらをフーリエ成分に分ければ、各成分波の振幅と初期位相を与えればどのように波が生じているかを指定できるので、各成分波を振動子とみなし、光や音をそれら無限個の振動子の集合体とみることが可能である。

古典的な(一次元)調和振動子は、それに対応する一般化座標(基準座標など)を q とすると、ハミルトニアン

$$H = \frac{1}{2m} p^2 + \frac{1}{2} m \omega^2 q^2$$

で規定される。 $p = m(dq/dt)$ は q に共役な一般化運動量、 m は振動子の質量、 ω は角振動数である。運動方程式は

$$\frac{d^2 q}{dt^2} = -\omega^2 q$$

を与えるので、一般解は単振動

$$q = A \cos(\omega t + \phi) \quad (A, \phi \text{ は積分定数})$$

になる。このときのエネルギーは、 $E = m A^2 \omega^2 / 2$ となり、 $H = E$ は位相空間 (pq 空間) 内の楕円になる。量子力学による調和振動子の扱いについては(=調和振動子)。

振動子強度 [英 oscillator strength, 独 Oszillatorenstärke, 仏 force d'oscillateur, 露 сила осциллятора] 原子または分子(以下、簡単のため主として原子の場合を考える)による光の吸収などの電磁相互作用を記述する物理量として無次元の振動子強度 f が用いられる。原子のなかの電子をある平衡の位置のまわりに、質量 m 、電荷 e をもち、角振動数 ω_n で振動する「 f_n 個の一次元の減衰振動子」の集まりとみなす。この系に角振動数 ω の弱い電場をかけると、これにより誘起される分極率 $\alpha(\omega)$ は、各振動子は独立に応答するとすれば、古典力学によって

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m} \sum_n \frac{f_n}{\omega_n^2 - \omega^2 - i r_n \omega} \quad (1)$$

と与えられる。 r_n は弱い減衰力を表す正のパラメーターである。通常の条件下では $r_n \rightarrow 0$ とおける。一方任意の小さい正の数 ε に対して

$$\frac{1}{x - i\varepsilon} = P\left(\frac{1}{x}\right) + i\pi\delta(x) \quad (2)$$

の関係が成り立つ。ここで P は積分するとき主値をとることを意味し、 $\delta(x)$ はデルタ関数である。この関係を用いれば式(1)は

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m} \sum_n f_n P\left(\frac{1}{\omega_n^2 - \omega^2}\right) + i\pi \left(\frac{e^2}{m}\right) \sum_n f_n \delta(\omega_n^2 - \omega^2) \quad (3)$$

と書ける。古典論では ω_n, f_n は単なるパラメーターである。一方、原子に x 方向に角振動数 ω の弱い電場をかけ、その応答を三次元的な問題として、量子力学で扱い、双極子近似の範囲内で $\alpha(\omega)$ を求め、角振動数を $\omega_n = (E_n - E_0)/\hbar$ 、振動子強度を

$$f_n = f_{on} = 2m(E_n - E_0) \frac{\left| \langle n | \sum_j x_j | 0 \rangle \right|^2}{\hbar^2} \quad (4)$$

とれば分極率 $\alpha(\omega)$ が式(1)のように書ける。したがって式(3)の f_n を振動子強度という。ここで E_0, E_n は原子の始状態 0 および終状態 n の固有エネルギーを表し、 m は電子の質量、 x_j は原子内の電子のデカルト座標 r_j の x 成分で、 $\langle n | \sum_j x_j | 0 \rangle$ はその和の行列要素であり、 $E_n - E_0$

は励起エネルギーである。通常の条件下では原子は初め基底状態にあり、 $E_n - E_0$ は励起エネルギーである。また $1/r_n$ は励起状態 n が衝突や光の放出に伴い崩壊する際の寿命を表す。始状態 0 が励起状態の場合は $E_n - E_0$ が負となりうるので、式(4)の f_n は負となりうる。この場合は振動子強度を初めに述べたように振動子の数と考える古典的な解釈は成立しないので注意を要する。終状態がエネルギーの連続スペクトル E に属する場合は、終状態の波動関数 ψ_E を

$$\int \psi_E^* \psi_E dr = \delta(E - E') \quad (5)$$

のようにエネルギー E で規格化すると、式(4)の右辺は振動子強度密度 $df/dE = \hbar^{-1} df/d\omega$ (ただし $\omega = (E - E_0)/\hbar$) となり、 E と $E + dE$ の振動子強度は $(df/dE)dE$ で与えられる。式(1)、(3)での状態についての和は、これらの連続状態も含むものと解釈する。原子についての振動子強度密度 df/dE をエネルギー E の関数と考え、 n が離散状態のときは $df/dE = \sum_n f_n \delta(E - E_n)$ として含めた全体を原子の

振動子強度分布という。この分布がわかれば、原子についての光の吸収および放出などについての性質は双極子近似の範囲内でわかる。線形応答関数に関する一般論から見ると、原子の振動子強度は原子系の電場に対する応答関数と考えられる。

振動子強度分布についてはいくつかの総和則(f 値の総和則)がある。分布についてエネルギーに関する μ 次のモーメント、 $S(\mu) = \sum_n (E_n - E_0)^\mu f_n$ (和は連続状態も含む)を定義すると、 $S(\mu)$ はある物理量の始状態での期待値として表せる。 $\mu = 0$ についてはトーマス-ライヒェーケンの和則

$$S(0) = N \quad (N \text{ は原子内電子数}) \quad (6)$$

を得る。式(6)は物理的には次のように考えられる。すべての束縛エネルギー $E_n (= \hbar \omega_n) = \hbar \omega$ によるか大きな励起エネルギー $E (= \hbar \omega)$ に対して式(1)の分極率は

$$\alpha(\omega) \rightarrow -\frac{e^2}{m\omega^2} \sum_n f_n \quad (7)$$

となる。この極限では原子の分極率は相互作用のない N 個の自由電子の分極率 $-Ne^2/m\omega^2$ と一致するはずであるから上記の総和則を得る。この総和則は振動子強度分布をすべての励起エネルギーにわたって積分すると原子内電子の総数に等しいことを示し、振動子強度を前述の注意にもかかわらず振動子の個数と解釈することが合理的である根

拠を与える。具体的に振動子強度分布を求める方法としては、理論的に式(4)を直接計算することが考えられる。Heのような簡単な系では実行されているが、十分よい結果を得るためには、極めて精度のよい波動関数が必要であり、より複雑な原子分子に対しては実用的な方法とはいえない。したがって振動子強度分布を求めるには主として以下の実験的方法による。単位体積中に N 個の原子を含む希薄な均一気体中での角周波数 ω の光の吸収断面積 $\sigma_{ph}(\omega)$ は分極率 $\alpha(\omega)$ により

$$\sigma_{ph}(\omega) = \frac{2\omega}{Nc} \text{Im}(\sqrt{1+4\pi N\alpha(\omega)}) \quad (8)$$

で与えられる。ここで c は光速、 Im は虚数部分を示す。希薄気体中では $|4\pi N\alpha| \ll 1$ であるので式(3)を式(8)に代入して

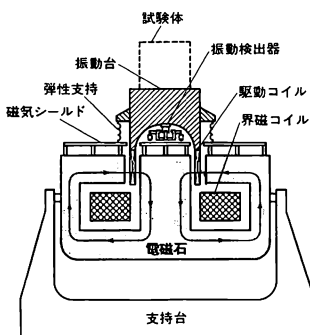
$$\sigma_{ph}(\omega) = \frac{2\pi^2 e^2}{mc} \sum_n f_n \delta(\omega_n - \omega) \quad (9)$$

を得る。これを振動子強度分布で書けば

$$\sigma_{ph}(\omega) = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \frac{df}{dE} \\ = 1.098 \times 10^{-16} \frac{df}{dE} [\text{cm}^2 \cdot \text{eV}] \quad (10)$$

となる。したがって原子または分子の光吸収断面積の測定から振動子強度分布を知ることができる。一方、高速荷電粒子の前方散乱断面積からも f_n または df/dE を知ることができる(→一般化振動子強度)。一般にこれらの実験によって求めた振動子強度は互いに一致しないことが多い。しかし He 原子、 H_2 分子および Ar 原子については総和則などによって信頼するに足る振動子強度分布を推定することが行われている。なお、振動子強度の概念はもっと一般的には複素誘電率 $\epsilon(\omega)$ の虚部、すなわち $\text{Im}\epsilon(\omega)$ および $\text{Im}(1/\epsilon(\omega))$ のスペクトル分解として定義でき、凝縮相にも拡張できる(→誘電率)。前者は横波モードの励起、後者は縦波モードの励起に対応する。つまり $\hbar\omega$ の光子の吸収の確率は式(8)のように前者に比例し、 $\hbar\omega$ のエネルギーが荷電粒子から物質に移る確率は後者に比例する。気相のように希薄な場合は $\epsilon(\omega) \approx 1$ なので両者は一致するが、凝縮相の場合はこれらは一般に互いに異なる。総和則(6)は $\epsilon(\omega)$ の $\omega \rightarrow \infty$ (したがって $\epsilon(\omega) \rightarrow 1$) の極限についての挙動から決めるものであり、振動子強度分布について一般に成り立つ。図

振動試験装置 [英 vibration testing machine, 独 Rüttelmaschine, 仏 machine d'essais de vibration, 露 испытания на выносливость к колебаниям] 各種機器や構造



物の耐振性を調べたり、材料の疲労試験に用いられる装置である。試験台を偏心カムなどで駆動するもの、重心を外した軸のまわりに回転させて不釣り合い力を生じさせるもの、電磁石のつくる磁場中に置かれたコイルを駆動するもの(図参照)、油圧ピストンで駆動するもの、圧電素子で駆動するものなどがある。振動波形が正弦波であること、振動方向、振幅が振動数によらず一定でありかつ振幅は連続的に可変であること、振動数が連続的に可変であることなどが要求される。振動方向は鉛直のものが多く、水平方向のものもつくられている。

振動準位 [英 vibrational level, 独 Schwingungsniveau, 仏 niveau de vibration, 露 колебательный уровень] 分子や原子核の振動運動のエネルギー準位のこと。これらの振動エネルギーは、量子力学に従ってとびとびの値をとる。その離散的なエネルギー値を振動準位というが、振動状態を含めていうことも多い。

[1] 分子の振動エネルギーは、その分子の電子状態に依存する、つまり分子内の原子核間の振動状態は、その電子状態によって決定されるポテンシャルエネルギー曲線(面)によって定まり、ひとつの振動自由度に関しては近似的に次のような形で表される。

$$E(v) = \hbar c \left\{ \omega_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + \omega_e y_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^3 + \cdots \right\} \quad (1)$$

ここで h はプランク定数、 c は光速、 ω_e 、 $\omega_e x_e$ 、 $\omega_e y_e$ は振動定数とよばれるもので、 $\omega_e \gg \omega_e x_e \gg \omega_e y_e$ の関係にある。 v は振動量子数である ($v=0, 1, 2, \dots$)。分子のポテンシャルエネルギー曲線(核間距離の関数)が調和の振動子型の放物線であれば $\omega_e x_e$ 、 $\omega_e y_e$ はいずれも 0 になるが、核間距離が大きくなるにつれポテンシャル曲線が放物線から少しずれて、いわゆる非調和振動であるために 0 でなくなる。上式からわかるように $v=0$ であっても、 $E(v) = \hbar c \omega_e / 2$ だけの振動エネルギーが存在し、これを零点振動のエネルギーまたは簡単に零点エネルギーとよぶ。式(1)を $\hbar c$ で割った値、すなわち

$$G(v) = \frac{E(v)}{\hbar c} = \omega_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + \omega_e y_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^3 + \cdots$$

を振動項値とよび、波数単位 [cm^{-1}] で表した振動エネルギー値で、分光学でよく使われる。

[2] 原子核の低エネルギー励起スペクトルに現れる核内に、集団振動状態が生じてつくられる準位のことを振動準位という。多様な振動準位が存在するが、特に変形核の回転運動による回転準位と対比してこの用語が用いられる場合には、球形核においてフォノンが 1 個または 2 個励起してできる準位のことをさす(→フォノン)。この場合、励起エネルギー $E = n\hbar\omega$ でフォノンの数に比例する。

振動状態 [英 vibrational state, 独 Schwingungszustand, 仏 état de vibration, 露 колебательное состояние] ⇒ 核の振動

振動数 [英 frequency, 独 Frequenz, 仏 fréquence, 露 частота] 時間的な周期現象があるとき、単位時間(1秒間)に同じ運動状態の繰返される回数をいう。単位は Hz (ヘルツ)あるいは s^{-1} である。電気振動の場合には、周波数あるいはサイクルということもある。振動の周期 T と

振動数 ν の間には $\nu=1/T$ の関係がある。振動の角振動数 $\omega=2\pi\nu=2\pi/T$ のことを単に振動数ということもある。

振動数条件 [英 frequency condition, 独 Frequenzbedingung, 仏 condition de fréquence, 露 частотное условие] 原子構造に関するボーアの理論では、原子は量子条件を満足するエネルギーの定常状態にあり、その状態にある限り光の放出・吸収はなく、光の放出・吸収は、原子が他の定常状態に突然の量子論的な遷移をすることで起ると仮定された。その際、光の放出・吸収が、ある高いエネルギー E_h の状態と低いエネルギー E_l の状態の間の遷移で起ったとすると、その光の振動数 ν は、 h をプランク定数として

$$\nu = \frac{E_h - E_l}{h}$$

の関係で与えられる。この規則を振動数条件という。 $h\nu$ を放出・吸収される光子のエネルギーと考えれば、この関係はエネルギーの保存則であり、原子に限らず広く分子、原子核などにおいても成立する。

振動スペクトル [英 vibration spectrum, 独 Schwingungsspektrum, 仏 spectre de vibration, 露 колебательный спектр] 分子の振動準位間の遷移によって生じるスペクトルで、一般に多原子分子の核相互間の振動に起因するスペクトルをいう。 N 個の原子から成る多原子分子では $3N-6$ (直線分子では $3N-5$) 個の基準振動が存在する。これらの基準振動の振動数 (cm^{-1} 単位) を $\omega_1, \omega_2, \dots$, 対応する振動量子数を v_1, v_2, \dots とすると、分子の振動準位のエネルギー (cm^{-1} 単位) は

$$G(v_1, v_2, \dots) = \sum_i \omega_i \left(v_i + \frac{1}{2} \right) + \sum_{i,j} x_{ij} \left(v_i + \frac{1}{2} \right) \left(v_j + \frac{1}{2} \right) + \dots$$

で表される。ここで $x_{ik} = x_{ki}$ は非調和定数である。これらの準位間の遷移によって振動スペクトルが生じる。この場合、規準振動によって双極子モーメントが変化すれば赤外スペクトルとして、また分極率が変化すればラマン・スペクトルとして観測される。

振動摂動 [英 vibrational perturbation, 独 Schwingungsstörung, 仏 perturbation vibrationnelle, 露 колебательное возмущение] 分子スペクトルのバンド系のみならず、一定の規則で配列しているバンドの位置が、1つまたは2つだけ規則性からずれて観測される現象をいう。これは回転振動の特殊な場合と考えることができる(⇒回転振動)。分子の2つの電子状態のポテンシャル曲線が交わっていて、しかも振動の選択規則が満たされている場合には、交点の近くにある両方の電子状態に属する振動準位間の振動はエネルギー差が0に近くなくても相当大きくなる。したがって、それらの振動準位に属する同じ回転量子数 J をもつ回転準位の組のエネルギー差が、どの J に対してもほぼ同じになる。振動が同種振動であれば、 J の値に無関係にすべての回転準位が回転振動によってほぼ同じ大きさだけずれ、全体として互いに反発するような方向に偏移する。また、回転量子数 J の小さな値の回転準位が回転振動を受ける場合には、バンドの頭の位置がずれるために、バンド全体の位置がずれたように見えることもある。これも振動摂動で、回転振動に関する選択規則が満たされていなければならない。

振動遷移 [英 vibrational transition, 独 Schwingungs-

übergang, 仏 transition de vibration, 露 колебательный переход] 光の吸収または放出などによって分子の振動状態が遷移することを振動遷移という。分子の基準振動の振動数を $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_f$ とし、振動量子数(⇒調和振動子)を v_1, v_2, \dots, v_f とすると、振動のエネルギーは

$$\sum_f \left(v_f + \frac{1}{2} \right) h\nu_f$$

である。分子の基準振動数と等しい振動数の光は通常赤外線であって、これを気体に当てると、ある確率をもって気体分子に吸収され、それに伴って振動量子数が1だけ増加し、振動遷移が起る。気体中で放電を行うと、高いエネルギー準位にかなりの個数の分子が励起され、それらはある確率をもって低い準位に移る。振動量子数だけが変わる場合、それは光の放出による振動遷移である。選択規則により、基準振動数と等しい振動数の光を放出して、振動量子数が1だけ減る。現実の分子振動は調和振動ではないので、確率は低いが振動量子数が2以上変わる遷移も可能である。気体分子に可視光線などを当てると、1個の光子が分子に吸収されて、同時に、波長の異なる光が放出されることがある。これをラマン散乱とよぶ。ラマン散乱によって振動遷移が起る場合、散乱の前後の光子のエネルギーの差は分子の振動エネルギーの変化に等しい。

振動定数 [英 vibrational constant, 独 Schwingungskonstante, 仏 constante de vibration, 露 колебательная постоянная] 分子の振動エネルギーを記述するのに用いられる定数で、特定の電子状態、振動状態に対して固有の値をとる。二原子分子を例にとれば、振動項値(振動エネルギーを波数単位で表したもの)は

$$G(v) = \frac{E_v}{hc} = \omega_e \left(v + \frac{1}{2} \right) - \omega_e x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + \omega_e y_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^3 + \dots$$

で表される。ここで h はプランク定数、 c は光速、 v は振動量子数で、 $v=0, 1, 2, \dots$ の整数値をとる。上式に現れる $\omega_e, \omega_e x_e, \omega_e y_e$ を振動定数といい、それらの値は、その二原子分子のポテンシャルエネルギー曲線(調和振動)であれば ω_e の項のみが残り、 $\omega_e x_e = \omega_e y_e = 0$ となる。 $\omega_e x_e, \omega_e y_e$ は振動が非調和振動であることによる補正定数で、一般に $\omega_e \gg \omega_e x_e \gg \omega_e y_e$ の関係がある。 $\omega_e x_e$ は常に正であるが、 $x_e y_e$ の値は場合によって負の値をとることもある。また、ひとつの電子項の振動項値を表すのに、それに属す振動準位 $v=0$ の値を基準にとり、

$$G_0(v) = \omega_0 - \omega_0 x_0 v^2 + \omega_0 y_0 v^3 + \dots$$

と表すこともある。ここで

$$\omega_0 = \omega_e - \omega_e x_e + \frac{3}{4} \omega_e y_e + \dots$$

$$\omega_0 x_0 = \omega_e x_e - \frac{3}{2} \omega_e y_e + \dots$$

$$\omega_0 y_0 = \omega_e y_e + \dots$$

の関係がある。この $\omega_0, \omega_0 x_0, \omega_0 y_0$ もやはり振動定数といわれる。 N 個の原子からなる多原子分子では、振動の自由度が $3N-6$ 個(直線分子では $3N-5$ 個)あり、したがって振動定数も振動形式がただ1つのみの二原子分子の場合に比べ、それぞれの振動形式の数に応じて増えてくる。

振動的電流磁気効果 [英 oscillatory galvanomagnetic effect, 仏 effet galvanomagnétique oscillatoire, 露 коле-

バタльный гальваномагнитный эффект] 磁場中の金属や半導体の電気抵抗が磁場の大きさをえていくときに振動的に変化する効果の総称。よく知られたシュベニコフ・ハース効果のほかには薄膜や細い針金で起る形状効果がある。後者は、試料のある方向の寸法がマイクロロン半径と同程度のとき現れ、低温のナトリウム膜などで観測されている。磁場中の伝導電子に関連した振動現象としては、上記のほかにはホール電場、熱起電力、熱伝導率などに現れることが知られている。

振動・電子相互作用 [英 vibronic interaction, 仏 interaction vibronique, 露 колебательно-электронно взаимодействие] 分子や固体では、原子核の運動と電子の運動を合わせた全系の固有状態は通常はボルン-オッペンハイマー近似に基づいて求められる。すなわち、原子核は電子に比べて非常にゆっくりと動いているので、電子は瞬間的に静止した原子核のつくるポテンシャル中を運動していると考えられる。このとき電子の波動関数を $\Psi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R})$, エネルギー固有値を $E_n(\mathbf{R})$ ($n=1, 2, 3, \dots$) とすると Ψ_n は原子核の座標をパラメーターとして含んでいる。ここで簡単のため全電子の座標を \mathbf{r} , 全原子核のそれを \mathbf{R} で表してある。原子核は $E_n(\mathbf{R})$ をポテンシャル(断熱ポテンシャル)とする場の下で運動すると考えられ、その波動関数を $\phi^{(n)}(\mathbf{R})$ とすると、全系の波動関数は $\Psi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R})\phi^{(n)}(\mathbf{R})$ と書かれる。ボルン-オッペンハイマー近似が成立するためには、全系のハミルトニアン H を、異なる電子波動関数 $\Psi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ と $\Psi_m(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ ($n \neq m$) との間の行列要素 $H_{mn}(\mathbf{R}) = \int \Psi_m^*(\mathbf{r}, \mathbf{R}) H \Psi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R}) d\mathbf{r}$ (非断熱項) が無視できることが必要である。このためには、 $\Psi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R})$ が \mathbf{R} に対して緩やかに変化する関数でなければならない。実際には $H_{mn}(\mathbf{R})$ は無視できることが多いが、現象によってはこれが重要な役割を演ずることも多い。この $H_{mn}(\mathbf{R})$ の影響を振動・電子相互作用という。 $H_{mn}(\mathbf{R})$ が無視できない場合、波動関数は $\Psi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R})\phi^{(n)}(\mathbf{R})$ の形には書けず、一般にはそれらの線形結合となる。このように原子核の運動(普通は振動だけを考える)と電子の運動が(断熱的な意味においてさえも)分離できず密接に関連しあう状態を振動・電子状態(vibronic state)という。

振動・電子相互作用が重要になるのは、ボルン-オッペンハイマー近似で解いたときの電子状態が絡まるいは近似的に絡んでいるときである。動的ヤー-テラー効果(⇔ヤー-テラー効果)や直線形三原子分子の Π 電子状態に対するレーナ-効果はこのよい例である。これらの場合、原子核配置のちょっとした変位に対しては電子波動関数が変化しやすいので、 $H_{mn}(\mathbf{R})$ の効果が大きいのである。振動・電子相互作用は、分子や固体中のクラスターによる光吸収や電子スピン共鳴(ESR)のスペクトルに重要な影響を与える。また、原子や分子の衝突過程においても重要な役割を演ずる。振動・電子相互作用が比較的弱いときには系の状態はボルン-オッペンハイマー近似でほぼ正しく与えられるが、この場合でも光吸収による状態間遷移のなかにはボルン-オッペンハイマー近似の範囲では禁止されているものが見られる。それは禁止されている遷移でも、振動・電子相互作用を通じて原子核の振動の励起や脱励起を伴うことにより許容されることがあるからである。これは、phonon assisted transition とよばれ、光吸収スペクトルによく現れる。

一般に固体で電子・フォノン相互作用いわれているも

のは振動・電子相互作用のひとつの現れである(⇔電子・フォノン相互作用, ポーラロン)。

振動電流 [英 oscillating current, 独 Schwingstrom, 仏 courant oscillant, 露 колебательный ток] 交互に強さおよび方向が変化する電流で電気振動によって生じる。周期や電流の振幅は必ずしも定常的である必要はない。定常的な振動電流は種々の発振回路によってつくることができて(⇔電気振動, 振動回路), LC 回路にパルス的に電気エネルギーを与えると時間とともに減衰する振動電流が得られる。

振動の総和則 [英 vibrational sum rule, 独 Schwingungssummenregel, 仏 règle des sommes de vibrations, 露 правило сумм колебаний] 分子スペクトルの1つのバンド系で、同一の上位(下位)振動準位をもつすべてのバンド強度の和は、その上位(下位)準位にある分子の数に比例するという規則。振動量子数 v' の上位振動準位にある分子数を $N(v')$, 振動量子数 v'' の下位振動準位にある分子数を $N(v'')$, (v', v'') バンドの発光強度を $I_{em}(v', v'')$, 吸収強度を $I_{abs}(v', v'')$, (v', v'') バンドの波数を $\bar{\nu}(v', v'')$ とすると、振動の総和則は

$$\sum_{v''} \frac{I_{em}(v', v'')}{[\bar{\nu}(v', v'')]^4} \propto N(v'),$$

$$\sum_{v'} \frac{I_{abs}(v', v'')}{\bar{\nu}(v', v'')} \propto N(v'')$$

で表される。吸収スペクトルでは、吸収強度の代りに積分吸収係数を用いてもよい。発光スペクトルでは、自己吸収のある場合には発光強度にその補正を施す必要がある。バンド強度の総和に大きく寄与するすべての遷移に対して電子遷移モーメントが一定のときのみ総和則が成り立つ。この条件が満たされる場合には、総和則を使って、そのバンド系を放射したり、吸収したりしている気体の温度を決定することができる。

振動パラメーター [英 oscillation parameter, 独 Schwingungsparameter, 仏 paramètre d'oscillation, 露 параметр колебания] 原子核の表面振動を表すパラメーター。原子核の液滴模型によれば、集団座標 $\alpha_{\lambda\mu}$ とその時間微分 ($d\alpha_{\lambda\mu}/dt$) が微小のとき、表面振動のエネルギーは運動エネルギー T とポテンシャルエネルギー V からなり、二次の近似では次式のようになる。

$$T = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} B_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{d\alpha_{\lambda\mu}}{dt} \frac{d\alpha_{\lambda\mu}}{dt}, \quad V = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} C_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}^2 \alpha_{\lambda\mu}$$

ただし、 $\alpha_{\lambda\mu}$ は、核の中心から方向 (θ, ϕ) の核表面までの距離 $R(\theta, \phi)$ を、以下のように球面調和関数 $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ で展開したときの展開係数で与えられる。

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left\{ 1 + \sum_{\lambda} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right\}$$

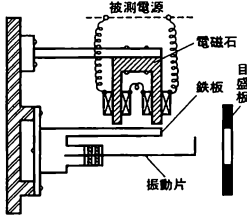
R_0 は平衡の球形の半径である。この T と V の式に含まれる B_{λ} と C_{λ} を振動パラメーターとよび、前者は質量パラメーターとよばれ、核表面の変化に伴う核物質の移動のしかたに依存し、後者は復元力パラメーターで、変形に対する復元力の大きさを表す。 B_{λ} と C_{λ} はもともとは核の内部構造によって与えられるべきものであるが、変形で生ずる核物質の流れが渦なしで非圧縮性流体として大きざらばに見積ると

$$B_{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \frac{3}{4\pi} A M R_0^2$$

$$C_1 = (\lambda - 1)(\lambda + 2)R_0^3 S \frac{3}{2\pi} \frac{\lambda - 1}{2\lambda + 1} \frac{Z^2 e^2}{R_0}$$

となる。\$A, M, Ze\$ は核子数，核子の質量，全電荷で，\$S\$ は表面張力で \$4\pi R_0^2 \cdot S = 17.2 A^{2/3} [\text{MeV}]\$ で与えられる。この式は \$A\$ に関して滑らかに変化する。一方，偶偶核の第一励起状態を \$\lambda = 2\$ の振動と考え，\$B_2\$ と \$C_2\$ を実験値から評価すると，上の \$B_2\$ と \$C_2\$ とは値が大きく食い違い，強い殻構造依存性を示す。この違いを理解するには巨視的な液滴模型から離れ，微視的考察すなわち核子数，核子の占有軌道，核子間相互作用との関連で決めねばならない。

振動片形周波計 [英 vibrating-reed frequency meter, 独 Zungenfrequenzmesser, 仏 fréquence-mètre à lames vibrantes, 露 вибрационный язычковый частотомер] 図



のように薄い鋼鉄振動片を固有振動数の大ききの順に並べ一端を固定し，被測交流電源の交番電磁力を加えると被測定周波数の2倍の固有振動数の振動片が大きく振れ，その振幅が最大のものの目盛を読取るものである。配電盤用(大型)で15~200 Hz，同小型で20~500 Hz，携帯用で15~200 Hzのように数百 Hz 以下の周波数計として用いられ，特に商用交流電力系用周波数計(45~65 Hz, 0.5 ステップ)としては最も普及している。この型は丈夫，軽量でまた，振動片が機械的フィルターの役をもち波形ひずみの影響が少なく，電圧変動にも安定という特徴をもつ。しかし応答性が悪い欠点がある。

振動方程式 [英 oscillation equation, 独 Schwingungsgleichung, 仏 équation d'oscillation, 露 уравнение колебаний] 振動的に変化する変動量について成り立つ微分方程式をいう。いかえれば，振動方程式は周期関数で表される解をもつ。たとえば，一次元の単振動は振動量 \$x\$ として，微分方程式

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\omega_0^2 x$$

で表され，この方程式の一般解は \$x = A \cos(\omega_0 t + \alpha)\$ あるいは \$x = C_1 \exp(i\omega_0 t) + C_2 \exp(-i\omega_0 t)\$ (\$A, \alpha\$ あるいは \$C_1, C_2\$ は任意定数で，初期条件より決定される)の形をもつ。ここで，\$\omega_0\$ はこの系の固有角振動数である(⇒単振動)。速度に比例する抵抗が加われば減衰振動となるが，その方程式は

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0$$

の形となり(\$\gamma\$は制動係数)，この方程式の解は \$\gamma^2 - \omega_0^2\$ の値の正，負，0により種々の挙動を示す(⇒減衰振動)。周期的な外力 \$f(t, \omega)\$ が加われば強制振動系となり，その方程式は次のように表される。

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + p(t) \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = f(t, \omega)$$

系に固有な自由振動の角振動数 \$\omega_0\$ (固有振動数)と外力の角振動数 \$\omega\$ との関係により，共振，反共振など種々の現象

が現れる。

振動面 [英 plane of vibration, 独 Schwingungsebene, 仏 plan de vibration, 露 плоскость колебания] 波動の振動とその伝搬方向を含む平面。光波の場合には，その電気ベクトル(または磁気ベクトル)の振動方向と光の進行方向とを含む平面を電気ベクトル(または磁気ベクトル)の振動面という。偏光面という術語の定義が一義的でないため，混乱を招きやすいので，現在では電気ベクトル(または磁気ベクトル)の振動面ということばが一般に用いられる。

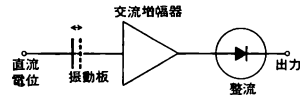
振動面分割 [英 division into polarized beams, 仏 division de plan de vibration, 露 деление колебательной плоскости] 干渉測定を行うとき，1つの光源から出た光を分割して2つの光束を取りだす方法の1つ。振動面が互いに直交する2つの光束に分割したり，右まわりと左まわりの円偏光に分割したりする方法をいう(⇒波面分割，振幅分割，複像素子)。偏光分割ともいう。複屈折結晶や多層膜ビーム・スプリッターが用いられる。

振動模型 [英 vibration model, 独 Schwingungsmodell, 仏 modèle de vibration, 露 колебательная модель]

⇒ 振動単位

振動モード [英 vibrational mode, 独 Schwingungsmod, 仏 mode de vibration, 露 колебательный мод] ⇒ 基準振動

振動容量電位計 [英 vibrating capacitor electrometer, 独 Vibrationselektrometer, 仏 électromètre à condensateur vibrant, 露 динамический конденсаторный электрометр] 測定すべき直流電位を図のように振動電



極板からなるコンデンサーにつないで変調し，それを交流増幅器によって増幅したのち整流し，直流出力を得る形式の電位計。コンデンサーの容量変化による充電電流が変調信号となり，その振幅はとも直電位に比例する。この電位計の入力抵抗はコンデンサーの絶縁抵抗で決まるので，よく注意すれば \$10^{12} \Omega\$ 以上が得られる。コンデンサーの容量変調は 50~1000 Hz の範囲で，スピーカーのような方式で行われる。信号が交流なので増幅器の増幅度は大きくとれ，感度の高いものが得られる。交流増幅器であるために零点のドリフトによる誤差がない。

浸透流 [英 porous flow, 独 poröser Fluß, 仏 courant osmotique, 露 пористое течение] 一般に多孔性媒質中の流体の流れをいう。土壌中の地下水の流れや生体組織中の体液の流れなどが代表例である。多孔性媒質中の流体の流れはミクロに見れば複雑に変動しているが，これを連続体とみなしてマクロを取扱いをすると，平均流速 \$\bar{v}\$ と平均圧力 \$\bar{p}\$ の間にダルシーの法則 \$\bar{v} = -(k/\mu) \nabla \bar{p}\$ の成立することが知られている。ただし \$\mu\$ は流体の粘性率，\$k\$ は媒質の透過率である。また，連続の方程式 \$\nabla \cdot \bar{v} = 0\$ は常に成立しているので，\$\bar{p}\$ はラプラス方程式を満たす。浸透性のない物質との境界面では \$\bar{v}\$ の法線成分(したがって \$\bar{p}\$ の法線方向の微分係数)が0，また自由境界では \$\bar{p}\$ が一定という条件の下に圧力場が決定され，ダルシーの法則によって速度場が決まる。多孔性媒質中の流れを誘起するものとしては外から掛ける圧力が主なものであるが，一方，気体や他の液体の占める多孔性媒質中を特定の流体がしみこ

んでいく場合には、それらの境界面で表面張力が働き、毛管現象による流れが生じる。これも実質的には圧力で表現できるので、外圧と同様な取扱いが可能である。

振動量子数 [英 vibrational quantum number, 独 Schwingungsquantenzahl, 仏 nombre quantique vibrationnel, 露 колебательное квантовое число] 力の定数(バネ定数) k 、質量 M の調和振動子の振動数 ν は $(k/M)^{1/2}$ であり、そのエネルギーは、量子力学によると $(v+1/2)h\nu$ 、(h はプランク定数)である。ここに現れる v が振動量子数とよばれる数で0または正の整数値(0, 1, 2, ...)に限られる。調和振動子の状態は、量子数 v で指定される。

多原子分子や固体内の原子(もう少し詳しくいうと原子核にその周囲の電子雲を含めたもの)の振動は、少なくとも近似的には、それぞれが調和振動子とみなせるいくつかの基準振動を合成したもので、それぞれの調和振動子 i に対する振動量子数を v_i とすると、これらの系の振動状態は v_i の組(v_1, v_2, \dots)で指定され、そのエネルギーは

$$\sum_i \left(v_i + \frac{1}{2} \right) h\nu_i$$

となる。ここで、 v_i は基準振動 i の振動数である。

振動励起 [英 vibrational excitation, 独 Schwingungsanregung, 仏 excitation de l'état vibrationnel, 露 возбуждение колебания] 分子の振動状態がより高いエネルギーをもつ状態に移移することを振動励起という。光照射、電子衝突、原子分子衝突、化学反応などで実現される。励起をする分子を孤立状態として考えてよい場合には、励起のために分子に外から加える振動の効果のみを考えればよい。すなわち、励起とそれに伴う振動緩和とを分けて考える。光照射による振動励起は、電気双極子放射遷移が許容な準位について起る。 CO_2 , CO , N_2O , HF , HCl , HBr , He-Ne 各レーザーによって、その周波数と共鳴的な遷移をもつ多くの分子の振動励起が可能である。また、多原子分子の場合強い炭酸ガスレーザーによる多光子吸収により高い励起状態の分子を生成させることができる。ただし、高いエネルギー状態では、吸収エネルギーはいろいろな振動モード間に準平衡的に分布していることが多い。 CH 伸縮振動のようにほかのモードと異なる基準振動数をもつ振動では、近赤外から可視領域のレーザー光でその高次倍音を励起することが可能である。しかし、その励起エネルギーは非常に大きい速度でほかのモードへ移動する。電子衝突による振動励起は、光励起とは異なるが、光学的な類比を当てはめることができる。あるエネルギーの電子を衝突させるとき、どの遷移が起るかは一般化振動子強度を定義すれば推定可能である。また、負イオン状態の分子を衝突中間体として考えてよい一種の共鳴現象があり、その場合には、電子衝突の断面積は非常に大きくなる。原子分子との衝突による振動励起は、効率が悪く低い。また、励起モードの選択性がない。原子分子衝突は、むしろ、振動緩和で重要な役割を果たす。化学反応で生成する分子の振動励起はケミカルレーザーの発振に利用される(⇒ケミカルレーザー)。

侵入型原子 [英 interstitial atom, 独 Zwischengitteratom, 仏 atome interstitiel, 露 внедрённый атом] 結晶中で正規の格子の間に挟まっている余分の原子を格子間原子または侵入型原子とよぶ。格子間原子の呼称は結晶を構成する原子と同一の原子によるもの(self-interstitial)をさす場合が多く、侵入型原子の場合には、たとえば鉄中の炭

素原子のように鉄の格子の間に挟まり込んだ侵入型不純物原子(interstitial impurity atom)を含ませて用いる場合が多い(⇒格子間原子)。

侵入型固溶体 [英 interstitial solid solution, 独 interstitiäre Mischkristall, 仏 solution solide d'insertion, 露 твёрдый раствор внедрения] ⇒ 固溶体

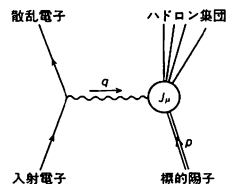
侵入距離 = 侵入深さ

侵入深さ [英 penetration depth, 独 Eindringtiefe, 仏 profondeur de pénétration, 露 глубина проникновения] 臨界磁場より小さな磁場を超伝導体に加えると、磁力線は超伝導体の内部には侵入しない(⇒マイスナー効果)、その表面ではわずかに磁力線が侵入する。その深さを表すのが侵入深さで、これを普通 λ と書く。侵入距離ともいう。超伝導体にマイクロ波を当て、表皮効果を利用すると λ の数値を実験的に測定することができる。こうして求められる λ は、通常 $10^{-5} \sim 10^{-6} \text{ cm}$ の程度である。侵入深さに対する最も簡単な理論的説明はロンドン理論により与えられる。すなわち、ロンドンの侵入深さは $\lambda_L = (m/\mu_0 n_s e^2)^{1/2}$ と表される。ただし、 m, e はそれぞれ電子の質量、電荷の大きさと、 n_s は超伝導に関与する単位体積当りの電子数、また μ_0 は真空の透磁率である。たとえば、 $n_s = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ として λ_L を計算すると $\lambda_L \approx 5.2 \times 10^{-6} \text{ cm}$ が得られ、実験値と同程度になる。また、転移温度では $n_s = 0$ となり、したがって $\lambda_L \rightarrow \infty$ となる。これは転移温度において磁力線が超伝導体の内部にまで侵入し、超伝導が消失することを意味する。以上のように、 λ_L は侵入深さに関するいくつかの実験結果を説明できるが、次のような欠陥もある。すなわち、超伝導体に含まれる不純物の量を変えると、転移温度とか臨界磁場はあまり変わらないのに、侵入深さは大きく変化するが、この現象はロンドン理論では説明不可能である。このような困難は、B. Pippardによって解決された(⇒ビppard超伝導体)。侵入深さ λ とコヒーレンスの長さ ξ とは、与えられた超伝導体を規定する2つの重要な長さである。

新皮質系 [英 neocortical system, 仏 système néocortical] 終脳(大脳半球)の表層部分を大脳皮質といい、新皮質と辺縁皮質にわけられる。新皮質には部位によって機能の異なる区域があり(機能局在)、意識される応答に関係している。すなわち、運動領、体知覚領(皮質知覚、筋覚)、視覚領、聴覚領、味覚中脳のほかに連合中脳があって、言語の理解の中樞機能のみならず記憶、判断、意思など思考に関する高次機能をも果している。

深非弾性散乱 [英 deep inelastic scattering, 独 tief inelastische Streuung, 仏 diffusion inélastique profonde, 露 глубоко неупругое рассеяние]

[1] 素粒子論では、非弾性度が極度に強い散乱をいう。点状粒子と考えられているレプトンとハドロンの高エネルギー非弾性散乱で、レプトンからハドロンへの四元運動量移行が大きい場合を深非弾性散乱とよび、ハドロンの深部



構造を調べる手段として 1960 年代後半から理論および実験の研究が盛んになった。例として電子・陽子散乱を考える(図参照)。電子から陽子への四元運動量移行の二乗の絶対値 $Q^2 = q^2$ 、およびエネルギー移行 $\nu = -p \cdot q / m_p$ (m_p は陽子の質量)がともに大きく、その比 $x = Q^2 / 2m_p \nu$ が 1 に近い場合に深非弾性電子・陽子散乱とよぶ。この散乱の微分断面積は陽子の電磁構造関数 W_1, W_2 または四元運動量 q の仮想光子と四元運動量 p の陽子の前方弾性散乱振幅の虚部

$$W_{\mu\nu}(p, q) = \int d^4(x-y) \exp\left\{-iq \cdot \frac{(x-y)}{\hbar}\right\} \times \langle p | J_\mu(x) J_\nu(y) | p \rangle$$

で表すことができる。ここで J_μ は光子と結合する四元電流密度で $|p\rangle$ は陽子の状態ベクトルである。深非弾性領域では上の積分に効くのは陽子内の 2 点 x, y が四次元の近い領域 $(x-y)^2 \leq 1/Q^2$ である。分解能を上げて陽子の深部構造を「見る」ためには波長の短い光子が必要である。構造関数 $W_1, \nu W_2, \nu W_3$ は二変数 ν, Q^2 の関数であるが、深非弾性領域では $x = Q^2 / 2m_p \nu$ のみの関数となることが 1969 年 J. D. Bjorken によって予想された(ブジョルケン・スケールリング)。最初に電子、その後 μ 子およびニュートリノビームを用いて行われた実験結果を総合すると、このスケールリング則は系統的に少しやぶれている。このやぶれはウィルソン展開またはパートン模型を基礎とした QCD 摂動計算でよく説明できる。ハドロンの中核構造を調べるそのほかの方法として、ハドロン相互の高エネルギー衝突で発生した大きな横運動量をもつ粒子またはジェットを観測する方法がある。この種の衝突過程も深非弾性散乱とよぶが一般的にはハード衝突とよばれている(⇒多重発生)。

[2] 原子核理論では以下のことを意味する。すなわち、重イオンどうしの反応の結果生ずる生成物は質量数、運動エネルギーおよび散乱角度などの特徴によっていくつかの種類に分類することができる。その中のひとつに質量数が標的核または入射イオンの質量数に近く、運動エネルギーが大幅に入射粒子のそれに比して減少している一群の原子核が見出される。運動エネルギーを縦軸に散乱角度を横軸にとって反応断面積を等高線で示したものにウィルチンスキー図があるが、この図を見ると運動エネルギーの減少が小さい反応では反応生成物がグレーディング角近傍およびそれより前方に極化しているのに、運動エネルギーの減少の大きいところでは後方角にまで広く分布しているのが見られる。これらの生成物を発生させる反応を深非弾性散乱とよぶ。深非弾性散乱については荷電数や質量数の分布などの測定もなされ、摩擦係数を用いた古典力学の取扱ひ、拡散方程式を用いる統計法、時間に依存するハートリー・フォック法など、種々の手法による解析が試みられている。

真表面積 [英 real surface area, 仏 superficie réelle, 露 фактическая площадь поверхности] 固体表面は分子的大小さで見ると巨視的な見かけの表面積(幾何学的表面積)よりも大きな表面積を有している。このような意味の表面積を真表面積という。真表面積を求めるには、気体分子をその表面に吸着させ単分子吸着層で覆い、そのときの吸着量 σ_m と吸着分子の大きさより面積を推定する(⇒粗さ係数, BET 法)。

振幅 [英 amplitudes, 独 Amplitude, 露 амплитуда] 振動的変位の変動の幅の 1/2 をいう。正弦振動(調

和振動) $A = A_0 \sin(\omega t + a)$ や、正弦波動 $\xi = \xi_0 \sin(k \cdot r \pm \omega t + a)$ 、 $\xi = \xi_0 \exp\{i(k \cdot r \pm \omega t + a)\}$ では、正の定数 A_0, ξ_0 が振幅である。ここで ω は角周波数、 t は時間、 a は初期位相、 k は波数ベクトル、 r は位置ベクトルを表す。調和的な外力による強制振動では振幅は系の固有振動数や外力の振動数に依存する。外力と同位相の振動成分、外力と位相が $\pi/2$ 異なる振動成分の振幅を、それぞれ分散的振幅、吸収的振幅という。前者の成分による平均仕事率は 0 であり、エネルギーの吸収は後者の成分によるものである。また、振動数の異なる 2 つ以上の振動の重ね合わせで表される場合の振幅は時間に依存する項を含む形式となる(⇒なり, 振幅変調)。

振幅解析 [英 amplitude analysis, 仏 analyse d'amplitude, 露 амплитудный анализ] 素粒子反応の解析法のひとつ。二体粒子反応は散乱振幅とよばれる n 個の独立な複素関数の組によって表される。実験で測定されるのはこれらの量の二次式の $(2n-1)$ 個の組合せであるが、それから散乱振幅を求める操作を振幅解析という。もし $(2n-1)$ 個の独立量、すなわち微分断面積、偏極、複数個のスピン相関係数の測定、いわゆる完全実験がなされているならば、振幅は離散的不定性を除き全体の位相以外は決定できるはずである(全体の位相は前方弾性散乱では光学定理の適用により定まる)。たとえば中間子・核子散乱では、 $n=2$ で独立な複素量 F, G に対し観測可能量は微分断面積 $\propto |F|^2 + |G|^2$ 、偏極 $\propto \text{Im} F G^*$ およびスピン相関係数 $\propto |F|^2 - |G|^2$ または $\text{Re} F G^*$ から F, G を求める。しかしながら、実際は一般のスピン相関係数の測定は容易でなく(中間子・核子散乱の例では $P_L = 6 \text{ GeV}/c$ で前方付近の例があるのみである)、しばしば分散式、部分波解析の情報などを用い弱い仮定の下に振幅を決定しようとする操作がなされている。散乱振幅の決定は高エネルギー散乱の模型のテストに決定的な役割を果すことが多い。

振幅格子 [英 amplitude grating, 独 Amplitudengitter, 仏 réseau d'amplitude, 露 амплитудная решётка] ⇒ 回折格子

振幅制限回路 [英 amplitude limiter, 独 Amplitudenbegrenzer, 仏 limiteur d'amplitude, 露 ограничитель амплитуды] 出力の振幅が設定された値以下のとき、出力は入力信号振幅に比例するが、それ以上では入力信号振幅に関係なく設定値に制限する回路で、バイアスされたダイオード(図 1)、ゼーナーダイオード(図 2)、増幅が必要な場合は非直線フィードバック回路(図 3)などが用いられる。パルス回路では増幅回路や論理回路の過負荷防止、パルス振幅の規格化など、正弦波回路では半波整流、周波数変調

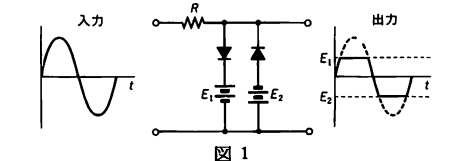


図 1

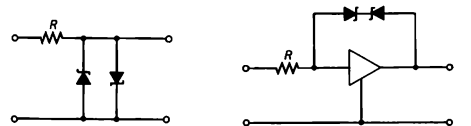


図 2

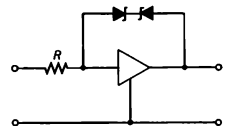


図 3

波の振幅変調成分の除去などに用いる。

振幅透過率 [英 amplitude transmittance, 独 Amplitudendurchlässigkeit, 仏 transmittance d'amplitude, 露 коэффициент пропускания амплитуды] 2つの媒質の境界面に入射した波動がそこで屈折するとき、入射波の振幅に対する屈折波の振幅の比をいい、一般に%で表す。振幅透過率は2つの媒質の性質によるのはもちろんであるが、波動の振動数、偏り(横波ならば)、入射角に依存する。2つの誘電体の境界面に光が入射する場合の振幅透過率はフレネルの式によって与えられる。また物質層の一面から波動が入射し、ほかの面から出てくるとき、入射波の振幅に対する透過波の振幅の比も振幅透過率という。この場合に位相を含めた複素振幅を考えれば、振幅透過率も一般には複素数となる。振幅透過率の絶対値の二乗が透過率となる。

振幅反射率 [英 amplitude reflectance, 独 Amplitudenreflektivität, 仏 réflectivité d'amplitude, 露 коэффициент отражения амплитуды] 2つの媒質の境界面に入射した波動がそこで反射されるとき、入射波の振幅に対する反射波の振幅の比をいい、一般に%で表す。振幅として位相を含んだ複素振幅を考えれば、金属表面における光の反射などの場合には振幅反射率も複素数になる。振幅反射率は2つの媒質の性質によるのはもちろんであるが、波動の振動数、偏り(横波ならば)、入射角に依存する。2つの誘電体の境界面に光が入射する場合の振幅反射率はフレネルの式によって与えられる。金属表面における光の反射の場合、複素屈折率を用い、屈折角を複素数にとれば、その振幅反射率は誘電体の場合のフレネルの式と同じ形で与えられる。振幅反射率の絶対値の二乗が反射率となる。

振幅分割 [英 division of amplitude, 独 Teilung der Amplitude, 仏 division d'amplitude, 露 деление амплитуды] 干渉測定を行うとき、1つの光源から出た光を分割して2つの光束を取り出す方法の1つ。トワイマン・グリーン干渉計、マイケルソン干渉計などでは干渉させる二光束を取り出すためにビーム・スプリッターを使用しているが、ビーム・スプリッターに入射した光束の一部は透過し、一部は反射し、2つの光束に分けられる。このように1つの光源から出た光の波面上の同一の場所から振幅(またはエネルギー)を二分して2つの光束を取り出す方法を振幅分割という(⇒波面分割, 振動面分割)。振幅分割には、ビーム・スプリッターのほか、回折格子やホログラムが用いられることもある。この場合には回折で分割するので、回折分割といって、振幅分割と区別することもある。

振幅変調 [英 amplitude modulation, 独 Amplitudenmodulation, 仏 modulation d'amplitude, 露 амплитудная модуляция] 周波数および振幅が一定な正弦波 $A_c \cos \omega_c t$ において、 A_c が外的原因で変動をうけることを振幅変調されているという。通信では被変調波を搬送波というが、とくに振幅変調を使った方式(AM方式)では A_c を信号 $S(t)$ に比例した大きさだけ変化させる。 $S(t)$ として $A_s \cos \omega_s t$ のような単色波の例をとると、変調後の波形は $A_c [1 + m_a \cos(\omega_s t)] \times \cos \omega_c t = A_c [\cos \omega_c t + (m_a/2) [\cos(\omega_c + \omega_s)t + \cos(\omega_c - \omega_s)t]]$ となる。ここで m_a は変調指数とよばれ、 k を比例定数として $m_a = kA_s/A_c$ で与えられる。搬送波周波数 ω_c の両側 $\omega = \omega_c \pm \omega_s$ に信号に比例した大きさの周波数成分が現れるが、これをそれぞれ上側帯波、下

側帯波という。 $m_a > 1$ であると変調後の振幅が負になる場合が生じ、信号検出において搬送波の位相も知る必要が起るので、回路を複雑にしないため、通常、最大の信号振幅でも m が1を超えないように k を決める。送受信系の回路の帯域幅は信号のもつ最大周波数成分の2倍あればよい。しかし両側帯は ω_c に関して対称なスペクトル分布をもつので、情報を送受するには片側だけでも十分でありそれを利用した通信方式もある(⇒変調)。AMを行うには電子管の陽極変調(図1a, トランジスタではコレクター変調)またはグリッド(ベース)変調回路(図1b)が使われ

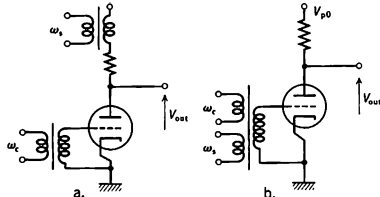


図1

る。陽極変調回路では飽和領域にある電子管のプレート電圧を図2のように信号に比例して $\pm \Delta V_p$ だけ振り、動作曲線上のAOBに相当する ΔI_p が得られる。グリッド変調では $V_{p0} \pm \Delta V_g$ の変化を行い、曲線上CODに相当する ΔI_p を得る。陽極変調は信号に対する応答の線形性がよい反面、信号入力が大きくなければならない欠点がある。グリッド変調では信号入力は小さくてよいが線形性はよくない。

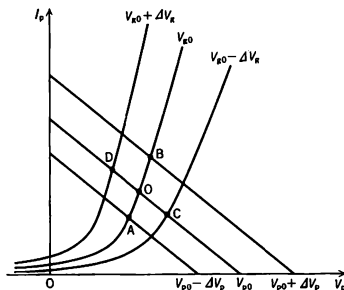


図2

振幅弁別器 [英 amplitude discriminator, 独 Amplitudendiskriminator, 仏 discriminateur d'amplitude, 露 амплитудный дискриминатор] ⇒ ディスクリミネーター

振幅モード [英 amplitude mode, 独 Amplitudenmode, 仏 mode d'amplitude, 露 амплитудная мода] 位相モードと対比して使われる用語。一般に、相転移に伴って秩序状態が実現した場合、その秩序状態を特徴づける秩序変数が複素数 $u e^{i\phi}$ で与えられるとき、 u の運動に対応する基準振動、例えば、バリエース転移の場合には、格子のひずみの大きさの変化が振幅モードとなる。

シンプソン則 [英 Simpson's rule, 独 Simpsonsche Regel, 仏 règle de Simpson, 露 правило Симпсона] ⇒ 数値積分法

シンプレクティック群 [英 symplectic group, 仏 groupe symplectique, 露 симплектическая группа] ⇒ 古典群

シンプレクティック変換 [英 symplectic transform-

ation, 独 symplektische Transformation, 仏 transformation symplectique, 露 симплектическое преобразование] ハミルトンの正準方程式は, (q_i, p_i) ($i=1, 2, \dots, n$) を要素とする列ベクトル η と, 行列

$$J \equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$$

(1 は $n \times n$ 単位行列, 0 は零行列) を用いて $\dot{\eta} = J \partial H / \partial \eta$ と書かれる。正準変数の新しい組, (Q_i, P_i) についても同様の列ベクトル ξ を考えると正準変換は $\xi = \xi(\eta)$ の形となる。 $\partial \xi_i / \partial \eta_j = M_{ij}$ によって行列 M を定義すると $\xi = M \eta$ となり, 容易に $\xi = MJM \partial H / \partial \xi$ であることが導かれる。 \tilde{M} は M の転置行列である。 $(q, p) \rightarrow (Q, P)$ が正準変換であるためには $MJM = J$ でなければならない。行列 M による位相空間での変換をシンプレクティック変換と称し, この変換によって位相空間内のベクトル $(u_1, \dots, u_n, v_1, \dots, v_n)$ および $(u'_1, \dots, u'_n, v'_1, \dots, v'_n)$ の双一次形式 $\sum (u_i v'_i - u'_i v_i)$ が不変に保たれる。 M はシンプレクティック行列とよばれる。

芯偏極 [英 core polarization, 独 Rumpfpolarisation, 仏 polarisation du cœur, 露 поляризация остова] 原子核の閉殻部分(芯)が粒子空孔励起をすること。原子核の種々の性質を説明する際, 閉殻をつくり比較的安定な芯の部分と, 状態をかえやすい少数の核子とに分けて考えることがしばしば行われる。このようにして, 原子核の基底状態および低い励起状態の性質は芯部がつくるポテンシャル内で運動する少数の核子の運動によって記述され, 非常に簡単化される。しかしながら原子核の性質の精密な説明には, このような簡単化された考えかたでは不十分である事実も存在する。たとえば陽子も中性子もともに閉殻となる二重閉殻に一核子が付いている原子核の基底状態の磁気モーメントや四極子モーメントで, 閉殻はスピンが 0 で球形だとすると, 磁気モーメントおよび電気四極モーメントは芯の外の 1 個の核子によって決定されるが, 測定値はこの簡単な模型から得られる値からずれている。このようなずれの原因は, 芯と外側の 1 個の核子との相互作用によって, 芯が偏極を起して外側が対称でなくなっているためと考えられる。芯偏極を最も簡単に取扱うには, 一次の摂動論で芯の部分に, 外側の核子との相互作用によって, 粒子・空孔状態が生じるとする。さらに精密な取扱いはタム・ダンコフ近似やランダムフェイズ近似などがあり, かなりの成功を収めている。

シンマー Symmer, Robert 1707 ころ - 1763 イギリスの物理学者。スコットランドのギャルウェーの生れ。1717 年エジンバラ大学に入学して, 自然哲学に関心をもちたが, 入学前の経歴は明らかではない。1735 年に, 後に Warwik 伯爵となった Brooke 卿の旅行随伴者としてロンドンに出たが, その際に資格として必要であったためか, かなり遅れて大学の卒業学位を取得している。ロンドンでは Brooke 卿の推薦で財務管理の役職に就き, 後には王家の財務をつかさどる役所の長となっており, 1757 年までその職を務めた。この間, A. de Moivre の下で実用数学を研究し, 1752 年ロンドン王立協会のフェローとなった。

電気学に関心をもったのは 1758 年のことだが, 奇妙なことがきっかけとなっている。当時 彼は服喪のために黒と白の絹靴下を二重にしていたが, これを脱ぎ, 引離そうとすると強く引きあうことを見いだしたのである。

これを観察した Symmer は, これは B. Franklin のいう 2 つの逆の電荷が, 双対的な 2 種の流体に物質化しているものと考えた。この考えは, 互いに逆関係とはしていなかった C. F. Du Fay や J. A. Nollet の 2 種の電気説とは異なり, また, 一方を他方の欠けた穴と見る Franklin の説とも異なる。Symmer の議論では, 2 種の流体はいっしょにすればある平衡になるが, 互いにうちこむようなものではない。彼はこの 2 種の電気流体という考えをコンデンサーを用いて調べ, また別にしてライデン瓶を充電し, その放電を行い, 放電時に間に置いた紙に穴があくことから, 実際の流体が流れるものと主張した。この実験で, 2 種の電気を与えるものとして, いつも黒と白の靴下が用いられており, このことが当時の学者たちのひんしゅくを買ったといわれる。

彼はこの二流体説がニュートン主義の真の原理を確立するものと期待していたが, 国内での賛同はほとんど得られず, 2 種の電気説を説いた Nollet も実験は確認しながらも Symmer の説には賛成しなかった。しかし 18 世紀末までには大陸では二体説が普及し, イギリスの一体説と対立することになった。両者のいずれをとるかの決め手は容易に得られなかったからである。

信頼区間 [英 confidence interval, 独 Vertrauensintervall, 仏 intervalle de confiance, 露 доверительный интервал] \Rightarrow 精度, 統計的推定

信頼水準 [英 confidence level, 独 Sicherheitsschwelle, 仏 niveau de confiance, 露 доверительный уровень] 測定値から, モデルに含まれるパラメーター x の推定値を区間 $[x_a, x_b]$ の形で表したとき, いわば真値がこの区間に含まれる「確率」に当る量をさし, $[x_a, x_b]$ を信頼区間とよぶ。推定値を $\hat{x} \pm \Delta x$ の形で表す場合は, $x_a = \hat{x} - \Delta x$, $x_b = \hat{x} + \Delta x$ と見ることができ。ベイズ流の統計学では真値に対する分布を考えるので, 測定を行った後の x の確率分布を信頼区間について積分したものを, 信頼水準という。

古典統計学では, 真値を確率変数とは考えないので分布は定義できないが, 測定値の確率分布から求めた区間を x の区間に変換して定義する。たとえば, 測定値 y の誤差が既知の分散 σ^2 の正規分布に従う場合, 誤差 $y - x$ (x は真値) が区間 $[a, b]$ の正規分布をなめる確率 β は

$$\beta = \int_a^b \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp(-t^2/2\sigma^2) dt$$

であるが, これを逆に, x を区間 $[y - a, y - b]$ と推定したときの信頼水準と定義する。 β を与えても a, b のとり方は一意的でないが, 正規分布の場合は対称になる場合が多い。 $x = y \pm \sigma$ という区間推定の信頼水準は 68.3% である。信頼水準は通常 R. A. Fisher 以来 0.95 とか 0.99 とかの値にとることが多いが, 何%にとるかにについては主観的な要素が入る。結果を利用する目的などから決めなければならない。

平均 λ のポアソン分布に従う事象が n 例だけ観測されたとき, 信頼水準 β で λ の上限 λ_u を求めるとは, λ を区間 $[0, \lambda_u]$ の形で推定することにほかならない。 λ_u は方程式

$$\beta = P[N > n | \lambda_u] = e^{-\lambda_u} \sum_{r=n+1}^{\infty} \frac{\lambda_u^r}{r!}$$

の解として求められる。特に $n=0$ すなわち事象が 1 回も観測されなかった場合の λ の上限は, 信頼水準を 0.95 と

するときには

$$\lambda_0 = -\log(1-0.95) = 2.996$$

である。同様に λ の下限 λ_l も

$$\beta = P[N < n | \lambda_l] = e^{-\lambda_l} \sum_{r=0}^{n-1} \frac{\lambda_l^r}{r!}$$

の解として与えられる。

信頼度 [英 reliability, 独 Zuverlässigkeit, 仏 fiabilité, 露 надёжность] 時間 $[0, t]$ で故障の起らない確率。すなわち、時刻 t まで故障がなく(または破損がなく)機械・構造物・材料などを使用できる確率を信頼度 $R(t)$ といい、単調減少関数である。破損確率を $F(t)$ とすれば

$$R(t) = 1 - F(t)$$

の関係にある。 $R(t)$ はまた、故障しないで残るものの相対度数に相当し、残存率ともよばれる。時刻 t における故障発生密度関数 $p(t)$ は寿命分布ともよばれ

$$p(t) = \frac{dF(t)}{dt} = -\frac{dR(t)}{dt}, \quad F(t) = -\int_0^t p(t) dt$$

時刻 t における故障率 $\lambda(t)$ は瞬間故障率といい

$$\lambda(t) = \frac{p(t)}{R(t)} = -\frac{d \ln R(t)}{dt}$$

$$R(t) = \exp\left\{-\int_0^t \lambda(t) dt\right\}$$

信頼度がそれぞれ R_1, R_2, \dots, R_n の n 個の要素から成る直列系の信頼度は

$$R(t) = \prod_i R_i(t)$$

並列系では

$$R(t) = 1 - \prod_i \{1 - R_i(t)\}$$

この信頼度を求める解析を信頼性解析という。信頼性解析は、たとえば多数の部品から構成される1つの電気機器があるとき、構成部品個々の故障率や寿命などからその全体としての品質や寿命を保証したり故障率を推定したりするため発達した方法論である。現在は種々の構造物・機械・材料に適用されていて、たとえば、発生寸法と検出率が指定された確率分布に従う単独き裂の成長による残留強度の低下や寿命の推定、同じ系での想定地震に対する安全度評価、確率的に発生する不規則分布き裂の成長・合体による破壊過程の解析、確率付寿命安全率の決定などが、信頼性解析を用いて行われている。

す

水压机 [英 hydraulic press, 独 hydraulische Presse, 仏 presse hydraulique, 露 гидростатический пресс] 流体の圧力をピストンに作用させて大きな力を発生する機械。直径の異なる2つのシリンダーを管でつないで水や油などを入れ、それぞれにピストンをはめ合わせて小径側のピストンに力を加えると、流体に発生した圧力を媒介にして、ピストンの面積に比例した大きな力が大径側のピストンに生ずる。この水圧でこの原理は、流体の中では圧力はあらゆる方向に同じ大ききで伝わるというパスカルの原理を応用したもので、B. Pascal が1653年ころ発表した。圧力の発生には手動のピストンポンプのほかに、工業的には各種の油圧ポンプが用いられる。油圧プレス、圧延機、クレーン、工作機械など、力を必要とするあらゆる種類の油圧機械に広く応用されている。

推移行列 [英 transition matrix, 独 Übergangsmatrix, 仏 matrice de transition, 露 матрица перехода] 可算個の状態 $E = \{0, 1, 2, \dots\}$ をもつ定常マルコフ連鎖において、1ステップで状態が i から j へ推移する確率を p_{ij} と表す。そして p_{ij} を (i, j) 要素とする行列

$$P = \begin{bmatrix} p_{00} & p_{01} & p_{02} & \cdots \\ p_{10} & p_{11} & p_{12} & \cdots \\ p_{20} & p_{21} & p_{22} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix}$$

を推移行列とよぶ。たとえば2つの吸収壁の間で、粒子が1ステップ後に確率 p で右へ1歩、確率 q で左へ1歩、確率 r ($p+q+r=1$) で同じ位置にとどまるような酔歩(ランダムウォーク)を考えると、推移行列は

$$P = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & \cdots \\ q & r & p & 0 \\ 0 & q & r & p \\ 0 & q & r & p \\ \cdots & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

となる。

初期状態および推移行列によってマルコフ連鎖は完全に記述される。特に、状態 i から j に n ステップで推移する確率 $p_{ij}^{(n)}$ は、 P^n の (i, j) 要素として求められるが、これはチャップマン-コルモゴロフの方程式

$$p_{ij}^{(n+l)} = \sum_{k=0}^{\infty} p_{ik}^{(n)} p_{kj}^{(l)} \quad (m, l \text{ は正整数})$$

から導かれる。エルゴード性とよばれる条件のもとでは、 $p_{ij}^{(n)}$ の極限値 π_j が存在し、 $\pi = (\pi_1, \pi_2, \dots)$ を定常分布とよぶ。定常分布は

$$\begin{cases} \pi P = \pi \\ \pi 1 = 1 \end{cases} \quad (\text{ただし } 1 = (1, 1, \dots))$$

から求められる。

なお、非定常なマルコフ連鎖の場合には、推移行列は時刻に依存した形で定義される。

水位計 = 液面計

水銀圧力計 [英 mercury manometer, 独 Quecksilbermanometer, 仏 monomètre à mercure, 露 ртутный

манометр] ⇒ 液柱圧力計

水銀温度計 [英 mercury thermometer, 独 Quecksilberthermometer, 仏 thermomètre à mercure, 露 ртутный термометр] ⇒ 液体封入ガラス温度計

水銀拡散ポンプ [英 mercury diffusion pump, 独 Quecksilberdiffusionspumpe, 仏 pompe à diffusion de mercure, 露 парортутный диффузионный насос] ⇒ 拡散ポンプ

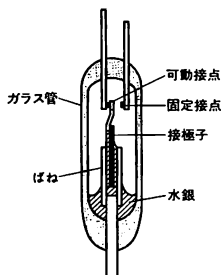
水銀気圧計 [英 mercury barometer, 独 Quecksilberbarometer, 仏 baromètre à mercure, 露 ртутный барометр] ガラス管等に入れた水銀の柱の圧力と測ろうとする気圧をつり合わせ、その水銀柱の高さから気圧を測定する気圧計。E. Torricelli (1608～1647年)が1643年に初めて気圧の測定に用いたもので、その原型は一端を封じたガラス管(長さが約1m)に水銀を満たし、他端を指先で押さえて管の中に空気が入らないようにしながら水銀だめの中に逆さに立ててつくられた。原理、構造は簡単であるが、圧力の絶対測定が可能なため水銀柱の高さと温度の測定精度に応じて、一般用から標準用の高精度のものまである。気象観測や一般の気圧測定に最も広く用いられているのがフォルタン気圧計で、このほかにステイション型、マリソン型、サイフォン型がある。どの型も水銀柱管の上端側は真空にしてあり、大気圧力は下側の水銀だめに導かれる。フォルタン型とステイション型は水銀柱部の管径に比べてはるかに大きい径の水銀だめをもち、上側水銀面の位置だけを読取って気圧が求められる。マリソン型は管の一部にくびれを設けて振動や揺動の影響を小さくしたもので、船舶用である。サイフォン型は上下の液面付近の管を同じ太さにして液面の表面張力の影響を小さくしたもので、両方の液面の位置を同時に読んで水銀柱の高さを求める。精度のよい基準気圧計にはサイフォン型が用いられる。水銀面の位置は通常肉眼で視定されるが、精度のよい気圧計では光学望遠鏡や光電検出器を用いて観測される。また、水銀柱内に金属抵抗線張り、液面の変位による抵抗線の電気抵抗の変化を利用する方式の自記気圧計がある。水銀U字管と光波干渉計を組合せ、白色光の干渉を利用して水銀面を1μmの精密さで検出する光波干渉式標準気圧計は現在最も精度がよく、気圧測定の一次標準器となっている。

水銀整流器 [英 mercury-arc rectifier, 独 Quecksilberdampgleichrichter, 仏 redresseur de mercure, 露 ртутный выпрямитель] 水銀だめをカソードとし、低圧水銀蒸気中の放電を利用した電流量の大きい整流器。水銀整流器にはガラス容器のものと、鉄の容器のものとがあり、前者で数百A、10⁴V程度、後者では数千Aの電流を通ずることが可能である。水銀からの電子放出は、カソード点という青白色の発光点の付近に集まる正イオンによって、非常に高い電場が発生するため、これによって電子が電界放出されると考えられる。すなわち冷陰極放射による電子放出でカソード点の電流密度は4000A・cm⁻²程度である。

プレートが1個のもの、複数個のものがあり、前者を単極水銀整流器、後者を多極水銀整流器という。単極水銀整流器には、交流の1周期ごとに点弧(イグナイター)によってカソード点を発生させるイグナイトロンと、励磁極によって常時カソード点を保持するエキサイトロンとがある。水銀整流器の電流量は主として逆弧現象によって支配される。逆弧現象とは、プレートがカソードに対して負の電圧となったとき、何かの原因でプレートにカソード

点ができ、そこから電子が放出されることによって多量の電流がプレートに流れ込み、整流器としての機能が失われる現象である。

水銀接点リレー [英 mercury-wetted contact relay, 独 Quecksilberrelais, 露 реле с ртутным контактом] ガラス管内に接点と共に水銀を封入し、さらに水銀の酸化防止、耐電圧向上のため高圧水素を封入したもの。接点は常に水銀でぬれているので、開閉時には必ず水銀を介して動作する。したがって接触抵抗が小さく、接点のばたつきが皆無であり、寿命もきわめて長く、接点の電流容量も大きい、などの特徴をもっている。ただし、取付け方向に制限があること、大きな振動を受ける場所には使用できない、などの欠点もある。図のように水銀は接端子の細孔を通して毛管現象により接点部にのぼっていく。したがって取付



水銀スイッチ部の構造

けは水銀が管底部に位置するようにすることが必要である。外周に巻かれた駆動コイルに通電すると磁性体の接端子が移動する。また水銀式リードリレーもあり、外部磁石と併用し有極継電器と同様の接点方式を構成すると同時に動作速度と感度向上をはかったものもある。

おもに電話交換機、各種電子回路のトリガー用、高精度のアナログ信号マルチプレクサー回路などに利用されている。

水銀柱インチ [英 inch mercury column, 独 Inch Quecksilbersäule, 仏 colonne de mercure en inch, 露 дюйм ртутного столба] 圧力の単位。記号 inHg で表される。1 インチ = 25.4×10^{-3} m (\Rightarrow インチ) を媒介に、1 水銀柱メートルの 25.4×10^{-3} 倍と定義された単位であり、国際単位系 (SI) の立場からは推奨しがたい (\Rightarrow 圧力の単位)。

水銀柱センチメートル [英 centimeter mercury column, 独 Zentimeter Quecksilbersäule, 仏 colonne de mercure en centimètres, 露 сантиметр ртутного столба] 圧力の単位。(101325/0.76) $\times 10^{-3}$ Pa (パスカル) に等しい。記号 cmHg で表される。水銀柱メートルの 10^{-2} 倍として導入された単位であって、国際単位系 (SI) の立場からは推奨しがたい (\Rightarrow 圧力の単位)。

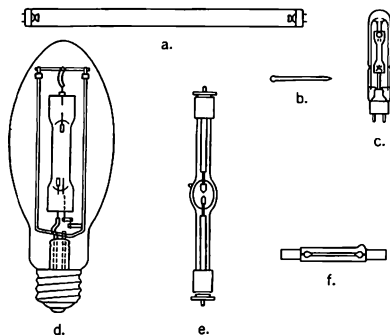
水銀柱ミリメートル [英 millimeter mercury column, 独 Millimeter Quecksilbersäule, 仏 colonne de mercure en millimètres, 露 миллиметр ртутного столба] 圧力の単位。(101325/0.76) $\times 10^{-3}$ Pa (パスカル) に等しい。記号 mmHg で表される。水銀柱メートルの 10^{-3} 倍として導入された単位であって、国際単位系 (SI) の立場からは推奨しがたい。トルと (定義上または実質上) 等しい (\Rightarrow 圧力の単位)。

水銀柱メートル [英 meter mercury column, 独 Meter Quecksilbersäule, 仏 colonne de mercure en mètres, 露

метр ртутного столба] 圧力の単位。(101325/0.76) Pa (パスカル) に等しい。記号 mHg で表される。1 atm = 101325 Pa = 0.76 mHg という (協約された) 関係から導かれた単位で、国際単位系 (SI) の立場からは推奨しがたい (\Rightarrow 圧力の単位)。なお 101325/0.76 = 133322.3684... である (\Rightarrow トル)。

水銀電池 [英 mercury cell, 独 Quecksilberelement, 仏 élément à mercure, 露 ртутный элемент] 酸化水銀を陽極の減極剤とし、濃厚な水酸化カリウムに酸化亜鉛を飽和させた電解液を用い、陰極に亜鉛粉末をアマルガム化したものを金属容器に組込んだ構造の一次電池で、円筒形と扁平形の各種がつくられている。起電力は 1.34 V で、HgO の 10~20% を MnO₂ で置換えたものは 1.4 V である。放電中の電圧変動が少なく、小型高容量で同じ大きさのルクランシェ電池の 3~4 倍の容量がある。10°C 以下で電気容量が急激に低下する。カメラ、腕時計、補聴器などに用いられている。

水銀灯 [英 mercury lamp, 独 Quicksilberdampflampe, 仏 lampe à vapeur de mercure, 露 ртутная лампа] 水銀蒸気中の放電による発光を利用したランプ。熱陰極型の低圧水銀灯では水銀のほかに、初期放電を維持するために 1000 Pa 程度の不活性ガスが封入されている。図 a は主に 254 nm の紫外線を放射する。この紫外線は殺菌作用が強いため、管球と紫外線透過ガラスでつくり殺菌灯として用いられる。また、管の内壁に蛍光体を塗り、紫外線でこれを励起して可視光を発光させる蛍光ランプや、管に可視光を遮断するフィルター層をつけ、蛍光塗料励起用のブラックライト (管は普通のガラスでできているので 254 nm の紫外線は外に出ない) としても広く使用されている。点灯時の水銀蒸気圧が 4~1000 Pa の低圧水銀灯の発光スペクトルは不連続で細く、波長基準として用いられる。1 端を膨らませた内径 5 mm 程度のガラス管に単一同位体水銀 ¹⁹⁸Hg を封入し、高周波の無電極放電により発光させる波長基準ランプ (図 b) (主なスペクトルの真空波長 579.26683, 577.11983, 546.22705, 435.95624 nm)、二重管構造の光学実験用熱陰極放電灯 (図 c) などがある。点灯時の蒸気圧が 10⁵ Pa 程度になる高圧水銀灯では、低圧で発光の主体であった 254 nm の共鳴線は自己吸収され、365 nm の近紫外線以上の波長成分が多くなり、かつスペクトル線が広がる。放電管を二重管に収め、外管の内面に蛍光体層をつけて発光スペクトルの一部を変換し、演色性を改善した屋外照明用ランプ (図 d) が広く実用されている。小さな石英ガラス製の耐圧管に水銀を封じ、封入金属電極の間で放電さ



せる水銀ショートアーク灯(図e)では、点灯時の水銀蒸気圧が $(1\sim5)\times 10^6$ Paになり高輝度を得られるので、投光器の光源として用いられる。また、厚肉細管内でアーク放電させる直管型超高圧水銀灯(図f)では、点灯時の圧力が 2×10^7 Paに達する。この管は水冷外套に収められ、主に製版焼付に用いられる。水銀灯はどの型も、一度放電を切ると管が冷えるまで待たないと作動しない。また、照明用蛍光灯やブラックライト以外は紫外線透過性のガラスでつくられている場合が多いので直視しないよう注意しなければならない。点灯してオゾン臭が感じられるときは、この注意が必要である。紫外線による目の損傷(雪眼)は10W程度の殺菌灯でも起り、しかも症状は照射を受けて数時間経ってから現れる。目が痛み涙が流れて目が開けられなくなるが、多くの場合2~3日で治る。

水銀リレー [英 mercury relay, 独 Quecksilberrelais, 仏 relais à mercure, 露 ртутное реле] 水銀スイッチと駆動コイルを組合せたもので、スイッチの開閉にばたつきがなく、また、わずかな駆動電流で大電流の開閉ができる。水銀スイッチは図1に示すようにガラス管にタングステンの導入線(電極)を取付け、特殊ガスを高圧封入したも

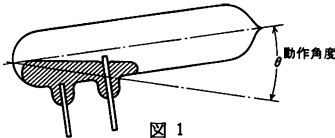


図 1

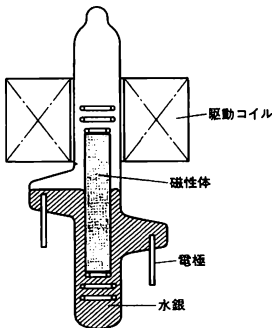


図 2

ので、アーク放電の持続防止と電極の酸化防止対策がほどこされている。スイッチの開閉は駆動コイルのわずかな電磁力によってスイッチを傾斜し、水銀が移動して電極間の開閉を行う。図2はガラス管を固定し、管内に封入した磁性体を上下して液面を制御する方式である。水銀リレーの特徴は、封入形であるので爆発性ガスや燃性物質の存在する場所などにも使用でき、湿気、塵埃などの多い条件下でも接点の寿命に影響しないことである。接点寿命は定格電流で100万回以上使用でき通常のリレーに比べてはるかに優れている。

吸い込み [英 sink, 露 сток] ⇒ わき出し

水準儀 [英 level, 独 Niveau, 仏 niveau, 露 нивелир] 望遠鏡の光軸を水平にし、2点間の高低差を読みとる測量器械。レベルともいう。気泡管レベルと自動レベルに大別される。気泡管レベルはプリズムによって望遠鏡の視野中に気泡管の両端が並んで観察できるようになって

いて、両端が一致したとき望遠鏡の光軸が水平線に一致する。自動レベルは光路中に反射プリズムや観察用の十字線枠をつり下げて、望遠鏡が少し傾いても十字線が水平を指示できるような機構を備えている。誰にでも容易に使えるため、最近では土木測量にはほとんどの自動レベルが用いられる。

水晶 [英 rock crystal, 独 Bergkristall, 仏 cristal de roche, 露 горный хрусталь] 三方晶系に属する SiO_2 の結晶。573°C以上では大きな体積変化を伴って六方晶系に変わる。イオン性のかかなり強い共有結晶である。単位胞に3個の分子があり、1個のSi原子は4個のO原子によってほぼ正四面体形に包まれている。Si原子から隣接するO原子までの距離は、2個が1.603 Å、残りの2個が1.611 Åである。通常、z軸とよばれる3回らせん軸をもち、このらせん軸の向きにより右水晶 $D_6^+(P3_121)$ と左水晶 $D_6^-(P3_221)$ との2種がある。水熱合成法により工業的に量産されている。

また圧電性を示し、これを用いて水晶振動子がつくられる。赤外領域には格子振動による光吸収、紫外部には電子遷移による吸収があるが、160nmから4μmまでの波長領域と42μmより長波長の遠赤外領域では透明で、光学ガラスより透明領域が広い。光学的にはz軸を光学軸とする一軸結晶で、複屈折の大きさは $n_E - n_O = 11.250 \times 10^{-3}$ (波長243nm)である(n_O, n_E はそれぞれ常光線、異常光線に対する屈折率)。またz軸に平行に透過する光に対して自然旋光性があり、円偏光複屈折の大きさは右水晶で $n_L - n_R = 2.365 \times 10^{-4}$ (波長236nm)、左水晶では逆符号で同じ値である(n_L, n_R はそれぞれ左円偏光、右円偏光に対する屈折率)。このため、各種の光学素子としての用途が多い。非偏光の分散プリズムを必要とする場合には、底辺に平行に光学軸をもつ右水晶と左水晶との30°プリズムを光学軸を平行にしてはり合わせたコルニユ型プリズムを用いるか、または光軸に垂直な面を金属メッキして光が光学軸を往復するようにした30°プリズムをリトロー・マウンティングで用いる。z軸に垂直な厚さ $d, 2d, 4d, \dots$ の薄片の旋光角は倍増するが、これらと直線偏光子とを交互に配列すれば、狭い幅の透過バンドをもち透過中心波長が可変なりオのフィルターをつくることができる。厚さ6mmで3枚の水晶片を用いれば、透過バンドの半値幅は約35nmとなる。z軸を含む面で切断した水晶の複屈折を利用して、各種の波長板や、ソレイユ・バビネまたはバビネの補償板がつくられている。グリセリンによってはり合わせた水晶によるグラントムソン・プリズムは紫外領域で用いることのできる直線偏光子として有用である。

髄鞘 [英 marrow sheath, 独 Markscheide, 仏 gaine de Schwann] ⇒ 神経繊維

水蒸気 [英 water vapor, 独 Wasserdampf, 仏 vapeur d'eau, 露 водяной пар] 水が蒸発して気体となったもの。一般には水蒸気が凝結して湯気のように目に見えるものをいうこともあるが、これは細かい水滴であって、本来の水蒸気は肉眼では見えない(⇒蒸気)。空気が湿っているとか、乾いているとかいうのは、空気中に含まれている水蒸気の量によって決る。水蒸気を全く含まない空気を乾き空気、水蒸気を含む空気を湿り空気とよぶ。空気中に含まれている水蒸気の量を表すのが湿度である(⇒p-V線図)。

水晶振動子 [英 crystal unit, 独 Schwingquartz, 仏

élément de cristal, 露 кварцевый резонатор] 水晶の結晶ひずみと誘電分極とが関係している圧電効果を利用した共振器である。水晶片の形で決まるひずみ振動数と同じ周波数の交流電場を印加すると、分極を通してひずみエネルギーが蓄積されるので、 Q 値の高い共振器となる。水晶は $Q \geq 2 \times 10^6$, 温度による周波数変動が $10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ 以下と他の圧電性結晶に比べて格段にすぐれているので、水晶共振回路に組み込まれ、標準周波数発生用に盛んに用いられる。図 1 のように光軸とよばれる Z 軸方向に垂直な方向のうち六角形の対角線を結ぶ X 軸方向は、その方向のひずみに比例した誘電分極が生じるので電気軸とよばれる。

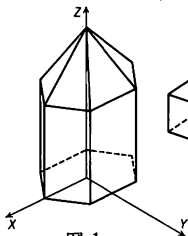


図 1

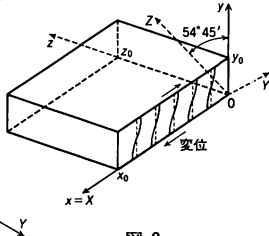


図 2

結晶の打出しの方や大きさに応じて振動のモードと周波数が大きく異なるが、数 MHz での振動子としてよく用いられるものは図 2 のように面が電気軸に平行である。ただし、温度による周波数変動を極小にするために、面法線が光軸と $54^{\circ}45'$ をなすように切出されている。これは AT カット板といわれ、1933 年古賀逸策により見いだされたもので、電気軸に平行なずれが表面に誘起する誘電分極を利用する。図 2 のように結晶端面にそった新しい座標軸を x ($=X$), y , z とすれば、 x 方向の変位 u は端面でひずみ応力が 0 となる境界条件によって $u = A \sin(p\pi x/x_0) \cos(q\pi y/y_0) \cos(r\pi z/z_0) e^{j\omega t}$ ($p, q, r = 0, 1, 2, \dots$) となり、外形の変化しない振動が生ずる。最も基本の振動は $p=q=1, r=0$ で、共振周波数 f は

$$(2f)^2 \rho = C_x x_0^{-2} + C_y y_0^{-2}$$

で与えられる。ただし、 ρ は密度で $2.65 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$, C_x, C_y は弾性定数でそれぞれ 85.5×10^{10} , $29.3 \times 10^{10} \text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-2}$ である。 $y_0 \ll x_0$ であるから f はほとんど厚み y_0 で決り、2 cm 角、0.5 mm 厚の薄片で、 $f \approx 3 \text{ MHz}$ である。分極は z 方向には変化がないが、 x 方向には中央で最大になる山なりの分布となる。しかも上面 ($y=y_0$) と下面 ($y=0$) では符号が異なるので両面に電極をはり電圧をかけると、結晶振動が効率よく励起できる。

水晶時計 [英 quartz clock, 独 Quarzuhr, 仏 horloge à quartz, 露 кварцевые часы] 水晶共振器の周波数安定度の良いことを利用した時計。通常 100 kHz ~ 数 MHz の共振周波数を分周して、低い周波数をつくり、パルスモーターのような特殊な小型モーターを駆動し、指針を動かす。あるいは分周結果を 1 秒になるようにし、それを時計用カウンターで計数し、デジタル表示して使用する。腕時計などにも広く水晶振動子が使われ月間誤差数秒程度のものが普通である。標準時計として設計されたものは、水晶振動子を恒温槽に入れて注意深い扱いをするが、それでも水晶振動子の物理的性質の経年変化があり、1 年間の誤差は 0.1 秒程度である (\Rightarrow 水晶共振回路, 水晶振動子)。

水晶共振回路 [英 crystal oscillator, 独 Quartzschwing, 仏 circuit d'oscillateur à cristal, 露 кварцевый гене-

ратор] 水晶振動子を共振器として使用した共振回路。周波数安定度が極めてよい ($10^{-6} \sim 10^{-8}/^{\circ}\text{C}$) ため、標準信号発生器、周波数カウンター、周波数シンセサイザーなどにおける基本共振源として使用される。水晶の薄片に電極をはった振動子の等価回路は、図 1 のように薄片の形状で決

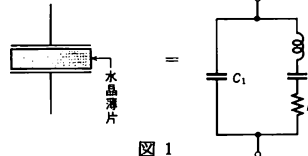


図 1

る圧電的固有振動を表す LCR 回路と、電極が水晶の共振点以外でも示す容量 C_1 との並列回路で近似される。ここで L はひずみ振動における運動量, C はひずみ応力, r は結晶内の摩擦力に相当すると考えられる。通常, $C_1 \gg C$ であるので、この回路のインピーダンス Z は

$$Z \approx \frac{1}{j\omega C_1} \frac{1 - (\omega^2/\omega_1^2) + j\omega Cr}{1 - (\omega^2/\omega_2^2) + j\omega Cr}$$

と表される。ここで $\omega_1 = (1/LC)^{1/2}$ および $\omega_2 = [(C+C_1)/LC]^{1/2}$ はそれぞれ直列共振周波数, 並列共振周波数であり、図 2 のように $\omega_1 < \omega < \omega_2$ では誘導性, それ以外で

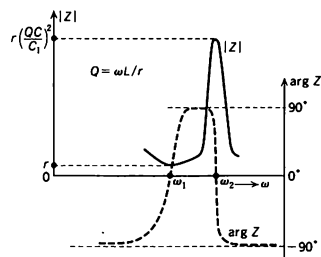


図 2

は容量性のインピーダンスとなる。共振回路に組込まれるときは、鋭い共振特性を示す誘導性の周波数領域で通常使用される。図 3 に代表的な回路の例を示すが、コレクター

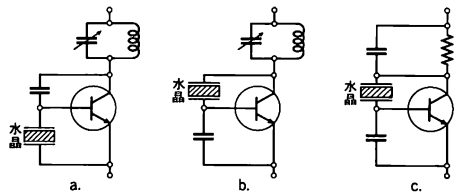


図 3

に接続される LC 共振回路はハートレー型 (図 3a, ハートレー型水晶共振回路) では誘導性, コルピッツ型 (図 3b, コルピッツ型水晶共振回路) では容量性に調整される。後者で特に共振回路を使用しないものを無調整共振回路 (図 3c, コルピッツ型無調整水晶共振回路) とよぶ。水晶片の基本的な振動状態を使う場合、共振周波数は 40 kHz から 20 MHz の間になる。温度制御をしない場合の周波数安定度は 1×10^{-5} くらいであるが、水晶片を含む共振回路を恒温槽に入れ、電源の安定化にも注意すると 1×10^{-7} 以上の安定度が可能となる。

水晶フィルター [英 crystal filter, 独 Kristallfilter, 仏 filtre à cristal, 露 кварцевый фильтр] 水晶振動子の

圧電効果による共振特性を利用し、高周波信号の阻止あるいは特定の周波数帯域のみを通過させるための電子回路素子。安定性に優れていて人工水晶の開発により安価になったので広範囲に使用されている。特徴は、水晶は共振子として最も Q 値が高く 10^6 程度のものであり遮断特性が鋭く損失が少ないこと、温度変化による安定性が良いことである。水晶フィルターの構成には2つの方法がある。ひとつは水晶振動子を一端子対回路と考え、何個かの素子またはコンデンサーと組合せるもの、もうひとつは1枚の水晶板に複数個の電極を取付けた三端子形フィルターがある。二端子素子によるフィルターの例を図1aに示す。そ

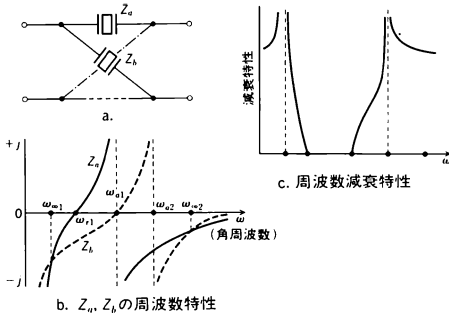


図1 二端子素子構成によるフィルター

れぞれの共振周波数が異なるので、両者のインピーダンス特性は図1bのようになり、これを合成したときの周波数に対する減衰特性は図1cのようになって、特定周波数帯のみを通す帯域通過フィルターが構成される。三端子の場合は図2に示すような構成となる。共振子は各電極部で振

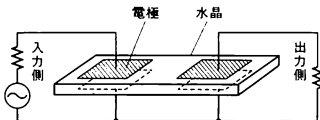
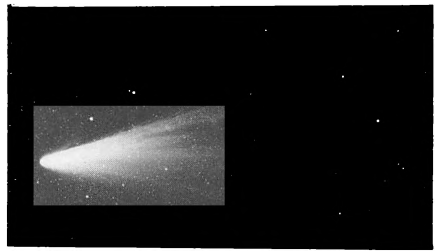


図2 三端子素子水晶フィルター

動し、振動エネルギーは主に各電極部分にとじ込められる。電極間は厚みすべり、厚みねじれひずみなどで振動して非常に弱く結合されている。このフィルターの通過帯域幅は電極部の共振周波数と電極のない部分の共振周波数の差によって決定される。

彗星 [英 comet, 独 Komet, 仏 comète, 露 комета] 太陽系内に存在する小天体の一種。典型的なものではガス状の頭部と一方に伸びた長い尾をもつ姿が特徴的であり、「ほうき星」ともいわれる。明るいものは肉眼でも夜空に尾を引いた姿を見ることができるが、一般には暗いものも多く、望遠鏡で見てもかすかなぼんやりした光の固まりとして見えるにすぎない。彗星には中心に核とよばれる固体部分があり、そこから気化したガスが核を取り巻いてコマとよばれる頭部を形成している。コマからは H, OH, CN, C₂ などの分子による放射光が観測される。コマから太陽とはほぼ反対方向に伸び、ときには長さが 10^8 km を超えることもある尾には、CO⁺, N₂⁺ などの電離分子を含むプラズマの尾(タイプⅠの尾)と、固体微粒子からなる宇宙塵の尾(タイプⅡの尾)の2種がある。彗星によって2種の尾が両方とも見られるもの、一方だけが目立つもの、ほ



ウェスト彗星(1976年3月13日、東京天文台木曾観測所の105cm シュミット・カメラにて撮影)(東京天文台提供)

とんど尾の見えないものなどさまざまである。彗星の核はせいぜい数 km ほどの大きさで、H₂O, N₂, CO などの揮発成分が不揮発性の固体粒子を取込んで水結したものと推定されている。彗星の軌道は、太陽を焦点とする細長い楕円または放物線のものが多く、太陽からの距離はときによって大きく変化する。太陽から遠いところでは彗星はむき出しの核だけであるものと想像されるが、太陽に近づくにしたがって核の気化が進んでコマや尾が形成され、上記のような特徴のある彗星の形になっていく。彗星は今までに約700個ほど発見されている。最近では毎年10個あまりの彗星が観測されている。楕円軌道の彗星は一定の期間ごとに太陽に近づいて何回も観測される、いわゆる周期彗星である。周期76年のハレー彗星、周期3.3年のエンケ彗星などは有名である。

垂線速度 [英 normal velocity, 独 normale Geschwindigkeit, 仏 vitesse normale, 露 нормальная скорость] = 法線速度(⇒光線速度)

水素 [英 hydrogen, 独 Wasserstoff, 仏 hydrogène, 露 водород] 水素原子から成る単体(⇒水素原子、重水素、三重水素)。また原子番号1の元素名でもある。単体気体は二原子分子 H₂ から成り、無色無臭。固体は六方最密格子の分子性結晶。融点 -259.23°C 、沸点 -252.77°C (20.38 K)、臨界温度 -240.17°C 。水素分子は2つの核スピンの向きが平行なもの(オルト水素)と反平行なもの(パラ水素)とに分けられる。相互の変換は通常の条件下ではほとんど不可能なので、水素気体は2種の気体の混合物のような性格をもつ。触媒などを用いて相互変換を促進した場合には、常温以上でオルト水素とパラ水素の混合比はほぼ3:1である。このような水素を正常水素またはノーマル水素という。水素は宇宙で最も多い元素で、常温では安定であり、フッ素以外の単体とは反応しない。しかし光の作用の下では塩素とは爆発的に反応する。臭素、ヨウ素との反応速度はかなり遅い。また、酸ガスとの混合物は、特にモル比が H₂:O₂=2:1 のとき電気火花によって爆発的に反応する。炭素とは炭素アークの高温で反応し、C₂H₂ を生じる。窒素とは高温高压で鉄触媒の存在の下でアンモニアを生じる。水素気流中で加熱することにより CuO などの金属酸化物から金属を遊離させることができる。水素は大部分の金属とは反応しないが、アルカリ金属やアルカリ土類金属とは温度を上げると反応し、イオン性化合物をつくる。しかし、これらイオン性化合物はさらに高温になると安定性が低下し、LiH から CsH、CaH₂ から BaH₂ と移るに従ってこの傾向は著しくなる。水素化合物における水素の酸化数は通常+1、しかし、アルカリ金属やアルカリ土類金属との間では-1で、周期表では

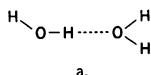
I A, VII B 両族と関係づけられるという特異な地位を占める。単体気体の 0°C における溶解度(体積比)は水に対して 0.0215, エタノールに対しては 0.06925, また Pd などの金属にはかなり多量に吸蔵される。 H_2 は最も簡単な中性分子で、分子定数の実験値も確立されているので、ハイトラー-ロンドンの理論以来、化学結合合理のテストケースとして原子価結合法、ハートリー-フォック法、電子相関を取り入れた方法など、種々の量子力学的方法による計算が行われた。たとえば基底電子状態で振動、回転とも基底状態($v=0, J=0$)にある H_2 分子の解離エネルギーの理論値は詳しい計算によると 36118.12cm^{-1} と 36117.92cm^{-1} が報告されており、これに対する実験値は $36118.6 \pm 0.5\text{cm}^{-1}$ で実験と理論との差はまだわずかに残っているように見える。(図)

水素泡箱 [英 hydrogen bubble chamber, 独 Wasserstoff-Blasen-kammer, 仏 chambre à bulles d'hydrogène, 露 водородная пузырьковая камера] \Rightarrow 泡箱

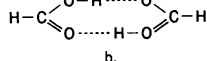
水素イオン濃度 [英 hydrogen-ion concentration, 独 Wasserstoffionenkonzentration, 仏 concentration en ions d'hydrogène, 露 концентрация ионов водорода] 溶液中の水素イオンの濃度をいい、普通、溶液の体積 1dm^3 中に含まれる水素イオンの物質量の値で表す(その SI 単位はモル毎立方デシメートル, 単位記号は $\text{mol}\cdot\text{dm}^{-3}$ である)。実用上では、水素イオン濃度を規定で表した数値の逆数の常用対数, すなわちピーエッチのほうがよく使われる(\Rightarrow 規定, ピーエッチ, 物質量, 物質量の単位, モル)。

水素移動重合 [英 hydrogen migration polymerization, 仏 polymérisation à transfert d'hydrogène] \Rightarrow 重合

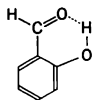
水素結合 [英 hydrogen bond, 独 Wasserstoffbindung, 仏 liaison hydrogène, 露 водородная связь] 原子 X と水素原子 H との結合 X-H に, ほかの原子 Y が結合軸上で H に近づいてくると, 二原子 X と Y が, 水素原子を介して結合することがある。この結合を水素結合という。このとき, 水素原子はあたかも原子価が 2 価であるかのようにふるまう。X 原子が Y 原子との間に水素結合をつくるとき, 構造式を X-H...Y で表す。水素結合は, 一般に, 水の二量体(図 a)におけるような H 原子より電気陰性度の高い二原子間を結合する。したがって関与しうる元素としては, N, O, P, S, ハロゲンなどがある。これらの H 原子より電気陰性度の高い原子, X と Y において, Y 原子が孤立電子対を有する場合, X-Y 線上近くに H 原子が存在する X-H...Y 型の水素結合を形成するが, X 原子が C 原子のように電気陰性度があまり高くない場合にも, Y 原子の電気陰性度が高い場合には弱い水素結合が形成される。なお, Y が原子でなく, 二重結合, 三重結合, またはベンゼン環のような共役系などの原子団の場合にも, X 原子の電気陰性度が高い場合は水素結合が形成されることがある。水素結合は, 水, メタノール, 胃酸



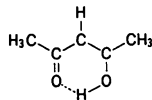
a.



b.



c.



d.

二量体(図 b), または水の結晶のように, 同種の分子が会合する際形成される場合や, 水-メタノール, チミン-アデニンのように, 異種の分子の間で形成される場合がある。そのほか α -サリチルアルデヒド(図 c)やエノール型のアセトアルデヒド(図 d)のように分子内に形成される場合もあり, 特にこれらの H 原子の位置は X-Y 線上より Y 原子の孤立電子対の方向に近づいている。上にあげた胃酸二量体などの会合体中や水などの分子性結晶中においては, X-H と Y の間に水素結合が形成されているため, H...Y の原子間距離は, H 原子と Y 原子のファン・デル・ワールス半径の和(二原子のファン・デル・ワールス半径の和は, これらの二原子を含む分子性結晶中において, 異なった分子に属するこれらの二原子間の最短距離に等しい)より短い。たとえば, O 原子のファン・デル・ワールス半径は 140pm であるのに対し, 胃酸二量体および水の結晶中の水素結合 O-H...O における O-O の原子間距離はそれぞれ 273pm , 275pm である。普通は, X-H の原子間距離は H...Y の原子間距離より短い。(F...H...F)⁻ イオンのように H 原子が両隣接 F 原子の中心に存在する場合もある。このとき上記のように H の両側にも...を書いておくのが慣例である。水素結合の形成により, 赤外線またはラマンスペクトルで観測される X-H の伸縮振動が低振動数側へずれることや, 核磁気共鳴におけるプロトンの化学シフトが低磁場側へずれることは, 実験的に水素結合を確かめる有力な手段となる。そのほか, 水素結合が形成されている液体では, 水素結合を形成しない液体に比べて, 蒸発熱, 誘電率も比較的大きい。

水素結合の形成を説明するためには, 古くから静電的模型が用いられている。この場合, 水素の電子は共有結合 X-H のみに関与しているが, この結合が若干 $X^{\delta+}-H^{\delta-}$ のように分極しているため Y の孤立電子対が H の電子からの反発をあまり受けることなく X-H に近づき, かなり強い静電的引力が作用して結合が生じると考えられていた。なお, この考えに基づき, X-H または Y を含む原子団はプロトン供与体, Y 原子または Y を含む原子団はプロトン受容体とよばれている。しかし, 一般にはこのような静電的模型だけでは水素結合を説明することができず, X-H...Y, X...H-Y⁺ および X...H⁺...Y の三種の構造の間の相互作用(共鳴)を考慮する必要がある。なお, すでに説明した型以外に, ジオラン B_2H_6 分子中の

$B \begin{pmatrix} H \\ H \end{pmatrix} B$ 結合におけるような, 水素原子より電気陰性度の低い二原子間に水素原子の介在する結合を, 水素結合に含める場合もある。

水素結合は共有結合に比べて, 結合エネルギーが小さく, $3\sim 7\text{kcal}\cdot\text{mol}^{-1}$ 程度である。しかし, タンパク質や核酸の高次構造の形成と安定化の上で, 疎水結合やイオン結合などの分子間力とともに重要な役割を果たしている。すなわち, 分子内あるいは分子間の多くの部位の間に, 多数の水素結合が全体として統一のとれるように形成されるのである。特に, タンパク質中の α -らせんや β -構造の形成や(\Rightarrow タンパク質), DNA の二重鎖の形成(\Rightarrow DNA)には必須のものである。また水素結合は水分子間にもできるが, このことは水の特異な物理的性質を決めているばかりでなく, 生体構造の安定化にも大きく寄与している。

水素結合強誘電体 [英 hydrogen-bonded ferroelectrics, 独 Ferroelektrikum mit Wasserstoffbindung, 露 во-

導通-非導通のフェロエレクトリック性] 水素結合をもつ強誘電体をいい、例としてはロッセル塩($\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$)などがある。しかし、狭い意味では、強誘電性の発現に関して、水素結合中の陽子の役割が大きいといわれている強誘電体をさす。そのような強誘電体結晶では、重水素置換により、転移温度が著しく上昇するのが特徴である。これは水素結合中の陽子のトンネル効果が、陽子配列の秩序化を妨げるのに対し、重陽子ではトンネル効果がなく、秩序化が妨げられないことによるといわれている。この一例としては、リン酸二水素カリウム(KH_2PO_4)がある(⇒リン酸二水素カリウム)。

水素原子 [英 hydrogen atom, 独 Wasserstoffatom, 仏 atome d'hydrogène, 露 атом водорода] 原子番号 1, 元素記号は H で原子量は 1.0080。宇宙にある全物質のうち、原子数にしておよそ 90% くらいまでが水素原子であると推定されている。天然に存在する水素原子はほとんど質量数 1 のものであるが、質量数 2 の同位体(⇒重水素)もごくわずかに存在する。また宇宙線や原子炉内の核反応によって質量数 3 の同位体(⇒三重水素)もつくられる。水素は単体としては通常 H_2 分子として存在する。化合物としては水をはじめ多くの物質の成分として広く存在する。天然の遊離状態の水素原子は火山の噴気や天然ガス、太陽などの恒星の大気の中などに存在する。実験室で遊離原子を得るには、加熱したタングステンの表面に気体水素を接触させる方法もあるが、通常は気体放電管中で電圧を加えて電子を加速し、 H_2 分子に衝突させて解離させる方法が用いられる。遊離単原子状態の水素原子は化学反応を起しやすく活性水素とよばれる。水素原子は、ただ 1 個の電子が原子核のまわりを回っている構造になっていて、原子核と電子の間のはたらきをクーロン力であるから、理論的に厳密に取扱える。そのため水素原子は、原子物理学の理論においてしばしば重要な試金石のひとつになっている。とりわけ、そのスペクトルの研究が量子力学の形成に重要な役割を果たしたことは科学史の教えるところである(⇒水素原子のスペクトル)。

水素原子のスペクトル [英 spectrum of hydrogen atom, 独 Spektrum des atomaren Wasserstoffs, 仏 spectre de l'atome d'hydrogène, 露 спектр атома водорода] 水素原子はあらゆる原子のうち構造が最も簡単であって、原子核とただ 1 個の電子とから構成されている。電子と原子核を点電荷と考え、その間に働く力は単純なクーロン力となり、古典力学でも量子力学でも厳密に取扱える。この事情は相対論を考慮に入れても変わらない。また水素原子のスペクトルについては精密な実験がされている。したがって、水素原子のスペクトルの理論が実験結果と一致するかどうかを調べることは量子力学の発展にとって重要なことであった。現在においてもなおその事情は引継がれている。

水素原子の発する線スペクトルの波数は細かい相違を無視すれば、バルマーの式

$$\bar{\nu} = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (m=1, 2, 3, \dots) \\ (n=m+1, m+2, \dots)$$

で表される(R_H は水素原子に対するリュードベリ定数($= 109677.5854 \pm 0.0083 \text{ cm}^{-1}$)). m のおのの値に対して特有のスペクトルの系列があり、それぞれ発見者の名前にちなんで、ライマン系列($m=1$), バルマー系列($m=2$), パッシェン系列($m=3$), ブラケット系列($m=4$), プン

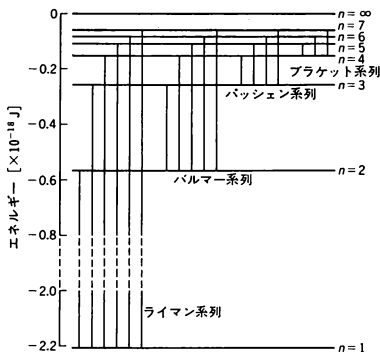


図 2

ト系列($m=5$)と名づけられている(図 2)。図 1 にバルマー系列を例として示す。歴史的には水素原子のスペクトルは 19 世紀半ば以来観測されてきたが、J. J. Balmer, J. R. Rydberg, W. Ritz などの人々の研究を経て、上記の公式にまとめられた。この公式は、理論的には 1913 年に N. Bohr によって初めて導かれ、前期量子論の誕生を促した。それによれば、水素原子には近似的に $E_n = -hcR_H/n^2$ ($n=1, 2, \dots$) で与えられる特有のエネルギー準位があり、電子が高いエネルギー E_n の状態から低いエネルギー E_m の状態に移る時に、およそ $\bar{\nu} = (E_n - E_m)/hc$ で与えられる波数の光を放出する。そのうち量子力学の成立とともに W. Pauli, P. A. M. Dirac, E. Schrödinger によって改めてエネルギー準位の公式が導かれたが、上記の内容については変わらない。

より詳しくスペクトルを見れば、近似的にバルマーの式で表されるスペクトルは、いくつかの細かく分れた構造を示す。これは電子が固有のスピン角運動量に起因する磁気モーメントをもち、それと原子核が電子に相対的に動いているため電子の位置に生じる磁場との相互作用によってエネルギー準位が細かく分裂するためである。ディラックの相対論的量子力学によれば、エネルギー準位は

$$E = mc^2 \left[1 + \frac{a^2}{(n - |k| + \sqrt{k^2 - a^2})^2} \right]^{-1/2} \quad (n=1, 2, \dots) \\ (k = \pm 1, \pm 2, \dots)$$

で表される。ここで a は微細構造定数 $e^2/\hbar c$ である。 a は小さく

$$E = mc^2 - \frac{R_H hc}{n^2} \left\{ 1 + \frac{a^2}{n} \left(\frac{1}{|k|} - \frac{3}{4n} \right) + \dots \right\}$$

とおけるので、エネルギーの微細構造は

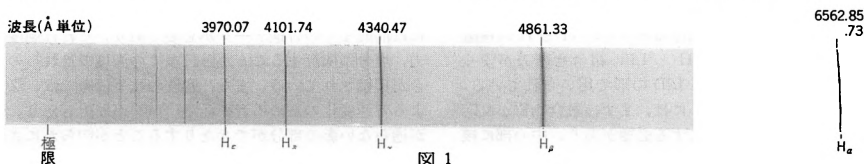


図 1

$$W = -\frac{hca^2 R_H}{n^3} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right), \quad j = |k| - \frac{1}{2}$$

となる。この式によって実験の微細構造はかなりよく説明される(⇒スピン二重項)。さらに詳しい研究によれば、水素原子のスペクトルはディラック理論によって与えられるものとわずかな差があるがずれている。特に1947年にW. E. LambとE. Retherfordによってマイクロ波を使って行われた実験によれば、ディラック理論では縮退している $2S_{1/2}$ 状態と $2P_{1/2}$ 状態(ディラックの式で、それぞれ $n=2$, $k=-1$, および $n=2$, $k=1$)において、前者が後者より、振動数でいうと約1060MHzだけエネルギー準位が高いことがわかった。このことはH. A. Betheによって電磁場の反作用による放射補正を考慮して説明され、また同等なことなのではあるが、T. A. Weltonによって電磁場の零点振動による電子のゆらぎ運動によって説明された。相対論的計算は、朝永振一郎, J. S. Schwingerらにより量子電磁力学に基づいて行われ、現在までのところ実験との一致は極めてよい。

以上では水素原子核を点電荷と考えてきたが、普通の水素原子では核は陽子であり、この核もまた $1/2$ 単位のスピンをもつ。陽子とそのまわりを回る電子のスピンが平行か反平行かによって極めてわずかな差があるがエネルギーが変わる。このため水素の基底状態(1s状態)は実は2つの接近した準位に分れており、その間の遷移で放出または吸収される光の波長はおおよそ21cmである。銀河系内に多く存在する水素原子の出す21cm電波は銀河系の腕構造を知るうえに貴重な手段を提供してくれる(⇒電波天文学)。☒

水素脆化 [英 hydrogen embrittlement, 独 Wasserstoffversprödung, 仏 fragilisation par l'hydrogène, 露 водородное охрупчивание] 水素によって金属が変形しにくくなり、もろくなる現象。水素ガスは水素原子の形で固相または液相状態の鉄に溶解するが、鉄と化合物をつくらない。製鋼過程では雰囲気中の水蒸気から水素が鋼に吸収され、また溶接中には溶接棒の被覆剤中の有機物や水酸基の燃焼、微量の水滴や結晶水、大気中の湿気などが原因となり水素が溶接金属に吸収される。溶接部の水素には、常温程度でも鋼中を拡散して放出される拡散性水素と1年以上経っても放出されない非拡散性水素とがある。原子状の拡散性水素が常温で気泡、微小き裂、非金属介在物や炭化物の周辺、結晶粒界などの小さなポイドに入ると、そこで結合して分子状水素となり、体積が著しく増加して非拡散性水素となる。これによって鋼の水素脆化を起し、溶接部の低温破壊(約200℃以下の温度で発生する割れ)、遅れ破壊(溶接後数時間、あるいは極端な場合には数ヶ月経ってから溶接部に生ずる割れ)の原因となり、また溶接欠陥の一種である気孔の生成原因となる。

水素電池 [英 hydrogen-oxygen fuel cell, 露 водородная батарея] ⇒ 燃料電池

水素爆弾 [英 hydrogen bomb, 独 Wasserstoffbombe, 仏 bombe à hydrogène, 露 водородная бомба] 熱核融合反応に基づく爆弾であり、水素の同位体の核融合反応を利用したもの。最初の水素の同位体 ^2H と ^3H の核融合を利用していたが、後に ^2H と ^6Li の組合せの方が安かつ大量生産が可能なため、LiDの形で用いられている。熱核融合反応を起させるためには、まず核融合物質が反応を開始しうような超高温にする必要があり、中心部に核分裂爆弾を用い起爆のために利用している。

水素メーザー [英 hydrogen maser, 独 Wasserstoff-maser, 仏 maser à hydrogène, 露 водородный мазер]

水素原子の基底準位内の超微細構造レベル間の遷移による1420Hzの原子発振器である。各種発振器のなかで、最高の周波数安定度(100秒平均で 10^{-15})を得られるので、高精度計測に利用される。水素原子ビームを不均一な磁場内を通過させ、高いエネルギー準位の原子のみを選択して空洞共振器に入れる。共振器内には、内面をテフロン膜で覆った特殊容器(ストレージバルブ)がおかれ、原子は量子状態をこわさずに約1秒間滞在して、電磁波と相互作用ができる。原子の放出電力が共振器の損失を上回ると発振するが、このためには通常毎秒 10^{12} 個以上の原子数が必要である。発振電力は 10^{-12}W 程度であるが、スペクトル線幅は約1Hzと狭いので高安定度が得られる。ただし、テフロン壁との衝突によって、微小な周波数シフトが起り、このため原子固有の遷移周波数を精密に決定できない欠点がある。極低温動作による性能向上の研究もある。

水素レーザー [英 hydrogen laser, 独 Wasserstofflaser, 仏 laser à hydrogène, 露 водородный лазер] 中性分子の基底電子状態と励起電子状態間の遷移を用いた真空紫外レーザーの代表で、ライマン帯(124.6~164.6nm)で138本、ワナー帯(109.8~126.8nm)で59本の発振が観測されており、特に109.8nmは直接のレーザー発振が実現されている最短波長である。上準位の寿命は0.4~0.8nsであり、下準位は準安定状態であるので、反転分布の持続時間が短いため、光共振器を構成できない。そこでレーザー装置としては、高速放電を行うため、誘電体スイッチを用いて放電の立ち上り時間を短くするとともに、レーザー媒質中の光の速さと媒質の励起移動速度とを等しくするような進行放電を行う構造のもの(ブルムライン型装置)、あるいは高エネルギー(>10MeV)、大電流(10^{-6}A)の高速パルス電子ビームで励起する構造のものなどが用いられる。最大出力で1kW~1MW、パルス幅で0.5~1nsのものが得られている。

水柱インチ [英 inch water column, 独 Inch Wassersäule, 仏 colonne d'eau en inch, 露 дюйм водяного столба] 圧力の単位。記号inH₂O, inAqなどで表される。1インチ=25.4× 10^{-3}m (⇒インチ)を媒介し、1水柱メートルの25.4× 10^3 倍と定義された単位であり、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇒圧力の単位)。

水中音響(学) [英 underwater acoustics, 独 Unterwasserakustik, 仏 acoustique sous-marine, 露 подводная акустика] 水中における音波の発生、伝搬、受波と、その応用としての水中音波による探査、計測、通信、および、これらに関連する水中の音響的環境などに関する学問分野。

船舶の安全航行のために、音波によって水中の障害物を探知しようという考えは古くからあったが、実用化への端緒は、1917年フランスのP. Langevinに始まる。その後、水中物体の探知や測探のために可聴音または超音波を用いた水中音響機器の開発が続けられている。音響測深のためには海底までの音速データが必要であり、これは温度、圧力、塩分に依存することから、多くの海域でこれらのデータが集積されている。また、音波の水平伝搬では、深さによる音速変化のために音の経路(音線)が屈折したり、音線が通らない影の部分ができたりすることが明らかにされている。

超音波を用いた魚群探知機は1950年以降になって急速に普及した。音波を用いる水中探知装置を一般にソナーというが、測深機のような垂直ソナーのほか、水平方向を探索する水平ソナー、観測船から側方の海底面を眺めた図形が得られるサイドスキャンソナーなどがある。これらの探知限界は受波時のSN比で決まるので、信号音の伝搬損失と海中騒音が重要な因子となる。

電波が通らない水中では、音波は通信手段として重要であり、通話のほか、水中機器の制御、テレメーターなどにも広く利用されている。これらの水中音響機器の送受波器には主として圧電磁器が用いられているが、最近では、受波器として高分子と圧電材の複合材料をケーブル状にしたものや、光ファイバーを用いたハイドロホンも研究されている。

水中カメラ [英 underwater camera, 独 Unterwasser-kamera, 露 камера для подводного фотографирования] ⇨ カメラ

水柱センチメートル [英 centimeter water column, 独 Zentimeter Wassersäule, 仏 colonne d'eau en centimètres, 露 сантиметр водяного столба] 圧力の単位。9.80665×10 Pa(パスカル)に等しい。記号 cmH₂O, cmAq などと表される。水柱メートルの10⁻²倍として導入された単位であり、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇨圧力の単位)。

水柱フット [英 foot water column, 独 Fuß Wassersäule, 仏 colonne d'eau en pieds, 露 фут водяного столба] 圧力の単位。記号 ftH₂O, ftAq などと表される。1フット=12インチ=25.4×10⁻³×12mを媒介に、1水柱メートルの25.4×12×10⁻³倍と定義された単位であり、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇨圧力の単位)。

水柱ミリメートル [英 millimeter water column, 独 Millimeter Wassersäule, 仏 colonne d'eau en millimètres, 露 миллиметр водяного столба] 圧力の単位。9.80665 Pa(パスカル)に等しい。記号 mmH₂O, mmAq などと表される。水柱メートルの10⁻³倍として導入された単位であり、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇨圧力の単位)。

水柱メートル [英 meter water column, 独 Meter Wassersäule, 仏 colonne d'eau en mètres, 露 метр водяного столба] 圧力の単位。9.80665×10³ Pa(パスカル)に等しい。記号 mH₂O, mAq などと表される。密度 ρ [kg·m⁻³] の水が、重力加速度 g [m·s⁻²] の地点で高さ h [m] の柱をなしているとき、底面での圧力 p [Pa] は ρhg [Pa] であるが、水柱メートルは、 $\rho = 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, $g = 9.80665 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$, $h = 1 \text{ m}$ と協約したときの p と解される。国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇨圧力の単位)。

垂直応力 [英 normal stress, 独 Normalspannung, 仏 tension normale, 露 нормальное напряжение] 固体内にとって任意の面に働く応力のうち、その面に垂直な方向の成分を垂直応力(または法線応力)とよぶ。引張応力として働く場合は符号を正とし、圧縮応力として働く場合には負として表す。なお、面に平行な方向の応力成分はせん断応力とよばれる。

垂直抗力 [英 normal force, 独 Normalkraft, 仏 force normal, 露 нормальная сила] 物体Aが、面Bを押しているとき、面Bがそれに対してAに働きかける抗力のうち、面に垂直な成分をいう。物体Aと面Bの間に働

く摩擦係数 F は垂直抗力 N によって決り、両者の間の静止摩擦係数を μ_0 とすると、静止摩擦係数 F_0 については、 $0 < F_0 < \mu_0 N$ の関係が成り立つ。また両者が相対運動をしているとき(運)動摩擦係数を μ とすれば、 $F = \mu N$ の関係があり、 μ 面の大きさや相対速度にはよらない。

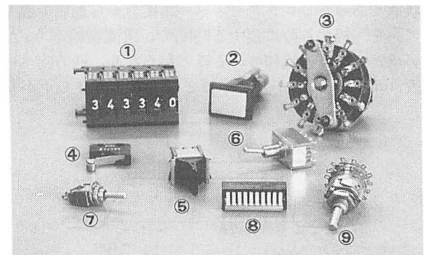
垂直磁化率 [英 perpendicular susceptibility, 仏 susceptibilité perpendiculaire, 露 перпендикулярная восприимчивость] ネール温度以下の反強磁性体の磁化容易軸に垂直な方向の磁化率をいう。垂直磁化率 χ_{\perp} は温度 T および磁場の大きさ H にあまり依存しないが、観測される小さな温度・磁場依存性はスピンのゆらぎやハイゼンベルク模型からのずれなどについての手がかりを与える。簡単な物理像では、磁化容易軸方向で互いに反平行であった2つの副格子の磁化ベクトル(大きさ M)が垂直磁場によって磁場方向に傾くと考えられる。傾きの角度を θ として $\chi_{\perp} = 2M \sin \theta / H$ が得られる。分子場近似では $\sin \theta \propto H / M$ であるから、温度および磁場に依存しない χ_{\perp} が結論される。典型的反強磁性体のひとつである MnF₂ では、 χ_{\perp} は温度上昇とともに低温ではいったん減少し、極小値を経てから、増加する。始めの減少は、 $\sin \theta$ の温度による増加が $H / M(T)$ よりも緩やかであるためスピンの波理論の第一近似で定量的に説明される。後の増加はより複雑なスピンのゆらぎに起因するもので、3つのスピン波の同時衝突を考慮した理論でネール温度の近くまで定量的に説明されている。また磁場依存性については、 H の増加によって副格子の磁化ベクトルが磁場方向で平行に近くなると、反強磁性体に特有なスピンのゆらぎ($T=0$ では零点振動、⇨反強磁性)が減少するために、 χ_{\perp} が増加する。いくつかの物質でこのような磁場依存性が観測されている。なお実際の磁場依存性の解析には、このほかに磁場による電子状態の変化を考慮する必要がある。

垂直バンド [英 perpendicular band, 独 Senkrechttbande, 仏 bande perpendiculaire, 露 перпендикулярная полоса] 3回転以上の回転軸を持つ分子の電子・振動・回転スペクトルにおいて、遷移モーメントが分子軸に垂直であるようなバンドをいう。この場合、分子の電子スピンも含めた全角運動量 J と、その分子軸方向の成分 K についての選択律は

$$\Delta J = 0, \pm 1, \quad \Delta K = \pm 1$$

となり、P, Q, R 枝から成る回転構造が観測される。対称こま分子のスペクトルでは、しばしば強い Q 枝が規則的に現れ、P, Q 枝が連続的な背景をつくる。

スイッチ [英 switch, 独 Schalter, 仏 commutateur,



各種スイッチ ①デジタルスイッチ ②光式押ボタンスイッチ ③、⑨ロータリースwitch ④マイクロスイッチ ⑤トグルスイッチ ⑥、⑦スナップスイッチ ⑧ディップスイッチ

露 выключатель] 手動または機械的操作で電気回路を開閉し、電流を流したり切断する機器のこと。開閉器ともよばれる。通常の電子回路に用いられるスイッチは、大電流や高電圧を扱うことが少ないので、接触部が空气中に露出されている気中開閉器が多い。特殊なものでは、接点を油の中に入れた油入開閉器、また接点と電極および水銀をガラス管内部に封入し、水銀を移動させ電極間を導通したり遮断する構造の水銀スイッチなどがある。これらは高電圧、大電流などの開閉時に生ずる火花放電によって起る電極の破損防止や、防爆用スイッチとして用いられる。

スイッチング回路 [英 switching circuit, 独 Schaltkreis, 仏 circuit de commutation, 露 переключательная схема] 安定で識別可能な、2つの異なる状態をもつ回路の総称で、状態を表すものには電圧、電流、抵抗、周波数、位相などがある。回路素子は通常電子的に制御できるもので、トランジスタ、ダイオードなどの半導体電子スイッチ、リレーやリードスイッチなどの電子・機械スイッチ、光源と光有感素子を組合せた電子・光スイッチがある。スイッチング回路は計数回路、演算、記憶回路などデジタル回路の基本である。

スイッチング時間 [英 switching time, 独 Schaltzeit, 仏 temps de commutation, 露 время переключения] スイッチング回路において、ひとつの状態からほかの状態へ移行するのに要する時間。トランジスタスイッチ(図1)では図2に示すように遅延時間 t_d 、立ち上がり時間 t_r 、キ

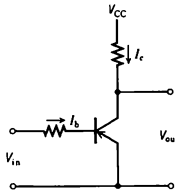


図1

ャリアー蓄積時間 t_s 、立ち下がり時間 t_f が含まれる。遅延時間の生ずる理由は主として2つあり、ひとつはOFF状態が逆バイアスで、エミッター・ベース接合の静電容量に逆方向電圧が蓄えられており、それが順方向電圧に充電されるまでの時間で、逆バイアスが大きければ遅延時間も大きい。ほかはエミッター電流がベース領域に拡散するのに要する時間である。立ち上がり時間は直線増幅と同じく β 遮断周波数が大きいほど小さく、また順方向ベース電流(turn on 電流)が大きければ小さくなる。蓄積時間は、飽和状態であったコレクター・ベース接合から過剰少数キャリアを一掃するのに要する時間で、電流増幅率 h_{fe} が大きいほど、また過飽和であるほど長くなり、逆方向ベース電流(turn off 電流)が大きいほど短くなる。立ち下がり時

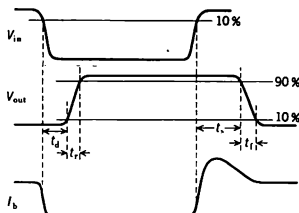


図2

間は立ち上がり時間と同じく β 遮断周波数が大きく、逆方向ベース電流が大きいほど短くなる。通常 $t_r \gg t_d$, $t_s \gg t_f$ である。スイッチング時間を短くするには非飽和状態で動作させ $t_s = 0$ とする。

スイッチングダイオード [英 switching diode, 独 Schalt diode, 仏 diode de commutation, 露 переключательный диод] 半導体ダイオードで逆バイアスと順バイアスの切換えで、そのインピーダンスが0と ∞ の間を瞬間的に変化するダイオードで、電子スイッチの働きをする。そのスイッチング動作の遅れのもとになる少数キャリア蓄積効果を小さくするために、金、銅などの再結合中心をつくる不純物をドーピングしている。パルスの高さをそろえるクリッパ回路などに用いられる。

スイッチングレギュレータ [英 switching regulator, 露 стабилизатор по переключательному принципу] 狭義にはトランジスタなどのスイッチング素子のオン・オフ制御によりDC・DC変換を行い出力電圧を安定化する回路あるいは装置をいう。広義には整流器も含めた直流安定化電源装置をいう。連続制御のシ리즈レギュレータの方が安定度の点で優れているが、電力損失が大きいのでスイッチングレギュレータが多く使われるようになった。スイッチングレギュレータはスイッチング周波数が商用周波数より高く、数~数十kHzとなり、インダクタンスやトランスが小型になるので、小型で大容量のものができ出力リップルも周波数が高いので除去しやすい。電力の損失は素子のスイッチング損失が主となる。計算機のような論理回路の電源にはほとんどこのタイプのものが使われている。一方、短所としてスイッチングノイズが出るため、高精度アナログ回路用には不向きである。

方式として、制御整流方式、直流電力を直接オン・オフするチョッパ方式、直流を任意の周波数の交流に変換するインバータ方式がある。回路方式から分類すると、位相制御型、パルス幅変調型(PWM)および周波数変調型などがある。図1は直流チョッパの基本回路でモルガン回路といい、SCRが点弧するごとに負荷 R に一定振幅の電圧を発生する。図2はインバータ回路の例で、トランス二次側を整流し平滑すれば直流電圧が得られる。

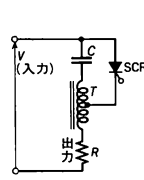


図1 モルガン回路

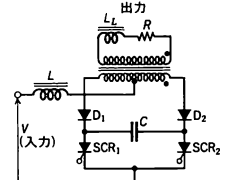


図2 インバータ回路

水頭 [英 head, 独 Höhe, 仏 hauteur, 露 высота] ベルヌーイの定理で、表式の各項を相当する水の高さで表現したものをいう。ある基準面からの高さ h 、流速 v 、密度 ρ 、圧力 p 、重力加速度 g として、非圧縮性流体の定常な流れに対するベルヌーイの定理を

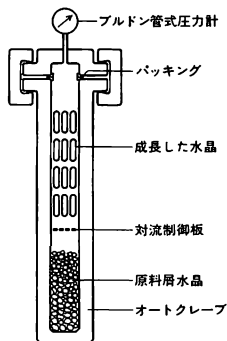
$$\frac{v^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + h = h_0 \quad (= \text{流線の定数})$$

のように長さの次元で表したとき、左辺の第一項を速度水頭、第二項を圧力水頭、第三項を位置水頭、 h_0 を全水頭という。また、現実には粘性などによって生じる左辺全体の減少量を水頭損失ということがある。水頭は流体の力学

のエネルギーを液柱の高さに換算したものに相当し、流れに伴うエネルギーの配分や変化を直観的に示すのに便利であるため、特に水力学や水理学で用いられることが多い。水頭はまた英語に従ってヘッドともよばれる。

水熱合成法 [英 hydrothermal synthesis method, 独 Hydrothermalesynthesemethode, 仏 méthode de synthèse hydrothermale, 露 метод гидротермического синтеза]

水晶のように室温では水に溶けなくても数百度の高温になると水溶液となる物質について、高温の熱水溶液の下で行う結晶作成法である。このような高温下では水の蒸気圧が数百 atm を超えるので、高圧に耐える密封容器(オートクレーブ)の中で育成しなくてはならない。この方法は人工水晶の合成にもっぱら利用されている。良質の天然水晶資源が枯竭してしまったために、現在、時計、トランシーバーなどの水晶をはじめとして、工業用水晶にはすべてこの方法でつくったものが使用されている。水晶を育成する場合には、約 $0.5 \text{ mol} \cdot \text{dm}^{-3}$ の炭酸ナトリウム水溶液を図に



示す高圧容器に入れ、底部に原料用のくず水晶を、上部に長さ約 18cm の割ばしの形をした細長い種子水晶を数十～数百本つるしておく。下部を約 430°C 、上部を約 380°C に加熱すると、底部の原料水晶は炭酸ナトリウム水溶液に溶け込み、対流によって上部に運ばれて種子結晶に堆積する。約 1 ヶ月たつと、どの種子水晶も $18 \times 2.5 \times 1.0 \text{ cm}^3$ 程度に一樣に成長する。この方法はルビー、サファイア、リン酸系の結晶作成にも利用できるが、技術の開発は水晶に比べて著しく遅れている。

随伴生成反応 [英 associated production process, 仏 processus de production associée, 露 реакция ассоциативного рождения частиц] 1947 年宇宙線に照射した霧箱写真中にそれまで知られていなかった V 型の飛跡をもつ粒子が発見された。この粒子は現在では Λ 粒子および中性 K 中間子 (K^0) として知られているものであった。その後これらの粒子が生成されるときは必ず K 中間子とその反粒子または K 中間子と Λ 粒子または Σ 粒子のように必ず対となる相手を伴うことが明らかとなった。このような現象を随伴生成反応といい、現象論的な説明のために奇妙さという量子数が M. Gell-Mann と西島和彦により導入された。強い相互作用による反応の前後ではこの奇妙さは保存されなければならない。K 中間子は +1 の奇妙さを、反 K 中間子、 Λ 粒子および Σ 粒子は -1 の奇妙さをもつ。奇妙さ (S) が 0 の粒子どうしの反応 (たとえば π 中間子と陽子の反応) からこれらの奇妙さをもった粒子を生成するときは奇妙さの和を 0 とするようにならず $S = +1$

の粒子と $S = -1$ の粒子が対となった生成が起る。1974 年にチャームという新しい量子数をもつ粒子が発見された。これらの粒子の生成に際しても K 中間子や Λ 粒子と同様な随伴生成反応が起ることがわかってきている。

随伴微分方程式 [英 adjoint differential equation, 独 adjungierte Differentialgleichung, 仏 équation différentielle adjointe, 露 сопряжённое дифференциальное уравнение] 2 つの微分演算子 L, M があって、任意の 2 つの関数 $u(x), v(x)$ に対して、積分 $\int (vLu - uMv) dx$ が u, v , およびそれらの導関数の境界値だけで表されるとき、 M を L の共役演算子、 $Mv = 0$ を $Lu = 0$ に対する随伴微分方程式という (L と M の関係は相互的である)。

たとえば、常微分方程式

$$Lu = p_0 u^{(n)} + p_1 u^{(n-1)} + \dots + p_n u = 0$$

(p_0, p_1, \dots は x の与えられた関数) に対する随伴微分方程式は

$$Mv \equiv (-1)^n \{ (p_0 v)^{(n)} - (p_1 v)^{(n-1)} + \dots + (-1)^n p_n v \} = 0$$

である。また、二階偏微分方程式

$$Lu \equiv Au_{xx} + 2Bu_{xy} + Cu_{yy} + Du_x + Eu_y + Fu$$

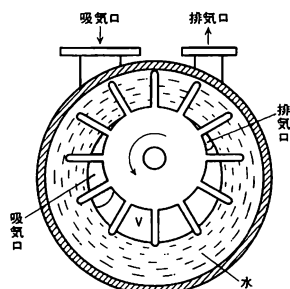
(A, B, \dots, F は x と y の与えられた関数) に対する随伴微分方程式は

$$Mv \equiv (Av)_{xx} - 2(Bv)_{xy} + (Cv)_{yy} - (Dv)_x - (Ev)_y + Fv$$

である。

特に $M \equiv L$ であるときには、 L を自己共役演算子、 $Lu = 0$ を自己随伴方程式などという。たとえば二階常微分方程式 $(pu')' + qu = 0$ は自己随伴である。またラプラス方程式 $u_{xx} + u_{yy} = 0$ や波動方程式 $u_{tt} = c^2 u_{xx}$ も自己随伴である。

水封ポンプ [英 water ring pump, 独 Wasserringpumpe, 仏 pompe à anneau d'eau, 露 водокольцевой насос] 真空ポンプの一種で、水を用いて密封作用を行う形式のものである。到達圧力は動作温度における水の蒸気圧で決り、 $10^3 \sim 10^4$ Pa 程度である。図に示すように円筒形のケ

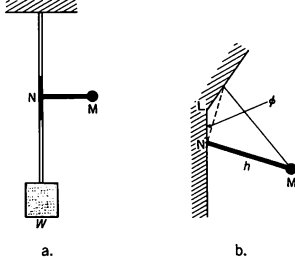


ーシング内に偏心して回転羽根車が取り付けられている。適量の水を入れて羽根車を回転させると、水も一緒に回転し、そのためケーシングの内面にほぼ一様な厚さで水の膜が形成される。この水膜と羽根車によってつくられる空間 V は、羽根車の回転にともなって拡大、縮小を繰返すことになるから、V が拡大する場所に吸気口、V が最も縮小される場所に排気口を設けることによって、排気作用が得られる。水膜は図からもわかるようになく厚く、羽根車はポンプケーシングと全く接触することなく回転する。油回転ポンプと異なり、摺動部のないこと、水で完全にぬれていることなどのため、ちりや粉体に強く、また引火性気体の排気、輸送などにも適している。

水平振り子 [英 horizontal pendulum, 独 Horizontal-pendel, 仏 pendule horizontal, 露 горизонтальный маятник] 回転軸が鉛直に近く、振動面が水平に近い実体振り子。回転軸が水平の振り子に比べて周期が長く、地震計や傾斜計に利用される。たとえば図aのようにおもりWで十分強く張られた針金に振り子NMを取付けたものはその例で、針金のよじれに対する剛性のためMはゆっくり水平面内で振動する。その周期は、針金の剛性による復元力を ϵ 、NMの鉛直軸のまわりの慣性モーメントを I とすると、 $T=2\pi\sqrt{I/\epsilon}$ で与えられる。図bの場合は回転軸と鉛直軸のなす角を ϕ とすると

$$T=2\pi\sqrt{\frac{I}{Mg h \sin\phi}} \quad (M \text{ は } M \text{ の質量})$$

となる。ただし I は回転軸のまわりの振り子の慣性モーメントである。 ϕ が小さいと T は大きくなる。



水平分力 [英 horizontal component, 独 Horizontal-komponente, 仏 composant horizontal de champs géomagnétique, 露 горизонтальная компонента] \Rightarrow 地磁気

水平面 [英 horizontal plane, 独 Horizontalebene, 仏 plan horizontal, 露 горизонтальная плоскость] 重力の方向に垂直な平面のことで、重力の等ポテンシャル面(水準面)の接平面である。静水面は、重力の等ポテンシャル面であるから、その接平面は、水平面のひとつである。

酔歩 [英 random walks, 独 Irrfahrt, 仏 marche aléatoire, 露 случайное блуждание] K. Pearson が1905年に提出した「ある人が1点から出発して、距離 b だけまっすぐに進み、そこで方向を勝手に変えてまた距離 b だけまっすぐ進む。こういう歩みを N 回繰返したとき、この人が出発点からの距離が R と $R+\delta R$ の間の範囲にいる確率を求めよ」という問いが酔歩(または乱歩, ランダムウォーク)の問題の原型である。この答えは空間の次元数 $d=1, 2, 3$ に対しては厳密に与えられている。歩数 N が十分大きいときの漸近解は

$$\frac{d}{\Gamma((d/2)+1)} \left(\frac{d}{2Nb^2}\right)^{d/2} R^{d-1} \exp\left(-\frac{dR^2}{2Nb^2}\right) \delta R$$

である。この問題は各歩の長さが一定でない場合や、各歩の間に相関がある場合にも拡張されている。また、反射壁や吸収壁などの境界条件がある場合も論じられており、ブラウン粒子や気体分子の拡散のモデル、波動の合成、一次元物質の統計などへの応用のほかに、高分子鎖の末端間距離の分布に適用されてきた。しかし、普通の酔歩の問題のままで高分子鎖の排除体積効果が無視されるので、これを考慮に入れるためには、一度通った地点は再び通ることができないとの条件のもとで自己回避の酔歩を扱わなければならない。この場合の確率分布は $d < 4$ では上述のものとは異なっている。

スイミングプール型原子炉 [英 swimming-pool-type reactor, 独 Schwimmbadreaktor, 仏 réacteur piscine, 露 реактор бассейнового типа] \Rightarrow 研究用原子炉

錐面 [英 conical surface, 独 Kegelfläche, 仏 surface conique, 露 коническая поверхность] 一般に、空間の1点(頂点)から出て閉曲線上の各点を通る直線によってつくられる面をさすが、特に流体力学では、超音速の流れでの微小な擾乱のつくる錐状の面をいう。擾乱は球面波として音速 c で広がりが、流速 U で下流に流されるので、半頂角 $\alpha = \sin^{-1}(1/M)$ ($M=U/c$ はマッハ数)の円錐状包絡面をつくる。これをマッハの錐という。また錐状の先端をもつ物体の付着衝撃波のつくる面も錐状であって錐面衝撃波という。このとき流れの諸量は、頂点からの直線に沿って一定である。このような流れは錐状流とよばれる。なお、四次元時空での1点からの光の伝播を表す超錐面は光円錐とよばれる(\Rightarrow 光円錐)。

水面波 [英 water wave, 独 Wasserwelle, 仏 onde de l'eau, 露 волна жидкости] 水や液体は重力の場(ときとしては表面張力の存在)の下では一定の自由表面を保つが、これに攪乱を与えると重力や表面張力が復元力となって、振動あるいはその伝播する波が生じる。これが水面波である。特に深さ h が一様で微小振幅の波の場合に話を限り、乱されない水面に垂直に z 軸、水平ベクトルを X 、水面のもち上りを $\eta(X, t)$ 、散逸が無視できる近似の下に速度ポテンシャルを $\Phi(X, z, t)$ で表すことにする。水面で圧力一定の大気と接しているという条件を用いると、水平方向の波数ベクトル K 、(角)振動数 ω のフーリエ成分をとれば、 η と Φ は

$$\eta(X, t) = a \exp[i(K \cdot X - \omega t)]$$

$$\Phi(X, z, t) = -i\omega \eta \cosh[k(z+h)]/k \sinh(kh)$$

で表されることがわかる。ただし、振幅 a が0にならないという条件から ω と $k=|K|$ の間には、

$$\omega = \left[(gk + \frac{\sigma k^3}{\rho}) \tanh kh \right]^{1/2}$$

の関係すなわち分散関係が成立する。ここで g は重力加速度、 σ は表面張力、 ρ は密度、また波長 λ と k の間には $\lambda = 2\pi/k$ の関係があり、 $c = \omega/k$ は正弦波の伝播速度すなわち位相速度である。また $c_g = d\omega/dk$ は群速度である。

$kh \gg 1$ 、すなわち $h \gg \lambda$ の波を深水波、逆に $h \ll \lambda$ の波を浅水波とよぶ。

(1) 深水波: 流体粒子の運動が円運動で近似でき、その大きさは表面からの深さとともに指数関数的に減少するので表面波ともいう。 $\tanh kh \approx 1$ とみなすことができ、 c と λ の関係は図1のようになる。 c の極小値を与える波長

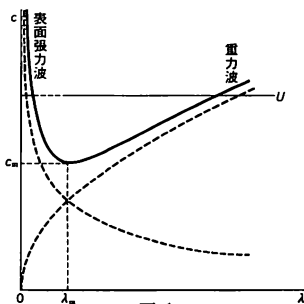


図 1

$\lambda_m = 2\pi(\sigma/\rho g)^{1/2}$ (水では 1.73 cm, $c_m \approx 23 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$) より左の分枝は表面張力の影響が大きいのて表面張力波(さざ波), 右の分枝は重力の影響が大きいのて重力波とよばれる。それぞれ点線て表した漸近線て近似でき, 漸近的に $c_s = (1/2)c$, $c_g = (3/2)c$ の関係がある。

(2) 浅水波: 流体粒子の運動はほぼ水平て鉛直方向の加速度は非常に小さい。分散関係は $kh \ll 1$ てあるから

$$\omega = c_0 k \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left(\beta - \frac{1}{3} \right) k^2 h^2 + \dots \right\}$$

ただし $c_0 = \sqrt{gh}$, $\beta = \sigma/(\rho g h^2)$ てあって, 第一項だけだと分散が 0 て波長によらぬ伝搬速度 \sqrt{gh} が得られ, $\beta = 1/3$ (水て $h = 0.48 \text{ cm}$) て境とて, 分散効果が逆転する(図 2)。

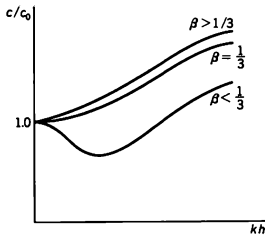


図 2

(3) 定常流中の流れ模様: 一定速度 U の流れの中で波面がこれに垂直な一次元の波を考えれば定在条件から $U = c$ て定まる波長の上流へ向かう波だけが定在波をつくる(図 1), そのような波群は $U - c_g$ て下流に進むわけだから深い水だと静止小物体の上流に表面張力波が, 下流に重力波がそれぞれ一定の波長て現れることになる。二次元の擾乱波のそれと相面 $X = X_N$ を見いだすにはベクトルの考え $K \cdot (U + c) = 0$, $X_N = (U + c)t = 2\pi N/k$ (ただし N は整数) から分散関係を用いて時刻 $t > 0$ と k とを消去すればよい。船の波の基本であるケルビン波はこのようにして得られる。

(4) 階段波: 浅水波の振幅が無限小からずれると $\eta/h \ll 1$ でも伝搬速度は $c_0 = (gh)^{1/2}$ てなく実効的に $\sqrt{g(h + \eta)}$ に流れの速度 $u \sim c_0(\eta/h)$ が付け加わって $c_0(1 + 3\eta/2h)$ となり, η/h の大きい山の部分が小さな谷の部分に追いついて険しくなり, 大振幅の波ではついに砕けて階段波を生じる。波面は乱れによるエネルギーの損失面としてみなすことができ, 波面を止めてみれば, 波面に相対的に $v_1 > (gh_1)^{1/2}$ て入ってくる高さ h_1 の流れが急上昇($h_2 > h_1$) し $v_2 < (gh_2)^{1/2}$ て出ていくことになる。

(5) 孤立波: 浅水波の急峻化が波の分散とバランスして生じるのが J. S. Russel の観測した(1834 年)孤立波である。弱い非線形性と弱い分散の下で KdV 方程式に従うクノイダル波のピークがただ 1 つになったソリトン解に対応している(\Rightarrow KdV 方程式)。J. W. Miles (1977 年) は 2 つの波面がほぼ平行な孤立波が共鳴相互作用によって 1 つの孤立波になる, あるいはその逆になる可能性を示した。

(6) ストークス波: 深水波て波高が有限になった場合て, 一定の波長の波では振幅とともに波速は増大し, 波頂が尖り, 流体粒子の運動も円から外れて波の進行方向の運動量が現れ, G. G. Stokes, J. G. G. Stokes, J. G. G. Stokes の予想によれば頂角 120° , [高さ]/[幅] ~ 0.142 の三角波が最高波て, F. J. Gerstner の波(厳密解だが渦あり)のカズプとは異なる。最近の多くの人の数値計算により, 振幅の変化による極限

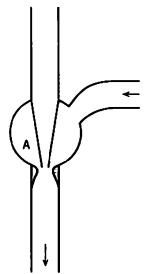
への移行は必ずしも単純でないことが明らかになってきた。

(7) 変調不安定性: $2\pi h > 1.306\lambda$ てであるとストークス波は小振幅でも振幅に逆比例する有限の時間内に変調不安定性を示すことが 1965 年来 M. J. Lighthill, G. B. Whitham, T. B. Benjamin によって予測され, Benjamin と J. E. Feir の水槽実験て確認された。しかし変調がゆっくりであるという近似の下では, 上記の過程は三次の非線形シュレーディンガー方程式によって記述され, 包絡ソリトン列の生じる可能性が予想され(Zakharov (1968 年), 橋本英典, 小野為明と A. Davey (1972 年)), H. C. Yuen と B. M. Lake の水槽実験(1975 年)によって実証された。

水溶液 [英 aqueous solution, 独 wässrige Lösung, 仏 solution aqueuse, 露 водный раствор] 溶媒が水である溶液の総称。種々の物性データによれば, 水は液体としてかなり異常な性質をもっている。したがって水溶液も溶液としてはかなり異常な挙動を示す。誘電率が大きく, また水と和が容易に起こることなどのために, 水はイオン性の物質をよく溶かす。しかし炭化水素などの共有結合性・無極性のものの溶解度は極めて小さい。水溶液中で最強のブレンステッド酸は H_3O^+ , 最強の塩基は OH^- である。

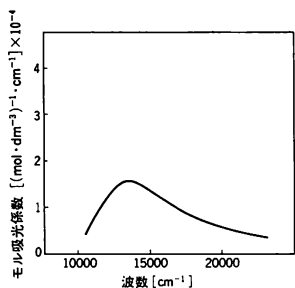
水溶液法 [英 aqueous solution method, 独 Wasserlösungsverfahren, 露 метод водного раствора] 水溶液を用いる結晶成長法をいう。水溶液となる物質の種類は極めて多いが, そのほとんどすべてに対してこの方法を当てはめることができる。小さい結晶をつくる場合には水溶液をシャーレに注いで放置すると水が蒸発して数日の間に針状, 板状, サイコロ状などの形の整った結晶が育つ。しかし, よい結晶をつくるためには温度制御を十分にに行つて, 結晶が一樣に成長するための条件を整えなくてはならない。特に大きな結晶を作成するときには, 液の温度や濃度の制御に十分注意しなくては均質な結晶をつくることはできない。たとえばリン酸二水素アンモニウムでは 20 kg もある単結晶がこの方法てつくられているが, その際, 多量の原料を必要とするために次の方法がとられている。結晶が成長するための水槽と原料を供給する水槽は別々に設け, 水槽内の温度は $\pm 0.01^\circ\text{C}$ 程度に制御して過飽和度のゆらぎが少なくなるように配慮している。過飽和溶液はポンプて結晶槽へ循環させながら数ヵ月をかけて結晶を育てる。

水流ポンプ [英 water jet pump, 独 Wasserstrahlpumpe, 仏 pompe à jet d'eau, 露 водоструйный насос] パイプを通しての定常的な水の流れをつくり, 途中のパイプ径を細くすることによって期待される圧力降下(\Rightarrow ベルヌーイの定理)を利用して排気を行う形式のポンプ。小型のガラス製のものは, 水道の水を用いて容易に減圧状態て得られるので, 化学実験などでよく用いられ, アスビレーターの名てよばれている。また, これを金属製として大型化したものは, 工業用として腐食性ガスや引火性ガスの排気, 輸送などに用いられる。実際の構造ではパイプが細く絞られている部分は, 最も流管が細くなる直前てパイプは切れ(ノズル部), 水流は細く絞られた状態で空間を飛び, 流れは連続的にもとの太さのパイプて受け



られて大気へ排出されるようになっている(図参照)。このような構造により、粘性による損失を低減するとともに、流れの最も細い部分と接している空間(A)の圧力が最も低いから、側管を経て気体が排気される。全く同じ原理で排気速度を大きくするため、ノズルを複数個にした形式の水流ポンプは、水蒸気の排気用に用いられ、マルチジェットコンデンサーとよばれている。

水和電子 [英 hydrated electron, 独 hydratisiertes Elektron, 仏 électron hydraté, 露 гидратный электрон] 水または水溶液のなかに、高エネルギー粒子線または短波長の光の照射, またはそのほかの方法で電子を生成させると、電子は周囲の分子と衝突してエネルギーを失い熱平衡化した後に、水分子の双極子によって囲まれて安定化する。このとき、電子は水和された状態にあるといい、この電子を水和電子という。アルコール、アンモニアのような水以外の極性溶媒中においてもほぼ同様の状態が形成され、このような状態にある電子を溶媒和電子とよぶ(⇒溶媒和電子)。水和電子は光吸収スペクトル、電子スピン共鳴吸収スペクトル、電気伝導率などによって観測されている。理論上は、水和している水分子の個数と配置から電子の状態を記述して、これらのスペクトルの説明が行われている。水和電子の光吸収スペクトルは 720nm (約 14 cm^{-1}) に吸収極大をもち、全体として構造がなく幅の広い短波長側にすそを引いた非対称な形を示す(図参照)。モル吸光係



数は吸収極大の位置で $1.6 \times 10^4 (\text{mol} \cdot \text{dm}^{-3})^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ 、振動子強度は 0.7 と大きい。水または水溶液に高エネルギー粒子線または短波長の光が照射された場合には、水または水溶液中の溶質の電離によって電子が生成されるが、このような場合について、水和電子の生成と消滅の過程ならびに収率が詳しく調べられている。また、無機塩、錯塩およびこれらが水に溶解して生じるイオン、水に可溶性の有機化合物、そのほかの水溶性物質など、数多くの溶質分子またはイオンについて、水和電子との反応の速度定数をパルスラジオリシス法などを用いて測定されている。

水和熱 [英 heat of hydration, 独 Hydratationswärme, 仏 chaleur d'hydratation, 露 теплота гидратации] イオンなど親水性物質は水溶液中で静電的相互作用、水素結合などにより水分子と弱い結合をつくる。これを水とよび、溶媒和の一種である。たとえば、一定温度、圧力で気体状正負イオンの対が水に溶けて希薄水溶液となるとき発生する熱、すなわち気体状イオンの溶解熱をその一对のイオンの水和熱あるいは水和エネルギーという。水和反応の反応熱あるいは水和による安定化エネルギーともみなされる。これはイオン結晶の溶解熱から結晶格子エネルギーを差引いたものに等しい。このようにして求められた一対

のイオンの水和熱に対する各成分の寄与についてはほぼ加法性が成り立つので、あるイオンの水和熱を規準とし個々のイオンの水和熱を定めることができる。広く用いられるのは、 H^+ の水和熱を $-1087.8 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ とするもので、各イオンの水和熱 $[\text{kJ} \cdot \text{mol}^{-1}]$ は次のようになる。 Li^+ : -502, Na^+ : -385, K^+ : -301, F^- : -502, Cl^- : -381, H^+ の代りにオキソニウムイオン H_3O^+ を考えると、 H_3O^+ の水和熱は $-364 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ となる。アルコールなど親水性物質の水和熱は気体状態のその物質の水への溶解熱に等しく、主として水素結合の生成に基づく。

数学的散乱理論 [英 mathematical theory of scattering, 独 mathematische Streutheorie, 仏 théorie mathématique de diffusion, 露 математическая теория рассеяния] 量子力学の散乱問題に伴う数学的諸問題を研究する理論で、その主眼は、抽象的な枠組みそのものの研究よりも、具体的な散乱系の数学的性質の解明にある。用いられる主な方法は、関数解析学における作用素論・スペクトル理論、それに偏微分方程式論である。数学的散乱理論の出発点は、摂動論的な見方である。いまこれを二体問題の場合に則して解説する。ある物理系(ハミルトニアン H 、たとえば $H = -\Delta + V(x)$)に対して、自由系(ハミルトニアン H_0 、たとえば $H_0 = -\Delta$)が与えられていて、 H の系の散乱状態の $t \rightarrow \pm\infty$ の様子は、 H_0 の系の状態によって漸近的に記述されるとする。ただし、簡単のため H_0 の系は束縛状態をもたないとしておく。2つの系の時間発展は、それぞれユニタリ群 $U(t) = \exp(-itH)$, $U_0(t) = \exp(-itH_0)$, $-\infty < t < \infty$ によって決定される。そのとき

$$\Omega_{\pm} = \lim_{t \rightarrow \pm\infty} U(-t)U_0(t), \quad S = \Omega_- \Omega_+^{-1}$$

で定義される演算子 Ω_{\pm} , S を、それぞれこの系の波動演算子、散乱演算子という(数学の文献では、 Ω_{\pm} の代りに W_{\pm} を用いることが多い)。

散乱系において、 $t \rightarrow -\infty$ で遠方から入射した状態が、最終的には相互作用に捕捉されることなく $t \rightarrow +\infty$ で全部散乱され、また t の向きを逆にしても同様であるとしよう。このことは、 Ω_- の値域と Ω_+ の値域が一致すること(それを波動演算子の完全性という)に対応し、それは S がユニタリであることと同値である。数学的散乱理論の主要課題のひとつは、物理的に散乱が起ると期待する系に対して、 Ω_{\pm} (を定義する極限)が存在することを証明し、 Ω_{\pm} が完全であることを証明することである。一般に、完全性の証明のほうが難しい。

Ω_{\pm} を上の極限の形で直接研究するやり方は、時間による方法(time-dependent method)とよばれる。これに対して、リップマン・シュウィンガー方程式の解を作用素論的に求め、それを用いて Ω_{\pm} の時間を含まない表現をつくる方法があり、定常的方法(stationary method)とよばれる。定常的方法では、一般固有関数展開までつくることができる。二体のポテンシャル散乱($H = -\Delta + V(x)$, $H_0 = -\Delta$ 、ただし $V(x)$ は球対称とは限らない)については、 $V(x) = O(|x|^{-1-\epsilon})$ ($|x| \rightarrow \infty$, $\epsilon > 0$) のとき Ω_{\pm} の完全性を証明することが課題であったが、これは 1970 年前後に解決した。その証明は定常的方法によるものであったが、最近、自由粒子の波束の伝播の様子を詳しく調べることににより、定常的方法を用いなくて再証明された。V. Enss によるこの方法は、位相空間の方法(phase space method)とよばれることもある。

$V(x)=|x|^{-1}$ (クーロン・ポテンシャル)のとき、または $V(x)$ の減衰がもっと遅いときには、 Q_\pm は存在しない。このような V (数学ではそれを遠距離型ポテンシャルとよぶ) に対しては、系の古典軌道のふるまいを考えに入れて定義される修正波動演算子を導入せねばならない。修正波動演算子の完全性の問題は、近年活発に研究され、解決された。

多体問題の場合には、複数個(または無限個)の漸近状態の型(チャンネル)が現れ、波動演算子は各チャンネルに対応する波動演算子の直和になる。その存在は特別の困難なしに示せるが、完全性の問題の困難さは飛躍的に増大する。チャンネルの間の結合の状況を表すのにファデーエフ方程式などが用いられるが、完全性については、三体の場合以外、満足すべき解決は得られていない。

以上、ポテンシャルを与えて、 Q_\pm, S の性質を研究する問題について述べた。逆に、 S に関するなんらかのデータと束縛状態に関する情報からポテンシャルを決定する問題を散乱の逆問題という。この問題は x 空間の次元が1である場合には解けている (I. M. Gel'fand と B. M. Levitan, 1951 年)。近年、コルトベークード・フリス方程式などソリトン解をもつ非線形方程式の解が、散乱の逆問題を用いて構成されることが示され(逆散乱法)、脚光を浴びている。

数学的散乱理論は、もう少し広い流れ、すなわち種々の量子力学系のハミルトニアンの特異性理論の多角的な研究の中で、そのひとつの牽引力として発達してきた。この流れは、1940年代にはじまる加藤敏夫の先駆的研究に端を発する。加藤は、まず原子・分子系のハミルトニアンに自己共役性を証明し(⇒加藤・レリッヒの定理)、並行して固有値の摂動論に対する数学的基礎付けを与えた(⇒解析的摂動論)。連続スペクトルの問題である散乱理論が盛んになり始めたのは、1950年代末からである。このころから研究は世界的広がりをみせはじめ、1960年代の終りごろからは研究の量も急速に増え、現在では、量子力学の数理物理学とよばれることもあるまでに至っている。

数式処理 [英 symbolic formula manipulation, 露 работа с символическими формулами] 計算機によって、数式を記号のまま処理し、結果を数式的形で出力すること。具体的には、多項式、有理式、初等関数などの微分や積分、式の整理、展開、降べき、昇べき順の並び換え、因数分解、代入、行列や行列式の演算などを行う。物理学向きの数式処理システムでは、このほかに、四元ベクトルの処理、ディラックの γ 行列の計算、ローレンツの添字の処理なども行う。現在までに多くの数式処理言語がつくられたが、各言語は全く異なり、その能力にも違いがある。物理学関係では、ユタ大学で A. C. Hearn が作成し全世界に積極的に移植している REDUCE、量子電気力学や量子色力学の γ 行列の処理を行うために M. Veltman が CDC 6600 のアセンブラ語で書いた SCHOONSCHIP、マサチューセッツ工科大学でプロジェクトを組んで開発した MACSYMA、ケンブリッジ大学で天体力学用に開発した CAMAL、 γ 行列や積分を高速で計算できる ASHMED AI などが知られている。天体力学、一般相対論、量子電気力学や量子色力学の高次のファインマングラフの計算、核融合などの分野では、計算機による数式処理が必要不可欠な手法となりつつある。

数値解 [英 numerical solution, 独 numerische Lö-

sung, 仏 solution numérique, 露 численное решение]

方程式の解を数値によって表したものの。これに対して、既知の関数を用いて解析式的形で表現された解を厳密解または解析解という。

数値解析 [英 numerical analysis, 独 numerische Analyse, 仏 analyse numérique, 露 численный анализ] 数値計算法に関する理論を研究する学問の一分野。数値解析の目的は、与えられた問題に対するよい計算法(アルゴリズム)を見いだすこと、および数値計算に伴う誤差の評価をすることである。電子計算機を用いて計算することを念頭において、よいアルゴリズムの条件を考えると次のようになる。(1) 実行速度が速いこと(計算量が少ないこと)。(2) 記憶容量が小さいこと(プログラムが短く、中間結果の格納に必要な記憶容量が小さいこと)。(3) 精度がよく安定であること(誤差が小さいこと)。(4) 一般性があること(適用範囲が広いこと)。これらの条件は互いに競合することが多いので、どの点に重きをおくかで、同じ問題に対しても種々の異なる解法が考えられる。

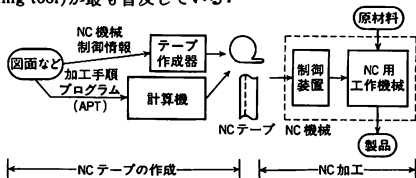
誤差解析に関しては、まず問題に与えられたデータをほんの少し変えたときに解がどのくらい変化するかを調べることが大切である。これを感度解析という。感度は問題自体の性質であり解法にはよらない。データの変化に対して解の変化の激しい問題を条件(性質)の悪い問題という。問題の条件が悪いときには、問題の起源にさかのぼって考え直した方がよい。たとえば、対称行列の固有値問題は条件のよい問題であるが、固有値を特性方程式を解いて求めようとすると条件の悪い問題になってしまう。次に、アルゴリズムの安定性の問題がある。計算の途中で誤差が拡大しないようなアルゴリズムを安定なアルゴリズムという。問題の条件がよい場合でも不安定なアルゴリズムを用いると結果が誤差ばかりになることがある。たとえば、漸化式は昇順に用いるか降順に用いるかで安定になったり不安定になったりする。また、ピボット選択をしないガウス消去法は不安定になることがある。

数値解法 [英 numerical solution, 独 numerische Lösung, 仏 méthode de solution numérique, 露 численное решение] 微分方程式や非線形方程式などの方程式の解を数値計算によって近似的に求めること、またそのための方法。解が既知の関数を用いて数式的形で表現できない場合はもちろん、厳密解が知られている場合でも、誤差の小さい解を少ない計算時間で求めることが数値解法の課題である。

数値計算 [英 numerical calculation, 独 numerische Rechnung] 方程式などの数学的な問題の答えを、具体的な数値の形で与えること。物理学や工学などの問題では、結果を数式的形で得るよりも数値を算出することの方が重要なことが多い。そのために数値計算をすることが必要になる。現在では電子計算機によって大規模な計算が可能になっている。数値計算を行うためには、いろいろな問題に対する数値計算法を知らなければならない。数値計算の問題をおおまかに分類すると次のようになる。(1) 線形代数(連立一次方程式、行列の固有値問題)、(2) 補間、補外および関数近似、(3) 数値微分および数値積分、(4) 非線形方程式、代数方程式、(5) 常微分方程式および偏微分方程式、(6) 極値問題(多変数関数の極大、極小を求める問題)。

数値制御 [英 numerical control, 独 numerische Steue-

runge, 仏 commande numérique, 露 числовое управление] 工作機械などを自動的に制御する方式。NC とよばれることが多い。当初、金属切削加工用の工作機械に適用されたが、その後、溶接や組立加工、検査などでも利用されている。NC では、あらかじめ紙テープや磁気テープにデジタル的に記録された内容に従って、機械の可動部の位置や移動経路が直接的に制御される。したがって、NC では通常フィードバック制御ではなくフィードフォワード制御が用いられる。NC のための制御情報を記録したテープは NC テープとよばれる。NC テープの作成の方法には、(1) 人間が工具の経路や工作物の送りの速度などを計算して作成するマニュアルプログラミング、(2) 工具の運動を加工手順に従って記述し、あとは、計算機によって自動的に NC テープを作成する自動プログラミング、の 2 通りの方法が用いられている。自動プログラミングのための言語は NC 言語とよばれ、APT (automatic programming tool) が最も普及している。



数値積分法 [英 numerical integration, 独 numerische Integration, 仏 intégration numérique, 露 численное интегрирование] 与えられた関数 $f(x)$ の定積分, $I = \int_a^b f(x)dx$ を数値的に計算する方法。多くの数値積分公式は補間法に基づいており、区間 $[a, b]$ 内の n 個の分点 x_i ($i=1, 2, \dots, n$) における関数値の線形結合によって、 $I_n = \sum_{i=1}^n A_i f(x_i)$ と表される。 A_i は分点 x_i に対する重みである。

(1) ニュートン-コーツ公式：区間 $[a, b]$ を N 等分し、両端を含めた $N+1$ 個の分点を固定したうえで、重み A_i を適当に選んで N 次多項式まで正確な積分値を与えるようにしたもの。ニュートン-コーツ公式は、 $N+1$ 個の等間隔分点を補間点とするラグランジュ補間多項式を積分したものである。代表的な公式と誤差項を次に示す。 $N=1$ としたものが、台形則

$$I = \frac{h}{2} \{f(a) + f(b)\} - \frac{h^3}{12} f''(\xi)$$

$$h=b-a, \quad a < \xi < b$$

$N=2$ がシンプソン則

$$I = \frac{h}{3} \left\{ f(a) + 4f\left(\frac{a+b}{2}\right) + f(b) \right\} - \frac{h^5}{90} f^{(4)}(\xi)$$

$$h = \frac{b-a}{2}, \quad a < \xi < b$$

である。これより、シンプソン則は三次多項式まで正確になることがわかる。一般に N が偶数のときには $N+1$ 次多項式まで正確になるのが有利である。ニュートン-コーツ公式を実際に使用するときには、積分区間をいくつかの小区間に分割し、それぞれの区間に上記の公式を適用するのが普通である。これを複合則とよぶ。

(2) ガウスの公式：重み A_i と分点 x_i を両方とも自由に選んで $2n-1$ 次多項式まで正確になるようにしたもの。

(3) 二重指数関数型公式：積分区間 $[-1, 1]$ の積分に対

して、変数変換 $x = \tanh((\pi/2) \sinh t)$ を行い、得られた無限区間の積分にきざみ幅一定の台形則を適用したものを二重指数関数型公式という。これによって、端点に特異性をもつ積分が精度よく計算できる。積分区間 $(0, \infty)$ の積分に対しては、変換 $x = \exp(\pi \sinh t)$ を、積分区間 $(-\infty, \infty)$ で $|x|$ が大きいときの $f(x)$ の減衰が緩やかな場合には、変換 $x = \sinh((\pi/2) \sinh t)$ を行うことによって効率のよい公式が導かれる。

(4) ロンバグ積分法：台形則のきざみ幅 h を次々に $1/2$ にした積分値を用いてリチャードソンの補外を行う方法。積分区間を 2^k 等分して台形則を適用した積分値を $T_m^{(k)}$ とする。台形則の誤差 DI は、

$$DI = c_1 h^2 + c_2 h^4 + \dots$$

であることを用いて、リチャードソンの補外を行うと

$$T_m^{(k)} = T_m^{(k+1)} + \frac{T_m^{(k+1)} - T_m^{(k)}}{4^m - 1} \quad (m=1, 2, \dots)$$

となり、 $f(x)$ の性質がよければ $m \rightarrow \infty$ としたとき $T_m^{(0)}$ は真の積分値に収束する。

(5) 適応的自動積分ルーチン： $f(x)$ の変化が激しいところでは細かく、変化が緩やかなところでは粗くというように、 $f(x)$ の振舞いに応じてきざみ幅を調節して、ある与えられた許容誤差の範囲で近似値を計算するようにつくられた積分ルーチン。有名なものに CADRE, SQUANK などがある。

数値微分法 [英 numerical differentiation, 独 numerische Differentiation, 露 численное дифференцирование] ある関数の微分を、関数の数値から求める方法。関数表の形で与えられた関数の微分を求める場合と、数式の形で与えられた関数で解析的に微分することが困難なものを、数値的に微分する場合とに分けられる。前者の場合に最もよく用いられる方法は、ラグランジュの補間多項式を微分する方法である。スプライン関数を用いることもできる。与えられたデータが測定値のように誤差を含む場合には、平滑化した方がよい。そのためには、補間多項式の代りに最小二乗法などで近似式をつくらせてそれを微分する方法がよい。後者の場合には微分を差分商で置換えて計算する。差分商にも種々のものがあるが、いずれの場合にも、きざみ幅 h を小さくしすぎると分子がけた落ちを起す。したがって、単にきざみ幅を小さくしていても精度はよくならない。そのようなときにはリチャードソンの補外法を利用するのがよい。

数値計画法 [英 mathematical programming, 独 mathematische Programmierung, 仏 programmation mathématique, 露 математическое программирование] 通常の場合、有限次元ユークリッド空間 R^n の部分集合 S で定義された関数 $f(x)$ を最大化(または最小化)する、数値計画問題(MP)に関する理論をさす。 f を目的関数、 S を実行可能領域または許容領域といい、 S の点 x を実行可能解または許容解という。また $f(x^*) \geq f(x)$ ($\forall x \in S$) を満たす $x^* \in S$ を最適解という。数値計画法はシステム最適化法の中心をなす分野であって、第二次大戦後もなく開発された線形計画法の成功を土台として、非線形計画法、整数計画法、組合せ最適化法、グラフネットワークマクロイド上での最適化法、相補性と不動点問題、動的計画法などさまざまな方向に発展した。この分野の目ざすところは、実用上重要な最適化問題の数理的構造を解明し、最適解を計算するためのアルゴリズムを構築しそれを解析する

ことであつて、数理経済学、最適制御、ゲーム理論、多目的最適化、方程式系の解法などとも密接な関連をもっている。

数理結晶学 [英 mathematical crystallography, 独 mathematische Kristallographie, 仏 cristallographie mathématique, 露 математическая кристаллография] 結晶構造の幾何学的性質のなかで最も基本的なものを公理系とし、この公理系から数学的な手続によって、結晶の他のすべての幾何学的性質を導出する学問分野をいう。これらの基本的性質のみをもつ結晶構造のモデルを正則点系といい、その三次元の場合の公理系は、「正則点系 P_R とは、次の3公理に従うものをいう。(1) P_R のある空間中の半径 r の球に含まれる P_R の点の数は、 r^3 に比例し、 r の増大とともに限りなく増加する。(2) P_R のある空間中の有限半径の球に含まれる P_R の点の数は有限である。(3) P_R の1点のまわりの点の配置は、他の任意の点のまわりの点の配置に合同である」と表現される。ただし、(3)の合同には、座標系の向きを変える合同(右手を左手に重ね合わせる)も含むとする。(1)は点分布の三次元空間内での一様性、(2)は点分布の離散性、(3)は点分布の対称性を表している。

構造(図形) X を動かして、動かす前の X の記録に重ね合わせる。 X がたとえば正三角形であれば、幾通りもの重ね合わせ方がある。上のようにして X をそれ自身に重ね合わせる操作のあらゆるものの集合をつくり、そのなかの一つの操作 a に引続いて操作 b を X に作用させることを、積 $b \cdot a$ を X に作用させることでであると定義すれば、この集合はこの積に関して(数学の)群をつくる。この群と P_R の公理系とから、 P_R がある軸のまわりに $2\pi/n$ の角の回転あるいは回転反転によってそれ自身に重ね合わせるときには、 n は有理数であることがわかる。 n が無理数であれば、点の連続分布が生じて、公理(2)に違反する。 P_R には並進対称がないとすれば、それにはらせん対称がなければならないことが証明される。そのらせんの角 $2\pi/n$ 、らせん軸方向の並進を l とすれば、 n はやはり有理数 p/q となり、らせんを p 回繰返せば回転は $2\pi q$ となつてもとに戻り、軸方向の pl の単なる並進に等しくなる。1方向に並進対称があれば、残りの2方向にも並進が生じることが証明されるから、 P_R のなかには空間格子 T^3 が含まれていることが結論される。この T^3 によって、結晶の対称に現れる回転角 $2\pi/n$ 中の n が1, 2, 3, 4, 6の5種の値しかとらないことが示される。

P_R をそれ自身に重ねる操作の集合の群を空間群 G_S とする。 P_R のなかには T^3 が含まれるから、 G_S のなかには格子並進対称操作のみから成る格子並進群 G_T が含まれる。 G_T に含まれない G_S の元 g_2 と G_T の元との積を全部集めたものを $G_T g_2$ とする。 G_T にも $G_T g_2$ にも含まれない G_S の元 g_3 と G_T の元との積...と繰返してゆくと、

$$G_S = G_T \cup G_T g_2 \cup G_T g_3 \cup \dots \cup G_T g_n \dots \quad (1)$$

によって G_S が表されるが、 P_R が T^3 を含むことにより、(1)の右辺が有限個の項から成ることが結論される。また G_T は G_S の正規部分群となることから、(1)の右辺の項の集合を G_S/G_T で表すことにすれば

$$G_S/G_T = \{G_T, G_T g_2, G_T g_3, \dots, G_T g_n\} \dots \quad (2)$$

は、 G_S の G_T を法とする剰余群をつくることが結論される(「法とする」とは、 G_T を元に分解せずに、常にひとまとめとして取扱うこと)。 G_S のすべての元から並進性を

取り除くと、結晶の巨視的対称を表す点群 G_P が得られるが、群 G_S/G_T は G_P と同型、 $G_S/G_T \cong G_P$ の関係がある。結晶学的点群 G_P は32種あり、 T^3 の対称を表す G_P によって G_T を分類すれば14種のブラベー格子に対応する G_T の類別が得られる。これらの G_P と G_T から、 $G_S/G_T \cong G_P$ によって G_S を求めると、230種の G_S が得られる。以上が古典的な数理結晶学の筋道である。

結晶格子の概念は1824年にL. A. Seeberによって導入された。32の結晶学的点群は、J. F. C. Hesselが1830年に決定したが、その後60年間、世に知られずに埋もれたままであった。1850年にA. Bravaisは14種のブラベー格子を与えた。L. Sohnckeは1867年に正則点系の概念を結晶学に導入して、空間群の決定に着手したが、空間群論の完成は、1890~95年間に、A. M. SchoenfliesおよびE. S. Fedorov, W. Barlowの3人によって、互いに独立になしとげられた。1911~12年に Bieberbach は n 次元空間群の個数が有限であることを証明した。1978年に至って、H. Brown, R. Bülow, J. Neubüser, H. Wondratschek, H. Zassenhausによって、四次元空間群がすべて導き出された。

数理生態学 [英 mathematical ecology, 独 mathematische Ökologie, 仏 écologie mathématique, 露 математическая экология] 生物は環境やほかの生物との間に相互作用があるので、その個体数は増加したり減少したり、その分布は一様と限らず、なわばりをつくったりして、時間的・空間的に特定のパターンをつくる。それに伴って物質やエネルギーの流れもある。これらの関係を調べるのが生態学であるが、系のなかには複雑な相互作用があり、その相互作用の性質から、系のふるまいを知りたいは予測することは難しい。これを論ずるには、数学的な記述がよい。そのために適切な量やモデルを導入し、数学的方法で議論するのが数理生態学であつて、理論生物学のなかの大きな分野である。

たとえば個体数の変動の問題を取上げてみると、次のようである。ある時刻 t におけるある生物の個体数を $n(t)$ とし、その増加の割合がその時刻の個体数に比例するとする。すなわち

$$\frac{dn}{dt} = an \quad (1)$$

この方程式の解は、初期値を n_0 とすると、 $n = n_0 e^{at}$ である。 a は一般に増殖率と死亡率の差であつて、 $a < 0$ ならばこの生物は死滅し、 $a > 0$ ならば指数関数的に増大する。後者はマルサスの法則である。しかし個体数はいつまでも増加を続けることはできない。個体数が大きくなると個体間で食物の取りあいなどが起るからである。その効果を取入れる最も簡単な方法は

$$\frac{dn}{dt} = an - \beta n^2 \quad (2)$$

とすることである。この方程式をロジスティック方程式という。この方程式の解は

$$n = \frac{an_0 e^{at}}{a - \beta n_0 (1 - e^{-at})} \quad (3)$$

であつて、 $t \rightarrow \infty$ で $n_\infty = a/\beta$ という定常解に近づく。

次に2種の生物1と2が相互作用をする場合のひとつのモデルを考える。一方が他方のえきであるときには

$$\frac{dn_1}{dt} = \alpha_1 n_1 - \beta_1 n_1 n_2 \quad (\alpha_1, \beta_1 > 0) \quad (4)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -\alpha_2 n_2 + \beta_2 n_2 n_1 \quad (\alpha_2, \beta_2 > 0) \quad (5)$$

と書く。式(4)の右辺第一項は、生物2が存在しないときに、生物1が a_1 の割合で増加することを、また第二項は、生物2の存在のために生物1が食われて死亡する割合を表す。また式(5)は、この場合、生物1がないときは減亡するが、生物1をえさとして増殖することを表す。これらの式は A. J. Lotka が寄生虫とその宿主の関係を記述するものとして、また V. Volterra が 1928 年にえさと捕食者の関係として提出したもので、ロトカ・ボルテラの式といわれる。この方程式には

$$a_2 \ln n_1 + a_1 \ln n_2 - \beta_2 n_1 - \beta_1 n_2 = H$$

という積分定数がある。 (n_1, n_2) 空間のなかでこの式は閉じた図形を与え、 n_1 と n_2 は位相のずれた周期的なふるまいをする。相互作用の形は、問題に応じてほかの形に書くこともできるし、多種の生物に拡張されたりする。空間的に離れた所での相互作用を導入すると、なわばりの議論をすることができる。式(2)は微分方程式で書かれているが、卵の形で越冬する昆虫などでは、違う世代が重なることはないから、差分の形で表すのが適当な場合もある。R. May は時間を離散的に与えて

$$N(t+1) = \lambda N(t)(1 - N(t))$$

という式を考えた。この式には $N(t) = 1 - (1/\lambda)$, $(\lambda > 1)$ という周期解がある。 $1 < \lambda \leq 3$ ではこの周期解は安定であるが、 $\lambda > 3$ では不安定になり、新たに安定な周期2の解が2つ現れる。さらに λ が増えると、周期2の解は不安定になり、周期4の解が現れる。こうして分岐が進むと、ついにカオスとよばれる状態に達する。生物の個体数が不規則的に変動する場合は多いが、それは上に述べたような力学系におけるカオスなのか、環境の変化によるものか、その判定は難しい。一方では、May のこのモデルは数学者によっても注目され、その方面でも著しい発展が見られた。

そのほか、生態系を論ずるのに、確率過程としての見かたもあり、なわばりなどには幾何学的モデルも考えられている。いずれにしても観察から生れたモデルの数学的結論が再びフィールドワークと結びつくとき、生態学としての有効性とその豊かさを生むものであろう。

数理論理学 [英 mathematical physics, 独 mathematische Physik, 仏 physique mathématique, 露 математическая физика] 理論物理学のうち、理論体系の数学的構造に重点をおき数理解析的方法によって研究する部門をいう。物理学は、自然現象から観測・実験によって得られた知識を整理して基本法則を見いだすことを使命とするが、観測・実験のデータの整理にあたって数学が必要であり、また、物理法則そのものも数式的に表現されるために、物理学では数学が不可欠の道具として使われている。観測・実験から、ある範囲の自然現象を表すモデルとそれを支配する法則を想定し、そのモデルに基づいて予測を立て、これを現実の現象とつぎ合わせてモデルの妥当性を検証し、必要に応じて修正を加える。このようにモデルを洗練していく過程で、基本的な物理法則と、それから導かれる副次的な法則の一群が得られ、同時にモデルの適用範囲が広げられる。物理学の理論体系はこのようにしてだいに整備される。理論体系の整備とそれに基づく現実の現象の予測が数理論理学の使命である。

自然現象のなかでも、たとえば物体の運動についてはニ

ュートン力学が、また古典的な電磁現象についてはマクスウェルの電磁理論がすでに確立している。すなわち、基本法則については改変の余地がないので、これらの基本法則をあたかも数学における公理のように考え、数学的な推論と手法によって基本法則から副次的な法則(定理に相当する)を導いていく。この場合、ニュートン力学やマクスウェルの電磁理論は数物理学とみなされる。すなわち、すでに確立した基本法則に基づく理論体系による研究は数物理学に属するといえる。ただし、基本法則が確立していても、それでおおわれる自然現象のなかの個々の現象は純粋に数学的に導かれるとは限らない。たとえば、乱流の現象は流体力学の範囲にあり、流体力学はニュートン力学のひとつの分野であるといっても、ニュートンの法則から出発して乱流現象を厳密に数学的に説明することは現在のところ不可能である。この際、乱流に関するモデルをつくり、物理的考察を加えながらモデルを洗練していく過程が必要である。つまり、乱流現象は数理論理学の対象であっても、数理論理学の一項目ではない。また、量子力学は数理論理学として体系づけられるが、量子力学によって基礎づけられると考えられる物性論は、数理論理学ではおおいにつくせないものである。なお、自然現象を光、音、熱、電磁気、…のように対象によって分類せず、波動、拡散、統計現象、…という数学的な構造の観点から研究することも数理論理学の性格である。

なお、数理論理学の研究に用いられる数理解析的方法のことを、わが国ではふつう物理数学とよんでいる。

スエリング [英 swelling, 独 Schwellung, 仏 gonflement, 露 разбухание] 固体の原子燃料体を中性子照射すると、気体の核分裂生成物の集合による気泡の発生または固体の核分裂生成物の格子間侵入などによる体積増加がみられる。この現象をスエリングとよぶ。非核分裂性固体の場合でも、高速中性子の (n, α) 反応で発生する He または原子のはじき出しで発生する空格子点の集合により体積増加が起る。これもスエリングとよぶ。スエリングの大きさは材料により異なるばかりでなく、照射量、温度など多くの因子に影響される。スエリングの機構はまだ完全には解明されたとはいえないが、実用上重要な問題であるため、多くの実測データが蓄積されている。

スオーム実験 [英 swarm experiment, 仏 expérience de faiseaux, 露 ройный эксперимент] 電子およびイオンなどの低エネルギー衝突過程を調べる実験法のひとつ。衝突粒子(この場合は電子およびイオンなどを)をビーム状にして真空槽中で衝突させて、これらの衝突過程を調べるビーム実験とは対照的に、電子またはイオンなどの群(これをスオームといい、そのものと意味は昆虫などの大群のことをさす)を通常は電場存在下で、標的である原子・分子から成る気体のなかで移動させ、その動的挙動から衝突過程を調べる方法である。スオームの移動速度または移動度、拡散係数などを、電場の強さ、気圧、温度などを変えて測定し、その結果を解析すると、電子の場合は運動量移行断面積、回転または振動励起断面積、付着断面積などを求めることができ、イオンの場合はいろいろなイオン・原子分子衝突過程の断面積を求めることができる。電子およびイオンのスオーム実験の装置を用いて、準安定希ガス原子についてもベニング電離などの反応を調べることができることから、広義のスオーム実験としては、電子およびイオンのような荷電粒子のみでなく、準安定希ガス原子の

ような中性粒子についての実験も含めることがある。また、用いられる電場は直流の場合が多いが、交流電場、マイクロ波電場などの場合もある。直流電場の場合、電極の極板の大きさに比べて極板間距離が短いことが多いが、極板間距離が比較的に長い場合や、スオームの移動する方向に対して距離に比例して電位勾配を設ける場合もある。この場合、スオームの移動する真空槽を移動管といい、これを用いたスオーム実験の方法を特に移動管法という。電場によるスオームの移動のみでなく、気体の流動による衝突粒子の流れを用いた流動法もスオーム実験に含める場合がある。スオーム実験は次の点でビーム実験と相補的な関係にある。ビーム法に比べて低エネルギー領域の衝突、具体的にいうと衝突エネルギーが熱エネルギー近くからその $\sim 10^2$ 倍くらいの領域において、極めて有効な方法であり、特に断面積の絶対値(相対値でなく)を得ることが比較的容易である。しかし、スオーム粒子のエネルギー分布が広いためデータの解析にはいろいろな問題があり、したがってまた得られた結果の解釈には注意を要する。エネルギーの変化は、電場の強さ、気体圧、温度を変えることによって行う(⇒スオームの特性エネルギー)。スオームの移動する媒体である気体としては、調べる対象となった標的原子分子のみから成る純粋な系が用いられる以外に、移動度や拡散係数がよく調べられていて、特性エネルギー、エネルギー分布などが既知の気体に対象となる標的原子分子を少量加えた混合系が用いられることも多い。使用する気体の純度または不純物の量と種類に対して、ビーム実験の場合より細心の注意が必要である。気体圧としては、 $10^{-1}\sim 10^3$ Pa ほどの低圧から常圧、さらに高圧、そして液体、固体の例もある。電子またはイオンの生成法としては、放電の利用、紫外光線または高エネルギーの粒子線の照射、電子線衝撃などいろいろと行われている(⇒移動管法)。

スオームの特性エネルギー [英 characteristic energy of electron swarms, 仏 énergie caractéristique des faisceaux d'électrons, 露 характеристическая энергия электронов] スオーム実験におけるスオーム電子の平均エネルギーをいう。電場のある状態での気体のなかの電子の運動を表すボルツマン方程式の解と、電場のない状態での気体のなかの電子の拡散を表す方程式との比較に基づいて、いま電子の移動度を μ 、電子の拡散係数を D 、電子の電荷を e としたとき、特性エネルギーはエネルギーの次元をもつ量である eD/μ で与えられる。電子のエネルギー分布がマクスウェル-ボルツマン分布であるとき $eD/\mu = kT_e$ と表される。ここで、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度である。 kT はタウンゼントのエネルギー因子(⇒電離係数)とよばれる量で、温度一定の下で電場の強さ E と気体密度 N との比 (E/N) 、または気体圧を P とする E/P の関数である。 E/N (または E/P) $\rightarrow 0$ のとき、 $kT_e \rightarrow 1$ となり、 $eD/\mu = kT$ となる。これをネルンスト-タウンゼントの関係式、ネルンスト-アインシュタインの式、あるいは単にアインシュタインの関係式とよぶ(⇒スオーム実験、移動度)。

スカイシャイン [英 skyshine, 独 Luftstreuung, 仏 diffusion de ciel, 露 рассеяние в воздухе] 放射線が大気により散乱され地上に降ることをいう。元来は原子爆弾・水素爆弾からの放射線の空気散乱をいっていたが、現在では、地上の遮蔽体(主として天井)から漏えいた放射線が空で散乱し再び地上に戻って来ることをいうのが普通であ

る。原子力施設や加速器施設からの放射線の周辺環境への伝播では、直接の放射線によるものよりスカイシャインによるものが、特に遠距離では主体を占めるようになることから問題とされるようになった。現象としては複雑であるので高精度な評価を行う場合にはモンテカルロ計算など大型計算機を使用した計算が必要であるが、施設設計では、実測値から導かれた次のような表示式を用いることが多い。

$$D(r) \approx \frac{D_0}{r^2} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) \text{ または } D(r) \approx \frac{D_0}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right)$$

ここで、 $D(r)$ は、線源から距離 r の位置の線量率、 D_0 は線源強度、 λ は、空気中での放射線の減弱距離である。このような式を用いるには、 D_0 や λ を実測で得なければならず、線質(放射線の性質)、エネルギーや線源形状の異なるほかの施設に適用することは一般には難しい。スカイシャインに対して、放射線が地面によって散乱し、地上に戻ってくるのをグラウンドシャインという。

スカベンジャー [英 scavenger, 独 Radikalfänger, 仏 épurateur, 露 очиститель] 各種放射性同位体を含む溶液から特定の核種を除去く目的で加えられる担体、すなわち清掃の役をするものをスカベンジャーという。スカベンジャーとしては鉄あるいはアルミニウムの水酸化物、銅、水銀、アンチモンあるいはスズの硫化物、およびバリウムの炭酸塩などがあり、これらは放射性核種と共沈しやすいため放射性元素の調製にしばしば用いられる。

スカラー曲率 [英 scalar curvature, 独 skalare Krümmung, 仏 courbure scalaire, 露 скалярная кривизна] リーマンの曲率テンソル R^i_{jkl} を縮約したリッチ・テンソル $R_{ij} = R^k_{ikj}$ をさらに縮約して得られるスカラー $R = R^i_i = g^{ij}R_{ij}$ (g^{ij} は計量テンソル)をいう(リッチ・テンソルは $R_{ij} = R^k_{ikj}$ と定義される場合もある)。二次元(曲面)の場合、これは主曲率半径の積の逆数(ガウスの曲率)に帰着する。

スカラー積 [英 scalar product, 独 skalares Produkt, 仏 produit scalaire, 露 скалярное произведение] \Rightarrow ベクトル

スカラー場 [英 scalar field, 独 Skalarfeld, 仏 champ scalaire, 露 скалярное поле] ローレンツ変換および空間反転で不変な場をいう。質量 m 、スピン S (=整数)の粒子を記述する場としては、ローレンツ変換に対する S 階対称テンソル $\phi_{\mu_1\mu_2\cdots\mu_S}(x)$ をとり、場の方程式として $(\square - \kappa^2)\phi_{\mu_1\mu_2\cdots\mu_S}(x) = 0$ 、付加条件として $\partial_\mu\phi_{\mu_1\mu_2\cdots\mu_S}(x) = 0$ 、 $\sum_\mu\phi_{\mu\mu_2\mu_3\cdots\mu_S}(x) = 0$ を仮定すればよい。ただし $\partial_\mu = \partial/\partial x_\mu$ 、 $\square = \sum_{\mu=1}^4 \partial_\mu^2$ 、 $\kappa = mc/\hbar$ である。このテンソル場 $\phi_{\mu_1\mu_2\cdots\mu_S}(x)$ のうち、 $S=0$ の場合を特に、スカラー場という。この場合には付加条件は不要となり、方程式としては $(\square - \kappa^2)\phi(x) = 0$ のみを考えればよい。空間反転 $x \rightarrow x'$ の下でスカラー場は $\phi(x,t) \rightarrow \phi'(x',t) = \phi(x,t)$ と変換する。これに反し、同じ変換の下で $\phi(x,t) \rightarrow \phi'(x',t) = -\phi(x,t)$ と変換するものを、特に擬スカラー場とよんで、両者を区別している。スピンと統計の関係により、テンソル場の量子、すなわちテンソル粒子はすべてボース統計に従う。

実の場 $\phi(x) = \phi^*(x)$ ($*$ は複素またはエルミート共役)は粒子、反粒子が同一粒子である場合を、複素場 $\phi(x) \neq \phi^*(x)$ は粒子、反粒子が異なる粒子である場合を記述す

る。たとえば荷電スカラー粒子を記述するには、後者を用いなければならない。実在する素粒子のうち、スカラー場で記述されるものとしては、 δ や S^* 中間子などがあり、擬スカラー場で記述されるものとしては、 π 、 K 中間子などがある。

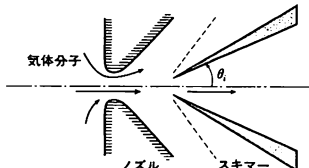
スカラーポテンシャル [英 scalar potential, 独 skalares Potential, 仏 potentiel scalaire, 露 скалярный потенциал] 電磁場は

$$\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}, \quad E = -\text{grad} \phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

と表される。ここで ϕ をスカラーポテンシャルという (\Rightarrow ベクトルポテンシャル)。単位は V (ボルト) である。 \mathbf{A} と ϕ の決め方には任意性があり、 \mathbf{A} と ϕ の特定の決め方をゲージを定めるといふ (\Rightarrow クロロン・ゲージ、ローレンツ・ゲージ)。なお、磁場に対して $\text{rot} \mathbf{H} = 0$ となっているような場合 (真空中で電場が存在しない場合など) では、 H をスカラーの傾き $\text{grad} \phi$ で表すことができる。 $H = -\text{grad} \phi$ 。この ϕ もスカラー・ポテンシャルとよばれる。数学的には任意のベクトル場 \mathbf{V} を $\mathbf{V} = \text{grad} \phi + \text{rot} \mathbf{W}$ の形に分解することができ (ヘルムホルツの定理)、この ϕ をスカラーポテンシャルという。

スカラー粒子 [英 scalar particles, 独 skalares Teilchen, 仏 particule scalaire, 露 скалярная частица] スピンが 0、パリティが正の素粒子。 δ (980), S^* (975), ϵ (1300), κ (1350) (括弧内は質量, 単位 MeV/ c^2) の報告があるが、これらは $\pi\pi$, $K\bar{K}$, $K\pi$ の s 波の散乱の部分波分析によって得られたものである。いずれも不確実なデータしかない。c クォークに関係するものでは、 χ (3415) は $c\bar{c}$ の 3P_0 状態と考えられ、存在は確認されている。ヒグス機構から帰結されるヒグス粒子が存在すれば、真空と同じ量子数をもつスカラー粒子である。

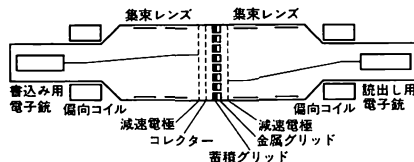
スキマー [英 skimmer] 分子線作成方法の一種にノズルビーム方式がある。気体がスロート状ノズルを通して真空中に噴き出すとき、気体の流速はスロートにおいて音速となり、それより下流では超音速の流れとなる。その領域で発生した衝撃波とビーム中の分子とが衝突すれば分子線強度の減少を引起す。スキマーはこの減少を最小限にするためのものに図に示す形をしており、ノズルの下流におい



てスキマーからノズル間およびスキマー内でのビーム中心部の分子が衝撃波と衝突しないようにするスリット的一种である。スキマー内側の角 θ_1 は $\theta_1 > \sin^{-1} [2(2/\pi r)^{1/2} M^{-1}]$ と条件づけられる。ただし r は気体分子の比熱比、 M はマッハ数である。スキマーとノズルの間の距離は分子線強度にとってたいせつな値ではあるが実験的に決定されることが多い。

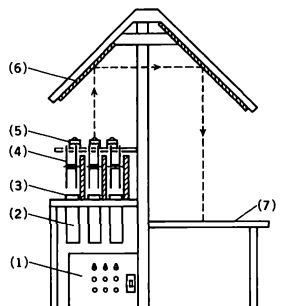
スキャンコンバーター [英 scan converter, 露 преобразователь развёртки] 蓄積管の原理を応用し、画像の記録と再生とをそれぞれ別個の電子銃で独立に行うことのできる一種の陰極線管を使った装置である。記録と再生の方式を変えることができ、しかも同時に行えるという特

徴を持っている。たとえば、ランダム走査で記録された画像をテレビジョンのラスタ走査方式に変換した映像信号にすることができるので、スキャンコンバーターとよばれる。図のように記録のための電子銃と再生のための電子銃



とが両端にあり、その中間に蓄積グリッドとコレクター電極、その両側にそれぞれ減速電極がある。減速電極の役目はビームが蓄積格子に直角に入ることによることである。他の動作は蓄積管とほぼ同じで、まず蓄積グリッドの電位を低くして書き込み用電子銃からの無変調の低速ビームで走査して、蓄積面の電位を一様に低下させて、蓄積準備を完了する。記録には、蓄積グリッドの金属グリッド電圧を上げて、書き込み用電子銃からの記録信号で変調した高速のビームを偏向によって所望の位置に当てると、蓄積面から二次電子を放出し、その電位はビームエネルギーに比例して上昇する。蓄積面の上には記録信号に応じた電位パターンが描かれる。読出しの場合は、読出し用電子銃から発射した無変調ビームが減速電極により蓄積面に直角に入り、金属グリッドの電位を下げておくと、蓄積面の電位の高いところだけが通過し、他の部分では反発し、記録されていた高電位パターンに相当する信号がコレクターに得られる。

スキャンニングテーブル [英 scanning table, 仏 table de balayage, 露 просмотровый стол] 泡箱写真 (\Rightarrow 泡箱) を拡大投影して、実験者が興味ある現象を選び出すために使用する装置。原理は投影器とまったく同じで、スキャンニング投影器ともいう。装置はフィルム駆動機構、投影機構および投影テーブルの 3 つの構成要素からなり、フィルム番号、日付などの情報を電子計算機へ送るためのコメント移送機構が付加されることが多い。泡箱写真は通常 3 台の独立したカメラで撮影されるためフィルム駆動機構、投影機構はそれぞれ 3 台ずつ備えていることが多い (図参照)。図中の番号はそれぞれ、(1) 制御回路、(2) 光源部、(3) フィルムステージ、(4) フィルム巻取リール、(5) 投影レンズ、(6) 反射鏡、(7) スキャンニングテーブル、である。

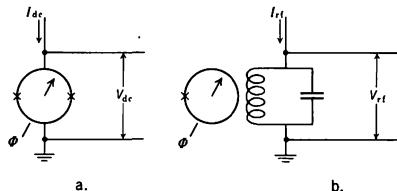


スキャンニング投影器 [英 scanning projector, 仏 projecteur de balayage, 露 сканирующий проектор] = スキャンニングテーブル

スキルム力 [英 Skyrme force, 仏 force de Skyrme, 露 сила Скимма] 核内核子間に働く有効相互作用のひとつの現象論的モデルとして T. H. R. Skyrme によって提案され、その簡単さと有効性のため近年ハートリー-フォック近似による計算や巨大共鳴の理論計算などに広く用いられている。スキルム力は二体力と三体力からなる ($V =$

$\sum_{i,j} t_{ij} + \sum_{i,j,k} t_{ijk}$)。二体力 t_{ij} は速度(あるいは運動量)依存の δ 関数 $t_{ij} = \delta(r_i - r_j) t(k, k')$ と表され、 $t(k, k')$ として運動量 k または k' の二次式が採用されている。三体力 t_{ijk} も δ 関数型で $t_{ijk} = t_3 \delta(r_i - r_j) \delta(r_k - r_l)$ (t_3 は定数)ととられる。この三体力は、2 核子がほかの核子の影響下で相互作用するというブルックナー理論における G 行列の考えかたを簡単に表現したものといえる。 t_{ijk} を粒子 k の波動関数で平均すると密度に依存する二体力の形になる。この簡単なスキルム力の形がある適用限界内で正当性をもつことは密度行列の近似展開を用いて示されている。

SQUID [英 SQUID] 超伝導量子干渉計 (superconducting quantum interference device) のよび名。広く超伝導リングとジョセフソン接合の組合せをもつ。1964 年フォード社の研究グループは、図 1a のような 2 つのジョセ



(記号 \times はジョセフソン接合を示す)

図 1

フソン接合を並列に組合せた超伝導回路において、電圧を伴わずに流しうる最大の超電流 I_m が、リングを貫く磁束 Φ の周期関数になり、その周期が磁束量子 Φ_0 ($=2.07 \times 10^{-15}$ Wb) であることを示した。2 つのジョセフソン接合の特性がそろっていて臨界電流がともに I_0 の場合、 $I_m = 2I_0 |\cos(\pi\Phi/\Phi_0)|$ となる。これは、2 つのスリットを通ってきた光の強度分布を観測するヤングの実験に対応するもので、コヒーレントな超電流の示す干渉効果 (ジョセフソン干渉効果) である。

図 1a のように超伝導回路に適当な直流バイアス電流 I_{dc} ($\geq 2I_0$) を流しておくと、 Φ の変化に応じた I_m の変化が、直流電圧 V_{dc} の変化として取り出せるので、 Φ_0 を単位とする敏感な磁束計となる。これを直流 SQUID (DC SQUID) という。ジョセフソン接合を 1 つしか含まない超伝導リングの場合でも、リングに流れる遮蔽電流 I_s に着目すれば、リングを貫く磁束 Φ に対し周期的応答 (周期は Φ_0) が現れる。これを検出するには、図 1b のようにタンク回路と結合し、高周波バイアス電流 I_{rf} を加えて、出力の高周波電圧 V_{rf} を観測する。 V_{rf} も Φ の周期関数になるので、DC SQUID と同様に磁束計として働く。これを高周波 SQUID (rf SQUID) という。rf SQUID は、厳密には DC SQUID のようにジョセフソン干渉効果の応用とはいえないが、磁束計としては同等で、ともに適当な電子回路と組合せて用いると、 $10^{-8} \Phi_0$ 以下の磁束変化も検出可能になる。これは 10^{-15} T (テスラ) 程度の磁場分解能に相当する。さらに単位帯域当りのエネルギー分解能に換

算すると、量子論的境界である \hbar ($=h/2\pi$, h はプランク定数) に近い分解能をもつ SQUID も試作されている。SQUID を磁気測定に応用するとき、信号のピックアップに超伝導磁束トランスがよく用いられる。図 2a はその原

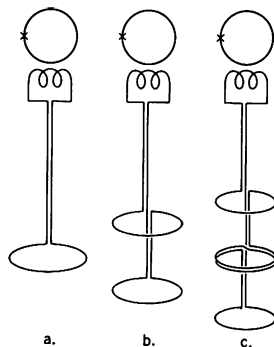


図 2

形で磁気計型磁束トランスとよばれている。一次コイル L_p で拾った磁気信号は、超伝導閉ループ中の磁束の保存則に従って誘起される遮蔽電流を介して、SQUID に結合している二次コイルに伝わって検出される。図 2b, c は、一次コイルが逆巻の複数個のコイルに分割されていて、それぞれ、空間的な一次微分グラジオメータおよび二次微分グラジオメータとなっている。これらの磁束トランスは、たとえば生体磁気信号のピックアップに採用されている。心臓電流のつくる磁場を検出し心電図に対応する心磁図を測定する心磁計が代表例である。このほか脳波に対応する脳(磁)波なども SQUID により測定可能になった。磁気測定だけでなく、さらに信号入力回路をくふうして、電流、電圧、変位など磁束に変換可能な各種物理量の精密測定で、高利得の直流増幅器、定電流源などの電子回路へ SQUID は幅広く応用されている。

スクラム [英 scram, 独 Notabschaltung, 仏 arrêt d'urgence, 露 аварийная остановка] 原子炉の運転中に異常現象が起った場合、安全上の見地から予定外に急速に核分裂連鎖反応を停止させる、つまり原子炉を停止させること。緊急停止ともいう。そのために、制御・安全棒を挿入するなど、負の反応度を急速に加えることが必要である。炉出力の増加、炉心の温度上昇、冷却水の減少など、スクラムを起すための炉の状態量の異常に対してあらかじめ基準値を定めていて、この基準値を上まわる異常が発生した場合には、自動的に制御・安全棒の挿入など、安全装置が作動して原子炉はスクラムするようになっている。

スクラム試験 [英 scram test, 独 Testabschaltung, 露 испытание на аварийную остановку] 原子炉の運転中に異常現象が起った場合、安全上の見地から予定外に急速に原子炉の核分裂反応を停止させることをスクラムといい、このためには、負の反応度の急速な投入を行うことが必要であり、この装置のことを原子炉停止装置という。そしてスクラムが確実にいえるかどうか試験をすることをスクラム試験という。実際に原子炉に異常を発生させることなく、模擬信号によって、原子炉停止装置が自動的に所定の性能通りに動作することを確認することが多い。

スクリュウ磁気構造 = らせん磁気構造

スクリュープピンチ [英 screw pinch, 独 verschraub-

ter Pinch, 仏 pincement hélicoïdal, 露 скрю-пинч] プラズマの中心軸に沿う縦磁場 B_z と縦電流 I_z を同時に立ち上げると、縦電流 I_z によってプラズマのまわりに $B_\theta = \mu I_z / 2\pi r$ の磁場ができ、縦磁場 B_z と重畳して磁力線がらせん状(スクリュウ状)になる。このような磁場の圧力によってプラズマの中心軸に向かってピンチするような配位をスクリュウピンチという。スクリュウピンチは θ ピンチおよび直線ピンチを組合せたものと考えられる($\Rightarrow \theta$ ピンチ, 直線ピンチ)。 θ ピンチは直線状のプラズマ配位に対して適用されるが、環状系にするとは平衡配位が得られない。スクリュウピンチでは環状系の場合にも適用でき、この場合、縦電流 I_z は変流器によって誘起される。

スクリーングリッド [英 screen grid, 独 Schirmgitter, 仏 grille écran, 露 экранирующая сетка] \Rightarrow 四極管

スクレロノーム系 [英 scleronomic system, 独 skleronomes System, 仏 système scléronome, 露 склерономная система] 一般に力学系の束縛条件は座標や速度および時間を変数とする関数関係で表されるが、このうち時間 t を直接含まない条件の場合(固定した束縛条件)をスクレロノーム系条件といい、そのような条件が適用される力学系をスクレロノーム系という。空間内に固定した曲線上を運動する質点の場合や(\Rightarrow ホロノーム系), 粗い固定した水平面上を、面を鉛直に保ったまま滑らないで転がる薄い円盤(\Rightarrow 非ホロノーム系)はスクレロノーム系の例である。これに対して、束縛条件の中に時間 t を直接含む場合(ホロノーム, 非ホロノームに関係なく)レオノーム系条件。そのような力学系をレオノーム系という。

図形表示装置 = グラフィックディスプレイ

スケラール [英 scaler] = 計数回路

スケールリング則 [英 scaling law, 独 Maßstabgesetz, 仏 loi de similitude, 露 закон подобия] スケールとは、物差しのごとで、長さ、温度、磁場の強さなどの目盛を適当に変換しても自由エネルギーや状態方程式の形が不変に保てることをスケールリング則という。特に臨界現象では、カダノフ変換で不変になる性質をさす(\Rightarrow カダノフ変換, ウィルソンのくりこみ変換群)。また、希薄磁性合金で起る近藤効果においてもスケールリング則が成り立つことが知られている(\Rightarrow 近藤効果)。

原子核では、次の意味で使われる。物質の結合力は、運動エネルギーと相互作用エネルギーの相対的な関係で決る。原子核を結合させる核力の平均的様相は、半径 $c \approx 0.4 \sim 0.5 \text{ fm}$ の斥力の芯とその周辺の約 100 MeV の深さの引力があり、 1π 中間子交換ポテンシャル(OPEP)の与える裾より成り立っている。二核子相対距離 r を c の尺度で表し $x = r/c$ とし、 c 程度の振幅の零点振動エネルギー $K_0 \equiv \hbar^2/mc^2$ の尺度でポテンシャルを表す。 $v(r)/K_0 = (v_0/K_0)f(x)$, ここで $v(r)$ の極小値を $-v_0$ とし、関数形を無次元の $f(x)$ とすると、 $v_0/K_0 \sim 1$ となる。このようなスケールリングを行うと、もし $f(x)$ と統計性(フェルミ系かボース系か)が同じならば、系の特性は $A \equiv \hbar/\sqrt{mc^2 v_0} = 2\pi\sqrt{K_0/v_0}$ で決る。量子効果は A が大きいほど大きく、核子系では、 $A \approx 6 \sim 7$, H 系で $A \approx 3$, 低温で固化する通常の物質では $A \leq 0.5$ である。核子系は、核力は強いが斥力の芯と周辺の引力の効果がほぼ相殺して結合力は弱く、結果として裾の π 中間子交換の効果でやっと結合した系である。このようにスケールリングの立場からみると、原子核では核力

が強いのに独立粒子描像が成立する理由を理解することができる。

素粒子物理学でも、高エネルギー反応の各種の断面積の(エネルギー、運動量変化などの)変数への依存性はスケールリング則を近似的に満たしている。

スケールリング理論 [英 scaling theory, 独 Maßtheorie, 仏 théorie d'échelonage, 露 масштабная теория] 長さや時間のスケールを変換して、不変に保っている性質をとり出す理論を一般にスケールリング理論という。相転移の統計力学では、L. P. Kadanoff のセル解析による変換(\Rightarrow カダノフ変換)に対して不変な状態方程式を導出し、スケールリング則を導く理論をさす。その他、体系に含まれるパラメーターの小さい極限または大きい極限に対して漸近評価した場合にも、そのパラメーターと同時に長さや時間の適当な変換(線形とは限らぬ)を行って不変な性質が見れることがある。不安定点からの緩和に対して、外部のノイズの強さを ε , 不安定増幅度を r , 時間を t とすると、ゆらぎは ε の小さい極限(スケールリング極限)で、 $\tau = \varepsilon \exp(2\gamma t)$ というスケールリング変数のみの関数で表せることが非線形からランジュバン方程式、またはフォッカー-プランク方程式で記述される系に対して示されている(過渡現象に対する鈴木雄雄(1977年)のスケールリング理論)。非平衡系において、体系の大きい極限で運動方程式を漸近評価して、すなわち Ω 展開して、簡便化された運動方程式を求める久保亮五-森肇の方法もスケールリング理論のひとつである。

スケールハイト [英 scale height, 独 Skalenhöhe, 仏 hauteur d'échelle, 露 шкала высоты] 物理量が e (自然対数の底)倍だけ変わる高さをいう。すなわち、高さを z で表せば、任意の物理量 a に対し $H_a \equiv dz/d \ln a$ をいう。たとえば a が圧力 p であるとき、圧力スケールハイト、圧力変化の尺度高度、または単にスケールハイトなどよばれる。高さということばが出てくるのは、重力の逆方向ということ意識しているからであり、この意味で、主に地球物理学や天体物理学で用いる表現である。たとえば、地球や天体における大気の大気圧力スケールハイトは、その場所における重力加速度 g および圧力と密度 ρ との比(もしくは温度)によって決り、 $p/(\rho g)$ である。地球の大気については 0°C , 1 atm のときに、 $H_p \approx 8.0 \text{ km}$ である。空間構造のある系では、他の物理量も H_p と同程度の尺度で変化していると考えられる。たとえば恒星の外層に乱流的対流があるとき、エントロピー値の異なる対流要素の混ぜ合される混合距離の値は、スケールハイトの程度であると考えられる。

スケール不変性 [英 scale invariance, 独 skalare Invarianz, 仏 invariance à échelle, 露 масштабная инвариантность] 時空の座標四元ベクトルを $x = (x_0, x_1, x_2, x_3)$ とするとき、時空の長さの尺度を変える変換 $x \rightarrow \rho x$ を、スケール変換、またはディラレーション変換といい、この変換に対する不変性をスケール不変性という。自然界には、電子や陽子の質量や重力定数など次元をもつ量が存在するので、スケール変換のもとでの不変性は厳密には成り立っていない。しかし、電磁場に対するマクスウェルの方程式が、スケール変換や、共形変換のもとで不変なことは古くから知られており、スケール不変性の物理的意味はしばしば議論されてきた。高エネルギー素粒子反応では、関与する粒子の質量に比べて衝突のエネルギーが十分高くなれば、スケール不変性が近似的に成り立つことが予想され

る。レプトン・核子散乱などで実際このような現象が見いだされたので(⇒パートン模型), 場の量子論におけるスケール不変性の内容が詳しく調べられ, くりこみ群の方程式やカラシ-ジマンツィク方程式との関係が明らかにされた。

相対論場の理論で, 場 $\varphi(x)$ がスケール変換 $x' = \rho x$ のもとで, $\varphi'(x') = \rho^l \varphi(x)$ と変換するとき, l を場 $\varphi(x)$ のスケール次元とよぶ。自由場に対しては, スケール次元は通常の次元と一致する(スカラー場は -1 , スピン $1/2$ のフェルミ場は $-3/2$, ベクトル場は -1 など)が, 相互作用のある場合には, 結合定数に依存するずれを生ずる(⇒異常次元)。スケール変換に対応するカレント D_μ は, エネルギー運動量テンソル $\theta_{\mu\nu}$ を適当に定義することにより, $D_\mu = x_\mu \theta_{\mu\nu}$ と書くことができ, したがって $\partial D / \partial x_\mu = \theta_{\mu\mu}$ が成り立つ。量子効果を考えなければ, 粒子の質量がすべて0で, しかも次元をもつ結合定数を含まない理論では $\theta_{\mu\mu} = 0$ となり, スケール不変性が成り立つ。ゲージ理論を含めて, 質量がすべて0のくりこみ可能な理論はこの類に属する。しかしこの場合にも量子効果を取入れると, $\theta_{\mu\mu}$ は0とはみせなくなる。くりこみ群の方程式やカラシ-ジマンツィク方程式は, 量子効果によるスケール不変性のやぶれをも取入れたウォード-高橋の恒等式と解釈できる(⇒くりこみ群)。

鈴木効果 [英 Suzuki effect, 独 Suzuki-Effekt, 仏 effet Suzuki, 露 эффект Сузуки] 合金中の積層欠陥への偏析現象とそれによる拡張転位の固着現象を合わせて鈴木効果という。面心立方結晶の $\{111\}$ 面上の転位は拡張転位となって積層欠陥の帯をもっている。一般に, 合金中では積層欠陥の自由エネルギーとその合金の自由エネルギーの溶質濃度依存性は異なる。したがって, 熱平衡状態では積層欠陥を挟む2原子層の濃度 c_1 は平均濃度 c_0 と異なった値をとる。このとき拡張転位はその位置に固着され, そこから転位を脱脱させるのに必要とせん断応力は

$$\tau = \frac{r(c_0) - r(c_1)}{b}$$

で与えられる。ここに $r(c_0)$, $r(c_1)$ はそれぞれ濃度 c_0 , c_1 の積層欠陥エネルギー, b はバーガース・ベクトルの大きさである。この問題は1952年鈴木秀次によって面心立方合金の降伏強さを説明するために論じられたが, その後, 積層欠陥への偏析に関連する諸現象が多くの人によって論じられている。

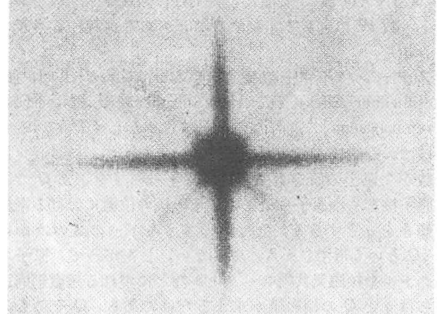
スター [英 star, 独 Stern, 仏 étoile, 露 звезда] 100 MeV 程度またはそれ以上の高エネルギーの原子核や陽子および π 中間子などのハドロンが原子核に衝突すると, 入射粒子と原子核または核内核子による相互作用により原子核破壊や多重粒子発生反応が起り, 多数のハドロンや軽い核が四方に放出される。この現象は最初原子核乾板で発見され, その形が星に似ていることから原子核スターまたは単にスターとよぶ。これは原子核破壊に際して多数の粒子が四方に星形を成して放出されるところからこの呼称が付けられたもので, この際放出される粒子の数, 種類, エネルギー, 角分布などから原子核と原子核, ハドロンと原子核の相互作用についての詳しい知見が得られる。スターの観測には従来より原子核乾板が用いられてきたが, 泡箱や各種の飛跡検出器によりさらに広いデータが得られるようになった。

スタガー増幅回路 [英 stagger amplifier, 露 усил-

тель со взаимно расстроенными контурами] ⇒ 同調増幅器

スタガード相転移 [英 staggered phase transition] = ゾーン境界相転移

スターパターン [英 star pattern, 独 Sternbild, 仏 figure d'étoile, 露 образ звезды] イオンビームを薄い結晶板の結晶軸に平行に入射させ, 透過したイオンを蛍光板で観測すると, 図に見られるような星状の明るい像が観測



される。これをスターパターンという。図は2 MeV 陽子による $\text{MgO} \langle 100 \rangle$ 方向のスターパターンである。これはイオンがチャネリング効果により, 原子間空間をほぼ結晶軸に平行に進み, 一部がその結晶軸を含む結晶面の方向に進むことによる。しかし, 入射方向から遠ざかるに従って面方向の明るさは減少し, さらに散乱角の大きい方向では明線から暗線に変化する。これは, イオンが結晶原子の近接衝突により散乱したもので, ブロッッキング効果によるものである。

スターリングの公式 [英 Stirling formula, 独 Stirlingsche Näherungsformel, 仏 formule de Stirling, 露 формула Стирлинга] Γ 関数に対する近似式

$$\Gamma(x+1) \approx \sqrt{2\pi x} x^x e^{-x} \quad (x \gg 1)$$

をスターリングの公式という。 Γ 関数に対するオイラーの積分表示

$$\Gamma(x+1) = \int_0^\infty e^{-t} t^x dt = \int_0^\infty e^{-t} t^{x-1} dt \quad (x \gg 1)$$

に鞍点法を適用して求められる(⇒鞍点法)。 x が大きいときには十分有効な近似式で, 応用上よく用いられる。 n を正整数とすると, $\Gamma(n+1) = n!$ であるから上式は

$$n! \approx \sqrt{2\pi n} n^n e^{-n}$$

を与える。近似の精度を表に実例で示す。 $1/x$ に関する高次項まで考慮に入れた漸近展開式(⇒漸近級数)は以下のとおりである。

$$\Gamma(x+1) \approx \sqrt{2\pi x} x^x e^{-x} \left[1 + \frac{1}{12x} + \frac{1}{288x^2} - \frac{139}{51840x^3} + \dots \right]$$

n	$n!$	スターリングの公式
5	120	118
10	3.6288×10^6	3.598699×10^6
15	1.3077×10^{12}	1.3002×10^{12}
30	2.653×10^{32}	2.644×10^{32}

スタントン数 [英 Stanton number, 独 Stanton-Zahl, 仏 nombre de Stanton, 露 число Стантона] 強制対流で現れる無次元量で, ヌッセルト数とペクレ数の比。T. E. Stanton にちなみ名づけられた。マーゴリス

(Margoulis)数ともいう。遠方との温度差が Δt 、代表長さ l 、面伝達係数 h の物体面からの、伝達熱 $h^2 \Delta T$ と蓄積熱 $\rho U l^2 c_p \Delta T$ との比 $h/(\rho c_p U)$ と考えてもよい (ρ は流体の密度、 c_p は定圧比熱、 U は速度)。レイノルズの類似 (Reynolds analogy, 1874 年) により、流れの中にある物体表面からの熱伝達を表すスタントン数は、粘性による表面摩擦抵抗 τ と密接な関係がある。すなわち、表面摩擦抵抗係数を $c_f = \tau / (1/2 \rho U^2)$ とすると、 $St \sim (1/2) c_f$ である (\Rightarrow ヌッセלט数)。文献によっては、スタントン数をプラント数 Pr の逆数と定義することがあるが避けるべきである。

スターンハイマー効果 [英 Sternheimer effect, 独 Sternheimer-Effekt, 仏 effet Sternheimer, 露 эффект Штернхаймера] 電荷の分布が球対称からずれている原子核は、一般に電気四極子モーメントをもつ。核スピン量子数が 1 以上の値をもち、核四極子モーメントが Q である原子核をもつ原子や分子の、その核の位置における電場の傾きを q とすると、 Q は系のエネルギーの式のなかには qQ という形でしか入ってこない。したがって、原子スペクトルや核磁気共鳴スペクトルなどに現れる超微細構造からは q と Q の積の値が求まるだけである。 Q そのものの値を求めるには、さらに q の値がわかっている必要があるが、 q は実験的に決める手段がない。しかし、 q は原子や分子を構成する電子のために核の位置につくられる電場の傾きなので、電子の波動関数を用いて理論計算によって求めることができる。たとえば、原子の場合の q をハートリー-フォック近似で求めることを考えてみよう。いま、電子の軌道は角運動量の固有状態であるとすると、 s 電子あるいは閉殻に在る電子は電荷分布が球対称なので q を生じない。球対称からずれた閉殻電子 (基底状態では外殻電子) だけが q を生じる。しかし、こうした閉殻電子があるときは、ハートリー-フォック場が厳密には球対称とならないので各軌道は角運動量の固有関数ではなくなる。このため内殻電子も q 値に寄与することになる。R.M. Sternheimer は、この寄与を量子力学における摂動論を使って見積り、閉殻の外に p 電子などの球対称からずれた分布をする電子がある場合には、閉殻電子の電荷分布が分極し球対称からずれることにより、わずかなエネルギーの減少しか伴わないが比較的大きな q が生じることを示した。これは、 q の値には、核の近傍での電荷分布の寄与が大きくなり、内殻電子の分極による寄与が特に大きくなるためである。この分極は、外殻電子による q を減少させる効果 (反遮蔽効果) をもつ。 Q の値は、閉殻電子の分極を考えないで求めた値よりも大きくなる。この閉殻電子による q への反遮蔽効果のことをスターンハイマー効果とよぶ。分子における q についてもほぼ同様に考えてよい。 Q の値が知られている原子核をもつ分子では、 qQ の実測値から q を求め、電子の波動関数を推測することがなされているが、その際にはスターンハイマー効果は無視できない (\Rightarrow 原子芯分極)。

スチームエジェクター [英 steam ejector pump, 仏 pompe à éjecteur de vapeur, 露 паровой эжектор] \Rightarrow 蒸気噴射ポンプ

スチルブ [英仏 stilb, 独 Stilb, 露 стильб] 輝度の単位のひとつで、単位記号は sb。輝度の国際単位系 (SI) に属する単位はカンデラ毎平方メートル (単位記号は $\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}$) で、これはまたニト (nit, 単位記号は nt) ともよ

れる。 $1 \text{ sb} = 1 \text{ cd} \cdot \text{cm}^{-2} = 10^4 \text{ cd} \cdot \text{m}^{-2} = 10^4 \text{ nt}$ である。すなわち、スチルブは面積 1 cm^2 の平面の垂直方向の光度が 1 cd で、この面の輝度分布が一様であるときの各点の輝度である。この単位は 1948 年の国際度量衡総会で定められたが、CGS 単位系に属するので、他の SI 単位とは併用しないほうがよい。

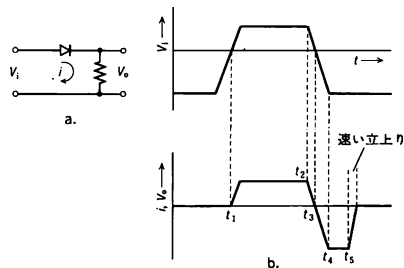
スツルム法 [英 Sturm's method, 露 метод Штурма] \Rightarrow 代数方程式の数値解法

スツルム-リウビル方程式 [英 Sturm-Liouville equation, 独 Sturm-Liouvillesche Gleichung, 仏 équation de Sturm-Liouville, 露 уравнение Штурма-Лиувилля] 線形二階微分式 $Lu = (p(x)u')' - q(x)u$ ($'$ は x に関する微分) をスツルム-リウビル微分式とよび、これを用いて書いた方程式 $Lu + \lambda r(x)u = 0$ をスツルム-リウビル方程式という。この方程式の固有値問題については多くのことが知られている (\Rightarrow 固有値問題)。

ステージ [英 stage, 独 Stadium, 仏 stade, 露 стадия] 層状物質の層間に異種物質 (原子、イオンや分子) を挿入する層間化合物において、母体の原子層 N 枚目ごとに異種物質が入り込むものを第 N ステージという。つまり第一ステージの場合はすべての層間に異種物質が入り、インターカレーションが最も密に生じている場合である。第二ステージのインターカレーションが次に密な場合で、異種物質は母体層 2 枚ごとに層間に入っている。種々のステージの場合が存在することが層状物質に対するインターカレーションの特徴であり、異種物質が気体となるときはその蒸気圧を調整することによりステージ数を制御することができる。母体がグラファイトの場合には、10 ステージ以上までその存在が知られているが、このときの異種物質間の距離は 40 \AA 以上にもなる。このような長距離にわたる秩序構造の出現の原因は現在のところよくわかっていない。

ステッピングモーター [英 stepping motor, 独 Schrittmotor, 露 шаговый двигатель] = バルスモーター
ステップ応答 [英 step response] \Rightarrow 緩和関数

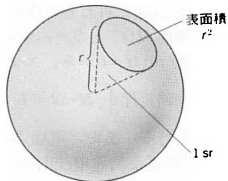
ステップリカバリーダイオード [英 step-recovery diode, 独 „step-recovery“-Diode, 仏 diode à récupération en échelon, 露 диод со ступенчатым восстановлением] 速いパルス発生に使用されるダイオードの一種 (スナップオフダイオードともいう)。接合部の容量が小さくバイアス電圧が順方向から逆方向に変わったとき、接合の電荷のためにいったん逆方向に充電され、もとの状態にもどる速度が非常に速い (0.1 ns) 特性がある。この速い立ち上がりを利用してパルス発生回路などに用いられる。図で t_1 から t_3 まで順方向にバイアスが加わり接合部に電荷が蓄積されている。そのため t_3 t_4 間は逆方向にバイアスが加わ



っても蓄積された電荷を減少させるために逆方向に電流が流れ、 t_4 以後も同じ状態が続き、ついに t_5 において電荷がなくなり、急激に出力電圧 V_o が 0 に戻る。この部分の速い立ち上がりを利用して、パルス形成回路によりナノ秒パルスを発生させる。

ステビン Stevin, Simon 1548—1620 オランダの物理学者、数学者、技術家。ブリュージュの生れ。青年時代までの経歴は明らかでない。20 歳代半ばごろ北ヨーロッパ諸都市を遊歴した後、1581 年にライデンに居を定め、排水や浚渫用の新装置を考案し、それらの特許を取った。その後、スペインに対する独立戦争中のオランダ軍に参加して軍事技師として活躍するかわり、軍司令官オラニエ侯 Maurits の個人教師を務めた。天文学から遠近法にわたる多数の著作を著したが、そのなかには Archimedes の強い影響が見られる。これらの著作のうち最も高く評価されるのは、固体および流体の静力学に関する研究である。これらの研究は、それぞれ「つり合いの原理」*De Beghinselen der Weegconst* および「流体力学の原理」*De Beghinselen des Waterwichts* として、ともに 1586 年にフランドル語で出版された。固体の静力学では、彼は仮想変位の原理を用いて複滑車のさまざまな問題を解いただけでなく、水平な底面を有する三角柱に懸けた鎖輪が平衡状態を保ち続けるという永久運動不可能性の原理を意識的に用いた思考実験から、斜面のつりあい条件を導出した。さらに力の合成分解に関する平行四辺形の法則をも初めて正しく定式化した。また流体静力学の分野でも、永久運動不可能性の原理を独創的なしかたで適用することによって、「流体力学のパラドックス」、つまり容器の底面に作用する圧力は、容器の形状とは関係なく、底面の大きさと流体の高さの積のみに比例するということを証明した。彼のこれらの研究は、17 世紀の初葉にラテン語とフランス語に翻訳され、R. Descartes や B. Pascal にも大きな影響を及ぼした。〔主著〕*De Beghinselen der Weegconst*, 1586; *De Beghinselen des Waterwichts*, 1586。

ステラジアン [英仏 steradian, 独 Steradian, 露 стерадиан] 立体角の単位のひとつ。単位記号は sr。国際単位系 (SI) のなかの SI 補助単位 (すなわち無次元の組立量の単位) のひとつに位置づけられている。ステラジアンは、球の中心を頂点とし、その球の半径を 1 辺とする正方形の面積に等しい面積をその球の表面上で切り取る立体角である。



ステラレーター [英仏 stellarator, 独 Stellarator, 露 стелларатор] 環状磁場系のひとつの典型的な磁場配位。標準的なステラレーターでは、トラス磁場コイルのほかにプラズマの外周囲に図 1 に示すようなヘリカルコイルを巻く。このような磁場コイルの配位で磁力線を追跡し、それを 1 つのプラズマ断面に投影すると図 2 のようになり、回転変換角をもつようになる。環状プラズマの平衡を得るためには回転変換角が必要であるが (⇒環状磁場)。

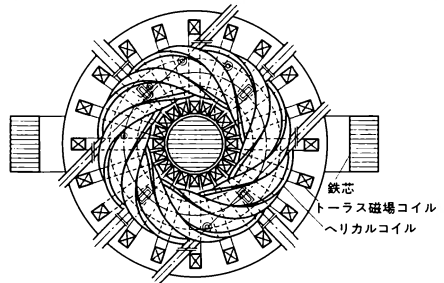


図 1

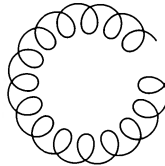


図 2

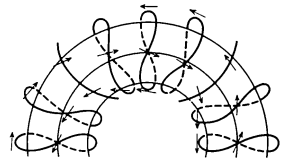


図 3

これがプラズマの外にあるコイルでつくられるため、定常的にプラズマを閉じ込めることができるという利点がある。この種の磁場配位はプリンストン大学プラズマ物理研究所で L. Spitzer, Jr. らによって開発され、その計画の名称からステラレーターと名づけられるようになった。

トルサトロンはステラレーターのひとつの変形である。ステラレーターの場合、極数 $l = 2$ のヘリカルコイルには隣どうし互いに逆方向に電流を流す 4 つのコイルが用いられるが (図 4a)、トルサトロンの場合は、同じ極数 $l = 2$ の場合、同じ方向に電流を流す 2 つのコイルが用いられる (図 4b)。トルサトロンの場合、ヘリカルコイルに同じ方

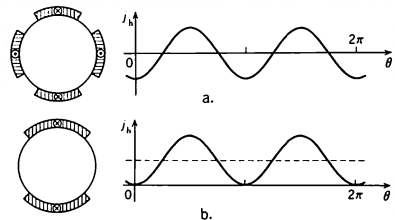


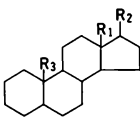
図 4

向の電流を流すのでトラス磁場も発生する。ヘリカルコイルのピッチを適当に選べば、トラス磁場コイルなしで閉じた磁気面をつくることができる。もうひとつの変形は、トラス磁場コイルとヘリカルコイルの電流成分を図 3 に示すようなねじれたコイル (twisted coil) の配列で置換えたものである。この系もステラレーター磁場をつくることとができる。このコイル系は装置の組立てやすさ、コストの点で利点がある。

ステレオ投影 [英 stereographic projection, 独 stereographische Projektion, 仏 projection stéréographique, 露 стереографическая проекция] ⇒ 結晶投影法

ステロイドホルモン [英 steroid hormone, 独 Steroidhormon, 仏 hormone stéroïdique, 露 стеронный гормон] 図のようなステロイド核をもつホルモンの総称。側鎖 R_1 はメチル基 ($-\text{CH}_3$) である場合が多い。側鎖 R_2 と

R_3 の変化によって多種類のホルモンが生じる。高等動物では、発情ホルモン、男性ホルモン、黄体ホルモン、副じん皮質ホルモンなどがこれに属する。



ストイキオメトリ = 化学量論性

ストークス [英仏 stokes, 独 Stokes, 露 стокс] 動粘性率 (動粘度ともいう) の単位。 10^{-4} 平方メートル毎秒 ($m^2 \cdot s^{-1}$) に等しい。単位記号は St. この名称は G. G. Stokes (⇒ストークス) に由来する。CGS 単位系に属する単位であって、国際単位系 (SI) の立場からは推奨しがたい (⇒動粘性率, 平方メートル毎秒)。

ストークス Stokes, George Gabriel 1819. 8. 13—1903.

2.1 イギリスの物理学者。アイルランドの牧師の家の出身で、兄は 3 人とも聖職に就いたが、Stokes はブリストルのカレッジからケンブリッジ大学へ進み、数学などに頭角を現し、1841 年に首席で卒業した。1849 年から終生同大学のルカス教授職の地位を占めた。ケンブリッジ哲学会の会長、ロンドン王立協会の書記と会長などの仕事にも精励し、1889 年のナイトの称号をはじめ多数の栄誉や賞を受けた。ケンブリッジで長逝した。電磁気学だけは友人 Kelvin 卿の守備範囲と解していたために敬遠したものの、業績は物理学全体およびそれと直結する数学を広くカバーしている。ここでは、分野ごとの重要事項を列挙するにとどめる。まず流体力学では、1842 年に早くも、縮まない流体の定常流の解析に着手 (⇒ストークスの流れの関数)、引続いて粘性流体や水の波の問題を手がけ、1850 年に粘性流体中の小球の低速運動の理論 (⇒ストークス近似, ストークスの方程式, ストークスの法則) を確立し、大気中の雨滴の落下のありさまを論じた。次に地球の重力や形、音の伝搬を扱ったが、1840 年代の末からは光学に手をそめ、光波の媒体としてのエーテルの本性を論じ、光の回折の理論と実験を進め、偏光の特性を分析するための装置や因子 (⇒ストークス・パラメーター) を考察、さらに、有名な蛍光の研究 (蛍光 fluorescence という術語の導入、吸収光と蛍光との波長差に関する法則の定式化 (⇒ストークス線, ストークスの法則)) を発表した (1852 年)。また、発光および吸収のスペクトルと化学的成分との関係にも言及した。数学ではベクトル解析 (⇒ストークスの定理)、積分、微分方程式の方面の寄与が知られている。[主著] *On Light*, 1883—87. [論文集] *Mathematical and Physical Papers*, 1880—1905.

ストークス近似 [英 Stokes's approximation, 独 Stokesche Näherung, 仏 approximation de Stokes, 露 приближение Стокса] 遅い流れと普通よばれているレイノルズ数の小さい流れでは、縮まないナビエ-ストークス方程式中の慣性項 (非線形項) が粘性項と比べて小さく省略できる。このような省略をストークス近似といい、ナビエ-ストークス方程式は、このとき次のようになる。

$$\frac{\partial v}{\partial t} = K - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \Delta v$$

ただし ρ は密度、 p は圧力、 t は時間、 v は速度、 K は単位質量に働く力、 ν は動粘性率である。この方程式はストークスの方程式とよばれ、線形であるため、非線形のナビエ-ストークス方程式よりは解析が容易である。ストークス方程式を用いて得られる結果は、解が存在する場合には、レイノルズ数 (長さの尺度は最長径) がほぼ 1 より小

いときの流れをよく表すと考えられている (⇒ストークスの法則)。しかし、レイノルズ数がいかに小さい流れであっても、無限に広がる領域を含む流れでは注意を要する。たとえば、無限に広がる静止流体中を物体が定常運動をする場合を考えよう。このとき、物体から遠く離れた領域では、ナビエ-ストークス方程式の慣性項は粘性項と比較して小さくなく、ストークス近似は有効でない (⇒オセーン近似)。この結果、二次元物体の場合をストークス近似で解析しても解は得られない。また、三次元物体の場合には幸いにも解が存在するが、この解を第一近似としてナビエ-ストークス方程式から普通のレイノルズ数展開で第二近似を求めようとすると失敗する。前者をストークスのパラドックス、後者をホワイトヘッドのパラドックスという。なお、非定常運動の場合には、非定常項があるため物体より遠くの領域でも、普通、ストークス近似は有効で、このときは二次元物体の場合でも解が存在する。

ストークス線 [英 Stokes line, 独 Stokessche Linie, 仏 ligne de Stokes, 露 stokсова линия] 蛍光やラマン散乱・ブリルアン散乱の散乱光のうち、励起光より波長の長いもの (⇒ラマン効果)。蛍光では、励起光と同じ波長のものもストークス線とよばれる。

ストークスの関係式 [英 Stokes' relations, 独 Stokessche Beziehung, 仏 relation de Stokes, 露 соотношения Стокса] 1 つの振動数をもつ光線がある入射角で第一の透明媒質から第二の透明媒質との境界面に入射し、そこで反射と屈折をするときの振幅反射率を r 、振幅透過率を t とする。またこの屈折光の方向と逆向きに前と同じ振動数の光線を第二の透明媒質から第一の透明媒質との境界面に入射させ、そこでの振幅反射率と振幅透過率をそれぞれ r' と t' とすれば

$$r^2 + t'^2 = 1, \quad r' = -r$$

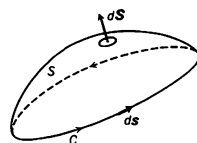
の関係がある。この関係式をストークスの関係式といい、光線進行の原理から導くことができる。

ストークスの定理 [英 Stokes theorem, 独 Stokescher Satz, 仏 théorème de Stokes, 露 теорема Стокса] 三次元空間の各点 r でベクトル $A(r)$ が定義されているとき、閉曲線 C を周とする曲面 S に関する $\text{rot } A$ の面積分と、 A の閉曲線 C に関する線積分の間で成り立つ関係式

$$\int_S \text{rot } A \cdot dS = \int_C (\text{rot } A)_n ds = \oint_C A \cdot ds$$

をストークスの定理という。ただし $(\text{rot } A)_n$ は法線成分、 ds は線素を表し、線素の向きは曲面の法線と右ねじの関係になるようにとる。たとえば、静電場 $E(r)$ と電流密度 $i(r)$ の間の関係式 (アンペールの法則) $\text{rot } H = i$ から、ストークスの定理によりアンペールの回路定理 $\oint_C H \cdot ds = I$ (I は C を周とする面を貫く電流) を得る。また、電場 $E(r, t)$ と磁束密度 $B(r, t)$ との間の関係 (電磁誘導の法則) $\text{rot } E = -\partial B / \partial t$ から、回路 C の起電力 V について $V = \oint_C E \cdot ds = -d\Phi / dt$

(Φ は C を周とする面を貫く磁束) を得る。



ストークスの流れの関数 [英 Stokes stream function, 独 Stokessche Stromfunktion, 仏 fonction de courant de Stokes, 露 функция тока Стокса] 三次元軸対称の流れについて, その等高線が流線を与える関数. 対称軸に沿う距離を x , 対称軸からの距離を y とすれば, 縮まない流体の軸対称流速場の成分 u, v に対して連続の方程式 $\partial(yu)/\partial x + \partial(yv)/\partial y = 0$ が成り立つから

$$u = -\frac{1}{y} \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{1}{y} \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

を満たす関数 $\Psi = \Psi(x, y, t)$ が存在する. Ψ をストークスの流れの関数という. $\Psi = \text{一定}$ は対称軸を含む平面における流線を表す. 縮む流体の定常な軸対称流に対しては

$$\rho u = \frac{1}{y} \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad \rho v = -\frac{1}{y} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (\rho: \text{密度})$$

によってストークスの流れの関数が定義される.

ストークスのパラドックス [英 Stokes paradox, 独 Stokessches Paradoxon, 仏 paradoxe de Stokes, 露 парадокс Стокса] \Rightarrow ストークス近似

ストークスの法則 [英 Stokes law, 独 Stokessche Gesetz, 仏 loi de Stokes, 露 закон Стокса]

[1] 球が無限に広がる静止流体中を一定の速度で運動するときの流れは, レイノルズ数が小さければストークス近似が有効である. G. G. Stokes (1851 年) はストークスの方程式 (\Rightarrow ストークス近似) を用いて上記の流れを解析し, 球に働く力 $F = -6\pi\mu aU$ であることを示した. ここで, μ は粘性率, a は球の半径, U は球の速度である. この式はストークスの法則またはストークスの抵抗法則ともよばれる. 球に働く $6\pi\mu aU$ の抵抗は, $2\pi\mu aU$ の圧力抵抗と $4\pi\mu aU$ の摩擦抵抗の和であり, また, ナビエ・ストークス方程式のレイノルズ数展開法で得られる抵抗と比較し, $9\pi\mu a U Re / (4 + O(Re^2 \ln Re))$ だけ小さくでいる. ただし $U = |U|$, Re はレイノルズ数 aU/ν , ν は動粘性率である. したがって, ストークスの法則は上述の抵抗値と比較して, レイノルズ数が 0.1 のとき約 4%, 0.5 のとき約 19% だけ抵抗値が小さくでいる. 微小な球が水や空気のような流体中を自由落下するときは, レイノルズ数が小さくこの抵抗法則が成り立つ.

[2] 蛍光, リン光などの発光波長 λ_e が一般にこれを励起する光の波長 λ_i 以上になることを述べた法則. この場合の発光をストークス線という. ストークスの法則はエネルギー保存則を表し, 励起(吸収)および放射する光子のエネルギー差に相当するエネルギーはより安定な励起準位に格子振動して非放射遷移するの消費されている. 液体, 固体では一般に $\lambda_e > \lambda_i$ で, 気体中の孤立した原子の場合だけ $\lambda_e = \lambda_i$ となり, この場合の発光を共鳴発光という. なお消光の場合のように一度高い励起準位に遷移した後そこから放射遷移する場合は $\lambda_e < \lambda_i$ となり, この発光は反ストークス線とよばれる. ラマン効果によって生ずる散乱光についても, 入射光より長波長側および短波長側に現れる光をそれぞれ反ストークス線および反ストークス線という.

ストークスの方程式 [英 Stokes equation, 独 Stokessche Gleichung, 仏 équation de Stokes, 露 уравнение Стокса] \Rightarrow ストークス近似

ストークス・パラメーター [英 Stokes parameter, 独 Stokesscher Parameter, 仏 paramètre de Stokes, 露 параметр Стокса] 偏光の表現に使われるパラメーターで, 強度, 水平直線偏光成分, $+45^\circ$ 直線偏光成分および

右円偏光成分を表す 4 つのパラメーターのこと. 1852 年に G. G. Stokes によって考え出された. z 方向に進む光波を偏光素子を通して観測する場合, 検出するのは, 測定が可能であるような十分長い時間にわたってとった電気ベクトルのある成分の二乗の平均値に比例する量である. 自然界にある光は, z 方向に垂直な 2 方向 (X, Y) 成分間に常に相関が成り立っている完全偏光でもないし, 相関が全くなく, どういう成分を取出しても時間平均は全く同じである自然光でもない部分偏光である. 完全偏光を扱う場合は, 2 成分間の複素振幅比を取出せば十分である (\Rightarrow ジョーンズ・ベクトル), 散乱を扱う場合などの部分偏光を含む系では, それでは不十分である.

光の電気ベクトルの x, y 成分を複素振幅 $A_x = a_x \cdot e^{i\delta_x}$, $A_y = a_y \cdot e^{i\delta_y}$ で表すと, ストークス・パラメーター S_0, S_1, S_2, S_3 は次のように表すことができる.

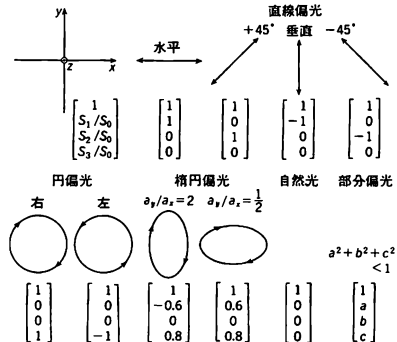
$$S_0 = \langle |a_x|^2 \rangle + \langle |a_y|^2 \rangle$$

$$S_1 = \langle |a_x|^2 \rangle - \langle |a_y|^2 \rangle$$

$$S_2 = \langle 2a_x a_y \cos \delta \rangle$$

$$S_3 = \langle 2a_x a_y \sin \delta \rangle$$

ただし $\delta = \delta_y - \delta_x$ で, 電場の瞬間スカラー成分 A_x, A_y 間の位相差である (これらのパラメーターは, 歴史的には実験的に定義された量で, I, M, C, S または I, Q, U, V と書かれ, それぞれ強度, 水平優越分, $+45^\circ$ 優越分および右向き円優越分とよばれる). これら 4 つのパラメーター S_0, S_1, S_2, S_3 で構成した列ベクトルをストークス・ベクトルとよび S と書く. 単位強度の代表的な偏光に対するストークス・ベクトルを図に示す. これらは偏光状態を表



し, 規格化ストークス・パラメーターとよばれる. 4 つのパラメーターはすべてが独立ではなく, 安全偏光では $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ が成り立つ. 部分偏光に対しては $S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ が完全偏光成分を表し, S_0^2 が自然光成分も含んだ全強度を表すので, $S_0^2 > S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ であり, 偏光度は $(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2} / S_0$ に等しい.

ストークス・パラメーターを実測するには, 直線偏光子および $1/4$ 波長板を用いる. 光が単色でない場合は, これらの素子として光のベクトルの広がり範囲内で波長特性のないものを用いる必要がある. 直線偏光子(検光子として使う)を 0° と 90° にしたときの強度 I_x, I_y と, 45° にしたときの強度 I_{45} , およびその前に $1/4$ 波長板を方位 0° で挿入したときの強度 I_R を測定すると, これらは次のように書ける.

$$I_x = \langle |a_x|^2 \rangle$$

$$I_y = \langle |a_y|^2 \rangle$$

$$I_{45^\circ} = \langle |a_x|^2 \rangle + \langle |a_y|^2 \rangle + \langle 2a_x a_y \cos \delta \rangle$$

$$I_R = \langle |a_x|^2 \rangle + \langle |a_y|^2 \rangle + \langle 2a_x a_y \sin \delta \rangle$$

$I_x + I_y$ を I とおくと, $S_0 = I$, $S_1 = I_x - I_y = 2I_x - I$, $S_2 = 2I_{45^\circ} - I$, $S_3 = 2I_R - I$ としてストークス・パラメーターが求められる。最近では, 分光偏光計によって, 自動測定も行われている(⇒偏光解析法)。この種の測定の際には, 偏光素子の透過率や二色性のほかに, 受光器の偏光特性が影響するので, あらかじめ測定して補正する必要がある。

ストークス・ベクトルは, インコヒーレントな光の合成の問題にそのまま利用できるが, むしろ各種の偏光素子による偏光状態の変化を知るために, ミュラー計算のなかで用いられる方が多い(⇒ミュラー行列)。コヒーレントな光を扱う場合には, 一般にジョーンズ計算の方が使われる(⇒ジョーンズ・ベクトル)。また, 完全偏光のストークス・ベクトルはポアンカレ球と深い関係がある。 S_0 は球の半径でほかの3つは球上の点の直交座標に対応する。 S_1 , S_2 は種々の方位角の直線偏光を表す赤道上の2軸座標であり, S_3 は右円偏光を表す北極を通る軸の座標である。規準化ストークス・パラメーターは, 単位球上の座標を表す(⇒ポアンカレ球)。さらに, 自然光は, 偏光を表す点が, 時間平均をとると球の表面に一樣に広がってしまった状態であり, 部分偏光はポアンカレ球の内部の点として考えられる。

ストークス・ベクトル [英 Stokes vector, 独 Stokesscher Vektor, 仏 vecteur de Stokes, 露 вектор Стокса] = ストークス・パラメーター

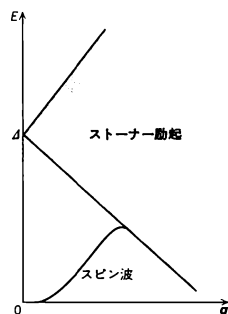
ストップフロー [英 stopped flow, 独 gebremster Fluß] 2種類以上の反応溶液を急速に流して能率よく混合し, 直ちに流れを停止した後, 観測セル内で進行する反応の時間変化を追跡する方法をストップフロー法という。半減期が msec 以上の溶液反応の測定が可能である。反応の測定には, 反応に関与する物質の特定の紫外・可視吸収スペクトルや蛍光強度などがよく用いられる。このほか, 光散乱, 旋光度, 電気伝導率, 電子スピン共鳴, 核磁気共鳴などを利用する方法もある。酵素反応に伴うタンパク質分子の構造変化などの研究に用いられる。フロー法にはこのほかに, 反応溶液を混合した後一定速度で流しながら測定する連続フロー法, 混合後一定時間ですみやかに反応を停止して生成物を分析定量する迅速停止法などがあるが, 適用性の広さからストップフロー法が最もよく用いられる。

ストップバンド [英 stop band] ⇒ 直集束シンクロトロン

ストナー理論 [英 Stoner theory, 仏 théorie de Stoner, 露 теория Стонера] 金属強磁性を記述する最も簡単な理論で, E. C. Stoner によって鉄族元素の磁性を説明するために1930年代に提唱されたものである。その基本となる仮定は, (1) 磁性を担う d 電子が金属全体を自由に動きまわって, ある与えられた状態密度をもつこと, (2) 電子間の交換相互作用のエネルギーは結晶全体としての磁化の二乗に比例するとすることである。これにフェルミ統計を適用して電子系の自由エネルギーを求め磁性などの諸量を導いた。Fe, Co, Ni において1原子当りの磁気モーメントは自発磁化から求めるとボーア磁子の整数倍にはなっていないが, これ以前の理論ではこの事実を説明できなかった。ストナー理論はそれを初めて説明するこ

とができた。しかし, ストナー理論は仮定(2)で明らかのように, 本質的にハートリー-フォック近似に基づく。現在では, 金属強磁性体では, この理論で無視されているスピンのゆらぎが, さまざまな面で重要であることがわかっていいる。

ストナー励起 [英 Stoner excitation, 仏 excitation de Stoner] 強磁性金属に関するストナー理論で導入された一電子励起をいう。強磁性金属の基底状態では平均的な交換相互作用, すなわち交換分裂によって↑スピンのバンドが, ↓スピンのバンドより低いエネルギーにある。一電子励起は, ↑バンドから1個の電子をとってスピンを反転し, 波数ベクトルを q だけ変えて↓バンドに移すと得られ, 励起エネルギーは交換分裂による項 Δ と運動エネルギーの変化による項との和である。後者は↑スピンの電子の波数ベクトルに応じていろいろな組合せがあるから, 一般にストナー励起は, 図に示すように, 連続スペクトル



をなす。また, 最低ストナー励起より下に, 集団的励起であるスピン波励起がある。すなわち, 一電子励起としてのストナー励起とスピン波の両者があるのが強磁性金属の励起の特徴である。

ストニー Stoney, George Johnstone 1826.2.15—1911.7.5 アイルランドの物理学者。ダブリン州キングstown, オークレイパークの出身。ダブリンのトリニティー・カレッジに学び, 1848年 大学を卒業してパーソンズタウンの天文観測所で助手を務め, 次にゴールウェイのクィーンズ・カレッジに席を得, 1857年からはダブリンでクィーンズ大学に地位を占めた。1893年ロンドンに移り, ロンドン王立協会での仕事に移った。

その研究は非常に多方面にわたっているが, 特に強い関心が向けられたのはスペクトル分析の分野であった。当時スペクトルは分子の併進運動によって生じるとする意見が強かったのに対し, 原子内での周期運動がその成因であろうと述べ(1868年), 原子構造についての重要な考察を行っている。また1891年には, 軌道電子の歳差運動や軌道の長軸の影響によってスペクトルの多重性の説明を試みた。また彼は「エレクトロン」という語の創始者として知られるが, これは物理学量の単位に対し, 適切な基本単位を選ぶことで物理学の記述を簡単にしようという提案(1874年)にはじまるもので, 彼は電気分解の際に発生する水素の質量を秤量してそこに含まれる原子数をもとめ, これと運ばれた電氣量とから1個の水素イオンのもつ電氣量を定めて, これを電氣量の基本単位とすることを提議したのであった。彼はこれをエレクトロンとよんだが, 後に J. J. Thomson が陰極線の粒子から電子を発見するに至り, 粒

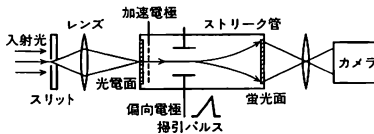
子の名称として用いられるようになったものである。そのほか、惑星の大気に関する研究では、分子の速度が重力で定まるある一定値を超せば、惑星外に逸出することを述べ、月に大気が存在しない理由を説明する(1897年)など、天文学に関する研究もある。

ストラグリング [英 straggling, 露 страгглинг] 一定のエネルギーをもつ荷電粒子の物質中での挙動の不ぞろいをいう。ストラグリングには、エネルギーストラグリングと飛程ストラグリングとがある。前者は、エネルギー E_0 をもつ荷電粒子が、厚さ d の物質を通過した後のエネルギーのばらつきで、 E と $E+dE$ の間のエネルギーをもつ確率を $f(E, d)dE$ で表す。飛程ストラグリングは、荷電粒子のエネルギーが0になるまでに走る距離のばらつきで(\Rightarrow 飛程のゆらぎ、電離ゆらぎ)、 $f(E, s)ds/\int_0^\infty f(E, s)ds$

で与えられる。衝突回数が多く、1回の衝突で失うエネルギーが小さい場合には、 f はガウス分布(正規分布)に、少数回の衝突しか起らない場合には、ランダウのゆらぎに近い分布となる。後方散乱などを用いたイオンビーム分析では分布能とともに重要な量である。

ストラトン Stratón ?-前270ころ 古代ギリシアの自然哲学者。アリストテレス学派に属し、一時アレクサンドリアで、後のPtolemaios二世の家庭教師を務め、ムセイオン(学術研究所)にも関係したと思われる。師Theophrastosの死後、リュケイオンの学頭を死ぬまでの18年間務めた。著作(現存しない)は多方面にわたったようだが、特に自然学に優れ、自然学者(physikos)とよばれた。彼はTheophrastosの後を継いで、Aristotelesの理論を発展させたが、論理的推論だけに頼らず、系統的に実験を行った。その結果から自然学の理論を展開した。このことは彼の真空論に特によく現れている。こうした彼の実験や観察に基づくやり方は、その後、そのまま発展することはなかった。しかしながら彼の研究は、ヘレニズム期の科学である面で特色づけるものであるといつてよいであろう。

ストリークカメラ [英 streak camera, 独 Schlierenkammer, 仏 chambre striescopique, 露 шлирен-камера] マイクロ秒からピコ秒の高速光現象の波形測定装置で、電子的な流しカメラ。図はストリークカメラのブロック図



で、高速光源からの光はレンズにより光電面上に集束される。ここで光電変換され光量に比例した光電子が放出される。光電子は加速電極により加速され、光パルスと同期した急峻な偏引パルスを印加された偏向電極により偏向される。このパルスはアバランシェトランジスターや高周波三極管などにより発生する。時間とともに振幅が増大する偏引パルスにより、異なる時間に光電面から放出された電子は、蛍光面の異なった位置を叩き蛍光を発生する。蛍光面上の光条の長さ、輝度は、入射光の時間変化に対応する。この像を写真フィルムあるいはビデオカメラなどにより記録する。微弱光観測のためには蛍光面の前にマイクロチャネルプレート置き電子増倍を行う。ストリークカメラの特性は、時間分解能、ダイナミックレンジ、偏引の直線

性、トリガーのジッター、検出限界等で示される。時間分解能はインパルス光入力に対する出力像の半幅幅で定義する。最小時間分解能は 0.5×10^{-12} sが現在の代表的な値である。究極の分解能は 10^{-14} sと推定されている。検出限界はストリーク管の光電面やマイクロチャネルプレートなどで発生する雑音で制限される。常温で数個の光電子が下限である。上限はストリーク管内の空間電荷密度で制限されると考えられており、ダイナミックレンジは通常、数百倍である。

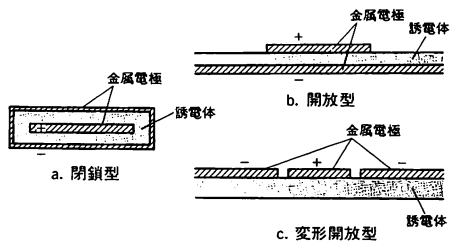
ストリッピング反応 [英 stripping reaction, 独 Stripingreaktion, 仏 réaction de stripage, 露 стриппинг-реакция] 原子核間の粒子移行反応の一種。標的核をAとし、入射粒子aがbとxという2粒子からなっているとす。xがAと相互作用し、aからはぎ取られてAに移行し、残留核Bになり、bが放出され、残る反応

$$(b+x)+A \rightarrow b+(x+A)$$

をストリッピング反応とよぶ。ピックアップ反応の逆過程に当る。この反応は残留核Bのうちのxの状態を調べるのに有効である。代表的な例として、(d, p), (t, p), (^6Li , d)反応などがある。ここでp, d, tはそれぞれ陽子、重陽子、三重陽子を表す(\Rightarrow 粒子移行反応)。

ストリッピングボルタンメトリー [英 stripping voltammetry, 仏 voltampéremétrie de stripage] 電解液中に溶存している極めて微量の成分を電極上に電解濃縮しておき、次いで電位を逆方向に掃引しながら電圧-電流曲線(ボルタモグラム、 \Rightarrow ボルタンメトリー)を記録させ、その電解電流から定量分析を行う方法をいう。極微量成分の分析に適している。酸化溶出の場合にはアノードックストリッピングボルタンメトリー、還元溶出の場合にはカソードックストリッピングボルタンメトリーとよぶ。ポーログラフの形態のひとつである(\Rightarrow ポーログラフイ)。

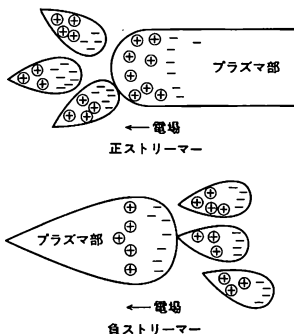
ストリップ線路 [英 strip transmission line] 厚みに比べ幅の広い金属平板(ストリップ)の対を利用した伝送線で、同軸ケーブルやレール線と同じくTEM波で電波が伝わり、断面形状で決まる固有インピーダンスをもっている。導波管のように遮断波長がないので、使用波長とは無関係に板寸法を小さくできる。板間には、板の固定用に低損失の誘電体を埋めるので、線路内波長は誘電率 ϵ とすると $\epsilon^{-1/2}$ だけ自由空間より短くなる。図には典型的な例



(断面図)を示すが、開放型の場合、空気との境界面で光速度が異なることによる縦方向電場が生じ、伝送電力の損失が起る。しかし $\epsilon \gg 1$ であり、板間の厚みが十分に小さければ無視してよい。ストリップ線路は回路基板中にマイクロ波回路を組むときに、もっぱら使われるが、とくにセラミックス基板上に蒸着膜を形成することにより、フィルター、分岐回路、方向性結合器などマイクロ波伝送に必要な

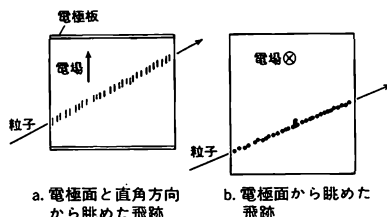
回路をすべて構成できる。とくにミリ波帯では、最低次のモードを伝播する導波管は小さくなりすぎて実用的でない。ストリップ線路が多用される。

ストリーマー [英仏 streamer, 独 Streamer, 露 стримерный разряд] 気体中の強い電場によって生ずる電子なだれと正イオンがつくるプラズマ状態のことで、放電の前段階と考えられる。長間隙放電の電極近傍や針状電極の近くのように局部的に強い電場が存在する場合に生ずる放電の一種。この場合、放電開始電圧より十分高い電圧を印加すると気体中での電子衝突電離によって電子なだれが盛大につくれ、その結果生成され、残された正イオンの集りが放電の進展に対し有効な働きをするようになる。たとえば陽極へ向かって電子なだれが集中している場合、残された正イオン群には次々に新しい電子なだれが流入しプラズマの状態になる。これをストリーマーとよぶ。そして陰極に面した先端では正イオンシースが形成され、そこでの電場が強められてさらに有効に電離作用が起り、新たに電子なだれが生じる。このように陽極から陰極へ進展していくストリーマーを陰極向けストリーマーまたは正ストリーマーとよび、逆に陰極から陽極へ進展していくストリーマーを陽極向けストリーマーまたは負ストリーマーとよんでいる(図参照)。負ストリーマーでは先端には電子シ-



スが形成される。いずれの場合も電場の強い先端部では電子衝突励起に伴う放射が盛んで、これらの放射による気体分子の光電離もストリーマーの進展に大きな寄与をしている。これらのストリーマーの進展を伴った放電をストリーマー放電とよんでいる。いうなれば放電開始の前段階である。このストリーマーを利用して高速の荷電粒子や放射線の飛跡を観測する装置がストリーマーチェンバーである。

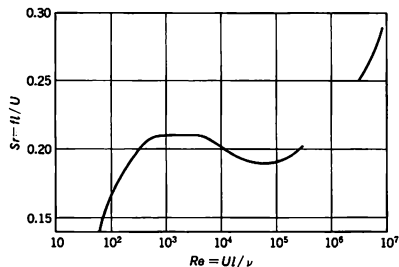
ストリーマーチェンバー [英 streamer chamber, 独 Streamerkammer, 仏 chambre à streamers, 露 стримерная камера] 希ガス中でのストリーマー現象(⇒ストリーマー)を利用した高速荷電粒子の飛跡検出器。2枚の電極間の気体層を荷電粒子が通過した直後に長い高電圧パルス印加すると、電極間をつなぐ放電が起きて粒子の軌跡と放電経路とが一致しなくなる。パルス幅を20ns程度に短くすると、電離電子増幅が短いストリーマーの段階で止まり、粒子の軌跡に沿った多数の光点として図のように写真記録できる。したがって、1つの大きなチェンバーで複雑な素粒子反応の飛跡を記録できる。1963年にG.E. Chikovaniiが初めて実例を示したのでデコバニー・チェンバーともよばれる。20kV・cm⁻¹以上の電場を与える非常に高い電圧を非常に短い時間内に印加する必要があり、高電圧



パルス整形回路が成功の鍵となる。速い繰返しができないうえに飛跡の写真解析を必要とする欠点のため大量データ収集には適さず、高い軌跡測定性能の割には活躍しなかった。高電圧パルスをさらに10ns以下に短くすると、電子増幅はストリーマーにも達せず、空間電荷で飽和したなだれで止まる(⇒空間電荷効果)。光量が少ないためイメージシンチファイヤーが必要であるが、一次電離の点と数とをより正確に記録でき、飛跡測定精度が向上するだけでなく、粒子の種類も区別しやすくなる。これをアバランシェチェンバーとよんでいる。

ストルーハル数 [英 Strouhal number, 独 Strouhal-Zahl, 仏 nombre de Strouhal, 露 число Струхалия] 粘性流体中を物体が動くときに生ずる非定常性の伴流を表す無次元量(記号 Sr)。物体の代表的長さを l 、流れの代表的速度を U 、動粘性率を ν 、流れの変動を特徴づける代表的時間、たとえば周期的に変動する場合にその周期を T 、または振動数を $f=1/T$ として、 $Sr=l/UT=f/l/U$ をいう。流体の運動を記述するナビエ-ストークスの方程式の左辺に相当する加速度の項 $D\mathbf{v}/Dt=\partial\mathbf{v}/\partial t+(\mathbf{v}\cdot\text{grad})\mathbf{v}$ の各項の大きさを見積もると、非定常性に由来する第一項は U/T 、定常流でも存在する第二項は U^2/l の大きさになる。この両者の比 $Sr=(U/T)/(U^2/l)$ がストルーハル数である。物体の運動あるいは上流の流れが一様であっても、振動する流れが生ずる場合、 Sr はレイノルズ数 $Re=Ul/\nu$ の関数であると考えられる。

この無次元量は、V. Strouhal (1878年)により円柱を過る流れの研究で導入された。流速 U の一様流中に置かれた直径 d の円柱の後のカルマン渦列に基づく周期的な渦の場合を図に示す。 $3\times 10^5 < Re < 3\times 10^6$ では円柱の受



ける抵抗が急に小さくなる領域であるが、ここでは規則的な渦列は得られない。他の形状の物体についても、同じ程度のストルーハル数が得られる。直径2mmの電線に10m・s⁻¹の風が当たるとき、 $Re \approx 1300$ 、 $Sr=0.21$ より、振動数 $f=1050$ Hzと可聴音の領域に入る。このような音をエオルス音という。

記号 Sr の代りに、 S もしばしば用いられる。なお文献によっては、ここで与えた定義の逆数をストルーハル数と

よぶことがある(⇒エオルス音)。

ストレインゲージ = ひずみ計

ストレージリング [英 storage ring, 独 Speicher-ring, 仏 anneau de stockage, 露 накопительное кольцо] = 貯蔵リング

ストレムグレン球 [英 Strömgen sphere, 独 Strömgen-Sphäre, 仏 sphère de Strömgen, 露 зона Стрем-гrena] ⇒ H II 領域

ストレンジネス = 奇妙さ

ストロボスコープ [英 stroboscope, 独 Stroboskop, 仏 stroboscope, 露 стробоскоп] 規則正しい間欠的観察によって、回転体の回転速度または振動の周期を測定し、また回転中の運動状態を観測する装置である。 m 個の扇形の図形を等角度間隔に数条の同心円状に設けた円板、すなわちストロボスコープ図形を回転軸に取付けて回転し、これを毎秒 n 回転する光源で照らすか、あるいは毎秒 n 回開閉するスリットを通して観察する。図形があたかも止まっているように見えれば、 $1/n$ 秒間に $2\pi/m$ の割合で回転しており、周期は m/n である。もし、回転がこれより速ければ扇形は回転方向に徐々に進み、遅ければ逆に回転しているように見える。ストロボスコープは精度がよいので回転計の校正に用いられる。また、回転体を 1 回転に 1 回の割合で照明してみると、たとえば板がゆがんでいるかどうかということもわかる。

ストロマ [英仏 stroma, 独 Stroma, 露 строма] ⇒ 葉緑体

ストーンの定理 [英 Stone's theorem, 仏 théorème de Stone, 露 теорема Стона] 時間を含むシュレーディンガー方程式

$$i(d/dt)\psi(t) = H\psi(t)$$

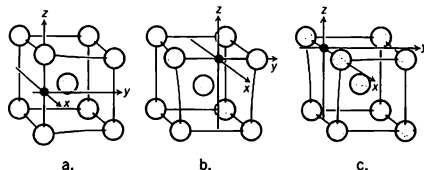
の解は、形式的には $\psi(t) = \exp(-itH)\psi(0)$ と表される。 $U(t) = \exp(-itH)$ と置くと、 $\{U(t)\}_{-\infty < t < \infty}$ はユニタリー群である。すなわち、(1) $U(t)$ はユニタリー演算子、(2) $U(0) = I$ (I = 恒等演算子)、(3) $U(t+d) = U(t)U(d)$ が成り立つ。さらに、 $U(t)$ の連続性については、(4) $U(t')\psi \rightarrow U(t)\psi$, $t' \rightarrow t$ (強連続性) が成り立っている。以上のことは、厳格には H が、あるヒルベルト空間における自己共役演算子であるという条件のもとでいえることであり、 $\{U(t)\}$ は、1 パラメーター・ユニタリー群であるといわれる。逆に、ヒルベルト空間における演算子の族 $\{U(t)\}_{-\infty < t < \infty}$ が条件(1)~(4)を満たすならば、 $U(t)$ はある自己共役演算子 H を用いて $U(t) = \exp(-itH)$ と表せ、このような H は一意に定まる。これをストーンの定理という。ストーンの定理は、 t が多変数変数 ($t = (t_1, \dots, t_n)$) の場合にも拡張される。なお、現在では、ストーンの定理は、線形演算子の半群に対するヒル・吉田の定理の特別の場合とみることができる。

スナップオフダイオード [英 snap-off diode, 仏 diode «snap-off», 露 планарный диод с быстрым восстановлением] = ステップリカバリーダイオード

すぬけ効果 [英 draining effect] 溶媒の流れのなかにある高分子鎖の各構造要素(セグメント)は、流体力学的相互作用を及ぼしつつ溶媒の流れを乱すが、その効果が大きければ、溶媒の流れは高分子鎖内部を通り抜けられなくなり、高分子鎖はあたかも流れのなかに置かれた剛体球のようにふるまう。このような極端な場合が非すぬけの状態であるが、他方の極端な場合として流体力学的相互作用

が無視できるときには、溶媒の流れが高分子鎖内部を通り抜けてしまう完全すぬけの状態になる。実際の高分子鎖はこの両極端の中間にあり、分子量 M が大きければ、一般には非すぬけ状態により近く、その結果、固有粘度の分子量依存性 $[\eta] \propto M^a$ におけるべき指数 a は、屈曲性高分子では排除体積効果により 0.5 と 0.8 との間にすることが多い。 M が小さいときは、すぬけ効果のために、 θ 溶媒中でも a が 0.5 より大きくなる。

スネーク・ピーク [英 Snoek peak, 独 Dämpfungsmaximum von Snoek, 仏 pic Snoek, 露 пик Сноека] C を含む α -Fe の内部摩擦を温度の関数として測定すると、40°C 付近(測定振動数 1 Hz のとき)に、ピークが現れる。このピークは、その成因を明らかにしたオランダの研究者 J. Snoek (1941 年) の名を冠してよばれている。体心立方金属中の侵入型不純物原子は、通常、エネルギー的に等価な 3 種の八面体格子間位置を等確率で占めており(図参



照)、外部応力を加えると 3 種の位置の安定性が相対的に変化し、侵入型原子の再配列が起る。これは原子の拡散を伴うので、周期的応力の下で緩和型の内部摩擦ピーク、すなわちスネーク・ピークが生じるのである。同様なピークは、N を含む α -Fe のほか C, N, O を含む体心立方金属の V, Nb, Ta などについて観測されており、ピークの高さは固溶している軽元素の量に比例するので、一種の分析法として利用されている。

スネル Snel van Royen, Willebrord Snellius, Willebrord 1580—1626. 10. 30 オランダの物理学者、数学者。ライデンに生れる。父 Rudolph はライデン大学数学教授であった。ライデン大学で法律学を学び始めたが、やがて数学に関心が移り、1600 年 数学を講じる許可を得た。その後ビュッブルクを経てブラハに行き、Tycho Brahe の下で天体観測を行った。次いでアルトルフ、チュービンゲンに遊学し、1602 年にはパリで法律を学んでいる。1604 年ライデンに戻り、1613 年の父の死後はその椅子を継ぎ、ライデン大学で数学、光学、天文学を教え、2 年後教授となった。彼は多年にわたる実験と J. Kepler や F. Risner の著作の研究を通して、光の屈折に関するスネルの法則を発見した。彼はこの法則を 1621 年またはそれ以後に定式化したと推測されるが、実際の公表は、実験的証拠が述べられていないとはいえず、R. Descartes の *Dioptrique* (1637 年) のほうが早かった。Snel はまた、G. Frisius が 1533 年に提唱した三角測量法で子午線の長さを測定しようとした。自分の家を出発点に、町中の教会の尖塔を利用して測量を続け、アルクマールからベルヘン・オブ・ゾームまで(約 130km)の距離を求めた。さらに、測量術とも関連して数学の研究を行い、いくつかの著作を残したほか、Apollonios (Apollonius) などの著作の翻訳も行った。

スネルの法則 [英 Snell's law, 独 Snelliussches Gesetz, 仏 loi de Snell, 露 закон Снеллнуса] ⇒ 屈折

スパイクユール [英仏 spicule, 独 Spikule, 露 спикула] ⇒ 太陽

スパイク発振 [英 spiking oscillation, 露 генерация в пиковом режиме] レーザー特に固体レーザーの中には、定常的な励起を行った場合でもその光出力が時間的に激しく変動し、細く鋭いパルス(スパイク)の集合からなる出力波形を示すものがあり、これをスパイク発振とよぶ。スパイク発振波形には極めて無秩序なものや、一定の周期と規則的な振幅の減衰を伴う減衰振動の繰返し、さらに振幅がほぼ一定な持続するパルス発振などがある。このようなスパイク発振の一因として、外部からの擾乱などによって緩和発振が繰返し勝起されることが挙げられる。レーザーが多モード発振している場合には、発振モード間の相互作用によって極めて複雑な波形のスパイク発振が得られる場合がある。またレーザー共振器内に可飽和吸収、すなわち光強度の増大とともに減少する吸収が存在すると、振幅の減衰しないスパイク状の発振が発生することが知られている。

スーパーインシュレーション [英 superinsulation, 露 сверхизоляция] = 多層断熱

スーパーウィーク理論 [英 superweak theory, 露 теория сверхслабого взаимодействия] 弱い相互作用の理論のひとつ。中性 K 中間子の崩壊において見られる CP 不変性のやぶれの現象(\Rightarrow CP 不変性とそのやぶれ)を説明するために、1964 年に L. Wolfenstein によって提唱された理論。中性 K 中間子の崩壊においては、奇妙さ $S=1$ の K^0 中間子と、 $S=-1$ の \bar{K}^0 中間子の重ね合せの状態である K_L と K_S がエネルギーの固有状態となる。スーパーウィーク理論では、 \bar{K}^0 と K^0 の間の直接の遷移を引き起す $|dS|=2$ の相互作用のみが CP 不変性をやぶると考える。この相互作用の強さは、通常の弱い相互作用の二次の効果よりさらに弱いと考えられるので、スーパーウィークの名がある。現在までの実験結果はスーパーウィーク理論と矛盾していない。

スパークオーバー [英 spark over, 独 Überschlag] = 火花放電

火花カウンタ [英 spark counter, 独 Funkenzähler, 仏 compteur à étincelles, 露 искровой счётчик] 薄い気体層を挟んだ平面電極に高電圧をかけ、通過した荷電粒子によって生じた電離電子(\Rightarrow 電離)を種にして放電させ、粒子の通過を計数する装置。1930 年代からの考えであるが、雑音電子が放電を引き起こさない程度の高電圧を常にかけておくので、電離度の高い粒子だけに対して選択的に放電を引き起こせる使い方に適している。つまり、低エネルギーの α 粒子、核分裂片、反跳核を検出しやすい。この場合、電極間隔を小さくできるので高速信号を得ることができ、時間分解能が高くなる。新しい試みとしては、一方の電極を半導体ガラスでつくったうえに電極間隔を 0.1mm にせばめ、10atm 程度の混合気体を使用したものが目だつ。このとき超高速信号が得られるため、単一電荷の粒子に対して約 30ps (10^{-12} s) というすばらしい飛行時間分解能が可能である。さらに半導体からは急速な電荷の補充が行われず、紫外線を吸収しやすい混合気体を使用することもあり、電子などが横に広がりにくいだけでなく、放電に届く前の局所的なストリーマーの段階で電子増幅が終る。したがって、複数粒子の同時測定も可能になる。考案者の名前からベストフ・カウンタともよばれている。

スパークギャップ [英 spark gap, 独 Funkenstrecke, 仏 distance d'éclatement, 露 искровой промежуток] \Rightarrow

トリガー放電

スパーク光源 [英 spark source, 独 Funkenquelle, 仏 source d'étincelles, 露 искровой источник] 火花放電によって気体または電極物質固有のスペクトル線を発光させ、分光分析用光源として用いるものをいう。分析しようとする物質を電極として火花放電を起させると、蒸発やスパッタリングによって電極から放出された物質が電子衝撃によって励起され、固有のスペクトル線を放射する。数十 kV の高電圧の火花放電では、1 個のみならず多量のイオンのスペクトル線も観測される。真空スパークとよばれる放電では、速い立上りで大電流の放電を行う結果、放電路に非常に輝度の高いスポット状の高温プラズマがパルス的に生成される。Fe や Ti を電極とした場合、電子がほとんどすべてはぎ取られた He 線あるいは H 線イオンの発するスペクトルが得られ、X 線光源としても用いられる。また、スペクトル線だけでなく多価イオンそのものも放出されるので、真空スパークは多価イオンの関与する原子過程や放射過程の研究手段としても重要である。気体中の火花放電でも、電極の構造をくふうして、速い立上りで大電流の放電をさせたときスポット状の輝点を生じるようにしたものはプラズマフォークスとよばれ、真空スパークと同様に多価イオンのスペクトル線の光源として用いられている。

スパークスペクトル [英 spark spectrum, 独 Funkenpektrum, 仏 spectre d'étincelle, 露 искровой спектр] スパーク放電からの光のスペクトルをさすが、スパーク放電ではイオンの発光スペクトルが中性原子のそれより極めて強いので、イオンのスペクトルをスパークスペクトルとよぶ。イオンの励起電圧は中性原子より高く、しかも原子を電離(あるいは多重電離)する必要があるので、アークよりスパークでイオンが多く発光する。スパークスペクトルはイオンの価数に応じてそれより 1 つ多いローマ数字を元素記号の後に付けて表す。たとえば Fe II は鉄の 1 価イオンのスペクトルを、Fe XXVI は鉄の 25 価イオンのスペクトルである。中性原子のスペクトル(アークスペクトルという)は元素記号の後にローマ数字の I をつけて Fe I のように表す。スパークスペクトルは初期のころは 1 価のイオンに対するものだけをさした。ある元素の II のスパークスペクトルは周期表中で 1 つ前の元素のアークスペクトルに似ている。同様に III のスパークスペクトルはそれに先立つ元素の II のスペクトルや 2 つ前の元素のアークスペクトルに似ている(\Rightarrow 分光学的変移法則)。

スパーク線 [英 spark line, 独 Funkenlinie, 仏 raie d'étincelles, 露 искровая линия] スパーク放電のスペクトル線で、主として原子イオンのスペクトル線である。イオンのスペクトルは元素記号の後にイオンの価数より 1 だけ大きいローマ数字 II, III, …などの数字をつけて表す。たとえば He II はヘリウム 1 価イオンのスペクトル、Fe XXV は鉄 24 価イオンのスペクトルである。スパーク線の例を次に示す。

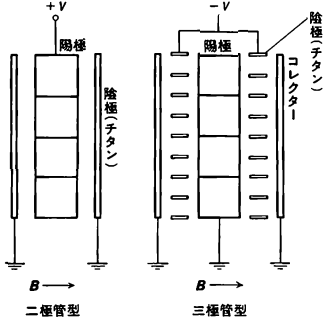
炭素 C II $2s^2 2p^2 P_{1/2} - 2s 2p^2 D_{3/2}$: 133.453 nm

スパークチェンバー = 放電箱

スーパー・ショットキー・ダイオード [英 super-Schottky diode, 仏 diode de super-Schottky, 露 сверх-Шоттский диод] \Rightarrow ショットキー・ダイオード

スパッタイオンポンプ [英 sputter ion pump, 独 Ionenzerstäuberpumpe, 仏 pompe à atomisation des ions,

露 геттерно-ионный распылительный насос] チタン板を陰極とする電極構造(図参照)を用いてベニング放電を行う

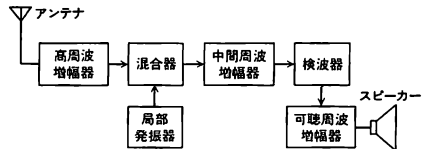


い、残留気分子を化学吸着そのほかの過程によって気相から除去し去り排気を行う形式の、ため込み式真空ポンプの一種。排気の機構は次の2つの過程に分けることができる。(1) ベニング放電で生成した正イオンが陰極を衝撃することによって、チタンをスパッタするとともに、正イオンの一部は陰極内にもぐり込むことにより気相から消滅する。(2) スパッタされたチタン原子はその傍の表面(主に陽極表面)に付着し、そこで気体分子を化学吸着することにより排気を行う。この形式のポンプは、ほかのポンプにより 10^{-2} Pa 以下の圧力まで排気した後作動させる。排気量、すなわち排気速度 S と圧力 p の積 Sp は、放電電流 I に比例すると考えられるが、 I はベニング放電の特性から p^n ($n \sim 1.2$) に比例するので、排気速度 S は $S \propto p^{n-1} \sim p^{0.2}$ となる。つまり S は圧力の低下とともに減少する傾向がある。化学吸着を利用するため希ガスに対しての排気能力に劣り、これを改良するために第三の電極を加えた三極管型イオンポンプがある。これは陰極からのチタンのスパッタ効率を増すように陰極を格子状とするのでイオンの斜入射が可能な構造であり、さらにその背後にスパッタされたチタンを受けるコレクター電極を設けたものである。この形式のポンプではアルゴンガスに対しては二極型に比べ4～5倍程度排気速度が大きく、安定に動作する。一般にスパッタイオンポンプは、希ガスを多量に排気し続けるとアルゴン不安定性で代表される吐き戻しを、一定の時間間隔で起す。また、水素ガスに対しても再放出が比較的大きいので、超高真空領域では水素ガスの排気に強いほかのポンプとの併用が望ましい。長所としては、炭素化合物の少ない比較的清いポンプで、しかも制御が容易である。代表的な超高真空ポンプのひとつである。

スパッタリング [英 sputtering, 独 Zerstäubung, 仏 crépitemment, 露 распыление] イオンが固体表面に照射すると、固体を構成する原子が飛出し、その結果、表面が損耗する現象。スパッタリングは機構の違いによって物理スパッタリングと化学スパッタリングに大別される。物理スパッタリングは表面近傍における放射損傷の一種である。イオンが固体に侵入すると、まず入射イオンと固体原子との弾性衝突により、その原子は運動エネルギーをもたせられもとの位置から飛出す。この一次反跳原子は、さらに衝突を繰返し次から次へと反跳原子を生み出し、いわゆる衝突カスケードをつくる。カスケード内での反跳原子が表面の結合エネルギーに打勝つと、その原子は真空中に飛出す、すなわちスパッターされる。したがって、入射イオン

1個当たり飛出す原子の数、すなわち、スパッタリング収量は、表面付近に付与されたエネルギーと表面結合エネルギーによって決まる。化学スパッタリングは照射イオンと固体原子との化学反応により低い表面結合エネルギーをもった分子(揮発性ガスなど)が形成され、表面温度に応じて脱離する現象をいう。固体の温度に強く依存するのが特徴である。スパッタリングは真空技術、放電などの分野でも重要である。真空技術では、たとえばイオンポンプのゲッター材を飛散させたり、コーティングにおいて加熱できない化合物や低蒸気圧金属を飛散させるのにスパッタリング法が用いられる。放電においては、正イオンビームの衝撃によって、陰極電極を形成している金属原子がたたき出されてしまう。

スーパーヘテロダイン [英 superheterodyne, 独 Superheterodyne, 仏 superhétérodyne, 露 супергетеродин] アンテナで受信した高周波信号を、ヘテロダイン方式を利用して(→ヘテロダイン)、それよりかなり低い中間周波数に変換して安定に増幅する高感度高選択度の受信機をスーパーヘテロダイン受信機という(ブロック図参



照)。受信周波数を変えても一定の中間周波数が得られるように、局部発振器の同調回路は受信機の入力段の同調回路と連動して動作するようになっている。この受信機の長所は利得が高いこと、選択度がよいこと、利得と選択度の周波数依存度が少ないことなどである。これらはすべて一定の中間周波数に変換してから増幅することから得られる長所であるが、ヘテロダイン方式を利用しているため、映像妨害には十分注意する必要がある。目的の受信周波数から中間周波数の2倍だけ離れた目的外の入力信号も、同一の中間周波数に変換され、これが混信の原因となる。この目的外の入力信号を映像信号とよんでいる。映像妨害を防ぐには、高周波増幅回路の選択度を高くして、映像信号が混合器に入らないようにする必要がある。受信機に高利得、高選択度など、非常に高い性能が要求される場合、たとえば国際電話、無線電報システムなどでは、受信信号が2回あるいは3回周波数変換される二重あるいは三重スーパーヘテロダイン受信機が用いられている。

スーパーラジアン = 超放射

スーパーリーク [英 superleak, 独 Supraleck, 仏 superfuite, 露 сверхтечь] 通常の液体は通れないが、超流動の液体ヘリウム4は素通り抜けてしまうような流路。超流動ヘリウム4(^4He)の超流動成分は、化学ポテンシャルの差がなくても流れることができる。これがまさに超流動ということである。特に、通常の液体が流れにくい(流れインピーダンスが大きい)流路では、通常の液体と超流動成分との差が顕著に現れる。このような流路をスーパーリークという。通常よく使用されるスーパーリークとしては、数千Å以下の粒径の微細粉末をステンレス管内に充填したもの、あるいは多孔質のバイコールガラスなどがある。

スピーカー [英 loud speaker, 独 Lautsprecher, 仏 haut-parleur, 露 громкоговоритель] 電気信号を音に変

換する電気音響変換器で、各種の変換原理が利用されている。最も一般的に用いられているコンスピーカーは、動電型(ダイナミック型)直接放射スピーカーともよばれ、図1に示すように永久磁石による磁場中に保持された振動系の一部であるコイル(ボイスコイル)に信号電流を流してコーンを駆動し、音を放射する。磁石、ボイスコイル、コーンなどの材質、形状、保持の仕方などには種々のくふうがなされている。この型のスピーカーは、ほぼ全帯域の音の再生に用いられているが、バッフル板やエンクロージャに取付ける必要がある。動電型のスピーカーとしてはこのほかに、振動面をドーム型やリボン型にしたものなどがあり、高音用スピーカー(ツイーター)としてよく用いられている。直接放射スピーカーでは振動系の機械インピーダンスが音響放射インピーダンスに比べて著しく大きいので、音響変換率は低く、数%程度である。それに対して、図2に示すホーンスピーカーは、コンスピーカーと同様の原理に基づいた変換器(ドライバユニット)と音場との間のインピーダンスの整合をとるために、断面積が徐々に大きくなるホーンを取付けたもので、音響変換率は20%程度である。ホーンの形状としては円錐形、エキスポネンシャル形など種々のものがあり、それぞれ異なる周波数特性をもっているが、いずれにせよ低音域まで再生するためには開口面をかなり大きくする必要がある。ホーンスピーカーは指向性が強いので、それを改善するために数個のホーンを開口面が球面となるようにして一体化したマルチセルラホーン(図3)や音響レンズ(図4)などが用いられることもある。

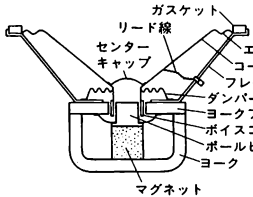


図1 コーンスピーカー

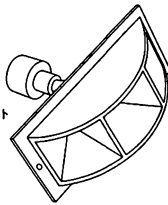


図3 マルチセルラホーン

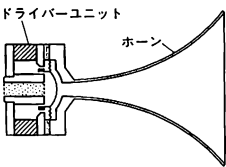


図2 ホーンスピーカー

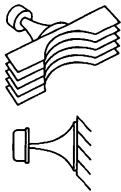
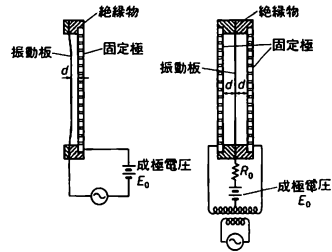


図4 音響レンズ

静電型(スタティックまたはコンデンサー型)スピーカーは、対向する電極間に生じる静電力を利用したもので、図5に示すように固定電極が1つのもの(シングル型)と2つのもの(プッシュプル型)とがある。いずれも固定電極とそれからごくわずかに離して張った電導性薄膜(振動板)との間に、直流成極電圧に重畳させた信号電圧を加え、それによって生じる静電力の変化により薄膜を振動させて音を放射する。スピーカーとしてはこのほかに電磁型、圧電型、イオン放電型など種々の電気音響変換機構を利用したものがある。また直接耳に取付けて使用するヘッドホンや耳に差込んで使用するイヤホンなどにも、これら各種の電気音

a. シングル型 b. プッシュプル型
図5 コンデンサースピーカー

響変換機構が用いられている(⇒電気音響変換器、バッフル板)。

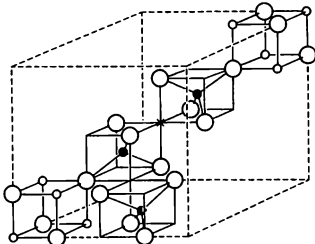
スピッツァ Spitzer, Lyman, Jr. 1914.6.26—

アメリカの天体物理学者。1935年イェール大学を卒業、1938年プリンストン大学で学位取得後、イェール大学講師、戦時研究を経て同準教授、1947年にプリンストン大学教授となり、同天文台長を30年余り務めた。1940年ころに星間塵について先駆的な研究を発表して以来、星間塵に関する理論的研究に多くの業績をあげてきた。1950年ころからは恒星系の力学を進展させ、星団や銀河の構造と進化を論ずるとともに、その成果をプラズマ物理学に持込んだ。さらに、高温プラズマを閉じ込めるためのステラレーターとよばれる磁場配位を提案し、初期の核融合研究に指導的役割を演じた。1970年ころ、大型望遠鏡を人工衛星に搭載するスペーステレスコープを提案、それによって得られる天文学の成果を示唆すると同時に、実現に向けて準備研究を指導した。このようにして、プリンストンを天体物理学とプラズマ物理学の研究中心とし、多くの優秀な研究者を育てた。彼は広い分野に興味をもち、頭の回転が速いので、討論をして楽しい人物である。複雑な現象を平易な数学的解析で明快に説明するのに優れ、これが多くの研究成果として結実するとともに、上記の大きな研究の流れをつくり上げるに至った。70歳になっても研究意欲は衰えず、磁場による星間塵の整列機構などについて興味ある研究論文を発表している。[主著] *Physics of Fully Ionized Gases*, 1956, 2版 1962; *Physical Processes in the Interstellar Medium*, 1978。

スピネル [英 spinel, 独 Spinell, 仏 spinelle, 露 шпинель] 元素、尖晶石($MgAl_2O_4$)の鉱物名であるが、この結晶はスピネル型構造をもち、同型の結晶構造の物質には実用上重要なものが多いことから、通常、これらを総称してスピネルという。正確には、スピネル型構造のものを正スピネル、逆スピネル型構造のものを逆スピネルという。スピネル型構造では、単位胞中に8個のA位置(8fまたは8a)と16個のB位置(16cまたは16d)とがある。スピネル型フェライト強磁性体の多くでは、A位置の磁性イオンはすべて平行な磁気モーメントをもち、B位置のそれとも互いに平行であるが、B位置の全磁気モーメントはA位置のそれとちょうど逆方向を向きフェリ磁性を示す。スピネル型の強磁性体には $CoCr_2O_4$ のようなクロマイトの類、 Mn_2O_4 のようなマンガンナイト、TiやSnを含むチタナイトなども知られているし、またこれらの混晶もある。一般に、2価の正イオン A^{2+} がA位置、3価の正イオン B^{3+} がB位置を占めるようなスピネルが正スピネルである。 $CoAl_2O_4$ 、 $ZnFe_2O_4$ 、 $CdFe_2O_4$ 、 $ZnAl_2O_4$ などがその例で

ある。最後の例で、これを $Zn^{2+}[Al_2^{3+}]O_4$ と書くこともある。一般に、正スピネルは $A^{2+}[B^{3+}]O_4$ と表される。これに対し、ニッケルフェライト ($NiFe_2O_4$) では、1 分子当り 1 個の A 位置は Fe^{3+} で占められ、2 個の B 位置は Ni^{2+} と Fe^{3+} で占められる。このイオン配置を $Fe^{3+}[Ni^{2+}Fe^{3+}]O_4$ とあらわし、左側に A 位置にあるイオンを、真ん中のかっこのなかに B 位置を占めるイオンを示す。このように、 Fe^{3+} が A 位置と B 位置に分れ、2 価の正イオンが B 位置にあるスピネルが逆スピネルである。コバルトフェライトも逆スピネルで $Fe^{3+}[Co^{2+}Fe^{3+}]O_4$ と表される。鉄族の 2 価の正イオンは Fe^{3+} に比較して大きいので、大きな空間をもつ B 位置に入りやすい傾向があり、鉄族イオンを含むフェライトには逆スピネルのことが多い。 Mg^{2+} のフェライトでは、2 価のイオンはとりわけ A または B 位置に入りやすいという性質がないので、高温では、これらの正イオンは、A、B の両位置に等確率で分布する。したがって、これらのフェライトを高温から焼入れすると、正スピネルと逆スピネルとの中間の混合スピネルとよばれる構造が現れる。

スピネル型構造 [英 spinel structure, 独 Spinnellstruktur, 仏 structure spinelle, 露 структура типа шпинели] 化学式が AB_2X_4 で示される化合物結晶に見られる一構造型。立方晶系に属し、空間群は $Fd\bar{3}m$ 。単位胞中に 8 個の化学単位 (AB_2X_4) を含む。図において、黒色球が A 原



子、小さい白色球が B 原子、大きい白色球が X 原子を表す。点線は単位胞を示し、図にはスピネル構造の体対角線方向と一主軸方向のみを記してある。 $MgAl_2O_4$ を例にとると、O 原子はほぼ立方最密充填構造をしており、その間の四面体空間を Mg 原子が、八面体空間を Al 原子が占めている。8 個の A 原子が四面体位置を、16 個の B 原子が八面体位置をそれぞれ占めている場合、これを正スピネル型構造といい、8 個の B 原子が四面体位置を、そして 8 個の A 原子と 8 個の B 原子が八面体位置を占めている場合これを逆スピネル型構造という。この構造型を示す化合物は広く存在し、特に多くの半導体物質が、この構造型をとる。B 原子が Al, Fe, Cr, V, Ti であるものが多く、それぞれ、アルミニウムスピネル、鉄スピネル、クロムスピネル、バナジウムスピネル、チタンスピネルとよばれ、A 原子には Mg, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn などが入る。

スピノダル分解 [英 spinodal decomposition, 独 spinodale Entmischung, 仏 décomposition spinodale, 露 спинодальный распад] 二成分系固溶体を高温から急冷した場合に起る相分離。二成分系固溶体のギブスの自由エネルギー G は、混合のエネルギー項とエントロピー項の和で表現されるため、一定の温度 T_0 で求めると、図 1 の a に示すような挙動をすることが多い。いま、成分 0 と成分 1 から成る固溶体での成分 0 の容積分率を ϕ_0 とすると、

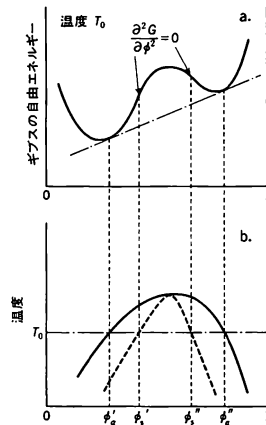


図 1

ϕ_0 が G の共通接線の接点 ϕ_0' と ϕ_0'' の中間の場合は、 ϕ_0' 、 ϕ_0'' の濃度をもった 2 相に分離したほうが熱力学的に安定である。しかしこの相分離過程を見ると、 ϕ_0 が $(\partial^2 G / \partial \phi^2)_T = 0$ で決定される ϕ_0' 、 ϕ_0'' に対してどのような位置にあるかで相分離機構が異なってくる。すなわち、相分離初期では、局所的に濃度のゆらぎが生じ、それが安定か不安定かが問題となる。 ϕ_0 が ϕ_0' と ϕ_0'' の中間に存在すると、この領域では $(\partial^2 G / \partial \phi^2)_T < 0$ であるため、微少なゆらぎも系の自由エネルギーを減少させるので、ゆらぎは不安定となりそれが増幅し、核の生成なしに 2 相に容易に分解する。この領域を不安定領域とよぶ。一方、温度を変化させて図 1 の a の自由エネルギーで $(\partial^2 G / \partial \phi^2) = 0$ となる軌跡を求めると、図 1 の b の点線のようになるがこれは J. D. van der Waals によってスピノダルと名づけられている。そこで、スピノダル線の内側の不安定領域における固溶体の相分離をスピノダル分解とよんでいる。

ϕ_0 が $\phi_0' < \phi_0 < \phi_0''$ または $\phi_0'' < \phi_0 < \phi_0'$ の条件を満たすときは、 $(\partial^2 G / \partial \phi^2)_T > 0$ であるため、濃度のゆらぎは安定に存在でき、固溶体が ϕ_0' 、 ϕ_0'' の 2 相に分離するためには、濃度のゆらぎが ϕ_0' または ϕ_0'' に達して相分離の核が生成し、それが成長しない限り相分離は起らない。そこでこの領域を準安定領域とよぶ。

以上より、スピノダル分解の特徴は相分離中の濃度変化に現れることになるが、それを核生成・成長の場合と比較したのが図 2 である。a, b, c は核生成・成長による相

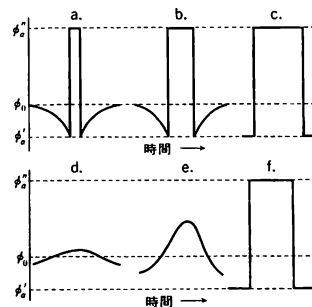


図 2

離で、濃度 ϕ_0 の核が生成し、それが成長していく過程を示しているが、d, e, f はスピノール分解の例で、濃度のゆらぎが増幅されて相分離が進行する。

スピノール分解の初期過程は、等方性固体では

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = M \left[\left(\frac{\partial^2 G}{\partial \phi^2} \right) \nabla^2 \phi - 2k \nabla^4 \phi \right] \quad (1)$$

で表される。ここで M は粒子の移動度、 k は系に存在する濃度勾配が自由エネルギーに寄与する程度を示す正の定数である。この式は

$$\phi - \phi_0 = \sum_{\mathbf{a}, \mathbf{b}} \exp[R(\beta) \cdot \mathbf{r}] \times [A(\beta) \cos(\beta \cdot \mathbf{r}) + B(\beta) \sin(\beta \cdot \mathbf{r})] \quad (2)$$

との解をもつが、 $R(\beta) = \beta_m = (1/2) \{ -(\partial^2 G / \partial \phi^2) / k \}^{1/2}$ で鋭い極大値をもつ。そのため、相分離では、その大きさが一定の波長 $\lambda_m = 2\pi / \beta_m$ をもったゆらぎの波の重ね合せとなる。そこで、相分離は、J. W. Cahn が式(2)を計算機実験した結果(図3)に示されるように、ほぼ一定の間隔を

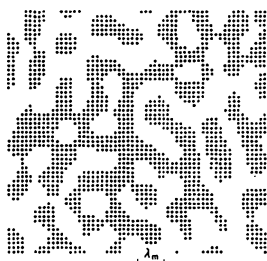


図3

保ち、相互に連結したランダムなパターンとなる。スピノール分解は、多成分ガラス、合金、高分子混合系などで図1のような相図を示す系について見いだされている。

スピノール [英 spinor, 独 Spinor, 仏 spineur, 露 спинор] 量子力学において半整数スピンをもつ粒子の波動関数を記述するのに不可欠な量。空間の回転やローレンツ変換に伴って、一定の変換をするが、ベクトルよりもさらに基本的な量で、スピノールの適当な二次形式を用いれば、ベクトルを表すことができる。数学的には、空間回転の場合は回転群の既約表現 $D_{1/2}$ に、また相対論の場合はローレンツ群の既約表現 $D_{1/2,0}$, $D_{0,1/2}$ あるいはその直和 $D_{1/2,0} \oplus D_{0,1/2}$ に属する量である。 $n \geq 3$ 次元空間の回転群に拡張したときに得られるスピノールは、 n 次元スピノールとよばれる(⇒パウリ・スピノール、ファン・デル・ウェルデンのスピノール、ディラック・スピノール、マヨラナ・スピノール)。

スピノール場 [英 spinor field, 独 Spinorfeld, 仏 champ spinoriel, 露 спинорное поле] 半整数スピンの粒子を記述する場。相対論的な場の量は、ローレンツ変換の下での変換性に依じて、テンソル場とスピノール場とに大別される。後者は奇数個のスピノールの直積と同様に変換するものであり、スピン半整数の粒子を記述する。これにたいする波動方程式の一般論はP. A. M. Dirac (1936年)やW. Pauli, M. Fierz (1939年)らによって与えられているが、スピノール添字が多く現れるので、実用上複雑である。この点を改良したものがラリタ・シュウイッガー方程式であり、スピン S (整数) + 1/2 の粒子を記述するのに、 $\psi_{\alpha_1 \alpha_2 \dots \alpha_S}(x)$ なる量を用いる。ここに α はディラック-

スピノール添字、 $\mu_i (i=1, 2, \dots, S)$ はテンソル添字であり、 ψ はすべての μ_i に関して対称である。特に $S=0$ の場合が通常のディラック方程式を与える。

スピンと統計の関係により、スピノール場を量子化するには、反交換関係を用いねばならない。その結果として現れるスピノール場の量子、すなわちスピノール粒子はフェルミ統計に従うことになる。

スピン [英 *spin*, 独 *Spin*, 露 *спин*] 量子力学的な粒子または系の固有角運動量、すなわち静止系における角運動量。スピンとスピン角運動量は同義。運動する粒子の全角運動量は軌道角運動量とスピンのベクトル和である。スピンの大きさは、角運動量としての性質から、 s を半奇数あるいは整数として $s\hbar$ であるが、電子のスピンは $1/2$ というぐあいに、 s をその粒子のスピンということが多い。スピンの s の粒子は、 $2s+1$ 個のスピン状態をもつ。これは空間的運動とは別の自由度、つまり内部自由度である。質量 0 の粒子には静止系がないけれども、上記のことはほぼすべて成り立つ。ただし、スピン状態の数は任意のスピン $s \neq 0$ の場合にも常に2であり、したがって、スピン 1 の光子は2つのスピン状態(左右の円偏光)しかもない。パリティが保存しない場合にはさらに減って、質量 0 ・スピン $1/2$ のニュートリノはただひとつのスピン状態をもつだけである。相対論的量子論の一般原理からいうと、安定な物理系の状態はボアンケ群の既約表現にしたがって変換し、既約表現を指定する量は質量とスピンである。すなわち、安定な系はまず質量とスピンで分類されるという意味で、スピンは系の最も基本的な性質である。

スピネコ [英 spin echo, 独 Spinecho, 仏 écho de spin, 露 спиновое эхо] 核磁気共鳴を観測するひとつの方法。ある程度の不均一な幅をもつ共鳴において、共鳴の中心周波数をもつ、静磁場 B_0 と直交する大きさが B_1 の回転磁場を、 $\tau B_1 \tau_1 = \pi/2$ を満足するような短い時間 τ_1 の間、パルス状に試料にかけると、試料中の核スピンは静磁場と回転磁場の両方と直交する方向に倒れる。ここで τ は磁気回転比である。倒れた核スピンは静磁場のまわりに τB_0 の角速度で回転する横磁化を生じるが、各スピンが見る静磁場の不均一さのためにある程度の時間が経過するとスピンの方向は B_0 のまわりに均一に分布してしまい、横磁化は消失する。最初のパルスから t 秒後に第二の回転磁場パルス $\tau B_1 \tau_2 = \pi$ を満足するような時間 τ_2 の間かけると、各スピンは B_1 のまわりに 180° 回転し、その後は最初の t 秒間と逆の運動を行うので、第二のパルスから t 秒後にはスピンは再びそろい、 τB_0 で回転する横磁化を生じる。この再び現れる横磁化をスピネコとよび、これをコイルで検出することによって共鳴が観測できる。この現象は1950年E. L. Hahnによって初めて観測された。この手段によると、固体中のスピン・格子緩和時間と、スピン・スピン緩和時間が独立に測定できるため、物性研究の手段として重要である。類似の現象として、フォトン・エコやフォノン・エコがある。

スピン軌道(関数) [英 spin-orbital, 独 Spinor-bital, 仏 spin-orbitale, 露 спин-орбиталь] 非相対論近似を用いてスピン・軌道相互作用を無視すれば、一電子系の状態は空間座標を含む軌道部分 $\varphi(r)$ と、スピンの向きを表すスピン関数 α (または β) の積として $\varphi(r)\alpha$ (または $\varphi(r)\beta$) と表される。これをスピン軌道関数という。原子・分子内の電子に対する全波動関数は、独立電子模型では

スピン軌道関数の積として書かれ、それを電子の交換に対して反対称化すればスレーター行列式となる。

スピン・軌道結合 [英 spin-orbit coupling, 独 Spin-Bahn-Kopplung, 仏 couplage spin-orbite, 露 спин-орбитальная связь] \Rightarrow スピン・軌道相互作用, LS 結合

スピン・軌道相互作用 [英 spin-orbit interaction, 独 Spin-Bahn-Wechselwirkung, 仏 interaction spin-orbite, 露 спин-орбитальное взаимодействие] 原子内の1個の電子, または原子核における1個の核子のもつスピン角運動量および軌道角運動量を, \hbar を単位としてそれぞれ s, l と書くとき, ポテンシャルに含まれる $V(r)(l \cdot s)$ という項をスピン・軌道相互作用, これに基づく力をスピン・軌道力という。スピン・軌道相互作用が存在すると, 全角運動量 $j=l+s$ の値 $j=l \pm 1/2$ によってエネルギー準位が2つに分かれる。ここで $j=l+1/2$ のときには l と s が平行, $j=l-1/2$ のときには l と s が反平行である (\Rightarrow スピン二重項)。静電ポテンシャル $\phi(r)$ のなかで運動する電子の相互作用には, 電子の荷電 $-e$ による $-e\phi(r)$ のほかに, 電子のスピンと関連して, 電子の磁気モーメントによるもの, 相対論的効果としてのスピンのトーマス歳差運動によるものがあり, これらが電子のスピン・軌道相互作用の成因となる。その結果として相互作用ハミルトニアン

$$H' = \frac{e\hbar^2 g}{2m^2 c^2} \left(1 - \frac{1}{g}\right) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \phi(r)}{\partial r}\right) (l \cdot s)$$

が導かれる。ここで m は電子質量, g はランデの g 因子で一般に磁気モーメントを μ とするとき

$$\mu = \frac{e\hbar g}{2mc} s$$

で定義され, 電子では $g=2$ である。トーマス歳差運動を無視すると, H' の表式に $(1-1/g)$ という因子は現れない。この因子はトーマス因子とよばれる, 電子では $1/2$ である。この結果は, ディラック方程式に谷-フォルディ変換を施すことによっても導くことができる (\Rightarrow 谷-フォルディ変換, バウリ近似)。原子核のなかの核子もスピン・軌道相互作用をしている。このことは, 核子・核子散乱における偏極現象からも確かめられる。この場合, 核子に働くスピン・軌道相互作用は核子の散乱方向とそのスピンの方位によって変わるために, 非偏極ビームも散乱の結果, 部分的に偏極することとなる。スピン・軌道相互作用は本来, 原子核の表面の領域で働くものと考えられる。それは, 原子核の内部ではスピンが飽和しており, しかも密度一定であるので, 一粒子運動の方向づけが不可能であるからである。これに対して原子核の表面付近では, 動径方向の密度変化があり

$$V_{ls}(r) \propto \nabla \rho(r) \times p \cdot s = \frac{1}{\hbar} (s \cdot l) \frac{1}{r} \frac{\partial \rho(r)}{\partial r}$$

の形のスピン・軌道相互作用が考えられる。核力の到達距離が短いことを考慮すれば, 密度 $\rho(r)$ の代りにポテンシャルの動径関数 $f(r)$ の形で置換えることができる。 $f(r)$ としてはウッズ-サクソン・ポテンシャルのやうなものをとればよい。 V_{ls} を定数とし, 核半径を $R=r_0 A^{1/3}$ とすると, スピン・軌道相互作用は

$$V_{ls}(r) = V_{ls} \hat{s} \cdot \hat{l} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial f(r)}{\partial r} \right)$$

と表されることになり, 原子核反応の解析に用いられている。原子核の殻模型でも, スピン・軌道相互作用は重要な役割を果たす。特に, スピン・軌道相互作用を考えずに,

28, 50, 82, 126 の魔法数を説明することは困難と思われる。殻模型ではスピン・軌道相互作用の動径方向の変化は無視して定数にしている。殻模型ではスピン・軌道相互作用による波動関数の変化は通常の場合影響が小さいので, 一次の摂動としてのエネルギー準位の変化のみを問題としているからである。上の $f(r)$ を原子核表面まで一定で, そのほかは0になる戸戸型で近似すれば, スピン・軌道相互作用は原子核表面で δ 関数型となり, その期待値を求めると原子核反応で採用しているものと殻模型で仮定しているものは, ほぼ一致することがわかる。

以上は1個の電子あるいは核子についての議論であるが, 角運動量が l である状態に n 個の電子が入っている不完全な殻 (l^n) をもった原子あるいはイオンについても, 全軌道角運動量 L と全スピン角運動量 S がよい量子数となり ($\Rightarrow LS$ 多重項), スピン・軌道相互作用は近似的に

$$H' = \lambda (L \cdot S)$$

と書ける。ここで λ の値は一般の LS 多重項では, L, S の値に複雑に依存するが, フントの規則で定められる基底状態の LS 多重項では ζ/n ($n < 2l+1$), $-\zeta/(4l+2-2n)$ ($n > 2l+1$) と書ける。ここで, ζ は $V(r)$ の不完全殻についての期待値である。結晶中の鉄族イオンでは L に働く結晶場の影響が λ より強いのが普通で $\langle L \rangle = 0$ となり, スピン・軌道相互作用の直接的な影響は消え, S の方向に依存する小さなエネルギーが残るだけである (\Rightarrow 磁気異方性)。一方, $(4f)^n$ の不完全殻をもつ希土類イオンでは, スピン・軌道相互作用の方が強く, 全角運動量 $J=L+S$ がつくられ, 結晶場は L を通じて J に直接的に働くことになり, 磁気異方性を生ずる。

結晶中を遷移する電子は, 波数 k をもつブロッホ状態で表現されるが, 一般の k の状態に対しては l の期待値は0となるので, スピン・軌道相互作用の影響は直接現れない。しかし, k がブリルアン域の対称性のよい点にあって, かつ縮退がある場合には (たとえば Si, Ge の価電子帯), スピン・軌道相互作用が重要な役割を演ずることがある。また, 金属磁性体では磁気異方性, 異常ホール効果などの原因となる。

スピン・軌道分離 [英 spin-orbit splitting, 独 Spin-Bahn-Aufspaltung, 仏 dédoublement spin-orbite, 露 спин-орбитальное расщепление] スピン・軌道相互作用によって, 一粒子準位が分離すること。一体ハミルトニアン $H_0 = T + U(r)$ (T は運動エネルギー, $U(r)$ は一粒子ポテンシャル) によって一粒子準位 ϵ_{nl} と一粒子波動関数 $R_{nl}(r)Y_{lm}(\theta, \phi)$ が求められているとする。スピン・軌道相互作用 $\xi(r)(s \cdot l)$ が一粒子ポテンシャルに付け加わる場合を摂動論で考える。粒子的スピンは $1/2$ とする。このような相互作用があると, スピンと軌道角運動量 s と l は別々によい量子数になることができなくなり, 全角運動量 $j=s+l$ のみがよい量子数となる。 j の値としては, 角運動量の合成則から $j=l+1/2$ と $l-1/2$ が可能である。 $(s \cdot l) = (1/2)(j^2 - s^2 - l^2)$ であるから, $(s \cdot l)$ の期待値は $j=l+1/2$ に対して $l/2$, $j=l-1/2$ に対しては $-(l+1)/2$

と得られる。動径積分 $\int_0^\infty \xi(r) R_{nl}^2(r) r^2 dr = \xi_{nl}$ とおくと,

$j=l-1/2$ の軌道と $j=l+1/2$ の軌道のエネルギーの差は $-\{l+1/2\}\xi_{nl}$ となる。 jj 結合殻模型では ξ_{nl} の値が負であることを必要とする。また ξ_{nl} が n および l によってあまり変化しないものとすれば, スピン・軌道分離は l が

大きいほど大きくなる。

スピン・軌道力 [英 spin-orbit force, 独 Spin-Bahn-Kraft, 仏 force spin-orbite, 露 спин-орбитальная сила] ⇒ **スピン・軌道相互作用**

スピン共鳴 [英 spin resonance, 独 Spinresonanz, 仏 résonance de spin, 露 спиновый резонанс] スピン角運動量, およびこれに伴う磁気モーメントをもつ電子や原子核が磁場 H のなかに置かれるとラーモア振動数 ω で歳差運動を行うが, 量子論的にいえば系はスピン多重度に見合うゼーマン準位を構成すると見てよい。これらの準位間における磁気双極子遷移をスピン共鳴, あるいは磁気共鳴という。電子スピンの場合には電子スピン共鳴(ESR)といい, 共鳴条件は自由電子スピン(g 値=2.0023)に対し

$$\hbar\omega = g\mu_B H$$

と書かれる。ここで $\hbar = h/2\pi$, h はプランクの定数, μ_B はボーア磁子である。実用的な磁場の範囲で ω はマイクロ波, あるいはミリ波領域となるために広義のマイクロ波分光学に属する。電子スピン共鳴は不対電子スピンが置かれる磁気相に応じて常磁性共鳴, 強磁性共鳴, および反強磁性共鳴に分類される。常磁性共鳴は個々のスピンの物質中に置かれた状態を反映した情報をもつ。特に異方性, 緩和時間などの形で提供する。これに対してほかの2つはスピン波すなわちマグノンの挙動を反映する。原子核スピンの共鳴は核磁気共鳴(NMR)とよばれる。共鳴条件は電子スピンの場合と本質的には同じであるがボーア磁子が, 核磁子に置換されるため, ω は約3けた小さくなりラジオ波領域にくる。もちろん g 値は原子核の種類によって異なる。電子スピン, および核スピンは物質において独自の自由度をもっており, それらが置かれた環境を精密に反映するため, 極めて広い応用分野をもつ。特に原子核スピンは物質内のミクロな探針として物理学のみならず, 化学, 生物学, 医学などの分野における不可欠のものとなり, 高分解能 NMR, あるいは NMR-CT として利用されている。

スピングラス [英 spin glass, 独 Spinglas] 非強磁性金属に磁気原子が希薄に(その濃度は 10^{-4} ~ 10^{-3})混ざっている合金, たとえば銅の中にマンガン, あるいは金の中に鉄などが混ざっている合金では, 磁化率の温度依存性がある温度 T_c でカスプ状の異常性をもち, 常磁性相からの準平衡の相転移を示すものと考えられている。 T_c 以下の相は, 自発磁化をもたないが, ある種の秩序相であると考えられている。この相がスピングラスとよばれているものである。S. F. Edwards と P. W. Anderson はスピングラスは次のようなものであると考えた。各磁気原子は他の磁気原子から間接交換相互作用に基づいた分子場を受けている。 T_c 以上では熱擾乱のために各スピンの熱平均値 $\langle S_i \rangle$ は0であるが, T_c 以下になると0でなくなる。ただ分子場の大きさや方向がランダムであるために, 結晶全体にわたっての平均値 $\langle \bar{S} \rangle$ は0である。したがって自発磁化は存在しない。しかし $\langle \bar{S} \rangle^2$ は有限である。これがスピングラスを特徴づける秩序変数である。多くのスピングラスは, T_c において比熱は異常を示さないが, 非線形磁化率は負に発散する。スピングラスの機構は現在でも完全に解明されていない。その理由は, スピングラスが非常に長い緩和時間をもつためである。理論的にはスピングラスは四次元以下の次元をもつ体系では安定に存在しないといわれている。

スピン・格子緩和 [英 spin-lattice relaxation, 独 Spin-Gitter-Relaxation, 仏 relaxation spin-réseau, 露 спин-решёточная релаксация] ⇒ **緩和**

スピン再配列 [英 spin reorientation, 独 Spin-Rückorientierung, 仏 réorientation du spin, 露 переориентация спина] 磁性体の磁気転移のうち, ひとつの磁気的秩序状態からほかのそれへ温度, 外部磁場, 圧力などの熱力学変数の変化によって転移する現象をさす。スピン再配列のなかには不連続的(熱力学的一次型)および連続的(熱力学の二次型)の2種がある。前者に属する物質としては α - Fe_2O_3 (\Rightarrow ヘマタイト), DyFeO_3 , ErCrO_3 , FeRh などがあり, 後者に属するものとしては SmFeO_3 , NdCo_5 , SmCrO_3 , GdCrO_3 , NdCo_2 などのほか多くが知られている。それらの物理学的機構は物質群により異なるが, 希土類オルトフェライト, 希土類クロマイト(RMO₃; Rは希土類3価イオン, Mは Fe^{3+} または Cr^{3+})系列の物質についての研究によれば, この系列に属する結晶では希土類と鉄族イオンの間の異方的な交換相互作用(\Rightarrow 異方性交換相互作用)が鉄族イオンの磁気異方性エネルギー(\Rightarrow 磁気異方性)に打勝つ効果が生ずるためにこの現象が引き起こされるものとして説明できる。このようにスピン再配列が磁性体の温度の変化によって起るとき, その温度をスピン再配列温度とよぶ。

スピン・スピン緩和 [英 spin-spin relaxation, 独 Spin-Spin-Relaxation, 仏 relaxation spin-spin, 露 спин-спиновая релаксация] ⇒ **緩和**

スピン・スピン相互作用 [英 spin-spin interaction, 独 Spin-Spin-Wechselwirkung, 仏 interaction spin-spin, 露 спин-спиновое взаимодействие] スピン・スピン相互作用は, 二粒子系に対して相対論による補正を考慮したブライトのハミルトニアンから導かれる(\Rightarrow ブライト方程式)。それを多粒子系にも適用できるとすれば, 電子間のスピン・スピン相互作用は

$$H_{ss} = g^2 \beta^2 \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{1}{r_{ij}^3} \left[S_i \cdot S_j - \frac{3(S_i \cdot r_{ij})(S_j \cdot r_{ij})}{r_{ij}^2} \right] - g^2 \beta^2 \frac{4\pi}{3} \sum_{i,j} S_i \cdot S_j \delta(r_{ij})$$

と書かれる。ここで, 和は $i=j$ を除いて i, j についてすべてとる ($\sum'_{i,j} = 2\sum_{i,j}$)。第一項は磁気モーメント $\mu_e = -g\beta S$

間の双極子相互作用に相当し, 第二項はフェルミの接触相互作用である。2電子の場合, 一重項状態では第一項の期待値は0になり, 第二項からの寄与のみがあるが, この寄与は一重項をわずかにシフトする効果があるだけなので直接観測することは難しい。他方, 三重項状態の分裂に対しては第二項からの寄与は消えるが, 第一項からの寄与がある。電子スピン共鳴によって三重項の分裂を最初に観測したのは C. A. Hutchison と B. W. Mangum である(1958年)。なお, たとえば水素分子の一重項, 三重項状態のエネルギー差は, バウリの原理により, 一重項状態と三重項状態で軌道部分の対称性が異なるためのクーロンの静電エネルギー差が主たる原因であって, 磁気的なスピン・スピン相互作用からの寄与は無視できるほど小さい。スピンの一方が核スピン I (磁気モーメントは $\mu_n = g_n \beta_n I$) である場合のスピン・スピン相互作用の一次の効果は, 紫外スペクトル, 電子スピン共鳴スペクトルの超微細構造として観測される。固体や分子線の場合には第一項の双極子相互作用からの寄与と第二項の接触相互作用からの寄与とを合わせ

たものが観測されるが、気体や液体では等方的な第二項からの寄与のみが観測される。核スピン・電子スピン相互作用の二次の効果として核スピン間の間接結合が生じ、これを間接核スピン・スピン相互作用という。この相互作用の等方平均は液体での高分解能共鳴スペクトルの多重構造に寄与する。両者ともに核スピンの場合には相互作用は第一項のみであるが、これと上述の間接核スピン・スピン相互作用によるものとの全体の寄与を核スピン間の相互作用として考えねばならない。核スピン間の相互作用は固体の核磁気共鳴スペクトルの線幅や構造の原因となる。

スピン相関 [英 spin correlation, 独 Spinkorrelation, 仏 corrélation de spin, 露 корреляция спинов] 磁性体において、隔った所にあるスピンのどの程度相関をもっているかを表す量をスピン相関という。スピン相関は、通常、相関関数によって記述される。いま時刻 t における格子点 i にあるスピンを $S_i(t)$ とするとき、一般に $\langle S_i(t)S_j(t') \rangle$, $\langle S_i(t')S_j(t) \rangle$ を多スピン(動的)相関関数という。ここで $\langle \rangle$ は熱平均値である。特に対相関関数 $\langle S_i(t)S_i(0) \rangle$ はよく用いられる。また、同時刻での対相関関数が静的対相関関数である。磁性体の磁化容易軸を z 軸とすると、 $\langle S_i^z(t)S_j^z(0) \rangle$ および $\langle S_i^x(t)S_j^x(0) \rangle$ をそれぞれ縦および横の対相関関数といい、キュリー温度 T_c 以下では両者は異なる。平衡状態で S_i が S_j に及ぼす影響は線形応答の範囲で $\langle S_i S_j \rangle - \langle S_i \rangle \langle S_j \rangle$ で与えられる。これが 0 になれば影響はない。 T_c 以上の温度 T では、 $\langle S_i S_j \rangle$ はスピンの距離 r が十分大きいときは $\exp(-r/\xi)/r^{d-2+\eta}$ で与えられる。ここで d はこの磁性体の次元数であり、 ξ は相関距離で $(T-T_c)^{-\nu}$ に比例する。 η, ν は臨界指数である。 ξ は T_c で発散するが、これが二次の相転移の特徴である(⇒二次相転移)。静的対相関関数がわかれれば平衡状態のエネルギー、比熱、磁化率などを計算できる。また動的対相関関数は、動的磁化率や中性子の微分散断面積などと直接関係している。

スピン対相関関数 [英 spin pair correlation function, 独 Spinaaar-Korrelationsfunktion, 露 функция корреляции спиновых пар] ⇒ スピン相関

スピンと統計の関係 [英 spin-statistics connection, 仏 connectioin de spin-statistique, 露 связь между спином и статистикой] 整数スピンの粒子はボース統計に従い、半整数スピンの粒子はフェルミ統計に従うことをいう。場の量子論においては、物質はすべて場(波動)によって記述されると考えるが、場を量子力学的対象とみなして、場の量子化という操作を実施すると、場に粒子性が付与されることになる。ところで場の量子化には、(1)場の正準変数に対して交換関係を設定する方法と、(2)反交換関係を設定する方法のいずれかを採用するのが普通である。量子化の結果出現する粒子は、(1)の場合にはボース統計に従い、(2)の場合にはフェルミ統計に従う。相対論的な場は、スピンの大きさ S が \hbar の整数倍である粒子を記述するテンソル場と、 S が \hbar の半整数倍である粒子を記述するスピノール場とに分類される。ところでテンソル場の量子化には、方法(1)を適用して不都合は生じないが、方法(2)を適用すると、因果律に矛盾した結果が得られてしまう。他方、スピノール場の場合には、方法(2)はよいが、方法(1)を適用すると、場に基底状態(真空)が存在しないという不都合を生じる。以上の結果から、 S が \hbar の整数倍の粒子はボース統計に従い、 S が \hbar の半整数倍の粒子はフェル

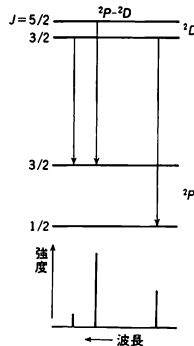
ミ統計に従う」という定理が導かれる。この定理は、最も一般的な前提の下に W. Pauli によって初めて証明された(1940年)ので、「パウリのスピンと統計の定理」とよばれており、実験的にもよく確かめられている。

スピン二重項 [英 spin doublet, 独 Spindoublet, 仏 doublet de spin, 露 спиновый дублет] スピン・軌道相互作用のために生ずる2つのエネルギー準位のこと。原子内の電子や原子核内の核子のスピン角運動量($s\hbar$)と軌道角運動量($l\hbar$)の間には $\lambda(l \cdot s)$ の形のスピン・軌道相互作用(⇒スピン・軌道相互作用)があることが知られている。いま全角運動量を $j\hbar$ とし、 j, l, s の大きさを表す量子数をそれぞれ j, l, s とする。スピン・軌道相互作用のために、 l と s が平行であるか($j=l+1/2$)、反平行であるか($j=l-1/2$)によって、エネルギー準位は2つに分裂する。これはスピン二重項といわれ、原子のスペクトル線の微細構造(二重線)として観測される。たとえば、水素原子スペクトルに見られる微細構造はその基本的な例である。スピン二重項は相対論的效果に起因している。微細構造因子 $\alpha = e^2/\hbar c$ が小さいとしてエネルギーへの相対論的效果による補正を求めると、最大の補正項は α^2 に比例していることがわかる。この補正はスピン・軌道相互作用および電子質量の速度による変化に基づくものであり、前者は n, l 準位を二重に分裂させ、後者はシフトを与える。両者による補正を合わせると、主量子数 n 、核電荷 Z の場合に α^2 に比例する補正のエネルギーは

$$W = -\frac{\hbar c \alpha^2 R Z^4}{n^3} \left(\frac{1}{j+1/2} - \frac{3}{4n} \right)$$

と書かれる。ここで、 R はリュードベリ定数である。すなわち、それぞれの角運動量状態 l は $j=l+1/2$ であるか、 $j=l-1/2$ であるかによって、 $l=0$ の場合を除いて二重に分裂する。ただし、軌道角運動量の大きさ l で、全角運動量の大きさ $j=l+1/2$ の状態と、軌道角運動量の大きさ $l+1$ で、全角運動量の大きさ $j=(l+1)-1/2$ の状態とは縮退している。閉殻の外に1個の電子をもつか、閉殻から電子が1個脱出した電子殻をもつ原子やイオンにも、水素原子の場合と同様にスピン二重項が現れるが、その分裂は Z とともに大きくなる。歴史的には、スピン二重項を説明するために、1925年 G. E. Uhlenbeck と S. Goudsmit がスピンの仮定を導入したのである。

スピン二重線 [英 spin doublet, 独 Spindoublet, 仏 doublet de spin, 露 спиновый дублет] 原子の二重項間の遷移によって生じる近接した1組のスペクトル線。水素様イオンやアルカリ金属原子のように閉じた電子殻(閉殻)



の外側に1個の電子をもつ原子のスペクトルに現れる。これらの原子ではスピン量子数が $1/2$ であるため、スペクトル項はすべて二重項である。スピン・軌道相互作用により二重項は $J=l\pm(1/2)$ の2つの準位に分離する(J は全角運動量の量子数、 l は軌道角運動量の量子数)。上の2つの準位から下の2つの準位への許容遷移は3つあるので、一般に3本のスペクトル線(複合二重線という)が生じる(図参照)。しかし、このうち2本は非常に接近しているため、分光器の分解能が高くないと2本のスペクトル線にしか見えない。下の準位が S 項のときは準位は分離しないため、スペクトル線は2本である。NaのD線(3^2S-3^2P)は代表的なスピン二重線であり、0.6nm離れた2本のスペクトル線からなる。

スピン二重分離 [英 spin doubling, 独 Spinaufspaltung, 仏 dédoublement dû au spin, 露 спинное удвоение] 二原子分子および多原子分子の二重項状態の回転エネルギー準位が、弱いスピン・軌道相互作用により、2つの近接した準位に分離することをいう。この2つの準位の全角運動量の量子数 J は $N\pm 1/2$ ($N\neq 0$)の値をとる(N は電子の軌道角運動量と核運動の角運動量の和の量子数)。この分離はフントの結合形式(b)またはそれに類似した結合形式で生じる。二原子分子では $^2\Sigma$ 状態は常にこの分離を生じ、分離の大きさは N とともに増加する。また、 $^2\Pi$, $^2\Delta$, ... 状態(\Rightarrow 項の(の)記号)では、 N の大きい回転エネルギー準位でこの分離が生じる。多原子分子でも同様にこの分離が生じる。この分離は二重分裂ともいわれる(\Rightarrow 二重分裂)。

スピンのゆらぎ [英 spin fluctuation, 独 Spinfluktuation, 仏 fluctuation de spin, 露 флуктуация спинов] 強磁性体、反強磁性体などの磁性体の基底状態では、電子スピンの空間的な規則配列が実現されるが、温度を上げてゆくとき熱励起によってスピン密度のゆらぎが成長し、規則配列は乱されてゆく。磁性体の有限温度の諸性質は主としてスピンのゆらぎの性質に帰せられる。絶縁体磁性化合物におけるスピンのゆらぎは、各原子の局在磁気モーメントの向きのゆらぎにほかならず、ハイズベルク模型によって記述される。強磁性、反強磁性金属の場合にはスピン密度のゆらぎは過渡電子模型によって記述され、局所的なスピン密度の向きだけでなく振幅も一般に変化する。この場合には電子相関の効果が極めて重要である。1原子当りの磁気モーメントが小さい弱い強磁性金属や、強磁性に近い常磁性金属では、スピンのゆらぎの長波長成分が特に重要であり、その異なる波数成分の間の相互作用の帰結として、局在モーメントによらない磁化率のキュリー-ワイスの法則、低温比熱の増大のほか、スピン・格子緩和時間、電気抵抗などの温度および磁場依存性に顕著な特性が現れる。一方、1原子当りの磁気モーメントの大きい強磁性、反強磁性金属、合金ではスピンのゆらぎが、互いに相互作用する局在磁気モーメントの集団として近似的によく記述される場合も多い。

スピン波 [英 spin wave, 独 Spinwelle, 仏 onde de spin, 露 спиновая волна] \Rightarrow マグノン

スピン・パイエルス転移 [英 spin-Peierls transition, 仏 transition de Peierls de spin, 露 спиновый переход Пайерлса] 反強磁性的な相互作用をもつ一次元のスピン系で見られる構造相転移。起源は、スピン間に働く交換相互作用がスピン間の距離に依存するところにある。こ

のとき、低温では格子のひずみを伴わない反強磁性状態よりは、格子間隔が交互に変化し、スピンは2個ずつ一重項になった状態の方が実現される。形式的には、スピンの自由度をヨルダン-ウィグナー変換により、フェルミ粒子のそれに書き直すと、電子系のパイエルス転移とほとんど同様に取扱うことができる。

スピンハミルトニアン [英 spin Hamiltonian, 独 Spin-Hamilton-Operator, 仏 hamiltonien de spin, 露 спин-гамильтониан] 磁性体における局在対電子の磁気的性質を表すために考案された実効的なハミルトニアンをいう。結晶中の対電子の磁気的性質にはまわりのイオンの影響が反映するが、それを記述するため、まず、この対電子系の自由空間における多重構造を知り、その基底状態を決定することが出発点となる。このような基底状態はまわりのイオンからくる結晶場(配位子場)によってエネルギー準位の分裂を引き起こすが、その最低準位に対する真のハミルトニアンには、スピンおよび軌道角運動量に伴うゼーマン・エネルギー、スピン・軌道相互作用エネルギー、および高次の低対称結晶場などの項が含まれる。一方、量子力学の一般の定理として、軌道縮退が解けて一重項と見てよい準位では軌道角運動量の期待値は0になる。結晶場によってほぼこのような状態が実現されている鉄イオンのような場合、軌道角運動量を消去してハミルトニアンをスピン変数のみで書くことが実際のとなる。この定式化は主としてイギリスのM. H. L. Pryceによってなされた。これによりスピン S 、軌道角運動量 L を含む真のハミルトニアンが S のみで書かれるが、 L を消去した効果としてスピンの g 値は g テンソルに、そして S^2, S^4 などの補正項が導入される。具体的にはスピンハミルトニアンとして

$$H = \mu_B \mathbf{S} \mathbf{g} \mathbf{B} + \mathbf{S} \mathbf{A} \mathbf{S} + \dots$$

のように書かれる。ここで \mathbf{B} は外部磁場で、 μ_B はボーア磁子である。 \mathbf{g}, \mathbf{A} にはスピン・軌道相互作用定数、基底状態と励起状態の間のエネルギー差などがパラメーターとして含まれる。このようなハミルトニアンを用いることににより常磁性はもちろん、強磁性、反強磁性の磁気的性質を容易に記述できる。希土類イオンの場合には L の消失は起らず、 J がよい量子数であるので、上に述べた議論を拡張して S の代りに J を使って有効ハミルトニアンが記述される。

スピン反転 = スピンフロップ

スピン非干渉性(中性子の) [英 spin incoherence, 独 Spininkohärenz, 仏 incohérence dépendant du spin, 露 спиновая некоррелированность] 中性子が原子核によって散乱される場合、中性子・原子核の合成スピンの違いにより、異なる確率で散乱される。このため干渉を起さない散乱波が生ずる。これを中性子のスピン非干渉性という。中性子と原子核のスピン I が平行で、合成スピンの $I+(1/2)$ の場合の散乱振幅を b_+ 、反平行で合成スピンの $I-(1/2)$ の場合を b_- とすると一般に $b_+ \neq b_-$ である。散乱振幅が b_+ となるか b_- となるかは、偏極中性子と偏極した原子核を用いないかぎり、一般には無秩序に起る。この散乱振幅の無秩序な分布のために、非干渉的に散乱した中性子は等角的な角度分布を与える。核スピン I をもつ単一固体による散乱のスピン非干渉性微分面積は、合成スピン $I+(1/2)$ に対応する状態の数 $2I+2$ と、 $I-(1/2)$ に対応する状態の数 $2I$ を重みとして求めた、 b_+, b_- の平均二乗

偏差により与えられ

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{inc}} = \frac{I(I+1)}{(2I+1)^2} |b_+ - b_-|^2$$

である。また非干渉性散乱断面積 σ_{inc} はこの 4π 倍で与えられる。 b_+ と b_- の差が大きいものほど、スピン非干渉性は顕著である。著しい例は水素原子核¹Hで、 $I=1/2$, $b_+ = 1.04 \times 10^{-12}$ cm, $b_- = -4.7 \times 10^{-12}$ cm であるため、 $\sigma_{\text{coh}} = 2$ b (バーン) に対し、 $\sigma_{\text{inc}} = 79$ b である。原子番号、質量数とも偶数の核(たとえば¹²C)では $I=0$ であり、スピン非干渉性はない。

スピン・フォノン相互作用 [英 spin-phonon interaction, 独 Spin-Phonon-Wechselwirkung, 仏 interaction spin-phonon, 露 спин-фононное взаимодействие] 磁性体においては、スピン間に働く交換相互作用やスピンの対称性に対する異方性エネルギーは、原子間距離や格子の対称性に依存するので、格子振動によって変化する。このことから、スピンとフォノン(格子振動の量子)の間に相互作用が生じる。これを一般にスピン・フォノン相互作用という。狭義には、スピン・格子緩和に必要なスピン系とフォノン系の間のエネルギーの流れを引起す相互作用をさすことがある。スピン系のエネルギー状態は、一般にスピンハミルトニアンを使って記述され、そのなかには結晶場の効果として DS_z^2 などの項があるが、格子振動によって局所的に配位子の対称性が壊れることで、これ以外に S^+S^+ , S^-S^- , S^+S^z , S^-S^z のような型の演算子をもつ項が現れる。これらの項はスピンのエネルギー準位間の遷移を促すから結局フォノンによってスピン状態が変えられたことになりスピン・格子緩和に寄与する。スピン・フォノン相互作用のハミルトニアンは

$$H_{sp} = S(\tilde{G} \cdot \vec{S})$$

で表され、 \tilde{G} は結合の強さを与える四階のテンソルで \vec{S} はひずみテンソルである。結晶の対称性に応じてこれを展開すればよいが一般に複雑である。

スピン副準位 [英 spin sublevel, 独 Spin-Unterniveau, 仏 sous-niveau de spin, 露 спиновая подболочка] 原子・分子などで、全スピン角運動量 S の大きさが 0 でない一定の値をもつ状態は多重度をもつが、 S と軌道運動の他との相互作用を考えると、縮退が少なくとも部分的にはとけて、いくつかの接近したエネルギー値をもつ状態に分裂する。これらの一群の状態をスピン副準位という。最もよい例は、遷移金属化合物の結晶のなかの、遷移金属イオンのエネルギー準位がスピン・軌道相互作用、スピン・スピン相互作用によって分れてできる準位である。遷移金属イオンのエネルギー準位は結晶内のほかのイオンのつくる電場でも分れるが、そのそれぞれがさらにスピン副準位に分れる。原子のエネルギー準位の微細構造もスピンの関連してできるが、角運動量子数でエネルギー準位を指定できるので、特にスピン副準位とはよばないのが普通である。スピン磁気モーメントと外部磁場との相互作用でエネルギー準位が分れたものもスピン副準位である。

スピンフリップ [英 spin flip, 独 Umklappen des Spins, 仏 basculement du spin, 露 изменение направления спина] 磁性体中で個々の原子またはイオンのスピンの方向を変える遷移を行うことをいう。似た用語としてスピントロップがあるが、スピントロップは一種の協力現象であるのに対し、スピンフリップは個々の原子またはイオンに関するスピン状態の変化をさす。

スピンフリップ過程 [英 spin-flip process, 仏 processus de retournement de spin, 露 процесс переворачивания спина] 原子核の弾性、非弾性散乱で、移行スピン角運動量(⇔移行角運動量)が 0 でない過程をいう。たとえば偶核をスピン 1, パリティ + の状態に励起する過程は、移行スピン角運動量が 1 であり、この一例である。スピンフリップ過程では入射粒子のスピンの向きが変わる。この変化を測定するには、(1) 偏極した入射粒子の散乱後の偏極(⇔偏極)を測定する方法、(2) 放出粒子と励起した残留核が放射する γ 線とを同時測定する方法などがある。

スピンフリップ・ラマン・レーザ [英 spin-flip Raman laser, 仏 laser Raman à retournement de spin, 露 комбинационный лазер с переориентацией спинов] 主として半導体中の電子のゼーマン準位の間の遷移を伴う誘導ラマン散乱によってコヒーレント光を得るレーザをいう。半導体中の電子は磁場中でランダウ準位を形成し、その各々がスピンの方向による二準位に分かれている。ランダウ準位の軌道量子数 l , スピン量子数 s に対して、ラマン散乱の選択則は $\Delta l = 0, \pm 1$, $\Delta s = \pm 1$ であるが、ラマン・レーザでは、 $l=0$ 準位のスピントロップ遷移 $\Delta s = -1$ による。ラマン・シフト $\Delta\nu$ は、電子の有効 g 因子を g^* , ボア磁子を μ_B , 磁場を H とすると、 $\Delta\nu = 2g^*\mu_B H$ で与えられるので、磁場を変えることによって発振波長を変えることができるため波長可変レーザとして注目され、注入型の赤外分光用半導体レーザが普及するまでは、赤外領域のレーザ-分光光源として重要な役割を演じた。波長可変範囲を広くするには g^* が大きいことが望ましく、ラマン・スペクトル幅が鋭いためにはキャリア寿命が長いことが有利である。これらの理由で、液体ヘリウム温度の InSb が最もよく用いられ、一酸化炭素レーザ励起で $5 \sim 6.5 \mu\text{m}$, 炭酸ガスレーザ励起で $9 \sim 14.6 \mu\text{m}$ の発振が可能である。フェルミ準位よりも励起準位を高くするために磁場の下限が、基底準位を低くするために上限が存在する。励起レーザ-光は、半導体の吸収端より長波長の必要があるが、吸収端に近づくとも共鳴効果でしきい値が下がる。共鳴効果を利用して、CdS による可視光の発振、フッ化水素レーザ-による $3 \mu\text{m}$ 帯の発振も行われた。

スピントロップ [英 spin flop, 独 Spin-Flop] 長距離秩序をもつスピン系でスピンが一斉に方向を変える現象をいい、一種の相転移である。スピン反転ともいう。個々のスピンの方向変化をさすスピントロップとは区別しなければならない。スピントロップの最もよく知られている例は、反強磁性体の磁化容易方向に磁場をかけない場合である。この場合、平行磁化率 χ_{\parallel} は垂直磁化率 χ_{\perp} よりも小さいために、副格子の磁化ベクトルが磁化容易方向にある状態 A は、それらが磁場、したがって磁化容易軸に垂直な方向にある状態 B に比べ、 $\mu_0(\chi_{\perp} - \chi_{\parallel})H^2/2$ (H は磁場の大きさ、 μ_0 は真空の透磁率)だけ磁場に関係した自由エネルギーが高い。一方、状態 A は状態 B に比べて磁気異方性エネルギー K だけ元来自由エネルギーが低いはずである。したがって磁場 H が臨界値 $H_c = \sqrt{2K/\mu_0(\chi_{\perp} - \chi_{\parallel})}$ に達すると、状態 A と状態 B の自由エネルギーが等しくなり、 $H = H_c$ で状態 A から状態 B へとスピントロップが起る。反強磁性体でのスピントロップは、磁場が磁化容易軸方向から外れていても起きる可能性がある。

スピン分極 [英 spin polarization, 独 Spinpolarisa-

tion, 仏 polarisation de spin, 露 поляризация спина] = スピン偏極

スピン偏極 [英 spin polarization, 独 Spinpolarisation, 仏 polarisation de spin, 露 поляризация спина] 常磁性金属中の伝導電子は、磁性イオンのもつ局在磁気スピンにより空間的に偏極される場合がある。これをスピン偏極(あるいはスピン分極)という。偏極は s-d, s-f 交換相互作用とよばれる磁気相互作用により引起される。このスピン偏極を通じて局在磁気スピン間に相互作用が働く例として RKKY 相互作用があり、希薄磁性合金、希土類元素磁性合金などの磁性の原因となっている。スピン偏極の大きさは、直接的には希薄磁性合金における核磁気共鳴吸収の実験から求められる。交換尖鋭化を生じている金属では局在不純物磁気スピンにより強い偏極が誘起され、中性子散乱により誘起スピン偏極の大きさが求められる。重希土類金属の特異なスピン配列もスピン偏極に由来している。Cr に現れる正弦波スピン構造もスピン偏極のひとつであるが、この場合の偏極は、フェルミ面の特異な形による伝導電子間のクーロン相互作用により誘起されたものである。

スピン密度行列 [英 spin density matrix, 独 Spindichtematrix, 仏 matrice de densité de spin, 露 матрица спиновой плотности] スピンに対する密度行列をいい、散乱の終状態の粒子のスピン混合状態を表現する。微分断面積などと同時に散乱振幅によって定まり、相互作用を研究するための重要な情報を与える。スピン s の粒子の密度行列 ρ_{ij} (i, j は z 成分で $s, s-1, \dots, -s$ の値をとる) は、純粋状態の a が重み w_a で混合しているとする

$$\rho_{ij} = \sum_a \langle i | a \rangle w_a \langle a | j \rangle$$

となる。ただし $w \geq 0$, $\sum_a w_a = 1$ とする。偏極していなければ、 $\rho_{ij} = (2s+1)^{-1} \delta_{ij}$ である。一般にスピン密度行列はエルミート ($\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$) な正定値行列で、トレースは 1 である。始状態に偏極がなく、散乱がパリティを保存すれば

$$\rho_{ij} = (-1)^{i-j} \rho_{-i, -j}$$

が成り立つ。スピン密度行列は、その粒子の崩壊の角分布から求められる。たとえば、 ρ^0 中間子 ($s=1$) が π^+ と π^- に崩壊する角分布は、 ρ^0 の重心系で

$$\frac{1}{2}(1 - \rho_{00}) + \frac{1}{2}(3\rho_{00} - 1)\cos^2\theta - \sqrt{2}\operatorname{Re}(\rho_{10}\sin 2\theta\cos\phi - \rho_{1-1}\sin^2\theta\cos 2\phi)$$

に比例する。ただし座標系の取方で定義が異なり、 $1+2 \rightarrow 3+4$ という反応で粒子 3 が ρ^0 中間子とすると、ゴットフリード-ジャクソン(別名 t-チャネル系)では $p_4 - p_2$ を z 軸にとり、ヘリシティ系(別名 s-チャネル系)では $-p_4$ を z 軸にとる。スピン 1/2 の粒子(核子など)のスピン状態は偏極で表すことが多いが、方向 (dx, dy, dz) に偏極 P をもつ場合、スピン密度行列で表せば

$$\rho = \frac{1}{2}[I + P(dx\sigma_x + dy\sigma_y + dz\sigma_z)]$$

となる。ここで $\sigma(x, y, z)$ はパウリ行列である。

スピン密度波 [英 spin density wave, 独 Spindichtewelle, 仏 onde de densité de spin, 露 волна спиновой плотности] スピン磁気モーメントの密度が、空間内で連続的に場所の関数として周期的に変化している状態をスピン密度波(SDW)という。結晶内では、スピン密度波の周期は一般的に格子の周期と無関係であるが、格子の周期と

一致するものを整合スピン密度波、一致しないものを非整合スピン密度波とよぶ。スピン密度波はその波数ベクトルの方向を z 軸にとり、その大きさを q , 単位体積当りのスピン磁気モーメントの大きさを p とすると、一般にらせんスピン密度波として $p(z) = p(x\cos qz + y\sin qz)$ と表すことができる。ここで x, y は x, y 方向の単位ベクトルである。スピン密度波の状態はハートリー-フォック近似で、一次元電子ガスの場合には常磁性状態より低いエネルギーをもつことが示されているが、三次元電子ガスでは電子相関の効果が重要で、電子間相互作用に遮蔽効果を取り入れるとスピン密度波状態は常磁性状態より常に不安定になることが結論された。一方、Cr の反強磁性相のスピン構造は実験的に正弦スピン密度波であることが見いだされている。これについては、Cr の特異なフェルミ面の構造から生ずるバンド内電子間の交換相互作用によって、スピン密度波状態が安定化されているものと考えられている。

スピン量子数 [英 spin quantum number, 独 Spinquantenzahl, 仏 nombre quantique de spin, 露 спиновое квантовое число] スピン角運動量の、ある方向(通常 z 方向)の z 成分の最大成分を $S\hbar$ ($\hbar = h/2\pi$, h はプランク定数)と書いたとき、 S のことをスピン量子数(または単にスピン)という。 S を用いると、スピン角運動量の二乗の固有値は $S(S+1)\hbar^2$ であり、 z 方向の成分の固有値は $m_s\hbar$ ($m_s = S, S-1, \dots, -S$) と書かれる。 m_s のことをスピン磁気量子数という(核スピンの場合には、 S の代りに I を用いる)。上述の関係は軌道角運動量についても同様であるが、スピンの場合には S に対して半整数も許される。一般に半整数スピンの粒子はフェルミ統計に従うフェルミ粒子であり、整数スピンの粒子はボース-アインシュタイン統計に従うボース粒子であることが知られている。電子は $S=1/2$ のフェルミ粒子であり、 $m_s=1/2, -1/2$ に属する固有状態をそれぞれ α, β と書き、上向きスピン、下向きスピンの状態とよぶことが多い。

スフェリシティ [英 sphericity, 独 Kugelgestalt, 仏 sphéricité, 露 сферичность] 高エネルギーでの電子・陽電子衝突におけるジェット的发生を検出するために、J. D. Bjorken と S. J. Brodsky が 1970 年に導入した変数。事象ごと定義され、多重発生した粒子が完全に等方的であれば 1, 平面的であれば 3/4 以下、2 個の狭いジェットが生じれば ≈ 0 となる。終状態の粒子 i の重心系の運動量を $p_{i\alpha}$ ($\alpha = 1, 2, 3$) としたとき、これをある方向 \hat{n} の平行成分 $p_{i||}$ と垂直成分 $p_{i\perp}$ とに分ける

$$p_{i||} = (p_i \cdot \hat{n})\hat{n}, \quad p_{i\perp} = p_i - p_{i||}$$

スフェリシティ S は、 \hat{n} の関数

$$S(\hat{n}) = \frac{3 \sum_{i=1}^N p_{i\perp}^2}{2 \sum_{i=1}^N p_i^2}$$

の最小値として定義され、最小値を与える方向 \hat{n} をスフェリシティ軸といい、ジェットの方向を示す。対称行列

$P = \sum_{i=1}^N [I p_i^2 - p_i \cdot p_i]$ の固有値を $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ としたとき、 $S = 3\lambda_3/(\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3)$ となる。スフェリシティでは、ある運動量をもつ 1 粒子より、同じ全運動量をもつ粒子群の方が重みが小さいので、赤外発散が相殺しない。したがって理論的な計算は難しいが、定義が簡単なので実験データの解析によく用いられる。重心系エネルギー $W = 4 \sim 30 \text{ GeV}$

の領域では、平均スフェリシティーは $\sim 0.8 W^{-1/2}$ の値をとる(\Rightarrow スフェロシティー, スラスト)。

スフェロシティー [英 sphericity, 仏 sphéricité, 露 сферосити] 高エネルギーでの電子・陽電子衝突におけるジェット的发生を検出するために, H. Georgi と M. Machacek が 1977 年に導入した変数。事象ごとに定義され, 多重発生した粒子が完全に等方的であれば 1, 平面的であれば $(8/\pi^2)^{1/2}$ 以下, 2 個の狭いジェットが生じれば ≈ 0 となる。終状態の粒子 i の重心系での運動量を $p_{i\alpha}$ ($\alpha = 1, 2, 3$) としたとき, これをある方向 \hat{n} の平行成分 $p_{i||}$ と垂直成分 $p_{i\perp}$ とに分ける

$$p_{i||} = (p_i \cdot \hat{n}) \cdot \hat{n}, \quad p_{i\perp} = p_i - p_{i||}$$

スフェロシティー S は, \hat{n} の関数

$$S(\hat{n}) = \left(\frac{4}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\left(\sum_{i=1}^N |p_{i\perp}| \right)^2}{\left(\sum_{i=1}^N |p_i| \right)^2}$$

の最小値として定義され, 最小値を与える \hat{n} をスフェロシティー軸といい, ジェットの方向を示す。一般にスフェロシティー軸とは異なる。スフェロシティーは, 平行に近い運動量については線形なので, 赤外発散の影響は小さいが, 狭いジェットが生じる場合以外は, 直観的なジェットの方向とはずれる(\Rightarrow スフェリシティー, スラスト)。

スフェロメーター [英 spherometer, 独 Sphärometer, 仏 sphéromètre, 露 сферометр] 球面の曲率半径の測定装置。球面計ともいう。最も簡単なものは, 正三角形に配置された脚をもち, これを球面にのせて, 三角中心に配置されたマイクロメーターねじを動かし, その先端が対象球面に接触するときの大小の読みから, 平面との差を求め, 曲率半径を計算する。

スプライン [英 spline] 区分的に補間多項式をつくり, それをつなぎ合わせたもの。木またはプラスチックのよくなる曲りやすい材料でできた製図用の自在定規の名に由来する。 $n+1$ 個の節点 x_0, x_1, \dots, x_n (ただし, $x_0 < x_1 < \dots < x_n$) における関数値 f_0, f_1, \dots, f_n が与えられたとき, これらに対する $2m-1$ 次(自然)スプライン $S(x)$ は次の条件を満たす関数である。(1) $S(x)$ は各区間 $[x_i, x_{i+1}]$ ($i = 0, \dots, n-1$) において $2m-1$ 次多項式である。(2) $S(x_i) = f_i$ ($i = 0, \dots, n$) である。(3) $S(x), S'(x), \dots, S^{(2m-2)}(x)$ は x_i ($i = 0, \dots, n-1$) において連続である。(4) 端点 x_0 および x_n では, $S^{(m)}(x) = S^{(m+1)}(x) = \dots = S^{(2m-2)}(x) = 0$ である(この条件をつけたものを自然スプラインという。端点における導関数の値は 0 以外の適当な値にすることもできる)。 $m=1$ の場合は折線近似で, $m=2$ の場合が三次のスプラインである。スプラインはデータ点を結ぶ滑らかな曲線を求めるときによく利用されるが, よい近似を得るためには節点を適切に決めることが大切である。スプラインは数値積分, 数値積分および微分方程式の数値解法にも応用される。

スプーリアス状態 [英 spurious state, 独 Geisterzustand, 仏 état parasite, 露 ложное состояние] 原子核の理論で, 近似的な取扱いをしたために生じる物理的でない(現実には存在しない)状態をいう。したがってスプーリアス状態を生じないようにすることは, より適正な理論を導くことになる。原子核は多体系であるが, 一定の対称性や保存則を満足しなければならない。しかし模型を導入し, 近似的取扱いをする場合にこれらの対称性や保存則のうち

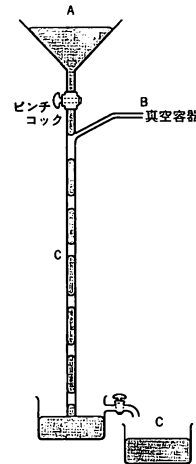
のどれかをやぶることがある。たとえば, 並進不変性をやぶる殻模型, 回転対称性をやぶるニルソン模型, 核子数が保存しない BCS 理論などを原子核物理で用いる。対称性のやぶれを導入することは, 系が本来もっている自由度以外に余分な自由度が付加することを意味している。たとえば, 殻模型には重心運動の自由度が付加している(\Rightarrow 重心効果)。そのために, 系に余分な励起状態が付け加わる。スプーリアス状態を真に物理的な状態から分離する問題は原子核物理にとって重要であり, ランダムフェイズ近似の範囲内では解決されている。フェルミオン系をボソン系に写像するボソン展開の理論でも, フェルミオン系に対応しないスプーリアス状態をボソン系の状態から抜去しなければならない。核場のような新しい自由度を導入し, 適切な補助条件(束縛条件)を課して原子核の多体問題を取扱う核場の理論においても, スプーリアス状態の除去は重要である。

スプーリオン [英 仏 spurion, 独 Spurion, 露 шу-рион] \Rightarrow おたまじゃくしグラフ

スプレッドファンクション [英 spread function, 独 Verwaschungsfunktion, 仏 fonction de dispersion, 露 функция рассеяния] レンズなどの結像系や各種感光材料による, 点光源または線光源の像の広がりや強度分布や透過率分布で表したもの。点光源の像をポイントスプレッドファンクション, 線光源の像をラインスプレッドファンクションという。これをフーリエ変換すると OTF が得られる(\Rightarrow OTF)。

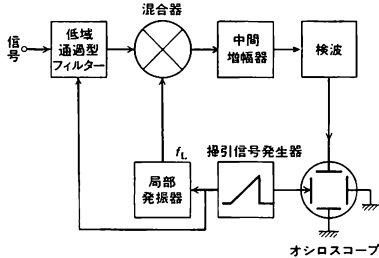
スプレー放電 [英 spray discharge, 独 Sprühentladung, 仏 décharge en effluve, 露 кистевой разряд] \Rightarrow グロー放電

スプレングル・ポンプ [英 Sprengel pump, 仏 pompe de Sprengel, 露 насос Шпренгеля] 真空技術の初期の段階に開発された真空ポンプのひとつ。細管を通して水銀を落下させ, そのときに生ずる水銀のとぎれを利用したもので, 容積移送式ポンプに属する。1873 年 H. Sprengel によって開発された。それまでの真空ポンプの運転は人力に頼らざるをえず, スプレングル・ポンプは自動ないしは半自動で運転できる初の真空ポンプであった。排気速度は小さいが到達圧力は 10^{-3} Pa (10^{-5} Torr) 台である。本格



的な回転真空ポンプとしてゲーテ型回転ポンプが発明されるまで、電球工業などの産業の分野でも活躍していた。原理は図に示すように水銀だめ A より細管 C を通して水銀を落下させる。ピンチコックの調整によって C 枝上部における水銀の圧力は 1 atm よりも低くなるので、B 枝が合流する点で水銀柱は真空容器からの気体を巻込んでとぎれた状態で落下する。水銀柱に巻込まれた気体は下部の水銀受けで大気に排出される。この方式では、適宜水銀受け C の水銀を A に戻してやればよく、半自動で運転が可能である。さらに水流ポンプなどの補助ポンプを駆使して、完全自動で水銀を循環させる方式も後に開発された。

スペクトラムアナライザ [英 spectrum analyzer, 独 Spektrumanalysator, 仏 analyseur des spectres, 露 анализатор спектра] 入力信号を周波数成分に分解し、各成分の強度を表示する装置。図のように装置内には周波



数 f_L の局発振器をもっており、入力信号は f_L に連動したフィルタによって $f < f_L$ の周波数成分しか通過できないようになっている。混合器を通すと、信号のうち f の成分は $f_L \pm f$ の周波数に移されるが、周波数 $f_{IF} (< f_L)$ のまわりに狭い通過帯域幅をもつ中間周波数増幅器を通すと $f = f_L - f_{IF}$ の成分だけが現れる。したがって、 f_L を掃引すると、信号中の各成分を検出できるが、それを検波し掃引に同期したオシロスコープに入力すれば、信号の各周波数成分が表示できる。周波数の分解能は中間周波数増幅器の帯域幅 Δf_{IF} が小さいほど上がるが、その帯域を掃引する時間 ΔT はそれに逆比例して長くしなければならない。これは幅 Δf_{IF} のフィルタに対する信号の応答には、少なくとも $1/\Delta f_{IF}$ の時間がかかるからである。

スペクトル [英 spectrum, 独 Spektrum, 仏 spectre] まず、 A を正方行列とすると、行列 $A - \lambda I$ (λ は複素数、 I は単位行列) が逆行列 $(A - \lambda I)^{-1}$ をもつかもたないかは、 λ が A の固有値でないか固有値であるかによる。いま、もっと一般的な状況として、 A がバナッハ空間(特別な場合としてヒルベルト空間) X の線形作用素である場合を考える。このとき、複素数 λ に対して、 $A - \lambda I$ の逆作用素 $(A - \lambda I)^{-1}$ が X 全体で定義された有界作用素となるならば、 λ は A のリゾルベント集合 $\rho(A)$ に属するという。リゾルベント集合に属さない複素数全体の集合を A のスペクトルといい $\sigma(A)$ で表す。 $\sigma(A)$ はさらに、点スペクトル $\sigma_p(A)$ 、連続スペクトル $\sigma_c(A)$ 、剰余スペクトル $\sigma_r(A)$ に、次の条件にしたがって分類される。

(1) $\lambda_0 \in \sigma_p(A)$ のための条件は、 $A - \lambda_0 I$ が 1 対 1 の写像でないこと、すなわち、 $A\varphi - \lambda_0\varphi = 0$ 、 $\varphi \neq 0$ を満足する $\varphi \in X$ が存在することである。すなわち、 $\sigma_p(A)$ は固有値全体の集合に等しい。有限次元空間では $\sigma(A) = \sigma_p(A)$ である。

(2) $\lambda_0 \in \sigma_c(A)$ となるのは、 $A - \lambda_0 I$ の逆写像が、 X で稠密な定義域をもつ写像として定まるが、有界作用素にならないことである。たとえば、 $X = L_2(-\infty, \infty)$ ($(-\infty, \infty)$ で定義された絶対二乗可積分関数の全体) として、掛け算作用素 $u(x) \rightarrow xu(x)$ を A とおくと、 λ_0 が実数ならば、 $(A - \lambda_0 I)^{-1}$ は $1/(x - \lambda_0)$ を掛ける作用素となり、その定義域は X で稠密であるが、 $(A - \lambda_0 I)^{-1}$ は非有界である。すなわち、 $A = x \times$ のスペクトルは、 $\sigma_c(A) = \{\text{実数全体}\}$ である。

(3) $\lambda_0 \in \sigma_r(A)$ となるのは、 $A - \lambda_0 I$ が逆写像をもつが、その定義域が X で稠密でないことである。たとえば、 $X = L_2(0, \infty)$ において、境界条件 $u(0) = 0$ を満足する u に対して $Au = du/dx$ とおけば、 $A - I$ は 1 対 1 であるが、 $A - I$ の値域は e^{-x} と直交し、したがって X で稠密でない。すなわち $1 \in \sigma_r(A)$ である。

スペクトル解析 [英 spectral analysis, 独 Spektralanalyse, 仏 analyse spectrale] 数学的にはスペクトル分解と同意味であるが、物理学では多くの場合、通常関数に対してはそのフーリエ変換またはフーリエ級数を求めること、確率過程に対してはそのスペクトル密度(ウィナー-ヒンチンの公式によって、これは相関関数のフーリエ変換に等しい)を求めることを意味する。これらはいずれも、一見複雑に見える現象を、最も基本的で単純な物理的過程である単一振動数成分に分解することにほかならない。単一の振動数の波は量子力学的には光子、音子(フォノン)、励起子その他の「素励起」として粒子的に描像することができるので、スペクトル解析が現象のメカニズムを分析するための重要な手段となるのである。たとえば $X(t)$ を光波とするならば、そのスペクトル密度は普通の意味での「スペクトル」にほかならない。数学で使われるスペクトルという術語も、もともと物理におけるスペクトルの概念からきたものである(スペクトル分解)。

スペクトル拡散 [英 spectral diffusion, 仏 diffusion spectrale, 露 спектральная диффузия] スピン共鳴や光の共鳴吸収において、不均一に広がった共鳴線のスペクトルの一部を励起するとき、その周りの部分にも励起が拡散する現象である。外部入射電磁場が共鳴しているスピンあるいは原子はこの他に種々の局所場の影響を受けている。この局所場が時間的に一定であれば、共鳴線は不均一な広がりをもちことになる。しかし、局所場が時間的にゆらぐと、スピンのラーモア周波数や原子周波数を変化させ、したがってスペクトル拡散が生ずる。

固体の電子スピンエコーでは、吸収のくぼみ(ホール・バーニング)からはげざれた非共鳴スピングループがつくる揺動場がスペクトル拡散を起すことが知られている。この揺動場はスピン・スピンフリップやスピン・格子緩和によってつくられる。気体の光吸収によるホール・バーニングやファントムエコーの実験では、光によって共鳴励起された、ある速度の原子グループが、その後の衝突によって速度変化を起すので、ホール幅の広がりやエコーの指数関数的減衰からのずれが観測される。

スペクトル型(星の) [英 spectral type, 独 Spektraltyp, 仏 type spectral, 露 спектральный тип] 星の光を分光器を通して眺めると、虹の 7 色に相当する連続スペクトルとその上にスペクトル線、すなわち多くの吸収線やまれに輝線が見える。スペクトル線の種類や強度分布によって分類したものを星のスペクトル型という。その見え

かたは M. Saha の電離論(⇒サハの電離論)で説明されるように、主に星の表面温度に依存するが、半径の相違による表面気圧の違いによってもスペクトル線の相対強度に違いが現れる。普通よく用いられるスペクトル型はハーバード式分類とよばれるもので図のように表される。左の方向星の表面温度は高い。各型はさらに 0 から 9 まで細分される。スペクトル型と星の有効温度(単位面積当り星と同量の放射エネルギーを放射する黒体の温度)との間によい相関がある。スペクトル型 B0 の星の有効温度は 28000 K, A0 は 9900 K, G2 の太陽は 5700 K となっており, M0 型星の有効温度は 3480 K と低い。O 型では電離ヘリウム, 高階電離の炭素, 酸素, 窒素などの吸収線がある。B 型では水素吸収線が現れ、中性ヘリウム線は最強となる。A 型では水素線は最強で、電離金線もしだいに強くなる。F 型では水素線がやや弱まり, Ca の H,K 線, 中性金属線が現れる。G 型では Ca の H,K 線が強く, 水素線は弱く G 帯が現れる。K 型では H,K 線は強くて幅広く, 金線が強くなる。M 型では TiO の吸収帯, S 型では ZrO の吸収帯が強い。C 型では C₂ や CN の吸収帯が強い。現在では星の表面気圧と相関がある光度階級(星の光度の指標)もスペクトル分類のもうひとつのパラメーターとして加え、二次元分類である MK 分類が行われている。光度階級は I ~ V (I は I₀, I₀ に分ける)をスペクトル型の温度系列の後に付けて表すのが普通である。

スペクトル関数 [英 spectrum function, 独 Spektralfunktion, 仏 fonction spectrale, 露 спектральная функция] 周波数スペクトルを周波数(角振動数) ω の関数とみなしたとき, これをスペクトル関数とよぶ。また, 時間的変動を周波数でなく, 特性時間 τ などの周波数以外の変数について分解した場合も, 一般にスペクトル関数とよぶ。スペクトル関数がわかれば, 時間的に変化するものと変数を書き表すことができる。たとえば, 周波数スペクトル関数を $F(\omega)$ とすると, もとの変数 $x(t)$ は

$$x(t) = C \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$

ただし, C は $F(\omega)$ の定義によって定まる定数で, $C = 1/\sqrt{2\pi}$ としたり, $C = 1$ としたりする。緩和が本質的であるような現象では, 緩和スペクトルを $H(\tau)$ とすると(⇒緩和とスペクトル)

$$x(t) = C \int_{-\infty}^{\infty} H(\tau) e^{-i\tau t} d\ln \tau$$

である。スペクトル関数はかなり一般的な言葉で、スペクトルとほぼ同義語である。

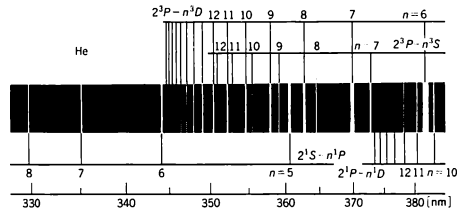
スペクトル項 [英 spectral term, 独 Spektrallterm, 仏 term spectral, 露 спектральный терм] = 項

スペクトル次数 [英 spectral orders, 独 spektrale Ordnung, 仏 ordre de spectre, 露 спектральный порядок] ⇒ 回折格子の式

スペクトル線 [英 spectral line, 独 Spektrallinie, 仏 raie spectrale, 露 спектральная линия] 原子の放射分光器でスペクトルに分けると, 線状または連続のスペクトルが得られる。このうち線状のものをスペクトル線といい, 原子ではスペクトル線系列を, 分子ではバンドを形成する。スペクトル線といえば通常原子によるものをいう。スペクトル線の波長からそれを放射あるいは吸収する

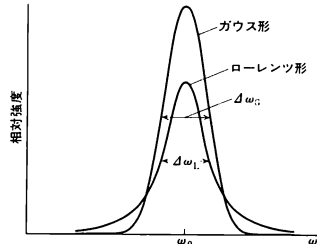
元素の同定ができ, 強度からその原子の密度測定, 光源の温度測定などが行える。スペクトル線は高分解能で観測すると微細構造あるいは広がりをもつことが多い。これはゼーマン効果, シュタルク効果, ドップラー効果, 原子核スピンおよび同位体効果などにより, エネルギー準位, したがってスペクトル線にずれや分離がおこるためである。スペクトル線の微細構造を測ることによって光源の性質を計測できる。

スペクトル線系列 [英 spectral series, 独 Spektrallserie, 仏 série spectrale, 露 спектральная серия] 原子スペクトルで, 同じスペクトル項に属する特定のひとつの下位準位ととの間の遷移によって生じる一群の吸収または発光スペクトル線のことで, n (上位準位の主量子数) $\rightarrow \infty$ の極限に収束する無数の線から成る。図に He 原子の各種スベ



クトル線系列を示す。この例にも見られるように, スペクトル線系列は主量子数が大きくなるとある波長値に収束する。系列の極限に相当するエネルギー準位位置をイオン化限界という。スペクトル線系列は正常系列と異常系列とに分けられる。歴史的に有名なスペクトル線系列として, H 原子のバルマー系列(2 - n), アルカリ金属の主系列(1²S - n²P), 鋭系列(2²P - n²S), 鈍系列(2²P - n²D), および基本系列(3²D - n²F)がある。

スペクトル線の形 [英 spectral line shape, 独 Spektrallinienform, 仏 profil de la raie spectrale, 露 форма спектральной линии] スペクトル線を高分解能の分光装置で観測すると, 単純な線でなく, ある周波数範囲に広がった強度分布をもっており, この現象をスペクトル線の広がり, その強度分布をスペクトル線の形または輪郭という。代表的なスペクトル線の形はローレンツ形(自然広がりなど)とガウス形(ドップラー広がり)であり, それらの半幅(それぞれ $\Delta\omega_L, \Delta\omega_G$ とする)と面積を等しくした場合の比較を図に示す。ガウス形は $\exp\{-(\omega - \omega_0)^2/\Delta\omega_G^2\}$ に



比例し, 中心に集中するのに対し, ローレンツ形は $(\Delta\omega_L/2)^2/[(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta\omega_L/2)^2]$ に比例し, すそが広い傾向がある。一般には両者を混合したフォークト形の形状になる。

観測されるスペクトル線は, 分光器などの観測手段による分解能が原因となる装置広がり(ファブリー-ペロー干

波計で観測される装置広がり、は、近似的にローレンツ形である(⇒装置関数)のほかに、それ自体、スペクトル広がり(起して有限の周波数幅をもっている。その幅を生じる原因は、均一幅、不均一幅とよばれる2つのカテゴリーに分類される。

均一幅とよばれるものは、量子状態が有限な寿命をもつため、そのエネルギーにも有限な幅を生じることによるものである。任意の1つの原子は、線幅の範囲内の任意の周波数の光を放出、あるいは吸収する確率分布をもつだけで、どの原子がどの周波数の光を放出あるいは吸収するという区別をすることは原理的にできない。このカテゴリーに属するものとしては、自然幅、衝突幅などがある。一般に、線の形はローレンツ形である。自然放射で、スペクトル線の遷移確率を A とすると、その単位の寿命は $1/A$ で、スペクトル線は $\Delta\omega \sim A$ の幅を生じる。これは自然幅とよばれ、波長で表せば $1 \times 10^{-4} \text{ \AA}$ 程度の大きさである。衝突広がりでは、励起原子が発光過程にほかの原子との衝突によって放出光の位相が無秩序に変わるため、光の波が有限の長さで切られたのと等価になり、原子の平均自由飛行時間を τ とすると、スペクトル線は $\Delta\omega \sim 1/\tau$ の幅を生じる。これは、原子の放出光が乱されない有限の時間幅を τ として、不確定性原理から得られる結果のスペクトル線幅と一致している。衝突広がりでは圧力に比例するので、圧力広がりともいわれる。

不均一幅とよばれるものは、遷移の周波数領域、すなわち幅を決めるあるパラメーターが統計的分布をしていることによる。おのおのの原子は、パラメーターの値により異なった一定の周波数の光を放出あるいは吸収し、それらが重なり合て分離できないため、幅として観測されるものである。このカテゴリーに属するものは、ドップラー幅、シュタルク幅、結晶中の原子発光幅などがある。ドップラー広がりでは、スペクトル線幅を決める統計パラメーターは、原子の速度分布である。この場合、線幅のなかの任意の周波数の光を出している原子は、観測方向に平行な原子速度成分により、原理的には、ほかの原子と区別できる。マクスウェル速度分布のとき、スペクトル線の形はガウス形である。シュタルク広がりでは、周囲の電子やイオンから受ける電場でシュタルク効果が起るが、その電場の強度分布がスペクトル線幅を決める。結晶中の原子による放出では、局所的応力のゆらぎが遷移の周波数にシフトを起し、幅を生じる。また、レーザーなどの非常に強い放射場中では、誘導放射が大きな影響を及ぼすようになる。これを自然放射に対する誘導放射の大きさ之比である飽和パラメーター S で表す。すると、上記均一幅は $\sqrt{1+S}$ 倍程度になり、これを飽和幅とよぶことができる。

スペクトル線の強度因子 [英 intensity factors of spectral lines, 独 Intensitätsfaktoren der Spektrallinien, 仏 facteurs d'intensité de raies spectrales, 露 фактор интенсивности спектральных линий] 発光スペクトル線の強度は単位体積の光源から毎秒放射されるエネルギーによって定義される。ある原子または分子が励起状態 m (縮退度 g_m) からこれより低い状態 n (縮退度 g_n) に遷移するとき、両状態間のエネルギー差を ΔE とすると $\nu = \Delta E/h$ の振動数 (h はプランク定数) の光が放射される。放射には自発放射(自然放射ともいう)と誘導放射とがあり、その強度はそれぞれアインシュタインの A 係数および B 係数とよばれる A_{mn} および B_{mn} で表される。また誘導放射の強度

は、放射の起る場における振動数 ν の電磁場のエネルギー密度 $\rho(\nu)$ に比例する。したがって発光スペクトル線の強度は(⇒アインシュタインの遷移確率)

$$I_{mn}^{\text{em}} = N_m h \nu (A_{mn} + \rho(\nu) B_{mn}) \quad (1)$$

で表される。ここで N_m は単位体積に含まれる m 状態にある原子または分子の数である。 $B_{mn} = c^2/8\pi h \nu^3 \cdot A_{mn}$ であるから、一般に ν の大きい領域では第二項は無視できる。しかしマイクロ波領域の電磁波およびレーザー光の場合は重要な項である。吸収スペクトルの強度は、強さが $I_0^0 = c\rho(\nu)$ (c は真空中の光速、 $\rho(\nu)$ はエネルギー密度) の入射光が単位面積の吸収体を単位の厚さだけ通過する際、単位時間に吸収されるエネルギーで定義される。この吸収は初期状態 n から終状態 m への遷移によるものとするれば、吸収強度 I_{mn}^{ab} は次式で表される。

$$I_{mn}^{\text{ab}} = I_0^0 N_n B_{nm} d\chi \bar{\nu} \quad (g_n B_{nm} = g_n B_{mn}) \quad (2)$$

ここで N_n は単位体積に含まれる n 状態にある原子または分子の数である。吸収層は十分薄いものと考え、その厚さを $d\chi$ で表した。波数 $\bar{\nu} = \nu/c$ を中心とする吸収スペクトルの線幅の範囲で I_0^0 が一定と考えられる入射光線は簡単に得られ、この状況下で実測される吸収係数 k_ν は $I_\nu = I_0^0 \exp(-k_\nu d\chi)$ で与えられる。ここで I_ν は透過光の強度である。この式を用いると、吸収スペクトルの線幅全体にわたって吸収されるエネルギーは $\int (I_0^0 - I_\nu) d\nu = I_0^0 d\chi \int k_\nu d\nu$ で表され、この値は式(2)の I_{mn}^{ab} に等しい。したがって $\int k_\nu d\nu = N_n B_{nm} h \nu$ の関係が成り立ち、吸収係数を測定すれば B_{nm} が求められる。 A_{mn} , B_{mn} , B_{nm} は遷移確率 $|R^{mn}|^2 = |\langle \Psi^m M \Psi^n \rangle|^2$ に比例している。ここで M は遷移モーメント(電気双極子モーメント、磁気双極子モーメントまたは電気四極子モーメントなど)、 Ψ^m , Ψ^n はそれぞれ m , n 状態の波動関数である。 $|R^{mn}|^2$ は原子では2つの状態 m , n および n の方位量子数、磁気量子数、全角運動量子数によって異なり、これらの量子数によって特徴づけられる各スペクトル線の相対強度を与える(⇒多重項強度)。分子の場合は、電子状態の異なる状態間の遷移に関する $|R^{mn}|^2$ は近似的に $|R^{mn}|^2 = |R^{mn}|^2 \cdot |R_{el}^{mn}|^2$ で表される。ここで R_{el}^{mn} は電子項遷移モーメントとよばれ $R_{el}^{mn} = \langle \Psi^m M_e \Psi^n \rangle$ (Ψ^m , Ψ^n はそれぞれ m , n 状態の電子項の波動関数、 M_e は遷移モーメント M のなかで電子の座標のみに依存する部分)で表される。また上位項および下位項の振動量子数を ν' , ν'' , 振動の波動関数を $\Psi_{\nu'}^m$, $\Psi_{\nu''}^n$, 回転量子数を J' , J'' , 回転の波動関数を $\Psi_{J'}^m$, $\Psi_{J''}^n$ と書くと、 $R_{el}^{mn} = \langle \Psi_{\nu'}^m \Psi_{\nu''}^n \rangle$, R_{el}^{mn} は $\Psi_{\nu'}^m$, $\Psi_{\nu''}^n$ によって決る量である。 $|R_{el}^{mn}|^2$ はプランク-コンドン因子とよばれ、1つのバンド系列内の各バンドの相対強度の近似値を与える(⇒プランク-コンドン因子)。この近似は R_{el}^{mn} が核間距離の変化に対してゆっくり変化する、 $|R_{el}^{mn}|$ を平均値 $|R_{el}^{mn}|$ で置換えられる場合により近似となる。ヘンル-ロンドン公式

とよばれる $S_{J'J''} = \sum_{M', M''} |R_{el}^{J'J''}|^2$ は1つのバンド内の回転線の相対強度を与える(⇒ヘンル-ロンドン公式)。ここで M' , M'' は上位項および下位項の回転量子数 J' , J'' の成分の量子数である。磁場をかけない限り M' , M'' に関する縮退はとけないので、通常観測される強度は M' , M'' について合計したものに相当する。したがって $|R^{mn}|^2$ の代りに $\sum |R^{mn}|^2$ を初期状態の縮退度 $(2J'+1)$ で割ったものを用いる。また吸収強度を表すのにしばしば振動子強度または f 値とよばれる量が用いられる(⇒振動子強度, フランク

-コンドン因子, ヘンル-ロンドン公式)。

スペクトル線の広がり [英 spectral line broadening, 独 Spektrallinienvverbreiterung, 仏 élargissement de la raie spectrale, 露 уширение линии спектра] ⇨ スペクトル線の形

スペクトル線幅 [英 spectral line width, 独 Spektrallinienvbreite, 仏 largeur de la ligne spectrale, 露 ширина спектральной линии] ⇨ スペクトル線の形

スペクトル濃度の集中 [英 Spectral concentration, 仏 concentration de spectre, 露 спектральная концентрация] 水素原子に一様な電場をかけたときのハミルトニアン $H_e = -\Delta - 1/|r| + \varepsilon x$ において, $\varepsilon = 0$ のときにはスペクトルの負の部分は離散固有値 $\{\lambda_k\}_{k=0,1,\dots}$ のみから成るが, $\varepsilon \neq 0$ になるとこれらの固有値は消滅し, 連続スペクトルが $(-\infty, \infty)$ 上にわたる。いったん連続スペクトルが現れると, その濃度のようなものを考えるのは難しいが, 一方 $|\varepsilon|$ が小さいときには, H_e の連続スペクトルの負の部分は, 各 λ_k の近傍(より詳しくは, 形式的摂動級数によって得られる値 $\lambda_k(\varepsilon)$ の近傍)になんらかの意味で集中していると期待するのは自然である。このような状況を数学的に解析するとき用いられるのが, スペクトル濃度の集中という概念である。それは, 単一の演算子の性質としてではなく, 自己共役演算子の族 H_n ($n \rightarrow \infty$) または H_ε ($\varepsilon \rightarrow 0$) の性質として表される。上の例では, $\lambda_0 = \varepsilon = 0$ のときの最低固有値($\lambda_0 = -1/4$), ψ_0 に対応する正規化された固有関数とし, $\lambda_0^{(1)}(\varepsilon) = \lambda_0 + \varepsilon \int |\psi_0(r)|^2 d^3r$ とおくと λ_0 の近傍においては, H_e のスペクトルは区間 $(\lambda_0^{(1)}(\varepsilon) - o(\varepsilon), \lambda_0^{(1)}(\varepsilon) + o(\varepsilon))$ に集中していることが示される。

スペクトル表示 [英 spectral representation, 仏 représentation spectrale, 露 спектральное представление] 量子論に現れるグリーン関数や散乱振幅などは, ローレンツ不変性, 空間反転不変性, 中間状態についてのスペクトル条件といった一般的に満たされるべき性質から, その関数の解析的性質が制限される。そのような制限を具体的に表現するものとしていろいろな積分表示が導かれている。積分表示において, パラメーターの積分範囲は通常スペクトル条件によって決るので, しばしばスペクトル表示の名でよばれる。スペクトル表示の一番簡単な例はグリーン関数に対するレーマン表示である。そのほかベーター-サルビーター振幅に対するダイソン表示や, 散乱振幅に対するマンデルスタム表示がよく知られている。スペクトル表示には公理的に導かれたもののほかに, 摂動のすべての次数で確かめられたものもある。

スペクトル分解 [英 spectral resolution] $n \times n$ 行列 A が対角化可能であるとき, A の固有ベクトル φ_j ($j = 1, 2, \dots, n$) からなる基底が存在する。すなわち, 任意のベクトル x は

$$x = a_1 \varphi_1 + a_2 \varphi_2 + \dots + a_n \varphi_n$$

のように固有ベクトル展開できる。特に A がエルミート行列ならば系 $\{\varphi_j\}$ を規格直交系となるように選ぶことが可能で, n 次元複素ベクトルの内積を (\cdot) で表すとき, 上式は

$$x = (x, \varphi_1) \varphi_1 + (x, \varphi_2) \varphi_2 + \dots + (x, \varphi_n) \varphi_n \quad (1)$$

と書け, さらに, このとき

$$A x = \lambda_1 (x, \varphi_1) \varphi_1 + \lambda_2 (x, \varphi_2) \varphi_2 + \dots + \lambda_n (x, \varphi_n) \varphi_n \quad (2)$$

が成り立つ。ただし, λ_j は φ_j に対する固有値である。 φ_j

の張る一次元空間への射影 $x \rightarrow (x, \varphi_j) \varphi_j$ を P_j で表すとき, 式(2)は

$$A = \lambda_1 P_1 + \lambda_2 P_2 + \dots + \lambda_n P_n \quad (3)$$

と書ける。すなわち, エルミート行列 A は固有値 X と固有空間への射影との積の線形結合で表される。これが有限次元の場合のスペクトル分解である。 A が無限次元のヒルベルト空間の自己共役作用素の場合には, 式(3)が無限和になったり, 積分になったりする。たとえば, A が完全連続な自己共役作用素のときには, A のスペクトルは可算個の固有値 $\{\lambda_n\}$ からなり, 式(3)に対応するスペクトル分解は, 級数

$$A = \sum_{j=1}^{\infty} \lambda_j P_j \quad (4)$$

の形で可能である。一般の自己共役作用素 A に対しては, 射影の値として, A のスペクトル上で増加する実変数 λ の関数 E_λ ($-\infty < \lambda < \infty$) が定まり, A のスペクトル分解は

$$A = \int_{-\infty}^{\infty} \lambda dE_\lambda \quad (5)$$

という一種のステルチェス積分になる。スペクトル分解を用いば, $f = f(\lambda)$ が実変数複素数値関数であるとき, 作用素の関数として $f(A)$ が

$$f(A) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\lambda) dE_\lambda$$

のように定義できる。

スペクトル分離因子 [英 spectroscopic splitting factor, 独 spektroskopischer Aufspaltungsfaktor, 仏 facteur de subdivision spectroscopique, 露 спектроскопически расщепляющий фактор] ⇨ 磁気回転比, ランデの間隔則, ランデの g 因子

スペクトルレベル [英 spectrum level, 仏 niveau spectrale, 露 спектральный уровень] 機械振動, 音響, 電気信号などのスペクトルにおいて, 周波数 f を中心とする 1 Hz の周波数帯域に含まれる成分のパワーと基準パワーとの比を dB で表したものの(⇨音響スペクトル)。

スペクトログラフ = 分光写真器

スペクトロスコーピー = 分光学

スペクトロスコーピック因子 = 分光学因子

スペクトロスコープ = 分光器

スペクトロフォトメーター = 分光光度計

スペクトロメーター [英 spectrometer, 独 Spektrometer, 仏 spectromètre, 露 спектрометр] 光や, 原子, 分子, 素粒子の波長, 質量, エネルギー, 運動量などを分析し, そのスペクトルを測定する装置の総称で, それぞれの分野およびその動作機能などに応じて単にスペクトロメーターおよびほか, 分光器, 分光計, スペクトログラフなどの呼称も使われている。

[1] 原子や分子のエネルギー準位の測定や光のスペクトル解析において, その波長測定, エネルギー分析を行う装置を狭い意味でのスペクトロメーターまたは分光器とよぶ。目盛の読みから直接, 測定している光の波長がわかるようにつくられている分光器を特に, 分光計ともいう。目盛は必ずしも波長直読とは限らない。波長目盛をもつものは射出スリットをつけると, モノクロメーターとして, また角度目盛をもつものは, 分散素子(回折格子やプリズム)を取除くと, ゴニオメーターとして用いることができる。

[2] 原子核や素粒子の実験においては, α 線, β 線(電子線), γ 線などの測定のほか, 陽子, 中性子, π 中間子,

K 中間子など素粒子の質量, エネルギー, 運動量の分析が必要であり, これらのエネルギー・スペクトルを測定する装置を総称してスペクトロメーターとよんでいる。中性子や γ 線のように中性の粒子のエネルギー測定にはそれぞれの粒子の相互作用の性質に対応した検出の手段が用いられ, それに応じてスペクトロメーターの機能や型式も異なってくる。 α 線, β 線や一般の荷電素粒子の運動量分析には電磁場を利用することが多く, 特に磁場を利用するタイプが最も一般的であり, このタイプを特にマグネティックスペクトロメーターといい, その際用いられる電磁石をスペクトロメーター電磁石(⇒運動量分析用電磁石)とよぶ。さらに, 写真乾板などを記録媒体として, 一時に広範囲のスペクトルを記録できるようにしたものを特にスペクトログラフとよぶ。 α 線, β 線のエネルギー・運動量を高分解能で分析する装置は, 特にそれぞれ, α 線スペクトロメーター, β 線スペクトロメーターとよばれ, 主としてマグネティックスペクトロメーターを用いるが, 相対論的速度に達しない低エネルギー β 線には静電型スペクトロメーターも用いられる。 α 線, β 線のエネルギー測定には, またシンチレーションカウンタや半導体検出器も用いられるが, 分解能の点で, マグネティックスペクトロメーターに及ばない。 γ 線のエネルギーを測定する γ 線スペクトロメーターとしては, 主としてGeやSiなどの半導体検出器が用いられる。

スペースシミュレーションチェンバー = 宇宙空間模擬装置

スペースシャトル [英 space shuttle] 地上と大気圏外軌道を往復する有人宇宙連絡船。燃料タンク以外はすべて再使用され, 繰返し使用によって実験費用の大幅な軽減をはかる。地球を回る軌道に乗る部分になる軌道高度は直径4.6m, 長さ18.3mの荷物室が設けられ, 最大約30tの装置を搭載することができる。飛行高度は積載重量や軌道の傾斜角などによって異なるが200~1100kmが可能である。数人の飛行士と科学者が搭乗して, 軌道船の運行, 実験装置の操作, 監視, 場合によっては, 点検, 修理にあたる。飛行時間としては, 1~4週間程度が可能である。1981年, 初飛行に成功し, 種々の試験飛行が行われたのち, 定常的な運行に移る。スペースシャトルを利用した科学実験では, 無重力状態や大容量の真空空間など, 地上では得られない実験環境が得られ, 天体観測にとっても大気の影響から完全に解放された理想的な条件が与えられる。このような好条件を活用して, さまざまな実験や観測が計画されている。たとえば, 無重力状態のため, 対流や圧力勾配がなくなり, 高純度で均質な金属, 合金, 半導体材料, 磁性材料, 化学材料, 医薬品などの製造が考えられている。また, 極度に低い擾乱の中での結晶成長の実験や, 電気泳動法による高純度の化合物, 薬品の分離, 精製を能率的に行うことができる。さらに, 無重力状態が生体やその発生, 成長に及ぼす影響や遺伝工学に関する実験も行われている。一方, 地球探査を初めとする資源工学的な研究, 天然の大規模真空槽の中で, 地球磁場環境を利用したプラズマ実験, さらにX線, 紫外線, 赤外線などのような大気吸収を強く受ける宇宙放射線の観測などにも大いに活用される。スペースシャトルは, このほか, スペースステレスコープのような大型実験装置や惑星間探査機の大気圏外軌道への打上げ, 修復, 回収にも利用される。

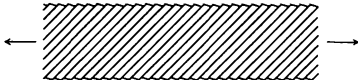
スペースステレスコープ [英 space telescope, 独 Space

Telescope, 仏 télescope spatial] 地上からの天体観測は, 大気の吸収のため, 観測波長域が可視光, 赤外線の一部と電波領域に限られる。また散乱光のため空は明るさを増して, 微弱天体の観測が妨げられ, 熱放射のため赤外域での観測が著しく阻害される。一方, 大気の密度, 温度の空間的, 時間的変動は星像のゆらぎ(またたき, シンチレーション)を誘起し, 天体の微細構造や位置の精密決定を難しくしている。これらの障害を避けて, 大気圏外で天体観測を行うための望遠鏡が, NASA(アメリカ航空宇宙局)を中心に進められているスペースステレスコープ計画である。望遠鏡の本体は口径2.4m, 焦点比 $f/24$ のリッチー・クレチエン型の反射望遠鏡で, ハネカム構造をもった軽量鏡を使い, 像質 $0.2''$ 以下の高解像力を備えている。観測は, 大気圏外の特色を十分に生かす。すなわち, 波長領域は, 極端紫外の $0.1\mu\text{m}$ から, 可視光をへて, $1000\mu\text{m}$ に近い遠赤外領域までをおおふ。像質のよさと, バックグラウンド放射の低さを生かして, 地上では可視光で24等級どまりであった観測の限界等級を28等級以上まで向上させることができる。これは天体の観測可能距離を10倍近くまで延ばすことを意味している。もちろんシンチレーションの影響から完全に解放されるため, 地上観測に比べて10倍以上の高解像力が得られ, 天体の相対位置決定の精度も $0.002''$ に達すると予想されている。

このような観測を通して, 超遠距離天体, 宇宙の大きさ, 構造, クエーサー(QSO)や, 系外銀河の中心核の構造, 天体の位置, 運動の精密決定, 太陽系外の惑星系の探索, 原始星, X線星, 近接連星系の構造や物理状態, 種々の天体における原子, 分子の存在比, 同位体比の決定や, 惑星表面の超微細構造の探索, 監視など, 地上観測からは得られない貴重な情報が得られるものと期待されている。この望遠鏡は, スペースシャトルによって打上げられ, 打上げ後も装置の調整, 交換, 修繕, 補充, 改良が加えられる。

スベクルパターン [英 speckle pattern, 独 Fleckenmuster, 露 гранулированная структура] レーザのように干渉性のよい光が粗面で散乱反射または透過したとき生ずる明暗の斑点模様。粗面の微小な凹凸で散乱した光が, 干渉して互いに強め合ったり弱め合ったりする結果, 生ずるものである。各斑点の形と大きさはスベクルパターンを結像する光学系の開口の形と大きさによって決り, 開口が小さいほど斑点の大きさは大きくなる。コヒーレント光による結像やホログラフィーなどでは雑音になるので, 結像系の開口を広げて観測系, たとえば目の解像力限界以上に細かくする, 複数の波長のレーザー光を用い平均化するなどの方法がスベクルパターンの低減化のために試みられている。一方スベクルパターンの性質を利用すると, (1) その自己相関関数から感光材料の解像力の測定, 結像系の焦点面の検出, (2) 物体が微小な変位や変形をするとき, その前後の強度分布の相互相関関数から変位や変形量の測定, (3) 物体の移動に伴うその経時変化から移動速度の測定, 視力検査, (4) 移動に伴うその変形の測定から図形の類似度, レンズのOTFの測定などが行える。

すべり [英 slip, 独 Gleiten, 仏 glissement, 露 скольжение] 結晶の塑性変形の主要な形態がすべりである。単結晶を引張ると, 図に示すように, カードをずらしたように, 特定の面に沿って特定の方向へすべる。その結果, 試料の表面にすべり線あるいはすべり帯とよばれるステッ



ブを生じる。多結晶体では、各結晶粒内で複数のすべりが同時に活動することによって、結晶粒界で連続性を保ちながら変形が進行する。すべりを起す面、すなわちすべり面は、普通、低指数の結晶面である。すべり方向も低指数の方向で、通常は最短の格子ベクトルの方向が選ばれる。すべり面、およびすべり方向の指数を $\{hkl\} \langle HKL \rangle$ のように表現し、その組合せをすべり系という。下表に代表的

おもな結晶中で活動するすべり系

結晶構造(結晶の例)	すべり系
面心立方 (Cu, Al, Au, Ag, Pb)	$\{111\} \langle 110 \rangle$
体心立方 (α -Fe, Mo, W, Nb, Ta)	$\{110\} \langle 111 \rangle, \{112\} \langle 111 \rangle$
最密六方 (Mg, Zn, Cd, Ti, Zr)	$\{0001\} \langle 11\bar{2}0 \rangle, \{1\bar{1}00\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$ $\{11\bar{2}0\} \langle 11\bar{2}0 \rangle,$ $\{1122\} \langle 11\bar{2}3 \rangle$
ダイヤモンド型(Ge, Si)	$\{111\} \langle 110 \rangle$
閃亜鉛鉱型 (InSb, GaAs, CdTe)	$\{111\} \langle 110 \rangle$
ウルツ鉱型(CdS, ZnO)	$\{0001\} \langle 11\bar{2}0 \rangle,$ $\{1\bar{1}00\} \langle 11\bar{2}0 \rangle$
塩化ナトリウム型 (NaCl, KCl, LiF)	$\{110\} \langle 110 \rangle$

な結晶について、その活動するすべり系を示す。すべり系 $\{hkl\} \langle HKL \rangle$ は、一般に、多数の同等な一群の系から成っているが(たとえば、面心立方晶での $\{111\} \langle 110 \rangle$ すべり系は12組から成る)、そのおのおのすべり系および $\{hkl\} \langle HKL \rangle$ のように表す。一群のすべり系のうち、互いにすべり方向を共有する複数のすべり系を交差すべり系、すべり面を共有しすべり方向が異なるすべり系を共面すべり系とよび、それらの系の活動によって生じるすべりをそれぞれ交差すべり、共面すべりという。単結晶では、対称性のよい結晶方位でなければ単一のすべり系で変形が進行するが、変形が進むと、すべり方向が異なる別のすべり系も活動するようになる。前者を一次すべり、後者を二次すべりとよんでいる。体心立方金属で観察されるすべり面は、しばしば、特定の結晶面に平行ではなく、しかも波うっている場合がある。このようなすべりを非結晶学的すべり、波状すべりなどとよぶことがある。この種のすべりは、交差すべりが非常に頻繁に起って生じたものとみなすことができる。すべりによって生じる表面のステップの形態は微細すべり(fine slip)と粗大すべり(coarse slip)に分類される。すべりは微視的には、多数の転位が応力の作用で結晶中を運動して表面に抜けることによって生じたものである。個々の結晶についてのすべり系の選択やすべりの形態などは、その結晶中の転位の性質で決っている。

すべり系 [英 slip system, 独 Gleitsystem, 仏 système de glissement, 露 система скольжения] ⇨ すべり

すべり線 [英 slip line, 独 Gleitlinie, 仏 ligne de glissement, 露 линия скольжения] ⇨ すべり

すべりの係数 [英 slip coefficient, 独 Schlupfkoeffizient, 仏 coefficient de recul, 露 коэффициент скольжения] 粘性流体の流れでは、流体の固体表面に接する部分はすべらない、もし表面が動けばその部分は表面とともに動くとして、境界条件を設定する。しかし厳密に言えば、

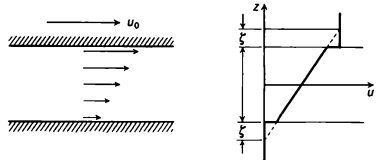
流体は固体表面でわずかにすべっていると考えられ、すべりの係数はこのようなすべり現象を定量的に表すものである。すべり現象は流体分子の平均自由行程が長いほど顕著に現れる。静止している固体平面とこれに接しながら流れている流体を考え、平面の法線方向に z 軸をとり流体の流速を $u(z)$ ($u_1=0$ 、したがって $u=u_1$) とすると、すべりの係数 ζ は次の式で表される。

$$\zeta = \frac{|u(0)|}{|(\partial u / \partial z)_{z=0}|}$$

気体運動論によれば ζ は分子の平均自由行程 l に比例し

$$\zeta = 0.998 \frac{2-f}{f} l$$

となる。 f は固体表面における流体分子運動量の移動比あるいは運動量適応係数とよばれるもので、表面で鏡面反射を行う場合 $f=0$ とし、 $0 \leq f \leq 1$ の値をとる。係数 0.998 は S. Chapman および D. Enskog による気体の粘性係数に関する計算によって与えられるものである。すべり現象では、固体表面における流体の速度は、表面に入射する分子と表面から反射する分子との平均速度であるが、少なくとも入射分子の平均速度は必ず流れ方向の速度成分をもっていることから、容易に理解できる。図に、2枚の平行平板を流体中におき、一方を u_0 の速度で板と平行に動かしたときの流れのようすを示す。



すべり摩擦 [英 sliding friction, 独 Gleitreibung, 仏 frottement de glissement, 露 трение скольжения] ⇨ 摩擦

すべり面 [英 slip plane, 独 Gleitebene, 仏 plan de glissement, 露 плоскость скольжения] ⇨ すべり

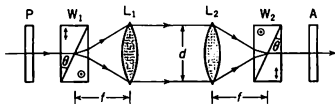
スポットサイズ [英 spot size, 独 Fleckgröße, 仏 dimension de tache, 露 размер пятна] ⇨ 光共振器

スポラディック E 層 [英 sporadic E-layer, 独 sporadische E-Schicht, 仏 couche E sporadique, 露 спорадический слой E] ⇨ 電離層

スポレーション [英仏 spallation, 独 Spallation, 露 скалывание] 高エネルギー粒子により原子核を照射すると、原子核が破壊され、いくつかの原子核や粒子に分解する。このように原子核が破壊されてしまう高エネルギー粒子による原子核反応のこと。破壊反応ともいい、反応による生成物を破壊生成物という。放射線化学的手法による研究ではスポレーション、写真乾板や泡箱などで観測する場合にはスターといわれる。スポレーションにより発生した標的核の破片の原子核は入射粒子の運動量の方向に鋭く分布する。宇宙に存在する元素のうち、リシウム、ベリリウムやホウ素などの軽い元素の原子核は、それらより重い炭素、窒素、酸素などの原子核と高エネルギー宇宙線によるスポレーション反応によって生成されたとされている。高エネルギー粒子による原子核反応は、W. Heisenberg (1937 年), R. Serber (1947 年) により提唱されたカスケード蒸発模型が定性的によく説明している。カスケード蒸発模型では、高エネルギー入射粒子のド・ブロイ波長が、

核内核子間距離より短いため、入射粒子が核内に入り、独立な1つの核内核子と最初に衝突するが、1回の衝突で入射粒子はそのエネルギーの一部を失うだけで、2回、3回と核内核子と衝突し、衝突された核子もさらにほかの核子と衝突する。この段階をカスケード過程という。さらに衝突された核子で高エネルギーのものは核外に放出されるが、低エネルギーの核子は、残留核を励起し、残留核の温度を上昇させ、核子を蒸発させるという二段階過程を考える。

スミス干渉計 [英 Smith interferometer, 独 Smithsches Interferometer, 仏 interféromètre de Smith, 露 интерферометр Смита] 複屈折を利用した偏光干渉計の一種で、レンズの焦点に置かれた2個のウォラストン・プリズムから成る。ウォラストン・プリズムは方解石などの一軸結晶でつくられた頂角の等しい2個の複屈折プリズムを光学軸が互いに直交するように接合したもので、最初のプリズムに垂直に入射した光は第二のプリズムを通過した後、振動面の方向によって異なった方向へ進む。ウォラストン・プリズム W_1 の光学軸と透過軸が 45° をなす偏光子 P を通った入射光は W_1 で分割された後、レンズ L_1, L_2 を経て第二のウォラストン・プリズム W_2 で再会する(図参照。図中↑印, ⊙印は光学軸の方向を示す)。検光子 A は



偏光子と平行あるいは直角に置かれ、これを通して干渉縞を観測する。レンズ L_1, L_2 間の両光路の間隔 d は $d = 2f(n_o - n_e) \tan \theta$ で与えられる。ここで f はレンズの焦点距離、 θ は複屈折プリズムの頂角、 n_o および n_e はそれぞれ複屈折プリズムの常光線および異常光線に対する屈折率である。両光路中に試料を入れることにより位相の違いが測定できる。

スミス図表 [英 Smith chart, 独 Smithsches Diagramm, 仏 diagramme de Smith, 露 диаграмма Смита] おもにマイクロ波回路の解析に使用される図表で、複素反射係数を極座標で表し、その上に正規化インピーダンスをパラメータ表示したもの。反射係数を

$$\Gamma = |\Gamma| e^{j\phi} \quad (1)$$

と表せば、 $|\Gamma| \leq 1$ であり、 ϕ は位相角である。次に $\Gamma = \Gamma_r + j\Gamma_i$ と表し、伝送線路上のある基準面から見た正規化入力インピーダンスを $Z = R + jX$ とすれば

$$\begin{aligned} \left(\Gamma_r - \frac{R}{1+R}\right)^2 + \Gamma_i^2 &= \left(\frac{1}{1+R}\right)^2 \\ \left(\Gamma_r - 1\right)^2 + \left(\Gamma_i - \frac{1}{X}\right)^2 &= \left(\frac{1}{X}\right)^2 \end{aligned} \quad (2)$$

が成り立つ。いずれも円を表す式である。式(1)と式(2)を1つの図表に表したものがスミス図表であり、その簡略化した例を図1に示す。 $|\Gamma|$ は半径を等分することにより得られるので省略されている。位相 ϕ (図1では省略)とともに d/λ_g の値が円周外に目盛っている。ここで d は負荷から最初の電圧極小点までの距離、 λ_g は導波管などの管内波長である。図の使用法の例として定在波比 ρ と d を測定して、正規化負荷インピーダンス Z_L を求める方法を示す。 ρ の値から $|\Gamma|$ を求め、これを半径とする円を図表上に描く。次に d/λ_g に相当する角度だけ負の水平軸から反時計

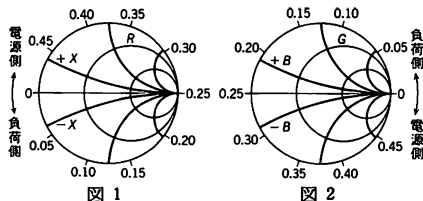


図1

方向に回転した点を $|\Gamma|$ 円上に求める。この点に対応する R, X を読めば Z_L が得られる。このインピーダンス図表は、外周上の d/λ_g の目盛を0.25だけずらすことにより、アドミタンス図表としても用いることができる(図2)。

スミヤーク試験 [英 smear test, 独 Wischtest, 仏 frot-tis, 露 испытание на удержание обтиранием] 放射性物質の表面汚染を調べる方法のひとつ。放射能汚染にはとれやすい汚染と、とれにくい汚染とがあり、放射線管理上最も重要なのはとれやすい汚染である。スミヤーク試験とは、とれやすい表面汚染を適当な大きさの汚紙でふき取り、これを放射能測定装置で計数し、放射能汚染密度の程度を調べる方法である。

ズームレンズ [英 zoom lens, 独 Zoomlinse, 仏 objectif à focale variable, 露 линза зум] 光学系の一部を光軸に沿って移動させることによって、像点の位置を変えることなく、焦点距離を連続的に変化させることができるレンズをいう。これに対して焦点距離を変えなく焦点面が移動するレンズを可変焦点距離レンズと区別する。ズームレンズでは連続的に焦点距離を変える間、レンズの口径径が変わらないことも望ましい条件のひとつである。ズームレンズの最長の焦点距離と最短の焦点距離の比をズーム比とよぶ。ズームレンズは、基本的にはフォーカシング部、変倍部、固定部とよばれる部分から成り立っている(図1)。フォーカシング部はズーム時には動かさないで

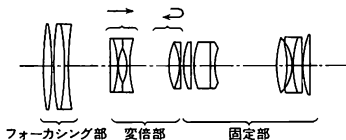


図1

固定になっており、焦点合せのときに動かす。変倍部は数組のレンズを互いに移動させることによって焦点距離を変化させ、また焦点面を常に一定の位置に保つ役目をもつ。固定部はマスターレンズともよばれ、フォーカシング部と変倍部で発生した収差を打消すとともに焦点距離範囲を決める役割をする。ズームレンズによっては、固定部がないものやフォーカシング部と変倍部を兼ねるものなど、いろいろな変型がある(図2)。ズームレンズは変倍部を構成するレンズの移動方法によって光学補正方式と機械補正方式とに大別される。光学補正方式は可動レンズを一体として同量だけ同一方向に動かしてズームを行うレンズで、

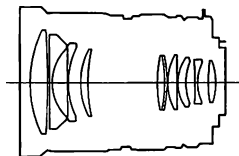


図2

焦点位置の移動を実用上支障のない程度に光学的に補正するものである。機械補正方式は2組以上の移動レンズをカムを用いて別々に移動させ焦点位置の変動をなくしたものである。工作精度の高いカム加工が要求されるが、ズーム比の増大や光学系の小型化が促進され、また収差補正に都合のよい構造にできるため、今日では大部分に機械補正方式が用いられている(図3)。

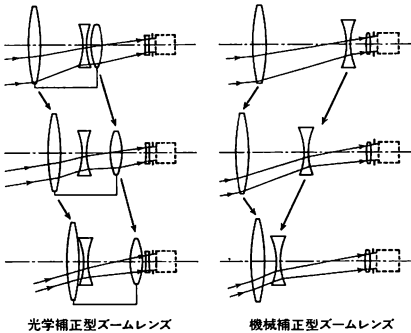


図3

スメクチック相 [英 smectic phase, 独 smektische Phase, 仏 phase smectique, 露 смектическая фаза] ⇨ 液晶, 高分子液晶

スモルコフスキー Smoluchowski, Marian 1872.5. 28—1917.9.5 オーストリアの物理学者。ポーランド系の家庭の出身。ウィーン近郊で生れウィーン大学で学び、F. Exner や J. Stefan の指導を受け、音響学的方法による弾性の研究で学位を取得した。ヨーロッパを周遊し、パリの G. Lippmann の下では熱放射の研究、グラスゴウの Kelvin 卿の下では電離線放射線による気体の電離の研究、ベルリンの E. G. Warburg の下では気体の温度の不連続性の研究に、相次いで携わった。1899 年レンベルク(現ソ連領ウクライナ共和国のリポフ)の大学へ移って翌年に教授となり、大気物理、流体物理、電気泳動などを研究、またそのころからブラウン運動に関する研究を深めてゆく。1913 年クラクフのヤグロ大学の実験物理学教授、1917 年 同大学の学長に就任したが、その秋 第一次世界大戦のため発生した赤痢により没す。

ベルリンでの研究(希薄気体中の温度の不連続性)は、L. Boltzmann 以来の気体運動論に実験的証拠を与える事例として重要なものであったが、ブラウン運動の研究も、A. Einstein の論文(1905—06 年)を補完する内容をもつ点や、巨視的物体(たとえば、つった鏡)へのブラウン運動の効果を論じた点に特色がある。この方面の考察はさらに深められて、ゆらぎの問題(コロイド、臨界タンパク光など)や熱力学第二法則の統計力学的解釈についての含蓄ある所見が発表された。ブラウン運動についての論文は *Annalen der Physik*, 4te Ser., 21(1906 年)756, 臨界タンパク光については同誌, 25(1908 年)205, 熱力学第二法則に関するゲッティングン講演は *Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und der Elektrizität* (講演集, 1914 年) p. 89 にある。

スライド抵抗器 [英 slide rheostat, 独 Schleifdraht-Kompensator, 仏 rhéostat à fil, 露 ползунковый реостат] ⇨ 可変抵抗器

スラスト [英 thrust, 露 трaст] 高エネルギーでの

電子・陽電子衝突におけるジェット的发生を検出するために、E. Farhi が 1977 年に導入した変数。事象ごとに定義され、多重発生した粒子が完全に等方的であれば 1/2, 2 個の狭いジェットが生じれば ≈ 1 となる。終状態の粒子 i の重心系での運動量を p_{i0} ($\alpha = 1, 2, 3$) としたとき、これがある方向 \hat{n} の平行成分 $p_{i||}$ と垂直成分 $p_{i\perp}$ とに分ける

$$p_{i||} = (p_i \cdot \hat{n}) \times \hat{n}, \quad p_{i\perp} = p_i - p_{i||}$$

スラスト T は、 \hat{n} の関数(スラスト関数という)

$$T(\hat{n}) = \frac{\sum_{i=1}^N |p_{i||}|}{\sum_{i=1}^N |p_i|}$$

の最大値として定義され、最大値を与える方向 \hat{n} をスラスト軸といい、ジェットの方向を示す。一般には、スフェリシティー軸、スフェロシティー軸とは異なる。スラストは赤外発散を含まず、直観的な描像との一致もよい。3 ジェットへの拡張も試みられている(⇨スフェリシティー, スフェロシティー)。

スラストメーター [英 thrustmeter, 独 Druckkraftmesser, 仏 indicateur de poussée, 露 осевой динамометр] ジェットエンジンの推力を測定する装置で作動状態や性能を知るために用いられる。ストレインゲージを用いたものと圧力比によるものとがある。前者は機体とエンジンとの間の取付けヒンジにストレインゲージを挟み、そのひずみによって推力を知る方法で、あまり精度がよくない。後者の多くは圧力比によるもので、タービン入口全圧と出口全圧との比が推力の関数であるという関係を用い、入口全圧および出口全圧をダイヤフラムに導き、これらの圧力比を求め指示するようになっている。圧力比は 1.2—4.0, 入力全圧 10—23 kPa, 出口全圧 13—400 kPa くらいで用いられている。

スラブノーフテイラーの恒等式 [英 Slavnov-Taylor identity, 仏 identité de Slavnov-Taylor, 露 тождество Славнова-Тэйлора] 非可換ゲージ場の理論における、グリーン関数の間の関係式。量子電磁気学のような可換ゲージ理論では、光子が質量 0 の可換ゲージ場であるという特質のため可換群に付随する保存カレントが存在し、グリーン関数のあいだにある関係式が成り立つ。これをウォード-高橋の恒等式とよぶ。これと同様に非可換ゲージ理論でも、ゲージ場が質量 0 という特質のため、非可換群に付随する保存カレントが存在し、グリーン関数の間に一定の関係式が成り立つ。これをスラブノーフテイラーの恒等式という。したがって、スラブノーフテイラーの恒等式は、可換ゲージ理論におけるウォード-高橋の恒等式と非可換ゲージ理論への拡張である。非可換ゲージ理論がくりこみ可能であることを証明するとき、スラブノーフテイラーの恒等式を用いると、証明が非常に簡略化され、見通しがよくなるので、この恒等式は重要である(⇨ウォード-高橋の恒等式)。

ずり応力 [英 shear stress, 独 Schubspannung, 仏 tension de cisaillement, 露 скальвающие напряжение] ⇨ 応力

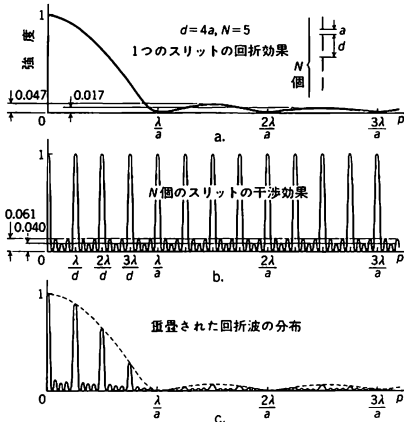
ずり速度 [英 rate of strain] ⇨ 変形速度

ずり弾性率 = 剛性率

スリット [英 slit, 独 Schlitz, 仏 fente, 露 щель]

長さ比べて幅が狭い開口のこと。普通スリットは 2 つの刃を向かい合せて平行に配置した形で構成され、幅が固定

しているもの、一方の刃だけが移動して幅が変わる片開きのもの、両方の刃が逆方向に等距離ずつ移動して幅が変わる両開きのものに分類される。光学では干渉、回折、分光などの実験に使用される。幅 a の単一スリットに波長 λ の単色平面波が入射した場合、スリットを透過する波は回折のため広がる。観測面がスリットから十分離れた距離にある場合はフラウンホーファーの回折が起り、回折像の規格化された強度分布は $[\sin(kap/2)]/(kap/2)^2$ で与えられる(図a参照)。ここで $k=2\pi/\lambda$ 、また p は入射波、回折波の方向に関する量で、入射波がスリット面に垂直に入射する場合は、スリット面の法線と回折波のなす角を θ としたとき $p=\sin\theta$ である。1番目の回折光強度が0になる方向 θ は $\theta=\sin^{-1}(\lambda/a)$ で与えられるので、スリットの幅が狭いほど回折波の広がりは大きい。



図に示すように幅 a のスリットが間隔 d で N 個配置されている場合の規格化された回折像の強度分布 I は、フラウンホーファーの回折領域で

$$I = \left[\frac{\sin(kap/2)}{kap/2} \right]^2 \left[\frac{\sin(Nkd/2)}{Nkd/2} \right]^2$$

により与えられる。ここで第一項は上で述べた1つのスリットによる回折効果、第二項は N 個のスリットの干渉効果を表している。図a~cはこれらと、重畳された回折波と分布を、 $d=4a, N=5$ の場合について示したものである。上式から $N=2$ 、すなわち二重スリットの場合の回折像分布は $[\sin(kap/2)]/(kap/2)^2 \cos^2(kd/2)$ で与えられることもわかる。

スリット関数 [英 slit function, 独 Schlitzfunktion, 仏 fonction de fente, 露 шелевая функция] モノクロメーターに完全単色光が入射するとき、その出力側で観測される見かけのスペクトル強度分布。可視近赤外でのP. Plantaの測定結果によれば、スリット幅が非常に狭いとき、スリット関数は単一スリットによる回折パターンを示し、スリット幅を次第に大きくすると、初めガウス型パターンに変化し、次に対称性のある三角形状となり、その半値幅はスリット幅とともに増大する。しかしこの形状は光のスリット照射状況、スリットの精度、光学部品の工作精度、収差の大小、回折格子の良否などによって影響を受ける。

スリット関数 $O(\sigma)$ (σ は波数)が既知であれば、あるスペクトル $F(\sigma)$ を観測して得られる観測スペクトル $H(\sigma)$

は $H(\sigma)=F(\sigma)*O(\sigma)$ (*はコンボリューションを示す)で与えられるから、デコンボリューションによって $H(\sigma)$ から $F(\sigma)$ を求めることができる。

ずり変形 [英 shear strain, 独 Scherung, 仏 cisaillement, 露 сдвиг] ずり応力を加えた時に生じる変形をいう。ずり変形 γ は変形角 α の正接(変形が小さい場合には角度 α それ自身)で示される。この変形は形状の変化を示し、体積の変化を示さない。線形の力学的関係をもつ物体では、ずり弾性率、または剛性率 G は、ずり応力 τ と $\gamma=G\cdot\tau$ の関係で示され、その逆数はずりのコンプライアンスとなる。ずり変形には純ずりと単純ずりの2つがあり、純ずりでは2本の直線に垂直な方向の長さが変化せず、2本の直線の方向の伸びが等しい。一方、単純ずりは2枚の平行板に物体を挿入し、一方の板をその面内で一方にずらしたときの物体の変形である(⇒応力)。

スール効果 [英 Suhl effect, 独 Suhl-Effekt, 仏 effet Suhl, 露 эффект Сула] 半導体試料に流れる電流と垂直に磁場をかけた場合、ホール電圧 ΔV が両者に垂直な方向に生ずる(ホール効果)(図1)。いま、たとえば正孔を

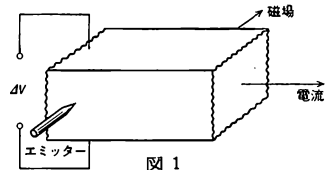


図1

図1に示すエミッターで注入してやると、磁場によってその流れは図2のようになり、表面にホール効果で押しやら

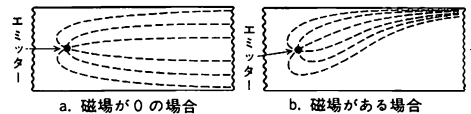


図2 図1で磁場方向から見た断面図

れた電子と再結合しやすくなる。このために注入正孔の寿命は短くなり、その大きさが磁場の強さに関係しているため、注入正孔による電気伝導率が磁場によって変わることになる。この現象は、1949年にH. Suhlによって発見されたので、スール効果とよばれる。

スール-中村相互作用 [英 Suhl-Nakamura interaction, 独 Suhl-Nakamura-Wechselwirkung, 仏 interaction de Suhl-Nakamura, 露 взаимодействие Сула-Накамур] 強磁性体や反強磁性体のような整列した電子スピン系のおかげで、核スピンどうしの間に働く一種の間接相互作用である。このスピン・スピン相互作用は、超微細相互作用を通して、ある核スピン i が放出したマグノンを経た核スピン j が吸収する仮想的過程によって生じるもので、磁化または副格子磁化の方向を z 軸にとると

$$A_{ij}(I_{xi}I_{xj}+I_{yi}I_{yj})$$

の形(XY 模型型)に書ける。ここで I_{xi}, I_{yj} は核スピン i のスピン角運動量(単位 \hbar)の x, y 成分である。相互作用の大きさ A_{ij} は、核スピン i, j の間の距離 r が大きくなると、定数を除いて湯川型 $e^{-\kappa r}/r$ に近づくが、遮蔽定数 κ は異方性の小さな電子スピン系では小さく、したがって作用の及ぶ範囲は広がる。また反強磁性体において、スピンのフロップの起る磁場の近くでも作用圏は大きく広がる。上の間接相互作用は核スピン共鳴の幅の起源となりうるも

ので、反強磁性体 MnF_2 における ^{55}Mn 核スピン共鳴の幅はほとんどの効果による。この相互作用の名前は、これを研究した H. Suhl と中村伝に由来する。

スループット [英 throughput, 独 Durchflußleistung, 仏 débit, 露 производительность]

[1] 与えられた時間内に、計算機システムが処理する仕事の量、これによって、計算機システムの能力評価の一助とする。計算機システムの能力評価方法には、命令ミックス、ベンチマークテスト、ターンアラウンドタイムと種々あるが、まだ確定した方法はない。

[2] = エタンデュー

スループットの利得 [英 throughput advantage, 独 Durchsatzvorteil, 露 выигрыш пропускной способности] = ジャネノの利得

すれすれ入射 [英 glancing incidence, 独 streifender Einfall] イオンを結晶表面とほぼ平行に入射させること。この場合イオンは結晶表面第一層の原子と逐次衝突して、少しずつその軌道を曲げられ、結晶に入射することなく押戻される。このような現象が起るためには入射角が、ある臨界角より小さいことが必要であるが、その条件はチャネルリングの場合と同様に求めることができる。すれすれ入射の場合、イオンは結晶表面と長い距離にわたって相互作用する。したがって、すれすれ入射は、表面解析に利用することができる。偏極イオン源を用いて発生した偏極重陽子イオンを、磁場を加えた強磁性体金属にすれすれ入射させ、反射イオンの偏極を測定して、スピンス分極を決めた実験例がある。また、結晶軸方向にイオンをすれすれ入射させると、セミチャネリング(表面チャネリング)が生じる。

スレーター Slater, John Clarke 1900. 12. 22 - 1976. 7. 25 アメリカの理論物理学者。イリノイ州生れ。1920 年ロチェスター大学を卒業。1923 年に「単結晶を用いたハロゲン化アルカリの圧縮率の測定」でハーバード大学から博士号を取得。ヨーロッパ留学後、1924 年ハーバード大学助手、1930 年マサチューセッツ工科大学(MIT)教授、物理教室主任となり、1964 年からフロリダ大学教授を兼任したが、まもなく MIT を辞め、1976 年 6 月にはフロリダ大学からも引退した。初め、当時誕生しつつあった量子力学の基礎理論の研究に熱中し、いくつかの業績をあげたが、1926 年ころから死去に至るまでは、原子、分子、および固体の電子状態を主なテーマとして研究し、輝かに足跡を残した。この分野での彼の貢献は原子の多重項の理論に始まるが、この中で彼は、置換に対する反対称性を満たす多電子波動関数を、スピン軌道の行列式(スレーター行列式)によって表した。また、原子価結合法、分子軌道法の二大近似を駆使して、分子、特にその磁気的性質の研究を行っている。このほか結晶では、内殻の存在を考慮した平面波近似(APW法)の開発(1937 年)、交換相互作用をその場所の電子密度の $1/3$ 乗に比例する局所ポテンシャルに置換える方法(Xa 法)の開発と応用などを行った。彼の科学者としての偉大さは「固体物理学のすべてはバンド理論で理解されるはずである」という強い信念の下に、偉大な才能とエネルギーをその研究に注ぎ込んだことであろう。[主著] *Introduction to Theoretical Physics*, 1933; *Introduction to Chemical Physics*, 1939; *Quantum Theory of Matter*, 1951; *Quantum Theory of Atomic Structure* (全 2 巻), 1960; *Quantum Theory of Molecules and Solids* (全 4 巻), 1963 - 74。

スレーター型軌道関数 [英 Slater type orbital, 独 Slater-Orbital, 仏 orbitale de Slater, 露 орбиталь Слейтера] 原子やイオン中の電子の挙動を一電子近似で記述する原子軌道関数のうち、スレーター型軌道関数とよばれているものの動径部分は

$$r^{n^*-1} \exp\left(-\frac{Z-s}{n^*a_0}r\right)$$

と書かれる(a_0 はボーア半径)。 s は遮蔽定数とよばれる。この式は核電荷($Z-s$)、主量子数 n^* をもつ水素様原子の波動関数の遠方での漸近形になっているが、 r の多項式の部分が水素型関数に現れるラグールの陪多項式とは異なり、そのままでは必ずしも互いに直交していない。この関数形を最初に提案した C. Zener (1930 年)は、そこに現れるパラメーターを変分法によって決めたが、J. C. Slater (1930 年)はエネルギー準位の実験値と一致するように、スレーター則とよばれる経験則によって遮蔽定数 s と有効主量子数 n^* を決めた(⇒スレーター則)。こうして決めた軌道関数をスレーター軌道関数という。これに対し、スレーター則によらないでパラメーターを決めた関数をスレーター型軌道関数(STO)という。しかし、ただ 1 個のスレーター型軌道関数で電子軌道を表すのは必ずしもよい近似ではないので、いくつかのスレーター型軌道関数の一次結合を用いて近似を高めることがなされている。その後、スレーター型軌道関数は分子軌道をつくる基底関数としてもよく用いられるようになった。その際、角度部分も含めて

$$r^{n^*-1} \exp\left(-\frac{\xi r}{a_0}\right) Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

(通常 n は整数、 Y_{lm} は実数型球面調和関数)をとり、スレーター則には不適当なことを適当に選ぶ。現在では分子に対してはガウス型軌道関数の方がその分子積分が容易であるために、より広く用いられているが、スレーター型軌道関数は、原点近傍および遠方でのふるまいが優れており、より少数の基底関数で事足りるから、再びその利点が見直されて活用されようとしている(⇒主量子数、遮蔽定数、有効核電荷)。

スレーター行列式 [英 Slater determinant, 独 Slater'sche Determinante, 仏 déterminant de Slater, 露 определитель Слейтера] すべての粒子はそれらがもつ統計性に従って、ボース粒子またはフェルミ粒子のいずれかに分類される。同種の多粒子系を記述する全波動関数は、ボース粒子系では粒子の座標の置換に対して対称に、フェルミ粒子系では反対称になっている。 N 個の同種フェルミ粒子からなる系の波動関数を一体の波動関数 $\psi(x)$ の積を使って表すと

$$\Psi(x_1, \dots, x_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \sum_P (-1)^P P \psi_1(x_1) \dots \psi_N(x_N)$$

と書ける。ただし P は粒子の座標の置換を表す演算子で、和は $N!$ 通りのすべての置換について行い、置換 P が偶置換であるか奇置換であるかに応じて、正あるいは負の符号 $(-1)^P$ をつける。これは次の行列式

$$\Psi(x_1, \dots, x_N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \psi_1(x_1) & \dots & \psi_1(x_N) \\ \vdots & & \vdots \\ \psi_N(x_1) & \dots & \psi_N(x_N) \end{vmatrix}$$

と等しい。この行列式をスレーター行列式という。この式を見ると、2 個以上の粒子が同じ状態を占めると、全波動

関数が0になる形をしている。これはパウリの原理にほかならない。また第二量子化の方法で、状態 i の粒子の生成演算子を a_i^\dagger で表すと、上の波動関数で表される状態は、単に

$$|\Psi\rangle = \prod_{i=1}^N a_i^\dagger |0\rangle$$

で与えられる。ただし $|0\rangle$ は真空状態を表す。フェルミ粒子の多体系に対する一体近似では、全波動関数が1つのスレーター行列式で書けることを仮定している。

スレーター則 [英 Slater rule, 独 Slatersche Regel, 仏 règle de Slater, 露 правило Слейтера] スレーター型軌道関数の動径部分のパラメーター n^*, s を決める。J. C. Slater の提案した経験則(⇒スレーター型軌道関数)。それによれば、(1) 主量子数 $n=1, 2, 3, 4, 5, 6$ に対応して、 $n^*=1, 2, 3, 3.7, 4.0, 4.2$ とする。(2) 遮蔽定数 s は同じ n に属する s, p に対しては同一にし、 d, f に対しては別々にする。すなわち、内側から $1s, 2s2p, 3s3p, 3d, 4s4p, 4d, 4f, \dots$ のようにグループ分けする。(3) s への寄与としては、考えている電子の属するグループ内のほかの電子1個について、 $1s$ 電子は0.30、そのほかの電子は0.35とする。外側の電子からの寄与はないものとする。 s, p 電子に対しては、 n が1だけ小さいグループの電子1個当たり0.85、さらに内側の電子1個当たり1.00とし、 d, f 電子に対しては内側の電子1個当たり一様に1.00とする。たとえば、 $Z=17$ のClの場合に $Z-s$ は

$$1s: 17 - 0.30 = 16.70$$

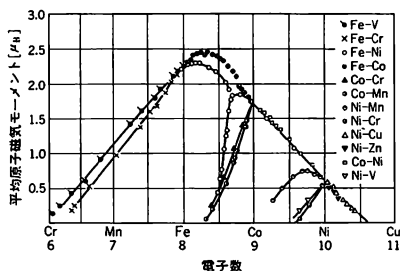
$$2s, 2p: 17 - 7 \times (0.35) - 2 \times (0.85) = 12.85$$

$$3s, 3p: 17 - 6 \times (0.35) - 8 \times (0.85) - 2 \times (1.00) = 10.90$$

となる(⇒主量子数, 遮蔽定数, 有効核電荷)。

スレーター展開 [英 Slater expansion, 独 Slater-Entwicklung, 仏 expansion de Slater, 露 разложение Слейтера] = 多重極展開

スレーター-ポーリング曲線 [英 Slater-Pauling curve, 独 Slater-Pauling-Kurve, 仏 courbe de Slater-Pauling, 露 кривая Слейтера-Паулинга] 3d 遷移金属およびそれらの合金の自発磁化の実験値を0Kに外挿して得られた平均の原子磁気モーメントと平均の外殻電子数(3d, 4sバンドの電子数)との関係を表す曲線。図示してあるのがそれで、1つの大きな山をなす曲線と、それからの枝の部分から成る。電子数8.7, 磁気モーメント $2.0 \mu_B$ (μ_B はボーア磁子)の付近でデータがとぎれているが、これより右下の合金は面心立方(fcc)構造、左側は体心立方(bcc)構造の合金である。スレーター-ポーリング曲線は過渡電子模型に基づいて、fcc構造, bcc構造での3d電子の状態密度の特徴から次のように説明される。山の右側の傾斜はNiおよびCoにCu, Feなどを混ぜた合金による

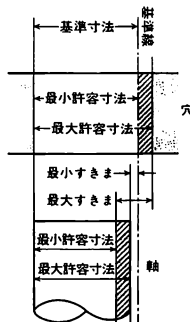


もので、電子数の多い方の↑スピンのdバンドが完全に満たされていて、電子数の増減がそのまま↑スピンの電子数の増減となることからその直線的関係が説明できる。山の左側の傾斜はbcc構造のFeにVやCrを混ぜた合金によるもので、これは電子数の少ない方の↓スピンのdバンドの中央付近の状態密度のbcc構造特有の谷にフェルミ準位が固定され、電子数の増減がほぼそのまま↑スピンの電子数の増減になるためと考えられている。山の頂上付近はFeにCoやNiを混ぜた合金から得られた曲線で、Feより右側で上昇するのは混入したCoやNi原子のまわりのFe原子の磁気モーメントの増加による。次に、枝の部分はVやCrが母体であるNiやCoの磁化に対して逆向きに大きな磁気モーメントをもつことにより、その急な傾斜が説明できる。スレーター-ポーリング曲線は磁化と外殻電子数という巨視的な量の関係を示したものであるが、この曲線の特徴の多くは金属中の原子磁気モーメントの微視的性質に由来しており、上述の説明は中性子散乱による原子磁気モーメントの測定や合金の電子状態を扱うコヒーレントポテンシャル近似(CPA)理論などにより1960年代から1970年代にかけて与えられた。

スレーター-ポーリング法 [英 Slater-Pauling method, 独 Slater-Pauling-Methode, 仏 méthode de Slater-Pauling, 露 метод Слейтера-Паулинга] ⇒ 電子対結合法

寸 尺貫法の長さの単位。曲尺²²⁹の寸と鯨尺の寸の2種類があり、単に寸というときは通常前者をさす。(1/10)尺に等しく、(1/33)mすなわち約3.03cmであり、分量単位は(1/10)寸の分²³⁰、(1/100)寸の厘²³¹などである。鯨尺1寸は鯨尺の(1/10)尺に等しく、約3.79cmで、その分量単位は鯨尺(1/10)寸の鯨尺1分である。

寸法公差 [英 tolerance, 露 допуск по размерам] 機械工作において、主として穴または軸を仕上げるとき、その寸法の許しうる最大許容寸法と最小許容寸法との差を寸法公差または公差という。穴または軸の仕上げをプラグゲージまたはリングゲージで調べる単一ゲージ方式がある。これはゲージの準備が簡単な反面仕上げに熟練を要し作業の能率が上ににくい。一方通り側ゲージ、止り側ゲージの2種の限界ゲージを用い公差内に収まるよう加工するはめあい方式もある。この方式では、互換性のある部品の製作が熟練を期待せずに可能となる。また互いにはまりあう軸と穴の間に与えるべきすき間の調整が容易になる。ISOに準拠した現在のJISでは、寸法公差の大小により等級を18種類に分け、穴、軸の寸法区分に対して基本公差が図の形で与えられている。



せ

静圧 [英 static pressure, 独 statischer Druck, 仏 pression statique, 露 статическое давление] ⇒ 総圧

静圧管 [英 static pressure tube] ⇒ ビトーマン

正イオン [英 positive ion, 独 positives Ion, 仏 ion positif, 露 положительный ион] 原子・分子から1個またはそれ以上の個数の電子が除去されて正の電荷を帯びた状態にあるものをいう。陽イオンまたはカチオンということもある。除去された電子の個数を正イオンの価数といい、原子・分子の元素記号の右肩に表示する。たとえば、1価および3価のクロム正イオンは、それぞれ、 Cr^+ および Cr^{3+} と表す。 Cr^{3+} をクロム(Ⅲ)イオンとよぶこともある。また、 Cr^{3+} を Cr IV と表すこともあり、この記法では、 Cr I はクロム原子の意味であるので注意を要する。原子・分子から正イオンを生じるのに要するエネルギーは、原子・分子の種類および正イオンの種類または電子状態によって一定の値を示し、特に原子・分子から電子1個を取去って正イオンを生じるのに要する最低のエネルギーを電離しきい値または単に電離電圧、電離エネルギーとよぶ(⇒イオン, 負イオン)。

星雲 [英 nebula, 独 Nebel, 仏 nébuleuse, 露 туманность] 雲状に広がった天体のこと。ガスや塵からなる銀河系内星雲と、恒星の大集団である銀河系外星雲の2種類がある。望遠鏡の角分解能が悪かった時代には、銀河系外星雲がどのようなもので構成されているかはわからなかったが、1924年にE. P. Hubbleがアンドロメダ大星雲内に個々の恒星を発見し、銀河系外星雲も、太陽を含む恒星の大集団である銀河系と同じような天体であることが明らかになった。現在では、銀河系外星雲のことを銀河および、銀河系内星雲のことを単に星雲とよぶ場合が多い。この意味での星雲は、ガスと塵でできているが、その見えかたは多様で、いろいろな名前がつけられている。星間塵の固まりが背後の星々を隠すと暗黒星雲となり、まわりに輝く星があると、星間塵が反射して反射星雲になる。またそのとき、星の光がH原子を電離するのに十分なエネルギーをもっていると、水素ガスが輝いて散光星雲となる。散光星雲の場合には、大きなガス雲の中に誕生した星によって残されたガス雲自体が輝かされている。これに対して、星が進化の最終段階でまわりの空間にガスを放出し、そのガスを輝かせているものがあり、それは惑星状星雲とよばれている。さらに、質量の大きい星の場合には、進化の最終段階で超新星の爆発を起し、ガスを放出する。放出されたガスの運動エネルギーによって電離されたH原子が輝いているものを、超新星の残がいとよんでおり、これも星雲の一種である。このような星雲は、可視光によって見えている場合が多いが、可視光では見えなくても赤外線や電波で観測されるものも最近になって多く知られるようになった。銀河系内に存在しているものが多いが、近年の観測技術の発達によって、系外銀河の内部に存在する星雲も観測されるようになってきた。

星雲説 [英 nebular hypothesis, 独 Nebularhypothese, 仏 hypothèse nébulaire, 露 небулярная гипотеза] ⇒ 太陽系の起源と進化

星雲線 [英 nebular line, 独 Nebellinie, 仏 raie nébulaire, 露 небулярная линия] 星雲の放射する光のうち、星雲に特有のスペクトル輝線を星雲線という。原子核のまわりの電子の軌道は、とびとびの値をもっている。それぞれの軌道間を電子が遷移するとき、一定の波長の光を吸収したり放射したりする。このような電子の遷移が起るとき、量子力学の選択規則によって、ある種の遷移は禁止されており、そのような遷移に対応するスペクトル線を、禁制線とよんでいる。ガス密度が比較的高い所では、この禁制線の上のエネルギー準位に電子があっても、下の準位に落ちる前に、ほかの電子や原子と衝突して、より上の準位にもち上げられたり、光を出さずにエネルギーを失ったりするので、禁制線の放射は起らない。しかし、散光星雲などでは、密度が非常に低いので、ほかの原子による衝突はほとんどなく、長い時間にわたって禁制線の上の準位に電子が滞在しており、ごくわずかな確率ではあるが、電子は下の準位に遷移して禁制線を放射するようになる。このような輝線は、地上の実験室では観測されなかったため、星雲にある特殊な原子から放射されているものと考えて、星雲線とよばれた。現在では、それらは主にO原子やS原子などの禁制線であることがわかっている。

正確さ ⇒ 精度

星間雲 [英 interstellar cloud, 独 Nebelwolke, 仏 nébuleuse interstellaire, 露 межзвёздное облако] ⇒ 星間物質

星間ガス [英 interstellar gas, 独 interstellares Gas, 仏 gaz interstellaire, 露 межзвёздный газ] ⇒ 星間物質

星間吸収 [英 interstellar absorption, 仏 interstellare Absorption, 仏 absorption interstellaire, 露 межзвёздное поглощение] 銀河系の円板部に存在する星間塵によって、遠くの天体の光が吸収散乱を受けて減光すること。星間減光ともいう。暗黒星雲は星間吸収の特に大きい所である。星間吸収の存在の証拠は、散開星団の観測によって1930年に得られた。銀河面内において、散開星団の平均的な実直径が同じであると考えて、見かけの直径と明るさを比べると、距離1kpc(キロパーセク)につき光量の半分は吸収散乱されていることがわかる。星間吸収は、星の等級を単位にして表される。太陽から約2kpc以内の平均的星間吸収はP. P. Parenagoの式

$$A = a_0 z_0 \cos \epsilon |b| \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{r}{z_0} \sin |b| \right) \right\}$$

で表現される。 r は太陽からの距離、 b は銀緯(⇒銀河座標)、 z_0 は星間塵の空間分布の銀河面からの有効高さで約0.14kpc、 a_0 は $b=0^\circ$ における単位距離当りの星間吸収である。星間塵の空間密度分布は極めて不均一である。有効波長550nmにおける a_0 は、単位空間当りの星を抽出した場合には1.9等・kpc⁻¹くらいであるが、見かけの等級までの星を抽出した場合には0.8等・kpc⁻¹となる。星間吸収の波長依存性は、可視波長領域で星間赤化を起す。

星間空間 [英 interstellar space, 独 interstellarer Raum, 仏 espace interstellaire] 恒星と恒星の間に広がる銀河内の広大な空間をいう。ここには星間ガスと宇宙塵からなる星間物質が種々の形態で分布している。H原子の超微細構造準位間の遷移によって放出される波長21cmの電波のゼーマン効果や、宇宙電波の偏光面のファラデー

回転などの観測によって、星間空間には磁場があることが確認されている。低密度ガスの領域での磁場の強さは $10^{-6} \sim 10^{-3} \text{ G}$ であり、ガスの流体力学的運動にかなりの影響を与えている。星間空間に分布する宇宙線は、太陽近傍で $1 \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3}$ 程度のエネルギー密度があり、H I 領域や分子雲の加熱源および電離源として重要である。星から放射される赤外領域から紫外領域にかけての光も、われわれの銀河系のなかの平均的場所では $1 \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-3}$ 程度のエネルギー密度があり、H I 領域の電離源および加熱源として重要である。

星間磁場 [英 interstellar magnetic field, 独 interstellares Magnetfeld, 仏 champ magnétique interstellaire, 露 межзвёздное магнитное поле] 星間空間を貫いている磁場。太陽近傍では強さ約 $3 \mu \text{G}$ のそろった磁場と同程度の強さの乱れた磁場からなる。そろった成分は銀河面にあたる天の川に平行で、銀河円周にほぼ接する方向を向いている。系外銀河では渦状構造に平行である。乱れた磁場は、その方向が約 100 pc (パーセク) のスケールで無秩序に変化する。高密度ガス雲中では数十 μG の磁場が観測されている。星間磁場は星間ガスや宇宙線と強く結合しているため、磁場を通してこれら三者の間でエネルギーの交換が能率的に行われる。その結果、これら三者の間にほぼエネルギー等分配の状態が実現している。また、星間磁場は、宇宙線を銀河内に閉じ込めたり、星間雲を安定化させたり、あるいは、銀河ガス円盤の不安定性によって磁力線のポケットをつくり、そこに星間ガスをためて大きなガスの塊を形成する。このように、銀河内の宇宙線の伝播や、星間ガスの運動や力学に重要な影響を及ぼす。星間磁場は電磁波の放射や伝播にもさまざまな影響を与える。それらのうち以下のようなものが観測され、そこから星間磁場の情報が得られる。(1) 星間磁場は星間塵を整理させ、そこを通過する光を直線偏光させる。このため、遠方の星の光はわずかに直線偏光している。(2) 星間空間のプラズマは星間磁場のために屈折性を帯び、ファラデー効果を生ずる。このため、クエーサーや電波銀河あるいはパルサーなどの放射する直線偏波した電波の偏波面が回転する(ファラデー回転)。(3) 星間磁場中を運動する高エネルギー宇宙線電子がシンクロトロン放射によって電波を放射する。銀河はこの電波で輝いて見える。(4) ゼーマン効果による水素原子や水酸基などの電波輝線の分裂が、磁場の強い低温度・高密度の星間雲などで観測されている。

星間塵 [英 interstellar dust, 独 interstellarer Staub, 仏 poussière interstellaire, 露 межзвёздная пыль] \Rightarrow 宇宙塵

星間赤化 [英 interstellar reddening, 独 interstellare Verfärbung, 仏 rougissement interstellaire, 露 межзвёздное покраснение] 天体の光は、星間物質のなかを伝わるうちに、星間塵によって星間吸収を受ける。星間吸収には、波長依存性があり、その結果、可視波長領域において、天体の色が赤く変化する。これを星間赤化という。星間赤化のようすから、星間空間を伝わる天体の光が固体微粒子によってレイリー散乱を受けていること、散乱体の大きさは、光の波長と同程度または、それ以下であることが推定される。数多くの天体の光について星間赤化を求め、各視線における星間塵の平均密度が推定されている。また、星間赤化の観測値から星間吸収の量を推定できるので、測光観測によって天体の距離を求めるときに、星間赤

化の値が必要となる。OB 型星(\Rightarrow スペクトル型)は、絶対等級が既知で、しかも明るい。約 1 kpc (キロパーセク)までの距離にある約 1300 個の OB 型星の星間赤化の資料の統計的处理によって、星間雲の概念が具体化したのは、1950 年ころである。暗黒星雲は星間雲のなかでも特に大きいものである。星間赤化から推定された銀河系の円板部における星間塵の質量密度の値は星間ガスの質量密度に比し、その約 1% である。

星間物質 [英 interstellar matter, 独 interstellare Materie, 仏 matière interstellaire, 露 межзвёздное вещество] 星間空間に存在する物質の総称。H を主成分とする星間ガスと、宇宙塵または星間塵とよばれる、大きさが約 $1 \mu \text{m}$ 以下の固体微粒子からなる。元素構成はいわゆる宇宙組成と大差なく、重量比で 75~70% が H, 23~28% が He, 残りの約 2% がそれらより重い元素と考えられる。重元素の半分以上は宇宙塵になっていると考えられる。星間物質の存在形態は、主成分である H の電離状態によって次の 3 種類に大別できる。

(1) 中性ガス: H が原子の状態で存在する領域を H I 領域とよぶ。H I 領域は銀河面に沿って層状に広がり、太陽近傍ではこの層の厚さは約 250 pc (パーセク)である。H I 領域には所々に密度の高い部分があり、雲とよばれる。このような H I 雲の典型的な大きさは 10 pc 、H 原子密度は平均 20 cm^{-3} 、ガスの温度は 80 K 前後である。雲は約 $10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ の速度分散をもっている。雲と雲の間には温度が約 6000 K 、密度が $0.05 \sim 0.2 \text{ cm}^{-3}$ の一様に近い H I 領域があり、雲間媒質とよばれる。H I 雲と雲間媒質をならした H I 領域の平均原子数密度は、太陽近傍で約 1 cm^{-3} である。H I 雲は一般的には重力的束縛状態になく、まわりの雲間媒質と圧力平衡の状態にあると考えられる。H I 雲よりも密度が高くて、紫外線が透過できないような雲では、H のほとんどは H_2 分子の状態にあり、このような雲は分子雲とよばれる。ほかに CO , OH , H_2CO , NH_3 , HCN , HCO^+ , HC_3N , さらに複雑な有機分子に至るまで、多くの分子のスペクトル線が観測されている。分子雲の大きさは $1 \sim 10 \text{ pc}$ 、 H_2 分子数密度は $10^3 \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$ と推定されている。温度は、内部に若い星のような強いエネルギー源のない雲では約 10 K 。(2) に述べる H II (電離水素)領域を取巻く雲では約 30 K である。H II 領域の近傍の分子雲には、 $10 \sim$ 数十 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ の内部運動を示すものが多く、また内部に赤外線源をもち、 OH , H_2O , とくに SiO 分子の強いレーザー現象を伴うものが多い。これらはいずれも星の形成時における活動性の反映と考えられる。星間物質の質量の大部分は分子雲のなかにあると考えられる。H I 雲と分子雲を総称して星間雲とよぶ。星間雲は背後の星を隠すために、暗黒星雲として観測されることがある。星間ガス中に磁場のあることが、H の 21 cm 波や OH の 18 cm 波などにおけるゼーマン効果の観測や、赤外線偏光観測などによって確認されている。磁場の強さは、雲間媒質や H I 雲中で $10^{-6} \sim 10^{-5} \text{ G}$ 、分子雲中の高密度部分で 10^{-3} G 程度と推定されている。星間雲の磁場に関係した性質や現象に着目する場合に、星間雲を磁気星間雲または磁気ガスとよぶことがある(\Rightarrow 星間分子)。

(2) 光電離ガス: 表面温度の高い星からは強いライマン連続光が放射され、まわりの H はほぼ完全電離の状態にある。スペクトルが O 型、B 型の星のまわりにできる H の電離領域を H II 領域とよぶ。この領域の大きさとガ

スの粒子密度は、星のスペクトル型、星を取巻く雲のガス密度、星の年齢、星と雲の位置関係などによって違うが、大きさはだいたい $1 \sim 10 \text{ pc}$ 、ガス密度は $0.1 \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ である。なかにはもっと小さい濃密 H II 領域もある。温度は 8000 K 前後である。このような高温領域にも宇宙塵が存在し、塵とガスの質量比は約 1/100 である。H II 領域からは種々の原子やイオンによって輝線が発せられ、宇宙塵によって星の光が散乱されている。そのために散光星雲として観測されることが多い。惑星状星雲は O 型星よりもさらに表面温度の高い星によって電離された雲である。その温度は約 10^4 K 、ガス密度は 10^4 cm^{-3} の程度である。これはミラ型変光星の脈動がしだいに増幅された結果、星から放出された物質が、中心星からの紫外線によって電離されたものと考えられる。

(3) 衝突電離のガス：星が高速でガスを放出すると、衝撃波が発生して、星間ガスは非常に高い温度に加熱される。このようなガスの代表的なものが超新星残骸である。超新星残骸の温度は年をとるにつれて低下していくが、観測されているものでは、 $10^7 \sim 10^6 \text{ K}$ にわたっている。これよりやや低温の衝突電離ガスの存在が、O の 5 価のイオンの紫外領域における星間吸収線によって確認されている。その温度は $2 \times 10^6 \sim 10^6 \text{ K}$ 、ガスの密度は 10^{-4} cm^{-3} 以上と推定されている。これは超新星残骸がいかにさらに低温になったもの、あるいは早期型の星からの恒星風によって加熱されたものと考えられている。このように熱いプラズマの領域は、星間雲と星間雲の間の空間のかなりの部分を占めているが、星間物質の質量の 0.1% 以上を占めることはないと考えられる。

星間物質はこのような諸相の間を転移する。衝突電離ガスはやがて冷却して、H I ガスになるであろうし、H II 領域は中心星が死ぬと、やはり H I 領域になる。H I ガスが冷却すると、まわりのガスに圧縮されて、H I 雲、さらに分子雲になる。雲は自己重力による収縮によって星を生み出すだけでなく、雲どうしの衝突、あるいは超新星残骸などの遭遇によって急速に圧縮されると、それが契機となって星を生み出す。雲のごく一部分から生まれた星は、残った雲を H II 領域に変える。また、超新星残骸はいまわりのガスを飲み込みながら膨張して、熱いプラズマの領域を広げていく。このような星間物質の相転移は、銀河系のどこかでいつも起っている。

星は星間物質からつくられるが、逆に星間物質は星から補給されている。太陽からは断えず太陽風が吹出しているように、星は恒星風によって断えずガスを星間空間に放出している。早期型の星では恒星風が特に著しく、なかには一生の間に初期の質量と同程度の物質を放出するものもある。また、赤色超巨星も盛んに物質を放出している。質量の大きい星は最期に超新星爆発を起し、かなりの物質を星間空間に放出する。そのなかには、星の内部での核反応によって生成された元素が含まれており、星間物質の中で重元素の占める割合は、時間とともに増加していく。われわれの銀河系における星間物質の総量は、銀河系の全質量の数%と推定されている。渦状銀河や不規則銀河には星間物質は豊富であるが、楕円銀河には極めてわずかしかな存在しない。

星間分子 [英 interstellar molecule, 独 interstellare Molekel, 仏 molécule interstellaire, 露 межзвездная молекула] 星間空間にある分子。星間空間は極度に低密度

であるために原子どうしが接近して分子をつくる機会が極めてまれである。仮に分子ができたとしても、宇宙線や星からの紫外線を受けて破壊されるので、星間空間には分子がほとんどないと思われていた。実際、地上の光学望遠鏡では CH, CH⁺, CN の 3 種類しか観測されていなかった。ところが、1963 年に OH 基のスペクトル線が発見されたのをはじめとして、1980 年までに電波観測により 50 種類もの星間分子が観測された(⇒電波天文学)。

1980年までに確認された星間分子	
原子数	分子
2	H ₂ , CH, CH ⁺ , CN, CO, CS, C ₂ , NO, NS, OH, SiO, SiS, SO
3	H ₂ O, H ₂ S, C ₂ H, HCN, HNC, HCO, HCO ⁺ , HN ₂ ⁺ , HNO, OCS, SO ₂ , O ₃ , HCS ⁺
4	NH ₃ , H ₂ CO, H ₂ CS, HNCO, C ₃ N, HNCS
5	H ₂ CNH, CH ₂ CO, H ₂ NCN, HCOOH, HC ₃ N, C ₄ H
6	CH ₃ OH, CH ₃ CN, HCONH ₂ , CH ₃ SH
7	CH ₃ NH ₂ , CH ₃ C ₂ H, CH ₃ CHO, C ₂ H ₃ CN, HC ₅ N
8	H ₂ COOCH ₃ , CH ₃ COOH
9	CH ₃ OCH ₃ , C ₂ H ₅ OH, C ₂ H ₅ CN, HC ₇ N
11	HC ₉ N

観測は主として分子の回転遷移に伴う電波の放出を見ているが、背後に強い電波源がある方向では吸収スペクトルも見られる。最近、大気圏外を回る人工衛星を利用して、紫外線でも天体を観測できるようになり、可視光や電波では観測できなかった H₂ なども検出されている。星間分子は 2 原子、3 原子のものにとどまらず、メチルアルコール、エチルアルコールなど 5 つ以上の原子をもつ分子も多く発見されている。このように、ほとんどないと思われていた星間分子が多数発見されたこと自体興味ある事実であるが、さらに以下に述べるような理由で天体物理学上重要な存在となっている。

(1) 銀河系構造の観測手段となる：電波は可視光に比べて星間空間での減衰が少ないという長所をもつが、さらに線スペクトルでは線のドップラー効果によるずれや広がりを通じて豊富な情報を我々に伝えてくれる。OH, CO, H₂CO などの電波観測は、水素原子の 21 cm 波長の電波観測とともに、銀河中心をはじめ銀河系内の星間気体の空間分布や運動の研究に広く利用されている。また、分子の回転準位分布から星間雲の密度・温度についての手がかりが得られる(⇒電波天文学)。

(2) 宇宙物質の組成についての情報提供：星間分子の種類や存在比から、宇宙物質の組成についての手がかりが得られるが、とりわけ同位体の存在比について貴重な情報源となっている。たとえば、¹⁸OH と ¹⁶OH, ¹²C¹⁸O と ¹²C¹⁶O などの比較から、¹⁶O と ¹⁸O の存在比を求めることができ、元素の生成理論(⇒元素の起源)を検証する重要な資料となる。

(3) 星の誕生と関係がある：星間分子が多く集まっている、いわゆる星間分子雲は、星間物質の中では比較的低密度が高く、新しい星をつくりやすい場所となっている(⇒星の進化)。

(4) スペクトル線強度などの興味あるふるまい：OH 基は通常、波長およそ 18 cm のところにある 4 本のスペクトル線によって観測される。これら 4 本の強度比は理論的

には1:5:9:1と予想される。事実そのような比で観測される場合もあるが、著しく理論値と異なる例も多数発見されている。一時はOHとは異なる物質ではないかとして、ミステリウムという名までつけられた。またOH電波源はしばしば極めて小さく、1天文単位くらいと思われるものもある。それにもかかわらず電波放出強度は極めて大きく、熱的に励起されたものとしては到底理解できない。また、しばしば100%に近い直線偏光または円偏光をしている。さらに数週間のうちに強度が著しく変わるなど、ほかの宇宙電波源にはない多くの異常が認められている。異常は吸収スペクトルよりも発光スペクトルにおいて著しい。これらは自然界でメーザー作用が起っているためと考えられている。OH以外にもメーザー作用と思われる例がいくつか見いだされており、なかでもH₂Oで顕著である。

正帰還 [英 positive feedback, 独 positive Rückkopplung, 仏 feedback positif, 露 положительная обратная связь] 増幅器の出力の一部を入力側に戻すことを帰還(フィードバック)といい、増幅度が増える方向に働かせる帰還を正帰還という。発振器やシュミット・トリガー回路(図1)などは正帰還を利用した例である。図2のように増

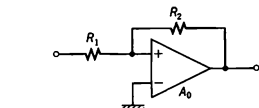


図1

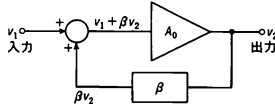


図2

幅度 A_0 の増幅器に帰還を施すと、増幅度は $A=A_0/(1-\beta A_0)$ になる。 A_0 を開回路利得、 A を閉回路利得という。 β は帰還率で帰還量は βv_2 である。 A_0 、 β は一般に周波数とともに変わる複素数である。帰還回路に周波数選択性をもつフィルターを挿入し、発振させたい周波数で $\beta A_0=1$ となるように帰還率を調整することで正弦波発振出力が得られる。シュミット・トリガー回路では A_0 、 β を直流領域まで正の実数としておき、かつ A_0 を十分大きな値とし帰還信号 βv_2 が入力信号 v_1 より大きくなるようにしておく。このとき βv_2 は v_1 と同位相であるので帰還回路を信号が一巡すると、もとの信号 v_1 より大きい入力が増幅器に加わることになり、出力は最大出力になるまで一方に増大する。

正規グロー放電 [英 normal glow discharge, 独 normaler Glühbogen, 仏 arc à lueur normale, 露 нормальный тлеющий разряд] ⇒ グロー放電

正規重力 [英 normal gravity, 独 normale Schwerkraft, 仏 pesanteur normale] 地球上の各緯度における標準的な重力値。地球を取巻く等重力ポテンシャル面のうち、実際の地球の形に最も近い等重力ポテンシャル面(⇒ジオイド)を考える。このような面は一般に小さい起伏をもっているが、起伏をならしてしまえば回転楕円体に近い形となる。そこで地球の標準的な形として、赤道半径 a (=6378.137km)と扁平率 f (極半径 b によって $f=(a-b)/a=1/298.257$)の回転楕円体を採用し、正規楕円体とよ

ぶ。このような仮想的な楕円体による重力ポテンシャルを正規重力ポテンシャルとよぶ。正規楕円体は等正規重力ポテンシャル面のひとつと一致する。正規重力ポテンシャルは a , f , GM (地心引力定数:ニュートンの万有引力定数 G と地球の全質量 M との積)および ω (地球の自転角速度)の4つの量によって決定される。正規楕円体の面に立てた法線を垂直線といい、正規重力ポテンシャルの垂直線方向の勾配が正規重力である。標準重力ともいう。したがって正規重力も上記の4つの量によって定まるが、一般に測地緯度 φ における正規重力 γ は

$$\gamma = \frac{a\gamma_E \cos^2 \varphi + b\gamma_P \sin^2 \varphi}{(a^2 \cos^2 \varphi + b^2 \sin^2 \varphi)^{1/2}}$$

によって表す。ここに γ_E (=9.78033N・kg⁻¹)および γ_P (=9.83218N・kg⁻¹)はそれぞれ赤道と極における標準重力である。実際に地球上で測定される重力値は必ずしも正規重力値に等しいとは限らない。重力測定値は平均的に正規重力値のまわりにばらつく(⇒重力異常)。

正規振動 = 基準振動

正規楕円体 ⇒ ジオイド

正規直交性 = 規格直交性

正規部分群 [英 normal subgroup, 独 Normalteiler, 仏 sous-groupe normal, 露 нормальная подгруппа] = 不変部分群(⇒剰余群)

正規分布 [英 normal distribution, 独 Normalverteilung, 仏 distribution normale, 露 нормальное распределение] 2つの実数 μ ($-\infty < \mu < \infty$)および σ^2 ($0 < \sigma^2 < \infty$)によって、確率密度関数が

$$f(x; \mu, \sigma^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left\{-\frac{1}{2\sigma^2}(x-\mu)^2\right\} \quad (1)$$

と書かれる確率分布を正規分布またはガウス分布という。

式(1)の正規分布の平均は μ 、分散は σ^2 であり、その特性関数は

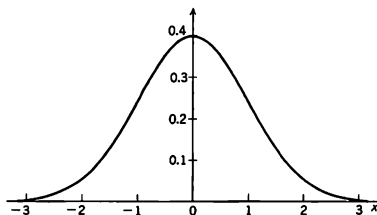
$$\psi(t) = \exp(i\mu t - \sigma^2 t^2/2) \quad (2)$$

で与えられる。平均 μ 、分散 σ^2 の正規分布を $N(\mu, \sigma^2)$ と書く。この確率密度関数は、(i) $x=\mu$ に関して左右対称であり、(ii) $x=\mu$ で最大値 $1/\sqrt{2\pi}\sigma$ をとり、その両側に単調に減少し、(iii) $x=\mu \pm \sigma$ を交点点としてもつ。

平均0、分散1の正規分布 $N(0, 1)$ を標準正規分布とよぶ。その特性関数は $\psi(t) = \exp(-t^2/2)$ となる。式(2)の特性関数から、 X が正規分布 $N(\mu, \sigma^2)$ に従うとき

$$Z = (X - \mu)/\sigma$$

とすれば、 Z は標準正規分布に従うことがわかる。



標準正規分布の確率密度関数のグラフ

標準正規分布の分布関数を

$$\Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z \exp\left(-\frac{1}{2}x^2\right) dx \quad (3)$$

とすると、正規分布 $N(\mu, \sigma^2)$ の分布関数 $F(x)$ は、上のことから

$$F(x) = \Phi((x-\mu)/\sigma) \quad (4)$$

と書かれる。こうして、 $\Phi(z)$ が与えられれば、 $N(\mu, \sigma^2)$ に関する確率の計算を行うことができる。なお、明らかに $\Phi(-z) = 1 - \Phi(z)$ が成り立つ。

統計的推測においては、正規分布に従う確率変数が特定の区間に属する確率や、あるいは特定の確率に対応する分布上の点を求める必要がしばしば起る。そのために標準正規分布の分布関数やそのパーセント点についての完備した数表が用意されている。またそれらに対する種々の近似式も必要に応じて利用することができる。一方、統計的推測理論で用いられる様々な確率分布に対する近似式にも、正規分布に基づくものが多い。

正規分布を用いて記述することが妥当と考えられる確率現象は数多くみられる。中心極限定理をはじめ、適切と考えられるいくつかの仮定のもとで正規分布が導かれることも多い。

1つの例を統計力学に求めよう。マクスウェル速度分布法則によれば、容器内の気体分子の x, y, z 方向の速度成分を u, v, w とするとき、つり合い条件のもとで速度成分が (u, v, w) と (v, u, dw) 、 (w, u, dv) に属する気体分子の割合を $f(u, v, w) du dv dw$ と書くと

$$f(u, v, w) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m(u^2 + v^2 + w^2)}{2kT} \right) \quad (5)$$

が成り立つ。ここに T は絶対温度、 m は1つの分子の質量、 k はボルツマン定数である。この式は各速度成分が互いに独立に平均0、分散 kT/m の正規分布に従うことを意味している。

確率変数 X_1, X_2, \dots, X_n が互いに独立にそれぞれ平均 μ_i 、分散 σ_i^2 ($i=1, 2, \dots, n$) の正規分布に従うとき、それらの一次形式 $\sum_{i=1}^n a_i X_i$ は正規分布 $N\left(\sum_{i=1}^n a_i \mu_i, \sum_{i=1}^n a_i^2 \sigma_i^2\right)$ に従う。特に X_1, X_2, \dots, X_n が互いに独立に同一の正規分布 $N(\mu, \sigma^2)$ に従うとき、それらの平均(標本平均) $\bar{X} = \sum_{i=1}^n X_i/n$ は正規分布 $N(\mu, \sigma^2/n)$ に従う。

X_1, X_2, \dots, X_n が互いに独立に同一の正規分布 $N(0, 1)$ に従うとき、それらの二乗和 $\sum_{i=1}^n X_i^2$ の従う分布を自由度 n の χ^2 分布 ($\Rightarrow F$ 分布) という。正規分布に従う互いに独立な確率変数 X_1, X_2, \dots, X_n に基づく統計量 (\Rightarrow 統計的推測) の分布として代表的なものは、この χ^2 分布のほか t 分布や F 分布がある。

k 次元のたてベクトル μ と $k \times k$ の正定値対称行列 Σ によって、確率密度関数が

$$f(x; \mu, \Sigma) = f(x_1, \dots, x_k; \mu, \Sigma) \\ = \frac{1}{(2\pi)^{k/2} |\Sigma|^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} (x - \mu)' \Sigma^{-1} (x - \mu) \right\}$$

と書かれる k 変量の分布を k 変量正規分布という。 μ はその平均ベクトル、 Σ は分散共分散行列である。

X, μ, Σ を母数とする k 変量正規分布に従うとき、ベクトル a を係数とする一次形式 $a'X = a_1X_1 + a_2X_2 + \dots + a_kX_k$ は正規分布 $N(a'\mu, a'\Sigma a)$ に従う。同じ仮定のもとで、2つの一次形式 $a_1'X, a_2'X$ の共分散は $a_1'\Sigma a_2$ で与えられる。

正規方程式 [英 normal equation, 独 Normalgleichung, 仏 équation normale, 露 нормальное уравнение] \Rightarrow 最小二乗法

制御工学 [英 control engineering, 独 Steuerungstech-

nik, 仏 engineering de réglage, 露 технология управления] 機器や設備などに対して自動制御を適用した場合の制御系の動作の解析や、機能別の構成要素の研究開発などを組織的に行う工学分野。制御工学が工学の新分野としての地位を確立したのは1940年前後である。近年の自動化による生産性の向上や操業の合理化に見られるように、制御方式を主体とした機器構成を考えた上、計算機導入により機器自体に複雑な処理制御機能をもたせ、人間の複雑な制御操作からの解放などを含めた人間工学的分野までがその範ちゅうに入ってきた。

制御材 [英 control material, 独 Steuermaterial, 仏 matériel de contrôle, 露 материал для управляющих стержней] 原子炉で核分裂反応を調整し、その出力を制御するために用いられる物質または物体をいう。制御材としては中性子吸収断面積の大きいもの、たとえばホウ素を含む物質などが用いられる。多くの場合、制御材は棒状や板状につくられた固体で、それを原子炉炉心あるいは反射体内に出し入れすることに反応度を変化させ、原子炉の出力を制御する。また、ホウ酸水のような液体を用い、その濃度を変えることによってゆっくりと反応度を調節することも行われる。制御材によく用いられるものとしては、カドミウム、ハフニウムなどの金属や、銀-インジウム-カドミウム合金がある。ホウ素は B_4C の粉末を金属管に充填したり、金属に分散させたものが使われる。このほか、ユーロビウム、ジスプロシウム、カドミウムなど希土類の酸化物も使用される。

制御卓 = コンソール

制御棒 [英 control rod, 独 Steuerstab, 仏 barre de commande, 露 управляющий стержень] 原子炉の出力を制御するために用いられる棒状の物体。形は円筒形、十字形、平板形などがあり、後者は制御板ということもある。制御棒はカドミウムやホウ素などのように大きな中性子吸収断面積をもつ元素を含む材料でつくられている。原子炉の炉心や反射体の中に制御棒を挿入し、その挿入位置を変えることによって反応度を、したがって原子炉の出力を変化させることができる。制御棒は、たとえ構造的に同一のもので使用される場合であっても、その使用目的に応じて微調整棒(調整棒)、粗調整棒(シム棒)、安全棒に分けてよばれることが多い。微調整棒は原子炉出力の比較的小幅の速い変動の調節に、粗調整棒は比較のゆっくりとした大幅の反応度変化の補償に、また安全棒は原子炉の緊急停止のために用いられるものである。

制御用計算機 [英 process control computer, 独 Prozeßrechner, 仏 ordinateur de régulation des procédés, 露 ЭВМ управления производственным процессом] システムの管理と制御、たとえば生産設備の運転、監視、鉄道の運転、制御、製品の試験、検査、ラボラトリオートメーションなどに電子計算機を利用するため、制御に必要な機能のハードウェア、ソフトウェアを備えた計算機。一般に制御用計算機はハードウェアに対しては悪い環境下での高信頼性障害対策機能、実時間多現象に対処するために多重割込み機能、システムの安全性を高めるための記憶保護機構、周辺装置としてプロセス特有の多種多様な入出力装置、すなわち電磁弁、リレー、ソレノイドなどのアクチュエーターやアナログ、デジタル情報の収集機器などとのインターフェースが必要である。またオペレーターと会話のための表示、操作機器などマンマシンインターフェース

も重要である。ソフトウェアはオンライン処理が本質的で、効率のよい多重タスク管理、実時間処理に効率のよいプログラム生成機能、理解しやすい手続き向き制御用言語などが要求される。制御用計算機の役割はシステムの管理、最適化、制御対象の最先端での直接ディジタル制御(DDC)〔オンライン制御〕に階層化される。これらの機能を実現するため、当初は1台の計算機による集中管理、制御であったが、処理要求の多様化、半導体技術の発展による計算機の低価格化、マイクロコンピュータの出現による端末機器の知能化により、複数の電子計算機を配置し、階層化処理あるいは分散処理を行うようになり、それらを結びつけるネットワーク技術が開発され、機能分散により同時併行処理能力の向上、安全性の高度化が図られるようになった。

成形 [英 molding, 独 Formen, 仏 moulage, 露 формование] 金属、高分子、セラミックスなどの素材から、所要の形状や寸法をもった物体をつくりだすことを成形という。

[1] 金属の成形: 大別して6つの方法がある。(1) 鋳造、すなわち高温で流動状にした金属を、所要の形状につくられた型の中に注入してから冷却して固化させる方法。(2) 鍛造、絞り加工、押し出し成形、プレス加工、爆発成形などの塑性加工。(3) 溶接。(4) ボール盤、旋盤、フライス盤などを用いる切削加工。(5) 粉体を圧力によって固めてから融点以下の温度で焼結させる粉末冶金法。(6) そのほか、超音波加工、ショットピーニング、放電加工、電子ビーム加工などの特殊加工。

[2] セラミックスの成形: 乾燥状態、あるいはかなり水分を含んだ状態の粉末を金属製の型に入れてから圧力をかけ、炉中で焼くという方法が、陶器・タイル・耐火物・誘電材料・磁性材料などで用いられる。焼き固める前の段階では押し出し成形などの塑性加工もしばしば用いられる。粉体を所要の形状に成形しても、乾燥や高温処理の段階で収縮とかき裂の発生とかいった問題の生じることが多い。なお非晶質であるガラスの場合には、粘性が適当になる温度領域まで加熱することにより、かなり自由に成形することが可能である。

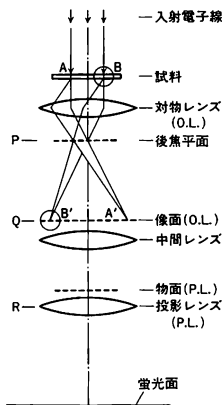
[3] 高分子の成形: 通常の鎖状高分子の場合には、基本的には3つの方法が用いられる。(1) 非晶性高分子ではガラス転移点、結晶性高分子では融点以上に昇温し流動性を与え、型の中に封入するが、型を通過させるなどの手段で形を与えたのち冷却・固化する方法。これには押し出し成形、射出成形がある。(2) 熱分解のため上記の手法が応用できない場合や、製品の品質的要請がある場合には、溶媒で濃厚な溶液として流動化し、上記の方法に準じて形を与え、脱溶媒により固化する方法。これにはキャスト成形がある。(3) これら2つの方法が使えない場合には焼結法が用いられる。現在のところこの方法により成形される例はポリテトラフルオロエチレンのみである。

一方網状高分子の場合には、高分子になると流動性が失われるので、上記のいずれの方法も用いられない。形を与えた状態で重合するという方法がとられ、この場合は重合、即成形成である。これをモノマーキャストといふ。なお、ゴムの加硫を伴う成形もこの範ちゅうに入る。

正結晶 [英 positive crystal, 独 positiver Kristall, 仏 cristal positif, 露 положительный кристалл] 一軸結晶(単軸結晶)の場合には、光学軸を除く方向に進む光の通常光

に関する光線速度が異常光に関するものより大きい場合を正結晶という。二軸結晶(双軸結晶)の場合は、最小主速度を与える方向(z軸)と光学軸のなす角 φ (慣例として鋭角をとる)により、 $\varphi < \pi/4$ の場合を正結晶という。

制限視野回折 [英 selected area diffraction, 独 Feinbereichsbeugung, 仏 diffraction des aires sélectionnées, 露 дифракция на тонких областях] 結像系に対物レンズ、中間レンズおよび投影レンズをもつ通常の三段レンズ型透過電子顕微鏡(⇒電子顕微鏡)の結像原理は図に示すとおり



である。すなわち、対物レンズの後焦平面 P には試料のフラウンホーファーの回折図形(⇒フラウンホーファーの回折)がつくられ、像面 Q には顕微鏡像がつくられている。したがって投影レンズを固定し、中間レンズを用いて、投影レンズの物面 R に対物レンズの像面 Q を結像すれば最終像として顕微鏡像が得られる。また対物レンズの後焦平面 P を物面 R に結像すれば電子回折図形(⇒電子線回折)が得られることになる。このとき、対物レンズの像面 Q に制限絞りを入れ、たとえば図において Q 面上の B' の位置を除いてほかの部分の絞りを覆ってしまうと、それにはちょうど試料上で点 B を残して他を覆ってしまったことに対応する。このとき、上の操作で得られる回折図形には試料上の B の部分のみが寄与するので、この方法を制限視野回折法とよんでいる。この方法は顕微鏡像に見られる局所的な構造の変化に対する結晶構造の同定に用いられるが、対物レンズの球面収差により、意味のある制限視野の大きさには下限がある。通常の加速電圧 100 kV の装置ではこの大きさは $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ 見当であるが、1 MV 級の超高圧電子顕微鏡の場合、電子線の散乱角が小さくなり、この下限が2けた近く小さくすることができる。

正弦条件 [英 sine condition, 独 Sinusbedingung, 仏 condition de sinus, 露 условие синусов] ⇒ コマ収差

生元素 [英 bioelement, 独 Bioelement, 仏 bioélément] 生物が正常な生命活動を営む上で必要な元素のこと。含有量の多い順に、O, C, H, N, P, S, Ca, K, Na, Cl, Mg, Fe, I, Br, B, Cu, Mn, Zn, Co, V, Mo などが知られている。これらの元素は無機および有機化合物として生体を構成している。一般に生体の約 70% は水であるから、O と H の大部分は水に由来する。タンパク質、核酸、糖質などの有機化合物は、C, H, O, N, P, S から成る。金属元素は無機塩類あるいは特定の有機化合物に結合した形(た

たとえばヘモグロビンのFe)で存在する。Caは骨を構成するほかに、微量ではあるが筋収縮の制御因子として働くのを始め、一般に細胞機能の制御因子として非常に重要な役割を演じている。また、ある特定の生物だけに必要な生元素もある。なお、生体内には、おそらく公害によると思われるHgやPbなどの有害な元素も存在する。

正弦波 [英 sinusoidal wave, 独 Sinuswelle, 仏 onde sinusoidale, 露 синусоидальная волна] 正弦関数 $A \sin(kx \pm \omega t + a)$, あるいは複素表示で $A \exp\{i(kx \pm \omega t + a)\}$ の形に表される波をいう。ここで A は振幅, ω は角振動数, k は波数, a は初期位相である。 x と t は周期性を示す独立変数で、普通, x は空間座標, t は時間である。 x を固定してみればわかるように、媒質の各点は単振動をしている。正弦波の位相速度は $v = \omega/k$ で, v を用いれば

$$A \sin k \left(x \pm vt + \frac{a}{k} \right), \quad A \sin \omega \left(\frac{x}{v} \pm t + \frac{a}{\omega} \right)$$

などの形で表される。振動数を ν , 波長を λ , 周期を T として

$$\omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{2\pi}{k} = vT$$

などの関係がある。正弦波でない周期的な波は、フーリエ級数で展開することができ、多くの波数異なる正弦波の重ね合せの形式で表現される(⇒フーリエ分解)。三次元空間の平面正弦波は、波数ベクトルを k , 位置ベクトルを r として

$$A \sin(k \cdot r \pm \omega t + a), \quad A \exp\{i(k \cdot r \pm \omega t + a)\}$$

の形に表される。これらは、いずれも波動方程式

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = v^2 \nabla^2 \psi$$

の解である。

音波の場合は正弦音波(または純音)という。伝送線には、ふつう、電圧、電流の正弦波が用いられる。

正孔 [英 positive hole, 独 positives Loch, 仏 trou positif, 露 положительная дырка] 基底状態では電子が詰まっているはずの状態のうちで、電子の抜けた状態を一種の仮想的粒子と考えたものをいう。普通は半導体や絶縁体の価電子帯に在る電子が熱や光などで励起された残りの孔の状態をさし、ホールともよばれる。正孔は電子と反対符号(正)の電荷をもつ粒子として表現でき、対応する状態の欠けた価電子全体は電場や磁場などの外力の下で1つの正孔と同様にふるまう。ただしこの場合、正孔のエネルギーは電子と逆向きに増加するものと考え、正の有効質量をもつものと考え。正孔による電流の向きは電子のそれと同じだが、磁場中では正孔は電子と反対向きに回転するので、ホール効果やサイクロトロン共鳴によって正孔と電子とを区別することができる。自由正孔は価電子の励起のほかに、物質内にアクセプターとなる不純物を混入することによって、その濃度が制御される。アクセプター準位が電子によって占められていることが、正孔が価電子帯に励起されていることに対応するのである。金属の場合、ブリュアン域のほとんどすべてが電子で占められているときなどには、空いた領域に対してやはり正孔の考えかたを用いることがある(半金属も同様である)。

整合 [英 matching, 独 Anpassung, 仏 raccord, 露 согласование] 起電力 E と抵抗 r の直列接続で表される電源から最大の電力を取出すには、負荷抵抗を電源の内部抵抗 r と等しくすればよい。このように電源から最大

電力($E^2/4r$)を取出すことを整合という。交流回路では、電源の内部抵抗が負荷の抵抗に等しく、さらに電源のリアクタンス成分と負荷のリアクタンス成分の絶対値が等しく逆符号になっているときに整合がとれる。交流回路で整合をとるために、電源と負荷の間に整合変成器(マッチングトランス)を置くことがよく行われる。伝送線を用いて、高周波やパルス信号を伝送するとき、負荷のインピーダンスが伝送線の特性インピーダンスと等しいとき、送られてきた信号電力は反射することなく全部負荷で消費される。これを伝送線の整合という。伝送線においては、整合がとれていないと信号電力の反射が生じ、それが送信端で再び反射して波形が全く違ってしまい、受信電力の減少とともに、大きな波形ひずみの原因となる。

整合構造 [英 commensurate structure, 露 соразмерная структура] X線などの回折法によって決められる結晶の単位胞が、そのもつ物理量の並進単位と一致する場合を整合構造という。ある構造が変調を受けた場合でも、それによって変調される部分がもとの構造(基本構造)の整数倍の単位胞をもつ場合は、整合構造であり、これを超構造という。変調は、原子位置に関するものと、原子散乱能に関するものに大別されるが、これらの変調を受けた結果が、基本構造の整数倍の単位胞をもたない場合を非整合構造という。すなわち、整合構造は変調を受けている場合でも、結晶全体にわたる単位胞がとれるのに対して、非整合構造ではこれがとれない。その結果、回折図形上では、整合構造は基本構造の与える回折斑点間の整数分分割点に回折斑点を付加するのに対して、非整合構造では、非整数分分割点に回折斑点を与える。

整合反射 [英 commensurate reflection, 露 соразмерное отражение] ⇒ 非整合反射

整合・非整合転移 [英 commensurate-incommensurate transition, 露 переход соразмерный-несоразмерный] 非整合構造をもつ物質系で、基準周期系による周期ポテンシャルを相対的に強くしたり、温度などの状態量を変えていくと、整合構造がより安定になり、整合・非整合転移が起る。エネルギー的には整合構造が基底状態になっている系では、温度の上昇に伴って整合構造の局所的な乱れが多く励起され、この乱れが周期的に入った、ディスコメンシュレーションを伴う非整合構造の方が自由エネルギーは低くなり転移が起る。この転移は一次転移であることが多く、さらに温度を上げるとディスコメンシュレーションを伴わない単純な非整合構造へ連続的に移行する。このような型の整合・非整合転移は強誘電体や電荷密度波を伴う層状物質などで観測されている。一方、グラファイト表面上のK_rなどの吸着原子系では、温度上昇に伴い非整合構造から整合構造への逆の転移も観測されており、物質系に応じた転移の機構に関する研究が進められている(⇒非整合構造)。

整合変成器 [英 matching transformer, 独 Anpaßtransformator, 仏 transformateur à équilibre, 露 согласующий трансформатор] 各種電子機器において、信号検出器と増幅器または増幅器と駆動装置を結合する場合、結合点での電力損失を最小にするためには両者のインピーダンス整合をする必要がある。この目的で使用される変成器を整合変成器という。整合用変成器を用いたインピーダンスの整合の条件は、増幅器入力側と出力側では次のようになる。

$$Z_i = Z_s \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2, \quad Z_o = Z_i \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2$$

ただし、 Z_i : 増幅器の入力インピーダンス、 Z_o : 増幅器の出力インピーダンス、 Z_s : 信号発生源の出力インピーダンス、 Z_l : 負荷インピーダンス、 n_1 : 変成器の一次巻線の巻数、 n_2 : 変成器の二次巻線の巻数である。電子管や電界効果トランジスタでは、入力インピーダンスが信号発生源の出力インピーダンスよりきわめて大きいため、結合による電力損失はあまり問題とならないので通常昇圧変成器として用いられる。トランジスタ増幅器では入力インピーダンスが小さいので整合を必要とする。

正コロナ [英 positive corona, 独 positive Korona, 仏 corona positif, 露 положительная корона] ⇒ コロナ放電

静止衛星 [英 stationary satellite, 独 stationärer Satellit, 仏 satellite immobile, 露 стационарный спутник] ⇒ 人工衛星

静止エネルギー [英 rest energy, 独 Ruheenergie, 仏 énergie au repos, 露 энергия покоя] 静止質量が m_0 の物体が速さ V で運動しているときには c を光の速さ、 $m = m_0 / \sqrt{1 - (V/c)^2}$ として、 mV^2 , mV , mV^2 と mc は四元運動量を構成する。この mc に c をかけたものはエネルギーを表すと考えられ、事実 $|V| \ll c$ のときには

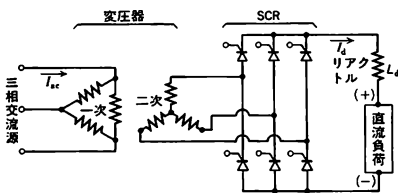
$$mc^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - (V/c)^2}} \approx m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 V^2$$

であるから、非相対論的な場合の運動エネルギーと付加定数 $m_0 c^2$ の和の形になっている。このときの付加項 $m_0 c^2$ を静止エネルギーとよび、これが単なる付加定数ではなく、物体は $V=0$ のときにも $m_0 c^2$ だけのエネルギーをもつと考える。静止質量 M の原子核にエネルギー E を加えて静止質量 M_1, M_2, \dots の核や中性子に分けたとき

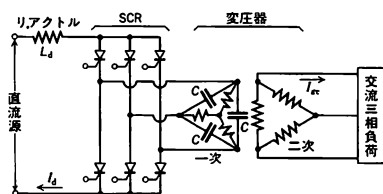
$$Mc^2 + E = (M_1 + M_2 + \dots)c^2$$

という関係が成り立つことが実証されて、静止エネルギーの重要性は広く認識されるようになった(⇒原子力、静止質量、対消滅、対生成)。

静止型交直変換装置 [英 static AC-DC converter, 独 statischer Gleichrichter, 仏 convertisseur statique, 露 статический преобразователь тока] 水銀または半導体



a. 順変換回路(三相ブリッジ型)



b. 逆変換回路(三相ブリッジ自動型)

素子の整流器を用いて、交流電力を直流電力に変える順変換装置(コンバーター)または直流電力を交流電力に変える逆変換装置(インバーター)の総称。静止型電力変換装置ともいう。交直変換装置は、水銀整流器が開発されるまでは回転機である電動発電機や回転変流機がもっぱら使用されていた。P. C. Hewitt によって 1902 年に水銀整流器が發明され、1920 年代の実用化以来、水銀整流器を使用した交直変換装置が電気化学工業や電気鉄道に使用された。一方、1950 年代以後には Ge に続き Si の単結晶を用いた pn 接合半導体整流素子が実用化され、1960 年代に入りサイリスター(SCR)が開発されてからは高効率、保守や始動が容易、長寿命、特に 200°C 近い高温でも使用可能な優れた特性から、水銀整流器は SCR に置換えられている。交直変換装置は強電流用から弱電用電気電子機器に至る利用分野があり、モーターの速度制御、電気化学工業、電気鉄道、電気炉、直流送電、周波数変換、大型粒子加速器の大電力直流電源などに用いられる。図に代表的な接続を示す。

静磁気学 [英 magnetostatics, 独 Magnetostatik, 仏 magnétostatique, 露 магнетостатика] ⇒ 電磁気学

静止座標系 [英 coordinate system at rest, 独 ruhendes Koordinatensystem, 仏 système de coordonnées au repos, 露 покойная система координат] さまざまな物体や天体に固定した座標系のうち、時間が経過しても観測者に対し、相対的に位置を変えない座標系をいう。たとえば列車に固定した座標系は、列車内の観測者に対しては静止座標系であるが、地面に立っている観測者に対しては運動座標系である。運動を記述するには通常、静止座標系が選ばれるが、このように静止か運動かは相対的な概念であるから、むしろ選んだ座標系が慣性系であるかどうかが物理的には問題である。力学的には、互いに等速度運動を行うすべての慣性系は同等であるから、そのなかから絶対静止座標系といったものを取出すことは不可能である。

静止質量 [英 rest mass, 独 Ruhemasse, 仏 masse au repos, 露 масса покоя] 特殊相対性理論において、ローレンツ変換に従う質点の四元運動量 p^i は速度 $v = dr/dt$ により $p^0 = mc$, $p = mv$, $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ と与えられる。 m_0 を静止質量または固有質量(あるいは単に質量)という。質点に働く(ニュートン型の)力を F とすると、質点の運動方程式は $dp/dt = F$ であり、速度 v で運動する質点の見かけ上質量が静止質量 m_0 の $1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ 倍になったようにふるまう。また質点のエネルギー $p^0 c = m_0 c^2 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$ と静止エネルギー $m_0 c^2$ との差は、 v が光速より十分小さければ $m_0 v^2/2$ であり、これから m_0 が非相対論的力学における質点の質量であることがわかる。ニュートン型の力のポテンシャルを V とすると、静止質量 m_0 の質点の運動は、作用積分 $-m_0 c^2 \int dt - \int V dt$ (τ は固有時)で与えられる。一般相対性理論においては、重力場以外の力を受けない質点の作用積分は固有質量 m_0 により $-m_0 c^2 \int d\tau$ (τ は固有時)で与えられ、質点の運動は測地線となる。固有質量は慣性質量でもあり、同時に重力質量でもある。

静止電圧 [英 rest potential, 独 Ruhepotential, 仏 potentiel de repos] 電池において、電流が流れていないときの電極端子間の電圧をいう。同時に 2 種以上の電池反応が進行する電池では、個々の電池反応による電流の総和が 0 になるときの電圧である。必ずしも、電池反応の平衡状態での電圧ではない。

静止電位 [英 resting potential, 独 Ruhepotential, 仏 potentiel de repos, 露 потенциал покоя] 膜を隔てて両側に電解質溶液が存在するとき、その濃度差に従って膜の両側で一定の電位差が生じる。特に生物細胞において細胞の内外の電位差を膜電位といい、興奮性の細胞(神経細胞、筋細胞など)において、刺激を受けていないときに生じている膜電位は静止電位とよばれて 50~100mV におよび、細胞内は細胞外に対して低い電位になっている。たとえばカエルの骨格筋では約-90mV、有髄神経では約-70mV である。腺細胞そのほかにも静止電位は存在するが、刺激によって神経細胞ほど劇的には変化しない。イカの巨大神経を実験材料に、微小電極法を用いた実験などにより 1950 年代に A. L. Hodgkin, A. F. Huxley, B. Katz, R. D. Keynes らは静止電位を説明した(=膜平衡)。それによれば、静止電位の主な原因は、(1)細胞内に膜不透過性の高分子電解質が存在することによって生じる細胞内外のイオンの不均等分布(ドナン効果)、(2)各種イオンの膜透過性の差、(3)能動輸送による細胞内外のイオンの濃度差、などである。また一方では、細胞内液の交換などの実験から細胞内のイオン濃度と種類と膜電位の関係が調べられ、静止電位は次式(ゴールドマンの式)で表される。

$$\varphi = -\left(\frac{RT}{F}\right) \ln \frac{P_{Na}[Na^+]_i + P_K[K^+]_i + P_{Cl}[Cl^-]_o}{P_{Na}[Na^+]_o + P_K[K^+]_o + P_{Cl}[Cl^-]_i}$$

ここで、 R は気体定数、 T は絶対温度、 F はファラデー定数、 P_{Na} , P_K , P_{Cl} は各イオンの膜透過係数、 $[Na^+]_i$ と $[Na^+]_o$ は細胞内部と外部における Na^+ イオンの濃度である。また、活動電位の発生は細胞膜の相転移であるとの仮説が提出され、光学的測定や発生熱の測定から支持されているようである。

静磁場 [英 static magnetic field, 独 magnetostatisches Feld, 仏 champ magnétostatique, 露 магнитостатическое поле] 時間的に不変な磁場、すなわち、静止した磁石や定常電流によってつくられる磁場をいう。位置 r' における磁性体の磁化を $M(r')$ 、伝導電流を $J(r')$ とするとき、磁化と伝導電流の分布が位置 r につくるベクトルポテンシャル $A(r)$ は

$$A(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iint \frac{J(r') + J_m(r')}{|r-r'|} dr'$$

与えられ、磁束密度は $B(r) = \text{rot} A(r)$ から求められる。ここで、 $J_m(r)$ は磁化電流の密度で $J_m(r) = \text{rot} M(r)$ である。

静止摩擦 [英 static friction, 独 Ruhreibung, 仏 frottement statique, 露 статическое трение] ⇒ 摩擦

静止摩擦係数 [英 coefficient of static friction, 独 statischer Reibungskoeffizient, 仏 coefficient de frottement statique, 露 коэффициент статического трения] ⇒ 摩擦

静磁モード [英 magnetostatic mode, 仏 mode magnétostatique, 露 магнетостатическая мода] スピン波あるいはマグノンの波長が強磁性体の大きさと同じ程度になると試料の長さに合わせた定在波をつくり、その分散関係はかなり複雑になる。このような定在波群のモードを静磁モード、あるいはその解析を行った L. R. Walker にちなんでウォーカー・モードともいう。 $k=0$ の強磁性共鳴モード(キッテル・モード)に付随する形で発見された多数のサテライトモードがこれに当る。静磁モードは反強磁性体、あるいは磁化の大きい常磁性体でも見いだされている。静

磁モードはキッテル・モードに比べると解析が煩雑ではあるが、特定の比較的単純なモードを取出した場合、むしろキッテル・モードよりもシャープで、強磁性共鳴の緩和現象の研究に適している。

正準交換関係 [英 canonical commutation relation, 独 kanonische Vertauschungsrelation, 仏 relation de commutation canonique, 露 каноническое перестановочное соотношение] ⇒ 交換関係, 量子化

正準交換関係の表現 [英 representations of the canonical commutation relations, 独 Darstellung der kanonischen Vertauschungsrelationen, 仏 représentation de relation de commutation canonique, 露 представление канонического перестановочного соотношения] n 個の一般正準座標 q_k とその共役正準運動量 p_k ($k=1, \dots, n$) で記述される系の量子力学では、 q_k, p_k を対称演算子と考へ、次の正準交換関係を要求する($\hbar=1$ の単位系を使う)。

$$[q_k, q_l] \Psi = [p_k, p_l] \Psi = 0, \quad [q_k, p_l] \Psi = i \delta_{kl} \Psi$$

ここに $[A, B] = AB - BA$, δ_{kl} は $k \neq l$ のとき 0, $k=l$ のとき 1, Ψ は演算子の定義域に属するベクトルである。特定のヒルベルト空間の上の具体的な演算子によって、この交換関係を表すことを、正準交換関係の表現という。そのひとつの例として、次のように与えられるシュレーディンガー表現がある：ヒルベルト空間として、 n 個の実変数の二乗可積分複素数値関数の全体をつくる空間 $L_2(R^n)$ をとり、 q_k として k 番目の変数 x_k をかける演算子を、 p_k としては微分演算子 $-i\partial/\partial x_k$ をとる。 R^n 内の有界領域で同様な構成をすると、 q_k は有界演算子になりシュレーディンガー表現とは違うものになる。しかし適当な条件のもとでは、正準交換関係を満たす演算子が本質的に一意であることを示す定理がいくつかある(ただし $n=\infty$ だと一意性は成立しない)。

もし対称演算子 q, p がある稠密な線形集合 D で定義されており、(1) D は不変($pD \subset D, qD \subset D$)、(2) D に属する任意のベクトル Ψ に対して上述の正準交換関係が成立、(3) D 上で $q^2 + p^2$ は本質的に自己共役、という 3 条件を満たせば、それはシュレーディンガー表現のいくつかの直和である(レリッヒ-ディキシエの定理)。

シュレーディンガー表現で $U_k(t) = e^{itq_k}$, $V_l(s) = e^{is p_l}$ を構成すれば、前者は e^{itx_k} という関数にかける演算子、後者は s 座標を s だけずらす演算子になり、ワイルの交換関係

$$[U_k(t_1), U_l(t_2)] = [V_k(s_1), V_l(s_2)] = 0$$

$U_k(t) V_l(s) = V_l(s) U_k(t) \exp(-ist \delta_{kl})$ ($k, l=1, \dots, n$) を満たす。逆に、ワイルの交換関係を満たすユニタリ演算子の連続な一径数群の組は、上述のもののいくつかの直和であり、特に既約性を要求すれば、上述のものとユニタリ同値なものに限る(フォン・ノイマンの一意性定理、ただし $n < \infty$)。

正準分布 = カノニカル集団

正準分布 [英 canonical distribution, 独 kanonische Verteilung, 仏 distribution canonique, 露 каноническое распределение] 温度 T の熱浴と平衡にある体系において、微視的状態の確率分布は次のように与えられる。すなわち、体系のハミルトニアンを \mathcal{H} 、その固有状態 l の固有値を E_l とすれば、体系が量子状態 l に見いだされる確率は

$$p_l = Z^{-1} \exp(-\beta E_l) \quad (1)$$

である(ここに $\beta = 1/kT$, $Z = \sum_i e^{-\beta E_i}$ である)。これを正準分布という。この分布の特徴は、熱浴とのエネルギー授受による体系のエネルギーのゆらぎを表すことである。エネルギーの平均値 $\langle E_i \rangle = \sum_i E_i p_i$ のまわりの分散は、事実

$$\langle (E_i - \langle E_i \rangle)^2 \rangle = kT^2 C_V \quad (2)$$

と書ける。ここに $C_V = [\partial \langle E_i \rangle / \partial T]_V$ は定積比熱である。規格化因子 Z は T と V との関数であり、分配関数とよばれる。ヘルムホルツの自由エネルギー F は

$$F(T, V) = -kT \log Z(T, V) \quad (3)$$

と与えられる。正準分布の式(1)を表す統計演算子は

$$\hat{\rho} = Z^{-1} \exp(-\beta \mathcal{H}) \quad (4)$$

となる(⇒統計演算子)。古典統計力学では、正準分布を表す位相分布関数は

$$\rho(q, p) = \frac{1}{N! h^{3N}} Z^{-1} \exp[-\beta H(q, p)] \quad (5)$$

となる。ただし、 N 個の同種粒子からなる系とし

$$Z = \frac{1}{N! h^{3N}} \int \cdots \int e^{-\beta H(q, p)} dq dp \quad (6)$$

とした(⇒位相平均)。

正準変換 [英 canonical transformation, 独 kanonische Transformation, 仏 transformation canonique, 露 каноническое преобразование] ハミルトンの正準方程式の正準変数の組 (q_i, p_i) を変換 $q_i = Q_i(q_1, \dots, q_n, p_1, \dots, p_n, t)$, $p_i = P_i(Q_1, \dots, Q_n, P_1, \dots, P_n, t)$ ($i = 1, 2, \dots, n$) によって新しい変数の組 (Q_i, P_i) に変換したとき、新しいハミルトニアン $K(Q_i, P_i, t)$ が決って、その K と (Q_i, P_i) の間に、前と同じ正準方程式

$$\frac{dQ_i}{dt} = \frac{\partial K}{\partial P_i}, \quad \frac{dP_i}{dt} = -\frac{\partial K}{\partial Q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

が成り立つとき、変換 $(q_i, p_i) \rightarrow (Q_i, P_i)$ を正準変換という。正準方程式は、変分原理(⇒ハミルトンの原理)

$$\delta \int \{ p_i dq_i - H(q, p, t) \} dt = 0$$

から導かれるものであるから、 (Q_i, P_i) と K についても同じ関係が成り立たねばならない。そのためには

$$\sum_i p_i \dot{q}_i - H = \sum_i P_i \dot{Q}_i - K + \frac{d}{dt} F$$

が成り立つていなければならない。ここで F は n 個の古い変数と n 個の新しい変数についての 1 価、連続、微分可能な任意の関数で、その表しかたには $F_1(q, Q, t)$, $F_2(q, p, t)$, $F_3(Q, p, t)$, $F_4(p, P, t)$ の 4 通りがある。 F_1 の場合を例にとれば、変換は

$$p_i = \frac{\partial F_1}{\partial \dot{q}_i}, \quad P_i = -\frac{\partial F_1}{\partial Q_i}, \quad K = H + \frac{\partial F_1}{\partial t}$$

とすればよいことが示される。このように、 F が与えられると正準変換が決定されるので、 F を変換の母関数という。変換 $(q_i, p_i) \rightarrow (Q_i, P_i)$ が正準変換であるための必要十分条件は、ポアソン括弧を使って表すと

$$[Q_i, Q_j]_{q,p} = [P_i, P_j]_{q,p} = 0, \quad [Q_i, P_j]_{q,p} = \delta_{ij}$$

となることが証明される。また、力学系が時間 t とともに発展する時間変化を、 t をパラメーターとする正準変換の連鎖とみなすことも可能である。

正準変数 [英 canonical variable, 独 kanonische Variable, 仏 variable canonique, 露 каноническая переменная] 力学系が保存系の場合には、その運動を記述する

のに、適当な一般化座標 q_1, q_2, \dots, q_n と、それに共役な一般化運動量 p_1, p_2, \dots, p_n とを用い、それらが従うハミルトンの正準方程式 $\dot{p}_i = -\partial H / \partial q_i$, $\dot{q}_i = \partial H / \partial p_i$ を解くことによって運動を定めることができる。 n は系の自由度である。このとき、これら $2n$ 個の変数 $q_1, q_2, \dots, q_n, p_1, p_2, \dots, p_n$ を総称して正準変数という。運動方程式を解くためには変数を正準変換して、新しい変数の組 $(Q_1, Q_2, \dots, Q_n, P_1, P_2, \dots, P_n)$ を用いることがあるが、一般の正準変換では座標と運動量がまじりあって新しい変数となり、座標と運動量の区別が消失することもあるので、一括して正準変数とよぶ方が適当である。

正準方程式 [英 canonical equations, 独 kanonische Gleichungen, 仏 équations canoniques, 露 канонические уравнения] ハミルトンの(正準)運動方程式ともいう。自由度 n のホロノーム系の運動を一般化座標 q_1, q_2, \dots, q_n とそれに共役な一般化運動量 p_1, p_2, \dots, p_n ($p_i = \partial L / \partial \dot{q}_i$, L はラグランジアン)の $2n$ 個の独立変数(正準変数)で記述した場合の運動方程式で、その形は

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (i = 1, 2, \dots, n)$$

である。ここで関数 $H(q_1, q_2, \dots, q_n, p_1, p_2, \dots, p_n, t)$ はハミルトニアンとよばれ、 $\sum p_i \dot{q}_i - L$ を q と p で表した関数である。この定義から得られる

$$dH = \sum_i (p_i \dot{q}_i + \dot{q}_i dp_i) - dL$$

と、ラグランジュ方程式を用いて得られる

$$dL = \sum_i \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} d\dot{q}_i + \frac{\partial L}{\partial q_i} dq_i \right) + \frac{\partial L}{\partial t} dt \\ = \sum_i (\dot{p}_i dq_i + p_i \dot{q}_i) + \frac{\partial L}{\partial t} dt$$

から

$$dH = \sum_i (\dot{q}_i dp_i - \dot{p}_i dq_i) - \frac{\partial L}{\partial t} dt$$

が導かれるから、 $\dot{q}_i = \partial H / \partial p_i$, $-\dot{p}_i = \partial H / \partial q_i$ であることがわかる。ハミルトニアンが t を直接含まないときには

$$\frac{dH}{dt} = \sum_i \left(\frac{\partial H}{\partial q_i} \dot{q}_i + \frac{\partial H}{\partial p_i} \dot{p}_i \right) = 0$$

が正準方程式からすぐ求まるから、 H は時間に対して一定であることがわかる。このとき H は系の全エネルギー $T + V$ になっており、 $H = \text{一定}$ は力学的エネルギーの保存則を示す。正準方程式は、ほかの方法に比べてなんら新しい内容を物理学に付け加えるものではないが、統計力学など物理学の広い範囲にわたって、理論の枠組の拡張を可能にし、量子力学など現代物理学への橋渡しにも重要な役割を果たした。

正準量子化 [英 canonical quantization, 独 kanonische Quantisierung, 仏 quantification canonique, 露 каноническое квантование] ⇒ 量子化

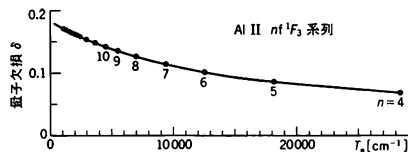
正常液体 [英 normal liquid, 独 normale Flüssigkeit, 仏 liquide normale, 露 нормальная жидкость] 近似的に分子の会合や解離が起らない液体。そうでないものを異常液体とよぶ。ベンゼン、エチルエーテル、四塩化炭素などがその例であり、水、エチルアルコール、酢酸などは異常液体の例である。液体の表面張力と温度との関係を表すエベトシュの法則(⇒表面張力)や気化熱と絶対温度ではかった沸点との間に成り立つ比例関係(比例定数は約 21 cal/deg・mol, トルートの規則)を満たすような液体のこと。

これらの法則からはずれるのは異常液体とよぶ。正常液体では分子の会合や解離が起っていない。

正常系列 [英 normal series, 独 Normalreihe, 仏 série normale, 露 нормальный ряд линий] スペクトル線系列の上位準位の項値 T_n を、主量子数 n の関数として

$$T_n = \frac{R\zeta^2}{(n-\delta)^2}$$

と表したとき、量子欠損 δ がリッツの公式または拡張したリッツの公式で表されるスペクトル線系列を正常系列という(図参照)。 R はリュードベリ定数、 ζ は有効核電荷である。正常系列以外のスペクトル線系列を異常系列という。



正常項 [英 regular multiplet, 独 reguläres Multiplett, 仏 multiplet régulier, 露 регулярный мультиплет] 原子の場合、多重項成分のエネルギー準位は、全角運動量の量子数 J の大きさの順になるが、そのうち J が大きいほど高くなる場合、この多重項を正常項または正常多重項(または正規多重項)という。この逆の場合を逆転項という。外殻電子の数がその殻に入りうる電子数の半分以下のとき正常項となる。正逆いずれの場合も相隣る二成分 J と $(J+1)$ 間のエネルギー差は $(J+1)$ に比例する(⇒多重項、ランデの間隔則)。二原子分子および直線形多原子分子の場合、多重項成分の電子項値(T_e)は、近似的に $T_e = T_0 + A\Lambda\Sigma$ (T_0 はスピンを無視したときの電子項の項値、 A は多重項の分離定数、 Λ および Σ は軌道角運動量 L およびスピン角運動量 S の分子軸方向の成分の量子数)で表される。 $|\Lambda|$ および S で特徴づけられる1つの電子項に対し、1つの Λ が決る。 Σ は $-S, -S+1, \dots, +S$ の値をとるので、 $A\Lambda\Sigma$ によって与えられる多重項分離は等間隔となる。ここで $A > 0$ ならば $|\Lambda| + \Sigma$ が大きいほどエネルギー値が高くなり、この多重項は正常項とよばれ、項記号の右下に r を添える。すなわち直線分子の項記号で $^{2S+1}\Lambda_r$ ($|\Lambda| = 1, 2, \dots$ に対し Π, Δ, \dots)、たとえば $^3\Pi_r$ と書かれる。 $|\Lambda| + \Sigma$ が大きいほどエネルギーの低くなる多重項を逆転項といい、項記号の右下に i を添えて表す(例: $^3\Pi_i$, ⇒逆転項)。

正常状態 [英 normal state, 独 Normalzustand, 仏 état normal, 露 нормальное состояние] = 常伝導状態(⇒常伝導)

正常水素 [英 normal hydrogen, 独 Normalwasserstoff, 仏 hydrogène normal, 露 нормальный водород] オルト水素とバラ水素の混合比がほぼ 3:1 (室温)の水素。ノーマル水素ともいう。水素分子(H_2)は二原子分子で、2つの原子核(陽子)を結ぶ直線の方位角が変化する回転の自由度をもって、回転状態の波動関数は、回転量子数 J が偶数のときには陽子の交換に対して対称で、 J が奇数のときは反対称であることが知られている。一方、水素分子の基底状態の電子波動関数の軌道部分は電子および陽子の交換に対して対称で、フェルミ粒子の全波動関数は反対称でなければならないという要請を満たすため、電子スピン波動関数が反対称で全電子スピン $S = 0$ の状態にある。陽子

も核スピン 1/2 のフェルミ粒子なので、回転状態まで含めた全分子波動関数が反対称になるためには、回転量子数 J が偶数のときには全核スピン量子数 I は反対称の状態 $I = 0$ にあり、 J が奇数のときには対称状態 $I = 1$ にある。 J が偶数、 $I = 0$ にある水素分子をバラ水素、 J が奇数、 $I = 1$ にある水素をオルト水素という。 $I = 0$ の状態は縮退のない一重項であるのに対し、 $I = 1$ の状態は $I_z = 1, 0, -1$ の3つの状態が縮退した三重項である。これに回転状態の縮退度 $(2J+1)$ を考慮すると、温度 T で平衡状態にある水素気体では、オルト水素とバラ水素の混合比は

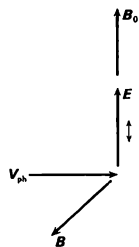
$$\sum_{J=\text{奇数}} 3(2J+1) \exp\left\{-\alpha \cdot \frac{J(J+1)}{kT}\right\} : \sum_{J=\text{偶数}} (2J+1) \exp\left\{-\alpha \cdot \frac{J(J+1)}{kT}\right\}$$

で与えられる(k はボルツマン定数)。ここで、因子 α は約 80 K 程度なので、室温では [オルト:バラ] 比はほぼ 3:1 となる。

バラ水素の基底状態 $J = 0$ はオルト水素の基底状態 $J = 1$ よりエネルギーが低いので、 $kT < \alpha$ となる低温領域ではバラ成分が増えるはずであるが、全核スピン量子数 I を変化させる相互作用のない限り、オルト・バラ状態間の遷移は禁止されているので、たとえば室温から液化した水素は正常水素の組成を保つ。磁性体がオルト・バラ変換を促進する強力な触媒になるのは、磁気的相互作用を通じて $I = 1 \rightarrow I = 0$ 間の遷移を引き起こすからである。

正常ゼーマン効果 [英 normal Zeeman effect, 独 normaler Zeeman-Effekt, 仏 effet Zeeman normal, 露 нормальный эффект Зеемана] ⇒ ゼーマン効果

正常波 [英 ordinary wave, 独 ordinäre Welle, 仏 onde ordinaire, 露 обыкновенная волна] 磁場内プラズマ中を伝播する電磁波の姿態(モード)のひとつである。すなわち、静磁場 B_0 に垂直に伝播する電磁波のうち、電磁波の電気ベクトル E が、 B_0 と平行な場合を正常波とよび、その伝播特性は磁場のないプラズマ中の電磁波と同じである($E \perp B_0$ は異常波である)。冷たいプラズマ近似のもとでは、正常波の E によって電荷 q をもつ粒子(イオンあるいは電子)は qE の力を受け、速度 V を得る。しかし、 $V \parallel B_0$ であるから、磁場によるローレンツ力は $q(V \times B_0) = 0$ となり、粒子の運動は



磁場の影響を受けない。したがって、正常波は磁場のないプラズマ中の電磁波と同じく電子プラズマ周波数(ν_{pe})より高い周波数($\nu > \nu_{pe}$)では磁場内プラズマ中を伝播する。

清浄表面 [英 clean surface, 独 saubere Oberfläche, 仏 surface propre] 固体を形成している原子組成と同じ原子組成から成る不純物を含まない表面をいうが、格子欠陥などのような物理的不純物も含まない、化学的にも物理的にも清浄表面という意味で用いることもある。清浄表面の構造や物性を調べるためには、超高真空(10^{-7} Pa 以下)が必要である。というのは、 10^{-4} Pa 程度の真空中においては、残留気体が表面に衝突すると必ず吸着するという仮定のもとでは、約 1 秒で表面第一層が汚染してしまうからである。清浄表面をつくるには固体の種類により各種の方法が用いられている。いちばん手軽には、金属を基板に蒸

着して多結晶の清浄蒸着膜をつくることができる。へき開性のある単結晶の場合は、真空へき開することにより清浄な表面をつくることができる。シリコンなどの半導体の場合は、加熱することにより表面に存在している酸素や炭素を除去。金属単結晶の場合は、大多数が融点以下での酸化物の蒸気圧が低いので、アルゴンイオンビーム(約 500 eV, 約 $1 \mu\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$)衝撃で表面に存在する酸化物などをはぎとり、高温に加熱して表面を滑らかにして清浄表面を得る。しかし加熱すると結晶内部から硫黄などが析出してくるので、イオン衝撃、加熱の処理を繰返す。清浄度の試験にはオージェ電子分光法が用いられるが、この方法の検出限界が 10^{-3} 単分子層であるので清浄表面といっても 0.1% 程度の不純物が含まれていることが多い。

正常分散 [英 normal dispersion, 独 normale Dispersion, 仏 dispersion normale, 露 нормальная дисперсия] 媒質中の光の分散において、屈折率が短波長にゆくにつれて大きくなる場合を正常分散とよぶ。屈折率の波長に対する増加率は短波長になるほど増し、特定の波長での増加率は屈折率が大きい物質ほど大きいという特徴がある。可視領域で透明な物質はすべて可視領域で正常分散を示す。可視領域外でも、媒質の吸収帯から離れた領域では正常分散が見られる。正常分散領域での経験的な分散式は 1836 年に A. L. Cauchy により与えられた(⇒コーシーの分散式)。

静止流体 [英 fluid at rest, 独 ruhende Flüssigkeit, 露 покоящаяся текучая среда] 静止している流体の内部では接線応力は働かず、法線応力だけが働き、それも張力ではなく圧力だけである(これは流体の定義により、どんな小さな力でも与えられても変形が起こることによる)。また 1 点での圧力は考える方向によらない。流体が運動しているときには、粘性の作用により、接線応力も働く。これに対し運動しているときにも接線応力が働かない理想化された流体を完全流体という。

静水圧 [英 hydrostatic pressure, 独 hydrostatischer Druck, 仏 pression hydrostatique, 露 гидростатическое давление] 静止した流体中にとった面では、その面を境にして流体間に働く力は面に垂直に押しあう圧力であって、その大きさは面の方向に無関係に等方的である。これを静水圧という。特に、鉛直な重力の下で静止した液体中で働く圧力(狭義の静水圧)は、その点より上にある液体の重さにより下方で増すが液面からの深さだけに依存する。すなわち、液面での圧力を p_0 、液体の密度を ρ 、重力加速度(一定と仮定する)を g とすると、液面から深さ h の点の静水圧は $p_0 + \rho gh$ である。

整数共鳴 [英 integer resonance, 仏 résonance entier, 露 целый резонанс] ⇒ ベータトロン振動

正スピネル [英 normal spinel, 独 Normalspinell, 仏 spinelle normal, 露 нормальная шпинель] ⇒ スピネル

脆性 [英 brittleness, 独 Zerbrechlichkeit, 仏 fragilité, 露 ломкость] ある物質が破壊するときには、一般に弾性変形、塑性変形および破断という経過をとるのが普通であるが、物質の種類、測定温度、力の加え方によっては塑性変形を伴わないで破断を行う場合がある。これを脆性破壊とよび、このような傾向を示す性質を脆性という。これに対して、塑性変形を伴う場合を延性破壊、またはすべり破壊という。引張りに対して生ずる脆性破壊に際しては、破断面は引張り方向に対して直角となり、主として主応力によるものとされているが、延性破壊の場合には

破断面が引張りや圧縮方向に対して 45° か、これに近い角をなし、主としてずり応力が働いていると考えられる。

生成演算子 [英 generator, 独 Generator, 仏 générateur, 露 генератор] 量子力学におけるハミルトニアン、運動量演算子、角運動量演算子などは、それぞれ、系の時間発展、空間の平行移動、空間の回転といった変換の生成演算子になっている。素粒子の内部対称性に対応した変換の生成演算子も、素粒子理論では重要な役割を果たしている。これらの変換はいずれも、経過時間、平行移動距離、回転角などの連続パラメーターに依存する群(あるいは半群)をつくる。生成演算子は、こうした変換の無限小変換に関係した演算子で、正確には次のように定義される(⇒無限小変換, 無限小回転)。X を状態ベクトルのつくる空間(数学的には、あるバナッハ空間としてよい)とし、 $\{T_t; t \geq 0\}$ を X における有界線形演算子の族とすると、次の 2 つの条件

$$(1) T_s T_t = T_{s+t} \quad (\forall s, t \geq 0), \quad T_0 = I$$

$$(2) \lim_{t \rightarrow 0} T_t x = T_0 x = x \quad (\forall x \in X, \forall s \geq 0)$$

が満足されるならば、族 $\{T_t\}$ を有界線形演算子のパラメーター半群という。そして X における線形演算子 A を

$$Ax = \lim_{t \rightarrow 0} t^{-1}(T_t - I)x$$

によって定義する。ただし、A の定義域 $D(A)$ は上式の右辺が存在するような X の元 x の全体とする。この A を半群 $\{T_t\}$ の(無限小)生成演算子という。A は閉演算子で、 $D(A)$ は X において稠密であり、 $D(A)$ の任意の元 x に対して

$$\frac{d}{dt}(T_t x) = A T_t x = T_t A x$$

が成立する。

物理に現れるほとんどの例では、 $\{T_t\}$ はユニタリー演算子のつくる 1 パラメーター群であり、 iA は自己共役演算子になっている。たとえば、状態ベクトルの時間変化は、時間をパラメーターとするユニタリー演算子の一径数半群 $\{U_t\}$ で表されるが、その生成演算子を A とすると、自己共役演算子 $H = iA$ は系のハミルトニアンであり、上述の式

$$i \frac{d}{dt}(U_t x) = H(U_t x)$$

は、 $\psi = U_t x$ がシュレーディンガー方程式に従うことを表している。ある連続変換による物理系の不変性は、その変換の生成演算子と系のハミルトニアンが可換であるという形で示されることが多い。

生成座標法 [英 generator coordinate method, 仏 méthode des coordonnées génératrices, 露 метод генераторных координат] 多粒子系の集団運動を扱う方法のひとつで、集団運動変数に関する波動関数を導入する。個々の粒子の運動が多体系全体の運動と不可分である場合には、粒子の運動を支配する一粒子ポテンシャルは系の集団運動状態を表すパラメーターの関数と考えることができる。たとえば、核表面の変形振動については核子の一体ポテンシャルは核の変形パラメーター α の関数と考える。したがって多核子の波動関数 ϕ_α も α に依存する。変形パラメーターを力学変数と考える(⇒集団座標)代りに、波動関数 ϕ_α の重ね合せとして次のように表すことができる。

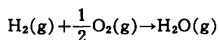
$$\Psi = \int f(a) \phi_a da$$

$f(a)$ は変形パラメーターについての波動関数とみなせる。 Ψ を試行関数として変分原理を用いると、固有エネルギー E_n とそれに対応する $f_n(a)$ が求まる。このパラメーター a を生成座標という。 a の異なる ϕ_a は一般には直交しないので、 a 自体を集団変数と考えることはできないが、 ϕ_a を直交する表示に移せば、 a に対応する集団変数とその集団運動のハミルトニアンを得ることができる。

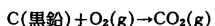
変形パラメーターに依存する波動関数 ϕ_a として何を選ぶかは大きな問題である。 $f(a)$ の効果を反映させ、ダイナミカルに ϕ_a を決める試みが行われている。生成座標法は多様に用いられている。回転についてはオイラー角、対振動についてはエネルギーギャップ、核分裂や核反応については核間距離パラメーターが生成座標として使われる。

生成・消滅演算子 [英 creation and annihilation operators, 独 Erzeugungs- und -Vernichtungsoperator, 仏 opérateur de création et annihilation, 露 операторы рождения и аннигиляции] 場の量子論で粒子の生成・消滅を表す演算子。消滅演算子を a とすると生成演算子はそのエルミート共役 a^\dagger で表され、交換関係 $aa^\dagger + a^\dagger a = 1$, $aa + a^\dagger a^\dagger = a^\dagger a^\dagger + aa = 0$ を満たす。ここで ϵ はフェルミ統計に従う粒子に対しては $\epsilon = 1$ 、ボース統計に従う粒子に対しては $\epsilon = -1$ の値をとる。相互作用のない粒子系の基底状態 Ψ_0 は $a\Psi_0 = 0$ により与えられ、 n 粒子状態は $(1/\sqrt{n!})(a^\dagger)^n \Psi_0$ で与えられる。フェルミ統計に従う粒子に対しては、交換関係より $(a^\dagger)^n = 0$ ($n \geq 2$)が導かれ、パウリの原理を表すことができる(⇒個数演算子)。量子数 k に対応する一粒子の固有関数を $\phi_k(x)$ とすると、その粒子の場の演算子 $\psi(x)$ は $\psi(x) = \sum_k a_k \phi_k(x)$ で表される。ここで a_k は量子数 k をもつ粒子を消す消滅演算子である。

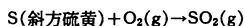
生成熱 [英 heat of formation, 独 Bildungswärme, 仏 chaleur de formation, 露 теплота образования] 与えられた温度である物質の1 mol が、その成分元素の単体からつくられるときの反応熱を特に生成熱という。単体としては1 atm, 25°Cで安定なものが選ばれ、炭素ではグラファイト、硫黄では斜方硫黄、リンでは黄リンをとる。生成熱は燃焼熱などの測定値からヘスの法則を用いて決定される。特にこの生成反応に関与する化学種がすべて標準状態にあるとき、その反応熱を標準生成熱あるいは標準生成エンタルピーといい、 ΔH_f° で表す。ここで標準状態とは、気体については1 atmの下での仮想的な理想気体の状態、液体、固体については1 atmの下での純粋な状態である。温度は通常25°C (298.15K)がとられる。二三の例を示す。



$$\Delta H_f^\circ = -241.75 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$$



$$\Delta H_f^\circ = -393.52 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$$



$$\Delta H_f^\circ = -296.9 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$$

熱化学のデータは標準生成熱としてまとめられている。ある化学反応に関与するすべての成分の標準生成熱が知られていれば、ヘスの法則から、生成系の全化合物の標準生成熱の和から原系の全化合物の標準生成熱の和を差引くことによって、その反応の1 atmにおける反応熱を求めるこ

とができる。

脆性破壊 [英 brittle fracture, 独 Sprödbbruch, 仏 rupture fragile, 露 хрупкий излом] ⇒ 破壊

成績係数 [英 coefficient of performance, 独 Leistungsbeiwert, 仏 coefficient de performance, 露 коэффициент производительности] ⇒ 冷凍サイクル

成層圏 [英 stratosphere, 独 Stratosphäre, 仏 stratosphère, 露 стратосфера] 地球の大気で地上からの対流が及ぶ範囲よりは高い部分で、さらに上の中間圏よりは下の部分。モデル的な標準大気では高度11~48kmの範囲をさす。下側の境界である対流圏界面(または単に圏界面)の高度は高緯度で8~10km, 熱帯で16~17kmと変化する。成層圏の有する大気の質量は全質量のおよそ15%である。気温は底部で190~220Kであり下部ではあまり変わらないが上部では高さとともに増し、成層圏界面で270Kほどになる。空気塊の断熱的な鉛直変位に対して安定であり、対流は生じない。成層圏ではオゾンによる太陽紫外線の吸収と二酸化炭素などの成分の赤外熱放射がつり合い、放射平衡の状態にある。成層圏からの熱放射はそのまま宇宙空間に流出し、かつ下層からの熱放射もほとんど透過する。このような構造は惑星大気一般に存在する。成層圏は、安定なため鉛直混合が小さく、オゾン層、エアロゾル層のような物質の層状構造が生じる。成層圏には対流圏とは別の大気大循環があり、夏半球は東風、冬半球は西風が吹く。赤道域で対流圏から空気が侵入し、高緯度では対流圏へ出てゆく。この間の滞留時間は約2年と見積もられている。低温(190K)の熱帯圏界面を通過する際に凝結によって水蒸気を失うので成層圏の空気は極度に乾燥して湿度は1%以下である(⇒対流圏, オゾン層)。

成層流体 [英 stratified fluid, 独 geschichtete Flüssigkeit, 仏 fluide stratifié, 露 расслоенная текучая среда] 重力の場の中で、密度、温度、塩分などが層状構造をもつ流体。湖沼、海洋、成層圏、恒星内部の放射平衡部などがその例である。コービーに砂糖を入れて放置すると、下ほど糖分および密度の高い成層流体ができる。このコービーを静かに飲むと、最初は糖分の低い軽い部分が流れ出す。成層流体を低速で流出させると、このように部分的に流れ出してくる(選択的流出)。

極地方の海域ではフィヨルド海を低速で航行する船の抵抗が異常に増大することがあるが(死水)、そのような場合、海水は軽い真水から成る上層と重い塩水から成る下層にはっきり分かれている。そして、抵抗の増加は船の航行に伴う内部波動の励起による。また、船の速度が内部波よりも速くなると、表面波のみ励起されるようになって抵抗は減少する。成層流体内における波の性質は、波の振動数がプラントーパイサラ振動数 N よりも大きいときには表面波に、小さいときには内部波になる。 N が一様でないときには、与えられた振動数の内部波は限られた深さ域(導波帯)だけに励起される。また、 N の分布によってはいくつかの導波帯ができるが、これは量子力学におけるトンネル効果に対比される。定常な内部波動の例としては山越え気流にできるリーウエーブがある。これは主流のフルード数 Fr (流速を内部波の速度で割ったもの)がある値より小さい場合に見られるもので、 Fr が小さくなるとともに流れ模様は複雑に変化する。たとえば、図1では、リーウエーブは見られないが、図2では、リーウエーブとともに、渦域が見られる。さらに図3では密度勾配は、局所的に逆

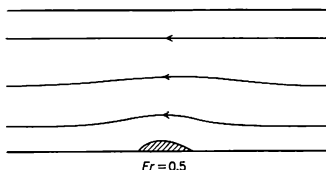


図 1

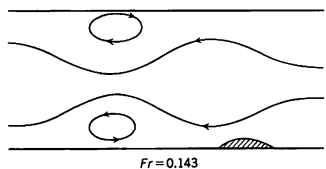


図 2

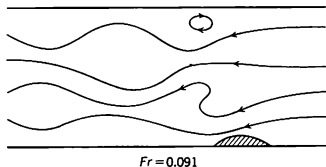


図 3

転している。このような成層流体では、非粘性流体の場合でも渦が発生する。

物体を過ぎる成層流体においては、 Fr が小さい極限で物体の上流および下流に静止域ができる（ブロッキング現象）。これは成層流体における微小変動のふるまいが剛体回転からの微小変動のふるまい（⇒回転流体）に似ていることによるもので、上の静止域はテイラー-ブラウドマン柱に相当する。また、次に述べる成層変態過程は回転変速過程に相当する。熱の良導体でできた円筒容器に流体を入れ、上端板を下端板よりも高温に保って放置すると、温度勾配一定の成層流体ができる。ある瞬間に上端板の温度をわずかに変えて容器側壁の温度勾配を変えると、側壁に浮力層（成層流体に特有の境界層で、水平面と有限の角をなす境界面にでき、構造は浮力と粘性力のつり合いによって定まる）ができ、浮力層内の流れによって大局的予面流れが駆動される。容器内の大局域は、この予面流れの作用で、成層変態時間（容器の代表長さについての熱拡散時間とブラント-バイサラ周期の幾何平均の程度）で新しい成層状態に移る。

成層流体においては鉛直方向の運動に復元力が働く。この復元作用により不安定な流れを安定化できる。たとえば、非圧縮性の非粘性せん断流は速度分布に変曲点があると不安定であるが、密度成層を加えて安定化できる。また、平面ポアズイユ流も成層を付加して安定化できる。次に、何かの原因で等ポテンシャル面と等密度面とが交差し

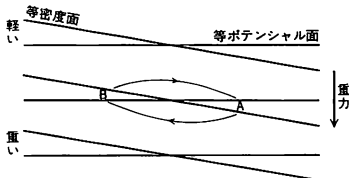


図 4

ていると、上部ほど軽い一見安定な密度分布にもポテンシャルエネルギーを減少させる変動が可能である。これを傾圧不安定という（図 4 は、傾圧不安定の機構である。A と B を交換するような変動は、ポテンシャルエネルギーを運動エネルギーに変える）。また、低温の真水の上に高温の塩水があり、温度と塩分の効果で上部ほど軽いものとしよう。熱伝導と拡散の効果がなければ、鉛直方向の微小変動には復元力が働くので、この流体は安定である。実際には、塩分の拡散が熱拡散に比べて遅いので、上方に微小変位した真水は、熱伝導のみが有効に働いて周囲より軽くなり、さらに上昇を続ける。これを塩の泉という（図 5）。こ

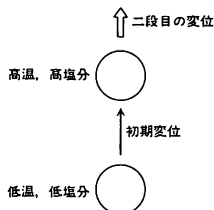


図 5 塩の泉の機構

の不安定は一般に二重拡散不安定とよばれているものの特殊例である。熱いコーヒーに十分冷却したクリームを静かにに入れて放置すると、この不安定のために、クリームが点々と浮いてくのが見られる。

正則化法 [英 regularization, 独 Regularisierung, 仏 régularisation, 露 регуляризация] 場の量子論における無限大の発散の処理法。摂動法に基づいてグリーン関数や S 行列を計算しようとするとき、一般にループ積分から発散が現れる。この積分の発散を一時的にある処方で有限化し、数学的に意味のある量にしておこうとするのが正則化法である。積分の発散には紫外発散と赤外発散がある。積分の上限、すなわち運動量の大きいところ（紫外外部）からくる発散が紫外発散で、下限、すなわち運動量の小さいところ（赤外部）からくる発散が赤外発散である。紫外発散はくりこみの操作で除去されるものであるが、その前に正則化法により一時的に有限化される。その正則化法にはいろいろあり、積分の上限を切断してしまう切断法、被積分関数中に現れるプロパゲーターから質量の異なるプロパゲーター（これをレギュレーターという）を差し引くパウリ-ビラース正則化法、時空の次元を減らしておいて積分を収束させる次元正則化法、プロパゲーターの次数を上げて積分を収束させる解析的正則化法などがある。切断法は表面項の問題やゲージ理論におけるゲージ不変性の破れの問題などがあってあまり使われない。パウリ-ビラース正則化法は量子電磁気学では便利なよい方法であるが、非可換ゲージ理論ではゲージ不変性を保つことができず、二次の発散の取扱も不便である。次元正則化法はゲージ不変性を保つ便利な方法であるが、フェルミオンがある場合に γ_5 の取扱いがうまくできなくなるという難点がある。解析的正則化法はゲージ不変な方法ではない。赤外発散は、物理的断面積を計算すれば相殺しているということがわかっているが、それを示すためにはやはり正則化しておく必要がある。赤外発散の正則化法には、次元正則化法とか、ゲージ場に質量をもたせる方法などがある。

正則関数 [英 holomorphic function, 独 holomorphe Funktion, 仏 fonction holomorphe, 露 голоморфная фун-

кция) ⇒ 複素関数

正則溶液 [英 regular solution, 独 reguläre Lösung, 仏 solution régulière, 露 регулярный раствор] 溶液のひとつの理想化されたモデルで, J. H. Hildebrand により 1929 年導入された。異種分子が混合するときの混合熱は 0 ではないが, 混合のエントロピーは, 理想溶液と同じに, 溶液の中で各分子が全くランダムに混じると仮定したときの値をとるという性質をもった溶液のことである。すなわち, 混合熱が 0 でないことが理想溶液との唯一の違いである。正則溶液とは, このように理想化された理論的モデルであるが, 現実これに近いものはあって, たとえばベンゼン-四塩化炭素の系のように極性をほとんどたない, あるいは極性はあっても小さい分子から成る溶液のときには, よい近似で正則溶液とみなせる。

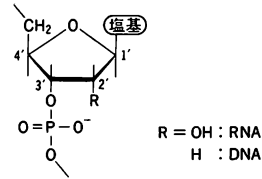
生態系 [英 ecosystem, 独 Ökosystem, 仏 écosystème, 露 экосистема] 森林や湖など, ある限られた領域に生活する生物群集と, それと相互に作用しあう環境とをまとめて 1 つの物質系としてとらえ, これを生態系(エコシステム)とよぶ。生態系においては, 物質とともにエネルギー, 情報が伝わり循環している。生態系という概念は最初 A. G. Tansley によって 1935 年に提出された。生態系には水たまりから宇宙までさまざまな大きさや種類があるが, 砂漠, 草原, 森林, 湖, 川, 海などはその代表的な例である。生態系の構成要素をまとめると次のようになる。

生物群集	生産者(植物)
	消費者(動物)
	分解者(微生物など)
無機的環境	物質(水や空気などの無機・有機化合物) エネルギー(太陽エネルギーなど)

生体高分子 [英 biopolymer, 独 Biopolymer, 仏 biopolymère, 露 биополимер] 生体内でつくられ, 生体を構成している高分子物質のこと。タンパク質, 核酸, 多糖の 3 つに大別される。広義には, これらのモデル物質として実験室でつくられる合成ポリペプチドや合成ポリヌクレオチドなども含まれる。

タンパク質は約 20 種類の L-アミノ酸(細胞壁やある種の抗生物質には少量の D-アミノ酸も存在する)がペプチド結合でつながったポリペプチドで, その形態上から繊維状タンパク質と球状タンパク質に分けられる。繊維状タンパク質はケラチン, エビデルミン, ミオシン, フィブリンのいわゆる kemf 族と, 絹フィブロイン, コラーゲンの 3 つに大別される。kemf 族のタンパク質はそのまゝの状態では α 構造を示すが, 延伸すると可逆的に β 構造へ変換する。絹フィブロインはグリシン(50%), アラニン(25%), セリン(15%)を含み, 逆平行 β 構造といわれており, コラーゲンは 1/3 がグリシンで, プロリンとヒドロキシプロリンが 1/4 を占め, グリシンが 3 残基ごとに規則的に繰返し, 3 本のポリペプチド鎖がからみ合った三重らせん構造をしている。これらの繊維状タンパク質は生体構造の保持や運動に大きな役割を果たしている。一方, リゾチームやヘモグロビンなどの球状タンパク質は一定の規則的アミノ酸配列をとっていないが, それぞれの配列に固有の複雑な三次構造, 四次構造をしている。生体内での特異的な触媒作用(酵素作用)はこのようなタンパク質の高次構造に大きく依存している。

核酸は糖とリン酸がつながったもので, 糖の 1' の位置に塩基が結合している。糖には 2 種類あって, D-リボース

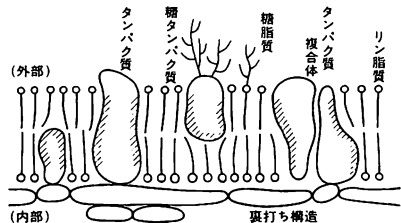


スの場合が RNA (リボ核酸)で, D-2'-デオキシリボースの場合が DNA (デオキシリボ核酸)である。塩基にはアデニン(A), グアニン(G)のプリン塩基と, チミン(T), シトシン(C), ウラシル(U)のピリミジン塩基がある。DNA は A, G, T, C を含み, RNA は A, G, U, C を含む。そのほかに少量の異常塩基が存在する。DNA は遺伝情報を担っているもので, J. D. Watson と F. H. C. Crick が 1953 年に, 2 本の DNA 鎖が A-T, G-C の水素結合によって相補的にからみ合った二重らせん構造のモデルを組立てた。これによって遺伝は分子論的には DNA の複製であることが明らかになった。RNA は DNA の遺伝情報を読みとる転写の役割を果たしていると考えられている。DNA の情報のうち必要な部分が m-RNA (メッセンジャー RNA)に写され, この m-RNA と結合したリボソームがその情報の順序に従って, 各アミノ酸に固有の担体である t-RNA (転移 RNA)と順次結合し, アミノ酸の合成を行っていると考えられている。現在, 多くの t-RNA の一次構造と, いくつかの t-RNA の高次構造が明らかにされている。

多糖は糖が重合したもので生体内に広く分布する。セルロースやキチンはそれぞれ植物および節足動物において構造を保持する役割を果たしており, デンプンやグリコーゲンはエネルギーの貯蔵の役目を果たしている。ヒアルロン酸やコンドロイチン硫酸は細胞間において, 細胞の接着の役割をしている。また, 糖とタンパク質の複合体である糖タンパク質も広く分布する。

生体放射線効果 [英 radiation-biological effect, 独 strahlenbiologischer Effekt, 仏 effet radiobiologique, 露 радиобиологический эффект] 放射線が生体に及ぼす影響または効果のこと。生物学的放射線効果ともいう。生物個体の生死, 特定部分の細胞の生死, 生体機能の変化, 寿命の短縮などその内容は多種多様である。発現時期(放射線の影響が現れる時期)の早遅により速発性効果と晩発性効果の 2 つに分けられる。

生体膜 [英仏 biomembrane, 独 biologische Membran, 露 биологическая мембрана] 細胞膜, 核膜, 細胞内小器官の膜, ウイルスの被膜など, 生体を構成する厚さ 8~10 nm の膜構造を総称して生体膜という。生体膜の構造を最もよく表していると考えられるモデルは, 1972 年に S. J. Singer と G. L. Nicolson の提唱した流動モザイク模型を多少改良したものである。図のように, 極性脂質(主



にリン脂質)のつくる脂質二重層の中に、タンパク質が埋め込まれた構造をとっており、タンパク質表面の疎水部(斜線部)は脂質分子の疎水部に接し、親水部は液相あるいはほかのタンパク質の親水部に接している。脂質およびタンパク質の一部は糖鎖と共有結合してそれぞ糖脂質および糖タンパク質となっている。これらの膜構成分子は膜内を拡散する(流動する)ことができるが、その運動性は、膜の内側にある裏打ち構造(タンパク質集合体)との相互作用を通じて調節される。膜の特異性は、極性脂質とタンパク質の存在比や種類の違いによって決る。生体膜の機能には、次のようなものがある。(1)内部を外部環境から隔離し、区別する。(2)生理的活動を維持するための選択的な物質交換。この機構には大別して、能動輸送、受動輸送、それに食作用や飲作用などがある。(3)さまざまな代謝に関与する複合酵素系を結合して組織化し、酵素系としての効率を高める。(4)情報や刺激の受容と伝達。

星 団 [英 star cluster, 独 Sternhaufen, 仏 amas d'étoiles, 露 звёздное скопление] 同時に誕生した恒星の集団が、その後飛び散ってしまうことなく、全体として自己重力による束縛状態を形成しているものをいう。球状星団と散開星団に分けられる。典型的な球状星団は $10^5 \sim 10^6$ 個の恒星からなるのに対して、典型的な散開星団は $10^2 \sim 10^3$ 個の恒星からなる。星団は銀河の構成要素である。しかし銀河の外周にある大きな星団と、矮小楕円銀河との間に一線を画すことができるかどうかは不明である。他方、銀河円板の中にある小さな星団と、一般星野の多重連星やアソシエーションとの間に一線を画すことも困難である。典型的な球状星団では、恒星の大気金属含有量(⇒元素の起源)は少なく、太陽の約 10^{-2} 倍であり、年齢は古く約 10^{10} 年である。典型的な散開星団では、恒星の大気金属含有量は多く、太陽と同じくらいであり、年齢は若く 10^{10} 年以下である。両者は、銀河系の中の空間分布においても異なっている。球状星団は、銀河系の中心方向に多く、全部で約125個が知られているだけである。散開星団は、銀河系の円板部に分布して、今までに約1000個が知られている。星団は星の種族の示標とされる天体であり、種族Ⅰは散開星団で、種族Ⅱは球状星団で代表される。

成長曲線 [英 curve of growth, 独 Wachstumskurve, 仏 courbe de croissance, 露 кривая роста] 天体スペクトルの吸収線の強さ(連続スペクトルから、吸収線によって削り取られたエネルギー)と、その線を吸収することができる原子の数との関係を表す特性曲線をいう。吸収に関与する原子の数が少ないときは、比例関係が成り立つが、吸収線の中心波長でみて、吸収物体(ガス)の光学的厚さが1以上になると、吸収線の強さが飽和して、吸収の増加が鈍くなる。成長曲線は、恒星大気の種類、圧力、乱流速度、元素の化学組成などを求める際に用いられる。

成長接合ダイオード [英 grown-junction diode, 仏 diode à jonction croissante, 露 тянутый диод] ⇒ ダイオード

静 定 [英 statically determinate, 独 statisch bestimmt, 仏 statiquement déterminé, 露 статически определенный] 構造物が荷重を受け、変形し荷重とつり合う内力が生じて静止する。このとき内力が力のつり合い条件(平衡条件)だけで決定される構造物の状態を静定であるという。静定構造であるためには内力の未知量の数と平衡条

件数の数が一致する必要がある。静定構造は内力を簡単に計算することができ、また支点の沈下などの変形によって内力分布は変化しないので設計が容易である。しかし構造物の全部材がむだなく働いて荷重を支えているので、破壊・座屈などで一部分でも支える力が小さくなると全体的な崩壊につながる可能性がある。

整定時間 [英 settling time, 独 Ausregelzeit, 仏 temps de centrage, 露 время установления] ある系に階段状入力を加えてから、出力が最終値に対して決められた誤差、通常 $\pm 1 \sim 5\%$ 程度の範囲に落ち着くまでの時間で、セティングタイムともいう。広帯域増幅器の過渡特性、自動制御系の応答を表すパラメーターのひとつである。

正定値演算子 [英 positive operator, 独 positiver Operator, 仏 opérateur positif, 露 положительный оператор] 量子力学で、系が安定であるためには、ハミルトニアンが正(定)値演算子である必要がある。演算子が正(定)値であるというのは、次のような意味である。 \mathcal{M} をヒルベルト空間、 (\cdot, \cdot) をその内積とする。 \mathcal{M} において稠密な定義域 $\mathcal{D}(T)$ をもつ線形演算子 T がすべての $x \in \mathcal{D}(T)$ に対して、常に $(x, Tx) \geq M_T \|x\|^2$ (M_T は定数)を満たすとき、 T は下半有界であるという。特に $M_T = 0$ ならば、 T は正(定)値であるといい、 $T \geq 0$ と書く。下半有界な演算子 T は自動的にエルミート演算子であり、 $T^* = T - M_T$ とおけば、 $T^* \geq 0$ となるので、この意味で正(定)値演算子と同一視できる。正(定)値演算子 T に対して、 $F(x, y) = (x, Ty)$, $x, y \in \mathcal{D}(T)$ を考えると、 F は $\mathcal{D}(T)$ 上の正の半双線形形式(⇒半双線形)を与え、 T はフリードリックス拡大とよばれる正の自己共役拡大をもつ。自己共役な正(定)値演算子のスペクトルは、 $[0, \infty)$ の部分集合である。例：自由粒子の非相対論的なハミルトニアン $H_0 = -\hbar^2 \Delta / 2m$ はしかるべき定義域で自己共役な正(定)値演算子であり、そのスペクトルは $[0, \infty)$ である。

静的宇宙 [英 stationary universe, 独 stationäres Universum, 仏 universe stationnaire, 露 статическая вселенная] ⇒ 定常宇宙

静的近似 [英 static approximation, 独 statische Näherung, 仏 approximation statique, 露 статическое приближение] 原子核と電子からなる系や、核子と中間子から成る系の低エネルギー状態や反応を近似的に解く方法。重い方の粒子の速度を小さいとして近似的に0とおき、その静電場のなかでの軽い粒子の運動を解く近似法。反応のときはエネルギーは軽い粒子系のみで保存するが、全運動量は重い方が受持ち保存はしない(運動量 $p = Mv$ であるので M が大きければ運動量を受持つても速度 v は小さい)。

静的ヤーン-テラー効果 [英 static Jahn-Teller effect, 独 statischer Jahn-Teller-Effekt, 仏 effet statique de Jahn-Teller, 露 статический эффект Яна-Теллера] ⇒ ヤーン-テラー効果

静的臨界背圧 [英 static critical backing pressure, 仏 contre-pression critique statique, 露 статическое критическое противодействие] ⇒ 背圧

静電位 [英 electrostatic potential, 独 elektrostatisches Potential, 仏 potentiel électrostatique, 露 электростатический потенциал] = 電位

静電エネルギー [英 electrostatic energy, 独 elektrostatische Energie, 仏 énergie électrostatique, 露 элек-

トロスタтическая энергия] ⇒ 電磁場のエネルギー

正電荷 [英 positive electric charge, 独 positive elektrische Ladung, 仏 charge électrique positive, 露 положительный заряд] 電荷には正負の符号があるが、どちらを正にするかはまったく慣習による。古くは琥珀³を絹布でこすったときに琥珀に残る電荷を正電荷と定義した。その結果、陽子の電荷が正電荷、電子の電荷が負電荷となった(⇒負電荷、電荷)。

静電型計器 [英 electrostatic type meter, 独 Elektrometer, 露 электростатический измеритель] 互いに絶縁された2つの電極をもち、両電極間に加えた電圧により生じる静電吸引力を利用した計器。消費電流が少なく、吸引力が電圧の二乗に比例するので実効値を指示するため交流両用計器となる。高電圧や高インピーダンス回路の電圧計として適し、周波数、波形、温度、外部磁場などの影響を受けないので、直流から数百kHzの高周波までの広い範囲で実用化されている。可動電極が回転する方式と電極の間隔が変化する方式がある。可動電極回転型電圧計は特殊形状をした2枚の金属固定電極板に被測定電圧を与えたと生じる静電吸引力を回転トルクに変換利用したもので、図1のような構造である。2枚の固定電極板の間にこれ

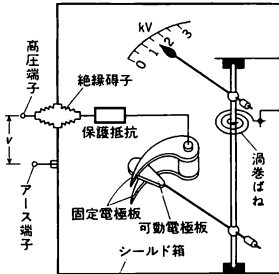


図1

と絶縁された可動電極板があり、この両電極板間に被測定電圧を印加するとき、静電吸引力が作用し可動電極が回転する。駆動トルク T [N・m] は電極間の蓄積エネルギーの角度微分として与えられ

$$T = \frac{1}{2} v^2 \frac{dC}{d\theta}$$

ここで、 v は両電極間電圧 [V]、 θ は回転角度 [rad]、 C は静電容量 [F] である。このとき可動電極板は C が増加する方向に吸引力で移動し、渦巻ばねの制動トルクとバランスし、電圧が指示される。 T は v^2 に比例するから実効値指示計である。実用範囲は数kVまでである。電極間隔が変わる方式は図2の構造で、ガードリングは両電極間の静電力線を均一にし高絶縁耐力を得るためのものである。吸引力 F [N・m] は、電極間距離を l [m] とすると

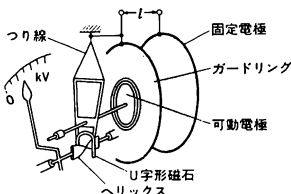


図2

$$F = \frac{1}{2} v^2 \frac{dC}{dl}$$

この方式で10~100keVの測定ができる。

静電型粒子分離装置 [英 electrostatic particle separator, 独 elektrostatistischer Abscheider, 仏 séparateur électrostatique, 露 электростатический сепаратор частиц] ⇒ 粒子分離装置

静電管記憶装置 [英 Williams' tube storage, 独 Williams Röhrenspeicher, 仏 mémoire à tube de Williams, 露 запоминающее устройство на обычных трубках Вильямса] 撮像管の一種であるアイコノスコープを母体として、F. C. Williamsが開発した記憶装置。初期の電子計算機に使われた。撮像管の使い方からいえば、かなり多量のデータが記憶できるはずであるが、WilliamsがT. Kilburnとともに最初に使用した装置は32ビット×32語のものであった。光電面の位置に置かれたターゲットに電子ビームによって各ビットをひとりで書き込み、読出し時にはその上を再び電子ビームで走査し、管のガラスの外側に置いた電極から静電結合を介して信号を取出すものである。少し遅れてIBM-701型計算機に静電管記憶装置が使われたが、1本当たり1024ビットの情報を記憶する管72本を使用して32ビット×2048語のデータを記憶し、サイクル時間12μsで動作するものであった。水銀柱を用いた遅延線記憶装置に比べてサイクル時間が短く、ランダムアクセスが可能という利点があったが、その後、磁気記憶装置の進出によって姿を消した。

静電感應 = 静電誘導

静電気 [英 static electricity, 独 statische Elektrizität, 仏 électricité statique, 露 статическое электричество] 分布が時間的に変化しない電荷、およびその電荷がひき起こす電気現象。摩擦電気など。

正電気 = 正電荷

静電気学 [英 electrostatics, 独 Elektrostatik, 仏 électrostatique, 露 электростатика] ⇒ 電磁気学

静電記録 [英 electrostaticography, 独 elektrostatische Aufzeichnung, 仏 enregistreur électrostatique, 露 электростатическая запись] 特別につくられた静電記録紙に電圧を直接印加することによって得られた静電潜像に、静電力によりトナーを付着させ、これを加熱定着する記録技術である。電子プリンターやファクシミリに使われており、非常に高速の記録が可能である。

静電高圧発生機 [英 electrostatic generator, 独 elektrostatistischer Generator, 仏 générateur électrostatique, 露 электростатический генератор] 電荷を機械的手段で運搬して直流高電圧を発生させる装置で、机上に置けるJ. Wimshurstの誘導起電機から原子核研究に広く用いられているタンデム型バン・デ・グラーフ加速器まで各種のものがある。ウィムズハースト起電機とベルト型では金属片を、バン・デ・グラーフ型加速器や市販の静電発電機では絶縁体を帯電させて荷電を運ぶ。この市販の静電発電機は、耐電圧と冷却効果の向上のために水素ガスを入れた加圧容器の中で、絶縁円筒を回転させて高電圧を発生させるものである。円筒表面への帯電は静電誘導によるもので、軸に平行に円筒外表面からわずかなすき間を隔てて接地した金属の刃形イオン化電極をおき、これに対向して円筒内表面の近くに数十kVの誘導電極をおく。誘導電極は広い面で円筒に向かいあい、鋭い角をもたないで、こ

から円筒へはコロナ放電による帯電は起らず、静電誘導により絶縁円筒外表面に分極電荷が現れる。円筒への帯電はこの分極電荷を刃形イオン化電極からのコロナ放電によって中和することにより行われる。この部分は円筒の回転により刃形イオン化電極と誘導電極の場所から離れて高電圧部にいく。ここでは帯電させる場所と同様の電極が円筒の内・外に配置されていて、それらは互いに電氣的に直結されているので、バン・デ・グラフ型加速器と同様の過程で高電圧部に電荷が移動する。600kV, 4mA の出力のものまでがつくられている。一般に静電高圧発生機は、負荷電流をとると電圧が急激に低下するので、出力電圧を検出して帯電する電荷量を制御する電圧調整回路が用いられている。

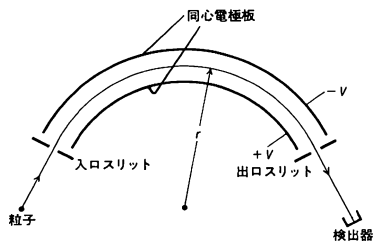
静電遮蔽 [英 electric shielding, 独 elektrische Abschirmung, 仏 blindage électrique, 露 электрическое экранирование]

[1] 接地された導体箔でつくられた閉曲面で領域を内部と外部に分離すると、内側と外側に互いに影響しあうことなく電氣的に独立な系となる。すなわち、内部と外部が電氣的に遮蔽される。このとき、静電誘導係数の行列は内部の導体に関する係数と外部の係数との2つの行列の直和に分解される。このような接地された導体箔は時間的に変化する電場に対しても有効である。また、導体箔の代わりに網を使っても、実用的には十分な程度に遮蔽される。

[2] 電解質溶液あるいは高温プラズマの中に点電荷 q を静止させると、同符号の電荷は遠ざかり反対符号の電荷は引き寄せられ、 q の電荷を打ち消す。この現象を静電遮蔽あるいはデバイス遮蔽という。

静電集束 [英 electrostatic focusing, 独 elektrostatische Fokussierung, 仏 focalisation électrostatique, 露 электростатическая фокусировка] ⇒ 電子銃

静電スペクトロメーター [英 electrostatic spectrometer, 独 elektrostatisches Spektrometer, 仏 spectromètre électrostatique, 露 электростатический спектрометр] 荷電粒子のエネルギー測定を行う装置としては磁場や静電場を利用したスペクトロメーターを用いることが多い。磁場を用いたものをマグネティックスペクトロメーターといい、静電場を利用したものを静電(型)スペクトロメーターとよんでいる。通常2枚の同軸の円筒に電場を加え、この間隙に荷電粒子を入射させると、電場による力は電場の方向、したがってこの場合粒子の運動方向と直角に働き、そのため荷電粒子は円弧を描いて一方の端から出てくる。この際、入射位置をスリットなどで限定してやると、円筒板電極の一方の端から出てくる荷電粒子の位置は、電場の強さと粒子のエネルギーによって決り、出口スリットを適当に設定すること、および電場の強さを可変にすることにより、荷電粒子のエネルギースペクトルを測定することがで



きる(図参照)。

電場によるクーロン力は磁場による力より小さく、また電極の出入口の電場の乱れを小さくすることが困難なことや高電圧での放電の問題などから、エネルギーの低い荷電粒子にのみ有効で、マグネティックスペクトロメーターに比べて利用度は低く、特定の場合を除き、現在ではあまり利用されていない。しかし、エネルギーの低いβ線のエネルギー測定など、放射性同位体のエネルギー測定の分野では、立体角を大きくとれる利点を生かし、同心の2枚の球殻を電極にしてスペクトロメーターとしているなど、特殊な静電スペクトロメーターが利用されている。

静電セプタム [英 electrostatic septum, 独 elektrostatistisches Septum, 仏 septum électrostatique, 露 электростатическая перегородка] 加速器でビームの入射や取出しを行うために、金属の薄膜または細線を利用してビームの一部分だけに電場を与える装置。静電セプタムは、図1

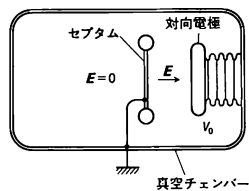


図1

に示すように、セプタム(隔壁)とそれに向い合った対向電極からなる。セプタムをアース側にとり、電極に高電圧 V_0 を加える。ギャップには電場 E が発生し、セプタムの外側では $E=0$ である。このようにすると、セプタムの外側を進むビームは直進し、セプタムの内側を通るビームは電場によって曲げられる。セプタムは、タンガステンやモリブデンのような金属の厚さ 50~100μm の膜あるいは直径 50~100μm の細い線を 1mm 間隔くらいに並べて張ったものである。電場の強さは、放電が起らないよう約 50 kV・cm⁻¹ 以下で使うことが多い。静電セプタムの特長は、セプタム電磁石に比べて、セプタムを薄くすることができることである。このことは、シンクロトロンからの遅いビーム取出しの効率を高めるうえで決定的に重要である。しかし、ビームを曲げる力はセプタム電磁石よりも弱いので、図2に示すように、前段に静電セプタム、後段にセプ

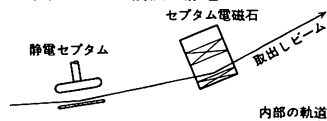


図2

タム電磁石と両者を併用するのが普通である。また、シンクロトロンからのビームの取出しにも用いられる(⇒セプタム電磁石)。

静電単位系 [英 electrostatic system of units, 独 elektrostatisches Einheitensystem, 仏 système d'unités électrostatiques, 露 электростатическая система единиц] cm, g, s を基本とした電磁気量の単位系の一種。真空の誘電率 ϵ 、透磁率 μ と光速 c とを結ぶ関係式

$$\frac{r^2}{\epsilon \mu} = c^2 \quad (1)$$

を満足するように、3個の量 ϵ 、 μ 、 r を定めることにより

り、さまざまな単位系を導くことができる。ここで r は、ビオ・サバールの法則に現れる係数で

$$dF = \frac{1}{r} \frac{m dl \sin \theta}{r^2} \quad (2)$$

と書かれる。 m は磁荷、 I は線分 dl を流れる電流、 θ は磁荷と電流素片を結ぶ直線と dl とのなす角、 r は距離、 F は力をそれぞれ表す。上記の関係式(1)で $\epsilon = 1$ 、 $r = 1$ として定められる単位系が静電単位系である。クーロンの法則

$$F = \frac{Q^2}{\epsilon r^2} \quad (3)$$

より、電荷の次元は $[L]^{3/2}[M]^{1/2}[T]^{-1}[\epsilon]^{1/2}$ となる。電磁気量の次元と単位は、これを基本にして導かれる。上記式(3)で、 $r = 1 \text{ cm}$ 、 $F = 1 \text{ dyn}$ としたときに得られる電荷を 1 フランクリン(単位記号は Fr)と定義する。

$$1 \text{ Fr} = \frac{1}{3} \times 10^9 \text{ C}$$

である。この単位系は、主に電気諸量に用いられる。磁気的な量に対する電磁単位との換算は、一般に複雑である。CGS esu または単に esu と略記される。

静電探針 [英 electrostatic probe, 独 elektrostatische Sonde, 仏 sonde électrostatique, 露 электростатический зонд] = ラングミュア・プローブ

静電電圧計 [英 electrostatic voltmeter, 独 elektrostatisches Voltmeter, 仏 voltmètre électrostatique, 露 электростатический вольтметр] 2つの電極間の静電引力を利用する電圧計。電極間の電気容量を C として静電力による電極板の変位を x とすると、力は $F = (1/2)(dC/dx)V^2$ で与えられる。ただし V は電極間の電圧である。変位 x としては電極間の距離を変えろ方式と、一方の極板を回転させる方式がある。実用的に V が大きくないとこの力は小さいこと、抵抗損失がないことのため 1kV 以上の高い電圧の測定に適している。静電力 F は電圧 V の二乗に比例するので直流電圧ばかりでなく 1kHz 以下の交流電圧の測定もできる。ネオン管用変圧器の二次電圧、テレビジョンの高電圧などの高電圧小電流の回路測定に使われる(⇒静電型計器)。

静電波 [英 electrostatic wave, 独 elektrostatische Welle, 仏 onde électrostatique, 露 электростатическая волна] プラズマ中を伝播する波動のうち、磁場の変動を伴わないで電場の変動のみが空間的に広がって伝播する波動をいう。たとえば静磁場の存在しない等方的なプラズマ中で、局所的に電場の変動が生じたとき荷電粒子は電場の方向に動かされ、その方向に荷電分離が生じて新しい電場がつくられる。このようにして空間に広がっていく変動電場 E の方向は伝播方向と同じであるから $\nabla \times E = 0$ となり、マクスウェル方程式から $B = 0$ となる。このとき変動の電場は $E = -\nabla \phi$ と静電ポテンシャル ϕ を使って表すことができる。

典型的な静電波の例は電子プラズマ波である。たとえば板状のプラズマ中で、電子集団が Δx だけ一様に変位したとすると、プラズマ内には x 方向に $E = ne_e \Delta x / \epsilon_0$ の電場が生じる(e, n_e は電子の電荷と密度、 ϵ_0 は真空の誘電率)。この電場の変動に伴う変位電流 $\epsilon_0 \partial E / \partial t$ は電子の運動による伝導電流 $-ne_e \partial \Delta x / \partial t$ と完全に打消しあって $\nabla \times B = 0$ となり、変動磁場 B が生じないことになる。静電波では電場 E は伝播ベクトルと平行であって、縦波の性質

をもっている。

静磁場と平行でなく一定の角度をもって伝播するプラズマ波(角振動数 ω 、波数 k)は一般には $\nabla \times E \neq 0$ であるが、 $(ck/\omega)^2 \gg |K_{ij}|$ (誘電率テンソルの成分)の場合には E の縦成分が横成分に比して十分大きくなり、近似的に電場を静電ポテンシャルで表すことが可能となる(静電近似, electrostatic approximation)。

静電場 [英 electrostatic field, 独 elektrostatisches Feld, 仏 champ électrostatique, 露 электростатическое поле] 時間的に変化するこのない電荷分布によって与えられる電場を静電場とよぶ。静電界ともいう。静電場は渦なし場である。したがってスカラーポテンシャルが存在する。電荷分布が与えられれば、クーロンの法則と重ね合せの原理により、電場を求めることができる。位置 r_i に電荷 q_i をもった点電荷があるときの電場 $E(r)$ は

$$E(r) = \sum_i \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0} \frac{r - r_i}{|r - r_i|^3}$$

と表される。ここで ϵ_0 は真空の誘電率である。このときのスカラーポテンシャル(電位) $\phi(r)$ は

$$\phi(r) = \sum_i \frac{q_i}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|r - r_i|}$$

となり、電場は、 $E = -\text{grad} \phi$ と表される。静電場を考えている限り、遠隔作用の立場と近接作用の立場は、まったく同等であるが、変動する場では、近接作用の立場に立たなければならぬ。

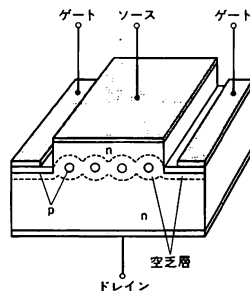
静電発電機 = 起電器

静電偏向 [英 electrostatic deflection, 独 elektrostatische Ablenkung, 仏 déviation électrostatique, 露 электростатическое отклонение] ⇒ ブラウン管

静電ポテンシャル [英 electrostatic potential, 独 elektrostatisches Potential, 仏 potentiel électrostatique, 露 электростатический потенциал] = 電位

静電誘導 [英 electrostatic induction, 独 elektrostatische Induktion, 仏 induction électrostatique, 露 электростатическая индукция] 帯電した物体を導体あるいは誘電体に近づけると、帯電体に近い部分には異種の電荷が集まり、遠い部分には、同種の電荷が集まる現象。導体の場合には、内部の電位がどこでも一定になるように電荷が分布するため、一般に、とがった所に電荷が集まりやすい。静電誘導で生じた電荷を誘起電荷という。誘起電体の場合には分極電荷がその表面に現れる。

静電誘導型トランジスタ [英 static induction transistor, 仏 transistor à induction statique, 露 транзистор с электростатическим смещением] ソース、ゲート、ドレインが縦に配列された電界効果トランジスタ。通常の電界



効果トランジスタと異なり、非飽和のドレイン電流-ドレイン電圧特性(三極管特性)をもつ。ソースとドレインの間に網目状のゲートがつくられている(図参照)。網目ゲートのまわりの空乏層は、互いに接触するようにバイアスされる。したがって、ソースからドレインに向かうキャリアーは空乏層(空間電荷領域)のなかだけを通ることになり非飽和特性をもつ。このような構造の電界効果トランジスタはかなり以前に考えられたが、その後は飽和型のみ注目され、非飽和型は忘れられていた。1975年に、西澤潤一はこの構造のトランジスタを詳細に解析し、優れた特性になることを示し、静電誘導型トランジスタと名づけた。高耐圧、高電力増幅率の電力素子として使われる。

静電誘導係数 [英 coefficient of electrostatic induction, 独 elektrostatische Induktionskoeffizient, 仏 coefficient d'induction électrostatique, 露 коэффициент электростатической индукции] いくつかの導体があり、それらの電位を ϕ_1, ϕ_2, \dots とすると、各導体のもつ電気量 Q_1, Q_2, \dots が電位 ϕ_1, ϕ_2, \dots の関数として定まる。重ね合せの原理により、電気量 Q_1, Q_2, \dots は電位 ϕ_1, ϕ_2, \dots の一次関数である。したがって

$$Q_i = \sum_j C_{ij} \phi_j$$

と表される。この係数 C_{ij} を静電誘導係数あるいは容量係数とよぶ。行列 C_{ij} の逆行列 P_{ij} を電位係数とよぶ。導体系の静電エネルギー U は

$$U = \frac{1}{2} \sum_i Q_i \phi_i = \frac{1}{2} \sum_{ij} C_{ij} \phi_i \phi_j$$

と表される。 C_{ij} は対称な半正値行列であり、導体の形状と配置で定まる。

静電容量 = 電気容量

静電レンズ [英 electrostatic lens, 独 elektrostatische Linse, 仏 lentille électrostatique, 露 электростатическая линза] 静電場を使って電子ビームを集束する方法を静電集束、あるいは電界集束といい、光学におけるレンズの集束作用と相似であるので、その集束系を静電レンズという。電界レンズということもある。静電レンズは軸対称であり、電子の軌道はレンズの軸に近い所のみ存在すると仮定して、軌道の解析が行われる。これらの近似を仮定すると、静電ポテンシャル $\phi(z, r)$ (z は軸方向, r は z に直交する方向の位置座標) は、近似的に

$$\phi(z, r) = \phi(z, 0) - \frac{r^2}{4} \frac{d^2 \phi(z, 0)}{dz^2}$$

と表される。電子の運動方程式は、 E_r, E_z を電場成分とし、三次の項以上は無視すれば

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -e E_r = e \left(\frac{\partial \phi(z, r)}{\partial r} \right) = -\frac{er}{2} \frac{d^2 \phi(z, 0)}{dz^2}$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -e E_z = e \left(\frac{\partial \phi(z, r)}{\partial z} \right) = -\frac{d \phi(z, 0)}{dz}$$

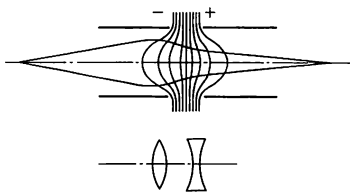


図 1

となる。これを

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{d^2 r}{dz^2} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + \frac{dr}{dz} \frac{d^2 z}{dt^2}$$

と組合せて解けば軌道の方程式が得られる。

静電レンズには相対する 2 個の電極に V_1, V_2 の異なる電圧を与えるバイポテンシャル型静電レンズ(図 1)と、3 個の電極に V_0, V_1, V_0 の電圧を与えるユニポテンシャル型静電レンズ(図 2)とがある。図は、それぞれの型のレン

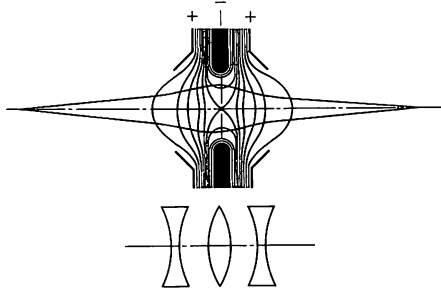


図 2

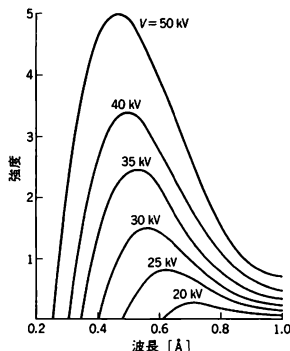
ズの等ポテンシャル面のように、軌道および等価レンズを示している。さらに、物体を電場中に置く界浸レンズ (immersion lens) や、特に低速電子の通過を阻止するくふうをしたフィルターレンズなどがある。また、電子に限らず荷電粒子に対する静電レンズも開発されている。

精度 [英 accuracy, precision, 仏 précision, exactitude, 露 точность] 計測器の表す値または測定結果の、正確さと精密さを含めた総合的な良さをいう。精度という用語はいろいろな意味に用いられてあいまいなところがある。ある場合には、ばらつきの小さい程度すなわち精密さを表すのに用いられるが、偏りの小さい程度すなわち正確さと精密さとを含めて初めて良さの評価ができる。英語では正確さに accuracy, 精密さに precision を用いる例があるが、accuracy に precision の意味を含ませていることもある。精度を数値で表すには、まず正確さと精密さをどのようにして表すかを定め、次にそれらをどのようにして合成するかを定める必要がある。精密さはばらつきを標準偏差またはその指定した倍数で表した値で評価する(精密度という)。正確さは推定した偏りの限界の値で評価する(正確度という)。計測器の表す値または測定結果について補正を加えた場合には、補正の後に残る偏りの限度を正確度とする。精密度は得られた値を使って数値計算によって表すことができるが、正確度は推定によって求めるので、両者の合成に関して意見が分れる。ひとつは両者の和を精度として表すという考え方である。これは精密度、正確度のいずれもその評価そのものの不確かさが大きい場合に適している。第二はそれぞれの二乗の和の平方根によって表すという考え方である。精密な測定では補正を加えるのが常識で、その場合の正確度は統計的性質をもつものとみなせるという立場に立っている。いずれにせよ、精度を表示する場合には、単に数値を示すのみでなく、その導出法、さらには精密度と正確度のそれぞれの評価法とその結果を併記することが望ましい。なお、精密度を表すのに標準偏差に 0.6745 を掛けた確率誤差(公算誤差ともよばれる)が用いられたことがある。誤差に正規分布を仮定すれば、平均値の両側に確率誤差をとるとき、この区間内

に測定値の50%が入ることが期待されるが、測定値の数があり多くない場合にはその期待が裏付けられないので、測定値を用いて計算できる統計量で推定を行う。すなわち、測定値の数に依存する信頼係数を標準偏差に掛ける。この値を平均値の両側にとった区間を信頼区間という。信頼区間に真の値が含まれる確率が、たとえば95%と決められる。

声道 [英 vocal tract, 独 Stimmbereich, 露 вокальный тракт] 気管の喉頭部にある声帯から、咽頭、口腔そして唇にいたる部分を声道とよぶ。また、鼻音の場合には、鼻腔から鼻孔に至る通路も声道という。肺から押出された空気の流れは、この声道を通して外部に放射されるが、その途中で口の広げかた、舌の移動、軟口蓋の懸垂などによって声道の一部の断面積を変化したり、あるいは極端に細めたり、閉鎖して、音声を生ずる。したがって、呼吸に音韻性をもたせるために声道は最も重要な役目をもっている。

制動X線 [英 bremsstrahlung, 独 Bremsstrahlung, 露 тормозное излучение] 電子が物質中を通過するときに、物質の原子核の荷電によって進行方向が曲げられて放出する電磁波のことをいう(⇒制動放射)。そのスペクトルは短波長側に限界のある連続スペクトルを示すので、連続X線ともいわれる。普通のX線管は、この現象を利用して、加速された電子をタングステンなどの標的物質に当てて、X線を発生する。対陰極としてタングステンをういた場合の波長による強度分布を図に示す。いま電位



差 V で加速された電子が標的原子核のクーロン力によって完全に阻止され、その運動エネルギーが1個の光子に変換するならば、最短波長 λ_{\min} のX線が得られ

$$eV = \frac{hc}{\lambda_{\min}}$$

という関係が成り立つ。この関係をデュエヌ-ハントの法則という。ここで、 V を kV 、 λ_{\min} を \AA 単位で表すならば、上式は $\lambda_{\min} = 12.4/V$ となる。

制動放射 [英 bremsstrahlung, 独 Bremsstrahlung, 仏 rayonnement de freinage, 露 тормозное излучение] 荷電粒子が電場によって加速度を受けたときに放出する電磁波、またはその放射過程のことをいう。一般には、物質中を進行している荷電粒子が、物質の原子核のクーロン力を受けたときに起る。放射の確率は荷電粒子の加速度の大きさの二乗に比例するので(⇒放射損失)、同じ大きさのクーロン力を受けるときには、放射の確率は粒子の質量の二

乗に反比例することになる。したがって、制動放射が問題になるのは電子や μ 粒子のような軽い荷電粒子である。特に高エネルギー電子が物質中を通過する際に、エネルギーを失う過程として重要である。

全エネルギー(運動エネルギーと質量エネルギー mc^2 の和) E_0 の電子が制動放射によって放出する電磁波(光子)の最高エネルギー $h\nu_0$ (h はプランク定数)は

$$h\nu_0 = E_0 - mc^2$$

で与えられ、この場合には電子の運動エネルギーは0となる。すなわち電子は止まってしまふ。実際の制動放射では、放出される電磁波のエネルギーは0と $h\nu_0$ の間に分布している。電磁波のエネルギー分布や角度分布は、量子力学の計算によって求めることができるが、その際、入射電子と原子核の最も近づいたときの距離が問題になる。この最短距離が、原子核のまわりの軌道電子の半径より小さければ入射電子は核のクーロン力をそのままうけるが、逆に軌道電子の半径より大きければ、核のクーロン力は軌道電子によって弱められるからである(⇒遮蔽)。H. A. Bethe と W. Heitler によれば、全エネルギー E_0 の電子が、振動数 ν と $\nu + d\nu$ の間の電磁波を放出する断面積 $\Phi(E_0, \nu) d\nu$ は

$$\Phi(E_0, \nu) d\nu = \frac{Z^2}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{d\nu}{\nu} 4\phi(E_0, \nu)$$

で与えられる。ここで Z は原子番号、 e は電子の電荷を $\sqrt{4\pi\epsilon_0}$ で割った量、 ϵ_0 は真空の誘電率、 m は電子の静止質量である。 ϕ は上記の遮蔽の効果によって定まる関数で、普通1〜5程度の値である。この ϕ を用いて、電子が物質中を進行するときに単位長さ当たり失うエネルギー(放射損失)は

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} = N \int_0^{\nu_0} h\nu \Phi(E_0, \nu) d\nu = N E_0 \Phi_{\text{rad}}$$

と書くことができる。ここで N は単位体積当りの原子数で、積分の値を $E_0 \Phi_{\text{rad}}$ と置いた。 Φ_{rad} の値は次のように与えられる。

- (1) $mc^2 \ll E_0 \ll 137 mc^2 Z^{-1/3}$ (遮蔽が無視できる場合)

$$\Phi_{\text{rad}} = \Phi_1 \left(4 \log \frac{2E_0}{mc^2} - \frac{4}{3} \right)$$

$$\Phi_1 = \frac{Z(Z+1)}{137} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = Z(Z+1) \times 5.79 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$$

- (2) $E_0 \gg 137 mc^2 Z^{-1/3}$ (完全に遮蔽されている場合)

$$\Phi_{\text{rad}} = \Phi_2 \left(4 \log(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9} \right)$$

$$\Phi_2 = Z(Z+\xi) \times 5.80 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$$

ここで ξ は遮蔽効果による定数で $Z=1$ のとき $\xi=1.4$ 、 $Z=10$ のとき $\xi=1.29$ 、 $Z=92$ のとき $\xi=1.14$ である。この式で明らかなようにエネルギーの低いとき、 Φ_{rad} は一定となり、したがって、 $-d(\log E_0)/dx$ が一定となる。このことから、(2)の場合の式を変形して

$$-\frac{d(\log E_0)}{dx} = -\frac{1}{E_0} \left(\frac{dE_0}{dx} \right)_{\text{rad}} = \frac{1}{X_0} (1+b)$$

と書くことができる。ここで $X_0^{-1} = 4N \Phi_2 \log(183Z^{-1/3})$ であるが、これは放射長とよばれ、制動放射によって電子のエネルギーが $1/e$ に減少する平均距離である(付録の表を参照)。また b は1に比べて極めて小さく、0.01程度である。

物質中を進む電子がエネルギーを失う過程としては、制動放射のほかに、電子との衝突による電離損失がある。前

者はエネルギーの高いときに大きく、後者は、エネルギーが低いとき大きい。両者が等しくなるエネルギーを臨界エネルギーとよぶ。臨界エネルギー E_c は近似的に

$$E_c \approx (1600 mc^2/Z)$$

で与えられる。電子のエネルギーが極めて高く、放射された光子が物質中で電子対を生成し、さらに生成した電子、陽電子が光子を放出するという過程の繰返し、電磁シャワーとよばれる現象である。

静疲労 [英 static fatigue, 独 statische Ermüdung, 仏 fatigue statique, 露 статическая выносливость] = 遅れ破壊

セイファート銀河 [英 Seyfert galaxy, 独 Seyfert-Galaxie, 仏 galaxie de Seyfert, 露 галактика Сейферта] 中心核が星状で明るく、輝線スペクトルが強く、しかも線の幅が広い特異な活動的銀河。1943年 C. Seyfert によって初めて注目された。当時はその数も6個であったが、クエーサーの発見に伴い、現象が類似していることもあって再び脚光をあびるようになった。B. E. Markarian や F. Zwicky による銀河掃天に基づいてその数も増え、現在100個近く見つかっている。

セイファート銀河のほとんどは渦巻銀河で、楕円銀河には極めて少ない。渦巻銀河の0.5～1.0%がセイファート銀河であるといわれている。放射は赤外領域で最も強いが、電波領域でも比較的強い放射をしているものもある。

セイファート銀河はその特徴の違いにより、I, II型に分類されている。NGC 4151に代表されるI型は、水素線の幅がドップラー速度にして $10^4 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ もあり、禁制線に比べて極めて広がっている。H β 線の強さは[OIII]線とほぼ同程度である。NGC 1068に代表されるII型は、I型のような幅の広い水素線はなく禁制線と同程度の $10^3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ の広がりであり、H β の強さは[OIII]の1/10と弱い。

生物化学的センサー [英 biochemical sensor, 独 biochemischer Sensor, 仏 sensor biochimique, 露 биохимический сенсор] コラーゲンなどの支持膜に、酵素、抗体、微生物などの生物活性物質を固定し、それらの物質の優れた基質選択性および反応特異性を利用し、超微量の物質量を膜電位として測定するようにした検知器をいう。生物電気化学センサーともよばれる。特に固定したものにより、酵素センサー、免疫センサー、微生物センサーといったこともある。測定される対象は、固定されたものによって低分子から高分子にわたり、血清タンパク質や、ホルモンなどを測定するものもある。

生物学的効果比 [英 relative biological effectiveness, 独 relative biologische Wirksamkeit, 仏 efficacité biologique relative, 露 относительная биологическая эффективность] 放射線の生体に対する効果の大きさは、投与された吸収線量が等しくても放射線の種類や性質の違いにより一般に異なることが知られている。標準放射線のある吸収線量(D_0)を与えたときに生じるのと同じ量の効果を生じさせる放射線の量(吸収線量)を D とするとき、比 D_0/D をその放射線の着目している効果に対する生物学的効果比(RBE)という。標準放射線には電離性の光子線が用いられている。透過力の高い光子線として昔は管電圧200～300 kV で発生させたX線を原子番号の比較的低い元素から成るフィルターを通して使用することが多かったが、近年は ^{60}Co の発する γ 線を用いることも多い。RBEは、着目する効果、線量、線量率などに依存する。一般的に

は、生体物質に対するLETの値が高い荷電粒子のRBEが高くなる。荷電粒子に対しては、通常RBEは1～20の値をとる。

生物学的線量測定 [英 biological dosimetry, 独 biologische Dosimetrie, 仏 dosimétrie biologique, 露 биологическая дозиметрия] 放射線の生体に対する特定の効果を定量的に測定することにより、放射線の線量を求める方法。血球中に生じる突然変異体の定量測定やムラサキツユクサの雄ゼイ毛突然変異観察などが実際に試みられているものの代表的なものである。反応の収率は前者に対しては $\sim 10^{-4} \text{ rad}^{-1}$ 、後者に対しては $\sim 10^{-2} \text{ rad}^{-1}$ の程度である。

生物学的半減期 [英 biological half life, 独 biologische Halbwertszeit, 仏 demi-vie biologique, 露 биологический период полувыведения] 生体に取込まれた核種が、生体の作用により体外に排せつされる速さを表す指標として導入されたもので、残存量が半減するのに要する時間のことである。放射性核種の場合には、生物学的半減期 T_b と物理学的半減期 T_p から次のように求められる実効半減期 T_{eff} が実際に半減する時間となる： $1/T_{\text{eff}} = (1/T_b) + (1/T_p)$ 。多くの場合、生物学的半減期は同位体によって変ることがなく(同位体効果がほとんど見られない)、元素の別により定まっていると考えられる。ただし、元素の化学結合の形には大きく依存する場合がある。また、半減期という指標が有用なのは、減衰が指数関数で表現されるとき、すなわち減衰の割合が時間的に一定である場合であるが、現実の生体においては減衰が単純な指数関数形で表現されない場合も多い。

生物学的放射線効果 [英 biological radiation effect, 独 biologische Strahlenwirkung, 仏 effet biologique de la radiation, 露 биологическое действие излучения] = 生体放射線効果

生物発光 [英 bio luminescence, 独 Biolumineszenz, 露 биолюминесценция] 生体による発光現象をいい、すべてが化学反応から生じた化学エネルギーによるものである。化学エネルギーの可視光への変換効率が高く、紫外線および赤外線(熱線)をほとんど含まないのに、冷光とよばれる。自発光生物はホタル(節足動物)を始めとして、チョウチンアンコウ(脊椎動物)からヤコウチュウ(原生動物)に至るほとんどすべての動物門に分布し、植物界にはツキヨタケ(真菌)や発光細菌などがある。このほかに、イカのように寄生しない共生細菌の発光によって光るものもある。いずれの発光反応も基質および酵素を必要とし、それぞれルシフェリン、ルシフェラーゼとよばれるが、これらはいくつかの群に分けられる。たとえばホタルでは、ルシフェリンはアデノシン三リン酸(ATP)によって活性化された後、 O_2 により酸化されて発光する。発光細菌では、ATPは必要でないがフラビンモノヌクレオチド還元型(FMNH $_2$)を必要とし、やはり O_2 により酸化されて発光する。酸化剤として O_2 ではなく H_2O_2 を必要とするものもある。発光の生物学的意義としては、捕食の補助(チョウチンアンコウ)、捕食を免れること(イカ)、生殖(ホタル)などが考えられるが、不明のものも多い。

生物物理学 [英 biophysics, 独 Biophysik, 仏 biophysique, 露 биофизика] 生物現象はいまでもなく生物学の対象であるが、同時に生物には種々の物質的過程が進行しているのであるから、物質を取扱う一般的を学問としての物理学の対象でもある。物理学はいわば物質研究の

方法の学問であって、対象を問わないからである。したがって生物学の中での生物物理学を位置づけるのは難しい。そこで、物理的技術、測定方法や物理的思考、論理を適用して生命現象を解析し、生物を理解しようとする分野をとりあえず生物物理学とよんでおく。もちろん物質現象には化学変化もある。この立場での研究分野は生化学といわれ、物質変化のサイクルを追い、それに関与する物質を発見、抽出、同定し、その物質を研究することに主眼を置いている。化学反応の基礎的過程は量子力学、統計力学の問題であり、酵素のかかわることも多く、発見された物質の研究も生物物理学の対象となりうるものである。物理学は複雑な現象を要素過程に分解し、そこに存在する一般的な物理法則を見いだして、素粒子、原子核、原子、分子、気体、液体、固体という階層構造を明らかにすると同時に、それに関与する物質の性質を明らかにしてきた。ニュートンの運動方程式、マクスウェルの電磁方程式、相対論、量子力学、熱力学の3法則や、統計力学の定式化などは前者に属し、ボイル-シャルルの法則、ニュートンの粘性法則、超伝導体のロンドンの電磁法則(⇒ロンドン理論)などの物質法則は後者に属する。物理学は高エネルギー素粒子や、非平衡、非線形などの現象に対してまだ一般法則の確立していない分野もあり、物質法則とは互いに関連しあっていて画然と2つに分けられるわけでもない。

一方、生物学は種々の方で生物ないしは生物の組織を観察すること始まって、生物を分類し、遺伝を調べ、増殖、発生、分化、老化、死をたどり、機能を探り、物質代謝、エネルギー変換、外界に対する応答、制御、調節、情報処理などを研究する。また、個体や集団に対する行動生物学、生物間または環境との相互作用を論ずる生態学、あるいは生命の起源、進化、宇宙空間での生命などが取上げられる。生物学上は、生物特有の各種の方法がある。フィールドワーク、飼育、培養、解剖、移植、試料作製法、物質抽出法、遺伝学的方法、酵素的方法、免疫学的方法、生物統計法などが挙げられる。生物学はこのように大きな学問体系であるが、物質との関連を論ずる分野が多く、物理や化学と無縁であるわけにはいかない。生物現象は一般に複雑であって、関与する物理法則の多様性と、物質法則の複雑性が絡みあっている。かつてはしばしば、簡単な無機物質系にはない、物理法則に反するものがありはしないか、と考えられたこともあった。現在では確立した物質法則に違反するものは知られていないが、物理学でも確立していない高い階層構造の分野に、生物現象の立場から新しい法則の発見に導くことがありうるだろうことが否定できない。生命現象は要素に分解してしまったときには生命としての意義が失われることがある。いろいろな要素過程が協奏的につながっているのが特徴である。このことは、生物現象をひとつのシステムとして理解しなければならないことを意味する。システムというときのひとつの特徴は、エネルギーや情報の流れがあることである。こういう観点は物理学では、皆無とはいわなくても、なじみの薄いものであり、生物は工学的側面をもっているということもできる。生物のもっている目的性は進化によって得られたものと理解されるが、工学的要素のひとつの現れでもある。

さて、生物現象に物理的方法を適用したからといって、直ちに常に生物物理学というわけにはいかない。物理学者 R. Hooke がみずから顕微鏡を改良して、植物の細胞構造を発見したことは有名であるが、これはまさに生物物理学

であった。それ以来、長い間光学顕微鏡は生物学研究の必須の道具であったが、それを用いた研究方法は生物学のなかに取入れられて、もはや生物物理学とはいわないだろう。こういう例は無数にある。トレーサー、電子顕微鏡、超遠心機、分光学、クロマトグラフィー等である。DNAの半保存的複製を証明するために微小な密度差の検出にくふうされた密度勾配遠心法、DNAの塩基配列を決めるための F. Sanger や、A. M. Maxam, W. Gilbert の電気泳動法、生体膜研究の微小電極法などは特筆すべき例であろう。これらの研究は生物物理学を意識して行われたものではないであろうが、研究者の脳裏には物理的思考が生きてきと働いていたのである。生物物理学の定義の難しさがここにある。厳しくいえば新しい着想で新しい方法や機器を開発し、新しい発見をするところに生物物理学があつて、それがルーチンの仕事になれば、生物物理学といえなくなる非情な面をもっている。ただそれがルーチンの仕事であっても、その機器を運用し、結果を解析するときに物理の特殊な技術と知識を必要とする間は、生物物理学とよばれている。それは物理学の方法としての量子力学、統計力学、レーザー物理学、計算機シミュレーションなどを応用するときも同じである。その際、最も重要なことは生物現象の本質に迫る方法を物理的な思考と結びつけることであらう。そしてそれは多くの生物研究者に要望されることであって、生物物理学などという枠を超えてしまうものであらう。このようにして開拓されてきた生物学の領域には次のようなものがある。

(1) 量子生物学(または分子下生物学): 生体分子(核酸、タンパク質、ATP、色素など)に起る種々の電子過程、光や放射線との相互作用、化学反応、陽子転移などの量子力学的プロセスを問題にする。具体的な例では核酸やタンパク質の分光学(紫外線吸収、旋光性、深色効果など)、視物質やヘムの物性、エネルギー変換、酵素反応、酸化・還元素過程、放射線効果などの研究がある(⇒量子生物学)。

(2) 分子生物学: 核酸の情報量がタンパク質の構造を決めるといふ J. D. Watson, F. Crick のセントラルドグマを中心にし、そこに介在する DNA、種々の RNA、タンパク質などの生体高分子の形態(コンフォーメーション)変化や、それに伴う機能などが取扱われる。結晶を用いる X 線回折による構造決定は基本的研究手段であり、分光学的性質の変化から形態変化を調べたりする。分子状態やその運動を調べるのに、磁気共鳴法や同位体置換法が適用され、また光散乱、複屈折、蛍光法、X 線小角散乱など、高分子物理学の方法も使われている。生体の機能にはタンパク質の関与することが多く、発見されたタンパク質の機能や、アロステリック効果も重要な研究分野である(⇒分子生物学)。分子の会合や重合、たとえば筋肉タンパク質の G アクチンの重合、ある種の貧血症の原因としてのヘモグロビン S の重合などは、機能と結びついて重要である。またウイルスは、核酸と、殻をつくる多くのタンパク分子から成っているが、それらの素材から完全なウイルスへの形態形成は、生物の形態形成の基本的モデルとしても大切な現象である。主として遺伝学的手段を用いて研究されているが、物理的過程としての研究は、これからの重要な課題である。

(3) 細胞生物学: この広い分野では、多種類の研究が行われる。筋内、原形質流動などの運動に関するものは主としてアクチンとミオシンが関与し、横紋筋では電子顕微鏡

観察などによってすべり機構が確立した。収縮・弛緩の調節をつかさどるタンパク質やカルシウムの役割もはっきりしてきたが、具体的な分子の相互作用はまだ不明である。そのほかバクテリア、精子、原生動物などのべん毛・繊毛運動も研究されている。これらの運動のエネルギー源は主に ATP であるが、その生産にはミトコンドリアやクロプラストが関与している。また、光、音、機械的刺激、におい、味などの感覚器官とその物質的基礎、刺激を伝える神経繊維、情報処理の脳の機能、シナプスや回路網の性質など、物理的問題は多数ある。また、生物の発生、分化、調節に関与する物質的基礎もしだいに明らかにされてきているが、これらの問題に共通して生体膜の構造、機能が問われている。生物の各種の器官は分子機械とみなされるが、そのメカニズムの解明もまた生物物理学の問題である。

正方晶系 [英 tetragonal system, 独 tetragonales System, 仏 système tétragonal, 露 тетрагональная система] ⇒ 結晶系

青方偏移 [英 blueshift, 独 Blauverschiebung, 露 голубое смещение] 観測者から遠ざかっている天体のドップラー効果により、スペクトル線が長波長(したがって赤色)にずれるのを赤方偏移というのに対し、観測者の方に近づいている天体の場合に短波長(したがって青色)にずれるのを青方偏移という。銀河系内の星は、太陽に対して数十 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ の速度で勝手な方向に動いているため、近づいている星は 0.01% 程度であるが青方偏移を示している。また高速度星や互いに回転している連星のなかには、0.1% 近くのずれを示す青方偏移が観測されているものもある。最近 SS433 というジェット構造を伴った特異な天体が見つかった。この天体からは周期的に変化するスペクトル線のずれが観測されており、最大で 10% のずれに相当する青方偏移を示す。

銀河系外の天体は、近傍にあるごく一部の銀河を除けば、宇宙の膨張にしたがって遠ざかっているもので、青方偏移を示すことはない。青方偏移が特に注目されたのは、クエーサーの近傍説、すなわちクエーサーは近くの銀河で起った爆発によって高速で放出された天体であるとする説が出されたことによる。この考えによるとクエーサーの赤方偏移はハッブルの法則とは無関係になるとともに、その中には高速で観測者の方に近づくため大きな青方偏移を示すクエーサーがあってもよいことになる。しかし現在までこのようなクエーサーは見つかっていない。電波銀河やクエーサーの多くはジェット状の電波構造をもっている。このジェットは銀河の中心核から光速に近い速度でガスが噴き出されたものと解釈されている。しかしこのガスからスペクトル線が観測されていないので、光速に近い速度で近づくことによって生ずる大きな青方偏移も観測されていない。

精密構造解析 [英 accurate X-ray structure analysis] 結晶に X 線が入射すると、結晶を構成する原子やイオンによって X 線は散乱され、結晶の周期構造のため散乱 X 線は干渉して回折 X 線を生じる。このとき X 線を散乱するのは核外電子であって質量が圧倒的に大きい原子核による散乱は問題にならない。そこで回折 X 線強度を精密に測定し、構造因子の値を求めたならば、これを係数とするフーリエ級数を計算することによって結晶内の電子密度分布を詳しく知ることができるはずである(⇒結晶構造解

析)。この原理は 1915 年、W. H. Bragg によって明らかにされていたが、構造因子の精密な測定が困難であったため、比較的最近まで実用にならなかった。1960 年代に入り、計数管による回折強度の測定技術が進歩し、一方、大型電子計算機の普及によって測定結果の処理やその解釈に必要な計算が容易に行えるようになったため、物性物理学や量子化学的に意味のある結果が得られるに至った。実験はかなり手数がかかる。結晶試料は良好な X 線回折像を与えるものでなくてはならない。回折強度はできるだけ精密に測定し、できる限り多くの網平面からの回折強度値を集める必要がある。これに種々の補正を施して構造因子の値を求める。すなわち結晶試料による X 線の吸収、消衰効果や原子の熱振動に対し適切な補正をする。原子の熱振動によって電子分布は広がるから、低温で強度測定を行うと、その影響を少なくすることができる。いろいろの誤差を完全に除くことは困難であるから、得られた結果を解釈する場合には慎重さが必要である。

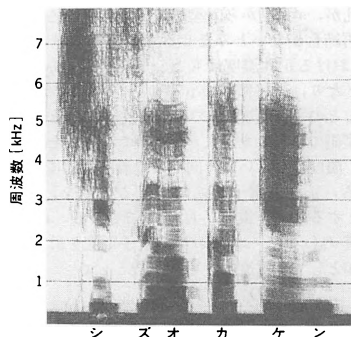
精密解析を実行するには大別して 2 つの方法がある。第一は実空間の量、すなわち電子密度分布それ自体を解析する方法で、第二は逆空間の量、すなわち原子散乱因子を解析する方法である。後者を電子数解析(electron population analysis)という。第一の方法によって分子を構成する原子に局在する有効電荷を求めるには、各原子の周囲に適当に定めた領域内の電子密度を直接積分する。こうして求めた有効電荷は領域のとり方に関係するという欠点がある。次に化学結合ができたために核外電子分布がどのように変化したかを知るには D 合成(difference synthesis)と同じ手法を用いて計算する。得られる図形は、原子核の配置が実際の分子そのままで、各原子の電子分布は原子が孤立した状態で球対称をもっているものを重ね合せて得られる仮想の分布(promolecule)を、実測された分子の電子密度分布より引き去ったものである。前者の電子分布は原子の波動関数より直接計算することができる。第二の方法すなわち電子数解析は、原子散乱因子を内殻電子と価電子の寄与に分け、後者に可変パラメーターを導入し、これを用いて計算した結晶構造因子が実測値と最もよく一致するようにパラメーターの値を調節して価電子数を求めようとするものである。この方法では原子散乱因子を計算する基礎となる波動関数の選び方や、価電子をどう選ぶかによって結果が変化するという短所がある。しかし、両方法によって求めた同一分子の各原子の有効電荷は一般によく一致する。簡単な有機化合物分子の場合、測定された原子の有効電荷は分子の双極子モーメントを再現し、分子の安定性を合理的に説明しうる。

D 合成を計算することによって原子間の結合電子の分布や非共有電子対の存在を認めることができる。さらに結合電子雲の形状から σ 結合、 π 結合などを区別することができる。遷移金属錯体や複酸化物などについては、配位子場による d 電子分布の異方性を D 合成図上に認めることができ、理論と定性的に良好な一致が見られる。また錯体では中心金属の電荷が配位原子からの電子供与によってほとんど中和されており、錯体が全体としても電荷は錯体の外側にある原子に分布するという L. Pauling の電気的中性の規則が成立していることが立証された。量子化学的に計算した分子内の各原子の有効電荷および D 合成は実験結果と定性的によく一致する。遷移金属の電子密度分布を精密に測定すると、結晶場による 3d 電子分布の異方性

を検出することができ、その結果はバンド理論による計算とよく合う。

精密さ ⇨ 精度

声紋 [英 voice print, 独 Stimmart, 仏 empreinte vocale, 露 отпечаток голоса] 音声をヘテロダイナ型周波数分析器で周波数分析し、その周波数成分の強さの時間的変化を、横軸が時間で縦軸が周波数の二次元平面上に黒白の濃淡あるいは強さの等高線表示で表したものをいう。もともとは、アメリカのベル電話研究所が音声を視覚的に表示するために考案した周波数分析器の記録で、ソナグラムとよばれるもの。一般的にはサウンドスペクトrogramとよばれるが、周波数成分の強さを等高線表示したものが縞模様であり、また音声の特徴を表すとともに発声者の特徴も見ることから、俗に声紋とよばれている。図は女声の声紋である。現在では、電子計算機を



用いてまったく同様な記録をつくることが可能であるうえ、さらに精密な分析の手法も行われているが、音声の性質を視覚的に、直観的にみるためには便利な記録である(⇒ソナグラフ)。

セイヤーの式 [英 Sayre's equation, 仏 équation de Sayre, 露 формула Сейера] もし結晶中の原子の種類がすべて等しく、しかも十分に離れているとすると、もとの電子分布と、電子密度を二乗して得られる規格化された分布とはよく似ているに違いない。両者を等しいとする近似から結晶構造因子の間に

$$F_h = \frac{c}{V} \sum_k F_k F_{h-k} \quad (1)$$

の関係があることが 1952 年に D. Sayre によって導かれた。これをセイヤーの式とよぶ。V は単位格子の体積、c は二乗したことによる電子分布の変化を考慮するための係数である。この式には、簡単な仮定と計算から導かれたにもかかわらず、その後の直接法の基礎的關係がすべて含まれている。対称中心のある場合に構造因子の符号を S と書くと、式(1)から

$$S(F_h) = S \left(\sum_k F_k F_{h-k} \right) \quad (2)$$

となり、特にこの右辺のなかに飛び離れて大きな項が 1 つだけあれば、 $S(F_h) \approx S(F_h)S(F_{h-k})$ となる。また一般位相を φ_h と書くと、 F_h, F_k および F_{h-k} がともに大きな場合、 $\varphi_h \approx \varphi_k + \varphi_{h-k}$ となることが導かれる。

式(1)を規格化構造因子を使って書き直したものが

$$E_h = \frac{\sigma_s^{3/2}}{\sigma_s} \sum_k E_k E_{h-k} \quad (3)$$

で S_2 関係式とよばれる。また、これの位相関係だけを求める

$$\tan \varphi_h = \frac{\sum_k E_k E_{h-k} \sin(\varphi_k + \varphi_{h-k})}{\sum_k E_k E_{h-k} \cos(\varphi_k + \varphi_{h-k})} \quad (4)$$

となり、これはタンジェント関係式とよばれる。これらの重要な関係式がすべてセイヤーの式から導かれる。

静力学 [英 statics, 独 Statik, 仏 statique, 露 статика] ⇨ 力学

整流 [英 rectification, 独 Gleichrichtung, 仏 redressement, 露 выпрямление] ⇨ 整流回路

整流回路 [英 rectifying circuit, 独 Gleichrichter-schaltkreis, 仏 circuit redresseur, 露 выпрямительная схема] 交流電力を直流電力に変換することを整流とよび、その回路が整流回路で、電流を一方のみに流す整流器を利用する。交流側入力によって単相、三相、六相整流回路などに分類され、また整流方式により半波整流、全波整流回路などに分類される。整流器として普通シリコン整流器が使われる。図 1～図 3 は単相整流回路で、図 1 は半

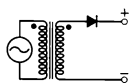


図 1 単相半波整流回路

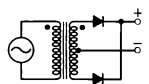


図 2 単相両波整流回路

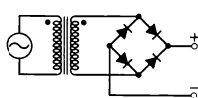


図 3 単相ブリッジ整流回路

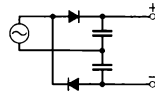


図 4 倍電圧整流回路

波整流回路、図 2 と図 3 は全波整流回路である。図 3 のブリッジ方式は変圧器の効率が高いので、小電力では最も多く使われる。大電力装置の場合、電力は三相で受電されるため三相あるいは多相整流が使われる(⇒三相整流回路)。整流素子にサイリスタを用いると整流器の出力電圧を制御できる。図 4 は倍電圧整流回路で、高圧電源用である。これらの各種整流回路の出力はリップル分を含んでいるので、リップルを減少させるため、一般に LC 平滑回路を用いる。出力電圧を一定に保つ必要がある場合は、シリーズレギュレーターまたはシャントレギュレーターを併用する(⇒平滑回路)。

整流型計器 [英 rectifier instrument, 独 Gleichrichterinstrument, 仏 appareil à redresseur, 露 измерительный прибор с выпрямителем] 交流信号を整流器によって整流して直流電圧に変え、それを可動コイル型計器で測定する計器。整流回路は図 1 のようにブリッジ整流する方式が多いが、図 2 のように整流素子を半分にする方式もある。図 2 では整流電流が半減するが、計器の温度特性が向上する。それは抵抗の正の温度係数と整流器の負の温度係

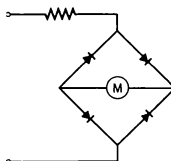


図 1

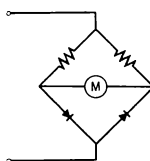


図 2

数が相殺するからである。整流器にはゲルマニウムダイオードが使われる。ゲルマニウムは順方向抵抗が小さいこと、逆方向抵抗が大きいこと、順方向の立上がり電圧が小さいことなどの点で、シリコン、セレン、亜酸化銅の整流器より総合的に優れている。整流出力は交流の平均値になっているが、指示計の目盛には交流が正弦波であると仮定した実効値を与えてある。したがって、波形ひずみがあると誤差が生ずる。交流用の計器としては感度が高く消費電力が小さいのが特徴である。ダイオード回路だけからいえば1MHz程度までの高周波にも使えるが、市販の計器では入力にコンデンサーを並列に入れ20kHz程度に特性を抑えている。これは高周波の誘導を防ぐためである。交流用の真空管電圧計も広い意味で整流型計器といえる。

整流型検流計 [英 rectifier-type galvanometer, 仏 galvanomètre à redresseur] → 検流計

整流管 [英 rectifier tube, 独 Gleichrichterröhre, 仏 tube redresseur, 露 выпрямительная лампа] 交流電流を、一方方向のみ流れる電流に変換する整流作用をもった電子管や放電管の総称。二極管、冷陰極放電管、熱陰極放電管などがある。

整流器 [英 rectifier, 独 Gleichrichter, 仏 redresseur, 露 выпрямитель] 交流電圧を直流電圧に変換するために用いられる回路素子で、一方方向に電圧を加えたときのみに電流を流す機能(整流)をもっている。種類としては二極管(電子管)、セレン整流器およびゲルマニウム整流器があるが、最近ではシリコン整流器が多く使用されている。また整流機能が制御できるシリコン制御整流素子(サイリスタ)も直流出力電圧が可変な電源によく用いられる。整流器の性能を示すものは順方向に流しうる最大電流、電圧降下量、そして逆方向に加える最大電圧(逆耐電圧)およびその場合に整流器を流れる電流(漏洩電流)、使用可能温度などである。

整流作用 [英 rectification, 独 Gleichrichtung, 仏 redressement, 露 выпрямление] 二極管(電子管)や半導体ダイオードなどの二端子素子で、ある方向には電流が流れやすく、逆方向には流れにくい性質を意味し、高周波信号や交流電圧の直流への変換に利用される。電子管の場合は電子がカソードよりプレートへのみ移動できるので、簡単にこの作用が理解できる。半導体素子の場合は接合部分のフェルミ・エネルギーの差による。

(1) 金属・半導体接合の整流作用: n型半導体に金属をつけて半導体界面に空乏層ができると、金属側から半導体に向かって電流は容易に流れるが、その逆方向には流れにくい。p型半導体と金属との接合で空乏層ができるときには、整流方向は逆になる。前者について、(a) 金属と接する部分の半導体の伝導帯の底と金属のフェルミ面のエネルギー差 E_B が熱エネルギー kT に比べて大きく、(b) 空乏層内で電子の散乱はない、と仮定できると、整流作用は次のように説明される。金属から半導体に向かう電子流による電流は仕事関数 E_B の金属から真空中への熱電子放出と考えると

$$J_{S-M}(0) = A^* T^2 e^{-E_B/kT} \quad (1)$$

で表される。ここで、 A^* は真空に対して $A = 120 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{deg}^{-2}$ のダッシュマン定数に半導体の伝導帯構造による補正を加えた定数である。熱平衡状態では、半導体から金属に向かう電子流による電流 $J_{M-S}(0)$ も $J_{S-M}(0)$ に等しい。金属が正に半導体が負になるように電圧 V を加えると、

空乏層の電位差は V だけ減少するので、 J_{M-S} はもとの値の $\exp(eV/kT)$ 倍となる。このとき、 E_B は変わらないから J_{S-M} は変わらない。電圧 V の符号を変えてもこの関係は同じである。したがって、金属から半導体へ向かう全電流は、電圧 V の関数として

$$J(V) = J_{S-M}(0) [e^{eV/kT} - 1] \quad (2)$$

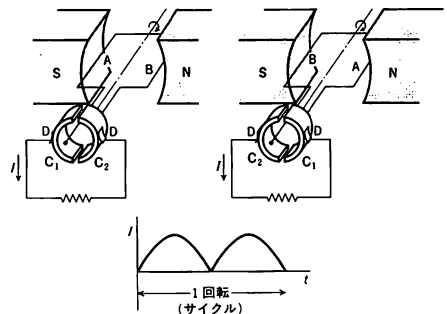
と表される。式(1)は逆方向の飽和電流を表す。

(2) pn接合の整流作用: pn接合では、p型半導体からn型半導体に向かう電流は容易に流れるが、その逆方向の電流は流れにくい。電子と正孔の再結合の確率が小さくて、pn接合内での電子と正孔の再結合が無視できる時、pn接合の整流作用は次のように説明される(⇒半導体、キャリアー注入)。p型側が正にn型側が負になるように、接合の電位障壁 V_B に比べて小さい電圧 V を加えると、障壁の高さは V だけ減少する。その結果、p型側からn型側へ正孔は、n型側からp型側へ電子が流れ込み、遷移領域内で再結合がないとみなせると、遷移領域のn型側の端 x_n における正孔濃度はもとの平衡濃度 p_{n0} の $\exp(eV/kT)$ 倍となり、遷移領域のp型側の端 $-x_p$ における電子濃度はもとの平衡濃度 n_{p0} の $\exp(eV/kT)$ 倍となる。こうしてn型側で増加した正孔、p型側で増加した電子は、それぞれ、濃度の小さい方に向かって濃度勾配にしたがって拡散する。正孔と電子の拡散による電流を、それぞれ、 J_p, J_n とすると、全電流 J はその和である。 x_n における正孔電流 $J_p(x_n)$ と $-x_p$ における電子電流を計算して、それらの和として全電流は、 V の関数として

$$J(V) = e \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) (e^{eV/kT} - 1) \quad (3)$$

と表される。ここで、 D_p, D_n は、それぞれ正孔と電子の拡散定数、 L_n, L_p は、それぞれn型内での正孔の拡散距離とp型内での電子の拡散距離である。

整流子 [英 commutator, 独 Kommutator, 仏 commutateur, 露 коллектор] 直流の発電機やモーターの回転子の構成素子のひとつ。発電機では回転子に巻かれている電機子コイルに誘起する起電力は交流であるから、直流電力として取出すためには整流しなければならない。この整流作用を機械的に行うものが整流子であり、ブラシとともに用いられ、直流機では重要な構成要素である。図は整流子の整流作用を示し、A, B は電機子コイル、C が整流子、D はブラシである。



整流子モーター [英 commutator motor, 独 Kommutatormotor, 仏 moteur à commutateur, 露 коллекторный электродвигатель] 交流の非同期モーターの一種で、直流機の電機子とほぼ等しい電機子コイルに整流子を

接続した回転子と、界磁コイルを巻いた固定子とから構成されている。整流子の作用により、回転速度とは無関係に、固定子コイルと回転子コイルとの間で力が働き回転する。同期モーターは同期速度で回転するのに対し、整流子機はブラシの移動により同期速度の上下広範囲にわたり速度制御ができることから、主として速度調整が可能な交流モーターとして用いられている。

整列 [英 alignment, 独 Ausrichtung, 仏 alignement, 露 выравнивание] 任意の系の集団において、系のもつベクトル量、たとえばスピン、電気双極子モーメント、磁気モーメントなどの向きを、その集団に属するすべてあるいは大部分の系についてそろえること。より狭い意味で使われる配向もこのなかに含まれる(⇒配向)。

セオドライト [英 theodolite, 独 Theodolit, 仏 théodolite, 露 теодолит] 遠方の目標の高低角および水平角を測定する測量器械。トランシットともいう。望遠鏡が水平および垂直軸のまわりに回転できる構造で、それぞれ目盛盤がついていて、角度を読みとれるようになっている。最小目盛間隔は精密級で0.2", i級で1"である。大型で据付け式のものは経緯儀とよばれ、天体観測に用いられる。

世界線 [英 world-line, 独 Weltlinie, 仏 ligne d'univers, 露 мировая линия] 質点の運動や光線の伝播は、時空の四次元空間における曲線で表される。この曲線を世界線といい、四次元空間の一点において光円錐を描くと、この点を通る質点の世界線は光円錐の内側(時間領域)にあり、光の世界線は光円錐面の上にある。

セカント法 [英 secant algorithm] ⇒ 非線形方程式の数値解法

赤外活性 [英 infrared active, 独 infrarot-aktiv, 仏 actif en infrarouge, 露 инфракрасно-активный] 分子振動や格子振動の振動数を最も直接的に知る測定法は赤外吸収とラマン散乱である。しかし、分子や結晶のすべての基準振動がこれらの測定によって観測されるわけではなく、分子や結晶の対称性(平衡状態の構造に関する)と各基準振動の対称性に基づく制約によって、赤外、ラマン双方で測定される可能性のあるもの、いずれか一方でのみ測定される可能性のあるもの、どちらでも測定不可能なもの、に分類される。ある基準振動が赤外吸収を起す可能性がある場合、その基準振動は赤外活性であるといひ、ラマン散乱を起す可能性がある場合にはラマン活性であるという。また、このような可能性がない場合には赤外不活性またはラマン不活性であるという。赤外活性振動は電気双極子モーメントの変化を伴ひ、ラマン活性振動は分極率テンソルの少なくとも1つの成分の変化を伴っている。対称性のある分子では基準振動がいくつかの対称種に分類され、各対称種が赤外活性、赤外不活性、ラマン活性、ラマン不活性のどの性質をもっているかは群論による考察で決定される。分子または結晶に対称中心がある場合、対称中心について対称的な基準振動は赤外不活性、ラマン活性であり、対称中心について反対称的な基準振動は赤外活性、ラマン不活性である。これを赤外・ラマン相互活性(または交互禁制)という。赤外活性、ラマン活性という基準振動の属性は対称性の考察のみから導かれる理論上の概念であって、赤外活性な基準振動であっても実際には吸収強度が小さいために赤外吸収スペクトルに現れないこともありうる。

赤外吸収スペクトル [英 infrared absorption spect-

rum, 独 Infrarot-Absorptionsspektrum, 仏 spectre d'absorption des rayons infrarouges, 露 спектр инфракрасного поглощения] ⇒ 赤外スペクトル

赤外検出器 [英 infrared detector, 独 Infrarotdetektor, 仏 détecteur d'infrarouges, 露 детектор инфракрасных лучей] 赤外線を検出器のこと。赤外光の吸収による素子の温度上昇の結果生ずる巨視的性質の変化を利用する熱検出器と、赤外光の光子で励起された電子(正孔)によって素子の物理的性質が変化することを利用する量子的または光学的検出器に大別される。前者は一般に応答速度は遅いが、感度の波長依存性がない。後者は使用可能な波長領域が限られ、また普通低温に保つ必要があるが、応答速度は著しく速い。前者には電気伝導率の変化を利用するボロメーター(金属ボロメーター、サーミスターボロメーターなど)、熱起電力を利用する熱電対、温度の変化に対応する誘電体の自発分極、しながつて表面電荷の変化を利用する焦電検出器(TGS (triglicine sulphate), LiTaO₃, PZT (lead zirconate titanate), SBN (strontium barium niobate) など)、温度上昇に伴うガスの圧力変化を利用するニューマティックスセル(ゴレー検出器、コンデンサーマイクロホンなど)が、また後者には電気伝導率の変化を利用する光伝導セル(伝導にあずかるキャリアが価電子帯から伝導帯への光励起によって生ずる自由電子(正孔)によるものとして Hg_{1-x}Cd_xTe, PbS, PbSe, InSb などの真性型と、浅い不純物準位からの光励起によって生ずる自由電子(正孔)によるものとして Ge(Si)の母体に Au, Hg, Cu(Tl, In)などを入れた不純物型がある)と、光によって誘起される起電力を利用する光起電力セル(Pb_{1-x}Sn_xTe, HgCdTe など)のほか、光電効果を利用するものや整流型のショットキー・ダイオード、ジョセフソン接合ダイオードなどがある。検出器に赤外透過窓を必要とするものでは、使用する波長によって NaCl (波長 26 μm まで)、KCl (30 μm まで)、KBr (40 μm まで)、TlBr+TlI (50 μm まで)、CsBr (55 μm まで)、CsI (70 μm まで)などが用いられる。検出器の特性は感度、雑音等価パワー NEP、時定数などで評価される。赤外線を検出する方式としては、ある波長領域の光の強度を直接検出するビデオ検出と、信号光と少し周波数の異なった局部発振器の光を検出器に入れて差周波数成分を中間周波数成分として検出するヘテロダイン検出に分けられ、前者はボロメーター、光伝導セルなどに使用され、後者は高速応答、微弱光検出用としてショットキー・ダイオードやジョセフソン接合ダイオードなどに使用される。また1点での光を検出するポイント型と、ある面積にわたる場域的な変化を検出するビジコン型に分けられ、後者には焦電型と光伝導型のものがある。

赤外スペクトル [英 infrared spectrum, 独 Infrarotspektrum, 仏 spectre infrarouge, 露 инфракрасный спектр] 可視光の長波長端の約 750 nm から約 1 mm のマイクロ波近傍に至る波長領域に現れるスペクトルを赤外スペクトルとよぶ。1800 年に F. W. Herschel が太陽スペクトルの赤色部の長波長側に熱線を発見したのに始まる。赤外スペクトルは物質を構成する分子の振動や回転の状態変化によって放出または吸収される。約 25 μm 以上の遠赤外領域には分子の純回転スペクトル(⇒回転スペクトル)がある。遠赤外スペクトルは主に吸収で、ほぼ等間隔の回転バンドスペクトルとして現れる。回転スペクトルの測定から分子の核間距離が求まる。約 0.75~25 μm の近赤外およ

び中赤外領域には分子の振動回転スペクトルがある。分子内の原子は平衡位置のまわりに常に振動を行っており、この振動は一定の形と振動数をもつ基準振動で表すことができる。その振動に分子の双極子モーメントの変化が伴う場合、近赤外吸収スペクトルに基本バンドといわれる強い吸収が基準振動数のところに現れ、弱い高調波が付属する。各振動バンドはP, Q, Rなどのいくつかの枝から成る回転線構造をもつ。振動スペクトルの測定から、分子内原子間の力、分子の解離熱が計算できる。分子内に-O-H, C=Oなどの原子団があれば、その原子団特有のバンドが赤外吸収スペクトル中に現れる。基準振動の数および振動数は分子構造によって決り、吸収の強度は双極子モーメントの大きさで決るので、赤外吸収スペクトルの測定によって分子の定性定量分析が行える。赤外スペクトルの測定には以前はプリズム分光器が用いられたが、最近では回折格子分光器が近赤外、遠赤外を通じて普及している。赤外分光における技術的問題のひとつは検出器のSN比が小さいことである。マイケルソン型の干渉分光器を用い、フーリエ分光法によって赤外スペクトルを測ればSN比が向上する。

赤外線 [英 infrared radiation, 独 Infrarotstrahlung, 仏 radiation infrarouge, 露 инфракрасное излучение] 可視光線よりも波長が長く、マイクロ波より波長の短い0.75 μm から数mmの範囲の光の総称。1800年, F. W. Herschel は、彼自身のつくった世界最初のプリズム赤外分光計で太陽光スペクトルを測定中、可視スペクトルの赤の部分からさらに外方に検知される不可視光として赤外線を発見した。赤外線は温度をもつすべての物体から放射される熱放射(熱輻射)であり、熱作用が大きく熱線ともいわれる。赤外線は測光技術の観点からさらに細分化され、波長0.75~2 μm を近赤外線または極近赤外線、2~60 μm を(普通)赤外線(2~20 μm を中赤外線)、25~5000 μm を遠赤外線(FIR)という。ときには25~60 μm を中遠赤外線、60 μm 以上をサブミリ波ともいう。これらはおよその区分であり、使う人によって異なる、確定したものではない。ちなみに波長50 μm (波数200 cm^{-1})の $h\nu$ (h はプランク定数、 ν は光の振動数)は温度 $T=287\text{K}$ (14°C)の kT (k はボルツマン定数)に相当する。

ほとんどもあらゆる分子の分子内振動の基準スペクトルは普通赤外の領域にあり、赤外分光分析は広く普及している(⇒赤外スペクトル)。近赤外、普通赤外の光源には白熱電球、グローバー、ネルンストグローバーなどの黒体放射が、遠赤外では高圧水銀灯が主として用いられ、特に高分解分光には赤外線レーザー光も使用される。赤外線検出器のうち、赤外線熱作用を利用するボロメーター、焦電気検出器、熱電対、ゴレー・セルなどは感度が波長に依存しない特徴をもつが、一般に時定数が大きい。また内部光電効果を利用するものに光伝導セル、光起電力セル、写真乾板などがあり、多種多様な形で開発されている。いずれも使用可能な波長範囲に制限があるが、時定数は短い。赤外領域では光子のエネルギーが小さく、また周囲からの熱放射により測光限界が制限されるので、低温検出器も広く用いられる。近年光波としての検出法も現れている。分光法としては、普通赤外ではプリズム、回折格子を用いた分散型分光計が多いが、このほか種々のくふうがある(⇒赤外分光光度計、フーリエ分光器)。赤外透過材料としては、ガラス、水晶、フッ化リチウム、蛍石、岩塩、臭化カリウム、

KRS-5、ハロゲン化タリウム、ハロゲン化セシウム、シリコン、ゲルマニウム、セレン系ガラス、ポリエチレンなどがそれぞれ透過波長領域をもつが、ダイヤモンドは全領域で透明である。赤外線は学術上はもちろん、通信・軍事など極めて広い応用分野をもっている。

赤外線顕微鏡 [英 infrared microscope, 仏 microscopie infrarouge, 露 инфракрасный микроскоп] ⇒ 顕微鏡

赤外線写真 [英 infrared photography, 独 Infrarotphotographie, 仏 photographie infrarouge, 露 инфракрасная фотография] ⇒ 写真

赤外線照射 [英 infrared-ray irradiation, 独 Infrarotbestrahlung, 仏 irradiation par radiation infrarouge, 露 облучение инфракрасными лучами] ⇒ 放射線照射

赤外線天文学 [英 infrared astronomy, 独 Infrarotastronomie, 仏 astronomie infrarouge, 露 инфракрасная астрономия] 天体からの赤外線を観測することによって天体を研究する天文学の一分野。1800年初頭、イギリスの天文学者, W. Herschel は、プリズムと温度計を使って太陽光線を分析し、赤よりも長い波長の電磁波の存在を見いだした。これがいわゆる赤外線発見であり、天体赤外線の初めての観測であった。しかしここで使われた温度計は赤外線検知器としては感度が低く、太陽以外の天体観測に应用することは不可能であった。その後、熱電対などを使って月や明るい惑星、恒星の観測が試みられたことはあったが、本格的な天体赤外線の観測は1960年代になってからであった。第二次世界大戦以後、半導体工学の発達によってPbSをはじめとする光電導検知器や液体ヘリウムで冷却されたゲルマニウムボロメーターなどの高感度赤外線検知器が開発されて、微弱な天体赤外線の観測が可能になった。観測は、波長20 μm 以下では地球大気の吸収の少ない数種類の波長領域(窓)を通して行うことができるが、30~1000 μm までの領域では大気吸収を避けて、飛行機、気球、ロケットなどを使って行われる。観測はすでに多岐にわたる、数多くの新天体や新現象の発見が行われている。

普通の星は数千度~数万度の表面温度をもっているが、見かけの温度が1000K以下という星(赤外線星)も数多く発見されている。これは星の周囲を取巻く大量の塵粒子が、中心星の出した光を吸収し、それを熱放射として再放出しているものと考えられている。このように星の周囲に分布する塵粒子(星間塵)の存在は赤外線観測によって初めて見いだされた事実である。一方、新星爆発に伴って大量の塵粒子が生産されることも、赤外線観測から明らかになり、かねてから問題であった星間塵の供給源として注目されている。

低温の星間ガスが重力収縮して新しい星(原始星)を形成する過程も、数百度の赤外線源として観測されている。オリオン星雲中に見いだされたBecklin-Neugebauer (BN) 天体、Kleinman-Low (KL) 天体はその代表例であるが、そのほかに多くのH II領域(電離ガス雲)に同種の天体が発見されている。

一方、赤外線は可視光に比べて波長が長く、星間塵による散乱、吸収を受けにくい。これによって、可視光では観測できなかった銀河系の中心領域が赤外線によって初めて観測された。すなわち、銀河中心の半径1pc(パーセク)以内に 10^7 個の星が密集していること、大規模なH II

領域や大量の塵粒子が存在していることなどが、近赤外(2~3 μm)、中間赤外(10~20 μm)、遠赤外(~100 μm)の観測から明らかにされた。星間減光の少ないことを利用して、さらに大規模にわたる、銀河系の内部構造の研究が、天の川の近赤外輝度分布の観測によって行われている。その結果、銀河中心から5kpc(キロパーセク)の位置に高光度のM型巨星、超巨星が大量に存在する領域が新しく見いだされた。

系外銀河の多く、特にセイファート銀河、クエーサーなどの活動銀河に、中間赤外から遠赤外にかけて異常に強い赤外線放射が観測されている。放射強度はほかのどの波長域よりも強く、塵粒子の熱放射と考えられるものもあるが、なかには非熱放射と考えなければならないものもあり、放射機構、エネルギー源に関しては十分わかっていない。

このような結果は主として分散の低い測光観測によって得られたものであるが、高分散の分光観測からもいくつかの興味深い成果が報告されている。たとえば、フーリエ分光やファブリキーペロー分光などによって非常に高分散の観測が行われるようになり、BN天体、KL天体などの原始星天体に H_2 分子の振動・回転スペクトル線が発見されている。また、重い原子の微細構造線、たとえば電離ネオン(Ne II)の12.8 μm 線の高分散観測は銀河中心核に数百 $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ で高速回転する電離ガス雲の存在などを明らかにしている。

このように、赤外線観測は短期間に数多くの新天体、新現象の発見をもたらした。ほかの波長帯の観測からは得られない天体の物理状態に関して豊富な情報を提供している。また、従来の観測は地上や飛行機、または気球高度で行われたものが多く、地球大気の吸収と強力な熱放射の影響が観測に強い制約を与えている。将来は大気の影響から完全に解放された大気圏外での観測が重要になると考えられ、人工衛星やスペースシャトル上での観測に、大きな期待が寄せられている。

赤外発散 [英 infrared divergence, 独 Infrarotdivergenz, 仏 divergence infrarouge, 露 инфракрасная расходимость] 質量0の粒子を含む場の量子論において、散乱断面積や粒子の崩壊幅などを、摂動論に基づいて計算すると、四元運動量についてのループ積分の下限(すなわち運動量の小さい領域=赤外部)から発散を生じることがある。この発散を赤外発散とよぶ。量子電磁気学や量子色力学はゲージ場として質量0の光子やグルーオンを含むので赤外発散を生じる。一般に質量0の粒子の存在によって引起される赤外発散を質量特異性ともよぶが、特に上記の量子電磁気学や量子色力学のようにゲージ場のみが質量0のために起る赤外発散は、エネルギーのごく小さい光子やグルーオンによるので、軟赤外発散とよんで区別している。量子電磁気学で光子のほかに電子の質量も0のときは、軟赤外発散のほかに、光子と電子の方向が一致することによって起る赤外発散も現れるが、これは狭い意味での質量特異性である。

量子電磁気学で軟赤外発散が起るのは、実は散乱に関与する電子には必ずエネルギーの極端に低い光子(ソフトフォトン)が付随していて、これが1個の電子と見分けがつかない、ということを考えていないからである。実際、このようなソフトフォトンに伴う電子の寄与を加えると、軟赤外発散は相殺していることを示すことができる。これが

いわゆるブロッホ-ノルドジークの定理とよばれるものである。

狭義の質量特異性についても、上記と同様の相殺機構が存在することが示されており、これは木下-リー-ナウエンバークの定理とよばれている。

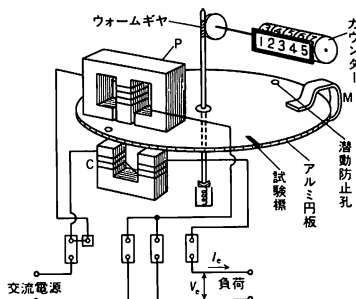
赤外分光光度計 [英 infrared spectrophotometer, 独 Infrarot-Spektralphotometer, 仏 spectrophotomètre infrarouge, 露 инфракрасный спектрофотометр] 赤外領域で試料の透過率・反射率の波長特性を測定する装置。自記分光光度計の構成は、光源部、光度計部、分光系、光検出器および増幅器部、透過率演算回路および記録計から成っている。光源には、近赤外・普通赤外で白熱電球やグローバーなど、遠赤外で高圧水銀灯が用いられる。分光系としてはプリズムや回折格子を用いた分散型が大部分である。プリズム材料は波長領域で異なるが、ガラス・水晶・フッ化リチウム・螢石・岩塩・臭化カリウム・KRS-5・ヨウ化セシウムなどが用いられる。材料難と回折格子の製作技術の進歩と相まって、昨今回折格子のものが多くなっている。光検出器として赤外光の熱効果を利用するものにはゴレーセル・ボロメーター・焦電光検出器・熱電対があり、全波長領域で使用できる。光電効果を利用するものでは、光伝導セル、光起電力セルなどが多種多様に開発されているが、いずれも使用可能な波長範囲に制限がある。

光度計部には種々の方式のものがあるが、単一検出器による複光束型の光学的零位方式のものが一般的に使用される。この方式では、光源から2つの方向に光を取出し、あるいは光源からの光を2つの方向に交互に分け、一方を参照光とし、他方を試料室に導き試料を通過させた後、再び両者の光路を合わせて、交互にモノクロメーターに入射させる。両光路の光パワーに差があるため、その差がゼロになるように減光器を自動制御し、その制御量を記録すると透過率が得られるシステムになっている。

市販のものでは、波数域は200~5000 cm^{-1} をカバーし、分解能は1000 cm^{-1} で0.2~5 cm^{-1} 、透過率精度 $\pm 1\%$ 、波数精度1~5 cm^{-1} のものが多く、記録時間は3分から8時間に及ぶ。マイコン内蔵型のは機械操作およびデータ処理機能が著しく向上している。また各種付属品があり、種々の用途に適應できる。赤外分光光度計は、そのカバーする波長範囲にいわゆる指紋領域を含み、最も有用な分析機器の1つである。可視紫外分光光度計より波長1 μm 近くまでカバーするものが多く、近赤外部の分光には近赤外用の分光光度計がある。

赤外分光は光量によって制限される領域であるので、光量に関して有利な種々の分光計、たとえばマルチスリット分光器・グリッド分光器・アダマール変換分光器・SISAM・SIMACなどが考案されている。遠赤外領域ではさらに光量が不足するのでフーリエ分光が支配的であるが、普通赤外領域でもかなりの製品が開発されている。

積算電力量計 [英 watt-hour meter, 独 Wattstunden-zähler, 仏 wattheuremètre, 露 счётчик ватт-часов] ある期間中の直流や交流の電力の積算値を示す計器。駆動原理はいろいろあるが、電力供給側が必要側へ供給する電力量を測る取引用需給計器として、信頼性と経済性に現在最も広く使用されているものに誘導型直流電力量計、誘導型交流電力量計がある。図は誘導型交流電力量計として代表的な一般家庭用電力量計の原理を示したもので、電圧コイルPと電流コイルCとの間のアルミ製円板にトルク

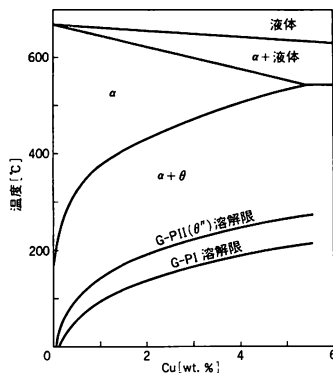


$T(T \propto V_e I_e \cos \phi)$ が発生する。ここで、 V_e, I_e は交流実効電圧、電流で $\cos \phi$ は力率である。一方アルミ円板は永久磁石 M の磁束を切って回るのでなく電流による制動トルク T' を誘発する。 $T = T'$ なら円板は定速度 n で回転し、 $n \propto V_e I_e \cos \phi$ となる。この円板の回転を積算カウンターに導き計測する。以上は単相の電力量計であるが、三相三線式用は単相式の駆動素子を2個用い、2個の回転円板を同軸上に取付けたものである。また三相四線式は3個の素子を用いる。

析出 [英 precipitation, 独 Ausscheidung, 仏 précipitation, 露 осаджение] 過飽和固溶体中で、母相の組成を固溶限にまで下げる過程として起る物質の相分離現象のひとつである。母相の溶質濃度の領域差が徐々に発生増加して2相に分離する過程をスピノーダル分解、母相とは全く異なる組成の領域が局所的に発生しこれが成長することによって起る相分離を析出という。前者は系の自由エネルギーの溶質固溶濃度に関する二次微分が正の場合にのみ可能であるが、後者による相分離は分離することによる自由エネルギーの低下のみが条件で極めて一般的である。一般に固溶限は温度の上昇とともに急激に増加するため、高温焼なましにより高濃度の溶質原子を固溶させることができる。これを焼入れ急冷することにより溶体化処理の行われた過飽和固溶体を得られ、引き続き中温で時効すると余分の溶質原子が析出する。析出現象は過飽和固溶体内での溶質原子の拡散を通じて進行するため低温ではその進行速度が小さく、核生成、成長の段階を追って行われるため中間温度でその進行が速くなり、高温で再び進行速度が小さくなる。また急冷速度が比較的遅く時効温度が高いことにより過飽和度の小さい場合には、均一核形成が困難となり、結晶粒界や転位への不均一な析出となる。析出物の組成、結晶構造および形態は系を構成する物質の組合せおよび熱処理により極めて多様に変化する。最も微細で単純な析出物は GP ゾーンとよばれる母相と整合した構造をもつ数数百 Å 程度の溶質原子の集合体で、たとえば Al-Cu のような置換型固溶体に見られる。しかし GP ゾーンはその成長とともに母相との整合はずみが増加し安定には成長できず、一般には母相と非整合な析出物に変化する。また侵入型固溶体においては、たとえば Fe 中の C に見られるカーバイド Fe_3C のように、化合物結晶を晶出する場合も少なくない。これら析出物はその周囲に格子ひずみをもつと同時に転位に対する障害となり時効硬化現象を引き起こす。この析出硬化現象を利用した実用材料はジュラルミン、ベリリウム青銅、析出型ステンレス鋼など数多い。これらの材料の強化は適度に分散した高濃度の析出物によるもので、時効を行いつつと析出物が粗大化し硬化の度を低下さ

せ、いわゆる過時効を引き起こす。通常平衡相として存在しうる固溶体においても、高エネルギー粒子照射などにより高濃度の点欠陥が導入された場合には非平衡となり、溶質原子の偏析や析出が起る。この現象は照射誘起相分離とよばれている。

析出硬化 [英 precipitation hardening, 独 Ausscheidungshärtung, 仏 durcissement par précipitation, 露 дисперсионное твердение] 急冷などによって合金の固溶限を超える溶質原子を固溶させた後、適当な温度で焼なましと、異なった相が析出するか、または溶質原子の集合体ともいふべき不均一領域が形成される。このとき合金は一般に硬化する。この現象を析出硬化という。析出物のまわりの内部応力場や析出物そのものが転位の運動を妨げるために硬化が起るのである。析出硬化は金属材料の強度を増加させる最も重要な機構であり、ジュラルミン、ベリリウム、銅、マレージング鋼などは析出硬化を利用した高強度材料として知られている。最も強度を上昇させる析出物は平衡状態で存在しうる安定相でないことが多い。たとえばジュラルミンの原形である Al-Cu 合金の平衡状態図は図のと



おりであるが、高温から急冷後、中間間の G-P I 溶解限以下の温度で焼なましと G-P I すなわち直径約 5nm でほぼ 1 原子層の厚さの銅原子の板状集合体が格子とのつながりを保って {100} 面に平行に形成される。さらに焼なましを続けると集合体の厚さを増して G-P II (θ' ともいう) となり、次に安定相 θ に近いが母格子とのつながりを保つ θ' を経て θ が析出する。G-P I の形成とともに硬化は始まるが、 θ' が形成されたときに硬度は最高となり、それ以後は析出の進行に伴って硬度は低下する。

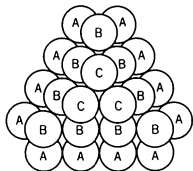
赤色巨星 [英 red giant stars, 独 roter Riese, 仏 géante rouge, 露 красный гигант] 巨星のうち、K 型、M 型等の晩期型スペクトル(低温で赤色)をもつものを赤色巨星という(⇒ 巨星、ヘルツシュプルング-ラッセル図)。星の進化論によれば、星が誕生した後、主系列星としての水素核燃焼段階を経て、星の中心部に灰としてのヘリウムなどがたまり、星は膨らんで赤色巨星となる。星の質量によって巨星化する時期は異なるが、いずれの場合も赤色巨星は中心部に He, $C+O$, または $O+Ne+Mg$ などの芯をもち、水素の多い外層の底やヘリウム殻、炭素・酸素殻などが核燃焼を経て、星の光度を保っている。赤色巨星では、表面温度が低く、表面对流層が発達している。赤色巨星の HR 図上での位置は星全体が対流状態となったときに対応する林の限界線によって制限(より高温側に

のみ存在)されており、この線に沿って多くの巨星が観測されている。赤色巨星の表面对流層が十分に深く、外層の底にある各種の燃焼殻付近にまで達すると、炭素などの重元素が星の表面に運び出されてくることがある。このような星は、炭素星などの特異星として、観測されている。また赤色巨星の外層は、低温で水素が中途半端にしかイオン化しておらず、気体の断熱定数が $4/3$ よりも低いので、動的不安定を起しやすい。このため、赤色巨星には、ミラ型変光星などのような脈動変光星が多い。赤色巨星は、表面对流層のなかで音波が衝撃波に成長したりすると、たぐでさえ表面付近での重力的な束縛が弱いので、容易にガス放出を起す。特に殻燃焼が核反応の暴走(殻フラッシュ)をしたときに、強い衝撃波が発生すると、多量の質量を失い、惑星状星雲ができると考えられている。

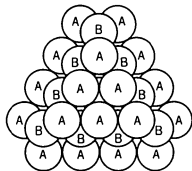
赤色偏移 = レッドシフト

脊髓系 [英 spiral cord] ⇨ 脳幹・脊髓系

積層欠陥 [英 stacking fault, 独 Stapelfehler, 仏 défaut d'empilement, 露 дефект упаковки] 面状の格子欠陥の一種。結晶の原子配列を、特定の結晶面に平行な原子面が規則的に積み重なった状態であると見るとき、その積み重なり方に生じたくるいが積層欠陥である。典型的な積層欠陥は最密構造の結晶中に見られる。最密構造は原子が正三角形に配列した原子面の積み重ねで構成されるが、その重なり方が図 a のように ABCABC… の位置を規則的に繰返す場合が面心立方構造、図 b のように ABAB…



a. 面心立方構造

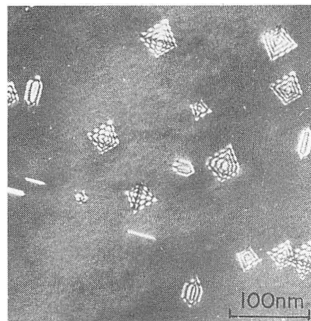


b. 最密六方構造

の位置を繰返す場合が最密六方構造である。面心立方構造から原子面を1枚除去してつぎ合すると、ABCAB|ABC… のように一部最密六方構造を含むような積み重なりにくるいが生じる。この構造は欠陥面を境として一方の格子を他方に対して面に平行に A→B, B→C, C→A のようにずらした構造とみることできる。このような積層欠陥をインtrinsic積層欠陥という。また、ABC|B|ABC… のように原子面を一枚挿入することによって別の型の積層欠陥が生じる。これをエキストリンシク積層欠陥という。最密六方構造中のインtrinsic積層欠陥およびエキストリンシク積層欠陥の原子面の積み重なり方は、それぞれ ABAB|CACA… および ABAB|C|ABAB… である。積層欠陥は結晶ごとにそれぞれ固有のエネルギー(積層欠陥エネルギー)をもっている。インtrinsic積層欠陥のエネルギーは拡張転位の幅を電子顕微鏡によって精度よく測定することによって求められる。面心立方金属のインtrinsic積層欠陥エネルギーは物質によって大きく異なり、Ag で $15 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-2}$, Cu で $40 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-2}$, Al では $200 \text{ mJ} \cdot \text{m}^{-2}$ 程度とされている。

積層欠陥四面体 [英 stacking fault tetrahedron, 独 Stapelfehlertetraeder, 仏 tétraèdre de défaut d'empilement, 露 тетраэдр дефектов упаковки] 面心立方結晶において相交わる4つの $\{111\}$ 面上の正三角形の組合せは正四面体を構成し、この4つの面が積層欠陥となってい

る構造欠陥を積層欠陥四面体という。高温からの急冷や高エネルギー粒子を用いた照射損傷により金、銅、 α -黄銅などの面心立方金属に過飽和の原子空孔を導入したとき、これらが集合して形づく。積層欠陥四面体は $\{111\}$ の原子面が1枚欠如した型のインtrinsicシク型である。また2枚の積層欠陥の交線である四面体の稜は $a/6 \langle 110 \rangle$ のバーガース・ベクトルをもつ刃状転位となりステアーロッド転位とよばれる。幾何学的には正三角形の積層欠陥の周辺のフランク部分転位ループを、これと交わる3つの $\{111\}$ 面に分離反応させて形成することもできるが、最初から積層欠陥四面体として発生し成長する場合が多い。しかし、その焼なましによる消滅過程は成長の逆過程をたどらず、転位ループへの変換を通して行われる。図は高温から急冷した金に発生した積層欠陥四面体の電子顕微鏡写真で、試料を薄くしたために表面で切断されたものが含まれている。



積層欠陥四面体

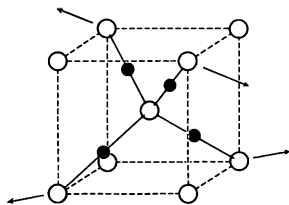
赤道 [英 equator, 独 Äquator, 仏 équateur, 露 экватор] 地球の中心を通り地球の自転軸に垂直な平面(赤道面)が地球表面と交わった線を地球の赤道といい、天球と交わった線を天球の赤道という。古代中国の星座図で赤い線で示したことに由来する。極運動によって地球の自転軸は地球表面に対して向きを変えるから、赤道は決まった線にはならない。地球の形を平らな回転楕円体で近似し、その中心を通り短軸に垂直な平面と楕円体表面とが交わる線を地理学的赤道または単に赤道という。地球の赤道半径は、この赤道に対する値をいう。有限な大きさをもつ天体においては、天体の中心を通り、天体の自転軸に垂直な平面と天体表面とが交わる線を天体の赤道という。

赤道域電流 [英 equatorial jet current] 地球上層 100 ~ 120 km の間の電離層 E 層に流れる、ダイナモ現象によって生じる電流。赤道ジェット電流ともいう。このダイナモ現象は、上層大気中にある風が、イオンを引きずり、それが地球の磁力線を切るために生ずる。この効果は地球全域に広がっているが、特に赤道域では磁力線と直交して東西に流れる電流が卓越し、昼間は東方向、夜間は反対に流れる。この電流 I は磁場 B によって $F = I \times B$ の力を受け電離層プラズマを昼間は上方にもち上げ、夕方から夜間にかけて下方へドリフトさせる。1970年代以降、地上からのレーダー電波の散乱エコーを使って、そのドップラー効果からプラズマの運動が追跡されているが、こうしたドリフトが明瞭に見いだされている。また、赤道域電流が引金となってプラズマの不安定現象が起るが、これは 300 km 以上 1000 km までも上層に伝播し、赤道域電離層のプラ

ズマ密度の分布を大きく変え、プラズマ泡とよばれるものを形成させる。

赤道儀 [英 equatorial telescope, 独 Äquatorialteleskop, 仏 équatorial, 露 экваториальный телескоп] 赤道式取付け架台に据付けられた天体望遠鏡。儀は機器の意味。垂直な支持台と地球自転軸に平行な軸(極軸)および極軸に直角に交わる東西方向の軸(赤緯軸)をもつ。望遠鏡は赤緯軸に直角に取付けられ、赤緯軸のまわりに南北に回転する。極軸は運転時計によって1恒星日に1回転の速さで地球自転の向きと反対に回る。望遠鏡をどの方向に向けても死角をつくらないように、また支持部分に変形が起らないようにするため、いろいろな型式が考案されている。ドイツ式、イギリス式、フォーク型、ヨーク型、馬蹄型、極盤型などがある、それぞれ得失がある。

赤銅鉱型構造 [英 cuprite structure, 独 Cupritstruktur, 仏 structure de cuprite, 露 структура типа куприта] 化学式が A_2X で示される化合物結晶に見られる一構造型。立方晶系に属し、空間群は $Pn3m$ 。単位胞中に2個の化学単位(A_2X)を含む。図において、黒色球はA原子、白色



球はX原子を表す。 Cu_2O を例にとると、O原子は体心立方格子を構成し、Cu原子は、各頂点と体心の8個の中間位置のうち4個を占める。O原子は4個のCu原子によって四面体配位され、Cu原子は2個のO原子に直線的に配位されている。したがって、図の矢印で示した2方向の...Cu—O—Cu...の無限鎖で構成される骨組構造が存在する。その二次元的骨組が、互いにCu—Oの形で結合することなく、貫入しあっている点で無機化合物の中にあつて特異な構造型である。 Cu_2O のほか、 Ag_2O が、この構造型を示す。

積分回路 [英 integrating circuit, 独 Integrierkreis, 仏 circuit integrateur, 露 интегрирующая цепь] 入力端子に加えた波形が時間に対して積分された波形となって出力端子に現れる回路をいう。コンデンサー両端の電圧はコンデンサーの充放電電流の時間積分に比例するので、この性質を利用して信号電圧の積分を行うことができる。抵抗RとコンデンサーCを図1のように接続した回路は積分回路の例である。 $\tau=RC$ を積分回路の時定数という。これは遮断周波数 $1/2\pi\tau$ の低域フィルターと同じものである。コンデンサーに蓄えられる電量が十分小さく、コンデンサー両端の電圧が入力電圧 V_1 に比べて無視できるほ

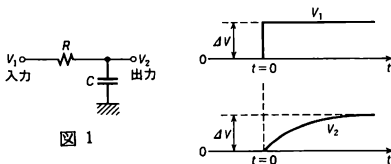


図2

ど小さい場合には、抵抗Rを流れる電流は V_1 に比例する。したがって、コンデンサー両端に生ずる電圧 V_2 は V_1 の時間積分に比例する。時刻 $t=0$ に V_1 が0から一定値 ΔV になったとすると、 $V_2 = \Delta V \{1 - \exp(-t/RC)\}$ となる(図2)。これより $t \ll RC$ の範囲では V_2 は V_1 の積分に比例していることがわかる。時間的に変化する任意の入力波形に対しては、その周波数成分のうち $1/2\pi\tau$ より高い周波数成分は積分されるが、 $1/2\pi\tau$ より低い周波数成分に対しては積分作用はない。時定数 τ を十分長くして理想的な積分波形を得ようとするとき出力が小さくなってしまふので、図3のように負帰還増幅器(ミラー積分回路)を用いて特性改善を行うことができる。

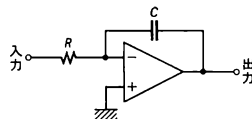
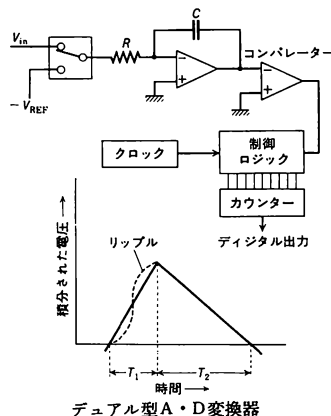


図3

積分型アナログ・デジタル変換 [英 integration type analog-to-digital conversion, 仏 conversion analogue-numéral à type intégral, 露 аналого-цифровое преобразование интегрированием] 入力電圧を積分回路によって時間に変換しデジタル化を行うもの。積分により雑音が平均化されるので雑音の影響が少なく測定電圧に含まれたリップルや交流電圧の影響は積分時間を交流やリップル周期の整数倍にすれば完全に除去できる。シングル、デュアル(二重)、トリプル(三重)、四重積分型があるが、最も広く使われているのがデュアル型で、デジタル電圧計はこの方式が多い。図はデュアル型A・D変換器の回路と

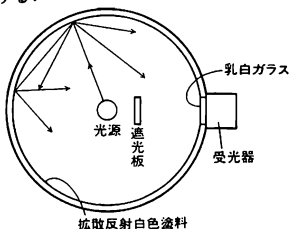


デュアル型A・D変換器

その動作を示したものである。最初スイッチは V_{in} 側にセットされており、積分器の時定数 RC で積分される。この間、積分器の出力は上昇するが、積分時間 T_1 は入力信号によらず一定とし、また電源交流周期の整数倍とする。次に、カウンタをリセットし、スイッチを $-V_{REF}$ 側にセットして再び積分を開始する。積分器の出力は常に一定の率で下降し、時間 T_2 経過後、比較電圧(この場合0)に達したときコンパレータより信号が出てカウンタが停止する。入力電圧 $V_{in} = (T_2/T_1) \times V_{REF}$ となるが T_1 および V_{REF} が一定なので、 T_2 すなわち基準電圧による積分期間のカウンタ数が入力電圧をA・D変換した結果となる。入

力電圧と標準電圧を同一の積分器で積分させるので高い精度が得られる。

積分球 [英 integrating sphere, 独 Ulbrichtsche Kugel, 仏 sphère d'Ulbricht, 露 интегрирующая сфера] 波長に対して非選択性の拡散反射性白色塗料(MgO, BaSO₄, ZnO など)を中空の球の内面に塗り, 内部に光源を置くと, 球の内壁の照度 E は, 直射光を除き拡散反射光のみによる場合, $E = \Phi \cdot d [\pi d(1-\delta)]^{-1}$ で与えられる。ここに Φ は光源から放射される全光束, d は球の直径, δ は塗料の拡散反射率である。この関係式は光源の配光特性や測定点の位置によらず成り立つので, 光源の全光束 Φ の比較測定に用いられる。内壁に小さな穴を設け, 光源の直射光を白色の遮光板で遮り, 乳白ガラスを介して受光器をおき, 標準光源と測定したい光源を交互に球内で点灯させて受光器の読みを求めればよい。断面の明るさの分布や指向性が変化する光線束についてその全光束を正確に測定したい場合には, 全光束を小さな窓から球内に導入して同様の方法で計測する。



積分線量 [英 integral dose, 独 Integraldosis, 仏 dose intégrale, 露 интегральная доза] 放射線照射あるいは被曝の全期間にわたって受ける線量の積分値すなわち総量。身体中の特定器官など, 注目している物体の全体積にわたって積分された線量の意に用いられる場合もある。後者は容積線量とよばれることもあるが, 単位には g·rad (グラムラド), kg·Gy (キログラムグレイ) など重量(質量)表示を使うことが多い。

積分動作 [英 integral action, 独 Integralverhalten, 仏 action par intégration, 露 интегральное действие] 自動制御系の基本的な制御動作である比例(P), 積分(I), 微分(D)動作のひとつである。自動制御系で制御装置の感度が高く, 極めて微弱な偏差に対しても敏感に動作をするようにしておくと, 制御系は一般に振動的になり不安定になる。感度を必要以上に高くするかわりに微小偏差の積分量で訂正動作を行わせるようにすれば, 微小偏差が存在する限り訂正動作が続き, 定常状態では偏差を0にすることができる。このような制御動作を積分動作あるいはI動作という(⇒PID動作)。

積分反射強度(能) [英 integrated reflection intensity, 独 integrierte Intensität der Reflexion, 仏 intensité de réflexion intégrale, 露 интегральная интенсивность отражения] X線, 中性子線, 電子線のようなオングストローム程度, あるいはそれ以下の波長をもつ波が結晶に入り, 一定の条件(ブラッグの回折条件)を満たすと, いわゆるブラッグ反射(回折)がある。通常の実験条件では, 入射線の波長や光線方向にある程度の広がりがあるので, 回折線は結晶に固有な波長や角度の広がりほかに入射線に起因する広がりをもつ。また, この回折線全体を受光して得られる回折強度 I_θ は, 入射線方向を表す角 θ の関数で

あるが(図1), $I_\theta(\theta)$ の形も入射線の性質に左右される。積分反射強度とは $I_\theta(\theta)$ を θ で積分した量 R^θ である。このような量を問題とする理由は, 入射線の性質に左右されない結晶に固有な量(たとえば, 結晶構造因子)を測定するためである。

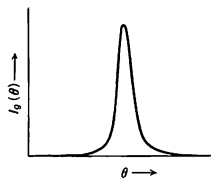


図1 回折線の角度的強度分布

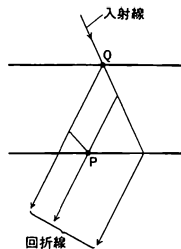


図2 回折線の場所的強度分布

以上は回転結晶法について説明したが, ラウエ法のように, 入射線が連続波長分布をもつ場合でも同じである。この場合には $I_\theta(\lambda)$ を λ について積分した量 R^λ をもって積分回折強度という。よく用いられるもうひとつの積分強度は粉末試料に対するものである。この場合にはデバリー-シェーリングが得られるので, 環の単位長さ当りの全回折強度を問題とする。X線あるいは中性子線回折トポグラフィ法で, 特にセクション図形(図2)においては, 入射線が点Qに入射したとき, 観測点Pにおける回折強度 $I_\theta(P, Q)$ が観測の対象となる。この場合の積分回折強度としては, $I_\theta(P, Q)$ をPについて結晶表面にわたって積分した量, R^x が問題となる。同じ単色X線源を用いさえすれば, 場所的積分で定義される R^x と, 角度積分で定義される R^θ とが互いに等しいことが証明される。入射X線強度 I_0 で規格化された積分反射強度を積分反射能という。

積分微分方程式 [英 integro-differential equation, 独 Integrodifferentialgleichung, 仏 équation intégrale-différentielle, 露 интегро-дифференциальное уравнение] $f(x)$ を未知関数, $g(x)$ を既知関数, L_x を変数 x に関する微分演算子とすると, 次の形の方程式を積分微分方程式という(一般には多変数でもよい)。

$$L_x f(x) = g(x) + \int_{x_0}^{x(x)} K(x, y, f(y)) dy$$

ただし, x_0 はある定数である。 $K(x, y, f(y)) = K(x, y) f(y)$ のとき線形積分微分方程式という。 $\varphi(x) = \text{定数}$ のときをフレドホルム型, $\varphi(x) = x$ のときをボルテラ型というのは積分方程式の場合と同じである(⇒積分方程式)。

数学による統一的理論には乏しいが, 物理学や工学上の問題とは深い関連があって多くの方程式が知られている。多体問題の基礎であるハートリー-フォック方程式(⇒ハートリー-フォック近似)や散乱問題に現れる緊密結合方程式(⇒緊密結合法)などでは同種粒子の対称性のために積分項が現れる。粒子の分布関数に関するボルツマンの輸送方程式は粒子間の衝突による分布関数の変化からくる積分項を含んでいる(⇒ボルツマン方程式)。そのほか確率過程としての予測問題におけるウィナー-ホップ方程式, 翼理論における特異積分核をもつプラントル方程式などがある。

積分変換 [英 integral transform, 独 Integraltransformation, 仏 transformation intégrale, 露 интегральное

おもな積分変換とその逆変換

変換名	$K(x, y)$	(a, b)	$H(y, x)$	(c, d)
フーリエ	$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-ixy}$	$(-\infty, \infty)$	$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{iyx}$	$(-\infty, \infty)$
フーリエ余弦	$\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cos xy$	$(0, \infty)$	$\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cos yx$	$(0, \infty)$
フーリエ正弦	$\sqrt{\frac{2}{\pi}} \sin xy$	$(0, \infty)$	$\sqrt{\frac{2}{\pi}} \sin yx$	$(0, \infty)$
ラプラス	e^{-xy}	$(0, \infty)$	$\frac{1}{2\pi i} e^{yx}$	ブロムウィッチ積分
メリーン	x^{y-1}	$(0, \infty)$	$\frac{1}{2\pi i} x^{-y}$	ブロムウィッチ積分
ヒルベルト	$\frac{1}{\pi(x-y)}$	$(-\infty, \infty)$	$-\frac{1}{\pi(y-x)}$	$(-\infty, \infty)$
ハンケル	$\sqrt{xy} J_\nu(xy)$	$(0, \infty)$	$\sqrt{yx} J_\nu(yx)$	$(0, \infty)$
コントロビッチ -レベデーフ	$K_{ix}(y)$	$(0, \infty)$	$\frac{2x \sinh \pi x}{\pi^2 y} K_{ix}(y)$	$(0, \infty)$

преобразование] 一般に、あらかじめ与えられた関数 $K(x, y)$ と、任意の関数 $f(x)$ に対して

$$g(y) = \int_a^b K(x, y) f(x) dx = \mathcal{K} f(x) \quad (1)$$

によって定義される g を、 $K(x, y)$ を核(kernel)とする f の積分変換という。また変換 $f \rightarrow g$ をさすこともある。 $K(x, y)$ の選び方によって表のような種々の積分変換が存在する(表に書かれていないブロムウィッチ積分については、 \Rightarrow ラプラス変換; ヒルベルト変換における積分は、 \Rightarrow コーシーの主値)。これらのほかに実用上重要な変換として $K(x, y) = \sqrt{xy} N_\nu(xy)$ の Y 変換, $\sqrt{xy} K_\nu(xy)$ の K 変換, $\sqrt{xy} H_\nu(xy)$ の H 変換(N_ν はノイマン関数, K_ν は変形ベッセル関数, H_ν はストループ関数; ハンケル変換と合わせてベッセル変換という), $1/(x+y)^\rho$ のスチルチエス変換, $\exp[-(x-y)^2]$ のガウス変換などがある。ハンケル変換で $\nu = 1/2, -1/2$ としたものは、それぞれフーリエ正弦, 余弦変換に一致し、後者はフーリエ変換の特別な形である。一般に積分変換には線形性 $\mathcal{K}\{c_1 f_1(x) + c_2 f_2(x)\} = c_1 \mathcal{K} f_1(x) + c_2 \mathcal{K} f_2(x)$ がある。また式(1)と逆向きの g から f への変換を逆変換、それを表す式を反転公式とよぶ。逆変換がやはり、積分変換

$$f(x) = \int_c^d H(y, x) g(y) dy \quad (2)$$

の形に表されるとき、(1)と(2)の相互関係を相反定理とよぶ(H については表参照)。特に $H = K$ のとき、 $K(x, y)$ はフーリエ核とよばれ、変換(1), (2)は対称的になる。 K や H が適当な条件を満たせば、二乗可積分な関数 f, g に対してパーセバルの等式が成立する。積分変換は偏微分方程式や積分方程式の境界値問題(あるいは初期値問題)を解くのに広く利用されている。

積分方程式 [英 integral equation, 独 Integralgleichung, 仏 équation intégrale, 露 интегральное уравнение] 未知関数の積分を含む方程式を一般に積分方程式という。詳しく研究されているのは次の形の線形積分方程式である。

$$f(x) = g(x) + \int_{x_0}^{\varphi(x)} K(x, y) f(y) dy$$

ただし、 $f(x)$ は未知関数、 $g(x)$ は既知関数、 x_0 はある定数である。 $K(x, y)$ は積分核とよばれる。 $\varphi(x) = \text{定数}$ のときフレドホルム型積分方程式という。このとき、上式の形のものを第二種フレドホルム型といい、上式の左辺の

$f(x)$ がいないものを第一種フレドホルム型という。 $\varphi(x) = x$ の式をボルテラ型積分方程式という。第一種と第二種の区別はフレドホルム型の場合と同じである。

フレドホルム型積分方程式は常微分方程式の固有値問題や境界値問題と密接な関係にある。連続な積分核の場合の解の存在については、フレドホルムの交代定理という基本定理がある。ボルテラ型積分方程式は線形常微分方程式の初期値問題と等価である。

積分核が $K(x, y) = k(x)h(y)$ と変数分離される場合、あるいは分離したものの和に等しい場合、その核を分離核(あるいは退化核)という。分離核をもつフレドホルム型積分方程式は連立方程式に帰着させられて解ける。 $K(x, y) = k(x)g(y)$ なる積分方程式は合成型(あるいは、たまたみこみ型)積分方程式とよばれる。ボルテラ型の合成型積分方程式はラプラス変換によって解ける。積分核が二乗可積分でない場合、その核を特異核、それを含む積分方程式を特異積分方程式という。 $K(x, y) \propto (x-y)^{-\alpha}$ ($0 < \alpha < 1$) なる核をもつ第一種ボルテラ型積分方程式はその一例で、アーベルの積分方程式とよばれる。

積分の部分 $K(x, y, f(y))$ となっている方程式を非線形積分方程式という。フレドホルム型とボルテラ型の区別は線形の場合と同じである。

赤方偏移 = レッドシフト

斥力 [英 repulsive force, 独 Abstoßungskraft, 仏 force répulsive, 露 сила отталкивания] 2つの物体間に働く力のうち、互いにその物体を遠ざけるように働くものの。引力の対語。同符号の電荷間の電気力(クーロン力)や同種の磁極間の磁気力などがよく知られた斥力である。

セクター法(気体による電子回折における) [英 sector method, 仏 méthode sectorielle] 気体による電子回折像を写真撮影するとき、小散乱角から大散乱角までの広い範囲を適当な黒化度の範囲に収めるために、小散乱角での露出を制限する。この実験技術を回折セクター法または単にセクター法という。写真の黒化度(\Rightarrow 写真法)はマイクロフォトメーターにより定量的に測定される。1939年に P. P. Debye により初めて用いられ、第二次大戦後に気体電子回折の主要な実験技術として普及した。

散乱角を θ , $s = (4\pi/\lambda) \sin(\theta/2)$ とすると、気体電子回折強度はほぼ $s^{-3.5}$ に比例するので、 s とともに急激に減少する。写真測光法によって回折強度を正確に測定するには黒化度をおよそ 0.2~0.6 の範囲に収めることが望ましい。

とされているので、上記の強度変化を補償するためにセクターとよばれる金属板を用いる。これは中心(電子ビームが当たる点)からの距離 r に対して開き角がほぼ r^2 に比例するように注意深く削ったハート形または渦巻き形の薄板で、これを写真乾板のすぐ近くに乾板と平行に置き、一様な角速度で回転させながら回折像を撮影する。 r はほぼ r に比例するので、黒化度は上記の適正範囲に収められる。実験上の注意として、セクターの形(r 依存性)を正確に測定して強度補正に用いること、セクターの中心と電子ビームの中心を正しく一致させること、セクター板で阻止された電子ビームがさらに散乱されて乾板に露出を与えないこと、などが必要である。なお、上記と類似した目的で r または r^2 セクターが実験に用いられることもある。

セグメント [英 *segment*, 独 *Segment*, 露 *сегмент*] 鎖状高分子の示す性質を理論的に考察するとき、分子鎖を構成している単量体単位のいくつかをいっしょにしてひとつの単位と考えると都合がよいことが多く、この単位をセグメントという。高分子鎖はブラウン運動によりいろいろな形態をとっているが、この運動(\Rightarrow ミクロブラウン運動)を統計的に見たときに、いくつかの単量体がいっしょになって運動する、すなわちセグメントが運動すると考えることによって分子の形態の時間的変化を理論的に取扱うことが容易となる。また、このような考えに基づき、動的な性質だけではなく、分子鎖内あるいは分子鎖間の相互作用を取扱うときにも、セグメント間の相互作用を基本的な相互作用として理論的な考察がなされる。

セグレ Segré, Emilio Gino 1905.2.1—アメリカ(イタリア出身)の物理学者。ローマのチボリに工場主の息子として生れた。1922年ローマ大学に入学し、1928年E. Fermi指導による学生として第一号の博士号を取得した。同大学の助手を務めた後、1930年からロックフェラー財団の奨学生となって、ハンブルク大学のO. Stern、アムステルダム大学のP. Zeemanの下に留学し、原子分光學、特に禁制線やゼーマン効果の研究を行った。1932年ローマ大学助教となり、Fermiらと中性子に関して先駆的な仕事をした。1936年から2年間パレルモ大学物理研究所長を務めた後、1938年カリフォルニア大学バークレー放射線研究所(現在のローレンス・バークレー研究所)の研究員として渡米した。1946年同大学教授に昇進したが、その間、1943~46年にはロスアラモス研究所でマンハッタン計画(原爆製造計画)の指導者のひとりであった。渡米後、テクニウム、アスタチン、プルトニウム等超ウラン元素を発見し、その核分裂について研究した。その後は高エネルギー物理学の分野でも活躍し、1955年には、O. Chamberlainらとベータロンを用いて反陽子を発見した。その功績により、1959年ノーベル物理学賞を授与された。原子物理学から高エネルギー物理学の分野で幅広い研究活動を行い、ドイツ化学会からホフマン勲章、ベルのサン・マルコス大学から名誉教授の称号を贈られている。また、彼の著書 *Nuclei and Particles* は教科書として広く使われている。

セグレ・チャート [英 *Segré chart*, 独 *Segré-Diagramm*, 仏 *diagramme de Segré*, 露 *диаграмма Серге*] すべての核種の基本的な性質を一目でわかるようにまとめた図表。表を基盤状のます目に区切り、そのます目1つずつに、右へ進むにつれて陽子数(原子番号)が1ずつ、上へ進むにつれて中性子数が1ずつ増加するように各核種

を配列する。その中に、元素記号や質量数とともに安定核については、存在比、質量、スピン、磁気モーメントおよび低速中性子捕獲断面積などが、放射性核では放射能の種類とともに半減期および放出粒子のエネルギーなどが記入されている。この図表はE. G. Segréによって作成されたが、類似の図表がいろいろつくられている。

セ氏度 = セルシウス度

ゼータ [英 *独 Zeta*, 露 *Зета*] = 逆転磁場ピンチ

世代 [英 *generation*, 独 *Generation*, 仏 *génération*, 露 *генерация*] 素粒子の分類に関する概念。物質の基本的な構成要素はクォークおよびレプトンであるが、ワインバーグ-サラム理論(\Rightarrow ワインバーグ-サラム模型)や大統一理論の標準的な模型では、クォークおよびレプトンはその相互作用の形に関連して世代とよばれる組に分類される。各世代間では質量の違いを別にすると、基本的な相互作用の性質は同じである。このように相似のものが多数存在することがひとつの謎とされている。

クォークとレプトンの世代表

	第一世代	第二世代	第三世代
クォーク	u d	c s	(t) b
レプトン	ν_e e^-	ν_μ μ^-	ν_τ τ^-

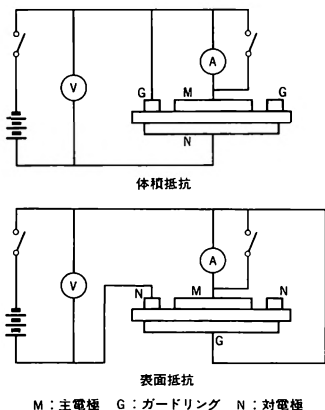
絶縁材料 [英 *insulating material*, 独 *Isolierstoff*, 仏 *isolant*, 露 *изоляционный материал*] 非常に高い電気抵抗をもち高電圧に耐える材料で、2つの導体間に電流を流さずに導体を支持するために使用される。またコンデンサの電極の間に入れて静電容量をもたせるための誘電材料としての用途もある。絶縁材料の特性として、材料の電気伝導(表面電流、体積電流)、絶縁破壊電圧、誘電率、誘電損失などのほか、機械的特性も重要である。一般的な絶縁材料としてアルミナ、ステアタイトなどの無機絶縁材料、ポリエチレン、ポリプロピレン、テフロン、ポリ塩化ビニルなどの有機絶縁材料がある。

絶縁増幅器 [英 *isolation amplifier*, 露 *усилитель сразвязывающей цепью*] 一般の増幅器では、回路のアースは入力から出力まで電気的につながっている。そのため、信号源のアース電位と信号を受ける側のアース電位が異なっている場合には一般の増幅器を用いることができない。このような目的のために、入力と出力が電気的に絶縁された絶縁増幅器が用いられる。絶縁増幅器には光結合素子を用いて信号の受渡しを行うものと、変成器を通して信号の受渡しを行うものがある。変成器型の絶縁増幅器では一般に数十kHz程度の搬送波を信号電圧で変調し、それを変成器を通して受渡しした後、復調して再び元の信号に戻す方式をとっている。搬送波の周波数があり高いないので、直流から1kHz程度の信号を扱えるのが一般的である。これに対して光結合型のものは、安定度、直線性および雑音の点では変成器型のものより劣るが周波数特性がよく、1MHz程度の信号まで扱える。絶縁増幅器は生体の微小信号を扱う医療用機器のように、信号源と直接電気的接続が許されない場合や、大きな同相雑音を伴う信号を扱う場合によく用いられる。

絶縁体 [英 *insulator*, 独 *Isolator*, 仏 *isolant*, 露 *изолятор*] 電流または熱流を通しにくい物質のことで、電気伝導率または熱伝導率が十分に小さい。なお誘電体と同

じ意味で用いられる場合もある。伝導性は物質中の電子のふるまいによって定まる。結晶中の電子の挙動はそのバンド構造によって支配されている。伝導帯が完全に空き、価電子帯が完全に詰っている物質は絶縁体である。伝導帯と価電子帯とのエネルギー差(バンドギャップ)がかなり大きいと、通常の電場のもとでは電気伝導は示さない。しかし、バンドギャップの小さい物質では、温度が上昇すると価電子帯の電子が直接伝導帯に励起されたり、バンドギャップの間にある不純物準位に捕獲されている電子や正孔が伝導帯や価電子帯に放たれ、絶縁体といえども電気伝導が容易に生じる物質もある。これらは通常半導体とよばれている。一方、絶縁体をエネルギーギャップよりも大きいエネルギーをもつ光によって励起すると、価電子帯の電子が伝導帯に光励起され、その励起電子は電気伝導に寄与する。この現象は光伝導とよばれている(⇒半導体)。

絶縁抵抗 [英 insulation resistance, 独 Isolationswiderstand,仏 résistance d'isolement, 露 сопротивление изоляции] 実際の絶縁物(電気を通さない物質)に電圧を加えると、表面と内部に少量の漏れ電流が流れる。この場合の電圧と漏れ電流の比を絶縁抵抗という。表面を流れる電流は湿度や表面に付着したごみにより大きく変わる。内部を流れる電流は、絶縁物内部の不純物によるイオン電流である。絶縁抵抗は導体の抵抗に比べ、非常に大きな値を持ち、普通メガオーム(MΩ)という単位で表される。加えている電圧を高めていくと、ある点で急に電流が大きくなる。同時に絶縁物自身も発熱し破壊される。これを絶縁破壊という。絶縁抵抗は表面電流による表面抵抗と内部を流れる電流による体積抵抗に分けられる。おのおのの測定法を図に示す。メガー(Megger)は代表的な絶縁抵抗計である。



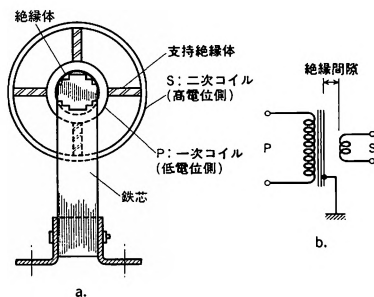
絶縁抵抗計 [英 megohm meter, 独 Megaohmmeter, 仏 megohmmètre, 露 мегомметр] 絶縁物の漏洩抵抗や10MΩ以上の高抵抗などを測定するための抵抗計。そのために1~2kVの高い直流電圧Vを被測定物に印加して、測定に十分な程度の電流Iを流す。可動コイル比率計を用いて、その一方のコイルにIを流し、他方にVに比例した電流を流すと、計器はV/Iを示す。高電圧を発生する方法として、最初手回し発電機によるものがつくられた。現在はトランジスタ発振器の出力を変圧器で昇圧してから整流し、高圧をつくる方式も使われてい

る。計器の目盛の両端は0および∞になっているが概略の値が得られるのは1~5000MΩの範囲である。また、0.05pA程度まで測れる微小電流測定回路を用いた全電子式のものでは $10^6 \sim 10^{10} \Omega$ の測定ができるものもある。

絶縁破壊 [英 dielectric breakdown, 独 dielektrischer Durchschlag, 仏 rupture diélectrique, 露 пробой изоляции] 絶縁体に加える電圧を徐々に増加すると、ある電圧で、急に絶縁体内部あるいは表面に沿って放電が起り、絶縁状態が破壊される現象。この電圧を破壊電圧といい、このときの電場を絶縁破壊の強さ、または絶縁耐力という。絶縁耐力は物質の種類、加える電圧の時間、波形、電極の形状、温度、周囲の媒質、絶縁材の厚さなどによる。絶縁破壊は電子的破壊と熱的破壊とに大別される。電子的破壊は電場によって加速された電子が分子または結晶格子との衝突による電子なだれ現象による。熱的破壊は、ジュール熱による温度上昇とそれに伴う抵抗の減少と電流の増加によって起るもので、試料の大きさ、形などによる。パルスの場合は直流電圧より大きな絶縁耐力をもつ。交流電圧にして周波数を高くすると誘電損失が大きくなり、絶縁破壊電圧は低下する。

絶縁物質 = 絶縁体

絶縁変圧器 [英 insulating transformer, 独 Trenntransformator, 仏 transformateur isolateur, 露 изолирующий трансформатор] 電位の異なる2つの回路間の絶縁を主目的とした変圧器。電子顕微鏡、粒子加速器、電子ビーム溶接機などの電子銃、高電圧パルス発生器のサイロトロン管のフィラメントに交流電力を供給するために用いる。直流高電圧(たとえば10~100kV)が印加されている高電位点に接続して使用されるため、耐電圧上、低電位側の変圧器鉄芯、一次コイルと高電位側の二次コイルとの間に大きな絶縁間隙を設ける。図に乾式絶縁変圧器の構造を示した。乾式型は容積的に大型となるため比較的低電位用に普及し、高電位用や多相式のものには油浸型が用いられる。



接眼マイクロメーター [英 ocular micrometer, 独 Okularmikrometer, 仏 micromètre oculaire, 露 окулярный микрометр] 顕微鏡や望遠鏡の接眼レンズ視野内で、像の大きさや位置を計測する装置。視野内で指標を動かす場合と、対物レンズにより拡大された像を動かす場合とがある。前者は視野内で定められた方向に移動する指標、指標の位置を計測するマイクロメーター、および視野内に固定された補助指標とからなる。移動指標には二重線や十字線があり、ガラス板の表面に刻まれている。このガラス板がマイクロメーターと連動して移動する。補助指標はたとえ

ば一定間隔の目盛線で、固定ガラス板の表面に刻まれている。固定ガラス板は接眼レンズを通して見たとき、補助指標が移動指標と同一ピントの範囲内にくるように取付けられている。対物レンズにより拡大された被測定物の像の上で測定点を決め、その点に移動指標を合致させたときのマイクロメーターの読みから位置を知ることができる。補助指標は測長器の場合、たとえば拡大投影された標準尺の目盛線間隔を10等分する副目盛になっている。標準尺目盛線の像が副目盛のどこにあるかで0.1 mmのけたを知り、移動指標を標準尺目盛線に合致させることで0.1 mm以下のけたを μm 単位で知ることができる。対物レンズにより拡大された像を動かす場合には、像を移動させるための光学系とこれに連動するマイクロメーターからなる。光学系としては平行平板や光学的くさび(プリズム)が利用されている。特殊なものに二重像式のものがある。接眼マイクロメーターは対物レンズで拡大された像について計測を行うのであるから対物レンズの倍率が正確にわかっていなければならない。そのため対物マイクロメーターのように正確に間隔のでている目盛線を用いて校正を行ってから測定を行う。日本工業規格(JIS)では測微接眼レンズという。

接眼レンズ [英 ocular, 独 Okular, 仏 oculaire, 露 окуляр] 望遠鏡や顕微鏡などの光学器械で、対物レンズによる実像を、拡大した虚像にして眼に送るためのレンズ。接眼レンズだけによる接眼倍率は明視の距離をその焦点距離で割ったものである。光学器械の目的によっていろいろな形式のものが考案されており、よく知られるものにホイヘンス、ラムスデン、ケルナー、オルソスコピックなどがある。光学器械によっては対物レンズが変わっても同一の接眼レンズが使えるものが多いが、特別な目的には対物レンズと組合せて収差の補正をする場合もある。

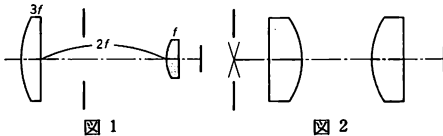


図 1

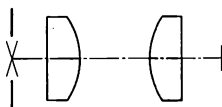


図 2

ホイヘンス接眼レンズは2個の凸凸レンズを図1のように配置し後方の焦点距離を f 、前方の焦点距離を $3f$ 、その間隔を $2f$ とすることによって倍率の色収差を補正したもので、天体望遠鏡、顕微鏡などに用いられる。ラムスデン接眼レンズは焦点距離の等しい2個の凸凸レンズを図2のように向かい合せ、その間隔を焦点距離または焦点距離の $3/4 \sim 2/3$ にした接眼レンズである。焦点面がレンズの前方にあるので、その位置に十字線などを備えるのに便利で分光計、望遠鏡に広く利用される。ケルナー接眼レンズはラムスデン接眼レンズの後方レンズを色消しレンズにしたもので、波長特性が良好で種々の光学器械の接眼レンズとして広く用いられる。オルソスコピック接眼レンズは、ラムスデン接眼レンズを改良したもので、レンズ間隔が短く視界が広く、像のひずみも比較的小さい(図3)。

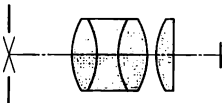


図 3

設計応力 = 許容応力(⇒安全率)

接合型電界効果トランジスター [英 junction field-effect transistor, 露 контактный канальный транзистор] pn接合やショットキー接合の空乏層により電流が流れるチャネル幅を制御する形の電界効果トランジスターを接合型電界効果トランジスターとよぶ。

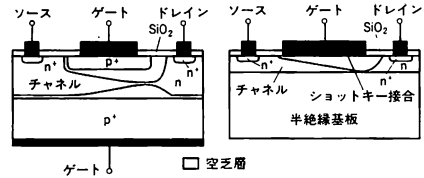


図 1

図 2

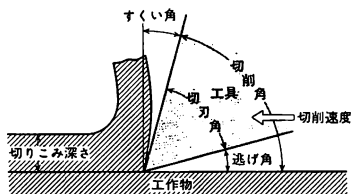
図1はnチャネルのシリコンpn接合型電界効果トランジスター、図2はnチャネル・ガリウムヒ素ショットキー接合型電界効果トランジスターの断面図で、チャネルの内部に向かって空乏層の伸びているようすを示す。GaAsでは拡散で良質のpn接合をつくるのがSiほどには容易でないが、絶縁性基板をつくることが可能で良質のショットキー接合が得られるので、ショットキー接合型が一般的である。ゲート電圧によっては空乏層は均一に伸びるが、ドレイン電流によっては偏って伸びる(ゲートのソース端よりドレイン端に向かって広がる)。上下の空乏層が接触する前や空乏層が半導体基板に達するまでは、ドレイン電流-ドレイン電圧は比例関係にあるが、ドレイン端で空乏層が接触するとその後はドレイン電圧を増しても電流は増加しない。すなわち、飽和型の特性を示す。

シリコンpn接合型電界効果トランジスターの入力抵抗はバイポーラートランジスターの 10^3 倍以上であるが、相互コンダクタンス(ドレイン電流/ゲート電圧)は低い。そこで、このトランジスターは電子回路やリニア集積回路の入力段に使われ、増幅段にはバイポーラートランジスターが使われる。ガリウムヒ素ショットキー接合型電界効果トランジスターは、マイクロ波増幅回路やマイクロ波集積回路の構成要素として最も重要なものである。それはGaAsの電子の移動度が大きく高周波動作に適しているからである。pn接合型は1952年にW. Shockleyが素子の構造を提案し、同時に動作理論を発表している。実用的な素子は1962年にテキサス・インスツルメンツ社により初めてつくられた。ショットキー接合型は1966年C. Meadにより提案された。

接合型トランジスター [英 junction transistor, 独 Flächen transistor, 仏 transistor à jonction, 露 плоскостной транзистор] ⇨ トランジスター

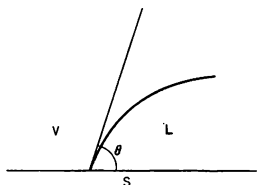
接合レーザー [英 junction laser, 仏 laser à jonction, 露 диодный лазер] ⇨ 半導体レーザー

切削 [英 cutting, 仏 coupeure, 露 резание] 機械加工法の一つ。工具と加工物の間に相対運動を与え、工具で加工物の一部を除去しつつ所要の形状をつくりだすこと。機械加工法として最も基本的な方法のひとつである。工具にバイトを用い、被削材を回転させて円筒形状部品を加工する旋削、フライスと称する特殊な工具を用いて平面を創成し、角物形状部品の加工をするフライス加工、ドリル工具を回転させて行う穴あけ加工などが代表的であり、旋盤、フライス盤などそれぞれの加工に適した構造の工作機械が用いられる。紙面に垂直方向にくさび形の断面をもつ工具が進行し、工作物表面の切削されていく過程に關す



る二次元切削のモデルを図に示す。切屑は切削速度、切りこみ深さなどの切削条件によって排出される切屑の形状はいろいろに変化する。加工物や工具の材質、工具の形状などを考慮し適切な切削条件とすることが重要であるが、切屑の形状は切削条件の適否を判定するために注意しなければならない。

接触角 [英 contact angle, 独 Kontaktwinkel, 仏 angle de contact, 露 краевой угол] 固体(S)の表面が液体(L)およびその蒸気を含んだ気体(V, 通常は空気)と接触しているとき、この3相の接触する境界線において液体面が固体面となす角を、液体側で表した角 θ を接触角という(図参照)。液体が固体表面を前進してつくったときの接触



角(前進接触角, θ_a)と、後退してつくったときの接触角(後退接触角, θ_r)とは一般に異なり, $\theta_a > \theta_r$ である。接触角は固体表面の粗さや汚染状態に左右されるが、水が固体面に対してつくる接触角はガラス表面では 0° に近く、固形テフロン表面では約 100° である。

接触相互作用 [英 contact interaction, 独 Kontaktwechselwirkung, 仏 interaction par contact, 露 контактное взаимодействие] = フェルミの接触相互作用

接触抵抗 [英 contact resistance, 独 Kontaktwiderstand, 仏 résistance de contact, 露 контактное сопротивление] 2つの導体の接触部分に生ずる抵抗。使用している材料が同じで、接触面の状態が同じならば、接触抵抗は接触面積、電流密度、接触部分の圧力に反比例する。スイッチやリレーなどの接点で問題となるのは、空气中に放置しておくとうすぐに接点表面に酸化皮膜ができ抵抗が大きくなることである。数mA以上の電流を流すような通常の使い方では、接点部分の開閉のときに電氣的あるいは機械的に表面の皮膜が破られて使用上問題となることはない。ところが数 μ A以下という微小電流を扱う場合には電氣的に酸化皮膜を破ることができないため接触抵抗が非常に大きくなり動作不良となることが多い。したがって、特に微小電流を扱う接点では酸化の起りにくい材料、たとえば金などを使ったり、密封形としてほこりの侵入付着を防ぐと同時に不活性ガスを封入し動作の安定性を向上させるよう考慮している。一般的なスイッチの定格では初期接触抵抗が $20\text{ m}\Omega$ 以下、一万回動作後でも $40\text{ m}\Omega$ 以下となっている。特に優れたスイッチでは接点部分に金を使い、数 $\text{m}\Omega$ 以下の接触抵抗を実現している。接触抵抗は金属と金属の間だけでなく、金属と半導体、半導体と半導体の間に

も同じように生じる。

接触電位差 [英 contact potential, 独 Kontaktspannung, 仏 potentiel de contact, 露 контактный потенциал] 異種の金属を接触させたときに生じる界面電位差のこと。金属中の電子は、電子系の化学ポテンシャルであるフェルミ準位 $\epsilon_F(>0)$ までの許容エネルギー準位を占めているが、これは真空中での自由電子のエネルギー準位よりも仕事関数だけ低くなっている。この仕事関数は金属およびその表面状態によって異なる。今、異種の金属を接触させると金属間で電子のやりとりが可能になるため、平衡状態では2つの金属の電子系の化学ポテンシャルが等しくなり、フェルミ準位も同一になる。このことは金属外部の電子が金属の界面で2つの金属の仕事関数の差に相当するだけのポテンシャル障壁を感じることを意味する。接触電位差は2つの金属の表面での仕事関数の差で与えられるが、仕事関数自身も金属との接触によって少し変化するために、真空中に対して定義されている通常の仕事関数の差には必ずしも一致しない。

接触電気 [英 contact electricity, 独 Berührungselektrizität, 仏 électricité de contact, 露 контактная электризация] 2つの異なる物質を接触させたときに両者の表面の間に電位差が生じるという現象。1797年にA. Voltaによって発見された。いま、2つの金属を接触させたとすると、それぞれの伝導電子のフェルミ準位の高さが同じになるので、表面の電位に差ができることになる。一般には界面電気現象と同じ意味で使われる。

接触電離 [英 contact ionization, 独 Kontaktionisation, 仏 ionisation contact, 露 контактная ионизация] = 表面電離

接触変換 [英 contact transformation, 独 Berührungstransformation, 仏 transformation de contact, 露 контактное преобразование] $2n$ 個の変数($q_1, q_2, \dots, q_n, p_1, p_2, \dots, p_n$)を($Q_1, Q_2, \dots, Q_n, P_1, P_2, \dots, P_n$)に変換するとき

$$\sum_i p_i dq_i - \sum_i P_i dQ_i = dF$$

のように左辺の表式がある関数 F の完全微分に等しくなる場合に、この変換を接触変換という。物理学では正準変換と同じ意味に用いられることが多い。 F は $4n$ 個の変数(q, p, Q, P)の任意の関数であるが、(q, p) \rightarrow (Q, P)を与える変換式が $2n$ 個あるので、独立なものは $2n$ 個である。

接触問題 [英 contact problem, 独 Berührungsproblem, 仏 problème de contact, 露 контактная задача] 構造物を構成する複数の部材間の接触部に生じる力学的な相互作用によって生じる問題のことである。接触部は全体構造のなかにおいて特に強度上重要な部分であることが少なくないが、この問題に特有の2つの非線形性が、その取扱いを困難にしている。ひとつは、摩擦条件による非可逆性であり、接触面に作用する変位と摩擦力はヒステリシスを描く。もうひとつは、接触領域変化による非線形性であり、接触する2つの物体に荷重を与えたとき、物体は線形弾性体であっても接触領域が広がるため、荷重-変位関係は線形とはならない。接触問題の解析は、1881年のH. R. Hertzによるヘルツの接点論、つまり接触する2つの球が摩擦なしで圧縮される弾性接触問題の解析にさかのぼるが、その後、摩擦を考慮する場合、異方性材料の場合などに拡張されている。しかし、このような解析的な手法によるものは比較的単純な形状に対するものに限られること

から、最近では有限要素法による数値的な解析手法が有力となっている。

接線応力 [英 tangential stress, 独 Tangentialspannung, 仏 tension tangentielle, 露 касательное напряжение] \Rightarrow ずり応力 (\Rightarrow 応力)

接線加速度 [英 tangential acceleration, 独 Tangentialbeschleunigung, 仏 accélération tangentielle, 露 ускорение по касательной] 動点が線素 ds の軌道上を、速さ v で運動しているとき、軌道の接線方向 ds の向きに引いた単位ベクトル(接線ベクトル)を \boldsymbol{t} とおけば、この動点の加速度の接線方向の成分は

$$a_t = \frac{d^2 s}{dt^2} \boldsymbol{t} = \frac{dv}{dt} \boldsymbol{t}$$

で与えられる。 a_t を接線加速度という (\Rightarrow 法線加速度)。

接線力 [英 tangential force, 独 Tangentialkraft, 仏 force tangentielle, 露 тангенциальная сила] 空間内の1つの曲線(軌道)に沿って運動する質点があるとき、質点に対し曲線の接線方向に作用する力。あるいは力の成分をいう。これは質点の速さを変える効果がある。これに対し、曲線の法線方向に作用する力、あるいは力の成分を法線力という。これは質点の速度の方向を変える効果がある。

接続行列 [英 incidence matrix, 露 матрица соединения] \Rightarrow グラフ理論

絶対圧力真空計 [英 absolute vacuum gauge, 独 absolute Vakuummeter, 仏 manomètre absolu, 露 абсолютный вакуумметр] 気体の種類に無関係に、基本的物理量の測定値だけから圧力の絶対値が求められる真空計。大気圧から 10^2 Pa までは水銀圧力計、 $3 \times 10^2 \sim 1$ Pa では油を用いる液柱圧力計、 $10 \sim 10^{-3}$ Pa ではマクラウド・ゲージがこれに該当する。これらの真空計にも次のような問題点もある。液柱圧力計では、作動液と反応したり、液に気体が溶解しやすい場合は計測が難しくなり、誤差を少なくするには注意がいる。マクラウド・ゲージでは、圧縮によって凝縮する気体は測定できないし、トラップの使用に伴うドラッグ効果による誤差を低減する工夫もある。 10^{-3} Pa 以下の測定ができる絶対圧力真空計として、 10^{-6} Pa まではクヌーセン・ゲージを使うことが原理的には可能である。軽い元素の感度がやや小さいことと、絶対測定には構造と取扱いがかなり複雑なものになるという難点がある。さらに低い圧力用としては、可動板に働く分子衝突力をねじれ秤で直接測定する試みがあり、 10^{-7} Pa 台の計測の可能性は示されたが、絶対値として信頼できる結果はまだ得られていない。

絶対渦度 [英 absolute vorticity] 気象学、海洋学で静止系から見た渦度のことを絶対渦度という。渦度は速度場 \boldsymbol{v} に対して $\text{rot } \boldsymbol{v}$ と定義されるが地球のように回転する座標から運動を観測する場合、 $\boldsymbol{\Omega}$ を回転ベクトル、 \boldsymbol{v}' を回転系での速度として絶対渦度は

$$\text{rot } \boldsymbol{v} = \text{rot } \boldsymbol{v}' + 2\boldsymbol{\Omega}$$

と表される。粘性のない一様流体においては流体中にとった閉曲線 C で囲まれた面について $\iint_C \text{rot } \boldsymbol{v} \cdot d\boldsymbol{S}$ が保存するというヘルムホルツの渦定理が成り立つ。これを回転系からみた運動に書直すと、上式より明らかに $\iint_C 2\boldsymbol{\Omega} \cdot d\boldsymbol{S}$ の変化に応じた $\iint_C \text{rot } \boldsymbol{v}' \cdot d\boldsymbol{S}$ の変化を生む。大気、海洋中ではこの効果が渦の生成、消滅、移動に重要な役割を果たす。ロスビー波は絶対渦度の鉛直成分の保存に由来する波である。

絶対運動 [英 absolute motion, 独 absolute Bewegung,

仏 mouvement absolu, 露 абсолютное движение] 絶対静止座標系に対する運動。マッハの原理にしたがって、絶対静止座標系として、宇宙背景放射が全体として静止しているような座標系をとると、絶対運動とは、宇宙背景放射に対する運動の総ことになる。観測されている宇宙背景放射の非等方向性、太陽系がしし座の方向に、約 $390 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ の絶対運動をしているための、ドップラー効果として説明される。

絶対温度 [英 absolute temperature, 独 absolute Temperatur, 仏 température absolue, 露 абсолютная температура] 熱力学第二法則に基づいて測った温度。理論的に考えられる最低の温度を原点(0度)にとって測った温度。熱力学的温度ともいう。絶対温度はケルビン温度と同じである。ケルビン温度は、熱い熱源から Q_1 の熱量を吸収し、冷たい熱源へ Q_2 の熱量を放出することによって作動する可逆熱機関の効率から定義した温度である。すなわち、熱い熱源の温度 T_1 と冷たい熱源の温度 T_2 の比 T_1/T_2 が上記の熱量の比 Q_1/Q_2 に等しくなるように温度を決める。このように決めた温度がケルビン温度である。絶対温度は気体温度計の温度と一致する。気体温度計の温度は、希薄な気体に対して成り立つボイルの法則に基づいている。この法則によれば、一定量の気体の圧力 p と体積 V の積 pV は温度だけに関係する。積 pV に比例するように決めた温度が気体温度計の温度である。この温度によれば、希薄な気体の熱膨張係数 $V^{-1}(\partial V/\partial T)_p$ は T^{-1} に等しい。したがって温度 T は、希薄な気体の熱膨張係数の測定から求められる。それは気体の種類に関係しない。水の三重点を 273.16 K として定義される絶対温度の単位を記号 K で示す。セルシウス温度 $t[^\circ\text{C}]$ は $t[^\circ\text{C}] = T[K] - 273.15$ で定義される。 1 atm での水の氷点および沸点は、それぞれ 273.15 K , 373.15 K にきわめて近く、 0°C , 100°C と考えてよい。

絶対回転 [英 absolute rotation, 独 absolute Drehung, 仏 rotation absolue, 露 абсолютный поворот] 絶対空間に対する回転運動を絶対回転という。I. Newton は絶対空間の存在を示すために、バケツに入った水の例をとりあげた。彼は、バケツだけが回って中の水が静止している状態と、バケツとともに水も回っている状態とは、遠心力による水面の変形によって明らかに区別できることから、絶対空間に対する絶対回転の存在を主張した。E. Mach はこれに反論して、バケツの質量を宇宙全体の物質に匹敵するほど大きくしていったら、水面の様子は変わり、Newton の例と逆になるはずだとして、回転の相対性を主張した。一般相対性理論で、この問題を二次のポストニュートン近似の範囲まで正しく解いた結果によると、Mach の主張は必ずしも満足されず、いまのところ、回転の絶対性は残されている。一方、観測的には、宇宙背景放射の非等方向性の解析から、放射に対する静止系の絶対静止系に対する回転は、100 年当り角度 10^{-8} 秒以下であることがわっている。

絶対屈折率 [英 absolute refractive index, 独 absolute Brechungsindex, 仏 indice de réfraction absolu, 露 абсолютный показатель преломления] \Rightarrow 屈折率

絶対計数 [英 absolute counting, 独 absolute Zählen, 仏 comptage absolu, 露 абсолютный счёт] 放射線源の単位時間当りの崩壊の絶対数を計数することをいう。一般に、放射線源の強度は、検出器の効率を標準線源で校正し

て相対的に決められるが、標準線源の強度を決めるには絶対計数が必要である。線源の崩壊率の絶対測定には、崩壊様式がよくわかった核種の線源を対象にし、全立体角を包む 4π カウンターで計数を行う。 4π カウンターとしては、ガス比例計数管や、液体シンチレーションカウンターが有用である。線源が、 β 線と γ 線を放出する場合は、それぞれに対する 4π カウンターの効率を考慮して補正する必要がある。 β 崩壊の後、 γ 線を 1 つ出す場合は、同時計数法による絶対計数が可能である。 β 線、 γ 線の計数率と、 β - γ 同時計数率を、それぞれ $N_\beta = \epsilon_\beta N_0$, $N_\gamma = \epsilon_\gamma N_0$, $N_{\beta\gamma} = \epsilon_{\beta\gamma} \cdot \epsilon_\beta N_0$ とすると $(N_\beta \cdot N_\gamma / N_{\beta\gamma}) = N_0$ として線源の崩壊率 N_0 が求まる。 ϵ_i は計数効率である。

絶対構造 [英 absolute configuration, 仏 configuration absolue, 露 абсолютная конфигурация] 結晶構造の決定は、通常 X 線回折法で行われるが、結晶が対称性をもたない場合でも X 線回折図形には対称性が現れる(フーリエル則)。そのために、得られる構造の絶対座標系は決定されず、したがってその構造の左右像は区別されない。しかし、X 線の異常分散効果が顕著である場合は、フーリエル則が成り立たないことを利用して絶対座標系に基づく構造を求めることが可能であり、こうして決められた構造を絶対構造という。酒石酸ナトリウムルビジウムの絶対構造決定は広く知られており、また錯塩などに多数の例が報告されている。

絶対湿度 [英 absolute humidity, 独 absolute Feuchtigkeits, 仏 humidité absolue, 露 абсолютная влажность]
⇒ 湿度

絶対静止座標系 [英 absolute rest frame, 独 absolutes Bezugssystem, 露 система абсолютного покоя] I. Newton は絶対空間を導入して、その中で力学法則を定式化した。そこでは、一様運動は相対的なものであって、すべての慣性座標系は同等であり、加速度運動のみが、慣性力を生じさせて、区別しうるものになっている。ところが、電磁気学の定式化によって、エーテルに対する静止系だけが慣性系のなかから絶対静止系として区別されるのではないかと考えられた時期があった。しかしこの問題は、特殊相対性理論によって、慣性系の相対性をこわさずに解決されてしまう。一般相対性理論になると、大域的な慣性座標系という概念は、一般に成立しない。それに対して局所慣性座標系は、常につくることができて、重力を除くほかの相互作用に対する物理法則は、この局所慣性系に対してつくられている。しかし、近傍の物体の運動を記述する力学法則にはリーマン曲率が入ってくる(測地線偏差の方程式)。リーマン曲率は、宇宙全体の物質分布によって決ってくるので、運動の絶対性を宇宙物質に対する運動に求め、宇宙物質に対する静止系を絶対静止座標系と考えることもできる。このような立場は、慣性力の起源を宇宙物質との相対運動に求めた E. Mach の考え方(⇒マッハの原理)に近い。この考え方から、現在最も絶対静止座標系に近いものとして、宇宙背景放射に対して静止している系をあげることができる。しかしながら、アインシュタイン方程式だけでは、リーマン曲率テンソルのすべては決らないことが知られているので、一般相対性理論でマッハの原理の意味での運動の相対性が保証されているわけではなく、宇宙の物質分布と関係しないところで絶対静止座標系が決っている可能性が、完全に否定されているものではない(⇒絶対回転)。

絶対測定 [英 absolute measurement, 独 absolute Messung, 仏 mesure absolue, 露 абсолютное измерение]
⇒ 測定

絶対単位系 [英 absolute system of units, 独 absolutes Einheitensystem, 仏 système absolu d'unités, 露 абсолютная система единиц]

[1] さまざまな物理量を、それぞれの便宜上の基準との「相対」的な比較によってではなく、選ばれた少数個の基本的な量の単位への、物理法則を媒介とした結び付けによって(その意味での「絶対」的な尺度によって)測定できるようにした単位系。この考えを最初に述べたのは C. F. Gauss (⇒ガウス)であって、彼は W. E. Weber (⇒ウェーバー)との共同研究期間中の 1832 年にこの意見を発表し、地磁気測定に適用した(論文は翌年で、その題目に「絶対尺度で ad mensuram absolutam」という句が用いられている)。Gauss が採用したのは、距離・質量・力(後に時間)の 3 つの力学量を基本量とし、ミリメートル(mm)・ミリグラム(mg)・その地点の重力(後に秒(s))を基本単位とするものであった。

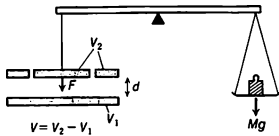
[2] C. F. Gauss の考えを具体化してイギリス科学振興協会(British Association for the Advancement of Science, BAAS)の委員会(1861 年に発足, W. Thomson (⇒ケルビン)らが参加)が採用した単位系。メートル(m)・グラム(g)・秒(s)を基本単位とした MGS 系という初期案に代わって、センチメートル(cm)・グラム(g)・秒(s)を基本単位とした CGS 電磁系(1873 年)が優位を占めることになる。これらの基本単位から導かれる電気抵抗、電圧、電気容量の単位に 10^n (n はそれぞれ所定の正負の整数)という数係数を乗じた形で実用単位(オーム、ボルト、ファラド)が決められた(⇒実用単位)。

[3] 上記の考えに沿って国際電気会議(Congrès International des Électriciens)が 1881 年のパリ会議で採用した CGS 系の電磁気単位系。これとあわせて、上記と同様な数係数 10^n を乗じた形の実用単位(オーム、ボルト、ファラドのほかアンペア、クーロン、また後にジュール、ワット、ヘンリー)が決められた(⇒実用単位)。

[4] 電磁気の諸量に関する国際単位(1908 年の万国電気基本単位会議(International Conference for electrical Units and Standards)が決めたもので、水銀の電気抵抗標準器によるオームと、硝酸銀分解の電流標準器によるアンペアとをベースとする)と区別して、[2], [3] で述べた手順(物理法則を媒介とする基本単位への結び付けと 10^n 形の数係数の適用)で定められる諸単位の群を絶対単位系とよんだ(個別の単位の名称は絶対オーム, 絶対アンペアなど)。

[5] 重力単位系および工学単位系と区別して、長さ・質量・時間の 3 つの基本量の単位から物理法則の媒介によって構成される単位系や(たとえば, ⇒MKS 単位系), 長さ・質量・時間・電流の 4 つの基本量の単位から物理法則の媒介によって構成される単位系(たとえば, ⇒MKSA 単位系), あるいはその拡張である単位系も(たとえば, ⇒国際単位系), 絶対単位系とよばれる(⇒重力単位系, 工学単位系)。

絶対電位計 [英 absolute electrometer, 独 Absolut-elektrometer, 仏 électromètre absolu, 露 абсолютный электрометр] 静電位を質量、長さおよび時間という基本量から導くことができるが、力学的量を測定して電位差すなわち電圧を測定するものが絶対電位計である。ケルビ



ンの絶対電位計とよばれるものの原理を図に示す。主要部は平行平板コンデンサーであって、距離 d にある二平板の間に電圧 V がかかっている。上側中央の円板の面積を A とすると、この円板は下の平板から $F = \epsilon_0 V^2 A / 2d^2$ の引力を受ける。 ϵ_0 は真空の誘電率である。この引力を適当に工夫しておもりに働く重力 Mg とつり合えると、 $V = (2Mg/\epsilon_0 A)^{1/2} d$ となって、電圧が求められる。測定すべき量は M, A, d, g である。注意してつくれば 250kV 以上の電圧を 0.02% 程度の精度で測定できる。原理は簡単であるが、実際に精度よく測定することは容易でない。

絶対等級 [英 absolute magnitude, 独 absolute Helligkeit, 仏 magnitude absolue, 露 абсолютная звёздная величина] 天体の光度を比較する場合、明るさは距離の二乗に反比例するので、天体を同じ距離から観測したときの天体の明るさを比較しなければならない。天体を 10pc (パーセク) の距離だけ離れて観測したときの天体のみかけの明るさを等級で表したものが絶対等級である。絶対等級はそれぞれの波長域に対してとも定義される。全波長域の放射を考慮に入れたもの、すなわち絶対放射等級 M_{bol} は、星の光度 L (太陽光度を単位とする) と

$$M_{bol} = 4.75 - 2.5 \log L$$

の関係にある。太陽の絶対放射等級は 4.75 等級である。みかけの等級 m と、絶対等級 M との差 $(m - M)$ を距離指数とよぶ。これは距離の指標として pc または光年の代りに使われる。実際には星間空間は完全な真空状態ではないので、みかけの等級に対し、星間空間吸収による減光を補正しなければならない。スペクトル型とともに、ヘルツシュプルング-ラッセル(HR)図の座標軸に用いられ、光度階級を規定する。

絶対反応速度論 [英 theory of absolute reaction rates, 独 Theorie der absoluten Reaktions geschwindigkeit, 仏 théorie des taux de réaction absolus, 露 теория абсолютных скоростей реакции] ⇒ 遷移状態の方法

絶対微分 [英 absolute differential, 独 absolutes Differential, 仏 différentielle absolue, 露 абсолютный дифференциал] ⇒ 共変微分

絶対零度 [英 absolute zero, 独 absoluter Nullpunkt, 仏 zéro absolu, 露 абсолютный ноль] 理論的に考えられる最低の温度。セルシウス度で -273.15°C に相当する温度。温度には上限はないが下限がある。最低温度が存在しなければならぬことは熱力学第二法則から結論される。熱い熱源から Q_1 の熱量を吸収し、冷たい熱源へ Q_2 の熱量を放出することによって作動する熱機関の効率は可逆機関において最大で、 $(Q_1 - Q_2)/Q_1$ に等しい。この可逆熱機関の効率は、熱い熱源の温度を固定して、冷たい熱源の温度を下げていくならば、大きくならないが 1 を超えることはできない。その理由は、機関から取出せる仕事 $W = Q_1 - Q_2$ は熱い熱源から吸収した熱量 Q_1 を全部仕事に変換できた場合に最大であり、この極限において機関の効率は 1 になるからである。可逆熱機関の効率が 1 になるときの、冷たい熱源の温度は最低の温度でなければならない。

この極限の温度が絶対零度である。絶対温度目盛では、上の可逆熱機関の効率は $(T_1 - T_2)/T_1$ になる。 $(T_1$ は熱い熱源の温度、 T_2 は冷たい熱源の温度)。したがって絶対零度は絶対温度の原点 (0°) である。

絶対零度の物質系では、熱運動はすべて消失し、量子的な起源による零点運動だけが残る。そして物質系のエントロピーはその集合状態に関係しなくなる。したがって絶対零度では等温線と断熱線の区別がなくなる。また、たとえば定積比熱など、エントロピーの差に関係する熱力学的微係数は絶対零度では 0 になる。これらのことと関係して、絶対零度は限りなく近づくことはできるが、正確には到達できない状態である。物質の集合状態に関係しない、絶対零度のエントロピーを 0 にとる。絶対零度は温度の原点であるだけでなく、エントロピーの原点でもある(⇒熱力学第三法則)。

接地 [英 earth, 独 Erde, 仏 terre, 露 земля]

地球はひとつの大きな導体で、普通は電位の基準として大地の電位をとり、これを 0 としている。帯電した物体を導体で大地に接続すると、物体の電位を 0 に保つことができる。このように導体を大地に接続することを接地またはアースするという。電気回路の一部や電気機器のケースを接地することにより、漏電や電気機器の帯電による感電事故、あるいは高圧電路との接触による感電事故を防止することができる。接地のため地表には銅板や金属製導電管を埋設する。これを接地板または接地電極とよぶ。接地板と大地との間にできる抵抗を接地抵抗という。接地抵抗は低いほどよいが、接地板の形状、埋設深さ、土壌の抵抗率により定まる。表に各種接地法の接地抵抗の計算式を示し

棒電極	垂直円板	水平角板
$R_0 = \frac{\rho}{2\pi d} \left(\ln \frac{4d}{r} - 1 \right)$	$R_0 = \frac{\rho}{8\pi} + \frac{\rho}{8\pi d} \times \left(1 - \frac{7r^2}{24(2d)^2} + \dots \right)$	$R_0 = \frac{\rho}{2\pi} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + d^2}}{\frac{\sqrt{a^2}}{2\pi} + d} \right)$

(ρ : 土壌の抵抗率 [$\Omega \cdot \text{cm}$])

た。 ρ は土壌の抵抗率で水田、湿地で $0 \sim 1.5 \times 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$ 、畑地では $10^4 \sim 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ である。木炭を電極の周囲に埋設すると ρ を小さくできる。第一種接地は特別高圧用変圧器の二次側や、特別高圧と低圧とを結ぶ変圧器などの接地を対象としている。接地抵抗は 10Ω 以下で、接地線は直径 2.6mm 以上の軟銅線を使用する。一般の電気機器の接地に用いられるのは第三種接地で、接地抵抗は 100Ω 以下で、接地線は直径 1.6mm 以上の軟銅線を使用する。接地抵抗の測定は被測定電極(X)のほかに互いに離れた 2 つの補助電極(A および B)を用いる。電極 X, A, B の接地抵抗をそれぞれ R_X, R_A, R_B とし、X と A, X と B, A と B の間の抵抗を測定しそれぞれ R_1, R_2, R_3 とすると、 $R_1 = R_X + R_A, R_2 = R_X + R_B, R_3 = R_A + R_B$ より $R_X = (R_1 + R_2 - R_3)/2$ が得られる。

接地抵抗 [英 grounding resistance, 独 Übergangswiderstand, 仏 résistance d'écoulement, 露 сопротивление заземления] ⇒ 接地

接着 [英 adhesion, 独 Adhäsion, 仏 adhérence,

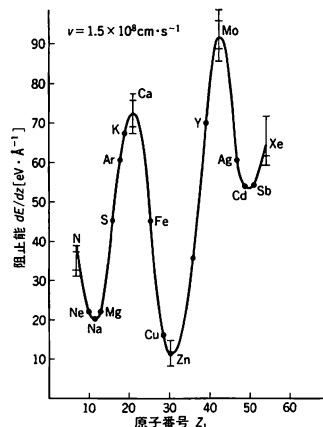
露 адгезия] 同種あるいは異種物質を、表面を合わせて接合することをいう。両者を直接接合させ、熱あるいは圧力により接着することもあるが、多くの場合、接合部に接着剤を用いて接着を行う。接着は、接着剤の液化、流動、ぬれ、吸着、固化、変形、破壊などの多くの素過程を含んでおり、接着をより合目的に行うために、それらの過程がよりよく進むような接着の方法や接着剤が選ばれる。接着剤としては、ほとんどの場合、高分子材料が用いられ、溶液型、熱溶融型、反応硬化型および感圧型などの接着剤がある。類似語として粘着がある。粘着とは「接触過程ではごく弱力で容易に粘着体面に接着し、はぎとる場合には粘弾性的な抵抗を示すとともに粘着体面に痕跡を残さずにはく離する接着」を意味し、接着に含まれるものであるが、狭義の接着と区別されることもある。上述の感圧型接着剤は粘着剤とよばれる。

節 点 [英 nodal point, 独 Knotenpunkt, 仏 point nodal, 露 узловая точка] ⇨ レンズ

接点抵抗計 [英 milliohmmer] スイッチやリレーの接点における接触抵抗のようなミリオーム程度の低抵抗を測定する測定器。普通、1kHzの交流電流を接点に流して、接点間に現れる電圧を交流増幅してその振幅を求める。一定電流を流すようになっているので出力は抵抗に比例する。接点間にリアクタンス分があるときでも、測定電流と位相を合わせて同期整流して純抵抗分を測定できるようにになっている。

Z_1^3 補正(阻止能の) [英 Z_1^3 correction, 仏 correction Z_1^3 , 露 поправка Z_1^3 к тормозной способности] 阻止能の電荷符号依存性に関する、二次の摂動項による補正を阻止能の Z_1^3 補正という。量子力学によれば、物質中を通過する高速荷電粒子(電荷 Z_1e)の電子の阻止能は、第一ボルン近似の枠内で $(Z_1e)^2$ に比例する。このため荷電粒子の電荷の符号(たとえば π^+ , π^-)の違いにより、阻止能、飛程にずれが生じる効果は、第一ボルン近似の枠内では現れず、二次の摂動項($(Z_1e)^3$ に比例)、あるいはさらに高次の摂動項により記述される。電荷の符号により阻止能、飛程にずれが生じる効果は、1963年、W. H. Barkasらによる原子核乾板を用いた、粒子、反粒子の飛程に関する実験により観測され、バーカス効果と名づけられている。入射荷電粒子の正電荷、負電荷による標的原子内電子の分極効果、三次の摂動項($(Z_1e)^4$ に比例)による再補正、また高速陽子と α 粒子の飛程、阻止能の比に関する詳細な分析など、この補正については、理論、実験両面からの定量的解析が行われている。

Z_1, Z_2 振動(阻止能の) [英 Z_1 and Z_2 oscillation, 仏 oscillation de Z_1 et Z_2 , 露 колебание Z_1 и Z_2 тормозной способности] 物質中の荷電粒子の阻止能が、荷電粒子や標的物質を構成する原子の原子番号 Z_1, Z_2 の単調関数とならず、電子の殻構造に依存して振動的構造を示す現象。この効果は、イオン速度とエネルギー損失過程に関与する外殻電子の速度が同程度となる低速領域で現れ、1962年、空気中を通過する各種イオンの阻止能に関する J. A. Teplova らの実験(Z_1 振動)によって最初に観測された。その後 P. Hvelplund ら(1971年)により Z_2 振動が観測されている。ガス中に対し、チャネリング効果を用いた固体中での実験では、内殻電子の寄与が小さくなるため、振動はより顕著になる。Au $\langle 110 \rangle$ 軸方向に入射した各種イオンに対する実験例を図に示す。阻止能の Z_1, Z_2 振動は、エ



ネルギー損失過程に衝突系の電子殻構造が関与する点で、分子ガス、化合物、有機物に対して観測されている阻止能のブラッグの規則からのずれと同一レベルの化学結合効果に属する。

摂動論 [英 perturbation theory, 独 Störungstheorie, 仏 théorie de perturbation, 露 теория возмущения] 厳密には解けないが、厳密解が得られている運動と差が小さい場合には、その差を特徴づける小さなパラメーターのべき級数の形で逐次近似的に解を求める計算法をいう。一般には、系のハミルトニアン H が、厳密解の得られる運動のハミルトニアン H_0 と小さな項の和 $H = H_0 + \lambda H'$ の形に書かれるとき、小さなパラメーター λ のべき級数の形で解を求める。 $\lambda H'$ のことを摂動とよぶ。 λ の n 次までをとったものを第 n 次近似という。

(1) 古典力学における摂動論: H_0 に対して、変換後のハミルトニアンが0になるような正準変換 $(p, q) \rightarrow (\alpha, \beta)$ の方法で解が得られ、定数 α, β が求められたとする。ハミルトニアンが H のときにも $(p, q) \rightarrow (\alpha, \beta)$ は正準変換であるが、変換されたハミルトニアン $\lambda H'(\alpha, \beta, t)$ が正しく0にはならないから、 $\dot{\alpha}_1 = -\partial \lambda H'(\alpha, \beta, t) / \partial \beta_1$, $\dot{\beta}_1 = \partial \lambda H(\alpha, \beta, t) / \partial \alpha_1$ から決まる α_1, β_1 は定数ではない。摂動論では、上記の式の $\lambda H'$ の内 α, β に無摂動の場合の定数値を代入して α_1 と β_1 とを t の関数として求め、それを第一近似とする。正準変換で逆に戻せば、 (q, p) が時間の関数として第一近似で決定されたことになる。こうして求めた α_1, β_1 を $\lambda H'$ に入れて同様の手続きをやれば第二近似に進むことができる。このような方法は天体力学に広く応用され、惑星間の引力を摂動とみなしてケプラーの法則からのずれを計算するなどに役立った。

(2) 量子力学における摂動論: (a) 系のエネルギー準位とそれに属する固有関数とを求める定常状態の摂動論と、(b) 系の時間発展を追う摂動論、とに大別される。 H_0 の固有値 ϵ_k と固有関数 u_k とはすべて知られており $\{u_k\}$ が完全正規直交系となっていることを前提する。(a) は1つの非摂動準位 ϵ_i に注目し、固有値問題 $(H_0 + \lambda H')u = Eu$ の解で $\lambda \rightarrow 0$ のとき $E \rightarrow \epsilon_i$ となるもの (E_i, u_i) を求める。 E_i と u_i が λ のべき級数 $E_i = \sum_{n=0}^{\infty} \lambda^n E_i^{(n)}$, $u_i = \sum_{n=0}^{\infty} \lambda^n u_i^{(n)}$ の形に書けることを仮定して、係数 $\{E_i^{(n)}, u_i^{(n)}\}$ を定めているのである。これらの級数は収束しない場合が多いが、たいていは

漸近級数として、さらに詳しくはボレル総和法やパデ近似により意味づけができる。特に $H = H_0 + \lambda H'$ が自己共役で定義域 D が λ によらず、ある $a, b > 0$ に対して $\|H'\varphi\| \leq a\|\varphi\| + b\|H_0\varphi\|$ が D のすべてのベクトル φ で成り立つ場合には(=加藤・レリッヒの定理)、摂動級数は0でない収束半径をもつ。(b)の時間発展を追う摂動論では、シュレーディンガー方程式

$$i\hbar \frac{d\psi_t}{dt} = (H_0 + \lambda H')\psi_t$$

を初期条件 $\psi_0 = \psi_i$ のもとで解く。解を

$$\psi_t = \sum_k c_k(t) e^{-iE_k t/\hbar}$$

と書いて、 $c_k(t)$ と $\Delta E_k = E_k - \varepsilon_k$ とを λ に関するべき級数の形に求めるのである。 $c_k(t)$ を決めるとき t に比例して限りなく増大する項(永年項)が見れるが、 ψ_t は正確に解けば常に有界のはずなので、この項は消えねばならない。この条件からエネルギー準位のずれ ΔE_k が定まり、(a)の方法で定めたものと一致する(ただし、ブリルアン・ウィグナーの公式の形になるので見かけは違う)。 $|c_k(t)|^2$ は系が時刻 t において非摂動状態 ψ_k に見いだされる確率を与える。 $t=0$ において系は非摂動状態 ψ_i にあったので、これは ψ_i から ψ_k への遷移の確率でもよい(=遷移確率)。上に記した形はPLK法に示唆されている。たとえば励起された原子が光を出す場合、原子が励起状態にある確率は時間とともに指数関数的に減ることが予想される。これをあらわにするように摂動論を修正したのが V. Weisskopf と E. Wigner (1930年)に始まる減衰理論で、これによればスペクトル線の自然幅が遷移確率に等しいことが示される。摂動論のもうひとつの重要な応用は散乱現象の取扱いで、定常状態の方法(a)でも、時間発展を追う(b)でも、散乱行列(S行列)は同じ答になる。いづれにしても連続スペクトルの摂動になるので注意が必要である。定常状態の方法は、最初に定式化したのが M. Born (1926年)なのでボルン近似とよばれる。

(3) 場の理論における摂動論: R. P. Feynman と F. J. Dyson により定式化された場の量子論における相対論的に不変な摂動論の計算法(ファインマン・ダイソン法)は、くりこみ理論と合わせて、量子電磁気学に応用され、大きな成功を収めた。現在では、ラム・シフト、電子の異常磁気モーメント、ミュオン・ニュウムの超微細構造、そのほかいくつかの量が、微細構造定数の二次あるいは三次まで計算されており、いずれも実験誤差の範囲で測定値と一致している。弱い相互作用についても、ワインバーグ・サラム模型のくりこみ可能性が示され、摂動の高次の効果が厳密に計算できるようになり、 μ 粒子の異常磁気モーメントや崩壊確率への高次の寄与などが計算されている。一方、強い相互作用に対しては、摂動論は有効な方法ではないと考えられてきたが、強い相互作用の理論として有力視されている量子色力学は、近距離で相互作用の強さが0に近づくという、漸近自由性によられる興味ある性質をもっていることがわかり、近距離現象の解析に摂動論が使える可能性がでてきた。実際に、たとえば、深非弾性散乱に対する摂動の高次の効果などが計算され、実験との比較で満足すべき結果が得られている。

(4) 微分方程式の摂動論: 初期値問題

$$\frac{du}{dx} = g(x, u; \varepsilon), \quad u(x=0, \varepsilon) = u_0(\varepsilon)$$

$$g(x, u; \varepsilon) = \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon^m g^{(m)}(x, u)$$

を、展開

$$u(x, \varepsilon) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n u^{(n)}(x), \quad u_0(\varepsilon) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n u_0^{(n)}$$

を用いて解く。ただし、 $du^{(0)}/dx = g^{(0)}(x, u^{(0)})$ とする。 ε^1 の項から

$$\frac{du^{(1)}}{dx} = \frac{\partial g^{(0)}}{\partial u}(x, u^{(0)})u^{(1)} + g^{(1)}(x, u^{(0)}), \quad u^{(1)}(0) = u_0^{(1)}$$

が得られる。高次項についても同様の式が求められる。これらの式はすべて線形方程式であり、しかもその主要部(同次方程式の部分)はみな同じである。したがって、同次方程式を一度解いておけば定数変化法によって常に解を求めることができる。簡単のため一階方程式を考えたと、 u をベクトル g の行列とすれば上述の議論は一般の常微分方程式の場合に容易に拡張される。

Z(N) 対称性 [英 Z(N) symmetry, 仏 symétrie Z(N), 露 Z(N) симметрия] 格子(ゲージ)模型や場の理論において系の対称変換のなす群が Z(N) 群と同等なとき、その対称性をいう。Z(N) 模型は Z(N) 対称性を有する最も簡単な模型である。Z(N) 対称性はゲージ場の量子論における基底状態の性質を特徴づけるのに重要であると考えられている。特に量子色力学は SU(3) のゲージ対称性をもっているが、SU(3) の中心部分群(group center)としての Z(3) はゲージ場の大域的な構造を特徴づける。中心部分群とは、群のすべての要素と積が交換する要素がなす部分群であって、Z(3) に属する変換自身は任意のゲージ変換と交換可能である。そのため Z(3) に属する変換が物理的な意味をもちうる(一般にゲージ理論においては、任意のゲージ変換と交換可能またはゲージ変換に対して不変性をもつものが物理的な観測可能量である)。Z(3) に属する大域的(global)ゲージ変換(または特異ゲージ変換)に対して、真空が高度な対称性をもつ場合とそうでない場合は定性的に全く異なった真空であると考えられている。前者の場合はクォークが閉じ込められ単独な粒子として観測できないが、後者の場合は閉じ込められ不起らないであろうという理論が提案されている。これらの点を研究するうえで1つの重要なアプローチとして格子ゲージ模型がある。

Z(N) 模型 [英 Z(N) model, 仏 modèle Z(N), 露 Z(N) модель] 格子模型上または格子ゲージ模型において、その変数が群 Z(N) 上の値をとり、相互作用ハミルトニアンがその群の指標を用いて表されるとき、それを Z(N) 模型という。Z(N) 模型は格子模型の性質を調べたのと考えられる最も簡単な模型である。群 Z(N) とは N の個の絶対値 1 の複素数 $Z_n = \exp(i2\pi n/N)$ ($n=0, 1, 2, \dots, N-1$) が通常の複素数の積の規則によってなす有限群である。スピン系に対するイジング模型($N=2$) やポッツ模型($N \geq 3$) は Z(N) 模型の例である(⇒イジング模型)。群 Z(N) はその指標群がそれ自身また Z(N) 群であるために、1つの Z(N) 模型を別の Z(N) 模型に書き直すこと(双対変換)が可能である。双対変換によってある模型が同じ形の模型に変換される場合、その模型を自己双対(self-dual)であるという。二次元正方格子上のイジング模型、ポッツ模型や四次元超立方格子上の Z(N) ゲージ模型は自己双対な模型の例である。また三次元格子の Z(N) スピン模型は双対変換によって三次元 Z(N) ゲージ模型と同等である。

Z 行列 [英 Z matrix, 独 Z-Matrix, 仏 matrice Z, 露 Z-матрица] ⇒ インピーダンス行列
Z⁰ ボソン [英 Z⁰ boson, 独 Z⁰-Boson, 仏 boson Z⁰, 露 Z⁰-бозон] ⇒ ウィークボソン
z パラメーター [英 z-parameter, 仏 paramètre z, 露 z-параметр] ⇒ トランジスター
z ピンチ [英 z-pinch, 独 z-Pinch, 仏 pincement z, 露 z-пинч] ⇒ 直線ピンチ

節平面 [英 nodal plane, 独 Knotenebene, 仏 plan nodal, 露 узловая плоскость] ⇒ レンズ

セトリングタイム = 整定時間

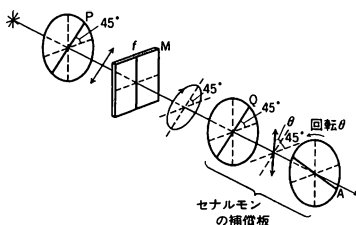
ゼーナー効果 [英 Zener effect] 半導体のエネルギーギャップ E_g が大きくなれば, 強電場による価電子帯の項から伝導帯の底への電子遷移が生ずる。これをゼーナー効果(またはツェナー効果)とよぶ。電場 E のもとで, エネルギーバンドは eE の傾きをもつから, 距離 $d = E_g / eE$ だけ隔てられた 2 点間で, 価電子帯の項と伝導帯の底のエネルギーは等しい。このとき, 価電子帯の項からエネルギーギャップ内にしみ出した電子の波動関数は純虚数となり, エネルギーギャップ内を量子力学的トンネル効果で通抜けて伝導帯の底に達する確率 $P = \exp[-(\pi^2/a) \cdot (E_g / eEa)]$ をもつ。ここで, a は半導体結晶の格子定数, $E_g = \hbar^2(\pi/a)^2/2m$ である。価電子帯の電子は一般に価電子帯の項でブラッグ反射されるから, 電場 E のもとではブリルアン区域内を振動数 $\nu = eEa/2\pi\hbar$ で周期運動している。価電子帯の電子濃度を n とすると, 単位時間に価電子帯から伝導帯にトンネル効果で通り抜ける電子数は $n\nu P$ に等しい。 $E_g = 1\text{eV}$, $a = 5\text{\AA}$, $n = 2 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ とすると, $E \approx 2.2 \times 10^5\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ で毎秒 1 個の電子がトンネルする。この数は電場の増加とともに急激に増加し, 高電場の下で絶縁破壊を生ずる原因のひとつとなる。イオン結晶で強い電場を加えた場合の価電子帯から伝導帯へのトンネル効果による電子の遷移確率が, C. Zener (1934 年) により初めて計算された。

ゼーナー・ダイオード = 定電圧ダイオード

ゼーナー・ピーク [英 Zener peak, 独 Dämpfungsmaximum von Zener, 仏 pic Zener, 露 пик Зенера] C. Zener は 1943 年, 30% Zn-Cu 合金の内部摩擦を温度の関数として測定 (620 Hz), 400°C 近傍に緩型和ピークを見いだした。その後, Au-Ni, Ag-Cd, Fe-Al, Li-Mg, NaCl-KCl など約 20 種の面心, 体心, 最密六方金属合金, イオン結晶についても同様なピークの存在が確かめられ, 最初の実験者の名を冠して, ゼーナー・ピークとよばれている。C. Zener はこの現象を「溶質原子対の再配列」によるものと説明した。すなわち, 溶媒原子と原子半径が異なる溶質原子が対をつくるとその周囲に一軸対称のひずみ場が生じる。原子対は結晶学的に等価な数種の配向を等確率でとりうるが, 外部応力を加えると特定方位が安定となり, 原子対の再配向が起こるというのである。ピークの高さが溶質原子濃度の二乗に比例するという実験事実は, この考えかたを支持するが, 溶質濃度の高いところでは孤立した原子対を考えることは適当でない。A. D. LeClaire と W. M. Lomer は高濃度合金にも適用できるものとして, 「方向性短距離秩序化」理論を提案している。

セナルモンの補償板 [英 Sénarmont compensator, 独 Sénarmontscher Kompensator, 仏 compensateur de Sénarmont] 1/4 波長板と光軸のまわりに回転可能な偏

光板の組合せより成る補償板。単色光で用いられ, $-\pi$ から π までの位相差を補償する。方位が定まっている楕円偏光の楕円率を決定したり, 未知の結晶板を通った光の位相遅れを測定するのに用いられる。図では未知の結晶板 M



の位相遅れ δ の測定法を示す。まず偏光子 P と検光子 A を直交させた後, 1/4 波長板 Q を挿入する。Q の速い軸 f は P の透過軸に一致させ消光状態にする。次に結晶板 M を挿入し, 視野が最も明るくなるように M の中性軸の方位を P に対して 45° に設定する。M を通過した後の光は方位 45° をもつ楕円偏光となり, これが Q を通ると直線偏光に変換される (\Rightarrow 1/4 波長板) ので, A を回転して再び消光させよう。この回転角を θ とすると, 未知の M の位相差は 2θ で与えられるので, これを位相遅れ δ に直すと

$$\delta = \frac{\theta}{180} \lambda$$

となる。ここで λ は使用波長である。セナルモンの補償板は双方向性をもち, 図のように検光子側のものは, セナルモンの検光子ともよばれる。光路を逆にするとセナルモンの補償板はセナルモンの偏光子となる。

セニオリティ数 [英 seniority number, 仏 nombre de séniorité, 露 число синьоритета] 原子核の殻模型において, j 軌道上に n 個の核子があるときの状態を詳細に決めるための量子数のひとつで, 対になっていない核子数を表す。セニオリティ数が最初に定義されたのは原子スペクトルの理論で, G. Racah (1943 年) によって導入された。原子物理学ではセニオリティ数は電子の波動関数を分類するための量子数であったが, 原子核構造理論では, さらに核子間相互作用と密接に関連して重要な役割をもつ。 ij 結合が M. G. Mayer (1950 年) によって提案されたとき, 仮定のひとつとして, 同じ軌道 j に偶数個の核子が入るときには角運動量 0 に結合し, 奇数個のときには全角運動量 $J = j$ に結合するとして, 原子核の基底状態のスピンを説明した。さらに 2 粒子間に引力の δ 関数型の相互作用を考えると, 2 粒子系の $J = 0$ の状態が基底状態になることを示した。同種粒子 2 個で対に結合されてエネルギーが下がることは, 原子核の質量公式で対エネルギーの項を必要とすることからも理解される。さて軌道 j に n 個の核子が入った j^n 配位の状態について考えると, その状態に対になった粒子が何個あり, また対になっていない粒子が何個あるかによって状態を分類することができる。対になっていない粒子数をセニオリティ数といい, その数 v は対の数を p とすれば明らかに $v = n - 2p$ である。したがって $n \geq v \geq 0$ または 1 となる。対になっている偶数個の核子は角運動量 0 に結合しているので, セニオリティ数 v の状態として j^n 配位の状態と同じものが現れる。群論のいかたをすれば, $2j+1$ 次元ユニタリ群 $U(2j+1)$ の部分群として $2j+1$ 次元のシンプレクティック群 $Sp(2j+1)$ の既約表現を考えることで, v はその既約表現を識別するものであ

る。δ関数型の引力などを粒子間の相互作用に仮定すれば、セニオリティ数はよい量子数になり、最小の ν の状態がエネルギーが最低となり、 ν が大きくなるにしたがってエネルギーが高くなる。より現実的な2粒子間の相互作用ではセニオリティ数は対角にならないが、この性質は近似的に成り立つ。接近したいくつかの軌道に対してこのような対相関を考える場合には、セニオリティ数をそのまま使うことはできないが、超伝導のBCS理論を有限の粒子数に対して適用する近似的な方法が用いられている。

セパマトリックス [英 separatrix] ⇒ 高周波加速

セプタム電磁石 [英 septum magnet, 独 Septummagnet, 仏 septum magnétique] 加速器へのビームの入射や加速器からのビームの取出しのときに用いられる特殊なビーム偏向用の電磁石で、セプタム(隔壁)とよばれる薄いコイルを境にして、内側のギャップ内には一様な磁場をつくり、外側には磁束の漏洩がないようにつくられたものをいう。図1に示すようにセプタム電磁石は、鉄芯、セプタムとよばれる薄いコイルおよび内部導体から成り立っている。電流はセプタムと内部導体とに互いに逆向きに流す。

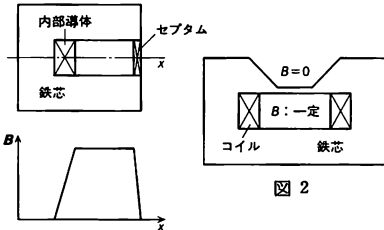


図 1

x軸上の磁場の分布は、同図に示すようになるのが理想的であるが、導体と鉄芯の間にすき間があるとセプタムの外側に磁束の漏洩がある。したがって、実際にはセプタムの形をくふうしたり、補償コイルを巻いて漏洩磁束を少なくしている。セプタムに当たったビームは失われるので、厚さは入射や取出しの効率を高めるうえから、できるだけ薄くする。機械的な強度や冷却方法との兼ね合いから、普通は数mm程度である。セプタム電磁石はパルス状の電流を流すことが多く、鉄芯はフェライトやケイ素鋼板などで作られる。また、図2に示すように、薄い鉄のセプタムを使ったセプタム電磁石もある。これは、発明者の名をとって、ランバートソン電磁石とよんでい。鉄芯の透磁率が十分大ければ、磁心の外側への磁束の漏洩が少ないことを利用したものである(→静電セプタム)。

ゼーベック Seebeck, Thomas 1770.4.9—1831.12.10 ドイツの物理学者。エストニア生まれ、ベルリンとゲッティンゲンの大学で医学を学んだが自然科学に興味をもち、F.W.J.v.Schelling, J.W.v.Goethe らの影響もあって1806年から光学の研究に進む。1820年代にはベルリンへ移って磁気現象などを研究し、同地で没した。もっとも重要な仕事は1821年の熱電気の発見である。電池に対する熱の影響を研究している際に、閉じた回路を形成する2つの異種金属に熱を加えると、磁気が発生した。そこでビスマスと銅の半円状の片を接合して円をつくり、熱をビスマス-銅接合の一方に与えると、あたかも円状に電流が流れているかのように磁針が動いた。この実験を多くの金属導体の組で繰返して熱電気の序列をつくった。そのプラスの

端はビスマス、マイナスの端はテルルとなった。彼自身は、2つの金属による回路の中を電流が流れているとは信じていなかったで、この作用を「熱磁気」とよんだ。熱電現象の論文は、Abhandlungen der Preussischen Akademie der Wissenschaften(1822—23年)、265に収められている。

ゼーベック効果 [英 Seebeck effect, 独 Seebeck-Effekt, 仏 effet Seebeck, 露 явление Зеебека] ⇒ 熱起電力

ゼーマン Zeeman, Pieter 1865.5.25—1943.10.9

オランダの実験物理学者。スカウエン島ゾンネメーレに生れ、同島ジークゼーで基礎教育を受ける間に、北極光の観測記録をNature誌に寄稿(1883年)。デルフトで2年間の大学入学準備の後ライデン大学に学びH.Kamerlingh-OnnesやH.A.Lorentzの影響を受ける。1890年Lorentzの助手となり、カー効果の研究で学位を取得(1893年)した後、一学期をシュトラズブルクのF.Kohlruschの実験室に過し、1894年ライデン大学に戻って、同大学私講師となる(1895—97年)。磁場内におけるスペクトル線の分岐、いわゆる「ゼーマン効果」の発見はこの時代に行われた(1896年)。この現象はローレンツの電子論によって説明され、その理論の諸帰結(放出光の偏光状態など)もまたゼーマンによって確かめられた(1897—98年)。これらの業績によって、Lorentzとともに1902年ノーベル物理学賞を受ける。1897年アムステルダム大学講師に招かれ、1900年特別教授、1907年よりJ.D.van der Waalsの後を継いで正教授となり、1935年までその任にあった。アムステルダムでの初期は、実験装置不備のためゼーマン効果の研究から離れ、運動する透明媒質中での光の伝播を調べてフレネルの随伴係数におけるローレンツ項を実証し(1915—16年)、また、放物線質量スペクトルグラフによって新同位元素を発見(^{28}Ar , ^{64}Ni など)、慣性質量と重力質量の同等性を、数種の結晶や放射性物質について、 $2 \sim 3 \times 10^{-7}$ の精度で確立した(1918年)。1923年になってZeemanのために新しい研究所が設立され(現アムステルダム大学ゼーマン研究所)。再び磁気光学の研究に戻った。種々の発光物質に対する異常ゼーマン効果も含めた膨大な観測記録は、主著 *Researches in Magneto-Optics* (1913年)に集成されている。

ゼーマン・エネルギー [英 Zeeman energy, 独 Zeeman-Energie, 仏 énergie de Zeeman, 露 энергия Зеемана] 磁気モーメント μ をもつ原子中の電子系あるいは原子核が磁束密度 B をもつ磁場の中にある場合、磁気モーメントと磁場との相互作用エネルギー $\mu \cdot B$ をゼーマン・エネルギーという。たとえば電子系が全角運動量 $\hbar J$ をもつ状態にある場合、ゼーマン・エネルギーは $g_J \mu_B J \cdot B$ で与えられる。 g_J はランデの g 因子、 μ_B はボーア磁子である。このエネルギーは J の取りうる磁場方向の成分、 $M_J = J, J-1, \dots, -J$ 、に対応して、 J で指定される電子系のエネルギー準位を $(2J+1)$ 個の準位に分裂させる。この分裂をゼーマン分裂とよぶ。ゼーマン分裂の大きさは $g_J \mu_B B$ で与えられ、電磁波の共鳴吸収などで観測される。

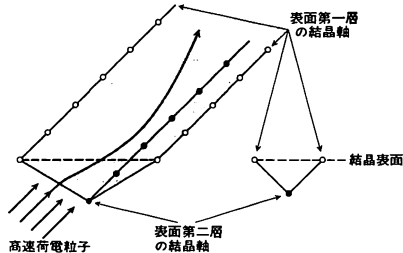
ゼーマン原子吸光分析 [英 Zeeman atomic absorption analysis, 独 Zeemansche Spektralanalyse, 仏 analyse d'absorption atomique de Zeeman, 露 анализ Зеемановского атомного поглощения] ゼーマン横効果(⇒ゼーマン効果)を利用して、原子スペクトル線を π 成分と σ^\pm 成分とに分離し、このうち π 成分によって試料の原子吸収を

観測し、 σ^2 成分によりバックグラウンドをモニターして定量を行うもので、原子吸光分析の一方法(⇒原子吸光分析)である。T. Hadeishi, 小泉英明らによって開発され、すでに水銀分析計としては商品化されている。ほかの元素については、水銀の場合ほどには安定な光源が得にくいために困難があったが、ゼーマン効果による偏光成分の利用により克服された。

ゼーマン効果 [英 Zeeman effect, 独 Zeeman-Effekt, 仏 effet Zeeman, 露 эффект Зеемана] 原子、イオンなどの基底状態または励起状態が磁気モーメントをもつ場合には、磁場をかけることによって磁気量子数、すなわち磁気モーメントの方向に関する縮退が解けてエネルギー準位が分裂し、これに伴って光スペクトルも分裂する。この現象は1896年にP. Zeemanによって発見され、ゼーマン効果とよばれる。H. A. Lorentzは、電子が光の吸収や放出に関与しているとの仮定のもとに、スペクトルが、磁場のないときのものと、振動数にしてそれから $\pm eB/4\pi m$ だけずれたものの3本となることを古典力学の範囲で示した(e は電気素量, m は電子質量, B は磁束密度)。この3本の間隔から得られた e/m は電子線の実験から得たものとよく一致したので、光スペクトルに電子が関与していることの重要な証拠となった。量子力学では、スピン・軌道相互作用が無視できるときには、光の吸収や放出に際して電子の軌道運動の磁気量子数(⇒軌道角運動量量子数)が0または ± 1 だけ変化するることにより、この現象を説明することができる。以上を正常ゼーマン効果とよぶ。スピン・軌道相互作用が無視できない場合は、スペクトルは一般にはより細かく分裂し、複雑となる。これを異常ゼーマン効果とよぶ。LS結合が成り立つ場合には、ランデの g 因子によってスペクトルを整理できる。磁場がある程度強くなり、磁場によるエネルギー準位の分裂がスピン・軌道相互作用より大きくなると正常ゼーマン効果に移行する(⇒パッシェンバック効果)。

ゼーマン分裂 [英 Zeeman splitting, 独 Zeeman-Aufspaltung, 仏 séparation Zeeman, 露 зеемановское расщепление] ⇒ゼーマン・エネルギー

セミチャネリング [英 semi-channeling, 仏 semi-canalisation, 露 полуканаловый эффект] 高速荷電粒子を結晶の低指数軸に入射させると、高速荷電粒子は結晶軸に囲まれた空間(チャネル)を結晶軸との小角散乱を繰返しながらいって(チャネリング)。セミチャネリングとは結晶表面に対して高速荷電粒子を非常に小さな角度(1° 程度)で入射させたとき、図で示されるように結晶表面上(第

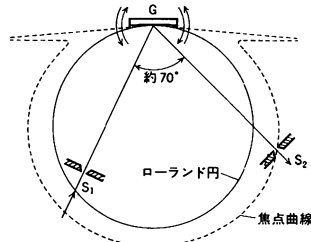


一層、第二層)の結晶軸によってつくられる部分チャネル(セミチャネル)を高速荷電粒子が進行していく現象である。結晶内部と異なってチャネルが不完全(部分的)である

が、チャネリングの起ることが明らかにされている。結晶表面上の不純物の位置決定などの応用が考えられている。

セミレプトンの崩壊 [英 semileptonic decay, 独 semileptonischer Zerfall, 仏 désintégration semi-leptonique, 露 полулептонный распад] = 半レプトンの崩壊

瀬谷-波岡モノクロメーター [英 Seya-Namioka monochromator, 独 Seya-Namioka-Monochromator, 仏 monochromateur Seya-Namioka, 露 монохроматор Сейя-Намиоки] 凹面回折格子を用いた、定偏角モノクロメーターのひとつ。真空紫外用として広く用いられているほか、可視紫外分光光度計にも用いられている。1952年に瀬谷正男と波岡武によって考案された。この方式ではローランド円を利用せず、凹面回折格子の結像条件の一般解をよい近似で満たすような配置をとっている。図のように



入射スリット S_1 と射出スリット S_2 を固定し、 S_1 と S_2 が凹面回折格子 G の中心において張る角を約 70° に、 $S_1G \approx 0.8181R$, $S_2G \approx 0.8176R$ (R は凹面回折格子の曲率半径)にとり、 G を回転すると、波長のいかにかわらず一般解を表す焦点曲線は常に S_2 を通り、鮮鋭なスペクトル像が保証される。両スリットが固定、入射射の方向が一定、波長走査機構が単純という利点がある。非点収差が比較的大きいという欠点があるが、ホログラフィック凹面回折格子、収差補正型機械刻線凹面回折格子、トロイダル回折格子を用いて補正できる。

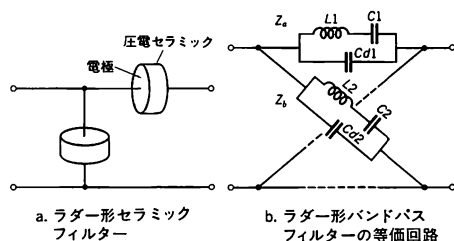
セラミックコンデンサー [英 ceramic capacitor, 独 keramischer Kondensator, 仏 condensateur céramique, 露 керамический конденсатор] 高誘電率と温度補償用セラミックコンデンサーの2種類に分けられる(⇒チタン酸バリウムコンデンサー, 酸化チタンコンデンサー)。これらのコンデンサーは粉末を成型したのち、約 800°C の高温で焼成した磁器を誘電体に使用したもので、誘電率500以上、耐熱性、高周波特性に優れている。

セラミック燃料 [英 ceramic fuel, 独 keramischer Brennstoff, 仏 combustible en céramique, 露 керамическое топливо] U, Pu または Th の酸化物、炭化物、窒化物などのセラミックスで、原子炉の燃料として使用できるものの総称。(U, Pu) O_2 のように混合物の形で使用される場合もある。金属燃料に比較して、セラミック燃料は、熱と中性子照射に強いという利点をもつ。このため高燃焼度に耐えるので、動力炉用燃料として最も広く使用されている。セラミック燃料の代表は、現在原子力発電の主力である軽水炉の燃料として使用されている UO_2 である。 UO_2 は面心立方格子の結晶構造をもち、融点は約 2800°C である。使用にあたっては、粉末をプレス成形後焼結する。焼結体は理論値の95%程度の密度をもち、化学的にはかなり安定である。 UO_2 のひとつの欠点は熱伝導率が小さいことである。そのため、UCの研究が進められてきた。し

かし、化学的不安定さなどの欠点のため実用段階には至っていない。

セラミック発振回路 [英 ceramic oscillator, 独 Keramikschiwinger, 仏 oscillateur en céramique, 露 керамический генератор] セラミックのうち圧電性の顕著な材料を振動子として用いた発振回路で、回路構成は水晶発振回路と同じである。通常チタン酸バリウム(BaTiO_3)系のセラミックがよく用いられる。これは誘電率が40前後と大きく、共振周波数の温度による変化は $\pm 4 \times 10^{-8}/^\circ\text{C}$ と安定であるのでIC回路に組込まれ、マイクロ波発振器として使われる。誘電率が数百以上あるジルコチタン酸鉛($\text{PbTiO}_3\text{-PbZrO}_3$)系セラミックもLFからVHFまでの発振器に使われている。

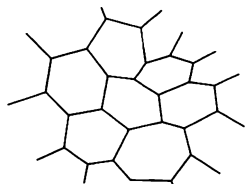
セラミックフィルター [英 ceramic filter, 独 Keramikfilter, 仏 filtre céramique, 露 керамический фильтр] 圧電セラミック素子(⇒圧電素子)の共振特性と電気機械変換特性を利用したフィルター。図a, bは対称格子形に組合せた場合のフィルターとその等価回路である(⇒水晶フィルター)。



応用分野は、搬送通信用フィルター、多重チャンネルフィルター、455kHz中間周波フィルター、テレビジョンやFMなどの音声中間周波フィルター(10.7MHz)と音声ディスクリミネーター(4.5MHz)などがある。特性としては、(1)水晶フィルターに比べて帯域幅が広い。(2)共振回路のQは $50 \sim 2 \times 10^3$ 程度で水晶より低いLC素子より大きい。(3)遮断周波数特性もLC素子より良好である。(4)金属や水晶に比べて温度係数は大きく $5 \sim 100 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ である。(5)安価でしかも小型化に有利である。

セル構造 [英 cell structure, 独 Zellenstruktur, 仏 structure cellulaire, 露 ячеистая структура]

[1] 亜鉛やスズなどの金属の融液を冷却固化させるときに、表面に図に示すような蜂の巣状の模様が見ることが



ある。これは金属に含まれていた不純物が固化に際して固化側から一部がしごき出されて融液側に蓄積するので、その部分の融液の組成が変化し、同じ温度の場合に純粋な融液よりも過冷却度が高くなる。いわゆる組成過冷却のために樹枝状結晶として固化が進行することによるものである。樹枝状結晶は単結晶と同様に規則的な方位をとるので一見して整った輪郭となる。

[2] 原子炉で、その炉心部が燃料棒、被覆材、減速材より成る単位区画の集合体となっているものをいう。非均質炉に固有のもので、原子炉内での中性子の挙動を記述する原子炉理論は、セル間で中性子の正味の流れがないと仮定し、炉心を構成する最小単位であるこのセルについて打立てられることが多い。高レベルの放射性物質を取扱ったり貯蔵したりするために用いられるホットケープで、厚い遮蔽体で区切られた区画をいうこともある。

セルシウス Celsius, Anders 1701.11.27—1744.4.25 スウェーデンの物理学者、天文学者、測地学者。ウプサラ大学の天文学教授の子としてウプサラで生れ、数学、実験物理学、天文学を学ぶ。1725年ウプサラ科学会の書記に就任、その一方、大学では数学を教えていたが、1730年に父の後を継いで天文学教授となる。1732年から数年間、ヨーロッパを巡歴、各地の天文台を訪問して極光の観測を系統的に行い、地磁気との相関を考察した。この成果は1733年にニュルンベルクで刊行された。イタリアでは温度計に関してG. Bianchiと交渉をもち、パリではP. L. M. de Maupertuisの知遇を得てその指揮する地球子午線測量(第二次)遠征への参加を決定。1736—37年 ラップランド(現在のフィンランド領トルニオ)での仕事に従事した。ウプサラに帰ってからは大学で天文学を教え、1742年には新装された天文台に移って仕事を続けたが、同地で短い生涯を閉じた。天文学では測光学の方法による星の等級の決定など、地学では上記の遠征測量での測器の整備、地球の形についてのG. D. Cassiniとの論争などの業績を残したが、最もよく知られているのは温度の基準(定点や目盛)の提唱(1741年、論文は1742年)である。当時すでにG. D. FahrenheitやR. A. F. de Réaumurの温度目盛が利用されていたが、Celsiusは、フランスのJ. P. Christinと同時期またはやや先立って、氷点と(1気圧下の)水の沸点との間隔を100分割する温度目盛を考え、実用に供した。ただし最初は氷点を100、沸点を0とするものであったが、その後1745年までの間にD. Ekström, M. StrömerまたはC. von Linnéによって値の逆転がなされ、その伝統が現在の国際単位系(SI)の組立単位セルシウス度に引継がれている。

セルシウス度 [英 degree Celsius, 独 Grad Celsius, 仏 degré Celsius, 露 градус Цельсия]

[1] セルシウス温度の単位(単位記号は $^\circ\text{C}$):セ氏度ともいう。1742年、A. Celsius(⇒セルシウス)は、氷点と水の沸点(1atm)を100等分した温度目盛(百分度目盛:centigrade scale)を提案した。この目盛の成立には、スウェーデンの科学者C. V. Linnaeusも寄与したといわれている。歴史的には、氷点と水の沸点を 0°C と 100°C と定義し、この間を熱力学温度で100等分した目盛として扱われる時期が長かった。この方法では、絶対零度の値が、氷点と水の沸点での熱力学温度の実測に依存して変化していた。1948年以後この目盛を表すのに、セルシウス度が公式に使用されることになり、さらに、1967年以後は、セルシウス温度 t は、 $t = T - T_0$ で定義されることとなった。ここで T は、熱力学温度、 $T_0 = 273.15 \text{ K}$ である。したがって、セルシウス温度も熱力学温度と同様、水の三重点の温度値($273.16 \text{ K} = 0.01^\circ\text{C}$)のみで定義されている。そこで、水の沸点は必ずしも 100°C ではなくなった。国際単位系では現在セルシウス温度を組立単位として扱っている。

[2] 国際実用温度目盛の単位:「1968年 国際実用温度目盛」(IPTS-68)では、その表示法として、熱力学温度の単位ケルビン(K)と、セルシウス度(°C)を使用しており、国際実用セルシウス温度 t_{68} は $t_{68} = T_{68} - T_0$ で定義している。ここで T_{68} はケルビン表示の国際実用温度目盛、 $T_0 = 273.15\text{ K}$ である。これらは、特に熱力学温度と区別する場合以外は同一視してよい。

[3] 百分度(degree centigrade): セルシウス度が公式に採用される以前に使用されたよび名であり、現在でも英語圏では使用されることがある。

セルシウス度は、かつてセ氏度または摂氏度ともよばれた。摂氏という表現は、人名セルシウスの中国語表記である摂爾修に由来する。

セルシヌモーター [英 selsyn motor] ⇨ シンクロ

ゼルドビッチ Zeldovich, Yakov Borisovich Зердovich, Яков Борисович 1914.3.18—

ソ連の理論物理学、天体物理学。1931年レーニングラード大学を卒業、直ちに化学物理研究所所員となり、戦時中原爆の研究に従事した。1958年 科学アカデミー会員、1964年応用数学研究所教授、1966年モスクワ大学教授兼任、その後モスクワ大学天文台長、宇宙空間研究所理論部長を兼ねている。戦前には衝撃波の理論を研究し、爆発現象に伴う窒素の酸化機構を解明し、衝撃波を用いて化学反応を研究する装置を提案した。1940年にウランの連鎖反応の理論をつくり、これを衝撃波の理論と組合せ、原爆の開発に寄与した。1950年代には素粒子論の研究に入り、ベクトルカレントの保存則などの業績をあげた。1960年ころから天体物理、宇宙論の研究を進め、多方面に優れた研究をしている。弟子の R. A. Sunyaev とともに、マイクロ波背景放射と高温プラズマとの相互作用を研究し、コンプトン散乱によって放射のスペクトルが黒体放射のスペクトルからずれる過程から、宇宙の進化についてさまざまな情報が得られることを示した。また、弟子の I. D. Novikov とともに膨脹宇宙における銀河形成を研究し、物質の凝縮がパンケーキ状に起り、これが超銀河系に進化する主張した。見えない質量の原因が有限質量のニュートリノである可能性を練りあげ、ニュートリノが宇宙の進化で演ずる役割を論じた。70歳に近づいても大きな研究グループを指導し、先頭に立って研究を進めている。興味幅広く、着想と理論的解析力に優れ、鋭い討論で多くの研究に刺激を与えている。また教育にも熱心で、高校生および大学初年級向きの応用数学のユニークな著書を出版している。[主著] *Theory of Burning and Detonation of Gases*, 1944; *Theory of Shock Waves and Introduction to Gas Dynamics*, 1946; *Oxydation of Nitrogen during Combustion* (P. Y. Sadovnikov, D. A. Frank-Kamenetskii と共著), 1947; *Relativistic Astrophysics*, 1967。

ゼルニケ Zernike, Fritz 1888.7.16—1966.3.10 オランダの物理学者。アムステルダムに生れ、1905年アムステルダム大学に入学、確率論、臨界タンパク光の研究によって賞を受け、後者を発展させて1915年 博士号を得た。1913年フロンゲン大学数理論理学講師、1920年 教授となる。液体中の2分子の相関、規則・不規則系の近似解法(1940年)など統計物理学の研究を行った。後に光学関係の研究に転じ、1930年 回折格子の偽線の研究中、偽線と主線とは位相が異なることに気づいて位相差法を見いだし、その正しい解釈を与えた。次いでこれを顕微鏡的物

体に応用し、E. Abbe の透明部・不透明部が交互に繰返す強度回折格子の顕微鏡結像理論を拡張、屈折率のみが交互に変化する透明な位相回折格子も、対物レンズの後側焦点に位相板を挿入することにより、強度回折格子と同様、明暗の縞模様として観察できることを示した(1935年)。またドイツのツァイス社と協力、屈折率の差ししない透明生体物質を染色せずに観察できる位相差顕微鏡を完成して生物学、医学の分野に大きな貢献をした(1941年)。1953年「位相差法の実証、特に位相差顕微鏡の発明」によりノーベル物理学賞受賞。このほか回折格子の収差、光源の干渉性と顕微鏡解像力の関係、ゼルニケの円多項式によるレンズの焦点における回折像に対する収差の影響などの理論的研究を行っている(1938~48年)。

セルマイヤーの分散式 [英 Sellmeier's dispersion formula, 独 Sellmeiersche Dispersionsformel, 仏 formule de dispersion de Sellmeier, 露 дисперсионная формула Сельмейера] 媒質中の光の分散について、1871年に W. Sellmeier が導出した屈折率と波長の関係式で、次式で与えられる。

$$n^2 = 1 + \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2}$$

ここで $\lambda_0 = c/\nu_0$, c は真空中の光速, ν_0 は媒質の共鳴振動数, A は定数である。また媒質がいくつかの共鳴振動数 ν_i をもつ場合、この式は

$$n^2 = 1 + \sum_i \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}$$

と拡張される。この式は共鳴振動数においては発散し正しい結果を与えないが、そのごく近傍を除けば、正常分散領域のみならず異常分散領域に対しても実際とよい一致を与える。コーシーの分散式はセルマイヤーの分散式の近似として得られる。

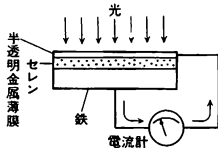
CERN [英独仏 CERN, 露 ЦЕРН] ヨーロッパ連合原子核研究機関(European Organization for Nuclear Research)。ヨーロッパ原子核共同研究所ともいわれる。その設立母体であった Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire の頭文字をとって CERN の略称がつくれ、その後研究所自身の略称として定着し、世界的に通用している。第二次世界大戦後、ヨーロッパの科学を振興させるのにあたり、特に大型加速器を必要とする高エネルギー物理学の分野では、アメリカやソ連の先行が著しかった。この状況に対処するには、ヨーロッパの諸国が協力するほかはないとの考えから、物理学者たちの熱心な努力の結果、西ヨーロッパの12カ国の政府の合意をとりつけ、国際的な研究所として1954年10月24日に CERN が正式に発足した。現在、CERN に加盟しているのは、オーストリア、ベルギー、デンマーク、フランス、西ドイツ、ギリシア、イタリア、オランダ、ノルウェー、スウェーデン、スイス、イギリスである。これらの国の政府が資金を出して、CERN を共同運営している(その後、生物物理学や宇宙科学の分野でも、CERN にならって西ヨーロッパの国際的共同研究所がつくられた)。

CERN はスイスのジュネーブの郊外にあり、その敷地はスイスとフランスとにまたがる。そこに、600 MeV のシンクロサイクロトロン(1957年完成)、28 GeV の陽子シンクロトロン CPS (1959年完成)、30 GeV の陽子・陽子衝突器 ISR (1971年完成)、400 GeV の陽子シンクロトロン SPS (1976年完成、これは1981年より270 GeV の陽

子・反陽子衝突器としても稼動している)を備える。

高エネルギー物理学の研究, 加速装置・測定器の研究・開発が, 国際的なチームによって盛んに行われており, これらの分野の世界的な研究のセンターのひとつである。西ヨーロッパの中だけでなく, アメリカやソ連など世界各地の研究者との交流も盛んである。

セレン光電池 [英 selenium photo cell, 独 Selenphotoelement, 仏 cellule au sélénium à couche d'arrêt, 露 селеновый фотоэлемент] 光電効果を利用した光起電力セルの一種。その原理的な構造を図に示す。すなわち, 金属薄



膜と半導体(セレン)の接触面に光が当たると光電子がセレンから金属膜の方に移動し, 外部に接続した回路に電流が流れる。セレン光電池は鉄板の片面にセレンあるいはセレン+20%テルルを溶着して, その上に保護膜と電極を兼ねた半透明の金属薄膜層を構成したものである。薄膜はふつう金をスパッタリングしたものである。セレン光電池の最高感度は可視領域にあり, また電流感度も $500 \mu\text{A} \cdot \text{lm}^{-1}$ 程度得られ, 外部電源も不要で, 直接電流計を接続してカメラの露出計などに応用される。その他, 光検出, 光度測定, 照度測定など光電測光用の測定器に使用される。

セレン酸カリウム [英 potassium selenate, 独 Kaliumselenat, 仏 séléniate de potassium, 露 калий селената] 亜セレン酸またはセレン化鉀を硝酸カリウムと融解して得られる化合物 K_2SeO_4 。普通は純度 99% 程度のものが市販されている。融体を徐冷することでも, 水溶液からでも無色透明の結晶ができる。水に対する溶解度 $110 \text{ g}/100 \text{ g}(50^\circ\text{C})$ 。比重は約 3.03。吸湿性が強い。室温で斜方晶系に属し, 格子定数 $a=7.661, b=10.466, c=6.003 \text{ \AA}$ 。相転移点は $745 \text{ K}, 129.5 \text{ K}, 93 \text{ K}$ にもつ。室温相の構造は $\beta\text{-K}_2\text{SO}_4$ 型とよばれ, 硫酸アンモニウムなどと同じ構造であり, 空間群は $Pnam-D_{2h}^{11}$ である。129.5 K 以下では a 軸方向に沿って単位格子の非整数倍(〜3倍)の周期構造が現れ, 93 K 以下でそれがちょうど3倍になるとともに c 軸方向に自発分極をもつ強誘電体となる。強誘電性相の空間群は $Pna2_1-C_{2v}^{11}$ 。単位格子の非整数倍の周期構造をもつ相は非整合相とよばれ, 近年このような相転移を示す結晶の物性研究が進展した。格子振動において, 振幅モード, 位相モードという非整合相に特有な励起が観測されている。また 745 K 以上では六方晶系に相転移するが, この相は本物質の原型相(プロトタイプ)と考えられている(⇒原型相)。本物質のみならず, $\beta\text{-K}_2\text{SO}_4$ 型構造の硫酸アンモニウム系物質の原型相は, 六方晶系 $P6_3/mmc-D_{6h}$ であるといわれている。

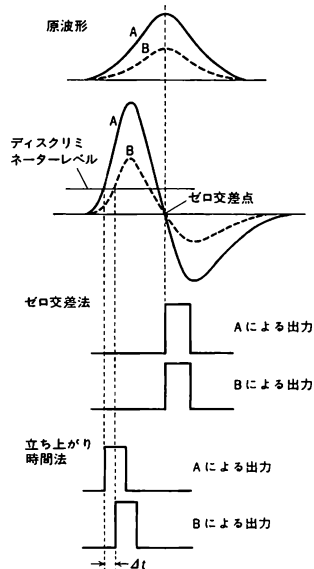
セレン整流器 [英 selenium rectifier, 独 Selengleichrichter, 仏 redresseur à sélénium, 露 селеновый выпрямитель] 金属基板(鉄またはアルミニウム)上に真空蒸着などの方法でセレンを付着させ, 基板からセレンの方向に電流が流れやすい性能を利用した整流器である。耐圧は交流実効値で 25 V , 整流電流は単相半波で $0.08 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$, 最高使用温度は 85°C である。この整流器は過負荷に強く, 接触面の一部が破壊しても自己回復能力があるという特長

があるが, 上記の各性能とも優れているシリコン整流器が実用化されたため, ほとんど使用されない。

ゼロ音波 [英 zero sound, 仏 son zéro, 露 нулевой звук] 流体中を伝わる音波では, その媒質を構成している分子間の衝突が十分頻繁に起り, 媒質の振動中局所熱平衡が成立している。しかし, たとえば十分低温の液体ヘリウム3ではフェルミ縮退のため衝突がまれとなり上記の機構による音波は生じない。この場合, 疎密波に対応する量子力学的集団運動としての音波が考えられる。L. D. Landau (1957年)はこれらを区別して前者を第一音波, 後者を温度零度でも存在する音波という意味でゼロ音波と名づけた。1966年頃の実験で, 液体ヘリウム3にゼロ音波が実在すること, その音速, および第一音波からゼロ音波に移行する温度領域では音波の減衰が大きく, ほとんど波動としての意味がなくなることなどが測定されている。

ゼロギャップ半導体 [英 zero-gap semiconductor, 仏 semi-conducteur à intervalle zéro] ⇒ 微小ギャップ半導体

ゼロ交差タイミング [英 zero crossing timing, 露 время пересечения нулевого уровня] 放射線検出器などからの振幅が一方の単極性パルスで, CR 微分回路, 二重遅延回路などのパルス整形回路で振幅がプラスとマイナスに変化する双極性パルスに整形すると, 極性が反転するゼロ交差点が振幅に依存せず一定であることを利用し, ゼロ交差点を発生現象の基準時間とする方法。トリガー回路, 同時計数用パルスの発生などに用いられる。立ち上がり時間法に比べて波形の影響は少なく(図参照), 振幅が 100



倍変化してもゼロ交差時間の変動は 10^{-10} 秒の程度に抑えられる。さらに正確さを要求する場合はコンスタントフラクション・ディスクリミネーターを用いる。

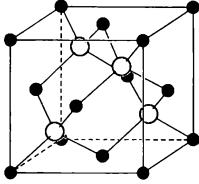
ゼロ線ギャップ [英 zero gap] ⇒ バンドの原点

ゼロ点エネルギー [英 zero-point energy, 独 Nullpunktenergie, 仏 énergie au zéro absolu, 露 нулевая энергия] ⇒ 零点振動

ゼロ点振動 = 零点振動

ゼロの枝 [英 zero branch, 独 Nullzweig, 仏 branche nulle, 露 нулевая ветвь] ⇒ バンドの枝

閃亜鉛鉱型構造 [英 sphalerite structure, 独 Zinkblendenstruktur, 仏 structure sphalérite, 露 структура типа сфалерита] 化学式が AX で示される化合物結晶に見られる一構造型。立方晶系に属し、空間群は $F\bar{4}3m$ 。単位胞中に 4 個の化学単位 (AX) を含む。図において、黒色



球は A 原子、白色球は X 原子を表す。ZnS (閃亜鉛鉱) を例にとると、Zn 原子、S 原子ともに、単独では面心立方格子を構成し、互いに他格子の正四面体位置を占める。Zn, S 原子を C 原子に置換えるとダイヤモンド型構造が得られる。この構造型を示す化合物には、Be, Zn, Cd, Hg などの硫化物、セレン化物、テルル化物、Cu のハロゲン化物、また B, Al, Ga, In などのリン化物、ヒ化物などがある。

全圧計 [英 total pressure gauge, 独 Totaldruckvakuummeter, 仏 manomètre de pression totale, 露 манометр полного давления] ⇒ 真空計

遷移 [英 transition, 独 Übergang, 露 переход] 量子論的な遷移の概念を最初に導入したのは、N. Bohr である。ボーアの原子模型では、原子が光を放出したり吸収したりするのは、原子がある定常状態から、エネルギーの違う他の定常状態に突然に跳び移るときだけである。このとき移りを遷移という。量子力学では、系の定常状態はハミルトニアン固有状態として与えられ、系の外部からの振動がなければ、系は定常状態にとどまっている。外部からの振動が加わると、系は他の定常状態に遷移することがあるが、それがいつ起こるかは予測できない。単位時間に、そうした遷移の起る確率(遷移確率)が計算できるだけである。振動の一次の範囲では、その確率は

$$\omega = \frac{2\pi}{\hbar} \rho \langle f | \langle f | H' | i \rangle | i \rangle^2$$

で与えられる。ここで $\langle f | H' | i \rangle$ は振動 H' による始状態 i から終状態 f への遷移行行列要素で、 $\rho(f)$ は終状態の状態密度を表している。一次の振動が選択則などで禁止されている場合には高次の振動を計算しなければならない(⇒高次遷移)。

遷移温度 [英 transition temperature, 独 Übergangstemperatur, 仏 température de transition, 露 температура перехода] 切欠きをつけた試験片の衝撃破壊エネルギー(衝撃値)を試験片の温度の関数で測定すると、ある温度範囲で値が急変することがある。この関係曲線のある基準レベル(縦軸値)で切った交点に対応する温度を遷移温度という。遷移温度近傍における脆性⇒延性の急激な変化は静的荷重による破壊応力、破面の脆性破面率などでも見られる。図は標準寸法の V 切欠きシャルピー試験片を用いて得られた遷移曲線の例である。図 1 の縦軸は衝撃破壊に要したエネルギー、図 2 の縦軸は破面上で脆性破面(劈

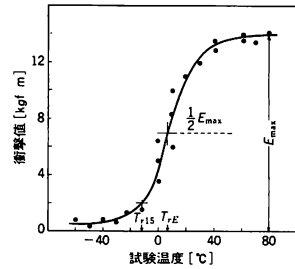


図 1

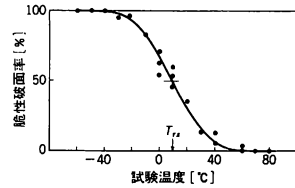


図 2

シャルピー試験による
遷移温度曲線の例

開破面あるいは擬劈開破面)が占めるパーセントである。図 1 においては、上限衝撃値(上部棚エネルギー, upper shelf energy という) E_{max} の 1/2 に対応する温度 $T_{1/2}$, 15 ft·lb (2.07 kgf·m) あるいは 30 ft·lb (4.15 kgf·m) に対応する温度 T_{15} あるいは T_{30} が、また図 2 においては脆性破面率 50% に対応する温度 T_{rs} などが、遷移温度として定義される。

遷移確率 [英 transition probability, 独 Übergangswahrscheinlichkeit, 仏 probabilité de transition, 露 вероятность перехода] ⇒ 遷移

遷移行行列要素 [英 transition matrix element, 独 Element der Übergangsmatrix, 仏 élément matriciel de transition, 露 матричный элемент перехода] ⇒ 遷移

遷移金属 [英 transition metal, 独 Übergangsmetall, 仏 métal de transition, 露 переходный металл] d 殻が不完全に充填された電子配置をとる遷移元素がつくる固体。ただし、希土類金属でも d 殻が不完全に充填されているが、この場合は f 殻に由来する性質が特徴的であるから、遷移金属には含めない。遷移金属は、つぎのような特徴がある。s, p 殻の価電子が伝導電子となる通常金属に比べて凝結エネルギーが大きく、高い融点をもつ。また原子番号の順で最初に現れる 3d 遷移金属では、鉄、クロムで代表されるように、強磁性、反強磁性などの磁気的秩序状態が実現する。磁気的秩序をもたない遷移金属の多くは低温で超伝導状態になる。遷移金属どうしは合金をつくりやすく、また非遷移元素とも多くの合金、化合物をつくり、多彩な物理的性質を発揮する。遷移金属はまた触媒作用をもつことで重要である。これらの特徴によって遷移金属は、金属材料、磁気材料などとして応用上極めて重要であるが、一方、その伝導電子集団は多くの可能性を秘めた電子系として、物性物理の中心題目のひとつとなっている。その特性は原子の d 状態を温歴する d バンド状態に由来するが、d バンドのエネルギー幅は数 eV 程度で、その波動関数も原子の d 軌道に類似した様相をかなり残していると考えられる。その結果、電子間の相互作用がかなり大

きく、磁性などの現象論的解析から推定される有効値はバンド幅と同程度になる。これがその多彩な性質の原因であるが、さらにさかのぼれば、s, p 状態に比べて軌道角運動量が大きいために遠心力ポテンシャルによって原子内に閉じ込められる確率が高いためといえることができる。一方、f 状態に比べて電子は原子外へ逃げる確率が大きく、伝導電子の特徴も兼ね備えている。

遷移形状因子 [英 transition form factor, 独 Übergangsformfaktor, 仏 facteur de forme de transition, 露 переходной формфактор] ⇨ 形状因子

遷移元素 [英 transition element, 独 Übergangselement, 仏 élément de transition, 露 переходный элемент] 周期表中、長周期に属する元素のうち、その同族元素を短周期中に見いだせない元素(⇒周期律)。 $_{21}\text{Sc} \sim \text{}_{30}\text{Zn}$, $_{39}\text{Y} \sim \text{}_{48}\text{Cd}$ および $_{57}\text{La} \sim \text{}_{80}\text{Hg}$ 。また、未知の元素を含む $_{89}\text{Ac}$ 以降原子番号 112 までの元素も遷移元素であると考えられる。原子の電子構造の見地からいえば、最も安定な電子配置が ns^2 で、原子番号の増加につれて増加する原子内電子は、主量子数が最外殻のものより 1 つ少ない殻の d 軌道、つまり $(n-1)d$ 軌道、あるいは $(n-2)f$ 軌道に入っていく系列の元素とまとめることができる。なお、 $_{58}\text{Ce} \sim \text{}_{71}\text{Lu}$ は $(n-2)f$ 軌道が満たされていく系列の元素で特に内遷移元素という。 $_{90}\text{Th} \sim \text{}_{103}\text{Lr}$ も同じ意味で内遷移元素と考えられる。遷移元素は種々の酸化数をとるものが多く、化合物には有色のものが多い。また、遷移元素イオンから成る化合物には常磁性のものが多い。これはこれらのイオンでは d 軌道や f 軌道が電子によって完全に満たされていないためとして説明できる。ただし、こうした特性は電子配置が $(n-1)d^0ns^2$ となっている亜鉛族元素(Zn , Cd , Hg)については見られないので、これら 3 元素は遷移元素には含まないこともある。遷移元素は最外殻の電子配置が似ているため、周期表で隣りあった元素間で性質が似ているが、この傾向は特に内遷移元素で著しい。遷移元素の単体はすべて金属であるが、酸化物の塩基性は酸化数の増加とともに失われ、酸化数が高い酸化物はむしろ酸性である。また、錯体をつくりやすいのも遷移元素の特性であり、このため生化学的にも重要なものが少なくない。

遷移元素のうち Cr～Ni の元素の単体あるいはこれらを含む合金、化合物の結晶には固体物理学の研究対象として重要なものが多い。CrO₂, Mn-Cu-Al から成るヘイスラー合金、単体金属の Fe, Co, Ni は室温で強磁性を示すが、これは交換相互作用や超交換相互作用によって説明される。また、さまざまな磁気的秩序(反強磁性、フェリ磁性、らせん磁気構造、スピン密度波など)やヤーン-テラー効果の影響の見られる物質もいろいろと見いだされている。

繊維光学 = ファイバロプティクス

繊維周期 [英 fiber period, 仏 période de fibre, 露 период волокна] 高分子結晶では単位胞の 3 軸のうちの 1 つ(多くの場合は c 軸、比較的低圧に構造が決定された単斜晶系の場合には b 軸)を、必ず分子鎖軸(分子鎖のつたれせん軸)の方向にとる。その軸の長さを繊維周期または全等周期とよぶ。これは立体規則性も含めた分子構造とコンフォーメーションによって変わるが、多くの場合結晶構造の決定は既知の分子構造のものについて行われるので、コンフォーメーションについて重要な情報を与える。分子鎖軸方向の単位胞の長さがこのような名称を得た理由は、高分子結晶の構造決定の X 線回折実験には必ず繊維

試料が用いられ、繊維の長さの方向に注目する分子鎖軸が高度に配向しているという事情による。

遷移状態 [英 transition state, 独 Übergangszustand, 仏 état de transition, 露 переходное состояние] ひとつの平衡状態からもうひとつの平衡状態に移るときに經由する自由エネルギーが極大になる中間の状態を遷移状態という(⇒活性錯体)。移行(反応)過程を支配するボトルネックとしての役割をもつ。遷移状態を用いて反応過程などをミクロの立場から統計力学的に記述する方法を遷移状態の方法とよび、H. Eyring の活性錯体に対する理論がよく知られている。拡散、粘性などの輸送現象や電子の無放射遷移においても、遷移状態が重要な役割を演じることがある。

遷移状態の方法 [英 method of transition state, 仏 méthode de l'état de transition, 露 метод переходного состояния] 化学反応の始原系(A+BC)と生成系(AB+C)との間に遷移状態(A…B…C)を考え、この遷移状態と始原系との間に熱平衡を仮定することにより反応速度を計算する方法を遷移状態の方法という。1935 年に H. Eyring によって提案された原型では、遷移状態に仮想上の分子(⇒活性錯体)を考えて平衡定数 K^* を計算する。遷移状態では反応座標に沿った系のギブスの自由エネルギー(低エネルギー反応では実質的にはポテンシャルエネルギー)が極大となり、この状態を通過した反応系は必ず生成系に達すると考える。遷移状態を通過する速度を ν とすれば、全体の反応速度 R は、活性錯体濃度 $[A \cdots B \cdots C]$ に ν を乗じて求めることができるから

$$R = \nu[A \cdots B \cdots C] = \nu K^*[A][BC]$$

となり、反応速度定数 k_r は νK^* で与えられる。平衡定数 K^* を A, BC および A…B…C の分配関数 F_A, F_{BC}, F_{ABC} を用いて求め、速度 ν を活性錯体の(反応座標に沿った)一次元並進運動の分配関数から求めると次の式

$$k_r = \kappa \left(\frac{kT}{h} \right) \frac{F_{ABC}^*}{F_A F_{BC}} \exp \left(-\frac{E_0}{N_A kT} \right)$$

を得る。 E_0 [kJ·mol⁻¹] は始状態と遷移状態の零点エネルギー準位の差、 F_{ABC}^* は並進運動を除いた活性錯体の分配関数、 κ はボルツマン定数、 N_A はアボガドロ定数である。 κ は透過係数とよばれる補正因子であり、遷移状態理論の仮定に由来するさまざまな補正が凝集されている。量子効果の補正、遷移状態通過後のね返り補正、始原系と遷移状態が完全な熱平衡にあるとした仮定の補正などである。 κ の存在を別にすれば、遷移状態の方法は、反応分子系の物理的な性質のみを用いて非経験的に反応速度の絶対値を与えるので絶対反応速度論の名でよばれることもある。

遷移振動数 [英 transition frequency, 独 Übergangsfrequenz, 仏 fréquence de transition, 露 переходная частота] 電磁場などの摂動によって、原子・分子などの量子力学系の 2 つの定常状態間に遷移が起る場合、その状態間のエネルギー差($E_f - E_i$)から、ボーアの振動数条件で決る振動数

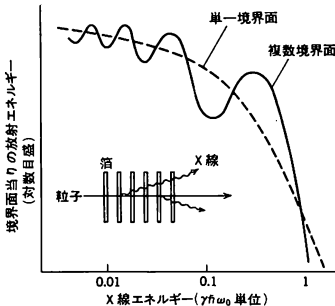
$$\nu_{fi} = \frac{E_f - E_i}{h}$$

を、対応する遷移の遷移振動数という。誘導放射や吸収の確率は遷移振動数で振動する電流密度からの放射強度を古典電磁気学で求めることによって半古典的に計算することができる。

遷移振幅 [英 transition amplitude, 独 Übergangsam-

plitude, 仏 amplitude de transition, 露 амплитуда перехода] ⇒ 遷移

遷移放射 [英 transition radiation, 独 Übergangsstrahlung, 仏 rayonnement de transition, 露 переходное излучение] 密度の異なる物質の境界面を荷電粒子が通過するときに生ずるわずかな量の放射であり, 1946年に V. L. Ginzburg と I. M. Frank により予言された。これは境界の前後での誘電率の違いによるもので, 真空中に接する物質面に粒子が入射する単純な場合は理解しやすい。入射粒子は物質表面に逆電荷を誘起して電気双極子を形成し, 境界面に到達すると双極子が消滅して放射する。走る粒子が双極子の一端を担うので, 高エネルギー粒子による放射は前方に集中する。強度は非常に低く, 境界面当り 0.01 個の光子程度である。放射条件は, 物質の formation zone とよばれる巨視的な厚さと不連続面の存在である。放射は可視領域と X 線領域にわたり, 後者の強度は粒子のエネルギーに比例して増加する。X 線領域での物質の電気的性質はプラズマ振動数 (ω_0) で決り (⇒ プラズマ振動数), $\hbar\omega_0$ のローレンツ因子 (γ) 倍のエネルギーまでの連続スペクトルが観測され, 現代の加速器エネルギーの領域の粒子に対しては, 100keV にも及ぶ。ただし, 複数の境界面が存在する現実の場合には, 干渉効果のために図のような振動スペクトルとなる。



素粒子実験では, 遷移放射現象を荷電粒子の種類を区別する手段として使った例がある。また, 1970 年代に多くのテストが行われ, 理論計算の正しさが認められている。理論論は複雑なので, 詳細な放射スペクトルの計算はモンテカルロ法に頼ることが多い。

遷移モーメント [英 transition moment, 独 Übergangsmoment, 仏 moment de transition, 露 переходный момент] 量子力学で, 多極放射を伴う遷移の遷移確率を計算する際に現れる量で, 多極子モーメントの演算子の始状態と終状態の間の行列要素として定義される。たとえば, 遷移電気双極子モーメント P_{fi} は

$$P_{fi} = \int \psi_f^* \left(\sum e_k x_k \right) \psi_i d\tau$$

で与えられる。ここで e_k, x_k は, k 番目の粒子の電荷および位置ベクトルを表す。また ψ_f, ψ_i は, それぞれ系の終状態および始状態の波動関数を表す。電気双極子遷移の遷移確率 T_{fi} は P_{fi} から

$$T_{fi} = \frac{64\pi^4}{3\hbar c^3} \nu_{fi}^3 |P_{fi}|^2$$

と求められる。ここで ν_{fi} は放射光の振動数。

遷移領域 [英 transitional region, 独 Übergangsge-

biet, 仏 région de transition, 露 переходная область]

原子核の核種を配列した図表, セグレ・チャート上で球形核が存在する領域と変形核が存在する領域の間に両者の中間的性質をもつ核種が存在する領域がある。これを遷移領域という。原子核の低いエネルギーの励起準位のスペクトルや電磁的性質 (特に四極子モーメントおよび四極遷移確率) の測定から, 原子核はその形状により球形核と変形核に分類できる。変形核は, 陽子数および中性子数がともに, 閉殻を表す魔法数より離れた領域に系統的に見られる。一方, 球形核は陽子数あるいは中性子数のどちらかが魔法数に近い領域に現れる。原子核のように有限な多体系ではその両領域の境界がさほど明確でなく, 中間的な性質あるいは両方の性質をもつ原子核が存在する。その領域では集団運動は非線形性の高い振動 (モード・モード結合が大きい) となる。また変形核では一粒子ポテンシャルが球対称ではなく, これを相転移のために対称性がやぶれていると見れば, 遷移領域核ではその前駆現象が生じていると考えることもできる。したがって遷移領域核で集団運動を調べると, 原子核の変形の要因を知るために多くの情報が得られると考えられている。

尖鋭化 [英 narrowing] 磁気共鳴吸収線の記述に関連して生れた概念。吸収線の幅は一般に強度最大の中心的モードに対する付加的局所場, 大きさを反映するが, 局所場が中心的モードとは独立の原因によってある程度以上すみやかに時間変化するようになると, 一般に局所場の瞬間値よりは小さい幅が観測される。これをスペクトル線の尖鋭化という。物理的には, 観測される幅が平均化された局所場の効果であることを示す現象である。たとえば, 共鳴周波数 $\omega_0 + \delta$, $\omega_0 - \delta$ をもつ 2 つの状態が, 平均寿命 τ_c で互いに移り変わる場合を考える。 τ_c の間に加わるコヒーレントな位相 $\Delta\phi$ は, 中心モード ω_0 からみれば $\Delta\phi = \pm \delta \tau_c$ である。いま $\tau_c \ll \delta^{-1}$ とし, その中間にはさまれる時間 t を考えると, この間での $\Delta\phi$ の平均値は消えるが, 分散 $\langle (\Delta\phi)^2 \rangle$ は $(\delta \tau_c)^2 \langle t / \tau_c \rangle$ で与えられる。そこで位相の記憶が失われるまでの平均寿命を T_2 とすれば, 分散を 1 の程度とみることにによって, 位相記憶時間は $T_2 = 1 / \delta^2 \tau_c$, すなわち, フーリエ変換で得られる吸収線の幅は $\delta^* = \delta^2 \tau_c$ 程度と見積ることができる。ここで, $\delta \tau_c \ll 1$ を仮定して出発したことを考えると, $\delta^* \ll \delta$ であることが導かれる。これが, スペクトル線の尖鋭化にほかならない。スペクトル線の尖鋭化が強く起る場合には, スペクトル線全体の形はローレンツ型の関数でよく近似されることが知られている。尖鋭化は, 局所場の時間的揺動の原因が, 中心モードと力学的に独立でありさえすれば, その具体的内容が何でもあって, 一般に生ずる現象である (局所場自身は中心モードと独立ではない)。スピンの磁気共鳴吸収の場合, 局所場揺動の原因がスピンを担う粒子の空間的運動である場合には, 運動による尖鋭化 (motional narrowing) とよばれ, 揺動の原因がスピン間の交換相互作用である場合には交換尖鋭化 (exchange narrowing) とよばれている。

鮮鋭度 [英 definition, 独 Definition, 仏 définition, 露 резкость] 写真画像が感覚的にシャープに見える程度を鮮鋭さといい, 対応する物理量が鮮鋭度である。鮮鋭さあるいは鮮鋭度は, 画像の境界の明瞭さおよび微細像の描写能力を示し, 粒状性あるいは粒状度と並んで画像の評価に用いられる。鮮鋭度は普通, 基準となるパターンを露光したとき得られる画像の微細構造を, 極めて狭い開口をも

つ濃度計で測定することによって求められる(⇒マイクロメーター)。鮮鋭度の表示にはアキュタンス、解像力、MTF などがある(⇒解像力, OTF)。アキュタンスはナイフエッジ像の境界における濃度勾配の平均値で、写真画像の鮮鋭度表示としては解像力よりも勝れている。最近では写真やテレビを含めた広く一般の画像評価尺度として、MTF が用いられる場合が多い。

線エネルギー [英 lineal energy, 仏 énergie par unité de longueur, 露 линейная энергия] 微小体積の物質が放射線に被曝されたとき、その物質が受けるエネルギーを、その体積中を荷電粒子が走る平均の距離で割った値をいう。吸収線量が小さくなると、微小体積の物質が受ける放射線のエネルギーは一定でなくなり、その大きさは確率的なふらつきが伴う。確率分布を考慮して微小体積中の線エネルギー付与(LET)を考えるためにマイクロシメトリの分野で導入した量である。線エネルギーの記号には普通 y が、また、単位には LET と同様に $\text{J}\cdot\text{m}^{-1}$ や $\text{keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ がよく用いられる。LET は平均の値であるのに対し、線エネルギーは系の大きさに依存して定まるある確率分布に従う。

全エネルギー吸収型検出器 [英 total energy absorption detector, 独 Gesamtenergie-detektor, 仏 détecteur à absorption d'énergie totale, 露 детектор поглощения полной энергии] = カロリメーター

線エネルギー付与 [英 linear energy transfer, 独 lineare Energieübertragung, 仏 transfert par unité de longueur d'énergie, 露 линейная передача энергии] 物質中を放射線が通過するとき、その経路に沿っての単位長さ当たり失う平均エネルギーをいう。LET と略される。荷電粒子が物質中を通過するとき、単位長さ当たりのエネルギー損失を阻止能といい、LET と同義語であるが、LET は放射線の側から見た概念であるのに対して、阻止能は物質の側から見た概念である。LET は、放射線の生物学的効果に関して使われるので、荷電粒子のみでなく、 X 線、 γ 線、中性子線などの場合にも用いられる。これに対して阻止能は通常、荷電粒子のみに使われる。LET の単位は(エネルギー)・(長さ) $^{-1}$ であるが、実際には $\text{J}\cdot\text{m}^{-1}$ や $\text{keV}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ などが用いられる。各種の放射線のうち、 γ 線や高速電子線の LET は小さく、重イオンや核分裂片の LET は大きい。LET の異なる放射線を物質に照射したとき、物質の吸収線量が同じでも放射線効果に差があることがあり、LET 効果とよばれている。

遷音速流 [英 transonic flow, 独 schallnahe Strömung, 仏 écoulement transsonique, 露 околозвуковое течение] 流れの場を通じて流速が音速に近いときの流れをいう。遷音速流ではマッハ数が 1 をわずかに超える超音速流の部分と、わずかに下回る亜音速流の部分とが同時に存在することが多い。1本の流線に沿って亜音速から音速を通過して超音速に滑らかに加速することはできず、逆に超音速から亜音速へは衝撃波を通して不連続的に減速することが多い。亜音速流と超音速流とは圧力変化の伝播の仕方が異なるので遷音速流では両方の特性の移り変わりを含めた理論が必要である。二次元の薄い翼形を過ぎる流れに関するカルマンの遷音速相似法則は理論的研究の火火となった。遷音速領域の特性を残して近似した基礎方程式はなお非線形であるが、速度成分を独立変数としたホドグラフ法を用いると線形のトリコミの方程式に帰着される。特に二次元

のくさびを過ぎる流れはマッハ数の全範囲にわたって詳しく調べられている。遷音速域では流れの局所的な性質や衝撃波の変動が激しく、流れは非定常になりやすい。衝撃波を含まない定常流を生じる翼形は友近晋や玉田珖によって最初に示されたように M の値ごとと一般に少しずつ違った形になることが理論的に知られている。

旋回軌道衝突 [英 orbiting collision, 仏 collision orbitante, 露 спирально-орбитальное столкновение] ⇒ オービティング

旋回半径 [英 gyroradius, 独 Gyroradius, 仏 rayon gyrotatoire, 露 гирорадиус] = ラーモア半径

線加速度 [英 linear acceleration, 独 Linearbeschleunigung, 仏 accélération linéaire, 露 линейное ускорение] = 加速度

前期イオン化 [英 preionization, 独 Präionisation, 仏 préionisation, 露 преионизация] = 自動電離

前期解離 [英 predissociation, 独 Prädissoziation, 仏 prédissociation, 露 предиссоциация] 分子のある電子エネルギー状態において、その電子状態の解離限界よりも低いエネルギー準位で解離が起る現象。前期解離は主として、光の吸収においては、ある 1 つの電子エネルギー状態への遷移に対応するバンドの ν プログレッションのなかで、ある ν より大きな値の振動量子数をもつ振動準位に関係したバンドが突然ばやけたり、強度が弱くなったりする現象として、また発光スペクトルにおいては、やはりその電子状態の中の、同じ ν より大きな値の振動準位からのバンドが現れない現象として観測される。これは分子の離散的エネルギー準位と、連続エネルギー準位との間に起る振動の結果生ずるものである。上の例は 1 つの安定な電子状態のポテンシャル曲線と、不安定な電子状態の反発的ポテンシャル曲線とがある核間距離で交差し、2 つの電子状態が相互作用を及ぼしあって、そのポテンシャルの交差点近傍でお互いの状態が入りまじってしまう結果、光の吸収によってその交点より上の振動準位に励起された分子は、短時間うちに反発的ポテンシャル曲線をもつ不安定な電子状態に移り、そのまま解離してしまうものとして理解される。逆に発光の場合は、この前期解離の確率が大きいために、発光を伴う遷移を起す前に解離してしまう無放射遷移を生じて、発光スペクトルが観測されない。前期解離が起るための選択規則は、振動を生じるための選択規則と同じである。例えば二原子分子の場合には、関係する両状態の間に、(1) 一般に $\Delta J=0, +, +- (-$ は禁制を意味する), および $s \leftrightarrow a$, (2) フントの結合形式 (a) または (b) の場合には、 $\Delta S=0$, および $\Delta A=0, \pm 1$, さらに両状態とも結合形式が (a) (または (b)) であるときには $\Delta \Sigma=0$ (または $\Delta K=0$), (3) フントの結合形式 (c) の場合は $\Delta Q=0, \pm 1$, の関係がなければならない。前期解離の型としては、上にあげた例のように、(1) 1 つの電子状態が他の電子状態に属する解離連続状態と重なる場合のほか、(2) 多原子分子などでは、1 つの電子状態の中で異なる振動形式がいくつかあり、その中のある振動形式の高い振動準位が別の振動形式の解離連続状態と重なる場合(振動による前期解離), (3) 二原子分子のひとつの電子状態の中のある振動準位中の高い回転準位が、同じ電子状態に属する解離連続状態と重なる場合(回転による前期解離)などがある。

前期電離 [英 preionization, 独 Präionisation, 仏

préionisation, 露 преионизация] = 自動電離

線吸収係数(X線の) [英 linear absorption coefficient, 独 linearer Absorptionskoeffizient, 仏 coefficient d'absorption, 露 коэффициент поглощения] ⇒ 吸収係数

前期量子論 [英 old quantum theory, 独 ältere Quantenmechanik, 仏 théorie classique des quanta, 露 классическая квантовая теория] 量子力学形成以前の量子論。古典量子論ともいう。狭くは, N. Bohr と A. Sommerfeld によって基礎づけられて発展したスペクトルと原子構造の量子論に限ってということもある。1つの体系的理論が存在しているわけではなく, 古典論に量子条件を適用する, いわば折衷的な諸理論から成っている。歴史的には量子力学の形成にとって不可避の発展段階であり, 重要な概念や方法を含んでいる。

量子論の発端は 1900 年の M. Planck によるエネルギー量子概念の導入であるが, 最初の 10 年の間に, Planck と A. Einstein とによって, その後の量子論の発展を方向づける 2 つの基本的な重要な概念が提出された。ひとつは物質の定常状態を決める量子規則に関するもの, 他は放射の定常状態を決める量子規則に関するものである。Planck は放射(輻射)法則を理論的に導くために, 放射そのものではなく, 放射と熱平衡にある一次元調和振動子(共鳴子)にエネルギー量子の概念を導入し(1900 年), プランク定数 h に共鳴子の位相平面の要素領域としての作用量 h という意味を与えた(1906 年)。他方, Einstein はウィーナーの放射法則に合う領域の放射に対して光量子説を提出し(1905 年), 放射エネルギーのゆらぎの計算に基づいて光の粒子・波動二重性を示した(1909 年)。Planck の量子化された共鳴子を現実の固体を構成する原子の集りに適用し, 固体比熱の理論を提出したのは Einstein であった(1906 年)。

1910 年前後には, 物理学に量子という非連続概念を導入することの重要性, 不可避性が物理学界に広く認識されるようになり, 原子(電子)と放射の相互作用に関わる現象の説明に, h を適用する様々の試みがなされた。Sommerfeld はハミルトンの作用関数の量子化を試み(1911 年), Planck は共鳴子による光の吸収は連続的に, 放出は非連続的かつ確率的に起こるといふ, いわゆる第二理論を提出し(1910~12 年), A. E. Haas はトムソンの原子模型に h を導入した(1910 年)。大多数は, h を説明するかぎりは物質の構造あるいは物質と放射の相互作用のメカニズムの中にあると考え, マクスウェル理論の変更をせまる光量子説は無視され, 拒否された。1913 年に Bohr がラザフォード原子模型に量子論を適用し, 定常状態の存在の仮定と振動数条件とに基づいて水素原子スペクトルの説明に成功した。Sommerfeld が Bohr の水素原子の理論を拡張し, 量子条件の一般化を与えた(1915~16 年)ことによって, スペクトルと原子構造の量子論という飛躍的な発展の道が開かれた。Sommerfeld はゼーマン効果を説明し, 水素スペクトル線や特性 X 線の微細構造の相対論的效果による説明を試みた。ハミルトン-ヤコビの方程式を用いた多重周期運動の, より一般的厳密な量子化が K. Schwarzschild と P. Epstein によって与えられ, シュタルク効果が説明された(1916 年)。量子条件の一般化は同じく W. Wilson, 石原純, Planck, Einstein らによっても定式化された。水素原子以外の多電子原子を厳密に量子論的に扱うことは不可能であったが, Bohr は, スペクトルの実験結果と元素の

周期律とを手がかりに, 原子内電子の殻状配置と閉殻の考えをもとにして殻外価電子の運動を扱うことによって, 半経験的に, 各電子に量子数を正しく割当てることができた(1921 年)。定常状態を決める量子条件の理論的基礎づけは P. Ehrenfest の断熱定理(1913~16 年)や Bohr の対応原理が与えた。定常状態間の遷移で放出されるスペクトル線の強度や偏りは対応原理によって説明された。強度を与える定常状態間の遷移確率という考えは, すでに Planck が第二理論で導入していたが, さらに明確には, Einstein が放射(光量子)と熱平衡にある原子の 2 つのエネルギー準位間にこの考えを導入してプランクの放射法則を導出したときに与えられた(1916 年)。Bohr は 1913 年にすでに対応原理的考察を行っていたが, その原理を明白に述べたのは 1918 年の大論文「線スペクトルの量子論」においてであった。これによって選択規則も与えられた。

対応原理によって補強されたボーア-ゾンマーフェルトの理論は, 原子構造とスペクトルの問題に数々の成功を収めたが, この理論自体の不完全性からくる困難のほかに, 非周期運動への適用, 光の粒子・波動二重性の矛盾など, 大きな難問を残していた。これらの問題を解決する努力が量子力学の形成に導いた。1920 年ごろから, 異常ゼーマン効果やアルカリ金属のスペクトルにみられるような多重構造を説明するために, 新たに第四の量子数を導入する必要があると考えられるようになった。その量子数を生ずる原子構造が Sommerfeld, A. Landé などによって考案された(1921~23 年)。W. Pauli はその量子数を古典的には記述できない特有の二値性に基づくものと考え, 4 つの量子数と原子内電子の殻状配置との関係に注目した。それらの電子配置は排他律によって完全に説明されたことが示された(1925 年)。この排他律が, G. E. Uhlenbeck と S. Goudsmit にスピンの概念を提出させた(1925 年)。

光の分散の現象を量子論的に扱うことは, R. Ladenburg (1921 年), H. A. Kramers (1924 年)などが発展させた。そこでは, 光を吸収・放出する原子は電子の殻状配置構造をもつのではなく一組の振動子からなるものとみなされた。これらの分散理論の展開において拡張され精密化された対応原理を指導原理として, 定常状態にある電子の軌道運動という古典的描像を棄てることによって, W. Heisenberg は新理論を提出し, 行列力学を成立させた(1925 年)。

光の粒子・波動二重性の矛盾は Einstein によって執拗に追求された。1916 年の遷移確率を用いた論文においても, 彼は, 原子によって光が放出・吸収される際にエネルギーとともに方向性をもつ運動量のやりとりがなされることを強調した。運動量をもつ光粒子の存在は, コンプトン効果の発見(1922~23 年)によって無視しえないものとなり, 光量子説は真剣に考えられるようになった。そうした背景のもとに Bohr, Kramers, J. C. Slater は, あえて光の粒子性を導入せずに, 分散理論において用いられた仮想振動子を導入して光の放出・吸収の理論を提出した(1924 年)。その際, 要素過程ではエネルギーと運動量の保存則は成り立たないと仮定された。これは W. Bothe と H. Geiger および A. H. Compton と A. W. Simon の実験によって否定された(1925 年), 光の二重性の矛盾はますます深刻な問題となった。この問題の解決は量子力学の成立後までもちこされることになる。他方, 光の二重性に注目し, それとのアナロジーから極めて大胆な物質波の理論が L. de Broglie によって提出された(1923~24 年)。この理論を発

展させることによって E. Schrödinger は波動力学を形成した(1925~26年)。

漸近解 [英 asymptotic solution, 独 asymptotische Lösung, 仏 solution asymptotique, 露 асимптотическое решение] 漸近展開の形で求められる近似解関数(⇨漸近級数)。常微分方程式の漸近解が最もよく知られている。

微分方程式の不定特異点近傍で求められる形式的な発散級数解は真の解の漸近展開になっていることが知られている。無限遠点を不定特異点としても二階常微分方程式の解である合流型 P 関数の漸近展開が解の複素積分表示から求められるのはその一例である。

もう1つの重要な例として微分方程式の WKB 解がある。微分方程式の中に含まれているパラメーターが非常に大きく、最高階の係数が極端に小さくなる場合に相当する。二階常微分方程式の標準形

$$\frac{d^2 u}{dz^2} + h^2 Q(z)^2 u = 0$$

の $h \rightarrow \infty$ での解を

$$u(z) = \exp \left[h \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{h^n} \int^z p_n(z) dz \right]$$

の形で求めるというのが典型的例題である。 h に関する級数が漸近級数になっている。 h の等べきの項を比較することにより

$$p_0(z) = \pm iQ(z), \quad \frac{dp_{n-1}}{dz} = - \sum_{m=0}^n p_m p_{n-m}$$

が得られる。第一近似として、よく知られた WKB 近似

$$u(z) \approx [hQ(z)]^{-1/2} \exp \left[\pm i h \int^z Q(z) dz \right]$$

が得られる。 $Q(z_0) = 0$ なる点 z_0 は転回点とよばれ、上述の近似理論で重要なパラメーターとなる。漸近解は z_0 から十分離れたところでよい近似となる。

漸近展開式や WKB 解のような漸近解にはストークス現象とよばれる重要な性質がある。これは、漸近展開式が複素平面内のある限られた領域(多くの場合扇形領域)においてしか成り立たず、別の領域では別の展開式になるという現象である。相異なる領域での漸近解を互いに接続して大域的解を求めることがたいへん重要な問題となる(接続問題)。孤立した転回点がいくつか z 平面内に存在するときの漸近解と接続問題の一般解法が M. V. Fedoryuk によって与えられている。しかし、これは二階常微分方程式の場合の理論で、高階常微分方程式や偏微分方程式に対する一般論はまだない。

漸近級数 [英 asymptotic series, 独 asymptotische Reihe, 仏 série asymptotique, 露 асимптотический ряд] 漸近展開の形で得られる無限級数。漸近展開の定義は以下のとおりである。

$z = z_0$ の近傍で定義された関数族 $\{\varphi_j(z)\}_{j=0}^{\infty}$ に対して

$$(1) \lim_{z \rightarrow z_0} \frac{\varphi_{j+1}(z)}{\varphi_j(z)} = 0$$

(2) 関数 $f(z)$ が $f(z) = \sum_{j=0}^n a_j \varphi_j(z) + E_n(z)$ と表されるとき

$$\lim_{z \rightarrow z_0} \frac{E_n(z)}{\varphi_n(z)} = 0$$

が成り立つとする。このとき

$$f(z) \approx \sum_{j=0}^{\infty} a_j \varphi_j(z) \quad (z \rightarrow z_0)$$

を関数 $f(z)$ の $\{\varphi_j(z)\}$ による漸近展開という($z_0 = \infty$ の場合

が多い)。無限級数の収束性が要求されていない点に注意を要する。むしろ発散する場合のほうが有用であるといつてよい。 z が z_0 に十分近ければ有限項でよい近似値が得られる。

漸近級数のよく知られた例としては常微分方程式の不定特異点近傍での形式的発散級数解、 Γ 関数に対するスターリングの近似式、各種特殊関数の漸近展開式などがある(⇨特異点, スターリングの公式, 漸近解)。

漸近級数の加減乗除や項別積分は、収束級数と同様に行うことができる。また、 $f(z)$ の漸近級数を項別に微分したものは、関数 $f'(z)$ が漸近級数をもつならばそれに等しくなる。

漸近展開式にはストークス現象とよばれる性質がある。 $f(z)$ のある漸近展開式は複素 z 平面内のある限られた領域(扇形領域の場合が多い)においてのみ成り立ち、別の領域では別の漸近展開式が成り立つ(⇨漸近解)。

漸近的完全性 [英 asymptotic completeness, 独 asymptotische Vollständigkeit, 仏 complète asymptotique, 露 асимптотическая полнота] ⇨ 漸近場

漸近的自由性 [英 asymptotic freedom, 独 asymptotische Freiheit, 露 асимптотическая свобода] ある種の場の理論において、近距離ほど相互作用が弱くなること。高エネルギー素粒子反応、特にレプトン・ハドロン深非弾性散乱などの実験によると、ハドロンを構成しているクォークの相互作用は、近距離で弱くなっている。ごく近距離ではクォークは自由粒子のようにふるまうということがわかっている。この性質を漸近的自由性とよぶ。場の量子論的にいえば、相互作用のこの性質は特異であって、たとえば、量子電磁気学や湯川型相互作用は、漸近的自由性を示さない。漸近的自由性を仮定として取入れたパートン模型は、ハドロンの反応を記述する現象論的模型として成功を収めてきたので、これを場の量子論によって基礎付けようとする試みが行われ、1973 年になって、非可換ゲージ理論が漸近的自由性を示すことが見いだされた。場の量子論において、相互作用の強さを表すものは結合定数であるが、くりこんだ後の結合定数 g はくりこみ点 μ (これは質量の次元をもつ)に依存し、距離 $\hbar/\mu c$ での有効相互作用の強さを表すと考えられる。 $\mu \rightarrow \infty$ は近距離の極限に対応するので、このとき $g \rightarrow 0$ であれば、その相互作用は漸近的自由性をもつといえる。量子電磁気学のようなよく知られた理論ではたいへん $\mu \rightarrow 0$ で $g \rightarrow 0$ であって、 $\mu \rightarrow \infty$ ではよくわかっていない(かまたは $g \rightarrow \infty$ である)。非可換ゲージ理論のみが、 $\mu \rightarrow \infty$ で $g \rightarrow 0$ という漸近的自由性をもっている。この性質を利用してクォークの力学として定式化された非可換ゲージ理論が量子色力学である。

漸近展開 [英 asymptotic expansion, 独 asymptotische Entwicklung, 仏 développement asymptotique] ⇨ 漸近級数

漸近場 [英 asymptotic field, 独 asymptotisches Feld, 仏 champ asymptotique, 露 асимптотическое поле] 場の演算子の $t \rightarrow \mp \infty$ における形のこと。ハイゼンベルク場、すなわち相互作用していない場は、十分遠い過去および未来において相互作用から解放されて一定の質量をもった素粒子(または複合粒子)を表す自由場になるであろうというのが、散乱問題の基本的な考え方である。場の演算子 $\varphi(x)$ の時間 $t \rightarrow -\infty$ および $t \rightarrow +\infty$ における形をそれぞれ $\varphi^{\text{in}}(x)$ および $\varphi^{\text{out}}(x)$ と書き、両者を総称して $\varphi(x)$ の

漸近場という。漸近場で記述される状態が十分たくさんあって、任意の状態はそれらの一次結合でいくらでもよく近似できるとき漸近的完全性があるという。漸近場の存在と漸近的完全性を仮定すれば、 $t \rightarrow \infty$ における2つの漸近状態をつなぐものとして S 行列が定義され、場の量子論における散乱理論ができる。

H. Lehmann, K. Symanzik および W. Zimmermann は、1955年に、クライン-ゴールドン方程式の規格化された負振動数解 $f(x)$ で $\varphi(x)$ をならした演算子

$$\varphi(f, t) = i \int_{x^0=t} \left\{ \frac{\partial f(x)}{\partial x^0} \varphi(x) - f(x) \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x^0} \right\} dx$$

の漸近場を弱収束を用いて定義した。その結果、漸近場は自由なクライン-ゴールドン方程式を満たし、ヤン-フェルドマン方程式

$$\varphi^{\text{out}}(x) = \varphi^{\text{in}}(x) + \int \Delta(x-y) j(y) dy$$

で結ばれていることがわかる。ここで、 Δ は不変 Δ 関数、 $j(x)$ は $j(x) = (\square - m^2)\varphi(x)$ で与えられるカレントである。この漸近場に基づく LSZ 理論は散乱振幅の漸化式を含み、散乱振幅の解析性の研究に支えられる。分散公式、 S 行列理論へと発展していった(= LSZ 形式)。

なお、公理論の場の理論で、ワイトマンの公理の一部を修正して、孤立した質量スペクトルをもつ粒子状態 \mathcal{P}_1 が存在して $(\mathcal{P}_1, \varphi(x) \mathcal{P}_0) \neq 0$ であることを仮定すれば、 $\varphi(x)$ の漸近場が演算子の強収束、すなわち、 $\varphi(x)$ を状態に施したベクトルの強収束、の意味で定義できることが示される(= ハーグ-リュエルの散乱理論)。

漸近評価法 [英 asymptotic evaluation method, 仏 méthode d'évaluation asymptotique, 露 асимптотический метод оценивания] 問題を与えられた形のまま厳密に解くことが困難な場合、またはそれが可能でもあまりにも複雑で現実的でない場合に、その現象に含まれるパラメータのある極限(小さい極限または大きい極限)に対して、漸近的(近似的)な解を求め、それによってもとの系の現象の本質を探る方法。この方法は、数理物理学や統計物理学では、非常に広く使われている。具体的には、鞍点法、異常摂動法、スケール理論、臨界指数の ε 展開、 $1/N$ 展開、非平衡系の Q 展開、量子力学における WKB 法など多くの方法がある。これらの方法は、高次まで展開すると漸近展開になっていて、かえって近似が悪くなることが多い。

線形運動量 [英 linear momentum, 独 Linearimpuls, 仏 impulsion linéaire, 露 линейное количество движения] = 運動量

線形演算子 [英 linear operator, 独 linearer Operator, 仏 opérateur linéaire, 露 линейный оператор] たとえば、区間 $[0, 1]$ 上の連続関数の全体を X とするとき、 $f \in X$ に対する不定積分(下端を0にとる)に対応させる演算を A と置く。

$$(Af)(t) = \int_0^t f(s) ds$$

このとき、 X における加法とスカラー倍に関し、 A は

$$A(f+g) = Af + Ag \quad (f, g \in X)$$

$$A(\alpha f) = \alpha Af \quad (f \in X, \alpha \text{ は定数})$$

という性質(線形性)をもつ。このように、線形性をもつ演算子を線形演算子という。ほかにたとえば、線形微分演算子

$$A = \frac{d^2}{dt^2} + p(t) \frac{d}{dt} + q(t)$$

は、 t を変数とする(滑らかな)関数に作用する線形演算子である。線形演算子のことを線形作用素ともいう。これらを数学的に論ずる際には、その定義域を明確にする必要がある。すなわち、 A が線形空間 X の中に定義域 $D(A)$ をもち、線形空間 Y の中の値をとる線形演算子であるときには、 A は $D(A)$ から Y への線形写像にほかならない。

線形応答理論 [英 linear response theory, 独 Theorie der linearen Antwort, 仏 théorie de réponse linéaire, 露 линейная передаточная теория] 巨視的な系に力を与えたときの系の応答(出力)が入力(強さ)に比例するとみなせる場合、出力と入力の関係を扱う理論を一般に線形応答理論とよぶ。簡単な実例をあげると、直列あるいは並列に組合せた抵抗系に加えた電圧と電流の関係がある。もっと複雑な電気回路や機械系でも、入力が十分弱い限り、線形応答理論で扱える場合は多い。入力は電気的な力や機械的な力に限らない。熱伝導の現象なら入力は温度差、応答は熱流である。熱電効果なら、入力は電圧と温度差、応答は導体に流れる電流と熱流である。一般に時間 t に依存する何種類かの入力 $X_1(t), X_2(t), \dots, X_n(t)$ に対する系の応答を $Y_1(t), Y_2(t), \dots, Y_n(t)$ とするとき、線形応答理論で扱うのは後者の一次関数とみなせる場合であって、両者の関係は次のように表される。

$$Y_\mu(t) = \sum_{\nu=1}^n \int_{-\infty}^t \phi_{\mu\nu}(t-t') X_\nu(t') dt' \quad (\mu=1, 2, \dots, n)$$

入力は十分過去にスイッチオンされたものとする。 $\phi_{\mu\nu}(t-t')$ が入力と応答の比例関係の特徴づけるもので、応答関数とよばれる。 t' についての積分が $-\infty$ から t になっているのは、時刻 t における応答はそれ以前の入力の大きさに依存する(緩和現象)が、 t よりあとの入力には依存しないこと(因果律)を表している。応答関数は入力が0であるときの系の性質で決まる量であり、十分長時間放置された巨視的な系の場合には、時間を測る原点の選び方には無関係で、時間差 $t-t'$ のみに依存する。入力が $X_\mu(t) \propto e^{-i\omega t}$ のように単一振動数 ω で振動する場合には $Y_\mu(t)$ もそうであって

$$Y_\mu(t) = \sum_{\nu} \phi_{\mu\nu}(\omega) X_\nu(t)$$

$$\phi_{\mu\nu}(\omega) = \int_0^\infty \phi_{\mu\nu}(t) e^{i\omega t} dt$$

と表される。 $\phi_{\mu\nu}(\omega)$ は交流回路のアドミッタンスを一般化した量であって、その実数部分 $\phi'_{\mu\nu}(\omega)$ 、 $\phi''_{\mu\nu}(\omega)$ の間には、一般にクラマース-クロロニツ関係式が成立する。巨視的な線形応答理論では、アドミッタンスは実験によって決めるべき量とみなされる。一方、統計力学では、物質の誘電率、電気伝導率、磁化率、熱伝導率などの定数を、巨視的な物体に電場、磁場、温度勾配などを加えたときの線形応答として現れる電気分極、電流、磁化などを特徴づけるアドミッタンスと見て、これを物質の微視的なモデルに基づいて理論的に計算しようとする。この立場では、入力が存在しない熱平衡にある系に起る揺動(ミクロな電気(あるいは磁気)モーメントの2つの時刻における値の相関関数)でアドミッタンスが表される。この関係を最も一般的な形で表現するのが久保公式である。これによって、非平衡系の統計力学は、熱平衡からのずれが一次の無限小とみなしうる範囲で、一般的な定式が与えられた

(⇒統計力学)。

線形化 [英 linearization, 独 Linearisierung, 仏 linéarisation, 露 линеаризация] ある系を記述する方程式の非線形な要素を無視する近似をいう。方程式に含まれる非線形関数をテイラー展開して、二次以上の項を無視することが多い。たとえば長さ l の単振子の運動は、傾角 θ により

$$l \frac{d^2 \theta}{dt^2} = -g \sin \theta$$

と表されるが、 θ が小さければ、 $\sin \theta \approx \theta$ と近似することにより調和振動子の運動方程式に帰着し、簡単に解が求められる。このように、線形化によって既知の問題に帰着させることが多い。ただし線形化を行う場合には、解が近似の有効な範囲に収まっているかどうかを吟味することが必要であって、場合によっては、摂動論や反復解法により近似を高めなければならない。

線形回路 [英 linear circuit, 独 linearer Schaltkreis, 仏 circuit linéaire, 露 линейная схема] 電圧や電流の大きさによらず素子の値が一定である線形素子で構成された回路をいう。線形回路網のふるまいは線形微分方程式で表され、電圧や電流などに重ね合せの原理が成立するので取扱いが容易である。厳密な意味での線形回路は少ないが、正常な動作範囲ならば線形とみなせる回路が現実には非常に多く、回路理論においても線形回路は重要な部分を占めている。本来非線形素子であるダイオード、トランジスタ、電子管なども、小信号に対する動作を考えるとかぎり線形素子とみなして取扱うことができる。線形回路の例としては抵抗、インダクタンス、静電容量などの線形受動素子からなる回路、小信号増幅回路、能動フィルタなどがある。

線型加速器 [英 linear accelerator, 独 Linearbeschleuniger, 仏 accélérateur linéaire, 露 линейный ускоритель] 高周波電場を使って荷電粒子をまっすぐに加速する装置。リニアックともいう。線型加速器は粒子の入射および取出しも加速方向に一直線で簡単である。また電子の場合は円型加速器におけるような放射損失がなく高エネルギーの加速が容易で、長さ 3km で 30GeV 以上(スタンフォード線型加速器センター(SLAC), アメリカ)に達するものがある。もともと原子核、素粒子実験のために開発されたものであるが、電子線型加速器の小型のもの(約 10 MeV 前後)は放射線治療に使用されている。

粒子は運動エネルギーが等しくても、粒子の質量によって速度が異なる。たとえば、電子は 79kV で加速すれば、光速の半分($\beta = 0.5$)に達するが、陽子は質量が電子の 1836 倍であるから、同じ速度にするには 145MeV まで加速しなければならない。したがって、粒子の速度や種類に応じて加速管、加速空洞の形状や加速周波数などが異なってくる。一般に、粒子が重くなるほど加速周波数は低くなり、電子で 1~10GHz、重いイオンでは 50~100MHz が用いられる。直流高電圧での加速は達成できる直流電圧に限度があり、それを避ける方法として、加速電圧を何回も利用する線型加速器の考えは、すでに 1924 年に G. Ising が発表した。1928 年 R. Wideröe が 3 個の円筒電極に高周波電圧を加えてナトリウムイオンなどの加速に成功し、1931 年には、E. O. Lawrence と D. H. Sloan が 30 個の円筒電極で水銀イオンを 1.26MeV まで加速した。レーダーの技術を利用して、スタンフォード大学で電子線型加

速器が開発され、L. Alvarez がリエントラント空洞をつないだアルバレー型加速空洞とよばれている空洞で陽子線型加速器をつくった。線型加速器には、加速空洞で電波を進行波の形で使うものと、定在波として使うものがある。

進行波型加速空洞では、高周波電力は加速管の一端から供給され、管内の高周波電場の軸方向成分が粒子と同じ速さで伝わる。この電場の定まった位相に乗った粒子は、加速管の出口まで加速され続ける。加速管の出口で余った高周波電力は無反射終端に吸収される。実用化されている進行波型加速管ではアイリス型加速管(図 1)が大部分で、粒子の速度が光速に近いところで有効であるから、電子線型加速器に広く使われている。

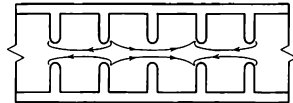


図 1 $2\pi/3$ モードのディスク-ローデッド型加速管

定在波型加速空洞は、単一の、あるいは高周波的に連結された複数個の空洞が共振時に強い定在波電場を発生することを利用するものである。定在波はフーリエ成分で表すと、正と負の両方向に伝わる 2 つのグループの波を合成したものとみることができる。粒子と同じ方向に伝わる波のグループのなかに、粒子と同じ速さで伝わる波の成分があれば加速が行われる。加速空洞の形状や加速周波数は、加速される粒子の速度によって大きな相違がある。粒子の速度が遅いところでは、ウィデレー型空洞(図 2)や、アルバレー型加速空洞(図 3)が有効であり、光速に近いところでは、サイドカップル型加速空洞(図 4)や最近開発されつつあるディスク-ワッシャー型加速空洞(DAW 型, 図 5)などがある。

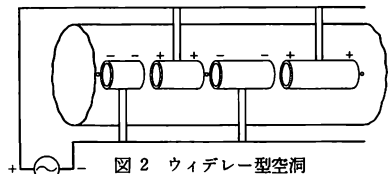


図 2 ウィデレー型加速空洞

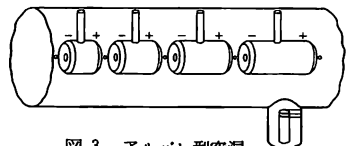


図 3 アルバレー型加速空洞

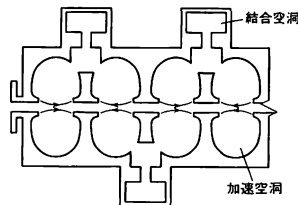


図 4 サイドカップル型加速空洞

一般に、高周波で荷電粒子の加速が有効に行われるためには、高周波電場における粒子の位相安定性と、強い加速

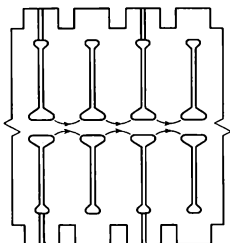


図5 ディスク・ワッシャー型空洞

電場の発生が必要である。線型加速器においても、位相安定性がある、定在波型加速空洞では粒子が加速ギャップを通過するごとに加速を受けるが、正しい位相やエネルギーから多少はずれた粒子も、それに続く加速ギャップで自動的に修正されて、しだいに高周波電場の安定位相のまわりに集まり、エネルギーと位相がそろってくる。進行波型加速空洞でも粒子が電場とともに進むにつれて、ある位相のまわりに集まってくる。このように線型加速器では、粒子のビームは一様に分布しているのではなく、電波の1周期ごとの、ある位相のまわりにパンチが形成されて加速される。進行方向にパンチを形成させる作用がある位相では、横方向にはビームを広げる電磁力が働く。したがって、ビームを散らさないように別の集束系が必要となり、ソレノイドや四極電磁石を用いる。このパンチの作用は粒子の速度が遅い間だけで、光速度に近づく位相安定性がなくなる代りに、横方向にビームを広げる電磁力や空間電荷の作用も弱くなっていく。最近は加速と集束を高周波電場で行わせる高周波四極型空洞(RFQ)が研究され、実用化されようとしている。強い加速電場を得るためには、強力な高周波発振(マグネトロン)や増幅管(クライストロン)を必要とするため、線型加速器はこれらと共に発展してきた。電子線型加速器の場合 $10\text{ MeV} \cdot \text{m}^{-1}$ 以上の加速が可能である。

加速管や加速空洞は、その形状や周波数によって加速の効率が異なる。その目安としてシャントインピーダンス r がある。 E を加速電場、 P を加速管や加速空洞の単位長さ当たりで失われる高周波電力とすれば

$$r = \frac{E^2}{P} [\text{M}\Omega \cdot \text{m}^{-1}]$$

つまり、一定の高周波電力に対して、 r が大きいほど強い電場が発生する。図6にはそのいくつかの例を示してある。これからわかるように、速度が遅い部分で r の大きなものと、速い部分で大きなものに分れており、全域で大き

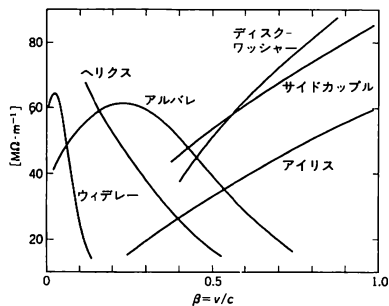


図6 各種加速空洞のシャントインピーダンス

なものはない。実際には加速中に空洞内の高周波電場が時間的に変化するので、空洞の構造による補正で加速電場が弱くなる。補正は $T = \{\sin(g/L)\pi\} (g/L)$, (L はユニットセルの長さ, g は加速電極の距離)で与える。 T はトランジットタイムファクター(transit time factor)とよばれ、実効的なシャントインピーダンス r_{eff} は、 rT^2 となる。

線形空間 [英 linear space, 独 linearer Raum, 仏 espace linéaire, 露 линейное пространство] = ベクトル空間

線形計画法 [英 linear programming, 独 lineare Programmierung, 仏 programmation linéaire, 露 линейное программирование] 変数 $x = (x_1, \dots, x_n)$ に関する一次等式・不等式条件の下で、 x の一次式を最大化(または最小化)する問題を線形計画問題といい、この問題の解法に関する理論を線形計画法という。線形計画法は数理計画法やオペレーションズリサーチ、システム工学諸手法の中核をなしている。一般の線形計画問題を

$$\text{最大化 } z = \sum_{j=1}^n c_j x_j$$

$$\begin{aligned} \text{条件 } & \sum_{j=1}^n a_{ij} x_j = b_i \quad (i=1, \dots, m) \\ & x_j > 0 \quad (j=1, \dots, n) \end{aligned}$$

という標準型最大化問題として表したとき、 $m \approx 10^3$, $n \approx 10^4$ 程度の問題は G. B. Dantzig の単体法(1947年)によって日常的に解かれており、問題の構造によっては $m > 10^4$, $n \geq 10^5$ といった大型の問題も解くことができる。線形計画問題として定式化できる現実的問題としては、輸送問題、生産計画問題、ゼロ和2人ゲーム(⇒ゲーム理論)などがあり、完全に構成された双対理論を用いた感度分析やパラメーター分析を容易に実施することができるため、およそあらゆる計画立案やシステム最適化の基本的道具として広く定着している。

線形従属 [英 linearly dependent, 独 lineare Abhängigkeit, 仏 linéairement dépendant, 露 линейно зависимый] 線形空間のベクトル a_1, a_2, \dots, a_n の間に一次関係

$$c_1 a_1 + c_2 a_2 + \dots + c_n a_n = 0$$

を成り立たせるような $c_1 = c_2 = \dots = c_n = 0$ 以外の $\{c_i\}$ が存在するとき、これらのベクトルは線形従属(または一次従属)であるという。このとき線形独立なベクトルの数は n より少ない。たとえば三次元空間の3つの位置ベクトルは、同一平面内にあたり同一の方向をもっている場合には線形従属である。

線形性 [英 linearity, 独 Linearität, 仏 linéarité, 露 линейность] 線形性は、ベクトルの和とスカラー倍を保存する性質であり、量子力学では、重ね合せの原理によって象徴される性質である。線形性を演算子にたいする形で述べると次のようになる。 X, Y を R (あるいは C) 上のベクトル空間、 T を X から Y への演算子で、その定義域 $\mathcal{D}(T)$ が X の線形部分空間をなすものとする。すべての $x, y \in \mathcal{D}(T)$ とすべての $\alpha, \beta \in R$ (あるいは C) に対して

$$T(\alpha x + \beta y) = \alpha T x + \beta T y$$

が成立するとき、 T は線形であるという。そして、このような T の性質を線形性という。量子力学に現れる演算子ほとんどすべて線形である。

線形制御 [英 linear control, 独 lineares Steuerungssystem, 仏 système linéaire de commande, 露 линейная система управления] 入力変数-状態変数-出力変数の間

に線形性がある制御システムを線形制御システムという(⇒自動制御)。実際の制御システムは、一般に、これらの変数の間に線形関係をもつとは限らない。しかしシステムが平衡点を有し、その近傍で制御システムを動作させる場合は、そこからのずれを変数とすることによりシステムのモデルを線形化できる場合が多く、線形制御システムとして扱われる。線形制御システムの出力は、初期状態による応答(zero input response)と、入力に対する応答(zero state response)の和で表される。また、入力に対する応答は、入力とシステムのインパルス応答(システム関数)とのたたみこみとなる(⇒応答関数)。従来、線形制御システムは、ラプラス変換などにより、複素周波数に対する、入出力の比である伝達関数を用いて解析されていた。近年、システムの内部の構造を表す状態方程式をもとに解析を行う現代制御理論が発展し、これにより、多入力多出力を有する多変数制御システムの設計・制御が可能となった。

線形素子 [英 linear element, 独 Linienlement, 仏 élément linéaire, 露 линейный элемент] 抵抗, コイル, コンデンサー, 理想的なトランスのような回路素子で、加えられた電流または電圧によってもその素子性能が変わらず一定で、電流と電圧の関係を一次の方程式で表されるものをいう。たとえば、抵抗 R の場合、 V (電圧) $= R \times I$ (電流) と表される。この性質をもたない素子を非線形素子という。

線形独立 [英 linearly independent, 独 lineare Unabhängigkeit, 仏 linéairement indépendant, 露 линейно независимый] 線形空間のベクトル a_1, a_2, \dots, a_n の一次結合が、関係式

$$c_1 a_1 + c_2 a_2 + \dots + c_n a_n = 0$$

を $c_1 = c_2 = \dots = c_n = 0$ のときに限り満足するとき、 n 個のベクトル a_i ($i=1, 2, \dots, n$) は線形独立(または一次独立)であるという。このとき、どのベクトルも他の $(n-1)$ 個のベクトルの一次結合として表現することはできない。線形独立でない場合は線形従属という。ベクトルの線形独立性または線形従属性は、正則な線形変換を行っても変わらない。

線形粘弾性 [英 linear viscoelasticity, 独 lineare Viskoelastizität, 仏 viscoélasticité linéaire, 露 линейная вязкоупругость] ⇒ 粘弾性

線形復元力 [英 linear retoring force, 露 линейная возвращающая сила] ⇒ 復元力

線形予測(係数) [英 linear prediction coefficient, 仏 coefficient de prédiction linéaire, 露 коэффициент линейного предсказания] 音声波に含まれる信号の最高周波数の $1/2$ のサンプリング周波数で抽出された音声波のサンプル値は、単に隣接するサンプル値だけではなく、何個か前までのすべてのサンプル値と現在のサンプル値との間に相関がある。したがって現在のサンプル値を過去のサンプル値を用いて予測することができる。その中で一番簡単なものが線形予測の関係である。線形予測は

$$S(n) = \sum_{k=1}^p a_k \cdot S(n-k) + u_n = \hat{S}(n) + u_n$$

で表される。ここで、 $S(n)$ は現在のサンプル値、 $S(n-k)$ は k サンプル過去のサンプル値、 p は相関があると考えられるサンプル値の範囲、 $\hat{S}(n)$ は p 個の過去の値から予測された現在のサンプルの予測値、 u_n は予測の誤差で、予測の残差とよび、 $\{a_k\}$ は予測係数である。予測係数を求めるひ

とつの基準としては、予測の残差の二乗平均値を最小にするという、波形から得たサンプル値の間の相関係数の行列から $\{a_k\}$ を求めることができる。

線源 = 放射線源

旋光角 ⇒ 旋光能

旋光計 [英 azimuth polarimeter, 独 Polarimeter, 仏 polarimètre, 露 поляриметр] 旋光性物質の旋光角を測定する装置。方位角偏光計ともいう。測定原理は極めて簡単で、偏光子と検光子とを一直線に並べておき、あらかじめ、検光子を偏光子に直交させておく(直交ニコル(の状態))。次にシヨ糖溶液などの旋光性物質を入れた容器をこれらの間に入れ、検光子を回転して再び直交ニコル(の状態)にし、その方位角の変化を求める。測定精度を上げるために、半影法を用いることが多い(⇒偏光計)。特にシヨ糖溶液の濃度を測定する装置は検糖計とよぶ。

旋光子 [英 azimuth rotator] 入射した偏光の偏光楕円の方位角を回転させる偏光素子。完全偏光の偏光状態は、偏光楕円の楕円率と長軸の方位角によって表すことができる。旋光子は、偏光楕円の楕円率は変えずに方位角だけを回転させる。入射角が部分偏光であっても、自然光成分は見かけ上は変化を受けず、完全偏光成分だけが変化する。最も一般的に使われるのはファラデー効果を利用したファラデー・ローテーターで、ベルデ定数の大きなガラスの円柱をコアとして、円柱の軸方向にかける磁場の強さを調節して旋光角を変える。旋光性を示す物質も偏光の方位角を回転させるので旋光子となるが、この場合は光の進行方向を逆転させると回転も逆向き(光に正対して観測するといつも同じ向き)になる。旋光子は、理論的には左右円偏光に対してある位相差を与える素子として扱うこともできる(⇒旋光性、ファラデー効果)。

閃光スペクトル [英 flash spectrum, 露 спектр солнечной вспышки] 皆既日食の直前、太陽光球の外縁が月の外周の所々で真珠の首飾りのように光り、その後短時間、フラウンホーファー線が発光で現れる。これを閃光スペクトルという。弱い金属のスペクトル線は早く消えて、水素のバルマー系列線、ヘリウムの中性線とイオン線(468.6 nm)、Ca II の H, K 線などが長く続く。これらの閃光スペクトルを発する太陽表面の領域を彩層という。彩層中で発光する金属のスペクトル線は高電離多価イオンのコロナ線(たとえば Fe X 637.4nm, Fe XIV 530.3nm)である。彩層に重なって強い紅炎の連続スペクトルが観測される。閃光スペクトルの観測には時間、空間分解測定が有効である。空間分解はスリットのない分光器(スペクトロヘログラム)によって行い、彩層の単色像の並んだものが得られる。分光器の分散は大きいほど有利で、曲率半径 6m 以上の凹面回折格子を用いた例があり、また非点収差のない結像系が必要である。以前は、時間分解にコマ撮りや流し撮り写真の方式を用いたが、最近ではイメージコンバーターによる方法が開発されている。これらの観測によって彩層のプラズマ状態を解析できる。原子、イオンの密度分布、濃度比をスペクトル線強度分布から求め、バルマー連続光の絶対強度から電子密度、強度分布から電子温度を測る。また高分解能分光によってスペクトル線の広がりやの形を測れば、プラズマ密度、乱流などについての情報が得られる。

旋光性 [英 optical rotatory power, 独 optische Rotationsstärke, 露 оптическая постоянная вращения] 直線

偏光が物質を通過するとき、その振動面を回転させる性質。磁場をかけたときに起るファラデー効果などと区別して、外場のない状態での旋光を自然旋光ということもある。ファラデー効果では回転方向が磁場の向きで決るので、光を逆進させると回転方向も逆転する。自然旋光は、その原因を分子自身の非対称性(不斉性)によるものと、結晶構造そのほか特定の集合状態での構造によるものとに大別できる。光の進行方向から見て右(左)まわりに回転するものを右(左)旋性といい、+または $-$ (d または l)で表すことがある。旋光性の大きさは一般に比旋光度で表すが、観測に用いる光の波長によっても変化する(\Rightarrow 旋光分散)。高分子の場合には、屈折率が1の仮想的溶液中での値に換算した有効残基旋光度 $[\alpha'] = 3M_0[a]/100(n^2+2)$ が用いられている。ここで、 M_0 は残基の分子量で、タンパク質などの場合には平均残基分子量、 n は屈折率、 $[a]$ は比旋光度である。旋光性をもつ物質を旋光性物質といい、その代表的なものとして、結晶では水晶・過塩素酸ナトリウムなど、液体ではテレピン油・砂糖の水溶液などがある。強誘電体で分極反転によって左旋性と右旋性が入れかわるものがあり、これを旋光電体という。自然界には、タンパク質のように左旋性のものばかり、核酸のように右旋性のものばかり偏在することが知られている。

旋光能 [英 rotatory power, 独 Drehvermögen, 仏 pouvoir rotatoire, 露 постоянная вращения] 旋光性の大きさを表す量。直線偏光は同じ振幅の右円偏光と左円偏光の和で表すことができる。いま、厚さ l の、旋光性をもつ結晶板を通過するとき、通過した直線偏光の振動面が ϕ だけ傾いたとすると、 ϕ を旋光角とよび

$$\phi = \frac{\pi}{\lambda} l (n^+ - n^-)$$

で与えられる。ここで、 n^+ および n^- は右および左円偏光に対する屈折率、 λ は光の波長である。すなわち、右円偏光の位相速度が左円偏光の位相速度より速い場合($n^+ < n^-$)は射出光の振動面は光源に向かって右に回転する。このような結晶を右旋性という。旋光性の大きさは

$$\rho = \frac{\phi}{l}$$

で表され、これを旋光能とよぶ。また、旋光性の大きさを比旋光度で表す場合もある。

閃光分解 [英 flash photolysis, 独 Blitzlichtphotolyse, 仏 photolyse par éclair, 露 импульсный фотоллиз] 光化学反応初期過程において重要な役割を果たす短寿命の励起分子、遊離基(ラジカル)などの反応中間体を分光学的に研究する手法のひとつ。photolysisを狭義にとると光分解反応であるが、光分解反応の研究は光励起と密接につながるので普通は photolysis を必ずしも光分解反応に限らず「光励起に伴う物理化学的過程」という広い意味にとっている。寿命の短い励起分子やラジカルを分光学的に直接測定するために、反応分子を含む気体や溶液を石英などでつくられたセルに入れ、側面から強い紫外光パルス照射し、生成した反応中間体の吸収スペクトルを測定する。初期の閃光法では、紫外光パルスはXeなどの気体を含む放電ランプから得、その時間幅は数十 μ sであった。励起放電ランプの点灯後、一定の時間間隔をおいて第二の放電ランプからの光パルスをセルの軸方向に沿って通し、その光を分光器に導いて写真乾板上に吸収スペクトルを得た。第二の光パルスと励起紫外光パルスとの時間間隔を調節すれば、閃光

による光化学反応によって生成した反応中間体の消長を知ることができる。この方法によって、多くのラジカルの分光学的定数やその反応機構が明らかにされた。また、ナフトレン、アントラセンなどの分子の溶液に閃光を照射することによって励起三重項状態の存在が直接確認され、その光化学反応過程における意義が論じられた。これらの研究は、R. G. W. NorrishやG. Porterによってなされたもので、1967年その業績に対してノーベル化学賞が授与されている。なお、最近では放電ランプの代りにレーザー光パルスを励起光源や分光光源とすることによって反応追跡の時間分解能がpsのけたまで高められている。

旋光分散 [英 optical rotatory dispersion, 独 Dispersion des optischen Drehungsvermögens, 仏 dispersion rotatoire optique, 露 оптическая ротационная дисперсия] 旋光性による偏光面の回転量が波長によって異なる現象。回転分散ともいい、ORDと略称される。ファラデー効果によるものは磁気回転分散といわれる。回転量の尺度である比旋光度 $[a]$ の波長 λ に対する依存性は、旋光分散に寄与する吸収帯に対応する波長付近を除いた正常分散領域では、多くの場合ドルーデの式

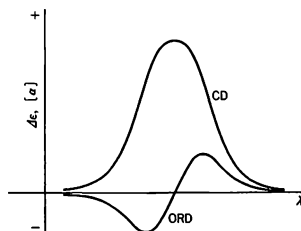
$$[a] = \sum_j \frac{A_j}{\lambda^2 - \lambda_j^2}$$

で近似される。 A_j 、 λ_j は実験的に求まる物質に固有な定数で、 λ_j は吸収波長を示す。この分散式は量子力学的にも導かれ、この場合 A_j は旋光性理論の基礎となる、電気双極子モーメント p および磁気双極子モーメント μ による状態 $a \rightarrow b$ 遷移に対する旋光強度

$$R_{ba} = \text{Im}\{\langle a|p|b\rangle \cdot \langle b|\mu|a\rangle\}$$

に比例する量となる。 Im は虚数部分を意味する。 R_{ba} は擬スカラー量なので、反転を含む対称性をもつ分子は $R_{ba} = 0$ で旋光性を示さない。また電気双極子と磁気双極子による遷移が同時に可能な場合のみ旋光性が現れるので、旋光分散の測定は物質の電子構造の解析に利用される。モフイット-ヤンの式は吸収帯の中心波長を λ_0 として、 λ が λ_0 から十分離れているときに、ドルーデの式を $(\lambda^2 - \lambda_0^2)^{-1}$ でべきに展開することによって得られる。らせん状高分子の旋光分散はこの式でよく近似される。

旋光性と円偏光二色性の波長依存性の間には一種の分散公式、クラマース-クローニッヒの関係式が成り立ち、円偏光二色性が極大の位置に対応する吸収帯の波長付近では旋光分散は大きく変化し、異常旋光分散となる。これはコットン効果といわれる。円偏光二色性はCDと略称される量には左右円偏光に対する吸収係数の差 $\Delta\epsilon = \epsilon_L - \epsilon_R$ (\Rightarrow 円偏光二色性)で表すが、 $\Delta\epsilon$ が正、換言すると左円偏光が強く吸収されるときは正のコットン効果といわれ、 $\Delta\epsilon$ が負のときは負のコットン効果といわれる。正のときは、図に示すように吸収帯の波長の長い側では右旋光性であり、短



い側では左旋光性である。負のときは、この逆となる。

閃光ランプ [英 flash lamp, 独 Blitzlampe, 露 лам-па-вспышка] 瞬間的な放電により強い光を発生する低圧キセノンランプ。瞬間光源としては、空気中のスパークや金属線の爆発なども以前は用いられていたが、手軽で発光効率もよいため、現在ではほとんど閃光ランプに替わった。最近では、ジャイアントパルスビーレーザーや、短い時間間隔でパルス発光するダブルパルスレーザーも瞬間光源として利用されている(⇒キセノンランプ)。

センコ型回転ポンプ [英 Cenco type rotary vacuum pump, 仏 pompe à vide type Cenco] ⇒ 油回転ポンプ

センサー [英 sensor, 独 Fühler, 仏 capteur, 露 датчик] センサーという用語は最近頻繁に使われているが、学術用語として定着した定義はまだない。一般にはトランスデューサ(測定量に対応して処理しやすい出力信号を与える変換器)を指す場合もあるし、トランスデューサの構成要素である変換素子を指す場合もある。しかしセンサーそのものは古くから利用されてきた。たとえば天秤や砂時計の歴史は、古代エジプト・メソポタミアまで遡ることができる。液体の熱膨張を利用した温度計も古くから使われてきた。これらは位置の変位を出力とするセンサーであるが、現在はセンサーといえばほとんど電気信号を出力とするものを指すと考えてよい。センサーは、初め人間の感覚器官を代行するために利用されてきたが、現在ではそればかりではなく、人間に感知できない対象(たとえば放射線や酸化炭素ガスなど)をも感知する計器として利用され、省力化や人間の健康や安全に役立っている。将来のセンサーはマイコンとの一体化(インテリジェント化)の方向に進むと予想されている。実用化されている代表的なセンサーの原理と特徴を示す。

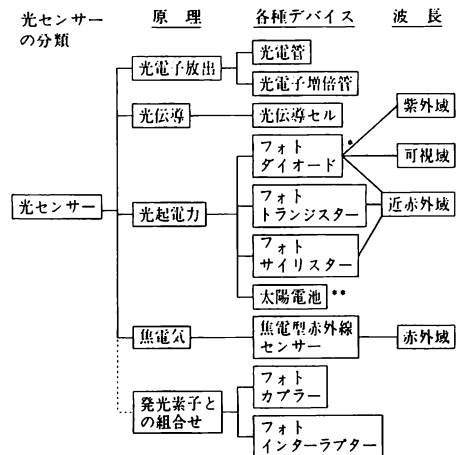
(1) 機械量のセンサー: 差動変圧器、ストレインゲージ、圧電素子、圧電抵抗素子、感圧ダイオード、感圧トランジスタ、空気マイクロメータなどが挙げられる。固体素子としては、ニオブ酸リチウムや水晶などの表面弾性波の遅延効果を利用した表面波素子や、パルマロイやフェライトなどの磁歪効果を利用した素子も、ひずみの検出に用いられる。その他、よく用いられるものにポテンショメータ式変位センサーがある。これは固定された巻線抵抗の上を接点がするもので、接点の変位によって巻線抵抗の固定端と接点の間の抵抗値が変化する。分解能は抵抗線の直径によって決る。欠点としてはヒステリシスが生じやすく、またごみや腐食によって抵抗値が変化するなどがあるが、比較的大きな変位の検出に用いられる。またロータリエンコーダーは、図に示すように円板に符号をつけたスリットをあけ、これに光をあて透過光を検出することによって回転角をデジタル変換するために用い

れる。この場合の分解能は、円周をどれぐらい分割するかで決る。分割数として1000～8000が得られるが、透過率が正弦的に変化するものとして補間すれば、50万～100万の分解能も可能である。

(2) 温度センサー: いわゆる温度計は温度センサーと考えてよい。したがって液体封入温度計、圧力温度計、熱電対、抵抗温度計、炭素抵抗温度計、サーミスタ温度計、光高温計、二色温度計、それにボロメータも含まれる。その他の温度センサーとしては、pn ダイオードやトランジスタの温度による特性変化を利用したものがあり、ダイオード温度計やIC温度計などとよばれ、使用温度範囲は常温からあまり広くないが、感度、直線性、価格の面で優れている。また核四極子共鳴現象で吸収端が温度変化することを利用したNQR温度計(40～450K)は高精度、デジタル出力、校正不要といった多くの特色をもつ。水晶の切削角度を工夫した水晶温度計(–80～250°C)もNQR温度計と似た特色をもつ。高温や原子炉中でセンサー特性が変化しやすい場合には、熱雑音温度計(0～1000°C)も用いられる。

(3) 流体のセンサー: ブルドン管圧力計、ダイヤグラム式圧力計、電磁流量計などがこれに属する。

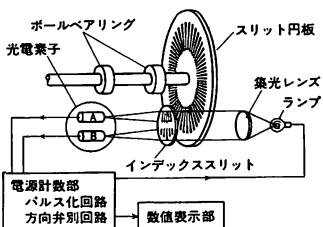
(4) 光センサー: 表に示すように、光電子放出、光電導、光起電力、焦電気などの効果を利用して、各種のデバイスが光センサーとして利用されている。光電導型セン



・ 増幅回路をつけたり、特に高速用にしたり、単体でなく線状なため面に多素子を並べたり、多くの種類がある。

・ 電力用で、普通的光センサーとは用途が異なる。

一は、半導体に光を照射するとフォトンエネルギーを吸収してキャリアを生じ、電気伝導率に変化する内部光電効果を利用したセンサーである。限界波長は真性半導体の場合にはエネルギーギャップで、不純物半導体の場合には不純物イオン化ポテンシャルで決り、不純物半導体の方に長波長領域で有効なものが多い。これらを遠赤外領域のセンサーとする場合には、フォノンの影響を小さくするため、液体窒素や液体ヘリウムで冷却する必要がある。やや装置が大がかりになる傾向がある。この中でも最も代表的なものがCdSで紫外から可視光領域に対して有効である。これは応答時間が少し長いという欠点をもつが、小型、軽



インクレメンタル・ロータリエンコーダーの構造

量で価格も安く、そのうえ他のセンサーに比べ数十から数百 mW と大きな電力を制御できるため、カメラの露出計、光リレー、調光器などに用いられている。光起電力効果を利用したフォトダイオードとしては、Si の pn 接合を用いたものが小型の測光計などによく使われている。Si フォトダイオードは CdS に比べ優れた直線性をもち、微弱光にも安定に動作し、立ち上がり時間も $2\mu\text{s}$ 以下ときわめて優秀なセンサーである。光起電力型は一般に光電導型より時間応答性に優れ、レーザーパルス の観測や光通信用センサーとして用いられている。

(5) 磁気センサー：ホール素子と磁気抵抗素子が代表的である。ホール素子は、金属や半導体に電流 (I) を流し磁場 (B) を加えると、それと垂直な方向に電位差を生じるホール効果を利用した素子である。このときのホール起電力 V は

$$V = \frac{R_H}{d} IB \quad (R_H: \text{ホール係数})$$

で表される。 d は素子の厚さである。実際の素子の形にもよるが、素子を十字形にすると V は B にほぼ比例することが知られている。感度は R_H/d で定まるから d はなるべく小さい方がよい。また、キャリアの移動度の大きい InSb や GaAs を用いれば感度は上昇する。Si は、移動度が小さいため単体としてはホール素子に適さないが、増幅回路を組みこんだ IC 化が可能で量産性がありホール IC として実用化されている。磁気抵抗素子は磁気抵抗効果 (⇒磁気抵抗) を利用しており、材料としてはホール素子と同様に移動度の大きい InSb などが用いられることもあり、あるいは FeNi, NiCo などの強磁性薄膜が用いられることもある。

線質係数 [英 quality factor, 独 Bewertungsfaktor, 仏 facteur de qualité, 露 фактор качества] 放射線防護の分野で用いられる用語で、放射線の種類やエネルギーによって、同一線量でも生体に与える効果が異なることを表すのに使用される (⇒線量当量)。

線質効果 [英 quality effect, 独 Qualitätswirkung, 仏 effet de qualité, 露 эффект качества] 物質の系、あるいは物体が放射線の照射を受けて生じる効果の大きさが、被曝量が同一量の吸収線量であっても、放射線の種類や物質の性質によって異なるとき、これを線質効果という。生体への放射線効果には顕著な線質効果が認められ、線量付与に寄与する荷電粒子の線エネルギー付与 (LET) や線量率に依存することが知られている。

センチメートル [英 sensimetry, 独 Sensimetrie, 仏 sensimétrie, 露 сенситометрия] 写真感光材料の感度・感光性・階調・ガンマなどを測定することで、特に各波長ごとに行うときは分光センチメートルとよばれる。撮影用感光材料としては、ハロゲン化銀を感光物質とする写真 (銀塩写真) が一般に使用されているが、これに一定の露光を与え所定の現像処理を行えば一定の黒化度 (写真像の光学濃度) が得られる。これは黒化度の測定により露光量を求める写真測光の原理となっている。しかし露光・現像・濃度測定 の条件が変わると、得られる黒化度の値も変動するので、センチメートルにおいてはこれらの条件の標準化が必要である。

まず、センチメートル用標準光源は十分な明るさを持ち、その明るさと分光分布が正しく測定されている必要がある。さらに時間経過に対して安定で、露光面で均一な明

るさをもたなければならない。また標準光源の分光分布は、その感光材料が実際に使用される条件とよく一致している必要がある。写真撮影は一般に昼光あるいは人工光源の下で行われるので、標準光源はこれらの分光分布を再現できることが望ましい。以上の要請を満たす人工光源として、白熱電球が標準光源の 1 つとして採用されている。センチメートル用白熱電球は色温度 $2500 \sim 3500 \text{ K}$ の範囲で点灯されているが、色温度が低すぎると青色成分が不足し、高すぎると電球の寿命が短くなることから、普通は 2850 K で点灯されている。また昼光の分光分布は季節・時刻・天候などにより大きく変動するが、平均昼光として一般に色温度 5500 K のものが用いられている。この平均昼光は白熱電球にデビス・ギブソン・フィルターとよばれる $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ と $(\text{NH}_4)_2\text{Co}(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ を主とする溶液フィルターをかけて実現される。最近では溶液フィルターの代りに、取扱いの便利なセラチンあるいはガラスフィルターが用いられることが多い。感光材料の黒化度はいろいろの露光量で求める必要があるが、光量変化は通常、感光材料と標準光源の間に、光学濃度が段階的あるいは連続的に変化する光学くさびを置いて行われる。光量を変化させるには光学くさびを用いる方法のほか、標準光源と感光材料との距離を変化させる方法、絞りを用いる方法などがある。センチメートルで感光材料に露光を与える装置は感光計とよばれている。図 1 に光学くさびにより露光量を変化させる感光計の概略を示す。光学くさびは耐久性がよ

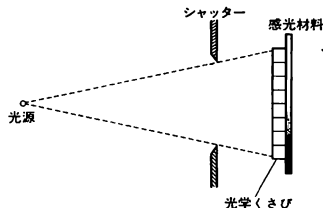


図 1 感光計の原理

く、光学濃度特性は分光的に選択性をもたないことが重要であり、光の吸収体としては普通、写真現像で得られる微細な銀粒子あるいはグラフィットなどが用いられている。段階的な光学くさびは $0.10, 0.15$, あるいは 0.20 ずつの濃度差をもつ。また目的によっては連続的な光学くさびも用いられるが、その濃度範囲はいずれも感光材料の有効露光領域を十分含むものでなければならない。また、センチメートル用の露光は感光材料が使用される条件と一致している必要があるので、一般撮影用感材以外では使用条件に合わせた特別な露光を行う。例えば、X 線間接撮影用フィルムでは、蛍光板の緑色に発光した像を撮影するので、白熱電球に緑色のフィルターをかけてセンチメートル用露光を行う。また X 線を感光材料に直接作用させて像を得る場合は、アルミニウムなどでつくった金属くさびを用いて X 線強度を段階的に変え、センチメートル用露光を行う。感光計で露光された感光材料には、露光量に応じて現像可能な潜像が形成されているが、潜像は時間の経過とともに崩壊する (潜像退行) ので、露光後 $1 \sim 2$ 時間以内に現像処理を行う (⇒現像)。現像および定着処理法などは、標準規格あるいは感光材料メーカーなどで指定されているが、処理液の調合に用いる試薬の純度、調合手順、

処理液の疲労，処理温度の管理，処理液の撹拌などに十分な注意を払う必要がある。現像・定着処理を終えた感光材料に対して，写真像の光学濃度の測定を行う（ \Rightarrow 濃度計）。光学濃度 D を，光学くさびの濃度から求められる露光量 E の対数値 $\log_{10} E$ に対してプロットした曲線を写真特性曲線とよび，感光材料の特性評価に用いられる（図2）。写

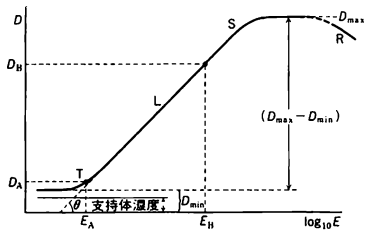


図2 写真特性曲線

真特性曲線は $D-\log_{10} E$ 曲線，あるいはその提案者 F. Hurter と V. C. Driffield にちなみ H·D 曲線ともよばれる。図2は露光量が大いほど黒化度が高い陰画（ネガ像）の写真特性曲線を示しているが，直接観察に用いられる陽画（ポジ像）では曲線は左右を逆にしたものとなる。濃度 D_{\min} と D_{\max} は支持体（ベース）濃度を含んだときの最低および最高濃度を示し，濃度差 $(D_{\max} - D_{\min})$ は，この感光材料で可能な濃度変化の範囲を示している。また， $\log_{10} E$ と D の関係が直線に近い領域 L は直線部分あるいは比例部分とよばれている。領域 L の幅はラチチュード（寛容度）とよばれ，ラチチュードが広いほど撮影時の露出変動に対する許容度が広い。直線部分の勾配が θ であるとき， $\tan \theta$ をその感光材料のガンマ (γ) とよび， γ が大きいと硬調あるいはコントラストが高いといわれ， γ が小さいと軟調あるいはコントラストが低いといわれる。たとえば，硬調の感光材料では，被写体の明暗の差が拡大して再現され，くっきりとした写真像が得られる。図2の領域 T は足部，領域 S は肩部とよばれる。その形は被写体の明暗の再現に微妙な影響を与える。また露光量が増加し過度（通常の 1000～10000 倍）となった場合，図2の領域 R で示すように露光量の増加に対して黒化度が低下することがあり，ソラライゼーションとよばれている。

感光材料が露光量に対して感光する度合を写真感度とよぶ。写真感度が高いほど少ない露光量で一定の写真濃度が得られる。したがって写真感度 S は，一定濃度 D_0 を与える露光量 E_0 の逆数で $S = 1/E_0$ (a は定数) と定められる。写真感度としては一般にアメリカ規格による ASA 感度が用いられ，ASA 100 とか ASA 400 のように表示する。たとえば黑白感光材料の ASA 感度は次のように定められる。図2で $D_A = D_{\min} + 0.1$ および $E_B = E_A + 1.3$ とし，このとき $D_B = D_A + 0.8$ となるような点 A，B が得られるように現象条件を定める。写真特性曲線がこれらの条件を満たしているとき，ASA 感度 S は， $S = 0.8/E_A$ である。一般撮影用感材は ASA 100～400 の感度をもつが，拡散転写による写真法では ASA 3000 もの高感度が実現されている。

露光量 E は光の強度 I と時間 t の積 $E = It$ で定められるが，光化学反応量（写真では黒化度）が E だけに依存し I あるいは t に依存しないとき，ブンゼン-ロスコーの法則あるいは相反則が成立するという。そうでないときは相反則不軌といわれる。現実の感光材料は多かれ少なかれ相

反則不軌の特質をもっており，露光時間の長短により異なる写真特性曲線が得られる。したがってセンチメートルは，その感光材料が実際に使われる露光時間も考慮して行う必要がある。

カラー写真感材は赤・緑・青色に感ずる三種の感光層により構成されており，それぞれの補色であるシアン・マゼンタ・イエローに発色する（ \Rightarrow カラー写真）。したがって，写真像の濃度測定は，シアン・マゼンタ・イエローの補色である赤・緑・青色光を用いて行う。三色濃度の測定に用いられる受光器の分光感度特性は，カラー写真の種類・使用目的などに応じて，規格が定められている。感度の決定は黑白感光材料の場合よりもやや複雑であるが，おおむね同様な原理により行われる。また露光の際，波長 λ の単色光を用い，一連の λ に対してセンチメートルを行えば，波長を関数とした写真特性（分光ガンマ・分光感度など）が得られるが，これは分光センチメートルとよばれ，カラー写真の色再現性を詳しく解析するときが必要となる。

浅色効果 [英 hypsochromic effect, 独 hypsochromischer Effekt, 仏 effet hypsochrome, 露 гипсохромный эффект] \Rightarrow 深色効果

先進グリーン関数 [英 advanced Green function, 仏 fonction de Green avancée, 露 опережающая функция Грина] \Rightarrow グリーン関数

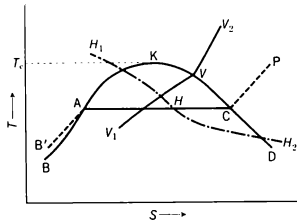
全身計数 [英 whole-body counting, 独 Ganzkörpermessung, 仏 comptage du corps entier, 露 счёт облучения всего тела] 体内に摂取された放射性核種の定量などを目的に，体外に放出される放射線を全身にわたって計数することを行う。実際には身体を全立体角にわたって検出器で包み込んで測定することはまれで，1個の検出器をスクリーンさせて測定するか，少数の検出器により近似的に同時計測することが多い。全身計数のための装置はヒューマンカウンターとかトータルボディカウンターなどとよばれる。

全身計数装置 [英 whole-body counter, 独 Ganzkörperzähler, 仏 compteur du corps entier, 露 счётчик облучения всего тела] = ヒューマンカウンター

全身照射 [英 whole-body irradiation, 独 Ganzkörperbestrahlung, 仏 irradiation du corps entier, 露 облучение всего тела] 放射線を生物に照射する場合に，被照射体の全身に照射を行うもので，部分照射に対比した表現である。この照射により，ある生物群に 50% の死を生じる線量を半致死量 (LD_{50}) といひ，その生物群の放射線感受性を示す。一般には哺乳動物を対象とする実験に用いることが多く，半致死量は哺乳動物種によって異なる値をとり，たとえばマウスで 600～700 rad とされている。ヒトの全身照射による致死量を与えたデータは原子炉事故および原爆被曝に限られ，いずれも全身に均等で線質の明確な放射線によるものではないが，ほかの哺乳動物の半致死量をも考慮して 400～500 rad がヒトの全身照射による半致死量であると推定されている。

線図（蒸気） [英 vapour diagram, 独 Dampfdruckdiagramm, 仏 diagramme de vapeur, 露 диаграмма упругости пара] 蒸気の状態を表す図表で，低温工学などでよく利用される。実在気体の状態は，臨界点より十分高い温度では理想気体あるいはファン・デル・ワールスの状態方程式で記述できるが，臨界点以下の温度の蒸気状態は複雑で，簡単な式で表すことはできない。このため，実験を

もとに各種の線図を作製し、各種数値表と合わせて冷凍機などの設計や解析に用いる。代表的な線図として圧力を縦軸、体積を横軸にとった圧力-体積線図(⇒ p - V 線図)、縦軸に温度、横軸にエントロピー S をとった T - S 線図、縦軸にエンタルピー、横軸にエントロピーをとったモリエール線図がある。このほか、縦軸に圧力または圧力の対数、横軸にエンタルピー H をとった p - H 線図もある。図は

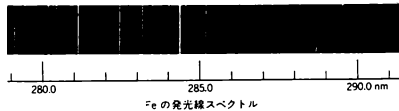


T - S 線図で p - V 線図と同様(⇒ p - V 線図)、臨界温度 T_c にある臨界点 K を頂点とし、飽和液線 KAB 、飽和蒸気線 KCD から成る飽和限界曲線が描ける。等圧線は $B'ACP$ で表され、境界線内では等温線 AC と一致する。 H_1, H, H_2 は等エンタルピー線、 V_1, V, V_2 は等体積線である。 T - S 線図では、横軸、縦軸に平行な線が、それぞれ等温変化、断熱変化を表すので、熱機関や冷凍サイクルの図示および熱計算に広く利用されている。 T - S 線図の場合、熱量は線図上の面積で表されるが、モリエール線図では縦軸に平行な線の長さがエンタルピー差、すなわち熱量を表すので、実用上便利である。

浅水波 [英 shallow-water wave, 独 Seichtwasserwelle, 仏 onde en eau peu profonde, 露 мелководная волна] 波長 λ に比べて水深 h が非常に小さい($h \ll \lambda$)水面上の波で、長い水波ともよばれる。水の運動は水の層全体にわたってほぼ水平で、水圧変化も水面の盛上り η による静水圧の変化にほぼ等しい。振幅 a の小さい($a \ll h$)進行波の速さ c は、重力加速度を g とすると、 $c = \sqrt{gh}$ で与えられ、浅いところほど遅くなる。遠浅の海岸に打ち寄せる波の波頭が海岸線にほぼ平行になるのはこのためである。しかし、 h/λ が無視できなくなると、伝播速度は波長により差がでてきて分散を示すようになる。一方、振幅が有限になって a/h が無視小とみなせなくなると、波の速さ c は、実効的な深さとして h に小さいが有限の盛上り η をつけ加えて、 $c = \sqrt{g(h+\eta)}$ となる。こうなると、盛上ったところ($\eta > 0$)では、くぼんだところ($\eta < 0$)より伝播速度が速いために波の前面が陰しくなり、ついには砕けて階段状の波面を形成することがある(⇒衝撃波)。遠浅の海岸や河口でよく見られる現象である。このとき、水自身の運動も微小な水平往復運動からずれて、波の進行方向の速度が誘起されるようになる。この有限振幅の効果と、前記の分散効果が適当につき合うと、一定の形と速さで伝播する安定な孤立波も可能となる(⇒KdV方程式)。なお、「浅い」としても波長と水深との兼ね合いであるから、潮汐波や津波のように波長が数十～数百kmの波に対しては大洋の波でも完全に浅水波とみなすことができる。また湖沼や湾に起るセイシは定浅水波と考えることができる。

線スペクトル [英 line spectrum, 独 Linienpektrum, 仏 spectre de raies, 露 линейчатый спектр] 原子(または原子核)の離散的エネルギー準位間の遷移によって放射または吸収される光(または γ 線)のスペクトルで、分

光器を通して見ると線状に見えることによる。原子の線スペクトルは鉄アークの例(図参照)に見られるように通常は



複雑なスペクトル線群であるが、分類整理すれば水素のバルマー系列線のような規則正しく並ぶスペクトル線系列の集合である(⇒原子スペクトル)。放射による線スペクトルは輝線スペクトルともよばれる。太陽大気中の反転層に起因するフラウンホーファー線は線スペクトルで、通常吸収スペクトルとして観測される。線スペクトルはアークスペクトルとスパークスペクトルに分けてよぶことがある。前者は中性原子のスペクトルで、 $H I, Fe I$ のように元素記号の後に I をつけて表す。後者はイオンのスペクトルで、 $He II, Li III, Fe XXV$ のようにイオンの価数より1だけ大きいローマ数字 II, III, \dots を元素記号の後につけて表す。線スペクトルはそれを放出する元素の中性原子またはイオン固有のものであるから、各元素についてスペクトル線の波長表が整備されていれば発光体中の元素の同定が行える。原子の線スペクトルの波長表、エネルギー準位表が出版されており、遷移確率の表も整備されつつある。また、鉄のスペクトル線は可視、紫外領域において比較スペクトルとして用いられる。

線積分 [英 line integral, 独 Linienintegral, 仏 intégrale curviligne, 露 криволинейный интеграл] 曲線に沿っての積分。曲線積分ともいう。長さの定義で定まる曲線 C 、 C 上の各点 P で定義された関数 $f(P)$ とが与えられたとする。 C を N 個の部分 C_1, C_2, \dots, C_N に分け、各部分の端点を結ぶ弦の長さを $\Delta s_1, \Delta s_2, \dots, \Delta s_N$ とし、各 C_k 上に点 P_k をとって和 $\sum_{k=1}^N f(P_k) \Delta s_k$ をつくる。もし $\max(\Delta s_k) \rightarrow 0$ のようにして分割数 N を限りなく増していったとき、分割のしかたや点 P_k のとりかたによらず上の和が一定の極限値をもつならば、これを f の C に沿う線積分とよび $\int_C f(P) ds$ と書く。関数 f が C 上で区分的連続ならば、上の線積分は存在する。

三次元ユークリッド空間内の曲線 C を含む領域内で定義されたベクトル場 $\mathbf{v} = (v_1, v_2, v_3)$ があるとき、曲線 C 上の各点での単位接線ベクトルを \mathbf{t} とすると、 \mathbf{v} の接線成分 v_s の線積分

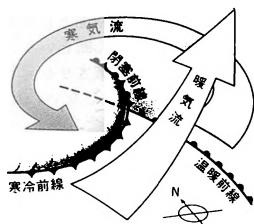
$$\int_C v_s ds = \int_C \mathbf{v} \cdot \mathbf{t} ds = \int_{s_1}^{s_2} v_i \frac{dx_i}{ds} ds$$

が定義される(x_i は直角座標成分)。特に C が閉曲線の場合には $\oint_C \mathbf{v} \cdot \mathbf{t} ds$ を \mathbf{v} の C に沿う循環という。 \mathbf{v} が閉曲線 C を外縁とする曲面上で定義されているときには、上記の線積分に対してストークスの定理が成り立つ。

前線 [英 front, 独 Front, 露 фронт]

[1] 気象学では、気温の異なる2つの気団(または気団よりも規模の小さな空気塊)の接触面を前線といい、前線面と地表との交線を前線という。したがって、前線面が地表と交わらなければ前線は存在しないわけだが、両者を区別しないで前線ということも多い。不連続線ともいう

が、現在ではあまり使われない。なお、同一気団内でも、気流が線状に集束して上昇する領域(集束線)を前線ということもある。前線には次のような種類がある。(1) 温帯低気圧に伴う前線：中緯度対流圏の大気は南北の温度傾度が大きく温帯低気圧(高緯度側の寒気と低緯度側の暖気)が北半球では反時計まわりに渦巻に入れ替る現象がしばしば生じる。温帯低気圧の中心より西側では図に示すように、



暖気団の下に寒気もぐり込むような形で東南方向に進行するために前線が形成される。前線の通過とともに地上気温が低下するので、寒冷前線とよばれる。東側では、寒気団のゆるやかな斜面に沿って暖気が北東方向に進行し、やはり前線が形成される。前線の通過とともに気温が上昇するので、温暖前線とよばれる。低気圧が十分発達した段階では、渦巻の西側から南下した寒気が東側の暖気に接触する。そのときの接触部は閉塞前線とよばれる。(2) 梅雨前線：高緯度の寒気団と低緯度の暖気団が5月から7月にかけて中緯度に形成する前線。長期間持続するので停滞前線とよばれる。梅雨前線に沿って次々に温帯低気圧が発生し、中国、日本、韓国に雨期をもたらし。(3) 海風前線：朝になって地表面の空気が日射で加熱されると、海上の冷たい空気が陸地に侵入する。これを海風といい、海風の先端部を海風前線という。(4) 赤道前線：北東貿易風と南東貿易風の境界で常に上昇流が生じ、積乱雲の発達が著しい。熱帯集束帯のこと。

[2] 海洋学でも、気象学における前線と同様の意味で用いる。しかし、海水の密度は温度と塩分によって変化するので、次の2種類の前線がある。(1) 海流に沿った前線：大気中の前線と同様の性質がある。すなわち、前線付近に大きな圧力勾配があり、これと地衡流平衡にある海流が前線に沿って存在する。圧力勾配は水面で最大であり(水面が傾いていることによる)、海洋内部にいくにしたがって小さくなる。黒潮前線は顕著な例である。(2) 湾口部に生じる前線：湾内の海水の水温と塩分濃度は外洋に比べて低い場合が多い。このような場合には、湾口部に水温の急変する場所が線状に存在し、前線とよばれる。しかし、湾内の海水と外洋の海水の密度差はほとんどないので、前線付近の圧力勾配は小さい。したがって、海流に沿った前線と異なり、前線付近に強い流れは存在しない。

潜像 [英 latent image, 独 latentes Bild, 仏 image latente, 露 скрытое изображение] ⇨ 写真

線速度 [英 linear velocity, 独 lineare Geschwindigkeit, 仏 vitesse linéaire, 露 линейная скорость] = 速度

選択規則 [英 selection rule, 独 Auswahlregel, 仏 règle de sélection, 露 правило отбора] 量子力学系が、外部からの作用などの摂動によって1つの定常状態からほかの定常状態に移移する際、前後の状態によっては、移移行

列要素が0になることがある。移移行列要素が0にならないために、前後の状態の量子数が満たすべき条件を選択規則、あるいは単に選択則という。最も代表的なものとしては、電磁放射の際の角運動量に関する選択規則が挙げられる。電気または磁気2'極放射が起きる始状態の角運動量 J_i と終状態の角運動量 J_f の間には

$$|J_f - J_i| \leq 1 \leq J_f + J_i$$

という関係がある。移移行前後の状態の間においてパリティの変化は、電気2'極放射では $(-1)^l$ 、磁気2'極放射では $(-1)^{l+1}$ である。原子による光の放射または吸収では、電気双極放射が主な寄与をするので、始状態と終状態の軌道角運動量の差 ΔL は、 $\Delta L = 0, \pm 1$ に制限される。また、スピン角運動量 S の変化は $\Delta S = 0$ であるから、全角運動量 J について $\Delta J = 0, \pm 1$ という選択規則がある。また、それらの移移行の際に、状態のパリティは変化する。電気双極放射による移移行だけでなく、磁気双極放射やほかの多重極放射による弱い移移行も起りうるので、上の制限は厳密に言えば近似的なものであり、上の条件を満たす強い移移行を許容移移行、それ以外の弱い移移行を禁制移移行とよぶ。磁場中に置かれた原子の異なる磁気量子数 M をもつ状態の間の移移行については、 $\Delta M = 0, \pm 1$ という選択規則が成り立つ。 $\Delta M = 0$ は、磁場の方向に偏った光による移移行、 $\Delta M = \pm 1$ は磁場に垂直な方向に偏った光による移移行である(⇨ラボルの規則)。

分子による光の放射吸収に対しても、いくつかの選択規則がある。二原子分子の電子項移移行では、電子の軌道角運動量の分子軸方向の成分の絶対値 $\Delta \Lambda$ について、 $\Delta \Lambda = 0, \pm 1$ という制限がつく。等核二原子分子では、このほかに反転に対する偶奇が変化するという選択規則がある。多原子分子が分子対称をもつ場合には、電子の波動関数は点群の既約表現の基底となり、始状態の表現と電気双極子モーメントの属する表現の積表現の中に終状態の既約表現が含まれるという条件が選択規則になる。振動移移行に対しては、分子の基準振動は調和振動で近似できるので、ひとつの基準振動の量子数が1だけ変化するという選択規則が成り立つ。ただし、電気双極子モーメントが変化する振動のみが光の放射吸収を起す。また、ラマン散乱は振動による分極率の変化が原因となって起るので、その場合の選択規則は上のものとは異なる。回転移移行に関しては、分子の回転量子数 J について、 $\Delta J = \pm 1$ の選択規則がある。電子項移移行が同時に起る場合には、 $\Delta J = 0$ の移移行も起る。また対称な分子の回転移移行では、対称軸のまわりの角運動量成分 K について $\Delta K = 0$ の選択規則がある。原子核が γ 線を放出、吸収して、その状態を変えるときにも、同様の選択規則が成り立つ。一般に移移行を起させる演算子が k 階の既約テンソルであると、原子核の始状態と終状態のスピン差は k を越えることはできない。また始状態と終状態のパリティの積は、演算子のパリティと一致する。たとえば、電気双極放射では原子の場合と同じように、核スピンの変化は $0, \pm 1$ が可能であるが、 $0 \rightarrow 0$ は禁止される。また核のパリティは変化するしなければならない。β崩壊のガモフ-テラー型移移行では、核スピンに対する選択規則は上の場合と同じだが、核のパリティは変化するしない。これらは原子核全体に課せられた選択規則であるが、ある近似のもとに成り立つ制限もある。たとえば、一粒子殻模型に立脚すると、ガモフ-テラー型移移行では、核子の軌道角運動量 l は変化するしない。また変形核の回転模型

では、原子核の角運動量子数 K の変化は、遷移の演算子の階数を越えない。これらの条件をみたす遷移を許容遷移とよび、そうでない遷移を、 $\Delta I - \Delta K$ -禁制遷移などとよぶ。一般に遷移を起す相互作用の性質がわかっている場合には、定常状態の量子数を同定するのに、選択規則は極めて有用である。また、素粒子や原子核の反応で経験的にある種々の選択規則が見いだされ、それに合った内部対称性(アイソスピン、ストレンジネスなど)が導入されて、素粒子や原子核の性質に関する知見が豊富になった例は多い。

選択成長 [英 selective growth, 独 selektives Wachstum, 仏 croissance sélective, 露 селективный рост] 結晶の成長に際して、特定の結晶軸、結晶面に沿って顕著な成長をなす場合をいう。その際、結晶の外形には特徴が現れるが、これを結晶の晶癖という。結晶は一般にそれらを構成する原子または分子の形成する特定の結晶面に囲まれて成長するが、それぞれの結晶面では外部から到達する原子や分子を受けつける親和度に差異があるので、環境から与えられる条件によって、成長しやすい面とそうでない面が現れることが選択成長の原因である。選択成長の傾向が強い場合には、融液を端から冷却して一方に凝固させると、凝固の方向に特定の結晶方位がそろった優先方位をもつ凝固組織が形成される。

選択増幅器 [英 tuned amplifier, 独 abgestimmter Verstärker, 仏 amplificateur accordé] 特定の周波数の信号のみを選択的に増幅する増幅器。同調増幅器あるいは狭帯域増幅器ともいう。増幅器内部に周波数選択回路をもち、特定の周波数以外の信号は増幅しない。選択回路としては、共振回路あるいは負帰還回路にブリッジ回路を挿入したものが用いられる。選択される中心周波数 f_0 と通過できる周波数帯域幅 Δf の比 $f_0/\Delta f$ を選択度あるいは Q 値とよび、選択度の目安とする。 Q 値が大きいくほど選択度がよいことになる。

選択的振幅変調干渉分光装置 = SISAM

選択排気 [英 selective pumping, 仏 pompage sélectif, 露 избирательная откачка] ある特定の気体のみを選択的に排気し、ほかの気体に対しては排気作用をもたないような排気方法を選択排気という。たとえば液体窒素温度に冷却された面に入射した H_2O は吸着され、 10^{15} 秒程度の間空間へ戻ることはないから排気されたことになる。これに対し H_2 , He , Ne はもちろん N_2 , CO , Ar などこの面における吸着によって気相から除かれるということはない。化学的に活性な金属(ゲッター)と排気できる気体とは組合せがあり、 Ti と O_2 , CO あるいは Fe , Ni と H_2 などは排気できる組合せであるが、希ガスはどのゲッターによっても排気できない。また $10 \sim 20K$ で働くクライオポンプは He , Ne , H_2 に対する排気能力が劣る反面、ほかのほとんどの気体に対して大きな排気速度を有する。

選択反射 [英 selective reflection, 独 selektive Reflexion, 仏 réflexion sélective, 露 избирательное отражение] 反射率が波長に依存し、物体が特定の波長の光を特に強く反射する現象。普通の物体はほとんど選択反射をすることで色づいて見える。金属や金属光沢をもつ表面では、選択反射を示す波長に対しては吸収係数が一般に大きくなる。理想的な白色面、灰色面(可視領域における)非選択反射面である。

選択方位 = 優先方位

選択励起 [英 selective excitation, 独 selektive Anregung, 仏 excitation sélective, 露 селективное возбужде-

ние] \Rightarrow 光ポンピング

せん断 [英 shear, 独 Scherung, 仏 cisaillement, 露 сдвиг] 物体に外力が作用した場合、物体内部の任意の面を境として、その両側の部分がこの面に沿って相互に逆方向にずれようとする現象。このため考えている面には面に接する方向に力が生じる。この面をせん断面、力をせん断力という。一般に線材(棒またははり)では、図1のように長手軸に垂直な切断面をせん断面としてせん断力を考える。このような変形を単純なせん断という。図2のように物体の長方形部分をひし形に変形させる変形を純粋なせん断という。いずれも体積は変化しない。なお、せん断を「ずれ」または「ずり」とよぶことも多い。

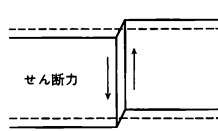


図 1

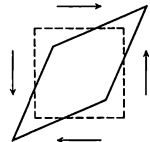


図 2

せん断応力 = ずり応力(\Rightarrow 応力)

前段加速器 [英 preaccelerator, 独 Vorbeschleuniger, 仏 préaccélérateur, 露 форинжектор] 大型の高エネルギー加速器で最も低いエネルギーにおける加速を分担する加速器のこと。シンクロトロンでは荷電粒子は一定の軌道を回るために、入射器によって予備加速した粒子を入射しなければならぬが、入射器としてはビーム強度が強くて取出しの容易な線型加速器が使われている。しかし線型加速器も速度 0 の粒子は加速できないので、前段加速器により $500 \sim 800 \text{ keV}$ に加速した陽子やイオンを線型加速器に入射する。前段加速器としては、ひろくコッククロフト・ワルトン型加速器が使われているが、耐電圧のために、装置や建物が大きくなるので、低速度の領域で高周波によって加速と集束を行わせる高周波四極線型加速器の開発が進められている。

前段真空 [英 fore-vacuum, 独 Vorvakuum, 仏 prévide, 露 форвакуум] = 補助真空

先端速度 [英 head velocity, 仏 vitesse de front, 露 головная скорость] \Rightarrow 信号速度

せん断弾性係数 [英 shear modulus of elasticity, 独 Schubmodul, 仏 module d'élasticité au cisaillement, 露 модуль упругости второго рода] = 剛性率

せん断ひずみ [英 shearing strain, 独 Schubdehnung, 仏 dilatation angulaire, 露 деформация сдвига] せん断変形によって生じるひずみ。図1のような長方形が上辺がずれてせん断変形するとき、 $\angle O$ の角度変化をせん断ひ

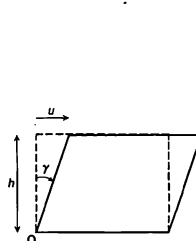


図 1

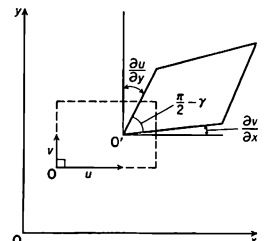


図 2

ずみという。記号 r で表現することが多い。せん断変形 u とせん断ひずみの関係は次式で与えられる。

$$r \approx \frac{u}{h}$$

より一般的なせん断ひずみを考えるために、二次元物体の変形を検討する。図2において点線で示す微小長方形の変形を考える。変形前に直角であった $\angle O$ の角度変形がせん断ひずみである。これを r_{xy} と表すことにすると

$$r_{xy} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}$$

の関係が得られる。ここで u, v は x, y 軸方向の変位である。三次元物体におけるせん断ひずみも同様の関係が得られる。

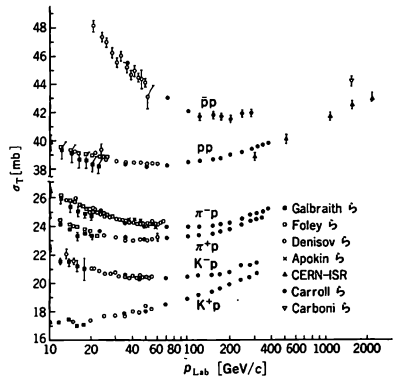
尖端放電 [英 point discharge, 独 Spitzenentladung, 仏 décharge par pointe, 露 разряд с острия] 高電圧がかかれた導体の突起部のように、局所的に強い電場が生じているとき、そこで起るコロナ放電のこと。避雷針はこの原理によるもので、これによって大気中に蓄積されてくる電荷を中和している。また、高電圧機器では尖端放電を防ぐためなるべく突起のない構造にし、エッジングによって突起部をつぶしていくこともな行われている。

前段ポンプ [英 forepump, 独 Vorpumpe, 仏 pompe primaire, 露 форвакуумный насос] = 補助ポンプ

全断面積 [英 total cross-section, 独 totaler Wirkungsquerschnitt, 仏 section efficace totale, 露 полное сечение] \Rightarrow 散乱断面積

全断面積(中性子の) [英 total cross-section of neutron, 独 totaler Wirkungsquerschnitt, 露 полное поперечное сечение] 中性子が物質と相互作用する確率は断面積という量で表される。速度 v [$\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$] で、 1 cm^2 当り n 個の均一な中性子ビームが、 1 cm^3 当り N 個の散乱体を含む、無限小の厚さ dx [cm] の試料に入射する。このとき中性子がなんらかの相互作用を起す毎秒当りの数は $\sigma \cdot N dx \cdot nv$ で与えられる。 σ は面積の次元をもち、入射中性子に対し1つの核の張る標的面積を表す。この意味で σ は断面積とよび、 $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ を単位として表す。 σ はなんらかの相互作用を起す断面積であり、全断面積とよばれる。熱中性子の場合、全断面積は散乱断面積 σ_s と捕獲(または吸収)断面積 σ_a とから成る: $\sigma_T = \sigma_s + \sigma_a$ 。全断面積は中性子エネルギーによって変わり、その値は厚さ t の試料の中性子透過率: $T = \exp(-N\sigma_T t)$ を測定することにより求められる。単位体積当りの全断面積 $N\sigma_T$ を巨視的断面積とよび、 Σ_T で表す。これは cm^{-1} の次元をもつ。 $\lambda = \Sigma_T^{-1}$ は中性子の物質中での平均自由行程を与える。

全断面積の増大 [英 increasing total cross section, 仏 accroissement de section efficace totale, 露 возраст полного поперечного сечения] ハドロン衝突の全断面積のエネルギー依存性の実験データは、入射粒子の実験室系の運動量 $p_{\text{Lab}} \geq 10 \text{ GeV}/c$ では単調で、 p_{Lab} の増大とともに漸近的に一定値に近づくことと予想されていた。1971年セルブホフ研究所の K^+p 全断面積は $p_{\text{Lab}} \geq 20 \text{ GeV}/c$ で増大の兆候を示しているが、1973年ヨーロッパ連合原子核研究機関(CERN)ISRのデータは、重心系の全エネルギー $\sqrt{s} = 24 \sim 53 \text{ GeV}$ (実験室系運動量相当 $p_{\text{Lab}} = 290 \sim 1480 \text{ GeV}/c$) で pp 全断面積が約10%増大していることを示した。1974年フェルミ国立加速器研究所のデータは、 $p_{\text{Lab}} = 50 \sim 500 \text{ GeV}/c$ において π^+p , K^+p , pp の全断面積が増大



していることを示した。1981年 CERN-ISR で $p\bar{p}$ 衝突が可能となり、 $p_{\text{Lab}} = 1500 \text{ GeV}/c$ 相当の $p\bar{p}$ 全断面積が測定され、これも明らかに増大していることがわかった。理論的には、ハドロン衝突の全断面積の上限はフロアッサールの上限 $(\log s)^2$ を超えないが、原理的にはこの上限を破らない限り全断面積は入射エネルギーとともに増大してもかまわない。しかし、いまのところ全断面積の増大の機構は十分には明らかにされていない。また、 $\pi^+p - \pi^-p$, $K^+p - K^-p$, $p\bar{p} - p p$ などこれら一対の全断面積の差 $\Delta\sigma \equiv \sigma(\text{粒子-粒子}) - \sigma(\text{反粒子-粒子})$ の実験値は $\Delta\sigma \propto 1/\sqrt{p_{\text{Lab}}}$ のように漸近的に0に接近しているようである(\Rightarrow ポメラランチュクの定理)。

せん断流 [英 shear flow, 独 Scherströmung, 仏 mouvement de cisaillement] 速度勾配(場所による速度の変化)のある粘性流体の流れ。このような流れは、流れに平行にとった仮想面にはせん断力が働き、その大きさは、流体の粘性係数を η 、速度勾配を $(\partial V/\partial y)$ とすると仮想面の単位面積当り $\eta(\partial V/\partial y)$ で表される(図1)。このようなせん断力のために、流れの中の流体要素は、図2に示すようなせん断変形を受ける。

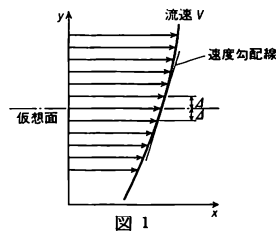


図1

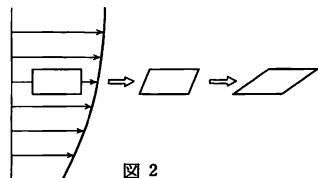


図2

センチ [英 fra centi, 独 Zenti, 露 санти] 単位の名前に付ける接頭語のひとつで、 10^{-2} 倍を意味する。フランスでは、メートル法の初期の1793年から用いられていたが、しだいに普及し、1960年の国際度量衡総会の決議12によって、SI接頭語のひとつとして採用され、記号 c

で表すことが協約された。たとえば長さの SI 単位はメートル(単位記号は m)であるが、その 10^{-2} 倍をセンチメートルとよび、記号 cm で表す。この語は、1/100 を意味するラテン語 centesimus から選ばれたといわれる。

センチストークス [英仏 centistokes, 独 Zentistokes, 露 сантистокс] 動粘性率の単位であるストークス(単位記号は St)の、分量単位のひとつ。 10^{-2} St に等しい。記号は cSt(⇒ストークス)。

前置増幅器 [英 pre-amplifier, 独 Vorverstärker, 仏 préamplificateur, 露 предусилитель] 微小信号を増幅する場合、一般に一度に大きなレベルにまで増幅することはせずにいくつかの段階に分けて必要なレベルにまで増幅する。このような場合、最初の増幅段階に用いる増幅器を前置増幅器またはプリアンプという。信号源の近くに前置増幅器をおけば、主増幅器までの間に距離があっても外部雑音の影響を防ぐことができる。

センチポアズ [英仏 centipoise, 独 Zentipoise, 露 сантипуаз] 粘性率(粘度ともいう)の単位であるポアズ(単位記号は P)の、分量単位のひとつ。 10^{-2} P に等しい。記号は cP(⇒ポアズ)。

センチメートル [英 centimeter, 独 Zentimeter, 仏 centimètre, 露 сантиметр] 長さの単位であるメートル(単位記号は m)の、分量単位のひとつ。 10^{-2} m に等しい。記号は cm(⇒メートル)。

セントラルピーク [英 central peak, 独 Zentralberg, 仏 piton central, 露 центральная горка] 結晶の格子定数に比べて十分長い波長の粒子線や電磁波を結晶に照射すると、理想的な完全結晶では、エネルギー変化を伴わない弾性散乱は前方以外には存在しない。それは完全結晶では、液体や気体と異なり、散乱の原因となる密度のゆらぎが存在しないからである。ところが、構造相転移をする結晶の転移点近傍では、 $\omega = 0$ のまわりにわずかに広がったスペクトル分布をもつ準弾性散乱成分が存在し、転移点に近づくにつれ、その強度が増大することが見いだされた。このピークを音響的モードや光学的モードによる散乱のピークと区別し、特に $\omega \neq 0$ のソフトフォノンによるピークと対比して、セントラルピークとよび、このようなスペクトルを与える集団運動をセントラルモードとよぶ。1971年に SrTiO₃ の 105 K 構造相転移における中性子散乱について観測されたのが最初で、その後 Nb₃Sn, K₂MnF₆, LaAlO₃ 等でも見いだされ、光散乱でも SbSI, KH₂PO₄, KH₂(SeO₃)₂, Pb₃Ce₃O₁₁ などでレイリー散乱強度の増加として観測されている。現象論的には、秩序変数(ソフトフォノン)となんらかの緩和型のモードとの結合として説明されるが、微視的な原因については、多くの提案(たとえば、格子の非調和性によるフォノン密度のゆらぎ、流体の場合に類似したエントロピーのゆらぎ、格子欠陥や不純物の影響など)があるが、まだ決定的でない。試料の育成、処理の方法にも依存し KH₂(SeO₃)₂ のように焼なましによってピークが消滅してしまう場合もある。観測されたセントラルピークから、真に相転移の微視的機構に関与する部分を抽出することが重要で、今後の研究に待つ部分が多い。

セントラルモード [英 central mode, 仏 mode central, 露 центральная мода] ⇒ セントラルピーク

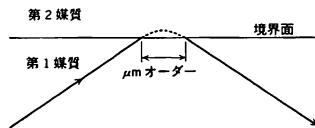
全二重 [英 full duplex, 露 дуплексная передача] 装置間のデータ伝送において、両方向へ互いに独立してか

つ同時に伝送できる方式をいう。また、単に duplex と略称することもある。これに対して、常に同時には一方向への伝送しかできない方式を半二重(half duplex)という。

潜熱 [英 latent heat, 独 latente Wärme, 仏 chaleur latente, 露 скрытая теплота] 等温、等圧下で物質の状態を 1 つの状態(たとえば固相)から他の状態(たとえば液相)へ一次相転移によって変えるときに費やされる、あるいは得られる熱をいう。状態変化には、融解、固化、蒸発、凝縮、固相間一次相転移などがある(⇒一次相転移)。一成分より成る物質の状態変化においては、相律により等温とすれば同時に等圧になっている。一方、化学反応などに伴う吸熱、発熱は潜熱とはいわない。融解の潜熱を求めたいときには、一定圧力の下における融解点の上下の熱の不連続的な変化から決められる(⇒融解熱)。一定圧力の下では熱の変化はエンタルピーの変化と同じであるから、融解熱はエンタルピー差で与えられる。この場合、固相から液相になるときに要する熱を求めるために、示差走査熱量計で一定速度で昇温させながら吸熱曲線を観測し、その面積から便宜的に潜熱を決めることは通常よく行われる。いろいろの物質の潜熱の値については、付録の表を参照。二次相転移の場合には臨界点でのエンタルピーの値はなく、潜熱は 0 である。固体の融解などの潜熱を伴う状態変化では、体積の不連続的な変化が起る(⇒クラウジウス-クラペイロンの式)。

全反射 [英 total reflection, 独 Gesamtreflexion, 仏 réflexion totale, 露 полное отражение] 屈折率の高い透明媒質から低い透明媒質へ光が進むとき、その境界面で光が 100% 反射する現象。第一媒質の屈折率を n_1 、第二媒質の屈折率を n_2 ($n_1 > n_2$)、境界面への光の入射角を θ としたとき、 θ が小さいうちは一部の光が境界面で正反射するだけでなく、残りの光はスネルの法則にしたがって第二媒質中に屈折して進む。 θ が大きくなるにつれ、屈折角は大きく、また屈折光の強度は弱くなり、 $\sin \theta > n_2/n_1$ では光はすべて反射する。屈折角が 90°、したがって $\sin \theta = n_2/n_1$ の場合の入射角 θ を全反射の臨界角という。全反射した場合は、第二媒質中に光がまったく入射しないわけではなくて、この媒質中には境界面に平行に進み、かつその振幅が境界面からの距離に比例して指数関数的に急激に減衰する光波が存在する。これはエバネッセント波とよばれる。境界面への光の入射角が臨界角より小さい場合は、入射光が境界面で反射すると生ずる位相のとりは 0 または π であるが、臨界角より大きくなると 0 と π の間の値をもつ。

F. Goos と H. Hänchen (1947~49 年)は光線束が境界面で全反射するとき、反射光線束が図に示すように光の進行



方向にマイクロメートルのオーダーだけずれることを観測した。このずれはグース-ヘンヒェン・シフトとよばれ、入射光が入射面に垂直および平行な直線偏光の場合について電磁理論そのほかによる解析が行われている。また入射光が円または楕円偏光の場合は光の進行方向だけでなく、これと直角方向にもごくわずかにずれることが C. Imbert (1968~70 年)によって理論、実験で検証され、これはアンペール・シフトとよばれている。

全反射現象は全反射ブリズムや光ファイバーにおいてエネルギー損失なく光を伝達するのに利用されるほか、全反射の際の位相とびはフレネルの斜方体などに利用されている。また上で述べた第二媒質のごく薄い層をはさんで高屈折率の第三媒質を置くと、エバネッセント波を介して光のエネルギーを第三媒質に伝えることができる。この現象は一種のトンネル効果として説明され、誘電体光導波路用のブリズム結合器やある種の半透鏡などに利用されている。

全ひずみ [英 total strain, 独 Gesamtverformung, 仏 deformation totale, 露 суммарная деформация] \Rightarrow ひずみ

全微分 [英 total differential, 独 totales Differential, 仏 différentielle totale, 露 полный дифференциал] 2個以上の変数をもつ関数 $w=f(x, y, \dots)$ に対して, 定義域 B の内点 $P=(x, y, \dots)$ の近傍で

$$\Delta w \equiv f(x+\Delta x, y+\Delta y, \dots) - f(x, y, \dots) \\ = \alpha \Delta x + \beta \Delta y + \dots + o(\rho)$$

($\rho = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + \dots}$) が成立するような $\Delta x, \Delta y, \dots$ に依存しない定数 α, β, \dots が定まるとき, f は点 P で全微分可能であるという。このとき f は点 P で各変数について偏微分可能であって, $\alpha = f_x(x, y, \dots)$, $\beta = f_y(x, y, \dots)$, \dots が成立する。 $\rho \rightarrow 0$ のときの Δw の主要部 $\alpha \Delta x + \beta \Delta y + \dots$ を w の全微分とよび, ふつう $\Delta w = dw$, $\Delta x = dx$, $\Delta y = dy, \dots$ において

$$dw = f_x dx + f_y dy + \dots$$

と書く。ある領域の各点において f が全微分可能であるとき, f はその領域において全微分可能であるという。このとき dw は, x, y, \dots および dx, dy, \dots を独立変数とする関数である。 f が全微分可能ならば f はその点で連続であるが, f_x, f_y, \dots が存在するというだけでは f は必ずしも連続ではない。しかし, f がある領域 B の各点で偏微分可能で f_x, f_y, \dots が存在し, そのうちの1つ以外が連続ならば, f は B で全微分可能である。

全微分方程式 [英 total differential equation, 独 totale Differentialgleichung, 仏 équation aux différentielles totales, 露 уравнение в полных дифференциалах] X_1, X_2, \dots, X_n をそれぞれ n 個の独立変数 x_1, x_2, \dots, x_n の関数とすると

$$X_1 dx_1 + X_2 dx_2 + \dots + X_n dx_n = 0$$

の形の方程式を全微分方程式(またはパフの方程式)という。この方程式は, もし積分因子が見つければ, それを掛けて積分することにより一般解が求められる。積分因子が存在するための必要十分条件は, $1, 2, \dots, n$ の中から3つの数 p, q, r を任意に選んだとき

$$X_p \left(\frac{\partial X_q}{\partial x_p} - \frac{\partial X_p}{\partial x_q} \right) + X_q \left(\frac{\partial X_r}{\partial x_p} - \frac{\partial X_r}{\partial x_q} \right) + X_r \left(\frac{\partial X_p}{\partial x_q} - \frac{\partial X_p}{\partial x_r} \right) = 0$$

が成り立つことである。

3変数の場合には, X_1, X_2, X_3 を三次元ベクトル場 F の成分とみなせば, 上の条件は $F \perp \text{rot} F$ と表される。2変数の場合は3変数の特別な場合 $F = (X_1(x_1, x_2), X_2(x_1, x_2), 0)$ と考えられるから, 上の条件は常に満たされる。すなわち, 2変数の全微分方程式には積分因子が存在する。

前複合核状態 [英 pre-compound state, 仏 état pré-composé] 原子核反応において複合核状態に至る前段階の状態。典型的な核反応に直接反応と複合核反応がある。直接反応は入射粒子と放出粒子および標的核と残留核とがわずかに異なる反応で, 入射エネルギーが反応の Q 値の

大きさとクローン障壁に比べて十分大きいときに起きる。複合核反応は入射粒子と放出粒子または標的核と残留核とが大きく異なる反応で, 入射エネルギーが小さくて反応時間が十分長いとき起きる。しかし残留核の連続スペクトルのなかには, 標的核の基底状態とわずかに異なるものから, 非常に異なるものまでさまざまな状態が連続的に分布する。このようなスペクトルの形成過程を理解するために, 直接反応で生じる状態から戸口状態に移行しながら, その中間状態で粒子を放出すると考える。この熱平衡状態を別名, 複合核状態とよび途中の中間状態を前複合核状態とよぶ。途中の中間状態は入射粒子のもち込んだエネルギーを分けもつ運動の自由度で分類される。自由度は普通一粒子ポテンシャル内の独立粒子状態を基準とし, 粒子数および空孔数を用いて表す。このとき, 系の残留相互作用を二体力の和で表し, 非摂動エネルギーのほぼ一致する状態間にのみ遷移が起るとすれば, 粒子・空孔対の数は1回の相互作用で ± 1 ずつ変化しながらしだいに複雑な前複合核状態を経る熱平衡状態に近づく。

ゼンフトレーベン効果 [英 Senftleben effect, 独 Senftleben-Effekt, 仏 effet Senftleben, 露 эффект Зенф-лебена] 気体の輸送係数が磁場の影響を受けて少し変わる現象をいう。1930年 H. Senftleben は O_2 気体の熱伝導率が磁場によって変わるのを見いだした。続いて粘性も変わることがわかった。初め O_2 や NO など常磁性分子に固有のものと思われたが, 長い空白の後1960年ごろから再開された J. J. M. Beenakker による研究で, 磁場を強くすれば広く一般の分子気体で起る現象であることがわかった。いずれの場合も磁場の強さと気体圧力の比が十分大きくなると変化量は飽和値に達しそれ以上には変わらない。このときの変化量は変化前の値の0.1~1%程度である。拡散係数でもっと小さく, 粘性などでも水素気体での変化は小さい。分子固有または回転に伴って発生する微小な磁気モーメントと磁場との相互作用が原因で, 結果的には衝突の有効断面積が少し変わるための現象と考えられる。ゼンフトレーベン-ビーナッカー効果とよぶ人もある。なお電場による輸送係数の変化は電気的ゼンフトレーベン-ビーナッカー効果とよばれる。

前平衡過程 [英 pre-equilibrium process, 仏 processus en pré-équilibre, 露 предравновесный процесс] 原子核反応において, 入射粒子と標的核が熱平衡な複合核状態をつくる以前に粒子を放出する過程。原子核反応はその反応時間により分類すると, 短時間に終る直接反応, 長時間の複合核反応などに分けられる。複合核反応は直接反応で起る過程で始まり, 入射粒子がもち込んだエネルギーを各核子に分配しながら核子を励起し, しだいに複雑な状態になり, 全系が熱平衡状態になったとき完成すると考えられる。前平衡過程では, このように全系が熱平衡にならず, 入射粒子がもち込んだエネルギーが一部の核子だけに分配された段階で, 粒子放出を始める。

前方散乱 [英 forward scattering, 独 Vorwärtsstreuung, 仏 diffusion en avant, 露 рассеяние вперед] 粒子が 90° 以下の散乱角度で散乱されること。これにして 90° 以上の角度で散乱される場合を後方散乱という。前方散乱強度の方向依存性は, 衝突ポテンシャルによって決まる。クローン・ポテンシャルのように, ポテンシャルの及ぶ範囲が広い場合には前方散乱が支配的になり, 剛体どうしの衝突のように, ポテンシャルの及ぶ範囲が狭い場合に

は、後方散乱の頻度がより多くなる。物質に入射した粒子は前方散乱を繰返しながら物質中を通過する。このため、粒子をビーム状にして入射してもその進行方向に広がりが生じる。

線膨張率 [英 coefficient of linear expansion, 独 linear Ausdehnungskoeffizient, 仏 coefficient de dilatation linéaire, 露 коэффициент линейного расширения] ⇒ 膨張率

前末端基効果 [英 penultimate effect, 仏 effet pénultième, 露 предконечный эффект] 重合反応中に単量体が成長末端に付加して重合体に成長する過程において、成長末端にある単量体単位だけでなく、そのひとつ前の単量体単位によっても新しく付加してくる単量体の付加の速度あるいは立体構造が決められる現象を、重合における前末端基効果という。一般に、イオン重合において前末端基効果が現れ、重合体の立体構造が規制されることが多い。

線密度 [英 linear density, 独 lineare Dichte, 仏 densité linéaire, 露 линейная плотность] ⇒ 密度

占有電子数解析 [英 electron population analysis, 仏 analyse de population électronique, 露 анализ населения электронов] 分子内に分布した電荷を物理的に意味があるように、かつ簡単な方法で各原子またはその中間領域に分割する方法。1955年に R. S. Mulliken によって提出された。簡単のために二原子分子を考え j 番目の分子軌道 ϕ_j がそれぞれ原子に属する原子軌道 χ_A と χ_B を使って

$$\phi_j = c_{jA}\chi_A + c_{jB}\chi_B$$

と表せるものとする (LCAO 近似)。この分子軌道に入っている 1 個の電子の電荷分布は、係数および原子軌道を実数とすれば

$$\phi_j^2 = c_{jA}^2\chi_A^2 + c_{jB}^2\chi_B^2 + 2c_{jA}c_{jB}\chi_A\chi_B$$

で与えられる。これを全空間にわたって積分すれば、 ϕ_j , χ_A , χ_B がすべて規格化されていると

$$1 = c_{jA}^2 + c_{jB}^2 + 2c_{jA}c_{jB}S_j$$

となる。ここで S_j は χ_A と χ_B の間の重なり積分である。上式の第一項を原子 A に、第二項を原子 B に第三項を A と B との重なり領域に割当てて、おのおの領域の電子数とする。分子軌道 ϕ_j に入っている電子の数を N_j とすると、すべての分子軌道からの電荷分布への寄与の和は上記の 3 個の領域についてそれぞれ

$$N_{\text{net}}(A) = \sum_j n_j c_{jA}^2$$

$$N_{\text{net}}(B) = \sum_j n_j c_{jB}^2$$

$$n(A, B) = 2 \sum_j n_j c_{jA}c_{jB}S_j$$

となる。全電荷分布を原子に割当てられた電子数 N_{gross} の和として表したいときには、A と B の重なり領域にある電荷を二等分して N_{net} に加える。つまり

$$N_{\text{gross}} = N_{\text{net}} + \sum_j n_j c_{jA}c_{jB}S_j = \sum_j n_j (c_{jA}^2 + c_{jA}c_{jB}S_j)$$

多原子分子や 1 つの原子が複数個の原子軌道をもつ場合へのこの方法の拡張は容易に行うことができる (⇒ 重なり電子数, 結合次数)。

線量 [英仏 dose, 独 Dosis, 露 доза] = 放射線量

線量計 [英 dosimeter, 独 Dosimeter, 仏 dosimètre, 露 дозиметр] 放射線の線量 (照射線量や吸収線量など)

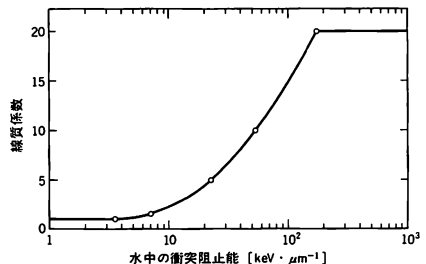
を測定する装置。目的に応じて、簡便な器具から複雑な装置に至るまで各種のものがある。放射線作業従事者の被曝を監視するためには、携帯に便利なフィルムバッジ、熱ルミネッセンス線量計 (TLD) などが主に用いられている。また、フリック線量計やガラス線量計 (放射線によるガラスの着色や発光現象を利用) も利用されている。これらの線量計は、一定期間内の集積線量を知るのに便利であるが、線量の時間的な変化を問題にする場合には電離箱が用いられる。電離箱では気体内での放射線の電離作用によって生じる電流を記録することにより、放射線の強度や気体の吸収線量が求められる。生体などのように固体の吸収線量を測るには、ブラック-グレイの原理を応用した電離箱が用いられる。そのほか、シンチレーションカウンターなどのカウンターも用いられるが、これらは α 線や粒子の個数を測定するのが普通であり、一定時間で積算して線量率計として使うことが多い。

線量測定 [英 dosimetry, 独 Dosimetrie, 仏 dosimétrie, 露 дозиметрия] ドシメトリーの邦訳語として使用される。文字通り訳せばこのようになるが、ドシメトリーは単に放射線線量の測定という局限された行為のみを意味するのではなく、放射線が各種物質系に作用して引起す種々の効果について、その因果関係を定量的に記述するための手法の開発・実践に関する広い学問分野を指して用いられることが多い。具体的には、原因の量としてのドーズ (わが国では線量と訳されているが、中国では剂量と称している) にどのような物理量を採用すべきかの検討、その具体的測定手段ないしは評価の手法の開発・改善、放射線防護や放射線治療など実務畑における測定技術の開発・改善、などから成る。放射線の効果を取扱うあらゆる学問分野に、共通の基盤として重要である。

線量当量 [英 dose equivalent, 独 Dosisäquivalent, 仏 dose équivalente, 露 дозовый эквивалент] 放射線防護の分野で用いられる線量で放射線の生体に与える影響を共通の尺度で表す。これは、吸収線量に国際放射線防護委員会 (ICRP) の規定する修正係数を乗じて得られ、一種の加重線量である。修正係数としては、放射線の種類や性質の違いによる生体効果の違いを反映させる目的の線質係数 Q と、吸収線量率など被曝の条件を考慮して決められる係数 N (固有名詞は導入されていない) の両方があり、線量当量 H は

$$H = DQN$$

と表される。線質係数 Q は、吸収エネルギーの微視的空間分布によって効果が一義的に決るとして、エネルギー付与に寄与する荷電粒子の水 (生体軟組織に近く、普遍的に利用できる物質として採用されている) 中における線エネルギー付与 L_w (数値的には衝突阻止能に等しい) の関数と



L_{∞} と Q の関係	
水中の $L_{\infty}[\text{keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}]$	Q
3.5 以下	1
7	2
23	5
53	10
175 以上	20

して定義されている(⇒線エネルギー付与, 阻止能)。

放射線の L_{∞} は, 放射線のエネルギーによって変わるが, 実際には放射線のエネルギーがわからないことが多い。このような場合には, 放射線の種類に応じて次のような Q の近似値が用いられる(ICRP, 1977 年)。

X 線, γ 線および粒子	1
エネルギー不明の中性子, 陽子, および静止質量が 1 原子質量単位より大きい電荷 1 の粒子	10
エネルギー不明の α 粒子と多重電荷の粒子(および電荷不明の粒子)	20
熱中性子	2.3

修正係数 N の値として, ICRP はいまのところ 1 を当てている。線量当量の単位には従来 rem (レム, roentgen equivalent man からつくられたもの)が使われてきたが, SI 単位系では SV (シーベルト)が使われる。それぞれ, 1 rad (ラド)または 1 Gy (グレイ)の吸収線量に対応する修正係数 $Q \cdot N$ で除して得られる線量当量に対応する。

線量反応相関 [英 dose-response correlation, 仏 corrélation de dose-réponse] 物質の系が放射線の照射を受けると, 一般になんらかの反応を示す。着目している反応の大きさ(あるいは反応生成物の収量)と, 原因の量である線量の大きさとの間の量的相対関係をいう。一般には反応の大きさ(あるいは反応生成物の収量)は総量の値に対して

単調増加関数となり, 定性的ではあるが線量の値の小さな領域では直線的比例関係を示すことが多い。線量効果関係ともいう。

線量預託 [英 dose commitment] 体内に放射性物質を取込んだとき, 将来にわたって引続き被ることになる内部被曝の結果, 生涯に受ける線量の積分値のこと。より正確には線量当量預託という。国際放射線防護委員会では積分期間を 50 年にとっている。放射性物質の摂取管理基準の算定に重要なデータとなる。

線量率 [英 dose rate, 独 Dosisleistung, 仏 taux de dose, 露 мощность дозы] 単位時間当りの放射線の量のことを一般に線量率といい, 放射線を受ける物体によって単位時間当り吸収される放射線の量を吸収線量率(単位は $\text{rad} \cdot \text{h}^{-1}$ (rad:ラド)), また照射される放射線の量を照射線量率という。X 線や γ 線を照射する場合の照射線量率は $\text{R} \cdot \text{h}^{-1}$ (R:レントゲン)で表される。

線量率計 [英 dose rate meter, 独 Dosisleistungsmesser, 仏 mesureur de taux de dose, 露 измеритель мощности дозы] 線量率を測定する測定器の総称。X 線や γ 線などの線量率計として標準的なものに電流計付きの電離箱があるが, 感度がやや低い。このほかにガイガー・ミュラー・カウンターやシンチレーターを用いると高感度の線量率計をつくれるが, 計数効率に X 線- γ 線のエネルギー依存性があり, あらかじめ線量変換係数を知る必要がある。中性子の場合は, パラフィンやポリエチレンなどを減速材として BF_3 カウンターのまわりを包んだものが線量率計としてよく使用されるが, この場合にも, 既知の中性子場で校正するか, 計算により計数効率に対する線量変換係数を求めておく必要がある。

そ

相 [英仏 phase, 独 Phase, 露 фаза] 物質系において、明確な境界で他と区別され、その内部で状態の均一な領域をいう。たとえば、水を密閉した容器に入れて十分高温、低圧にすると、水は水蒸気になり容器全体を満たす。このとき、重力の影響を無視すれば、容器内で水蒸気の温度・密度は均一であり、全体は1つの相をなす。温度を下げ圧力を増すと液化が起こり、水蒸気と水の領域に分離する。おのおのの領域の内部では温度・密度が均一であり、このとき水蒸気と水はそれぞれが相をなす。気体の相を気相、液体の相を液相という。さらに低温にすると水は氷になる。氷もひとつの相である。固体の相は固相とよばれる。2種類以上の物質の混合した多成分系では、1つの相の内部で温度・密度のほか成分比も均一でなければならない。固相は密度だけでなく原子の配列のしかたによっても区別される。氷も温度・圧力によって結晶構造が変化し、いろいろな相になることが知られている。水の例で見ると、物質系は温度・圧力などの条件によって状態が変化し、種々の相になる。条件によっては、2つ以上の相が共存することもある(⇒相平衡)。条件によって物質がどのような相になるかを示した図を状態図という。

像 [英仏 image, 独 Bild, 露 изображение] ⇒ 結像
総圧 [英 total pressure, 独 Gesamtdruck, 仏 pression totale, 露 полное давление] 定常な流れに対するベルヌーイの定理において流体の圧縮性と位置エネルギーの変化を無視すると、流速 v 、密度 ρ 、圧力 p の間に各流線に沿って

$$\frac{1}{2}\rho v^2 + p = p_0 \quad (= \text{一定})$$

の関係が成り立つ。流線の定数 p_0 はその流線上にあるよどみ点($v=0$)での圧力に等しく、これを総圧あるいはよどみ圧という。また $\rho v^2/2$ を動圧とよぶ。動圧は運動エネルギーの密度であって圧力そのものではないが、速さ v の流れをせき止めたときに得られる圧力上昇を意味している。これらに対し本来の圧力 p を特に静圧ともいう。上の関係から総圧 p_0 と静圧 p を測定すれば、その差として動圧、したがって流速 v を知ることができるが、流体の粘性が重要な場合にはベルヌーイの定理自体が成り立たないことに注意する必要がある(⇒よどみ点、ベルヌーイの定理)。

増圧機 [英 hydraulic intensifier, 独 hydraulischer Verstärker, 仏 renforceur draulique] 断面積の異なる2組のピストンとシリンダーを用いて高圧力を発生させる装置。2つのピストンは連結しており、直径の小さい高圧側のシリンダー内に流体を封じ込むかあるいはあらかじめ圧縮した流体を導いておいて、直径の大きい低圧側のシリンダー内にポンプなどで発生させた油圧を導くと、油圧によって低圧側のピストンに働く推力にちょうど釣り合うような圧力が高圧側シリンダー内に発生する。高圧側の発生圧力は油圧に対し、低圧側ピストンと高圧側ピストンの断面積の比を乗じた大きさに増圧されている。この断面積の

比を増圧比という。増圧機は特に高圧力の発生に用いられ約2GPaまで利用できる。通常はピストンがその行程の端まで進行すると高圧流体の吐出が停止する単動型が多いが、2つの増圧機構を連動して往復運動に対して吐出が可能な複動型もあり、工業的に大きな吐出容量を必要とする場合に用いられる。

双安定マルチバイブレーター [英 bistable multivibrator, 独 bistabiler Multivibrator, 仏 multivibrateur bistable, 露 бистабильный мультивибратор] = フリップフロップ

騒音 [英 noise, 独 Rauschen, 仏 bruit, 露 шум] 騒音は一般に望ましくない音と定義されている。そのために、非常に音圧レベルの大きな音は当然騒音になるが、それ以外にも特殊な音色をもった音などが騒音となることも多い。特に公害の対象としては、非常に広い範囲の音が騒音に含まれている。人間に対する騒音の影響のなかで最も重要なのは、聴覚障害の発生である。すなわち、音圧レベルの大きな音に暴露されると、最小可聴値が上昇する。このときの障害の程度は、音圧レベルと暴露時間とに關係する。騒音性聴覚障害の特徴は、暴露される音の周波数に關係なく、まず4000Hz付近で聴力レベル(⇒オーディオメーター)が低下し(f^s -dip という)、その進行に伴って低下の範囲が広がることである(図1)。人間の社会活動に対する

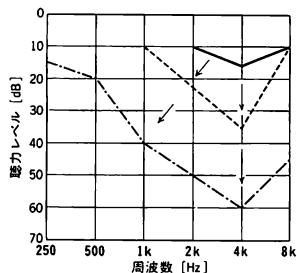


図1

騒音の影響としては、会話妨害、電話・テレビ・ラジオなどの受聴妨害、作業能率への影響などがある。そのほかに、生理・心理的影響として、睡眠妨害、安静妨害から、さらに一般的なうるささに対する苦情の発生などがある。人間に対するこれら各種影響のほかに、音響疲労によって機械、装置などの破壊を生ずることが、産業騒音の分野での重要な問題になっている。

現在各国では、聴覚保護のための工場・作業場などの作業環境騒音の規制、公害としての一般環境騒音に対する基準の設定、規制が行われている。このためには、まず各種騒音を正確に表現する評価量を設定することが必要になる。ただ騒音の多くは統計的現象であるとともに、その影響についても人間の主観や属性によるところが大きいので、騒音評価量の設定には多くの要因を必要とする。一般に評価量の具備すべき条件としては、(1)人間などに対する各種影響とよい相関をもつこと、(2)長時間暴露の蓄積効果も評価できること、(3)1つの種類の騒音だけでなく、多くの種類の騒音を評価できること、(4)音源データなどから予測可能な量であること、(5)簡単な計測器で直接に測定できることなどがあげられる。騒音の規制や基準における基本的な評価量としては、騒音レベルが使われている。これは騒音計の周波数補正回路をA特性にしたと

きの指示値として与えられる量で、一般に騒音についての音の大きさのレベルとの相関がよいとして使われている。実際の騒音には、騒音レベルのさまざまな時間変動パターンをもった非定常騒音が多い。従来わが国の規制や基準では、こうした騒音レベル変動パターンに応じて、いくつかの評価量が使われている。たとえば道路交通騒音や一般市街地騒音など不規則変動騒音については、レベル変化の統計量として騒音レベル中央値や90%レンジ上下端値が使われている。これに対して、非定常騒音の基本評価量として等価騒音レベルを使うことが多くなっている。これは

$$L_{eq} = 10 \log_{10} \left[\frac{1}{T} \int_0^T (p_A/p_0)^2 dt \right]$$

はA特性補正音圧、 p_0 は基準音圧(20μPa)である。等価騒音レベルは、図2に示すように非定常騒音の観測時間

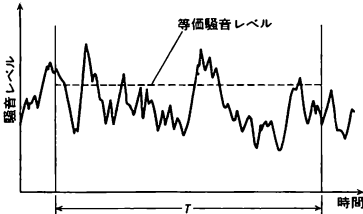
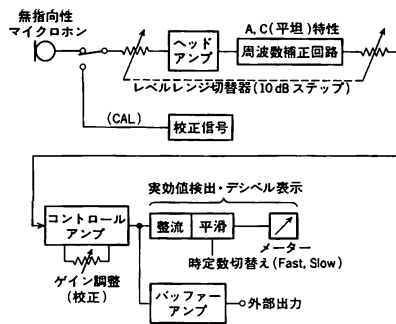


図 2

Tの間でのA特性補正全音響エネルギーと等しい音響エネルギーをもつ一定の騒音レベルを意味している。

実際の騒音問題のなかでは、その防止のための技術が重要である。一般に騒音防止方法は、(a)音源対策、(b)伝搬経路対策、(c)受音点対策に大別される。本来の音源対策は、物体の振動や気体の高速運動など音の発生機構に直接に適用されるもので、すべての騒音対策の出発点である。この場合には、振動面の振動速度分布や放射係数、気体の運動速度などの制御が基本になる。広い意味での音源対策としては、そのほかに機械などのエンクロージャ、内燃機関・圧縮機・送風機などの消音器も含まれる。伝搬経路対策のなかで基本になるのは、音源を遠ざける方法である。これは音源からの音が広がりながら伝搬するために、単位面積を通過する音のエネルギーがしだいに減少することを利用したものであるが、そのほかに地表面による減衰や空気吸収が加わることもある。また伝搬経路の途中に建造物などの障害物や地形の起伏があると、これが音の減衰に役だつことがある。音源や受音点が建物内部にあるときには、隔壁の遮音や内面の吸音などの方法が、騒音対策の中心になることが多い。

騒音計 [英 sound level meter, 独 Lautstärkemesser, 仏 sonomètre, 露 шумомер] 騒音レベル、音圧レベルを測定する音響測定器で、わが国では精度のうえから精密騒音計(JIS C 1505)と普通騒音計(JIS C 1502)の2種類が規定されている。一般的な内部構成は図に示すとおりであるが、そのうち周波数補正回路としては、普通騒音計ではA特性(=騒音レベル)と31.5~8000 Hzで周波数特性が平坦であるC特性、精密騒音計ではさらに広い平坦特性(20~12500 Hz)を備えており、切替えて用いる。実効値検出・指示装置では、それぞれの周波数特性の重みづけをした音圧の実効値を検出し、その値をメーターでデシベル表示する。その場合メーターの動特性として速い動特性 Fast (換算時定数0.125秒)と遅い動特性 Slow (同1秒)の2種



類があり、測定する音の変動特性によって使い分ける。マイクホンには種々のものが用いられているが、周波数特性が平坦で感度が安定しているコンデンサー型が最も多く用いられている。騒音計の感度校正としては、出力電圧が安定した内蔵の校正信号発生器の信号によって増幅器・指示装置の感度を調整する方法と、機械的に安定した音圧を発生させるようにつくられた装置(ピストンホン)にマイクホンを挿入し、一定の音圧を加えて騒音計全体の感度を調整する方法がある。前者の方法は簡便であるが、精度の点からは後者の方法に劣る(=騒音レベル)。

騒音評価 [英 noise rating, 独 Rauschqualität, 仏 estimation de bruit] 人間に対する生理・心理的影響を反映させた形で騒音の大きさを定量的に評価するために、騒音の物理的大きさ(音圧レベル)・スペクトル・時間特性(衝撃性、間欠性、変動性)あるいは発生時間帯などあらゆる要素を考慮した評価尺度・方法がこれまでに数多く提案されている。それらのほとんどは、騒音の音圧・スペクトルのみを考慮した騒音レベルを基礎評価量としているが、時間特性の取扱いがたいていいくつかの種類に分かれる。わが国で最もよく用いられている時間率騒音レベル(L_x)は、変動性騒音の騒音レベルを一定時間(一般に5秒以下)間隔ごとに多数回測定した結果から得られる累積度数分布の $x\%$ 値であり、中央値(L_{50})や90%レンジの上端値(L_5)、下端値(L_{95})などが代表値としてよく用いられる。それに対して等価騒音レベル(L_{Aeq})は、変動する騒音の観測時間全体についての騒音レベルのエネルギー平均値であり、一般環境騒音の評価量として最近国際的に広く採用されるようになった。

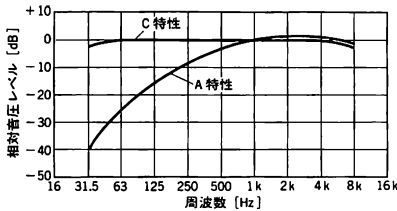
機械類が発生する衝撃音、鉄道騒音などの間欠音など、発生時間が限られた騒音については、騒音計のFastあるいはSlow動特性による騒音レベルのピーク値あるいはその平均値を代表値とすることもある(=騒音計)。

航空機騒音については、騒音のやかましさを評価するためのPNL(perceived noise level)という評価量を基礎量とし、1機ごとの暴露量(積分値)に飛行時間格別比重を重みづけをして、1日または1週間などの一定期間についてのエネルギー平均値として表示したWECPNL(weighted equivalent continuous perceived noise level)が、国際的に広く用いられている(わが国では、騒音レベルのSlowピーク値の平均値からWECPNLの近似値を求める簡略法を採用している)。

以上の一般環境騒音の評価方法とは別に、室内などの居住環境における騒音の評価に関しても、いくつかの方法が提案されている。なお一般環境、作業環境における騒音の

測定方法ならびに代表値の求めかたに関する規定としては、国際的には ISO 1996, わが国では JIS Z 8731 などの規格がある。

騒音レベル [英 A-weighted sound pressure level] 一般の騒音など多様な周波数成分からなる音の物理的な大きさを感覚的な大きさと結びつけて表す場合, 図に示すような騒音計の A 特性とよばれる周波数特性の重みづけを



騒音計の周波数補正特性 (A, C特性)

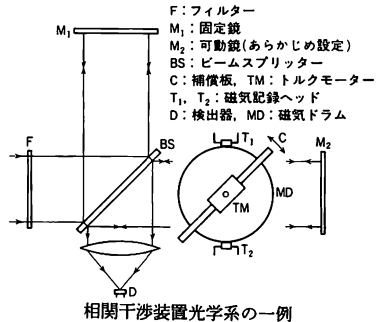
した音圧レベルが測定される。これを特に騒音レベルという。単位はデシベル [dB] であるが、従来わが国では独自の単位としてホンが広く用いられていた。ここで A 特性とは、人間の聴覚がおおよそ 500~5000 Hz 周波数範囲の音に比べて、それより低音域および高音域で感度が低くなっていることを反映させるための周波数補正特性である。騒音レベルは、等価騒音レベルや時間率騒音レベルなど各種の環境騒音の評価尺度を求めるための基礎量として国際的に広く用いられている (⇒騒音計, 騒音評価, 等価騒音レベル, ホン)。

相関エネルギー [英 correlation energy, 仏 énergie de corrélation, 露 корреляционная энергия] 多粒子系の基底状態のもつ力学的エネルギーのうち、ハートリー-フォック近似で計算される部分を差引いた残りは、粒子間の相関効果が入っているために相関エネルギーとよばれる。多粒子系では、粒子間の相互作用のために、古典力学的な運動にせよ、量子力学的な状態にせよ、それを決定することは事実上不可能である。そこで、基底状態のエネルギーを計算するためにも、なんらかの近似計算を行わなくてはならない。摂動展開の級数が収束する場合には、第一近似としてハートリー-フォック近似が採用される。これは、各粒子がそれぞれ独立にほかの粒子のつくる平均の力の場の中を運動しているとして計算されるものである。真の基底状態では、各粒子の量子状態は、他の粒子の時々刻々変動する量子状態の影響を受けており、その効果は、相互作用のポテンシャルエネルギーを減少させる方向に働く。その結果生ずる全エネルギーの変化が相関エネルギーである。相関エネルギーの計算には、摂動展開の方法が使われるが、相互作用の強さについての単純なべき展開を行うと係数が発散する場合があり、そのような場合は、あらかじめ発散する項の和をとるという「くりこみ」の手法を採用する。したがって、たとえば、電子ガスの相関エネルギーは、相互作用の強さ e^2 のべき級数ではなく、 e^2 の対数に比例する項を含む。

相関干渉装置 [英 correlation interferometer, 独 Korrelationsinterferometer, 仏 interféromètre de corrélation, 露 корреляционный интерферометр] ガス中の微量成分を検出するひとつの方法である相関分光法の中で、干渉曲線の相関により成分の検量をする干渉装置。相関分光法では、検出しようとするガスの種類を決めて、あらか

じめその吸収スペクトルを分光装置内に記憶させておく。もし分析対象の空気中に問題のガスがあれば、その吸収スペクトルと記憶スペクトルとの間に相関が生じ、もしなければ相関は生じない。その相関出力から特定成分のみを定量するものである。この原理は最初 M. Bottema らによって 1964 年金星大気中の水蒸気の検出に用いられた。

相関分光法を装置の面から分類すると、3 種類の型, すなわち, (1) 上に述べた吸収スペクトルでの相関をとる分散型, (2) スペクトルの代りにインターフェログラムで相関をとる干渉分散型, (3) 分光しないまま参照ガスと比較する非分散型 (例: 赤外ガス分析計) がある。相関干渉装置は第 2 の型で、明るいことが最大の特色で赤外領域でその効果が発揮される。



相関干渉装置光学系の一例

マイケルソン干渉計を用いる A. R. Barringer らの例 (図参照) では、検出しようとするガスのインターフェログラムをあらかじめ磁気ドラム MD に記憶させておき、これと分析しようとする空気の中を通った光によるインターフェログラムとの間の相関を電子回路相関器でとることによって当該ガスの存在量が求められる。インターフェログラムの中で情報量の多い部分を利用するため、 M_2 を動かして光路差を適当に設定する。設定後は M_2 を固定して、光路差は補償板 C によって回転することによって変化される。磁気ドラムはこの回転軸に取付けてあり、数種のガスを検量するためには、何個かの磁気ヘッドを取付ける。太陽光を光源とすると数 ppm・m の感度がある。

相関関数 [英 correlation function, 独 Korrelationsfunktion, 仏 fonction de corrélation, 露 корреляционная функция] 一般に、物理量 A, B に対して、平均値 $\langle AB \rangle$ を A と B の相関関数という。2 点 r, r' に対応する物理量 $A(r), B(r')$ に対しては、 $\langle A(r)B(r') \rangle$ という空間的な相関関数が定義される。異なる 2 つの時間 t, t' に対しては、 $\langle A(t)B(t') \rangle$ という時間相関関数が定義される。特に、ベクトル確率過程 $X(t)$ があるときには、行列 $R(t_1, t_2) \equiv \langle X(t_1)X^T(t_2) \rangle$ を相関関数行列という。 $X(t)$ が定常ならば $R(t_1, t_2)$ は $t_2 - t_1$ のみの関数であり $R(\tau) = R^T(-\tau)$ を満たす。相関関数行列の行列要素 $R^{ij}(t_1, t_2) \equiv \langle X^i(t_1)X^j(t_2) \rangle$ が相関関数である。特に $i=j$ のとき、これを自己相関関数という。 $i \neq j$ に対する相関関数を自己相関関数と区別したいときに、これを相互相関関数とよぶことがある。定常確率過程に対する相関関数行列 $R(\tau) \equiv \langle X(t)X^T(t+\tau) \rangle$ のフーリエ変換

$$G(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R^T(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (1)$$

はスペクトル密度行列に等しいこと、すなわち $G(\omega)$ は

$$\lim_{T \rightarrow \infty} G_T(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \langle X_T(\omega) X_T^*(\omega) \rangle$$

に等しいことが示される。ただし

$$X_T(\omega) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-T}^T X(t) e^{-i\omega t} dt$$

で、添字+は随伴行列を表す。式(1)を相関関数行列とスベクトル密度行列との間の関係と考えたとき、これをウィナー-ヒンチンの関係という。応答を論ずる際に現れる相関関数はグリーン関数と密接に関連しているが、量子論的な場合には、種々の型の相関関数とグリーン関数を定義することができる(⇒ウィナー-ヒンチンの関係)。

相関距離 [英 correlation length, 独 Korrelationslänge, 仏 longueur de corrélation, 露 длина корреляции] 巨視的体系の2つの異なる点における物理量のゆらぎは、一般に独立に発生するとは限らない。その2点間の距離が十分離れていれば、そのうちのゆらぎはだいたい独立とみなしうが、距離がある程度小さくなればもはや独立とはみなされない。この独立とみなされなくなる距離の1つの目安として、相関距離という概念が導入されている。例として、2点 r, r' における密度のゆらぎをそれぞれ $\delta\rho(r)$, $\delta\rho(r')$ としてその相関関数、すなわちその積のアンサンブル平均 $\langle \delta\rho(r)\delta\rho(r') \rangle$ を考える。この量はかなりよい近似で $|r-r'|^{-1} \exp(-|r-r'|/\xi)$ のようにふるまうことが知られているが、 ξ がこのときの相関距離である。相関距離は臨界面以外では微視的な長さであるが、臨界面に近づくにつれて際限なく増大することが知られている。

増感蛍光 [英 sensitized fluorescence, 独 sensibilisierte Fluoreszenz, 仏 fluorescence sensibilisée, 露 сенсibilизованная флюоресценция] 2種類の原子または分子 A と D の混合気体または溶液において、D のみに吸収される光を照射することによって発する A の蛍光を増感蛍光という。ここで D はエネルギー供与体、A はエネルギー受容体とみなされる。増感蛍光の機構は次のとおりである。D の吸収線に相当する光を照射すると、励起電子状態の D^* が生成する。 D^* は基底電子状態の A と衝突して $D^* + A \rightarrow D + A^*$

の近共鳴エネルギー移行を行う。この結果、生成した A^* から蛍光を発する。A のみでは蛍光を発しないが、D を加えることによって強く蛍光を発するようになるという意味で増感という修飾語が使われている。水銀光増感蛍光では 253.7nm の水銀共鳴線を Hg と Tl の混合気体に照射すると、 $\text{Hg}(6^3P_1) + \text{Tl}(6^3P_{1/2}) \rightarrow \text{Hg}(6^3S_0) + \text{Tl}(8^3S_{1/2}, 6^3D_{5/2}, 6^3D_{3/2}, 7^3S_{1/2}, \dots)$ のエネルギー移行により、Tl のいろいろな準位からの蛍光が見られる。励起 Hg 原子からのエネルギー移行は、このほかにいろいろな例がある。A, D が有機分子の溶液の場合にも同じようなエネルギー移行の機構を考えることができる。その場合、D の蛍光スペクトルと A の吸収スペクトルの波長領域が重なっている必要がある。有機分子では、D が光励起によって一重項の励起状態に励起され、さらに三重項状態へ遷移することが多い。そのときには、 $^3D^* + ^1A \rightarrow ^1D + ^3A^*$ の反応によって A の励起三重項状態が実現され、A のリン光が増感されることになる。ベンゼンとピアセチル (CH_3CO)₂ の系に 253.7nm の光を照射することによるピアセチルの増感リン光 (500~600nm) は典型的な例である。

相関係数 [英 correlation coefficient, 独 Korrelationskoeffizient, 仏 coefficient de corrélation, 露 корреляцион-

ный коэффициент] ⇒ 記述統計

相関時間 [英 correlation time, 独 Korrelationszeit, 仏 temps de corrélation, 露 корреляционные времена] 巨視的物理量に働く揺動力の変化する速度は、巨視的物理量の時間変化に比べて非常に速い。したがって、巨視的物理量のゆらぎをも含んだ通常のランジュバン方程式では、ゆらぎの相関は同時刻のゆらぎの間にしか存在しないとされる。しかし実際には、ランダムと考えられているゆらぎでも異なった時刻での相関が存在する。すなわちゆらぎの振動数スペクトルは完全に白くはない。これは微視的な自由度といえども有限の速さで運動するためである。このように揺動力のゆらぎの相関が及ぶ時間のことを不可逆過程の統計力学では相関時間とよんでいる。相関時間は一般には微視的な大きさであるが、希薄気体や臨界面近傍では非常に大きくなる。そのような場合には通常の巨視的法則からのずれが現れる。

相関図 ⇒ 対応図

層間水 [英 interlayer water, 独 eingelagertes Wasser, 露 вода прослойки] 層状ケイ酸塩、ことに粘土鉱物の層間に入る水をさす。粘土鉱物中に入る水は吸着水、層間水、構造水に分類され、この順に結晶中での結合が強くなる。粘土鉱物であるハロサイト、モンモリロナイトなどの結晶中の層間水は規則的な配列をしていると考えられるが、結晶周囲の温度や湿度、層間の交換性正イオンの種類などによって層間水の量、また加熱脱水温度が変化する。一般に 100~200°C の温度範囲で脱水する。

相関等式 [英 correlation equalities, 仏 égalité de corrélation, 露 корреляционные равенства] 2つ以上の物理変数の期待値、すなわち相関関数の間に成立する無数の恒等式。平衡系における相関関数は非常に重要な役割を果たしている。任意にとりうる2つの変数 A, B に対して定義される相関関数 $\langle AB \rangle$ は、無限に存在する。ところで、それら多くの相関関数は互いに独立ではなく、ある関係で結ばれている。すなわち、古典系において、2つの変数 f, g の相関関数 $\langle fg \rangle$ を考える。ただし f は g に含まれる変数(たとえばスピン変数)を含まないとする。また、系のハミルトニアン H を、 g に含まれる変数を含む部分 H_g と含まない部分 H' に分ける。すなわち、 $H = H_g + H'$ 。部分ハミルトニアン H_g による g の平均を $\langle g \rangle_{H_g}$ と書くことにする。これは、 g に含まれる変数以外の変数を一部含んでいる。このとき、次の相関等式が成立する。

$$\langle fg \rangle = \langle f \rangle \langle g \rangle_{H_g}$$

これは、相関関数の計算の検算および、計算を簡単化するのに大変便利に使われている。

相関不等式 [英 correlation inequalities, 仏 inégalité de corrélation, 露 корреляционное неравенство] 2つ以上の物理量の期待値、すなわち相関関数の間に成立するいくつかの不等式。強磁性イジング模型 $H = -\sum_{ij} J_{ij} \sigma_i \sigma_j - H \sum_i \sigma_i$ (ただし、 $\sigma_j = \pm 1$, $J_{ij} \geq 0$) に対して、R. B. Griffiths (1967 年) は、 $\langle \sigma_k \sigma_l \rangle \geq 0$ 、および

$$\frac{\partial \langle \sigma_k \sigma_l \rangle}{\partial J_{ij}} = \beta (\langle \sigma_k \sigma_i \sigma_j \sigma_l \rangle - \langle \sigma_k \sigma_i \rangle \langle \sigma_j \sigma_l \rangle) \geq 0$$

を証明した。後に、D. G. Kelly と S. Sherman (1968 年) は次のように一般化した。すなわち、 σ_A を全格子点 Q の任意の部分集合として、ハミルトニアンを $H = -\sum_{A \subset B} J_{AB} \sigma_A \sigma_B$

とするとき、すべての部分集合 $A \subset Q$ に対して、 $J_A \geq 0$ ならば、 $\langle \sigma_B \rangle \geq 0$ (ただし、 $B \subset Q$)。また

$$\frac{\partial \langle \sigma_B \rangle}{\partial J_C} = \beta (\langle \sigma_B \sigma_C \rangle - \langle \sigma_B \rangle \langle \sigma_C \rangle) \geq 0$$

である。これは、グリフィス-ケリー-シュルマン(または GKS)不等式とよばれ、相転移の存在定理の証明や厳密な議論に非常に役立っている。平面回転子模型などでも、同様の不等式が証明されている。量子スピン系

$$H = - \sum_{A \subset Q} (J_A \sigma_A^z + J_A' \sigma_A^x)$$

に対しても、 $J_A \geq 0, J_A' \geq 0$ の条件の下に

$$\langle \sigma_A^z \rangle \geq 0, \quad \langle \sigma_A^z \sigma_B^z \rangle \geq \langle \sigma_A^z \rangle \langle \sigma_B^z \rangle,$$

$$\frac{\partial \langle \sigma_A^z \rangle}{\partial J_B} \geq 0, \quad \frac{\partial \langle \sigma_A^z \rangle}{\partial J_B'} \leq 0$$

などが鈴木増雄(1973年)によって証明されている。

相関分析 [英 correlation analysis, 独 Korrelationsanalyse, 仏 analyse de corrélation, 露 корреляционный анализ] \Rightarrow 多変量解析

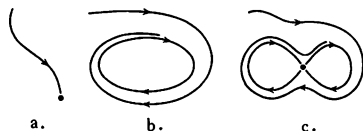
相軌道 [英 phase orbit, 仏 orbite de phase, 露 фазовая орбита] X を n 次元のユークリッド空間または多様体、 (x_1, \dots, x_n) をその座標(多様体の場合は局所座標(\Rightarrow 多様体))とし、 X 上に右边が独立変数を含まない微分方程式(自動系という)

$$\frac{dx_k}{dt} = f_k(x_1, \dots, x_n) \quad (k=1, \dots, n) \quad (1)$$

が与えられているとき、 X を式(1)の相空間(または位相空間)という。 a は実数、 $(b_1, \dots, b_n) \in X$ とするとき、 $t=a$ で $x_k=b_k$ となる式(1)の解は常にただ1つ存在するものとし、それを $x_k=\varphi_k(t, a, b)$ と書く。式(1)が自動系であるために、 X 内の曲線 $x_k=\varphi_k(t, a, b)$ ($k=1, \dots, n$) は a の値に関係なく同一の曲線を表す。したがって、点 (b_1, \dots, b_n) を通る式(1)の解の挙動を調べるには、 $t=0$ でそこを通る解

$$x_k=\varphi_k(0, a, b) \quad (k=1, \dots, n) \quad (2)$$

が X 内でどんな曲線を描くかをみればよい。曲線(2)を式(1)の相軌道という。相軌道は一般には曲線であるが、点 (b_1, \dots, b_n) において式(1)の右边がすべて0になるときに限り、そこを通る相軌道は、 (b_1, \dots, b_n) という1点になる。このような点を特異点または危点という。相軌道が閉曲線であるとき、それを周期軌道という。



X が二次元球面の場合の相軌道の挙動は H. Poincaré および I. Bendixson によって詳しく研究されている。この場合、特異点でも周期軌道でもない相軌道は、 $t \rightarrow \infty$ あるいは $t \rightarrow -\infty$ で、(a) 特異点の1つに限りなく近づくか、(b) 周期軌道の1つにらせん状に巻きつきながら限りなく近づくか、(c) いくつかの特異点およびそれらをつなぐ相軌道でつくられる閉曲線にらせん状に巻きつきながら限りなく近づくか、のどれかである。(b)の場合、巻きついていく周期軌道のことをリミットサイクルとよぶ。特異点の近傍での相軌道の様子もほとんど完全にわかっている。

X が一般の空間であるときその上の相軌道の挙動を研

究する理論は、G. D. Birkhoff によって体系化され、力学系の理論とよばれている。

相境界 [英 phase boundary, 独 Phasengrenze, 仏 couche limite de phase, 露 поверхность раздела фаз] 異なった相が接触する境界を相境界または相界面という。特に異なる結晶相の境界に対して用いることが多い。たとえば母相と析出相の境界、金属蒸着膜と半導体結晶の境界などである。相境界については、境界での原子構造、境界の凝集力、境界エネルギー、境界への偏析、境界を通しての電子のポテンシャルエネルギー変化、境界に固有な電子状態など多くの問題がかかわっている。2つの結晶相の格子定数の値が近い場合には、結晶格子が境界を通して連続してつながり、整合境界を形成する。格子定数のわずかな差はそれぞれの相に内部応力を生ずるが、境界面に不整合転位を形成することによってそのひずみエネルギーを緩和する場合もある。格子定数が全く異なる場合は不整合境界を形成する。金属と半導体の境界では、それぞれの相に対する電子の仕事関数の差のために電子の移動が起って静電ポテンシャルが生じ、電子の流れに対してショットキー・バリアーを形成する。同様の理由で n 型と p 型の半導体の接合面に生じる電位差が整流作用に利用されることはよく知られている。

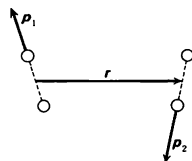
双極子 [英 dipole, 独 Dipol, 仏 dipôle, 露 диполь] 電荷 $+q$ と $-q$ が距離 l だけ離れて存在するときこの1対の電荷を電気双極子あるいは単に双極子という。仮定の磁荷 $\pm m$ が距離 l 離れて存在するときは磁気双極子という。 ql と ml はそれぞれ電気双極子モーメント、磁気双極子モーメントとよばれる。一般にベクトル場のわき出しと吸い込みの対を双極子という。自然界には双極子と見なせる対が多い。棒状の永久磁石や環状電流のつくる磁場は磁気双極子の磁場で近似できる。電荷は $+q$ や $-q$ が単独に存在しうが磁荷は双極子またはそれから合成される多極子の形でしか発見されていない。電荷や磁荷など場の源となる粒子が複数個ある系に対しては、拡張された双極子の概念が有用である(\Rightarrow 双極子モーメント, 多極子)。

電気双極子モーメント \mathbf{p} の双極子は、相対位置 \mathbf{r} の点に電場

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \text{grad} \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}}{r^3}$$

をつくる。ここで ϵ_0 は真空の誘電率である。また、電場 \mathbf{E} の中で、力 $\mathbf{f} = \mathbf{p} \cdot \text{grad} \mathbf{E}$ および偶力 $\mathbf{N} = \mathbf{p} \times \mathbf{E}$ を受ける。

双極子相互作用 [英 dipole-dipole interaction, 独 Dipol-Dipol-Wechselwirkung, 仏 interaction dipôle-dipôle, 露 диполь-дипольное взаимодействие] 双極子間の相互作用。1つの双極子のつくる場に置かれた他の双極子もつポテンシャルエネルギーによってその強さが表される。双極子モーメントが $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ の2つの双極子の相対的な位置が \mathbf{r} であるとき、相互作用のポテンシャルエネルギーは



$$U = \frac{(\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{p}_2)r^2 - 3(\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{r})(\mathbf{p}_2 \cdot \mathbf{r})}{r^5}$$

に比例する。双極子相互作用は荷電粒子系の間のポテンシャルエネルギーを多重極展開で表現するときに現れ、系の電荷の和が0のときには相互作用の主要な部分になる。

双極子能率 = 双極子モーメント

双極磁場 [英 dipole magnetic field, 独 magnetisches Dipolfeld, 仏 champ magnétique de dipôle, 露 дипольное магнитное поле] 磁気双極子のつくる磁場。双極子磁場ともいう。透磁率 μ をもつ物質中での磁場のスカラーポテンシャル ψ は双極子を原点として、それからの距離 r の場所

$$\psi = \frac{m \cos \theta}{4\pi\mu r^2}$$

で与えられる。ここで m は磁気双極子モーメント \mathbf{m} の大きさ、 μ は透磁率、 θ は \mathbf{m} と位置 \mathbf{r} のなす角度である。一般の磁荷の系のつくるポテンシャルを系から十分離れた場所で距離の逆数で展開すると展開の第二項は双極磁場のポテンシャルとなる。

双極子モーメント [英 dipole moment, 独 Dipolmoment, 仏 moment du dipôle, 露 дипольный момент]

双極子、特に電気双極子の大きさを表すベクトル量。場の源(電荷、磁荷など) q_1, q_2, \dots, q_n がそれぞれ場所 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n$ にあるとき、ベクトル

$$\mu = \sum_{i=1}^n q_i \mathbf{r}_i$$

を双極子モーメントという(⇒磁気モーメント)。特に源 q が $-q$ からみて相対的に位置 \mathbf{r} の点に存在する双極子の双極子モーメントは $q\mathbf{r}$ である。 q が空間内で連続的に分布しているとき、その密度を $\rho(\mathbf{r})$ とすれば双極子モーメントは、積分

$$\mu = \int \rho(\mathbf{r}) \mathbf{r} d\mathbf{v}$$

で定義される。 q の分布の対称性によって μ は0となることもある。一般に多粒子系が作る場の巨視的な対称性を表わす量として重要である(⇒多極子)。

電氣的に中性な分子を電場の中に置くと、電気双極子が現れる。その大きさを誘発(あるいは誘起)双極子モーメントという。分子自身をもつ電気双極子の大きさは永久電気双極子モーメントとよばれる。たとえば、 H_2O 分子では $6.16 \times 10^{-30} \text{ C} \cdot \text{m}$ 、 CO 分子では $3.3 \times 10^{-31} \text{ C} \cdot \text{m}$ である。

双極振動 [英 dipole oscillation, 独 Dipolschwingung, 仏 oscillation dipolaire, 露 дипольное колебание] γ 線の吸収や電子の非弾性散乱などの電磁相互作用によって強く励起される、原子核内における核子の電気双極型の集団運動をいう。巨大共鳴として原子核物理学の初期から知られており、ほとんどの原子核で広く観測される。陽電荷をもつ陽子の集団が中性子の集団に対し、並進振動している状態である。励起状態のアイソスピンは1で、スピン・パリティ $J^\pi = 1^-$ であるため、双極振動と名づけられている。アイソスピン0の双極振動は原子核全体の重心の振動運動になり、見せかけの状態(⇒スプーリアス状態)と考えられる。殻模型の発見後、原子核における集団運動は独立粒子運動を基礎に見直され、振動運動は、一粒子・一空孔状態が干渉(コヒーレント)に重ね合された状態として多体問題的に研究されている。双極振動状態の励起エネルギーは、殻構造の効果のため原子核の種類によって異なる

が、おおまかにいって、原子核の質量数を A とすると $80A^{-1/3} [\text{MeV}]$ になる。振動運動の減衰は共鳴エネルギーの幅として測られるが、幅は典型的なもので約4 MeVくらいで、これを説明するために、集団運動が個別の一粒子・一空孔状態へ崩壊するランダム減衰のほか、より複雑な状態(多粒子・多空孔状態)へ崩壊するための広がり幅、核子が核外に放出されるための逃げ幅などが検討されている。

双極遷移 [英 dipole transition, 独 Dipolübergang, 仏 transition dipolaire, 露 дипольный переход] 原子・分子および原子核が電磁相互作用によって状態間を遷移する際、角運動量変化が1のものを双極遷移といい、特にパリティの変化を伴う双極遷移をE1遷移、変化しないものをM1遷移という。原子・分子の場合E1遷移が最も重要であるが、原子核の場合正電荷をもつ陽子と中性の中性子からなっていて、陽子と中性子との間に強い引力が働くため、低いエネルギー状態の間のE1遷移は、一般に非常に抑制される。その反面、高いエネルギー状態にE1遷移によって基底状態から強く励起される、いわゆる巨大共鳴とよばれる集団励起状態が存在する。この巨大共鳴への遷移行列が和則の大部分を負っていて、ほかの状態への遷移は強く抑制される。

核内では強いスピン・軌道相互作用によって、一粒子状態のエネルギーは、粒子のスピンが軌道角運動量と平行かまたは反平行かによって大きく分離する。一粒子の全角運動量が大きい方の状態が占有されていて、小さい全角運動量の状態が占有されていない場合、この2つの状態の間で一粒子が遷移すると強いM1遷移になる。

双極電場 [英 dipole electric field, 独 elektrisches Dipolfeld, 仏 champ électrique de dipôle, 露 дипольное электрическое поле] 電気双極子のつくる電場で、双極子電場ともいう。誘電率 ϵ をもつ物質中での双極電場のスカラーポテンシャル ϕ は、双極子から距離 r の場所で

$$\phi = \frac{p \cos \theta}{4\pi\epsilon r^2}$$

で与えられる。ここで p は電気双極子モーメント \mathbf{p} の大きさ、 θ は \mathbf{p} と位置 \mathbf{r} のつくる角度である。一般の荷電粒子系のポテンシャルを系から十分離れた場所で距離の逆数で展開すると、展開の第二項が双極電場に対応する。

双極放射 [英 dipole radiation, 独 Dipolstrahlung, 仏 radiation de dipôle, 露 дипольное излучение] 振動する電気双極子からの放射を双極放射という。原点に電気双極子があり、そのモーメントが時刻 t の関数として $p(t)$ と表されるとき、位置 \mathbf{r} における電場 \mathbf{E} と磁場 \mathbf{H} は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \left(-\frac{\mathbf{p}}{r^3} + \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{r})}{r^5} \right) + \left(-\frac{\dot{\mathbf{p}}}{cr^2} + \frac{3\mathbf{r}(\dot{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{r})}{cr^4} \right) \right. \\ &\quad \left. + \left(-\frac{\ddot{\mathbf{p}}}{c^2 r} + \frac{\mathbf{r}(\ddot{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{r})}{c^2 r^3} \right) \right\} \\ \mathbf{H} &= \frac{1}{4\pi} \left(-\frac{\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{p}}}{r^3} - \frac{\mathbf{r} \times \ddot{\mathbf{p}}}{c^2 r^2} \right) \end{aligned}$$

ここで ϵ_0 は真空の誘電率、 c は光速である。ただし、 \mathbf{p} 、 $\dot{\mathbf{p}} = d\mathbf{p}/dt$ 、 $\ddot{\mathbf{p}} = d^2\mathbf{p}/dt^2$ は時刻 t の時の値ではなく、 $t-r/c$ の時の値を用いる。十分遠方では $\ddot{\mathbf{p}}$ に比例する項が最大の項であり、それらは \mathbf{r} の方向に進む球面電磁波を表す。十分遠方の領域を波動領域あるいは波動帯とよぶ。放射される電磁波のエネルギーは、単位時間・単位立体角当り

$$\frac{(\vec{p} \cdot \vec{p}) \sin^2 \theta}{16\pi^2 \epsilon_0 c^3}$$

である。ここで θ は \vec{p} と電磁波の進行方向がなす角である。また、全方位に放射されるエネルギーは単位時間当たり

$$\frac{(\vec{p} \cdot \vec{p})}{6\pi\epsilon_0 c^3}$$

となる。双極放射は、アンテナからの電波や光核反応・原子核の γ 崩壊などのほか、原子などの荷電粒子系から発生する電磁波に重要な成分として含まれている。

遭遇説 [英 catastrophic hypothesis, 独 Stoßhypothese, 仏 hypothèse de collision] \Rightarrow 太陽系の起源と進化

相互インダクタンス [英 mutual inductance, 独 Gegeninduktivität, 仏 inductance mutuelle, 露 взаимная индуктивность] ある閉回路を貫く磁束のうち、他の回路を流れる電流 I' によってつくられるものを Φ とすると、 Φ は I' に比例する。この比例定数 Φ/I' をこれらの回路間の相互インダクタンスという。単位 (SI) は H (ヘンリー)。一般に回路 i を貫く磁束 Φ_i は回路 ij 間の相互インダクタンス L_{ij} ($i \neq j$) および、自己インダクタンス L_{ii} により、

回路 j の電流を I_j として $\Phi_i = \sum_j L_{ij} I_j$ と表される。透磁率

μ の物質 (真空のときは $\mu = \mu_0$) で空間が満たされているとき、回路 ij 間の相互インダクタンス L_{ij} は、2つの回路に沿った積分

$$\frac{\mu}{4\pi} \oint \oint \frac{d\vec{r}_i \cdot d\vec{r}_j}{r_{ij}}$$

により与えられる。この式から明らかなように、相互インダクタンスには、相反定理 $L_{ij} = L_{ji}$ がなりたつ。

相互拡散 [英 仏 interdiffusion, 独 Interdiffusion, 露 взаимная диффузия] \Rightarrow 拡散

相互校正(法) [英 reciprocity calibration, 独 Reziprozitätseichnung, 仏 calibrage par la méthode de réciprocité, 露 градуировка методом взаимности] 複数のマイクロホンについて、電気音響変換の可逆性に基づいてそれらの絶対感度を測定する方法で、ほかに音響標準を必要としない。方法としては、自由音場で行う音場校正(法)と、密閉容器(音響カプラー)を用いる音圧校正(法)とがあるが、原理的には同じである。3つのコンデンサー型マイクロホンを用いる音圧校正法は、まず、図1のマイクロホンA (感度 S_A , 静電容量 C_A) をスピーカーとして用い、それに駆動電圧 E_A を加えたときの、マイクロホンB (感度 S_B , 静電容量 C_B) に生じる開放端子電圧を E_{BA} とすると、次の関係が成り立つ。

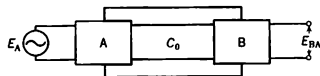


図 1

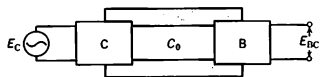


図 2

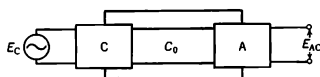


図 3

$$E_{BA} = \frac{S_B \cdot S_A \cdot C_A}{C_0} E_A$$

ただし、 C_0 はカプラーの音響容量。同様に図2, 3に示すように、マイクロホンC (感度 S_C , 静電容量 C_C) をスピーカーとして用いて電圧 E_C を加えたときのマイクロホンB, Aの開放端子電圧をそれぞれ E_{BC} , E_{AC} とすると、次の関係が成り立つ。

$$E_{BC} = \frac{S_B \cdot S_C \cdot C_C}{C_0} E_C, \quad E_{AC} = \frac{S_A \cdot S_C \cdot C_C}{C_0} E_C$$

これらの関係から、 S_A は次式で与えられる (S_B, S_C についても同様である)。

$$S_A = \sqrt{\frac{C_0 \cdot E_{BA} \cdot E_{AC}}{C_A \cdot E_A \cdot E_{BC}}}$$

この方法によれば、電気的な量の測定だけからマイクロホンの絶対感度を高精度で求めることができるので、音響標準として用いるマイクロホンの感度校正によく用いられている (\Rightarrow 音圧校正(法), 音場校正(法))。

相互コンダクタンス [英 mutual conductance, 独 Steilheit, 仏 conductance mutuelle, 露 крутизна характеристики электронной лампы] 増幅率、内部抵抗とともに電子管の性能を表す量。多極電子管においてプレート電圧 V_p を一定に保ち、コントロールグリッド電圧 V_g を微小量 dV_g だけ変化させたことにより、プレート電流 I_p が dI_p だけ変化したとき、両者の比すなわち $(dI_p/dV_g)_{V_p}$ を一定を相互コンダクタンスといふ普通 g_m で表す。一般に g_m の値は動作状態によって変化する。たとえば三極管の場合 g_m は $I_p^{1/2}$ に比例する。四極管、五極管などの場合にはコントロールグリッド以外のグリッドの接続のしかたによって、相互コンダクタンスの値が変わる。たとえばスクリーングリッド四極管でスクリーングリッドとコントロールグリッドを接続したときは、 $g_s = \partial I_p / \partial V_{g_2}$ で

$$\partial I_p / \partial V_g = g_m + g_s$$

すなわちこの接続のときの相互コンダクタンスは $g_m + g_s$ である。一方スクリーングリッドとプレートとを接続し、両者をプレートとして動作させた場合、 $\partial I_p / \partial V_{g_1} = g_m'$ とすると、相互コンダクタンスは $g_m + g_m'$ となる。

相互作用 [英 仏 interaction, 独 Wechselwirkung, 露 взаимодействие] 2つまたはそれ以上の物体がお互いに力を及ぼしあうことをいう。特に、分子、原子、素粒子などの粒子間の作用に対して使われることが多い。相互作用のために使われているエネルギーを相互作用エネルギーという。相互作用が強いほど、相互作用エネルギーは大きくなる。現在、自然界には4つの基本的な相互作用が存在することが知られており、宇宙のすべての物理的、化学的諸現象は、すべてこの4種類の相互作用の現れである。4つの相互作用を表に示す。ここで、相互作用の強さは、強い相互作用を1としたときの相対的な値である。

自然界の基本的相互作用

相互作用	強さ	力の作用範囲
重力(万有引力)相互作用	$\sim 10^{-39}$	無限大 ($1/r^2$ 法則)
電磁相互作用	$\sim 10^{-2}$	無限大 ($1/r^2$ 法則)
強い相互作用	1	短い ($\sim 10^{-15}$ m)
弱い相互作用	$\sim 10^{-10}$	短い ($\sim 10^{-15}$ m)

現代物理学の最も重要な課題のひとつはこの4つの相互作用を統一して記述することであり、すでに弱い相互作用と電磁相互作用は S. Weinberg, A. Salam らによって統一

的に取扱うことができるようになった(⇒ワインバーガー-サラム模型)。この2つの相互作用をまとめて弱電相互作用という。弱電相互作用と強い相互作用を統一的に取扱う理論のことを大統一理論とよんでおり、それを検証する実験(陽子崩壊)も進められている。

相互作用するボソン模型 [英 interacting boson model, 仏 modèle de bosons en interaction, 露 взаимодействующая бозонная модель] 原子核の模型で、核子対をボソンで近似し、そのボソン間の相互作用を考慮に入れる。1974年に有馬朗人と F. Iachello によって提案された。その原形は1958年に岩本文明が発表した(IBMと略称)。

核内の同種核子対はその強い近距離引力のために超伝導現象のクーバー対に似た角運動量0の対になる。相互作用するボソン模型では、このスピン0の対を $l=0$ の s ボソンで近似する。さらに角運動量2の対も考え、それを $l=2$ の d ボソンで置換える。こうして核内核子の運動は、s と d の2種のボソンで表される。

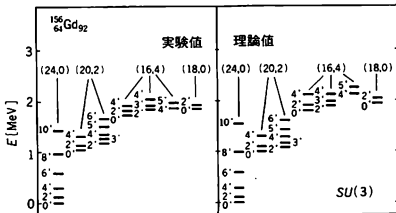
ボソンが従うハミルトニアンがある条件を満足すると、核の励起状態のエネルギーは簡単な代数式で表される。s は1つ、d は5つの角運動量成分をもつ。したがって s と d は6次元空間の基底になる。この空間の特殊ユニタリー変換 $SU(6)$ は、部分群に分けられ、

- (1) $SU(6) > SU(5) > O(5) > SU(2) > SU(1)$
- (2) $SU(6) > SU(3) > SU(2) > SU(1)$
- (3) $SU(6) > O(6) > O(5) > SU(2) > SU(1)$

これらの部分群の表現で状態が記述できる。たとえば(2)の場合にはエネルギーは

$$E(N, \lambda, \mu, K, L, M) = A(\lambda^2 + \lambda\mu + \mu^2 + 3\lambda + 3\mu) + BL(L+1)$$

で与えられる。ここで N はボソンの総数、 (λ, μ) は $SU(3)$ の既約表現、 K は付加的な量子数、 L と M はスピンの大きさとその z 成分である。図はその例である。(1)は原子



核の振動、(2)は軸対称変形核の回転、(3)は r 不安定変形核の回転に対応する。このように相互作用するボソン模型は偶偶核の低いエネルギーの励起状態における核子の集団運動をよく説明する。

相互作用表示 [英 interaction representation, 独 Wechselwirkungsdarstellung, 仏 représentation d'interaction, 露 представление взаимодействия] 朝永振一郎, J. S. Schwinger により展開された量子力学の見方をいい、散乱問題や多体系の矛盾の無い近似法を導くに非常に役だっている。量子論のシュレーディンガー表示では演算子は時間によらず波動関数が状態の時間変化を記述している。すなわち

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(r, t)}{\partial t} = \{H_0 + V(r)\} \Psi(r, t)$$

ここで $H_0 = p^2/2m$ は自由ハミルトニアン(運動エネルギー), V はポテンシャルエネルギー, r および $p = -i\hbar \partial /$

∂r はそれぞれ粒子の位置および運動量に対応する演算子で時間によらない。いま、波動関数を次のようにユニタリー変換を行うと

$$\Psi = U\Phi, \quad U = \exp\left(-iH_0 \frac{t}{\hbar}\right), \quad U^\dagger U = 1$$

Φ の満たす方程式は(Φ を相互作用表示の波動関数という)

$$i\hbar \frac{\partial \Phi}{\partial t} = U^{-1} V(r) U \Phi = V(U^{-1} r U) \Phi = V(r_l(t)) \Phi$$

ここで $r_l(t) = U^{-1}(t) r U(t)$ 。

一般に演算子は r, p の関数である。シュレーディンガー表示の演算子 $A(r, p)$ を相互作用表示 $A_l(t)$ で表すと、次の関係がある。

$$A_l(t) = U^{-1} A(r, p) U = A(r_l(t), p_l(t))$$

また相互作用表示の演算子には次の2つの性質がある。

(1) 交換関係は相互作用表示でも変わらない。すなわちエルミートなシュレーディンガー表示の演算子 A, B, C の間に $[A, B] = iC$ (ただし $[A, B] = AB - BA$) の関係があるとき $[A_l(t), B_l(t)] = iC_l(t)$ が成り立つ。これを同時刻交換関係という(たとえば $[r_i, p_j] = i\hbar \delta_{ij}$ ならば $[r_u(t), p_v(t)] = i\hbar \delta_{ij}$ (r_i は r の i 成分, p_j は p の j 成分))。

$$(2) \frac{\partial A_l(t)}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [A_l(t), H_0(p_l(t))]$$

(1), (2)の性質から、たとえば

$$\frac{dr_l}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [r_l(t), \frac{p_l(t)^2}{2m}] = \frac{p_l(t)}{m}$$

$$\frac{dp_l}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [p_l(t), \frac{p_l(t)^2}{2m}] = 0$$

すなわち、 $p_l(t) = p_l(0) = p$, $r_l(t) = r_l(0) + pt/m$ となる。このように相互作用表示の演算子は自由粒子の古典運動方程式を満たす。また

$$r_l(t') = r_l(t) + \frac{dr_l}{dt}(t'-t) + \frac{d^2 r_l}{dt^2} \frac{(t'-t)^2}{2!} + \dots$$

に上の式を用いると $r_l(t') = r_l(t) + p_l(t)(t'-t)/m$ となり、したがって $[r_u(t'), r_v(t)] = -i\hbar(t'-t)\delta_{ij}/m$ または $(d/dt')[r_u(t'), r_v(t)] = -i\hbar\delta_{ij}/m$ と書ける。

すなわち異なる時刻での座標演算子の交換関係のみで量子論を記述できる。相互作用表示は場の理論で相対論的な形の理論形式(超多時間理論)を可能にした。

相互侵入網目 [英 interpenetrating network, 露 взаимно проникающая сетка] ⇒ 網目構造

相互中性化 [英 mutual neutralization, 独 gegenseitige Neutralisation, 仏 neutralisation mutuelle, 露 взаимная нейтрализация] 正イオンと負イオンとが衝突して相互に中性になること、すなわち

$$A^+ + B^- \rightarrow A + B$$

の過程。イオン再結合の一種であり、電荷移行衝突の一種とみなすことができる。A の電離エネルギーを I_A , B の電子親和力を E_B とすると、その差 $(I_A - E_B)$ に相当するエネルギーが相互中性化に伴って放出される。A, B が基底状態になると $I_A - E_B$ はかなり大きなエネルギーになってしまう。一般に、この放出エネルギーが小さいほど遷移が起りやすいので生成物は励起状態にあることが多い。相互中性化の断面積は、衝突エネルギーが小さいところで大きくなる。たとえば、 $H^+ + H^-$ では衝突エネルギーが1 eV のあたりで断面積は 10^{-13} cm^2 にも達する。図

相互誘導 [英 mutual induction, 独 Gegeninduktion, 仏 induction mutuelle, 露 взаимная индукция] いくつか

の電流回路があるとき、ある回路の電流が変化すると、別の回路に電磁誘導により誘導起電力が生じる現象。起電力の向きについては、レンツの法則がなりたつ。回路 i を貫く磁束のうち、 Φ_{ij} が回路 j の電流 I_j によってつくられたものとする、誘導起電力は $-d\Phi_{ij}/dt$ であり、回路 ij 間の相互インダクタンスを L_{ij} とすれば $\Phi_{ij} = L_{ij}I_j$ である。各回路の電流が変化するときには、これらの誘導起電力の和が起電力となる。

走査 [英 scan, 独 Abtastung, 仏 balayage, 露 развёртка] 二次元の画像情報を一次元の電気信号に変換する手段。テレビジョンカメラでは、画面を小さな画素に分解し、各画素の画像情報(白黒では輝度信号、カラーでは三原色信号)を順次光電変換して伝送する。受信機では送られてきた画像情報を電気→光変換器に入れて各画素を発光させ、画面を組立てる。この方法原理は、文字情報処理、あるいは画像処理でも同じである。そのほか、レーダーアンテナから放射される電波ビームを回転させることも走査といわれる。

走査型電子顕微鏡 [英 scanning electron microscope, 独 Rasterelektronenmikroskop, 仏 microscope électronique à balayage, 露 развёртывающий электронный микроскоп] 入射波として平行電子線を用い、結像に電子レンズを用いる通常の電子顕微鏡に対して、集束された電子線を試料表面上に走査して試料の各走査点から放出される電子を検出器に受けて増幅し、これを試料上の走査と同期させてブラウン管上に像を映し出す装置。略して、SEM という。この場合、試料以降には結像電子レンズを必要としない。このうち特に試料を透過した電子を検出器に受けて映像する装置を走査透過型電子顕微鏡(scanning transmission electron microscope, STEM)とよぶ。この装置はまた試料の走査点から放出される二次電子のほか、背面散乱電子、オージェ電子、特性 X 線などを選別してとらえ、微小分析装置としても広く応用されている。

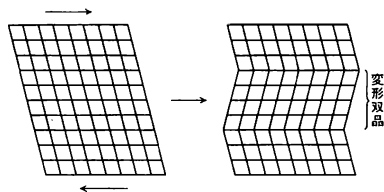
操作卓 = コンソール

走時曲線 [英 travel-time curve, 仏 courbe de temps-parcours] 震源で地震が発生してから、観測点に地震波の特定の位相(P 波、S 波など)が到着するまでの時間を走時とよぶ。走時(T)を震央(震源の真上の地表上の点)からの距離(d)の関数として表す曲線を走時曲線という。震源の深さにより異なる走時曲線が得られる。標準的な地下構造に対応する走時曲線は標準走時曲線とよばれ、震源位置や震源での地震発生時刻の決定などに用いられる。走時曲線が特定の条件(震源が地表にあり、走時曲線が連続かつ $d^2T/d^2 < 0$)を満たす場合には、地震波速度を深さのみの関数として一意に決めることができる。地下に低速度層が存在する場合には、走時曲線に跳びを生じ、上述の条件は満たされない。この場合、低速度層の厚さの上限を推定することができる。

双耳聴 = 両耳聴

双晶 [英 twin, 独 Zwilling, 仏 macles, 露 двойник] 互いに接している同一相の 2 つの結晶が、ある共通の低指数の結晶軸のまわりに 180° 回転した方位関係にあるかあるいはある結晶面に関して鏡像関係にあるとき、それを双晶という。この軸を双晶軸、面を双晶面という。2 つの結晶の接合面、すなわち双晶境界は必ずしも双晶面と一致しているとは限らない。双晶境界が双晶面と一致している場合は、境界での格子の整合性がよいので整合双晶境界とよ

ばれ、一致していない場合を非整合双晶境界という。双晶が形成される過程には次のような場合がある。(1) 融液あるいは気相から結晶が成長する途上で、双晶関係をもった方位に変換が起こることによる形成。(2) 高温相から低温相への無拡散相変態に伴う双晶構造の形成(ママルテンサイト)。(3) 応力下での格子のせん断変形による形成。(4) 焼なまし過程における再結晶粒としての形成。(5) 変形双晶。(6) 焼なまし双晶という。焼なまし双晶は積層欠陥エネルギーの低い(双晶境界のエネルギーは積層欠陥エネルギーの約 1/2 である)面心立方金属中にしばしば観察される。焼なまし双晶の形成機構として、結晶粒界の移動による再結晶粒の成長過程で、隣接する別の再結晶粒との間の結晶粒界のエネルギーを減少させるように、双晶関係の結晶方位に変換するという機構が考えられている。変形双晶の形成は金属・合金のほかイオン結晶、酸化物など多数の結晶について観察されている。変形双晶の形成による塑性変形を双晶変形とよび、すべり変形について結晶の塑性変形の重要な形態のひとつである。双晶変形は、図に示



すように、結晶格子がある領域にわたって双晶面に平行に一樣なせん断変形を起して、その部分が母格子と双晶関係をもつ方位に変換する現象である。金属結晶における双晶面、双晶せん断方向(すなわち双晶系)およびせん断ひずみの大きさを表に示す。

結晶構造 (物質の例)	双晶面	せん断 方 向	せん断 ひずみ*
面心立方格子 (Au, Ag, Cu など)	(111)	$[11\bar{2}]$	0.707
体心立方格子 (α -Fe, Mo, Ta など)	(112)	$[11\bar{1}]$	0.707
最密六方格子** (Be, Mg, Ti, Zn, Cd)	$(10\bar{1}2)$	$[\bar{1}011]$	0.129 ~0.199
菱面体格子 (As, Bi, Hg, Sb)	(110)	$[00\bar{1}]$	0.118 ~0.447
正方格子 (β -Sn)	(301) (101)	$[\bar{1}03]$ $[10\bar{1}]$	0.119 0.150

* せん断ひずみの大きさは立方晶以外では軸率によって異なる。

** Ti, Mg では、ほかの双晶系も観察されている。

双晶境界 [英 twin boundary, 独 Zwillingsgrenze, 仏 joint de macles, 露 двойниковая граница] 双晶を構成している 2 個の同種の結晶の境界をいう。双晶境界が 1 つの平面であるとき、その平面を接合面(composition plane)とよぶ。接合面は、簡単なミラー指数をもつ平面と一致する場合が多いが、簡単な指数で表されない場合も知られている。変形双晶(deformation twin)においては、双晶境界は外部からの応力によって移動する。強誘電体結晶および強弾性体結晶においては、双晶境界はしばしば分域境界(domain boundary)とよばれ、それぞれ外部からの電場および応力によって移動する。双晶境界が双晶面と一致している場合は、境界での結晶格子の整合性がよいので整合双晶

境界とよばれ、一致していない場合を非整合双晶境界という(⇒双晶)。

層状結晶 [英 layered crystal, 独 Schichtkristall, 仏 cristal en couches, 露 слоистый кристалл] ⇒ 層状物質

相乗効果 [英 synergetic effect, 仏 effet synergétique, 露 синергетический эффект] 一般に、2つの効果A, Bが作用して、その結果、AとBが別々に働いたときの効果の和よりも大きな影響を与えることを相乗効果という。もともと薬学において、2つ以上の薬を組合せて使うことにより非常に大きな薬理作用が現れる場合に、これを相乗効果という。たとえば、非平衡統計力学においては、体系の非線形性、外部からのノイズ、および初期のゆらぎとの相乗効果として秩序が形成される(⇒秩序形成)。

双晶構造 [英 twin structure, 独 Zwillingstruktur, 仏 édifice maclé, 露 двойниковое строение] 鉱物にみられる双晶は、その形態から平行連晶、集片双晶、貫入双晶、接触双晶などに分類されている。1つの固体が双晶からなるとき、結晶の種類やその結晶の過去の履歴などにより特有な組織を示すことが多く、これを双晶構造とよぶ。特にある結晶が転移して、双晶構造が現れるとき、その双晶構造はしばしば分域構造とよばれる。強誘電体結晶および強弾性体結晶においては、その双晶構造はそれぞれ強誘電分域構造および強弾性分域構造とよばれている。双晶構造は、その結晶の結晶構造や物理的性質などを知るうえで重要なことが多く、光学顕微鏡、電子顕微鏡、X線回折などの方法で調べられている。また強誘電分域構造および強弾性分域構造は、それぞれ外部から電場および応力を印加することによって分域構造を変化させることができる(⇒双晶境界, 双晶面)。

層状構造 [英 layer structure, 独 Lamellarstruktur, 仏 structure en couches, 露 слоистая структура] ⇒ 層状物質

層状物質 [英 layered material, 仏 matière à plusieurs couches, 露 слоистый материал] 原子・分子が共有結合のような強い結合によって二次元的に周期配列してきた基本層が、ファン・デル・ワールス力のような弱い結合によって平行に積み重ねられた結晶構造を層状構造といい、そのような結晶を層状結晶という。層状結晶は層間の結合力が弱いことを反映して、一般に層方向にへき開しやすい。また、基本層の積み重ねりかたによって数多形の多形が生じることがある。層状結晶の単体における例はグラファイトであり、化合物における例は雲母($\text{KAl}_2(\text{AlSi}_3\text{O}_{10})(\text{OH})_2$)や TX_2 (Tは遷移金属原子, Xはカルコゲン原子)の系で、天然鉱物ではモリブデナイト MoS_2 がこれに属する)である。層状に原子・分子を堆積させて人工につくった物質は上述の層状結晶のみとは限らない。たとえばA金属とB金属を10Å程度ごとに交互に蒸着して何百層と重ねたものとか、InAsとGaAsをエピタキシャルに積層成長させた超格子などは層に平行な方向と垂直な方向に種々の性質の異方性をもっている。このような異方性が強調された物質を総称して層状物質という。層状物質の実用としては、雲母がへき開性を利用して電気絶縁性板材として、グラファイトが電気伝導性とすべりやすさを利用して補助電極材に、あるいはモリブデナイトが高温減摩材に用いられるなど層状の特性が応用される。物性物理学で層状物質が注目されるのは、その擬二次元性である。たとえば TaS_2 はそのフェルミ面が二次元的であるために、同一の

波数ベクトルでの多くの電子の協力的な電子・格子相互作用によって電荷密度波相に転移するとか、グラファイトにKをインターカレートして得られる層間化合物 C_8K は約180mKで超伝導になるが、磁場をc軸に平行にかけたときは第一種、c軸に垂直にかけたときは第二種の超伝導特性を表すといった、層状性から由来した特異な現象が数多く見いだされている。

双晶変形 [英 twinning deformation, 独 Zwillingsebene, 仏 déformation plastique par maclage, 露 деформация двойникованием] ⇒ 双晶

双晶面 [英 twinning plane, 独 Zwillingsebene, 仏 plan de maclé, 露 двойниковая плоскость] 双晶を構成している、2個の同種の結晶が、ある面に関して鏡映対称の関係で結ばれている場合、その面を双晶面とよぶ。また双晶面をもつ双晶を反射双晶(reflection twin)とよぶ。これに対して、双晶を構成している、2個の結晶が、ある軸に関して回転対称の関係で結ばれている場合、その軸を双晶軸(twinning axis)とよび、双晶軸をもつ双晶を回転双晶(rotation twin)とよぶ。双晶面の例としては、あられ石(CaCO_3 , 斜方晶系)の(110)面、水晶(SiO_2 , 三方晶系)の(11 $\bar{2}$ 2)面などが知られている。また、金属では面心立方金属の{111}、体心立方金属の{112}、最密六方金属の{10 $\bar{1}$ 2}などが双晶面の代表的な例である。

増殖 [英 breeding, 独 Brüten, 仏 régénération, 露 размножение] 核分裂連鎖反応において、親物質に吸収された中性子が、すでに炉内に存在する核分裂性核種をつくり出すこと。たとえば炉内の核分裂性核種が ^{239}Pu で、余剰中性子が ^{238}U に吸収されて ^{239}Pu に変わるとき、この系は自己再生産過程にあり、増殖しているという。 ^{239}U の核分裂性核種と ^{232}Th の親物質からなる系でも同様である。しかし、 ^{235}U と ^{238}U からなる系では、親物質の中性子捕獲は既存の核分裂性核種の生産につながらないので、この場合の系は増殖してはいわず、転換しているという。以上の定義から、たとえば ^{239}Pu と ^{238}U 系における増殖比(BR)は

$$BR = \frac{^{239}\text{Puの生成率}}{^{239}\text{Puの消費率}} = \frac{\text{原子炉全体の}^{238}\text{Uの中性子捕獲率}}{\text{原子炉全体の}^{239}\text{Puの中性子吸収率}}$$

で表される。 ^{235}U と ^{232}Th の系についても同様である。

一方、 ^{235}U と ^{238}U の系における転換比(CR)は

$$CR = \frac{\text{原子炉全体の親物質の中性子捕獲率}}{\text{原子炉全体の核分裂性物質の中性子吸収率}}$$

と表される。上記のBRの定義は厳密なものであるが、通常の原子炉では ^{235}U と ^{238}U の系であることから便宜上、増殖と転換を区別せず、したがって増殖の定義式としても転換比の定義式を用いることの方が多い。この場合には、転換比が1より大きいとき、これを増殖比とよぶ。増殖比が1より大きい炉を増殖炉とよぶが、増殖炉において核分裂性核種1個の消費により増加した核分裂性核種の数を増殖利得という。これは $(BR-1)$ に等しい。増殖比は中性子束が高エネルギー領域で大きいほど大きくなる。1000 MW級の液体金属高速増殖の増殖比は1.2〜1.5の範囲内にあるが、熱中性子増殖炉では1に近いが、それ以下である。増殖比が1以下の原子炉を転換炉とよぶ。

増殖比 [英 breeding ratio, 独 Brutfaktor, 仏 rapport de régénération, 露 коэффициент размножения] ⇒

増殖。

増殖利得 [英 breeding gain, 独 Brutgewinn, 仏 gain de régénération, 露 избыточный коэффициент размножения] ⇒ 増殖

増殖炉 [英 breeder reactor, 独 Brutreaktor, 仏 réacteur régénérateur, 露 реактор-размножитель] 連鎖反応を維持するために消費する核分裂性物質の量より、より多量の新しい核分裂性物質を生産するように設計された原子炉のこと。増殖炉では、核分裂性物質の原子核に1個の中性子が吸収されて核分裂を起したとき、平均として発生してくる核分裂中性子の数 η が2以上でなくてはならない。このうちの1個は連鎖反応を継続するのに必要であり、残りの1個が親物質に吸収されて核分裂性物質に変換することが可能となる。実際には、核分裂で発生する中子のなかのいくつかは炉心から漏れ出てしまったり、燃料以外の物質に吸収されたりするので、 $(\eta-2)$ が0よりかなり大きい量であることが必要である。

熱中性子エネルギーにおける η の値は、 ^{235}U で2.08, ^{239}Pu で2.08, ^{233}U で2.29である。 ^{233}U 以外では $\eta-2=0.08$ とあまりにも小さく、これを燃料として増殖炉をつくることは非常に難しい。一方、 ^{239}U では $\eta-2=0.29$ であり、炉外への漏れや構造材への吸収を十分に小さくするような原子炉を設計すれば、 ^{232}Th と ^{233}U を燃料系とする熱中性子増殖炉は実現可能である。 ^{239}Pu については、中性子エネルギーが熱エネルギーより高くなると η の値は減少するが、その後増大し、約10keVで2.0に達し、その後急速に増大する。したがって ^{239}Pu と ^{238}U を含む燃料系よりなる高速炉によって増殖炉を実現することが可能である。このような炉を高速増殖炉といい、現在原型炉クラスまでつくり出されている。この型の炉はNaを冷却材としており、液体金属冷却高速増殖炉である。高速増殖炉の場合、高い増殖比を得るには中性子スペクトルの軟化を招かないように炉心を設計することがたいせつである。

一般に増殖炉では、炉心での転換比(増殖)は1を超えず、軸および径ブランケットでの転換比と合わせて転換比が1を超え、はじめて増殖炉となることが多い。このため、炉心から漏れ出る中性子をブランケットにおいてどれだけ効果的に親物質に吸収させるかが設計上の重要な因子となる(⇒原子炉)。

送信管 [英 transmitting tube, 仏 tube transmetteur, 露 генераторная лампа] 高周波の電力増幅をして放送や通信などの送信機に用いる電子管のこと。したがって取扱電力が大きくなり、それに適したように構造がくふうされている。通信用だけでなく、誘導加熱や超音波機器の発振用など、工業的用途にも利用されている。送信管は冷却法により分類するのが普通である。

(1) 空冷管: ガラスの外囲器をもったもので、プレートに与えられる熱の大部分を熱放出として、ガラス壁を通して放散させる。プレート損失1kW程度までのものがこれに属する。カソードはトリウム-タングステンの直熱型や、酸化物の傍熱型などがよく使われる。プレートは黒鉛で被膜したニッケル材が用いられる。空冷管の種類には二極管、三極管、四極管、五極管、ビーム管がある。寸法の最大は高さ30cm, 直径20cm程度である。

(2) 水冷管: 銅の円筒でプレートをつくり、これを外囲器の一部にし、プレートを直接、水で冷却するようにしたもので、プレート損失は数百kWまで可能である。漏洩

電流を少なくしなければならないので、冷却水は純度を高くし、絶縁物の管を通じて導く。カソードはトリウム-タングステン製のものがほとんどである。種類としては三極管が多い。寸法の最大は高さ60cm, 直径20cm程度のものまでである。

(3) 強制空冷管: 水冷管の銅円筒プレートに多数の放熱翼を取付け、送風機で空気を送り冷却するようにしたもので、冷却効果は水冷管より低く、騒音も激しいが、冷却水の乏しい所や簡便に使用したい場合に適している。種類としては三極管、四極管がある。寸法の最大は高さ60cm, 直径40cm程度のものがある。

(4) 蒸発冷却管: 水冷管の銅円筒プレートを水槽の中に付け、プレートの発熱のため、水が沸騰するときの潜熱によって能率のよい冷却を行うものである。このとき生じた水蒸気は、熱交換器によって冷却凝結し、冷却水として復水させる。すなわち冷却器は循環系をなしている。四極管が多い。

送信器 [英 transmitter, 独 Transmitter, 仏 transmetteur, 露 передатчик] 通信のため電気信号の電力を増幅して遠方に送る装置。放送や無線通信では電波を発生させるためトランジスター、電子管、進行波管、クライストロンなどを電力に応じて用い、最大出力は1000kW以上に達する。光通信には、送信器に発光ダイオードや半導体レーザーが用いられる。

相 図 = 状態図

相対圧 [英 relative pressure, 仏 pression relative, 露 относительное давление] 固体表面における気体の吸着現象に関して、一定温度の下での単位面積当たりの吸着量 σ と、そのときの平衡圧力 p との関係、すなわち吸着等温線は重要な情報を与える関係のひとつである。この関係において、この温度での気体の飽和蒸気圧を p_0 とするとき、 p/p_0 を相対圧という。吸着等温線を相対圧で表すことによって、多くの種類の気体についての吸着等温線を見通しよくまとめることができ、理論的な考察も展開しやすい。

相対運動 [英 relative motion, 独 Relativbewegung, 仏 mouvement relatif, 露 относительное движение] 物体の運動は基準の座標系に相対的な運動といえるが、普通、相対運動という場合、互いに運動する2つの座標系があり、一方の座標系に対する他方の座標系の運動を意味することが多い。基準の座標系が慣性系であって、他方の座標系が、これに対し等速度運動を行う場合は、この座標系も慣性系になるので、運動を記述する際に慣性力を付け加える必要はないが、加速度運動を行う場合には、慣性力を付け加える必要がある。

相対加速度 [英 relative acceleration, 独 relative Beschleunigung, 仏 accélération relative, 露 относительное ускорение] ある慣性系について、質点PとQの加速度がそれぞれ a_P , a_Q であるとき、QのPに対する相対加速度は $a_Q - a_P$ で与えられる。

相対感度(真空計の) [英 relative sensitivity, 独 relative Empfindlichkeit, 仏 sensibilité relative, 露 относительная чувствительность] ⇒ 電離真空計

相対屈折率 [英 relative refractive index, 独 relativer Brechungsindex, 仏 indice de réfraction relatif, 露 относительный показатель преломления] ⇒ 屈折率

相対座標 [英 relative coordinates, 独 relative Koordinaten, 仏 coordonnées relatives, 露 относительные

座標] 質量が m_1 と m_2 の 2 個の質点からなる系を扱う場合には、空間に固定した座標系によるそれぞれの座標を (x_1, y_1, z_1) , (x_2, y_2, z_2) とし、これらをまとめて表す位置ベクトルを r_1, r_2 とすると、重心座標

$$X = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2}, \quad Y = \frac{m_1 y_1 + m_2 y_2}{m_1 + m_2}, \quad Z = \frac{m_1 z_1 + m_2 z_2}{m_1 + m_2}$$

$$\left(R = \frac{m_1 r_1 + m_2 r_2}{m_1 + m_2} \right)$$

および相対座標

$$x = x_2 - x_1, \quad y = y_2 - y_1, \quad z = z_2 - z_1 \quad (r = r_2 - r_1)$$

を用いると便利である。力が 2 つの質点間の内力だけのときには、質量が $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ の 1 個の質点にその力が働いているとして運動を求めれば、それが相対位置ベクトル $r = (x, y, z)$ の時間変化になるからである。多数の質点からなる質点系のあるときは、重心座標

$$X = \frac{\sum m_i x_i}{\sum m_i}, \quad Y = \frac{\sum m_i y_i}{\sum m_i}, \quad Z = \frac{\sum m_i z_i}{\sum m_i}$$

との差として相対座標

$$x_i' = x_i - X, \quad y_i' = y_i - Y, \quad z_i' = z_i - Z$$

を定義すると便利である。たとえば系の運動エネルギーは、 $M \equiv \sum m_i$ として

$$T = \sum_i \frac{1}{2} m_i (\dot{x}_i'^2 + \dot{y}_i'^2 + \dot{z}_i'^2)$$

$$= \frac{1}{2} M (\dot{X}^2 + \dot{Y}^2 + \dot{Z}^2) + \sum_i \frac{1}{2} m_i (\dot{x}_i'^2 + \dot{y}_i'^2 + \dot{z}_i'^2)$$

のように分離される。以上のほかに、一般に運動している点を基準にして座標をとった場合に、その点に対する相対座標といういい方をするところがある。運動の相対性ということから考えると、絶対静止座標系というものとは意味がないのであるから、座標はすべて相対的なものであるともいえる (⇒運動座標系)。

相対湿度 [英 relative humidity, 独 relative Feuchtigkeit, 仏 humidité relative, 露 относительная влажность] ⇒ 湿度

相対性 [英 relativity, 独 Relativität, 仏 relativité, 露 относительность] 時空の中の点の位置は絶対的には定めることができず、他の点からの相対的な位置としてしか与えることができない。同様に時空の中での運動も座標系に対する相対的な運動としてだけ認識できるので、運動の状態は適当な座標変換により静止の状態になおしたり、別な運動の状態に移したりすることができる。これらは相対性の概念の例であって、三次元空間の空間座標の変換であるガリレイの座標変換を考えるとときにはガリレイの相対性および、これを拡張した四次元空間の時空の座標変換であるローレンツの座標変換に対する特殊相対性や、さらに一般の座標変換を扱う一般相対性もあり、これらは A. Einstein により導入された。物理法則がこのような座標変換に対して不変な形をしていることを相対性の原理という (⇒一般相対性原理, ガリレイの相対性原理)。

相対性理論 [英 theory of relativity, 独 Relativitätstheorie, 仏 théorie de la relativité, 露 теория относительности] われわれのまわりの世界は三次元の空間的な広がりをもっており、その中で時間をパラメーターとしていろいろな現象が進行している。19 世紀の末まではこの三次元の空間がユークリッドの空間であるとし、空間のすべての点が対等で、また互いに一様な速度で運動する座標系の間にはこれを区別する法則はないというガリレイの相対

性が信じられていた。このような古典的な世界観ではニュートンの力学とマクスウェルの電磁気学がそれぞれ物理学現象、電磁現象を支配する法則であるとされていたが、A. Einstein はガリレイの相対性を含むニュートンの力学と光の伝播を扱うマクスウェルの電磁気学とが厳密には両立しないものであることに注目し、三次元のユークリッド空間と一次元の時間とをまとめた四次元のミンコフスキー空間を考えることによって力学と電磁気学を両立させることのできる理論を発表した (1905 年)。これが特殊相対性理論とよばれるもので、形式的にはマクスウェルの理論が保存されニュートンの力学が修正をうけた形になっているが、特殊相対性理論の功績は、空間と時間の統一的扱いにあり、これによって物理的世界観は本質的な飛躍を遂げたことになる。一方、質量の間に働く万有引力については、I. Newton の時代から力の法則については知られていたが、その本性については手がかりがないままであった。A. Einstein は重力質量と慣性質量の間に成り立つ比例関係すなわち等価原理に注目し、四次元時空のひずみの構造から重力を説明する一般相対性理論を発表した (1915 年)。一般相対性理論によれば重力はすべて時空の性質に帰せられ、重力のない平坦な時空についての理論は特殊相対性理論と一致する。あるいは特殊相対性理論は 1 点における時空の性質を考え一般相対性理論はこれをひろげて広い領域における時空の性質を論ずるというものでい。

特殊相対性理論は実験室内の実験を含め高エネルギーの現象の解釈に欠くことのできないもので、一般相対性理論は重力場や宇宙論の強力な手段となっている。いずれも実験の支持をうけており、理論の構造もよく整っている。特殊相対性理論と一般相対性理論をまとめて相対性理論とよぶが、これは量子力学と並んで物理学の全体を支える重要な柱である (⇒特殊相対性理論, 一般相対性理論)。

相対増幅度 [英 relative amplification factor, 独 relativer Verstärkungsfaktor, 仏 facteur d'amplification relative, 露 относительное усиление] ⇒ 増幅器

相対速度 [英 relative velocity, 独 relative Geschwindigkeit, 仏 vitesse relative, 露 относительная скорость] ニュートン力学では、1 つの慣性座標系に対し、2 点 P および Q の速度、 v_P と v_Q が与えられたとき、Q の P に対する相対速度 v は $v = v_Q - v_P$ で与えられる。特殊相対論では、P の速度を $(u_0, 0, 0)$ Q の速度を (u, v, w) とするとき、 u_0 が一定ならば、Q の P に対する相対速度 (u', v', w') は次式で与えられる。

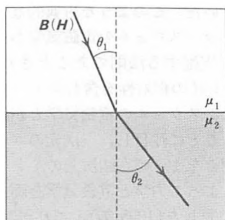
$$u' = \frac{u - u_0}{1 - uu_0/c^2}, \quad v' = \frac{v \sqrt{1 - u_0^2/c^2}}{1 - uu_0/c^2}, \quad w' = \frac{w \sqrt{1 - u_0^2/c^2}}{1 - uu_0/c^2}$$

ただし c は真空中の光速である。

相対透磁率 [英 relative index of permeability, 独 relative Permeabilität, 仏 indice relatif de perméabilité, 露 относительная магнитная проницаемость] 透磁率の異なる 2 種類の磁性体 1, 2 が境を接しているとき、透磁率の比 μ_2/μ_1 を磁性体 1 に対する磁性体 2 の相対透磁率とよぶ。図のように、透磁率 μ_1, μ_2 の磁性体が境を接しているとき、境界には表面伝導電流がないものとするとき、境界で磁場 H の接線成分、磁束密度 B の法線成分が連続なことから、磁力線に関して

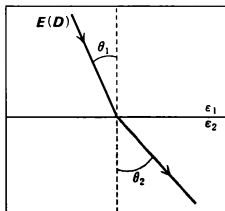
$$\frac{\tan \theta_2}{\tan \theta_1} = \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

が成り立つ。真空に対する相対透磁率は比透磁率である。



相対粘度 [英 relative viscosity, 独 relative Viskosität, 仏 viscosité relative, 露 относительная вязкость] 溶液またはサスペンションの粘性率を η , 同温度の純溶媒のそれを η_0 とすると, $\eta_r = \eta/\eta_0$ を相対粘度という(⇒比粘度)。

相対誘電率 [英 relative index of permittivity, 独 relative Permittivität, 仏 indice relatif de constante diélectrique, 露 относительная диэлектрическая проницаемость] 誘電率の異なる2種類の誘電体1, 2が境を接しているとき, 誘電率の比 ϵ_2/ϵ_1 を誘電体1に対する誘電体2の相対誘電率とよぶ。図のように誘電率 ϵ_1, ϵ_2 の誘電体



が境を接しているとき, 境界には表面真電荷がないものとすると, 境界で電場 E の接線成分, 電束密度 D の法線成分が連続なことから, 電気力線に関して

$$\frac{\tan \theta_2}{\tan \theta_1} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$$

が成り立つ。真空に対する相対誘電率は比誘電率とよばれる。

相対論的電子ビーム [英 relativistic electron beam, 独 relativistischer Elektronenstrahl, 仏 faisceau électronique relativiste, 露 релятивистский электронный пучок] 電子の速度が光速に近づくとき, 相対論的な状態となって, 電子の質量が静止質量に比較して大きくなる。相対論の状態の電子群が同方向に運動しているとき, これを相対論的電子ビームとよぶ。略してREBとよぶこともある。REBは1つの荷電粒子の一方への集団運動であるから, 自己磁場をもつ。また, 個々の電子も大きい運動量をもっているため, REBは周辺の媒質と大きな相互作用を引起す。発生可能なREBの出力は1970年代で 10^{12} Wに達している。電流としては 10^6 A(MA)台, 粒子エネルギーとしては 10^7 eV (10 MeV)台に至っている。プラズマとの強い相互作用はREBによる加熱として応用されている。自己場も大きくできるので, REBのリングを用いるプラズマの閉じ込めにも利用されている。

相対論的力学 [英 relativistic dynamics, 独 relativistische Dynamik, 仏 dynamique relativiste, 露 релятивистская динамика] 相対性理論における力学。特殊相対性理論においては, 慣性座標系における静止(固有)質量 m_0 の粒子の運動方程式は, 座標を $x = (ct, \mathbf{r})$, 固有時を

τ とすると, $m_0 d^2x/d\tau^2 = K'$ で与えられる。 K' はミンコフスキー型の四元力である。四元速度 $u' = dx'/d\tau$, 四元運動量 $p' = m_0 u'$ を用いれば, $m_0 d^2x'/d\tau^2 = m_0 du'/d\tau = dp'/d\tau = K'$ と表される。粒子の速度を $v = d\mathbf{r}/dt$ とすれば, $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$ として, 四元速度は $(\gamma c, \gamma \mathbf{v})$, 四元運動量は $(\gamma m_0 c, \gamma m_0 \mathbf{v})$ である。また, K' は, ニュートン型の力 $F = dp/dt$ により, $(\gamma \mathbf{F} \cdot \mathbf{v}/c, \gamma \mathbf{F})$ と与えられる。電磁場中の電荷 q は, 電磁場の四元ポテンシャル $A' = (\phi/c, \mathbf{A})$ (ϕ, \mathbf{A} はスカラーおよびベクトルポテンシャル)から得られるテンソル $\partial A'_j/\partial x^i - \partial A'_i/\partial x^j$ を F_{ij} , 計量テンソル g_{ij} ($g_{00} = -1, g_{\alpha\alpha} = 1, \alpha = 1 \sim 3$, 他は0)とすれば, ミンコフスキー型の四元力 $K' = g^{ij} F_{ij} u^k$ を受ける(この項ではアインシュタインの規約に従う)。これに対応するニュートン型の力はローレンツ力である。ニュートン型の力 F のポテンシャルを V とすると, 運動方程式は作用積分

$$S = C m_0 c^2 \int dt \sqrt{1-v^2/c^2} - \int dt V$$

からハミルトンの原理 $\delta S = 0$ により導くことができる。作用積分のうち第一項は $-m_0 c^2 \int d\tau$ または $ds^2 = g_{ij} dx^i dx^j$ を用いて $-m_0 c \int ds$ と書くことができる。電磁場中にある場合には, 電磁場の四元ポテンシャルを $A' = (\phi/c, \mathbf{A})$ (ϕ, \mathbf{A} はスカラーおよびベクトルポテンシャル)として, 作用積分に

$$q \int g_{ij} A'^i u^j d\tau = (q/c) \int g_{ij} A'^i u^j ds$$

が加わる。一般相対性理論においても, これらの作用積分からハミルトンの原理により運動方程式が得られるが, 計量テンソル g_{ij} は前記のミンコフスキー型ではないから, 上記の表式中 $dx^2/d\tau^2$ は $dx^2/d\tau^2 + \Gamma^i{}_{jk} (dx^j/d\tau) (dx^k/d\tau)$ に置換する。 $\Gamma^i{}_{jk}$ はクリストッフェルの記号である。重力以外の力を受けない粒子の運動は, $dx^2/d\tau^2 + \Gamma^i{}_{jk} (dx^j/d\tau) (dx^k/d\tau) = 0$, すなわち, 測地線の方程式で与えられる。

相対論的量子力学 [英 relativistic quantum mechanics, 独 relativistische Quantenmechanik, 仏 mécanique quantique relativiste, 露 релятивистская квантовая механика] 特殊相対性を満たす量子力学。 β 崩壊で放出される電子にみられるように, 電子はしばしば光速に近い速度で運動し, これには相対論的な記述が必要とされる。量子力学と特殊相対性理論を融合しようという作業は, 量子力学の建設時から試みられてきたが, その最初の成功は1928年 P. A. M. Dirac によってもたらされた。すなわちディラックの方程式の発見で, これにより電磁場と相互作用する相対論的な電子の波動方程式の完全な形が与えられた(⇒ディラック方程式)。特にこの方程式にまつわる負エネルギー状態の問題は, 空孔理論によって克服され, 陽電子が予言されたのである。

ディラック方程式の出現によって, 水素スペクトルの微細構造が一貫した手続きのもとに説明され, また電子による光子の散乱であるコンプトン散乱の微分断面積も計算されて, クライン-仁科公式が与えられた。クーロン場による電子の散乱の微分断面積もディラック方程式から導かれ, その結果はマックスレー-フッシュバッフの公式として知られている。このような量子力学に従う粒子の完全に相対論的な記述とこれに基づく議論が, 相対論的量子力学である。

R. P. Feynman は, 1948年ディラックの理論をさらに

進展させ、ファインマン・グラフという図形に基づく新しいアプローチの方法を発見して、相対論的量子力学における摂動計算を著しく容易ならしめた(⇒ファインマン・グラフ)。これは、場の量子論に立脚した朝永振一郎の超多時間理論(1943年)とその発展、および J. Schwinger (1948年)の量子電磁力学と同一の内容をもつことが明らかにされ、いずれもほとんど同時期にくりこみ理論へと到達した。

Dirac はさらに、ディラックの方程式を一般化してスピン $1/2$ 以外の粒子に対する相対論的な一群の波動方程式を発見した(1936年)。これはディラックの一般波動方程式とよばれる。

他方、E. P. Wigner は、相対論的な自由粒子の状態ベクトルは、ポアンカレ群(連続的なローレンツ群と四次元時空での平行移動の変換のつくる群)のユニタリーな既約表現に従って変換せねばならぬことから、このようなユニタリー表現をことごとく求めることによって、相対論的な量子論において可能な自由粒子のタイプの分類を完成した(1939年)(⇒ポアンカレ群)。それによれば自由粒子は次の5個のクラスのいずれかに入らねばならない。(1) 有限質量でスピンは $s/2$ (s は 0 または正整数)、(2) 質量 0 でスピンは $s/2$ (s は 0 または正整数)、(3) 質量 0 で連続スピン(この場合ローレンツ群の 1 個表現に属するものと 2 個表現に属するものの 2 種類がある)、(4) エネルギー・運動量 $P_\mu = 0$ 、(5) 質量が純虚数。このうち現実に見えられている粒子は、(1)または(2)に属するもののみである。(4)、(5)に属する粒子はそれぞれスプーリオン、タキオンとよばれているが、その存在は確認されていない。

相対論的な量子力学によれば、粒子に対応して必ず反粒子が存在する。ただし中性の粒子では光子のように粒子と反粒子がたまたま同一物のものもある。反粒子は粒子と同じ質量と同じスピンをもち、電荷は逆符号となる。もし粒子が他の何個かの粒子に崩壊するような不安定粒子の場合、反粒子もまた不安定粒子であって、両者の平均寿命は相等しいことが導かれる。

現在では、相対論的な量子力学の諸結果は、相対論的な場の量子論に立脚した、より包括的な立場から論ずることができる。

装置関数 [英 instrumental function, 独 Gerätefunktion, 仏 fonction d'instrument, 露 инструментальная функция] ある光学系にインプットとして完全な単色光を照射し、そのアウトプットを測定すると、得られるスペクトル強度分布はある広がりをもった関数となる。この関数形をその光学系の装置関数という。物理システムに対するインパルス応答に相当し、時間軸の代りに波数に対応させたものである。

スリット関数 $O(\sigma)$ (σ は波数)はモノクロメーターの装置関数で、スリット幅および分散素子の装置関数が主として関連している。これらを $S(\sigma)$ 、 $G(\sigma)$ とすれば、 $O(\sigma) = S(\sigma) * G(\sigma)$ の関係がある。ただし $*$ はコンボリューションを示す。

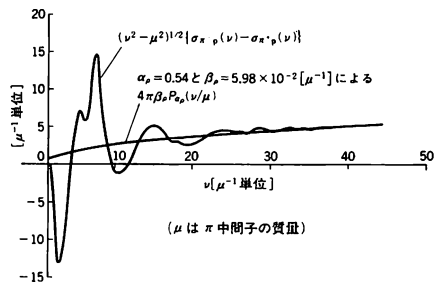
分光光度計の場合、モノクロメーターに信号処理系が付随する。信号処理系のインパルス応答を σ の関数に変換して $R(\sigma)$ と書くと、分光計の装置関数は $A(\sigma) = O(\sigma) * R(\sigma)$ となる。 $R(\sigma)$ は因果性により非対称となっているが、走査速度を十分遅くすると δ 関数に近づき、その影響

はなくなる。特に時定数が大きいとき、あるいは増幅器の帯域幅が狭いときには、偽の測定結果を与えることがあるので、記録速度には注意を要する。

双対性 [英 duality, 独 Dualität, 仏 dualité, 露 дуальность] 素粒子の散乱振幅の性質のひとつ。二体散乱振幅の解析性と高エネルギーでのレッジェのふるまいから導かれる有限エネルギー区間の散乱振幅に対する和則を有限エネルギー和則という。この和則でさらに低エネルギーでの散乱振幅が s チャンルの共鳴状態の和で近似できると仮定することにより、双対性の概念が導かれる。簡単に説明するため $t = 0$ での πN 散乱振幅を考えてみよう。このとき有限エネルギー和則は

$$\int_0^N dv \operatorname{Im} A_p(v, 0) \approx \int_0^N dv \operatorname{Im} A_p(v, 0)$$

ただし $\operatorname{Im} A_p(v, 0) = (1/4\pi)(v^2 - \mu^2)^{1/2}(\sigma_{\pi p}(v) - \sigma_{\pi^+ p}(v))$, $\operatorname{Im} A_p(v, 0) = B_p \mu^{a_p}$ である。



図に示すように、 t チャンルの ρ レッジェ極の交換による振幅の虚数部 $\operatorname{Im} A_p(v, 0)$ をレッジェのふるまいが成り立たないと思われる低エネルギーの低い領域にのぼせると、低エネルギー振幅の虚数部のよい平均値を与えることがわかる。他方、この低エネルギー振幅の虚数部は s チャンル共鳴状態の和でよく近似できる。これを s チャンルと t チャンルの間に双対性が成り立つという。これが広い意味での双対性である。この双対性を満たし、無限個の s チャンルのレッジェ極の和が無限個の t チャンルのレッジェ極の和に等しい模型を双対模型といい、これを狭い意味での双対性の定義とすることもできる。

双対変換 [英 dual transformation, 独 Dualitätstransformation, 仏 transformation duelle, 露 дуальная трансформирование] 平面格子の上のイジング模型の状態と $Z(K)$ は、裏格子の上のイジング模型の状態と $Z^*(K^*)$ と次の式で結ばれる(⇒裏格子)。この変換を双対変換という。

$$\frac{Z(K)}{2^{N/2}(\cosh 2K)^{s/2}} = \frac{Z^*(K^*)}{2^{N^*/2}(\cosh 2K^*)^{s/2}} \quad (1)$$

ここで $K = J/2kT$ 、隣りあったスピンの同じ向きとのエネルギーを $-J/2$ とし、反対向きとのエネルギーを $J/2$ とした。また k はボルツマン定数、 T は絶対温度である。 K^* は K と対称的に結ばれていて

$$\begin{aligned} \sinh 2K \sinh 2K^* &= 1 \\ \cosh 2K \tanh 2K^* &= \cosh 2K^* \tanh 2K = 1 \quad (2) \\ (e^{2K} - 1)(e^{2K^*} - 1) &= 2 \end{aligned}$$

などの関係がある。 N, N^* はそれぞれの格子上の格子点の数であり、 s は作用線の数で、これらの間にはオイラーの定理 $N + N^* = s + 2$ が成り立つ。 $N, N^* \rightarrow \infty$ の体系で

は、ある温度 $K_c = J/2kT_c$ で $Z(K)$ が特異性をもつことがあると、 $Z^*(K^*)$ では K^* が特異性をもつことになる。もし裏格子とよとの格子とが同じ構造の格子であるならば式(1)は同じ関数の2つの値を結びつける関係になる。もし特異点がただ1つであると仮定すれば $K = K^*$ で定められる。したがって平面四角格子のイジング模型の転移点は式(2)より $\sinh 2K_c = 1$ ($K_c = 0.44069$) で与えられる。

この変換は q 状態のボツ模型に拡張される。

$$\frac{Z(q, K)}{q^{N/2}(e^{qK} - 1)^{1/2}} = \frac{Z^*(q, K^*)}{q^{N^*/2}(e^{qK^*} - 1)^{1/2}}$$

$$(e^{qK} - 1)(e^{qK^*} - 1) = q$$

ここでは、隣りに同じものがきたときのエネルギーを $-J$ 、そうでないときを 0 とし、 $qK = -J/kT$ とした。前と同じ論法から四角格子のボツ模型の転移温度は $\exp(qK_c) = 1 + \sqrt{q}$ で与えられる。もっと一般には、状態和の中の変数を変換して新しい変数に関する状態和に書くことを双対変換とよぶ。したがって、それは一意的でない。

双対模型 [英 dual model, 独 duales Modell, 仏 modèle dual, 露 дуальная модель] 素粒子の散乱振幅に対する模型のひとつ。有限エネルギーと則の意味での双対性の性質を満たし、無限個の s チャネルの共鳴状態の和が無限個の t チャネルのレッジェ極の和に等しい模型の一例を双対模型とよぶ。たとえば π 中間子と π 中間子の散乱を例にとると、散乱振幅 $A(s, t)$ は

$$A(s, t) = -\lambda \frac{\Gamma(1-\alpha(s))\Gamma(1-\alpha(t))}{\Gamma(1-\alpha(s)-\alpha(t))}$$

の形に書ける(ただし λ は定数、 $\alpha(s)$ 、 $\alpha(t)$ はそれぞれ s チャネル、 t チャネルのレッジェ軌跡)。上の関数 $A(s, t)$ は

$$\alpha(t) < 0 \quad \text{のとき} \quad A(s, t) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\alpha_i(t)}{1-\alpha(s)}$$

$$\alpha(s) < 0 \quad \text{のとき} \quad A(s, t) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\alpha_i(s)}{1-\alpha(t)}$$

と展開できる。このように双対模型は、互いに異なった s, t の領域で無限個の s チャネルの極の和として展開できると同時に無限個の t チャネルの極の和としても展開できる。つまり2つの記述の間に双対性が成り立っている。双対共鳴模型、ベネチアノ模型という。

相転移 [英 phase transition, 独 Phasenübergang, 仏 transition de phase, 露 фазовое превращение] 明確な物理的境界によりほかと区別される物質系の均一な部分を相という。その均一な部分が、気体、液体、固体であれば、それぞれ、気相、液相、固相とよばれる。適当な条件により、ひとつの相からほかの相へ変化する現象を相転移という。たとえば、凝縮、蒸発による気相・液相間の相変化は気相・液相相転移、気相からの結晶成長、昇華による気相・固相間の相変化は気相・固相相転移、融液からの結晶成長、超急冷によるガラス化、溶融などによる液相・固相間の相変化は液相・固相相転移である。これらの相転移はすべて一次相転移であって、相転移に温度履歴があり、過冷却、過飽和などの非平衡状態が実現する(⇒一次相転移)。相転移はまた相変化、相変態ともよばれる。

気相・液相相転移においては、臨界温度、臨界圧のもとで臨界状態が実現する。この臨界状態にある物質に光を入射すると、強い弾性光散乱が生じる。この散乱を臨界散乱といい、入射光が白色光であれば、この光散乱のために、

物質は乳白色に見える。このとき、この散乱光を臨界タンパク光という。

相転移は転移により起るいろいろな量の不連続の度合によって、一次相転移、二次相転移、…などと分類される。自由エネルギーの温度による一階微分で表されるエントロピーが不連続となる転移を一次相転移といい、水と水蒸気の転移(蒸発熱が伴う)、水と氷の転移(融解熱が伴う)などは、一次相転移の典型的な例である。これをまた第一種相転移ともいう。自由エネルギーの二階微分に対応する比熱に異常が現れる相転移を二次相転移または第二種相転移という。超伝導転移、超流動転移(λ -転移)、多くの磁気転移などは二次相転移であり、転移点で比熱に異常が現れる。それと同時に、ほかの応答係数にも異常が現れる。この相転移を対称性の違う2つの相の間の変化とみて、対称性の高い方を無秩序状態、対称性の低い方を秩序状態とよべば、秩序・無秩序転移ということができ、これを特徴づけるのが秩序度である。

相転移点、特に二次相転移点近傍で物理量にどのような異常性が現れるかを研究することは、臨界現象の統計力学の大きな問題である。相転移の本質は、体系の非線形性により、相転移は協力的な力とエントロピー力との競合によって起る。前者が勝つ領域では秩序状態が現れ、後者が勝つ領域は無秩序状態となる。絶対零度(基底状態)での相転移は、2つの相反する力の競合によって起る。数学的には有限系の自由エネルギーは温度や相互作用の解析関数であり、特異点をもたない。相転移は熱力学的極限で初めて現れる。

結晶においては、ある条件で成長した場合には α とよばれる構造に結晶し、成長条件が異なれば β とよばれる構造に結晶する場合がある。 α 相と β 相は、温度、圧力などを変化させると、互いに移り変わることもあるし、どちらか一方には移り変わるが反対方向には移り変わらないことも、どちらも移り変わらないこともある。前二者の場合には、両方向にまたは一方だけに相転移するという。 α 相から β 相への一次相転移は、ある温度、圧力のもとで、 α 相と β 相の存在が可能で、 α 相のエネルギーが β 相のエネルギーよりも高いときに起る。このとき、 β 相が α 相に比べて、たとえば大きくひずんだ構造をもっていれば、相転移したとき、結晶が粉々になってしまうこともある。

α 相と β 相間の二次相転移においては、秩序変数 ξ は転移に際して連続的に変化するが、 ξ に対応する示強変数を η とすると、 $\partial \xi / \partial \eta$ は転移に際して不連続的に変化する。高対称相側から二次転移点に近づくとき、秩序変数の揺らぎが発散し、転移点が臨界点である。低対称相では ξ の自発値が存在し、転移点で連続的に 0 になる。このことから、二次相転移を連続相転移ともいう。二次転移点の近傍では臨界現象が観測される。結晶の二次相転移は一般に対称性の変化を伴い、ソフトモードを伴う。

固相間の相転移には、構造相転移、超伝導転移、整合・非整合相転移、パイエルス転移、秩序・無秩序転移、磁気転移など、いろいろな相転移が知られており、高度の研究が行われている。構造相転移には、強誘電相転移、真性弾性相転移(⇒弾性相転移)、スタガード相転移(⇒ゾーン境界相転移)などが含まれる。固相の相転移のなかには、転移は一次であるが、まずある小領域で転移が起り、さらに温度が変化するとほかの小領域で転移が起ることによって、結晶全体が徐々に転移を完了し、秩序変数の自発値が

極めてなだらかに変化する転移があり、散漫相転移とよばれている。

通常は、上述のように、平衡状態で相転移をさすが、一般化して、非平衡系での分岐現象、すなわち、異なる状態への遷移を(非平衡系の)相転移ということもある。

相等応力 [英 equivalent stress, 仏 tension équivalente, 露 эквивалентное напряжение] ⇒ 応力

相当単振り子の長さ [英 length of the equivalent simple pendulum, 独 korrespondierende Pendellänge, 仏 longueur du pendule simple synchrone, 露 приведенная длина маятника] ⇒ 実体振り子

双二次交換相互作用 [英 biquadratic exchange interaction, 仏 interaction d'échange biquadratique, 露 биквадратное обменное взаимодействие] 磁性体において局在スピンの間にくる相互作用のひとつで、 $-2J_{12}(S_1 \cdot S_2)^2$ の形のものによる。不完全殻をもつ磁性イオンの対を考え、その局在スピンを S_1, S_2 とする。不完全殻を構成している電子間にはイオン内クーロン斥力ポテンシャル U が働いている。この局在電子の1つが S_2 をもつイオンに遷移したとき、磁性イオンのもつクーロン斥力ポテンシャルは全体として U だけ増加する。遷移行列要素を b とすれば、 b についての二次摂動過程により S_1, S_2 間には

$$-2J_{12}(S_1 \cdot S_2), \quad J_{12} = \frac{b^2}{U}$$

の形の交換相互作用が生じる。これは超交換相互作用とよばれる。同様に、摂動の四次の過程により

$$-2j_{12}(S_1 \cdot S_2)^2, \quad j_{12} = \frac{b^4}{U^3}$$

の形をもつ相互作用が生じる。この相互作用を双二次交換相互作用とし、係数 j_{12} は $(b/U)^2 J_{12}$ の程度の大きさをもつ。通常の反強磁性体では $(b/U)^2$ は 0.01 の程度であってほとんど観測にはかからないが、たとえば、 MgO に少量の Mn を混ぜた試料での Mn^{2+} イオン対の電子スピン共鳴(ESR)によるスペクトル解析によつて、その存在が確認されている。この場合の $(b/U)^2$ は約 0.05 である。

増倍率(原子炉の) [英 multiplication factor, 独 Multiplikationsfaktor, 仏 facteur de multiplication, 露 коэффициент размножения] ⇒ 実効増倍率

造波抵抗 [英 wave drag, 独 Wellenwiderstand, 仏 résistance d'ondes, 露 волновое сопротивление] 流体中を運動する物体が波を送り出すことによって生じる抵抗。流体中を超音速で進行する物体や、水面あるいは重力による密度勾配の存在する成層流体中を進行する物体(⇒ 水面波、内部波)の受ける抵抗の大部分はこれによるものである。物体の形や、進行速度あるいは長さなどによって著しく影響され、波の捕獲、干渉、非励起などによって波の送出を抑止できれば造波抵抗を著しく減少させることができる(⇒ フルード数)。

相反回路 [英 antimetrical circuit, 独 reziproker Schaltkreis, 仏 circuit réciproque, 露 взаимная цепь] 二端子対回路において、二端子回路の4つの定数を A, B, C, D 、各端子対の終端抵抗を R_1, R_2 とするとき、 $B/C = R_1/R_2 = R^2$ (R は正の定数)が成り立つ場合、これを相反回路または逆対称回路という。相反回路の条件をインピーダンス行列またはアドミッタンス行列の要素で表せば、 $B/C = Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21} = (Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21})^{-1} = R^2$ となる。

相反則 [英 reciprocity law, 独 Reziprozitätsgesetz,

仏 loi de réciprocité, 露 закон взаимозаимности] ⇒ センシトメトリ

相反定理 [英 reciprocity theorem, 独 Reziprozitätssatz, 仏 théorème de réciprocité, 露 теорема взаимности] 可逆定理, 相反法則, 相反性ともいわれ、力学、電磁気学、熱力学、光学など物理学全般に通じる重要定理である。普通は、それぞれの基本法則から証明されるが、現象が可逆的あるいは時間反転に対して不変であるときに成り立っている。「空間の1点 A に置かれた点光源から放射された波が点 B に生ずる波は、逆に点 B に置かれた同じ点光源から放射された光波が点 A に生ずる波に等しい」。これは光学における相反定理であつて、 A と B の間に障害物があつても成立する。この定理は電磁波の場合にも拡張されることが、 $H. A. \text{Lorentz}$ によって示され、吸収や偏光の有無によらない一般的な定理である。これは相反定理の一例であるが、相反定理は、もっと一般的には次のように表現される。一般的に平衡状態にある物理的な系の状態が、一組の変数 $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$ (座標, 電荷, 体積など)で表されるとき、 x_i を一般化座標といい、座標 x_i を変化させようとする作用(力, 電位, 圧力など)を x_i に共役な一般化力 F_i と称する。系が平衡状態にあるときには、座標 x_1, x_2, \dots, x_n は、力 F_1, F_2, \dots, F_n の関数として決る。いま、1つの力 F_j が dF_j だけ増すと、それによって座標 x_1, x_2, \dots, x_n は dF_j に比例して変化する。すなわち、 k 番目の座標 x_k が受ける変化を dx_k とすると

$$dx_k = A_{kj} dF_j \quad (1)$$

と書き表される。次に、力 F_k が dF_k だけ増したときの x_j の変化 dx_j は、同様に

$$dx_j = A_{jk} dF_k \quad (2)$$

となる。相反定理は

$$A_{kj} = A_{jk} \quad (3)$$

であることを主張する。具体的な一例として、一列に並んだ n 個の原子の列、すなわち一次元の結晶を考える。おのおのの原子は、その両隣の原子とばねで結合していて、結晶の方向に振動する。このとき、原子の座標を x_i ($i = 1, 2, \dots, n$) とし、 x_i に作用する外力を F_i とすると、上の関係(1), (2), (3)がそのまま成立する。すなわち、 j 番目の原子に外力を加えたときの k 番目の原子の応答は、 k 番目の原子に同じ外力を加えたときの j 番目の原子の応答に等しい。これは力学における相反定理の一例である。今日では、相反定理は多くの物理現象において成り立つことが知られているが、基本的には運動法則の可逆性によることが、 $L. \text{Onsager}$ によって 1931 年に指摘された(⇒ オンサーガーの相反定理)。以下に相反定理のいくつかの例について述べる。

(1) 2つの滑らかな剛体球の衝突において、運動量が p_1, p_2 である2つの剛体球が衝突して運動量が p'_1, p'_2 となるような衝突 $p_1 p_2 \rightarrow p'_1 p'_2$ には、必ず逆衝突 $p'_1 p'_2 \rightarrow p_1 p_2$ が存在する。このとき、順逆の衝突の確率が等しい。この相反定理を利用して、平衡状態にある気体分子の運動量分布関数がマクスウェル分布となることが示される。

(2) 任意の媒質に2本の細い導線 a, b が置かれていて、それぞれに電流 j_a, j_b が流れているとする。電流 j_a によって導線 b につくられる電磁場を E_a 、逆に j_b によって導線 a につくられる電磁場を E_b とすると

$$\int j_a E_b dv_a = \int j_b E_a dv_b$$

なる相反定理が成り立つ。ここで、積分は電磁場の発生源である導線 a, b の体積について行う。

(3) 素粒子や原子の散乱・反応過程において、強い相互作用(核力)と電磁相互作用だけが関与する場合を考える。この2つの相互作用には、時間を逆向きにしても変化しないという散乱反転不変性が成り立っている。それゆえ、任意の散乱・反応過程と、その時間を逆にした過程との間に相反定理が成り立つ。すなわち、入射粒子と標的核で構成される状態 α から、放出粒子と残留核で構成される終状態 β への遷移を表す散乱行列(S 行列)の行列要素 $S_{\beta\alpha}$ と、この過程を時間的に逆にした状態 $-\beta$ から状態 $-\alpha$ への遷移の行列要素 $S_{-\alpha, -\beta}$ が等しい： $S_{\beta\alpha} = S_{-\alpha, -\beta}$ 。ここで、 $-\alpha$ 、 $-\beta$ は α, β の状態を時間反転した状態であり、運動量、角運動量、スピンは逆向きになっている。系のハミルトニアンがスピンを含まず実数であるときには、相反定理は

$$S_{\beta\alpha} = S_{\alpha\beta}$$

となることが示される。

(4) 線形回路網において、回路網中の各閉路に電圧源 V_1, V_2, \dots, V_n があるとき、それぞれの閉路の電流が I_1, I_2, \dots, I_n であり、また電圧源 V'_1, V'_2, \dots, V'_n があるとき電流が I'_1, I'_2, \dots, I'_n であれば

$$\sum_{i=1}^n V_i I'_i = \sum_{i=1}^n V'_i I_i$$

が成り立つ。これが回路網における相反定理であって、回路素子のインピーダンスが電源の大きさや方向によって変わらないうちに由来している。相反定理が成り立つ回路網のインピーダンス行列は対称行列である。電流の向きによってインピーダンスが変わるような効果をもつ素子をジャイレーターという。このような素子のほか、整流器、トランジスタなどを含む回路については、一般に相反定理は成り立たない。

(5) 相反定理は X 線や電子線の結晶による回折現象に応用される。M. T. F. Laue は、結晶内の原子 A の放射する特性 X 線の球面波が、結晶による回折(⇨力学的回折理論)の結果、結晶から遠く離れた点 B に生ずる波を、逆に B に置かれた同じ特性 X 線の球面波が、結晶に入射して回折の結果、点 A に生ずる波に等しいことを示した。さらに Laue は、電子線についても、量子力学的に相反定理を導き、これを用いて電子回折で観察される菊池図形の理論をつくった。この理論は、結晶格子に対する入射電子線の方法と数学的には同内容のものである。また相反定理は、X 線回折顕微鏡法におけるセクション図形とトラバース図形の強度分布の関係を定式化する場合や、走査型電子顕微鏡像と普通の電子顕微鏡像の同等性を論ずる場合にも用いられる(⇨X 線回折顕微鏡法)。

増幅器 [英 amplifier, 独 Verstärker, 仏 amplificateur, 露 усилитель] 入力電力を増幅して出力とするものを増幅器という。入力・出力電力が保存される変成器のようなものは増幅器とはいわない。電圧を増幅することを主目的とするものを電圧増幅器、電流を増幅するものを電流増幅器という。また出力電力の大きなものを電力増幅器という。電子管や半導体などの増幅素子の動作点の選びかたによって A 級、AB 級、B 級、C 級増幅に分けられる。

入力信号が正負いずれの場合も増幅素子がカット・オフすることなく増幅作用を行うように、グリッドやベースなどに加えるバイアス電圧を、素子の動作点が最大出力振幅の中点に設定されるように選んで増幅素子を動作させるものを A 級増幅という。バイアスを深くして増幅素子がカット・オフすれとるように動作点を選び、入力信号波形の正または負のいずれかの半波のみを増幅し、逆極性の半波の期間は増幅素子がカット・オフ状態となり増幅作用がなくなるものを B 級増幅という。また A 級と B 級の中間に動作点を選んで動作させるものを AB 級増幅という。B 級よりさらにバイアスを深くして増幅素子をカット・オフの状態にしておき、入力信号が正または負のある値以上になったときのみ増幅素子が動作するようにしたものを C 級増幅という。電力効率 A 級が最も低く、C 級増幅が最も高い。A 級増幅以外は波形ひずみが大いので、AB 級や B 級増幅では波形ひずみを少なくするためプッシュプル回路などを用いて波形合成が行われる。C 級増幅は入力信号波形の一部のみしか増幅しないために波形ひずみが著しく、出力回路に LC 共振回路を用いたり、または高調波成分を取出したりする場合に用いられる。

増幅器の増幅度は一定ではなく、周波数によって変化する。これを周波数特性という。特定の周波数を中心とした狭い周波数帯域の信号のみを増幅し、それ以外の周波数帯域では増幅度が減少するものを狭帯域増幅器といい、低い周波数から高い周波数まで広い周波数帯域にわたって一定の増幅度をもつものを広帯域増幅器という。増幅度が一定とみなせる周波数範囲を増幅器の周波数帯域幅といい、一般に増幅度の減少が 3dB 以内である周波数範囲で定義されるのが普通である。また使用される周波数領域による分類では、音声周波数領域の信号の増幅に用いるものを低周波増幅器、ラジオ波以上の高い周波数に用いるものを高周波増幅器、マイクロ波帯に用いるものをマイクロ波増幅器とよび、それぞれ目的に合った周波数特性をもっている。

パルス増幅器やテレビジョン映像増幅器などのような広帯域増幅器では、高域周波数の増幅度が不足しがちである。一般に増幅器では利得・帯域幅積が一定で、使用する半導体や電子管などの増幅素子固有の値となり、必要な増幅度を決めると、利得・帯域幅積で決まる帯域幅以上の周波数帯域の信号に対する増幅度は減少してしまふ。そこで

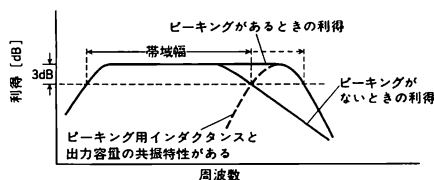


図 1

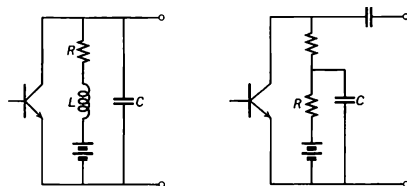


図 2

図 3

より高い周波数帯域に対する増幅度を上げるために、増幅回路の出力回路(コレクタ回路またはプレート回路)にインダクタンスを挿入して、増幅度が減少し始める周波数に近い周波数で出力容量と共振させることによって出力容量を補償し、図1のように帯域幅を広げることが行われる。これを高域補償(図2)またはピーキングという。また低周波における増幅度低下を補うには、増幅回路の負荷抵抗に直列に適当な時定数をもつRC回路を入れ、低周波における負荷抵抗を高くする。これを低域補償という(図3)。

増幅率 [英 amplification factor, 独 Verstärkungsfaktor, 仏 facteur d'amplification, 露 коэффициент усиления] 相互コンダクタンス、内部抵抗とともに電子管の性能を表す定数のひとつ。三極管あるいは多極管において、プレート電圧を ΔV_p 変化させ、同時にコントロールグリッド電圧を ΔV_g 変化させることによって、カソードからの放出電流 I_c (これは一般にはプレート電流 I_p に等しい)は変化をしないようにしたときの $-\Delta V_p/\Delta V_g$ の値のこと。増幅定数ともいわれ、一般に μ で表す。すなわち

$$\mu = -\left(\frac{\Delta V_p}{\Delta V_g}\right)_{I_c/I_p} = -\text{定}$$

である。したがって、増幅率はグリッド電圧の変化と、それがもたらすカソード表面上の電場の変化を打消すためのプレート電圧の変化との比であり、静電気学的考察によって

$$\mu = \frac{C_{gc}}{C_{pc}}$$

と計算される。ただし C_{gc} はグリッド・カソード間静電容量、 C_{pc} はプレート・カソード間静電容量。この式からは増幅率は一定値となるが、実際には空間電荷の影響とインセル効果(グリッドが網目であるために起るカソード面上の電場分布の不均一性)のため、電子管の動作点によってかなり変るのが普通である。増幅率 μ 、相互コンダクタンス g_m および内部抵抗 ρ の間には

$$\mu = g_m \rho$$

の関係がある。四極管、五極管の場合には、コントロールグリッド以外のグリッドの電圧の増幅率があるので、上式は別の形になるはずであるが、一般にはそれらの電圧はあ一定の直流値に保たれるので、微分量は0になり、結局三極管の場合と同じくこの式が成立する。

相分離 [英 phase separation, 独 Phasentrennung, 仏 séparation des phases, 露 разделение фаз] 均一な相にある物質系の状態変数を変えたとき、系が2つの相に分離する現象をいう。物質は温度、圧力などの状態変数の値により、固体・液体・気体などの種々の状態をとる。したがって、状態変数が変わって異なる状態が安定な領域に達すると、均一相のなかに状態の異なる領域が生じ、系は2相に分離するのである。たとえば、容積を自由に換えられる密閉した容器に、高温の水蒸気を入れ、圧力を1atmに保ちながら冷却すると、100°Cで液化が起り、気相と液相に分離する。圧力を三重点(4.58 Torr)以下に保って冷却するときには、水ができて固相と気相への相分離が起る。溶液では濃度の異なる2つの液相へ分離することもある。このように、相分離の起りかたは物質系の性質やそのおかれた条件により、いろいろな場合がある。

相平衡 [英 phase equilibrium, 独 Phasengleichgewicht, 仏 équilibre des phases, 露 фазовое равновесие] 物質系が、いくつかの相に分れて熱平衡にあることをい

う。多相平衡(不均一系平衡)ということもある。2つの相1,2が接触して熱平衡にあるためには、次の条件が成り立たなければならない。

(1) 2相の圧力が等しい。これは力学的な平衡の条件である。

(2) 2相の温度が等しい。接触した2相間にはエネルギーの出入りがある。熱平衡でエネルギーが2相にどう配分されるかは、エントロピー最大の条件により定まる。2相のエントロピーを S_1, S_2 とすれば、2相のエネルギーが E_1, E_2 となるとき全系のエントロピー S は

$$S(E_1, E_2) = S_1(E_1) + S_2(E_2)$$

である。したがって、相1から相2へエネルギーが微量 δE だけ移ったとき、 S の変化高は $\delta S = [- (dS_1/dE_1) + (dS_2/dE_2)] \delta E$ となる。エントロピー最大の条件により、熱平衡では $\delta S = 0$ でなければならない。したがって、熱平衡では

$$\frac{dS_1}{dE_1} = \frac{dS_2}{dE_2}$$

が成り立つ。熱力学的な温度の定義 $T^{-1} \equiv (dS/dE)$ により、上式の両辺はそれぞれ相1,2の温度の逆数にほかならない。したがって

$$T_1 = T_2 \quad (1)$$

の関係が導かれる。

(3) 系を構成する物質の各成分について、化学ポテンシャルが等しい。2相間では物質分子の出入りもある。熱平衡で分子数が2相にどう配分されるかも、エントロピー最大の条件により定まる。1つの成分の相1,2における分子数が N_1, N_2 のとき、全系のエントロピーは

$$S(N_1, N_2) = S_1(N_1) + S_2(N_2)$$

で与えられる。相1から相2へ分子が微量 δN だけ移ったときのエントロピーの変化高は $\delta S = [- (dS_1/dN_1) + (dS_2/dN_2)] \delta N$ となるから、エントロピー最大の条件 $\delta S = 0$ より、熱平衡の条件として

$$\frac{dS_1}{dN_1} = \frac{dS_2}{dN_2}$$

が導かれる。相1,2における化学ポテンシャルを μ_1, μ_2 とすると、熱力学の関係 $\mu/T = - (dS/dN)$ により、上式の両辺はそれぞれ $-\mu_1/T_1, -\mu_2/T_2$ に等しい。したがって、式(1)の間に

$$\mu_1 = \mu_2 \quad (2)$$

となる。この関係はすべての成分について成り立たなければならない。

共存する相において圧力、温度、化学ポテンシャルが等しいという条件は、3つ以上の相が共存するときにもそのまま成り立つ。この熱平衡の条件から、系を構成する成分の数(n)、共存する相の数(α)、独立に変えうる状態変数の数(f)の間に成り立つ一般的な関係

$$f = n + 2 - \alpha \quad (3)$$

が導かれる(⇒相律)。一成成分系において2相が共存する場合、2相に共通な温度、圧力を T, p とすると、化学ポテンシャルを T, p の関数として表せば、式(2)は

$$\mu_1(T, p) = \mu_2(T, p)$$

となる。この式が2相が共存するときの T, p の関係(共存曲線)を与える。共存曲線の傾きに対する熱力学的な関係(クラウジウス-クラベイロンの式)はこれから導かれる。

相変化 [英 phase change, 独 Phasenumwandlung,

仏 *changement de phase*, 露 *фазовый переход*] = 相転移

相変態 [英 *phase transformation*, 仏 *transformation de phase*] ⇒ 相転移

相補回路 = コンプリメンタリー回路

相補性 [英 *complementarity*, 独 *Komplementarität*, 仏 *complémentarité*, 露 *дополнительность*] 量子力学の誕生は、粒子と波動の二重性、位置と運動量の同時決定の不可能性、確率論的法則など、古典物理学の立場からは解釈の困難な問題をもたらした。それに対し、1927年に N. Bohr は、相補性という考えを提唱した。Bohr は、量子力学的な現象の記述にあっては、粒子と波動、位置と運動量、時空的記述と因果律、といった互いに排他的な概念は、同時に、互いに補完的でもあり、そのどちらかの一方が欠けても、記述は完全ではありえないと主張した。そして、このような関係にある量や概念を互いに相補的であるとして、量子力学のもつこうした性質を相補性と言った。後に、相補性という考えは、Bohr 自身を含む何人かの人々によって、量子力学の解釈という枠を越えて、生物学や心理学を含む広範な問題に拡張適用され、認識の基本的な性格にかかわる問題として哲学的な論議を引起した。

相溶性 [英 *compatibility*, 独 *Kompatibilität*, 仏 *compatibilité*, 露 *совместимость*] 2つの液体の相互溶解のしやすさをいう。相溶性がよいと均一な1相となるが相溶性が悪いとすべての組成では混合せず2相に相分離する。混合液体が1相となるか2相となるかは、混合の自由エネルギー ΔG を考えればよい。組成 ϕ に対する二次微分 ($\partial^2 \Delta G / \partial \phi^2$) が負の値をもつ組成領域があると、その系は相分離する。したがって ΔG が正なら相溶性がない、負なら相溶性があるとの判断が相溶性の目安となる。さらに $\Delta G = \Delta H - T\Delta S$ と、混合のエントロピー ΔH と混合のエントロピー ΔS の寄与に分けて考えられる。低分子・低分子の混合では ΔS は正でその寄与が大きいため、 ΔH が一般に正であるにもかかわらず、多くの場合相溶性がよく、高分子・低分子では ΔS が低分子溶液に比べて小さくなるので、相溶性は悪くなるが、 ΔH があまり大きくないかぎり相溶性があり、相溶性のある組合せを探すのに困難は少ない。したがってこれらいずれの場合も、分子構造が類似したものは ΔH を小さくするので、「似たものどうしは相溶性がよい」との原則が成り立つ。これに対し、高分子・高分子では、分子が大きいため ΔS の寄与が低分子を含む系に比べて極端に小さくなるため、 ΔH がよほど正で小さいか負でないかぎり相溶することがなく、互いに相溶する組合せはまれである。

相律 [英 *phase rule*, 独 *Phasenregel*, 仏 *règle des phases*, 露 *правило фаз*] n 種類の物質から成る混合系が α 個の相に分れて熱平衡にあるとき、独立に変えうる状態変数の数 f は、一般に次の式で与えられる。

$$f = n + 2 - \alpha \quad (1)$$

この関係を相律という。はじめ J. W. Gibbs によって述べられたので、ギブスの相律ともいう。

例として、密閉した容器に入れたエタノールの水溶液がその蒸気と熱平衡にある場合を考える。この系の状態を表す状態変数としては、各相の温度、圧力、成分比(エタノールの濃度)をとることができる。液相と気相が熱平衡にある条件として、まず両相の温度 T 、圧力 p が等しくなければならない。次に、水分子・エタノール分子は2相間

を出入りできる。このような開いた系の熱平衡の条件は、各成分について2つの相における化学ポテンシャルが等しいことである。水の液相・気相における化学ポテンシャルをそれぞれ μ_{1L} , μ_{1G} , エタノールのそれを μ_{2L} , μ_{2G} と書く。化学ポテンシャルは示強変数だから、示強変数のみの関数になる。すなわち、 μ_{1L} と μ_{2L} は T , p および液相における成分比 c_L の関数、 μ_{1G} と μ_{2G} は T , p および気相における成分比 c_G の関数になるから、上記の熱平衡の条件は

$$\begin{aligned} \mu_{1L}(T, p, c_L) &= \mu_{1G}(T, p, c_G) \\ \mu_{2L}(T, p, c_L) &= \mu_{2G}(T, p, c_G) \end{aligned} \quad (2)$$

となる。4個の状態変数 T , p , c_L , c_G に対して2個の条件式が課せられるので、独立に変えうる状態変数の数は2になる。たとえば、温度と液相における成分比を与えれば、圧力と気相における成分比は式(2)によって決る。

一般の場合も同様に考えればよい。 n 成分から成る系が α 個の相に分れているとき、状態変数として各相に共通な温度 T 、圧力 p のほか、相ごとに成分比を表す $(n-1)$ 個のパラメーターをとることができる。状態変数の数は合計 $2 + (n-1)\alpha$ となる。熱平衡の条件は、成分ごとにその化学ポテンシャルがすべての相において等しいことである。 i 番目の成分の j 番目の相における化学ポテンシャルを μ_{ij} と書く

$$\mu_{i1} = \mu_{i2} = \cdots = \mu_{in}$$

が $i=1, 2, \dots, n$ について成り立つ。条件式の数は $(\alpha-1)n$ である。したがって、独立に変えうる状態変数の数 f は

$$f = [2 + (n-1)\alpha] - (\alpha-1)n$$

となり、式(1)の関係が導かれる。

たとえば、一成成分系 ($n=1$) で3相が共存しているとき ($\alpha=3$)、 $f=0$ となる。気相・液相・固相の3相が共存する温度・圧力は物質ごとにただ1つに決る。この状態を三重点という。二成分系では4相までの共存が可能である。液相、固相のみが存在する相平衡で圧力の影響を無視できるときは、独立な状態変数の数はさらに1個減少する。

層流 [英 *laminar flow*, 独 *laminare Strömung*, 仏 *écoulement laminaire*, 露 *ламинарное течение*] 流体の運動のうち、細い管の中の遅い粘性流体の流れのように (\Rightarrow ポアズイユの流れ) 流体の各部分が互いに混ざりあうことなく、滑らかな軌跡を描くように流れるものをいう。時間的に定常な流れは層流であるが、非定常な流れであっても緩やかにしか変化しないものは層流である。層流は一般に、粘性の作用が大きいため、すなわち流れのレイノルズ数の値が小さい場合に実現するが、レイノルズ数がある臨界値以上になると、空間的により複雑な形をもつ層流や、時間的に変化する振動流、さらには空間的時間的に不規則に変化する乱流に移移する (\Rightarrow テイラーの流れ、ポアズイユの流れ)。これは数学的には、流体力学方程式 (\Rightarrow ナビエ-ストークス方程式) の層流解の分岐に相当する。たとえば、真つすぐな円管を通る水流においては、管の直径 d 、平均流速 \bar{u} 、水の動粘性率 ν からつくられるレイノルズ数 $Re = \bar{u}d/\nu$ の値が約2000の臨界値より小さい場合には層流 (\Rightarrow ポアズイユの流れ) が安定に実現するが、臨界値を超えると一般に乱流に移移する。

層流底層 [英 *laminar sublayer*, 独 *laminare Unterschicht*, 仏 *sous-couche laminaire*, 露 *ламинарный под-слой*] 壁面に沿う乱流において壁面の極めて近くの流れ

をいう。粘性力に比べて慣性力が大きいことが乱流の特徴であるが、壁面の近くでは摩擦力が大きく、流速は一般に小さい。その結果、慣性力は乱流中でも主要な役割を果たさず、流れの特性は層流的である。層流底層という名称はここからきているが、粘性底層あるいは境界膜ともよばれることがある。層流底層では、壁面に沿う流れの平均速度 U は壁面からの距離 y と

$$\frac{U}{u_r} = \frac{u_r y}{\nu}, \quad u_r \equiv \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

の関係にある。ここで τ_w は壁面の受ける応力であり、 ν 、 ρ はそれぞれ流体の動粘性率、密度である。 u_r は摩擦速度とよばれている。壁面からさらに離れると、力はいわゆる対数速度分布則に従い

$$\frac{U}{u_r} = A \log \frac{u_r y}{\nu} + B$$

で与えられる。ここで A は 2.4~2.5 の程度の定数、 B は壁面の粗さに関係し、壁面が滑らかなときは 5.5、粗いと 8.5 の程度の定数である。

総和則 [英 sum rule, 独 Summenregel, 仏 règle des sommes, 露 правило сумм] 量子力学を含めたいろいろな分野で見られる法則であるが、統計力学の分野では線形応答理論との関連で登場する。一般に複素アドミッタンスを $\chi(\omega)$ と書くと(たとえば $\chi(\omega)$ は磁化率)

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) + i\chi''(\omega)$$

と実部と虚部に分けられる。総和則とは、この $\chi'(\omega)$ とか $\chi''(\omega)$ に ω^m (m は整数)をかけて ω で積分したものが、応答関数とよばれるものの $\omega=0$ での微係数で表される、というものである。たとえば電子系の電気伝導率 $\sigma(\omega)$ に関して

$$\frac{2}{\pi} \int_0^\infty d\omega \sigma'(\omega) = \frac{ne^2}{m}$$

である。ここで m, e はそれぞれ電子の質量、電荷であり n は数密度を表す。すなわち $\chi(\omega)$ というようなエネルギーの散逸にかかわる量が、平衡状態の量のみで表現されるという点に重要性が存する。

原子・分子における総和則の代表的なものは振動子強度に関するものである。原子(または分子、ただし核が有限質量をもち、運動している効果を考慮すると以下に示す関係式は近似式となる)の始状態を 0、終状態を n としたときの遷移 $0 \rightarrow n$ に対する振動子強度 f_{0n} (\Rightarrow 振動子強度)の励起エネルギー $(E_n - E_0)$ についての種々のモーメント $S(\mu)$ (μ はモーメントの次数)は原子の適当な物理量の始状態での平均として表される。ここで E_0, E_n は原子の始状態および終状態のエネルギーである。モーメント $S(\mu)$ は原子の連続状態も含めての和

$$S(\mu) = \sum_n' (E_n - E_0)^\mu f_{0n} + \int_I (E - E_0)^\mu \frac{df}{dE} dE$$

と定義する。ここで df/dE は振動子強度の単位エネルギー当りの密度である。 \sum' は離散状態についての和、 I は原子の第一イオン化ポテンシャルである。これらについては

$$S(-2) = \left(\frac{a}{4}\right) \left(\frac{me^2}{\hbar^2}\right)^3 \quad (1)$$

$$S(-1) = \frac{2m}{3\hbar^2} \left\langle \left| \sum_{j=1}^N r_j \right|^2 \right\rangle \quad (2)$$

$$S(0) = N \quad (3)$$

$$S(1) = \frac{2}{3m} \left\langle \left| \sum_j p_j \right|^2 \right\rangle \quad (4)$$

$$S(2) = \left(\frac{4\pi Z}{3}\right) \left(\frac{e\hbar^2}{m}\right) \left\langle \sum_j S(r_j) \right\rangle \quad (5)$$

などの総和則が成り立つ。ここで $r_{nj} p_j$ は原子内の j 番目の電子の位置および座標の演算子、 a は原子の分極率、 N は原子内電子の総数、 Z は原子核の荷電数である。 $\langle \rangle$ は始状態についての平均を示す。特に式(3)はトーマス・ライヒェー・クーンの和則として知られている。通常、基底状態についての $S(\mu)$ は測定可能であったり、または精度よく計算できるので、振動子強度分布全体を内部矛盾のないように推定するのに用いられる。

同様な総和則は一般化振動子強度分布についても導入することができる。

素粒子・原子核などの研究分野では総和則に相当するものを和則とよんでいる(\Rightarrow 和則)。

特殊な場合として原子・分子の振動・回転については(\Rightarrow 振動の総和則, 回転の総和則)。

素過程 [英 elementary process, 独 Elementarprozess, 仏 processus élémentaire, 露 элементарный процесс] 入射粒子が多粒子系に衝突し、多粒子系の個々の粒子に次々と相互作用するとき、この個々の相互作用を素過程という。一般に、多粒子系で起っている複雑な現象を少数粒子間で起っている過程の集りとして理解できるとき、後者を素過程とよぶ。たとえば気体や液体の原子・分子集団におけるエネルギー移行、緩和、化学反応は、多くの素過程から成る複合過程として記述される。なお、素反応は、素過程を化学反応に限定した場合を意味している。原子核や素粒子の反応でも素過程が考えられる。しかし多くの場合、実験で素過程を観測することではなく、素過程の組合せとして起る複雑な反応を観測することが多い。原子・分子集団での素過程はおおよそ次のように分類することができる。

(1) 弾性衝突

(2) 非弾性衝突: 電子状態励起・脱励起(失活), イオン化, 電荷移行(イオンの電荷が衝突相手へ移動する過程), 脱離(負イオンが電子を放出する過程), 振動励起・振動脱励起, 回転励起・回転脱励起, 電子状態-振動状態間エネルギー移動(分子間および同一分子内), 化学反応(解離反応, 原子引き抜き反応, 付加反応, 置換反応などの二分子衝突過程, 再結合反応などの三分子衝突過程)。

(3) 光吸収(複数の光子と同時に相互作用する場合に多光子吸収が起きる): 光励起(電子状態, 振動状態, 回転状態の励起), 光分解(励起状態を経由する解離; 直接解離, 前期解離), 光電離(励起状態を経由する電離; 直接電離, 自動電離)。

同じ粒子集団といっても、プラズマ中では電子とイオンの再結合や各種の光放出過程, 電子衝突によるイオンの励起・電離などが重要な素過程となる。

測色 [英 colorimetry, 独 Kolorimetrie, 仏 colorimétrie, 露 колориметрия] 感覚としての色の測定と、心理物理学としての色の測定を含むが、通常後者の意味で用いられる。照明光の分光放射束と物体の分光反射率または分光透過率を用いて目に受容される光の分光放射束を得て、色度計算(\Rightarrow 色)によって色度値を求める分光測定法と、光電変換素子に色フィルターを組合せてスペクトル三刺激値に近似した分光特性をもつ3つの物理受光器をつくり、これらの光電出力、またはこれらを結合して三刺激値に相当した信号を得る方法とがある。測定者の目によって2つの色視野の色合せを行い、一方の色をつくるのに必要

な原色の混合比から他方の色の色度値を求める視感測色法もある。この方法によって心理物理量としての色を正しく測定するためには、測定者の目の特性が許容範囲内で標準観測者の特性と合致していなければならない(⇒視感測光, 測光)。

側帯波 [英 sideband, 独 Seitenband, 仏 bande latérale, 露 боковая полоса] 一定の振幅 A_c および角周波数 ω_c の正弦波 $A_c \cos(\omega_c t + \theta_c)$ である搬送波を信号 $S(t)$ に比例して振幅変調するとき, ω_c の両側に出現する信号のもつスペクトル成分を側帯波という。 $S(t)$ として単色正弦波 $A_s \cos(\omega_s t)$ の場合を考えると, 変調後は $A_c[1 + m_a \cos(\omega_s t)] \cos(\omega_c t + \theta_c)$ (ただし, m_a は変調指数) のような波になる。したがってスペクトルは $\omega = \omega_c$ のほかに $\omega_c \pm \omega_s$ の成分をもつ。 $\omega_c + \omega_s$ の成分を上側帯波, $\omega_c - \omega_s$ を下側帯波という。両成分は同じ大きさをもつので信号を送る際にはいずれか一方で十分である。したがって送受信機の帯域幅を節約したり, 余分な雑音の混入をさけるため, 片方の側帯波のみを使う通信方式もある。特に信号と関係のない ω_c の成分も除去し, いずれか一方の側帯波だけを送信する場合を単一側帯波(SSB, single side band)方式といい, 送信電力が大幅に節約できる。周波数変調では単色信号であっても側帯波は多数の周波数成分からなる。

側帯波不安定性 [英 side-band instability, 独 Seitenband Instabilität, 露 неустойчивость волн боковой полосы] 有限一定振幅の定常進行波が, 振動数 ω と波数 k のわずかにだけずれた擾乱(側帯波)によって変調不安定を起す現象。主要搬送波の位相を $\theta = kx - \omega t$ (t, x は時・空座標)とすると, これに位相がわずかにずれた小振幅の擾乱波が加わると $(\theta \pm k(1 \pm \alpha)x - \omega(1 \pm \beta)t - r \pm)$, 非線形性のために, 搬送波の二倍波と側帯波との結合波, $2\theta - \theta \pm = \theta \pm + r \pm + r \pm$ が生じることがある。もし $r \pm + r \pm$ が一定に保たれる機構があれば, この結合波は擾乱波と同位相になって共鳴を起こし擾乱は増幅する。波長 λ , 水深 h の深い水面重力波は $2\pi h > 1.363\lambda$ のとき, この側帯波不安定を起すことが T. B. Benjamin と J. E. Feir (1967 年)によって示された。これをベンジャミン-フェアの不安定という。水の波に限らず, 一般の非線形分散波で, その複素振幅 A が三次の非線形シュレーディンガー方程式 $i\partial A/\partial t' + p\partial^2 A/\partial x'^2 = q|A|^2 A$ ($i = \sqrt{-1}$, p, q は搬送波の波数 k によって決る係数, t', x' は搬送波の群速度で進む系で適当に尺度をかえた時・空座標)に支配される系では, $pq < 0$ を満たすような波数 k をもつ定常進行波がこの種の側帯波不安定を起し, また包絡ソリトンを生じることが知られている。

測地座標 [英 geodesic coordinates, 独 geodätische Koordinaten, 仏 coordonnées géodésiques, 露 геодезические координаты] = 測地線座標系

測地線 [英 geodesic line, 独 geodätische Linie, 仏 ligne géodésique, 露 геодезическая] リーマン空間において, ベクトルの平行移動が定義されるとき, 各点における接線ベクトルがすべて平行である曲線, すなわち, 自分自身に平行な曲線のこと。この曲線を, 曲線に沿って測った距離を s とし, $x^i = x^i(s)$ と表すと, ベクトル dx^i/ds の平行移動の定義から, クリストッフェルの記号を Γ^i_{jk} とすれば, dx^i/ds を $s+ds$ まで平行移動したベクトルは

$$\left[\frac{dx^i}{ds} \right]_{s+ds} = \frac{dx^i}{ds} - \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \left(\frac{dx^k}{ds} \right)$$

であるから,

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0$$

が測地線の方程式である(この項ではアインシュタインの規約に従う)。測地線はまた, 適当なパラメータ λ を用いて曲線を表したとき, 曲線の接線ベクトルが常に時間的 ($-g_{ij}(dx^i/d\lambda)(dx^j/d\lambda) > 0$, g_{ij} は計量テンソル), または常に空間的 ($g_{ij}(dx^i/d\lambda)(dx^j/d\lambda) > 0$) として, リーマン空間の2点間の積分, $\int \sqrt{-g_{ij}(dx^i/d\lambda)(dx^j/d\lambda)} d\lambda$ または $\int \sqrt{g_{ij}(dx^i/d\lambda)(dx^j/d\lambda)} d\lambda$ が極値をとる曲線として特徴づけることができる。一般相対性理論においては, 重力場の中での質点の運動は, 時空の四次元リーマン空間の測地線で与えられる。また, 光線の場合は, 長さが0の測地線で与えられる。後者の場合, $ds = 0$ であるから, パラメータ λ を用いて, 測地線は

$$\frac{d^2 x^i}{d\lambda^2} + \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{d\lambda} \frac{dx^k}{d\lambda} = 0$$

$$\left(\frac{ds}{d\lambda} \right)^2 = g_{ij} \frac{dx^i}{d\lambda} \frac{dx^j}{d\lambda} = 0$$

と表される。

測地線歳差 [英 geodesic precession, 独 geodätische Präzession, 仏 précession géodésique, 露 геодезическая прещессия] 重力場の中を自由落下する粒子の描く世界線は, 測地線である。この粒子に付随する局所慣性座標系は, 粒子の運動とともに, その測地線に沿って平行移動している。この局所的に平行移動している局所慣性座標系は, 時空の曲率のために, 無限遠方の慣性系に在る観測者から見ると, 空間的に回転することになる。この座標軸の回転を, 測地線歳差という。回転の角速度ベクトル Ω は, $\Omega = -(3/2c^2)v \times \nabla \Phi$ で与えられる。ここで, v は粒子の空間的速度ベクトル, Φ は重力ポテンシャルで, いずれも観測者の慣性座標系に対する量である。地球のまわりに, ジャイロスコップを地表すれすれに回した場合, 軌道面内にあるジャイロスコップの自転軸方向が, 1年間に約角度7秒の割合で変わっていくことが予想される。これを実証することは, 一般相対性理論の新しい検証となるので, 超伝導の技術を活用した高精度のジャイロスコップを用いた人工衛星上での測定が計画され, 現在も装置の開発が続けられている。

測地線座標系 [英 system of geodesic coordinates, 独 geodätisches Koordinatensystem, 仏 système de coordonnées géodésiques, 露 система геодезических координат] リーマン空間の点 $P(x^i, i=0, 1, 2, \dots)$ において, 適当な座標変換を行うことにより, P におけるクリストッフェルの記号の値 $\Gamma^i_{jk}(P)$ をすべて0にする座標系に移すことができる。このときこの座標系を点 P における測地線座標系または測地座標という。 s を P から測った距離とすれば, 測地線の方程式は一般に

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \sum_j \Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = 0$$

であるから, 測地線座標系では点 P を通る測地線は P の付近で $x^i(s) - x^i(s=0) = ds + O(s^3)$, ただし d^i は定数ベクトルで与えられる。

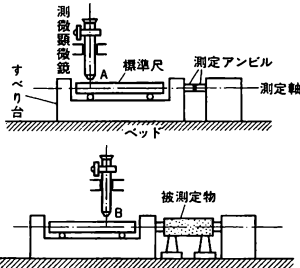
測地線偏差の方程式 [英 equation of geodesic deviation, 独 geodätische Abweichungsgleichung, 仏 équation de déviation géodésique, 露 уравнение геодезической девиации] 自由に運動する質点の集合を考え, 最初各質

点の速度ベクトル($u^i = \partial x^i / \partial \tau$, τ は固有時間)が等しいとする。ミンコフスキーの時空では質点の軌道(\Rightarrow 測地線)は常に平行であり、質点は相対的に静止している。しかし一般の時空では曲率が0でないため、隣接する測地線が収束したり発散したりして、質点間の相対的な位置がずれていく。このずれのようすを示したのが測地線偏差の方程式であり、曲率が R^i_{jkl} (\Rightarrow リーマン・テンソル)で表される時空内で、近接した2つの質点を考え、その相対的な位置ベクトルを η^i とすると

$$\frac{D\eta^i}{d\tau} = R^i_{jkl} u^j u^k \eta^l$$

が成り立つ。ここで D は絶対微分を示す。これは重力の潮汐力が働くために、質点の軌道が平行でなくなると解釈することもできる。

測長器 [英 length measuring machine, 独 Längenmeßmaschine, 仏 machine à mesurer les longueurs, 露 машина для измерения длин] 測定器自身が長さ測定の基準となる標準尺をもって、被測定物の絶対寸法をこれと比較して直接求めることができる測定器をいう。標準尺の読取りには付属の測微頭微鏡を用いる。測定アンビルの間に被測定物をはさんだときの標準尺の読み(図のB)と、アン



ビルどうしを直接接触させたときの標準尺の読み(図のA)の差から絶対寸法を読取る。標準尺とアンビルが一体で測微頭微鏡が固定されていて読取る方式と、標準尺が固定され、測微頭微鏡とアンビルが一体で測微頭微鏡を移動させてよみとる方式がある。いずれもベッド案内面の真直度誤差によって測微頭微鏡が標準尺に対して相対的に傾き、読取り誤差が生じうるが、前者の方式によれば、測定誤差はアッペの原理により傾きの二乗に比例することから無視でき、精度のよい測定が可能である。

測定 [英 measurement, 独 Messung, 仏 mesure, 露 измерение] ある量を、基準として用いる量と比較し、数値または符号を用いて表すこと。物理量の測定では基準として単位が用いられる。いくつかの物理量を基本量として選び基本単位(SIでは7個)を定めれば、ほとんどすべての物理量の単位はこれらを組立てて定められるから、基準として用いる量が確定する。測定量をそれと同種類の基準の量と比較して行う測定を直接測定という。たとえば物体の質量を天秤を使って分銅の組とつり合わせるのは直接測定である。また、圧力計を使って圧力を測定するのも直接測定である。この場合は目盛が基準として用いる量を代用している。これに対して、測定量と一定の関係にあるいくつかの量を測定(直接測定)し、その測定値から計算によって導き出す方法を間接測定という。物理量 q は一般に $q = K q_1 q_2 \cdots q_n$ という形で表されるから、 q_1, q_2, \dots, q_n を測定して得た値をこれに代入すれば q の測定値が得られる。特

に q_1, \dots, q_n がすべて基本量であるとき、 q という組立量の測定を基本量だけの測定から導くことになり、これを絶対測定という。これに対し、同種類の量と比較して行う測定を比較測定という。比較測定では高感度の比較器を使えば精密な測定ができるが、正確度については基準の大きさの正確度に依存する。絶対測定はこの基準の大きさの正確度を決めるために行われるものと考えてよい。水銀U字管圧力計で圧力を測定する場合は、水銀の密度 ρ 、重力の加速度 g が与えられていれば水銀柱の高さの測定から圧力を知ることができ、 ρ 、 g の絶対測定値を使えば広い意味で絶対測定である。測定を実施するために計測器を使うが、その構成についていくつかの方法がある。測定量を原因とし、その直接の結果として生ずる指示から測定量を知る方法を偏位法という。最も広く採用されている方法であるが、精度は多くの場合0.1%より悪い。測定量とは独立に、大きさを調整できる既知量を別に用意し、これを測定量に平衡させてそのときの既知量の大きさから測定量を知る方法を零位法という。どれだけ細かく既知量が調整できるか、また、どれだけわずかな不平衡を検出できるかによって精度が決まるが、偏位法よりはるかに精度が得られる。零位法で必要なフィードバック操作を自動的に行うこともできる。測定量と既知量とを置換えて2回の測定から測定量を知る方法を置換法という。置換という操作を含み2回の測定を必要とするから、測定に要する時間は長くなるが、測定器自体の不正に基づく誤差が除去されて精度のよい測定ができる。測定量からそれにほぼ等しい既知量を引き去り、その差を測って測定量を知る方法を補償法という。既知量の大きさが精度よく知られていれば、それとの違いを相対精度の悪い計測器で測ってもよい精度の測定値が得られるというのが補償法の特徴である。目盛線などの合致を観測して、測定量と基準として用いる量との間に一定の関係の成り立ったことを知り、測定する方法を合致法という。距離計で2つの像を合致させて、そのようにするための微動ねじの回転角から距離を求めるのは合致法である。また、光波干渉計で波長の異なる2つの光源を用い、得られる2つの干渉縞のずれから物体の長さをはかる方法も合致法である。測定者が測定対象に近づけない場合には、測定量を検出して伝送器によりそれを信号として、離れている受信器に伝える必要がある。このような測定を遠隔測定という。

測定学 [英 metrology, 独 Meßkunde, 仏 métrologie, 露 метрология] 物理的な量の測定の基本に関する学問をいう。物理量は数値と単位の組合せで表されるが、そのために単位の構成、単位の定め方とその実現法、標準の設定・維持・供給の方法と技術および評価の手法が論じられる。また、より普遍的な単位を定義するために基礎物理定数の測定と定数値間の整合性を得るためのアルゴリズムが論じられる。測定に際して誤差を0とすることは原理的に不可能であるから、誤差の発生要因の究明、得られた測定値の統計的解析、測定誤差の評価法とその表示法などが測定学の主要な対象となる。測定の対象となる量は物理量に限らないが、物理量以外の量の測定では目盛の定め方などで物理測定とは異なる取扱いが必要で、これらを含めた測定理論の体系化が測定学のひとつの大きな部門である。

測度 [英 measure, 独 Maß, 仏 mesure, 露 мера] 数値線上では区間 $I = \{x | a \leq x < b\}$ の長さは $b - a$ である。また、平面における長方形 S や空間における直方体 V が

$$S = \{x = (x_1, x_2) | a_i \leq x_i < b_i, i=1, 2\} \subset R^2$$

$$V = \{x = (x_1, x_2, x_3) | a_i \leq x_i < b_i, i=1, 2, 3\} \subset R^3$$

で与えられているとき、 S の面積と V の体積は、それぞれ $\sum_{i=1}^2 (b_i - a_i)$, $\sum_{i=1}^3 (b_i - a_i)$ である。このような長さ、面積、

体積の概念を、一般の集合に拡張したものが測度である。いろいろな「重み」つきで測度を考えることもあるが、最も大切なのは、上記の体積などをそのまま拡張したルベグ測度である。以下ではまず、一次元のルベグ測度について考える。数値線 R^1 の部分集合 M の(ルベグ)測度 $\mu(M)$ が確定するとき、 M は(ルベグ)可測であるという。 M が可測であるための条件を、できるだけ直観的に述べよう。まず、 M がゼロ集合であるとは、 M を覆う可算個の区間 I_n を、その長さの総和がいくらでも小さく(0 に近く)なるように選ぶことである。たとえば、 M 自身が可算個の点 $\{x_n\}_{n=1}^{\infty}$ からなっているときには、 x_n を中心とし、長さが $\varepsilon/2^n$ (ε は正数)である区間を I_n とすれば、 M は長さの総和が ε である可算個の区間で覆われる。したがって、 ε の任意性から M はゼロ集合である。ゼロ集合の部分集合はゼロ集合である。一般の集合 M がルベグ可測であるとは、 M が可算個の開集合の積集合からゼロ集合を取り去った形に表しうることである。可測な集合どうしの和や共通部分は可測であるが、特に、和に関しては、可算個の可測集合の和も可測となる。この事実に基づき、可測集合 M に対して非負の実数に対応させる関数 $\mu(M)$ を

- (1) M がゼロ集合ならば $\mu(M) = 0$,
- (2) M が区間ならば $\mu(M)$ はその長さ,
- (3) 可算個の可測集合 M_n ($n=1, 2, \dots$) が、互いに共有

元をもたなければ、これらの和集合 $\bigcup_{n=1}^{\infty} M_n$ に対し

$$\mu\left(\bigcup_{n=1}^{\infty} M_n\right) = \mu(M_1) + \mu(M_2) + \dots + \mu(M_n) + \dots$$

が成り立つ(完全加法性)ように定めることができる。この $\mu(M)$ が一次元の集合のルベグ測度である。二次元以上のルベグ可測集合、ルベグ測度も、上の区間を長方形などに置換えて同様に定義される。

一般の測度は、しかるべく定義された可測集合に対して、 $0 \leq \mu(M) \leq +\infty$, $\mu(\text{空集合}) = 0$, および、上の(3)が成り立つように定義された関数のことである。

速度 [英 velocity, 独 Geschwindigkeit, 仏 vitesse, 露 скорость] 1つの座標系のなかで運動する質点があるとき、その変位の時間的変化の割合を表すベクトルのことで、自由ベクトルである。いま時間の関数としての質点の位置ベクトルを $r(t)$ とすれば、速度 v は t に関する微分係数で与えられる。

$$v = \frac{dr}{dt}$$

v の成分を $v_x = dx/dt$, $v_y = dy/dt$, $v_z = dz/dt$ と書けば、 v の大きさ、すなわち速さ v は

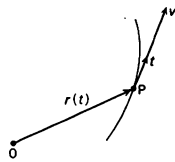
$$v = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2}$$

となる。また v の方向は、図のように時間 t における質点の進行方向を向く単位ベクトル(接線ベクトル)を ℓ とおくと、 ℓ と一致する。したがって v を

$$v = v\ell$$

のように書くこともできる。速度を単に速さ、すなわちある物理量の時間的変化の割合の意味に転用して、光速度、

速度計、位相速度のように用いたり、さらに範囲を広げて、拡散速度、伝達速度、反応速度などという場合もある。回転運動の時間的変化の割合を表す物理量として、角速度や面積速度が定義されているが、これらに対し上述の変位の速度 v を線速度とよんで区別することもある。



速度依存ポテンシャル [英 velocity-dependent potential, 独 geschwindigkeitsabhängiges Potential, 仏 potentiel dépendant de vitesse, 露 потенциал зависящий от скорости] 核力を表すポテンシャルが、核子間距離のみでなく核子間相対速度の関数となっているものをいう。核子・核子散乱の位相のずれは、入射エネルギーが大きくなると正から負に転じ、核力が全体として与える効果が引力から斥力へと変わることを示している。これを記述するには、非常に短距離のところに強い斥力ポテンシャル(核力の芯)をおくのがひとつの方法であるが、もうひとつに、速度が増すと引力から斥力に変わるような速度依存項を導入する方法がある。このような速度依存ポテンシャルの理論的根拠は、核子が中間子を交換する際に受ける反跳効果がある。一般に相対論的に考えれば、速度依存はむしろ自然であるが、問題はその量的大きさであろう。核力の最短距離部分がクォークの複雑な相互作用や交換によって支配されるものとなれば、速度依存となるものもまた不思議ではない。

速度空間不安定性 [英 velocity space instability, 独 Instabilität des Geschwindigkeitsraums, 仏 instabilité en espace de vitesse] プラズマの速度空間の分布関数 $f(v)$ がマクスウェル分布であれば安定であるが、たとえば電子ビームをプラズマに打込むと、その速度付近の分布関数が大きくなり、ある速度領域ではエネルギーの高い粒子の数の方がエネルギーの低い粒子の数より大きいという不安定な状態がつくられる(図1)。このような場合、その速度と等

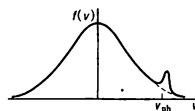


図 1

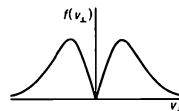


図 2

しい位相速度 $v_{ph} (= \omega/k)$ をもつ波はランダウ増幅を受けて不安定になる。またミラー磁場に閉じ込められたプラズマの速度空間分布関数は、ロスコーンの部分が欠落しているため(→ミラー磁場)図2のようになり、マクスウェル分布からずれてきて不安定となる。このように速度空間分布関数の形が関与するような不安定性は速度空間不安定性という。このようなタイプの不安定性は電磁流体力学では解析できない。電磁流体力学的不安定性を巨視的不安定性、マクロ不安定性とよぶのに対応して、速度空間不安定性を微視的不安定性、ミクロ不安定性ともいう。

速度計 [英 speedometer, 独 Geschwindigkeitsmesser, 仏 indicateur de vitesse, 露 спидометр] 速度の大きさを測る計器で、速さ計ともいう。原理または機構によって次のような各種のものがある。自動車用は渦電流を用いた磁気式などの回転計、また鉄道車両では連続作動時計式や発電機式などの回転計から得られる回転速度と車輪の実効半径から速度を求める。航空機用には対気速度計と対地速度

計とがある。対気速度計はピトー管から得られる全圧と静圧とをダイヤフラム空ごうの内外に導き、その差圧による変位を拡大して指示するものである。これは計器速度といわれ、海面上標準大気圧状態においての真対気速度と一致する。この速度ダイヤフラム空ごうのほかにも高度ダイヤフラム空ごうおよび大気温度計をそなえ、機体の高度や大気温度で補正した指示をする真速度計がある。対地速度計にはドップラー効果を利用したドップラーレーダーが用いられ、着陸降下速度には超音波のドップラー効果を利用している。またレーザーを用いたドップラー効果の速度計も用いられるようになった。船舶用は流線形の断面をもつ柱状絶縁ブロックの中の電磁石を励振し、柱の側面の電極から速度に比例した電圧を得る電磁流速度計が多く用いられる。風盃や羽根車の回転ではかるロビンソン風速計、風車形風速計は気象観測に用いられる。熱線風速計は白金線またはタングステン線に数百 mA の電流を流し、そこにおける熱放散が風速で変わるとをホイートストン・ブリッジで測るもので、抵抗線の代りにサーミスターを用いたものもある。

速度選別器 [英 velocity selector, 独 Geschwindigkeits-selektor, 仏 sélecteur de vitesse, 露 селектор скоростей] 原子、原子核、素粒子などの実験で、特定の速度を有する粒子だけを取出す装置のことをいう。

[1] 電磁場によって荷電粒子の速度を選別する装置：かつて J. J. Thomson が考案し (1912 年), F. W. Aston が改良した (1920 年) 方法で、原子の質量分析に極めて有効であった。荷電 Ze , 速度 v をもつ粒子は、磁場 B では

$$F_B = \left(\frac{Ze}{c}\right) v \times B \quad (c: \text{光速})$$

なる力をうけ、電場 E 中では

$$F_E = ZeE$$

なる力を受ける。したがって、粒子の進行方向に対して、垂直方向に、かつ $B \perp E$ になるように磁場と電場を加えて $F_E = F_B$ になるようにすると、粒子は直進する。このとき $v/c = E/B$ が成り立つので、 E, B が既知であれば粒子の速度 v が求められる。このとき、電磁場の入口と出口にスリットを置くと、このスリットを通過する粒子は一定の速度をもつ。これがウィーン・フィルターとよばれる速度選別器である。

[2] 中性子の速度選別器：原子炉から得られる遅い中性子は、連続的な速度分布をしている。その中から特定の速度のものだけを取出し、単色の中性子ビームを取出す装置である (⇒ 中性子速度選別器)。

[3] 高速荷電粒子の速度選別にはチェレンコフ・カウンターが用いられる (⇒ チェレンコフ・カウンター)。

速度分布関数 [英 velocity distribution function, 独 Geschwindigkeitsverteilungsfunktion, 仏 fonction de distribution de vitesse, 露 функция распределения скоростей] 多数の粒子から成る巨視的な系を考える。時刻 t において、1 つの粒子の速度 $v = (v_x, v_y, v_z)$ が $v_x^{(0)} \leq v_x \leq v_x^{(1)} + dv_x, v_y^{(0)} \leq v_y \leq v_y^{(1)} + dv_y, v_z^{(0)} \leq v_z \leq v_z^{(1)} + dv_z$ である確率を dv_x, dv_y, dv_z が十分小さいとして

$$f(v, t) dv_x dv_y dv_z$$

と書く。こうして定義された関数 $f(v, t)$ を速度分布関数という。速度分布関数 $f(v, t)$ と一体分布関数 $f(r, p, t)$ の関係は、粒子の質量を m とし、 $p = mv$ に着目して

$$m \int f(r, p, t) dx dy dz = f(v, t)$$

である。粒子の運動が古典力学に従うとみなせるとき、熱平衡状態では、系が気体であろうが、液体であろうが、固体であろうが、粒子の速度分布関数 $f(v)$ はマクスウェル速度分布則に従うことになる。これは古典統計力学の特徴であって、量子統計力学ではそうはいかない。

速度変調管 [英 velocity-modulated tube, 仏 tube à modulation de vitesse, 露 лампа со скоростной модуляцией] ⇒ クライストロン

速度ポテンシャル [英 velocity potential, 独 Geschwindigkeitspotential, 仏 potentiel de vitesse, 露 потенциал скоростей] 渦のない流れて、位置の関数として定義され、その勾配が速度ベクトルを与える関数。保存力の中での縮まれない完全流体の運動ではラグランジュの渦定理によって、渦なし運動が可能である。場所 x と時間 t の関数としての速度を $v(x, t)$ と記せば、渦なし運動では流れの場全体で $\text{rot } v = 0$ が成り立つ。これは

$$v = \text{grad } \phi(x, t) \quad (1)$$

と同等であり、このスカラー量 ϕ を速度ポテンシャルという。連続の方程式 $\text{div } v = 0$ に式 (1) を代入して

$$\nabla^2 \phi = \Delta \phi = 0 \quad (2)$$

を得る。すなわち ϕ は調和関数である。時間を止めて $\phi(x, t) = c = \text{一定}$, を考えれば、1 つの面を表す。この面を等ポテンシャル面という。式 (1) から、速度は等ポテンシャル面に垂直である。完全流体中に置かれた静止物体の表面では、流れは表面に沿って流れる。したがって等ポテンシャル面は表面に垂直であり $\partial \phi / \partial n = 0$ (n は表面の法線方向) を満たす。

縮む流体でも、バロトロプ気体すなわち密度 ρ が圧力 p だけの関数の場合には、ラグランジュの渦定理が成り立ち、渦なしの流れが可能であり、したがって速度ポテンシャルが存在する。しかしこの場合には ϕ は調和関数にならない。

圧力積分 $P = \int dp/\rho$ と ϕ とは、圧力方程式 ($\partial \phi / \partial t$) $P + (1/2) v^2 + Q = (\text{時間だけの関数})$ によって結ばれており、 ϕ が求まれば圧力を見いだすことができる。

束縛運動 [英 constrained motion, 独 zwangläufige Bewegung, 仏 mouvement contraint, 露 принудительное движение] 物体の運動がほかの物体またはなんらかの外部の条件によって拘束され、物体本来の自由な運動に制限がつく場合の運動のこと。たとえば物体の運動が常に (またはある時間の範囲内だけ) ある面内や線上に拘束されている場合や、運動がある領域内に限定されている場合などである。物体の運動状態の変化は本来すべて力の作用によるものであるから、物体の運動がひとつの幾何学的図形上に制限されているのも、そうさせる力の存在によって考えた場合に、この力のことを束縛力という。あらかじめ与えられた力とこの束縛力とがともに物体に働くとして運動方程式を立てて解けばよいはずであるが、普通、束縛力というものはあらかじめわかっていることがない未知量で、束縛条件から逆に求めなければならないことが多い。束縛力は普通仕事をしない。つまり物体が拘束された面や線に常に垂直に働く。このような束縛は滑らかな束縛といわれる (⇒ ホロノーム系)。

束縛回転鎖 [英 hindered rotational chain, 独 nicht frei drehende Kette] 高分子鎖が主鎖の化学結合のまわ

りに分子内回転を行う際にエネルギーの変化を伴うとした高分子のモデル鎖をいう。一般に分子が化学結合のまわりで内部回転を行うには、エネルギー変化を伴い、一般にこのような分子内回転を束縛回転という。たとえば n -ブタンの中央の C-C 結合のまわりの回転では、回転のポテンシャルエネルギーは、回転角に対して 3 つの山と 3 つの谷をもっている。高分子鎖においては、ひとつの結合の回転のポテンシャルエネルギーは、その隣あるいはそれより先の結合の回転角によっても変化する。いいかえれば、隣接あるいは近接の結合についての回転は互いに相関をもつ。

高分子鎖のコンフォメーションに関する統計理論では、内部回転に相関がないとしたモデルや、隣接した 2 つの結合のまわりの回転に相関(⇒ペンタン効果)を入れたモデルがしばしば用いられる。

束縛・自由遷移 [英 bound-free transition, 独 gebundenfreier Übergang, 仏 transition liée-libre, 露 связанно-свободный переход] 原子・分子の束縛状態にある電子は光を吸収して自由になることができる。また、原子・分子の外を自由に動き回っている電子は、光を放出して原子・分子に捕まり、束縛状態に落ち込むことがある。このように、光を吸収あるいは放出して電子が自由な状態と原子・分子の束縛状態との間で遷移を起すことを束縛・自由遷移とよぶ。束縛→自由遷移は光吸収による原子・分子の電離(光電離)であり、自由→束縛遷移は放射性再結合に相当する(束縛状態が負イオンである場合は、それぞれ光脱離および放射性付着である)。電子が束縛状態 n にあるときの束縛エネルギーを I_n とし、自由状態にあるときの運動エネルギーを ϵ とすると、吸収・放出する光のエネルギーは $(I_n + \epsilon)$ に等しくなければならない。 ϵ は正の任意の値をとるから、束縛・自由遷移による吸収(あるいは放出)スペクトルは I_n に相当する波長を長波長端として短波長側にのびた連続スペクトルとなる。束縛状態 n がいくつかに関与しているときはこれらの連続スペクトルの重ね合わせとなる。

束縛条件 [英 constraint, 独 Zwangsbedingung, 仏 condition de contrainte, 露 условие связи] 力学系の束縛運動では、系を記述する座標のすべてがほかと無関係に自由に変わりうるのではなくて、一般に座標、座標の時間微分係数および時間間に成り立つある関係式が存在する。この関係式で表される内容を束縛条件で、関係式に含まれる引数によっていくつかの種類に分類される。束縛条件が $f_1(q_1, q_2, \dots, q_s) = 0$ (q_1, \dots, q_s は一般化座標のように座標だけの間いくつかの関係式で表される場合をホロノーム・スクレノーム条件といい、変数に時間 t が含まれている場合をホロノーム・レオノーム条件という。また条件式が $g_1(q_1, q_2, \dots, q_s, \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_s) = 0$ のように座標以外に座標の時間微分係数も含む場合で、積分によって座標だけの間の関係に帰着できないとき、この条件を非ホロノーム・スクレノーム条件、この外に時間 t を含む場合を非ホロノーム・レオノーム条件という。

束縛状態 [英 bound state, 独 gebundener Zustand, 仏 état lié, 露 связанное состояние] 外力および相互作用によって運動している粒子または粒子系で、その運動範囲が局在している場合の運動状態。主として量子力学で、無限遠から飛来して再び無限遠へ飛び去る粒子のような状態を散乱状態とよぶのに対して用いる言葉である。ハミルトニアンが時間 t を含まなければ、離散的な(跳び跳びの)

エネルギー固有値をもった定常状態で表され、粒子を(相互に)無限に引離したときにポテンシャルが 0 になるようにエネルギーの原点を定めておけば、エネルギー固有値は負になる。このような状態の波動関数は二乗可積分になるので、 $\int |\psi(q, t)|^2 dq = 1$ による規格化が可能であり、エネルギー固有値が連続スペクトルをもつ散乱状態と対照的である。

束縛・束縛遷移 [英 bound-bound transition, 独 gebunden-gebundener Übergang, 仏 transition liée-liée, 露 связанно-связанный переход] 原子・分子内の電子はある決ったエネルギーをもって束縛されている。その電子は外から光を吸収するか、みずから光を放出することによって束縛されている状態を変えることができる。このように原子・分子が光を吸収または放出してその電子の束縛状態間に遷移を起すことを束縛・束縛遷移という。吸収・放出する光のエネルギーは遷移の始めと終りの電子状態のエネルギーの差に等しくなければならない。またそのような遷移が実際に起るためには、始めと終りの状態の量子数がある特別の関係(選択規則)を満足する必要がある。この遷移による原子・分子の吸収(放出)スペクトルは原則としてとびとびの線スペクトルとなる。

束縛電子 [英 bound electron, 独 gebundenes Elektron, 仏 électron lié, 露 связанный электрон] 原子または分子から十分遠方に離れることのできない電子は、その原子または分子に束縛されているといい、その電子のことを束縛電子という。独立電子近似(一体近似)では束縛電子の波動関数 $\psi(r)$ は、電子の質量を m 、原子・分子内の原子核およびほかの電子のつくる場によるポテンシャルエネルギーを $V(r)$ としたとき、シュレーディンガー方程式

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right] \psi(r) = E \psi(r)$$

で与えられる。ただし波動関数 $\psi(r)$ は $\int |\psi(r)|^2 dr = 1$ を満たし、また $V(r)$ が有界なとき、 $\psi(r)$ および $\text{grad } \psi(r)$ は連続である。束縛電子のエネルギー固有値 E は離散的な値しかとれず、また r が十分大きい遠方で $V(r) \rightarrow 0$ とするとき、 $E < 0$ であることが示される。 E の絶対値は、電子を原子または分子から解放するのに必要な電離エネルギーである。

束縛力 [英 constraining force, 独 Zwangskraft, 仏 force contrainte, 露 сила реакции связи] ⇨ 束縛運動

束縛励起子 [英 bound exciton, 独 gebundenes Exci-ton, 仏 exciton lié, 露 связанный экситон] 励起子は理想的な結晶の電子励起状態であり、空間を自由に移動できる粒子である(自由励起子)。しかし、現実の結晶にはさまざまな格子の乱れが不純物や欠陥によって生じている。このような局所的な格子の乱れの近傍に自由励起子が近づくと、自由励起子はこれに捕われ、そのエネルギーの一部を格子に与えて、みずからはその場所に局在する。このような状態にある励起子を束縛励起子とよぶ。半導体の束縛励起子の束縛エネルギーは正孔と電子の有効質量の比 (m_h^*/m_e^*) の値に依存することが知られている。中性ドナーおよび中性アクセプターに束縛された励起子は常に安定であるが、イオン化ドナーに束縛された励起子は $m_h^*/m_e^* < 1.4$ 、イオン化アクセプターに束縛された励起子は $m_e^*/m_h^* > 1.4$ でそれぞれ不安定になることが知られている。一方、たとえば GaP 中の N 不純物(GaP:N)のように、母体を構成する原子と同じ価電子数をもつ不純物に束縛され

た励起子では、複数個の不純物にまたがって束縛される束縛励起子が存在し、不純物間の距離に依存する束縛エネルギーをもっている。また、不純物伝導が金属的伝導を示すほど高濃度な不純物を含む系では、モット転移近傍で束縛励起子や自由励起子自身も不安定になることが知られている。

即発 γ 線 [英 prompt γ -ray, 仏 rayons γ instantanés, 露 мгновенный γ -луч] 原子核反応の際、即発的に放出される γ 線をいう。原子核反応で生成された核は、高い励起状態であり、その励起エネルギーが、核子の結合エネルギーを超えている場合は、核子の放出が始まるが、結合エネルギー以下に下がると、生成核は γ 線を放出しながら、その励起エネルギーを失って、基底状態に達する。このとき、 γ 遷移については、角運動量の保存則を満たすため、選択規則が働いて、いろいろな多重度の遷移が起る。多重度の高い遷移は遅くなるが、即発 γ 線は、電気・磁気双極子遷移のように多重度の低い γ 線に対応する。

即発性効果 = 急性効果

即発中性子 [英 prompt neutron, 独 promptes Neutron, 仏 neutron instantané, 露 мгновенный нейтрон] 原子核反応や核分裂に伴って放出される中性子のうち、反応と同時に放出される中性子のこと。これに対して、反応や核分裂のあと遅れて放出されるものを遅発中性子という。即発中性子は、入射粒子によって原子核からたたき出された中性子や、反応によって生ずる高い励起状態から放出される蒸発中性子である。反応によってできる生成核は励起エネルギーが大きいたまには、粒子を放出するが、励起エネルギーが小さくなると粒子を放出できなくなると α 遷移や β 崩壊によってエネルギーを放出する。ところが原子核の結合エネルギーは原子核の中性子数と陽子数によってかなり変動するため、 β 崩壊後の核が中性子の結合エネルギーより大きい余剰エネルギーをもつ場合があり、このようにときに中性子が放出される。これが遅発中性子である。即発中性子と遅発中性子は、原子核一般について考えられるが、特に核分裂反応に伴う中性子は、原子炉の制御にとって重要な意味をもつので、よく研究されている(⇒遅発中性子)。

測微計 = マイクロメーター

測微顕微鏡 [英 micrometer microscope, 独 Mikrometernmikroskop, 仏 microscope à micromètre, 露 измерительный микроскоп] 接眼マイクロメーターを備え、対物レンズで拡大された像を計測することにより微小な測定対象の大きさ、位置、変位あるいは角度などを精密に計測するための顕微鏡。このような機能をもつ顕微鏡は測長器をはじめとする精密測定器に組込まれていることが多い。測微顕微鏡はそれ自身が独立で適当なスタンドに取付けて用いるものをいう。精度を保証するため次の点に注意が払われている。(1) 対物レンズと接眼マイクロメーターの間隔は定められた倍率が正確に得られるように調整され固定されている。(2) 測定対象と対物レンズの距離が変化して像がぼけても倍率は同一に保たれるようにテレセントリック系の対物レンズが使用されている。(3) 対物レンズは歪曲収差のような測定精度に影響を与える収差が除去されており、視野全面で像が鮮明であること。測定対象は各種パターン、小穴の直径、目盛線間隔、細線の直径、硬度計の圧痕など多岐にわたっている。

素元波 [英 elementary wave, 独 Elementarwelle, 仏

onde élémentaire, 露 элементарная волна] ⇒ ホイヘンズの原理

素子 [英 element, 独 Stromkreiselement, 仏 élément du circuit, 露 элемент схемы] 1つのシステムを構成する基本的な要素で、単体で1つの機能をもつもの。電気および電子回路で使われることが多く、抵抗、コイル、コンデンサーがその代表的なもので、ほかにトランジスタ、リレーなどの機能的な素子もある。最近は複雑な機能を有する集積回路も1つの部品として扱われ、素子といわれる。

素磁荷 [英 elementary magnetic charge, 独 magnetische Elementarladung, 仏 charge magnétique élémentaire, 露 элементарный магнитный заряд] ⇒ 磁気単極子

組織等価検出器 [英 tissue-equivalent detector, 独 gewebeäquivalenter Detektor, 仏 détecteur d'équivalent au tissu, 露 тканезквивалентный детектор] 検出部の素材が組織等価物質でつくられている放射線検出器。まれに、放射線への応答特性が、生体組織への線量当量や吸収量などに等しい検出器に対しても用いることがある。壁材と電離気体とともに組織等価物質でできている空洞電離箱を使用すると、測定される電離密度から、生体組織のエネルギー吸収密度、すなわち吸収線量が換算できる。これに線質係数を乗ずれば線量当量が評価できることになり、線量当量の定義に最も忠実な測定法といえることになる。

組織等価物質 [英 tissue-equivalent material, 独 gewebeäquivalentes Material, 仏 matière équivalente au tissu, 露 тканезквивалентное вещество] 生体組織と元素の構成比が等しい物質のことで、特に断りのない場合には、人体軟組織を想定している。放射線防護の立場から、人体組織の受ける吸収線量を評価するために考案された物質である。人体軟組織は $(C_6H_{4.0}O_{1.6}N)_n$ で近似できるとされているが、国際放射線単位委員会(ICRU)では、組織等価物質を $O=76.2\%$, $C=11.1\%$, $H=10.1\%$, $N=2.6\%$ と規定している。大ざっぱな近似として、ポリエチレン、水などで代表することもある。特定の放射線、たとえば γ 線に対してよい組織等価物質であっても、ほかの放射線、たとえば中性子線に対してはそうでない場合もあるので注意を要する。

組織等価物質を用いて、人体の受ける吸収線量を評価するには、空洞電離法(空洞原理ともよばれる)による測定が用いられる。この方法は、組織等価物質を壁材としてつくった小型の電離箱(組織等価電離箱ともよばれる)を生体(実際には組織等価物質でつくった生体の模型)の中の問題とする場所に埋め込んで、放射線による電離密度を測定する。電離箱中の電離はほとんどが外部からの放射線によって生じた壁からの二次電子によって起るので、電離の大きさは生体のその場所での吸収線量が求められる。この方法は、今日、最も精度の高い方法として利用されている。

ソジコン [英仏 sogicon] 棒状のGeの真ん中をくびらせ、両端に電圧を加えると起る数十kHz～数十MHzの電流振動。semiconductor oscillation generator by injection and constrictionの略。強くくびらせると振動周波数が増大する。またSiでも同じ現象が発生するが、発振の原理は今のところ不明である。

阻止断面積 [英 stopping cross section, 独 Bremsquerschnitt, 仏 section efficace d'arrêt, 露 сечение торможения]

ния] 粒子が物質中を通過する際、単位距離だけ進むときに失うエネルギー(エネルギー損失率)は、平均において

$$-\frac{dE}{dx} = N \sum_j (dE)_j \sigma_j(E)$$

と表せる。 N は物質を構成する原子・分子の数密度、 σ_j は入射粒子とその原子・分子との j 種の衝突(電離、励起など)の断面積、 $(dE)_j$ はその衝突の際に失うエネルギーである。ここで

$$S_j = (dE)_j \sigma_j(E)$$

を物質の阻止能を決める量という意味で j 種の衝突の阻止断面積とよぶ。ただし S_j の次元は[面積] × [エネルギー] である。これからわかるように、断面積 σ_j の小さな衝突過程でも、 $(dE)_j$ が大きくて結果として阻止断面積 S_j が大きくなるならば粒子のエネルギー損失には大きく寄与することがある。

阻止能 [英 stopping power, 独 Bremsvermögen, 仏 pouvoir d'arrêt, 露 тормозная способность] 電子、イオンなどの荷電粒子が物質中を通過する際、物質との相互作用によってエネルギーを失うことをエネルギー損失というが、その度合いを表す量を阻止能という。粒子が物質中を dx だけ進行するときに失う平均エネルギーを dE とすれば、阻止能は $-(dE/dx)$ で与えられる。阻止能を単位体積当りの原子数で割った量を阻止断面積とよぶ(⇒エネルギー損失、線エネルギー付与)。

阻止能を生ずる原因は、入射粒子と物質を構成する原子との間の弾性衝突と非弾性衝突とがある。一般に粒子のエネルギーが低い場合には、前者が支配的で、入射粒子のエネルギーが高い場合には、後者が支配的である。非弾性衝突の主なものとは、粒子が物質原子内の電子を励起したり、電離したりする過程で(⇒電子的阻止能)、エネルギーが十分高い粒子(核子当り 400 keV 以上)に対しては、ベータ-ブロッホの式が適用できる(⇒電離損失)。相対論的なエネルギーの重い粒子に対する阻止能はほぼ一定となるが、相対論的なエネルギーの電子の場合には、電離損失より、制動放射による放射損失が大きくなり、阻止能はエネルギーとともに大きくなる。一般に、非相対論的な領域では、阻止能はエネルギーが小さくなるにつれて増大する。エネルギーがさらに低い場合には、ベータ-ブロッホの式に内殻補正が必要となる。もっと低いエネルギーの粒子に対しては、ベータ-ブロッホの式は適用できず、電子的な衝突による阻止能は粒子の速度に比例する。このエネルギー領域の理論的な取扱いは J. Lindhard らによってなされている。弾性的な衝突による阻止能に関しては、原子のトーマス-フェルミ模型を用いたリントハルトの公式がある(⇒核的阻止能)。

阻止能は物質中での粒子の飛程を決める要因であるだけでなく、物質中での粒子からのエネルギー付与の空間分布を決める要因であり、極めて重要な量である。多くの数値表が作成されている。阻止能の測定法には、薄い膜を通過する間での粒子のエネルギー損失の測定、薄い膜に吸収されたエネルギーの直接測定、ドップラー効果を利用する方法などがある。

阻止能関数 [英 stopping power function, 仏 fonction de puissance d'arrêt, 露 функция тормозной способности] 1969 年に M. T. Robinson により提案された、面チャネリングするイオンの阻止能を阻止能関数といい、次式で定義される。

$$S(x, E) = s_0 + s_1 \{\sigma(x) - 1\}$$

E はイオンの運動エネルギー、 x は面チャネル中央からのイオンの位置座標を表し、 $\sigma(x)$ は $\sigma(0) = 1$ に規格化されている。 s_0, s_1 はエネルギー E に依存する量で、 s_0 は面チャネル中央を通過するプロバチャネルイオンの阻止能に対応する。面チャネリングイオンの初期阻止能が、チャネリング軌道運動の角振動数 ω に比例するという実験則(S. Datz, 1969 年)から $\sigma(x)$ は

$$\sigma(x) = \frac{d}{dx} \left[\frac{2}{V''(0)} \{V(x) - V(0)\} \right]^{1/2}$$

で与えられる。 $V(x)$ は面ポテンシャル、 x は x に関する二回微分を表す。阻止能関数は、阻止能と原子間ポテンシャルを関連づけて、実験と理論の間の橋渡しをする半経験公式の役割を果たしている。

阻止能の等分配則 [英 equipartition rule of stopping power, 仏 règle d'équipartition de puissance d'arrêt, 露 закон равномерного распределения тормозной способности] 荷電粒子の速度が非相対論的な領域で、電子ガス系の電子の速度に比べて十分に速いとき、個別的な電子励起過程とプラズモン励起過程の阻止能に対する寄与は等しくなる。これを阻止能の等分配則という。電子ガス系での阻止能は誘電関数法により与えられ、個別的な電子励起は、衝突径数の小さな近接衝突(運動量移送の大きな衝突)、プラズモン励起は、衝突径数の大きな遠隔衝突(運動量移送の小さな衝突)に対応する。この法則は、誘電関数の虚数部の極により記述される前述の 2 種類の励起過程の、複素平面上での解析接続による各積分値が等しい値を与えることから理論的に指摘された。

ソース [英 fluid source, 独 Quelle, 露 исток] ⇒ 電界効果トランジスター

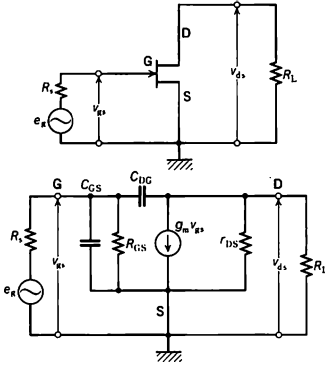
疎水結合 [英 hydrophobic bond, 独 hydrophobe Bindung, 仏 liaison hydrophobe, 露 гидрофобная связь] 水溶液中において、疎水性基(分子)は水との接触面積を小さくするように互いに寄り集まる性質をもつ。こうしてできる疎水性基間の接触を疎水結合という。水分子のつくる規則構造が疎水性基に接して壊れ、その結果エントロピーが増大することが、疎水結合をエネルギー的に安定化している要因である。したがって、疎水結合は温度が高くなるより安定化する。疎水結合の自由エネルギー変化はたかだか数 $\text{kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ であり、弱い分子間力であるが、タンパク質の立体構造を形成する上で重要な働きをする。

疎水コロイド [英 hydrophobic colloid, 独 hydrophobes Kolloid, 仏 colloïde hydrophobique, 露 гидрофобный коллоид] ⇒ コロイド

疎水性 [英 hydrophoby, 独 Hydrophobie, 仏 hydrophobie, 露 гидрофобность] 水に溶けにくい性質を疎水性という。帯電していない、または帯電していても非極性の分子(あるいは原子団)は、極性の水に溶けにくい。疎水性原子団を特に疎水(性)基という。疎水性の分子どうしは、水との接触面積を小さくするように疎水結合をつくって凝集、沈殿する。疎水性を示す非極性の分子は、一般に電気陰性度が近い原子から成る。たとえば炭化水素 $\text{C}-\text{H}$ は電気陰性度の差が約 $1.3 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ と小さく、疎水性を示す。一方、たとえば $\text{O}-\text{H}$ は約 $3.8 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ と大きく、親水性を示す。疎水性の分子はベンゼンやエーテルなどに溶けるので、親油性ということもある。

ソース接地回路 [英 common-source circuit, 露 схе-

【マ с ОБЩИМ ИСТОКОМ】 電界効果トランジスタ(FET)の3つの端子、ゲート、ソース、ドレインのうち、ソースを入出力の共用端子とし、入力をゲートに加え、出力をドレインから取出す増幅回路で、図に接続と等価回路を示す。



g_m は順方向伝達コンダクタンス、 r_{DS} はドレイン-ソース間の微分出力抵抗、 R_{GS} はゲート接合の漏洩抵抗である。電圧利得は

$$\frac{v_{ds}}{v_{gs}} = -g_m R_L \frac{r_{DS}}{R_L + r_{DS}} \approx -g_m R_L$$

入力インピーダンスは

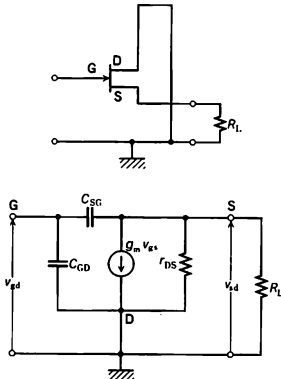
$$\frac{i_g}{v_{gs}} = \frac{1}{R_{GS}} + j\omega \{C_{GS} + C_{DG}(1-A)\}$$

出力アドミタンスは

$$\frac{i_d}{v_{ds}} = \frac{1}{r_{DS}} + j\omega (C_{DS} + C_{DG})$$

である。ゲート接地に比べ入力抵抗が高く、FET 増幅回路としては最も一般的に使用されている。高周波領域ではミラー効果により入力容量 $C_i = C_{GS} + C_{DG}(1-A)$ を考慮する必要がある、遮断周波数は $f_c = 1/2\pi R_{GS} C_i$ となる。

ソースフォロワー [英 source follower, 独 Source-Folger, 仏 source suiveur, 露 истоковый повторитель] 電界効果トランジスタ(FET)の3つの端子、ゲート、ソース、ドレインのうち、ドレインを入出力の共用(接地)端子とし、入力をゲートに加え、出力をソースから取出す方式で、ドレイン接地回路ともよぶ。図に接続と等価回路を示す。電圧利得 A は



$$A = \frac{v_{sd}}{v_{gd}} = \frac{g_m + j\omega C_{SG}}{\frac{1}{r_{DS}} + \frac{1}{R_L} + g_m + j\omega C_{SG}} \approx \frac{g_m R_L}{1 + g_m R_L}$$

入力インピーダンスは

$$j\omega \{C_{GD} + C_{SG}(1-A)\} \approx j\omega C_{GD}$$

出力インピーダンスは

$$\frac{1}{(1/r_{DS}) + j\omega C_{SG} + g_m} \approx \frac{1}{g_m}$$

である。入力インピーダンスが高く、出力インピーダンスが低いので、インピーダンス変換回路に用いられることが多い。

ソースプログラム [英 source program, 独 Quellenprogramm, 仏 programme original, 露 исходная программа] 計算機において、コンパイラなどの言語プロセッサに与えられるプログラム。原始プログラムともいう。FORTRAN で書かれたプログラムは FORTRAN コンパイラに対するソースプログラムとなりうる。コンパイラはソースプログラムを翻訳してオブジェクトプログラムをつくり出す。

塑性 [英 plasticity, 独 Plastizität, 仏 plasticité, 露 пластичность] 固体に荷重を加えると変形し応力を生じるが、ひずみまたは応力がある限界値(弾性限界)以内であれば、荷重を除くことにより変形はもとに戻る。この限界値を越えると、荷重を除いても形状はもとに戻らない。そして荷重が増すにつれて、変形が急に進んだり、流動を始めた。このような性質を塑性、弾性限界を越えたときに起る変形を塑性変形という。荷重を除いたときに残るひずみを永久ひずみ、あるいは残留ひずみという。塑性変形の典型的な例を、図1の応力-ひずみ曲線によ

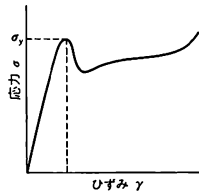


図1 塑性変形

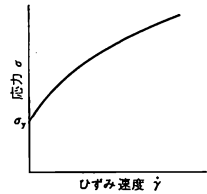


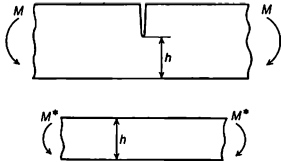
図2 塑性流動

て示す。図中の r_y を降伏ひずみ、 σ_y を降伏点、降伏応力、降伏強度などという。このように応力が減少してもひずみが増加するような場合には降伏点の識別は容易であるが、降伏現象が明瞭に出現しない材料については実用上適当な量の永久ひずみ(たとえば鋼鉄やアルミニウム合金で0.2%)を生じる応力をもって降伏点と定義している。塑性変形という、応力がひずみ速度にあまり依存しない場合を意味するが、図2のように応力がひずみ速度に強く依存する場合を特に塑性流動という。塑性流動でも荷重を除いたとき永久変形が残る点は同じである。塑性変形は金属材料や高分子固体において多く見られ、主として物質の局所的なすべり変形による。延性の高い、つまり破壊を生じることなく大きい塑性変形をする材料は、その性質を利用して圧延、鍛造、絞りなどの過程を経て、所定の形状に加工することが容易である。塑性流動は、濃厚コロイド系ラテックスなど液体に粒子が分散した系で著しい。塑性流動と粘性流動とは機構的には区別しにくい、降伏点をもつか否かで区別するのが通常である。なお可塑性という用語も高分子科学で用いられる。これは塑性と同義の場合もある

が、多くは塑性流動と粘性流動とを区別せず、流動して永久ひずみを生じるという意味である。

塑性解析 [英 plastic analysis, 仏 analyse plastique] いくつかの剛体ブロックが互いにすべりながら運動して破壊にいたる実験的事実を根拠にして、外力を受ける固体の極限状態での限界強度を簡単な計算によって求めようとする方法。1948年に J. A. van den Broeck によって始められ、理論的基礎は W. Prager によって確立された。構造工学の分野では、この手法を塑性解析、これに基づく設計法を塑性設計とよんでおり、構造用鋼材の延性を十分に利用して構造物の強度を最も効果的に発揮させる合理的な設計法である。

塑性拘束係数 [英 plastic constraint factor] 切欠きを有する部材に過度の塑性変形を生ぜしめる荷重(破壊荷重) P は、この部材の最小断面と同じ大きさの一様断面をもつ部材の破壊荷重 P^* に比べて大きい。これは切欠きの周囲の低応力部が最小断面において生じる塑性崩壊の塑性変形を拘束して妨げるためであり、この両者の比 P/P^* は一般に1より大きい。この比の値を塑性拘束係数という。たとえば、図に示す深く鋭い切欠きを有する部材を単純



曲げによって破壊させるモーメント M は、この最小断面寸法 h と同じ高さをもつはりを単純曲げによって破壊させるモーメント M^* よりも大きく、平面ひずみ状態の変形を生ずる場合の塑性拘束係数は $M/M^* \approx 1.26$ であることが知られている。

塑性設計 [英 plastic design, 仏 dessin plastique] 塑性解析法に基づく構造物の設計法を一般に塑性設計という。これまで主として平面骨組構造を対象とした研究開発が行われ、建築構造物の設計標準には塑性設計の結果がかなり具体的な形で取入れられている。しかしながら近年、建物の高層化と耐震設計への社会的要請が高まるにつれ、座屈や動的問題をも考慮に入れた新しい設計標準の確立が要望されている。

塑性波 [英 plastic wave, 独 plastische Welle, 仏 onde plastique, 露 пластическая волна] 固体の一部で高速変形が起ると、その部分から応力あるいはひずみの波動がほかの部分へと伝播する。このひずみの値が弾性範囲内であれば弾性波であるが、弾性範囲を超せば塑性ひずみの波動となり、これが塑性波である。また一般に、塑性ひずみに対して弾性ひずみが無視できない弾塑性体においては、弾性波と塑性波とが相伴って現れ、ひずみの値により異なる速さで伝播するが、これを弾塑性波とよぶ。一様断面の半無限棒の一端を一定速度 V_1 で急に引張りをはじめとする。この棒の中を伝播する縦波の速度 C は、応力 σ がひずみ ϵ の増加関数のとき応力-ひずみ曲線の傾きを $d\sigma/d\epsilon$ とすると、これと密度 ρ とにより

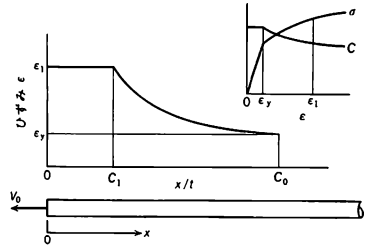
$$C = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\epsilon}}$$

で与えられることが知られている。またこの波動によるひずみの合計が端部での変形に等しいことから

$$V_1 = \int_0^{\epsilon_1} C d\epsilon = \int_0^{\epsilon_1} \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{d\sigma}{d\epsilon}} d\epsilon$$

の関係式が成立し、応力-ひずみ曲線から、上式を満たす ϵ_1 が端部でのひずみであり、この ϵ_1 に対応する前式の数値 $C = C_1$ がこのひずみ ϵ_1 の波の速度となる。

弾性範囲ならば $d\sigma/d\epsilon = E$ (ヤング率)であるから、弾性波の速度 $C_0 = \sqrt{E/\rho}$ で $\epsilon_1 = V_1/C_0$ の高さのステップ状の波が伝播する。 V_1/C_0 が降伏ひずみ ϵ_y より大きいと、高さ ϵ_y の弾性波頭のうしろに塑性波がそれより遅い速度で続くことになる。この塑性波は、ひずみが漸進して上記の式から得られる ϵ_1 の値に至って平坦となる。平坦部の塑性波頭の速度は、上記によって求めた C_1 である。なお、図の波形の横軸は、端部からの距離 x を経過時間 t で基準化してある。

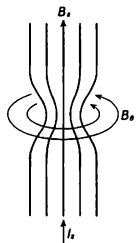


高速引張りによる弾塑性波

塑性変形 [英 plastic deformation, 独 plastische Verformung, 仏 déformation plastique, 露 пластическая деформация] 塑性による変形を塑性変形という。塑性流動の結果生じた変形もまた塑性変形であるが、通常、固体をその降伏ひずみ(≡降伏)を超えて変形させたとき、降伏応力より小さい応力で変形することをさしていう。金属などの結晶質材料や結晶性高分子では明瞭な塑性変形を示す(⇒塑性)が、無定形高分子固体では比較的不明瞭となる。融点以下の結晶性高分子の示すネッキング現象や、ガラス転移点以下の無定形高分子の示す冷延伸は塑性変形によっている。前者は球晶中のラメラの再配向や折りたたみ鎖のときほぐれなどによって起り、後者は分子鎖の局所的な配置換えによって起るとされている。

塑性流動 [英 plastic flow, 独 plastisches Fließen, 仏 fluage plastique, 露 пластическое течение] ⇨ 塑性変形

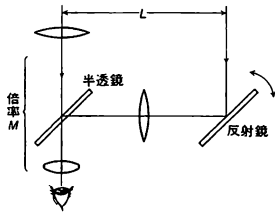
ソーセージ不安定性 [英 sausage instability, 独 Würstcheninstabilität, 仏 instabilité de saucisse, 露 сосисочная неустойчивость] 縦磁場 B_z があり、プラズマに沿って電流 I_z が流れる配位を考える。そのとき図に示すようなソーセージ型にくびれの擾乱が生じたとする。電流 I_z によって $B_\theta = \mu I_z / (2\pi a)$ の磁場がプラズマの外まわりに発生するが、プラズマの半径 a が小さくなるとこの B_θ の値は大きくなり、その磁場の圧力 $B_\theta^2/2\mu$ の力でますますプラズマの半径 a は絞られることになり、くびれの擾乱を助長する。一方、プラズマ中に存在する縦磁場 B_z の大きさは、プラズマ半径 a が小さくなると磁束保存の性質から $a^{-1/2}$ で大きくなり、この磁場の圧力 $B_z^2/2\mu$ はくびれの擾乱を抑制するように働く。 $B_\theta^2/2\mu > B_z^2/2\mu$ のとき、くびれの擾乱は成長しプラズマはちぎ



れてしまう。このような不安定性をプラズマの形にちなんで、ソーセージ不安定性という。

ソーダー [英 sodar, 独 SODAR] sound detection and ranging の略称。大気中の風速や気温の局所的な変動によって音波が散乱されることを利用して、地上から強力なパルス音波を打上げ、高さ 1~2km までの対流圏下部の不連続層や乱流層からの反射波を観測して、その高さや構造を監視する装置。音波レーダーともいう。音波の振動数は 1kHz 前後が用いられる。本来はマイクロ波を見通し可能な領域で通信に利用する際に気象状況が受信強度に影響することから、電波気象観測用として開発されたが、大気汚染に関連する逆転層の監視などにも用いられるようになった。離れて配置された 3 台のソーダーを組合せ、反射信号のドップラー偏位から空港上空の風向風速を連続監視するシステムもある。

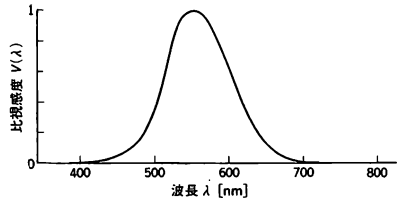
測距儀 [英 rangefinder, 独 optischer Entfernungsmesser, 仏 télémètre optique, 露 оптический дальномер] 観察者の位置から目標までの距離を簡便に測定する器械。簡単なものにはカメラの距離計があり、大がかりなものは主に軍用である。(1) カメラの距離計：距離 L だけ離して窓を 2 つくり、一方は半透鏡を通して被写体を直接のぞけるようにし、他方は 45° 反射鏡によって光を曲げた後半透鏡で反射させて同じ視野に光を導くと、同一被写体の像が二重になって見える。反射鏡を回転して両者を合致させたとき、その回転角から被写体までの距離を読み取ることができる。カメラの連動距離計は反射鏡の回転角と繰出しを機械的に連動させて焦点合せを行うものである。2 つの光路中にそれぞれ望遠鏡対物レンズをおき、接眼レンズを共用する配置にした場合、その倍率を M とすると、測距精度は LM に比例する。 LM を大きくすれば、それに見合うように光学器械としての性能を向上させたものは測距儀とか測速器とよばれ、第二次大戦まで軍用に多く使われ



た。(2) レーザー測距儀：パルスレーザー光を目標物に投射し、その反射光が戻るまでの時間をクロックパルスで計数する方式の測距儀。クロックパルスの振動数 30MHz で 5m, 150MHz で 1m の分解能を有する。レーザーにはルビーレーザー(波長 694nm)や YAG レーザー(1.06 μ m)などが使われる。このほか長距離用(~20km)にはレーザーが用いられる。

測光 [英 photometry, 独 Photometrie, 仏 photométrie, 露 фотометрия] 可視放射を、標準的な観測者によって得られる明るさの量により評価すること。明るさは人間の脳に誘起される感覚であるから、これを客観的な量として扱うためには、まずおおかたの健康な人間の明るさ感覚を代表する性質をもつ標準観測者を約束し、この標準観測者が感じる明るさで測光量を評価する必要がある。このような量を心理物理量とよぶ。標準観測者の明るさ感度波長特性は、限られた大きさの十分明るい視野を見

ながら波長の異なる 2 つの色光の明るさが等しくなるようにエネルギー比を調節し、その逆数をとって明るさ感度比を求めるという実験を多くの正常被検者について行って定められている。異なる色光の明るさ感のみを抽出して比較する困難さを軽減するために、色収差を小さく保つよう比較すべき色光の波長差を小さくとり段階的に比較を繰返すステップバイステップ法とか、2 つの色光を色のちがつきが感じられなくなる適当な速さで切替えて比較する交照法が用いられる。このようにして求められた明るさ感度波長特性を最大値で基準化し、比視感度とする。明視条件下の視野角 2° に対する値が、標準比視感度 $V(\lambda)$ として国際



的に約束されている。物理放射束と明るさを関係づける係数を K 、その最大値を K_m 、ある波長 λ における値を $K(\lambda)$ とすると、比視感度は $V(\lambda) = K(\lambda)/K_m$ と書ける。明るさの相加性を仮定すると、波長分布 $\phi_{e\lambda}$ の放射束が受容されたとき得られる明るさは、 $\phi_{e\lambda}$ を $K(\lambda)$ で荷重積分して次のように求められる。

$$\phi_v = K_m \int_0^\infty \phi_{e\lambda}(\lambda) V(\lambda) d\lambda$$

測光量は、基本単位・光度によって定義づけられている。この定義は結果的に、最大視感度を 683lm \cdot W $^{-1}$ とするものである。したがって、受容される光の放射束 $\phi_{e\lambda}$ が与えられれば、標準比視感度 $V(\lambda)$ と最大視感度 K_m を用いて、明るさの心理物理量である光束ルーメン(lm)を単位として求めることができる。測光量にはほかに、放射光束の立体角密度である光度(カンデラ cd)、光度のみかけ光源面積密度である輝度(カンデラ毎平方メートル cd \cdot m $^{-2}$ 、別名ニト nt)、照明光束の面積密度である照度(ルクス lx)などがある。測光量の定義は、白金の凝固温度に保たれた黒体炉開口の輝度が 60cd \cdot cm $^{-2}$ であると考えられることに基づいて行われていたが、期待した実現精度が得られなかったために、1979 年第十六回国際度量衡総会において前述のように改められた(⇒光度、輝度、光束)。

測光器 [英 photometer, 独 Photometer, 仏 photomètre, 露 фотометр] 測光用の測定装置で、視感測光を行うものと物理測光を行うものに大別され、光度、光束、照度などの測定のほか、物質の反射率、透過率、濃度などの測定にも用いられる(光度を測定するものを光度計という)。各波長について上記の測定を行うものを分光測光器という。図 1 は視感測光器のひとつであるルンマー・ブロードンの測光器の頭部(測定部)を示したものである。S の両面は白色の完全拡散面からなり、左右から照明したとき両面の照度が等しくなるような位置にこの頭部を移動し、この位置の読みから測光を行う。図の L はルンマー・ブロードンの立方体の 1 つの例を示したもので、2 個の直角プリズムを、その一方は中央部分のみを残し周辺部を除去してはり合せたものである。左側からきて反射鏡 R_1 で反射した光のうち、その中央部分は L のはり合せ部分を透過して進み、一方右側からきて反射鏡 R_2 で反射する

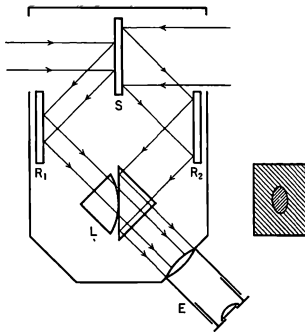


図 1

光のうちその周辺部分は L の右側のプリズムの斜面で全反射し、右図のような視野をつくる。接眼鏡 E を用い視野が一様になる状態から S の両面が等照度であると判定する。

図 2 はプルフリヒの視感測光器を示したもので、1つの

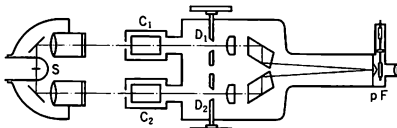


図 2

光源 S から出た光は 2 つに分けられ、それぞれ試料セル C_1 、比較用の基準セル C_2 を通った後、複プリズム p で 2 分された測光視野をつくり、これはフィルター F を通して観測される。絞リ D_1 または D_2 を調節して 2 分された視野の明るさを一様にすれば、絞りの読みから試料の透過率、吸収係数などが求められる。光源部の光学系を変えると、反射率の測定や反射面の色色などにも使える。波長 430～750 nm にわたる十数枚のフィルターを備えているので分光測光ができる。なお視感測光を行う代りに、光電池で働く指示装置をつけた改良型もある。

視感測光器は、測定者によって個人誤差が出るなどの理由で最近ではほとんど用いられなくなり、物理測光器が多用されている。物理測光器は、測定対象によるほか、測定波長領域(紫外, 可視, 赤外)、装置の構成(一光線束を用いるシングルビーム型と比較用光線束を並用するダブルビーム型など)の相違によって非常に多くの種類のものがつくられている。微小部分の測光を行うマイクロフォトメーターも測光器の一種である。

測光量の単位 [英 units of the photometric quantities, 独 Einheiten der photometrischen Größen, 仏 unités des grandeurs photométriques] 光がある場所で発生し空間を伝播して他の場所に到達するときの、光の量、その時間的割合、面積密度、立体角密度などの量的表現(測光ともいう)に用いられる単位。主な量に対応する国際単位系(SI)の単位を表に示す。

表の右端に示す量 X (たとえば放射束)の分光密度 X_λ (⇒放射測定のための単位)と、同じ行の左端に示す量 X_p (放射束に対しては光束)とは

$$\text{明所視に対し } X_p = K_m \int_0^\infty X_\lambda V(\lambda) d\lambda$$

測光量とその単位

量	単位の名称	単位記号	対応する物理的量
光量	ルーメン秒	lm·s	放射エネルギー
光束	ルーメン	lm	放射束
光度	カンデラ	cd	放射強度
光束発散度	ルーメン毎平方メートル	lm·m ⁻²	放射発散度
輝度	カンデラ毎平方メートル	cd·m ⁻²	放射輝度
照度	ルクス	lx	放射照度

$$\text{暗所視に対し } X_p' = K_m' \int_0^\infty X_\lambda V'(\lambda) d\lambda$$

の関係でそれぞれ結ばれている。 K_m と $V(\lambda)$ は、明所視に対する最大視感度と標準比視感度、 K_m' と $V'(\lambda)$ は、暗所視に対する最大視感度と標準比視感度である。標準的な値は、 $K_m = 683 \text{ lm} \cdot \text{W}^{-1}$ (1979 年 国際度量衡総会), $V(\lambda)$ の数表(国際照明委員会, 1972 年 国際度量衡委員会), $V'(\lambda)$ の数表(国際照明委員会, 1976 年 国際度量衡委員会), で与えられ、また、確からしい値として $K_m' = 1700$ (暗所視) $\text{lm} \cdot \text{W}^{-1}$ が知られている。そのほか薄明視についても同様な関係式を書くことはできるが、数値的なことは未決定である。

以上の諸定義から知られるとおり、測光のための量および単位は、明所視、暗所視、薄明視のうちのどれに対応するものであるかを指定して用いるべきである。ただし一般には、断らない限り明所視に対応するものをさす。

光度の単位の名称として、過去には燭、過渡的には新燭(フランス語 bougie nouvelle)が用いられたが、今ではどちらも用いられない。アポスチルブ、スチルブ、フォト、ラドルクス、ランベルトなどは、メートル法の系統の測光量単位の名称であるが SI には採用されていない。ヤード・ポンド系では、光度のキャンドル、照度のフットキャンドル(= $\text{lm} \cdot \text{ft}^{-2}$)などの単位が用いられてきた。

ソディ Soddy, Frederick 1877.9.2～1956.9.22 イギリスの化学者。サセックス州イーストブアンに生れる。オックスフォード大学マートン・カレッジで化学を学び、1900 年モントリオールのマギル大学で E. Rutherford の下、実験指導者となる。1904 年グラスゴー大学講師、1914～19 年アバディーン大学教授、1919～37 年オックスフォード大学教授。1903 年 Rutherford とともに、トリウム、トリウム X、エマネーション、誘導放射能の関連から、放射能は次の生成物を生じる際の随伴的現象であると考え、「放射性変換説」を提出。1903～04 年には W. Ramsay とともにロンドンのユニバーシティ・カレッジで共同研究を行い、ラジウムおよびラジウムエマネーションからヘリウムを集めた。1910 年放射性元素の化学的研究から同位体の存在を示唆し、1913 年には K. Fajans とは独立に、 α 線、 β 線放出の際の放射性元素の変位則を発表。同位体の考えを導入し、実際にウラン系の鉛とトリウム系の鉛について、その原子量の違いを確かめた。1921 年「放射性物質の化学知識への貢献ならびに同位体の起源および本性に関する研究」でノーベル化学賞受賞。また彼は、科学者の社会的責任についても論じている。[主著] *Radioactivity*, 1904; *The Interpretation of Radium*, 1909; *Matter and Energy*, 1912; *Science and Life*, 1920; *The Interpretation of the Atom*, 1932。

ソーティング [英 sorting, 独 Sortierung, 仏 triage,

露 *сортировка*] 与えられたデータの大きさの順に並べかえること。ソーティングには数多くの方法が提案されているが、基本的な考え方は次の5つに大別できる。

(1) 挿入法: 整列済みのデータの系列の中に新しいデータをつけ加える際に、その系列のデータを右端から順に新しいデータと比較し、挿入すべき位置にくるまで系列のデータを1つずつ右にずらしていき、挿入すべき位置にきたら、その空いた場所に新しいデータを格納する。この操作を繰返す。これが単純挿入法であるが、効率を改良したものにシェルソートがある。

(2) 交換法: 2つのデータを比較して、正しい順になっていない場合にはそれらを入れかえる。この操作を繰返す。この考え方に基づくものにシェーカーソート、クイックソートなどがある。

(3) 選択法: まず最大のデータを選び、次に残りの中から最大のデータを選ぶという操作を繰返す。毎回あらためて最大のデータを選ぶと手間がかかるので、高速化のためにはトーナメント表をつくるのがよい。この考え方に基づくものにヒープソートがある。

(4) 併合法: 2つの整列済みのデータの系列をまとめて、1つの大きな整列済みのデータの系列をつくる(併合)操作を繰返す。

(5) 基数法: データが β 進法で表されているとき、まず最下位の値によって β 個のグループに分けてそれを順に並べる。これを下から第二けた目、第三けた目と繰返す。

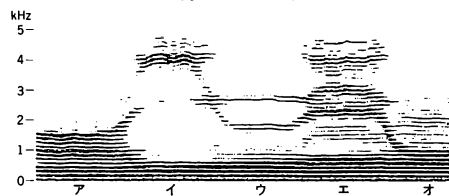
素電荷 = 電気素量

ソナー [英 *sonar*, 独 *SONAR*, 露 *звуколокатор*] *sound navigation and ranging* の略称。音波を用いて水中の目標までの距離や方向を知るための船舶用の計測器。音響測深機や魚群探知機も含まれるが、狭義では音波を水平に出す方式のものをさすことがある。(1) サーチャイトソナーは指向性の鋭い超音波送受波器を用い、魚群などに向けてサーチャイトのように超音波パルスを照射し、反射波の到達時間から距離を、また受波感度が最大になる送受波器の向きから方位を知るものである。近距離用では200 kHz, 500 m 以上の遠距離用には24~75 kHz の超音波が用いられる。送受波器を回転させて、レーダーのように、ブラウン管上に二次元表示することもあるが、水中音速が約1500 m·s⁻¹と遅いため、近距離用にしか使えない。(2) スキャンニングソナーはこれを解決したもので、多くの送受波素子を円筒配置し、送波時には全素子を駆動して全周方向に超音波を出し、受波時には円筒上の各素子の出力を高速で切替え、中心から外に向けて渦状掃引しているブラウン管を輝度変調して反射物の距離と方向を二次元表示する。(3) サイドスキャンソナーは超音波を船上から斜め下方に向けて発射し、海底からの反射波を船の進行とともに順次記録することによって海底形状の映像を得るものである。(4) ドップラーソナーは海底や岸壁などからの反射音の振動数変化から船の移動速度を知るものである。

これらのソナーはいずれも送受両機能をもっており、アクティブソナーとよばれるが、これに対して受波機能だけをもつものをパッシブソナーとよび、音源の種別や方向を知るのに用いられる。

ソナグラフ [英 *sonagraph*, 独 *Sonagraph*, 仏 *sona-graphie*, 露 *сонаграф*] 音声の研究では、周波数成分の時間変化の性状が特に重要である。ソナグラフは、こうした目的に適した周波数分析装置である。まず約3秒間の音

を録音し、これを繰返し再生し、フィルターの通過周波数を変えその成分を放電記録するものであり、その結果をソナグラムという。図は男声による日本語母音のソナグラム



の例で、横軸に時間、縦軸に周波数を取り、成分の強さを濃淡で表している。これをより定量的に示すために、強さを等高線で表示したり、いくつかの任意の時刻における周波数成分の強さを、線の長さで表すことができるようになる(⇒声紋)。

ソニックブーム [英 *sonic boom*, 独 *Überschallknall*, 仏 *son percutant*, 露 *ударный звук от головной волны*]

ソニックバン(*sonic bang*)ともいわれる。超音速で飛行する航空機をつくる衝撃波が地上に達して生ずる爆発のような音。この音の圧力波形はN字形をしている。つまり立上りの衝撃波圧縮に続いて膨張部分があり、圧力が線形に下って、第二の衝撃波で再び最初の圧力に戻る。航空機の高さを h 、マッハ数を M とすると、衝撃波の強さは $h^{-3/4}(M^2-1)^{1/8}$ に比例する。 M への依存性はかなり弱い。比例係数は機体の断面積分布および揚力分布に強く依存する。衝撃波は地上で反射するので、地上での圧力は入射衝撃波圧の2倍となる。コンコルドのような超音速機では、衝撃波の前後の圧力差は100~150 Pa の程度であり、N波の持続時間は0.2~0.3秒程度である。大気の流れの状態によってN波は変形や変調を受ける。

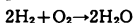
その場観察 [英 *in situ observation*, 独 *in situ*-Beobachtung] 「その場」とはラテン語の *in situ* の訳語で、*in position* という意味である。したがって、相転移、格子欠陥の運動など動的現象の過程を中断して(これによる環境の変化をできるだけ小さくして)観察する場合も、その場観察とよぶことがあるが、一般には変化に追従して連続的に観察する動的観察をいう。その場観察には、古くから顕微鏡が用いられてきた。最近では、特殊な場合レーザー光を使用し、限外顕微鏡(⇒顕微鏡)で透明単結晶中の転位(⇒格子欠陥)も観察されている。また電子顕微鏡は高い分解能をもっているので結晶格子像の連続観察もでき、それによって結晶成長の過程や格子欠陥の導入過程の映画、テレビ観察が行われている。しかし、電子顕微鏡では試料を薄くするので、薄膜特有の現象を見ている可能性がある。X線回折顕微鏡では分解能は低い(数~数十 μ m)、厚い試料が観察できるので、強いX線源とX線テレビを組合せて、塑性変形、結晶の融解、成長の過程などの動的観察がなされている。

どこまで速い変化に追従して観察できるかという観測の速さの限界は、観察像の強さと背景に対するコントラスト、観察系の分解能で決まる。一画面を構成する時間 t 内にそれぞれ画面素(分解能で決まる面積素)に入射する光子(電子)の数 N は統計的に平均 $N^{1/2}$ だけ変動するので、観察像と背景との光子数の差(N に比例する)がこの変動に比して十分大きくなければならない。すなわち、速い変化に対しては、 t を小さくしても、 N が十分大きくなるよう

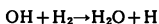
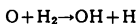
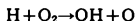
試料を強く照射する光源が必要となる。この問題は、回折強度の弱いX線回折顕微鏡だけでなく、光学顕微鏡や電子顕微鏡でも高倍率(小さい画素)で観察する場合に重要となり、目的に応じて観測系を設計しなければならない(⇒X線回折顕微鏡、電子顕微鏡)。

粗排気 [英 roughing, 露 предварительная откачка] 拡散ポンプなどのように、吸気圧が大気圧では動作できない形式の真空ポンプを動作させるために、別のポンプ(油回転ポンプなど)を使い真空容器をそのポンプが動作できる圧力まで排気すること。どれくらいの圧力まで排気するかは、真空ポンプの種類によって異なり、例えば油拡散ポンプでは1 Pa以下、スバッタイオンポンプでは 10^{-2} Pa以下くらいである。粗排気に用いられる真空ポンプあるいは真空ポンプ系を、粗排気ポンプあるいは粗排気系という。

素反応 [英 elementary reaction, 独 elementare Reaktion, 仏 réaction élémentaire, 露 элементарная реакция] 化学変化は、多くの反応の組合せの結果として起る場合が多い。たとえば、水素の燃焼の全過程は



と書けるが、実際には



で表される連鎖反応の結果として起る。このような、実際に起る化学反応の基本的な単位を素反応とよぶ。素反応においては、その反応式に現れる反応物分子が直接に衝突して生成物ができる。素反応は通常次のように分類される。

単分子反応 $\text{A} \rightarrow \text{B}$ (異性化)

$\text{AB} \rightarrow \text{A} + \text{B}$ (分解)

二分子反応 $\text{A} + \text{BC} \rightarrow \text{AB} + \text{C}$ (置換)

$\text{A} + \text{B} \rightarrow \text{AB}$ (付加)

三分子反応 $\text{A} + \text{B} + \text{C} \rightarrow \text{AB} + \text{C}$ (再結合)

しかし、通常の圧力条件下では二分子衝突が圧倒的に多く、ほとんどすべての場合に素反応は二分子反応である。単分子反応は $\text{AB} + \text{M} \rightarrow \text{A} + \text{B} + \text{M}$ 、三分子反応は $\text{A} + \text{B} \rightarrow \text{AB}^*$, $\text{AB}^* + \text{M} \rightarrow \text{AB} + \text{M}$ の2つの反応に分けて表す方が妥当なことが多い。ここでMは、直接反応に関与せずエネルギーの授受だけを行う分子(第三体分子とよばれる)を示す。素反応速度定数についてのデータ収集作業が世界各国で進んでおり、リード大学、アメリカ国立標準局(NBS)や宇宙科学研究所(日本)などから入手できる。

素反応(素反応過程)は、分子の結合あるいは内部状態の変化を対象とした呼称であるが、もっと広く一般の過程たとえば弾性衝突なども含めて素過程といえることがある。

ソビエト連邦科学アカデミー [英 Academy of Sciences, USSR, 独 Sowjetische Akademie der Wissenschaften, 仏 Académie des sciences d'URSS, 露 Академия Наук СССР] ソ連関係会議に直属するソ連最高の科学研究機関。科学アカデミーを運営する最高機関として幹部会があり、この幹部会において、ソ連における自然科学と社会科学の基礎分野の研究方針、重要な研究計画案の起草、科学アカデミーと共和国アカデミーに付属する研究所間の調整、科学研究の成果の実用化対策などが審議、決定される。そして、これらに必要とされる基礎研究関係の予算、建設計画、資材の割当計画などを科学技術国家委員会を通じて連邦関係会議へ提出する。

科学アカデミーには次のような部門がおかれている。

(1)数学 (2)基礎物理学および天文学 (3)核物理学 (4)エネルギー関係物理学 (5)力学および制御過程 (6)一般および工業化学 (7)無機物質と物理化学 (8)生化学、生物物理学、生理学関係化学 (9)生理学 (10)一般生物学 (11)地球科学 (12)地質学、地球物理学および地球化学 (13)海洋学、環境物理学および地理学 (14)社会科学 (15)歴史学 (16)哲学、法学 (17)経済学 (18)文字と言語学。これらの研究部門とは別格の組織としてシベリア総支部がノボシビルスク市郊外アカデムゴロドクに置かれている。

科学アカデミー幹部会はアカデミー総裁、5人の副総裁、シベリア支部長、その他各研究部門書記を含む約40人のアカデミー会員により構成されている。科学アカデミーの会員の数は約250人、通信会員の数は約400人、外国人会員の数は約50人である。会員は優秀な研究業績をもつ科学者から選ばれる。選挙は各部門ごとの定員に欠員が生じた場合か増員があった場合に行われる。

科学アカデミー本部は、モスクワ市レーニン通りにある。

ソファアー [英 SOFAR sound fixing and ranging の略称。大洋中を低周波の音波が遠距離まで到達することを利用し、海中での爆発音を数千km離れた海中に設置された複数の受波器で受け、これらへの信号到達時間差から発生源地点を決定するためのシステム。海上での遭難地点で信号弾を投下すれば、このシステムにより遭難地点を決定し、救助隊を派遣できる。ミサイルの落下地点、宇宙飛行士帰還の際の着水点の決定や、海中火山爆発の探知にも利用される。

ソープションポンプ [英 sorption pump, 独 Sorptionspumpe, 仏 pompe à sorption, 露 сорбционный насос] 活性炭やモレキュラーシープ(人工ゼオライト)のような吸着剤は、その体積に比べ表面積が極めて大きく、被覆率が小さくても多量の気体を吸着できる。このような吸着剤を液体窒素温度程度の低温に冷却して吸着能力を高め、排気作用をもたせたポンプをソープションポンプという。吸着能力は吸着剤1gにつき約 $10\text{Pa} \cdot \text{m}^3$ 程度であるが、 H_2 , Ne , He に対してはそれぞれ1けた、2けた、4けたほど吸着能力が劣る。このモレキュラーシープを用いて真空容器を排気する場合、真空容器の体積 $V[\text{dm}^3]$ に対する吸着剤の必要量 $M[\text{g}]$ は $V/M \leq 10^{-1}$ を目安にする。 V/M の値が大きくなる場合にはソープションポンプを並列に用意し、最初のポンプの飽和後順次次のポンプへ切替えるか、油回転ポンプを用い 10Pa 程度まで排気した後、ソープションポンプに切替えるように。排気速度はソープションポンプの配管のコンダクタンスと、吸着剤の熱伝導によって決る。大気からの排気をソープションポンプで行ったとき、 1Pa 台では Ne が最も多く残り(68%), N_2 (10%), H_2O (10%), He (7%), O_2 (5%)と続き、 CO_2 やそれ以外の炭化水素系の気体は少なく、きれいな真空をつくりやすい。

ソフトアパーチャー [英 soft aperture, 露 мягкая апертура] 光の透過率が周辺部でなだらかに変化するようにつくられた光学鏡。コーセント光を絞るさきに、回折による縞によって強度分布の不均一が生じるのを防ぐために使用される。レーザー光の増幅では、エネルギー取出し効率をよくし、かつレーザー光によって光学素子が損

傷を受けないようにフィリングファクター(光束の平均値と最大値の比)をできるだけ1に近くするために、これが用いられる。一例として、透過率が $T = \exp[-(r/a)^n]$ (r は半径方向の座標, a はビーム径, $n = 5 \sim 10$ は定数)の分布をもつフィルターがあげられる。またレンズを用いた結像系によって強度の空間分布を伝搬方向に転送し、実効的伝搬距離を短くして回折効果を減少させる像伝送の方式も、ソフトアパーチャーと同様の効果をもっている。

ソフトウェア [英 *software*, 独 *Grundprogramme*, 露 *математическое обеспечение*] データ処理システムの動作に関するプログラム, 手順および関連する書類のこと。またしばしばプログラムだけをさすこともある。プログラムとは、計算機の動作の手順を指示する一連の命令や命令文の集合であり、計算機が解読できる約束に従って書かれている必要がある。一般的にソフトウェアという場合には、計算機を効率よく動作させるためのプログラム群, すなわちオペレーティングシステムと、計算機の利用者が、それぞれ自分の実行したい処理内容を記述した応用プログラムの両者をさす。

対照されることはハードウェアであるが、ハードウェアとソフトウェアが一体になって仕事をする点が、電子計算機を他の機械から大きく特徴づけている要件である。一般の計算機ではソフトウェアは主記憶装置上におかれて、処理が実行される。

ソフトウェア危機 [英 *software crisis*, 露 *кризис программного обеспечения*] 計算機のソフトウェアに関する種々の遅れや不足から生ずる危険。ソフトウェアを必要とするものの量の増大, 質の変化に対して、ソフトウェアの生産保守がついていけないという問題意識。ひとつのソフトウェアを生産するにはそのソフトウェアの仕様を決め、設計をし、プログラムを書き、デバッグし、でき上がったものを何年も保守する、という長い工程が必要であり、多くの人員と時間を必要とするのが普通である。増大するソフトウェアの需要をさばくためにはソフトウェア人口(ソフトウェアの設計者やプログラマーなど)の量と質を高め、ソフトウェアの生産方式や生産の道具を改良することの必要性が強く認識され、そのための努力がされている。しかし、その進歩は緩慢であり、需要の増大には追いつけない。それがソフトウェア危機といわれるゆえんである。

ソフトパイ極限 [英 *soft-pion limit*, 露 *предел мягкого пиона*] 質量のいちばん軽いハドロンの π 中間子の関与する反応の振幅について、始状態あるいは終状態の π 中間子の運動量およびエネルギーの両方を0とする極限をいう。 π 中間子の質量は0ではないので、この極限は物理的に実現できない極限であるが、 π 中間子の質量は小さいので、運動量が0の極限はその近似と考えられる。PCACと行列代数を使うと、ソフトパイ極限での反応振幅は、ソフトパイ極限をとっている π 中間子を除いた残りの粒子の反応振幅で表されるという低エネルギー定理が証明される。たとえば、 π 中間子-核子散乱のアドラの無矛盾条件、友沢-ワインバーグの関係式、ハイペロンの非レプトンの崩壊の鈴木-菅原の関係式などである。

ソフトフォトン [英 *soft photon*, 仏 *photon mou*, 露 *мягкий фотон*] 量子電磁気学における赤外発散に関連して用いられる用語で、エネルギーがあまりに低くて実験的に観測にかからないような光子のことである。電子や光

子の関与する散乱断面積を摂動論的に計算すると、ファインマン・ダイアグラムの光子内線の運動量積分の下限から発散が現れる。これが赤外発散であるが、これは実はソフトフォトンに伴う電子が単独の電子と実験的に見分けがつかないということを考慮していないためである。実際、ソフトフォトンに伴う電子の寄与を加えてやると、赤外発散は相殺されているのであり、これをブロッホ-ノルドジークの定理とよんでいる。

ソフトフォノン [英 *soft phonon*, 独 *weiches Phonon*, 仏 *phonon mou*, 露 *мягкий фотон*] \Rightarrow ソフトモード

ソフトモード [英 *soft mode*, 仏 *mode mou*, 露 *мягкая мода*] 変位型強誘電体のような構造相転移をする結晶では、格子振動のうちある特定のモード(最も低い振動数をもつ横光学的モードであることが多い)が相転移点に近づくにつれ、その固有振動数がだいに減少し、ついには0となって、初めとは異なる平衡位置をもつようになる。このような不安定性は、このモードの原子の変位に対する復元力が弱く(やわらかく)なることに起因するので、この格子振動モードをソフトモードとよぶ。結晶に限らず、ある相が特定の温度・圧力の下で不安定になって(連続的に)ほかの相へ移るときは、必然的にソフトモードが存在することになる。一般に、ソフトモードとは「系の動的な感受率 $\chi(\omega)$ の極のうち $T \rightarrow T_0$ (T_0 : 転移温度) とともに複素 ω 平面上で原点に近づくような極に対応する物質内の集団運動」ともいえる。集団運動がフォノンであるようなソフトモードをソフトフォノンという。1960 年ごろに、P. W. Anderson および W. Cochran により提唱された。Cochran の強誘電体に対するモデルでは、不安定性(ソフト化)の原因は、原子間の遠距離力と近距離力の相殺によるものとされたが、一般の構造相転移では、調和近似的範囲では絶対零度で元来不安定なフォノンが、温度とともに増大する非調和相互作用のために安定化され、 $\omega^2 = -\omega_0^2 + AT$ (A, ω_0 は定数, T は絶対温度) の形の温度依存性をもつためと考えられる。ランダウの相転移に対する現象論で自由エネルギーの展開式 $\Phi = \Phi_0 + a\eta^2 + b\eta^4 + \dots$ (η は秩序変数) の係数 $a = a_0|T - T_0|$ の形の温度依存性をもつと仮定していることは、本質的にソフトモードの周波数の温度依存性 $\omega^2 \propto |T - T_0|$ を仮定することと同一である。ソフトフォノンの挙動の研究は、構造相転移の動的側面の研究にほかならず、中性子散乱や光散乱, X 線散漫散乱などを用いたソフトモード分光学が近年盛んに行われている。

疎密波 [英 *compression wave*, 独 *Kompressionswelle*, 仏 *onde de compression*, 露 *волна сжатия*] 媒質の局所的な体積変化(密度変化)の波で、縦波である。波動が存在していない場合と比べて、密度の小さい部分を疎、密度の大きい部分を密の状態といい、疎密が波動的に伝播する。媒質部分の密度を ρ , 微小変位を ξ とすれば、等方性弾性体の場合, $\text{div} \xi$ についての波動方程式は

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\text{div} \xi) = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 (\text{div} \xi)$$

と表される。ここで、 λ, μ はこの等方性弾性体の物質に固有な定数でラメの定数とよばれる。このラメの定数とヤング率 E , ポアソン比 σ , 剛性率 n の間には

$$\lambda = \frac{E\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}, \quad \mu = \frac{E}{2(1+\sigma)} = n$$

の関係が成り立つ。したがって、弾性体の各部分の体積変

化の割合, すなわち $\text{div} \mathbf{E}$ は位相速度 $\sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ で伝播する (⇒弾性波)。また, 粘性のない流体を媒質としたときの音波の場合では, 圧力の変化, または密度の変化 δ に対して波動方程式

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{K}{\rho} \nabla^2 \xi$$

が成り立つ。すなわち, 音速は $\sqrt{K/\rho}$ である。ここで, K は体積弾性率で $K = E/3(1 - 2\sigma)$ の関係にある。正弦音波の場合の振幅を A , 角振動数を ω とすれば, 波の進行方向に垂直な単位面積を通して単位時間に流れるエネルギーは $\rho \omega^2 A^2 / 2$ となる。

ソラリゼーション [英 solarization, 独 Solarisation, 仏 solarisation, 露 соляризация] ハロゲン化銀感光材料に過度の露光 (通常の 1000~10000 倍) が与えられた場合, 露光量の増加に対して得られる写真像の光学濃度が低下し, 画像の反転が起る現象 (⇒センチメートル)。ソラリゼーションは太陽 (Sol) から来た用語で, 強い太陽光を撮影すると, その像が反転することに由来すると思われる。ハロゲン化銀粒子が露光されると, 現像可能な潜像がその粒子の表面あるいは内部に形成されるが, それらは表面潜像あるいは内部潜像とよばれている。ソラリゼーションは過度の露光が与えられたとき, 内部潜像の形成により大量に生じた正孔 (ハロゲン原子) がハロゲン化銀粒子の内部で捕獲されず, その表面に拡散していった表面潜像を破壊することとが主な原因と考えられている。したがって, 表面潜像を選択的に現像する表面現象液を用いると, ソラリゼーションが強く現れる。また, ソラリゼーションを利用すると写真感度は低いが, 直接陽画 (ポジ像) をつくることができ (直接反転), ポジ・ポジ方式の複写材料として用いられている。

ソラリゼーションは, さらに一般的に写真像を部分的に反転させる場合にも用いられる。たとえば, 正常に露光されたハロゲン化銀感光材料を現像中に露光し, さらに引き続き現像すると一部が反転した写真像が得られ, サバティエ効果として知られている。サバティエ効果は現像途中で得られた写真像が, 2 回目の露光に対してマスクとして作用するため生ずるが, 得られる効果が類似しているため (擬似) ソラリゼーションとよばれることもある。さらにソラリゼーションの用語は, 印刷過程でのエッジの強調に対しても用いられることがある。

ソリッドステートリレー [英 solid-state relay, 独 Festkörperrelais, 仏 relais à solide, 露 твердотельное реле] 無接点継電器 (contactless relay) とよばれ, 半導体を用い電磁式のリレーとは原理的に異なる。機械的な接点をもたず動作時間が速く, 寿命は半永久的であるなどの特徴をもつ。おもな素子はトランジスタ, サイリスタなどで, 図のように多種のものがある。単位時間当りの開閉



図1 交流負荷用ゼロクロス回路付 (フォトカプラー絶縁形)



図2 直流負荷用 (フォトカプラー絶縁形)

回数の多い装置に有効で, その特徴を発揮する。図1は交流回路用であり, 図2は直流回路用である。入力はフォトカプラー, フォトサイリスタ, またはリードリレーなどで絶縁してある。交流信号用のものでは図1のゼロ検出回路をもっているのが特徴であり, 交流負荷電圧がゼロまたはその近くで動作し (図3), 負荷投入時のクリックノイズ

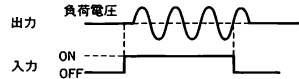
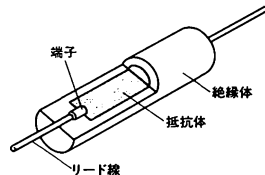


図3 ゼロ検出回路の動作

が小さく, またランプやヒーター, モーターなどの投入電流を低減し, 電源への影響を少なくすることができる。

ソリッド抵抗器 [英 solid resistor, 仏 résistance solide, 露 твердотельный резистор] カーボンブラックなどの炭素粉末に抵抗値を増大させるためのタルクやシリカなどの無機質粉末とフェノール樹脂などを混合し, 加熱, 加圧して成形した抵抗器。炭素は比抵抗が比較的高く, 安定な材料であるため, 抵抗材料として広く利用されている。ただし, 炭素のみでは広範囲な抵抗値をつくることができないため, 炭素粉末を合成樹脂などと混合させ, その混合比により, 比抵抗を調整している。一般に市販されているソリッド抵抗器は温度範囲が $-55 \sim +125^\circ\text{C}$, 定格電力が $1/16 \sim 1\text{W}$, 抵抗値範囲が $2.2 \sim 22\text{M}\Omega$, 許容偏差が $\pm 5 \sim \pm 20\%$ である。金属皮膜抵抗と比較し, 温度特性, 高周波特性, 電流雑音などで劣るが量産に適しているため価格が安く, 外周が厚い絶縁層でモールドされているため機械的強度に優れている。図にソリッド抵抗器の構造を示



す。定格電力内で使用していれば, 断線などの抵抗器として致命的な故障が生じないため家電製品などに多く使用されている。

ソリトン [英仏 soliton, 独 Soliton, 露 солитон] 空間的に局在した波が, (1) 形や速度などその性質を変えことなく伝播する, (2) 互いの衝突に対して安定で, おのの個性性を保つ, という2つの性質を有する非線形波動をソリトンという。第一の条件は, 流体力学において前世紀から知られている孤立波の条件である。1834年, イギリスのエンババ郊外で, J. Scott-Russell が馬より運河を伝播する孤立波を観測したという有名な報告がある。代表例として, KdV 方程式のパルス状の波を示す (図1)。第二の条件は孤立波が粒子としての性質をもって

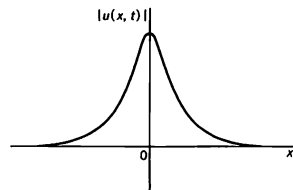


図1

いることを意味している。アメリカの N. Zabusky と M. Kruskal は、フェルミ-バスター-ウラムの問題に関連して KdV 方程式の数値解析を行い、衝突の前後でそれぞれの形を変えない孤立波が存在することを発見した(図 2)。

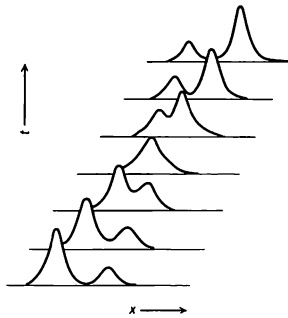


図 2 ソリトンの衝突

そして、粒子の性質をもつ孤立波という意味で、上記の(1)と(2)の性質をもつ非線形波動をソリトンと命名した(1965年)。この名称は solitary wave から由来する。衝突における非線形相互作用にもかかわらず、安定な波形が保たれるという事実は全く予期しなかったことであり、多くの物理学者を驚かせた。多数個のソリトンの衝突も、このような弾性的な二体衝突の重ね合わせであることが証明されている。

ソリトン系の運動は非線形発展方程式で記述される。ソリトン方程式、すなわちソリトン系を記述する方程式は現在では 50 以上あり、物理学の種々の分野に共通して用いられている。大別して、漸減摂動法などの特異摂動法によって一般的な非線形系から導出される方程式と、現象を簡単化したモデル方程式がある。KdV 方程式、変形 KdV 方程式、非線形シュレーディンガー方程式などは前者に属し、サイン・ゴールドン方程式や戸田格子などは後者に属する。ソリトン方程式は、逆散乱法、ベックルンド変換、広田の方法などによって厳密に解くことができる。逆散乱法はソリトン方程式の初期値問題の解法を可能にし、その発見はソリトンの研究を大きく飛躍させた。逆散乱法を用いて、ソリトン系は完全積分可能なハミルトニア系であることが証明できる。統計力学のことでいえば、ソリトン系は非エルゴード的である。外力や散逸の影響下でのソリトンのふるまいは、カオスやエルゴード問題と関連して非常に興味深い。逆散乱法は、粒子系や格子系に対しても適用できる。また、逆散乱法の量子論への拡張である量子逆散乱法により、ベータ仮説、散乱行列の因子化、統計力学における転送行列の方法などが統一的に理解できるようになった。

ソリトンをもたらし機構として、(a) 分散効果と非線形効果のつり合い、(b) トポロジ的保存量、の 2 つの機構が重要である。線形媒質では一般に分散性のために安定なパルス波や波束は存在しない。しかし、非線形媒質では非線形効果により波の集中化が起こり、分散効果とのつり合いによって安定なパルス波または波束が可能になる。プラズマ物理におけるイオン音波、流体力学における浅水波、非線形光学における自己集束現象などでのソリトンはこの機構による。一方、場の量のトポロジ的性質に起因する保存量(⇒トポロジ的保存量)によって安定に保たれるソ

リトンがある。結晶中の転位、非線形光学における自己透過現象、ジョセフソン接合中の磁束などの運動を記述するサイン・ゴールドン方程式はトポロジ的保存量をもつ。特に素粒子論において、この機構に着目して高い空間次元で安定なソリトンを得ようとする試みがある。空間の次元 d が $d \geq 2$ のときは、デリックの定理により、スカラー場だけではエネルギーが有限な定常的ソリトンは存在しない。しかし、ゲージ場があるとエネルギーは有限になり、ソリトンが存在しうる。 $d=2$ のときの第二種超伝導体中の磁束、 $d=3$ のときの大統一理論の磁気単極子はその例である。 $d=4$ のときにはゲージ場だけでつくれるソリトンがあり、インスタントンとよばれる。

ソリトンの研究は、当初は流体力学、プラズマ物理学、非線形光学、格子力学を中心に発展したが、現在では生物物理学、天体物理学に至るほとんどの物理学分野と関連し、ソリトン物理学というこぼえ聞かれるようになった。また、逆散乱法をはじめとする解析的諸方法の発見と発展が数学に与えた影響も特筆すべき事柄である。非線形系の素励起としてのソリトンは、理論的にも実験的にも検証され、ソリトン概念に基づく新しい自然観が作り出されようとしている。

素粒子 [英 elementary particle, 独 Elementarteilchen, 仏 particule élémentaire, 露 элементарная частица] 物質を構成する根元的な粒子という意味で、1930 年代から陽子、中性子、電子、光子を素粒子とよぶようになった。その後、これらの粒子どうしの衝突などによって多数の新しいタイプの粒子が発生することが発見され、これらの粒子もすべて素粒子とよばれている。素粒子は質量、スピン、パリティ、電荷、バリオン数やその他の内部量子数によって同定されるが、現在までに約 200 種類の存在が確認されている。このように多くの素粒子のすべてが物質を構成する根元的な粒子だとは考えられず、ハドロンとよばれる一群の素粒子はクォークとよばれる基本的な粒子から構成されていると考えられているので、素粒子とよばずに粒子とよぶこともある。

素粒子は、強い相互作用をするハドロン、強い相互作用をしないレプトン、相互作用を媒介するゲージ粒子の 3 種類に大別される(⇒素粒子の分類)。ハドロンはフェルミ粒子のバリオンとボース粒子の中間子に分類される。ハドロンはアイソスピンによって荷電多重項に分類され、近似的な $SU(3)$ 対称性によって超多重項に分類される。現在までに発見されているハドロンは u, d, s, c, b の 5 種類のクォークとその反粒子の複合粒子だと考えられ、ハドロンの諸性質や反応を定性的、半定量的に説明できる(⇒クォーク模型)。6 種類存在するレプトン($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$)との対応でクォークも 6 種類存在すると考えられ、まだ存在を検証していない第六番目のクォークを t クォークとよぶ。単独のクォークはいずれも実験的に未発見である(⇒クォークの閉じ込め)。

素粒子の基本的な相互作用には、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の 4 種類があり、強さの比は(約 2fm の距離で)おおよそ $1:10^{-2}:10^{-5}:10^{-38}$ である(⇒素粒子の相互作用)。素粒子の強い相互作用は形も強さも複雑であるが、クォークの強い相互作用は簡単な形をもつ量子色力学であると考えられている。電磁相互作用の理論は量子電磁気学とよばれていて、無限大の困難があるが、くりこみの処法を行うと実験結果と実にすばらし

い一致をみせる結果を与える。弱い相互作用の理論は量子電磁気学をも統一するワインバーグ-サラム模型である。この模型では弱い相互作用はクォークとレプトンの荷電カレントと中性カレントの W ボソンと Z^0 ボソンの媒介による作用である。

これらの相互作用はいろいろな不変性(対称性)をもつので、素粒子反応にはいろいろな保存則が存在し、素粒子は対称群の既約表現に対応している(\Rightarrow 対称性)。素粒子反応の保存則としてはエネルギー保存則、運動量保存則、角運動量保存則のほか内部量子数の保存則として、クォークの種類数に対応する電荷保存則、バリオン数保存則、奇妙さ保存則、チャーム保存則、ボトム保存則の5つの保存則が存在する。最後の3つは弱い相互作用では保存しない。レプトンの τ 族保存則として電子族数保存則、 μ 粒子族数保存則、 τ 粒子族数保存則がある。また弱い相互作用によつてはやぶられるが、強い相互作用と電磁相互作用のもつ不変性として、空間反転不変性、時間反転不変性、荷電共役変換不変性、CP 不変性などがある。

素粒子を研究する物理学の分野を素粒子物理学といい、素粒子の実験的研究は荷電粒子を加速して高エネルギーにする巨大加速器を使用するので高エネルギー物理学とよばれることが多い。

素粒子の相互作用 [英 interactions of elementary particles, 独 Wechselwirkung von Elementarteilchen, 仏 interaction de particules élémentaires, 露 взаимодействие элементарных частиц] 素粒子の間に働く素粒子の運動、種類、数などを変化させる作用を素粒子の相互作用という。素粒子の相互作用は、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の4つに大別される。距離が約 10^{-15} m の2個の陽子の間に働く相互作用の強さは上に並べた順に弱くなり、その比は約 0.2 fm の距離で $1:10^{-2}:10^{-5}:10^{-38}$ くらいである。相互作用の強さを表すのに、結合定数というパラメーターが使われる(\Rightarrow 結合定数)。

強い相互作用はハドロンの中のみ働く。核力は強い相互作用の例である。作用の到達距離は約 10^{-15} m で、素粒子の距離が 10^{-15} m くらいのときには4種類の相互作用のなかでいちばん強い。強い相互作用の結合定数は素粒子の組合せと相互作用の形で違うが、 $g^2/4\pi\hbar c \approx 0.1 \sim 10$ である。ハドロンの種類が多いことは強い相互作用が原因と考えられる。ハドロンをクォークの複合粒子と考えると、ハドロンの強い相互作用の真の原因は、色つきクォーク間での色つきグルーオンの交換を媒介とするクォーク間力ということになる。この色電荷の $SU(3)$ 対称性に基づいたゲージ理論の量子色力学ではクォークとグルーオンがハドロンの中に閉じ込められていることを説明できると期待されている。

電磁相互作用は荷電粒子と電磁場の相互作用で、荷電粒子の間に働く電気力、磁気力、それに荷電粒子が光子を放出・吸収するのは電磁相互作用のためである。電磁相互作用の特徴として、すべての荷電素粒子(Δ^{++} は除く)に対して、符号を除いて普遍的であり、その結合定数 e は電気素量であるという事実がある。 $\alpha = e^2/4\pi\hbar c$ は微細構造定数とよばれ、 $\alpha \approx 1/137.036$ である。この値が1に比べてかなり小さい事実のために、電磁相互作用の量子論の量子電磁気学では摂動論が適用できて、理論値と実験値が極めて正確に一致することが示された。第二の特徴として遠距離

力なので巨視的な現象としても観測できるという性質がある。これは光子の質量が0であるため、この特徴は理論のゲージ不変性と結びついている(\Rightarrow ゲージ理論)。

強い相互作用と電磁相互作用では、電荷、バリオン数、奇妙さ、チャームなどが保存し、空間反転不変、時間反転不変、荷電共役不変である。アイソスピンは強い相互作用では保存するが、電磁相互作用では保存しない。

弱い相互作用は β 崩壊などの素粒子の崩壊現象を引き起こす作用として最初に認識された。弱い相互作用の到達距離は非常に小さく、約 10^{-18} m 以下と考えられている。弱い相互作用の結合定数は小さく、フェルミ型相互作用の結合定数 $G(m_p c^2)^2/(\hbar c)^2 \approx 10^{-5}$ である。最近では弱い相互作用は崩壊以外にニュートリノビームによる反応でも観測され、研究が進んでいる。弱い相互作用は質量の大きなベクトル粒子の W ボソン (W^+ , W^-) と Z^0 ボソンによつて媒介されると考えられている。弱い相互作用の標準理論は $SU(2) \times U(1)$ 群に基づいた電磁相互作用と弱い相互作用の統一ゲージ理論のワインバーグ-サラム模型である。光子を除くすべての素粒子は弱い相互作用を行う。弱い相互作用では電荷、バリオン数、レプトン数(電子族数、 μ 粒子族数、 τ 粒子族数)は保存するが、奇妙さ、チャーム、アイソスピンは保存せず、空間反転不変性、時間反転不変性、荷電共役不変性、CP 不変性などもない。

ワインバーグ-サラム模型に強い相互作用の理論の量子色力学も統一しようとする、 $SU(5)$, $SO(10)$ その他の群に基づくゲージ理論の大統一理論が提案されている。この理論ではバリオン数、レプトン数は保存せず、陽子の崩壊やニュートリノ振動などの起ることが予言される。重力相互作用は天体の運動を支配する万有引力として 1. Newton によつて発見された。質量の小さな素粒子の場 $Gm_p^2/\hbar c = 5.9 \times 10^{-39}$ なので (G は重力定数, m_p は陽子の質量), 素粒子間に働く重力相互作用は通常の距離では極端に微弱であるが、素粒子のエネルギーがプランク質量の程度 $m_p \sim 10^{19}$ GeV/ c^2 になると、素粒子間の重力相互作用も重要になると推定される。重力の古典論は一般相対性理論である。しかし重力の量子場の理論はまだよくわかっていない(\Rightarrow 量子重力)。

素粒子の対称性 [英 symmetries of elementary particles, 独 Symmetrie der Elementarteilchen, 仏 symétrie de particules élémentaires, 露 симметрия элементарных частиц] \Rightarrow 対称性

素粒子の反応 [英 elementary particle reaction, 仏 réaction de particule élémentaire, 露 реакция элементарных частиц] 物質の構造を探るには、いろいろな粒子を物質にぶつけて、どんな反応が起きるかをみるのが定石である。E. Rutherford は、原子によつて散乱された α 粒子のふるまいから原子核の存在を確かめた。原子核を原子核にぶつける核反応で、核子が飛出してきた事実は、原子核が核子から構成されている、という原子核模型へと導いた。それでは、素粒子とは何か、という問いに答えるためには、素粒子を素粒子にぶつける素粒子反応を起させればよい。自然界には、どんな種類の粒子があるのか、どんな存在様式で、粒子としてどんな固有の性質(量子数)をもつのか、また、それらはどんな相互作用(力)を及ぼしあっているのか、素粒子とよばれている多くの粒子は、本当に要素的「素」粒子なのだろうかなどの問題に、主として、高エネルギー加速器の粒子ビームによる実験と現象論的分析で答

えようというのがここでいう素粒子反応の意味である。

現在、素粒子とよばれている粒子は、レプトン、ハドロン、クォーク、ゲージ粒子(光子、グルーオン、ウィークボソンなど)およびヒッグス粒子に分類される。重力を別にすれば、素粒子間に働く力は、強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用である。ハドロンが色と香りをもちクォークから構成される色一重状態で、グルーオンがクォークどうしをのりづけしている、という量子色力学の描像が正しいとすれば、実験で観測される素粒子反応は、すべて上記素粒子どうしのゲージ相互作用による反応に帰着される。

さて、実際に実験室内で素粒子どうしを衝突させて、散乱、生成、崩壊過程を実現して目的の情報を引出すためには、それに最も適したビームと測定器によって、相互作用を見なければならぬ。生成反応であれば、エネルギーがしきい値以上必要なのは当然であるが、各種の保存則で反応が制限されることも注意を要する。また、ハドロン反応には OZI 則という選択則が働く。素粒子反応に用いるビームは、陽子 p 、反陽子 \bar{p} 、 π^\pm 中間子、 K^\pm 中間子、光子 γ 、電子 e^- 、陽電子 e^+ 、 μ 粒子 μ^\pm 、ニュートリノ ν_μ 、 $\bar{\nu}_e$ 、反ニュートリノ $\bar{\nu}_\mu$ 、 $\bar{\nu}_e$ などである。これらを核子や原子核の固定標的に衝突させて反応を起す方式と、陽子・陽子、陽子・反陽子、電子・陽電子を正面衝突させて反応を起す蓄積リング方式とがある。起りうる反応の多様性を犠牲にする点に目をつづれば、後者は高エネルギー反応を実現する点では圧倒的に有利である。ヨーロッパ連合原子核研究機関(CERN)の反陽子・陽子蓄積リングのエネルギーは 540 GeV であって、固定標的に換算すれば 160 TeV のエネルギーに相当する。こうして起きた反応を、カウンターや泡箱で観測するわけである。

(1) ハドロン・ハドロン反応: 数 GeV 以下の共鳴領域の πN 、 KN 、 pN 、 $\bar{p}N$ (N は核子) 反応による研究は、ハドロン分光学が中心である。泡箱による $K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^+ + K^0$ 反応での Ω^- 発見は八道説の予言を確認したことと有名だが、各種反応による生成と、量子数決定を通じて、クォーク模型に基づくハドロン分光学がほぼ確立した。むしろ、この枠組に納まらないハドロンの存在の可能性に興味がある(⇒エキゾチックハドロン)。入射エネルギーが高くなると、ハドロン内のクォークの組替え、対発生、再結合などが盛んになって、チャームクォークやボトムクォークも含むハドロン多重発生が主になる。実際 J/ψ や T 粒子は陽子・原子核反応で生成され、レプトン対に崩壊する反応で発見されたのである。大きな運動量転移のクォークに由来する、数 GeV/c を超える横運動量を伴うハドロン反応は、量子色力学である程度理解できる。しかし、平均横運動量が 300 MeV/c 程度のハドロン生成反応は、量子色力学の摂動的手法では理解することが困難である。クォークのハドロン化を理論的に正しく扱わなければならない。高エネルギー弾性散乱は、非弾性過程の影として実現しているので、一連の非弾性回折解離反応(⇒回折解離)とともに、ポメロンの本性を理解する鍵のひとつとして興味深い。反陽子・陽子反応では W や Z^0 などのウィークボソンが発見されたが、今後も未知の重い粒子の発見が期待される。

(2) 光子・ハドロン反応: 共鳴エネルギー領域の反応は、核子共鳴状態のハドロン分光学において重要な役割を果たした。光子は、質量 0 という点を除けば、奇妙さをもた

ない中性ベクトル中間子と同じである。つまり、光子・ハドロン反応で、光子がベクトル中間子としてふるまうハドロンの性質が見えるのではない(⇒ベクトル中間子ドミナンス模型)。高エネルギーの $\gamma + p \rightarrow (\rho^0, \omega, \phi, \dots) + p$ 反応は、まさにそれを実証し、ハドロンのクォーク模型ともつじつまが合っていることがわかった。

(3) 電子・陽電子反応: $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^-$, $\mu^+ + \mu^-$ による量子電磁気学、ワインバーグ-サラム模型の検証なども重要であるが、高エネルギー電子・陽電子消滅反応の中心主題はハドロン生成である。チャームモニウム、ボトムモニウムの分光学、チャーム粒子、ボトム粒子の生成、崩壊の機構、 $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} \rightarrow$ ハドロン、 $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q} + g \rightarrow$ ハドロンのハドロン生成の機構(⇒ジェット)などに大きな進展が見られた。新しいクォーク、新しい重レプトン、あるいはヒッグス粒子探索も、この反応に期待される。

(4) レプトン・ハドロン反応: 点状の高エネルギーレプトンは、ハドロンの深部構造を探るのには最適である(⇒深非弾性散乱)。 $e^-(\mu^+) + N \rightarrow e^-(\mu^+) +$ ハドロン反応は核子のパートン描像を確立した(⇒パートン模型)。この反応から核子の構造関数のスケーリング則とその破れ、ハドロン内部のクォーク分布などの情報を引出すことができた。泡箱による $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$, $\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + p$ (実験では $\nu_\mu +$ 原子核 $\rightarrow \nu_\mu +$ ハドロン) 反応の発見は、中性カレントの存在を確実なものとし、ワインバーグ-サラム模型の予言を実証した。一方、荷電カレントによるニュートリノ反応 $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- +$ ハドロンは、 $eN, \mu N$ では得られない構造関数 F_3 に関する情報を提供する。 $eN, \mu N, \nu N \rightarrow$ ハドロン反応から得られる核子の構造関数をはじめ、反応色の諸特徴は、第一近似として大局的には、摂動論的量子色力学で理解できそうだが、まだ理論的に満足な理解にはほど遠い。

素粒子の分類 [英 classification of elementary particles, 仏 classification de particules élémentaires, 露 классификация элементарных частиц] 素粒子は大別して、ゲージ粒子、レプトン、ハドロンに分類できる。ゲージ粒子は相互作用を媒介する粒子で、電磁相互作用を媒介する光子と弱い相互作用を媒介する W ボソンと Z^0 ボソンが確認されている。レプトンは電磁相互作用もするが、その特徴は弱い相互作用をすることであり、強い相互作用はしない。ハドロンはすべての相互作用に関係し、強い相互作用をすることが特徴である。またハドロンはボース統計に従う整数スピンの中間子と、フェルミ統計に従う半整数スピンのバリオンに分類される。バリオンのうち奇妙さが 0 でないものをハイペロンという。クォーク模型ではハドロンはすべてクォーク q と反クォーク \bar{q} の組合せからなり、バリオンは (qqq) 、中間子は $(q\bar{q})$ の結合状態である。それ以外の可能な組合せ $(qqq\bar{q})$, $(qqqq\bar{q})$, $(qqqqqq)$ などを総称してエキゾチックハドロンというが、その存在は確認されていない。レプトンとクォークを基本粒子と考えレプトンを (e^-, ν_e) , (μ^-, ν_μ) , (τ^-, ν_τ) 、クォークを (u, d) , (c, s) , (t, b) と分類して、それぞれの第一、第二、第三組を第一、第二、第三世代という。レプトンはレプトン数を持ち、レプトンの各世代の粒子の族数とともに素粒子反応で保存される。ハドロンはアイソスピン I 、その第三成分 I_3 、奇妙さ S 、チャーム C の量子数を持ち、強い相互作用による反応ではすべて保存される。電磁相互作用では I は保存されない。弱い相互作用では I , I_3 , S , C は一般には保存されず、いろいろの選択規則がある。バリオ

ンについてはバリオン数 B がすべての相互作用で保存される。

クォーク模型に基づいて、ハドロンは同じスピンをもつ質量の近い粒子がまとまって超多重項をつくる。たとえば、 N, Λ, Σ 、 Ξ はスピン $1/2$ の $SU(3)$ の群の八重をつくる。また同じバリオン数、奇妙さ、アイソスピンをもち、スピンだけが違うハドロンは、質量の二乗とスピンの二乗がほぼ比例関係にあり、1つのレッジェ軌跡の上に並ぶ。超多重項による分類とレッジェ軌跡による分類はハドロンのまったく違った、しかし相補的な2つの分類法である。

電磁相互作用はゲージ変換に対して不変である。重力場もゲージ場の一種であることが内山龍雄によって証明されている。S. Weinberg と A. Salam は弱い相互作用と電磁相互作用をゲージ理論で統一的に記述した。強い相互作用も量子色力学によってゲージ理論の枠の中で記述される。こうして強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用、(重力)を統一して大統一理論をつくる試みがある。それが正しければバリオン数は近似的にしか保存せず、 $p \rightarrow e^+ \pi^0$ という崩壊が起りえて、陽子の寿命が 10^{30-33} y になる。電磁相互作用の光子、弱い相互作用の W^\pm, Z^0 、強い相互作用のグルーオンはすべてスピン1のボソンで、ゲージ粒子とよばれる。W ボソンと Z^0 ボソンは1983年に発見された。

結局、物質の基本粒子は6種類のレプトン、6種類のクォーク、それにゲージ粒子である。クォークとグルーオンはハドロンという形で間接的に観測され、ハドロンは超多重項とレッジェ軌跡で分類される。

素粒子反応の保存則 [英 conservation laws in elementary particle reactions, 仏 loi de conservation dans les réactions de particules élémentaires, 露 закон сохранения в реакции элементарных частиц] \Rightarrow 対称性

素粒子物理学 [英 elementary particle physics] 素粒子を研究対象とする物理学の分野。素粒子とよばれている粒子のすべてが素粒子ではなく、ハドロンは複合粒子であると考えられているので、素粒子物理学の代りに粒子物理学ということばも使われる。素粒子は粒子と波動の二重性を著しく示すので、この点を強調し、アメリカ物理学会、国際純粋・応用物理学連合(IUPAP)の素粒子物理学の分科は、粒子と場の分科(Division of Particles and Fields)と名づけられている。

素粒子物理学の研究者は理論的研究者と実験的研究者に分かれている。素粒子の理論を素粒子論という。素粒子の特徴の一つは、素粒子が生成・消滅したり、他種の素粒子に転化したりすることなので、素粒子の理論はこのような現象の記述に適した相対論的場の量子論に基づいている。

素粒子論の発展は、W. Pauli によるニュートリノの導入、湯川秀樹による π 中間子の導入に始まる新しい素粒子の導入(発明)による素粒子現象の説明(素粒子の分類、クォーク模型)、素粒子現象における各種の保存則とその破れの研究を中心とする相互作用の整理と分類(\Rightarrow 素粒子の相互作用、素粒子の対称性、 $SU(3)$ 模型)、場の理論あるいは場の理論から導かれる S 行列の関係式などに基づく現象論的研究($\Rightarrow S$ 行列理論、レッジェ理論、パートン模型、素粒子の反応)の三分野に大別できよう。これらの研究は互いに密接に関連しつつ、新しい現象の実験的発見などを契機として発展してきた。

素粒子の実験的研究は、ラム・シフトなどの原子の研

究、 β 崩壊などの原子核の研究によっても重要な発見がなされた。また、陽電子、 μ 粒子、 π 中間子、奇妙な粒子などは宇宙線中に最初に発見された。しかし現在では、素粒子の実験的研究は巨大加速器によって荷電粒子を高エネルギーに加速し、これらを互いに衝突させたり、静止標的に衝突させて生じる現象の研究が主流である。この意味で実験素粒子物理学を高エネルギー物理学とよぶことが多い(\Rightarrow 高エネルギー物理学)。

素粒子論 [英 theory of elementary particles, 独 Theorie der Elementarteilchen, 仏 théorie des particules élémentaires, 露 теория элементарных частиц] \Rightarrow 素粒子物理学

素量 [英 elementary quantity, 独 Elementarquantität, 仏 quantité élémentaire, 露 элементарное количество] 一般にある物理量が一定の基本的量の整数倍になっている場合、基本的量を素量という。最もよく知られているのは電気素量で、すべての電気量は陽子のもつ電気量の整数倍になっている。また、振動数 ν の光子のエネルギーは、 $h\nu$ (h はプランク定数)の整数倍になっているので、 $h\nu$ はエネルギーの素量でありエネルギー量子とよばれている。

ゾル [英 *sol*, 独 *Sol*, 露 *золь*] \Rightarrow コロイド

ソルベイ会議 [英 The Solvay Conferences on Physics] ベルギーの工業化学者 Ernest Solvay (1838~1922) は、ソルベ法といわれるソーダ製法に成功し、世界各地に製造工場を建設するとともに、社会改良家・社会学者として、独自の見解をもっていた。彼は物理学、特に重力理論に基づく物質構造の研究も行い、1912年には、ブリュッセルに物理化学国際研究所を設立した。

彼が、W. Nernst に相談して、1911年にブリュッセルで開催した「放射理論と量子」についてのソルベイ会議には、ヨーロッパの7ヵ国から20人ほどの代表的物理学者が招待された。その後、1913年の「物質構造」、第一次世界大戦後の1921年の「原子と電子」と、物理学の基礎的テーマを選び、少人数の招待者が集まって、十分に討議を進めるという形の会議が定着し、戦争などによる2、3の中断を除いて、3年ごとにブリュッセルで開催されてきている。1982年には、初めてアメリカで開催された。今日では、毎年非常に数多くの大小の国際会議が世界各地で開催されているが、今世紀前半には、会議の数自体それほど多くはなかった。そのなかで、代表的物理学者が定期的に集まって、十分に討議を行い、その記録を出版するというこのソルベイ会議が、今世紀の物理学の発展に及ぼした役割は極めて大きいことができる。

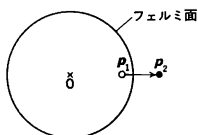
The Solvay Conferences on Physics, Aspects of the Development of Physics since 1911 (J. Mehra 著, 1975 年) は、ソルベイ会議の歴史をまとめたものである。

素励起 [英 elementary excitation, 独 Elementaranregung, 仏 excitation élémentaire, 露 элементарное возбуждение] 多体系の励起状態は、しばしば、基本となる励起状態の複合と考えることができるが、この基本的な励起を素励起という。基底状態にある多体系が素励起に相当する励起状態になったとき、この多体系の運動量が p となり、エネルギーが ϵ だけ増加したとすると、この素励起の運動量は p でエネルギーは ϵ であるという。 ϵ は p の関数で、その関係を $\epsilon = \epsilon(p)$ と書くとき、これを分散関係という。素励起は、その集団を量子統計力学で扱うとき

に、フェルミ統計に従うものとボース統計に従うものがある。素励起という概念は、準粒子という概念と全く同等か、または、密接に関係して使われる。

素励起の簡単な例として、まず、調和振動子系の運動を考える。多数の質点が調和ポテンシャルによる力によって相互作用しているとき、個々の質点の運動は一般に非常に複雑であるが、基準座標を使うと、基準振動子とよばれる互いに独立な調和振動子の集合として書かれる。この基準振動を量子化したものがフォノンという準粒子であり、1個のフォノンに相当する基準振動の励起が素励起である。この種の素励起は、調和振動子の各質点の個別の自由度の運動とは対応せず、一般にフォノンの総数は、フォノンを励起する物質の構成粒子の数とは無関係である。また素励起の運動量は、各質点の力学運動量とは無関係に、基準振動の波動ベクトルを q とするとき、 $p = \hbar q$ で与えられ、そのエネルギーは基準振動の角振動数 ω を使って $\varepsilon = \hbar \omega$ で定義される。フォノンと同様に物質を構成する原子、分子、イオンや電子の集団的な運動に対応する素励起には、スピン波とそれを量子化したマグノン、プラズマ振動とそれを量子化したプラズモン、超流動ヘリウム中のロトンなどがある。これらは、すべて、ボース統計に従う。

励起状態には、フォノンなどのような粒子系全体の運動とは異なり、個々の粒子の運動を励起してできる個別励起型のものもある。完全フェルミ気体において、図のように



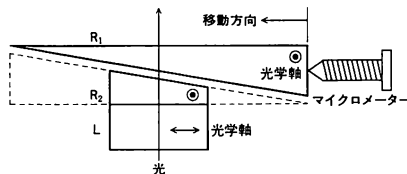
フェルミ球の内部の運動量 p_1 の粒子をフェルミ球外部の運動量 p_2 の状態に励起したとしよう。このとき、この励起状態は、運動量 p_2 の「粒子」と運動量 $-p_1$ の「孔」をもつというが、この場合は、この粒子、孔のそれぞれを素励起という。フェルミ・エネルギーを ε_F 、運動量 p のフェルミ粒子のエネルギーを $E(p)$ と書くとき、このような素励起のエネルギーは、粒子に対しては $E(p_1) - \varepsilon_F$ であり、孔に対しては、 $\varepsilon_F - E(p_2)$ で、どちらも正の値をとり、全系の励起エネルギーは、2つの素励起のエネルギーの和 $E(p_1) - E(p_2)$ になる。この場合の素励起は、粒子型の素励起と孔型の素励起が必ず対になって存在し、素励起の総数は、フェルミ粒子の総数とは一致しない。フェルミ粒子間に相互作用があると、個々の粒子の運動量とエネルギーは、一般には変動し、基底状態でも励起状態でも極めて複雑なものとなる。その場合でも超流動状態でない限りフェルミ面が定義でき、励起エネルギーが大きい限り、それぞれの励起状態は、粒子型の素励起と孔型の素励起の集団として理解できる。このような素励起としては、フェルミ面に無限に近い運動量をもつものが考えられるから、エネルギーも無限に小さいものが存在する。粒子間に相互作用があると、1個の粒子の運動のみを励起しようとしても、その影響は必ず周囲の粒子の運動も励起し、場合によっては、粒子系全体の集団運動のモードを励起することがある。そうでなくとも、最初に励起された粒子は、周囲の粒子の乱れを伴って運動しており、この場合の素励起とは、核になる粒子の運動とその周囲の乱れの双方を同時に励起したものに对应している。したがって素励起のエネ

ルギーは、核になる粒子の運動エネルギーとは等しくなく、分散関係も自由粒子中のものとは違ってくる。金属の伝導電子を自由電子ということがあるが、実際に観測しているのは、このような相互作用のある電子系での素励起であり、それがフェルミ面をもつなど自由電子と定性的には異ならぬいふまゝをしているのである。半導体中の伝導電子と正孔も同様に相互作用している電子系での素励起であるが、伝導帯と価電子帯の間にギャップがあるため、素励起のエネルギーは、このギャップに相当する有限の最小値をもつ。なお、半導体の場合には、独立の電子と正孔を励起する代りに電子と正孔をクーロンの引力によって束縛させてできる励起子という素励起をつくることもできる。

超流動状態にあるフェルミ粒子系の基底状態では、フェルミ面付近の粒子と孔が対になって束縛状態をつくっており、この系を励起するためには、少なくとも一対の束縛された粒子または孔をばらばらにするだけのエネルギーが必要である。そのため、超流動状態のフェルミ粒子系の素励起のエネルギーも一般には有限の大きさの最小値をもつ。

なお、これら、個別粒子型の素励起は、その粒子系の構成粒子と同じ統計に従うが、励起子は、2つのフェルミ粒子から成る複合粒子のために、ボース統計に従う。また、素励起自身も相互作用することによって散乱されるので、その寿命は有限であり、不確定性原理によりエネルギーの値が幅をもつ。素励起という概念が意味をもつのは、この幅がエネルギーの値に比べて十分小さい場合のみである。

ソレイユの補償板 [英 Soleil compensator, 独 Soleilscher Kompensator, 仏 compensateur de Soleil, 露 компенсатор Солейля] くさび角の相等しいくさび形の2枚の水晶板 R_1 , R_2 と平行平板 L を図のように配置し



た補償板。2枚の水晶くさび板の光学軸方向は、紙面に垂直で互いに平行になっている。平行平板の光学軸方向は紙面内であり、それらと直角をなしている。1枚のくさび R_1 を、マイクロメーターでずらして厚さを変えると、補償板に垂直に入射する光の互いに直交する偏光成分の間に、バビネの補償板のように補償板の一部に対してでなく、補償板全体に任意の均一な位相差を与える。バビネ・ソレイユの補償板ともいわれる。図に示した構成で、 R_1 , R_2 と L をそれぞれ左旋水晶と右旋水晶(またはその逆)にし、それらの光学軸を板の表面に垂直にして光の進行方向に一致させたものをソレイユの補償板といわれる。これは、1枚のくさびを移動することにより、全体として偏光面を連続的に回転させる働きをもち、旋光の測定のための偏光計の中に用いられる。

ソーレ係数 [英 Soret coefficient, 仏 coefficient de Soret, 露 коэффициент Сопе] \Rightarrow ソーレ効果

ソーレ効果 [英 Soret effect, 独 Soret-Effekt, 仏 effet Soret, 露 эффект Сопе] 多成分混合系の内部に温度勾配を維持すると、熱拡散により各成分物質の相対的移動が起り、正の熱拡散係数をもつ成分は低温部に、負の熱拡散係数をもつ成分は高温部に移動し、各成分の濃度勾配が

形成されるが、これはさらに熱拡散流と反対方向に濃度拡散流を引起す。この2つの流れは定常状態でつり合い、温度勾配によって定常的に濃度勾配が形成される。これをソーレ効果といい、熱力学的カップリング現象の一種である。ソーレ効果の大きさは $d \ln \rho_i / dT = s_i$ によって評価され、 s_i を成分 i のソーレ係数とよぶ。ソーレ係数は熱拡散比 k_T と、 $s_i = -k_T / \rho_i$ の関係がある。 ρ_i は成分 i の局所密度である。多くの電解質水溶液で電解質のソーレ係数は負で、低温部へ移行する。ソーレ効果と逆の効果、すなわち濃度勾配の結果として温度勾配が形成される現象をデュフォー効果という。デュフォー効果の大きさはオンサーガーの相反定理によりソーレ係数と結びつけられる(⇒熱拡散)。

ソレノイド [英 solenoid, 独 Solenoid, 仏 solénoïde, 露 соленоид] 一定の形をした平面内の環状電流を、平面に垂直な方向に一定のピッチで重ねて管状にしたもの、またはこのような電流を流すために、管状に巻かれたコイル(このコイルをソレノイドコイルという)。ソレノイドが無限に長ければ、その外部の磁場は0、内部の磁場は軸に平行で一様である。内部の磁場の大きさ H は、コイルに流す電流を I 、単位長当りの巻き数を n とすれば、 $H = nI$ で与えられる。十分長いソレノイドの中心付近の磁場も、近似的にこの値に等しい。

ソレノイド場 [英 solenoidal field, 露 соленоидное поле] ⇒ 縮まない流体

ソーン [英 仏 sone, 独 Sone, 露 сон] 音の大きさの単位(⇒音の大きさ)。

ゾーン境界相転移 [英 phase transition induced by the Brillouin zone boundary mode, 仏 transition de phase induite par le mode de zone limite de Brillouin, 露 фазовый переход индуцированный граничной модой зоны Бриллюэна] 高対称相から、低対称相への相転移が起るときには、高対称相にソフトモードが存在すると考えられるが、そのソフトモードの波数が、高対称相の単位胞についてとったブリルアン域の境界上に位置するときに、そのような相転移をゾーン境界相転移とよぶ。ブリルアン域の境界上には、対称性の高い点や低い点があるが、通常は、比較的高対称の点のみを意味している。このような相転移では、低対称相の基本単位胞に含まれる化学式量は、高対称相のそれの2倍、3倍、4倍、...などとなっている。このような相転移の例としては、 $Gd_2(MoO_4)_3$ の正方-斜方転移、 $Pb_3(PO_4)_2$ の三方-単斜転移など多数が知られている(⇒ゾーン中心相転移)。ゾーン境界相転移は「たがいに配置された(staggered)」相転移であるから、スタガード相転移とよばれることもある。

存在比(同位体の) [英 isotopic abundance, 独 Isotopenhäufigkeit, 仏 abondance isotopique, 露 распространённость изотопов] 原子核を構成する陽子の数を原子番号とよぶが、原子番号が同じで質量数の異なる元素を同位体という。同位体の原子数の相対頻度を存在比という。存在比は、元素生成の機構により決定される。太陽系内の地球近傍では存在比は一定と考えられているが、局所的には、地学的なスケールでは同位体効果により存在比がわずかに異なることがある。また自然界に存在する放射性同位体の崩壊は、存在比を変えるものとなる。このことを利用して自然界における種々のものの年代決定に利用することができる。代表的な例としては炭素の放射性同位体 ^{14}C の

存在比がある。炭素は家屋や家具類など古くから利用されているので考古学上の年代測定法として重要な役割を果たしており、この方法は特にカーボンデATINGとよばれている(⇒ $C14$ 年代測定法)。

損失角 [英 loss angle, 独 Verlustwinkel, 仏 angle de perte, 露 угол потерь] 一般に正弦的に振動する2つの量 $E(t)$ と $D(t)$ が複素数表示で \dot{E}, \dot{D} ($E = \text{Re} \dot{E} \exp(i\omega t)$, $D = \text{Re} \dot{D} \exp(i\omega t)$) と表されるとき、 $E(t) \cdot D(t)$ の時間平均は $\overline{E(t) \cdot D(t)} = (1/2) \text{Re}(\dot{E} \dot{D}^*) = (1/2) \text{Re}(\dot{E}^* \dot{D})$ で与えられ、 $D(t)$ の位相が $E(t)$ に比べて δ だけ遅れている($\dot{D}/\dot{E} = |\dot{D}/\dot{E}| \exp(-i\delta)$) と、 $\overline{E(t) \cdot D(t)} = (1/2) |\dot{E}| |\dot{D}| \cos \delta$ となり、 $\delta = 0$ の場合に比べて $(1 - \cos \delta)$ だけ小さくなる。 $E(t)$ と $D(t)$ の積がエネルギーに比例する時、角度 δ を損失角という。例えば E が電場、 D が電束密度ならば、 $\dot{D}/\dot{E} = |\dot{D}/\dot{E}| \exp(-i\delta)$ は複素誘電率とよばれ、誘電体内の単位時間、単位体積あたりの損失は $\sin \delta$ に比例する。また E が電圧 V 、 D が電流 I ならば $\overline{V(t) \cdot I(t)} = (1/2) |\dot{V}| |\dot{I}| \cos \delta$ は、電力であり、 $\cos \delta$ は力率とよばれる。 E が磁場 H 、 D が磁束密度 B ならば、 $\dot{B}/\dot{H} = |\dot{B}/\dot{H}| \exp(-i\delta)$ は複素透磁率とよばれ、磁性体内の単位時間、単位体積あたりの損失は $\sin \delta$ に比例する。磁性体に交流磁場をかけて、その磁化曲線を一回りすれば、外部エネルギーは磁性体中に貯えられずに熱になって放出されてしまう。これをヒステリシス損失といい、磁化曲線の幅が大きければ大きいほど、この損失が大きくなる。

損失弾性率 [英 loss modulus, 独 Verlustmodul, 仏 module de perte, 露 модуль потерь] ⇒ 弾性率

ゾーン中心相転移 [英 phase transition induced by the Brillouin zone center mode, 仏 transition de phase induite par le mode de zone centrale de Brillouin, 露 фазовый переход индуцированный центральной модой зоны Бриллюэна] 高対称相から低対称相への相転移が起るときには、高対称相にソフトモードが存在すると考えられるが、そのソフトモードの波長が ∞ 、すなわち波数が0であるような相転移をいう。ここで、ゾーン中心とは高対称相における第一ブリルアン域の中心を意味している。そのような相転移では、低対称相で発生するひずみ、分極、磁化などは結晶全体を通じて、高対称相におけるすべての単位胞について同一であり、また基本単位胞に含まれる化学式量は、高対称相、低対称相で同一である。また、このような相転移では、相転移点の両側で、巨視的物性(弾性率、誘電率、磁化率など)になんらかの異常が見られることが多い(⇒ゾーン境界相転移)。

ゾンハイマー振動 [英 Sondheimer oscillation, 仏 oscillation de Sondheimer, 露 колебание Зондгеймера] 高純度金属単結晶の薄板に沿って電流を流し、板面からの傾き θ の向きに磁場 H をかけると、磁場強度の変化にたいして振動的な抵抗変化を生ずる現象で、1950 年 E. H. Sondheimer が理論的に論じた。図1はその銅について温度が7Kと12Kの場合に対する実験例であり、振動は H に対し等間隔で生ずる。電場がないときは図2の実線のように電子は磁場方向を軸としたらせん軌道を進むが、電場が一方向にあれば点線のらせんのように進む。らせんの、ちょうど整数回が厚さ D におさまるような磁場値で、電子の電場によるドリフトは点線のらせんも直線も変わりがなく、磁場の効果はない。それ以外の磁場では磁場による効果が期待される。そのため抵抗そのほかの輸送係数

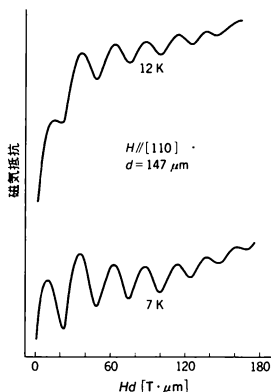


図 1

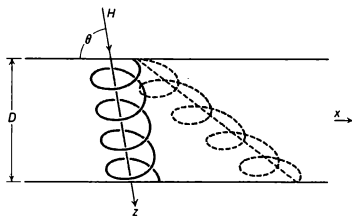


図 2

は、らせんが n 巻おさまる磁場と $(n+1)$ 巻おさまる磁場の差 ΔH を周期として振動する。 ΔH は

$$\Delta H = \frac{2\pi \sin \theta}{eD} (m^* \bar{v}_z)_{\text{extr}}$$

で与えられる。ここで \bar{v}_z は磁場方向の平均電子速度である。添字 extr はフェルミ面についてのその極値を意味する。 ΔH は、図 3 の a のようにくびれたフェルミ面では変

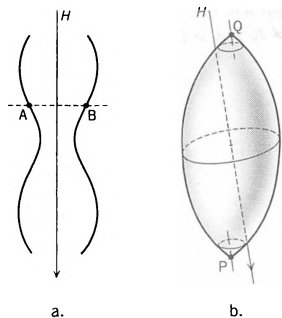
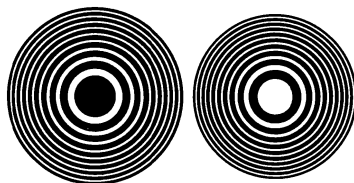


図 3

曲点 AB を通る部分での $(\sin \theta / eD) (\partial S / \partial p_z)$ となる。ただし S はフェルミ面断面積、 p_z は運動量である。また図 b のような楕円体では、P、Q の極限点でのガウス曲率を K として、 $\Delta H = 2\pi \sin \theta / eDK^{1/2}$ となる。サイクロトロン共鳴から有効質量 m^* を測れば、 θ を変えて ΔH を測ることによって、フェルミ速度 v_z の角度依存性を知ることができる。

ゾーンプレート [英 zone plate, 独 Zonenplatte, 仏 plaque zonale, 露 зонная пластинка] 透明基板上に、中心から数えて n 番目の円の半径 R_n が n の平方根に比例す

ような多数の同心円輪群をつくり、図に示すようにに、透



明帯(白色輪)と不透明帯(黒色輪)を交互に配したものの、フレネルのゾーンプレートまたは輪帯板ともいう。このゾーンプレートに波長 λ の平行光線を垂直入射させると、ゾーンプレートからみて、その軸上

$$f = \pm \frac{R_n^2}{n\lambda} = \pm \frac{R_1^2}{\lambda} \quad (n=1, 2, 3, \dots)$$

の位置に点像を生じる。このことから、ゾーンプレートは単色光に対し正および負の焦点距離をもつレンズと考えることができる。また、ゾーンプレートは通常のレンズの公式に従う結像特性をもつ。ゾーンプレートには高次回折光により主焦点 $\pm f$ のほかに、 $\pm f / (2m+1)$ (m は整数) の位置に副焦点を生じるが、 m の増大とともに強度は $1 / (2m+1)^2$ に比例して減少する。焦点における光の強度は、透過帯の数を N とすると、ゾーンプレートが存在しない場合に比べて $4N^2$ 倍となる。図の左側のゾーンプレートでは 4×9^2 倍となり、右側のものでは 4×10^2 倍となる。ゾーンプレートを用いて得られる光量を増加させるには、ゾーン数を多くしてもよいが、数をふやさなくても、不透明帯のところに透過に際して透明帯と位相が π だけ異なるような透明物質の透明帯をつくれれば 4 倍の光量を得られる。ゾーンプレートはレンズ作用をもつため、有効なレンズ材の存在しない軟 X 線と X 線領域においては非常に便利なものとなる。実際、軟 X 線領域用のゾーンプレートが開発され、X 線天体望遠鏡や X 線顕微鏡に使用されている。軟 X 線用や X 線用のゾーンプレートは、平面波と球面波の干渉縞を記録したり、電子線描画法を使ったりして作製することができる。

ゾンマーフェルト Sommerfeld, Arnold Johannes Wilhelm 1868. 12.5—1951.4.26 ドイツの数理論理学者。ケーニヒスベルク(現ソ連領カリニングラード)に生れる。ケーニヒスベルク大学で学び 1891 年 F. Lindemann の下で「数理論理学における任意関数」により博士号を取得した。1 年間兵役についた後、1893 年 10 月ゲッティンゲン大学鉱物学科助手、翌 1894 年同 F. Klein の助手、1896 年 3 月 数学の私講師となった。教授資格取得論文は「回折の数学的理論」、1897 年 10 月クラウスタールの鉱山アカデミーの数学教授、1900 年 4 月アーヘン高等工業学校(工科大学)の応用力学の教授、1906 年 L. Boltzmann の後任としてミュンヘン大学理論物理学の教授となり、67 歳の定年(1935 年)まで(実際は後任が決らず 1940 年まで)同大学にとどまった。彼は物理学上の諸問題から工学上の基礎的諸問題まで、洗練された数学的手法を適用することを得意とした。ゲッティンゲン大学時代、Klein と行った回折ごまの理論的研究、アーヘン時代の潤滑剤の流体力学的理論などがあるが、主要な研究はミュンヘン時代になされた。電磁気学の応用問題、特に地表面に沿っての電磁波の伝播の理論(1909 年)、X 線の制動放射の理論(1909 年)など優れた研究がある。とりわけ重要なものは量子論の研究であ

る。プランク定数 h をすべての要素過程の基礎とみなし、X 線、 γ 線の発生、光電効果の理論的説明に h の導入を試み(1911 年)、N. Bohr の量子条件を拡張して一般化量子条件を提出し、水素スペクトル線の相対論的微細構造論を展開した(1915~16 年)。またゼーマン効果やシュタルク効果の説明も試み、前期量子論の発展に指導的役割を果たした。教科書「原子構造とスペクトル線」(1919 年)は有名である。量子力学が確立すると直ちにそれを受入れ、金属の自由電子模型にフェルミ統計を適用(1927 年)、金属電子論にも重要な寄与をした。マックス・プランク・メダル(1931 年)、ローレンツ・メダル(1939 年)、エルステッド・メダル(1949 年)、ジェームズ・スコット賞(1933 年)受賞。[主著] *Theorie des Kreisels* (F. Klein と共著)、1897~1910; *Atombau und Spektrallinien*, 初版 1919, 7 版 1950(「原子構造とスペクトル線」上下, 1973), この補巻 *Wellenmechanischer Ergänzungsband*, 初版 1929, 3 版 1951; *Elektronentheorie der Metall* (H. Bethe と共著), 1933; *Vorlesungen über theoretische Physik* (全 6 巻), 1947~59(「理論物理学講座」全 6 巻, 1969)。

ゾンマーフェルト定数 [英 Sommerfeld constant, 独 Sommerfeldkonstante, 仏 constante de Sommerfeld, 露 постоянная Зоммерфельда] \Rightarrow 電子比熱

ゾンマーフェルトの放射条件 [英 Sommerfeld radiation condition, 独 Ausstrahlungsbedingung von Sommerfeld, 仏 condition de radiation de Sommerfeld, 露 условие излучения Зоммерфельда] A. J. W. Sommerfeld が光や音の回折問題を厳密に扱う際に、波動方程式の解に対して境界条件とともに課した条件。すなわち、もしすべての光源または音源が観測点から有限のところであれば、無限遠における波動場は外へ向かう球面波 e^{ikr}/r (r は観測点からの距離, $k=2\pi/\lambda$, λ は波長) のようにふるまわなければならないという条件。このことから波動場 u に対して

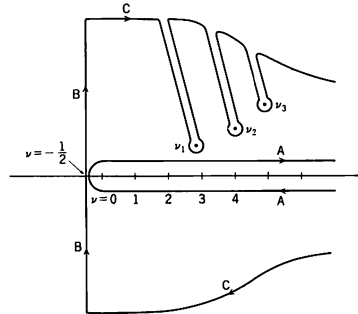
$$\lim_{r \rightarrow \infty} r \left(\frac{\partial u}{\partial r} - iku \right) = 0$$

を満たさなければならない。一般にこの式をゾンマーフェルトの放射条件とよぶ。

ゾンマーフェルト-ワトソン変換 [英 Sommerfeld-Watson transformation, 独 Sommerfeld-Watson-Transformation, 仏 transformation de Sommerfeld-Watson, 露 преобразование Зоммерфельда-Ватсона] ルジャンドル級数を複素平面上の積分で表す変換。ルジャンドル級数

$$A(z) = \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) a(n) P_n(z)$$

をコーシーの定理を利用して、複素 ν 平面の正の実軸を囲む積分路 A に沿っての複素積分に変え、この積分路を図に示すように変形する。 $\text{Re} \nu > -1/2$ の ν 平面上での $a(\nu)$



の極の位置を ν_1, ν_2, \dots とすると、 $A(z)$ は

$$A(z) = \sum_j \frac{\beta_j}{\sin \pi \nu_j} P_{\nu_j}(-z)$$

となることを G. N. Watson および A. J. W. Sommerfeld は示した(積分路 B に沿っての積分が無視できない場合もある)。この変換をゾンマーフェルト-ワトソン変換という。この変換は虹の研究や地球のまわりの電波の伝播の研究に応用され、最近では素粒子反応のレッジェ理論や人工衛星の軌道計算にも応用されている。

ゾーンメルティング法 = 帯溶融法

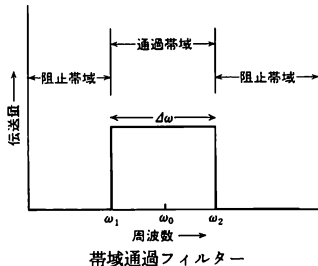
た

帯 = バンド

帯域 [英 band, 独 Band, 仏 bande, 露 полоса]

ある時系列信号を周波数解析したとき、その信号が有する周波数成分の最大値と最小値の間を信号の帯域という。また、信号がもつ周波数成分、あるいは信号の伝送系が伝達することのできる信号の周波数がある帯域内に限定させることを、帯域制限という。信号波 $f(t)$ を、そのフーリエ変換 $F(\omega)$ が $|\omega| > \Omega/2$ で常に 0 となる帯域幅 $[0, \Omega/2]$ の帯域制限信号とすると、 $f(t)$ は $2\pi/\Omega$ より小さい時間間隔 T でサンプリングした標本値列 $f(nT)$ ($n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) により完全に復元することができる (\Rightarrow サンプリング定理)。このことは、通信系において伝送することのできる情報量は、その伝送系が有する帯域の幅に比例することを示している。無線通信においては、ラジオ放送、TV 放送、漁業無線などの各種の業務ごとに使用することのできる電波の周波数帯域が割当てられている。ある帯域の周波数成分だけを通過させるフィルタが帯域通過フィルタ (バンド・パス・フィルタ)。逆に、その帯域内の成分を減衰させるフィルタが帯域阻止フィルタ (バンド・ストップ・フィルタ) である。

帯域通過フィルタ [英 band-pass filter, 独 Bandfilter, 仏 filtre passe-bande, 露 полосовой фильтр] 帯域フィルタともよばれ、特定の周波数帯域にある周波数の信号のみを通過させるフィルタ。通過できる周波数帯域の中心周波数を ω_0 、周波数帯域幅を $\Delta\omega$ とすると $Q = \omega_0/\Delta\omega$ を帯域通過フィルタの選択度または Q 値とよぶ。 $\Delta\omega > \omega_0$ の場合は Q 値はあまり意味をもたないで、そのような場合にはフィルタの特性は、通過周波数帯域幅の下限および上限周波数で指定される。分光学で、バンド・パス・フィルタをこのようによぶこともある (\Rightarrow 干渉フィルタ)。



帯域幅 [英 bandwidth, 独 Bandbreite, 仏 longueur de bande, 露 ширина полосы] \Rightarrow 増幅器

第一宇宙速度 \Rightarrow 宇宙速度

第一音波 [英 first sound, 独 erster Schall, 仏 premier son, 露 первый звук] 超流動相にある流体、たとえば λ 点以下の温度にある液体ヘリウムの中を伝播する圧力波 (縦波) のことである。液体中を伝播する圧力波であるから、これは超流動に限ったものではなく、通常の常流動

の液体中でも存在するものである。しかし、超流動状態にある流体では、それがたとえば薄膜になっているのか、あるいはそうでないいわゆるバルクな状態であるのかなどさまざまな状況によっていろいろなモードの音波が伝播するので、普通の圧力波も第一音波と名づけておくのである。第一音波の音速は、通常の場合と同じく、音波の振動数が十分に低ければ伝播する媒質の圧縮率で決り

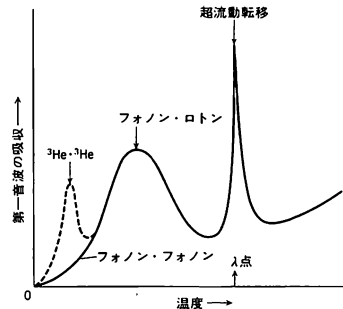
$$u_1^2 = [(\partial\rho/\partial p)_s]^{-1}$$

で与えられる。ここで u_1 は音速、 ρ は密度、 p は圧力であり、 $(\)_s$ はエントロピー一定下での偏微分を表す。また音波の振動数 f が媒質のもつ緩和時間 τ と $\omega\tau \geq 1$ (ただし、 $\omega = 2\pi f$ は音波の角振動数) になると音速が振動数に依存するいわゆる分散が生じる。液体ヘリウム (^4He) の特性的な緩和時間は、表のように温度領域によってさまざま

液体ヘリウム中の特徴的な緩和過程

温度領域	緩和過程
常流動相	粘性、熱機械緩和
ラムダ点近傍	超流動相と常流動相の非平衡な混り合いが生じるため
$\sim 1\text{K}$	フォノンとロトンとの衝突
$< 0.6\text{K}$	フォノンとフォノンとの衝突
$\leq 0.1\text{K}$	^3He 間の衝突 (混合系の場合)

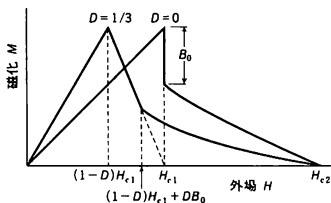
まである。したがって液体ヘリウム (^4He) 中の第一音波の吸収は、温度にたいして図のようにふるまう。また、 ^4He



に ^3He を数%程度加えた混合系では、超流動ヘリウム (^4He) の中を動きまわる ^3He 原子どうしの衝突による緩和とピークが低温で見られる。液体ヘリウム (^3He) は $2 \sim 3\text{mK}$ まで常流動相であるが、音波の吸収を測定すると、 ^3He 原子間の衝突による緩和とピークが認められる。このピークの高温側は音波の一周期間に衝突が頻繁に起る領域 ($\omega\tau \ll 1$) で、低温側は衝突がまれにしか起らない領域 ($\omega\tau \gg 1$) である。この高温側と低温側をそれぞれ第一音波、ゼロ音波とよぶことが多い。

第一積分 [英 first integral, 独 erstes Integral, 仏 intégrale première, 露 первый интеграл] 力学系の一般化座標 q_i と時間に関する微分係数 \dot{q}_i の間に $f(q_1, q_2, \dots, q_i, \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_i, t) = \text{一定}$ という関係があるとき、これを運動方程式 (一般に \dot{q}_i を含む方程式群) の第一積分という。循環座標に共役な運動量 (中心力場内を運動する粒子の面積速度など) とか、ラグランジアンが時間に直接には含まない場合のエネルギーなどがその例で、一般にその運動における保存量が f である。運動方程式を完全に解いて $q_i(t)$ を決めることができない場合でも、系の運動に関するかなりの情報が第一積分から得られることが多い。

第一-二種超伝導 [英 type II/I superconductor, 独 Supraleiter von Typ II/I, 仏 supraconducteur type II/I, 露 сверхпроводник типа II/I] 第二種超伝導におけるある特別な状態。通常ギンズブルグ-ランダウ・パラメーター κ が $1/\sqrt{2}$ を超えると第二種超伝導が現れるが, κ が $1/\sqrt{2}$ に近い値をもつ低 κ 第二種超伝導体では, 図に示すように磁化 M が下部臨界磁場 H_{c1} で不連続的に



$\mu_0 \Delta M = B_0$ だけ変化し (μ_0 は真空の透磁率), 以後第二種超伝導の渦糸状態と同様のふるまいで上部臨界磁場 H_{c2} に至るような磁化曲線を示す。反磁場係数 D が 0 でない試料では, $(1-D)H_{c1}$ から図に示すように磁化が直線的に変化し, $\mu_0 \Delta M = B_0$ に相当する磁場 $(1-D)H_{c1} + DB_0$ から渦糸状態のふるまいに移る。この直線の変化は, 第一種超伝導体の中間状態における磁化の変化に似ている。このようにふるまいを第一-二種超伝導とよんでいる。一般に同じ方向を向いている磁束量子線(=渦糸)の間には常に反発力が働いているが, κ が $1/\sqrt{2}$ に近い第二種超伝導体では, 渦糸から一定の距離 a_0 に, 隣接渦糸をひきつける負のポテンシャルの谷が生ずることが特異なふるまいの起因とされている。このため, H_{c1} で 1 本の渦糸ではなく, 間隔 a_0 で並んだ磁束線格子をつくった方が有利となり, a_0 に相当する磁束密度 B_0 の状態に不連続的に移る。反磁場係数 D が 0 でない試料では, $(1-D)H_{c1}$ と $\mu_0 \Delta M = B_0$ に相当する磁場, $(1-D)H_{c1} + DB_0$ の間に, マイスナー状態と渦糸状態の混在した, 中間渦糸状態とよばれている状態が出現する。第一種超伝導の中間状態同様, 常伝導相に相当する渦糸相の占める体積は磁場とともに, 全試料が磁束密度 B_0 の渦糸相になるまで直線的に増加する。磁場をさらに増やすと, 渦糸間隔は小さくなって反発力が生れるので, 以後は第二種超伝導と同様のふるまいを示す。第一-二種超伝導は, 純粋な Nb, V, Ta や Pb-In 合金で観測されており, 同状態が存在する κ の範囲は, 温度の低下とともに増大することが示されている。また飾りつけ法による電子顕微鏡観察で, 中間渦糸状態の存在が確認されている。

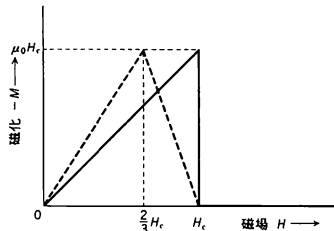
第一種ゲージ変換 [英 gauge transformation of the first kind, 独 Eichtransformation erster Art, 仏 transformation de jauge de première espèce, 露 калибровочное преобразование первого рода] ⇒ ゲージ変換

第一種相転移 [英 phase transition of the first kind, 独 Phasenübergang erster Ordnung, 仏 transition de phase de la première sorte, 露 фазовый переход первого рода] = 一次相転移

第一種超伝導 [英 type I superconductivity, 独 Typ I Supraleitfähigkeit, 仏 supraconducteur type I, 露 сверхпроводность типа I] ⇒ 第一種超伝導体

第一種超伝導体 [英 superconductor of the first kind, 独 Superleiter erster Art, 仏 supraconducteur de première

espèce, 露 сверхпроводник первого рода] 超伝導体には第一種, 第二種とよばれている 2 種類のものがあることが認められている。Pb, Hg, Sn などの大部分の超伝導体の単体元素は第一種超伝導体である。第一種超伝導と第二種超伝導の性質が最も特徴的に現れるのは磁気的ふるまいである。第一種超伝導体を超伝導転移温度以下に保ち, 外部から磁場 H を印加した場合, 磁場の強さが臨界磁場 H_c 以下ではマイスナー効果により磁束は超伝導体の内部には侵入せず超伝導体は完全反磁性を示し, 磁場が H_c を超えると超伝導状態は壊れ, 常伝導状態に一次相転移し磁束は超伝導体内部に入る。したがって第一種超伝導体の磁化曲線は図に示した実線のようになる(ただし, μ_0 は真空



の透磁率)。磁化曲線は超伝導体の形状に依存し, 実線のような磁化曲線が観測されるのは反磁場係数が 0 とみなされる細長い円柱状の場合である。反磁場係数が無視できない形状の場合, たとえば球では反磁場効果により, 印加磁場の方向に直交する赤道部分の表面の磁場の強さは印加磁場の $3/2$ 倍となる。したがって印加磁場が H_c に達する以前に赤道表面の磁場は H_c を超えることになる。球の場合には印加磁場が $(2/3)H_c$ を超えると超伝導体の全体が超伝導と常伝導の分域に複雑に分かれた中間状態(⇒中間状態)となり磁場の増加とともに常伝導領域は増大し, $H = H_c$ で全体が常伝導となる。図に示した破線は形状が球の場合の磁化曲線である。中間状態の磁化曲線が図に示したようになるためには超伝導相と常伝導相の境界面に現れる界面エネルギーが正であることが必要である。このことはギンズブルグ-ランダウ理論によって示され, 第一種超伝導と第二種超伝導が理論的に明確に区別できるようになった。すなわち, ギンズブルグ-ランダウ・パラメーター κ が $1/\sqrt{2}$ より小さいか, 大きいかによって第一種, 第二種に分類される。第一種超伝導体のことを軟超伝導体ともいう。

第一種の永久機関 [英 perpetuum mobile of the first kind, 独 Perpetuum mobile erster Art, 仏 perpetuum mobile de la première sorte, 露 вечный двигатель первого рода] ⇒ 永久機関

対応原理 [英 correspondence principle, 独 Korrespondenzprinzip, 仏 principe de correspondance, 露 принцип соответствия] 前期量子論の指導的な原理のひとつで, 1917 年に, スペクトル線の一般理論をつくり上げるなかで, N. Bohr によって提唱された(対応原理という名前は, 1923 年になって与えられた)。原子の安定性を説明するために Bohr によって導入された定常状態という考えは, 一方で, 原子による光の放射の古典電磁気学による説明を断念することを意味した。初期のボーアの原子論では, 振動数条件によって, 定常状態間の遷移に伴って放射される光の振動数は決められるが, その強度や偏りを求めることはできなかった。しかし, 極めて大きな量子数をも

つ定常状態から、それとあまり違わない量子数 $n-r$ をもつ状態への遷移を考えると、その際に放射される光の振動数は、古典電磁気学によって計算される高調光の1つの振動数 ν に一致する。Bohr はこの事実注目し、 n から $n-r$ への自発的な遷移の確率は、 n が大きい場合には、古典的に求めた振動数 ν の高調光の強度に比例すると要請し、この対応を手掛りとして、スペクトル線の強度や偏りを決定することに成功した。特に、この要請によって、任意の2つの定常状態の組合せに対応する放射光が観測されるわけではなく、古典的に求めた強度が0であるような遷移は禁止されることになる。すなわち、対応原理によって選択規則が与えられたわけである。Bohr の対応原理は、その後、水素の微細構造、シュタルク効果、光の分散など、さまざまな問題の解析に応用され有効性を発揮した。このように、対応原理は具体的な問題に解答を与える手掛りを与えただけでなく、より完全な量子論の形を探る手掛りとしても重要であった。実際に、W. Heisenberg の行列力学は、対応原理をより正しい形に表現しようとする試みの中から生れたといってもよい。

対応状態の原理 [英 principle of corresponding states, 独 Prinzip der übereinstimmenden Zustände, 仏 principe des états correspondants, 露 принцип соответственных состояний] ある一群の物質の状態方程式が、圧力、体積、温度をある特定の状態(たとえば臨界点)におけるそれぞれの値を単位として表すと、すべて同一の形に書けるという主張。対応状態の法則ともいう。分子数 N_a 、体積 V_a 、温度 T_a ($a=1, 2, \dots, n$) の n 種類の体系があるとき、どの体系においても二体力近似が成り立ち、 a 番目の体系における二分子間ポテンシャル $u_a(r)$ がすべての体系に共通な関数 f を用いて $u_a(r) = \epsilon_a f(r/\sigma_a)$ という形に書けるならば(ϵ_a, σ_a は各体系の固有定数)、これらの体系の状態方程式は

$$p_a^* = g(v_a^*, T_a^*)$$

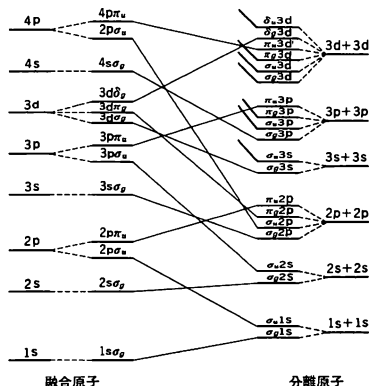
と表され($a=1, 2, \dots, n$, $p_a^* = p_a \sigma_a^3 / \epsilon_a$, $v_a^* = V_a / (N_a \sigma_a^3)$, $T_a^* = k T_a / \epsilon_a$)、関数 g はすべての体系に共通となることが証明できる。

対応図 [英 correlation diagram, 仏 diagramme de corrélation, 露 диаграмма корреляции] 分子の各分子軌道の軌道エネルギー、または分子中の全電子についての各電子状態のエネルギーが、原子間距離や結合角などの分子の構造と関係ある諸量の変化によって、どのように変化

するかを示した図を対応図(または相関図)という。これらの図において、ある対称性を保ちながら構造が変化する場合には、同じ既約表現に属する分子軌道または全電子状態のエネルギーは一般には互いに交差しない(非交差則)。たとえば最も代表的な例である二原子分子の分子軌道対応図(図参照)は、原子間距離が無限に離れた分離原子の原子軌道、原子間距離が有限の分子の分子軌道、両原子核が合併した融合原子の原子軌道の相互の対応と軌道エネルギーの原子間距離による変化を示している。二原子分子においては、この対応図を書くときに軸対称性があるため分子軸のまわりの角運動量に対する量子数(軸量子数)の絶対値 $|l|$ の同じ準位は交差しないことを用いて分子軌道の対応をさせている。したがって、たとえば考察しようとする二原子分子の基底状態の平衡核間距離に対応する軌道エネルギーから、その分子の基底電子状態についての定性的な性質を推定することができる。三原子分子以上の多原子分子の対応図には、原子間距離を変化させた場合のほか、結合角などの分子構造に関する因子を変化させた場合がある。これらの場合も、両極限の構造における各分子軌道または全電子についての各電子状態のエネルギーが求められれば、非交差則を用いて対応図のあらましがわかることが多い。種々の原子核の配置におけるエネルギーを実際に量子力学を用いて計算すれば、さらに詳しい対応図が描ける。この際、分子軌道対応図において、基底状態において電子が占めていない分子軌道(仮想分子軌道、非占軌道、空準位軌道)の軌道エネルギーには、基底状態のハートリー-フォック近似の軌道エネルギー(この符号を変えた値はハートリー-フォック近似では電子親和力に相当する)ではなく、基底状態の最高被占軌道から実際に電子が励起した状態において励起した電子が占める軌道の電子のエネルギーを用いることが多い。これは、分子軌道対応図を準位間のエネルギー差から分子の電子スペクトル(吸収ならびに発光スペクトル)を定性的に説明したり、また各状態における分子の安定な形を推定したりするために用いることが多いからである。なお、結合角を変化させた場合(ほかの分子内座標を変化させた場合も含めることがある)の分子軌道対応図はウォルシュ図として知られている(⇒ウォルシュ図)。多くの場合、分子軌道対応図には、基底状態およびエネルギーの低い励起状態と関係のあるすべての分子軌道のエネルギー準位(軌道エネルギーの準位)が書かれている。それに対し全電子状態のエネルギー変化を示した全電子状態対応図は、測定されているいくつかの電子状態や、注目している反応に関係ある電子状態間の相対的エネルギーのみを示している場合が多い。特に、化学反応における遷移状態の全エネルギーの問題などでは、分子軌道対応図のみからは推定することの困難な量、たとえば分子構造の変化に対する電子間の反発エネルギーの変化などが関与しており、全電子状態対応図が用いられる。このような例は、ウッドワード-ホフマンの方法によって化学反応の選択性を論じる場合にしばしば見られるが、この種の問題は分子軌道対応図とともに全電子状態対応図を用いて考察する必要がある。

対応境界 = コインシデンス境界

ダイオード [英 diode, 独 Diode, 露 диод] 元来陰極と陽極をもつ二極管を意味していたが、現在では二端子をもつ半導体素子すべての名称で、その応用は整流のみならず高周波の発振、検波および増幅から発光、受光、パ



ルスのスイッチング、定電圧源など極めて広範囲に利用されている。その構造には各種のものがあ、大別すると以下のように分類される。

(1) 点接触ダイオード：金属と半導体の接触による整流作用を利用したもので、接合容量が小さいので高周波用に適している。

(2) ボンドダイオード：金または銀線をパルス電流で半導体に溶接したもので、点接触ダイオードより特性が安定している。線材によりシルバーボンドまたはゴールドボンドとよばれる。

(3) 接合ダイオード：各種の方法でつくられる p 型、n 型半導体の接合によるダイオードで、製作方法により次のものがある。(a) 合金接合ダイオード、(b) 拡散接合ダイオード(メサ型ダイオード、プレーナー型ダイオード、エピタキシャル型ダイオード)、(c) ショットキー接合ダイオード。(d) 成長接合ダイオード

(4) pin ダイオード：p 型、n 型の間に真性半導体領域を入れたもので、高速動作に適している。

(5) MOS ダイオード：シリコンの基板半導体と SiO₂ の絶縁膜によるもので容量 - 電圧特性に特徴がある。

以上の各種のダイオードの半導体材料は Ge, Si, GaAs などを用いる。

これらダイオードは pn 接合における両者のフェルミ準位の差による整流特性の利用から始まり、不純物濃度を高めた pn 接合のトンネル効果などによるスイッチング、高周波信号処理、光と電流との相互変換など幅広くエレクトロニクス回路に利用されている。機能や用途によって次のような種類がある。

(1) 電源整流用ダイオード：現在はほとんどシリコンダイオードで、整流器ともよばれる。

(2) スwitchingダイオード：パルスの電流をスイッチングする論理回路などに使用され、Si の拡散ダイオードが多いが高速用にはショットキー・ダイオードがある。ほかにトンネルダイオード、バックワードダイオード、ステップリカバリーダイオードがある。

(3) マイクロ波ダイオード：マイクロ波の検波、ミキサに点接触ダイオード、ショットキー・ダイオード、増幅、周波数数倍にバラクターダイオード、発振にガン・ダイオードが用いられる。

(4) 定電圧ダイオード：合金またはエピタキシャル型 pn 接合の降伏現象を利用したもので定電圧源として利用され、そのゼーナー電圧の温度係数を小さくしたものが電圧標準ダイオードで、カドミウム標準電池に代わって電圧標準とされる。

(5) 発光ダイオード：GaAs, GaP などの pn 接合に順方向電圧を加え電子と正孔の再結合発光を利用するもので、発光能率がよく寿命が長いので表示に多く用いられる。

(6) 受光ダイオード：接合のエネルギーギャップより大きなエネルギーの光子の電子励起による電流を利用したもので、フォトダイオードともよばれ太陽電池などに利用される。

(7) 可変容量ダイオード：pn 接合に逆バイアスを加えたときの障壁容量の電圧依存性を利用したもので、拡散、エピタキシャル接合は容量変化率が大、バラクター、バリキャップまたはパラメトリックダイオードともよばれる。

ダイオード検波 [英 diode detection, 独 Diodenglei-

chrichtung, 仏 détection à diode, 露 диодный детектор]

⇒ 検波

ダイオードレーザー [英 diode laser, 独 Diodenlaser, 仏 laser à diode, 露 диодный лазер] ⇒ 半導体レーザー

ダイオン [英仏 dyon, 独 Dyon, 露 дион] 1968 年に J. S. Schwinger が提案した電荷を帯びた磁気単極子の素粒子。一般に電荷を帯びた磁気単極子をダイオンとよぶ。2 個のダイオンの (電荷, 磁荷) を (e_1, g_1), (e_2, g_2) とすると量子化条件

$$\frac{e_1 g_2 - e_2 g_1}{4\pi\hbar c} = \frac{n}{2} \quad (n: \text{整数})$$

が導かれる。

ハドロンのクォーク模型でクォークの質量が大きいう立場にたつと、軽いハドロンができるためには、非常に強い引力が構成粒子間に働いていることが必要になる。この引力として、磁荷の間に働いている非常に強いクーロン力を使うのが Schwinger のハドロンに関するダイオン模型である。この模型の特徴は、わざわざ新しい力を導入することなしに、P. A. M. Dirac が見いだし、そのままになっていた磁荷の間のクーロン力を利用するという意味で経済的である。ダイオンという名前は、粒子が電荷だけでなく、磁荷も、つまり二重にチャージを帯びているところからきている。通常の原子の磁気的対応物として、磁気的原子の存在が予想される。ダイオン模型では、この磁気的原子をハドロンと同一視する。特に重要な結論のひとつは、原子間にファン・デル・ワールス力が生じるのとまったく同じ機構で、ハドロン間にも強いファン・デル・ワールス力が働くことである。異なるところは、基本力であるクーロン力の強さの違いのため、ハドロン間のファン・デル・ワールス力は強い相互作用の大きさになることと、原子間のそれがロンドン型 ($V(r) \sim -Cr^{-6}$) であるのに対して、ハドロン間のはカシミア-ポルダー型 ($V(r) \sim -Cr^{-7}$) になることである。

自発的に対称性のやぶれた非可換ゲージ理論の古典解には電荷と磁荷の両方を帯びたものが存在することが 1974 年に B. Julia と A. Zee によって示された。これもダイオンとよばれる。

対角化 [英 diagonalization, 独 Diagonalisierung, 仏 diagonalisation, 露 диагонализация] ⇒ 行列

対角群 [英 diagonal group, 仏 groupe diagonal, 露 диагональная группа] = シーケンス

大気圧 [英 atmospheric pressure, 独 atmosphärischer Druck, 仏 pression atmosphérique, 露 атмосферическое давление] 大気のもつ圧力のこと(⇒気圧)。

大気イオン [英 atmospheric ion, 独 Luftion, 露 атмосферный ион] 地球大気中に存在する微量のイオン。大きさと移動度によって小イオン、中イオン、大イオンに分類される。小イオンは移動度は大きく、 $1\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ の電場中で $1\sim 2\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ の速さをもつ。大イオンの移動度は小イオンの $1/500$ 以下である。小イオンは分子 1 個程度の大きさで、中イオンは分子 2000 個くらい、大イオンは数万個ほど分子が集まったものである。小イオンは電離した空気中の分子や、分離した電子が付着した空気中の分子である。また、小イオンが大気中の塵のような微粒子に付着し、大きくなったものが、中イオンと大イオンである。大イオンはランジュバン・イオンともいわれ、海上では 200

個・ cm^{-3} 程度であるが、大都会では数万個・ cm^{-3} にも達する。一般的に、大イオンが増えると小イオンは減る傾向がある。このような大気イオンは大気や地殻に含まれる放射性物質からの放射線や宇宙線などによる電離によって生成される。

大気科学 [英 atmospheric science, 独 Atmosphärenforschung, 仏 science atmosphérique, 露 наука об атмосфере] 大気に関する科学, または大気に関する諸学問の総称。海洋科学, 宇宙科学, 生命科学などと同様の命名法による学問の分類である。大気科学は気象学とその発展したものに对应しているが, そのほかに, 大気化学と超高層大気物理学(その一部で電離層以下を対象とする部分)が含まれる。

大気光 [英 air glow, 独 Luftleuchten, 仏 luminescence atmosphérique, 露 свечение атмосферы] 高層大気にはそれ自身が発光する性質がある。低, 中緯度地方で大気からほとんどいつでも放射されている光を大気光という。このうち, 高緯度地方だけで不定期に見られる発光はオーロラとして別に考える。月のない夜でも星と星の間は完全に真っ暗というわけではなく, 薄明さを感じられる。これは大気光による明るさである。

大気光の主な輝線

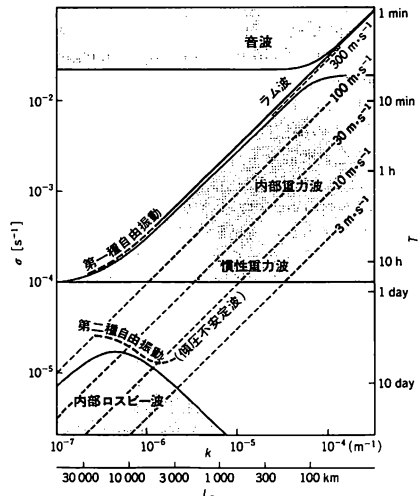
原子・分子	色	波長 [nm]	最強の高さ [km]
O	緑 線	557.7	97
O	赤 線	630.0	100
		636.4	
Na	黄 線	589.0	90
		589.6	
OH	近赤外線	700~1100	85~90

観測によると, 大気光は表のような原子, 分子などが放射する特定の波長の光であり, 可視領域では O の 557.7 nm の緑線が最も強い。屋間に太陽光によって電離, 解離した原子や分子が夜間に再結合することで大気光が生ずるといわれるが, それだけでは十分に説明できない点もある。その強度は波長, 時間帯, 季節などによってかなり規則的に変化をする。また, 太陽活動の強弱にしたがっても変化がみられる。屋間は青空が明るすぎて地上からの観測は困難であるが, 夜間以上に強い大気光が生じている。その原因としては夜間におけるもののほかに太陽光の共鳴散乱や蛍光, それに光電離で生じる電子による衝突励起も重要である。

大気差 [英 atmospheric refraction, 独 atmosphärische Refraktion, 仏 réfraction atmosphérique, 露 атмосферная рефракция] 観測者と光源とを結ぶ方向と, 観測者に到着した光の方向との差。気差ともいう。観測者が地上にいて, 光源が地球大気外にある場合は天文大気差, 光源が地球大気内にある場合は大気大気差という。光路の変化は, 通過する大気の密度, 地平線から物体までの高度, 観測地点の気温・気圧・標高などに関係する。大気差によって天体の見かけの高度は真の高度より高くなる。天文大気差は天体の高度が 65° より高いときは, ほぼ天頂距離(天体高度の余角)の正接に比例する。その比例定数は大気差定数とよばれ, ほぼ $60''$ である。天体の高度が低くなると, 大気差は急激に大きくなり, 地平線ではほぼ $34'$ になる。これを地平大気差という。地球の大気層は地球中心に対して球対称になっていないから光が横向きにずれる大気差が起る。これを横(向き)の大気差という。

大気電場 [英 electric field in the atmosphere, 仏 champ électrique d'atmosphère, 露 атмосферное электричество] 地球大気中の電場。普通は雷などの気象現象に関連した地表付近の電場をさすが, 電離層や磁気圏にも原因の異なる電場が存在する。地表付近では電場はほとんど垂直電場であるが, 電離層より上の領域では, 磁力線方向に電気伝導率がよいため垂直成分は小さい。晴天時の地表における垂直電場の平均値は $130 \text{ mV} \cdot \text{m}^{-1}$ くらいで, 対流圏界面付近では $4 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$ 程度, 上空ほど高電位になっている。地表と電離層付近の間の電位差は $4 \times 10^6 \text{ V}$ 程度になるといわれている。地表付近の電場はかなりの日周変化を示し, 海上や極地ではグリニジ標準時 2~4 時に極小, 20 時ころに極大になる。これは地球全体としての雷活動の変化と一致しており, 雷雲中で分離した電荷が地面や上層の大気を通してほかの場所に広がるためと考えられている。このような電荷の移動に伴い, 地表に向かって $2 \times 10^{-12} \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ の空地電流が, ほぼ一様に流れ込んでいる。陸上においては海上や極地に比べて, 日変化が不規則であり, 局地的原因によるものが多い。普通は朝と夕方に電場が大きくなり, その間に極小をもつ。

大気波動 [英 atmospheric wave, 独 Luftwoge, 仏 onde atmosphérique, 露 атмосферная волна] 大気中に存在する波動を主な復元力によって分類すると, (1) 空気の弾性による音波, (2) 安定な成層をしている(重い空気の上に軽い空気がある)ことにより重力を復元力として生じる内部重力波, (3) 地球自転に起因するコリオリ力と球面の条件から導かれるロスビーの β 効果によるロスビー波, に大別される。これらが三次元的な実体波として存在しうる範囲を振動数(σ)と水平波数(k)をパラメータとして図に示す。斜めの破線は, 水平位相速度を示す。(k ,



σ) の組を指定したとき鉛直方向にも波として伝わりうる運動が存在する場合は影がつけてある(内部波領域)。白い部分は三次元的な波動は存在しない(外部波領域)。第一種自由振動は波長の短くなるとラム波につながり, 第二種自由振動は波長の短い部分で基本流のシアの影響を受けて傾圧不安定波になると解釈できる。このほかに地表面に捕

えられて水平方向に伝播する波動としてラム波(または外部重力波)と外部ロスビー波がある。これらの波で波長の長いものは球面の制約から波長や振動数が離散的な値に限られ、第一種、第二種の自由振動とよばれる。温帯低気圧は基本的には渦が流れのつて動いているもので、媒質中を伝播する波の概念とは合致しないが、形態的類似や数学的取扱ひの上では波とみなすことが多い。これは第二種自由振動が南北の温度差によって不安定化したものと解釈することもできる。これを傾圧不安定波という。

大気放射 [英 atmospheric radiation, 仏 radiation atmosphérique] 主として気象学で用いられる語で大気から放射される電磁波をさす。化学発光もわずかにあるが、ほとんどは熱放射である。大気の温度 250 K に対応するプランク関数の最大は波長 10 μm 前後の遠赤外線領域にあり、この波長領域で熱放射に関与するものは CO_2 、 H_2O 、 O_3 分子の振動回転準位の遷移によるもので、 CO_2 の 4.3 μm と 15 μm 、 H_2O の 6.3 μm 、 O_3 の 9.6 μm の各吸収帯がある。 H_2O は永久双極子をもつので純回転帯が 20 μm 以上に広がっている。波長 8~13 μm の間は比較的狭い O_3 の吸収帯を除いて大気は透明に近く、大気の窓とよばれている。雲は並の濃さでも非常に強い吸収体で 100 μm ぐらいの厚さがあれば黒体とみなせる。ところで H_2O などの分子からの放射や吸収については、キルヒホッフの法則が成り立ち、吸収帯では背景の放射を吸収すると同時にその温度に応じた熱放射を放出している。大気圏外の人工衛星から、 CO_2 の 15 μm 帯の熱放射を吸収係数の異なる数個の波長について測定し、それからさまざまな高度の気温を推算して気象データとして利用する。また、大気の窓での放射強度から地表温度を求め、雲でさえぎられた場合には雲の存在と雲頂の温度とを知ることができる。静止気象衛星では窓領域での赤外放射を用いて雲の画像を得ている。

大規模集積回路 [英 large scale integrated circuit, 独 großintegrierter Schaltkreis, 仏 circuit intégré à large échelle, 露 большая интегральная схема] 集積回路の一種。LSI とよぶ。明確な規定はないが素子数で約 1000~10 万素子程度の集積度のものをさし、回路というよりはシステムに近い機能をもつ。たとえば 16 ビットマイクロコンピュータ用 CPU、電卓用 LSI、16K ビット RAM(random access memory)などがある。主に MOS 集積回路が使われているが、高速を要求される計算機の CPU やキャッシュメモリなどにはバイポーラ集積回路が使われる。集積回路から大規模集積回路への発展は毎年 2 倍の速でなされてきた。これは主に素子自身および回路構成法の改良と微細加工技術、シリコン単結晶製造技術(結晶の完全性の改良および大口径化)の進歩による。またこれとともに設計、評価方法も改良された。設計には計算機が導入され素子、回路、プロセスなどのシミュレーションが行われ、レイアウト設計も CAD(computer aided design)化されている。一方評価も非常に困難な問題である。たとえば 100 ゲートのデジタル LSI のすべての内部状態をチェックするには 2^{100} 回のテストが必要で、これを完全に行うことは不可能である。このため回路方式の改良、検査方法の改善など多くの方法が検討されている。

体球関数 [英 solid harmonic functions, 独 räumliche Kugelfunktion, 仏 polynôme harmonique homogène, 露 шаровая гармоническая функция] \Rightarrow 調和関数

対極 [英 counter electrode, 独 Hilfselektrode, 仏

électrode auxiliaire, 露 вспомогательный электрод] \Rightarrow 電極

帯群 [英 band group, 独 Bandengruppe, 仏 groupe de bande, 露 группа полосы] = シーケンス

帯系 = バンド系

台形則 [英 trapezoidal rule, 独 Trapezregel, 露 формула трапеций] \Rightarrow 数値積分法

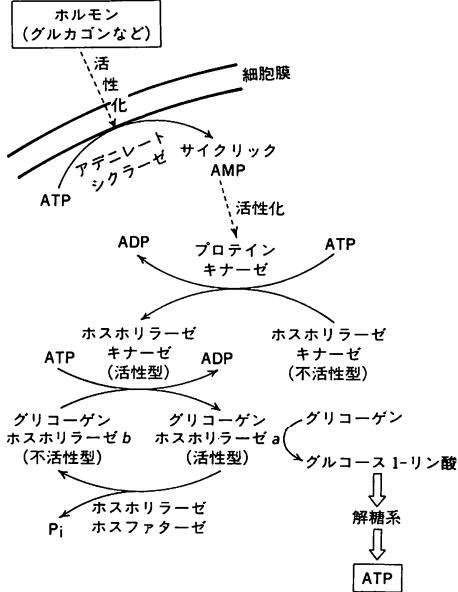
滞在時間 = 滞留時間

第三音波 [英 third sound, 独 dritter Schall, 仏 troisième son, 露 третий звук] 薄膜になった超流動ヘリウムを伝播する表面波。超流動ヘリウムが基板表面に膜をつくるとき、その常流動成分は粘性のために基板に拘束されて動くことができない。したがって第三音波は膜の超流動成分の振動するモードである。このため、この波が伝播するとき、周期的に超流動密度の大きな(より低温の)ところとそれが小さな(より高温の)ところができる。より高温の液体は気化して、より低温の液体表面に凝固するが、これが第三音波伝播の際に働く復元力となる。超流動ヘリウムの薄膜には、液体中に浸した物体の表面にヘリウムがはいがってできるもの、すなわち気相の飽和蒸気圧と平衡になっている飽和膜と、真空中に置かれた物体の表面にわずかにヘリウム原子を吸着させてその温度の飽和蒸気圧よりは低い圧力の下でつくられた非飽和膜とがある。この非飽和膜では平均の膜厚を一原子層以下にすることも可能で、これを利用して、第三音波が膜でどこまで薄くしても伝播するか、換言すれば、ヘリウムの薄膜がどこまで超流動性を保持できるかについて興味深い実験が多く行われている。現在まで、平均の膜厚が 0.42 原子層でも第三音波が伝播できるとする実験結果があるが、基板表面の凹凸からくる膜厚の不均一さに疑問をもつグループもある。

第三高調波発生 [英 third harmonic generation, 独 Erzeugung der 3. Grundschiwingung, 仏 génération de troisième harmonique, 露 генерация третьей гармоники] \Rightarrow 光高調波発生

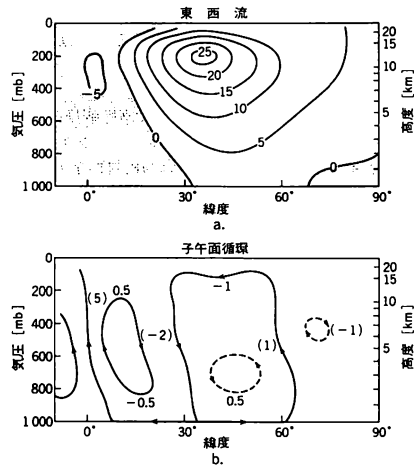
代謝調節 [英 metabolic regulation, 独 Stoffwechselsteuerung, 仏 régulation de métabolisme, 露 регуляция метаболизма] 生体内で物質が受ける化学変化(代謝)の調節をいひ、これによって生物は調和のとれた生体反応が可能になり、外部環境の変化に適応することができる。多細胞生物では、器官(消化器官や運動器官)、組織(上皮組織や筋肉組織)を構成する細胞集団が分業を行っており、それぞれに特徴的な代謝を行う。また、ホルモンなどによる調節も可能になる。さらに細胞内でも、細胞小器官(オルガネラ)は特徴ある酵素系(\Rightarrow 複合酵素系)と基質などを含み、生体膜でしきられている。細胞内のこうしたしきり(コンパートメンテーション)によって、同一細胞内に合成と分解の酵素系が共存していても、秩序ある反応が可能になる。細胞内における代謝系の能力は、酵素の量(タンパク質、リプレッサー)、酵素の活性、利用可能な基質など、さまざまなレベルで調節されている。酵素活性のレベルの調節では、代謝系の最終産物による阻害(\Rightarrow フィードバック調節)、2 種以上の基質を必要とする合系における一方の基質による他方の代謝系の活性化、酵素タンパク質の共有結合的修飾(リン酸化と脱リン酸化など)、酸化還元($-\text{SH} \rightleftharpoons -\text{S}-\text{S}-$)による活性変化、ほかのペプチドとの結合による活性変化など、さまざまな調節のパターンが知

られている。また、同じ反応を触媒するがタンパク化学的には別種の酵素(アイソザイム)が同一細胞に存在する場合もあり、アイソザイムの使い分けにより微妙な代謝調節が可能になる。代謝調節の例として、哺乳動物のグリコーゲン分解系を図に示す。細胞が活発な活動を行うときには、



グルカゴンが分泌され、複雑な反応を経て高エネルギー物質、アデノシン三リン酸(ATP)の合成が促進される。エネルギー源はグリコーゲンであり、グリコーゲンに作用する酵素がグリコーゲンホスホリラーゼである。ホルモン分泌から、ホスホリラーゼの活性化に至る過程は極めて複雑である。まず、ホルモン(第一メッセンジャー)は標的器官細胞膜のアデニレートシクラーゼを活性化し、その結果サイクリック AMP が合成される。サイクリック AMP は第二のメッセンジャーとなってプロテインキナーゼを活性化する。これは、ホスホリラーゼキナーゼを活性化し、最終的にグリコーゲンホスホリラーゼが活性化される。こうした連鎖的調節系(カスケード系)の働きにより、最初の信号(ホルモン濃度)の微小な変動が増幅され、最後にはホスホリラーゼ活性の大幅な上昇を引き起す。

大循環 [英 general circulation, 独 allgemeine Zirkulation, 仏 circulation générale] 大気や海洋の地球規模での平均的運動。観測によって得られた大気の大循環を、平均東西風の緯度・高度分布(図a)と平均子午面内の循環(南北循環)(図b)に分けて図に示す。図aにおいて、西風を正とし、 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ の単位で表されている。また、灰色部分は東風域を示す。図bにおいて、図中の数字は、それぞれの部分の南北流(北向きを正とし、単位は $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)および鉛直流(カッコをつけた数字、上向きを正とし、単位は $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)のおよその値を示している。子午面循環は図に見られるように3つの細胞に分かれている。実際の流れは経度方向にも時間的にも変動しており、特に中、高緯度でそれが著しい。したがって個々の空気塊は、平均的な循環で移動する以上に、乱れによって南北・上下に拡散する。大気



の大循環は基本的には極域と赤道域の日射加熱の差に起因する熱対流であるが、地球自転によるコリオリ力のため東西方向の流れを生じ、むしろそちらの方が強くなる。中、高緯度では、経度方向に一樣な状態は不安定で、波長4000~5000kmの傾圧不安定波(温帯低気圧・高気圧)を生じ、それが南北の熱交換を担っている。これをロスビー型循環とよぶ。海洋の大循環は定常的な風系から受ける力による部分と、温度と塩分の不均一に起因する対流の部分とがあり、さらに岸によって遮られるので複雑である(⇒偏西風)。

対称 [英 symmetry, 独 Symmetrie, 仏 symétrie, 露 симметрия] 物体を内部をも含めて図形とみなし、それ自身を変形させない運動をこの物体に作用させる場合、運動の前後において図形としての物体が互いに一致するなら、この運動を対称操作といい、この物体は対称をもつという。ある物体についての対称操作を元とする集合は、その中のある操作をその物体に作用させても、作用前と変わらないことから、次の操作を連続して行うことが可能である。したがって、連続して作用させることを積とし、ある操作の逆の操作を逆元とし、また何もしない操作を単位元とすれば、この集合は群をなす。並進を伴わない対称操作には、回転、回反、反転、鏡映があり、これらの操作の組合せから32の結晶点群が導かれる。並進を伴う操作には、らせん、映進があり、これらをも含めた対称操作のつくる群は230である空間群という。

対称エネルギー [英 symmetric energy, 独 symmetrische Energie, 仏 énergie symétrique, 露 симметрическая энергия] ⇨ ワイツゼッカーの質量公式

対称エネルギー運動量テンソル [英 symmetric energy-momentum tensor, 仏 tenseur symétrique d'énergie et impulsion, 露 симметрический тензор энергии-импульса] 場の理論の用語。場の理論におけるエネルギー運動量テンソルは、座標の並進に対するネーター・カレントとして定義できるが、より一般には、弱い重力場のなかに粒子を置いたときの重力場に対する源として定義される。すなわち、重力場が弱いときのアインシュタインの方程式 $R_{\mu\nu} - (1/2)g_{\mu\nu}R = \kappa T_{\mu\nu}$ の右辺として定義される。これから、 $T_{\mu\nu}$ は対称($T_{\mu\nu} = T_{\nu\mu}$)かつ保存している($\partial T_{\mu\nu}/\partial x^\mu =$

0)ことが要求される。対称なテンソルはまたローレンツ変換の生成演算子 $M_{\alpha\beta\mu}$ が簡単に書けるという特長をもつ。

$$M_{\alpha\beta\mu} = x_{\alpha}T_{\beta\mu} - x_{\beta}T_{\alpha\mu}$$

ラグランジアンに現れる場の量の一般座標変換の足(たとえば, テンソル $g_{\mu\nu}$ とカスカラー $\phi(x)$)のみをもつときには, 重力場の源としての定義は自動的に対称なエネルギー運動量テンソルを与えるが, 局所ローレンツ系の足をもつ量(たとえば, スピノール $\psi_{\alpha}(x)$)が現れるときには反対称部分も含まれている。これから, エネルギー運動量テンソルの反対称部分は, 局所ローレンツ系での回転の生成演算子と関係していることがわかる。このことを利用して系統的に対称なテンソルをつくる方法が F. G. Belinfante により与えられており, 結果として得られるテンソルはベリッファンテ・テンソルとよばれている。しかし, 座標の伸び縮みの生成演算子を簡単に表すには, ベリッファンテ・テンソルをさらに修正する必要がある, また量子化した理論では保存則 $\partial T_{\mu\nu}/\partial x_{\mu} = 0$ も自明ではなくなる。

量子化した場の理論で, エネルギー運動量テンソルを見通しよく扱うひとつの方法に, ファインマンの経路積分法において最初から量子論の効果を考慮に入れて取扱い方法がある。この方法は $\partial T_{\mu\nu}/\partial x_{\mu} = 0$ を保証すると同時に, $T_{\mu\nu}$ のトレースに現れる共形変換に関連した異常項の取扱いを簡単にするという特長をもつ。

対称回転子模型 [英 symmetric rotor model, 独 Modell des symmetrischen Rotors, 仏 modèle de rotor symétrique, 露 симметрическая роторная модель] 原子核の回転を回転対称の量子力学的回転運動として記述する模型。回転する原子核の多くが軸対称な変形をしていること, 回転運動のエネルギーが回転対称体の運動の量子化によって得られることなどから考えられた模型で, 原子核の回転の特徴を極めて簡潔に表現する。質量数が奇数の原子核の回転については, 対を組まない1個の核子が対称回転子と結合している模型が有効である。この模型には核子と回転子の間の相互作用を表すコリオリの力と遠心力が含まれ, 低エネルギー領域に現れる回転帯の諸性質をよく説明する。しかし, 回転子模型は原子核を核子の多体系として原子核の回転を扱うものではなく, 慣性モーメントも与えられた量として扱う。

対称回転準位 [英 symmetric rotational level, 仏 niveau rotatoire symétrique, 露 симметрический вращательный уровень] 2回転対称軸をもつ分子では, その軸のまわりの 180° の回転操作に関して, 分子の全波動関数はその値が全く変化しないか, または正負の符号だけが変化するという対称性をもち, この対称性は各回転準位ごとに異なる。前者に対応する回転準位を対称回転準位, 後者に対応する回転準位を逆対称準位という。分子の全波動関数は, 電子波動関数, 振動波動関数, 回転波動関数の積で表され, 上記の対称操作に対して振動波動関数の値は不変のまま保たれるので, 全波動関数の対称性は電子波動関数と回転波動関数の対称性で決定される。したがって, ある特定の電子状態を考えると, そのなかでは回転波動関数の対称性によって全波動関数の対称性が定まるといえるので, 各回転準位にその対称性の記号をつけて表す。全波動関数の符号が不変な場合, つまり対称回転準位には s, 符号が変化する場合, つまり逆対称回転準位には a をつけて表す。

対称化軌道 [英 symmetrized orbital, 仏 orbite symétrisée, 露 симметризированная орбита] 分子や結晶などにおいて, 個々の原子軌道または平面波の線形結合をつくり, その対称性をハミルトニアンを不変にする群の既約表現基底と一致するようにしたものを, 対称化軌道とよぶ。具体的に, $\phi(r)$ をもとになる軌道とすると, 既約表現 ν の p 番目の基底をもつ対称化軌道は

$$\phi_p^{\nu}(r) = \frac{n_{\nu}}{g} \sum_R \Gamma_{\nu}(R) R \phi(r)$$

で与えられる。ただし, R は群の対称操作およびそれに対応する演算子, g は群の位数, $\Gamma_{\nu}(R)_{pq}$ は既約表現行列, n_{ν} はその次元数である。ハミルトニアン固有関数は同じ対称性の対称化軌道だけによって展開されるから, 対称化軌道を基底に選ぶことは数値計算を効率よく行うために重要である。

対称核分裂 [英 symmetric fission, 独 symmetrische Spaltung, 仏 fission symétrique, 露 деление симметрического деления] \Rightarrow 核分裂

対称軌道(関数) [英 symmetry orbital, 仏 orbitale de symétrie, 露 симметрическая орбита] 分子の対称操作, つまり核の配置を変えないような幾何学的操作は群をつくる。この群の既約な表現の基底となるような軌道を対称軌道という。対称軌道は LCAO 近似でつくることが多い。たとえば NH_3 の平衡核配置は C_{3v} という対称操作群をもつ。この群の既約表現には一次元の表現 A_1, A_2 と二次元の表現 E の3種類がある。原子軌道として N の $1s, 2s, 2p$ および3個の水素 H_1, H_2, H_3 の $1s$ の計8個の軌道を考える。分子軸を z 軸, x 軸を H_1 が xz 平面上にあるように選ぶと, 先の8個の原子軌道から A_1 の基底となる関数として, $1s_N, 2s_N, 2p_{zN}$ および $1s_{H1} + 1s_{H2} + 1s_{H3}$ の4個, E の基底となる関数として $[2p_{xN}, 2p_{yN}], [1s_{H1} - (1/2)(1s_{H2} + 1s_{H3}), 1s_{H2} - 1s_{H3}]$ の2個ずつ2組の関数が得られる。対称軌道を用いると, 対称性をもった演算子の行列要素が0になるかならないかの判定が, 行と列にあたる2個の軌道および演算子のそれぞれがつくる既約表現の積が全対称表現を含むか否か(含めば0でなく, 含まなければ0)で判定できて便利である。たとえばハミルトニアンのように系の対称操作すべてと可換な演算子の, 異なる対称性をもつ軌道間の行列要素は0となる。このことから先の NH_3 の例では対称軌道から分子軌道をつくるときに A_1 の既約表現の基底となる4個の対称軌道は交じりあうが, それと残りの4個の対称軌道とは交じりあわないことがわかる(\Rightarrow LCAO 近似)。

対称群 [英 symmetric group, 独 symmetrische Gruppe, 仏 groupe symétrique, 露 симметрическая группа] M を n 個の元からなる集合とし, M の置換すなわち M から M への全単射の全体の集合を S_n で表し, これに次式

$$(\sigma\tau)(x) = \sigma(\tau(x)) \quad (\forall x \in M)$$

によって, 積 $\sigma\tau$ ($\sigma, \tau \in S_n$) を定義すれば, S_n は群となる。これを n 次対称群という。

n 個の同一の粒子からなる量子力学系のハミルトニアンは, それらの粒子が物理的に互いに区別できないことから, それらのあらゆる粒子の置換に対して不変につくらなければならない。したがって, S_n の表現空間において, S_n のあらゆる元に対応する一次変換に関する対称状態および反対称状態への射影演算子は運動の恒量である。よく

知られているように、ボース粒子は対称状態で、フェルミ粒子は反対称状態で記述される。このように、対称群は多粒子系の取扱いに不可欠である。また、対称群は一般線形群、直交群、ユニタリ群などの線形リー群(=連続群)のテンソル表現の構成に重要な役割を果たす。

M の 2 つの元を相互に入れかえ、他の元は動かさない置換を互換という。どんな置換も互換の積で表すことができる。偶数個の互換の積で表されるものを偶置換といい、奇数個の互換の積で表されるものを奇置換という。偶置換の全体の集合 A_n は S_n の不変部分群をなす。 A_n を n 交代群という。

S_n から C へのすべての写像の集合を $C(S_n)$ とするとき、 $f, g \in C(S_n)$ 、 $\lambda \in C$ に対して

$$(f+g)(x) = f(x) + g(x), \quad (fg)(x) = \sum_{y \in S_n} f(xy^{-1})g(y),$$

$$(\lambda f)(x) = \lambda f(x) \quad (\forall x \in S_n)$$

によって、和 $f+g$ 、積 fg 、複素数倍 λf を定義すれば、 $C(S_n)$ は C 上の多元環となる。これを S_n の C 上の群多元環という。 S_n の各元 a に対して

$$(T(a)f)(x) = f(a^{-1}x) \quad (\forall f \in C(S_n), \forall x \in S_n)$$

$$(T'(a)f)(x) = f(xa)$$

によって、 $C(S_n)$ における一次変換 $T(a)$ 、 $T'(a)$ を定義する。次に a を動かすことによって定義される写像 $T: a \mapsto T(a)$ 、 $T': a \mapsto T'(a)$ を考察すれば、これらは $C(S_n)$ を表現空間とする S_n の表現である。 T および T' をそれぞれ S_n の左正則表現および右正則表現という。これらはともに忠実な表現であって互いに同値である。

S_n の任意の既約表現は、左正則表現の、ある既約成分と同値になる。したがって S_n のすべての既約表現を求める問題は、左正則表現を既約分解する問題に帰着される。それには、A. Young が考案したヤング図を用いる方法が有効である(⇒ヤング図)。対称群の部分群になっているような群を一般に置換群という。偶置換の全体からなる交代群は置換群の重要な例である。

対称こま [英 symmetric top, 独 symmetrischer Kreisel, 仏 toupie symétrique, 露 симметричный волчок] ⇒ こま

対称こま形分子 [英 symmetric top molecule, 独 symmetrisches Kreiselmolekül, 仏 molécule toupie symétrique, 露 молекула типа симметрического волчка] 分子の慣性モーメントは、分子内の原子核および電子の質量分布によって決る。慣性モーメントは対称テンソルであるが、分子に固定した座標軸 a, b, c を適当にすることにより対角化することができる。このようにして得られた 3 個の対角成分 I_a, I_b, I_c (主慣性モーメントといい、 $I_a \leq I_b \leq I_c$ とすることができる)のうち 2 個が等しい値をもつ分子を対称こま形分子という。このような分子は例外的なものを除くと C_n ($n \geq 3$) または S_n ($n \geq 4$) 対称性をもち主慣性モーメントの異なる慣性主軸は C_n または S_n 軸と一致し、対称軸とよばれる。ただし、 C_n は対称軸のまわりの $2\pi/n$ の回転操作、 S_n は対称軸のまわりに $2\pi/n$ 回してから対称軸上の 1 点に関する反転をその操作である。逆にこのような軸をもつ分子で球対称こま形分子でないものを対称こま形分子と定義することもできる。対称こま形分子では分子の回転角運動量 J (大きさ $J\hbar$) の対称軸方向の成分 $K\hbar$ を定義することができる。ここに $K=0, \pm 1, \pm 2, \dots, J$ である。回転エネルギー準位(波数単位)は次のとおりである。

偏長対称こま: $BJ(J+1) + (A-B)K^2 + \text{遠心力ひずみ項}$
 偏平対称こま: $BJ(J+1) + (C-B)K^2 + \text{遠心力ひずみ項}$
 ここで A, B, C は回転定数とよばれる定数で(⇒遠心力ひずみ)

$$A = \frac{h}{8\pi^2 c I_a}, \quad B = \frac{h}{8\pi^2 c I_b}, \quad C = \frac{h}{8\pi^2 c I_c}$$

$$A \geq B \geq C$$

である(h はプランク定数、 c は光速)。また、偏長対称こま形分子とは、 a 軸が対称軸となり $I_a < I_b = I_c$ 、したがって回転定数が $A > B = C$ となる分子である。逆に偏平対称こま形分子は c 軸が対称軸となり $I_a = I_b < I_c$ 、したがって、 $A = B > C$ となる分子である。偏長こまの代表例は塩化メチル(CH_3Cl)で、偏平こまの代表例はクロロホルム(CHCl_3)である。エネルギー準位は K の符号によらないので、 $K \neq 0$ の準位は二重に縮重している。これを K 型二重項という。

有極性対称こま形分子では、双極子モーメント μ (大きさを μ とする)は対称軸上にある。対称軸と全角運動量 J の間の方向余弦は $K/\sqrt{J(J+1)}$ で与えられる。さらに外部電場 E (大きさ E) があると、 J の E の方向の成分を $M_J\hbar$ とすると E の方向と J の方向の間の方向余弦は $M_J/\sqrt{J(J+1)}$ である。したがって外部電場 E によるエネルギーの変化は、 E が小さいとき $-E\mu \cdot K M_J / \{J(J+1)\}$ となり一次のシュタルク効果を示す(⇒非対称こま形分子)。(8)

対称軸 [英 axis of symmetry, 独 Symmetrieachse, 仏 axe de symétrie, 露 ось симметрии] ⇒ 回転対称

対称心 [英 center of symmetry, 独 Symmetriezentrum, 仏 centre de symétrie, 露 центр симметрии] 点群、空間群における合同変換(対称操作)のひとつ。構造内の分布状態を $F(r)$ とし、 $F(-r) = F(r)$ が成り立つように位置ベクトルの原点がとれるならば、この原点を対称心(対称中心)といい $\bar{1}$ で示す。対称心が存在するような構造を点対称ともいう。

対称性 [英 symmetry, 独 Symmetrie, 仏 symétrie, 露 симметрия]

[1] たとえば正三角形は、その平面内で重心を中心とする 120° の回転を施しても、元と区別がつかない。つまり、不変である。また、実変数 x, y の二次形式 $x^2 + xy + y^2$ は、 x と y を取替えても不変である。そして、一平面内の固定点まわりの 120° の回転は 3 回繰返せば回転なしと同じになる。 x と y の取替えは 2 度繰返せば取替えないのと同じになる。一般に、何度か繰返すとも何もしないこと(恒等変換)と同じになるような変換(操作) T があって、対象 A は T を施しても不変であるとき、「 A は変換 T に関して対称である」という。そして、 A が何かの変換に関して対称であるとき「 A は対称性をもつ」というのである。 A が変換 T_1, T_2, \dots に関して対称であり、 $\{T_1, T_2, \dots\}$ が群 G をなすとき、「 A は群 G に関して対称である」といい、 G を A の対称性の群とよぶ。

[2] 素粒子物理学では、対称性とそれに伴う保存則が重要な役割を演ずる。ある系の物理量にある変換を行っても、その系が全体として不変であるとき、その系はこの変換に関する不変性あるいは対称性をもつという。この変換を表す演算子は系のハミルトニアンと可換である。したがって、対称性があれば変換の演算子の表す物理量が保存する。これを保存則といい、保存する物理量を保存量とい

う。保存量の固有値を量子数という。時間の平行移動不変性に対応してエネルギー保存則、空間の平行移動不変性に対応して運動量保存則、空間の回転不変性に対応して角運動量の保存則がある。素粒子の内部自由度に関する保存則として、電荷保存則、バリオン数保存則、レプトン数保存則(電子族数保存則、 μ 粒子族数保存則など)、色電荷保存則などがある。素粒子の内部自由度に関する保存則が第二種ゲージ変換での不変性と結びついていれば、保存則の成立には質量が0のゲージ粒子の存在が必要である。対応する質量が0のゲージ粒子の存在しないバリオン数保存則とレプトン数保存則がやぶれているという実験的証拠はないが、ゲージ理論によって強い相互作用、電磁相互作用と弱い相互作用を統一する大統一理論ではバリオン数保存則とレプトン数保存則は極めて弱くではあるがやぶれていると予想されている。これらの保存則のほかに、弱い相互作用を無視した近似で成立する保存則、弱い相互作用と電磁相互作用を無視した近似で成立する保存則がある。弱い相互作用を無視した近似で成立する不変性がある。不連続の変換の空間反転(P)、時間反転(T)、荷電共役変換(C)、CP変換などでの不変性と結びついた量子数はパリティとよばれ、1957年に弱い相互作用によるパリティの非保存が実験的に確認された。ただし、相対論的場の量子論はP, C, Tの3つの変換を同時に行ったときに不変であることが、極めて一般的な仮定の基で証明できる(CPT定理)。CPT定理から粒子と反粒子の質量と寿命が厳密に等しいことが証明できる。奇妙さ、チャームなどはハドロンと光子だけに定義されている量子数である。したがって弱い相互作用による反応では保存されない。強い相互作用だけで保存される量子数としてアイソスピンがある。これは荷電空間とよばれる仮想的な空間での回転に対する理論の不変性に基づいており、この回転の生成元をつくる群はSU(2)群なのでこの不変性をSU(2)不変性ともいう。したがってハドロンはSU(2)群の既約表現で分類され、これを荷電多重項という。電磁相互作用による荷電多重項のメンバーの質量差のために、SU(2)対称性は電磁相互作用によってやぶれている。したがってアイソスピンは強い相互作用によってのみ保存される。アイソスピンと荷電共役変換での不変性を結びつけると、Gパリティという量子数が導かれる。アイソスピンと奇妙さを統合して拡張した対称性として強い相互作用のSU(3)対称性がある(⇨SU(3)模型)。これは大きくやぶれている対称性であり、クォーク模型ではu, d, sの3種類のクォークの質量差を無視し、クォーク間力がクォークの香りに依存しないという近似に対応している。このほかに、自発的にやぶれている素粒子の対称性がある。たとえばワインバーger-サラム模型でのSU(2)×U(1)対称性である。

対称性のやぶれ [英 symmetry breakdown, 独 Symmetriebrechung, 仏 rupture de symétrie, 露 нарушение симметрии] ⇨ 自発的対称性のやぶれ

対称的異方性交換相互作用 [英 symmetric anisotropic exchange interaction, 仏 interaction d'échange anisotropique symétrique, 露 симметрическое анизотропное обменное взаимодействие] = 擬双極子相互作用

対称テンソル [英 symmetric tensor, 独 symmetrischer Tensor, 仏 tenseur symétrique, 露 симметричный тензор] 反変テンソル a の、ある座標系に関する各成分 $a^{i_1 \dots i_p}$ が(1, ..., p)の任意の置換 $(\pi(1), \pi(2), \dots, \pi(p))$ によ

って変化しないとき、すなわち

$$a^{i_1 \dots i_p} = a^{\pi(1) \dots \pi(p)}$$

が成立するとき、 a を対称反変テンソルという。また

$$a^{i_1 \dots i_p} = \varepsilon(\pi) a^{\pi(1) \dots \pi(p)}$$

(π が偶置換のとき $\varepsilon(\pi) = 1$, π が奇置換のとき $\varepsilon(\pi) = -1$)が成立するとき、 a を反対称(交代)テンソルという。これらの性質は採用する座標系には関係しない。対称あるいは反対称の共変テンソルも同様に定義される。

対称二端子対回路 [英 symmetrical two-port pair, 独 symmetrische Vierpol] 二端子対回路において、2つの端子対を交換しても特性が変わらない場合、これを対称二端子対回路という。インピーダンス行列 Z 、アドミタンス行列 Y および継続行列について考えれば、それぞれ

$$\begin{aligned} Z_{11} &= Z_{22}, & Z_{12} &= Z_{21} \\ Y_{11} &= Y_{22}, & Y_{12} &= Y_{21} \\ A &= D, & AD - BC &= 1 \end{aligned}$$

が成り立つことに相当する。回路網の内部構成が対称であれば当然対称二端子対回路となるが、内部構成が対称でなくとも、外部から見て上の条件が成立すれば対称であるという。上の条件が成立しない回路を非対称二端子対回路という。

対称の要素 [英 symmetry element, 独 Symmetrieelement, 仏 élément de symétrie, 露 элемент симметрии] 結晶学で対称性の種類を表すのに用いる。回転対称性における回転軸や鏡映対称性における鏡映面のように、対称性を表す変換において不変に保たれる幾何学的図形(より正確には、不変部分空間)をいう。格子点の空間配置(⇨点群)に関しては、上記の回転軸、鏡映面のほかに、反転における対称中心、回反における回反軸がある。格子点にある分子の形まで考慮に入れるなら(⇨空間群)、さらに、らせん運動におけるらせん軸と映進における映進面が加わる。

対称の要素の記述には、ヘルマン-モーガンの記号が用いられる。また、図面中に対称の要素を記入するには、定められたシンボルを用いる(付録の表を参照)。

対称ポテンシャル [英 symmetry potential, 独 symmetrisches Potential, 仏 potentiel symétrique, 露 симметрический потенциал] 原子核内で一核子は平均ポテンシャルを受けて運動していると考えられる。重い核では中性子数 N が陽子数 Z より多くなるため、中性子と陽子でいくらか平均ポテンシャルが異なることになる。これを対称ポテンシャル V_{sym} として表す。

$$V_{\text{sym}} = \frac{1}{2} t_z \frac{N-Z}{A} V_1, \quad t_z = \begin{cases} 1/2; & \text{中性子} \\ -1/2; & \text{陽子} \end{cases}$$

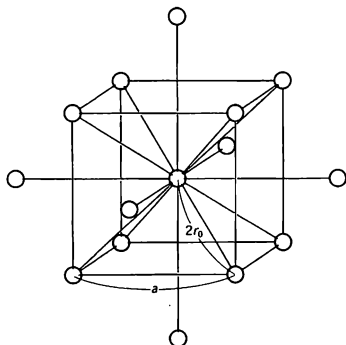
A は核の質量数であり、 V_1 は約100 MeVである。 $N > Z$ である場合には陽子に対する平均ポテンシャルの方が深いことを意味する。 V_1 は対称エネルギーの係数 b_{sym} への核力からの寄与に比例している。

帯磁率 = 磁化率

体心格子 [英 body-centered lattice, 独 raumzentriertes Gitter, 仏 réseau spatial centré, 露 объемноцентрированная решетка] 結晶格子(空間格子)のひとつ。斜方, 正方, 立方のブラベ格子に存在する複合格子。単位胞となる平行六面体の各頂点のほかに、その中心にも格子点が存在するもの。記号はIで示す。単斜格子での体心格子は底面心格子とみなすことができる。

大振幅集団運動 [英 large amplitude collective motion, 仏 mouvement collectif à grande amplitude, 露 коллективное движение с большой амплитудой] 大きな振幅をもつ、非調和振動子型の集団運動のこと。大部分の原子核の励起エネルギー準位は振動準位と回転準位の中間にある(⇒集団運動)。この事実は調和振動でも回転でもない、集団運動の存在を示唆している。この集団運動は、異なる集団運動間の相互作用や集団運動と内部運動との相互作用により、大振幅集団運動になる。この運動を記述する集団変数は振幅とともに変化するので、集団変数を固定できない。核分裂は典型的な大振幅集団運動と考えられる。

体心立方構造 [英 body-centered cubic structure, 独 kubisch-innenzentrierte Struktur, 仏 structure cubique centrée à corps, 露 объемноцентрированная кубическая структура] A. Bravais が14種に分類した空間格子のうち立方晶系に属するものは単純(P)、体心(I)、面心(F)格子の3種であるが、そのうち体心格子(格子点 0,0,0; 1/2, 1/2, 1/2)が体心立方格子で、結晶内の原子の配列がこの格子をつくる場合、その構造が体心立方構造となる。最も簡単な構造は1種類の原子が格子点位置のみを占める場合で、元素のうちで Li, Na, K, V, Cr, Fe(α-Fe), Rb, Nb, Mo, Cs, Ba, Ta, W, Eu の14種が常温でこの構造をとる。これらにおいては原子半径を r_0 、格子定数を a とすると、 $\langle 111 \rangle$ 方向にある球は互いに接している、 $a = (4/\sqrt{3})r_0$ となる。すなわち各原子は $\sqrt{3}a/2$ の距離に8個の最隣接原子をもち配位数8であるが、 a の距離に6個の第二隣接原子をもち最隣接原子とあまり距離が違わないので14配位ともみることできる(図参照)。複雑な化合物の例としては



ザクロ石族, $X_3Y_2(SiO_4)_2$ ($X = Ca^{2+}, Mg^{2+}, Fe^{2+}, Mn^{2+}, Y = Al^{3+}, Fe^{3+}, Cr^{3+}$) がこの構造をとる。YAG(Y-Al-ガーネット, $Y_3Al_5O_{12}$) や YIG(Y-Fe-ガーネット, $Y_3Fe_5O_{12}$) とよばれて人工的に合成される結晶もこれに属する。なお格子定数の二三の例を示すと、Li 3.5093, Na 4.2906, α-Fe 2.86645 Å (いずれも 20°C), アルマンディンザクロ石 $Fe^{3+}-Al_2Si_2O_{12}$ で、 $a = 11.526$ Å である。英語を略して bcc 格子あるいは bcc 構造などともよばれる。

代数群 [英 algebraic group, 独 algebraische Gruppe, 仏 groupe algébrique, 露 алгебраическая группа] 一般線形群 $GL(n)$ に属する行列 $g = (g_{ij})$ は、 $m = n^2 + 1$ 次元のアフィン空間 $(g_{11}, g_{12}, \dots, g_{nn}, x)$ 内で $\det(g_{ij})x - 1 = 0$ という代数方程式を満たす部分集合((アフィン)代数多様体、いまの場合 n^2 次元の超曲面)になっている。その閉部

分群である直交群 $O(n)$ などにしても $\sum_{j=1}^n g_{ij}g_{jk} - \delta_{ik} = 0$ のような $(1/2)n(n+1)$ 個の代数方程式で定義されている点は同様である。これらの場合、さらに、積 $g \rightarrow gh, h \rightarrow gh$ や逆 $g \rightarrow g^{-1}$ をつくる演算は行列要素の有理関数による写像として正則になっている。このように、群 G が同時にアフィン代数多様体(アフィン空間の部分集合でいくつかの(多変数)多項式の共通零点の集合)であり、群の演算が正則写像であるとき、 G をアフィン代数群という。このとき G は代数多様体として特異点をもたず、滑らかである。 $GL(n)$ の閉部分群と同型な代数群を線形代数群という。アフィン代数群は線形代数群と同型である。

対数減衰率 [英 logarithmic decrement, 独 logaritmischer Dekrement, 仏 décrement logarithmique, 露 логарифмический декремент] ⇒ 減衰振動

対数増幅器 [英 logarithmic amplifier, 独 logarithmischer Verstärker, 仏 amplificateur logarithmique, 露 логарифмический усилитель] 出力電圧 V_o が入力電圧 V_i の対数に比例している増幅器。 $V_o = A \log(V_i/E)$ 。A は出力の規格化電圧、E は入力の規格化電圧で各増幅器によって適宜に設定される。このような入力-出力間の対数関係は一般に半導体の pn 接合に印加する電圧と、そこを流れる電流が対数関係にある性質を利用して得られる。半導体の pn 接合両端に順方向電圧 V を加えると流れる電流 I は $I \approx I_s \exp(qV/kT)$ となる。ここで q は電子電荷、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度、 I_s は逆方向飽和電流である。これより I を電圧に変換すれば対数増幅器が実現される。このような対数変換素子としては一般にトランジスタが用いられ、トランジスタのベース-エミッター間電圧 V_{BE} とコレクター電流 I_C が上記と同様な対数関係にある性質を利用して、図1に対数増幅器の原理を示す。増幅度

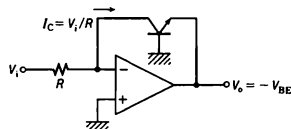


図 1

の十分に大きい演算増幅器とトランジスタを図1のように組合せると、入力電圧 V_i と出力電圧 V_o の関係は $I_C = V_i/R$ 、 $V_o = -V_{BE}$ より $V_o = -(kT/q) \ln(V_i/RI_s)$ となる。pn 接合の特性は温度によって変化するため、実際の回路では温度補償を行う必要があり、さらに V_i 、 V_o を適宜に規格化する必要があるため図2のような構成になっているのが普通である。図2の左側のトランジスタと演算増幅器で対数変換を行い、右側のトランジスタと演算増幅器で温度補償と規格化を行っている。

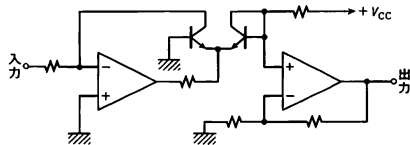


図 2

大数の法則 [英 law of large numbers, 独 Gesetz der großen Zahlen, 仏 loi des grands nombres, 露 закон боль-

ших чисел] 確率変数列 $\{X_n\}$ に対して適当な数列 $\{a_n\}$ を選べば $\sum_{k=1}^n (X_k - a_k)/n$ が 0 に確率収束するとき, $\{X_n\}$ は大数の弱法則に従うという。確率収束を概収束で置換えたものは大数の強法則とよばれる。これは, J. Bernoulli, E. Borel がベルヌーイ試行列(\Rightarrow 二項分布)について得た結果の一般化である。

ある事象 E が 1 回の試行で起る確率を p とする, この試行を独立に n 回行ったときの事象 E の起った回数を S_n とすると, 任意の $\varepsilon > 0$ に対して $\lim_{n \rightarrow \infty} P(|S_n/n - p| < \varepsilon) = 1$ (ベルヌーイの大数の法則)。Borel はさらに内容の強い大数の強法則 $P(\lim_{n \rightarrow \infty} S_n/n = p) = 1$, を証明した。ポレルの大数の強法則に対しベルヌーイの大数の法則を弱法則とよぶ。これらは相対頻度によって確率の値をだいたい確実に近似することができることを示すもので, 先験的確率の定義に従って経験的な確率の考えとの関係を表す重要な定理である。

(1) 大数の弱法則: 互いに独立な確率変数の例を $\{X_n\}$ とし, $E(X_n) = a_n$ ($< \infty$), X_n の分布関数を $F_n(x)$ とすると, $\sum_{k=1}^n (X_k - a_k)/n$ が 0 に確率収束するための必要十分条件は次の式(1), (2), (3)が成立することである。

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^n \int_{|x| > n} dF_k(x + a_k) = 0 \quad (1)$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n \int_{|x| < n} x dF_k(x + a_k) = 0 \quad (2)$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n^2} \sum_{k=1}^n \left\{ \int_{|x| < n} x^2 dF_k(x + a_k) - \left(\int_{|x| < n} x dF_k(x + a_k) \right)^2 \right\} = 0 \quad (3)$$

特に, (i) $V(X_n) < \infty$ ($n=1, 2, \dots$), $n^{-2} \sum_{k=1}^n V(X_k) \rightarrow 0$ ($n \rightarrow \infty$) の場合, (ii) X_n の分布が同じで $E(X_n) < \infty$ の場合, 式(1), (2), (3)は成立する。

(2) 大数の強法則: $\{X_n\}$ を $\{V(X_n)\}$ が有界なる互いに独立な確率変数の列とすると, $a_n = E(X_n)$ に対して大数の強法則が成立する。また, $\{X_n\}$ が同一の分布に従う互いに独立な確率変数の列で $E(X_n) < \infty$ ならば, $a_n = E(X_n)$ に対して大数の強法則が成立する。

(3) 重複対数の法則: 大数の強法則を精密化したものに重複対数の法則がある。 $\{X_n\}$ を独立な確率変数の列とし, $E(X_n) = 0$ とする(一般の場合 $X'_n = X_n - E(X_n)$ を考えればよい)。 $\sigma_n^2 = V(X_n)$, $s_n^2 = \sum_{k=1}^n \sigma_k^2$ と置くと, $s_n \rightarrow \infty$ ($n \rightarrow \infty$) で, かつ確率 1 で $|X_n| = o(s_n / (\log \log s_n^{1/2}))$ ならば, $S_n = X_1 + \dots + X_n$ に対し

$$P\left(\limsup_{n \rightarrow \infty} \frac{S_n}{\sqrt{2s_n^2 \log \log s_n^2}} = 1\right) = 1$$

代数方程式 [英 algebraic equation, 独 algebraische Gleichung, 仏 équation algébrique, 露 алгебраическое уравнение] z に関する n 次の多項式 $f(z)$ を 0 とおいた方程式

$$f(z) \equiv a_0 z^n + a_1 z^{n-1} + \dots + a_{n-1} z + a_n = 0 \quad (a_0 \neq 0)$$

を n 次代数方程式という。係数 a_i ($i=0, 1, \dots, n$) が複素数であるとき, 方程式は n 個の複素数の根をもつ。根を a_1, a_2, \dots, a_n とすると, $f(z)$ は

$f(z) = a_0(z-a_1)(z-a_2)\dots(z-a_n)$ の形に因数分解され, これから根と係数の関係

$$\sum_i a_i = a_1/a_0$$

$$\sum_{i < j} a_i a_j = -a_2/a_0$$

$$\sum_{i < j < k} a_i a_j a_k = a_3/a_0$$

⋮

$$a_1 a_2 a_3 \dots a_n = (-1)^n a_n$$

が導かれる。根のうちには互いに等しいものもありうる。 a が a_1, \dots, a_n の中に p 回現れるとき, a を p 重根とよび, p を a の重複度という。係数 a_i がすべて実数のとき, 実数の解を実根, 残りを虚根という。虚根の数は必ず偶数で, 互いに共役複素数となる対をなす。根を有限回の四則と開方演算によって解くことを代数的解法という。三次方程式にはカルダノの公式, 四次方程式にはフェリリの公式が知られているが, 五次以上の方程式は一般に代数的解法が存在しないことが N. H. Abel によって証明された。

代数方程式の数値解法 [英 numerical solution of algebraic equations, 独 numerische Lösung von algebraischen Gleichungen, 露 численное решение алгебраических уравнений] n 次多項式 $P_n(z) = z^n + a_1 z^{n-1} + \dots + a_{n-1} z + a_n$ の零点を数値的に求める方法。四次までの代数方程式に対しては解の公式が知られているが(三次方程式はカルダノ法, 四次方程式はフェリリ法), 計算の途中で起るけた落ちを防止するための対策をよほど注意深く行っておかないとよい精度が得られない。主要な解法は以下のとおり。

(1) ニュートン-ラフソン法: 特に代数方程式のための方法というわけではないが, よい近似値がわかっているときに用いるとよい。

(2) ベアストウ-ヒッチコック法: 実係数の方程式に対する方法で, 複素共役解に対応する二次因子をくり出すために二変数のニュートン法を用いる。これらの方法では解が 1 つ(または 2 つ)求まるたびに一次式(または二次式)で $P_n(z)$ を割って次数を下げる。このとき精度が落ちないようにするために, 絶対値の小さい解から順に求めることが望ましい。

(3) デュラジ-カーナー法(O. Aberth の名も加えて DKA 法ということもある): n 個の解を同時に求める反復法である。解と係数の関係により, $P_n(z)$ の解は n 元連立非線形方程式の解となる。これに対してニュートン法を適用すると次の反復法が得られる。

$$Z_i^{(k+1)} = \frac{Z_i^{(k)} - P_n(Z_i^{(k)})}{\prod_{j=1, j \neq i}^n (Z_i^{(k)} - Z_j^{(k)})} \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

この方法は大域的な収束が保証されている。Aberth は, 初期値の選び方として, それをすべての解を内部に含む複素平面上の円の周上に等間隔にとることを提案している。

(4) グレッフ法: 与えられた方程式の解の二乗を解とする方程式を次々につくって行って解を分離し, 解と係数の関係により絶対値の大きい解から順に求める方法である。係数の値がどんどん大きくなるので, 現在使われている計算機ではオーバーフロー(指数部あふれ)がすぐ生じてしまうので適さない。この系統の解法にベルヌーイ法や QD 法(商差法)がある。

(5) スツルム法: 実係数の方程式の実数解に対する方法で, $f_0(x) = P_n(x)$, $f_1(x) = P_n'(x)$ から始めて, 漸化式 $f_{k-1}(x) = q_k(x)f_k(x) - f_{k+1}(x)$ ($k=1, 2, \dots$) (ただし, q_k は f_{k-1} を f_k で割った商, $-f_{k+1}$ は剰余), によってスツルム列をつくり, その符号変化の回数から解の個数と存在範囲を定めてから二分法やはさみうち法を適用する方法である。これを複素数に拡張したものがレーマー法である。

帯スペクトル = バンドスペクトル

帯精製法 [英 zone-refining method, 独 Zonenreinigungungsverfahren, 仏 raffinage zonal, 露 метод зонной плавки] \Rightarrow 溶浴融法

体積エネルギー [英 volume energy, 独 Volumenenergie, 仏 énergie volumétrique, 露 объёмная энергия] \Rightarrow ワイツェッカーの質量公式

体積緩和 [英 volume relaxation, 独 Volumenrelaxation, 仏 relaxation volumique, 露 объёмная релаксация] 圧力と体積ひずみの関係に伴う緩和現象。物体に対して正弦振動的に流体圧力を作用させるか, またはある時刻に突然一定の流体圧力または体積ひずみを与えて, これに対する応答として体積変化または圧力変化を測定するのが体積緩和を観測する普通の方法である。正弦振動的圧力を作用させた場合は複素弾性率の一種としての複素体積弾性率が得られる。また一定圧力を与えた場合は体積ひずみのクリープコンプライアンス, 一定体積ひずみを与えた場合は体積ひずみの緩和弾性率が得られることになる。しかしこのような実験は高分子物質についてはいくつかの例が見られるのみで, まだあまり行われていない。複素体積弾性率は複素ずり弾性率とともに縦波の伝播を支配する量なので, 縦波の伝播速度と減衰を横波のそれらとともに測定することによって決定することが可能であるが, 実際にはいろいろ難しい点もあり, このようにして複素体積弾性率を求めた例は少ない。

体積速度 [英 volume velocity, 独 Volumschnelle, 仏 vitesse volumique, 露 объёмная скорость] ある面について, その面における粒子速度の垂直成分を積分したものを体積速度という。特に粒子速度が一定の場合には, 体積速度は粒子速度と面積との積になる。音響系を電気系との類推によって取扱うときに使われる。

体積弾性率 [英 bulk modulus, 独 Volumelastizitätsmodul, 仏 module d'élasticité volumique, 露 модуль объёмной упругости] 等方的な弾性体に強さ p の一様な静水圧を加えたときに, 体積が V から ΔV (<0) だけ変化したとすると, 比例限界内では p と体積ひずみ $\theta = \Delta V/V$ は比例するので

$$p = -K\theta$$

とおいたときの比例定数 K を体積弾性率, その逆数 $1/K$ のことを圧縮率という。ラメの定数 λ, μ , あるいはヤング率 E とポアソン比 ν を用いると

$$K = \lambda + \frac{2}{3}\mu, \quad K = \frac{E}{3(1-2\nu)}$$

と表される。粘弾性を示す物質では ΔV の時間変化の形や測定のタイムスケールに応じて K が著しく変化する。これは他の弾性率の場合と同じである。ある時刻以後一定の体積ひずみを与えた場合の体積弾性率は緩和弾性率の一種で時間とともに減少する。一方体積が時間に対して正弦的に変化する場合には K は複素数で表され, 実部は貯蔵弾

性率, 虚部は損失弾性率とよばれて複素弾性率の一種となる (\Rightarrow 複素弾性率)。

体積抵抗率 [英 volume resistivity, 独 Volumenwiderstand, 仏 résistivité volumique, 露 объёмное удельное сопротивление] \Rightarrow 電気伝導

体積粘性率 [英 volume viscosity, 独 Volumviskosität, 仏 viscosité de volume, 露 объёмная вязкость] 通常の粘性は流体のずりひずみの増大に対する抵抗を意味し, 単位の大きさのずりひずみ速度に対して生ずる応力をいう。これと同じように体積ひずみについても体積粘性が考えられ, 単位の体積ひずみ速度に対する応力として体積粘性率が定義される。高分子物質のように粘弾性を示す物質では複素粘性率が定義されるが, その場合には体積粘性率も複素量となり, 実部が動的体積粘性率となる。周波数 0 におけるその極限值が上述の(静的)体積粘性率に相当する。体積粘性ないし体積粘性率は, はじめ気体や液体における音波の吸収に関連して考えられたが, 最近では種々の高分子物質においても測定が行われている。体積粘性が生じる分子的原因は, 体積変化に応じる分子配置の変化に有限の時間がかかることにある。

体積の単位 [英 units of volume, 独 Einheiten des Volumens, 仏 unités de volume, 露 единицы объёма] 体積の単位は, 特定の体積そのもの(規格化された容器の容積, 質量と密度とが指定されている物体の体積など)で定めることもできるが, 現在では, 次元の考えに基づいて, [長さの単位]³およびこれに数係数を掛けたものによって定義される。そして, 長さの単位の選び方および数係数の選び方に応じ, いくつもの系列の体積単位が考えられ用いられてきている。

(1) 国際単位系(SI): SI 組立単位のひとつとして, 立方メートル(m³)をあげ, SI 以外の単位だが SI と併用する単位としてリットル(単位記号 l または L) = (0.1m)³ = 10⁻³m³ をあげている。しかし, かつてメートル法の単位として扱われていた, ステール(st) = 1 m³ (たきぎの体積を表す単位), ラムダ(λ) = 10⁻³m³ (微小体積を表すための記号)は, SI の立場では推奨しがたいものとしている。

(2) ヤード・ポンド法の単位: 立方ヤード(yd³), 立方インチ(in³), 立方フット(ft³), ガロン(gal)などがある。SI の立場からは全く推奨しがたい。

(3) 尺貫法の単位: 立方尺, 立方寸, 立方分; 立坪; 升, 勺, 合, 斗, 石などがある。SI の立場からは全く推奨しがたい。

(4) 船舶トン数: tonnage の単位のうち体積を表す(総)トン = 10³ft³, すなわち (1000/353)m³ = 2.83...m³ である。SI の立場からは全く推奨しがたい。

上記の諸単位およびそれぞれの倍量単位, 分量単位のうち国際規格や法律にあげられているものは, 次のとおりである。

(5) 国際標準化機構の規格 ISO 1000(1981 年)での単位: 立方メートルのほか立方デシメートル(dm³), 立方センチメートル(cm³), 立方ミリメートル(mm³); リットル, ヘクトリットル(hl), センチリットル(cl), ミリリットル(ml)。

(6) 計量法での法定計量単位: 立方メートルのほか立方キロメートル(km³), 立方デシメートル, 立方センチメートル(またはシーシー), 立方ミリメートル; リットル(計量法ではリットルに対して斜体の l をあてている), デシ

リットル(dL), ミリリットル(mL), マイクロリットル(μL). 他に, 特殊の計量(船舶の体積の計量)に用いる単位としてトン(T) $= (1000/353)m^3$ をあげている. なお, 施行法に掲げられているヤード・ポンド法の立方ヤード, 立方インチ, 立方フット, ガロンは, 極めて狭く限定された場合にのみ, 当分の間, 法定計量単位とみなされるが, 尺貫法の立方尺その他は現在では全く無効である.

(注意) 標準状態(圧力は 1 atm , 温度は 273.15 K)での気体の体積をノーマル立方メートル(Nm^3)などで表す慣行があるが, これを単位のように解するのは好ましくない.

体積ひずみ [英 bulk strain, 独 Volumdilatation, 仏 déformation de volume, 露 объёмная деформация] 物体が変形するときの体積変化の割合. いま, ある点のまわりの微小体積 dV を考える. この体積が変形して dV' となったとき, 体積ひずみ ϵ は次のように定義できる.

$$\epsilon = \frac{dV' - dV}{dV}$$

ϵ と直ひずみ(ある方向の伸びあるいは縮みのひずみ)との関係は次のように得られる. x, y, z 軸に平行に長さ dx, dy, dz をもつ微小直方体 dV を考えると, $dV = dx dy dz$ である. 変形後は各稜の長さが $dx(1+\epsilon_x), dy(1+\epsilon_y), dz(1+\epsilon_z)$ となったとする. ここで $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ は x, y, z 方向の直ひずみである. このとき変形後の体積 dV' は $dV = (1+\epsilon_x)(1+\epsilon_y)(1+\epsilon_z)dx dy dz$ となるので, 体積ひずみ ϵ は

$$\epsilon = \frac{dV' - dV}{dV} = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z$$

となる.

体積膨張計 [英 volume dilatometer, 独 Volumen-dilatometer, 仏 dilatomètre de volume, 露 объёмный дилатометр] \Rightarrow 膨張計

体積ホログラム [英 volume hologram, 独 Volumen-hologramm, 仏 hologramme à volume, 露 объёмная голограмма] ホログラムは物体波と参照波の干渉によって生ずる一種の干渉縞を感光材料に記録したもので, 縞の間隔に比べて感光材料の厚さが十分厚い場合を体積ホログラムといい, 十分薄い場合の平面ホログラムと区別する. 超音波格子による光の回折の場合と同様に考え, 次式で与えられる Q 値

$$Q = \frac{2\pi\lambda d}{n\Lambda^2}$$

を用い, $Q > 10$ なら体積ホログラム(ブラッグ回折に相当), $Q < 1$ なら平面ホログラム(ラマン-ナズ回折に相当)になる. ここで λ は光の真空中の波長, d はホログラムの厚さ, n は屈折率, Λ は干渉縞(格子)の間隔である. 体積ホログラムではブラッグの法則を満足するように再生が行われるので, 直接像, 共役像の一方だけしか再生しない. 物体波と参照波を感光材料面の同じ側で, しかも大きな角度をなすように入射してつくった体積ホログラムは方向選択性が強く, 再生用照明波の入射角を少し変えると像は再生されない. このため 1 枚のホログラムに複数の物体情報を記録し, 再生用照明波の角度を変えて次々に異なった物体情報を再生することができる. また物体波と参照波を感光材料の表と裏側から 180° に近い角度をなすように入射してつくったホログラムは波長選択性が強く, 再生用照明波の波長を少し変えると像の再生が行えなくなる. このた

め白色光を使って再生してもホログラム作成時の波長の光だけで像ができる. この種のホログラムはリップマン・ホログラムとよばれる. なお体積ホログラムは, ボリュームホログラムや厚いホログラムとよばれ, また感光材料の厚さ方向も含めて三次元的に記録されているので三次元ホログラムともよばれる.

体積密度 [英 volume density, 独 Volumendichte, 仏 densité volumique, 露 объёмная плотность] = 密度

体積流量計 [英 volumetric flowmeter, 仏 compteur de débit volumétrique, 露 объёмный расходомер] \Rightarrow 流量計

体積力 [英 body force, 独 Volumkraft, 仏 force de volume, 露 объёмная сила] 物体の表面とか特定の点にだけ作用する力ではなく, 物体を構成する実質全体に働く力のこと. 重力は重心に働く 1 つの力のように扱われることが多いが, 本来は物体全体に働いてる体積力である. 物体の微小部分について考えれば, 密度などは一定とみなせるから, そのような力の大きさは体積に比例し, 面積に比例する圧力などとは明確に区別される. 遠心力のような慣性力も体積力とみなされる.

第ゼロ音波 = ゼロ音波

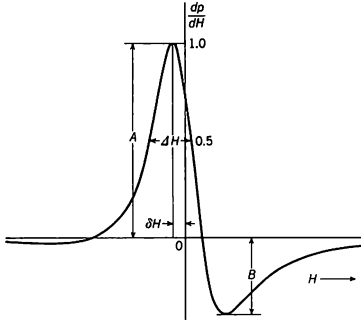
大線量測定 [英 high level dosimetry, 仏 dosimétrie au niveau élevé, 露 дозиметрия высокоинтенсивных излучений] 明確な規定があるわけではないが, 1 krad 程度以上の線量測定を意味して使われることが多い(ちなみに, 放射線生物学の分野では, 職業的放射線作業員に対して国際放射線防護委員会により導入されている線量限度, 年 5 rem 以下を低線量被曝としている). 現在 Mrad 領域まではまがりなりにも測定できるが Grad 領域以上については未開拓である. 被照射物体に生じる化学反応(フリッケ線量計など)や物性変化(着色の度合や電気伝導率の変化など)などが利用されるが, 応答の線質・エネルギー依存性, 反応応答の直線性, 応答領域の広域性, 反応生成物の安定性などから実用性が決定される. 校正の手段として, ^{60}Co からの γ 線や加速器でつくられる電子ビーム・陽子ビームくらいしか利用できないのが研究者の悩みである(原子炉は通常, 熱や高温環境が障害となる場合が多く, 使用できないことが多い).

ダイソン Dyson, Freeman John 1923. 12. 15 -

アメリカ(イギリス出身)の理論物理学者. イギリスのクロウソンに生れる. 1945 年イギリスのケンブリッジ大学卒業後, 同大学トリニティー・カレッジの研究員となり, 1947~49 年コーネル大学およびプリンストン大学に留学. 1949 年 量子電磁力学の朝永-シュウィンガーの定式化とファインマンの定式化が同値であることを示し, S 行列がくりこみによって有限に計算できることを示した. 1951 年コーネル大学物理学教授. 1953 年よりプリンストン大学高等研究所教授. 1956 年 L. Castillejo と R. H. Dalitz とともに, チューロー理論の解の不定性(CDD 極)を発見. 1957 年アメリカの市民権を取得. 1958 年には, 公理論的場の理論における, ワイトマン関数の解析性と場の局所性の関係を証明し, 因果的交換子の期待値のスペクトル表示を与えた. このほか, スピン系など統計力学や宇宙論に関する研究, 宇宙コロニーの提案でも有名である.

ダイソン型共鳴線 [英 Dysonian resonance line, 仏 raie de résonance du type Dyson, 露 резонансная линия

типа Дайсона] 金属または縮退半導体のように、電気伝導率の高い物質での伝導電子の電子スピン共鳴線は、一般に非対称的で特異な形を示す。これは、表皮効果に伴う不均一なマイクロ波磁場分布領域を、スピンをもった伝導電子が運動することに起因する。このような共鳴線型が F. J. Dyson によって初めて計算されたので、これをダイソン型共鳴線という。共鳴線の微分曲線は、一般に図のよう



に表され、非対称パラメーター A/B 、見かけの共鳴磁場と真の共鳴磁場の間隔 δH 、微分曲線の上半分における全半値幅 ΔH によって特徴づけられる。これらの値は、電子の拡散時間(表皮の深さを通過する平均時間) T_b とスピン緩和時間 T_2 の比によって決められる。比が無限大すなわち、 T_2 が非常に短いか、着目しているスピンの停止している場合、 $A/B=2.55$ となる。共鳴線形の解析から、真の共鳴磁場 H_2 が決められる。

ダイソン方程式 [英 Dyson equation, 独 Dyson-Gleichung, 仏 équation de Dyson, 露 уравнение Дайсона] 多体系における一粒子グリーン関数 $G(p)$ は、無摂動状態での一粒子グリーン関数 $G^{(0)}(p)$ と自己エネルギー部分 $\Sigma(p)$ とを用いて、

$$G(p) = G^{(0)}(p) + G^{(0)}(p)\Sigma(p)G(p) \quad (1)$$

と書ける。ここに $p=(\omega, \mathbf{p})$ は、粒子のエネルギーと運動量を表す四次元ベクトルである。この式と、自己エネルギー部分を G とバーテックス部分 Γ を用いて表した式とを合わせてダイソン方程式という。二体相互作用の場合、自己エネルギー部分は、一般に、図 1 の 2 つのグラフで表さ

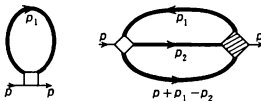


図 1

れる。ただし、四角形は素過程のバーテックス $\Gamma^{(0)}$ 、斜線をつけた四角形は非連結部分に分解できないすべての四端子バーテックス部分の Γ を表す。このとき、(1) と組み合せるべきもう 1 つの式は、

$$\begin{aligned} \Sigma(p) = & i \int \frac{d^4 p_1}{(2\pi)^4} \Gamma^{(0)}(p, p_1; p_1, p) G(p_1) \\ & - \frac{1}{2} \int \frac{d^4 p_1}{(2\pi)^4} \Gamma^{(0)}(p, p_1; p_2, p+p_1-p_2) G(p_2) G(p_1) \\ & \times G(p+p_1-p_2) \Gamma(p_2, p+p_1-p_2; p_1, p) \quad (2) \end{aligned}$$

となる。ここでは、絶対零度のグリーン関数に対するダイソン方程式を示したが、有限温度の場合には、この式の振動数の積分を虚数の振動数の和に書き直すなどの修正を行

ったものがダイソン方程式になる。電子・フォノン相互作用の場合、電子のグリーン関数およびフォノンのグリーン関数に対して、それぞれ式(1)の形の式が成立する。前者を実線で、後者を点線で表すとき、電子の自己エネルギー部分を図 2 のように、フォノンの自己エネルギー部分を図 3 のように書くことによって、それぞれの自己エネルギー部分を三端子バーテックスを使って表すことができる。



図 2



図 3

ダイソン-レナード-リーブの定理 [英 Dyson-Lenard-Lieb theorem, 独 Dyson-Lenard-Liebische Theorem, 仏 théorème de Dyson-Lenard-Lieb, 露 теорема Дайсона-Ленарда-Либ] 電子と原子核の集りは、量子力学的な諸効果により、正・負の電荷の引合いにもかわらず潰れて 1 点に帰してしまわずに安定に存在するという定理。ここで電子がフェルミ統計に従うことが本質的である。F. J. Dyson (1966 年) および Dyson と A. Lenard (1967 年, 1968 年) は、電荷 $-e$ 、 $+e$ の粒子がともにボース統計に従うなら、それらの集りの最低エネルギーは全粒子数の少なくとも $7/5$ 乗に比例して(しかし高々 $5/3$ 乗で)下がることを証明した。これは全粒子数の増加とともに粒子数の空間密度が増して系が潰滅に向かうことを意味している。電荷の正・負の少なくとも一方の粒子がフェルミ統計に従うなら、系の最低エネルギーは高々全粒子数に比例して下がるのみで、粒子数の空間密度は一定値を超えることがない。このことも Dyson と Lenard が証明していたが、E. Lieb はテラウリー-ブ-サイモンの定理を利用して物理的にわかりやすい証明を与え、原子核の電荷も質量もいろいろ混じっている場合にまで定理を拡張した(1976 年)。すなわち、質量 m 、電荷 $-e$ をもち q 個の内部状態をもつ同種フェルミオン(電子なら $q=2$) N 個と、電荷 $z_a e$ をもつ N_a 個の粒子(原子核、 $a=1, \dots, N_a$) からなる系の量子力学的エネルギー E は下に有界であって

$$E \geq -8.839 \frac{m e^4}{2 \hbar^2} \frac{2(\kappa q)^{2/3}}{K_0} \left(N + \sum z_a^{7/3} \right)$$

ただし、 $K_0=3(6\pi^2)^{2/3}/5$ はトーマス-フェルミ理論に現れる定数、 $\kappa=4\pi/1.83$ 。これがダイソン-レナード-リーブの定理である。もし粒子間の万有引力をも考慮すると、仮に原子核の電荷も質量もすべて等しいとして上の式の右辺に $N^{7/3}$ に比例する項がつけ、 $N \sim 10^{24}$ くらいで(質量にすれば木星くらいで)他の項を圧倒し始める。以上は非相対論的量子力学に基づいている。相対論的な理論をたてるには場の量子論の完成を待たねばならない。

大腸菌 [英 colon bacterium, 独 Kolibakterie, 仏 bacille de colon, 露 колибацилла] 腸内細菌に属するグラム陰性の桿菌で、通常は非病原性である。直径 $0.5 \sim 1.0 \mu\text{m}$ 、長さ $1.5 \sim 2.0 \mu\text{m}$ で、周在性のべん毛をもつ。J. Lederberg と E. L. Tatum (1947 年) が大腸菌 K-12 株で接合を発見して以来、DNA 複製機構、タンパク質合成機構、遺伝子発現調節機構、細胞分裂機構など、遺伝学や分子生物学上の最も重要な研究が大腸菌(学名: *Escherichia coli*) を用いて行われてきた。最近では、組換え DNA 実験(遺伝子操作、遺伝子工学)における組換え体 DNA の宿主として、盛んに用いられている。すでに、インシュリンや

ソマトスタチンなどの遺伝子を組み込んだ雑種プラスミドを大腸菌に取込ませ、大腸菌にヒトのインシュリンやソマトスタチンなどを生産させることに成功している。

帯電 [英 electrification, 独 Elektrisierung, 仏 électricisation, 露 электризация] 物体が電荷を帯びることあるいは帯びさせること。または帯びている状態をいう。帯電している物体を帯電体という。

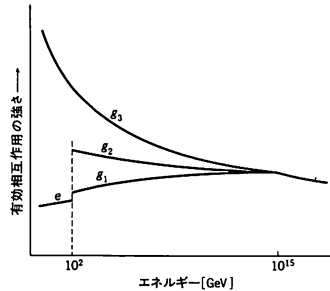
耐電圧 [英 withstanding voltage, 露 диэлектрическая прочность] 電気機器や電子部品などの端子とケース間、または端子間に電圧をかけ、その電圧を上げていくと絶縁破壊を起す。耐電圧とは絶縁破壊を起さないで一定時間、耐えられる電圧のことをいう。普通、耐電圧は直流での絶縁破壊電圧で示される。交流で示される場合には、部品の周波数依存性があるので必ずしも直流値の $\sqrt{2}$ 倍にはならず、耐電圧値といっしょに周波数も示されなければならない。交流の場合は商用周波数の交流による値で示される例が多い。高電圧発生機器などのようにパルス電圧で耐電圧が示される場合もある。また使用電源の種類だけでなく、温度や湿度など環境の状態により耐電圧値は大きくかわるため、それぞれの部品ごとに試験条件が定められている。コンデンサーの場合には、耐電圧は直流電圧値で示されているが、交流電圧を加え周波数を上げていくと、誘電損失が生じ、その発熱により耐電圧値はずっと小さくなる。耐電圧に関連して、定格使用電圧または定格電圧がある。これは長時間にわたってその部品を使用して電氣的特性の劣化や絶縁破壊を生じない電圧の最大値である。耐電圧と定格電圧との関係は部品により異なるが、コンデンサーの場合には定格電圧の2～4倍が耐電圧になっている。

帯頭 = バンドの頭

大統一理論 [英 grand unified theory, 仏 théorie de grande unification, 露 теория гранд-объединения] 素粒子の基本的相互作用である強い相互作用、電磁相互作用、弱い相互作用を統一的に記述する理論。頭文字をとってGUTともよばれる。素粒子の相互作用に関する標準的な考え方によると、強い相互作用は量子色力学によって、電磁相互作用と弱い相互作用は統一的にワインバーグ-サラム理論(⇒ワインバーグ-サラム模型)によって記述されると考えられている。これらはいずれも非可換ゲージ理論とよばれる理論形式をとっている。大統一理論はこの考え方を推し進め、3種の相互作用を統一して、唯一の相互作用定数をもつ非可換ゲージ理論として記述する。また統一ゲージ理論ともいう。具体的にはSU(5)群、SO(10)群、E₆群などに基く模型が提唱されている。これらの群はいずれも量子色力学のSU(3)群、ワインバーグ-サラム理論のSU(2)×U(1)群を部分群として含んでいる。この種の理論の特徴のひとつは、上記の3種の基本的相互作用のほかに、バリオン数を保存しない相互作用を含む点である。SU(5)模型を例にとると、24種のゲージ粒子のうち、8種(グルーオン)は強い相互作用を、1種(光子)は電磁相互作用を、3種(ウィークボソン)は弱い相互作用を媒介するが、残る12種のゲージ粒子による相互作用はバリオン数を保存しない。バリオン数非保存の結果、陽子是不安定となる。しかしこの相互作用は極めて弱く、陽子の寿命は10³⁰y以上であるという現在までの実験事実とは矛盾しない。

各相互作用の見かけの強さの違いは、次の2つの機構に

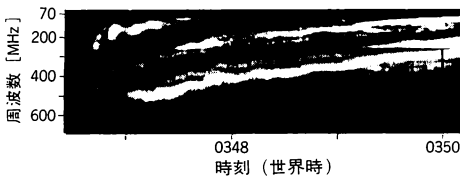
よって説明される。(1) 対称性の自発的やぶれに伴うヒッグス機構によるもの: SU(5)模型の例では、対称性の自発的やぶれは二段階に分けられる。第一段階は、SU(5)→SU(3)×SU(2)×U(1)のやぶれで、これによりバリオン数非保存の相互作用を媒介するゲージ粒子は10¹⁵ GeV/c²程度の質量をもつ。第二段階はSU(3)×SU(2)×U(1)→SU(3)×U(1)のやぶれであり、ワインバーグ-サラム模型におけるそれと本質的に同じものである。これによりウィークボソンは80～90 GeV/c²の質量をもつ。低エネルギー現象に対する相互作用の強さは、ゲージ粒子の質量の二乗に逆比例するので、上記2種の相互作用の「弱さ」が説明される。(2) くりこみ群の効果によるもの: くりこみ群の理論によると有効相互作用の強さはエネルギーのスケールとともに変化する。SU(5)模型を例にとると、そのようすは図のようになる。大統一のスケールM_X～10¹⁵ GeV



より上では、すべての相互作用は対等で同じ強さをもつ。M_Xより下では、対称性のやぶれSU(5)→SU(3)×SU(2)×U(1)の結果、SU(3)部分(g₃)、SU(2)部分(g₂)、U(1)部分(g₁)の有効相互作用の強さがそれぞれ異なる変化を示す。g₂とg₁はワインバーグ-サラム理論に現れる相互作用定数に対応し、第二段階の対称性のやぶれを経て、電磁相互作用定数eにつながる。g₃は量子色力学に現れる強い相互作用の結合定数である。通常の相互作用の強さの分類は、この図のスケールでは左端近くで行われるので、相互作用の強さに大きな違いが生ずる。

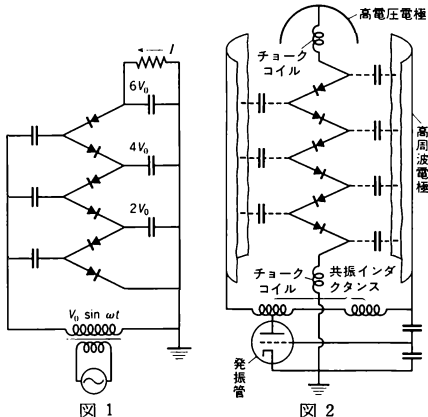
大統一理論の実験的検証としては、バリオン数非保存の相互作用を調べるため、陽子崩壊を測定する実験が進行中である。10¹⁶ GeVという大きなエネルギーを地上で実現することは困難であるが、ビッグバン仮説(⇒ビッグバン)に基づく宇宙初期の進化には大統一理論は大きな影響をもつ。宇宙のバリオン数の起源の説明や、磁気単極子の存在の可能性の指摘などが行われている。なお普通大統一理論という場合は重力相互作用を含まない。重力相互作用まで統一する試みは未成功である。

ダイナミックスペクトル [英 dynamic spectrum, 仏 spectre dynamique, 露 динамический спектр] 周波数スペクトルの時間変化を示す図をダイナミックスペクトルとよぶ。普通、縦軸に周波数、横軸に時間を取り、強度を等高線あるいは写真の濃度で表すことが多い。声紋分析などに使われているソナグラム(⇒ソナグラフ)もダイナミックスペクトルの一種である。電波の領域では、雷から発生する電波(空電)や太陽電波の観測などに使用される。図は東京天文台 野辺山太陽電波観測所で観測した、太陽フレア(⇒太陽面爆発)に伴う電波放射のダイナミックスペクトルの一例である。この図で顕著なことは、電波の強い部分が



時間とともに、高い周波数から低い周波数へ移動していることである。太陽大気中では、周波数の高いものほど下層の大気から放射されるので、このことから、電波を放射する高温のプラズマが太陽コロナの下層から上層へ高速で移動していることがわかる。

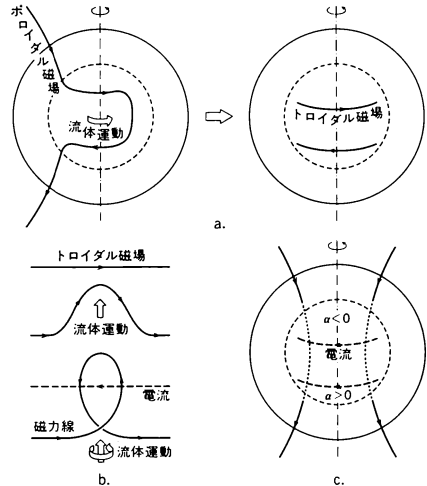
ダイナミトロン [英 *dynamitron*, 露 *динамитрон*] 高周波と浮遊容量を利用した倍電圧整流によって発生させた直流高電圧を利用する加速器。交流電圧から直流高電圧を発生させる装置に、コッククロフト-ワルトン型整流回路のほかに、整流器とコンデンサーを組合せたシェンケル型整流回路(図1)がある。交流電圧を $V_0 \sin \omega t$



としたとき、必要なコンデンサーの耐圧が、下からの段数に比例して、 $2V_0, 4V_0, 6V_0, \dots$ と増大するためにあまり実用化されなかったが、交流の周波数を数百 kHz に上げ、加圧容器の中に納めて、コンデンサーとして整流器のコロナシールドと容器の内側に設けた高周波電極との間の浮遊容量を利用したものが、ダイナミトロン(図2)である。高周波発振には電子管を用いている。出力は6MV, 5mAのものまでであり、研究用では高電圧電極内の発電機を絶縁棒で回転させて電子銃やイオン源に電力を供給しているが、工業照射用は電子加速専用で高周波電力の一部をとって電子銃に供給している。

ダイナモ理論 [英 *dynamo theory*, 独 *Dynamotheorie*, 仏 *théorie dynamo*, 露 *теория гидромагнитного динамо*] 太陽や惑星の磁場の発生機構を説明するのに最も有力な理論。地球や多くの惑星はその内部に電気伝導率の高い流体からなる核といわれる部分をもっている。地球の場合、溶鉄核からなる核が存在する。磁場中で電気伝導性の流体が運動すると、電磁誘導作用により流体内に誘導電流が流れ、磁場がつくられる。流体の運動が適当であれば、最初の磁場を再生することができる。この過程が発電機の発電作用に似ていることから、電磁誘導に基づくこの磁場生成理論はダイナモ理論とよばれる。地球や惑星の磁

場は双極子型の磁場であり、その軸は、地球や大部分の惑星では、自転軸とほぼ一致している。回転運動と対流運動の組合せによって、磁場が再生、維持されると考えられている。ダイナモ理論では、双極子磁場のように表面で観測される磁場(ポロイダル磁場)のほか、半径方向の成分をもたない、流体核に閉じ込められた磁場(トロイダル磁場)の存在を予測する。ポロイダル磁場からトロイダル磁場の生成(図a)、トロイダル磁場からポロイダル磁場の再生がダ



イナモ機構の基本過程となる。一例を挙げると、双極子磁場と回転運動との作用によって、東西方向のトロイダル磁場が生成される。このトロイダル磁場にコリオリ力の影響を受けた対流運動が作用して、もとの双極子磁場が再生される。再生過程では、究極的には磁場と同じ方向の東西に流れる電流が誘導される。この現象を α 効果(図b)とよぶ。回転運動によるトロイダル磁場の生成と α 効果によるポロイダル磁場の再生(図c)を組合せた過程は $\alpha-\omega$ ダイナモといわれる。 $\alpha-\omega$ ダイナモでは、双極子磁場がその極性を周期的に変える振動性の磁場となることが確かめられている(交流ダイナモ)。これに対して、 α 効果だけでポロイダル-トロイダル磁場間の再生・維持過程を組立てることもできるものは、 α^2 ダイナモといわれる。 α^2 ダイナモでは、再生される双極子磁場はその極性を変えることなく、強さが一定となる(直流ダイナモ)。 $\alpha-\omega$ ダイナモのもうひとつの特徴は、トロイダル磁場がポロイダル磁場よりはるかに強いことである。 α^2 ダイナモでは、トロイダル磁場は必ずしも強いとは限らない。太陽磁場は $\alpha-\omega$ ダイナモによってつくられると考えられている。これに対して、地球磁場は α^2 ダイナモによるという考えと、 $\alpha-\omega$ ダイナモによるという両説が存在する。

第二宇宙速度 \Rightarrow 宇宙速度

第二音波 [英 *second sound*, 独 *zweiter Schall*, 仏 *deuxième son*, 露 *второй звук*] 超流動相特有の音波モードで、温度が波として伝播するものである。温度波またはエントロピーの波ともよばれる。L. Tisza (1938 年), L. D. Landau (1944 年) が理論からその存在を予言していた。二流体模型によれば、超流動状態にある液体は、超流動成分(超流体)と常流動成分(常流体)の混合物であって、

絶対零度では前者が 100% であり、温度が上昇するにつれてしだいに後者の割合が増してゆく(図 1, ρ は全体の密

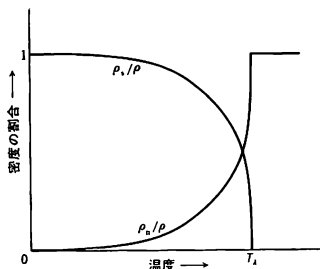


図 1

度, T_λ は λ 点を表す)。この二流体模型に従って基本方程式を解くと、超流動成分と常流動成分の密度が各位置で一斉に(同位相で)増減するモードと、これらがちょうど互いに逆の向きに(逆位相で)増減するモードとが得られる。この同位相のモードはつまり流体全体が振動するもので通常の圧力波にほかならず、第一音波とよばれるものである。これに対して逆位相のモードの方は、全体の密度は一定値を保ちながら、各位置で超流動成分と常流動成分の割合が変化しているもので、これが第二音波とよばれている(図 2)。図 2 の垂直線上の n, s の記号はその場所におけ

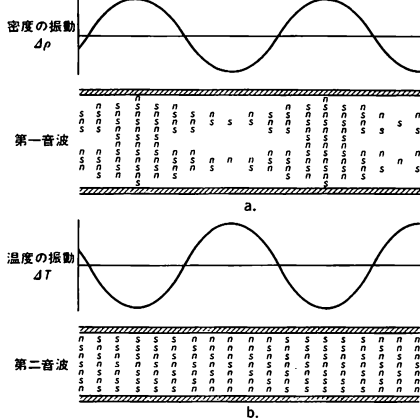


図 2

る常流動成分、超流動成分の存在比を示す。また、記号の総数がその場所での液体密度を表している。第二音波の音速 u_2 は、

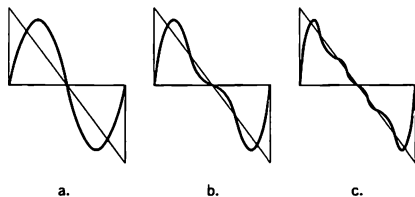
$$u_2^2 = \frac{\rho_s T S^2}{\rho_n C_p}$$

で与えられる。ここで ρ_s, ρ_n はそれぞれ超流動成分と常流動成分の密度、 T は温度、 S はエントロピー密度、 C_p は定圧比熱である。したがって u_2 の測定から ρ_s, ρ_n の温度依存性が求められる。第二音波は、上記のように二流体模型によってその存在が予言され、1946 年にソ連の V. Peshkov が超流動ヘリウム (^4He) 中に浸したヒーターに交流流して、確かに ^4He 中で第一音波とは異なる音速で伝わる波(温度波)が存在することを見いだした。また、 λ 点のごく近傍では第一音波と第二音波との結合が強くなり、たとえばブリュアン散乱によって両者を同時に励起して観

測することができる。

第二高調波発生 [英 second harmonic generation, 独 Erzeugung der 2. Grundschiwingung, 仏 génération de deuxième harmonique, 露 генерация второй гармоники] \Rightarrow 光高調波発生

第二次高調波/バンチャー [英 double harmonic buncher, 仏 groupeur à double harmonique, 露 группирователь вторичных гармоник] 線型加速器で使われるバンチャーまたはプリバンチャー。基本波と第二次高調波よりのこぎり波に近い波形の電圧を得てビームの補捉率を上げる。通常バンチャーは、単一空洞を加速周波数と同じ周波数で共振し、ビームを正弦波で速度変調するものである。しかし、これでは全位相角 (360°) に均一に分布した入射粒子の 60% が 60° の位相角内にバンチ(ビーム集団)を形成するのが限度である。もし、加速周波数と同じ周期で繰返されるのこぎり歯状電場によって速度変調を行うことができれば、理想的なバンチが得られるはずであるが、のこぎり歯状電場を高周波領域でつくることは技術的に困難である。そこで、理想波形を技術的に実現可能な方法で近似することが考えられる。のこぎり歯状波形のフーリエ成分は無限に続くが、最初の 2~3 項までとれば、図のように多少のずれはあるが、のこぎり歯状波形に近づいてバンチの効率をあげることができる。基本波 f_0 (図 a) に第二次高調波 $2f_0$ を加えると、バンチの効率は約 80% にまで改善される(図 b)。具体的には、基本波 f_0 の空洞の下流に $2f_0$ の空洞を追加するものや、1 つの空洞に $f_0, 2f_0$ 両方の高周波を加え、空洞のギャップ間に両者の合成波形が現れるようにくふうしたものもある。このようなものを第二次高調波バンチャーという。第三次高調波まで使えば、90% までバンチが形成される(図 c)が、それだけ複雑になるので、実用例はない。

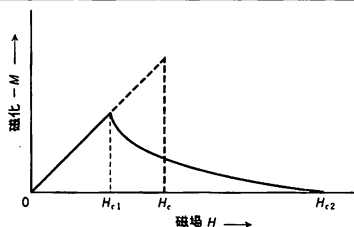


第二種ゲージ変換 [英 gauge transformation of the second kind, 独 Eichtransformation zweiter Art, 仏 transformation de jauge de seconde espèce, 露 калибровочное преобразование второго рода] \Rightarrow ゲージ変換

第二種相転移 [英 phase transition of the second kind, 独 Phasenübergang zweiter Ordnung, 仏 transition de phase de la deuxième sorte, 露 фазовый переход второго рода] \Rightarrow 二次相転移

第二種超伝導 [英 type II superconductivity, 独 Typ II Supraleitfähigkeit, 仏 supraconducteur type II, 露 сверхпроводимость типа II] \Rightarrow 第二種超伝導体

第二種超伝導体 [英 superconductor of the second kind, 独 Superleiter zweiter Art, 仏 supraconducteur de deuxième espèce, 露 сверхпроводник второго рода] 超伝導体は磁場中でのふるまいから、第一種と第二種に分類される。第二種超伝導体の理想的試料の磁化曲線は、図に示すように、磁場 $H = 0$ から下部臨界磁場 H_{c1} までの領域で、マイスナー状態をとる。磁場が H_{c1} を超えると、



磁束の部分的侵入が起るが、その際、磁束は量子化され、最小単位 $\Phi_0 = h/2e (= 2.07 \times 10^{-16} \text{ Wb})$ に分割され、かつ磁束量子は規則正しい三角格子配列をとる。磁場の増加とともに、この格子の間隔が小さくなり、上部臨界磁場 H_{c2} で常伝導状態に遷移する。磁束量子の中心部では、超伝導秩序変数は 0 となっているので、 H_{c1} と H_{c2} の間の磁場領域では、超伝導相と常伝導相が混在しており、混合状態とよばれる。また、おのおのの磁束量子を取巻いて、超伝導電流が環流しているので、渦糸状態ともよばれる(⇒渦糸状態)。渦糸状態の構造の理論的解明はギンズブルグ-ランダウ理論に基づき、A. A. Abrikosov が行った(1957 年)(⇒アブリコソフの磁束線構造)。超伝導の微視的理論である BCS 理論が発表された後、L. P. Gor'kov は量子論的基礎づけを行い、第二種超伝導体の磁気的性質を明確にとらえた。これら一連の理論を研究者の頭文字をとって GLAG 理論とよぶ。渦糸状態における磁束量子の三角格子構造および磁束の量子化は、中性子線回折により立証された。より直接的には強磁性微粒子を超伝導体表面にデコレーションする方法で、電子顕微鏡観察も行われ、三角格子が実証された。第二種超伝導性を示すのは、ギンズブルグ-ランダウ・パラメーター κ が $1/\sqrt{2}$ より大きい物質で、元素では V, Nb, Tc があり、数多くの合金、金属間化合物もこれに属する。超伝導磁石に使用される非理想第二種超伝導体(高磁場超伝導体)もすべて第二種超伝導体である。なお、図において、 H_c は超伝導の凝縮エネルギーで定まる熱力学的臨界磁場である(⇒熱力学的臨界磁場)。

第二種の永久機関 [英 *perpetuum mobile of the second kind*, 独 *Perpetuum mobile zweiter Art*, 仏 *perpetuum mobile de la deuxième sorte*, 露 *вечный двигатель второго рода*] ⇒ 永久機関

第二種の衝突 [英 *collision of the second kind*, 独 *Stoß zweiter Art*, 仏 *collision de deuxième espèce*, 露 *столкновение второго рода*] 電子・原子などの非弾性衝突のうち、ごく普通に見られるのは、内部状態の励起によって相対運動のエネルギーの一部が失われるものである。これを第一種の衝突とよぶが、この用語は最近ではめったに見られない。これと区別して、内部エネルギーが相対運動のエネルギーに変換される衝突を第二種の衝突とよぶ。英語では *superelastic collision* とよぶ人もある。たとえば $e^+ + \text{He}(2^1S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + e^-$

第二種流 [英 *second-class current*, 露 *ток второго класса*] 弱い相互作用に関与する四次元カレントのなかで、主要項と G 変換の性質が異なる項。四次元カレントでハドロンに関する部分は、ベクトル流 V_μ と軸性ベクトル流 A_μ からの荷電共役変換 C とアイソスピン空間の第二軸のまわりの 180° 回転 $R = \exp(+i\pi I_2)$ を用いて、G 変換 $G \equiv CR$ を定義する。 V_μ をこの変換に関して、偶の項

と奇の項に分解し、

$$V_\mu = V_\mu^+ + V_\mu^-$$

$$V_\mu^+ = \frac{1}{2}(V_\mu + G V_\mu G^{-1}), \quad V_\mu^- = \frac{1}{2}(V_\mu - G V_\mu G^{-1})$$

A_μ を分解して、

$$A_\mu = A_\mu^+ + A_\mu^-$$

$$A_\mu^+ = \frac{1}{2}(A_\mu - G A_\mu G^{-1}), \quad A_\mu^- = \frac{1}{2}(A_\mu + G A_\mu G^{-1})$$

このとき、 V_μ^+ と A_μ^+ を第一種流とよび、 V_μ^- と A_μ^- を第二種流とよぶ。第一種流は弱い相互作用の本質的なカレントであり、第二種流はハドロンが強い相互作用をするために派生したものと考えられる。第二種流は、 β 崩壊、 μ 粒子捕獲などによりその存在を示す実験事実はまだ見つからない。CVC 理論を適用すると、ベクトル流 V_μ には第二種流がないことが予想される。しかし軸性ベクトル流 A_μ についてはこのような制限がない。

第二ビリアル係数 [英 *second virial coefficient*, 独 *zweiter Virialkoeffizient*, 仏 *second coefficient du viriel*, 露 *второй вириальный коэффициент*] 実在気体の状態式の形は、分子間相互作用の効果を反映して、理想気体則 $pV = RT$ からのずれを示す。このずれをモル体積 V の逆数または圧力 p の級数で表現し、状態式を

$$pV = RT \left(1 + \frac{B}{V} + \dots \right) = RT + Bp + \dots$$

のように表すことができる(⇒ビリアル展開)。ここで、最低次の展開項の係数 B は温度 T のみの関数で、第二ビリアル係数とよばれる。J. Mayer らによって発展させられたクラスター展開の理論によれば、第二ビリアル係数 B は分子間力のポテンシャル $u(r)$ と

$$B = 2\pi N_A \int_0^\infty r^2 dr \left[1 - \exp \left\{ -\frac{u(r)}{kT} \right\} \right]$$

のように関係づけられる(N_A はアボガドロ定数、 k はボルツマン定数、 r は分子間距離)。この関係から、分子間力の引力的部分が支配的な低温では B は負の値をとり、温度の上昇とともにある特性温度(ボイル温度)以上で正の値をもつようになることがわかる。このように、第二ビリアル係数 B はその温度変化から分子間力の性質をうかがわせるだけでなく、実在気体に特有のジュール-トムソン効果を支配する量としても重要である。

第二量子化 [英 *second quantization*, 独 *zweite Quantisierung*, 仏 *seconde quantification*, 露 *вторичное квантование*] 第二量子化という言葉は、現在、場の量子化とほとんど同じ意味に使われているが、元来は、一粒子のシュレーディンガー方程式と同じ形をした波動方程式を満たす三次元空間における場を量子化して、多電子系の量子力学的波動方程式を得る手法に対する名前である。これは主として、ソ連の V. Fock によって開発された。量子力学は、もともと、電子や光が粒子と波動の二重の性質をもつことの認識から出発したものだが、シュレーディンガーの波動方程式では、光子の問題は一応棚上げとなり、また電子に対しても多電子系を扱う場合には、波動関数は N 個の電子の座標 x_1, x_2, \dots, x_N と時間 t の関数であって、現実の三次元空間の波というイメージが消えてしまっている。この点を追及し、光においては光子の性質を説明し、一方、電子のほうも、現実の三次元空間の波動から出発して、電子の波動性および多電子系の量子力学を導こうというのが、場の量子化の課題である。

第二量子化の立場では、三次元空間の場(電子の場合には、一粒子のシュレーディンガー方程式を満たす場 $\psi(x, t)$ であり、電磁場の場合は、マクスウェルの方程式を満たす $E(x, t)$ や $H(x, t)$) を、量子力学における x や p のような力学量とみなし、それらに適当な交換関係を設定する(⇒量子化)。たとえば、シュレーディンガーの場合なら、交換関係

$$\psi(x, t)\psi^*(x', t) - \psi^*(x', t)\psi(x, t) = \delta(x - x')$$

または反交換関係

$$\psi(x, t)\psi^*(x', t) + \psi^*(x', t)\psi(x, t) = \delta(x - x')$$

を設定する。ただし、右辺は、ディラックの δ 関数である。場 $\psi(x, t)$ を、上の交換関係、または反交換関係を満たすような演算子とすると、量子力学における調和振動子のときと同じように、この場合には、場の振幅がとびとびの値に制限されて、場のエネルギーはボース粒子の集団のエネルギースペクトルに等しくなったり(交換関係をとる場合)、フェルミ粒子集団のそれに等しくなったりする(反交換関係を採用する場合)。

光子の場合も同様で、 $E(x, t)$ や $H(x, t)$ を、ある交換関係を満たす演算子とみなすと、量子化されたマクスウェルの場は、ボース統計に従う光子の集団と同等であることを示すことができる。量子化された場の量は、時空の1点 (x, t) で、粒子を消したり生成したりする演算子である。そして、上のシュレーディンガーの場の場合

$$\int_V d^3x \psi^*(x, t)\psi(x, t)$$

は、体積 V の中に含まれる粒子の数を表す演算子になる。

場の量を演算子とみなすと、それらの演算子が働きかける状態ベクトル Ψ が別に存在しなければならない。そしてこの Ψ の時間的変化が、シュレーディンガー方程式

$$i\hbar \frac{d}{dt} \Psi = H \Psi$$

によって規定される。ここに、 H とは、場のハミルトニアンである。 Ψ は、粒子数が対角的に示す表示では、各モードの粒子数の関数で、上のシュレーディンガー方程式は、粒子数の異なった状態ベクトルの間の関係を与える。したがって、この形式は、粒子数の変化する過程(粒子の放出、吸収や崩壊など)を取扱うのに特に便利である。

元来、場は無限の自由度をもった力学系と同等であるが、このことは、場というものの量子力学的状態の空間には、任意個数の同種粒子系の状態全部が含まれていることを意味する。場の理論における状態ベクトル空間は、こうして、量子力学における、0 粒子状態、一粒子状態、…全部を含んだ巨大なものとなる。特に、0 粒子状態を「真空」といい、場の理論においては真空も一人前の物理的状态である。

第二量子化の手続きは、このように量子力学的多体問題

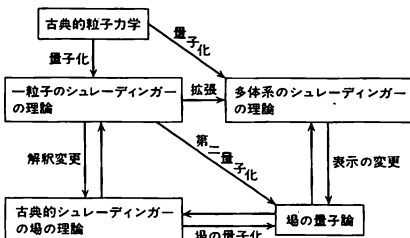
と密接に関連したものである。この事情を図に示す。

なお、第二量子化の形式は、非相対論的なシュレーディンガーの場だけでなく、相対論的なディラックの場に対しても拡張できる。特に、ディラックの電子論の困難と思われていた負エネルギー解は、第二量子化理論においては、反粒子を表す自由度として、極めて自然に受け入れることができる。また、量子力学的解釈の適用が不可能であったクライン-ゴールドンの場にも、第二量子化が適用され、相対論的領域へ進むための好都合な出発点が提供された。特に、相対論的因果律(場の量の測定の不確定性が、光より速く伝わらないということ)と、場のエネルギーが正定値をとらなければならないという要求から、半整数スピンをもった場はフェルミ粒子の集団と同等であり、整数スピンをもった場はボース粒子の集団と同等であることが W. Pauli によって証明された。こうして、相対論的な場の理論では、電子はフェルミ粒子、光子はボース粒子であることが証明されたことになる。この定理は、第二量子化の理論が正しいという最大の根拠となるものであろう。

しかしながら、上にのべたように、第二量子化の理論は極めて巨大な状態ベクトル空間を導入した代償として、いわゆる発散の困難に悩まされることになる。ある種の場の相互作用に対しては、くりこみ操作によって発散の困難を避けることができるが、自然には、くりこみ操作によっても避けることのできないような発散を生じる相互作用も、存在しないとはいえない。この点は未解決である。

大脳辺縁系 [英 limbic system, 独 limbisches System, 仏 système limbique] 辺縁皮質が統合する領域を大脳辺縁系という。海馬体、中隔核、梨状葉、扁桃体から成り、前二者は原皮質、後二者は古皮質とよばれる。また、梨状葉、海馬体に接して中間皮質とよばれる部分も辺縁系に含まれる。大脳辺縁系は個体維持、種族保存の本能行動や怒り、悲しみの情動に関係する。この部分は、視床下部と強い連絡があり、視床下部の調節を通して自律神経系を制御する。また前頭前野、側頭野とも連絡し、感覚、記憶をよびます。したがって本能行動、情動発現に関する統合も行方。たとえば、不快を感じて怒り、そして攻撃するというとき、自律系が攻撃に向かった体制をとるようにしむける。

ダイバーター [英 divertor, 独 Divertor, 仏 divertisseur, 露 дивертор] プラズマから飛び出した粒子は、真空容器の壁にぶつかり壁に吸着している酸素や炭素の不純物原子をたたき出す。また壁の構成材料そのものの原子(たとえば鉄)などをスパッターしてたたき出す。これらの原子はプラズマに入り込み、イオン化され不純物イオンとなって、大きな放射損失をもたらし、そのためプラズマの温度が下がることになる。したがって不純物イオンの遮蔽は重要であり、その対策のひとつとして用いられるのが、



ダイバーターである。図に示すように、プラズマの境界となる磁気面にセバトリックスを導入し、プラズマの外部周辺の磁力線をプラズマから離れた領域へ導くようにしてやる。このような磁場構成をダイバーターという。外部から侵入する不純物イオンは磁力線に沿ってダイバーター領域に導かれ、プラズマ内部への侵入を遮蔽する役割を果たす。

ダイバリオン [英仏 dibaryon, 露 дибарион] 2個の重粒子の束縛状態あるいは共鳴状態のこと。この意味では、重陽子もダイバリオンの一例である。しかし、重陽子では、2つの核子は、おのおの個性を失うことなく、互いに距離を保って結合している。狭い意味のダイバリオンはこのような状態を除外し、二核子が十分接近している特殊な状態をさす。例としては、二核子の一方または両方が Δ 共鳴に励起された状態で中間子交換をして共鳴状態を形成する場合である。さらにより特殊なダイバリオン状態としては、二核子を構成している6個のクォークが1つのバッグ(\Rightarrow バッグ模型)の中に閉じ込められている状態も考えられる。実験的に、核子・核子散乱の位相のずれやそのエネルギー依存性を測定して、ダイバリオンに関する情報を得る。現在のところ、部分波振幅にある種の異常が見つけられていて、この異常性はダイバリオンのためであると考えられているが最終的な結論に至っていない。また、その異常性が、たとえば、 Δ -N間の分子の結合状態によるのか、それとも、6個のクォークが1つのバッグに入っている状態によるのかについても結論は得られていない。

台風 [英 typhoon, 独 Taifun, 仏 typhon, 露 тайфун] 北太平洋西部の海上に発生する熱帯低気圧。気象庁では、最大風速 $17.2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 以下のものを弱い熱帯低気圧、それ以上のものを台風とよんで区別している。熱帯低気圧とは、低緯度の特定の海域に発生する大気の渦巻である。発生機構はよくわかっていない。しかし、(1)海面水温が 27°C 以上であること、(2)一般風(1日以上持続して一定方向に吹く風)が低気圧性(北半球では反時計まわり、南半球では時計まわり)の渦巻をもっていること、(3)一般風の風速の高さ方向の変化が小さいこと、が熱帯低気圧の発生に必要である。気象衛星の雲写真によれば、熱帯低気圧の発生しやすい海域では、積乱雲の群が毎日頻繁に発生消滅を繰り返している。そのごく一部が渦を巻き始め、熱帯低気圧になる。渦巻の向きは低気圧性である。積乱雲の群の寿命は、1日程度であるが、熱帯低気圧として組織化された渦巻は1週間以上持続することがある。

弱い渦巻が2、3日のうちに強い渦巻きに発達していく機構は、第二種の条件付不安定(conditional instability of the second kind, 略して CISK (シスク))によるものと考えられている。CISKとは、渦巻の下層の風速が海面摩擦のために小さくなり、その結果、渦巻の中心部で上昇気流、周辺部で下降気流が生じるために、積乱雲が渦巻の中心部で集積的に発生し、渦巻の中心部の上昇気流をますます強化して渦巻を発達させる仕組みをいう。発達した熱帯低気圧の構造は次の通りである。直径は $500\sim 1000\text{km}$ 、高さは対流圏全層に及ぶ。下層 $1\sim 2\text{km}$ の部分で中心部に風が吹き込み、らせんを描いて対流圏上部に上昇してから四方に吹き出す。ただし、中心から半径 $10\sim 30\text{km}$ の部分は、風速が弱く、目とよばれる。目の内部は弱い下降流で、青空が見えることがある。中層部(高さ $2\sim 8\text{km}$)は、水平面内をほぼ円形に空気が回転している。その内部に、

円環状またはらせん状に積乱雲が分布し降雨をもたらす。図(1965年17号、富士山レーダー、立平良三撮影)の黒い



部分は、気象レーダーで見た台風中心部の雨域で、レーンバンドとよばれる。熱帯低気圧の年間発生数は、北半球で50個、南半球で20個程度である。そのうち、台風の発生数が最も多く、年間20個程度である。台風は、北太平洋高気圧の西側の縁に沿って北上し、年間数個が日本に上陸して、大きな気象災害をもたらす。しかし、日本の年間降水量の $1/4\sim 1/3$ が台風によってもたらされるので、水資源として重要な気象現象である。

対物鏡 \Rightarrow 対物レンズ

対物レンズ [英 objective, 独 Objektiv, 仏 objectif, 露 объектив] 光学器械において物体を最初に結像する光学系。カメラでは物体をフィルム面に結像する写真レンズが対物レンズであり、顕微鏡では最初に標本の拡大した実像をつくるレンズが対物レンズである。望遠鏡では最初に物体の像をつくる光学系を対物レンズといい、これを後につづく接眼レンズでさらに拡大して見る。反射を利用するものを特に対物鏡という。望遠鏡の対物レンズは通常クラウンガラスの凸レンズとフリントガラスの凹レンズの組合せからなっており、無限遠物点に対してアプラナートで2色色消しである。高級なアポクロマート対物レンズは、特殊分散ガラスを2種または3種組合せて3色色消ししたものである。望遠鏡の分解能は対物レンズの直径に比例する(\Rightarrow 分解能)。顕微鏡の対物レンズは特定の近距離にある物点の拡大した実像をつくる色消しレンズで、簡単なものでは2枚、複雑なものでは十数枚のレンズからなる。

耐放射線性 [英 radiation resistance, 独 Strahlungsbeständigkeit, 仏 résistance aux rayonnements, 露 стойкость к облучению] 物質が放射線によって破壊されにくいことを耐放射線性が高いという。物質に放射線を照射すると放射線損傷を受け、物理的性質が変化するが、放射線照射によって分解や特性劣化を起しにくいことをさす。一般には、金属は耐放射線性が高く、これに反して、プラスチックなどの有機物、テフロン、トランジスターや半導体などの回路素子は耐放射線性が低い。高分子材料のなかでは、ベンゼン環を含むもの、たとえば、ポリスチレンなどは比較的耐放射線性が高い。また、ガラスなどは放射線によって色中心ができて着色するが、ガラスにセリウムを添加することにより着色を抑える効果があるといわれている。原子炉や加速器などを製作する際には、耐放射線性の高い材料を必要とするので、このような材料の研究も重要になりつつある。

体膨張率 [英 coefficient of cubical expansion, 独 ku-

bischer Ausdehnungskoeffizient, 仏 coefficient de dilatation cubique, 露 коэффициент объемного расширения] ⇒ 膨張率

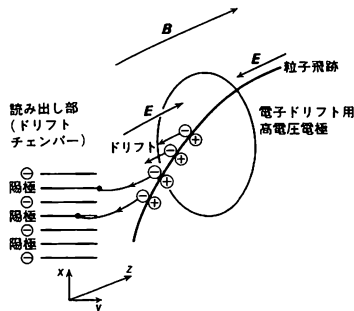
タイマー [英 timer, 独 Zeitplanregler, 仏 régulateur à programme, 露 таймер] 入力信号から出力信号までの間に任意の時間遅れをもたせる装置で, 時間を決定する機構により各種のタイマーがある。モータータイマーは, 電気入力信号によりモーターを回転させ, その機械的な動きにより所定の時間経過後に接点を動作させる。電子タイマーは遅れ時間を電子回路によりつくる。CR 発振計数方式では, 電源投入により CR 発振回路が発振し, この信号が計数回路が設定値まで計数されると出力信号がでる。CR 充放電式では, C と R の組合せによる充放電特性を利用して所定の時間遅れを得る。計数タイマーは周期一定の信号(一般には商用電源周波数)を計数回路で数えて時間遅れを得る方式で, 時間精度が高く, 長時間から短時間まで可能で, 広く使用される。制動タイマーは空気, 油などの流体に制動を加え, これによる時間遅れを時間要素とするもので, 電磁コイルとの組合せで接点を動作させる。

タイムシェアリング [英 time sharing, 独 Teilnehmer-Rechenbetrieb, 仏 partage de temps, 露 разделение времени] 計算機システムの処理方式のひとつ。時分割ともいう。多数の利用者が同一計算機を同時に使用し, しかも各利用者があたかも自分自身の計算機を占有しているかのように見える方式。TSS(タイムシェアリングシステム)ともいう。利用者は計算機と対話しながら, 人間と機械との協調によって問題を解決していく。これが可能なのは, データの入出力に要する時間が, 一般に計算処理に要する時間よりはるかに大きいからであり, 中央処理装置の時間をタイムスライスとよぶ微小時間に分割し, これを実行可能状態にあるジョブに順次割当てることによって実現する。タイムシェアリング処理においては, ジョブの会話的実行のためのコマンド群, エディター, 会話型言語, デバッグ機能などが重要である。現在の汎用大型計算機では, タイムシェアリング処理, バッチ処理, リモートバッチ処理, リアルタイム処理の4つの処理方式を同時に扱うことが可能となっている。

タイムドメイン [英 time domain, 独 Zeitbereich, 仏 domaine de temps] 物理量や信号のふるまいを時間の関数として調べることをタイムドメインでの扱いという。特にタイムドメインといういいかたをするのは, これと相補的な関係にある周波数ドメインとの対比からである。過渡現象の観測や解析はタイムドメインでの扱いの方がやりやすい。オシロスコープは代表的なタイムドメインの測定器である。

タイムプロジェクションチェンバー [英 time projection chamber, 仏 chambre à projection de temps] カリフォルニア大学ローレンス・バークレー研究所の D. Nygren により考案されたドリフトチェンバーの一変型。略して TPC とよばれる。ドリフトチェンバーを磁場中に設置すると自由電子のドリフトする通路がローレンツ力のため曲がる。このため長い距離をドリフトさせる場合, 強い磁場中で高い位置精度を得ることが困難になる。Nygren は磁場とドリフト用電場を平行にすれば, 自由電子はローレンツ力を受けなくなるばかりか, サイクロトロン運動のため拡散半径も小さくなることに着目し, これらの効果を積極的に利用する長距離ドリフトチェンバー TPC を

考案した。TPC は模式図に示したように有効体積を大きくしても, 陽極の数を少なく, 長さを短く抑えうる。このため限られたスペースに増幅率のそろった, 電離損失サンブル用の層を高密度で配列可能となる。このことから, 電離損失(dE/dx とよぶ)による粒子識別, 特に数 GeV/c 領域での識別が実用化できる。このほかに, 図に示したように, z 軸はドリフト時間で(500 μm くらいの精度), x 軸は陽極で(数 mm の精度), y 軸は図には示していないが陰極を分割することにより(150~200 μm の精度), 真の三次元検出器として使える利点もある。



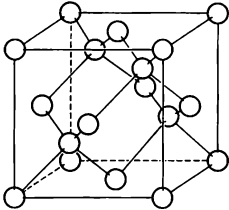
ダイヤグラム法 [英 diagrammatical method, 独 diagrammatische Methode, 仏 méthode diagrammatique, 露 метод диаграммы] 物理量を, 直線とその終点(頂点)から成るダイヤグラムに対応させて図式的に計算する方法。R.P.Feynman は量子電磁力学の摂動計算にこれを用いて成功した(⇒ファインマン・ダイヤグラム)。この方法は理論物理学の各分野に應用されている。

ダイヤモンド [英 diamond, 独 Diamant, 仏 diamant, 露 алмаз] 炭素単体の多形の一形態であり, もうひとつの形態であるグラファイトとは非常に異なる属性をもつ。空気中 712°C 以上で熱すると CO_2 となるが, 真空中では約 2000°C でグラファイトに変わる。温度・圧力状態図上高圧側でダイヤモンド, 低圧側でグラファイトが安定相である(⇒グラファイト)。研磨剤などに使用する粉末のダイヤモンドは工業的に生産されている。大きさ 1 cm ぐらいの単結晶はほとんど天然産であるが, 高温・高圧下で人工的につくることもできる。立方晶系ダイヤモンド格子 $\text{O}_h(Fd3m)$ の結晶で, (111)面でへき開する。極めてかたく, モース硬度 10 の基準として用いられる。単位胞は 2 個の C 原子より成る。1 個の C 原子を 4 個の C 原子が正四面体の頂点を占めるように囲んでおり, sp^3 混成軌道による典型的な共有結晶である。最隣接 C 原子間の距離は 1.54 Å (室温)である。

フォノンの分散曲線で, 光学モードのフォノンのエネルギーは波数を単位にしてブリルアン域の中心 Γ 点で 1332 cm^{-1} にある。X 点を含むブリルアン域の境界面では二次的に縮退しており, 縦波は 1193 cm^{-1} , 横波の音響モードは 803 cm^{-1} , 光学モードは 1076 cm^{-1} である。等極性のため赤外線吸収はない。通常光スペクトルの特徴からタイプ I とタイプ II とに区別されるが, 両タイプに観測される波長 5 μm , 4 μm , および 3 μm 付近の弱い吸収や, ラマン散乱のスペクトル構造は 2 フォノンあるいは 3 フォノン過程によるものである。タイプ II は 6 μm より長波長で透過率約 60% と透過度がよく, このような物質はほかにない。

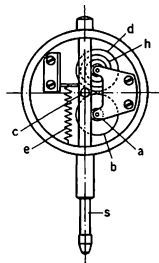
このため赤外線用の窓としてグレー検出器などに用いられる。電子のエネルギーバンドの特徴は、価電子帯の頂上がブリルアン域の Γ 点にあり、軌道的に三重に縮退している。スピン・軌道相互作用は小さく 0.006eV である。伝導帯の底は d 軸上、価電子帯の頂上から 5.33eV にある。光スペクトルの吸収端は価電子帯の頂上から伝導帯の底への間接遷移で、ほぼ 225nm ($=5.33\text{eV}$) の波長に対応し、この波長から短波長側が不透明となる。 Γ 点での直接遷移は約 7.0eV にある。可視領域は透明で、屈折率が 2.417 (波長 589nm) と大きく、したがって全反射臨界面角が小さい。このため、プリアンカットなど表面の面間角をくふうして装飾具に用いる。そのほか耐圧性の大ききことを利用して圧力発生装置のアンビルや圧力容器の光学用窓として使用される。

ダイヤモンド型構造 [英 diamond structure, 独 Diamantstruktur, 仏 structure type diamant, 露 структура типа алмаза] 単体の C, Si, Ge, Sn, また, BN などに見られる結晶構造型。立方晶系に属し、空間群は $Fd\bar{3}m$ 。単位胞中に 8 個の化学単位を含む。ダイヤモンドの場合、図において、すべての C 原子はほかの 4 個の C 原子によ



て正四面体配位(配位数 4)されている。単位胞中の 8 個の四面体位置のうち、4 個のみに原子が位置しているので、ダイヤモンド型構造は、最密充填構造ではない。面心立方格子の格子点を体対角線 $[111]$ の方向に体対角線の長さの $1/4$ だけずらして、もとの面心立方格子と重ねるとダイヤモンド型構造になる。

ダイヤルゲージ [英 dial gauge, 独 Meßuhr, 仏 indicateur à cadran, 露 индикатор с круговой шкалой] 測定点の直線的な動き(ストローク)を回転角の変化に変え、これを拡大する道具である。ダイヤル面上を回転する時計状指針の回転角によって 0.01mm 単位でストロークを測定することができる。一般に用いられているダイヤルゲージの内部構造は、およそ図に示すようになっている。スピンドル s の先端は上下動するストロークを計測するための接触端であり、 s の中間にはラックが刻まれていて、これに第一ピニオン a が噛み合っている。 s が上下すると a が回転し、これと同軸の歯車 b が回転する。指針の軸となっているピニオン c は歯車 b および歯車 d と噛み合っている。 b の回転は c に伝達され、結局 s のストロークは大きく拡大されて c を回す。一方渦巻ばね h の自由端 d に固定されているため、ばねの復元力が常時ピニオン c に加わっている。つる巻状のばね e はスピンドルを常に下方向に引いて、測定子すなわちスピ



ダイヤルゲージの内部構造図

ンドル先端を被測定物に押しつける。これら 2 つのばねの復元力はラックとピニオンおよび歯車との噛み合いのガタによって生ずる測定誤差を小さくするように働く。

最小目盛 (0.001mm , 0.005mm , 0.01mm , 0.05mm , 0.1mm の 5 種類) と測定範囲 (0.2mm から 80mm) の組合せによりダイヤルゲージには多数の種類があるが、さらに測定子先端にてこを取付けて特に狭い箇所での測定を容易にしたものがある。また精度は JIS により定められており、たとえば最小目盛 0.01mm 、測定範囲 10mm の場合、全範囲行き精度は特級で $10\mu\text{m}$ 以下、1 級で $15\mu\text{m}$ 以下、2 級で $25\mu\text{m}$ 以下、戻り誤差は特級で $2\mu\text{m}$ 以下、1 級、2 級で $3\mu\text{m}$ 以下となっている。

太陽 [英 sun, 独 Sonne, 仏 soleil, 露 солнце]

太陽はわれわれから最も近くにある恒星である。質量は $2 \times 10^{33}\text{g}$ 、主として水素からなる巨大なガス塊で、その巨大な自重は中心で $1.4 \times 10^{11}\text{atm}$ という高圧(温度約 $1.5 \times 10^7\text{K}$ 、密度約 $120\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)により支えられ、球型を保っている。太陽は $3.9 \times 10^{33}\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ という率で光を放射しているが、このエネルギーは高温高密度の中心部で起っている $4\text{H} \rightarrow \text{He}$ の核反応により供給されている。太陽はガス球であり、本来はつきりした境界はないが、中心から $6.9 \times 10^{10}\text{cm}$ のあたりから外は可視光に対して透明となるため、その値を太陽半径、その球面を光球面とよび、それより内側を太陽本体と考える。温度、密度は中心から外部に向かって下がり、光球では温度 5800K 、密度 $10^{-8}\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ である。太陽内部は、その中心で発生する熱がより温度の低い外層に向かって放射で流れる放射層(中心から半径の約 80%)と、表面近くで熱が対流によって輸送される対流層(表面から半径で約 20%)とからなる。対流層内では高温ガス塊は下層から上層へ沸上り、これが対流泡として熱を運ぶ。太陽表面を覆う直径約 700km 、速度約 $1\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 、寿命約 9 分の粒状斑、直径約 $3 \times 10^4\text{km}$ 、速度約 $0.4\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 、寿命約 20 時間の超粒状斑はこれらの対流泡の上面を見ているものと考えられている。これらの対流は太陽の自転と結びついて太陽磁場を発生させる。この磁場は太陽の希薄な外層にさまざまな激しい現象を引き起す原動力となっている。

太陽内部のようすは理論的に解明されてきた。太陽の本体はまったく変化を示さないように見えるが、詳しく測定すると、5 分周期、160 分周期などで振動を繰返していることがわかる。これらを手がかりにして、対流層上部の温度分布、内部の自転のようすなどについての知見が得られる。また太陽の中心部で起っている核反応によって発生するニュートリノを直接に測定して核反応のようすを知ろうというものもある。

光球より外側には密度の低い外層大気が存在している。光球面から上に測って約 2000km までは、温度は 10^4K 程度とほぼ一定である。これに対し、密度は $10^{-10} \sim 10^{-14}\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 以下がる。この領域は彩層とよばれる。その上層には、フィブリルとよばれるループ構造や、スパイクル(スピキュール)とよばれる高さ 15000km くらいまで $40\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ くらいで速度で吹上げられた細いジェット構造等が入り混じっている。さらに外側へ広がっているのは、日食の際に真珠色に大きく輝いて見えるコロナである。彩層と温度約 $1.5 \times 10^6\text{K}$ のコロナとは、大きな温度勾配をもつ遷移層を介してつながっている。コロナは通常の意味の成層大気ではない。外部コロナは、ストリーマーとよば

る温度 10^6K 程度、密度 10^7 粒子 $\cdot\text{cm}^{-3}$ 程度の放射状流線構造をもち、内部コロナは温度数百万 K、密度 10^{10} 粒子 $\cdot\text{cm}^{-3}$ 程度で、黒点活動域の磁力線構造を反映する多数のループ構造からなっている。黒点活動域から離れるとループ構造は大きく開きかつ目だたないものとなり、さらに遠くにはコロナのない(希薄な)部分(=コロナルホール)すらある。これらの構造は太陽表面磁場に支配され、太陽活動周期で変化する。

太陽から惑星間空間に流れ出ている太陽風は、高温コロナが太陽の重力で捕えきれずに流出する熱膨張風と考えられてきた。しかし予想に反して、太陽風の強く ($700\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ くらいの太陽風高速流)流れ出ているのは、温度の高い活動域部分からではなくてコロナルホールからであることがわかり、単純な熱膨張風説は修正を必要としている。活動域上空からの流れはむしろ低速 ($300\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ くらい)で、太陽風中で磁場極性の変わる境界(太陽風磁場セクター境界)となっている。

光球面上に見られる黒点の温度は、 4500K 程度でまわりより低い。1個の黒点は直径数千～数万 km の暗部とそれを囲む半暗部からなり、黒点が $2\sim10$ 個くらい集まって黒点群を形成している。黒点群は太陽面上南北の一定の緯度帯に多く発生する。その緯度域は 35° あたりに始まり、11年の周期で赤道に向かって移動する。個々の黒点は $1000\sim3000\text{G}$ の磁場をもつ。ある周期に北半球の黒点群で太陽の自転からみて先行する黒点が N 極、後行する黒点が S 極だとすると、南半球ではその逆、次の周期では南北ともにそれらの極性が反転するという顕著な周期性を示す(したがって極性まで考えると、22年が太陽活動周期)。この周期に伴って黒点群付近で発生する諸活動も消長を繰り返す。黒点活動は各周期で平均の強さが異なるが、各活動周期での活動の強さそのものがまた長周期変動をしていると考えられる。この変動はかなり非線形振動的で、たとえば 17 世紀後半にはほとんど黒点活動のなかった時代もあった。これに対し短い方の周期そのものはほとんど 11 年と一定で、過去にさかのぼるまで存在していた。このことは古樹の年輪や湖底の堆積物からも知られる。太陽磁場は、太陽が星間ガスから誕生したときにもち込まれた星間磁場が太陽の自転と対流によって維持再生産され、それが浮き上って黒点群となり、さらに二重極の一般磁場にフィードバックされているものと考えられる。黒点以外の部分でも、磁場は超粒状斑のふちや、NS 極が対で現れては消える磁場ノットなどとして広く分布する。また黒点群の周囲に現れる半斑などでも磁場の影響によるものである。H α 線などでは、影層の上に見られる長さ $2\times10^6\text{km}$ に及ぶ暗いダークフィラメントなども磁場構造のひとつである。ダークフィラメントは太陽の縁にきたときに横から見ると、高さ数万 km、厚さ数千 km の薄い衝立て状の構造に見えるが、さらに詳しく見ると、多くの細い筋からなっていて、密度 10^{14} 粒子 cm^{-3} 、温度 10^6K くらいのガスがコロナ中に支えられていることがわかる。これはプロミネンス(紅炎)とよばれる。

黒点を中心とした活動域では激しい爆発現象が起こる。これを太陽面爆発(=太陽フレア)という。これは影層中で形成される H α 線などで最もコントラストよく見られることから、以前は影層中の現象と考えられてきたが、近年は電波や X 線、紫外線などの観測によって、非常に広い範囲にわたる現象であることがわかった。影層中の H α 線で見

える現象はコロナの中で生じる超高温度現象 ($2\times10^7\sim$ 数億度 K) の波及効果のひとつにすぎない。超高温度部分は比較的小さい(長さ $(1\sim3)\times10^4\text{km}$ くらい)ループ状の形を示す。小さいフレアはこれだけで終るが、大きいフレアはこれに触発されてループ状の領域で加熱が起こり、一連の高温ループからなるアーケード状のものがつくり出される。最初に現れた激しいループの足の部分は影層中に H α フレア核とよばれる輝点をつくり、アーケードは H α リボンフレア対をその足もとにつくりだす。これは活動域ダークフィラメントの両側に起るが、これに先だってダークフィラメントは消失するので、これらはダークフィラメントの磁場構造と密接に関連していると考えられている。大きいフレアでは電波、X 線などでも非常に広範な影響が見られる。初めの H α フレア核出現時には、硬 X 線や電波でも、ループの足もとに輝点が見られ、次にループの上部に数千万～数億度の領域が出現する。このころ発生した高エネルギー粒子や電磁流体衝撃波がコロナ中を速くまで伝わり、高速で移動するさまざまな電波源をつくりだしていく。またフレアループは、やや遅れて熱せられて上昇していく影層ガスで満たされ、数十分～数時間続く軟 X 線放射の源となる。またフレア発生に伴ってサージ、スプレイなどと呼ばれるプラズマ放出、磁場変形(つなぎがえ)によると考えられるゆるやかなプラズマ流出が続き、これらが惑星間空間に大きな擾乱を与える。

太陽は恒星としては G 型矮星で、質量、温度、光度などが小さい平凡な星であり、銀河系の外の方の腕の中に 45 億年くらい前に生れた。太陽の中心部ではその間のエネルギー放出分だけ、水素がヘリウムに転化しているが、あと 50 億年くらいたつと、中心部の水素は消費し尽される。その結果、太陽の外層は金星の公転軌道くらいにまで大きく広がって、表面の温度は下がって、赤色巨星になるであろう(⇒星の進化)。

太陽宇宙線 [英 solar cosmic rays, 独 solare kosmische Strahlung, 仏 rayons cosmiques du Soleil, 露 солнечная компонента космических лучей] 太陽黒点の付近で、太陽フレアとよばれる爆発現象がしばしば発生する。この爆発に伴って、 γ 線や硬 X 線などの高エネルギー電磁放射とともに、核子当たり数 MeV 以上の運動エネルギーをもつ高エネルギー粒子群を発生することがある。これら粒子群を、太陽宇宙線とよんでいる。最近になって、この名称は太陽起源の粒子群には適当でないとして、太陽フレア粒子とよばれるようになった。これら粒子群の化学組成をみると、太陽大気のそれを反映して、大部分が陽子であるため、研究の初期には、太陽陽子とよばれたこともあった。太陽フレア粒子の化学組成は、核子当たり 15MeV 程度以下のエネルギー域では、太陽大気のそれに比べて、原子番号の大きい核群に明白な過剰存在の傾向がある。核子当たり 30MeV 程度以上のエネルギー域では、このような傾向は見られなくなり、太陽大気の化学組成に類似したものとなる。こうした化学組成の粒子エネルギー依存性は、太陽フレア発生に伴って粒子が加速される際に、比較的低エネルギー域では、原子番号の大きい核群の加速率が相対的に高いことを示唆している。

太陽 X 線 [英 solar X-ray, 独 solare X-Strahlung, 仏 rayon X du Soleil] 太陽は、温度約 6000K の黒体放射に加えて、いろいろな電磁放射や粒子流を放出している。太陽 X 線はそのひとつで、活動領域からの準定常的

な軟X線放射と、フレアに伴う爆発的なX線放射とに大別できる。太陽X線は、太陽表面近くでの粒子の加速や加熱の機構を反映しているが、これらの機構は太陽の自転および磁場と密接な関連をもつと見られる。準定常的な軟X線は、温度 $(1\sim3)\times 10^6\text{ K}$ の光学的に薄いプラズマの熱放射と考えられ、種々のX線輝線が見られる。その発生源はコロナ下部の高温プラズマで、光球面からの高度は $10^7\sim 10^8\text{ m}$ 程度と見られる(⇒太陽コロナ)。その強度は、太陽面上の活動領域(黒点が豊富で磁場がループ状に閉じている領域)で強く、反対に太陽磁場が宇宙空間に向かって開いている領域(コロナルホール)では弱い。軟X線放射の強度は、活動領域の消長(数日～数週間のタイムスケール)や11年周期の太陽活動に伴い、2けた以上変動する。その放射エネルギーは、強いときで 10^{16} W 程度である。他方、太陽活動の極大期(⇒太陽活動周期)には太陽フレアが頻発し、それに際して、数分の持続時間で硬X線($10\sim$ 数 keV 程度)の爆発的な放出が見られる。そのエネルギーは、大きいものでは 10^{19} J 程度になる。通常、硬X線に引き続いてよりゆっくりした軟X線の増加が見られる。フレアに伴うX線は、 10^7 m (光球半径の約1/60)程度より小さい領域から発生していると思われるが、硬X線が熱的なものか非熱的なものかはまだ不明である。1980～81年の太陽活動極大期には、日本の人工衛星ひのとりやアメリカの人工衛星SMMが太陽フレアを紫外線、X線およびγ線で精密に観測しており、新たな成果が期待される。

太陽活動 [英 solar activity, 独 Sonnenaktivität, 仏 activité solaire, 露 солнечная активность] 太陽黒点のように、一定の期間のみ太陽面上に現れる現象およびその変化を総称して太陽活動という。黒点以外には、白斑、ブラージュ、紅炎、フレアなどが太陽活動を構成するが、すべて磁場の消長によって引起される太陽上層大気の変化である。活動度は約11年の周期をもって変化するが、磁場の向きの反転も考慮すると、約22年が真の周期といえる。これを太陽活動周期という。一般の恒星にも太陽活動と類似の活動があることがわかっており、また10年ほどの周期で変化する星も見つかっている。

太陽活動周期 [英 period of solar activity, 独 Periode der Sonnenaktivität, 仏 période d'activité de Soleil, 露 период солнечной активности] ⇒ 太陽活動

太陽系 [英 solar system, 独 Sonnensystem, 仏 système solaire, 露 солнечная система] 太陽と、それを取巻く惑星、衛星、彗星、惑星間塵からなる系。太陽系には次のような特徴がある。(1) 太陽系全質量の99.9%を太陽が、残りの99.9%以上を惑星が占めている。しかし太陽系の角運動量の98%は惑星が占めており、太陽の自転角運動量はわずか2%を占めるにすぎない。(2) 惑星は、ほぼ同一平面内を、太陽の自転と同じ方向にほぼ円運動して公転している。水星と冥王星は例外である。(3) 惑星の自転方向と公転方向は同じ。金星は例外で逆行自転、天王星も例外でその赤道面は軌道面にほぼ垂直である。(4) 衛星の多くは母惑星の赤道面内にあり、母惑星の自転と同じ方向に公転している。(5) 彗星の離心率は1に近く、軌道傾斜角は $0^\circ\sim 180^\circ$ にわたって分布している。(6) 小惑星の数は数十万個にも達するが、全質量は月の約1/25しかない。(7) 水星と金星には衛星がない。(8) 惑星は質量が 10^{28} g より小さく平均密度は $4\sim 5\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ の地球型と、質

量が 10^{28} g より大きく平均密度が約 $2\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ の木星型に分けられる。(9) 木星型惑星には輪がある。しかし海王星にはまだ輪は発見されていない。(10) 惑星の公転周期と衛星の公転周期の比が整数に近いものが多い。太陽系の起源論はこれらの特徴を説明するものでなければならない。

太陽系自身は、近傍のほかの恒星系に対して、 $20\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の速さで、へルクレス座の方向(赤経 271° , 赤緯 30° ; 銀経 57° , 銀緯 22°)へ運動している。さらに太陽系近傍の恒星系は銀河中心より約10kpc(キロパーセク)の距離にあって、はくちょう座の方向(銀経 90°)に $250\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ の速さで円運動し、その周期は約2億年である。

太陽系の起源と進化 [英 origin and evolution of the solar system, 独 Ursprung und Evolution des Sonnensystems, 仏 origine et évolution du système solaire] 惑星を始めとする太陽系内天体の起源と進化は古くから人類の興味の対象であったが、起源論として論じられるようになったのは18世紀に入ってからのものである。太陽と彗星の衝突によって惑星が生れたとするG. L. L. Buffon(1745年)の衝突説が、書物に現れた初めての起源論であろう。以来、1960年代までに多くの起源論が提出されたが、いずれも成功しなかった。1960年代の星の形成と進化の理論の発展や天体物理学上の種々の発見を通して、1970年に入りやっと現代的な起源論が展開されるようになった。

(1) 1960年代までの起源論: 太陽系起源論は大きにいうと星雲説と遭遇説に大別される。星雲説として最も有名なものは、1755年I. Kantにより提出され、後にP. S. Laplaceによって発展させられたカント-ラプラスの理論である。この理論によれば、回転する高温ガス塊が重力収縮し、中心に太陽をつくるとともに、遠心力によって飛出したガスが冷却し惑星になった、と考える。しかし1884年、M. Fouchéによって提示された「角運動量の問題」(太陽系全質量の0.1%にすぎない惑星が系内全角運動量の98%を担っている)を説明できなかった。そこで登場したのが、太陽がたまたま別の恒星と遭遇し引出された物質が惑星になった、と考える遭遇説である。遭遇説にはいくつかの変形がある。T. C. Chamberlain, F. W. Moulton(1900年)による微惑星説(放出された太陽表面物質が冷却し、折出した固体微粒子が集積して惑星が生れた)、J. Jeans(1916年)、H. Jeffreys(1929年)による潮汐説(太陽表面物質が細くひも状に引出され、それがぎざぎざで惑星となった)、H. N. Russell(1935年)、R. A. Lyttleton(1936年)による連星説(伴星を伴っていた太陽がほかの恒星と遭遇して伴星は遠方に放り出され、同時に、太陽から引出されたガスから惑星が生れた)などである。しかし、1939年、L. Spitzerにより決定的な反論(太陽表面からとび出した物質は高温で惑星として固まることはできない)をうけ、遭遇説もそれ以後あまり省みられなくなった。その後、星雲ガスの乱流渦の間隙にたまった物質が惑星になったとするC. F. von Weizsäcker(1944年)の乱流説、太陽磁場とイオン化した星雲ガスとの相互作用によって物質の分別が起ったとするH. O. G. Alfvén(1942～74年)の電磁説、また太陽表面から放出された物質に、磁場を介して角運動量を与え「角運動量の問題」に解答を与えようとしたF. Hoyle(1960年)の理論、そのほか多くの起源論が展開された。

(2) 現代的な太陽系起源論: 1970年代に入り、太陽系

形成過程には微視的過程から巨視的過程までの幅広い過程が介在していることが認識され、現代の天体物理学(特に星の形成と進化の理論)と調和した起源論が展開されるようになった。現在展開されている起源論を大別すると A. G. W. Cameron による巨大ガス状原始惑星模型と、V. F. Safronov, 林忠四郎, 中沢清, そのほかによる微惑星集積模型とに分けられる。前者では、質量 $2M_{\oplus}$ (M_{\oplus} は太陽質量) のガス塊が重力収縮し中心に原始太陽をつくる一方、残りのガスは原始太陽を取巻く星雲を形成する、と考える。この星雲は重力的に不安定で、木星質量程度の小破片に分裂する。これを巨大ガス状原始惑星とよんでいる。この原始惑星は主としてガス (H_2 , He) かなるが、質量の 2% 程度は重元素であり、宇宙塵の形で含まれている。宇宙塵はその重さのためにしだいに沈殿して、原始惑星の中心付近に難揮発成分からなるコアを形成する。その後、 H_2 , He ガスがはぎ取られ、残されたコアが惑星に至る、というものである。しかしこの模型の場合、太陽質量に匹敵する多量の余分な H_2 , He をいつ、どのようにして消し去るか、という困難が指摘されている。一方、微惑星集積模型では、原始太陽のまわりにつくられた星雲として ($0.05 \sim 0.01 M_{\oplus}$ 程度の小質量のもの) を考える。このとき、星雲は重力的に不安定で、原始太陽のまわりに円盤状の原始太陽系星雲を形成する。星雲内では固体成分である宇宙塵が星雲赤道面へと沈殿し、薄い固体層をつくる。この固体層は重力的に不安定であり、分裂して多数の微小惑星(半径 $5 \sim 10$ km) になる。微小惑星の集団は原始太陽のまわりを回転しながら相互に衝突を繰返して合体成長し、惑星に至る。微小惑星から惑星への合体成長が星雲ガスの中で起るため、成長途上の原始惑星表面は濃い原始大気で覆われる。原始大気の保温効果のためにつくられたばかりの惑星は溶融しており、しだいにマントルと金属核の分離が進行するだろう。また小惑星軌道以外では、惑星材料物質が多く、それだけ質量の大きい惑星がつくられる。そして、それらを取巻く原始大気量も多く、重力的にも不安定であった、ガス (H_2 , He) が惑星表面に集積する。これが木星型惑星である。星雲ガスは、木星型惑星がつくられるころ(原始太陽形成後約 10^7 年のころ)、T タウリ段階(\Rightarrow ヘルツシュプルング-ラッセル図)にある原始太陽から強い太陽風や紫外線をうけ、太陽系外に散逸する。以上のような惑星集積過程を基礎に、小惑星、衛星、彗星の起源も論じられ、微惑星集積模型は、理論的にも観測的にも矛盾のない太陽系起源論の形を整えつつある。

太陽光 [英 sunlight, 独 Sonnenlicht, 仏 lumière solaire, 露 солнечный свет] \Rightarrow 太陽放射

太陽黒点 [英 sunspot, 独 Sonnenfleck, 仏 tache solaire, 露 солнечное пятно] \Rightarrow 太陽

太陽コロナ [英 solar corona, 独 Sonnenkorona, 仏 couronne solaire, 露 солнечная корона] \Rightarrow 太陽

太陽雑音 [英 solar noise, 独 Sonnenrausch, 仏 bruit solaire, 露 солнечный шум] = 太陽電波

太陽磁場 [英 solar magnetic field, 独 solare Magnetfeld, 仏 champ magnétique solaire, 露 солнечное магнитное поле] \Rightarrow 太陽

太陽スペクトル [英 solar spectrum, 独 Sonnenspektrum, 仏 spectre solaire, 露 солнечный спектр] 太陽の光を分光して得られるスペクトル。可視光では、ほぼ 6000 K の黒体放射による連続スペクトルに、数万本のフ

ラウンホーファー線とよばれる吸収線が重なっており、主として光球の物理状態を反映している。これに対し 150 \sim 30 nm 近くまでの紫外領域では、光球層より上の層である彩層が輝線スペクトルとして観測される。さらに短波長の紫外線ないし X 線では 10^6 K のコロナの発するスペクトルが見られる。この領域には、 10^7 K のフレアによるスペクトルが現れることがある。赤外線領域では 200 μ m 程度で光球と彩層の境界のスペクトルを示し、さらに長波長の電波のメートル波では再び 10^4 K のコロナによる連続スペクトルとなる。連続スペクトルの波長依存性から温度の深さ分布が推定され、吸収線や輝線の輪郭から元素の比量、ガスの密度、流れの状態や磁場の強さと方向などを知ることができる。

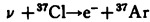
太陽定数 [英 solar constant, 独 Solarkonstante, 仏 constante solaire, 露 солнечная постоянная] 地球の平均軌道において太陽に正対する単位面積に、単位時間当り入射する太陽放射エネルギーフラックス。その値は、普通 $1 \text{ cm}^2 \cdot 1 \text{ 分間当りのカロリー数}$ として表され、 $1.95 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ ($= 1360 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$) である。この値から太陽光度は $3.83 \times 10^{33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ と計算される。地上の測定値に地球大気の吸収を補正する方法が約 1 世紀間続けられており、1971 年に D. Labs と H. Neckel がそれらを集大成して上記の値を定めた。太陽定数の変動の検出は太陽光度の変動とその地球気候への影響という観点から重要視されているが、地上の測定からには信頼性のある結果は得られなかった。1980 年に、SMM という人工衛星が精密な測定をした結果、太陽面上に大黒点が出現すると太陽定数が 0.1 \sim 0.3% 減少することが見つかった。このことから太陽定数は 11 年の周期でわずかな変動を示すことが予想される。

太陽電池 [英 solar battery, 独 Sonnenbatterie, 仏 héliopile, 露 солнечная батарея] = シリコン光電池

太陽電波 [英 solar radio waves, 独 solare Radiostrahlung, 仏 rayonnement radio-électrique du Soleil, 露 радиоизлучение Солнца] 平常の太陽は波長数 mm から数十 m までの電波を放射している。これらは可視光で見える太陽光球よりも外層の密度の低い彩層やコロナで発生するものである。彩層およびコロナはそれぞれ約 1×10^4 K, 約 1.5×10^6 K の熱放射に相当する電波を放射している。地球上での電波強度は波長 10 cm \sim 1 m の間で (10 \sim 100) $\times 10^{-22} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1}$ 程度である。太陽黒点が出現すると電波強度は増大し、太陽面爆発(フレア)が起ると短時間に変動する非常に強い電波が放射される。その最大強度は通常の 1000 倍にも達し、原因の異なる多様な放射が起る。爆発の初期に突発的に数秒 \sim 数分間センチメートル波の強い電波が出現するが、これは 100 keV 以上に加速された電子が黒点磁場に束縛されてシンクロトロン放射を起すものであり、強い偏波が見られる。爆発時に放射されるメートル波の電波としては次のものが知られている。ゆっくりした周波数のドリフトを示し、伝播する衝撃波の前面に励起されたプラズマ振動により放射されると考えられる II 型バースト、速い周波数ドリフトを示し光速に近い速度で移動する高エネルギー電子流から放射される III 型バースト、移動する磁気雲の中に閉じ込められた数 MeV のエネルギーの電子からのシンクロトロン放射と考えられる IV 型バーストなどである。これらの電波の詳しい観測から、爆発領域の磁場、密度、温度などの物理状態が決定され、また大型の電波干渉計によって爆発領域の空間的構造が調べられ

る。このように太陽電波の観測は、爆発の機構の解明に重要な役割を演じている。

太陽ニュートリノ [英 solar neutrino, 独 Sonnen-neutrino, 仏 neutrino du Soleil, 露 солнечное нейтрино] 太陽の中心部での水素核融合反応に伴って発生するニュートリノ。これらのニュートリノは、太陽を構成するガスと相互作用することなく飛び出してくるので、中心部の物理状態についての情報を直接にもたらす。アメリカの R. Davis らのグループは、1960 年代初めから



の反応で発生する放射性同位体 ${}^{37}\text{Ar}$ を検出して、太陽からのニュートリノの強度を測定する実験を続けてきた。この反応は、しきい値が 0.814 MeV の吸熱反応なので、実験にかかるニュートリノの大部分は、pp チェインのなかでも、 ${}^8\text{B}$ の β 崩壊によるもの(数としては約 2%)である。現在までに得られている測定結果は、フラックスが、 $2.1 \pm 0.3 \text{ SNU}$ (太陽ニュートリノ/単位 = 10^{-36} 捕獲/原子・秒)となっている。この値は、太陽の内部構造のモデルから予想されていたよりも、かなり小さかったため、最初の測定結果の発表(1968 年)以来、重大な問題となってきた。その後、実験の精度の改善、太陽の内部構造の理論・仮定の再検討などの努力がなされてきたが、現在でも実験値と理論値の間には、有意な差が残っている。

太陽ニュートリノ単位 [英 solar neutrino unit, 仏 unité de neutrino du Soleil, 露 единица потока солнечных нейтрино] \Rightarrow 太陽ニュートリノ

太陽年 [英 solar year, 独 Sonnenjahr, 仏 année solaire] 歳差を受けた変動する平均春分点に対して、太陽が 1 周する時間をいう。日の出の方位は、春分のころは真東で、夏至までは徐々に北にずれ、夏至からまた戻って秋分まで真東になり、今度は南にずれて冬至を境にまた真東まで戻ってくるが、これは太陽の見かけの赤緯が変化するためである。太陽年とは、このような日の出の方位や太陽の赤緯が 1 周して戻ってくるまでの回帰周期であることから、回帰年ともよばれる。太陽年の長さは

$$1 \text{ 太陽年} = 365.24219879 \text{ 日} \approx 0.530 \text{ 秒} \times T$$

である。ここで T は 1900 年初めから 36525 暦表日を単位として測った時刻を表す。 T に比例して減少する項は、主に月と太陽が地球に及ぼすトルクによる歳差(日月歳差)と、惑星の重力による地球の公転軌道面の変化(惑星歳差)によって赤道と黄道が移動して、平均春分点が西向きに移動していくために生じる。

太陽風 [英 solar wind, 独 Sonnenwind, 仏 vent solaire, 露 солнечный ветер] 太陽表面に爆発が起ると、2, 3 日して地球に磁気嵐が生じ、オーロラが活発化する。S. Chapman と V. C. A. Ferraro は、太陽から電気を帯びた粒子流が発生し、2, 3 日して地球を取囲んで内部に空洞を残す形で地球周辺をつつむためと考えた。その後彗星の尾のなびく状態を説明しようとして、L. Biermann は、太陽系空間に粒子流、つまり太陽風が存在するらしいことを予測した。E. N. Parker は、太陽から超高速粒子流が吹き出す、つまり太陽風が存在しうることを理論的に示した。これは太陽表面に形成された 10^6 K を超す熱いコロナのプラズマが、重力の壁を越えて、噴出するものである。その噴出状態は、ちょうどラバル管のアナロジーが適用できるものであり、熱速度をもつプラズマ粒子群が超音速流となって噴出する。Parker の理論にしたがって、最も簡

単に一流体近似で太陽大気を表現すると、定常流の運動方程式

$$\rho \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} = -\nabla p - \rho \mathbf{g} \quad (1)$$

と、連続の式

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (2)$$

となる。球対称として r 方向のみを考え、さらに温度 T の等温コロナだとすれば

$$\frac{\partial V^2}{\partial r} = \frac{V^2 V^2}{r(V^2 - V_s^2)} \left(\frac{2V_s^2}{V_s^2} - \frac{R_\odot}{2r} \right) \quad (3)$$

が得られる。これは、太陽中心から半径方向のガスの速度 V_r の空間変化を記述する方程式である。ここで V_s はコロナ中の音速 $V_s = \sqrt{kT/m}$ であり、 V_s は太陽からの脱出速度 $V_s = \sqrt{2GM_\odot/R}$ である。なお、 R_\odot は太陽半径、 M_\odot は太陽質量、 G は重力定数である。式(3)の解は図 1 に示

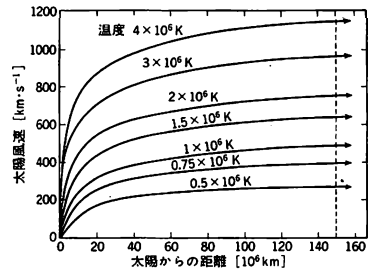


図 1

すようになっている。距離

$$r_c = \frac{1}{4} \left(\frac{V_s}{V_\infty} \right)^2 R_\odot$$

で音速に達したプラズマは、それより外側では超音速流となって脱出していく。

太陽風の観測はソ連やアメリカの惑星間空間探査によって開始されたが、1962 年アメリカの探査機マリーナ 2 号により、確実なデータが得られた。太陽風は地球近傍では平均流速 $320 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 、数密度 5 cm^{-3} 、温度 $(5 \sim 10) \times 10^4 \text{ K}$ のプラズマ流で、主として陽子からなり、それと同数の電子を含んでいる。太陽風では、その後に観測されたデータにも見られるように、速度や密度、含有する惑星間磁場の方向が激しく変動しているが、平均すると、太陽の磁気的赤道面よりも、高緯度の方が高速度となっている。図 2 は、惑星間空間飛行体によって観測された太陽風プラズマのようすを示す(1967 年 2 月 2 日～19 日)。

太陽風は、激しい変動はあるにしても、常時吹き出して

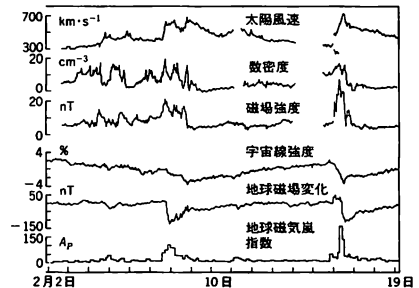


図 2

いる。ときに太陽面上で爆発が生ずると、太陽風の風速は局所的に上昇し、 $1000\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ を越すことがある。

惑星や衛星はこの太陽風の中を運動している。固有の磁場をもたない惑星や衛星は直接この太陽風にさらされる。固有の磁場をもつ惑星では、その磁気圧と太陽風の動圧とがつり合う点まで太陽風が侵入する。この境界は、磁気圏境界とよばれる。この境界より内側が磁気圏である。太陽と反対の側では、磁気圏の尾部は太陽風の流れの影響を受けて、太陽風下流の方向に吹き流されている。太陽風のもっている単位面積当りの平均入射エネルギーは、 $0.26\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ であるが、地球磁気圏の受容面積は $1.3\times 10^{16}\text{ m}^2$ 以上あるため、さまざまな電磁現象を地球磁気圏に展開する。オーロラは、その最も典型的なもののひとつで、オーロラの発生時にはその仕事率は $10^{10}\sim 10^{12}\text{ W}$ に達する。

太陽物理学 [英 solar physics, 独 Sonnenphysik, 仏 physique solaire, 露 физика Солнца] 広義には、太陽に関する全研究分野をさす。普通は太陽の比較的表面から外部についての学問をいう。すなわち太陽表面近くの大気層、光球、彩層、コロナ、太陽風など太陽全面を覆っている構造のほか、黒点、白斑、紅斑、フレアなど部分的かつ一時的に存在する現象の研究が含まれる。また、黒点の11年周期に代表される長期変動の研究をも包含する。観測手段としては電波から γ 線に至るあらゆる電磁波が用いられ、理論や解析の武器としてはスペクトル線形成の理論や原子に関する基礎的情報のほか、電流流体力学やプラズマ物理学などが用いられる。Galileoによる太陽黒点の精細な観測が太陽物理学の発端であると考えてよい。近年は人工衛星などによる紫外線、X線の観測が盛んに行われており、可視光領域では微細構造の解明やゼーマン効果による磁場の精密観測に主力が注がれている。今後に残された問題の例として、100万度のコロナの加熱機構、フレア(太陽面爆発現象)のエネルギー変換機構、黒点の11年周期の理論、 10^9 G もの強い磁極斑点の生成機構などが挙げられる。一般の恒星でもコロナや彩層が存在し、黒点の11年周期に相当する長期的活動周期が発見されているが、太陽と恒星の外層大気と比較論は今後いっそう発展するものと考えられる。

太陽フレア = 太陽面爆発

太陽望遠鏡 [英 solar telescope, 独 Sonnenteleskop, 仏 télescope solaire] 太陽望遠鏡は光学望遠鏡、電波望遠鏡、X線望遠鏡と調べる波長によって多様である。最も歴史が古いのは光学望遠鏡である。太陽大気の下部構造である光球、彩層を調べるのを主な目的としており、単色太陽像観測、分光観測、太陽面磁場や速度場の観測、コロナ観測(コロナグラフ)などを行う。太陽の日周運動を追尾するには赤道儀を使うヘリオスタット方式と1枚または2枚の鏡を用いて太陽光を一定方向に導くシーロスタット方式がある。ヘリオスタットでは太陽像が時間とともに回転する。単色太陽像を得るには、リョーフィルターやフーリーバーローフィルターなどの狭帯域フィルター(透過幅 $0.01\sim 0.1\text{ nm}$)を吸収線の波長に設定して直接像を得る方法と、直接像上にスリットを置いて分光し、太陽像を移動させることにより特定のスペクトル線で見た太陽像を得るヘリオグラフ方式とがある。ゼーマン効果やドップラー効果によるスペクトル線の微小なずれを電気的信号に変調して太陽面の磁場や速度場を検出する装置はマグネトグラフとよばれる。高精度のものは、 0.1 G の光球磁場や 1

$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 以下の速度場を検出することができる。近年は電荷結合素子(CCD)などの多素子検出器を用いて、短時間に太陽面の広い領域を観測する手段が開発されている。近代的な太陽望遠鏡は、太陽面の微細構造の観測にくふうをこらしてあり、大気のゆらぎの少ない場所(湖上や高山)に望遠鏡を設置することや、望遠鏡の周辺部や鏡内の熱的なゆらぎを除去するためにドームを撤去したり鏡内を真空にすることなどが試みられている。しかし、地上からの観測では 0.3 秒角(太陽面上で約 200 km)の分解能が限界である。さらに高分解の観測を行うために気球に望遠鏡を搭載する試みがなされている。将来はスペースシャトルに乗せた 1.2 m 口径の望遠鏡による極限分解能の観測が計画されている。

太陽放射 [英 solar radiation, 独 Sonnenstrahlung, 仏 rayonnement solaire, 露 солнечная радиация] 太陽からの電磁波放射の主な成分は、波長 500 nm に最大強度($3.1\times 10^{15}\text{ erg}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{str}^{-1}\cdot\text{nm}^{-1}$)をもつ 6000 K の黒体放射に近い。平常の太陽は、この可視領域の放射をピークにして約 2 nm のX線から約 10 m の電波に至る波長で熱的な放射をしている。その強度の波長分布は太陽大気の温度構造と太陽大気内での吸収の波長依存性を反映して、一様な温度に対する波長分布からは大きくずれている。X線やメートル波領域の電波は $1.5\times 10^4\text{ K}$ のコロナからの熱的制動放射により放射される。紫外線領域やセンチメートル波ではコロナは透明になるので、コロナより下層の彩層から放射され、その温度(約 $1\times 10^4\text{ K}$)に相当する強度をもつ。彩層下部の約 4400 K の温度最低領域からは、 160 nm の紫外線と $300\mu\text{m}$ 付近の遠赤外線が有効に放射される。可視領域から赤外線領域($1\mu\text{m}$)へかけての太陽からの最強の放射は、彩層より下方の約 6000 K の光球からのものである。以上の連続スペクトルに重なる太陽大気のはとんどを占めるHやHeのほか、各元素の原子やイオンに特有な多数のスペクトル線が太陽大気中の元素比量に応じた強度で見られる。可視領域ではHのバルマー線をはじめ中性金属元素の多くの吸収線(フラウンホーファー線)が見られ、 160 nm より短波長ではHのライマン線や金属イオンの輝線が見られる。黒点、白斑などの活動領域が太陽面に出現すると、局所的には太陽放射は変動するが、全放射量はほとんど変化しない(⇒太陽定数)。活動領域では彩層より外側の層の温度が特に上昇するので、可視領域以外の放射の増大が顕著になる。太陽面爆発時には電波とX線の強度は飛躍的に増大し、放射は高エネルギー側へのび、ときには 20 MeV 以上の γ 線にまで及ぶことがある。

太陽面爆発 [英 solar flare, 独 Sonneneruption, 仏 éruption solaire, 露 вспышка на солнце] 太陽黒点の上空のコロナで起る磁場を帯びたプラズマの大規模な爆発現象。太陽フレアともよばれる。黒点活動の活発なときに多発し、太陽活動の極大時には日に十数個起る。爆発はコロナ低層の 10^4 km 内外の領域で数分～1時間におたって起り、1回の爆発で放出されるエネルギーは $10^{27}\sim 10^{32}\text{ erg}$ に及ぶ。爆発はほとんどすべての波長の太陽放射、太陽宇宙線や太陽風に急激な異常増加をもたらすが、可視領域の放射には特定の吸収線を除いてほとんど影響が見られない。爆発の初期には突発的に $10\sim 100\text{ keV}$ 以上の高エネルギー電子流がつくれ、 10 keV 以上のX線とセンチメートル領域のバーストとよばれる激しく変動する電波の放射を引

起す。同時に $2 \times 10^7 \text{K}$ 以上の高温プラズマが大量に(最大 10^{13}kg)つくられ、keV 領域の軟 X 線を強く放射する。大きなフレアでは数 MeV 以上の電子、数十 MeV 以上の陽子の加速が起き、それぞれ α 線連続スペクトル放射、メートル波電波のシンクロトロン放射と核 α 線(0.5 MeV, 2.2 MeV など)の放射を起す。X 線で見られる爆発の形態は太陽面から突出したループ形状をしており、ループの太陽面との接点にあたる 2 端が低温度で放射される H α などのスペクトル線によって光って見える。ループ以外のコロナには磁気衝撃波などの擾乱が発生するほか、磁気を帯びた大量のプラズマが放出され、惑星間空間に衝撃波として伝わる。また、フレアの初期に放射される強い極紫外線により電離層に擾乱が生じ、デリンジャー現象などの電波障害が引き起こされる。爆発が初めに起るループは太陽内部から沸上った強い電流を含む磁力管と考えられており、その中の余分の磁場エネルギーが爆発のエネルギー源とされている。エネルギーの解放機構については磁力線の再結合、異常ジュール加熱、電気二重層、断熱圧縮などが提案されているが、まだ解決されていない(⇒太陽)。

帯溶融法 [英 zone melting technique, 独 Zonenschmelzverfahren, 仏 méthode de la zone fondue, 露 метод зонной плавки] 最初、材料の精製法として開発されたが、その後、棒状の多結晶体から単結晶を作成するために幅広く用いられるようになっていく方法。ゾーンメルティング法ともいう。図 1 に示すように、棒状材料を長さの方

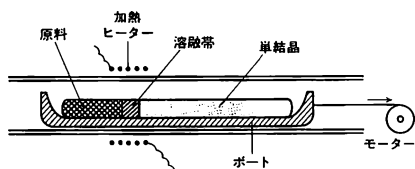


図 1

向に直角に巻線ヒーターあるいは導電性物質の場合には高周波誘導加熱法によって狭い帯状に融解する。次に、この溶融帯を棒に沿って一方に徐々に移動すると、不純物がしごき出されてくるとともに単結晶の育成も行うことができる。一般に固体部分とこれに接する融液部分の間には偏析係数で決る不純物の濃度差が生ずる。偏析係数が 1 よりも小さい場合には、不純物は融液に集まってしごき出されることになる。しかし偏析係数が 1 に極めて近い値をとる場合にはこの方法は有効ではない。素材に対して溶融帯を

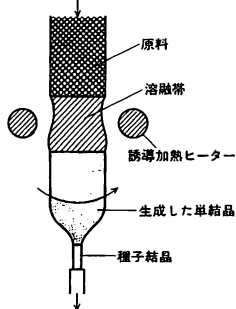


図 2

同じ方向に何回も繰返し通過させると、特定の不純物の濃度を 10^{-10} 程度にまで下げることができる。これは帯精製法ともよばれる。棒状材料の一端に単結晶種子を置き、溶融帯と種子結晶をなじませたあと、徐々に溶融帯を移動させると全体を希望する結晶方位の単結晶にすることができる。これは融液成長法による結晶作成法のひとつである。容器との接触による不純物の混入やひずみの発生を防ぐために図 2 に示すように棒状材料を縦にし、その一部を帯状に溶融して単結晶を育成する方法は特にフローティングゾーンメルティング法(浮遊帯溶融法)とよばれる。大規模集積回路用大型ケイ素単結晶の作成に利用されている。加熱源として高電力キセノンランプやヨウ素ランプを用い、適当な反射鏡で狭い部分を集中的に加熱溶融する方式は、高熔点物質の精製と単結晶育成に用いることができる。熔点が 3000°C を超える物質をも単結晶とすることができる。

大容量記憶装置 [英 mass storage system, 独 Massenspeicher, 露 запоминающее устройство сверхмассовой ёмкости] 電子計算機の外部記憶装置のうち特に大きな記憶容量をもつものをいう。磁気ディスク装置と結合して記憶階層の最下位を構成するが、内部に記憶媒体を管理するデバイスをもっていて、独立に動作できるものが多い。記憶容量は $10^{11} \sim 10^{12}$ ビット以上であるが、平均アクセス時間は秒のオーダーである。

磁気テープ装置技術の延長としていくつかの方式が開発されたが、現在最も広く使われているのは次のような構造のものである。記録媒体は定尺の幅広磁気テープであって、これが巻芯に巻取られ、円筒形のケースに収納されてデータカートリッジを構成する。1つのカートリッジの記録容量は 50Mバイトで、これが蜂の巣形の棚に最大 4720 または 9440 個保管される。必要があるとアクセス機構がカートリッジの1つを取出し、データレコーディング機構に渡す。データレコーディング機構はビデオテープレコーダーと同様に、回転ヘッドを用いてテープ上にデータを書込み、または読出しを行い、用済みのカートリッジはアクセス機構によってもとの棚に戻される。データを転送するためのバッファ記憶と全体の制御部を備えている。

太陽炉 [英 solar furnace, 独 Sonnenofen, 仏 four solaire, 露 солнечная печь] 回転放物面鏡などにより太陽光を集中して高温を得る装置。ヘリオスタットと組合せて $3 \times 10^3^\circ\text{C}$ 以上の高温を定常的に得ることができる。世界最大のものは多くの反射鏡を並べて $54 \text{m} \times 40 \text{m}$ の有効開口を有する(フランス, オディヨ)。るつぽなしに融解できるとか、イオンによる汚染がないなど特異な高温発生器として、冶金学をはじめ各方面で用いられている。

第四音波 [英 fourth sound, 独 vierter Schall, 仏 quatrième son, 露 четвёртый звук] 微細粉末などいわゆるスーパーリクを充填した容器に入った超流動ヘリウム中を伝播する圧力波。この状況では、超流動ヘリウムのうちで、常流動成分は粘性率のために微細粉末などに拘束されて運動することができない。したがってこの圧力波は超流動成分を伝播するものである。二流体模型による計算では、第四音波の音速 u_4 は、ほぼ

$$u_4^2 = \frac{\rho_s}{\rho} u_1^2$$

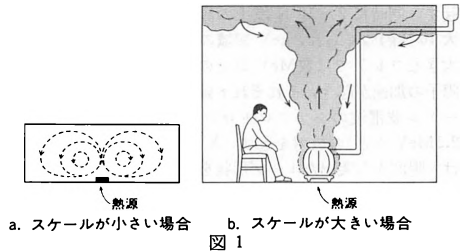
で与えられるので、ここからも ρ_s/ρ の値を知ることができる(⇒第二音波)。ただし、 u_1 は第一音波の速度、 ρ は密度、 ρ_s は超流動成分の密度である。

ダイラタンシー [英 dilatancy, 独 Dilatanz, 仏 dilatance, 露 дилатансия] 液体を含んだ粉末固体粒子に急激な外力を加えるとき、粒子系が固体化して流動性が失われ、系全体の体積が膨張する現象。O. Reynolds(1885年)によってダイラタンシーと名づけられた。粒子間の空隙が増すため液体がその中に吸い込まれることによるもので、比較的球形に近い均一な形の粒子の系についてしばしば見られる。たとえば、ぬれた砂や、デンプン粒子に少量の水を加えてこねたものがその例である。このような粒子・液体系はゆっくりと力を加えれば容易に流動するが、強く手でこねると乾いた状態になり、細かく割れる。ダイラタンシーは粒子構造に関係するが、それとは無関係に、流動速度が増加すると見かけの粘性率が増加する現象をダイラタント流動とよぶ(⇒ダイラタント流動)。

ダイラタント流動 [英 dilatant flow] 非ニュートン流動の一種で、ずり応力とずり速度の比、すなわち、見かけの粘性率がずり速度とともに増加する流れをダイラタント流動とよぶ。小さな外力に対しては流れやすいが、強い外力に対しては流れにくくなるのが特徴である。粒子・液体系でのダイラタンシーとよばれる現象との類似から名づけられた。ずり速度の増加とともに見かけの粘性率が減少する擬塑性流動と対をなしている(⇒ダイラタンシー, 擬塑性流動, 非ニュートン流動)。

大陸移動説 [英 continental drift theory, 独 Kontinentalverschiebungstheorie, 仏 théorie de dérive des continents, 露 теория перемещения материков] ⇒ マントル

対流 [英仏 convection, 独 Konvektion, 露 конвекция] 流体の内部に何かの原因で温度の不均一が生じると、熱膨張によって密度の不均一が生じる。すると、流体の各部分が異なる大きさの浮力を受けるために、流体内部で力のつり合いが保てなくなり上昇流と下降流を組合せたような流れが生じる。これを対流、または熱対流とよぶ。一般に温度の不均一があると、熱伝導によって均一化しようとする傾向があるが、対流があるすると熱輸送がよりすみやかに行われるので均一化が促進される。浮力によって推進された流れではなく、外部から人為的に流れを起して熱輸送を促進する場合もあり、これを強制対流とよんでいる。これに対して浮力のみで起きる対流を自然対流とよぶようになり、これら両方を合せて広義の対流としている(⇒自然対流, 強制対流)。浮力の原因は温度の不均一のみではなく、水中の塩濃度のように一般に密度の不均一を生むものであればよい。また、温度と塩濃度の両方が関係するような対流が海水の表面付近に起こることがあり、熱塩対流とよばれている。流体中に水平に置かれた広い平板から熱が伝わる場合は、浮力の大きさは水平方向に一律なので、どの部分の流体が上昇するか原理的には決められない。すなわち、浮力が大きくても流体の静止した状態が可能である。ところが、流体と平板の温度差が大きければ、何かの原因で微小な乱れが起きたとき、それが増大していき実際に対流が起る(⇒対流不安定)。対流不安定の結果として生じる対流として有名なものにいわゆるベナール対流がある(⇒ベナール対流)。ベナール対流では、上昇流と下降流が規則的に並び、六角形やロール状のパターンが周期的に並ぶ。一般に、流体の上下方向のスケールが小さい場合対流は層流(規則的で単純な流れ)である(図1a)。そうでない場合は対流は乱れた流れになり(⇒乱流、しかも熱



a. スケールが小さい場合 b. スケールが大きい場合

源の上方と天井近くだけに高温の流体がたまってしまう。この場合は流体全体にわたる運動は起きない(図1b、灰色部分は高温領域)。種々の単純化した対流のタイプを図2

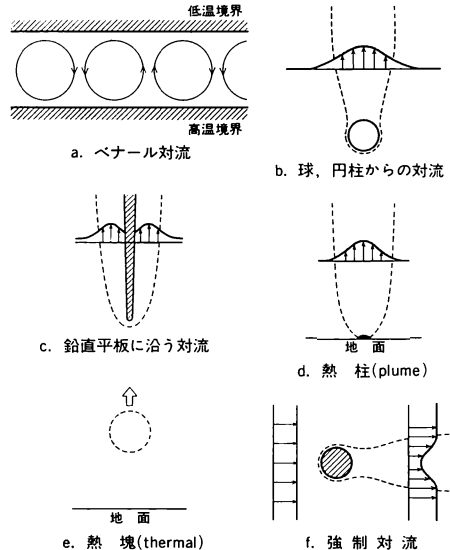


図2

(灰色部分は高温領域)に示す。このうち、ベナール対流(図2a)、熱柱(図2d)、熱塊(図2e)は大気物理学で重要である。熱柱と熱塊の差は、前者が定常な熱源をもち、後者は瞬間的にのみ熱くなる熱源をもつことである。円柱、球、平板による自然対流(図2b,c)や強制対流(図2f)は、熱交換器の原理として工学技術上重要である。地球内部で地殻の下側には流動状態の部分があり、マントル対流とよばれる対流運動をしていると考えられている(⇒プレートテクトニクス)。これは地球の自転の効果を受けてはいるが、基本的にはベナール対流の一種である。太陽表面にも対流が生じていると考えられている。理論的には、対流による熱の輸送は次のような方程式に支配される。流体の流速を $u=(u, v, w)$ 、温度を T 、温度伝導率を κ とする。 $\kappa = k/\rho c$ (k は熱伝導率、 ρ は密度、 c は比熱)で定義される。 u と T は時間 t と位置座標 $(x, y, z)=r$ の関数である。 T は拡散された拡散方程式

$$\frac{DT}{Dt} \equiv \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) T$$

に支配される。流体内部に熱発生がある場合は、左辺にそれに相当する項が付加される。一方、 u は浮力の効果を外力として含むナビエ-ストークス方程式および連続の方程

式に支配されている。対流運動は、これら3つの方程式と境界条件を連立させて解くことによって解析されている。上式の真ん中の辺のうち、第二項から第四項目が流れによって熱が運ばれる効果を示し、対流項ともよばれている。 u が浮力によって生じるなら自然対流であるし、外部から駆動されて生じるなら強制対流である。これらの方程式を解くことによる理論的研究では、レイリー数、レイノルズ数およびプラントル数(流体の粘性率と比熱の積を熱伝導率で割った数)が重要なパラメーターである。どんなスケールの現象でも、どんな流体の場合でも、これら3つの無次元数の値を与えると、対流の流速分布や温度、分布の形が決定される。ただし、自然対流では外部から駆動される流れはないのでレイノルズ数は不要である。また、粘性率などの物性定数が温度依存性を示すと、それに伴う新たな無次元数が必要になる。

対流拡散 [英 convective diffusion, 仏 diffusion convective, 露 конвективная диффузия] 流体の中に浮遊する粒子の集りが流体の対流によって広がる現象を対流拡散とよぶ。分子の熱運動によって生じる通常の拡散と区別される。特に流体が乱流状態にある場合は拡散の速が大きくなる(⇒乱流拡散, リチャードソンの法則)。

対流圏 [英 troposphere, 独 Troposphäre, 仏 troposphère, 露 тропосфера] 地球大気で地表からの対流が及ぶ範囲。モデル的な標準大気では地上から高度11kmまでとしているが、実際の対流圏の限界(対流圏界面, または単に圏界面)は高緯度では低く8~10km, 熱帯では高く16~17kmである。気温は中緯度を例にとれば地上で290Kであり, 1kmにつき平均6.5Kの割合で下降し, 圏界面で220Kほどになる。太陽からの放射は大部分が大気を透過して地表面に吸収され, そこを加熱する。下層から加熱された大気は不安定となり, 対流を生じる。その際空気が断熱的に膨張するので, 上層ほど低温の状態が平均状態として実現する。天体の対流圏と異なり, 上昇領域では水蒸気の凝結による潜熱放出があるが下降領域ではないので, 断熱温度勾配を一義的には定められない。対流圏中では上下の対流の流れである積雲が生じ, エネルギーや物質が鉛直方向に輸送される。一方, 極と赤道の日射加熱の差に起因する大気の大循環も起っている。対流圏の大循環は, 中・高緯度での温帯低気圧の発生が特色で, それに伴い天気の変化が生じる。ほかに惑星にも対流圏があり, 金星では50~60kmの厚さに達する(⇒成層圏)。

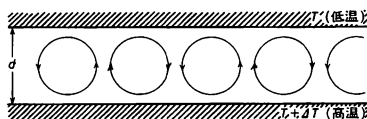
滞留時間 [英 residence time, 独 Verweilzeit, 仏 temps de séjour] 気体分子が固体表面に入射し再び空間へ戻る場合, 固体表面原子の熱振動周期(〜 10^{-13} 秒)に比べ, 是の間に長い時間表面上にとどまることがある。このとどまる時間 τ を滞留時間または滞在時間, 吸着時間などとよぶ。表面に滞留している分子が脱離に必要なエネルギーを得る機会が確率的なため滞留時間もまた確率的な性格をもつが, (確率的)平均滞留時間を略してしばしば滞留時間とよばれている。気体分子の表面への入射頻度 ν と表面からの脱離頻度とは平衡状態では等しく, 凝縮係数 C と表面吸着分子密度 σ を用い $\nu C = \sigma/\tau$ となり, ν, σ は独立に求めることができるので $C\tau$ の値を得ることが可能である。しかし $C\tau$ の分離は, 平衡条件下では難しく, 非平衡条件下で初めて可能となる。気体分子の脱離エネルギー U , 吸着面の温度 T , ボルツマン定数 k を用いれば, 平均滞留時間 τ は $\tau = \tau_0 \exp(U/kT)$ と表すことができる。

τ_0 は吸着相と気相とにおける分子の分配関数の比に比例しており, 吸着状態による吸着分子の自由度の失いかたによって数けたの範囲で変化するが, おおよそ 10^{-13} 秒と近似されて用いられることが多い。表面上で自由に移動できる場合は τ_0 の値は大きくなり, 局在して吸着する場合には逆に小さく, 10^{-18} という値も報告されている。

対流層 [英 convective zone, 独 Konvektionszone, 仏 zone convective, 露 конвективная зона] 星の内部で温度勾配が断熱温度勾配より大きい層があると, そこは対流に対して不安定となる。すなわち, 小さなガス塊がわずかに浮上したとき, その密度は周囲の平均場よりも低くなるので, 浮力を受けて上昇を続けることになる。このような領域を対流層といい, そこでは星の内部からくるエネルギーの大部分は対流によって運ばれることになる。星の核反応が温度に非常に強く依存する場合, エネルギー源は星の中心近くに集中する。このとき, 大量のエネルギー流を運ばなければならない中心近くの領域では, 対流領域が発生する。また, 巨星の外層の低温領域では, HやHeの不完全電離層が存在し, そこでは断熱温度勾配が小さい。そのために対流層が出現する。生れた星が主系列に到達する前に, その内部全体が対流層になっている段階があるが, そのときは星はヘルツシュプルング-ラッセル図上で林の限界線とよばれる線上に位置する。この限界線より表面温度が低い側には静力学的平衡の星は存在しえない(⇒林フェイズ)。

対流電流 [英 electric convection current] ⇨ 携帯電流

対流不安定 [英 thermal instability, 独 thermische Instabilität, 仏 instabilité thermique, 露 тепловая неустойчивость] 2枚の水平な平板間に空気や水などの流体を入れ, 下側の板の温度を上側に比べて高くすると, 流体の下半分には上向きの浮力が働く。しかしこの場合でも, 水平方向に条件が一樣であれば, 原理的には静止状態が可能である。ところが, 流体中にわずかの乱れがあると, それが増幅して対流が起きってしまうことがある。流体やそれを取囲む境界条件についてのこのような性質を対流不安定とよぶ。不安定の結果として生じる流れのパターンとしては, ベナール対流がよく知られている(図参照)。



対流不安定性を決める条件は, 次のように定義される無次元パラメーター Ra によって記述される。上下の温度差を ΔT , 間隔を d , 重力加速度を g , 流体の動粘性率(粘性率を密度で割ったもの)を ν , 温度拡散係数(熱拡散係数を密度と比熱の積で割ったもの)を κ , 熱膨張率を α とするとき

$$Ra = \frac{g \alpha \Delta T d^3}{\kappa \nu}$$

で定義されるこの無次元量は, レイリー数とよばれる。種々の流体について, また温度差や間隔をいろいろ変えてやると, Ra がある臨界値より大きければ不安定で, それより小さければ安定であることがわかる。この臨界値は臨界レイリー数とよばれる。その値は, 上下とも固体壁の場合は約1700, 片方が自由表面の場合は(たとえば水面が境

界になっているときは)約1100である。対流不安定は、大気の循環やマントル対流などの大スケールの現象から、凝固中の金属内の小スケールの対流に至るまで、自然界に数多く見られる(\Rightarrow バナル対流, レイリー数)。

ダイレーザー = 色素レーザー

帯列 = ブログレーション

ダイン [英仏 dyne, 独 Dyn, 露 дина] 力の単位。10⁻⁵N に等しい。単位記号は dyn。ギリシア語 δυναμις (力の意)に由来する。質量が1グラム(g)である物体に作用したとき、その方向に1センチメートル毎秒毎秒(cm・s⁻²)の加速度を与える力である。CGS 単位系に属する単位であって、国際単位系(SI)の立場からは推奨したい(\Rightarrow 力の単位)。

ダーウィン項 [英 Darwin term, 独 Darwinsches Glied, 仏 terme de Darwin, 露 член Дарвина] \Rightarrow パウリ近似

τ スピン [英 τ spin, 仏 spin τ , 露 τ -спин] = アイソスピン

τ 粒子 [英仏 τ lepton, 独 τ -Lepton, 露 τ -лептон] レプトン的一种で、重いレプトンともよばれる。質量は1784 MeV/c²。スピン 1/2, 電荷 ± 1 , 寿命 4.6×10^{-13} s である。崩壊は付録の表を参照。e⁺e⁻ \rightarrow $\tau^+\tau^-$ で τ がつくられるはずであるので、その崩壊を調べることにより1975年 M. Perl らによって発見された。電磁相互作用, 弱い相互作用については電子, μ 粒子と異なるところはない。 τ 粒子は最初に発見された第三世代の粒子である。 τ 粒子に伴うニュートリノ ν_τ は ν_e , ν_μ と異なる粒子と考えられているが、確認されてはいない。さらに重いレプトンが存在するかどうかは、いまのところ不明である。

タウンズ Townes, Charles Hard 1915.7.28—

アメリカの物理学者。サウスカロライナ州グリーンビルに生れる。ファーマン大学卒業後、デューク大学で修士号、カリフォルニア工科大学で博士号の学位を取得。第二次世界大戦中はベル電話研究所でレーダーの研究をしたが、この経験が戦後のマイクロ波光学の研究、さらにはレーザーの着想へとつながっている。1948年にコロンビア大学に移ってから、マイクロ波分光法による分子構造の決定、原子の核四極子モーメントの決定などの道を開いた。義理の兄弟である A. L. Schawlow との共著 *Microwave Spectroscopy* (1955年)は、この方面の研究者のバイブルといわれるほどの名著である。レーザーの原理は旅行中ワシントンの公園を散策しているときに思いついたといわれる。1951年春の朝のことである。レーザー(maser)の語は Townes の造語である。“m”が microwave の頭文字であったため、後に同じ原理で光を発する装置は、light の頭文字をとって laser とよばれるようになった。“m”を molecular の頭文字にしておけばよかったと残念がったという話である。実際、レーザーはしばらくの間は optical maser とよばれていた。1958年のやじ Schawlow との共著の論文「赤外および光レーザー」は、レーザーの可能性を初めて具体的に論じたものとして重要である。1967年からカリフォルニア大学に移ったが、その後は主として電波天文学、赤外天文学の分野で活躍している。1969年に星間空間に NH₃ が存在することを見つけたのも大きな業績である。マイクロ波分光学、レーザー、レーザー、そして電波・赤外天文学の分野でそれぞれ大きな足跡を残してきた。

アメリカの物理学者にはしばしば見られるが、彼もただ物理学を研究するというだけでなく、その成果が具体的にどのように生かされるかということに関心が強いように見受けられる。レーザーなどはまさに20世紀における科学技術上の一大発明で、その影響する範囲は大きい。難しい式を演算して結果を導くのではなく、事象を直観的に確にとらえることが得意なタイプである。このことは著書や論文にもよく現れていて、その内容は簡潔、明快である。[主著] *Microwave Spectroscopy*, 1955。

タウンゼンド [英仏 townsend, 独 Townsend, 露 таунсенд] 放電現象など気体中の電子集団のふるまいを研究する際に、実験条件を指定するために用いられるパラメーター E/N (E は電場の強さ, N は気体の分子数密度)の単位(記号は Td)。1Td は 10^{-17} V・cm²。 E/N は電子が平均自由行程を走る間に電場からもらうエネルギーの目安を与える量である。研究者によっては分子数密度の代りに気体の圧力を用い、 E/p (V・cm⁻¹・Torr⁻¹)をパラメーターとする人も多い(\Rightarrow スオームの特性エネルギー)。

タウンゼンド Townsend, Sir John Sealy Edward 1868.6.7—1957.2.16 イギリスの物理学者。アイルランドのゴールウェイの出身で、ダブリンのトリニティー・カレッジに学び、数学と物理学を修めた(1890年)。5年ほど数学の教師を務めた後、外部者としては最初の例としてキャベンディッシュ研究所に入所を許可され、J. J. Thomson のもとで研究活動に入った(1895年)。1897年に素量電荷の測定を開始したが、このときの方法がその後の精密測定のすべての着想を含むものとなっている。得られた数値は 5×10^{-10} esu であったが、まもなく電気分解で得られる定数が気体イオンの運ぶ電荷に等しいことを指摘した。1900年オックスフォード大学物理学教授となり、この年にイオン化の理論を衝突過程として展開し、15V以下のイオン化ポテンシャルの存在を述べて気体中で二次的イオン化が生じることを示唆した。またこのイオン化は主として負イオンで起きることを注意し、これが光電効果で発生する粒子(すなわち電子)と同じものであるとした。この理論では、紫外線照射による電気伝導率の異常増加も説明された。次いで正イオンの役割をも衝突理論に加え、2つのイオン化係数を導入して、いわゆるタウンゼンド放電を記述したが(1903年)、これは E. Rutherford-H. Geiger による計数管製作の基礎となった。そのほか、P. J. Kirkby と共同して行ったイオン化の電気化学効果の定量的研究や、電子群の運動速度、平均自由行程の決定などがあり、また速い電子の衝突断面積が急に変わるラムザウアー・タウンゼンド効果の発見(1924年, C. Ramsauer とは独立)も知られている。1903年ロンドン王立協会会員。1941年にナイトに列せられた。

タウンゼンド係数 [英 Townsend coefficient, 独 Townsend-Koeffizient, 仏 coefficient de Townsend, 露 коэффициент Таунсенда] \Rightarrow 電離係数

タウンゼンド放電 [英 Townsend discharge, 独 Townsend-Entladung, 仏 décharge de Townsend, 露 таунсендовский разряд] 対向する放電電極間の電場が空間的に一様に近い状態のとき、陰極から放出された電子、あるいは電極間の空間において光電離によって生じた電子は電場で加速され衝突電離により増殖する。生成されたイオンは陰極に達して二次電子放出にあずかる。これが放電を維持するフィードバック機構になっている。印加電

圧が低いときには持続的な放電にまでは進展しないで、印加電圧によって決る電流が流れる。このときの電流密度は非常に低く、生成された電子やイオンの空間電荷による電極間の電場のひずみも無視でき、放電に伴う発光も極めて弱い。このような形態の放電をタウンゼント放電とよぶ。

楕円関数 [英 elliptic function, 独 elliptische Funktion, 仏 fonction elliptique, 露 эллиптическая функция] 複素変数 z の一層正則関数で z の二重周期関数

$$f(z+2\omega_1)=f(z) \quad (j=1, 2, 3, \omega_3=-\omega_1-\omega_2)$$

であり、2 辺が $2\omega_1, 2\omega_3$ の平行四辺形(周期平行四辺形, ω_1/ω_3 は実数でない)の内部に極以外の特異点をもたないものを(第一種の)楕円関数という。基本周期内での極の位数の総和(楕円関数の位数, 重複も考慮する)は、一般に 2 以上であって零点の位数の総和に等しくなっている。

基本的なものとしては、楕円積分の逆関数であり、位数が 2 で 2 位の極 1 個をもつワイエルシュトラスの \wp 関数 $\wp(z)$, 1 位の極 2 個をもつヤコビの楕円関数 $sn(z)$, $cn(z)=\sqrt{1-sn^2(z)}$, $dn(z)=\sqrt{1-k^2sn^2(z)}$ などがあり、一般の楕円関数はその微分や積分などの組合せで表される。楕円関数の積分は必ずしも二重周期的にはならない。 \wp 関数と $\zeta'(z)=-\wp(z)$, $\zeta(z)=\sigma'(z)/\sigma(z)=[\log \sigma(z)]'$ の関係にある ζ 関数 $\zeta(z)$, σ 関数 $\sigma(z)$ はそれぞれ

$$\zeta(z+2\omega_1)=\zeta(z)+2\eta_1, \quad \eta_1=\zeta'(\omega_1)$$

$$\sigma(z+2\omega_1)=-\sigma(z)\exp 2\eta_1(z+2\omega_1)$$

という擬周期性をもち、 ω_3/ω_1 の虚部の正負に応じて $\eta_1\omega_3-\eta_3\omega_1=\pm(\pi/2)i$ というルジャンドルの関係をもつが

$$f(z)=\exp(\lambda z)\sigma(z-\omega)/\sigma(z) \quad (\lambda, \omega \text{ は定数})$$

のように

$$f(z+2\omega_1)=\mu_1 f(z) \quad (\mu_1 \text{ は定数})$$

を満足する有理型関数を第二種の楕円関数という。また、 θ 関数や σ 関数, コシグマ関数

$$\sigma_i(z)=-\exp(\eta_i z)\sigma(z-\omega_i)/\sigma(\omega_i)$$

のように

$$f(z+2\omega_i)=\exp[a_i z+b_i]f(z) \quad (a_i, b_i \text{ は定数})$$

を満足する有理型関数を第三種の楕円関数という。またその適当な商をとることによって任意の楕円関数を表すことができる。

楕円銀河 [英 elliptical galaxy, 独 elliptische Galaxie, 仏 galaxie ellipsoïdale, 露 эллиптическая галактика] 楕円体の形状をもつ銀河。NGC 3379 (図 1) のようにほとんど球状の銀河から NGC 3115 (図 2) のように短軸と長軸の長さの比が 0.3 程度のかかなり扁平な銀河まで、その楕円率はさまざまである。質量も、太陽質量の 10^{13} 倍程度の

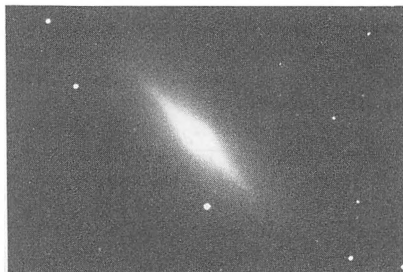


図 2 NGC3115

巨大楕円銀河から 10^8 倍程度の矮楕円銀河までいろいろのものがある。しかし個々の銀河の面光度の分布には、著しい相似性がある。楕円銀河には、種族 I の天体とよばれる若い恒星や星間ガスがほとんどない。この銀河の中の恒星の大部分は銀河誕生時に生れた種族 II の古い星である。楕円銀河の色は渦状銀河の色より少し赤い。銀河内の星は互いに衝突することなく銀河中心のまわりを運動しているが、運動の方向はばらばらで速度分散が大きい。扁平な楕円銀河では銀河回転も観測されている。このような銀河もしくは恒星系における恒星の空間分布の変化のようすは、無衝突ボルツマン方程式で記述される。

楕円振動 [英 elliptic oscillation, 独 elliptische Schwingung, 仏 oscillation elliptique, 露 эллиптическое колебание] 二次元的な振動を互いに直交する方向の成分に分解したとき、振動数の等しい 2 つの単振動が得られる場合、これを楕円振動という。2 つの方向を x 軸, y 軸にとれば、それぞれの方向の単振動は、 A_x, A_y を振幅として $x=A_x \cos(\omega t+\varphi_x), \quad y=A_y \cos(\omega t+\varphi_y)$ と表される。これから時間 t を消去すれば xy 平面の運動の軌跡

$$\frac{x^2}{A_x^2}+\frac{y^2}{A_y^2}-2\frac{x}{A_x}\frac{y}{A_y}\cos(\varphi_y-\varphi_x)=\sin^2(\varphi_y-\varphi_x)$$

を得る。位相差 $\delta=\varphi_y-\varphi_x=n\pi$ (n は整数) のときはこの 2 つの成分の振動は同相、または逆相となり、楕円振動は 1 つの直線上の単振動になる。また、振幅が等しく ($A_x=A_y$)、位相差が $\delta=m\pi/2$ (m は奇数) のときは円振動になる。楕円振動の現象は、質点がある定点からの距離に比例する引力を受けて平面内で運動する場合や、直線偏光を複屈折をもつ結晶板を通過させたときにできる楕円偏光の際の電場ベクトルの振動などに見られる。

楕円積分 [英 elliptic integral, 独 elliptisches Integral, 仏 intégral elliptique, 露 эллиптический интеграл] $P(x)$ を x の三次式あるいは四次式とするとき、積分

$$\int R(x, \sqrt{P(x)})dx$$

を楕円積分という。ただし、 $R(x, y)$ は x, y の有理関数とする。

楕円積分は適当な変数変換や変形によって、3 種の標準形に帰着させることができる。すなわち、ルジャンドル-ヤコビの標準形では

第一種:

$$F(\theta, k)=\int_0^\theta \frac{d\theta}{\sqrt{1-k^2\sin^2\theta}}=\int_0^u \frac{du}{\sqrt{(1-u^2)(1-k^2u^2)}}=sn^{-1}(u)$$

第二種:

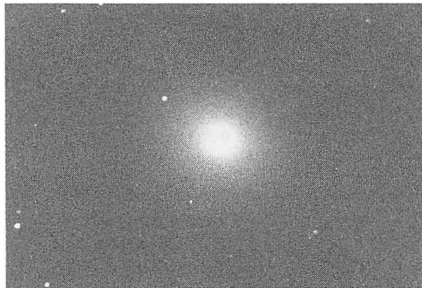


図 1 NGC3379

$$E(\theta, k) = \int_0^\theta \theta d\theta = \int_0^\theta \sqrt{\frac{(1-k^2 \sin^2 \theta)}{(1-u^2)}} du$$

第三種:

$$\begin{aligned} \Pi(\theta, c, k) &= \int_0^\theta \frac{d\theta}{(1+c \sin^2 \theta) \theta} \\ &= \int_0^u \frac{du}{(1+cu^2) \sqrt{(1-u^2)(1-k^2 u^2)}} \end{aligned}$$

となる。ただし、 $\theta = \sqrt{1-k^2} \sin \theta$, $u = \sin \theta$ で、 k ($0 < k < 1$) は母数とよばれる。特に、 $\theta = \pi/2$ あるいは $x=1$ のときの定積分の値 $K(k) = F(\pi/2, k)$, $E(k) = E(\pi/2, k)$ をそれぞれ第一種および第二種の完全楕円積分という。楕円積分の名は、長半径 a , 短半径 b の楕円の周長が $4aE(\sqrt{1-b^2/a^2})$ で表されることに由来する。

このほかワイエルシュトラスの標準形

$$\wp^{-1}(z) = \int_\infty^z \frac{dz}{Q(z)}, \quad \int_\infty^z \omega \frac{dz}{Q}, \quad \int_\infty^z \frac{dz}{(z-c)Q}$$

ただし $Q(z) = (4z^3 - g_2z - g_3)^{1/2}$ (c, g_2, g_3 は定数) や、 Q として $[z(\lambda - z)(1 - \lambda z)]^{1/2}$ (λ は定数) をとったリーマンの標準形がある。 $sn^{-1}(u)$ はヤコビの楕円関数 $sn(u)$, $\wp^{-1}(z)$ はワイエルシュトラスの楕円関数 $\wp(z)$ のそれぞれ逆関数になっている。 $P(x)$ が五次以上の多項式のときは超楕円積分とよばれている。

楕円偏光 [英 elliptically polarized light, 独 elliptische Polarisation des Lichtes, 仏 polarisation elliptique de la lumière, 露 эллиптическая поляризация света] 回折偏光の一種で、光の進行方向に垂直な平面に投影した電気(磁気)ベクトルの先端が楕円形の軌跡を描く。 z 軸の正の方向に進む単色平面光波の電気ベクトル E は xy 平面内で振動しており、

$$x \text{ 成分: } E_x = a_x \cos(kz - \omega t + \phi_x)$$

$$y \text{ 成分: } E_y = a_y \cos(kz - \omega t + \phi_y)$$

と表せる。ここで、 k は波数、 ω は角周波数、 a_x, a_y はそれぞれ x 成分、 y 成分の振幅、 ϕ_x, ϕ_y はそれぞれ x 成分、 y 成分の位相である。電気ベクトルの先端が描く軌跡は

$$\left(\frac{E_x}{a_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 - 2\left(\frac{E_x E_y}{a_x a_y}\right) \cos(\phi_y - \phi_x) = \sin^2(\phi_y - \phi_x)$$

となり、これの随伴行列が 0 より大きくなるため楕円形になる。光の進行方向に正対する観測者が光を見たとき、電気(磁気)ベクトルが時計まわりに回転するものを右楕円偏光、反時計まわりに回転するものを左楕円偏光という。 $\sin(\phi_y - \phi_x) > 0$ のときには右まわり、 $\sin(\phi_y - \phi_x) < 0$ のときには左まわりとなる。楕円の形状や主軸の方位は x, y 成分の振幅の比や位相差により変化する。特に、 $a_x/a_y = 1$, $\phi_y - \phi_x = m\pi/2$ ($m = \pm 1, \pm 3, \dots$) のとき偏光角となり、 $\phi_y - \phi_x = m\pi$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) のとき楕円は直線に縮退し、直線偏光となる。光が境界面で反射したり、移相子を通じたとき、一般に x 成分の振幅や位相の変化と y 成分の振幅や位相の変化とが異なるので、楕円の形状や主軸の方位に変化が起る。

楕円偏波 [英 elliptically polarized wave, 独 elliptisch polarisierte Welle, 仏 onde de polarisation elliptique, 露 эллиптически поляризованная волна] \Rightarrow 偏波

多価イオン [英 multiple-charged ion, 独 mehrfach geladenes Ion, 仏 ion multichargé, 露 многократно-заряженный ион] 2 価以上の正, 負のイオンのこと。正イオンの場合は高電離イオンと同義語である (\Rightarrow 高電離イオン)。孤立した負の多価イオンは不安定であるが、 H^{2-} や

I^{2-} が共鳴状態として存在することは実験により確かめられている。

高木-トーバンの式 [英 Takagi-Taupin equation, 独 Takagi-Taupin-Gleichung, 仏 équation de Takagi-Taupin, 露 уравнение Такаги-Таупина] 完全結晶にも、ひずみを含む不完全結晶にも適用できる動力学的回折理論の基礎方程式。高木方程式ともよばれ、1962 年に高木佐知夫によって導かれた。X 線あるいは電子線が単結晶に入射するとき、結晶内には入射波に連なる一次波のほかにも多くの回折波が生じ、それらを含めた波の波動関数は、振幅変調を受ける多くの平面波の和として

$$\psi(r) = \sum_h \psi_h(r) \exp(i2\pi k_h \cdot r) \quad (1)$$

で与えられる。ただし波動ベクトル k_h は一次波の波動ベクトル k_0 と $k_h = k_0 + h$ で関係づけられている。ここに h は逆格子ベクトルである。式(1)の $\psi_h(r)$ は振幅および位相を表す複素振幅で波が結晶中を進むにつれて緩やかに変化する。高木-トーバンの式はその変化と他の $\psi_0(r)$ との間に成り立つ連立偏微分方程式で、複素振幅のうち一次波と 1 つの回折波以外のものを無視できる、二波近似が成り立つ場合には

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi_0}{\partial s_0} &= -i\pi\kappa C \chi_{-h} \psi_h \\ \frac{\partial \psi_h}{\partial s_h} &= -i\pi\kappa C \chi_h \psi_0 + i2\pi\kappa\beta_h \psi_h \end{aligned} \quad (2)$$

と書表される。ここに s_0, s_h はそれぞれ両波の進行方向にとった斜交座標、 κ は波数。 C は X 線の場合は偏極因子(電子線の場合は 1), β_h は入射波のブリッグ条件からのずれを表す係数、そして χ_{-h}, χ_h は散乱ポテンシャルのフーリエ項で、X 線の場合は結晶内の電子密度、電子線の場合はその静電ポテンシャルのフーリエ項に比例する。完全結晶の場合は $\chi_{-h}, \chi_h, \beta_h$ は定数で式(2)は解析的に解くことができ、エワルト-ベーターラウエの動力学的理論と同じ結果を与えるが、どんな形の入射波についても解が与えられる点がより便利である。

格子ひずみを含む結晶の場合には、 χ_{-h} と χ_h , あるいは β_h が結晶内の位置の関数となり、ひずみの勾配が一定という簡単な場合以外は式(2)の解析的解は求められていない。しかし、数値計算によってどんな形の入射波についても一次波および回折波の振幅を求めることができ、不完全結晶における動力学的回折の問題、特に X 線回折顕微法における諸種の格子欠陥像のシミュレーションに広く用いられている (\Rightarrow X 線回折顕微法)。またこの式のリーマン法による解は電子回折におけるコラム近似の数学的根拠を与える (\Rightarrow コラム近似)。

D. Taupin はこれより先に、式(1)の形の波に基づく回折理論を展開し、特別な場合について ψ_0, ψ_h の間に成り立つ定差方程式を導いていたが、実際問題に対する応用には式(2)がより便利であり、その後の応用は式(2)またはそれと等価な式を用いることが多い。

多荷重イオン源 [英 multi-charge ion source, 仏 source d'ion multichargé, 露 мульты-зарядный ионный источник] \Rightarrow イオン源

高橋秀俊 Takahashi, Hidetosi 1915.1.15—1985.6.30 日本の物理学者。旧制武蔵高等学校を経て、1937 年東京帝国大学理学部物理学科を卒業、同学部助手、助教授を経て 1957 年 同学部教授。1975 年以降 慶応義塾大学

教授、物性物理学、応用物理学、応用数学、電気回路論、情報科学の多岐の分野にわたって、先端的、独創的かつ指導的業績があり、1980年文化功労者に選ばれた。強誘電体の物性に関しては、KDP（リン酸二水素カリ）の強誘電性の理論に先駆的研究があり、わが国の強誘電性の研究では終始指導的な役割を果たし、1969年京都の国際強誘電体会議では組織委員長を務め、この分野の国際交流にも尽力した。電気回路の雑音に関するナイキストの定理を統計物理学の枠内で一般化した理論はゆらぎ現象の統計力学に先駆的貢献をなした。また量子雑音理論の研究に対しては、1964年東洋レーヨン科学技術賞を受けた。電子計算機に関しては、情報理論、ハードウェア、ソフトウェア、数値解析の全分野にわたって、優れたアイデアを数多く生み出した。数値解析では二重指数関数型数値積分公式の導出が特に著名である。またパラメトリック計算機の研究に対して、1959年朝日賞を受けた。

研究と教育における電子計算機的重要性をいち早く察知し、東京大学学内共同利用計算センター、全国共同利用大型計算機センター、情報科学研究施設の設置に尽力し、それぞれ初代センター長、施設長を、また情報処理学会会長を務めるなど、計算機の普及と関連学術と教育の振興に大いに貢献した。専門の学術論文・著作のほかに、一般向けの著書「数理の散策」、「数理と現象」を通じて、また筆名ログルキスト・Tとして、物理学者の眼をもって、日常茶飯の謎を快刀乱麻を断つように見事に解き明かした軽妙なエッセイを数多く発表している。

タキオン [英 *tachyon*, 独 *Tochyon*, 露 *тахнион*] 光速を超える速さをもつ仮想的な粒子。相対論的粒子の運動量を p 、エネルギーを E としたときその質量 m は

$$E^2 - c^2(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) = m^2 c^4 \quad (\text{= 定数})$$

によって定義される。 c は光速度である。 $m^2 > 0$ は通常の粒子に、 $m^2 = 0$ はたとえば光子の場合に対応する。数学的にはさらに、 $m^2 < 0$ すなわち $m = \pm i|m|$ の場合も考えることができる。この種の(仮想的)粒子をタキオンとよんでいる。この場合には上式から、 $p = |m|v/\sqrt{v^2/c^2 - 1}$ 、 $E = |m|c^2/\sqrt{v^2/c^2 - 1}$ となり、これらの量を実数であるためには、 $v \geq c$ でなければならない。すなわち、タキオンは超光速の粒子であることになる。実際、タキオンという名前はギリシア語の *ταχυον* (急速な) に由来している。タキオンは、加速するとエネルギーを失うことになる。ローレンツ変換の下では、 $v(\geq c)$ は $v'(\geq c)$ に変換する。元来、特殊相対論の要請は「物理法則はすべての慣性系で同じ形をとるべし」ということであるので、たとえタキオンが存在しても、相対論とは直接矛盾することはないのではないかと考えられている。しかしながら、タキオンは光速度以上の速度をもつため通常の因果律を破ることになり、現在までのところ、物理的に十分満足のできるタキオン理論は建設されてない。実験的にタキオンを探る試みもなされたが、現在までその存在を示す結果は得られていない。

多極子 [英 *multipole*, 独 *Multipol*, 仏 *multipôle*, 露 *мультиполь*] 双極子を2つ並べて四極子、四極子を2つ並べて八極子が定義される。一般に 2^l 極子 ($l=0, 1, 2, \dots$) を2つ並べて 2^{l+1} 極子が定義できるが、このような極子の集まりを多極子または多重極子という。多極子の大きさは多極子モーメントで表される。電荷 e_l が誘電率 ϵ の物質中の点 (x_l, y_l, z_l) にあるとき点 (x, y, z) でのポテンシャル $\phi = \sum_l e_l / 4\pi\epsilon r_l$ ($r_l^2 = (x-x_l)^2 + (y-y_l)^2 + (z-z_l)^2$) を x_l, y_l, z_l

についてテイラー展開し、その係数を $1/r$ ($r^2 = x^2 + y^2 + z^2$) の微分の形に書き直すと

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left[\sum_l e_l - \left(\mu_x \frac{\partial}{\partial x} + \mu_y \frac{\partial}{\partial y} + \mu_z \frac{\partial}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \left(q_{xx} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + 2q_{xy} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} + \dots + q_{zz} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + \dots \right] \frac{1}{r}$$

となる。ここで μ_x, μ_y, μ_z は双極子モーメント、 $q_{xx}, q_{xy}, \dots, q_{zz}$ は四極子モーメントである。このように l 回微分の係数が 2^l 極子モーメントが現れるこの項が 2^l 極電場を定義する。磁化に対しても同様に多極子をつくることができる。磁気モーメントは環電流で置きかえられるので磁気多極子を電流分布によって定義することもある。

多極磁場 = マルチポール磁場 (⇒ 内部導体系)

多極電磁石 [英 *multipole magnet*, 独 *Multipolmagnet*, 仏 *aimant multipolaire*, 露 *мультипольный магнит*] 磁極の数が6個以上の電磁石のこと。六極電磁石や八極電磁石が、シンクロトロンなどの加速器、一直線にビームが進むシステム、エネルギー分析装置の中で用いられる。磁場の多極成分の補正に使用されることが多い。これらの電磁石では磁極の隙間に比べ電磁石の長さの方が長いことが多いので、磁極間に発生する磁場の分布は、長さ方向には一様であると仮定し、二次元の磁気ポテンシャル $V(r, \theta)$ を用いて表すことができる。すなわち V は一般に次のような多極展開

$$V(r, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} r^n (A_n \sin n\theta + B_n \cos n\theta)$$

によって表され、磁束密度の r 成分、 θ 成分は、

$$B_r = -\frac{\partial V}{\partial r}, \quad B_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta}$$

で与えられる。 $n=1, 2, 3, 4$ はそれぞれ二極、四極、六極、八極の成分を表す。電磁石は、これら各成分のうち1つを強く発生させるようにつくられる。普通の電磁石は、 A_n を含む項の磁場を発生させるようなものである。 B_n を含む項は、ねじれ成分とよばれ、普通の電磁石を90°度だけ回転させると得られる。

多極放射 [英 *multipole radiation*, 独 *Multipolstrahlung*, 仏 *radiation multipolaire*, 露 *мультипольное излучение*] 時間的に変化する多極子から放射される電磁波を総称して多極放射という。電荷・電流が時間的に変化する系からの放射は、種々の多極子からの放射の重ね合わせとして表すことができる。系から放射される電磁波の単位時間あたりのエネルギー I は

$$I = \frac{\bar{p}^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} + \frac{\bar{m}^2}{6\pi\mu_0 c^3} + 80\pi\epsilon_0 c \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} \ddot{Q}_{\alpha\beta} \ddot{Q}_{\alpha\beta} + \dots$$

と表される。ここで ϵ_0 は真空の誘電率、 μ_0 は真空の透磁率、 c は光の速さ、 \bar{p} は電気双極子モーメント、 \bar{m} は磁気双極子モーメント、 $Q_{\alpha\beta}$ は電気四極子モーメントの $\alpha\beta$ 成分、文字の上の点は時間微分を表す。各項の大きさの程度は、次のように比較される。系の持つ特徴的な電氣量を e 、系の大きさを表す特徴的長さを l 、時間変化を特徴づける周期を t とする。各多極子モーメントの大きさの程度は

$$p \sim el, \quad m \sim e l^2 t^{-1} \mu_0, \quad Q \sim e l^2$$

と考えられる。 I の式の右辺第一項の双極放射のエネルギーに比べて第二項の磁気双極放射のエネルギーは $l^2/(tc)^2$ の程度であり、第三項の電気四極放射のエネルギーは第二項と同程度である。 t を電磁波の周期とすると、 tc は波長

であるから、放射される電磁波の波長に比べて系が十分に小さい場合、双極放射が最大で、高次の多極放射はほとんど観測されない。しかし、系の幾何学的対称性などによって、低次の多極モーメントが消える場合には、高次の多極放射が観測される。

タギング [英 tagging, 露 маркировка] タギングとは、付せんを付けるという意味であるが、高エネルギーの素粒子・原子核実験の分野では、次のように、光子にエネルギーの標識を付けるという意味に使用されている。電子の制動放射過程において放出される光子のエネルギーは、たとえ入射電子のエネルギーが一定の場合であっても、決った値をとらない。しかし、制動放射過程における散乱電子のエネルギーを測定することにより、放射光子の1つ1つにエネルギーの札をつけ、結果的には制動放射光を単色化することができる。これを、通常、フォトンタギングあるいは単にタギングという(⇒フォトンタギング)。また、やや、特殊であるが、高エネルギー衝突型加速器において電子・電子あるいは電子・陽電子衝突により2光子交換反応、 $e+e \rightarrow e+e+X$ の実験を行うとき、中間状態の仮想光子へのエネルギー移行を決める目的で、終状態の電子あるいは電子と電子、電子(陽電子)あるいは電子と陽電子のエネルギーを測定する場合も、タギングとよばれている。

卓上計算器 [英 desk-top calculator, 独 Tischrechner, 仏 calculatrice de bureau, 露 настольный калькулятор] 1960年ごろまでは手でハンドルを回して演算する機械ギヤ式の計算器がよく使われていた。これは3つのレジスター A, B, C をもち、ハンドルを回すとその回転数が A レジスタに入り、1回転ごとに B レジスターの数を C レジスタに加えるという仕組みになっていた。演算機能としては四則計算のみである。今や機械式は使命を終えてそれに続いたリレー式あるいは電子管式の計算器と共に完全に姿を消してしまった。現在では半導体集積回路によるけた違いに高速かつ複雑な演算能力をもつものをさす。

タクティシティ [英 tactivity, 仏 tacticité, 露 тактичность] 重合体の立体規則性を定量的に記述すること、あるいは立体規則性の組成を表示するときに使用する名称でマイクロタクティシティ、立体規則度などの用語が使用されることもある(⇒立体規則性)。鎖状重合体において連続する2単量体単位の立体配置が同じ場合と違う場合を、それぞれアイソタクチックダイアドとシンジオタクチックダイアドまたはメソダイアド(m と表示)とラセミダイアド(r と表示)とよび、これらの組成をダイアドタクティシティという。同様に3連続単位体単位の立体配置にはダイアド表示で mm , mr と rm および rr と表される3通りがあり、それぞれアイソタクチックトライアド、ヘテロタクチックトライアドおよびシンジオタクチックトライアドとよび、組成をトライアドタクティシティという。以下4単位、5単位などの連鎖のタクティシティをテトラダタクティシティ、ペンタダタクティシティなどとよぶ。完全に不規則な立体配置分布をもつ場合の各トライアド組成 $[mm]$, $[mr] + [rm]$ および $[rr]$ はベルヌーイ統計に従い、関係式

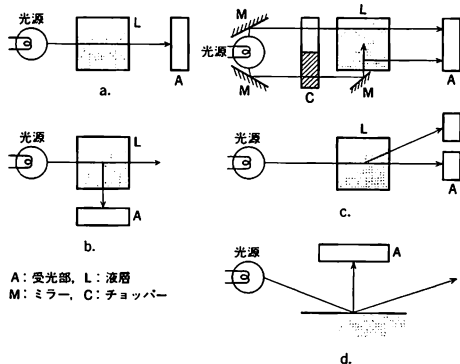
$$\frac{4[mm][rr]}{[mr+rm]^2} = 1$$

が成立する。ただし $[mm] + [mr] + [rm] + [rr] = 1$ である。なお共重合体でも立体配置の規則度をタクティシティあるいはコタクティシティとよぶことがある。タクティシティの決定には高分解能核磁気共鳴法が有力である場合が多い

が、赤外スペクトル、ラマンスペクトル、熱分解クロマトグラフィーなどの方法が使用されることもある。一般に高分子の諸性質はその立体規則性に依存するので、立体規則性と物性の関係を明らかにするうえで、また立体規則性重合の機構を明らかにするうえでより高次のタクティシティを定量することが必要になる。

濁度 [英 turbidity, 独 Trübheit, 仏 turbidité, 露 мутность] 水の濁りの程度を表す量で、視覚濁度、透過光濁度、散乱光濁度および積分球濁度と区別して表す。また標準の溶液としてカオリンおよびホルマジン溶液が用いられ、それぞれの標準によって測定された濁度をカオリンの場合は度(カオリン)、ホルマジンの場合は度(ホルマジン)として表す。カオリンの標準液は精製カオリン 1.00 g を水 1 dm³ 中に溶かした溶液の濁度を 1000 度(カオリン)とし、ホルマジンの標準液は硫酸ヒドラジン 1.00 g を 100 cm³ に溶解した溶液 10 cm³、ヘキサメチレンテトラミン 10.0 g を 100 cm³ に溶解した溶液 10 cm³ をよく混ぜて全量を 200 cm³ まで薄めたものを濁度 400 度(ホルマジン)として用いる。視覚濁度は試料の濁りを肉眼によりカオリン標準液と比較して求める。透過光濁度は試料を通過した波長 660 nm 付近の透過光の強度から求める。散乱光濁度は試料中の粒子によって散乱した光の強度を波長 660 nm 付近で測定して求める。積分球濁度は試料中の粒子による散乱光の強度と透過光の強度の比を求めて決定する。図

濁度計 [英 turbidimeter, 独 Trübungsmesser, 仏 turbidimètre, 露 мутномер] 濁度の測定装置。連続測定に用いられる装置として原理的に透過光を利用する方法(図 a)、散乱光を利用する方法(図 b)、透過光、散乱光の比を測定する方法(図 c)、表面散乱光を測定する方法(図 d)がある。



ダクトストリーミング [英 duct streaming] 遮蔽材中に冷却・制御などの目的のために導管がある場合、これを通して放射線が漏れ出る現象。放射線ストリーミングの一種。直ダクトは漏れが多いため屈曲ダクトを用いることもあり、これは r 線には有効である。

多群拡散理論 [英 multigroup diffusion theory, 露 многогрупповая теория диффузии] 原子炉理論において、中性子の輸送過程を近似的に取扱う拡散方程式(⇒中性子拡散理論)は、時間、場所およびエネルギーの3個の独立変数を含んでいる。ところが時間依存性のない定常問題でしかも極めて単純化された形状に対しても、この方程式をエネルギー変数の連続関数として解くことは一般に不可

能である。このため、原子炉の解析で興味ある核分裂エネルギーから熱中性子エネルギーにわたるエネルギー領域をいくつかの区間に分け、連続エネルギー変数をとびとびの点で代表させて、すなわち多群に分割し(多組に分け)もとの拡散方程式を連立方程式で近似的に解を求める計算法が用いられている。これを多群拡散理論という。いま g 群において、 D を拡散係数、 $\Sigma_a, \nu\Sigma_f$ 、および $\Sigma(h \rightarrow g)$ をそれぞれ中性子の吸収、発生、および h から g 群へ移動する巨視的断面積とすると、中性子束 ϕ は

$$-D_0 \nabla^2 \phi_0(r) + \left\{ \Sigma_{a,0} + \sum_{g \neq 0} \Sigma(g \rightarrow 0) \right\} \phi_0(r) \\ = \sum_{n \neq 0} \Sigma(h \rightarrow n) \phi_n(r) + \frac{1}{\lambda} \chi_0 \sum_{i=1}^N (\nu\Sigma_f)_i \phi_i(r)$$

ただし $g=1, 2, \dots, N$ を満たさなくてはならない。ここに λ は増倍率、 χ_0 は発生中性子が g 群に属する確率である。これが多群拡散方程式である。この手法に対しては、電子計算機で数値計算するのが最善の策となり、多数の計算機コードが開発されている。また計算に必要なパラメータは、炉定数セットとしてまとめられている。

多形 [英 polymorph, 仏 polymorphisme] 同一の化学組成をもつ物質が2種以上の異なる結晶構造をとる場合、これらを多形または多像という。これは結晶成長時の温度、圧力を主とする諸条件の違いによって生じる場合と、結晶化して後の相転移によって生じる場合とがある。また、不純物として微量な化学成分の差違によることもある。炭素のダイヤモンドとグラファイト、あるいはシリカの α - β -石英、 α - β -トリジマイト、 α - β -クリストバライトなどの多くの例が知られている。多形間の結晶構造の違いが、一次元的であるとみなせる場合、すなわち同一の層構造の積層様式が異なることによって多形が生じる場合をポリタイプといい、SiC, CdI₂, 雲母などの例が知られている。

打撃の中心 [英 center of percussion, 独 Stoßmittelpunkt, 仏 centre de percussion, 露 центр удара] バットでボールを打つときのように、剛体に関する慣性モーメントの主軸 $O'G$ 上の1点 O' に打撃を加えるとき、この主軸上で剛体の重心 G に関して、 O' と反対側にある1点 O において、この剛体を支えていると、ほとんど打撃の衝撃が感じられない。このような点 O のことを打撃の中心という。いま G を通り、撃力 F と $O'G$ で決まる面に垂直な直線のまわりの剛体の慣性モーメントを I 、剛体の質量を M とし、 $\overline{OG}=h'$ 、 $\overline{OG}=h$ とすると次の関係が成り立つ。

$$h = \frac{I}{MO'}$$

すなわち O' に撃力 F が働いたとき、 F の大きさにかかわらず、剛体内の1点 O は瞬間的に静止の状態を保ち、ここでは衝撃が感じられない。

多結晶 [英 polycrystal, 独 Polykristall, 仏 polycristal, 露 поликристалл] 種々の結晶方位をもつ結晶粒が結晶境界を境として凝集している結晶性物質。日常用いられている金属材料はすべて多結晶体である。多結晶体を構成する結晶粒の大きさとその分布は、機械的性質などに影響を与える。また、個々の結晶粒の結晶方位の分布は、必

ずしもランダムではなく、方向性をもっていることも多い(⇒集合組織)。結晶方位の分布のしかたによって、弾性、塑性、磁気的性質、電気的性質など種々の物性に変化する。

多原子分子 [英 polyatomic molecule, 独 mehratomiges Molekül, 仏 molécule polyatomique, 露 многоатомная молекула] 3個以上の原子より成る分子をいう。分子の形で分類した例を表に示す。電子状態は、対称性とスピン

多原子分子の形による分類

形	回転定数と 回転の量子数	対称性	双極子 モーメント	分子の例
直線	$B=C(A \neq \lambda)$ J	$C_{\infty v}$	$\neq 0$	CIC≡CH
		$D_{\infty h}$	$=0$	HC≡CH, (CN) ₂ , C ₃ O ₂
球こま	$A=B=C$ J	T_d	$=0$	CH ₄ , OsO ₄
		O_h	$=0$	SF ₆ , MoF ₆ , UF ₆
対称こま	$\begin{cases} A > B > C (\text{偏長}) \\ A = B > C (\text{偏平}) \end{cases}$ J, K	$C_{nv} (n \geq 3)$	$\neq 0$	NH ₃ , CF ₃ I, CH ₃ Cl
		$D_{nh} (n \geq 3)$	$=0$	BF ₃ , C ₆ H ₆
		$D_{nd} (n \geq 2)$	$=0$	C ₂ H ₆ , CH ₂ =C=CH ₂
非対称こま	$A > B > C$ J, K_a, K_c	D_{2h}	$=0$	C ₂ H ₄ , C ₂ Cl ₄
		C_{2v}	$\neq 0$	CH ₂ O, CH ₂ C=O, CrO ₂ Cl ₂
		C_{2h}	$\neq 0$	<i>trans</i> - CHCl=CHCl
		C_s	$\neq 0$	HCOOH, CH ₃ SH
		C_1	$\neq 0$	CH ₂ FCIBr, 一般の高分子

多重度を用いて分類される。また一重項を S 、三重項を T としてエネルギーの低い順に番号を付けて区別することもよく行われる。安定多原子分子の電子基底状態は、通常一重項であり磁気モーメントをもたない。しかし CH₂ のように偶数個の電子をもつ基底状態が多重項である場合や、遊離基のように不対電子をもち二重項の場合もある。永久双極子モーメントの有無は分子の形から判断できる。電子項遷移は、スピン量子数の保存則および対称性に基づき、それぞれの遷移モーメントについて許容と禁制に分類できる。しかし電気双極子禁制の場合でも、スピン・軌道相互作用や振動・電子相互作用などのため弱い遷移が可能になることが多い。分子の振動は、直線形分子で $3N-5$ 、一般の場合 $3N-6$ 個の自由度をもち、基準振動解析が可能である。ここに N は分子内の原子数である。振動エネルギーは通常、波数単位 cm^{-1} を用いて

$$G = \sum_s \omega_s \left(v_s + \frac{d_s}{2} \right) + \sum_{s \neq s'} x_{ss'} \left(v_s + \frac{d_s}{2} \right) \left(v_{s'} + \frac{d_{s'}}{2} \right) \\ + \sum_{l \neq l'} g_{ll'} l_l l_{l'}$$

で表される。 ω_s, v_s は s 基準振動の振動数(波数単位)および量子数、 d_s は振動の縮退度、 $l_l, l_{l'}$ は縮退振動 l, l' に伴う角運動量の量子数である。 $x_{ss'}, g_{ll'}$ は振動の非調和項の定数である。回転エネルギーは、分子の形ごとに表に示すような一定の回転定数を含む形で表される。スペクトルの回転構造は、電気双極子モーメントの方向余弦の回転波動関数に関する行列要素で決定され、種々の類型が生ずる。

代表的な対称こま形分子の振動回転スペクトルを例にとると、平行バンド(こまの軸に平行な遷移モーメントによる遷移)では、 $\Delta K=0$, $\Delta J=0, \pm 1$ のため ${}^{\circ}Q$, ${}^{\circ}P$, ${}^{\circ}R$ の枝が出現し、垂直バンド(こまの軸に垂直な遷移モーメントによる遷移)で $\Delta K=\pm 1$, $\Delta J=0, \pm 1$ により ${}^{\circ}P^{\circ}Q$, ${}^{\circ}P^{\circ}R$ の枝が出現する。ここで ${}^{\circ}P$, ${}^{\circ}Q$, ${}^{\circ}R$ は $\Delta J=-1, 0, +1$, p , q , r は $\Delta K=-1, 0, +1$ の遷移を表す。分子内部のエネルギーの単位密度はエネルギーの増加に伴い急速に増大し、分子内エネルギー移動は非常に速い。熱力学的諸性質は、熱的測定のほか、分光学的データに基づいた統計熱力学によっても算定される。図

多光子解離 [英 multiphoton dissociation, 独 Vielphotonendissoziation, 仏 dissociation multiple de photon, 露 многофотонхимическая диссоциация] 2個以上の光子を同時に吸収する多光子吸収(個々の光子の吸収に対応したエネルギー準位が存在しなくとも起る、高次の振動による遷移)、または多段階一光子吸収、および両機構の組合せによって多数の光子を吸収して生じた励起状態から進行する解離過程をいう。解離の収率は光強度のべき乗に依存し、強力なレーザーの出現によって見いだされた現象である。中間状態の性質、励起に逐次的な過程が含まれるか否かにより、偏光特性など、光分解のダイナミクスに差異が生ずる。

可視、紫外領域では、2~3光子の吸収で解離エネルギー相当の励起が可能である。たとえば、193nmのArFレーザーによって $OCS+2h\nu \rightarrow CO+S(3^1S_0)$, $CH_3I+2h\nu \rightarrow CH^+ + H_2 + I(CH^+$ は $A^2\Delta$ または $B^2\Sigma^-$ 状態)。

赤外光吸収による分子の解離には、十数個~数十個の光子の吸収が要求される。 SF_6 ははじめ $10\mu m$ 近傍に吸収をもつ原子分子には、強い炭酸ガスレーザー光においてレーザー光子を吸収して、無衝突条件下でも解離するものが多い。 SF_6 の解離 $SF_6 + nh\nu \rightarrow SF_5 + F$ の反応のためには、一定のレーザー光強度が必要である。その値(しきい値)は、約 $2 \times 10^{17} W \cdot cm^{-2}$ である。分子は、低エネルギー領域における離散的振動準位を多段階一光子、一部多光子吸収により励起されて状態密度の大きい準連続状態に達し、さらに多数の段階的一光子吸収を経て真の連続状態に達して解離する。初期の吸収は離散的準位を経るため、波長依存性が顕著であり高い同位体選択性が期待できる。準連続状態では分子内振動緩和が非常に速く、通常分子内振動エネルギー分布は統計的なものとなっている。多光子解離では、化学結合は、一般に熱分解反応と同じ結合が切断される。他の赤外領域、たとえば、CH伸縮振動の領域でも同様な多光子解離が知られている。

多光子吸収 [英 multiphoton absorption, 独 Vielphotonenabsorption, 仏 absorption multi-photon, 露 многофотонное поглощение] 複数個の光子を同時に吸収し、光子エネルギーの和に相当する固有状態に遷移することを行い、多光子遷移のひとつである。多光子を吸収して分子は解離やイオン化を起す。前者を多光子解離、後者を多光子イオン化とよび、同位体分離等に利用される(⇨多光子遷移)。

多光子遷移 [英 multiphoton transition, 独 Vielphotonenübergang, 仏 transition multi-photon, 露 многофотонный переход] 光と分子の高次の相互作用に基づく現象で、複数個の光子を同時に吸収または放出して、光子のエネルギーの和または差に相当する固有状態に遷移するこ

とをいう。一般に n 光子遷移は光と分子の相互作用の n 次摂動論から理解され、 n が奇数ならば遷移の初期および最終状態の間に偶-奇、 n が偶数ならば偶-偶、奇-奇のパリティ則がある。 n 光子遷移には初期、最終状態のほかに少なくとも $n-1$ 個の中間状態の存在が必要である。これらの準位間のエネルギー差が、吸収あるいは放出される光子のエネルギーに近づく、多くの場合、多光子遷移の確率は共鳴効果により大きくなり、完全に近くなる場合には、段階的な吸収や放出が混在する。 $n=2$ の最も簡単な場合、2つの光子を同時吸収する二光子吸収と1つの光子を吸収し他の1つの光子を放出するラマン散乱がある。 $n=3$ では三光子吸収のほかに、2つの光子を吸収し1つの光子を放出する第二高調波発生、ハイパーラマン散乱などがある。コヒーレント反ストークスラマン散乱は四光子遷移のひとつである。多光子遷移を利用した分光法は多光子分光法とよばれ、新しい分光法として将来の発展が期待されている。

多光束干渉 [英 multiple-beam interference, 独 Vielstrahlinterferenz, 仏 interférence à faisceaux multiples, 露 многолучевая интерференция] ファブリー-ペローのエクロンヤトランスキーの方法におけるように、多くの光束が重なりあって生じる干渉を多光束干渉または繰返し反射干渉という。しかし、回折格子の場合などは通常この中に含まない。2つの平行またはほぼ平行な反射面の間で何度も反射し(多重反射または繰返し反射)、これによって生じる多くの光束が干渉する場合がよい例である。この干渉の特徴は、二光束干渉に比べて干渉縞の幅が狭く明瞭なことである。これは反射面の反射率の高いほど著しい。反射率を高めるために金属反射膜を用いると吸収のため光の損失が大きいため、誘電体の多層膜を用いることが多い。この場合は使用できる波長領域が狭くなる。多光束干渉の実験は一般に二光束干渉のそれよりも難しい。調整も微妙であり、周囲の温度変化により干渉縞が乱れやすい。反射面の精度も二光束干渉のそれよりはるかに高いことが要求される。平面度が悪いと反射を繰返すうちに波面の乱れが大きくなり、正しく重なり合わなくなるからである。

多孔度 [英 porosity, 独 Porosität, 仏 porosité, 露 пористость] 多数の空孔を含むいわゆる多孔性物質について、その物質の単位体積に含まれる空孔の体積の総和を、多孔度という。したがって、多孔度 p はその物質の真の密度 d_0 と多孔性物質の見かけの密度 d により

$$p = \frac{d_0 - d}{d_0}$$

で与えられる。しかし p は多孔性物質において、空孔の大きさなどに関してほとんど情報を与えることはできない。モレキュラーシーブなどの多孔性吸着剤のような場合には、上記の定義による多孔度よりも、単位質量当りの内表面面積をその物質の多孔性を示す目安とすることが多い。モレキュラーシーブなどの場合、この方が性能により関係している量であるからである。なお、粉体などで用いられる空隙率は、多孔度と同義語である。

多項分布 [英 multinomial distribution, 独 multinomiale Verteilung, 仏 distribution multinomiale, 露 мультиномиальное распределение] 1回の試行で、 A_1, A_2, \dots, A_k の k 通りの結果のいずれか1つが起るものとし、結果 A_i の起る確率を p_i ($\sum_{i=1}^k p_i = 1$) とする。このような試

行を n 回独立に繰り返すとき、 A_i の起る回数を X_i とすると、 $X_i = x_i$ ($i=1, 2, \dots, k$) となる確率は

$$p(x_1, x_2, \dots, x_k; p_1, p_2, \dots, p_k) = \frac{n!}{x_1! x_2! \dots x_k!} p_1^{x_1} p_2^{x_2} \dots p_k^{x_k}$$

$$(x_1, x_2, \dots, x_k \geq 0, \sum_{i=1}^k x_i = n)$$

で与えられる。この分布を k 項分布といい、それらを総称して多項分布とよぶ。

X_i の平均と分散はそれぞれ $np_i, np_i(1-p_i)$ で与えられる。 $i \neq j$ のとき、 X_i と X_j の共分散は $-np_i p_j$ となる。

タコメーター = 回転計

多軸応力 [英 multi-axial stress, 独 multiaxiale Spannung, 仏 tension multi-axiale, 露 многоосное напряжение] \Rightarrow 応力

多重回帰分析 [英 multiple-regression analysis, 仏 analyse multi-régressive, 露 анализ множественной регрессии] \Rightarrow 回帰分析

多重回折(電子線の) [英 multiple diffraction, 独 Vielfachbeugung, 仏 diffraction multiple, 露 многократная дифракция] 電子と結晶との相互作用が強いために起る電子線の回折効果のひとつである。電子回折ではブラッグの回折条件を厳密に満たさなくてもかなりの強度で回折を起す。そのため、同時に複数の結晶面に対して回折を起す(\Rightarrow 系統的同時反射, 偶然的同時反射)。このうち逆格子ベクトル g の結晶面によって回折した波が、さらに入射波となって h 面で回折すると、新しく $g+h$ の面による回折が起り($g+h$)反射に影響を与える。特に $g+h$ の逆格子ベクトルに対する回折反射が禁制反射である場合でも、二重回折の結果として観測される。シリコン、ゲルマニウムなどダイヤモンド型構造の結晶では、222, 666 反射は禁制反射であるが、111+111, 555+111 などの二重回折によって強い回折強度が観測される。一般に、 g 反射が繰返しによって起る場合を多重回折という。

多重極 \Rightarrow 多極子

多重極展開 [英 multipole expansion, 独 Multipolentwicklung, 仏 développement multipolaire, 露 разложение по мультиполям] いろいろな物理量や各種の場を全スピン角運動量の固有関数で展開すること。

(1) スカラー場やスカラー量の密度分布 $\phi(r)$ は、球関数 $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ を用いて

$$\phi(r) = \sum_{lm} \phi_{lm}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

と多重極展開される。ここで (r, θ, φ) は位置ベクトル r の極座標である。 $\phi_{lm}(r) = \int Y_{lm}^*(\theta, \varphi) \phi(r) d\Omega$ で与えられる。 $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ である。

(2) ベクトル場やベクトル量の密度分布 $A(r)$ は、ベクトル球面調和関数 $Y_{lm}^{\lambda}(\theta, \varphi)$ (\Rightarrow ベクトル球面調和関数) を用いて

$$A(r) = \sum_{lm} A_{lm}(r) Y_{lm}^{\lambda}(\theta, \varphi)$$

と多重極展開される。ここで、 $A_{lm}(r) = \int Y_{lm}^{\lambda*}(\theta, \varphi) \cdot A(r) d\Omega$ で与えられる。

(3) スピノール場 $\psi(r)$ の多重極展開は次のようにして行われる。スピノール $1/2$, その z 成分 ν ($\nu = \pm 1/2$) をもつ規格化されたスピノール空間(座標 σ)の波動関数を $\chi_{1/2\nu}(\sigma)$ とし、球関数 $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ との積関数

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = \sum_{\nu} \left(l\mu \frac{1}{2} \nu |jm \right) Y_{l\nu}(\theta, \varphi) \chi_{1/2\nu}(\sigma)$$

を定義する。ここで $(l\mu \frac{1}{2} \nu |jm)$ はクレブシュ-ゴルダン係数である。スピノール場 $\psi(r)$ は

$$\psi(r) = \sum_{lm} u_{lm}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

と多重極展開される。ここで、 $u_{lm}(r) = \int Y_{lm}^*(\theta, \varphi) \psi(r) d\Omega$ と表される。

多重極展開された各項の呼称については、場合に応じて約束ごとがあるのに注意を要する。たとえば、真空中の電磁場 $E(r)$ と $H(r)$ を

$$E(r) = \sum_{\lambda lm} f_{\lambda lm}(r) Y_{lm}^E(\theta, \varphi)$$

$$H(r) = \sum_{\lambda lm} g_{\lambda lm}(r) Y_{lm}^H(\theta, \varphi)$$

と多重極展開したとき

$$\begin{cases} E^{(E)}(\lambda m, r) = f_{\lambda \lambda-1m} Y_{\lambda-1}^E + f_{\lambda \lambda+1m} Y_{\lambda+1}^E \\ H^{(E)}(\lambda m, r) = g_{\lambda \lambda m} Y_{\lambda}^H \end{cases}$$

を電気 2^{λ} 極場とよび

$$\begin{cases} E^{(M)}(\lambda m, r) = f_{\lambda \lambda m} Y_{\lambda}^E \\ H^{(M)}(\lambda m, r) = g_{\lambda \lambda-1m} Y_{\lambda-1}^H + g_{\lambda \lambda+1m} Y_{\lambda+1}^H \end{cases}$$

を磁気 2^{λ} 極場とよぶ(\Rightarrow 多極放射)。

多重屈折(電子線の) [英 multiple refraction, 独 Vielfachbrechung, 仏 réfraction multiple, 露 многократное отражение] 電子回折における動力学的回折効果のひとつである。電子線が結晶中に入射すると、その周期ポテンシャル場によって、電子は異なる複数の運動量状態をとる(\Rightarrow 動力学的回折理論, 二波近似)。真空中で運動量 p_0 の電子線が結晶中である i 番目の運動量 p_i に対して屈折率 n_i は $n_i = p_i/p_0$ である。したがって、個々の p_i に対して屈折率は異なる。平行平板結晶に対しては、異なる n_i に対しても出射方向は等しくなるから(図1), n_i の相違によ

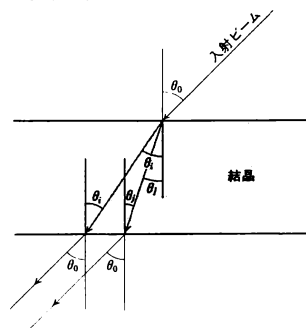


図1

る多重屈折は観測されないが、くさび型結晶では n_i によって出射方向が異なるため多重屈折効果を観測できる。くさび角を α とすると入射角 θ_0 に対して出射角 θ_e は

$$\sin \theta_e = \sin \alpha \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0} - \cos \alpha \sin \theta_0$$

となる。 $\theta_0 \ll 1$ の場合、 $\sin \theta_e \approx n \sin \alpha - \theta_0 \cos \alpha$ となり出射方向は n によって変化する。 n_i は結晶中の電子の波数 k_i に比例する。入射方向の変化に対する k_i の変化の軌跡は i 番目の状態の分散面を表す。図2は硫化カドミウムの $\{100\}$ でつくられるくさび角 60° の結晶からの多重屈折スポットを、入射方向を変化させながら、写真フィルム上に連続的に撮影したものであり、分散面に対応した多重屈

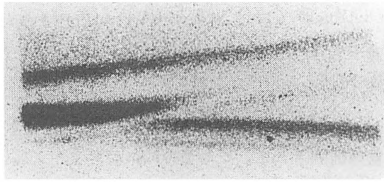


図 2

折の変化が観測されている。

多重クーロン散乱 [英 multiple coulomb scattering, 独 Coulomb-Vielfachstreuung, 仏 diffusion coulombienne multiple, 露 многократное кулоновое рассеяние] 荷電粒子は物質中を通過する際、物質を構成する原子の原子核の電場によりクーロン散乱を受ける。このようなクーロン散乱は一般に1回だけにとどまらず、物質中を通過する間に何度も散乱を受けることになる。このような現象を多重クーロン散乱とよぶ。このように複数回の散乱を受けて物質中を通過してくる荷電粒子の散乱角は一意的には決らず、一定の統計的分布をもつことになる。

このような多重散乱によって受ける散乱角の分布の広がりには通過する物質量が大きいほど、また荷電粒子のエネルギーが低いほど大きくなり、散乱角の平均値 $\langle \theta^2 \rangle$ は次の式で与えられる。

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{NDZ^2z^4e^4}{2\pi(vp)^2} \log \frac{\theta_{\max}}{\theta_{\min}}$$

ここに Ze は入射粒子の、 ze は通過物質の荷電、 N は 1 cm^2 中の原子の個数、 D は物質の厚さ $[\text{cm}]$ 、 $E \propto vp$ は、粒子のエネルギーを表し、 $\theta_{\max} \sim \pi$ および $\theta_{\min} = (\hbar^2 z^2 / 2mvp^2)$ (a0) だし a_0 はボーア半径である。

素粒子の位置を検出することによりそのエネルギーを測定するような検出器(飛跡検出器)においては、この多重散乱は大きな誤差を与えることになる。したがってこのような検出器には物質量を極力少なくするようなくふうがなされるのが普通である。

多重項 [英仏 multiplet, 独 Multiplett, 露 мультиплет] ある力がないと仮定したときエネルギースペクトルは縮退しているが、その力を考慮したとき、わずかに分離するものを多重項という。

[1] 原子・分子の電子状態が縮退しているか、またはなんらかの摂動作用によりいくつかの成分に分れている場合、この電子状態を多重項という。たとえばラッセル-ソンドース結合で表される原子の電子項では、全軌道角運動量(L)の量子数(L)と全スピン角運動量(S)の量子数(S)が明瞭に定義される。 L と S の間にはスピン・軌道相互作用があるため、全角運動量($J=L+S$)がつくられる。その量子数を J とすると、電子項は J の値によってわずかに異なるエネルギーをもつ成分に分れる。 J は $(L+S)$ から $|L-S|$ までの一連の整数または半整数の値をとるため、成分の数は、 $L \leq S$ ならば $(2L+1)$ 個、 $L > S$ ならば $(2S+1)$ 個である。しかしいずれの場合も、 $(2S+1)$ を多重度といい、 $S=0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2$ に対し、一重項、二重項、三重項、四重項、五重項、六重項という。電子状態を構成する電子数が奇数(偶数)ならば、多重度は偶数(奇数)となる。したがって周期表では、原子番号の増加とともに原子の多重度は奇数、偶数が交互に現れる(多重度の交替法則)。1つの多重項の J 成分と $(J+1)$ 成分の項値の差は

$(J+1)$ に比例する(\Rightarrow ランデの間隔則)。また各 J 成分は $(2J+1)$ 重に縮退しているため、 J の値の大きい成分が関係する遷移は強く現れる(\Rightarrow 多重項強度)。正常項(順多重項)では J の大きい準位ほどエネルギーが高い。逆に J の小さい準位ほど高い場合には逆転項(逆転多重項または逆多重項)という。主量子数 n 、方位量子数 l が共通な電子の数が $(2l+1)$ を超えたとき、すなわち nl 殻が半分以上満たされたとき、逆転項となる。ランデの間隔則の比例定数は原子番号 Z とともに大きくなり、主量子数 n が増えるとき急激に小さくなる。すなわち重い原子の低い準位ほど多重項分離は大となる。分子におけるスピンによる多重項分離についても同様の傾向がある。分子にはスピンの関係のない多重項もある(\Rightarrow 二重項状態)。

[2] 素粒子物理学では、アイソスピンが同じで、その第三成分が違うものを荷電多重項という。たとえば、陽子と中性子はアイソスピン $1/2$ をもち荷電二重項であり、 π^+ , π^0 , π^- はアイソスピン 1 の荷電三重項である。そして質量は p と n , π^+ と π^0 で少し違う。

多重項強度 [英 intensity in multiplets, 独 Intensität im Multiplett, 仏 intensité en multiplet, 露 интенсивность в мультиплетах] 原子において LS 結合状態にある2つの多重項間の遷移は選択規則 $\Delta S=0$; $\Delta L=0, \pm 1$; $\Delta J=0, \pm 1$ に従う(ここで S は全スピン角運動量の量子数、 L は軌道角運動量の量子数、 J は全角運動量の量子数である)。そこで $(L-1) \rightarrow L, L \rightarrow L, L \rightarrow (L+1)$ の3種の遷移のおのおのについて、3つの成分 $(J-1) \rightarrow J, J \rightarrow J, (J+1) \rightarrow J$ それぞれの強度を S, L, J の関数として表した一般式が量子力学に基づいて求められている。たとえば ${}^3P \rightarrow {}^3D$ 遷移についてこの公式によって各成分線の相対強度を求めると表のようになる。これに類似した相対

${}^3P \rightarrow {}^3D$ 多重項遷移における成分線の相対強度

$2S+1L_J$	3D_1	3D_2	3D_3	合計	$(2J+1)({}^3P)$
3P_2	168	30	2	200	5
3P_1		90	30	120	3
3P_0			40	40	1
合計 ($2J+1)({}^3D)$	168	120	72		
	7	5	3		

強度の表は種々の多重項遷移についてつくられている。この表で相対強度の行または列を合計した値の比は 3P または 3D 項の各成分の $(2J+1)$ の比に等しく、総和則が成り立つことを示している。またこの表から次の一般的規則が読取れる。(1) ΔJ が ΔL に等しい成分は、これらが異なった変化のしかたをする成分より強い。(2) ΔJ が ΔL に等しい成分のうちでは、 J の値が大きい成分ほど強い。 jj 結合の場合にもここに示した表と類似した相対強度の表が計算から求められ、この場合も総和則の成り立つことが示される。分子の場合は、多重項成分の相対強度はヘンル-ロンドンの公式から求められる(\Rightarrow ヘンル-ロンドン公式)。

多重光路干渉 = 多光束干渉

多重散乱 [英 multiple scattering, 独 Vielfachstreuung, 仏 diffusion multiple, 露 многократное рассеяние] 物質中の原子のような粒子の多数の散乱体による連続的多数回の散乱を多重散乱といい、一回散乱、数回散乱(\Rightarrow ブルル散乱)と対比される。物質中での多重散乱の起る確率は高く、散乱波間の干渉、散乱角の増大に伴うビームの

拡散が起る。イオンビームや電子線では、結晶中の原子列や原子面との小角散乱による多重散乱により、チャネリングが起る。電子捕獲や損失により電子変換を伴う電荷移行過程では、多重散乱により、平衡電荷状態が形成される。X線や電子線の回折現象では、動力学的回折理論により多重散乱の効果が考慮される。電子線や粒子線の小角散乱による多重散乱では、統計的手法によりビームの拡散が考慮されることが多い。また、多重散乱の効果を入射粒子との一体ポテンシャルで置きかえる光学模型の1つの理論的基礎づけが得られている。

荷電粒子線を用いる原子核や素粒子の実験で、しばしば直面する問題のひとつは、荷電粒子線が物質層を通過するときに起る粒子線の広がりである。これは主に、物質中の原子核のクーロン場による多重クーロン散乱によるものである。この問題を一般の場合に、解析的に解くことは困難であるが、物質層を通過する際のエネルギー損失が無視できる場合は、Snyder-Scott や Moliere によって取扱われている。衝突回数が無限回であれば、ビームの広がりにはガウス分布となるが、これに対する補正として一回散乱、二回散乱などによる項が加算され、特に大角度ではガウス分布からのずれが大きくなる。また、ビームの広がり幅は、通過した物質層の平方根に比例することが示される(⇒多重クーロン散乱)。

原子核による散乱では、入射粒子が核を構成する粒子によって次々に散乱される現象を多重散乱という。理論的な取扱いとしては、衝撃近似、光学模型、グラウバー理論などがある。多重散乱は、原子核自体の研究に用いられるほか、重陽子による散乱から中性子による散乱を抽出する際の効果も、短寿命粒子の研究にも重要な役割を果す(⇒多重散乱理論, グラウバー理論)。

多重散乱理論 [英 multiple scattering theory, 独 Vielfachstreuungstheorie, 仏 théorie de diffusion multiple, 露 теория многократного рассеяния] 入射粒子の原子核による散乱において、入射粒子は原子核を構成している核子と次々と衝突し散乱される。この描像により量子力学の枠組みの中で散乱を記述する理論を、多重散乱理論という。入射粒子が核内の核子 a とポテンシャル V_a を通じて相互作用するとき、その T 行列 t_a は

$$t_a = V_a + V_a \frac{1}{E_0} t_a \quad (1)$$

と書ける(⇒ T 行列)。ここで $E_0 = E - (H_A + K_0) + ie$ である。ただし H_A は標的核の内部ハミルトニアン、 K_0 は標的核と入射粒子の運動エネルギーである。いま、 $\Omega_a^{(+)}$ を連立方程式

$$\Omega_a^{(+)} = 1 + \frac{1}{E_0} \sum_{\beta \neq a} t_\beta \Omega_\beta^{(+)} \quad a = 1 \sim A \quad (2)$$

で定義すると、入射粒子の標的核全体による散乱状態を記述する波動演算子は

$$\Omega^{(+)} = 1 + \frac{1}{E_0} \sum_a t_a \Omega_a^{(+)} \quad (3)$$

で与えられる。ただし、入射粒子の内部励起およびそれと標的核間の核子の交換は無視する。式(1)~(3)が多重散乱理論の基本的な式である。 $\Omega_a^{(+)}$ は入射粒子が核内の核子に多数回散乱された後 a に散乱されるときを波を表す。式(3)は入射粒子の標的核全体による散乱波が各核子による散乱波の重ね合わせで与えられることを示す。

多重散乱理論は、量子多体系の散乱現象一般にわたり応

用範囲の広い理論である。衝撃近似、光学模型の基礎づけなどに用いられ、重要な役割を果す。また核物質のブルックナー理論もこの理論を出発点とする。

多重周期運動 [英 multipl periodic motion, 独 mehrfachperiodische Bewegung, 仏 mouvement multipériodique, 露 многопериодическое движение] 二次元調和振動子の運動方程式が $d^2x/dt^2 = -\omega_1^2 x$, $d^2y/dt^2 = -\omega_2^2 y$ で与えられる場合、 $x(t)$ と $y(t)$ は周期がそれぞれ $2\pi/\omega_1$, $2\pi/\omega_2$ の単振動になるが、座標軸を 45° 回転して得られる x' , y' 方向の運動は一般にはそのような単振動の重ね合せになる。 ω_1 と ω_2 の比が有理数ならば、 ω_1/ω_2 を既約分数 m_1/m_2 に等しいとおけるから、 $T = 2\pi m_1/\omega_1 = 2\pi m_2/\omega_2$ だけの時間ごとに運動はすべてもとと同じになり、単一の周期 T をもつといえる。ところが ω_1/ω_2 が無理数であるとそのような周期はなく、リザージュ図形は閉曲線にならない。このような運動は二重周期的であると同様される。以上を一般化すると次のようになる。力学系の一般化運動量 p_j がそれぞれ共役な一般化座標 q_j だけの関数で表されるように選ばれたとし(たとえば上の例で x' , y' でなく x と y を選べばそうなる)、 p_j と q_j の関係が周期運動を表すようになっていたとすると、この (p_j, q_j) を作用変数 J_j と角変数 w_j の組 (J_j, w_j) に正準変換することができる。そうすると、 q_j は 2π を周期とする w_j の周期関数となり、 w_j は $w_j = \omega_j t + \beta_j$ のように表されるから、フーリエ級数展開

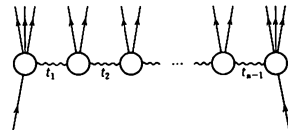
$$q_j = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \exp(inw_j) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n \exp\{in(\omega_j t + \beta_j)\}$$

が可能である。この運動を、最初の例の x' , y' のような別の座標 x_k で記述すると、 x_k は q_1, q_2, \dots の一次式とは限らないから、一般には

$$\begin{aligned} x_k &= \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \dots \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_{lm\dots n} \exp\{i(lw_1 + mw_2 + \dots + nw_f)\} \\ &= \sum_l \sum_m \dots \sum_n a_{lm\dots n} \exp\{i(l\omega_1 + m\omega_2 + \dots + n\omega_f)t \\ &\quad + i(l\beta_1 + m\beta_2 + \dots + n\beta_f)\} \end{aligned}$$

と表される。この場合に、 $m_1\omega_1 + m_2\omega_2 + \dots + m_f\omega_f = 0$ を満たす整数の組 (m_1, m_2, \dots, m_f) が全部0以外にないときには、運動は f 重周期運動であるとよばれる。 $\sum m_j\omega_j = 0$ を満たす整数の組が h 組存在するときには、この多重周期運動は h 重に縮退または縮重しているという。

多重周辺模型 [英 multiperipheral model, 仏 modèle multipériphérique, 露 мультипериферическая модель] ハドロン衝突における多重発生モデルのひとつで、ベリフェラル(周辺)衝突を積み重ねたファインマン・ダイヤグラムにより特徴づけられることから、提案者D. Amatiらは多重周辺模型とよんだ。つまり、各パートックスにおける四元運動量移行の二乗 t_i がベリフェラル衝突を規定する $t_i \approx \mu^2$ ($\mu = \pi$ 中間子の静止質量)になるまで、全エネルギー s を連鎖的に比較的小さな部分エネルギー s_i に細分化する(図参照)。そして高エネルギー多重発生機構を、より

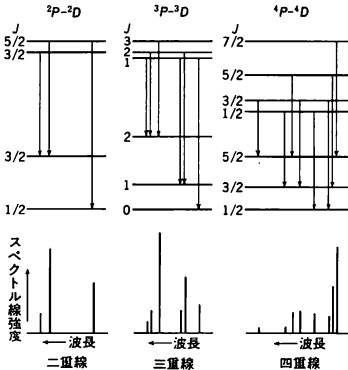


低いエネルギー領域で支配的なベリフェラル衝突の積み重ねにより理解しようとするものである。この模型は、可能

な終状態位相空間のごく一部を代表するファインマン・ダイアグラムしかとっていないが、一粒子分布関数のスケリング則、平均多重度の $\log s$ 依存性、横運動量 p_{\perp} -カットなどの大局的な実験的特徴をよく予言する。

多重処理 ⇨ マルチプロセッシング

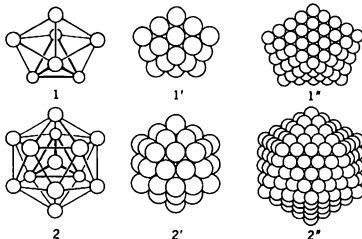
多重線 [英 *multiplet*, 独 *Multipllett*, 露 *мультиплет*] 多重項間の遷移による近接したスペクトル線全体を多重線といい、スペクトル項間の遷移(たとえば $2P-2D$)で示す。多重線を構成する個々のスペクトル線を多重線成分といい、成分準位間の遷移(たとえば $2P_{3/2}-2D_{3/2}$)で示す(⇒項(の)記号)。成分準位間の遷移には選択規則があり、それを満たす遷移のみが許される(⇒許容遷移)。一重項間、二重項間、三重項間、…の遷移によって生じるスペクトル線群をそれぞれ一重線、二重線、三重線、…という。二重線、三重線および四重線の許容遷移と、多重線成分の例を図に示す。



多重線成分 [英 *multiplet component*, 独 *Multipllett-komponente*, 仏 *composante du multiplet*, 露 *компонент мультиплета*] ⇨ 多重線

多重双晶粒子 [英 *multiply twinned particle*] 面心立方構造をもつ金属の真空蒸着膜(⇒蒸着膜)の成長初期の島状構造をしている膜の電子回折パターンには、単純な面心立方構造では説明できない回折斑点が現れ、粒子が複雑な構造をしていることが美沢和弘らにより指摘され、その詳しい構造が井野正三らにより解明された。電子顕微鏡で観察すると図の1, 2に示すような外形をした粒子が見いだされるが、これらは面心立方構造における4つの(111)面で囲まれた正四面体が5個または20個互いに積重なり、それぞれ五角形状十面体や正二十面体形成したものである。この構造では各正四面体は互いに一次、二次、三次などの双晶の関係になるので多重双晶粒子と名づけられた。

多重双晶粒子は最初 Au, Ag, Ni, Pd, γ-Fe, β-Co など



の金属に見いだされたが、その後 Ar, Ne などの不活性ガスを低温で凝縮させた微粒子や Si, Ge, ダイヤモンド微粒子などにも見いだされている。このことから推定されるように、原子が1個ずつ追加されて成長するような成長過程(⇒薄膜の成長機構)をたどる場合には多重双晶粒子が一般的に形成される。図のように5個の双晶を重ねると $7 \times 20'$ の隙間を生ずるが、電子顕微鏡で格子像を見るとこの隙間は完全に埋まっているので、個々の正四面体は少しひずみをもつから、小さな粒子では安定に存在しうるが大きな粒子では不安定になる。原子数が13(図2), 55(図2'), 147309(図2'')…などのときに図のような正二十面体状粒子となり、特に安定な構造となる。これらの数はマジックナンバーとよばれることがある。微粒子は構成する原子数が2個から始まり1個ずつ増えて無限大までにわたって存在する巨大分子群と考えられるが、これらの微粒子の中で最も安定な構造をしたものが多重双晶粒子である。

多重チャネル = マルチプレクサーチャネル

多重電離 [英 *multiple ionization*, 独 *Mehrfachionisierung*, 仏 *ionisation multiple*, 露 *многочкратная ионизация*] 原子(あるいは分子)が2個以上の電子を放出して多価イオンになる現象をいう。多重電離は光子の照射、電子、イオンの衝撃により起る。1つの原子に複数の光子、電子またはイオンがつつぎに衝突して、1つずつ電子をたたき出して多重電離を起す場合と、1回の衝突で多価イオンをつくる場合がある。後者についてはそれぞれの場合で以下のように異なる。(1) 光子の照射: 十分大きなエネルギーをもつ光子が入射して原子(分子)の内殻電離を起すと、生じたイオンは高い励起状態にあるのでオーージュ電子を放出して多価イオンになることがある(⇒オーージュ電子)。(2) 電子の衝撃: 標的原子(分子)の種類により、1回の衝突で2つ目の電子をたたき出す確率が1つだけたたき出す確率に比べて10%にも満たない場合もあるが(たとえば He), また種類によっては二電子放出が一電子放出と同じくらい確率で起るものもある(たとえば Mg)。光子の場合と同様、内殻電離の場合には引き続き1～数個の電子が自動電離により放出されて多価イオンができる場合がある。(3) イオン衝撃: この場合には1回の衝撃による多重電離がしばしば起る。この現象は特性X線あるいはオーージュ電子を測定することにより観測されている(⇒特性X線)。これは、入射イオンの原子番号(Z_1)が大きいたとき(原子内の1個の電子を電離する断面積は Z_1^2 に比例)、多価イオン電子を入射したとき、または標的原子の内殻電子の平均軌道速度にほぼ等しい速度で入射したときに大きな断面積をもつ。この1回衝突での多重電離現象は衝突によって得たエネルギーにより原子は熱せられ(エネルギーは各殻内の電子に統計的に分配され)電子が蒸発するとしての蒸発模型や各殻内から電子をつまみとる(放出する)確率 $\bar{p}(b)$ (b は衝突径数)を平均的に取扱ひ N 個の電子をもつ原子が n 個の電子を放出する多重電離の確率を

$$P_N^n(b) = \binom{N}{n} \bar{p}(b)^n [1 - \bar{p}(b)]^{N-n}$$

と二項分布で表した独立電子放出模型などの統計理論によって解釈されている。

多重度 [英 *multiplicity*, 独 *Multiplizität*, 仏 *multiplicité*, 露 *мультиплетность*]

[1] 原子または分子の電子状態のスピン量子数が S で

あるとき, $(2S+1)$ をその電子項の多重度という。分子の多重項成分の数は常に多重度に等しい。原子の場合は $S \leq L$ (L は軌道角運動量の量子数)のときには多重度に等しいが, $S > L$ のときには $(2L+1)$ に等しい(\Rightarrow 多重項)。

[2] 高エネルギーの素粒子反応の際, 発生する素粒子の個数を素粒子の多重発生における多重度とよぶ。この素粒子の多重発生における多重度は, 粒子多重度ともよばれ, 素粒子の反応機構を知る上で重要な量である(\Rightarrow 粒子多重度)。

多重入射 [英 multi-turn injection, 独 Einschub mit vielen Umläufen, 仏 injection multitour, 露 многократная инжекция] \Rightarrow 入射

多重波高分析器 [英 multichannel pulse height analyzer, 独 Vielkanal-Impulshöhenanalysator, 仏 sélecteur d'amplitudes multicanaux, 露 многоканальный амплитудный анализатор импульсов] 入力パルスの波高を, その波高に従って分類し計数する装置で, 放射線のエネルギー分布などの計測に利用される。最近の多重波高分析器はマイクロプロセッサを内蔵して通常1000~4000語のメモリー容量をもち, そのメモリー番地は, 入力パルス波高に対応している。パルス波高はA・D変換器によってデジタル化され, その出力が指示するメモリー番地の内容が1加算されるようになっている。したがってメモリー番地の内容を順に読み出し, D・A変換器をとおして, ブラウン管上に描き出せば, 入力パルス波高の分布が描かれ, またバックグラウンドの補正を行える(\Rightarrow パルス波高分析器)。

多重発生 [英 multiparticle production, 仏 production de multiparticule, 露 множественное рождение частиц] 高エネルギーの (a) ハドロン・ハドロン(原子核), (b) レプトン・ハドロン(原子核), (c) 電子・陽電子衝突で, 一度に多数の粒子がつくられる現象が多重発生である。昔から宇宙線によって研究されてきたが, 最近は陽子加速器, ヨーロッパ連合原子核研究機関(CERN)-ISR, 電子・陽電子衝突型加速器などにより精密なデータが大量に得られつつある。理論的にも W. Heisenberg, E. Fermi, L. D. Landau 以来さまざまな模型が提案され, 実験と対比されつつ進展してきたが, 最近に至って, 量子色力学に基づく理論により多重発生現象の統一的記述が可能になろうとしている。

現象の大局的特徴は次のとおりである。(1) 発生粒子の大部分は π 中間子で $\pi:K:\bar{p} \approx 100:10:1$, (2) 平均多重度は入射エネルギー E に対して $(\log E)^2$ 程度で増大する。スケールリングが成り立っている。(3) ハドロンはジェットのものつくられる。大多数の粒子の横運動量は $p_{\perp} < 1 \text{ GeV}/c$ で指数関数的に分布し, 平均値は $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0.4 \text{ GeV}/c$ 。ジェット軸は, (a) は入射ハドロンの方向, (b), (c) はそれぞれ, ハドロン内でハード散乱で大きく曲げられたクォークあるいはグルーオンの方向およびクォーク・反クォークのつくられた方向である。(4) (a) では $p_{\perp} \geq 5 \text{ GeV}/c$ の現象が小 p_{\perp} からの指数関数的外挿の予想よりずっと多い。(5) (a) ではファインマン・スケールリング, limiting fragmentation 仮説が第一近似として成り立つ。(6) 回折過程と非回折過程が共存し, 少数粒子発生過程では前者が主である。摂動論的量子色力学は, ジェットと大横運動量現象に関しては一定の成功を収めたが, 本質的に非摂動論的取扱いを要するクォーク, グルーオンのハドロン化過程に関しては, 閉じ込めの問題の理論的解決を待たなければならない

い。しかし, 現象論的には, 小横運動量の粒子発生はクォークの再結合と分裂によって統一的理解ができると考えてよい。

多重パルス波高分析器 [英 multichannel pulse height analyzer, 独 Vielkanal-Impulshöhenanalysator, 仏 sélecteur d'amplitudes multicanaux, 露 многоканальный анализатор импульсов] \Rightarrow パルス波高分析器

多重反響 [英 flutter echo, 独 Mehrfachecho, 仏 écho multiple, 露 многократное эхо] 天井と床, 両側壁など対向する2つの面が互いに平行な反射面を構成している室で, 拍手などによって継続時間の短い音を発生させたとき, ブルル…など特殊な音色をもった音が長く続いて聞こえることがある。これは音が平行面の間で繰返し反射して起るものであって, 多重反響という。日光東照宮本地堂では, 天井に描かれた竜の頭の下付近で拍手をすると, 竜が鳴くように聞こえるので, こうした多重反響を鳴き竜とよぶことがある。

多重反射 [英 multiple reflection, 独 mehrfache Reflexion, 仏 réflexion multiple, 露 многократное отражение] \Rightarrow 多光束干涉

多重微分断面積 [英 multiple differential cross section, 独 mehrfacher differentieller Wirkungsquerschnitt, 仏 section efficace différentielle multiple, 露 многократное дифференциальное сечение] 入射粒子と標的原子・分子との衝突で電離や解離が起き, 標的からも粒子が放出される場合に, これらの粒子を散乱された入射粒子と同時に測定して, 散乱粒子のエネルギーや方向とともに放出粒子のエネルギーや方向も指定した微分断面積を得ることができる。これらはいくつかの粒子のエネルギーや方向に関する多重微分の形に書けるので, 一般に多重微分断面積とよばれる。エネルギー E_0 , 運動量 k_0 の電子が原子に衝突して電離が起り, エネルギーがそれぞれ E_a, E_b , 運動量 k_a, k_b の2つの電子(散乱電子と放出電子)が飛び去る過程

$$e^+ + A \rightarrow A^+ + e^- + e^-$$

の場合, 衝突後の2つの電子のエネルギーと方向を同時に測定すると全断面積 σ に対する六重微分断面積

$$\frac{\partial^6 \sigma}{\partial k_a \partial k_b} \quad \text{または} \quad \frac{\partial^6 \sigma}{\partial E_a \partial E_b \partial \theta_a \partial \theta_b \partial \varphi_a \partial \varphi_b}$$

を得る。ここで θ_a, θ_b は衝突後の2つの電子の進む方向が入射電子の進む方向となす角度であり, φ_a, φ_b はそれらの入射電子のまわりの方位角である。入射粒子と標的の両方にスピンなどの偏りがなければ散乱は入射粒子の方向のまわりの方位角 φ に関して $\varphi_b - \varphi_a$ のみを考えればよいから, φ_a は固定して

$$\left(\frac{\partial^5 \sigma}{\partial E_a \partial E_b \partial \theta_a \partial \theta_b \partial \varphi_b} \right)_{\varphi_a = -}$$

に帰着する(\Rightarrow 二重微分断面積, 三重微分断面積)。

多重プロセッシング = マルチプロセッシング

多重粒子発生 [英 multiparticle production, 独 Vielteilchenerzeugung, 仏 production de plusieurs particules, 露 множественное рождение частиц] = 多重発生

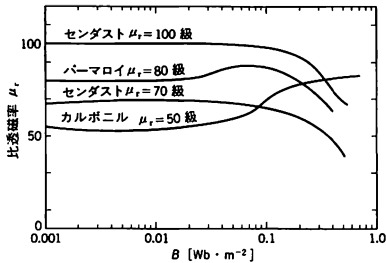
多重臨界点 [英 multi-critical point, 仏 point multicritique, 露 мультикритическая точка] \Rightarrow 三重臨界点

多数キャリアー [英 majority carrier, 独 Majoritätsträger, 仏 porteur majoritaire, 露 основной носитель заряда] \Rightarrow 少数キャリアー

多数決論理 [英 majority logic, 仏 logique à majori-

て \Rightarrow プール代数

ダストコア [英 dust core, 独 Pulverkern, 仏 noyau en poudre, 露 прессованный сердечник] 磁性材料を微粉末にし, 表面を絶縁皮膜で覆って結合剤を混ぜ合わせたものを, 加圧成形したコアである。通常の金属コアでは, 周波数が高くなるにつれ, 渦電流損失が増大し透磁率が低下し, 高周波回路には使用できない。ダストコアはこれを改善したものである。ヒステリシス損失が小さいほか, 透磁率や抵抗率も比較的大きく, 磁場に対する直線性が良く温度係数も小さいなど, 高周波磁心材料としてフェライトと共に重要な位置を占めている。材料としては Fe-Al-Si 系のセンダスト, パーマロイ, カルボニルなどが用いられている。このうち数百 MHz の超高周波用にはカルボニルが適している。ダストコア用材料の磁束密度と透磁率の関係を図に示す。表には使用周波数と透磁率の関係を



使用周波数と透磁率の特性

種 類	使用周波数 [kHz]	比透磁率 μ_r
センダスト	1~30	70
	20~200	25
	50~1000	10
モリブデン パーマロイ ダスト	<15	140
	10~100	60
	30~200	26
	50~600	14
カルボニル	50~10000	13
	100~100000	10
	500~500000	5

透磁率: $\mu = \mu_0 \mu_r$ (μ_0 : 真空中の透磁率)

示す。 μ_r ができるだけ大きいことと, 損失が少ないことを両立することはむずかしいので, 比較的低周波数の低い所では粒子の直径を大きくして透磁率を大きくするが, 高い周波数用のもは, 微粒子を用いて十分に絶縁をするため, μ_r は小さい値になっている。

惰 性 = 慣性

惰性系 = 慣性系

多線式比例計数箱 [英 multiwire proportional chamber, 独 Proportionalzählrohr mit mehreren Zählröhren, 仏 tube compteur proportionnel à plusieurs fils, 露 многонитный пропорциональный счётчик] \Rightarrow 飛跡検出器

多線スペクトル [英 many-line spectrum, 独 Mehrlinienspektrum, 仏 spectre à plusieurs raies, 露 многолинейчатый спектр] 分子スペクトルではあるが, 通常のバンドスペクトルの形状をなさないで, 多数の線スペクトルが集まって, 複雑な原子スペクトルのように見えるスペクトル。主として, 水素分子や水素化アルカリの二原子分子

などのスペクトルに見られる。これは分子が水素原子を含んでいると, 換算質量や核間距離が小さく, したがって回転エネルギー準位の間隔が非常に大きくなる。そのため, 電子バンドスペクトルの種々のバンドの回転線が互に入りまじって, 複雑な線スペクトルの集合となって現れるわけである。

多 像 = 多形

多相交流 [英 polyphase alternating current, 独 Vielfasenwechselstrom, 仏 courant polyphasé, 露 многофазный переменный ток] 電源の周波数が等しく位相が異なる多数個の交流電圧や電流が同時に存在する電気回路方式を多相交流回路という。二相交流, 三相交流は多相交流の一例である。

多層断熱 [英 multilayer insulation, 独 Vielschicht-isolierung, 仏 isolement à couches multiples, 露 многослойная изоляция] 二重壁容器の壁間の断熱空間を 10^{-4} Torr (1 Torr = 133.32 Pa) 程度の真空に引くと, 内側容器と環境の間の熱伝達は放射熱に支配されるようになる。放射熱を極小にするために, 断熱空間に放射率の小さい材料の薄膜を多数挿入する断熱法を多層断熱という。スーパーインシュレーションともよばれている。断熱材としては薄いマイラー膜上に比較的放射率の小さいアルミニウムを成膜したものが用いられ, 膜面を網状のグラスファイバーまたはマイラー・ネットで熱絶縁し, 数層から数十層を巻いて重ねる。大型の液体ヘリウム貯蔵容器の多くはこの多層断熱を利用してはいる。

多相平衡 [英 heterogeneous equilibrium, 独 heterogenes Gleichgewicht, 仏 équilibre hétérogène, 露 гетерогенное равновесие] = 相平衡

多層膜 [英 multilayer film, 独 mehrschichtiger Film, 仏 film en plusieurs couches, 露 многослойная плёнка]

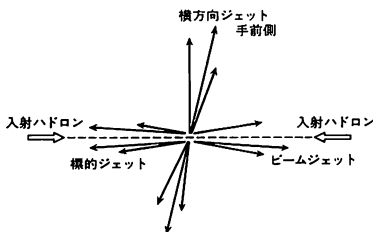
[1] 光学では, 屈折率の異なる薄膜を層状に重ね, 境界面での反射, 透過光の干渉を利用して所定の透過, 反射特性をもたせたものである(\Rightarrow 光学薄膜, 干渉フィルター)。[2] 表面に関連しては, 多層膜は GaAs-Al_xGa_{1-x}As の組合せで半導体レーザー素子活性層に用いられ, 種々の量子井戸型レーザーを生み出してきている。分子線エビタキシー, 化学蒸着などを用いて種々の多層膜である超格子構造をつくり, それらが電子デバイスに応用されつつある(\Rightarrow 超格子構造)。

多体相関 = 多体粒子相関

多体問題 [英 many-body problem, 独 Mehrkörperproblem, 仏 problème de plusieurs corps, 露 задача многих тел] 複数個の粒子が相互作用している体系の物理的な性質を議論するうえで現れる諸問題を総称して多体問題という。ただし, 2個の粒子の系については, 重心運動を分離してしまえば1個の粒子の運動を求めることになるから多体系には入れない。古典的には, 三体問題や規準座標の導入によって一休問題に帰着される連成振りの問題が研究されたが今日の多体問題の研究者の興味の対象は, 有限個の粒子系としては, 原子核内部の核子の集団, 原子や分子中の電子の集団などがあり, 無限個の粒子系とみなせるものとしては, 固体や液体など凝集状態にある物質中の電子系やイオン系などがある。少数の粒子系の問題としては, 粒子系のエネルギースペクトルや量子力学的状態を第一原理から理論的に求めることが問題になる。この場合, 大型電子計算機を長時間使って数値的に求めることにな

る。多粒子系になると、そのエネルギー固有値や固有関数を解くということは実際上不可能になる。その場合、近似解を求めるということは、単にそうせざるをえないというだけではなく、それに成功すれば一見複雑な多体系に美しい法則性を見いだしたことになる、われわれの自然認識を深めることができるという意味で積極的な存在理由がある。そのような問題としては、対象とする多体系のもつ素励起、特に規準振動のような集団運動のモードを見いだし、そのスペクトル、状態密度を決定することなどがある。無限個の粒子系は、有限個の粒子系には見られない独特の物理的性質を示す。その代表的なものは、低温において、ハミルトニアンのもつ対称性をやぶる状態が熱力学的に安定になるということ、すなわち、多体系はしばしば相転移現象を示すということである。また、無限個の粒子系は、必ず、力学の方程式もつ時間反転対称性を破って、不可逆的現象を示す。こうして、低温で安定な相を求めること、臨界現象を解明すること、不可逆過程の様子を調べることなど、統計物理学の基本的な問題は、すべて多体問題に含まれる。

多体粒子相関 [英 multiparticle correlation, 独 Vielteilchenbeziehung, 仏 corrélation de plusieurs particules, 露 многочастичная корреляция] 高エネルギーでのハドロンやレプトンの衝突による多重粒子発生の際、放出される粒子のうち1粒子の分布のみでなく、2つ以上の粒子の相対的分布を同時観測することは多重粒子発生機構を調べるうえで重要で、これを多体粒子相関とよんでいる。高エネルギーハドロン反応では入射ハドロンの方向に多数のハドロンが放出される。これは入射ハドロンがいったんその構成子であるクォークにこわれ、さらにそれがただちにジェット状の数のハドロン束に転化する過程として理解され、これをビームジェットおよび標的ジェットとよんでいる。高エネルギーハドロン反応でのもうひとつの大きな特長は、反応の際大きな横運動量(p_T)をもった粒子の観測されたことである。この通常大きな横運動量の現象とよばれる過程は、ハドロンの構成子であるクォークが衝突に際して大きく横方向に飛ばされることを意味しており、その方向の粒子群は横方向ジェットとよばれ、陽子などハドロンが点状の粒子(クォークパートン)によって構成されていることの証拠となっており、ハドロンの構造を調べるうえでの大きな手がかりとなっている。このようなハドロン反応での大角度散乱の機構をさらに詳しく調べるには、これらの横方向に放出された粒子と同じ手前側または反対の向こう側に放出される粒子などの相関関係を観測するのがよい(図参照)。多体粒子相関の観測はこうしてハドロン反応のみならずレプトン・ハドロン反応、レプトン・レプトン反応についてもジェット現象の解析に大きな役割を演じている。



多体力 [英 many-body force, 独 Mehrkörperkraft, 仏 force entre plusieurs corps, 露 многочастичная сила] 核子の間に働く力には、2個の核子間に働く二体力のほか、3個以上の核子が集まってはじめてそれらの間に生じる力があり、これを多体力という。たとえば、4個の核子の間には、6本の二体力の組に加えて、多体力として三体力の組が4本と四体力の組が1本働くわけである。多体力の存在は、中間子の交換という核力発生のメカニズムから理論的に予測できるが、二体力に比べて弱くなっていくため、四体力以上については実験的検証はまだまったくなされていない。

たたみこみ [英 convolution, 独 Faltung, 露 свёрток] 区間 $(0, \infty)$ で定義された関数 $f(x)$, $g(x)$ に対して

$$(f * g)(x) \equiv \int_0^x f(x-y)g(y)dy = \int_0^x f(y)g(x-y)dy \quad (1)$$

を f と g のたたみこみという。合成積あるいはコンボリューションともいう。関数 $f(x)$, $g(x)$ が $(-\infty, \infty)$ で定義されていて、積分が収束するときには

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x-y)g(y)dy = \int_{-\infty}^{\infty} f(y)g(x-y)dy \quad (2)$$

をいうこともある。一般に交換法則 $f * g = g * f$ 、結合法則 $f * (g * h) = (f * g) * h$ 、分配法則 $f * (g + h) = f * g + f * h$ が成り立つ。ラプラス変換を \mathcal{L} と表すと、式(1)から

$$\mathcal{L}\{f * g\} = \mathcal{L}\{f\} \mathcal{L}\{g\}$$

またフーリエ変換を \mathcal{F} と表すと、式(2)から

$$\mathcal{F}\{f * g\} = \mathcal{F}\{f\} \mathcal{F}\{g\}$$

のようになり、 $f * g$ を変換したものはどちらの場合も変換された関数の普通の積になる。この関係は微分方程式を解くのにも利用される(⇒演算子法)。

立ち上がり時間 [英 rise time, 独 Anstiegszeit, 仏 temps de montée, 露 время нарастания] ⇒ バルス

立ち下がり時間 [英 fall time, 独 Abstiegszeit, 仏 temps de descente, 露 время спада] ⇒ バルス

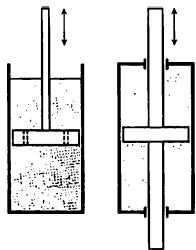
多値論理 [英 many-valued logic, 独 mehrwertige Logik, 仏 logique à plusieurs valeurs, 露 многозначная логика] ⇒ ブール代数

脱ガス [英 degassing, 独 Entgasung, 仏 dégazage, 露 дегазация] 高真空あるいはそれ以下の圧力領域では、固体表面からは絶えずガスが放出していることが確認されている。この放出ガスの量を低減させることは、そのまよい真空を実現することにつながる。脱ガスとは、表面からのガス放出率を減少させるために、固体表面に吸着したり内部に吸蔵されたりしているガスを取除く処理をいう。脱ガスの対象となるものは、真空装置、特に真空容器内面および容器内に装備されているいろいろな装置がほとんどである。脱ガスには、容器を真空ポンプで排気しながら加熱し、その状態を一定時間継続する方法が一般にとられる。この場合、真空装置の種類にもよるが、加熱温度と継続時間はそれぞれ250°C、24時間がおよその標準である。装置の種類によっては加熱温度に制限があったり、またはそれほど高くない温度で十分である場合もある。真空容器内にいろいろな装置が組込まれている場合、真空中での伝熱が不十分のため、内部の装置の温度がなかなか上がらない。このような場合は容器にヘリウムなどのガスを一定量(数百 Pa)詰めたりして外部から加熱し、内部装置の温度が上がってから真空中に排気する方法がとられることもある。放電洗浄法も広い意味の脱ガスと考えられる。

脱出速度 [英 escape velocity, 独 Entweichungsgeschwindigkeit, 仏 vitesse de libération, 露 параболическая скорость] ⇒ 宇宙速度

脱出幅 [英 escaping width] ⇒ 分散幅

ダッシュポット [英 dash pot, 露 катаракт] 計器や車両、振動する機械などの可動部に取付けて、衝撃の吸収、振動の減衰、防震などの役目を果させるものであって、基本的な構造は図のように、油などの粘性流体で満た



したシリンダーと、その中を動くピストンからなっている。理想的な特性としては、シリンダーとピストンの相対速度に比例する抵抗力を生ずる粘性変形挙動を示すものであって、その比例定数は、ピストンとシリンダーとのすき間の寸法やピストンを通ずる流体の通路の寸法によって調節できる。なお、粘弾性体の変形挙動を表す力学モデルとして、このダッシュポットとばねを組合せたものが用いられる。

脱着 [英 desorption, 独 Desorption, 仏 désorption, 露 десорбция] = 脱離

タップ [英 tap, 仏 taraud, 露 метчик] めねじを加工する工具。おねじの表面に縦方向に通常3本の半円断面の溝を等間隔に設けた形状につくられていて、溝によるおねじの切欠が切刃となっている。タップを用いてめねじを加工するためには、まずめねじの内径に相当する下穴を明け、タップをこの下穴にねじ込むと、タップの切刃によって下穴の内面が切削され、めねじが加工される。下穴へのタップの食いつきをよくするために、タップの先端部分は先細になっている。タップには手回しタップと機械タップがある。手回しタップで普通に用いられるものは、先細部分の長い一番タップから短い三番タップまでの3本が1組となったものである。機械タップは機械でねじ切りを行う場合に用いるもので、1本のタップでねじ切りを完了する。なお溝なしタップというものもある。これは切刃のための溝がなく、断面が楕円形またはむすび形のもので、ねじ山を塑性変形によってつくりだすものである。

脱離

[1] [英 detachment, 独 Ablösung, 仏 détachement, 露 отрыв] 負イオンの原子・分子から電子が出てゆくことを脱離という。中性または正の原子・分子から電子が出てゆくことを電離というのに対していう。光による脱離は光脱離とよばれる(⇒光脱離)。

[2] [英 desorption, 独 Desorption, 仏 désorption, 露 десорбция] 固体表面へ入射した気体分子は表面に吸着し、有限時間とどまった後に再び空間へ飛出していく。また固体内部から表面に拡散してきた原子のなかには、表面から空間へと飛出していくものもある。このように粒子が表面に滞在した後空間へ飛出していくことを脱離という。

脱離は、脱離を起させる原因により熱脱離、電子衝撃脱離、イオン衝撃脱離、光脱離に分類できる。熱脱離は表面構成原子の熱振動によるエネルギーを吸着気体分子が受けとることによるもので、単に脱離といえは熱脱離を意味するほどに脱離の主要な部分を占める。電子衝撃脱離は、高速の電子が表面に入射することにより吸着分子を直接励起したり、入射電子が表面原子に空孔をつくり、オージェ遷移による二次電子が吸着原子を励起することにより脱離するものである。光脱離は入射した光が表面原子を励起し、オージェ遷移による二次電子により吸着原子が励起され脱離する。イオン衝撃脱離は気体スパッタリングともよばれ、吸着している気体がイオンの運動量を受けとることにより脱離するものである。

脱離スペクトル [英 desorption spectrum, 仏 spectre de désorption, 露 десорбционный спектр] ⇒ 昇温脱離法

脱励起 [英 deexcitation, 独 Aberregung, 仏 désexcitation, 露 деэвозбуждение] 粒子AとBとの非弾性衝突において粒子Bの内部状態が、エネルギー ϵ_i の始状態からそれより低いエネルギー ϵ_j の終状態へ移る遷移

$$A+B(i) \rightarrow A+B(j) \quad (\epsilon_i > \epsilon_j) \quad (1)$$

を脱励起という。発熱反応であるから、他方の粒子Aに内部変化がなく光の放出を伴わないならば、エネルギーの変化分はA, B間の相対運動の加速に使われる。全体として熱平衡状態にある気体を考えると、式(1)の過程とその逆過程である励起

$$A+B(j) \rightarrow A+B(i) \quad (2)$$

とはつり合いを保っている。(1), (2)の過程の相対運動の入射エネルギーをそれぞれ E_i, E_j ($E_i + \epsilon_i = E_j + \epsilon_j$) とし、式(1)の断面積を $\sigma(i \rightarrow j; E_i)$, 式(2)の断面積を $\sigma(j \rightarrow i; E_j)$ とすると、 $\sigma(i \rightarrow j; E_i)$ と $\sigma(j \rightarrow i; E_j)$ の間にはなんらかの関係式の存在することが期待される。実際、詳細つり合いの関係式とよばれる。

$$g_i E_i \sigma(i \rightarrow j; E_i) = g_j E_j \sigma(j \rightarrow i; E_j) \quad (3)$$

の成立することがS行列のユニタリ性より導かれる。ここで g_i, g_j は各状態の統計学的重率(縮退度)である。式(1), 式(2)のいずれか一方の断面積が知られていると式(3)の関係を用いて他方の断面積を知ることができるが、実際には正確な断面積の知られている場合は極めて少なく、なんらかの近似的断面積を用いると一般には式(3)は満足されていない。

縦緩和 [英 longitudinal relaxation, 独 Längsrelaxation, 仏 relaxation longitudinale, 露 продольная релаксация] 電子スピン、あるいは核スピンの集団である磁性体に外部磁場 H_0 が働いたとき、熱平衡状態ではスピン系は H_0 の方向に磁化 $M_0 = \chi H_0$ (χ は磁化率)をもつ。いま磁場を0から突然 H_0 にした場合、図1のように磁化の

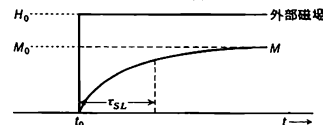


図1

H_0 方向の成分は熱平衡値に向かって緩和する。この緩和過程を縦緩和とよぶ。外部磁場が最初 H だけかかっていて、磁場の方向は変わらず、その大きさが ΔH だけ変化したときも同様であって、 ΔH が H に垂直の場合の緩和

過程(⇒横緩和)と区別して用いる。縦緩和では磁化の外部磁場方向の成分が変化するのでスピンのゼーマン・エネルギーの変化を伴う。したがって、このエネルギー変化はほかの自由度すなわち格子系あるいはスピン系内部のほかの形のエネルギーに変換されなければならない。この意味から縦緩和はスピン・格子緩和ともよばれ、スピン系と格子系との相互作用によって起る。これを量子力学的に見ると、外部磁場 0 のとき縮退していたスピンエネルギー準位は $t=t_0$ で H_0 によって図 2a のようにゼーマン分裂するが、その瞬間には各準位の占拠数は等しい。それから図 2b

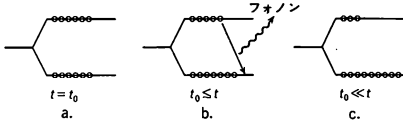


図 2 外部磁場によるエネルギー準位の分離と占拠数の変化

のように τ_{SL} 程度の時間(スピン・格子緩和時間)にフォノンを放出しながら上から下へ遷移が起り、図 2c のようなそのときの温度と磁場の大ききで決まるボルツマン分布の状態に落ち着く。下の準位の方が上の準位より占拠数が増えるということは磁化の分極そのものであり、古典的にはこれは磁気モーメントが歳差運動しながら磁場の方向へ分極していく経過を示していると考えてよい。このように磁場をかけても分極に遅れがあるため、交流磁場をかけると誘導される磁化は、磁場と同位相の成分と 90° 遅れた成分とをもち、それぞれの磁化率は周波数依存性をもつ。また電子スピン共鳴や核磁気共鳴では、吸収された電磁波のエネルギーはこの緩和によって格子という熱浴へ移動させられるので定常的に吸収を観測することが可能になる。

スピン・格子緩和時間 τ_{SL} は、スピン・格子緩和を記述する現象論的表式 $dM/dt = -(M-M_0)/\tau_{SL}$ によって定義される。F. Bloch は磁気共鳴の運動方程式に τ_{SL} の代りに T_1 という記号を使ったので、俗に T_1 (ティワン)ともよばれる(⇒ブロッホ方程式)。一般にこの緩和はスピン・フォノン相互作用(⇒スピン・フォノン相互作用)を通じて行われるが、低温ではフォノンの数が少ないため、1つのスピンの反転するときにフォノンを1つ放出する直接過程が主で、温度を T とすると T_1 は T^{-1} に比例する。高温では、スピンはすでに多く存在するフォノンと相互作用して別のフォノンをつくるというラマン過程が支配的となり、物質にもよるが、 T^{-7} あるいは T^{-9} に比例する。そのほか温度に対し指数関数的に変化するオーバック過程もある。核スピンの場合は直接格子に緩和せず、まず電子系に緩和するが、便宜的にこの語が使われる。 T_1 の測定には、交流磁化率の周波数依存性、電子スピン共鳴や核磁気共鳴幅、スピンエコーの方法などがある(⇒スピンエコー)。

縦振動 [英 longitudinal vibration, 独 Longitudinal-schwingung, 仏 vibration longitudinale, 露 продольная вибрация] 振動現象で、媒質の変位が波の進行方向と同じ方向に起る場合をいう。いかえれば、縦波は縦振動の伝播である。棒や弦の弾性振動で、各部分の変位が棒や弦の長さの方向に起る振動や、細長い管の中の気体(気柱)の振動(⇒気柱の共鳴)は縦振動である。棒の縦振動は、ヤング率を E 、棒の密度を ρ とすれば、速さ $\sqrt{E/\rho}$ の縦波として伝播する。

縦波 [英 longitudinal wave, 独 Longitudinalwelle,

仏 onde longitudinale, 露 продольная волна] 媒質の各部分の振動の変位の方向が波の進行方向と一致している波。縦波(固体、液体、気体など)の局所的な密度の変化が伝播する粗密波は縦波であり、音波がその代表的なものである。プラズマ中の電荷密度の振動(⇒プラズマ振動)の伝播も縦波である。また、地球内部を伝播する地震の P 波の主要成分も縦波である。一般に弾性波の縦波成分は主に体積弾性に関係している。電子間の相互作用を電磁波(光子)を仲介として考える場合、電磁波の縦波成分からクロロン相互作用が導かれる。

縦波光子 [英 longitudinal photon, 独 longitudinales Photon, 仏 photon longitudinal, 露 продольный фотон] 量子電磁気学における概念。電磁波は横波であるから、それを量子化して得られるのは横波光子である。実際クロロン・ゲージでは縦波光子はない。しかし、電磁場 $A_\mu(x)$ を明白にローレンツ共変的に量子化するためには、横波光子のほかに縦波光子およびスカラー光子を導入しなければならない。自由場の場合において、 $A_\mu(x)$ の四次元フーリエ変換の負振動数部分を $a_\mu^\dagger(k)$ とする。四元運動量 k_μ が $k_1=k_2=0$ になるようなローレンツ系で考えると、 $a_1(k)$ と $a_2(k)$ が横波光子、 $a_3(k)$ が縦波光子の生成演算子を表す。光子は質量が 0 であるから、 $k^2 \equiv (k_0)^2 - (k_3)^2 = 0$ であると考えられる。しかし、このことは縦波光子については必ずしも正しくない。ファインマン・ゲージ(⇒ゲージ固定)以外の線形共変ゲージでの電磁場の量子論(⇒中西-ロートラップ形式)においては

$$k^2 a_3^\dagger(k) \neq 0, \quad (k^2)^2 a_3^\dagger(k) = 0$$

となる。すなわち、縦波光子はダイポール-ゴースト(⇒ゴースト)である。縦波光子が 1 個でもある状態は、電磁場の量子論における補助条件を満足しない非物理的状态であって、決して観測されることはない。いかなる散乱過程においても、初期状態が縦波光子を含まない物理的状态であれば、終状態も必ず縦波光子を含まない物理的状态になる。したがって、縦波光子の導入は量子論の確率解釈に抵触しない。

縦ひずみ [英 longitudinal strain, 仏 tension longitudinale, 露 продольная деформация] ⇒ ひずみ

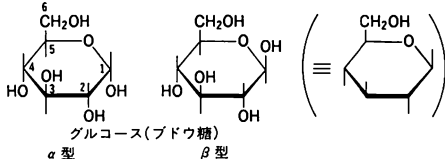
縦偏極 [英 longitudinal polarization, 独 longitudinale Polarisation, 仏 polarisation longitudinale, 露 продольная поляризация] 粒子の進行方向に対して平行な向きの偏極。ビームもしくは標的粒子をビームの進行方向に偏極し散乱させることによっていろいろの重要な実験を行うことができる。たとえば、電子スピンの向きを進行方向にそろえ(偏極させ)て核子と衝突させ、ある角度に散乱されて出てくる電子を観測する場合を考える。この反応でバリティーが保存していれば電子スピンの向きを変えても散乱断面積は等しいし、バリティー保存が破れていれば両者に差が出ることになる。この実験は、1977-1978 年にかけてスタンフォード線型加速器センター(SLAC)で R. E. Taylor らにより行われ、両者にわずかの差があり、バリティー保存則がワインバーグ-サラム理論で予言されているのと同じ大ききでやぶれていることを示した。また縦偏極した陽子ビームを縦偏極した標的のあとで散乱断面積を測定することにより、二核子共鳴の研究が進められている。ハドロン・ハドロンの散乱振幅をすべて決めるための完全実験を行うにも核子を縦偏極させねばならない。一般に円型の加速器では縦偏極したまま加速することは困難な

ので、進行方向と直角な向きに偏極した陽子をシンクロトンなどで加速し、加速後二極電磁石とソレノイドコイルなどを組合せたビームラインで縦方向に偏極の向きを変える方法がとられている。またビームや散乱粒子の縦偏極度をそのままで測定することは難しいので磁場によるスピン歳差運動によりいったん横偏極になおして、偏極アナライザーにより、散乱の非対称性を用いて偏極度を測定する(⇒横偏極)。

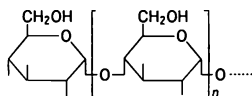
縦モード [英 longitudinal mode, 独 Longitudinalschwingungsmod, 仏 mode longitudinal, 露 продольная мода] ⇒ 光共振器

打点式記録計 [英 multipoint recorder, 独 Mehrlinien-Schreiber, 仏 appareil enregistreur à multipointe, 露 многоточечный самописец] 測定信号の連続的な記録をせず、周期的にペン先を記録用紙に打ちつける方式の記録計。ペンの数より多い数の信号を並行して記録したいときに使われる。このときはそれらの信号を順番に打点していく。直動式の記録計で指針と記録紙の摩擦が問題となるような場合には、信号が1つでも打点式を使う方がよいことがある。打点数としては3, 6, 12点が一般的である。

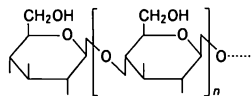
多糖類 [英 polysaccharide, 独 Polysaccharid, 露 полисахарид] 単糖およびその誘導体がグリコシド結合によって多数結合した化合物で、グリカンともいい、貯蔵多糖類と構造多糖類の2群に大別される。貯蔵多糖類の代表デンプンにはアミロースとアミロペクチンがある。うるち米に多く含まれるアミロースはグルコースが α -1,4結合で直鎖状につながったものであり(図参照)、もち米のアミ



アミロース(α -1,4結合)



セルロース(β -1,4結合)



ロペクチンや動物のグリコーゲンはアミロースが α -1,6結合によりさらに分枝したものである。構造多糖類には、植物細胞壁の成分セルロース(β -1,4結合したグルコース、図参照)、甲殻類や昆虫の殻を構成するキチン(β -1,4結合したN-アセチルグルコサミン)、動物細胞外層を構成するヒアルロン酸など、多数ある。また、血球表面の血液型物質や細菌表面物質などは、多糖類にタンパク質やペプチドが結合したもので、複合多糖類とよばれる(⇒糖タンパク質)。なお、単糖が少数(2~10個)結合したものを少糖類といい、ショ糖、乳糖(ラクトース)、麦芽糖(マルトース)などがこれに含まれる(⇒配糖体)。

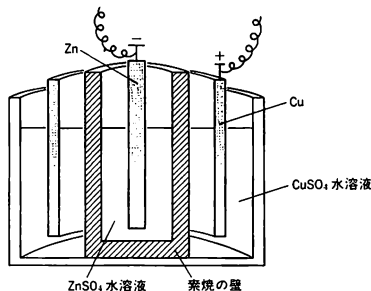
田中館愛橋 Tanakadate, Aikitu 1856.10.16(安政3.9.18)~1952.5.21 陸奥国二ノ戸郡福岡村(現 岩手県二

戸市下斗米)に生れる。1872年(明治5年)一家をあげて上京し、慶応義塾で英語を学ぶ。以後、英語学校、東京開成学校(東京大学予備門)を経て1877年 東京大学理学部物理学科に入学。1882年卒業し、翌年 同大学助教授となる。1888年 私費でイギリスに留学し、グラスゴー大学に入学、Kelvin 卿の指導を受ける。1890年ペルリン大学に転じ、翌年帰朝、帝国大学理科大学教授となり、理学博士の学位を得る。以来1917年の依願退官までその職にあった。この間、震災予防調査会(1892年)、測地学委員会(1898年)、臨時軍用気球研究会(1909年)、航空評議会(1921年)など各種の委員会委員や帝国学士院会員(1906年)、学術研究会議会員(1920年)などを務め、さらに万国測地学協会委員(1894年)、万国度量衡常置委員(1907年)、国際連盟協力の協力委員会委員(1927年)などで国際的にも活躍した。1922年以来、帝国学士院の代表として貴族院議員でもあり、晩年までわが国の学術体制の整備にあたり、特に緯度観測所、震災予防調査会、東京帝国大学航空研究所などの設置、わが国のメートル法の施行などに大きく貢献した。大学生時代には、着任したばかりの外人教師 T. C. Mendenhall の指導を受けて、東京と富士山頂における重力測定を手始めに、卒業後は鹿児島・沖繩・小笠原島で重力測定を続けた。1887年には、日本全国地磁気測定で本邦南半と朝鮮南部の測定を担当した。その後、各地の地磁気、地震、火山などの調査を続け、測定装置の開発にも力を尽した。一方、1886年以来、熱心な日本式ローマ字論者で、1937年の訓令式ローマ字つづりの制定に力を貸したことも知られる。1944年 朝日文化賞および文化勲章を受けた。

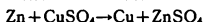
ダニエル Daniell, John Frederic 1790.3.12~1845.3.13 イギリスの化学者。ロンドンに生れ、古典語の教育を受けたが早くから自然哲学への興味をもっていた。初め親類の経営する砂糖精製の事業で働いたが、1817年に結婚した後は、大陸ガス会社の総文配人となり、まもなくテレピン油に溶かした樹脂を乾留してガスを発生させる方法を開発し、好評を博したという。装置の考案・開発に優れ、1820年新しい露点温度計を作り、また1830年には自記高温計を作ってロンドン王立協会からラムフォード・メダルを得ている(1832年)。また気圧計の製作や、応用としての温室内の温度の問題の研究などもある。これらは気象学の研究との関連でなされたもので、1823年に書かれた「気象学要論」*Elements of Meteorology* (全2巻、1845年)は、広く読まれた。最も有名な電池の研究は、1835年ころから始められたものである。当時、電流の研究に用いられるボルタ電池は急速に消耗し不便な点が多かった。Daniell は、その理由が電極に用いられる銅の表面から水素ガスが発生することにあるのを知り、硫酸銅と硫酸亜鉛の水溶液を素焼板で分離することを提案した(1836年)。これがダニエル電池で、長い時間の使用に適するものとなり、電気メッキや版製作などに広く用いられるようになった。この業績に対し、ロンドン王立協会は1837年のコプリ・メダルを贈っている。その後電気化学の分野の研究を手がけ、オームの法則が広く成り立つこと、金属塩の水溶液が電気分解する際には金属イオンが電荷のキャリアーとなることを明らかにするなど、多くの研究を行っている。1831年ロンドンのキングズ・カレッジの設立に際し、最初の化学の教授に選ばれ、1841年にはロンドン化学会の設立の推進者となった。啓蒙家としての活動もあり、ま

た科学に関する行政的・公的な活動（地磁気観測，気象観測の国家計画など）にも参加した。

ダニエル電池 [英 Daniell cell, 独 Daniell-Element, 仏 élément de Daniell, 露 элемент Даниеля] イギリスの化学者 J. F. Daniell が 1836 年に考案した電池。その構造は図に示すようなもので，陰極の Zn 棒が ZnSO_4 水溶



液に入れられ，陽極の Cu 板が CuSO_4 の水溶液に浸されて，両水溶液は混合しないよう素焼の隔壁 (SO_4^{2-} イオンのみ通す) により分けられている。電池の中では，陰極の Zn 棒が溶けて陽極に Cu が析出し



という反応が起る。Zn 極ではこのとき電子が増加し，Cu 極では電子が不足するので，両極をつなぐと電子が Zn 極から Cu 極へ流れ，したがって電流が Cu 極から Zn 極へ流れることになる。この電池の起電力は約 1.1 V であるが，電池にこの起電力より高い反対の電圧をかけると，電流は反対方向に流れ，上記の化学反応も逆向きに進行する。この意味で，ダニエル電池は可逆電池の一種である。

谷・フォルディ変換 [英 Tani-Foldy transformation, 独 Tani-Foldysche Transformation, 仏 transformation de Tani-Foldy, 露 преобразование Тани-Фолди] ディラック方程式において波動関数の 4 成分はスピンの向きについての 2 つの自由度とエネルギーの正・負自由度に対応する。相互作用がなければ，正，負のエネルギー状態は独立にふるまう。この場合適当なユニタリー変換をハミルトニアンにほどこすことにより，これを正エネルギーを与える部分と負エネルギーを与える部分とに分解し，対応する波動関数の上下それぞれの下 2 成分で正および負エネルギーの状態を表すようにすることができる。また相互作用があっても， $\varepsilon = [\text{運動エネルギー}]/mc^2 \ll 1$ であれば，負エネルギーの状態から正エネルギーの状態への遷移 (粒子・反粒子の対生成) の効果は無視できるので， ε の高次の項を除けば，やはり適当なユニタリー変換によってハミルトニアンを正・負エネルギー部分へ分解することは可能なのである。これを実現するためのユニタリー変換が谷・フォルディ変換である。

相互作用がない場合はハミルトニアン $H = \alpha p c + \beta m c^2$ に対応して，谷・フォルディ変換のユニタリー演算子 U およびそれによる H の変換は次式で与えられる。ただし $E_p = c \sqrt{m^2 c^2 + p^2}$

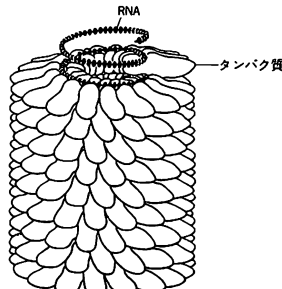
$$U = \frac{E_p + mc^2 + \beta(\alpha p)c}{\sqrt{2E_p(E_p + mc^2)}} \quad U H U^{-1} = \beta E_p$$

相互作用のあるときは， $H = \beta m c^2 + \varepsilon + \theta$ とおく。 ε と θ はそれぞれ β と可換，反可換な演算子で，偶の演算子，奇の演算子とよばれ，一般には外場を含むため時間に陽に

依存する。ここで $U = \exp(\theta \sigma / 2 m c^2)$ とおくと， $H \rightarrow H' = i \hbar \partial U / \partial t \cdot U^{-1} + U H U^{-1} = \beta m c^2 + \varepsilon' + \theta'$ と変換される。 ε', θ' は変換後の偶，奇の演算子である。一般に $\theta / m c^2 = \theta(\varepsilon^{1/2})$ であって， θ' は θ よりも ε について高次のべきから始まる。さらに $U' = \exp(\beta \theta' / 2 m c^2)$ として， H' を変換すれば $H'' = \beta m c^2 + E'' + \theta''$ となり， θ'' は ε のより高次のべきとなる。このようにして逐次変換を行えば， ε の高次の項を除いて，ハミルトニアンから奇の演算子が消え，エネルギーの正，負の分離が可能となる (\Rightarrow パウリ近似)。

多波近似 (電子線の) [英 many wave approximation, 独 Mehrwellenannäherung, 仏 approximation de plusieurs ondes, 露 многоволновое приближение] 電子線が，ある結晶面に対してブラッグの回折条件を満たす方向から結晶に入射したとき，電子線はブラッグ反射を起す。反射した電子波は，再びブラッグ反射をして入射方向に進む。このような多重反射の場合は入射波と 1 つの反射波を考慮することにより回折現象の理論的取扱いにおいてよい近似が得られる (\Rightarrow 二波近似)。しかし結晶が原子番号の大きい原子で構成されていたり，入射電子のエネルギーが高いときには，電子波はさらに高次の反射を伴い，これら高次の反射を無視できなくなる。このようなとき，多くの反射波を考慮した計算が必要となり，これを多波近似という。特に電子線が結晶軸にはば平行に入射したときには，多数のブラッグ反射が同時に起り，たとえ軽原子の結晶で，入射エネルギーが低くても多波近似が必要となる。実際このようなときに観測される回折像には多数のブラッグ反射によるラウエ斑点が見られる。入射エネルギーが高く，原子番号の大きい原子で構成されている結晶の場合に多波近似が必要なのは，原子面あるいは原子列のポテンシャルが深く，電子との相互作用も強いから，入射電子は結晶中で原子面あるいは原子列に局在したブロッホ波が生じるからである。このような波をフーリエ級数に展開したとき，多数の項の振幅は大きな値をもつ。したがって，少なくとも大きな振幅をもった項の数だけ波の数を取入れた近似が必要となる。

タバコモザイクウイルス [英 tobacco mosaic virus, 独 Tabakmosaikvirus, 仏 virus de la mosaïque du tabac, 露 вирус табачной мозаики] タバコやトマトの葉の細胞に感染するタバコモザイク病の病原体ウイルスである。一般に TMV と略称される。図に TMV の構造を模式的に



示す。RNA の位置が見やすいように露出して図示してある。TMV は長さ 300 nm，外径 18 nm，内径 4 nm の中空円筒で，分子量 17530 のタンパク質が 2130 個，分子量 2.1×10^6 の一本鎖 RNA のまわりにらせん状に重合して

きた構造体である。ウイルスの感染性の本体はタンパク質分子ではなく、タンパク質と核酸という2種類の高分子物質の複合体である。タンパク質の働きは細胞に感染するまでのRNAの保護にある。ウイルスが細胞の中に入ると、RNAはタンパク質からはなれ、多くの新しいウイルス粒子を生み出すための情報源として働く。TMVは1935年、W. M. Stanleyによって生体物質として初めて結晶化された。さらに1955年には、H. Fraenkel-ConratとR. C. Williamsが、分離したタンパク質とRNAから*in vitro*で完全なウイルスを再構成することに成功した。細菌に寄生してしか増殖できないウイルスではあるが、生物が神秘的なものではなく、物理・化学的な原理に基づいてでき上がっていることが示唆された。TMVの構造の分子レベルでの形成機構については、現在も活発に研究が進められている。

ダビドフ分裂 [英 Davydov splitting, 独 Dawydov-Aufspaltung, 仏 multiplicité de Davydov, 露 давидовское расщепление] 単位胞が複数の同種分子を含む分子結晶の光吸収スペクトルでは、気体、溶液などその分子の孤立状態でのベクトル線が分裂して現れる。分子の遷移双極子モーメントの間の静電的相互作用に基づくもので、これにより励起エネルギー移動が起り、並進群を通してフレンケル励起子バンドが形成されるとともに、因子群を通してそのバンドが複数個に分裂するのである。後者を提唱者 A. S. Davydov (1948年)にちなんでダビドフ分裂または因子群分裂とよぶ。単位胞内で同種分子が異なる配向をもつことを反映して、分裂した各吸収線は結晶軸方向に依存する選択規則をもつ。

WLF式 [英 WLF equation, 仏 équation WLF, 露 формула ВЛФ] 高分子物質を含めて多くのガラス化する物質では、ガラス転移温度の近傍高温側で観測される無定形相中の力学的緩和現象(高分子物質では主分散とよばれる)の緩和時間 τ は物質の種類によらず一般に次式で表される温度依存性をもつことが実験的に知られている。

$$\log \frac{\tau(T)}{\tau(T_0)} = -\frac{c_1(T-T_0)}{c_2+T-T_0} \quad (1)$$

ここで T_0 は任意の基準温度、 c_1 、 c_2 は基準温度と物質により異なる定数である。この式はM. L. Williams, R. E. Landel, J. D. Ferryによって見いだされたので、彼らの頭文字をとってWLF式とよばれている。当初彼らはポリイソブチレンの T_0 を便宜上 25°C にとり、 $c_1=8.86$ 、 $c_2=101.6$ を定め、この定数でデータに合うように選んだ各物質の T_0 を T_g と書くと、各物質のガラス転移温度 T_g と T_g との間に

$$T_g - T_0 = 50 \pm 5^\circ\text{C} \quad (2)$$

の関係が成立し、式(1)は $-50^\circ\text{C} < T - T_g < 50^\circ\text{C}$ の範囲で適用できると主張した。このことが正しければ、 T_0 として各物質の T_g をとれば、物質によらず $c_1=17.44$ 、 $c_2=51.6$ となる。しかしその後の研究によらず c_1 、 c_2 の物質による違いが無視できないことがわかり、式(1)の関数形だけが物質によらないとみられている。Ferryらは式(1)の左辺が2つの温度の粘性率の比に対応することから、粘性率が自由体積分率の指数関数で与えられること、および自由体積分率が問題の温度域で温度とともに直線的に変化することを仮定すれば式(1)が導かれることを示した。この考え方はまたD. Turnbullらによって分子理論的にも裏づけられている。WLF式は力学緩和の緩和時間だけでなく、同

じ温度域で生ずる誘電緩和の緩和時間についても成立することが確かめられている。

WKB法 [英 WKB method, 独 WKB-Methode, 仏 méthode WKB, 露 метод ВКБ] シュレーディンガー方程式から決る量子力学的な系のふるまいが量子数の大きいところで(あるいは作用量が \hbar に比べて大きいところで)古典力学的なものに漸近すること(\Rightarrow 対応原理)をあらわに示すための近似法。1926年1月にE. Schrödingerが波動力学の基礎方程式を提出したとき、それが古典量子論と、さらには古典力学とどのようにつながっているかが問われた。シュレーディンガー方程式

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x) \right] u(x) = Eu(x) \quad (1)$$

の解に対し1926年6月にG. Wentzelは

$$u(x) = \exp \left[\left(\frac{i}{\hbar} \right) \int^x \eta(x') dx' \right] \quad (2)$$

の形を仮定して η に対する方程式

$$-i\hbar \left(\frac{d\eta}{dx} \right) + \left(\frac{1}{2m} \right) \eta^2 = E - V(x)$$

を得た。ポテンシャルの場 V における古典的粒子の運動範囲 $a \leq x \leq b$ (そこで $E - V(x) \geq 0$)で、 $\hbar \rightarrow 0$ で $\eta(x)$ がその粒子の点 x での運動量 $p(x) = \pm \sqrt{2m[E - V(x)]}$ に近づくのはド・ブロイの関係式(波長) $= \hbar/|p(x)|$ の再現である。しかし、古典量子論の量子条件 $\int_a^b |p(x)| dx = nh/2$ ($n=1, 2, \dots$)の彼の導出は、十分な説得力をもたなかった。古典力学的な転回点 a, b の近くでの(1)の解のふるまいを詳しく吟味して、 $n \gg 1$ での量子条件

$$2 \int_a^b |p(x)| dx = \left(n + \frac{1}{2} \right) h$$

を正しく導出したのはH. A. Kramers(1926年9月)であった。対応する波動関数 u_n は、 $a < x < b$ で

$$u_n(x) \sim \frac{N_n}{\sqrt{p(x)}} \sin \left[\frac{1}{\hbar} \int_a^x p(x') dx' \right] \quad (3)$$

となる(N_n は規格化定数)。その激しい振動をならせば $\langle |u(x)|^2 \rangle dx$ は古典的粒子が dx を通過する時間 $dx/(p/m)$ に比例し、M. Bornの確率解釈の古典論的理解を与える。なお、L. Brillouinは1926年7月にKramersとは独立に彼と同じ考えを提出していた。運動量と座標の任意の関数 G に古典力学的な運動を代入し、時間 t に関してフーリエ展開

$$G(p(t), x(t)) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} G_r \exp(i\omega r t)$$

すれば($\omega = 2\pi/T$, T は運動の周期)、量子力学的な行列要素 $\langle u_{n'}, G(-i\hbar \partial/\partial x, x) u_n \rangle$ が G_r に漸近することも証明される。ただし $n - n' = r$, $n, n' \rightarrow \infty$ 。すなわち、古典量子論的な輻射論におけるN. BohrとKramersの対応原理の再現である。古典力学的な対応のない $E - V(x) < 0$ の領域に対しては

$$u(x) \sim \frac{N}{[V(x) - E]^{1/4}} \exp \left[-\frac{1}{\hbar} \int_a^x \sqrt{2m[V(x') - E]} dx' \right]$$

がトンネル効果の確率を与える。今日、WKB法は与えられた P に対して、微分方程式

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + k^2 P(x) \right] u(x) = 0$$

の $k^2 \rightarrow \infty$ に対する漸近解を

$$u(x) = \exp \left[ik \left\{ \phi_0(x) + \frac{1}{k} \phi_1(x) + \frac{1}{k^2} \phi_2(x) + \dots \right\} \right]$$

の形に求める方法として組織的に研究されている。

W 値 [英 W-value, 独 W-Wert, 仏 valeur W, 露 значение W] 各種の放射線(α線, β線, γ線, 陽子など)が物質中を通過する際, 1個のイオン対(電子とイオンの対, 固体では電子と空孔の対のこともある)をつくるのに失う平均のエネルギーのことをW値といい, 単位は普通eVが用いられる。特に固体の場合にはε値ということもある。放射線が物質中を通過してエネルギーEを失ったときに, 形成されるイオン対の数をNとすると, $W = E/N$ である。W値は粒子のエネルギーが低い場合には, エネルギーによって変わるが, α線で1MeV以上になるとほぼ一定の値となる。また, 陽子や中間子などに対しても, W値はほとんど同じであると考えて実用上差支えない。代表的な気体のα線に対するW値と固体のβ線に対するε値を表に示す。二種類の気体を混合したときのW

表1 5MeVのα線に対する
代表的な気体のW値[eV]

気体	He	Ne	Ar	Kr	Xe	CH ₄	N ₂
W値	42.7	36.8	26.4	24.1	21.9	30.5	37.5

表2 100keV以上のβ線に対するε値

	温度[K]	ε値[eV]
シリコン	300	3.68
ゲルマニウム	77	2.97

値は

$$\frac{1}{W_{ij}} = \left[\left(\frac{1}{W_i} \right) - \left(\frac{1}{W_j} \right) \right] Z_{ij} + \left(\frac{1}{W_j} \right)$$

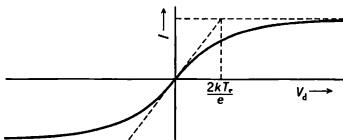
で与えられる。ここで, W_{ij} は混合気体のW値で, W_i , W_j はそれぞれの気体のW値である。また $Z_{ij} = p_i / (p_i + a_{ij} p_j)$ で, p_i , p_j は各気体の分圧であり, 各気体の阻止能を s_i , s_j とすると, $a_{ij} = s_j / s_i$ である。

W ボソン [英 W-boson, 独 W-Boson, 仏 boson W, 露 W-603он] ⇨ ウィークボソン

ダブルプローブ [英 double probe, 独 Doppelsonde, 仏 double sonde, 露 двудвойной зонд] 2本のラングミュア・プローブをプラズマ中に挿入し, その間に電圧を加え電圧-電流特性を測定する。その結果からプラズマの電子温度, 密度を知ろうとする方法をダブルプローブ法(複探針法)とよび, このプローブをダブルプローブ(複探針)という。無電極放電やアフターグローなどのように電位の基準を考えにくい場合でも使用できるという特徴をもっている。同じ表面積のプローブをそれぞれのイオンシースが重なり合わない程度に離して挿入したとき, プローブ電流 I はプローブ間の電圧 V_d の関数として次のように表される。

$$I = I_s \tanh \left(\frac{eV_d}{2kT_e} \right)$$

ここで, I_s はイオン飽和電流, kT_e は電子ボルト単位で表した電子温度である。 $V_d = 0$ での勾配から電子温度を



求め, その値とイオン飽和電流の値とから密度を求める。空間電位を求めることはできない。

ダブルベースダイオード [英 double-base diode, 仏 diode à double base, 露 двухбазовый диод] = 単接合トランジスタ

ダブルβ崩壊 = 二重β崩壊

ダブルヘテロ接合レーザー = 二重ヘテロ構造半導体レーザー

ダブルマジック核 [英 doubly magic nucleus, 独 dopplemagischer Kern, 仏 noyau doublement magique, 露 дважды магическое ядро] = 二重閉殻核

多分散系 [英 polydisperse system, 独 polydispersives System, 仏 système polydispersif, 露 полидисперсная система] ⇨ 誘電緩和

多分子性 [英 polymolecularity, 独 Polymolekularität, 仏 polymolécularité, 露 полимолекулярность] 高分子化合物は一般に分子量, 分子構造(タクチシティ, 分岐度, 頭-頭結合の数など), 組成の異なる分子種から成る多成分混合物であり, このような分子種の不均一性をさして多分子性または多分散性によぶ。一般に単独重合体の場合には分子量の不均一性の意味で多く用いられる(⇨分子量分布)。反意語は単分散である。分子量に関する多分子性は, ゴム状および流動領域における高分子粘弾性の周波数依存性や見かけの粘度のせん断速度依存性など流動・機械的性質に大きな影響を与えるほか, 溶液の相図など静的な性質にも影響を与える。

多分子層 [英 multilayer, 独 Mehrfachschicht, 仏 couche multiple, 露 полимолекулярный слой] 気体分子の吸着や金属原子の蒸着において, 吸着量が単分子層に相当する吸着量以上にある場合, 吸着層は, 一様にあるいは部分的に, 多層になっていると考えられる。このような多層の吸着層を多分子層という。このような多分子層では, 第一層目の吸着が比較的強いものとなるのに対し, 二層目以上の層での吸着は弱いものとなり, 吸着エネルギーは流体の蒸発の潜熱に近い値に減少する例が多い。これは固体表面が清浄で, 吸着分子間の相互作用が弱いときに起る。これに対し, 固体表面がほかの気体の吸着などにより汚染されていたり, 吸着分子間の相互作用が強い場合には, 吸着層は凹凸のある島状になることが多い。このように吸着第一層とそれ以上の層との間では, 吸着エネルギーや吸着確率が異なることがある。それに応じて, 多分子層の形状も異なってくる。

多変数解析関数 [英 analytic function of several variables, 独 analytische Funktion mehrer Veränderlichen, 仏 fonction analytique de plusieurs variables, 露 аналитическая функция многих переменных] 複素変数 z_1, z_2, \dots, z_n ($n \geq 2$)の関数 $f(z_1, z_2, \dots, z_n)$ が, 各変数について解析的であるとき, f を多変数解析関数という。正則点 $z_{10}, z_{20}, \dots, z_{n0}$ において多変数解析関数は次のようにテイラー展開できる。

$$f(z_1, z_2, \dots, z_n) = \sum c_{\alpha\beta\gamma} \dots (z_1 - z_{10})^\alpha (z_2 - z_{20})^\beta \dots (z_n - z_{n0})^\gamma$$

多変数の場合の特徴として, 孤立特異点は存在しない, 正則領域は凸であるなどの性質がある。

多変量解析 [英 multivariate analysis, 独 Analytik mehrerer veränderlicher Quantitäten, 仏 analyse de quan-

tité multivariable, 露 многовариантный анализ] 各対象(ケースとよぶ)に関して複数の特性値が得られているようなデータを多変量データとよぶ。そして多変量解析とは、この多変量データを要約し、所与の目的のために総合する、統計的データ解析手法の総称である。

多変量解析を用いる目的は多様であり、また、特性が温度のように間隔尺度の上で測られているのか、色のように分類尺度上で測られているのかなど、データの型の違いに応じて実にたくさんの手法が存在する。主な目的と、そのために用いられる代表的な手法とをまとめれば、次のようになるだろう。

(1) 構造の単純化と潜在構造の探索: 主成分分析, 因子分析が代表的な手法である。

p 個の特性の値を座標値に対応させれば、各ケースは p 次元ユークリッド空間の 1 点と考えられる。データのもつ情報とあまり損うことなく次元 p を減らし、データの背後にある潜在的で単純な構造を探索するのが目的である。

p 個の特性を (x_1, \dots, x_p) , 第 a 番目のケースがとる値を (x_{a1}, \dots, x_{ap}) とすると

$$c_{ij} = \sum_a (x_{ai} - \bar{x}_i)(x_{aj} - \bar{x}_j) / (n-1)$$

を要素とする $p \times p$ の行列 $C = (c_{ij})$ を分散共分散行列という。ただし n はケースの数, \bar{x} は算術平均である。また相関係数

$$r_{ij} = c_{ij} / (c_{ii}c_{jj})^{1/2}$$

を並べた行列を相関(相関)行列とよぶが、これは各特性の分散が 1 になるように基準化を行った後で計算される分散共分散行列と考えられる。通常の、連続的な特性を用いた場合の多変量解析においては、算術平均を並べたベクトルと分散共分散行列とが代表的な要約統計量であるが、1 変量の場合と同様に、これらをロバストな要約統計量で置換える、あるいは併用することも最近では提唱されている(⇒記述統計)。

さて、主成分分析とは、 (x_1, \dots, x_p) に直交変換を施し、変換後の座標 (z_1, \dots, z_p) の値が互いに無相関になるように、かつ各 z の分散が大きき順に並ぶようにする手法であり、数学的には分散共分散行列(基準化を行っている場合には相関行列)をスペクトル分解することにほかならない。固有方程式

$$|C - \lambda I| = 0$$

の根 λ が各 z の分散となり、これに対応するノルム 1 の固有ベクトルを並べた行列が変換行列となる。固有値を $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_p \geq 0$ として、さらに分散をデータのもつ「情報」と解釈すれば、 q 次元への射影成分 (z_1, \dots, z_q) は、元のデータの

$$\sum_{i=1}^q \lambda_i / \sum_{i=1}^p c_{ii}$$

だけの情報を保存していると考えられる。各 z の値を主成分スコアとよぶ。

因子分析とは、測定される x が未知の潜在的因子 f と、その特性に固有の誤差 e_i によって

$$x_i = a_{i1}f_1 + \dots + a_{iq}f_q + e_i$$

と表されるものと仮定し、因子の個数 q や係数 a (これを因子負荷量とよぶ) を推定することによって、潜在的構造を探索する、あるいは仮説を検証する手法である。この手法は主に心理学の分野で発展してきたが、数多くの推定法が存在し、数学的に未解決の問題も存在する。

(2) ケースの分類、特性の分類: クラスター分析、各種のオーディネーション手法が代表的な手法である。

クラスター分析とは、ケースあるいは特性の間に距離を定義し、この距離が近いものどうしを合わせるか、あるいは適当な数学的規準が最適化されるようにグループ(クラスター)を形成しようとする方法である。ケースの場合であったら、ユークリッド距離

$$\left\{ \sum_{i=1}^p (x_{ai} - x_{bi})^2 \right\}^{1/2}$$

や(標本)マハラノビス距離

$$\left\{ \sum_{i=1}^p \sum_{j=1}^p c^{ij} (x_{ai} - x_{bi})(x_{aj} - x_{bj}) \right\}^{1/2}$$

を、距離として採用することが多い。ただし c^{ij} は C^{-1} の要素である。特性の分類の場合には、相関係数から距離を計算することが多い。

ケースあるいは特性を低次元のユークリッド空間上の点として布置するのがオーディネーション手法である。主成分分析(や因子分析)はケースのオーディネーション手法であるが、元の特性 x と変換後の特性 z の相関係数(これも因子負荷量とよぶ)を x の座標値とみなせば、主成分分析(や因子分析)を特性のオーディネーション手法として用いることも可能である。

(3) 予測と判別: 判別分析が代表的である。これは、物理的特性から破壊試験の結果を予測したり、症状から病気を診断するように、新しいケースを判別するための規則を過去のデータから構成する手法である。なお、重回帰分析を予測のための多変量解析に分類することもある(⇒回帰分析)。

(4) 相互依存性の解析: 化学的組成と物理的諸特性のような、2 組、あるいはより一般には複数の特性群の間に存在する相互依存性を解析するのが目的である。代表的な手法は正準相関分析である。

(5) 仮説の検証(統計的検定): 分散分析が多変量特性値の場合に拡張した多変量分散分析が代表的な手法である。

これまで述べてきたのは、解析の目的に対応した手法の分類であるが、1 変量の場合と同様に、事前情報の程度に応じてアプローチのしかたを分類することも可能である。主成分分析、因子分析、判別分析、正準相関分析は統計的推測法の一つとみなすことも可能であるが、多変量解析の応用の場面では、その探索的側面が強調される場合が多いことを付記しておく(⇒統計的方法)。

ターボ分子ポンプ [英 turbo-molecular pump, 独 Turbomolekularpumpe, 仏 pompe turbomoléculaire, 露 турбо-молекулярный насос] 代表的な機械式超高真空ポンプ。軸流タービンと似た構造の翼に一定の傾きをもつ回転翼(ローター)と回転翼とは逆の傾きの固定翼(ステーター)とを交互に重ねて、回転翼を高速で回転させることにより排気作用を得る。原理上、回転翼の周端速度は気体分子の熱運動速度と同程度に達することが必要であり、小型のものでは毎分 9 万回ぐらいの高速で運転されているものもある。高速回転機であるので精密を要し、機械式真空ポンプのなかでは比較的高価である。到達圧力は 10^{-8} Pa 程度。正常動作のために背圧を 1 Pa 程度以下に保つ必要があり、油回転ポンプなどを補助ポンプとして運転される。構造は縦型と横型とがあり、図 1 に横型の一例を示す。動作の原理は図 2 で理解される。図 2 は回転翼の断面を示すもので下方に運動しているとする。気体分子は回転

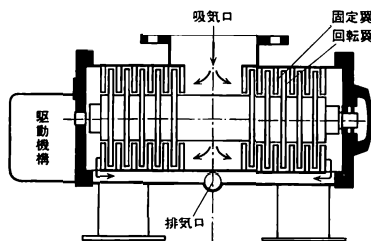


図 1

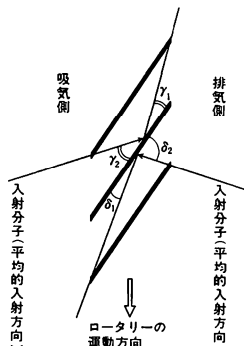


図 2

翼に対しては平均して上方に相対速度成分を有するから、左方から回転翼に入射する分子は右方から回転翼に入射する分子に比べて回転翼を通過しやすい。このことは図に示す条件で回転翼に左方から入射した分子は翼との1回の反射でおよそ r_1/r_2 の比で通過あるいははね返されるのに対し、同じ条件で右方から入射した分子は δ_1/δ_2 の比で通過あるいははね返されること、および $r_1/r_2 > \delta_1/\delta_2$ であることから理解されよう。このように分子が回転翼を通過できる確率に方向性のあることが、ポンプの排気作用、あるいは圧縮比となって現れる。固定翼についても、回転翼に対する相対速度と固定翼の翼の傾きとの関係は回転翼と同じなので、同様の働きを有することが理解される。超高真空ポンプとしての十分な圧縮比を得るためには、多段の回転翼、固定翼を必要とし、一般には十数段以上の翼構造となっている。原理からもわかるように低分子量のガスは熱運動速度が大きいので、圧縮機能が十分でないこともあり、特に水素に対しての圧縮率の低いことが唯一の欠点である。

玉垣ポテンシャル [英 Tamagaki potential, 仏 potentiel de Tamagaki, 露 потенциал Тамагаки] 原子核を構成する核子間に働く核力を現実的に表現するため、周辺領域に 1π 中間子交換ポテンシャルを用い、内部領域では二核子系の実験データを再現するように現象論的記述をした現実的核力の一つ。1968年に玉垣良三によって与えられた。かたい芯の斥力を使わず、ガウス型のやわらかい芯を選択した。そのやわらかい芯の広がり、核子のコンプトン波長の2倍程度の $0.45 \sim 0.5 \text{ fm}$ で、原点での高さは 2 GeV 程度である。核物質に適用した場合、かたい芯をもつ現実的核力に比べて約 3 MeV 大きい結合エネルギーを与える。

ダミーロード [英 dummy load, 独 Scheinbelastung,

仏 charge fictive, 露 эквивалент нагрузки] 高周波増幅器や電源回路など電気回路の出力試験や校正に実際の負荷の代りに用いられる抵抗で、擬似負荷ともいう。普通はダミーロードとして抵抗器が使用される。試験出力の電力がすべてダミーロード部分で熱になるので、抵抗器の許容電力容量と放熱設計が重要になる。水冷式にした場合には冷却水の温度上昇と流量から出力を測定することができ、ダミーロードに使用される抵抗器には高周波でもインダクタンスや容量をもたず、純粋の抵抗であることが要求される。100MHz以下の周波数では価格が安く、比較的電力特性が優れているカーボン電力型抵抗が使用される。しかし、カーボン抵抗は周波数特性があまりよくないので、200MHz以上の高周波で使用するダミーロードとしては薄膜ノーマット抵抗が使用される。液体抵抗器は大電力のダミーロードに適している。

タム Tamm, Igor Evgenovich Тамм, Игорь Евгеньевич 1895.7.8—1971.4.12 ソ連の理論物理学者。ウラジオストクに生れる。南ロシアのエリザベツグラードで1913年中等学校を卒業後、スコットランドに留学、1年間エジンバラ大学に学び、第一次世界大戦勃発とともにロシアに帰国、モスクワ大学を1918年に卒業した。1919年にはシンフェロポリおよびオデッサで、1922年以後はモスクワで、大学の教師として物理学を教え、1927年教授となる。1930～37年モスクワ大学の理論物理教室主任、1934年以来、レベデフ物理学研究所の理論部長。1933年ソ連科学アカデミーの通信会員、1953年正会員に選ばれた。彼は、L. Mandelshtamとともに、量子物理学のさまざまな分野にわたって研究した。光の自由電子ならびに固体による散乱の問題への量子論の応用、固体の音響的振動の量子化、半導体における電子の状態、核力の起源、素粒子の相互作用などである。このうち、核力の起源に関してイギリスの雑誌 Nature に寄稿したレターは、湯川秀樹の中間子論に動機を与えた。それは、中性子が β 壊変によって出す電子とニュートリノを陽子が吸収して中性子になる過程を考え、それで運動量が伝達されるとして核力の説明をしようとする、 10^{-8} の大きさしか得られないことを示したものである。Tamm は、I. M. Frank とともにチェレンコフ放射に正しい解釈を与え、それによって1958年 P. A. Cherenkov, Frank と同時にノーベル物理学賞を受賞した。Tamm はまた、制御される熱核反応研究のソ連における創始者のひとりであった。

タム準位 [英 Tamm state, 独 Tamm-Zustand, 仏 état de Tamm, 露 уровень Тамма] ⇒ 表面準位

タム-ダンコフ近似 [英 Tamm-Dancoff approximation, 独 Tamm-Dancoff-Näherung, 仏 approximation de Tamm-Dancoff, 露 приближение Тамма-Данкова] 中間子と核子との相互作用を扱う理論形式として、Tamm と Dancoff により独立に提唱された近似法で、中間子の数によって状態を分類し、中間子数のある有限な数までに制限した範囲でハミルトニアンを対角化する。この方法は、その後、中間子論による核力の研究や原子核の多体問題に応用された。原子核には粒子・空孔対(対相関が重要な場合には準粒子対)という素励起のモードがあるが、それぞれの素励起の数がある値(通常は1個)までに制限し、その範囲で励起状態を記述する近似法がこの名前によられる。基底状態は素励起がまったくない状態として記述されるので、励起状態の取扱いと一貫性に欠け、そのためにハミ

ルトニアンのもつ並進対称性, 回転不変性, 粒子数の保存などの対称性の反映されかたに不満足点がある。これを改良したのが新タム-ダンコフ近似(ランダムフェイズ近似)である。

ため込み式ポンプ [英 entrapment vacuum pump, 独 Einfangpumpe, 仏 pompe à vide] ⇒ 真空ポンプ

多目的原子炉 [英 multipurpose reactor, 独 Mehrzweckreaktor, 仏 réacteur à plusieurs desseins, 露 многоцелевой реактор] 動力炉の利用には原子炉から取出される核分裂エネルギーを電力生産としてのみ利用するいわゆる原子力発電所としての利用のほか核熱エネルギーを産業部門における生産プロセスの熱源として直接利用したり, 高中低温蒸気を発生させてこれを生産プロセスや海水の淡水化, 地域熱供給源として使用したり, あるいはまた原子炉で発生した中性子のうちの余剰分を放射性廃棄物の消滅に使用するなどの多目的利用の方法があり, このような目的の原子炉を多目的原子炉とよぶ。原子炉をこのように利用すると, 原子炉プラントの熱効率を高めることが可能になるほか, 非電力エネルギーの需要部門へ核熱エネルギーを導入することによって化石燃料の使用量が削減しうることになる。すでにスウェーデンのオーグスタ原子力発電所(加圧水型重水炉)が地域暖房用として温水供給を, ソ連のシェブチェンコ原子力発電所(高速増殖炉)が海水淡水化に使用されるなど7~8の実績例に加え, アメリカのミッドランド計画(加圧水型軽水炉)のように工場用蒸気供給を行うもの, さらに高温ガス冷却炉による原子力製鉄, 石炭の液化・ガス化利用, 水素製造などの研究開発も行われている。

多様体 [英 manifold, 独 Mannigfaltigkeit, 仏 variété, 露 многообразие] 収束の定義された集合 M (たとえば球面)に種々の座標系を入れ, その仕方に無関係な性質を研究するとき, M を位相多様体とよぶ。ここに座標とは, M の点と1対1に対応させた実数の組 $x=(x^1, \dots, x^n)$ で, 点列 $P_1, P_2, \dots \in M$ が P に収束する時, 対応する $x(P_1), x(P_2), \dots$ がユークリッド距離の意味で $x(P)$ に収束するようなもののこと。 n を M の次元という。球面の座標系は1つではすまない。実際, (経度, 緯度)を座標にしようとなれば北極と南極の経度が定まらず, 他のどんな座標系でも, このような特異点が少なくとも1つ現れる。一般に M を重なりのある開領域 U_1, U_2, \dots で覆いつくし, それぞれに座標系 $x_{(1)}, x_{(2)}, \dots$ を入れて局所座標系とよび, U_i を座標近傍とよぶ。 U_i と U_j が重なりをもつとき, そこでの対応する座標 $x_{(i)}(P)$ と $x_{(j)}(P)$ ($P \in U_i \cap U_j$)が微分可能な関数で結ばれているなら, M は微分可能構造をもつといい, 簡潔に微分可能多様体であるともいう。多様体の例: ユークリッド空間, 平面上の8字型曲線, クラインの壺, 剛体の配位の全体(すなわち $SO(3)$ 群)。これらには, どれにも微分可能構造を与えることができる。 n 次元微分可能多様体 M_n から k 次元ユークリッド空間 E_k の中への写像 φ は, $P \in M_n$ の像 $(\varphi^1(P), \dots, \varphi^k(P))$ の l 個の成分が P の局所座標となると, M_n の E_k への挿入(immersion)であるという。 φ が特に1対1なら埋め込み(embedding)という。 M_n は高々 $2n$ 次元のユークリッド空間に埋め込むことができる(ホイットニーの定理)。点 P のまわりの局所座標系 x に実数の組 (a^1, \dots, a^n) を対応させる写像 $L^1(x)=a$ で, 他の座標系 \bar{x} に移るとき変換 $L^1(\bar{x})=(\partial \bar{x}^i / \partial x^j) L^1(x)$ を受けるものを点 P における M_n

の接ベクトルという。多様体の各点に群などの空間を立て, それらをつなぎ合わせて大きな多様体としたものがファイバーバンドルである。

ダランベール d'Alembert, Jean le Rond 1717.11.16—1783.10.29 有名なサロンの女主人 Tencin 夫人の私生児で, 彼の名はバリのサン・ジャン・ル・ロン教会の階段に捨てられていたことに由来する。12歳でコレージュ・ド・キャトル・ナシオン(別名コレージュ・マザラン)に入学, 法学・医学を修め高等法院の弁護士になったが, 数学の魅力にとりつかれ, 独学で数学を勉強し, 数学および数理解物理学において多くの仕事を残した。1742年 流体中の固体の運動に関する論文と積分学に関する論文でアカデミー・デ・シヤンス会員に選ばれ, 1746年 気流の理論についての懸賞論文でベルリン科学アカデミー会員となる。1755年にはアカデミー・フランセーズの幹事に就任する。47歳まで, ガラス職人であった養父母とともに暮らし, また博愛精神に富み寛大でもあった彼は, 背も高く秀れた容姿も手伝って, 人々から敬愛され, サロンでの人気も高かった。女流作家 J. de Lespinasse と終生親密な友情を保ったが, 生涯結婚はしなかった。

理論物理学における彼の最大の功績は「動力学論」*Traité de dynamique*の公刊(1743年)である。ここで, 剛体の運動を束縛力のある質点系のそれとして扱ったが, そのため, どんな難しい問題でも解ける一般原理として, 後に彼の名を冠してよばれることになる原理を提出した(⇒ダランベールの原理)。これは, より一般的な力学形式として後に J. L. Lagrange によって展開される解析力学の基礎をなすものだった(⇒ラグランジュ, 解析力学)。そのほか, 「流体のつり合いと運動」(1744年), 「風の一般理論」(1747年), 「流体抵抗の新理論の試論」(1752年)など流体力学の発展への寄与も大きい。最後の「試論」で導いた逆理(⇒ダランベールのパラドックス)は有名である。同時に, 流体力学や振動する弦の偏微分方程式の物理的扱い方や数学的解析における貢献をも評価しなければならない。また, D. Diderot と組んでの「百科全書」*Encyclopédie, ou Dictionnaire raisonné des sciences, des arts, et des métiers*の編集, その序論や数学・音楽などの諸項目の執筆, さらにいくつかの哲学的著作など, 啓蒙思想家としても幅広く活躍した。

ダランベールシアン [英 d'Alembertian, 独 d'Alembertscher Operator, 仏 d'alembertien, 露 даламбертиан] 時空座標を x, y, z, t とすると

$$\square = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$$

という演算子をダランベールシアンといい, ローレンツ変換に対して不変量である。相対論的な波動方程式を記述するのに用いられる演算子である。電子や π 中間子などの相互作用がないときの波動関数 φ は

$$\square \varphi - \kappa^2 \varphi = 0, \quad \kappa = \frac{mc}{\hbar}$$

を満たす。これをクライン-ゴルドン方程式という。また $\kappa=0$ とおいた式をダランベール方程式といい, 真空中での電磁場はこの式を満たす。

ダランベールの原理 [英 d'Alembert's principle, 独 d'Alembertsches Prinzip, 仏 principe de d'Alembert, 露 принцип д'Аламбера] 質量 m の質点が力 F の作用を受けて加速度 $\ddot{r}=(d^2r/dt^2)$ を得る場合のニュートンの運動

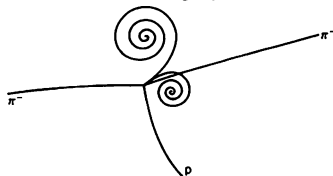
方程式を書換えて、 $F - m\ddot{r} = 0$ とする。もし慣性力 $-m\ddot{r}$ を実際の力のように考えて力 F と同様に扱うことにすれば、これは質点 m のつり合いの式となって動力学の問題が静力学の問題に帰着する。これをダランベールの原理といい、J. d'Alembert が 1758 年に導入した。いま質点系を考え、その i 番目の質量 m_i 、それに働く実際の力を F_i 、また束縛力を f_i とすると、系がつり合いの状態にある場合は、仮想仕事の原理によって、 $\sum_i F_i \cdot \delta r_i + \sum_i f_i \cdot \delta r_i = 0$ となるが、束縛力が仕事をしない場合(剛体の場合やその他の多くの束縛力について成り立つ)にこの原理を適用すると、この式は $\sum_i (F_i - m_i \ddot{r}_i) \cdot \delta r_i = 0$ を与える。この形をダランベールの原理ということもある。

ダランベールのパラドックス [英 d'Alembert's paradox, 独 d'Alembertsches Paradoxon, 仏 paradoxe de d'Alembert, 露 парадокс д'Аламбера] 空気や水などは粘性が極めて小さい。しかし静止した流体中を等速直線運動する物体を、完全に粘性を無視した完全流体の理論で取扱うと、物体には全く抵抗が働かないという結果が得られる。この結果は 1744 年に J. d'Alembert によって見いだされ、日常の経験と矛盾するのでダランベールのパラドックスとよばれる。実際の流体には多かれ少なかれ必ず粘性が存在し、物体の表面に境界層が生じて抵抗が現れる。また球などのずんぐりした物体では、境界層が物体表面からはがれ、物体後部に大きな伴流を生じて、大きな抵抗が現れる。飛行機の翼のように薄い物体や細い物体が長さの方向に動くときには、境界層の剝離は物体の後縁近くで起るから抵抗は極めて少なく、d'Alembert の結果は近似的に正しくなる。このような物体を流線形という。なお完全流体としての取扱いでも加速度運動をする物体には抵抗が生じる。また、死水理論(\Rightarrow 不連続流)を使えば十分ながら抵抗を理論的に求めることができる。

ダランベール方程式 [英 d'Alembert equation, 独 d'Alembertsche Gleichung, 仏 équation de d'Alembert, 露 уравнение д'Аламбера] \Rightarrow ダランベルシアン

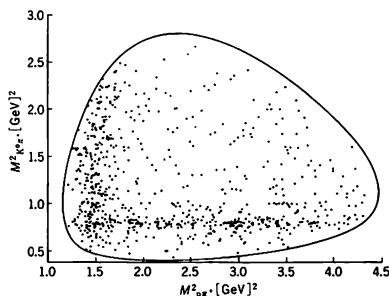
ダリッツ電子対 [英 Dalitz pair, 独 Dalitz-Paar, 仏 paire de Dalitz, 露 пара Далица] 電荷をもたない中性 π 中間子(π^0)は 2×10^{-18} s の平均寿命で 2 個の光子(γ 線)に崩壊する。 π^0 中間子の約 1.2% は 1 個の γ 線と電子・陽電子の対に崩壊する。このような崩壊は 1951 年 R. H. Dalitz により原子核乾板中で発見された。通常 γ 線は物質中で電子・陽電子対を発生するが、 $1/\alpha$ (α は微細構造定数)の確率で 2 個の γ 線のうちの 1 個が π^0 中間子の崩壊の時点で電子・陽電子の対となるものである。泡箱の実験ではこのような電子対は通常エネルギーが低いため 2 つの互いに反対側にカールした渦巻が反応点より直接発生する。この電子対は実験者に π^0 中間子が発生していることを明確に教えてくれる。図は泡箱中で $\pi^0 + p \rightarrow \pi^- + p + \pi^0$

ダリッツ電子対



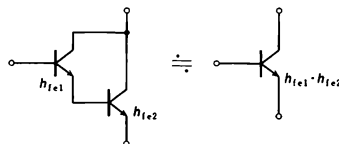
反応が起こったときのダリッツ電子対の発生のようなすを示すものである。

ダリッツ・プロット [英 Dalitz plot, 独 Dalitz-Plot, 仏 diagramme de Dalitz, 露 график Далица] 三体崩壊 $a \rightarrow 1+2+3$ から親粒子 a のスピンやパリティを知りたいとき、あるいは三体生成反応 $a+b \rightarrow 1+2+3$ からこの反応機構の特徴を知りたいときに用いる二次元プロット。R. H. Dalitz が $K \rightarrow 3\pi$ 崩壊の分析ではじめて用いたことに由来する名称である。すなわち、終状態粒子のエネルギー E_i ($i=1,2,3$) またはそれらの適当な組合せ、あるいは 2 粒子の不変質量 $s_{ij} = -(p_i + p_j)^2$ ($i,j=1,2,3$) から独立な 2 個を横軸と縦軸に選べば、各実験結果はこの平面上の 1 点に対応してプロットされる。一方、三位位相空間体積に課せられたエネルギー、運動量保存則から運動学的に許される平面上の領域が決り、かつ三体の場合の特徴で、位相空間体積の密度は領域内で一様になる。したがって、実験点のダリッツ・プロットが一様分布から異なっていれば、それはこの反応の遷移行列要素のためであり、反応のダイナミックスの直接の反映である。図のダリッツ・プロットには、 $K^+ p \rightarrow K^0 \pi^+ p$ 反応は、このエネルギーでは π^+ と p が Δ^{++} を、 π^+ と K^0 が K^{*+} を經由してつくられていることを明瞭に示している。



多粒子相関 [英 many-particle correlation, 仏 corrélation de plusieurs particules, 露 многочастичная корреляция] \Rightarrow 粒子・粒子相関

ダーリントン接続 [英 darlington circuit, 独 Darlingtonschaltung, 露 составные транзисторы] 2 個のトランジスタを図のように、一方のエミッターを他方のベース



に接続すると、等価的にエミッター接地電流増幅率の非常に大きい一個のトランジスタとして動作する。これをダーリントン接続という。それぞれのトランジスタのエミッター接地電流増幅率を h_{fe1}, h_{fe2} とするとダーリントン接続での電流増幅率は $h_{fe} \approx h_{fe1} \cdot h_{fe2}$ となり、ベース入力インピーダンスは 2 段目のトランジスタのベース入力インピーダンスの約 h_{fe1} 倍になる。入力インピーダンスが高く、わずかな入力電流で大きな出力電流を制御できるので安定化電源の出力制御回路や電力増幅器の出力段によく用いられる。

ダルシーの法則 [英 Darcy's law, 独 Darcysches Ge-

setz, 仏 loi de Darcy, 露 закон Дарси] 多孔性媒質中の流体の平均流速 \bar{v} と平均圧力 \bar{p} の関係を述べた経験則で、1856 年、H. Darcy により見いだされた。媒質が一様で等方的な場合には、この法則は $\bar{v} = -(k/\mu)\nabla\bar{p}$ と表現される。ここで μ は流体の粘性率、 k は媒質の透過率(透水性係数ともいう)である。この式はその後、特定のモデル、たとえば多孔性媒質を微小球の周期的または無秩序な配列とみなしたモデルなどに基づいて流体力学的に導かれることが確認されている。 k は媒質中の空隙の構造(たとえば空隙の割合、大きさ、形状、配置や配向など)に依存するので、媒質が等方的でない場合には k をテンソルに拡張した取扱いが必要である。また、流れによって空隙が機械的な変化を起していくような一般の場合には、 k は定数でなくなることもある。ダルシーの法則は地下水流のような遅い粘性流体に対して成立するものであり、適用範囲もレイノルズ数 $Re = \rho|\bar{v}|l/\mu$ (ρ は流体の密度、 l は空隙の代表的な大きさ)が 10 程度以下に限られる。

他励振動回路 [英 forced oscillation circuit, 仏 circuit d'oscillation forcée, 露 генератор с независимым возбуждением] 電気振動回路のうち、外部からの信号入力によりトリガーされてはじめて振動を始める回路で、たとえば、単安定型マルチバイブレーターなどがある。

たわみ性 [英 flexibility, 独 Biegsamkeit, 仏 flexibilité, 露 гибкость]

[1] 曲げ剛性の逆数をいう。曲げ剛性とはたわみがたさで、線形弾性理論では、曲率 K の曲げに要するモーメント M は

$$M = BK$$

の関係があり、 B は曲げ剛性とよばれ、物質の弾性率を E 、曲げ試料の断面形状によって決まる断面二次モーメント I とから $B = EI$ によって求まる。たわみ性は B の逆数、すなわち $1/(EI)$ となる。プラスチックの試験などで、曲げたわみ測定によって軟化点を測定する方法があり、この場合、軟化点温度をたわみ温度とよぶこともある。また、この試験で、低温までたわみ性を保持する性質は低温たわみ性ともよばれている。低温たわみ性はプラスチックが低温で脆性化しないこと、すなわち耐寒性の測定として使われる(⇒曲げ剛性)。

[2] 高分子鎖のたわみややすさをいう。その逆がたわみにくさ、つまり剛直性である。たわみ性のよい分子鎖は分子の結合間が自由に、または障害が少なく回転できるものとされている。

ターンアラウンド [英 turnaround, 露 оборотное время] 計算機システムに入力されたジョブが処理されて、その処理結果が、そのジョブの発行者に戻ってくること。その一巡に要する時間をターンアラウンドタイムといって、当該システムのハードウェア、ソフトウェア全体にわたる総合的な性能評価の一方法となっている。一般的にいて、利用者から見た計算機システムの性能とは、ジョブの発行者がジョブを計算機システムに入力してから(または、入力作業受付者に渡してから)、その処理結果が、当該発行者に戻るまでのことである。大略的にいて、そこに至るまでには、(1) 計算機システムへの入力に至るまでの時間、(2) 入力後の時間的要素であるオペレーティングシステムおよびジョブの効率、ハードウェアの処理速度、(3) 出力結果が当該発行者に入手されるまでに要する時間、の 3 つの時間的要素が存在する。このうち狭義のタ

ーンアラウンドタイムとしては、(2)をもって、当該システムの処理能力の総合評価の目安とするのが一般的である。パッチ処理系におけるターンアラウンドタイムに対応して、オンライン処理系におけるそれは、レスポンスタイムという。

単安定マルチバイブレーター [英 monostable multivibrator, 独 monostabiler Multivibrator, 仏 multivibrateur monostable, 露 мультивибратор с одним устойчивым состоянием] = ユニバイブレーター

単位 [英 unit, 独 Einheit, 仏 unité, 露 единица] 量を測定するための基準として用いる、その量と同種類で大きさが確定されている量。多くの量(厳密には、いわゆる比例尺度(ratio scale)で表される量)は、それが単位の何倍に等しいかという比の数値を求めることによって測定され、測定の結果は [測定量] = [数値] × [単位] の形に表される。数値が 1 であるときの測定量は、単位そのものに等しい。

単位とする量の大きさ、および、大きさを具体的に示す(現示する)方法は、任意に選ぶことができるが、実際には、物理的知見、技術上の難易、常用するうえでの便宜などに即した協定(取決め)によって定められる。その種の協定のうち、最も高い權威をもつのは、国際度量衡総会の決議によるものであり、次いで、各国の法律(日本では計量法)および規格(国際標準化機構 ISO の規格、日本工業規格 JIS など)によるものである。国際度量衡総会の決議事項は、近年、国際単位系(SI)による SI 単位を最優先とする方向に集約されてきている。各国の法律や規格での単位も、SI 単位を基本とする形に整理されつつあるが、学術の現状や社会的伝統への配慮から、SI 以外のいくつかの単位の併用を許すなどの処置を加味している(日本の法律のうえでの処置については、⇒計量単位、計量法)。

多種類の量に対しては、原理上、それぞれ別の単位を定めておく必要があるが、いくつかの量の間には(量の定義による、または、量に関する物理法則による)相互関係があるので、少数個の量だけを独立な基本量として選びそれぞれの単位(基本単位)を定めれば、他の量は基本量からの組立で(乗算、除算、べき乗などで)構成することができる。後者のような量を組立量または誘導量といい、それらに対応して組立てられる単位を組立単位または誘導単位という。さらに、基本単位と組立単位とも決めた単位単位を、必要により、補助単位として定めることがある。また、さまざまな単位に特定の数係数を乗じてつくられる単位を簡明に表現するために、キロ、ミリその他の接頭語を単位の名称の前に付けること(たとえばキログラム、ミリアンペア)、特別の名称をもつ単位を導入することがあり(たとえばトン、リットル)、そのようにして構成された単位を、倍量単位(数係数が 1 より大きいとき)および分量単位(数係数が 1 より小さいとき)とよぶ(計量法では、この種の単位やそれに準ずる単位を補助計量単位とよぶ。SI での接頭語については、⇒ SI 接頭語)。選ばれた基本単位と、それらから構成される組立単位(さらに必要により定められる補助単位)との全体系を、単位系という(⇒単位系)。

単位の起源は極めて古く、人体の部分の大きさ由来するもの(フートなど)、人間や家畜の能力に準拠したもの(道のり、歩く速さ、耕作面積などの単位)、特定の物体(原器、地球など)で現示されるもの、特定条件下の特定物

質で現示されるもの(特定温度・特定体積の水の質量など)その他、さまざまな姿で定義され現示されてきたが、最近の傾向としては、原器によるものは少数になり(基本単位のなかでは、質量のキログラムだけ)、物理法則によるものが主流を占めるに至った(熱力学による温度のケルビン、電気力学(およびジョセフソン効果や陽子の磁気回転比)による電流のアンペア、化学量論による物質量のモル、電磁波のパワーの、視感への変換による光度のカンデラ、原子の量子的遷移に対応する電磁波による長さのメートルおよび時間の秒)。また、単位の定義と基礎物理定数の値との関係や、学術・産業上の計測から標準器を経て単位の定義に至るまでの校正(calibration)の経路の完備(トレーサビリティ traceability という)が、重視されるようになった。

単位系 [英 system of units, 独 Einheitensystem, 仏 système d'unités, 露 система единиц] 広義には、互に関連する複数の単位の集団をいうが、普通には、選ばれた少数個の、次元上互いに独立とみなされた量(基本量)の単位(基本単位)の集団と、基本単位を要素とした演算によって誘導される(組立てられる)単位(組立単位)の集団と、さらに必要により選ばれた補助的な単位(補助単位)の集団との、全体をいう。

単位系を構成する際、基本量の選び方、基本単位の(大きさの)選び方、組立単位の組立て方、補助単位の選び方、諸単位の呼び方(名称)と表し方(単位記号)その他に、かなりなまでの任意性がありうる。したがって、構成されうる単位系の種類は、事実上、無限にあると考えられる。現に、以下で例示するようなさまざまな単位系が、史上の各時代に、また学術分野別に、提唱され利用されてきている。そのうちのどれを採るかとは、その学術分野の伝統と現勢とから判断するしかないが、現在ももっとも広い範囲で支持されているのは、メートル法の系統の国際単位系(SI)である(ただし、いくつかの分野(特に磁気学)で SI の不備が指摘されているのも事実である)。

単位系の例示に先立って、単位系を構成する際の基礎的な概念を例示しておく(いずれも、詳細は各項を参照)。

(I.1) 一貫性のある(コヒーレント)単位系: 基本単位(および、必要により補助単位)から組立単位を導く際に、要素とした単位の乗除演算のみを用い、1 以外の数係数は用いないで、全体を構成した単位系。

(I.2) 絶対単位系: (i) 便宜上の「相対」尺度によってではなく物理法則を媒介とした「絶対」尺度で構成した単位系, (ii) 協約された実用単位の群や国際単位の群とは区別されるべき、基本単位と物理法則とから直接に構成された単位系, (iii) 重力単位系や工学単位系に見られるような、力を基本量とする考え、重力加速度に関する数係数(9.80665 など)の導入、仕事率の単位「馬力」を基本的なものとする立場その他をすべて排除し、長さ・質量・時間を基本量に選んで構成された、しかも一貫性のある単位系。

(I.3) 有理(化)単位系: 電磁気諸量の関係式の中の数係数 4π をこたさら消去しようとはしない非有理(化)単位系と対照的に、この 4π を消去した(反面、電磁気量と力学量との関係式では 4π が現れることを許した)単位系。

以下、これらの諸概念も借りて、近年の主要な単位系の構成と特色とを示す。

(II.1) メートル法: (i) MKS 単位系: 長さのメートル(m), 質量のキログラム(kg), 時間の秒(s)を基本単位とす

る絶対単位系, (ii) MKSA 単位系: (i) のほか、電流のアンペア(A)をも基本単位とする絶対単位系, (iii) 国際単位系(SI): (ii) のほか、熱力学温度のケルビン(K), 物質量のモル(mol), 光度のカンデラ(cd)をも基本単位とする、一貫性のある絶対・有理(化)単位系, (iv) CGS 単位系: 長さのセンチメートル(cm), 質量のグラム(g), 時間の秒(s)を基本単位とする絶対単位系。これを熱学・電磁気学・測光学などの分野にまで拡大した形の単位系が種々ある(特に電磁気学を含む範囲については、⇨静電単位系、電磁単位系、ガウス単位系、ローレンツ-ヘビサイド単位系、ビオ、フランクリン)。 (v) mm-mg-s 単位系: C. F. Gauss と W. Weber (1832 年)の提案: (vi) MTS 単位系: T はトン(t)。フランスで優勢であった。 (vii) 重力単位系: 重量キログラム(kgf または kgw)などを基本単位とする。

(II.2) ヤード・ポンド法: 今日ではメートル法の単位から導かれる従属的なものである。

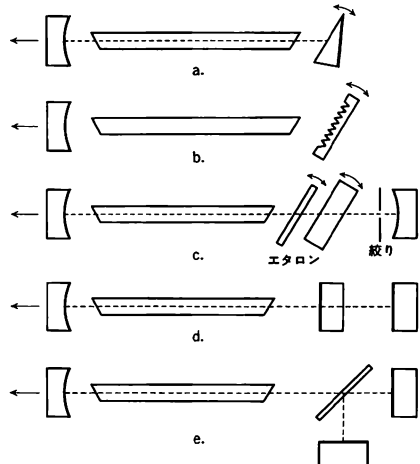
(II.3) 尺貫法: 今日ではメートル法の単位から導かれる従属的なものである。

(II.4) その他: 長さ・質量・時間などの伝統的な基本量について基本単位を定めるという考えを離れて、基礎物理定数を単位とみなして(その値を 1 として)構成した単位系もある。熱放射定数・真空中の光速・万有引力定数の組を基礎とするもの(M. Planck, 1900 年), 電子の静止質量・電子の電荷・プランク定数 h の $1/2\pi$ すなわち \hbar の組を基礎とするもの(D. R. Hartree, 1927 年, ⇨原子単位系)などが、その例である。

単位格子 = 単位胞

単スリットの回折 [英 diffraction by a single slit, 独 Beugung am einfachen Spalt, 仏 diffraction par une seule fente, 露 дифракция на одной щели] ⇨ スリット

単一波長レーザー [英 single wavelength laser, 独 Laser mit einer Wellenlänge, 仏 laser à unilongueur d'onde, 露 одночастотный лазер] 通常のファブリー・ペロー共振器をもつレーザーでは、いくつかのスペクトル線で同時発振することがある(たとえば希ガスイオンレーザー、分子レーザーなど)。この場合に共振器の反射鏡の反射率の波長特性をシャープにするだけでは同時発振を避けられな



いことが多い。同時発振を避けるとともに、単一波長発振の波長を変えるために、図 a, b に示すような、プリズムまたは回折格子を用いた波長選択共振器が用いられる。さらに、多モード発振を抑えて、厳密な意味の単一波長(単一モード)発振を実現するには、図 c のように、共振器内に絞りを入れる(横モード制御)、1枚またはそれ以上のフリップ・ベロー・エタロン板を入れる、または図 d, e のような複合共振器を利用する、などのモード選択法が、必要に応じて用いられる。

単一粒子 — 一粒子 —

単位の分解 [英 resolution of the identity, 仏 résolution d'identité, 露 разложение единицы] ヒルベルト空間の上の自己共役演算子をスペクトル分解する際に現れる射影演算子の集り、量子力学において、その確率解釈の数学的定式化に用いられる。一般に、ヒルベルト空間 \mathcal{H} における射影演算子の族 $\{P(\lambda)\}_{\lambda \in \mathbb{R}^1}$ が次の条件(1)~(3)を満たすとき、 $\{P(\lambda)\}_{\lambda \in \mathbb{R}^1}$ は \mathcal{H} における単位の分解であるという。(1) $P(\lambda)P(\mu) = P(\min\{\lambda, \mu\})$, (2) $s\text{-}\lim_{\lambda \rightarrow +\infty} P(\lambda + \varepsilon) = P(\lambda)$, (3) $s\text{-}\lim_{\lambda \rightarrow -\infty} P(\lambda) = 0$, $s\text{-}\lim_{\lambda \rightarrow +\infty} P(\lambda) = I$ 。ここで、 $s\text{-}\lim$ は強収束を表す。 \mathcal{H} における単位の分解の全体と自己共役演算子の全体とは 1 対 1 に対応し、自己共役演算子は単位の分解を用いてスペクトル分解される。すなわち、 A を自己共役演算子とすると、 A に対応して単位の分解 $\{P(\lambda)\}_{\lambda \in \mathbb{R}^1}$ がただ 1 つ存在して $A = \int_{\mathbb{R}^1} \lambda dP(\lambda)$ と表され、その逆も成立する。 A が物理量を表す自己共役演算子であるとき、状態 $\Psi \in \mathcal{H}$ ($\|\Psi\| = 1$ とする) で A を測定して、その測定値が $I = \bigcup_n A_n$, $A_n \equiv (a_n, b_n]$ におちる確率は $\left\| \int_{I_n} dP(\lambda) \Psi \right\|^2$ で与えられる、というのが量子力学の確率解釈である。

単位ベクトル [英 unit vector, 独 Einheitsvektor, 仏 vecteur unitaire, 露 единичный вектор] 単位の大きさをともベクトル。0 でない任意のベクトル a に対して $\hat{a} \equiv a/|a| = a/\sqrt{a \cdot a}$ は a の方向の単位ベクトルである。

単位胞 [英 unit cell, 独 Einheitszelle, 仏 maille, 露 элементарная ячейка] 結晶は、ある構造単位を三次元空間に周期をもって繰返し配列させた構造をしている。この構造単位(内部の原子分布も含めて)を単位胞(または単位格子)という。単位胞の形は、その結晶構造のブラベ格子に対応した平行六面体である。ブラベ格子に複合格子があるので、単位胞は必ずしも結晶構造中の最小の繰返し単位ではない。

単位流式規格化 [英 unit flux normalization, 仏 normalisation d'unité de flux, 露 нормировка за единицу потока] \Rightarrow 規格化

炭化カルシウム型構造 [英 calcium carbide structure, 独 Calciumcarbidsstruktur, 仏 structure de type carbonate de calcium, 露 структура типа карбида кальция] 化学式が AX_2 で示される化合物結晶に見られる一構造型。正方晶系に属し、空間群は $I4/mmm$ 。単位胞中に 2 個の化学単位(AX_2)を含む。図において、黒色球は A 原子、白色球は X 原子を表す。 CaC_2 を例にと

ると、この構造は基本的には塩化ナトリウム型構造(C_2 を一単位とする)で、それが C-C 方向に伸びて正方晶系になったと見ることができる。この構造型を示す化合物には、 Mg , Ba , Gd , La , Nb , Sr , Y などの炭化物、 BaO_2 , CaO_2 , RbO_2 , SrO_2 など、また、 $MoSi_2$, WSi_2 などがある。

タンガー整流管 [英 Tungar valve, 独 Glühkatoden-gleichrichterröhre, 仏 tube de Tungar, 露 тунгаровая выпрямительная лампа] 熱陰極放電管の一種。電池の充電のように低圧大電流用の整流器に使用される。本来のタンガー整流管は Th-W 陰極と数 mmHg の Ar ガスを使用し、数十 V, 20 A 以下で逆耐電圧 300 V 程度のものであった。現在では酸化物陰極を用い Hg を封入したものであり、数百 V, 逆耐電圧 700 V 程度の高電圧で使用できるが、Hg の蒸気が規定の圧力になるまで数分間の予熱が必要である。さらに Hg と Ar を封入したものもあり、これは逆耐電圧は低いが、管内電圧降下が非常に小さいので、低圧用に適している。またカソードの予熱時間も短い。

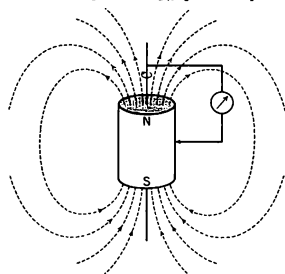
単極子モーメント [英 monopole moment, 独 Monopolmoment, 仏 moment de monopôle, 露 монополярный момент] 単極子型の電荷分布およびそれによる遷移演算子を用いる。単極子モーメントの演算子は、原子核の電荷密度演算子 $\rho(r)$ を使って、次のように定義される。

$$m(E_0) = \int \rho(r) r^2 d^3r$$

この演算子は、運動量移行が十分に小さいクーロン型の電磁的遷移で、角運動量移行およびパリティ変化がない過程を記述する。たとえば、内部電子転換や、電子・陽電子対生成、クーロン散乱などの、単極遷移に現れる。単極子モーメントの測定は、変形核の種々の回転帯の関係や、振動核の密度分布などに関する貴重な情報を与える。

単極遷移 [英 monopole transition, 独 Monopolübergang, 仏 transition monopôle, 露 монополярный переход] 電気単極型の遷移のことで、系のスピン、パリティは変化しない。一光子の放出または吸収は禁止されているので、この遷移は二光子放出または吸収か、仮想的光子を媒介とする過程、たとえば電子散乱や α 粒子散乱などのクーロン励起や、電子・陽電子対生成(内部電子生成)や、軌道電子を放出する過程(内部電子転換)によって起る。たとえば、原子核 ^{16}O の第一励起状態はスピン 0、パリティ正、励起エネルギーは 6.05 MeV で、基底状態への遷移は単極遷移である。この遷移は、内部電子生成と内部電子転換で起り、二光子生成過程は非常に小さい。この実験的知見はこれらの状態の構造に対する貴重な情報となっている。

単極誘導 [英 unipolar induction, 独 Unipolarinduktion, 仏 induction unipolaire, 露 униполярная индукция]



両端が磁極である円柱状の磁石を軸のまわりに回転させ、端面の中心(回転軸上)と円柱側面とに導線を接触させると、導線に電流が流れる現象(図参照)。これは、磁束密度 B の磁場の中で導体である磁石が動くこと、電磁誘導により、磁石の各部にその速度 v に応じて $E = v \times B$ の電場が生じるためである。円柱の半径を R 、回転角速度を ω とすれば、中心軸と側面上の点との間の起電力は

$$\int_0^R dr \cdot r \omega B = \frac{\omega \Phi}{2\pi}$$

である。 Φ は側面の接触点が画く円を通る磁束である。この起電力は、円柱が回転しても向きが変化しないため、直流発電機として利用でき、単極発電機とよばれる。実際には磁束密度と回転速度の大きさに限度があるので、高電圧は得にくい、構造が簡単で効率のよい低電圧(3~15 V 程度)大電流($5 \times 10^3 \sim 1.5 \times 10^6$ A)発電機として用いられる。歴史的には、この現象は M. Faraday により 1832 年に発見された。また、上の電場 E が誘電体を分極すること、H. A. Wilson により 1905 年に示された。

短距離規則度 = 短距離秩序度

短距離相関 [英 short-range correlation, 独 Nahkorrelation, 仏 corrélation à courte portée, 露 короткодействующая корреляция] 原子核内で核子は、互いに完全に独立に運動しているのではなく、相互に相関をもって運動しているが、そのうち核力の短距離部分によって核子と核子の間に引き起こされる相関を短距離相関という。核力の内部には芯(強い斥力ポテンシャル)があり、核子と核子がそれ以上近づけないことを反映して、波動関数は短距離のところで急激に小さくなり、したがって独立運動の波動関数と比べると大きなひずみを示すことになる。短距離相関の著しいのは、核子間相対距離にして 1 fm 程度までである。原子核では、核子は互いに独立に運動しているとみなす殻模型がよく成功しているが、これと矛盾する強い短距離相関を含めての統一的理解は、原子核の基本問題のひとつである(⇒ブルックナー理論)。

短距離秩序度 [英 short-range order parameter, 独 Nahrdnungsparameter, 仏 paramètre d'ordre de portée courte, 露 параметр степени ближней упорядоченности] 長距離秩序度に対比して使うことばで、近くの変数が互いにどのくらい強い相関をもっているか、その度合を表す概念である。たとえば強磁性体で、 i と j をごく隣接した空間座標とすれば、そこでのスピン S_i と S_j の相関関数 $\langle S_i S_j \rangle \equiv E_{ij}$ は一種の短距離秩序度を表す。液体を特徴づけるのにも使われる。固体では原子の位置についての長距離秩序が存在し、液体では短距離秩序のみ存在し、気体では短距離秩序度さえも 0 である。結晶成長の問題では、短範囲規則度とよばれることもある。たとえば、二元合金の結晶において 1 つの A 原子を中心にしたとき、その第一、第二、… 番の隣接位置に B 原子が存在する確率を p_{B1A}, p_{B2A}, \dots としたとき

$$\alpha_j = 1 - \frac{p_{BjA}}{c}$$

を j 番目の隣接位置に対するカウリー-ワーレンの短範囲規則度という。ここで $\alpha_j = 0$ は全くランダムな統計的分布に対応し、 $\alpha_j < 0$ では異種原子どうしの存在確率が高い。また $\alpha_j > 0$ では同種原子の集合体(クラスター)ができる傾向を示す。X 線や中性子回折の散乱散乱強度の測定によって、 α_j を定量的に求めることができる。長範囲

規則度(長距離秩序度)が 0 であっても、 α_j は 0 であるとは限らない。

短距離力 [英 short-range force, 独 Nahwirkungskraft, 仏 force à courte distance, 露 короткодействующая сила] = 近距離力

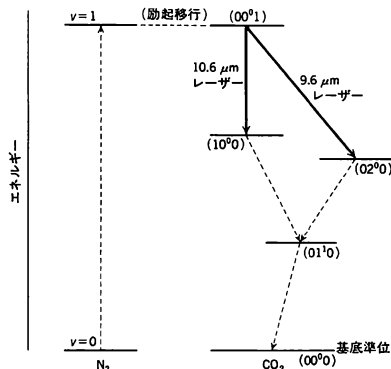
ダングリングボンド [英 dangling bond, 独 ungesättigte Bindung, 仏 liaison libre, 露 свободная связь] 共有結合では、2 つの原子がそれぞれ 1 つずつ電子を出しあい、その原子対が形成した結合軌道を 2 つの電子が占めることにより強い安定な結合が生じている。共有結合性の物質中での、格子欠陥近傍の原子、あるいは結晶表面にある原子は、結合の相手を失った状態になり反応性に富んだ不対電子が占める結合をもつ。この結合をダングリングボンドという。ここには不純物が捕われやすいし、強い吸着が生じやすい。Si, Ge などの半導体表面でみられる表面原子再配列(⇒表面構造)は、ダングリングボンドどうしが結合することにより、系のエネルギーを下げようとして生じると考えられる。

単結晶 [英 single crystal, 独 Einkristall, 仏 monocristal, 露 монокристалл] どの場所も同一の結晶方位をもつ単相の結晶性物質、すなわち単一の結晶から成る物質。日常用いられている金属材料はほとんど多結晶体であるが、半導体素子、圧電素子などの機能材料には単結晶も利用されている。また、ダイヤモンド、ルビーなどの宝石類も通常単結晶である。単結晶は、その物理的性質が、多結晶と異なり、結晶粒界の影響を受けることなく、しかも結晶方位依存性を示すので、基礎的研究に利用される。鉱物結晶には天然に大きな単結晶を産出するものもあるが、ほとんどの物質の単結晶は、実験室内で、種々の方法を用いて人工的に作成されている。

単原子層 [英 monoatomic layer, 独 einatomare Lage, 仏 couche monoatomique, 露 одноатомный слой] ⇒ 分子層

単語 = 語

炭酸ガスレーザー [英 carbon dioxide laser, 独 CO₂-Laser, 仏 laser à dioxyde de carbone, 露 лазер на углекислом газе] 分子の振動回転準位間の遷移によるレーザーの代表的な例である。CO₂ と N₂ との混合気体の放電により、N₂ の準安定準位からの励起移行により、CO₂ の (00¹) 準位が選択的に励起され、下準位 (10⁰) との間の遷移で 10.1~11.0 μm の波長範囲で、また、下準位 (02⁰) との間の遷移で 9.1~10.0 μm の波長範囲で、それぞれ数十



本のスペクトル線で発振する。その中で出力の大きい代表的なものは、それぞれ 10.6 および 9.6 μm である。さらに、He を混合すると出力が数倍程度まで増加する。上記の波長域の中の単一波長で選択発振させるには回折格子などの波長選択反射鏡を用いた共振器が必要である。一般の共振器では、最も分布の多い振動回折単位で単一波長発振を行うことがあるが、これは、緩和過程によって上下の振動回折単位からエネルギーが発振に関与している単位へ集中してくるため、そのためレーザー発振のエネルギー効率(レーザー出力/入力電力)が 10% 以上になり、ほかの気体レーザーに比べて 2 けた以上高い。このため小型の装置でも W 程度の出力が容易に得られ、レーザー加工などのエネルギー利用・応用に適している。さらに大出力を得るには、レーザー気体を高速で循環する方式で数十 kW の連続出力を、またパルス発振では、横方向励起大気圧レーザー(TEA レーザーという)で、電子ビームなどで放電を制御する方式により、1 kJ, 数 GW 級の出力をもつ装置が開発されている。これらの大出力装置は、増幅器としてのレーザーを多段組合せすることが多い。

単軸応力 [英 unidirectional stress, 独 gerichtete Spannung, 仏 tension unidirectionnelle, 露 направленное напряжение] \Rightarrow 応力

単耳聴 [英 monaural audition, 独 einohriges Hören, 仏 audition monaurale, 露 монауральное восприятие звука] 一方の耳のみで聞くことあるいはそれに関することを単耳聴という。自然の状態では、われわれが両耳を使って音を聞いているが、聴覚の性質を調査するには片耳のみを使って調べた方がつごうのよい場合がある。そうした状態を明確に示すために用いられている用語である。音の大きさや弁別能力のように両耳で聞く場合と量との差違のある性質や、方向知覚やビートのように質的な差違がある性質が示される。オーディオの分野では、英語による用語モノラルは、1 チャネル伝送系で再生するモノホンックとしばしば誤って混用されている。

単斜晶系 [英 monoclinic system, 独 monoklines System, 仏 système monoclinique, 露 монокли́нная система] \Rightarrow 結晶系

胆汁色素 [英 bile pigment, 独 Gallenfarbstoff, 仏 pigment biliaire, 露 желчный пигмент] 開環したテトラピロールの化学的総称。必ずしも胆汁に含まれるとは限らない。相隣るピロール環を連結する結合が、3 つとも不飽和であるものをビリトリエン、2 つが不飽和で 1 つが飽和しているものをビリジエン(ただし中央の結合が飽和しているものはビリエンになる)、1 つが不飽和で 2 つが飽和しているものをビリエン、3 つとも飽和しているものをビレーンという。相異なる 2 つのビリトリエンは、各ピロール環がどのような側鎖をもつか、また各ピロール環中の窒素が水素と結合しているかどうかによって互いに区別される。ビリトリエンは不安定で酸化されやすく、水に難溶であるが、多くのものはクロロホルム・エーテル・メタノールなどの有機溶媒に可溶。酸とアルカリに可溶(すなわち両性)であるが、強酸性や強アルカリ性の条件下では変性する傾向がある。

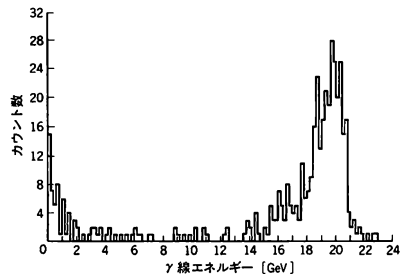
胆汁色素タンパク質 [英 biliprotein, 独 Galleneiweiß, 仏 biliprotéine] 胆汁色素を発色団とする色素タンパク質の総称。生体中にはビリトリエンを発色団とするものが多い。すなわち、藻類の光合成補助色素の大部分は胆

汁色素タンパク質で、その発色団は一括してフィコビリリンとよばれるビリトリエンである(フィコエリトリリンの発色団はビリジエンかもしれないといわれている \Rightarrow フィコビリタンパク質)。また、植物における赤色光・近赤外光の光受容タンパク質であるフィトクロムは、フィコビリリンと基本的に同一の化学構造をもつビリトリエンを、発色団として含んでいる(\Rightarrow フィトクロム)。

単純格子 [英 primitive lattice, 独 primitives Gitter, 仏 réseau primitif, 露 примитивная решётка] 結晶格子(空間格子)のひとつ。複合格子(体心, 面心, 底面心)に対応する用語。平行六面体の頂点のみに格子点をもつようにとったブラベ格子。どの晶系にも単純格子が 1 つずつ存在する。ただし、三方晶系では、単純格子 R を用いずに、六方晶系の単純格子に 2 つの格子点を追加した複合格子 R_{hex} を用いることもある。そのほかの単純格子は P で示される。格子の対称性がひと目でわかるように、ブラベ格子では複合格子がいくつか用いられているが、複合格子は、適当な平行六面体をとると、すべて単純格子に直すことができる。

単純はり [英 simple beam, 独 einfacher Balken, 仏 poutre simple, 露 простая балка] \Rightarrow はり

単色 γ 線 [英 monochromatic γ -ray, 独 monochromatischer γ -Strahl, 仏 rayon γ monochromatique] 高エネルギーの光子は γ 線とよばれる。このような γ 線は原子核や素粒子の実験の入射粒子としてしばしば使われる。 γ 線のビームを得る方法としては、一般に加速された電子ビームを鉛などの重金属標的にあてて出てくる制動放射を利用するのが一般的な手法である。制動放射で得られる γ 線のエネルギースペクトルは特定の上限値から非常に幅の広いエネルギー分布をもつので実験に使ううえで不便なことが多い。これに対して単色 γ 線は多少の広がりはあるが、一定のエネルギーをもった γ 線ビームである。これを一般に単色 γ 線ビームとよび、高エネルギーにおける素粒子の光生成の現象の研究などで重要な役割を果たしている。このような γ 線ビームを得るためには、ダイヤモンドなどの結晶の特定の方向に電子ビームを当てて制動放射を得る方法、電子ビームと強力なレーザー光との正面衝突によって後方(入射電子ビームの進行方向)へ散乱された γ 線を使う方法などがある。図はスタンフォード線型加速器センター(SLAC)で、30 GeV の電子ビームとレーザー光の散乱から得られた約 20 GeV の単色 γ 線のエネルギー分布(泡箱中に発生した電子・陽電子対の測定より得られたもの)を示す。



単色 γ 線ビーム [英 monochromatic γ -ray beam, 独 monochromatischer γ -Strahl, 仏 faisceau de rayons γ monochromatiques, 露 пучок монохроматических γ -лу-

чей] ⇨ 単色 γ 線

単色計 = モノクロメーター

単色光 [英 monochromatic light, 独 monochromatisches Licht, 仏 lumière monochromatique, 露 монохроматический свет] 単一の振動数, したがって単一の波長をもって正弦波状に振動する光。厳密には単一周波数の光は実在せず, 有限の周波数幅 $\Delta\nu$ (したがって有限の波長幅 $\Delta\lambda$) をもつ。レーザー光や Na, Hg などの線スペクトルが単色光として用いられるが, 通常の使用状態で単一モードで発振している He-Ne レーザー光の波長 632.8nm の赤い光, 長さ標準に用いられる ^{86}Kr の波長 605.8nm の橙色のスペクトル線, 高圧水銀灯の波長 546.1nm の緑のスペクトル線の $\Delta\nu$ はそれぞれ 10^6Hz , 10^8Hz , 10^{13}Hz のオーダーである。単色光の周波数幅 $\Delta\nu$ と可干渉時間(波連の継続する時間) Δt の間には $\Delta\nu \approx 1/\Delta t$, また可干渉距離(干渉が観測できる最大の光路差) l との間には $l \approx c/\Delta\nu$ の関係がある。

淡色効果 [英 hypochromism, 独 Hypochromie, 仏 hypochromisme, 露 гипохромизм] 分子の立体配置や化学構造などにある特異的な変化が起ると, ある吸収帯の位置がほとんどシフトせずに, その強度のみが大きく減少または増加する。減少する場合は淡色効果または減色効果, 増加する場合は濃色効果または増色効果という。これらの効果は吸収スペクトルの中に単独で現れることはなく, ある吸収帯に淡色効果が現れるならば, 別の吸収帯では同時に濃色効果が生じる。高分子の場合には, 単量体の並び方によって各吸収帯に異なる効果が現れ, ある吸収帯に対応する単量体の遷移モーメントが互いに平行あるいは反平行である場合には, それぞれ淡色効果あるいは濃色効果が現れる。核酸やタンパク質などが規則的高次構造をとる場合には, 特異的な淡色効果が現れるので, その度合から, 高次構造の種類や量, または逆に変性の程度などを推定することができ(⇨淡色効果)。

探針 [英 probe, 独 Sonde, 仏 sonde, 露 зонд]

⇨ ランクミュア・プローブ

単振動 [英 simple harmonic oscillation, 独 lineare harmonische Schwingung, 仏 oscillation harmonique simple, 露 простое гармоническое колебание] 1つの平面内で動点が等速円運動を行っているとき, この平面内の任意の直線にこれを射影した運動。正弦関数 $A\sin(\omega t + a)$ または複素指数関数 $A\exp[i(\omega t + a)]$ で表される。調和振動, 単弦振動ともよばれ, 振動のうちで最も基本的なものである。 A を振幅, ω を角振動数, a を初(期)位相といい, 振動数は $\nu = \omega/2\pi$, 周期は $T = 2\pi/\omega = 1/\nu$ で与えられる。 x 軸上にある質量 m の質点が, 定点 O に向かい, O からの距離に比例する力 $-kx$ を受けるとき

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx$$

であり, 質点は単振動を行う。ただし $\omega = \sqrt{k/m}$ はこの振動系に固有な値であって固有角振動数とよばれ, 振幅や初位相には無関係である。この場合復元力は質点の位置だけで決るのでポテンシャルをもち, $U = kx^2/2$ で与えられる。2つ以上の単振動を重ね合わせると単振動の合成という。1つの軸上で重ね合わせるとなりや共鳴の現象がみられ, 直交する2つの軸上の単振動を合成するとリサージュ図形が見られる(⇨合成振動)。

単振動の合成 [英 superposition of simple harmonic

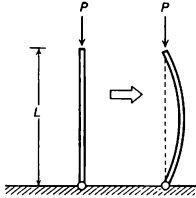
oscillations, 独 Überlagerung linearer harmonischer Schwingungen, 仏 superposition d'oscillations harmoniques simples, 露 сложение простых гармонических колебаний] ⇨ 単振動

弾性 [英 elasticity, 独 Elastizität, 仏 élasticité, 露 упругость] 物体が外力を受けると, 形や体積にひずみを生じ, 内部にはこのひずみをもとに戻そうとする応力が現れる。このひずみをもとに戻そうとする性質を弾性といい, 応力とひずみとが常に1対1に対応し, 応力がなくなればひずみもなくなるような変形を弾性変形という。なお, 形の変化に対するものを形状弾性, 体積の変化に対するものを体積弾性という。たいていの固体材料は程度の差こそあれ弾性を示す。一方, 流体は形状弾性は示さないが, 圧縮に対する体積弾性をもつ。また, ゴムのように常識的に弾性が大いといわれている物質は, 弾性限度内でのひずみが大きい物質を指しているのであって, 必ずしもここで定義された意味での弾性が大い(すなわち現れる応力が大い)とは限らない。普通, 応力とひずみの間には比例関係(フックの法則)が成立するとして扱うが, これが成立せず, 応力-ひずみ曲線が非線形になる場合は高次弾性という。また応力-ひずみの対応が瞬間的に成立しない場合を粘弾性あるいは擬弾性などとし, 荷重を除いてももとの状態に戻らなければ塑性という。

弾性圧力計 [英 elastic manometer, 独 elastisches Manometer, 仏 manomètre élastique, 露 пружинный манометр] 弾性素子に圧力を加え, 生じた弾性変形を利用して圧力を測定する圧力計の総称。弾性素子の構造により, ブルドン管型, ダイアフラム型, ベローズ型, 空ごう(薄い円形の波打った金属板を2枚貼り合わせて外周をはんだづけしたもの)型などに分けられる。使用圧力範囲や測定精度に応じてそれぞれの弾性素子の形状, 寸法, 厚みなどがくふうされ, また適当な材料強度や弾性定数をもつ材料が選ばれる。ブルドン管型とダイアフラム型は低圧から高圧まで広い圧力範囲で用いられ, ベローズ型と空ごう型は主として低圧用である。これらの弾性素子のほかに高圧用として直円筒体や偏心円管も利用される。弾性材料には, これらの素子に共通して黄銅, りん青銅, ベリリウム銅, ステンレス鋼, ニッケルスパン C などが使用され, 圧力が高くなるとクロム鋼, モネル, インコネル, クロム・モリブデン鋼などの特殊鋼を用いる。弾性素子に生じた変位またはひずみを拡大しあるいは電気量に変換して圧力として指示または記録する方式には, 機械式, 電気式および特殊なものとして光学式がある。機械式は弾性素子の変位量をして, 歯車などを組合せて拡大指示機構により指示するもので, 電気式にはひずみゲージを用いて弾性素子のひずみを測るものや電気容量型, 差動変圧器型, ポテンシオメーター型などの変位変換器を用いて弾性素子の変位を測るものがある。光学式は微小変位を光にて拡大するものである。これらの変位またはひずみの変換方式はどの弾性素子にも組合せることができ, 弾性素子と変換方式の違いにより, いろいろな性能や用途, 使用条件に適した多種多様な弾性圧力計が製作されている。弾性圧力計はそれ自身で圧力を決めることなく二次圧力計であるから, 液柱型や重錘型の基準圧力計により目盛の校正を行って使用される。

弾性安定 [英 elastic stability, 独 elastische Stabilität, 仏 stabilité élastique, 露 упругая устойчивость] 弾

性体に荷重が作用して平衡状態にあるとき、微小な擾乱を与えて変位させてももとの状態に戻る場合を安定平衡状態という。これに対して、少しでも擾乱を与えると大きな変位を生じる場合を不安定平衡状態と名づけ、弾性体にかかるこのような不安定現象を扱う分野を弾性安定論とよんだ。その代表例は柱の座屈現象である。図には、弾性安定論



の代表的問題であるオイラー座屈の問題を示す。両端を単純支持された長さ L の細長い柱に圧縮荷重 P を与える。柱に沿った座標を x 、たわみ量を w 、ヤング率を E 、断面二次モーメントを I とすると、柱の座屈方程式は

$$EI \frac{d^4 w}{dx^4} + P \frac{d^2 w}{dx^2} = 0$$

となる。この問題は固有値問題となり、与えられた境界条件のもとで自明でない解が存在する条件より、臨界荷重 P_c は次のように求められる。

$$P_c = \frac{n^2 \pi^2 EI}{L^2} \quad (n=1, 2, \dots)$$

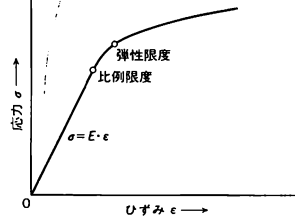
P の値がこの値に一致するとき不安定となり座屈が生じるが、特に P_c の最小値 ($n=1$) はオイラー荷重とよばれ実用上、重要である。その後、弾性安定論ということばは非弾性域における不安定現象をも含めて拡大使用されるようになり現在に至っている。

弾性エネルギー [英 elastic energy, 独 elastische Energie, 仏 énergie élastique, 露 упругая энергия] 弾性体に外力を加えると、形や体積にひずみを生じ、内部にはこのひずみをもとに戻そうとする応力が現れる。この応力に打勝って弾性体をひずませるためには、外から仕事を加えなければならない。したがって、ひずんでいる弾性体は一種のポテンシャルエネルギーを蓄えていると考えられる。これを弾性エネルギーまたはひずみエネルギーという。状態変化が可逆的で、断熱的または等温的に起る場合には、応力テンソルの成分を σ_{ij} 、ひずみテンソルの成分を ϵ_{ij} とするとき ($i, j=1, 2, 3$)、 $\tau_{ij} = \partial W / \partial \epsilon_{ij}$ なる性質をもつスカラー関数 W が存在する。これは、弾性体の単位体積当りの弾性エネルギーで、弾性(ひずみ)エネルギー関数とよばれる。断熱変化および等温変化に伴う弾性(ひずみ)エネルギーの変化は、それぞれ、内部エネルギーおよび自由エネルギーの変化に対応する。特に、フックの法則に従う弾性体に対しては、 W は弾性率テンソル E_{ijkl} を係数とする、ひずみテンソルの成分 ϵ_{ij} の二次形式 $W = (1/2) \sum_{i,j,k,l=1}^3 E_{ijkl} \epsilon_{ij} \epsilon_{kl}$ で表される。さらに等方性が成り立つときには、ラメの定数 λ, μ を用いて $W = (\lambda/2) \sum_{i=1}^3 \epsilon_{ii}^2 + \mu \sum_{i,j=1}^3 \epsilon_{ij} \epsilon_{ij}$ と書くことができる。なお、一般に弾性(ひずみ)エネルギー関数が存在するような弾性体を超弾性体またはグリーンの弾性体とよぶことがある。

弾性応力 [英 elastic stress, 独 elastische Spannung] \Rightarrow 応力

弾性係数 [英 elastic coefficient, 独 Elastizitätskoeffizient, 仏 coefficient élastique, 露 упругий коэффициент] 普通は弾性率を意味するが、広義には、外力に対する弾性体の硬さを表すのに用いられることもある。たとえば、ねじれ剛性、曲げ剛性、ばね定数の類がそれである (\Rightarrow 弾性率)。

弾性限度 [英 elastic limit, 独 Elastizitätsgrenze, 仏 limite élastique, 露 предел упругости] 部材に力を作るとすると応力とひずみが生じる。応力がある限度以下では応力を除くとひずみが0となり、完全にもとの状態に戻る。もとの状態に戻る変形を弾性変形という。この境界の応力を弾性限度とよぶ。なお応力がある値以下で、ひずみと比例関係が成立する場合があるが、この限界値を比例限度とよぶ。図に示すように、比例限度は弾性限度と等しいかあるいは小さい (\Rightarrow 降伏応力)。



弾性コンプライアンス [英 elastic compliance, 露 постоянная упругости] 弾性体内の応力とひずみとが互いに比例するというフックの法則を、「ひずみが応力に比例する」という形に表したときの比例定数。すなわち、単位応力に対する弾性体のひずみを表す量であり、弾性ひずみ率ともよばれる。弾性率と逆の関係にある。たとえば、単軸法線応力下での伸縮の場合はヤング率の逆数、単純なせん断応力下でのせん断ひずみの場合は剛性率の逆数、一様な静水圧による圧縮の場合には体積弾性率の逆数、すなわち、圧縮率などがそれである。一般には、応力テンソルの成分を τ_{ij} 、ひずみテンソルの成分を ϵ_{ij} とし ($i, j=1, 2, 3$)、

フックの法則を $\epsilon_{ij} = \sum_{k,l=1}^3 C_{ijkl} \tau_{kl}$ と表したときの比例定数

C_{ijkl} を弾性コンプライアンスのテンソル、その成分を弾性コンプライアンスという (\Rightarrow フックの法則)。この場合、各成分が、一般には弾性率テンソルの各成分の単純な逆数になるとは限らないことに注意すべきである (\Rightarrow コンプライアンス)。

弾性散乱 [英 elastic scattering, 独 elastische Streuung, 仏 diffusion élastique, 露 упругое рассеяние] 粒子 A と粒子 B の衝突 $A+B \rightarrow A+B$ で、衝突の前後において、運動エネルギーと内部エネルギーがともに不変に保たれる場合に弾性散乱という。これに対して、運動エネルギーや内部エネルギーが変わる場合には非弾性散乱という。このような衝突は、古典的な質点、たとえばボールなどでもありうるが、この場合には普通、弾性衝突または非弾性衝突という。したがって、弾性散乱とか非弾性散乱という用語は波動性が顕著となる微視的粒子に対して使われることが多い。それは、散乱という語はもともと波が障害物に当たって起る現象に用いられたからである (\Rightarrow 散乱理論)。 $A+B \rightarrow A+B$ のような二粒子系の弾性散乱は、重心系を用いると、換算質量をもつ一粒子がポテンシャル V によって散乱される問題として取扱われる。ポテンシャル V の

中心を座標の原点にとり、粒子の入射方向を z 軸とする球座標 (r, θ, φ) を用いると、この粒子の波動関数は原点から十分遠いところで

$$\psi(r) = e^{ikz} + f(\theta, \varphi) \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right)$$

と書かれる。ここで、 $r = (r, \theta, \varphi)$ は粒子の球座標、第一項は入射平面波、第二項は原点を中心とする球面波で散乱波を表す。 k は入射波の波数で、粒子の運動エネルギーを E 、換算質量を m とすれば、 $k = (2mE/\hbar)^{1/2}$ で与えられる。ここで、 $f(\theta, \varphi)$ は (θ, φ) 方向への散乱波の振幅を表すので、散乱振幅とよばれる。 $|f(\theta, \varphi)|^2$ は微分断面積 $(d\sigma/d\Omega)$ といひ

$$d\sigma = |f(\theta, \varphi)|^2 d\Omega, \quad d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$$

は、入射粒子が (θ, φ) 方向の立体角 $d\Omega$ 中へ散乱される確率を与える。微分断面積を全散乱角について積分した量

$$\sigma = \int d\sigma = \int |f(\theta, \varphi)|^2 d\Omega$$

を全断面積といひ、入射粒子が散乱される全確率を与える (\Rightarrow 散乱断面積)。したがって散乱の問題を解くということは、与えられたポテンシャル V を用いてシュレディンガー方程式を解き、その波動関数の $r \rightarrow \infty$ での漸近形から散乱振幅を求めることである。

ポテンシャル V が球対称(中心力)である場合には、角運動量が保存されるので、波動関数を角運動量の量子数 l によって分解して (\Rightarrow 部分波展開)

$$\psi(r) = \sum_{l=0}^{\infty} \psi_l(r) P_l(\cos \theta)$$

と書き表すのが便利である。各部分波は s 波 ($l=0$)、 p 波 ($l=1$) などとよばれ、それぞれの散乱過程は s 波散乱、 p 波散乱などによられる。ここに現れる各部分波の動径部分の波動関数 $\psi_l(r)$ は、 r が十分大きいところでは、内向波と外向波の和の形で

$$\psi_l(r) \approx \frac{(2l+1)}{2kr} i^{l+1} \left[\exp \left\{ -i \left(kr - \frac{1}{2} l\pi \right) \right\} - \eta_l \exp \left\{ i \left(kr - \frac{1}{2} l\pi \right) \right\} \right]$$

となる。ここで η_l は散乱の S 行列の固有値で、角運動量 l の外向波の係数である。 η_l は一般には複素数で、各部分波の動径波動関数の漸近形とポテンシャルが存在しないときの漸近形の位相の差を δ_l とすると

$$\eta_l = e^{2i\delta_l}$$

となる。 δ_l は位相のずれとよばれ、ポテンシャルが引力ならば正、斥力ならば負である。 η_l あるいは δ_l を用いると微分断面積および全断面積は、それぞれ

$$d\sigma = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1-\eta_l) P_l(\cos \theta) \right|^2$$

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1-|\eta_l|^2) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l$$

となる。ここで $\sigma_l = (4\pi/k^2)(2l+1)\sin^2 \delta_l$ は部分断面積とよばれ、 l 番目の部分波に対する断面積である。全断面積が正であるためには $|\eta_l|^2 \leq 1$ が必要条件となる。 V が普通の実数ポテンシャルの場合には、 δ_l は実数であって $|\eta_l|^2 = 1$ となる。しかし、粒子 A, B の衝突において非弾性過程が存在するときには、 $|\eta_l|^2 < 1$ となる。弾性散乱以外のすべての非弾性過程を起す断面積 σ_r (反応断面積または吸収断面積、 \Rightarrow 断面積) は、入射波のうち衝突によって減少する部分を計算して求められ

$$\sigma_r = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1-|\eta_l|^2)$$

となる。明らかに $|\eta_l|^2 = 1$ のときには $\sigma_r = 0$ となる。

弾性散乱のうち、最も代表的なものの一つはクーロンポテンシャルによる散乱で、E. Rutherford が自然の α 線を用いて原子核の存在を検証する際に適用されて有名となり、ラザフォード散乱ともよばれている。弾性散乱で、位相のずれ δ_l が $90^\circ (= \pi/2)$ となるようなエネルギーでは、 l 番目の部分断面積 σ_l に極大が現れる。このようなときには、入射波と散乱体のポテンシャルが共鳴状態をつくるので、共鳴散乱とよばれる。入射粒子の波長が散乱体に比べて小さいときには、多くの部分波が関与するので、共鳴による断面積のピークは顕著でなくなるが、入射粒子のエネルギーが低く波長が十分長いときには、 s 波のみが寄与するので、共鳴が明確に現れる。また、 δ_l が 90° になるエネルギーより少し低いエネルギーで、断面積に極小が現れる。これを透過共鳴といひ、希ガス中での電子の散乱 (\Rightarrow ラムザウアー・タウンゼンド効果) や原子核による熱中性子の散乱などで観測されている。共鳴弾性散乱は粒子 A, B より成る複合系のエネルギー準位に共鳴することによって起り、複合系の構造を知るのに重要な手がかりを与える。入射粒子のエネルギーが高く、その波長が散乱体に比べて小さいときには、いわゆる回折現象が起って影ができる。これを回折散乱とよんでゐる (\Rightarrow 回折)。

弾性散乱(中性子の) [英 elastic scattering of neutrons] 散乱体の量子状態を変えず、重心系において散乱前後の中性子エネルギーが変わらない散乱を弾性散乱とよぶ。原子核が互いに強く束縛されている凝集物質による熱中性子の弾性散乱の場合には、実験室系でもエネルギーを変えない。この場合、干渉性弾性散乱は散乱体の時間平均構造についての情報をもたらす。たとえば、結晶からの干渉性弾性核散乱は中性子のブラッグ散乱とよばれ、その微分断面積は

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{coh, el}} = N \frac{(2\pi)^3}{v_0} \sum_{\mathbf{G}} |F_N(\mathbf{Q})|^2 \delta(\mathbf{Q} - \mathbf{G})$$

で与えられる。ここで N は試料中の結晶単位胞の数、 v_0 は単位胞の体積、 $\mathbf{Q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ は散乱ベクトル ($\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_f$ は入射・散乱中性子の波動ベクトル、弾性散乱であるから $k_i = k_f$)、 \mathbf{G} は逆格子ベクトルで、 δ 関数はブラッグ条件 $\mathbf{Q} = \mathbf{G}$ 、すなわち、 $2k \sin \theta = G = 2\pi/d$ (2θ はブラッグ散乱角、 d はそのブラッグ散乱を引起す結晶面の面間距離) を意味する。

$$F_N(\mathbf{Q}) = \sum_{\mathbf{r}} \bar{b}_{\mathbf{r}} \exp(-W_{\mathbf{r}}) \exp(i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{r}_{\mathbf{r}})$$

は核散乱の結晶構造因子で、ブラッグ散乱強度からこの因子を求めることにより、結晶構造を決めることができる。ここで κ は単位胞中の原子を区別するための添字で、 $\bar{b}_{\mathbf{r}}$ は干渉性散乱振幅、 $\exp(-W_{\mathbf{r}})$ はデバライ・ワラー因子、 $\mathbf{r}_{\mathbf{r}}$ は単位胞中の原子の位置ベクトルである。液体などのかよく束縛された凝集系では厳密な意味での弾性散乱はない (\Rightarrow 準弾性散乱)。中性子の磁気散乱の場合、弾性散乱からは磁気スピンの空間的配列が決められる。

弾性衝突 [英 elastic collision, 独 elastischer Stoß, 仏 collision élastique, 露 упругий удар] \Rightarrow 衝突

弾性振動 [英 elastic oscillation, 独 elastische Schwingung, 露 упругое колебание] 弾性体の応力が復元力となって起る振動で、弦、膜、板、棒、ばねなどの振動がこ

れである。弦や膜のように横振動しかないものや、棒のようにねじれ振動、曲げ(たわみ)振動、縦振動をするものもある。この振動が弾性体内を伝播していくのが弾性波である。

弾性体 [英 elastic body, 独 elastischer Körper, 仏 corps élastique, 露 упругое тело] 変形する固体の力学的挙動を特にその応力とひずみの間の関係に重点を置いて調べるための代表的な概念であり、古典的にはフックの法則に従う弾性体を意味していたが、今日では以下に述べるようにその概念は広がっている(⇒弾性体力学)。

一般に、物体が外力を受けると、形や体積にひずみを生じ、物体内部にはこのひずみをもとに戻そうとする応力が現れる。このひずみをもとに戻そうとする性質を弾性といい、応力とひずみとが常に1対1に対応し、応力がなくなればひずみも瞬時になくなるとき、この物体を弾性体という。特に、応力とひずみとが互いに比例する、すなわちフックの法則に従うような弾性体を線形弾性体またはフック弾性体といい、これが弾性体の原型である。ゴム弾性にみられるように、応力とひずみとが比例しないとき、物体は高次弾性をもつといい、このような弾性体は非線形弾性体とよばれる。なお、弾性(ひずみ)エネルギー関数が存在するような弾性体は超弾性体またはグリーン弾性体とよばれ、最も弾性的性格の著しいものである。これに対し、単に応力とひずみとが1対1に対応するだけのものをコーシー弾性体ということがある。

応力がある一定限度(弾性限度)を超えると、応力を取去ってもひずみが消えないものがある。この性質を塑性といい、残ったひずみを永久ひずみという。この際、応力、ひずみの増加・減少に時間的なずれを示さない物体を塑性体といい、弾性・塑性両方の性質を強調するときには弾塑性体という。一方、ある時点から急に一定の応力をかけたとき、ひずみが瞬時に起らず、その応力に追いつくのにある有限時間を要する遅延弾性や、逆に応力を取除いてもひずみが急になくならない弾性余効を示すものがある。このような時間的な緩和現象は、高分子物質において特に著しいが、その原因は物体の粘性によるものと考えられ、この種の物体を粘弾性体とよぶ。粘弾性体の簡単なモデルとしては、古くから、弾性を表すばねと粘性を表すダッシュポットを組合せた力学モデルがあり、両者を直列につないだ J. C. Maxwell のモデルは粘弾性「流体」を、両者を並列につないだ W. Voigt または Kelvin 卿のモデルは粘弾性「固体」を表すものとして知られている。しかし、今日では一般に物体の現在の応力やひずみ状態はその物体の過去の全履歴に依存する(この意味で、粘弾性体は記憶をもつといわれる)として、過去から現象に至る応力やひずみの沉黙数として一般的な構成式を組立てようとする試みが発展しつつある。これには2つの流れがあり、一方はレオロジーや高分子物理学を基礎とする立場であり、他方はいくつかの基本公理から出発して連続体一般についての演繹理論を展開する有理力学の立場であって、両者の成果が融合することが望まれている。

最後に、同じ材料であっても、その応力、ひずみ状態によつては最も単純なフック弾性体とみなせることもあるし、また、上記のように拡張された「弾性体」として扱う方がより適合する場合もあるという点に注意したい。

弾性体力学 [英 mechanics of elastic body, 独 Mechanik des elastischen Körpers, 露 механика упругих тел]

変形する固体の力学的挙動を調べる分野として、古くから流体力学と並び、連続体力学における2本柱の1つ。今日では高分子物質からセラミックに至る各種の新材料が開発され、弾性体の概念も広がって、粘・塑性効果や熱弾性効果を統一的にとらえようとする気運が高まり、この意味で、流体力学と対比して固体力学とよばれるようになった。古典的な弾性論は、フックの法則に従う弾性体を主たる対象に、各種の応力下における各種の形状とりわけ弾性棒や弾性板の曲げやねじりの問題、あるいは種々の形状の弾性体中の弾性波の伝播の問題などをその主な内容とし、材料力学、構造力学、地震学などの応用分野に理論的基礎を与えてきた。

固体力学の骨組は、連続体力学一般に共通な、質量・運動量・エネルギーの保存則をその基礎とし、これに対象とする物体の力学および熱力学的性質を示すものとしての構成式や状態方程式がつけ加わったものである。この構成式や状態方程式をどう規定するかで種々の「固体」が定義され、それに応じた固体力学が生じることになる。構成式としてフックの法則を採用し、熱力学には局所的な熱平衡状態の近くで等温変化や断熱変化のような基本的な状態変化を仮定するのが古典的な弾性論であり、数学的には典型的な偏微分方程式の境界値問題を与えてきた。大変形に伴う非線形効果(これには、物質の高次弾性によるものと、保存則を偏微分方程式で表したときの非線形性によるものとなる)をはじめ、粘・塑性効果や熱弾性効果を合理的に取入れ、古典的な弾性論を拡張しようとする試みに主として2つの流れがある。一方はレオロジーや高分子物理学を基礎とする立場であり、他方はいくつかの基本公理から出発して演繹的な理論を展開する有理力学の立場からの研究であって、両者の成果が融合して固体力学が一段と豊かになり発展することが期待される。

弾性定数 [英 elastic constant, 露 упругая постоянная] ⇒ 弾性率

弾性波 [英 elastic wave, 独 elastische Welle, 仏 onde élastique, 露 упругая волна] 弾性体中を伝わる弾性振動の波。音波や地震波はその例である。無限に広がった等方性の弾性体内では、体積弾性による縦波(体積変化の波、L波)とせん断(ずれ)弾性による横波(せん断(ずれ)波、S波)とが存在し、ラメの定数を λ, μ 、密度を ρ とするとき、縦波の速さは $\sqrt{(\lambda+2\mu)/\rho}$ 、横波のそれは $\sqrt{\mu/\rho}$ で与えられ分散はない。しかし、結晶のような異方性の弾性体では伝播方向によって波の性格が異なり、一般に完全な縦波や横波にはならない。また流体はせん断(ずれ)弾性を示さないので、流体中には縦波としての音波しか存在しない。一方、等方性の弾性体であっても、幾何学的形状によっては、前記の縦波、横波が組合わさって特有の波が伝播する。たとえば、平面で境された半無限弾性体の表面にはレイリー波が伝播する。し、丸棒中では、軸方向の振動を伴う縦波以外に、たわみ(曲げ)波やねじれ波が伝播する。しかも、丸棒中を伝わる波の伝播速度は一般に波長によって異なり、複雑な分散を示す。

弾性ヒステリシス [英 elastic hysteresis, 独 elastische Hysterese, 仏 hystérésis élastique, 露 гистерезис упругости] 物体に加える応力を増加していくときと、それを減少させていくときとで、その応力-ひずみ曲線(縦軸に応力、横軸にひずみをとる)が一致せずに閉曲線を描く現象。弾性履歴または(弾性)静履歴ともいう。ひずみが小さいと

きはこういうことは生じないが、ひずみが大きく、しかも弾性の限度内(塑性は示さない)にあって永久ひずみの生じない場合に起る。このとき閉曲線によって囲まれた面積は、熱となって散逸する(単位体積当りの)仕事にほかならない。

弾性ひずみ [英 elastic strain, 露 упругая деформация] ⇒ ひずみ

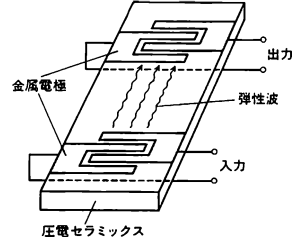
弾性ひずみ定数 ⇒ 弾性率

弾性ひずみ率 = 弾性コンプライアンス

弾性表面波 [英 surface acoustic wave, 独 akustische Oberflächenwelle, 仏 onde acoustique superficielle, 露 поверхностная звуковая волна] 弾性体の表面付近にエネルギーが集中している弾性波の総称。SAW と略称される。代表的なものはレイリー波、ラブ波であるが、応用(⇒弾性表面波素子)に対しては圧電表面すべり波、擬弾性表面波等も重要となっている。1885年 Rayleigh 卿によって理論的に与えられたいわゆるレイリー波は半無限弾性体の自由表面に沿うものであり、等方体の場合その伝播速度 v_R は横波の速度の約 90% である。 v_R は正確には v_R/v_s の三次方程式 $((v_R/v_s)^3 - 8(v_R/v_s)^2 + (24 - 16v_s/v_p) \cdot (v_R/v_s) - 16(1 - \nu_s/v_p) = 0$, v_p は縦波の速度)の実根であるが、近似的には $v_R = v_s(0.87 + 1.12\sigma)/(1 + \sigma)$ (σ はポアソン比)も用いられる。縦方向変位 U_z , 横方向変位 U_x をもち U_z と U_x との位相差は $\pi/2$ で、表面においては進行方向に対して逆回転する円軌道を取り、深さとともに急激に減少する。したがってエネルギーとしては表面から深さ 1 波長以内に 90% 以上が含まれている。異方性のある物質では U_z, U_x 以外に進行方向に直角な変位成分 U_y をもつ。半無限等方性媒質上に表層があるような層状媒質においては伝播速度が周波数によって変わるいわゆる速度分散性を示す。また表層物質の伝播速度が下層のそれより遅い場合は各質点は進行方向に直角な水平方向振動をする表面波が存在する。これがラブ波といわれるものでこの場合も速度分散性を示す。一般に層状媒質ではレイリー波型の波とラブ波型の波が複雑に絡み合っている。圧電体の場合その表面が完全導体によって被われていると圧電作用によって表面に発生した電場成分が短絡されるため、表面付近の波の伝播速度は深部より遅くなり、ちょうどラブ波のうちたてられる条件と同様になり、波は表面に集中してくる。これが圧電表面すべり波である。なおこの波の存在は, Bleustein, Gulyaev, 清水らによって独立に見いだされたので Bleustein-Gulyaev 波ともいう。擬弾性表面波は表面の境界条件は満たしているが、伝播にあたり媒質中にエネルギーを放射しながら進むもので、表面上で観測しているとは波は伝播方向に減衰してゆく。しかしその減衰の程度が非常にわずかであるならば普通の表面波と同じように用いられる。このような例は, LiNbO_3 単結晶を X 軸のまわりに θ だけ回転した回転 Y 板で, $\theta = 41^\circ$ (表面自由)および $\theta = 64^\circ$ (表面導体被覆)に見られる。なお SSBW (surface skimming bulk waves) といわれるものは変位の主成分が基板面に平行(SH 成分)でかつ表面付近に沿って伝播するバルク波とされているが、これも用い方によっては表面波と同様有用と考えられる。またレイリー波の基本モードの次のモードは、しばしば妹沢が波とよばれているが、最近この波の応用も盛んである。

弾性表面波素子 [英 elastic surface-wave device, 仏 onde de surface acoustique, 露 прибор на поверхностных

акустических волнах] 弾性体の表面に沿って伝搬する表面弾性波を利用した素子で、音響表面波, SAW(surface acoustic wave)デバイスともいう。遅延線, フィルター, 共振器, 発振器などに利用される。波の伝搬速度が電磁波の約 10 万分の 1 と遅いので、素子が小型軽量になり波が表面を伝わるので、任意の場所で駆動, 検出ができる。10 MHz から数 GHz の広い周波数にわたって使用できる。弾性表面波を伝搬させる基板と、電気と弾性波のエネルギー変換をさせるトランスデューサーから構成される。基板の材料としては水晶, LiNbO_3 などの圧電体が用いられる。



弾性不安定現象 [英 elastic instability, 独 elastische Instabilität, 仏 instabilité élastique, 露 упругая неустойчивость] ⇒ 弾性安定

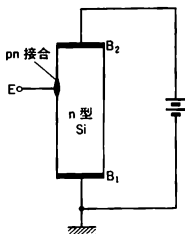
弾性変形 [英 elastic deformation] ⇒ 弾性

弾性余効 [英 elastic after effect, 独 elastische Nachwirkung, 仏 retard dû à la déformation élastique, 露 упругое последствие] 物体に応力を与えて、これを除去すると、その応力が弾性限度内であれば、永久ひずみは生じない(塑性は示さない)が、もとの平衡状態に戻るのに有限の時間を要することがある。これを弾性余効という。逆に、一定応力をかけたとき、ひずみが瞬時に起らず、その応力に追いつくのに一定時間を要する現象を遅延弾性という。この種の時間的な緩和現象は程度の差こそあれいたいてい固体材料で起るが、特に高分子材料、コンクリート、高温におけるセラミックなどに著しい。その原因は物体の粘性によるものと考えられ、その意味で、このような物体を粘弾性体という。

弾性率 [英 modulus of elasticity, 独 Elastizitätsmodul, 仏 module d'élasticité, 露 модуль упругости] 弾性体内の応力とひずみとが互いに比例するというフックの法則を、「応力がひずみに比例する」という形に表したときの比例定数。弾性コンプライアンスと逆の関係にある。等方性弾性体におけるラメの定数や、工学的に広く用いられるヤング率 E , 剛性率 G , 体積弾性率 K などがその例である。なお、ポアソン比 ν のような無次元数も弾性率のなかに含めることもある。等方性の弾性体では、これらの弾性率のうち独立なものは 2 個だけであり、たとえば、引張試験でヤング率 E とポアソン比 ν が求まると、残りの弾性率は $G = E/(2(1 + \nu))$, $K = E/(3(1 - 2\nu))$ で与えられる。等方的でない一般の弾性体については、応力テンソルを τ_{ij} , ひずみテンソルを ϵ_{ij} とするとき ($i, j = 1, 2, 3$), フックの法則は $\tau_{ij} = \sum_{k,l=1}^3 E_{ijkl} \epsilon_{kl}$ と書けるが、このときの比例定数 E_{ijkl} を弾性率テンソル、その成分を弾性率とよぶ(⇒フックの法則)。

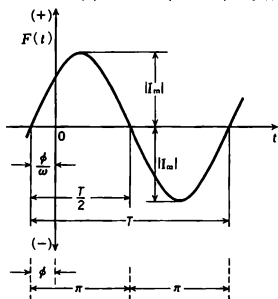
単接合トランジスタ [英 unijunction transistor, 独 „unijunction“-Transistor, 仏 transistor à unijonction,

露 однопереходный транзистор] 棒状の n 型シリコンの両端に金属をオーム性接触させ、その中間に pn 接合を付けたものである(図参照)。pn 接合が 1 個だけであるので



この名称がある。またベース端子を 2 個もつダイオードとも考えられるのでダブルベースダイオードともいわれる。図でベース(B₁, B₂)間に電圧を加えない場合はエミッター(E)と B₁ 間の特性は通常のダイオードの順方向と同様であるが、B₁, B₂ 間に電圧を加えると E, B₁ 間の特性に負性抵抗が現れる。この特性を利用して緩発振回路に使用され、特にサイリスタのトリガー発振回路によく用いられる。

単相交流 [英 single-phase alternating current, 独 einphasiger Wechselstrom, 仏 courant alternatif monophasé, 露 однофазный переменный ток] 回路中に単一の交流電圧源または電流源しか存在しないとき、それを単相交流方式といい、その電圧、電流を単相交流という(⇒交流)。単相交流は時間 t に対して関数 $F(t) = F(t + n\pi)$ (n は整数)で表される周期関数で、一周期間中の平均値が 0, すなわち $(1/T) \int_{t_1}^{t_2} F(t) dt = 0$, $T = t_2 - t_1$ である。普通単相交流という場合は単相正弦波交流をさすことが多く、図のように、 $F(t) = I_m \sin(\omega t + \phi)$ の振動波形であ



る。 I_m は電流の最大値, ω は角周波数, ϕ は初位相角, $\omega t + \phi$ は位相角という。波形の単位時間当りの振動数を周波数(f)という。 f, t, ω の間には $f = 1/T$, $\omega = 2\pi/T = 2\pi f$ の関係がある。

単側帯波 [英 single sideband] ⇒ 側帯波

炭素鋼 [英 carbon steel, 独 Kohlenstoffstahl, 仏 acier au carbone, 露 углеродистая сталь] 含有重量比が 2.0% 以下の C と Fe の合金を鋼といい、C を主な合金元素とし、ごく少量の Si, Mn それに不純物としての Cu, P, S などを含む鋼を炭素鋼という。炭素鋼は C の含有量により低炭素鋼(C: 0.3% 以下), 中炭素鋼(C: 0.30~0.45%), 高炭素鋼(C: 0.45~1.7%)に分類される。一般に炭素量が増加するほど、引張強さ、硬度は増加し、一方、

延性、切欠き靱性は低下し、かつ溶接時に溶接割れを生じやすくなる。

炭素含有量が 0.8% 以下の鋼は構造用鋼として用いられるが、そのうち C が 0.23% 以下の軟鋼は溶接性が優れているため溶接構造用鋼として最も広く用いられる。JIS によれば、軟鋼である SM41 鋼の引張強さは 402MPa (41 kgf・mm⁻²)から 510MPa (52 kgf・mm⁻²)の範囲内と定められている。軟鋼は要求される切欠き靱性値が高くなるにしたがって A, B, C の 3 種に分類され、それぞれの炭素量は A 種で 0.23% 以下, B 種で 0.20% 以下, C 種で 0.18% 以下に制限されている。また V ノッチシャルピー衝撃値は、A 種では規定なし, B 種では 0°C で 27J (2.8 kgf・m) 以上, C 種では 0°C で 47J (4.8 kgf・m) 以上と規定されている。

ちなみに少量の合金元素を添加することにより引張強さを軟鋼より数割高くした鋼を低合金鋼といい、高張力鋼はこれに属する。JIS では引張強さが 569MPa (58 kgf・mm⁻²)から 716MPa (73 kgf・mm⁻²)の範囲内となる SM58 鋼までが、また WES (日本溶接協会規格)では引張強さが 951MPa (97 kgf・mm⁻²)から 1128MPa (115 kgf・mm⁻²)の範囲内となる HW90 までが、溶接構造用の低合金鋼として定められている。

炭素サイクル [英 carbon cycle, 独 Kohlenstoffzyklus, 仏 cycle du carbone, 露 круговорот углерода] 炭素循環ともいい、生態系における炭素の流れをいう。大気中の CO₂ (炭素にして(以下同様) 6.5×10¹¹t)は、光合成によって固定される(光合成生物自身による呼吸を差引いた正味の値を純生産といい、年間 6~8×10¹⁰t, 呼吸を差引く前の値を総生産といい、年間 1.6~1.8×10¹¹t)。一方、純生産にはほぼ等しい量が、動物や微生物の呼吸によって大気中に戻される。上記の値から、光合成が大気中の CO₂ 濃度に対して無視できない大きさであることがわかる。一方、海洋水中には 3.5×10¹³t, 地殻には生物およびその遺体が 4.0×10¹²t, 石油・石炭などの化石燃料が 7.4×10¹³t, 石灰岩・堆積岩として 7.0×10¹⁵t が含まれている。人類の社会的活動(化石燃料の燃焼)によって放出される CO₂ 中の炭素は、年間 6×10⁹t 程度であり、地球全体の炭素量から見ても、一見無視できる量のように思われる。ところが、大気中の CO₂ 濃度は現在約 340 ppm (体積比 0.034%)であるが、毎年平均約 0.6 ppm ずつ増える傾向を示している。このことから、CO₂ が光合成によって吸収されたり海水中に溶け込む速度が、燃焼による放出速度に追いつけないことがわかる。海水の表面と深層の交換速度が遅いため、海水が緩衝能力を十分発揮できないのである。CO₂ は可視光線をほとんど吸収しないが、赤外線をよく吸収する。そこで、大気中の CO₂ 濃度が上昇すると、太陽光が地表に到達するのはあまり妨げられないのに対して、地球から宇宙空間への熱放出(赤外線による)が妨げられることになり、CO₂ ガスのいわゆる温室効果によって地球の平均気温が上昇する恐れが出てきた。地球の熱収支についてはさまざまな意見があるが、生態系を破壊しないためにも、化石燃料の使用については慎重な態度が必要とされる。

生態系における炭素の流れに伴ってエネルギーも移動する。これをエネルギー流という。太陽はすべての生物の命の源であり、植物(生産者)は光合成の働きによって太陽エネルギーを有機物の化学エネルギーに変換する。合成され

た有機物の一部は植物自身の呼吸によって失われ、残りは動物(消費者)によって食べられる。植物の枯葉・枯枝や動物のふん・死がいは、カビや細菌などの分解者の働きによって分解され、CO₂ となって大気に戻る。1 年間に地表に降り注ぐ太陽エネルギーは 2.5×10^{21} kJ, 光合成により固定される(純生産)エネルギーは年間 3.3×10^{18} kJ, 人類が社会活動に消費するエネルギーは年間 2.5×10^{17} kJ である。こうしたことから、太陽エネルギーをエネルギー源とする利用技術の開発が注目されつつあるが、経済性の問題から多くの困難がある。光合成生物に固定された太陽エネルギーは、炭素化合物の移動に伴って消費者、分解者へと渡され、それらの生物の呼吸や活動により熱となって環境に放出される。

弾塑性解析 [英 elastic-plastic analysis] 構造解析を行う際、弾性変形挙動のみならず塑性流動をも考慮して行う解析をいう。等方性材料の弾性の構成方程式はフックの法則で表され、増分型の応力-ひずみ関係式は $\{d\sigma\} = [D^e]\{d\epsilon\}$ の形に表される。ここに σ は応力テンソル、 ϵ はひずみテンソルであり

$$[D^e] = \frac{E}{1+\nu} \begin{bmatrix} 1-\nu & \nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ 1-\nu & 1-\nu & \nu & 0 & 0 & 0 \\ \nu & \nu & 1-\nu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/2 \end{bmatrix} \quad \text{sym}$$

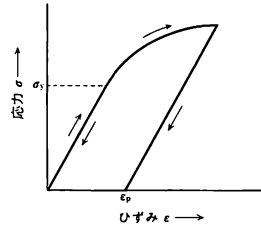
と書ける。ただし、 E はヤング率、 ν はポアソン比である。これに対して、塑性の構成方程式は $\{d\sigma\} = [D^p]\{d\epsilon\}$ の形に表され、ミーゼスの降伏条件を用いた場合

$$[D^p] = [D^e] - \frac{-9G^2}{(H' + 3G)\bar{\sigma}^2} \begin{bmatrix} \sigma_x'^2 & \sigma_x'\sigma_y' & \sigma_x'\sigma_z' & \sigma_y'^2 & \sigma_y'\sigma_z' & \sigma_z'^2 \\ \sigma_x'\sigma_y' & \sigma_y'^2 & \sigma_y'\sigma_z' & \sigma_x'\sigma_z' & \sigma_z'^2 & \sigma_x'\sigma_y' \\ \sigma_x'\sigma_z' & \sigma_y'\sigma_z' & \sigma_z'^2 & \sigma_x'\sigma_y' & \sigma_y'\sigma_z' & \sigma_x'\sigma_z' \\ \sigma_y'^2 & \sigma_y'\sigma_z' & \sigma_x'\sigma_z' & \sigma_x'\sigma_y' & \sigma_y'\sigma_z' & \sigma_x'\sigma_z' \\ \sigma_x'\sigma_y' & \sigma_y'\sigma_z' & \sigma_x'\sigma_z' & \sigma_x'\sigma_y' & \sigma_y'\sigma_z' & \sigma_x'\sigma_z' \\ \sigma_x'\sigma_z' & \sigma_y'\sigma_z' & \sigma_z'^2 & \sigma_x'\sigma_y' & \sigma_y'\sigma_z' & \sigma_x'\sigma_z' \end{bmatrix}$$

である。ただし、 $G, H', \bar{\sigma}$ はそれぞれ、せん断弾性係数、加工硬化係数、相当応力である。また記号' は偏差応力を示す。したがって、降伏していない部分には弾性の構成方程式を、降伏した部分には塑性の構成方程式を適用して解析を行う。有限要素法による弾塑性解析では、1 要素ずつ降伏するように荷重増分幅を決定する方法や、決められた荷重増分幅に対して塑性域が収束するまで繰返す方法などがある。

弾塑性波 [英 elastoplastic wave, 独 elastoplastische Welle, 仏 onde élastico-plastique, 露 упругопластическая волна] ⇒ 塑性波

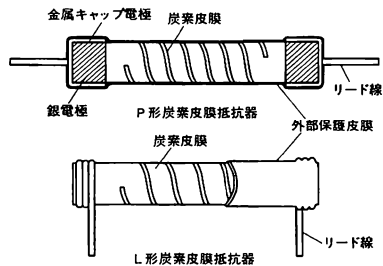
弾塑性変形 [英 elastic-plastic deformation, 独 elastisch-plastische Deformation, 仏 déformation élastico-plastique, 露 упругопластическая деформация] 金属材料に荷重を負荷するとき、荷重が小さいうちは弾性挙動を示し図のように応力 σ とひずみ ϵ の間に線形関係が成り立



ち、また、荷重を除くと変形前の状態に戻る。しかし、荷重が大きくなり、弾性限度を超えて降伏すると塑性変形が生じ、荷重を除いても変形前の状態には戻らず、塑性ひずみ ϵ_p が永久ひずみとして残る。このような金属材料の変形挙動を弾塑性変形とよぶ。また、弾性変形から塑性変形に移行する応力値 σ_y は降伏応力とよばれ、 $\sigma = \sigma_y$ が降伏条件となっている。このような降伏条件を多軸応力状態に一般化したものとしては、最大ずり応力と降伏応力との関係から決まるトレスカの降伏条件、応力の二次の不変量と降伏応力との関係から決まるミーゼスの降伏条件等がある。また、降伏後の材料の硬化特性を表す硬化則としては、硬化曲面がそのまゝの位置で大きさのみ変化していく等方硬化則と、降伏曲面の大きさは同じで位置が移動していく移動硬化則などがある。このほか、塑性変形における応力-ひずみ関係を表す理論としては全ひずみ理論とひずみ増分理論とがある。全ひずみ理論は非線形弾性体に適用される理論であり、荷重履歴によらず、ひずみの値はそのときの応力値によって一意に決る。ひずみ増分理論はひずみ増分と応力増分を関連づけるものであり、ひずみの値はそのときの応力値だけでは決らず、それまでの荷重履歴に依存する。

炭素抵抗温度計 [英 carbon resistance thermometer, 独 Kohlewiderstandsthermometer, 仏 thermomètre à résistance au carbone, 露 угольный термометр сопротивления] ⇒ 抵抗温度計

炭素皮膜抵抗器 [英 carbon-film resistor, 独 Kohleschichtwiderstand, 仏 résistance à couche de carbone, 露 углеродный плёночный резистор] 抵抗器としては最も古くから使用されているもので、磁器円筒の表面に炭素膜を抵抗体としてつけたもの。抵抗器の形状は図のようにら

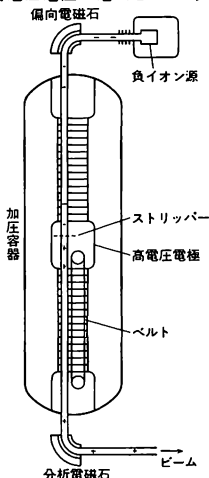


せん状のみぞを切って抵抗値の調整をし、端子を取付けて防湿絶縁塗料を塗ったものである。抵抗値は $10\Omega \sim 10M\Omega$ 程度のものがあり、温度係数はマイナス $2 \sim 8 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$ である。この抵抗器は巻線抵抗器に比べて高周波特性が優れているため、通信機器や一般電子機器にもっとも多く使用されている。炭素体抵抗器(ソリッド抵抗器)に比べると高周波特性はやや劣るが、温度、湿度に対する安定性はよく熱雑音、電流雑音もやや少ない。

担体 = キャリヤー

タンタル電解コンデンサ [英 tantalum electrolytic capacitor, 仏 condensateur tantale-électrolytique, 露 электролитический танталовый конденсатор] 陽極にタンタルを使用し, その表面に酸化タンタル(Ta_2O_5)の皮膜をつくり誘電体とし, 電解質を陰極としたもので, 酸化タンタルの誘電率は酸化アルミニウムの2倍以上なので, アルミ電解コンデンサに比べ小型になる。また誘電体となる酸化皮膜の特性が安定なため寿命がアルミ電解コンデンサの10倍も長い。また温度特性も優れている。

タンデム型バン・デ・グラフ加速器 [英 tandem Van de Graaff accelerator, 独 Tandem-Van de Graaff-Beschleuniger, 仏 accélérateur Van de Graaff tandem, 露 генератор Ван-де-Граафа типа тандем] バン・デ・グラフ型加速器において, 加速される粒子のエネルギーを高くするために考案された装置で, イオン源を大地側に置いて, 負イオンを高電圧電極まで加速し, 電極の内側でガスまたは炭素薄膜などのストリッパーでZ価の正イオンに変換したあと, 再び大地側に向かって加速するものである(図参照)。高電圧電極の電圧をVとすると, イオンの



エネルギーは $(1+Z)eV$ となる。陽子ではエネルギーは普通型の2倍となるが, ほかのイオンでは数 MeV で荷電変換するとZの大きいイオンが得られやすいので, さらにエネルギーの倍率が高くなる。またイオン源を大地側におけるので, 偏極イオン源の使用が容易である(⇒偏極イオン源)。高電圧電極の電圧は, 加圧ガス中の絶縁よりは, むしろ加速管内の電子負荷(⇒加速管)により制限されているが, 10MVのものまで市販されている。

タンデムミラー [英 tandem mirror, 独 Tandem Spiegel, 仏 tandem miroir, 露 тандемная амбиполярная ловушка] 開放端系磁場閉じ込め方式のひとつで, ミラー端からのプラズマ損失を, プラズマ電位を制御することにより抑制し, 開放端系の欠点であった短いプラズマ閉じ込め時間を飛躍的に向上させることのできる方式。タンデムミラーの概念は1976年にソ連, またこれと独立に1977年にアメリカで発表され, 1978年に日本が最初に実験に着手した。

タンデムミラーの基本的配位は, 図1に示されるよう

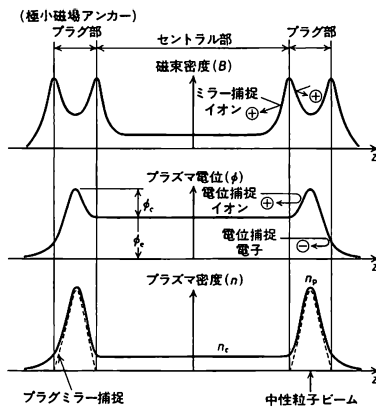


図1

に, 両端に極小ミラー磁場(⇒極小磁場)を配置し, その間を一樣磁場とつないだものである。両端のミラー部をプラグ部, 中央にできる長いミラーをセントラル部とよぶ。プラグ部のミラー中に, 高速中性粒子ビーム入射や高周波加熱により, 高温高密度のプラズマを生成してやるとミラープラズマ特有の正の両極性電位(⇒ミラー磁場)が形成され, 密度の高いプラグ部の電位がセントラル部より高くなる。この高いプラグ電位により, セントラル部のミラーのロスコーン(⇒ミラー磁場)から逃げ出してくるイオンは反射され, 端損失が減りセントラル部のミラーによる閉じ込め時間が長くなる。タンデムミラー全体の電位は真空容器壁に対して正になっているので電子の閉じ込めもやはり電位によって良くなる。これがタンデムミラーの閉じ込め原理であり, 電位閉じ込め方式あるいは電位プラグ方式とよばれる。単一ミラーの場合には正の両極性電位はイオンの閉じ込めを悪くさせるという欠点となり, ロスコーン不安定(⇒ミラー磁場)に悩まされたが, タンデムミラーではこの欠点を逆に利用している点に注目すべきである。セントラルミラーのロスコーンは両端の高い電位の存在でかなり埋められ, 一方, 両端のプラグミラーのロスコーンは容積の大きいセントラルミラーから電位を乗り越えて出てくるプラズマ流で埋められ, 互いに安定化されている。

プラグ部の密度を n_p , セントラル部を n_c , 電子温度を T_e (プラグ部とセントラル部の電子温度は同じと考えてよい)とすると, プラグ部とセントラル部のプラズマ電位差 ϕ_c は, ボルツマンの関係式から

$$\phi_c = (kT_e/e) \cdot \ln(n_p/n_c)$$

で与えられる。ここでeは電子の電荷, kはボルツマン定数である。セントラル部のイオンの閉じ込め時間 τ_c は, バスツーフによる理論式で次のように表される。

$$\tau_c = \tau_{ii} \frac{\sqrt{\pi}(2R+1)}{4R} \ln(4R+2) \frac{e\phi_c}{kT_{ic}} \exp\left(\frac{e\phi_c}{kT_{ic}}\right)$$

ここで, τ_{ii} はイオンどうしの衝突時間, T_{ic} はセントラル部のイオン温度, Rはプラグ部中央面とセントラル部の磁場の比(ミラー比)である。たとえば, $R=10$, $e\phi_c/kT_{ic}=2.5$ のとき $\tau_c \approx 100\tau_{ii}$ となり, 単一ミラーの閉じ込め時間(⇒ミラー磁場)が τ_{ii} と同程度であるから, タンデムミラーにおける電位閉じ込めの有効性が理解できる。ただし $e\phi_c/kT_{ic}=2.5$ を実現するためには $n_p/n_c=12$ の大きな密度比が必要とされる。壁に対するセントラル部のプラズマ

電位 ϕ_c は、タンデムミラー全体からのイオンと電子の損失量が等しくなるように決定され、通常 $\phi_c \sim 5(kT_e/e)$ くらいとなる。

タンデムミラーでは通常プラグ部が極小ミラー磁場となっており、セントラル部およびそれとプラグ部の間に悪い曲率を有しているが、極小ミラー部のプラズマベータ値が十分大きければ、タンデムミラー全体としては平均極小磁場配位となり巨視的に安定となる。タンデムミラーの場合、炉心となるセントラル部のベータ値は、トラス系に比べて、かなり大きくできる。

タンデムミラー装置としては、日本に引続いて、アメリカ、ソ連でつくられており、それによってタンデムミラーの閉じ込め原理が実証され、単一ミラーより1けた長い閉じ込め時間が得られている。現在、次に述べるようにタンデムミラーの閉じ込め性能改善を旨とした第二世代のタンデムミラーが日本、アメリカで新たに建設され実験が開始されている。

閉じ込め性能改善の第一は、効率の良いプラグ電位生成法である。プラグ電位は電子温度に比例して高くなることは前述の式からわかるが、基本型タンデムミラーではセントラル部とプラグ部の電子温度はほぼ等しく、プラグ電位を高くするために電子を加熱するには全領域の電子加熱をしてやる必要があり、加熱入力が大きくなってしまふ。そこで、図2に示すように、セントラル部とプラグ部の間に

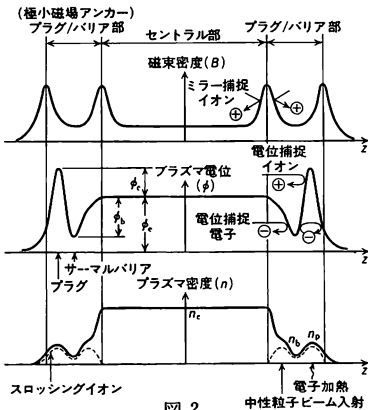


図 2

電子を反射させるような電位の低い部分を、たとえば中性粒子ビームを斜めに入射してできる2つの山の密度分布をもつスロッシングイオン分布などにより、つくってやり、電子による熱伝導を悪くさせ、プラグ部の電子のみを加熱できれば、少ない電子加熱入力で効率よくプラグ電位をつくることのできる。この電位の低い部分を「サマーバルリア」とよぶ。サマーバルリアに捕捉されるイオンは常に排出(ポンピング)してやる必要がある。通常ロスコーン角に入射された中性粒子ビームを用いる。サマーバルリア付きタンデムミラーでは、Q値(核融合出力と加熱入力との比でエネルギー利得の大きさを表す)を10~30と大きくでき、さらに、プラグ部の密度がセントラル部より1けた近く低くても十分高いプラグ電位がつくれるので、プラグ部に必要な高速中性粒子ビームや極小ミラー磁場コイルに要求される技術が非常に緩和される。

性能改善の第二は、端損失を十分に抑制するプラグ電位

ができるようになると、磁力線を横切る方向のプラズマ損失が目立ってくる。図1の基本型タンデムミラーでは、非軸対称の極小ミラー磁場を用いているが、粒子がこの非軸対称ミラー部で反射される際、 z 方向の磁場の勾配と θ 方向の非軸対称磁場成分とにより粒子は半径方向にドリフトする。セントラル部イオンの z 方向往復運動の周期と、径方向電場によるドリフト回転周期とがある共鳴条件を満足すると径方向への損失が大きくなる。これが非軸対称タンデムミラーの共鳴拡散とよばれるもので、イオン温度の上昇とともに増大することが予想されるので抑制する必要がある。その方法としてはセントラル部のイオンが軸対称のミラー磁場または軸対称磁場中の電位で反射されるようにすればよい。上記第一、第二の改善が実証されると、炉工学的に非常に魅力ある核融合炉の展望が開ける。図3に日本で建設されたサマーバルリア付き軸対称タンデムミラー「ガンマ10」のコイル配置と加熱系の配置を示す。

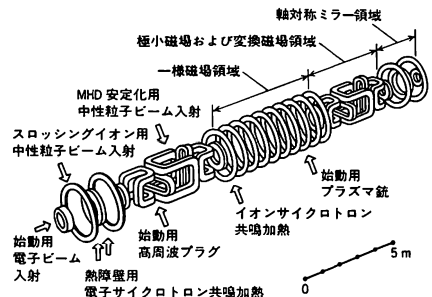


図 3

弾道曲線 [英 ballistic curve, 独 ballistische Kurve, 仏 courbe ballistique, 露 баллистическая кривая] 銃や大砲から発射された弾丸の描く軌道をいう。弾丸に作用する外力の主なるものは重力と空気の抵抗であるが、射程が数km以上の長距離砲やロケットの場合には、さらにコリオリの力や、重力の場所による変化、地球が球体でないための影響、風力などを考慮する必要がある。一定の重力だけを考慮して得られる軌道が真空弾道で、発射(仰)角45°のとき、射程は最大となる。ただし射程とは発射点から弾が再び同一水平面と交わる点までの水平面に沿った長さをいう。空気の抵抗は、(1)弾丸の速さの関数、(2)弾の形や旋回、歳差運動などによる影響、(3)空気の密度や温度の変化による項、の積で与えられる。このため長射程弾道の計算は各高度ごとに数値計算を行い、それを積上げていく分弧計算法によるなくてはならない。重力だけが影響をもつとする零次近似の計算では長射程の場合、軌道は地球中心を1つの焦点とする楕円軌道になり、これに地球の自転とジオイドの補正を加えれば得られる。地球上の1点から目標点を射撃するような場合、発射条件すなわち、弾の初速と発射角および方位角を決定するには、一部推測による複雑な計算を必要とする。

単糖類 [英 monosaccharide, 独 Monosaccharid, 露 моносахарид] 糖類のうち、加水分解によってより簡単な糖にならないものをいう。化学構造的には、ポリヒドロキシアルデヒド($\text{CHO} \cdot (\text{CHOH})_{n-2} \cdot \text{CH}_2\text{OH}$ 、ブドウ糖など)またはポリヒドロキシケトン($\text{CH}_2\text{OH} \cdot \text{CO}(\text{CHOH})_{n-3} \cdot \text{CH}_2\text{OH}$ 、果糖など)で、広義にはそれらの誘導体を含む。ホルミル基・カルボニル基は化学反応性が高く、

還元基とよばれる。炭素の総数(上記の n)により、三炭糖(トリオース)、四炭糖(テトロース)、五炭糖(ペントース)、六炭糖(ヘキソース)、七炭糖(ヘプトース)という。生体内では、単糖は多くの場合リン酸化されており、解糖系・五炭糖リン酸系路やカルビン・サイクルなどの反応中間体として重要である。これらはエネルギー源や生合成の素材になる。単糖類は光合成によって多量に合成されるが、大部分はショ糖(二糖類)、デンプン(多糖類)の形で蓄えられ、また細胞壁成分セルロースになる。

断熱 [英 heat insulation, 独 Wärmedämmung, 仏 isolation thermique, 露 теплоизоляция] 熱の流れを防止することを断熱, 断熱するために使用する材料を断熱材という。熱の流れは, 熱伝導, 対流, 熱放射の3つの現象のいずれかによって生じ, 断熱効果をよくするには, そのすべてを防止しなければならない。実際の断熱材は, 有機化合物やセラミック系のものが多く, 適当な気孔率の気泡を設けて熱伝導率を小さくしている。また, これらの材料でつくられた綿状のものや粉体も断熱材として利用される。そのほか, 断熱効果を高める方法としては, 放射率の小さい薄板で断熱したい物体を囲む方法や, 魔法瓶などの真空容器に入れる方法などがある。

断熱圧縮 [英 adiabatic compression, 独 adiabatische Kompression, 仏 compression adiabatique, 露 адиабатическое сжатие] 気体を圧縮するとき, 容器の壁を通して熱エネルギーが入り出すことなく圧縮する過程をいう。理想気体を断熱的に圧縮するとき, 理想気体の状態方程式と熱エネルギーの出入りが0であるという関係式から, 圧力 p と体積 V との間には $pV^\gamma = \text{一定}$ の関係が成立する。ここで γ は定圧比熱と定容比熱の比であり, 気体分子の自由度を δ とすると $\gamma = (2 + \delta)/\delta$ で与えられる。 $\delta = 3$ のときは $\gamma = 5/3$ となる。圧力は密度 n と温度 T との積 $p = nkT$ で与えられるが, $n \propto V^{-1}$ であるので, $TV^{\gamma-1} = \text{一定}$, あるいは $Tn^{\gamma-1} = \text{一定}$ となる。したがって気体を断熱圧縮すると温度が上昇する。プラズマを断熱的に圧縮すると理想気体と同じようにふるまい, プラズマを加熱する手段に用いられるプラズマの断熱圧縮においては, 体積の圧縮時間 T_{ac} が粒子の領域通過時間 L/v_T ($L \sim V^{1/3}$, v_T は熱速度) より長く, エネルギー損失時間 τ_E より短い(圧縮時間中の熱エネルギー損失が無視できる)ことが必要である。プラズマの断熱圧縮は閉じ込め磁場 B_z を時間的に強い方向に変化させることによって行われる。プラズマの半径を a とすると, 磁束保存の関係から $a^2 B_z = \text{一定}$, 粒子保存より $na^2 = \text{一定}$ であるので, $T \propto n^{\gamma-1} \propto n^{2/3} \propto B_z^{2/3}$ となる。

断熱圧縮率 [英 adiabatic compressibility, 独 adiabatische Kompressibilität, 仏 compressibilité adiabatique, 露 адиабатическая сжимаемость] \Rightarrow 圧縮率

断熱仮説 [英 adiabatic hypothesis, 独 Adiabatenhypothese, 仏 hypothèse adiabatique, 露 адиабатическая гипотеза] 前期量子論の重要な原理の一つで, P. Ehrenfest によって導入され, A. Einstein によって断熱仮説とよばれた(\Rightarrow 前期量子論)。古典的な推論によって導かれたウィーナーの変位則が, なぜ量子仮説を用いて得られたプランクの公式に対しても成り立つのかを検討した Ehrenfest は, 空洞内の放射の固有振動のエネルギーと振動数の比が, 系の断熱的な変化に対して不変な量になっていることにその原因があることを見いだした。この結論に示唆さ

れ, 彼は次のような仮説を提唱した。系を特徴づけるパラメーターが無限に緩やかに変化する過程のもとでは, 初めに系が量子論的に許される(量子条件を満たす)運動状態であれば, 変化後の運動も量子論的に許されるものになっている。この仮説は, 量子仮説を調和振動子だけでなく, もっと一般の力学系に拡張する有力な指針を与える。すなわち, 量子条件のすでに知られている運動から出発して, 上のような過程で移りうる新しい運動に対する量子条件を見つけることを可能にする。たとえば, ケプラー運動の動径部分は断熱的に一次元の調和振動に移行できることを使って, ケプラー運動の量子化に関するゾンマーフェルトの方法が, プランクの量子仮説から導出される。このような議論では, 系の断熱不変量(上のような過程の前後で値の変わらない量)が重要な役割を果たす。断熱仮説の主張は, 量子条件に現れる量, すなわち, 量子化される量は断熱不変量であることを意味している。実際に, 上の議論でも, ゾンマーフェルトの量子条件に現れる作用変数 $J_s = \oint p_s dq_s$ が断熱不変量になっていることが本質的であった(\Rightarrow ボーア-ゾンマーフェルトの量子条件)。量子力学の完成後, 断熱仮説は量子力学的に定式化し直された。系のハミルトニアン $H(t)$ が時間 t とともにゆっくりと形を変えていくとし, $t = 0$ で系は $H(0)$ の固有状態の1つ $u_m(0)$ にあったとする。もし, $H(t)$ の変化が十分に緩やかならば, 系はほとんど確実に, 状態 $u_m(t)$ をたどっていくことが(ハミルトニアンに対して, いくつもの付加的な条件をつけたうえで)証明される。これを断熱定理とよぶ。

断熱過程 [英 adiabatic process, 独 adiabatischer Prozess, 仏 processus adiabatique, 露 адиабатический процесс] 熱力学的過程のうちで外部との熱接触を断って行われるものをいう。代表的には準静的断熱過程というものがある。これは外部と仕事のやりとりを行うのだが, 準静的変化であるので可逆である。可逆過程であればエントロピー S と熱量 Q との間には

$$dS = \frac{d'Q}{T}$$

という関係があるので $d'Q = 0$ から, $S = \text{一定}$ となり, この意味で等エントロピー過程ともいう。広い意味での断熱過程は不可逆過程も含む。たとえば気体が体積 V から $V + dV$ へと断熱自由膨張する場合は内部エネルギーが保存され, エントロピーは増大する過程であるので不可逆である。

また, 力学の分野では以下のように用いられる。ある力学系が固有振動をしているとしよう。この系の状態を十分ゆっくり変化させる(たとえば振動子の弦の長さを短くする)。この変化の後でも系は以前とは異なっているが, 依然 固有振動の状態にあり, このようなプロセスを断熱過程という。

断熱近似 [英 adiabatic approximation, 独 adiabatische Näherung, 仏 approximation adiabatique, 露 адиабатическое приближение] 2つ以上の運動モードが相互作用によって互いに影響してあっている場合, これらのモード間のエネルギーの授受の一部を省略する近似である。たとえば, 原子核による核子の非弾性散乱を考える。核はあるエネルギーの状態に励起され, 核子それに見合うだけのエネルギー損失を受ける。このとき, 核子を受けるエネルギー損失すなわち核の励起エネルギーを無視する近似が断熱近似である。この考えをさらに進めて, い

くつかの運動モードが互いに影響しあっているとき、そのあるものを静止させてほかのモードについて解くことを断熱近似とよぶ場合がある。たとえば、2つの核が衝突するとき、核の重心間の相対座標を固定してそれぞれの核の内部運動を解き、これから重心運動のポテンシャルを求める場合などである。また、一様な高磁場のもとにある原子内電子の状態を表す波動関数を、シュレーディンガー方程式を磁場に平行な方向に関する式と垂直な方向に関する式に近似的に分離して解くときなどにも、断熱近似の考えを修正して応用することがある。これらの近似は、授受されるエネルギーが小さいとか一方のモードに比べて他方のモードの運動が緩慢であるとかなどの条件が満たされているとき精度が高い。

断熱近似は、分子のように電子と複数個の原子核からなる系を取扱うときにほとんど必然的に用いなければならない近似であって、その意味を明確にしておくことは分子物理学では特に重要である。分子物理学では、1927年、M. Born と J. R. Oppenheimer が提唱したボルン-オッペンハイマー近似を Born が改良したのが断熱近似とよばれている(⇒ボルン-オッペンハイマー近似)。このため、ボルン近似とよぶこともある。以下、分子物理学の意味での断熱近似を単に断熱近似と書く。断熱近似は原子核の質量と電子の質量の比が非常に大きいことに基いている。原子核の質量は電子の質量の数千倍から数十万倍に達する。したがって、電子の運動は原子核の運動に比べて激しく原子核がわずかに動く間に電子は大きく動く。このため、静止している原子核がつくる場の中で電子の運動を取扱い、その電子がつくる平均の場で原子核の運動を記述してもよい近似になることが期待できる。粗い評価によると分子における電子の運動エネルギーと原子核の振動のエネルギーおよび回転のエネルギーの比は、 $1: \sqrt{m/M}: m/M$ である。ここで、 m は電子の質量、 M は核の質量を代表する量である。分子全体の並進運動の座標、すなわち、分子全体の重心座標を分離すると、非相対論的なシュレーディンガー方程式はよい近似で

$$H\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = E\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \quad (1)$$

$$H = T_N + H_{el} \quad (2)$$

$$T_N = \sum_k \left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu_k} \nabla_k^2 \right\} \quad (3)$$

$$H_{el} = \sum_i \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 - \sum_a \frac{Z_a e^2}{r_{ai}} \right\} + \sum_{i < j} \frac{e^2}{r_{ij}} + \sum_{a < b} \frac{Z_a Z_b e^2}{R_{ab}} \quad (4)$$

と書くことができる(⇒シュレーディンガー方程式、重心運動)。ここで、 $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N)$ は電子の座標、 $\mathbf{R} = (\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \dots, \mathbf{R}_M)$ は原子核の相対座標、 μ_k は原子核の相対座標 \mathbf{R}_k に対する換算質量、 Z_a は原子核 A の原子番号、 r_{ai}, r_{ij}, R_{ab} は各粒子間の距離である。(3)は原子核の相対運動の運動エネルギーを表し、(4)は電子のハミルトニアンとよばれる。初めに、電子のハミルトニアン H_{el} の固有値、固有関数が求められたとする。

$$H_{el}\Psi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = E_n(\mathbf{R})\Psi_n(\mathbf{r}, \mathbf{R}) \quad (5)$$

この式では原子核の相対座標 \mathbf{R} はパラメーターにすぎない。固有値 $E_n(\mathbf{R})$ は電子のエネルギー、固有関数 $\Psi_n(\mathbf{r}; \mathbf{R})$ は電子の波動関数とよばれる。電子の波動関数 Ψ_n の全体は完全系をつくるので、全系の波動関数 Ψ を Ψ_n で展開することが可能である。

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \sum_n F_n(\mathbf{R}) \Psi_n(\mathbf{r}; \mathbf{R}) \quad (6)$$

シュレーディンガー方程式(1)に展開(6)を代入すると、展開係数 $F_n(\mathbf{R})$ の満足すべき方程式

$$\{T_N + E_n(\mathbf{R}) - E\}F_n(\mathbf{R}) = -\sum_{n' \neq n} \left[\sum_k \left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu_k} \nabla_k^2 \Psi_n^* \nabla_k \Psi_{n'} \right\} - \frac{\hbar^2}{2\mu_k} \int \Psi_n^* \nabla_k^2 \Psi_{n'} d\mathbf{r} \right] F_{n'}(\mathbf{R}) \quad (7)$$

が得られる。ここで

$$E_n(\mathbf{R}) = E'_n(\mathbf{R}) + \sum_k \left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu_k} \int \Psi_n^* \nabla_k^2 \Psi_n d\mathbf{r} \right\} \quad (8)$$

である。展開係数 $F_n(\mathbf{R})$ は原子核の相対運動を記述するので原子核の相対運動の波動関数とよばれる。先に述べたように、原子核の質量が電子の質量に比べ非常に大きいため、(7)では方程式(7)の右辺は左辺に比べて小さい。方程式(7)の右辺を無視すると全系の波動関数は展開(6)の1項のみ

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = F_n(\mathbf{R}) \Psi_n(\mathbf{r}; \mathbf{R}) \quad (6')$$

となり、原子核の相対運動の波動関数 F_n を求める方程式は

$$\{T_N + E_n(\mathbf{R}) - E\}F_n(\mathbf{R}) = 0 \quad (7')$$

となる。

波動関数(6')は次のように解釈できる。原子核の相対運動は波動関数 $F_n(\mathbf{R})$ で記述され、一方、電子は各瞬間の原子核の配位で固定されている原子核の場を感じながら運動する。すなわち、電子は原子核の運動に断熱的に従う。断熱運動では電子の状態は遷移しない(⇒断熱定理)。その代りに、電子状態が原子核の配位の変化に対し連続的に変化する。方程式(7)の右辺の項を無視する近似が断熱近似である。また、方程式(7')を見ると $E_n(\mathbf{R})$ は原子核の相対運動に対するポテンシャルエネルギーの役割をもつことがわかる。 $E_n(\mathbf{R})$ を断熱ポテンシャルエネルギーとよぶ。原子核の相対座標による電子の波動関数の微分を含む項を非断熱項という。断熱近似は非断熱項の非対角要素を無視する近似であると表現することもできる。これに対し、ボルン-オッペンハイマー近似は非断熱項のすべてを無視する近似である。すなわち、ボルン-オッペンハイマー近似は方程式(7')で $E_n(\mathbf{R})$ の代りに電子のエネルギー $E'_n(\mathbf{R})$ を用いる近似である。

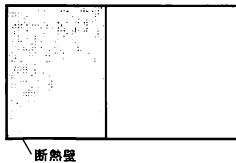
断熱減率 [英 adiabatic lapse rate, 独 adiabatischer Temperaturgradient, 仏 gradient adiabatique, 露 аднабатический градиент температуры] 気温減率の一種。大気は上空ほど気圧が低いために、乾燥空気の気圧がまわりの気圧と平衡状態を保ちながら断熱的に上昇すると、空気塊の温度は低下する(⇒断熱膨脹)。そのときの単位高さ当りの温度の減少量を乾燥断熱減率という。任意の高さから空気塊が断熱的に上昇しても、常に空気塊の温度が、同じ高さのまわりの気温に等しい大気を断熱大気という。断熱大気の気温減率は重力加速度と空気の定圧比熱の比に等しく、 $9.76^\circ\text{C} \cdot \text{km}^{-1}$ で与えられる。実際の大気は断熱大気ではないが、その中を上昇する乾燥空気塊の気温減率は、ほぼこの値に等しく、約 $10^\circ\text{C} \cdot \text{km}^{-1}$ と考えてよい。上昇する空気塊が水蒸気中で飽和しているとき、上昇の際の温度低下に伴って飽和水蒸気量が小さくなるため、余分の水蒸気が多量に水へと相変換を起し、そのときに放出される潜熱によって空気が加熱される。したがって、温度減率は乾燥

断熱減率より小さくなる。この場合の温度減率を(熱の発生を伴うので断熱過程ではないが空気塊の外からの熱の出入りはないという意味で)湿潤断熱減率という。湿潤断熱減率の値は気温と圧力によって変化するが、 10°C の地上付近では、 $5^{\circ}\text{C}\cdot\text{km}^{-1}$ の程度である。乾燥断熱減率と湿潤断熱減率を総称して断熱減率という。

断熱材 [英 heat insulator, 独 Wärmedämmstoff, 仏 isolant thermique, 露 теплоизоляционный материал] \Rightarrow 断熱

断熱磁化率 [英 adiabatic magnetic susceptibility, 独 adiabatische magnetische Suszeptibilität, 仏 susceptibilité magnétique adiabatique, 露 адиабатическая магнитная восприимчивость] 外界との熱のやりとりを断った状態で物体を磁化すると、熱の出入りが可能な場合と比べて異なる磁化率が得られる。これが断熱磁化率であり、可逆的な過程であればエントロピーが不変であるから、熱力学的な表式は $\chi_S = (M/\partial H)_S$ で与えられる。等温磁化率 χ_T との間には、 $\chi_S/\chi_T = C_M/C_H$ (C_M, C_H はそれぞれ磁化一定、磁場一定のときの熱容量) という関係がある。多くの磁性体(特に固体)では、磁気モーメントをもつスピンドウの結合に比べて、格子振動などのほかの自由度との結合が弱いので、これらの自由度はスピンスに対して外界とみなすことができる。したがって、スピン系の縦緩和時間に比べて磁場の変化が速い場合には断熱磁化率が得られる。また、磁場変化がいつそう速く、横緩和時間より速い場合には、ひとつひとつの孤立したスピンスに対する磁化率というように、段階的に熱力学的条件の異なる磁化率が得られる。

断熱自由膨張 [英 adiabatic free expansion, 独 freie adiabatische Ausdehnung, 仏 détente libre adiabatique, 露 адиабатическое расширение газа в вакуум] 図に示したように、熱的には外界と相互作用を断ち切られた(断熱)容器の片方の部屋に気体を閉じ込めておく。この部屋の体



積を V_i 、この始状態での温度を T_i とする。右側の部屋は真空にしておく。仕切壁を除去くと左側の部屋に充満していた気体は右側の部屋にも移っていく。これを気体の断熱自由膨張という。この容器全体の体積を V_f 、最終状態での温度を T_f としよう。この系は外界と熱的には断ち切られており熱の出入りはない ($Q=0$)。さらにこの気体は外部に仕事をしていない ($W=0$)。したがって熱力学第一法則より内部エネルギーの変化は生じない。つまり

$$dU=0$$

すなわち

$$U(T_f, V_f) = U(T_i, V_i)$$

となる。

特に理想気体を考えれば U は V に依存しないので

$$U(T_f) = U(T_i)$$

となり、 $T_f = T_i$ が得られる。このことを実験的に確かめたのがジュールの実験とよばれるものである。

実在気体では体積 V の変化に伴って温度変化が起る。

変化の割合は、断熱自由膨張では内部エネルギー U が一定であるから $(\partial T/\partial V)_U$ で与えられるが、この量は熱力学の関係式を利用すると

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_U = -\frac{T^2}{C_V} \left[\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{P}{T} \right) \right]_V$$

と表すことができる。ここで C_V は定積モル比熱である。特に気体の状態方程式が $pV = nRT(1+B/V)$ (n はモル数, R は気体定数, B は第二ビリアル係数) と書けるときは

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_U = -\frac{1}{C_V} \frac{nRT^2}{V^2} \frac{dB}{dT}$$

によって温度変化が与えられる。 dB/dT は正の値をとるので実在気体は断熱自由膨張で常に冷える。断熱自由膨張はジュール効果とも称せられている。

断熱消磁(冷却) [英 adiabatic demagnetization, 独 adiabatische Entmagnetisierung, 仏 démagnétisation adiabatique, 露 адиабатическое размагничивание] スピン系に磁場を加えスピンをそろえておき、断熱的に磁場を減らすと系の温度が下がる。この過程を断熱消磁、これによって生ずる冷却を断熱消磁冷却という。一般に磁気モーメントをもつ系のエントロピー(S)は、磁場(H)と温度(T)との関数である。したがって、磁場の変化によって系の温度が変化する。これを磁気熱量効果という。通常の磁性体では、系の S - T 線図は図1のように模式的に表され、か

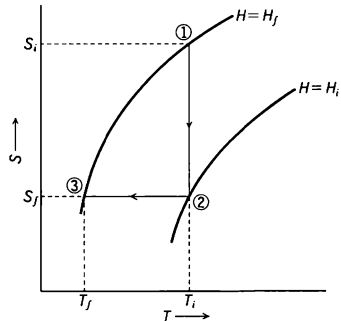


図1

けている外部磁場を断熱的(S =一定)に減少させると温度が降下する。系が超伝導体の場合には、 S - T 線図は、図2のように表され、この場合には断熱磁化冷却が生ずる。

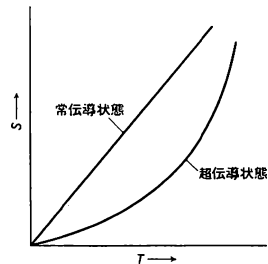


図2

標準的な断熱消磁冷却は次のような手順で行われる。図3に示すように、磁性体試料を真空容器内に断熱的につるし、外部磁場 H_i をかけた状態で適当な熱スイッチを用いて、試料の温度を液体ヘリウム(^4He)浴の温度(約1K)に

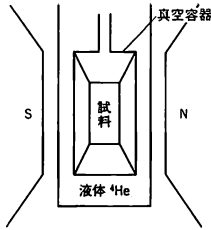


図 3

まで冷却する(図 1, ①→②)。この過程で磁化熱 $T_i(S_i - S_f)$ は液体ヘリウム浴に吸収される。次に熱スイッチを切って断熱状態にした後, 外部磁場を H_f まで減少させる(図 1, ②→③)。この過程により磁性体の磁気モーメント系の温度は T_i より T_f まで降下する。外部磁場の变化 δH に対する温度変化 δT (磁気熱量効果)は, 単位体積の磁性体の場合

$$\delta T = -\frac{T}{C_H} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_H \cdot \delta H$$

で与えられる。 M は磁化, C_H は磁場一定下での比熱を表す。磁性体がキュリー則に従い, また外部磁場の大きさが磁気モーメント間の相互作用に比べて十分大きいと $T_f/T_i = H_f/H_i$ が成り立つ。磁気モーメント系が, 核磁気モーメント系の場合には特に核断熱消磁冷却とよばれる。

断熱定理 [英 adiabatic theorem, 独 Adiabatsatz, 仏 théorème adiabatique, 露 адиабатическая теорема]

[1] 多重周期系において, 運動を記述する力学変数(一般化座標 q_i , 一般化運動量 p_i)以外のパラメーター(振り子の糸の長さ, 外からかけた場の強さなど)を, 周期に比べて十分長い時間をかけてゆっくり変化させたとき, 作用積分または作用変数とよばれる $J_i = \oint p_i dq_i$ (積分は 1 周期にわたってとる)が不変に保たれる(\Rightarrow 断熱不変量)という定理。振動数 ν_1, ν_2, \dots の間に有理比の関係がひとつもないとき(縮退がないとき, という)に成り立つ。この不変性は, 作用変数が系にとって安定な量であることを示すと考えられる。断熱定理は, 前期量子論が成立する際に大きな役割を果たした(\Rightarrow 断熱仮説)。

[2] 統計熱力学では, 外部パラメーターを a , 系のハミルトニアンを \mathcal{H} としたとき, 断熱定理は以下で定義される状態数が断熱不変量である, という主張である。状態数 Γ_0 とは N 個の粒子からなる古典系(自由度 $f=3N$)に対しては

$$\Gamma_0(E, a) = \frac{1}{h^f N!} \int_{\mathcal{H} \leq E} dq_1 \cdots dq_f dp_1 \cdots dp_f \quad (1)$$

量子系では \mathcal{H} の固有値を E_j として

$$\Gamma_0(E, a) = \sum_{E_j \leq E} 1 \quad (2)$$

で定義される。 E は系のエネルギーである。 Γ_0 が断熱不変量であることの証明にはエルゴード仮説が必要である。また式(1)の形は周期運動をする系に対しては作用積分が一定になる, という主張と同じである。ボルツマンの関係式

$$S = k \ln \Gamma_0$$

を用いればエントロピーがこの過程では不変に保たれることがただちにわかる。したがって「断熱」という意味も明らかであろう。

断熱不変量 [英 adiabatic invariant, 独 adiabatische

Invariante, 仏 invariant adiabatique, 露 адиабатический инвариант]

[1] 一般に力学系の運動は, 一般化座標 q_i とそれに共役な一般化運動量 p_i ($i=1, 2, \dots, n$)の時間変化で記述されるが, そのほか, 系を特徴づけるいくつかのパラメーター a_1, a_2, \dots にも依存する。たとえば, 振り子の場合の糸の長さとか, 両端を固定した弦の場合の弦の長さや張力などである。力学系が運動しているときに, それらのパラメーターの値を無限にゆっくり変化させると, 系の運動状態もしだいに変化したが, この変化のときに一定値を保ち続ける量がある場合に, それを断熱不変量という。振動数 ν の調和振動では, エネルギーを E とすると, $E\nu$ が断熱不変量になる。周期運動では, 作用積分あるいは作用変数とよばれる量は, 特別なことがない限り, 断熱不変量になることが証明されている。

[2] プラズマの場合, 磁場 B 中における電荷 q , 質量 m の荷電粒子は, ラーモア半径 ρ_L , 角速度 $\Omega_c = qB/m$ で, ラーモア運動をする。このとき, $P = mv_L$ (v_L は磁力線に垂直な速度成分), $v_L = \rho_L \Omega_c$ であるから作用積分 J_L は, $J_L = \oint mv_L \rho_L d\phi = 2\pi m \rho_L v_L = (4\pi m/q) \mu_m$ (ただし $\mu_m \equiv (mv_L^2/2)/|B|$) となり, 磁気モーメント μ_m は断熱不変量であることがわかる。ミラー磁場に捕えられた荷電粒子は, 磁力線に沿ってミラー間を往復運動する。このような周期系の作用積分 $J_\parallel = m \oint v_\parallel dl$ を縦の断熱不変量という。 $J_\parallel \sim 2m \langle v_\parallel \rangle L$ (ただし $\langle v_\parallel \rangle$ は磁力線に平行な速度成分の平均, L はミラー間の距離)と書けるので, ミラー間の距離を短くしていくと, J_\parallel は保存されるから $\langle v_\parallel \rangle$ が大きくなる。この現象をフェルミ加速という。

[3] 統計力学および熱力学では, エネルギーが $0 \sim E$ の間にある状態の数を $\Gamma(E, N, V, a)$ とすると, $a \rightarrow a + da$ に伴って

$$\Gamma(E, a) = \Gamma(E + dE, a + da)$$

が成立する。すなわち Γ は断熱不変量である。また系のエントロピーは

$$S = k \ln \Gamma$$

となっているので, S も断熱不変量である。

断熱変化 [英 adiabatic change, 独 adiabatische Änderung, 仏 transformation adiabatique, 露 адиабатическое изменение] = 断熱過程

断熱膨張 [英 adiabatic expansion, 独 adiabatische Expansion, 仏 détente adiabatique, 露 адиабатическое расширение] 気体を外界から熱的には切離された状況(断熱)で気体を膨張させることをいう。簡単のため理想気体を考えてみよう。熱力学第一法則によれば

$$dU = d'Q + d'W$$

であるが, いまの場合 $d'Q = 0$ であるから上式は 1 mol の気体に対して

$$C_V dT = -p dV$$

となる。ここで C_V は定積モル比熱である。理想気体の状態方程式を用いて積分すると

$$pV^\gamma = \text{一定} \quad (1)$$

という関係式が得られる。ここで γ は, 定圧モル比熱と定積モル比熱の比

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (2)$$

で定義される量で $\gamma > 1$ である。

式(1)は等温過程の式($pV = \text{一定}$)と比べて p - V 曲線の

傾きがより激しい。

式(1)はまた

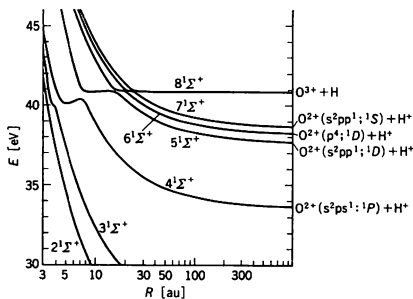
$$TV^{-1} = \text{一定} \quad (3)$$

と書くこともできる。

いずれにしても、この断熱膨張によって気体は外部に仕事をし、内部エネルギーが減少する。したがって温度が下がる。真空への自由膨張の場合は断熱自由膨張という(⇒断熱自由膨張)。

断熱ポテンシャル [英 adiabatic potential, 独 adiabatisches Potential, 仏 potentiel adiabatique, 露 адиабатический потенциал] 原子核散乱の理論において、入射核あるいは標的核が散乱の途中で励起してもとに戻る効果を、その励起のためのエネルギー損失は小さいとして無視して、ただ光学ポテンシャルを修正することで取入れることがある。このポテンシャルを断熱ポテンシャルという。重陽子の散乱について、重陽子系の連続状態の効果を取入れたものは R. C. Johnson と P. J. R. Soper が得ている。ここでは、標的核と重陽子中の中性子および陽子との間のポテンシャルの和になる。

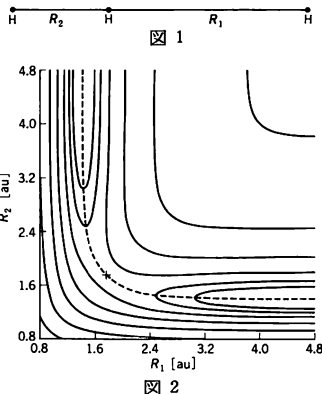
断熱ポテンシャル曲線 [英 adiabatic potential curve, 独 adiabatische Potentialkurve, 仏 courbe de potentiel adiabatique, 露 адиабатическая потенциальная кривая] 二原子分子では原子核の配位を表す座標は核間距離 R のみである。したがって、電子状態 n に対するポテンシャルエネルギー E_n は一変数関数であり、それを核間距離 R の関数として図示すると曲線となる(⇒断熱近似, 断熱ポテンシャル曲面)。これを断熱ポテンシャルエネルギー曲線または単に断熱ポテンシャル曲線とよぶ。多原子分子や固体のように原子核の配位を決めるのに必要な座標が2つ以上ある場合でも、断熱ポテンシャルエネルギーをほかの変数を固定して特定の一変数だけの関数として図示したものは断熱ポテンシャル曲線とよばれる。一変数としては原子核の基準振動の座標や化学反応の反応経路を用いることが多い。断熱ポテンシャル曲線は分子における原子核の振動・回転、化学反応、原子衝突などの研究で重要な役割をもつ。一例として、1982年に吉田准一と大旗淳によって計算された OH^{3+} の $1\Sigma^+$ 状態の断熱ポテンシャル曲線を図に示す。これはイオン・原子衝突による電荷移行 $\text{O}^{3+} + \text{H}$



→ $\text{O}^{2+} + \text{H}^+$ の研究のために計算されたものである(⇒電荷移行)。この図から始状態が $8^1\Sigma^+$ 状態であれば2つの原子核の距離が25 au (原子単位)より小さいところで電子状態間の遷移が次々と起り、結果として電荷移行が観測されることが説明される。図

断熱ポテンシャル曲面 [英 adiabatic potential surface, 独 adiabatische Potentialfläche, 仏 surface de poten-

tiel adiabatique, 露 адиабатическая потенциальная поверхность] 分子のように、電子と複数個の原子核から成る系はボルン-オッペンハイマー近似、または断熱近似を用いて取扱われることが多い(⇒断熱近似)。その場合、原子核の相対運動は電子状態 Ψ_n の固有エネルギー、すなわち断熱ポテンシャルエネルギー $E_n(\mathbf{R})$ に支配される。断熱ポテンシャルエネルギー $E_n(\mathbf{R})$ を原子核の相対座標 \mathbf{R} の関数として図示したものを断熱ポテンシャルエネルギー曲面、または、単に断熱ポテンシャル曲面とよぶ。断熱ポテンシャルエネルギー $E_n(\mathbf{R})$ はボルン-オッペンハイマー近似では全電子系のエネルギー、断熱近似ではそれに非断熱項の対角要素を加えたものであるが、非断熱項の計算には大きな労力を要するのでこの項を加えていない場合が多い。断熱ポテンシャル曲面を得ることは分子の内部の振動や回転の研究に不可欠であるばかりでなく、化学反応、原子衝突の分野で重要な役割を果たす。1978年に、B. Liu と P. Siegbahn の計算結果を用いて、D. G. Truhlar と C. J. Horowitz が描いた H_2 の断熱ポテンシャル曲面(3つの原子核が図1のように一直線に並んだ場合)を図2に示す。



ここで、実線は断熱ポテンシャルエネルギーの等高線を、点線は反応経路、すなわち断熱ポテンシャル曲面の谷を表し、X印は鞍部である。この断熱ポテンシャル曲面を用いて交換反応 $\text{H}_2 + \text{H} \rightarrow \text{H} + \text{H}_2$ などが説明される(⇒化学反応論)。

タンパク質 [英 protein, 独 Protein, 仏 protéine, 露 белок] (1) 生合成: 広い意味でのタンパク質の生合成は、DNA の遺伝情報を m-RNA (メッセンジャー RNA, 伝令 RNA ともしかえる転写の段階と、この m-RNA の暗号を读取る翻訳の段階とから成る。転写は、RNA ポリメラーゼによって触媒されるが、その際、G と C、A と T、および A と U (A はアデノシン、G はグアノシン、C はシチジン、U はウリジン、T はチミン) との間の水素結合によって、それぞれの三リン酸化合物が DNA と結合し、それぞれのヌクレオチドのペントースの $5' \rightarrow 3'$ の方向に RNA が合成され、ピロリン酸が放出される。m-RNA 中の隣りあった3つのヌクレオチドがそれぞれのアミノ酸の暗号であり、その並び方によってタンパク質の一次構造が決定される。転写の段階では、m-RNA は DNA の一方の鎖の情報しか読取らない。これを非対称転写という。m-RNA はリボソームの40S (真核細胞)または30S (原核細胞)サブユニットと結合する。他

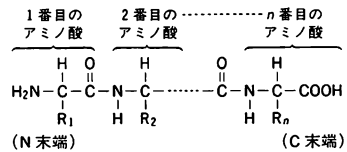
方のサブユニット(60S(真核細胞), 50S(原核細胞))には m-RNA のアンチコドンをもつアミノアシル-tRNA が結合し、ペプチド鎖の合成は N 末端から C 末端に向かって進行する。m-RNA には、ペプチド鎖の N 末端に相当する開始点が 5' 末端にある。1 つのリボソームが m-RNA の開始点に結合してその暗号をある程度読取ると、その後別のリボソームが m-RNA に結合して同じペプチド鎖の合成を始める。つまり、タンパク質の合成中には、複数のリボソームが m-RNA に結合して、それぞれ同一のペプチド鎖を合成しているわけである。これをポリソームとよぶ。最後にペプチド鎖の C 末端で合成が終了し、リボソームからタンパク質が遊離する。合成開始因子、ペプチド鎖延長因子、合成終止因子が存在し、グアノシン三リン酸(GTP)の関与の下にこれらの反応を起している。アミノアシル-tRNA は、アミノ酸の担体であると同時に、m-RNA の暗号に基づいて指定された位置に特定のアミノ酸残基を組み込む役目を果たす。このアミノアシル-tRNA はアミノアシル-tRNA 合成酵素によって生成される。まず、アミノ酸とアデノシン三リン酸(ATP)からアミノアシル AMP (AMP: アデノシンリン酸)を合成し、ピロリン酸を遊離する。次に、そのアミノ酸のアンチコドンをもつ t-RNA とアミノアシル AMP とから、アミノアシル-tRNA を合成し、AMP を遊離する。この反応と、リボソーム上での t-RNA と m-RNA の結合とが、翻訳段階でのタンパク質の一次構造を決定することになる。

(2) 変性: 加熱, pH の変化, イオン強度の変化, 薬品の添加などによって非生理的な条件にすると、タンパク質はその生理的活性を失ったり、水に不溶になったりする。このように、タンパク質が天然の状態ではなくなることを一般に変性という。変性したタンパク質は、水素結合が切れて α 構造や β 構造などの二次構造が壊れたり、そのほか立体構造を安定化している疎水結合などの分子内の非共有結合が切れて、ランダムコイルに近い状態になる。また、疎水性の部分が外側に露出して、水に不溶となる場合もある。変性には可逆的変性と非可逆的変性がある。可逆的変性の場合には、共有結合であるジスルフィド結合が切れても一次構造は変わらず、生理的条件下に戻すと再び活性を回復する。これをタンパク質の再生という。再生したタンパク質はジスルフィド結合の位置も含めて立体構造が天然のものに等しい。

(3) 機能: 生体における生物的功能は、主にタンパク質とその集合体によって担われている。タンパク質のなかでも、生物に固有の働きをもつものの代表は酵素である。そのほか、抗原抗体反応に関与するイムノグロブリン、呼吸に関与するヘモグロビン、生体運動に関与するミオシンやアクチン、それにホルモンタンパク質などがある。このように、各生理機能はその系に固有のタンパク質によって担われている。また、タンパク質の働きはただだけでなく、結合組織の構成物であるコラーゲンや毛や爪の成分であるケラチンなど、硬タンパク質と総称されるもののように生体構造の維持・保護に役立っているものもある。さらに、筋肉タンパク質のように、生理的機能だけでなく構造形成に関与しているものもある。タンパク質固有のこれらの機能は、それぞれに固有の立体構造によって保証されており、ほかの物質との相互作用の結果生じる特異的な構造変化によって発現される。

タンパク質の構造 [英 structure of protein, 独 Ei-

weißstruktur, 仏 structure de protéine, 露 структура белка] (1) 一次構造: タンパク質は、多数のアミノ酸がペプチド結合でつながったポリペプチド鎖が、何本か集まったものであるが、そのアミノ酸の配列順序のことを一次構造という。図 1 のように、一次構造の一端にはアミノ基が、他端にはカルボキシル基が存在するので、前者を N



(N 末端)

(C 末端)

タンパク質の一次構造

図 1

(末)端、後者を C (末)端とよぶ。一次構造は N (末)端のアミノ酸を一番目とし、順次番号づけをして表す。タンパク質の一次構造は、1955 年に F. Sanger により、インシュリンについて初めて解明された。現在までに数千種類のタンパク質の一次構造が明らかにされている。

(2) 二次構造: タンパク質のポリペプチド鎖が、その主鎖(-C-C-N-の連なり)に関してとる立体的な規則構造を二次構造という。二次構造は側鎖の種類や位置とは関係なく、2 つのペプチド結合の間のできる酸素原子と水素原子との間の水素結合や、ファン・デル・ワールズ力、あるいは疎水結合などによって安定化される。二次構造には 1951 年に L. Pauling と R. B. Corey によって提唱された α - (ヘリックス)構造や β - (シート)構造などがある。

ポリペプチド鎖は NH-CHR のまわり(ϕ)と CHR-CO のまわり(ψ)に内部回転が可能であるが、ペプチド結合 CO-NH のまわりの回転(ω)は二重結合性のために 180° (トランス)に近い値に固定されている(図 2)。タン

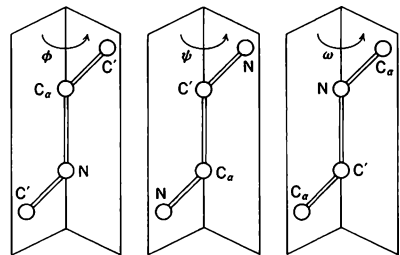


図 2

パク質の一部の連続した残基の内部回転角の組(ϕ, ψ, ω)が同じ値をとると、 α 構造や β 構造などの二次構造が得られる。L-アミノ酸のつくる α 構造は、2 回対称軸をらせん軸とする右巻きらせん(図 3)で、その 1 回転当りのピッチ 5.38 Å の中に 3.6 個のアミノ酸残基を含む。一方、 β 構造は隣接するポリペプチド鎖がほぼ直線状の水素結合によって平行に並んだものであり、隣接鎖の向きが同じものを平行 β 構造、図 4 のように逆のものを反平行 β 構造とよぶ。 β 構造は波板構造ともよばれる。この場合、側鎖は隣りあう波板の間に突き出ており、主鎖方向の 1 残基当りの距離は平行 β 構造で 3.25 Å、反平行 β 構造では 3.50 Å である。また、水素結合方向の隣接鎖間の距離は平行 β 構造で 4.85 Å、反平行 β 構造では 4.75 Å であるが、波板間の距離は側鎖の大きさによって異なる。ポリペプチド鎖は完全に伸び切っておらず、NH-CHR, CHR-CO および CO

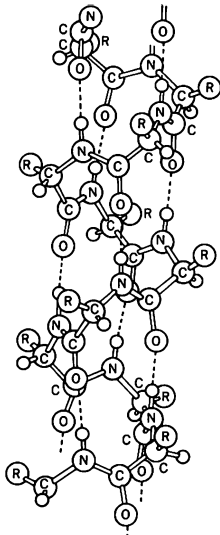


図 3

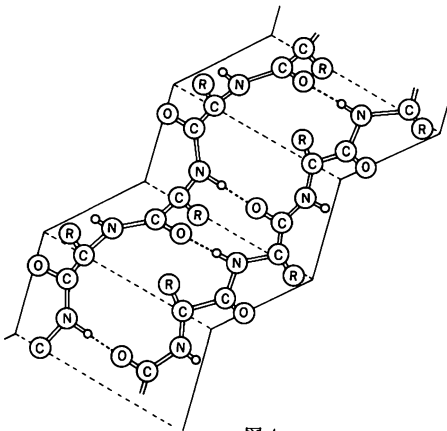


図 4

—NH 結合のまわりの二面体角 ϕ, ψ, ω は平行 β 構造で $\phi = -119^\circ, \psi = 114^\circ, \omega = 180^\circ$, 反平行 β 構造で $\phi = -147^\circ, \psi = -47^\circ, \omega = 100^\circ$ である。

また、ある一定の環境のもとでは、二次構造は一次構造が決れば一義的に決るものと考えられており、一次構造から二次構造を予言する試みが行われている。たとえば、アラニンやグルタミン酸残基は α 構造をつくりやすいのに対して、イソロイシンやバリンは β 構造をつくりやすい。

そのほか、二次構造の集合体のことを超二次構造といい、たとえば 2 本の α 構造が互いにらせん状に巻きついた超らせん構造などが知られている。

(3) 三次構造：アミノ酸の側鎖をも含めたポリペプチド鎖の三次元的な立体配置のことをタンパク質の三次構造または立体構造という。この構造の安定化には、ジスルフィド結合や、側鎖間の静電相互作用、ファン・デル・ワールス力、疎水結合が寄与している。疎水性の部分が、なる

べくタンパク質の内部に埋め込まれ、かつ、親水性の部分が出た分子表面に出て水と接触できるような構造をとる。

歴史的には、1960 年ごろに M. F. Perutz と J. C. Kendrew がそれぞれヘモグロビンとミオグロビンの立体構造を解明したのが始まりである。しかし、結晶化の困難なタンパク質が多いので、立体構造が解明されたタンパク質はまだ十数種にすぎない。そのなかで、高分解能 (2\AA 以下) の解析がなされているのは、ミオグロビンやリゾチームなどである。各タンパク質のもつ特異的な性質や機能は、その三次以上の高次構造によって支配されている。

(4) 四次構造：2 つ以上のタンパク質分子 (それ自体は特に生理的機能をもたないポリペプチド鎖でもよい) が、非共有結合によって結合して 1 つの生理的機能をもつようになった集合体の構造を、四次構造という。その単位となるポリペプチド鎖をサブユニット (あるいはプロトマー)、集合体をオリゴマーといい、四次構造とはオリゴマーをつくるサブユニットの幾何学的配置のことである。分子量が 5 万以上のタンパク質の多くは四次構造体である。たとえば、ヘモグロビンは α 鎖と β 鎖とよばれる互いに異なるポリペプチド鎖がそれぞれ 2 個ずつ会合した四次構造体である。四次構造には集合体が対称的に位置するものと非対称的に位置するものがある。ヘモグロビンの場合には正四面体に近い対称的な配置をとっている。また、タンパク質重合体 (\Rightarrow 重合) には、らせん構造をとるものが多い。一方、リボソームなどは、多数の異なるポリペプチド鎖からなる非対称的な四次構造体である。

(5) 高次構造：タンパク質の構造は、上記のように、K. Linderström-Lang (1952 年) の提案にならって、一次、二次、超二次、三次、四次構造といった階層に分けて考えられている。このうち、二次以上の構造を高次構造という。一次構造がアミノ酸の一次元的な配列であり、化学構造式で表されるのに対して、高次構造はアミノ酸の空間的な配置に関するものであり、X 線・電子線・中性子線などを利用する結晶解析法や、紫外吸収などの分光学的方法によって研究されている。高次構造はそれより低次の構造によって決り、その形成機構についても、溶媒や温度などの化学的・物理的条件が与えられれば、一次構造によって自動的にできあがることが多い。

タンパク質の重合 [英 polymerization of protein, 独 EiweiBpolymerisation, 仏 polymérisation de protéine, 露 полимеризация протеинов] タンパク質が生合成される際、脱水を伴う重縮合によって、多数のアミノ酸が順次一次的に結合する。これをアミノ酸の重合という。しかし、通常生体系において重合という場合には、数個以上のタンパク質が分子間力 (静電的および疎水の相互作用など) によって、互いに結合する場合をさす。タンパク質分子の重合によってでき上がる高次のタンパク質集合体のことを、特にタンパク質重合体という。タンパク質重合体はいくつかの型に分類される。(1) 球状または多面体重合体：その典型的な例は、正多面体の球状ウイルスである (図 1)。(2) 繊維状重合体：これには筋肉を構成するアクチンフィラメントやミオシンフィラメントのようならせん状重合体 (図 2a) と、タバコモザイクウイルスやペン毛、繊維毛などの管状重合体 (図 2b, c) とがある。重合体の形成機構については、物理的 (温度、圧力など)、化学的 (pH、イオン濃度など) 環境が与えられれば、その環境下で自由エネルギーが最小となる構造をとるように自動的に重合が

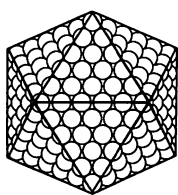


図 1

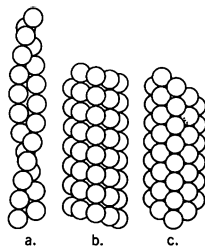


図 2

進行するという自己集合の原理が一般に成り立つものと考えられている。タンパク質重合体が形成される際には、まずタンパク質数個からなる核が形成される必要があり(生体中で重合体が膜などの他の構造体に結合している場合には、その構造体の一部が核として働くこともある)、それを基に次々とタンパク質分子が重合成長する。タンパク質重合体の重合過程は、気体-液体凝縮と対比しうる凝縮過程である。

短範囲規則度 = 矩距離秩序度

ダンプ [英 dump, 独 Speicherauszuherstellung, 仏 prise d'une image-mémoire, 露 вывод данных] 計算機の記憶装置内の一部または全部の記録情報を他に複写すること。通常は、当該情報を外部記憶装置または記録装置に出力すること。システムプログラムのように、システム全体を管理している部分が誤動作をしたとき、その誤り箇所を見つけるため、誤動作を起したと思われるプログラムの一部または全部が格納されている部分の記憶装置の内容を出力して、その手順およびそれに関連のある諸テーブルの内容を克明に調査、検討することによって、原因解明の一助として用いる。

単振り子 [英 simple pendulum, 独 einfaches Pendel, 仏 pendule simple, 露 простой маятник] 質点を軽い糸でつり下げ、重力の作用のもとで1つの鉛直面内で振動させる装置。糸の長さを l 、糸が鉛直線となす角を ϕ 、重力の加速度を g とすれば、運動方程式は

$$ml \frac{d^2 \phi}{dt^2} = -mg \sin \phi \quad (1)$$

となる。小さな振動に限ると $\sin \phi \approx \phi$ としてよいので、 $d^2 \phi / dt^2 = -(g/l) \phi$ となり、 ϕ の変化は角振動数 $\omega = \sqrt{g/l}$ の単振動になる。周期 $T = 2\pi / \omega = 2\pi \sqrt{l/g}$ は(振幅が小さい限り)振幅にも質点の質量にもよらない。これを単振り子の等時性という。 ϕ が大きいときは、式(1)の両辺に $l(d\phi/dt)$ を掛けて t で積分すれば、エネルギーの関係式

$$\frac{1}{2} m l^2 \frac{d\phi}{dt} = mgl(\cos \phi - \cos \phi_0) \quad (2)$$

が得られる。 ϕ_0 は最大傾角である。これから ϕ と t の関係を求めると、たとえば $\phi = 0$ から $\phi = \phi_0$ までに要する時間として

$$t = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{l}{g}} \int_0^{\phi_0} \frac{d\phi}{\sqrt{\sin^2(\phi_0/2) - \sin^2(\phi/2)}}$$

が得られる。これは楕円積分の一種であって、初等関数で表すことはできない。

単分散系 [英 monodisperse system, 仏 système monodispersif, 露 монодисперсная система] \Rightarrow 誘電緩和

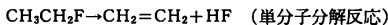
単分散ポリマー [英 monodisperse polymer, 仏 polymère monodispersé, 露 монодисперсный полимер] 厳密

には分子量、化学組成、さらに分岐やタクチシティなどの分子構造も均一な高分子化合物をさすが、通常は分子量(共重合体ではさらに組成と結合順序)の均一な高分子化合物の意味で使われる。天然高分子では、タンパク質分子に単分散ポリマーの例が見られるが、合成高分子ではまだ完全な単分散ポリマーは得られていない。単分散ポリマーの各種平均分子量は、その定義から明かなように、互いに一致する。分子量分布の狭い高分子試料も単分散ポリマーと近似的によべることが多い。現在、単分散に近い合成高分子は迅速開始のリビング重合で得るか、またはそのほかの方法で重合した試料を分別して得ている。

単分子層 [英 monomolecular layer, 独 monomolekulare Schicht, 仏 couche monomoléculaire, 露 мономолекулярный слой] 液体または固体表面に、それと異種の分子が吸着して形成された層の厚さが分子1個分の場合、これを単分子層または単分子膜という。吸着された分子は液体または固体表面内でかなり自由に移動できる場合が多く、単分子層はその分子の表面密度によって、気体膜、液体膜、固体膜といわれる二次元的な相をつくることもある。気体膜の状態では、吸着分子の表面圧と表面積との間に二次元気体としての関係が確立されているので、高分子の単分子層をつくり表面圧と表面積とから、その分子の分子量を求めることもできる。また、水面上に油が広がって薄膜となる場合にも単分子膜ができるが、油の単分子膜では油分子が極性基によって水と結合し、炭化水素部分を水面上に出して配向する。

真空技術では、単分子層は若干異なった意味をもっており、固体表面に分子がすき間なく一層だけ吸着した状態をいう。このときの分子表面密度 σ_m は、およそ 10^{18} 個 $\cdot \text{cm}^{-2}$ である。 σ_m の値を実験的に求めるには、固体表面への吸着等温線を測定し、BET 法や DRK 法にしたがって算出する。この定義にしたがえば、表面物理学における単分子層には、真空技術における単分子層以下の吸着層も含まれていることになる。希ガスのような気体原子が吸着する場合や、金属原子が固体表面に蒸着される場合には、表面に数積まれるものは分子ではなく原子であり、このような場合には単原子層とよばれる。

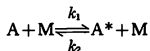
単分子反応 [英 unimolecular reaction, 独 unimolekulare Reaktion, 仏 réaction monomoléculaire, 露 мономолекулярная реакция] 反応物として1つの分子種だけが関与し、反応の速度がその濃度に比例するような素反応を単分子反応という。典型的な反応として



がある。反応物を A、生成物を B、それらの濃度をおのおの $[A]$ 、 $[B]$ とすれば、反応速度は

$$\frac{d[B]}{dt} = -\frac{d[A]}{dt} = k[A]$$

と表され、 k を単分子反応速度定数という。単分子反応は、反応分子 A が熱または光を吸収して、振動あるいは電子励起状態 A^* となることにより進行する。熱反応では分子衝突によって励起や失活が起るので、単分子反応は実際には多くの衝突を含む複雑な反応過程となり、上式の k は見かけの単分子反応速度定数を表すにすぎない。最も簡単なモデルでは、衝突分子を M とすると、単分子反応は次のように書ける。



$A^* \xrightarrow{k_3} \text{生成物}$ (リンデマンの機構)

A^* の濃度の時間変化がないと仮定(定常状態仮定)すると

$$-\frac{d[A]}{dt} = \frac{k_3 k_1 [M]}{k_2 [M] + k_3} [A] = k[A]$$

となり, 見かけの単分子反応速度定数 k は, 衝突分子 M の濃度, したがって圧力に依存する. 図1のように, 高圧

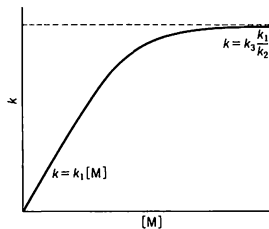


図1

極限では k は一定値 $k_1 k_3 / k_2$ となり, 低圧極限では $[M]$ に比例している. この図はフォールオフ曲線として知られている.

さらに詳しくモデルでは, A^* のもつエネルギー E^* の関数として $k_3(E^*)$ を求める. そのために, 図2のように

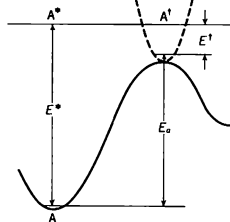


図2

A^* と生成物とのあいだに活性錯体 A' を考え, 遷移状態の方法を用いる. O. K. Rice, H. C. Ramsperger, L. S. Kassel, R. A. Marcus らの取扱い(RRKM 理論)によれば, k_3 は

$$k_3(E^*) = \frac{W(E')}{hN(E^*)}$$

で与えられる. ここで h はプランク定数, $N(E^*)$ はエネルギー E^* をもった A^* 分子のとりうる振動・回転状態の状態密度, $W(E')$ はエネルギー $0 \sim E' (=E^* - E_a)$ をもつ活性錯体 A' がとりうる振動・回転状態の総数である. $N(E^*)$, $W(E')$ は反応分子や活性錯体の分子定数(振動数・慣性モーメントなど)を用いて算出されるので, RRKM 理論によって分子の構造と一次反応速度定数 k とを具体的に結びつけることができる. RRKM 理論は状態数を計算するという統計的方法に基礎を置いているが, この方法自体に対する批判も多い.

単分子膜 [英 monomolecular film, 独 monomolekulare Schicht, 仏 couche monomoléculaire, 露 мономолекулярный слой] ⇒ 単分子層

単巻変圧器 [英 autotransformer, 独 Autotransformator, 仏 autotransformateur, 露 автотрансформатор] 変圧器鉄芯に巻かれた低電圧側コイル ab と高電圧側コイル cb とが一部分共通になっている変圧器をいう(図1).

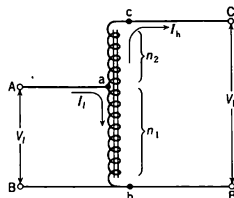


図1

V_1, I_1 と V_h, I_h をそれぞれ低電圧側および高電圧側の電圧, 電流とすると, 端子 Aa 間に I_1 , ab 間に $(I_1 - I_h)$, ac 間に I_h の電流が流れる. この場合の単巻変圧器容量と二次側出力との間には

$$\frac{\text{単巻変圧器容量}}{\text{二次側出力}} = 1 - \frac{V_1}{V_h}$$

という関係がある. この関係を曲線で示したのが図2であ

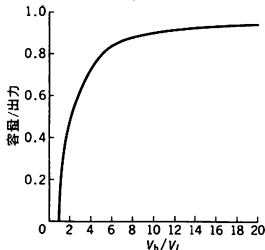


図2

る. 単巻変圧器の電圧比 (V_1/V_h) が1に近いほどこの型の変圧器を用いる方が経済的であり, 容量は小さくてよい. また銅損, 鉄損, 励磁電流, パーセントインピーダンスなどが小さくなり, 電圧変動率が小さく高効率となる. 反面, 低電圧側と高電圧側が電気的に接続されているので低高圧側とも同じ絶縁が必要となる. したがって, 単巻変圧器は $(V_1/V_h) \leq 2$ の場合に用いるのが得策である. コイルの巻数 n と電圧電流との関係は, 損失, 電圧降下および励磁電流を無視すると, 次のように示される.

$$\frac{V_1}{V_h} = \frac{n_1}{n_1 + n_2}, \quad \frac{I_1}{I_h} = \frac{n_1 + n_2}{n_1}$$

単巻変圧器ではコイル ac 間を直列コイル, コイル ab 間を分路コイルとよんでいる.

端末装置 [英 terminal equipment, 独 Ein- und Ausgangsanlage, 仏 unité terminale, 露 периферийное устройство] 計算機において通信回線を介して情報の入出力を行う装置. 大別して, 通信回線制御装置と入出力装置とから構成されている. 汎用端末装置(キーボードと印字装置などで構成), 複合端末装置(通信回線を経てジョブを中央計算機システムへ伝送し, バッチ処理を行うものをリモートバッチターミナル, またそれ自身ある程度の計算処理機能をもっているものをインテリジェントターミナルという), および専用端末装置(銀行用現金払出装置, 国鉄などの座席予約端末装置など)に大別される.

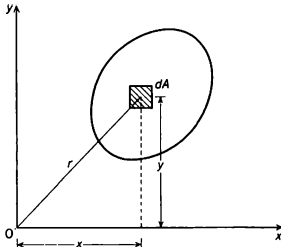
断面極二次モーメント [英 polar moment of inertia, 独 polares Trägheitsmoment, 仏 moment d'inertie polaire, 露 полярный момент инерции] 任意の点 O に関する断面の二次モーメント. つまり原点から距離 r にある断面内の微小面積 dA に対し, $r^2 dA$ を全断面にわたって合計したもので:

$$I_p = \int r^2 dA$$

I_p という記号を用いることが多い。極二次率慣性極モーメントともいう。点 O を原点とする任意の直交座標系 x - y の x 軸, y 軸に関する断面二次モーメントをそれぞれ I_x , I_y とすれば, I_p は $r^2 = x^2 + y^2$ の関係から

$$I_p = I_x + I_y$$

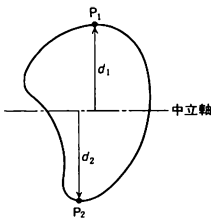
である。



断面係数 [英 section modulus, 独 Widerstandsmoment, 仏 module de résistance, 露 момент сопротивления сечения] はり部材に曲げモーメントが加わるとき, 断面における最大引張りあるいは圧縮応力を求めるのに使われる係数。通常 Z で表す。断面の中立軸に関する断面二次モーメントを I とし, 断面において中立軸から最も離れた引張り側もしくは圧縮側の端部 P_1, P_2 までの距離を d_1, d_2 とすると, 対応する断面係数 Z_1 と Z_2 は次式で与えられる。

$$Z_1 = \frac{I}{d_1}, \quad Z_2 = \frac{I}{d_2}$$

断面に作用するモーメントを M とすると, P_1 と P_2 における応力の大きさ σ_1, σ_2 は $\sigma_1 = M/Z_1$, $\sigma_2 = M/Z_2$ となる。設計においては, 曲げ応力が規定値以下になるように十分な断面係数をもった断面寸法を決める。

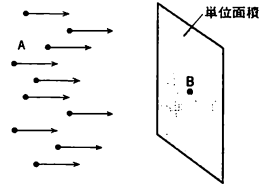


断面収縮率 [英 reduction of area, 独 Querschnitts-abnahme, 仏 réduction de section, 露 поперечное сужение] 延性のある材料に引張荷重を加え続けたとき, 公称応力荷重を断面積で除した値が引張強さを超えると局部的に断面が収縮し始め, やがてそこから破断する。破断した破面の投影面積を A , 最初の断面積を A_0 としたとき, $\{(A_0 - A)/A\} \times 100$ で表される量を断面収縮率といい, 絞り百分率または絞りともいう。たとえば構造用軟鋼 SM41 の断面収縮率は 65% 程度である。断面収縮率を求めるためには, 引張試験片として中実円形断面を有するものを用いるとよい。

断面積 [英 cross section, 独 Wirkungsquerschnitt, 仏 section efficace, 露 поперечное сечение] 粒子の散乱過程において粒子どうしが衝突するさいに, ある特定の過

程の起る確率を表す量をいい, 面積の次元をもつ。分子, 原子, 原子核, 素粒子などの反応で広く用いられている概念であり, 考える過程によってさまざまな断面積が定義される。ここでは, 全断面積, 部分断面積, 散乱断面積, 反応断面積, 吸収断面積, 幾何学的断面積, 微分断面積をあげる。断面積を表す記号としては, σ が常用される。断面積の単位としてよく用いられるのはバーン(b)で, 1 バーン = 10^{-24} cm² である。これは, ほぼ中重核の幾何学的断面積の程度である。

図のように, 粒子 B が 1 個ある場合を考える。粒子 A



のビームが, 単位面積(1cm²)および単位時間(1s)当り I 個入射するものとしよう。このうち, 単位時間当り I' 個が B となんらかの相互作用をする場合, 全断面積 σ_T は

$$\sigma_T = \frac{I'}{I} \text{ [cm}^2\text{]}$$

で定義される。B が原子核のようにはっきりした大きさをもつなら, 入射粒子ビームに垂直な面に投影した時の面積を幾何学的断面積という。全断面積 σ_T は, 幾何学的断面積そのものでなく, A と B の間の相互作用によって決る量であり, 一般には A と B の重心系エネルギーに依存する。物質中に B が n 個・cm⁻³ 含まれているとしよう。物質を x cm 通過した点で, 入射強度 I_0 の A のビームのうち, 何も相互作用をしないで残っている強度を $I(x)$ とし, さらに dx cm 通過する間に $-dI(x)$ だけ相互作用して減るとすると

$$dI(x) = -I(x) \sigma_T n dx$$

であるから

$$I(x) = I_0 \exp(-\sigma_T n x)$$

が得られる。A と B の相互作用で起きる過程がいくつかある場合, 終状態に存在する粒子の種類や状態(原子核のように内部自由度をもつ場合, 励起状態は * をつけて表し, 基底状態と区別する)で分類して, それぞれの過程をチャンネルという。終状態にも始状態と同じ粒子のみが存在し, 運動エネルギーと内部エネルギーが不変に保たれる過程 $A+B \rightarrow A+B$ は弾性散乱チャンネル, それ以外の過程は非弾性チャンネル(非弾性散乱チャンネルともいう)である。個々のチャンネルへの断面積をそのチャンネルの部分断面積といい, 全断面積は終状態として可能なすべてのチャンネルの部分断面積の総和である。弾性散乱チャンネルの部分断面積を弾性散乱断面積という。また, 単に散乱断面積というときは, 弾性散乱断面積のことをさす場合が多いが, 中性子回折や原子炉物理の分野では, 中性子の弾性散乱と非弾性散乱の断面積の和のことである。非弾性チャンネルにはさまざまな過程がある。そのうちで内部自由度の励起のみを伴うような非弾性チャンネル $A+B \rightarrow A+B^*, A^*+B, A^*+B^*$ を特に非弾性散乱とよぶことが多い。この過程に対する部分断面積が非弾性散乱断面積 σ_{inel} である。反応断面積と吸収断面積は, 非弾性チャンネルについて定義される断面積であるが, σ_{inel} をこれに含めるか含めないかで, 研究分野や

使用する人によって異なる定義が用いられているので、注意を払う必要がある。

まず反応断面積 σ_r は、普通は全非弾性チャンネルの部分断面積の和で、この場合には、弾性散乱断面積を σ_s とすれば、全断面積 $\sigma_T = \sigma_s + \sigma_r$ である。しかし、狭い意味では、非弾性チャンネルのうちで終状態の粒子が壊れたり、別の粒子が生成したりする過程を、散乱と区別して特に反応といい、このようなチャンネルの部分断面積を反応断面積とすることがある。このときには、(反応断面積) $= \sigma_r - \sigma_{inel}$ である。

吸収断面積は、 $A+B$ の反応で終状態に A が存在しないチャンネルの部分断面積の総和を、 B による A の吸収断面積と定義するのが普通である。広い意味では、弾性散乱以外では、 A は吸収されたとし、非弾性チャンネルの部分断面積の総和を吸収断面積 σ_a としている。この取扱いでは、非弾性散乱 $A+B \rightarrow A+B^*$ において、粒子 A は B を励起することによってエネルギーを失うので、始状態の A と終状態の A は別のものとして考える立場もっている。この定義は原子核や素粒子反応で一般に使われていて、この場合には、 $\sigma_a = \sigma_T - \sigma_s = \sigma_r$ である。これに対して、狭い意味では、 $A+B \rightarrow A+B^*$ のような非弾性散乱では、 A は吸収されないとして、非弾性散乱以外の非弾性チャンネルの部分断面積の総和を吸収断面積としている。この定義は中性子回折や原子炉物理で使われており、この場合には、(吸収断面積) $= \sigma_T - \sigma_s - \sigma_{inel}$ である。この研究分野で単に散乱断面積という場合には、 $\sigma_s + \sigma_{inel}$ のことである。弾性散乱における位相のずれから直ちに計算できるのは、前者の定義による吸収断面積 $\sigma_a (= \sigma_r)$ である(⇒吸収断面積)。

部分断面積を定義する方法にはいろいろある。中心力による弾性散乱のように、粒子の角運動量が保存する場合に広く用いられる部分波分解は、その典型的なものである。普通、部分断面積を定義するには、終状態に存在する粒子の種類を意図的に指定して定義するが、たとえば $A+B \rightarrow C+\dots$ のように終状態の粒子のうち一種(あるいは複数の場合もある)を指定して、残りは何であってよいという指定の方法がある。このような過程をインクルージョン(包含)反応というが、これに対応する断面積をインクルージョン断面積という。これは高エネルギーにおける多重粒子発生を扱う際によく用いられる。

二体反応 $A+B \rightarrow C+D$ を考えると、始状態のエネルギーが一定の場合、スピンの自由度を考えなければ、終状態の粒子の一方(たとえば C)の散乱角 θ を与えるだけで反応の運動学的状態が完全に定まる。粒子 B 1個に対して、 C がある角度 $\theta \sim \theta + d\theta$ で定まる立体角 $d\Omega = 2\pi \sin \theta \cdot d\theta$ に単位時間当り見いだされる数が、 $id\Omega$ の場合

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{i}{T} [\text{cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1}]$$

を微分断面積という。 I は入射ビーム中の粒子 A の単位面積、単位時間当りの個数である。微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ を角度 θ の関数として見た分布を角分布という。一般には角度以外の運動学的変数をとった場合の分布も微分断面積と称する。たとえば、上記の二体反応では、 C のエネルギー E を変数にとって $d\sigma/dE$ を定義できる。これは、 C が $E \sim E + dE$ のエネルギーをもって見いだされる単位時間当りの数が $i_E dE$ として

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{i_E}{T} [\text{cm}^2/\text{エネルギーの単位}]$$

で与えられ、 C のエネルギー分布を表す。終状態の粒子が3個以上の場合には、運動学的状態を完全に定めるために必要な変数が増し、これらに関する多重微分断面積が定義される。全断面積および部分断面積は、ある過程の起こる全確率を表すから、座標系のとりかたによらないローレンツ不変量である。微分断面積は、ローレンツ変換で変化する。

断面抵抗 [英 profile drag, 独 Profilwiderstand, 仏 résistance de profil, 露 профильное сопротивление] 同一の断面形をもつ無限に長い柱状物体(二次元物体)が、その軸に直角の方向に運動するとき、その物体が流体から受ける単位長さ当りの抵抗を、その断面形の断面抵抗という。このような抵抗の研究は飛行機の翼形の研究で盛んに行われているので、翼形抵抗ともいわれる。断面抵抗は形状抵抗(すなわち、圧力抵抗)と、粘性抵抗(すなわち摩擦抵抗)の両方を合わせたものである。

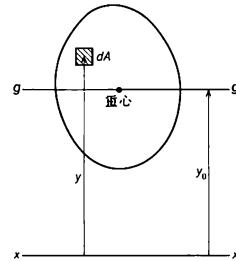
断面二次モーメント [英 geometrical moment of inertia, 独 Trägheitsmoment, 仏 moment d'inertie, 露 геометрический момент инерции] 断面に任意の軸 $x-x$ を定め、その軸から断面内の微小面積 dA とそこまでの距離 y の二乗との積 $y^2 dA$ を全断面について合計したもの。断面二次モーメント I_x は次式で表される。

$$I_x = \int y^2 dA$$

また、 x 軸より y_0 の距離にある平行な重心軸を $g-g$ 、断面積を A とすると、重心軸に関する断面二次モーメント I_0 とは

$$I_x = I_0 + y_0^2 A$$

という関係式が成り立つ。



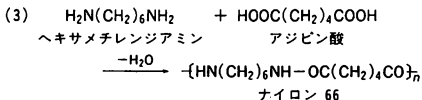
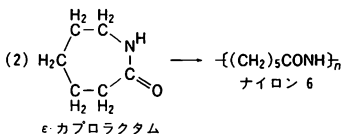
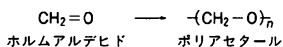
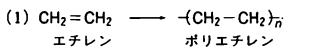
短絡 [英 short circuit, 独 Kurzschließen, 仏 court-circuit, 露 короткое замыкание] 電気回路で電位差のある端子間を低抵抗の導体で接続すること。そのとき端子間には過大な電流が流れる。これを短絡電流という。普通の電気回路ではもちろん危険なことであり、回路は過電流のため破壊される。このために出力端子に保護抵抗やヒューズ、ブレーカーなどの過電流保護装置が接続される。特に電源回路の出力端子の短絡は電源を破壊するため、必ず過電流保護回路または装置がついている。これとは別に、回路網のインピーダンスなどの性質を調べるために出力端子を短絡することがある。これは回路の内部がわからない一端子対回路や二端子対回路でしばしば使われる方法である(⇒鳳・テブナンの定理)。

短絡端 [英 short-circuited end, 独 kurz-geschlossenes Ende, 仏 fin de court circuit, 露 конец короткого

замыкания] 電磁波を伝える伝送線の終端が、無視できるほど十分に小さい抵抗体で短絡されているとき、これを短絡端という。境界条件として短絡端の条件をとると、そこでのインピーダンスは0で、電位差は常に0となり電位差の反射係数は+1、電流の反射係数は-1の反射が起る(⇒反射波)。

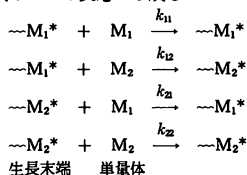
単量体 [英 monomer, 独 Monomer, 仏 monomère, 露 мономер] 高分子を構成する構造単位のもととなる低分子化合物をいう。単量体(モノマー)が互いに多数結合する重合反応によって、高分子である重合体(ポリマー)となる。単量体、すなわち重合反応を行いうる化合物の主なタイプは次のようである。

- (1) 不飽和結合が開き互いに付加し高分子となるもの。
- (2) 環状化合物の環が開き互いに付加するもの。
- (3) 2個の反応性原子団(官能基)をもち、互いに反応す



るもの。

単量体反応性比 [英 monomer reactivity ratio, 独 monomere Reaktionsrate, 仏 rapport de réactivité de monomère, 露 отношение реактивности мономера] 低分子化合物(単量体)が互いに多数結合して高分子化合物(重合体)を生成する重合反応において、2種類の単量体を混合して共重合を行う場合、それらの単量体の相対的な反応性の尺度を単量体反応性比という。重合反応は生長している高分子鎖の末端に単量体が次々と結合することによって進むが、2種類の単量体 M_1 , M_2 の共重合ではこの生長反応は次の4つの反応から成る。



生長末端の濃度について定常状態を仮定すると、ある反応時点で生成する共重合体の組成 $d[M_1]/d[M_2]$ は次式で表される。これをメイヨールイスの式という。

$$\frac{d[M_1]}{d[M_2]} = \frac{[M_1]}{[M_2]} \frac{r_1[M_1] + [M_2]}{[M_1] + r_2[M_2]} \quad (1)$$

ここで $r_1 = k_{11}/k_{12}$, $r_2 = k_{22}/k_{21}$ であり、これらを単量体反応性比という。実験的には r_1 , r_2 は単量体混合物の組成(反応開始時に $[M_1]_0/[M_2]_0$)と生成共重合体の組成とから求めることができる。逆に、反応性比のわかっている単量体の組合せによる共重合では、生成共重合体の組成を予測することができる(⇒共重合, ファインマン-ロス法)。

ち

値域 [英 range, 独 Wertebereich, 露 область] ⇨ 演算子

小さなポーラロン [英 small polaron, 独 kleines Polaron, 仏 petit polaron, 露 маленький полярон] ⇨ 自縛自縛電子

チェビシェフ多項式 [英 Chebyshev polynomial, 独 Tschebyschewsches Polynom, 仏 polynôme de Tchebyschef, 露 полином Чебышева] $T_0(x)=1$, $T_n(x)=(1/2^{n-1})\cos(n\arccos x)$ ($n=1, 2, \dots$) で定義される多項式の総称。 $T_n(x)$ は n 次の多項式で、微分方程式 $(1-x^2)y''-xy'+n^2y=0$ を満足する。関数系 $\{T_n(x)\}$ は $[0,1]$ において $(1-x^2)^{-1/2}$ を重みとする内積に関して直交関数系をなし、母関数 $(1-t^2)/(1-2xt+t^2)$ をもつ。チェビシェフ多項式は連続関数のミニマックス近似などにおいて重要な役割を演じる。

チェレンコフ Cherenkov, Pavel Alekseevich Черенков, Павел Алексеевич 1904.7.28— ソ連の物理学者。ボロネシに生れ、1928年ボロネシ大学卒業と同時にソビエト科学アカデミーのレベデフ物理学研究所の大学院生となり、1930~40年には同研究所助手を務め、1935年理学博士となった。1940年同研究所助教授。1947年同教授。1951年よりモスクワ工科大学教授。1958年ソビエト科学アカデミー会員。同年 I. E. Tamm, I. M. Frank とともにノーベル物理学賞受賞。高エネルギー粒子が水などの透明な媒質を通るときには、その中を通る光よりも速く走ることができる。1934年 Cherenkov は、この場合に高エネルギー粒子から放出された光子が「置きざり」に現れて、粒子軌道後方に放射光となって観測されるという現象を発見した。この現象は彼の名にちなんでチェレンコフ放射と命名され、高エネルギー粒子を識別するためのチェレンコフ・カウンターに 응용されている。彼はチェレンコフ放射の発見後、これに関する基礎的・応用的研究に携わったが、その他の分野にも研究領域を広げ、1950年ころからは、宇宙線の研究、高エネルギー物理学の研究(光・中間子反応など)に手を広げていった。最近では、チェレンコフ効果による電波放射、X線放射など注目すべき研究も精力的に進めている。

チェレンコフ・カウンター [英 Cherenkov counter, 独 Tscherenkov-Zähler, 仏 compteur de Tcherenkov, 露 счётчик Черенкова] チェレンコフ放射を利用して高速荷電粒子を検出する装置で素粒子実験(高エネルギー実験)では欠かせない道具のひとつである。チェレンコフ放射の性質から、屈折率 n の物質を用いてチェレンコフ・カウンターをつくると、 c/n (c は真空中の光速)より速い速度をもつ荷電粒子を検出できる。チェレンコフ・カウンターでは、粒子の放出する光を観測するので、使われる物質は光に対して透明でなければならぬ。どのような物質を使うかは、測定する粒子の速度によって決る。普通、 $n=1.3\sim 2.0$ の物質として、水、ガラス、プラスチックなどが用いられるが、光速に近い粒子を検出するときには、 n

が1に近い気体がいられる。特に気体は圧力を変えると n の値を変えられるので便利である。このようにチェレンコフ・カウンターは、一般には c/n より大きい速度をもつ粒子をすべて検出する速度選別器であって、しきい値型(threshold)カウンター(図1)ともいわれる。チェレンコ

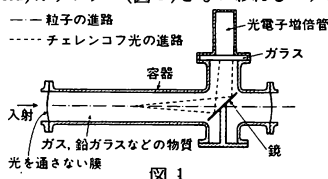


図1

フ放射の方向性を利用して、特定な光学系を用いて、特定の速度の粒子だけを検出する装置を微分型(differential)カウンター(図2)とよんでゐる。いずれの場合にも、光電子増倍管によってチェレンコフ光は電気パルスに変換されて、回路によって処理される。

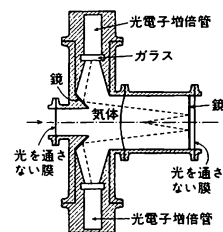
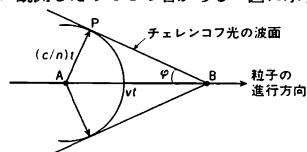


図2

チェレンコフ光 [英 Cherenkov light, 独 Tscherenkov-Licht, 仏 lumière de Cerenkov, 露 черенковский свет] ⇨ チェレンコフ放射

チェレンコフ放射 [英 Cherenkov radiation, 独 Tscherenkov-Strahlung, 仏 rayonnement de Tcherenkov, 露 черенковское излучение] 物質中を通過する荷電粒子の速度 v が、その物質中での光速 c/n (c は真空中の光速、 n は物質の屈折率)より大きい時、粒子の飛跡に沿って物質が発する弱い光のことをい、この現象をチェレンコフ効果とよぶ。荷電粒子のつくる電場によって物質中に分極が起り、粒子の通過後、分極が消滅して光を発することにより起る(⇨分極力)。1937年ごろ、P. A. Cherenkov が実験的に観測したのでこの名がある。図に示すように、



時間 t の間に、荷電粒子がA点からB点に進むとき、A点から出たチェレンコフ光はAを中心とする半径 $(c/n)t$ の球面上に到達する。ここで t は任意であるから、すべてのチェレンコフ光はBを頂点とする頂角 $\phi = \sin^{-1}(c/nv)$ の円錐面上に到達し、波面を形成する。このようにチェレンコフ光は粒子の進行方向と角度 ϕ をなす波面として観測される。

チェレンコフ光についての古典電磁気学による理論的説明は、I. M. Frank と I. E. Tamm によって与えられた。粒子の電荷を ze とすると、粒子飛跡の単位長さ当り発生

する振動数が $(\nu, \nu + d\nu)$ の光子数 $Id\nu$ は、振動数とは無関係に

$$Id\nu = \frac{2\pi^2 e^2}{hc^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) d\nu$$

となる。ここで $\beta = v/c$ である。荷電粒子は物質中を通過するとき、チェレンコフ放射によってエネルギーを失うが、その量は一般的には電離損失や放射損失に比べてはるかに小さい。[8]

遅延回路 [英 delay circuit, 独 Verzögerungskreis, 仏 circuit à retard, 露 цепь задержки] 信号の伝搬時間を遅らせる回路。アナログ信号の遅延には遅延線またはBBD (bucket brigade device) および CCD (charge coupled device) などの電荷転送素子が用いられる。デジタル回路では単安定マルチバイブレーターや、シフトレジスタがよく用いられる。ns から μ s 程度の比較的短い遅延時間を得るには同軸ケーブルなどの分布定数遅延線、または図1のようなコイルとコンデンサを多段接続した集中定

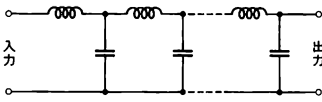


図 1

数型遅延線がよく用いられる。ms から数百 ms 以上の長い遅延時間を得るには BBD が用いられる。BBD は図2

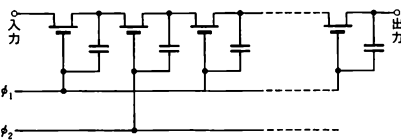
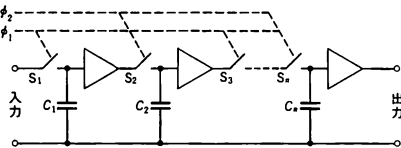


図 2

に示すようにスイッチ、電荷蓄積用コンデンサおよびバッファ増幅器を多数縦続接続した回路をワンチップのMOS FETの集積回路(⇒MOS 集積回路)で構成したものである。一定のクロックパルスに同期させてスイッチ(S_1, S_3, \dots)および(S_2, S_4, \dots)を交互に開閉することにより C_1 の電荷が順次 C_n まで転送され、遅延した入力電圧が出力に現れる。入力電圧の変化に対する出力の応答の速さはスイッチの開閉の速さで制限されるため一般に低い周波数に用いられる。CCD も BBD もほとんど同じ動作を行う。

遅延グリーン関数 [英 retarded Green function, 独 retardierte Greensche Funktion, 仏 fonction de Green retardée, 露 запаздывающая функция Грина] ⇒ グリーン関数

遅延蛍光 [英 delayed fluorescence, 独 verzögerte Fluoreszenz, 仏 fluorescence retardée, 露 замедленная флуоресценция] 通常の蛍光に比べて、減衰時間の長い蛍光のこと。一般に、電子励起状態はいつも基底状態への光学遷移が許容とは限らず、その遷移が光学的に禁止されている場合がある。いま、光で遷移可能な励起状態よりもや

低いエネルギー位置にそのような状態が位置していると、高い励起状態からその状態へ緩和した電子の寿命は長くなる。この電子が熱エネルギーの助けを借りて再び光学遷移可能な状態へ移ると、蛍光と同じ機構で発光する。

遅延現象 [英 retardation phenomenon, 独 Retardierungserscheinung, 仏 phénomène de retard, 露 явления замедления] 高分子物質や粘性液体を例にとると、クリープ挙動は図1のような連続のフォークト-ケルビン模型で近似させることができる。図1に対応する方程式は、両端に加わる単位応力を S とするとき、

$$S = G_0 \gamma_0$$

$$S = G_1 \gamma_1 + \eta_1 \frac{d\gamma_1}{dt}$$

$$S = G_2 \gamma_2 + \eta_2 \frac{d\gamma_2}{dt}$$

$$S = G_m \gamma_m + \eta_m \frac{d\gamma_m}{dt}$$

$$S = \eta \frac{d\gamma}{dt}$$

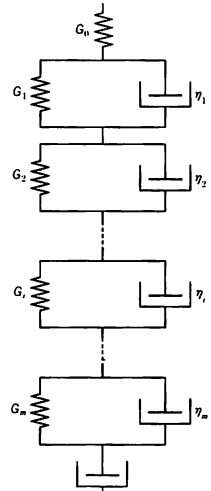


図 1

ここで G_i は弾性率、 γ_i はひずみ、 η_i は粘性率である。いま図1における任意の単一模型(i 番目)の場合、クリープ挙動はこの微分方程式の解 $\gamma = \gamma_{0,i}(1 - e^{-t/\tau_i})$ (ここで $\tau_i = \eta_i/G_i$) で示され、図2のように表される。この図よりク

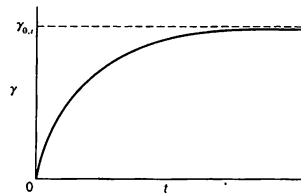


図 2

リープ挙動は模型の粘性部分 η_i の妨害により、たえず瞬時弾性部分 G_i の発現が遅らされて、遅延弾性を示していることがわかる。一般的に表現すると、一定応力 S 下で発現するクリープ曲線は

$$\gamma = \frac{S}{G_0} + \sum_{i=1}^m \gamma_{0,i}(1 - e^{-t/\tau_i}) + \frac{St}{\eta}$$

で示され、右辺の第一項は瞬間弾性、第二項は遅延弾性、第三項は粘性流動を示す。このような遅延弾性現象を略して単に遅延現象ともいう。

自然界に広く見られる現象で、コイル、抵抗、コンデンサが直列につながれている電気回路で見られるのはその一例である(高分子と電気回路とで並列と直列が入れかわっていることに注意。抵抗は粘性率、コンデンサの電気

容量は弾性率の逆数にそれぞれ対応。コイルのインダクタンスに相当するものを高分子系に導入しようとするとき、おもりを並列にぶらさげれば、その質量が対応する)。

遅延時間 [英 retardation time, 独 Retardierungszeit, 仏 temps de retard, 露 время замедления] 遅延現象を記述する特性時間。フォークト-ケルビン模型によって表示される遅延弾性に基づくクリープ曲線(⇒遅延現象)において、無限時間($t \rightarrow \infty$)後の延伸率を $\tau_{0,t}$ とすると、 $\tau_{0,t} (1 - e^{-t/\tau}) = \tau$ のひずみを示す時間 τ_t を遅延時間とよぶ。 $\tau_t = \eta_i/G_i$ の形で表示され、単一フォークト模型の特性時間である。高分子物質のように複雑な系では、クリープは単一フォークト模型で表示されるほど単純ではなく、したがって、遅延時間 τ_t も 0 から ∞ までの幅広い連続分布として表現した方が一般的であると考えられる。したがって、実在高分子物質のクリープ挙動の計算は、高分子物質のもつそれぞれ特有の遅延時間分布関数、 $L(\tau)$ を考慮に入れて行う必要がある。

遅延スペクトル [英 retardation spectrum, 独 Bremspektrum, 仏 spectre de freinage, 露 спектр тормозного излучения] 高分子物質の示すクリープ挙動は、高分子物質固有の遅延時間分布関数 $L(\tau)$ をもち(⇒遅延時間, 遅延現象), 遅延時間 0 から ∞ までの連続フォークト模型のクリープ挙動で代表できる。この分布関数を遅延スペクトルという。一般に応力緩和と緩和弾性率 $E_r(t)$ の変化で示されるように、クリープはクリープコンプライアンス $J_c(t)$ (ひずみを一定応力で除した値)の変化で示される。いまクリープコンプライアンスと遅延時間分布関数 $L(\tau)$ の関係を示すと

$$J_c(t) = \int_0^{\infty} L(\tau) (1 - e^{-t/\tau}) d\tau$$

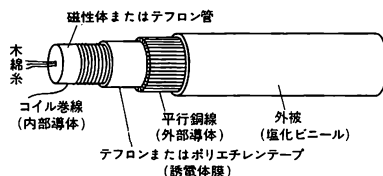
$$= \int_0^{\infty} L'(\tau) (1 - e^{-t/\tau}) d \ln \tau$$

$L(\tau)$ は上式よりラプラス変換, またはその近似計算によって求めることができる。一般に $L(\tau) \sim \tau$ の関係を示す図または表を遅延スペクトルという。これは緩和スペクトルとともに、線形粘弾性においては重要な特性関数である。高分子物質の遅延スペクトルは大変広い遅延時間領域をもっている。また、非晶質高分子の場合、くさび型および箱型の緩和スペクトルの2つの部分に対応して、遅延スペクトルもこのような2つの部分から成る。遅延スペクトルを用いると、複素コンプライアンスは

$$J^*(\omega) = \int_0^{\infty} L(\tau) \frac{1 + i\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2} d \ln \tau$$

で表される。ここで ω は角周波数である。また、緩和スペクトル $H(\tau)$ との間でも相互変換ができる。

遅延線 [英 delay line, 独 Verzögerungsleitung, 仏 ligne à retard, 露 линия задержки] 信号の伝搬を一定時間遅らせることを目的とした信号伝送線路で、電磁遅延線と超音波遅延線が代表的である。電磁遅延線は L, C で構成される集中定数型と、同軸ケーブルのような分布定数型がある。集中定数型は一種の低域フィルターで遮断周波数 $f_c = 1/\pi\sqrt{LC}$ よりも十分低い周波数に対して、単位回路当りの遅延時間は $T_d = \sqrt{LC}$ 、特性インピーダンスは $Z_0 = \sqrt{L/C}$ である。分布定数型も単位長当りのインダクタンスを L 、静電容量を C とすると、遅延時間は \sqrt{LC} 、特性インピーダンスは $\sqrt{L/C}$ である。通常の同軸ケーブルは $5\text{ ns}\cdot\text{m}^{-1}$ 程度で十分な遅延時間を得られない。そのた



め、図のような中心導体を磁性体上にソレノイド状に巻き、インダクタンスを大きくしたものをを用いる。遅延時間 $3\mu\text{s}\cdot\text{m}^{-1}$ 、特性インピーダンス $10^3\Omega$ 、遮断周波数 10 MHz 程度である。

超音波遅延線は、液体や固体中の超音波の伝搬時間が電磁波の $1/10^3$ 程度であることを利用したもので、媒質として水銀、ガラスなどを用い、圧電素子を電気音響変換器として結ぶ。テレビ回路用に遅延時間約 $60\mu\text{s}$ 、帯域幅 $3\sim 30\text{ MHz}$ が使われている。弾性体の表面に沿って伝搬するレイリー波などの弾性波を利用した弾性表面波遅延線も、単純な構造で数十 μs の遅延、 $10\text{ MHz}\sim$ 数 GHz の帯域幅を小型の素子で得ることができる。弾性表面波は圧電基板上にすだれ状電極をつけたもので発生することができ(⇒弾性表面波素子)。磁歪線中で伝搬する超音波を利用した磁歪遅延線も簡単な構造で $200\mu\text{s}\cdot\text{m}^{-1}$ の遅延を得ることができる。

遅延線記憶装置 [英 delay line storage, 独 Laufzeit-speicher, 仏 mémoire à lignes de retard, 露 запоминающее устройство на линиях задержки] 電子計算機でかつて用いられた記憶装置の一種で、記憶要素に遅延線を用いて循環形の構造とするもの。超音波を利用するものが多い。ごく初期の電子計算機においては、水銀柱を用いた遅延線記憶装置が用いられた。これはパイプを水銀で満たし、その両端に圧電素子としての水晶片を置き、一方からパルス状の信号列を入れ、他方でこれを受けて増幅整形して戻す方法であり、情報は循環してこの水銀柱に蓄えられる。イギリスで最初につくられた電子計算機 EDSAC では 32 本の水銀柱記憶装置が使われ、日本最初の電子計算機 FUJIC にもこれが用いられた。その後水銀柱を合金の針金に置換えることによって、装置の小型化と保守性の向上が図られたが、装置の安定性に問題が残りの、また記憶容量増大の要望も強く、他の記憶装置に置換えられていった。

遅延掃引 [英 delayed sweep, 仏 balayage retardé, 露 задержанная развертка] ⇒ オシロスコープ

遅延弾性 [英 retarded elasticity, 仏 élasticité retardée, 露 запаздывающая упругость] ⇒ 粘弾性流体

遅延同時計数 [英 delayed coincidence, 独 verzögerte Koinzidenz, 仏 coincidence retardée, 露 запаздывающее совпадение] ⇒ 同時計数法

チェンバレン Chamberlain, Owen 1920.7.10—

アメリカの実験物理学者。サンフランシスコに生れる。1941 年ダートマス・カレッジ卒業後、カリフォルニア大学バークレー校大学院物理コースに入学したが、第二次世界大戦のため、1942—46 年の間、バークレーおよびロスアラモスにおいてマンハッタン計画に参加。E. G. Segré のもとで、中間エネルギーの中性子と原子核との断面積、および重い原子核の自然崩壊について研究。1946 年にシカゴ大学で E. Fermi の指導の下に大学院生としての学業を再開。1948 年カリフォルニア大学バークレー校

の物理助手となる。1949年液体中における低速中性子回折の研究で、シカゴ大学より博士号を取得。陽子・陽子散乱、特にその偏極効果についての実験的研究を行い、三重散乱を用いてスピン回転の測定を試みた。1955年 Segré とともにベータトロンにより反陽子を人工的に創生した。1958年よりシカゴ大学教授。1959年 Segré とともにノーベル賞受賞。このほか、反陽子と陽子や重陽子との散乱、反陽子の荷電交換反応、 π 中間子の散乱など数多くの実験的研究を行っている。

遅延ポテンシャル [英 retarded potential, 独 retardiertes Potential, 仏 potentiel retardé, 露 запаздывающий потенциал] 電磁波は有限の速度 c で伝わるので、電磁波の発生源より r だけ離れたところで時刻 t の時に観察されるポテンシャルは、 t の時刻より r/c だけ前の電磁波の発生源の状態によって決まる。具体的には、電荷密度 $\rho(x, t)$ と電流密度 $i(x, t)$ がわかっているとき、ベクトルポテンシャルは、真空の透磁率を μ_0 として

$$A(x, t) = \int \frac{\mu_0 i(x', t-r/c)}{4\pi r} dv' \quad (1)$$

スカラーポテンシャルは、真空の誘電率を ϵ_0 として

$$\phi(x, t) = \int \frac{\rho(x', t-r/c)}{4\pi\epsilon_0 r} dv' \quad (2)$$

($r=|x-x'|$, dv' は x' での微小体積要素) となる。被積分関数は時刻 $(t-r/c)$ で位置 x' における電流 i と密度 ρ を意味している。電荷の保存則

$$\text{div } i + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

によって式(1)、(2)はローレンツ条件

$$\text{div } A + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad (4)$$

を満たしている。式(1)、(2)は過去の粒子状態によって現在の場合が定まるという意味で遅延ポテンシャルとよばれる。

遅延リレー [英 time-delay relay, 独 Verzögerungsrelais, 仏 relais retardateur, 露 реле выдержки времени] 動作信号が加えられてから一定時間後に接点が作動するリレーである。構造は通常のリレーの駆動コイル上に銅環をかぶせたもので、駆動コイルに電流が流れ始めると電磁誘導により銅環に電流が流れ、電磁石の動作を遅らせる。駆動コイルの電流を切るときは逆に磁束を保持する方向に誘導電流が流れ動作が遅れる。この方法による遅延時間は0.1～0.5s程度である。数秒以上の遅延を必要とする場合はタイマーあるいは遅延回路を内蔵したタイマーリレーを用いる。

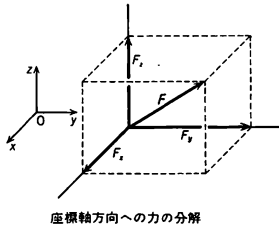
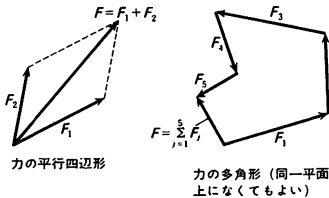
地殻熱流量 [英 terrestrial heat flow, 独 Erdwärmefluss, 仏 flux géothermique, 露 тепловой поток Земли] 地球内部から地表面へ流れ出る熱の量。 $10^{-6} \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ($= \mu \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) の単位で表され、この単位を HFU とよぶ。固体中を伝導で伝わる熱量は(熱伝導率) \times (温度勾配) であるから、地殻熱流量の測定には、地温勾配(=地下増温率)と、地層岩石の熱伝導率を実測し、その積をとる。地下水の流動や、火成活動に伴う物質移動がある場合には、熱は伝導以外の機構で伝達されるが、上のべた通常の測定法では、それを測ることはできない。地温勾配の測定には、陸上では、地表での外的擾乱をさけるために、深井戸や鉱山の坑道などが利用される。海洋地域では、深海底の水温はほとんど時間変化をしないので、海底下数 m

まで、温度センサーをつきさして測定すればよい。現在までに世界中に約1万点にのぼる測定がなされているが、主な結果は次のとおりである。(1) 陸地での平均値は1.37 HFU。地質構造の新しい地域で高く、古い地質では1.1 HFU 程度に減少する。(2) 海洋地域での平均値は1.57 HFU。ただし海洋では、プレートとの生産に伴い、海水が活発に地殻内に侵入し、対流を起して熱を伝えるので、これを考慮すると、理論的には、平均値は2.36 HFU 程度と推定される。海洋地域でも、年齢の若い場所が高く、古い場所では、0.9 HFU 程度に減少する。(3) 日本周辺では、太平洋および日本海溝で、1.0 HFU 程度だが、東北日本の日本海側や日本海では2.0 HFU 以上になる。(4) 地球全体からの熱放出量は $1 \times 10^{16} \text{ cal} \cdot \text{s}^{-1}$ 程度。

地殻変動 [英 crustal deformation, 独 Krustbewegung, 仏 déformation de croûte terrestre] 地球の地殻の変位および変形。地震時の土地の変形のように秒単位の短周期現象から、火山活動による日～年単位の変動、さらに水床の消長に伴い $10^2 \sim 10^4$ 年程度の緩和時間をもつアイソスタシーへの復帰運動(地球内部の粘性流動による)などがある。地殻変動の原因となる応力がプレートの運動のように長期間持続する場合には、地震時の変形のような短周期の変動も一定方向に累積し、変動地形や地質構造を形成する。たとえばアメリカのカリフォルニア州のサンアンドレアス断層では、過去 7×10^7 年間に600 km に達する食い違いを生じている。日本の内陸部の地震に伴う断層運動の場合は、過去約 10^6 年間にほぼ一定の速度で累積されてきた。島弧全体のひずみとしてみれば、約 10^{-8} y^{-1} の速度で東西方向に短縮している。一方、測地測量からは約 10^{-7} y^{-1} のひずみ速度が得られている。この変形の一部は海溝沿いの巨大地震に伴う往復変形運動によるものである。地震と地震の間には、太平洋岸は沈降し、島弧に垂直な方向に短縮するが、地震時に反発運動が起り、地殻は隆起・伸張する。地震に伴う地殻動ひずみは断層の近傍で 10^{-4} y^{-1} 程度である。

力 [英 force, 独 Kraft, 露 сила] 物理学でいう力とは物体の運動状態を変化させる原因となる作用をさすが、大きさをもった物体の運動状態の変化はまったく千差万別であるから、質点に対する影響によって力を定義する。質量 m [kg] の質点に作用してそれに a [$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$] の加速度を生じさせる力を $F = ma$ [N] (N はニュートン $= \text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$) と定めるのである。質点の運動状態は速度 v で与えられ、ほかからなんの作用も受けなければこの速度を保持しようとする性質(慣性)があるから、運動状態の変化は加速度 $a = dv/dt$ で表されるとみてよい。ニュートンの運動の法則は、力と加速度とを比例関係で結びつけ、比例の定数として質量を定めてそれを質点に固有の量(慣性の大きさを示す)と考える。これが正しいことは、この法則をさまざまな自然現象に適用し、実験実測と矛盾しないことで確かめられたわけである。力を測るのに実際には質点の加速度などを測定したりはしない。最も簡単な装置は、ばね秤であろう。地上の物体には重力が働いており、空気の抵抗がないようにして重力だけで落下させると、すべての物体が下向きに同じ一定の加速度 g ($\approx 9.8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$) をもつという事実がある。このことは質量 M [kg] の物体には Mg [N] の重力が働いていることを示し、ばね秤は Mg [N] の力で引かれると指針が M [kg] をさすようにつくられていることがわかる。定義から明らかなように、力は大さ

だけでなく方向と向きをもつベクトル量であり、さらにそれが(物体の)どこに作用するかによって効果が異なるので、作用点を問題にする必要がある。ベクトルであるから、同じ作用点に2力が働くときには、2力を表すベクトルの矢印を2辺とする平行四辺形の対角線ベクトルが2力の合力を表すことになる(力の平行四辺形)。もっと多数の力が1点に作用するときには、各力を表すベクトルの矢印を次々につないでいけば、最初のベクトルの基点から最後のベクトルの先端に向けた矢印がこれらの力を合成した合力を表す(力の多角形)。力の多角形が閉じて合力が0になるときは、これらの力はつり合っているといい、何も力が働かないのと同じである。力の平行四辺形を逆に使って、1つの力を2つまたはそれ以上の力(分力という)の合力として表すこともできる。これを力の分解といい、通常互いに垂直な2あるいは3方向に分解することが多い。



座標軸方向への力の分解

この場合の分力を、もとの力のそれぞれの方向の成分とよぶ。力 \mathbf{F} を直角座標軸 x, y, z の方向に分解したときの成分を F_x, F_y, F_z のように表すことが多い。これらはそれぞれ方向が決まっているから、向きと大きさを1つの実数で示せばよいので、細字で表すのである。合力の成分は、もとの力の成分の代数和に等しい。質点でなく大きさのある物体(あるいは多数の質点からできている質点系)に力が作用するときには、力の作用点のところにある物体の小部分(あるいは質点)と残りの部分(ほかの質点)との間の相互作用によって、物体の運動状態の変化のしかたはさまざまである。この場合、物体を構成する各部分の間に働く相互作用の力を内力といい、物体外から加えられる外力と区別する。質点系力学の一般的な結論のひとつとして、「質量中心(重心)の運動は、系の全質量と外力の作用点があるところに集中したと考えた場合の質点の運動と一致する」という定理が証明されている。最初に $\mathbf{F} = m\mathbf{a}$ の関係を論じたときに用いた質点というのは、大きさを捨象して重心だけに着目したものだと考えればよいのである。

物体を連続体とみなす巨視的立場では、1点に作用する力というのは系でつるするときなどに限られた例外的かつ理想的な(糸の太さを無視している)場合であって、広がりのある面の全体に働く圧力とか、大きさのある物体の至る所に働く重力のように、二次元的に分布した面力や三次的に分布した体積力であることが多い。このようなときには、たとえば物体を細分してその微小部分の体積を $dV =$

$dx dy dz$ 、密度を ρ として、重力を $\rho g dV$ のように表し、合力を求めるときには積分を行う。剛体場合には合力は重心に働く大きさ Mg (M は剛体の全質量)の力になることが証明されるので、通常は重心という1点に作用する1つの力のよに扱うことが多いのである。巨視的な力としては、このような重力あるいは万有引力のほかに遠距離力としては電磁気的な力があり、それ以外は物体の接触面で作用しあう圧力や抗力、物体内の各部分が互いに及ぼしあう応力(たとえば張力)が主なものである。

重力や電磁気力は力の場というものを媒介とする近接作用であり、物理学では最も基本的な力である。それに対し、物質あるいはその構成部分が及ぼしあう応力や抗力、摩擦などは、物質の微視的構造を基礎にして説明されるべき力である。物質を電子と核子(陽子と中性子)の集りと考えると、原子核と原子核、電子相互間に働く力は電磁気的な力であるから、基本的な力として電磁気力と核力を考えればよいことになる。このように電磁気力を及ぼしあいながら運動する電子には量子力学を適用せねばならないが、そうすることによって、原子やイオンというものの存在やそれらの間に働く力(原子の「大きさ」を決める近距離斥力とか、原子が結合して分子をつくる力)が導き出される。これらの力は、たとえば原子間の距離を縮めたときに電子の運動範囲や速さなどが変化してそのエネルギーが増すとすれば、原子は反発しあっていることになる、といったような意味での複合的な力である。核子についても同様であって、陽子や中性子も内部構造をもち、核力も複合的な力であると考えられているが、究極的なことはまだ完全にはわかっていない。

力の合成 [英 composition of forces, 独 Zusammensetzung von Kräften, 仏 composition des forces, 露 сложение сил] \Rightarrow 力

力の成分 [英 component of force, 独 Kraftkomponente, 仏 composante de force, 露 компонент силы] \Rightarrow 力

力の多角形 [英 polygon of forces, 独 Kräftepolygon, 仏 polygone des forces, 露 силовой многоугольник] \Rightarrow 力

力の単位 [英 units of force, 独 Einheiten der Kraft, 仏 unités de force, 露 единицы силы] 力の単位を定める際、万有引力の法則を媒介にすることもできるが、一般には、ニュートンの運動法則を媒介とする次元上の関係が利用され、[力の単位] = [質量の単位] \times [加速度の単位] の形で、およびそれに数係数を掛けた形で、単位が組立てられる。したがって、力の単位は、質量の単位、加速度の単位および数係数の選び方に応じて、いくつかの系列に分類される。

(1) 国際単位系(SI): 質量のSI単位キログラム(kg)、加速度のSI単位メートル毎秒毎秒($\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$)および数係数1を選んで組立てられるSI組立単位には、特別な名称ニュートン(N)が与えられている。

(2) CGS単位系: 質量のCGS単位グラム(g)、加速度のCGS単位センチメートル毎秒毎秒($\text{cm} \cdot \text{s}^{-2}$)および数係数1を選んで組立てられるCGS単位には、特別な名称ダイン(dyn)が与えられている。

(3) 重力単位系: 質量、加速度の単位には、SI または CGS 単位系と同様に kg と $\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$ 、 g と $\text{cm} \cdot \text{s}^{-2}$ とを選ぶ

が、数係数に 9.80665 または 980.665 を選んで、それぞれ、重量キログラム (kgf または kgw) = 9.80665 m・kg・s⁻² = 9.80665 N, 重量グラム (gf または gw) = 980.665 cm・g・s⁻² = 980.665 dyn = 9.80665 × 10⁻³ N とする。これらの数係数は、地表での重力加速度の値の基準として協約されたものであって、工学に現れる力の大きさの近似値を与える点で便利とされるが(⇒工学単位系)、現実には、所と時に応じた重力加速度の値で換算する必要がある。SI の立場では推奨したい単位である。ヤード・ポンド法の重量ポンド (lbf または lbw) も同様である。なお、重量キログラムは、ドイツではかつてキロボルトとよばれたことがあり、日本ではキログラム重ともいう。

上記の諸単位およびそれぞれの倍量単位、分量単位のうち、国際規格や法律にあげられているものは、次のとおりである。

(4) 国際標準化機構の規格 ISO 1000(1981 年)での単位: N のほか MN, kN, mN; μN。重力単位系の単位は含まれていない。

(5) 計量法での法定計量単位: N; dyn, Mdyn; kgw (または kgf), gw (または gf), mgw (または mgf), tw (または tf), ktw (または ktf), Mtw (または Mtf); 極めて狭く限定された場合に、当分の間許される lbw (または、他と混同するおそれのないとき lb)。

力のつり合い [英 equilibrium of forces, 独 Kräftegleichgewicht, 仏 équilibre de forces, 露 равновесие сил] ⇒ 力

力の定数 [英 force constant, 独 Kraftkonstante, 仏 constante de force, 露 силовая постоянная] 分子内の原子の微小変位 Δx に対する x 方向の復原力 F_x は $F_x = -k\Delta x$ で表され(フックの法則)、ここで比例係数 k を力の定数という(⇒ばね定数)。力の定数のより一般的な定義は次のように与えられる。 n 個の原子から成る分子の分子内ポテンシャルエネルギー V は各原子の直交座標 x_i, y_i, z_i によって式(1)で表される。

$$V = f(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2; \dots; x_n, y_n, z_n) \quad (1)$$

V は各原子間の相対的な位置関係のみによって決定されるので、直交座標でなく分子内座標 q_i (結合距離, 結合角, 内部回転角, 面外変位など)を用いて表す方がより適切である。分子振動の問題を取扱う場合には、分子内座標で表した関数を平衡位置のまわりで展開した式(2)の形のものを用いる。

$$V = \sum_{i,j} K_{ij} s_i s_j + \sum_{i,j,k} K_{ijk} s_i s_j s_k + \sum_{i,j,k,l} K_{ijkl} s_i s_j s_k s_l + \dots \quad (2)$$

ここで s_i などは分子内座標の平衡値からの変化分であり, $K_{ij}, K_{ijk}, K_{ijkl}$ はそれぞれ二次, 三次, 四次の力の定数とよばれる。通常単に力の定数といえば、二次の力の定数をさすことが多い。力の定数を正確に決定するためには、種々の分光学的データを必要とする。

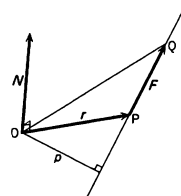
力場 [英 field of force, 独 Kraftfeld, 仏 champ de force, 露 поле сил] 物体をもっていくとそれに力が働くような空間があって、その力がその物体の位置と速度などで一義的に決るときに、その空間を力場という。力是一般には時間とともに変化するが、時間によらないときには静的な力場とよばれる。静的な万有引力の場では質量が m の質点に働く力 $F(r) = mg(r)$ のように表され、 $g(r)$ は位置 r だけで決る。電場では電荷 q をもつ点電荷に働く力 F は $F = qE$ のように q に比例する。 E は電場の

強さである。速度に依存する力場の例は磁場である(⇒ローレンツ力)。場を表すには、万有引力なら $g(r)$ 、電場なら $E(r, t)$ を用いる。これらはベクトル量であるが、万有引力場や静電場は、スカラー量であるポテンシャルから導くことができるので、ポテンシャルで記述することも多い。

力の分解 [英 decomposition of force, 独 Zerlegung der Kraft, 仏 décomposition de force, 露 разложение сил] ⇒ 力

力の平行四辺形 [英 parallelogram of forces, 独 Parallelogramm der Kräfte, 仏 parallélogramme des forces, 露 параллелограмм сил] ⇒ 力

力のモーメント [英 moment of force, 独 Moment der Kraft, 仏 moment de force, 露 момент силы] 図の



ように位置ベクトル r の点 P に力 F が作用するとき、 r と F のベクトル積 $N = r \times F$ を原点 O のまわりの力のモーメントあるいは力の能率という。直交座標の場合の r, F, N の成分をそれぞれ $(x, y, z), (X, Y, Z)$ および (N_x, N_y, N_z) とおけば

$$N_x = yZ - zY, \quad N_y = zX - xZ, \quad N_z = xY - yX$$

で与えられる。 O から F の作用線に下した垂線の長さを p とすれば、 N の大きさは $N = pF$ 、すなわち $\triangle OPQ$ の面積の 2 倍、方向は r から F の方向に右ねじを回したとき、右ねじの進む方向になる。質点系や剛体の運動で回転軸が問題となる場合、この軸のまわりの力のモーメントは、軸上の任意の 1 点のまわりの力のモーメント $N = r \times F$ のこの軸に垂直な平面への射影になる。したがってたとえば z 軸が回転軸の場合、 z 軸のまわりの力のモーメントは $N_z = xY - yX$ で与えられる。

置換型固溶体 [英 substitutional solid solution, 独 Austauschmischkristall, 仏 solution solide de substitution, 露 твердый раствор замещения] ⇒ 固溶体

置換感度係数 [英 substitution sensitivity factor, 仏 facteur de sensibilité de substitution] 真空容器などの気密性を調べるリークテストで用いられるブロープガス法において、リークの検出感度を定量的に考察する際の重要な係数が置換感度係数である。ブロープガス法では、気密性容器を真空中に排気した上で、外部から特定ガス(ブロープガス)を吹付け、リークを通して容器内に侵入したブロープガスを検出器で検出し、リークを知る。この場合、リークを通して容器内に侵入する気体は空気であるが、ブロープガスをリーク部に吹付けることによって、それまで侵入していた空気がブロープガスに置換される。検出器が空気およびブロープガスに対して感度が異なるとすれば、たとえ容器内の圧力が不変でも侵入気体が空気からブロープガスに置換されることによって、検出器の指示は変わる。いま、容器が一定の排気速度で排気されていて、かつ容器には 1 個のリークのみ存在すると仮定すると、置換感度係数 ϕ は次のように定義される。

$$\phi = \frac{\left(\frac{\text{リークからの侵入気体がブロープガスのときの検出器の指数}}{\text{リークからの侵入気体が(空気のときの検出器の指数)}} \right) - 1}{\left(\frac{\text{リークからの侵入気体がブロープガスのときの検出器の指数}}{\text{リークからの侵入気体が(空気のときの検出器の指数)}} \right) - 1}$$

つまりブロープガスをリークに吹付けることによって、 $\phi > 0$ ならば検出器の指数は増し、 $\phi < 0$ のときは減少する。 $\phi = 0$ のときは検出器の指数は変わらない。 ϕ は、空気とブロープガスに対する検出器の感度(f_A , f_P)、それぞれの気体に対する真空ポンプの排気速度(S_A , S_P)およびリークを通してのコンダクタンス(C_A , C_P)により、次のようになる。

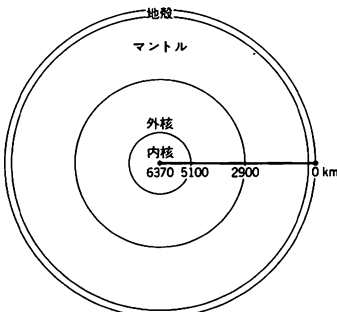
$$\phi = \frac{f_P S_A C_P}{f_A S_P C_A} - 1$$

置換群 [英 permutation group, 独 Permutationsgruppe, 仏 groupe de permutations, 露 группа подстановок] ⇨ 対称群

置換脱離 [英 replacement, 独 Substitution, 仏 remplacement, 露 замещение] 化学吸着の実験などのために超高真空装置に O_2 を導入したら、実は CO が吸着していたということがよくある。これは真空装置の材料であるステンレス鋼などに吸着していた CO が、導入した O_2 の吸着によって置換して脱離したためである。この現象を置換脱離という。置換脱離には現象面から次の2つの種類がある。(1) 単純置換脱離: 上に述べた例で、先に化学吸着していた分子が、別の種類の分子が吸着するとともに脱離するものである。たとえば、 $Pd(110)$ 面で H_2 が追い出されて CO が吸着する例などがある。追い出して吸着する分子の吸着熱の方が大きい。(2) 反応置換脱離: たとえば、 $Pd(110)$ 面に CO と O_2 とを化学吸着させると、 CO_2 が脱離するなどのように、固体表面で化学反応が起る場合である。置換脱離は超高真空技術や触媒反応研究にとって重要であるばかりでなく、吸着分子の動力学の面からも興味深い現象である。

置換法 [英 substitution method, 独 Substitutionsmethode, 仏 méthode de substitution, 露 метод замещения] ⇨ 測定

地球 [英 earth, 独 Erde, 仏 Terre, 露 Земля] 銀河系の、太陽系に属する天体で、太陽系内の内側から3番目の軌道を、自転しながら公転している天体。1個の衛星月をもち、人類や生物の住む天体で、自らは光らない。地球の内部構造は図のようになっている。地殻は花コウ岩



地球の内部構造

と玄武岩、マントルはマグネシウムや鉄を含むケイ酸塩、核はニッケル・鉄などの金属からできていると考えられて

いる。核は外核と内核にわかれ、外核は流体状、内核は固体状になっている。

地球に関する主な数値

太陽地球間平均距離	1.49597870×10 ⁸ km
公転軌道離心率	0.01672
公転周期 (太陽年)	365.2422 日
平均軌道速度	29.8 km・s ⁻¹
自転周期 (平均太陽時)	23 時間 56 分 4.0905 秒
軌道面と赤道面内の傾斜角	23.°44
偏平率	1/298.257
質量	5.98×10 ²⁴ kg
赤道半径	6378.140 km
極半径	6356.775 km
平均密度	5.52 g・cm ⁻³

地球科学 [英 earth science, 独 Geowissenschaft, 仏 sciences de la terre, 露 наука о Земле] 地球についての諸科学の総称。地学とほぼ同義。主として、地質学、地球物理学、地球化学の3分野から成る。後者2つは、研究手段の違いによる分類であるが、地質学は手段にはよらず、地球(特に直接に観察しえる表層部)の組成や構造、およびそれらの進化を支配する諸過程や歴史(一括して地質現象)を研究する。(1) 地質学は、19世紀中ごろまでは地層に含まれる古生物化石などの研究に基づく層序学を根幹として発展したが、現在では岩石学、構造地質学、鉱床学、堆積学などいくつかの主要分野に分れている。(2) 地球物理学は、地震学、地球力学、地球電磁気学、地球内部物理学、火山学、陸水学、海洋学、気象学、超高層大気物理学などを主要分野とする。(3) 地球化学は、地球全体および各部における元素の分布、移動、化学反応などを取扱う。近年、希土類元素や各種同位体の挙動や分布を用いて行う地球の起源や進化過程などの研究によって、地球化学の重要性は著しく増大している。

研究の進展に伴って、上記のような分野分けはいくらか再編成され始めている。すなわち、研究対象ないしは目標に対して、各種の手段を用いて総合的に取組むという傾向が強くなっている。たとえば、同位体質量分析の手法による岩石や鉱物の年代決定法は、地球化学の一分野として出発したが、地質学や地球物理学などいわゆる固体地球科学全般にかかわるものとして、現在では地球年代学という位置づけがふさわしい。最近、大きく発展しつつある海洋底地学や隕石学、惑星学なども同様である。このような傾向に大きな拍車をかけたのは、大陸移動説→海底拡大説→プレートテクトニクスという最近の固体地球科学の進展であろう。従来、比較的自由関係に進められてきた各分野の研究が、これらの新しい地球観の下に統一されたからである。資源探査、開発、環境保全、および災害防止などの全般にわたって、地球科学の社会における重要性は、今後ますます大きくなるであろうが、ここでも総合的な取組みが有効であろう。

地球型惑星 [英 terrestrial planet, 独 erdähnlicher Planet, 仏 planète terrestre, 露 планета земной группы] 地球と似た組成をもつ惑星の総称。岩石質物質と鉄・ニッケル合金あるいは硫化鉄を主とする金属質物質よりなる。H, He を主とする木星型惑星と対比して用いられることは、水星、金星、地球、火星が地球型惑星の主なものであるが、月や小惑星もこの仲間に入れることがある。水星、金星、火星などの惑星は地球と同様に、岩石質の地殻、マントルと、金属質の中心核からなる成層構造をしていると

考えられる。木星型惑星に比べ小型の惑星であるが、平均密度はずっと高く、いずれも3.3以上の値をとる。太陽系内で、太陽に近い惑星が地球型であり、木星以遠の惑星が木星型になるのは、太陽系の起源と密接に関連しているのであろう。多くの考えでは、原始太陽系星雲内の温度は太陽に近い領域で高い。そこで、地球型惑星の存在した領域では、星雲ガスから凝縮した固体粒子は、岩石質物質と金属質物質のみであった。こうして、地球型惑星は太陽に近い領域でつくられたと考えられている。

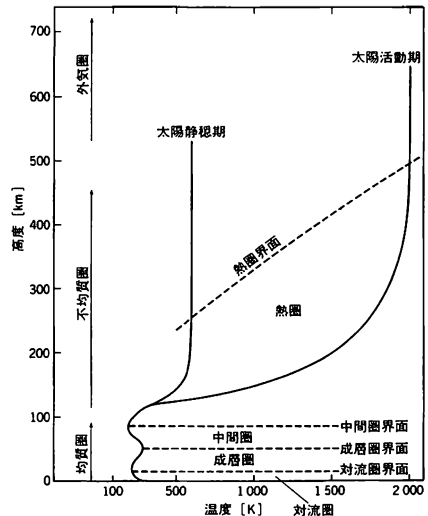
地球コア [英 core of the earth, 独 Erdkern, 仏 noyau de la Terre, 露 земное ядро] 地球の地下約2900km以深の部分。流体の外核と固体の内核とからなる。両者の境界は深さ約5150kmにある。地球の磁場は外核内の電磁流体運動(⇒電磁流体発電)により維持されていると考えられる。このため、核の構成物質は電気伝導率が高くなければならない。隕石の組成や推定される密度から、核の主成分はFeであると推定される。鉄隕石の組成から、10%程度のNiを含むものとされる。衝撃波を用いて地球の核内に相当する圧力を発生させ、鉄-ニッケル合金の性質を調べると、その弾性波速度は地震波による推定値より小さく、密度は核内で推定される値より大きいことがわかる。このため、S, Siなどの不純物が含まれていると推定される。核内の状態はマナーガン-バーチの状態方程式とトーマス-フェルミ-ディラックの状態方程式との中間にあたると思われる。外核表面の温度、圧力はそれぞれ約4000K, 約 1.4×10^6 atm, 内核表面の圧力は約 3.3×10^6 atmと推定されている。内核表面の温度の推定値には(4~6) $\times 10^3$ Kの幅がある。外核のP波速度はマントル最下部のP波速度($13.6 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$)に比べて著しく遅く、 $8 \sim 10 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ である。このため、マントルから入射したP波は、外核表面で地球中心の方へ大きく屈折する。その結果、震央角距離 $100 \sim 140^\circ$ ではP波が明瞭に認められなくなる。この区域を核の影とよぶが、核の存在はこの核の影により発見される。外核内をS波が伝播しないこと、外核表面でのS波の反射係数が高いことなどが、外核が流体と考えられる根拠である。後に核の影内にも、外核表面での回折現象からは説明しきれない振幅をもつP波が認められ、内核の存在が明らかにされた。

地球振動 [英 free oscillation of the earth, 独 freie Schwingung der Erde, 仏 oscillation libre du globe] 地球の自由振動。地球の振動には自転軸のふらつきのように周期の長いものから、地震のように周期の短いものまでである。地殻変動や潮汐も地球の振動の一種といえる。しかし一般に「地球振動」というときには地球の自由振動をさす。19世紀後半以来、地球の自由振動は理論的に研究され、約60分の周期をもつことが予想されていた。1952年カムチャッカ地震(マグニチュード8 ⅓)の際、地震学者H. Benioffはひずみ地震計の記録に57分周期の波があることを発見し、これが地球の自由振動であることを指摘した。その後1960年チリ大地震(マグニチュード8 ⅓)のとき、世界各地のひずみ地震計、長周期地震計、重力計に約54分周期の振動がとらえられ、これによって地球の自由振動の存在は疑う余地のないものとなった。

今日では、地球内部構造は地震波の伝播によって、かなり詳細にわかっている。自由振動も理論的にはほぼ完全に解明されている。また観測によっても、かなりの次数の波がつきとめられ、地球振動は地球の内部構造を求める

ための重要な要素のひとつとなった。

地球大気 [英 earth's atmosphere] 地球を包む大気圏の性質は高さによって大きく変わっている。性質の変化にしたがっていくつかの特徴的な領域に分けることができる。歴史的にはいろいろな区分法が提出されたが、1960年に国際測地学地球物理学連合、その翌年には世界気象機構において温度分布に基づく区分法が採択され、最も基本的なものとしてされている(図参照)。大気現象のエネルギー



ギー源は太陽からの電磁放射であるが、そのエネルギーは大気中で連続的に吸収されるのではない。波長が175nmより短い紫外線やX線は熱圏の酸素や窒素によって吸収され、高さ100km付近までしか到達しない。約300nmまでの紫外線がオゾン(O_3)によって吸収される。50km付近の成層圏界面の高温暖層はこの吸収によるものである。300nm以上の可視光や近赤外線は対流圏の水蒸気によって若干吸収されるが、大部分は地表面に達し、そこを加熱する。温度分布に基づく大気構造の区分法では、温度勾配が0になるところを境界として名をつけ、下方から対流圏、成層圏、中間圏および熱圏と定義し、その境界をそれぞれ、対流圏界面(高さ約11km)、成層圏界面(高さ約50km)、中間圏界面(高さ約80km)とする。熱圏の上方の境界(熱圏界面)は、約220~500kmまで太陽活動によって著しく変化する。このほか、大気の組成や力学的性質に準拠した大気構造の区分も考えられている。たとえば、組成(平均分子量)は約80kmまで変わらないので、約80kmの高さまでを均質圏、それ以上の領域を不均質圏と名づけることや、20~40kmの領域をその付近の特徴的な成分であるオゾンに注目してオゾン層ということなどもある。

地球大気線 [英 telluric line, 独 tellurische Linie, 仏 ligne tellurique, 露 теллурическая линия] 太陽や星のスペクトルに現れる吸収線のうち、地球の大気によって生じた吸収線。赤から赤外にかけてO, O_2 の線が多い。赤外域には強い H_2O の吸収帯があり、紫外域には強い O_3 の吸収帯があって、地上からの天体観測が困難になる。地球大気線の強度は、天体が地平線に近づくとともに変化して強くなるので、天体固有の線と区別できる。フラウンホー

ファー線の A 線, B 線, Z 線はその例である。地球大気線は, 天体の視線速度をドップラー効果によって測定する際の基準として利用されることもある。

地球楕円体 [英 earth ellipsoid, 独 Erdellipsoid, 仏 ellipsoïde terrestre, 露 земной эллипсоид] = 正規楕円体 ⇨ ジオイド

地球電磁気学 [英 geomagnetism, 独 Geomagnetismus, 仏 géomagnétisme, 露 геомагнетизм] 地球内外の電磁場の起源や分布, その変動などの解明を目的とする地球物理学の一分野。地磁気の変動や関連諸現象, 岩石の磁気的性質, 過去の地球磁場の変遷, 地球磁場の成因, 電磁感応による地球内部の電気的性質の探査などが主な研究対象である。また惑星磁場の起源も地球との対比の上で扱われる。電離層や磁気圏に原因をもつ磁場変動, オーロラに関連する電磁擾乱, 磁気圏のプラズマ波動, 太陽風と磁気圏の相互作用, 磁気圏プラズマや高エネルギー粒子の起源や分布などの研究も, 従来は地球電磁気学の研究対象とされてきたが, 超高層物理学や宇宙空間物理学の主要なテーマとして, 新しい進展を見せている。

地球の起源 [英 origin of the earth, 独 Ursprung der Erde, 仏 origine de la terre, 露 происхождение Земли] 地球はいまから 45~46 億年前に誕生した。これは地球の岩石の U-Pb 法, Pb-Pb 法などによる絶対年代決定法によってわかったものである。地球の中心核は Pb の同位体比の研究から, 地球の誕生後 1 億年以内につくられたと考えられている。おそらく地球の地殻, マントル, 中心核のような成層構造もこの時代にほぼ完成したのであろう。地球全体の組成から見ると, 地球をつくった材料物質は炭素質コンドライトに似たものであったと考えられる。地球は, 全体として上述のような組成をもつ微惑星(直径 10 km 程度)が互いに衝突しあって, 時とともに成長し, 現在の大きさになったと考えられる。太陽系星雲ガスから晶出した固体の塵から, 地球の大きさにまで成長した時間についてはいろいろな説があるが, いずれの説も $10^6 \sim 10^9$ 年の間である。地球誕生時の地球内部の温度については 1940~60 年代においては, 低温説が支配的意見であったが, 1970 年代以降は, 地球の歴史の初期に起きたと考えられるさまざまな地質活動を説明するために, 高温説が支配的になった。しかし, 地球の起源についてはまだ多くの未知の問題があり, 確定された考えはまだないというべきであろう。

地球物理学 [英 geophysics, 独 Geophysik, 仏 géophysique, 露 геофизика] 地球内部およびその周辺に起る自然現象を, 主として物理学的手段によって研究する学問。地球科学の主要分野のひとつ。本質的には応用物理学の一部であって, その発展は, 物理学自体の進歩に規定されるところが大きい。しかし, 研究対象が時間的に空間的にも大規模かつ極めて複雑な地球であるという特殊性に規定される面も大きい。実験室規模での現象の再現が困難であり, 現象の把握にはしばしば高度かつ全地球規模の観測を長期間続行するなどの必要がある。この面で最近の電子技術, 高速計算機などの進歩は, 地球物理学の進歩に大きな寄与をなしつつある。歴史的には, 地球の大きさや形などを決めたり, 気象や地質を記載する初歩的な試みは, ギリシア時代にさかのぼるが, 産業革命に伴って, 地下資源の探査, 開発, 大規模土木工事などが盛んになるまではあまり大きな発展は見られなかった。その後は, ポテンシ

ャル論, 弾性体論, 熱伝導論, 電磁気学, 流体力学, 熱力学など数理物理学の応用として, 測地学, 地震学, 地球力学, 地球電磁気学, 気象学, 海洋学, 火山学, 陸水学などが大いに進められた。20 世紀後半, すなわち, 第二次世界大戦後は, 観測およびデータ処理手段が画期的に進歩し, 超高層大気電磁気現象, 古地磁気学, 海底地学現象, 地球振動, 同位体分析, 超高圧物性, ロケットや人工衛星観測, 惑星探査など多岐にわたって新しい観測事実が得られるようになり, 超高層大気物理学, 地球内部物理学, 地球熱学, 地球進化論, 比較惑星学など新しい分野を含めて, 各分野が長足の進歩を遂げつつある。さらに高速計算機の登場は, 解析解の得難い各種の問題における数値解法を可能にしつつある。

地球内部を取扱う固体地球物理学では, 従来, 数理物理学の対象となりがたかった地質現象をも物理現象として統一的に取扱うようになり, プレートテクトニクスなどのような総合的立場が生れるようになった。また, 隕石や惑星の研究も, 今後 固体地球物理学の重要部門となろう。海洋学や気象学においても, グローバルな観測や解析, 深海や高層大気の物理的研究が可能となり, 電離層や磁気圏を主な対象としてきた超高層大気物理学は, 広大な太陽系空間を志向している。これらの発展により, 天気予報, 地震予知, 資源開発, 環境保全など, 実用上の目的にも今後ますます実質的貢献をすることが期待される。

逐次近似法 [英 successive approximation, 独 sukzessive Approximation, 仏 approximation successive, 露 последовательное приближение] L を演算子(非線形でもよい)としたとき, $u = Lu$ なる方程式の解 u を求めるために右辺の u を第 n 次近似 $u^{(n)}$ を代入し, 第 $(n+1)$ 次近似の解 $u^{(n+1)} = Lu^{(n)}$ を求めるという操作を繰返す手法をいう。非線形問題にも適用でき, しかも数値解法に使えるだけでなく, 解の存在や一意性に関する議論にも役立つので, きわめて重要な手法である。

L の定義域が完備であって, リプシッツ条件

$$\|Lu_1 - Lu_2\| \leq c\|u_1 - u_2\|$$

が成り立ち, しかも $c < 1$ ならば, 解の存在, 収束性および一意性が保証される。また, 次の誤差評価式が成り立つ。

$$\|u - u^{(n)}\| \leq \frac{c^n}{1-c} \|u^{(0)} - u^{(1)}\|$$

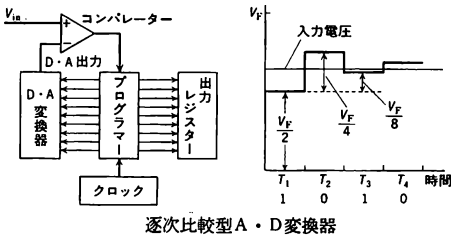
ただし, $\|\cdot\|$ はノルムである。

常微分方程式を解くためのビカルの方法, 連立方程式の数値解法におけるガウス-ザイデルの反復法, 超越方程式の根を求めるためのニュートン-ラフソン法などがこの範疇に属する。偏微分方程式は差分方程式に変形させて反復法が適用され, フレドホルム型積分方程式の解は逐次近似によって級数(ノイマン級数)の形に表現される。

逐次相転移 [英 successive phase transition, 独 nachfolgender Phasenübergang, 仏 transition de phase successive, 露 последовательный фазовый переход] 結晶において, 温度や圧力を変化させることにより, 相転移が次々と起る現象を逐次相転移といい, 誘電体, 半導体および合金などで, 多種多様な逐次相転移が知られている。この現象は特に新しくはないが, この名称が使われるようになったのは, この逐次性に基づいて転移系列を統一的に解釈できる例がいくつか見いだされたからである。例として, チタン酸バリウム(BaTiO_3)を挙げる。この物質は,

温度変化に対して4種の異なる相が存在し、これらを高温側からⅠ,Ⅱ,Ⅲ,Ⅳ相とすると、Ⅱ-Ⅲ相間およびⅢ-Ⅳ相間の関係は、各相の属する空間群については、互いにほかの部分群にはなっていない。しかし、Ⅱ,Ⅲ,Ⅳ相の空間群は、すべてⅠ相の空間群の部分群になっている。このような場合、互いの相はすべてⅠ相からの微小な変形として、転移機構の統一な理解が可能になる。

逐次比較型アナログ・ディジタル変換 [英 successive approximation type analog-to-digital conversion, 仏 conversion analogue-numérique à type d'approximation successive, 露 аналого-цифровое преобразование сравнением вычитанием с обратной связью] 高速、高分解能が要求される場合に使用される最も一般的なアナログ・ディジタル変換方式。特徴は基準電圧の $1/2, 1/4, \dots, 1/2^n$ を逐次加え、そのたびに被測定電圧と大小を比較するので変換時間がアナログ入力値に関係なく比較のステップ数のみによっても一定であること。分解能は内蔵のD・A変換器および比較回路による。雑音の影響を受けやすいので雑音成分の少ない入力信号を解析するのに適している。図は回

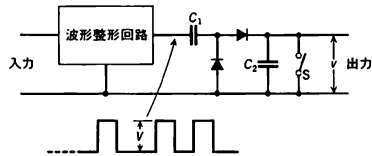


路のブロック図と動作を示したものである。プログラマーはコンパレーターの出力によりD・A変換器を制御する回路である。A・D変換器に変換指令が入ると先ずD・A変換器の出力をフルスケール電圧 V_F の $1/2$ に設定し、入力電圧と比較する。もし入力電圧が $V_F/2$ より大きいとき最上位ビットに1をたて、小さいとき0とする。次に最上位ビットをそのままにして、 $V_F/4(=V_F/2^2)$ のビットをたてて入力電圧と比較する。このようにして順次最下位ビットまで比較し、ビット値を決めていく。すべてのビットの比較が終るとA・D変換は終了する。LSI技術の進歩によりモノシリック(1チップ)で高性能のものもつくられている。

蓄積型オシロスコープ [英 storage oscilloscope, 独 Speicheroszilloskop, 仏 oscillographe à mémoire, 露 осциллоскоп с запоминанием] 蓄積型ブラウン管を使用して、時間的に変化する信号をブラウン管表面に長時間記憶させ表示して、その信号波形を観測できるオシロスコープである。一般には普通の非蓄積型オシロスコープとしての動作も可能である。時間的に非常にゆっくり変化する現象と、過渡現象のように1回限りの電気現象を観測するのに

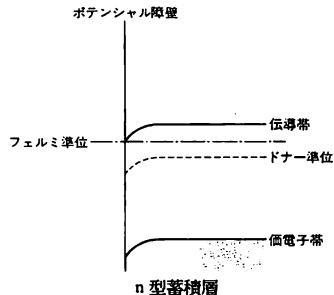
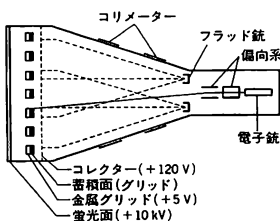
便利である。図に蓄積型のブラウン管を示す。電子銃、偏向系、蛍光膜の他に、フラッド銃、コレクター、蓄積グリッド、コレクターなどが内蔵されている。フラッド銃はビューイング銃ともいい、蓄積グリッドに電子のシャワーをあびせるもので、低速度の電子をコレクターによって蓄積グリッドの全面に、垂直にかつ一様に照射する。電子銃は細い高速の電子ビームで、偏向装置により管面に波形を描く。蓄積グリッドは電子銃からの高速ビームが当たると二次電子を放出し、プラスに帯電し、コレクターが二次電子を集める。こうして蓄積面に電位パターンを形成させて、フラッド電子を照射すると、蓄積面はコントロールグリッドの働きをして、電位パターン通りに蛍光面を発光させて、電子銃の描いたパターンを再現する。蓄積型ブラウン管にはこのような二安定方式と蓄積時間を制御することのできる残光時間可変方式とがある。

蓄積型計数回路 [英 storage counter, 仏 compteur d'accumulateur, 露 схема накапливающего счётчика] 入力パルスの総数に比例した電圧を出力する回路。図で波



形整形回路の出力パルス高を V 、そのときの出力電圧を v とする。1個のパルス入力で、ダイオードを通して C_2 に移る電荷は $q=C_1(V-v)$ 、 r 個のパルス入力で C_2 に充電される電荷は rq となる。このときの出力電圧 v は、 $v=rVC_1/C_2(1+rC_1/C_2)$ となり、 $v \ll V$ のとき、出力電圧は、入力パルス数 r に比例する。スイッチ S は出力電圧が一定の電圧を超えたとき C_2 を放電させるもので、その放電回数を別に計数するようにすれば、この回路は、分周回路になる。また C_2 に並列に抵抗 R を接続し、 $C_2 \gg C_1$ 、 $C_1 R f \ll 1$ (f は単位時間当りのパルス数)とすれば、出力電圧は $V C_1 R f$ となり、計数率計または周波数計となる。入力対出力の直線性をよくするため、 C_2 はミラー積分回路などが用いられる。

蓄積層 [英 accumulation layer, 独 Akkumulations-schicht, 仏 couche d'accumulateur, 露 слой аккумуляции] 半導体表面で、多数キャリア濃度が結晶内部に比べて高い空間電荷層のこと。蓄積層内の電子(または正孔)は、反転層と同様に、半導体表面の切り立ったポテンシャル障壁と傾きの大きな伝導帯の底(または価電子帯の頂)の間につくられる狭いポテンシャルチャンネル内に閉じ込め



られている。反転層に比べて、空乏層がないので、表面に垂直方向の電場は小さい。しかし、低温では、反転層と同様に表面に垂直方向の運動の量子化の影響が見れる。

蓄積リング [英 accumulation ring, 独 Akkumulatorring, 仏 anneau d'accumulation, 露 кольцо накопления] シンクロトロンや貯蔵リングへ荷電粒子を入射する場合、入射器からの荷電粒子を別のリングに次々と入れ、ビーム強度を強くしてから入射する方法があり、このためのリングを蓄積リングという。反陽子や陽電子などは加速ビームの金属標的からの二次粒子として発生するので、粒子数が一次ビームに比べてはるかに少ない。したがってこれらのビームを加速し素粒子実験を行うための必要な強度を得るために設置するリングで、後段の加速器の入射に必要なエネルギーまで加速を行うこともある。

チクソトロピー [英 thixotropy, 独 Thixotropie, 仏 thixotropie, 露 тиксотропия] ゲルが、かき回したり振ったりすることによってゾルに変わり、それを放置すると再びゲルに戻る性質のことで、揺変性ともよばれる。T. Péterfi により発見記載され、その後 H. M. F. Freundlich によって詳しく研究された。たとえば、水酸化鉄ゾルや水酸化アルミニウムゾルに食塩、硫酸ナトリウムのような電解質を添加して凝固させたものや、五酸化バナジウムゾル、粘土分散液、ケイ酸ゾル、ペイント、印刷インキなどに見られる。一般にチクソトロピーは粒子の形、大きさ、表面の状態、分散媒の性質などに応じて粒子が緩く結合してゲルを形成するような場合に生じる。外力により、ゲルの内部結合が一部または全部破壊されて流動性を増すが、放置すると再び粒子の結合が見れる。はじめ、見かけの粘性率が流動速度の増加とともに減少する点では、非ニュートン流動と似ているが(⇒擬塑性流動)、速度を下げてても粒子間の結合に時間を要するため、見かけの粘性率は時間依存性をもつことになる。したがって、ずり速度-ずり応力の曲線はヒステシスを示す。H. Green は回転粘度計の回転数を増すときと減らすときに現れるヒステシス閉曲線の面積でチクソトロピーの程度を評価することを提案している。ペイントで壁面を塗る場合、チクソトロピーのために垂れ落ちる前に固化するので都合がよい。しかし、チクソトロピー的な回復が早すぎるとブラシの毛跡が残る外見を損うことになる。チクソトロピーとは逆に流動速度を増すと見かけの粘性率が増加する場合もある(たとえば、メタクリル水溶液)。これを逆チクソトロピーとよぶ。

蓄電器 = コンデンサ

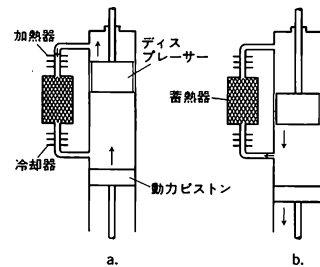
蓄電池 [英 secondary battery, 独 Sekundärbatterie, 仏 pile secondaire, 露 аккумуляторная батарея] 電池の放電により電池内の活物質が消費されても、充電により再生し繰返し使用できる電池。二次電池ともいう。1859 年に G. Planté によって発明された鉛蓄電池。1899 年 V. Jungner による水酸化ニッケルとカドミウム。1901 年に T. Edison による水酸化ニッケルと鉄粉を用いたものが蓄電池の主流となっている。ドイツで 1945 年に開発された焼結式アルカリ蓄電池は、高負荷に耐え低温での充放電特性に優れており、完全密閉形の Ni-Cd 電池は充電できる電池として小容量の機器に多用されている。このほか Ag-Cd、Ag-Zn など高出力の蓄電池もある。おもな蓄電池の特性を表に示す。蓄電池の容量はアンペア・時(A・h)またはワット・時(平均放電電圧 V × 放電電流 A × 放電時間 h)で表す。電池は放電電流によって容量が異なるので放

蓄電池の諸特性

電池名	素電池 起電力 [V]	エネルギー密度		サイク ルライ フ[回]
		W・h・kg ⁻¹	W・h・l ⁻¹	
鉛蓄電池				
開放型	2.0	30～50	50～80	100～400
密閉型	2.0	15～30	30～70	50～300
アルカリ蓄電池				
Ni-Cd 開放型	1.2	15～30	25～50	500～5 000
Ni-Cd 密閉型	1.2	20～35	50～70	200～1 000
Ni-Fe 開放型	1.2	15～22	45～64	～2 000
Ni-Zn 密閉型	1.55	35～80	40～100	200～500
銀・亜鉛	1.5	60～100	100～250	10～200
銀・カドミウム	1.1	35～55	90～180	300～1 500

電電流を時間率で表す。たとえば 10 時間連続放電できる電流を 10 時間率という。

蓄熱器 [英 regenerator, 独 Regenerator, 仏 régénérateur, 露 регенератор] 熱機関で、加熱器から高温作業気体を冷却器に移動させ、冷却された低温作業気体を同じ管を通して冷却器から加熱器に移動させるとき、加熱器と冷却器を結ぶ管内に、作業気体より十分熱容量の大きい材料を挿入すれば、定常状態で材料の加熱器端と冷却器端の間に温度勾配が生ずる。これによって、加熱器から冷却器に移動する気体は冷却され、逆に冷却器から加熱器に向かう気体は加熱されることにより、実質的に高温気体流と低温気体流の間に熱が交換される。このような機能をもつ一種の熱交換器を蓄熱器という。蓄熱器が用いられる熱機関の一例として図にスターリング・サイクル(⇒冷凍サイ



クル)を用いたスターリング・エンジンを示す。図 a では、ディスプレーサーとよばれるピストンが加熱器から蓄熱器を通して冷却器に作業気体を移動させる。この過程では、動力ピストンを配した気筒内に低温気体が入るので圧力が下がる。図 b では逆にディスプレーサーが気体を冷却器から蓄熱器を通して加熱器に移動させる。この過程では、気筒内に高温気体が入り圧力が上がる。この周期的な圧力変化によって動力ピストンが起動される。このサイクルで、蓄熱器は熱交換により、同じ仕事を得るに要する加熱量を大幅に小さくし、効率を上げるとともに、加熱器と冷却器間の温度差を保つ役割を果たす。動力ピストンを外力で起動すれば、逆に冷却器で熱を吸収し、加熱器で熱を放出するスターリング冷凍機となる。この場合、蓄熱器を蓄冷器とよぶことが多い。蓄熱器にはたとえばステンレス鋼の網または穴あき板が蓄熱材として多数詰め込まれている。蓄冷器の蓄冷材としては小さな球状鉛が用いられることが多い。

蓄冷器 [英 regenerator, 独 Regenerator, 仏 régénérateur, 露 регенератор] = 蓄熱器

地衡風 [英 geostrophic wind, 独 geostrophischer Wind, 仏 vent géostrophique, 露 геострофический ветер] 気象学用語。地球上で空気が運動すると自転によるコリオリの力が働くが、それと気圧傾度とがつり合っている状態で吹いている風。同じことを海洋学では地衡流という。地衡風の速度は

$$v_g = \frac{1}{2\Omega\rho\sin\varphi} k \times \nabla p$$

で与えられる。ここで Ω は自転角速度、 φ は緯度、 ρ は空気密度、 p は気圧、 k は鉛直上向き単位ベクトル、添字 H は水平面を表す。大気、海洋中の運動で変化がゆっくりしている ($|dv/dt| \leq (1d)^{-1}$ の程度) ものは、圧力傾度と地衡風の均衡にある。ただし地表面(海面)近くの境界層中では、摩擦のためにかなりずれる。上の式が示すように、局所的に φ を一定とみなせる範囲では、 v_g は p を流線関数とする水平面で非発散の流れである。地衡風は均衡のみを示し因果関係を含まない。 p の分布に応じて流れが生じることもあるし、逆に流れが v_g となるような p の分布が生じることもある。たとえば海面を風が吹走して海流とそれにつりがとれる p の分布(海面の凹凸)を生じる場合には、風と平行な流れのほかには微少なが直角な流れがあって水面の変化をもたらす。後者は非地衡流成分であり、第一近似では省略される。大気や海洋の大規模な流れは常にほぼ地衡風の均衡を保ちながら変化しているが、それには非地衡風成分の存在が重要なわけで、この点を考慮して大気・海洋の大規模運動の力学を系統的に取扱う方法を(準)地衡風近似とよぶ(⇒傾度風)。

地衡流 [英 geostrophic current, 独 geostrophischer Strom, 仏 courant géostrophique, 露 геострофическое течение] 圧力の水平勾配とコリオリの力ががつり合った状態で流れている海水の定常的な流れをいう。大気の場合の地衡風に相当する。海面や海底、海岸のごく近くを除くと、海流に働く摩擦力は非常に小さいから、定常的な海流はほぼ地衡流の状態にあると考えるとよい。海の表面近くの圧力の水平分布は、海面のジオイド面に相対的な高さで決り、一方コリオリの力は北(南)半球で流れの方向に直角右(左)向きに働く。したがって海面近くの地衡流は、海面の等高線に沿って流れ、北半球では流れの右側の水位が左側の水位より高くなる。日本近海を例にとると、黒潮をはいで沖合の水位は、岸側の水位に比べて約 1m 高くなっている。海洋中の温度や塩分の分布から密度場を計算し、無流面(ある深さで近似的に流れがなく、その深さで水平の圧力勾配がなくとした面)を仮定すると、海洋中の平均的な流れの分布を求めることができる。このような海流の推算方法を力学計算とよぶ。また地衡流の性質を利用して人工衛星から海面の高さの分布を精密に測定し、表面海流の分布を求めようとする試みがある。

チコバニー・チェンパー [英 Chekovani chamber, 仏 chambre de Chekovani, 露 камера Чиковани] = ストリーマーチェンパー

地磁気 [英 geomagnetism, 独 Erdmagnetismus, 仏 géomagnétisme, 露 геомагнетизм] 地球の磁気的性質、地球内部およびその周辺の磁気的現象を総括して地磁気という。地球表面付近の磁場は、大部分が地球内部に起因しており、その分布は、地球中心に置いた磁気双極子のつくる磁場でほぼ近似できる。このような磁場は 3 つの互いに独立な成分で記述できる。これを地磁気三要素という。水

平方分力(水平面内での磁場の強さ)、偏角(水平面内で地理学的な北の方向と磁場のなす角)、鉛直分力(鉛直方向の磁場の強さ)の組合せを用いることが多い。場合によると、伏角(水平面と磁場の方向のなす角)や全磁力(磁場の強さ)を用いることもある。

地球磁場の強さを表す単位としては、最近まで r ($= 10^{-9}T$) が使われてきたが、現在では nT ($= 10^{-9}T$) が用いられる。茨城県柿岡での 1979 年の地磁気要素は、水平分力 30179 nT、偏角 $6^\circ 34'.4W$ 、鉛直分力 34645 nT、伏角 48.9° 、全磁力 45947 nT であった。

地球磁場は、少し詳しく調べると単純な双極子磁場よりも複雑な分布をしており、地殻に起源をもつ波長の短い、振幅の小さい磁場(100～1000 nT)と、地球中心部の地球核に起因する波長の長い、振幅の大きな磁場($\sim 10^4$ nT)とから構成される。地球核は主として溶融鉄から成り、磁場のなかで液体鉄が運動することによる電磁誘導作用によって磁場が生成維持されると考えられている。磁場生成を取り扱う理論をダイナモ理論という。地球核起源の磁場は数十～数千年の規模で変化しており、その変化量も大きい($\sim 10^4$ nT)。これを(地磁気の)永年変化とよぶ。これに対して、1 日周期で変化する地磁気日変化や、2～3 日継続する磁気嵐とよばれる変化などがある。これらは電離層や磁気圏内を流れる電流が主因であり、数十～数百 nT の変化である。

地磁気緯度 [英 geomagnetic latitude, 独 erdmagnetische Breite, 仏 latitude géomagnétique, 露 геомагнитная широта] 地磁気座標系での緯度。地球磁場は地球中心に置いた磁気双極子のつくる磁場で近似できる。この双極子の磁軸の延長と地表面との交点を地磁気極(geomagnetic pole)といい、地球中心を通り磁軸に直交する平面を地磁気赤道面(geomagnetic equatorial plane)という。地磁気緯度はこの地磁気赤道面より測った緯度である(⇒地磁気座標)。

地磁気座標 [英 geomagnetic coordinates, 独 erdmagnetische Koordinaten, 仏 coordonnées géomagnétiques] 地球周辺の電磁現象の記述に有用な座標。地球磁場は、第一近似として、地球中心においた磁気双極子のつくる磁場で表現できる。この双極子の軸は地球の回転軸から約 11.2° 傾いている。地球周辺の電磁現象はこの双極子磁場分布に左右されることが多い。地磁気座標はこの双極子軸を基準とした球座標系である。双極子軸の延長と地表との交点を地磁気極とし、余緯度 90° の大円を地磁気赤道とする。また両地磁気極を通る大圏を地磁気子午線という。地磁気赤道から測った地磁気子午線沿いの角距離を地磁気緯度、地理学極を通る地磁気子午面と観測点を通る地磁気子午面とのなす角を地磁気経度とする。地磁気座標では、地理学的南極を含む地磁気子午線を経度 0° 地理学的北極を含む地磁気子午線を経度 180° とし、東向きに測る。地磁気北極の地理学的緯度・経度を (φ_p, λ_p) とすると、観測点の地磁気緯度・経度 (φ, λ) は、その地理学的緯度・経度 (φ, λ) から次の式によって求められる。

$$\sin\varphi = \sin\varphi_p \cdot \sin\varphi_p + \cos\varphi_p \cdot \cos\varphi_p \cdot \cos(\lambda - \lambda_p)$$

$$\sin\lambda = \frac{\cos\varphi_p \cdot \sin(\lambda - \lambda_p)}{\cos\varphi}$$

地球磁場には永年変化という現象があり、地磁気極の位置はおよそ 0.06°y^{-1} の速度で西方へ移動している。1980 年の地磁気北極の位置は、国際標準磁場によると $\varphi_p =$

78.8°N, $\lambda_p = 289.2^\circ$ E である。実際の地球磁場は双極子磁場より複雑なため、地磁気極でも伏角は 90° にならない。伏角 90° になる点を磁極という。同様に伏角 0° の位置は地磁気赤道とは一致せず、伏角赤道または磁気赤道とよばれる。

地磁気特性数 [英 magnetic character figure, 独 erdmagnetische Charakterzahl, 仏 caractéristique magnétique, 露 магнитная характеристика] 地磁気擾乱の度合を示すための指数。イギリスのグリニジの毎日の地磁気変化記録を基準に、地磁気変化の非常に静かな日を 0, かなり乱れている日を 1, 擾乱の著しい日を 2 という 3 階級に分類 (C 指数) したのが発端。この方法は簡単であるが、定量的分類としては不十分な面もあり、その後いくつかの指数が考案された。そのなかでよく利用されるのは K 指数, K_p 指数である。K 指数は各観測所で決める指数で、1 日を 3 時間幅の 8 個の時間帯に分割し、地磁気の静穏な日からのずれを各時間帯ごとに 0~9 の 10 階級で表すものである。K 指数の地域性を取り除くために、地磁気緯度 48° から 63° の範囲に分布する 12 個の観測所の K 指数を平均した K_p 指数が用いられる。K 指数では、0~9 の階級を例えば 1, 1.0, 1.1 のようにさらに細分割し、0₀, 0₁, ..., 9₉ の 28 階級で表示する。3 時間ごとと指数では不便なこともあるので、1 日ごとの擾乱を表す指数として K_p 指数をもとにつくった A_p 指数が使われる。最近では高緯度地域におけるオーロラとの関連を研究するために便利な AE 指数が導入され、広く利用されている。このほか、中低緯度の観測所を基礎に、赤道環電流の消長を示す D_{st} 指数などがあり、目的に応じて使い分けられている。

地磁気の三要素 [英 three components of geomagnetic field, 仏 trois composants de champ géomagnétique, 露 три компоненты геомагнитного поля] \Rightarrow 地磁気

地磁気の伏角 [英 geomagnetic inclination, 独 erdmagnetische Inklination, 仏 inclinaison de géomagnétisme, 露 угол геомагнитного склонения] 地球磁場の方向が水平面となす角。ただし水平面より下向きを正の角とする。大まかにいえば、伏角は北半球では正で、南半球では負となる。伏角が 90° および -90° になる点がそれぞれ北半球と南半球にあり、磁極とよばれる。局地的地磁気異常の存在のため、磁極の位置は双極子磁場による地磁気極の位置とは一致しない。同じ理由で、伏角が 0 になる伏角赤道 (磁気赤道ともいう) は地磁気赤道とも地理学的赤道とも異なる (\Rightarrow 地磁気座標)。地磁気永年変化のため各地の伏角は年々変化している。したがって磁極の位置も伏角赤道の位置も不変ではない。

地磁気変動 [英 geomagnetic variation, 独 erdmagnetische Variation, 仏 variation géomagnétique, 露 геомагнитная вариация] 地球上で観測される磁場は、しばしば数分ないし数日程度の時間スケールで変化する。このような短い時間スケールの磁場変動の原因は地球の内部にあるのではなく、地球を取巻くプラズマの中に流れる電流が変化することにある。電流の流れる領域のひとつは約 120 km の高度にある電離層 E 領域であり、ここでは大気の潮汐運動によって誘起された電流やオーロラに伴うジェット電流が流れる (前者は地磁気的に規則的な日変化を生じさせる)。もうひとつの電流系は、放射線帯にあり、地球磁場に捕捉された高エネルギー粒子が地球を取巻くドリフト運動することが原因である。さらに高い高度には、磁

気圏の境界面上を流れる電流と磁気圏の尾部を流れる電流とがあり、後者はオーロラのジェット電流とつながっている。大気潮汐によって生ずる電流を除くほかの電流系は、いずれも太陽風のエネルギーによってつくられるものである。太陽フレアの約 2 日後から数日後にかけてこれらの電流が規則的な順序で増加、減衰するために起きる地磁気変動は、磁気嵐とよばれる。また以上に記したもののほかに、1 秒ないし数分程度の時間スケールをもつ周期的な地磁気変動もある (\Rightarrow 地磁気脈動)。

地磁気脈動 [英 geomagnetic pulsation, 仏 pulsation géomagnétique, 露 магнитная пульсация] 地表で観測される磁場は、周期約 1 秒ないし数分の比較的規則正しい変化をすることがあり、この現象のことを地磁気脈動という。脈動の本質は、地球磁場中に励起されたアルベーン波によるものである。数十秒より長い周期をもつ脈動は、地球磁場の磁力線の固有振動として解釈できるものであり、磁力線の長さを半波長とするアルベーン波と、その高調波である。太陽風の中の乱れや磁気圏境界面でのケルビン-ヘルムホルツの不安定が固有振動を励起させる。また磁気圏尾部の構造が急激に変化し、引伸ばされた磁力線が縮むときにも振動が起きる。一方、1 秒程度の周期をもつ脈動は、放射線帯陽子のサイクロトロン運動に関係している。放射線帯に投入される 100 keV 程度のエネルギーをもつ陽子の速度分布関数は通常非等方的であるため、速度空間不安定性によって波動が発生するのである。

致死線量 [英 lethal dose, 独 Lethaldosis, 仏 dose létale, 露 летальная доза] 放射線照射により生物個体を死に至らしめる放射線量をいう。放射線による生体の致死率の線量に対する関係は、一般に簡単な比例関係にならないので、生体のある群を 100% 死に至らしめる最低線量を規定することは難しい。したがって、50% 致死を与える線量を半致死線量とよび LD_{50} と表現する。さらに、照射後の観察期間を規定し、たとえば、30 日の観察期間における半致死線量であれば、 $LD_{50/30}$ と記述する。なお、その死亡率 30%、100% に応じて、 LD_{30} 、 LD_{100} と記述することもある。

致死線量照射 [英 lethal irradiation, 独 tödliche Bestrahlung, 仏 irradiation létale, 露 летальное облучение] 生物に致死線量以上の放射線を照射することで、単に致死線量と異なり、一般に致死線量は明確ではないので、致死線量の数倍以上の線量を与える。この場合、照射される生体としては、大きいものは動物、小さいものは細胞レベルのものまで含まれる。たとえば、ある種の培養細胞に活性を与えるために異種細胞菌に 50 Gy (グレイ) 以上の線量を与えた後に播種することがある。このような細胞菌をフィーダーレーヤーというが、このような致死照射により、この層の細胞は分裂すれば死に至るので、純系培養に支障を起さない。

地質温度計 [英 geothermometer, 独 Geothermometer, 仏 géothermomètre, 露 почвенный термометр] 過去に起きた地質現象 (地質学的過程) の温度の推定を可能にする物質の状態、火成作用や変成作用のおおよそ温度は岩石中の鉱物の組合せから推定される。これには鉱物間の化学反応、鉱物の融点、相転移などが利用される。岩石はその生成時には、ある温度、圧力のもとで平衡状態にあったと考えられる。岩石の組成はこの平衡状態の凍結されたものである。多成分多相系の相図が完全に求められれば、

生成時の温度、圧力は原理的には推定可能である。実際に精度よく温度を推定するには、鉱物間の元素や同位体の交換反応が用いられる。たとえば、ざくろ石と単斜輝石のように、2つの固溶体の中で原子価が等しくイオン半径の似ている元素、たとえばFeとMgが交換平衡にある場合を考える。FeとMgのモル分率はざくろ石と単斜輝石とで異なり、その分配係数は温度に敏感である。同様にCaに富んだ単斜輝石と斜方輝石間のFe-MgやAl-Cr分配などが用いられる。一方、海水と平衡状態にあったと考えられる貝やサゴのCaCO₃中にある酸素同位体比¹⁸O/¹⁶Oから、過去の海水温の変化が推定されている。このほかに相互固体溶解度を利用した輝石温度計、石英中の流体包含物を用いる方法や黄鉄鉱の電気的性質を用いる方法などがある。

地質編年 [英 geological chronology, 独 Geochronologie, 仏 géochronologie] ⇨ 年代測定

チタン酸バリウム [英 barium titanate, 独 Bariumtitanat, 仏 titanate de baryum, 露 титаната бария] 有名な強誘電体で、化学式はBaTiO₃。工業用には、炭酸バリウムと二酸化チタン(ルチル)の混合粉末を加熱して固相反応によって得られた粉末を、成型、焼成して磁器をつくる。高純度の粉末は、シュウ酸チタン酸バリウムBaTiO(C₂O₄)₂・4H₂Oの熱分解によって得られる。単結晶は、フラックス法、および引上げ法でつくられる。第二次世界大戦中、日本、アメリカ、ソ連の三国で、独立に強誘電性が発見された。ペロブスカイト型結晶構造をもつ。表に示す

BaTiO₃ 転移表

相	Ⅳ 強誘電相	Ⅲ 強誘電相	Ⅱ 強誘電相	Ⅰ 常誘電相
転移点 ¹⁾	-80°C	5°C	120°C	
点 群	C _{3v} = 3m	C _{2v} = 2mm	C _{4v} = mm4	O _h = m3m
自発分極 の方向 ²⁾	[111]	[110]	[001]	—

1) 二次に近い一次転移(□相転移)であるから、転移に際して温度履歴がある。

2) 立方相の結晶軸に関して。

ように、立方相(点群3m)、正方相(点群mm4)、斜方相(点群2mm)、三方相(点群3m)の4相が存在し、温度を変化させると逐次相転移する。この相系列において、正方相、斜方相、三方相の原型相はいずれも立方相である(⇨原型相)。3つの強誘電相では、常誘電相における立方晶のペロブスカイト構造から少しずつひずみ、かつ原子が少しずつ変位した構造になる。室温における自発分極は26 μC・cm⁻²である。典型的な変位型強誘電体で、室温から5°Cの転移点へ向かってソフト化するソフトフォノンの存在が確認されているが、常誘電相では、格子力の非線形性が大きいので、明確なソフトモードは存在しないといわれている。誘電率、圧電定数をはじめ、あらゆる物質定数について精密な数多くの測定がなされている。強誘電分域構造、分域反転過程などに関して、多くの明快な研究がなされている。純粋BaTiO₃磁器、他物質との固溶体磁器など、多量に生産され、高誘電率性、圧電性その他を利用して、工業に広く応用されている。

チタン酸バリウムコンデンサー [英 barium titanate capacitor, 独 Bariumtitanatkondensator, 仏 condensateur de titanate de baryum, 露 конденсатор на основе титаната бария] 酸化チタン(TiO₂)にBaCO₃を配合し、焼結

した高誘電率の磁器を誘電体としたセラミックコンデンサーで、高誘電率セラミックコンデンサーともよばれている。チタン酸バリウム系の磁器は比誘電率が500~5000程度で非常に高く、体積効率がよいので小型で広い容量値のものが実現できる。磁器の性質から耐熱性、高周波特性に優れているが、容量値の温度に対する変化が大きいという欠点がある。このため、容量値の変化や絶対値をあまり問題にしない高周波回路でのバイパス用や回路間の結合用として広く使用されている。

縮まない流体 [英 incompressible fluid, 独 inkompressible Flüssigkeit, 仏 fluide incompressible, 露 несжимаемая жидкость] 運動を扱う場合に各部分の密度変化を無視することができる流体。非圧縮性流体ともいう。液体は通常縮まない流体と考えられるが、音波の伝播を問題にするような場合には縮む流体(圧縮性流体)としての扱いが必要である。一方、流速が音速に比べて十分小さい場合には、気体でも縮まない流体として扱うことができる。縮まない流体の流速場vは連続の方程式div v = 0を満たす。このような場合はソレノイド場とよばれる。密度が一様でなくとも、流体粒子について密度が一定、すなわちDρ/Dt = 0ならば、連続の方程式からわかるように速度場はソレノイド場であり広い意味の縮まない流体といえる。

縮む流体 [英 compressible fluid, 露 сжимаемая жидкость] ⇨ 高速気流

地中温度計 [英 soil thermometer, 独 Bodenthermometer, 仏 thermomètre dans le sol, 露 почвенный термометр] ⇨ 液体封入ガラス温度計

秩序形成 [英 formation of order, 仏 formation d'ordre, 露 формирование упорядоченности] 初期に無秩序状態にあった体系が、時間の経過とともに秩序状態になること。微視的な立場からこれを究明することは、非平衡統計力学の基本的問題である。具体的には、転移温度以上にある磁性体を急冷して、転移温度以下にしたとき、ある時刻(秩序発生時間)以降に強磁性が現れる。これは秩序形成の典型的な例である。このほかにも、自然界には微視の世界から宇宙まで、秩序形成が無限に行われている。その場合、局所的にはエントロピーが減少するが、その外部はそれ以上にエントロピーが増大し、エントロピー補償が行われている。この秩序形成のメカニズムを一口に説明すると次のようになる。最初、無秩序状態にある系に、外部の乱雑な力が働き、体系にゆらぎとして秩序の芽ができる。それが、体系の協力的な非線形力によってどんどん大きく成長し、巨視的秩序が形成される。このように、秩序形成にとっては、初期のゆらぎ、途中での乱雑な力、および体系の非線形力との相乗効果が本質的である。

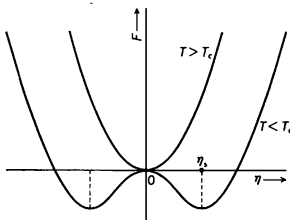
秩序構造 [英 ordered structure, 独 Ordnungsstruktur]

[1] 高分子鎖の凝集状態では、結晶状態と無定形状態とが代表的である。近年、剛直性高分子ないしは高分子の部分に剛直単位を含む一群の高分子が多数合成され、これらは特定の条件下で液晶状態をとる。これらの凝集構造に対しては秩序構造という表現が必要である。X線結晶構造を基準にして、その乱れの程度を増していき、ついに等方的な無定形状態に至る中間に各種の秩序構造が現れ、その構造同定の手段も上記の構造研究手法の外挿線上にある。秩序構造は位置秩序と配向秩序とに分けられ、位置秩序はさらに近距離的秩序と遠距離的秩序とに分けられる。近距

離的なものは隣接分子間の距離に関する乱れである。遠距離的なものでは分子の重心が一平面内にあって層状をなすスメクチック液晶の例があり、ネマチック液晶では分子軸は配向していても、分子重心の配置には全く規則性がない。配向秩序については、超分子構造と分子内配向秩序との2つの階層がある。超分子構造での配向秩序をみると、ネマチック液晶のように、各分子の分子軸が特定軸ベクトル n の方向に関して選択的配向をする場合と、コレステリック液晶のように n ベクトルが一定のピッチでねじれている場合とがある。分子内配向秩序については、分子鎖の構成要素が、分子の末端間を結ぶベクトル h に関してどの程度の相関性をもって配向しているかを、 $\langle \cos^2 \theta \rangle$ のような平均値、ないしはそれと直線的相関をもつ配向関数 $Q = (3\langle \cos^2 \theta \rangle - 1)/2$ で表す。ただし θ は h と構成要素の方向とのなす角である。分子鎖の剛直性が高い表示、 Q は棒状の場合の1に近づく。これらの定量的表示は秩序構造を規定する上に必要であり、それを求めるために、光学顕微鏡や電子顕微鏡のような直接観察に加えて、X線回折、電子線回折、中性子線回折、光散乱などの各種散乱方法が用いられる。

[2] 流体力学における大きなスケールの渦運動をいうこともある(=乱流の組織構造)。

秩序状態 [英 ordered state, 独 geordneter Zustand, 仏 état ordonné, 露 упорядоченное состояние] 狭い意味では、長距離秩序が存在する状態をいう。これが存在しない状態を無秩序状態という。広い意味では、対称性の異なる2つの状態が可能となき、対称性の高い状態を無秩序状態、対称性の低い状態を秩序状態という。この2つの状態間の変化を相転移といい、相転移の起きる温度を転移温度という。どのような秩序状態が出現可能かを調べることは相転移の研究にとって基本的である。たとえば、強磁性相、強誘電相、超伝導相、超流動相などは典型的な秩序状態である。秩序状態を特徴づけるパラメーターは秩序変数(または秩序度)とよばれ、現象論的に議論する際、大変役に立つ。すなわち、秩序変数を η とし、系の自由エネルギー F を η の関数とみてその様子を示すと、図のように



なる。 $T > T_c$ では、 $F = F(\eta)$ は $\eta = 0$ で最小になり、無秩序状態となる。 $T < T_c$ では、 $\eta = \eta_0 \neq 0$ で $F(\eta)$ は最小(極小)になり、秩序状態が出現する。 $F(\eta)$ を η に関して展開して η の四次まで残すと、 $F(\eta) = F_0 + A\eta^2 + B\eta^4 + \dots$ となり、これに、ゼーマン項 $-\eta H$ を入れて、 $F(\eta)$ を極小にすると、 $2A\eta + 4B\eta^3 + \dots = H$ という状態方程式が得られ、外場 H を 0 とおくと、図の η_0 は、 $A + 2B\eta_0^2 = 0$ より、 $\eta_0 = \pm(-A/2B)^{1/2}$ と求まる。 $A = A(T)$ は $T = T_c$ で 0 になるから、 $A(T) = a(T - T_c)$ とおくと、 $a > 0$ で、 $\eta_0 = \pm\{a(T_c - T)/2B(T_c)\}^{1/2} \sim (T_c - T)^{1/2}$ となり、自発磁化の臨界指数 β は $\beta = 1/2$ となる。同様に、 $H \neq 0$ として、磁化率 $x_0 = \eta/H$ を求めると、 $x_0 = 1/2A(T) = (2a(T - T_c))^{-1}$ とい

う異常性が得られ、磁化率の臨界指数 γ は $\gamma = 1$ となる。これは、ランダウの現象論といわれ、相転移の統計力学の出発点になっている。

秩序度 [英 degree of order, 独 Ordnungsgrad, 仏 degré d'ordre, 露 степень упорядоченности] = 秩序変数

秩序発生時間 [英 onset time of order, 露 время появления упорядоченности] \Rightarrow 秩序形成

秩序変数 [英 order parameter, 独 Ordnungsparameter, 仏 variable d'ordre, 露 параметр порядка] もとは、秩序無秩序相転移において、秩序の度合を表すパラメーターを意味するが、現在では、一般に相転移が起ったとき、低対称相の構造の、高対称相からのずれを最も端的に表す量、たとえば原子変位、分極、格子ひずみの大きさなどを意味するのにも使われている。相転移論では、しばしば系の自由エネルギーを秩序変数を使って表し、自由エネルギーを最小にするように、秩序変数の値を決めるという手続きをとる。したがって、与えられた条件(温度、圧力など)の下では、秩序変数は特定の値をとる。具体的には、強磁性体の自発磁化、超伝導体の超伝導成分、超流動ヘリウム4の超流動成分、強誘電体の自発分極などが典型的な秩序変数である。厳密な議論では長距離秩序度が用いられる。

秩序無秩序型強誘電体 [英 order-disorder ferroelectrics, 独 Ordnung-Unordnungs-Ferroelektrika, 仏 ferroélectrique d'ordre-désordre, 露 порядок-беспорядочный ферроэлектрик] 強誘電体は、強誘電性の発生機構に基づき、変位型と秩序無秩序型に大別できる。結晶において、イオンの占める位置、基の配向などに許されるものがいくつかあり、高温ではそれらがランダムに(無秩序的に)占有されるために常誘電性を示すが、低温では、偏って(秩序的に)占有されて、その結果強誘電性が出現するような場合、秩序無秩序型強誘電体という。例としては、亜硝酸ナトリウム(NaNO_2)、ロッシェル塩($\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$)などがある。秩序無秩序型強誘電体では、ソフトモードは振動型ではなく緩和型であり、その特性周波数は通常 $10^8 \sim 10^9 \text{ Hz}$ 程度である。秩序無秩序型強誘電体の転移点は、静水圧を加えると上昇する。

秩序・無秩序転移 [英 order-disorder transition, 独 Ordnungs-Unordnungs-Übergang, 仏 transition d'ordre-désordre, 露 переход порядок-беспорядка] 液体や固体などの凝縮系における相転移のうち、秩序状態と無秩序状態の間の相転移を、秩序・無秩序転移という。常磁性体が強磁性体に相転移すると自発磁化が生じ、磁気的な秩序状態になるが、これも秩序・無秩序転移の一例である。この場合の自発磁化のように秩序の度合を表す物理量を秩序変数という。磁化のない試料は巨視的には完全な回転対称性をもつが、自発磁化が現れるとこの対称性がこわされる。このように、無秩序相から秩序相に移るとき、試料の巨視的な対称性のやぶれが起る。秩序・無秩序転移の例としては、上述の強磁性体を含む磁気的な相転移、ある種の強誘電体の相転移、また、各成分原子が高温では合金中の格子点をランダムに占有していたのが、ある温度以下で成分ごとに超格子構造をつくるような転移、あるいは、融解や昇華などが古くから知られている。また、金属の常伝導状態から超伝導状態への転移、液体ヘリウムの常流動状態から超流動状態への転移なども、この例になる。

秩序・無秩序転移は協力現象であり、秩序状態をつくる

膜に広く分布して電子伝達を行うヘムタンパク質、シクロロムともいう。ヘムの種類によって a, b, c, d に分類される。ヘム鉄の可逆的酸化還元(Fe(II), Fe(III))により電子を伝達するが、酸化型と還元型では可視領域の吸収スペクトルが異なる。ヘムの種類、および還元型の吸収スペクトルの可視領域における最長波長側のピーク波長を組合せて、チトクローム a_{603} , b_{593} のように命名するが、チトクローム b_2 , c_1 のように従来からの命名法が踏襲されているものもある。

遅発中性子 [英 delayed neutron, 独 verzögertes Neutron, 仏 neutron retardé, 露 запаздывающий нейтрон] 原子核反応、特に核分裂に伴って放出される中性子のうち反応後遅れて放出されるもので、遅延中性子ともいう。これに対して、反応や核分裂の際に放出されるものを即発中性子という。このような遅発中性子を生ずる主な原因は、安定な原子核では質量数が大きくなるにつれて中性子数 N と陽子数 Z の比(N/Z)が大きくなることにある。核反応や核分裂で生ずる生成核(分裂片)の中には、質量数は親核よりはるかに小さいにもかかわらず、(N/Z)比が親核に近いものがあり、このような生成核は β 崩壊($N \rightarrow N-1$, $Z \rightarrow Z+1$)によって(N/Z)比を小さくしようとする傾向がある。こうして起る β 崩壊の結果、生ずる余剰エネルギーが中性子の結合エネルギーより大きい場合に中性子が放出される。これが遅発中性子で、反応のあと β 崩壊の時間だけ遅れて放出される。核分裂の際の即発中性子と遅発中性子の数や、遅発時間は原子炉の制御にとって重要な意味をもっているのでよく研究されている。たとえば ^{235}U の核分裂の際に放出される遅発中性子の数は、1回の分裂について0.016個であり、生成するいろいろな核種の平均遅発時間は0.2~56sに及んでいる。遅発中性子は、不安定な原子核の構造を調べるうえで、貴重な手がかりである(⇒即発中性子)。

遅発中性子先行核 [英 delayed neutron precursor, 仏 précurseur de neutron retardé, 露 предшествующий запоздывающих нейтронов] 核分裂生成物のうちで、それが β 崩壊したときの娘核が中性子を放出するもので、反応後、遅れて中性子が放出される(⇒遅発中性子)ので、この名がある。 ^{87}Br , ^{88}Br , ^{137}I など20個以上あると思われる。半減期によって6群に分類され、各群は0.2~56秒の半減期をもつ。たとえば ^{87}Br は β 崩壊して娘核の ^{87}Kr ができるが、これは51個の中性子をもち魔法数50より1個多い。51番目の中性子の結合エネルギーは小さく、そのため励起状態にある ^{87}Kr の原子核は中性子を放出する。

着色中心 = 色中心

着色偏光 = 色偏光

着点 [英 point of application, 独 Angriffspunkt, 仏 point d'application, 露 точка действия] = 作用点

チャップマン Chapman, Sydney 1888. 1. 29~1970. 6. 16 イギリスの物理学者。ランカシャーのエクズルズの生れ。マンチェスター大学、ケンブリッジ大学に学び、グリニッジ観測所に勤務。以後マンチェスター大学、オックスフォード大学などの教授を歴任。数学の素養が深く、1910年代の気体運動論研究では粘性、熱伝導、拡散についての詳細な理論を展開し、D. Enskog と並んで顕著な貢献をした。後には地磁気、電離層、オーロラなどに関心を広げ、国際地球観測年計画の遂行に寄与した。[主著] *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gas*, 1939; *An Account*

of the Kinetic Theory of Viscosity, Thermal Conductivity and Diffusion in Gases (T. G. Cowling と共著), 1939; *Geomagnetism* (全2巻, J. Bartels と共著), 1958, 1962; *Solar Plasma, Geomagnetism and Aurora*, 1964.

チャップマン-コルモゴロフ方程式 [英 Chapman-Kolmogorov equation, 仏 équation de Chapman-Kolmogorov, 露 уравнение Чапмана-Колмогорова] マルコフ過程を記述する基本方程式。確率過程 $Y(t)$ の確率分布密度 $W(y, t)$ は、一般に関係

$$W(y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} W(y, t|x_0, t_0) W(x_0, t_0) dx_0 \quad (1)$$

を満たす。ただし $W(y, t|x, s)$ は条件付確率密度である。式(1)が常に成り立つことは、確率密度と条件付確率密度の意味から明らかであろう。 $W(y, t)$ の代りにある初期値 $X(s) = x$ から過程が発出したという前提のもとの確率密度を入れても、もちろん差支えない。この前提付きの確率密度がすなわち条件付確率密度 $W(y, t|x, s)$ なのであるから、関係

$$W(y, t|x, s) = \int_{-\infty}^{\infty} W(y, t|x_0, t_0) W(x_0, t_0|x, s) dx_0 \quad (2)$$

が成り立つ。

一般の確率過程では、 $W(y, t|x_0, t_0)$ は (x_0, t_0) の値だけからは決らず、過去の履歴によるから、式(1)も式(2)も閉じた方程式にはならない。しかし $Y(t)$ がマルコフ過程であるときには、 $W(y, t|x_0, t_0)$ は過程の履歴によらないその遷移確率密度 $f(y, t|x_0, t_0)$ にほかならないので、関係式(2)、すなわち

$$f(y, t|x, s) = \int_{-\infty}^{\infty} f(y, t|x_0, t_0) f(x_0, t_0|x, s) dx_0 \quad (3)$$

は閉じた方程式となる。これがチャップマン-コルモゴロフ方程式である。チャップマン-コルモゴロフ方程式は、離散的なマルコフ過程の遷移行列が満たす関係

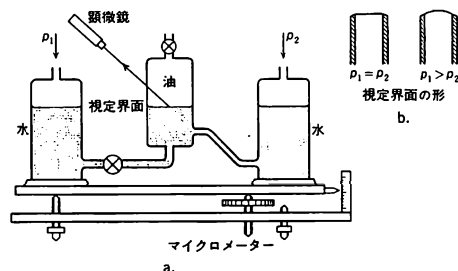
$$P^{(m)}(i) = P^{(m-n)}(i) P^{(n)}(i+n-1) \quad (4)$$

に対応する基本的な方程式である。またチャップマン-コルモゴロフ方程式から出発して、後退方程式および前進方程式(フォッカー-プランク方程式)を導くことができる。

チャドウィック Chadwick, Sir James 1891. 10. 20~1974. 7. 25 イギリスの実験物理学者。マンチェスターに生れる。1908年マンチェスター大学に入学、1911~13年マンチェスター大学の物理学研究室で E. Rutherford 教授の指導を受けて、放射能に関するいろいろな問題の研究を行った。1913年、「1851年博覧会スカラーシップ(1851 Exhibition Scholarship)」を受けてドイツに派遣され、シャルロテンブルクの物理学研究所で H. W. Geiger 教授の下で研究に従事したが、1914~18年には、第一次世界大戦のためルーレーベンの非軍人捕虜収容所に抑留されていた。1919年ケンブリッジのゴンビル・アンド・キーズ・カレッジでウォラストン奨学金を受け、ケンブリッジにおいて1935年10月まで研究することになった。彼はキャベンディッシュ研究所で、原子核物理学のいろいろな問題、ことに α 粒子を当てて起す原子核変換の研究を行った。1921年ゴンビル・アンド・キーズ・カレッジのフェロー、1927年ロンドン王立協会のフェローに選ばれ、1932年にはヒューズ・メダルを受賞。それまで γ 線と思われていたボーテ-ベッカー放射線(ホウ素やベリリウムに α 線を当てるとき生じる著しく透過力の大きい放射線)が中性子であることを発見し、その業績によって1935年

ノーベル物理学賞を受賞した。1936年リバプール大学のリヨン・ジョーンズ教授職に推され、その翌年から1948年まで在任した。第二次世界大戦中は、アメリカのロスアラモス研究所にあって原子核兵器の研究に携わった。

チャトック圧力計 [英 Chattock gauge, 独 Chattock-Manometer, 仏 manomètre de Chattock, 露 манометр Чаттока] 2種の液体の界面の形状が極めて微小な圧力差によって変化することを利用する方式の微圧計。図に示



すように、水を入れた2つの液槽が左右にあり、中央のガラス製の液槽はその中心にガラス管があって、油と水で満たされている。このガラス管の上端面でちょうど油と水の界面ができるように3つの液槽が互いに連結してあり、これらの液槽をのせた台の傾きは測微ねじの回転により調整できる。両側の液槽に測ろうとする2つの圧力を加えると、左右の液面は移動し、圧力差によって中央のガラス管上端の水と油の界面がふくらむから、これを光学顕微鏡で観測しながらもとの水平な面になるまで測微ねじを回して台の傾きを調整する。測微ねじのピッチと回転円板に刻んだ目盛の読みから、2つの液槽の液面差が約0.001mmの分解能で求められる。

チャネリング [英 channeling, 独 Channeling, 仏 canalisation, 露 каналовый эффект] 荷電粒子が結晶に入射するとき、その軸もしくは面にほぼ平行に入射すれば、粒子は結晶原子と小角散乱を繰返し、原子とはほとんど衝突することなく原子間をその結晶軸もしくは面に沿って進む。この現象をチャネリングという。特に陽子、 α 粒子などの正イオン、 π^+ のような正電荷の中間子、陽電子などではこの効果が顕著であり、通常、チャネリングとはイオンによるチャネリングをさす。また結晶面に平行に入射した場合は軸チャネリング、結晶面に平行な場合を面チャネリングという。チャネリング現象の起る結晶軸もしくは面に対する最大角度を臨界角といい、軸チャネリングの場合、MeV程度以上の入射粒子に対する臨界角は $\psi_c = (2Z_1 Z_2 / E d)^{1/2}$ で与えられる。ここで Z_1, Z_2 は入射粒子および結晶原子の原子番号、 E は入射エネルギー、 d は結晶軸方向の結晶原子の原子間隔である(⇒ブロッッキングディップ)。

チャネリング状態の粒子(チャネル粒子)に対する阻止能は、通常の阻止能に比べて小さく、したがって飛程も大きい。また原子と衝突する確率が小さいため、X線の発生や、格子原子の原子核との核反応が起る確率は減少する。逆に、チャネリング方向から見て格子間に原子が存在するとき、チャネル粒子がその原子により散乱される確率は、通常方向(ランダム方向)から入射した粒子の場合に比べて大きくなる。チャネル粒子は結晶中を進むにつれ、結晶格子の原子の熱振動の影響を受け、また電子との衝突を繰返し、その方向を変えて、ついにはランダム方向に進み、

その数は減少する。これをディチャネリングという。

チャネリング効果は格子欠陥に敏感であることを利用して、背面反射法を用いて結晶格子中や表面での不純物原子の位置の決定や格子欠陥の研究に利用されている。また負の電荷をもった電子や中間子のチャネリング効果は正の粒子の場合と異なった現象を示す(⇒電子線チャネリング)。またチャネリング現象と逆の現象としてブロッッキング現象がある。図

チャネリング放射光 [英 channeling radiation, 独 Channelingstrahlung, 仏 rayonnement de canalisation, 露 фотонное излучение в канальном эффекте] 相対論的速度をもった電子もしくは陽電子が結晶に入射するとき、その軸もしくは面にほぼ平行に入射すれば、チャネリング現象を示す(⇒電子線チャネリング)。そのとき、それらチャネリング状態にある電子および陽電子は放射光を出す。これをチャネリング放射光という。いま速度 v をもった電子もしくは陽電子が結晶面に沿って進むときの軌道は、電子では原子面をぬうように、また、陽電子では原子面の間を近似的に $x = A \sin \omega_0 t$, $z = vt$ のような軌道をとって進む。ここで x は原子面に直角で、電子では原子面からの距離、陽電子では2つの原子面の中心面からの距離、 z は進行方向の座標、 ω_0 は角速度、 t は時間である。このとき入射方向に放出される光のエネルギーは $2\gamma^2 \hbar \omega_0$ で与えられる。 γ は電子の相対論的質量と静止質量の比である。放出される方向が結晶面の方向からずれるに従って放射光のエネルギーおよび強度は減少し、放射光の放射される角度範囲の幅は約 $1/\gamma$ である。また放射光は結晶面に垂直な方向に偏極している。粒子が結晶軸に平行に入射した場合、粒子の軌道は複雑であるが、放出光のエネルギーおよび角度範囲は面の場合とほぼ同じである。放射光の強度はチャネリングしていないときの制動放射の数倍から数十倍にも達する。

量子論的には、粒子の結晶面もしくは結晶軸に直角な方向のエネルギーは、原子面もしくは原子列ポテンシャルとの相互作用により量子化される離散エネルギー準位を形成する。放射光はこれらの準位間の遷移によって発生し、準位間のエネルギーを $\hbar \omega_0$ とすると、その遷移により発生する放射光の最高のエネルギーは $2\gamma^2 \hbar \omega_0$ である。遷移は各準位の波動関数の関係より主として隣り合せの準位で起る。比較的低エネルギー(<50 MeV)の場合、原子列、原子面ポテンシャル内の準位の数が多いから、線スペクトルが観測される。入射エネルギーが非常に高いとき(>1 GeV)には、結晶面および結晶軸に垂直な方向の速度も光速に近くなり、このときは $2\gamma^2 \hbar \omega_0$ の高調波が発生する。

チャネル [英 channel, 独 Kanal, 仏 canal, 露 канал] (川、海峡などの)流れのある水路をさすが、テレビのチャネル、原子核実験などで多くの情報を同時に計測する際に使用される1000チャネルなどのようにも用いられる。また核反応、反粒子反応の始状態および終状態の粒子の組合せの指定された状態、さらにそのスピンやアイソスピンなどの指定された状態をチャネルという。入射チャネル、放出チャネルなどのことばも使われる。放出チャネルの種類は入射エネルギーによって異なり、ある放出反応のしきい値より入射エネルギーが大きい(小さい)とき、その放出チャネルは開き(閉じ)ているという。

チャネル結合理論 [英 theory of coupled channels, 仏 théorie des canaux couplés, 露 теория сцепленных ка-

налов] 原子核反応は、ひとつのチャネルから始まり、いくつかのチャネルの間を遷移した後、ひとつのチャネルに終る一連の過程からなると考えることができる。この場合、それらの遷移のうちのあるものは遷移強度が強くて摂動論的な取扱いが困難となる。2つのチャネル間の遷移強度が強いとき、それらのチャネルは「互いに強く結合している」とよばれる。チャネル結合理論は、互いに強く結合したいくつかのチャネルを経過する反応を取扱う摂動論を超えた理論のひとつである。この理論は次のような仮定のうえに立つ。(1) 全体系の波動関数は近似的に、強く結合したチャネルの波動関数の和の形で与えられる。(2) 省略された Ψ の部分は、ハミルトニアンを現象論的に修正することにより取入れることができる。(3) Ψ はこの有効ハミルトニアンに関するシュレーディンガー方程式を満たす。(4) 各チャネルの核の内部運動の波動関数は既知であり、核間の相対運動のそれは未知である。

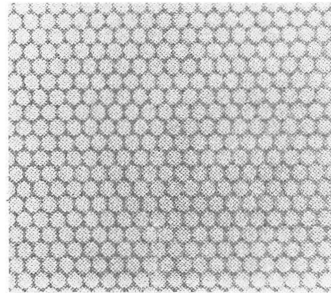
以上の仮定から各チャネルの核の相対運動の波動関数について連立(微分または微積分)方程式が導かれる。それを適当な境界条件のもとで解けば近似的な波動関数が求まる。それを用いて断面積などの観測量を計算する。

実際の計算には互いに強く結合したチャネルの数や種類によって難易がある。一般に直接反応では体系の少数の自由度だけが反応に関与するので結合するチャネルは比較的少なく、この理論は有効性を発揮する。集団励起による非弾性散乱に対して、この理論は標準的な解析法になっている。粒子移行反応のチャネルが結合する場合には計算ははるかに困難になり、限定された場合にのみ用いられている。しかし粒子移行反応でも非弾性チャネルが強く結合する場合にはチャネル結合ボルン近似法(CCBA法)によって解析されている(\Rightarrow 歪曲波ボルン近似)。なお、原子・分子分野ではこの理論に相当するものが緊密結合法とよばれている。

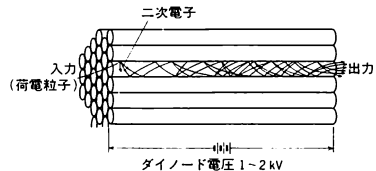
チャネルドスペクトル [英 channeled spectrum, 仏 spectre cannelé, 露 полосатый спектр] ヤングの実験において、光源として白色光を放射するものを用いると、中央にゼロ次の白色の縞が見え、その左右に数本の色のついた縞が現れるが、中央から遠ざかるにつれて色が消え一樣な白色になる。しかし、これは本当の白色ではない。中央からの距離が x の点では $\lambda = 2xd/(2m+1)a$ の波長の光は干渉によって強度が0になっている(d はスリット間の間隔、 a はスリットからスクリーンまでの距離、 m は整数)。したがって、この点に分光器のスリットを置いて観測すると、連続スペクトル中に吸収線スペクトルのように暗い縞が並んで見える。縞の間隔は波数では等間隔で $a/\lambda d$ である。これをチャネルドスペクトルまたはエンドソー・パトラー帯という。これと同様な現象がファブリー・ペローのエタロンでも見られる。その反射面の反射率が高いときは、波長が $\lambda = 2h/m$ (h は2つの反射面の間隔、 m は正の整数)に近い光だけが大きい透過率をもつ。したがって白色光を透過させて分光器で観測すると、この場合はヤングの実験と明暗が逆になり、上の条件を満たす波長をもつ光の多くの明るい線が並んで見える。 h が非常に小さくなると、可視領域でエタロンを通過する光は1つの波長に近く近いものだけとなり、狭帯域のバンドパスフィルターが得られる(\Rightarrow 干渉フィルター)。チャネルドスペクトルはまた分光器の波長校正や、スペクトル線の波長測定に用いられ、役に立つことが多い。しかし、赤外外部では検出器の窓

などが一種のファブリー・ペローのエタロンの働きをして、このスペクトルを生じるため、測定したスペクトル強度曲線が波を打って弱い吸収線とまぎらわしく障害となることがある。

チャネルプレート [英 channel plate, 独 Kanalplatte, 露 волнистый металлический лист] 二次電子増倍作用を利用した映像増幅器の一種。撮像機器において、映像の明るさを増大するために二次電子を増倍させることが行われる。たとえば光電子増倍管では曲板状のダイノード(二次電子放出電極)を複数個設置して二次電子増倍を行うが、板の代りに二次電子増倍作用をもつパイプを使い、これに光電子を入射し、連続的な二次電子放出を実現したものがチャネルプレートの原理である。形状は非常に細い(数十 μm)パイプを多数束ねて直径数cmの円筒をつくり、両面を切断して円板にしたものである(図参照)。円板の



a. 断面の顕微鏡写真(チャネル径40 μm)



b. 増幅原理

両端には電極処理を施し、板の両端に1kV程度の電圧をかけて使用する。パイプの材料は、二次電子増倍率が高く、パイプの内壁に適度な抵抗値の導電層を形成しうるのが望ましく、代表的なものはPbOを65%含んだ高鉛ガラスである。高鉛ガラスは二次電子増倍率が最高4~5であり、また水素還元処理により半導体膜をつくることのできる。プレートの二次電子増倍率は、パイプの内径と長さの比が50~70のとき最大になることが知られており、またプレートの両端にかける電圧が2kV前後に達すると、増倍率は飽和する。増倍率の飽和値は 10^3 と 10^4 の間にある。その形状から判断されるように、チャネルプレートの最大の特徴は二次元情報を、走査することなしに増幅することである。

チャーム [英 charm, 独 Charme, 仏 charme, 露 чарм] 強い相互作用と電磁相互作用によって保存される電荷、バリオン数、奇妙さにつぐ第四の内部量子数。弱い相互作用はこれを保存しない。原康夫と牧二郎の四元模型で導入され、1964年にJ. D. BjorkenとS. L. Glashowによってチャームと命名された。このチャーム量子数が0でないクォークをチャームクォークといい、チャーム量子数

が0でないハドロンをチャーム粒子という。

チャームクォークは Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani によって 1970 年に導入された第四番目のクォーク。記号は c 。電荷 $2e/3$, バリオン数 $1/3$, アイソスピン 0, 奇妙さ 0, チャーム 1, スピン $1/2$ の粒子である。

最初に発見されたチャーム粒子は 1976 年夏に発見された D^0 と D^+ とよばれるもので、質量が約 $1865 \text{ MeV}/c^2$ であり、幅の狭い(長寿命の)共鳴状態である (D 中間子)。これらの共鳴状態が準安定なのは(平均寿命 $10^{-12} \sim 10^{-13} \text{ s}$)、これらの共鳴状態がチャーム量子数をもっているため、チャーム量子数が 0 の π 中間子や K 中間子に強い相互作用では崩壊できないためだと考えられている。 D^+ と D^0 は、チャームクォーク c と \bar{u} クォーク、 \bar{d} クォークの束縛状態 $c\bar{u}$ と $c\bar{d}$ だと考えられている。チャーム量子数をもつバリオン $\Lambda_c^+(2282)$ (構成要素は cud) も発見されている。

チャームクォーク [英 charm quark, 独 Charme-quark, 仏 quark charme, 露 чармный кварк] ⇨ チャーム

チャーム粒子 [英 charm particle, 仏 particule charme, 露 чармная частица] ⇨ チャーム

チャーモニウム模型 [英 charmonium model, 独 Charmoniummodell, 仏 modèle de charmonium, 露 модель чармония] 電子と陽電子の複合粒子をボジトロニウムとよぶようにチャームクォークと反チャームクォークの複合粒子(束縛状態)をチャーモニウムという。チャーモニウムの中でチャームクォークの有効質量は約 $1.5 \text{ GeV}/c^2$ と推定されるので、チャームクォークの運動は非相対論的だと考えられ、シュレーディンガー方程式で記述できるだろう。単体のクォークは観測されていないので、クォーク間力のポテンシャルは、クォークをハドロンの中に閉じ込められるように $r \rightarrow \infty$ で $V(r) \rightarrow ar$ (a は正の定数)のような形をしていると考えられる。このようなポテンシャルでチャーモニウムのエネルギー準位を計算すると、1974 年に降に発見された一連の新粒子 J/ψ , η_c , ψ' , ψ'' , ψ''' , χ_0 , P_c/χ_1 , $\chi_{2\cdots}$ などのエネルギー準位を定性的に再現できる。 J/ψ , ψ' , ψ'' , ψ''' は $J^P=1^-$, η_c は 0^- , χ_0 は 0^+ , P_c/χ_1 は 1^+ , χ_2 は 2^+ のチャーモニウムである。

チャンドラセカール Chandrasekhar, Subrahmanyan 1910. 10. 19—アメリカ(インド出身)の理論天体物理学者。ラホール生れ。1930 年マドラス大学を卒業、1933 年ケンブリッジ大学で博士号を取得し、ケンブリッジ大学トリニティー・カレッジのフェローとなる。1937 年よりシカゴ大学に移り、以来その教授の席にあった。研究は星の内部構造論、放射輸送、集団星学、流体力学、一般相対論に、常に卓越した数学力を用いて研究を主導した。特に不朽の業績は白色矮星の理論で、縮退圧力で支えられた星には上限質量があることを見だし(1931 年)、この質量はチャンドラセカール質量とよばれている。さらに、L. Landau と同時期に、(独立に)上限質量以上の質量をもつ星が進化の終末で重力崩壊することを論じ、その後のブラックホール問題に先鞭をつけた。彼は常に徹底した解析的手法を駆使して理論的展開を行ったが、その特徴は多くの著書によく表現されている。これらの著書は今日でも古典として長く用いられており、その面での功績も高く評価されている。彼はまた 1952~71 年には、Astrophysical Journal 誌の編集長として学界を指導し、アメリカの天体物理学全般の動向にも大きな影響を与えた。かつてケ

ンブリッジ時代、重力崩壊の可否をめぐる、A. S. Eddington と激しく論争したことは有名な逸話である。その重力崩壊、ブラックホールが天体物理の中心になった 1970 年前後からは、一般相対論の天体への応用を中心に研究している。恒星進化の物理過程の理論的研究によって、1983 年度のノーベル物理学賞を受賞した。[主著] *An Introduction to the Study of Stellar Structure*, 1939; *Principles of Stellar Dynamics*, 1942; *Radiative Transfer*, 1950; *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, 1961; *Ellipsoidal Figures of Equilibrium*, 1969; *The Mathematical Theory of Black Holes*, 1983.

チャンドラセカール限界 [英 Chandrasekhar limit, 独 Chandrasekhar'sche obere Grenzmasse, 仏 limite de Chandrasekhar, 露 чандрасекаровский предел] 温度が 0 K の白色矮星がもちうる質量の上限値(⇨白色矮星)。温度の割に密度が高く、電子がフェルミ縮退を起しているときには、理想気体とみなせるイオンのガス圧よりも電子の縮退圧のほうが高くなり、全圧力は温度と無関係に、密度のみの関数となる。このため、星の温度が 0 K となっても、星の内部には圧力勾配が存在し、重力とつり合って力学平衡状態を保つことができる。このとき、星の質量に対して、星の中心における物質密度が定まる。中心密度が無限大のときに対応する質量をチャンドラセカール限界という。質量がそれ以上のときには、電子の縮退圧によっては支えきれないからである。その値は、電子 1 個当りの平均分子量(単位体積中の物質の質量を電子数で割った原子質量単位で表したものを) μ_e としたとき、太陽質量の $1.46 \times (2/\mu_e)^2$ 倍となる。恒星が進化して核燃料(水素など)を消費しつくし、しかも中心温度が次の核燃焼(ヘリウム燃焼など)を引き起こすほど高くない場合、星の質量がチャンドラセカール限界以下であれば、星は白色矮星となってその一生を終える。この際、星の質量は、星が生れたときからチャンドラセカール限界以下でなくてもよい。星が、赤色巨星の段階で質量放出をして、星の質量が同限界以下になる場合もあるからである(⇨星の進化)。

チャネル = チャネル

中央極限定理 = 中心極限定理

中央処理装置 [英 central processing unit, 独 Zentral-einheit, 仏 unité centrale de traitement] 電子計算機の中核となる装置で、通常、演算部と制御部とから成り、命令を解説して実行するとともに、システム全体の監視、制御を行う。当然、電子計算機を構成する他の装置とのインターフェースをもち、またキャッシュメモリーなどの小容量の記憶機構や、仮想記憶方式に用いられる機構などを内蔵することもある。演算部と制御部を合わせて論理回路部とよぶこともある。この装置はしばしば本体とよばれ、また CPU と略記することが多いが、マルチプロセッサシステムなどが出現したこともあって、この装置をプロセッサとよぶ傾向にある。なお、この装置だけでなく、主記憶装置、入出力チャネル、および関連装置を一括して中央処理装置と称する場合があり、注意を要する。

中温 [英 medium temperature, 独 mittlere Temperatur, 仏 température moyenne, 露 средняя температура] 人間の環境温度 20°C と高温 500°C の中間の温度のこと。この温度域で通常の物質は比較的安定な状態にある。

中間エネルギー物理学 [英 intermediate energy physics, 独 Physik mittlerer Energien, 仏 physique des

énergies intermédiaires, 露 физика промежуточных энергий] 実験核物理学の分野を低・中・高エネルギー物理学の3つに分けることがある。これは主として実験に用いられる加速器のエネルギーによる便宜的な分類である。ふつう一次線(陽子または電子)のエネルギーが0.5ないし10 GeV程度の加速器を用いて行われる物性, 原子核, 素粒子の研究を, 中間エネルギー物理学とよんでいる。このような加速器からは, 二次線として中性子, π 中間子, K中間子, 三次線として μ 粒子が得られる(\Rightarrow 中間子工場)。また一次線が軽イオンや重イオンであって, 1核子当りのエネルギーが0.1 GeVを超えるような加速器を用いる核物理の研究も, この分野に含めてよいと考えられる。

中間エネルギー物理学の主要な課題は, 豊富に得られる二次線, 三次線を用いて原子核, 固体, 生体(診断・治療)などの研究を行い, また二次線, 三次線そのものの基本的性質, たとえば, まれな崩壊現象などを調べることである。一方, 高エネルギーの重イオン反応は, 分子論的・物性論的な見方に基づく原子核の研究に, 他の方法では得られない情報を提供する。中間エネルギー物理学は, 固体物理学, 原子物理学, 核物理学, 素粒子物理学の境界領域として注目されている。

中間共鳴 [英 intermediate resonance, 独 intermediäre Resonanz, 仏 résonance intermédiaire, 露 промежуточный резонанс] \Rightarrow 核の中間共鳴

中間結合 [英 intermediate coupling, 独 intermediäre Kopplung, 仏 couplage intermédiaire, 露 промежуточная связь] 相互作用のために状態間の結合が起るとき, 単純な結合様式にならずに中間的な結合となること。中間子論では, 核子と中間子の間の強結合と弱結合の中間の結合を意味し(\Rightarrow 中間結合理論), 原子核物理では jj 結合と LS 結合の中間の結合を意味する。原子核における魔法数を閉殻として説明するために, スピン・軌道結合を含む一体ポテンシャルを導入した殻模型が成功している。この場合, 一粒子の全角運動量ベクトル j は一粒子軌道角運動量 l とスピン s の和 $j=l+s$ であり, エネルギー単位は同じ l について, $j=l+(1/2)$ と $j=l-(1/2)$ との2本に岐分する。多核子系の状態の配位について原子核全体のスピンを $J=\sum j_i$ としてつくる方法を jj 結合殻模型とよぶ。一方全体の軌道角運動量 $L=\sum l_i$, スピン $S=\sum s_i$ として, $J=L+S$ と結合させる方法を LS 結合殻模型とよぶ。軽い原子核では jj 結合と LS 結合の中間である殻模型が実験をよく説明し, これを中間結合模型という。たとえば ^6Li と ^{14}N を例にとると, p 殻には, 一粒子全角運動量 j は $1/2$ と $3/2$ があり, これらの軌道を $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ と書くと, ^{14}N の基底状態は

$$0.975|p_{3/2}^2 p_{1/2}^2 J=1 \ T=0\rangle - 0.206|p_{3/2}^2 p_{1/2}^2 J=1 \ T=0\rangle \\ - 0.076|p_{3/2}^2 p_{1/2}^2 J=1 \ T=0\rangle$$

であり, jj 結合模型が非常によい。一方, ^6Li の場合は jj 結合表式で書くと

$$0.564|p_{3/2}^2 J=1 \ T=0\rangle - 0.821|p_{3/2} p_{1/2} J=1 \ T=0\rangle \\ + 0.090|p_{1/2}^2 J=1 \ T=0\rangle$$

となるが, LS 結合表式では

$$0.958|p^2 L=0 \ S=1 \ J=1 \ T=0\rangle + 0.277|p^2 L=2 \ S=1 \\ J=1 \ T=0\rangle + 0.076|p^2 L=1 \ S=0 \ J=1 \ T=0\rangle$$

となり, LS 結合模型の方がよい。質量数が ^6Li と ^{14}N の間の原子核については中間結合がよいとされている。

中間結合理論 [英 intermediate coupling theory, 露 теория промежуточной связи] 核子と中間子からなる系で, その間の相互作用の強さが中くらいである場合を中間結合の領域といい, これらを扱う理論を中間結合理論という。1953年に朝永振一郎らが展開した。核子を重いとして静的近似を用い, 核子と強く結合している中間子の固有状態を半古典的に解き, その波動関数を $\phi_0(K)$ (K は運動量表示での量子数)とし, それに直交する完全直交系を $\phi_r(K)$ (r も量子数)とする。 ϕ_0 は核子の近くでのみ存在確率の大きい束縛中間子状態に対応し, ϕ_r はかたい芯のある有効なポテンシャルでの散乱定数解に対応する。全ハミルトニアン固有状態を, これらの一体の固有関数の積からつくる n 体の固有関数で展開する。その際 ϕ_0 に対応する中間子数は制限しないが, ϕ_r に対応する中間子の粒子数は0個または1個に制限して近似して解くことが中くらいの強さの相互作用ではできる。これを中間結合近似という。相互作用中, ϕ_r に対応する中間子が1個減って(増えて) ϕ_0 に対応する中間子が1個増える(減る)演算子があり, これは核子およびそのアイソバーなどの間の遷移が起ることに対応し, 一般にはいろいろのアイソバーが全体の固有状態に含まれる。強結合理論ではいろいろのアイソバーが助起されて, その干渉効果で中間子-核子の散乱は小さくなるが, 中間結合ではアイソバー1個くらいの状態が主のときがあり, この場合は一準位型の共鳴を起す。中間結合の方法は相互作用を小さくしたり大きくしたりすると, 摂動論や強結合理論につながるものが示され, 散乱の問題を広く矛盾なく解ける方法である。

中間圏 [英 mesosphere, 独 Mesosphäre, 仏 mésosphère, 露 мезосфера] 地球大気で温度勾配が負になる領域。成層圏界面から上方で, 高さ50~80 kmを中間圏という。中間圏の上限は約80 kmの高さにある第二の気温極小(180 K)で定義され, 中間圏界面とよばれる。その上方には地球大気の主要な電離領域であるE, F層を含む高温大気の熱圏が広がっている。中間圏の熱構造は, 基本的には, 酸素分子による太陽紫外放射の吸光加熱と, 炭酸ガスの赤外放射冷却とのつり合いによって定まると考えられている。

中間子 [英 meson, 独 Meson, 仏 méson, 露 мезон] 強い相互作用をし, スピンが整数の素粒子。メソンともいう。バリオン数0。バリオンと中間子をまとめてハドロンという。1934年湯川秀樹が核力を媒介する粒子として中間子という新しい素粒子を導入したが, そのことばは, 電子より重く核子より軽いことに由来している。現在では湯川中間子は π 中間子とよばれ, ほかに多数の中間子があって, 最も重いものは核子の10倍以上の質量をもつ。2中間子論による μ 中間子はレプトンであって中間子の仲間には入れず, 現在は μ 粒子とよばれる。

中間子原子 [英 mesonic atoms, 独 Mesonatom, 仏 atome mésique, 露 мезоватом] \Rightarrow エグゾティック原子

中間子工場 [英 meson factory, 独 Mesonenfabrik, 仏 usine à mésons, 露 мезонная фабрика] π 中間子とその崩壊によって得られる μ 粒子は, 素粒子・原子核物理学の研究ばかりでなく, 物性物理学, 化学, 生物学, 医学, 工学におよぶ広範な研究と応用に供されるようになり, 中間子科学とよばれる新しい分野ができていく。その研究の中心となる施設として, 大強度の π 中間子を生成するため, 大電流強度の高エネルギー陽子加速器が用いられる。

数百 MeV 以上のエネルギーをもち、電流値が $100\mu\text{A}$ を超える陽子ビームを原子核標的に照射し、毎秒 10^{10} 個あるいはそれ以上の π 中間子を発生させ、実験、あるいは照射に供する施設を中間子工場とよんでいる。ここでは、 π 中間子とともにその崩壊による μ 粒子も大強度のビームとして得られる。

π 中間子と μ 粒子を用いる中間子工場は、 π 中間子工場とよばれ、アメリカのロスアラモスにある LAMPF、カナダのパンクーバーに設置された TRIUMF などはその代表的例である。このほかに、 K 中間子を用いる K 中間子工場も考えられる。 K 中間子工場には、 10GeV を超える大強度陽子加速器を必要とするが、現在はその建設計画が各地で提案されている段階である(付録の表を参照)。

・中間子照射 [英 meson irradiation, 独 Mesonenbestrahlung, 仏 irradiation de meson, 露 облучение мезонами] 強度の大きい中間子線がいわゆるメソンファクトリーとよばれる加速器施設において得られ、これによる照射が行われるようになった。特に π^- 中間子線による癌治療を目的とした生体照射がロスアラモス国立研究所(アメリカ)、スイス原子核研究所および三大学共同中間子物理研究施設(カナダ)において行われている。これは体内に入射した π^- 中間子が、その飛程終端において原子核に捕獲されて核破砕を起し、パイオンスターとよぶ二次荷電粒子および中性子が発生する現象を利用したものである。この現象は、 π^- 中間子が飛行中には電離損失による小さい線エネルギー付与(LET)を行い、飛程の終端にあたる停止位置に大きな線エネルギー付与を行うことに起因する。よって、その停止位置に癌病巣を一致させることにより、周辺の正常組織に損傷を与えずに、病巣を選択的に照射することが可能となる。

中間周波数 [英 intermediate frequency, 仏 fréquence intermédiaire, 露 промежуточная частота] \Rightarrow スーパーヘテロダイン

中間周波変成器 [英 intermediate-frequency transformer, 仏 transformateur à fréquence intermédiaire, 露 трансформатор промежуточной частоты] 無線通信用受信機、ラジオ、テレビジョン受信機、トランシーバーなど各種無線受信機の中間周波増幅回路に用いられる変成器である。IFT と略称される。中間周波数は放送受信機では 455kHz 、テレビ受信機では $10\sim 50\text{MHz}$ で、これら特定の周波数を選択増幅するため共振周波数を調整しやすいように磁心を用いている。トランジスタ回路では負荷に対して電力を有効に供給する回路構成である(図1)。このよ

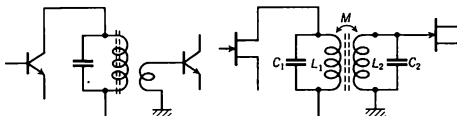


図1 単同調型

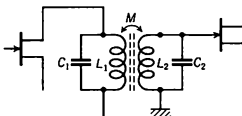


図2 複同調型

うな変成器を単同調型中間周波変成器という。伝送特性は同調回路の負荷時の Q_L と同調周波数 f_0 により 3dB 帯域幅 $\Delta f = f_0/Q_L$ で与えられる。これに対して電子管や電界効果トランジスタでは入力インピーダンスが高いため、信号電圧の伝送のみを考えれば良く、一次二次両側に同調回路をもつ複同調型中間周波変成器を用いることができる(図2)。この変成器では一次側、二次側の共振周波数が等

しく、結合係数 $K = M/\sqrt{L_1 L_2} = 1/Q$ すなわち臨界結合のとき最大利得、最大平坦利得が得られる。ただし、 $Q = \sqrt{Q_1 Q_2}$ 、 Q_1 、 Q_2 は一次、二次回路の Q である(図3)。

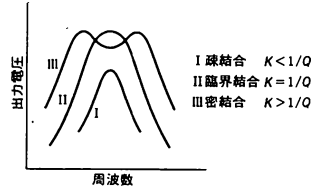


図3 複同調型の同調特性

中間状態 [英 intermediate state, 独 Zwischenzustand, intermediärer Zustand, 仏 état intermédiaire, 露 промежуточное состояние] 超伝導状態は、磁場の強さが臨界磁場 H_c を超すと壊れて常伝導状態になるが、有限の大きさの超伝導体では、排除される磁場のため表面における磁場は一様でなく、外からかけた磁場よりも強くなる。このため外からの磁場の強さが H_c に達する以前に、表面の一部の磁場が H_c に達し、超伝導体内の一部は常伝導状態になる。この常伝導状態の部分の大きさは、第一種(ビバード型)と第二種(ロンドン型)超伝導体とで全く異なるが、このうち第一種超伝導体で超伝導状態と常伝導状態の両方ができている状態を中間状態という。たとえば球状の超伝導体に外から強さ H_0 の磁場をかけると、内部から磁場が排除されるため、表面での磁場は赤道上で最も強く $(3/2)H_0$ になる。したがって $(2H_c/3) < H_0 < H_c$ を満たす H_0 に対しては、超伝導体内は、超伝導と常伝導の部分が混ざった中間状態になる。

中間子論 [英 meson theory, 独 Mesonentheorie, 仏 théorie mésique, 露 мезонная теория] 原子核を構成する核子間に働く核力は中間子が媒介するという理論。1935年に湯川秀樹によって提唱された中間子論は、1946年に坂田昌一と井上健による二中間子論へ発展し、強い相互作用の核力を扱う π 中間子論と、宇宙論に見いだされた μ 粒子の記述を含む弱い相互作用の理論へと展開した。核力については、 π のコンプトン波長以遠の外側では π 中間子論に立脚し、至近距離では現象論的に記述するという武谷理論(1951年)に沿った研究によって、1950年代半ばには、周辺領域の 1π 中間子交換ポテンシャルが確立し、核力の面から π 中間子論の正しさが検証された($\Rightarrow 1\pi$ 中間子交換力)。これとほぼ同じく、 π と核子 N の散乱におけるスピノ角運動量 $3/2$ 、アイソスピン $3/2$ 状態の(3,3)共鳴(1232MeV の Δ 粒子)がチャーロー理論により解明された。このように、核力と πN 散乱の両面から、 πN 間の p 波相互作用が確立した。その後、 π と同じ擬スカラー型である η 、 K 中間子、ベクトル型の ρ 、 ω 、 ϕ 中間子など、共鳴状態で見られる重い中間子の存在が明らかになり、また中間子と湯川型の強い相互作用をするバリオンが核子を基底状態とする励起状態系をつくることが示された(付録の表を参照)。中間子論は、強い相互作用をするこれらの粒子(ハドロン)の力学を記述する理論へと発展した。1960年代までの原子核の研究は、中間子の自由度は核力にとりこみ、原子核を核子多体系とみなす見地よりなされた。1970年代に入って以降、核力が π をはじめとする中間子の交換力であり、強い $\pi N \Delta$ 結合によって核子が Δ 粒子へ中間状態で励起しやすいことを考慮した研究、すなわち、中間子論

の立場に立ち返って、核子以外の自由度を取入れた原子核研究が盛んに進められている。

中間ボソン(弱い相互作用の) [英 intermediary boson, 独 intermediäres Boson, 仏 boson intermédiaire, 露 промежуточный бозон] = ウィークボソン

中間流 [英 intermediate flow, 仏 écoulement intermédiaire, 露 переходное течение] 気体が管を流れるとき, クヌーセン数 $K (= \lambda/D)$ が $1 > K > 0.01$ の領域にある流れを中間流という。 λ は平均自由行程, D は管径のように管を特徴づける寸法である。壁のところでの流速は粘性流の場合とは異なり 0 とみなすことはできず, 流れはすべり現象を伴う (\Rightarrow すべりの係数)。このため粘性流領域から外挿される値より流量は大きくなるが, 分子・分子, 分子・壁の衝突が複雑に関係するため流量についての理論式を厳密に求めることは困難である。管径 D , 長さ l ($l \gg D$) の長い円筒導管の場合の流量 Q を近似的に表せば次式となる。

$$Q = \left[\frac{\pi}{128} \frac{D^4}{\eta l} \bar{p} + \frac{1}{6} \left(\frac{2\pi RT}{M} \right)^{1/2} \frac{D^3}{l} \right. \\ \left. \times \frac{1 + (M/RT)^{1/2} (D\bar{p}/\eta)}{1 + 1.24 (M/RT)^{1/2} (D\bar{p}/\eta)} \right] (p_1 - p_2)$$

ここで η は気体分子の粘性係数, R は気体定数, M は気体分子の分子量, \bar{p} は管の入口での圧力 p_1 , 出口での圧力 p_2 の平均 $(p_1 + p_2)/2$ である。20°C の空気の場合のコダタンスとしては, D [cm], l [cm], p [Pa] では

$$C = 12.1 \frac{D^3}{l} \left(\frac{1 + 256 D \bar{p}}{1 + 316 D \bar{p}} + 182 \frac{D^3}{l} D \bar{p} \right) [\text{dm}^3/\text{s}]$$

となる。

中空陰極放電管 [英 hollow-cathode discharge tube, 独 Hohlkatoden-Entladungsröhre, 仏 tube à décharge de cathode creuse, 露 трубка с полым катодом] 陰極に単純な平面電極を用いず, 電極の中央に空間をもつような構造をした陰極を使用した放電管。その中空部には負グローが発生し, 陰極電流密度が増加し, 放電維持電圧が降下して陰極材料の原子スペクトルの強度が増加する。

忠実度 [英 fidelity, 露 верность] 信号や情報の伝送系において, 入力された信号をいかに正確に出力に伝達するかを示すパラメーター。伝送系のもつ通過周波数帯域幅, 周波数利得特性, 位相特性, 非線形ひずみ率, 雑音などにより決定される。逆に, 情報の伝送系の忠実度に許容値を設け, 許容値以上の忠実度で情報伝送を行うために必要な伝送速度, あるいはそのための符号化方式を決定する理論が, レートひずみ理論(rate distortion theory)である。

抽象的自我 [英独 abstraktes "Ich", 仏 moi abstrait] \Rightarrow 観測の理論

中心極限定理 [英 central limit theorem, 独 zentraler Grenzwertsatz, 仏 théorème limite central, 露 центральная предельная теорема] 互いに独立な確率変数の多数個の和の分布がある種の条件の下では近似的に正規分布をなすことを主張するもので, 文字どおり確率論の中心位置を占める定理である。

成功の確率が p ($0 < p < 1$) である試行を独立に n 回行ったときの成功の回数を S_n とすると, $(S_n - np)/\sqrt{npq}$ ($q = 1 - p$) の極限分布は標準正規分布となる。すなわち任意の $a < b$ に対して $P(a \leq (S_n - np)/\sqrt{npq} \leq b) \rightarrow \int_a^b (2\pi)^{-1/2} \exp(-x^2/2) dx$ ($n \rightarrow \infty$)。この定理はド・モアブル-ラプ

ラスの定理とよばれるが, これは次の定理の特別な場合である。 $\{X_n\}$ を同一の分布に従う独立な確率変数の列とし, $E\{X_i^2\} < \infty$ とする。 $\mu = E(X_1)$, $\sigma^2 = V(X_1)$ とおくと, $\sigma^2 > 0$ ならば $(X_1 + \dots + X_n - n\mu)/\sqrt{n\sigma}$ の極限分布は標準正規分布である。

X_n の分布が必ずしも同一でない場合について中心極限定理を初めて厳密に扱ったのは A. M. Lyapunov である。 $\{X_n\}$ を独立な確率変数の列とする, すべての n について $E(|X_n|^{2+\delta}) < \infty$ となる $\delta > 0$ が存在するものとし, $\mu_n = E(X_n)$, $\sigma_n^2 = V(X_n)$, $S_n = X_1 + \dots + X_n$, $s_n^2 = \sigma_1^2 + \dots + \sigma_n^2$ とおく。このとき

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{s_n^2} \sum_{k=1}^n E(|X_k - \mu_k|^{2+\delta}) = 0 \quad (1)$$

が成立するならば, $(S_n - E(S_n))/s_n$ の極限分布は標準正規分布となる(リャプノフの定理)。条件(1)はリャプノフの条件とよばれる。 $E(|X_n|^2) < \infty$ なる独立な確率変数の列 $\{X_n\}$ に対しては次のリンデベルグ-フェラーの定理が成立する。次の(i), (ii)が成立するための必要十分条件は(iii)が成立することである:(i) $(S_n - E(S_n))/s_n$ の極限分布は標準正規分布である, (ii) $\lim_{n \rightarrow \infty} \max_{1 \leq k \leq n} \sigma_k/s_n = 0$, (iii) 任意の $\varepsilon > 0$ に対して

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{s_n^2} \sum_{k=1}^n \int_{|x - \mu_k| \geq \varepsilon s_n} (x - \mu_k)^2 dF_k(x) = 0 \quad (2)$$

ただし, F_k は X_k の分布関数, 式(2)をリンデベルグの条件という。 X_n のモーメントの存在を仮定しない場合には次の定理が成立する。 $\{X_n\}$ を独立な確率変数の列とし, X_n の分布関数を F_n とする。 $B_n > 0$ とするとき, 次の(i), (ii)が成り立つための必要十分条件は, 任意の $\varepsilon > 0$ に対して(iii), (iv)が成立することである:(i) 任意の $\varepsilon > 0$ に対して $\lim_{n \rightarrow \infty} \max_{1 \leq k \leq n} P(|X_k| \geq \varepsilon B_n) = 0$, (ii) 適当な実数 A_n に対して $S_n/B_n - A_n$ の極限分布が標準正規分布となる。

$$(iii) \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^n \int_{|x| \geq \varepsilon B_n} dF_k(x) = 0$$

$$(iv) \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{B_n^2} \sum_{k=1}^n \left\{ \int_{|x| < \varepsilon B_n} x^2 dF_k(x) - \left(\int_{|x| < \varepsilon B_n} x dF_k(x) \right)^2 \right\} = 1$$

同一の分布 Φ に従う独立な確率変数の列 $\{X_n\}$ に対して, 適当な $B_n > 0$ と A_n を選んで $S_n/B_n - A_n$ が正規分布を極限分布としてもつようにすることができるとき, 分布 Φ は正規分布に牽引されるという。このための必要十分条件は

$$\lim_{c \rightarrow \infty} \frac{\int_{|x| \geq c} d\Phi(x)}{\int_{|x| < c} x^2 d\Phi(x)} = 0 \quad (3)$$

たとえば $\{X_n\}$ を同一の確率密度関数 $f(x) = |x|^{-3}$ ($|x| > 1$), $f(x) = 0$ ($|x| \leq 1$) をもつ独立な確率変数の列とすると, 式(3)が成立し, $S_n/\sqrt{n \log n}$ の極限分布は標準正規分布となる。

$\{X_n\}$ を同一の分布にしたがう独立な確率変数の例とし, $E(X_1) = 0$, $V(X_1) = \sigma^2$ とすると, $(X_1 + \dots + X_n)/\sqrt{n\sigma}$ の分布関数 $F_n(x)$ は標準正規分布の分布関数 $\Phi(x)$ に収束する。 X_1 の j 次のキュムラント (\Rightarrow 特性関数) を k_j , 標準正規分布の確率密度関数を $\phi(x)$ として

$$Q_1(x) = -\frac{\kappa_3}{6\sigma^3}(x^2 - 1)$$

$$Q_2(x) = -\frac{\kappa_4}{24\sigma^4}(x^3 - 3x) - \frac{\kappa_5}{72\sigma^5}(x^5 - 10x^3 + 15x), \dots$$

とおくと、 $F_n(x)$ の形式的展開

$$F_n(x) = \phi(x) + \phi(x) \left\{ \frac{Q_1(x)}{\sqrt{n}} + \frac{Q_2(x)}{n} + \dots \right\}$$

が得られるが、これをエッジワース展開という。特に X_1 の特性関数が $\lim_{t \rightarrow \infty} |\phi(t)| < 1$ を満足するならば、 $E(|X_1|^p) < \infty (p > 3)$ のとき、 x について一様に

$$F_n(x) = \phi(x) + \phi(x) \left\{ \frac{Q_1(x)}{\sqrt{n}} + \frac{Q_2(x)}{n} + \dots + \frac{Q_{p-2}(x)}{n^{(p-2)/2}} \right\} + o\left(\frac{1}{n^{(p-2)/2}}\right)$$

独立でない確率変数の列の場合にも中心極限定理は成立する。 $E(X_n) = 0$ として (一般には $X_n' = X_n - E(X_n)$ を考えればよい)、 $|E_{n-1}(X_n)| \leq \xi_n$ 、 $|E_{n-1}(X_n^2) - E(X_n^2)| \leq \eta_n$ 、 $|E_{n-1}(|X_n|^3)| \leq \zeta_n$ ($n=1, 2, \dots$) なる数列 $\{\xi_n\}$, $\{\eta_n\}$, $\{\zeta_n\}$ が存在して、 $n \rightarrow \infty$ のとき、 $\sum_{k=1}^n \xi_k/s_n \rightarrow 0$ 、 $\sum_{k=1}^n \eta_k/s_n^2 \rightarrow 0$ 、 $\sum_{k=1}^n \zeta_k/s_n^3 \rightarrow 0$ ならば $\sum_{k=1}^n X_k/s_n$ の極限分布は標準正規分布となる。ここで $s_n^2 = V(X_1 + \dots + X_n)$ 、 $E_{n-1}(\dots)$ は X_1, \dots, X_{n-1} を与えたときの条件付期待値を表す。

中真空 [英 medium vacuum, 独 Feinvakuum, 仏 vide moyen, 露 средний вакуум] \Rightarrow 真空

中心力 [英 central force, 独 Zentralkraft, 仏 force centrale, 露 центральная сила] 質点 P に働く力の方向が常に定点 O を通り、力の大きさが OP の距離だけに依存するような場合、その力を中心力、定点 O を力の中心という。すなわち中心力は、 $F=f(r)r/r$ と表される (引力では $f(r) < 0$ 、斥力では $f(r) > 0$ とする)。質点 P の質量を m とすると、P の運動の O に関する角運動量 M は、 $mr \times dr/dt$ であるから $dM/dt = mr \times d^2r/dt^2 = r \times f(r)r/r = 0$ となつて定点 O に関する角運動量は保存される。1 対の粒子が両者を結ぶ方向に沿って重力や電気力を及ぼしあいながら運動する系も中心力として扱うことができ、この場合は換算質量をもった 1 個の粒子が固定した力の中心のまわりで行う運動に帰着させることができる。

中心力場近似 [英 central field approximation, 独 Zentralfeldnäherung, 仏 approximation du champ central, 露 приближение центрального поля] 原子における一電子近似において、ある電子に対するほかの電子からのクーロン・ポテンシャルは球対称であるとは限らない。その場合に角度について平均して球対称に直したクーロン・ポテンシャルを用いる近似を中心力場の近似という。いちばん簡単な一電子近似では、 N 電子系の波動関数は各軌道の積として表される。この軌道は電子の位置座標 \mathbf{r} ばかりでなくスピン座標 σ の関数であるのでスピン軌道といわれることがある。スピン軌道 $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N$ に電子が 1 個ずつ入っていて、各スピン軌道が規格化されているとすると、 ϕ_i にある電子に対するポテンシャルエネルギーは

$$V_i(r) = -\frac{Ze^2}{r} + \sum_{j \neq i} \int \frac{e^2}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} |\phi_j(r', \sigma)|^2 d\mathbf{r}'$$

で表される。ただし右辺第一項の Z は原子番号、 r は原子核と考えている電子間の距離である。 $V_i(r)$ は一般には r だけの関数でなく、 r の方向によって異なる値をとるので、それを r の方向 ω について平均したポテンシャル

$$V_i(r) = \frac{1}{4\pi} \int V_i(r, \omega) d\omega$$

を用いるのが、この場合の中心力場近似である。中心力場

近似は原子の場合非常によい近似である。またこの近似を用いると原子軌道が動径部分と角度部分の積の形になり、角度部分は球関数で表される。つまり未知の部分は r だけによる動径部分だけになるので取扱いが著しく簡単になる。これらの長所があるため中心力場近似は原子の場合極めて広く用いられている (\Rightarrow ハートリー-フォック近似)。[国]

中枢神経系 [英 central nervous system, 独 Zentralnervensystem, 仏 système nerveux central, 露 центральная нервная система] 一般に神経細胞の集りを神経系といい、脳、脊髄を中枢神経系という。末梢で受容された刺激は、末梢神経 (脳神経、脊髄神経、自律神経) のうちの求心性神経繊維を経て中枢神経系に伝わる。中枢神経系ではそれらの刺激が処理され、ある場合には末梢神経のうちの遠心性神経繊維を経て効果器 (筋、腺組織) に信号が送られる。中枢神経系には中枢があり、全身の諸器官が相補的かつ協調的に働くように統率している。さらに記憶、判断、思考、情動などの高次神経活動を行っている。

中性カレント [英 neutral current, 仏 courant neutre, 露 нейтральный ток] 素粒子の弱い相互作用において、関係するレプトンの電荷が変わらない反応、たとえば $\nu_\mu + p \rightarrow \nu_\mu + n + \pi^+$ を中性カレント反応という。弱い相互作用を媒介する力の場としては、 W^\pm ボソンと Z^0 ボソンが考えられているが、この Z^0 ボソンの源となっているカレントを中性カレントとよぶ。これは電荷をもつ W^\pm ボソンの源としての荷電カレントに対比することとして使われている。クォーク・レプトン模型でいえば $i\bar{\nu}_e \gamma_\mu \nu_e$ とか $i\bar{u} \gamma_\mu u$ などはすべて中性カレントに属する。中性カレントあるいは仮想的 Z^0 交換による弱い相互作用の存在は

$$\begin{aligned} \nu_\mu + e &\rightarrow \nu_\mu + e \\ \nu_\mu + p &\rightarrow \nu_\mu + X \end{aligned}$$

などの反応 (ここに X はバリオンを含む任意の終状態) により確かめられた。ワインバーグ-サラム模型では、中性カレントがレプトンに対しては、たとえば

$$J_\mu^0 = i\bar{\nu}_\mu \gamma_\mu (1+\gamma_5) \nu_\mu - i\bar{d} \gamma_\mu (1+\gamma_5) u + 4\sin^2 \theta_w i\bar{u} \gamma_\mu u$$

クォークに対しては

$$\begin{aligned} J_\mu^0 &= i\bar{u} \gamma_\mu (1+\gamma_5) u - i\bar{d} \gamma_\mu (1+\gamma_5) d \\ &\quad - 4\sin^2 \theta_w \left[\frac{2}{3} i\bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} i\bar{d} \gamma_\mu d \right] \end{aligned}$$

のように書かれ、中性カレントの有効相互作用は

$$H_{\text{eff}} \approx \frac{G_F}{4\sqrt{2}} [J_\mu^0 + J_\mu^0] [J_\mu^0 + J_\mu^0]$$

と与えられ、 $\sin^2 \theta_w \approx 0.215 \pm 0.040$ とすると実験結果と矛盾しないことが知られている。中性カレントの大きな特徴に、奇妙さ (一般には香りの自由度) を変えないことがあげられるが、これはクォークに対する GIM 機構により保証されている。

中性子 [英 neutron, 独 Neutron, 露 нейтрон] バリオンの一種。記号は普通 n で表す。陽子とともに原子核を構成する基本的な粒子で、陽子と合わせて核子といわれる。クォーク模型では udd の結合状態である。質量は $939.5656 \text{ MeV}/c^2$ 。スピン $1/2$ 、アイソスピン $1/2$ のフェルミ粒子である。陽子とアイソスピン二重項をつくっている。電荷は 0 だが異常磁気モーメントをもち、その値は -1.91304275 核磁子。平均寿命 925 s で電子と電子ニュートリノを放出して陽子に変わる。 α 線を Be に当てたとき放出される透過力の強い放射線が、水素を含む物質に吸収

されることは J. F. Joliot-Curie および I. Joliot-Curie 夫妻によって発見されたが、J. Chadwick は、この放射線が、電気的には中性で、陽子とほぼ等しい質量をもつ粒子であること、よく説明できることを示し、中性子の存在が明らかとなった(1932年)。中性子は、その運動エネルギーまたは速度によって分類されている。核反応で放出される中性子は MeV 程度の運動エネルギーをもつ高速中性子とよばれるが、これが物質中で減速して、keV 程度以下の運動エネルギーとなったものを低速中性子とよぶ。特に物質中の粒子の運動と熱平衡に達したものは、マクスウェルの速度分布をもち、常温での分布極大のエネルギーは 0.025eV 程度である。このときの速度は約 $2190\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 、ド・ブロイ波の波長は 0.181 nm となる。熱中性子を用いれば、物質中の原子核や原子磁気モーメントとの相互作用による散乱中性子の干涉による回折現象の観測ができる。低速中性子は ^{235}U の核分裂を起すことから、原子爆弾や原子炉が発明されたが、原子炉からは強い熱中性子線が得られるので、中性子散乱や回折による物質構造の研究など理工学の広い分野で利用されている。また高エネルギー加速器によって加速された陽子を、重い金属に当てることによって生ずる中性子も、これを減速して熱中性子源として利用することができる。

中性子インポートランス [英 neutron importance, 仏 importance de neutron, 露 ценность нейтронов] 原子炉の中で、ある 1 個の中性子が時刻 t において、指定された場所 (r) および速度 (v) をもつとき、この中性子またはその子孫によって系内に分布する検出系に対し、終時刻 t_f までに反応する総量に対する期待値のこと。すなわち、 (r, v, t) の中性子 1 個によってつくられる中性子密度分布を $n(r, v, t \rightarrow r', v', t')$ とし、中性子検出効率を $\varepsilon(r', v', t')$ とすれば、中性子インポートランスは

$$n^*(r, v, t; t_f) = \int_t^{t_f} dt' \int dr' \int dv' \varepsilon(r', v', t') n(r, v, t \rightarrow r', v', t')$$

で与えられる。この中性子インポートランスは、中性子の輸送方程式(⇒中性子輸送理論)または拡散方程式の非斉次な随伴方程式(検出器の効率を非斉次項としてもつ)の解として与えられる。原子炉内の小さな擾乱が生じたとき、その擾乱の原子炉の特性に及ぼす影響を振動理論で取り扱う場合が多いが、この際インポートランスは基本的な役割を演ずる。さらに、原子炉の動的な特性を解析するために必要な中性子の平均寿命などの動的なパラメーターも、中性子インポートランスを使って計算される。

中性子温度 [英 neutron temperature, 独 Neutronentemperatur, 仏 température neutronique, 露 нейтронная температура] 原子炉の中の中性子は、気体分子の速度分布のようにマクスウェル分布をしている。そのときの平均の中性子エネルギーは kT で与えられる(k はボルツマン定数)。これを系の中性子温度とよんでいる。熱中性子炉の場合、およそ $kT=1/40\text{ eV}$ で、 $2200\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ の速度に対応する。またこのエネルギーの中性子を熱中性子とよんでいる。

中性子回折 [英 neutron diffraction, 独 Neutronenbeugung, 仏 diffraction de neutrons, 露 дифракция нейтронов] 中性子はド・ブロイ波として波動の性質をもっている。特にエネルギーの低い熱中性子は、波長が物質内の原子間距離と同程度であるため、原子による中性子の散

乱波相互の干涉による回折現象が、X 線回折と同様な幾何学的条件で起る。これを中性子回折という。中性子は主に原子核との相互作用で散乱されるが、磁気モーメントを担った電子によっても散乱される。このため、結晶による中性子回折は、原子核の配列に基づく結晶構造を反映するのに加え、磁性体の場合には、原子磁気モーメントの配列状態による磁気構造をも反映する。原子核による中性子の散乱振幅は、X 線のように原子番号との比例性はなく、同位元素によっても異なる値をもつ。また負の散乱振幅を示す原子核もある点などに、X 線と異なる特徴がある。

中性子回折の実験のためには、高密度の中性子線が必要であるが、これには原子炉内で熱平衡に達している熱中性子を用いるか、加速器による高エネルギーの電子または陽子を重金属標的にぶつけて発生させたパルス中性子を熱中性子化して用いる。熱中性子は波長 1 Å 付近に極大をもつ波長分布をしているので、結晶モノクロメーターにより単色化して試料に入射させ、回折線の測定をするのが普通である。パルス中性子源を利用するときは、中性子の速度が遅いために、その飛行時間を測定することによって分光することができるので、白色中性子回折法も用いられる。結晶構造解析では、X 線や電子線回折の場合と異なる中性子回折の特徴を生かした研究、たとえば含水素化合物中のプロトン位置の決定、重原子中の軽原子位置の精密決定などに威力を発揮する。また、磁性体の磁気構造の研究は、X 線回折では調べるのが困難な中性子回折の重要な特徴である。中性子の物質による散乱は、以上のようなブラッグ反射で代表される弾性散乱(散乱に際して、中性子のエネルギー、したがって波長は不変)のほかに、散乱体のもつ運動エネルギーとのエネルギー交換のために、散乱後の中性子のエネルギーが変化する非弾性散乱がある。その代表的なものは、格子振動のフォノン、スピン波のマグノンとの相互作用によるもので、非弾性散乱の測定により、フォノンやマグノンの分散関係の決定など、物質を構成するミクロ単位の運動状態についての情報を得ることができる。この研究のためには、中性子の散乱角と散乱強度の測定に加え、結晶アナライザーまたは中性子飛行時間分析器を用いて、散乱中性子のエネルギー分析を行う。

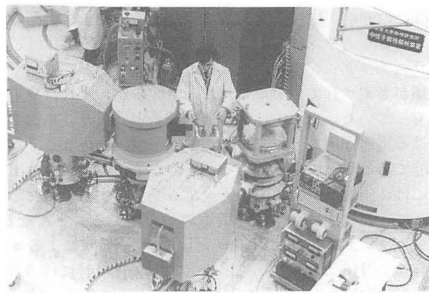
中性子回折法は、このように物質のミクロ構造の研究において、単に散乱体の空間的配列のみならず、時間変化を伴う動的な性質の解明も含め、物質科学の広い分野に応用されている。中性子回折という用語は、従来、中性子の物質による散乱、回折現象を利用する物質構造研究全般を包括することばとして使われてきたが、ブラッグ反射を主体とする弾性散乱による研究をさすような狭義の用語として、中性子散乱という用語と区別して用いられることもある(⇒中性子散乱)。

中性子回折写真法 [英 neutron diffraction photography, 独 Neutronenbeugungsphotographie, 仏 photographie de diffraction des neutrons, 露 нейтронная дифракционная фотография] 中性子回折の測定の一方法。中性子は写真感光作用を示さないで、写真撮影のためには、中性子と原子核の衝突により発生する二次放射線(α 線, β 線, γ 線)を利用する間接的方法による。現在よく利用されるのは、 ^6LiF と ZnS(Ag) を混合してつくった蛍光板と写真フィルムを密着させ、フィルム側から中性子線を入射させる方法で、この場合、 $^6\text{Li(n, } \alpha)^3\text{H}$ の核反応により発生する α 線が、 ZnS(Ag) 蛍光体を発光させ、写真フィ

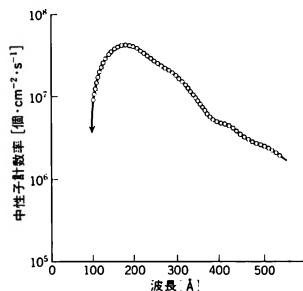
ルムを感光する。この方法では、感光度は高いが、強度の定量測定には向かない。In, Gd, Rh などの金属箔を用い、発生する β 線, γ 線を X 線フィルムなどで受けるほうが定量性はよいが、感光度は弱い。そのため、回折強度の定量測定には、通常は計数管法を用い、写真法はもっぱら補助的な目的に使われる。

中性子回折装置 [英 neutron diffraction equipment, 独 Neutronenbeugungsausrüstung, 仏 instrument de diffraction de neutrons, 露 нейтронный дифрактометр] 中性子回折の測定は、中性子スペクトロメーター(中性子分光器)により行われるが、これには X 線回折の場合と同様な原理である結晶分光法を用いる中性子ディフракトメーター(中性子回折計)と、パルス状の中性子を発生させて、中性子の飛行時間を測定する中性子飛行時間分析器の 2 種類の装置がある。定常的な中性子線による中性子回折実験には、研究用原子炉の実験孔から放射される熱中性子を利用する。中性子ディフракトメーターは、(1) 原子炉から出てくる熱中性子のうち、適当な波長(通常 1~3 Å 程度)のものを結晶のブラッグ反射により取出す「結晶モノクロメーター」と、(2) この単色中性子を回転台上の試料に入射させ、その散乱・回折線の角度と強度を測るための中性子カウンターを取りつけた回転アームをもつ「ゴニオメーター」とからなる。散乱された中性子のエネルギー(波長)分析を行うためには、結晶アナライザーを取りつけた第二のゴニオメーターを必要とする。この場合、結晶モノクロメーター、試料と第二ゴニオメーター用アーム、それに結晶アナライザーの 3 つの回転軸をもつため、特に中性子三軸分光器(triple-axis neutron spectrometer)のよび名がある。また結晶構造解析のためには、X 線回折の場合と同様、四軸型分光器(four-circle spectrometer)も用いられる。中性子の検出には、 $^{10}\text{BF}_3$ または ^3He を封入した気体カウンターが多く用いられる。近年ではシンチレータのような固体カウンターも開発されている。特殊な場合には写真法も利用できる(⇒中性子回折写真法)。中性子飛行時間分析器では、パルス中性子源を必要とする。原子炉よりの中性子線を利用するときは、チョッパーを用いて中性子線をパルス化しなければならないが、近年は、パルス運転の加速器による高エネルギーの電子または陽子を重金属標的に当て、パルス中性子を発生させて利用する設備が建設されている。パルス状の白色中性子を用いるときは、回折角を測定する代りに、決められた方向に散乱する中性子の飛行時間を測定することにより多くのブラッグ反射を測定することができる(⇒白色中性子線回折)。また単色パルス中性子を用いれば、飛行時間測定により散乱中性子のエネルギー分析をすることができる。中性子回折装置には、偏極中性子線を得るための中性子偏極装置や、試料の温度を変える高低温装置、磁性体研究のための電磁石などが付属装置として備えられている。わが国では、日本原子力研究所の JRR-2 と京都大学原子炉実験所の KUR の 2 基の原子炉に、多数の中性子回折装置が設置されている。また、高エネルギー物理学研究所のブースター研究施設に、数台のパルス中性子用の装置が設置されており、さらに東北大学原子核理学研究施設の電子ライナック利用のパルス中性子スペクトロメーターもあり、これらの設備を共同利用することにより、固体や液体の構造、磁性体の磁気構造の研究をはじめ、結晶格子振動、スピン波の研究などの物性物理学的研究のほか、高分子、生体物質の構造研究など、

広い分野での実験研究が行われている。写真は、JRR-2 内の中性子回折装置である。



中性子ガイド管 [英 neutron guide tube, 独 Neutronenleiter, 仏 tube de guide neutronique, 露 нейтронная направляющая трубка] 低速中性子を用いたビーム実験を行う場合、エピソード中性子や高速中性子、また γ 線などが混入することは測定の精度に著しい悪影響がある。中性子ガイド管は中性子波の全反射条件を用いて、ある一定エネルギー以下の中性子のみを選択的に取出すための、かなり大規模な設備である。中性子の全反射に対する臨界角 θ_c と中性子の波長 λ との間には $\theta_c = \lambda \{(Nb)/\pi\}^{1/2}$ という近似式が成立している。ただし、 N は反射媒質の単位体積中の原子核の数、 b は干渉性核散乱振幅である。したがって θ_c 以下の入射角で入射した波長 λ^* 以上の波長をもつ中性子の反射率は 1 となって全反射され、 λ^* 以下の波長(高エネルギー側)の中性子に対する反射率は極めて小さくなる。中性子ガイド管は湾曲した反射面で全反射を数回繰返すうちに、中性子の発生源を直接見えない方向まで、 λ^* 以上の波長をもつ中性子のみを取出せるような構造になっている。トンネルの内径を d 、ガイド管の全長を L 、その曲率を ρ とした場合、 $L = (8d\rho)^{1/2}$ の関係が満たされれば、出口から中性子発生源を直視できないので、直進する γ 線や短波長の中性子は全部カットされる。また、このような導管を通過できる中性子の最小波長 $\lambda^* = \{(\pi\rho)/(2Nb d)\}^{1/2}$ で与えられることもわかっているから、これらの式を組合せて、使用目的に合せたガイド管の設計がなされる。ガイド管の反射面は一様に湾曲させたものを製作するのが困難であることから、いくつかの平面(導管要素)の継合せによることが多い。これらの導管要素としては通常フロートガラス基板上にニッケル膜を膜厚 1000 Å 以上に蒸着したものが多く用いられている。図は中性子ガイド管出口における中性子スペクトルの一例である。



中性子カウンター [英 neutron counter, 独 Neutronenzählrohr, 仏 tube compteur de neutrons, 露 нейтронный счётчик] 中性子を計数するための中性子検出器の総称で, BF₃ カウンター, ³He カウンター, 核分裂計数管, プラスチックシンチレーションカウンターなど, 数多くの種類が考案されている。これは, 中性子が, それ自身電荷をもっていないため, 通常の荷電粒子と異なり, 物質中における電離作用などによって, 中性子検出を行うことが不可能であることによっている。そのため, 中性子を検出するには, 中性子が物質中を通過する際引起す原子核反応によって, 二次的に発生する荷電粒子を用いることになる。BF₃ カウンターには¹⁰B (ボロン) の中性子吸収による α 粒子発生, ³He カウンターは³He の中性子入射に伴う ³He (n, p) T 反応による陽子およびトリチウムの放出, 核分裂計数管は中性子吸収に伴う²³⁵U の核分裂破片核の放出を, おおの利用して, それらの放出荷電粒子の電離作用により, 中性子を間接的に検出している。そのため, 中性子カウンターの計数効率率は必ずしも 100% ではなく, 検出器の種類, 計測される中性子のエネルギー領域などによって左右される。中性子カウンターの利用にあたっては, これらのことに注意し, 計数効率の校正, 利用すべき検出方式の種類など, 検出すべき中性子のエネルギー領域, 中性子線の強度などを十分考慮してその方式を決定することが不可欠である (⇒中性子検出器)。

中性子核散乱 [英 nuclear scattering of neutrons]

[1] 熱中性子の核散乱: 熱中性子は原子核の核力により, あるいは不対電子の磁気モーメントにより散乱される。後者の磁気散乱と区別するために, 前者を核散乱とよぶ。核力のおよび範囲は 10^{-13} cm で, 熱中性子の波長 10^{-8} cm に比べ, 非常に小さい。したがって散乱は s 波成分のみが関与し, 等方的で散乱振幅とよばれるパラメーター b だけで記述される。E. Fermi はこの散乱が一次のボロン近似において, 擬ポテンシャル

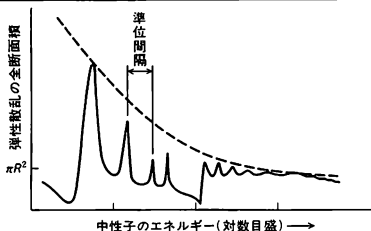
$$V(r) = \frac{2\pi\hbar^2}{m} b\delta(r-R)$$

を用いると, 正確に与えられることを示した。ここで m は中性子の質量, R は原子核の位置である。散乱された中性子の角度, エネルギーに関する分布は部分微分断面積により記述され, これは一般に

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{k_f}{k_i} \frac{1}{2\pi\hbar} \sum_{j,j'} b_j b_{j'} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \exp\{-i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{R}_j(0)\} \times \exp\{i\mathbf{Q} \cdot \mathbf{R}_j(t)\} \rangle \exp(-i\omega t) dt$$

で与えられる。 k_i, k_f は入射・散乱中性子の波数, $\mathbf{Q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ は散乱ベクトル, $\mathbf{R}_j(t)$ は原子核位置の時間依存ハイズンベルク演算子で, j, j' についての和は散乱体を構成する全原子核についてとる。このように核散乱は散乱体中の原子核の空間配置と動的状態とに依存する。中性子スペクトロメーターで散乱中性子の角度とエネルギーに関する分布を測定することにより, 散乱体の構造および動力学について情報を得ることができる。

[2] 速い中性子の核散乱: 速い中性子の原子核の核力によって散乱される。エネルギーが数 MeV 以下の中性子の散乱では, 中性子のエネルギーを変えて, 散乱の全断面積を測定すると, 図に示すように多くの共鳴準位が観測される。これは, 入射中性子と標的原子核がつくる複合核の励起準位のエネルギーと入射エネルギーが等しいところで起る共鳴によるものである。共鳴準位付近での断面積のエネ



ルギー依存性はブライト-ウィグナーの共鳴公式で表すことができる。共鳴準位の間隔は, 一般に軽い核では大きく, 重い核では小さい。また, 中性子や陽子数の偶奇によっても異なり, 偶核に比べて奇核の方が間隔が小さい。エネルギーの低い領域では, 中性子の波長は原子核の半径より大きく, 散乱を受けるのは主に s 波であって, 平均の断面積 (図の破線) は $1/v$ 法則に従う。エネルギーが高くなるにつれて, 鋭い共鳴準位は見られなくなり, 全断面積は $2\pi R^2$ (R は原子核半径) に近づく。このうち弾性散乱の断面積は πR^2 であり, 残りの πR^2 は非弾性過程の断面積である。弾性散乱の角分布は, エネルギーが低い領域では, エネルギーとともに複雑に変化するが, エネルギーが高くなるにつれて, 回折散乱の様相を呈するようになる (⇒回折)。個々の共鳴準位は別として, 中性子の核散乱の一般的なふるまいについては, 光学ポテンシャルを用いた計算値が実験値とよく一致する。

中性子拡散理論 [英 neutron diffusion theory, 独 Neutronendifusionstheorie, 仏 théorie de diffusion neutronique, 露 теория диффузии нейтронов] 原子炉の媒質中の中性子の輸送過程を記述する輸送方程式の一般形は, 空間, 時間および速度の変数の関数である。中性子の分布関数に対する微積分方程式となる (⇒中性子輸送理論)。不幸なことに, 特定の単純化された問題以外, この方程式の解析解を求めたり, 短い計算時間で数値解を得ることは不可能である。このため, 中性子密度の勾配に比例して中性子の流れが生ずるというフィックの法則に基づく近似を導入し, 媒質が均質であるとして中性子数の連続の方程式を用いる。こうして, 中性子が媒質中で拡散する過程を取扱う理論を中性子拡散理論という。拡散係数を D , 巨視的吸収断面積を Σ_a , 中性子源の強さを S , 中性子速度を v とするとき, 中性子束 ϕ の満たすべき方程式が導かれる。

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} = D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S$$

これを中性子の拡散方程式という。中性子拡散は核分裂で生れた速い中性子の減速過程を伴う拡散と, 体系の熱平衡温度まで減速された中性子の拡散に大別される。気体や分子などの拡散現象と異なる点は, 体系内の原子密度に比べて中性子の密度が低く, 中性子どうしの衝突が無視できること, 平均自由行程が比較的に長い (約 1~5 cm) ことなどである。この拡散方程式は, いくつかの仮定のもとに, 厳密な輸送方程式から直接導くこともできる。実際の原子炉の問題では, 中性子拡散理論の前提になっている仮定が, 完全に満たされることはあまりない。しかし拡散方程式は単純な解を与えることとある程度の精度でも与えることで, 多くの原子炉設計に上り用いられている。

中性子過剰 [英 neutron excess, 独 Neutronenüberschuß, 仏 excès de neutrons, 露 избыток нейтронов] 原子核内で中性子数 N が陽子数 Z より多いこと。軽い安定

な原子核($A=N+Z\leq 40$)では、 N と Z はほとんどの核で等しいか、1ないし2異なるだけである。これは核を構成している核子の間に働く相互作用が荷電独立で、パウリの原理が働かない中性子と陽子の間に強い引力が働く結果であり、また陽子間のクーロン相互作用が相対的に弱いためである。 $N=Z=20$ の ^{40}Ca 近くになると、陽子1個当りのクーロン・エネルギーが核子1個当りの結合エネルギーと同程度となり、陽子の分離エネルギーが0に近くなる。したがって ^{40}Ca より重く安定な核では一般に $N>Z$ となり、中性子が過剰な原子核となる。これより重い安定な核の中性子数と陽子数の比は、ワイツェッカーの質量公式に現れる対称エネルギーとクーロン・エネルギーの競合によって決り、質量数の増加とともに大きくなる。安定な閉殻核である $^{208}\text{Pb}_{128}$ では、過剰中性子数は $N-Z=44$ となり、 $Z/N\approx 2/3$ となる。中性子過剰の核では、 $N-Z$ の増加とともに、陽子と中性子のフェルミ準位の軌道状態は異なるようになる。そこでは第一次近似として、粒子間相互作用は陽子間と中性子間で独立に取扱われる。中重核より重い核では陽子数と中性子数が等しくないため、核の性質に多様性をもたらす。アイソバリックアナログ状態、ガモフ・テラー型共鳴状態などの集団運動状態がその例である。

中性子吸収 [英 neutron absorption, 独 Neutronenabsorption, 仏 absorption des neutrons, 露 поглощение нейтронов] 中性子が原子核に吸収される反応のことでは、中性子捕獲ともいう。吸収の結果 γ 線が放出される。中性子吸収反応は、発熱反応であり、しかもクーロン障壁が働かないので、極めて低いエネルギーでも反応が起る。一般に、吸収反応の断面積は、 $(1/v)$ 法則にしたがって、中性子の速度に反比例して遅いほど、したがってエネルギーが低いほど大きい。中性子が吸収されると、複合核を形成するが、中性子の運動エネルギーと結合エネルギーの和が複合核の励起準位と一致すると、吸収が強く起る。これを、中性子の共鳴吸収とよぶ。一般に、複合核から γ 線が放出される γ 崩壊幅 Γ_γ は、核の軽重入射エネルギーとあまり関係なく、ほぼ0.1 eV程度である。一方、中性子放出の幅 $\Gamma_n = 4kD/(2\pi K)$ で与えられる。ここで、 k, K は中性子の核外および核内での波数である。また D は励起準位の間隔である。中性子吸収が、中性子の複合核散乱より優位になる条件は $\Gamma_\gamma > \Gamma_n$ である。この条件は重い核では数十 keV 以下で満足されている。このように低エネルギーの中性子吸収断面積は一般に大きく、そのため原子炉工学、中性子物理、放射化学などの分野では、特に低エネルギー中性子の吸収が重要な役割を果たしている。原子炉では中性子吸収が本質的な役割を果たすところから、ウランなど原子炉燃料となるもの以外の炉材料、たとえば減速材や炉本体ケースなどは、できるだけ中性子吸収断面積の小さい材料が使われている。一方、原子炉の出力の制御には中性子束を制御する必要から中性子に対する吸収断面積の特に大きいBやCdを制御棒などの材料として用いている。中性子実験におけるコリメーターや、速度選別器にもこれらの物質が用いられる。

原子核は中性子を吸収すると質量数の1つ大きい同位体となる。この原子核は、中性子の結合エネルギーに相当する励起エネルギーが与えられるので、陽子や α 粒子を放出したり、核分裂を起す場合もあるが、普通は γ 線を放出して基底状態、あるいは異性核状態に移移する。結果とし

てつくられた同位体は多くの場合、放射性をもつ。このように、吸収過程を利用して、種々の元素を原子炉内で中性子照射を行うことにより放射性同位体をつくることができる。また、この中性子吸収による放射性同位体生成の過程を利用して、微量な物質を原子炉内で照射・放射化して、その放射能を検出することにより高感度の化学分析を行うことができる。これを放射化分析法とよび、検体を破損することなく、しかも微量で分析ができる方法として重要な役割を果たしている。

中性子共鳴 [英 neutron resonance, 独 Neutronenresonanz, 仏 résonance neutronique, 露 нейтронный резонанс] 重い原子核に低速の中性子を衝突させると、特定のエネルギーで、弾性散乱断面積や捕獲断面積に、非常にエネルギー幅の狭い鋭いピークが現れる。この現象を中性子共鳴とよぶ。また共鳴の起るエネルギーは共鳴エネルギーとよばれる。このピークの頂点の断面積は、原子核の幾何学的断面積 πR^2 (R は原子核の半径)に比べてはるかに大きな値をもつ。低いエネルギーでの中性子共鳴は、隣り合う共鳴のエネルギー間隔が共鳴のエネルギー幅よりも大きい場合、断面積はピークの1つずつが、プライト・ウィグナーの公式(\Rightarrow 共鳴公式)で表されるきれいな共鳴曲線を描く。この現象は1935年E. Fermiのグループにより初めて見いだされた。1936年にN. Bohrの複合核模型が、この現象の理解のために提出された。中性子共鳴は原子核の共鳴現象の典型的な例であり、微粒子の共鳴現象の最初の例であるために、微粒子の共鳴の量子力学的定式化を行う契機となった。

中性軸 [英 neutral axis] \Rightarrow 移相子

中性子経済 [英 neutron economy, 独 Neutronenökonomie, 仏 économie neutronique, 露 экономия нейтронов] 原子炉の炉内で発生した中性子のうち、臨界性の維持に必要な中性子を除いた余剰の中性子を、できるだけ核燃料物質以外の物質に吸収させたり、あるいは炉心から漏洩させたりしないようにし、それらを核燃料親物質、たとえば ^{238}U や ^{232}Th に吸収させて、核燃料の転換を高めることを中性子経済を高めるとよぶ。さらに進んで、原子炉内の中性子の速度分布を適切な速度分布になるよう操作することにより、核分裂性物質が中性子吸収当りに発生する中性子発生割合 κ を高めたり「構造材や冷却材への中性子吸収量を減らす」ことも中性子経済を高めることになる。このような好例が高速増殖炉である。減速材や冷却材に中性子吸収の少ない物質、たとえば重水や黒鉛を使い中性子経済を高めようとする原子炉には溶融塩炉、高温ガス冷却炉、重水炉がある。

中性子源 [英 neutron source, 独 Neutronenquelle, 仏 source de neutrons, 露 источник нейтронов] 裸の中性子は半減期約15分で陽子に β 崩壊するので、この自然界には、単独では安定に存在せず、原子核の構成子として存在している。そこで中性子を発生させるには、原子核反応を起す必要がある。中性子源には、(1) 加速器によって加速された荷電粒子による原子核反応を用いる方法、(2) 原子炉から得られる核分裂反応による中性子やこれを減速した熱中性子を用いる方法、(3) 放射線源からの α 線や γ 線による原子核反応を用いる方法などがあり、また特殊な中性子源として、(4) パルス中性子源がある。

(1) 加速器による中性子源：加速器により加速した荷電粒子を用いる場合は、反応の種類やビーム・エネルギーに

よって種々のエネルギーの中性子が得られる。とりわけ広く用いられている方法は、重陽子を加速して ${}^2\text{D}+{}^3\text{T}\rightarrow{}^4\text{He}+n+17.58\text{MeV}$ あるいは ${}^2\text{D}+{}^2\text{D}\rightarrow{}^3\text{He}+n+3.27\text{MeV}$ 反応を用いる方法がある。ともに発熱反応であるため、低エネルギーの加速器で中性子を発生でき、単色の中性子を得ることができる。特に前者は、数百keVの加速器で14MeVという高エネルギーの中性子が発生できる。一方、後者は入射エネルギーを変えることにより中性子のエネルギーを変化できるという特徴がある。このほかに、たとえば大電流ビームを用いた大強度の中性子源として、 ${}^2\text{D}+{}^9\text{Be}\rightarrow{}^{10}\text{B}+n+4.54\text{MeV}$ 反応が用いられている。

(2) 原子炉による中性子源：原子炉では核分裂反応による数MeVの高速中子と、これを減速してつくられた熱中子が得られる。熱中子は1/40eVという低いエネルギーで原子核に吸収されやすく、放射化断面積が大きいので、放射性同位体の製造、放射化法による微量分析などに広く用いられる。また、熱中子は、ド・ブROI波長が1.8Åとなり結晶の格子間隔と同程度になるので中子回折実験に用いられる。

(3) 放射線源による中性子源：最もよく用いられる中性子源はRa-Be源である。これはRaおよびその崩壊生成物が放出する α 粒子がBeに当たり、 ${}^9\text{Be}+\alpha\rightarrow{}^{12}\text{C}+n+5.5\text{MeV}$ という反応の結果中子を放出するのである。加速器を必要としないので便利であるが、得られる中子は最高13MeVまでの連続スペクトルになっている。Ra-BeのほかにPo-Be源がある。 ${}^{210}\text{Po}$ 線源はRaの場合と異なり γ 線を放出しないので、バックグラウンドの少ない中子源として特徴がある。このほかに、放射線源からの γ 線を用い ${}^9\text{Be}+\gamma\rightarrow{}^9\text{Be}+n-1.67\text{MeV}$ や ${}^2\text{D}+\gamma\rightarrow{}^1\text{H}+n-2.23\text{MeV}$ 反応によって中子を得る方法もある。この場合は、単色中子が得られるという特徴があるが、中子の生成量が少なく、また強い γ 線のバックグラウンドを伴っている。

(4) パルス中子源：加速器で加速した荷電粒子による核反応で中子を得る場合、パルス状にビームを入射することにより、時間的に幅の狭いパルス状中子ビームを取出すことができる。これをパルス中子源とよび、物性物理実験への応用などで広く注目されている(⇒パルス中子源)。

中性子検出器 [英 neutron detector, 独 Neutronendetektor, 仏 détecteur de neutrons, 露 детектор нейтронов] 中子はその自身電荷をもたない。したがって通常の荷電粒子と異なり、物質を直接電離したり励起することがない。そのため中子を検出するには中子が起す原子核反応によって二次的に放出される荷電粒子や γ 線を利用する。代表的な中子検出器をその利用する反応の種類などにより分類すると次のようなものがある。

(1) 中子・陽子散乱による反跳陽子を検出するもの：水素原子を含む物質中に中子が入射すると、中子・陽子散乱により陽子が反跳エネルギーを得て放出されるので、その電離、あるいは励起作用を利用して中子を検出する。反跳陽子の検出には、水素を含むガスを用いた電離箱、比例計数管、プラスチックシンチレーションカウンタ、原子核乾板など、ほとんどあらゆる検出器が用いられる。ホルニャク・ボタンとよばれるZnSシンチレーターをプラスチックに混ぜた中子用シンチレーターはそのよい例である。

(2) 中子・核反応による荷電粒子を検出するもの：軽核に中子が入射したときに起る(n,p)反応や、(n, α)反応によって放出される陽子や α 粒子を検出する。代表的な検出器には次のようなものがある。(a) ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$ 反応：発熱反応であるので特に熱中子の検出に用いられる。最もよく用いられるのは、BF₃(フッ化硼素)ガスを用いた比例計数管である。(b) ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{T}$ 反応： ${}^3\text{He}$ ガスを含む比例計数管として、速中子の測定に用いられる。二次粒子であるpおよびTのエネルギーを測ることにより中子のエネルギーが測れる。(c) ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{T}$ 反応：熱中子の測定にも、速中子の測定にも用いられる。ヨウ化リチウムの単結晶によるシンチレーションカウンタやリチウムを含むガラスの線量計などがある。

(3) 核分裂反応による核分裂片を検出するもの：核分裂の際、分裂片は大きなエネルギーをもち強い電離を起すので、特に熱中子の検出に便利である。電離箱、比例計数管などの電極に ${}^{235}\text{U}$ を塗布して核分裂片による電離を測定する(⇒核分裂計数箱)。

(4) 中子捕獲に伴う即発 γ 線や短半減期 β 線を検出するもの：中子が原子核に捕獲吸収された際放出される即発 γ 線はコンプトン散乱や光電効果により電子を放出する。またある種の原子核、たとえば ${}^{24}\text{V}$ や ${}^{109}\text{Rh}$ は中子吸収により放射化された短半減期の β 線を放出する。これらの放出電子を電極に集めて電流として検出することができる。実際のなかには、自己出力中子検出器とよばれるものがあるが、これは主として原子炉の中性子束測定に利用されている(⇒自己出力中子検出器)。

(5) 飛行時間法：中子のエネルギーを正確に測定するのに用いられる方法で、中子の進行方向に2台の検出器を置いて、その検出器の間を通過する時間を測定する方法である(⇒飛行時間法)。

(6) その他：以上の方法のほかに、中子ビーム強度などの測定的手段として放射化法がある。中子による放射化断面積のわかっている物質を中子にあって、その放射化の量から中子強度を測定する方法である。熱中子に対しては、 ${}^{197}\text{Au}(n,\gamma){}^{198}\text{Au}$ 、共鳴エネルギー領域の中子に対しては、 ${}^{115}\text{In}(n,\gamma){}^{116}\text{In}$ 、速中子に対しては ${}^{27}\text{Al}(n,\alpha){}^{24}\text{Na}$ 、 ${}^{31}\text{P}(n,p){}^{31}\text{Si}$ 、 ${}^{238}\text{U}(n,f)$ などの反応が用いられる。

中子三軸型分光器 [英 triple-axis neutron spectrometer, 独 Tripelachsen Neutronenspektrometer, 仏 spectromètre de neutrons à axe triple, 露 трёхосный нейтронный спектрометр] ⇒ 中子回折装置

中子散乱 [英 neutron scattering, 独 Neutronenstreuung, 仏 diffusion des neutrons, 露 рассеяние нейтронов] 中子が物質に入射したとき、物質を構成する原子核などとの相互作用によって方向を変える現象をいう。中子散乱に寄与するのは、主に原子核であり、これを核散乱という。また原子が磁気モーメントをもっているときには、磁気を担う電子との磁氣的相互作用によって磁気散乱を生ずる。普通の電子による散乱は非常にわずかなもので、一般には無視してよい。核散乱は、ポテンシャル散乱と共鳴散乱からなっており、特に低いエネルギーの中子に対して、後者は核構造に依存するために、散乱振幅が原子番号や質量数と一定の比例関係にない点で、X線の原子による散乱と異なる。また、原子核の構造がはっきりしていないために、各原子核の散乱断面積(または散乱振幅)

は実測によって求められる。速い中性子の核散乱においては、多くの共鳴準位が関与するため、核の構造による依存度が減って、光学ポテンシャルで記述することができる。磁気散乱は、中性子が磁気モーメントをもっているために、電子のスピン、軌道運動量による原子磁気モーメントとの磁気的相互作用により起されるので、磁性原子の電子構造がわかっていれば散乱振幅を理論的に求めることができる。

中性子散乱では、中性子と散乱体を含む系について、エネルギーと運動量の保存則が満たされる。散乱によって中性子の運動エネルギーが変わらない場合が弾性散乱で、散乱体と中性子がエネルギーの授受を行い、中性子のエネルギーが散乱によって変わるものが非弾性散乱である(⇒非弾性散乱)。低速中性子とくに熱中性子は、ド・ブロイ波としての波長が物質中の原子間距離と同程度であり、しかもそのエネルギーも、物質構成粒子の持つ運動エネルギーと同程度であるため、物質系による散乱の測定条件に恵まれている。原子核などによる散乱波は相互に干渉して回折現象を起し、結晶によるブラッグ反射や、液体などからの回折曲線が観測される。これにより結晶や液体の構造解析ができる。磁性体の場合には、各原子の持つ磁気モーメントの空間的配列すなわち磁気構造が解析される。一方、結晶格子振動のフォノンや、磁性体のスピン波マグノンとのエネルギー交換による非弾性散乱の解析により、散乱体の運動に関する情報を得ることができる。また、液体などにおける原子拡散や、二次相転移点近傍での散乱体のゆらぎなどに基づく運動は、入射中性子のエネルギーのまわりに広がりを生ずる準弾性散乱を起す。高分子や生体物質などの構造は、エネルギーの低い冷中性子による小角散乱の測定により研究されている。物質系からの散乱には、干渉性散乱のほかに、スピン非干渉性散乱、同位体非干渉性散乱のような散乱波の干渉を生じない散乱がある。中性子散乱は、現在では物質のミクロ構造の研究に欠かせぬ有力な実験手段となっている(⇒中性子回折)。

中性子寿命 [原子炉における] [英 neutron lifetime, 独 Neutronenlebensdauer, 仏 durée de vie du neutron, 露 время жизни нейтрона] 原子炉において、中性子が発生してから吸収されたり、炉外に漏れたりして消滅するまでの平均時間で、次式で表される。

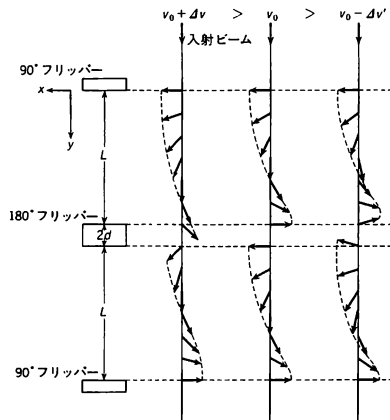
$$\text{寿命} = \frac{(\text{炉内にある中性子総数})}{(\text{単位時間に消滅する中性子数})}$$

中性子世代時間は、核分裂によって発生した中性子が次の核分裂を引き起こすまでの平均時間として定義される。中性子の捕獲や漏れがあると、厳密には寿命とは異なるが、区別されずに使用されることもある。

中性子照射 [英 neutron irradiation, 独 Neutronenbestrahlung, 仏 irradiation neutronique, 露 облучение нейтронами] 物体に中性子を当てることであるが、放射化分析、放射性同位体製造、医学療法などを目的とすることが多い。中性子発生源としては、原子炉と加速器が用いられる。原子炉で発生する中性子はエネルギーが小さく、原子核に吸収されやすいので、(n, r)反応を利用して放射化分析や放射性同位体製造が行われている。加速器でつくられる速中性子(エネルギーの高い中性子)は、癌や腫瘍の治療において、X線やγ線にない利点をもっている。サイクロトロンで重陽子を加速してBe(d, n)反応によって発生する中性子や高エネルギー加速器で発生する中性子を

用いて医学治療を行う施設が日本で稼働している(⇒酸素効果比, 線エネルギー付与)。

中性子スピンエコー法 [英 neutron spin echo method, 独 Neutronenspinéchomethode, 仏 méthode d'écho de spin neutronique, 露 метод спинное эхо нейтронов] 中性子スピンの偏極のエコーを利用する中性子散乱の測定法。入射中性子のスピンの向きを図のように90°フリップ



ー(⇒中性子スピンフリップ)を用いて紙面内のx軸方向に変えるとき、量子化軸方向(z方向)を紙面に垂直のまま保っておけば、中性子はそのスピンの向きが面内でラーモア回転をしながらy軸方向に飛行を続ける。ラーモア回転の角速度ω0は外部磁場だけによるから、距離Lを飛び回りの回転の総数はN=ω0L/2πvとなり、中性子の速度vに逆比例する。すなわち、中性子の速度と中性子のスピンのラーモア回転数とは1対1に対応づけられる。ここで中性子の偏極のx成分をみると、図からも明らかのように、Px=P0cos(2πN)で与えられる。ただしP0は初めのビーム偏極である。もしも入射中性子の速度vにΔvのばらつきがあると、Pxにもばらつきが起きて

$$P_x' = P_0 \cos\left(2\pi N \frac{\Delta v}{v + \Delta v}\right)$$

となる。しかし、図のようにLの位置に180°フリップを置いてPxの向きを反転してやると、180°フリップからさらにLだけ離れた位置での中性子の偏極のx成分Px'は-P0となってΔvのばらつきにはよらず、偏極は初めの値(符号は逆転する)に戻る。すなわち偏極のエコーが起きる。このように中性子スピンエコーでは、入射中性子の速度(すなわちエネルギー)が中性子の偏極の位相に変換され、しかも、入射中性子の速度のばらつきは偏極位相のエコーの位置で全く消去されてしまう。このことを利用すると、いろいろな速度のばらつきをもつ中性子を試料に当て、そのばらつきに關係なく、散乱中性子のエネルギーの変化を詳しく測定することができる。これは入射中性子の強度を犠牲にしないで、測定のエネルギー分解能を高めうることを意味しており、特に準弾性散乱領域でのエネルギー分解能を格段に高める測定方法として利用されている。

中性子スピンフリップ [英 neutron spin flipper] 偏極モノクロメーター(⇒中性子モノクロメーター)や偏極用ミラー(⇒中性子ミラー)で偏極して出てきた中性子ビームの偏極方向を180°反転させたり、90°変更させたりする

装置。前者を $180^\circ(\pi)$ フリッパーまたは単にフリッパー、後者を $90^\circ(\pi/2)$ フリッパーとよぶ。 180° フリッパーには、高周波磁場による共鳴を利用する RF フリッパー、直流磁場の組合せを用いたメザイ型フリッパーがある。 90° フリッパーとしては、もっぱらメザイ型フリッパーが利用されている。RF フリッパーでは、図1に見るように、外

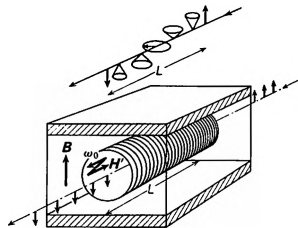


図1

部磁場 B 中に RF コイルが挿入される。入射中性子のスピンはちょうど 180° 反転してコイルを出てくるための条件は

$$\omega_0 = rB, \quad \frac{1}{2} \frac{1}{2} r H' = \frac{\pi}{2}$$

ここで、 r は中性子の磁気回転比である。RF 振動数が中性子のラーモア振動数 $\omega_0/2\pi$ に等しくなるのは、磁気共鳴の条件に対応している。 t は中性子が長さ L のコイルを飛行する時間、 H' は RF 磁場の強さである。

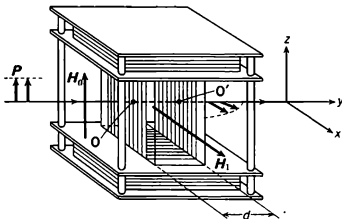


図2

図2には 90° フリッパーが示してある。 z 方向の縦磁場 H_0 と x 方向の横磁場 H_1 の強さを等しくすると、横磁場コイル中の合成磁場の強さは $\sqrt{2} H_0$ となり、その向きは z 軸から 45° 傾く。 z 方向にスピンのそろっている偏極中性子が速度 v で横磁場コイルに入ると、突然磁場方向が 45° 傾くために、中性子のスピンは $\omega_0 = r\sqrt{2} H_0$ で 45° の方向を軸にラーモア回転を始める。中性子がコイルの間隔 d を通過し終るときに、ラーモア回転が 180° になるように H_0 を調節すると、中性子のスピンはコイルの背面を出るときに x 方向を向き、入射スピンの方向から 90° 変化したことになる。このときの条件は $\omega_0 d/v = \pi$ 。 90° フリッパーを2つ組合せて 180° フリッパーをつくることもできる。このほかに中性子偏極のガイド磁場の向きを反転させるドラッグ型フリッパーなどもある。このタイプは特に白色中性子のスピン反転に有効な方法である。

中性子スペクトロメーター [英 neutron spectrometer, 独 Neutronenspektrometer, 仏 spectromètre neutronique, 露 нейтронный спектрометр] ⇨ 中性子回折装置

中性子星 [英 neutron star, 独 Neutronenstern, 仏 étoile à neutrons, 露 нейтронная звезда] 中心の密度が、 $10^{15} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 程度という非常に高密度であり、主として中性子からできている星。太陽と同程度の質量をもつが、半

径は 10 km 程度しかない。この半径は、シュワルツシルト半径の3倍程度という小さいものであり、重力が非常に強いことを示している。そのために、中性子星の構造を求めるには、一般相対性理論の重力平衡の式を解かねばならない。こうして得られた中性子星の質量には上限がある。その値は超高密度核物質の状態方程式によるけれども、太陽質量 (M_\odot) の2～3倍程度である。この限界質量以上の星は、一般相対性理論の重力を支えることができずに重力崩壊し、ブラックホールとなる。中性子星の存在は、1932年の中性子の発見にすぐ引き続いて、L. D. Landau, J. R. Oppenheimer らによって予言され、F. Zwicky と W. Baade は超新星爆発のときにつくられると予言した。現在の星の進化の理論によれば、中性子星は、太陽質量の8倍以上の質量をもつ星がⅡ型超新星爆発を起したときにつくられる。このような星の進化の最終段階では、 $O+Ne+Mg$ のコア、あるいは Fe のコアが、重力的に不安定となって急激に収縮する。コアが高密度になるにつれて電子のフェルミ・エネルギーが高くなり、原子核は電子を捕獲して中性子過剰核へと移っていく。原子核内の中性子の割合がある程度以上になると、中性子は原子核内にとどまらず、外へこぼれだす。こうして密度が $3 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 以上の領域では、中性子星物質がつくられる。さらに高密度になると、超高密度核物質とよばれる状態になり、その高い圧力によって、落下しているコアははね返る。星の外層が外へ放出され、あとに残されたコアの質量が中性子星の限界質量より小さければ、コアは中性子星として残ることになる。このような理論的予言は、1968年にパルサーが発見され、その短い周期のゆえに中性子星と同定されたことによって確かめられた。かに星雲の中心に発見されたパルサーは、超新星爆発のあとに中性子星が残されたことの証拠である。連星系をつくっているパルサーが発見され、そのパルサーの質量が $1.4 M_\odot$ と求められた。X線星の多くも、中性子星がX線を放射しているものと考えられている。最近では、アインシュタインX線天文台と名づけられた人工衛星を使った観測によって、いくつかの超新星残がいかに中心に点状X線源が発見され、中性子星の表面から放射されているX線であると解釈されている。

中性子線構造解析 [英 structure analysis by neutron beam, 独 Strukturanalyse mit Neutronenstrahlen, 仏 analyse de structure par faisceau neutronique, 露 структурный анализ нейтронным пучком] 波長約 1 \AA 以上の熱中性子線または冷中性子線を用いて物質の結晶構造を決定することができる。これを中性子線構造解析という。この方法は原理的にはX線や電子線による構造解析と同じであるが、それらに見られないいくつかの特徴がある。すなわち、(1) 中性子線は核力によって散乱され(核散乱)その散乱振幅は原子番号によらない。一方、X線や電子線では散乱振幅は原子番号に比例するので、軽元素からなる系での軽元素の位置を定めることや原子番号の近い2つの元素を区別することが困難であるが、中性子線構造解析によってしばしばこの困難が解決される。特に重要なのは水素を含む系の構造解析で、有機化合物、生体物質などにおける水素位置の決定などに有効である。(2) 中性子は磁気モーメントをもつので、原子が磁気モーメントをもつ場合には磁氣的相互作用によって散乱される。この特徴を生かして結晶中の磁気モーメントの分布を求めることができる。(3) 中性子は電荷をもたないので、物質に対する透

過率が一般に高い。このため電気炉、クライオスタットなどの中に置かれた試料からの散乱を測定することが容易である。この特徴は高温、低温、高圧などの条件のもとでの構造解析に応用される。また物質の表面構造に左右されないでその内部の構造を決めることもできる。

中性子構造解析の特徴としては以上の3つが最も広く用いられているが、そのほかに、(4) 同位元素置換法による特定元素の配置の抽出、(5) X線法との比較による核と電子の位置の差の決定、(6) 原子核モーメントの配置の決定、(7) 飛行時間法を用いた広い逆格子空間の探索など、多くの応用面をもっており、物理学、化学、生物学、鉱物学、化学工学、冶金学などに広く応用されている。

中性子線量測定 [英 neutron dosimetry, 独 Neutronendosimetrie, 仏 dosimétrie à neutrons, 露 нейтронная дозиметрия] 中性子による物質の吸収線量(ラド)または線量当量(レム)を測定することを中性子線量測定という。大別して、場の線量を測定する場合と個人が受ける線量を測定する場合(通常、中性子被曝線量測定という)に分けられる。場(放射線が存在する空間)の測定では、電離箱、反跳陽子比例計数管、シンチレーションカウンター、ポリエチレンなどの減速材と熱中性子検出器を組合せた減速材付き線量計などが使用される。電離箱は主として生体の吸収線量の測定に使われることが多く、生体等価なチェンバーに生体等価な組成の気体を封入したものが使用される。場の全吸収線量を測定するには便利だが、線量当量に直すためには、チェンバーや気体の組成を変えて、 γ 線、熱中性子、速中性子を分離して測定することが必要となる。反跳陽子比例計数管とシンチレーションカウンターは、反跳陽子を測定することにより中性子線量を測定する方法であり、構造にくふうを凝らして、主として速中性子(0.2~10 MeV)の吸収線量や線量当量の測定に使用される。減速材付き線量計は、線量当量の測定を目的にしたもので、減速材の厚さや内部構造にくふうを加えたり、数種の厚さの減速材を組合せる方式がある(レム応答関数に近いエネルギー応答特性をもつレムカウンターは減速材付き線量計である)。個人被曝線量測定として使用されているのは、写真乳材中の反跳陽子の飛跡を顕微鏡で数える方法であるが、この方式は、使用環境によっては、反跳陽子の飛跡が時間とともに消滅する(フェイディング)問題点がある。新しい方法として、特殊なプラスチックなどの中での反跳陽子の飛跡をエッチング(腐食)して拡大し検出する方法や、エネルギー的には限られた領域にしか適用できないが、人体で減速した中性子を熱中性子に感度をもつ熱蛍光線量計などの検出器で測定するアルベド法が検討されている。それぞれ実用には問題点が残っておりまだ研究の段階である。

中性子増倍率 [英 neutron multiplication factor, 独 Neutronenvermehrungsfaktor, 仏 facteur de multiplication de neutrons, 露 коэффициент размножения нейтронов] \Rightarrow 実効増倍率

中性子束 [英 neutron flux, 独 Neutronenfluß, 仏 flux de neutrons, 露 поток нейтронов] 原子炉の炉心や臨界集合体において、中性子と物質の相互作用を調べる際に必要となる重要な量である。一般的にはある点を中心とする微小体積 ΔV において、その中の中性子が微小時間 Δt の間に走る合計の走行距離を ΔL とすると

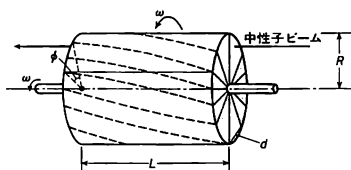
$$\phi = \frac{\Delta L}{\Delta V \cdot \Delta t}$$

を中性子束と定義する。中性子束密度ともいう。速度 v が一定であれば、中性子密度を n とすると

$$\phi = nv$$

と表される。また、一定の方向にそろったビーム状の中性子を中性子束という場合もある(\Rightarrow 中性子ビーム)。これは原子炉や加速器で発生した中性子をスリットやコリメーターを通して取出すことによってつくられる。この場合には、通常、単位面積と単位時間に通過するあるエネルギーの中性子の個数をエネルギーの関数として表すが、ただ漠然と中性子ビームと同義に使われることもある。

中性子速度選別器 [英 neutron velocity selector, 独 Neutronengeschwindigkeitssелектор, 仏 sélecteur de vitesse neutroniques, 露 нейтронный селектор скоростей] 特定の速度の中性子だけを取り出すための機械的モノクロメーター(\Rightarrow 中性子の単色化)のこと。特にビームをパルス状にして取出す場合は、中性子チョッパーと区別してこうよぶのが普通である。図のように、中性子の吸収体で覆われ



たねじれた板を壁に用い、角速度 ω で回転させると、平行に入射してくる速度分布をもつ中性子ビームのなかから、次の関係を満たす速度 v と速度幅 Δv をもつ中性子だけが壁に当らずに通過して出てくる。

$$v = \frac{L\omega}{\phi}, \quad \frac{\Delta v}{v} = \frac{dv}{LR\omega}$$

ここで L は図のような回転体の長さ、 ϕ は回転板のねじれ角、 R は回転体の半径、 d は回転体表面での回転板の間隔である。このような定常型らせん速度選別器は主に遅い中性子(波長が5~20 Å)の単色化、あるいは $\lambda/2$ の除去としての中性子フィルターに用いられる。チョッパー型中性子速度選別器としては、フェルミ・チョッパー、位相差チョッパーがある。

中性子速度分析 [英 velocity analysis of neutron, 独 Geschwindigkeitsanalyse des Neutrons, 仏 analyse de vitesse de neutron, 露 анализ скоростей нейтронов] 中性子はそれ自身電荷をもたないため、荷電粒子のように電場や磁場を用いてエネルギーや運動量を測ることはできない。そのため中性子のエネルギーを測定するには、中性子の核による弾性散乱や核反応生成物などの二次荷電粒子のエネルギー測定などによる間接的な方法を用いるか、あるいは中性子の速度を測ることによって、そのエネルギーを求める方法がとられている。この中性子の速度分布を測定して中性子のエネルギーを求めることを中性子速度分析という。中性子の速度を測るには、一定の距離を置いて2個の中性子検出器を設置し、それらを中性子が通過した時刻を電気信号として取出し、その時間差から飛行時間を求め速度を決定する。速度が求まれば、質量は知れているのでエネルギーが決定できる(\Rightarrow 飛行時間法)。

中性子チョッパー [英 neutron chopper, 独 Neutronenstrahlzerhackner, 仏 hacheur de faisceau neutronique,

露 прерыватель нейтронного пучка] 高速回転(およそ毎分 5000~20000 回転)する円板あるいはドラムに中性子通過可能なスリット窓が設けられており、これが回転して中性子ビーム軸とスリット窓が一致したときのみ中性子が通過し、それ以外の位置では中性子が通過できないようにした装置。中性子の飛行時間を測定する際にパルス中性子線を得るために用いる。連続中性子を断続する目的では上述の機械的回転子を用いる以外に、偏極中性子を中性子スピンフリップパー内を通過させ、フリップパーをオン・オフすることにより中性子を断続する方法や、磁性結晶に印加する外部磁場方向を制御し、磁性結晶中の原子の磁気モーメントの方向を変え、中性子を断続する磁気チョッパーを用いる方法がある。

(1) 位相差チョッパー: 2 個の中性子チョッパーを一定距離だけ離しておき、お互いのスリット開放時間関係を一定にして、定常炉よりの連続白色中性子をパルス単色中性子にする装置。その原理を図 1 に示す。連続白色中性子(a)

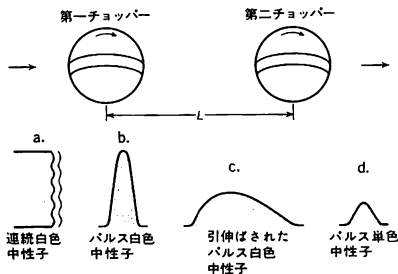


図 1

は第一チョッパーでパルス白色中性子(b)となる。この中性子は一定距離 L を飛行する間に、速い速度の中性子は先に、遅い速度の中性子は後になり、第二チョッパーの前では時間的に引伸ばされたパルス白色中性子(c)となる。第二チョッパーのスリット窓が開いたときには、ある速度をもつ中性子のみがこのチョッパーを通過するので、パルス単色中性子が得られる。パルス中性子を用いるなら、第一チョッパーは不要である。このようにして得られた単色中性子には、結晶単色器では混入しがちな高調波が入らない利点がある。その波長分解能はチョッパーの回転速度や距離 L で制御できる。

(2) フェルミ・チョッパー: 中性子チョッパーの回転軸と中性子ビーム軸が直交している型のチョッパー。E. Fermi によって 1947 年に提案されたことから、こうよばれている。ビームスリット経路が長いので、この経路を曲率半径が $v_m/2\omega$ なる円弧状にとっておくと、中性子の速度が v_m より大きいものも小さいものも、ビームスリット経路内壁により吸収され、中性子速度が v_m の単色中性子のみが得られる。 ω は中性子チョッパーの回転の角速度である。ただし、この方法による単色化は、スリットに有限な幅があるため粗く、中性子速度選別器として用いられる。良質の単色中性子を得るには位相差チョッパーが必要である。

(3) フーリエ・チョッパー: 中性子チョッパーを用いた中性子散乱実験の中性子利用効率を増す方法のひとつとして、入射中性子強度に正弦波変調をかけ、試料で散乱し、検出器に達した計数と入射正弦波の位置との時間相関から試料の応答関数を求める方法がある。ここで入射中性子に

正弦波変調を与えるのが、フーリエ・チョッパーである。図 2 にその基本構造を示す。実験は正弦波の角振動数 ω を

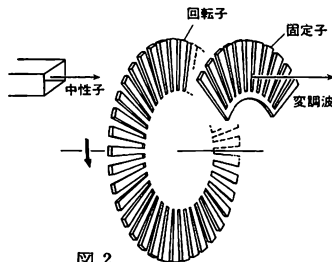


図 2

変えて行われ、応答関数は

$$S(t) = \sum A(\omega_j) \cos\{\omega_j t + \phi(\omega_j)\}$$

で求められる。ここで A は計数で、そのときのチョッパーの位相が ϕ である。

中性子ディフラクトメーター [英 neutron diffractometer, 仏 diffractomètre de neutrons, 露 нейтронограф] ⇒ 中性子回折装置

中性子伝播 [英 neutron propagation, 仏 propagation des neutrons, 露 распространение нейтронов] 媒質中の中性子束密度の伝播のこと。疎密波の伝播として考えることもできる。疎密波の振幅の減衰の割合、位相の遅れ時間などを測定して、媒質の中性子拡散係数や中性子吸収断面積などを決定できる。

中性子導管 = 中性子ガイド管

中性子年齢 [英 neutron age, 独 Neutronenalter, 仏 âge neutronique, 露 возраст нейтронов] 原子炉の中で核分裂によって生れた速い中性子は、減速材などを構成する原子核と衝突するとエネルギーを失い、ついに熱中性子となる。この中性子の減速過程がグラファイトなどの重い核で行われる場合、1 回の衝突ごとのエネルギーの減少は小さく、ほとんど連続的に減速が行われると考えてよい。これをフェルミの連続減速モデルという。このモデルでは、中性子のエネルギー減少とともに単調増大する変数

$$\tau \equiv \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{D(E)}{\xi E \Sigma(E)} dE$$

が導入され、エネルギー減少があたかも年齢を経るように取扱われる。この変数 τ を中性子年齢またはフェルミ年齢という。ここで E_0 は着目しているエネルギー領域の上限、 $D(E)$ は拡散係数(⇒フィックの法則)、 ξ は衝突前後のエネルギー比を自然対数で表した値の平均値(エネルギー対数減速率)、 $\Sigma(E)$ は巨視的全断面積(媒質を構成する原子の密度とその全断面積の積の和)である。この変数を用いると、中性子の吸収も発生もない媒質における減速密度 q の満たすべき微分方程式は

$$V^2 q = \frac{\partial q}{\partial \tau}$$

である。これを中性子年齢方程式という(⇒減速距離)。吸収のない、無限に大きな媒質中で定常状態では中性子源の強さは減速密度に等しい。拡散方程式に表れる中性子源を減速密度に置換え、これと中性子年齢方程式とともに満たすような解を求めることにより、減速中における空間的な拡散を調べることができる。これを中性子年齢拡散理論と

いう。

中性子年齢方程式 [英 neutron age equation, 仏 équation d'âge des neutrons, 露 уравнение возраста нейтронов] ⇒ 中性子年齢

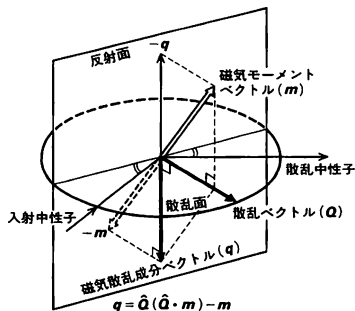
中性子の減速 [英 slowing-down of neutrons, 独 Neutronenbremsung, 仏 modulation des neutrons, 露 замедление нейтронов] 核分裂などの核反応によって生成される中性子はメガ電子ボルト領域のエネルギーをもつ高速中性子である。熱中性子を得るために軽い原子核との弾性衝突によって中性子の速度を落すことを中性子の減速という。エネルギー E_1 の中性子が、質量数 A の自由静止核と衝突した後のエネルギーを E_2 とする。 E_2 の平均値 \bar{E}_2 は $E_1(1+\alpha)/2$ である。ここで $\alpha=(A-1)^2/(A+1)^2$ で、軽い核ほど小さい。たとえば水素原子核では $\alpha=0$ であり、 $\bar{E}_2=E_1/2$ となる。エネルギーの対数を尺度にとると、 $\xi=\ln(E_1/\bar{E}_2)=1+\alpha \ln \alpha/(1-\alpha)$ は入射エネルギーによらない定数である(⇒レザージ)。生成中性子のエネルギー E_0 から、熱中性子のエネルギー E_{th} まで減速されるのに必要な平均衝突回数 n は $\ln(E_0/E_{th})/n$ で与えられる。中性子の減速に用いられる物質を減速材とよぶ。減速材の性能の目安は ξ に巨視的散乱断面積をかけた $\xi\Sigma_s$ で与えられる。これを減速能(slowing-down power)とよぶ。主な減速材について、 ξ などの減速パラメーターを表に示す(⇒減速材)。

主な減速材の減速パラメーター

減速核	A	ξ	$n^{1)}$	$\xi\Sigma_s$ [cm ⁻¹]
H	1	1.000	18	1.352 ²⁾
D	2	0.725	25	0.178 ³⁾
Be	9	0.209	86	0.158
C	12	0.158	114	0.060 ⁴⁾

- 1) $E_0=2$ MeV, $E_{th}=0.0253$ eV
- 2) H₂O 3) D₂O
- 4) 密度 1.60g・cm⁻³ の黒鉛

中性子の磁気散乱 [英 magnetic scattering of neutrons, 独 magnetische Streuung der Neutronen, 仏 diffusion magnétique des neutrons, 露 магнитное рассеяние нейтронов] 中性子はスピン 1/2 のフェルミオンで、中性子磁気モーメントの値は $-1.9131\mu_N$ (核ボア磁子) である。したがって、中性子はこの中性子磁気モーメントに働く電磁気相互作用ポテンシャルによって散乱される。このような散乱を、原子核による核散乱と区別して磁気散乱という。磁気相互作用は電子のスピン、軌道運動量による原子磁気モーメントと中性子磁気モーメントとの双極子相互作用が主なもので、中性子磁気散乱の測定は磁気構造を



通じて物質の磁性を研究する重要な実験手段となる。中性子の磁気散乱断面積は、図のように磁気モーメントベクトルの散乱方向に対する直角成分の時空相関関数に比例する。また、この磁気モーメントの時空相関関数は揺動散逸定理によって磁化率の虚数部と直接結びつくことが証明されている。すなわち、中性子磁気散乱は物質の交流磁化率を広い時間空間領域で測っていることに相当する。電子スピンによる磁気散乱振幅の大きさは

$$p=0.539Sf \times 10^{-12} \text{ [cm]}$$

となる。ここで S はスピンの値、 f は形状因子とよばれ、スピンを担う不対電子の広がりにより決る。磁気散乱の干渉性弾性散乱から、磁性体の磁気モーメントの空間的配列(磁気秩序)や磁気モーメントを担う不対電子の空間的な広がりを調べることができる。干渉性非弾性散乱によって、中性子のマグノン散乱で代表される磁気モーメントの集団運動が測られ、マグノンの分散曲線から磁気交換相互作用の大きさがわかる。極低温において核磁気モーメントを整理させると、核磁気モーメントによる磁気散乱が、また電場と中性子磁気モーメントとの相互作用による磁気散乱があるが、いずれも偏極中性子を利用しなければ観測は困難である。

中性子の単色化 [英 monochromatization of neutron, 独 Monochromatisierung des Neutrons, 仏 monochromatisation de neutron, 露 монохроматизация нейтронов]

原子炉あるいは加速器などから減速後取出される中性子ビームのなかには、いろいろな速度(すなわち波長)をもつ中性子が分布している。このようなビームのなかから、特定の希望する波長の中性子だけを取り出すことを中性子の単色化といい、そのために必要な装置を中性子モノクロメーターという。単色化の方法には大きく分けて2つある。ひとつは、中性子の波動性に基づく結晶のブラッグ反射を利用した結晶モノクロメーターを用いる方法で、もうひとつは、中性子の波長が速度に逆比例することから、一定の速度の中性子だけを機械的により分ける機械的モノクロメーター(中性子速度選別器ともいう)を利用する方法である。

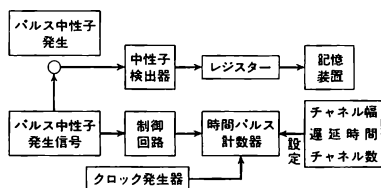
中性子の偏極 [英 polarization of neutron, 独 Polarisation des Neutrons, 仏 polarisation de neutron, 露 поляризация нейтронов] 中性子は内部自由度としてのスピン 1/2 (\hbar を単位として)をもち、その量子化軸方向の成分を測定すると、その値は $+1/2$ か $-1/2$ かである。通常は、中性子ビームに外から磁場を加え量子化軸方向を決めても、その方向のスピン成分が $+1/2$ をもつ中性子の数と、 $-1/2$ をもつ中性子の数は等しい(偏りのない中性子ビーム)。しかし、一度、偏極モノクロメーター(⇒中性子モノクロメーター)や中性子ミラーで反射して出て来る中性子ビームでは、 $+1/2$ の成分をもつ中性子の数と、 $-1/2$ のそれとは等しくない。このような中性子のビームは偏極しているといい、またそのときの中性子を偏極中性子という。このような偏極した中性子ビームを用いる中性子散乱実験法として、偏極中性子回折法、中性子偏極解析法、中性子スピネコー法などがある。

中性子の偏極率 [英 polarization ratio of neutron, 独 Polarisationsgrad des Neutrons, 仏 rapport de polarisation de neutrons, 露 отношение поляризации нейтронов] 中性子ビームで、量子化軸方向のスピン成分が $+1/2$ をもつ中性子の数を N^+ 、その成分が $-1/2$ のものの数を N^- としたとき、中性子ビームの偏極率 P は、 $P=(N^+-$

$N^-)/(N^+ + N^-)$ で定義される。したがって、 $N^+ = N^-$ であるような、偏りのないビームでは、 $P = 0$ 、また、完全に偏極しているビームでは $|P| = 1$ となる。一般に中性子の偏極率を測定するには、中性子スピンの片方の成分だけを反射させ、他方の成分は素通りさせるような偏極アナライザー(解析器)が必要であるが、このようなスピン依存性は、偏極モノクロメーター(\Rightarrow 中性子モノクロメーター)の性質と同じものであり、したがって、偏極モノクロメーターは、そのまま偏極アナライザーとして、偏極率の測定に使用することができる。

中性子爆弾 [英 neutron bomb, 独 Neutronenbombe, 仏 bombe à neutrons, 露 нейтронная бомба] 起爆に化学爆薬または小型の原子爆弾を用いた小型の水素爆弾。これは熱線、爆風、中性子以外の放射線による効果よりも中性子による効果を大きくすることができるのでこの名がある。

中性子飛行時間分析器 [英 neutron time of flight analyzer, 独 Neutronen-Flugzeitspektrometer, 仏 analyseur de temps de vol de neutrons, 露 анализатор времени пролёта нейтронов] パルス中性子を一定距離飛行させたときに要する時間を中性子発生時を基点にして測定し、中性子の速度(エネルギーに対応する)を分析する装置。飛行時間分析器を記述する因子としてチャネル幅、チャネル数、遅延時間がある。チャネル幅は時間測定の単位であり、チャネル数は全測定時間に対応して飛行時間分析器の記憶容量を規定する。遅延時間は測定開始時間をパルス中性子発生時から遅らせる時間のこと、これは、パルス中性子発生直後は γ 線や高速中性子が計数されるのでそれら避けるためのものである。飛行時間分析器の作動原理を図に示す。パルス中性子発生信号が制御回路に入ると、時



間パルス計数器はクロック発生器からの信号を、設定した遅延時間の後に、設定チャネル幅を単位に計数し始める。中性子検出器で散乱中性子が検出されると、そのときの時間パルス計数器の内容(その中性子の飛行時間に対応する)をレジスタにセットする。時間パルス計数器はその後も計数を続け、中性子検出器で散乱中性子が検出されるごとにこれが繰返される。時間パルス計数器の内容が設定チャネル数に達すると、時間パルス計数器は停止し、リセットされ、次のパルス中性子発生待ちの状態に入る。

中性子ビーム [英 neutron beam, 独 Neutronenstrahl, 仏 faisceau neutronique, 露 нейтронный пучок] 加速器や原子炉での核反応によって、特定の方向に一群となって得られる中性子線束を中性子ビームまたは中性子束とよぶ。原子炉内でウランの核分裂などで発生した中性子は反射材やコリメーターを通じて中性子ビームとしてまとめられる。加速器では加速した陽子や重陽子をビーム発生用核ターゲットに当て中性子ビームを得る。原子炉でのウランなどの核分裂を利用する場合発生する中性子のエネルギーは数 MeV で、いわゆる高速中性子ビームが得られる

が、さらにこれを減速材で減速し熱中性子ビームとして取出す。この場合のエネルギーは 0.025 eV の程度である。加速器からの陽子や重陽子を用いる場合には反応の種類や加速荷電粒子ビームのエネルギーにより、得られる中性子ビームのエネルギーも変わる。低エネルギー核物理の分野で広く用いられている方法として加速された重陽子ビームを三重水素や重水素に当て、それぞれ $^3\text{D} + ^3\text{T} \rightarrow ^4\text{He} + \text{n} + 17.58 \text{ MeV}$ や $^3\text{D} + ^2\text{D} \rightarrow ^4\text{He} + \text{n} + 3.27 \text{ MeV}$ の反応により中性子ビームを得るが、前者は 1 MeV 以下の加速器で 14 MeV の中性子が得られるという利点があり、後者は入射重陽子ビームのエネルギーを変えることにより発生する中性子ビームのエネルギーを変換にできる便利な特徴がある。

高エネルギーの陽子や γ 線を重い核標的に照射することにより高いエネルギーの中性子ビームを得る方法もある。この場合は飛行時間法などにより中性子のエネルギー選別を行う方法も併用して実験に供される。いずれの場合も適当なコリメーターとシールドが不可欠である。また入射ビームをパルス状に照射することによりパルス状中性子ビームをつくることも可能で、核物理や中性子物理の研究に広く利用されている。

中性子フィルター [英 neutron filter, 独 Neutronenfilter, 仏 filtre pour les neutrons, 露 нейтронный фильтр] ある波長領域の中性子だけを通過させたり、取除いたりしたいときに用いる装置。特に結晶モノクロメーター(\Rightarrow 中性子モノクロメーター)で中性子を単色化する場合、高次のブラッグ反射のために、 $\lambda/2, \lambda/3$ などの波長成分が混入してくることがある。これら高次成分の除去には、特定波長域にのみ強い中性子の共鳴吸収を示す物質をフィルターとして用いるか(共鳴吸収型フィルター)あるいは高次成分を再度ブラッグ反射で選択的に取除く方法(単結晶型フィルター)を用いる。前者の例としては、 $\text{Pu}(0.53 \text{ \AA})$ を選択除去)と $\text{Er}(0.42 \text{ \AA})$ を除去)があり、また後者の例で最もよく用いられるのは、パイロリティック・グラフアイト・フィルターで、 2.44 \AA (13.7 meV) や、 1.65 \AA (30 meV) の入射中性子ビーム中に混入している $\lambda/2$ の除去に有効である。このほかに、主に冷中性子取出すことを目的として、ブラッグ散乱を起す最大の波長よりも長い波長の中性子だけを取出すブラッグ・カットオフ型の中性子フィルターとしてペリリウム・フィルターなどの冷フィルターがある。また偏極中性子取出す目的で用いる中性子フィルターとして、偏極フィルターもある。この場合には、入射中性子の 1 方向のスピン状態だけが強い共鳴吸収やブラッグ反射により選択的に取除かれる。前者では ^{149}Sm の核偏極を用いるサマリウム・フィルター、後者の例では、動的プロトン核偏極を用いるプロトン・フィルターが開発されている。

中性子フルエンス [英 fluence, 独 Fluenz, 露 поток нейтронов] 単位面積を通過する放射線の個数の時間積分をフルエンスという。単位は(放射線の入射数/cm²)である。放射線による物質の損傷ならびに人体組織への影響を決定する基礎量のひとつとして使用される。放射線が中性子であるとき、中性子フルエンスという。

中性子分光器 [英 neutron spectrometer, 独 Neutronspektrometer, 仏 spectromètre neutronique, 露 нейтронный спектрометр] = 中性子スペクトロメーター (\Rightarrow 中性子回折装置)

中性子偏極解析法 [英 neutron polarization analysis, 独 Neutronenpolarisationsanalyse, 仏 analyse de polarisation neutronique, 露 анализ нейтронной поляризации] 偏極中性子を試料に当ててそこから散乱されてくる中性子の偏極状態を調べ、入射中性子のスピン反転を起す散乱過程と、スピン反転を起さない散乱過程とを分離する方法。このためには散乱中性子の偏極を調べる偏極アナライザー(解析器)が必要である。偏極アナライザーとしては、たとえば1方向に偏極した中性子のスピン成分だけを反射させ、スピン反転した状態の中性子は反射しないような結晶を用いる。このため磁化した Co-Fe 合金やホイスラー合金が偏極アナライザーとして用いられる。一般に、核散乱の過程では、散乱は中性子の偏極方向と散乱ベクトルとの相対関係にはよらない。これに対し、磁気散乱では、中性子の偏極方向を散乱ベクトルと平行にすると、散乱中性子のスピンは必ずスピン反転を伴うことが知られてい。このことを利用して、入射中性子の偏極の向きを散乱ベクトルに平行か垂直かに変化させ、散乱中性子のスピン反転成分の変化を調べれば、磁気散乱のみを分離することができる。磁気散乱を含まない核散乱過程のみに着目すると、試料からの干渉性散乱では中性子のスピン反転は起きず、核スピンによる非干渉性散乱ではその2/3が中性子のスピン反転を起している。したがって、散乱中性子のスピン反転成分とスピン反転をしていない成分とを比べることにより、干渉性散乱だけを分離測定することもできる。

中性子捕獲 [英 neutron capture, 独 Neutroneneinfang, 仏 capture neutronique, 露 захват нейтрона] = 中性子吸収

中性子ミラー [英 neutron mirror, 独 Neutronenspiegel, 仏 réflecteur de neutrons, 露 отражатель нейтронов] 中性子はその波動性のため光の場合と同様に媒質に対して固有の屈折率をもつ。そのため媒質の境界面での入射角がある臨界角より小さくなると、境界面での全反射が起る。このときの媒質を中性子ミラーという。この臨界角は近似的に

$$\theta_c = \lambda \sqrt{\frac{N\bar{b}}{\pi}}$$

で表される。ここで λ は中性子の波長、 N は単位体積当たりの原子の数、 \bar{b} は原子の干渉性散乱振幅である。一般に θ_c は非常に小さく、屈折率が最大の部類に属する Ni の表面でも、たかだか 0.1° 程度である。しかし波長が長い冷中性子の領域では θ_c も大きくなる。特に Ni などをガラスに蒸着したミラーを用いて中性子ガイド管をつくると、全反射を利用して、冷中性子のみを減衰なく遠くまで導いて利用することができる。中性子ミラーの反射体として、磁化した強磁性体を用いると、上式の \bar{b} は、核散乱振幅と磁気散乱振幅との和で与えられるが、後者は入射中性子のスピンの向きで符号が逆になる。したがって、磁化方向に平行なスピン成分をもつ中性子は θ_c^+ の臨界角をもつのに対して、反平行のスピン成分の中性子は異なる臨界角 θ_c^- をもつ。たとえば Co-Fe 合金では $\theta_c^+ > 0$ 、 $\theta_c^- \leq 0$ となるために、全反射して出てくる中性子は、波長によらずすべて1方向のスピン状態だけにある偏極中性子となる。このような偏極ミラーは、冷中性子を偏極させる場合に用いられる。

中性子モノクロメーター [英 neutron monochromator, 独 Neutronenmonochromator, 露 нейтронный моно-

хроматор] 中性子の単色化に必要な道具であり、通常は結晶モノクロメーターをさす。これに対し機械的モノクロメーターのほうは、中性子速度選別器とよぶのが普通である。結晶モノクロメーターは、分布した入射中性子の波長の中からブラッグ反射の条件を用いて特定の波長の中性子を取り出すのが目的であるから、高い反射率を有する単結晶が用いられる。その際、反射中性子の強度は、結晶反射率のほかに、単色化の度合いにも依存する。後者の最適化は実験の分解能を考慮して決める必要がある。したがってモノクロメーターの選択は、選択波長により、格子定数の値、反射率の高低、単色化の度合いを決めるモザイクの程度、単結晶の大きさ、高次反射の有無などで決める。通常用いられるモノクロメーターとしては、パイロリティック・グラファイト(002反射)、Ge(111反射)、Cu(111反射)、Be(002反射)などがある。中性子を単色化すると同時に偏極するためには、偏極用モノクロメーター(ポラライザーともいう)を用いる。ブラッグ反射が核散乱と磁気散乱の両方の寄与を含むときは、その散乱強度は入射中性子のスピンの向きに依存する。特にある種の磁性結晶からのブラッグ反射については、核散乱と磁気散乱とがちょうど打消し合って、反射中性子は、1方向のスピン状態だけを含むことを利用する(⇒偏極中性子回折法)。当然、偏極用モノクロメーターでは、反射中性子の偏極率が高いことが必要であり、強磁性体の $\text{Co}_{0.92}\text{-Fe}_{0.08}$ (200反射)やホイスラー合金 $\text{Cu}_2\text{-Mn-Al}$ (111反射)を約3 kOeの永久磁石にはさみ、磁化を飽和させたものを用いる。

中性子輸送方程式 [英 neutron transport equation, 独 Transportgleichung für Neutronen, 仏 équation de transfert des neutrons, 露 уравнение переноса нейтронов] ⇒ 中性子輸送理論

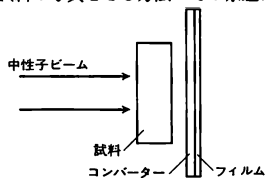
中性子輸送理論 [英 neutron transport theory, 独 Theorie des Neutronentransports, 仏 théorie de transfert des neutrons, 露 теория переноса нейтронов] 原子炉の連鎖反応の担い手である中性子は、核分裂反応で発生した後、炉内の種々の原子と衝突を繰返しながら、複雑なジグザグ運動を行う。この結果、中性子は位置とエネルギーを順次変えながら体系内を移動し、別の場所とエネルギーに輸送される。この運動は、中性子が吸収されるか体系から漏れ出るまで続く。この輸送過程を記述するための理論が、中性子の輸送理論である。中性子の運動の方向を決める衝突過程は、確率事象なので、中性子の運動を記述するためには統計的な取扱が必要となる。幸い、原子炉内の中性子の密度は、衝突する相手の媒質の原子密度に比べはるかに小さいので、中性子どうしの衝突をまったく無視でき、中性子は互いに独立に輸送されると仮定できる。このため、輸送現象を記述する密着な方程式を導くのは比較的容易である中性子束 ϕ 、中性子の速さを v 、速度方向を表す単位ベクトルを Ω とすると

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \Omega \cdot \text{grad } \phi + \Sigma \phi \\ & = \int d\Omega' d\Omega'' \phi(v', \Omega'') \left[\Sigma_s(v' \Omega'' \rightarrow v \Omega) \right. \\ & \quad \left. + \nu \Sigma_f(v') \frac{\chi(v)}{4\pi} \right] + S \end{aligned}$$

ここに Σ は巨視的全断面積、 $\Sigma_s(v' \Omega'' \rightarrow v \Omega)$ は巨視的散乱断面積と散乱前 v', Ω'' の中性子が散乱後 v, Ω となる確率の積、 $\nu \Sigma_f(v') \chi(v)/4\pi$ は巨視的核分裂断面積と核分裂

により速度 v の中性子の発生数との積、 S は核分裂以外の原因で発生する中性子数である。この式を中性子の輸送方程式または輸送のボルツマン方程式という。この方程式を厳密に解くことは一般に困難であり、多くの近似法が研究され、計算コードが開発されている(⇒中性子拡散理論)。

中性子ラジオグラフィ [英 neutron radiography, 独 Neutronenradiographie, 仏 radiographie neutronique, 露 нейтронная радиография] X線写真のように、中性子を使って試料の写真を撮る方法。その原理は図に示すよ



うに、平行な中性子ビーム(主として熱中性子)で試料を照射して透過する中性子をコンバーターで α 線、 β 線あるいは γ 線に変換し、写真フィルムに当ててその像を得るものである。その方法には直接法と転写法の2通りがある。前者は図のようにフィルムも直接中性子に当たるが、後者ではコンバーターのみをビーム中に置き、照射後コンバーターとフィルムを密着させるものである。転写法は、使用済み核燃料のように試料が放射化しているときや、中性子ビーム中に γ 線が含まれているときにとられる方法である。コンバーターとしては、直接法では中性子を吸収して直ちに放射線を放出するLi, B, Cd, Gdなどが、転写法では放射性同位体になるIn, Sm, Dy, Auなどが用いられる。

X線と比べてその利点は、試料が放射化しているときの検査や、重い核種では中性子の方がX線よりも吸収係数がずっと小さいので、たとえば大量のU, Bi, Pbなどの検査に適している。また質量数の近い物質あるいは同位体でも吸収係数の違いを利用して識別できる。原子炉やロケットの構成物の非破壊検査に使用される。

中性微子 = ニュートリノ

中性粒子入射加熱 [英 neutral beam injection heating, 独 Neutralstrahlinjektionheizung, 仏 chauffage par injection de faisceaux neutres, 露 нагрев инжекцией нейтрального пучка] プラズマに高速中性粒子を入射すると、荷電交換またはプラズマイオンや電子による電離によって、高速イオンとしてプラズマ中に捕捉される。そしてプラズマのイオンおよび電子とのクーロン衝突によってプラズマの電子およびイオンに入射粒子のエネルギーを与える。このようなプラズマの加熱法を中性粒子入射加熱という。特にトカマク装置のプラズマについて、その有効性が実証された。

磁気閉じ込めによる核融合装置では閉じ込め磁場のために荷電粒子を外部から注入することが困難であるので中性粒子を利用する。入射中性粒子のエネルギーや打込み角度(入射粒子と磁力線との角度)はプラズマの密度、プラズマの大きさに応じて、プラズマを突き抜けずにプラズマ中に捕捉されるように決められる。

プラズマ中で捕捉され高速イオンになった粒子は、プラズマのイオンおよび電子にそのエネルギーを伝達するので、イオンおよび電子の両方を同時に加熱できる利点があるが、高速イオンのエネルギー E がイオンおよび電子に等分配される境界エネルギー E_c は

$$E_c = 15kT_e$$

で与えられる($E > E_c$ のときは電子の方をより多く加熱する)。ここで k はボルツマン定数、 T_e は電子温度である。また有効加熱のためには、高速イオンが全エネルギーを失う減衰時間 τ が、プラズマのエネルギー閉じ込め時間 τ_E より十分小さくなる必要がある。

プラズマ粒子の温度上昇は単純にはエネルギーバランス

$$p = \frac{nVdkT_e i}{\tau_E}$$

で求めることができる。 p は電子またはイオンに注入された入力、 n はプラズマ密度、 V はプラズマの体積である。

この加熱に用いられる大電力中性粒子束は大電流イオン源から引出されたイオンビームを中性ガスセルを通して荷電交換で中性粒子束に変換してつくられる。この高速中性粒子発生装置を中性粒子入射装置という。

中速中性子炉 [英 intermediate neutron reactor, 独 mittelschneller Reaktor, 仏 réacteur à neutrons intermédiaires, 露 реактор на промежуточных нейтронах] 核分裂で発生した高速中性子が、質量数の比較的大きい減速材によって共鳴エネルギー領域まで減速されてから、核分裂性核種に吸収されて次の核分裂を引起し、連鎖反応を持続させるように設計された原子炉のこと。

中速中性子炉においては、中性子のエネルギーが高速炉と熱中性子炉の中間にあるものが重要な部分を占める。核分裂性核種の核分裂断面積は通常中性子エネルギーが低くなるほど増加するので、中速中性子炉の臨界質量は熱中性子炉より大きいが高速炉よりは小さくなる利点がある。また、核分裂生成物の毒作用は、熱中性子炉に比べて小さく、キセノンオーバーライド(原子炉停止後に増加したキセノンの毒作用を打消すため、次の原子炉起動時に余分の反応度を加えること)などの問題はなくなる。しかし、増殖比は高速炉よりは小さく考えられている。

中速中性子炉の設計例として、アメリカのSIRがあり、この炉は冷却材として液体ナトリウムを、減速材としてベリリウムを採用している。

中速電子線回折 [英 medium energy electron diffraction, 独 Beugung mit Elektronen mittlerer Energie, 仏 diffraction d'électrons à énergie moyenne, 露 дифракция электронов промежуточных энергий] 反射電子線回折法のひとつで、使用する電子線のエネルギー領域がおよそ500 eVから10 keVの場合の名称(⇒反射電子線回折, 電子線回折)。MEEDとも略称される。最近、固体表面の結晶状態を研究する手段として注目されている(⇒表面分析法)。

中速電子線散乱分光法 [英 medium energy electron scattering spectroscopy, 独 Spektroskopie gestreuter Elektronen mittlerer Energie, 仏 spectroscopie de diffusion électronique à l'énergie moyenne, 露 спектроскопия электронного рассеяния промежуточных энергий] 数百 eVから数 keVのエネルギーの電子線を物質に照射し、散乱されてくる電子のエネルギー分光を行い、物質表面の状態を調べる方法。弾性または非弾性散乱電子をエネルギー分析する、電子エネルギー損失分光法の一つである。低エネルギー電子線散乱分光法(low energy electron spectroscopy, LEES)に対比してよばれる。LEESは入射電子のエネルギーが数 eVから数百 eVであり、エネルギー分解能もミリボルトに達する高分解能の実験もある。中エネルギーの

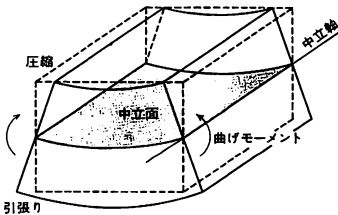
電子分光法では高い分解能の実験はより困難になるが、LEESより、内殻の電子状態の情報が得られるところに特徴がある。スペクトルの解析は電子エネルギー損失分光法と同様で、LEESと同様、表面状態の解析手段として用いられる。エネルギー分光を角度分解方式で行うと、散乱ベクトルの関数としてバンド間遷移確率を求めることができ、表面のバンド構造の分散を調べるには、光電子分光法とともに利用されている。超高真空中での実験を必要とする。高エネルギー電子線散乱分光法では、薄膜試料を通過して散乱される電子のエネルギーを分析することも特徴のひとつである。

注入型レーザー [英 injection laser, 独 Injektionslaser, 仏 laser à injection, 露 инжекционный лазер] ⇨ 半導体レーザー

中立軸 [英 neutral axis, 独 neutrale Achse des Querschnitts, 仏 axe neutre, 露 нейтральная ось] ⇨ 中立面

中立のつり合い [英 neutral equilibrium, 独 indifferentes Gleichgewicht, 仏 équilibre neutre, 露 безразличное равновесие] 重力の作用のもとで摩擦のない滑らかな水平面上で静止している一様な球のようになり、一般にその位置を少し変えても、新しい位置で引き続き静止した状態を続け、もとの位置に戻ることも、さらに先に進むこともせず、つり合いの状態を保つ場合をいう(⇨つり合い)。

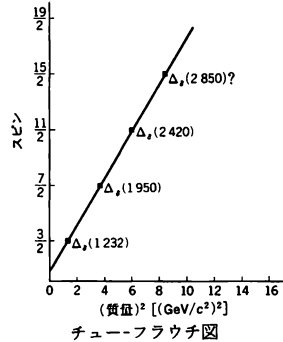
中立面 [英 neutral plane, 独 neutrale Oberfläche, 仏 surface neutre, 露 нейтральная поверхность] はり部材が曲げモーメントを受けるとき、引張り側は伸び圧縮側は縮むが、この間に伸びも縮みもしない境界面がある。このような境界面を中立面とよぶ。また軸方向に垂直な断面において、中立面との交線を中立軸とよぶ(図参照)。材料が均一ならば中立軸は部材断面の重心に相当する点を通る。



治癒距離 [英 healing distance] 原子核内において、核子と核子の間には核力の芯やその外側の引力によって強い相関が生じ、(核子の)波動関数は大きくひずむが、ある距離だけ離れたとそのひずみがなくなって自由な波に戻ってしまう。この距離を治癒距離といい、約1fmである(⇨独立粒子模型)。原子核内でない自由な2核子が衝突すると、波動関数のひずみは位相のずれとなって遠方まで残る。もし原子核内においても、一定の軌道の中を運動している2個の核子が衝突した後その影響がどこまでも残るとすれば、すなわちもとの軌道を表す波動関数に戻らないとすれば、核子がその軌道の中を運動しているということ自身成立しなくなる。したがって殻模型も成り立たなくなってしまう。その意味で、治癒距離が原子核における平均核子間距離(約2.2fm)の約半分くらいであるという事実は、殻模型(独立粒子運動)を成立させるうえで基本的な重要なことである。波動関数の治癒は、核子間に作用しているパウリの原理によって生じる。衝突した2核子がもとの軌道

をはずれてほかの軌道に移ろうとしても、ほかの核子がすでに占めている軌道にはパウリの原理によって入ることができない。したがってフェルミ面より上の占められていない軌道に行かざるをえない。これはエネルギーが保存しない過程であり、不確定性原理から短時間しか持続できないので、波動関数の短距離部分にはひずみをもたらすが、長距離部分には影響を与えない。すなわち治癒が生じるのである。

チューーフラウチ図 [英 Chew-Frautschi plot, 仏 trace de Chew-Frautschi, 露 диаграмма Чу-Фраучи] 素粒子の質量の二乗を横軸に、そのスピンを縦軸に示した図。レッジェ理論ではレッジェ軌跡の実数部分が整数値をとるとき、素粒子の束縛状態や共鳴状態が現れる。素粒子どうしの相対論的散乱においては、直接ポテンシャルのほかに交換ポテンシャルも存在するので、軌道角運動量が偶数の固有状態と奇数の固有状態とに分かれる。したがってレッジェ軌跡の実数部分の差が2ごとに物理的に意味のある束縛状態または共鳴状態が期待される。横軸にハドロン(質量)²、縦軸にそのハドロンのスピンをとると同じ量子数をもったハドロンの一族がうまく分類できる。「すべてのハドロンはレッジェ軌跡にのっている」と提案したG. ChewとS. Frautschiにちなんで、この図をチューーフラウチ図という。図のようにハドロンがレッジェ軌跡にのることは、ハドロンが複合粒子であることの証拠であり、ハドロンを構成するクォークと反クォークの間に働く力が距離によらず一定であることを意味する。



チューリング機械 [英 Turing machine, 独 Turing-Maschine, 仏 machine de Turing, 露 машина Тьюринга] 無限の記憶と単純な構造をもつ抽象的な計算機械。A. M. TuringとE. L. Postがほとんど同時に提案した。その構造は極めて単純であるが、この機械でできる計算、および情報処理だけが、人間にとって可能な計算や情報処理であるという提唱が現在は広く認められている(⇨計算可能性)。チューリング機械は図1に示すように、ヘッドのついた本体とテープから成る。テープは同じ大きさの区画に一次的に区切られており、両方向に無限に伸びている。テープ

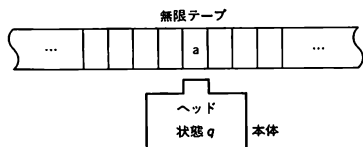


図1

上の各区画にはちょうど1個の記号が書込まれている。本体は有限個の状態のうちの1つ(q)をとることができる。本体はヘッドを用いて、テープ上のある区画に書かれた記号 a を読み、 a と q の組合せによって、その区画上に記号 b を書込み、テープの移動動作を行う。テープの移動動作は、(1)左へ1区画動かす、(2)右へ1区画動かす、(3)動かさない、のいずれかである。この動作は規則(q, a, p, b, m)によって指定される。この規則は、状態 q で記号 a をヘッドが読んだとき、状態は p に変わり、記号を b に書換え、 m なるテープ移動を行うことを意味している。状態のうちのあるものは最終状態と定義されており、機械が動作している間に最終状態の1つに落ち込んだときはそこで停止する。チューリング機械は上記の形の規則の有限集合によって表される。つまり、有限の大きさの表によって、その動作が記述される。たとえば、ある機械が($q, 1, q, 1, \text{right}$)なる規則をもっており、 n 個の1の列の左端にヘッドが位置して、状態 q で動作を開始すると、この機械は n 個の1を読みながら右へ移動する。

チューリング機械を用いて、自然数の上の二変数関数 $f(x, y)$ を計算する方法を説明する。図2に示すように、

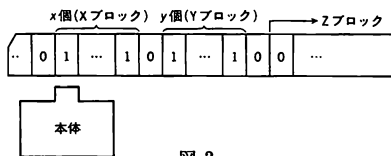


図2

変数 x, y の値を1の個数によりテープ上に与えた状況から計算を開始し、機械が停止したときのテープ上の1の総数 z を答とする。例をあげると、 $f(x, y) = x \times y$ なる計算を行う機械の動作は次のようなものである($x \times y = y + \dots + y$ を利用している)。

(1) Xブロックの左端の1を消去してから、Yブロックへ移動する。

(2) Yブロックと同数の1をZブロックにコピーする(このためには0, 1以外の記号を用いる。)

(3) 左方のXブロックの左端へ移動する。もし、1が残っていれば上記(1)へ戻る。そうでなければYブロックの1をすべて消去して停止する(このとき、Zブロック中の xy 個の1だけが残る)。

単純な構造をもつチューリング機械がどんな計算でもできる、という事実は驚くべきことである。万能チューリング機能の存在もその一例である。万能チューリング機械は他のチューリング機械Mの動作定義表と、その機械Mの初期テープTを与えられと動作を開始し、MがTを与えられたときに実行する動作をそっくり模倣するものである。つまり万能チューリング機械は、他のすべてのチューリング機械のまねをするものである。

チューーロー理論 [英 Chew-Low theory, 仏 théorie de Chew-Low, 露 теория Чу-Лой] G. F. Chew と F. E. Low が1956年に提出した π 中間子・核子のp波の弾性散乱に対する有効距離近似理論。数MeVから数百MeVぐらいのエネルギー領域の散乱過程を、核子・中間子でくわじこめられた結合定数($g^2=0.08$)と、カットオフのエネルギー ω_0 と、エネルギーによらない有効距離の3つの量だけで実験とよく一致する結果を得た。また $\omega_0=6\mu c^2$ (μ は中間子の質量)とすると(3,3)共鳴(アイソスピン

3/2, 全角運動量3/2の状態の共鳴)のエネルギーおよび幅などをよく説明できた。この理論では、湯川の中間子論を用い、核子の反跳を小さいとして静的近似し、また π 中間子のエネルギーが ω_0 より大きいときには相互作用は弱くなるという近似を行っている。また異なったエネルギーの散乱振幅間の関係式をユニタリティー(確率の保存)を用いて導いている。また交差対称性を用いp波の独立な4つの散乱振幅の位相間の関係を見だし、(3,3)状態は位相のずれが正で、他のp波の状態は負であることも導いている。

超イオン導電体 [英 superionic conductor, 独 Superionenleiter, 仏 supraconducteur ionique, 露 сверхионный проводник] 融点よりはるかに低い温度で、高いイオン伝導性を示す固体電解質。高イオン導電体、固体イオンコンダクターともよばれる。また、超イオン伝導体とよばれることもあるが、超伝導との混同を避けるため、最近では超イオン導電体とよぶことが多い。物質によっては、溶液中のイオン伝導率に匹敵する高い値を示すものもある。このよ

代表的超イオン導電体の性質

物質名	イオン伝導度 (温度) [$\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$] [°C]	電荷担体
α -AgI	1.9 (200)	Ag^+
α -Ag ₂ S	4.1 (200)	Ag^+
α -CuI	$\sim 1 \times 10^{-1}$ (450)	Cu^+
PbF ₂	~ 1 (450)	F^-
Na- β -アルミナ	1.4×10^{-2} (25)	Na^+
・	~ 1 (400)	
α -Li ₂ SO ₄	~ 2 (600)	Li^+
ZrO-ScO ₃ (10%)	2.5×10^{-1} (1000)	O^{2-}

うな性質は、空孔や格子間イオンなどの格子欠陥の存在、格子振動の著しい非調和性と関連して研究されている。固相における相転移があり転移点でイオン伝導率が急に増大する物質(AgIなど)と、温度上昇とともに徐々にイオン伝導率が増大する物質(Na- β -アルミナなど)がある。イオンの移動が、面内のみで起る二次元超イオン導電体(Na- β -アルミナなど)、一方向にのみ移動する一次元物質(ホランド鉱など)もある。近年、軽量な固体電池の開発などの立場から、応用面でも注目されている。

超ウラン核 [英 transuranic nuclei, 独 Transurankerne, 仏 noyaux transuraniens, 露 ядра трансуранового элемента] ウランよりも大きい原子番号(陽子数 $Z > 92$)をもつ人工元素(超ウラン元素)の原子核。1940年にE. McMillan と P. Abelson がウランに中性子を衝突させてネプツニウム(陽子数93)を発見して以来、現在までに陽子数105の核まで確認されている。いずれの核も不安定で寿命が短い。このため天然にはほとんど存在しない(\Rightarrow 超ウラン元素)。

超ウラン元素 [英 transuranic element, 独 Transuran, 仏 transuranien, 露 трансурановый элемент] 原子番号がウラン(元素記号U, 原子番号92)以上の元素のこと。これらの元素は原子炉の燃焼に伴ってつくり出されるか、加速器によってつくり出され、周期表のアクチノイドの大部分を占める。各元素には数個から20個以上の同位体があり、すべて放射性である。崩壊の半減期は1ms以下のものから1000万年を超すものである。現在知られている超ウラン元素はネプツニウム(Np, $Z=93$)、プルトニウム(Pu, $Z=94$)、アメリシウム(Am, $Z=95$)、キュリ

ウム(Cm, $Z=96$), バークリウム(Bk, $Z=97$), カリホルニウム(Cf, $Z=98$), アインスタイニウム(Es, $Z=99$), フェルミウム(Fm, $Z=100$), メンデレヴィウム(Md, $Z=101$), ノーベリウム(Nb, $Z=102$), ローレンシウム(Lr, $Z=103$), ウラニクアジウム(Unq, $Z=104$), ウンニルペンチウム(Unp, $Z=105$), ウンニルヘキシウム(Unh, $Z=106$)と、まだ名前がつけられていない $Z=106$, 107 の合計 15 種類である。原子炉の中でつくられる超ウラン元素には ^{238}Pu のように核燃料として利用されるものや、宇宙船用電源、医療用などに利用されている ^{238}Pu のような核種もあるが、現在のところ、その大部分は核燃料廃棄物としてその処理処分が問題になっている。

超 LSI = 超大規模集積回路

長円—— = 楕円——

超遠心法 [英 ultracentrifugation method, 独 Ultrazentrifugierung, 仏 méthode d'ultracentrifugation, 露 метод ультрацентрифугирования] 溶液試料を入れたセルを高速度で回転すると、遠心力によって溶質粒子が沈降する。沈降速度は粒子の分子量、大きさ、形などに依存している。この原理を用いて、DNA、タンパク質、ウイルス、合成高分子、ミトコンドリアなどの細胞成分を分離(⇒遠心分画)したり、それらの分子量などを分析する方法を超遠心法という。遠心加速度は、最高で重力加速度の 40 万倍にもすることができる。超遠心分析法としては次のようなものがある。(1) 超高遠心力場の下での粒子の沈降速度から沈降係数を求め、それと独立に測定した拡散係数とから分子量を求める沈降速度法。(2) 比較的低遠心力場の下で、粒子の沈降と拡散とがつり合った平衡状態をつくり、そこでの溶質粒子の濃度分布から平均分子量を測定する沈降平衡法。(3) 糖類や重金塩類などの濃厚溶液でセル内に密度勾配をつくって遠心すると、目的の粒子は密度が一致するところに集まる。この性質を利用して粒子の分離分析を行う密度勾配(遠心)法。これら超遠心分析法の観測方法としては、濃度を測定する光吸収法や濃度勾配を測るシェーレン法などの光学的方法が用いられている。

超音速流 [英 supersonic flow, 独 Überschallströmung, 仏 écoulement supersonique, 露 сверхзвуковое течение] 高速で飛んでいる物体や管内を流れる気流などで、物体または固体壁に相対的な気流の速さがその点の音速より大きく、マッハ数が 1 を超えた流れを超音速流という。気流中の微小な圧力の変動は、通常動いている気体に相対的に音速で各方向に伝わるが、超音速のときは下流に押し流されて物体の上流側にはその影響を全く受けない領域ができる。物体表面上の各点より生じる無限小の圧力変動の伝わる波面をマッハ波とよぶが、有限な大きさの物体では、物体先端に付着したり、あるいは物体前方に離脱し

た衝撃波を生じ、両側の圧力、密度、温度、流速などに変連続を跳びを示す。このため衝撃波を通り抜けると気体のエントロピーは増大し、完全気体を考えるとときでも流れは非可逆になり、曲った衝撃波の背後では渦のある流れが生じる。衝撃波の垂直部分の下流側の流速は必ず音速以下になるため、離脱衝撃波の背後は亜音速流と超音速流とが混在する複雑な流れになる(⇒高速気流)。ただ、マッハ数 $M(>1)$ で飛び厚みの小さい二次元物体の表面圧力については、亜音速流の場合のプラントル-グ라우アートの法則に対応して次の式が成り立つ。

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{(1/2)\rho_\infty U_\infty^2} = \frac{2\theta}{\sqrt{M^2 - 1}}$$

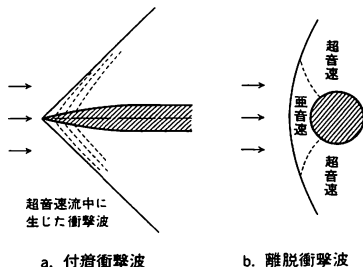
ここで C_p は圧力係数で、 p, ρ, U はそれぞれ圧力、密度、速度を示し、添字 ∞ は上流の一様流に対する値をとることを示している。また、 θ は物体表面の主流に対する局所的な傾きである。

超音波 [英 ultrasonic wave, 独 Ultraschall, 仏 ultrasons, 露 ультразвуковая волна] 人間の耳に聞こえないほど高い音の意味であるが、現在では、より広義に、高い周波数をもつ各種の弾性波を総称して超音波という。周波数の下限は明確ではないが、およそ 10kHz 以上であり、利用技術や目的によっては、高周波からの延長として可聴域まで含むこともある。

現在、超音波の分野で扱う媒質は気体に限らず、液体や固体も含み、波動の種類も縦波だけでなく、横波や表面波、広い平面波を伝わる板波など、多形である。超音波の特徴は、このような媒質や波の種類の多様性のほか、周波数が高くて音波長が短いこと、強いエネルギーが扱えることである。このことが、可聴周波の音波とはまったく異なる作用を生じ、また、広い範囲の応用を生み出すことになる。波長が短いことは、音波をビーム状にしたり、狭い部分に集中させたり、短いパルスをつくったりすることが容易であることを意味し、これが超音波の計測的応用にあたって分解能を上げるのに役だっている。たとえば、5MHz の超音波探傷器では鋼中の音波長は約 1mm、また、3GHz の超音波顕微鏡では水中の音波長が 0.5μm であり、これは可視光(緑)の波長と同程度である。強さについては、超音波洗浄機は水中に $1\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ 以上の超音波を出しているが、これは音圧振幅(ピーク値)にして約 1.7atm となって静水圧を超えたため、水中にキャビテーションを発生させる。20kHz の超音波加工機の工具部分が 10μm の変位振幅で振動していると、その加速度は重力加速度の 1.6×10^4 倍にも達する。全出力が 10kW 以上の大型超音波装置もある。

超音波の研究は 19 世紀中ごろから人間の可聴限界を求める目的で行われており、ガルトンの笛(1876 年)やその改良型など種々の音源が用いられた。しかし、本格的な研究は 1917 年にフランスの P. Langevin が水晶の圧電効果を利用して、水中で超音波の発生と検出に成功したことに始まる。音の反射によって水中の探査を行う技術はその後実用化され、艦船探知用ソナー、音響測深機、魚群探知機などとして広く利用されている。送受波器には主として圧電磁器が用いられ、近距離用には 20~200kHz、遠距離用には 5kHz 以下の可聴周波も用いられる。このような水中での利用は水中音響学の分野となっている。

強力超音波の作用に関する研究は R. W. Wood と A. L. Loomis (1927 年)に始まる。彼らは 200~500kHz の強力



超音波による放射圧，熱作用，ガラスの穴あけ，乳化和霧化，細胞の破壊，化学作用などを見いだしている。この系統の技術は，現在では，10～50kHzの周波数を用いて超音波加工，超音波溶接，超音波洗浄などに実用されている。音源には圧電器を用いたポルト締めランジュバン振動子が主として用いられている。加湿，噴霧用の超音波霧化器は1～2MHzの凹面型圧電器音源を用い，微細な霧をつくる。

超音波光回折は1932年にP. DebyeとF. W. Sears，および，R. LucasとP. Biquardによって発見されたが，これは超音波の振幅測定や可視化，光の変調・偏向に利用されている。最近のレーザー用音響光学変調器では特殊なガラス媒質と40～60MHzの超音波を用いている。また，光集積回路にも組込まれ，VHF帯のマルチチャネルフィルターなどとして利用されている。

超音波の医学的应用については，古くから主として熱作用による治療効果が研究されてきたが，最近では診断への応用が急速に発展した。種々の装置が対象によって使われるが，最も多く用いられる超音波診断装置では2～5MHzの超音波パルスを用い，体内各部からの反射を捕えて，断層像として表示する。

このほかの超音波応用計測として，空気中では，道路の車両検知，侵入警報，障害物探知，風向・風速計，リモートコントロールなどがあり，水中では液面計，流速・流量計，固体中では探傷器，厚み計などがある。

固体の表面を伝わる弾性表面波は探傷に利用されていたが，1970年ころから，高周波フィルター，発振器，特殊演算素子などへの応用が急速に進んだ。最近では，個別素子では実現困難な高級な特性をもった通信用フィルターが10～1000MHzの範囲で実用されている。これらの素子は圧電基板(LiNbO₃，LiTaO₃，水晶など)の上にフォトエッチングによって微細な交差指型電極をつけたもので，電極の構造によって特性の制御が可能である。

物性研究への超音波の応用は，1925年にG. W. Pierceが超音波干渉計をつくり，CO₂の音速分散を見いだしたことに始まる。その後，対象は液体，固体に広がり，種々の機構による超音波緩和が見いだされ，分子音響学，音波物性などの分野が確立され，発展してきた。現在では，液体中で10GHzまで，低温固体中で1000GHzまでの超音波が測定されている。

超音波加工 [英 ultrasonic machining, 独 Ultraschallbearbeitung, 露 ультразвуковая механическая обработка] 強力な超音波振動を利用して，かたくてもろい金属または非金属に穴あけ，切断，研磨などの加工を行うこと。超音波加工に用いられる振動数は16～30kHzくらいで，先端を細くした金属製ホーンの上に音源を取付け，ホーンの共振を利用して，音源の振動振幅を10倍以上に拡大し，先端に取付けた工具を振動させる。工具は一定の力で被加工物に押しつけられ，加工部には水または油と砥粒の混合液を注ぐ。工具による衝撃作用で砥粒が被加工面を微細に破砕して加工が進む。工具は被加工物より軟質の材料でつくられる。被加工物は工具と同じ形に加工されるので，複雑な形の加工も容易である。通常の機械加工が困難な，超合金，ガラス，磁器，宝石などの加工に用いられている。

超音波干渉計 [英 ultrasonic interferometer, 独 Ultraschallinterferometer, 仏 interféromètre ultrasonore, 露

ультразвуковой интерферометр] 超音波の干渉を利用して媒質中の音速を測定する装置で，1925年にG. W. Pierceが発表して以来，気体と液体の音速と吸収の測定に広く用いられてきた。超音波音源と可動反射板を平行に対向させた構造で，試料媒質中に放射された連続波は音源と反射板との間で多重反射し，定在波ができる。反射板を音源と平行に保ったまま移動させると，半波長の周期で定在波の振幅が変化し，これが音源の電気インピーダンスの変化として観測される。変化の周期から音波長が求まり，音の振動数との積として音速が求まる。また，反射板の移動によるインピーダンス変化の振幅から吸収係数を求めることもある。反射板の代りに音源と同型の受波器を用いて定在波振幅の測定を行う方法もよく用いられる。吸収が大きくて多重反射が生じないような場合でも，受波信号と音源への印加電圧とを混合することによって音波長の測定が可能になる。これらの適用振動数範囲は気体でおよそ100kHz以上，液体では500kHz以上から10MHzまでであるが，特に精密な移動機構によって2GHz以上まで測定した例がある。反射板または受波器を固定し，振動数を変化させる方式の固定音路干渉計もあり，液体や固体の音速，吸収の測定に用いられている。

超音波緩和 [英 ultrasonic relaxation, 仏 relaxation ultrasonore, 露 акустическая релаксация] 超音波で観測される緩和現象のことで，音波が物質中で分子的に吸収される原因となる。平衡状態にある気体や液体に温度や圧力の変化が加わると，分子衝突を介して新しい平衡状態に移るが，それにはある時間(緩和時間)が必要である。音波による圧力変化とそれに伴う断熱的な温度変化の周期が緩和時間より十分に長ければ平衡状態の移動は音波に追従できるが，音波が高周波になると追従できなくなり，その過程は凍結される。このため音速分散や異常吸収が現れる。周波数 f における音速 c と吸収係数 a は緩和強度が小さければ次式のようになる。

$$c^2 = c_0^2 + \frac{c_\infty^2 - c_0^2}{1 + (f_1/f)^2}, \quad \frac{a}{f} = \frac{\pi \epsilon}{f_1 c_0 \{1 + (f/f_1)^2\}} + B$$

ここで， c_0 と c_∞ は低周波と高周波における極限音速， ϵ は緩和強度で， $\epsilon = (c_\infty^2 - c_0^2)/c_0^2$ ， f_1 は緩和周波数， B は粘性と熱伝導による古典吸収である。

緩和の機構が主として温度変化によるものを熱緩和，圧力(体積)変化によるものを体積緩和という。分子内振動と並進自由度との間のエネルギー移動による振動緩和は代表的な熱緩和であり，振動緩和周波数は酸素では可聴域に観測されるが，多くの気体，液体では超音波域にある。たとえば，ベンゼンは600MHzと3GHzに振動緩和周波数をもつ2段階緩和を示す。このほかの超音波緩和には，気体では回転緩和，並進緩和，液体では回転異性緩和，化学反応による緩和，粘性緩和などがある。固体では転位，電子，位相転移などによる緩和のほか，多くの緩和機構がある(⇒音波物性，分子音響学)。

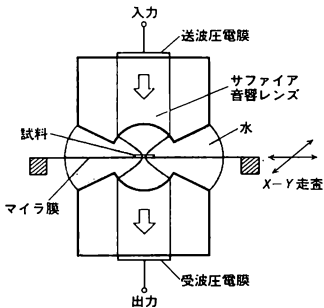
超音波吸収 [英 ultrasonic absorption, 独 Ultraschallabsorption, 仏 absorption ultrasonore, 露 поглощение ультразвука] ⇒ 吸収，音波吸収

超音波共鳴吸収 [英 ultrasonic resonance absorption, 仏 absorption ultrasonique par résonance, 露 резонансное поглощение ультразвука] 超音波のエネルギーが，物質中のある種の素励起を引起すために使われ，共鳴的に吸収される現象。物質による超音波の吸収は，超音波のエネル

ギーがほかの自由度に移る現象であるが、エネルギー移動の型には共鳴型と緩和型とがある。超音波が物質中にひずみをつくると、ある種の自由度が非平衡状態になり、その後ある時間 τ (緩和時間)だけかかって平衡状態に緩和する。もし τ が超音波の周期 ω^{-1} より長ければ($\omega\tau > 1$)共鳴型になり、短ければ($\omega\tau < 1$)緩和型になる。いいかえると、共鳴型では離散的なエネルギー準位間の遷移という量子論的な概念が意味をもつが($\hbar\omega > \hbar/\tau$)、緩和型では意味を失う。一般に、個々の現象に特有なパラメーターの関数として、吸収係数の形は共鳴型では鋭いピークになり、緩和型ではなだらかなる。超音波共鳴吸収は共鳴型であり、その例として、音響サイクロトロン共鳴(\Rightarrow 磁気音響効果)、巨大量子減衰などがある。

超音波減衰 [英 ultrasonic attenuation, 独 Ultraschall-dämpfung, 仏 amortissement ultrasonore, 露 затухание ультразвука] \Rightarrow 音の減衰

超音波顕微鏡 [英 acoustic microscope, 独 akustisches Mikroskop, 仏 microscope acoustique, 露 акустический микроскоп] 超音波を用いて物体の拡大映像を得るための装置。その構想は S. Sokolov (1936 年) に始まり、1970 年ころから多くの方式が提案されてきたが、現在、実用化されているのは機械走査型超音波顕微鏡 (scanning acoustic microscope, SAM) と、光走査型超音波顕微鏡 (scanning laser acoustic microscope, SLAM) である。どちらも音響部分での拡大は行わず、電気的に拡大した像をブラウン管面に表示する。SAM は C. F. Quate ら (1973 年) によって開発された。図のように、1 組の音響レンズの焦点面に置



かれた試料を機械的に走査することによって、試料の局所的な音響透過率の変化が機械走査と同期して走査されるブラウン管上に表示される。顕微鏡としての分解能は焦点の大きさで決まるから、音波長が短いほど高分解能が得られる。超音波の振動数としては 100 MHz から 3 GHz 程度までが用いられ、光学顕微鏡と同程度の分解能も得られている。超音波顕微鏡では生物試料を無染色で、しかも高いコントラストで観察できる特長がある。図に示す透過型のほかに、1 個の音響レンズを用いた反射型もあり、金属や半導体素子などの表面あるいは表面直下を観察できる。SLAM は L. W. Kessler ら (1972 年) によって開発された。試料全面に斜め下から超音波を照射すると、透過した超音波によって試料を覆う半導体の表面が微小変形するので、この変形をレーザー光の走査によって検出する。同時に走査型レーザー顕微鏡としても動作するので、音響像と光学像が同時に観察できる。適用周波数は SAM より低い。

超音波診断 [英 ultrasonic diagnosis, 独 Ultraschall-

diagnose, 仏 diagnose ultrasonore, 露 ультразвуковая диагностика] 本来は、超音波を用いて被検体の欠陥の検出や良否の判定を行うことであるが、現在では、超音波による医学的診断をさす。

医用超音波診断装置の大部分は超音波パルス反射法をその原理としており、超音波の送受波のための探触子と電子回路および表示部からなる。体内の組織から反射した超音波パルスの位置を、探触子の移動と同期して走査されるブラウン管に表示することにより、超音波が通る面内の断面像を得る。探触子の移動には手動または機械的な走査方式のほか、配列された多数の小型送受波素子を電子的に切替えて高速走査を行う方式がある。後者の方式と分解能を上げるための電子的な焦点合せとを組合せた電子走査型超音波診断装置が広く用いられている。超音波の振動数は 2～5 MHz が多い。診断に使われる超音波の強さでは、生体に対する障害はないので、X 線が使えない産科領域でも利用されている。このほか、対象によって、種々の走査法を用いた専用の診断装置があり、また、心臓や血流などの動くものを対象にした超音波ドップラー法による診断装置もある。

超音波洗浄 [英 ultrasonic cleaning, 独 Ultraschall-reinigung, 仏 lavage ultrasonore, 露 ультразвуковая очистка] 汚れのついた物品を洗浄液につけ、強力な超音波を照射して清浄すること。超音波によって液中に生じる強大な加速運動と、キャビテーションに伴う局所的な衝撃圧によって、付着した汚れがはぎ取られる。単なる攪拌では落ちにくい汚れが速やかに取れることから、電子工業、機械工業、光学工業などにおける生産工程中で広く使われている。また、小型の洗浄機は実験室内での試料の洗浄や、店頭での眼鏡や指輪の洗浄にも用いられる。洗浄液としては、純水、界面活性剤水溶液、各種有機溶剤などがあり、被洗浄物によって使い分けられる。また、生産工程では、要求される清浄さによって、多段階の洗浄が行われ、洗浄液の浄化を含めた大規模な自動洗浄装置が用いられることもある。使用される超音波の振動数は 20～50 kHz で、その出力は小型のもので 10 W 程度から、工業用の数 kW のものである。

超音波増幅 [英 traveling acoustic-wave amplification, 仏 amplification d'ondes acoustiques progressives, 露 ультразвуковое усиление] 固体中を伝わる超音波が適当な条件下で増幅される現象。固体内を伝播する超音波は伝導電子、格子欠陥などにより吸収される。伝導電子による超音波吸収は、(1) 圧電型半導体の場合には主に圧電効果により、(2) 非圧電半導体の場合には変形ポテンシャルを通じて、(3) 金属の場合には音波によるイオンの変位によって生じた電位を遮蔽するような形で伝導電子が移動するために生じる。この現象は緩和現象の一種で、電位遮蔽のために移動する電流は $1/(1+i\omega\tau)$ に比例する。ここに τ は緩和時間、 ω は超音波の角周波数である。したがって、この機構によって生ずる超音波の吸収係数 α は上式の虚数部に比例する。すなわち

$$\alpha = K \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2} \quad (1)$$

ここに K は格子変形と電気系とを結ぶ係数で、上述の (1)～(3) の機構によって決る。電子系が速度 v_d で移動している場合には電子系が感ずる超音波の周波数 ω' はドップラ効果で

$$\omega' = \omega \left(1 - \frac{v_d}{v_s} \right) \quad (2)$$

となる。ここに v_s は音速である。したがって、超音波系が v_d で移動している電子系を乱すことによって失うエネルギーの割合は式(1)の ω に式(2)の ω' を代入すれば求まる。すなわち

$$\alpha = K \frac{\omega' \tau}{1 + (\omega' \tau)^2} = \frac{\left(1 - \frac{v_d}{v_s} \right) \omega \tau}{1 + \left(1 - \frac{v_d}{v_s} \right)^2 \omega^2 \tau^2}$$

したがって、 $v_d > v_s$ の場合には $\alpha < 0$ となる。これは超音波系が増幅されることを意味する。なお、この機構による最大利得は $\omega = 1/\tau$ の周波数で得られる。この増幅機構はマイクロ波の進行波増幅機構に似ており、次のような説明が行われることがある。(a) 超音波は(1)～(3)の機構で固体内に電位の凸凹をつくり、この電位の谷間に伝導電子が集まる。この現象をパンチングという。 $v_d < v_s$ の場合には超音波系はパンチした電子を引きずって走らなければならないが、 $v_d > v_s$ となるとパンチした電子が音波系を引きずるような形となり、音波系が増幅される。(b) 音速より速く走っている電子は音響的チェレンコフ放射でフォノンを放出するが、電子がパンチしている場合には、このパンチングの周期と同じ波長の波が干渉で強めあうようになる。このような機構でも、この超音波の進行波増幅は説明できる。

これらの機構による超音波増幅では、伝導電子がパンチする必要があるため、超音波の波長が伝導電子群のデバイの長さよりも短くなるような高周波領域ではこの進行波増幅は実現しない。表面波の進行波増幅も電子系と音波系の結合により、この原理で実現した。

超音波探傷法 [英 ultrasonic flaw detection, 仏 détection ultrasonore de défauts, 露 ультразвуковая дефектоскопия] 超音波の反射や透過を利用して、材料や構造物の傷や欠陥を検出することで、非破壊検査法として磁気探傷や放射線検査とともに広く実用されている。

金属材料中の探傷には主として 2～10MHz の超音波が用いられ、試験体の表面につけた探触子(超音波送受波器)から面に垂直な方向に超音波パルスを送り、内部のクラックなどから反射した超音波エコーを同じ探触子で受けて電気信号に変え、ブラウン管上に表示する。すなわち、エコーの到達時間を知って表面から傷までの距離を求めることになる。この方式は一探触子による垂直探傷法とよばれる。これに対して、溶接部の欠陥、板や管の広範囲探傷には、斜めに横波パルスを入射させる斜角探傷法が用いられる。また、仕上げのよい面の表面欠陥には表面波も利用される。これらの方法には、送波と受波を別の探触子で行う二探触子法もある。

減衰の大きい材料の探傷や薄板の層状欠陥、接合検査などには、パルスまたは連続波による透過法も用いられる。この方法は二探触子法であるが、欠陥までの距離はわからない。表面仕上げのよくないものや、複雑な形状のものの探傷には、試験体を水槽に入れ、水中から超音波パルスを送受波する水浸探傷法が用いられる。この方式では試験体の移動が容易なため、高速自動探傷、精密探傷に利用されている。

超音波光回折 [英 ultrasonic light diffraction, 仏 diffraction de lumière ultrasonore] 超音波による光の回折

は、媒質中を伝わる超音波が光学的に屈折率の周期的変動をもたらし、光に対して回折格子の作用をする現象である。媒質中の音波長が光波長のおよそ 200 倍以上のときは、音の進行方向に対して垂直に入射する光の回折効率がよく、音があまり強くない範囲ではラマン-ナース回折となる。音波長がより短くなると、斜入射のときに回折光が強くなり、0 次の両側で光の強さが非対称になる。さらに音波長が短く、光波長のおよそ 50 倍以下になると、特定の入射角のときに、0 次のほかに片側の 1 次回折光だけを生じるようになる。これがブリュッ回折(反射)である。これらの現象は媒質の音速や吸収の測定のほか、光ビームの分割、偏向、変調などに利用される(⇒ラマン-ナース回折、ブリュッ回折)。

超音波流速計 [英 ultrasonic anemometer, 独 Ultraschall-Anemometer, 仏 anémomètre ultrasonore, 露 ультразвуковой анемометр] 超音波の指向性と、その伝播速度が風速により影響されることを利用した流速計。超音波の振動子 A, B を一定間隔 L で固定し、その間の超音波の伝播時間を測定すると、風速の AB 方向の成分は $V = L \{ (1/T_1) - (1/T_2) \} / 2$ で与えられる。ここで T_1, T_2 はそれぞれ超音波が A から B へ、および B から A へ伝播する時間である。この種のプローブを 2 組ないし 3 組用いて風速の 2 方向、3 方向の成分を測定すれば、二次元平面あるいは三次元空間の風速の大きさと方向を求めることができる。

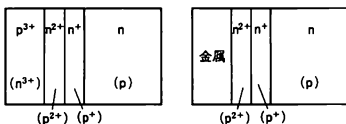
超音波ホログラフィー [英 ultrasound holography, 独 Ultraschallholographie, 仏 holographie à ultrasons, 露 ультразвуковая голография] 音波、特に超音波を用いるホログラフィー。1966 年 F. L. Thurstone, P. Greguss によって初めて提案された。参照波を加える方法には、実際に参照波音源を用いて空間的に加えるほかに、物体による回折音波を受けるマイクロホンの出力に発振器から直接導いた参照波を電子的に加える方法もある。ホログラムの記録には、(1) マイクロホンをホログラム面上で機械的に走査する、(2) 二次元レイ状に配置した複数のマイクロホンを用いる、(3) 音源、物体とも水中に配置し、物体回折音波と参照音波によってつくられる干渉波が水面につくるとさざなみ模様を用いる方法などがある。再生は普通光で行い、上の(3)の方法では、さざなみ模様の写真記録をホログラムとして用いるもの、さざなみを位相ホログラムと考え、これに直接レーザー光を照射し実時間で再生像を観測するものがある。超音波ホログラフィーは、地形、海底の測量などのほか、不透明体の内部の情報が可視化できるので機械部品の非破壊検査、医療診断などに応用される。

超音波流量計 [英 ultrasonic flowmeter, 独 Ultraschall-Durchflußmesser, 仏 débitmètre ultrasonore, 露 ультразвуковой расходомер] 超音波を利用した流量計。超音波の伝播速度が流速によって影響される現象を利用する方式、および超音波ドップラー効果を利用する方式がある。前者は移動流体中の超音波流速が音速と流速のベクトル和になることを利用し、流れ方向および逆方向に超音波を放射し伝播時間差、信号の位相差などの測定により流速を求める。実用上は音速が温度によって変化するこ、音速に比べて流速が極めて小さいためにシングアラウンド法や PLL 方式を用いて測定することが多い。たとえば流れ方向および逆方向のシングアラウンド周波数の差を

求めると、音速に関係なく流速に比例する関係が得られる。ドップラー法は流体中の粒子によるドップラー周波数シフトの測定から粒子速度が流速と一致している前提のもとに流速を求める。超音波流量計は、原理的には気体、液体いずれにも適用可能であるが実際は水の流量測定に多く使われ、管路の外側に超音波振動子を取り付けて管壁を通して超音波を水中に伝播させることが可能なので、大形の管路に適用される場合が多い。またドップラー法は排水流量の測定に多く用いられる。時間差法で求められるのは超音波が伝播する直線上の平均流速であり、ドップラー法は微小な空間部の平均流速なので流量を算出するには流速分布と管路断面積を考慮した係数を必要とする。

超解像 [英 super-resolution, 独 hohe Auflösung, 露 сверхвысокое разрешение] 光学系の分解能は、光の回折で決ってしまうが、これを通常の場合より高くすることを超解像という。広義の超解像は、像形成に手を加えて必要な情報をより多く得る手法をいい、通常の光学系の点像の強度分布の形を変える方法と、物体についてあらかじめ知ることができる情報を用いて分解能の向上をはかる方法がある。前者はレンズのひとみにおける振幅や位相の分布を位相フィルターや振幅フィルターを用いることによって変え分解能の向上をはかる方法である(⇒アポディゼーション)。一方、後者は従来の光学系では暗黙の仮定であった、次のような制限のうちのいくつかを無視したり、緩めたりすることにより、分解能を向上させる方法である。その制限とは、(1) 物体が時間的に変動すれば、ただちに物体の像も時間的に変動する(ただし、光速度による時間遅れは無視)。(2) 偏光面の方位により光学系の特性は変化しない。(3) 物体面上の方向により光学系の特性は変化しない。(4) 物体には波長依存性がない、などである。これには走査格子による方法、偏光を利用する方法、波長によるコード化を使う方法などが知られる。走査格子による方法、物体の空間周波数 s が光学系のカットオフ周波数 s_0 より高い場合には、その像は分解されないが、物体に空間周波数 s' の格子を重ねると、 $s-s'$ の周波数のビートが生じ、 s' を適当に選べば $s-s'$ がレンズを通過できることを利用するもので、像側にも格子を置く巧妙な方法で物体の存在を検知する。偏光を利用する方法は、複屈折性の結晶に入射した光が常光線と異常光線に分離され二重像を生じることを利用する。この二重像は物体を異なる角度から照明したのと同じ効果をもたらし、それぞれ異なる空間周波数帯域の情報をもって光学系を通過する。結像面の前に偏光プリズムを置いて再び二重像を一致させると超解像が得られる。波長によるコード化を使う方法は、物体の強度分布の各点に特定の波長を対応させて超解像を得る方法である。

超階段接合 [英 hyper-abrupt junction, 独 hyperabrupt Übergang, 仏 jonction hyperbrusque, 露 сверхрезкий переход] 接合付近の活性不純物濃度分布が2段階以上に変化する接合をいう(図参照)。超階段接合を特徴づける特性は空乏層容量(C_j) - 逆方向印加電圧(V_R)特性である。すなわち、 $C_j = K \cdot V_R^n$ と表すとき、 $n > 1/2$ とな



る。これに対して、通常の接合では $n=1/2$ (階段接合)と $n=1/3$ (直線傾斜接合)の間にある。超階段接合をもつ重要な素子は超階段接合ダイオードで、可変容量素子として高周波同調回路や帰還回路のなかに多く使用される。超階段構造を実現するには、温度を変えて数回の不純物拡散を行う方法と、多層エピタキシー成長を行う方法がある。

聴覚 [英 hearing, 独 Gehör, 仏 ouïe, 露 слух]

音波が内耳の蝸牛にある受容器細胞を動かすことによって生じる感覚、ときには聴覚を生じさせる聴覚器官をさして用いる場合もある。脊椎動物や昆虫類では、視覚とともに生存のために最も重要な感覚であり、音源物体の定位、認知や空間認知に欠かせない役割をもっている。人間にとって聴覚は、音楽を楽しむという情緒情操の形成の面でも、対人の意志疎通や思考のための言語利用の面でも、ほかの動物には見られない重要な意味をもっている。特に言語利用という点で、聴覚は音声を聴取し認識する機能ばかりでなく、言語の習得に欠かすことのできない感覚である。すなわち幼時期までの聴覚の欠損は、音声の発声を不能にし、言語の習得に支障なものとされており、その結果、知識と思考の進歩を著しく妨げることが知られている。

聴覚器官は、外耳、中耳、内耳からなるいわゆる耳の部分と、内耳に生じた興奮を中脳、間脳を経て大脳皮質に伝える聴覚神経系から構成されている。耳の構造を図1に、

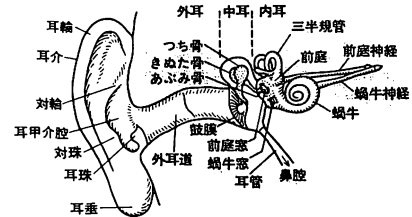


図1

聴覚神経系の経路を図2に示す。到来した音は耳介によって外耳道に導かれ、外耳と中耳との境になっている鼓膜を振動させる。鼓膜の奥は、空気満たされた鼓室があって、その中に耳小骨とよばれるつち骨、きねた骨およびあぶみ骨の3個の小さな骨が関節状に結合され、小骨筋などで保持されている。つち骨は鼓膜の内側に接し、あぶみ骨の一端は蝸牛の前庭窓にまきこんでいる。これらの小骨連鎖によって鼓膜の振動は、あぶみ骨端を介して蝸牛内のリンパ液に伝えられる。このような音の伝達を気導という。これに対して音が頭骨を通して直接に蝸牛に達することを骨導という。蝸牛はかたつむりの殻に似た形をした骨性の管で、長さが約35mm、内部は薄い骨の板と基底膜によって上下に2分されている。あぶみ骨によってリンパ液に鼓膜の振動が伝えられると、蝸牛内には前庭窓から蝸牛の先端に向かってリンパ液の進行波が発生し、それによって基底膜が振動する。基底膜上には約20000個の有毛細胞が並んでおり、それらが動くことによって聴神経に音の情報を伝える(信号)を発生する。有毛細胞で発生された信号は、延髄、中脳、間脳の聴覚神経を経て大脳頭頂葉の聴覚中枢に至り、音の感覚を発生させる。

音として感じられる周波数の範囲は人の場合およそ20~20000Hzであるが、低音になるほど大きな音圧でなければ聞こえない。中音域ではおよそ20μPa程度の音圧でも聞こえる。音圧が2×10⁸μPaを超えると痛覚など耳に

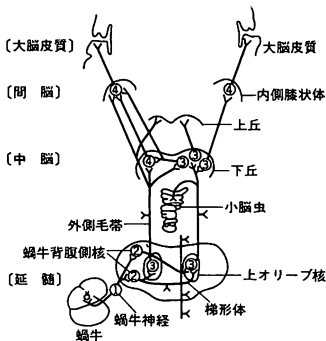


図2 聴覚中枢系路，数字は末梢よりの神経の順位

異状を感じるようになるので $2 \times 10^{-2} \sim 2 \times 10^0 \mu\text{Pa}$ が音の感覚を感じる音圧の範囲といえることができる。

超核子 = ハイペロン

超関数 [英 hyperfunction, 独 Hyperfunktion, 仏 hyperfonction] 一般に任意の関数を考えると，微分や積分の演算は必ずしも可能でないために，微分方程式などの取扱いに不便を感じることが多い。そこで，この不便を避けるために関数の概念を拡張することがいろいろ試みられてきた。これらの拡張された関数を一般化関数あるいは超関数という。ディラックの δ 関数はその一例である。

L. Schwartz はある種の試験関数の空間で定義された連続な線形汎関数として超関数を定義し，組織的な議論を展開した。これがいわゆるシュワルツの超関数である。

Schwartz は電荷分布のイメージにより彼の超関数を分布とよんでいる。なお，試験関数のとり方によって種々の超関数が得られる。

G. Temple は，シュワルツの超関数論に近づきやすくするために，関数列の極限として超関数を定義した。さらに M. J. Lighthill はその線に沿って超関数論を応用に便利な形にまとめた。佐藤幹夫は，正則関数が何回でも微分，積分が可能であることに着目して，正則関数の境界値として超関数を定義した。すなわち， $F_+(z)$ ， $F_-(z)$ を複素 z 平面の上および下半平面で正則な関数とすると， $f(x) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \{F_+(x+i\epsilon) - F_-(x-i\epsilon)\}$ によって超関数 $f(x)$ が定義される。この定義に基づく超関数論は，今井功によって応用に便利な形にまとめられた。佐藤の超関数は正則関数に直結するため，微分，積分，フーリエ変換，微分方程式，積分方程式などの扱いを明快にするだけではなく，シュワルツの超関数よりも適用性が広い。

ディラックの δ 関数の数学的な意味づけが超関数という概念を使ってなされることからわかるように，量子力学に現れる数学的な手続きのなかには，厳密には超関数の意味での演算として解釈されるものが多い。特に，場の量子論では超関数は不可欠である。実際に，量子化された局所場の演算子 $\phi_a(x)$ は，厳密には，演算子を値にもつ超関数として定義される。すなわち， $\phi_a(x)$ は，時空点 x の関数である試験関数 $f(x)$ に，状態ベクトル空間 Φ の演算子 $\phi_a(f)$ を対応させる汎関数である。したがって，場の演算子の積の真空期待値も，超関数になる (\Rightarrow ワイトマン関数)。場の伝搬関数とよばれるものも，正確には，超関数

であり，摂動論に出てくるファインマン積分も，超関数のいくつかの積の積分とみなされる。この意味で，いわゆる発散の困難といわれるものは，超関数の積の定義の難かしさとも見ることが出来る。

超幾何関数 [英 hypergeometric function, 独 hypergeometrische Funktion, 仏 fonction hypergéométrique, 露 гипергеометрическая функция] 超幾何微分方程式 $z(1-z)w'' + \{r - (\alpha + \beta + 1)z\}w' - \alpha\beta w = 0$ (α, β, r は定数) の解の中に， $|z| < 1$ で収束する超幾何級数

$$F(\alpha, \beta, r; z) = 1 + \frac{\alpha\beta}{1!r}z + \frac{\alpha(\alpha+1)\beta(\beta+1)}{2!r(r+1)}z^2 + \dots$$

で表される関数がある。これを全複素平面に解析接続して得られる解析関数に対して， $z=1$ から正の実軸に沿って $z=\infty$ まで切断を入れて1面にしたものを超幾何関数という。超幾何関数やその極限である合流型超幾何関数の中には，パラメーターの値に応じて多くの重要な特殊関数が含まれている。

超幾何分布 [英 hypergeometric distribution, 独 hypergeometrische Verteilung, 仏 distribution hypergéométrique, 露 гипергеометрическое распределение] 正の整数 n, M, N ($M < N, n < N$) によって，確率が

$$p(x; n, M, N) = \frac{\binom{n}{x} \binom{N-n}{M-x}}{\binom{N}{M}} \quad (1)$$

$$(\max(0, n+M-N) \leq x \leq \min(n, M))$$

と書かれる離散確率分布を超幾何分布という。

壺の中に N 個の玉があり，そのうちの M 個が赤い玉で残る $N-M$ 個が白い玉であるとする。この壺の中から無作為に玉を1つ抜き取ってその色を調べる。一度抜き取られた玉は壺に戻さないことにして，この操作を n 回繰返すとき，抜き取られた n 個の中に含まれる赤い玉の個数は式(1)の超幾何分布に従う。

この分布の平均と分散は，それぞれ

$$\begin{aligned} \mu &= np \\ \sigma^2 &= np(1-p)(N-n)/(N-1) \end{aligned}$$

で与えられる。ここに $p=M/N$ とする。 n, p を一定にして $N \rightarrow \infty$ とするとき，超幾何分布は二項分布に近づく。

長ギャップ放電 [英 long gap discharge, 独 Langstreckenentladung, 仏 décharge à longue distance] 電極間ギャップが数十～数百 cm と長く，かつ不平等電場をもたらしような電極形状(平板-棒電極など)のもとでは，電子がなだれやストリーマーよりもはるかに電気伝導性の高い動的プラズマ状態であるリーダーがあらわれる。このような放電を長ギャップ放電という。この放電の発展過程はかなり複雑で，ストリーマーおよびリーダーの発生についても印加電圧波形，電極形状，ギャップ長などに大きく依存する。長ギャップ放電は近年，高電圧送電において，特に開閉インパルス電圧における大気中の絶縁の問題として実用面から研究されていいる。

超共役 [英 hyperconjugation, 独 Hyperkonjugation, 仏 hyper conjugaison, 露 гиперконъюгация] 分子の双極子モーメントは，それを構成する各ボンドの双極子モーメントのベクトル和に等しいという実験則によると，ベンゼン(C_6H_6)およびメタン(CH_4)の双極子モーメントが0であるということからトルエン($\text{CH}_3-\text{C}_6\text{H}_5$)の双極子モーメントも0となることが推論される。しかし，トルエンはベンゼン環から CH_3 の向きに $0.4D$ のモーメントをも

っている。またトルエンの結合エネルギーは、結合エネルギーの加法性から予想される値よりも約 $6.3 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ 大きい。これらのことは、ベンゼン環とメチル基とが、一種の共役結合のようなものをつくっていることで説明される。このように、メチル基(一般にはアルキル基 $\text{C}_n\text{H}_{2n+1}$)が π 電子系と仮想的な擬似共役結合をつくることを超共役という。超共役のできる理由は、原子価結合法(VB法)および分子軌道法(MO法)の両側面から考察できる。トルエンを例にとると VB 法では、超共役は図 1 に示した 7 つの

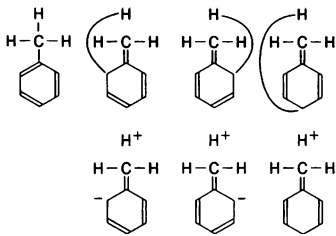


図 1

構造の共鳴によって起り、メチル基は、二重結合性を部分的にもった結合でベンゼン環に結ばれ、メチル基からベンゼン環に電子の移動が生じる。MO 法で考えるには、まずメチル基の 3 個の水素 A, B, C に中心を置いた水素の 1s 軌道 h_A, h_B, h_C を互いに直交するグループ軌道 $\phi_1 = N_1(h_A + h_B + h_C)$, $\phi_2 = N_2(2h_A - h_B - h_C)$, $\phi_3 = N_3(h_B - h_C)$ で置換えてみる。 N_1, N_2, N_3 は規格化因子である。図 2a はグル

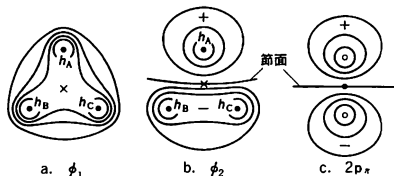


図 2

ープ軌道 ϕ_1 , 図 2b はグループ軌道 ϕ_2 で分子軸は紙面に垂直で \times 印を通る。図 2c は電子軌道 $2p_z$ である。 ϕ_2 は π 電子軌道とよく似ている。したがって、ベンゼン環の π 軌道とグループ軌道 ϕ_2 が共役結合をつくるような幾何学的な配置をとることが予想され、このとき π 電子は、メチル基の H_3 と炭素およびベンゼン環の 6 つの炭素の上を動き、電子も H_3 からメチル基の炭素およびベンゼン環の方へ移動する。ただし ϕ_2 は分子面について完全には反対称になっていない。また ϕ_1 は σ 軌道をつくり、 ϕ_3 は分子面内の π 軌道である。

超巨星 [英 supergiant star, 独 Übergigant, 仏 supergigante, 露 сверхгигант] 広義の巨星のうち、光度が絶対等級で $-5 \sim -8$ 等と最も明るく、半径が太陽半径(R_\odot)の数 $10 \sim$ 数百倍に膨らんでいる一群の星のことを超巨星という。質量は太陽質量(M_\odot)の $10 \sim 60$ 倍と重く、種族 I の星である。太陽風に対応するような、しかしもっと激しい星風が星の表面から吹き出しており、それによって質量を失いつつある。観測的には、早期型星(青い星)の場合、H の吸収線が著しく細いことによって、巨星、主系列星と区別される。これは超巨星の外層大気が希薄なため、原子間衝突によるスペクトル線の広がりかわずかであることによる。晩期型星(赤い星)の場合には、 Sr^+, Ba^+ などの吸収線

超巨星の主な物理量

スペクトル型	B0	A0	F0	G0	K0	M0
質量($\log(M/M_\odot)$)	1.7	1.2	1.1	1.0	1.1	1.2
半径($\log(R/R_\odot)$)	1.3	1.6	1.8	2.0	2.3	2.7
光度($\log(L/L_\odot)$)	5.4	4.3	3.9	3.8	3.9	4.5
平均密度($\log \bar{\rho}$) [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$]	0.9	-0.5	-1.2	-1.9	-2.7	-3.7

$$(M_\odot = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg}, R_\odot = 6.96 \times 10^8 \text{ m}, L_\odot = 3.90 \times 10^{26} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1})$$

が強いことによって区別される。大気圧が矮星に比べて低い巨星では、同じ温度でもイオン化がより進んでいるためである(\Rightarrow ヘルツシュプルング-ラッセル図, 巨星, 星の種族)。

超許容遷移 [英 superallowed transition, 独 supererlaubter Übergang, 仏 transition superpermise, 露 сверхразрешенный переход] β 崩壊の難易度は、遷移の際の核のスピン、パリティの変化によって決る。親核と娘核のパリティが同じで、かつスピンの変化 $\Delta J = 0, \pm 1$ の場合を許容遷移といい、それ以外の場合を禁制遷移という(\Rightarrow 許容遷移)。許容遷移では、 $\log f t$ 値($\Rightarrow f$ 値)が 5 前後が多いが、軽い核の β 崩壊には 3 前後の値をとるものがある。これを超許容遷移という。特に奇核では、鏡映核の間で起る。これは中性子と陽子が入りかわった以外には、親核と娘核の波動関数が同じであるからである。また、スピン、パリティが 0^+ をもったアイソスピン三重項に属する原子核の β 崩壊もその例であって、弱い相互作用の結合定数の決定に用いられ、またベクトル流保存の理論の検証として詳しく調べられている。

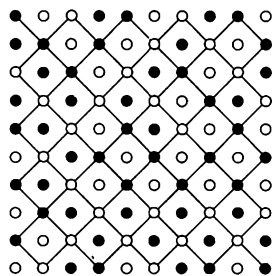
長距離規則度 = 長距離秩序度

長距離秩序度 [英 long-range order parameter, 独 Fernordnungsparameter, 仏 paramètre d'ordre de longue portée] 無限の遠方まで相関の存在する状態を長距離秩序といい、それを表すパラメーターを長距離秩序度という。空間座標 0 と R における物理量 $\varphi(0)$ と $\varphi(R)$ の相関を $\langle \varphi(0)\varphi(R) \rangle$ とするとき、長距離秩序度 m は

$$m^2 = \lim_{R \rightarrow \infty} \langle \varphi(0)\varphi(R) \rangle$$

によって定義される。現象論的、直観的な議論では、むしろ秩序変数ということばが用いられるが、本質的には同等な概念である(\Rightarrow 秩序変数)。普通は、相関は R とともに指数的に 0 になるが、相転移が起って秩序相になると、 $m \neq 0$ となる。逆に、 $m \neq 0$ の相として秩序相が定義されるといってもよい。たとえば強磁性体で、キュリー点以下になると自発磁化が現れ、それは、 $\varphi(R)$ をスピン変数とすれば上式の m で表される。このように、自発的対称性の破れた状態では、 $m \neq 0$ となる。

結晶成長の問題では、しばしば、長範囲規則度とよばれる。すなわち、2 種類またはそれ以上の成分原子からなる結晶で、それぞれの原子が占めるべき格子点を指定したとき、それらが正しく占められている程度を表すパラメーターを、長範囲規則度という。ふつう、完全に規則正しく占められている場合を 1、全く不規則な場合を 0 とする。たとえば、A-B 二元合金において、A 原子が指定された格子(副格子)を正しく占めている確率を p 、A 原子と B 原子の成分比を c とすると、ブラッグ-ウィリアムズ近似による長範囲規則度は、 $(p-c)/(1-c)$ で表される。図は、二次元正方格子上に同数の A, B 原子を並べた場合の例



($c=0.50$, $p=0.52$)で、長範囲規則度は0.04である。長範囲規則度は規則合金における原子の配列だけでなく、分子性結晶における分子の回転や変位、磁性体における磁気モーメントの分布や誘電体における双極子の配列を表すパラメーターとしても定義される。

長範囲規則度の生成と消滅を伴う相変態が、規則・不規則変態、または秩序・無秩序転移である。長範囲規則度はX線(中性子)回折における規則格子反射の強度測定により求めることができる。

超銀河団 [英 super cluster of galaxies, 独 Superhaufen von Galaxien, 仏 superamas, 露 сверхскопление галактик] 銀河団の集団。宇宙における銀河団の分布は一樣ではなく、数十Mpc(メガパーセク)のスケールで銀河団が集まっていたり、また逆に銀河団の少ない所がある。銀河団が集まっている所を超銀河団とよぶ。超銀河団は銀河団の上の宇宙の階層構造と考えられ、現在観測されている最も大きなスケールの宇宙の構造である。超銀河団はハチの巣状に連なる傾向が見られるが、一般に形や境界を明確に定義することは難しいものが多く、物理的あるいは力学的現実性をもつものかどうか不明である。銀河団の分布に見られるこのような宇宙の大きな構造は、宇宙初期の物質のふるまいや、宇宙膨張のようすを直接に反映するものと考えられる。

われわれの銀河系が属する局所銀河群は、おとめ座銀河団を中心とする直径約30Mpcのおとめ座超銀河団の縁に位置する。

超蛍光 [英 仏 superfluorescence] \Rightarrow 超放射

超高压 [英 very high pressure, 独 Höchstdruck, 仏 très haute pression, 露 сверхвысокое давление] \Rightarrow 高压

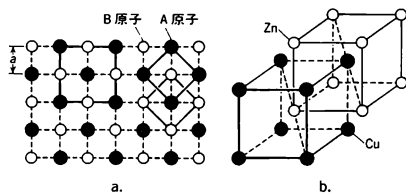
超高压電子顕微鏡 [英 high voltage electron microscope, 独 Hochspannungselektronenmikroskop, 仏 microscope électronique à haute pression, 露 электронный микроскоп высокого напряжения] 電子顕微鏡のうち、加速電圧が500kV以上のものを特に超高压電子顕微鏡とよんでいる。現在この装置は世界中で50台あまりあり、その大部分のものは加速電圧が1MV級で、現存する最高電圧は3MVである。加速電圧100kVの装置と比較した場合、超高压電子顕微鏡は、電子のエネルギーが高いため厚い試料の観察が可能で、波長が短いため理論分解能が高く(\Rightarrow 電子顕微鏡の分解能)、散乱角が小さいため制限視野回折において制限可能な下限が小さい。さらに電子回折の動力学的理論(\Rightarrow 動力学的回折理論)に基づく隣近域電子効果の測定範囲が広がるなどの利点がある。またこの装置は線束の大きい加速器と見ることもできるので、放射線損傷の研究にも応用されている。

超交換相互作用 [英 superexchange interaction, 独

Superaustauschwechselwirkung, 仏 interaction de super-échange, 露 сверхобменное взаимодействие] 直接交換相互作用に対し、中間のイオンを媒介として、2つのイオン間に働く交換相互作用をいう。運動交換ということもある。鉄族イオンのような常磁性イオンを含む化合物絶縁体においては、常磁性イオンの不完全殻を占める電子は局在スピンを形成する。このような局在スピンの間には、電子間クーロン相互作用の一次摂動として強磁性的交換相互作用が生じる。これに対し、局在スピンを構成する1つの電子が隣の常磁性イオンの原子軌道に遷移しもとに戻るといふ電子の遷移についての二次の摂動エネルギーとして、隣りあった2つのスピンの反平行になった状態を安定にする反強磁性的交換型スピン相互作用が生じる。この摂動の中間状態は2つの常磁性イオンが1個余分の、あるいは1個不足した電子数をもつため、原子間の電子間に働くクーロン斥力によって高いエネルギー状態になっている。この中間状態のエネルギーを U とし、電子の遷移行列要素を V とすれば、この相互作用の有効交換積分は $-V^2/U$ で与えられる。このような摂動の二次過程で生じる有効交換相互作用が超交換相互作用である。歴史的には、1934年、H. R. Kramersが超交換相互作用に関し基本的な正しい描像を与えたが、後にP. W. Andersonが1950年および1959年にその理論を展開した。超交換相互作用の符号と大きさについては現象論的かなりの規則性があり、特に簡単なイオン配列(\Rightarrow 180°超交換相互作用, 90°超交換相互作用)については理論的な意味づけも与えられていて、グッドイナフ-金森の規則とよばれる。また、鉄族化合物絶縁体で見られる局在スピンの反強磁性秩序配列は、超交換相互作用が原因になっている。

超格子構造 [英 superlattice structure, 独 Überstruktur, 仏 structure de super-réseau, 露 сверхструктура]

格子定数 a の二次元格子上に2種類の原子A, Bを互いに隣りあわないように並べると、図aのような配列ができ

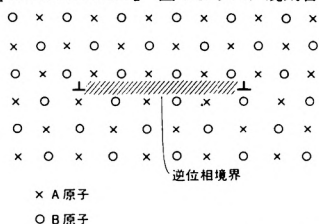


る。A原子、またはB原子のみに着目すれば、それぞれ格子定数 $\sqrt{2}a$ の別々の格子上に並んでいるが、全体の配列は、2種類の結晶格子を重ね合せた格子から成り立っている。このような格子を超格子、または重格子といい、その結晶構造を超格子構造、超構造、あるいは規則格子構造とよぶ。また超格子を組み立てている各原子ごとの格子を、副格子あるいは部分格子という。超格子構造は、多くの規則合金、金属間化合物、金属酸化物、炭化物、窒化物、あるいは鉱物や岩石結晶に見いだされている。図bはCuZn(黄銅)の結晶構造(塩化セシウム型構造)であるが、これは最も簡単な超格子構造で、CuおよびZn原子がつくる2つの単純立方副格子から成る。

従来は自然界に存在する物質の高純度化、単結晶化による高性能素子の開発が努力されてきた。最近この枠組を越え、望ましい特性をもった新物質を人工的につくりますという物質設計という立場で、分子線エビタキシー技術を利

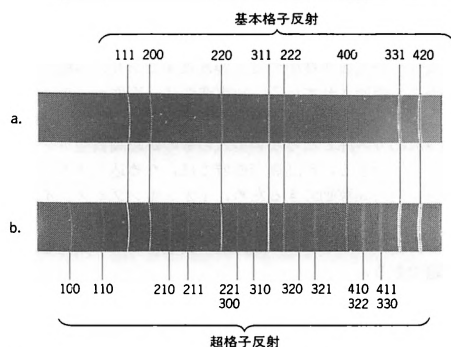
用して異なる物質を規則的に層状に積み重ねた人工結晶の設計・作成が行われ始めた。これを人工超格子という。結晶中の電子の量子力学的波長がおおのの層厚と同程度のとき、もとの結晶とは違った電子のふるまいが期待できるので、おおのの層厚は20~100 Å 程度が一般的である。代表的な例は、GaAs と $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ との組合せの半導体超格子で、電子計算機に用いられ高速で作動する高電子移動度トランジスタなどのエレクトロニクス素子、あるいは高性能半導体レーザーなどの光素子としての研究・開発が進んでいる。

超格子転位 [英 superlattice dislocation, 独 Übergitterversetzung, 仏 dislocation de super-réseau, 露 сверхструктурная дислокация] 図のように、規則合金中で逆



位相境界の帯で結ばれた複数の転位から成る一種の拡張転位で、全バークス・ベクトルが超格子の並進ベクトルのひとつとなっているものを超格子転位という。たとえば Cu_3Au 合金中の $a/2\langle 110 \rangle$ 転位は対をつくり、その間を逆位相境界の帯が結んでいるが、各 $a/2\langle 110 \rangle$ 転位はさらに拡張しているから、4本の部分転位に分解しているとみなせる。逆位相境界の幅は転位間の斥力と逆位相境界エネルギーで定まる面張力とのつり合いの条件によって定まる。 Cu_3Au 合金の場合この幅は約10 nmである。もし逆位相境界が構成転位のすべり面に沿っているならば、超格子転位は特別な抵抗力を受けないが、そうでなければ転位は逆位相境界をつくりながら動くために大きな抵抗力を受ける。

超格子反射 [英 superlattice reflection, 独 Überstrukturreflex, 仏 réflexion de superstructure, 露 сверхструктурное отражение] 合金の固溶体が基本格子より大きな周期の規則格子(超格子)を組むとそのX線回折図形に、不規則な固溶体の場合には現れない反射が現れる。これを超格子反射または規則格子反射という。 $\text{Cu}_3\text{-Au}$ 合金を例にとると、約670 K以上では面心立方構造の不規則固溶体で、各格子点にはCuとAuによって統計的に占有されているから面心立方格子に対する反射の消滅則が成り立ち、指数 h, k, l が偶数または奇数ののときに反射が現れる。これを基本格子反射といい、その結晶構造因子は $F = F_{\text{Au}} + 3F_{\text{Cu}}$ である。ただし $f_{\text{Au}}, f_{\text{Cu}}$ はAuおよびCuの原子散乱因子である。しかし670 K以下で超格子が安定になり、その原子座標は $\text{Au}: 000, \text{Cu}: 0 \ 1/2 \ 1/2, 1/2 \ 0 \ 1/2, 1/2 \ 1/2 \ 0$ であるから不規則固溶体における消滅則は成り立たず、基本格子反射のほか h, k, l が偶数、奇数の混合のときにも反射が生ずる。これが超格子反射であり、その結晶構造因子は $F = F_{\text{Au}} - f_{\text{Cu}}$ である。図に不規則状態(a)と規則状態(b)における粉末X線回折($\text{CuK}\alpha$ 特性X線)を示す。規則状態において100, 110など多くの超格子反射が出現しているのが認められる。超格子反射は電子回折、中性子回折によっても観測できる。それを観測



することによって超格子の存在を直接的に確かめることができ、また、基本格子反射と超格子反射の相対強度を測定することによって超格子における原子配列の規則度を求めることができる。

超高真空 [英 ultra-high vacuum, 独 Ultrahochvakuum, 仏 vide ultra-haut, 露 сверхвысокий вакуум] ⇒ 真空

超高真空技術 [英 ultra-high vacuum technique, 独 Ultrahochvakuumtechnik, 仏 technique de vide ultra-haut, 露 техника сверхвысокого вакуума] 10^{-5} Pa (10^{-7} Torr)以下の圧力範囲を超高真空とよび、それを実現し、その圧力を計測し、実用に供するまでの技術全般を、関連技術の開発を含めて超高真空技術という。超高真空技術では、それに特有ないくつかの技術と考え方を必要とするので、特にこのように区別されることが多い。超高真空技術に特有な点としては、次の5つが考えられる。(1) 三極管型電離真空計による圧力計測で、軟X線効果が影響を与えるようになる。最も一般的な真空計として高真空領域で広く用いられている三極管型電離真空計による圧力計測では、 10^{-5} Pa (10^{-7} Torr)程度から軟X線効果が重大な影響を与えるようになり、それ以下の圧力計測が困難となる。このため、超高真空領域の圧力計測では軟X線効果の対策が必要であり、ペアーデ-アルバート-ゲージなど多くの超高真空計が開発されている。(2) 清浄な固体表面の研究には超高真空が必要である。真空中で固体を切り開いて得られるような清浄面でも、 10^{-5} Pa以上の圧力中に放置すると、表面には気体分子が付着して1分子層が形成されるのに1分とはかからない。清浄表面に関する種々の観測、測定を行うためには少なくとも1分以上必要と想定すれば、超高真空技術は表面研究のために必要な技術である(表参照)。(3) 高真空領域の圧力範囲までは、真空装置で

1分子層が形成されるまでの時間と圧力の関係

圧 力 [Pa]	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}
時 間 [s]	3.8	38	380	3 800	38 000

のフランジ接合にはエラストマーガスケットが用いられ、また装置の加熱脱ガス処理を行う必要がない。しかし超高真空の実現には、放出ガス量を低減するために、フランジ接合にはエラストマーを放逐し、金属ガスケットを用い、かつ装置全体を加熱し脱ガス処理を行うことが必要である。金属ガスケットにより気密を得る技術は、超高真空技術における基本的技術のひとつである。さらに金属ガスケットの応用技術は、全金属製の高温に耐えうる真空弁の開

発など、超高真空技術における重要な分野である。(4) 加熱脱ガス処理に限らず、真空材料表面からのガス放出率の低減は、超高真空技術では重要な課題であり、各種の表面処理法が駆使されている。放電洗浄法、表面コーティング法などがある。(5) 低い動作圧力でも排気機能を失わず、かつ放出ガス源とならない型式のものが超高真空ポンプとして使用できる。超高真空領域では、ため込み式ポンプで十分に長時間稼動できるため、イオンポンプやクライオポンプなど多くの種類のため込み式ポンプが超高真空ポンプとして働いている。より高性能の真空ポンプの開発などが課題である。

超高真空計 [英 ultra-high vacuum gauge, 独 Ultra-hochvakuummeter, 仏 manomètre de vide ultra-haut, 露 вакуумметр сверхвысокого вакуума] 10^{-5} Pa 以下のいわゆる超高真空領域で用いられる真空計のこと。超高真空における圧力計測では、軟 X 線効果に対する対策を必要とし、超高真空計ではそれぞれなんらかの対策が施されている。超高真空計としては、ベアード-アルバート・ゲージ、サプレッサーゲージ、エキストラクターゲージ、オービトロンゲージ、マグネトロンゲージ、逆マグネトロンゲージなどがある。軟 X 線効果に対する対策としては、(1) 軟 X 線によってイオンコレクターより放出される光電子電流を低減する、(2) 真空計の感度を上げる。の 2 つが考えられる。ベアード-アルバート・ゲージ、サプレッサーゲージ、エキストラクターゲージなどは主として(1)の方策によるものであり、オービトロンゲージ、マグネトロンゲージ、逆マグネトロンゲージなどは主として(2)の方策によるものである。

超構造 = 超格子構造

超高層大気物理学 [英 aeronomy, 独 Aeronomie, 仏 aéronomie, 露 аэрономия] 電離層の研究を中心とし、ロケット、人工衛星の発達とともに発展してきた大気科学、宇宙科学の一分野。成層圏オゾンなどの微量成分の研究を含めた大気的光化学、電離大気の生成、構造や力学的性質、大気光、オーロラなどの発光現象、電離層電流と地磁気変動、オーロラに関連する極域電磁擾乱などが主な研究対象である。広い意味では、磁気圏プラズマや高エネルギー粒子の起源や分布、プラズマ波動の発生、太陽風と磁気圏の相互作用およびそれに伴う磁気嵐など磁気圏における諸現象の研究も含められている。また最近では、惑星大気の組成、構造などの問題も地球大気との対比の上で論じられている。

超高密度核物質 [英 high density nuclear matter, 仏 matière nucléaire à la densité très haute] 原子核の密度 ($3 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$) 程度、あるいはそれ以上という高密度状態における物質。 $3 \times 10^{11} \sim 2 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ の範囲の物質の成分は、中性子過剰原子核と電子、そして原子核からこぼれ落ちた自由な中性子である。低温では原子核は結晶化しており、一方中性子は超流動状態にある。 $2 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 以上の高密度では、原子核が溶けている。物質成分は、中性子、わずかな量の陽子、電子である。低温では、中性子、陽子ともに超流体であると考えられる。密度が、 $6 \times 10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 以上になると、 μ 粒子、ハイペロンといったいろいろな素粒子が現れてくる。さらに高密度では、中性子が溶けてクォーク物質になっていると思われるが、その臨界密度は正確にはわかっていない。

超高密度星 [英 superdense star, 露 сверхплотная

звезда] 星の進化の最終段階。星の温度が下がり、圧力が低下すると重力の効果が大きくなって、密度の非常に大きい超高密度星になる。チャンドラセカール限界より軽い星は白色矮星になり、フェルミ気体としての電子の圧力で支えられる。また密度がさらに大きくなり、電子がほとんど原子核に吸収されて星全体が中性子の塊、中性子星となることもある。中性子星の質量にも上限があり、それを超えると重力崩壊を起しブラックホールができると考えられている。

超再生検波 [英 super-regenerative detection, 仏 détection super-régénérative, 露 сверхрегенеративное детектирование] ⇨ 検波

超重核 [英 super heavy nucleus, 独 überschwerer Kern, 仏 noyau superlourd, 露 сверхтяжелое ядро] ⇨ 超重元素

長周期構造 [英 long period structure, 独 langperiodische Struktur, 仏 structure à longue période, 露 долгопериодическая структура] 超格子を組む結晶のなかに原子配列の規則性が広い範囲にわたって周期的に繰返されているものがある。そのような構造を長周期構造という。典型的な例は Cu-Au 合金にみられる。この合金は約 660 K 以下で図 1 に示すように Cu 原子面と Au 原子面が c 軸方向に交互に積重なり、正方晶の超格子 Cu-Au I を形成するが、660 K と不規則面心立方相に転移する温度 685 K の間で、図 2 に示す構造 Cu-Au II が安定である。これは



図 1 Cu-Au I の結晶構造

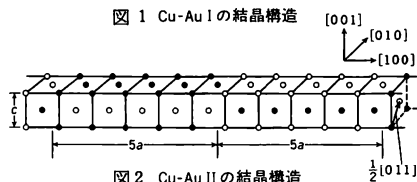


図 2 Cu-Au II の結晶構造

Cu-Au I の単位胞が $\langle 100 \rangle$ 方向に 5 個連なるとに、逆位相のずれ $1/2(011)$ を生じて Cu 原子面と Au 原子面が入れかわっている構造であり、単位胞が Cu-Au I の 10 個の単位胞から成る斜方格子となる。このように特定の方向に逆位相の関係が生じている長周期構造は、 $\text{Cu}_3\text{-Au}$ 型の格子を基本とする多くの合金にも存在する。また、逆位相の関係が同時に他の方向にも起っているものがあり、二次元長周期構造とよばれる。 $\text{Cu}_3\text{-Pd}$ 、 $\text{Au}_3\text{-Mn}$ などがある。これら面心構造を基礎とする長周期構造において逆位相境界は $\{100\}$ 面に平行であり、基本となる Cu-Au I または $\text{Cu}_3\text{-Au}$ 型単位胞の大きさを単位として表した逆位相の周期は一般に非整数で、合金組成によって変化する。

立方晶の $\text{Cu}_3\text{-Au}$ 型合金や六方晶の $\text{Mg}_3\text{-Cd}$ 型合金では最密原子面内で逆位相のずれが生じて長周期構造を示すものもある。 Au-Cd 、 Au-Mg 、 Au-Mn 、 Cu-Sb 合金などにもその例がみられる。また、この種の合金において、最密原子面に垂直な方向の長周期性、すなわち、最密原子面の積重順序の長周期性が存在する場合もあり、長周期積層構造とよばれている。ラーベス相といわれる金属間化合物

などにもこのような長周期積層構造が存在し、また、共有結合結晶である SiC の多形はその典型的な例である。

長周期変光星 [英 long period variable, 独 langperiodischer Veränderlicher, 仏 variable à longue période, 露 долгопериодическая переменная звезда] ⇒ 変光星

超重元素 [英 superheavy element, 独 überschweres Element, 仏 élément superlourd, 露 сверхтяжелый элемент] 天然に存在する元素に比べてずっと重い安定な人工元素をいい、超重元素の原子核を超重核という。原子核理論によれば、陽子数が 114 または 126、中性子数が 184 の核種を中心にして準安定な核が存在する領域(安定の島とよばれている)があることが予言されていて、超重核の確認のために実験が進められている(⇒核の合成)。

超重準原子 [英 super heavy quasi-atom, 独 überschweres Quasiatom, 仏 quasiatome superlourd, 露 сверхтяжелый квази-атом] イオンと原子またはイオンとイオンどうしを十分高いエネルギーで衝突させると衝突している短い時間ではあるが一時的に複合原子の様相を呈する。これが準原子(準分子という場合もある)である。いま入射イオンの原子番号を Z_1 、標的原子(イオン)の原子番号を Z_2 とし、衝突の相対速度が内軌道電子の速度より遅いとなると、2つの原子核が十分接近したところで原子番号 Z が $Z_1 + Z_2$ に近い複合準原子がつくられる。一般に超重原子とは原子番号が 109 を超えたまだ存在を確認されていない原子をいうのであるが、準原子についても $Z_1 + Z_2$ が 109 を超えたものを超重準原子という。 Z が 137 より大きくなると、原子核は点電荷であるとするれば、ディラック方程式の解で $(1s_{1/2})$ の原子軌道に対応するものは求まらなくなる。しかし原子核が有限の大きさをもつとすれば、 $(1s_{1/2})$ の原子軌道に対応するディラック方程式の解は Z が 137 を超えても求められる。ただしこのようにしても Z が 176 程度以上になると $(1s_{1/2})$ の軌道のエネルギーが負の連続したエネルギー状態のなかに埋もれてしまう。もしこの $(1s_{1/2})$ の軌道に電子がいなくて、空孔がある場合には負の連続状態から電子が飛び込み、陽電子を連続状態に残す。結果として自由状態の陽電子が発生する。このようなことから、特に $Z_1 + Z_2$ が 176 程度以上の準原子を超臨界準原子といっている。実験的には $U + U$ や $Pb + Pb$ の衝突系で一応陽電子の発生が観測されているが、発生機構の詳細(誘導過程か、自動陽電子発生過程か)についてはまだ判明していない。

超収束 [英 superconvergence, 独 Superkonvergenz, 仏 superconvergence, 露 сверхсходимость] 散乱振幅の関係式。散乱振幅 $A(\nu, t)$ が、引算なしの分散公式

$$A(\nu, t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu' \frac{\text{Im} A(\nu', t)}{\nu' - \nu}$$

を満たし、さらに $|\nu| \rightarrow \infty$ のとき $A(\nu, t)$ が $1/\nu$ よりはやく 0 に近づくならば

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\nu \text{Im} A(\nu, t) = 0$$

という関係式が成り立たなければならない。この関係式を超収束の関係式とよび、そのとき $A(\nu, t)$ は超収束するという。特に $A(\nu, t)$ が差対称性 $A(\nu, t) = A(-\nu, t)$ を満たすとき上の関係式は

$$\int_0^{\infty} d\nu \text{Im} A(\nu, t) = 0$$

に帰着し、素粒子間の結合定数と質量の間の関係式を与え

る。特に V. De Alfaro, S. Fubini, G. Furlan, C. Rossetti は、 $\pi\rho$ 散乱を考へ $g_{\pi\rho\rho}^2(m_\rho^2 - m_\rho^2 - m_\pi^2) + g_{\pi\rho\rho}^2(m_\pi^2 - m_\rho^2 - m_\pi^2) = 0$ という関係を導いた。実験的に $m_\rho^2 - m_\rho^2 - m_\pi^2$ はほとんど 0 であり $m_\pi^2 - m_\rho^2 - m_\pi^2 \neq 0$ なので、これは $g_{\pi\rho\rho}^2 \approx 0$ という望ましい性質に導く。その後、さまざまな散乱にも応用されたが必ずしも有用な結果は得られず、 $\text{Im} A(\nu, t)$ の高エネルギーでのふるまいを正しく取入れなければならないことがわかった。しかし、この超収束の性質は有限エネルギー和則を導くための重要な役割を果たした。

超重力 [英 supergravity, 独 Supergravitation, 仏 supergravité, 露 супергравитация] 超対称性と一般相対性理論を結合させた理論。万有引力の理論である一般相対性理論は、また一般座標変換というゲージ変換での不変性をもつゲージ理論でもある。一般相対性理論の重力場 $g_{\mu\nu}$ とスピノール場 ψ の1つの組にして、それらの場の間に局所超対称変換を導入することができる。この変換と一般座標変換で不変な重力理論を超重力理論とよぶ。S. Deser と B. Zumino が 1976 年に提唱した理論はその代表的なもので、重力場とグラビティノ ψ (スピン 3/2、質量 0 のラリター・シュウィンガー場で記述されるマヨラナ粒子)の合成系からなる。この理論では重力場を記述する四脚場 e_μ^a ($\mu, a = 0, 1, 2, 3; \sum_{a=0}^3 e_\mu^a e_\nu^a = g_{\mu\nu}$) とグラビティノ場 ψ_μ は、局所超対称変換 $\psi'_\mu = \psi_\mu + D_\mu \epsilon$, $\epsilon'_a = \epsilon_a + i\gamma^a \psi_\mu$ で互いに結びついている。ここで ϵ は、グラスマン代数に従うマヨラナ・スピノール関数であり、 D_μ は共変微分を意味する。

超重力理論は量子論的観点からは、局所超対称変換を考えない重力理論に比べて、いくつかの紫外発散の項が互いに打ち消しあうという利点をもっているが、この理論においてすべての紫外発散がくりこめるかどうかの問題は未解決である。

超常磁性 [英 superparamagnetism, 独 Superparamagnetismus, 仏 superparamagnétisme, 露 суперпарамагнетизм] 強磁性体微粒子の集合体で観察される特異な磁性。強磁性体粒子の大きさを小さくしていくと、ある臨界寸法(鉄の場合 $\sim 120 \text{ \AA}$)以下では単磁区構造となる。この粒子内ではすべての磁気モーメントは同じ方向を向いている。しかし、温度が高く、熱的擾乱のエネルギーがこの磁気モーメントを束縛する磁気異性エネルギーに近くなると、微粒子の磁気モーメントは向きをそろえたまま熱的に擾乱され、異なる磁化容易方向に任意に向きを変えることができるようになる。このようすは常磁性スピンの熱的にゆらぐのと全く同じで、個々の強磁性微粒子があたかも常磁性スピンのようにふるまう。したがって、微粒子の磁気モーメントは互いに打ち消しあい、微粒子集合体は一見磁化されていないように見える。外部磁場によって、初めて磁化が発生することも常磁性体とよく似ている。常磁性体は、通常つくりうる磁場では磁気飽和させることはできないが、超常磁性体は弱い磁場 ($3 \times 10^3 \sim 20 \times 10^3 \text{ Oe}$, $2 \times 10^5 \sim 2 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$) で磁気飽和を示す。しかし、磁気ヒステリシスも残留磁化も見られない。観察される磁気モーメントは常磁性体のそれ ($\sim 1 \mu_B$, μ_B はボーア磁子) よりも 10 万倍近く大きい。温度を下げていくと、超常磁性を示さなくなる温度がある。この温度以下では、残留磁化も現出し、キュリーの法則にも従い、本来の強磁性体としてふるまう。この現象は、初め強磁性微粒子集合体で観察され

(1959年),後に析出合金,磁氣的に希薄な化合物などでも見られることが明らかとなった。

超新星 [英 *supernova*, 独 *Supernova*, 露 *сверхновая*] 星が突如,太陽光度のほぼ 10^9 倍もの明るさで輝き,その後1~2年かかって減光していく現象。星がその進化の最終段階で引起す大爆発と考えられており,これを超新星爆発という。爆発のエネルギーは,ほぼ 10^{44} J にもなる。中国,日本,朝鮮,アラビアの古い文献に超新星現象が記録されている。ヨーロッパでは,16~17世紀に Tycho Brahe と J. Kepler とがそれぞれ超新星の詳しい観測記録を残している。半年以上続けて観測されたものを超新星とみなすと,西暦185年のもの以来,銀河系内に8個出現している。今世紀に入り,系外銀河の超新星が観測されるようになり,平均の出現率はひとつの銀河につき約20~50年に1個の割合と推定されている。超新星は,そのスペクトルの特徴によってI型とII型とに大別される。II型超新星が,太陽とほぼ同じHの多い組成をもつと考えられるのに対し,I型はH欠乏をその特徴としている。II型超新星は渦状銀河の渦状腕に集中して出現しているの,年齢の若い大質量の星の爆発と考えられている。それに対し,I型超新星は渦巻腕への集中が見られず,また,現在は星の生成がないと考えられる楕円状銀河にも出現するので,年齢の比較的古い星の爆発と考えられている。

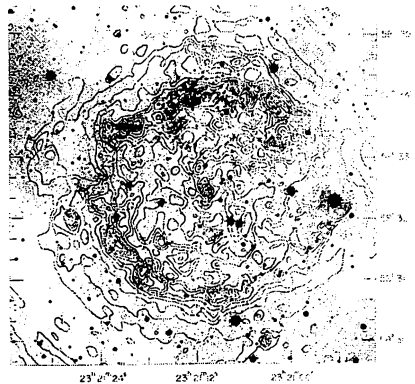
超新星爆発の模型,すなわち,爆発の引金となる機構と,爆発の結果現れる光度曲線の模型は,次のように考えられている。II型超新星は,質量が $8M_{\odot}$ 以上の大質量星が,赤色超巨星,すなわち,Hの多い外層が,太陽半径の 10^9 倍もの大きさに広がり,その内部に,FeまたはO+Ne+Mgを成分とするコア(中心核)が形成された段階まで進化した星に起る爆発である。 $10M_{\odot}$ より重い星では,Feのコアが原子核の光分解により重力崩壊し,また $8\sim 10M_{\odot}$ の質量の星ではO+Ne+Mgのコアが電子捕獲により重力崩壊を起すことから,爆発の過程が始まる。収縮によってコアの中心密度が核物質の密度の程度 ($10^{18} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$) になると,強い斥力による圧力のために重力崩壊は止まり,収縮は跳返る。その反動で強い衝撃波が発生し,星の表面へと伝わっていき,星の外層を吹飛ばす。この衝撃波が星の表面を急激に加熱するために,星は明るく輝く。このようにII型超新星では,重力エネルギーが解放されて爆発のエネルギーへ転ずるのであるが,このエネルギー転化の機構の詳細はまだ十分に解明されているとはいえない。II型超新星のあとには,中性子星か,ブラックホールが残ることになる。

これに対して,I型超新星を起す星は,爆発前の段階でHの多い外層を失っていないなければならない。近接連星系の中の白色矮星が爆発するという模型が,多くの観測事実をよく説明する。この模型では,白色矮星には相手の星からガスが流れこんできて,表面に付着していく(⇒アクリーション)。この白色矮星は,表面付近で水素燃焼が起る結果,激しく明るさの変動を起すような星となるが,しだいにその質量は増加していく。その結果,星の内部の密度,温度が高くなり,ついには ${}^4\text{He}$,あるいは ${}^{12}\text{C}$ の核反応が始まり,暴走する。この核反応の暴走は,爆うご波ないしは爆燃波となって星の中を伝わり,大部分の物質は ${}^{56}\text{Ni}$ に変えてしまう。 10^{44} J程度の原子核エネルギーが解放される結果,星は完全に飛散り,後には中性子星は残らない。この ${}^{56}\text{Ni}$ が半減期6.1日で ${}^{56}\text{Co}$ へ, ${}^{56}\text{Co}$ が77日で

${}^{56}\text{Fe}$ へと崩壊していく際に放出するエネルギーが,I型超新星特有の指数関数型光度曲線をつくりだす。こうして超新星爆発は,大量のFe,Si,O,Cなどの重元素を星間空間に放出し,宇宙における元素の起源となっている。さらに,その莫大なエネルギー放出によって,星間空間の状態に大きい影響を与える(⇒超新星残骸)。

超新星残骸 [英 *supernova remnant*, 独 *Supernovaüberrest*, 仏 *restes de la supernova*, 露 *остаток вспышки сверхновой*] 星が超新星の爆発を起した際に大量に放出した気体や電磁波が,周囲の星間気体につづかって,光,電波,X線などを出しているもの。よく知られている数例について,若い年代順にその名称,爆発した年,地球からの距離,特徴をあげる。

(1) カシオペヤA: 約300年前,3kpc(キロパーセク)。電波では全天第一の明るい天体で,大きさ4'(視直径)の球殻が光,電波,X線を出す(写真参照。黒いところは光



が明るく(白黒反転),切れ切れの弧状になっている。電波の強さは等高線で示され,球殻状になっていることが推量される。+は重なる見える星の位置。

(2) ティコの星: 1572年,6kpc。(1)と似た特徴をもつ。大きさは8'。

(3) かに星雲: 1054年,2kpc。3'~6'の星雲状で,光がよく見え,電波,X線も強い。中心にパルサーがある。

(4) はくちょう座網状星雲: 約2万年前,800pc。直径3'でループ状に光っている。電波,X線は(1),(3)より弱い。

遠方の残骸は,光では見えないが電波やX線では見え,わが銀河系内で120個以上が発見されている。いずれも銀河面に近く,年齢は1000年以上の古いものが多い。爆発で放出された気体は $1000\sim 10000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ の速さで,周囲の気体を取込みながら進む。その先端に衝撃波ができて気体が圧縮され,多くの場合球殻ができる。そこでは,気体が高温になって光やX線を出し,また電子が高エネルギーに加速されて,そこにある磁場によってシンクロトロン放射による電波を出す。かに星雲では光やX線もシンクロトロン放射である。

超新星爆発 [英 *supernova explosion*, 独 *Supernova-ausbruch*, 仏 *explosion de supernova*, 露 *взрыв сверхновой*] ⇒ 超新星

潮汐 [英 *tide*, 独 *Gezeit*, 仏 *marée*, 露 *прили*] 月と太陽の起潮力によって地球の海面が昇降すること。

固体部分にも起潮力が作用するので変形する。これを地球潮汐という。月による潮汐を太陰潮、太陽による潮汐を太陽潮という。満月と新月のとき月、地球、太陽が、ほぼ一直線に並ぶので大潮が起る。赤道面と黄道面、月の軌道面が一致しないことと、月と地球の軌道が円でないために、潮汐には種々の周期項が含まれている。顕著な項には太陰半月周期、日周期などの名前がつけられている。潮汐によって質量分布が変わるので地球の慣性モーメントが変化し、地球の自転速度は変動する。

潮汐説 [英 tidal hypothesis, 独 Gezeitenhypothese, 仏 hypothèse de marée] ⇒ 太陽系の起源と進化

潮汐摩擦 [英 tidal friction, 独 Gezeitenreibung, 仏 frottement des marées] 月と太陽の起潮力によって引き起こされた海流と海底との摩擦。摩擦によって自転エネルギーが失われ、自転角運動量は月の公転角運動量に移り、月は地球から遠ざかる。これは月の黄経の永年減速として観測されている。月は現在のところ、毎年3.4 cmの割合で遠ざかりつつある。何十億年かたつと、地球の自転周期と月の公転周期は等しくなる。この状態では、月と地球は互いに同じ面を向けながら公転することになる。太陽による潮汐摩擦は、この周期状態をみたすように作用し、月の軌道長半径は変化するが周期状態は安定に維持される。過去にさかのぼると、月は地球に接近し、離心率や軌道傾斜角(黄道と月の赤道に対して)は増加する。このことより、月の成因として、捕獲説を唱える人もいる。地球と月の系の進化の理論は、固体地球と月における潮汐模型の選びかたによって大きくかわる。

調節遺伝子 [英 regulatory gene, 独 regulatorisches Gen, 仏 gène régulateur, 露 регуляционный ген] 転写単位(オペロン)を構成する構造遺伝子群の情報発現を制御する遺伝子で、F. Jacob と J. Monod (1961 年)のオペロン説のなかで提唱された。調節遺伝子の生産物はリプレッサーとよばれるタンパク質で、標的オペロンのオペレーター部位に結合して、RNA ポリメラーゼによる伝令 RNA 合成を妨害する。リプレッサーには、それ自身で抑制能力をもち、誘導物質と結合することによって抑制活性を失うもの(大腸菌のラクトースオペロンのリプレッサーなど)と、それ自身では活性のないアポリプレッサーで、コリプレッサーと結合することによって活性化されるもの(大腸菌のトリプトファンオペロンのリプレッサーなど)とがある。調節遺伝子の突然変異により、リプレッサーの活性が失われたり、その生産が全く止まったりすると、そのオペロンの構造遺伝子群の情報は常時発現されるようになる。このような突然変異体を構成の突然変異体とよぶ。逆に、オペレーターに対するリプレッサーの親和性が強まるような突然変異も生じうる。この場合、構造遺伝子群の情報発現は抑制されたままとなる(⇒オペロン)。

超選択則 [英 superselection rule, 独 Superauswahlregel, 仏 règle de supersélection, 露 правило сверхотбора] 量子力学では、物理系の純粋状態を1つのヒルベルト空間の単位ベクトル(位相 $e^{i\phi}$ だけ違うものを同一視する)で表す。逆に、ヒルベルト空間のすべての単位ベクトルが物理系の純粋状態を表すかという点については、そうではありえない場合があることを、G. C. Wick, E. P. Wigner, A. S. Wightman が1955年に提唱した。それは、スピンの半奇数の粒子を含む系で、全角運動量が整数の状態ベクトル ϕ と、半奇数の状態ベクトル ψ の重ね合せ $\alpha\phi$

$+\beta\psi$ ($\alpha\beta \neq 0$)は、 360° の回転で同値でない状態ベクトル $\alpha\phi - \beta\psi$ に移るので、 360° の回転が物理的效果をもたないためには、このような重ね合せが許されないとするのである。この場合、 ϕ と ψ は超選択則の相異なるセクターに属するといひ、全角運動量が整数および半奇数のセクターの間に超選択則が働いているといひ。

通常の選択則では相異なるセクター間の遷移が禁止されるが、上の場合では重ね合せを考えることも禁止されるという意味で、超をつけてよぶのである。物理量の観点からは、 360° の回転で物理量が変わらないとすれば、 ϕ と ψ の間のその行列要素は0でなければならない。このように、超選択則を、物理量に対する制限として定式化することもできる。この場合、 $\alpha\phi + \beta\psi$ による期待値は、物理量に対する混合状態を与え、 $|\alpha|^2 \langle \phi | \phi \rangle + |\beta|^2 \langle \psi | \psi \rangle$ という密度行列と同等である。

S. Doplicher, R. Haag, J. E. Roberts は、準局所物理量のなす C^* 環の同値でない表現として、超選択則のセクターを定式化し、フェルミ場が反交換関係を満たすこと、スピノと統計の関係、パラ統計などについて統一的理解を得ている。この理論は質量0の粒子が関与しない場合に適用できるものであるが、質量0の粒子が関与する場合についても適用できる理論が、D. Buchholz, K. Fredenhagen により開発され、赤外発散に関係するセクターなどが議論されている。

超大規模集積回路 [英 very large scale integrated circuit, 仏 circuit intégré à échelle superlarge] 大規模集積回路よりさらに集積度を向上させた集積回路である。一般にVLSIとよぶ。明確な規定はないが素子数にして約10万以上、ゲート数で約10万以上が目安となる。しかし超大規模集積回路では集積される素子数のみではなく設計される回路、設計、製造技術、評価方法にその質的な変革があり、それによって特徴づけられるものである。集積回路は設計、製造、評価を通じて回路を単位として扱うことにより電子装置の高性能化、低価格化、高信頼化を図るものである。したがって1チップに集積化が可能な回路規模が大きくなればなるほど有利になる。その必然の結果として従来技術の改良により大規模化、高集積化がなされてきた。しかし集積化が進むに従い従来技術の延長では扱いきれないところまできた。超大規模集積回路では1チップを単なる回路と考えるより、すでに1つのシステムであると考える方がよい。そのため製造技術のみではなく、システム設計、評価技術でも従来とは異なった新技術の開発が要求される。製造技術では微細パターンを形成するために紫外線露光法に代りX線、電子線露光法や、加工プロセス技術が必要とされ、また微細化されたデバイスの構造、特性などが明確にされなければならない。一方設計技術でも従来ソフトウェアで行っていたものがハード化されるということと、システムの構成が大きく変わり、論理の設計、レイアウト設計などは人によることは困難となり大部分はCAD(computer aided design)化される。また評価技術も回路の内部状態をすべて検査することは不可能であるため、回路自身にセルフチェック機能をめたせるなど、多くの技術的変革が要求される。

超大質量星 [英 supermassive star, 独 supermassiver Stern, 仏 étoile supermassive] 質量が、約 $10^6 M_\odot = 1.99 \times 10^{36}$ kg より重い星のこと(M_\odot は太陽の質量)。当初、クエーサーの模型として、その性質が検討された。超大質

量星の内部では、圧力の大部分が放射圧によるもので、ガス圧の全圧力に対する比 β は無視できるほど小さく、 $\beta \propto M^{-1/2}$ である。このような場合、星の重力による結合エネルギーは、ニュートン理論では β のオーダーの小さい量となる。そのために、星の結合エネルギーを減少させる一般相対性理論の効果が無視できなくなる。すなわち、超大質量星の半径がある臨界値より小さくて重力が強く、一般相対論の効果が β のオーダーになると、星は動的に不安定となる。超大質量星が誕生して、重力収縮していく過程を考える。質量が $M_{cr} \equiv 4 \times 10^5 M_{\odot}$ より小さい星は、水素燃焼が始まって収縮が止まり、主系列星に落着く。これに対し、質量が M_{cr} より大きい星は、主系列に到達する以前に、一般相対性理論の効果が不安定となる半径に到達し、重力崩壊をして、ブラックホールになる。こうして、 M_{cr} 以上の超大質量星は、クエーサーの模型としては、明るく輝いている寿命が短かすぎて、不適当ということになった。一方、 M_{cr} 以下の超大質量星が主系列星となった以後は、星の脈動に対して不安定であるために、大量の質量を放出し、星の質量は200 M_{\odot} 程度にまで減少してしまうと考えられている。

超対称性 [英 supersymmetry, 仏 supersymétrie, 露 суперсимметрия] 場の理論において、ボース場とフェルミ場とが相互に移行しあう変換に対する対称性。通常の対称性の場合、変換群の要素を指定するパラメーターは、「普通の数」である。この種の変換を場の演算子に適用すると、ボース場 ϕ_i ($i=1,2,\dots$)はボース場 ϕ'_i に変換され $\delta\phi_i = \phi'_i - \phi_i = \sum c_{ij}\phi_j$ となる。同様に、フェルミ場 ψ_a ($a=1,2,\dots$)はフェルミ場 ψ'_a に変換され、 $\delta\psi_a = \psi'_a - \psi_a = \sum c_{ab}\psi_b$ となる。ここに変換のパラメーター c_{ij} , c_{ab} は普通の数であり、これらに適当に選び、変換後の演算子の交換関係を、変換前のそれと同型にすることができ。普通の数 θ_a のほかに、 $\theta_a\theta_b + \theta_b\theta_a = 0$ ($a, b=1,2,\dots$)を満たす、いわゆるグラスマン数を群の要素を指定するパラメーターとして採用することができる。この場合には、たとえば、 $\delta\phi = \sum \theta_a\psi_a$, $\delta\psi_a = \theta_a\phi$ などが許されることになり、ボース場とフェルミ場が変換によって相互に移行しあう。この種の一般化された変換の下での理論の不変性を、超対称性とよんでいる。通常の対称性は、ボース場の系、フェルミ場の系に対してまったく別個に成り立つのに対し、超対称性は両者にある種の内的関連を与えるという点で重要である。超対称性をもつ場の量子論はJ. WessやB. Zuminoらによって考察されたが、この種の理論は、紫外発散項の一部が互いに打ち消しあうという特長をもっており、くりこみ理論の観点よりはなはだ都合である。重力場(質量0, スピン2)と重力子場(質量0, スピン3/2)の共存系を考える超重力理論はその一例である。

超多時間理論 [英 super-many-time theory, 独 Supermultizeitentheorie, 仏 théorie super-multitemporelle, 露 теория суперноговремени] 四次元時空上の超曲面によって波動方程式を記述する理論。場の量子論を相対論的な因果律(作用が光速より速く伝わらないこと)を重視した形式で展開した理論で、朝永振一郎が1943年に提出した。量子電磁気学で相互作用ハミルトニアン密度がローレンツ・スカラーであることに着目し、相互作用表示という新しい量子論の見かたを導入し、相対論的な波動方程式を導いた。また場の量の交換関係は在来のように座標系による正準共役な場の量を用いず、時空の異なる2点の

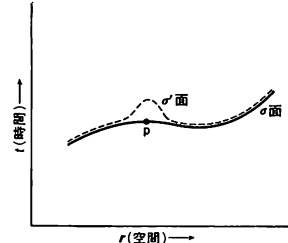
(相互作用表示での)場の量間の交換関係だけで記述でき、その具体的な形は因果律を満たすD関数などで与えられる。相互作用表示を用いた超多時間理論の波動方程式

$$i\hbar \frac{\delta \Psi(\sigma)}{\delta \omega_p} = H_1(r_p, t_p) \Psi_1(\sigma)$$

はすべての $x_p(r_p, t_p)$, $x_p \in \sigma$ について成り立つ。 σ は四次元時空の空間的な曲面(その上の任意の2点を (r_p, t_p) , (r_q, t_q) とすると $|r_p - r_q|^2 - c^2(t_p - t_q)^2 > 0$ を満たす曲面、いいかえれば互いに作用が伝わらない時空の点で構成された曲面)。 H_1 は相互作用表示での相互作用ハミルトニアン密度。 $\Psi(\sigma)$ は σ 面上での体系全体の状態を記述する波動関数(状態ベクトルともいう)。 σ 面上の各点では時間が異なるので、超多時間の名がつけられた。 $\delta\omega_p$ は $x_p(r_p, t_p)$ の近くの微小範囲での異なる2つの空間的な面 σ, σ' ($\sigma' = \sigma + \delta\sigma$)で囲まれた四次元空間の微小体積、また $\delta\Psi(\sigma) = \Psi(\sigma') - \Psi(\sigma)$ である(図参照)。この連立方程式が成り立つには

$$[H_1(x_p), H_1(x_q)] = 0 \quad (x_p - x_q)^2 > 0$$

が要求され、これを積分可能条件といい、量子電磁気学で



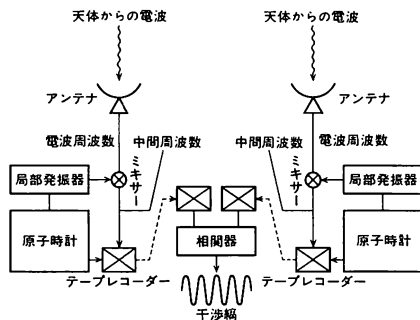
は成立している。この方法は中間・核子場、中間・電磁場系などにも拡張されている。この形式は相対論的で見通しがよく、摂動の高次で生ずる場の理論の発散の困難の分析に役立ち、その結果、朝永振一郎、J. S. Schwinger, R. P. Feynman らはこの困難を除くくりこみ理論を組立てた。

超多重項 [英仏 supermultiplet, 独 Supermultiplett, 露 супермультиплет] 2つ以上の対称性について対称な性質をもつ粒子の一群を超多重項という。1つの超多重項に属する粒子は互いにほぼ等しい質量をもつ。原子核理論においては、スピンとアイソスピンの対称性についていう。スピンが1/2でアイソスピンも1/2であり、他の性質もほとんど同一の原子核 ^{12}C と ^{13}N はスピンについて二重項、アイソスピンについて二重項、両者を同時に着目して四重項をつくる。超多重項に属する原子核の間では崩壊の確率が特に大きいなどの特徴をもつ(⇒許容遷移)。

素粒子においては、クォークの質量やその相互作用に違いがないと仮定すると、同じ質量になると期待される素粒子の一群がある。これを超多重項という。実際にはクォークの質量や相互作用に違いがあるために、素粒子は素粒子によって少しずつ異なる(⇒ゲルマン-大久保の質量公式)。たとえば、重粒子 N, Λ, Σ の一群はスピン1/2の粒子であり、 $SU(3)$ 群の八重項をつくる。超多重項を構成する素粒子は、定まったスピンをもち1つの素粒子の電荷と超電荷が互いに異なる状態の集まりであると考えられる。超対称性理論におけるフェルミオンを含む多重項を特に超多重項とよぶこともある。

超長基線電波干渉計 [英 very long baseline interfe-

rometer, 仏 radiointerféromètre à très longue base] 干渉計(≡開口合成干渉計)の角分解能, すなわち天体の大きさを測る精度は, 2台のアンテナの間隔が大きいほど高い。波長 λ cm で 0.001 秒角以下の分解能を得ようと思うと, アンテナの間隔は地球の直径ぐらいが必要となる。しかしこのような長距離では, 各アンテナで受信した信号をケーブルで直接伝送して相関をとるのは物理的に不可能である。そこで, 1960 年代後半に, 各アンテナで受けた信号をいったん磁気テープに記録し, 観測後磁気テープを持ち寄って相関をとる方法が開発された。ただし, 磁気テープ間の同期が $1\mu\text{s}$ 以下で定なければならないため, 時刻のきざみが非常に安定的な原子時計をそれぞれのアンテナに設置し, 受信機や記録時の基準とする。この方式の干渉計を超長基線電波干渉計(VLBI)とよぶ。この技術を使うと, 数千 km 以上離れた地球上の 2 地点間の距離を数 cm の精度で測れるので, 地殻変動や大陸移動の測定など, 測地学の分野にも応用されている。

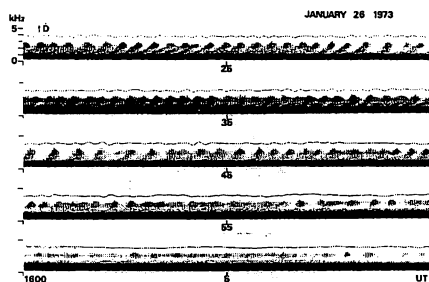


超低温 [英 ultra-low temperature, 独 Ultratieftemperatur, 仏 température ultrabasse, 露 сверхнизкая температура] 広い意味では, 液体ヘリウム3 (^3He)の減圧で得られる実用的最低温度(約 0.3K)以下の温度領域をさす。狭い意味でミリケルビン($1\text{mK}=10^{-3}\text{K}$)以下の温度領域をさすこともある。超低温の生成には電子スピン系の断熱消磁, 核スピン系の断熱消磁(\Rightarrow 核断熱消磁)およびヘリウム3・ヘリウム4希釈冷凍機が用いられる。電子スピン断熱消磁で得られる最低温度は約 1.8mK (セリウム・マグネシウム硝酸塩, 略称 CMN を用いた場合), ヘリウム3・ヘリウム4希釈冷凍機で得られる最低温度は約 2mK である。核断熱消磁では核磁気モーメントが小さいため, 等温磁化過程で十分なエントロピーを除去するためには, 希釈冷凍機を用いて 10mK 程度まで予冷しなければならない。核冷媒として金属銅を用いたとき, 銅の核スピン系温度(スピン温度)として約 50nK ($1\text{nK}=10^{-9}\text{K}$)が記録されているが, ほかの物質を冷却するには電子系が冷えなければならない。銅の電子系温度としては現在約 $30\mu\text{K}$ ($1\mu\text{K}=10^{-6}\text{K}$)が生成されており, 液体ヘリウム3を約 $300\mu\text{K}$ まで冷却することが可能となっている。以上のほか, 電子との相互作用で増強された核磁気モーメントをもつ核・電子系(\Rightarrow ハイパーファインエンハンスト核磁性)は, 比較的高温(約 $20\sim 30\text{mK}$)からの断熱消磁で, 約 $300\mu\text{K}$ の温度を生成しうるため, 直接冷媒として, あるいは銅の核断熱消磁の予冷段階に用いられている。また, 液体ヘリウム3を断熱的に圧縮固化すると, 約 300mK の温度から約 1.2mK に到達できる(\Rightarrow ボランチュク効果)。

超低温度領域の開発によって物性のみならず、原子核、高エネルギー、素粒子物理学の広い分野にわたるいろいろな実験が可能になった。核整列による原子核の磁気モーメントなどの決定、核極端による偏極ターゲットなどがその例である。一方、物性関係では液体ヘリウム3、液体ヘリウム4中のヘリウム3のフェルミ液体としての諸性質、さらには約2mK以下で現れる超流動ヘリウム3、あるいは固体ヘリウム3の特異な核磁性的詳細な研究が可能となってきた。このほか、核磁性与に関連した極めて弱い磁氣的相互作用に伴う諸現象や新しい超伝導体の研究などがある。超低温生成技術の研究は現在も進められており、温度領域をさらに低い方に延ばすことができれば、ヘリウム3・ヘリウム4溶液中のヘリウム3の超流動の出現も期待される。超低温になればなるほど、微弱かつ微妙な相互作用の効果が現れるので、現段階では予測できない現象も出現する可能性もあり、極限状態の物理の一分野として今後の発展が期待されている。

超低周波音〔英 infrasound, 独 Infraschall, 仏 infrasound, 露 инфразвук〕可聴周波数以下の周波数の音を超低周波音という。普通には、0.1Hzから20Hzまでの周波数の音が、超低周波音として定義されている。自然現象の範囲でも、超低周波音は地震、磁気嵐、雷、火山の噴火、海の波など、さまざまな現象に伴って発生する。そのほかに、大型の空気機械(圧縮機、送風機など)、振動おもちゃ、大型ディーゼル機関など工場や事業場の施設、大型交通機関(航空機、列車、大型自動車)などが、超低周波音の原因になる。これらの音は、純粋な超低周波音として存在するものではないので、実際には可聴周波の低周波領域の音を含めて扱われることが多い。超低周波音の物理的作用、人間に対する生理、心理作用は、今後の研究課題である。

超低周波放射 [英 very low frequency emission, 仏 émission à la fréquence très basse] 地球周辺で観測される超低周波帯(～300 Hz～30 kHz)の自然電波のうち、磁気圏や電離圏に起源をもつものの総称。しばしば VLF 放射と略される。スペクトルにはさまざまな形をしており、熱雑音的な広い周波数帯に現れるもの(のヒス)、0.1～数秒程度の時間で周波数が著しく変化する狭いバンド構造をもつ散発性のものなどに分類することができる。後者に属するものは discrete emission とよばれており、大部分は時間とともに周波数の上昇する形のもの(riser)であるが、かぎず規則の、周波数がかかるものなどがある。数秒の周期で規則正しくエンコーが繰返す周期性放射は、波群が南北両半球間を



南極昭和基地で観測された準周期放射の動スペクトルの一例。規則的な周期性放射のいくつかは平均周期 30 秒くらいの固まりをつくっている。

磁力線に沿ってホイッスラーモード波として往復して起るものである(図参照)。また 20~60 秒程度の周期で、地磁気脈動とよい相関を示す。準周期放射といわれているものもある。コーラスとよばれているものは数多くの riser 波群とヒスとが同時に起る現象である。スピーカーを通して音にして聞くと、明け方の鳥の合唱にように似ているところからこの名がつけられた。またホイッスラーや人工電波によって二次的に励起される放射現象もあり、これらは triggered emission とよばれている。

人工衛星の観測によると、VLF 放射の周波数 f は外部磁気圏の磁気赤道付近の電子サイクロトロン周波数 f_{ce} の $1/2 \sim 1/5$ になっている。いまのところ discrete emission の形を完全に説明できるまでにはなっていないが、数十 keV 程度のエネルギーをもった電子のサイクロトロン不安定性により発生するものと考えられている。ヒスは地上では主として夜間に観測され、オーロラの出現と密接な関連性をもつことから、オーロラ粒子の侵入によって高き数千~1万 km のところで波が励起され地上に伝わるといわれている。

超電荷 [英 frim hypercharge, 独 Hyperladung, 露 гиперзаряд] ハドロンを性質を表す素粒子の量子数のひとつ。バリオン数 B 、奇妙さ S の粒子の超電荷 Y は $Y = B + S$ で定義される。強い相互作用、電磁相互作用による反応では保存される。粒子の電荷を Q 、アイソスピンの第三成分を I_3 とすると、 $Q = I_3 + Y/2$ という関係がある(チャーム量子数 C 、ボトム量子数 \mathcal{B} などをもつ粒子の場合には、 $Q = I_3 + (Y + C + \mathcal{B})/2$ となる)。

頂点屈折力 [英 vertex dioptry, 独 Scheitelbrechwert, 仏 pissance frontale] ⇨ メガネレンズ

超伝導 [英 superconductivity, 独 Supraleitfähigkeit, 仏 supraconductibilité, 露 сверхпроводимость] ある種の金属または合金の電気抵抗が、その物質に固有な温度(⇨転移温度)以下で 0 になる現象。超電気伝導ともいう。また、この現象を超伝導現象ともいう。ヘリウムの液化に成功したオランダの物理学者 H. Kamerlingh-Onnes は極低温における物質の性質を研究しているうちに、1911 年、水銀の電気抵抗が 4.2 K 以下で完全に 0 になってしまうことに気づき、超伝導を発見した。超伝導が起るかどうかは、物質の種類によって違う。たとえば、銅や銀などは超伝導を示さない。超伝導にならない物質の電気伝導を常伝導という。常伝導の場合、その物質の電気抵抗 R は絶対温度 T を下げると小さくなっていくが、約 10 K 以下でほぼ一定になる。これを残留抵抗という。残留抵抗は、物体中に微量に含まれている不純物などによって決る。これに反して、超伝導では、その転移温度 T_c 以下で R が完全に 0 となる(図 1)。

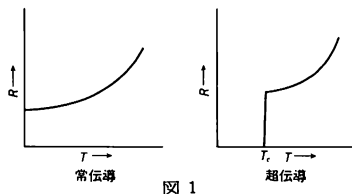


図 1

現在では、二十数種の元素および多数の合金が超伝導になることが知られている。超伝導になる物質の種類とその転移温度などは、たとえば「理科年表」を参照せよ。

超伝導の発見以来、その性質がいろいろ研究されてきたが、これらの主なものを以下に述べる。まず、超伝導になった物体(超伝導体)に外部から磁場を加えたとき、その強さ H がある値より大きくなると超伝導状態は破壊され、電気抵抗が有限な状態、すなわち常伝導状態(正常状態ともいう)となる。この境目の磁場を臨界磁場という。臨界磁場 H_c は絶対温度 T の関数であり、両者の関係は近似的に

$$H_c(T) = H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$$

と表される。ただし H_0 は $T = 0$ における臨界磁場の大きさである。したがって、 T - H 面における超伝導、常伝導の相図は図 2 のようになる。

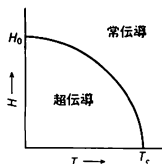


図 2

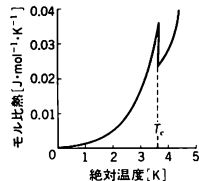


図 3

超伝導体の内部には、表面の 10^{-6} cm 程度のごく薄い部分を除いて磁力線が侵入しない。これをマイスナー効果(あるいはマイスナー-オクセンフェルト効果)という。この効果は、超伝導の基本的な性質のひとつと考えられている。マイスナー効果のため、超伝導体の内部では磁束密度 B が $B = 0$ の条件を満たす。これを完全反磁性という。磁石を超伝導体に近づけると磁石は強い斥力を受けるが、その原因は超伝導体の完全反磁性に由来する。

第二次世界大戦後、同位体の分離が可能になって、超伝導体の転移温度は、その超伝導体を構成する金属イオンの質量の平方根に反比例することが発見された(ただし、遷移金属を除く)。これを同位体効果という。この効果は超伝導の理論的解明に重要な示唆を与えた。

リング状の超伝導体にひとたび電流が流れると、電気抵抗が 0 であるからいつまでも電流が流れる。これを永久電流という。超伝導を利用した磁石、すなわち超伝導磁石はこの性質を利用している。

図 2 の超伝導、常伝導の相図で、超伝導⇨常伝導の転移は、磁場がないとき、潜熱を伴わず、したがって二次相転移である。また、転移温度のところで、比熱は温度の関数として不連続性を示す。スズに対する実験結果は図 3 のようになる。一方、有限な磁場の場合には、転移の際、潜熱の出入りがあり、一次相転移となる。

長い棒状の超伝導体に軸と平行な磁場を加えたとき、臨界磁場 H_c に達するまで完全反磁性を示すものを第一種超伝導体という。多くの純金属はこれに属する。しかし、ニオブや多くの合金では、下部臨界磁場 H_{c1} までは完全反磁性を示すが、それ以上の磁場では磁束が内部に侵入し、上部臨界磁場 H_{c2} 以上で常伝導状態となる。このような超伝導体を第二種超伝導体という。 H_{c1} と H_{c2} との間の状態を渦糸状態とよぶが、ここでも電気抵抗は 0 である。また、 H_{c2} は H_c の 100 倍程度にも達するので、第二種超伝導体では強磁場においても超伝導が破壊されにくい。このため第二種超伝導体は実用面でも重要である。

超伝導が発見されてからほぼ 50 年間、その原因となる

ミクロな機構は不明のままであった。もっとも London 兄弟は、電気抵抗が 0 という性質とマクスウェル方程式とを組合せた現象論(⇒ロンドン理論)を提唱し、マイスナー効果や比熱の不連続性を説明することに成功した。特に、もし体系の波動関数が磁場を加えても変わらなければ、彼らの基礎方程式が導かれることを示唆していた。ところで、同位体効果の発見により、超伝導の原因は金属イオンの運動となんらかの関係があると考えられるようになった。電子間にはクーロン斥力が働くが、それと同時に、金属イオンの格子振動を媒介とした引力が働く。この引力が斥力より強いと、フェルミ面近傍にある、波数ベクトルとスピンのそれぞれが反対方向をもつ 2 個の電子が結合し、安定な対が形成される。この電子対をクーパー対という。この考えを発展させ、1957 年、J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer の 3 人がひとつ理論(⇒BCS 理論)を発表し、超伝導の理論的な解明に成功した。

BCS 理論によると、クーパー対を壊すには、ある有限なエネルギーを必要とする。したがって、励起状態のエネルギーは基底状態と比べて、あるエネルギー Δ だけ大きく、エネルギーベクトルにギャップが現れる。このエネルギーギャップ Δ のため、体系になんらかの形で外部からエネルギーが加わったとき、それが十分小さければ、体系の波動関数は変化しないことになる。こうして、London 兄弟の示唆したような形でマイスナー効果が説明されるのである。なお T_c では Δ が 0 となる。このほか、BCS 理論は超伝導体の諸性質をみごとに説明することができる。

超伝導は、その特異な性質により、実用的な点でも各方面で応用されている。電気抵抗が 0 であるから、超伝導体ではジュール熱や熱雑音などが発生しない。このため超伝導磁石は通常の電磁石のように大量の冷却水が必要とせず、小型軽量の装置で強磁場を発生することができる。一方、熱雑音が 0 である性質を使うと微弱な信号の受信が可能となり、超伝導は宇宙通信の分野でも有用である。また、マイスナー効果を利用すると、磁場中で超伝導体を浮かせることができる。国鉄が計画中のリニアモーターカーはこの原理を適用しようとするものである。このほか、超伝導は、電子計算機の素子、磁場の精密測定(⇒SQUID)、電磁流発電(MHD 発電ともいう)など、多方面で利用されている。

超伝導を応用する際のひとつの難点は、転移温度が最も高い場合でもほぼ 24 K だまりという点である。そのためどうしても液体ヘリウムを使わざるをえない。もしも、液体窒素(液化温度 77 K)の温度で超伝導になる物質が発見されたと、たいへん実用性をもつと考えられている。現在、転移温度の高い材料を開発するための努力が実験的、理論的になされているが、たとえば室温における超伝導の実現は、未来にかけるひとつの大きな夢である。

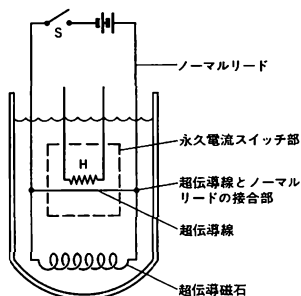
超伝導空洞 [英 superconducting cavity, 独 supraleitender Hohlraum, 仏 cavité supraconductrice] 超伝導線材(Nb, Pb など)で製作された高周波空洞のことで、超伝導高周波空洞ともいう。ごく低温では空洞の表面抵抗、すなわち電力損失が極めて小さくなり、極めて高い Q 値(銅の空洞の 10^5 倍以上)が得られる。したがって少ない高周波電力で強い高周波電場が得られるので、加速器における加速空洞や速度により荷電粒子を選別する空洞(⇒粒子分離装置)に利用されたり、高い Q 値を利用して周波数安定度の極めてよい空洞発振器に用いられる。また電力損失が

少ないので高い電場での連続運転が可能となり、これが大きな利点である。理論的には絶対温度が 0 に近づけば空洞の表面抵抗も 0 に近くなるはずであるが、実際には残留表面抵抗のため有限の値となり、これは超伝導コイルに直流電流を流す場合と異なる。この残留抵抗は温度に無関係であり、その原因はまだ明らかでない。空洞の内面の高周波磁場が臨界磁場 H_c より大になると超伝導状態がやぶれるので、 H_c が大きくまた臨界温度の高い材料が望ましく、Nb と Pb が適している。シンクロトロン放射損失が大きい電子の貯蔵リングへの利用は有効で、そのための開発が進められている。ニオブ空洞(500 MHz)で Q 値は $10^9 \sim 10^{11}$ 、加速電場は $6 \text{ MV} \cdot \text{m}^{-1}$ 以上の性能がテストで得られている。 Q 値や電場の限界は、臨界磁場よりもマルチバクテリングや表面の不完全な状態による局部的発熱などの超伝導状態のやぶれによるものである。

超伝導現象 [英 superconducting phenomenon, 独 Supraleitfähigkeit, 仏 phénomène de supraconductibilité, 露 сверхпроводящее явление] ⇒ 超伝導

超伝導磁石 [英 superconducting magnet, 独 supraleitender Magnet, 仏 aimant supraconducteur, 露 сверхпроводящий магнит] 超伝導の導線でコイルをつくりこれに電流を流すと磁場が発生し続け、普通の磁石と同様な機能をもつようになる。これを超伝導磁石という。ただし、磁場が臨界磁場を超えると超伝導は破壊されるので、強磁場を発生させるには臨界磁場の大きな材料を使う必要がある。このため、導線として非理想第二種超伝導体のうち、特に上部臨界磁場の高いもの(高磁場超伝導体)を用いる。現在使用されている材料として、NbTi, Nb₃Sn および V₃Ga がある(⇒超伝導線材)。これら高磁場超伝導体は、直流電流に対しては、上部臨界磁場まで電気抵抗ゼロの性質をもつので、電力の消費なくして、強磁場を発生できるのが超伝導磁石の特徴である。物理学の実験的研究に強磁場はさまざまな形で利用されている。その分野を挙げると、固体物理、原子核物理、高エネルギー物理、生物物理、プラズマ物理などである。現時点での超伝導磁石の達成点を磁場の強さ、容量の大きさの上から見ると、次のようになる。最強磁場は、わが国の金属材料技術研究所が有するもので、内径 3 cm の空間に、17.5 T (テスラ)の磁場を発生する。この超伝導磁石に使用された線材は、Nb₃Sn および V₃Ga である。また、大型磁石としては、CERN (ヨーロッパ連合原子核研究機関)に設置された水素泡箱(高エネルギー粒子検出装置)用磁石がある。これは導体として NbTi を用いており、寸法は内径 4.7 m、高さ約 3.5 m、発生磁場 3 T で磁気蓄積エネルギーは 800 MJ に達する。この磁石は、蓄積エネルギーの点で現在世界最大である。以上の例は、いずれも直流磁石であるが、急速な励磁、減磁を行うパルス磁石も開発されている。応用分野としては、高エネルギー物理の加速器用双極子磁石、陽子核融合研究のためのプラズマ加熱用磁石、エネルギー蓄積用磁石などである。これら超伝導パルス磁石では、最大励磁速度 $10 \text{ T} \cdot \text{s}^{-1}$ 程度が実現されている。超伝導磁石は、直流電流に対しては電気抵抗 0 であるが、励磁、減磁に伴って交流損失が発生することに注意したい。

直流用磁石は、使用目的によっては永久電流モードで運転される。図に示すように、超伝導磁石の両端を、超伝導線で短絡する。この部分にヒーター H を設ける。通常の運転では、ヒーター H をオンとして短絡部の超伝導性を



やぶった後スイッチ S を閉じ磁石に通電する。所定の値まで電流を印加した後、ヒーター H をオフにすれば短絡部は超伝導状態に復帰する。その後、スイッチ S を開いて電源から磁石を切捨しても、超伝導磁石と短絡部は閉回路を構成しており、かつ至る所が超伝導状態にあるので、磁束を一定に保つように永久電流が流れ続けるのである。このような運転を永久電流モードとよぶ。また、図の短絡部とヒーター H とからなる部分を永久電流スイッチという。発生磁場の長時間にわたる安定性を要求される核磁気共鳴用磁石は通常永久電流モードで運転される。

超伝導状態 [英 super conducting state, 仏 état supra-conducteur, 露 сверхпроводящее состояние]

[1] \Rightarrow 超伝導

[2] 原子核理論における超伝導状態、軽い核と閉殻近傍の核を除いて、ほとんどの原子核の基底状態は超伝導状態になっている。すなわち、フェルミ面近傍の中性子と陽子がそれぞれクーパー対を形成している。原子核のクーパー対は、運動量が逆向きではなく、角運動量の方向が逆向きの核子どうしが強く相関することにより形成される。結合エネルギーの偶奇効果、偶偶核と偶奇核の間の励起スペクトルの相違、変形核の慣性モーメントが剛体値の $1/2 \sim 1/3$ に減少しているなどの実験事実は、核が超伝導状態になっていることの反映である。また、クーパー対の凝縮のために、二核子移行反応の断面積が集団効果に特有な増大現象を示す。なお、中性子対がクーパー対をなすような場合には電気伝導率と直接関係しないことを考え、超流動状態とよばれることも多い。

超伝導線材 [英 superconducting wire, 独 supraleitender Draht, 仏 fil supraconducteur, 露 сверхпроводящая проволока] 超伝導状態の性質のひとつである直流電気抵抗が0であることを利用して超伝導体の線を超伝導線材という。したがって超伝導線材に大電流を流してもジュール熱による電力損失がないため、超伝導線材は電磁石(超伝導磁石)の巻線材料として用いられている。このほか、送電ケーブルや通信ケーブルへの超伝導線材の応用も考えられている。超伝導磁石に用いられる超伝導線材には、超伝導状態を安定に保ち、より小型で高磁場を発生させるために高い臨界温度と臨界磁場ならびに高磁場における高い臨界電流密度をもつ第二種超伝導体を用いられる。しかし理想的な第二種超伝導体は、下部臨界磁場以上の磁場中では超伝導体中に侵入した磁束線が電流によって電磁力を受け運動を起すため電力損失を生ずる(⇒磁束フロー)。このため磁束線のピン止め中心として作用する転位や析出物などの結晶の不均質性をもった非理想第二種超伝導体を用いられ、線材の製造過程でこれらの不均質点を積極的に導入

し、臨界電流密度の向上をはかる方法がとられる。線材の表面磁場が下部臨界磁場以下では交流電流に対して超伝導体中への磁束侵入はないので Nb の単体金属が送電ケーブルや通信ケーブルに用いられる。超伝導磁石用の線材に適する超伝導特性の優れた第二種超伝導体には合金系と化合物系がある。これらの主な種類と超伝導特性は付録の表を参照。

合金系超伝導材料は一般に冷間加工性がよく、機械的な応力、ひずみに対して超伝導特性の劣化が少ないという特徴をもっている。合金系超伝導線材としては、初期に Nb-Ti 系合金が用いられたが、現在では発生磁場 9 T (テスラ) 以下の超伝導磁石の線材には大部分 Nb-Ti 系合金 (Ti: 50~60at%) が使用されている。これは Nb-Ti 系合金の方が臨界磁場、臨界電流密度が優れ、加工性が良好なためである。線材の臨界電流密度の向上は線材加工時の強加工によって転位網を密にしたり、加工後の熱処理によって加工組織中に析出物を析出させることにより磁束線のピン止め力を増加させる方向が用いられている。また Nb-Ti 系合金に添加元素を加え、三元あるいは四元合金にすることによって特性を改善する努力も行われている。

化合物系超伝導材料は超伝導特性が優れており、高磁場用の超伝導線材として有望な材料である。これらのなかには臨界温度が23Kを超えるものもあり、最近見つかったシェーブル型結晶構造をもつ PbMoS_8 の臨界磁場は4.2 Kで60 Tに達する。しかし超伝導線材として現在実用されているものは結晶構造が A15 型に属する Nb_3Sn と V_3Ga の2種類のみである。これは金属間化合物はかたく、脆いため線材への加工が困難であること、また単一相の化合物を安定に作製することが難しいためである。 Nb_3Sn と V_3Ga の線材の場合でも種々の製作方法が開発されているが現在のところ技術的にも確立された方法はない。しかし基本的にはNbとSnまたはVとGaの複合体を線材に加工するか、NbまたはVの線材の表面にSnまたはGaを被覆するかした後、高温での化学反応によって化合物を作製する方法がとられる。これらの線材では主として化合物の結晶粒界がピン止め中心として作用するため、反応温度と時間を制御することによって結晶粒の粗大化を防ぎ線材の臨界電流密度を向上させる方法が行われる。現在 Nb_3Sn 線材は9 T以上の超伝導磁石に用いられ、さらに高い磁場の超伝導磁石には V_3Ga 線材が使用されている。

超伝導線材は超伝導体をただ線材化したのみでは実用線材としては使用できない。すなわち安定化された線材でなければならぬ(⇒安定化)。現在では超伝導材料の複合加工法による線材化技術と安定化技術の進歩によってたいへん安定な複合多心線が開発されている。複合多心線は常伝導体のマトリックス中に細い超伝導体の素線が多数埋め込まれた構造をしている。このように超伝導素線を細線化することにより超伝導素線そのものが安定化される。また常伝導体のマトリックスは超伝導素線に対する安定化材として働き、超伝導磁石の使用目的に応じて適当な材質が用いられる。大部分の用途である直流電流で励磁される超伝導磁石の線材の安定化材は、電気抵抗が小さく熱伝導がよくということによって銅が用いられる。銅比とは線材中の超伝導体に対する、安定化材である銅の容積比のことである。超伝導線材は安定化に必要な銅比をもつように設計される。また磁場が変化する場合は線材中の超伝導素線間にも常伝導マトリックスを通して結合電流が流れ、等価的に線径の太い

単心線のようにふるまうので、この結合電流を切るために安定化材には電気抵抗の大きい材質と銅を組合せたものを用いたり、線材自身をあるピッチでよりを加えることが行われている。

超伝導体 [英 superconductor, 独 Supraleiter, 仏 supraconducteur, 露 сверхпроводник] ⇒ 超伝導

超伝導トンネル効果 [英 superconductive tunnelling, 仏 tunnel supraconductif, 露 сверхпроводящий туннельный эффект] 十分薄い絶縁膜を挟んで導体を接合したとき、導体内の自由電子は量子力学的トンネル効果により、ある確率で絶縁膜を透過することができるので、導体間に電流を流すことができる。一方の導体が超伝導体の場合、または双方の導体がともに超伝導体の場合、このトンネル電流は印加電圧に比例せず、特異な電流・電圧特性を示す。これを超伝導トンネル効果という。超伝導トンネル効果には、電子対状態から励起された準粒子状態の間を電子が移行する準粒子トンネル効果(=ギエバー・トンネル効果)と、双方の導体が超伝導体の場合、一方の超伝導体の電子対が相手の超伝導体に再び電子対となって現れる、つまり電子対の移行によるジョセフソン・タンネリングの2種類がある。いうまでもなく、一方の導体が常伝導体の場合にはギエバー・トンネル効果しか現れない。ギエバー・トンネル効果の特徴は、電流・電圧特性に超伝導状態のエネルギーギャップとギャップ近傍の準粒子状態密度が直接反映されることである(⇒ギエバー・トンネル効果)。一方、ジョセフソン・タンネリングではある臨界電流まで電圧を伴わない電流が流れる(⇒ジョセフソン効果)。絶縁膜を挟んだジョセフソン接合では、臨界電流を超えると不連続的に準粒子トンネル効果の電流・電圧曲線に移り、電流を下げてでも臨界電流以下で電圧0の状態に戻らない場合が多い(⇒ジョセフソン接合)。

超伝導薄膜 [英 thin film superconductor, 独 Dünnsupraleiter, 仏 supraconducteur à film mince, 露 сверхпроводящий тонкий пленки] 膜厚 d が侵入深 λ 、あるいは侵入深 λ およびコヒーレンスの長さ ξ より小さい超伝導膜をいう。薄膜では、膜面に平行にかけた磁場はほとんど膜内に侵入し、また $d < \xi$ の場合は、秩序変数(⇒ギンズブルグ-ランダウ理論)が厚さ方向に変化しえないので、諸計法が λ とより十分大きいバルク超伝導と異なったふるまいを示す。磁場を膜面に平行に印加した場合、磁場がほとんど膜内に侵入するため、磁気エネルギーの増加が抑えられる。このため、常伝導状態に転移する磁場 H_T は、バルク超伝導体の熱力学的臨界磁場 H_c より高くなる。 H_T/H_c は、 $d \ll \lambda$ のとき、 $H_T/H_c = 1 + b/d$ に従って増加することが実験的に知られている。ここで b は λ 程度の大きさで、 λ と類似の温度変化を示すパラメータである。磁場を膜面に直角に印加した場合、第一種超伝導体膜でも、膜厚が ξ 以下のある臨界膜厚 d_c 以下になると、渦糸状態が安定になり、磁場中の常伝導状態への転移も二次相転移に変わって第二種超伝導体と同様のふるまいを示す。 d_c の値は実験によってばらつきがあるが、Pbで100nm、Alで数千nmの程度である。薄膜が電流によって常伝導状態に転移する臨界電流 I_c は、磁気エネルギーの寄与が小さいため、シルスビーの仮説に従わず、超電流の運動エネルギーと超伝導凝縮エネルギーのつり合いで定まる。 I_c は、 $I_c \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$ に従って変化することが実験的にも、ギンズブルグ-ランダウ理論からも示されている。

る。ただし臨界温度 T_c 近傍で、ゆらぎ効果のため3/2法則からはずれる場合もある。円筒状薄膜の円筒軸と平行に磁場を印加したとき、円筒を貫く磁束量子の磁束項に対し、環流超電流項の寄与が大きくなり、超電流の運動エネルギーによって転移温度が若干変化する。超電流は磁束量子の周期で変化するので、円筒状薄膜の転移温度も磁束量子の周期で変化する現象が見られる。

超伝導マイクロブリッジ [英 superconductive micro-bridge, 露 сверхпроводящий микромост] ⇒ ジョセフソン接合

超伝導量子干渉計 [英 superconducting quantum interference device, 独 supraleitendes Quanteninterferometer, 露 сверхпроводящее квантовое интерференционное устройство] = SQUID

超電流 [英 supercurrent, 独 Suprastrom, 仏 supra-courant, 露 ток сверхпроводимости] 超伝導体内を流れる電流で、抵抗を受けず、外部からの磁場を完全に排除するもの。電気抵抗が完全に0であることは、リング状にした超伝導体で、電磁誘導によって引起された電流が、数年間にわたって同じ強さで流れ続けたという実験によって確かめられている。また磁場によって誘起された超電流のつくる磁場は、最初の磁場と逆向きになり、磁場を完全に打消し、超伝導体は完全反磁性(マイスナー効果)を示す。

長年振動 = 永年振動

長範囲規則度 = 長距離秩序度

超微細構造 [英 hyperfine structure, 独 Hyperfeinstruktur, 仏 structure hyperfine, 露 сверхтонкая структура] 一般に原子核は磁気モーメント、電気的四極子モーメントなどをもち、原子・分子・固体のエネルギー準位はそれに基づき微細な構造を示す。これを超微細構造という。同位核の質量差のためのエネルギー準位のわずかのずれも超微細構造に含める。原子の場合は、原子内の電子の角運動量を J 、核スピンを I とすると J と I との和 F は運動の恒量である。 J, I の大きさを表す量子数をそれぞれ J, I とすると、 F の大きさを表す量子数 F の取りうる値は $J+I, J+I-1, \dots, |J-I|$ で、これに対応して原子のエネルギー準位が分裂する。分子の場合には、原子核のスピンを I 、それ以外の角運動量の総和を J 、全角運動量を F とすれば、上と同様の超微細構造を生じる。ただし核スピンをもち核が2個以上存在すると複雑になる。固体の場合にも超微細構造が見いだされていて、電子構造や磁性などの物性についての知見が得られる。超微細構造は、電子遷移スペクトルの精密な測定によって観測されるほか、常磁性共鳴、核四重共鳴、核三重共鳴、メスバウアー分光などで観測される(⇒超微細相互作用)。

超微細相互作用 [英 hyperfine interaction, 独 Hyperfeinwechselwirkung, 仏 interaction hyperfine, 露 взаимодействие сверхтонкой структуры] 原子核と電子に起因する場との相互作用をいう。原子核は多極子モーメントをもち、それぞれが対応する場の成分と相互作用をする。普通、超微細相互作用として考えるのは、(1)単極子モーメント(核電荷)と原子核の位置における電荷とのクーロン相互作用、(2)核磁気モーメントと磁場との相互作用、(3)核四極子モーメントと電場勾配との相互作用の3つである。それより高次の項は相互作用のエネルギーが(1)~(3)に比べて数けた小さいので無視できる。(1)はエネルギー準位の位置をずらすだけであるから、超微細相互

作用としては取上げない場合もある。しかし、メスバウアー効果が発見されて以来、異性核シフトとして観測されるようになって、結合の共有性や電子状態についての重要な知見を与える量として重視されるようになった。(2)が超微細相互作用として最も広く知られているもので、その起源は、核磁気モーメントと、(a) 原子核の位置における電子のスピン磁気モーメントとの相互作用(フェルミの接触相互作用)、(b) 電子が軌道運動をしている結果生ずる軌道磁気モーメントとの相互作用、(c) 核外電子のスピン磁気モーメントとの双極子相互作用である。この相互作用によって電子および原子核のエネルギー準位は分裂する。電子状態や磁性の解明に重要な知見を与える量である。(3)は核スピン I の大きさが1以上の核準位にのみ存在する相互作用である。原子核の基底準位はスピン I が0と1/2のものが圧倒的に多いため、(2)の相互作用ほど一般的ではないが、励起準位の関係するメスバウアー効果が発見されて、この相互作用の観測される核種が増加した。原子・分子の電子状態、固体においては結晶場の大きさや対称性、電子状態を知る上で重要な量である。(2)と(3)は原子スペクトルの精密測定、電子スピン共鳴、核磁気共鳴、核四極子共鳴、メスバウアー分光などで観測される。

次に孤立原子の場合について超微細構造の表式は、核スピンを I とし、電子の角運動量を J とすると、核の磁気双極子モーメントは I と平行または反平行であり、核の位置に電子がつくる磁場は、平均において J に平行または反平行なので、磁気的相互作用のエネルギーは $a\mathbf{I} \cdot \mathbf{J}$ と表される。 I と J との和を F とし、 I, J, F の大きさを表す量子数を I, J, F とすれば、 $a\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} = (1/2)a(F^2 - I^2 - J^2) = (1/2)a[F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)]$ となる。核四極子モーメントによる超微細相互作用のエネルギーは、 $b[(\mathbf{I} \cdot \mathbf{J})^2 + (1/2)\mathbf{I} \cdot \mathbf{J} - (1/3)I^2J^2]$ と表され、これは $b[(1/4)K(K+1) - (1/3)I(I+1)J(J+1)]$ に等しい。ただし、 K は $F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$ を表す。孤立分子の場合には、原子核のスピンを I 、それ以外の角運動量の総和を J 、全角運動量を F とすれば、上と同様になる。ただし、核スピをもつ核が2個以上存在すると複雑になる。

超放射 [英 superradiance, 独 Superstrahlung, 仏 superradiation, 露 суперизлучение] 原子の集合体からの自然放射が、原子間の協同効果によって、原子数に比例した強度よりもはるかに強い強度になることを超放射あるいは超蛍光という。R. H. Dicke は 1954 年に、 N 個のスピン角運動量を合成した状態において、最大の角運動量状態 $J = N/2$ に属する磁気的副準位 $M = 0$ 付近で自然放射の確率が最大、すなわち1個のスピン遷移確率の N^2 倍になることを示し、これを超放射とよんだ(逆に、 $J = 0$ 付近では放射が抑制される状態が現れる)。このような超放射状態は、スピンのかぎらずあらゆる2準位間の遷移についても成り立つので、1960年代半ば以降、光領域における研究が盛んになった。超放射状態をつくるのに2つの方法がある。そのひとつは、コヒーレントな光パルスで原子を基底準位から励起準位へ共鳴的に励起する方法である。このとき N 個の原子(例えば $N > 10^{10}$)には位相のそろった双極子ができ、全体では1個の N 倍の巨視的双極子モーメントとなる。これからの自然放射(実は巨視的な振動双極子からの古典的放出)は N^2 倍の強度をもつ。しかし、この実験を不均一横緩和の強い系で行うと、双極子の位相がすぐに乱れてしまうので、超放射は弱まり、一部

のエネルギーが超放射として放出されるのみとなる。通常の自由減衰減衰やスピン・フォトンエコーはこの例で、制限された超放射とよばれる。

超放射の研究の中心はむしろもうひとつの方法の場合である。これはまず2準位のうちの上の準位に完全に励起した完全反転分布状態をつくり、これから出発して、自然放射の協同効果によって自発的に強い超放射状態に到達させる方法である。この場合、完全反転分布状態では個々の原子の双極子モーメントはゼロであるから、自然放射の量子雑音の状態からコヒーレントな超放射状態への時間的发展が重要問題となる。この場合の超放射を特に超蛍光とよぶことがある。また光領域では試料内の空間的发展も問題となる。気体分子やアルカリ金属原子の蒸気を不均一横緩和時間より十分短時間に励起して、基底準位よりも高い2準位間に完全反転分布をつくり、放射光強度の N^2 依存性や、超放射状態ができるまでの時間の遅れなどが詳しく調べられている(⇒自然放射増幅光)。

稠密 [英 dense, 独 dicht, 仏 dense, 露 плотный] 位相空間の用語。実数の定義から、任意の実数 a に対して、「どんな小さな $\varepsilon > 0$ を考慮しても、 $|a - q| < \varepsilon$ となるような有理数 q が存在する」。このことを、有理数の全体は実数全体の中で稠密であるという。一般には、位相の定義された集合 A の部分集合 B があって、 A の任意の元 a のどんな近傍にも必ず B の元が含まれているとき、 B は A で稠密であるという(⇒位相空間)。上の例では、実数の全体が A 、有理数の全体が B であり、 A の位相は2つの数の差の絶対値をそれらの数の間の距離とすることで定義されている。数理論理学では、しばしば、ある関数空間の中である種の関数の全体が稠密であるという事実を利用することがある。一例をあげれば、実軸上の有界区間 $[a, b]$ で定義される連続関数の全体 $C[a, b]$ に

$$\|f\| = \max_{a \leq x \leq b} |f(x)|$$

で定義されるノルム $\| \cdot \|$ を通じて位相を導入すると、多項式の全体は、 $C[a, b]$ で稠密である。いいかえると、 $[a, b]$ 上の任意の連続関数は、多項式で一様に近似できる。また、 $(-\infty, \infty)$ で二乗可積分、すなわち

$$\|f\|^2 \equiv \int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx < +\infty$$

である関数全体の中で、一次元調和振動子のエネルギー固有関数の線形結合の全体は(上のノルム $\| \cdot \|$ で定義される位相で)稠密になっている。

超流体 [英 superfluid, 独 Supraflüssigkeit, 仏 suprafluide, 露 сверхтекучая жидкость] 超流動を示すような流体の成分を意味し、常流体と対比すべき語である。すなわち、超流体とは、粘性係数が0で、エントロピーを運ばないような流体である。超流動の諸現象を説明するための一種の現象論である二流体模型では、超流動を示す液体が超流体と常流体との混合物であるという仮定に立脚して、各種の定量的な議論がなされている。液体ヘリウム4 (^4He)が超流動になる場合には、空間的な等方性を示すが、超流動ヘリウム3 (^3He)では空間的な異方性が現れる。このような超流体を異方超流体という。

超流動 [英 superfluidity, 独 Suprafluidität, 仏 suprafluidité, 露 сверхтекучесть] 超流動は、液体ヘリウムに関連した現象で、超流動現象ともいい、粘性が0であるような液体の流れである。こういう点で、超流動は、電気抵

抗が0となる超伝導とよく似ている。ただし、超伝導が多数の物質で観測されるのに対し、超流動を示す物質は液体ヘリウム(He)だけである。He原子には ^4He と ^3He の同位体があり、前者はボース統計、後者はフェルミ統計に従う。この量子統計の違いにより、液体ヘリウム4と液体ヘリウム3とでは、超流動の起る温度、超流動が生ずる微視的な機構、超流動の現れかたなどに大きな差がある。液体ヘリウム4の超流動は1938年以降明確なものとなったが、液体ヘリウム3の場合は比較的歴史が浅く、その超流動が実験的に確認されたのは1970年代に入ってからである。

(1) 液体ヘリウム4の超流動: H. Kamerlingh-Onnesは1908年ヘリウム気体の液化に成功した(臨界温度は5.2 K)。天然に存在するヘリウムは ^4He であるから、こうして得られた液体は当然液体ヘリウム4である。この液体の温度 T を下げていくと、 λ 点($T_\lambda=2.17\text{ K}$)で二次相転移が起る(⇨液体ヘリウム)。液体ヘリウム4の高温状態($T > T_\lambda$)を液体ヘリウム I (He I)、低温状態($T < T_\lambda$)を液体ヘリウム II (He II)という。He I は通常の液体と同様な性質(常流動)を示し別に不思議なことは起らない。これに対して、He II は常識では考えられない特異的な性質を示す。たとえば、He II は普通の液体が通れない非常に狭い隙間を楽に通って抜けてしまう(⇨スーパーリーク)。この場合、He II の粘性は水素気体の約1万分の1である。また、He II をコップに入れておくと、液体は壁面上を膜となってよじのぼり外に流れ出る。これらはHe II の超流動を特徴づける典型的な性質である。

以上述べた超流動の驚くべき性質はどのように理解すればよいか。F. London は、超流動が理想ボース気体(相互作用のないボース粒子の気体)のボース凝縮に関係していると考えた。液体ヘリウム4に対する凝縮を理論式に代入すると、ボース凝縮の起る温度は3.13 K と計算され、 T_λ の実験値とかなり近い。ボース凝縮が起ると、巨視的な数の粒子が運動量0の一粒子状態を占有する。これらの粒子を凝縮体という。L. Tisza は、凝縮体の概念を拡張し、液体ヘリウム4は超流体と常流体との二成分から構成されるという現象論を發展させた(⇨二流体模型)。超流体は粘性をもたずそのエントロピーは0であるが、常流体はエントロピーを選び粘性をもつとする。このような二流体模型を用いると、前述の超流動現象の説明ができる。また、この模型は、温度が波の形で伝わるという新しい予言を可能とした(⇨第二音波)。一方、L. D. Landau は流体力学の方程式を量子化するという理論を提唱し、液体ヘリウム4の励起状態は、音波に相当するフォノンと渦に相当するロトンで記述されたとした。さらに彼はこの考えを發展させ、準粒子という概念を導入した。理想ボース気体と違って、現実の液体ヘリウム4では原子間に相互作用が働くため、その多体問題を厳密に処理するのは不可能である。しかし、相互作用をすべて繰り込むと、体系はあたかも独立な粒子の集合体のようにふるまう。この粒子が準粒子で、そ

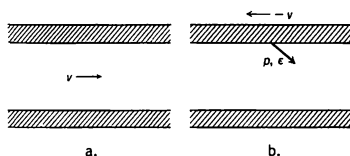


図 2

れは自由粒子と同様に運動量 p とエネルギー ϵ をもつ。 p と ϵ との関係(分散関係)は中性子の非弾性散乱から実験的に求まり、図1のような曲線が得られている(⇨ランダウ・スベクトル)。準粒子の考えを用いると、超流動性は次のように説明される。いま、液体ヘリウム4が管の中を速度 v で流れているとする(図2a)、液体とともに動く座標系で考えると管壁は $-v$ の速度で運動する(図2b)。この座標系で、運動量 p 、エネルギー ϵ の準粒子が発生するための条件を求めると $v > \epsilon/p$ の関係が得られる。逆にいうと、もし $v < \epsilon/p$ であれば、液体と壁との接触により p, ϵ の準粒子は励起されない。この式の右辺 ϵ/p の最小値を v_c とすれば、 $v < v_c$ が満たされる限り、いかなる種類の準粒子も励起されず、したがって液体は最初の状態をとり続け、超流動が実現する。上の v_c を臨界速度という(⇨ランダウの臨界速度基準)。 v_c の理論値は図1の点線の傾きから求まり $v_c = 70\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ となる。これに対し、 v_c の実測値は約 $0.01\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ で上の値と合わない。実際には、液体の流速が v_c を超えると乱流が生じそこで渦輪の励起が起る。この渦輪を考慮すると、 v_c の理論値は実測値のほぼ2倍となる。ちなみに、理想ボース気体では $v_c = 0$ である。これからわかるように、超流動の説明には原子間の相互作用が不可欠となる。

(2) 液体ヘリウム3の超流動: 超伝導を引起す電子も液体ヘリウム3を構成する ^3He 原子も同じフェルミ統計に従う。このため、超伝導がBCS理論で解明された後、1960年代の初頭、液体ヘリウム3も超伝導と同様な微視的機構で超流動になるだろうと理論的に予測された。ただし、超伝導と液体ヘリウム3とは、次に示す基本的な違いがある。すなわち、超伝導では空間的な s 波が電子間に引力をもたらすが、液体ヘリウム3では斥力になってしまう。したがって、液体ヘリウム3では s 波的な凝縮対(クーパー対)はできない。しかし、 p 波を考えると、 ^3He 原子間に引力が働くことがわかり、これが凝縮対を構成することに。この波は空間的に等方的でないから、液体ヘリウム3の超流動は、液体ヘリウム4の超流動や超伝導と違った様相を示すだろうと予想された。また、転移温度は数 mK という極低温であると推測された。このよう理論に刺激されて、mK 領域の低温技術が發展し、ついに1972年液体ヘリウム3の超流動が実験的に確認された。

液体ヘリウム3は2.6 mK (34 atm) から約1 mK (0 atm) にかけて、正常状態から超流動状態へ二次相転移を行う。たとえば、比熱を温度の関数として表すと、転移温度 T_c で二次相転移に特有な不連続性が観測される(図3)。この図は、33 atm の圧力下における C/R (C はモル比熱、 R は気体定数)の測定結果を図示したものである。また、転移に伴って粘性は減りはじめ絶対零度では0になるようふるまう。上述のように、 ^3He 原子2個のつくる凝縮対は空間的には p 波なので、パウリの原理により、核スピンの方は大きさ1の三重項的な波動関数となる。このため、凝縮対は空間的に異方的であり、また三重項を反映して、液

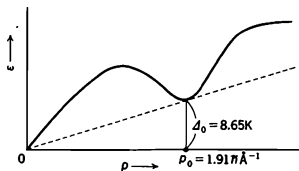


図 1

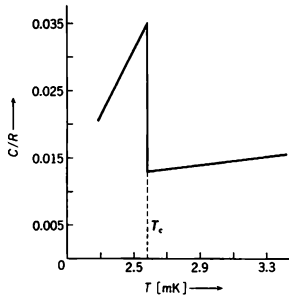


図 3

体ヘリウム3は、A, A₁, B相という三種類の相の磁氣的超流動を示す。凝縮対はp波から構成されるので、2個の³He原子は、p波の距離 \hbar/p_F (p_F はフェルミ運動量)だけ離れた所で働く引力により束縛状態を形成する。この束縛エネルギーの大きさがエネルギーギャップ Δ に等しいということから超流動性が説明される。³He原子の質量を m とし、図4で示したように、速度 v で流れる流体に静

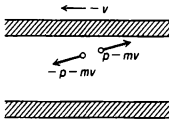


図 4

止した座標系で考える(管壁は図2と同じように $-v$ で運動する)。いま、運動量 p と $-p$ の³He原子対で構成される凝縮対が壁に接触して壊れ、 $p-mv$ と $-p-mv$ の運動量をもつ2個の原子に分解したとする。このような過程が可能のための条件は、液体ヘリウム4の場合と本質的には同じで、前に述べたように $v > \epsilon/p$ で与えられる。ただし、液体ヘリウム3では p は p_F に近いので $p = p_F$ とおける。また、 ϵ はエネルギーギャップ Δ に等しいとしてよい。したがって、臨界速度 v_c は $v_c = \Delta/p_F$ と表される。ここで、 Δ は異方性をもち、ある方向では0になりうる(⇨異方的超流体)。その結果、この方向では v_c が0になるように思われる。しかし、詳しい研究によると、 v_c の表式中の Δ としては角度依存性を除いたものを用いればよいことが知られている。最後に磁氣的超流動に触れておく。前述のように、凝縮対のスピン波動関数は2個の³He原子の核スピン($s=1/2$)からつくられる三重項である。A₁相は $|\uparrow\uparrow\rangle$ 、A相は $|\uparrow\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\downarrow\rangle$ 、B相は $|\uparrow\uparrow\rangle$ 、 $|\downarrow\downarrow\rangle$ と $(1/\sqrt{2})(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)$ の等重結合にそれぞれ対応している。この事情を反映し、実験的にも磁化率、核磁気共鳴などの性質が明確に異なる3相が観測されている(⇨A₁相, A相, B相)。

超流動現象 [英 superfluidity phenomenon, 独 Suprafluidität, 仏 phénomène de suprafluidité, 露 сверхтекучее явление] ⇨ 超流動

超流動ヘリウム [英 superfluid helium, 独 superfluides Helium, 仏 hélium superfluide, 露 сверхтекучий гелий] ⇨ 超流動

張力 [英 tension, 独 Ziehen, 仏 tension, 露 натяжение] ⇨ 応力

聴力計 = オージオメーター

聴力測定 [英 audiometry, 独 Audiometrie, 仏 audio-

métrie, 露 аудиометрия] 音の聞こえにくさの程度、逆のいいかたをすればどの程度聞けるかを調べることを聴力測定あるいは聴力検査という。聴力測定は聞こえにくさの程度ばかりでなく、方向知覚の機能、両耳から入った音の音像の両耳合成能力など、聴覚の機能の測定全般を含んでいるが、聞こえにくさの測定が主体となっている。

(1) 純音聴力検査: 受話器を用いて純音の最小可聴値を測定し、正常耳に対する基準の最小可聴値との比で、聞こえにくさの程度を表す方法である。臨床的には、オージオメーターで測定することになっている。最も基本的な聴力測定である。気導聴力検査ともいう。(2) 骨導聴力検査: 骨導受話器を用いて振動を頭部に伝え、鼓膜あるいは耳小骨の影響をあまり受けずに内耳を直接刺激することができるので、内耳から奥の聴覚系の機能の検査が行える。この方法を骨導聴力検査とよび、気導聴力検査の場合と同様に純音による検査を行う。(3) SISIテスト: 内耳性障害の判断に有力な方法として行う聴力検査で、5秒ごとに200msの間レベルが1dB増加している信号を、域値上20dBのレベルで与え、20回の試行に対してレベル増を何回検知できたかを調べる方法である。(4) 語音聴力検査: 純音聴力から、ことばがどの程度聞きとれるかを直ちに推定することはできない。そのことばをどれだけ聞きとることができるかを検査するのが語音聴力検査である。どれだけの強さの声からことばが聞けるかを検査する語音聴取域測定と、正しく聞き分けられる程度を知る語音弁別能力測定とがある。(5) 聴性電気反応による聴力検査: 被験者の主観によらず、神経の電気現象を頭頂などに付けた電極で測定する方法(⇨聴覚, 最小可聴値, オージオメーター)。

張力場 [英 tension field] 図1に示すような周辺を剛性の高い材料で補強した薄板にせん断力を作らせ板がせん断座屈した後の応力状態を張力場という。せん断力 P がある値を超えると板はせん断座屈し、板は図2のようにしわが寄った状態となる。せん断座屈後の板は、しわに沿った引張方向に対しては剛性は座屈前と比べて変化しないが、しわと垂直方向、つまり圧縮方向の剛性は低下する。

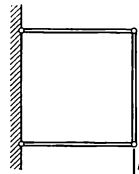


図 1

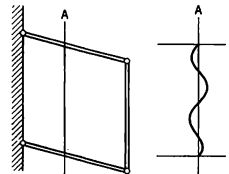


図 2

このような応力状態を張力場という。航空機のように薄板と補剛材を組合せた構造を用いる場合には、この張力場の状態を考慮して設計がなされる。特に圧縮方向の剛性を完全に無視する理論を完全張力場理論とよぶ。

せん断座屈後の等価せん断係数 G_e は補剛材が完全な剛体であるときに $G_e = E/4$ となり、通常のせん断係数 G と比べて次の関係がある。

$$G = \frac{E}{2(1+\nu)} \leq G_e \leq E/4$$

ここで E はヤング率、 ν はポアソン比である。

超臨界ヘリウムガス [英 supercritical helium gas,

仏 gaz de hélium supercritique, 露 сверхкритический газ гелия] 臨界点(臨界温度 $T_c=5.22\text{K}$, 臨界圧力 0.229MPa ($=2.26\text{atm}$)) 近傍のヘリウム 4 (^4He) ガスをいう。特に臨界温度近傍 ($4\sim 5\text{K}$ の間) で臨界圧力以上の超臨界圧力ヘリウムは、液体に近い気体(擬液体という)であるが、単相のため沸騰現象がなく、密度および定圧比熱が大きく、しかも粘性が非常に小さいので、大型超伝導機器の強制循環による冷却媒体として優れた性質をもっている。

超励起状態 [英 superexcited state, 仏 état superexcité, 露 сверхвозбуждённое состояние] 原子・分子の励起状態のうち、基底電子状態から測った励起エネルギーが、その原子・分子の電離エネルギーより大きいものをいう。原子・分子の光電離を行うとき、光子エネルギーを E , 光電離断面積を $\sigma_i(E)$, 光吸収断面積を $\sigma_a(E)$ とすると、ある E の値に対して $\sigma_i(E)$ の値が $\sigma_a(E)$ の値に比べてかなり小さい場合があること、 $\sigma_i(E)$ の値が同位体によって異なることがはっきりと見られることなどの実験事実に基づいて、R. L. Platzman によって初めてその状態の存在が具体的に指摘された。原子の場合には、この状態はほとんど自動電離を行って電子を放出してイオンになるが、分子の場合には、そのほかに結合の解離などを行って消滅することもある。したがって、分子は電離エネルギーより大きいエネルギーをもつ場合においても、そのエネルギーをすべて電離のために消費するとは限らない。これは分子の場合の超励起状態の特徴のひとつである。超励起状態の消滅過程のうち、電離過程以外の過程の占める割合は $\sigma_i(E)$ と $\sigma_a(E)$ の差で表されるので、通常は、 $\eta(E) = \sigma_i(E)/\sigma_a(E)$ で与えられる電離効率 $\eta(E)$ を用いて、 $1 - \eta(E)$ の値で表す。 $\eta(E)$ の値は光電離のデータから求められる以外に、高速電子線のエネルギー損失スペクトル、 W 値に及ぼす不純物分子の効果などからも求められる。 $\eta(E)$ の値の正確なデータはまだ乏しいが、およそ次のような傾向を示すことが知られている。電離エネルギーを I とすると、 $E < I$ では $\eta(E) = 0$; $E > I$ では、原子の場合は E によらずほとんど $\eta(E) = 1$; 分子の場合は E の値が I の値を超えても $\eta(E)$ は徐々に増加するだけで、 $I < E < 1.5I$ の領域では多くの分子について $\eta(E)$ は 1 よりかなり小さい。 $E > 2I$ の領域ではほとんどの分子について $\eta(E) = 1$ となるが、分子によってはある特定の E の値の領域で明らかに $\eta(E) < 1$ となることもある。超励起状態の電子構造は、 $\eta(E)$ の測定、自動電離電子の測定、解離過程の励起関数の測定、解離原子の並進運動の観測などの実験に基づいて徐々に明らかにされつつある。分子の場合には、二電子励起、内殻励起など原子の自動電離状態でも見られるものほか、イオン基底状態よりエネルギーの小さい電子状態でも振動回転エネルギーが高いために超励起状態となっているものがある(⇒励起関数)。

調和関数 [英 harmonic function, 独 harmonische Funktion, 仏 fonction harmonique, 露 гармоническая функция] ラプラス方程式 $\Delta u = 0$ を満たす関数。三次元の場合には、直角座標 x, y, z について同次の調和関数のことを球体関数という。また、 n 次の球体関数を r^n で割ったもの ($r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$) を球面調和関数という。二次元(平面)の場合には、複素変数 $z = x + iy$ の複素解析関数の実数部と虚数部がそれぞれ x, y の調和関数になっている。調和関数の 1 点での値は、その点を中心とする任意の球面(二次元の場合は円周)上での値の平均値に等しい(球面平

均の定理)。また、調和関数のある領域における最大(小)値はその境界上で達せられる(最大(小)値の原理)。

調和振動 [英 harmonic oscillation, 独 harmonische Oszillation, 仏 oscillation harmonique, 露 гармоническое колебание] = 単振動

調和振動子 [英 harmonic oscillator, 独 harmonischer Oszillator, 仏 oscillateur harmonique, 露 гармонический осциллятор] 質量 m の質点が、定点 O に向かい O からの距離に比例する引力を受けて運動する系を調和振動子という。一次元の場合、 O を減点、位置を x とすると、運動方程式は

$$m\ddot{x} = -kx$$

となり、質点は角振動数 $\omega = \sqrt{k/m}$ の単振動を行う。ただし k は引力の強さを示す比例定数である(⇒単振動)。角振動数が振幅によらず一定であるのが調和振動子の特徴である。二次元、三次元の調和振動子も同様な性質をもつ。量子力学(波動力学)では、ハミルトニアンは、座標を q として

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial q^2} + \frac{1}{2} m \omega^2 q^2$$

となる。 $|q| \rightarrow \infty$ で 0 となる規格化可能な固有関数はエルミートの多項式 $H_n(x)$ を用いて

$$\varphi_n(q) \propto \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) H_n(\xi), \quad \xi = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \cdot q$$

のように表され、エネルギー固有値は

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega \quad (n=0, 1, 2, \dots)$$

のように等間隔になる。 $p = -i\hbar \partial/\partial q$ として

$$a^+ = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \left(q - \frac{i}{m\omega} p\right), \quad a = \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} \left(q + \frac{i}{m\omega} p\right)$$

という非エルミート演算子を定義すると、規格化された $\varphi_n(q)$ に対し

$$a^+ \varphi_n(q) = \sqrt{n+1} \varphi_{n+1}(q), \quad a \varphi_n(q) = \sqrt{n} \varphi_{n-1}(q)$$

$$a^+ a \varphi_n(q) = n \varphi_n(q)$$

が成り立つ。扱っている調和振動子が電磁場のフリーエ成分や格子振動の基準振動の場合には、 n を光子やフォノンの数、 a^+ と a をそれらの生成消滅演算子と考えることができる。 $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2, \dots$ を重ね合わせて a の固有関数となるような波束 (A は a の固有値で、一般には複素数)

$$\psi(q, 0) \propto \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A^n}{\sqrt{n!}} \varphi_n(q)$$

をつくり、これを初期条件とした $i\hbar \partial \psi(q, t)/\partial t = H \psi(q, t)$ の解を求めると、それは $\sqrt{2}|A|$ を振幅とし角振動数 ω で単振動するガウス関数形(形は一定に保たれる)の波束になっていることがわかる。ガウス関数の幅が振幅に比べて無視できる場合が古典力学の単振動に相当すると考えられ、そのような状態をコヒーレント状態とよぶ。レーザー光などはこのような状態であると考えられる。

調和振動子模型(原子核の) [英 harmonic oscillator model, 仏 modèle de oscillateur harmonique, 露 гармоническая осцилляторная модель] 原子核中の核子は、互いに短距離の核力を及ぼしあいながら、ほぼ球形の密度分布に照応した領域内で深さ約 50MeV の引力の一粒子ポテンシャルの中を運動している。この一粒子ポテンシャルは、ハートリー・フォック・ポテンシャルとして求めることもできるが、一体状態の基底の特徴を失わず、計算上扱いやすいものを近似的に選択するのも有効な方法である。調

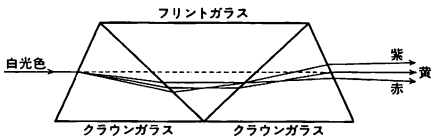
和振動子ポテンシャル $U(r) = U_0 + (1/2)m\omega^2 r^2$ (r は中心からの距離, m は核子質量, $\hbar\omega$ は調和振動子のエネルギー量子の値) はこの目的にかなったもので, 調和振動子殻模型とよばれる。現実の原子核に適用するには, スピン・軌道相互作用などを加えて一粒子ハミルトニアンをくふうすると, 相当により記述を与える。調和振動子模型は, 広義には平衡点のまわりの微小振動を記述するもので, 原子核の表面振動など集団運動を記述する出発点となる(⇒集団振動)。

調和ポテンシャル [英 harmonic potential, 独 harmonisches Potential, 仏 potentiel harmonique, 露 гармонический потенциал] 微小振動を扱うときには, 平衡点からの質点の変位は小さいとして, ポテンシャルエネルギーを変位に関するべき級数に展開し, その二次の項までをとることが多い。そのとき, 変位の二次までとしたポテンシャルを調和ポテンシャルという。一次の項はつり合い条件から消えるので, 付加定数を別にすると, ポテンシャルは変位成分に関する二次の同次式になる。基準座標に変換することによってこれを $\sum_i (1/2)b_i Q_i^2$ の形にすれば, 系は

独立な調和振動子の集りに変換される。調和ポテンシャルは固体原子の振動を扱うときなどに用いられる名称であるが, 固体の熱伝導, 熱膨張などを調べるには不十分なので, 非調和項を考慮に入れる必要がある。

チョークコイル [英 choke-coil, 独 Drosselspule, 仏 bobine de réaction, 露 дроссельная катушка] 交流電流を阻止する目的で使用するインピーダンスの高いコイル。大別して高周波用と低周波用に分けることができる(⇒高周波チョーク)。低周波チョークコイルは, おもに可聴周波数以下の領域で使用されるものでケイ素鋼板やパーマロイの磁心を使用しているものが多い。鉄芯入りのものは直流電源の整流回路でのリップル成分を汙染するために使用されている。直流電流による飽和を防ぐため磁路に空隙をもつのが普通である。高周波用では巻線の分布容量等が小さいものが多い。低周波用チョークコイルの自己インダクタンスは, 数百 mH から数 H 程度である。

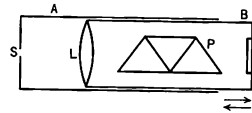
直視プリズム [英 direct-vision prism, 独 Geradsichtprisma, 仏 prisme à vision directe, 露 призма прямого видения] 屈折率の異なる三角プリズムを接合して, 可視スペクトルの中心波長の光, たとえば黄色の光(D線)の進行方向を変えずにほかの波長の光をその両側に分散させるようにつくられたプリズム。直視プリズムは通常フリントガラスとクラウンガラスの屈折率, 分散率の相違を利用してつくられ, 図のような構造になっている(これ



をアミチのプリズムという)。アミチのプリズムを用いた直視分光器は, 入射光と同じ方向に可視スペクトルが観測できるので実験室などで広く用いられている。このほか, 直視プリズムには, クラウンガラスとフリントガラスのプリズムを交互に5個または7個組合せたものや第2プリズムに液体プリズムを使ったツェンガーのプリズムとかウェ

ルニケのプリズムがある。

直視分光器 [英 direct-vision spectroscope, 独 geradsichtiges Spektroskop, 仏 spectroscopie à vision directe, 露 спектроскоп прямого зрения] 直視プリズムや透過型レプリカ回折格子を用いた携帯用の小型手持分光器。最も一般的なのは, 幅が可変なスリット S を取付けた円筒 A に, コリメーターレンズ L と直視プリズム P を設置した円筒 B がはまっており, 目でスペクトルが直接見えるようになっている(図参照)。スペクトルのピント合わせは



円筒 B を出し入れして行う。簡単な分光器であるが, 約 2 nm の波長差のある水銀の黄色の 2 本の線や太陽スペクトル中に沢山の Fraunhofer 線が見える程度の分解能をもっている。放電管からの光をみて, 光源の発光状態を調べるのによく用いられる。

直積群 [英 direct product group] K と H をともに群とする。それぞれの元 $k \in K$ と $h \in H$ の対 (k, h) に対して次のような積演算 $(k, h)(k', h') = (kk', hh')$ を定義すると, 対の全体 $G = \{(k, h) | k \in K, h \in H\}$ は群になる。この群 G が K と H の直積群あるいは単に直積という。 e_K および e_H をそれぞれ K と H の単位元とするとき, $\hat{K} = \{(k, e_H) | k \in K\}$ および $\hat{H} = \{(e_K, h) | h \in H\}$ は, それぞれ K と H に同型であり, ともに G の不変部分群になる(⇒不変部分群)。たとえば直交群 $O(3)$ は, 回転群 $SO(3)$ と反転の群 $C_i = \{e, i\}$ (e は恒等変換, i は空間反転を表す)の直積である。直積群の既約表現行列は, それぞれの群の既約表現行列のクロネッカー積で与えられる。

直接ギャップ半導体 [英 direct gap semiconductor, 独 direkter Halbleiter, 仏 semiconducteur à intervalle direct] ⇒ 直接遷移

直接交換相互作用 [英 direct exchange interaction, 独 direkte Austauschwechselwirkung, 仏 interaction d'échange directe, 露 прямое обменное взаимодействие]

主磁性電子(3d, 4f, 5f)の波動関数の重なりによって生ずる交換相互作用をしばしば直接交換相互作用とよぶ。最も簡単な例として He 原子を考えてみよう。最低状態は $(1s)^2$ でスピン自由度は一重項である。最低の励起状態は $1s2s$ に当るものでスピン自由度は三重項と一重項とがある。この2つのエネルギー差を $-2J \cdot S_1 \cdot S_2 = -J[S_1(S_1+1) - 3/2]$ (ただし $S_i = S_{i1} + S_{i2}$ で, 一重項, 三重項でそれぞれ $S_i = 0$ および 1) を使って表したとき J を $1s-2s$ 交換相互作用定数とよぶ(J は正符号)。次に, 二原子系の最も簡単な場合として2個の水素原子系を考える。十分遠方では磁気双極子相互作用が最も重要となるが, 二原子がある程度接近してお互いの $1s$ 状態が重なりあうようになるとクーロン相互作用がより重要になる。以下後者の場合を考え双極子相互作用を無視する。パウリの原理は同一スピン電子が空間的に近づくのを禁じ, したがって $S_i = 1$ 状態のクロン・エネルギーを下げる。一方, 異なる原子上の $1s$ 状態間の非直交性(これは He 原子の場合はない)は $S_i = 1$ 状態の運動エネルギーを上昇させる。二水素原子問題では常に後者の方が強く, 基底状態では $S_i = 0$ である。 $S_i = 1$ の状態

と基底状態($S_T = 0$)とのエネルギー差を再び $-2JS_1 \cdot S_2$ の形に書いたときの J を原子間 $1s$ 状態の交換相互作用定数という(J は負符号)。なお、両水素原子の距離が0になった極限では、上記の状態はそれぞれHe原子の $1s^2$ および $1s2s$ 三重項状態に対応しているが、そのときのエネルギー差は交換相互作用によるとはいわない。上記二例とも、どの部分が直接交換相互作用であるかの分離は不可能であるが、しばしば全体を直接交換相互作用とよぶ。より複雑な原子間、たとえば鉄族 $3d$ 電子間の交換相互作用の機構はこみ入っていて、直接、間接の厳密な区別は不可能であるが、適当な原子上局在状態(直交系)が定義されてハミルトニアンが次の形に書かれたとき

$$H = \sum_n H_n - 2 \sum_{n,m} J_{nm} S_n \cdot S_m - \sum_{n,m,j,j'} t_{nm}^j a_{jn}^\dagger a_{jm} + c.c. + H'$$

(ただし、 H_n は R_n 位置の原子内ハミルトニアン、第二項が $3d$ スピンの有効交換相互作用、第三項が $3d$ 電子間の混成ハミルトニアン、第四項がそれ以外の相互作用)、第三項の摂動によって得られる有効交換相互作用と第二項の和を直接交換相互作用とよぶ。これは、実は、基底状態の選びかたに依存し、また H' の選びかた(第三項がどの程度 H' からくる項をくりこんでいるか)にもよる(\Rightarrow 二重交換相互作用、超交換相互作用)。

直接積分 [英 direct integral, 仏 intégrale directe, 露 прямой интеграл] フェルミ粒子系の一体近似では、全波動関数は1つのスレーター行列式で表される。この波動関数による二体相互作用の期待値は占有状態(N 粒子系) $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_N$ に対し

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \int d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 \Psi_{\alpha_i}^*(\mathbf{x}_1) \Psi_{\alpha_j}^*(\mathbf{x}_2)$$

$$\times V(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) [\Psi_{\alpha_i}(\mathbf{x}_1) \Psi_{\alpha_j}(\mathbf{x}_2) - \Psi_{\alpha_j}(\mathbf{x}_2) \Psi_{\alpha_i}(\mathbf{x}_1)]$$

で表される。ここで、被積分関数の第一項からの寄与を直接積分といい、第二項からの寄与を交換積分という。直接積分は、粒子密度

$$\rho(\mathbf{x}_1) = \sum_{i=1}^N \Psi_{\alpha_i}^*(\mathbf{x}_1) \Psi_{\alpha_i}(\mathbf{x}_1)$$

を用いて

$$\frac{1}{2} \int d\mathbf{x}_1 d\mathbf{x}_2 \rho(\mathbf{x}_1) V(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) \rho(\mathbf{x}_2)$$

で表すことができる。これは古典電磁気学におけるクーロン相互作用のエネルギーになっている。この意味で、この積分をクーロン積分ともよぶ(\Rightarrow 分子積分)。

直接遷移 [英 direct transition, 独 direkter Übergang, 仏 transition directe, 露 прямой переход] 半導体や絶縁体の光の吸収において、価電子帯の電子が入射光子のエネルギーと波数をそのまま受取って伝導帯に励起される過程をいう。普通は光の波数は結晶の逆格子ベクトルに比べて十分に小さく、無視できるから、電子は初めに存在した価電子帯の状態から、それと同じ波数をもつ伝導帯の状態に遷移する。価電子帯の上端と伝導帯の下端が同じ波数のときは、吸収端は直接遷移で生じる(この場合の半導体を直接ギャップ半導体という)。吸収端より高い入射光のエネルギーに対しては、吸収スペクトルは連続スペクトルとなる。また直接遷移で励起子が生成される場合には、励起子の並進運動の波数は0となるから、吸収端より低いエネルギー位置に線状の吸収スペクトルが現れる。

直接相互作用 [英 direct interaction, 独 direkte Wechselwirkung, 仏 interaction directe, 露 прямое взаимо-

действие] \Rightarrow 交換相互作用

直接測定 [英 direct measurement, 独 direkte Messung, 仏 mesure directe, 露 прямое измерение] \Rightarrow 測定

直接発電 [英 direct generation, 独 direkte Erzeugung, 仏 génération directe d'électricité] = 電磁流体発電

直接反応 [英 direct reaction, 独 direkte Reaktion, 仏 réaction nucléaire directe, 露 прямая ядерная реакция] 原子核反応のうちで、入射粒子が標的核内のごく少数の核子と相互作用して核外に出る反応で、直接過程ともいう。一般に中・高エネルギーの核子や軽イオンは、原子核内において平均自由行程が短いので、これらの粒子が原子核に入射して核内に入ると、核内を進行中にも何回も衝突を繰返して核内核子にエネルギーを分配し、複合核を形成する。直接反応は主に核表面で起る反応であって、その代表的なものが、非弾性散乱、ストリッピング反応、ピックアップ反応などである。直接反応の特徴としては、反応生成物の角度分布が前方に著しいピークを示すことであって、その形や絶対値から反応に関与した粒子の核内における量子状態(角運動量やスピン)について情報が得られる。直接反応では関与する粒子の数や量子状態が比較的少ないので、反応の前後における入射粒子と標的核の状態の波動関数と相互作用ハミルトニアンを用いて量子力学的計算を遂行することができ、計算結果と実験との比較から核構造に関する知識を得ることができる。この場合に、入射粒子と放出粒子の波動関数として平面波を用いると、平面波近似(ボルン近似)となるが、計算の精度を高めるために、平面波の代りに原子核が生じるポテンシャル(たとえば光学ポテンシャル)で曲げられた波を使うと、歪曲波ボルン近似になる。この近似法は、直接反応の解析に極めて有効な計算法である。これらの近似法は摂動論であり、相互作用の行列要素が大きい場合には使えなくなる。しかし、反応に関与するチャネル数が限られているときには、これらのチャネルに関する連立方程式を解く方法が用いられる。これは、チャネル結合の方法とよばれており、素粒子論で用いられたタム-ダンコフの方法と類似のものである(\Rightarrow 核反応, 複合核)。

直接法(構造解析の) [英 direct method, 仏 méthode directe] X線回折実験で構造因子 $F(\mathbf{h})$ の振幅は実測されるが、位相角の情報は失われる。それを回復する最も有力な手段が直接法である。近年重原子を含まない数十個以上の原子を含む複雑な有機化合物が解析できるようになったのはもっぱら直接法の発展によるものである。直接法は全く構造を仮定することなく純粋に数学的統計的方法で構造因子の間の関係式から位相角を求めようとする方法である。直接法では原子の座標に敏感な高次の反射が重要であるが、 $F(\mathbf{h})$ のままだでは電子雲の広がりと熱振動で減衰が激しく、有効な利用ができない。そこで全電子が1点に集中し、熱振動もない仮定の静止点原子に対応する減衰のないユニタリ構造因子

$$U(\mathbf{h}) = \frac{F(\mathbf{h})}{\sum f_j} \quad (f: \text{原子構造因子})$$

あるいは規格化構造因子

$$E(\mathbf{h}) = \frac{U(\mathbf{h})}{\langle |U|^2 \rangle^{1/2}}$$

を用いる。 $\langle \rangle$ は平均値を示す。 U の最大値 $U(000)=1$ 、また $\langle |E|^2 \rangle=1$ と規格化されている。位相角はもとの $F(\mathbf{h})$ のそれと変わらない。

直接法の最初の実用的な方法はハーカー-カスパーの不等式であるが、D. Sayre は二乗電子密度 $\rho^2(r)$ という概念から、 $|E|$ が特に大きい 3 つの反射に対する $E(h)$, $E(k)$, および $E(h-k)$ の位相角 φ の間に

$$\varphi(h) \approx \varphi(k) + \varphi(h-k)$$

が成立することを示した。これをセイヤーの式という。もし初めに数個の適当な特に強い反射 $\alpha\varphi$ が与えられれば、この式を用いて次々と他の強い反射に位相角を与えていくことができる場合がある。実際には初めの数個の反射の選択と位相の割りふりが最大の問題である。かなりの数の反射に位相角が与えられると、次は、タンジェント式

$$\tan \varphi(h) = \frac{\sum_k |E(k)E(h-k)| \sin\{\varphi(k) + \varphi(h-k)\}}{\sum_k |E(k)E(h-k)| \cos\{\varphi(k) + \varphi(h-k)\}}$$

でさらに多くの反射に位相角を与える。原子 1 個当たり数個の反射に位相角が与えられると、 E を係数としたフーリエ合成を行って E マップを計算する。 E マップを視察して分子の大部分または一部分を見つけることができる場合がある。多くの実績をあげてこの方法が複雑な有機化合物の構造解析に有力であることを示したのは、J. Karle 夫妻の記号和方法であった。ただこの方法を成功させるには相当な経験が必要であったので、M. M. Woolfson らは $|F(h)|$ からだいたいの構造を得るまでを、全く人手を加えることなく自動化しようとして電子計算機のプログラム化したのが MULTAN である。特に問題となる出発点の反射の選択には、巧妙な手段が用いられている。この MULTAN によってかなり複雑な化合物の解析ができるようになり、直接法が構造解析の最有力手段となった。直接法には他に多くの関係式があるが、代表的なものは上のセイヤーの式とタンジェント式である。直接法の発展にたくに功績のあったのは、Karle 夫妻、H. Hauptman, Sayre, Woolfson, P. Main らである。

直線運動 [英 linear motion, 独 lineare Bewegung, 仏 mouvement linéaire, 露 линейное движение] 一直線 (x 軸) 上で起る自由度 1 の運動。時刻 t に位置 x にあるとすれば、 $x=x(t)$ で表される。符号上で考慮することによって、速度や加速度もスカラー量として表すことが可能である。質点に外力が働かないとき、質点は等速直線運動を行う。等加速度直線運動の例は 1 つの鉛直線上の落体の運動に見られる。

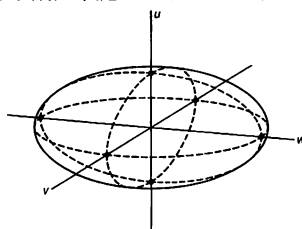
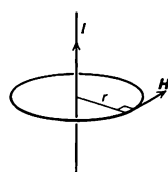
直線検波 [英 linear detection, 独 lineare Gleichrichtung, 仏 détection linéaire, 露 линейное детектирование] ⇒ 検波

直線増幅器 [英 linear amplifier, 独 Linearverstärker, 仏 amplificateur linéaire, 露 линейный усилитель] 入力された信号電圧 V_1 と増幅された出力信号電圧 V_2 が直線関係 ($V_2=AV_1$) にある増幅器。比例増幅器ともいう。比例係数 A を増幅度または利得という。入力信号波形はその形を保ったまま増幅され相似な出力波形となる。普通増幅器といふ場合は直線増幅器を意味する。直線増幅器に対して、対数増幅器、逆対数増幅器、掛算増幅器などの非線形増幅器がある。

直線電流 [英 linear electric current, 独 linearer elektrischer Strom, 露 линейный ток] 無限に長い直線状の導線を流れる電流をいう。定常な直線電流 I のつくる磁場 H は、アンペールの法則から、電流の方向に右ねじを進めるときのねじの回転方向に向き、直線から垂直方向 r

の距離の点での大きさは $H=I/2\pi r$ で与えられる。

直線二色性 [英 linear dichroism, 独 lineare Dichroismus, 仏 dichroïsme linéaire, 露 линейный дихроизм] 入射する光の振動方向により吸収が異なる性質のこと。1815 年に J. B. Biot によって電気石について初めて発見された。直線偏光をいろいろな方向から振動方向をかえて当てると、直線二色性を示す媒質では方向によって異なる吸収係数が測定され、図のような吸収係数楕円体



が定義できる。吸収係数の最大値を最大主吸収係数 a_w とよび、最小値を最小主吸収係数 a_u とよぶ。これらに比例して第一主吸収軸 w と第二主吸収軸 u を切る点ととり、 u と w に垂直な中間主吸収軸 v 上に中間主吸収係数 a_v で決める点をとる。図では、各軸の楕円体との交点を黒丸で示してある。任意の波面法線方向に対する 2 つの吸収係数は、楕円体の中心を通り、かつ波面法線に垂直な面で楕円体を切ったときの楕円の半長軸と半短軸の長さで決まる。切断面が円となるような波面法線方向の軸を単色軸とよぶ。図の場合、単色軸は uw 面内で w に対称に 2 本あり、これらの間の角を単色角という。2 本の単色軸が一致する場合は吸収一軸性、異なる場合は吸収二軸性または多色性であるという。直線二色性の大きさは主吸収係数の差で表され、 $D_{uw}=a_w-a_u$ となる。また、 a_w-a_v は第一二色性 D_{wv} , a_v-a_u は第二二色性 D_{vu} とよばれる。直線二色性は、ボーラロイドなどの二色性偏光子として応用されている。

直線ピンチ [英 linear pinch, 独 linearer Pinch, 仏 pincement linéaire, 露 линейный пинч] 円筒状の真直なプラズマの両端に高電圧を加え、縦電流 I_z を急激に立ち上げると、この電流 I_z による θ 方向の磁場 $B_\theta=\mu I_z/2\pi r$ の圧力によって中心軸の方へピンチする。このような構成を直線ピンチまたは z ピンチという。直線ピンチプラズマは、ソーセージおよびキンクの電磁流体力学的モードに対して不安定になりやすいため、縦磁場 B_z を大きくしたり、プラズマの外周に導体シェルを置いて安定化することが必要である。

直線分子 [英 linear molecule, 独 lineares Molekül, 仏 molécule linéaire, 露 линейная молекула] 構成原子の原子核が一直線上に並んだ分子をいう。CO₂, CS₂, C₂H₂ などの $D_{\infty h}$ 対称性の分子や、HCN, N₂O などの $C_{\infty v}$ 対称性の分子が存在する。また宇宙空間で、シアノオクタテトラリン(H-(C≡C)₄-CN)のような長鎖の直線分子の存在が認められている。電子項は、二原子分子と同じく全電子の軌道角運動量の分子軸方向の成分の大きさの量子数 $\Lambda=0, 1, 2, \dots$ に対応し $\Sigma, \Pi, \Delta, \dots$ と分類される。 N を分子の構成原子の数とすると、回転の自由度は 2 であるので振動の自由度は $3N-5$ となる。振動の寄与が無視できる範

図で気体の定積比熱は $(5/2)R$ となる(R は気体定数)。振動回転エネルギーは、通常、波数単位 cm^{-1} を用いて

$$T = \sum_s \omega_s \left(v_s + \frac{d_s}{2} \right) + \sum_{s \neq s'} \chi_{ss'} \left(v_s + \frac{d_s}{2} \right) \left(v_{s'} + \frac{d_{s'}}{2} \right) + \sum_{l, l'} g_{ll'} l_l l_{l'} + B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2$$

で表される。ここに ω_s, v_s, d_s は s 基準振動の振動数(波数単位)、量子数、縮退度であり、 $\chi_{ss'}$ の項は振動が非調和であるために現れる項である。 $l_l, l_{l'}$ はそれぞれ縮退振動 l, l' が励起されるとき生じる分子軸のまわりの角運動量量子数であり、縮退振動が非調和であるため生じる項が第三項である。 B_v, D_v は v 振動準位の回転定数と遠心力ひずみ定数である。 J は全角運動量の大きさの量子数である。振動回転スペクトルの許容遷移は平行バンド(分子軸に平行な遷移モーメントによる遷移)では $l=0$ のとき $\Delta l=0, J \rightarrow J+1, J-1$ (R, P の枝)である。 $l \neq 0$ のときは $\Delta l=0, J \rightarrow J+1, 0, J-1$ で Q の枝も出現する。一方垂直バンド(分子軸に垂直な遷移モーメントによる遷移)では、 $\Delta l = \pm 1, \Delta J = 0, \pm 1$ で P, Q, R の枝が出現する(\Rightarrow 多原子分子、二原子分子)。図

直線偏光 [英 linearly polarized light, 独 linear polarisiertes Licht, 仏 lumière polarisée rectiligne, 露 линейная поляризация света] 偏光の一種で、振動面が一平面に限られている光。平面偏光ということもある。 z 軸の正の方向に進む平面光波の電気(磁気)ベクトルは xy 平面内で振動しているが、その x 成分と y 成分の位相差が $m\pi$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) であれば、 xy 平面に投影した電気(磁気)ベクトルの先端の軌跡は線分となり、電気(磁気)ベクトルは常に一平面内に含まれ、直線偏光となる。直線偏光は右まわりと左まわりの円偏光を合成したものとも考えることもできる。太陽光や電球からの光などはいろいろな偏光状態の光の集りと近似的に考えられるが、このような光から直線偏光を取出すには直線偏光子(\Rightarrow 偏光子)を用いる。

直線偏波 [英 linear polarization, 独 lineare Polarisation, 仏 polarisation linéaire, 露 линейная поляризация] \Rightarrow 偏波

直巻発電機 [英 series generator, 独 Seriengenerator, 仏 génératrice série, 露 серийный генератор] 直巻モーターを原動機(機械的回転動力)で回転させると、直流発電機となる。これを直巻発電機といい、その接続を図

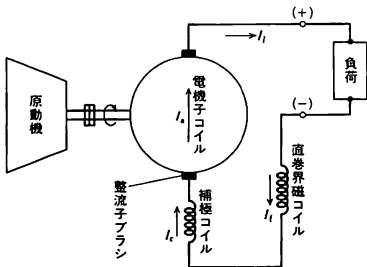


図 1

1 に示す。負荷電流 I_l は界磁コイルを流れる励磁電流 I_f と同じであるから、 I_l が増加されると励磁アンペア回数も増加し、電機子コイルの誘導起電力も増し、図 2 のような無負荷飽和曲線が得られる。この無負荷飽和曲線から、

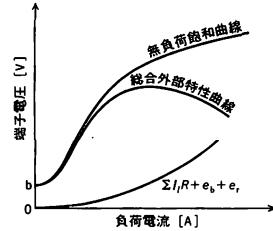


図 2

I_l による電機子回路の全抵抗電圧降下 $\Sigma I_l R_a$ [V], ブラシの接触電圧降下 e_b [V], 電機子反作用による電圧降下 e_r [V] を差し引いたものが発電機の出力端子電圧であり、これが図 2 の総合外部特性曲線である。総合外部特性曲線からわかるように、この発電機の端子電圧は負荷電流の変化によって大きく変わる特徴がある。このような特性の発電機を変電圧発電機ともいう。

直巻モーター [英 series motor, 独 Serienmotor, 仏 moteur série, 露 серийный двигатель] 電機子コイルと界磁コイルが直列に接続された直流モーターの一種(図 1)。図 2 は速度特性とトルク特性を示したもので、回転

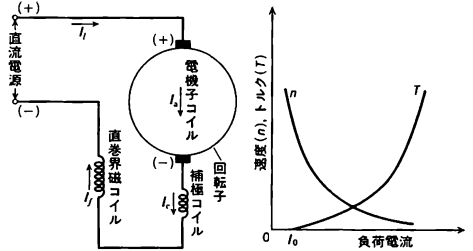


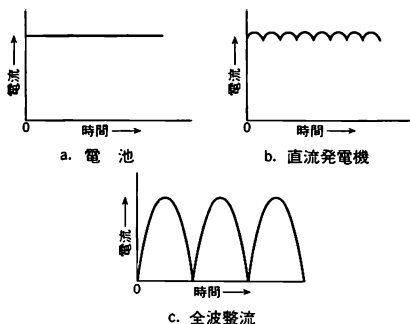
図 1

図 2

速度は一定電圧のもとでは負荷電流に逆比例し双曲線となり、トルクは負荷電流の二乗に比例する。直巻モーターは軽負荷の場合には危険速度になるから、誤って何も無負荷とならないように負荷との結合には直結または歯車結合を用いることが必要である。また、速度変動率が大きいことから変速度モーターともいわれ、坂道や負荷の大きいときにトルクが大きく、回転速度が小さくてもよい電気鉄道、大型天井走行クレーンの走行動力用などに用いられる。

チョクラスキー法 [英 Czochralski method, 独 Czochralski-Methode, 仏 méthode de Czochralski, 露 метод Чохральского] = 結晶引上げ法

直 流 [英 direct current, 独 Gleichstrom, 仏 courant continu, 露 постоянный ток] 時間に対して常に一方に流れる電流のこと。これに対して方向が周期的に変化する電流を交流という。直流の電源は電池が代表的であるが、直流発電機、交流を整流したものなどのように、流れる方向は変わらないが、大きさが時間と共に変化するものもある。これを脈流という。脈流は直流と交流の和として表すことができる。図にこれらの電流の時間変化を示した。直流電流 I 、電圧 E 、回路の抵抗 R の関係はオームの法則により $I = E/R$ で表される。電流が抵抗を流れるときの消費電力 P は、 $P = I^2 R = E^2 / R$ で与えられる。直流は電圧の昇昇、通降が交流のように簡単にはできないので、電力輸送には適さないが、半導体回路、直流モーター、電気分解などの電源として広範囲に利用されている。

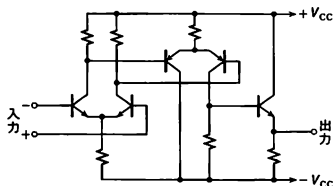


直流安定化電源 [英 regulated DC power supply, 露 стабилизированный источник питания постоянного тока] 直流出力電圧または電流が、負荷によらず一定に保たれた電源。直流電圧は交流を整流すれば得られるが、交流入力電圧の変動や整流回路のリップルがそのまま出力電圧や電流に含まれる。また電源の内部抵抗により負荷電流の変化のため出力電圧が変動する。これらの入力や出力の変動を検出して電圧制御回路にフィードバックして出力を安定化したものがこの電源である(⇒シリーズレギュレーター、スイッチングレギュレーター)。また、整流する前の交流をサイリスターで制御する方法と整流作用を制御する方法がある。

直流コロナ [英 DC corona, 独 DC-Corona, 仏 corona DC, 露 коронные разряды на постоянном токе] ⇒ コロナ放電

直流 SQUID [英 DC SQUID, 仏 SQUID DU] ⇒ SQUID

直流増幅器 [英 direct-current amplifier, 独 Gleichstromverstärker, 仏 amplificateur de courant continu, 露 усилитель постоянного тока] 直流成分を含んだ信号を増幅する増幅器。時間的に変化するような周期的な信号やパルスの信号を増幅する場合は、一般に信号の直流成分は不要な場合が多く、信号の交流成分のみを増幅する交流増幅器がよく用いられる。これに対して静的な信号や信号の直流成分を増幅する必要がある場合には直流増幅器を用いる。増幅器を構成している半導体などの増幅素子の特性は温度変化や電源電圧変化などによって変動する。直流増幅器ではこれらの変動によって大きな出力オフセット電圧の変動が生ずるため、実際の回路ではこのようなオフセット変動が極力小さくなるよう回路構成が工夫されている。簡単な回路構成の例を図に示す。この例では差動増幅



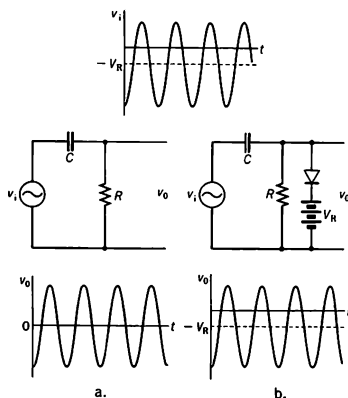
回路を用いて温度ドリフトおよび電源電圧依存性を小さくしている。また npn トランジスターと pnp トランジスターを組合せることによって無信号時の出力電圧が 0 となるようにしている。現在ではこのような回路構成による集積回路(IC)が演算増幅器 IC として多数製造されているの

で、それらを用いることで容易に直流増幅を行うことができる。特に高精度の直流増幅を行う場合は、オフセット電圧およびオフセット電圧変動が極力小さい増幅器が必要であるが、そのような場合はチョッパー型増幅器が用いられる。

直流電位差計 [英 DC potentiometer, 独 Gleichstrom-kompensator, 仏 potentiomètre de courant constant, 露 потенциометр постоянного тока] ⇒ 電位差計

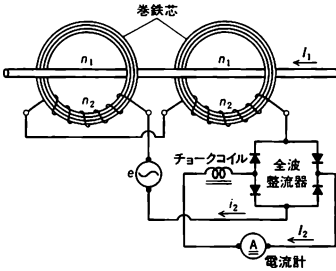
直流ブリッジ [英 direct-current bridge, 独 Gleichstrombrücke, 仏 pont en courant continu, 露 мост постоянного тока] 電源に直流を用いたブリッジ回路で、電気抵抗の精密測定に使用される。抵抗値の大小、種類、必要な精度によって各種の方法がとられる。ホイートストン・ブリッジは広い測定範囲(0.1~10⁶Ω)と高い精度をもつため一般に広く応用されあらゆるブリッジの基本である。非常に低い抵抗値を測定するときはリード線の抵抗や接触抵抗が誤差となるため四端子抵抗を使い、これらの抵抗を補正するか無視しうる設定にしなければならない。ケルビン・ダブルブリッジは特に低抵抗の精密測定用に考案され、リード線抵抗などの影響を減らすように工夫されている。高い抵抗値を測定する場合は対地漏洩抵抗や抵抗を納めたケースに対する漏洩抵抗が問題となる。交流ブリッジで一般に使われるワグナー接地法などの原理を用いて、対地漏洩抵抗の効果を除去して測定する必要がある。

直流分再生 [英 DC restoration, 仏 restitution de la composante continue, 露 восстановитель постоянной составляющей] 伝送の途中で失われた直流分を復活すること。直流分を含んだ交流あるいはパルス信号を CR 結合回路、変成器など直流分を伝送しない回路を通過させると直流分が失う(図 a)が、トランジスタやダイオードを使用したクランプ回路により直流分を再生、挿入することができる(図 b)。単極性パルス列のベースライン再生、テレビジョン受像機の映像検波出力信号に画面の平均の明るさを加える操作などに利用されている。



直流変圧器 [英 DC transformer, 独 Gleichspannungstransformator, 仏 transformateur à courant continu, 露 трансформатор напряжения постоянного тока] 直流電圧を抵抗に接続して直流電流に変換し、直流変流器の原理を利用して電圧を上下する変圧器。主として計器に用いられ、被測定回路の直流高電圧と絶縁して低圧側で測定することが可能である。

直流変流器 [英 DC current transformer, 独 Gleichstromtransformator, 仏 transformateur de courant continu, 露 трансформатор постоянного тока] 直流大電流を一定の比率で直接測定可能な値に変換する装置。直流電流の計測では一般に1000 A くらいまでの計測には分流器が用いられるが、それ以上数万 A の直流電流の計測には直流変流器が使用される。普通の分流器と比較して、直流主回路から絶縁ができ接続導線の影響がないので高電圧の回路でも測定可能、電力損失が少なく、温度や熱起電力に無関係、交流に変換しているため多数の計器や継電器が使用可能で遠隔測定に便利、などの利点がある。図はその原



理を示したもので、巻鉄芯の非直線性磁化領域(飽和領域)を利用する一種の磁気増幅器である。一次、二次巻数を n_1, n_2 とし、被測一次電流 I_1 で変調された二次交流電流 i_2 の整流平均電流を I_2 とする場合、 I_1 と I_2 との関係は次式で表される。

$$I_1 = \frac{n_2}{n_1} \cdot I_2$$

ここで、 n_2/n_1 を変流比という。e は変調用交流電源である。

直列共振 [英 series resonance, 独 Serienresonanz, 仏 résonance série, 露 последовательный резонанс] 図 1 のように直列に L, C, r が接続された回路で、信号源の

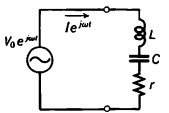


図 1

角周波数を $\omega (=2\pi f)$ とすると、 $\omega L = 1/\omega C$ のとき回路に流れる電流が最大になる。これを直列共振といい、並列共振と対照的な関係にある。回路のインピーダンス Z は共振周波数 ω_0 で L と C のもつリアクタンス分が相殺し、純抵抗分 r に等しくなる。またその絶対値も最小となる。す

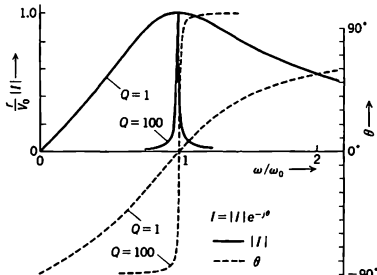


図 2

なわち角周波数 ω の交流について、 $Z = r + j(\omega L - 1/\omega C)$ となるので $Z = |Z|e^{j\theta}$ とすれば $|Z|^2 = r^2[1 + Q^2(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)^2]$, $\theta = \tan^{-1} Q(\omega/\omega_0 - \omega_0/\omega)$ となる。ただし、 $\omega_0^2 = LC$, $Q = \omega_0 L/r$ である。 Z は $\omega < \omega_0$ で容量性、 $\omega > \omega_0$ で誘導性となる。図 2 に $V_0 e^{j\omega t}$ のような交流定電圧電源に接続された場合に流入する電流 $I e^{j\omega t} = V_0 e^{j\omega t}/Z$ の $|I|$ と $\theta = -\arg I$ を示す。 $Q \sim 1$ では $|I|$ は ω_0 のまわりに非対称な形をとるが $Q \gg 1$ では対称となり、ピーク値の $1/\sqrt{2}$ になる点は、 $|\omega - \omega_0| = \omega_0/2Q$ で与えられる。この点での回路中の電力消費は ω_0 の場合のちょうど半分になっている。

直列接続 [英 series connection, 独 Reihenschaltung, 仏 montage en série, 露 последовательное соединение] 2 つ以上の回路素子が電流の分岐をつくることなく縦続して接続されているとき、この接続方式を直列接続という(図参照)。インピーダンスが Z_1, Z_2, \dots, Z_n の素子をすべ



て直列に接続すると、合成されたインピーダンス Z は $Z = Z_1 + Z_2 + \dots + Z_n$ となる。これらの素子のアドミタンスが Y_1, Y_2, \dots, Y_n であれば、合成されたアドミタンス Y は

$$\frac{1}{Y} = \frac{1}{Y_1} + \frac{1}{Y_2} + \dots + \frac{1}{Y_n}$$

となる。直列に接続した回路に電圧 E を印加すると、各素子にかかる電圧 E_i は

$$E_i = \frac{Z_i}{Z} E$$

のように各素子のインピーダンスに比例して分れる。電圧が E_1, E_2, \dots, E_n の電圧源を直列に接続すると、合成された電圧は

$$E = E_1 + E_2 + \dots + E_n$$

となる。ただし E_1, E_2, \dots, E_n は、絶対値だけでなく位相も考慮に入れた複素数表示がなされているものとする。

直和 [英 direct sum, 独 direkte Summe, 仏 somme directe, 露 прямая сумма] 量子力学に現れる空間の直和の例としては、ディラック・スピノールの状態空間(有限直和)、フォック空間(無限直和)などがある。その定義は、次のように与えられる。 $\mathcal{X}_1, \dots, \mathcal{X}_n$ をヒルベルト空間、 $(\cdot, \cdot)_1, \dots, (\cdot, \cdot)_n$ をそれぞれの内積とする。 $\mathcal{X}_1, \dots, \mathcal{X}_n$ の元の組の集合を \mathcal{M} とする。

$$\mathcal{M} = \{x = \{x_i\}_{i=1}^n | x_i \in \mathcal{X}_i\}$$

$x = \{x_i\}_{i=1}^n$, $y = \{y_i\}_{i=1}^n \in \mathcal{M}$ に対して、和とスカラー倍は $x + y = \{x_i + y_i\}_{i=1}^n$, $\alpha x = \{\alpha x_i\}_{i=1}^n$

によって定義し、また

$$(x, y) = \sum_{i=1}^n (x_i, y_i)_i$$

によって (\cdot, \cdot) を定義すれば、 \mathcal{M} は (\cdot, \cdot) を内積とするヒルベルト空間となる。このヒルベルト空間 \mathcal{M} を $\mathcal{X}_1, \dots, \mathcal{X}_n$ の直和といい、 $\mathcal{M} = \mathcal{X}_1 \oplus \dots \oplus \mathcal{X}_n$ と書く。可算個のヒルベルト空間 $\mathcal{X}_1, \dots, \mathcal{X}_n, \dots (n=1, 2, \dots)$ に対する直和も定義される。すなわち

$$\mathcal{M} = \left\{ x = \{x_n\}_{n=1}^{\infty} \mid x_n \in \mathcal{X}_n, \sum_{n=1}^{\infty} (x_n, x_n)_n < \infty \right\}$$

とし、 $x = \{x_n\}_{n=1}^{\infty}$, $y = \{y_n\}_{n=1}^{\infty} \in \mathcal{M}$ に対して、その内積を

$$(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} (x_n, y_n)_n$$

によって定義する(和とスカラー倍は、有限個のヒルベルト空間の場合と同様に定義する)。このとき、 \mathcal{H} はヒルベルト空間となり、 $\mathcal{H} = \bigoplus_{n=1}^{\infty} \mathcal{H}_n$ と書く。

貯蔵弾性率 [英 storage modulus, 独 Speichermodul, 仏 module d'accumulation, 露 накопительный модуль]
複素弾性率の実部をいう。複素弾性率は、ある周波数では正弦振動する応力とひずみの比で定義されるから、貯蔵弾性率は、単位の大きさのひずみに対して生ずる応力のなかで、ひずみと同位相の成分を意味する。ひずみが $r = r_0 \exp(i\omega t)$ で表される正弦振動(ω は角周波数、 i は虚数単位)を行うとき、貯蔵弾性率を $G'(\omega)$ と書くと、試料の単位体積中では最大値が $r_0 G'(\omega)/2$ で与えられる弾性エネルギーが、1 周期中に 2 度蓄えられ、また放出される。 G' はこの貯蔵エネルギーに比例するので、貯蔵弾性率という名称が与えられている。一定温度で貯蔵弾性率 $G'(\omega)$ の周波数変化を観測すると、ある周波数域で G' は急激に増大し、同じ周波数域で損失弾性率は極大を示す。これを貯蔵弾性率の分散(現象)という。周波数 0 で補外して得られる $G'(\omega)$ の値が普通の意味での弾性率に相当する。貯蔵弾性率(ならびに損失弾性率)のこのような挙動は、対象となる物質(粘弾性体)がマクスウェル模型の組合せであると考えると、現象論的に説明される。粘弾性体の変形様式により複素弾性率にいろいろな種類があるのに対応して、貯蔵弾性率にも体積変化、ずり、伸びなどの区別がある。

貯蔵リング [英 storage ring, 独 Speicherring, 仏 anneau de stockage, 露 накопительное кольцо] 円型加速器のうちで、数時間ないし数十時間、一定のエネルギーでビームを回し続けるように設計されたものを貯蔵リング(ストレージリングともいう)とよぶ。貯蔵する粒子は陽子、反陽子、電子、陽電子で、これ以外の荷電素粒子は、現在得られるエネルギー領域では寿命が短すぎて長時間貯蔵することはできない。貯蔵する目的は衝突型加速器として衝突実験に用いるもの、および放射光光源として用いるものに大別される。前者は 2 つのビームを互いに逆向きに回してリング上の数点で衝突させ、高エネルギー散乱現象を研究するものである(⇒衝突型加速器)。後者は、荷電粒子が加速度運動をするときに放出されるシンクロトロン放射光をほかの実験のための、可視光、X 線、γ 線光源として利用するもので、電子あるいは陽電子に限られる。両目的兼用の貯蔵リングも多い。リングの構造は基本的にはシンクロトロンと変わらないが、残留ガスの衝突によるビーム損失を避けるために高い真空度(10^{-7} Pa)が要求され、分布型イオンポンプなどを用いる。衝突型加速器の場合には、衝突点でビームを細くするために四極電磁石などを設置する長い直線区間が必要になる。

直 結 = オンライン

直結増幅器 [英 direct-coupled amplifier, 仏 amplificateur de couplage direct, 露 усилитель с прямой связью] 入力から出力までが直流的に接続されている増幅器を直(接)結(合)増幅器という。一般に交流信号のみを増幅する交流増幅器では入力・出力の結合および各増幅段の段間結合はコンデンサあるいはトランスなどを通して直流的には切離し、交流信号のみを通過させるように交流結合させているのが普通である。これに対して直流増幅器のように信号の直流成分まで増幅するような増幅器では入力、出力および段間を直流的に結合する必要があるためコンデンサなどを介さずに直接結合される。直結増幅器では各

増幅段が直接接続されるため各増幅段で生ずる入力・出力間の直流電位差を打消して、出力に余分な電圧が生じないようにする必要がある。一般に回路構成が複雑になる。また増幅器の初段でオフセット電圧が発生するとそれが増幅されて大きな出力オフセット電圧が生ずるため、直流的な安定度を十分高くする必要がある。そのため直結増幅器では安定な差動増幅回路が多く用いられる。図 1, 2 は

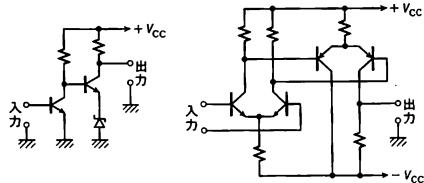


図 1

図 2

トランジスタを用いた直結増幅器の例である。図 1 は出力の直流電位は 2 段目のトランジスタのコレクタ電位そのものになってしまうので実際上不都合である。図 2 はこのような不都合をなくすため、npn トランジスタと pnp トランジスタを組合せて入出力電位差を打消し、無信号時の出力電位がアース電位に一致するようにしたので、正負両極性の出力電圧を得ることができる。さらに差動増幅回路を用いることで直流的な安定度を高めている。

直交化に伴う正孔 [英 orthogonalization hole, 仏 trou d'orthogonalisation, 露 дырка ортогонализации] 物質中の電子の固有状態を計算する一手段である擬ポテンシャルの方法では、真のイオンポテンシャル中での電子状態に対するシュレーディンガー方程式を解く代りに、それと同じ固有エネルギーを与えるようにくふうされた弱い擬ポテンシャル中でのシュレーディンガー方程式を取扱う。真の波動関数は、物質中の各イオン殻の内部の領域で、イオン殻を構成する電子状態の波動関数との直交化の効果のため激しく振動するが、擬ポテンシャルに対する波動関数(擬波動関数ともよばれる)は、イオン殻の外側での真の波動関数をイオン殻内部で節をもたないように滑らかに延ばしたものである。したがって、擬波動関数を用いて計算される電子の電荷密度(擬電荷密度ともよばれる)の滑らかな分布と比べて、真の電荷密度はイオン殻領域で穴状にくぼんだ分布をしており、実効的には、この領域に局在する正電荷分布が負の擬電荷分布と打消しあっているとなみなすことができる。この正電荷分布を、直交化に伴う正孔とよぶ。擬ポテンシャルは、一般に、考えている電子状態(擬波動関数 ϕ_k で表される)のエネルギー E_k に依存する非局所的な演算子であるが、それを $W(E_k)$ と表すと、直交化に伴う正孔の 1 イオン当りの全電荷量は、フリーデルの総和則に類似の関係式

$$\alpha Z = \sum_k \left(\phi_k \left| \frac{\partial W(E_k)}{\partial E_k} \right| \phi_k \right)$$

で与えられる。ここで、和は電子により占められている状態にわたってとられる。 Z はイオンの電価を表す。擬ポテンシャル法で、イオンポテンシャルの遮蔽効果やイオン間の有効相互作用ポテンシャルなどを計算する際に、この正電荷をイオンの電荷と一緒にして、各イオンが有効イオン電荷 $(1-\alpha)Z$ をもつとして扱うと便利な場合がある。

直交関数展開 [英 orthogonal function expansion, 仏 développement en série suivant les fonctions orthogona-

les, 露 разложение по ортогональным функциям] 与えられた関数を互いに直交する関数の線形結合の形に展開すること。区間 $[a, b]$ で定義された絶対二乗可積分な関数 $u(x), v(x)$ に対して内積を $(u, v) \equiv \int_a^b u(x)v(x)dx$ で定義するとき、もし $(u, v)=0$ ならば、 u と v とは直交しているという。関数の集合 $\{\varphi_1(x), \varphi_2(x), \dots\}$ が、任意の $i \neq j$ について $(\varphi_i, \varphi_j)=0$ の関係を満たしているとき、関数系 $\{\varphi_i(x)\}$ は直交系であるといひ、特にすべての i について $\|\varphi_i\| \equiv \sqrt{(\varphi_i, \varphi_i)}=1$ のとき、 $\{\varphi_i(x)\}$ は規格直交系(正規直交系)であるといひ。任意の絶対二乗可積分な関数 $f(x)$ の $\{\varphi_i\}$ に対する(一般)フーリエ係数 $c_i \equiv (f, \varphi_i)$ が、パーセバルの等式 $\|f\|^2 = \sum_{i=1}^{\infty} |c_i|^2$ を満たすならば、二乗平均収束 $\lim_{N \rightarrow \infty} \|f - \sum_{i=1}^N c_i \varphi_i\| = 0$ の意味で、 $f(x)$ は(一般)フーリエ級数 $\sum_{i=1}^{\infty} c_i \varphi_i(x)$ に展開できる(\Rightarrow 完全系)。連続関数からなる完全系 $\{\varphi_i\}$ による関数 f の(一般)フーリエ級数は、 f が連続な閉区間の各点で一様収束であるが、 f の不連続点では左からと右からの極限値の平均値に収束する。一般にスツム-ルイビル方程式の固有関数は完全直交系をなす(\Rightarrow スツム-ルイビル方程式)。

直交群 [英 orthogonal group, 独 orthogonale Gruppe, 仏 groupe orthogonal, 露 ортогональная группа] \Rightarrow 古典群

直交系 [英 orthogonal system, 独 Orthogonalsystem, 仏 système de coordonnées orthogonales, 露 ортогональная система] X を内積の定義されたベクトル空間、 $(,)$ をその内積とすると、 X の2つのベクトル x と y が、 $(x, y)=0$ を満たすとき、それらは互いに直交するという。 X のベクトルの集合 $\{x_i\}$ のすべての元が互いに直交する、すなわち、 $i \neq j$ であるすべての i と j に対して、 $(x_i, x_j)=0$ となるとき、集合 $\{x_i\}$ を直交系という。特に、長さが1のベクトル $(x_i, x_i)=1$ からなる直交系を規格直交系(正規直交系)という。さらに、 $\{x_i\}$ のすべての元と直交するベクトルはゼロ・ベクトルしかないときは、直交系 $\{x_i\}$ は完全であるといひ。 X の任意の元 x を、完全規格直交系 $\{x_i\}$ によって、 $x = \sum_i (x, x_i)x_i$ の形に展開することができる。フーリエ級数展開は、この展開の特別な場合と解釈できる(\Rightarrow 直交関数展開, フーリエ級数)。量子力学では、物理量は自己共役演算子で表されるが、ある物理量の異なる固有値に属する固有状態の集合は直交系をつくる。たとえば、一次元調和振動子のハミルトニアン H の固有状態

$$\phi_n(x) = (2^n n! \sqrt{\pi})^{-1/2} (-1)^n e^{x^2/2} \left(\frac{d}{dx}\right)^n e^{-x^2/2}$$

($n=0, 1, 2, \dots$)

は、ヒルベルト空間 $L^2(\mathbb{R}^1)$ で、完全規格直交系をつくる。

直交電磁場真空計 [英 crossed field ionization vacuum gage, 仏 manomètre à champs croisés, 露 ионизационный вакуумметр скрещенных полей] 互いに直交する電場、磁場(直交電磁場)中で動作する形式の電離真空計。熱陰極マグネトロンゲージ、およびベニング・ゲージ、マグネトロンゲージ、逆マグネトロンゲージなどの冷陰極電離真空計がこの分類に属する。一般に直交電磁場中での電荷粒子の運動は複雑で、ドリフト運動を伴った旋回運動となり、そのときの走行距離は、圧力が十分低ければ狭い

空間でも非常に長いものとなる。したがって、電子がこのような直交電磁場内を運動するとき、気体分子を電離させる効率は高く、直交電磁場を電離真空計に応用することによって、高感度の真空計を得ることができる。熱陰極マグネトロンゲージはこの例である。また、少ない電子電流でも十分なイオンを得ることができるから、冷陰極電離真空計の可能性を与える。この場合は単に高感度が得られることよりも、生成されたイオンが冷陰極を衝撃することによって二次電子を発生させる過程が重要で、安定な放電が持続される。

直交ニコル(の状態) [英 crossed nicols, 独 gekreuzte Nicols, 仏 nicols croisés, 露 скрещенные николи] 直線偏光の振動面に対して、直線検光子の透過軸を直角に配置した状態を直交ニコルまたは直交ニコルの状態という。平行ニコルの(状態)の対語。直線検光子は、入射偏光の透過軸方向の成分だけを通す。入射光が直線偏光で、振動面が透過軸に直交しているとき透過成分がないので消光状態となる。これは、歴史的には、一組のニコルプリズムによって観測された。ニコルプリズムを一直線上に配置し、図のように光軸を回転軸として一方を 90° だけ回転する(ニコルプリズムの端面はひし形で、図は、偏光子と同じ向きに置かれていた検光子を 90° 回した状態を示す)。こ



の状態で、偏光子から出た直線偏光は、紙面内で振動しており、検光子の透過軸は紙面に垂直となっている。現在ニコルプリズムは偏光子としてはほとんど用いられていないが、よびかたはそのまま使われている。なお、「直交ニコル」または「クロスニコル」という表現で、図の状態にある一組の直線偏光子をさすが、状態そのものをさすこともある。また、広義には、直線偏光子以外の偏光子に対してもしも用いられることがある。

チョッパー型増幅器 [英 chopper stabilized amplifier, 露 усилитель постоянного тока с прерывателем] 直流成分を含んだ信号を機械的あるいは電子的に断続し交流信号に変換・増幅し、同期整流して直流成分を再生して取出す方式の増幅器をいう。直流成分まで増幅するような増幅器においては増幅素子などの特性が温度や電源電圧などの変化によって変動するため、オフセット電圧すなわち出力の基準電圧が変動する。これをオフセットドリフトとよぶ。特に増幅器の入力部分で発生したオフセットドリフトは、増幅器の利得倍に増幅されて出力に現れるので影響が大きい。したがって微小な直流信号を増幅する場合には、このようなオフセットドリフトをできるだけ小さくしなければならない。このような目的にはチョッパー型増幅

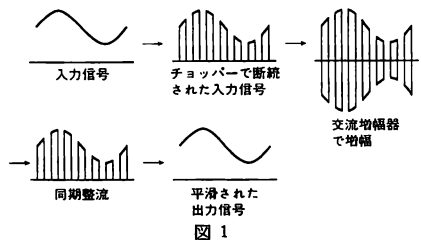


図 1

器がよく用いられる。この増幅器では、図1に示すように入力信号を一定周期で断続して増幅器に入る前に交流信号に変換してしまう。いったん交流信号に変換した入力信号を交流増幅器で増幅した後、同期整流回路で整流して元の信号に復調する。このような方式では増幅器では直流成分の増幅を行う必要がないため、増幅器によるオフセットドリフトの発生がなく、ドリフトの発生源は増幅した後での復調回路のみであるので影響は小さく、非常に安定度の高い増幅器が実現できる。図2にチョッパー型増幅器の構成を示す。チョッパー型増幅器の帯域幅はチョッパー周波数の約1/2なので、より広い帯域幅を必要とするときは高い遮断周波数をもつ交流増幅器を並列に接続する。

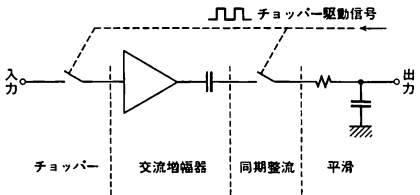


図2

沈降係数 [英 sedimentation coefficient, 独 Sedimentationskoeffizient, 仏 coefficient de sédimentation, 露 коэффициент седиментации] 超遠心法において、単位の遠心加速度当りの粒子の沈降速度を沈降係数という。沈降定数ともよばれ、次式で定義される。

$$S = \frac{dr}{dt} \frac{1}{r\omega^2}$$

ここで、 r は回転中心からの距離、 dr/dt は粒子の移動速度、 ω は回転の角速度、 $r\omega^2$ は遠心加速度を表す。一定の遠心力場で沈降する粒子の速度は、浮力を補正した遠心力 $m(1-\bar{v}\rho)r\omega^2$ と粘性抵抗 $f(dr/dt)$ とがつり合うと一定になる。すなわち

$$S = \frac{m(1-\bar{v}\rho)}{f} = \frac{MD(1-\bar{v}\rho)}{RT}$$

が成り立つ。ここで、 m と M は粒子の質量と分子量 ($M = mN_A$, N_A はアボガドロ定数)、 f は摩擦係数で、 RT/DN_A (R は気体定数、 T は絶対温度、 D は溶質粒子の拡散係数) に等しい。 \bar{v} は溶質粒子の偏比容 (溶質の単位質量当りに排除される溶媒の体積)、 ρ は溶媒の密度である。溶質粒子の拡散係数、偏比容、溶媒密度を測れば、沈降係数を測定することによって粒子の分子量が求まる。ただし拡散係数と同様、沈降係数には粒子間相互作用のために濃度依存性があるので、正確な分子量を求めるためには、濃度を0に補外した値 S^0 を求める必要がある。また、温度と溶媒の粘度、密度を、20°Cにおける水の場合に換算した値を $S_{20,w}$ と表し、種々の条件下の沈降係数を比較する。沈降係数は時間の次元をもつが、超遠心法を開発したスウェーデンの物理化学者 T. Svedberg の名にちなみ、 10^{-13} 秒を1スベードベリ単位とよんで S で表す。通常の生体高分子は水溶液中で1~100Sの範囲にある。

沈降速度 [英 sedimentation velocity, 独 Sedimentationsgeschwindigkeit, 仏 vitesse de sédimentation, 露 скорость седиментации] 無限に広い粘性流体中で1個の粒子が沈んでいく速度をいう。特に微粒子が重力の作用で沈降する速度をいうことが多い。この場合に粒子に働く力は重力とストークスの法則で表される抵抗であり、両者がつ

り合えば一定の速度 v_0 で沈降する。たとえば粒子が半径 a の剛体球の場合の沈降速度は $v_0 = 2(\rho_p - \rho_l)a^2g/(9\mu)$ である。ここで ρ_p , ρ_l はそれぞれ粒子および流体の密度、 μ は流体の粘性率、 g は重力加速度である。実際には流体は有限な大きさの容器内に制限されていることが多いので、粒子と容器壁との相互作用を考慮した補正が必要である。また、多数の粒子が存在している系では粒子間の相互作用により沈降速度が変化する。互いに同等な微小剛体球から構成される無限に広い希薄なサスペンションの場合には、平均の沈降速度 \bar{v} は $\bar{v} = |v_0|(1 - 6.55\phi)$ で与えられることが G. K. Batchelor によって示されている (1972年)。ただし ϕ は懸濁粒子の体積と分散系の全体積との比である。

沈降体積 [英 sedimentation volume, 独 Sedimentationsvolumen, 仏 volume de sédimentation, 露 объем седиментации] 比重が溶媒のそれよりも大きく粒径の粗い粒子から構成されるサスペンションを重力下で放置しておくとき、やがて粒子は容器の底に沈殿する。このときに粒子の占める見かけの体積を沈降体積という。この体積は最も外側にある粒子のマクロな包絡面の内側の体積であるから、純粋に粒子が占める体積よりも大きく becoming。両者の差は粒子の空間的充填の不完全性によって生じるものであり、この充填状態は、たとえば粒子の大きさ、形状、変形可能性、粒子径や形状の分布、粒子間あるいは粒子と溶媒間の力学的および電気的相互作用など、多くの因子に依存する。

沈降平衡 [英 sedimentation equilibrium, 独 Sedimentationsgleichgewicht, 仏 équilibre de sédimentation, 露 седиментационное равновесие] 超遠心法の場合、超高遠心力場の下では溶質粒子がほぼ一定の速度で沈降するが、遠心力があまり大きくなければ、逆向きに働く拡散力と遠心力とがつり合う。そこで十分長時間遠心を行うと、溶質の正味の移動がない平衡状態となり、セル中の溶質濃度の分布は一定になる。この平衡状態を沈降平衡という。このときの回転中心からの距離 r_1 および r_2 における溶質濃度をそれぞれ c_1 および c_2 とすると、溶質粒子の平均分子量 M が次式で得られる (沈降平衡法)。

$$M = \frac{2RT \ln\left(\frac{c_2}{c_1}\right)}{\omega^2(1-\bar{v}\rho)(r_2^2 - r_1^2)}$$

ここで ω は回転の角速度、 \bar{v} は溶質粒子の偏比容、 ρ は溶媒の密度、 R は気体定数、 T は絶対温度である。この方法は沈降速度法とは異なり、分子量を求めるのに拡散係数を知る必要のない点が利点であるが、沈降平衡に達するのに非常に長時間を要する点が欠点である。この欠点を補うために、沈降平衡に到達する途中における溶質の濃度分布から、分子量とその分布を求める方法が開発されている (アーチボルド法)。

チンダル = ティンダル

チンダル現象 [英 Tyndall phenomenon, 独 Tyndall Phänomen, 仏 phénomène de Tyndall, 露 явление Тиндалля] コロイド溶液や濁った空気に光を照射すると入射光の通路が光って見える。この現象は J. Tyndall (1869年)によって詳細に研究されたのがチンダル現象とよばれる。この現象は微粒子による光の散乱によって起るもので Rayleigh 卿 (1881年) や Mie (1908年) によって理論的に研究された。

高分子希薄溶液を例にとるとチンダル光の強度を測定すれば、高分子の分子量、溶液中の分子の大きさなどを求めることができる。チンダル現象に関するレイリーの光散乱理論を拡張し、濃度 c において散乱光の還元強度は

$$R(\theta) = \frac{K(1+\cos^2\theta)c}{(1/M)+2A_2c} \quad (1)$$

で示される。ここで K は光波長、屈折率およびその濃度依存率などにより定まる実測可能な数値係数である。 A_2 は第二ビリアル係数で、濃度効果を表す。極限希釈 ($c \rightarrow 0$) では、 A_2 を無視して

$$R(\theta) = K(1+\cos^2\theta)Mc \quad (2)$$

となる。分子の大きさが光波長 λ の $1/20$ より大きくなると、分子内の離れた部分の散乱光の間に位相差が生ずるので、散乱強度は構造因子 $P(\theta)$ だけ弱められる。

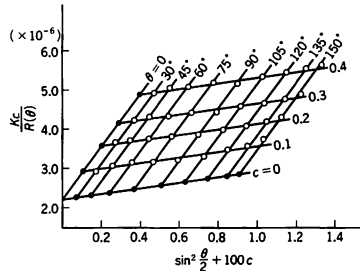
$$R(\theta) = K(1+\cos^2\theta)P(\theta)Mc \quad (3)$$

ここで

$$P(\theta) = 1 - \frac{\langle s^2 \rangle}{3} \left(\frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (4)$$

$\langle s^2 \rangle$ は分子の重心のまわりの平均回転半径である。実験では、 $Kc/R(\theta)$ を種々の c と θ について測定し、 $\sin^2(\theta/$

$2) + kc$ (k は数定数) に対してプロットする (ジム・プロット)。図はポリスチレンのトルエン溶液のジム・プロット



を表す ($k=100$)。 θ 依存性を $c \rightarrow 0$ に補外して得られる直線の傾きから $P(\theta)$ が求まり、(4) より分子の大きさを表す $\langle s^2 \rangle$ が計算できる。逆に c 依存性を $\theta \rightarrow 0$ に補外した直線の傾きから、式(1)により第二ビリアル係数 A_2 が求まる。2つの補外直線が縦軸上で交わる切片の大きさは分子量の逆数 $1/M$ に等しい。光散乱法で求めた高分子の分子量は重量平均値を与える。



対回転 [英 pairing rotation, 独 Paarbildungsrotation, 露 парное вращение] 平均ポテンシャルが平衡変形を起すと回転運動の自由度が生じることはよく知られているが、変形とはなんらかの意味で対称性(保存則)がやぶれることとしてこれに注目すると、回転運動の概念を一般化できる。超伝導のBCS理論では粒子数保存則がやぶられている。このやぶられた保存則を回復する集団運動のことを核構造論では対回転とよぶ。通常の回転運動と異なり、対回転は核子数と共役な位相因子を力学量とする回転運動である。たとえばSnの同位体の結合エネルギーを中性子数 N の関数としてプロットすると(N に比例する平均的結合エネルギーおよび偶奇効果を差し引いた後) $(N-\bar{N})^2/2I$ となる。これが対回転エネルギーである(\bar{N} は N の平均値、 I は対回転の慣性モーメント)。通常の回転運動は強い四極遷移を伴うが、対回転の場合には二核子移行の振幅が増大する。すなわち、 (i, p) や (p, i) 反応の断面積が集団運動に特有な増大現象を示す。

追加熱 [英 additional heating, 独 Zusatzheizung, 仏 chauffage supplémentaire, 露 дополнительный нагрев] プラズマをより高温にするために、プラズマ生成期に行われる加熱(初期加熱)に続いて行われる外部からの加熱のこと。プラズマの加熱にはいろいろな方法があるが、たとえばジュール加熱は電子温度の上昇とともにプラズマの電気抵抗が減少し、効果的でなくなる。このように加熱方法は対象にするプラズマや閉じ込め装置などの条件によって適用限界がある。したがって対象とするプラズマに応じて加熱方法を選択し、複数の加熱を併用して加熱に伴う不安定性などを避け、核融合反応を起すに十分な温度まで追加熱する方法がとられる。追加熱としてよく用いられるものとしては、中性粒子入射加熱、イオンおよび電子サイクロトロン共鳴加熱、低域混成共鳴加熱、圧縮加熱がある。

追従制御 [英 follow-up control, 独 Nachlaufsteuerung, 仏 réglage à l'aide d'un mécanisme d'asservissement, 露 следящее регулирование] 自動制御系において目標値が時間的に未知の変化をし、出力がその変化に追従する制御方法(⇒追値制御)。制御量が位置または角度であるような追従制御をサーボ機構という。小さなエネルギーで目標値を変化させ、その変化を大きな駆動力で追従させることができる。ならい削り盤、船舶の自動操舵などは典型的な応用例である。目的値変化への追従性がよすぎる設計をすると、逆に外乱による影響を受けやすくなるので、外乱の伝達関数とその系の一巡伝達関数の大きさに十分注意をはらった設計が必要とされる。

対消滅 [英 pair annihilation, 独 Paarvernichtung, 仏 annihilation de paires, 露 аннигиляция пар] 電子と陽電子(一般に粒子と反粒子)が反応して消滅し、 γ 線や π 中間子群に変化する素過程をいう。P. A. M. Diracの電子論で予言された。最近高エネルギー加速器(⇒衝突型加速器)を用いた実験で、電子・陽電子消滅や陽子・反陽子消滅の結果新しい素粒子(前者では J/ψ , T粒子, 後者では

W^\pm, Z^0 粒子など)が見つかり、新しい素粒子物理の分野が開拓された(⇒陽電子・電子衝突)。

対振動 [英 pairing vibration, 独 Paarbildungsschwingung, 露 парное колебание] 核子が対相互作用をしている原子核が対相関をこわして励起することをいい、原子核が超伝導状態になっているか、いないかによって、次の2種類がある。(1)閉殻の外にあるスピン・パリティ 0^+ に組んだ2核子は対相互作用のために強く相関する。このため、 (i, p) 反応などの2核子移行反応の断面積に集団運動に特有な増大現象が見られる。そこで、閉殻に核子対を付け加えることを一種の素励起モードが励起する過程とみなすことができ、これを対振動とよぶ。同様に、閉殻から核子対を取去る(空孔対をつくる)過程も対振動の励起とみなせる。また、核子対・空孔対からなる励起状態も知られている。さらに、閉殻+4核子系の基底状態は2個の対振動が励起した状態とみなすことができる。このように対振動はボソンの素励起としての性質を(近似的に)示す。(2)閉殻の外に多数の核子が存在し、基底状態が超伝導状態になっている原子核では、エネルギーギャップ Δ の大きさが、その平衡値のまわりで時間的に振動するスピン・パリティ 0^+ の励起モードが存在する。この集団励起モードのことを対振動とよぶ。多くの場合このモードは四極相関によるほかの集団励起モードと強く結合している。たとえば希土類変形核の励起 0^+ 状態のなかには β 型振動と対振動が混合した状態として理解できるものが多数存在する。

対生成 [英 pair creation, 独 Paarbildung, 仏 production de paires, 露 образование пар] 素粒子反応で粒子と反粒子の組が新たに発生する現象を対生成という。P. A. M. Diracの相対論的量子力学で予言された。この発生には少なくとも $2mc^2$ (m は発生粒子の質量、 c は真空中の光速)以上の反応エネルギーが必要である。一般にこの発生の際、粒子数と反粒子数は等しい。地球に降ってくる一次宇宙線が大气中で π^0 中間子をつくりその π^0 中間子が2つの γ 線に崩壊し、この γ 線が空気中で電子・陽電子対生成を行い、また電子、陽電子が制動放射で γ 線をつくりさらに電子・陽電子対生成が起きる。このようにして次第的に増えていき、非常に多くの電子と陽電子($10^8 \sim 10^9$ 個)が一度に地上に降ってくる。これを空気シャワーとよんでいる。

対相関エネルギー [英 pairing energy, 独 Paarbildungsenergie, 仏 énergie d'appariement, 露 парная энергия] 原子核の質量の半実験的公式(⇒ワイツェッカーの質量公式)において、陽子数と中性子数の偶、奇によって変化する部分が見れる。つまり、補正項として $A=Z+N$ (Z は陽子数、 N は中性子数)とすると

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} -\Delta(A) & (Z=\text{偶}, N=\text{偶}) \\ 0 & (A=\text{奇}) \\ +\Delta(A) & (Z=\text{奇}, N=\text{奇}) \end{cases}$$

なる項が存在する。これは、核子の対相関によって生じるエネルギーである。核子は2つで1組の対をつくるという性質がある。同じ種類の核子が偶数個あれば全部の核子が対をつくることができるが、奇数個のときは、1個だけ対をつくれずに余ってしまう。一方、完全に対をつくった偶数個の核子の中から1個取出すためには、対を壊さなければならない(⇒対相互作用, エネルギーギャップ)。このように、核子数が偶数のときと奇数のときとは、 $\Delta(A)$ だけ質量数に差があるといつてよい。この $\Delta(A)$ を、対相関

エネルギーという。 $\Delta(A)$ の A 依存性と実験との関係を図に示す。

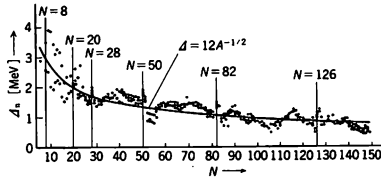


図 1 中性子に対する Δ_n

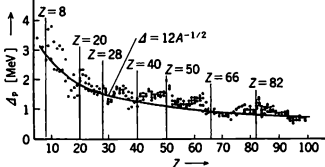


図 2 陽子に対する Δ_p

対相関関数 [英 pair-correlation function, 独 Paar-korrelationsfunktion, 仏 fonction de corrélation des paires, 露 функция корреляции пар] 同種類の分子(原子)から成る均質・等方的な液体を考え、平均分子数密度が ρ であるものとする。いま、任意の分子 1 個を原点にとったとき位置 r における微小体積 dV 中に見いだされるほかの分子の数を $n(r)dV$ とすると、その値と平均値 ρdV との差は、距離 $r=|r|$ だけの関数となり

$$\{n(r) - \rho\}dV = \rho h(r)dV$$

と表される。 $h(r)$ を分子間の対相関関数とよぶ。分子間に位置の相関が全くなければ、 $h(r) \equiv 0$ である。実際の液体では、 $r \rightarrow 0$ のとき $h(r) = -1$ 、 $r \rightarrow +\infty$ のとき $h(r) = 0$ であり、中間の r では 0 のまわりに複雑に振動して、液体中の分子の短距離秩序を表す。 $g(r) = h(r) + 1$ を動径分布関数または対分布関数という(⇨動径分布関数)。対相関関数は、気体や固体についても同様に定義され、また、混合系、不均質液体、あるいは量子流体についても定義することができる。スピンの場合にも同様に対相関関数が定義される(⇨スピン相関)。

対相関力 [英 pairing force, 独 Paarbildungskraft, 仏 force d'appariement, 露 парная сила] = 対相互作用

対相互作用 [英 pairing interaction, 独 Paarwechselwirkung, 仏 interaction des paires, 露 парное взаимодействие] 殻模型は、魔法数の存在を説明し、また、粒子数が魔法数の近傍にある原子核について、その性質をよく説明することができた。しかしながら、殻模型による記述では不十分で、残留相互作用を考えないと説明できない性質もある。残留相互作用には、遠距離力と近距離力とがあるが、対相互作用は、二粒子間の近距離力を表現した(模式的)対相互作用である。一般に、2 個のフェルミ粒子(殻模型の軌道 $n_1 l_1 j_1 m_1, n_2 l_2 j_2 m_2$ にある)は、 $0^+, 2^+, \dots$ というような偶数の角運動量しか組めない。近距離力は、このうち 0^+ の準位に特に強く働き、引力の場合には、この 0^+ のエネルギーをほかのスピンの、パリティの準位 (2^+ 以上)より大きく下げる性質がある。この点に注目して、対相互作用は、 0^+ に角運動量を組んだ二粒子の対にのみ作用する力として導入された。図 a は近距離力として δ 関数相互作用を、図 b は対相互作用を用いたときの $(J_a)^2$ 配位にお

$$\left. \begin{array}{l} \text{===== } J^a = 6^+ \\ \text{===== } J^a = 4^+ \\ \text{===== } J^a = 2^+ \end{array} \right\} v = 2$$

$$\begin{array}{ll} \text{----- } J^a = 0^+, v = 0 & \text{----- } J^a = 0^+, v = 0 \\ \text{a.} & \text{b.} \end{array}$$

ける同種二粒子系のスペクトルを示している(ただし v は、セニョリティー数)。その定義により、この相互作用によって、二粒子の 0^+ の対 ($m, -m$) は、 $(m', -m')$ と結合する。 m, m' などは、粒子軌道の磁気量子数を表す。歴史的には、J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer によって、超電導体の説明に使われたのがこの対相互作用である。原子核においては、特に偶偶核のエネルギースペクトルにエネルギーギャップが現れることの説明にこの対相互作用が用いられる(⇨エネルギーギャップ)。

対創生 = 対生成

追値制御 [英 variable value control, 仏 contrôle de valeur variable, 露 непрерывное регулирование] 自動制御系において、目標値が時間的に変化し、出力がその変化に従っていくものをいう。目標値の時間変化が既知のときプログラム制御、未知の場合を追従制御とよぶ。自動制御系の動作方式は定値制御と追値制御と大別される。

ツィッターベバゲング [英 zitterbewegung, 独 Zitterbewegung, 仏 mouvement tremblant de l'électron] 相対論的な電子は、量子力学的なゆらぎによる小刻みな振動をしていると考えられる。この運動をツィッターベバゲングといい、次のように説明される。相対論的な電子は、量子力学においてはディラック方程式に従う。そこにおける x を電子の位置の演算子とみなし、ハミルトニアン $H = c\alpha p + \beta mc^2$ を用いて、電子の速度 $v = dx/dt$ を求めると

$$v = (i\hbar)^{-1} [x, H] = ca$$

となる。 a_j ($j=1, 2, 3$) の固有値は ± 1 であるから、 v の任意の成分の固有値は光速となる。しかし、 v の各成分は相互に非可換であり、また v の時間微分は $dv/dt = (i\hbar)^{-1} [v, H] \neq 0$ となって等速運動でないため、上の結果は、現実の電子が常に光速で運動することを示したことはならない。それを見るため、時刻 $t=0$ で速度が ca のとき時刻 t での速度 $v(t)$ を $v(t) = \exp(iHt/\hbar)ca\exp(-iHt/\hbar)$ によって計算すると、 $E_p = c\sqrt{m^2c^2 + p^2}$ として

$$v(t) = \frac{Hc^2}{E_p^2} p + \left(ac - \frac{Hc^2}{E_p^2} \right) \cos \frac{2E_p}{\hbar} t + \frac{ic}{2} [H, a] \sin \frac{2E_p}{\hbar} t$$

そこで、 $t \gg \hbar/(mc^2)$ として t までの速度の平均値 $\bar{v}(t) = t^{-1} \int_0^t v(t') dt'$ を求めると上式における振動項は落ちて

$$\bar{v}(t) \approx \bar{v} \approx \frac{Hc^2}{E_p^2} p$$

を得る。すなわち電子は速度ベクトルの向きを絶えず小刻みに振動させつつ運行を行っているが、その平均速度は時間とは無関係な上記の \bar{v} で与えられる。エネルギーが正または負であるような固有関数の重ね合わせによってつくられる波動関数をそれぞれ ψ_+ , ψ_- と書けば、 $H\psi_{\pm} = \pm E_p$

ψ_p , したがって $\bar{v}\psi_{\pm} = \pm(p c^2/E_p)\psi_{\pm}$ となるから, ψ_{+} に対しては \bar{v} として通常の相対論的な粒子の速度の表式 $p c^2/E_p$ を用いることができる(ただし, ψ_{-} に対しては \bar{v} は p と逆向きになる, \Rightarrow ロバ電子). このような平均速度 \bar{v} のまわりに生ずる上述の小刻みな震えの運動はツイッターベールングとよばれる. この震えは電子のつくる電流にも小刻みな変化をもたらし, その結果として電子の異質磁気モーメントについての定性的な説明が可能となる.

対ポテンシャル [英 pair potential, 独 Paarpotential, 仏 potentiel de paires, 露 парный потенциал] 同種類の N 個の球形分子(原子)から成る体系において, 各分子がそれぞれ r_1, r_2, \dots, r_N で表される位置にあるときの分子間の相互作用の力による N 粒子系全体のポテンシャルエネルギー $\phi_N(r_1, r_2, \dots, r_N)$ が

$$\phi_N = \sum_{1 \leq i < j \leq N} \phi(r_{ij})$$

と表されるとき, すなわち, 任意の2個の分子の対が相対距離 $r_{ij} = |r_i - r_j|$ だけ離れて単独に存在するときのポテンシャルエネルギー $\phi(r_{ij})$ の和として表されるとき, $\phi(r)$ を分子間の対ポテンシャルという. $\phi(r)$ は体系の密度や温度には無関係な関数であり, 一般には, $r \rightarrow 0$ のとき $+\infty$ になる一方, 引力の部分をもつ. ただし, 任意の分子対に対するほかの分子からの相互作用を無視することは, あくまでも近似であり, ϕ_N を上のように $\phi(r)$ の和として表すことを, 二体力の近似ともいう.

対ポテンシャルの例としては, 剛体球, 井戸型, およびレナード・ジョーンズ・ポテンシャルなどが知られている. 2種類以上の分子から成る混合系や, 極性分子や球形ではない分子から成る体系についても, 相対距離 r_{ij} 以外の変数を含む対ポテンシャルがそれぞれ考案されている. 対ポテンシャルの考えかたは, 気体・液体の解析だけではなく, 固体結晶の凝集エネルギー, 格子振動, 格子欠陥生成エネルギーの計算にも有効であることが知られている. 金属結晶や液体金属において, 断熱近似によるイオン系のポテンシャルエネルギーは, 電子・イオン相互作用に対して擬ポテンシャルの近似が採用できる場合には, イオン間の対ポテンシャルの和として表される. 金属の格子振動や液体金属の構造の解析に有効な考えかたである. ただし, この有効イオン間対ポテンシャルは, 一般には, 体系の密度に依存するものと考えなければならぬ.

対よりケーブル [英 twisted-pair cable, 独 verdrehtes Kabel, 仏 câble tordu à paires, 露 скрученный спаренный кабель] 対を構成する2本の絶縁線を一線により合わせた電線. 単純な往復2線の平行電線に比べて誘導雑音が少なく, また隣接する線路間の漏話を少なくできる. 雑音の誘導は電磁結合によるものと静電結合によるものがあり, 静電結合による同相雑音は往復2線への結合が同じな

らば, 図1のような方法で除去できる. しかし電磁結合では, 図2aの単純な平行往復線路では逆相となり打消すことができない. 対よりケーブルでは図2bのようによりのビッチごとに誘導雑音の位相が逆になり総和を0にできる. 実際のケーブルでは雑音除去率は, よりビッチ5cmで平行線に比べて1/100程度になる. 対よりケーブルの伝送損失は数MHzになると大きくなり, 通常100kHz程度以下の信号伝送に用いられる.

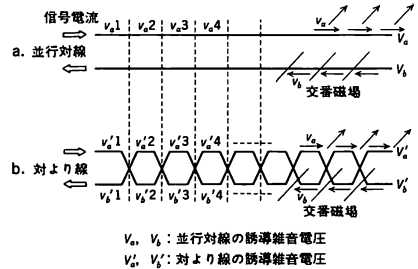


図2 対より線の雑音軽減原理図

通信制御装置 [英 communication control unit, 独 Austauschkontrollereinheit, 露 устройство управления связью] 電子計算機に通信回線を接続する場合, その接続点に介在して, 通信回線を通して, 伝送されるデータの授受に関する制御を行う装置. 通常, 内部構成は回線接続部と回線制御部に分れる. 前者は主に通信回線との物理的インターフェース(たとえば変復調装置とのインターフェース)を構成し, また空間分割形の構成をとる. 後者は主として論理的なインターフェースを構成し, 時分割形で, 中央処理装置とのインターフェースをもつ. 主な機能は, (1) 受信ビットの生成と文字の分解, 組立て, (2) データのバッファリング, (3) 誤り検出用の情報の付加(送信)と検査(受信), (4) 規定されたデータ伝送制御手順の実行, (5) 回線接続制御および回線監視, である. 初期の装置は配線論理でつくられることが多かったが, 最近ではプロセッサを使用し, 論理的な機能をソフトウェア, またはファームウェアで作成することが多くなった. このような装置は通信制御プロセッサ, またはフロントエンドプロセッサ(FEP)ともよばれる.

通訳プログラム = インタープリター

ツェルニー・ターナー・マウンティング [英 Czerny-Turner mounting, 独 Czerny-Turner-Aufstellung, 仏 montage de Czerny-Turner, 露 установка решётки по Чернью-Турнеру] 平面回折格子のマウンティング(配置のしかた)のひとつ. 平面回折格子モノクロメーターとして最も広く使用されているだけでなく, 分光写真器としても用いられている. 1930年にM. CzernyとA. F. Turnerによって考案された. モノクロメーターでは, 図のように, 2枚の凹面鏡 M_1, M_2 を平面回折格子 G に対して

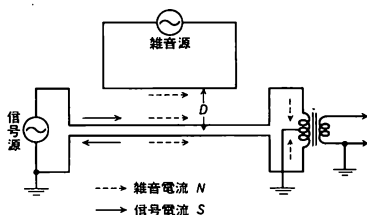
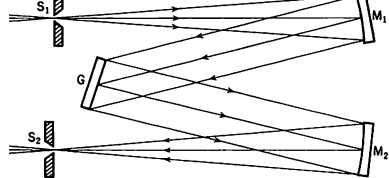


図1 ケーブルが受ける誘導雑音



対称に配置してコマ収差を低減している。図中 S_1 , S_2 はそれぞれ入射および射出スリットである。 M_1 , M_2 を非対称に置くと、さらにコマ収差を低減しうる。性能を向上させるため、 M_1 , M_2 に軸外し放物面鏡を用い、図の M_1 と M_2 の位置を交換して S_1M_1 と S_2M_2 を交差させる方式のものもある。波長走査は G の回転のみで行う。分光写真器具として使用する場合には、 S_2 の代りに焦点面上にフィルムまたは乾板を設置する。この場合、結像面をできるだけ平面に近づけるためのくふうがいろいろなされている。

月 [英 moon, 独 Mond, 仏 lune, 露 луна] 地球のまわりを公転する唯一の天然の衛星。太陽による振動が大きく、ケプラー運動からのずれは大きい。黄経における最大の振動は P. C. Ptolemaios によって発見され、出差とよばれている。その振幅は $1'27''$ で周期は 32 日である。その次に大きい振動項は Tycho Brahe が発見した二均差(周期は半朔望月、振幅は $0.66''$)、年差(周期は 1 近点年、振幅は $0.16''$)である。このように大きな振動項をもつ月の運動を理論的に解き、観測と合うような月の暦をつくるのは非常に難しい。光学的な角度観測精度を満たす理論をつくり上げたのは E. W. Brown (1919 年) である。しかし最近のレーザー測距(月面上に置かれているコーナークューブに向けて地上よりレーザー光を発射し、その往復時間から距離を求める)の観測を説明するのには不十分である。電子計算機による数式処理システムを用いて新たな月運動論が提出されている。太陽のみの振動を考えた場合には、この理論はセンチメートルの精度をもっている。しかし惑星の振動をも入れると十数メートルの精度しかなくて、10 cm を切る観測精度には遠く及ばない。月の自転運動は平均的にはカッシーニの法則(自転周期は公転周期に等しく、赤道面は黄道に対して一定角度($1'35''$)を保ち、自転、白道、黄道の 3 軸は同一平面内にある)を満たしていて、それからのずれである強制章動(昇動)と自由昇動とからなりたっている。月の形を 3 軸不等の楕円体で近似すると、地球方向(x 軸)の長さは 1736.1 km、自転軸方向(z 軸)の長さは 1738.0 km、 x 軸と z 軸に垂直方向の軸の長さは 1737.7 km である。しかし平衡形状から予想されるのは、 x 軸が最長で z 軸が最短である。慣性モーメントは、 x 軸方向は最小で z 軸方向が最大であることがわかっている。このことは月が平衡形状にないことを示している。月の内部構造は、アポロ計画によって月面上に運ばれた月設計でかなりのことがわかってきた。表面から約 65 km が地殻で、それ以下がマントルであり、そのうち約 800 km まではリソスフェア(岩石圏)、それより深い部分はアセノスフェア(岩流圏)とよばれている。中心に半径 200~400 km の流体核があるらしい。月の生成については、(1) 地球と同時に地球近傍で生れた、(2) 地球から分裂した、(3) 地球に捕獲された、という 3 説があるが、どれも定説となっていない。

突抜け周波数 [英 critical frequency, 独 kritische Frequenz, 仏 fréquence critique, 露 критическая частота] ⇨ 電離層

つじつまのある場 = 自己無撞着場

津波 [英 tsunami, 独 Tsunami, 露 цунами]

地震によって海底が急に隆起したり、陥没したりすることによって起される波を津波という。台風などによって起される高潮を暴風津波ということがあり、これと区別して地震津波ということもある。津波の周期は数分から数十分と

長く、深い海での波長は 100~1000 km にも達する。そのため津波は長波の波速(gh)^{1/2} (g は重力加速度, h は水深)で伝播する。浅海域にはいと波速が遅くなり、峰と峰との間隔がつまりて波高が増大すること、V 字形の湾では湾奥に津波のエネルギーが集中すること、湾の固有振動の周期が津波の周期に一致したときに共鳴現象が起こることなどのため、一般に外洋での津波の波高は数センチメートルと小さいが、海岸近くでの波高は非常に高くなる。したがって、沖にいる船は津波に気づかないことが多く、漁に出た漁船が帰港してはじめて津波の起ったことを知ったという話がある。そのため昔から港に起る波という意味で、津波ということばが使われている。日本は環太平洋地震帯の中にあり、日本近海、特に太平洋側には巨大な地震の巣があるため、日本は世界で最も津波の被害を受けやすい国である。そのため津波の研究は古くから盛んであり、「ツナミ」ということばはそのまま外国語としても使われている。日本で最大の被害が生じた津波は 1896 年の三陸津波で、27122 人の死者を出した。このとき、典型的な V 字湾である岩手県の綾里湾の湾奥では、波高が約 24 m にも達した。また 1960 年のチリ津波は、チリ沖の地震で起されたものであるが、日本沿岸にも大きな被害をもたらした。

坪 尺貫法における面積(地積)の単位。1 間(6 尺)四方で、36 平方尺に等しく、歩ともいい、約 3.306 m² である。分量単位は(1/10)坪の合、(1/100)坪の勺、信量単位は、30 坪の畝、10 畝の反、10 反の町である。このうち反は 991.7 m² となり、約 10 アール(a)であり、町は約 1 ヘクタール(ha)である。

壺型磁心 = ポットコア

冷たいプラズマ [英 cold plasma, 独 kaltes Plasma, 仏 plasma froid, 露 холодная плазма] プラズマは数多くのイオンと電子の集まりから成り立っている。したがってプラズマは多くの自由度をもっており、単純化されたモデルを用いることではじめてその挙動を数学的に解析することができる。しかもその場合、プラズマの運動力学的性質の基本的部分を保持するモデルを導入しなければならない。プラズマ中の波動現象を解析するために、一様磁場中に均一に存在する温度 0 のプラズマモデルを考える。したがって無擾乱状態ではイオンも電子も静止している。次に微小な電場、磁場の擾乱を加えると、それによってイオンや電子が動き、その結果生ずる電場および磁場が最初に加えた微小擾乱と矛盾することなく取扱い、ここからプラズマ中に伝播する波の分散式を導出することができる。このようなモデルを冷たいプラズマの運動論的モデルという。

強い相互作用 [英 strong interaction, 独 starke Wechselwirkung, 仏 interaction forte, 露 сильное взаимодействие] 2 個の素粒子が約 10^{-16} m の距離に近づいたときに働く強い相互作用をいう。湯川秀樹の核力の中間子論は、素粒子の強い相互作用の最初の理論であった。いろいろなバリオンと中間子の相互作用を湯川相互作用の形で表すと、結合定数の大きさは 0.1~10 である。強い相互作用をする素粒子(ハドロン)を色つきのクォークの複合粒子と考え、色つきのクォークの強い相互作用は 8 種類の色つきのグルーオンの交換によるとする非可換ゲージ理論の量子色力学が強い相互作用の基本的相互作用だとする考えかたが有力である。強い相互作用は、電荷、バリオン数、奇妙さ、チャーム、G バリティー、アイソスピンを保存し、

近似的な $SU(3)$ 対称性をもつ。また空間反転，荷電共役変換，時間反転のすべてで不変である (\Rightarrow 素粒子の相互作用)。

つり合い [英 equilibrium, 独 Gleichgewicht, 仏 équilibre, 露 равновесие] 元来，秤で重さを測る際，物体とおもりの重さがつり合って，さおが水平になる状態をいうが，力学ではこれを拡張して，さまざまな形の位置エネルギーの場にある物体が，その位置に静止し続けることができるとき，物体はつり合いまたは力学的平衡状態にあるという。位置エネルギーの原因として万有引力，重力，ばねの力，電磁気力などが考えられる。数学的には，系の位置エネルギーの総和 U が，つり合いの位置で停留値をとることを意味する。1 個の質点の場合なら

$$\frac{\partial U}{\partial x}=0, \quad \frac{\partial U}{\partial y}=0, \quad \frac{\partial U}{\partial z}=0$$

U の二階微分係数の符号によって，つり合いは次の 4 種類に区別される。

- (1) U がつり合いの位置で極小値をとる場合

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} > 0$$

のとき，力学系が平衡の位置から微小な変化を受けても，

もとのつり合い状態に戻る。これを安定なつり合いという。重力場では谷底にあたる。

- (2) U が極大値をとる場合

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} < 0, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} < 0, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} < 0$$

このとき系が平衡点から微小な変化を受けると，その変化は増大し，平衡はくずれる。これを不安定なつり合いという。重力場では山の頂上にあたる。

- (3) 重力場の峠のように，峠道の方には不安定であるが，稜線方向には安定という場合

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} < 0, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} > 0$$

などのとき条件付つり合いという。

- (4) 水平面上の球のように，つり合いの位置から少し変化した先でも新しい平衡状態を保つ場合

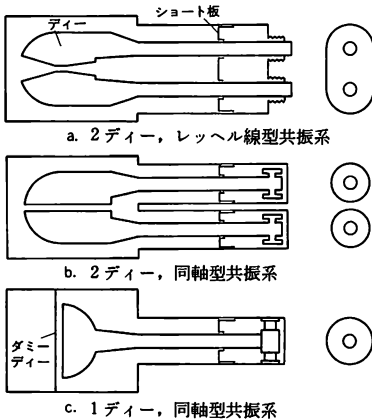
$$\frac{\partial^n U}{\partial x^n} = 0, \quad \frac{\partial^n U}{\partial y^n} = 0, \quad \frac{\partial^n U}{\partial z^n} = 0$$

中立のつり合いという。ただし n は正の整数である。

ツワイクの規則 [英 Zweig rule, 独 Zweigregel, 仏 règle de Zweig, 露 правило Цвейга] = OZI 則

て

ディー [英 dee, 独 Dee, 仏 dé, 露 дуант] サイクロトロンの高周波加速電極のことで、D の文字のような形をしているのでディーとよばれている(⇒サイクロترون)。磁場内を角速度 $\omega = qB/m$ で回転する荷電粒子は、対向する2つのディーの間を通過するごとに加速される。1ディーの場合は一方のディーは接地され、ほかのディーが励振されるので、粒子が1回転ごとに受ける加速電圧は、ディー電圧の約2倍である。2ディーではプッシュアップに励振されるので、加速電圧はディー電圧の4倍となる。ディーどうしおよびディーと周囲の壁とはコンデンサーを形成するので、これにインダクタンスを接続して $\omega = 1/\sqrt{LC}$ の共振回路をつくる。Q 値の高い共振回路をつくるため、同軸共振器の中心導体をディーを支える支持棒とし、ディーを開放端として $1/4, 1/2$ または $3/4$ 波長の共振をさせる。2ディーでは支持棒をレッヘル線方式にして1つの導体の筒の中に入れたものや、それぞれを独立の共振器として、共振周波数調整用可変容量を付加したものなどがある。ディー電圧を増加させていく途中で起るマルチバクタリングを防ぐため、ディーに直流電圧を加えたり、急速に電圧を高くして二次電子数が過大にならないようにするなどの対策がとられている。図はディーと共振器について示してある。右は支持棒の断面である。



定圧気体温度計 [英 constant pressure gas thermometer, 独 Gasthermometer konstanten Drucks, 仏 thermomètre à gaz à pression constante, 露 газовый термометр постоянного давления] ⇒ 気体温度計

定圧比熱 [英 specific heat at constant pressure, 独 spezifische Wärme bei konstantem Druck, 仏 chaleur spécifique à pression constante, 露 удельная теплоёмкость при постоянном давлении] 一定圧力の下における比熱。これに対して、一定体積の下における比熱を定積比熱という。

定圧変化 = 等圧変化

定圧モル比熱 [英 molecular heat at constant pressure, 独 Molwärme bei konstantem Druck, 仏 chaleur molaire à pression constante, 露 молекулярная теплоёмкость при постоянном давлении] 一定圧力の下におけるモル比熱をさす。定圧モル比熱ともいう。液体, 固体では定圧モル比熱が測定から直接に求まる量である。これに対して, 気体では定圧モル比熱 C_p と定積モル比熱 C_v をそれぞれ独立の実験から決められる。理想気体では $C_p = C_v + R$ (マイヤーの関係) が成り立つ。 $R = (8.31441 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$ は気体定数である。実際の気体では, この関係はほぼ成立している。高温になるほどこの関係はよく成り立つようになる。たとえば, $C_p - C_v [\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$ は, 3000 K の Ar では 8.317, N_2 では 8.304, O_2 では 8.321, CO では 8.322, 600 K の H_2 では 8.317, 1500 K の CO_2 では 8.316 である。

ティアリング不安定性 [英 tearing instability, 独 „tearing“-Instabilität, 仏 instabilité de déchirement, 露 тиринг неустойчивость] プラズマの抵抗が 0 の場合, プラズマは磁力線に凍りついている状態にある。しかし一般には有限の抵抗をもっており, わずかの抵抗値 η であってもあるモードに対してはプラズマは磁力線からずれうる。この場合に起りうる不安定性のひとつがティアリング不安定性である。簡単のため直交座標系 (x, y, z) において磁場 B_0 が x 座標だけに依存するような平面モデルを考える。磁場 B_0 が $B_0 = B_{z0}(x)e_z + B_{y0}(x)e_y$ で与えられているとする。有限な抵抗率をもつプラズマの電磁流体力学的方程式を用いて $f(x) \exp(ik_y y + ik_z z + st)$ の依存性をもつ擾乱について解析すると, $(k \cdot B_0) = 0$ の面付近, すなわち擾乱が伝搬する方向を示す伝搬ベクトル k が磁場に直交する面(トラス系の場合は有理面になる)付近で不安定性が起りうるということが導かれる。この面付近における擾乱を受けた場合の磁力線の様子を図 1 に示す。磁場の変化により, 誘導電場 $\nabla \times \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t$ が誘起される ($\vec{E}_z = -s \vec{B}_z / (ik_y)$)。この電場で, 電流 $\vec{j}_z = \vec{E}_z / \eta_0$ が流れ ($F_{dr})_z \approx (\vec{j} \times B_0)_z \approx (B_{y0}s / k_y \eta_0) (-i \vec{B}_z)$ の力が働く。この力はもともとの擾乱を成長させ, $x=0$ 付近 ($(k \cdot B_0) = 0$ を満たす磁気面付近)のプラズマをちぎろうとする傾向があるので, このモードをティアリング不安定性という。

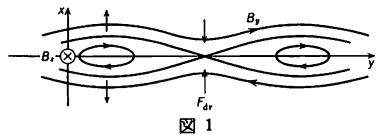


図 1

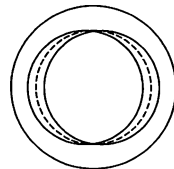


図 2

以上は平面モデルで説明したが, 図 1 に対応する磁気面の様子を円筒モデルで示したのが図 2 である。擾乱の起る場所は安定係数 $q(r)$ が有理数となるような有理面である。 $q(r)=2$ の有理面では $m=2$ モードの磁気島(磁気アイランド)が生ずる。このティアリング不安定性はトカマクの

破壊的不安定性を引起す可能性があるのでその抑制は重要である(⇒破壊的不安定性)。

t-RNA [英 t-RNA] ⇒ RNA

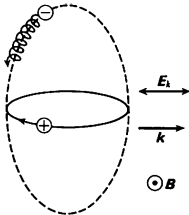
定 位 [英 static, 独 statisch, 露 статический]

測定器などで、一定の大きさの入力に加えられたとき、または入力が一定の大きさだけ変化した場合、出力が対応した一定の大きさまたは状態に落ち着くとき、定位であるという。入力が0になれば出力はそれに対応した状態に戻る。これに対し、一定の大きさの入力に加えられた場合、出力は増加または減少を続けて行くとき、無定位であるという。入力が取去られたとき、その状態で静止する。

TEA レーザー = TEA (ティー) レーザー(⇒ TE レーザー)

低域混成共鳴 [英 lower hybrid resonance, 独 untere Hybridresonanz, 仏 résonance hybride inférieure, 露 нижнегибридный резонанс] プラズマ内を静磁場と垂直に伝播する波動(異常波)が、電子サイクロトロン振動数 ω_{ce} とイオンサイクロトロン振動数 ω_{ci} との中間の、低域混成共鳴振動数 $\omega_{LH}(\omega_{ce} \gg \omega_{LH} \gg \omega_{ci})$ で起す共鳴現象。低域ハイブリッド共鳴ともいう。一般に異常波は電気ベクトルが、縦・横両成分をもつ混成(ハイブリッド)波であるが、振動数 $\omega = \omega_{LH}$ においては波数 k が無限大となり、縦成分のみをもつ静電波動となる。ここに、 $\omega_{LH}^2 \approx (\omega_{ce}\omega_{ci})^{-1} + (\omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2)^{-1}$ で、 ω_{pi} はイオンプラズマ振動数である。

高密度($\omega_{pi}^2 > \omega_{ce}\omega_{ci}$)領域では $\omega_{LH} \approx \omega_{ce}\omega_{ci}$ となって、イオンと電子は図のような楕円軌道を描いて運動してい



る。イオンの描く楕円軌道の短軸は、長軸に比して $\omega_{ci}/\omega_{LH} \approx (m_e/m_i)^{1/2}$ (m_e/m_i は電子とイオンの質量比)で小さく、イオンは直線往復運動をするみなしてよい。 $\omega_{LH} \gg \omega_{ci}$ であるから、イオンは磁場 B を感じず、高周波電場 E_k のみによる運動とみなされる。一方、電子は $\omega_{ce} \gg \omega_{LH}$ であるから、案内中心は $E_k \times B$ によりドリフト運動を行い、楕円軌道を描く。その短軸は長軸の $\omega_{LH}/\omega_{ce} \approx (m_e/m_i)^{1/2}$ 倍である。イオンの楕円軌道の長軸は電子のその ω_{ci}/ω_{LH} 倍で、1周期で電子、イオンともに楕円軌道上の初めの位置に戻る。

低域混成波は、高温プラズマの波動論から導出されるイオン・バースタイン波の各サイクロトロン高調波帯に現れる分枝の正分散の部分に近似したものである。この静電波は伝播波数に敏感で、微少の k_z (k の B 方向成分)をもつと、分散式は

$$\omega^2 = \omega_{LH}^2 \{1 + (m_i/m_e) \cdot (k_z/k)^2\}$$

となり、共鳴粒子によるランダウ減衰が効くようになる。

低域混成共鳴加熱 [英 lower hybrid resonance heating, 独 Heizung bei der unteren Hybridresonanz, 仏 chauffage par onde hybride inférieure, 露 нагрев на нижнегибридном резонансе] プラズマ内に低域混成波を伝送し、その波動エネルギーをプラズマ粒子の熱エネルギーに変

換してプラズマを加熱する方法。静磁場に垂直に近い角度で伝播する静電波として、低域混成波(振動数 ω 、静磁場に平行方向、垂直方向の波数を $k_{||}$, k_{\perp} とし、かつ $k_{\perp} \gg k_{||}$)は $\omega_{ce} \gg \omega \approx \omega_{LH} \gg \omega_{ci}$ であって、分散式は $\omega^2 = \omega_{LH}^2 \{1 + (m_i/m_e) \cdot (k_z/k)^2\}$ と近似される(ω_{ce} , ω_{ci} はそれぞれ電子およびイオンのサイクロトロン振動数, ω_{LH} は低域混成振動数である)。イオンは磁場 B を感じないので、 $B=0$ の場合と同じく、波のエネルギーはランダウ減衰によってイオンに吸収される。一方、磁場方向の電場成分によって電子はランダウ減衰を受ける。したがってこの波動によってイオンあるいは電子を選択的に加熱することができる。

プラズマを加熱するには電子密度の低いプラズマ周辺から高密度のプラズマ中心($\omega \approx \omega_{LH}$)に波動を伝送する。そのためには波動の磁場方向の屈折率 $N_{||}$ が $N_{||}^2 > 1 + (\omega_{pe}/\omega_{ce})^2 = \omega_{LH}^2$ で与えられる近接条件を満たす運進波を伝送する必要がある(ω_{pe} はプラズマ振動数)。この運進波は数個の導波管を電気ベクトルが静磁場方向を向くように並べ、それぞれの波の位相を適当にずらしたアンテナ(ランチャー)によって、プラズマ内に励起する。励起された波は磁力線に沿いながらプラズマ中心部へ伝播し、 $\omega \approx \omega_{LH}$ 近傍でランダウ減衰し、粒子を加熱する。さらに、この波動の運動量を電子に与え、電子を一方に加速してプラズマ内に電流を生成することも可能である。

定位相面 [英 surface of constant phase, 独 Fläche konstanter Phase, 仏 surface de phase constante, 露 поверхность равной фазы] ⇒ 波面

de-d γ 軌道 [英 de-d γ orbital, 仏 orbitale de-d γ , 露 de-d γ орбиталь] 固体中の遷移金属イオンが立方対称性をもつ結晶場を受けているとき、角運動量 $l=2$ の d 電子の軌道は縮退がとけて、2種類の固有状態が生じる。そのひとつを de 軌道、他方を d γ 軌道とよぶ。これは群論によっても導き出せる結果であり、その2種類の固有状態は2つの既約表現に属していて、de は Γ_5 , d γ は Γ_3 の記号でも表される。de 軌道は三重に、d γ 軌道は二重に縮退している。これらの既約表現に属する波動関数は異なる角度依存性を持ち、それらの表しかたは球面調和関数を用いても表されるが、また次のような表しかたも広く用いられている。

$$d\gamma(\Gamma_3): f(r) \cdot (3z^2 - r^2), f(r) \cdot (x^2 - y^2)$$

$$de(\Gamma_5): f(r) \cdot xy, f(r) \cdot yz, f(r) \cdot zx$$

de と d γ 軌道の分裂の大きさは典型的な化合物において 10^4 cm^{-1} 程度である。この de と d γ 軌道に電子を収容したとき、de と d γ 軌道の分裂の大きさに比べて原子内の電子間相互作用の方が優勢で、スピンをそろえようとするフントの規則が優先するとき弱い結晶場とよばれ、逆に de と d γ 軌道の分裂が優先するような入りかたをするとき強い結晶場とよばれる。この差異は、その磁性イオンの磁気的および光学的な性質に強く反映する。遷移金属イオンの受ける結晶場が立方対称性からより低い対称性になると、de と d γ 軌道のなかに残る縮退はしだいにとけていく。また、自発的に結晶をゆがませて縮退をとき、より低い電子状態をつくって系を安定化させる現象も起こることがあり、これをヤーン-テラー効果とよぶ。

TE レーザー = TE (テー) レーザー

T-S 線図 [英 T-S diagram, 独 S-T-Diagramm, 仏 diagramme T-S, 露 S-T-диаграмма] ⇒ 線図

DNA [英 DNA, 独 DNS, 仏 ADN, 露 ДНК]

DNA (デオキシリボ核酸)は生物の遺伝形質を決定する遺伝子の本体である。DNA は、リン酸、2-デオキシ-D-リボースおよび有機塩基のアデニン、グアニン、チミン、またはシトシンから成るデオキシリボヌクレオチド(⇒ヌクレオチド)が3',5'-リン酸ジエステル結合で多数重合した長い鎖状分子である。生体内では、一部のバクテリオファージ(たとえば大腸菌を宿主とする ϕ X174 など)を除いて、塩基間の水素結合によって結ばれた二本鎖分子の形で存在している。J. D. Watson と F. H. C. Crick は 1953 年、当時までに得られていた X 線解析のデータや化学分析のデータ、たとえば DNA が長いらせん状繊維であること、アデニンとチミン、グアニンとシトシンのモル比がそれぞれ 1 対 1 であることなどを基礎として、いわゆるワトソン・クリックの DNA 二重らせん模型を提出した(図 1)。それによると、2本のポリヌクレオチド鎖は互いに逆方向の極

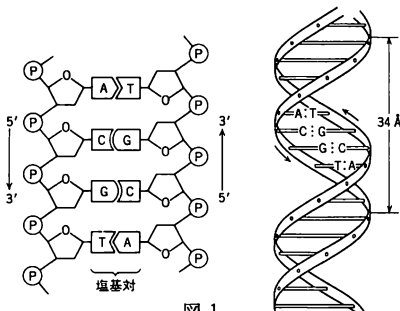


図 1

性をもち、同一軸を中心として直径 20 Å の右巻きらせんを形成している。らせんの 1 回転には互いに水素結合した 10 個の塩基対が含まれていてらせんを固定している。塩基対平面は繊維軸とほぼ直交し、塩基対平面間の距離は 3.4 Å、上下の塩基対の角度は 36°である。2本の鎖の間の塩基の対合は極めて特異性が高く、アデニンはチミンと、グアニンはシトシンとしか対合しない。したがって2本のヌクレオチド鎖中の塩基配列は互いに相補的である。このDNA二重らせん模型は、DNAの物理化学的性質を満足させるだけでなく、遺伝子の生物学的性質(自己複製、遺伝形質の決定、突然変異など)をも十分説明しうるものである。

生体内での DNA 合成は複製とよばれる。DNA の複製は、まず2本のポリヌクレオチド鎖間の水素結合が切れて鎖がほどけ、次にそれぞれの鎖が鋳型となって、相補的な塩基をもったヌクレオチドが重合される。その結果、もとの DNA 分子の一方の鎖をもった2個の新二本鎖 DNA ができる。このような複製を半保存的複製とよぶ。DNA 分子中の2本のポリヌクレオチド鎖は互いに逆方向の極性をもっているため、DNA の複製は一方の鎖では 5'→3' 方向、他方では 3'→5' 方向に進むことになる。しかし、これまでに見いだされている DNA ポリメラーゼは 5'→3' の方向にしか DNA を合成しない。岡崎令治ら(1968 年)は大腸菌での研究により、DNA の複製が断片的に 5'→3' の方向に行われることを明らかにし、この問題を解決した。それによると、DNA 合成は連続的に行われるのではなく、互いにほどけた各鎖上に点に在る合成開始点から、数ヌクレオチド程度の RNA 鎖が合成される(図 2)。次いでそれをプライマーとし、DNA ポリメラーゼⅢによっ

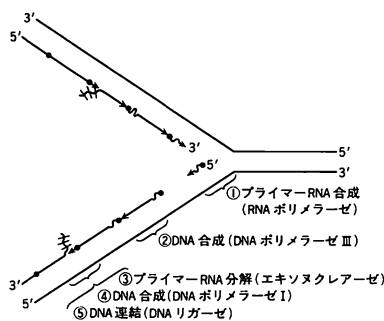


図 2

て、1000~2000 ヌクレオチドの相補的 DNA 鎖が合成される。続いて、エキソヌクレアーゼによりプライマー RNA が除去され、その部分に DNA ポリメラーゼⅠの働きで DNA 鎖が合成される。最後に、断片的に合成された DNA 鎖が DNA リガーゼ(DNA 連結酵素)の働きで前後につながる。この過程は DNA の不連続複製とよばれている。高等生物でも基本的には同様の過程で複製が進むものと考えられている。遺伝子 DNA の有機化学的人工合成は G. Khorana ら(1978 年)によって始められ、酵母アラニン転移 RNA 遺伝子が最初に合成された。保護基を導入して官能基を保護したデオキシリボヌクレオチドを原料とし、縮合剤を用いてまずオリゴヌクレオチドを合成し、それらを DNA リガーゼで連結した。その後、ソマトスタチンやインシュリンなどの構造遺伝子も人工合成され、遺伝子操作によるソマトスタチンやインシュリンなどの生産に利用されている。

DNA 修復 [英 DNA repair, 独 DNS-Reparatur, 仏 raccomodage de ADN, 露 репарация ДНК] 紫外線やイオン化放射線などによって生じた二本鎖 DNA 上の障害は、生物体内ではそのほとんどが修復される。そのうち、紫外線障害に対する修復機構が最も詳しく研究されている。紫外線を照射された細胞では、DNA 中に隣りあって存在する2個のピリミジン塩基、特にチミンの間でシクロブタン型の二量体が形成される。この二量体は DNA 二本鎖間の結合を弱め、DNA の複製や転写(伝令 RNA 合成)を阻害するため、細胞の死や突然変異の原因となる。しかし生体内にはこの二量体を除去して正常な DNA に戻す修復機構が備わっている。その機構には、光回復、除去修復、組換え修復が知られているが、最も研究の進んでいるのは除去修復で、その過程は次のとおりである。まずエンドヌクレアーゼの作用で、ピリミジンダイマーの 5' 側に切れ目がいり、二量体がエキソヌクレアーゼの働きで除去される。ついで DNA ポリメラーゼⅠにより、除去された部分が 5'→3' の方向に修復合成され、最後に DNA リガーゼにより新旧の DNA 鎖が連結されて修復が終了する。ヒトの常染色体性劣性遺伝病である色素性乾皮症は、この除去修復機構の遺伝的欠陥であることが明らかにされている。

DNA ポリメラーゼ [英 DNA polymerase, 独 DNS-Polymerase, 仏 ADN polymérase, 露 ДНК-полимераза] 既存の DNA 分子を鋳型にし、デオキシリボヌクレオチド三リン酸を原料として、DNA を複製する酵素群である。これまで、主として大腸菌に対する研究から、3

種の DNA ポリメラーゼ (I, II, III) が発見されている。これらは 3 種とも 5'→3' の方向に DNA 合成を進める。DNA ポリメラーゼ I は A. Kornberg らによって発見された。また、彼らはこの酵素を用いて DNA の試験管内合成に初めて成功した (1958 年)。しかし、遺伝的に DNA ポリメラーゼ I を欠く大腸菌の突然変異体が分裂増殖できることから、この酵素は生体内における DNA 合成の主役ではないことがわかった。主役はその後発見された DNA ポリメラーゼ III である。岡崎治ら (1968 年) の DNA 不連続複製説 (⇒ DNA) によると、DNA 合成は、まずほどけた一本鎖 DNA 上に点状の合成開始点から短い RNA (50~100 ヌクレオチド) が合成され、続いてそれをプライマーとして、ある長さの DNA 鎖 (1000~2000 ヌクレオチド) が、DNA ポリメラーゼ III の働きで合成される。次にエキソヌクレアーゼによってプライマー RNA が除去され、その部分に DNA ポリメラーゼ I によって DNA 鎖が合成され、最後に DNA リガーゼによって DNA が連結される。DNA ポリメラーゼ II の生理的意義は不明である。この酵素を欠く大腸菌突然変異体も分裂増殖が可能である。

低エネルギー定理 [英 low energy theorem, 仏 théorème d'énergie basse, 露 низкоэнергетическая теорема] 光によって生じる素粒子反応の反応振幅の長波長での極限は、ゲージ不変性とローレンツ不変性のために、自然定数のみを含む簡単な式になることが証明される。これを低エネルギー定理という。たとえば、偏りのない光とスピンの偏っていない自由な荷電素粒子の弾性散乱微分面積の低エネルギー (長波長) 極限はトムソン散乱 $d\sigma/dQ = r_0^2(1+\cos^2\theta)/2$ となる。ただし $r_0 = e^2/4\pi mc^2$, m は荷電素粒子の質量, θ は散乱角である。この極限から光子のエネルギー ω についての一次のずれは, m , e と荷電素粒子の磁気モーメント μ で表せることが M. Gell-Mann と M. L. Goldberger および F. E. Low によって証明された。

1953 年に N. M. Kroll と M. A. Ruderman は、荷電 π 中間子の光発生 $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + n$, $\pi^- + n \rightarrow \pi^- + p$ のしきいエネルギーにおける s 波振幅は $\pm [ieg/\sqrt{2} m_N (4E_\pi E_p)^{1/2}]$ ($\sigma \cdot e$) となることを m_π/m_N を無視する近似で証明した。± は π^+ と π^- の発生の場合に対応している。g は π 中間子と核子の湯川型結合定数で $g^2/4\pi\hbar c = 14 \sim 15$, σ は核子のスピン, e は光子の偏りのベクトルである。彼らはさらに m_π/m_N の一次の補正項は π^+ と π^- の発生で等しいことも証明した。これをクロール-ルードマンの定理という。

π 中間子の関与する反応の振幅のソフトパイ極限 (π 中間子のエネルギーと運動量を 0 とする極限) は PCAC を使えば、その π 中間子を除いた反応の振幅と関係がつけられるので、 π 中間子と核子の弾性散乱、ハドロンの中の π 中間子を放出する崩壊などに関する低エネルギー定理が導かれている。

d-f 交換相互作用 [英 d-f exchange interaction] ランタノイドでは 4f, 5d, 6s が開殻をつくる。このうち 4f 電子は閉殻電子 5s², 5p⁶ の内側に位置し、結晶中でもよく原子状態を保って磁性的の担い手としては典型的な存在である。一方、5d, 6s は結晶中でバンドをつくる。この 4f 電子と 6s, 5d 電子との間に働くスピンの依存した相互作用を、それぞれ、s-f, d-f 交換相互作用とよぶ。4f と 6s の交換相互作用は 3d→4f, 4s→6s と置換えれば、鉄族遷移金属中の s-d 交換相互作用と同じである。4f と 5d がともに 1 原子

内にあるときのクーロン相互作用は 5d が軌道角運動量をもっているのでより複雑になり、次のように書ける。

$$H_{df} = -2J_0 S_d \cdot S_f + \sum_{k=1}^4 \left\{ A_k - B_k \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{S_f} S_d \cdot S_f \right) \right\} (u^{(k)}_f u^{(k)}_d)$$

ここで第一項が等方的交換相互作用で s-f, s-d のときにはこの項だけである。普通、単に交換相互作用というときは、この等方的部分のみをさすことが多い。また、 S_d と S_f は、それぞれ、5d, 4f 電子のスピン演算子である。第二項、第三項は 4f, 5d が軌道角運動量の自由度をもっていることによって生ずる異方的相互作用で第二項が電荷多極子間の相互作用、第三項がそれと交換相互作用のからんだ異方的交換相互作用を表す。ただし、 $u^{(k)}$ は多極子を表す k 階の既約テンソル演算子である。 J_0, A_n, B_n の値はそれぞれの原子の光スペクトルから得られる原子エネルギー準位の解析から求まる。注意すべきことは、たとえば 4f¹ に対応した Ce³⁺ の場合第一項はいちばん小さく、第二項がいちばん大きいことである。したがって第一項が主要項でほかは無視できるとはいえない。結晶中でも、バンドをつくった 5d, 6s 電子と局在した 4f 電子との間に同様の相互作用が働く。この相互作用により、伝導電子である 5d, 6s 電子を媒介にして、異なる格子位置にある 4f 電子間の間接相互作用 (RKKY 相互作用) が導かれる。s-f 相互作用と H_{df} の第一項からは $-J_{nm} S_{nf} \cdot S_{mf}$ の型の交換相互作用が、第二項からは多極子・多極子相互作用が、第三項からは異方的交換相互作用が導かれる。なお、アクチノイド族 (5f 系) についても 4f→5f, 5d→6d, 6s→7s の置換えをすれば全く同じである。ただし、5f の局在度は 4f と 3d の中間にあり、その意味で興味がある。

(TMTSF)₂X ⇒ 有機超伝導体

TOF 分析法 [英 TOF analysis] = 飛行時間法

ディオプトリー [英 diopter, 独 Dioptr, 仏 dioptré, 露 диоптр] 光学系において焦点距離を f , 媒質の屈折率を n とし, f をメートル単位で表したときの n/f で示す屈折力の単位。眼や眼鏡などのレンズの屈折力や眼の調節力を表すのによく用いられる。メートル系の単位であるが、国際単位系 (SI) には含まれていない。単位記号としては、D や Dptr が使われている。レンズを用いる場合、空気屈折率は 1 に非常に近いので、普通 f^{-1} を使って差支えない。凸レンズでは f は正で表されるので、ディオプトリーも正の値になり、凹レンズでは f は負であるので、ディオプトリーも負の値になる。たとえば、 $f = -0.4$ m であれば、屈折力 P は -2.5 D となる。屈折力がそれぞれ P_1, P_2 の 2 枚のレンズの組合せでは合成された屈折力は $P = f^{-1} = f_1^{-1} + f_2^{-1} = D_1 + D_2$ と、単にそれぞれの屈折力の和で表すことができる。また、眼の遠点から近点までの調節の幅をディオプトリー単位で示し、これを調節力という。近点に調節したときの眼の屈折力を P_n , 遠点に調節したときの屈折力を P_t とすると、その差 $P_n - P_t$ が眼の調節力を表す。健康な若い人の場合、近点は明視の距離 (約 0.25 m), 遠点は無限遠にあるので $P_n - P_t$ は 4D となる。また老人では、近点が明視の距離より遠くなるので、 $P_n - P_t$ は 4D より小さくなる。

低温物理学 [英 low temperature physics, 独 Tieftemperaturphysik, 仏 physique de basses températures, 露 физика низких температур] 歴史的に言えば、低温物理学は人工的に低温をつくり出すことに始まった。より低い温度を生成しようとする研究過程で、たとえば気体の

臨界温度の発見など、物質構造に対する理解が深められてきた。低温生成の歴史で画期的といえる成果は、フランスの L. P. Cailletet とスイスの R. P. Pictet によって行われた、当時永久ガスとよばれていた酸素の液化である(1877年)。液体酸素温度から出発して、1898年にイギリスの J. Dewar が水素の液化に成功し、さらに液体水素温度から出発して、1908年にオランダの H. Kamerlingh-Onnes が最後に残ったヘリウムガスの液化に成功した(⇒液化機)。

低温物理学で対象としている温度領域は、より低い温度が生成されるに伴って変わってきているので、はっきりした定義はないが、今日低温物理学とよばれている分野は、ヘリウム液化の実現に始まったといつてよい。現在3年ごとに開かれている国際純粋および応用物理学連合主催の国際低温物理学会で取上げられている研究は、だいたい液体水素の沸点である約 20K 以下の極低温および超低温領域における諸種の物性である。

この温度領域の特徴は、より高温では乱雑な熱運動で覆い隠されていた物質固有の性質があらわになってくることである。その意味で、単に温度領域だけを見れば、低温物理学は物性物理学のほとんど全分野を包含しているといえる。しかし、液体ヘリウムの利用が広く普及されるにつれて、前述の国際会議でとり上げられる分野も次第にしぼられてきた。熱運動で隠されていた物性のなかで特に量子効果が顕著であり、かつ低温固有の現象ともいえる超伝導、超流動の研究は低温物理学の中心テーマである。金属の電子比熱や低温で伝導電子の平均自由行路が十分長くなることによって初めて観測できる磁場中の量子効果を通じて金属あるいは半金属の電子状態、フェルミ面の構造を調べる研究も重要な分野である。磁性は低温固有の現象ではないが、低温では熱エネルギーの影響が小さい状態で実験できるので、磁性の本質を究める種類の研究も多くなされてきた。特に核磁気モーメントの関与する核磁性は、核磁気モーメントが小さいことと相互作用が小さいため、低温でのみ研究できる分野である。相互作用の弱い電子スピン系の磁性の研究から断熱消磁、さらに核断熱消磁による超低温生成法が開発されたが、これはより低い温度領域における研究から、さらに低い温度を生成する手段が開発されるといふ低温物理学の本流を象徴している。フェルミ液体である液体³He と⁴He 混液の研究から、³He-⁴He 希釈冷凍による低温生成手段が生れたのもう一つの例である(⇒ヘリウム3-ヘリウム4希釈冷凍機)。

このような温度領域の拡大によって、近藤効果、乱雑あるいは低次元導体における電子の局在問題など、物性物理学の基礎にかかわる問題がより詳細に研究できるようになったことは、低温物理学が対象とする分野がある程度限定されてきた一方、研究の発展につれて、さらに広い基礎物性分野を含むようになってきたことを表している。これは特定の物性ではなく、温度領域を対象とする低温物理学の性格といえよう。

T 型回路 [英 T-network, 独 T-Type Schaltkreis, 仏 circuit en T, 露 T-образная схема] 2つの端子対をもつ任意の回路(⇒端子対回路)で1対を入力端子, 他の対を出力端子としたとき, 図1に示すような等価回路をT型回路といい, π 型回路とともに広く応用される基本回路である。端子対回路の基本パラメーターは図2において, $E_1 = AE_2 + BI_2$, $I_1 = CE_2 + DI_2$ の関係で表される

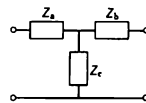


図1 T型回路

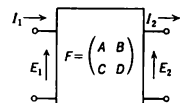


図2 二端子対回路

A, B, C, D を行列で表示したものである。T型の行列の各要素は, $A = 1 + Z_a/Z_c$, $B = (Z_a Z_b + Z_b Z_c + Z_c Z_a)/Z_c$, $C = 1/Z_c$, $D = 1 + Z_b/Z_c$ である。

T型分岐回路 [英 T-junction, 独 T-Verbindung, 仏 junction T, 露 T-образное волновое соединение] 図1のように3つの入出力ポートをもつ導波管の分岐回路

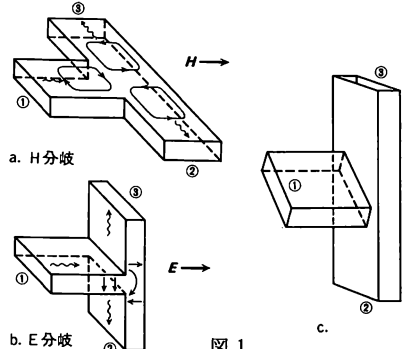


図1

で, そのうち2つのポートが対称にとりつけられているものをいい, すべてのポートが全く同等の形をもつY分岐の特別な場合である。図1a, bはポート①に関し左右に分ける対称面がある。同cは①に關して対称軸をもつ。bはcの特別な場合である。TE₀₁モード(⇒導波管)についてはaは磁場 H が反転して②, ③に出力され, bでは電場 E が反転されるので, おのおの, H分岐, E分岐とよばれる。②, ③を整合負荷に接続したとき, 分岐点に対称性を乱さない金属片を立てることにより①の整合がとれる。しかし, 対称性から②または③の整合はとれない。図2は同軸伝送線でのT型分岐である。分岐点での電圧は変わ

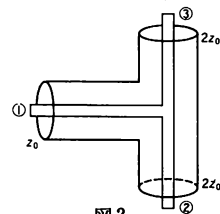


図2

らないので, ②, ③の固有インピーダンスが①の2倍である場合に, ①は整合されることになる。T型分岐を複数個組合せたものに, ラットレース, マジックTがある。

定滑車 [英 fixed pulley, 仏 poulie fixe] ⇒ 滑車

D関数 [英 D-function, 仏 fonction D, 露 D-функция] ⇒ 回転群

定義域 [英 domain, 独 Bereich, 仏 domaine, 露 область] ⇒ 演算子

定義定点 [英 fixed point, 独 Fixpunkt, 仏 point fixe, 露 постоянная точка] ⇒ 温度定点

d軌道(関数) [英 d orbital, 独 d-Bahn, 仏 orbi-

tale d, 露 d-орбиталь] 中心力の下で運動する粒子の定常状態では、軌道角運動量 l の大きさ l は一定である。そのうち特に l が 2 (単位 \hbar) である状態を d 状態、その波動関数を d 軌道という。狭義では束縛状態に属するものを d 軌道といい、これに対して連続状態に対するものを \bar{d} 波とよぶ。また主量子数 n をもつ d 軌道のことを nd 軌道 ($n \geq 3$) とよぶ。d 軌道では l の z 成分 l_z のとりうる値 m (単位 \hbar) は -2 から $+2$ まで 5 つの整数である。これに応じて 5 つの独立な d 軌道 ψ_{ndm} ($m = -2 \sim 2$) がある。ここで n は主量子数 ($n \geq 3$) である。原子番号 Z の核のクーロン引力の下で運動する電子の場合、主量子数 n を 3 とすると、実関数の形にとった規格化された d 軌道は、たとえば

$$\psi_{3d(3z^2-r^2)} = f(\rho) \frac{\sqrt{5}}{4\sqrt{\pi}} (3\cos^2\theta - 1)$$

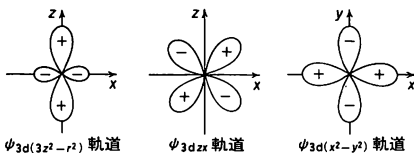
$$\psi_{3d_{zx}} = f(\rho) \frac{\sqrt{15}}{4\sqrt{\pi}} \sin 2\theta \cos\phi$$

$$\psi_{3d_{yz}} = f(\rho) \frac{\sqrt{15}}{4\sqrt{\pi}} \sin 2\theta \sin\phi$$

$$\psi_{3d_{xy}} = f(\rho) \frac{\sqrt{15}}{4\sqrt{\pi}} \sin^2\theta \sin 2\phi$$

$$\psi_{3d(x^2-y^2)} = f(\rho) \frac{\sqrt{15}}{4\sqrt{\pi}} \sin^2\theta \cos 2\phi$$

と書ける。ただし、 $f(\rho) = (1/9\sqrt{30})(Z/a_0)^{3/2}\rho^2 e^{-\rho/2}$, $\rho = 2Zr/(3a_0)$, a_0 はボーア半径 ($= \hbar^2/(me^2)$) である。上の 5 つの関数のうち、 $\psi_{3d(3z^2-r^2)} = \phi_{3d,0}$, $\psi_{3d_{zx}}$ と $\psi_{3d_{yz}}$ は $\phi_{3d,1}$ を、 $\psi_{3d(x^2-y^2)}$ と $\psi_{3d_{xy}}$ は $\phi_{3d,2}$ を重ね合せてつくることができる。関数 $\psi_{3d(3z^2-r^2)}$ などの性質を理解するために、その絶対値が一定となる曲面を考えて、電子はおおむねこの曲面に囲まれた部分にあるようにする。この曲面の座標面内のような図のようになる。図で +, - をつけたのは、それぞれ ψ_{3d} が正または負の値をとることを示す。 $\psi_{3d_{yz}}$ および $\psi_{3d_{xy}}$ は座標軸を変えれば $\psi_{3d_{zx}}$ と同じ形で与えられる。



周期表第四周期の元素では、3d 軌道と 4s 軌道の軌道エネルギーは接近していて、第四周期が長周期となつて d^{10} に相当する Sc~Zn の遷移元素が入ってくる(⇒周期律)。遷移金属 M の周囲に種々の原子または原子団 X を配位した MX_n 型(正八面体型)錯体では、金属イオン M のなかの電子は中心の核からのクーロン力だけではなく弱い結晶場による力も受けている。もし結晶場が立方対称性をもっていると、適当な座標軸をとることによって、5 つの縮退している 3d 軌道は d_r とよばれる二重の $\psi_{3d(3z^2-r^2)}$ と $\psi_{3d(x^2-y^2)}$ の組と d_e とよばれる三重の $\psi_{3d_{yz}}$ と $\psi_{3d_{zx}}$ と $\psi_{3d_{xy}}$ の組に分れる。

T 行列 [英 T matrix, 独 T-Matrix, 仏 matrice T, 露 T-матрица] ⇒ S 行列

T 行列近似 [英 T-matrix approximation, 仏 approximation de matrice T, 露 T-матричное приближение] 近距離における粒子間の強い斥力の効果を考慮する近似方

法。強い斥力を単純な摂動論で取り扱うことはできないが、まず多重散乱を考慮し、摂動の無限次まで取込んだ過程(T 行列)を改めて有効相互作用と考えれば、これに対して摂動論が使える。この方法は最初ボース粒子系に対して提案された。後に、金属強磁性の観点から、金森順次郎がスピンの逆方向の電子間の相互作用に適用したため、この分野では金森近似とよぶことがある。

t クォーク [英 t quark, 独 t-Quark, 仏 quark t, 露 t-кварк] 素粒子を構成する基本粒子の一種。トップクォークともいう。電荷は陽子の電荷の 2/3 倍。種々の理論的根拠からその存在が予想されていたが、1984 年有力な実験的証拠が発表された(⇒クォーク, 小林-益川模型)。

通減摂動論 [英 reductive perturbation theory, 仏 théorie des perturbations réductives, 露 редуцированная теория возмущений] 漸近的摂動論のひとつで、谷内俊弥らによって一般的な形式にまとめあげられ、現在では、プラズマをはじめ流体力学、格子力学などの非線形現象に広く応用されている。一般に、非線形過程では、たとえ非線形効果が小さくとも長時間の間に摂動効果が蓄積して、いわゆる永年効果が現れる。J. H. Poincaré 以来、H. M. Krylov と N. N. Bogoljubov を経て明らかにされたように、摂動現象における永年効果は、通常の時間変数のほかに緩やかな時間変数を導入することによって、摂動論的に処理することが可能である。高次の永年効果は、その次数に応じた時間スケールを持込むことによって取扱える。この処法を、波の問題を含め、空間的にも変動しうる系に拡張したものが通減摂動論である。

たとえば波の伝播では、波の減衰を引起す粘性効果や、波の位相速度が波長によって異なる分散効果が存在するが、このため波形は時間とともに変化する。一方、非線形効果も波の伝播速度に影響を与えるので、波の変形はこれらの効果の競合過程として発展する。この過程を摂動論的に取扱うには、小さな非線形効果に応じた緩やかな時間変数の導入とともに、粘性や分散を記述する緩やかな空間変数を持込んでおく必要がある。このときの空間変数のスケールは粘性項や分散項の波長依存性によって決められる。この結果、もとの系を記述する複雑な方程式は、より簡単な構造をもつ非線形方程式(⇒コルトベークード・フリース方程式, パーガース模型, 非線形シュレーディンガー方程式)に帰着される。この方法は、散逸を含む不安定系の非線形問題の解析にも応用されている。通減摂動論の枠内で高次の永年効果を消去する試みもなされているが、より一般的には、永年効果の次数に応じたスケール変数を導入した微分展開法を必要とする。

抵抗 [英 resistance, 独 Widerstand, 仏 résistance, 露 сопротивление] ⇒ 電気抵抗, 抗力

抵抗温度計 [英 resistance thermometer, 独 Widerstandsthermometer, 仏 thermomètre à résistance, 露 термометр сопротивления] 電気抵抗の温度依存性を利用した温度計で、主として金属抵抗温度計と半導体抵抗温度計に大別できる。金属抵抗温度計は、Pt, Ni, Cu, In などの純金属を使用したものと、Pt-Rh, Rh-Fe, Pt-Co など合金を使用したものがある。いずれも温度の上昇とともに抵抗値は増加する。純金属のものは安定であり、製作上のばらつきが少ない。特に Pt を使用したもの(⇒白金抵抗温度計)は標準用にも使用されており、0.001

K よりよい安定度が得られるものがある。Ni, Cu などを使用したのは一時使用されていたが、酸化による劣化、腐食などの問題があって製作されなくなり、現在ではあまり使用されていない。合金を使用したものは、合金の比率を一定に制御することが困難であり、温度-抵抗値の関係が複雑となって、互換性が低い。さらに、経年変化が大きく安定度が悪い。しかし、低温領域(20K 以下)では、純金属温度計は感度が悪化するのに対し、合金温度計では、1K 程度まで使用できるものがある。特に、ロジウム・鉄合金温度計は安定で、30K 以下で使用され、経年変化も $1\text{mK}\cdot\text{y}^{-1}$ 以内と小さい。

半導体を使った温度計は、金属抵抗温度計に比べて、温度係数が逆符号であり、温度が上昇するに従い抵抗値が小さくなる。主として、サーミスター温度計、炭素抵抗温度計、ゲルマニウム抵抗温度計がよく使用されている。サーミスター温度計は、酸化マンガンを主成分とする焼結体であり、 -50°C から 100°C 近傍で使われ、感度は金属抵抗温度計より 1 けた以上大きい。最近、サーミスター温度計の製作技術が向上し、よいものでは、 1mK 以内の精密測定も可能になった。

炭素抵抗温度計は、 10mK から 70K の範囲で使用され、主として、電気回路用のものが使われている。焼結体であるため、再現性は悪いが、比較的感度がよく、広い範囲を 1 つの温度計で測定できる。水分の影響を受けやすいため、1% 以内の精度を確保することは難しい。

ゲルマニウム抵抗温度計は、Ge 中に As などの不純物を入れ、この不純物の量を調整することで、 50mK から 20K 程度で使用できる。ゲルマニウム抵抗温度計のよいものは、 0.1mK 以上の安定度、再現性があり、低温での標準的な温度計となっている。ただし、磁場の影響は、炭素温度計より大きい。

抵抗減衰器 [英 resistive attenuator, 仏 atténuateur résistif, 露 резистивный аттенуатор] 入力信号または電力を一定の割合で減衰させて出力するための装置を減衰器といい、抵抗を使って減衰させるものを特に抵抗減衰器とよぶ。信号の位相には変化を与えない。伝送線の途中に挿入することが多いが、この場合は減衰器の入力、出力インピーダンスを伝送線の特性インピーダンスと等しくする必要がある。抵抗減衰器には L 形、T 形、 π 形、ブリッジ T 形がある。図 1 と図 2 に一般によく使われる T 形と

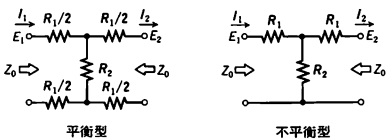
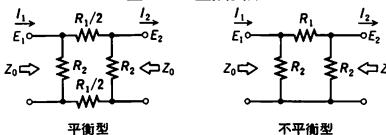


図 1 T 型減衰器


 図 2 π 型減衰器

π 形減衰器の回路を示す。抵抗の計算式は、T 形減衰器の場合

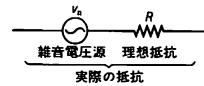
$$R_1 = \frac{K-1}{K+1}Z_0, R_2 = 2\frac{K}{K^2-1}Z_0, \text{ただし } K = \frac{E_1}{E_2} = \frac{I_1}{I_2}$$

π 形減衰器の場合

$$R_1 = \frac{1}{2} \frac{K^2-1}{K}Z_0, R_2 = \frac{K+1}{K-1}Z_0$$

となる。特に数百 MHz 以上の高周波で使用する場合には、インダクタンスや静電容量の少ないものを選ぶ必要があり、金属皮膜抵抗がよく使用される。1000 MHz 以上の高周波で使用する場合には、ロッド抵抗やディスク抵抗が使用され、コンデンサーによる容量補正が必要となる。

抵抗雑音 [英 thermal noise, 独 thermisches Rauschen, 仏 bruit thermique, 露 тепловой шум] 抵抗体の中で電子は熱運動をしているため、抵抗体両端には絶えず変動している電圧が発生している。この雑音電圧を抵抗雑音、熱雑音またはジョンソン雑音という。抵抗体の両端を開放状態にしておいたとき、その両端に現れる抵抗雑音電圧 v_n の二乗平均値は、 $\langle v_n^2 \rangle = 4kTR\Delta f$ で与えられる。 k はボルツマン定数、 T は絶対温度、 R は抵抗値、 Δf は雑音を観測する周波数帯域幅である。これをナイキストの式という。したがって雑音を考慮した抵抗体の等価回路は図

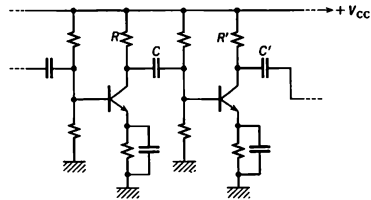


のように、雑音電圧源と雑音のない理想抵抗の直列回路として表される。低雑音回路ではこのような抵抗雑音が問題となる場合が多い(⇒雑音)。

D 合成 [英 difference synthesis] = 差分合成

抵抗比 [英 resistance ratio, 仏 rapport de résistance, 露 отношение сопротивления] ⇒ 残留抵抗

抵抗容量結合 [英 resistance-capacitance coupling, 独 Widerstand-Kapazität-Kopplung, 仏 couplage par résistance-capacité, 露 резистивно-ёмкостная связь] 増幅器において各増幅段の段間の結合方式のひとつであって、図に示すように抵抗 R と容量 C で接続する結合方式。



交流増幅器に用いられる。トランジスタや電子管などの増幅素子は普通入力(ベースあるいはグリッド)の直流バイアス電圧と出力(コレクターあるいはプレート)の直流バイアス電圧が大きく異なっており、一方の増幅段の出力を直接他方の増幅段の入力に接続することはできない。そのため各増幅段の段間結合は互いの直流バイアス電圧が他方に影響しないように容量等を介して結合し、直流的な結合を切る必要がある。その場合信号は結合容量を通して次段に加えられるので結合容量は信号に対しては十分低いインピーダンスでなければならない。図に示した抵抗容量結合ではコレクター抵抗 R は、1 段当りの増幅度およびコレクターバイアス電圧が最適となるように決める。結合容量 C は、 R および次段の入力インピーダンスとともに高域フィルターを形成するので、その遮断周波数が信号の周波数より十分低くなるよう結合容量 C を選ぶ必要がある。

ティコ・ブラーエ = ブラーエ

定在波 [英 standing wave, 独 stehende Welle, 仏 onde stationnaire, 露 стоячая волна] 空間的に進行しない波で, 進行方向が互いに逆の, 同一振動数の進行波が重なり合うことによって生じる. 定常波ともいう. 定在波では振幅が場所によって定まっている. 振幅が同じで, x 方向および $-x$ 方向に進む角振動数 ω の 2 つの正弦波 $A \sin(kx - \omega t + a_1)$, $A \sin(kx + \omega t + a_2)$ を重ね合わせると

$$\psi = A \sin(kx - \omega t + a_1) + A \sin(kx + \omega t + a_2) \\ = 2A \sin\left(kx + \frac{a_1 + a_2}{2}\right) \cos\left(\omega t + \frac{a_2 - a_1}{2}\right)$$

となる. したがって,

$$kx + \frac{a_1 + a_2}{2} = n\pi \quad (n=0, \pm 1, \dots) \quad \text{のとき} \quad \psi = 0,$$

$$kx + \frac{a_1 + a_2}{2} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (n=0, \pm 1, \dots) \quad \text{のとき}$$

$$-2A \leq \psi \leq 2A$$

となる. これから, 場所 x では媒質は振幅が $2A \sin(kx + (a_1 + a_2)/2)$ の単振動を行うことがわかる. また, 振動数, 位相角がすべての x について同一であるから, これは進行しない波を表している. 振幅が常に 0 (または極小) である点を節, 振幅が最大 (または極大) となる点を腹とよぶ. 一般に波動方程式の解で波動量が $\psi = X(r)T(t)$ のように時間部分と空間部分に分離された形をもつとき, これを定在波という. 定在波は進行波が境界で反射される場合, たとえば, 気柱の共鳴や空洞共振器などで観測される. 空洞共振器は波動のエネルギーを定在波の形で蓄える装置で, 音波の場合は音叉の共鳴箱, 弦楽器, 打楽器などの胴, 電磁波の場合は導体の箱などがこれである.

定在波型加速空洞 [英 standing-wave type accelerator cavity, 独 Stehwellen-Hohlraum, 仏 cavité accélératrice à onde stationnaire, 露 ускоряющий резонатор стоячно-волнового типа] 加速器で共振空洞を高周波で励振して定在波を発生させ, その中心に一列に並べられた加速電極の間に加速電場をつくり, 荷電粒子を次々と加速電極間のギャップで加速することのできる空洞のこと. 加速空洞中の定在波は, 正負両方向に伝わる 2 つのグループの波に分けることができる. このうちで, 粒子と同じ方向に同じ速さで伝わる波の成分だけが加速に有効で, 他のすべての成分は結果として加速に寄与しない. 加速空洞の形状や加速周波数は, 粒子の速度によって相違がある. 粒子の速度が非常に遅いものでは, 高周波の半周期ごとに, ギャップ電場がその極性を交互に変え (隣どうしのギャップ間で, 電場の位相が π だけ異なるのでこれを π モードという), 粒子のギャップ間の走行時間を電波の半周期の奇数倍に等しくとったウィンドレー型空洞や, すべての加速ギャップに現れる電場がそろった方向を向き (0 モード), 粒子のギャップ間走行時間を高周波の一周期に選んだアルバレー型加速空洞などがある. 一方, 粒子の速度が光速度に近いとき有効なものとして, 加速ギャップを狭く, ビーム孔を小さくして加速電場を強めた単位空洞を, 加速軸上に多数並べる方式がある. それぞれの空洞間の高周波結合はビーム孔以外の部分で行う. これには, 加速空洞の側面に, 別の結合用空洞を設けたサイドカップル型や, 加速空洞周縁部全体を結合に利用するディスククワシヤ型などがある. これらにはいずれも高周波的に安定な $\pi/2$ モード型が採用されている.

定在波比 [英 standing-wave ratio, 独 Stehwellen-

verhältnis, 仏 taux d'onde stationnaire, 露 коэффициент стоячей волны] 伝送線の整合の程度を表す値. 伝送線を用いて高周波信号を伝送するとき, 負荷のインピーダンスが, この伝送線の特性インピーダンスと一致していないと終端で信号の反射が起こる. すなわち, 伝送線のなかを, 信号源から負荷側に進む波と逆に負荷側から信号源側に進む波が両方とも存在することになる. この互いに反対に進む 2 つの波の加えあわせの結果として, 伝送線上の一定の位置に, 電圧あるいは電流の極大極小が繰返し現れる. これを定在波という. 負荷を原点として信号源に向かって伝送線に沿って測った距離を s として電圧の定在波を

$$V(s) = V_1 e^{rs} + V_2 e^{-rs} = V_1 e^{rs} (1 + \rho e^{-2rs})$$

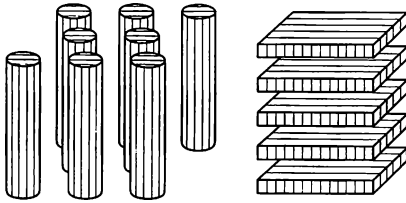
と表す. ただし, V_1 は負荷側に向かって進む波, V_2 は負荷から信号源に向かって進む波であり, $r = \alpha + j\beta$ は伝搬定数である. また, $\rho = V_2/V_1 = |\rho| e^{j\theta}$ は反射係数である. 伝送線の損失を無視 ($\alpha=0$) すると $V(s) = \exp[j(\psi - 2\beta s)] = +1$ のときに極大となって, その値は $|V_1|(1+|\rho|)$ となり, $\exp[j(\psi - 2\beta s)] = -1$ の点で極小となり, そのときの値は $|V_1|(1-|\rho|)$ である. 電圧の極大値と極小値の比を電圧の定在波比といい, 反射係数の絶対値を用いて

$$S = \frac{1+|\rho|}{1-|\rho|}$$

で与えられる. 電圧のときと同様に電流の極大値と極小値の比を用いて定在波比を定義することもできる. 電圧の定在波比と電流の定在波比は一致する.

定在波レーザー [英 standing-wave laser, 独 Stehwellen-Laser, 仏 laser à onde stationnaire, 露 лазер стоячей волны] リングレーザー, 分布帰還型レーザーなどと対比させる場合, 最も代表的なファブリー・ペロー共振器によって構成されるものを定在波レーザーとよぶ.

低雑音増幅器 [英 low noise amplifier, 独 geräusch-ärmer Verstärker, 仏 amplificateur à bruit bas, 露 усилитель с низким уровнем шума] ごく微小な信号を増幅する場合に用いる雑音の少ない増幅器. 一般に, 増幅器ではトランジスタや電子管などの増幅素子の発生する雑音が問題になる. 微小信号を扱う場合には, 特に低雑音の増幅器が必要となる. 多段増幅器では初段で発生する雑音の寄与が最も大きいので, 初段の雑音を特に小さくすることが大切である. 電子管を用いた増幅回路では, 一般に相互コンダクタンス g_m の大きい電子管ほど入力換算雑音が小さい. また三極管の方が五極管より雑音小さい. また低い周波数ではフリッカー雑音が大きくなるので, できるだけフリッカー雑音の小さい電子管を用いる必要がある. 三極管ではグリッド-プレート間容量のため, 高周波を安定に増幅することが難しいので, 三極管をカスコード接続したカスコード増幅器が高周波低雑音増幅器としてよく用いられる. トランジスタでは, コレクター電流のゆらぎに基づく雑音, ベース電流のゆらぎに基づく雑音および周波数 f に反比例して周波数が低くなるにつれて, 増加する $1/f$ 雑音がある. 一般にシリコントランジスタでは $1/f$ 雑音の目だち始める周波数は, 数百 Hz 程度以下であるが, 低雑音トランジスタでは数十 Hz 程度以下のものである. コレクター電流のゆらぎに基づく雑音の入力換算雑音は, トランジスタの相互コンダクタンス g_m がコレクター電流に比例することからコレクター電流の大きい方が小さくなり, また信号源インピーダンスにはほとんどよらない. 一方, ベース電流のゆらぎに基づく雑音はベース電流がコ



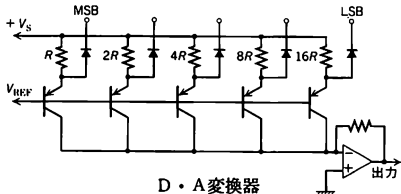
一次元(鎖状)結晶

二次元(層状)結晶

件である。低次元結晶は、大きな臨界揺動、電荷密度波、スピン密度波、インターカレーションなど、三次元結晶では通常見られない特異な物性を示す。

ディジタイザ [英 digitizer, 独 Digitalkonverter, 仏 intégratrice numérique, 露 цифровой кодировщик] 画面上の X, Y の座標をディジタル化し、図形などのデータを計算機に読みとらせる装置。データタブレットともよばれ、平板上のペンの位置を検出するのに静電式、電磁式、超音波式、ホログラム式、電圧式、圧電式などの方法がある。また、ペンを発して、これを平板側で受信して位置を判定するものと、逆に平板の各部から信号を発して、これをペンが検出して位置を判定するものがある。分解能は $1\sim40$ 本・ mm^{-1} のものがあり、高分解能のものは画像入力に使われ、位置の精度は $0.25\sim0.1\text{mm}$ 程度である。

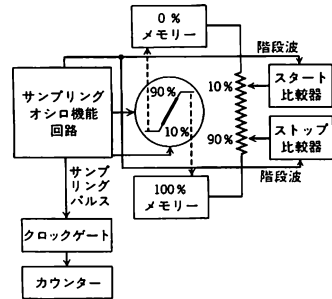
ディジタル・アナログ変換 [英 digital-to-analog conversion, 独 Digital-Analog-Umwandlung, 仏 conversion analogue-numéral, 露 цифро-аналоговое преобразование] ディジタル量で表現されている量をアナログ量に変換すること(D・A変換)をいう。D・A変換器はこの機能をもつ素子で、多くの用途をもち A・D 変換器の心臓部ともなる。コンピューターによるアナログ信号の出力、キャラクターまたはグラフィックディスプレイ装置、定電圧電源、ディジタル制御装置などに応用される。原理はたとえば定電流源をディジタル入力信号で切替えて、出力にはこの電流の和、またはそれを変換して電圧として出力する。図は二進重みづけ方式の回路構成の例で、エミッター



D・A変換器

抵抗 $R, 2R, 4R, 8R$ および $16R$ で設定されたコレクター電流が流れるトランジスタ電流源で構成される。電流源トランジスタはエミッターに接続されるダイオードを通して、各入力ディジタル信号により ON, OFF される。このようにして各ディジタル信号に対応した電流がコレクターで加算され、演算増幅器で電圧に変換される。

ディジタルオシロスコープ [英 digital oscilloscope, 独 digitales Oszilloskop, 仏 oscilloscope numérique, 露 цифровой осциллоскоп] サンプリグオシロスコープとディジタル計数器とを組合せて、波形の観測と同時に信号の周期、立ち上り時間、振幅などを精度よくディジタル表示で読みとれるオシロスコープ。図のように、入力波形は



サンプリグ回路で、波形の一部を抽出され、繰返しの遅い相似波形としてブラウン管に入力される。掃引用の階段波と、内蔵の直流標準電圧をサンプルされた信号波を比較回路で比べ、測定された結果を表示する。マイクロプロセッサを内蔵し、測定結果を外部に読出したり、測定条件を外から制御することができるものもある。

ディジタル回路 [英 digital circuit, 独 digitaler Schaltkreis, 仏 circuit numérique, 露 цифровая схема] スイッチの ON と OFF に対応して電圧の高、低、電流の接、断というのはっきりした状態で動作する素子を用いて構成した回路のこと。ディジタル回路では ON, OFF を 1 と 0 に対応させ二進法に基づく回路構成を利用して、より複雑な論理回路を構成していく。二進法の 1 けたをバイナリーディジット(binary digit)といい、ディジタル量の基本となるビット(bit)はここから生まれたものである。回路素子には、電子管、トランジスタ、ダイオード、リレー、パラメトロン、磁気コア、ジョセフソン素子などがある。ディジタル回路で最も基本となる論理回路は論理積(AND)、論理和(OR)、否定論理(NOT)の 3 種類である。この 3 種類の論理回路が組合さって、より複雑な論理回路をつくり、高度なディジタル計測システムや計算機の回路へと発展する。フリップフロップ、カウンター、レジスタ、デコーダー、エンコーダー、マルチプレクサー、メモリといった回路もすべて基本となる 3 種類の論理回路から構成される。

ディジタル信号 [英 digital signal, 独 digitales Signal, 仏 signal digital, 露 цифровой сигнал] 数字の列によって表現された信号。アナログ信号を適当な時間間隔でサンプリグし、アナログ・ディジタル変換器(A・D 変換器)で量子化して、数字の列に変換する。アナログ信号のもつ情報を失わずにディジタル信号とするためには、サンプリグ間隔を $T=(1/2)f_{\text{max}}$ 以下にする必要がある(⇒サンプリグ定理)。ここで f_{max} はアナログ信号のもつ最大周波数成分である。

従来、信号のフィルタリングなどの処理はアナログ演算装置により行われていた。しかし、近年、アナログ信号をディジタル信号に変換してディジタル計算機や専用のディジタル演算装置を用いて処理を行うディジタル信号処理が頻繁に利用されるようになった。ディジタル信号処理の手法としては、高速フーリエ変換(FFT)やディジタルフィルターなどが実用化されている。一方、通信系においても、SN 比の向上や情報量の圧縮などを目ざして、アナログ信号をディジタル信号に変換して伝送するディジタル通信が利用されている。

ディジタル電圧計 [英 digital voltmeter, 独 digita-

ことがガウス性とマルコフ性をもたすのである。白色雑音、オルンシュタイン-ウーレンバック過程、調和振動子のブラウン運動など、物理学でさまざまな現象を記述するのに用いられるモデル確率過程は、大部分がガウス-マルコフ的な定常解をもつ。

定常過程 [英 stationary process, 独 stationärer Prozess, 仏 processus fixe, 露 стационарный процесс] 同時確率分布関数が時間に関して不変であれば強定常、一次と二次のモーメントが時間によらず、二次の相関関数が定常性をもっていれば弱定常という。詳しくは次のようになる。確率過程 $X(t)$ は、それが離散的な過程であっても連続的な過程であっても、 $t = t_1, t_2, \dots, t_n$ において $X(t_1) \leq x_1, X(t_2) \leq x_2, \dots, X(t_n) \leq x_n$ である確率 $F_n(x_1, t_1; x_2, t_2; \dots; x_n, t_n) \equiv P\{X(t_1) \leq x_1, X(t_2) \leq x_2, \dots, X(t_n) \leq x_n\}$ 、すなわち同時確率分布関数が、すべての n およびすべての (t_1, t_2, \dots, t_n) の組に対して与えられれば完全に記述される。ベクトル確率過程 $X(t)$ の場合も同様で、同時確率分布関数 $F_{nm}(x_1, t_1; x_2, t_2; \dots; x_n, t_n) \equiv P\{X(t_1) \leq x_1; X(t_2) \leq x_2; \dots; X(t_n) \leq x_n\}$ が与えられれば完全に決る (m は次元数。不等式 $X(t_i) \leq x_i$ は両辺のすべての成分に対して同じ不等式が成り立つことを意味する)。今、すべての同時確率分布関数、したがってすべての統計的性質が時間の原点を移動しても変わらなるとき、その確率過程は強定常であるという。強定常な確率過程 $X(t)$ に対しては

$\langle X(t) \rangle =$ 定数ベクトル, $\langle X(t)X^T(t') \rangle =$ 定数行列

である (定数行列 = 行列要素が時間によらない行列)。また相関関数行列 $R(t_1, t_2) \equiv \langle X(t_1)X^T(t_2) \rangle$ は $\tau \equiv t_2 - t_1$ だけの関数で、 $R(\tau) = R^T(-\tau)$ を満たす。すべての同時確率分布関数が時間の原点の移動に関して不変ではないが

$| \langle X(t) \rangle | =$ 有限な定数ベクトル

$\langle X(t)X^T(t') \rangle =$ 有限な定数行列

$R(\tau) = R^T(-\tau)$

が成り立つとき、 $X(t)$ は弱定常であるという。強定常過程は同時に弱定常であるが、弱定常過程は必ずしも強定常ではない。ただし弱定常ガウス過程は常に強定常でもある。単に定常確率過程というときは、強定常確率過程を意味する。

定常稿 [英 standing striation, 仏 striation stationnaire] ガラスのように内部の見える放電管で水素ガスなどの直流放電を行うと、気体の圧力と放電電流によって異なるが、陽光柱に明るい部分と暗い部分との縞模様が見ることがある。定定的に現れるものを定常稿とよび、移動しているものを移動稿とよぶ。これらの放電稿は空間的な電離地線振動によって生じているので、電子密度と電場の強さは、ともに放電稿の発光強度の変化と同じ周期で変動している。

定常状態 (量子力学の) [英 stationary state, 独 stationärer Zustand, 仏 état stationnaire, 露 стационарное состояние] 原子の安定性を説明するために、N. Bohr は、定常状態という考えを導入した。Bohr によれば、原子は古典的に考えられる連続した運動状態をとるのではなく、何かある条件で決る飛び跳びのエネルギーをもった定常状態とよばれる状態にあり、この状態にある限りエネルギーの値は一定であって、光を放射したり吸収したりすることはない。光の放射や吸収が起るのは、原子が1つの定常状態から、エネルギーの違う他の定常状態に突然に遷移するときだけである。Bohr 以前の長岡やラザフォードの原子

模型では、電子は原子核のまわりを古典的な軌道を描いて運動していると考えられていた。しかし、そうすると、電子は加速度運動をしていることになり、古典電磁気学によれば、そうした電子は光を放射してエネルギーを失い、たちまち原子核に落込んでしまう。このパラドックスを回避して、原子を安定に保つために、Bohr は上に述べた定常状態という考えを導入したわけである。

量子力学では、時間を陽に含まないハミルトニアン H に対するシュレーディンガー方程式の解として、 $e^{-iEt/\hbar}\psi$ をとれば、固有値方程式 $H\psi = E\psi$ を満たす時間に依存しない波動関数が得られる。このように位相の時間変化を除いて定常的な波動関数をもつ状態は Bohr が導入した定常状態に対応しており、量子力学の基本的な概念のひとつになっている。束縛状態に対応した、波動関数の広がり有限であるという境界条件の下では、上の固有値方程式の解は、跳び跳びのエネルギー-固有値 E に対してのみ存在する。

定常電流 [英 stationary current, 独 stationärer Strom, 仏 courant stationnaire, 露 стационарный ток] 電池や熱電対によって生じる電流のように、時間的に一定な電流をいう。電流密度と電荷密度をそれぞれ J, ρ とすれば、定常電流の場合 $\text{div } J = 0$, $\partial \rho / \partial t = 0$ の関係が成り立つ。定常電流が導体を通るとき、電流密度はオームの法則に従い電場に比例し、そのとき発生する熱はジュールの法則に従う。定常電流の流れる回路網の各所の電流および電位差はキルヒホッフの法則によって決定される。定常電流は静磁場を生じ、それはアンペールの法則やビオ-サバールの法則に従う。

定常波 = 定在波

定常流 [英 steady flow, 独 stetiger Fluß, 仏 écoulement permanent, 露 установившееся течение] 流体中のどの点をとっても、流れの諸量 (流速、密度、圧力など) が時間的に不変な流れ。流線も流体粒子の軌道も同一であって時間的に変わらないし、1つの流管を通る流体の流束 (密度 \times 流速 \times 断面積) は管に沿って一定である。また完全流体ではベルヌーイの関数が流線に沿って一定であり、特に渦なしの流れでは全空間で場所によらない定数となる。

底心格子 = 底面心格子

定数 [英 constant, 独 Konstante, 仏 constante, 露 константа] 数学では変数に対して、値の変わらない数のことを定数という。物理学では、物質に関係なく常に一定の値をとる基本的な定数 (\Rightarrow 普遍定数) と、物質の性質を示す定数 (\Rightarrow 物質定数) がある。数学、物理学では常数、化学、天文学では恒数という語が定数と同義語として使われることがあるが、現在では、定数に統一することになっている。

ディスクパック [英 disk pack, 独 Plattenstapel, 仏 chargeur de disques, 露 пакет дисков] \Rightarrow 磁気ディスク

ディスクリミネーター [英 discriminator, 独 Diskriminator, 仏 discriminateur, 露 дискриминатор] 入力信号があらかじめ設定したしきい値を超えたときのみパルスを出力する回路 (図1) で、振幅弁別回路ともよばれ放射線検出器からの信号の波高分析、タイミングパルスの発生、しきい値以下の雑音成分の抑圧などに用いられる。振幅の弁別にはしきい値を可変としたコンパレータ、シュミット回路などが使われ、出力パルスの振幅、幅は単安定

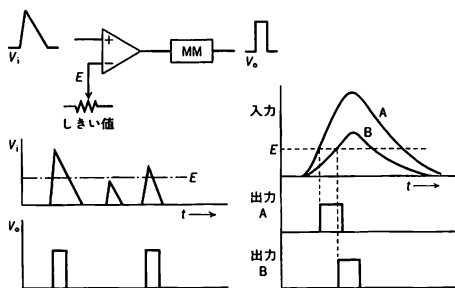


図 1

図 2

マルチバイブレーター、遅延線整形回路などにより規格化される。正確な波高分析のためにはしきい値が安定で、入力信号の振幅、波形により変化しないこと、正確な計数率の測定には回路の不感時間が小さく、また振幅、波形により変化しないことが必要である。入力パルスと出力パルスの時間関係は、入力パルスの立ち上がり時間が有限の場合は入力パルスの振幅により変化する(図2)。これは出力パルスを同時計数回路などタイミングの目的に用いる場合誤動作の原因になるので、ディスクリミネーターのしきい値を超えた入力信号については、その振幅の一定比率の時間に出力パルスを発生するコンスタントフラクションディスクリミネーター(図3)を用いる。振幅比は入力の波形により最適値があり通常10~50%である。

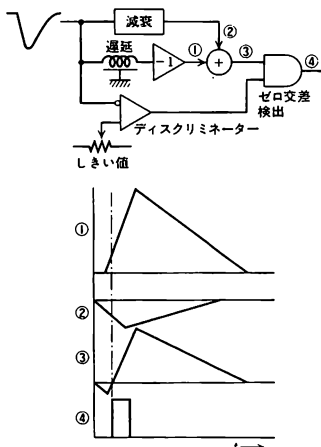
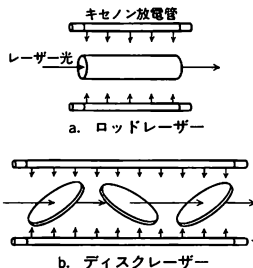


図 3

ディスクレーザー [英 disk laser, 仏 laser à disque, 露 дисковый лазер] ガラス円板(ガラスディスク)を活性物質として用いるレーザーの一種で、光の反射による損失を防ぐために、ガラスディスクは光の進む方向に対して、ブルスター角をなすように保持される。光励起固体レーザーでは、通常レーザー媒質を円柱状にしたロッドレーザーが使用される。しかし口径が大きくなると、レーザー媒質による励起光の吸収のため、中心部まで励起できなくなる。ディスクレーザーでは、レーザー媒質を楕円形の板状にし、図に示すように表面より光励起を行う。ブルスター角に傾けたディスクを、互いに十分離しておけば、側面からみた開口面積がガラス体積にくらべて大きくなり、励



起面積は開口面積に比例するので、一定の励起効率で大口径の増幅器をつくることができる。また、表面積が大きいため冷却速度も速くなる。なお口径を大きくした場合、レーザーディスクの内部で自然放射光が増幅されて寄生発振を生じるので、ディスク周辺部に自然放射光を吸収するための固体あるいは液体の吸収物質をつける。また、レーザーディスク表面は非常に強い励起光で照射され、ほこりなどが焼きつくので、密閉構造として内部をきれいな乾燥チッ素で冷却するなどの配慮が必要である。Nd-YAG、ルビーなどの結晶を用いた固体レーザーでは、直径数cmまで、Nd-ガラスレーザーでは8cm程度までロッドレーザーが使用できるが、それ以上大きくなると、ディスクレーザーのような面励起方式が必要となる。高エネルギーガラスレーザーでは、開口径約50cmのディスクレーザーが実現されている。

ディスコメンシュレーション [英 discommensuration] ⇒ 非整合構造

ディストーション(像の) = 歪曲

定性分析 [英 qualitative analysis, 独 qualitative Analyse; 仏 analyse qualitative, 露 качественный анализ] 与えられた試料の中に含まれる元素、原子団、場合によれば化合物、化学種などの種類を定めることを目的とする化学分析の一部門をいう。全く未知のものを対象として、どのようなものが含まれているかを知るために行う場合と、特定の対象物質が試料中に含まれているかどうかを知るために行う場合がある(⇒定量分析)。

T 積 [英 T-product, 仏 product T, 露 T-произведение] = 時間順序積

定積比熱 [英 specific heat at constant volume, 独 spezifische Wärme bei konstantem Volumen, 仏 chaleur spécifique à volume constant, 露 удельная теплоёмкость при постоянном объёме] 一定体積の下における比熱。これに対して、一定圧力の下における比熱を定圧比熱という。

定積変化 = 等積変化

定積モル比熱 [英 molecular heat at constant volume, 独 Molwärme bei konstantem Volumen, 仏 chaleur molaire à volume constant, 露 молекулярная теплоёмкость при постоянном объёме] 一定体積の下におけるモル比熱をさす。定積モル熱ということもある。気体の定積モル比熱 C_v について、単原子気体の場合は並進運動の自由度が3であることと等分配則から

$$C_v = \frac{3R}{2} \quad (\text{並進運動})$$

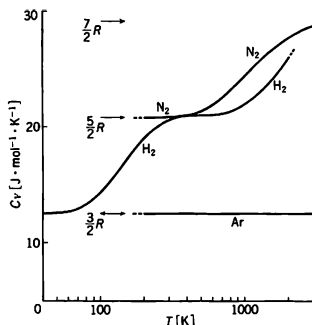
となる。 R は気体定数である。二原子気体の場合、回転運動の自由度2の寄与を付け加えると

$$C_V = \frac{5R}{2} \quad (\text{並進および回転運動})$$

となる。二原子気体の場合、さらに振動の寄与を考えると

$$C_V = \frac{7R}{2} \quad (\text{並進および回転運動, 振動})$$

となる。 C_V は温度とともに変わる(図参照)。たとえば、



水素分子 H_2 の定積モル比熱は 40K 付近では $3R/2$ 、400K 付近では $5R/2$ 、2000 K 以上で $7R/2$ に近づく。このことは温度の上昇とともに運動に対する束縛が解かれ、自由度が段階的に増すことを示している。一方、液体、固体では定積モル比熱を測定することは困難である。定積モル比熱が必要ときにはネルンスト-リンデマンの式

$$C_p - C_V = \frac{TV\alpha^2}{\kappa}$$

を用いて計算する。 C_p は定圧モル比熱、 T は温度、 V はモル体積、 α は体膨張率、 κ は等温圧縮率である。固体では定圧モル比熱と定積モル比熱の差が気体の場合に比べて小さく、いろいろの議論において、その差を問題としないことが多い(表参照)。上の関係式からわかるように、低温になるにつれて C_p と C_V の差は小さくなる。

単原子固体の定圧モル比熱 C_p と
定積モル比熱 C_V の差

物質	$\frac{C_p - C_V}{C_V} \times 100$	物質	$\frac{C_p - C_V}{C_V} \times 100$
Be	11.9	Se	2.27
C(ダイヤモンド)	1.53	Ag	4.19
Na	8.27	Sn(灰色)	7.13
Al	4.49	Sn(白色)	4.13
Si	0.216	Gd	0.345
Fe	1.70	W	0.690
Ni	2.13	Pt	2.23
Cu	2.90	Au	3.85
Zn	5.38	Pb	7.04
Ge	0.367	U	2.02

D 線 [英 D line, 独 D-Linie, 仏 raie D, 露 линия D] 太陽光線を分光すると、多くの暗線(吸収線)が現れる。J. Fraunhofer はこの吸収線のうち顕著なものを、波長の長い方から順に A 線, B 線, ... と名づけた。このうちで橙色部に見られる二重線が D 線とよばれるものである(⇒ Fraunhofer 線)。D 線の吸収は Na 原子の基底状態 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 S$ が励起されて $1s^2 2s^2 2p^6 3p^2 P$ 状態に移移するときに生ずるものとして説明される。 2P 状態には $J=1/2$ と $J=3/2$ の2つの状態があるので D 吸収線は $^2S \rightarrow ^2P_{1/2}$ (真空中、波数 16956.183 cm^{-1} 、波長 589.75

nm) の D_1 と $^2S \rightarrow ^2P_{3/2}$ (真空中、波数 16973.379 cm^{-1} 、波長 589.15 nm) の D_2 の二重線になる。 D_1 と D_2 の強度比は 1:2 である。D 線の吸収や、その逆の発光は非常に強い。Na の蒸気のみでの放電発光を利用するナトリウムランプの光は主として D 線の発光であって、効率が良いので単色光源および照明用に広く用いられている。

低線量照射 [英 low dose irradiation, 独 Bestrahlung mit niedriger Dosis, 仏 irradiation de faible dose, 露 низкодозовое облучение] 低線量の被曝を与える照射のことで、照射の対象物体は特に問わない。しかし、低線量で効果が現れるのは、生物体以外では、感光材料などの限られた物質であるから、低線量というのは、照射後、生体に急性効果が見られない程度の線量と考えるのが普通である。

低線量被曝 [英 low dose exposure, 独 niedriger Dosis ausgesetzt, 仏 exposition de faible dose, 露 низкодозовая экспозиция] 急性反応を生じないような低レベルの放射線線量での被曝で、許容線量の設定や発電用原子炉の安全基準の議論の基礎となるものである。このような被曝で問題となる生物学的效果は、発癌、寿命短縮などは遺伝的障害であるが、これらのヒトに関する組織的なデータは少ないので、動物での低線量照射実験より推定されることが多い。しかし、低線量被曝に比較的感受性を示す生物学的效果として染色体異常があり、これはヒトの照射された少量の血液中の小リンパ球が染色体における異常を容易に検出できるもので、母数の小リンパ球数を増せば数百 mrem の被曝線量まで応答があるとされている。

D 層 [英 D-layer, 仏 couche D] ⇨ 電離層

低速中性子 [英 slow neutron, 独 langsames Neutron, 仏 neutron lent, 露 медленный нейтрон] 核分裂などで放出される中性子は、運動エネルギーが数 MeV の高速中性子であるが、これが物質中で減速して、1 keV 以下のエネルギー(速度で約 400 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 以下)になったものを低速中性子という。このエネルギー領域の中性子は、約 0.5 eV 以上のエネルギーのエピサーマル中性子と 0.5 eV 以下の熱中性子に分類される。また 0.002 eV 以下のものは冷中性子とよばれる。低速中性子は、物質粒子との相互作用が大きく、物質による散乱・回折現象の測定により、物質構造の研究に威力を発揮している。偏極熱中性子の崩壊の実験による弱い相互作用におけるパリティ非保存問題の研究なども近年の興味ある課題となっている。

低速電子線回折 [英 low-energy electron diffraction, 独 Niederenergie-Elektronenbeugung, 仏 diffraction d'électrons lents, 露 дифракция электронов низкой энергии] 100 eV の電子は固体内での平均自由行程は 0.5 nm 程度であり、ド・ブロイ波長は 0.12 nm であるから、この入射エネルギー領域の反射電子線回折により、結晶表面の二次元格子からとみなせる回折像が得られる。また結晶表面に垂直な入射条件で反射電子線回折像を観察できる。入射エネルギー領域がこの程度の反射電子線回折を低速電子線回折(LEED)という。低速電子線回折は、ド・ブロイ波を証明したデブisson-ガーマーの実験(1927年)にはじまる。1962年 J. J. Lander らにより球型グリッドを用いた直視型低速電子線回折装置(図1)が開発され、超高真空技術の発達とあいまって、低速電子線回折像の観察が盛んに行われるようになった。さらに直視型低速電子線回折装置を用いたオージェ電子分光法(AES)の測定法の開発が行われ、LEED-AES の測定は単結晶表面を研究するうえで重要な

結晶の周期的な構造を反映しない方向に遷移する過程。ディチャネリング過程は、チャネリング過程とともに、軸および面過程に分けられるが、面過程は軸過程に比べ、臨界角が一般に小さく、また格子原子との相互作用が弱いいため、温度依存性が小さい。多重散乱過程は拡散係数により記述され、拡散係数の電子部分、核部分の理論解析が詳細に行われている。ディチャネリングにより、チャネル粒子の収量は深さとともに減少する。初期量の50%の収量を与える深さを半値深度といい、統計的手法によるディチャネリング解析(特に面ディチャネリング)の基礎パラメータとなる。輸送方程式による統計的理論解析、計算機シミュレーション、後方散乱法の開発など、理論、実験の発展に伴い、結晶内格子欠陥や不純物の分布、位置や種類の同定、イオン注入の研究に応用されている。特に結晶内不純物原子の位置の同定では精度の高い成果をあげている(フラックスビーキング)。また最近では、イオンビームによる結晶表面の構造解析の手法にも応用されている。

tチャネル [英 t-channel, 仏 canal t, 露 т-канал]

⇒ マンデルスタム表示

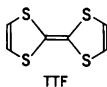
D 中間子 [英 D meson, 仏 méson D, 露 D-мезон]

⇒ チャーム粒子

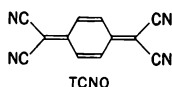
低調波 [英 subharmonic, 独 Subharmonische, 仏 sous-harmonique, 露 субгармоника] ⇒ 分周振動

ディップメーター [英 dip meter, 仏 mètre d'inclinaison] ⇒ 吸収型周波計

TTF-TCNQ 図に示した TTF および TCNQ 分子がおのの鎖状に積み重なった構造をもつ有機導体のひとつ。1973年に単結晶が初めてつくられた。各分子は単独



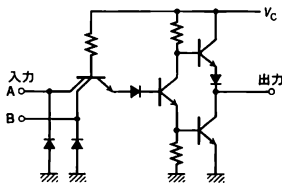
TTF



TCNQ

では中性であるが、結晶中では電荷の移動が起り、 $\text{TTF}^{+0.59}\text{TCNQ}^{-0.59}$ となっている(電荷移動錯体)。鎖方向によく電流の流れる一次元的な導体で、この種の物質としては最初に合成された。54Kでパイエルズ転移を示し、その構造相転移の多様さとそれに伴う輸送現象の特異さで注目を集め、低次元導体研究の出発点を飾った。

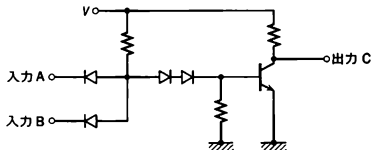
TTL [英 TTL] transistor-transistor logic の略称。入力段をマルチエミッタートランジスタとし、出力段をトランジスタによるトータムボールまたはオープンコレクターにした論理回路である(図参照)。この回路は集積回



路(IC)に適しており、いろいろな機能をもった IC が数多く開発され、IC のなかでは最も多く使用されている。DTL (ダイオードトランジスタ論理回路)と比較し、伝搬遅延時間が短い。トータムボール出力にした場合、出力インピーダンスを低くすることができ、出力のファンアウト数(駆動能力)も多くできる。標準の TTL は、電源電圧が +5V で、論理信号のレベルは 1 が 2V 以上、0 が

0.8V 以下である。TTL は 1963 年に開発されたが、その後低消費電力 TTL (1965 年)、高速化のためショットキー・ダイオードをベース・コレクター間のクランプに使ったショットキー TTL (1970 年)、低消費電力ショットキー TTL (1972 年)などが開発され、最近ではそれらをさらに改善したものがつくられている。

DTL [英 DTL] diode-transistor logic の略称。ダイオードとトランジスタを組合せた論理回路である。特に入力側にダイオードを出力側にトランジスタを使用しているため、DTL とよばれる。基本的な回路構成は入力段のダイオードで正論理または負論理の AND 回路をつくり、これにレベルシフトダイオードを介して位相反転(NOT)と増幅を兼用するトランジスタを結合している。トランジスタは飽和型で使用される。レベルシフトダイオードはトランジスタの飽和脱出促進機能も兼ねている。図に代表的な正論理 NAND の DTL 回路を示す。D

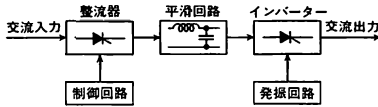


TL の伝搬遅延時間は 10~100ns 程度で比較的回遅いが、使用する電源電圧まで幅振がとれるので、低速や中速の論理回路で定した動作をする。DTL の変形として、出力のトランジスタに負帰還をかけ飽和を制御した CSL (controlled saturation logic)がある。

低電圧アーク [英 low-tension arc, 独 Niederspannungsbogen, 仏 arc à basse tension, 露 низковольтная дуга] ⇒ アーク放電

定電圧ダイオード [英 voltage regulator diode, 独 Spannungsregulierdiode, 仏 diode régulatrice de tension] pn 接合に加わる電圧が一定値を超えたとき、急激に電流が流れ出す逆方向特性を電圧制御の標準に利用する素子をいう。pn 接合の降伏は許容損失を超えない限り非破壊的に起り、繰返し動作させることができる。この降伏現象は C. Zener より一種のトンネル効果(ゼーナー効果)により起ると解釈されたが、その後降伏電圧が高い場合(Si では 6V 以上)にはアバランシェ効果によって起ることが明らかとなった。しかし習慣的に定電圧ダイオードはゼーナー・ダイオード、その降伏電圧はゼーナー電圧とよばれている。降伏電圧は pn 接合の空間電荷層の厚さ、すなわち不純物濃度によって制御される。その温度係数はゼーナー型の場合は負、アバランシェ型の場合は正となる違いがある。pn 接合の順方向の立ち上がり電圧は負の温度係数をもっているため、アバランシェ型の定電圧ダイオードと順方向にバイアスする 1 個または数個のダイオードを一体化して温度補償した標準電圧ダイオードがある。このような素子では、 $0.1\% \cdot K^{-1}$ 程度の電圧変動が $0.01 \sim 0.001\% \cdot K^{-1}$ に安定化される。材料としてはリーク電流が非常に小さいシリコン半導体が使われている。降伏電圧が数 V から数百 V、許容損失が 0.1~200W のものが製品化されている。なお、順方向の急峻な電流立ち上がり特性を利用した 1V 前後の定電圧ダイオードもある。安定化電源回路、クランプ回路、リミッターなどに広く利用されている。特に高周波用にダイオード容量を小さくしてスイッチング速度を高くしたものもある。

定電圧定周波電源 [英 constant voltage constant frequency power supply, 仏 source de puissance à tension constante et fréquence constante, 露 источник постоянного напряжения и постоянной частоты] 交流安定化電源の一種で、入力電圧または周波数の変動があっても、出力には一定電圧、一定周波数の交流出力を得る電源装置で、CVCF 電源ともいう。一般商用送電線の電圧および周波数は時々刻々変化している。そのため交流そのものを利用する精密測定器、制御装置あるいは計算機システムでは、CVCF 電源が使われる。方式として静止型と回転機型があるが、近年、サイリスタの開発とその制御技術の向上によりサイリスタを使った静止型のものが主流となっている。その原理は交流を直流に変換し再度インバータにより交流に変換するもので、図は CVCF 電源の例である。



入力交流電力をサイリスタ変換器で整流し、入力および負荷変動による電圧変動を位相制御により安定化する。出力波形に含まれるリップルは平滑回路で低減される。こうして得られた安定した直流電力は再度サイリスタインバータで交流電力に変換される。インバータの位相制御は、発振器で行われるので交流周波数の制御が可能である。交流電圧にはインバータより発生する高調波電圧歪が含まれるので波形整形のため交流フィルターを入れる。なお、直流電源の補助として大容量の蓄電池を用い、停電時の非常電源として一定時間動作させるものが多い。

定電圧電源 [英 constant voltage power supply, 独 stabilisierte Spannungsquelle, 仏 source de puissance à tension constante, 露 источник постоянного напряжения] 直流出力電圧が、ある範囲内の一定値になっている電源をいう。商用交流電源を変圧して整流し直流電源を得る場合には、商用電源側の電圧変動がそのまま直流電源の電圧変動となって現れ、また負荷電流によっても変動する。これらの変動をすべて補償し、電圧変動をできるだけ小さくした電源のことで、安定化電源ともいう。要求される電圧安定度がそれほど高くなく、負荷電流が小さい場合には、ゼーナー・ダイオード(定電圧ダイオード、図では Z)と抵抗を用いて簡単な定電圧源が得られる(図 1)。ゼーナー・ダイオードの内部抵抗は、逆電圧をかけていくと、電圧が低い間は大きい、ある電圧を超えると急に低くなる。この電圧をゼーナー電圧といい、動作点をゼーナー電圧近辺に選ぶと、ダイオードの両端での電圧変動は小さくなる。高い安定度が必要な場合や、大きな出力電流が必要なときは図 2 のように、負帰還増幅器(図では A)を用いた電源が使われる。ゼーナー・ダイオードを用いた定電圧電源は、負荷電流が小さいときは安定なので、これを利用して基準電源をつくり、この電圧を、負帰還増幅器で精度よく増幅

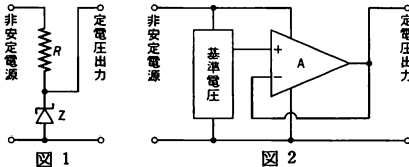


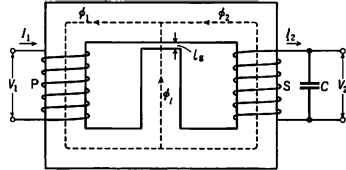
図 1

図 2

イオードの内部抵抗は、逆電圧をかけていくと、電圧が低い間は大きい、ある電圧を超えると急に低くなる。この電圧をゼーナー電圧といい、動作点をゼーナー電圧近辺に選ぶと、ダイオードの両端での電圧変動は小さくなる。高い安定度が必要な場合や、大きな出力電流が必要なときは図 2 のように、負帰還増幅器(図では A)を用いた電源が使われる。ゼーナー・ダイオードを用いた定電圧電源は、負荷電流が小さいときは安定なので、これを利用して基準電源をつくり、この電圧を、負帰還増幅器で精度よく増幅

する。この型の定電圧電源は高い安定度を期待できる。

定電圧変圧器 [英 constant voltage transformer, 仏 transformateur à voltage fixe, 露 трансформатор постоянного напряжения] 鉄共振定電圧電源装置を 1 個の磁心にとめたもので、図に原理図を示す。鉄芯には一次巻線



P および二次巻線 S が巻かれていて、それぞれ磁束 ϕ_1 および ϕ_2 を生じる。また、漏れ磁束 ϕ_l を生ずるための空隙 l_g をもつ磁気回路が設けられている。二次巻線 S には並列コンデンサ C が接続され、二次巻線のインダクタンスと C が S 側の鉄芯が飽和する手前で共振するように設計されている。定電圧変圧器の動作は、鉄共振の場合とほぼ同等である(⇒鉄共振定電圧電源)。定電圧変圧器は構造が簡単で入力電圧の高調波成分を減衰させる機能ももっている。定電圧定周波電源の出力電圧波形の整形用などにも使われている。

定電圧放電管 [英 voltage-regulator tube, 独 Spannungsregleröhre, 仏 tube régulateur de tension, 露 ламповый стабилизатор] 冷陰極放電管のひとつ。冷陰極の正規グロー放電が電圧一定になる特性(図 1 参照)を利用し

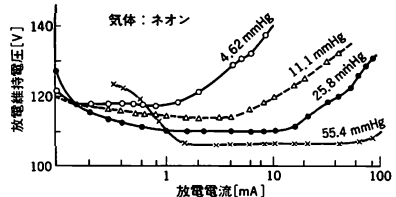


図 1

たもので、封入ガスは Ar, Ne と Ar, He と Ar などである。電極の構造は、一般に陰極を外側にし、プレートを中心に置く。また、放電開始電圧を低くするために針電極を付ける。電流量は数十 mA で、電圧は数十～百 V 前後である。また上記のものと別に、コロナ放電領域を利用した定電圧放電管もあり、この種のものは電流量 1 mA 以下で、数百 V～数十 kV までの電圧の定電圧用に用いられる。

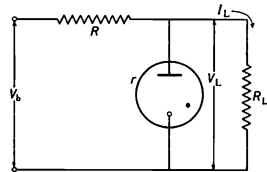


図 2

図 2 に定電圧放電管を使った基本的な定電圧回路を示す。この図で放電管の電圧 V_L の変化は

$$dV_L = \frac{r}{R+r} dV_b - \frac{Rr}{R+r} dI_L$$

で表される。ただし、 V_b は電源電圧、 r は放電管の内部抵抗(= dV_L/dI_L , 電子管と同じ定義)。ほかの記号は図に

記入の通り。放電管の性質上 r は R より非常に小さな値であるので、 $dV \ll dV_0$ となる。

d 電子 [英 d electron, 独 d-Elektron, 仏 électron d, 露 d-электрон] d 軌道にある電子を d 電子とよぶ。d 軌道には、3d, 4d, 5d, 6d 軌道などがある。遷移金属元素は不完全 d 軌道のもち、また単体としてそれらの金属やその合金、あるいは化合物の磁気的な主要な性質は d 電子によって決っている。d 軌道のなかでも特に 3d 軌道にある電子が磁氣的には最も活発で、単体としての Fe, Co, Ni 金属の強磁性や Cr のスピン密度波がよく知られているが、その磁気秩序は d バンドにいる電子によると考えられている。d 電子は、s, p 軌道にある電子とちがって空間的にあまり広がっていないので、d 電子間のクーロン相互作用が大きくて強い電子相関を示し、これが遷移金属の磁氣的に活発な原因と考えられる。化合物においては結晶場のポテンシャルのために d 軌道はいくつかの準位に分裂する(⇒de-dr 軌道)、その分裂の大きさと d 電子間のクーロン相互作用の大小によって種々の電子配置が d 軌道内部で可能である。また、化合物において d 電子の磁気的秩序を決めているのは主として超交換相互作用である。

定電流電源 [英 constant current power supply, 独 stabilisierte Stromquelle, 仏 source de puissance à courant constante] 負荷抵抗の大小によらず一定の電流を供給する電源のこと。電池のような電源は、負荷の抵抗にあまり依存せず一定の電圧を発生する、という定電圧電源に近い特性をもっている。実用の面からは、負荷抵抗や、負荷の内部起電力によらず一定の電流を出力する電源が必要となる。このような電源が必要な例として、高い安定度の基準電圧を得るため、ゼーナー・ダイオード(定電圧ダイオード)に一定電流を流す回路や、差動増幅器に一定電流を供給する回路などがある。さらに、電磁石や、磁場測定用のホール素子は、一定電流で駆動されることが多い。要求される電流安定度がそれほど高くなく、負荷電流が小さいときは、負荷と直列に定電流ダイオード(図では C)を接続すればよい(図 1)。定電流ダイオードの代りに、トランジスタや FET (電界効果トランジスタ)の定電流特性もよく用いられる。高い電流安定度が必要な場合は、図 2 のように負帰還増幅器(図では A)を利用した電源が用いられる。

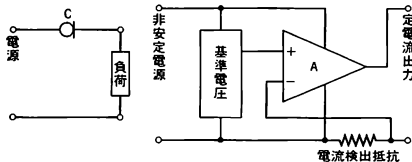


図 1

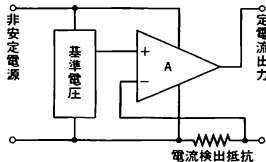


図 2

通信ダイオード [英 multiplier diode, 独 Vervielfacherdiode, 仏 diode multiplicatrice, 露 умножительный диод] 半導体ダイオードに逆電圧を加えたときの変容容量性と、pn 接合の少数キャリアの蓄積効果を利用して高周波信号の周波数の通信に用いるダイオード。

低バックグラウンド計数 [英 low background counting, 仏 comptage à bas bruit de fond, 露 счёт с низким фоном] 環境放射能の強度は固体試料では $1 \text{ nCi} \cdot \text{g}^{-1} \sim 1 \text{ fCi} \cdot \text{g}^{-1}$ 程度であり、液体試料では 1 l 当り、気体試料では

1 m^3 当り同程度の放射能強度である。この程度またはそれ以下の放射能強度の微弱放射能の検出や定量を行うために採用される方法を低バックグラウンド計数という。まず SN 比を高めなければならない。信号数を増すためには測定試料の放射化学的分離、濃縮などを行い、比放射能を高め、また放射能検出器の体積を大きくし感度を高める一方、バックグラウンドとなる自然放射能や宇宙線、さらに電氣的雑音を減少、除去することを行わなければならない。このため放射能検出器は遮蔽を行い、環境放射能の影響を減少させるが、この際に考慮すべき、バックグラウンド計数の原因としては、(1) 遮蔽材、検出器および付属装置、測定室の建材、空気中に含まれる天然および人工放射能、(2) 宇宙線、(3) 測定回路の電氣的雑音などがある。(1)の影響は放射性不純物の少ない鉄や鉛で検出器部を遮蔽する。また主検出器を囲んで、放射能検出器を設け、それと主検出器との間の逆同時計数法(⇒逆同時計数回路)を行うことにより、宇宙線の影響を除去したり、測定室を地下深く設けることにより、宇宙線の低エネルギー成分を吸収したり、透過性の高い μ 中間子や高エネルギー成分は既述の逆同時計数法により除去する。逆同時用検出器には比例計数管、プラスチックシンチレーターや NaI (TI) シンチレーターが使われる。

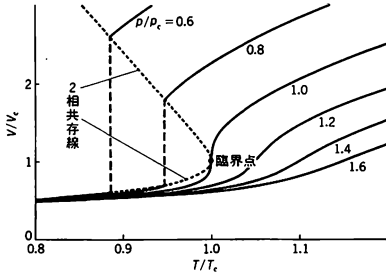
d バンド [英 d band, 独 d-Band, 仏 bande d, 露 d-полоса] 結晶において d 軌道が主な成分となつてくるバンドを d バンドとよぶ。実際の d バンドには、s 軌道や p 軌道の成分がある程度混合して混成軌道をつくることが多い。その混成の程度は、結晶構造やバンド電子を特徴づける k ベクトルの値により異なる。d バンドはそれを形成する主な軌道より、3d バンド、4d バンド、5d バンドなどによられる。遷移金属はこれらのどれかの d バンドをもっており、また遷移金属イオンを含む化合物においても、隣りあう遷移金属イオンが比較的近いものでは d バンドを形成していると考えられるものがある(たとえば一次元電気伝導体 KCP)。s 軌道や p 軌道に比べて d 軌道は空間的にも比較的広がりの小さい軌道であるため、隣接するイオンの d 軌道間の重なりが小さく、その結果、遷移金属での d バンドの幅は小さくて(たとえば、Ni で約 5 eV)、d バンドの状態密度は大きくなる。このようにバンド幅が狭いために、同じ原子上の d 電子間にはクーロン相互作用が働き、これが d バンドの電子に強い電子相関効果を与え、その結果、強磁性、反強磁性、スピン密度波などの秩序状態を含む磁氣的に活発な性質を遷移金属もっている。

dps [英 dps] disintegration per second の略称で、1 秒間当りの崩壊数のこと。放射性核種が α 線、 β 線、あるいは β^+ 線などを放出して別の核種に崩壊する際の、崩壊の起る頻度を表す単位である。

定比例の法則 [英 law of definite proportions, 独 Gesetz der konstanten Proportionen, 仏 loi de proportions définies, 露 закон постоянства состава] 一般に、ある化合物に含まれる成分元素の質量の割合は、連続的に変化することなく、常に一定であるという法則であり、1799 年 J. L. Proust によって確立され、19 世紀初めの化学量論発展の基礎となった。たとえば、水に含まれる成分元素の水素と酸素の質量比は約 1 : 8 で、製法や出所来歴によらず一定である。化合物の組成については Proust と C. L. Berthollet の間で長い論争があり、後者は組成の連続的

変化の可能性を主張した。現在、定比例の法則に従わない多くの化合物が見いだされている。たとえば格子欠陥や2種以上の原子価をもつ元素の存在によるもので、遷移金属の水素化物、窒化物などの侵入型固溶体や酸化物、硫化物などの欠陥型固溶体などがあり、成分元素の割合が簡単な整数比にならず、一定でもない。このような定比例の法則に従わない化合物は、不定比化合物あるいはペルトライド化合物とよばれている。

T-V 曲線 [英 T-V curve, 独 T-V-Kurve, 仏 courbe T-V, 露 кривая зависимости T-V] ほかの状態変数を一定にしたとき、与えられた物体の温度と体積の関係を示す曲線。一定質量の成分系の気体や液体では、2つの状態変数を与えれば熱力学の状態を指定できるから、圧力を一定に保つと、物体の温度と体積の関係が定まり、それがT-V曲線になる。これは、むしろ等圧曲線ともよばれる。理想気体では、T-V曲線は、傾きが圧力に反比例し、温度と体積の0点を通る直線となる。現実の気体は、希薄に近い状態(温度が十分高く、体積が十分大きいとき)では、理想気体と同じ直線になるが、温度を下げていくと、理想気体からのずれが生じる。そのようなすをファン・デル・ワールス気体について図に示してあ



る。現実の気体-液体の場合も定性的には同じである。なお、この図では、温度・体積・圧力は、どれも、臨界点での値で割ったものを使っている。この図からわかるように、圧力が臨界圧力より大きいときには、T-V曲線は滑らかな1本の曲線である。圧力が臨界圧力より小さいときには、気相中のT-V曲線を左の方へたどっていくと、二相共存線と出会うところでぎれる。そこで、破線で示した体積の減少があり、液化が起こる。液体中のT-V曲線は、そこから左方へ続くが、その傾きは、気相中のT-V曲線より、はるかに小さい。

ディフェクトン [英 defecton, 仏 défauton, 露 дефектон] 強い量子効果をもつ固体、すなわち量子固体においては、その中の格子欠陥も格子点に局在せず、固体全体に広がった量子力学的状態にあると考えられる。これを格子欠陥(defect)の量子化されたものという意味で、ディフェクトンとよぶ。量子固体の原子は絶対零度においても強い零点振動をしており、このため隣りあう原子どうしがトンネル効果により位置を交換しあう確率が高い。同様に、格子欠陥も隣の母体原子と位置を交換し、固体内を動きまわる。この格子欠陥の運動は、固体における周期ポテンシャル中の電子の運動と類似しており、量子固体中の格子欠陥は固体電子のプロホパ軌道と同様の波数ベクトル k で指定される量子力学的状態にあると考えられる。ディフェクトンの例としては、固体ヘリウム4(^4He)中の ^3He 原子、固体ヘリウム中の空格子点などがある。特に空格子点

の場合は移動が容易で、ディフェクトンになる効果が強い。不確定性原理により状態が広がるとエネルギーは下がるから、ディフェクトンとなった空格子点のエネルギーは負になる可能性がある。このような場合、基底状態において空格子点を含む固体が実現する。空格子点は固体内を動きまわるから、固体は周期的な結晶構造をもちつつ、液体のような流動性をもつことになる。固体ヘリウムの場合、基底状態がディフェクトンを含む証拠は見いだされていない。

ディフューズネスパラメーター [英 diffuseness parameter, 露 параметр размытости] 原子核の内部と外部とは1つの表面によって画然と仕切られているわけではなく、核子密度は内部から外部へ若干しみ出しており、このしみ出しの程度を表す量をいう。たとえば球対称な原子核の核子密度分布は中心からの距離 r の関数

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\{(\{r-R\}/a)\}}$$

でかなりよく表される。この式で、 ρ_0 は核の中心付近の密度で決まる定数、 R は核半径で、 a がディフューズネスパラメーターである。核子、 α 粒子、重イオンなどと原子核との間の相互作用ポテンシャル $V(r)$ や、原子核の電荷密度の分布 $\rho_c(r)$ なども、上の $\rho(r)$ と同形の式で近似されることが多い。この場合の a はポテンシャルや電荷分布のしみ出しを表す。電荷密度分布では、電荷密度が中心における値の90%から10%に変化する距離 a をディフューズネスパラメーターの代りに用いることがある。この a は表面の厚さとよばれる。核子に対する一粒子体ポテンシャルの a は約 $0.65 \times 10^{-15} \text{m}$ 、核子密度や電荷密度の a はこの値より約15%減で、 a は a のほぼ4倍である。

ディフラクトメーター [英 diffractometer, 独 Diffraktometer, 仏 diffractomètre, 露 дифрактометр] ⇒ 自動回折計

t 分布 [英 t -distribution, 独 t -Verteilung, 仏 distribution t , 露 распределение- t] 2つの確率変数 X, Y があって、 X が平均0、分散1の正規分布に従い、 Y がこれと独立に自由度 ν の χ^2 分布(⇒ Γ 分布)に従うとき

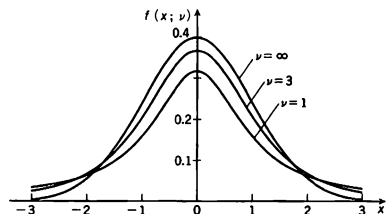
$$t = \frac{X}{\sqrt{Y/\nu}}$$

の従う分布を自由度 ν の t 分布という。その確率密度関数は

$$f(x; \nu) = \frac{\Gamma((\nu+1)/2)}{\sqrt{\pi\nu}\Gamma(\nu/2)} \left(1 + \frac{x^2}{\nu}\right)^{-(\nu+1)/2} \quad (1)$$

で与えられる($-\infty < x < \infty$)。ただし $\Gamma(a)$ は Γ 関数を表す。 $\nu=1$ の t 分布を特にコーシー分布とよぶ(⇒コーシー分布)。

t 分布の平均は、 $\nu \geq 2$ のときに存在して0に等しい。同様に分散は $\nu \geq 3$ のときに存在して $\nu/(\nu-2)$ に等しい。



自由度 $\nu=1, 3, \infty$ に対する t 分布の確率密度関数のグラフ

t 分布は、1908 年に W. S. Gosset が Student というペンネームで発表した論文で導かれた。

n 個の確率変数 X_1, X_2, \dots, X_n が互いに独立に平均 μ , 分散 σ^2 の正規分布に従うものとする。このとき

$$\bar{X} = \sum_{i=1}^n \frac{X_i}{n}, \quad S = \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2$$

とすれば

$$t = \frac{\sqrt{n}(\bar{X} - \mu)}{\sqrt{S/(n-1)}}$$

は自由度 $n-1$ の t 分布に従う。このことを用いて、分散が未知の正規分布の平均に関する統計的仮説検定や区間推定(⇒統計的推定)を行うことができる。それらの目的のために、 t 分布については比較的完備した数表が用意されている。

t を自由度 ν の t 分布に従う確率変数とすると、 t^2 は自由度 $(1, \nu)$ の F 分布に従う。また、 $\nu \rightarrow \infty$ のとき、 t 分布は平均 0, 分散 1 の正規分布に近づく。

定偏角プリズム [英 constant-deviation prism, 独 Prisma mit konstanter Ablenkung, 仏 prisme à déviation constante, 露 призма постоянного отклонения] ⇒ ベラシブローカ・プリズム

定偏角モノクロメーター [英 constant-deviation monochromator, 独 Monochromator mit konstanter Ablenkung, 仏 monochromateur à déviation constante, 露 монохроматор постоянного отклонения] 入射スリットと射出スリットが固定で、分散素子の回転のみで波長走査を行う形式のモノクロメーター。入射光と射出光のなす角が射出光の波長によらず一定なことからこの名がある。他の形式のモノクロメーターに比べ、波長走査機構が簡単で、しかも射出光の方向が波長によって変化しないという利点があるため、広く用いられている。定偏角プリズムを用いたもの、プリズムや平面回折格子のリトロー・マウンティング、平面回折格子のツェルニー・ターナー・マウンティングやエバート・ファスティ・マウンティングを用いたもの、凹面回折格子の瀬谷・波岡モノクロメーターなどが代表的な定偏角モノクロメーターである。最近、トロイダル回折格子を用いた斜入射型定偏角モノクロメーター(toroidal grating monochromator)の頭文字をとって TGM とよばれている)が軟 X 線領域での研究に用いられ始めている。

底面心格子 [英 base-centered lattice, 露 решётка базоцентрированная] 結晶格子(空間格子)のひとつ。単斜, 斜方のブラベ格子に存在する複合格子。底心格子ともいう。単位胞となる平行六面体の各頂点のほか、向いあった 1 組の面の中心にも格子点が存在するもの。格子点のある両面を重ね合せる並進方向が a 軸のものを A , b 軸のものを B , c 軸のものを C の記号で示す。

定容気体温度計 [英 constant volume gas thermometer, 独 Gasthermometer konstanten Volumens, 仏 thermomètre à gaz à volume constant, 露 газовый термометр постоянного объёма] = 定積気体温度計(⇒気体温度計)。

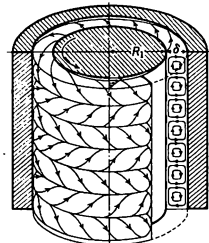
定容比熱 = 定積比熱

定容変化 = 等積変化

テイラー Taylor, Sir Geoffrey Ingram 1886.3.7 - 1975.6.27 イギリスの理論および応用力学, 特に流体力学の研究者。ロンドンに生れ, ケンブリッジ大学を卒業

(1908 年), 同大学で研究を続け, 講師などを経てロンドン王立協会研究教授(1923 年)となり, その資格で退職(1952 年)に至るまで, ケンブリッジのトリニティー・カレッジとキャベンディッシュ研究所に研究室をもった。第一次世界大戦では志願して空軍のために航空研究に従事し, 第二次世界大戦では政府機関の要請で広い範囲の戦時研究を指導した。ナイト(1944 年)に叙せられ, ロンドン王立協会のメダルをはじめ 25 の受賞がある。主要な業績として, (1) 大気の流れ運動(1915 年), (2) 回転する同軸円筒の間の流れの不安定(1923 年), (3) 圧縮性流体の運動の臨界現象(1928~30 年), (4) 金属結晶の塑性変形の機構(1934 年), (5) 等方性乱流の統計理論(1935~36 年), (6) 乱流のスペクトル表示とカスケード伝達(1938 年), (7) 爆発の影響に関する研究(1940~46 年)などが挙げられる。このうち(1)は, 北大西洋探検船による観測に基づき, 大気の流れ速度などの鉛直分布を乱れによる輸送と結びつけたもので, 混合距離の概念が導入されている。(2)は円筒間の流れの不安定が, 回転軸を囲む円環渦の発生から始まることを理論解析ならびに実験によって解明し, (3)は圧縮性流体の非回転運動は, 流速が局所的に音速を超えた後は存在できないことを明らかにしたものである。(5)で提案された等方性乱流は, 統計的表現が簡単で理論と実験の比較を可能にし, 乱流の統計的取扱いに新紀元を開き, (6)の乱流のスペクトル表示とスペクトル成分間のカスケード的なエネルギー伝達の推論も, その後の乱流研究に基礎的な指針を与えた。[論文集] *Scientific Papers*(全 4 巻), 1958~71。

テイラー数 [英 Taylor number, 独 Taylor-Zahl, 仏 nombre de Taylor, 露 число Тейлора] 粘性流体の回転運動における, レイノルズ数の二乗に相当する無次元量。流れの代表的な長さを l , 回転角速度の代表的な大きさを ω , 動粘性率を ν とすれば, 慣性力, 遠心力, コリオリ力の大きさはともに単位質量当り $\omega^2 l$, 粘性力の大きさは $\nu \omega / l$ で, その比 $\omega^2 l^2 / \nu$ の二乗 $Ta = \omega^2 l^2 / \nu^2$ をテイラー数という。内径 R_1 , 外径 R_2 の共軸二重円柱が同方向に角速度 Ω_1, Ω_2 で回転しているとき, 囲まれた流体の運動は $Ta = 2(\Omega_1 - \Omega_2) \cdot (\Omega_1 R_1^2 - \Omega_2 R_2^2) \cdot (R_2^2 - R_1^2)^{-1} \cdot (R_2 - R_1)^4 / \nu^2$ と Ω_2 / Ω_1 とにより定まる。この問題は G. I. Taylor (1923 年)により研究され, 両円柱の間隔 δ が R_1 と比べて十分小さい場合, 臨界値 $Ta_c = 1708 = 41.3^2$ より小さい Ta では流れは一様な回転運動であるが, これを超えると(図に示すように)円柱の軸方向に周期的な二次流(テイラー渦)を生ずることが示された(⇒テイラーの流れ)。



前述したように $Ta^{1/2}$ は回転のレイノルズ数に相当し, また $Ta^{1/4}$ は深さとエクマン層の深さ(回転座標系における境界層の厚さで $(\nu/\Omega)^{1/2}$ の大きさ)との比に關係する。曲率 R の凹面壁に沿った境界層で二次流と関連して用い

られるゲルトラー数(Görtler number)は、主流の代表的な速度を u 、境界層の運動量排除厚さを θ とするとき、 $(u\theta/\nu)(\theta/R)^{1/2}$ であって、これは $Ta^{1/2}$ に相当する。なお文献によっては、 $Ta^{1/2}$ をテイラー数 Ta と定義することがあり、また別な定義 T もある(\Rightarrow テイラーの流れ)ので注意が必要がある。

ディラック Dirac, Paul Adrien Maurice 1902.8.8—1984.10.20 イギリスの理論物理学者。ブリストルに生れる。高校を繰上げて進級した後、ブリストル大学で電気工学を学び、1921年に卒業した後も同大学数学科で2年間勉強した。1923年秋から奨学金を得て、ケンブリッジ大学のR. H. Fowlerの下でJ. W. Gibbsの統計熱力学やN. Bohrの量子論を学ぶ。1925年夏、W. K. Heisenbergが同地で行ったゼーマン効果に関する講演や、その新理論の論文に刺激され、量子力学の基礎に関する研究を開始。この年の11月には、物理量は古典力学では通常の数(c 数)であるが、量子力学では非可換な q 数であり、その交換関係は古典力学のハミルトンの力学形式におけるポアソン括弧の $i\hbar$ 倍に対応することを明らかにした。M. Bornらの行列力学では物理量を行列という具体的なもので考えたのに対し、Diracは q 数をその表示とは独立に代数的に扱おうとしたところに特徴がある。この頃、行列力学に対抗する形でE. Schrödingerの波動力学が展開され、両者の等価性が証明された。Diracはこれを研究し、特に同種粒子から成る系の波動関数に注目した。そして系の波動関数は粒子の入替えに対して完全対称または完全反対称の2つの可能性をもち、前者はボース-アインシュタイン統計を与え、後者はパウリの禁制律を導くことを示した(1926年)。ただし、すでにこの半年前にE. Fermiが前期量子論の立場から後者の統計を提出していた。しかし同時にDiracは、波動力学に基づいて時間を含む摂動の方法を開拓し、それによって放射場と原子との相互作用を取扱い、波動力学が固有値問題だけでなく遷移をも扱えることをも示している。同年彼は博士号を取得し、秋から1年間コペンハーゲンとゲッティングに滞在して、変換理論と放射場の量子論の研究を行った。行列力学と波動力学を一般的な量子力学に統一するという観点から、シュレーディンガー方程式は、位置を対角化する直交系からエネルギーを対角化する直交系へと変換する行列を決定する方程式だとみなせることを示した(1926年)。この中で彼は、離散スペクトルとの類似で連続スペクトルを扱うために、 q 関数を導入した。続いて原子と光の相互作用を研究、波動関数を固有関数系で展開した係数を q 数とみなし、粒子数を増減する演算子を導入することにより、光の放出と吸収を正しく計算する方法を与えた(1927年2月)。この考え方はその後、第二量子化の方法として大きく発展する。この年の秋、第五回ソルベイ会議に最年少者として出席後帰国、ケンブリッジ大学セント・ジョンズ・カレッジのフェローに選ばれた。

彼はかねてから量子力学の相対論化の方法を探っていたが、4行4列の行列を用いることにより、相対論的に不変かつ時間に対して一階の相対論的方程式(ディラック方程式)を導くことができ、しかもこの方程式はスピンの1/2の粒子を記述していることを見いだした(1928年)。彼はこれを電子に適用して、水素原子の微細構造を正しく計算した。しかしこの方程式は負のエネルギー状態の解を含んでいる点に大きな問題があった。そこで、負エネルギー解の

困難を解決するため、方程式の数学的美しさを損なうことなく物理的な解釈によって切り抜けるべきだと考え、1929年末に空孔理論に到達した。この理論のなかで、彼は陽子を負エネルギー電子の海の孔と考えた。1930年に出版した「量子力学の原理」*The Principles of Quantum Mechanics*では、簡潔な表現のなかに緻密な思考を展開する品位ある文体で、重ね合せの原理と変換理論に基づいた量子力学の理論体系を完全な形で提示しているが、この書においても、空孔を陽子と同定している。しかしこの考えはJ. R. OppenheimerやH. Weylによって批判された。翌年電磁場の量子力学を考察し、経路による位相差を電磁場のゲージ変換と関係づけることにより、磁気単極子の磁荷が量子化され、同時に電荷も量子化されることを示した(1931年)。なおこの論文で、電子の海の空孔は陽子ではなく、未発見の反電子であるという見方を提出し、あわせて反陽子の存在を予言した。ハイゼンベルク-パウリの方法では、電子と電磁場とともに波動として量子化するが、時間と空間が平等に扱われていない。これに対して彼は、電子については粒子的に電磁場を場として記述し、各電子ごとに独立の時間をあてがうことで多電子系の相互作用を明示的に相対論的共変かつ因果的に定式化することに成功した(1932年)。この理論は多時間理論とよばれる。同年、J. Larmorの後を継いでケンブリッジ大学のルカス教授職に就任、翌年Schrödingerとともにノーベル物理学賞受賞。このころから真空偏極の問題に取組み始め、遮蔽による電子の電荷の変化が対数的に発散することを見だし、くりこみに近い考え方を示した。1934年には、今日でいう不変4関数を初めて具体的に計算している。この時期以降、彼は学界の流行から離れ孤高のうちに基礎的な問題に取組むようになっていった。1936年ディラック方程式を拡張して任意のスピンの相対論的波動方程式をつくり、1937～38年には宇宙論について新しい考え方を提唱、宇宙の年齢と重力定数の関係を論じた。また、1942年には光子について負のノルムを許す不定計量の考え方を示した。このほか、1948年に磁気単極子には観測されないストリングがついているとする考えを示したり、光的超平面を用いた量子化法の導入(1949年)、ディラックの量子化で知られる、束縛条件のある系の量子化法の提案などを行っている。

彼は寡黙で、もっぱらひとりで仕事をするタイプであり、ユニークな着想と整った形式によって基礎的な問題を論じるのが特徴である。1969年ケンブリッジ大学を定年退職。1971年以降フロリダ州立大学教授。1929年にはアメリカ旅行の後、Heisenbergとともに来日、東京と京都で講演を行っている。[主著] *The Principles of Quantum Mechanics*, 1930; *General Theory of Relativity*, 1975。

ディラック括弧 [英 Dirac bracket, 独 Diracsche Klammer, 仏 bracket de Dirac, 露 скобка Дирака] \Leftrightarrow ディラックの量子化

ディラック・スピノール [英 Dirac spinor, 独 Diracscher Spinor, 仏 spineur de Dirac, 露 спинор Дирака] ローレンツ変換 $x'^{\mu} = A^{\mu}_{\nu} x^{\nu}$ のもとで、ディラック方程式 $(\gamma^{\mu} \cdot \partial/\partial x^{\mu} + mc/\hbar)\psi(x) = 0$ の波動関数 $\psi(x)$ は

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x') = S\psi(x) \quad (1)$$

なる変換に従う。ただし S は4行4列の行列であって

$$S^{-1} \gamma^{\mu} S = A^{\mu}_{\nu} \gamma^{\nu}, \quad \det S = 1 \quad (2)$$

で与えられるものである。ローレンツ変換において式(1)

と同型の交換に従う4成分の量をディラック・スピノールとよぶ。ディラック方程式のローレンツ不変性は、式(1), (2)によって保証される。

時間反転を含めようなローレンツ変換に対しては、 $S^\dagger \gamma^\mu = \gamma^\mu S^{-1}$ が成立する。 $\psi, \bar{\psi}$ をともにディラック・スピノールとし、 $\bar{\psi}_a = \sum_b \phi_b^* (\gamma^4)_{ba}$ とする時、16個の γ^A ($A = 1, 2, \dots, 16$) ($\Rightarrow \gamma$ 行列)を用いて書かれた $\bar{\psi}, \psi$ の双一次形式、 $(\bar{\psi}, \psi), (\bar{\psi}, \gamma^\mu \psi), (\bar{\psi}, \sigma^{\mu\nu} \psi), (\bar{\psi}, \gamma_5 \gamma^\mu \psi), (\bar{\psi} \gamma_5 \psi)$ は、ローレンツ変換のもとで、それぞれスカラー、ベクトル、反対称二階テンソル、擬ベクトル、擬スカラーの変換性を示す。 S の具体的な形としては、たとえば無限小ローレンツ変換 $x'^\mu = x^\mu + \omega^\mu{}_\nu x^\nu$ ($\omega^\mu{}_\nu = -\omega^\nu{}_\mu$; 無限小パラメータ)の場合は $S = I + i\omega_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu}/2$, また空間反転 $x' = -x$ の場合は $S = \gamma^4$ で与えられる。

ディラック線 [英 Dirac lines, 独 Dirac-Linien, 仏 lignes de Dirac, 露 линии Дирака] 原子核の磁気モーメントを、一粒子殻模型で計算し、全角運動量 j の関数として描いた曲線(\Rightarrow 一粒子モーメント)。ただし陽子、中性子の磁気モーメントを用いて、ディラック方程式で与える値 $\mu_p = 1, \mu_n = 0$ を用いる。

ディラック電子論 [英 Dirac theory of electron, 独 Diracsche Elektronentheorie, 仏 théorie électronique de Dirac, 露 теория электрона Дирака] P. Dirac によって展開された相対論的な電子の理論。波動方程式を特殊相対性理論の要請を満たす形に書くとする試みは、波動力学の形成の当初からあったが、正定値で連続の方程式を満足する確率密度を波動関数を使って定義することが困難なために成功しなかった。Dirac は、4つの成分をもつ波動関数を考えることで、この困難を解決し、電子に対する相対論的な波動方程式を得た(\Rightarrow ディラック方程式)。この方程式は、原子スペクトルを説明するために導入された電子のスピンやスピン・軌道相互作用を自動的に導き出す(\Rightarrow パウリ近似)など目覚ましい結果をもたらしたが、負のエネルギーの状態を解としてもつという難点があった。この難点を克服するために、1930年、Dirac は空孔理論を提案した(\Rightarrow 空孔理論)。この理論によれば、負エネルギー状態の電子が欠落してきた孔は、正電荷をもつ粒子として観測されるはずである。予測されたこの粒子は、1932年、C. D. Anderson によって宇宙線の中に見えられ、Dirac による理論の正しさが認められた。すべての負エネルギー状態に電子が充満している状態が真空であるという Dirac の考えは、現在では、電子場の量子化という手続きを経て、より自然な形でいふ表すことができる。この意味で、ディラック電子論は量子電磁力学の成立を待って完結したといえる。

ディラックの量子化 [英 Dirac's quantization, 独 Diracsche Quantisierung, 仏 quantification de Dirac, 露 квантование по Дираку] 拘束条件のついた系の量子化のために、P. Dirac によって導入された方法。Dirac は1950年に、一般化された座標 q_i と運動量 p_i の間に拘束条件が存在する場合にも適用可能なハミルトニアン形式の理論を展開した。ラグランジアン $L(q_i, \dot{q}_i)$ から運動量 $p_i = \partial L / \partial \dot{q}_i$ を定義し、ハミルトニアン $H_0 = \sum_i \dot{q}_i p_i - L \rightarrow$ 移行しようとするとき、 \dot{q}_i が q_j と p_k で表せない場合、つまり特異ラグランジアン($\det \partial^2 L / \partial \dot{q}_i \partial \dot{q}_j = 0$)の場合、まず p_i

の定義式からいくつかの $\phi_m(q_i, p_i) = 0$ という形の拘束条件が現れる(第一次拘束条件)。このときハミルトニアンは

一意的には決定できず、一般に $H = H_0 + \sum_m u_m \phi_m$ となる。

さらに、理論の無矛盾性の要請 $\dot{\phi}_m = 0$ からいくつかの第二次的拘束条件が生じる。すべての拘束量 ϕ_k は第一種と第二種に分類される。一般に第一種の力学量は、すべての ϕ_k とのポアソン括弧が0(mod ϕ)となるもので、第二種はそれ以外のものである。第一種の拘束量はゲージ変換の生成子となっている。第二種の拘束量 ϕ_a の間のポアソン括弧 $C_{ab} = \{\phi_a, \phi_b\}$ は非特異行列となる。力学変数 A を $A' = A - \sum_{a,b} \{A, \phi_a\} C_{ab}^{-1} \phi_b$ と変換すると、 $\{A', \phi_a\} = 0$ (mod ϕ)となる。変換後の力学変数間のポアソン括弧 $\{A', B'\} = \{A, B\} - \sum_{a,b} \{A, \phi_a\} C_{ab}^{-1} \{\phi_b, B\} = \{A, B\}_D$ がディラック括弧である。ポアソン括弧をディラック括弧に置換えてしまうと、第二種の拘束量は常に0とみなしてよいことになる。このとき、ディラック括弧は真に独立な座標と運動量についてのポアソン括弧でもある。残っているのは第一種の可換な拘束条件だけとなる。量子化は、力学変数を演算子と解釈し、 $\{A, B\}_D \rightarrow (-i/\hbar)(AB - BA)$ と読換えて実行する。第一種の拘束条件は状態に対する付加条件とする。これがディラックの量子化である。

ディラック方程式 [英 Dirac equation, 独 Diracsche Gleichung, 仏 équation de Dirac, 露 уравнение Дирака] 1928年P. Dirac によって発見された、電子に対する相対論的な波動方程式(\Rightarrow ディラック電子論)。自由電子に対しては、その質量を m とすると、方程式は

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x)}{\partial t} = \left(\frac{\hbar c}{i} \alpha \nabla + \beta m c^2 \right) \psi(x)$$

となる。ただし波動関数 $\psi(x)$ は4成分、 c は光速、 $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$, β は4行4列のエルミート行列で、 I は単位行列とすると

$$\alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i = 2\delta_{ij} I, \quad \alpha_i \beta + \beta \alpha_i = 0 \quad (i, j = 1, 2, 3) \\ \beta^2 = I$$

を満足する。電子に限らずスピンの1/2の相対論的な自由粒子は、その粒子の質量を m とした上記のディラック方程式に従う。 $\gamma^j \equiv -i\beta \alpha_j$ ($j=1, 2, 3$), $\gamma^4 \equiv -i\beta$ として γ^μ ($\mu=1, 2, 3, 4$)を定義すると、ディラック方程式は

$$\left(\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} + \frac{mc}{\hbar} \right) \psi(x) = 0$$

と書くことができる。粒子の電荷を e とし、ベクトル・ポテンシャル $A_\mu(x)$ との相互作用がある場合、方程式は

$$\left[\gamma^\mu \left(\frac{\partial}{\partial x^\mu} - \frac{e}{\hbar c} A_\mu(x) \right) + \frac{mc}{\hbar} \right] \psi(x) = 0$$

となる。電磁場としてクーロン・ポテンシャルのみがある場合、この方程式は厳密に解け、解は水素原子のスペクトル線の微細構造を与える。ディラック方程式は正エネルギー解のほかに負エネルギーの解をもつが、後者に対する研究はクラインのパラドックスの議論を経て、空孔理論へと発展した。

ディラック・モーメント [英 Dirac moment, 仏 moment de Dirac, 露 Дираковский момент] \Rightarrow 核の磁気モーメント

ディラーション不変性 [英 dilatation invariance, 仏 invariance de dilatation, 露 инвариантность относительно растяжения времени] = スケール不変性

テイラー展開 [英 Taylor expansion, 独 Taylor-Entwicklung, 仏 développement de Taylor, 露 разложение Тейлора] 複素関数 $f(z)$ が円 $|z-a|<\rho$ の内部で正則であるとき、べき級数

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^{(n)}(a)}{n!} (z-a)^n$$

を、中心 a をもつ $f(z)$ のテイラー級数といい、 $f(z)$ をこのような級数で表すことを、 $f(z)$ を $z=a$ でテイラー展開するという。特に $a=0$ のとき、マクローリン展開という。この級数の収束半径 R は $R \geq \rho$ であり、 $f(z)$ は収束円上の少なくとも 1 点に特異点をもつ。関数自身とそのテイラー級数の部分和との差を剰余項 R_m とよぶ。いま

$$f(z) = \sum_{n=0}^{m-1} \frac{f^{(n)}(a)}{n!} (z-a)^n + R_m$$

と表せば、 $R_m = (z-a)^m f^{(m)}(a+\theta(z-a))/m!$ 、ただし $0 < \theta < 1$ 、である。なおテイラー級数は 2 変数以上の関数にも拡張できる。

ディラトメーター = 膨脹計

ディラトメトリー [英 dilatometry, 独 Dilatometrie, 仏 dilatométrie, 露 дилатометр] 反応前後の物質の密度の差を体積変化により測定し、反応速度を知る方法。一般に単量体の重合速度を測定する手段として、密度、屈折率、紫外または赤外線吸収などがあるが、そのうち、密度の測定が普通は最も鋭敏で、便利な方法とされている。この方法をディラトメトリーという。これを測定するディラトメーターは、液面の高さを正確に測定できるように毛细管がついた容器であり、管中の液柱の高さのわずかな変化を測定するため、精密定温槽と読取顕微鏡が必要である。実際には 0.02～3% の重合を観測することができる。反応物質減少などに基いて重合速度が一定でなくなることを避けるために、実験は通常重合率が 5% の範囲内で行っている。

テイラーの流れ [英 Taylor's flow, 独 Taylorsche Strömung, 仏 écoulement de Taylor, 露 течение Тейлора] 無限に長い同心 2 円筒の間に粘性流体を入れ、これら 2 円筒を異なった角速度で回転した場合の流れ。内外の 2 円筒の半径を a_1, a_2 、その角速度を Ω_1, Ω_2 とし、回転方向の速度 v_θ が半径 r だけの関数で、軸方向および半径方向の速度成分は 0 と仮定すれば、ナビエ-ストークスの方程式の厳密解として

$$v_\theta = \frac{1}{a_2^2 - a_1^2} \left\{ (a_2^2 \Omega_2 - a_1^2 \Omega_1) r - \frac{(a_1 a_2)^2 (\Omega_2 - \Omega_1)}{r} \right\}$$

が得られる。外側の内筒を止め、内側の内筒だけを回転する場合には遠心力は外側より内側の方が大きくなる。このような遠心力分布の場合には流れが不安定になりやすい。テイラー数 $T = 4\Omega_1^2 a_1^4 (1-\beta)(1-\beta/\alpha^2)/[\nu(1-\alpha^2)]^2$ ($\alpha =$

$a_1/a_2, \beta = \Omega_2/\Omega_1$) がある臨界値を超えたとこの流れは不安定となる。その臨界値は α, β による。 T が臨界値を超えれば予断面内で周回する、隣どうし反対向きの軸方向に等間隔に並んだ渦列が発生する。これをテイラー渦という。さらにテイラー数を上げると角方向 (θ) に少数の節をもった振動する円環渦となり、最後には乱流に移行する (\Rightarrow テイラー数)。特に外円柱が静止し、かつ間隔 δ が十分小さい場合に、内側の円柱を回転させるために必要な軸方向単位長さ当りのトルク M が、流れに依存して T により変わる様子を G. I. Taylor の実験を例として図に示す。

テイラー放電洗浄法 [英 Taylor discharge cleaning, 仏 nettoyage à décharge de Taylor, 露 электроразрядная очистка Тейлора] \Rightarrow 放電洗浄法

ディリクレ級数 [英 Dirichlet series, 独 Dirichlet-sche Reihe, 仏 série de Dirichlet, 露 ряд Дирихле] $\{\lambda_n\}$ を $0 < \lambda_1 < \lambda_2 < \dots < \lambda_n < \dots \rightarrow \infty$ であるような数列とする

とき、級数 $\sum_{n=1}^{\infty} a_n \exp(-\lambda_n x)$ をディリクレ級数という。

これは $\lambda_n = n$ のときは e^{-x} のべき級数に、また $\lambda_n = \log n$ のときは $\sum_{n=1}^{\infty} a_n/n^x$ の形の級数(常ディリクレ級数)になる。

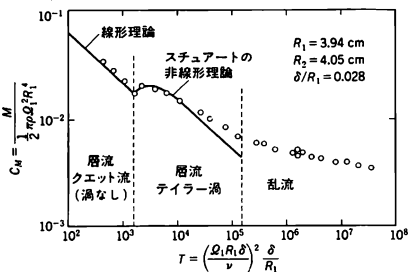
後者で、 $a_n = 1$ ($n=1, 2, \dots$) とした関数 $\zeta(x) = \sum_{n=1}^{\infty} 1/n^x$ はリーマンの ζ 関数で、解析数論や級数論に広い応用分野をもつ。また、物理学や工学でよく使われるラプラス変換はディリクレ級数を積分に拡張したものとみられ、両者で平行して成り立つ相似的な公式が多い。

定 律 = 法則

定理の証明 [英 automatic theorem proving, 仏 preuve automatique de théorème] 与えられた式が、与えられた公理系によって導かれる定理であることを確認すること。特に、それを計算機を用いて自動的に行うこと。これは人工知能における次のような諸問題に関係がある。(1) 問題解決においては、与えられた条件の下で(多くの場合、いくつかの基本的な手段を組合せて)、ある解を見つけ出す。(2) 質問応答システムにおいては、システムがもっている知識を基にして、その質問問題またはその否定が導けるか否かを確認する (\Rightarrow 自然言語処理)。(3) ロボット・プログラミングにおいては、ロボットに許されたいくつかのオペレーションを組合せて、与えられた目的を達成するようにプログラムする必要がある。(4) 計算機プログラムにおける正当性の証明やプログラムの自動作成においては、プログラム中に現れる変数間にある条件が成立しているか否かを検証しなければならない (\Rightarrow プログラム理論)。以上の諸問題は、ほとんどすべてが、一階の述語論理で表現でき、したがって、その定理証明の機械化の必要性は大きい。

J. A. Robinson が 1965 年に発見した導出原理に基づく証明法が現在広く利用されている。与えられた式の否定をまず節の集合の形に変換し、それらの節に単一行を行いながら導出操作を施していき、最後に矛盾が導けたならば、初めの式は定理であると証明されたことになる。疑問文に対して、この導出原理を適用すると、その過程で解答が自然に導かれるので、この証明プロセスは質問応答システムにも利用されている。

定量分析 [英 quantitative analysis, 独 quantitative Analyse, 仏 analyse quantitative, 露 количественный анализ] 与えられた試料の中に含まれる元素、原子団、場



合によれば化合物、化学種が、どのくらいの量で存在しているかを求めることを目的とする化学分析の一部門をさす。通常は定性分析と対比して使用される。重量分析、容量分析などが古くから行われているが、機器分析法が発展したので、吸光度法(吸光分析)、X線分析、電気分析などの多数の方法がこのなかに含まれるようになった(⇒重量分析、容量分析)。

ティリング模型 [英 Thirring model, 独 Thirring-Modell, 仏 modèle de Thirring, 露 модель Тирринга]

1958年にW. E. Thirringによって提唱された厳密解をもつ場の量子論の解ける模型で、二次元時空において質量をもたないスピノール場がフェルミ型の自己相互作用している。そのラグランジアン密度は

$$\mathcal{L} = i\psi^* \gamma^0 \gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} \psi - \frac{g}{2} j_\mu j^\mu$$

で与えられる。 $\psi = (\psi_1, \psi_2)^T$ は二成分スピノール, $\mu = 0, 1$ で

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad j^\mu = \psi^* \gamma^\mu \psi$$

はカレントである。また、 g は無次元の結合定数。このラグランジアンは二次元非変換ローレンツ変換に対して不変である。この模型が解ける理由は、通常の電荷の保存則 $\partial^\mu j_\mu / \partial x^\mu = 0$ のほかに擬カレント $k^\mu = \psi^* \gamma^\mu \gamma^5 \psi$ もまた連続の方程式を満たすことにある。これは質量が0であることによる。後者の保存則はある変換に対するラグランジアンの不変性からネーターの定理によって導かれるものではない。この保存則の結果、 j^μ と k^μ はそれぞれ質量が0のスカラ場のように書ける。このような古典論における特性は量子論において真価を発揮するが、反面、困難も現れてその位置の多様性はむしろティリング模型の魅力ともなっている。カレントに付随して現れたスカラ場は質量が0であるので、通常の高エネルギー空間での量子化は不可能で、赤外部分のカットオフを行うか、不定質量をもつ状態空間を考えねばならない。ところが、スカラ場のウィック積で書かれた指数関数を使うと、空間を正の計量のヒルベルト空間に埋め込むことができる。このようにして、元来フェルミ場として考えてきたティリング模型はボース場で記述できる。これをティリング模型のボソニ化という。このボソニは擬電荷をもち、その保存は上述のとおりラグランジアンの対称性からネーターの定理によって導かれるものではない(⇒超選択則)。フェルミ場のことばでいえば、このことはフェルミ場が互いに同値でない表現をもつことに相当する。ティリング模型はスケール変換に対して不変で異常次元をもつ。そこで、この模型は質量のある場合の高エネルギー極限と考えられる。ラグランジアン密度に質量項 $-m\bar{\psi}\psi$ を加えた有限質量ティリング模型の方程式は、ボソニ化によってサイン・ゴールドン方程式になることがいえる。サイン・ゴールドン方程式は無数に縮退した真空(エネルギー0の状態)を安定解としてもち、それらをつなぐエネルギー有限の解、いわゆるソリトン解が存在する。この場合、ボソン系であるサイン・ゴールドン系のソリトンとティリング模型のフェルミオンとが対応しており、ボソン場から構築されるフェルミオン場の例として興味深い。このソリトンはサイン・ゴールドン場の空間の位相幾何学的性質に起因するので、トポロジカルソリトンとよばれる。場の理論では、高次元トポロジカルソリトンとして、二次元の渦糸(スカラ場とゲージ場)、三次元の磁気単極

子(スカラ場とゲージ場)、四次元のインスタントン(ゲージ場)の例があって、広がった粒子を記述する可能性を与えている。また、 $\gamma^0 = \gamma^0 \gamma^1$ が対角的になる表示で、ティリング模型のハミルトニアンを表すと、朝永-ラッティンジャー模型のハミルトニアンと同形になることが知られており、この模型は物性理論の分野でも注目されている。

TEA レーザー [英 TEA laser] ⇒ TE レーザー

低レベルカウンタ [英 low level counter, 仏 compteur à bas niveau, 露 счётчик излучения малой интенсивности] 一般的な放射能環境の強度あるいは自然放射能またはそれ以下の強度の放射能を検出、定量することを目的とした放射能検出器または放射能検出系である。低レベルの放射能の検出、定量のためにはカウンタは高感度であること、選別性能に優れていることが必要である。このためα線、β線の測定には、比例計数管、半導体検出器、γ線の測定には、大容積ゲルマニウム検出器がよく使用される。半導体検出器のエネルギー分解能の高いことは、選別能力を高め、SN比の高い計数を行える。特別雑音のレベルを減少することが必要な場合は、自然放射能の少ないもの(古い沈没船から引揚げた鉛など)、人工放射能のないもの(無酸素銅や古い鉄など)を用いて検出器の遮蔽材、測定室の建造材としたり、宇宙線の影響を減少させるため、測定室を地下や、深いトンネルの中に設けることもある。主検出器を副検出器で囲い、両者の逆同時計数法(⇒逆同時計数回路)により、宇宙線の計数を選別する方法もある(⇒低バックグラウンド計数)。

ティン Ting, Samuel Chao Chung 丁肇中 1936.1.27

アメリカの実験物理学者。中国人の両親の長子として、工学の教授の父と心理学の教授の母がアメリカ訪問中に、アナーバーで生れた。2ヵ月後に中国に戻ったが、第二次世界大戦のため、正常な教育を受けられなかった。20歳のときアメリカに留学し、3年後にミシガン大学で数学と物理のコースを終えた。L. W. Jones と M. L. Perl の指導の下で、素粒子物理の実験家となり、1962年に理学博士となった。ジュネーブのCERNにおいて、陽子シンクロトロンを用いて実験を行い、1965年には、コロンビア大学に職を得た。この年からドイツのハンブルクのDESY(ドイツ電子シンクロトロン研究所)にて、電子シンクロトロンによる電子・陽電子対発生の実験を始め、翌年量子電磁力学にやぶれは見つからないとの結果を得た。1969年には、マサチューセッツ工科大学の教授に就任。1971年に、 e^+e^- や $\mu^+\mu^-$ に崩壊する重い素粒子を探すことを目的とした実験を、ブルックヘブン国立研究所で開始した。この実験のなかで、1974年秋に、J/ψ 粒子を発見した。これは、スタンフォードのグループと全く同時に、独立に確認されたものであり、日本の丹生潔グループが、1970年から宇宙線中で見いだしていたX粒子と同一のものと理解された。この発見は、第四のクォークcの存在を確立させることとなり、その後の実験・理論の急速な展開のきっかけとなった。この業績により、Ting は B. Richter とともに、1976年のノーベル物理学賞を授与された。彼はその後、DESYの電子・陽電子衝突器DORIS、PETRAを用いて、素粒子生成の実験を続けている。

ティンゲル温度 [英 Dingle temperature, 仏 température de Dingle, 露 температура Дингеля] 金属や半導体中の伝導電子や正孔は、磁場に垂直な面内で周期的な軌道運動、いわゆるサイクロトロン運動をすることはよく知

られている。この運動は磁場強度を連続的に変化するとき、1つの周回軌跡と次の軌跡との面積差のなかにちょうど1個の磁束量子が入るように離散的に量子化されている。このとき軌道は、エネルギーで ehH/m^* (H は磁場強度、 m^* は有効質量) ずつ等間隔に並んだランダウ準位を形成する。このサイクロトロン運動が結晶中の不純物や格子不整によって散乱を受けるという周回軌道は途中で切れ、準位は明確に定義されなくなつて幅をもつ。この幅を簡単にローレンチアンの半幅値 Γ で近似すると、平均散乱頻度 $\langle 1/\tau \rangle$ と Γ とは不確定性原理より $\langle 1/\tau \rangle = 2\Gamma$ で結ばれる。ここで τ はサイクロトロン運動の寿命である。この幅を温度に換算するため

$$\pi T_D \equiv \Gamma/k \quad (k: \text{ボルツマン定数})$$

で定義した温度 T_D をディングル温度という。R.B.Dingle が1952年に導入したことによりこの名称がつけられている。散乱による準位の広がりと、温度による各準位への分布の広がりとを合わせて、 $T+T_D$ の形に書けるように、 T_D の定義式のなかに π が入っている。 T_D はド・ハースファン・アルフェン効果の振幅の磁場強度依存性などから求められ、不純物や格子欠陥の数の目安として用いられる。

ティンダル Tyndall, John 1820.8.2—1893.12.4
イギリスの自然科学者。アイルランドのリーリンブリッジで生れ、近くのカーロウで一般教育を受けた後、アイルランドの陸地測量部で製図家、土木技師として勤務した。1842年にイギリスの測量部に転属となり、イギリスの不況を目撃、T. Carlyle の思想に影響されて勤め先の圧制や無能ぶりを批判し、職を追われた。鉄道熱の高まった時期に測量技師として復職したが、やがて再び失業、友人 G. Edmondson を通じてクイーンウッドのカレッジの教職に就いた。同僚の縁でドイツに渡り、マルブルク大学で数学を修め、K. H. Knoblauch の研究室で物理の研究を始めた。1853年にはイギリス王立科学研究所の教授に就任、M. Faraday の支持のもとに講述・研究の才能を発揮した。いくつかの公職にも就いたが、1886年に病に倒れ、翌年王立科学研究所教授の地位から離れた。麻酔薬の誤用が原因で没した。

物理学上の業績だけを見ても、反磁性、高压下の固体、氷河の運動、熱の運動論、気体による赤外線吸収、大気中の微粒子による光の散乱などの多方面に及ぶことが認められるが、後半生には微生物学にも寄与し、さらに山岳登山、科学技術政策にも一言をもっていた。また多数の講演や著述を通じて科学研究に刺激を与え、科学の普及に貢献した。エネルギー保存則の定式化に関する R. Mayer の功績が不当に軽視されていたことを指摘して、Mayer の名譽を護持したのも、Tyndall の講演であった。[主著] *The Glaciers of the Alps*, 1860 (『アルプスの氷河』, 1934)。

デオキシリボ核酸 [英 deoxyribonucleic acid, 独 Desoxyribonukleinsäure, 仏 acide désoxyribonucléique, 露 дезоксирибонуклеиновая кислота] = DNA

デカ [英 deca, 独 Dekka, 仏 déca, 露 дека] 単位の名称に付ける接頭語のひとつで、10倍を意味する。フランスでは、メートル法の展開期の1795年から用いられていたが、しだいに普及し、1960年の国際度量衡総会の決議12によって、SI接頭語のひとつとして採用され、記号 da で表すことが協約された。たとえば長さのSI単位

はメートル(単位記号は m)であるが、その10倍をデカメートルとよび、記号 dam で表す。この語は、10を意味するギリシア語 *deka* から選ばれたといわれる。

デカップルドバンド [英 decoupled band, 仏 bande découplée] 変形した偶奇核に見られる回転バンドの一種。 $h_{11/2}$ や $h_{13/2}$ のように、 j の値が大きい軌道を主成分とするニルソン状態に奇数番目の核子が存在する場合に、角運動量 $I=j, j+2, j+4, \dots$ である $4I=2$ 型の回転バンドが系統的に観測されている。この回転バンドを、通常の $4I=1$ 型回転バンドと区別して、デカップルドバンドとよぶ。このバンドの存在は、回転する原子核の内部状態に作用するコリオリの力の重要性を示している。コリオリの力のために奇数番目の核子の運動が変形ポテンシャルの束縛から離れ(デカップル)、 j の方向が集団的回転運動の角運動量の方向に整列することによって、 $4I=2$ 型の回転バンドが形成されるのである。

デカルト Descartes, René 1596.3.31—1650.2.11
フランスの哲学者、数学者、物理学者。トゥーレーヌ地方のラ・エに生れ、ラ・フレーシュのイエズス会の学校で学んだ。卒業後、従軍や大旅行を経て、1621年以降パリに住んだが、1629年オランダに移住、研究に専念した。1649年スウェーデン女王 Christina に招かれてストックホルムへ赴き、待講をしたが、まもなく病を得て没した。彼はそれまでの学問の基礎があいまいであることを批判し、まずあらゆるものを疑わしいとしたうえで(方法的懐疑)、思惟する限りにおいて私は存在する(と *cogito ergo sum*) を確実な基礎としてうたて、(1) 明晰判明なものだけをとりあげる、(2) 問題をできるだけ小部分に分ける、(3) 単純なものから複雑なものへと順序だてる、(4) 完全な枚举と全体の通覧、という4つの規則に集約される方法を確立した。これに基づいて彼は魂と物体を实体として認め、その本質をなすものを魂では思惟、物体では広がりにあるとした。これは近代的自我の確立であると同時に、自然から隠れた性質(*qualitas occulta*)を排して運動を空間的広がりの中で位置の変化ととらえる機械論的自然観の確立を意味する。こうして彼は、慣性の法則、運動量保存の法則、衝突の法則など基本的な運動法則を提出し、近代物理学の先駆者となるとともに「自然法則」という概念を確立したのである。屈折光学や気象学もこの方法で扱ったほか、渦動による宇宙進化説を唱えた。また二乗・三乗の式を面積・体積としてのみならず平面上の曲線として扱い、高次式のグラフへの道を開くと同時に数と直線に対応させる着想を提出して、解析幾何学の発達に寄与した数学者でもあった。[主著] *Traité du monde ou de la lumière*, 1633; *Discours de la méthode, la dioptrique, les météores et la géométrie*, 1637; *Meditationes*, 1641; *Principia philosophiae*, 1644。

適応係数 [英 accommodation coefficient, 独 Akkommodationskoeffizient, 仏 coefficient d'accommodation, 露 коэффициент accommodation] 気体分子が固体表面に入射し反射されるとき、反射分子のエネルギー ϵ および面に平行な運動量成分 P_{\parallel} は、固体分子との衝突によって、入射前の値に比べ固体表面の状態温度などに対応する値に近づく。適応係数とは、上記の過程におけるエネルギーや運動量の交換の程度を示すもので、これら力学量の交換がまったくない場合に0、交換が十分行われて固体表面と熱的平衡状態に達した後に反射される場合に1となるように定義

される。すなわち、物理量 x (ϵ または P_{ij} など) について、入射時の値を x_i 、反射後の値を x_r および固体分子と完全に平衡に達したときの値を x_∞ とするとき、適応係数 α は

$$\alpha = \frac{\langle x_r \rangle - \langle x_i \rangle}{x_\infty - \langle x_i \rangle}$$

である。これらの値はそれぞれの衝突ごとに統計的にばらつくので、上式において x_i, x_r などは統計力学的な平均値 $\langle x_i \rangle, \langle x_r \rangle$ となる。 x として熱運動エネルギーを考えた場合、適応係数は

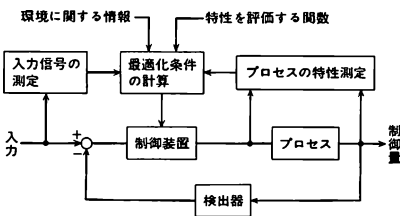
$$\alpha = \frac{T_r - T_i}{T_w - T_i}$$

となる。ただし T_w, T_i, T_r はそれぞれ固体温度、入射分子の温度、反射分子の温度である。これらを熱的適応係数という。また x として面と平行な運動量を考えると

$$\alpha = \frac{V_r - V_i}{V_w - V_i}$$

となる。ただし V_w, V_i, V_r はそれぞれ固体表面、入射分子、反射分子の表面に平行な速度成分である。これらを運動量適応係数という。

適応制御 [英 adaptive control, 独 adaptive Regelung, 仏 commande adaptive, 露 адаптивное управление] 自動制御系において時間的に変化するパラメーターあるいは環境のもとで、応答を最適にするように制御系の特性を自動的に変化していく制御方法をいう。古典的制御理論では、制御対象の入力と出力の関係を理論的にまたは実験的に求めて制御系の設計計画がたてられる。これに対して現代制御理論では制御対象の入出力ばかりではなく対象の内部状態などにも立ちいって制御系の設計が行われるようになった。いわゆる状態変数をも取込んだ自動制御系である。これにより環境の変化に応じて最も好ましい系になるように動作点などを変えるばかりではなく、系の機能や構造までも積極的に変える制御系を構築することができる。これを適応制御という。簡単に図式化したものを示す。入



力および制御対象の性質を監視し、しかも系の環境も調べて特性評価関数を最良にする条件を出しその結果を使って制御方法を変更していく(⇒最適制御, 学習制御)。

適合条件 [英 compatibility, 独 Kompatibilität, 仏 compatibilité, 露 совместимость] 固体内の任意の点では、微小変形を仮定するとひずみテンソル ϵ_{ij} と変位 u_i の関係は

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad \text{ただし, } u_{i,j} \equiv \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

によって与えられる。したがって、変位成分 u_1, u_2, u_3 が与えられると、上式から、その点の6個のひずみ成分 ϵ_{ij} が計算される。逆にひずみ ϵ_{ij} が与えられている場合には6個の方程式から3個の変位成分を求めることになる。そこで、変位の一価連続性を保証するには、ひずみ成分 ϵ_{ij}

を拘束する条件式が必要であり、この式が適合条件式とよばれる。ひずみ-変位関係式を微分すると

$$\epsilon_{ij,kl} = \frac{1}{2}(u_{i,jkl} + u_{j,ikl})$$

$$\epsilon_{kl,ij} = \frac{1}{2}(u_{k,lij} + u_{l,kij})$$

$$\epsilon_{ij,kl} = \frac{1}{2}(u_{j,i,kl} + u_{i,j,kl})$$

$$\epsilon_{kl,ij} = \frac{1}{2}(u_{k,l,ij} + u_{l,k,ij})$$

が得られ、この4式から変位成分をすべて消去すると

$$\epsilon_{ij,kl} + \epsilon_{kl,ij} - \epsilon_{lj,ki} - \epsilon_{ki,lj} = 0$$

が得られる。この式が適合条件式であり、単連結領域で変位 u_i が一価関数として決めるための必要かつ十分な条件である。この式は全部で81個の式からなるが、 ϵ_{ij} の対称性より独立な式は以下の6個となる。

$$\epsilon_{11,23} = -\epsilon_{23,11} + \epsilon_{31,21} + \epsilon_{12,31}$$

$$\epsilon_{22,31} = -\epsilon_{31,22} + \epsilon_{12,32} + \epsilon_{23,12}$$

$$\epsilon_{31,12} = -\epsilon_{12,33} + \epsilon_{23,13} + \epsilon_{31,23}$$

$$2\epsilon_{12,12} = \epsilon_{11,22} + \epsilon_{22,11}$$

$$2\epsilon_{23,23} = \epsilon_{22,33} + \epsilon_{33,22}$$

$$2\epsilon_{31,31} = \epsilon_{33,11} + \epsilon_{11,33}$$

滴数計 [英 stalagmometer, 独 Stalagmometer, 仏 stalagmomètre, 露 сталагмометр] 表面張力の測定に使用される装置の一種である。図はトラウベの滴数計である。下方が細管になっているピペット型の管で、これに液体を入れると、円形の管の口で液体は液滴となる。その液滴の重量が表面張力に打ち勝つようになったとき落下する。この液滴の数を数えて表面張力の比較を行うことができる。

滴定 [英 titration, 独 Titration, 仏 titrage, 露 титрование] 溶液中で物質が反応するとき、当量点でいろいろな性質が著しく変化することを利用して定量を行う容量分析法をさす。反応の種類や、終点の検出法などによって分類されている。通常の場合、難溶性物質や難解離性の化学種(たとえば水やキレート錯体など)を生成する反応がよく利用される。

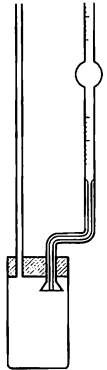
反応の種類によって分類すると

- 中和滴定 (酸-塩基反応)
- 沈殿滴定 (難溶性沈殿の生成反応)
- 錯化滴定 (難解離性錯体の生成反応)
- 酸化還元滴定 (酸化還元反応)
- コロイド滴定 (コロイドの凝析反応)

などが挙げられる。用いる試薬によって、銀滴定、ヨウ素滴定、過マンガン酸滴定などのようによぶこともある。水以外の溶媒系で行う非水溶媒滴定のなかでは、水の定量法のひとつであるカール・フィッシャー滴定が重要である。終点を検出するには、通常は当量点の近傍で鮮やかに変色する指示薬を利用するが、ほかに種々の方法が用いられ、この検出法によっても分類されている(⇒指示薬)。

- 光度滴定 (吸光度の変化)
- 電気滴定 (電位差, 電流値などの変化)
- 磁気滴定 (磁化率, NMR スペクトルなど)
- 温度滴定 (中和熱)

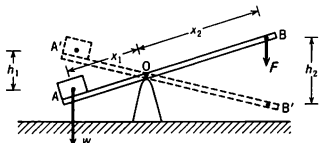
これらのほかに、屈折率, 旋光度, 蛍光などを利用するこ



ともある。滴定に利用する化学反応は、かなり迅速に進行するものでなければならない。反応が遅い場合には、いろいろな手段を講じて反応速度を増大させることが必要となる。

て こ [英 lever, 独 Hebel, 仏 levier, 露 рычаг]

定点 O を通る 1 本の軸のまわりに自由に回転できるような棒などで、小さな力を支点から遠い点に加えて、支点の反対側の近い点で大きな力が得られるようにするもの。図



のようにてこを用いて重量 w の物体 A を持ち上げるのに要する力 F の大きさは、棒の質量や摩擦を無視するとき、定点 O からの腕の長さの比 x_1/x_2 で与えられる。

$$F = w \frac{x_1}{x_2}$$

ただし、このとき A になされた仕事 W_1 と B に加えた仕事 W_2 は仕事の原理によって相等しい

$$W_1 = wh_1, \quad W_2 = Fh_2, \quad \frac{h_1}{h_2} = \frac{x_1}{x_2}$$

なお、剛体にトルクが働く場合、固定軸から剛体に作用する力の作用線への垂直距離をてこの長さといえることがある。

デコーダー [英 decoder, 独 Dekodierer, 仏 déchiffreur, 露 декодер] 復号器、解読器ともいい、ある方式によって符号化された信号を、もとにもどす装置。デコーダーはエンコーダーの逆の作用をする。たとえば二進数を十進数に変換するものや、デジタル量をアナログ量に変換する D・A コンバーターなどがある。

デコミッションング [英 decommissioning] 任を解く、廃棄するという意味の英語であるが、原子炉や加速器など放射線取扱施設が耐用期限切れなどの理由で解体される際に必要な放射性廃棄物の処理に関して用いられる。これらの原子炉や加速器は長年にわたる使用の結果、高度に放射化されているので、解体作業によって放射能が周辺にまき散らされるので、かつ、解体作業に従事する作業員の被曝を極力小さくするように細心の注意と特別な技術が要求される。最初につくられた商用の発電用原子炉の耐用年数(30～40年といわれている)がそろそろ切れる時期に近づいているため、近年にわかにこの問題が注目されるようになった。

国際原子力機関(IAEA)が「原子力施設のデコミッションング」というテーマで 1978 年 11 月、ウィーンで開催した国際シンポジウムには、26 か国、3 つの国際機関から二百数十名が参加した。また、その後、保健物理関係の研究集会でもしばしば取上げられるテーマとなっている。わが国においても、使用停止となった原子力研究所(東海村)の動力試験炉などを使って、軽水炉のデコミッションング技術の開発を始めようとしている。高レベルの放射性廃棄物の処理方法としては、密閉管理方式、遮蔽隔離方式、撤去解体方式などが考えられている。

手さぐり法 = 試行錯誤法

デシ [英 deci, 独 Dezi, 仏 déci, 露 деци] 単位

の名称に付ける接頭語のひとつで、 10^{-1} 倍を意味する。フ

ランスでは、メートル法の初期の 1793 年から用いられてきたが、しだいに普及し、1960 年の国際度量衡総会の決議 12 によって、SI 接頭語のひとつとして採用され、記号 d で表すことが協約された。たとえば長さの SI 単位はメートル(単位記号は m)であるが、その 10^{-1} 倍をデシメートルとよび、記号 dm で表す。この語は、1/10 を意味するラテン語 decimus から選ばれたといわれる。

デシベル [英 decibel, 独 Dezibel, 仏 décibel, 露 децибел] 波動の振幅の二乗に比例する量(たとえば、音波の圧力の振幅の二乗に比例する音の強さ)やある面を通過して単位時間に伝えられるエネルギー(たとえば、導体を伝わる交流電力)の大きさの比を対数目盛で表す指標の一種で、これらの量の比 E_1/E_2 の常用対数の 10 倍 $D = 10 \log_{10}(E_1/E_2)$ をとり、 $D = N$ のときを N デシベルとする指標である。この指標で表した値には記号 dB を添える。歴史的には $D' = \log_{10}(E_1/E_2)$ をとり、 $D' = m$ のとき m ベルとし記号 B を添える指標が先に、すなわち 1928 年の International Advisory Committee on Long Distance Telegraphy for Europe で導入されたが、数値上の便宜から、デシベルのほうが広く用いられるようになり、音響の分野では 1937 年にこの国際的な承認がなされた。元のベルという名称は、電話の発明に貢献した A. G. Bell に由来する。デシベルは、通信などの分野では、回路や増幅器の利得および損失を表すのに便利な指標とされ、たとえば、ある増幅器の入力電力 P_1 が 1 W、出力電力 P_2 が 10^4 W であればその電力利得は 40 dB と表すことができ、また、いくつかの増幅器を連続接続したときの全体の利得を dB で表す値は個々の増幅器の利得を dB で表した値の和として求められる。一方、音の強さは音圧の二乗に比例し、電力は電圧または電流の二乗に比例するので、音圧、電圧または電流の比からの計算では、式中の係数 10 を 2 倍した $20 \log_{10}(\dots)$ の形を使わなければならない。なお、計量法では、騒音レベルの計量単位を定めるのに際し、音圧の実効値の基準を 2×10^{-5} Pa に選んだ対数目盛を採用し、計量単位の名称をホムナはデシベル、その略字を双方とも dB としており、また振動レベルの計量単位を定めるのに際して加速度の実効値の基準を $10^{-6} \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ に選んだ対数目盛を採用し、計量単位の名称をデシベル、その略字を dB としている。

デシリットル [英 deciliter, 独 Deziliter, 仏 décilitre, 露 децилитр] 体積の単位であるリットルの、分量単位のひとつ。0.1 リットルに等しい。記号は dl, dl, dl または dL (⇔ リットル)。

テスター [英 circuit tester, 独 Schaltkreisprüfer, 仏 contrôleur de circuit, 露 теслер] 回路計またはサーキットテスターの略称で、直流電流、直流電圧、抵抗および交流電圧のそれぞれを測定範囲を切りかえて測定できる計測器で、1000 V 以下の回路の簡単な測定や調整に使用され、実験室の必需品である。構成は可動コイル型直流電流計を中心に分圧器、分流器、整流器、電池などからなり、携帯用に小型にまとめられている。すべての測定は直流電流に変換して電流計で測定されるので、電圧測定は被測定回路に与える影響を考慮する必要がある。通常、テスターには入力抵抗が表示されている。抵抗測定の際、被測定抵抗に電圧が与えるため、内部電池による電圧がテスターの測定端子に現れるが極性が端子の表示とは逆なので半導体の測定などには注意を要する。

テスラ [英仏 tesla, 独 Tesla, 露 тесла] 磁束密度

の単位。国際単位系(SI)では、特別の名称をもつ組立単位のひとつにあげられている。N. Tesla (⇒テスラ)に由来する。単位記号は T。1T=1Wb・m⁻²。CGS 電磁単位ガウス(単位記号は G)との関係は 1G=10⁻⁴T。純水の球状試料を用いた陽子磁気共鳴の周波数 f より次の関係式によって磁束密度 B が決定できる。 r_p は陽子の磁気回転比。

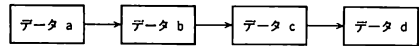
$$B = \frac{2\pi f}{r_p} = 4.257602 \times 10^6 [\text{Hz} \cdot \text{T}^{-1}]$$

テスラ Tesla, Nikola 1856.7.9—1943.1.7 アメリカの電気工学者。両親はセルビア人で、当時オーストリア・ハンガリーに属したクロアチア(現ユーゴスラビア)のスマリアンに生れた。家族は彼が牧師になることを期待したが、Tesla は数学・物理学に関心をもち、グラーツの工業大学に入学し、続いて 1879 年プラハ大学に学んだ。しかし父の死により大学を退学し、以後種々の実務に携わることになる。誘導電動機の考えに至った最初のきっかけは、グラーツの学生時代の経験であったという。展示実験でグラムの直流発電機が電動機として運転されたのであるが、その際発する激しい火花を見て、整流子やブラシなしのモーターは作れないものかと考えたのであった。教授には一笑に付されたが、彼は以後もこの問題を考え続け、1882 年 誘導電動機の基礎となる回転磁場の原理の着想を得た。その後もまもなく大陸エジソン会社の技師としてパリへ、続いてシュトラズブルク(ストラスブール)へ移ったが、ここで誘導電動機の原型を製作した(1883 年)。しかし大陸の人々は関心を示さず、Tesla は 1884 年アメリカへ渡ってエジソン会社に入社した。しかし、T. Edison は直流機の開発にのみ関心をもっていたので、Tesla はまもなく同社を辞めて、1887 年にテスラ電機会社を興した。ここでの交流機器の開発研究はまもなく実を結び、発電機、変圧器、電動機に関する特許を取得(1888 年)、これらの権利は直ちに G. Westinghouse によって購入された。こうして Edison の直流機と Westinghouse の交流機との、いわゆる「電流の闘い」が始まったが、これはナイアガラ瀑布の発電所の交流発電機設置により交流側に凱歌があがった(1895 年)。こうして高圧交流による効率の高い電力供給が実現したのである。Tesla は、この間ニューヨークを中心に活動し、エア・コアによる高周波変圧器(テスラ・コイル)を開発し、テスラ・システムの普及とともにその名声はだいにあがり、1889 年にはアメリカ市民権も得た。また 1893 年には G. Marconi に先立って無線通信を記述するなど多くの独創的な仕事をした。しかし独立の精神からか、晩年は経済的にも行き詰り、貧困と孤独のうちに、飼いの鳩を唯一の友として、ニューヨークのホテルに客死した。ベオグラードにテスラ博物館がある。

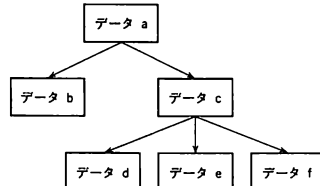
データ [英 data, 独 Daten, 仏 données, 露 данные] 実験あるいは観測の結果得られた事実のこと。データの意味ある解釈または関係づけで、人間または機械にその意思決定に必要な新しい知識を与えるものである情報とは区別して考えられるべきである。計算機におけるデータとは記憶、伝送あるいは処理のために情報を表現している物理的記号のことである。数値データも文字データも計算機の内蔵では二進のビットパターンとして存在し、同一のビットパターンでも、それがどのような種類の情報を表示しているかに応じて異なって解釈される。

データ構造 [英 data structure, 独 Daten Struktur, 露 структура данных] データが表現している情報間の

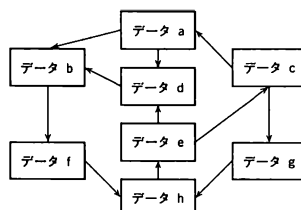
論理的な結合関係を示すもの。計算機の記憶装置内の物理的配置である記憶構造(storage structure)とは独立な概念である。典型的なデータ構造としては、(1)線形構造：データ間の参照関係が順序的でかつ一方のみであるもの、(2)木構造：データ間の参照関係は複数存在するが、逆の参照関係は一意であるもの、(3)網構造：データ間に順・逆の参照関係が共に複数存在するもの、がある。この 3 つの構造について、データを節(mode)、参照関係を有向枝(arc)で書くと、図のようになる。



(1) 線形構造



(2) 木構造



(3) 網構造

データ処理 = 情報処理

データセット [英 data set, 独 Datei, 仏 ensemble de données, 露 набор данных] 電子計算機の用語で、次のような内容をもつ。(1)同種類のデータの集合体で、ある特定の配列方法で編集、記述しており、記憶装置に書込んだり読出したりする際 1 つの単位として取扱えるもの。通常はファイルと同義語とされる。(2)一般に同種類のデータを、あらかじめ定められた配列方法に従って並べたもの。(3)データ通信システムにおいて、データ端末装置内の信号と、データ伝送路用の信号を相互に変換する装置。ただし変復調装置(MODEM)を含む場合と、これを除外する場合とがある。

データ通信 [英 data communication, 独 Datenaustausch, 仏 transmission de données, 露 передача данных] 通信回線などを経由してデータの送受信を行い、かつ処理を行うこと。この場合、1 つのシステムに含まれる電子計算機は 1 台には限定されない。データ通信システムという場合には、電子計算機を中心にして使うオンラインシステムという語と同じ対象をさす。データ通信の手法を使えば遠隔地から容易に目的の電子計算機にアクセスすることができ、距離の障壁を超えて運用が可能になる。しかし一方、電子計算機のすぐ近傍に配置された周辺装置からアクセスする場合に比べると、以下のようないくつかの制約が生じる。(1)電子計算機から見ると通信回線は実時間的に処理しなければならない対象である。オペレーティングシステムなどの構成はこれに耐えるものでなければならない。(2)通信回線とのインターフェースを用意しなければ

ならないし、しばしば通信料金の支払いが必要になる。(3) 通信回線の情報転送速度は非常に遅い。特別な場合を除けば $6\text{Kバイト}\cdot\text{s}^{-1}$ 以下である。(4) 通信回線を使用する場合の特別な規約(プロトコル)が設けられていることがあり、これに従わねばならない。(5) アクセスする電子計算機が複数個存在したり、電子計算機相互の通信をする場合、計算機の種類が違ったり、制御や使用言語などさまざまな面で差異があるので、これを克服しなければならない。

データベース [英 database, 独 Datenbank, 仏 banque de données, 露 база данных] ある種の目的のために利用することを前提として集められた(多くの場合大量の)データの集合。統合されたファイル(群)からなり、通常、計算機の直接アクセス可能な外部記憶装置に納められる。

従来、一つの組織(会社、官庁、銀行、病院、学校など)においてデータは業務ごとに個々のファイルに収容され、別個に取扱われた。このためデータの重複などにより、組織内のデータの総量は不必要に大きくなり、その管理上にも問題が生じることがあった。これに対しデータを集中管理し共有を可能とすることがデータベースの技術であり、それにより、可能な限りデータの冗長性を除き、データ全体としての無矛盾性、保水性、安全性を高めるとともに、標準化を容易にする。データベース中のデータを統合して取扱うためには、データベースへのアクセスをいっさいとりしきるソフトウェアが準備されるのが普通である。これをデータベース管理システム(DBMS)とよぶ。共用という立場からデータの定義は利用者の応用プログラムからは分離してデータベース記述として独立させ、応用プログラムは単にそれを参照する形をとる。このためデータ記述言語(data description または definition language)がDBMSには必要である。このほか、DBMSはデータベースへのデータの過加、削除、更新といった処理、検索の要求への対処、利用者の利用権(authorization)の確認など機能をもつ必要がある。

データベースが与えられた環境下で十分に機能するためには、データベース管理者(DBA)を必要とする。DBAはデータベースの内容、記憶方法とアクセスの方法、利用権の確認方法、データの正当性のチェックの方法、事故対策と回復の手段、性能の評価、環境の変化への適応などの各事項について決定したり、判断を下したりする。また、利用者とデータベースの橋渡しの役もDBAの職務に含まれる。このDBAもDBMSの一部と考えられる。このようにDBMSはデータ、ソフトウェア、ハードウェア、および管理者を含むシステムと考えられる。

データレコーダー [英 data recorder, 独 Datensreiber, 仏 enregistreur de données, 露 магнитограф] 直流から 10kHz 位までのアナログ信号を、数チャンネル同時に磁気テープに記録し、後で再生してデータ解析に供する計測用の磁気テープレコーダー。音声のように信号を直接磁気録音するのではなく、搬送周波数を入力信号で周波数変調し、変調された搬送波を磁気テープに飽和記録するのが一般的な方式である。記録された波形の振幅と入力信号の波形とは原理上関係をもたないことになり、記録装置などの影響が少なく、直流から比較的高い周波数成分をもった過渡現象を正確に記録できる。記録時と再生時とでテープとヘッドとの相対速度を変えることにより、時間軸の大幅な圧縮または拡大が可能である。

鉄 [英 iron, 独 Eisen, 仏 fer, 露 железо] 原子番

号 26 番の元素で、天然に存在する核種は ^{56}Fe が最も多く、ほかに ^{54}Fe 、 ^{57}Fe 、 ^{58}Fe も含まれる。遷移元素であって $3d$ 軌道は閉殻をつくらない。イオン結晶における Fe^{2+} あるいは Fe^{3+} の d 殻の電子数はそれぞれ 6 個あるいは 5 個であり、 Fe^{3+} は Mn^{2+} とともに $3d$ 遷移元素のイオンとしては最大のスピンの磁気モーメント $5\mu_B$ (μ_B はボーア磁子)をもつことができる。 Fe^{2+} は低スピン状態では磁気モーメントをもたない。 Fe とその合金、化合物では直接または間接交換相互作用の絶対値が大きく、室温で諸種の磁気秩序をもっているものが少なくない。金属の Fe は 1041K のキュリー温度をもつよく知られている強磁性体であるが、その磁気モーメントは室温あるいは低温で 1 原子当り $2.2\mu_B$ であって、 $3d$ 電子は遷移電子であり、 $4s$ 電子も磁気モーメントにわずかに寄与する。結晶格子は $T < 1183\text{K}$ および $T > 1663\text{K}$ で体心立方格子であり、 $1183\text{K} < T < 1663\text{K}$ では面心立方格子である。微粒子などの場合のように室温で面心立方格子のものがあるが、その場合は強磁性を示さない。磁化容易方向すなわち自発磁化の方向は $\langle 100 \rangle$ であり、この方向に $dI/I = 2 \times 10^{-5}$ ほど伸びているので、厳密にいえば、キュリー温度以下では正方格子に変わっている。磁気異方性が比較的大きく ($K_1 = 4.8 \times 10^4 \text{J}\cdot\text{m}^{-3}$)、磁気ひずみによる弾性エネルギーが比較的小さいため、磁区構造に及ぼす内部応力の影響はあまり大きくない。天然の Fe には ^{57}Fe が含まれ、その励起状態 $I=3/2$ と基底状態 $I=1/2$ との遷移の半値幅が極めて小さく、また励起状態は四極子モーメントをもつため、メスbauer効果を利用した研究に使われている。

鉄アンモニウム明ばん [英 iron ammonium alum, 独 Ammonium Eisenalaun, 仏 ammonium alum de fer] 断熱消磁用の冷却剤として使用されている物質。分子式は $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4\cdot\text{Fe}(\text{SO}_4)_3\cdot 24\text{H}_2\text{O}$ 、淡紫色、結晶系は等軸晶系(立方晶系)。比重 1.723。屈折率 $n=1.4854$ 。通常正八面体の結晶に成長する。一般に、明ばんは硫酸アルミニウムとアルカリ金属硫酸塩のつくる $\text{M}_2(\text{SO}_4)_3\cdot\text{Al}_2(\text{SO}_4)_3\cdot 24\text{H}_2\text{O}$ 型の複塩で、3 価の金属イオンである Al^{3+} をほかの 3 価金属イオンに置換えていろいろな明ばんをつくることができ、鉄アンモニウム明ばんもその一例である。これらの明ばんはいずれも同じ結晶系をなすために混晶をつくりやすい。鉄明ばんには M^{1+} として NH_4^+ の入った鉄アンモニウム明ばんのほか M^{1+} として K^+ の入った鉄カリウム明ばんがある。双方とも水に溶けやすく、室温で大きな単結晶が容易に得られる。これらの物質は 3 価の鉄イオン Fe^{3+} を含むので、室温では常磁性を示す。鉄明ばんにおける Fe^{3+} のスピン量子数 $S=5/2$ であり、大きな磁気双極子をもつ。また鉄明ばん中では、 Fe^{3+} が 6 個の水分子(配位水)に囲まれているために Fe^{3+} は互いに 10\AA 以上も離れている。そのために $\text{Fe}^{3+}-\text{Fe}^{3+}$ 間の磁氣的相互作用は十分に小さいと考えられる。したがって断熱消磁によって低温に到達できるはずである。そのような見地から 30mK くらいまでの断熱消磁用の冷却剤として使用される。鉄アンモニウム明ばんは 25mK くらいで磁気転移を起すものと思われる。

鉄隕石 [英 iron meteorite, 独 Eisenmeteorit, 仏 météorite ferreuse, 露 железный метеорит] 隕石の一種で隕鉄ともいう。ほとんどが鉄-ニッケル合金からなり、Ni の含有量が 4~50% あるいはそれ以上である。シュライバサイト、トロイライトなどの副成分鉱物をもつ。Ni 含有

量によって結晶形が異なり、次の3種類に細分される。(1) ヘキサドライトはNi含有量4~6.5%でカマサイト(α鉄)からなり、ノイマン帯が見られる。(2) オクタドライトはNi含有量約6.5~15%で、カマサイトとターナイト相からなる。カマサイト相(α鉄)の厚さにより粗粒、中粒および細粒オクタドライトに細分される。(3) アタクサイトは通常細粒の組織をもつ点でほかのグループと異なる。多くのアタクサイトのNi含有量はオクタドライトよりも高い。また、ある種のものはヘキサドライトに近いNi含有量をもつものもある。オクタドライトは、磨いた面を酸で処理するとウィッドマンシュテッテン組織とよばれる縞模様が見られる。この組織は鉄隕石母天体の内部で徐冷されてつくられたものと解釈され、実験室では再現されていない。鉄-ニッケルがモル比1:1のもので鉄-ニッケル原子が秩序分布をしたテララーナイトという鉱物もある。現存の約500個以上の鉄隕石のうち、90%以上はすでに落下していたものが発見されたものである。南アフリカにあるホーバ鉄隕石は約60tの重さがあると推測されている。キャニオン-ダイアブロ鉄隕石は有名なアリゾナ州のメテオール-クレーターをつくった鉄隕石であることが知られている。Ca, Ge, Irなどの微量元素の量によりIからIVのグループに分類されることもある。

鉄共振定電圧電源 [英 ferroresonant constant voltage power supply, 仏 source de puissance ferrorésonante à tension constante, 露 феррорезонансный источник постоянного напряжения] 磁心の飽和特性を利用した交流の定電圧装置。図1は並列共振の基本回路で、 L_S は飽和リアクトル、 L_1, L_2 は不飽和リアクトル、 C は並列共振用コ

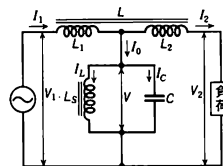


図1 基本回路

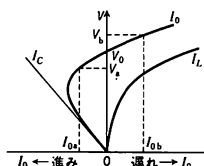


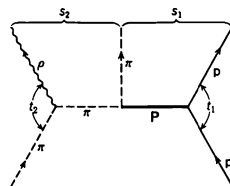
図2 共振電圧-電流の関係

ンデンサーである。共振回路の電圧 V が標準電圧のとき、 L_S と C は交流周波数に共振して、 C と L_S の交流インピーダンスが等しくなり、図2に示すとおり、 I_0 はほとんど0となる。入力電圧の低下により電圧 V が下がると、 L_S の飽和が小さくなり、そのインダクタンスが大きくなって I_L が減少し、 I_0 が増加して位相が進む。その結果 L_1 による電圧降下が減少し、出力 V_2 が上昇する。電圧 V が上昇した場合は上と逆の現象のため出力電圧を下げる。このような原理により、リアクトル L および共振回路の定数を決めて電圧安定回路を構成することができる。この方式の限界は負荷電流がある値を超えると調整範囲からはずれてしまい、電圧降下が始まることである。範囲が大きい欠点があるが、堅牢で信頼性が高く広く使用されている。飽和リアクトルは温度上昇の問題があるので、可飽和リアクトルを使った鉄共振定電圧電源も考案されている。

デック模型 [英 Deck model, 仏 modèle de Deck, 露 модель Дека] 回折解離を1粒子交換とボメロン交換が主要な寄与をする弾性散乱振幅の積で表し、とくにエクスクルーシブ回折解離反応の諸特徴をよく説明する模型である。R. Deck が $\pi p \rightarrow (3\pi)_{\text{回折}} p$ の (3π) 系の回折による励

起を論じたことに由来するが、すでに同様の考えは S. Drell と 耕田吉良が提案していたのでドレル-耕田-デック模型とよぶべきだろう。

上の過程は図のように、 $\pi p \rightarrow (\rho\pi) p \rightarrow (3\pi) p$ という回



折解離反応と考えられる。 s_1, s_2 をそれぞれ終状態の π と p および ρ と π の(不変質量)², t_1, t_2 をそれぞれ p から p および ρ から ρ への(移行四元運動量)² とすれば、行列要素は $M = \Gamma_1(t_1) \Gamma_2(t_2) (s_1)^{a_{\rho}(t_1)} (s_2)^{a_{\pi}(t_2)}$ である。 $\Gamma_{1,2}$ は形状因子、 a_{ρ}, a_{π} はそれぞれボメロンおよび π 中間子のレッジュ軌跡である。 $\Gamma_{1,2}$ の形を適当にとり、 a_{ρ}, a_{π} の既知の形を用いれば、もはや自由なパラメーターはない。この簡単な模型によって次のような回折解離反応の特徴がよく説明できる。(1) $\rho\pi$ 系の質量分布 da/ds_2 は小さい s_2 領域に集中している。(2) 前方に鋭いピークがあり、 t_1 の小さい所で $da/dt_1 \propto \exp(b(s_2)t_1)$ と表される。(3) 傾き b は小さい(大きい) s_2 に対しては大きい(小さい)。(4) $\rho\pi \rightarrow 3\pi$ 崩壊の角分布。ほかの回折解離反応 $KN \rightarrow (K\pi\pi)N$, $AN \rightarrow A(\pi N)$, $AN \rightarrow A(\pi\pi N)$ ($A = \pi, K, N$) などに対しても、デック模型はよく実験データを再現している。

鉄-コンスタンタン熱電対 [英 iron-constantan thermocouple, 独 Eisen-Konstantan-Thermoelement, 仏 thermocouple à fer-constantan, 露 термопара из железа и константана] → 熱電対

鉄族元素 [英 iron group elements, 独 Elemente der Eisengruppe, 仏 éléments de famille de fer, 露 элементы группы железа] 一般にはVIII族のFe, Co, Niをさすが、磁性物理学では第一遷移系元素(3d遷移元素)のことを鉄族元素ということもある(→遷移元素)。

鉄損 [英 iron loss, 独 Eisenverlust, 仏 perte dans le fer, 露 потери в стали] 電気機器に使用する強磁性体を交流磁化する場合、ヒステリシスと渦電流によるエネルギーの損失が発生する。これを鉄損という。鉄損は電気機器の発熱源となり効率を低下させるので、強磁性材料の重要な特性値である。強磁性体の $B-H$ 特性がヒステリシスループを描くとき、交流磁化により一周期当りに電力損失が生じ発熱する。これをヒステリシス損 W_h [W/kg] といい、次式で与えられる。

$$W_h = k_1 B_m^{1.6} f \quad (B_m < 1 \text{ Wb} \cdot \text{m}^{-2})$$

$$W_h = k_1 B_m^2 f \quad (B_m > 1 \text{ Wb} \cdot \text{m}^{-2})$$

ここで、 k_1 は定数(変圧器鉄芯では 2.85×10^{-2})、 B_m は最大磁束密度、 f は周波数である。磁束の変化によって鉄芯内に生ずる渦電流に起因するジュール熱損失を渦電流損といい、ケイ素薄鋼板での単位時間当りの渦電流損 W_e は次式で表される。

$$W_e = k_2 B_m^2 f^2 K^2$$

ここで、 k_2 は定数(変圧器鉄芯では 4.4×10^{-4})、 t は鉄板の厚さ[mm]、 K_t は波形率である。

手続き [英 procedure, 独 Prozedur, 仏 procédure, 露 процедура] 計算機のプログラムの構成単位のひとつ

つ、一連の文からなり、まとまった機能をもつのが普通である。FORTRAN には関数手続き(文関数、組込み関数、外部関数)とサブルーチン手続きがある。COBOL では手続き部(procedure division)の中のひとつの段落もしくは節をいう。Pascal の関数(function)、手続き(procedure)はそれぞれ FORTRAN の関数副プログラム(関数手続きのひとつ)、サブルーチン副プログラム(サブルーチン手続きのひとつ)に相当する。

デトネーション波 [英 detonation wave, 露 волна детонации] ⇒ 爆どう

テトラシアノ白金錯体 [英 tetracyanoplatinum complex, 仏 complexe de tetracyanoplatine, 露 тетрациано-платиновый комплекс] = KCP

デバイ [英 Debye, 独 Debye, 露 дебай] (電気)双極子モーメントの単位。3.3356... $\times 10^{-30}$ クーロメートル(C \cdot m)に等しい。単位記号は D または deb. P. J. W. Debye (⇒デバイ)にちなんで 1934 年に導入された。元来, CGS 静電単位系に準拠して 10^{-18} esu \cdot cm と定義されたものであって、国際単位系(SI)には属さない。法律(計量法)や規格(ISO, JIS)には採用されていない。

デバイ Debye, Peter Joseph William 1884.3.24 - 1966.11.2 オランダ出身の物理学者、化学者。マーストリヒトに生れる。ドイツのアーヘン工科大学を卒業して助手となったが、同大学の A. Sommerfeld がミュンヘン大学へ移る際に彼を助手として伴った。1908 年ミュンヘン大学で学位を取得し、1910 年 同大学私講師となる。1911 年 A. Einstein の後任としてチューリヒ大学の理論物理学教授に就任。以後ユトレヒト大学理論物理学教授(1912 年のみ)、ゲッティンゲン大学理論・実験物理学教授(1913~20 年)、チューリヒの連邦工科大学実験物理学教授および物理研究所長(1920~27 年)、ライプチヒ大学実験物理学教授(1927~33 年)、ベルリン大学理論物理学教授およびカイザー・ウィルヘルム協会の物理研究所所長を歴任。1936 年にはノーベル化学賞受賞。ナチス政権の干渉に反してドイツ国籍に属することを拒み続け、1940 年アメリカに渡りコーネル大学の化学の教授となった。1946 年にはアメリカ市民権を得、1950 年名誉教授となり、ニューヨーク州南部のイサカで没するまで研究を続けた。一生の間に 18 の賞、12 のメダルを受けた。

業績は極めて多角的で、まず 1910~20 年代には誘電体論を手がけ、クラウジウス-モソッティの式を拡張してモル分極の温度依存性を導出(電気双極子モーメントの単位デバイはこの業績にちなむ)。固体比熱の量子論ではアインシュタインの比熱理論をより具体的に示した(⇒デバイ温度)。このほか X 線回折(⇒デバイ関数、デバイ-シェラー環、デバイ-ワラー因子)、X 線散乱、光の散乱、電解質論(⇒デバイの長さ、デバイ半径、デバイ-ヒュッケル理論)、溶液論(⇒臨界散乱)、高分子物理(⇒臨界タンパク光)などの研究がある。これほど広い分野を扱っていたながら、彼の研究にはひとつの共通の糸が通っており、あいまいなものを一般的かつ明解に処理し表現する能力がその一生を貫いていた、と評される。チューリヒ大学の後継者 E. Schrödinger に波動力学研究の刺激を与えたのも Debye の功績に数えられる。[主著] *Polar Molecules*, 1929 (「有極性気体」, 1952)。

デバイ温度 [英 Debye temperature, 独 Debye-Temperatur, 仏 température de Debye, 露 дебаевская темпе-

ратура] ⇒ デバイの比熱式

デバイ関数 [英 Debye function, 独 Debye-Funktion, 仏 fonction de Debye, 露 функция Дебая] 多くの単原子物質の 1 mol 当りの定積比熱 C_V は、絶対温度 $T=0$ では 0 に近いが、高温になると $3R$ (R は気体定数)に近づく。この性質は、初め A. Einstein により、原子が独立な固有振動をしているというモデルに基づいて説明された。続いて P. Debye はモデルを精密化し、結晶格子の熱振動によるものとして説明した。その理論によれば

$$C_V = 3RF\left(\frac{T}{\theta_D}\right) \quad (1)$$

の形に書くことができる。ここで θ_D はデバイ温度とよばれる物質に固有な定数で(⇒デバイ温度)、 $F(x)$ は物質によらぬ関数である。この関数を比熱におけるデバイ関数とよぶ。X 線回折の実験においても、格子振動の影響が観察され、ブラッグ反射線の強度が高温になるとともに、因子 $\exp\{-2M(T)\}$ の形で減少する。この性質も Debye により説明され、上記の因子をデバイ-ワラー因子とよぶ。Debye およびワラーの理論によれば、単原子から成る物質の場合

$$M = \frac{6h^2}{mk\theta_D} \left\{ \frac{T}{\theta_D} \phi\left(\frac{\theta_D}{T}\right) + \frac{1}{4} \right\} \left(\frac{\sin\theta}{\lambda} \right)^2 \quad (2)$$

と書かれる。ここに h はプランク定数、 k はボルツマン定数、 θ は散乱角の $1/2$ 、 λ は波長である。 θ_D もデバイ温度とよばれ、物質に固有な定数である。回折の分野では、この式に現れる $\phi(x)$ をデバイ関数とよんでいる。デバイ-ワラー因子は回折強度を定量的に問題とする場合に重要な因子である。 $\phi(x)$ の詳しい数表は International Table of Crystallography, vol. II (1959 年)に示されている。

デバイ緩和 [英 Debye's relaxation, 独 Debyerelaxation, 仏 relaxation de Debye, 露 релаксация Дебая] ⇒ 誘電緩和

デバイ近似 [英 Debye approximation, 独 Debyesche Näherung, 仏 approximation de Debye, 露 дебаевское приближение] アインシュタイン近似に対比される、格子振動を取扱うひとつの近似方法。格子振動を連続弾性体として音響的モードだけを考え、そのスペクトルを線形近似する。さらに、波数ベクトルの許容範囲を、ブリルアン域と同一の体積をもつ球で置換える。簡単であるが、比熱をはじめ格子振動に伴う物理量のふるまいをよく記述する。

デバイ-シェラー・カメラ [英 Debye-Scherrer camera, 独 Debye-Scherrer-Kammer, 仏 chambre Debye-Scherrer, 露 камера Дебая-Шеррера] ⇒ 粉末回折法、デバイ-シェラー環

デバイ-シェラー環 [英 Debye-Scherrer ring, 独 Debye-Scherrer-Ring, 仏 anneau de Debye-Scherrer, 露 кольцо Дебая-Шеррера] ⇒ 粉末回折法

デバイ T^3 法則 [英 Debye T^3 -law, 独 Debyesches T^3 -Gesetz, 仏 loi T^3 de Debye, 露 закон куба температуры Дебая] 格子振動のデバイ近似(⇒デバイの比熱式)では、定積比熱 C_V は

$$C_V = \frac{12\pi^4}{5} Nk \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 = 234 Nk \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3$$

となり、 T^3 に比例する。これをデバイ T^3 法則という。ここで、 N は全原子(分子)数、 k はボルツマン定数、 θ はデバイ温度、 T は温度を表す。この法則が成り立つのは

デバイ温度の数十分の1から百分の1以下の温度領域である。多くの物質のデバイ温度は室温近傍の値をもつので、およそ10K以下でデバイ T^3 法則が観測されており、低温領域でデバイ近似がよく成り立つことが示されている。

デバイの長さ [英 Debye length, 独 Debye-Länge, 仏 longueur de Debye, 露 длина Дебая] \Rightarrow デバイ半径

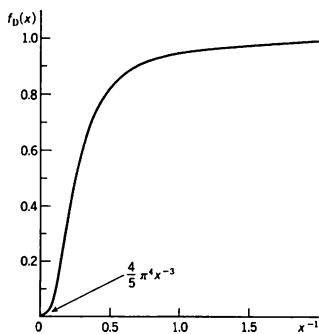
デバイの比熱式 [英 Debye's specific heat formula, 独 Debyesche Formel für spezifische Wärme, 露 дебаевская формула удельной теплоёмкости] 固体元素の原子熱が、高温で一定値 $3R$ (R は気体定数)をとり (\Rightarrow デュロンプティの法則), 低温で T^3 に比例して0になるということを説明するために, 1912年にP. Debyeが導いた比熱式。固体比熱の温度変化を与える式としてはアインシュタインの比熱式があるが, これは, 格子振動を単一の振動数をもつ独立な調和振動子の集りとして扱ったために, 低温においては定量的には実験との一致が不十分であった。Debyeは, 格子振動を連続弾性体の弾性波として近似することによって (\Rightarrow デバイ近似), より実験に合う比熱式を導いた。デバイ模型の範囲内で, 温度 T での格子の熱振動の平均エネルギーを量子論的に求め, それを温度で微分することによって, 定積モル比熱は

$$C_V = 3R f_D(\Theta_D/T)$$

と表される。 Θ_D は, デバイ模型での振動数の上限値に比例する特性温度で, デバイ温度とよばれる。この値は, 振動モードの総数が結晶内原子の運動の自由度の総数に等しくなるように決められ, 固体により異なるが, ほぼ数百Kの程度である。 $f_D(x)$ はデバイ関数とよばれ

$$f_D(x) = 3x^{-3} \int_0^x dy \frac{e^{-y} y^3}{(e^y - 1)^2}$$

で与えられる。 $f_D(x)$ は図のようにふるまう(横軸は x^{-1} で



あることに注意)。したがって C_V は, 高温($T > \Theta_D$)では一定値 $3R$ に近づき, 低温では $233.8R(T/\Theta_D)^3$ となって, T^3 に比例して0に近づく (\Rightarrow デバイ T^3 法則)。この結果は, 多くの単体や化合物での実験結果とよく一致する。

デバイ半径 [英 Debye radius, 独 Debye-Radius, 仏 rayon de Debye, 露 дебаевский радиус] プラズマ中に静電的な擾乱があり, 静電ポテンシャル ϕ ができて電子がそれを遮蔽するようにふるまう (ϕ が仮に正になると電子が集ってきて ϕ の値を打消そうとする)。プラズマ中では電子はボルツマン分布をするので, 電子密度を n_e , 電子温度を T_e とすると, $n_e = n_0 \exp(e\phi/\kappa T_e) \approx n_0(1 + e\phi/\kappa T_e)$ となるが, ポアソン方程式は $-\epsilon_0 \nabla^2 \phi = -e(n_e - n_0)$ であるから $\nabla^2 \phi - \phi/\lambda_D^2 = 0$ となる。ただし n_0 は n_e の

平均, すなわちイオン密度 λ_D は, $\lambda_D \equiv (\epsilon_0 \kappa T_e / n_0 e^2)^{1/2} = 7.45 \times 10^8 (\kappa T_e / \text{eV})^{1/2} \text{ m}^{-1}$ で $\kappa T_e / e$ はeV単位の電子温度, n_0 は m^{-3} 単位である。この ϕ の球対称な解は, $\phi = a \exp(-r/\lambda_D)/r$ となる。この表式はP. J. W. DebyeとE. A. J. Hückel (1923年)によって, 強電解質溶液に対して導かれたが, プラズマに静電的擾乱があっても λ_D の距離で遮蔽され, それより離れた所には影響が及ばないことを示す。これはプラズマの重要な性質のひとつであり, この λ_D をデバイ半径あるいはデバイの長さという (\Rightarrow デバイ-ヒュッケル理論)。フェルミ縮退の効果が重要である量子プラズマでも同様の遮蔽効果が生じる (トーマス-フェルミ遮蔽)。

デバイ-ヒュッケル理論 [英 Debye-Hückel theory, 独 Debye-Hückel-Theorie, 仏 théorie de Debye-Hückel, 露 теория Дебая-Хюккеля] 溶液中でほとんど完全に電離してしまう強電解質の溶液に対して, P. DebyeとE. Hückelとが提案した(1923年), 古典統計力学の近似理論。溶液は誘電媒質とみなし, 電解質は完全に電離しているものと仮定して電解質イオンの間のクーロン相互作用を平均場近似で扱う。あるイオンに注目すると, その近傍には異符号のイオンが平均より多く, 同符号のイオンは平均より少ないので, 一様でない電荷分布の「雲」とこれによる電場が存在する。この電場中でのイオンの分布は, 重力場中の気体分子の分布と同様にボルツマンの分布則で決ると考え, これを電場に対するポアソン方程式に代入して静電ポテンシャルとイオン濃度とを自己増強に決定するのである。

デバイ模型 [英 Debye model, 独 Debyesches Modell, 仏 modèle de Debye, 露 Дебаевская модель] 固体の格子振動に対するアインシュタインの比熱式は, 低温で実験値と定量的に一致しない。この点を改良するために, P. Debyeが提唱した固体の格子振動に対する模型をいう。結晶内の原子の振動を, 連続弾性体の弾性波動で近似する模型で, 波数 q の波の振動数は, 縦波なら $c_l q$, 横波なら $c_t q$ (c_l, c_t は, それぞれの音速)で与えられる。振動数が ν と $\nu + d\nu$ の間にあるモードの単位体積当りの数は,

$$Z(\nu) d\nu = 4\pi (c_l^3 + 2c_t^3) \nu^2 d\nu$$

で与えられる。ただし, 振動数は $0 < \nu < \nu_D$ に限るものとし, ν_D は, 振動モードの総数が結晶内原子の運動の自由度の総数に等しくなるように決める。 ν_D はデバイの特性振動数, それを温度に換算した $\Theta_D = h\nu_D/k$ (h はプランク定数, k はボルツマン定数)は, デバイ温度とよばれる。 Θ_D は, 物質により異なるが, 普通, 数百 $^\circ\text{C}$ の程度である(付録の表を参照)。長波長(したがって低振動数)のモードに対しては連続体近似がよく成り立つので, この模型は比熱に限らず, 低温での物性を取扱う場合にしばしば用いられる (\Rightarrow デバイの比熱式)。

デバイ-ワラー因子 [英 Debye-Waller factor, 独 Debye-Waller-Faktor, 仏 facteur de Debye-Waller, 露 фактор Дебая-Уоллера] 結晶のX線回折強度の原子熱振動による強度減衰を表す因子。結晶では原子の熱振動によってその電子は静止原子より広い空間に広がって分布する。回折角の大きい反射では同一の原子内でも各電子の散乱X線の位相のずれが大きくなり, 回折強度が減少する。静止原子の構造因子 f を用いると, 実在の原子構造因子は $f \cdot e^{-M}$ で表される。 $M = B \sin^2 \theta / \lambda^2$ で, e^{-M} または e^{-2M} をデバイ-ワラー因子または温度因子という。反射面に垂直

な方向の原子の平均二乗変位 $\langle u^2 \rangle$ を用いると、 $B=8\pi^2 \langle u^2 \rangle$ となる。 B を温度因子ということも多い。絶対零度でも零点振動のため $B=0$ とはならない。一般に結晶を構成する独立な原子それぞれに別々の温度因子を与える必要がある。 B は鉱物や無機化合物では $0.5 \sim 3 \text{ \AA}^2$ 、有機化合物では $2 \sim 8 \text{ \AA}^2$ のことが多い。熱振動は一般には異方向性をもつので、その効果を補正することが必要である。

格子振動をデバイ近似で考えると

$$M = \frac{3\hbar^2 K^2 T^2}{2mk\theta_D^3} \int_0^{\theta_D/T} \left(\frac{1}{e^x - 1} + \frac{1}{2} \right) x dx$$

を得る。ただし、 m は原子質量、 k はボルツマン定数、 T は温度、 θ_D はデバイ温度であり、格子振動の再振動数の上限を ω_m とすると $k\theta_D = \hbar\omega_m$ である。したがって、高温では

$$M \rightarrow \frac{3\hbar^2 K^2 T}{2mk\theta_D^3}$$

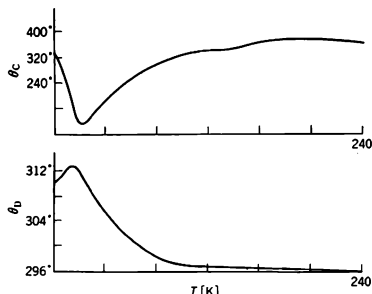
のように、 M は T に比例する。一方、低温では

$$M \rightarrow \frac{3K^2}{8mk\theta_D} \left\{ 1 + \frac{2\pi^2}{3} \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^2 + \dots \right\}$$

となるが、第一項は零点振動によるものである。また、メスbauer効果の無反跳 γ 線の強度の温度因子も、デバイ-ワラー因子で与えられる。比熱の場合と同様に、中間温度でも

$$M = Kf\left(\frac{T}{\theta_D}\right)$$

という形の補間式が使われる。 K は物質による定数であるが、 $f(x)$ の関数形は物質によらない。この補間式を実験結果に合わせると、 θ_D は図のような温度変化を示す。



図の θ_D は比熱に対する同様の補間式で決めたデバイ温度であり、X線回折で決めた θ_D と一致しない。この差は、格子振動の熱エネルギーが振動数の統計力学的平均値に比例するのに対し、 M は振動数の逆数の平均値に比例するためである。

デバッグ [英 debug, 独 ausprobieren, 仏 mettre au point, 露 отладка] プログラムの中にある誤りまたは計算機の誤動作など正常な動作以外の動作原因を見つけ、取除き、訂正すること。

デバンチャー [英 debuncher, 独 Debuncher, 露 разгруппирователь] 線型加速器で加速されたビームのエネルギー幅を圧縮する装置。線型加速器では、荷電粒子は加速電波のある位相のまわりにバンチ(集団)が形成された状態で加速されるが、バンチが有限の位相幅をもつためにバンチ内の各粒子のエネルギーは一定でなく広がりをもっている。電子以外の重い粒子、たとえば陽子では、100 MeV に加速されてもその速度は光速よりずっと遅い

(0.43c) から、加速空洞内でバンチが形成された粒子ビームも加速空洞を出ると、エネルギーの高い粒子は先へ進み、エネルギーの低い粒子は遅れ、出口から離れるにしがたがってバンチの長さが広がっていく。このエネルギー差による進行方向の広がりが加速電波の位相角にして 100° 前後になる位置に、加速空洞の終端部とはほぼ同じ間隔で並べられたドリフトチューブをもつ短い空洞を置き、加速周波数の電波で励振して、先にくる粒子には減速の位相、遅れてくる粒子には加速の位相が合うように、電波の位相を調整し、電力を適当に加減すると、ビームのエネルギーの広がりを縮めることができる。これによって、ビームのエネルギー幅を圧縮できるばかりでなく、その中心エネルギーの変動も改善できるので、安定なエネルギーと狭いエネルギー幅が要求される陽子シンクロトロン入射器によく用いられる。電子の場合には、低いエネルギーですぐに光速に近づいてしまうため、自由空間に出てエネルギー差によるバンチの広がりは生じない。したがって、いくつかの電磁石によって軌道を曲げ、バンチがそのエネルギー差によって、進行方向に幅をもつようにしたのち、上記と同様な装置を使ってエネルギー幅の圧縮を行う。

デービー **Davy, Sir Humphry** 1778.12.17—1829.5.29 イギリスの物理学者、化学者。コーンウォール半島ペンザンスで貧しい郷土の子として生れた。初等教育を受けただけで徒弟となり独学していたが、1798年 T. Beddoes に認められて科学の世界に入り、創立直後の王立科学研究所の講師(1801年)、つづいて教授(1802年)に就任。巧みな公開実験と講演によって多数の聴衆を魅了し、科学の普及に貢献した。1818年ナイトの称号を受け、またロンドン王立協会のフェロー(1803年)に列せられ、1807—12年には幹事、1820—27年には会長を務めた。M. Faraday の才を見抜き指導したことも重要な功績である。旅先のジュネーブで病死した。窒素酸化物の研究に続き、電気分解によりカリウム、ナトリウム、次いでバリウム、カルシウム、ストロンチウム、マグネシウムなどの単離に成功した(1807—08年)。1815年炭鉱での爆発の問題に関心を寄せ、坑内気体の成分(主にメタンと空気)とその引火機構を明らかにし、安全灯を考案した。その他、塩素の発見も意義深い。塩素の液化は弟子 Faraday によってなされ(1823年)、そのころから研究推進の核は弟子のほうに移ってゆく。イギリスのコプリ・メダル(1805年)、フランスのナポレオン賞(1813年)を受賞。弟 John Davy による回想記を含む著作集(全9巻、1839—40年)がある。

デビッソン **Davissón, Clinton Joseph** 1881.10.22—1958.2.3 アメリカの実験物理学者。イリノイ州ブルーミントンに生れる。シカゴ大学で学び R. A. Millikan 教授の影響を受けた。1908年シカゴ大学で理学士、1911年プリンストン大学で博士号を得た。1911年からカーネギー工芸研究所研究員となり、この間1913年夏にはキャンディッシュ研究所の J. J. Thomson の下で研究した。1917年から1946年までベル電話研究所研究員となる。同研究所を引退後、2年間バージニア大学の物理の客員教授を務めた。ベル電話研究所に在職中、100eV 程度の低エネルギーの電子をニッケル単結晶の表面に入射すると回折現象を生じることを見出した。これは電子回折とよばれ、電子の波動性を確立した重要な実験で、G. P. Thomson の高エネルギー電子回折と並んで1937年度のノーベル物理学賞を与えられた。この実験は高真空を必要とするので、当時

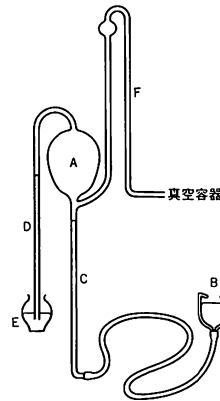
としては難しい実験であった。

デビッソン-ガーマーの実験 [英 Davissón-Germer's experiment, 独 Davissón-Germerscher-Versuch, 仏 expérience de Davissón-Germer, 露 опыт Дэвиссона и Джермера] 自由電子の波動性を初めて証明した実験。アメリカのベル電話研究所で C. J. Davissón と L. H. Germer によって行われ、1927 年に発表された。Davissón は、この功績によって、1937 年に G. P. Thomson とともにノーベル物理学賞を授けられた。実験の要点は、Ni の単結晶に低速電子線を入射させ、それからの散乱線の中に、ブラッグ反射に相当する極大を観察したのである。この実験は、最初から電子の波動性を証明する目的で企画されたものではなかった。ド・ブロイが有名な物質波の仮説を発表する前から、協力者 C. H. Kunsman とともに Davissón は金属表面における低速電子の散乱を研究していた。その実験結果には W. Elsasser が指摘したように、波動性の片鱗が現れていたが、それに気づいて大発見に導いたのでもなかった。大発見の直接の原因は実験中の事故だった。すなわち、真空装置に使用していた液体空気の入容器が破裂して、散乱実験を行っていたガラス管球にひびを入らせてしまった。そのため管球に空気が入り、散乱を起させていた Ni の表面が酸化してしまったので、 H_2 を入れて長時間、高温で熱処理を行った。その後、再び実験を行ったところ、従来理論では説明のつかない極大が現れた。そこでその原因が熱処理中の結晶成長にあったと判断し、Ni の単結晶の作成から始めて、2 年後に紛れもない回折効果を観察したのである。この実験は、物質波の実証として歴史的に重要なばかりではなく、実験技術の面でも驚異に値する精細なものであった(⇒電子線回折)。

デ・フォレスト De Forest, Lee 1873. 8. 26—1961. 6. 30 アメリカの電子工学者。アイオワ州出身。エール大学のシェフィールド科学校に入り、3 年にわたって機械工学を学ぶ。卒業後 J. W. Gibbs らの指導の下、「ヘルツ波の反射」に関する研究で学位を得た(1899 年)。無線電信に興味を寄せ、初期の通信機の改良で資金を得、さまざまな装置を製作し、その一部は、日露戦争の際にヨーロッパの通信員に利用されたという。続いて、二極真空管(J. A. Fleming が 1904 年に発明)の陰極と陽極の間に第三の制御用電極を加えて三極管を発明、1906 年に特許をとった。この三極管は、1912 年ころから信号増幅に広く利用されるようになった。De Forest は、その後もラジオ産業やトーキー映画に長く貢献し、300 あまりの特許を得た。ハリウッドで没し、遺品はカリフォルニアのフットヒル・エレクトロニクス博物館に寄贈された。

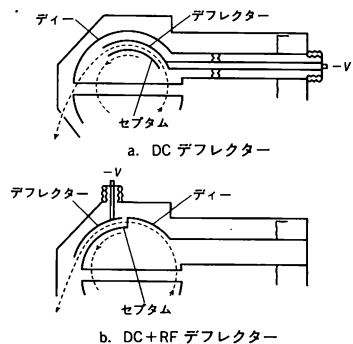
テープマーク [英 tape mark, 独 Bandmarke, 仏 marque de bande, 露 метка на ленте] ⇒ 磁気テープ

テプラー・ポンプ [英 Toepler pump, 独 Toepler-Pumpe, 仏 pompe de Toepler, 露 насос Теплера] 真空技術の発達初期に開発された真空ポンプのひとつ。水銀を動かすことによって気体を取込み排出するもので、容積移送方式ポンプに属する。1862 年に A. J. I. Toepler によって発明された。水銀の移動(水銀だめを上下させる)は人力に頼るもので、排気速度は極めて小さいが、到達圧力は 10^{-4} Pa (10^{-4} Torr) 程度に達した。原理は図に示すように水銀だめ B を持ち上げることにより C 枝を通して容器 A を水銀で満たし、D 枝を通して A 内の気体を大気へ排出し、次に B を下げることによって A 内に真空容器から気体を



取込む。この間 B は少なくとも上下幅 76 cm の往復運動を必要とする。F 枝がこのように逆 U 字形であるのは、水銀面の急激な運動でも真空容器内に水銀が侵入しないための対策であり、E は水銀だめで大気から空気が真空容器に侵入しないための弁の役目をする。

デフレクター [英 deflector, 独 Deflektor, 仏 déflecteur, 露 дефлектор] サイクロトロンで加速されたイオンを外に取出すためのビーム偏向装置。サイクロトロンではその最外周の軌道に置いた標的に加速イオンをあてて、中性子発生や放射性同位体の製造に使うこともあるが、外へ取出して標的にあてる場合が多い。このときは、加速されて最外周の軌道にきたイオンを、セプタムとデフレクターの間に入れて、電場によりイオンを外に曲げ、サイクロトロンから脱出させる。セプタムはディーと同電位にして、デフレクターをディーと絶縁し、ディーの内部に置いて直流高電圧をかける方式(図 a)や、ディーの外側に



カムの形として、デフレクターをディーの外側にもうけ、ディーにかかる高周波電圧とデフレクターにかける直流電圧とでイオンを偏向させる方式(図 b)がある。一般にデフレクターとセプタムの間隔は 5~10 mm で、電場強度はできるだけ高くするが、イオンがセプタムに衝突するため、取出し効率は 30~40% で、エネルギーが高くなるほど取出しが難しくなる。

デマケーション準位 [英 demarcation level, 仏 niveau de démarcation, 露 уровень разграничения] 半導体中の電気伝導に寄与できる伝導電子や正孔は、欠陥や不純物に局在した場所では、捕獲されたり、互いに再結合し

て消滅したりして電気伝導に寄与できなくなる。捕獲される局在中心および再結合の起る局在中心を、それぞれ捕獲中心および再結合中心とよぶ。いまある特定の局在中心が、あるキャリアーに対して捕獲中心として働くか、再結合中心として働くかは、捕獲されるキャリアーがその局在中心から熱的に解放される確率と、その前に逆符号のキャリアーと再結合する確率との競合によって決る。したがって、両方の確率が等しくなる捕獲中心でのキャリアーに対するポテンシャルの深さを、それぞれのキャリアーに対して見積ることができる。これを各キャリアーに対するデマケーション準位という。電子についてのデマケーション準位は

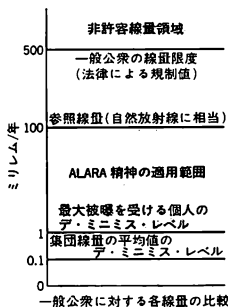
$$E_D = E_{fp} - kT \ln \left(\frac{\sigma_p}{\sigma_n} \right) - \frac{3kT}{2 \ln \left(\frac{m_n^*}{m_p^*} \right)}$$

ただし、 E_{fp} はフェルミ準位と価電子帯の最大エネルギーとのエネルギー差、 σ_p と σ_n はそれぞれ自由電子が正孔の捕獲されている局在中心で再結合する断面積と、自由正孔が電子の捕獲されている局在中心で再結合する断面積である。また、 m_n^* と m_p^* は電子および正孔の有効質量である。同様に正孔についてのデマケーション準位は

$$E_D = E_{fn} + kT \ln \left(\frac{\sigma_p}{\sigma_n} \right) + 3kT \ln \left(\frac{m_n^*}{m_p^*} \right)$$

となる。ここで E_{fn} はフェルミ準位と伝導帯の最小エネルギーとのエネルギー差である。

デ・ミニミス [羅 de minimis] ラテン語の格言「デ・ミニミス・ノン・クラ・レ」(*de minimis non curat lex*, 法律は些事を顧みず)を短くした表現で放射線防護の実務において、管理すべき量の最小限を設定するときに用いられる用語。たとえば放射性施設から排出される放射性廃棄物は時間がたつて放射能が減衰しても最初と同じ放射能をもつ廃棄物として取扱われてきたが、「デ・ミニミス」という法律概念で、放射能があるレベル以下になってしまった廃棄物については安全を確保しながら別の取扱いをしようとするものである。この場合に設定されるレベルのことをデ・ミニミス・レベルとよぶ。このように「デ・ミニミス」に基づく新しい放射能安全管理の基準についての検討が進められており、一例として、一般公衆に対する被曝管理のための基準としてアメリカ原子力規制委員会(NRC)が設定したデ・ミニミス・レベルの案(正式に基準ができるのは1984年以降の見込)を図に示す。このように、デ・ミニミス・レベルは、ALARAの精神を具体的に示す最低値ということができる(⇒ALARA)。



テムキンの式 [英 Temkin isotherm, 独 Temkin-Ab-

sorptionsisotherme, 仏 isotherme de Temkin, 露 изотерма Темкина] ⇒ 吸着等温式

デモクリトス Demokritos 前460ころ—前370ころギリシアの哲学者。エーゲ海北岸アブデラに生れる。生涯については、ほとんど知られていない。Leukipposの後継者として原子論を發展させ、彼と並んで古代原子論の祖といわれる。彼らによれば、真に存在するものは原子(atomon)と空虚(後に真空といわれるもの)である。原子は不可分、不生不滅で、自己同一性を保ち、永遠に運動を続ける。また原子はすべて同質であるが、形と大きさによって相互に区別される。そして、この原子が宇宙の究極の物質的な単位であるとしている。一方、空虚は無数の原子の存在し運動する場としての空間であり、無限に広がっている。万物が生じたり滅びたりするのは、原子の結合と分離にほかならない。原子が空虚中を運動し衝突することによってある所に渦巻き運動が起こり、その結果、世界とその中の万物が生じる。渦巻き運動は随所に起りうるから、世界は無数にある。「なにものもでたためには生じない。いつさいは根拠から必然によって生じる」とは、Leukipposのことばである。第一原因を「機械仕掛けの神」とする考えを導入することなく機械論の立場を徹底させた。Demokritosの体系的考察は自然学のほかに数学、心理学、論理学、言語学など広範な領域に及んだといわれ、大量な著作があったとされるが、300ほどの断片が伝わるのみである。

デュアー瓶 Dewar, Sir James 1842.9.20—1923.3.27 イギリスの化学者、物理学者。スコットランドのキンカージン・オン・フォースに生れる。エジンバラ大学で学び、助手などを務めた後、1875年ケンブリッジ大学自然哲学教授、1877年王立科学研究所化学教授に就任、終生両者を兼任した。初期の研究は物理学、化学、生理学、分光学にわたる。このうち分光研究では、G. D. Liveingと共同で発光スペクトルを分類して、principal, diffuse, sharpという系列名を与えた。1877年酸素の液化が行われたことに刺激され、低温物理学に取組み始めた。彼の興味は、気体の液化より、むしろ、これまで研究されなかった絶対零度近傍での物性にあった。1891年液体酸素、液体オゾンの磁性を発見、1898年には水素の液化に成功、さらに減圧により水素の固化に成功した。また、1892年低温での研究に不可欠な魔法瓶(デュアー瓶)を発明した。1908年炭素の吸着作用を用いてラジウムの α 崩壊によるヘリウム生成レートを測定。1913年には固体元素の原子熱が、平均温度50Kでは原子量の周期関数になることを発見した。そのほか、低温での化学反応、材料強度、蛍光、電気伝導、磁性、熱電気現象、比熱、潜熱など広範な研究がある。

デュアー瓶 [英 Dewar vessel, 独 Dewar-Gefäß, 仏 vase Dewar, 露 сосуд Дьюара] ⇒ クライオスタット

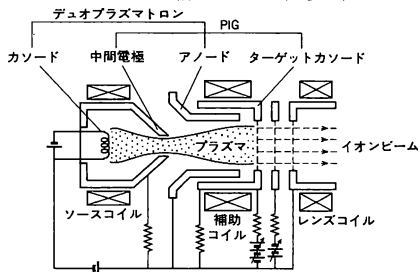
デュアリティー = 双対性

デュエヌーハントの法則 [英 Duane-Hunt law, 独 Duane-Huntches Gesetz, 仏 loi de Duane-Hunt, 露 закон Дюана-Ханта] ⇒ 制動X線

デュエム Duhem, Pierre Maurice Marie 1861.6.10—1916.9.14 フランスの理論物理学者、科学史学者、科学哲学者。パリに生れ、エコール・ノルマル・シュペリエールに学ぶ。最初に書いた学位論文は熱物理化学に関するものであったが、そのなかで、時の学界と政界の有力者であったM. Berthelotの理論を批判したため、受入れられず、改めて磁気理論に関する論文を提出して博士号を得

た(1888年)。まれにみる俊才であったにもかかわらず、こうした強い論争的な性格と、極めて保守的な宗教上および政治上の見解とのゆえに、その後も彼はパリの学界から遠ざけられ、リールの大学(1887〜93年)とレンスの大学(1893〜94年)で教えた後、ボルドー理科大教授となった(1894〜1916年)。晩年にコレージュ・ド・フランスから科学史教授として招請されたが、Duhemの方で断わったという。彼は、物理学、科学史、科学哲学の三領域で卓越した業績をあげ、22の著書(45巻)と400にのぼる論文および書評を書いた。物理学では、熱力学、電磁気学、水力学の各分野で独自の理論を展開し、原子論に反対し、マクスウェルの電磁理論を批判してヘルムホルツ-デュエムの理論を立てるなどした。科学史においては、初めて本格的な中世科学史の研究を行い、Leonardo da Vinciを研究して新見解を提示し、14世紀のオックスフォードやバリのスコラ学者のなかに「Galileoの先駆者たち」を見いだして、近代科学の誕生に対する彼らの寄与を明らかにした。さらに、科学哲学においては、機械的なアナロジーを与えるようなモデルを理論に期待するのとは誤っているとし、法則や理論は相対的・可変的なものであり、比較的簡単に便利なものが選択されるべきであると主張した。[主著] *Hydrodynamique, élasticité, acoustique* (全2巻), 1891; *Leçons sur l'électricité et le magnétisme* (全3巻), 1891〜92; *Traité élémentaire de la mécanique chimique* (全4巻), 1897〜99; *Thermodynamique et chimie*, 1902, 1910; *Traité d'énergétique* (全2巻), 1911; *Les origines de la statique* (全2巻), 1905〜06; *Études sur Léonard de Vinci* (全3巻), 1906〜13; *Le système du monde* (全10巻), 1913〜59; *La théorie physique, son objet et sa structure*, 1906, 1914, 1933。

デュオピガトロン [英仏 duopigatron, 独 Duopigatron, 露 дуопигатрон] プラズマ加熱法のひとつである中性粒子入射加熱装置用に、アメリカのオークリッジ国立研究所で開発された大口径大電流イオン源もしくはプラズマ源の名称。従来、加速器で使用されていたイオン源のデュオプラズマトロンと、プラズマ生成に用いられているベニング放電(PIG放電)の両者の機能を合成したプラズマの生成法を用いていることからこの名がついた。原理構造はフィラメントを用いたカソード、中間電極、アノードがデュオプラズマトロンを構成しており(図参照)、それが初



期プラズマを生成する。この初期プラズマを、中間電極、アノード、ターゲットカソードで構成する PIG 放電部でさらに電離を促進し、さらに、大きい引き出し面にプラズマを広げることにより、断面の大きい安定な密度の高いプラズマを、大口径引き出し面に一様に生成する。磁場が放電管の軸に平行に印加されており、カソードから放出され

た電子は、磁力線に凍りついて閉じ込められる一方、中間電極-ターゲットカソード間で電場によって反射されて往復運動をし、電離効率を上げている。引き出し電極面の磁場は、イオンビームの集束をよくするために十分小さくなるよう ($5 \times 10^{-4} \text{T}$ 以下) 磁場配位がくふうされており、引き出し電極には多数の円形引き出し孔をもつグリッド状のものが用いられている。

デュオプラズマトロン [英仏 duoplasmatron, 独 Duoplasmatron-quelle, 露 двойной плазматрон] ⇒ イオン源

デュビニン-ラドシュケビッチの式 [英 Dubinin-Raddushkevich equation, 独 Dubinin-Raddushkevich Gleichung, 仏 équation de Dubinin-Raddushkevich, 露 уравнение Дубинина-Раддускевича] ⇒ 吸着等温式

デュフェイ Du Fay, Charles François de Cisternay 1698.9.14—1739.7.16 フランスの物理学者。生れはパリで、軍人の家系の出である。14歳でピカルディの戦いに参加しスペイン戦役にも加わったが、1722年にフランスへ帰ると科学を志し、アカデミー・デ・シアンズの会員候補、化学部の補助員となって科学研究の道を歩み始めた。

1723年に水銀の燐光について論文を書いて以後しばらくは、消石灰の発熱、消火ポンプの発明、光学の諸問題、平面幾何学、ガラスの溶解性、人工宝石の彩色など多方面にわたるさまざまな問題を精力的に取扱った。

彼は1728年になって磁石の問題を2つ取上げた。1つは「自然磁気」(地磁気)の問題であり、ここではデカルト主義の立場での説明を与えた。いま1つは「2つの磁極間に働く力」の測定を試みであったが、非常な努力をなしたにもかかわらず、はっきりした結論は得られなかった。

次いで彼は電気の研究に向かい、1733年有名な「電気には2種類ある」というテーゼを提出した。これは帯電体の間に働く力、すなわち引力と斥力の間の関係を明らかにしようとする試みから生れてきたものである。当時、F. Hawksbeeが見いだした奇異な現象(帯電したガラス棒を軽い物体に近づけるといったん引付けられ、それから反発されるという現象)の説明に物理学者たちは腐心していたが、多くの解釈はニュートンのなもので、引力のみがあるとし、斥力があるように見えるのは、実はどこかほかの帯電物体が及ぼす引力のためであるとするものであった。初めはこの立場をとっていた Du Fay も、実験を進めるにつれ、金属片が最も敏感に帯電体に反応するという事実の観察をきっかけにして、「帯電体は非帯電体を引付け、相手が帯電するとこれを押し放す」のではないかという考察に達し、こうしてガラス棒で同時に帯電させた2つの金属片が互いに反発することを知って斥力の存在を確認した。次の段階は、ガラス棒の代りにユーバル・ゴムを用いたときの現象の観察であった。そしてそれは両者の金属片が互いに引力を及ぼすことで、彼に2種の電気が存在することを気づかせたのである。

彼はこれを法則化することが必要だとし、性急に力学的表象をつくることはあえてしなかった。既知の事実(そのなには彼がその後行った人体の帯電実験と放電の際のショック、スパークの観察などが含まれる)を整理し、まとめあげることがまず必要というのが、彼の生涯の研究方針だったのである。

その後の彼の研究は再び多彩なものとなっていった。幻

日現象(1735年)に始まり、流体力学、露、感覚植物、染料などの研究である。植物に関する研究は、彼が王立植物園の管理の仕事に携わったことと関連している。彼はこれを「ヨーロッパで最も美しい庭園」といわれるまでにし、Buffon伯爵に引きついで、40歳で天然痘により死亡。

デュフォー効果 [英 Dufour effect, 独 Dufour-Effekt, 仏 effet Dufour, 露 эффект Дюфора] \Rightarrow ソーレ効果

デュ・モンド図表 [英 Du Mond diagram, 独 Du Mond-Diagramm, 仏 diagramme de Du Mond, 露 диаграмма Дю Манда] 縦軸に波長, 横軸に角度をとり, 結晶による回折条件を描く図表。J. W. M. Du Mondによって考案された。複結晶 X線スペクトロメーターなどの X線光学系における, X線束の波長幅と発散角を考察するうえで便利である。回折条件は正弦曲線で表され, この正弦曲線に結晶に固有な反射幅だけ横幅をもたせる。複結晶スペクトロメーターで(+,+)配置の場合, 図1のように第

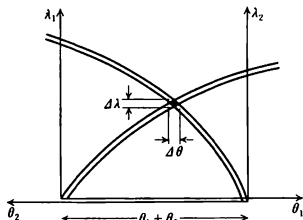


図 1

一結晶と第二結晶のブラッグ角を θ_1, θ_2 として, 横軸 θ_2 はその原点を横軸 θ_1 の原点から $\theta_1 + \theta_2$ だけずらしたうえ, 折り返して曲線を描く。両曲線の重なった部分の縦幅と横幅がそれぞれこの配置で得られる線束の波長幅 $\Delta\lambda$ と発散角 $\Delta\theta$ となる。第二結晶を回転することは, 図表上で第二結晶の曲線を左右に平行移動することに対応する。それによって重なった部分がずれ, X線のスペクトル分布を走査する。(+, -)配置の場合, 図2のように横軸 θ_2 は

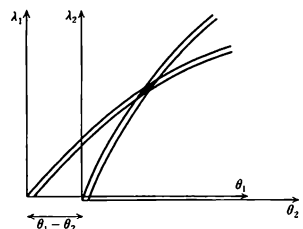


図 2

その原点を横軸 θ_1 の原点から $\theta_1 - \theta_2$ だけ右へずらして曲線を描く。特に第一結晶と第二結晶の回折面が等しいときには両曲線は同じになり, $\theta_1 = \theta_2$ では曲線全体が重なり合い, 広い波長範囲で回折が生ずる。三結晶の配置では, 第三結晶に対応する曲線をもさらに図表に加える。第三結晶を回転するのはやはり, その曲線を横方向に移動することであり, 第一結晶, 第二結晶の曲線の重なった部分を横切るときに第三結晶による回折が生ずる。

デュラン-カーナー法 [英 Durand-Kerner's method] \Rightarrow 代数方程式の数値解法

デュロン Dulong, Pierre Louis 1785.2.12—1838.7.19 フランスの化学者, 物理学者。ルーアン出身。エコール・ポリテクニクを病氣中退の後, 医業や C. L. Berthol-

letの研究助手を経て, 1811年にはエコール・ノルマルで, 1813年には獣医学校で教職につく。1820年からソルボンヌ大学化学教授, 平行してエコール・ポリテクニク物理学教授, 次いで学長を務めた。化学で業績をあげたのち, 1815年に数理物理学者 A. T. Petit との共同研究を始めた。まず, 温度目盛の批判的分析という熱測定の基本問題に取り組み, すでに1804~05年に J. L. Gay-Lussac が行っていた 0°C から 100°C までの水銀温度計と空気温度計との比較を, 彼らは 300°C までの範囲に広げ, 高温で両目盛のずれが増大することを見だし, また水銀の膨張率の絶対値を詳しく調べた。次いで彼らは, 真空中での冷却の法則, 原子熱一定の法則(デュロン-プティの法則)を発見する。Petitの死後, 単独で気体の比熱についての論文を提出(1829年), そのほか生体の熱, 燃烧熱, 触媒, 高温での水蒸気の性質などの研究にも関与した。アルキユ学会やアカデミー・デ・シアンズの会員になり, 1828年から1年間アカデミーの会長に就任。パリで没した。原子熱の論文は Annales de chimie et de physique, 10(1819年) 395-413 (Petitと共著)。

デュロン-プティの比熱 [英 Dulong-Petit's specific heat, 独 Dulong-Petitsche spezifische Wärme, 仏 chaleur spécifique de Dulong-Petit, 露 удельная теплоёмкость Дюлонга-Пти] \Rightarrow デュロン-プティの法則

デュロン-プティの法則 [英 Dulong-Petit's law, 独 Dulong-Petitsches Regel, 仏 loi de Dulong-Petit, 露 закон Дюлонга-Пти] P. L. Dulong と A. T. Petit が, 1819年に, 固体元素の原子熱に対して経験的に発見した法則で, 常温での原子熱が, 構成原子の種類によらず $3R$ (R は気体定数で, 約 $25 \text{ J} \cdot \text{deg}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ に等しい)になるというもの。この比熱をデュロン-プティの比熱ともいう。この法則はエネルギーの等分配則を仮定することによって, 統計力学的に簡単に導くことができるが, 限られた温度範囲でしか成り立たない。特に, 低温では量子効果のために, 原子熱の実験値は $3R$ より小さくなる。例外的には, 常温ですでにこの法則からはずれている固体元素も存在する(炭素, ホウ素など)。デュロン-プティの法則からのずれを説明するために, アインシュタインの比熱式およびデバイの比熱式が得られている(\Rightarrow 固体の比熱)。常温での固体元素の比熱を測定し, この法則を仮定すれば, その元素の原子量の概算値が得られる。

テラ [英 tera, 独 Tera, 仏 téra, 露 тера] 単位の名前に付ける接頭語のひとつで, 10^{12} 倍を意味する。1960年の国際度量衡総会の決議12によって, SI接頭語のひとつとして採用され, 記号Tで表すことが協約された。たとえば周波数のSI単位はヘルツ(単位記号はHz)であるが, その 10^{12} 倍をテラヘルツとよび, 記号THzで表す。この語は, 怪物を意味するギリシア語 τεραθ から選ばれたといわれる。

テラー Teller, Edward 1908.1.15— アメリカ(ハンガリー出身)の物理学者。ブダペストに生れた。1926年からドイツのカルスルー工科大学に学び, 1930年ライプツヒ大学で博士号を取得した。その後, ゲッチング大学助手, ロックフェラー奨学生, ロンドン大学講師を経て, 1935年から1941年まで, ジョージ・ワシントン大学の物理教授を務めた。その間 G. Gamow とともに β 崩壊に関する研究(\Rightarrow ガモフ-テラー型遷移)や J. Schwinger とともにオルソおよびパラ水素による中性子の

散乱の研究などで業績をあげた。1941年から、ロスアラモス科学研究所やアルゴンヌ国立研究所でのマンハッタン計画(原爆製造計画)に参加し指導的な役割を果たした。戦後、シカゴ大学に復帰し、原子核物理の研究を進め、Goldhaberと共同で原子核の巨大共鳴についての論文を発表した。1949年から2年間は、ロスアラモス科学研究所の副所長を務めている。1953年からカリフォルニア大学に移り、ローレンス・バークレー研究所の副所長、リバモア研究所の所長などを歴任した。その業績に対し、アインシュタイン賞、フェルミ賞などを受け、エール大学、ワシントン大学などから名誉博士号を贈られている。

テラオーム [英 teraohm, 独 Teraohm, 仏 téraohm, 露 тераом] 電気抵抗の単位であるオーム(単位記号は Ω)の、倍量単位のひとつ。 $10^{12}\Omega$ に等しい。記号は $T\Omega$ (\Rightarrow オーム)。

テラサイクル [英 teracycle, 独 Terahertz, 仏 téra-cycle] 周波数の単位であるテラサイクル毎秒の略称。記号Tcで表される。国際単位系(SI)のテラヘルツ(THz)に等しい(\Rightarrow テラサイクル毎秒, テラヘルツ)。

テラサイクル毎秒 [英 teracycle per second, 独 Terahertz, 仏 téra-cycle par seconde] 周波数の単位であるサイクル毎秒(単位記号はc/s)の、倍量単位のひとつ。 10^{12} c/sに等しい。記号はTc/s。国際単位系(SI)では、テラヘルツ(THz)という(\Rightarrow サイクル毎秒, ヘルツ)。

寺田寅彦 Terada, Torahiko 1878.11.28—1935.12.31 東京市麹町平河町に生れる。高知県立尋常中学校を経て、1896年 熊本の第五高等学校に入学、夏目漱石や、のちの東京帝国大学教授 田丸卓郎に学ぶ。1899年 東京帝国大学理科大物理学科に入学、1903年 実験物理学科を卒業して大学院に入る。翌年 同大講師。1908年 理学博士、翌年 同助教授。この年留学を命じられ、ベルリン大学、次いでグッテンゲン大学に学び、ヨーロッパ各国を巡遊し、1911年アメリカ経由で帰国した。1916年 東京帝国大学理科大教授。1921年 同大学航空研究所所員、1924年 理化学研究所研究員、1926年 東京帝国大学地震研究所所員となり、それぞれ研究室を主宰。さらに、1916年 震災予防調査会委員、1920年 学術研究会議会員、1925年 帝国学士院会員、1934年 日本学術振興会委員などを兼任。大学院時代、本多光太郎とともに「磁場の弾性係数変化」などの実験を行うと同時に、潮汐の副振動、熱海間欠泉などの野外調査で研究生活を始めた。1904—08年には、独自に尺八や太鼓などの音響学の実験的研究を試み、後に「寺田物理学」とよばれた異色の研究を発表した。存命中発表した科学論文は欧文209編、和文58編であるが、その半数は地震、測地、火山、気象など地球物理学に関連するものである。これらのうちには、本多光太郎とともに行った全国の潮汐副振動調査(1907年発表)や、当時一般には受け入れられていなかった大陸移動説に基づく地震前後の地殻変動の研究など、後に大きな影響を与えた研究も多い。また、農商務省水産講習所(1909年)や水産試験場(1929年)の研究嘱託となり、水産物理、農業物理など産業的研究を開拓した。本来の物理学の実験的研究では、1913年「X線の結晶透過」を発表し、W. L. Braggと同時期に結晶解折の先鞭をつけた。また、割れ目、渦巻、燃焼、爆発、金平糖の角など、ふつう物理学では取上げそうもない界面現象、不安定現象、統計現象などの物理学の解明に努め、多くの人々に強い影響を与えた。五高時代から夏目漱石を心

の師とし、漱石とその門下と深く交わり、俳諧の道に進んだ。また、吉村冬彦のペンネームで、科学者の眼から見た自然と人生について多数の優れた随筆を書き、その随筆集は今日でも多くの読者を引きつけている。1917年X線回折の研究で帝国学士院恩賜賞を受け、死後 正二位勲二等旭日重光章が贈られた。「寺田寅彦全集」文学編16巻、科学編6巻がある。

テラヘルツ [英 terahertz, 独 Terahertz, 仏 téra-hertz, 露 терагерц] 周波数の単位であるヘルツ(単位記号はHz)の、倍量単位のひとつ。 10^{12} Hzに等しい。記号はTHz(\Rightarrow ヘルツ)。

テララド [英 terarad, 独 Terarad, 仏 térarad, 露 терарад] 電離性放射線の吸収線量の単位であるラド(単位記号はradまたはrd)の、倍量単位のひとつ。 10^{12} ラドに等しい。記号はTradまたはTrd。国際単位系(SI)では、 10^{10} Gy(グレイ)すなわち10GGy(ギガグレイ)(\Rightarrow ラド, グレイ)。

テラー-リープ-サイモンの定理 [英 Teller-Lieb-Simon theorem, 独 Teller-Lieb-Simonsches Theorem, 仏 théorème de Teller-Lieb-Simon, 露 теорема Теллера-Либба-Симона] いろいろの原子核と電子からなり全体として電気的中性の系を、トーマス-フェルミ模型の方法で扱うと、この系は中性原子に分かれて互いに遠く離れたがる(そのほうがエネルギーが低くなる)という定理。つまり、トーマス-フェルミ模型では化学結合は起らないのである。全系が電気的中性でない場合は、各原子にエネルギーの和が最小になるように電子を分配するとき同じことがいえる。この定理はE. Tellerによって発見された(1962年)、E. H. LiebとB. Simonにより厳密に証明された(1977年)。物質の安定性の証明に利用される(\Rightarrow ダイソン-レナード-リープの定理)。

デランドル表 [英 Deslandres table, 独 Kantenschemata, 仏 tableau de Deslandres, 露 таблица Деландра]

二原子分子のひとつのバンド系に対し、縦の欄に上位電子状態の振動量子数 v' の値を、横の欄に下位電子状態の振動量子数 v'' の値をそれぞれ0, 1, 2, …の順に記入し、各行列要素に対応する位置に(v', v'')バンドの原点またはその頭の波数を記入した表。H. Deslandresがバンドの振動解析にこの表を用いたのことでこの名がつけられた。この表では、第1, 2, 第3, …行に $v'=0, 1, 2, …$ の v' プログレッションの値が横に並ぶ。また、表の対角線方向には $\Delta v=v'-v''=0$ のシーケンスが、それに平行な位置に $\Delta v=\pm 1, \pm 2, …$ のシーケンスが並ぶ。バンドの原点の波数が記入されている場合には、隣り合う2つの行(v' と $v'+1$ の v' プログレッションの各バンド)の間の波数の差はどれも実験精度の範囲内で一定で、 $v'+1$ と v' の振動単位の間隔 $\Delta G_{v'+1, v'}$ を与える。同様に、隣り合う2つの列の間の波数差はすべて一定で、 $v'+1$ と v'' の振動単位の間隔 $\Delta G_{v'+1, v''}$ を与える。バンドの頭の波数が用いられている場合には、上記の差は幾分ばらつくが、ほぼ一定の値になる。したがって、作製した表が正しいかどうか、すなわち各バンドに対して正しく v', v'' の値を帰属したかどうかは、上記の差が一定になるかどうかで見分けられるので、デランドル表はバンド系の振動解析を行ううえで有用である。しかし、この方法では、 v', v'' の帰属に一定値のずれが生じる危険性は避けられない。確実に振動量子数を帰属するには、同位体偏移の測定を行うことが必要である。

デリンジャー Dellinger, John Howard 1886.7.3—1962.12.28 アメリカの物理学者、通信工学者。オハイオ州クリーブランドの生れ。ジョージ・ワシントン大学、次いでプリンストン大学で学び、学位を取得。1907年からアメリカ国立標準局(NBS)に勤務し、1919～46年には、同ラジオ部門部長を務めた。その間、連邦のラジオ委員会の主任技師(1928～29年)、商務省の航空調査部のラジオ班班長(1926～34年)、国際電波科学連合(URSI)の副会長(1934年)を兼ねた。中央電波伝播研究所(Central Radio Propagation Laboratory)所長(1946～48年)に就任の後引退。無線通信とその応用について広く研究し、電離層、宇宙線、観測用ラジオゾンデなどの分野でも貢献した。最も重要なのは、短波の電波に関するいわゆるデリンジャー現象の研究、特にその周期についての見解発表(1935年)である。電波計測の方面にも寄与した。[主著] *The Principle Underlying Radio Communication*, 1918。

デリンジャー現象 [英 Dellinger effect, 独 Dellinger-Effekt, 仏 effet Dellinger, 露 эффект Деллинджера] 太陽活動がさかになるとと昼半球の短波帯通信回線に、継続時間数分から数十分の突発的な障害、電波消失が起ることがある。この現象は1930年E. H. Mögelによって発見され、J. H. Dellingerによって太陽活動度との関連性が指摘されたのでデリンジャー現象といわれることが多い。原因は太陽フレアからのX線($\lambda < 1\text{nm}$)にあり、60～100 kmの高さの領域に異常電離が起り、そこを通過する電波の吸収が増加することによる。この異常電離に際して、短波帯電波消失ばかりでなく、電離の増加による電離層の電気伝導率の増加に伴う長波帯空間電の電場強度の増大、超長波帯標準電波の位相変化、宇宙電波雑音の吸収増加など一連の現象が観測される。これらを総称してSID (sudden ionospheric disturbance) とよぶ。

$\Delta I = 1/2$ 規則 [英 $\Delta I = 1/2$ rule, 仏 règle $\Delta I = 1/2$, 露 правило $\Delta I = 1/2$] \Rightarrow 非レプトンの崩壊

ΔE 効果 [英 ΔE effect, 独 ΔE -Effekt, 仏 effet ΔE , 露 ΔE -эффект] 強磁性体の弾性率が自発磁化の存在のために低下する現象。強磁性体に磁気ひずみがあると、張力が加わった場合、通常の弾性変形に加えて張力による自発磁化の回転または90°磁壁の移動による磁気ひずみが増加し余分に伸びるため、ヤング率 E は ΔE だけ変化する。これを ΔE 効果という。 ΔE の符号は負で、その大きさは磁歪定数の大きさに比例する。Ni の場合には $\Delta E/E$ の大きさは15%にもなる。このように強磁性体の弾性変形は、自発磁化の向きの変化のため渦電流などの損失を伴うので、振動の吸収材としても役立つ。

δ 関数 [英 δ -function, 独 δ -Funktion, 仏 fonction δ , 露 δ -функция] P. A. M. Dirac が量子力学の定式化のために導入した超関数。彼はクロネッカーの δ 記号を連続変数に拡張して

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1, \quad \delta(x) = 0 \quad (x \neq 0)$$

という性質をもつ量 $\delta(x)$ を導入し、これを δ 関数と称した。数学的に厳密な意味ではこのような関数は存在しない。しかし、直観的に理解しやすい

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) \delta(x-y) dx = f(y)$$

などの便利な性質をもつので、量子力学だけではなく、物理数学のいろいろな領域で利用されるようになった。関数

の概念を拡張して「一般化関数」すなわち超関数を導入することにより、 δ 関数は数学的に厳密に基礎づけられる。たとえば、シュワルツの超関数論では、関数 $f(x)$ を数 $f(0)$ に対応させる線形汎関数が $\delta(x)$ である。また、G. Temple による定式化では、関数列の極限として

$$\delta(x) = \lim_{n \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{n}{\pi}} e^{-nx^2}, \quad \delta(x) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{\sin nx}{\pi x}$$

のように表される。さらに、佐藤の超関数論では、正則関数 $1/z$ の x 軸への境界値として

$$\delta(x) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{-1}{2\pi i} \left(\frac{1}{x+i\epsilon} - \frac{1}{x-i\epsilon} \right)$$

で定義される。

$\delta(x) = \delta(-x)$, $x\delta(x) = 0$, $x\delta'(x) = -\delta(x)$, …などの等式や、 $\delta(x)$ のフーリエ変換が1であることなども、超関数論によって疑義なく示されるのである。

δ 関数式規格化 [英 δ -function normalization, 仏 normalisation de fonction δ , 露 нормировка с помощью δ -функции] \Rightarrow 規格化

δ 軌道(関数) [英 δ orbital, 独 δ -Orbital, 仏 orbitale δ , 露 δ -орбиталь] 二原子分子または直線分子において、結合軸の方向の角運動量の成分が $2\hbar$ または $-2\hbar$ をもつ軌道をそれぞれ δ_+ 、 δ_- 軌道といい、まとめて δ 軌道とよぶ。両者は縮退している。分子軸を z 軸とすると各原子の d_{xz} 軌道の線形結合および $d_{x^2-y^2}$ 軌道の線形結合を組合せて δ_+ 、 δ_- 軌道をつくることができる。原子間距離を1.74 Å、2つの d_{xz} 軌道の有効核電荷をいずれも6.25(鉄の場合)ととれば、重なり積分の値は0.07程度であり、かなり小さい。したがって δ 軌道は化学結合に対してそれほど重要ではない。

Δ 共鳴 [英 Δ -resonance, 仏 résonance Δ , 露 Δ -резонанс] = (3,3)共鳴

デルタ結線 [英 Δ connection, 独 Δ Schaltung, 仏 montage en Δ , 露 соединение треугольником] 多相交流回路において発電機の各相の接続あるいは電源の各相に負荷を接続するときに用いられる結線法のひとつで、星形結線とともに広く用いられている。デルタ結線は三相交流の場合は三角結線、多相交流の場合は環状結線ともいわれ、たとえば、変圧器の各コイルの始端と終端を順番に直列に接続する結線法である。図1は n 相の場合の結線の例であり、図2は広く普及している商用三相交流の場合の例である。

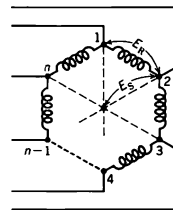


図1

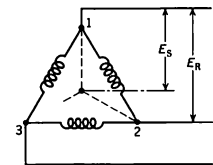


図2

振幅が互いに等しく、また互いに $2\pi/n$ ずつ位相差をもつ n 相対称交流では、線路電圧(環状電圧) E_R と星形結線の相電圧 E_S との大きさ位相関係は次式で与えられる。

$$E_R = 2E_S \sin\left(\frac{\pi}{n}\right)$$

E_R が E_S より進む角度は $(\pi/2)(1-2/n)$ である。三相対称

交流では E_R は E_S の $\sqrt{3}$ 倍となり, E_R が E_S より進む角度は 30° である。

ΔG 曲線 [英 ΔG curve, 仏 *courbe ΔG* , 露 *кривая ΔG*] 分子のひとつの電子状態に属し, 振動量子数が $(v+1)$ と v の, すなわち振動量子数が 1 だけ異なる 2 つの振動準位の項値 $G(v+1)$ と $G(v)$ の差 $\Delta G_{v+1/2}$ を v の関数としてグラフに描いたものをいう。高次の項を省略すれば

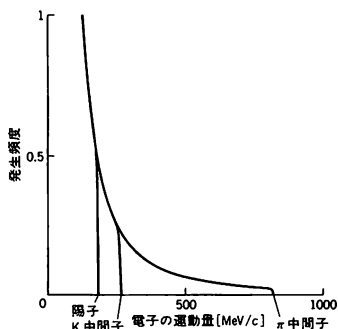
$$\Delta G_{v+1/2} = G(v+1) - G(v) = \omega_e - 2\omega_e x_e v - 2\omega_e x_e v^2$$

で表せる。ここに ω_e , $\omega_e x_e$ はその分子の特定の電子状態に固有の振動定数である。また ΔG の右下の添字は古典的な振動数の考え方ではなく, 零点振動を考慮に入れた量子力学的な振動準位の差であることを示す習慣的なもので, ΔG 曲線を描くときには $(v+(1/2), \Delta G_{v+1/2})$ をプロットする。上式のように, ΔG 曲線は粗い近似では v に関して直線的であるが, v の値が大きくなると v の三乗の項が効いてきて, 直線からずれてくる。実験的に求めた $\Delta G_{v+1/2}$ の値を用いて ΔG 曲線を描いてみることで, 振動解析が正しく行われたかどうかの検証として使えること, また振動振動が起きているかどうかの判定ができること, 外挿した ΔG 曲線が零点をよぎる v の値からその電子状態に属する最高振動準位の振動量子数の近似値を, ΔG 曲線と座標軸で囲まれた部分の面積からその電子状態の解離エネルギーの上限の値を知ることができることなど, ΔG 曲線は振動解析を行う上で重要なものである。

Δ 状態 [英 Δ state, 独 Δ -Zustand, 仏 *état Δ* , 露 Δ -состояние] 直線分子においては電子の全軌道角運動量の分子軸方向の成分 L_z は保存される。 L_z の大きさを $\Delta \hbar$ ($\hbar = h/2\pi$, h はプランク定数) とすると, Δ と $-\Delta$ の状態は縮退している。 $\Delta = \pm 2$ である電子状態を Δ 状態という。分子軸を含む面に関する鏡映によって, $\Delta = 2$ の状態と $\Delta = -2$ の状態は互に移り変わる。これら両状態関数の線形結合で, 上記の鏡映によってその符号を変えない状態と変える状態をつくることができるが, それらの状態も分子の回転の影響 (Δ 型二重項として知られている現象) を考えない限り, 同じエネルギー固有値に属する縮退した状態なので, それらを特に Δ^+ あるいは Δ^- 状態として区別するようなことはしない。特に反転対称性をもつ直線分子の Δ 状態には, 反転操作によって, その波動関数が符号を変えない偶状態と変える奇状態がある。前者を Δ_g , 後者を Δ_u とよぶ。なお, ほとんどの直線分子の基底状態は Σ 状態であって, Δ 状態は励起状態で実現する ($\Rightarrow \Delta$ 型二重項)。

δ 線 [英 δ ray, 独 δ -Strahl, 仏 *rayon δ* , 露 δ -луч] 荷電粒子が物質中を通過するとき, その物質中が電離作用を起す。この電離作用の主な結果として電子がはね飛ばされる。このような電子のうちで, それ自身が電離作用を起すに足るほどの十分なエネルギーをもつ反跳電子が δ 線とよばれるものである。このような δ 線は素粒子の検出器の中で種々の悪影響を及ぼす。たとえばワイヤーチェンバーの中で本来の粒子が通った経路からはずれた所にシグナルを与え, チェレンコフ・カウンタの中では δ 線のために期待に反するシグナルを与えたりすることがある。反面, 泡箱実験では, δ 線の最大エネルギーが粒子の質量によって大きく変わる事実を利用して, 泡箱に入射する粒子の純度を測定するために使われたりする。

図は $4\text{GeV}/c$ の陽子, K 中間子, π 中間子が液体水素中で発生する δ 線のエネルギー分布を示すものである。入



射粒子の種類によって δ 線のもつ最大エネルギーが大きく変わるのがよくわかる。

デルタ・星形変換 [英 Δ -star transformation] 直流および交流回路網において, 図 1 のデルタ (Δ) 結線と等

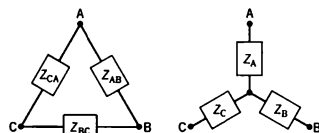


図 1

図 2

価な図 2 の星 (Y) 形結線の各アーム抵抗 R またはインピーダンス Z の値は相互に置換できる。

$\Delta \rightarrow Y$ の場合

$Y \rightarrow \Delta$ の場合

$$Z_A = \frac{Z_{AB} \cdot Z_{CA}}{Z_{AB} + Z_{BC} + Z_{CA}}$$

$$Y_{AB} = \frac{Y_A \cdot Y_B}{Y_A + Y_B + Y_C}$$

$$Z_B = \frac{Z_{BC} \cdot Z_{AB}}{Z_{AB} + Z_{BC} + Z_{CA}}$$

$$Y_{BC} = \frac{Y_B \cdot Y_C}{Y_A + Y_B + Y_C}$$

$$Z_C = \frac{Z_{CA} \cdot Z_{BC}}{Z_{AB} + Z_{BC} + Z_{CA}}$$

$$Y_{CA} = \frac{Y_C \cdot Y_A}{Y_A + Y_B + Y_C}$$

ここで, $Y_{AB} = 1/Z_{AB}$, $Y_{BC} = 1/Z_{BC}$, $Y_{CA} = 1/Z_{CA}$, $Y_A = 1/Z_A$, $Y_B = 1/Z_B$, $Y_C = 1/Z_C$ である。

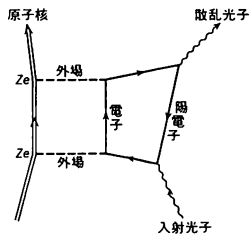
Δ 粒子 [英 Δ -particle, 独 Δ -Teilchen, 仏 *particule Δ* , 露 Δ -частица] \Rightarrow (3,3) 共鳴

テールバンド [英 *tail band*, 独 *Schwanzbande*, 仏 *bande de queue*, 露 *хвостовая полоса*] 分子のバンドスペクトルのひとつのシーケンスを構成する各バンド間の間隔が短(または長)波長側へいくにつれてしだいに狭くなり, ついには逆方向へ折返して並ぶようになることがある。この逆方向へ並んでいるバンドをテールバンドという。1 つのバンド系を形成する遷移に関する上位および下位の電子状態の振動準位の間隔 $\Delta G'$ および $\Delta G''$ とが比較的似た値をもつが, 振動量子数 v に対する依存性が異なるために関係する 2 つの電子状態の ΔG 曲線が交差し, 交差点の前で $\Delta G'$ と $\Delta G''$ の大きさが逆転する場合にテールバンドが現れる。その理由は, シーケンスが $\Delta v = v' - v'' = \text{一定}$ のバンドの系列であることを考慮すれば当然のことで, $\Delta G'$ と $\Delta G''$ とが大きく異なっているか, あるいは $\Delta G'$ と $\Delta G''$ とが近い値であっても, ΔG 曲線が交差しなない場合には, テールバンドは現れない。また, シーケンスのバンドの強度が弱く, 先の方までバンドが現れない場合には, たとえ条件が満たされていてもテールバンドは観測できない。そのため, テールバンドが見られる例はそれほど多くはない。テールバンドは, シーケンスの初めの

方のバンドのシェードと逆向きのシェードを示すという特徴をもっている。これは、シェードの向きが遷移の上位状態の回転定数 B_u' と下位の B_l' の値の大小関係で定まり、かつ、 B_u' の値が振動準位の間隔 ΔG にほぼ比例するということによるもので、 $\Delta G'$ と $\Delta G''$ とが等しくなるの値のあたりで、 B_u' と B_l' とがまた等しくなり、バンドの並び方とシェードの向きとがほぼ同時に逆転する。

デルブリュック Delbrück, Max 1906.9.4—1981.3.9 ドイツ、アメリカの分子生物学者。ベルリンに生れ、チュービンゲン大学、ベルリン大学、ボン大学、ゲッティンゲン大学で化学結合に関する量子論、原子核物理学を専攻し、1930年ゲッティンゲン大学で博士号を取得した。1932年カイザー・ウィルヘルム研究所に入り、このころから遺伝学に対する興味をもち始め、1937年カリフォルニア工科大学に移ると同時に、本格的にバクテリオファージの遺伝学的研究を始めた。1938年にファージの一段階増殖実験法を確立し、1940年には、S. E. Luriaらとともにファージ研究グループをつくり、大腸菌とT系ファージを用いた遺伝学的実験系を確立して、現在の分子生物学の基礎を築いた。1940年から1947年までバンダービルト大学で物理学の教鞭をとり、1947年にカリフォルニア工科大学の生物学教授となった。1969年分子生物学上の業績によって、LuriaおよびA. D. Hersheyとともにノーベル医学・生理学賞を受けた。

デルブリュック散乱 [英 Delbrück scattering, 独 Delbrücksche Streuung, 仏 diffusion de Delbrück, 露 рассеяние Дельбрюка] 光子が外電場で散乱されることをいう。1933年にM. Delbrückが理論的にこの現象が起ることを示した。この効果は非常に小さいのでPbのような原子核の生ずる強い電場のあるときにみ観察が可能である。これは図で示すように原子核によるコンプトン散乱の



放射補正項のひとつである。すなわち入射光が電子・陽電子対になり、これが電場で2回散乱して再び対消滅を行い散乱光子となる。この際1回の散乱はファリーの定理で禁止される。実際の散乱はトムソン散乱とデルブリュック散乱およびレイリー散乱の干渉などを含むので、正確にその大きさを実験的に求めるのは難しいが、存在については確かめられている。

TE レーザー [英 TE laser, 仏 laser TE, 露 лазер с поперечной схемой накачки] 気体レーザーの一種で、レーザー光軸に対し直角方向に放電励起を行う方法をいい、英語の transversely excited の頭文字をとってTEレーザーという。レーザー光軸方向に放電を行う縦方向励起と比べ、この横方向励起は、高出力を得るための高気圧レーザーに適している。横方向励起の大気圧レーザーをTEA (transversely excited atmospheric pressure) レーザーといい、パルス放電炭酸ガスレーザーで初めて実現された。

TE レーザーの例としては、パルスおよび連続発振高出力炭酸ガスレーザー、遠赤外レーザー(HCN など)、紫外レーザー(N₂, エキシマー, H₂ など)、あるいは小型の導波路型レーザー(炭酸ガス, N₂ など)などがある。高い圧力で動作させる場合、放電がアーク状態にならないように、紫外光、X線、電子線などでレーザー気体を予備電離し、かつ一様な電場分布が得られるように電極形状を最適化するなどの配慮が必要である。

点 [英 point, 独 Strich, 仏 rumb, 露 пункт] 角度の単位。円周を32等分した弧の、点の中心に対する角度。360°/32すなわち11°15'に等しい。単位記号はpt。航海用の羅針盤で方位を表すために用いられた。国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい単位である。角度のSI単位であるラジアン(単位記号はrad)との関係は1pt=(2π/32)rad=0.1963…rad(⇔角度の単位)。

電圧 = 電位差

電圧安定装置 [英 voltage regulator, 独 Spannungsregler, 仏 régulateur de tension, 露 стабилизатор напряжения] 交流あるいは直流の電圧を一定に保って負荷に供給する装置の総称。その種類は電圧安定方式・用途によって多岐にわたる。交流電圧安定化装置としては、電動発電機(モータージェネレーター)、定電圧変圧器、鉄共振変圧器、可飽和リアクトル、サイリスターインバーターによる定電圧安定化電源、電子回路(発振器を使う小容量電源)などの方式がある。直流電圧安定装置としては、平滑回路(リップル成分、速い変動を除く)、シリーズレギュレーター、スイッチングレギュレーターなどがある。

交流安定化電源は交流送電線の電圧が不安定な場所や、安定した交流を必要とする装置があるときに使われる。また直流安定化電源の前に入れることもある。一般の電子機器は直流を使うので直流安定化電源を多く用いる。

電圧計 [英 voltmeter, 独 Voltmeter, 仏 voltmètre, 露 вольтметр] 電圧を測る測定器で直流用と交流用がある。測定値を指針のふれで表示するアナログ式の指示電気計器と、数字を直接表示するデジタル式の2種がある。アナログ式は、指針を駆動するための力学的機構を備えており、その方式によって分類される。直流用の可動コイル型と交流用の可動鉄片型、電流力計型、整流型、熱電型、静電型がある。静電型はエネルギーを消費せずに静電引力による力によって直接電圧検出をするもので直流および交流の高電圧測定に使われる。他のものは電流計に倍率器とよばれる抵抗を直列に入れて回路に接続して電圧値を電流値におきかえて測定する。その他に力インピーダンスの大きい電子回路を初段に使い、その出力をアナログ計器で表示するものとして高周波測定に適した真空管電圧計、直流電位を測定するための真空管電位計がある。デジタル式の電圧計にはアナログ・デジタル変換に多くの方式があるが、いずれも電子回路のみで力学的検出は使われない。デジタル式はアナログ式と比べると精度が高いものが得られ、読みとりの操作が楽であり個人差がない。アナログ式は簡便で廉価である。いずれの方式でも、電圧測定の際には回路の内部抵抗に比べ電圧計の内部抵抗が十分大きいことを確かめてはじめて正しい測定ができる。高い電圧の測定には、電圧を分圧器で分割して小さい値にし、通常の電圧計で測定する。

電圧源 [英 voltage source, 独 Spannungsquelle, 仏 source de tension, 露 источник напряжения] 内部抵抗

が0で、その端子に接続する負荷の抵抗の大小に関係なく一定の電圧を発生する源を仮想的に考え、これを電圧源という。起電力が0のときは、端子間が短絡されていることを意味する。実際の電源としての電池などは、必ず内部抵抗が存在する。このような電源の等価回路は図1のよう

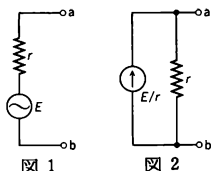


図1

図2

に、電圧源 E と内部抵抗 r との直列回路で表される。回路計算に際しては、電流や電圧の発生源を電圧源として扱うか、電流源として扱うかは任意であり、回路解析が容易な方を用いればよい。たとえば、図1の回路は図2のように、 E/r の電流源と抵抗 r の並列回路として表される。

電圧降下 [英 voltage drop, 独 Spannungsabfall, 仏 chute de tension, 露 падение напряжения] 図1のように、 $R[\Omega]$ の抵抗に直流電流 $I[A]$ が流れていると、 $V_b = V_a - IR$ である。すなわち、 b 点は a 点より電圧が IR [V] 低下している。この電圧の差を抵抗 R による電圧降下あるいは抵抗降下という。交流の場合は図2のように四

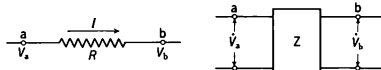


図1

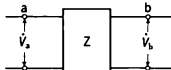


図2

端子網で考え、電圧振幅 $|\dot{V}_a|, |\dot{V}_b|$ のうち、大なる点から小なる点へ、インピーダンス Z による電圧降下があると、この場合の電圧降下をインピーダンス降下という。直流の場合もこの定義に包含できる。

電圧増幅 [英 voltage amplification, 独 Spannungsverstärkung, 仏 amplification en tension, 露 усиление напряжения] 増幅器には電圧を増幅するものと、電流を増幅するものがあるが、普通増幅というときは電圧増幅を意味することが多い。線形増幅器すなわち出力信号電圧 V_{out} が入力信号電圧 V_{in} に比例するような一般の増幅器では $V_{out} = AV_{in}$ となり、比例係数 A を電圧増幅度または単に増幅度という。 A の大きさを表すのに A の対数をとって、デシベル(dB)で表す場合が多い。(dB) = $20 \log_{10} A$ 。一般の増幅器は電圧増幅器であり、理想的な電圧増幅器は入力インピーダンスが無限大で出力インピーダンスは0である。この場合には完全な電圧増幅が行われ、信号源および出力負荷インピーダンスがいかなる値であっても増幅度 A は変わらない。

電圧標準回路 [英 voltage standard circuit, 独 Normalspannungsschaltung, 仏 circuit de tension standard, 露 цепь опорного напряжения] 定電圧電源や各種の制御装置などで必要な基準の直流電圧を発生する回路。逆方向電圧をかけたときのなだれ特性における定電圧現象を利用したゼナー・ダイオードが使われる。5~30V くらいが得られる。よく調整された化学電池を用いる基準電圧より安定度は劣るが取扱いははるかに便利である。ゼナー電圧はなだれ電流の大ききで少し変わるので、安定度をよくするためにはゼナー電流を一定にする必要がある。温度の変化に対する安定を得るためには温度補償型のものがよ

い。これはシリコンダイオードを極性を逆にして直列につなぎ、その順方向電圧の負の温度係数とゼナー電圧の正の温度係数を相殺するものである。標準電圧発生器のように特によい基準電圧が入用なときは、ゼナー・ダイオードを恒温槽に入れて一定温度に保てばよい。

転移 [英 transition, 独 Umwandlung, 露 переход] = 相転移

転位 [英 dislocation, 独 Versetzung, 露 дислокация] 結晶のすべり面上で、すでにすべった領域とまだすべらない領域の境界にある線状の格子欠陥を転位という。また転位が線状の欠陥であることを強調するときには転位線という。図1aはすべり方向が転位線に垂直な場合

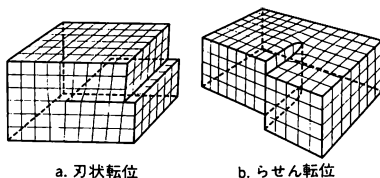


図1

である。この原子配列は、原子面を1枚刃物のように結晶に押込んだときの刃先の状態と同じなので、刃状転位という。図1bはすべり方向が転位線に平行な場合で、転位と交わる原子面にそって転位のまわりをひとまわりすると隣の原子面に移っており、すべての原子面がらせん階段状につながっている。それでこれをらせん転位という。転位は、もともと、結晶の塑性変形に必要な応力の測定値が、理想結晶を用いて計算された値に比べて非常に低いことを説明するために導入された概念であったが、現在では透過型電子顕微鏡などによって、その位置、形状、運動過程を直接に観察することもできる。

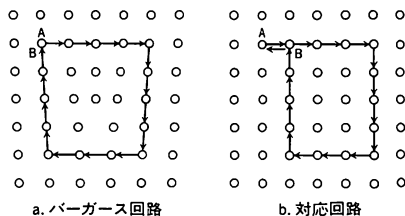


図2

転位の最も一般的な定義は次のとおりである。図2で実在結晶aから熱振動、弾性変形などを除いた理想結晶bを考える。実在結晶の原子と理想結晶の原子と1対1に対応させる実在結晶の領域をよい結晶、よい結晶だけを通る閉曲線をバーガース回路という。理想結晶中の対応する回路が閉じないとき、この回路は転位を囲むという。対応回路を閉じさせる付加ベクトルBAを転位のバーガース・ベクトルといい、転位の性質を示す最も重要な量である。この定義では転位線の向きを指定し、その方向にみてバーガース回路を時計の針の回転方向にとる。バーガース・ベクトルが格子ベクトルのひとつと一致するものを完全転位、そうでないものを部分転位という。

転位は結晶中で終ることができず、ループをつくるか、表面に抜けるか、枝分れする。枝分れの点を節という。転位の向きをすべてその節に流れ込むか、または流れ出すようにとれば、これらの転位のバーガース・ベクトルの総和

は0となる。多くの場合、3本の転位が1点に交わって節をつくり、その組合せで転位網がつくられる。

転位線とバーガース・ベクトルを含む面をすべり面といい、転位がこの面上を動くときすべりが起る。この面から外れて動くと原子数の保存が成立しなくなり、原子空孔、格子間原子の発生または吸収が必要になる。この運動の本質的な部分はすべり面に垂直な運動なので、上昇運動という。らせん転位はどの面を動いても、すべり運動である。すべり面に沿うすべり方向へのせん断応力 τ が加えられるとき、転位には転位線の方に無関係に τb の力が働く。ここにはバーガース・ベクトルの大きさである。

転位はまわりにひずみ場を伴うが、転位線を中心として半径数原子距離の芯の部分を除くと、転位のまわりのひずみ場は弾性論で取扱うことができる。転位間の相互作用、転位と内部ひずみとの相互作用などは転位のまわりの応力場によるもので、定量的に議論されている。転位の自己エネルギーの大部分は転位のまわりのひずみエネルギーである。転位のエンタロピーはほとんど無視できるので、転位の自由エネルギーは正の大きな値をもち、熱力学的に安定な欠陥として結晶中に存在できない。実際の結晶中に存在する転位は、外力や熱応力などによって導入され、消失速度が遅いので取残されたものである。転位はほぼその長さに比例した自由エネルギーをもつために、近似的に単位長さ当たり $\mu b^2/2$ 程度の張力をもつ「ひも」とみなすことができる。ここで μ は剛性率である。

パイエルス力の大きな結晶中の転位は、パイエルス・ポテンシャルの谷に沿ってまっすぐに伸びようとするが、図3aのように途中で折れ曲ってその先は隣の谷に移ってい

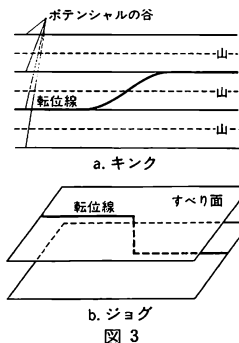


図 3

る場合がある。この遷移部分をキンクという。また図3bのように転位が1つのすべり面から隣接するすべり面に移っている遷移部分をジョグという。刃状転位のジョグは原子空孔を吸収したり発生させたりして移動する。らせん転位上のジョグは1原子長さの刃状転位であり、転位と一緒に動くときには、原子空孔を発生または吸収しなければならない。転位芯では、原子空孔の生成および移動エネルギーが完全結晶中の0.4~0.7程度であり、原子空孔を媒介とする拡散は完全結晶中より著しく速い。この転位芯に沿う速い拡散をパイブ拡散という。

電位 [英 electric potential, 独 elektrisches Potential, 仏 potentiel électrique, 露 электрический потенциал] 時間的に変動することのない静電場は、電荷分布を与えることによって定められる。このとき空間内のある点 r の電位は、基準点(通常は無限遠点をとる)から単位点電荷を考

えている点までゆっくりと運ぶときに電場になす仕事と定義する。静電場 E は、渦なし場であるために電位 $\phi(r)$ は、場所の一価関数となる。電荷密度を $\rho(r)$ とすると、電位 $\phi(r)$ は

$$\phi(r) = - \int_C E(r') \cdot dr' = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(r')}{|r-r'|} dV'$$

と表される。ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率、 C は無限遠点と位置 r を結ぶ任意の経路、 dV' は体積要素で、体積積分は全空間にわたって行い、電場 E は、電位 ϕ を用いて、 $E = -\text{grad } \phi$ と表されるので、ガウスの法則により電位 ϕ はポアソン方程式

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

を満たす。

転移 RNA [英 transfer RNA, 独 Transfer-RNS, 仏 ARN de transfert, 露 транспортная РНК] \leftrightarrow RNA

転移温度 [英 transition temperature, 独 Übergangstemperatur, 仏 température de transition, 露 переходная температура] 一般に相転移の起る温度を転移温度という。融解の起る温度、圧力を決めたときの沸点の温度、強磁性と常磁性の間のキュリー温度、反強磁性と常磁性の間のネール温度、臨界磁場以下の外部磁場中の超伝導転移の温度、強誘電相の出現する上限の温度、生体高分子などに見られるリックスコイル転移の温度、いろいろな結晶に見られる構造相転移の起る温度などはみな転移温度ともよばれている。

電位計 [英 electrometer, 独 Elektrometer, 仏 électromètre, 露 электрометр] 静電気の実験に用いられる直流電位の測定器。実際には基準電位との電位差、すなわち電圧を測定するものであるが、いわゆる電圧計とよばれるものと大きく違う点は、測定対象からほとんど電流をとらずに測定できるように工夫されていることである。主として1V以下の内部インピーダンスの高い電圧源の測定に使われる。感度を高くして帯電した物体の電荷の測定にも使えるので、放射線計測や生体計測によく使われる。元来は、異なる2つの電位にある導体間に働く静電引力を測定する型式のものがよく用いられた。これは静電力を重力や糸のねじれの力などと釣り合せて電位差を求めるもので、絶対電位計や象限電位計がその例である。箔検電器も箔の動きを定量的に測定できれば電位計として使える。現在では電子式の電位計が取扱いの容易さからよく用いられる。これは非常に高入力抵抗($\geq 10^{15} \Omega$)の電圧増幅器を用いるもので、やはり測定対象からとる電流は非常に小さい。電子管回路では、グリッド電流の非常に小さい構造の電子管が使われる。半導体回路では高入力抵抗の電界効果トランジスタが使われる。交流増幅器を使用して感度や精度を向上させたものに振動容量電位計がある。

電位係数 [英 coefficient of potential, 独 Potentialkoeffizient, 仏 coefficient de potentiel, 露 потенциальный коэффициент] 複数個の絶縁された導体がある位置に固定されているとき、各導体の電位はそれ自身および他の導体の電荷の一次式で表され、その比例係数が電位係数とよばれる。電位係数は導体の電位や電荷には無関係で、導体の形と配列だけで決る。いま n 個の導体がそれぞれ $Q_1, Q_2, Q_3, \dots, Q_n$ の電荷をもっているとすれば、各導体の電位は重ね合せの原理によって次のように表される。

$$V_i = \sum_{k=1}^n p_{ik} Q_k \quad (i=1, 2, \dots, n) \quad (1)$$

ここで p_{ik} は電位係数であり、導体 k にのみ単位電荷を与え、他の導体の電荷を 0 としたときの、導体 i の電位である。電位係数は次のような性質をもっている。

$$p_{ii} \geq p_{ik} = p_{ki} \geq 0, \quad p_{ii} > 0$$

また電位係数の行列は容量係数行列の逆行列で表される(⇒容量係数)。電位係数がわかれば、導体の電荷と電位との関係は式(1)によって簡単に求められるが、導体の形が特別に簡単でないかぎり、この係数を計算で求めることはむずかしい。しかし導体の Q, V は測定可能であるから、測定によって電位係数を求めることができる。電位係数の単位は V (ボルト) / C (クーロン)、すなわち 1/F (ファラド) である。

電位差 [英 potential difference, 独 Potentialdifferenz, 仏 différence de potentiel, 露 разность потенциалов] 静電場内の 2 点 P_1 と P_2 の電位差 V は、電荷を P_1 から P_2 に運ぶのに要する単位電荷あたりの仕事である。したがって、 E を電場、 ϕ を電位とすると

$$V = - \int_C E \cdot dr = \phi(P_2) - \phi(P_1)$$

となる。ここで C は P_1 から P_2 への任意の経路である。導線内の 2 点間の電位差や電池の電極間の電位差は、電圧ともよばれる。電位差の SI 単位はボルトで、記号は V である。

電位差計 [英 potentiometer, 独 Potentiometer, 仏 potentiomètre, 露 потенциометр] 既知の電位差との比較によって未知の起電力を測定する装置で、精密な測定にはよく用いられる。直流用と交流用があるが、装置の主要部は正確に値のわかった抵抗器である。電位差比較の過程で必ず検流計が一緒に使用される。直流電位差測定の実理を図 1 に示す。まず図 1a のように電源 E から精密抵抗 R

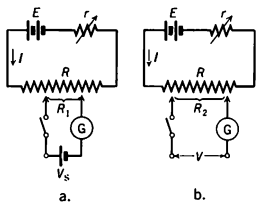


図 1

に電流 I を流す。そのとき R の途中にある 2 つの端子間での電圧降下が標準電池の電圧 V_s と等しくなるように端子の位置を調整する。この平衡が成り立つことは検流計 G で確認し、端子間抵抗値 R_1 を読みとる。次に図 1b のように精密抵抗には同じ電流 I を流しながら標準電池の代りに未知の直流電圧 V をつなぎ、図 1a と同じように電圧平衡が成り立つ端子間抵抗値 R_2 を求める。 R_1 と R_2 がわかれば未知電圧は $V = V_s(R_2/R_1)$ で与えられる。交流用の電位差計は単に交流起電力の振幅だけでなく、標準交流電流との位相差を測定しなければならない。図 2 に極座標式電位差計による測定の実理を示す。まず図 2a のように標準電池 V_s および直流電源 E を使って直流検流計 G により平衡をとる。その際、電流計 A で電流値を読む。この電流計は交流直流比較のできる電流計型のものである。次に図 2b のように直流電源 E を交流電源 E' に置換えて電流計 A の指示が図 2a での値と同じになるように

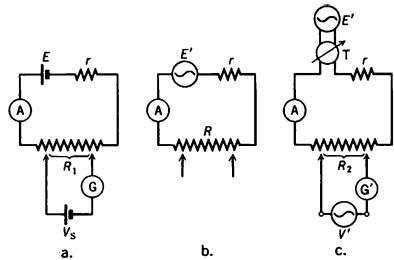


図 2

E' を調整する。最後に図 2c に示すように標準電池の代りに未知の交流起電力 V' をつなぎ電位差計の平衡をとる。このためには交流電源出力は移相変圧器 T によって位相を調整して電位差計に加える。また検流計 G' には交流用のもの(振動検流計あるいは電流計型)が必要である。

電位差滴定 [英 potentiometric titration, 独 potentiometrische Titration, 仏 titrage potentiométrique, 露 потенциометрическое титрование] 当量点の近傍における電位差の変化から滴定終点を検出する方法である。ポテンシオメトリともいう(⇒滴定)。次の 4 種に分類されるが、通常は第一のゼロ電流電位差滴定法だけをさす。(1) ゼロ電流電位差滴定、(2) 定電流電位差滴定、(3) 定電流分極電位差滴定、(4) 異種金属電極電位差滴定。pH 滴定も電位差滴定である。滴定セル内に適当な指示電極と参照電極を挿入し、両極の電位差を測定しながら滴定を行う(⇒参照電極)。滴定曲線(電位を滴定液の量に対してプロットした曲線)は終点付近で急激に変化するので、変曲点を求めて終点とする。適当な指示薬などが得にくい場合、あるいは終点溶液中で滴定する場合などによく用いられる(⇒指示薬)。

転位双極子 [英 dislocation dipole, 独 Versetzungsdipol, 仏 dipôle de dislocations, 露 диполь дислокации] すべり面上しか運動できないという条件の下では、正負の刃状転位対は図に示すようにすべり面と 45° の角をなす 2



つの面上に安定な平衡位置をもつ。このように力学的に安定に存在する正負の転位対を転位双極子という。面心立方結晶中の拡張転位はらせん転位であっても定まったすべり面をもち、異なったすべり面に移るにはエネルギーの高い遷移状態を経なければならぬから、らせん転位の双極子をつくることができる。体心立方金属、塩化ナトリウム型のハロゲン化アルカリなどでは、巨大ジョグをもつらせん転位が運動した後に残されることが多い。積層欠陥エネルギーの低い面心立方合金単結晶では、異なった転位源から発生した互いに逆符号の転位群が出て、多数の転位双極子が並んでつくれることが観察されている。これを多重双極子という。

転移点 [英 transition point, 独 Übergangspunkt, 仏 point de transition, 露 точка перехода] = 転移温度

転移熱 [英 heat of transition, 独 Umwandlungswärme, 仏 chaleur de transition, 露 теплота перехода] = 潜熱

電位分布 [英 distribution of electric potential, 独

elektrische Potentialverteilung, 仏 distribution de potentiel électrique, 露 распределение электрического потенциала] 電位の空間的な分布。スカラーポテンシャル(または電位) ϕ が位置の関数であることを強調する意味で使われる語。電位分布が分かれば静電場 E は $-\text{grad} \phi$, 電荷密度は $-\epsilon \nabla^2 \phi$ と求められる。ここで ϵ は誘電率である。

転位密度 [英 dislocation density, 独 Versetzungsdichte, 仏 densité des dislocations, 露 плотность дислокаций] 結晶中に含まれる転位の数を表す量である。1950年代から現在までよく使われてきた測定法は、結晶表面に顔を出している転位の位置に腐食孔をつくり、その数を測定する方法である。この場合転位密度は単位面積の表面に顔を出している転位数として定義されている。透過型電子顕微鏡観察や X 線トポグラフィなどによって結晶内の転位に直接観察できるようになってからは、結晶内の種々の方向の面を通る転位数の平均値を用いることが多くなった。最も任意性の少ないのは、単位体積の結晶中に含まれる転位の全長という定義である。次元はいずれの場合でも $[L^{-2}]$ で、普通 cm^{-2} の単位で表す。転位の長さで表す場合の値は、交点の数の平均値の2倍になる。熱平衡状態にある結晶中では転位密度は0になるはずであるが、普通の結晶中に存在する転位は、結晶成長過程およびその後の熱処理などの過程で二次的原因によって導入され、その消失速度が遅いために残留しているのである。加工などによって転位を導入する場合、イオン結晶で 10^8cm^{-2} , Ge, Si で 10^{10}cm^{-2} , 金属で 10^{12}cm^{-2} 以上にすることは困難である。どのように転位密度の高い結晶でも融点直下まで加熱すると、回復または再結晶が起きて転位密度は 10^8cm^{-2} 以下に減少する。

点音源 [英 point source of sound, 独 punktförmige Schallquelle, 仏 source ponctuelle du son, 露 точечный источник звука] 発生音波の波長と比べて、十分小さい寸法の振動面をもち、そのすべての部分が同位相で運動する音源を点音源という。半径 a の球の表面が、全面同位相で速度 v の振動をするとき、これを呼吸球という。自由空間に置かれた呼吸球から発生した音波は、あらゆる方向に一樣に進み、その波面は呼吸球の中心を中心にした球面になって、球面波音場をつくる。点音源は、呼吸球において体積速度 $4\pi a^2 v$ を一定に保ったままで、半径 a を十分に小さくした極限として定義される。正弦振動する点音源から距離 r の位置における音圧は、 $p(r) = (A/r)e^{-ikr}$ で与えられる。ここで $A = \omega \rho a^2 v$ で、 ω は角周波数、 ρ は媒質の密度である。点音源から放射された音の強さは、音源からの距離の二乗に逆比例して減少する。すなわち距離が2倍になると、音圧レベルは6dBずつ低下する。これを逆二乗則という。一般の音源から放射される音を取扱うときには、その音源をそれぞれが所定の位相と振動速度をもった点音源の集合であると考えのが基本になる。

電荷 [英 electric charge, 独 elektrische Ladung, 仏 charge électrique, 露 электрический заряд] あらゆる電気現象および磁気現象の根源と考えられる実体、すなわち電気の実体。電荷の量つまり電気量を単に電荷ということもある。18世紀初め C. F. Dufay は電荷には2種類あると考えた。その後、B. Franklin は電荷は1種類であって、帯電状態の違いは種類の違いではなく量の差異によると主張した。今日では Franklin の考えに従って、電荷を

正負の符号をもつ量だとしている。素粒子の電荷は陽子の電荷を e として、 e と $-e$ と0のいずれかの値のものだけが知られている。物体がもつ電荷は、ミクロには構成素粒子の電荷の代数和である。マクロな理論では、自由電荷・真電荷・分極電荷に分類する。電荷は保存され、電荷のまわりには電場が生じ、移動すれば磁場ができる。陽子、中間子など強い相互作用をするハドロンとよばれる粒子はクォークから成り立っていると考えられ、これらのクォークの電荷は $(1/3)e$ または $(2/3)e$ である。電荷がなぜ e , または $(1/3)e$, $(2/3)e$ に量子化されているかは、相互作用の大統一理論では一応理解される。

電界 = 電場

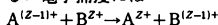
電界イオン顕微鏡 [英 field-ion microscope, 独 Feldionenmikroskop, 仏 microscope à émission d'ions, 露 атононный микроскоп] 高電圧を針状金属(または半導体)試料にかけ、この条件下で顕著にみられる He, Ne など希ガスのイオン化(電界イオン化)を利用して表面の原子配列構造を蛍光面上に高倍率で映そうとする装置。FIM と略称される。1952年に E. W. Müller により発明された(⇒電界電子顕微鏡)。 10^4V 程度の正電圧(V)を、曲率半径(r) $10^2 \sim 10^3 \text{\AA}$ 程度の試料にかけると、 $F = V/kr$ (k は形状補正係数で $2 \sim 10$)により数 $\text{V} \cdot \text{\AA}^{-1}$ の高電場が得られる。ここに 10^{11}Pa 程度の微量の希ガス、たとえば He を導入すると、これは試料表面近くでイオン化された球面状の等電位面にはば垂直の軌跡を描いて、 d だけ離れた陰極側蛍光面に明るい点像をつくる。倍率(m)はおおよそ $m = d/r$ で与えられるので $10^5 \sim 10^6$ の超高倍率が容易に得られる。分解能は $\sim 2 \text{\AA}$ と電界電子顕微鏡に比べると1倍以上高くなり個々の原子の観測が可能となる。針状試料表面は詳しくみると原子のサイズのオーダーで突起があり、そこでは電場強度が平均電場よりも少し高くなるが電界イオン化確率はこの少しの電場強度の違いで大きく変わるため、蛍光面上につくる He イオンの輝像は試料表面上での局所的な電場強度の分布の精確な拡大像になっている。試料面上での突起の最少間隔はほぼ原子の大きさとなるので分解能として $\sim 2 \text{\AA}$ が得られるわけである。この高分解能を利用して結晶面上での原子・分子の動き、種々の欠陥(空格子点、転位、結晶粒界など)の詳しい研究が可能となる。またこの装置を高性能の質量分析計と結びつけて、電界蒸発を利用して試料表面から個々に離脱した原子・分子の化学同定をもできる原子ブロー電界イオン顕微鏡も近年開発されて広い研究範囲をもつ貴重な分析手段となっている。

電解型半導体 [英 electrolytic semiconductor, 独 elektrolytischer Halbleiter, 仏 semiconducteur électrolytique, 露 электролитический полупроводник] 電流を運ぶキャリアがイオンであって、直流の電気伝導に伴って物質が電気分解を受ける半導体をいう。イオンによる伝導のほかに電子も伝導に関与する混合伝導を示す物質もある。半導体に分類される程度の比較的大きな電気伝導率をもつイオン伝導が生じるためには、Li, Na, Ag や Cu などのイオン通常の小さなイオンを含むイオン結晶である必要がある。通常はイオンはホッピング伝導で次々に隣の格子点へ跳び移ってゆくが、 $\alpha\text{-AgI}$, RbAg_4I_5 や $\text{Na-}\beta\text{-アルミナ}$ などでのイオン伝導は、イオン間およびイオンと格子との相互作用の強い集団的なイオンの移動による超イオン伝導になっていると考えられている。このような物質は固体電池

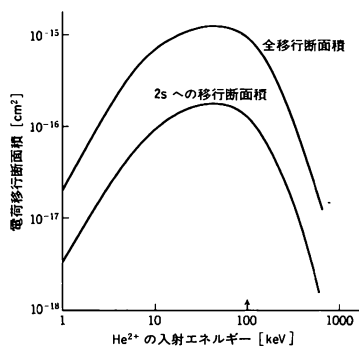
などへの応用面からも注目される。

電解研磨 [英 electrolytic polishing, 独 elektrolytische Polierung, 仏 polissage électrolytique, 露 электролитическое полирование] 金属性物質の表面を電気化学的に溶解し、鏡面を得る表面処理法である。また、単に鏡面を得る目的だけでなく、表面の加工層や酸化膜を除去する目的にも用いられる。透過電子顕微鏡観察用に金属性物質の薄膜を作成する場合などには欠くことのできない方法である。装置は、直流電源、ガラスなどの電解槽、電解液、ステンレスや鉛などの陰極板より成り、試料を陽極として電解を行う。用いられる電解液の組成は物質ごとに千差万別であるが、1:4の過塩素酸とメチルまたはエチルアルコール混合液、酸化クロム(VI)で飽和したリン酸などは比較的良好に用いられる。試料表面は前もって細かいエメリー紙で機械的に平滑に研磨してから電解研磨を行う。最適の研磨条件を与える電圧および電流密度は研磨液・物質・温度によって異なるが、電圧は数〜数十V、電流密度は0.1〜1.0 A・cm⁻²の範囲が用いられる。鏡面になるまでに要する時間は数分ないし数十分である。なお、電解液の温度を制御するために電解槽を恒温槽の中に入れ、攪拌しながら研磨を行うことが多い。

電荷移行 [英 charge transfer, 独 Ladungsübertragung, 仏 transfert de charge, 露 перенос заряда] 中性原子・分子あるいはそれらのイオンどうしの衝突(反応)において、荷電粒子(主に電子や陽子)が一方から他方へ飛び移ることを電荷移行という(⇒組替え衝突)。電荷移動ともいう。電子が移行する場合には電子捕獲ともいい、プラズマ中などの素過程として応用上極めて重要であり広く研究されている。電子捕獲には

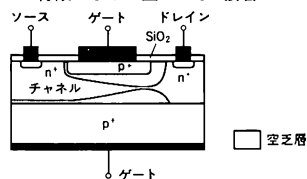


のように電子が1個AからBへ移行する反応のほか、一度の衝突で複数個の電子が飛び移る反応もある。電子捕獲の断面積の実験系での入射エネルギーEに対する依存性は、入射粒子の速さ v_1 と束縛状態にある電子の軌道運動の平均の速さ v_0 との大小関係によって大きく異なる。高エネルギー領域($v_1 > v_0$)では、電子が速度の著しく異なる核に飛び移りにくくなるため、電荷移行の断面積は一般に急激に(ボルンの第一近似によると E^{-6} 、第二近似では $E^{-5.5}$ (⇒ボルン近似)で)減少する。低エネルギー領域($v_1 < v_0$)では、核の速度が電子の速度より遅いために衝突の途中で準分子状態を形成すると考えられ、断面積は対称な系(たとえば $H^+ + H(1s) \rightarrow H(1s) + H^+$ など)と非対称な系とで異なるエネルギー依存性を示す(⇒準分子)。例として、



$He^{2+} + H(1s) \rightarrow He^+ + H^+$ の断面積を図に示す。矢印で示した点が $v_1 = v_0$ となる点であり、上の曲線は He^+ のあらゆる束縛状態への移行断面積の総和を、下の曲線は He^+ の2s状態への移行断面積を示す。 He^+ の2s状態とHの1s状態はエネルギーが等しいが、断面積は50keVあたりで極大を示し、低エネルギー側でも減少する。それに対し対称な系では、始状態と終状態のエネルギー差が0であれば、入射エネルギーが低くなるにつれて緩やかに増大し続ける。実験法としては、高エネルギーではビームを標的気体に入射させる方法および交差ビーム法、低エネルギーでは合流ビーム法や移動管法が用いられており、近年実験技術の進歩に伴い精度の向上が著しい(⇒交差ビーム法、合流ビーム法、移動管法)。図

電界効果トランジスタ [英 field-effect transistor, 独 Feldeffekttransistor, 仏 transistor à effet de champ, 露 канальный транзистор] トランジスタの一種で、ゲート、ソース、ドレインの3つの電極をもち、ゲートに信号を加えるとソースとドレイン間の電流の通路(チャネル)の幅が信号によって変わり、ドレインへの出力電流が変調される。信号電力はゲートの接合容量を充電するのみで非常に少ないのが特徴である。図にはpn接合のnチャネルの



例を示したが、チャネルの導電型によりpチャネル素子も存在する。また、ソースはキャリアの流れ込む電極でドレインはキャリアの流出する電極である。バイポーラートランジスタのコレクター電流が拡散によりベース領域を通り抜けてきた少数キャリアであるのに対して、電界効果トランジスタのドレイン電流はゲートを電界により走る多数キャリアである。これが電界効果トランジスタの名称の由来である。また、これらの動作には多数キャリアのみ関与するのでユニポーラートランジスタともよばれる。種類としては、pn接合型、ショットキー接合型、静電誘導型およびMOS型がある。入力抵抗が極めて高いことなどの型にも共通しているが、特にMOS型は高い。pn接合型とMOS型は単体の素子としてよりも、おのおのリーニア集積回路とディジタル集積回路の構成素子として重要である。pn接合型、ショットキー接合型、MOS型のドレイン電流-ドレイン電圧の特性が飽和型(ある値以上の電圧に対して電流が飽和してそれ以上に増加しない)であるのに対して、静電誘導型では非飽和型を示し、高耐圧、高電力増幅率の電力素子として使われる。pn接合型、静電誘導型、MOS型がシリコンを材料とするのに対して、ショットキー接合型はガリウムヒ素でつくられる。ガリウムヒ素では良質の半絶縁基板とショットキー接合が容易につくれることからこのような構造にする。これはマイクロ波の増幅素子として現在最も重要なもので、マイクロ波集積回路の主構成素子でもある。

電界効果トランジスタの発想は古く1930年代にJ. LilienfeldやO. Heilがアイデアを発表している。1952年にはW. Shockleyが図に近い構造を提案し、基本的な特性の解析を行っている。1962年にテキサスインスツルメ

ンツ社が最初の pn 接合型電界効果トランジスタを製作した。MOS 型は 1960 年にベル電話研究所より発表され、1962 年ごろ製品化された。ショットキー接合型は 1966 年に C. Mead より提案された。静電誘導型は 1964 年に S. Teszen が提案しているが、1975 年に、西沢潤一が特性の解析を行ってから重要性が確認された。静電誘導型電界効果トランジスタという名称は、西沢が名づけたものである。

電解コンデンサー [英 electrolytic capacitor, 独 elektrolytischer Kondensator, 仏 capacitateur électrolytique, 露 электролитический конденсатор] アルミニウムやタンタルの金属箔の表面に、電解酸化処理により絶縁皮膜をつくり、この絶縁皮膜を誘電体に使用したコンデンサー。金属箔を陽極に電解液側を陰極にしているため、極性をもっている。金属箔の表面は実効面積をできるだけ大きくするために凹凸をつけて粗くしてある。またこの絶縁皮膜は非常に薄く、しかも比誘電率が大きい。コンデンサーの容量は比誘電率と電極の有効表面積に比例し、誘電体の厚さに逆比例するので、電解コンデンサーは大きな容量値(1 μ F ~ 1F)が実現できる。電極の材料にアルミニウムを使用したものをアルミ電解コンデンサー、タンタルを使用したものをタンタル電解コンデンサーという。また絶縁皮膜の劣化を防ぐために内部に電解液が封入されているものを湿式電解コンデンサーという。電解液を固体の電解質にかえたものを固体電解コンデンサーという。タンタル電解コンデンサーはアルミニウムのものに比べ価格は高いが温度特性、周波数特性は優れている。電解コンデンサーは他のコンデンサーに比較し、容量精度が悪く、温度特性や周波数特性も悪い。しかも漏れ電流も大きいという弱点があるが、容量値を大きくできるため、電源回路のリップフィルターやノイズフィルターに多く使用されている。

電解質溶液 [英 electrolytic solution, 独 elektrolytische Lösung, 仏 solution électrolytique, 露 раствор электролита] 電解質の溶質を含む溶液を電解質溶液といい、電気伝導性をもつことが多い。溶液中のイオンが安定に存在するためには、溶媒の比誘電率 ϵ が大きいことが必要である。水($\epsilon \sim 80$)やアルコール($\epsilon \sim 24$)はイオンを安定に存在させる。電解質溶液は電気伝導の性質により 2 つに分けることができる。ほとんどの塩類(KCl, Na₂SO₄ など)、塩酸、硫酸などのようにモル伝導率が比較的高く、濃度の平方根の増加とともにほぼ直線的に減少するものを強電解質という。反対に、酢酸などの有機酸のように高濃度ではかなり低いモル伝導率を示すが、濃度の減少とともに急激に高い値を示すものを弱電解質という。

電解重合 [英 electrolytic polymerization, 独 elektrolytische Polymerisation, 仏 polymérisation électrolytique, 露 электролитическая полимеризация] \Rightarrow 重合

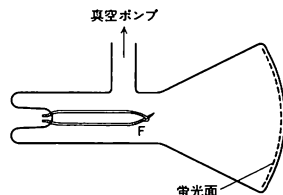
電界蒸発 [英 field evaporation, 独 Feldverdampfung, 仏 évaporation par effet de champ, 露 испарение полем] 固体または液体が十分高温に熱せられると表面の原子の熱エネルギーが原子の表面での結合エネルギーと同程度となり、表面から中性原子として脱離する現象は蒸発としてよく知られている。表面原子に熱エネルギーを与える代りに高い静電場を加えて中性原子からイオンの状態への遷移のポテンシャル障壁を小さくして、イオンとして表面から脱離させるものを電界蒸発とよぶ。これは E. W. Müller より 1941 年に発見された高電場特有の現象であ

る。電界蒸発に必要な電場 F_n (n 価のイオンの場合)は

$$F_n = \frac{A + I_n - n\phi}{ner_0} - \frac{3.6\pi^2}{r_0^2} \text{ [V} \cdot \text{Å}^{-1}]$$

で与えられる。ここに A, I_n, ϕ [eV] はそれぞれ原子の表面での結合エネルギー、n 価にイオン化するエネルギー、仕事関数で、 r_0 [Å] は原子の表面からの位置を表す。表面研究の手段として広く用いられている電界イオン顕微鏡や原子プローブ電界イオン顕微鏡はこの現象を基礎にして作動するものである。高電場をつくるのに極めて細い針状試料が必要で、これは線状試料を電解研磨して用意するが、この表面も原子のスケールでみると凹凸があつて滑らかな球面状にはなっていない。しかしこれに適当な電圧をかけると表面の凸の部分では他の部分よりも高い電場 $F > F_n$ がかり、選択的に電界蒸発が起り、最終的には全体が原子のスケールで滑らかな半球面状試料になる。☞

電界電子顕微鏡 [英 field emission electron microscope, 独 Feldelektronenmikroskop, 仏 microscope à l'émission d'électrons, 露 эмиссионный электронный микроскоп] 試料に高電圧を印加して放出される電子を蛍光面で受けて、試料の原子構造の拡大映像を得る装置。FEM と略称されることも多い。電界放射顕微鏡とも、また、完成者の E. W. Müller の名をとってミュラー型顕微鏡ともいう。図に示すように、試料をへアピン状フィラメント F



の先端に尖鋭な針状にして取りつけ、管球中を真空中にひいて高電圧を印加する方法をとる。試料に負の高電圧を印加すると電界放出過程によって電子が放出され、ガラス管球上の蛍光面に達し、放出電子流の強弱に応じた映像を蛍光面上につくる。電界放出の強度は、表面での仕事関数に非常に敏感である。試料表面に出た結晶面によって仕事関数に少しずつながら差異があるので、蛍光面上のパターンは試料の結晶構造に対応したものである。試料に不純物分子が付着しているとき、その面からの電界放出は清浄面に比べて大きく変化するので、蛍光面のパターンから不純物分子の挙動を調べることもできる。また、放出される電子のエネルギー分布の測定から表面の電子状態を調べることができる電界放射電子分光法も、有力な表面研究手段として知られている。試料に正の高電圧を印加すると、正イオンによる映像が蛍光面上に得られるが、この場合の正イオンは電界放出によるものではなく、装置内の残留ガス分子が試料表面の強電場によってイオン化されて生じたものである(⇒電界イオン顕微鏡)。試料を尖鋭な針状に仕上げるのに高度の技術と熟練を要するが、先端の曲率半径を数百 Å とすることも可能である。この場合の得られるパターンの倍率は 10^7 倍にも達するが、分解能は通常 20 Å 程度で、結晶の個々の原子を観測するには十分でない。

電界電子放出 [英 field electron emission, 独 Feldelektronenemission, 仏 émission des électrons par effet de champ, 露 автоэлектронная эмиссия] 先端が小さい曲率半径をもつ金属の針状試料に高電圧をかけると、トンネル

効果により金属表面から電子が放出される。これを電界電子放出という。一般に原子を電場中に置くと原子核と電子間のクーロン引力が変形され、電場の一方に有限の幅のポテンシャル障壁ができ、その方向へは量子力学的な電子のトンネル効果が生じる。これは1928年にJ. R. Oppenheimerが理論的に予測した結果であるが、実際にこの現象を観測するにはクーロン引力に打ち勝つために非常に大きな電場($F \sim 10^8 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$)をつくることが必要となり実験的には容易でない。E. W. Müllerは1934年に針状タングステン(半径 $\sim 10^4 \text{ Å}$)に $\sim 1 \text{ kV}$ 程度の電圧をかけて高電場($F \sim 0.1 \text{ V} \cdot \text{Å}^{-1} = 10^8 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$)を得るアイデアを考え出し、初めて金属表面から電子を引出すことに成功した。この極小針状試料は製作が容易でない反面、表面から放出される電子が拡大投影されるためにその蛍光面上での像は極めて高倍率をもっている。Müllerはこの原理を用いて針状試料と高圧側蛍光面を真空中に封じ込めた電界電子顕微鏡(FEM)を発明した。これ以外にも自由電子を金属より引出す手段はあるが、電界電子放出には高輝度極少点源という特異な利点があり、最近種々の分野で利用されている。

電荷移動 = 電荷移行

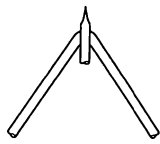
電荷移動錯体 [英 charge-transfer complex, 独 „charge-transfer“-Komplex, 仏 complexe de transfert de charge, 露 зарядово-переносный комплекс] 成分分子種間に電子が部分的に移動することによって安定化を受けた分子間化合物の総称。最近ではEDA錯体(electron-donor-acceptor complex)という名称の方が好んで用いられるようになっている。気体や石油系の溶媒中で紫色をしているヨウ素はエチルアルコールに溶かすと褐色になる。これは、 $10 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ 程度の弱さで容易に解離するが、ヨウ素分子とエチルアルコール分子が1対1で結合した分子化合物が生じたためであると実験的に示される。R. S. Mullikenは、このような一連の現象を、電子供与体(D, この場合はエチルアルコール)から電子受容体(A, ヨウ素)へ電子が移動した電荷移動構造 $\psi(D^+ \cdots A^-)$ と非結合構造 $\phi_0(D \cdots A)$ の共鳴により安定にした電荷移動錯体が生成し、成分にはないその錯体特有の吸収スペクトル(電荷移動スペクトル)が現れるという電荷移動理論で説明した(1952年)。主に電荷移動スペクトルの測定によって極めて多量のDとAの組合せが発見され、その結合様式によって σ 型($\Rightarrow \sigma$ 結合)や π 型($\Rightarrow \pi$ 結合)などの分類もされたが、同時に上述のような簡単な機構でなく、多様な電子移動機構をもつ系も見いだされたので、それらをも含めてEDA錯体とよぶ。水素結合の安定化エネルギーのある部分は電荷移動機構によって説明されるので、水素結合によって生成した分子種も広い意味のEDA錯体に含まれる場合もある。EDA錯体は、分子間のエネルギー移動の仲立ちや化学反応の中間体としても重要な意味をもっている。数個の分子から成る分子化合物ではなく、DとAの組合せによって、電気的・光化学的に興味ある性質を示す結晶も多種知られている。TCNQ(テトラシアノキノジメタン)、TTF(テトラチアフルバレン)を含む有機半導体、低次元金属や、アルカリ金属を挿入(インターカレート)したグラファイトの層間化合物などが注目されている。

電荷移動重合 [英 charge transfer polymerization, 独 Polymerisation mit Ladungsübertragung, 仏 polymérisation de transfert de charge, 露 зарядово-переносная полимеризация] \Rightarrow 重合

電荷移動スペクトル [英 charge-transfer spectrum, 独 Ladungsübertragungsspektrum, 仏 spectre de transfert de charge, 露 спектр переноса заряда] 分子スペクトル的なで、その遷移に関係する2つの状態において、1つの電子があたかも2つの原子核(または原子集団)の間を行き来しているかのように見える場合をいう。例えば最も簡単な H_2^+ イオンを例にとると、その基底状態における電子は結合性電子状態にあるが、それに対応する反結合性励起状態との遷移が電荷移動スペクトルを与える。この場合の両状態は、 $\text{H}^+ \text{H}$ と $\text{H} \text{H}^+$ との共鳴により生じていると考えられ、両状態間の遷移確率を計算すると電子が両方の原子核を行き来していると考えたときの双極子モーメントの平方に比例している。このような観点から、上のような遷移により生じるスペクトルを電荷移動スペクトルとよぶ。 H_2 , O_2 などの二原子分子でも、 $\text{H} \text{H} \rightleftharpoons (\text{H}^+ \text{H}^-, \text{H}^- \text{H}^+)$, $\text{O} \text{O} \rightleftharpoons (\text{O}^+ \text{O}^-, \text{O}^- \text{O}^-)$ のような遷移による電荷移動スペクトルが観測される。2つの分子D, Aが弱い分子間力で結ばれた錯体(DA)で、電子がD(電子供与体)からA(電子受容体)に移動すると、電荷移動状態($\text{D}^+ \text{A}^-$)となる。このとき(DA)と($\text{D}^+ \text{A}^-$)の電子波動関数の混ざりあいによって、つくられた2つの準位の間に起る遷移を電荷移動スペクトルという。この遷移の周波数 ν はDのイオン化ポテンシャル $I_p(\text{D})$ とAの電子親和力 $E_a(\text{A})$ との差に依存する。1952年にR. S. Mullikenによってはじめて詳しく研究された。この種の遷移の例としては、 I_2 とトリエチルアミンの系がある。 I_2 (上記のAに相当する)の溶液にトリエチルアミン(Dに相当する)を加えると、どちらの分子の吸収にも相当しない周波数をもつ新たな吸収が現れる。このような電荷移動は一つの分子内で起ることもあり、その場合には分子内電荷移動スペクトルが観測される。

電界発光 = エレクトロルミネッセンス

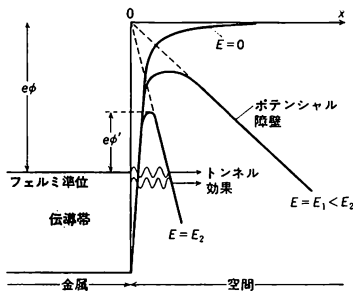
電界フィラメント [英 filament for field emission, 独 Filament für Feldemission, 仏 filament pour l'émission par le champ électrique, 露 автоэлектронная нить] 電界放出型電子銃の陰極で、通常タングステンが用いられている。図のようにヘアピン形フィラメントに溶接された直径0.1 mm程度のタングステン線の前、軸方向に(110)面が現れることが多いが、これは仕事関数が大きく不利である。そのために軸方向に $\langle 310 \rangle$ または $\langle 111 \rangle$ 軸などをもつ単結晶のフィラメントが用いられる。表面にガス分子が吸着すると、放出電子流が変動するので、周囲を 10^{-8} Pa より高い超高真空に保つ必要がある。また時々吸着ガスを除去するため、ヘアピン形フィラメントに通電して加熱する。



通常の多結晶のタングステン線をとがらせると、軸方向に(110)面が現れることが多いが、これは仕事関数が大きく不利である。そのために軸方向に $\langle 310 \rangle$ または $\langle 111 \rangle$ 軸などをもつ単結晶のフィラメントが用いられる。表面にガス分子が吸着すると、放出電子流が変動するので、周囲を 10^{-8} Pa より高い超高真空に保つ必要がある。また時々吸着ガスを除去するため、ヘアピン形フィラメントに通電して加熱する。

電界放出 [英 field emission, 独 Feldemission, 仏 émission de champ, 露 автоэлектронная эмиссия] 金属や半導体の表面に強い電場($\geq 10^8 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$)を加えると電子が放出される現象。常温では表面から電子が放出されることはほとんどない。これは常温における自由電子の熱運動エネルギーが、物質表面の仕事関数にくらべて非常に小さ

いたためである。表面に電場が加わると、ショットキー効果により仕事関数は減少する。さらに電場を強くすると図に示すように表面に近いところでは、フェルミ準位以下にな



り、金属内の電子は表面から 10\AA 程度以下では、トンネル効果により常温でも外部に放出される。図で $e\phi$ は仕事関数によるポテンシャル、 E は電場である。電界放出による電流密度は、 $J = CE^2 \exp(-D/E)$ [$\text{A} \cdot \text{m}^{-2}$] で与えられる。C、D は物質により決る定数、D は主に仕事関数により決る。電界放出の特徴は温度に無関係なことである。

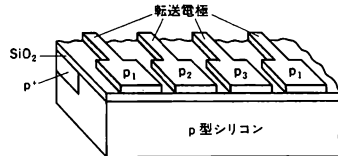
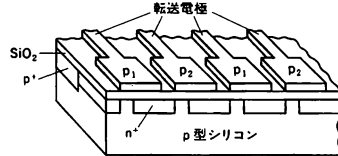
電界放出電子 [英 field-emitted electron, 独 feldemittiertes Elektron, 仏 électron d'émission par le champ, 露 автоэмиссионный электрон] 電界放出型電子銃の電界フィラメントから放出された電子。高輝度の細い電子ビームをつくることのできるため、走査型電子顕微鏡などに利用されている。放出電子流密度は $10^8 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ 程度で、通常のタングステンヘビフィラメントから放出された熱電子の場合の 10^4 倍に達する。また電子源の寸法は数 nm、放出電子のエネルギー分布の半値幅は $0.1 \sim 0.2 \text{ eV}$ で、ともに熱電子の場合に比べて非常に小さいので、微小な電子プローブをつくることができ、また高い干渉性をもつ電子ビームができる。他方、安定な電子流の値は $100 \mu\text{A}$ 以下で、大きい電子流を得る目的には適当でない(⇒電界フィラメント)。

電界レンズ [英 electro-static lens, 露 электростатическая линза] = 静電レンズ

電荷結合素子 [英 charge-coupled device, 露 прибор с зарядовой связью] 光電変換素子にも、また記憶素子にも使える半導体デバイス。構造は p 型シリコンチップ上に多数の MOS(金属-酸化物-半導体)キャパシターを直列に並べたものであり、電極に正電圧をかけると電極下の半導体に空乏層が構成される。この空乏層に少数キャリアを注入すると電荷が蓄積されるが、次に電極に多相のクロックパルスを加えることで空乏層を移動させると、蓄積電荷もこれに伴って移動し、電気信号として取出すことができる。アナログ信号も取扱える。光電変換素子として使う場合は MOS キャパシターに光を照射して少数キャリアの注入を行えばよく、固体撮像装置やファクシミリ読取り走査に使われている。記憶素子として使う場合には pn 接合から少数キャリアの注入を行うが、デジタルフィルターなどに実用されている。電子計算機用の記憶素子として、磁気バブル記憶装置より高速な情報転送が可能で、また磁場を必要としない素材として注目されているが、実用化は磁気バブルより遅れている。

電荷素量 = 電気素量

電荷転送素子 [英 charge transfer device, 仏 élément de transfert de charge] バケットブリゲード素子(BBD)と電荷結合素子(CCD)を含む半導体機能素子の総称。これらの素子は、外部から適当な周期のクロックパルスを加えることにより、信号を電荷のかたまりとして半導体基板内部で転送したり蓄積したりすることができる。図は



BBD と CCD の基本的な構造を示す。BBD は信号電荷を n^+ 拡散層に蓄積し、 n^+pn^+ で構成される MOS トランジスタのスイッチング動作により、順次隣接する n^+ 拡散層へ信号電荷を転送する。CCD は MOS ダイオードを複数個、平面的に配列することにより構成され、転送電極に印加される電圧により基板内部に空乏層を広げ、これによって生じる電位井戸に信号電荷を蓄積し、クロックパルスの位相を切り替えることにより順次隣接する電位井戸に信号電荷を転送する。CCD には、信号電荷を Si/SiO₂ 界面に沿って転送する表面チャネル CCD と、Si/SiO₂ 界面より数 μm 深い基板内部で転送する埋込みチャネル CCD とがある。これらの素子はアナログ信号を直接処理できること、自己走査機能があることなどから、各種の信号処理装置、メモリー、撮像素子などへ応用されている。

電荷保存則 = 電気量保存則

電荷密度 [英 charge density, 独 elektrische Ladungsdichte, 仏 densité de charge électrique, 露 плотность электрических зарядов] 電荷が分布しているとき、単位体積あたりの電気の量をいう。電場 E と電荷密度 ρ とは

$$\epsilon_0 \text{div } E = \rho$$

の関係を満たす。ここで ϵ_0 は真空の誘電率である。静電場では、電位 ϕ と、ポアソン方程式

$$\epsilon_0 \nabla^2 \phi = -\rho$$

で結ばれている。電流密度 J を用いると、電気量保存則は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } J = 0$$

と表される。物質の分極による電荷の密度を差し引いた真電荷密度 ρ_0 は、電束密度 D と

$$\text{div } D = \rho_0$$

の関係がある。

電荷密度波 [英 charge density wave, 独 Ladungsdichtewelle, 仏 onde de densité de charge, 露 волна зарядовой плотности] 金属中の電子の密度が、空間的に一様ではなく、特定の周期をもって変化するもの。起源として

は、電子・格子相互作用およびクーロン斥力が考えられる。一次元的な金属では電子・格子相互作用が強いとパイエルス転移が起り、波数 $2k_F$ (k_F はフェルミ波数) をもつ格子のひずみと同時に同じ波数をもつ電荷密度波が発生する。電荷密度波は実際、一次元的な金属である TTF-TCNQ など、また二次元的な金属の例としては $2H-TaSe_2$ などで観測されている。一方、クーロン斥力が強いと考えられる場合には、電子間の斥力の効果をできるだけ減ずるために、電子は空間に一様に分布するよりは、局在しようとして結果的に電荷密度波をつくる。後者の極端な場合が電子のみのつくる結晶、すなわちウィグナー結晶である。

転換炉 [英 converter, 独 Konverter, 仏 convertisseur, 露 конвертор] 転換比(⇒増殖)が1以下であるような原子炉。動力炉の熱中性子炉で転換率が高く、比較的1に近いような炉を特に転換炉とよぶこともある。

電気 [英 electricity, 独 Elektrizität, 仏 électricité, 露 электричество] 物質のもっている電気的な性質や電気現象の根元となっているものを電気という。物体、特に粒子がもっている電気のことを電荷という。今日では、自然界に起るほとんどのすべての電気現象は、陽子のもつ正電荷と電子のもつ負電荷に起因することが知られている。動く電荷のことを電流といい、普通、電流の流れの向きは、正電荷の動く方向を正にとる。多くの場合、電流は電子の移動に起因するが、電流の向きは電子の運動と逆方向になる。電気は、運動、音、光、熱などとは異なり、人間の感覚で直接捕えることが困難であるので、その発見は偶然であった。紀元前600年ごろ、ギリシアの哲学者 Thales は、摩擦によって琥珀が帯電することを発見したといわれている。しかし、電気が科学的研究の対象になったのは、16世紀の W. Gilbert 以後で、彼は磁気現象や摩擦電気について研究し、ギリシア語の琥珀 *ηλεκτρον* にちなんで、初めて electric という語を用いた。1730年代には、摩擦電気中正負2種が存在することや、電気が物体中を伝わることで知られたが、電気についての知識はまだ定性的であって、1785年にクーロンの法則が発見されて、初めて定量的な電気学が発足した。そのころから、人工的に電気を発生する道具としての電池が開発され、電流についての研究が急速に進展した。そして、金属のように電気の流れをよく通すもの(良導体)と、木材やゴムのように電気の流れをよく通さないもの(絶縁体)があることが明らかになってきた。定常的な電池が完成したのは19世紀に入ってであるが、この時代には、電流の磁気作用(H. C. Ørsted, M. Ampere, 1820年)、オームの法則(1827年)、電磁誘導(M. Faraday, 1831年)など今日の電磁気学の基礎となる重要な発見が相ついだ。これらをまとめて集大成したのが J. C. Maxwell の電磁気理論(1864年)であって、この理論は H. R. Hertz の電磁波に関する実験によって確固たるものになり、古典電磁気学は完成したのである。ここでは電気量はほかの多くの物理量と同じく連続的な値をとるものと考えられているが、19世紀後半になって真空放電の研究から負の電気をもつ陰極線が発見され、電気の新しい実体が徐々に明らかになった。陰極線の実体は負の電気をもつ電子であることが見いだされ(J. J. Thomson, 1897年)、今世紀初頭には、原子は電子と正の電気をもつ物質で構成されていると考えられるようになった。E. Rutherford は、 α 粒子を用いて、この正の電気をもつ物質が原子核であり、原子は原子核とそのまわりの電子でできていることを

示した。J. J. Thomson は電子、さらに陽極線の比電荷を測定して、これら粒子のもつ電荷には最小単位があることを暗示し、R. A. Millikan は、油滴の実験によって電気量の最小単位、すなわち電気素量を測定した(⇒電気素量)。こうして、電子は電気素量に等しい負電荷をもつこと、水素の原子核(陽子)は電気素量に等しい正電荷をもつことが示された。また一般の原子核の電荷は、電気素量の整数倍に等しいことが知られたが、原子核が陽子と中性子で構成されることが明らかになったのは、1930年以降のことである。このようにして電気の実体は、電子と陽子の電荷であることが解明された。自然界には電荷をもつ多くの不安定な素粒子が存在し、それらによって起る電気現象もあるが、ほとんどすべての電気現象は電子と陽子に起因している。現在では、陽子をはじめハドロンとよばれる素粒子はクォークと称するはんだ電荷の粒子で構成されていると考えられており、電気素量の $1/3$ または $2/3$ のはんだ電荷の検証がひとつの課題になっている。このように電気の本性を追求する研究と同時に、物質の電気的性質についての研究も、今世紀に入って急速に進み、たとえば1930年には半導体が物質中の不純物に起因することが明らかになった。今日、半導体はエレクトロニクスに不可欠の要素となっている。

電気陰性度 [英 electronegativity, 独 Elektronegativität, 仏 électronégativité, 露 электроотрицательность] 原子が化学結合をつくっているとき、それそれの原子のまわりの電荷分布は孤立した原子のそれとは一般に異なり、原子間に電荷の移動が行われている。これは原子が電子を引きつける強さに差があるためである。この強さの相対的な尺度を電気陰性度という。たとえば極性分子 HCl においては、H 原子の電子の一部は Cl 原子の方に移動していると考えられる。このことを、Cl は H よりも電気的に陰性であり、電気陰性度が大きいという。原子 A が原子 B よりも電気的に陰性であり、原子 B が C よりも陰性であれば、原子 A は原子 C よりも電気的に陰性であることが経験的に知られている。このことから、すべての原子を電気的に陰性になりやすい順、すなわち電気陰性度の大ききの順に並べることができる。電気陰性度を定量的に定める方法はいろいろ提案されているが、代表的なものとしてポーリングの方法とマリケンの方法とが挙げられる。

(1) ポーリングの電気陰性度 χ (1932年): 化学結合 A-B の結合エネルギーを $D(A-B)[\text{eV}]$ と書く。 $\Delta(A-B) \equiv D(A-B) - \{D(A-A) + D(B-B)\}/2$ は、結合 A-B に共有結合性のほかにイオン性があるための結合エネルギーの増加と考えられる。さらに、電気陰性度の大きい順に原子 A, B, C をとると、 $\sqrt{\Delta(A-C)} \approx \sqrt{\Delta(A-B)} + \sqrt{\Delta(B-C)}$ であることが確かめられる。L. C. Pauling はこの性質を利用して電気陰性度 χ が関係式 $\Delta(A-B) =$

H						
2.1						
Li	Be	B	C	N	O	F
1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl
0.9	1.2	1.5	1.8	2.1	2.5	3.0
K	Ca	Sc	Ge	As	Se	Br
0.8	1.0	1.3	1.8	2.0	2.4	2.8
						I
						2.5

$K(x^p - x^q)^2$ (K は定数) をよく満たすように定めた、典型元素の一部について x^p の値を表に示す。

(2) マリケンの電気陰性度 x^p (1934 年): 原子 A のイオン化ポテンシャルを I_A [eV], 電子親和力を E_A [eV] とする。結合 $A-B$ において、イオン構造 A^+B^- , A^-B^+ 間のエネルギーの差は近似的には $(-E_A + I_B) - (I_A - E_B) = -((I_A + E_A) - (I_B + E_B))$ である。したがって $I_A + E_A > I_B + E_B$ ならば、構造 A^+B^- は構造 A^-B^+ よりも結合 $A-B$ に寄与する割合が多く、 A は B よりも電気的に陰性となる。R. S. Mulliken はこの性質を利用して、電気陰性度を $x^p = (I_A + E_A)/2$ と定めた。この定義によると、 I_A, E_A は分子中の原子のまわりの環境の違い、すなわち原子価状態ごとに異なる値をとるので、同じ原子でも場合によって異なる電気陰性度をもちうることになる。このことについて、たとえばアセチレンの炭素原子はメタンの炭素原子よりも電気陰性度の大きいことが説明される。図

電気映像 [英 image of electric charge, 独 Spiegelladung, 仏 image de charge électrique, 露 изображение электрических зарядов] ⇒ 鏡像法

電気音響学 [英 electroacoustics, 独 Elektroakustik, 仏 électroacoustique, 露 электроакустика] 1875 年の A. G. Bell による電話の発明以来、電話用送受話器の動作を解析するために、電気回路の概念によって音響現象を理解しようとする試みが盛んとなった。これが電気音響学の始まりといえる。

現在、電気音響学における研究対象としては、音響系→電気系あるいはその逆の信号の変換のためのマイクロホンやスピーカーなどの電気音響変換器、電気信号の伝送・記録・計測あるいは処理技術などが主であるが、音響信号源である音声や楽器、各種の音場における音の伝搬特性、さらには最終端である人間の聴覚の生理・心理的メカニズムまでも取扱う。また最近では、可聴周波数以上の超音波の領域の音も研究の対象とされている(⇒電気音響変換器, スピーカー, マイクロホン)。

電気音響変換器 [英 electroacoustic transducer, 独 elektroakustischer Wandler, 仏 transducteur électroacoustique, 露 электроакустический преобразователь] 電気音響変換器としては、(1) 電気エネルギーを音響エネルギーに変換するもの(スピーカー、イヤホンなど)と、(2) 音響エネルギーを電気エネルギーに変換するもの(マイクロホンなど)があるが、いずれも一般に電気系と音響系の上に機械系が介在する(ただし放電スピーカーなどのように電気エネルギーを直接音響エネルギーに変換するものもある)。また中間的な変換器として電気・機械変換器、すなわち、(3) 電気エネルギーを機械エネルギーに変換するもの(円盤録音用カッターなど)と、(4) 機械エネルギーを電気エネルギーに変換するもの(各種ピックアップ類)がある。これらの変換器を機構的にみると、(a) 動電型、(b) 電磁型、(c) 磁歪型、(d) 静電型、(e) 圧電型、(f) 電歪型、(g) 接触抵抗型などに分類できる。そのうち(a)～(f)は可逆型であり、(1)～(4)のいずれにも用いることができる。

電気回路 [英 electric circuit, 独 elektrischer Schaltkreis, 仏 circuit électrique, 露 электрическая цепь] 電気信号やエネルギーの授受、伝送、変換などの目的でいくつかの回路素子を導線で結びつけたもの。電気回路ではエネルギー源を電源、エネルギーの流れを電流とよぶ。電気回路で扱う電源には電圧源と電流源の 2 種類がある。電源

の電圧または電流が時間的に変化しないものを直流回路、変化するものを交流回路とよぶ。電気回路を機能からみた場合には、受動回路と能動回路に大別できる。受動回路とは抵抗、インダクタンス、容量などで構成される回路で、電気的エネルギーを発生しない回路である。これに対し、能動回路は電子管、トランジスター、リレーなどの回路素子を含む回路で、電気的エネルギーを発生できる回路である。能動回路は真空、気体、固体の中の電子の作用を利用しているため、特に電子回路ともよばれる。電子回路は回路を構成する主要な素子が何かによってその名前をつけて、たとえば電子管回路、トランジスター回路、リレー回路といえるようによばれる。一方で使用している素子に関係なく、回路の動作や目的から電源回路、増幅回路、発振回路、変調回路、高周波回路、低周波回路などとよばれる。また回路の性質から区別することもある。電圧と電流が比例関係にある、つまりオームの法則が成立する回路を線形回路、オームの法則が成立しない非線形素子などを用いている回路を非線形回路とよぶ。抵抗、容量、インダクタンスが個々の素子に集中していると考えられる回路を集中定数回路、逆の場合を分布定数回路という。マイクロ波になると、電磁波を回路内にとじ込める立体回路を用いる。電気回路の解析に用いる基本定理はキルヒホッフの法則、重ね合せの原理、相反定理、補償定理などである。

電気化学 [英 electrochemistry, 独 Elektrochemie, 仏 électrochimie, 露 электрохимия] 化学変化の電気的關係、すなわち化学エネルギーと電気エネルギーの関係を扱う科学分野。狭義には物理化学の一分野であり電極反応や電解質溶液を研究対象とするが、広義には物質の微視的構造と導電性の関係などのほか、電気炉を使用した高温下の化学反応も取扱う。したがって電気化学の内容を分類すると、電解質溶液、溶融塩、金属、イオン結晶、気体などの構造、導電現象、電離状態などの研究、太陽電池や原子力電池をも含む電池の研究、電気泳動や電気透析などを扱う界面導電現象の研究などがある。電気化学は、金属片と接触したカエルの筋肉が収縮する現象を L. Galvani が発見し(1791 年ころ)、A. Volta が電池をつくった 1799 年ころから始まると考えられている。その後 1800 年に、W. Nicholson と A. Carlisle による水の電解分解、H. Davy の電解によるナトリウムとカリウムの単離(1806～07 年)、電解の電極における化学変化量と電気量の関係を示す M. Faraday の法則の発見(1833 年)、S. A. Arrhenius の電離説(1887 年)、強電解質の電離に関してイオン雰囲気説の概念を導入したデバイ・ヒュッケルの理論(1923 年)へと続く。また 1892 年、F. F. H. Moissan と T. L. Willson はそれぞれ独自に電気炉を製作し、これを利用して、カーバイドの工業的需要を満たすことのできる新製法とカーボランダムが発見が行われた。

電気化学の原理や理論は他の科学分野への影響も大きい。分析法と計測法では、ポーログラフィー、電流滴定、定電位測定などがある。また生化学の分野では、生体内の現象を電気化学的にとらえた神経興奮のモデルとしてのイオン交換膜の使用などがある。さらに電気化学は半導体、各種酸化物、気体の放電、プラズマ現象、新しい電池の開発などの分野へ発展している。電気化学の応用である電気化学工業は電解工業と高温の化学反応を取扱う電熱化学工業、その他に大別される。電解工業は水、食塩の電解

をはじめ、ハロゲン酸塩、過硫酸、クロム酸、有機化合物(サッカリン、システイン、コハク酸その他)の製造、銅、銀、亜鉛、ニッケル、アルミニウム、マグネシウム、ナトリウムなどの金属製錬、防食被膜、メッキなどの金属表面処理がある。電熱工業は電気炉を用いて高熱を得て化学製造を行うもので、フェオロイなどの電熱冶金や電気製鋼、カーバイド、黒鉛などの炭化物の製造を含む、その他の電気化学工業として重要なものは、電池や界面電気化学を応用した脱水、膜製造がある。

電気化学分析 [英 electrochemical analysis, 独 elektrochemische Analyse, 仏 analyse électrochimique, 露 электрохимический анализ] 電気的な事象を分析化学に応用する方法を総称して電気化学分析とよぶ。何を測定するかにより種々の方法に分けられる。それぞれについては相当する項目参照。電気化学分析は、おもに次のように発展してきたものである。

1830	ファラデーの法則	M. Faraday
1864	電解重量分析	W. Gibbs
1887	電離説	S. Arrhenius
1889	ネルンストの式	W. Nernst
1893	水素電極	M. LeBlanc
	電位差滴定	R. Behrend
1897	アンペロメトリー	E. Solomon
1903	コンダクトメトリー	F.W.Küster, M.Grüters
1909	pHの定義	S.R.Sørensen
1925	ポーログラフイー	J.Heyrovsky, 志方益三
1938	電量滴定	L.Szebelledy, Z.Somogyi
1942	定電位電解・定電位電量分析	A.Hickling
1966	フッ素イオン電極	M.S.Frant, J.W.Ross

電気化学ポテンシャル [英 electrochemical potential, 独 elektrochemisches Potential, 仏 potentiel électrochimique, 露 электрохимический потенциал] 電子、イオンなど荷電粒子成分を含む系で、荷電成分の部分モル自由エネルギーを電気化学ポテンシャルとよぶ。これは中性粒子成分に対する化学ポテンシャルに相当する示強性熱力学変数である。荷電粒子 i の価数を z_i 、ファラデー定数を F 、内部電位を ϕ とすると、電気化学ポテンシャル η_i は次式で定義される。

$$\eta_i = \mu_i + z_i F \phi$$

ここで μ_i は電場の効果を除いた(狭義の)化学ポテンシャルである。電気化学ポテンシャルは中性成分の化学ポテンシャルと同等の性質をもち、荷電粒子はより低い電気化学ポテンシャル値をもつ相へ移行し、2相でその値が等しくなったとき平衡に達する。

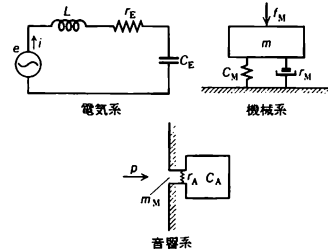
電気学 [英 electricity, 独 Elektrizitätslehre, 露 электрология] ⇨ 電磁気学

電気感受率 [英 electric susceptibility, 独 elektrische Suszeptibilität, 仏 susceptibilité électrique, 露 электрическая восприимчивость] 誘電体を電場内に置いたときの電気分極 P と電場 E の比例定数であり、誘電体の特徴を表す物質定数。次の式で定義される。

$$P = \chi_e E$$

χ_e を電気感受率という。等方性の物質では χ_e はスカラーであるが、異方性物質では χ_e は二階のテンソルである。誘電率 ϵ との関係は、 $\epsilon = \epsilon_0 + \chi_e$ である。ここで ϵ_0 は真空の誘電率である。 χ_e/ϵ_0 を比電気感受率という。静電単位系では比電気感受率の $1/4\pi$ を電気感受率という。

電気機械音響類似 [英 electro-mechano-acoustical analogy] 機械的あるいは音響的な振動系を交流電気系に対応させて統一的に取扱う方法をいう。たとえば図に示



すような電気系・機械系・音響系に関する微分方程式は、それぞれ次のように表される。

(1) 電気系

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + r_E \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C_E} q = e$$

ただし、 L はインダクタンス、 r_E は抵抗、 C_E は静電容量、 q は電荷、 e は起電力である。

(2) 機械系

$$m_M \frac{d^2 x}{dt^2} + r_M \frac{dx}{dt} + \frac{1}{C_M} x = f_M$$

ただし、 m_M は質量、 r_M は抵抗、 C_M はコンプライアンス、 x は変位、 f_M は外力である。

(3) 音響系

$$m_A \frac{d^2 X}{dt^2} + r_A \frac{dX}{dt} + \frac{1}{C_A} X = p$$

ただし、 m_A は音響イナータンス、 r_A は音響抵抗、 C_A は音響コンプライアンス、 X は体積変位、 p は音圧である。したがって、表に示すような対応を考えると、上の3つの

電気機械音響類似における対応物理量(力-電圧法)

電気系	機械系	音響系
起電力 e	力 f	音圧 p
電荷 q	変位 x	体積変位 X
電流 i	速度 $u = dx/dt$	体積速度 $U = dX/dt$
抵抗 r_E	抵抗 r_M	抵抗 r_A
リアクタンス x_E	リアクタンス x_M	リアクタンス x_A
静電容量 C_E	コンプライアンス C_M	音響容量 C_A
インダクタンス L	質量 m_M	イナータンス m_A

方程式はまったく同じ形になる。そこでこれらのうちのひとつの系を問題とする場合、ほかの系に置換えて解を求めることができる。一般には機械系あるいは音響系を、取扱いが比較的容易な電気系に置換えることが多く、その場合の対応する電気回路を等価回路という。これらの方法は力と電圧を対応させる方法(力-電圧法)であるが、そのほかに力と電流を対応させる方法(力-電流法)がある。その場合、コンプライアンス C_M はインダクタンス L に、質量 m_M は静電容量 C_E に対応する。

電気光学効果 [英 electro-optic effect, 独 elektrooptischer Effekt, 仏 effet électro-optique, 露 электрооптический эффект] 液体・固体において、外部から電場が印加されたときに、その物質の屈折率が変化する現象を電気光学効果という。その際の屈折率の変化が電場に比例する場合を、ポッケルス効果(あるいは一次の電気光学

効果)といひ、電場の二乗に比例する効果を、カー効果(あるいは二次の電気光学効果)という。圧電結晶では、印加電場の周波数が圧電共鳴周波数より低い場合は、圧電効果による結晶の弾性変形が印加電場に追従し、光弾性効果による屈折率の変化が同時に起る。周波数が高い場合は、変形が追従できず、この場合を束縛状態の電気光学効果という。この効果はレーザー光の光変調に応用され、ポッケルス効果を使った変調器をポッケルス・セル、カー効果を使った変調器をカー・セルという(⇒強誘電体)。

電気磁気効果 [英 electromagnetic effect, 独 elektro-magnetischer Effekt, 仏 effet électromagnétique, 露 электромагнитный эффект] 電場 E によって磁気分極 J が生じ、あるいは磁場 H によって電気分極 P が生じる現象を電気磁気効果という。磁気電気効果ともいう。この現象は

$$P = \chi_e E + l_{em} H$$

$$J = l_{me} E + \chi_m H$$

で表される。電場と電気分極は極性ベクトルであり、磁場と磁気分極は軸性ベクトルであるので、係数 l_{em} と l_{me} とは空間反転によって符号が変わる。電気磁気効果をもつ物質は、シュブニコフ群に属する結晶に限られる。 Cr_2O_3 , Ti_2O_3 , $GaFeO_3$ で観測されている。分極が場の 2 乗に依存する場合には、等方体でも電気磁気効果は存在し得る。また $Ni_3B_7O_{13}$ では、磁場の変化によって自発電気分極を反転させることができる。

電気九重極 ⇒ 四極

電気遮蔽 [英 electric shielding, 独 elektrische Abschirmung, 仏 blindage électrique, 露 электрическое экранирование] = 静電遮蔽

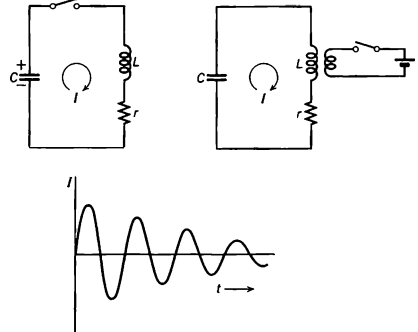
電気出力 [英 electric power output, 独 elektrische Ausgangsleistung, 仏 puissance d'électricité disponible, 露 отдаваемая электрическая мощность] 発電機または発電所から単位時間当りに取出される電力。発電機が発生する電気出力を普通発電端電気出力とよび、発電所から外部へ給電する電気出力を送電端電気出力とよぶ。送電端電気出力は発電端電気出力から発電所内で使用する電力を差引いたもので、正味電気出力ともいう。所内用電力としては照明用電力、発電所制御用機器に必要な電力、ポンプやクレーンなどの駆動用電力などが含まれ、さらに所内変電所での電力損失をも含める。電気出力のこのような区別に合わせて発電所の効率もまた総発電効率(または発電端発電効率)、正味発電効率(または送電端効率)の 2 種類の定義が可能になる。

電気浸透 [英 electroosmosis, 独 Elektroosmose, 仏 électroosmose, 露 электроосмос] 液体を多孔質の壁または膜、毛管などで仕切り、この 2 つに分けた部分に電極を置き電場をかける。すると界面電気二重層が形成され、液体は一方から他方へ移動する。固体界面で起る界面動電現象のうちのひとつで、1808 年にロシアの F. F. Reuss によって発見された。誘電率を ϵ 、電場の強さを E 、電位差を ϕ 、粘性係数を η とすると、流速 v は

$$v = \frac{E\epsilon\phi}{\eta}$$

で表される。電気泳動は電気浸透の逆の現象である。電気浸透を起させる装置で液体を強制的(圧力などによる)に一方から他方へ移動させるときに膜や壁の両側に電位差が生じる。これを流動電位という。

電気振動 [英 electric oscillation, 独 elektrische Schwingung, 仏 oscillation électrique, 露 электрическое колебание] コイルとコンデンサーが並列接続された回路で、コンデンサーに電荷を与えるか、コイルに電流を流せば、この回路の両端には、正弦波の電圧が現れる。これ



を電気振動という。この正弦波の周波数 f は

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

で与えられる。ただし L, C はそれぞれコイルのインダクタンスとコンデンサーの静電容量である。実際の回路では、コイルの抵抗分、コンデンサーの漏れコンダクタンスや高周波損失により電気振動は減衰する。電気振動を持続させるためには、外部から駆動要素(トランジスタなど)によりエネルギーを供給してやらなければならない。電気振動は空間に変動する電場および磁場を発生し、その振動は電磁波となって空間に広がっていく。

電気石 [英 tourmaline, 独 Turmalin, 露 турмалин] ホウ素のケイ酸塩で、化学式が $(Ca, Na)X_3Al_6(BO_3)_3Si_6O_{18}(OH, F)$ で表される(X は Mg, Fe, Mn, Li, Al)。六方晶系の異極像である。通常は柱状結晶。硬度が 7 で比重が 3~3.2 である。表面はガラス光沢で紫、緑、紅、黒などの美しい色をもつ。側面に縦条線がみられ、花崗岩などの中に産出する。自然の状態で電気分極をもち、摩擦電気を生じ、焦電気が著しい。結晶に応力を与えるとピエゾ電気が起ることは、1880 年に P. Curie が発見した。

電気双極 ⇒ 双極

電気双極子 [英 electric dipole, 独 elektrischer Dipol, 仏 dipôle électrique, 露 электрический диполь] ⇒ 双極子

電気素量 [英 elementary electric charge, 独 elektrische Elementarladung, 仏 charge électrique élémentaire, 露 элементарный электрический заряд] すべての物体のもっている電荷の最小単位の量を電気素量とよぶ。したがって、物体のもつ電荷は、電気素量の整数倍である。現在では、電子のもつ電気量の絶対値が電気素量 e と考えられている。その大きさは、 $1.602 \times 10^{-19} C$ である。この電気素量より小さい電荷をもつ粒子が発見されれば、素量という概念からいって改める必要があり、実際 $(1/3)e$ の整数倍の電荷をもつ素粒子(クォーク)の存在も考えられている。しかし現実には $(1/3)e$ の電荷がなまのまま現れることは少く、 e の倍数になっていることが圧倒的に多いとされている。

電気多重極 [英 electric multipole, 独 elektrischer

Multipol, 仏 multipôle électrique, 露 электрический мультиполь] ⇒ 多極子

電気単極 — ⇒ 単極 —

電気抵抗 [英 electric resistance, 独 elektrischer Widerstand, 仏 résistance électrique, 露 электрическое сопротивление] 導線の2点間を流れる定常電流を I , その間の電位差を V とするとき

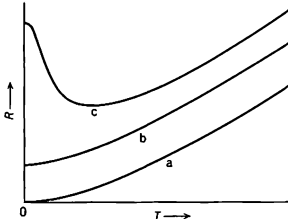
$$R = \frac{V}{I}$$

を2点間の電気抵抗あるいは単に抵抗という。抵抗の単位は Ω (オーム)である。 V または I があまり大きくないかぎり、抵抗 R は V または I によらない定数である(⇒電気伝導, オームの法則)。 R の値は物質の種類および導体の形状によって変化する。断面が一樣な導線については、 R は長さ l に比例し断面積 S に反比例する。すなわち

$$R = \rho \frac{l}{S}$$

である。ここで、比例定数 ρ は物質に固有な量で、電気抵抗率、比抵抗、固有抵抗などとよばれる。単に抵抗というときには、電気抵抗をもつ回路素子をさすこともある。

電気抵抗極小 [英 resistance minimum, 仏 minimum de résistance] 希薄磁性合金の抵抗温度曲線は低温(通常 20 K 以下)において極小が現れるものが多い。これを電気抵抗極小の現象という。不純物を含まない金属の電気抵抗(R)は温度(T)が絶対零度に近づくにつれて 0 に近づく(図中の a)。不純物を少量含む金属(希薄合金)では有限の



値に近づく(b)。特に磁気的不純物を少量含む金属(希薄磁性合金)では極小が現れ、再び上昇して一定値に近づく(c)。この現象は、1930年代の初めに Au の合金で見いだされてから各種の合金で見いだされ、広く世界的に研究された。電気抵抗のみならずほかの物性、特に熱起電力にも低温で異常が見られた。これらの現象の原因は近藤効果とよばれており、磁気的不純物のもつスピン磁気モーメントに起因している(⇒近藤効果)。磁気的不純物の含まれる量が多くなると極小の次に極大が現れて電気抵抗が再び減少することがある。これは磁気的不純物間の相互作用によってスピン磁気モーメントの方向が固定されるためである。

電気抵抗率 [英 electric resistivity, 独 elektrischer Widerstand, 仏 résistivité électrique, 露 удельное электрическое сопротивление] 電気伝導率の逆数。一樣な導線の場合、電気抵抗 R は次式のように導線の長さ l に比例し、断面積 S に反比例する。

$$R = \rho \frac{l}{S}$$

この比例定数 ρ を電気抵抗率とよぶ。抵抗率、比抵抗ともいう。電気抵抗率の SI 単位は $\Omega \cdot m$ である。典型的ないくつかの物質の電気抵抗率の値と温度係数を付録の表に示してある。

電気の分極率 [英 electric polarizability, 独 elektrischer Polarisierbarkeit, 仏 polarisabilité électrique, 露 электрическая поляризуемость] = 分極率

電気伝導 [英 electrical conduction, 独 elektrische Leitung, 仏 conduction électrique, 露 электропроводность]

物質に電場をかけると、物質中の荷電粒子は加速されるとともに周囲の抵抗を受けて運動し、その結果電流が生ずる現象をいう。荷電粒子の加速に対する物質の抵抗としてとらえる場合には、電気抵抗という。物体の両端に電圧 V をかけた場合に物体に流れる電流 I は $V = RI$ の関係(オームの法則)を満たし、定数 R を電気抵抗という。電流が流れる方向の物体の長さを l , それに垂直な断面積を A とすると、 $R = \rho l / A$ が成り立ち、それぞれの物質に特有の定数 ρ を体積抵抗率または比抵抗といい、その逆数 $\sigma = \rho^{-1}$ を電気伝導率という。質量 m , 電荷 e の荷電粒子には、電場 E による電気力とともに、速度 v に比例する抵抗力が作用して、運動方程式 $m dv/dt = eE - m\tau^{-1}v$ が成り立つ。その結果、初めはどんな速度であっても、一定時間 τ 以上たつと、速度 $v = \mu E$ の等速運動($\mu = e\tau/m$ を移動度という)に落ち着く。電流 I は、単位体積当りの荷電粒子の個数を n とすると、 $I = nevA = ne^2 \tau m^{-1} l^{-1} A V$ と表され、 $\sigma = ne^2 \tau / m$ が導かれる。単位断面積当りの電流 $j = I/A$ を電流密度といい、 $j = \sigma E$ が成り立つ。金属や半導体では、荷電粒子は電子であり(電子伝導)、そのふるまいはバンド理論に基づいて解明され、電子の質量としては有効質量を用いることが必要である。電子伝導の観点からみると、導体と絶縁体との区別は原子に束縛されないうちで運動できる電子(自由電子)の有無によってつけられるが、厳密にはバンド理論に基づいて検討される。半導体に光を当てて伝導性を高めうること(光伝導)もそれによって理解される。光電池に利用されるもの、この光伝導の性質である。上述の運動方程式からわかるように、電場が仕事をして粒子の運動エネルギーが増すが、同時に抵抗力によってそのエネルギーは熱になって周囲に逃出す。この熱はジュール熱とよばれ、単位時間当りの発熱量は、単位体積当り ρj^2 , 全体では $R I^2$ に等しい。絶縁体では電場をかけても電流は流れず、電荷が変位するだけで、その結果、分極が生じ、誘電体としてふるまう。磁荷は存在しないので、磁気には電流に該当する現象は存在しない。電子その他の、自由に動ける荷電粒子は電場だけでなく、温度勾配の影響も受けて、熱伝導のほか、いろいろの熱電気現象を生じる。それを検討するには、ボルツマン方程式を用いるなど統計力学的見地を含む考え方に立つことが必要である。

イオン結晶は低温では絶縁体であるが、高温ではイオンの流れによる電気伝導(イオン伝導)を起す。特に、超イオン導電体は高いイオン伝導性で知られる。電解質溶液では正負のイオンがそれぞれ陰極、陽極に流れ込んで、各極板に析出する。気体内の電気伝導もイオンの流れに基づき、電離が進むほど伝導度が増す。金属は融解して液体になっても電子伝導が主体である。セッケン液などのコロイド液では、イオンのほかコロイド粒子も寄与する。一般に液体、気体は完全に中性である限り絶縁体であり、電場を強めるか、電子や光を当てて電離させることによって伝導性が現れる。電場を極度に強くと、加速された荷電粒子が物質内にさまざまな変化を起し、電流は電場に比例せず、さらには定常電流が保持されなくなる(絶縁破壊)。気体中のこのような電流は古くから放電現象として知られ、

電子は希薄気体の放電の際に発見されたし、放電における原子の励起状態の研究は原子物理学さらに量子論の発展に寄与した。きわめて高温高密度では、原子は高度に電離した状態(プラズマ)になり、大きい伝導性をもつにいたる。0Kに近い極低温で、多くの金属や合金の電気抵抗が全く消失する超伝導現象は巨視的な量子現象である。

以上のように、電気伝導は各物質内の各種の荷電粒子の多様な運動の仕方に基因しており、それに応じて大きさも様相もさまざまである。たとえば金属では、自由電子の密度は十分大きく、温度によらずほぼ一定である。一方、各自由電子の移動度は、温度が上昇すると格子振動や不純物による自由電子の散乱が盛になるので減少する。電気伝導率は自由電子密度と移動度の積であるから、それは温度とともに減少するわけである。その温度依存性は絶対温度を T として $1/\sigma = \alpha + \beta T$ の形で与えられる。 α, β は定数で、特に β は温度係数とよばれる。その値は付表に与えられている。不純物を増やすとそれに比例して定数項 α は増大する。金属では電気伝導率と熱伝導率の間には相関があり、その関係式をウィーデマン-フランツの法則という。半導体では熱的に励起された少数の自由電子が電気伝導を担う。自由電子の密度はボルツマン分布に従い、 $\exp(-E/kT)$ に比例するので、 $\sigma = \sigma_0 \exp(-E/kT)$ という温度変化を示す。ここで σ_0 は定数、 k はボルツマン定数、 E は励起エネルギーであり、不純物の種類や濃度によって敏感に変化して、その混入によって ρ を減らすこともできる。 ρ は、金属では $10^{-8} \sim 10^{-9} \Omega \cdot m$ の程度のものが多く、純度の高いゲルマニウムは $10^{-1} \Omega \cdot m$ 程度にもなるが、Ⅲ族V族の元素を混入して数けたにわたって減少調節できる。電気伝導のこのような多様な性質は、それぞれの物質類型に特有の模型に基づいて説明すべきもので一概に記述することはできないが、比熱、誘電率、磁化率など、熱平衡状態の物質定数を表す一般公式が存在するように、定常状態の物質定数である電気伝導率に対しても一般公式として

$$\sigma = \int_0^\infty dt \int_0^\beta d\lambda \langle \exp[(\lambda - i\hbar^{-1}t)H] j_\mu \times \exp[-(\lambda - i\hbar^{-1}t)H] j_\mu \rangle$$

が成り立つ。ここで j_μ は電流密度の μ ($=x, y, z$) 成分、 H は体系のハミルトニアンを表す演算子、 $\beta = (kT)^{-1}$ であり、角括弧は熱平衡状態に関する平均値を表す。この公式によって特定の物質の伝導率を求めるには、適切な模型に基づいて計算することが必要であり、問題は一段持越されたばかりのようにもみえるが、公式自体が伝導率の本質を示しているという点からも、不可逆過程の一般理論の見地からも重要な意義をもつものと考えられる(⇒線形応答理論)。

電気伝導度 = 電気伝導率

電気伝導率 [英 electric conductivity, 独 elektrische Leitfähigkeit, 仏 conductibilité électrique, 露 электрическая проводимость] 物質中での定常電流の流れやすさを示す量で、電気伝導度、電導度、伝導度、伝導率ともいう(JISでは導電率といういいかたを用いている)。電気抵抗率の逆数である。物質中の電気伝導を担うものは、一般に物質中の自由電子である。したがって、電気伝導率は自由電子の密度とその移動度に依存する。導体中のある点での定常電流の密度を J 、電場の強さを E とするとき、 E があまり大きくないかぎり、オームの法則 $J = \sigma E$ が成立する。この比例定数 σ を電気伝導率といい、物質に固有の

定数である。この逆数は電気抵抗率 ρ である。 σ は等方性物質ではスカラーであるが、結晶などの非等方物質では一般にはテンソルである。単位は $S \cdot m^{-1}$ である。その値は付録の表に示されているように、物質の種類あるいは温度、圧力、磁場の強さなどの物理的条件によっても変化する。特に温度によって大きな影響を受ける。金属の電気伝導率は常温で $10^6 \sim 10^8 S \cdot m^{-1}$ と大きい。電解質溶液の電気伝導率は $1 mol$ に換算して、 $10 S \cdot m^{-1}$ 程度の値をもつ。温度の上昇とともに、イオンの運動が活発になるので、その値は大きくなる。半導体の電気伝導率は常温で $10^{-2} \sim 10^4 S \cdot m^{-1}$ と種類によって広範囲の値をとり、温度とともに著しく増大する。絶縁体の電気伝導率は常温で、ふつう $10^{-8} S \cdot m^{-1}$ 以下の値を示す。純水は $10^{-6} S \cdot m^{-1}$ 程度の値をもつが、絶縁体に数えられる(⇒電気伝導)。

電気天秤 [英 electrobalance, 仏 élebrobalance, 露 электрические весы] 重量の精密測定装置のひとつ。測ろうとする物体に働く重力を電気的に測定することによって物体の重量または質量を測定するもの。一例として、通常のねじり天秤の桿の中央部にコイルを固定し、これを磁場の中に置いて支点のまわりにトルクを発生するようにしたものがある。測ろうとする物体を天秤の一方の側に置くときと桿が傾こうとするので、その桿の傾き角を光電的に検出し、その位置を常にもとに戻すようにサーボ回路が働いてコイルに重量変化分に応じた電流が流される。このときのコイル電流を精密に測定することによって物体の重量を知る。このほか、ナイフエッジを有する機械的な天秤の分銅を電磁的な力で置換えたものと、本質的にばね秤を電気化したものなどいくつかの型式があるが、すべて、力を平衡させる操作は自動的に行われる。したがって秤量が迅速化され、また物体の重量の時間変化を連続的に記録することもできる。測定原理から明らかのように、電気天秤は重量測定装置であるから精密な質量測定に用いる場合には重力加速度的補正を考慮しなければならない。

電気二重極 ⇒ 双極

電気二重層 [英 electric double layer, 独 elektrische Doppelschicht, 仏 couche bipolaire, 露 электрический двойной слой] 電気双極子が面上に連続的に分布した層を電気二重層という。たとえば薄い膜の両面に正負の電荷を分布させることによって実現できる。二重層の強さは、単位面積当たりの双極子モーメントで表される。金属やコロイド粒子と電解質溶液との接触面などの、異種物質の界面に現れる電荷の分布は、電気二重層で近似することができる。接触電気や界面動電現象は二重層のふるまいとして説明できる。磁気双極子の層は磁気二重層とよばれる。

電気熱量計 [英 electric calorimeter, 独 elektrisches Kalorimeter, 仏 calorimètre électrique, 露 электрический калориметр] ⇒ 熱量計

電気ひずみ [英 electrostriction, 独 Elektrostriktion, 仏 électrostriction, 露 электрострикция] 誘電体の結晶のうち、圧電性をもたない結晶群に属する結晶に電場をかけると、電荷が変位して結晶にひずみが生じるが、このひずみは電場の偶関数であり、電場の向きをかえてもひずみの向きは変らない。このようなひずみは電場の大ききの二乗に比例し、これを電気ひずみという。圧電効果をもつ結晶群に属する結晶に電場をかけた際に生じるひずみは、電場の奇関数で電場の大きさに比例し、この効果は圧電効果の逆であり、逆圧電効果とよばれるが、これも電気ひずみ

の中に含めることがある。32の結晶群のうち、電気ひずみを示す結晶群は、三斜晶系： C_1 、単斜晶系： C_{2h} 、斜方晶系： D_{2h} 、正方晶系： C_{4h} 、 D_{4h} 、三方晶系： S_6 、 D_{3d} 、六方晶系： C_{6h} 、 D_{6h} 、立方晶系： T_h 、 O_h 、 O_h の12であり、残りの20の結晶群に属する結晶は圧電効果、および逆圧電効果を示す。

電気複屈折 [英 electric birefringence, 独 elektrische Doppelbrechung, 仏 biréfringence électrique, 露 электрическое двойное лучепреломление] 電場の中に置かれた媒質が、共鳴線の周波数に近い周波数の光に対して複屈折作用をもつようになることを電気複屈折という。電気複屈折は、電場の方向と平行に偏光している成分と垂直に偏光している成分とで吸収の起る光の周波数がごくわずかに異なるために起る。電場中に置かれた物質が複屈折作用をもつようになることをいうときもある(⇒電気光学効果)。

電気振り子 [英 electric pendulum, 独 elektrisches Pendel, 仏 pendule électrique, 露 электрический маятник] 絹糸などのような絶縁体の糸の先に、導体または絶縁体の軽いおもりをつるした振り子。帯電体におもりが触れると反発されて振れる。電荷の性質を観察するための手軽な装置として用いられる。

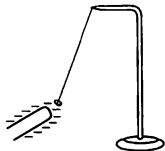


図1 おもりに帯電体を近づけると、引きつけられる。

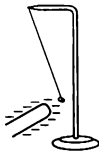


図2 帯電体に触れた後は、反発される。

電気分極 [英 dielectric polarization, 仏 polarisation électrique, 露 электрическая поляризация] 電場などによって誘電体が分極する現象。誘電分極あるいは単に分極ともいう。分極の程度は単位体積あたりの双極子モーメント P で表される。このベクトル P も、電気分極あるいは単に分極とよばれる。分極によって誘電体の内部に分極電荷ができる。その密度 ρ_p は、

$$\rho_p = -\text{div } P$$

で与えられる。電束密度 D は分極 P を用いて

$$D = \epsilon_0 E + P$$

と定義される。ここで、 E は電場、 ϵ_0 は真空の誘電率である。電場と分極との関係は、あまり強くない静電場に対して

$$P = \chi_e E$$

で与えられる。ここで χ_e は電気感受率とよばれ、誘電体の特徴を表す物質定数で、結晶などでは二階のテンソルになる。強誘電体は自発的に分極している。磁場や力あるいは熱によって分極する物質もある。

電気変位 [英 electric displacement, 独 elektrische Verschiebung, 仏 déplacement électrique, 露 электрическое смещение] = 電束密度

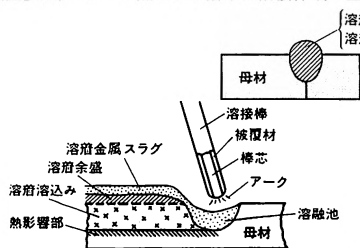
電気マイクロメーター [英 electric micrometer, electrical comparator, 独 elektrisches Mikrometer, 仏 micro-mètre électrique, 露 электрический микрометр] 微小変位を電気的量に変換して測定するコンパレータ。電気的インピーダンスである電気抵抗、静電容量、電磁誘導などの回路要素を、変位によって変化するように接続し、その

回路に生じる電流、電圧の変化を用いる。差動変圧器を利用した電気マイクロメーターが最も広く用いられている。格子と光電素子を利用した電気マイクロメーターもある。変位量をメーター上に指針で表示するものとデジタルに表示するものがある。電気マイクロメーターは感度が高いこと、感度切換えが容易であること、検出器が比較的小さく、構造も比較的簡単であること、遠隔指示や自動測定に利用できること、データ処理が容易にできることなどの利点がある。

電気毛管現象 = 毛管電気現象

天球 [英 celestial sphere, 独 Himmelskugel, 仏 sphère céleste, 露 небесная сфера] 天体の位置や運動を記述するため考えられた、半径無限大の仮想球面。普通、球の外側から見た描きかたをするが、星座や惑星運行の表示には、球の内面を使う。天体は肉眼で見ても望遠鏡で見ても、距離の遠近感を全く知覚できないが、天体の方向や方向の変化は識別できる。そこで観測点と天体を結ぶ線の方角を、観測点から見た天体の球面上の位置として表す。天球上の位置を表す座標系は、基準面のとりかたで、赤道座標、黄道座標、銀河座標などがつくられる。天球上の星の位置はほとんど変わらないが、太陽系内の天体は天球上の星の間を移動して見える。地球は1日1回自転しているので、天球は星をはりつけたまま東から西へ回転する。天球の回転軸は、地球の自転軸の方向を延長して天球と交わった点、天の北極と南極を結んだ線である。

電気溶接 [英 electric welding, 独 Elektroschweißen, 仏 soudure électrique, 露 электросварка] 電気アーク、電子ビームまたは電流による抵抗熱などで金属を溶かし接続すること。アーク溶接は溶接すべき金属と溶接棒(溶接用金属電極棒)との間に発生するアーク熱により金属を加熱し溶融接合するもので最も広範囲に使用されている。(図参照)。アーク熱により溶けた溶接棒端の金属が母材の



方へ移行して母材の溶融部と一体となり溶着金属を形成することにより溶接される。溶接用金属電極棒の代りにタングステンまたは炭素棒が用いられることもある。このときは母材のみが溶け接合される。溶接部の酸化を防止するため、窒素、アルゴンなどを吹付けながら溶接することもある。電子ビーム溶接は真空中で数十keVまで加速された方向性のよい電子ビームの衝撃熱で溶融溶接するものである。その電流は0.1~2A、数千kWのエネルギーを小面積に集中でき、溶接が針状に細長くできるので仕上りひずみが少ないのが特徴である。したがって高精密工作物溶接分野で特に普及している。抵抗溶接は接合材の接触部を機械的に加圧し、それに大電流を流し、発生する抵抗熱で溶接するものである。溶接部の温度が低いのでひずみが少なく、精度を要求するものに適するが大電流のため設備費が高く多量生産向きである。小型のものは点溶接器として普

及している。

電気容量 [英 electric capacity, 独 elektrische Kapazität, 仏 capacité électrique, 露 электрическая ёмкость] 絶縁された物体の電位を単位量だけ変化させるのに必要な、物体に与える(または物体から取出す)電気量(電荷)。単に容量ともいう。電荷を C 、電位を V で測ったとき、静電容量または電気容量の単位は F (ファラッド)で与えられる。孤立した導体に電荷 Q があり、(無限遠の電位を 0 とし)電位が ϕ であれば、電気容量は Q/ϕ である。また複数個の導体があり、 i 番目の導体の電荷を Q_i 、電位を ϕ_i とすれば

$$Q_i = \sum_j C_{ij} \phi_j$$

で与えられ、 C_{ij} は容量係数とよばれる。特に 2 導体があるときには $Q_1 = -Q_2 = C(\phi_1 - \phi_2)$ であり、 $C = C_{11} = -C_{12} = C_{22} = -C_{21}$ をこの系(コンデンサー)の電気容量という。実用的なコンデンサーの電気容量の単位として、 F は大きすぎるので、通常 μF , $\mu\mu F = pF$ が用いられている(\Rightarrow 平行平板の電気容量、同軸円筒の電気容量、同心球殻の電気容量、導体球)。

電極 [英 electrode, 独 Elektrode, 仏 électrode, 露 электрод] 真空または気体、液体、固体内に電場をつくるため、あるいは熔融塩や電解質水溶液などのイオン電導体、半導体の中に電流を流すために配置された導体という。電極には電子管、トランジスタの電極、コンデンサーの電極、電池の電極などのように目的に応じて電極の材質や形状に各種のものがある。電子管のカソード電極は電子を放出しやすい材料を用い、電子が流れ込むアノード電極には電子流による熱を逃しやすく、またガス放出の少ない無酸素銅などを用いる。コンデンサーの場合は電流は流れず電場をつくるための電極でその面積を広くするためのくふうがされている。電気分析などでは電位を測定するために電極を使用する。基準電位を設定するために用いる参照電極としては、標準水素電極 NHE、飽和甘コウ電極 SCE などが著名である。ポーラログラフieverでは滴下水銀電極に対して水銀池を反対側の電極として用い、これを対極ということもある。pH 測定用のガラス電極は、以前は大型のものであったが、電極ガラスの性能が向上したので微小なものでもでき、現在では胃液の pH 測定用のマッチ棒などの太さのものでまてつくられるようになった。この種のをマイクロ電極という。半導体素子などに電流を導く微小な電極(半導体電極)も同じくマイクロ電極とよばれる。

電極電位 [英 electrode potential, 独 Elektrodenpotential, 仏 potentiel d'électrode, 露 электродный потенциал] 通常は「単極電位」の意味に用いる。単極電位とは、電極と電解質溶液、あるいは融解塩などのイオン伝導体とが接している場合に、電極相が溶液相に対してのもつ電位をさす。しかし、化学組成の異なる 2 相間の電位差を直接に測定することは原理的に不可能であるから、このほかにある一定の参照電極を組合せてガルバーニ電池の形とし、その起電力から単極電位を求める(\Rightarrow 参照電極)。本来は標準水素電極を用いるべきであるが、カロメル電極や塩化銀/銀電極もよく用いられる。しかし、ガルバーニ電池の中に 2 通りの組成の異なった溶液が含まれる場合には液間電位差が生じるので、適当な方法でこの寄与を差し引かなければならない。

電気力学 [英 electrodynamics, 独 Elektrodynamik, 仏 électrodynamique, 露 электродинамика] 電磁気学の一分野であり、2 つの意味で使われる。(1) 19 世紀前半、さまざまな電磁現象が次々と発見され、統一的な理論をつくるのが、物理学者の大きな関心事になった。彼らは、電流が磁石に及ぼす力などを、電流や磁石などの配置から決める法則を見いだし、これらの法則と、ニュートンの運動法則とから、すべての電磁現象を論じようと試みた。この理論を電気力学という。やがて、直接的には力に関係のない現象を扱うために、電荷を荷びた粒子の存在を仮定するようになり、この仮説はローレンツの電子論へと発展した。(2) 現在では、電磁気学と同義に用いられる。ただし、荷電粒子の運動や電磁波の放射などの時間的に変化する電磁場に関する分野を電気力学といい、静電気学などと区別することがある。

電気力学的作用 [英 electrodynamic action, 独 elektrodynamische Wirkung, 仏 action électrodynamique, 露 электродинамическое действие] 電流の流れている回路、永久磁石などの間に働く力、変位に伴う起電力などを与える作用を、静電的な作用と区別するための歴史的用語。このような相互作用の静電場における力と同様な力学的定式化は、J. C. Maxwell により行われた。回路系のもつ磁場のエネルギー $(1/2) \sum L_{ij} I_i I_j$ (L_{ij} は相互および自己インダクタンス、 I_i は電流)を T_{mag} 、静電エネルギーを U_{el} とすると、ラグランジアン関数 $L = T_{\text{mag}} - U_{\text{el}}$ により、一般化座標 q_i に働く力 F_i は

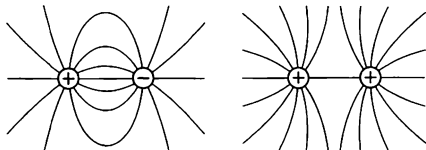
$$F_i = -\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) + \frac{\partial L}{\partial q_i}$$

と与えられる。 $-T_{\text{mag}}$ のことを回路系の電気力学的ポテンシャルとよぶ。永久磁石があるときには、 ϕ_{i0} を i 番目の回路を貫く永久磁石の磁束として $\sum I_i \phi_{i0}$ が T_{mag} に加えられる。回路 i の起電力 E_i は

$$E_i = -\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial I_i} \right)$$

と与えられる。

電気力線 [英 line of electric force, 独 elektrische Kraftlinie, 仏 ligne de force électrique, 露 электрическая силовая линия] ベクトル場である電場を、直感的に表すための曲線で、その接ベクトルが電場と一致するように引いた曲線の群である。図のように電場の強さは電気力線



の密度で表現される。力線は正電荷から始まり負電荷で終り、互いに決して交わることがない。力線は等電位面と直交する。

電気流体類似 [英 electro-hydro mechanical analogy, 露 электрогидродинамическое подобие] 電流と流体の流れが類似していることをいい、問題を解くのに利用される。電流を管または溝の中の水の流れにたとえることは、古くから行われており、電流を単位時間の電流 $\rho v S$ (ρ は流体の密度、 S は管あるいは溝の断面積、 v は流速)に対応させると、電位(差)は水位(差)に、電気抵抗は水路の流体力学的な抵抗に、それぞれ対応する。コンデンサー

に相当するものは貯水槽で、電気容量はその貯水容量にあたる。実際コンデンサーに蓄積されている電気量は貯水槽中の水量に相当する。インダクタンスは流体の慣性に対応し、その大きさは単位体積の質量、すなわち密度で測られる。電位差を発生させる電池は、水位差を発生するポンプにたとえられる。電気流体類似は、最近では流体の問題を電気の問題に直して解くことに使われることが多い。一般に電気回路の方が、流体力学的な装置よりも簡単に、種々の特性をもつものをつくりやすく、理論的にはよく研究されているからである。

電気量 [英 quantity of electricity, 独 Elektrizitätsmenge, 仏 quantité d'électricité, 露 количество электричества] 電荷の量、電荷量ともいう。正負の値をとるスカラーで保存則を満たす。国際単位系(SI)では、[電流]×[時間]の次元を与えられ、単位はクーロンである。この電気量を q とすると、静電単位系の電気量は $q/\sqrt{4\pi\epsilon_0}$ 、電磁単位系の電気量は $q\sqrt{\mu_0/4\pi}$ と定義されている。 ϵ_0 は真空の誘電率、 μ_0 は真空の透磁率である。

電気量保存則 [英 principle of conservation of charge, 独 Erhaltungssatz der Ladung, 仏 principe de conservation de la charge électrique, 露 закон сохранения электрического заряда] 任意の閉曲面に囲まれた領域を考えて、その中に含まれる電荷の総量の時間的変化は、閉曲面を通して出入りする電荷の量に等しい。すなわち、電荷密度を ρ 、電荷の束束つまり電流密度を \mathbf{J} とすれば

$$\frac{d}{dt} \int \rho dV = - \int \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S}$$

であり、次の連続の方程式が成り立つ。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \mathbf{J} = 0$$

この法則を、電気量保存則とよび、マクスウェル-アンペールの法則に含まれている。電荷をもつ素粒子が生成・消滅する場合にも成り立つ。

電気力 [英 electric force, 独 elektrische Kraft, 仏 force électrique, 露 электрическая сила] 電荷と電荷の間に働く力など、電場を介して働く力を電気力という。電場 \mathbf{E} 、磁束密度 \mathbf{B} の電磁場中を速度 \mathbf{v} で動く点電荷 q は、力 $q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ を受ける。この第一項が電気力、第二項は磁気力である。しかし、その区別はローレンツ変換に対して不変でないで、あまり意味がない。

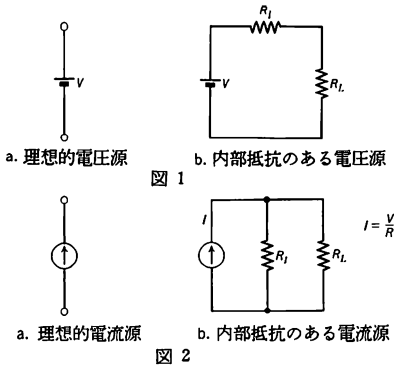
点群 [英 point group, 独 Punktgruppe, 仏 groupe ponctuel, 露 точечная группа] 空間の1点を不動にするような対称操作の組合せがつくる群。空間の1点が不動となるためには、すべての回転軸はこの点で交差する必要がある。さらに、回転軸が鏡映面をよぎる場合も交点はこの不動点でなければならない。空間群は無限に繰返される周期構造での対称操作の組合せがつくる群なので、空間群には並進操作が存在するが、点群には並進操作はない。点群は分子などの有限図形の対称性の記述に用いられる。点群では n 次までのすべての次数の回転軸が存在しうる。たとえば、プラトンの正多面体の1つである正二十面体を記述する点群では5回転軸が現れる。しかし、結晶のように空間に周期をもつ構造で許される回転軸の次数は、1, 2, 3, 4, 6に限られる。回転軸にこのような制限を設けて得た点群は結晶点群といわれ、32種存在する。空間群 Φ 中の並進群 T は正規部分群なので商群 Φ/T がつくれるが、これは結晶点群 G と同型になる。点群はヘルマン-モーガンの記号

から発展した国際記号や、シェーンフリースの記号で記述される。

結晶点群での対称操作は幾何学的空間内での変換であるが、幾何学的変換と同時に図形の超幾何学的性質(たとえば「色」)をも交換するような対称操作を導入すると、黒白(結晶)点群、色つき空間群などが得られる。これらに対して、結晶点群のことを特に古典結晶点群といえることがある。

点欠陥 [英 point defect, 独 Punktdefekt, 仏 défaut ponctuel, 露 точечный дефект] 結晶性固体の格子の乱れである格子欠陥のなかで、原子サイズのことを総称して点欠陥という。その代表的なものは、正規の配列では原子の存在すべき位置に原子が存在していない原子空孔と、存在すべきでない位置に原子が入り込んだ格子間原子である。広義には、正規の配列におけるものとは異なる種類の原子で置換えられた置換型固溶原子、より小さな原子が格子の間に侵入込んだ侵入型固溶原子も点欠陥とみなす場合もある。金属をはじめ多くの種類の結晶性固体において、原子空孔は熱平衡状態で存在し、その濃度は温度の上昇とともに急激に増加し、その温度依存は各物質固有の原子空孔形成エネルギー(金属においては1eVのオーダー)によって定まる。原子空孔は固体内の拡散・物質移動の担体として重要な役割をもち、その移動の性質は移動の活性化エネルギー(金属においては $\leq 1\text{eV}$)によって定まる。過飽和の原子空孔は高温からの急冷、塑性変形の際に移動する転位間の応力、高エネルギー粒子による損傷などによって導入される。格子間原子は、金属では形成エネルギーが大きいため熱平衡状態においては存在しないが、Siのような半導体においては存在できる。格子間原子は高エネルギー粒子による照射により原子空孔と対(フレンケル対)になって形成される。その移動度は極めて大きく、低温でも容易に移動して消滅する。過飽和の点欠陥は同種のものが集合・合体してより大きな欠陥(二次欠陥)を形成することがある。二次欠陥には転位ループ、積層欠陥四面体、ボイドなどがある。ボイドの形成につながる点欠陥間の反応の研究は核融合炉を含めた原子炉材料開発の重要な課題である。化合物結晶では、構成原子の種類と結晶構造の複雑さに応じて、点欠陥の種類も多くその挙動も複雑である。イオン結晶中の点欠陥は種々の電子状態をとりうるために光吸収の中心となり、点欠陥の存在によって結晶の色が変化する(色心)。

電源 [英 power supply, 独 Spannungsversorgung, 仏 source d'alimentation, 露 источник питания] 各種の電気機器や電子回路に電流や電圧、すなわち電力を供給するもので、交流電源と直流電源がある。交流電源は通常発電所より三相交流として送電され、一般用には単相100V、電力機器用には三相200Vあるいはそれ以上の電圧(数kVまで)で供給される。また、動力源をもつ発電機による場合と、DC・ACコンバーターを用いる場合がある。これらは交流の周波数を変化させることができる。直流電源は交流を整流して得られるが、小型機器やポータブル機器には電池を利用する。電池には充電可能なもの(鉛蓄電池など)と充電不能のもの(マンガン電池など)がある(⇒電池)。使用目的によって出力の電圧や電流を安定化して用いる。電圧源を考えた場合、理想的には図1aであるが、実際の装置の等価回路は図1bで表され、負荷電流と電源の内部抵抗により電圧降下を生じる。そして負荷に供給さ



れる電圧は $V \times R_L / (R_i + R_L)$ となる。電流源と考えた場合、図 2a および図 2b で表される。電源の内部抵抗により出力電流は負荷により異なる。したがって出力電圧または電流を検出し電源制御回路へフィードバックして、電源の内部抵抗を補正しその影響を補正する(⇒交流安定化電源、直流安定化電源)。

点弧電圧 [英 striking voltage of arc, 独 Überschlagspannung, 仏 tension d'amorçage d'un arc, 露 напряжение зажигания дуги] ⇒ アーク放電

電算機断層撮影法 [英 computerized tomography] 体外の装置により体内の状態を観察する方法のひとつで、CT と略す。細いビーム状の X 線を入射角度を少しずつ変えて人体を走査し、X 線束が通過した人体断面の各部分の吸収係数の差を電子計算機を用いて短時間に計算し、数値または画像として表すものが X 線電算機断層撮影法である。X 線の代りに超音波などを用いる場合もある。

電子 [英 electron, 独 Elektron, 仏 électron, 露 электрон] 素粒子の一種。記号は e 。特に電荷を表示する必要のあるときには e^- と表す。陽電子(positron)に対して、negatron といわれたこともある。質量は $9.1093897 \times 10^{-31} \text{ kg}$ 、電子ボルト単位に換算して $0.5109991 \text{ MeV}/c^2$ 、スピン $1/2$ 、電荷は負で、大きさは 1 電気素量、すなわち $1.6021773 \times 10^{-19} \text{ C}$ 。安定粒子。磁気モーメントは 1.001159652193 ボアー磁子。実験的に確認された寿命の下限は $2 \times 10^{22} \text{ y}$ 。

19 世紀の後半、普通の状態では電気を伝えるにくい気体を 2 つの電極をもつ容器内に封じ込めて、圧力を下げると電気が気体中を流れることが見いだされた。さらに低圧にすると陽極付近が蛍光を発することがわかり、これは陰極から負の電気を帯びた粒子が放出され、この粒子が陽極付近に衝突するためであると考えられた。この粒子の流れは陰極線とよばれたが、1897 年、J. J. Thomson は、陰極線の電場および磁場による曲がりかたから、これが今日電子とよばれる粒子であることをつぎとめた。

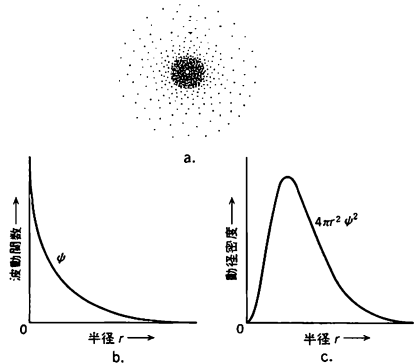
電子はディラック方程式に従う。電子と電磁場の相互作用は、朝永-シュウィンガーのくりこみ理論によって、量子電磁気学で全面的に説明できる。電子の反粒子は陽電子である。陽子、中性子とともに物質の基本的な構成要素である。陽子と中性子が集まって原子核をつくり、原子核と電子とで原子がつくられる。電子は原子核に比べてけた違いに軽いので、核が点とみられる尺度でも、定常状態にある電子の波動関数は空間的に広がっていて、原子の大きさ

がそれで決る。2 つの原子が接近したとき、両者のもつ電子が相手方に飛移りやすいかどうかにより化学結合力ができたり、斥力が生じたりする。慣性質量が小さいために可視光線、紫外線など振動電場の早い変動にもほぼついていくことができ、容易にゆり動かされて光の散乱・吸収など物質の光学的性質を支配する。さらに同じ理由で、電離気体や金属などの中での電気伝導に主要な役目を果たし、またわずかなエネルギーで高速になることから、放電・放射線作用などで原子や分子に衝突して大きな作用を与える。そのほか、ミクロの世界でのほとんどあらゆる自然現象において中心的役割を果たす重要な素粒子である。

電子移行 [英 electron transfer, 独 Elektronenübertragung, 仏 transfert d'électron, 露 перенос электрона] = 電荷移行

電子移動度 [英 electron mobility, 独 Elektronenbeweglichkeit, 仏 mobilité électronique, 露 подвижность электронов] ⇒ 移動度

電子雲 [英 electron cloud, 独 Elektronenwolke, 仏 nuage des électrons, 露 электронное облако] 原子や分子中の電子の存在確率の空間的な分布を、それと同じ密度分布の仮想的な雲にたとえて表した語。もし原子中の電子の存在する位置を実験によって調べるとすれば、その測定結果は、原子核を中心に無限遠まで広がる空間のなかのいずれかの位置に確定するであろう。しかし測定を無限回繰返せば、各点に電子の見いだされる確率は連続的な関数で表され、それはシュレーディンガー方程式の固有関数 ψ の平方から求められる電子密度に厳密に等しい。さらに一体近似の下では、この確率分布は 1 個 1 個の電子の密度分布の和で置換えることができる。このようにして表された電子密度の空間的な広がりを電子雲という。水素原子の基底状態は 1s 原子軌道で表されるが、その波動関数 ψ は図 b のような半径依存性をもっている。電子雲の分布、すなわち電子密度分布は ψ^2 で表される(図 a)が、それを同心球殻内で積分した $4\pi r^2 \psi^2$ は動径密度(⇒動径分布関数)とよばれ、その分布は図 c のようになる。



電磁エネルギー = 電磁場のエネルギー

電子エネルギー損失分光法 [英 electron energy loss spectroscopy, 独 Elektronen-Energieverlust-Spektroskopie, 仏 spectroscopie à perte d'énergie électronique, 露 спектроскопия энергетических потерь электронов] 一定のエネルギーをもった電子が固体に入射したとき、電子は固体内の電子、フォノン、プラズモンなどを励起して非

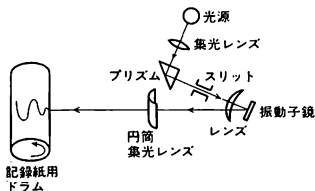
弾性的に散乱される。このような非弾性散乱電子のエネルギースペクトルをとる方法を電子エネルギー損失分光法(EELS)という。電子は励起エネルギーに相当するエネルギー ΔE だけ減少し、入射エネルギーを E_0 とすると $E_0 - \Delta E$ のエネルギー位置にスペクトルのピークを生ずる。このスペクトルから固体内のバンド構造、内殻電子を励起する場合は元素の種類、熱振動、プラズマ振動などに関する知見が得られる。薄膜試料では透過型電子顕微鏡と組合せて、厚い試料では超高真空中の電子分光器と組合せて、それぞれ透過および反射した非弾性散乱電子のエネルギースペクトルが測定される。エネルギー分析器は境界偏向型、静電偏向型、阻止電位型またはそれぞれの組合せたものが用いられ、エネルギー分解能は入射エネルギーをモノクロメーターで単色化すると数 meV が得られるが、単色化しないと 1 eV 程度である。 ΔE は数 meV から数 keV の範囲で分析できるので、光分光法における赤外から X 線に到る広範囲の光に対応する。

スペクトルは物質の誘電関数 ϵ と関係し、散乱微分断面積は次の式で表される。

$$\frac{d^2\sigma}{dE \cdot d\Omega} = \frac{m}{\pi^2 a_0} \frac{1}{k^2 \epsilon} \left(-\text{Im} \frac{1}{\epsilon(\Delta E)} \right)$$

ここで、 σ は全非弾性散乱断面積、 ΔE はエネルギー損失量、 $d\Omega$ は単位立体角、 m は電子の質量、 a_0 はボーア半径、 k は結晶内の波数、 $-\text{Im}(1/\epsilon)$ は $1/\epsilon$ の虚数部を表し、 $\epsilon_2(\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2)$ で与えられる。したがって、EELS は光学の吸収や反射スペクトルに対応する。応用として電子顕微鏡上での局所状態分析や元素分析、表面分析では表面の電子状態やフォノンに関する情報が得られる。

電磁オシログラフ [英 electromagnetic oscillograph, 独 elektromagnetischer Oszillograph, 仏 oscillographe électromagnétique, 露 электромагнитный осциллограф] 時間的に変化する電流量を記録または観測する装置の一種であって、電磁作用によって電流量の変化に追従する反射鏡付検流計により写真印画紙に光で記録する。可動部分の質量による慣性モーメントのため、追従速度に限度があり、一般には数 kHz 程度までの現象に利用される。振動子鏡が小型なので、これを多数同時に動作させて多現象の同時記録が容易である。動作原理は磁場中に設けられた可動コイルに信号電流を流し、電磁作用により信号電流に比例したふれを生じる。可動部分(振動子鏡)にとりつけた反射鏡のふれを光学的に記録する。図に示すように集光レン



ズにより光源からの光を一度振動子の鏡面の位置に集光し、その反射光を円筒レンズによって記録紙上に光点として結ばせる。記録用感光紙を光点の振動方向と直角の方向に送ることにより、時間的変動を記録することができる。直接に紙に記録するペンを電磁力で動作させる方式もあり、遅い現象の記録に使用される。

電子温度 [英 electron temperature, 独 Elektronen-temperatur, 仏 température électronique, 露 электронная

температура] 自由電子系でエネルギー分布 $f(\epsilon)$ を与える温度 T_e のことをい。マクスウェル-ボルツマン分布 $f(\epsilon) \sim \exp(-\epsilon/kT_e)$ の場合、電子の平均エネルギー $\bar{\epsilon}$ はその分布関数の温度に対応する ($\bar{\epsilon} = (3/2)kT_e$)。外力が作用しないとき、電子は結晶格子と熱平衡状態にあり、格子温度を T とすると $T_e = T$ である。外力たとえば電場によって電子を加速すると電子は電場からエネルギーをもらい高いエネルギー状態をとるようになり、電子温度は格子温度よりも高くなる(⇒熱い電子)。この効果は半導体で著しい。マクスウェル-ボルツマン分布を仮定し、電子が変形ポテンシャルによる音響フォノン散乱を受けるとすると、電子温度は電場 E の関数として

$$\frac{T_e}{T} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{3\pi(\mu_0 E)^2}{q}} \right\}$$

で与えられる。ここに μ_0 は低電場での電子のドリフト移動度、 q は音速である。このときのドリフト移動度 μ と電場の間には

$$\left(\frac{\mu_0}{\mu}\right)^2 \left[\left(\frac{\mu_0}{\mu}\right)^2 - 1 \right] = \left(\frac{3\pi\mu_0^2}{32q}\right) E^2$$

が成立する。あまり高くない電場で $T_e - T \ll T$ の場合を温かい電子とよび、上式は $\mu = \mu_0(1 + \beta E^2)$ と近似することができ、 $\beta = -(3\pi/64)(\mu_0/q)^2$ となり、電子温度は $T_e/T = 1 + (3\pi\mu_0^2/32q)E^2$ のように電場の二乗で増加する。電場が十分高くなり $T_e \gg T$ となった場合を熱い電子とよび、 $\mu/\mu_0 = (32/3\pi)^{1/4}(q/\mu_0 E)^{1/2}$ 、 $T_e/T = (3\pi/32)^{1/2} \times \mu_0 E/q$ となり、電子のドリフト速度 $v_d = \mu E$ は $E^{1/2}$ に比例して増加する。実際の半導体では、音響フォノン散乱のほかに種々の散乱が存在し、分布関数がマクスウェル-ボルツマン分布から著しくずれるために複雑である。電子濃度が高くなり、電子と電子の相互作用が十分に強く、外部電場からもらったエネルギーや運動量を電子どうしでやりとりする作用が十分大きいとき、分布関数は変位マクスウェル分布となることが知られている。このとき

$$f(\epsilon) = \exp \left[-\frac{(1/2)m^*(v - v_d)^2}{kT_e} \right]$$

で m^* は電子の有効質量、 v 、 v_d は電子の熱速度とドリフト速度である。

電子殻 [英 electron shell, 独 Elektronenschale, 仏 couche électronique, 露 электронная оболочка] ⇒ 原子構造

電子・核二重共鳴 [英 electron nuclear double resonance, 独 Elektron-Kern-Doppelresonanz, 仏 double résonance électron-nucléaire, 露 двойной электрон-ядерный резонанс] 1つの物質の中で電子スピン共鳴と核磁気共鳴を同時に起こせることをいう。核スピン系と電子スピンの相互作用を調べるのに利用される。たとえば、核スピンと電子スピンの間にスピンの相互反転の相互作用があるとき、核スピン系の共鳴を飽和させると、電子スピンの磁化が熱平衡値よりも増加し、共鳴の信号が強くなる。これを利用すると物質中の電荷の分布などに関する情報が得られ、さらに、信号が弱いために直接の観測が困難な核磁気共鳴を、電子スピン共鳴を観測することで検出することもできる。英語の頭文字を並べて ENDOR と略称されることが多い。

電子ガス [英 electron gas, 独 Elektronengas, 仏 gaz électronique, 露 электронный газ] 金属中の伝導電子系などの多電子系を電子の気体とみなして取扱うモデル系の

こと。通常、正電荷の分布を、系が全体として電氣的に中性であることを保証するような一様なバックグラウンドとして取扱うモデル(これをジェリウム模型という)をさす。電子間のクーロン相互作用により引起される多体相関効果および集団運動を考察するための基本的なモデルである。クーロン相互作用を無視して電子系を理想フェルミ気体とみなすモデルを自由電子ガス、電子間相関効果が大きい場合を特に電子液体とよぶことがある。電子ガスはその数密度と温度に応じてフェルミ縮退を示す。通常の金属の伝導電子系に対応する電子数密度($10^{28} \sim 10^{29} \text{ m}^{-3}$)では、縮退温度は $10^4 \sim 10^5 \text{ K}$ 程度である。完全縮退の場合、電子1個の占める平均体積に相当する球の半径 r_0 (電子数密度を n とし、 $r_0 = (4\pi n/3)^{-1/3}$) をボーア半径 a_0 で測った無次元パラメーター r_s が系の唯一の特徴的なパラメーターである。自由電子ガスのエネルギー(r_s^2 程度)に対して相互作用エネルギーの平均は r_s^4 程度の量であるので、パラメーター r_s が大きい(電子数密度が高い)ほど相関効果が強いことになる。通常の金属の伝導電子系に対応する r_s の値は、約2~5である。高密度($r_s \leq 1$)の弱相関の場合でも、クーロン相互作用の長距離性のために通常の単純な摂動論は適用できず、遮蔽効果を適切に考慮することが必要である。逆に r_s が十分大きくなると、強い相関効果のため電子が結晶格子状に配列するようになる(\Rightarrow ウィグナー結晶)。古典統計に従う電子ガスは古典的一成分プラズマともよばれる。このモデルは、一様な負電荷のバックグラウンド中に運動するイオンの系のふるまいを調べるのに用いられている。この場合の特徴的なパラメーターは、 $\Gamma = e^2/(r_0 kT)$ であり、 Γ が大きいほど相関が強くなり、 $\Gamma \sim$ 百数十で結晶化すると考えられている。電子ガス系の集団運動である電荷密度波の振動(\Rightarrow プラズマ振動)は、クーロン相互作用の長距離性による多体効果を顕著に示す現象である。

電磁カスケードシャワー [英 electromagnetic cascade shower, 仏 gerbe en cascade électromagnétique, 露 электромагнитный каскадный ливень] 高エネルギーの電子または光子が物質中に入射されると、電子の制動放射による光子生成の過程と、光子による電子・陽電子対生成の過程とが交互に繰返され、多数の電子・陽電子および光子が増殖される。この現象を電磁カスケードシャワーまたは単にカスケードシャワーという。

高いエネルギーの電子や光子が物質に入射されると、電子の制動放射による光子生成や光子による電子・陽電子対生成が起り、新たに光子や電子・陽電子の対が生成される。二次的に生れた光子や電子も、物質の中を走行中、さらに電子・陽電子対生成や制動放射を起す。物質の層が十分厚いと、上の過程が繰返し起り、物質層の深さにつれ、電子、陽電子、光子の数は増大していく(シャワーの発達)。入射時に電子や光子がもっていたエネルギーは多数の生成粒子に分配されるので、1つ1つの粒子のエネルギーは粒子数の増加に伴い減少する。こうして電子や陽電子のエネルギーが物質によって決る限界エネルギーまで減少すると一放射長当りの電離損失エネルギーが制動放射によるエネルギー損失を上まわるようになり、制動放射やそれにより発生する光子による電子・陽電子対生成を通しての粒子増殖も止まり、粒子の数は物質の深さとともに減少する(シャワーの減衰)。

このシャワー過程は、その基となっているおのおのの反

応の断面積を用いて解析的に取扱うことが可能であるが、これを厳密に行うことは、関係する粒子の数が多くなることや、光子のコンプトン散乱や電子・陽電子の電離損失などを考慮しなければならないことなどのため、極めて複雑な問題である。そのため、今日では大型電子計算機を用いたモンテカルロ法による数値計算が行われ成果をあげている。シャワーの発達のだいたいの見当は次の式により与えられる。シャワー粒子の数が最大となる物質層の厚さは

$$\sim \ln \frac{E_0}{E_c} \quad [\text{放射長単位}]$$

そこにおける粒子の数は

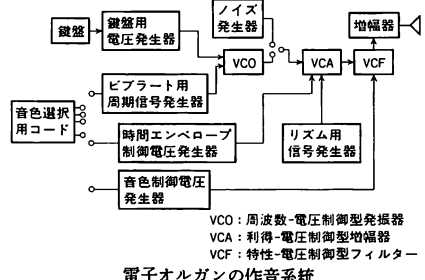
$$\sim \left[0.3 \frac{E_0}{E_c} \right] \cdot \left[\ln \frac{E_0}{E_c} \right]^{-1/2}$$

そこにおけるシャワーの横方向の広がり x は

$$\langle x^2 \rangle^{1/2}_{\text{平均}} \sim 0.8 \frac{E_s}{E_c} \quad [\text{放射長単位}]$$

ここで、 E_0 は入射電子のエネルギー、 E_c は物質の臨界エネルギー、 E_s は 21 MeV である。

電子楽器 [英 electronic musical instrument, 独 elektronische Musikinstrumente, 仏 instrument musical électronique, 露 электронный музыкальный инструмент] 電子的に発生させた信号を音源とする楽器。したがって、自然楽器などの音響あるいは振動を電氣的に拡声する電気ギターのようなものは含まれない。電子楽器には、電子楽器らしい音色をもちながらも、従来の楽器の音色を模倣する比重の大きなもの、もっと自由に、むしろ従来の楽器にはない新しい感覚の音色の形成に重点をおいたものがある。前者は、実用的にはハンドオルガンにはじまり、オルガンを模倣して各種の楽器らしい音色をもった電子オルガンあるいはキーボードとよばれる鍵盤電子楽器がつくられ、回路素子の飛躍的進歩によって、その性能も多機能になってきている。後者は、電子オルガンの回路ブロックの組合せなどを自由に選ぶことができ、機能を幅広く発揮できるもので、シンセサイザーなどとよばれている。さらに、いづれにおいてもマイクロコンピュータが電子楽器内に導入され機能は一層拡大されてきた。図に電子オルガンの作音系統例を示す。



電子管 [英 electron tube, 独 Elektronenröhre, 仏 tube électronique, 露 электронная лампа] 電子管の歴史は1883年T. A. Edisonの発見したエジソン効果に始まるという。エジソン効果とは、白熱電球に電極板を一枚挿入し、これをフィラメントに対して正電位に保つと電流が流れ、負電位に保つと流れない現象である。この現象を起す原因は、高温物体から放出される熱電子であることが1899年J. J. Thomsonにより証明され、次いで1902年

に O. W. Richardson によって熱電子放出の機構が理論的に明確化され、電子管の基礎が形成された。1904 年に J. A. Fleming が熱陰極の二極管検波器を発明し、安定な検波を行った。これが電子管の実用化第一歩である。さらに 1907 年、L. De. Forest が二極管にグリッドを一個追加した三極管を発明して、増幅作用を実現し、また 1913 年、A. Meissner は、三極管を使って発振を持続させることに成功し、電子管は一躍時代の寵児となった。その後真空技術の発達とともに、1920 年代から本格的な電子管の実用期に入り、引き続き三極管の性能を改善した空間電荷格子四極管、スクリーングリッド四極管、さらにこれを改良した五極管、ビーム管が発明され、高周波の発振、増幅、検波など、多方面に使用されて通信、放送の発達に大きく寄与した。使用周波数が高くなり、超高周波領域での動作が要求されるようになると、電極間電子走行時間と、浮遊インダクタンスや静電容量を小さくするために管の寸法を極力小さくする改善や、新しい原理で発振、増幅を行う超高周波用電子管が発明された。なお電子管の中に、低圧の気体を封入し、これを放電させて、放電独特の電圧電流特性を利用したり、正負の荷電粒子の存在によって空間電荷が中和されるために、大電流通電が可能であることを利用する放電管も電子管の一形態である。現在、電子管は通信、放送のほかに、表示、光電変換、計測、医療などに用いられている。電子管を用途別に分類すると小型電子機器用の受信管、無線通信や放送用の送信管、数十 GHz までの超高周波の発振、増幅に用いるクライストロン、進行波管、マグネトロンなど、また表示としてブラウン管、表示放電管など、光量の測定、検出用に光電管、光電子増倍管、撮像管、映像増倍管などがあり、特殊なものに X 線を発生する X 線管がある。

(1) 受信管：ラジオ受信機、テレビジョン受像機、長距離電話やマイクロ波の中継装置などに主として用いられた。二極管、三極管、五極管、周波数変換管があり、真空容器はほとんどガラスで(まれに磁器や金属が用いられた)、その形状により ST 管(straight tube)、GT 管(glass tube)、メタル管(metal tube)、ミニチュア管(miniature tube)、サブミニチュア管(sub miniature tube)、などに分類される。受信管は小型の電子デバイスとして 1950 年代まで広く利用されたが、その後トランジスタ、IC、LSI などの半導体素子に置き換えられ現在では特殊な用途以外にはほとんど使用されていない。

(2) 送信管：無線通信や放送の送信機、レーダー、高周波加熱装置、直流電流の高速遮断器や制御などに用いられている。出力は数十 W～数百 kW に及ぶが小出力のものはいまだに半導体素子に置換えられている。送信管は冷却方式によって空冷管、強制空冷管、水冷管、蒸発冷却管に分類される。

(3) 超高周波管：GHz～数十 GHz に至る超高周波で動作する電子管で現在広く使用されているものはクライストロン、進行波管、マグネトロンである。クライストロンは超高周波電圧によって生じた電子の速度変調を、ドリフト空間を通過させることによって密度変調に変え、これを出力空洞を通じて電力を取出す。直進型と反射型があり、前者は主として増幅用、後者は発振用として用いられる。

(4) 表示用電子管：最も典型的なものはブラウン管である。ブラウン管は、電気信号を電子ビームと蛍光膜の作用により光像に変換し、表示する電子管である。そのほか計

数放電管(デカトロン)、静電偏向計数管(E1T)、表示放電管、蛍光表示管などの表示用電子管がある。なお近年表示放電管の特殊形として、ガラス板の両面につけた透明電極間の放電を利用したプラズマディスプレイが使用されている。

(5) 光電変換管：光電管、光電子増倍管は、光量の測定や光信号の電気信号への変換に使用する。前者は現在固体の感光素子に置換えられているが、後者は光学用測定器や特殊な分析器に今なお使用されている。光電子増倍管は、光電管に電子の増倍作用をもたせたものである。撮像管は光学像を電気信号に変換する電子管で、光電型撮像管と光導電型撮像管に分けられる。用途は画像通信や、映像機器などである。映像増倍管は二次電子の増倍作用によって光学像をより明るい光学像に変換する電子管である。

(6) X 線管：高速電子線を物質に当てて X 線を発生させる電子管で、X 線と物質との相互作用を利用し、生体物質の内部状態や物質の構造を調査するのに用いられる。工業用、および分析用に大別される。

電磁気学 [英 electromagnetics, 独 Elektromagnetik, 仏 électromagnétique, 露 электромагнетизм] 電気現象、磁気現象に関する諸法則の体系を電磁気学といい、電気学、磁気学、光学などを含む。力学とともに物理学はもとより、自然科学すべての基礎をなす。電気工学、電子工学あるいはエレクトロニクスに応用され、現代文明の繁栄に大きく貢献している。

電磁気学の諸法則は、すべて電磁場の基本法則から演繹的に導かれる。電磁場の基本法則は、マクスウェル方程式

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E} + \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = 0$$

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H} = \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + \boldsymbol{i}$$

$$\operatorname{div} \boldsymbol{D} = \rho$$

$$\operatorname{div} \boldsymbol{B} = 0$$

で表される。ここで、 \boldsymbol{E} は電場、 \boldsymbol{B} は磁束密度、 \boldsymbol{H} は磁場、 \boldsymbol{D} は電束密度、 \boldsymbol{i} は電流密度、 ρ は電荷密度である。電磁場は物質に単位体積当たり $\rho \boldsymbol{E} + \boldsymbol{i} \times \boldsymbol{B}$ のローレンツ力を及ぼす。

電束密度 \boldsymbol{D} は、真空の誘電率 ϵ_0 および分極 \boldsymbol{P} を使って $\boldsymbol{D} = \epsilon_0 \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P}$

と表される。磁場と磁束密度との関係は、真空の透磁率 μ_0 および磁気分極 \boldsymbol{J} を使って

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H} + \boldsymbol{J}$$

あるいは、磁化 \boldsymbol{M} を使って

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 (\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M})$$

と表される(ただし、磁束密度と磁場の関係を $\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H} + \boldsymbol{M}$ と書き、 \boldsymbol{M} を磁化と定義することもあるので注意を要する)。

分極は物質中の電荷分布が電場の作用で変化するために生じる。定常な電場のもとで分極が生じる物質を誘電体といい、電荷が流れる物質を導体という。磁気分極あるいは磁化は、磁場の作用のもとで電流、分子内電流、スピンによる電流の分布が変化するために生じる。物質の磁化に着目するとき、その物質を磁性体という。物質と電磁場との相互作用の研究は、物性物理学の重要な課題のひとつである。

電磁気学の体系のうち、電場に関する部分を電気学、磁場に関する部分を磁気学ということがある。しかし、電磁

場が時間的に変化するとき、それらの境界は明確ではない。電磁場が時間的に変化しないときには、静電気学と静磁気学とに分けることができる。静電気学の基本法則は、 $\text{rot } \mathbf{E} = 0$ と $\text{div } \mathbf{D} = \rho$ および $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ である。静磁気学の基本法則は、 $\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{i}$ と $\text{div } \mathbf{B} = 0$ および $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J}$ である。時間的に変化する電磁場に関する諸法則の体系を、静電気学あるいは静磁気学と区別して、電気力学ということがある。

電磁気学の歴史は古い。人間は目をもっているため、光の存在は人類の出現と同時に知られていた。また、摩擦したコハクが糸くずなどを吸付けたり、あるいは磁石が鉄片を引付ける現象や南北を指す現象は古代から知られていた。18世紀末、帯電体間の力、磁極間の力に関するクーロンの法則が発見され、当時発展途上にあった解析学に助けられて、電気学、磁気学は著しく進んだ。しかし、このころまでは電気現象と磁気現象とは全く別の現象だと考えられていた。光学も別の道を歩んでいた。1799年 A. Volta によって電池が発明され、電流が容易に得られるようになった。1820年 H. C. Ørsted は電流の磁気作用を発見し、1831年には、M. Faraday によって磁気から電流が得られることが示された。これによって、電気学と磁気学とは統一への道を歩み、ついに1864年、J. C. Maxwell によって電磁場の基礎方程式が提出された。この方程式の波動解が、光の性質をすべて説明することが示され、電気学、磁気学、光学は、電磁気学の名のもとに統一された。さらに、運動物体中の電磁場(⇒運動体の電気力学)に関する研究から、特殊相対論が生れた。また、空洞放射のスペクトルなどの研究は、量子論誕生の端緒となった。量子論によって原子・分子の構造が解明され、原子の内部で原子核や電子の間に働く力、原子間や分子間に働く力なども、基本的には電磁気学として説明された。そして物理学とは無関係に発展していた化学もまた、物理学の体系に組入れられることになった。

相対論においても、マクスウェル方程式は、すべての慣性系で、そのまま成り立つが、時空の概念は変更され、座標変換はローレンツ変換で与えられる。マクスウェル方程式がローレンツ変換に対して不変であることをわかりやすくするために、電磁ポテンシャル($A, \phi/c$)を用いて書直す。磁束密度 $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ および電場 $\mathbf{E} = -\nabla \phi - \partial \mathbf{A} / \partial t$ をマクスウェル方程式に代入すると、真空中の場合に対して

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{i}$$

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

が得られる。ここで、 c は真空中の光速であり、ベクトルポテンシャル \mathbf{A} とスカラーポテンシャル ϕ とは、ローレンツ条件

$$\text{div } \mathbf{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$$

を満たすとする。電磁ポテンシャルは、 \mathbf{A} を空間成分 ϕ/c を時間成分とする四元ベクトルである。また、 \mathbf{i} と $c\rho$ との組も四元ベクトルである。したがって、上の3組の式がローレンツ変換に対して不変となる。また、任意のスカラー関数を χ として、電磁ポテンシャルを $(\mathbf{A} + \nabla \chi, \phi/c - \partial \chi / \partial t)$ と定義し直しても(ゲージ変換)、電場や磁場は変化しない。したがって、ゲージ変換に対して、すべての観測可能な量は不変でなければならない。これは、物理学の

指導原理のひとつである。

量子論では、電磁場中の荷電粒子のハミルトニアン H は演算子であり、座標表示で

$$H = \frac{1}{2m} \left(\hbar \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - q\mathbf{A} \right)^2 + q\phi$$

と表される。ここで、 \mathbf{r} は空間座標、 m は荷電粒子の質量、 q は電荷、 \hbar はプランク定数の $1/2\pi$ である。このハミルトニアンは、物質つまり原子・分子・自由電子などの荷電粒子の系と電磁場との相互作用の研究にとって、最も基本的な演算子である。

量子化された電磁場のエネルギー W は、光子のエネルギーの和

$$W = \sum_{\mathbf{k}, \alpha} \hbar \omega_{\mathbf{k}} C_{\mathbf{k}\alpha} C_{\mathbf{k}\alpha}$$

で表される。ここで、 $C_{\mathbf{k}\alpha}$ と $C_{\mathbf{k}\alpha}$ はそれぞれ、波数 \mathbf{k} 、偏り α 、角振動数 $\omega_{\mathbf{k}}$ の光子の生成演算子と消滅演算子である。光子と荷電粒子との相互作用の研究は、量子電磁気学の重要な課題である。さらに最近の素粒子物理学においては、ゲージ理論が普遍化され、弱い相互作用と電磁力との統一理論などが確立されつつある。

電磁気の形状因子 [英 electromagnetic form factor, 独 elektromagnetischer Formfaktor, 仏 facteur de forme électromagnétique, 露 электромагнитный формфактор] ⇒ 形状因子

電磁気的自然観 [英 electromagnetic world view of nature, 独 elektromagnetische Weltbild, 仏 vue universelle de la nature électromagnétique] 物理的世界の基本的存在様式を電磁的なものの中に見だし、それによって自然世界の理解を与えようとする立場(自然観)をいう。ここでいう「電磁気」は「力学的」に対する意味で把握されるべきもので、その意味では電磁気的自然観は、力学的自然観への反省と批判に立つものである。具体的には、1900年ごろ、当時の電子論の輝かしい成功を背景にして、当時の物理学者たちの間で一時有力となった考え方をさす(⇒力学的自然観)。

H. A. Lorentz によって開拓された電子論は、多くの実験事実を次々に説明したが、電磁場の媒質エーテルからその力学的性質を抜き取り、全く電磁的なものに置換えたという点で画期的なものであった。H. Hertz がそのみごとくな実験で電磁波の存在を余すところなく立証したとき、それはむしろ力学的物質としての媒質エーテルの存在を示す決定実験として受取られたのが普通だったから、エーテルの力学的性質に伴うさまざまな困難(縦波の問題、剛性率と密度、すべりの問題など)は容易に解決できないものように考えられていた。Lorentz は、エーテルを純粋に電磁的なものとみなし、非力学的(ある意味では非物質的)としたため、静止系の問題を除いてエーテルに対するさまざまな困難は一挙に回避されたのであった。こうして電磁現象は物質への従属から解放され、電磁エーテルは物質から独立な実体として存在することになった。これは今日考えられるところの古典電磁場にあたる。このように電磁エーテルが物質とは独立な基本的存在であることが確立されてみると、これをむしろ宇宙の根元的存在とみなし、さまざまな物質の属性もすべてこのエーテルとその電磁的相互作用から説明可能ではないか、とする考え方が誕生したのも決して不思議ではない。Lorentz 自身は慎重であったが、多くの物理学者たち、たとえば M. Abraham, J. Larmor,

W. Wien らの人々はこの立場を推進した。その予想は、力学的諸量は、質量をも含めて、電磁的なもので説明されるだろうというもので、基本的な電気力学の建設により、やがて力学の全体系は置換えられ、物理学の諸分野はひとつの統一の視野のなかにおけるだろう、とするものであった。

この電磁的自然観の中心課題のひとつは、もちろん質量の問題であった。すでに、1881年に J. J. Thomson は電磁質量の概念を提出しているが、力学概念の中核をなす質量が電磁的に説明されるならば、電磁的自然観の見通しは明るものであろう。ところで Lorentz は、1889年に、その電子論により質量の速度依存性の問題を提起し、運動方向とそれに垂直な方向とで質量の差が現れることを予測した。Abraham はこの問題をとりあげ、電荷が表面に分布する剛体球模型をつつて電子の質量を計算し、その速度依存性を調べた。一方 W. Kaufmann は A. H. Becquerel の電場、磁場による偏倚の実験から、ベクレル線粒子の質量が速度により変化することを認め、1902 年ころから電子についてこの実験を行い、その速度依存性を確認し、電子の質量は電磁的性質のものであると確定的な宣言をし、ここに電磁的自然観はその強力な支柱を得たのである。このような状況の下で、多くの物理学者たちによる、重力や分子間力の電磁的なものによる導出の試みが行われた。実は電子論自体に、内包する矛盾があることがしだいに判明したし、電子の模型自体が非電磁的な力によらなければつくりえないものであった。そしてやがて、電子論はその役割を終え、新しい論理である相対性理論、量子論が物理学の前面に出てくる。電子論の終末とともに、電磁的自然観への熱狂も凋落して、比較的短かったその命脈を終る。

しかしながら、本来、電子論と電磁的自然観は別のものである。この時期の電磁的自然観はその発生の起源をも、またその実践をも電子論の中に見いだしていたために、電子論とともにその姿を消したが、この種の思考(原物質による一元論的思考)そのものは必ずしも姿を消したわけではない。それはいろいろな形で現代も自然科学の思考の中に生き残っているものであろう。

電磁気的質量差 [英 electromagnetism mass difference, 仏 différence de masse électromagnétique, 露 разница электромагнитных масс] 強い相互作用をする素粒子(ハドロン)には、質量がほぼ等しくて電荷の異なる一群の粒子がある。たとえば、陽子と中性子、荷電 π 中間子と中性 π 中間子などである。これらは、アイソスピン多重項をなすといわれる。この一群の粒子は、もし電磁相互作用がなければ、完全に同じ質量をもつものと考えられるが、実際はわずかに差があり、この質量差を電磁気的質量差とよんでいる。実験によると

$$m_p - m_n = -1.2934 \text{ MeV}/c^2$$

$$m_{\pi^+} - m_{\pi^0} = 4.60 \text{ MeV}/c^2$$

$$m_{K^+} - m_{K^0} = -4.0 \text{ MeV}/c^2$$

などである。ただし、 m_p , m_n , m_{π^+} , m_{π^0} , m_{K^+} , m_{K^0} はおのおの、陽子、中性子、荷電 π 中間子、中性 π 中間子、荷電 K 中間子、中性 K 中間子の質量である。

電磁気的質量差は電磁相互作用によって生じると考え、電磁相互作用については摂動論の最低次より、強い相互作用については電子散乱実験からわかる形状因子を用いると、 π 中間子や K 粒子の電磁気的質量差を求めることができ、これは実験データとよく一致する。しかし、核子

(陽子と中性子)や K 中間子などの電磁気的質量差に同じ方法を用いると、符号が逆に出る。この場合は、電磁気的質量差がハドロンの外側の性質のみで決っているのではなく、それを構成するクォークの電磁気的質量差を反映しているために、実験値と理論値が食い違うものと考えられるが、まだ問題は解決されていない。

点磁極 [英 point magnetic poles, 独 punktförmige magnetische Pole, 仏 pôles magnétiques ponctuelles, 露 точечные магнитные полюсы] \Rightarrow 磁極

電磁気量の単位 [英 units of electric and magnetic quantities, 独 Einheiten der elektrischen und magnetischen Größen, 仏 unités des grandeurs électriques et magnétiques, 露 единицы электрических и магнитных величин] ここでは、まず、今日ひろく推奨されている国際単位系(RSI)に準拠して諸単位を示し、ついで、他の単位系に関連する事項を述べる(付録の表を参照)。

SI は、7つの基本単位をベースにして構成されるが、電磁気量の単位は、すべて、長さのメートル(m)、質量のキログラム(kg)、時間の秒(s)、および電流のアンペア(A)の4つの基本単位と、それらの乗除で誘導される組立単位とによって、すなわち MKSA 単位系の範囲内で、表現することができる。表1の上半分は関係の深い力学量と

表 1

量	単位の名称	単位記号	基本単位の乗べきによる表現			
			m	kg	s	A
長さ	メートル	m	1	0	0	0
質量	キログラム	kg	0	1	0	0
時間	秒	s	0	0	1	0
周波数	ヘルツ	Hz ¹⁾	0	0	-1	0
力	ニュートン	N ²⁾	1	1	-2	0
仕事、エネルギー	ジュール	J ³⁾	2	1	-2	0
仕事率*	ワット	W ⁴⁾	2	1	-3	0
電流	アンペア	A	0	0	0	1
電流密度	アンペア毎平方メートル	A·m ⁻²	-2	0	0	1
電位、電位差**、起電力	ボルト	V ⁵⁾	2	1	-3	-1
電気抵抗	オーム	Ω ⁶⁾	2	1	-3	-2
電気抵抗率*	オームメートル	$\Omega \cdot m$	3	1	-3	-2
(電気の)コンダクタンス	ジーメンズ	S ⁷⁾	-2	-1	3	2
電気伝導率**	ジーメンズ毎メートル	S·m ⁻¹	-3	-1	3	2

* 工率ともいう。† 比電気抵抗ともいう。

** 電圧ともいう。†† 電気伝導率ともいう。

(注) 単位記号に 1), 2), …のついたものは、他の単位で次のように表現される。1) s⁻¹, 2) m·kg·s⁻², 3) N·m, 4) J·s⁻¹, 5) W·A⁻¹, 6) V·A⁻¹, 7) Ω^{-1} 。

その単位を、下半分はオームの法則にかかわる量とその単位を、集めたものである。表の()中に示したのは、混同のおそれがないときには省略してよい語句である。

次の表2では、左半分に、電場と関係のある量とその単位を、右半分に、磁場と関係のある量とその単位を、対応させながら挙げる。いくつかの量に別称があるので多少まぎらわしいが、左右の対応に注意しておくとう便利であろう。

ここで、電磁気量の単位を具現するための標準について簡単に説明する。かつては「硝酸銀の水溶液から1sの間に銀1.118 mgを析出させる定常電流の強さを1 Aとする」と定められていたので、この電気分解を厳密に発生させるための装置がつくれ、水銀による電気抵抗標準器と並んで、電気測定の実原器のような役をしていた。現在では、「2本の細い直線状導体に電流を流すとき、導体の単位長さ当たり作用する力」の測定をもとにして電流の単位(⇒アンペア)が定められるが、そのための装置(⇒電流天秤)の製作や操作には多大の労が必要とされる。それに加えて、電磁誘導の法則に立脚する抵抗標準器(インダクター)、特殊な静電的装置(クロスキャパシター)や交流ブリッジを整備すれば、周波数標準の援用のもとに、オーム、ヘンリー、ファラド、さらにはボルトなどの単位の具現が可能になる。近年の量子物理学の進歩に伴い、シュタルク効果から電場の強さひいては電圧の基準を、またゼーマン効果から磁場の強さひいては電流の基準を定めることも研究され、原子・分子の電気双極子モーメント μ_e や陽子の磁気回転比 γ_p の値との関係も論じられた。最近に至ってジョセフソン効果による標準(⇒ジョセフソン電圧標準)の信頼性が確認されて、電磁気量の単位の表現体系に革新がもたらされた。なお、そこでは、プランク定数 h 、電子の電荷 e の値との関係が重要な意味をもっている。

最後に、SI以外の単位系に関する事項を要約する。電磁気現象に関する定量的な知見が豊富に得られるようになった19世紀後半から、電磁気量についての単位系がいく通りも提案されてきた。主なもの、適宜に分類しながら列挙しておくが、類縁語および付録の表も参照されたい。

(I・1) 3元系: CGS 静電系(⇒静電単位系)、CGS 電磁系(⇒電磁単位系)、CGS 対称系(⇒ガウス単位系)。

(I・2) 4元系: CGS-Fr 系(⇒フランクリン)、CGS-Bi 系(⇒ビオ)、MKS- μ_0 系(真空の透磁率をも基本量とする系)、MKS- ϵ_0 系(真空の誘電率をも基本量とする系)、MSVA 系(ボルト、アンペアをも基本単位とする系)、MKSQ 系(オームをも基本単位とする系)、MKSC 系(クーロンをも基本単位とする系)、MKSA 系(アンペアをも基本単位とする系、SIの原型)。

(I・3) 5元系: 量の記号で書くこと、LMTQP_{*} 系、LMTI ϕ _{*} 系、LMTI τ 系、LMT $\epsilon_0\mu_0\phi$ 系、ここで l は長さ、 M は質量、 T は時間、 Q は電荷、 P_* は磁極の強さ、 I は電流、 ϕ_* は磁束、 τ は電気と磁気の結合係数、 ϵ_0 は真空

の誘電率、 μ_0 は真空の透磁率。

(II・1) 有理系(⇒有理単位系)。

(II・2) 非有理系(⇒非有理単位系)。

電磁力 [英 electromagnetism force, 独 elektromagnetische Kraft, 仏 force électromagnétique, 露 электромагнитная сила] 電場や磁場の中の電荷、磁極、電流に働く力。電磁力ともいう。電場を E 、磁束密度を B とすると、速度 v で動く電荷 q に働く力は、ローレンツ力 $q(E+v \times B)$ で与えられる。したがって、電荷密度 ρ 、電流密度 J の物質部分には、単位体積あたり $\rho E + J \times B$ の力が働く。また、速度 v で動く磁極 q_m に働く力は $q_m(H-v \times D)$ 、 H は磁場、 D は電束密度であるが、これは磁極が磁化電流によって生じていると考えれば、電流に働く力 $J \times B$ に含めて考えることができる。これらの力はまた、マクスウェルの応力テンソルを、電荷、磁荷および物質の体積要素を囲む閉曲面上で積分して得ることもできる。この考え方は場を媒介として力を受けるとする近接作用の立場であるが、静電磁場では直接に場の原因となる電荷、電流などからおよぼされる遠隔作用と考えることもできる。電磁場のスカラーポテンシャルを ϕ 、ベクトルポテンシャルを A とすると、速度 v の電荷 q に働く力は、電磁場との相互作用を与える作用積分

$$S = q \int A \cdot v dt - q \int \phi dt$$

から変分原理によって得られる。

電子計算機 [英 electronic computer, 独 elektronischer Rechner, 仏 calculateur électronique, 露 электронная вычислительная машина] = 計算機

電子源 [英 electron source, 独 Elektronenquelle, 仏 source d'électrons, 露 источник электронов] 電子加速器に電子を供給するための装置で、電子銃ともよばれる。通常熱したフィラメントから出てくる電子を数十～100 kV 程度の電場によって加速して加速器へ入射する方法がとられる。シンクロトロンや線型加速器に入射するための電子源には、電子をパルス的に加速器へ送り込むためのパルス発生装置が組込まれ、一定の周期で一定の時間幅の電子の束を加速器へ送り込むようなくふうがなされている。このような電子源からの電子はそのスピンの方向がそろっていない(偏極していない電子源)。偏極した電子ビームは電子と核子の相互作用におけるスピン依存性を調べるうえで重要な役割を果たす。このため偏極電子源も種々ものが開発

表 2 電磁気量の単位

量	単位の名称	単位記号	量	単位の名称	単位記号
電気量, 電荷	クーロン	C = A·s	磁束, 磁荷, 磁極 ⁵⁾	ウェーバ	Wb = V·s
起電力, 電位差	ボルト	V	起磁力	アンペア	A
電場の強さ ¹⁾	ボルト毎メートル	V·m ⁻¹	磁場の強さ ⁶⁾ , 磁化	アンペア毎メートル	A·m ⁻¹
電気容量 ²⁾	ファラド	F = C·V ⁻¹	インダクタンス	ヘンリー	H = Wb·A ⁻¹
電束密度 ³⁾	クーロン毎平方メートル	C·m ⁻²	磁束密度	テスラ	T = Wb·m ⁻²
電気双極子モーメント ⁴⁾	クーロンメートル	C·m	磁気双極(子)モーメント	ウェーバメートル	Wb·m
(電気)分極	クーロン毎平方メートル	C·m ⁻²	磁気分極	テスラ	T = Wb·m ⁻²
誘電率	ファラド毎メートル	F·m ⁻¹	透磁率	ヘンリー毎メートル	H·m ⁻¹

1) 電場、電界または電界の強さともいう。2) 静電容量ともいう。3) 電位変位ともいう。4) 電気双極子能率ともいう。5) 磁極は、磁極の強さともいう。6) 磁場、磁界または磁界の強さともいう。

発されている。たとえば、Liの原子を磁場中で偏極させた後に電離させた電子を使う方法、GaAsの結晶に円偏向させたレーザー光を照射して光電効果によって出てくる偏極電子を使う方法などが実用化されている。

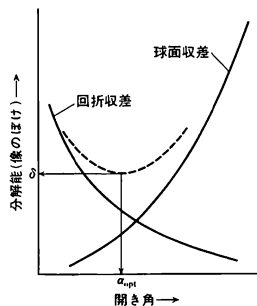
電子顕微鏡 [英 electron microscope, 独 Elektronenmikroskop, 仏 microscope électronique, 露 электронный микроскоп] 電子線を用いて試料を拡大して観察する装置。いろいろな型の装置があるが、試料を透過した電子線をレンズ系を用いて結像する透過型電子顕微鏡、試料表面から反射した電子線を結像する反射型電子顕微鏡、集束された電子線を試料表面上に走査して、試料の各走査点から放出される電子を検出器に受けて増幅し、これを試料上の走査と同期させてブラウン管上に像を映し出す走査型電子顕微鏡がよく知られている。このほか、試料表面から放出された電子を結像する放射型電子顕微鏡、先端が0.1 μm見当の曲率半径をもつ試料から放出された電子を加速して、レンズを用いずに直接試料先端の像を蛍光板上につくるミュー型放射顕微鏡などが知られている。

通常の電子顕微鏡に用いられる電子線の加速電圧は20 kV から200 kV のものが多いが、加速電圧が500 kV以上のものを特に超高压電子顕微鏡とよび、現在3 MVの加速電圧のものまで製作され用いられている。電子線の結像には軸対称の電場または磁場による電子レンズを用いて行われる。電子レンズは光学レンズに比べて球面収差が大きく、この難点を避けるため、結像に用いる電子線の開き角を 10^{-3} rad ぐらひに小さくして用いる。電子レンズは、レンズ電極の電位または励磁電流を制御することによりその焦点距離を可変にすることができるため、広範囲の倍率を連続的に変化させることが可能である。これら電子レンズを安定に動作させるためには、加速電圧とともに 10^{-6} 程度の電源安定度が要求される。

透過型電子顕微鏡法においては、試料は電子線を透過して像のコントラストを得るために厚さの制限があり、通常の100 kVの加速電圧の装置ではその厚さは高々1000 Åである。このため、金属試料に対しては化学溶解法、またその他一般の試料に対しては化学溶解法またはイオン衝撃法などを用いて薄片試料を作製する。また生物試料に対しては超薄切片法が多く用いられる。また試料表面の凹凸や形状の観察には試料表面の型をとって薄片試料を作製するレプリカ法が用いられる。現在、透過型電子顕微鏡の分解能は3 Å以下に達している。

走査型電子顕微鏡法における試料は、二次電子の検出器が反射側にある場合は必要な表面処理をして作製する。検出器が透過側にある場合は前の透過型電子顕微鏡と同様に試料作製を行うことができる。現在、走査型電子顕微鏡の分解能は通常20~30 Å見当である。

電子顕微鏡の分解能 [英 resolving power of electron microscope, 独 Auflösungsvermögen des Elektronenmikroskops, 仏 pouvoir de résolution de microscope électronique, 露 разрешающая способность электронного микроскопа] 透過型電子顕微鏡の場合、結像のばけ δ は、結像にあずかる電子線の開き角 α で決まる回折収差によるばけ $\delta_{\text{diff}}=0.61\lambda/\sin\alpha$ (λ は電子線の波長)と、球面収差によるばけ $\delta_{\text{sph}}=C_s\alpha^3$ (C_s は球面収差係数)の和で表される。図は回折収差および球面収差によるばけの量を開き角 α の関数で表したもので、上の2つのばけの和を極小とする条件から、分解能は $\delta_{\text{min}}=0.7(C_s\lambda^3)^{1/4}$ で与えられ、これを実



現する電子線の開き角は、 $\alpha_{\text{opt}}=(0.61\lambda/C_s)^{1/4}$ となる。さらに詳しく波動光学的考察によると、分解能およびそれに対応する開き角はそれぞれ $\delta_{\text{min}}=0.43(C_s\lambda^3)^{1/4}$ および $\alpha_{\text{opt}}=1.4(\lambda/C_s)^{1/4}$ となる。現在用いられている100 kVの加速電圧をもつ装置において、 $\lambda=3.7\times 10^{-2}$ Å, $C_s\sim 7\times 10^{-4}$ mとすると、 $\delta\sim 1.9$ Å, $\alpha\sim 1.2\times 10^{-2}$ radが得られる。この理論分解能にほとんど近い値が現在の装置で得られているが、この実現のためには色収差の起因となる加速電圧の安定度を 1×10^{-5} 以下に抑えなければならない。走査型電子顕微鏡の分解能は試料上を走査する電子線の直径により決められ、通常20 Å見当とされている。走査透過型電子顕微鏡(STEM)の中には電場放射型電子銃を用いて数十Åの電子線束をつくり、単原子像の観察が行われているものもある。

電子項 [英 electronic term, 独 Elektronenterm, 仏 terme électronique, 露 электронный терм] 原子または分子の電子状態、またはそのエネルギー準位を電子項とよぶ。原子の場合は振動項、回転項が存在しないので、単に項といえは電子項をさす。分子の場合、それぞれの電子状態での断熱ポテンシャル曲線またはポテンシャル曲面のエネルギーが最低となる点のエネルギー値と、基底状態でポテンシャルが最低となる点のエネルギー値との差(E_e)を波数で表したものを電子項値といい、 T_e で表す($T_e=E_e/hc$, h はプランク定数, c は真空中の光速度)。電子項はそれの特徴づける量子数、または分子の対称性に関連した項記号により表記される。たとえば、 $^3P_1, ^1\Sigma_g, ^3\Pi_1, ^1A_g, ^3B'$ など。[50]

電子光学 [英 electron optics, 独 Elektronenoptik, 仏 optique électronique, 露 электронная оптика] 電場、磁場中での電子軌道を幾何光学における光線に対比させて記述する理論で、イオン光学など一般の荷電粒子の軌道に関するものも包括する場合が多い(⇒イオン光学)。荷電粒子の軌道を決める最小作用の原理と、光の経路を決めるフェルマーの原理が、同じ形の式で示されるために、対応した理論が展開できるのである。まず粒子の電荷を q 、静止質量を m_0 、速度を v 、真空中の光速を c 、また磁場のベクトルポテンシャルを A とすると、電子光学での屈折率は

$$\frac{v}{\sqrt{c^2-v^2}} + \frac{q}{m_0 c} \cdot A$$

に比例するものといえる。粒子が静電場で加速され、磁場がなく、 $v\ll c$ の場合には、 $v=0$ の位置の電位を0にとれば、電位 ϕ の位置の屈折率は $\sqrt{\phi}$ に比例することになり、等電位面は屈折率の等しい面と考えることができる。一方、磁場が存在する場合には、屈折率が粒子の運動の方向によって異なり、異方性の媒質を考えていることになる。

粒子の運動を、このような種々の媒質内の軌道の屈折とみる理論は、電子幾何光学ともよばれ、電子レンズにおける粒子線の集束や結像が主な対象になっている。他方、粒子線をド・ブロイ波長の波動として取扱ひ、波動光学に対比させた理論は電子波動光学とよばれ、干渉や回折を主題目としているが、これも電子光学の一分野とされている。

電磁光学 [英 electromagnetic theory of light, 独 elektromagnetische Lichttheorie, 仏 théorie électromagnétique de la lumière, 露 электромагнитная теория света] 光を電磁波として取扱う光学の一部門。J. C. Maxwell が理論的に導き出した電磁波の伝搬速度が実験的に求められた光波の伝搬速度と一致することから、1873 年光の電磁波説が誕生し、電磁光学として発展した。波動光学も光を波動として取扱うが、干渉や回折など波動性の問題が中心で、光と物質との相互作用にはあまり触れないのに対し、電磁光学では、光の放出と吸収、分散、結晶光学、金属光学など物質の光学的性質の取扱ひを含んでいる。ただし、古典論的、マクロな立場であって、量子力学的、ミクロな立場で光と物質との相互作用を取扱う場合には特に光物性という。物理光学とはやや重点の置き方が異なるが、ほぼ同じ問題を取扱ひ、本質的には差がない(⇒物理光学、波動光学)。

電子・格子相互作用 [英 electron lattice interaction, 独 Elektron-Gitter-Wechselwirkung, 仏 interaction d'électron-réseau, 露 электрон-решёточное взаимодействие] 伝導電子と格子を組んでいるイオンとの相互作用のことであるが、実際にこの語を使うときは、イオン系の振動、すなわち格子振動との相互作用を意味していることが多い。さらに振動しているイオン系は、通常、フォノンの集合として扱われており、したがって、電子・フォノン相互作用を意味していると考えてよい(⇒電子・フォノン相互作用)。

電子項遷移 [英 electronic transition, 独 Elektronenübergang, 仏 transition électronique, 露 электронный переход] 分子内では電子が速い速度で運動をしており、それよりも遅い速度で振動(分子を構成している原子の原子核の相互間の距離が変化する運動)が起り、さらに遅い速度で分子の回転運動が起っている。光の吸収、放出によって電子の運動状態が変わることを電子項遷移または電子遷移とよぶ。電子項遷移が起ると、平衡核配置、基準振動数、慣性モーメントなどがすべて変わるから、必然的に振動、回転状態も変わる。量子力学によれば、分子のエネルギー準位は離散的(とびとび)であって、始状態と終状態のエネルギーの差を ΔE とすれば、この 2 つの準位の間の遷移で吸収、放出される光の振動数 ν は $h\nu = \Delta E$ で与えられる。振動、回転のエネルギーは電子の定常状態間のエネルギー差に比べて小さいから、 ΔE は主として電子状態のエネルギーの変化によるものであるが、どの振動、回転準位からの振動、回転準位に遷移するかによっても ΔE は異なるから、スペクトルに振動、回転構造が現れる。電子項遷移によるスペクトルは、通常、可視から紫外、真空紫外領域に現れる。また、電子項遷移はどの電子項間においても起るのではなく、いくつかの選択規則に従って許される電子項の間でなければ遷移は起らない(⇒選択規則)。電子項遷移の結果、分子が解離することもある。解離後は任意の運動エネルギーをもちうるから、その場合のスペクトルは連続スペクトルである。

電子構造 [英 electronic structure, 独 elektronische Struktur, 仏 structure électronique, 露 электронная структура] 原子・分子や固体を構成する電子の状態を、ある近似法(物理的なモデル)を用いて記述するとき、特に電子構造という。たとえば、一体近似によって各軌道を占める電子数の組(電子配置)によって電子構造が表される。ただし、1 つの電子配置からいくつかの電子状態がつくられる場合は電子配置だけでは電子構造が決まらない。基底状態の電子構造は、通常は軌道エネルギーの低い方の軌道から順次電子を詰めてできる電子配置である。励起状態の電子構造は、基底状態でどれかの軌道に入っていた電子がエネルギーの高い軌道へ跳び移った電子配置で表される。この場合、2 個以上の電子が跳び移ることもある。また、原子価結合法を用いると、たとえば、メタン(CH_4)の電子状態は sp^3 混成軌道を使って電子対結合で記述できる。このようなものも電子構造の一種であり、水素分子の共有構造、イオン構造なども電子構造である。ここで使われる電子構造という意味は電子そのものの内部構造という意味ではない。それは全く別の問題である。

電子サイクロトロン共鳴加熱 [英 electron cyclotron resonance heating, 独 Elektronzyklotronresonanzheizung, 仏 chauffage par résonance électronique cyclotronique, 露 нагрев на электронно-циклотронном резонансе] 磁場で閉じ込めたプラズマに外部から高電力マイクロ波を入射し、電子サイクロトロン共鳴によって電子を加熱する方法。トラス型プラズマの場合には、低磁場側(外側)あるいは高磁場側(内側)からトロイダル磁場に適当な角度で適当な偏波面をもつ電磁波を入射し、これがプラズマ中心のサイクロトロン共鳴領域まで伝播し、そこで電子サイクロトロン減衰によって吸収され、電子が加熱される。正常波では $\omega^2 > \omega_{pe}^2$ 、高磁場側から入射する異常波では $\omega^2 > \omega_{ce}^2/2$ であれば、電磁波はプラズマ中心へ伝播できる(ω は電磁波の振動数、 ω_{pe} , ω_{ce} は電子プラズマおよびサイクロトロン振動数)。たとえば、電子温度が 1 keV で、 $\omega_{pe} \leq \omega_{ce} \sim \omega$ 、[トラスの主半径 / 電磁波の波長] = 100 のトラス型プラズマにおいては、磁場と垂直に近い角度で伝播する正常波、または磁場と 40~50° の角度で伝播する異常波に対して光学の厚さは 1 程度となっており、入射電磁波の大部分がプラズマに吸収される。融束密度 $B = 5\text{T}$ 、電子密度 $n_e \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ の核融合プラズマの電子サイクロトロン加熱には、 $\omega_{ce}/2\pi \approx 150 \text{ GHz}$ のミリ波が必要となる。

電子サイクロトロン加熱は、局所的電子加熱によって、電子温度したがってプラズマの電流分布を制御するのに有効な手段である。また磁場方向の速度分布関数を非対称にすることによって、トロイダル電流を発生する可能性が提唱されている。さらに電子サイクロトロン共鳴によるプラズマ発生はステラレータなどの無電流プラズマの生成や、トカマク放電の予備電離、さらには真空容器の放電洗浄にも有効である。

電子サイクロトロン振動数 [英 electron cyclotron frequency, 独 Zyklotronfrequenz des Elektrons, 仏 fréquence cyclotron de l'électron, 露 циклотронная частота электрона] ⇒ サイクロトロン振動数

電子散乱 [英 electron scattering, 独 Elektronenstreuung, 仏 diffusion des électrons, 露 рассеяние электронов] 電子が、原子、原子核あるいは素粒子標的により運動のエネルギーや方向を変えられた現象をいう。標的の内

部状態が変化しない場合を弾性散乱といい、内部状態が変化する場合を非弾性散乱という。電子の散乱角分布を測定することにより、原子あるいは原子核の電磁遷移における多極子モーメント(⇒電磁多極子モーメント)を詳細に調べることができる。たとえば、弾性散乱から標的内の電荷分布や磁気モーメントの分布がわかる。非弾性散乱から標的の構造関数がわかる(⇒深非弾性散乱)。

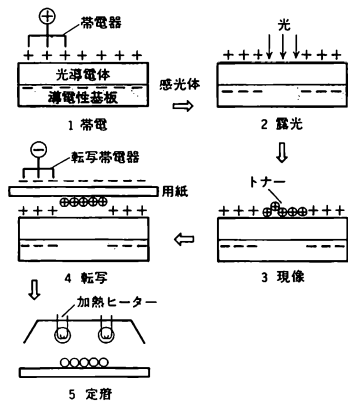
原子・分子(イオンを含む)による電子散乱は主に、長距離力であるクーロン力を介して行われ、入射電子が標的となる原子・分子から遠い所を通る場合でも力を受けるので小さい角度の散乱(前方散乱)が大きく寄与する(⇒ラザフォード散乱)。入射電子と標的との距離が大きくなり、入射電子のつく電場は原子・分子の大きさの範囲であまり変わらなければ、光吸収における電気双極子遷移に相当する遷移が標的の励起に最も大きく寄与する。このとき、標的原子・分子は電気双極子遷移で許される準位に励起され電子が前方に強く散乱される。入射電子の速度が早い(〜数百eV以上)場合にはこのような散乱の寄与が大きい。入射電子の速度が遅くなると、入射電子による標的の分極の効果や入射電子と標的の内電子が入れかわる効果(電子交換)が無視できなくなり、電子双極子遷移以外の励起を伴う散乱が強く見られるようになる。分極や電子交換の効果は電子が標的の近くを通る場合ほど大きいので、このような散乱は散乱角が大きい場合に特に顕著になる。

電子式卓上計算機 [英 electronic desk calculator, 独 elektronischer Tischrechner, 露 электронный электронный калькулятор] 集積回路を応用した超小型で持ち運び容易な電子計算機。電卓と略称する。最近の電子技術の急速な発達によって、機能的にも優れたものがつくられていく。簡単なものでは一度に1種類の演算処理しか実行できないが、最近では、かなりの記録容量をもち、ある程度プログラム可能なものも増えつつある。

電磁質量 [英 electromagnetic mass, 独 elektromagnetische Masse, 仏 masse électromagnétique, 露 электромагнитная масса] 古典電子論において、電子など電荷をもった粒子の運動を決める質量を、この粒子に伴う電磁場(これを自己場という)のエネルギー、運動量から説明しようとして、これを電磁質量とよんだ。電荷をもった粒子の自己場の運動量を G^S , 自己場から受ける力を F^S とすれば $F^S = -dG^S/dt$ であるから、質量を m , 外力を F とすると運動方程式は $m dv/dt = F^S + F$ すなわち $d(mv + G^S)/dt = F$ となる。 F^S には dv/dt に関係した項が含まれているから、 $F^S = -dG^S/dt$ は慣性的な働きをする。したがって、電子の慣性質量のすべて、または一部が電子の自己場によると解釈できる。例えば、M. Abrahamは、剛体である電子の質量が全て電子のまわりの電磁場の運動量から決まるモデルを考えた。これによれば電子の質量を m , 電荷の大きさを e として静止している電子の半径 a は $a = e^2/8\pi\epsilon_0 m c^2$ で与えられる(ϵ_0 は真空の誘電率)。電子が運動している場合は、その運動方向と、それに垂直な方向で質量は異なった値をとるが、いずれも v と共に増加する。また、H. A. Lorentzによるローレンツ収縮を起す電子のモデルに対しても、同様に電磁質量を求めることができる。しかし、電磁場のエネルギーと運動量はそれだけでは四元ベクトルの成分とはならないので、電子の質量全部を電磁質量とみなすことはできない(⇒量子電磁学)。

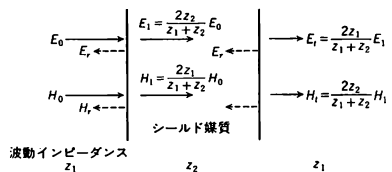
電子写真 [英 electrography, 独 Elektrophotographie,

仏 électrophotographie, 露 электрофотография] 光導電体の表面に光電効果により露光してつくった静電潜像を利用する画像記録方式。目に見えない静電潜像を着色樹脂粉末の静電吸着現象により現像し可視像化して用紙に転写・定着するもので、複写機、プリンターなどに利用されている。代表的な方式のひとつのカルソン方式(ゼログラフィー)のプロセスを図に示す。まず導電性基板上に光導電



体を積層し、この感光体表面をコロナ放電により一様に帯電させる。次に画像明部の電荷を露光により除き、静電潜像をつくる。電荷をもった着色樹脂粉であるトナーを静電潜像に静電吸着させると像が見える。最後にトナー像を用紙に転写し熱や圧力を加えて定着させる。感光体に使う光導電材料は、初期の電子写真では非晶質 Se や ZnO 樹脂分散系が使われていたが、現在では Se-Te, Se-As, CdS 樹脂分散系などが実用化されている。

電磁遮蔽 [英 electromagnetic shielding, 独 elektromagnetische Abschirmung, 仏 blindage électromagnétique, 露 магнитное экранирование] 電磁場を遮断する目的で空間の2つの領域間におかれた金属のついでである。外部の雑音源から隔離するために機器、回路などを包む場合と、雑音を発生する源を包んで外部に放出しないようにする場合がある。電磁波が空間を伝播し媒質の異なる領域につき当ると、図のように一部は反射し、他は新しい



電磁波の反射と透過

媒質中に入り吸収(減衰)されながら伝播していく。媒質中では渦電流損失により電場 E , 磁場 H はそれぞれ、 $E = E_0 \exp(-t/\delta)$, $H = H_0 \exp(-t/\delta)$ となる。 t は媒質の深さ、 δ は表皮の深さを表し、 μ を媒質の透磁率、 σ を電気伝導率、電磁場の角振動数を ω とすると $\delta = \sqrt{2/\omega\mu\sigma}$ である。低周波では吸収が少なくなり、シールドが難しくなる。

媒質の境界での反射は媒質の波動インピーダンスで与えられ、波動インピーダンスは $Z = E/H = \sqrt{j\omega\mu/(\sigma + j\omega\epsilon)}$ で、絶縁体では $\sqrt{\mu/\epsilon}$, 導体では $\sqrt{\omega\mu/\sigma}$ である。図で E_1

$=\{2Z_2/(Z_1+Z_2)\}E_0$, $E_t=\{2Z_1/(Z_1+Z_2)\}E_1$, すなわち, $E_t=\{4Z_1Z_2/(Z_1+Z_2)^2\}E_0$ となる。磁場 H も同様に $H_t=\{4Z_1Z_2/(Z_1+Z_2)^2\}H_0$ となる。シールド媒質中の多重反射は厚い場合は吸収が大きいため無視できる。通常シールド媒質が金属, 周囲は空気, すなわち $Z_1 \gg Z_2$ なので $E_t=(4Z_2/Z_1)E_0$, $H_t=(4Z_2/Z_1)H_0$ となる。電場に対しては $Z_1 \rightarrow Z_2$ の境界で大きな損失を生ずる。これは薄板で十分であることを意味する。磁場に対しては $Z_2 \rightarrow Z_1$ の反射が大きい。

通常, 雑音源との距離は波長 λ に比べて小さい場合が多い。そのような場合, 棒状アンテナのように電場が主体の点電源では空間の波動インピーダンスは $Z_1=1/\omega\epsilon r$ で反射損失 $E_r/E_0 \leq 1/4\omega\epsilon r Z_2$ となる。ループアンテナのように磁場が主体の場合は $Z_1=\omega\mu r$ で反射損失は $\leq \omega\mu r/4Z_2$ となる。磁性体をシールド媒質として用いると μ 大, σ 小であるから吸収は大きく, 反射は小さくなる。したがって, 低周波の電場に対しては反射損失が効果的なので, 磁性体によるシールドは有効でない。低周波の磁場では反射損失より吸収損失が大きいため, μ の大きい媒質によるシールドが有効である。一層のシールドで不十分の場合は多層シールドが必要となるが, 銅と鉄の二重シールドでは, 低周波では内側に鉄を, 高周波では銅を内側におくのが効果的である(⇒磁気遮蔽, 静電遮蔽)。

電磁シャワー [英 electromagnetic shower, 独 elektromagnetischer Schauer, 露 gerbe électromagnétique, 露 электромагнитный ливень] = 電磁カスケードシャワー

電子銃 [英 electron gun, 独 Elektronenkanone, 仏 canon à électrons, 露 электронная пушка] 電子銃は陰極線管(ブラウン管), X線管, 撮像管, 進行波管, クライストロン, 電子ビーム加熱装置, 電子顕微鏡などにおける電子ビーム発生源である。電子銃の機能は陰極から放射された電子を加速し, あるビーム径の中に必要な大きさの電流を引出すことである。電子銃は, 高バリエーション電子銃と, 高輝度電子銃に大別される。前者の特徴は大電流が得られることで, ビアース型電子銃(図1)といわれる。進

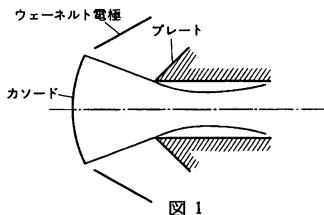


図 1

行波管, クライストロン, 電子ビーム加熱などに用いられる。後者の特徴は小ビーム径, 高電流密度で, 平面陰極三極電子銃と, 熱電子放出電子銃(図2)および電界放射電子銃(図3)の3種類がある。平面陰極三極電子銃は主として

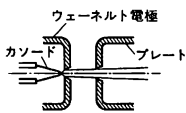


図 2

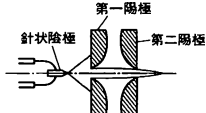


図 3

陰極線管, 撮像管に用いられ, 後の二者は主に電子顕微鏡に使用される。図にそれぞれの型の電子銃の概略を示す。図中のウェネルト電極とは, 一般に電子銃の陰極の近く

に設けられ, 陰極よりわずかに負の電位に保たれて電子流の集束, 制御に用いられる。なお, 陰極線管では, 電子銃に続く電子ビーム集束系を含めて電子銃とよぶのが普通である。電子ビームを集束する方法には, 電場集束(静電集束)および磁場集束がある。電場集束には直流電圧の印加された電極の組合せが使われる。磁場集束にはコイルを使う方法と, 四極電磁石を使う方法(強集束)とがあり, 高解像度が得られるが, 容積が大きくなるので一般の陰極線管には使用されることはなく, 特殊用途に限られる。

電子昇位 [英 electron promotion, 仏 promotion d'électrons, 露 электронное продвижение] 電子が集まって分子をつくときの電子状態の変化を記述するのに用いられることば。原子どうしの衝突で生じる電子のある種の遷移でも用いられる。以下の(1)~(3)の意味をもつ。

(1) 分子のなかではほかの原子との相互作用のため, 原子の電子状態は自由原子の状態と異なり, 種々の原子軌道が混じりあうことによって(⇒混成軌道関数), ほかの原子と結合しやすい原子価状態をつくっている。原子価状態は原子の固有状態ではなく分子のなかにおいてのみ意味をもつものであり, 原子の励起状態が独立に実現されているのではない。このため励起と区別して昇位という(たとえば sp^3 混成軌道では s 軌道の電子1個は p 軌道に昇位している)。原子価状態にある原子のエネルギーは基底状態のそれより高いが結合によって分子全体のエネルギーが低くなり安定な分子をつくる。原子における原子価状態と基底状態のエネルギーの差を昇位エネルギーという。

(2) 二原子分子の分子軌道において, 分離原子の $1s$ 軌道に結びついている2つの σ 軌道のなかの一方は, 融合原子の極限で主量子数2の原子軌道に移行する。たとえば等核二原子分子の場合 σ_{1s} 軌道は $2p\sigma_u$ となる(⇒分子軌道, 対応図)。このように分子軌道において, 融合原子の極限における原子軌道の主量子数が分離原子の極限における原子軌道の主量子数より大きくなることを電子昇位という。電子昇位が起っている分子軌道は反結合性の分子軌道である。

(3) 内殻電子の速度に比べて遅い相対速度でのイオン・原子衝突における内殻電子励起は, ファノ・リヒテン理論, バラー・リヒテン理論によって定性的に説明される。これらの理論では, イオン・原子衝突において両者が接近したとき, 一時的に準分子を形成し電子はこの分子イオンの分子軌道にあると考える。また, 分子軌道としては透熱的分子軌道(⇒透熱ポテンシャル)を採用する。分離原子の極限で内殻の原子軌道に移行し, かつ(2)の意味で昇位する透熱分子軌道のエネルギー曲線は, イオン・原子が接近して核間距離が小さくなったとき, 空席の分子軌道のエネルギー曲線と(対称性が等しい場合でも)交差することがある。電子が占有している分子軌道と空席の分子軌道のエネルギー曲線が交差する核間距離あたりでは, 電子間相互作用, 回転結合項を通して, 占有している分子軌道から空席の分子軌道へと電子が遷移することができ, 衝突後内殻励起したイオンまたは原子ができる。このように昇位した分子軌道と空席の分子軌道のエネルギー曲線が交差して内殻励起を起す過程を電子昇位という。

電子衝撃 [英 electron impact, 独 Elektronenstoß, 仏 choc électronique, 露 электронный удар] 運動エネルギーをもった電子が原子・分子あるいはそれらのイオンと衝突する現象をいう。電子衝撃によって, 原子, 分子,

イオンは励起されたり、電離(正イオンであれば、より電荷数の大きな正イオンになる)されたり、さらに分子であれば解離されたりする。このような現象は放電、高温プラズマ上層大気、放射線の物質作用などを解析するうえで重要な素過程である。実験的に一定のエネルギーに加速した電子線をつくり、原子、分子、イオンにあて、散乱電子や衝突の結果生じた生成物(放射光、二次電子、正イオン、準安定励起原子など)を測定する方法は広く行われており、上記のような応用分野や、原子、分子、イオンの励起状態や電離状態、解離の過程を明らかにすることに役立っている。

電子衝撃脱離 [英 electron stimulated desorption, 仏 désorption stimulée par électrons, 露 десорбция электронным ударом] 電子が固体表面に入射すると、そこに吸着している気体分子などが脱離する。この脱離は吸着分子が熱脱離でない低温でも起る。脱離粒子の種類は、中性分子や原子、励起中性粒子(陽、陰)イオンである。脱離断面積は中性粒子で $10^{-18} \sim 10^{-20} \text{ cm}^2$ 程度のものが多く、イオンの断面積はそれよりおよそ2けたほど小さい。これは気相におけるイオン化断面積($\sim 10^{-16} \text{ cm}^2$)よりかなり小さい値である。電子衝撃脱離の機構として大別して2つのモデルがあるが、いずれも電子による運動量の直接移換とは考えない。E. H. Menzel らによるモデル(MG R モデル)では、吸着した原子が電子衝撃によりイオン化状態へと励起され、イオンのまま脱離するか、あるいは脱離の過程で再び基底状態に戻りしかも余剰エネルギーを有する場合には中性粒子として脱離すると考える。このモデルは吸着原子が中性で吸着している場合には考えやすいが、酸素原子のように負イオンになりやすいものにとっては考えにくい。一方、T. J. Feibelman らによるモデルでは、電子衝撃により表面原子のコアにホールが発生し、そこに吸着原子の電子が落ち込むという原子間オーグジュ遷移によって、吸着原子は負イオン状態より中性状態へ変り脱離すると考えるもので酸化物表面からの電子衝撃脱離についても説明できる。この現象は、電子衝撃脱離法といって、気体が吸着した固体の表面に低エネルギー(100eV程度)の電子線を照射し、脱離する中性粒子やイオンを検出して化学吸着の構造などの表面研究法として用いられている。

電子衝撃分光法 [英 electron impact spectroscopy, 独 Elektronenstoßspektroskopie, 仏 spectroscopie d'impact électronique, 露 спектроскопия электронных ударов] 電子線を物質に照射して、放出する電磁波、電子、イオンのエネルギー分光を行って、物質の組成または電子状態を知る方法を総称していう。このなかで、特性X線を測定する方法を電子ブローブX線分析法、光を測定する方法をカソードルミネッセンス分光法、非弾性散乱電子を測定する方法を電子エネルギー損失分光法、オーグジュ電子を分光する方法をオーグジュ電子分光法、吸着した原子または分子がイオン化されて脱離してくるものを質量分析する方法を電子衝撃脱離法とよんでいる。いずれも、固体表面や薄膜の研究に利用されている。このほかに、入射電子線のエネルギーを連続的に変化して、放出する弾性散乱電子、二次電子、軟X線、オーグジュ電子を検出して、微分スペクトルをとって物質表面の状態分析を行う出現電圧分光法もこの中に含まれる。近年は、上記の各手法を組合せ、同時計測法を用いるなどの試みもある。

電子照射 [英 electron exposure, 独 Elektronenexpo-

nierung, 仏 exposition aux électrons, 露 облучение электронами] 電子加速器を用いて工業用・医療用の目的で電子を物体に当てること。現在の工業用放射線照射はほとんど電子照射であり、耐熱性電線の製造や塗膜のコーティングなどを行っている。電子エネルギーは0.1~3 MeVのものが多く、医療用には、浅い部分にある腫瘍の治療に用いられており、リニアックとペータトロンが使われている。電子エネルギーは5~30 MeVのものが多く、

電子状態 [英 electronic state, 独 Elektronenzustand, 仏 état électronique, 露 электронное состояние] 分子あるいは固体において、定常状態のエネルギーおよび波動関数を正しく求めることは困難である。しかし、核の質量は電子の約2000倍以上もあるので、核の運動は電子の運動に比べて緩慢である。したがって、近似的には電子の運動は核の位置を固定して論じてよいことになり問題がかなり簡単になる。すなわち、全系の波動関数を核の位置座標をパラメーターとしてもつ電子の波動関数と核の波動関数との積で表す近似が成り立ち、全系の運動は、電子系の運動と、原子核の振動および回転運動に分離される。これをボルン-オッペンハイマー近似という。ボルン-オッペンハイマー近似で考えられる電子系の状態を電子状態という。核の振動、回転のエネルギーは、電子系のエネルギーに比べて小さいので分子の結合などは主として電子状態によって左右される。ただし、高温での分子や固体の問題、静止している原子に高速の原子が衝突する問題などでは、電子状態を直ちに考えられない。核の運動が速いので核の運動と電子の運動を分離することが難しくなりボルン-オッペンハイマー近似が悪くなるからである(⇒ボルン-オッペンハイマー近似)。

電子シンクロトロン [英 electron synchrotron, 独 Elektronensynchrotron, 仏 synchrotron à électron, 露 электронный синхротрон] ⇨ シンクロトロン

電子親和力 [英 electron affinity, 独 Elektronenaffinität, 仏 affinité électronique, 露 сродство к электрону] 原子または分子が電子と結合するときに放出されるエネルギー。この定義のしかたはイオン化ポテンシャルの場合と逆なので、電子親和力が正の値であれば、真空中では電子を受取った状態の方が安定であることになる。電気的に中性な原子や分子の電子親和力は負イオンのイオン化ポテンシャルに、また1価の正イオンの電子親和力は中性原子または中性分子のイオン化ポテンシャルに等しい。中性原子や中性分子の電子親和力は、ほとんどの場合±(3~4)eVの範囲内にあるので、この値を直接実験によって求めると大きな誤差が出るため、熱力学的なボルン-ハーバー・サイクルや分光学的なデータから間接的に求めることが多い。また理論的に量子力学的計算から求めることも古くから試みられており、その信頼度は最近急速に上がってきている。等電子系列の電離エネルギーを外挿する方法によって推定することができる。気相を用いる実験の方法としては負イオンの吸収スペクトルや、光電子放出の電流測定という直接の方法、 $XY + e^- \rightarrow X + Y^-$ という電子衝撃、 $X + e^- \rightleftharpoons X^-$ という電子付着またはイオン解離反応の平衡定数の測定などの間接的方法がある。さらに液相やイオン結晶のデータを利用する方法として、ボルン-ハーバー・サイクル、溶液内の化学平衡定数の測定、イオンの溶媒和熱測定、電極反応の実験、分子化合物の電荷移動スペクトルの解析などがある。

電子スイッチ [英 electronic switch, 独 elektronischer Schalter, 仏 interrupteur électronique, 露 электронный переключатель] 半導体を用いたスイッチで、信号の高速切替えに使用される。バイポーラートランジスタ、電界効果トランジスタ、ダイオードなどがスイッチ素子として用いられる。自己保持機能をもつサイリスタスイッチもあり、電流の ON-OFF をする。これらの半導体スイッチは、ON 抵抗が数 Ω あり、パルスの高電圧雑音に弱いということがあるが、非常に高速であり、寿命が長いという特徴がある。アナログ信号の高速切替えを必要とする 2 現象オシロスコープとか、長寿命を要求される電話の交換機などに利用されているが、機械式スイッチに比べて入出力の直線性の幅が狭い。サイリスタは ON-OFF 機能を利用して整流出力を制御する。デジタル信号の切替えは、もっぱら半導体スイッチが使われている。

電子スピン緩和 [英 electron spin relaxation, 独 Elektron-Spin-Relaxation, 仏 relaxation de spin électronique, 露 электронный спиновой релаксация] \Rightarrow 磁気緩和

電子スピン共鳴 [英 electron spin resonance, 独 Elektronenspinresonanz, 仏 résonance de spin électronique, 露 электронный спиновый резонанс] スピン量子数 S をもつ不対電子が静磁場中に置かれると、エネルギー準位は $2S+1$ 個にゼーマン分裂する。その隣りあった準位間のエネルギー差に等しいマイクロ波を加えると共鳴的に吸収が起きる現象のことをいい、ESR という略称が一般に使われる。その原理は核磁気共鳴と同じであり、E. Zavoisky が 1945 年に初めて常磁性塩の ESR を観測した。古典的モデルで考えると、こまが重力場の下で歳差運動をするように、磁気モーメントと角運動量をあわせもつ電子が磁場の方向と一定の角度を保ちながらその磁場の方向を軸として回転する。これをラーモアの歳差運動という。その振動数は $h\nu = g\mu_B B$ (μ_B はボーア磁子、 B は外部磁場の磁束密度である) で与えられる。自由電子の g 値は 2.0023193 であるから、いま、振動数が 9GHz のマイクロ波を使うとすると、磁場 B は 0.321T の下で ESR が観測されることになる。一般に g 値は軌道角運動量の寄与があるため 2 からずれる。また固体内では周囲のイオンから受ける結晶場に異方性があるため、 g 値も異方的となる。ESR 吸収線が何本かに分裂している場合があるが、その原因としては次のものがある。(1) 微細構造: $S \geq 1$ のときは結晶場の影響のためエネルギー準位の分裂が等間隔でなくなるため起る。微細構造は結晶場が軸対称のときの結晶場定数 D と、その軸に垂直な面内の異方性 E で表される。(2) 超微細構造: 原子核が核スピン I をもつとき、電子と原子核の磁気モーメントとの相互作用により $2I+1$ 本に分裂する。その相互作用の強さは通常 A で表される。(3) スーパーハイパーファイン構造: 超微細構造は不対電子をもつ原子あるいはイオン自身の核スピンとの相互作用であるが、周囲にあるほかの原子あるいはイオンの核スピンと相互作用がある場合さらに細かく分裂し、スーパーハイパーファイン構造が現れる。これらの構造を解析することにより物質内の不対電子スピンの分布を知ることができるので分子構造の解析など、化学や生物の分野でも広く使われている。ESR が観測されるためには不対電子がなければならないが、それには遷移元素の 3d や 4f 電子など、金属や半導体の伝導電子、着色中心、遊離基などがある。電子スピン共鳴は常磁性共鳴の同義語として使われることが多いが、広

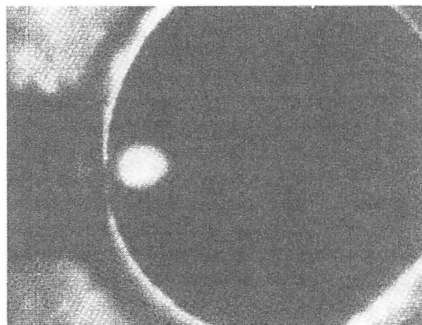
く電子スピンの磁気共鳴のことを意味するから、常磁性共鳴のほか磁性体における強磁性共鳴・反強磁性共鳴や、金属における伝導電子スピン共鳴などが含まれる。先に述べた吸収線の構造は不対電子が孤立している場合に観測されるのであって、磁性体のようにスピン間の相互作用が大きいときは見られない。スピン間相互作用の効果としてはまず磁気双極子相互作用により、各スピンの位置での局所的な磁場が変動し吸収線の幅を広げる。またスピン間に交換相互作用が働く場合は幅が狭くなる。つまり交換尖鋭化の効果がある。吸収線形など、常磁性緩和の理論としては久保・富田の一般論がある。キュリー点以下では磁性体の電子スピンは整列し、強磁性体や反磁性体となり、スピン磁気モーメントの運動は系全体としての集団運動、すなわちスピン波となる。したがって強磁性共鳴や反強磁性共鳴ではスピン波のうち波数が 0 の一様モードを励起していることになる。

電子スピン二重共鳴 [英 electron-spin double resonance, 仏 résonance double electron-spin, 露 двойной электронный спиновый резонанс] 核磁気共鳴や電子スピン共鳴を 1 つの試料のなかで複数起こさせる多重磁気共鳴のうちのひとつで、何本かの電子スピン共鳴線をもつ試料で、特定の 2 本の共鳴線をマイクロ波で励起し、共鳴を観測する方法。一方を飽和させると、他方に及ぶ影響を観測して、交差緩和を調べ、2 本の共鳴線を生じているスピンの分子内での位置や、周囲の微視的な電子状態を知するのに使われる。英語の頭文字を並べて ELDOR と略称されることが多い。同様の情報を与えるものに電子・核二重共鳴(ENDOR)がある。

電子スペクトル [英 electronic spectrum, 独 Elektronenspektrum, 仏 spectre électronique, 露 электронный спектр] 分子スペクトルのうち電子状態の間の遷移を伴う遷移に対応したスペクトルを、振動スペクトルや回転スペクトルと区別して電子スペクトルとよぶ。電子スペクトルは電子のスペクトルではなく、光のスペクトルであるので注意を要する。通常可視部より短波長領域に現れるが、物質によっては近赤外から赤外部に観測されることもある。対称性の要件を満たさない遷移、スピン多重度が変化する遷移は禁制遷移とよばれる (\Rightarrow 選択規則)。これらの遷移は、前者では振動・電子相互作用により、後者ではスピン・軌道相互作用によって許容されることがある。また磁気モーメントによる遷移も観測されている。赤外部以上の長波長部と比べると自然放出確率(アインシュタイン A 係数)が大きいので、吸収スペクトルだけでなく発光スペクトルがしばしば観測される。多くの安定な分子の基底状態は一重項である。このような分子が光を吸収して励起されたとき、一重項からの発光スペクトルを蛍光、三重項からのものをリン光スペクトルとよぶ。吸収された光子数に対する蛍光の光子数を蛍光量子収率という。異重項間遷移による三重項への移乗、無放射遷移などにより量子収率は 1 より小さくなる。前期解離によって励起状態の寿命が有限のときは吸収スペクトルは幅をもち、蛍光スペクトルは観測されなくなる。高い励起状態からは光電離を引き起し連続状態へ遷移することもある。電子スペクトルの分解能を上げて観測すれば、振動構造や回転構造が分離され、その解析から電子励起状態の分子構造について詳しい情報が得られる。

電子・正孔液滴 [英 electron-hole drop, 仏 goutte

électron-trou, 露 электрон-дырочная капля] 高密度励起子系では、励起子を構成する電子と正孔を束縛しているクーロン引力が遮蔽効果によって弱められ、ある一定の濃度では電子と正孔に解離し、半導体は一種の金属状態となる(モット転移)。この場合、電子・正孔対の濃度一定の領域が結晶全体に広がっているといえる。しかし、その転移が生じる濃度に達しないところでは結晶中に励起子の存在しうる領域と電子・正孔対が一定濃度で占められている領域とが共存し、励起子の濃度が増大するにつれて、ちょうど、水蒸気が液滴に吸収されていくように、その領域では電子・正孔の濃度は一定のままその大きさがだけ増大していく。この領域を電子・正孔液滴とよぶ。実際に圧力をかけたGeなどをレーザー光で照射してこのような液滴をつくり、そこでの電子・正孔の再結合による発光を観測することによって、その形や成長のようすを目で見ることができ、図はその代表的な例であり、左側よりねじり応力を



C. Kittel, et al., Phys. Rev. Letters, 34(1975)1292.

を加えた円板状のGe試料中に、強いレーザー光励起下で電子・正孔液滴ができていているようすが、電子・正孔の再結合ルミネッセンスのスポットとしてわかる。

電子線 [英 electron beam, 独 Elektronenstrahl, 仏 faisceau électronique, 露 электронный пучок] エネルギーと方向がほぼそろっている電子の流れのこと。電子ビームともいう。最初、陰極線として発見された。人工的に電子線をつくるには、電子銃を利用し、高電圧によって必要なエネルギーにまで加速する。電子線を利用する装置には、X線管、電子顕微鏡、ブラウン管、電子ビーム溶接機などがある。さらに高いエネルギーの電子ビームは加速器によってつくられる。電子の加速器としては、線型加速器、ベータトロン、シンクロトロンなどがあるが、医療用や非破壊検査のための10MeV程度の電子ビームを得るには、線型加速器が用いられている。また、原子核や素粒子の実験には、数百MeV以上の電子ビームが用いられる。現在、世界で最高エネルギーをもつ電子線型加速器は、スタンフォード線型加速器センター(SLAC)のもので、全長約3km、エネルギー20GeV以上に達する。最近では、電子ビームによって発生する陽電子ビームも、種々の研究に利用されており、陽電子・電子衝突加速器では、電子ビームと陽電子ビームの両方が用いられている。

電子遷移 = 電子項遷移

電磁遷移 [英 electromagnetic transition, 独 elektromagnetischer Übergang, 仏 transition électromagnétique, 露 электромагнитный переход] 原子や原子核のような系が電磁場と相互作用して状態が変わること。原子核の電

磁遷移には、電子ビーム照射による核の励起(⇒電子散乱)、軌道電子放出を伴う遷移(⇒内部転換)、電子・陽電子対生成を伴う遷移(⇒内部電子対生成)や γ 線放出を伴う遷移(⇒ γ 線放射)などがある。これらの遷移の強さは遷移演算子の電磁多極子モーメントにより特徴づけられ、一般に高次の多極子モーメントの寄与は小さい(⇒電磁多極子モーメント)。原子や分子にX線や電子ビームを照射するときは、軌道電子が放出されたり、原子や分子が電離したりする。また軌道電子が高いエネルギー状態から低いエネルギー状態に遷移するとき、X線や可視光線が放出される。これらの現象も電磁遷移である。

電子線回折 [英 electron diffraction, 独 Elektronenbeugung, 仏 diffraction d'électron, 露 дифракция электронов] 電子は質量 m 、電気素量 e をもつ粒子であると同時に、 $h \cdot$ ブロイ波としてふるまい、波動に共通な回折現象を起す。 $h \cdot$ ブロイの関係式によると、電子波の波長は加速電圧に逆比例し、150 Vで約1 Å、15 kVで約0.1 Åである。この値はX線の波長と同程度なので、電子線を結晶に当てると、X線と同様に回折をおこす。この現象は1927年にC. J. DavissonとL. H. GermerおよびG. P. Thomsonによって発見され、 $h \cdot$ ブロイ波の実験的証明となった。その後、電子顕微鏡の発達によって、電子線のフレネル回折その他の回折現象も観察され、専門家の間では日常茶飯事になっているが、今日でも電子線回折といえは、結晶による回折の意味に使われることが多い。

電子線回折は、使われる電子線の加速電圧によって、実験法に大きな違いがあるので、今日では約1 kV以下を低速電子線回折(LEED)、約10 kV以上を高速電子線回折(HEED)とよんで区別し、その中間をMEEDとよぶ人もいる。DavissonとGermerが最初に成功したのはLEEDだった。この実験は技術的に極めて困難が多く、発見後の約30年もの長期にわたってほとんど応用の道が開けなかった。戦後になり、超高真空の技術が確立されるに及んで、初めて表面研究に広く使われるようになったのである。LEEDという略語もこの時代に生まれたもので、HEEDやMEEDは、それに伴って現れた術語。Thomsonの実験は陰極線、すなわち高速電子線の回折であった。彼は金属薄膜によるデバイ-シェーラ環を得たのだが、その翌年(1928年)に菊池正士は雲母の単結晶による実験を行い、回折斑点を得たのみでなく、電子線回折に特有な菊池図形を発見した。高速電子線回折は実験技術が比較的に容易だったため、発見直後から表面や薄膜の結晶学的研究に広く応用された。

以下、高速電子線回折に限って、さらに説明を加える。その実験には反射法(反射高速電子線回折)と透過法(透過電子線回折)がある。たとえば、閃亜鉛鉱(ZnS)の壁開面を空気中で熱すると、干渉色を示す表面層ができるが、これを反射法で研究すると、その層が酸化亜鉛(ZnO)で、その結晶が下地結晶の上にとどのような方位をとって配列しているかが明らかにされる。金属、合金、化合物などの薄膜は、大まかにいって厚さが1000 Å以下ならば、透過法で研究され、結晶の同定を行い、結晶組織(粒径、配列、完全度など)を明らかにすることができる。新化合物の発見や合金の新しい相が決定された例もある。

電子線回折は物理学者によって発見され、透過型電子顕微鏡(TEM)は電子工学者によって発明されたので、戦前は各々が別々の分野だった。その頃は、電子回折装置は独

立した実験装置だったが、1950 年ごろから、理論的にも実験的にも、両者が融合して一体となった。TEM で非常に多く使われている制限視野回折法では、まず物体の拡大像を観察し、そのうちの極めて小さい部分(たとえば、径 $1\mu\text{m}$)の回折図形をとることができる。また、それほど多くは使われていないが、たいていの TEM には、精密回折用の附属品が付いていて、昔の電子回折装置で行った反射ならびに透過の実験を行うことができる。したがって、独立した電子回折装置はほとんど影をひそめていたが、最近、超高真空中で反射法を行うと、従来は LEED でなければ研究できないと信じられていた表面の第一層の原子配列が研究できることが示され、オージェ電子分光法などと結合されて新しい電子回折装置が現れはじめた。

結晶性物質の TEM 像には、電子線のブラッグ反射による極めて特徴のあるコントラストが現れる。たとえば、結晶板が一様な厚さでも、それが湾曲していると、ブラッグの回折条件を満足した所では入射線が反射されるので、明視野像では暗くなる(等傾角干渉縞)。また、結晶が完全でも、厚さが変化している場合には動力学的回折理論による等厚干渉縞を生ずる。これらは消費縞の特別な場合である。また、今日、極めて多くの人々によって観察されている転位や他の欠陥の像は、いずれも電子回折の結果として現れるものであり、結晶体の TEM 像の理解には電子回折の知識を欠くことができない。

電子線干渉計 [英 electron interferometer, 独 Elektroneninterferometer, 仏 interféromètre électronique, 露 электронный интерферометр] 人為的に制御された条件のもとで、電子線の干渉を起させるのに必要な 2 つもしくは 3 つの可干渉な電子線をつくり出し、干渉縞を観察する装置。電子線干渉計は試料の像を結像させず、干渉縞のみを取扱うが、試料の拡大像に干渉縞を重畳できるようにしたのが電子干渉顕微鏡(electron interference microscope)で、電子顕微鏡に電子線干渉計を装着したものが多い。

電子線干渉計は光学でのものと同様、振幅分割型(たと

えばマイケルソン干渉計)と波面分割型(たとえばフレネルの複プリズム)の 2 つに分類できる。1953 年、L. Marton らは 3 枚の単結晶薄膜を平行に配置し、ブラッグ反射によって分割された電子線が一次の薄膜でのブラッグ反射によって再び入射方向に戻る際の干渉を利用する振幅分割型の電子線干渉計を考案した。この方法はそれほど発展しなかったが、この考えはその後 X 線干渉計に適用され成功を収めた。1954 年、G. Möllenstedt らは波面分割型に相当する電子線複プリズムを考案した。図 1 は光学的複プリズム、図 2 および 3 はそれぞれ静電型および磁界型の電子線複プリズムの原理を示す。電子線を屈折させるのに図 2 では中心の細線に正の電位を与え、図 3 では磁気四極子で反平行な一組の磁場をつくっている。観察面での干渉縞の縞幅 l は波長を λ とすると $l = (a+b)\lambda/2h$ で与えられる。コントラストのよい縞を得るには電子源の大きさ S が $2(a+b)/2h \cdot a/b$ より十分小さくなければならない。普通、 S は 500Å 程度以下、細線の太さは $1\sim 0.2\mu\text{m}$ 程度である。この型の電子線干渉計を用いた電子干渉顕微鏡により、平均内部電位と試料の厚さの測定、接触電位差の測定、磁束量子の検証、電子線の可干渉度の測定、表面の微細凹凸の測定、磁性薄膜の磁化分布の測定、電子線ホログラフィーなどが行われた。最近、可干渉性の高い電界電子放出型電子銃が開発され、応用分野の発展が期待されている。

電子線型加速器 [英 electron linear accelerator, 独 Elektronen-Linearbeschleuniger, 仏 accélérateur linéaire d'électrons, 露 электронный линейный ускоритель] マイクロ波を使って、電子をまっすぐに加速する装置で、レーダーによって発達した大電力マイクロ波管とマイクロ波やパルス技術を利用して開発されたものである。現在の電子線型加速器の大部分は、電波が加速管内を電子と同じ速度で伝わる進行波型である。電子は軽くて容易に光速に近づく (80keV で $0.5c$, 2MeV で $0.98c$) ので、加速管には電波の位相速度が光速に近いところで高いシャントインピーダンスをもつアイリス型加速管やサイドカップル型加速空洞などが使用されている。加速周波数は電子が軽いためマイクロ波領域が使われ、実際には、市販のマイクロ波管を利用するのが便利であるから、L バンド (1.3GHz)、S バンド (3GHz)、X バンド (9GHz) の 3 帯域に限られている。このうち波長 10cm に相当する S バンドは、装置の大きさが手ごろであるので最も多く使われている。電子線型加速器に使われるマグネトロンやクライストロンは、MW 級の大出力が必要なためパルス運転されるのが普通である。通常加速管内の加速電場はピーク電力数 MW を供給したとき、 $5\sim 15\text{MV}\cdot\text{m}^{-1}$ である。1m 以下の加速管でも容易に数 MeV で数十～数百 mA のピーク電流が得られる。エネルギーと加速電流との関係は、高周波電力が与えられると直線的で、電流が増せばエネルギーは減少するため、高エネルギー、大電流の電子ビームが得られるため、工業用 ($1\sim 15\text{MeV}$) や医療用 ($4\sim 30\text{MeV}$) に多数用いられている。研究用の大型のものでは、最高 30GeV を超えるものもある。電子線型加速器では、周期構造をもつ加速管を、パンチを形成した電子ビームが通過することによって発生する高次モードの電波がビームを発散させるために、加速電流値に限界がある。小型の S バンド加速器ではパルス幅数 μs のビームで約 500mA 、大型の GeV 級では 100mA が限度である(⇒線型加速器)。

電子線構造解析 [英 electron crystal structure analy-

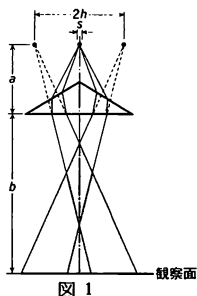


図 1

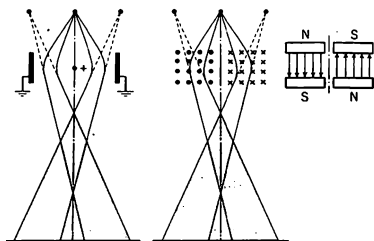


図 2

図 3

sis, 独 Elektronen-Kristallstruktur Analyse, 仏 analyse électronique de structure cristalline, 露 электронный структурный анализ кристаллов] 電子線回折を用いた結晶構造解析。電子線はX線に比べて原子の散乱断面積が非常に大きい。そのため、X線回折では難しい微量の結晶の構造解析が可能である。また、電子顕微鏡法を併用することにより、 $1\mu\text{m}$ 以下の特定の微小領域の構造解析ができる(⇒制限視野回折)。また、つごうのよい場合には、水素に関する情報を得ることも不可能ではない。電子線回折では動力学的回折効果を積極的に用い、臨界電圧法あるいは等厚干渉縞による方法により、低指数の結晶構造因子の精密測定が可能である。また、集束電子線回折法を用いて、結晶の対称性を決定することもできる。一方、電子線と物質との相互作用が大きいため、厚い結晶の解析が困難となる欠点がある。

電子線チャネリング [英 electron channeling, 独 Elektronenchaneling, 仏 canalisation d'électrons, 露 канальный эффект электронов] 相対論的速度をもった電子が図1(入射方向に対し垂直に見た図)のように結晶軸に

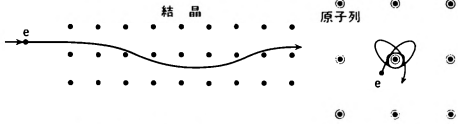


図1 織合せ運動

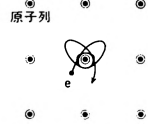


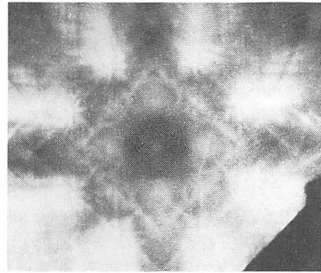
図2 ロゼット運動

平行に、しかも軸に平行な原子列の中間に入射したとき、これらの電子は原子列をあまり横切ることなく、軸に平行に進む(織合せ運動)。また図2(入射方向から見た図)のように軸に対してわずかに斜めに入射した電子の一部は、1つの原子列のまわりをからみながら進む(⇒ロゼット運動)。また結晶面に平行に、原子面の中間に入射した電子は、織合せ運動と同じように面に平行に進む。このような電子は結晶原子とほとんど近接衝突することなく結晶を通過する。これを電子線チャネリングという。しかし原子列もしくは原子面近傍から入射した電子は、結晶軸や結晶面と大きな角度をなす方向(ランダム方向)から入射した電子の場合よりも結晶原子と近接衝突する確率が大きく、これらの電子は高角度に散乱される(ブロッティング効果)。したがって結晶を回転しながら透過電子線の強度を測定すると、入射方向が結晶軸もしくは結晶面にほぼ平行なときに強度のへこみの中にチャネリング電子によるピークが観測される。また高角度に散乱した電子の結晶軸または結晶面の方向近傍での強度分布は透過の場合と逆になっている(散乱の相反性)。このように電子によるチャネリング現象は負電荷をもった中間子のチャネリング現象と同様に、イオンをはじめ正電荷をもった粒子のチャネリング現象ほど顕著でない。チャネリング状態の電子は結晶格子長を決まった軌道を進むので、その軌道に応じて特定波長をもった制動放射光、すなわちチャネリング放射光を出す。

量子論では、入射した電子は結晶場との相互作用により、電子のもつエネルギーの結晶軸もしくは結晶面に垂直な方向の成分は不連続な準位を形成し、原子列もしくは原子面ポテンシャル内でのこれらの準位の数は入射電子の相対論的質量とともに増加する。これらのエネルギー準位のいくつかに属する電子の波動関数は、原子列あるいは原子面の中間に大きな振幅をもち、列あるいは面上では振幅は

非常に小さいか、もしくは0である。これらの波動関数をもった電子は結晶ポテンシャルとの相互作用も小さく、よく透過する。したがってチャネリング現象は電子線の異常透過の現象と同等である。チャネリング放射光は、これら準位間の遷移によって起る。

電子線の異常透過 [英 anomalous transmission of electrons, 独 anormale Transmission von Elektronen, 仏 transmission anormale d'électrons, 露 аномальное прохождение электронов] X線回折のボルマン効果に対応する電子線の動力学的回折効果である。電子線が結晶内に入射すると、周期ポテンシャルのために複数の運動エネルギー状態をとる。二波近似によると、入射電子密度がポテンシャル極小である原子面上と、ポテンシャル極大になる原子面間に密度の極大が存在する2つの状態をとる。このうち原子面上に密度分布が大きい電子線は原子による非弾性散乱を受けやすく、吸収が大きい。一方、原子面間に密度分布の大きい電子線は吸収が小さくなる(⇒異常透過)。この吸収係数の差はX線回折の場合に比べて小さいが、厚い結晶においては、これによる効果が顕著になる。特に多波効果が大きくなると、異常吸収係数の寄与が大きくなるため異常透過が起きやすい。図はニオブ単結晶からの収束電子の回折図形である。ここに見られる明るい部分は異常透過によるものである。



電子線の強度計測 [英 electron intensity measurement, 独 Messung der Elektronenintensität, 仏 mesure d'intensité d'électron, 露 измерение интенсивности электронного пучка] 電子線回折および電子顕微鏡法における強度計測としては、写真濃度法が最も一般的である。電子線強度に対する写真薬剤の黒化度(濃度) D は、飽和濃度 D_{max} に比べて十分小さければ ($D \ll D_{\text{max}}$)、ほとんど電子線の露光量 E に比例する。一般に増感度を用いない場合、注意深く現像、定着処理された乳剤の D は近似的に

$$D = D_{\text{max}}(1 - \exp(-\tau E)) + D_{\text{lof}}$$

である。 D_{lof} は露光前のカブリによる濃度である。 τ は写真感度に対応する量であり、現像法などに依存する量ではあるが、近似的には感光核の電子線に対する感度である。濃度 D は写真フィルムの透過率 T によって測定され、 $D = \log(1/T)$ で定義される。このような間接的な測定法として、このほかに、電子線による蛍光強度を、光電管、あるいは光電子増倍管を用いて計測する方法があり、超高真空電子回折装置のように写真フィルムを真空中に導入できない場合、この方法を用いることが多い。これに対して、直接電子線の強度を測定する方法としては、ファラデー・カップ(ファラデー・ケージ)により電子線を受け、そこに流れ込む電流を電流計を用いて測定する方法が、電流量 10^{-12}A 以上の場合には用いられる。これより微小な電流、

あるいは変化の速い微弱な信号を測定する場合、二次電子増倍管あるいはチャネルトロンによる方法が採用される。

電子線ホログラフィー [英 electron holography, 独 Elektronen holographie, 仏 holographie électronique, 露 электронная голография] 電子線でホログラムをつくり、光で像再生を行う二段階結像法。光ホログラフィー(⇒ホログラフィー, ホログラム)と同様、いくつかの方式があるが、二光束法の例を図1に示す。電子源から出た平

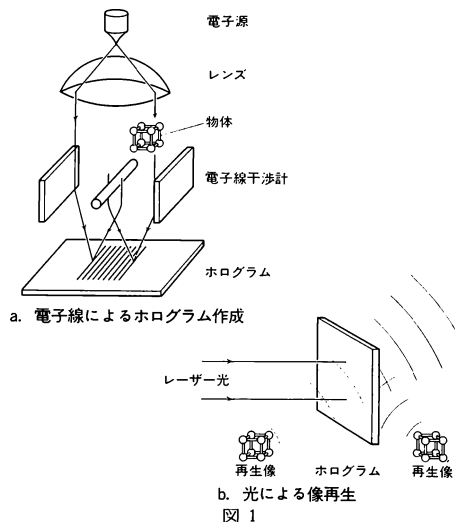


図1

行な電子線を物体に当てる。物体からの散乱電子線とその近くを通る電子線(参照波)を電子線干渉計によって重ね合わせて干渉縞をつくる。これを電子レンズで拡大して乾板に記録しホログラムとする。このホログラムにレーザー光を当てると、回折光の中に拡大された三次元像が得られる。特に、ホログラム倍率を光と電子の波長比($\sim 10^5$)に等しくとった場合には、倍率のほかは電子線と全く変わらない波面が得られる。この方法を利用すると、電子顕微鏡の中では達成できない機能を、再生時に光学装置の助けを借りて実現することができる。1948年D. Gaborがホログラフィーを考案した目的は、電子レンズの収差を光学的に補償して、電子顕微鏡の分解能を向上することにあった。しかしこの方法に必要な電子線の干渉性は従来の熱電子では不十分であり、1978年に開発された電界放出電子の利用に

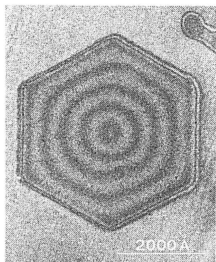
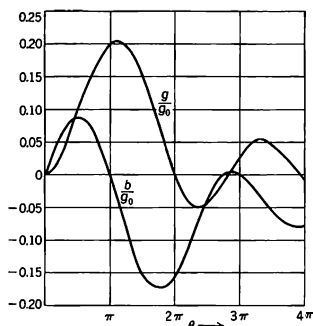


図2 コバルト板状微粒子の磁化分布観察例(微粒子内部の位相の等高線は面内磁力線のものを示す)

よって初めて電子線ホログラフィーが実用的な域に達した。電子線ホログラフィーの用途のうち、すでに実現されたものに干渉顕微鏡法がある。これは電子顕微鏡像の位相の等高線表示により、物体の厚さや磁化の分布が電子顕微鏡像の上で観測できる。コバルト微粒子内の磁化分布の観察例を図2に示す。究極の目標である電子顕微鏡の分解能向上は、電子線の干渉性がまだ十分とはいえないため達成されていないが、1Å程度の位置分解能を実現する有望な方法として期待されている。

電子相関 [英 electron correlation, 独 Elektronenkorrelation, 仏 corrélation d'électrons, 露 электронная корреляция] 多電子系において1個の電子の位置を定めると他の1個の電子の存在確率は第一の電子の位置によって異なる。このことを電子相関という。詳しくいえば電子間の位置の相関である。電子相関エネルギーは多電子系の非相対論的エネルギーからハートリー-フォック近似(制限つき)によるエネルギーを引いたものとして定義される。系の波動関数を1つのスレーター行列式で近似した際には、同じスピンをもつ電子間には位置の相関があり、異なるスピンをもつ電子間には位置の相関がない。したがって系の波動関数として1個のスレーター行列式を用いるハートリー-フォック近似においては、クーロンの反発力は平均的にしか考えられていないためクーロン力に起因する電子相関は入っていない。しかしこの近似においてもパウリの原理を満足していることに起因する同じスピンをもち電子間の位置の相関は取込まれている。したがって電子相関エネルギーが0ということは本来の意味の電子相関が0であることを意味しない。しかしハートリー-フォック近似が多電子系に対する近似として広く使われているため、それほどの程度を超えた近似であることを示す目安として電子相関エネルギーがよく用いられる。電子相関を取り入れた多電子系の理論としては、配置相互作用、グリーン関数、多体振動論、波動関数の変数として電子間距離を含ませるなど多くの方法が提案され、使用されている。電子相関は、原子・分子および固体中の電子を記述する上で重要であり、電子相関を考慮しなければ解釈のできない現象が多く見出されている(⇒ハートリー-フォック近似, スレーター行列式, 配置混合, グリーン関数)。

電子走行時間 [英 electron transit-time, 独 Elektronenlaufzeit, 仏 temps de passage électronique, 露 время пролёта электрона] 電子がカソードからプレートに到達する時間。二極管のプレートに直流電圧を与え、それに低い周波数の信号を重畳させたとき、プレート交流電圧とプレート交流電流の振幅の比、すなわち等価抵抗は実数で、電圧と電流は同相で動作する。しかし動作周波数(f)が高くなって電子走行時間が動作周波数の周期に近づくと、等価抵抗は実数ではなく、複素数になり、両者は位相差をもつ。この複素数を電子インピーダンスといい、その逆数を電子アドミタンスという。図は二極管の電子走行角 $\theta (= \omega \tau, \omega = 2\pi f, \tau$ は電子走行時間)に対する規格化電子コンダクタンス g/g_0 (g_0 は直流動作時のコンダクタンス)と規格化電子サセプタンス b/g_0 の変化を示す。また一般の三極管を超高周波で動作させると、電子管の電極引出線のインダクタンスおよび電極間容量の影響のほかに、電子走行時間が超高周波の周期に近づくとによる効果で管の入力コンダクタンスが増大して増幅率が低下し、発振や増幅が不可能になる。この場合はグリッド電圧が負であ



っても、グリッドに加えられる超高周波電圧と、走行する電子との間にエネルギーの授受が行われることにやり、入力コンダクタンスが生ずる。 τ をカソード・グリッド間の電子走行時間とすると、上記コンダクタンス g は

$$g = kg_m(\omega\tau)^2$$

で表される。ただし ω は角周波数、 g_m は相互コンダクタンス、 k は定数である。したがって初期の超高周波電子管では、電極間の距離をできるだけ短くして、インダクタンスや容量を小さくするとともに、電子走行時間を短縮したのである。

電磁相互作用 [英 electromagnetic interaction, 独 elektromagnetische Wechselwirkung, 仏 interaction électromagnétique, 露 электромагнитное взаимодействие] 荷電粒子と電磁場の相互作用および電磁場を媒介とした荷電粒子間の相互作用をいう。原子や分子内の電子の運動などではこの力が主な役割をする。しかし、陽子、中性子や π 中間子などを含む系では、別の (10^{-13}cm 以内に入ると強く) 到達距離の短い強い相互作用がある。この領域では電磁相互作用より桁程度強い。したがって、たとえば電磁相互作用を無視すると陽子、中性子は同じ性質の粒子群となる。電磁場があるときの荷電粒子の運動は、ないときの粒子の四元運動量 p_μ ($p_\mu = (p, iE/c)$ 、 p, E は粒子の運動量およびエネルギー) を $p_\mu + (e/c)A_\mu$ ($A_\mu = (A, i\phi)$ 、 A, ϕ はベクトルおよびスカラーポテンシャル、 e はその粒子の電荷) と置換えることによって得られる (ミニマルな相互作用という)。また、相互作用エネルギー密度は $J_\mu A_\mu$ ($J_\mu = (j, ic\rho)$ 、 j は電流密度、 ρ は電荷密度) で与えられる。素粒子の構造を探るには、電子を入射してその散乱の角度分布より求める方法が用いられる。この反応は電磁相互作用によるもので、相互作用が弱いのでその構造を量子論的にみださないで測定できる有利さがある。最近、素粒子の崩壊に關する弱い相互作用と電磁相互作用は統一された (\Rightarrow ワインバーグ・サラム模型)。

電子族数 [英 electron number, 独 Elektronenzahl, 仏 nombre électronique, 露 электронно-лептонное число] 電子 e^- と電子のニュートリノ ν_e には 1, それらの反粒子には -1, ほかの粒子に 0 を与え、この数をその粒子の電子族数という。素粒子反応ではレプトン数保存に加えて電子族数、 μ 粒子族数、 τ 粒子族数も別々に保存している。それによって、レプトンがひとつの世代から、ほかの世代に移行すること ($\mu^- \rightarrow e^- \gamma$, $\mu^- \rightarrow e^- e^+ e^-$ など) を禁止している。

電子帯スペクトル = 電子バンドスペクトル

電磁多極子モーメント [英 electromagnetic multi-

pole moment, 独 elektromagnetisches Multipolmoment, 仏 moment de multipôle électromagnétique, 露 электромагнитный мультипольный момент] 電荷や電流の分布を多重極展開したもの、またそれに対応する遷移演算子をいう。原子核の電磁的相互作用には、核の電荷とクーロン場との相互作用と、核の電流と電磁場との相互作用がある。電荷分布は、クーロン単極子、双極子、四極子、 \dots , 2^L 極子 ($L=0, 1, 2, \dots$) モーメントで記述される (2^L を多極度という)。電流分布には、2 種類の多極子モーメントがある。ひとつは電気的多極子モーメント、もうひとつは磁気的多極子モーメントである。おのおの双極子、四極子... などのモーメントで記述される。電荷分布の場合と異なり、 \Rightarrow 電気的あるいは磁気的モーメントには単極子モーメントはない。クーロン多極子モーメントと電気的多極子モーメントは、空間反転について同一の変換性をもつ。また磁気的多極子モーメントとは逆の変換性をもつ。 r 崩壊は、電気的および磁気的多極子モーメントにより引起される。クーロン多極子モーメントは、電子散乱、内部変換や内部電子対生成にのみ寄与する。系のエネルギー変化が小さい電磁遷移においては、クーロン多極子モーメントと電気的多極子モーメントとの間に、シーゲルトの定理が成立する (\Rightarrow シーゲルトの定理)。

電子脱離 [英 electron detachment, 独 Elektronenablösung, 仏 détachement électronique, 露 отрыв электрона] 不安定な負イオンが電子を放出して安定化する自動電子脱離 ($A^- \rightarrow A + e^-$) と負イオンがほかの粒子 (光、電子、原子、分子) と衝突して電子を放出する過程とを総称して電子脱離という。前者は不安定な励起原子・分子が電子を放出してイオンと電子に分解する自動電離の現象と本質的に同じである。衝突過程には、光による電子脱離 $A^- + h\nu \rightarrow A + e^-$ 、電子衝撃による電子脱離 $A^- + e^- \rightarrow A + 2e^-$ 、原子あるいは分子との衝突による結合性脱離 $A^- + B \rightarrow AB + e^-$ (\Rightarrow 結合性脱離)、衝突脱離 $A^- + B \rightarrow A + B + e^-$ などがある。

電磁単位系 [英 electromagnetic system of units, 独 elektromagnetisches Einheiten-System, 仏 système d'unités électromagnétiques, 露 электромагнитная система единиц] cm , g , s を基本とした電磁気量の単位系の一種。真空の誘電率 ϵ 、透磁率 μ と光速 c とを結ぶ関係式

$$\frac{\gamma^2}{\epsilon \cdot \mu} = c^2 \quad (1)$$

を満足するように、3 個の量 ϵ, μ, r を定めることによって、さまざまな単位系を導くことができる。ここで r は、ビオ・サヴァールの法則に現れる係数で

$$dF = \frac{1}{r} \frac{m I d\mathbf{l} \sin\theta}{r^2} \quad (2)$$

と書かれる。 m は磁荷、 I は線分 $d\mathbf{l}$ を流れる電流、 θ は磁荷と電流素片を結ぶ直線と $d\mathbf{l}$ とのなす角、 r は距離、 F は力をそれぞれ表す。上記の関係式 (1) で、 $\mu=1$, $r=1$ として定められる単位系が電磁単位系である。磁荷 M に対するクーロンの法則

$$F = \frac{m^2}{\mu r^2}$$

より、磁荷の次元は $[L]^{3/2} [M]^{1/2} [T]^{-1} [\mu]^{1/2}$ となる。これを基本にして、他の電磁気諸量の次元と単位が導かれる。この単位系は、主として、磁気的な量に対して用いられる。この単位系に属する単位に、ガウス、エルステッド

などがある。CGSemu または単に emu と略記される。

電子対 [英 electron pair, 独 Elektronenpaar, 仏 paire d'électrons, 露 пара электронов] ⇨ クーパー対

電子対結合法 [英 electron pair bond theory, 独 Elektronenpaarbindungstheorie, 仏 théorie de liaison paires d'électrons, 露 теория электронно-спаренной связи] 分子の電子状態の波動関数をつくり、エネルギーを計算する近似法のひとつ。中性の原子どうしが結合し、かつそれぞれの原子の化学結合の数(原子価)に飽和性のあることは、水素分子に対するハイトラー-ロンドン-杉浦の理論によって初めて理解されるようになった。この理論によると、2個の水素原子は互いに反平行なスピンをもつ1対の電子(電子対)を共有するため安定な水素分子を形成するのである。したがって水素分子におけるような結合は共有結合とよばれる。水素分子におけるハイトラー-ロンドン-杉浦の理論を一般の分子に拡張し電子対を用いて分子の電子状態を記述する方法が電子対結合法である。いちばん単純な完全電子対結合法では軌道の重なり合いの大きい電子どうしの間で電子対がつくられる状態のみを考える。このとき分子エネルギーは、軌道の重なりを1に比べて小さいとする

$$E = Q + \sum_{\text{paired}} K_{ij} - \frac{1}{2} \sum_{\text{unpaired}} K_{ij}$$

によって与えられる。ここで、 Q は分離原子のエネルギーとクーロン相互作用、第二項は結合 i - j 間の交換相互作用、第三項は異なる電子対間の反発交換相互作用を表す。結合の強さは電子対軌道間の交換積分 K_{ij} ($K_{ij} < 0$ である)の大きさ $|K_{ij}|$ によって決り、それは重なり積分が大きいほど大きい。さらに近似を高めて電子間の相関を取込むには、重なり合いのそれほど大きくない軌道間の結合を含むような構造も混合する(共鳴)必要がある。そのような方向への発展は J. C. Slater と L. Pauling によってなされた(⇨スレーター-ポーリング法)。電子対結合法によれば、 PF_5 , SF_6 , IF_7 , XeO_4 などにみられるような超多価結合を形成する場合を除いては、原子に固有な原子価は基底状態での不対電子の数となる。

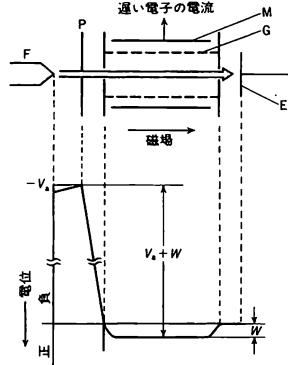
電子的阻止能 [英 electronic stopping power, 仏 puissance d'arrêt électronique, 露 электронная тормозная способность] 荷電粒子は物質中を通過するとき、物質内の電子を励起・イオン化したり、またプラズモン(電子密度の集団モード)を励起することによってエネルギーを失う。こうした電子励起による単位長さ当りのエネルギー損失値を電子的阻止能といい、原子核との衝突による部分(⇨核的阻止能)と対比される。第一ボルン近似が適用できる非相対論的高速領域でのベーター-ブロッホの式、中速領域での殻補正、重イオン阻止能とも関連した低速領域でのフィルソフの理論、LSS 理論、また電子ガス中でのリントハルト-ウィンターの理論(⇨阻止能の等分配則)など、各エネルギー領域や衝突系に対応する理論が確立・提案されている。また、荷電粒子の速度が、原子や物質内の外殻電子の速度と同程度の速度領域では、励起に関与する外殻電子分布の効果が見れる。分子ガス、化合物、有機物に対する阻止能のブランクの規則からのずれは、電子的阻止能の化学結合効果とよばれる。

電子的ニュートリノ [英 electron neutrino, 独 Elektronenneutrino, 仏 neutrino électronique, 露 электронное нейтрино] 電子に伴われるニュートリノ。 ν_e と表す。

質量はほぼ0、電荷は0の安定な素粒子。質量については、三重水素の β 崩壊のスペクトルから33eVという報告があるが、さらに検討が必要である。 ν_μ , ν_τ とは違うものである(⇨ニュートリノ)。

電子トラップ [英 electron trap, 独 Elektronenhaftstelle, 仏 trappe électronique, 露 электронная ловушка] ⇨ トラップ電子

電子トラップ法 [英 electron-trap method, 独 Elektroneneinfang-Methode, 仏 méthode de piégeage d'électrons] 決ったエネルギーの電子を標的原子、分子に衝突させ、衝突後速度がほとんど0になった電子を選択的に集める方法であって、このような方法により、原子、分子の励起のしきい値近くでのふるまいを調べることができる。



図はその一例で、装置と電子ビームに沿っての電位を示してある。加速電圧 V_0 で加速された電子は金網 G に囲まれた衝突室中で標的となる原子、分子の気体と衝突させられる。衝突室は金網 G の外側にさらに電子コレクター M があり、金網 G (0V) に対し正(+25V)に保たれている。このようにすると、コレクター M のつくる電場のわずかの部分(0.5% 程度)が衝突領域にしみ出て中心軸に沿って衝突室内に深さ W の電位の井戸ができる。衝突室中における入射電子のエネルギーは $V_0 + W$ である。衝突によって V_0 から $V_0 + W$ の範囲のエネルギーを標的に与えた電子は衝突室内にできている電位の井戸に捕獲されて外に出ることができず、やがてコレクター M に集められる。一方衝突後も電位の井戸を抜け出せるだけのエネルギーをもった電子は軸方向にかけられた磁場により、半径の小さならせん運動をしながら衝突室から出てコレクター E に集められる。

電子なだれ [英 electron avalanche, 独 Elektronenlawine, 仏 avalanche électronique, 露 электронная лавина] 気体または固体中で電場で加速された電子が増殖作用によりなだれに増大する現象。

[1] 気体の場合：外部電場の存在のもとで電子が走行する間に気体分子との衝突電離で生じた新しい電子が、また次々に新しい電子をつくっていく増殖過程で、その電子群の跡に移動度の小さな正イオン群が残っていくような状態を電子なだれという(図1)。1個の電子が単位距離(1cm)走る間に生ずる新しい電子数の平均値は、いわゆるタウンゼンドの第一電離係数 α [cm^{-1}] とよばれる。陰極から N_0 個の電子が出ると距離 x では電子の数 N は、 $N = N_0 e^{\alpha x}$ で与えられる。

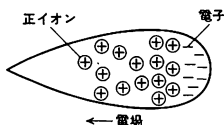


図 1

〔2〕 固体の場合：電子または正孔が高電場で加速され価電子と相互作用して、電子・正孔対をつくり、これらの電子と正孔が次々と電子・正孔対を生成してなだれに増加する現象で固体の絶縁破壊機構の1つとして挙げられている。気体放電におけるタウンゼンドの理論(タウンゼンドの α 機構)と類似した機構である(\Rightarrow タウンゼンド放電)。最も顕著に現れかつよく研究されているのは、半導体のpn接合に逆方向電圧を印加した場合の絶縁破壊のときの電子なだれである。1個の電子が電場 E の方向に単位距離動く間に生じる電子・正孔対の数を $\alpha(E)$ 、正孔に対するそれを $\beta(E)$ とし、図2のような系を考える。電子と正

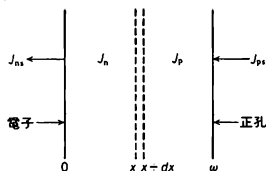


図 2

孔による電流 J_n, J_p に対して

$$-\frac{\partial J_n}{\partial x} = \frac{\partial J_p}{\partial x} = \alpha|J_n| + \beta|J_p|$$

となる。そこで $k=J_p/J_s$, $M=(J_p+J_n)/J_s$, $J_s=(J_n+J_p)$ と置き、境界条件 $J_n(0)=J_n$, $J_p(w)=J_p$ を用いて上式を解くと

$$1 - \frac{1}{M} = A_n \int_0^w \alpha \exp \left[- \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right] dx \\ + A_p \int_0^w \beta \exp \left[\int_x^w (\alpha - \beta) dx' \right] dx \\ A_n = \frac{1-k}{1-k + k \exp \left[- \int_0^w (\alpha - \beta) dx \right]} \\ A_p = \frac{k \exp \left[- \int_0^w (\alpha - \beta) dx \right]}{1-k + k \exp \left[- \int_0^w (\alpha - \beta) dx \right]}$$

が得られる。 M は増倍因子とよばれ、電極から入った電子と正孔による電流が x 点で M 倍になることを意味する。純粋に電子($k=0$)または正孔($k=1$)によって増倍が起るとすると、上式よりそれぞれの増倍因子として次式が成立する。

$$1 - \frac{1}{M_n} = \int_0^w \alpha \exp \left[- \int_0^x (\alpha - \beta) dx' \right] dx \\ 1 - \frac{1}{M_p} = \int_x^w \beta \exp \left[\int_x^w (\alpha - \beta) dx' \right] dx$$

代表的な半導体におけるイオン化率 α の電場依存性を図3に示す。電子なだれ現象を用いる素子にはインパットダイオードやアバランシェフォトダイオードがある。前者は p^+n^{++} または n^+p^{++} 構造に逆方向電圧をかけると n または p 層で高電場となり、この領域でキャリアによる衝突電離が起る。この状態で外部から電圧を微小増加させると、電流の増分はキャリアの再分布や i 層走行に要する

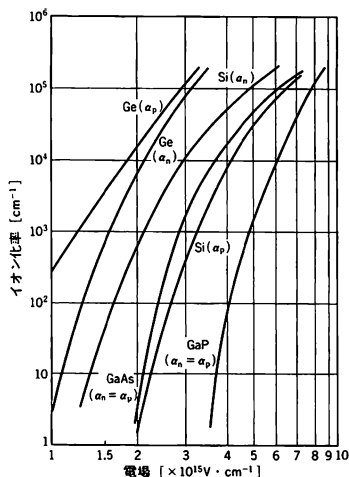


図 3

時間のために印加電圧よりも位相が遅れる。電流の位相の遅れが $1/4$ サイクルを超えると電流の同相成分は負となり、負抵抗が現れ適当な外部回路で発振が得られる。後者は逆方向バイアスされたpn接合で入射光子でつくられたキャリアが加速され高エネルギーとなり、衝突電離により光電流を増幅することを利用するもので、光電子増倍管と似たような動作をする。Siのアバランシェフォトダイオードで $M=10^6$ に達するものが観測されている。pn接合における増倍因子の逆バイアス V 依存性は

$$M(V) = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_B} \right)^n}$$

で近似され、 V_B は絶縁破壊電圧、 n は1.4ないし4の値をとることが知られている(Siで $n \sim 3$)。上述の現象によく似たものとして、半導体を低温にしてキャリアを不純物準位に落とし(フリーズアウト)、電場を印加するとわずかに存在するキャリアが加速されて不純物準位に捕えられたキャリアを衝突電離により励起して、つぎつぎと増加させる現象がある。このときの電場は低く n -GaAsでは4.2Kで約 $10 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ である。

電子のエネルギー損失スペクトル [英 electron energy loss spectrum, 独 Elektronen-Energieverlust-Spektrum, 露 спектр энергетических потерь электронов]

\Rightarrow 電子分光法

電子の比電荷 [英 specific charge of electron, 独 spezifische Ladung des Elektrons, 仏 charge spécifique d'électrons, 露 удельный заряд электрона] 電子の電荷と質量の比。1897年J. J. Thomsonは陰極線管の中に電場と磁場をかけて陰極線の比電荷を測定した。その結果、比電荷は陰極管中の気体の性質に関係なく一定であり、陰極線が電子の流れであることが確認された。その後、光電効果によって金属から飛出した粒子の比電荷を測定し、陰極線のそれと同じであることから、粒子が電子であることがわかった。

電子のラーモア半径 [英 electron Larmor radius, 独 Elektron Larmorradius, 仏 rayon de Larmor électronique, 露 электронный ларморовский радиус] \Rightarrow ラーモア半径

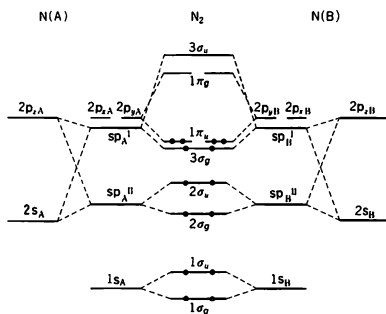
電子波 [英 electron wave, 独 Elektronenwelle, 仏 onde électronique, 露 электронная волна] 電子の波動としての性質が顕著であるような現象を論ずるときに、電子、特に電子線のことを電子波とよぶことがある(⇒ド・ブロイ波)。電子が波動性をもつことの最初の実験的な確証は、1927年にC. J. DavisonとL. H. Germerによって行われた(⇒デビッソン-ガーマーの実験)。翌1928年には、日本でも、西川正治と菊池正士によって、雲母による電子波の回折像が得られている。

電磁波 [英 electromagnetic wave, 独 elektromagnetische Welle, 仏 onde électromagnétique, 露 электромагнитная волна] 電場と磁場には、時間的に一定な静的場と時間的に変動し空間の遠方まで伝播する波動場があり、この波動場を電磁波という。任意の電磁波は、さまざまな波長の平面電磁波の重ね合わせとして表すことができる。光やX線の平面電磁波で、波長の短い順に分類するとγ線(波長約 10^{-2} nm以下)、X線(10^{-3} nm~ 10 nm)、紫外線(1 nm~ 400 nm)、可視光線(400 nm~ 800 nm)、赤外線(800 nm~ 1 mm)、電波(0.1 mm以上)に分けられる。電磁波は真空中では光の速さ c (2.99792458×10^8 m·s $^{-1}$)で伝播するが物質中では波長によって速度が変わる。波長 λ の単色光の屈折率が n_λ であるような物質中ではこの単色光の速度は c/n_λ である。真空中の電磁波は横波で電場と磁場のベクトルは互いに直交し共に波の進行方向にも直交している。また、放射エネルギーが単位面積あたり I の電磁波は進行方向に I/c^2 の運動量密度をもつ。平面波として伝わる電磁波をとくに平面電磁波という。電磁波は単純な古典的波動ではなく、光電効果、コンプトン効果に現れるような粒子的性質もあわせもっている。このような性質は波長の短い電磁波に著しく現れる。

電磁場 [英 electromagnetic field, 独 elektromagnetisches Feld, 仏 champ électromagnétique, 露 электромагнитное поле] 電場・電束密度・磁場・磁束密度の総称。特に、電磁誘導などで互いに関連して共存しているときには、電場と磁場とは互いに移行するので、電磁場という語を用いる。電磁場はマクスウェル方程式に従い、エネルギーや運動量をもつ物理的実体である。物質が示す多くの現象は、原子と電磁場との近接作用として理解できる。時間的な変化のない場合に限れば、場の概念を導入しないで、遠隔作用の考え方で説明できる現象もある。電磁場は自然界に存在する最も基本的な場のひとつである。

電子配置 [英 electron configuration, 独 Elektronenkonfiguration, 仏 configuration électronique, 露 электронная конфигурация] 原子や分子の電子状態は、一体近似で得られる原子軌道あるいは分子軌道に電子が詰まった状態として近似的に表すことができる。この場合、それぞれの軌道を占有する電子の数の分布を電子配置とよぶ。ただし、ここでもし縮退した軌道があれば、それはまとめて1つの軌道群と考えることにする。電子配置は各軌道 a, b, c の右肩に電子の占有数 N_a, N_b, N_c, \dots を、 $a^{N_a}, b^{N_b}, c^{N_c}, \dots$ のように書いて表す。原子軌道関数は n, l, m, m_s の4つの量子数で指定されるが、一体近似では通常磁気量子数 m 、スピン量子数 m_s に関しては縮退しており、主量子数 n や方位量子数 l の違いでエネルギーが異なる。したがって、 n と l の組ごとにここでのいう軌道群が1つずつあり、それは m と m_s の異なる $4l+2$ 個の縮退した軌道の全体であり、最大 $(4l+2)$ 個の電子が詰められる。原

子の電子配置はこれを使って書かれる。たとえば、Na原子の基底状態の電子配置は $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ である。付録の表に各元素の電子配置が載せてある(⇒原子構造)。分子の場合、分子軌道は分子の対称性によって点群の既約表現 $\{r_i\}$ で分類され、さらに同じ r_i に属する軌道の中なかではエネルギーの低い方から順に番号 n をつけて区別される。したがって、分子軌道は $n r_i$ 軌道と指定される。直線形分子では、電子の全角運動量の結合軸方向の成分が保存される。この値が、 $0, \pm \hbar, \pm 2\hbar, \dots$ の値をもつ分子軌道を $\sigma, \pi, \delta, \dots$ の記号をつけて表す。さらに、分子が結合軸上の1点に関する反転で対称になっている場合、各軌道はこの反転に対称な $\sigma_g, \pi_g, \delta_g, \dots$ と反対称な $\sigma_u, \pi_u, \delta_u, \dots$ とに分類される。多くの場合、一体近似では各原子の原子軌道関数の線形結合で分子軌道を求める。こうして得られた分子軌道をLCAO-MOという。N $_2$ 分子に対するLCAO-MOのエネルギー準位の概略と線形結合に使われた原子軌道を、結合軸を z 軸として図に示した。これから14



個の電子をエネルギーの低い軌道から順次詰めた $(1\sigma_g)^2 (1\sigma_u)^2 (2\sigma_g)^2 (2\sigma_u)^2 (3\sigma_g)^2 (1\pi_u)^4$ がN $_2$ 分子の基底状態の電子配置となる。電子配置は、こうした図で表すこともできる。分子の電子配置では、化学結合にかかわらない原子の内殻電子には、原子軌道をそのまま使うこともある。たとえば、上記のN $_2$ 分子の場合は、 $(1\sigma_g)^2 (1\sigma_u)^2$ の代りに $(1s_A)^2 (1s_B)^2$ と書く。この場合、 $(2\sigma_g)^2 (2\sigma_u)^2$ はそのまま変えないときもあるが、改めて $(1\sigma_g)^2 (1\sigma_u)^2$ と番号 n をつけかえて書くこともある。多原子分子での電子配置も同様に書ける。たとえば、H $_2$ O分子の基底状態の電子配置は $(1a_1)^2 (2a_1)^2 (1b_2)^2 (3a_1)^2 (1b_1)^2$ と表され、 a_1, b_1, b_2 は点群C $_{2v}$ の既約表現である。この場合、各分子軌道はすべて電子を最大2個まで詰められる。

電磁場の運動量 [英 electromagnetic momentum, 独 elektromagnetischer Impuls, 仏 impulsion électromagnétique, 露 импульс электромагнитного поля] 電束密度 D の電場 E と磁束密度 B の磁場 H とが共存しているとき、単位体積あたり運動量は $D \times B$ である。真空中では、 $D \times B = E \times H/c^2$ である。つまり、運動量密度はポインティング・ベクトルを光速 c の2乗で割ったものに等しい。運動量密度の j 方向成分の時間変化は、マクスウェル応力 T_{ij} を使って

$$\frac{\partial}{\partial t}(D \times B)_j = -\rho E_j - (J \times B)_j + \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} T_{ij}$$

と表される。ここで、 ρ は電荷密度、 J は電流密度である。この両辺を、ある閉領域で積分して考えれば、右辺第三項は、その領域が外部の電磁場から受ける力であり、第

一項は、電場が電荷から受ける力、第二項は、磁場が電流から受ける力である。つまり、閉領域内の電磁場の運動量の増加率は、外部の電磁場から受ける力と、その領域内の電荷や電流に及ぼす力の反作用との和に等しい。

電磁場のエネルギー [英 energy of electromagnetic field, 独 Energie des elektromagnetischen Feldes, 仏 énergie du champ électromagnétique, 露 энергия электромагнитного поля] 電場 E , 電束密度 D , 磁場 H , 磁束密度 B のとき、電磁場のエネルギー密度 w の時間変化は

$$\frac{\partial w}{\partial t} = E \cdot \frac{\partial D}{\partial t} + H \cdot \frac{\partial B}{\partial t}$$

である。これは、マクスウェル方程式を用いて、

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \text{div}(E \times H) = -J \cdot E$$

と変形される。右辺の $J \cdot E$ は、電場が電流密度 J になす仕事(単位時間・単位体積あたり)を表す。

真空中では、誘電率を ϵ_0 , 透磁率を μ_0 として

$$w = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H^2$$

が得られる。右辺第一項は電場のエネルギー密度で、第二項は磁場のエネルギー密度である。一般の媒質中では、電磁場のエネルギーと物質のエネルギーとの分離には任意性がある。分散性媒質中で、吸収が十分小さいとき、周波数 ω の電磁場に対して、エネルギー密度は

$$w = \frac{1}{2} \frac{d\omega \epsilon}{dt} E^2 + \frac{1}{2} \frac{d\omega \mu}{dt} H^2$$

である。ここで、誘電率 ϵ と透磁率 μ は ω の関数である。

静止した1個の点電荷がつくる電場のエネルギー密度を全空間で積分したものは、静電自己エネルギーとよばれ、無限大である。2個の点電荷 q_1 と q_2 とが距離 r だけ離れて、誘電率 ϵ の媒質中に静止しているとき、電場のエネルギーは、静電自己エネルギーを差し引けば

$$\frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon r}$$

である。これは、無限に離れた2個の点電荷を静かに距離 r まで近づけるために必要なエネルギーである。一般に、互いに無限に離れている電荷を静かに近づけて、静止した分布状態に集めるために必要な仕事を静電エネルギーという。

電磁場のエネルギー流 [英 energy flow of electromagnetic field, 独 Energiefluß des elektromagnetischen Feldes, 仏 flux d'énergie du champ électromagnétique, 露 поток энергии электромагнитного поля] \Rightarrow ポインティング・ベクトル

電磁場の応力 [英 stress of electromagnetic field, 独 Stärke des elektromagnetischen Feldes, 仏 tension du champ électromagnétique, 露 напряжение электромагнитного поля] 電気力線や磁力線の形は必ずんだ弾性体を類推させる。実際、電磁場というものは、ひずんだ空間であると考えられ、ひずんだ弾性体の内部に応力が存在するように、電磁場にもそれに伴った応力があって、これが電荷や電流に力を及ぼすと考え。この応力は、マクスウェル応力ともよばれる二階のテンソル

$$T_{\alpha\beta} = \epsilon \left(E_\alpha E_\beta - \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta} E^2 \right) + \frac{1}{\mu} \left(B_\alpha B_\beta - \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta} B^2 \right)$$

で与えられる。ここで、 E は電場、 B は磁束密度、 ϵ は誘電率、 μ は透磁率、 $\delta_{\alpha\beta}$ はクロネッカーのデルタ記号であ

る。ある体積にはたらく力 F は $T_{\alpha\beta}$ をその表面の上で積分すれば求められる。

$$F_\alpha = \iint \sum_\beta T_{\alpha\beta} n_\beta dS$$

n_β は表面における法線ベクトルである。微小体積要素にはたらく力 f_α すなわち力の密度は

$$f_\alpha = \sum_\beta \frac{\partial}{\partial x_\beta} T_{\alpha\beta}$$

である。真空中でこれを計算すると

$$f_\alpha = \rho E_\alpha + (J \times B)_\alpha + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} (E \times H)_\alpha$$

となる。 ρ は電荷密度、 J は電流密度、 H は磁場、 c は光の速度である。これは電磁場が電荷と電流に力を及ぼし、さらに電磁場の運動量 $(E \times H)/c^2$ を増加するように働くことを示している。

電磁場の角運動量 [英 angular momentum of electromagnetic field, 独 Drehimpuls des elektromagnetischen Feldes, 仏 moment angulaire de champ électromagnétique, 露 угловой момент количества движения электромагнитного поля] 位置 r での電束密度を D , 磁束密度を B とするとき、その点の電磁場がもつ原点のまわりの角運動量密度は

$$r \times (D \times B)$$

である。孤立系では、電磁場の角運動量と物質の角運動量との和が保存される。電磁波は自分自身の角運動量をもちうる。

電子バンドスペクトル [英 electronic band spectrum, 独 Elektronenbandenspektrum, 仏 spectre de bandes électroniques] 分子の電子状態間の遷移によって生じるバンドスペクトル。可視・紫外・真空紫外部に現れる。安定な2つの電子状態間の遷移では振動状態も回転状態もともに変化する。この場合、振動量子数についての選択規則がないので、上位電子状態の各振動状態は下位電子項のどの振動状態とも結びつくことができる。その結果多くのバンドが現れ、ひとつのバンド系を形成する。また、回転状態の変化によって、個々のバンドの形状が定まる。遷移に関与する電子状態が異なれば、別のバンド系が生じる。電子バンドスペクトルの個々のバンドは回転振動バンドのそれと類似の形状を示すが、前者が異なる電子状態間の遷移によるものであるのに対し、後者は同じ電子状態に属する振動準位間の遷移で生じる点が本質的な相違である。上位電子状態が前期解離や自動電離を起す場合には、吸収で現れる電子バンドスペクトルの一部はぼやけバンドとなる。電子バンドスペクトルの振動解析や回転解析を行うことによって、分子のエネルギー準位、電子状態の性質、解離エネルギー、振動定数、回転定数などを正確に決定できる。また、電子バンドスペクトルの測定は、化学種の同定・定量、分子間の相互作用や化学反応過程の解明などの有力な手段となっている。

電子比熱 [英 electronic specific heat, 独 elektronische spezifische Wärme, 仏 chaleur spécifique électronique, 露 электронная теплоёмкость] 物質の比熱のうち、電子状態の熱的励起への寄与をいう。特に、金属の正常状態における比熱への伝導電子の寄与をさすことが多い。金属中の伝導電子系は、通常の条件の下では、ほとんど完全に縮退したフェルミ粒子系であり、比熱は絶対温度 T に比例することが知られている。これは、伝導電子状態のうち、

フェルミ準位 E_F 近傍のエネルギー幅 kT (k はボルツマン定数) の領域内にある状態だけが熱的励起に関与することができ、したがって、比熱の値は、古典統計における値 (T によらない一定値) に比べて因子 (kT/E_F) だけ小さくなるからである。この事実は、電子間相互作用や電子・フォノン相互作用に基づく多体効果が存在しても成立することが、フェルミ流体理論(さらにその基礎づけとなる多体問題の理論)により示されている。すなわち、金属中の伝導電子系の熱容量は $C_{el} = \gamma T$ と書け、この係数 γ (ゾナーフェルト定数とよばれることがある) は、フェルミ準位での準粒子の状態密度を $N(E_F)$ とすれば、 $\gamma = (1/3)\pi^2 k^2 N(E_F)$ で与えられる。対応する自由電子系の状態密度 $N_0(E_F) = m k_F V / \pi^2 \hbar^2$ (k_F はフェルミ波数、 V は系の全積) との対比により、熱的有效質量 m_{th}^* を、 $N(E_F) = m_{th}^* k_F V / \pi^2 \hbar^2$ により定義する。 m_{th}^* の自由電子質量 m からのずれは一体近似の範囲での結晶格子ポテンシャルの効果(バンド効果)のほか、電子間相関効果や電子・フォノン相互作用などの多体効果により生ずる。多くの単純金属では、電子間相関効果による補正は小さいが、電子・フォノン相互作用の効果は一般にかなり大きい。実験的には、金属の低温での比熱は、 $c = \gamma T + AT^3$ の形で解析される。 T^3 の項は格子振動(フォノン)の寄与である。半導体や絶縁体の場合には、電子状態の励起に一定の活性化エネルギー ΔE が必要で、電子比熱は $\exp(-\Delta E/kT)$ のようにふるまう。超伝導状態における金属の比熱も同様のふるまいを示し、 $T \rightarrow 0$ では、 $C_{el} \propto \exp(-\Delta_0/kT)$ (Δ_0 は $T \rightarrow 0$ でのギャップエネルギー) となる。非常に高温の気体では、分子の並進運動、回転、振動の比熱への寄与に加えて、電子準位間の遷移による寄与が生ずるが、これも電子比熱とよばれる。

電子ビーム = 電子線

電子ビーム加工 [英 electron beam machining, 独 Elektronenstrahlbearbeitung,仏 usinage par faisceau d'électrons, 露 обработка электронным пучком] 加速された電子ビームが金属などの物質内部でエネルギーを失い、熱を発生することを利用して行う溶接などの加工。電子ビームを金属に入射すると、一部は表面で弾性散乱されて反射されるが、大部分は数十 eV 程度にエネルギーが低下して電離できなくなるまで、二次電子を放出しながら内部を進む。表面から真空中への二次電子放出により失われるエネルギーは、一次ビームのエネルギーに比べて十分小さい。したがって、電子ビームのエネルギーの大部分は熱に変わるので、短時間に狭い領域を加熱することができ、小さい穴加工、溶解、電子ビーム溶接が行われる。加工には ~ 80 kV, ≤ 1 mA のビームが用いられ、Pt, Ta, ステンレス鋼や表面に荷電除去のための伝導性を与える表面処理を施した石英ガラス、セラミックに $10 \sim$ 数百 μ m の穴がけられる。電子ビーム溶解は、真空アーク溶解に比べて、W, Ta, Nb などで不純物が減少している。電子ビーム溶接では、電子銃とそこから引出された電子を加速する部分は $\sim 10^{-2}$ Pa の真空中に保たれるが、被溶接物は加速部と同じ真空中または 10 Pa 程度の真空槽に入れられる場合と、大気(または Ar)中における場合とがある。電子エネルギーは $30 \sim 200$ keV, 電流は数十 ~ 1 A である。大気中では電子を大気中に出すために、加速部と大気との間に差動排気を行う。金属表面でのビームパワー密度が小さいと(TIG 溶接と同じく ~ 10 kW \cdot cm $^{-2}$)、溶解が起きただけ

あるが、静止ビームでは 50 kW \cdot cm $^{-2}$ 以上、移動ビームでは 500 kW \cdot cm $^{-2}$ 以上でビームの幅に対して溶け込み、深さが急激に増加する。これは例えば 100 keV の電子は鋼に対して約 30μ m の透過飛程をもち、エネルギー付与は飛程の終り近くで主に行われるので、その部分で蒸発、気泡発生が起こり密度が下がるので電子ビームはさらに下の溶融部に侵入するためである。このようにして薄板のみならず 10 cm 以上の厚板の溶接が可能で、同種の金属・合金のほか、Cu-Ni, Ti-Mo などの異種金属の溶接ができる。すでに航空機・自動車・エレクトロニクスなどの産業に広く利用されている。

電子ビーム制御放電 [英 electron beam controlled discharge, 独 Elektronenstrahlkontrollierte Entladung, 仏 décharge contrôlée par faisceau électronique, 露 разряд управляемый электронным пучком] 大容量の高気圧気体媒質に均一な放電を行う方法の一つ。高出力レーザーの励起に用いられる。レーザー媒質が 1 気圧程度以上になると、安定した放電を行いくくなるので、外部から数百 eV の電子ビームを媒質中に注入し、適当な導電性をもたせることによって放電を行う。レーザー励起に有利な電場を選ぶので、励起効率を高くできることに均一な放電を行うことができることが特色である。特に炭酸ガスレーザーと酸化炭素レーザーに有効に応用され、大容量の媒質から高出力を効率よく取出すのに使われている。

電子ビーム溶接 [英 electron beam welding, 独 Elektronenstrahlschweißen, 仏 soudure par faisceau d'électrons, 露 сварка электронным пучком] \Rightarrow 電子ビーム加工

電子ビーム励起レーザー [英 electron beam pumped laser, 独 Elektronenstrahl gepumpter Laser, 仏 laser à pompage par faisceau électronique, 露 лазер с накачкой электронным пучком] 電子ビームを媒質中に打ち込むことにより、負温度を発生するレーザー。気体レーザーの場合は、 $1 \sim$ 数十気圧の媒質中に 100 keV \sim 数 MeV の大電流電子ビームを打ち込み多数のイオンと二次電子を発生する。このようなレーザーを REB 励起レーザーという。このようにして発生した二次電子は媒質分子あるいは原子との衝突により、媒質を励起しながらエネルギーを失う。このようにして生じたイオンや励起状態の原子は複雑な反応過程を経て、活発なレーザー作用をもつエキシマーや励起状態の原子あるいはイオンを生成する。半導体も電子ビーム励起によってレーザー作用をもちうる。この場合は、電子ビームによって半導体中に高密度の電子・ホール対が発生し、それぞれ緩和過程により伝導帯、価電子帯の端に溜るので、再結合放電に関し負温度が発生する。pn 接合レーザーと比較して、大きな体積の半導体に均一なレーザー作用が可能であるという特徴をもつ。

電子・フォノン系 [英 electron-phonon system, 独 Elektron-Phonon-System, 仏 système d'électron-phonon, 露 электрон-фононная система] 固体中の伝導電子と格子振動の相互作用が物性に与える影響を研究するためのモデルで、相互作用する電子ガスとフォノンガスから成る体系を電子・フォノン系という。このモデルでは、イオン系は、一様な正電荷のバックグラウンドと格子振動を量子化したフォノンの集合で置換える。さらに、電子とバックグラウンドとの相互作用のポテンシャルは、バックグラウンドの正電荷どうしの静電相互作用および電子間の負電荷どうしの静電相互作用と打消しあうので、バックグラウンド

の存在も無視する。そこで、この体系のハミルトニアンは $H = H_e + H_p + H_{e-e} + H_{e-p}$ と分れる。ここに、 H_e は、バンド計算による有効質量をもつ自由電子の運動エネルギー、 H_p は、縦波フォノンのエネルギー、 H_{e-e} は、電子間のクーロン相互作用から一様な電子雲の静電ポテンシャルを差し引いたもの、 H_{e-p} は電子・フォノン相互作用のハミルトニアンを表す。特に、電子・フォノン相互作用の役割を主として議論する場合に、 H_{e-e} の項も無視する。以下では、その場合に、わかっていることを述べる。

この体系の顕著な特徴は、熱平衡状態にあるとき、ある温度以下で超伝導状態になることである。正常状態にある電子・フォノン系の素励起のなかには、電子型のものとフォノン型のものがあり、それぞれ準粒子とよばれる。電子型の準粒子は、電子の周囲にフォノンの集団を伴って動くもので、特にイオン結晶中ではポーラロンとよばれている。いずれにせよ、電子型の準粒子は、電子・フォノン相互作用がくりこまれて質量がバンド計算の有効質量より大きくなった電子として観測される。他方、フォノン型の素励起は、くりこみの結果音速が小さくなったフォノンとして観測される。どちらの準粒子も有限の寿命をもち、このことは、電気抵抗や熱抵抗の原因のひとつになる。

電子・フォノン相互作用 [英 electron-phonon interaction, 独 Elektron-Phonon-Wechselwirkung, 仏 interaction d'électron-phonon, 露 электрон-фононное взаимодействие] 伝導電子がフォノンを吸収・放出することによって、格子振動と相互作用することを電子・フォノン相互作用という。この相互作用は、電子が、格子振動によるイオンの変位に伴う電気分極のつくる電場から力を受けることによって生ずる。ここでの伝導電子としては、金属、半金属、半導体中の伝導電子のみならず、半金属、半導体中の正孔。さらに、元来は絶縁体であるイオン結晶に光を当てて伝導帯に励起された電子や価電子帯に残された正孔も含まれる。完全結晶中での相互作用のハミルトニアンは、運動量 p の電子の生成・消滅演算子を a_p^\dagger, a_p とし、波動ベクトル q で偏極 λ のフォノンの生成・消滅演算子を $b_{q\lambda}^\dagger, b_{q\lambda}$ とすると、格子振動の振幅について一次の範囲で

$$H = \sum_{p,p',q,\lambda} a_{p,p'} a_p^\dagger a_{p'}^\dagger (b_{q\lambda} + b_{q\lambda}^\dagger)$$

という形をしている。係数 a は、偏極の横波成分に対しては 0 になり、さらに

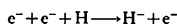
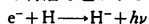
$$p - p' - q = G$$

を満たす場合のみ 0 でない値をとる。ここに G は、逆格子ベクトルを意味する。フォノンの吸収・放出によって電子が運動量を変えるとき、 $G=0$ の素過程をノーマル過程 (N 過程)、 $G \neq 0$ の素過程をウムクラップ過程 (U 過程) という。 U 過程は、フェルミ面がブリルアン域と交差する多価金属や貴金属では電気抵抗に重要な寄与をするが、そのほかの物質では、通常は、 N 過程が重要であるとされている。電子・フォノン相互作用の結果、固体電子の物性に与える主要な効果として、次のようなものがある。(1) 比熱やサイクロトロン共鳴で観測される電子の質量は、バンド理論による有効質量に比べて数十%も大きくなる。特に、イオン結晶中で質量の大きい電子として観測されるものは、ポーラロンとよばれる。(2) 電気抵抗をはじめとする電子の輸送係数に重要な寄与をする。特に、磁性不純物

を含まない金属の電気抵抗の温度変化の原因は、電子・フォノン相互作用の結果であると解釈されている。(3) フォノンを仲介として、電子間に引力が作用し、その結果、一部の金属が低温で超伝導体になる。(4) 光を当てて励起子を励起したり、格子欠陥に束縛された電子を高いエネルギー準位に励起するとき、同時にフォノンに励起することによるサイドバンドが現れ、また、光スペクトルに幅が出る。(5) ある種のイオン結晶の価電子帯中にできる正孔が、その周囲に音響型フォノンに励起して格子の変形を起し、それによるポテンシャルのなかに束縛される結果、いわゆる自組自縛状態をつくる。

電子付着 [英 electron attachment, 独 Elektronenanlagerung, 仏 attachement électronique, 露 прилипание электрона] 中性の原子や分子に 1 個余分の電子が結合して安定な負イオンをつくることがある。正イオンと電子の場合の再結合と区別して電子付着とよぶ。負イオンから電子がとれ中性原子(分子)に戻ることを脱離、脱離に必要なエネルギー(付着する際に放出するエネルギーに等しい)を電子親和力という。電子親和力が正であれば安定な負イオンを形成し、負であれば不安定であるが、電子親和力が負であっても溶液中などでは安定に存在することがある (\Rightarrow 電子親和力)。

中性原子(分子)にその励起エネルギーよりほんの少し低い入射エネルギーで電子が衝突すると、過渡的に中間状態として負イオンが形成され、衝突断面積が大きな影響を受けることがある。共鳴現象とよばれ、断面積に鋭いピークや谷が現れる。また、励起状態にある分子に電子が付着すると、励起状態では電子雲が広がっていて核の引力の遮蔽が比較的小さいため、かなり長寿命の負イオン分子をつくりうる。このとき、再び電子が脱離する前に負イオン分子が断熱ポテンシャル曲線に沿って中性原子(または原子団)と負イオン原子(または原子団)に解離してしまう現象(たとえば $H_2^- \rightarrow H + H^-$)もある確率で起り、解離性付着とよばれる。ここでは結果的には、電子のエネルギーが核の運動エネルギーへ受渡されて解離をもたらしただけになっている (\Rightarrow 解離性付着)。このほか光の放出を伴う付着や三体衝突による付着も起りうる。たとえば



負イオンの電子状態を正確に計算するのは難しく、最も簡単な系である H^- の電子親和力 (0.754 eV) でさえ、ハートリー-フォック法では負の電子親和力 (-0.321 eV) を与え符号すら合わない。これは、電子付着にはほかの束縛電子との相関が重要な働きをしているためであり、電子間の相関を考慮した試行関数(たとえば電子間の相対距離を含むなど)を用いて変分法により計算することが要求される。

電子プラズマ振動数 [英 electron plasma frequency, 独 Elektronenplasmafrequenz, 仏 fréquence électronique plasma, 露 плазменная-электронная частота] \Rightarrow プラズマ振動

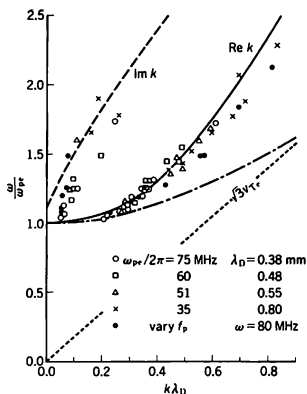
電子プラズマ波 [英 electron plasma wave, 独 Elektronenplasmawelle, 仏 onde électronique de plasma, 露 плазменная-электронная волна] プラズマの電子密度の疎密によって伝搬する波動。電子ラングミュア波ともいう。冷たいプラズマの近似では、電子集団が x 方向に微小変位してイオン集団と相対的なずれが生じたとき、 x 方向に発生した電場により電子集団が引戻され、もとの平衡

位置を中心として、電子プラズマ振動数 ω_{pe} で単振動を行う。この振動は電子の温度が有限であると、その熱運動による効果が効いて x 方向に伝搬する波動となる。この波は電場が波の伝搬と同一方向 (x 方向) であるから静電波 (縦波) である。その角振動数 ω と波数 k との関係 (分散式) は次式で表される。

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3k^2 v_{Te}^2$$

ここで $v_{Te}^2 = k_B T_e / m_e$ で与えられる。ただし次元の圧縮による波なので比熱比は 3 とした。また T_e は電子温度、 m_e は電子の質量、 k_B はボルツマン定数である。

この波の分散は図の 1 点鎖線で示される。 k が小さいと



きは波の位相速度 v_{ph} は v_{Te} よりも大きい、群速度 $v_g = 3v_{Te}^2 / v_{ph}$ は v_{Te} より遅い。 k が大きくなって、波長がデバイ距離 $\lambda_D = \omega_{pe} / \omega_{pe}$ よりも短くなる ($k^2 \ll \lambda_D^2$) と、電子は電荷の疎密を遮蔽しきれずに $\omega \approx \sqrt{3} k v_{Te}$ の電子音波となって $v_{ph} = v_g = \sqrt{3} v_{Te}$ となる。正確には、波長が λ_D 程度になるとランダウ減衰が効いてくる。無衝突プラズマ中でのこの減衰は波と電子との共鳴相互作用に起因するプラズマの特徴的な性質のひとつである。ランダウ減衰も含めて電子プラズマ波の正確な記述は、プラズマ分散関数 $Z(\xi)$ を使って

$$1 - (\omega_{pe}^2 / 2k^2 v_{Te}^2) Z'(\omega / \sqrt{2} k v_{Te}) = 0$$

と表される。ただし $Z'(\xi) = dZ(\xi)/d\xi$ 。上式から計算された分散 ($\text{Re } k$) と減衰 ($\text{Im } k$) および実験データが図に示されている。

電子分極 [英 electron polarization, 独 elektronische Polarisation, 仏 polarisation électronique, 露 электронная поляризация] 誘電分極は 3 種類の機構によって起る (⇒誘電体)。そのうち電子が電場の下で、原子核に相対的に動くことによって生じる分極を電子分極という。また、電子分極の分極率への寄与を、電子分極率という。電場の周波数が高く可視光の領域にあると、イオン分極や配向分極は電場の变化に追従できないから、分極率は電子分極率に等しい。原子に調和的に (⇒調和振動子) 束縛されている電子は、共振周波数 ω_0 において共鳴吸収を起す。ローレンツの古典的電子論によると外部電場の周波数が高くなると電子分極率は

$$\alpha(\text{電子}) = \frac{e^2}{m_e \omega_0^2}$$

(e は電子の電荷、 m_e は電子の質量) であり、これは

$$\alpha(\text{電子}) \sim 4\pi\epsilon_0 a^3$$

(a は電子のボーア半径、 ϵ_0 は真空の誘電率) の値をもつ。電子分極の大きさの目安として自由イオンの分極率を挙げると、 Na^+ で $0.179 \times 10^{-24} \text{cm}^3$ 、 Cl^- で $3.66 \times 10^{-24} \text{cm}^3$ (いずれも CGS 単位) である。外部電場の周波数 ω が高くなると、電子分極率の ω に対する依存性は

$$\alpha(\text{電子}) = \frac{e^2}{m_e (\omega_0^2 - \omega^2)}$$

で与えられる。量子論的には、状態 i の原子の電子分極率は

$$\alpha(\text{電子}) = \frac{e^2}{m_e} \sum_j \frac{f_{ij}}{\omega_{ji} - \omega^2}$$

で与えられる (f_{ij} は原子の状態 i と j の間の電子双極子遷移の振動子強度、⇒振動子強度、動的分極率)。可視光の周波数において物質の屈折率 n と、その物質を構成する原子の電子分極率との間にはクラウジウス-モソッティの式

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{1}{3\epsilon_0} \sum_j N_j \alpha_j(\text{電子})$$

が成立する。ただしここで N_j は単位体積中の原子 j の数を、 $\alpha_j(\text{電子})$ は原子 j の電子分極率を表す (⇒原子分極、モル分極)。[5]

電子分光法 [英 electron spectroscopy, 独 Elektronenspektroskopie, 仏 spectroscopie électronique, 露 электронная спектроскопия] 電子分光法は、光の代りに電子のスペクトル、すなわち放出電子の運動エネルギー分布を測定する測定法である。表面の電子状態、振動状態の測定、表面での化学分析など、表面状態を調べるために種々の電子分光法が用いられる。電子放出の励起源には光、電子、イオン、励起原子などが用いられる。

光励起の場合 (光電子分光法)、電子放出過程として、一電子励起の直接イオン化と二電子励起のオージェ電子放出がある。前者では入射光に単色光 (入射エネルギー $\hbar\omega$) を用い、放出電子の運動エネルギー E_k を測定すると、 $\hbar\omega - E_k$ から電子の結合エネルギーが求まる。またエネルギー分布 (光電子スペクトル) から電子の状態密度が求まり、角度分解して放出角を変えた測定から、表面準位など二次電子系のエネルギーバンドの分散関係が求まる。しかし、光電子スペクトルは光吸収過程に伴う運動量保存則より入射光の波長依存性を示し、光電子放出の確率も入射エネルギー依存性を示すので、厳密にはスペクトルは電子の状態密度を表していない。

内殻準位からの電子放出の場合、原子種に対応してほぼ一定の単純なスペクトルを与えるので元素分析ができる。また内殻準位は結合のイオン性などにより数 eV 変化するので、分解能を 1 eV 以下で測定すると、元素の状態分析が可能になる。この内殻準位の結合の性質による変化を化学シフトとよぶ。内殻準位に空孔が生じると、さらに電子放出してもっと低いエネルギー準位の 2 個のイオン化状態に無放射遷移する過程がある。これがオージェ電子放出過程である。始状態で K 殻に空孔があり、終状態では L 殻に 2 個の空孔が生じる場合、放出電子を KLL オージェ電子とよぶ。終状態の 2 個の空孔が結合準位に生じる場合、結合準位の状態密度を反映したスペクトル形となる。これを化学効果とよび、元素の状態分析に適用できる。オージェ電子の運動エネルギーは内殻準位のエネルギーでほぼ決められるので、元素に固有な値となり、元素分析に適している。

電子励起の場合、イオン化過程のほかに電子状態励起と振動状態励起に伴うエネルギー損失過程(非弾性散乱)も観測される。すなわち、電子のエネルギー損失スペクトル(EELS, 低速電子分光法とよぶ場合もある)が得られる。振動励起については格子振動励起と吸着分子の振動スペクトルが得られる。これは吸着状態を調べるほかに、吸着分子の化学種の同定に用いることもできる。

オージェ電子分光法(AES)という名称は固体試料で、電子励起により放出されるオージェ電子を検出する場合に限って用いられる。軽元素の場合、X線放出よりオージェ電子放出の過程の方がまざっているので、表面近傍のC, Oなどの軽元素の検出感度が高いことが表面分析法としてのひとつの特長になる。入射電子線を $1\mu\text{m}$ 以下に絞り、試料上を走査し、特定の元素から放出されるオージェ電子を検出すると、表面近傍での元素の二次元の分布を画くことができる。これを走査型オージェ電子分光法または走査型オージェ・マイクロプローブ(SAM)とよび、表面での元素の局所分析をする手段に用いる。電子プローブX線マイクロアナライザーのX線の代りにオージェ電子を検出している。

長寿命の励起原子を励起源とした場合、その励起エネルギーによりイオン化を起す(\Rightarrow ベニング電離)。これは表面の電子構造の測定に用いられる。He⁺などの低エネルギーイオン照射によりオージェ型の無放射遷移に伴う電子放出が観測できる(\Rightarrow イオン中性化分光法)。これも表面の電子構造の測定に用いられる。

電子分光法が固体表面の研究に使われるのは、低速電子の固体内での平均自由行程が短いため、電子エネルギー100 eV近傍で約0.5 nmの最小値をとる。したがって電子放出の励起源としては低エネルギー電子を放出させるようなものを用いる。

光電子分光法で通常用いられる光源は、差動排気系のある希ガス放電管を用い、Heの放電の際の許容遷移に伴う発光(共鳴線)のHe I (21.2 eV), He II (40.8 eV)の紫外線(紫外光電子分光法, UPS), MgK α (1253.6 eV), AlK α (1486.6 eV)の軟X線(X線光電子分光法, XPS)である。XPSは内殻励起が観測でき、上述のように状態分析ができることから、ESCA(electron spectroscopy for chemical analysis)ともいう。

シンクロトロン放射を用いると紫外線からX線までの連続光が得られる。この場合、斜入射の分光器を用いて単色化し、おおむね30 eV以上の光を用いる。シンクロトロン放射を用いた光電子分光法では入射光の波長依存性が測定できる。また光が直線偏光なので、s偏光、p偏光の偏光依存性が測定でき、化学吸着の結合の波動関数の対称性などが求まる。さらに、吸収スペクトルに相当する部分収量スペクトルから表面近傍の電子状態の非占有準位について測定できる。

電子のエネルギー損失スペクトルは熱電子を電子線源とするので、入射電子のエネルギー幅は0.3~0.5 eVとなる。したがって、振動励起の測定ではエネルギー分析器を用いて入射線を単色化して、5 meVの分解能を得ている。

エネルギー分析器は逆電位型と静電偏向型がある。前者は同心球状の金属製グリッドで、試料を球の中心に置く。通常、グリッドは4枚重ね、中間の2枚に逆電位をかける。逆電位に周波数 f の交流変調電位を重ねし、 f または $2f$ の成分をロックイン増幅器で検出し、エネルギー分布

またはその一次の微係数を求める。静電偏向型は2枚の電極板に電場をかけ、電子の軌道を曲げる電子に対するプリズムのようなものである。集束条件の違いによりいろいろな電極の形状のものがある。平行平板型、円筒鏡型、二段集束円筒鏡型、127°円筒型、半球型などであるが、明るさ、角度分解など実験の目的に応じて分析器を選択する。

電子の検出法はチャネルトロンによるパルス計測、二次電子増倍管による直流増幅などである。また角度分布の測定などに二次元検出器も用いられる。⁵²⁾

電磁弁 [英 electromagnetic valve, 独 elektromagnetisches Ventil, 仏 soupape électronique, 露 электромагнитный клапан] 自動制御系のプロセス制御の操作部に使用される機構のひとつである。電磁石励磁電流の制御操作により弁を開閉して流体の流れを制御するオン・オフ動作(二位置動作)機構である。

電磁放射 [英 electromagnetic radiation, 独 elektromagnetische Strahlung, 仏 radiation électromagnétique, 露 электромагнитное излучение] 粒子または粒子系が電磁波を放出する現象のことで、電磁波放射ともいう。マクスウェルの電磁理論によれば、加速度運動をする電荷や磁荷は電磁波を放射する。加速度運動が主に荷電粒子の熱運動であるときには熱放射という。磁場でローレンツの力によって荷電粒子が加速度を受けるときの放射はシンクロトロン放射という。荷電粒子が電場によって減速されて電磁波を放射するときは制動放射とよばれる。磁場や電場による放射では電磁波が偏っていることが多い。そのほか、荷電粒子による放射にはチェレンコフ放射や遷移放射がある。以上に述べた電磁放射の特徴のひとつは、放射される電磁波の波長が連続的で、荷電粒子のエネルギーや加速度の大きさによって電波、赤外線、可視光、紫外線、X線などの広い範囲に分布することである。これに対して、分子、原子、原子核などが高いエネルギー状態(準位)から低いエネルギー状態(準位)へ変化(遷移)するときには、その準位間のエネルギー差に等しい電磁波が放出される。この際の電磁放射は、粒子間あるいは外部電磁場との相互作用や自然遷移などによって起るが、系の遷移演算子の電氣的あるいは磁氣的多極子モーメントによって特徴づけられる(\Rightarrow 電磁多極子モーメント)。原子の遷移によって放出される電磁波は可視光や紫外線が多いが、原子核の場合にはエネルギーが大きく波長の短い γ 線が放出されるので、 γ 放射とよばれる。 γ 放射は原子核の遷移の一種で γ 崩壊ともよばれる。

電磁方程式 = マクスウェル方程式

電子飽和電流 [英 electron saturation current, 独 Elektronensättigungsstrom, 仏 courant de saturation électronique, 露 электронный ток насыщения] \Rightarrow ラングミュア・プローブ

電子捕獲 [英 electron capture, 独 Elektronenfänger, 仏 captureur électronique, 露 захват электронов]

[1] = 軌道電子捕獲

[2] 原子・分子によって電子が捕獲されること(\Rightarrow 電荷移行)。

電磁ポテンシャル [英 electromagnetic potential, 独 elektromagnetisches Potential, 仏 potentiel électromagnétique, 露 электромагнитный потенциал] ベクトルポテンシャル A とスカラーポテンシャル ϕ の組を電磁ポテンシャルとよぶ。電磁ポテンシャルを用いると電場 E と磁

束密度 B は

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \phi$$

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$$

と表される。定常状態では、 $\mathbf{E} = -\text{grad } \phi$ となることから分るように、 ϕ は一般化された電位である。 \mathbf{E} と \mathbf{B} を与える電磁ポテンシャルは一意的でなく、 $\mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A} + \text{grad } u$ 、 $\phi \rightarrow \phi - (\partial u / \partial t)$ と変換しても場の量 \mathbf{E} と \mathbf{B} は変化しない。ただし u は任意関数で、このような変換をゲージ変換とよぶ。代表的なゲージにローレンツ・ゲージがあり、それは、ローレンツの条件

$$\text{div } \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$$

を満足する。ただし c は真空中の光速。ローレンツ・ゲージではマクスウェルの方程式より

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J}$$

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \phi = -\frac{1}{\epsilon_0} \rho$$

が成り立つ。 Δ はラプラシアン、 ϵ_0 は真空の誘電率、 μ_0 は真空の透磁率、 \mathbf{J} は電流密度、 ρ は電荷密度である。

電子ボルト [英 electron volt, 独 Elektronenvolt, 仏 électron-volt, 露 электрон-вольт] 素粒子, 原子核, 原子, 分子などのエネルギーを表す単位で, エレクトロンボルトともいう。単位記号は eV。国際単位系 (SI) には属さないが, 併用してもよい単位とされている。電気素量 e の電荷をもつ粒子が, 真空中において, 1V の電位差をもつ 2 点間で加速されるときに得るエネルギー。近似的には, $1.60218 \times 10^{-19} \text{ J}$ に等しい。メガ (10^6) 電子ボルトおよびギガ (10^9) 電子ボルトを, それぞれ MeV, GeV と書く。

電子マイクロプローブ分析装置 [英 electron microprobe analyzer, 仏 analyseur de microsonde électronique, 露 анализатор электронного микронзонда] 電子線を電子レンズで縮小して, 試料を照射し, 照射された微小体積から放出する電磁波, 超音波, 電子, 試料吸収電流などを検出して, 試料の微小な部分の元素または状態分析を行う装置を総称している。電子のマイクロプローブを作る装置には, 透過型電子顕微鏡または走査型電子顕微鏡があるが, 直径数十 Å の電子線マイクロプローブを作ることができる。前者は主として薄膜試料, 後者は厚い試料の表面の分析に用いられ, 各種の分光器と組合せて, 分析電子顕微鏡ともいわれる。光の分光器と組合せたものをカソードルミネッセンス分析装置, X 線分光器と組合せたものを電子プローブ X 線分析装置 (EPMA), オージェ電子分光器と組合せたものをマイクロオージェ電子分析装置, 電子エネルギー分析器と組合せたものを電子エネルギー損失分光装置, 超音波検出器と組合せたものを電子プローブ超音波分析装置という。そのほかに, 電子ビームが半導体素子の pn 接合で増幅されるのを利用した電子ビーム誘導電流法 (electron beam induced current, EBIC), 試料吸収電流を直接測定する方法などがあり, 電子マイクロプローブを用いた分析装置の一部と考えられている。これら各種の装置は分析機器としてそれぞれの特徴をもつ。近年, 単純に信号を検出するのみでなく入射電子線の走査とブラウン管の走査を同期させ, 検出信号の強弱をテレビ系に映し出す走査型の機器が使われることが多い。

電子密度 [英 electron density, 独 Elektronendichte, 仏

densité électronique, 露 плотность электронов] プラズマにおいてはイオンと電子が, それぞれの電荷が全体としてはほぼ中性の状態に保たれながら, 高温のガス状になっている。ここで単位体積当りの電子の個数を電子密度といい n_e で表す。また, 電荷 ze をもつイオン密度を n_z とすると, $\sum_z z n_z = n_e$ の関係がある。水素プラズマ ($z=1$)

で不純物イオンがない場合は $n_z = n_e$ となる。プラズマの電子密度の範囲は広く, 実験装置で対象となるプラズマの電子密度は多くの場合 $10^9 \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 程度, 慣性閉じ込めプラズマでは $\sim 5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ の密度が得られている。

電磁誘導 [英 electromagnetic induction, 独 elektromagnetische Induktion, 仏 induction électromagnétique, 露 электромагнитная индукция] 閉回路を貫く磁束が時間的に変化するとき, その変化率に比例して, 磁束の変化を妨げる向きに起電力が生じる現象。回路の変化の原因は他の回路の電流の変化であっても, 回路や磁石の運動であっても, さらに, その回路自身の電流の変化であってもよい。この現象は 1831 年 M. Faraday により発見され, F. E. Neumann によって定式化された。起電力の大きさと磁束の変化率との関係は, 電場を \mathbf{E} として,

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

によって表される。電場 \mathbf{E} を回路 (線要素 ds) に沿って積分すれば, 積分形の法則

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} = -\frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (\phi = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} \text{ は回路を貫く磁束})$$

の形となる。導体が磁場中で速度 \mathbf{v} で運動するときには, 導体の各部に $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ の電場が生じる。したがって, 回路が時間的, 空間的に変化する磁場の中で速度 \mathbf{v} で運動するとき, 回路の起電力は

$$V = -\frac{\partial \phi}{\partial t} + \oint \mathbf{v} \times \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s}$$

で与えられる。これらは電磁誘導の法則またはファラデーの誘導法則とよばれ, マクスウェル方程式の一つとして, 電磁気現象の基本法則のひとつとなっている。また, 誘導起電力の向きと誘導起電力による電流が受ける力の向きについては, レンツの法則が成り立つ。

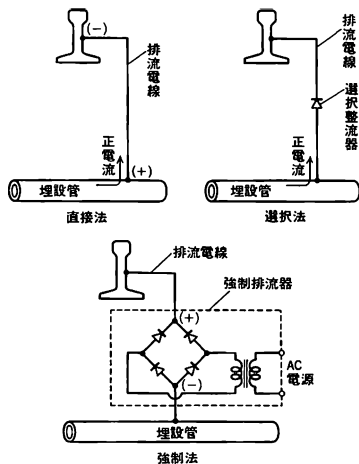
電磁誘導起電力 = 誘導起電力

電子・陽電子対消滅 [英 electron-positron pair annihilation, 独 Elektron-Positron-Paarvernichtung, 仏 annihilation de la paire électron-positon, 露 аннигиляция электронно-позитронных пар] ⇨ 対消滅

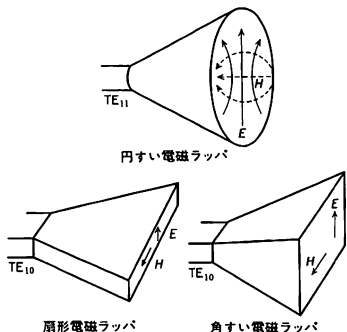
電子・陽電子対生成 [英 electron-positron pair creation, 独 Elektron-Positron-Paarbildung, 仏 production de paires électron-positon, 露 образование электронно-позитронных пар] ⇨ 対生成

電食 [英 electrolytic corrosion, 独 elektrolytische Korrosion, 仏 corrosion électrolytique, 露 электрохимическая коррозия] 主に直流電気鉄道や直流送電地域に発生する電流による金属の腐食現象。直流式電車の負荷電流がレールから大地に漏電し, 付近の地下埋設金属 (水道管, ガス管, 電力および電話ケーブル) などに流入し, 再び大地に流出する。その埋設金属の流出部に電気化学的な腐食現象が発生する。これを電食という。電食は流出電流の大きさと持続時間の積に比例する。交流電流では電流が同一点で流入流出を繰返すため電食は可逆的でその被害は小

さく問題にならない場合が多い。電食の原因としては、直流電流のほか周囲の土壤による局部電池作用によるものなどが考えられている。防止対策としては、漏れ電流を吸収する電線の併設や、図のような排流法を採用し、正電流が直接大地へ埋設金属から流出しないようにしている。特にガス管などでは人命に関する大事故につながるのでおそろかにできない。



電磁ラッパ [英 electromagnetic horn, 独 Hornantenne, 仏 antenne cornet, 露 рупорная антенна] マイクロ波用アンテナの一種で、導波管の断面を徐々に拡大した形をしており、音響用のラッパに似ているところから電磁ラッパという。電磁ホーンあるいはホーンアンテナともよばれている。形から分類すると、方形導波管の断面を一方だけ拡大した扇形電磁ラッパ、両方向に拡大した角すい電磁ラッパ、円形導波管の場合の円すい電磁ラッパなどがある。ラッパの部分は導波管の電波インピーダンスから自由空間の固有インピーダンスへめらかにインピーダンス変換し(⇒波動インピーダンス)、電磁波の放射(送信アンテナの場合)あるいは集束(受信アンテナ)の効率をあげる役目をしている。一般に電磁ラッパだけで高指向性を得ようとすると、開口面における位相をなるべく同位相にし平面波に近づける必要があり、ラッパを非常に長くしなければならない。そのためパラボラアンテナなどと組合せて使用することが多い。また電磁ラッパは理論的に取扱いやす



いので、マイクロ波アンテナの利得の標準として使われている。

電磁流体 [英 magneto-fluid, 露 электромагнитная жидкость] ⇒ 電磁流体力学

電磁流体発電 [英 magnetohydrodynamic power generation] 高速の電磁流体(プラズマや液体金属)が磁場を横切って流れるとき発生する起電力を直接利用する発電で、MHD 発電または直接発電ともよばれる。通常の水力発電やタービン火力発電では水やガスの流れのエネルギーを発電機の回転子を磁場中で回転させるために用いているが、MHD 発電では回転子の導線の代りに、直接、電磁流体を磁場を横切って流してやる。負荷電流が流れると電流は磁場から力を受け作動流体はこの抗力に逆らって仕事をすることになる。作動ガス(プラズマ)の温度を高くできるので高効率(50%)の発電が可能である。1960 年代に多くの実験的、理論的研究がなされ、なお耐熱材料の改良などの技術的問題が残っているものの、1980 年代中ごろにはほぼ実用段階に入った。

図 1 に示すように磁場 $B(0, 0, B_z)$ 中で速度 $v(v_x, 0, 0)$

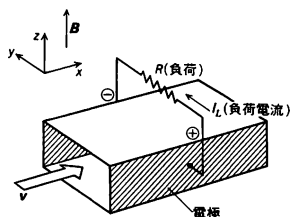


図 1 連続電極ファラデー型

で流れる電気伝導率 σ のプラズマ流を考えると、一般化されたオームの法則から、電流密度 j と電場 E との関係は、ホール効果を入れて、次のように書ける。

$$j = \sigma(E + v \times B) - h(j \times \frac{B}{B})$$

ここで、 $h \equiv \omega_{ce} \tau_e$ でホールパラメーターとよばれ、 ω_{ce} は電子サイクロトロン振動数、 τ_e は電子の実効的衝突時間である。これより磁場に垂直な面内の電流密度成分 j_x, j_y は

$$j_x = \frac{\sigma}{1+h^2} \{E_x - h(E_y - v_z B_z)\}$$

$$j_y = \frac{\sigma}{1+h^2} \{hE_x + (E_y - v_z B_z)\}$$

と表される。

図 1 に示した発電電極形式すなわち、流れ (x) 方向に連続した一対の電極を用いるものは連続ファラデー型とよばれる。この場合、流れ方向の電場(ホール電場とよばれる)は強制的に短絡され、流れの中でもほぼ短絡されると考えられるので $E_x \equiv 0$ と置くと、上式より

$$j_y = \frac{\sigma}{1+h^2} (E_y - v_z B_z)$$

$$j_x = -h j_y$$

となる。したがって、外に取出される電流 j_y はホール効果が無視できる場合 ($h \ll 1$) の値の $1/(1+h^2)$ 倍に減少する。このとき、流れ方向には j_y の h 倍のホール電流 j_x が、電極板を帰路として無用の循環電流が流れる。ホールパラメーターが大きいときには発電機として得策ではない。そこで、図 2 に示すような分割電極ファラデー型が考

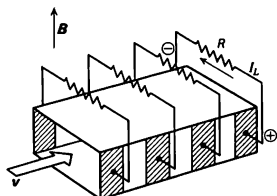


図2 分割電極ファラデー型

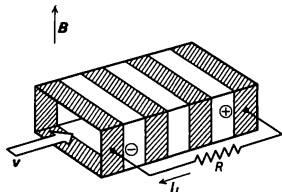


図3 分割電極ホール型

えられている。こうするとホール電流は流れず、上式より、ホールパラメーターにかかわらず

$$j_y = \sigma(E_y - v_x B_z)$$

となる。さらに、図3のように流れ方向にいくつかの棒型の導体を並べ $E_y = 0$ としたものは、分割電極ホール型とよばれ、上下流両端の電極を用いてホール電流 j_y を利用するものである。図4はファラデー型とホール型の発電特性を $k=10$ と仮定して示したものである。ファラデー型は低電圧大電流型であり、ホール型は高電圧小電流型発電といえる。

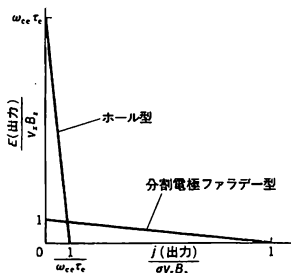


図4 発電特性

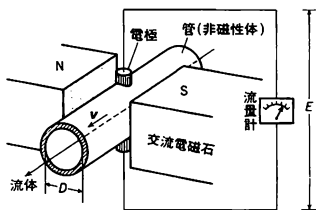
電磁流体力学 [英 magnetohydrodynamics, 独 Magnetohydrodynamik, 仏 magnétodynamique des fluides, 露 магнитная гидродинамика] 電磁場と相互作用する流体の力学。水銀や溶融ナトリウムのような液体金属も、電離気体(プラズマ)も流動運動を行うので流体であるが、一方で電気伝導性をもっているため、電場の中にあれば電流が流れて磁場を誘起し、また磁場の中を流れれば誘起電場が発生するとともに、磁場中を流れる電流によって生じるローレンツ力が流体に作用することになる。このように電磁場と相互作用をもつ電気伝導性流体を電磁流体とよぶ。電磁流体の運動を解析するための電磁流体力学は、電磁流体発電(MHD 発電)や核融合といったエネルギー問題への応用などと関連し、流体力学と電磁気学との融合した新しい学問分野として、近年急速に発展した。放電現象を含む電気工学、99%以上がプラズマで構成される宇宙を研究対象とする宇宙物理学などにおいても、当然、電磁流体力学は重要な役割を担っている。流体力学では運動学的な変量

としての流速と、2つの独立な熱力学的変量、たとえば密度と圧力を求めることが目的であるが、電磁流体力学ではさらに電磁気的な変量として、電荷密度、電流密度、電場、磁場が求められるべき量として加わる。したがって電磁流体を解析するための基礎方程式は、流体に関する3つの保存方程式である連続方程式、運動方程式、エネルギー方程式に加え、マクスウェルの電磁方程式とオームの法則から成り立っている。以上は広い意味での電磁流体力学の基礎方程式であるが、電磁流体力学では電磁波のような高周波現象は対象としない場合が多い。このような狭い意味の電磁流体力学では、伝導電流に比べて変位電流が無視される。変位電流を無視する近似では、流体中の電荷密度、およびエネルギーやマクスウェル応力中の電場の項を無視してよいことになる。電流密度や電場は流速と磁場を通じて表すことができ、結局、電磁流体力学は、流速、密度、圧力に加え磁場を求める問題に帰する。したがって電磁流体力学の基礎方程式は、連続方程式、運動方程式、エネルギー方程式の3つの流体の保存方程式に、磁場を求めるための1つの方程式を加えればよいことになる。この方程式は誘導方程式とよばれ $\partial \mathbf{B} / \partial t = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \text{rot}(1/\sigma \cdot \text{rot} \mathbf{B} / \mu)$ で与えられる。 \mathbf{B} は磁束密度、 \mathbf{v} は流速で、 σ が流体の電気伝導率、 μ は真空中の透磁率である。この方程式はマクスウェルの電磁方程式とオームの法則から導かれる。方程式中に現れる電磁気学的変量が磁場だけであるという意味で、外国語は電磁流体ではなく磁気流体となっている。電磁流体力学は1937年ごろ J. F. Hartmann が磁場中の水銀の運動を研究したのに始まり、H. Alfvén が天体物理学に応用しておおいにその重要性を強調したが、現在は天体物理学、地球物理学、電気工学、化学工学、ロケット工学、エネルギー問題などに広い応用分野をもっている。

電磁流体力学的不安定性 [英 magnetohydrodynamic instability, 独 magnetohydrodynamische Instabilität, 仏 instabilité magnétodynamique, 露 гидромагнитная неустойчивость] プラズマがある平衡状態にあるとする。それにある擾乱を加えたとき、それが減衰してもとに戻る場合は、最初の平衡状態は安定である。しかしその擾乱が成長する場合は、もとの平衡状態は不安定な状態である。擾乱が電磁流体力学の運動方程式によって取扱えるようなタイプで、不安定性性質を示すものを電磁流体力学的不安定性または略して MHD 不安定性という。巨視的不安定性、マクロ不安定性ともいう。典型的な例はソーセージ不安定性、キンク不安定性、ティアリング不安定性などがある。プラズマを閉じ込めようとする場合、プラズマは電磁流体力学的に安定であることが必須の条件である。エネルギー原理(変分原理)、運動方程式の線形化などによってプラズマの不安定性が解析されている。

電磁流量計 [英 electromagnetic flowmeter, 独 induktiver Durchflußmesser, 仏 débitmètre électromagnétique, 露 электромагнитный расходомер] ファラデーの電磁誘導の法則を利用して、導電性流体の流速を電圧に変換し測定する流量計である。導電性流体の流量計として広く実用化され、液の電気伝導率が約 $200 \mu\text{S} \cdot \text{cm}^{-1}$ 以上ならば、電気伝導率や流体の種類に無関係に気体や粉末でも計測可能である。実際には交流磁場を用いるので分極作用がなく信号を増幅できる特徴をもち、流体の粘性、密度および温度に左右されない。しかし、導電性が小さい場合は起電力が

小さいので計測しにくく強力な磁場が必要になる。図は原理図であり、流れ方向と垂直に磁場を与えると電極間に交



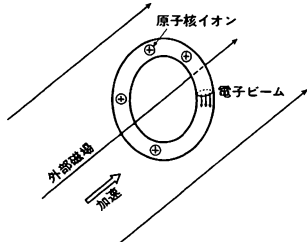
流起電力 E が生ずる。磁束密度を B 、管の直径を D とすると、平均流速 \bar{v} は次式で与えられる。

$$\bar{v} = \frac{kE}{BD}$$

電磁流量計は管路中に障害物がないこと、出力が電気信号で応答が速い。電磁流量計は工業的に広く使用され、特に大口径の管路中の水の流量測定に使われるが、生体の血液の測定、熔融金属の流量測定など特殊な分野の流量測定にも使用される。工業的には導電率 $500 \sim 1000 \mu\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$ 程度以上の流体に使われ、商用周波数の交流磁場が低周波の方形励磁方式が採用されるが、熔融金属には直流励磁、速やかな応答が必要な血流計などには高周波励磁が採用されている。

電磁力 [英 electromagnetic force, 独 elektromagnetische Kraft, 仏 force électromagnétique, 露 электромагнитная сила] = 電磁気力

電子リング加速器 [英 electron ring accelerator, 独 Elektronenringbeschleuniger, 仏 accélérateur à anneau d'électrons, 露 кольцевой ускоритель электронов] リング状の電子ビームをつくりそれを加速すると、その中に入れられたイオンが電子に引かれて、電子ビームと同じ速度に加速されるので、容易に高エネルギーのイオンが得られるという原理の加速器。磁場中を回転するドーナツ状の電子リングでは、電子どうしの反発力であるクーロンの力と、電子が円運動しているための電流による磁場の引力が働く。クーロンの力は常に磁場による引力に勝っているが、電子が高速で運動しているためその差はわずかで、少数の陽子などの正イオンを注入すると電気が中和され、電子リングは安定となる。このような電子リングを高周波空洞で加速するか、またはリングの半径方向の磁場を加えることによりローレンツの力で加速する。電子リングに付加された正イオンは電子と同じ速度となり、効率よく高いエネルギーのイオンが得られる。世界各国で開発研究が行われているが、現在まだ実用化の域に達していない。

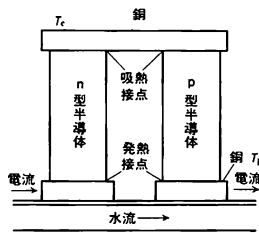


電子励起 [英 electronic excitation, 独 elektronische Anregung, 仏 excitation électronique, 露 электронное

возбуждение] 原子や分子の電子状態の励起、すなわち、原子や分子全体としての並進運動や分子の振動・回転などではなく、1個の電子かまたは複数の電子の系が全体として光吸収や衝突によりエネルギーをもらって運動状態を変えることである。

電子冷却 [英 electron cooling, 仏 refroidissement par faisceau d'électron, 露 охлаждение электроннов] 反陽子ビームの個々の粒子の速度や方向の広がりを小さくする方法のひとつ。反陽子は高エネルギー陽子を標的に当てることによって生成されるが、このままでは速度や方向に大きな広がりがある(熱平衡状態にあるわけではないがこれを「高温」と表現する)ので、通常の加速器で加速・貯蔵するには向かない。このビームの速度や方向の広がりを電子ビームを用いて小さくすることを電子冷却という。電子冷却法は G. I. Budker (ソ連) などの考案したものである。まず高温の反陽子ビームを大口径の低エネルギー貯蔵リングに入れ、その直線部分で、同じ速度の(したがってエネルギーのはるかに低い)電子ビームをこれに混合する。電子は比較的「低温」なので電氣的な相互作用により反陽子ビームの熱を奪う(速度や方向の広がりが小さくなる)。直線部の端で電子を反陽子から離して捨てる。このようにして反陽子ビームはリングを周回する間にしだいに冷却される。この実験は最初ノボシビルスク研究所(ソ連)で行われ、後にヨーロッパ連合原子核研究機関(CERN, スイス)およびフェルミ研究所(アメリカ)でも行われたが、十分な実用化には至っていない。ほかの冷却方法として確率冷却がある。

電子冷却素子 [英 electric refrigerating element, 仏 élément de réfrigération électrique, 露 элемент электронного охлаждения] p 型半導体と n 型半導体を金属で接続して、n 型から p 型の方へ電流を流すと、ペルティエ効果により、図の上部の金属接続部で吸熱し、反対の電極で



発熱するので、この吸熱作用を冷却に利用する。実際の冷却器はこの素子を多数直列に接続して使用する。吸熱側、発熱側の温度をそれぞれ T_c , T_h , その間の熱伝導率を λ , ゼーベック係数(=ゼーベック効果)を η とすると、吸熱量 Q は次のように表される。

$$Q = \eta I T_c - \lambda (T_h - T_c) - (I^2 R / 2)$$

I は電流で、最後の項はこの素子で発生するジュール熱で、吸熱側、発熱側に半分ずつ伝わるとしている。熱電材料としては Bi-Sb ($\eta = 50 \mu\text{V} \cdot \text{deg}^{-1}$), Bi_2Te_3 -BiSe₃ ($\eta = 166 \mu\text{V} \cdot \text{deg}^{-1}$) などが用いられる。小型の電子装置の冷却などに利用されているが、大型になると機械的冷却装置の方が効率がよい。

電子レンズ [英 electron lens, 独 Elektronenlinse, 仏 lentille électronique, 露 электронная линза] 電子ビームまたはイオンビームを集束、結像させる装置。電場を用い

るものを電界レンズまたは静電レンズ、磁場を用いるものを磁界レンズまたは電磁レンズとよぶ。回転対称をもつ電場または磁場が近軸線に対してレンズ作用を有するという性質が、電子光学理論で与えられ、これを利用したものが通常である。しかし、回転対称性をもたない電場または磁場がつくる円柱レンズを重ねた、多極子レンズとよばれるものもある。一般に、電子レンズでは直流の電場または磁場が用いられるが、電子プローブを走査する装置では、軸外収差を補正するため、走査に同期して電場磁場を変化させることもある。また電子レンズは光学レンズに比べて、幾何光学の収差が大きく、また電磁場の不安定性に基づく収差(光学の色収差に対応)も加わるので、顕微鏡用などの場合には、開口角を小さくする必要がある。

電子論(古典電子論) [英 electron theory, 独 Elektrotheorie, 仏 théorie électronique, 露 электронная теория] 電子に関する理論一般の意味で用いる語であらうが、通常は 19 世紀末から 20 世紀初頭、主として H. A. Lorentz によって建設された理論(しばしば古典電子論とよばれる)をさす。電磁場の担い手としてのエーテルとそれと独立な物質粒子とによって、物質が構成されるとする考えであり、それに基づいて物質の電磁現象、光学現象を説明しようとする理論である。J. Larmor, M. Abraham らの人々も参加したが決定的な役割を果たしたのは Lorentz である。

Lorentz は、物質を物質粒子とエーテルからなるものとして想定した。この物質粒子とはいわば物質の分子であり、そこには荷電が含まれる。一方エーテルは、電磁場の担い手であるが物質中を余すところなく埋め尽し、物質粒子と相互作用をもつ。その相互作用はあくまで電磁的なものであり、荷電粒子の存在によりエーテルの電磁的状态が変化し、その電磁的状态が荷電粒子に作用(ローレンツ力)を及ぼす。力学的には両者は全く独立で、何の相互作用ももたない。物質粒子がエーテル中を運動しても、エーテルは力学的には何の影響も受けず、いわば全く力学的に透明なものである。

このような媒質エーテルは、J. C. Maxwell, H. Hertz あるいはその他の人々が考えていたエーテルとは全く異なり、非力学的な存在でありながら、物質とは独立した実体であり、荷電と相互作用をもつ。その相互作用は近接作用論的である。物質粒子とエーテルの役割のこのような分離は、つまり物質と電磁場の分離であり、古典電磁場概念の確立を意味した(⇒エーテル)。

Lorentz による電子論形成のきっかけは、物質の光学的性質をどのようにマクスウェル理論から説明するかにあった。そして反射と屈折の法則、屈折率と誘電率の関係、気体の屈折率と密度に関する F. Arago と J. B. Biot の関係、さらにローレンツ-ローレンスの式などが導出されていく過程でその描像が確立されていったものである。それゆえ、この描像が確立された段階で、これら電磁光学上の諸結果は、基礎的な仮定から出発して一貫した形で再定式化され整然と整理された。それは物質中の電磁気学の形成を意味した。その限りで電子論はみごとな成功を収めた。

ところで、1900 年の少し前ごろから、陰極線が負に帯電した粒子からなること、その粒子は普遍的な存在であることが判明していた。Lorentz はこれを彼の電子論の粒子(電子)とみなしていた。電子の電荷の量定性が確認されるに至って電子論の権威は大いに高まった。さらに、1896

年にはゼーマン効果が発見され、Lorentz がこれを直ちに電子論で説明したことから、電子論はいっそう強力なものとなった。これに関連して、ゼーマン効果で役割を果たす粒子の電荷が負であることが電子論から帰結され、その比電荷 e/m は J. J. Thomson や W. Kaufmann が陰極線の解析から得たものと全く一致した。さらに、正常分散および異常分散、偏光面の回転(ファラデー効果)などの物質構造にかかわる光学的現象も、電子論によりみごとな説明が与えられた。

このような状況で電子論が当時の物理学者たちの間で大きな信頼を勝ち得て、一部の人々は、これからいわずの電磁的自然観、すなわちすべての物理現象を電磁的作用のもとに理解しようとする考えに向かったのも決して理由のないことではない。Lorentz 自身も重力をエーテルから導くこと、あるいは分光学や原子構造、化学結合などへと電子論を拡張する希望をもったこともあった。しかし電子の模型を考える段階で非電磁的な相互作用の導入が必要なきことがやがて判明し、電磁的自然観は衰退する。

一方、電子論ではいまひとつ別の面が重要な問題として前面に出てくる。それはエーテルの静止系の問題である。Lorentz はエーテルを静止系としてとったが、このことは地球とエーテルの相対運動の検出可能性を予測させる。電子論はフレネルの随伴係数の導出には成功したけれども、A. A. Michelson と E. W. Morley の実験は、地球とエーテルの相対運動は検出できないことを示していた。

この問題の解決のために、Lorentz は運動学的な考察によりいわゆる短縮仮説(ローレンツ収縮)を導入した。そして、これを契機にして運動物体の電気力学を再構成し、ローレンツ力を導入し、局所時の概念を用い、ついで一次の近似で状態対応の定理を結論した。それ以後電子論の展開は、この状態対応の定理のより高次の次数での成立に向けられる。

実際 H. Poincaré の批判と唆に応え、Rayleigh 卿と D. B. Brace の複屈折の実験、F. T. Trouton と H. R. Noble のコンデンサーに働く偶力の実験を克服して、Lorentz は新しい段階へ電子論を展開した(1904 年)。そこでは有効座標と局所時が導入され、電磁場の変換則も与えられる。ローレンツ短縮はこれらの結果として導出される。有効座標と局所時の変換の数学的構造は Poincaré によって調べられ、群をつくることが示されて、ローレンツ変換群の名称が与えられた。こうして電子論はそれまでの電子論の成果をすべて含みつつ、地球とエーテルの相対運動の問題をも解決し、理論的にもその整備された形式を与えられた。その数学的形式のみを見れば、それは A. Einstein の特殊相対性理論のものと一致している。電子論はいわばその最後の段階に達し、すべての問題は解決されたかにみえた。

しかし、翌 1905 年に、Einstein の相対性理論が現れ、時空の概念の変革という形で問題が一挙に転換された。Lorentz の電子論は、その数学的形式を特殊相対性理論に引き継ぐことで、その命脈を終えたのである。とはいえ、電子論の果たした重要な役割は十分高く評価されるべきものであろう。それは物質と電磁場という二者の対立と相互作用の中に物理的実像を確立し、理論をいわば実体的段階においてその極点まで追い詰め、電磁気学と古典力学の両立という困難な問題をローレンツ変換という形で解決したのである。それは古典理論の最終的な完成であった。

そればかりでなく、電子論はその高度に精密化された概念の展開によって、後の物理学の基礎理論に大きな影響を与えたものである。1920年代に E. Schrödinger あるいは P. Dirac によって新しい理論が展開されたが、そこには古典電子論の諸成果が引き継がれたし、電子の自己分極、電磁質量などの問題は、後の素粒子物理学の中心課題ともなったものだからである(⇒相対性理論)。

電信方程式 [英 telegraphic equation, 独 Telegraphengleichung, 仏 équation télégraphique, 露 телеграфное уравнение] 直線状のケーブルを伝わる減衰を伴う電磁波(電位)や、弦を伝わる減衰波(横変位)などを記述する方程式

$$u_{tt} + 2\kappa u_t = c^2 u_{xx} \quad (\kappa, c: \text{定数})$$

のことをいう。\$u = e^{-\kappa t} v\$, \$x - ct = \xi\$, \$x + ct = \eta\$ とおけば、これは \$v_{\xi\eta} + (\kappa/2c)^2 v = 0\$ の形に変換される。初期時刻に与えられた波の挙動はこの方程式を解いて決められる。また、ある位置でたえず一定の角振動数 \$\omega\$ を与えて \$x\$ 軸のたとえば正方向に送り出される波は、\$\kappa/\omega \ll 1\$ の場合には近似的に

$$\exp[i\omega(t - \kappa/c)x - (\kappa/c)x]$$

の形で減衰していく。

点接触ダイオード [英 point-contact diode, 独 Punktkontaktdiode, 仏 diode à pointe, 露 точечно-контактный диод] Ge や Si の結晶と金属針との接触による整流作用を利用したダイオード。半導体と金属の障壁容量が小さいので高周波での使用に適している。また GaAs はキャリアの移動度が大きく高周波特性がよいので使用される。マイクロ波の検波や混合回路に使用されるものは、ダイオードの構造による浮遊容量やインダクタンスを小さくするために細心の注意を払って設計される。

点接触トランジスタ [英 point contact transistor, 独 Punktkontakttransistor, 仏 transistor à pointe, 露 точечно-контактный транзистор] W. Shockley らが発明したトランジスタの最初のタイプ。Ge の薄い小片の表面をエッチングし、細いベリリウム銅線(エミッター)とリン青銅線(コレクター)を極めて狭い間隔で Ge に接触させたものである。接触点の機械的安定度を保ち、ゲルマニウム表面を湿気から守るため全体を密閉容器に入れ、ワックスまたは不活性気体を封入する。製作方法が複雑で性能も不安定であるため現在はほとんど使用されず、接合型トランジスタが用いられている。

点線源 [英 point source, 独 Punktquelle, 仏 source ponctuelle, 露 точечный источник] 實際上、線源の大きさを無視できるような放射線源のことを点線源という。放射性同位体の点線源では、放射線がどの方向にも一様に放出されるので特に点等方線源とよぶ。毎秒 \$Q\$ 個の光子を放出する点等方線源から \$x\$ [m] の距離の点 \$D\$ における光子束 \$\phi\$ は

$$\phi = \frac{Q}{4\pi x^2} \quad [\text{光子数} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}]$$

となる。加速粒子を標的に当てて二次粒子を発生させる場合にも、標的の大きさが小さければ点線源とみなすことができる。この場合には、一般に非等方に放射線が放出されるので、線源との距離は同じでも、入射粒子に対する角度によって放射線束は異なる。点線源に対して大きさを無視できない線源を分布線源といい、線線源、面線源と体積線源がある。

点像 [英 point image, 独 Punktabbildung, 仏 image ponctuelle, 露 точечное изображение] ⇒ スプレッドファンクション

伝送行列 [英 transfer matrix, 独 Übertragungsmatrix, 仏 matrice de transfert, 露 матрица передачи] 一次元的な系の状態和を求める際に用いられる次のような行列を伝送行列という。いま一次元イジング模型を例として、ハミルトニアン \$\mathcal{H}\$ が

$$-\frac{\mathcal{H}}{kT} = K \sum_{i=1}^N \sigma_i \sigma_{i+1} + C \sum_{i=1}^N \sigma_i$$

$$K \equiv J/2kT, \quad C \equiv mH/kT, \quad N+1 \equiv 1$$

(\$J\$ は交換エネルギー, \$m\$ は磁気モーメント, \$H\$ は外部磁場, \$\sigma_i = \pm 1\$ はイジング・スピン変数)で与えられる系を考えると、この系の状態和 \$Z\$ は

$$Z = \sum_{\sigma_1 \pm 1} \cdots \sum_{\sigma_N \pm 1} A(\sigma_1, \sigma_{N+1})$$

$$A(\sigma, \sigma') = \exp\left(K\sigma\sigma' + \frac{1}{2}C\sigma + \frac{1}{2}C\sigma'\right)$$

$$\begin{matrix} \sigma' = 1 & \sigma' = -1 \\ \sigma = 1 & \begin{bmatrix} e^{K+C} & e^{-K} \\ e^{-K} & e^{K-C} \end{bmatrix} \\ \sigma = -1 & \end{matrix}$$

の形に書くことができる。\$A(\sigma, \sigma')\$ の固有値を \$\lambda_1, \lambda_2\$ (\$\lambda_1 > \lambda_2\$) とすれば \$N\$ が十分大きいとき \$Z \sim \lambda_1^N\$ で与えられる。上記の \$A(\sigma, \sigma')\$ を一次元イジング模型の伝送行列という。統計力学における伝送行列は、H. A. Kramers と G. H. Wannier, 久保亮五により導入され、その後次元の各種問題に応用された。

二次元系に対しては、ある列の状態を次の列に移す伝送行列を考えることにより二次元系の問題に帰着させることができ、この二次元の問題が解ければもとの問題が解けたことになる。この方法で L. Onsager は二次元イジング模型を解き、E. H. Lieb は二次元のアイズ模型、KDP 模型などを解いた。最近では伝送行列の方法は量子力学的逆散乱法の立場から見直されている。

一次元系で 1 つの系の要素のとりうる状態が連続変数で記述されるとき(たとえば古典的なハイゼンベルク模型では)、伝送行列は積分演算子となり状態和を求めることは積分方程式の固有値問題に帰着される(⇒伝送積分の方法)。

伝送積分の方法 [英 transfer integral method, 仏 méthode d'intégrale de transfert, 露 метод переносного интеграла] 一次元場の古典統計の厳密解を与える方法のひとつ。\$i\$ 番目の格子点で場の値 \$\phi_i\$ が定義され、ポテンシャルエネルギー \$\mathcal{V}\$ が

$$\mathcal{V} = aA \sum_{i=1}^N \left\{ V(\phi_i) + \frac{d^2}{2a^2} (\phi_{i+1} - \phi_i)^2 \right\} \equiv \sum_{i=1}^N I(\phi_i, \phi_{i+1}) \quad (1)$$

で与えられる系の分配関数を次のように計算する。ここで \$a\$ は格子間隔, \$A\$ と \$d\$ は定数, \$V(\phi)\$ は \$\phi\$ に対する任意のポテンシャル, また \$\phi_{N+1} = \phi_1\$ とする。\$\phi_i\$ に伴う分配関数 \$Z_r\$ を

$$Z_r = \int_{i=1}^N d\phi_i e^{-\beta \mathcal{V}} = \int_{i=1}^{N+1} d\phi_i e^{-\beta \mathcal{V}} \delta(\phi_1 - \phi_{N+1}) \quad (2)$$

と表し、このデルタ関数を積分方程式

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\phi_i \exp\{-\beta I(\phi_i, \phi_{i+1})\} \mathcal{V}_N(\phi_i) = e^{-\beta \epsilon_N} \mathcal{V}_N(\phi_{i+1}) \quad (3)$$

の固有関数で表せば \$(\delta(\phi - \phi') = \sum_N \mathcal{V}_N(\phi) \mathcal{V}_N^*(\phi'))\$, 式

(3)を用いて式(2)中の積分はつぎつぎに実行できる($Z_p = \sum_n \exp(-\beta \varepsilon_n N)$). 熱力学的極限 $N \rightarrow \infty$ では式(3)の最低固有値 ε_0 が Z_p を与える. ϕ_i に伴う分配関数は運動エネルギー $\sum \phi_i^2/2m$ とすれば単純なガウス積分で求まる. 区間 L の連続変数について定義された場 $\phi(x)$ の問題では, 区間 L を N 等分して($a=L/N$), 各微小区間に1つの値 ϕ_i を指定することで同様の議論ができる. この場合は a を任意に小さくできるので(格子系の場合は $d \gg a$, かつ $a/(A\beta d^2) \ll 1$ の低温領域で), 積分方程式(3)は微分方程式
$$\left\{ -\frac{1}{2m^*} \frac{d^2}{d\phi^2} + V(\phi) \right\} \Psi_n(\phi) = (\varepsilon_n - V_0) \Psi_n(\phi)$$
 に帰着する. ただし $m^* = (\beta d A)^2$, $V_0 = (2\beta a A)^{-1} \ln(\beta d^2 A / 2\pi a)$ である. この方法で同時刻相関関数 $\langle \phi(x)\phi(y) \rangle$ などにも容易に計算され, 一次元系におけるクロスオーバー効果などさまざまな多体問題に適用されている. また, 二次元系の古典統計にこの方法を適用すると, 一次元量子場の問題に帰着できる.

伝送線 [英 transmission line, 独 Übertragungsleitung, 仏 ligne de transmission, 露 линия передачи] 高周波やパルス信号を伝送するのに用いられる線路のこと. 伝送する信号の周波数が高くなったり, 伝送距離が長くなると, 線路の抵抗やインダクタンス, 線間の容量, さらに絶縁体の高周波での損失が無視できなくなる. 伝送線では, 高周波信号の伝送中でのひずみや損失を少なくするために, 材料や構造に考慮が払われる. 伝送線として用いられるものには, 同軸ケーブルやレール線がある. 特に同軸ケーブルは, 伝送する信号を外部に放出せず, 外部電磁波の影響も受けにくいので伝送線として広く用いられている. 伝送線には, その構造や絶縁体の種類によって決まる特性インピーダンスがあり, 終端での負荷のインピーダンスがこの値に等しいとき, 送られてきた信号電力は無反射ですべて負荷で吸収される. 信号の伝搬速度は, 絶縁体の種類により決り, 光速の60~80%程度となる.

電束 [英 electric flux, 独 elektrischer Fluß, 仏 flux électrique, 露 электрический поток] 電束密度 D を面積分したスカラー量. dS を面積要素を表すベクトルとして, 電束は $\int D \cdot dS$ と表される. 閉曲面を貫く電束はその閉曲面で囲まれた領域内に存在する真電荷の電気量 Q に等しい. つまり

$$\int D \cdot dS = Q$$

である. これは誘電体を含む空間でのガウスの法則である. ただし, dS の向きは領域の外へ向いているものとする. 電束の次元は電荷の次元に等しく, SI 単位は C (クーロン)である.

電束管 [英 tube of electric flux, 独 elektrische Flußröhre, 仏 tube de flux électrique, 露 трубка электрического потока] 側面が電束線でできている管. 断面を通る電束が単位の大きさになっている管をファラデー管という. ファラデー管の断面積は電束密度に反比例する. 電束管の長さは縮み, 断面は太くなる傾向がある. そう考えて, M. Faraday は電場の応力を直観的に理解しようとした(\Rightarrow 電磁場の応力).

電束線 [英 line of electric flux, 独 Flußlinie, 仏 ligne de flux électrique, 露 линия электрического потока]

電束密度 D の場を表す曲線群. 曲線の接線方向が, その点での D の方向と一致し, D の向きと一致する向きをもつ. 閉曲線の中を通る電束線の数は電束に比例する. 閉曲面を貫く電束線の数は, その閉曲面で囲まれた領域内に存在する真電荷の電気量に比例する.

電束電流 [英 displacement current, 独 Verschiebungsgstrom, 仏 courant de déplacement, 露 ток смещения] 変位電流ともいう. 電束密度 D の時間変化率 $\partial D/\partial t$ を電束電流密度という. 分極ベクトルを P , 電場を E とし, ε_0 を真空の誘電率とすれば, $\partial D/\partial t = \varepsilon_0(\partial E/\partial t) + (\partial P/\partial t)$ であり, 右辺第二項は分極電荷の移動に伴う電流を表している. 場を実体と考える近接作用論の立場からは, 右辺第一項は真空の分極によって生じる電流と解釈することができる. J. C. Maxwell は磁場の回転($\text{rot } H$)に対応すべき電流に電束電流も含めることによって, 電磁波の存在を理論的に示した. 面積 S の平行平板コンデンサーで導線から流れ込む電流を I , 平板上の電荷を Q とすると, 平板間の電束電流は $S(\partial D/\partial t) = dQ/dt$ だから, これはちょうど I に等しい.

電束密度 [英 electric flux density, 独 elektrische Flußdichte, 仏 densité de flux électrique, 露 плотность электрического потока] 誘電体を電場 E の中に置くと誘電分極を起す. 誘電分極を P とすると, 電束密度 D は電気変位ともよばれ, 次のように定義される.

$$D = \varepsilon_0 E + P$$

ここで ε_0 は真空の誘電率. 分極 P は電気感受率 χ_e を用いて表せば $P = \chi_e E$ となる. このとき, 電束密度は電場で $D = \varepsilon E = (\varepsilon_0 + \chi_e) E$

と表される. ここで ε は誘電率とよばれ, 誘電体の性質を表す物質定数であり $\varepsilon = \varepsilon_0 + \chi_e$ である. 電束密度の発散は, 誘電体の中に外部からももたらされた電荷, すなわち真電荷の分布で定まり, 分極電荷の分布には依存しない. つまり, 真電荷密度を ρ とすると, $\text{div } D = \rho$ である. 物質の境界面に真電荷が分布していなければ, 境界面で電束密度の法線成分は連続である. 導体表面に面密度 σ の真電荷が分布しているとき, 導体外面で電束密度の法線成分は σ に等しい. 電束密度の SI 単位は $C \cdot m^{-2}$ である. 電束密度の時間変化は電束電流とよばれる.

テンソル [英 tensor, 独 Tensor, 仏 tenseur, 露 тензор] n 次元ユークリッド空間 R^n の1点 P と, P の近傍における座標系 $R = (x^1, x^2, \dots, x^n)$ を考える. このとき $d_{i_1 \dots i_s}^{j_1 \dots j_t}(R)$ ($i_1, \dots, i_s, j_1, \dots, j_t = 1, 2, \dots, n$) という $(s+t)n$ 個の座標系 R (の実数値)関数の組があり, 座標系 $\bar{R} = (y^1, y^2, \dots, y^n)$ への座標変換に対して

$$d_{i_1 \dots i_s}^{j_1 \dots j_t}(\bar{R}) = \sum_{h_1 \dots h_s}^n \left(\frac{\partial y^{j_1}}{\partial x^{h_1}} \right)_P \cdots \left(\frac{\partial y^{j_s}}{\partial x^{h_s}} \right)_P \cdot \left(\frac{\partial x^{i_1}}{\partial y^{h_1}} \right)_P \cdots \left(\frac{\partial x^{i_s}}{\partial y^{h_s}} \right)_P \times a_{h_1 \dots h_t}^{k_1 \dots k_t}(R)$$

となるとき, $\{d_{i_1 \dots i_s}^{j_1 \dots j_t}(R)\}$ を P における s 階反変 t 階共変 (s, t) 型テンソルという. 特に $t=0$ のとき s 階反変テンソル, $s=0$ のとき t 階共変テンソル, $s \neq 0, t \neq 0$ のとき混合テンソルとよぶ. とくに $s=0, t=0$ であるような量は座標変換で変わらぬ量すなわちスカラーであり, $s=1, t=0$ の量および $s=0, t=1$ の量はそれぞれ反変ベクトル, 共変ベクトルである. また, 座標系 R を定めたとき, 数の組 $\{d_{i_1 \dots i_s}^{j_1 \dots j_t}(R)\}$ をテンソルの座標系 R に関する成分という.

2点 $P = \{x^i\}$, $Q = \{x^i + dx^i\}$ の間の距離 ds を, 二階(対

称)テンソルで正値(任意の0でない n 個の数の組 ξ^1, \dots, ξ^n に対して $\sum_{i,j=1}^n g_{ij}(x)\xi^i\xi^j > 0$)のテンソルを使い(dx^i に関し二次以上の項を省略して)

$$ds^2 = g_{ij}(x)dx^i dx^j$$

と定義する。この距離によって定められた空間を局所リーマン空間、 $g_{ij}(x)$ をその空間の基本(計量)共変テンソルという。また、 $\sum_{i=1}^n g_{ik} g^{kj} = \delta_i^j$ ($i=j$ のとき $\delta_i^i=1$; $i \neq j$ のとき $\delta_i^j=0$)を満たす g^{ij} を基本反変テンソルとよぶ。これらを総称して基本テンソルまたは計量テンソルという。

もっと一般的には、線形空間 E とその双対空間 E^* のテンソル積でつくられるテンソル空間の元をテンソルと定義する。つまり、 s 個の E 、 t 個の E^* によるテンソル空間 $(\otimes^s E) \otimes (\otimes^t E^*)$ の元は s 階反変 t 階共変テンソルとなる。 E, E^* の基(座標系の基本ベクトル)を e_i, f^j とすると、テンソル a は

$$a = \sum_{i_1, \dots, i_s, j_1, \dots, j_t} a_{i_1 \dots i_s}^{j_1 \dots j_t} e_{i_1} \otimes \dots \otimes e_{i_s} \otimes f^{j_1} \otimes \dots \otimes f^{j_t}$$

のように表すことができ、各成分 $a_{i_1 \dots i_s}^{j_1 \dots j_t}$ は基の変換の際上記の変換を受ける。

物理で現れる重要なテンソルとしては、たとえば、力学における慣性テンソル、ひずみテンソル、応力テンソル、電磁気学におけるマクスウェル応力などがある。

テンソル演算子 [英 tensor operator, 独 Tensoroperator, 仏 opérateur tensoriel, 露 тензорный оператор] テンソル力を表す演算子の軌道およびスピン角運動量部分にテンソル演算子とよぶ(\Rightarrow テンソル力)。より広義には、座標軸の回転に対してテンソルの変換性をもつ演算子を意味する。

テンソル商の法則 [英 quotient law of tensors, 仏 loi de fraction tensorielle] n 個の指標をもつ量があり、これと任意のベクトルを縮約したとき $(n-1)$ 階のテンソルが得られるならば、もとの量は n 階のテンソルであるという定理。

テンソル積 [英 tensor product, 独 Tensorprodukt, 仏 produit tensoriel, 露 тензорное произведение] 多粒子系の量子力学や複数種類の場が存在する系の場の理論では、ヒルベルト空間や演算子のテンソル積という概念が重要な働きをする。テンソル積は、次のようにして定義される。

$\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$ をヒルベルト空間、 $(\cdot, \cdot)_1, (\cdot, \cdot)_2$ をそれぞれの内積とする。各 $x_1 \in \mathcal{H}_1, x_2 \in \mathcal{H}_2$ に対して、 $\mathcal{H}_1 \times \mathcal{H}_2$ の上から C への関数 $x_1 \otimes x_2$ を

$$(x_1 \otimes x_2)(y_1, y_2) = (y_1, x_1)_1 (y_2, x_2)_2$$

によって定義する。 $x_1 \otimes x_2, x'_1 \otimes x'_2$ ($x_1, x'_1 \in \mathcal{H}_1, x_2, x'_2 \in \mathcal{H}_2$)に対して、和とスカラー倍を

$$\begin{aligned} ((x_1 \otimes x_2) + (x'_1 \otimes x'_2))(y_1, y_2) \\ = (x_1 \otimes x_2)(y_1, y_2) + (x'_1 \otimes x'_2)(y_1, y_2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} [a(x_1 \otimes x_2)](y_1, y_2) &= a(x_1 \otimes x_2)(y_1, y_2) \\ ((y_1, y_2) \in \mathcal{H}_1 \times \mathcal{H}_2, a \in C) \end{aligned}$$

によって定義し、 $x_1 \otimes x_2$ ($x_1 \in \mathcal{H}_1, x_2 \in \mathcal{H}_2$)の有限線形結合の全体を \mathcal{H} とする。 $\varphi = \sum_{i=1}^n \alpha_i x_i^{(1)} \otimes x_i^{(2)}, \psi = \sum_{i=1}^m \beta_i y_i^{(1)} \otimes y_i^{(2)} \in \mathcal{H}$ ($x_i^{(1)}, y_i^{(1)} \in \mathcal{H}_1, x_i^{(2)}, y_i^{(2)} \in \mathcal{H}_2, \alpha_i, \beta_i \in C$)に対して、 (φ, ψ) を

$$(\varphi, \psi) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \bar{\alpha}_i \beta_j (x_i^{(1)}, y_j^{(1)})_1 (x_i^{(2)}, y_j^{(2)})_2$$

によって定義すれば、 \mathcal{H} は (\cdot, \cdot) を内積とする内積空間となる(\Rightarrow ヒルベルト空間)。 \mathcal{H} のこの内積による完備化(\Rightarrow 完備性)を \mathcal{H}_1 と \mathcal{H}_2 のテンソル積とよび、 $\mathcal{H}_1 \otimes \mathcal{H}_2$ と書く。 n 個のヒルベルト空間 $\mathcal{H}_1, \dots, \mathcal{H}_n$ のテンソル積 $\mathcal{H}_1 \otimes \dots \otimes \mathcal{H}_n$ も同様に定義される。ヒルベルト空間のテンソル積の基本的な性質として次のものがある： $\{x_i\}, \{y_j\}$ をそれぞれ $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$ の完全正規直交系とすると、 $\{x_i \otimes y_j\}_{i,j}$ は $\mathcal{H}_1 \otimes \mathcal{H}_2$ の完全正規直交系である。

ヒルベルト空間のテンソル積に対応して演算子のテンソル積が考えられる。 A, B をそれぞれ、 $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$ で稠密な定義域 $\mathcal{D}(A), \mathcal{D}(B)$ をもつ可閉演算子(\Rightarrow 閉演算子)とする。 $\mathcal{D}(A) \otimes \mathcal{D}(B) = \left\{ \sum_{i=1}^n \alpha_i x_i \otimes y_i \mid x_i \in \mathcal{D}(A), y_i \in \mathcal{D}(B), n \text{ は自然数}, \alpha_i \in C \right\}$ と置くと、 $\mathcal{D}(A) \otimes \mathcal{D}(B)$ は $\mathcal{H}_1 \otimes \mathcal{H}_2$ で稠密である。そこで、演算子 $A \otimes B$ を $\mathcal{D}(A) \otimes \mathcal{D}(B)$ 上に

$$(A \otimes B) \left(\sum_{i=1}^n \alpha_i x_i \otimes y_i \right) = \sum_{i=1}^n \alpha_i (A x_i \otimes B y_i)$$

によって定義する。このとき、 $A \otimes B$ は可閉演算子となり、その閉包(\Rightarrow 閉演算子)を A と B のテンソル積とよび、同じく、 $A \otimes B$ と書く。

テンソル中間子 [英 tensor meson, 露 тензорный мезон] スピン2の中間子。強い相互作用によってつくられ、崩壊する。 $A_2(1310), f(1270), f'(1515), A_3(1680), K^*(1430)$ はテンソル中間子である(括弧内は質量、単位 MeV/c^2)。チャーモニウムのひとつ $\chi(3555)$ もそうである。 A_2, f, f', K^* は $SU(3)$ 群の九重項と考えられ、ベクトル中間子 $\rho, \omega, \phi, K^*(892)$ と対応する。

テンソル偏極 [英 tensor polarization, 仏 polarisation tensorielle, 露 тензорная поляризация] スピン S の粒子の偏極は、一般に k 階テンソルの k 成分 $t_{k\mu}$ ($1 \leq k \leq 2S$)で表され、 $k \geq 2$ の偏極をテンソル偏極とよぶ(\Rightarrow 偏極)。 $k=2$ のテンソル偏極は重陽子($S=1$)や ^7Li ($S=3/2$)の場合に得られるが、 $k \geq 3$ の偏極はこれまでのところ得られていない。そのため、 $k=2$ の偏極をししばし単にテンソル偏極とよぶ。 $k=2$ のテンソル $t_{k\mu}$ はスピンの方向の分布の二次のモーメントの期待値を表す。

散乱または反応によって放出される粒子のテンソル偏極はほとんど測定されていない。弾性散乱の場合、放出粒子の偏極は、偏極ビームによる分解能と同等なので、テンソル偏極の測定はテンソル分解能の測定で代用される。散乱または反応によって放出される粒子のテンソル偏極は、関与する粒子に働くテンソル力のほか、スピン・軌道相互作用の高次またはテンソル力とスピン・軌道相互作用の双方の高次の効果により生じる。重陽子の場合のように、その基底状態が S 状態のほかに D 状態を含むとき、 D 状態成分もテンソル偏極に影響を与える(\Rightarrow ベクトル偏極)。

テンソル方程式 [英 tensor equation, 独 Tensorgleichung, 仏 équation tensorielle, 露 тензорное уравнение] 座標変換に対して、テンソルの変換性をもつ量の間の関係式として与えられる方程式。特殊相対性理論においては、すべての慣性座標系が同等であり、物理法則は慣性座標系間のローレンツ変換に関するテンソル方程式で表される。また一般相対性理論においては、時空の四次元リーマン空間のすべての座標系が同等であり、物理法則はこの空間の座標変換に関するテンソル方程式で表される。テンソル方

程式が成り立つことを示すには、各項のテンソル性を示した後、できるだけ簡単な表現が得られる座標系(たとえば一般相対性理論では局所慣性座標系)において方程式が成り立つことを示せばよい。特殊および一般相対性理論においては、物体の運動方程式、電磁場の方程式などはすべてテンソル方程式として定式化されている。

テンソル力 [英 tensor force, 独 Tensorkraft, 仏 force tensorielle, 露 тензорная сила] 座標軸の回転に対してテンソルの変換性を示すスピン演算子を含む力(詳しくはテンソル力ポテンシャルとよぶ)。一般に相互作用はスカラー量であり、テンソル力では、座標、運動量、角運動量などのベクトルから組立てられる同じ階数のテンソルがスカラー量に合成される。最もよく知られている核力のテンソル力は、2核子の相対座標を r 、合成スピンを S とすると、 $V(r)T(S, r)$ と書かれる。ここで $V(r)$ は形状因子、 T はテンソル演算子であり

$$T(S, r) = \sum_{q=-2}^2 (-)^q T_{2q}(S, S) T_{2-q}(r, r) \\ = \frac{3}{r^2} (\sigma_1 r) (\sigma_2 r) - (\sigma_1 \sigma_2)$$

ここで、 $T_{2q}(O, O)$ はベクトル演算子 O で組立てられた二階テンソルの q 成分を示す。また、 σ_1, σ_2 は核子1および2のパウリのスピン行列である。 T はしばしば S_{12} の記号で表される。このテンソル力は重陽子の基底状態に D 状態成分を導き、重陽子の電気四極子モーメントを説明する。また、中間子論からテンソル力の存在を示すことができる。

重陽子と原子核との間の相互作用に二階のテンソル力を考えることができる。形状因子を省略すると、それらは

$$T = \sum_{q=-2}^2 (-)^q T_{2q}(S, S) T_{2-q}(O, O)$$

と書かれる。 S は重陽子のスピンであり、 O は重陽子の原子核に対する相対運動の、座標 R 、運動量 P 、角運動量 L を表す。これらのテンソル力が働いていることは、原子核による散乱や核反応の際の重陽子のテンソル偏極またはテンソル分解能(≡分解能)からわかる。

天体 [英 celestial body, 独 Himmelskörper, 仏 corps céleste, 露 небесное тело] 一般的には、宇宙に存在する物質やそれらからなる物理系を天体というが、個々の粒子や宇宙線などは天体とはよばないのが普通である。個々の天体や天体の系が普通の実験室的な物質と区別される理由は、天体では重力相互作用が本質的役割を演じているところにある。重力は相互作用の到達距離が無限大だから、重力エネルギーは系の質量の二乗に比例する。いっぽう他の到達距離が有限の相互作用のエネルギーは、系の大きさが到達距離よりも大きいときには、系の質量の1乗に比例する。したがって、質量が大きいと、重力相互作用の影響は本質的なものとなり、逆にそうなるほど質量の大きいものを天体とよぶのがよい。

天体の質量は極めて広い範囲にわたっているが、その値によってそれぞれ特有の存在様式があり、天体は階層構造をなすといわれている。それぞれの階層の特徴と、代表的な質量の値は次のとおりである。なお質量は太陽の質量 $M_{\odot} = 1.989 \times 10^{33} \text{ g}$ を単位にして表す。化学結合や結晶格子のエネルギーに比べて重力エネルギーは大きいが、まだ化学結合は破壊されていないものが惑星($\leq 0.001 M_{\odot}$)である。重力エネルギーとガスの熱(内部)エネルギーが同程度

で熱原子核反応が起る程度のものが恒星($\geq 0.1 M_{\odot}$)、ガスと星間塵の集りで比較的低温($20 \sim 10^4 \text{ K}$)のものが星間雲($\sim 10^5 M_{\odot}$)、恒星の集りで星間雲から同時に生れたものが星団($10^2 \sim 10^6 M_{\odot}$)、恒星、星間雲、星団の集りからなる系でそれらの運動エネルギーまたは系の自転による遠心力と系の重力とがつり合っているものが銀河($\sim 10^{11} M_{\odot}$)、銀河のクラスターが銀河群または銀河団($10^{12} \sim 10^{14} M_{\odot}$)、それら全部を含む原理的に観測可能な範囲がいわゆる宇宙($\sim 10^{21} M_{\odot}$)である。銀河団のクラスターである超銀河団は存在するとしても、それほど顕著ではない。宇宙論では原理的に観測可能ではない範囲まで含めることもある。これらのほかに宇宙に広がっている高温(10^8 K)の銀河間ガスがある。重力エネルギーが静止質量エネルギーと同程度になるものは、中性子星、ブラックホール、宇宙である。

天体核物理学 [英 nuclear astrophysics, 独 Astro-kernphysik, 仏 astrophysique nucléaire, 露 ядерная астрофизика] 星、銀河、宇宙の進化において、重要な役割を果たす原子核、素粒子物理学の現象を研究し、それを通じて天体の諸現象をも解明しようとする分野。星の内部における核融合反応の研究が、この分野を切り開いた。宇宙のビッグバンにおける元素合成を含めて、元素の起源の解明が大きな柱となっている。そのほか、中性子星や超新星における超高密度核物質の研究、宇宙線の諸過程の研究などが含まれる。

天体スペクトル [英 spectrum of celestial bodies, 独 Spektrum von Himmelskörper, 仏 spectre du corps céleste, 露 спектр небесных тел] 普通は天体の光学的スペクトルのことをさすが、より一般的には、電波からX、 γ 線までの電磁波のスペクトルをさす。さらに天体の質量スペクトル(分布)というような一般的概念にも拡張して用いられることもあるが、ここでは電磁波のスペクトルに話を限る。以下に述べる原理的な事はらすべての電磁波に共通である。天体から放射される電磁波は次の2つの意味で黒体放射からはずれている。(1)天体には局所的に見ても熱平衡になっていないものが多い。(2)恒星表面のガスなどは局所的熱平衡になっているが、温度や密度が高さによって異なるうえに、吸収係数も電磁波の波長によって異なるため、星から放射される電磁波のスペクトルは複雑である。逆にこれらの事がらを詳しく調べると、電磁波を放射している天体の物理的状況や空間構造を知ることができる。一般にスペクトルは連続スペクトルと線スペクトルの重なったものである。連続スペクトルは、電磁波を放射するメカニズムが局所的熱平衡にある物質からのものか、またはシンクロトロン放射のように非熱的なものであるか、それを放射しているガスは光子の平均自由行程より(光学的に見て)厚いか薄いか、またそれらに関与する温度やエネルギーがどのくらいかなどの情報を与える。線スペクトルでは、その波長からそれを放射している原子の種類が、ドップラー効果による波長のずれから天体の空間運動が、またスペクトル線の幅からガスの温度、密度、乱流の状態、重力の強さなどがわかる。線スペクトルには輝線と吸収線とがある。輝線は光学的に薄い天体、すなわちガス雲から放射される。吸収線は、光学的に厚い恒星大気のようなもので、手前にある部分(浅い部分)ほど温度が高いときに現れる。すなわち、スペクトル線の波長で見ると他の波長よりも浅くて温度の低いところまでしか見通せないから、近くの波長域に比べて暗く見えるのである。線スペク

トルの吸収率は線の種類によって異なるから、いろいろな吸収線を観測すれば、異なる深さの部分を観測することになり、その解析から、恒星大気などの空間構造を導き出すことができる。スペクトル線の吸収量から対応する元素の存在量を求めることもできるが、その際には、この空間構造が十分に解析されていなければならない。この両者は恒星大気構造論とそれによる元素存在量の決定において、同時に取扱われる。

天体のカタログ [英 catalogue of celestial bodies, 独 Katalog des Himmelskörpers, 仏 catalogue des corps célestes, 露 каталог небесных тел] 天体の位置、放射強度、スペクトルをはじめとする各種のパラメーターをまとめたもの。観測波長、感度、位置精度などを同一条件にするため、捜天観測専用の装置によってカタログをつくることが多い。表には各エネルギー領域の代表的なものをあげた。

天体のカタログ

カタログ名 (発表年)	捜天領域 (δ : 赤緯) (収録天体数)	周波数波 長エネルギー	検出限界 [等級]
電波源		[MHz]	[Jy]
3C (1959)	$-22^{\circ} < \delta < +71^{\circ}$ (471)	159	8
Ohio (1974)	$+36^{\circ} < \delta < +63^{\circ}$ (19 402)	1 415	0.2
Molonglo (1981)	$-85.0^{\circ} < \delta < +18.5^{\circ}$ (12 000)	408	0.7
赤外線源		[μm]	[Jy]
IRC (1969)	$-33^{\circ} < \delta < +81^{\circ}$ (5 612)	2.2 0.84	35(+3.1)
AFGL (1976)	<div><div><div>全天の 90%</div><div><div>(1 982) (1 151) (646) (72)</div></div></div></div>	4.2 11 20 27.4	23(+2.4) 30(+0.1) 62(-1.9) 870(-5.5)
光学天体		[μm]	[μJy]
Palomarの 写真星図 (1960)	$-45^{\circ} < \delta < +90^{\circ}$	0.435 青 0.656 赤	18(+21) 30(+20)
HD (1924)	全 天 (225 300)	スペクトル 型分類 カタログ	(+10.5)
SAO (1966)	全 天 (258 997)	位置星表	
X 線源		[keV]	[μJy]
4U (1978)	全 天 (339)	2~6	1(1Uhuru cts $\cdot\text{s}^{-1}$)
2A (1978)	銀河面を除く全天 (107)	2~18	1
γ 線源		[GeV]	
2CG (1981)	主に銀河面 (25)	0.1~1	10^{-6} [pho- tons $\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$]

$$(1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{Hz}^{-1})$$

3C (ケンブリッジ大学によるケンブリッジ・カタログ第三版), IRC (Infrared Catalog; 別名 TMSS Two-Micron Sky Survey, 地上観測), AFGL (Air Force Geophys. Lab.; ロケット観測), HD (Henry Draper による, いわゆる HD カタログ, 後にその拡張版 HDE もつくられた), SAO (Smithsonian Astrophys. Obs.), 4U (UHURU すなわちウフル・カタログ第四版), 2A (Ariel 第二版) 2CG (Cosmic Gamma-ray 第二版) のように略記される。電波

と X 線では、それぞれ大規模なカタログとして、Texas (70000 個, 位置精度 1 秒角), HEAO1 (1000 個以上) がまとめられつつある。最近のものは、IAU 勧告(1974 年)にしたがって、カタログ記号に続けて、天体の位置が赤経、赤緯で示されている。

天体物理学 [英 astrophysics, 独 Astrophysik, 仏 astrophysique, 露 астрофизика] 天体の物理的性質を研究する科学。宇宙にあるすべての天体と、そこに生起するあらゆる現象が対象とされるので、その範囲は不確定である。むしろ科学の進歩に伴って、その取扱う範囲は広がりとつあるというべきである。取扱われる対象については天体の項を参照。宇宙物理学や天文学など、他のことばとの関係については、宇宙物理学の項を参照。ここでは天体物理学のもっている特徴ないしは実験室物理学と目だって異なる諸点について、例を挙げながら述べる。天体物理学の特徴は、大きく 2 つの側面に分類できる。その第一は、局所的物理学に関するものである。物理現象としては、天体という場にあるかないかにかかわらず、同じ局所的条件下では同じように起るものであるが、天体という場で生起するときには、状況を設定するパラメーターの値が実験室の場合と比べて著しく異なり、それに応じて局所的現象でも異った側面が目だつところに、その特徴がある。これらは、しばしば天体における極限状態の物理とよばれる。逆に天体は極限状態という場を与えるにすぎないともいえる。第二の側面は、天体では重力が本質的役割を果し、それによって空間の構造が決り、系が外界に開いているために時間的変化ないしは進化が起るということである。局所的物理に対比して、天体という系の物理とでもいふべき側面である。

天体らしさはむしろ後者の側面にあるが、多くの場合、前者の極限状態の方がよく語られる。その理由は、局所的物理の方がわかりやすいということにすぎないが、ここでも同じ理由で局所的物理の方を先に述べる。天体という場がもたらす特徴は、超低密度、超高密度、超低温、超高温、一般相対論を用いて論じなければならないほど強い重力、関与する質量・時間・空間のスケールが大きいことにある。

密度は、星間ガスの 1 cm^3 当り水素原子が 1 個程度から中性子星の内部の $10^{18} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ に及ぶ。温度は星間空間の 10 K から超新星爆発に際して現れる 10^{12} K におよぶ。膨張宇宙の極めて初期、すなわちビッグバンが始まってから 1 秒よりもずっと以前には、それよりはるかに高い超高温・超高密度状態が存在した(\Rightarrow 宇宙論)。超低密度ガスでは、普通の実験室では見られないような原子の禁制線遷移が観測される(星雲やコロナの輝線、水素原子の超微細構造間の遷移による波長 21 cm の電波など)。逆に超高密度では、イオンのクーロン・エネルギーや電子や核子のフェルミ・エネルギーが問題になる。温度に比べてこれらのエネルギーが高いときには、イオンは結晶化した電子や核子が縮退したりする。密度が $10^9 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ を超えて電子のフェルミ・エネルギーが MeV のけたになると、原子核は電子を捕獲し、中性子化していく。密度が $10^{14} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 程度を超えると、物質は原子核よりもむしろ核物質となり、核子間相互作用の影響が見えるようになる(\Rightarrow 中性子星)。超低温というのは必ずしも温度の絶対値が低い場合ばかりではない。実際、温度が $10^7 \sim 10^9 \text{ K}$ でも、熱エネルギーがフェルミ・エネルギーなどよりも低ければ、超低温に相当

し、上に述べたような現象が見られるようになる。逆に超高温の星の内部では、原子核の熱核融合反応が起ったり、さらに高温では熱平衡物質中に陰陽電子対が発生し、原子核種の間で熱平衡分布が実現してほとんど ^{56}Fe になったりする。

天体の内部で核子が特殊相対論的に縮退するときには、フェルミ・エネルギーが静止質量以上になっており、それに対応して核子当りの重力エネルギーも同様になっているので、一般相対性理論が本質的な役割を果たす(中性子星やブラックホール)。密度が必ずしも高くなくても、関与する質量が大きければ、一般相対論が効く場合(銀河の中心核にあるかもしれない巨大なブラックホールや、宇宙全体)がある。ほとんど光子から成るガスや相対論的に縮退した電子など、比熱の比 γ が $4/3$ に近いものの場合には、ニュートン力学の成立範囲を少し超えただけでも一般相対論が本質的な役割を果たすことがある。

天体には大きい質量が関与し、しかも長い時間にわたって種々の効果が積分されることがあるので、実験室スケールでは弱すぎる相互作用でも、目に見える効果を及ぼすことがある。たとえば、電子とニュートリノの相互作用によるニュートリノ対発生は星の寿命を著しく短縮する。空間的スケールの大きさは、種々の流体現象において散逸過程を無視できるものにする。その結果、乱流が発生したり、磁場が流体に凍結されて、電場よりも本質的な役割を果たしたりすることがある(\Rightarrow 天体プラズマ)。

これに対し、第二の側面から基本的役割を果たしているのは重力である。万有引力は到達距離が無限大だから、系全体にコヒーレントに作用し、非線形現象が本質的な役割を果たす。多くの場合、天体は重力と圧力勾配(恒星)あるいは遠心力(銀河)のつり合った力学平衡の構造をとる。その結果として、ガス(恒星)や星(銀河)の空間密度分布が決まる。そのような系が常識的な熱力学系とは異なるふるまいをすることについては、重力熱力学的カタストロフィーの項を参照。天体は自己重力によって自分自身を有限のサイズに閉込めるから、その周囲の空間に対して開いた系になる。そして星が光を放っているように、そのような系は外界と熱やエントロピーのやりとりをする。系の構造が力学平衡の状態であっても、熱的には平衡から離れた定常状態にあるのが普通であり、系はネグトロビー(エントロピーに負号をつけたもの)を食ってそのように熱平衡から離れた状態とその空間構造とを維持しているのである。

実際にネグトロビーを食う過程は、エントロピーの相対的に高いエネルギーを外界に放出することである。恒星が光を外界に捨ててことはその例である(星の放射する光子に対応する温度は、星の内部でエネルギーが解放されている部分の温度よりも低い)。このため、系の全エネルギーは変化するから、厳密には定常状態にとどまっていることはできず、その状態は準静的に変化する。星の進化はそのようなものである。

系がつくりだされたときの状態によっては、系は力学的にも平衡でない場合がある。膨張宇宙や、星から放出されたガスなどがその例である。膨張宇宙の場合はその典型であるが、系を規定するパラメーターの値が時間的に変化する。その変化の方が系の内部で起る非可逆過程よりも速い場合がある。そのような場合には、たとえ熱平衡状態(たとえば宇宙初期)から出発しても、熱的に平衡でない状態を生み出すことができる。そのことが、宇宙の内部に存在

する部分系は熱平衡になく、構造をもつに至ったことの原動力となっている。

また、星から放出されたガスの場合のように、ガスがそのうちに力学的には平衡になっても、他の成分、たとえば放射場とは平衡にならない場合がある。そのような場合、全系はすべての成分が互いに熱平衡になるような方向へ変化していくが、その速さが遅い場合には、その移行過程の種々の断面が観測されることになる。極端な例をあげるならば、磁気星間雲による宇宙線のフェルミ加速は、磁気星間雲というマクロなものと宇宙線粒子との間のエネルギー等分配へ向かう緩和過程であり、その途中の段階で断面を見れば、宇宙線粒子のエネルギースペクトルは、べき関数になっているというわけである。このようにして系の非平衡状態が実現したり、そこから平衡への移行過程が見えたりするのも、天体物理学的現象の最大の特徴のひとつである。非平衡状態をつくりだすのにも、その後の変化にも、非線形現象が本質的な役割を演じているのはいうまでもない。

天体プラズマ [英 astrophysical plasmas, 独 astrophysikalisches Plasma, 仏 plasma astrophysique, 露 астрофизическая плазма] 宇宙空間では種々の現象にプラズマのふるまいが関与しており、これらを総称して天体プラズマとよぶ。たとえば、地球大気の上層で高度が $70\sim 500$ kmの範囲には電離気体がいくつかの層をなす電離層が存在し、無線通信に重要な役割を果たす。その上部の $200\sim 500$ kmの領域(F層)は電子密度が最も大きく、約 10^8 cm^{-3} 、また電子温度が 2000 K 程度のプラズマとなっている。太陽周囲の惑星間空間には太陽風とよばれるプラズマの流れが太陽から吹き出しており、地球近傍で風速は $250\sim 700\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 程度、プラズマの粒子密度は $1\sim 10\text{ cm}^{-3}$ 、電子温度は 10^5 K くらいである。この太陽風は地表から約 $10\sim 13R_E$ ($R_E\approx 6400\text{ km}$: 地球半径)のところで地球磁場とぶつかり、地磁気圏とよばれるプラズマ領域の界面をつくりだす。太陽表面近くの大気で影層とよばれる領域(厚みは数千 km)、平均電子密度が $10^{10}\sim 10^{11}\text{ cm}^{-3}$ 、温度 $\sim 10^4\text{ K}$ のプラズマがある。その上層にはコロナ領域が大きく広がっている。そのプラズマ特性は太陽面からの距離により異なるが、 10^8 km で電子密度が約 10^8 cm^{-3} 、温度は 10^6 K 程度と推定されている。星の大気のみならず、星の内部もプラズマ状態にある。太陽中心部の質量密度は約 $10^2\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ 、温度は約 10^7 K であるが、恒星進化の最終状態の1つである白色矮星(縮退星)をとると、平均密度が $10^6\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ くらいにも達し、電子密度も $10^{29}\sim 10^{30}\text{ cm}^{-3}$ になる。これらの恒星を含む星間空間を取上げると、電子密度 $10^{-2}\sim 10^0\text{ cm}^{-3}$ 、温度 10^4 K の希薄なプラズマである。さらに宇宙における種々の顕著な現象、たとえば、超新星の残骸が、パルサー、X線星、クエーサーなどにも、プラズマのふるまいが関連しているものと見られている。

天体分光 [英 astronomical spectroscopy, 独 astronomische Spektroskopie, 仏 spectroscopie astronomique, 露 астрономическая спектроскопия] 天体からの電磁波を、分光器を用いて各波長すなわちスペクトルに分け、それを分析して天体の物理状態や動力学の性質を研究する学問である。ふつう天体望遠鏡の焦点にスリットを置いた分光器で得た連続スペクトルやスペクトル線(吸収線、輝線)の詳細な分析から、天体の元素量、表面の物理状態などを

推定する。また、スペクトル線のドップラー効果から天体の視線速度を定め、その動力学的性質を調べる。天体望遠鏡の対物レンズの前にプリズムを置くとか広視野で多数の天体の低分散スペクトルを一度に撮影することができるが、この方法で特異な天体が探索される。天体分光学は歴史的には光の領域から始まったが、今日では γ 線から電波の領域にまで天体分光が導入され、天体物理学の重要な位置を占めている。

天体望遠鏡 [英 astronomical telescope, 独 astronomisches Fernrohr, 仏 lunette astronomique, 露 астрономический телескоп] 天体の光を、肉眼よりも大きい集光力と高い解像力でとらえるための光学系と、その架台、および駆動装置一式をいう。小型の天体観測用のものから、宇宙の果てに近いところにある天体を観測するための大型のものまである。天体望遠鏡の光学系は、Galileo (1609年)に始まる屈折式と、I. Newton (1671年)の発明による反射式、B. Schmidt (1931年)の発明によるシュミット式、およびそれらの変形に分類できる。反射望遠鏡の反射鏡は、ガラスの素材面を研磨して、Alなどの金属を真空蒸着し、90%近い反射率を得ている。架台の型式は、経緯儀、赤道儀、そのほかに分けられる。駆動装置は天体の日周運動を追尾するために、精密歯車を用いる。天体観測は、位置や光度を測定したり記憶したりして、それらの時間変化や光の波長による差異などを求める。近年、天体観測は、光だけでなく電波やX線の波長域に拡張されたために、それに対応して光の波長域においても紫外線から赤外線までを用いて、より微光の天体を、より高い時間分解能や波長分解能、さらに空間分解能で観測する要請が高まっている。そのために、写真撮影や光電子増倍管による検出、さらに二次元固体増像素子など検出増倍装置にくわがとらされとともに、続々と大型天体望遠鏡が建造されている。口径2m以上の反射望遠鏡は1970年以降、11台建造されて、世界に22台ある(1980年)。世界最大のものは、1976年にできたソ連の口径6mの反射望遠鏡である。現在、アメリカとヨーロッパではさらに大型の反射望遠鏡を建造する計画が進められている。天体望遠鏡のなかには、特殊な使用目的のための、子午環、写真天頂筒、太陽望遠鏡などもある。また、地上の空気の汚れをさけて、高山にドームをつくって天体望遠鏡を格納したり、飛行機や気球、さらにロケットや人工衛星に搭載することもある。

天体力学 [英 celestial mechanics, 独 Himmelsmechanik, 仏 mécanique céleste, 露 небесная механика] 太陽系内の惑星、月、衛星、彗星の公転運動や自転運動、力学的進化的研究する天文学の一分野。自由度 n の力学系の運動が積分計算のみによって瞬間の関数として求められるためには、 n 個の包含系をなす積分が存在しなければならぬ。多体問題には10個の古典積分(運動量積分、角運動量積分、エネルギー積分)が存在する。このうち包含系をなすのは6個である。二体問題の自由度は6であるから、二体問題は解ける(⇒ケプラーの法則)。三体問題の自由度は9であるので、古典積分以外に3個の包含系をなす積分を見つけなければならない。しかしH. Brunsによって古典積分のほかに代数積分は存在しないことが証明された。さらにJ. H. Poincaréは、ケプラー要素について1個の解析関数で表される積分が存在しないことを証明した(1889年)。こうして天体力学の運動方程式は有限の方法で解きえないことがわかり、摂動論などによる無限の超越

的過程に基づく方法を用いて運動方程式を解かなければならぬことになった。一般解については、衝突の場合も含めて、解が存在し、時間の分数べきで展開できることがK. F. Sundman らによって示された。しかしその収束半径は非常に小さいので、天体の大局的運動については何の情報も得られない。一方、多体問題の特殊解はいくつか見つかった。質点に作用する合成加速度が共通重心に向かい、その大きさが重心からの距離に比例する配置は中心図形とよばれていて、特殊解となる。三体問題のオイラーの直線解、ラグランジュの正三角形解では、三体は共通重心のまわりをケプラー運動している。解の存在は保証されているので、天体力学では時間の一次式を引数とする三角級数を用いて解を表現する方法が開発されている。しかしPoincaréは、このような三角級数が一様収束しないことを証明した。一方、V. I. Arnoldは保存系の安定性の一般定理から次のような定理を得た。「惑星の質量が十分に小さければ、十分小さな離心率と軌道傾斜角をもつ系を考える。そのような軌道をもつ惑星の可能な大多数の初期値に対して、小さな相互摂動を考慮しても、惑星の運動は、いつまでも条件の周期性を保ち、離心率・軌道傾斜角は永遠に小さな値にとどまり、長半径はいつまでも初めの値の近くを振動する」。しかし実際の太陽系では惑星の公転周期の比が整数比に近いものがあるから、太陽系が上記の定理の条件を満たしているかどうかかわらない。しかし、三角級数は漸近的に、解のよい近似になっていないので、摂動論を用いて太陽系の天体の運動を議論できる。Poincaréに始まる軌道の位相幾何学的研究は、エルゴード理論へと発展していった。最近、力学系の積分の存在と運動の乱雑挙動との関係が大きな問題となっている。

摂動論としては、定数変化法が天体力学において広く用いられている。二体問題では、ケプラー要素は定数であるが、摂動が働くと変動する。その変動を摂動に含まれる微小パラメーターのべきで展開する。惑星運動の場合には摂動天体の質量、月運動の場合には地球から見た月と太陽までの距離の比、人工衛星の場合には赤道距のふくらみなどを表す地球ポテンシャルの係数が微小パラメーターである。ケプラー要素についての運動方程式を逐次近似で解く方法は、長半径、離心率、軌道傾斜角の高次の摂動に見かけ上の永年項が現れるので、長期間の運動を正確に表現できない。ケプラー要素の代りに正準共役な要素を用い、正準変換によってハミルトニアンから周期項を消去する摂動論では、角変数以外には永年項は現れない。離心率とか軌道傾斜角が大きくなり摂動関数の収束が悪くなるので、要素の摂動を求める代りに、直接に座標の摂動を求める方法もある。時間の代りに離心近点離角から真近点離角を独立変数とする摂動論もある。摂動がないときの運動として、ケプラー運動していない軌道(中間軌道という)から出発して摂動を求めることもある。現在国際的に採用されているE. W. Brownの月運動論では、太陽が無限遠にあるとした場合の制限三体問題の周期解が中間軌道として用いられている。人工衛星の運動においては、二固定中心問題の解を中間軌道に選ぶと解の収束は速いが、計算はめんどうである。非保存力(たとえば潮汐摩擦、大気抵抗)をも考慮した力学が、太陽系の諸特徴(⇒太陽系)を力学的に説明し、太陽系の進化の問題と関連して、盛んに研究されるようになっている。

電 卓 = 電子式卓上計算機

伝達関数 [英 transfer function, 独 Übertragungsfunktion, 仏 fonction de transfert, 露 передаточная функция]

[1] 線形形をもつ物理系において, 入力が特に e^{pt} (p は複素数) の形をもつ場合の応答関数のことを, 特に伝達関数という(⇒応答関数). すなわち, 入力を $x(t) = x_0 e^{pt}$, 伝達関数を $\Phi(p)$ とすると, 出力は $y(t) = \Phi(p) x_0 e^{pt}$ である. $p = i\omega$ (ω は周波数) の場合, $\Phi(i\omega)$ を ω の関数とみなしたとき, これを周波数応答関数とよぶ. 系のインパルス応答関数を $\phi(t)$ とすると, 任意の入力 $x(t)$ と出力 $y(t)$ の間の関係式を用い, $x(t) = x_0 e^{pt}$ を選ぶことによって, $\phi(t)$ と $\Phi(p)$ の関係を次のようなラプラス変換で表すことができる.

$$\Phi(p) = \int_0^{\infty} \phi(s) e^{-ps} ds$$

また, ステップ応答関数 $\psi(t)$ との関係は

$$\Phi(p) = p \int_0^{\infty} \psi(s) e^{-ps} ds$$

である.

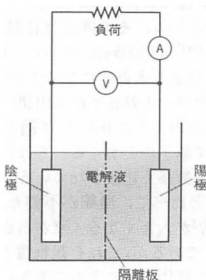
[2] ⇒ シェルツァーの伝達関数

電池 [英 cell, battery, 独 Zelle, 仏 cellule, 露 батарея] 電気化学的方法により, 化学エネルギーを電気エネルギーに変換する装置を一般に電池という. ほかに, 放射エネルギー, たとえば, 光, 放射線, 熱などを電気エネルギーに変換する太陽電池, アイソトープ電池, 熱起電力電池など物理現象を利用するものを物理電池とよぶ. 単位となる電池を素電池(cell)とよぶ. 素電池とそれを直列あるいは並列に組合せた集合電池を含めて, 一般に電池(battery)という. エネルギーの変換形式から電池を分類すると表1のようになる.

表1 エネルギー変換方式による電池の分類

化学電池	A. 活物質を電池容器に内蔵するもの (1)一次電池——放電後は再使用できないもの (2)二次電池——充電して繰返し使用できるもの
	B. 活物質を外部から連続的供給するもの 燃料電池
物理電池	A. 太陽電池 (Si の pn 接合に太陽光線を当てる)
	B. アイソトープ電池 (放射性同位体から出る放射線を利用)
	C. 光電池 (光を Si, Se, CdS など光起電力セルに当てる)

電気化学電池の基本構成要素は, 図のように陽極, 陰極, 電解液である. 陽・陰両電極が接している場合, あるいは2種類の電解液を必要とする場合は接触を防ぐため多孔質の隔離板を挿入する. 陽・陰両電極を導線で接続する



と, 電流が流れ陰極は電子を放出して酸化し, 陽極は電子を吸収して還元する. このとき化学変化を起す物質を活物質という. 陰極活物質は還元剤, 陽極活物質は酸化剤である.

無負荷時の起電力 E_0 は, 陽極と電解液の界面における電位差 E_p と, 陰極と電解液との電位差 E_N の差 $E_0 = E_p - E_N$ である. 普通に用いられている陰極活物質では $E_N = 0 \sim 1.5V$, 陽極活物質では $E_p = +0.2 \sim 1.7V$ で, 素電池の起電力は各種の活物質の組合せを考慮しても最高 $3V$ 程度である. 作動電圧 E_a は電池の反応の抵抗(分極電位降下)と内部の抵抗損により $E_a > E_0$ となる.

放出可能な電気量はアンペア時(Ah)で表し, ファラデーの法則(1グラム原子の析出で $26.8Ah$)より極大値を推定できる. 実用的には, 端子電圧が所定の終止電圧に降下するまでに取出しえた電気量をその電池の容量という. 電気化学的方法による化学エネルギーの電気エネルギーへの変換は, 直接的なので非常に効率がよく 85% 以上に達する. 化学電池は活物質の組合せ, 電解液の選択により多くの種類があり, その放電特性, 容量, 貯蔵性, 温度特性などが異なり, それぞれに適用分野がある. 一般によく使われている電池の特性を表2に示す.

表2 おもな電池の特性

分類	電池名	公称電圧 [V]	エネルギー密度	
			Wh·kg ⁻¹	Wh·l ⁻¹
一次電池	マンガン乾電池	1.5	20~80	40~150
	アルカリマンガン電池	1.5	70~100	150~250
	水銀電池	1.3	90~100	300~400
	酸化銀電池	1.5	75~110	300~350
	空気湿電池	1.3	120~210	100~240
	リチウム電池	2.8	250~480	100~240
二次電池	鉛 開放型	2.0	25~40	50~100
	密閉型	2.0	20~30	40~80
	アルカリ ボケット式(開放型)	1.2	15~30	25~50
	焼結式(開放型)	1.2	20~40	30~70
	密閉式	1.2	20~35	50~70
	銀・亜鉛	1.5	60~110	100~250
燃料電池	アルコール系	1.0	70~80	90~100
	ヒドラジン系	1.0	300~350	200~250

・ 単電池当りの公称電圧.

点電荷 [英 point charge, 独 Punktladung, 仏 charge ponctuelle, 露 точечный заряд] 空間の1点に集中した電荷. クーロンの法則は, 静止した2つの点電荷の間に働く力に関する法則である. 電荷が有限の大きさの領域に広がって分布している場合でも, その領域が着目している系の大きさに比べて十分小さいならば, 領域の大きさを無視して点電荷とみなす近似は良い近似である.

転倒温度計 [英 reversing thermometer, 独 Umkehrthermometer, 仏 thermomètre à renversement, 露 опрокидывающийся термометр] ⇒ 液体封入ガラス温度計

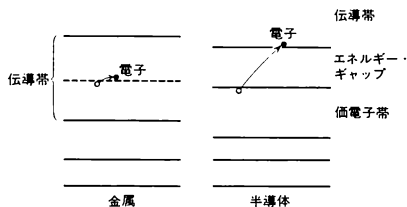
電動機 = モーター

電導性流体 = 導電性流体, 電磁流体(⇒電磁流体力学)

天動説 [英 geocentric theory, 独 geozentrische Theorie, 仏 théorie géocentrique] 天動説も地動説と同じように日本の造語であって, 西洋では地球中心説という. 地球中心説は, 地球と太陽の位置関係を示すものである. Eudōros の共心宇宙体系や Ptolemaios の離心円, 周転円宇宙

体系の地静説のほかに、地球の公転は認めないが自転は認める W. Gilbert のような説も含まれる。また Tycho Brahe の体系のように、視差が発見できないという理由で地球の自転・公転を認めないが、コペルニクス説と幾何学的に等価であるものも、もちろん天動説に入る。天動説は視覚的には常識であるが、運動学的問題点がある。すなわち地動説論者からみると、地球のように小さいのではなく天球のように巨大なものを回転させることは、運動学的に無理がある、という反論が寄せられていた。ただ、西洋中世までの宇宙像における天球は、限られた半径と厚みをもつガラス球のようなものと考えられていたので、地軸を中心とする回転は、まだ考えられなかった。ルネッサンスごろから天球が巨大で無限の広がりをもつような空間観が出てきて、天動説は成り立たなくなった。

伝導帯 [英 conduction band, 独 Leitungsband, 仏 bande de conduction, 露 зона проводимости] 結晶内電子のとりエネルギーバンドのうち、電流を運ぶ電子(伝導電子)の存在するバンド。金属では伝導電子を含むエネルギーバンドは電子によって一部分だけ満たされている。これが金属における伝導帯で、そのなかの電子は弱い電場によって、より高いエネルギー状態に連続的に加速されるから、電流を生ずることになる(図参照)。半導体の場合に



は、電子はあるエネルギーバンドまで完全に満ちていて(これを価電子帯または充満帯という)、エネルギーギャップとよばれる禁止状態を隔てて、電子の詰まっていない空いたエネルギーバンド(空帯)がある(絶縁体も同様)。熱的あるいは光の吸収などによって、電子が価電子帯や不純物準位から空帯に励起されれば、これらの電子が電流を運ぶことになる。この意味で空帯のことを伝導帯とよぶが、そこに存在する電子は励起によってのみ生ずるから、その濃度(およびそれに比例する電気伝導率)は活性化エネルギー型の温度変化をする。伝導帯の構造は光の吸収や反射スペクトル、サイクロトロン共鳴などを用いて調べられる。

伝導電子 [英 conduction electron, 独 Leitungselektron, 仏 électron de conduction, 露 электрон проводимости] 電気伝導の担体となる電子。狭い意味では、金属の伝導帯のフェルミ準位近くにある電子をいう。金属が絶縁体と明確に区別される物性を示すのは、すべて伝導電子の存在が原因になっている。広い意味では半導体中で、伝導帯へ励起されている電子のように、励起状態で電流を運びうる電子も含む。

伝導電子帯 = 伝導帯

伝導電流 [英 conduction current, 独 Leitungsstrom, 仏 courant de conduction, 露 ток проводимости] 電子やイオンなどの自由な電荷の移動によって生じる通常の電流をいい、分極などによって生じる電束電流と区別するために用いられる。

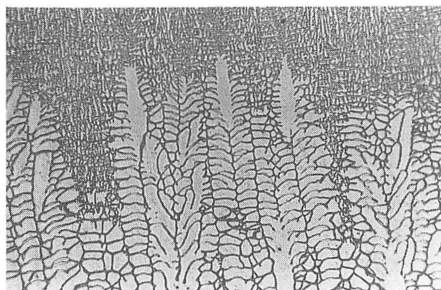
伝導度 = 電気伝導率

電導度 = 電気伝導率

電動発電機 [英 motor generator, 露 мотор-генератор] 発電機をモーターでまわすもので、交流から直流電源を得るものと、逆に直流から交流電源を得るものの2種類がある。高速の回転機械のため常に保守が必要である。最近ではシリコン整流器やサイリスターが発達したので、これらによるほとんど保守を必要としない静止型交流変換装置を使用する場合が多い。

伝導率 = 電気伝導率

デンドライト [英 dendrite, 独 Dendrit, 仏 dendrite, 露 дендрит] 過冷状態にある融液からの凝固の際に見られる結晶成長の一形態で、樹枝状結晶ともよばれる。命名は、この形態を最初に観察した D. K. Tschernoff (1868 年) による。融液が過冷されていない場合には、固相の一部が液相側へ張り出したとしても、液相から流れ込んでくる熱と凝固潜熱とによってこの突起部は再び融解してしまう。これに対し融液が過冷却されている場合には、潜熱が固相側のみならず液相側にも放出されるため、突起が大きいくほどその成長が熱的に有利となり、デンドライトが形成される。固相の成長方向に最初に生ずる枝結晶を一次デンドライト、一次デンドライトから枝分れした結晶を二次デンドライト(以下三次、四次…)という(図に Al-Cu 合金におけ



Al-Cu 合金におけるデンドライト

るデンドライトを示す)。デンドライトの軸は特定の結晶学的方位をとり、立方晶では〈100〉、最密六方晶では〈10 $\bar{1}0$ 〉、体心正方晶では〈110〉となる。鑄造組織は、デンドライトと、デンドライトの枝の間の合金元素(または不純物元素)濃度の高められた凝固相とによって特徴づけられる。

伝熱 = 熱伝達

伝熱媒体 = 熱媒体

天然ウラン [英 natural uranium, 独 Natururan, 仏 uranium naturel, 露 природный уран] 天然に存在する同位体比のウラニウム。その同位体比は ^{238}U : 99.275%, ^{235}U : 0.720%, ^{234}U : 0.0054% である。核分裂性物質である ^{235}U をこの比より人為的に高めた濃縮ウラン、この比より低い劣化ウランと対比される用語。天然ウラン中の ^{235}U 含有率は上記のように0.72%に過ぎないが、天然ウランを燃料にして原子炉をつくることは可能で、実際にこのような原子炉も数多く建設されている。濃縮ウランを燃料とする原子炉と比べて、濃縮が不要な点が有利であるが、反面、原子炉が大きくなる欠点がある。天然ウランのほとんどは ^{238}U であるが、これを親物質として Pu に転換し、核燃料として使用することができる。

自然放射核種 = 自然放射核種

電場 [英 electric field, 独 elektrisches Feld, 仏 champ électrique, 露 электрическое поле] 電界ともいう。空間の1点に置かれた電荷 q をもつ静止した点電荷に働く力を f とするとき

$$\lim_{q \rightarrow 0} \frac{f}{q}$$

を、その点での電場 E と定義する。電場は空間に生じた応力の状態を表し、エネルギーをもつ。 E が時間的に変動しない場合には、静電場とよばれ、クーロンの法則と重ね合わせの原理によって、電荷の分布で定まる。電荷のまわりの空間に生じる場を漠然と指すときにも電場という。これと区別するため、 E を電場ベクトルとよぶことがある。電場のSI単位は $V \cdot m^{-1}$ である。静電単位系で定義された電場 E' との関係は、真空の誘電率を ϵ_0 として $E' = E/\sqrt{4\pi\epsilon_0}$ である。

電波 [英 radio wave, 独 Radiowelle, 仏 onde radio-électrique, 露 радиоволна] 波長が0.1 mm 程度以上の電磁波。人工的にはアンテナに振動電流を流したり、放電などによって発生させる。自然界では雷放電や磁気嵐に伴うもの、太陽・銀河など他の天体から放射されているものがある。発生機構としては電流の他、荷電粒子の熱運動(熱放射)、磁場中での荷電粒子の加速度運動(シンクロトロン放射)、分子の定常状態間の遷移などがある。電波は波長により分類される(付録の表を参照)。

電波暗室 [英 anechoic chamber, 独 schalltotter Raum, 仏 chambre sourde, 露 заглушённая камера] 全壁面に反射のない電波吸収体を張りつけた部屋を電波暗室あるいは電波無響室といい、マイクロ波帯のアンテナや電波伝搬の実験に用いる。この部屋は反射を生じないので、電波的には無限の自由空間と等価になる。また屋外で実験を行うときのような種々の制約(天候、障害物、外来電波、電波法規など)もなくなるので、アンテナの実験には極めて好都合である。吸収壁による減衰を十分大きくすれば電波遮蔽室にもなり、外部に対する影響も完全に除くことができる(⇒電波吸収体)。

電波干渉計 [英 radio interferometer, 独 Radiointerferometer, 仏 radio-intéromètre, 露 радиоинтерферометр] 天体から到来する電波を1対のアンテナでとらえ、電波源の大きさなどを測定するために電波天文学の分野で使用される装置。遠く離れた2つの観測点で受けた信号を同じ長さのケーブルを経由して検出器に入れ、これらの干渉を調べることによって、単一の電波望遠鏡では測定不可能な小さな電波源の視直径を求めるもので(図1)、原理的には可視域におけるマイケルソン恒星干渉計と同じである。

M. Ryle (1952年)により改良されたものでは、一方のケーブルの途中に半波長の長さのケーブルを入れ、両信号

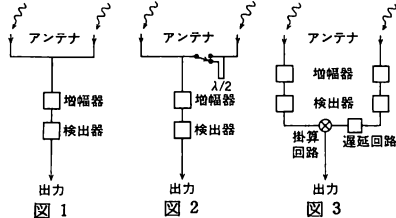


図 1

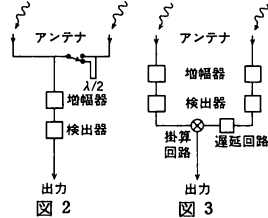


図 2

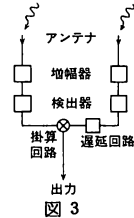


図 3

を交互に同相、逆相で重ね合わせることによって強度分布中のバックグラウンドを除去することができる。この型のものは switched interferometer とよばれる(図2)。

高分解能を得るためには2つの観測点の距離をできる限り大きくする必要があるが、これに伴って両観測点からの振幅と位相の情報を正確に伝送することが技術的に困難となる。この点を克服するために、R. H. Brown と R. Q. Twiss (1954年)によって改良された方法では、各観測点で別々に電波の強度を測定し、両者のゆらぎの相関をアンテナ間隔の関数として測定することによって電波源の視直径を決定する(図3)。この装置は干渉現象を利用したものではないが、相関干渉計あるいは強度干渉計とよばれている。この改良によって大陸間にわたる長距離干渉計が可能となり0.01秒を超える角分解が得られている。R. H. Brown と R. Q. Twiss (1956年)は可視領域においても強度干渉計を用いることができることを示した。彼らがオーストラリアのナラブライに建設した装置では基線長を180 m まで延ばすことができ、マイケルソン恒星干渉計より1けた以上小さな角分解が得られる。

電波吸収体 [英 wave absorber, 独 Wellenabsorber, 仏 absorbeur d'onde, 露 поглотитель радиоволн] 電磁波をよく吸収する物体。電波吸収体としては物体からの反射が少なく、かつ物体内での電磁波の損失が大きいことが要求される。反射を少なくするには、物体の固有インピーダンス(⇒波導インピーダンス)が自由空間のそれに近い方がよく、そのためには物体の(複素比透磁率/複素比誘電率)の値が1に近いことが望ましい。実際には、物質定数を表面から徐々に変えたり、物体の形状にテーパをつけたり(たとえば導波管の無反射終端)して反射を小さくしている。電磁波の吸収をよくするためには、抵抗損失、誘電損失、磁気損失のいずれかが大きい物質を選ぶことになるが、実際にはこれらの特性をもった材料を適当に混合して用いることが多い。電波吸収体は定在波比が許容値(普通は1.1から1.2)以内になる周波数帯域幅から、狭帯域、中帯域、広帯域型に分類される。広帯域吸収体の性能指数 F は、吸収体の厚さを D 、最長波長を λ_L として、 $F = D/\lambda_L$ で表され、この値が小さい方がよい。使用されている吸収体材料には、抵抗皮膜、カーボンゴム、カーボンをつけた繊維、カーボン含有発泡ウレタン、フェライト、フェライト粉末をゴムに混ぜたものなどがある。また応用面では電波暗室、無反射終端、電源フィルター、レーダーの不要放射防止、電子レンジ用電波漏れ防止などに用いられている。

電場強度 [英 field strength, 独 Feldstärke, 仏 intensité de champ, 露 напряжённость поля] 電場方向に置いた単位長の導線に誘起する電圧のこと。ある点での電波の強さは、その点における電場強度で表されることが多い。単位は $V \cdot m^{-1}$ で、普通は $1 \mu V \cdot m^{-1}$ を0 dB として表す。また1 GHz 以上のマイクロ波、ミリ波帯では、送信アンテナから十分離れた地点での電波の強さを、電波の進行方向に直角な単位面積を単位時間に通過する電磁エネルギー P で定義することもある。この場合には1 mW を0 dB·m で表す。電場強度 E を $V \cdot m^{-1}$ 、 P を $W \cdot m^{-2}$ で表せば、自由空間を伝搬する直線偏波された電波の場合 $P = E^2/120\pi$ の関係が成り立つ。電場強度の測定は、電波の伝搬特性の研究あるいは妨害電波測定などのために行うことが多い。そのために用いられる電場強度計は、標準アンテナ

ナと利得の安定した受信機で構成されており、標準アンテナとしては利得が正確に計算できるわく形アンテナ、ダブルレットアンテナ、電磁カップなどが用いられる。

電場強度計 [英 field strength meter, 独 Feldstärkenmesser, 仏 mètre d'intensité de champ, 露 измеритель напряжённости электрического поля] ⇒ 電場強度

電波銀河 [英 radio galaxy, 独 Radiogalaxie, 仏 radio-galaxie, 露 радиогалактика] 強い電波を放射している銀河を電波銀河とよび、電波の弱い通常銀河と区別しているが、両者の間に明確な区切りはない。電波領域の放射エネルギーは $10^{40} \sim 10^{48} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ の範囲にわたり、光の放射エネルギーより大きいものもある。

電波銀河の発見当初は、ジェットを伴う銀河や衝突しているかのように見えるもの、あるいは銀河中心部の光が帯状に吸収されているものが注目され、特異な銀河が電波銀河であると思われていた。その後電波源と銀河の同定が進むにつれて、普通の銀河にも強い電波を出しているものたくさん見つかり、光学的に見てことさら特異な銀河ということではなくなった。しかし電波銀河の多くは大型の楕円銀河で、渦巻銀河にはまれにしか見られないこと、銀河中心核の発達したものに電波銀河である割合が高いなど、光の形状と無関係ではない。楕円銀河にガスが少ない事実と電波銀河が楕円銀河に多いことから、ガスの量が中心核の形成あるいは爆発になんらかの関連があると見られる。

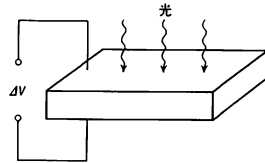
電波でみた構造は、中心核に一致したコンパクトな電波領域と、銀河本体から離れて形成されている広がった領域とに分けることができる。前者は数kpc(キロパーセク)の広がりものから1pc以下のものまであり、銀河中心核における爆発が現在も進行している領域である。後者は多くの場合、銀河を中心に対称的な二つ目玉を形づくっており、その広がりも100kpcから数Mpcに達している。これは過去の大爆発によって形成されたものの名残りと見られていた。しかし最近の高分解能観測により、いくつかの電波銀河で、銀河と二つ目玉をつなぐ電波ブリッジが見つかっており、中心核からシャープなビーム状にガスが絶えず放出され、二つ目玉が形成されているとも解釈される。二つ目玉の先端近くにホットスポットとよばれる電波輝度の高い部分が存在しており、これがビームの先端に対応していると解釈すると都合がよい。いずれにしてもこのような電波領域を形成するためには、銀河中心核の爆発に伴って $10^{58} \sim 10^{61} \text{ erg}$ に相当するエネルギーの発生が必要である。

電波は偏波しており、爆発で放出されたガス中の高エネルギー電子によるシンクロトロン放射と見られる。比較的小さな領域から放射される電波のスペクトル指数 α ($S \propto \nu^{-\alpha}$, S は電波の強度, ν は周波数)の値は0.5以下でフラットに近い。特に低周波では吸収のためにかえって電波が弱くなっているものもある。広がった領域から放射される電波では、 α の値は0.7~1.0の間に集中している。

電波源 [英 radio source, 独 Radioquelle, 仏 radio-source, 露 космический радионисточник] 電波を放射しており、電波望遠鏡で観測される天体の総称。太陽系内では月、金星、火星などが黒体放射に近いスペクトルの熱的電波源である。太陽、木星などにはバースト時に非熱的な電波源となる。銀河系内には電離水素の領域(⇒H II 領域)、中性水素の領域(⇒H I 領域)、一酸化炭素の分子雲(⇒星間分子)、超新星残骸などの広がった電波源と、パルサ

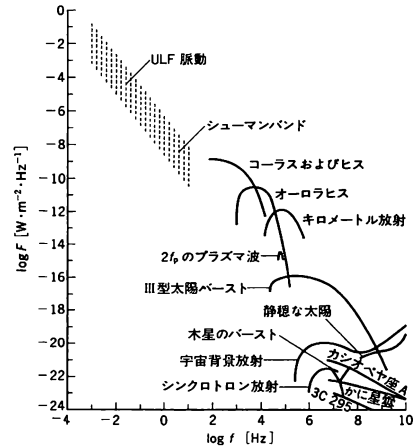
ーや近接連星(⇒連星)の一部のような点状の電波源が存在する。また銀河中心核も強い電波源である。銀河系外にはクエーサーや電波銀河のような個々の電波源があり、その背景には2.7Kの宇宙黒体放射がある。点状電波源の名前は赤経、赤緯の座標の組で登録されることが多い。

デンバー効果 [英 Dember effect, 独 Dember-Effekt, 仏 effet Dember, 露 эффект Дембера] 半導体試料の表面に、強く吸収される光を入射すると、その方向での試料の表面と裏面の間に電位差 ΔV が生じる(図参



照)。この現象は1931年、H. Demberによって発見されたので、デンバー効果とよばれる。この効果は、試料内に不均一に生成された電子と正孔の拡散係数が違うために生じたものである。光の照射方向に垂直に磁場をかけた場合、上に述べた拡散電流のホール効果によって、光照射方向と磁場方向の両者に垂直に電位差が生じる。これは光磁気電気(PME)効果とよばれる。

電波雑音 [英 radio noise, 露 радио шум] 自然界にはいろいろな電波源があり、それぞれの物理状態を反映して特徴的な電波を放射している。大きく分けると、雷放電による空電などのように大気中で生ずるもの、電離層や磁気圏で起るものや地球外からのものがあり、電波雑音と総称されている。静穏な太陽や月からの電波などのような黒体放射の法則に従う熱雑音もあれば、多くはシンクロトロン放射などの非熱的なものである。図は地球周辺で観測さ



れる種々の電波の平均的強度を示したものであるが、電波源の物理状態に応じてそれぞれ特徴的な周波数帯で観測されることがわかる。最も強力な雑音源は、図には示されていないが、大気中の放電現象に起因する空電である。これは10kHz付近にピークをもち数 $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ の電場を生じる。超低周波放射(VLF放射、すなわちコーラス、ヒスおよびオーロラヒス)は電子サイクロトロン不安定性によって生じた磁気圏内のホイッスラー波であり、1Hz以下で観

測される地磁気脈動は磁気圏で発生した電磁流体波である。最近、衛星を使った観測によって、オーロラに関連したLF帯の電磁波が発見された。これはオーロラ・キロメートル波とよばれており、オーロラを起す粒子の数のエネルギーが電磁波として放射されたものである。地球も外から見れば、木星や土星と同じように電波を発している惑星である。

地球外からの電波雑音としては、太陽電波、木星や土星からの惑星電波、銀河系電波などがあり、電波天文学の分野で研究されている。

電波スペクトル [英 radiofrequency spectrum, 独 Radiofrequenzspektrum, 仏 spectre de radiofréquence, 露 радиочастотный спектр] = ラジオ波スペクトル

電波星 [英 radio star, 独 Radiostern, 仏 radio-étoile, 露 радиозвезда] 電波放射の観測されている恒星。電波星の観測は鋭いビームをもつ大型電波干渉計の登場した1970年代の初めから本格的になった。それ以前の文献に電波星という語がでてくるが、それらは単に電波を放射する天体、すなわち現在の用語法では電波源をさす。現在の用語法では、電波源は、電波星、電波ガス星雲、電波銀河などに細分される。電波のスペクトルによって熱的放射をしているものと、非熱的放射をしているものに分けられる。熱的放射の例としてオリオン座の赤色超巨星ベテルギウスがあり、そのスペクトル強度は1~100GHzの間にわたって周波数の1.3乗で増大している。これは星の半径の4倍程度まで広がった、電子温度が 10^4 Kで部分電離しているガスからなる彩層の熱的放射として説明される。統計的にいうと、光で輝線スペクトルをもつ325個の早期型星が観測され、そのうち44個から電波放射が確認された。光で禁制線スペクトルを示し、周囲に熱い塵をもつ星85個を選ぶと、その30%以上が電波星であった。新星については、爆発後数年にわたって、膨張するガスの領域から放射される熱的電波が観測されている。星からの熱的電波の観測は星からのガス放出に関する情報を与える点で重要である。Tタウリ型星については、質量放出に伴う運動が、分子から放射される電波のスペクトル線のドップラー効果から観測されている。

非熱的放射をする星としては、フレア星からの低周波のバーストが早くから知られていた。X線連星の中には、マイクロ波領域で極めて強いバーストをとくとして起すCyg X-3, SS433などがある。しかし一般には、X線連星からの電波は弱い。食連星として有名なアルゴル型変光星も非熱的な電波バーストを起す。

電波伝播 [英 radio wave propagation, 仏 propagation des ondes radio, 露 распространение радиоволн]

電波が自由空間を伝わる場合は、その強度は距離によるだけで、伝播法則は比較的簡単であるが、無線通信など実用上の問題となる場合には、大地の存在、電離層中での反射屈折、大気の不均一性など多くの原因で複雑な伝播形態が生ずる。このような電波の伝わり方、すなわち電波伝播は、電波の応用および電離層の研究という工学と理学という二つの側面から研究されてきた。電離層の存在が実証された1920年代後半には、すでに電離気体中の電磁波伝播に関するアップルトン-ハートリーの理論(電子の運動のみを考慮した衝突のある冷たいプラズマ中の波動理論)が展開され、関連技術の進歩とともに、その後の発展の基礎となった。電波伝播にかかわる問題としては、地表(近距

離)伝播、短波・中波・長波および超長波帯の電波の電離層による反射屈折、電離層諸変化との関連、電離層の乱れによる散乱、電離層伝播予報などのほか、超短波、極超短波に関しては、温度逆転層によるダクトの形成、雨滴の影響など気象条件による対流伝播がある。

電波天文学 [英 radio astronomy, 独 Radioastronomie, 仏 radioastronomie, 露 радиоастрономия] 天体からの電波を観測して、宇宙や天体を研究する天文学の一分野。地球の大気層を通して地表にまで到達することができる電磁波は、2つの波長域に限られる。およそ300nmから1000nmの範囲の可視光(近紫外・近赤外も含む)領域と、1mm~10mの波長にわたる電波領域とである。X線・紫外線や赤外線は大気中の原子・分子により、また波長10mよりも長い電波(短波、中波、長波)は電離層によってそれぞれ吸収または反射され、地表に届くことはない。したがって、可視光と電波とは、地上に置かれた大規模な観測装置によって宇宙を直接に調べるのできるただ2つの「窓」なのである。

人類の考えた宇宙像は、ごく最近までは可視光の窓だけを通して形成されてきた。第二の窓の存在は、1931年アメリカのK. G. Janskyによって初めて明らかにされた。Janskyは、無線通信の障害となる雷の電波を研究しているうちに、宇宙から降り注ぐ電波の存在に気づいた。次いでG. Reberが、最初のパラボラ型電波望遠鏡を自作して全天の電波強度分布を調べ、電波が主として銀河系中心および天の川に沿う方向、すなわち銀河面内からやってくることを、またごく小さな点状に見える電波源がいくつか存在することを発見した。これらの電波はまた、波長が短くなるほど急激に強度が下がり、それまでのブラック放射の概念では理解できないものであった。

1950年代以降、多くの研究者がこの全く新しい分野に取組むようになった。特に電子工学・物理学の分野から参加した人々によって新しい観測装置が次々と工夫され、発展していった。電波の分布を詳しく見ることができ電波干渉計の発明、受信機の高感度化、種々の電波分光計の発達などとともに、電波で見る宇宙の姿も目覚ましく広がった(図参照)。特筆すべきものとしては、短波長ほど弱くな



オリオン星雲(下)と、CO分子の電波強度分布(コントア)が示す暗黒星雲の構造

る電波の性質は、高エネルギーの宇宙線が宇宙の磁場と相互作用して放つシンクロトロン放射によるものであることの解明(V. L. Ginzburg らによる)、また水素原子の放つ波長21cmのスペクトル線の存在予言(H. C. van de Hulstによる)と発見などがある。小さな点状の電波源は当初は

ラジオ星とよばれたが、実際には星ではなく、爆発して飛散した星の名残り(超新星の残骸)や特異な銀河であった。電波を放つ銀河はその中心部に巨大な爆発を起しており、その大規模なものと思われるクエーサー(準星)が続々と発見された。特に1960年代には、上記クエーサーの発見のほか、中性子星=パルサーの発見、火の玉に始まる膨張宇宙論を観測的に基礎づけた3K宇宙黒体放射の発見、多様な星間分子スペクトル線の発見など、宇宙像を大きく揺るがす発見が相次ぎ、現代天文学における「発見の時代」となった。

電波天文学がこのような宇宙像の革新をもたらしたのは、電波が可視光に比べてはるかに低エネルギーの電磁波であり、したがって宇宙において関連する現象や天体も、可視光とは大いに異なっている点に理由がある。主に高温・高密度のプラズマ(それは「星」によって代表される)を見ることのできる可視光に対し、電波で見えるものは低温の広がったガス、あるいは拡散した高エネルギー粒子の雲である。電波で見た宇宙の姿は光で見たそれとはまったく異なり、いわばそれと相補的なものであった。すなわち、ガスから星へ、星からガスへという宇宙における物質の運動・変換の姿が、両者をあわせることによって初めて総合的にとらえられたといえよう。一方また、星はこの宇宙にあっては比較的安定な物質形態であり、一般に寿命も長い。しかし電波で見るガス雲や爆発現象は寿命も短く、いわば激しく変化しつつある姿である。「悠久不変」ということばで表されるような静かで安定した宇宙像が、激しい変化に満ちたダイナミックな宇宙像へと大幅な変貌をとげたのもこのためである。

現在の電波天文学は、可視光の天文学と並ぶ大きな分野をなし、世界各国で多くの電波観測所が活動している。日本では、東京天文台の野辺山宇宙電波観測所が、1982年にミリ波・宇宙電波分光では最高の性能をもってスタートした。また、アメリカ、西ドイツ、イギリスなどで新鋭装置の計画が進められている。かつて電波天文学が果たした発見的役割は、現在X線・赤外線など大気圏外での観測を中心とした新しい天文学が担っているが、電波の観測装置もいっそう大規模化・高性能化しており、宇宙の新しい側面をより詳しく解明しつつある。

電場の圧力 [英 pressure of electric field, 独 Druck des elektrischen Feldes, 露 давление электрического поля] M. Faraday は電場を電気力線の集合と考え、電気力線は互いに押し合う性質があると考えた。その圧力は、電場を E とすると $(1/2)\epsilon_0 E^2$ である。このことは電磁場の応力の電場に関する部分で、電場 E に垂直な成分の大きさが $-(1/2)\epsilon_0 E^2$ であることに対応している。ここで ϵ_0 は真空の誘電率である。

電場のエネルギー [英 energy of electric field, 独 Energie des elektrischen Feldes, 仏 énergie du champ électrique, 露 энергия электрического поля] 電場を生ずるためには電荷を動かして配置することが必要で、そのため外部から仕事が行われる。この仕事は電場のエネルギーとして貯えられる。電束密度 D 、電場 E のところの電場のエネルギーの密度は

$$u = \int_0^D E \cdot dD$$

であり $D = \epsilon E$ とすれば $u = (\epsilon/2)E^2$ になる (\Rightarrow 電磁場のエネルギー)。

電場の応力 [英 stress of electric field, 独 Feldstärke, 仏 tension du champ électrique, 露 натяжение электрического поля] \Rightarrow 電磁場の応力

電場の張力 [英 tension of electric field, 独 Spannung des elektrischen Feldes, 仏 pression du champ électrique, 露 напряжение электрического поля] M. Faraday は電場を電気力線の集合と考え、電気力線が縮もうとする性質があると考えた。電場を E とすると、 $(1/2)\epsilon_0 E^2$ の大きさの張力が働いている。このことは電磁場の応力の電場に関する部分の電場 E に平行な成分が $(1/2)\epsilon_0 E^2$ であることに対応している。ここで ϵ_0 は真空の誘電率である。

電波分光 [英 radio spectroscopy] 光の代りに電波を用いる分光学の総称で、電波の周波数はkHzから遠赤外部までの広い範囲にわたっている。1GHz付近を境にしてそれ以下をラジオ(周)波分光、それ以上をマイクロ波分光とよぶのが一般的である。電波源には単色性のよい発振器が用いられるので、分解能が高く、研究対象について得られる情報は詳細精密である。低周波のラジオ(周)波分光は、原子核とそれとをとりまく電子の間の相互作用、すなわち超微細相互作用によって生じた準位の分裂、シュタルク効果やゼーマン効果による準位の分裂などを観測するのに用いられている。核磁気共鳴吸収(NMR)もラジオ(周)波分光法のひとつと考えられる。このほかに分子線(または原子線)の電気的あるいは磁気的共鳴、核四極子共鳴吸収(NQR)などがある。後者は、核スピンが1以上の原子核がもつ電気的四極子モーメントとそれとをとりまく非球対称電荷分布の静電的相互作用によって生じる準位の分裂を観測するもので、固体中の分子内電荷分布について情報が得られる。電波源には同調可能で動作の安定な発振器が用いられ、検出器はラジオ波受信機のほか、共鳴吸収が共振回路のコイルを通じて発振電圧の変化として検出される再生型発振器(マージナル発振器ともいう)、ロッキング発振器を利用した超再生型発振器などが用いられている。分子線共鳴の実験では、電波との相互作用の結果生じる特定の準位の分子数の変化を、電離などの方法により検出する。分子線・原子線共鳴では、分子の電気的・双極子モーメント、原子核の核磁気モーメント、分子の回転により生じる回転磁気モーメント(回転g因子)、超微細相互作用定数、原子核の核スピンと分子の回転との磁気的相互作用定数(核スピン・回転相互作用定数)などが精密に決定される。一方、マイクロ波領域の分光学はマイクロ波分光とよばれ、電子スピン共鳴(ESR)や常磁性共鳴(EPR)もこれに含めることがある。電波源にはクライストロン、後進波発振管(BWO、カルシノトロン(商品名)として知られている)等の電管のほか、ガン発振器、IMPATT (impact avalanche transit time)発振器、YIG (yttrium iron garnet)同調発振器などの半導体素子も用いられる。クライストロンは200GHzくらいまで、後進波発振管は300GHzくらいまでのものがつくられている(ノ連では1THzまで発振する後進波発振管がある)。これより高い周波数は倍周によって生成する。検出器はシリコン結晶とタングステン針の点接触のものが一般的であるが、100GHz以上ではGaAsや液体ヘリウム温度で動作するInSbなど遠赤外線検出用のものも用いられている。またボロメータも時に使用されている。磁気共鳴以外ではもっぱら分子の回転スペクトルの観測に用いられ、分子構造、微細および超微細構造、分子内回転などの分子内運動、電気的・双極子モー

ントなど分子の基本パラメーターが精密に決定される。またスペクトル線の幅から分子間力についても知見が得られる。二重共鳴(あるいはより一般的に多重共鳴)の観測は容易で、吸収線の偏風、弱い吸収線の選択的検出、分子間衝突による回転エネルギー移動の追究など単一電波源の実験では得られない情報がもたらされる。またレーザーと電波との組合せにより、振動励起状態や電子励起状態でも通常の電波分光学によるものと同程度の分解能の情報と得られている。電波天文学も電波分光学のひとつである。現在50種以上の星間分子のマイクロ波スペクトルが観測、同定されており、星の生成消滅などについて重要な知見を与えている。

電場ベクトル [英 electric field vector, 独 elektrischer Feldvektor, 仏 vecteur du champ électrique, 露 электрический вектор] = 電場

電波望遠鏡 [英 radio telescope, 独 Radioteleskop, 仏 radio télescope, 露 радиотелескоп] 電波望遠鏡は電波を集めるアンテナ、信号を増幅する低雑音(高感度)の受信機、信号を分析する装置、およびアンテナや受信機を制御するための電子計算機よりなる(図1)。電波望遠鏡の形

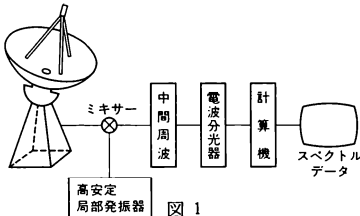


図 1

式には、単一開口型と干渉計型(⇒開口合成干渉計、超長基線電波干渉計)があり、前者は大集光力を、後者は高分解能を追求した装置である。単一開口型で大きなものは西ドイツの100m鏡、プエルトリコの300m鏡(固定鏡)、高精度大口径としては日本の45m鏡がある。干渉計型で大規模なものはアメリカのVLA(35km相当)である。アンテナとしては、パラボラアンテナ(図2)がよく使用され

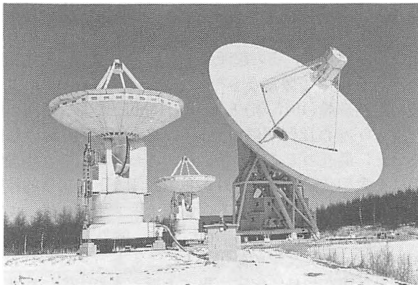


図 2

る。短波長で使うものほど鏡面精度が要求され、ミリ波帯では0.1mm以下の変形が問題となる。受信機には低雑音のパラメトリック増幅器、メーザー増幅器、冷却ミキサなどが使用される。分析装置には、星間分子スペクトル観測用の電波分光計、パルサー解析装置などがある。

電波ホログラフィー [英 radio-wave holography, 独 Radiowellenholographie, 仏 holographie à onde radio, 露 голография на высоких частотах] 電波、特にマイク

ロ波を用いるホログラフィー。1965年R. P. Dooleyによって初めてつくられた。ホログラム面での複素振幅(振幅と位相)を記録するのに、光学的ホログラフィーに用いられる感光材料のような面状の検出器がないので、受信アンテナをホログラム面上で機械的に走査する方法が普通用いられる。また参照波を加えるのに実際に参照波源を用い空間的に加えるほか、受信アンテナ出力にマイクロ波源から直接導いた参照波信号を電子的に加える方法などが考えられている。再生には、普通得られたホログラムを一度写真で縮小し、光で再生する。再生像の解像力は、ホログラムの大きさ一定のとき、用いる波長の波長に逆比例するので、光波の場合と同じ解像力を得るためには実現困難な大きさのホログラムを必要とし、一般に解像力はいくもない。

伝搬関数 [英 propagator, 独 Ausbreitungsfunktion, 仏 propagateur, 露 функция распространения] L を二階の双曲型微分演算子とするとき

$$L(d(x)) = \delta(x)$$

の解 $d(x)$ を伝搬関数という。時間空間の1点 O にパルス状の乱れを与えたとき、その影響が時空をどのように伝搬していくかを示すのが伝搬関数である。伝搬関数には、初期条件、境界条件により、遅延形($d(x)=0, x_0<0$)、先進形($d(x)=0, x_0>0$)、因果形(ファインマンの伝搬関数、⇒ファインマン・ダイアグラム)などがある。最後のものを狭い意味で伝搬関数ということもある。

場の理論では、波動場 $\varphi(x)$ の(因果形)伝搬関数は

$$\Delta_F(x-y) = \langle \text{vac} | (\varphi(x)\varphi(y)) | \text{vac} \rangle$$

で与えられる。()₊は時間の順序に並べる記号であり、 $|\text{vac}\rangle$ は真空状態である。(因果形)伝搬関数では時間についてフーリエ分解したとき、 $x_0>y_0$ では正の振動数のみ、 $x_0<y_0$ では負の振動数のみが見れる。

伝搬定数 [英 propagation constant, 独 Fortpflanzungskonstante, 仏 constante de propagation, 露 постоянная распространения]

[1] x 方向に進む調和的な波動を複素数表示を用いて $\xi = \xi_0 \exp(i\omega t - \gamma x)$ としたとき、この γ を伝搬定数という。伝搬定数 γ は一般には複素数で、 α, β を実数として、 $\gamma = \alpha + i\beta$ で表したとき、 α を減衰定数、 β を位相定数という。 $\alpha > 0$ ならば、波動量 ξ は指数関数($\exp(-\alpha x)$)的に減衰する。 $\gamma = ik$ とすれば、 $\xi = \xi_0 \exp(i\omega t - ikx)$ となり、この k は複素波数とよばれ、 $k = \beta - i\alpha$ のように表される。

[2] 伝送線の単位長さ当りの信号の減衰および位相の変化を表す定数。伝送線の単位長さ当りのインピーダンスを Z 、2線間のアドミタンスを Y とすれば

$$V = V_1 e^{-\gamma z} + V_2 e^{+\gamma z}$$

$$I = \frac{\gamma}{Z} (V_1 e^{-\gamma z} - V_2 e^{+\gamma z})$$

で表される。定数 γ のことを伝搬定数といい、 $\gamma^2 = ZY$ となる。 R, L, G, C を伝送線の単位長さ当りの抵抗、インダクタンス、並列コンダクタンス、静電容量とすると、 $Z = R + i\omega L$ 、 $Y = G + i\omega C$ であるから、伝搬定数は

$$\gamma = \sqrt{(R + i\omega L)(G + i\omega C)}$$

$$= \sqrt{[R - LC\omega^2 + i(LG + RC)\omega]}^{1/2}$$

のように複素数で書ける。 γ の実数部を減衰定数、虚数部を位相定数という。一般の伝送線では、伝送中での電力の損失がなるべく少なくなるようにつくられており、 $G/C\omega \ll R/L\omega \ll 1$ が成り立つ。このような伝送線では伝搬定数

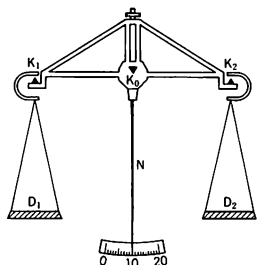
r は

$$r \approx i\omega \sqrt{LC} \left(1 - \frac{iR}{2L\omega}\right)$$

で与えられる。

伝搬ベクトル [英 propagation vector, 独 Ausbreitungsvektor, 仏 vecteur de propagation, 露 вектор распространения] = 波数ベクトル

天秤 [英 balance, 独 Waage, 露 весы] 天秤は重さを精密に比較することによって、物体の質量を測定する代表的な装置であって、エジプト時代にすでに用いられていたが、現代でも非常に精密な機器に属する。主要部は軽くてたわみにくいさおと、3個のナイフエッジ K_0 , K_1 , K_2 である。中央の K_0 がさおの支点で、左右の上向きのナイフエッジ K_1 と K_2 にそれぞれ皿 D がつり下げられるので、腕の長さは $\overline{K_0K_1}$ と $\overline{K_0K_2}$ である。使用しないときはナイフエッジが丸くなるのを防ぐためクランプをかけて、さおと皿を空中に支えておく。使用に際し、さおの傾きは指針 N の振れで読取る。さおが静止した位置を静止点、両方の皿に何も載せないときの静止点を零点という。



さおの長さなどを調整して適当な零点が得られたら、片方の皿に微小な質量 dm を加え、そのときのさおの傾きの変化 $d\theta$ を読む。 $d\theta/dm$ をその天秤の感度というが、感度は、さおの長さに比例し、皿まで含めた回転部分の質量と、支点からその重心までの距離の積に反比例する。感度がよいほどさおの振動の周期は長く、支点での摩擦も少ないため、指針はなかなか静止しない。さらに静止点は静止摩擦のため平衡点からずれることもある。このため指針の目盛を振動の一方の側で3回、他方の側で2回相次いで読取り、それぞれの平均の中央値をとって静止点とする。これを振動法という。最小の分銅(通常1mg)を加えたときの静止点と零点との差をあらかじめ測定しておけば、1mg分銅を用いて物体の質量を測ったとき、静止点と零点とが一致しなくても、差の比例関係を利用して0.1mgまでの値を求めることができる。補助の分銅としてのライダーをさおの上で移動させ、値を決めることもある。天秤は構造上、左右の大きさや重量が異なることもあるので、一方の皿に物体、他方の皿に分銅を載せて測定するだけでなく、分銅と物体を交換して2回の測定を行い、その平均値を求める。これを二重秤量法という。空気振動や温度の不均一を防ぐためにガラス箱に入れ、全体は建物の基礎に固定したコンクリート台の上に置く。より精密な目的のために、箱の中を真空にする場合もある。さおの材料にはジュラルミン、石英などが用いられ、ナイフエッジには人造ルビー、メノウ、高速炭素鋼などが用いられる。エッジ部分の曲率は数nmである。広義の天秤には微量天秤、化学天秤、上皿天秤のほか、電流の絶対値を決めるた

めの電流天秤、分銅をつくりつけにして物体の荷重目盛を直読できるようにした直示天秤、さらにその操作を自動化した自動天秤などがある。

テンブルの下界 [英 Temple's lower bound, 独 Templesche untere Grenze, 仏 sous-borne de Temple, 露 нижняя граница Темпля] 自己共役演算子 H のスペクトルの下端 E_0 が他の部分から分離した点スペクトルである場合に、 E_0 の下からの評価を与える表式の一種。 E_0 の上からの評価は変分法によって与えられるから、両者を合わせれば、誤差も含めて E_0 の見積りができることになる。仮定により H のスペクトルは $E_0 < E_1 < \dots$ となっているので、固有値 E_0 に属する H の固有関数に十分に近い ϕ をとれば $\langle \phi, H\phi \rangle < E_1$ となる。このような任意の ϕ に対して

$$E_0 \geq \langle \phi, H\phi \rangle - \frac{\langle H\phi, H\phi \rangle - \langle \phi, H\phi \rangle^2}{E_1 - \langle \phi, H\phi \rangle}$$

が成り立つ。この右边がテンブルの下界である。一般に $E_{n-1} < E_n < E_{n+1}$ を H の相隣る固有値とすれば、 $\eta \equiv \langle \phi, H\phi \rangle$ が $E_{n-1} < \eta < E_{n+1}$ を満たすような ϕ に対して

$$-\frac{\|(H-\eta)\phi\|^2}{E_{n+1}-\eta} \leq E_n - \eta \leq \frac{\|(H-\eta)\phi\|^2}{E_{n-1}-\eta}$$

が成り立つ。

天文学 [英 astronomy, 独 Astronomie, 仏 astronomie, 露 астрономия] 宇宙と天体に関する科学でその外延は不確定。というよりも、むしろ時代とともに変わってきたというべきである。古代には暦をつくること、恒星の位置を記すこと、惑星の運行を記載すること、世界(宇宙)の構造を論じることから始まった。N. Copernicus が地動説を提唱し、J. Kepler は Tycho Brahe の観測に基づき惑星の運動に関するケプラーの3法則を発見し、I. Newton はこれを力学と結びつけて、万有引力の法則を発見した。こうして天体の運動を記述する天体力学の基礎が築かれ、19世紀には力学的宇宙観へと結実した。19世紀における熱学、分光学の発展の結果、太陽や星のスペクトルがとられることになり、物理的手段を用いて天体の構造や天体を構成する物質の物理的性質ならびにふるまいを調べようという意味での天体物理学が始まった。20世紀にはいって発展した量子力学や原子核物理学は、天体をつくっている元素組成のみならず、その起源までを明らかにし、天体物理学の内容を極めて豊富なものにした。A. Einstein による一般相対性理論(1915年)と E. P. Hubble による銀河の後退速度と距離の比例関係の発見(1922年)は宇宙論の基礎を築いた。最近の天文学の特徴は、あらゆる可能な物理学的手法や大型装置、大気圏外からの観測など、工学的技術が駆使されていることにある。情報チャンネルに従って電波天文学、赤外線天文学、光天文学、紫外線天文学、X線(およびγ線)天文学に分類することもある。これらの発展の結果、現在では、宇宙の果ての近くまで実際に観測が行われており、宇宙の多様性が次々と明らかにされてきている。なお天体物理学は、多体問題の取扱いや人工衛星の関係した新しい問題における進歩のほかに、観測精度の向上に伴って、逆に、地球の運動とその変化を問題にするようになってきている。これは位置天文学とよばれている。

天文時 [英 astronomical time, 独 astronomische Zeit, 仏 temps astronomique] 地球の自転によって測定される時間のことで、正午に始まり次の正午に終わるので、常用時と12時間の差がある。このことばは、世界時や暦表時

などの天文学的手段によって測定される時間と紛らわしいので、暦表時の使用を決めた 1952 年の国際天文学連合 (IAU) の総会で、使用を廃止すべきであるとの勧告が出された。今日では、時刻の表現としては使われていない。

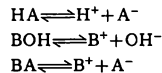
天文単位 [英 astronomical unit, 独 astronomische Einheit, 仏 unité astronomique, 露 астрономическая единица] 惑星など近い天体の距離を表す単位のひとつ。簡単にいえば、1 天文単位とは太陽と地球との間の平均距離のことで、天文単位距離ともよび、天文定数系の定数としてあげられている。厳密に言えば、天文単位距離は、質量を無視することのできる物体が、暦表時の 1 年すなわち 86400s 当り $0.017202098950 \text{ rad}$ の対恒星角速度で、摂動を受けることなく太陽のまわりを円軌道で回るときの円軌道の半径である。国際単位系 (SI) に属さない単位であるが、1976 年の国際天文学連合総会では 1 天文単位として $149597.870 \times 10^6 \text{ m}$ が採用されている。この単位は国際的な単位記号をもっていない。省略形を使い、たとえば英語では AU、フランス語では UA、ドイツ語では AE、ロシア語では а.е.д などである。

天文定数 [英 astronomical constants, 独 astronomische Konstante, 仏 constantes astronomiques] 位置天文学、天体力学において太陽系内の諸天体の位置を計算するのに必要な基本的諸定数。長期間にわたって膨大な観測が蓄積されており、各自が勝手な値を用いて観測を制約すると混乱が生ずるので、国際天文学連合 (IAU) は、国際的に共通して用いる定数系を定めている。現在用いられているのは 1976IAU 天文定数系である。この定数系には (1) 定義として用いられる定義定数、(2) 観測によって精度よく求められており、ほかの定数と独立で基本的な一次定数、(3) 定義定数と一次定数から理論的に導かれる誘導定数の 3 種がある。定義定数は、ガウスの引力定数 (地球の平均恒星日当りの平均公転運動の角度をラジアンで表したもの) $k=0.01720209895$ ただひとつである。一次定数としては光速 $c=299792458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 、光差 (光が 1 AU (天文単位) を通過する時間) $\tau_A=499.004782\text{s}$ 、地球の形の力学係数 $J_2=0.00108203$ 、地心重力定数 (重力定数 \times 地球の質量) $G_E=3.986005 \times 10^{14} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-2}$ 、重力定数 $G=6.672 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2}$ 、月と地球の質量比 $\mu=0.01230002$ 、100 年間の黄経の一般歳差 $p=5029''.0966$ 、黄道の平均傾斜角 (2000 年) $\epsilon=23^\circ26'21''.448$ 、章動定数 (2000 年) $N=9''.2109$ 、地球の赤道半径 $a=6378140 \text{ m}$ がある。誘導定数としては、天文単位距離、太陽赤道地平視差、光行差定数、日心重力定数、地球と太陽の質量比、太陽質量、地球の偏率がある。首尾一貫した定数系を確立することは、座標系の確立とともに、位置天文学において重要な課題である。

天文振り子時計 [英 astronomical pendulum, 独 astronomische Pendeluhr, 仏 pendule astronomique] 水品時計が出現するまで、長い間天文標準時間として使われていたもので、リーフラー時計、ショルト時計が有名である。これらは、精密な機構によって、おおよそ 1 日当り 0.01 秒程度の歩度の精度をもっていたが、振動には大変に弱く、しばしば歩度の急変を引起した。原子時計が現れるまでの天文標準時計の役割は、天文観測によって決められていた時刻を、次の観測で再び時刻が決められるまでの間つなぎ、連続して時刻を保つためのものであった。

電離 [英 ionization, 独 Ionisation, 仏 ionisation, 露 ионизация] 原子、分子またはイオン (以下総称して

粒子と記す) が束縛電子を 1 つまたはそれ以上失うこと。イオン化ともいう。基底状態にある粒子が、放射の形で、あるいは他の粒子との衝突により、なんらかの形でエネルギーを受取ること、より高い準位への遷移 (励起) が起る。粒子の受取るエネルギーがある値以上になると、電子は束縛状態を離れて自由電子となる。基底状態にある粒子をこのように電離するのに必要な最小のエネルギーを電離エネルギーとよび、電子ボルトで表した数値を電離電圧という。H 原子の電離電圧は 13.6 eV である。通常は最外殻電子の電離が最も起りやすいが、高エネルギー粒子の衝撃や短波長の放射によっては内殻電子の電離も起る。また、内殻電子の励起に伴う自動電離のように二過程からなる電離も起りうる。励起状態にある粒子であれば、電離エネルギーと励起準位のエネルギーとの差以上のエネルギーを受ければ電離が可能で、累積電離とよばれる。準安定状態の粒子では特に重要である。二光子電離もその例である。粒子との衝突によってエネルギーを受取り、電離が起る場合を衝突電離とよぶ (⇒衝突電離)。その特別な場合である熱運動に伴う粒子どうしの衝突による熱電離、電離エネルギーより高い仕事関数をもった金属表面での表面電離、強い磁場中に高速で打込まれた粒子に働くローレンツ力に起因するローレンツ電離など、さまざまな形態がある。単位体積中の粒子の個数で表した密度 (数密度) n_0 の中性粒子と密度 n_1 のイオンが共存するとき、 $n_1/(n_1+n_0)$ を電離度とよぶ。2 個以上の束縛電子をもつ粒子は電離して二価以上の多価イオンになりうるが、束縛電子のうち何個まで失ったかという度合は、電離状態とよんで区別している。多価イオン (2 価) の電離度は、その密度を n_2 として、 $n_2/(n_2+n_2-1)$ で定義している。極性の大きい溶媒中では、媒質の原子・分子は電離されて陽イオンや陰イオンとして溶媒中に存在した方が中性として存在するより安定なことがある。イオンの周囲を極性の大きい溶媒分子が取囲み、イオン状態が、中性状態より安定になるからである。このことをイオンが溶媒和されているという。たとえば、Na 原子の気相中の電離エネルギーは 5.14 eV だが (Na 原子から電子を取去るのに外から 5.14 eV のエネルギーを加えなければならない)、液体アンモニア中では、Na は発熱的に電離して、溶媒和された Na^+ と溶媒和された電子とに分れる。また、酸 HA、アルカリ BOH や、塩 BA は、水溶液中で化学平衡



によって、一部はイオンに解離している。これも電離とよばれる。

電離エネルギー [英 ionization energy, 独 Ionisierungsenergie, 仏 énergie d'ionisation, 露 энергия ионизации] 孤立する原子・分子または正イオンが基底状態にあること、それから電子 1 個を取去る (電離) のに必要で十分なエネルギーを、その原子・分子または正イオンの電離エネルギー (またはイオン化エネルギー、あるいはイオン化しきい値) という。誤解を避けられる場合は、励起状態からの電離についてもいうことがある。固体の場合の仕事関数に相当する。中性の原子・分子の場合 ($\text{A} \rightarrow \text{A}^+ + e^-$)、1 価の正イオンの場合 ($\text{A}^+ \rightarrow \text{A}^{2+} + e^-$)、2 価の正イオンの場合 ($\text{A}^{2+} \rightarrow \text{A}^{3+} + e^-$)、…の電離エネルギーを、それぞれ第一、第二、第三、…電離エネルギーという。単に電離エ

エネルギーというときは、第一電離エネルギーをさす。たとえば、H 原子の(第一)電離エネルギーは 2.1787×10^{-18} J ($=13.598$ eV) で Na 原子のそれは 8.234×10^{-19} J ($=5.139$ eV)、 H_2 分子では 2.475×10^{-18} J ($=15.45$ eV) である。場合によっては、基底状態からでなく、励起状態から電子を取去るのに要するエネルギーや、あとに残るイオンが特定の励起状態であるようにするために必要なエネルギーのことも電離エネルギーということがある。光電子スペクトル法の発展によって、このようないろいろの電離エネルギーの測定が、比較的容易にしかも正確にできるようになってきた。

電子衝撃で電離を起させイオンの出現電圧を測ることによっても電離エネルギーが知られる。このとき直接得られる電圧 [V] で電離エネルギーを表すと便利である。この数値は、エネルギーを eV の単位で表した数値にほぼ等しい。このことから現在では、電離エネルギーとはほぼ同じ意味で電離電圧、イオン化ポテンシャル、イオン化電圧などの語が使われている。これはエネルギーを温度や波数を使って表すと都合がよい場合があることと同様である。もちろんエネルギーと電圧とは次元が異なるので、便宜的な用法である。ハートリー-フォック近似で、電子を1個取去っても残りの電子の軌道関数が変わらないとすると電離エネルギーは取去る電子の軌道エネルギーの絶対値に等しいことが示される(⇒クーブマンス定理)。

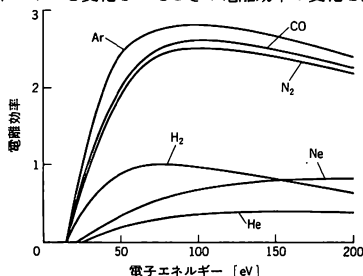
電離気体 [英 ionized gas, 独 ionisiertes Gas, 仏 gaz ionisé, 露 ионизованный газ] 気体を加熱するとまず解離するが、さらに加熱を続けて電離温度とよばれる温度以上に高温にすると、原子核に電気的に束縛されていた電子が束縛のポテンシャルより高いエネルギーを得て、自由になる。このように自由になった電子と、電子を失って正に帯電した原子核(イオン)とから成る気体を電離気体とよぶ。温度が十分高いと原子の全電子が自由電子となり、純粋の原子核と電子から成る電離気体となるが、原子の内殻の電子の電離温度が高いので中程度の高温では外殻の電子のみが電離した電離気体ができる。しかし原子の電離状態のいかんを問わず気体中の全原子が電離している場合は完全電離気体とよぶ。これに対して温度がさらに低く、気体原子の中に電離したものと同電離しないものとが混じっている場合は、部分電離気体とよばれる。気体ばかりでなく、液体や固体状態にある物質も、高温ではすべて電離気体となる。電気的に中性の電離気体はプラズマとよばれる場合が多いが、特に気体論的研究の対象とする場合などでは電離気体とよばれることが多い。電離気体は外部電磁場から相互作用を受け、また自らの運動で電磁場を誘起するので、複雑な集団運動を行う(⇒プラズマ)。

電離係数 [英 ionization coefficient, 独 Ionisierungs-koeffizient, 仏 coefficient d'ionisation, 露 коэффициент ионизации] 気体中で電子が電場によって加速され、気体分子の電離に必要とされる以上のエネルギーを得て分子と衝突すると、電子衝撃による電離が起りうる(⇒電離, 衝突電離, 気体電離)。この電離の起りかたの目安として、電子が電場方向に 1 cm 移動する間に起す衝突電離の平均回数をとり、これを電離係数とよび、 α で表す。後に述べる第二電離係数と区別するときは(タウンゼンドの)第一電離係数、あるいは α 係数ともよぶ。衝突電離の起りやすさはそのときの電子のエネルギーに依存し、電離エネルギー以上のエネルギーの電子の数に比例する。この単純な考察

から電場の強さを E 、気体の圧力を p としたとき α は E/p の関数であることが求められ、実験的にも確かめられている。電子衝撃による電離の断面積 σ_i を用いれば、 $\alpha = \langle \sigma_i v \rangle / \langle v_E \rangle$ のように表される。ここで v は電子の速度、 v_E はその電場方向成分、 $\langle \rangle$ は電子の速度分布にわたっての平均値を意味する。高周波電場による電離の場合には上述の定義は意味をなさないので、通常は電離率 $\langle \sigma_i v \rangle$ を用いる。プラズマ分光の分野ではこの電離率をも電離係数とよぶ場合があるが、正しくは電離率係数とよぶべきである。J. S. Townsend は放電開始条件(火花条件)の研究において、陰極からの二次電子放出が本質的な役割を果たしていることに着目し、二次電子放出係数を(タウンゼンドの)第二電離係数と名づけ、 γ で表した。 γ 作用あるいは γ 係数という語はよく用いるが、電離係数というよりかは混乱を招くのであまり使わない。二次電子放出を引起す入射粒子としては、正イオン、準安定原子、光子が重要な役割を果たしており、それぞれに対する γ 係数を、 $\gamma_i, \gamma_m, \gamma_p$ で表す(⇒スオームの特性エネルギー)。

電離圏 [英 ionosphere, 独 Ionosphäre, 仏 ionosphère, 露 ионосфера] かつては、いくつかの層の集合として考えられ、電離層とよばれてきた領域は、いまでは連続的につながる電離領域としてとらえることが多い。この意味で F, E および D 層もそれぞれ F, E および D 領域とよばれる。これらを総称して、地表から高さ 50~1000 km の領域を電離圏と定義する。電離圏の上部では酸素原子のイオンやヘリウムイオンが主なイオンである。電離圏の外側はプロトンが支配的イオンとなる領域につながり、プロトン圏あるいはプラズマ圏とよばれる。

電離効率 [英 ionization efficiency, 独 Ionisierungs-ausbeute, 仏 rendement d'ionisation, 露 действительность ионизации] 電子衝撃による電離や光照射による電離(⇒光電離)における電離断面積を相対的に表したものである。イオン化効率ともいう。たとえば、ある装置において、試料気体の圧力や電子流強度を一定にしたときのイオンの生成量などで表す。衝撃電子流の強度を一定に保ったままそのエネルギーを変化させたときの電離効率の変化を図に示



す。縦軸は任意スケールで、各イオンの生成量を相対的に示してある。図のような曲線を電離効率曲線という。電離効率曲線が横軸を切る点を、そのイオンの出現電圧という。そのイオンの生成しやすさを絶対的に示す量としては、電離断面積があるが、電離断面積の絶対値を測定することは容易でないで、装置の条件などを規格化したうえで電離効率を測り、真空度の測定(⇒電離真空計)や質量スペクトルの解析に用いる。図

電離真空計 [英 ionization vacuum gauge, 独 Ionisationsvakuummeter, 仏 manomètre à ionisation, 露 иони-

зационный вакуумметр] 真空計の一種で、気体分子を電離することによって生じたイオンの数をイオン電流(あるいは放電電流)として測定し、気体の圧力を間接的に測定するもの。気体分子を電離する方式によっていろいろな種類があるが、熱陰極電離真空計が最も多く用いられており、単に電離真空計といえば熱陰極電離真空計をさすことが多い。イオン電流は広い範囲で正確に測ることができることもあって、電離真空計は測定可能な圧力範囲も広く、圧力-電流の比例性にも優れているので、最も代表的な真空計である。熱陰極電離真空計は基本的にはフィラメント(陰極)、グリッド、イオンコレクターの3電極より構成される。各電極に印加される電圧によって、フィラメントを出た熱電子はグリッドで捕獲され、電子電流 I_e を与える。電子がフィラメントよりグリッドに達する間に、一部の電子は気体分子を電離し、生成した正イオンはイオンコレクターに達し、イオン電流 I_i を与える。一般に I_e は一定に保たれる。気体の温度を一定(常温)と考えれば、 I_i は気体分子の密度、つまり圧力 p に比例し、 I_e に比例すると考えられ

$$I_i = S \cdot I_e \cdot p$$

で与えられる。比例定数 S は電離真空計の感度とよばれ、既知の圧力の下で I_e 、 I_i を測定することによって求めることができる。感度 S は、気体分子の、電子による電離の断面積 σ を用い

$$S = \frac{\bar{\sigma}}{kT} \beta L$$

で考えられる。 $\beta (< 1)$ は生成したイオンがイオンコレクターに捕獲される確率、 L は熱電子がフィラメントを出てからグリッドに捕獲されるまでの走行距離の平均値、 $\bar{\sigma}$ は熱電子のエネルギーがその位置によって変化すること、および σ が電子エネルギーに依存することを考慮して、 σ を電子の走行について平均したものである。 $\bar{\sigma}$ は気体の種類によっても大きく変わるから、 S も気体によって異なる。一般に気体分子の軌道電子の数が多いほど S は大きい。圧力測定の際、気体の種類によってそのつどそれぞれの S を用いて圧力を算出することは煩雑なので、実用的には N_2 に対する感度 S_{N_2} を用いることとし、このようにして得られた値を圧力の窒素換算値という。また N_2 以外の気体(X)の感度を S_X とするとき

$$\Gamma_X = \frac{S_X}{S_{N_2}}$$

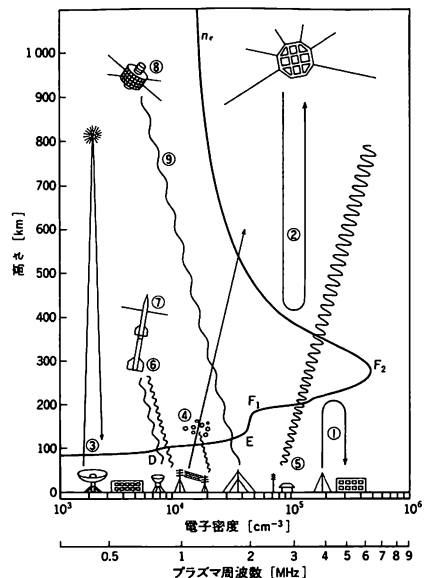
を気体 X の相対感度という。熱陰極電離真空計には、三極管型電離真空計、ベアード-アルバート・ゲージ、シュルツ-ゲージ、モジュレーターゲージ、エキストラクターゲージ、オービトロンゲージなどがある。熱陰極電離真空計のほかに、電場と磁場とを併用するマグネトロンゲージ(熱陰極および冷陰極)、逆マグネトロンゲージ、ペニング・ゲージなどはいずれも電離真空計の一種であるが、出力(放電電流あるいはイオン電流)と圧力との比例性があまりよくなく、厳密な圧力測定にはやや不満な点もある。しかし冷陰極式のものはフィラメント断線などの事故がないという利点もある。

電離真空計の感度 [英 sensitivity of ionization gauge, 独 Empfindlichkeit des Ionisationsmeters, 仏 sensibilité de manomètre à ionisation, 露 чувствительность ионизационного вакуумметра] ⇨ 電離真空計

電離説 [英 theory of electrolytic dissociation, 独 Theo-

rie der elektrolytischen Dissoziation, 仏 théorie de la dissociation électrolytique, 露 теория электролитической диссоциации] 電解質溶液において解離したイオンが常に生じているとする説。19世紀には安定な分子を解離させることは、非常な高温を除いてむずかしいと考えられていた。これに対して、S. A. Arrhenius は希薄溶液における強酸強塩基の中和熱が一定であることなどから 1887 年にこの説を提唱した。彼は J. W. Hittorf のイオン輸率、F. W. G. Kohlrausch のイオン独立移動の法則、J. H. van't Hoff の浸透圧の実験的事実などから、モル伝導度を Λ 、無限希釈時のモル伝導度を Λ_0 として、解離度 α を、 $\alpha = \Lambda/\Lambda_0$ と表した。F. W. Ostwald は、電離が質量作用の法則に従うことを示した。また、電離説は凝固点降下、沸点上昇などの説明にも利用された。強電解質で、アレニウスの電離説がもつ欠点を除くために強電解質の完全解離とイオン間の電気的相互作用を考慮したデ바이-ヒュッケルの理論は、プラズマ物理学の理論的基礎として、大きな役割を果たしている。

電離層 [英 ionosphere, 独 Ionosphäre, 仏 ionosphère, 露 ионосфера] 中間圏の上部から上方、太陽紫外線によって電離され、イオンや電子の密度が高い領域をいう。その存在を予想した 2 人の学者の名をとってケネリー-ヘビサイド層とよぶこともある。地表からの高さに対する電子密度の分布は、ほぼ図のようであり、50~90km を D 層、90km から 120~140km を E 層、120~140km 付近を F1 層、それ以上 300km 付近までを F2 層という。各層の電子密度、高さ、層の厚さはいずれも日変化、季節変化を示し、太陽面爆発現象に関連してデリンジャー現象などの乱れも起る。E 層は普通は昼間に出現し、その変化は主に太



電子密度分布と電離圏探査のいろいろな方法

- ① 鉛直電波打上げ、② topside 探測法、
- ③ Incoherent back scatter 法、④ 部分反射法、
- ⑤ Rionometer 法、⑥ Doppler 法、
- ⑦、⑧ プローブ探査法、⑨ Faraday 回転法

陽放射に支配されるが、電子密度の異常増加が突発的に起ることもある。この現象は高緯度地域や赤道付近でしばしば起り、スボラディック E 層あるいは Es 層とよぶ。F 層は終日存在するが、夏季には F₁, F₂ の 2 層に分かれる。その変化は複雑で地球磁場の分布にも支配され、磁気嵐に伴う乱れも観測される。これらの電離層を構成する主要イオンは、F 層では O⁺, E 層では NO⁺ と O₂⁺, D 層の上部では E 層と同じであるが、下部では H₃O⁺ などのオキソニウムイオンが重要となる。電離層の探測は地上から 1~15 MHz のパルス電波を放射し、その反射波を受信する方法により行われてきた。

電子の運動のみを考慮した場合、プラズマ中の電波(正常波)の屈折率 n は、 $n^2 = 1 - f_{pe}^2/f^2$ (f は周波数、 $f_{pe} = \{(n_e e^2)/(4\pi\epsilon_0 m_e)\}^{1/2}$ はプラズマ周波数)で与えられる。電波は $n=0$, すなわち $f=f_{pe}$ のところで反射するので、地表へ戻るまでの時間を測定すれば電子密度と見かたの高さを知ることができる。E 層, F 層ともそれぞれの最大電子密度 n_{max} に対応して反射しうる周波数の上限が決り、これを突抜け周波数または臨界周波数という。地球磁場のもとでは電離層は複屈折媒質となるので、反射波には異常波も現れる。F₂ 領域の上部の構造は地上から探測できないが、人工衛星により同様な方法で測定されており、これをトップサイドサウンディングという。また、ロケットによる電離層プラズマの直接計測や宇宙電波雑音の吸収量から D 層の電子密度の変化をモニターする方法、地上から強力な電波を放射し自由電子からのトムソン散乱による反射波を測定して電離層プラズマの特性を調べることも行われている。E 層付近は良電導領域であり、地磁気日変化や極磁気嵐の原因となる電流は主として 100~120 km の高さを流れる。

電離損失 [英 ionization loss, 独 Ionisationsverlust, 仏 perte par ionisation, 露 ионизационные потери] 高速の荷電粒子は、物質を通過するとき、物質を構成する原子の電子と連続的に衝突を起し、原子を励起したり電離したりしてもっていたエネルギーを失っていく。このエネルギー損失を電離損失という(⇒エネルギー損失)。物質 1 g·cm⁻² 通過するときの電離損失エネルギーは、スピンをもたない粒子の場合、H. A. Bethe, F. Bloch によって次のように与えられる。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_0 Z z^2 e^4}{mv^2 A} \left[\ln \left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right]$$

ここで、 I はすべての電子についての有効電離ポテンシャルであり、原子のトーマス-フェルミ模型によると、 $I = 10Z$ [eV] と表される。 v および ze は入射荷電粒子の速度と電荷、 N_0 はアボガドロ定数、 Z および A は物質の原子番号および質量数、 m は電子の質量を表す。この式からわかるように、電離損失の特徴は次のとおりである。(1) 入射粒子の荷電 (z) の二乗に比例しており質量に依存していない。(2) 電荷 z の入射粒子の電離損失は非相対論的速度 ($v \ll c$) のとき $1/v^2$ である。また、相対論的速度 ($v \gg 1$) においては $1 + 1/\sqrt{1-\beta^2}$ の増加に伴いゆっくり上昇する。(3) 物質の Z/A に近似的に依存している。単位電荷の入射粒子に対しては、原子番号の小さな物質の場合約 $2 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ であり、原子番号の大きな物質の場合は約 $1 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ である。

スピンをもつ粒子の場合も、電離損失の平均値にはベータ-ブロッホの式が当てはまる。しかし、入射粒子が電子の

場合の電離損失はベータ-ブロッホの式で与えられる値より数%小さい。また、電子のエネルギー損失においては、電離損失より放射損失の方がより重要となっている(⇒放射損失)。なお、ベータ-ブロッホの式は、入射粒子の速度が原子の軌道電子の速度と比較して大きい場合のみ成り立つ式であり、 v が電子速度と同程度あるいは小さくなったときには成立しない(⇒阻止能)。また、 v が非常に大きくなると、入射粒子と原子との遠い衝突まで考慮しなくてはならず、その間に存在している原子により入射粒子の電場が遮蔽される現象(密度効果)が起り電離損失は減少する。このため、 dE/dx は v とともに増加一方ではなくだいたい一定値に近づいていく。なお、単位長さ当りのエネルギー損失のことをその物質の阻止能、単位質量長さ(たとえば $1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$) 当りのエネルギー損失のことをその物質の質量阻止能という。

電離断面積 [英 ionization cross-section, 独 Ionisationsquerschnitt, 仏 section efficace d'ionisation, 露 сечение ионизации] 原子・分子が、ほかの粒子との衝突によって電離を起す現象の断面積。イオン化断面積ともいう。衝突断面積の一種。電子衝突による原子・分子電離断面積の例を付録の表に示してある。荷電粒子衝突による電離の断面積は、小さな凹凸・折れ曲りなどを無視すれば、エネルギーの関数として極大を 1 つもつ単純な山の形になる。電子以外の荷電粒子(電荷 Ze , e は素電荷)が入射する場合、電離断面積の極大より十分高エネルギー側での値は、同じ入射速度の原子入射の場合の断面積の Z^2 倍にほぼ等しい。付録の表からもわかるように電離断面積は標的の電子数とともに大きくなるが、その増えかたが比例とまではないのは結合エネルギーの小さい外殻電子が主になたき出されるためである。エネルギーが十分であれば、1 個と限らず複数個の電子が 1 回の衝突で標的からたたき出される。 n 重電離の断面積を σ_n とするとき、測定される

電離断面積には $\sigma_{ei} = \sum_n n \sigma_n$ と $\sigma_{ci} = \sum_n \sigma_n$ の 2 種類がある。

前者は電離で生ずる全電流を測るもので全電離断面積とよばれ、後者は電離衝突の回数を数えるもので計数電離断面積とよんで区別している。生じたイオンをその電荷対質量の比の大きさに応じて分けると、部分電離断面積 σ_n が得られる。 $\sigma_1, \sigma_2, \dots$ の比は標的の種類や入射エネルギーによって変わる。He, Ne, Ar などでは σ_1 が 90% 前後がそれ以上を占めるのに反し、Mg などアルカリ土類金属では σ_2 が σ_1 と同程度になる。以上のほか、電離で放出される電子のエネルギー分布や放出方向に関する微分断面積が測定される場合もある。標的が分子の場合、電離と同時に分子が解離する場合も多い。たとえば CO₂ から C⁺, O⁺, CO⁺, CO₂⁺, CO₂⁺ などがつくられる。これらがつくられる断面積それぞれの値も質量分析器によって分別して求めることができ、これらも部分電離断面積とよばれる。

電離定数 [英 electrolytic dissociation constant, 独 elektrolytische Dissoziationskonstante, 仏 constante de dissociation électrolytique, 露 константа электролитической диссоциации] ⇒ 電離平衡

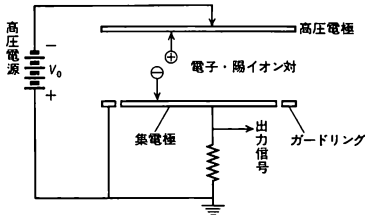
電離電圧 [英 ionization potential, 露 напряжение ионизации] ⇒ 電離エネルギー

電離電流 [英 ionization current, 独 Ionisationsstrom, 仏 courant d'ionisation, 露 ионизационный ток] 電離によって生じたイオンおよび電子が電場などの影響に

より移動し、電極に達することによって外部回路に流れる電流。

電離度 [英 degree of ionization, 独 Ionisierungsgrad, 仏 degré d'ionisation, 露 степень ионизации] ⇨ 電離

電離箱 [英 ionization chamber, 独 Ionisationskammer, 仏 chambre d'ionisation, 露 ионизационная камера] 高速荷電粒子(電子, 中間子, 陽子など)や放射線が気体や液体中を通過する際, 物質中での電離作用によりつくられる自由電子と陽イオンを, 再結合が起らないように電場をかけ電極に集め電気信号として取出すことにより, 入射荷電粒子や放射線の強度・線量・エネルギーなどを測定する放射線検出器の一種。密閉した容器内に電氣的に陰性である原子・分子(たとえば酸素分子)を含まない気体を充填し, 平行平板電極の場合は数百V ないし数kV, 円筒型芯線構造では数百V 以下の電圧を印加して使用する。この直流高電圧によりつくられた電場によって, 荷電粒子の電離作用により生じた電子または陽イオンを各電極に集める。この際生成イオン対に比例した信号が電氣的出力として得られるが, 1個の荷電粒子が通過する際に集まる電荷は極めて少ないため, 一般には低雑音増幅器を使用する。こうして放射線が電離によって失ったエネルギーと生成イオン数との比例関係から, 入射粒子または放射線の強度・線量・エネルギーなどが測定される(図参照)。気体中



の電離現象を利用した類似の検出器としては, このほかに, 比例計数管, ガイガー・ミュラー・カウンタがあるが, それらとの基本的な違いは, 電離箱の場合はガス増幅機構を使わず, 単に粒子通過, 特に発生した自由電子と陽イオンを分離収集するにすぎない点にある。

電離箱は現在では放射線監視器や加速器周辺の粒子線の強度測定などに使用される場合が多いが, 1970 年代後半より, 液体アルゴンを充填した電離箱が実用化され, 高エネルギー素粒子実験でも利用されるようになった。この液体アルゴン電離箱は, 電磁シャワーの位置やエネルギー測定に適している。

電離平衡 [英 ionization equilibrium, 独 Ionisationsgleichgewicht, 仏 équilibre d'ionisation, 露 ионизационное равновесие] 電離過程とその逆過程とが互いに釣り合っている状態にあることをいい, その平衡定数を電離定数とよぶ。比較的低温で高密度のプラズマでは局所熱平衡(LTE)モデルが成り立ち, 電子衝撃による電離と三体再結合とがつり合っている。基底状態にある z 価のイオンを $A(z, g)$ で表せば, $A(z, g) + e \rightleftharpoons A(z+1, g) + e + e$ である。このとき, z および $(z+1)$ 価のイオン密度 $n(z, g), n(z+1, g)$ と電子密度 n_e との間には次のサハの式が成り立つ。

$$\frac{n(z+1, g)n_e}{n(z, g)} = \frac{\omega(z+1, g)}{\omega(z, g)} \times 2 \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{\chi(z, g)}{k T_e} \right]$$

ここで ω は統計重率, kT_e はエネルギー単位での電子温度, $\chi(z, g)$ は z 価イオンの電離エネルギーである。一方, 太陽コロナのように高温で比較的低密度のプラズマでは, 電子衝撃電離と放射再結合および二電子性再結合とがつり合っているとするコロナモデルが適用される。すなわち, $A(z, g) + e \rightleftharpoons A(z+1, g) + e + e$, $A(z+1, g) + e \rightleftharpoons A(z, g) + h\nu$ である。このときには, 電離率係数を S , 再結合係数を α とし, z 価のイオン密度と $(z+1)$ 価のイオン密度の比は次のように表される。

$$\frac{n(z, g)}{n(z+1, g)} = \frac{\alpha(T_e, z+1, g)}{S(T_e, z, g)}$$

この式から, イオンの密度比は電子密度によらず, 電子温度のみの関数であることがわかる。したがって, $n(z, g)/n(z+1, g)$ を実験的に求めることができればそれから電子温度を決めることができる。これは, 天体などにおける低密度での高温プラズマの温度を決める有力な方法である。両者の中間領域では, 各励起準位への遷移, そこからの電離や再結合など, 関与する過程をすべて考慮に入れた衝突・放射(CR)モデルを用いねばならない。したがって, それぞれの電離状態にあるイオンの密度間の関係を知るためには, 各エネルギー準位ごとにこれらの過程をすべて含めたレート方程式を立てて解くという手続きが必要となる。

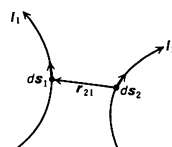
電流 [英 electric current, 独 elektrischer Strom, 仏 courant électrique, 露 электрический ток] 電気の流れ。すなわち電荷の移動する現象をいう。導線を通る電流の強さは, その断面を単位時間に通過する電荷量と定義される。局所的には, 空間のある点において, 単位法線ベクトル n をもつ微小面積 dS を n の向きに通過する電流の強さを dI とするとき, $dI = J \cdot n dS$ によって, 電流密度 J が定義される。電荷密度を ρ とすれば, 電荷の保存を表わす連続の式 $(\partial \rho / \partial t) + \text{div} J = 0$ が成り立つ。

電流は伝導電流と電束電流に分類され, 電束電流はまた分極電流とよばれる部分を含んでいる。伝導電流と電束電流の和は全電流とよばれ, マクスウェル方程式で磁場の回転に等しいのは, この全電流の密度 $J + (\partial D / \partial t)$ である。ここで, D は電束密度である。

時間的に変動しない電流を直流といい, 正弦的に変動する電流を交流という。電気抵抗のある物体に電流が流れると電位差が生じ, ジュール熱が発生する。また電流はアンペールの法則に従って磁場をつくり, 磁場によってアンペールの力を受ける。交流は電磁誘導の法則に従い電磁場を誘起し, 特に電磁波の源となる。電流の単位は A (アンペア) である(⇒アンペア, 平行電流間の力)。

電流間の力 [英 force between currents, 独 Kraft zwischen Strömen, 露 сила между токами] 2本の導体に電流が流れるとき, その間には電流のつくる磁場を介して力が働く。真空中での定常電流 I_1, I_2 において, 電流素片 $I_1 ds_1$ が素片 $I_2 ds_2$ から受ける力 f_{12} は, ds_2 から ds_1 までの位置ベクトルを r_{21} とすれば

$$f_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 I_2}{r_{12}^2} ds_1 \times (ds_2 \times r_{21})$$

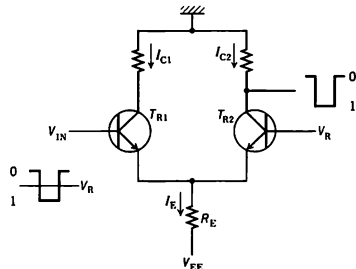


で与えられる。ここで μ_0 は真空の透磁率である。この力は、 $f_{21} = -f_{12}$ であるから、作用・反作用の法則に反するように見える。しかし、電流素片の間には磁場が介在しており、直接作用し合っているのは、電流素片と磁場であることに注意すれば、 f_{21} は f_{12} の反作用ではないことがわかる。電流 I_1 全体が電流 I_2 全体から受ける力 F_{12} は、上式を各電流素片について積分し、変形すると

$$F_{12} = -\frac{\mu_0 I_1 I_2}{4\pi} \oint \oint \frac{(ds_1 \cdot ds_2) r_{12}}{r_{12}^3}$$

となる。この力は、 $F_{12} = -F_{21}$ を満たしている。

電流切換回路 [英 current switching circuit, 仏 circuit de commutateur de courant, 露 схема переключения тока] トランジスタのエミッタ結合回路(図)で $V_{IN} >$

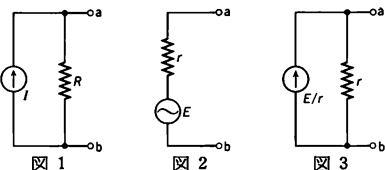


V_R のとき、 TR_1 は導通、 TR_2 は遮断状態で $I_{C1} = I_E$ 、 $I_{C2} = 0$ となる。 $V_{IN} < V_R$ では逆転し $I_{C1} = 0$ 、 $I_{C2} = I_E$ となり、エミッタ電流 I_E が TR_1 から TR_2 へ切換えられる。 I_E を TR_1 、 TR_2 の飽和電流以下に選べば、導通、遮断の状態変化に際して蓄積時間によるスイッチング時間の遅れがなく、1ns 以下の高速スイッチングができる。高速論理回路に用いられ、電流切換型論理回路(CML)あるいはエミッタ結合論理回路(ECL)とよばれている。

電流計 [英 ammeter, 独 Amperemeter, 仏 ampèremètre, 露 амперметр] 電流を測定する測定器で、指針のふれによって値を表示するものが多い。駆動トルクの発生方法によって直流用の可動コイル型と交流用の可動鉄片型、電流計力型、整流型、熱電型に分類される。熱電型および整流型は、それぞれ熱電対および整流器によって交流電流を直流に変換してから直流の測定を行う。大電流を測定するには、分流器とよばれる抵抗値の小さい電流分岐路を電流計と並列に接続して、電流計を流れる電流の割合を下げる。これらの電流計は適当な倍率器の使用によって電圧計に変換できる。検流計は一種の電流計であるが、電流値を測定するよりも電流の有無を検出することが主目的になっている。測定電流が直接電流計を流れるものの他に、電流がその導線のまわりにつくる磁場を検出して測定する型のフック・オン型(クリップ・オン型)の電流計がある。これは測定のためにいったん線路を切断せずにすみ、回路に与える影響も小さいことが特徴である。これと同じような電流測定が導線中ではなく空間を走る荷電粒子流による電流に対して用いられる。粒子加速器の電流トランスやプラズマで使われるログスキー・コイルがこのような磁場による電流検出に用いられる。

電流源 [英 current source, 独 Stromquelle, 仏 source de courant, 露 источник тока] 内部抵抗が無限大で、その端子に接続する負荷の抵抗の大小に関係なく一定の電流を出力する源を仮想的に考える。これを電流源という。電

流源の電流が0のときは、端子間が開放されていることを意味する。トランジスタ、FET(電界効果トランジスタ)、五極管の出力回路などは出力抵抗が大きく、その等価回路は図1のように電流源 I と出力抵抗 R の並列回路で表すことが多い。回路計算に際しては、源を電圧源として扱うか、電流源として扱うかは、どちらも等価であり、回路解析が容易なものをいれればよい。たとえば図2のよ



うな電圧源 E と抵抗 r の直列回路は図3のように、端子 a, b を短絡した場合に流れる電流 E/r の電流源と抵抗 r の並列回路として表される。

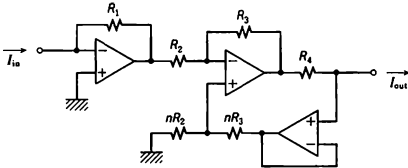
電流雑音 [英 current noise, 独 Stromrauschen, 仏 bruit de courant, 露 токовый шум] 抵抗体に電流を流すと熱雑音以上に大きな雑音を生ずる場合がある。このように電流を流すことによって生ずる雑音を過剰電流雑音または単に電流雑音という。金属抵抗ではこの雑音は小さいが、薄膜抵抗や接触抵抗では一般に大きい。電流雑音電圧 v_n の二乗は流す電流 I の二乗に比例して増大し、かつ周波数 f に逆比例するスペクトルを有する; $v_n^2 \propto I^2 \Delta f / f$ 。ここで Δf は観測する周波数帯域幅である。

電流磁気効果 [英 galvanomagnetic effect, 独 galvanomagnetischer Effekt, 仏 effet galvanomagnétique, 露 гальваномагнитное явление] 電流と磁場のもとに現れる電氣的、熱的效果を総称して電流磁気効果という。直方体の導体の長さ方向 x に電流を流しておいて、厚さ方向 z に磁場をかけると幅の方向 y に電圧の生ずるホール効果が代表的な例である。このほか電流の方向に対し、磁場の方向、効果が現れる方向にいろいろな場合がある。またこれに類して、一次流が熱流であるときの諸効果を総称して熱流磁気効果という。表に電流磁気効果を一括して示す。表の横効果は電流または磁場の向きの逆転に対して符号を反転し、縦効果は符号を反転しない。

電流に対する方向		現象 (効果)
磁 場	現 象	
垂 直 (横磁場)	垂 直 (横効果)	両方向に垂直な方向に電場が現れる (ホール効果) 両方向に垂直な方向に温度勾配が現れる (エッティンクスハウゼン効果)
	平 行 (縦効果)	電気抵抗が変化する (横磁気抵抗) 電流方向に温度差を生じる (ネルンスト効果)
平 行 (縦磁場)	垂 直 (横効果)	電気抵抗が変化する (縦磁気抵抗)
	平 行 (縦効果)	電流方向に温度差を生じる

電流増幅 [英 current amplification, 独 Stromverstärkung, 仏 amplification en courant, 露 усиление по току] 増幅器で、入力信号電流を増倍して大きな電流を出力すること。増幅には電流を増幅するものと電圧を増幅す

るものがあるが、電流増幅の場合には、入力電流に対する出力電流の比、すなわち、電流増幅率は信号源および負荷インピーダンスによって変化する。理想的な電流増幅を行うための電流増幅器は、入力インピーダンスが0で出力インピーダンスは無限大の増幅器である。この場合には信号源および負荷インピーダンスがどのような値でも、電流増幅率は変化しない。たとえばトランジスタによるエミッター接地回路では、ベース入力インピーダンスは数百Ωから数kΩ程度であり高くなく、コレクター出力インピーダンスは数MΩ程度で非常に大きなインピーダンスとなり、コレクターはそこを流れる電流がベースに流れる電流によって制御される定電流源とみなすことができる。したがってコレクター電流は常にベース電流の h_{FE} 倍(または β 倍)となり、 h_{FE} は電流増幅率とよばれる。演算増幅器を用いた電流増幅器の例を図に示す。図の回路では1段目は負



帰還によって十分低い入力インピーダンスを実現し、2段目は1段目の出力電圧によって制御される定電流源となっていて、信号源および負荷インピーダンスがいかなる値でも $I_{out} = (R_1 R_3 / R_2 R_4) I_{in}$ となり、ほぼ理想的な電流増幅が行われる。

電流増幅率 [英 current amplification factor, 独 Stromverstärkung, 仏 gain en courant, 露 усиление по току] $\Rightarrow \alpha$

電流天秤 [英 current balance, 独 Stromwaage, 仏 balance électrométrique, 露 токовые весы] 電流の単位を力学的な測定によって定める装置。電流の基本単位アンペアは、2本の無限平行導体に電流を流したときの導体間の力を用いて定義されているが、これを実現するのは不可能で、その代りに円電流を用いて絶対測定を行うのが電流天秤である。その原理を図に示す。図1はレイリー型、図2はエアトン・ジョーンズ型である。ケルビンの電流天秤

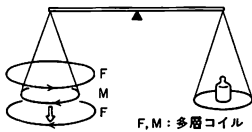


図 1

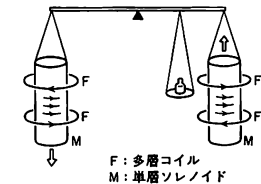


図 2

もこれに似ている。F は固定コイルで M は天秤の腕につるされた可動コイルである。コイルを直列につなぎ、矢印の向きに電流を流すと M は矢印の向きの力を受ける。円電流の寸法と配置がわかれば電流力が計算できるので、

力を測定して電流の値が決定できる。この測定の原理は明快であるが、精度の高い測定を行うのは大変に難しく、 10^{-8} の精度が限界のようである。電流力は 1A で 3g 程度で、実際のコイルの重量が電流力よりも 2 けた上回るの、天秤の有効感度がそれだけ低下してしまうことや、電流による発熱で電流が生じ天秤に乱れを与えるなど、めんどろな問題が多い。

電流の磁気作用 [英 magnetic action of electric current, 独 magnetische Wirkung des elektrischen Stroms, 仏 action magnétique du courant électrique, 露 магнитное действие электрического тока] 電流が導体を流れるとき、その周囲に磁場をつくる。これを電流の磁気作用という。電流の流れている導線に磁針を近付けると、磁針が導線と垂直の方向へ振れることを H. C. Oersted が見出したのについて、A. M. Ampère が巧妙な実験によって定常電流の磁気作用に関する法則を発見した。これはアンペールの法則とよばれる。単極磁荷の存在は実験的に現在否定されているので電流が磁場の基本的な源である。定常電流のつくる磁場の大きさ、方向および向きはアンペールの法則またはビオ・サバルの法則によって知ることができる。時間的に変化する電流のつくる磁場 H は、電束電流まで考慮してマクスウェルの方程式のひとつ

$$\text{rot } H = \frac{\partial D}{\partial t} + J$$

を満たす。ここで、 J は伝導電流の密度、 D は電束密度である。

電流の熱効果 [英 thermal effect of current, 独 thermischer Effekt des Stroms, 仏 effet thermique du courant, 露 тепловой эффект электрического тока] 電流が媒質中を流れるとき熱が発生する現象をいう。電流 I が抵抗 R の物体を流れるとき、単位時間あたり $Q = RI^2$ の熱が発生する。これをジュール熱という。電流は条件によってはジュール熱以外の熱も発生する。たとえば、導体内で温度勾配がある所に電流を流すと熱が発生する(⇒トムソン効果)。また熱起電力の逆の現象として熱が流れることもある(⇒ペルティエ効果)。

電流密度 [英 electric current density, 独 elektrische Stromdichte, 仏 densité du courant électrique, 露 плотность электрического тока] 単位面積あたりの電流を表すベクトル量。電流の存在する領域に、面積 S の微小平面を考え、この面を通過する電流量を単位時間あたり I とする。このとき、この面に垂直な方向に対する電流密度 J の成分 J_{\perp} は、極限

$$J_{\perp} = \lim_{S \rightarrow 0} \frac{I}{S}$$

によって定義される。したがって、電流密度の SI 単位は $A \cdot m^{-2}$ である。電流密度は一般に位置と時刻との関数で、電流の空間的な分布状態と時間的な変化のようすを表す。電流が点電荷の運動による場合には、 i 番目の点電荷の電流量を q_i 、位置を r_i 、速度を v_i とし、位置 r における電流密度は、 δ 関数を用いて、

$$J = \sum q_i v_i \delta(r - r_i)$$

で与えられる。和は系の中のすべての点電荷にわたる。

マクロな意味での電流密度は次のような平均値である。上式の両辺を体積 V の領域の内部で積分し、 V で割る。体積 V はその領域内に多数の点電荷が含まれる程度に大

きくする。しかし、系全体の体積に比べれば十分小さい領域を考える。したがって、平均された電流密度 \bar{J} は

$$\bar{J} = \frac{\sum q_i v_i}{V}$$

である。和は領域内に存在する電荷のみについて求める。特に、金属の中を電子が流れる場合には、電子の電荷を $-e$ 、数密度を n 、平均速度を v として、電流密度 \bar{J} は

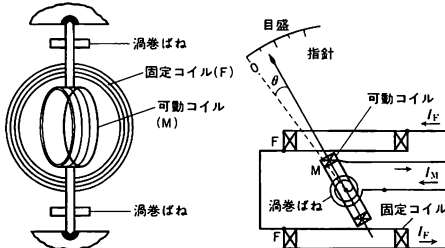
$$\bar{J} = -env$$

と表される。電流密度と電磁場の関係は、マクスウェル-アンペールの法則

$$\text{rot } H = J + \frac{\partial D}{\partial t}$$

で表される。ここで H は磁場、 D は電束密度である。

電流力計型計器 [英 electrodyndynamometer-type meter, 独 elektrodyndisches Meßinstrument, 仏 électrodyndynamomètre, 露 электродинамометрический измеритель] 電流(または電圧)の二乗に比例する力を利用した交直両用計器。固定コイルと可動コイルに測定電流を流し、固定コイル磁場中で可動コイルを回転させ、その駆動トルクと可動部に取付けた渦巻ばねの制動トルクとバランスをとり、一定の振れ角をさす構造(図参照)である。周波数や波形の



影響がなく、直流と交流(約1kHzまで)の電流、電圧および電力の精密測定ができる。計器の指示は均等目盛で実効値を示しており、交直両用の多レンジ携帯用精密級計器として普及している。電流計では30~100mAまでで、分流器を用い50A(直流から150Hz)程度である。電圧計ではミリアンペア計に倍率器を併用し3~600Vのものがある。この計器での駆動トルク T と可動コイルの振れ角 θ との関係は

$$T = I_M \cdot I_F \frac{dM}{d\theta}$$

普通 $dM/d\theta$ はほぼ一定となるように設計してあり

$$T = K_1 I_M I_F$$

である。ここで I_M は可動コイル電流、 I_F は固定コイル電流、 M は両コイルの相互インダクタンスである。この T と可動部の渦巻ばねの制動トルク $T_C = K_2 \theta$ とのバランスで一定の指針の振れ角を得る。

電離ゆらぎ [英 ionization fluctuation, 独 Ionisations-fluktuation, 仏 fluctuation d'ionisation, 露 флуктуация ионизации] 物質を通過する荷電粒子のエネルギー損失は、この損失に関与する粒子と電子との衝突が独立事象であるため統計的現象となる。この統計的ばらつきを電離現象におけるゆらぎ(電離ゆらぎ)という。この現象は初め L. D. Landau によって定量的に調べられたので、ランダウのゆらぎともよばれている。この場合、同種、同エネルギーの粒子であっても決った厚さの物質中でまったく同じ値のエネルギー損失をすることはかぎらず、公式で与えられ

ている電離損失は平均値を表している。しかしながら、電子との衝突によって失われるエネルギーにおけるゆらぎは、1回1回の衝突過程における平均のエネルギー移行が小さく、かつ、かなりの値のエネルギー変化を入射粒子が受けるためには、衝突回数が極めて大きなものでなくてはならないので、一般的にいってそれほど大きなものとはならない。ゆらぎは、速度 $\beta(v/c)$ の荷電粒子が厚さ x [$\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$] の物質を通過するとき、 $\beta^4/(1-\beta^2) \ll 0.074x$ であれば、ガウス分布となるが、 $\beta^4/(1-\beta^2) \gg 0.074x$ のときはランダウ分布となる。そしてガウス分布の場合は通過物質の厚さに依存するが、ランダウ分布の場合は依存しない。

電離揺動 = 電離ゆらぎ

電力 [英 electric power, 独 elektrische Leistung, 仏 puissance électrique, 露 электрическая мощность] 起電力が電流を流すことによって単位時間당りになす仕事を電力または消費電力という。単位はW(ワット), $1\text{W} = 1\text{J} \cdot \text{s}^{-1}$ 。起電力(電圧) V の電源から電流 I が流れているとき、電力は VI である。また、電圧、電流が正弦的に変化して、複素数表示でそれぞれ V, I ($V(t) = \text{Re}[V \exp(i\omega t)], I(t) = \text{Re}[I \exp(i\omega t)]$) と表されるとき、交流電力 P は $V(t) \cdot I(t)$ の時間平均で与えられ、 $P = (\overline{V(t) \cdot I(t)}) = (1/2)\text{Re}[\hat{V} \hat{I}^*] = (1/2)\text{Re}[\hat{V} \hat{I}^*]$ (電圧、電流を実効値 $\hat{V}_e = (1/\sqrt{2})\hat{V}, \hat{I}_e = (1/\sqrt{2})\hat{I}$ で表示すれば $P = \text{Re}[\hat{V}_e \hat{I}_e^*] = \text{Re}[\hat{V}_e \hat{I}_e^*]$ 。電流の位相が電圧に比べて δ だけ遅れているとき $(\hat{I}/\hat{V}) = |\hat{I}/\hat{V}| \exp(-i\delta)$ は、 $P = (1/2)|\hat{V}||\hat{I}| \cos \delta$ となる。 $\cos \delta$ は力率とよばれる。また、 $(1/2)|\hat{V}||\hat{I}|$ 、 $(1/2)\text{Im}[\hat{V} \hat{I}^*]$ はそれぞれ皮相電力、無効電力とよばれる。これらはすべて電力と同じ次元の量であるが P と区別して、皮相電力は VA (ボルト・アンペア)、無効電力は var (バー) とよぶことがある。電力を時間について積分したものを電力量という。単位はJ(ジュール)であるが、非SIのkWh(キロワット時)などがよく使われている。

電力量 \Leftrightarrow 電力

電力量計 = 積算電力量計

伝令 RNA [英 messenger RNA] \Leftrightarrow RNA

電歪振動子 [英 electrostrictive vibrator, 独 elektrostriktiver Vibrator, 仏 vibreur à électrostriction, 露 электрострикционный вибратор] 電歪によって生じる振動を電歪振動子といい、電歪振動子を行う誘電体板を電歪振動子という。誘電体に電場をかけるとひずみが生じる。電場に比例したひずみを圧電気ひずみとよび、電場の二乗に比例したひずみを電歪とよぶ。一般に電歪は圧電気ひずみより小さく、強誘電体のように大きな誘電率をもつ場合のみ容易に検出することが可能である。圧電気をもたない誘電体の板、または棒の一對の面に電極を付けて、これに振動数 ω の交流電圧を印加すると、誘電体板は 2ω の振動数で伸縮振動を行う。この 2ω が板の固有振動数に等しくなると、誘電体板は機械的共振を起す。共振状態で電極に流れ込む電流の特性を解析することにより、電歪定数、弾性率、機械的 Q 値を求めることができる。実用的には、電歪振動子は電気機械変換素子として、超音波の送受波器などに用いられる。その場合には、振動子に一定の強さの直流バイアス電圧と交流電圧を重ねて印加する。直流電場によって誘起された圧電効果を通して圧電振動を行わせるので、実際には圧電振動子(⇒圧電気振動)にほかならない。電歪材料としては BaTiO_3 、 PZT (55% PbZrO_3 , 45% PbTiO_3) などの強誘電体セラミックが用いられる。

と

度 [英 degree, 独 Grad, 仏 degré, 露 градус]

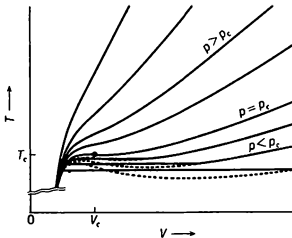
[1] 温度の単位。セルシウス度の別称。この別称は、計量法(第6条, 補助計量単位)に関係する分野以外ではほとんど用いられない(⇒セルシウス度)。

[2] 角度の単位。円周を360等分した弧の, 中心に対する角度。国際単位系(SI)以外の単位であるが, SIとの併用が認められている。単位記号は $^{\circ}$, 角度(詳しくは平面角)のSI単位であるラジアン(単位記号はrad)との関係は, $1^{\circ} = (\pi/180)\text{rad} = 0.01745 \dots \text{rad}$ (⇒角度の単位)。

ドアウエイ理論 = 戸口状態の理論

動圧 [英 dynamic pressure, 独 dynamischer Druck, 仏 pression dynamique, 露 динамическое давление] ⇒ 総圧

等圧線 [英 isobaric curve, 独 Isobarenlinie, 仏 courbe isobarique, 露 изобарическая линия] 熱力学において, 物質の状態を表す諸変数のうち, 圧力 p を一定の値に保ったときの他の2つの状態変数(たとえば温度 T と体積 V)の間の関係を, これらを座標軸として図示した曲線。等圧曲線ともいう。一例として, ファン・デル・ワールスの状態式の場合についての等圧線を図に示した。こ



で T_c , V_c , p_c はそれぞれ, 臨界温度, 臨界体積, 臨界圧である。等圧線が V 軸に平行になっている部分は, 比体積の異なる(この例では気相・液相)2つの相が共存している状態に対応している。気体の液化などに関連して用いられる温度-エントロピー図にも等圧線が描かれる。

等圧変化 [英 isobaric change, 独 isobare Änderung, 仏 transformation isobarique, 露 изобарное изменение] 圧力が一定に保たれたまま物質の状態(温度・体積など)が変化するとき, これを等圧変化または等圧過程とよぶ。定圧変化も同義である。各種の物性の測定は一定圧力の条件下で行われることが多いが, 特に気体の場合には, 体積一定の条件下での等積変化との差が著しいので, 等圧条件と等積条件との区別をはっきりさせる必要がある。

同位核 [英 isotope, 独 Isotop, 露 изотоп] ⇒ 同位体

同位元素 = 同位体

同位体 [英 isotope, 独 Isotop, 露 изотоп] 陽子の数は等しいが, 中性子の数は異なる原子核どうしを互いに同位核であるという。これらは同じ陽子数をもつ異なる核種であるといってもよい。同位核を核とする原子どうし

は同位体とよばれ, 原子量は異なるが同じ原子番号をもつので周期表で同じ場所(同位)を占め, 化学的性質はほぼ同じである。同位体を同位元素ともいう。原子番号が一定の核は複数個の同位核をもつ(付録の表を参照)。普通同位核のうち少数の核種のみが安定であり, ほかは不安定(放射性)で, 電子・陽電子・陽子・中性子・ α 粒子などを放出するかまたは自発核分裂を起してほかの核種に崩壊する。不安定な同位体の大部分は原子炉や加速器を用いて人工的につくられたもので, トレーサーなどに利用されている。極めて短い寿命をもつ同位体は, 核反応装置に直結した質量分析器によって検出されている。また同位体の天然における存在比などが, 正確にわかっている。

同位体効果 [英 isotope effect, 独 Isotopieeffekt, 仏 effet isotopique, 露 изотопный эффект] 分子や固体の中の原子核のいくつかを, その同位体の原子核と入れかえるときに生じる効果。同位体では原子核の荷電量や核外の電子構造には差はないので, 電子状態に主として左右される化学的性質などに関しては一般に差はほとんど認められない。しかし質量数の差に起因して物理的, 化学的性質に差が現れることがある。これを質量効果という。たとえば分子では, その中の原子の1つ, あるいはそのいくつかを同位体で置換すると, 回転や振動のエネルギーが変化し, したがって関係するスペクトルの波長がずれる。原子の場合でも, 質量数の違いによるリュードベリ定数の変化などからスペクトル線の波長のずれが現れる(⇒同位体シフト)。そのほか気体の拡散, 電場内でのイオンの移動度, 分解反応の速度定数などにも同位体効果が現れる。このような同位体効果は一般に原子番号の小さい元素ほど顕著に現れる。また質量効果のほかに, 同位体の原子核の大きさが異なることによる効果もあり, これを体積効果という。体積効果は主として s 電子と, 原子核との相互作用が原子核を点電荷とみなしたものと異なるために起る。体積効果もスペクトル線の超微細構造などで観測されている(⇒超微細構造)。固体における同位体効果で重要なものに超伝導を示す金属(遷移金属を除く)の転移温度 T_c が, その超伝導体を構成する金属イオンの質量 M に依存する現象がある。第二次世界大戦後, 同位体の分離が可能になったが, 1950年, 水銀に対してこの効果が発見された。すなわち, 原子質量単位で M が199.5から203.4に変わったとき, T_c は4.185Kから4.146Kに変化することが観測された。一般に, M と T_c との間の関係は

$$M^{\alpha} T_c = \text{一定}$$

と表され, 代表的な例では $\alpha \approx 0.5$ である。 α の実測値はHgで 0.50 ± 0.03 , Znで 0.45 ± 0.05 である。これに対し遷移金属の場合, α はRuで 0.00 ± 0.05 , Osで 0.15 ± 0.05 となり, したがって同位体効果が認められない。超伝導の同位体効果の発見は, 超伝導と金属イオンとの間に密接な関係があることを示唆し, 超伝導の理論的解明に大きな影響を与えた。現在ではBCS理論によって, この効果を説明することができる(⇒BCS理論)。

同位体シフト [英 isotope shift, 独 Isotopieverschiebung, 仏 écart isotopique, 露 изотопическое смещение] 同位体効果によって生ずる原子や分子のスペクトル線の波長のずれのことをいう。原子スペクトルは一般にリュードベリ公式に従ういくつかの系列として現れるが, その同位体のスペクトルでは, 軽い原子においては質量の違いによるリュードベリ定数(⇒リュードベリ定数)のわずかな変化

や、重い原子においては質量数の違いによる核半径の変化が電子におよぼす静電ポテンシャルの差として現れることによって、スペクトル線がわずかにずれる。分子では質量の違いによる慣性モーメントや、振動数などの変化から、回転エネルギー準位や振動エネルギー準位にずれを生じ、それがその分子のスペクトル線の波長のずれとして現れる。これらのスペクトル線のずれや強度の測定から、逆に同位体の質量や存在比を調べたり、新しい同位体を発見することもできる。最近ではレーザー分光学的应用により極めてよい精度で同位体シフトが測定できるようになった。

同位体の体積効果 [英 volume effects of isotope shift, 仏 effet de volume sur le déplacement isotopique, 露 объёмный эффект в изотопическом сдвиге] 異なる同位体によって原子核の体積や形や電荷分布が変わることが、周囲の電子特に原子核の中まで入りこむ s 電子に影響を与えるために引き起こす効果のこと。体積効果はマイクロ波の吸収やメスバウアー効果、あるいは原子ビーム磁気共鳴法による超微細構造の変化などで調べることができ、原子核の構造や原子核と電子の相互作用に関する知見を与える。同位体効果は質量効果と体積効果に大別でき、前者の方が一般に大きな影響を与えるので、単に同位体効果というと質量効果をさすこともある(⇒同位体効果)。

同位体の分離 [英 isotope separation, 独 Isotopentrennung, 仏 séparation des isotopes, 露 разделение изотопов] 特定の同位体を含む元素の単体、または化合物をほかのものから分離することで、大別して物理的方法と化学的方法の2つがある。物理的方法のうち、イオンを電場で加速し磁場で分離する電磁分離法は、分離はほぼ完全であるが収量は少ない。気体分子の拡散速度の違いを利用する気体拡散法は、U の濃縮に用いられているが、1回の拡散による同位体濃度の変化はわずかなので何回も繰返す必要がある。遠心分離法は、ほかのほとんどすべての方法が質量の比を利用するのに対し、質量の差を利用するので U のような重い元素の分離に有利である。気体の平均速度の違いを利用する熱拡散法は、装置はつくりやすいが、処理量が小さい割に多くのエネルギーを要するので、少量の同位体混合物の処理によく用いられる。蒸留法は、蒸気圧の差を利用するもので、操作が容易で消費エネルギーが少なく大量処理に向いているので、重水素、重酸素の大量製造に用いられるが、軽い元素にしか使えない。このほか、分子蒸留法、電気泳動法、通電効果法などがある。化学的分離法としては、同位体交換反応における熱力学的同位体効果を利用する化学交換反応法が ^{18}N などの分離に、反応速度の違いを利用する反応速度法が水の電解による重水の製造に用いられるほか、特殊なものとして、光化学的分離法や生物学的分離法もこのなかに入れられる。

同位体非干渉性(中性子の) [英 isotope incoherence, 独 isotopische Inkohärenz, 仏 incohérence isotopique, 露 изотопная некоррентность] 元素は一般にいくつかの同位体から成る。原子核が熱中性子を散乱する確率は同位体ごとに違うから、原子核の集団からの散乱中性子は、同位体の無秩序な分布のために、干渉性を一部失う。これを中性子の同位体非干渉性という。非干渉性の散乱中性子は等方的な角度分布をもち、角度微分断面積は以下のように各同位体の散乱振幅の平均二乗偏差で与えられる。

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{inc}} = |b - \bar{b}|^2 = \sum_f c_f |b_f|^2 - \left| \sum_f c_f b_f \right|^2$$

ここでバーは同位体の無秩序な分布についての平均を示し、各同位体は f で区別され、 c_f はその存在比である。一例としてニッケルの場合を表に示す。中性子のスピン非

Ni のアイソトープ非干渉性

同位体	c_f [%]	b_f	$\sigma_{\text{coh}} = 13.4\text{b}$ $\sigma_{\text{inc}} = 5.0\text{b}$
^{58}Ni	67.88	1.44	
^{60}Ni	26.23	0.28	
^{61}Ni	1.19	0.76	
^{62}Ni	3.66	-0.87	
^{64}Ni	1.08	-0.037	

干渉性の場合を含めて、非干渉性散乱は中性子が1つの原子核だけから散乱される過程である。結晶からの非弾性散乱の場合、干渉性散乱がフォノンの分布関係を与えるのに対し、非干渉性散乱は振動数分布関数を与える。

同位体分析 [英 isotope analysis, 独 Isotopenanalyse, 仏 analyse isotopique, 露 изотопный анализ] 同位体分析という語の内容には2種類のかなり異なる意味をもつものが含まれる。したがって誤解を避けるためには、それぞれを表す語を用いる方がよい。

(1) 質量分析による元素の同位体存在比の測定: ルビジウム-ストロンチウム法などによる年代測定などにおいて、特定の同位体の存在量を求めるのに用いられる(⇒質量スペクトル)。

(2) 同位体希釈分析: 放射性同位体を用いることが多いが、安定同位体を用いることもある。分析試料中のある元素の定量を行う場合に、比放射能が既知の放射性同位体、または同位体存在比が既知の安定同位体(これをスパイクということもある)を一定量加えてから化学分離を行い、純フラクションを単離したのち、その比放射能を測定するか、あるいは同位体存在比を求める。この結果から原試料中に目的とする元素がもともと存在していた量を計算で求める。安定濃縮同位体を用いた場合には、最終的には質量スペクトルを測定することになる。

同位体分離装置 [英 isotope separator, 独 Isotopentrenner, 仏 séparateur d'isotopes, 露 сепаратор изотопов] 同位体の分離に用いられる装置。電磁分離法に用いられるものは基本的には質量分析器の大型のものであるが、加速器のビームで照射したターゲット(標的)中に生成された放射性同位体をその場で分離するオンライン同位体分離装置にもこの型のものが用いられる。そのほか、分離の方法により、熱拡散塔や遠心分離装置などいろいろな型のものである(⇒同位体の分離, 質量分析器)。

同位体偏極 = 同位体シフト

統一ゲージ理論 [英 unified gauge theory, 独 einheitliche Eichtheorie, 仏 théorie unifiée de jauge, 露 объединённая калибровочная теория] ⇒ ワインバーグ-サラム模型, 大統一理論

統一原子質量単位 [英 unified atomic mass unit, 独 vereinheitlichte atomare Masseneinheit, 仏 unité unifiée de masse atomique, 露 атомная единица массы] 原子質量単位のうち、原子量の統一尺度(^{12}C による尺度)に準拠するものをいひ、 ^{12}C 原子1個の質量の $1/12$ と定義される。

統一場理論 [英 unified field theory, 独 einheitliche Feldtheorie, 仏 théorie des champs unifiés, 露 единая теория поля] 場一元論の立場から統一的にすべてを説明するような理論体系を漠然と統一場理論とよんでいるが、実

際に成功したものはない。一般相対性理論は重力場の古典論として完全なものであるが、電磁場の存在の必然性をなんら説明しない。A. Einstein はこれを不満足と考え、すべてを統一的に説明できるような理論を建設することを終生の目標とした。彼は統一場理論建設の多くの試みをしたが、自伝によれば最も気に入ったものは非対称計量の理論であったという。

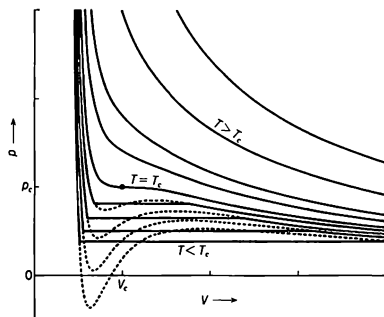
統一場理論を最初に具体化したのは、数学者 H. Weyl である。彼は計量テンソル $g_{\mu\nu}(x)$ の共変微分が 0 でなく $g_{\mu\nu}(x)$ 自身に比例するような幾何学を考え、その比例係数として電磁場を導こうとしたが成功しなかった(しかし彼の考え自体はゲージ理論の端緒となった)。これ以後、いろいろな統一場理論が提起されたが、なかでも著名なものは Th. Kaluza(および O. Klein)の五次元理論、三村剛昂の波動幾何学などである。1940 年代後半以後素粒子物理学が著しく進展し、多くの素粒子が発見されるに及んで、統一場理論という考え方は、すたれてしまう。しかし、重力場の理論だけは別格として手を触れないでおき、その他の素粒子の量子場を統一的に説明しようとする試みはいろいろなされている。たとえば、W. Heisenberg は非線形方程式に従う原物質の場合素粒子をすべて説明しようとして企てた。1970 年代後半以降、ゲージ場の理論の立場から統一場理論的なものを建設しようという動きが盛んになってきている。たとえば、大統一理論、超重力理論などがある。

等エントロピー過程 [英 isentropic process, 独 isentropischer Prozeß, 仏 processus isentropique, 露 изэнтропический процесс] ⇒ 断熱過程

等温圧縮率 [英 isothermal compressibility, 独 isotherme Kompressibilität, 仏 compressibilité isotherme, 露 изотермическая сжимаемость] ⇒ 圧縮率

等温磁化率 [英 isothermal magnetic susceptibility, 独 isotherme magnetische Suszeptibilität, 仏 susceptibilité magnétique isothermale, 露 изотермическая магнитная восприимчивость] 磁場の中で物体が磁化される際に、磁場の強さ H が変わるにつれて熱の出入りがある、温度 T が一定に保たれるような条件下での磁化の変化の割合が等温磁化率であり、断熱磁化率などと区別してこうよばれる。すなわち、 $\chi_T = (\partial M / \partial H)_T$ を意味する。一般に磁場をゆっくり変化させて測定する場合に得られるのはこの等温磁化率であるから、単に磁化率というときには通常これをさしている。しかし、高周波磁場・パルス磁場などで、磁場の变化の速さが磁性体の縦緩和時間に比べて速い場合には、上の条件が満たされなくなると、断熱磁化率の値に近づく。

等温線 [英 isotherm, 独 Isotherme, 仏 isotherme, 露 изотерма] 熱力学において、物質の状態変数のうち温度 T を一定の値に保ったときの他の 2 つの変数(たとえば圧力 p と体積 V) の間の関係について、これらを座標軸にとって図示した曲線を等温線あるいは等温曲線という(⇒ p - V 線図)。図は、ファン・デル・ワールスの状態式の場合について、 p - V 線図上の等温線の例を示したもので、 T_c は臨界温度、 p_c は臨界圧、 V_c は臨界体積である。 T_c より高温では等温線は単調減少であり、それより低温では V 軸に平行な部分があって、2 つの相が共存している状態に対応している。磁性体の磁化曲線なども熱力学的には等温線の一例である。



等温変化 [英 isothermal change, 独 isotherme Änderung, 仏 transformation isotherme, 露 изотермическое изменение] 温度が一定に保たれたまま物質の状態が変化するとき、これを等温変化または等温過程とよぶ。熱力学・統計力学においては、対象とする系が熱容量の十分に大きい他の系(熱源)との間に熱平衡を保ちつつ圧力・体積などが変化する過程のことをいう。理想気体に対するボイルの法則は等温変化についてのものである。また、一定の圧力の下で、物質の 2 つの相(たとえば気相と液相)が平衡を保ちつつその割合を変えるときは、全体の体積が変化し、熱の出入りもあるが、温度は一定に保たれるので等温変化の一例といえる。

透過 [英仏 transmission, 独 Durchlassung, 露 прохождение]

[1] 波動(または粒子など)が、物質層または異なる 2 媒質の境界面を振動数(性質)の変化を受けることなく通過する現象。そのような場合、一般に 2 種の媒質の境界面では反射も同時に起るので、透過した波のエネルギー(または粒子数)は入射した波のエネルギー(または粒子数)よりも小さくなる(⇒透過率)。

[2] 量子力学的な波動関数が、ポテンシャル障壁の外側にまで広がっている状態(⇒トンネル効果)。

[3] 反応速度論において、反応が原系と生成系との間のポテンシャル障壁を越えて進む状態。

[4] 流体や、溶液中の溶質が、隔膜を通して一方から他方へ移る現象。

等価演算子 [英 equivalent operator, 仏 opérateur équivalent, 露 эквивалентный оператор] ある量子力学的部分空間を考えたととき、ある種の物理量と等価な役割を演じる演算子。固体内の常磁性イオンには、まわりのイオンのつくる結晶場が働く。この結晶場を常磁性イオンの中心からの距離 r に対して球面調和関数で展開すれば結晶場の対称性に応じて $r(x, y, z)$ の二次、四次、六次、…の多項式が得られる。一方、常磁性イオンの電子状態が全軌道角運動量 L 、全スピン S によって指定されているとし、結晶場がこの状態にどのような効果をもつかを調べるためには $2L+1$ 重に縮退した部分空間内で結晶電場の行列要素を計算しなければならない。この行列要素は、たとえば r^2 および r^4 の項に対して

$$\sum_i (3z_i^2 - r_i^2) = \alpha \langle r^2 \rangle \{ 3L_z^2 - L(L+1) \}$$

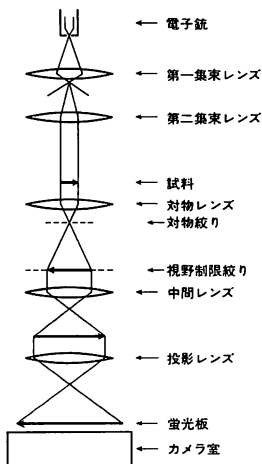
$$\sum_i (35z_i^4 - 30z_i^2 r_i^2 + 3r_i^4) = \beta \langle r^4 \rangle \{ 35L_z^4 - 30L_z^2(L+1)L_z^2 + 25L_z^2 - 6L(L+1) + 3L^2(L+1)^2 \}$$

のように右辺の L_z, L の多項式のもつ行列要素と等しい値をもつことが示される。この L の多項式を等価演算子という。ここで α, β は定数、 $\langle r^n \rangle$ は電子の r^n の波動関数での平均値である。スピン・軌道結合が強くて常磁性イオンの電子状態が $J=L+S$ で指定される場合は L の代りに J の多項式が等価演算子となる。ただし、定数 α, β の値は異なる。

等価回路 [英 equivalent circuit, 独 Ersatzstromkreis, 仏 circuit équivalent, 露 эквивалентная схема] 電気的な装置あるいは素子の動作が、一定の動作条件の範囲内で、ある回路の動作と同等とみなせる場合、この回路を装置あるいは素子の等価回路という。また、ある複雑な回路網の端子から見た電気的特性が、他の簡単な回路の端子から見た特性と等しい場合も、簡略化した回路を前者の等価回路という。等価回路は回路解析を容易にする目的でよく用いられる。等価回路は、(1) 線形素子からなる装置の等価回路と、(2) 非線形素子を含む装置の特価回路に分けられる。(1) の例としては変圧器が挙げられ、等価性は広範囲の動作条件で成立する。(2) の代表例は電子管やトランジスタを含む回路であり、素子の動作を架空と簡単な回路で置換えられる。この型の等価回路は小信号の解析にしか使用できない。機械系、音響系などを取扱う場合も、それらの特性を電気回路の特性に置換えることにより、取扱いが容易になることが多く、この場合の電気回路も等価回路とよばれる。

透過型回折格子 [英 transmission grating, 独 Transmissionsgitter, 仏 réseau par transmission, 露 прозрачная решётка] \Rightarrow 回折格子

透過型電子顕微鏡 [英 transmission electron microscope, 独 Transmissionselektronenmikroskop, 仏 microscope électronique à transmission, 露 просвечивающий электронный микроскоп] 現在、ほとんどの透過型電子顕微鏡は電子レンズとして磁場を用いており、そのレンズの配置は図に示すとおりである。通常の 100~200 kV の加速電圧をもつ装置ではレンズの組合せにより、直接倍率が 1000 倍から 50 万倍以上まで連続可変であり、その分解能は 3 Å 以下にまで達している (\Rightarrow 電子顕微鏡の分解能)。この顕微鏡は倍率可変のほか、制限視野回折、集束



電子線回折の機能も備えている。また、電子顕微鏡によっては、いくつかの複合装置の機能をもつものも実用化されている。たとえば、走査像観察装置を組み込み、走査像の観察 (\Rightarrow 走査型電子顕微鏡)、数十 Å 径の領域からの回折図形などを得られるものがある。さらに、分析器にエネルギー分散型 X 線分光器や電子エネルギー損失分析器を組み込み、試料の元素分析を可能にした装置もあり、そのような装置を特に分析電子顕微鏡とよんでいる。

等価軌道(関数) [英 equivalent orbital, 独 äquivalente Elektronenbahn, 仏 orbitale équivalente, 露 эквивалентная орбиталь] 等価軌道は 2 つの意味で用いられる。そのひとつは孤立原子におけるものである。原子内電子の軌道は主量子数 n 、方位量子数 l 、磁気量子数 m およびスピンの向きによって決まる。このなかで、 n と l の等しい軌道は縮退して等価軌道とよばれる。等価な nl 電子が a 個ある電子配置は nl^a と書かれる。等価な電子配置から生じる状態は、等価でない場合に比べて、パウリの原理のため制限を受ける。たとえば $2p3p$ 電子配置からは $1^1S, 1^1P, 1^1D, 3^1P, 3^1D$ の 6 つの状態がつけられるが、 $2p^2$ 電子配置から生じるものは $1^1S, 3^1P, 1^1D$ の 3 つの状態しかない。

第二の意味は分子におけるものである。安定な分子の基底状態では、分子内電子の全系の波動関数は、分子軌道に電子を 2 個ずつスピンを対にして詰めてできる 1 つのスレーター行列式で近似できる場合が多い。ここで使われている分子軌道の代りにそれをユニタリー変換して得られる別の規格直交軌道を使っても、スレーター行列式は変化しないことが示される。特に多原子分子ではこのユニタリー変換を適当にとることによって、なるべく化学結合が理解しやすいように、分子軌道を組替えることができる。たとえば水分子の場合、分子軌道を組替えて、ほぼ 2 つの OH 基に局在し、角 H_2O の二等分線のまわりの 180° の回転で互いに入れかわる 2 つの結合性軌道と、O 付近に局在し分子面に関して互いに対称な 2 つの孤立電子対を表す軌道、および O 原子の内殻の $1s$ 電子の軌道をつくることができる。このように、分子軌道を組替えて、なるべく局在しているいくつかの等価な軌道がつけられるとき、その軌道を等価軌道という。等価軌道を考えると、電子対結合法に生かされている直観的な化学結合の描像が、ある程度は分子軌道法によっても再現できる (\Rightarrow 電子対結合法)。

透過共鳴 [英 transmission resonance, 仏 résonance de transmission, 露 резонанс пропускания] 量子力学的粒子または波動の一次元の衝突。散乱過程において、ある特定のエネルギーまたは波長をもつ入射ビームのときに限って起る無反射・完全透過現象を透過共鳴という。たとえば、質量 μ をもつ非相対論的粒子が図 1 または図 2 のポテンシャル (一般の波動では、異種媒質の境界層) と衝突する場合、透過率は $P_T = [1 + 4P_0^2(1 - P_0)\sin^2 ka]^{-1}$ ($P_0 = 4k\hbar/(k + \bar{k})^2$) は段階ポテンシャルの透過率、 $k = \sqrt{2\mu E/\hbar^2}$, \bar{k}

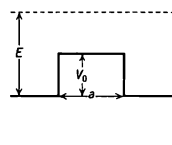
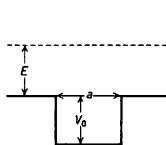


図 1

図 2

$=\sqrt{2\mu(E\pm V_0)/\hbar^2}$ となり、反射率は $P_r=1-P_t$ である。 $\sin ka=0$ を与えるエネルギー E_n ($k_n=n\pi/a, n=1, 2, \dots$ に相当するエネルギー) のところで $P_t=1$ および $P_r=0$ となるのが透過共鳴である。これは一種の共鳴現象であり、エネルギー E に対する P_t のグラフには、共鳴単位 E_n のまわりに極大値 1 をもつピークが規則正しく現れる。このピークは引力型(図 1)で、 $E \ll V_0$ の場合に鋭さを増し、各共鳴単位のまわりで共鳴散乱型エネルギー依存性 $P_t \approx [1 + (E - E_n)^2 / \Gamma_n^2]^{-1}$ を示す。 $\Gamma_n = \hbar P_0 / \tau_n$ (ただし、 $\tau_n = 2a/v_n, v_n = \hbar k_n / \mu$) の 2 倍がピークの半値幅である。透過共鳴はポテンシャル障壁に囲まれた引力圏(図 3)との衝

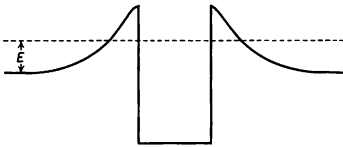


図 3

突でも起るが、ポテンシャル障壁が高ければ、共鳴散乱の様相はとくに著しい。この場合、半値幅の式における P_0 はそのポテンシャル障壁の透過率を表し、極めて小さくなるからである。なお、透過共鳴に類似の現象は三次元的な散乱過程でも存在する。部分波展開に現れる l 番目部分波断面積 $\sigma_l(E)$ は、散乱による「位相のずれ」が $\delta_l = n\pi$ (n は整数) であるとき $\sin \delta_l = 0$ となるため 0 になるが、これが透過共鳴に対応する現象である。この種の現象はラムザウアー・タウンゼント効果といい、低エネルギー電子と希ガス原子の衝突などで観測されている。低エネルギーでの透過共鳴類似現象はレビンソンの定理と密接な関係がある。なお、三次元の場合、純粋な斥力だけでは、このような現象は起らない。

等角写像 [英 conformal mapping, 独 konforme Abbildung, 仏 représentation conforme, 露 конформное отображение] \Rightarrow 複素関数

透過係数 [英 transmission coefficient, 独 Transmissionskoeffizient, 仏 coefficient de transmission, 露 коэффициент пропускания]

[1] 振幅または強度についての透過率 (\Rightarrow 透過率)。

[2] 絶対反応速度論において、反応速度定数を表す式の中に用いられる補正係数。反応にあずかる原系から生成系に移るには一般にポテンシャル障壁を越える必要があるが、その移行反応が実際に起る確率と、統計学的に熱平衡を仮定して計算される確率との比をいう。

[3] 核反応の場合、 N 個の入射粒子のうち、ポテンシャル障壁を通り抜けて原子核内部に入る粒子の個数 n と N の比、 $T=n/N$ をいう (\Rightarrow 透過能)。

等価原理 [英 principle of equivalence, 独 Äquivalenzprinzip, 仏 principe d'équivalence, 露 принцип эквивалентности] 一般相対性理論の基本的要請(仮定)のひとつで、重力場の効果と、座標系が慣性座標系に対して加速度運動することによる見かけの力の場の効果とが、物理現象に対して全く同じ効果をもつという主張。正確には、たとえば、いかなる重力場でも、時空の任意の点の近傍でこれを消去するような適当な座標系(局所慣性座標系という)をとることができることと定式化できる。A. Einstein は、この等価原理と一般相対性原理を基礎として、一般相対性理論を構成した。この原理が成り立てば、重力質量と慣性

質量は同等な(比例する)はずであるが、1896 年 R. v. Eötvös は、 10^{-8} 程度の精度で、1922 年には Eötvös, D. Pekár, E. Fekete らが、 1×10^{-8} 程度の精度で、両質量が比例することを示した。同じ様な実験は、1964 年に R. H. Dicke, P. G. Roll, R. Krotov らにより、また 1973 年には、V. B. Braginsky, V. I. Panov らにより行われ、 9×10^{-13} 程度の精度で確かめられている。等価原理を別な方法で検証する試みは、たとえば、メスバウアー効果を利用した γ 線の振動数の重力場によるレッドシフトの観測が、1959 年には R. V. Pound と G. A. Rebka により、1965 年には Pound と J. L. Snider により行われたが、いずれも肯定的結果を与えている。

動荷重 [英 dynamic loading, 独 dynamische Belastung, 仏 charge dynamique, 露 динамическая нагрузка] 機械や構造物などに負荷される外力、すなわち荷重のうち、時間的に変動する荷重をさす。このうちには、振動的な繰返し荷重、不規則変動荷重、衝撃的な荷重などがある。これに対し、時間的に変動しない荷重を、静荷重あるいは死荷重とよぶことがある。

等価騒音レベル [英 A-weighted equivalent continuous sound pressure level] 変動性騒音の大きさを表す評価量として、次式で定義される記号 L_{Aeq} をいう。

$$L_{Aeq} = 10 \log_{10} \frac{1}{T} \int_{t_1}^{t_2} \frac{p_A^2(t)}{p_0^2} dt \quad [dB]$$

ただし、 $T = t_2 - t_1$ は測定時間、 $p_A(t)$ は A 特性音圧、 p_0 は基準音圧 ($20 \mu Pa$)。すなわち、この量は、A 特性の周波数的重みづけをした音圧の測定時間 T にわたっての二乗平均値を、デシベル表示したものである。これに類似した量として、単発的に発生する騒音の評価量として、次式で定義される単発騒音暴露レベル記号 L_{AE} が用いられている。

$$L_{AE} = 10 \log_{10} \frac{1}{T_0} \int_{t_1}^{t_2} \frac{p_A^2(t)}{p_0^2} dt \quad [dB]$$

ただし、 T_0 は規準化時間 (1s)。これらの量は、騒音のエネルギーに着目した量で、種々の騒音の統一的な評価量として国際的に広く用いられている (\Rightarrow 騒音レベル, 騒音評価, 騒音計)。

等加速度運動 [英 uniformly accelerated motion, 独 gleichförmig beschleunigte Bewegung, 仏 mouvement uniformément accéléré, 露 равномерное ускорительное движение] 加速度 $a = d^2r/dt^2$ が時間によって変化しないような運動をいう。 a は一定でも運動は必ずしも一直線上で起らない。放物運動はその一例である。特に一直線上を一定の加速度で進む運動は等加速度直線運動とよばれ、鉛直落下運動はその一例である。

等加速度直線運動 [英 linear motion of uniform acceleration, 独 gleichförmig beschleunigte lineare Bewegung, 仏 mouvement linéaire à accélération uniforme, 露 линейное равноускоренное движение] \Rightarrow 等加速度運動

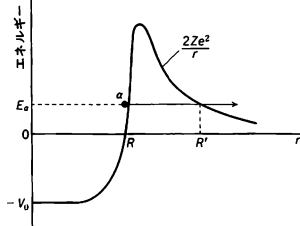
動滑車 \Rightarrow 滑車

透過電子線回折 [英 transmission electron diffraction, 独 Transmissions-elektronenbeugung, 仏 diffraction électronique (à transmission)] \Rightarrow 電子線回折

透過度 \Rightarrow 透過率

透過能 [英 penetrating power, 独 Durchdringungsvermögen, 仏 pouvoir de pénétration, 露 проникающая способность] 入射粒子が透過する能力をいう。

[1] 量子力学によれば、入射粒子はポテンシャルの障壁内を透過する。すなわち、ポテンシャル障壁よりも低いエネルギーをもつ粒子であっても、その障壁をある確率で通り抜けることができ(⇒トンネル効果)、その通り抜ける確率を透過能という(図参照)。たとえば原子核の α 崩壊の確



α 粒子に対する核のポテンシャルとトンネル効果(R : 核半径, Z : 娘核の原子番号)

率は、核のクーロン・ポテンシャルの障壁に対する α 粒子の透過能 P で説明され、それはWKB近似によれば

$$P = \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \int_R^{R'} \sqrt{2M_\alpha(V(r) - E_\alpha)} dr\right]$$

であることが知られている。 $V(r)$ は核外のポテンシャルである。

[2] 電子線が物体内を透過する場合は、吸収係数の逆数で表すことが多い。物体内に入射した電子は、構成原子による弾性散乱によって方向が変えられたり、固体プラズマや内殻電子の励起、あるいは構成原子の熱振動の励起によって、エネルギーを失うとともに方向も変わる。したがって入射電子のエネルギーや運動方向の変化幅の見積りかたによって、透過能の値が異なる。電子線回折や電子顕微鏡の分野において透過能を考える際には、エネルギーと方向の双方の変化が問題となる。100 keV 程度のエネルギーの電子線について考えると、 10^{-3} rad 以上の方向変化をする弾性散乱の平均自由行程は軽原子を除いて数十 nm 以下である。熱振動の励起においてはエネルギーの変化は小さいが、方向の変化が大きいため透過能を下げるが、固体プラズマ励起の際はエネルギー変化は大きくても方向の変化は小さいので透過能をあまり下げない。いずれの励起も平均自由行程は約 100~500 nm である。内殻電子の励起ではエネルギーも方向も変わるが、その確率は前二者に比して小さい。物質にもよるが 100 keV のエネルギーの電子線は、100 nm 程度の試料を透過する。電子のエネルギーを高くすると透過能は増大するが、相対論的效果によってその増加は飽和の傾向を示す。1 keV 以下の低速電子が透過できる厚さは小さくなって 1 nm 以下となる。

透過波 [英 transmitted wave, 仏 onde d'émission, 露 проходящая волна] 波動が物質層または異なる2媒質の境界面に入射したとき、振動数(周波数)変化を受けることなく、その物質層を通過する波動、または第二の媒質中に入り込んでゆく波動。

透過率 [英 transmissivity, 独 Durchlässigkeit, 仏 transmissivité, 露 пропускательность] 物質層または異なる2媒質の境界面を通して波動(または粒子)が透過するとき、入射波(または入射粒子の数)に対する透過波の強度(または透過粒子の数)の比をいい、一般に%で表す。透過係数ともいう。光学においては、ある断面積をもった平行光線が2つの媒質の境界平面に入射して屈折するとき、入

射光束の全エネルギーに対する屈折光束の全エネルギーの比を透過率、入射光束の強度に対する屈折光束の強度の比を透過度(transmittance)という。強度は進行方向に垂直な単位面積を通して毎秒通過するエネルギーで定義されるので、透過率と透過度とは異なる量となる。2つの誘電体媒質の境界面での入射角を θ_1 、屈折角を θ_2 、第一・第二の媒質の屈折率を n_1, n_2 、振幅透過率(透過光の振幅と入射光の振幅の比)を t とすると、透過率は $t^2 n_2 \cos \theta_2 / n_1 \cos \theta_1$ で、透過度は $n_2 t^2 / n_1$ で表される。この両者がよく混同して用いられているので注意を要する。すなわち、透明媒質の境界面では、エネルギーの保存則は透過率+反射率(反射光強度と入射光強度の比)=1で与えられるが、透過度+反射率 $\neq 1$ となる。

同期 [英 synchronisation, 独 Synchronisation, 仏 synchronisation, 露 синхронизация] 2つ以上の周期的な現象が、互いに一定の時刻関係にあること、すなわち同じ周期、あるいは互いの整数倍の周期で、同じ位相か、または一定の位相差となることを同期しているという。たとえば、テレビの画像は、送信側の映像信号と同期して、受信側の電子線を掃引しなければならない。このために映像信号のなかに同期信号とよばれるパルスが挿入されていて、この信号によって受信側の掃引が送信側と同期している。オシロスコープで波形観測するとき、その波形とオシロスコープの掃引が同期することにより波形が静止して見える。このため観測波形に同期したパルス信号をつくり、これをオシロスコープのトリガー入力に印加することによって観測波形に同期した掃引を行う。

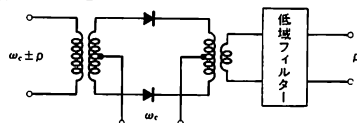
同期検波 [英 synchronous detection, 独 synchrone Gleichrichtung, 仏 détection synchrone, 露 синхронное детектирование] 信号で振幅変調された搬送波からもとめ、信号を復元する方法のひとつで、変調側に同期して検波し、原信号を検出する方式をいう。いま搬送波を $v_e(t) = V_e \cos(\omega_e t + \theta)$ 、変調波を $a(t) = A \cos(pt + \phi)$ とすれば、振幅変調された搬送波は

$$v(t) = V_e \{1 + m \cos(pt + \phi)\} \cos(\omega_e t + \theta) \quad (1)$$

で表される。ここで、 $m = kA/V_e$ (k は比例定数)は変調度である。式(1)は搬送波と側帯波を含むが、受信側でこの側帯波成分と、搬送波に同期した局部搬送波 $V_0 \cos(\omega_e t + \phi)$ とを乗算回路に加える。この出力から低周波分のみを取出せば

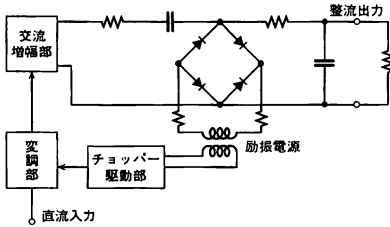
$$(1/2) V_e V_0 m \cdot \cos(pt + \phi) \cdot \cos(\theta - \phi) \quad (2)$$

のような変調波信号を再現することができる。この式から明らかなように、検波出力は搬送波の余弦に比例するので、出力を最大にするには $\phi = \theta$ とする。またこの検波器は位相差の検出にも利用でき、位相敏感検波ともよばれる。この同期検波方式の長所は小振幅の入力に対しても直線性がよいことである。同期検波回路の例を図に示す。同期検波はノイズの中から微小信号を検出するためのロックイン増幅器にも応用されている。



同期整流 [英 synchronous rectification, 独 Synchrongleichrichtung, 仏 redressment synchrone] 直流を増幅する場合、いったん交流に変換してから増幅し、その後で

整流する方式をとることがある(⇒チョッパー型増幅器)。この場合の整流は変調側と同期して行われるので同期整流とよばれる。チョッパー型増幅器の場合は、チョッパー駆動信号によって整流用の機械的または電気的スイッチを駆動することにより同期をとっている。同期整流をすれば、直流の正負の極性に関する情報を失わずに増幅できる。チョッパー型増幅器に用いられている同期整流回路の一例を図に示す。変調信号の位相と励磁電源の位相が完全に合っていれば、高効率の整流ができる。また平滑回路の時定数を十分に大きく選んでおけば回路の実効的な Q を高めることができ、雑音を除くことができる。



同期発電機 [英 synchronous generator, 独 Synchron-generator, 露 синхронный генератор] 毎分の回転数 n が周波数 f と磁極数 p で定まる同期速度 $n=120f/p$ である場合の発電機を同期発電機といい、交流発電機の一つである。図は同期発電機の原理構造を示したものの(Sは固定子, Rは回転子, a-a'は電機子コイル)である。図1は

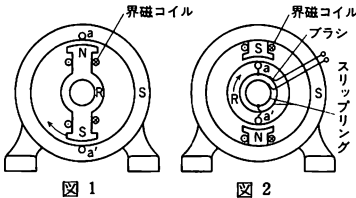


図 1

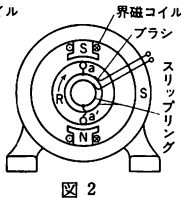


図 2

回転界磁型で、直流で励磁する界磁コイル(磁極 N, S をつくる)を回転動力を用いて一定速度で、固定された電機子コイルの内側を回転させると、固定されたコイルと鎖交する磁束は周期的に変化し、固定子コイル内に一定周波数の交流電圧が誘発され、この交流電圧はそのまゝ外部に取出すことができる。図2は回転電機子型を表し、磁極 N, S が固定され、電圧を発生する電機子コイル a-a' を収めた回転子 R が回転する。大電力発電所で使用される交流発電機は、高電圧に対する絶縁が容易で、大電流の取出しにブラシやスリップリングを必要としない回転界磁型である。

同期モーター [英 synchronous motor, 独 Synchron-motor, 露 синхронный двигатель] 交流電源に同期して回転するモーター。交流周波数 f 、磁極の数を p とすると、一定の回転速度 $N_s=120f/p$ で回転し、 N_s を同期速度という。周波数が一定ならば、負荷の大小にかかわらず回転数が一定であることが特徴である。同期モーターは同期速度で回転している場合だけトルクを発生する。しかし、始動トルクはほぼ 0 であるため起動コイルや補助モーターにより始動させる必要がある。同期モーターはその界磁コイルの励磁電流を調整することによって力率を広範囲に変えることができ、力率を 1 にして運転ができる特徴的

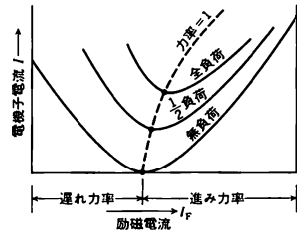


図 1

な優れた特性をもっている。一定出力の状態で励磁電流 I_F を変えると、電機子電流 I は図1のようになる。これを V 曲線という。また一定負荷の状態で I_F と力率との関係を図2に示す。これを位相特性という。この特性より、無負荷の同期モーターを線路に接続し、 I_F の調整により負荷の力率を改善することが可能で、発電所などで利用している。これを同期調相機という。

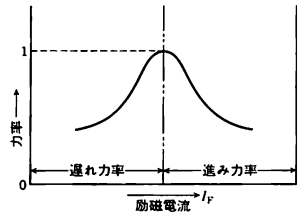


図 2

等級(星の) [英 stellar magnitude, 独 Sternhelligkeit, 仏 magnitude stellaire, 露 звёздная величина] 星の明るさを表す尺度。その起源は古く、紀元前2世紀ギリシアの Hipparchos (ニカイア) は星の明るさを6つの等級に分け、最も明るい星を1等級、肉眼でやっと見える星を6等級とした。1856年 Pogson は1等級と6等級の星の明るさの比が100対1にほぼ等しいことから、5等級の差が星の明るさの比で100となるように等級差を定めた。すなわち、等級が m_1, m_2 である2つの星の、観測されるエネルギー流束を f_1, f_2 とすると

$$m_2 - m_1 = 2.5 \log_{10} \left(\frac{f_1}{f_2} \right)$$

である。上の定義式は等級差を定める。等級原点是一群の測光標準星によって定められる。このようにして定められた星の等級は地球から測定した星の見かけの等級である。観測者までの距離にはよらない星の真の明るさは、絶対等級で示される。星の明るさは観測装置の分光感度によって値が異なるので、それぞれの分光感度に対応した星の等級が定義される。地上に達する波長 λ と $\lambda + d\lambda$ の間の星の放射エネルギーを $I(\lambda)d\lambda$ 、観測装置の分光感度を $S(\lambda)$ とすると、明るさの観測値 $\int I(\lambda)S(\lambda)d\lambda$ と全放射エネルギー $\int I(\lambda)d\lambda$ に対応するものをそれぞれ等級、放射等級という。 $S(\lambda)$ の等級系列には種々のものがある。写真乾板を用いて測定した等級を写真等級といい、光電管と色フィルターとの組合せで、三色式(UBV)、六色式、赤外、中間帯域式(帯域幅が前のものより狭い)などがあり、それぞれに対応する等級が定義されている。このうち三色式は国際的に認められ広く使用されている。V (visual) を実視等級ということが多い。放射等級は地球大気外で全波長域にわたって測定して決められる必要がある。しかし実際に

は、地上可視光観測で得られる値に大気吸収の補正、赤外、紫外放射の補正などを施して放射等級が定められる。全放射エネルギーに対する実視等級の波長域に含まれるエネルギーの比率を表す量を放射補正といい、放射等級から実視等級を引いたもので表す。この値は星のスペクトル型に応じて定められ、F5型の星で0になるように定義されている。なお、ここでは「実視」はV(visual)の波長域という意見に用いたが、そうではなく実視を「見かけの」(apparent)という意味に使う人もあり、定義が混乱している。

等極結合 [英 homopolar bond, 独 homöopolare Bindung, 仏 liaison homéopolaire, 露 гомеопольная связь] 分子内の2原子間の結合において、結合に関与している電子の分布の中心と両原子核の電荷分布の中心が一致し、双極子モーメント(または結合双極子)をもたない結合を等極結合という。等極結合は、共有結合と混同されやすいが別の概念である。たとえば、異種の原子間の結合で混成軌道を用いて共有結合を考えると、結合に関与している各原子に属する電子の分布の中心は両原子核の位置とは完全には一致せず、双極子モーメントが生じるので、結合は等極結合ではない。一方、等核二原子分子における結合は、イオン構造の寄与があるため完全な共有結合とはいえない。しかし、イオン構造の寄与は両原子について同等であるので、結合全体としては双極子モーメントをもたず、結合は等極結合である(⇨共有結合、無極性分子)。

等距離的な演算子 [英 isometric operator, 独 isometrischer Operator, 仏 opérateur isométrique, 露 изометрический оператор] ⇨ ユニタリー演算子

動径 [英 moving radius, 独 Drehradius, 露 движущийся радиус] = 動径ベクトル

統計因子 [英 statistical factor, 独 statistischer Faktor, 仏 facteur statistique, 露 статистический фактор] 量子力学的遷移において、終状態で粒子のスピンや運動量などがとりうる状態の数をいう。普通、スピン量子数を S 、角運動量子数を l とすれば、統計因子はそれぞれ $(2S+1)$ 、 $(2l+1)$ となる。遷移確率は遷移演算子の行列要素の絶対値の二乗と統計因子の積になる。許容遷移の β 崩壊で生じる電子のエネルギースペクトルの形はほとんど統計因子で決る。

統計演算子 [英 statistical operator, 独 statistischer Operator, 仏 opérateur statistique, 露 статистический оператор] 量子統計力学において、その確率論的観念を表現する演算子。密度行列ともいう(⇨密度行列)。

等傾角干渉 [英 interference of equal inclination, 独 Interferenz gleicher Neigung, 仏 interférence d'égale inclinaison, 露 интерференция равного наклона] いくつかの光束が干渉するとき、それらが強めあう(または弱めあう)ための条件が光束の方向だけで定まる干渉のことをいう。たとえば、平行平板(または膜)の表と裏で反射した光の干渉がこれに当る。板の厚さを d 、屈折率を n 、光の真空中での波長を λ 、板の内部での光線の屈折角を θ とすると、板からの反射光を見た場合

$$2nd\cos\theta = m\lambda \quad (m: \text{整数})$$

で決る屈折角 θ をもつ反射光は暗くなる。すなわち、明暗は傾角 θ だけで決る。この場合、光源が点光源でなく有限な大きさで、その各点からくる光がインコヒーレント(⇨インコヒーレント光)であっても干渉縞が見られるのが特徴

である。ただし、干渉縞は無縁遠に局在して生じるので、これを観測するにはレンズを用い、その像を焦点面につくる必要がある。この干渉縞は板に垂直な直線のまわりにリング状に生じるから、反射光で観測するには 45° に傾けた半透鏡を用いる。透過光でも干渉縞は見えるわけであるが、通常板の表面と裏面の反射率が低いので、直接透過した光が強すぎて非常に見にくい。ブルースターの干渉縞もこの種類に属する。また、平行平板の表裏の両面に反射増加膜を蒸着し、広がりのある光源と眼との間に置くと、眼から板に下ろした垂線の足を中心とした同心円状の干渉縞が見られる。これらは、光が板の表面と裏面で何度でも反射されそれらがすべて干渉しあって生じる等傾角干渉縞でハイディンガーの干渉縞といい、ファブリーペロー干渉計はこれを利用したものである。この場合上述の式が成り立つ θ の方向で明るくなるが、垂直に近く $\theta \approx 0$ の付近を見ているので、 $\cos\theta$ の θ による変化が小さく、板の厚い場合でも干渉縞が比較的離れており、容易に観測できるのが特徴である。

等傾角干渉縞 [英 bend contours, 仏 contour de bande, 露 интерференционная полоса равного наклона] [1] 電子顕微鏡像において結晶性試料に見られるコントラストの一種であり、しばしば等厚干渉縞とともに2つの典型的なコントラストとして知られている。いま図1に示

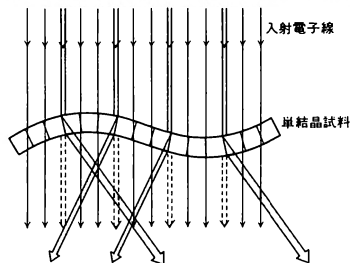


図1

ように、一様な厚さをもつ湾曲した単結晶試料に平行な電子線を照射し試料を観察することを考える。試料が湾曲しているため、ブラッグの回折条件(⇨ブラッグ反射)を満足する領域と満足しない領域が存在する。ブラッグ条件を満足しない領域では入射電子線はほとんど透過して結像に参加するが、ブラッグ条件を満足する領域では電子線はブラッグ反射を起し、 10^{-2} rad くらいの偏角をもって進路からずれ、対物絞りにより遮られて結像に参加しない。したがって、顕微鏡像のボジ画面で、ブラッグ条件を満足して

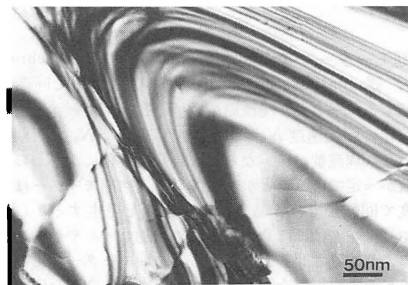


図2

いる領域は黒いコントラストを与える。入射電子線に対し一定の角(ブラッグ角)をなした領域が選択的に暗いコントラストを与えるため、光学での等傾角干渉縞との表面的な類似から、この模様を等傾角干渉縞とよぶ。またブラッグ反射を起した電子線が、対物絞りにより遮られて結像に参加しないことは、あたかも電子線が試料により吸収されたことと同じように考えられるため、この種のコントラストを散乱吸収によるコントラストともいう。図2はモリブデナイト単結晶に見られる等傾角干渉縞を示したものである。

[2] 光線の等傾角干渉により生じる縞(⇒等傾角干渉)

統計学的重要性 [英 statistical weight, 独 statistisches Gewicht, 仏 poids statistique, 露 статистический вес]

ある系のある物理量がとりうる値 E_1, E_2, \dots があるとしよう。同じ構造をもった系多数からなる統計的集団(アンサンブル)を導入する。このアンサンブルの中で状態 E_j が実現する確率を w_j としう。この w_j を統計学的重要性とよぶ。このとき、たとえばエネルギーの平均値は

$$\langle E \rangle = \frac{\sum w_j E_j}{\sum w_j}$$

のように求められる。統計的集団として重要なものにカノニカル集団(正準集団)があるが、この場合

$$w_j = \exp(-E_j/kT)$$

であって E_j は系のとりうるエネルギーの値となる。このように結果は「アブリオリ(先験的)確率は個々の微視的状态に対して等しい」という等重率の原理から導かれるものである。

動径結合 [英 radial coupling, 独 Radialbindung, 仏 couplage radial, 露 радиальная связь] 原子どうしの低速度衝突において、電子状態間の遷移を引き起す原因のひとつ(⇒回転結合, 非断熱項)。

統計光学 [英 statistical optics, 独 statistische Optik, 仏 optique statistique, 露 статистическая оптика] 光源から放射されている光のある点での振幅や強度は、その平均値は一定であるとしても、光の性質を反映してランダムに変化する不規則変数である。われわれの測定できる量は、それらの不規則変数の集合平均である。このような立場から光の干渉、光の相関、光の周波数スペクトルを扱い、光の性質を統計論的に論ずる光学を統計光学という。

あるスペクトル幅をもって光源より放射される光は、そのスペクトル幅の逆数程度の時間続く波が、ランダムな位相で次から次へと放射されていると考えてよい。したがって、ある場所での光の振幅 $V(r, t)$ は、決定論的に決った変数ではなく、ある統計性をもった不規則変数である。われわれが2スリットの干渉実験で測定できる干渉縞は、不規則変数である波動場 $V_1(r, t)$ と $V_2(r, t)$ との積の集合平均

$$\langle V_1(r, t) V_2(r, t) \rangle_{\text{集合平均}} = \overline{V_1(r, t) V_2(r, t)}_{\text{時間平均}}$$

である。一般の光源のような定常的なランダム過程では、集合平均と時間平均とは等しくなる。

同型置換法 [英 isomorphous replacement method, 仏 méthode de remplacement isomorphe, 露 метод изоморфного замещения] X線構造解析において、2個あるいはそれ以上の同系化合物が同型結晶として得られると、原理的に結晶構造因子 F の位相を求めることができる。実験的に位相問題を解決するひとつの方法である。ハロゲン

化合物あるいは同系の錯化合物などの例があるが、この方法が最も有効かつ系統的に用いられている例はタンパク質および核酸の単結晶構造解析に見られる(⇒重原子置換法)。2種の同型結晶の構造因子 F_1, F_2 の差 $F_1 - F_2$ を係数とする差分合成図形に両者の差だけが現れるので、置換原子(団)の位置を求めることができる。両者の間に局部的な構造変化があるときも同じ方法が用いられる。この方法の用途は広い。厳密には、同型構造(isomorphous)ではなく、等型構造(isostructural)を用いるのであるが、慣例上同型置換法とよばれている。

統計的仮説検定 [英 testing statistical hypothesis, 独 Test der statistischen Hypothese, 仏 vérification des hypothèses statistiques, 露 статистическая проверка гипотез] 標本観測値 $X = (X_1, X_2, \dots, X_n)$ が未知母数(パラメータ) $\theta = (\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_p)$ を含む確率分布に従うと想定されるとき(⇒統計的推測)、 θ がある条件を満たすという仮説が観測値と矛盾していないかどうかを調べる統計的推測の形式を統計的仮説検定、あるいは単に(仮説)検定という。

θ のとりうる値の全体を Θ と書くとき、 θ に関する仮説は一般に Θ の部分集合 θ_0 を用いて $H_0: \theta \in \theta_0$ と書かれる。

観測値が、仮説のもとでは生ずる可能性が小さいような範囲 W に属すれば、仮説が正しくないものとしてこれを棄却する。 W はあらかじめ与えられた小さな値 α に対して

$$\text{すべての } \theta \in \theta_0 \text{ に対して } P_\theta\{X \in W\} \leq \alpha$$

となるように定める。ここに P_θ は母数の値が θ のときの確率を表す。 W を有意水準 α の棄却域という。 α としては伝統的に5%や1%が選ばれることが多い。

棄却域 W に対応して関数 ϕ を

$$\phi(x) = \begin{cases} 1 & (x \in W) \\ 0 & (x \notin W) \end{cases}$$

と定義すれば、 W を定めることは ϕ を定めることと同等であり、 E_θ を母数の値が θ のときの期待値を表すものとすれば、 $P_\theta\{X \in W\} = E_\theta\{\phi(X)\}$ が成り立つ。 ϕ を検定関数とよぶ。検定関数の概念を拡張して $0 \leq \phi(x) \leq 1$ とし、 $\phi(x)$ が $X=x$ のとき仮説を棄却する確率を表すと考えるとき、 ϕ をランダム検定関数という。

仮説が正しくないときに想定される命題を対立仮説とよぶ。それは θ_0 と排反な θ_1 を用いて $H_1: \theta \in \theta_1$ と書かれる。そして仮説が正しくないときに仮説を棄却する確率

$$\beta(\theta) = E_\theta\{\phi(x)\} \quad (\theta \in \theta_1)$$

を検出力とよぶ。有意水準 α の検定のなかで、すべての $\theta \in \theta_1$ に対して検出力を最大にするものがあれば、それを一様最強力検定という。

仮説 $\theta = \theta_0$ を対立仮説 $\theta = \theta_1$ に対して検定する問題では次のネイマン-ピアソンの基本定理が重要である。

X の確率密度関数を $f(x; \theta)$ とするとき、 $\theta = \theta_0$ の有意水準 α の検定のなかで、 $\theta = \theta_1$ に対する検出力を最大にするものは次の形で与えられる。

$$\phi^*(x) = \begin{cases} 1 & f(x; \theta_1) > k f(x; \theta_0) \\ r & f(x; \theta_1) = k f(x; \theta_0) \\ 0 & f(x; \theta_1) < k f(x; \theta_0) \end{cases}$$

ここに定数 k および r ($0 \leq r \leq 1$) は $E_{\theta_0}\{\phi^*(X)\} = \alpha$ を満たすように定める。

仮説 $\theta = \theta_0$ を対立仮説 $\theta \neq \theta_0$ に対して検定する問題は次のように考える。いま適当に $\theta_1 \neq \theta_0$ をとれば、対立仮説

$\theta = \theta_1$ に対する検出力を最大にする ϕ^* が上の定理から求められる。これがもし θ_1 と無関係なら、それは一様最強検定である。そうでなければ一様最強検定は存在しない。

一様最強検定が存在しない時には、考慮の対象とする検定の範囲を制限した上で検出力最大のものであることを選ぶことが考えられる。いま、すべての $\theta \in \Theta_1$ について $E_\theta\{\phi(X)\} \geq \alpha$ となるような検定を不偏検定とよび、あらゆる不偏検定のなかで、すべての $\theta \in \Theta_1$ に対する検出力が最大になるものがあるならば、それを一様最強検定とよぶ。

実母数 θ を含む確率密度関数 $f(x; \theta)$ が

$$f(x; \theta) = f(x_1, x_2, \dots, x_n; \theta) \\ = c(\theta) h(x_1, \dots, x_n) \exp\{\theta t(x_1, \dots, x_n)\}$$

と書かれるとき、その分布を指数型分布とよぶが、この場合は仮説 $\theta = \theta_0$ を対立仮説 $\theta \neq \theta_0$ に対して検定する一様最強検定が存在する。それは $T = t(X_1, \dots, X_n)$ とするとき次の形で与えられる。

$$\phi(x) = \begin{cases} 1 & T < t_1 \text{ または } T > t_2 \\ 0 & t_1 < T < t_2 \\ r_i & T = t_i \quad (i=1, 2) \end{cases}$$

ここに t_1, t_2, r_1, r_2 は

$$E_{\theta_0}\{\phi(X)\} = \alpha, \quad E_{\theta_0}\{\phi(X)T(X)\} = \alpha E_{\theta_0}\{T(X)\}$$

を満たすように定める。

以上とは別の考え方に尤度比検定がある。 X の分布の確率密度関数 $f(x; \theta)$ を θ の関数とみるときにこれを尤度とよぶが

$$\lambda = \sup_{\theta \in \Theta_0} f(X; \theta) / \sup_{\theta \in \Theta} f(X; \theta)$$

は $\theta \in \Theta_0$ なら 1 に近くなりやすい。そこで $\lambda < \lambda^*$ のとき仮説を棄却することとし、 λ^* は有意水準 α から定める。これを尤度比検定という。仮説が正しいとき、 $-2 \log \lambda$ の分布は適当な正規条件のもとで χ^2 分布 ($\Rightarrow \Gamma$ 分布) で近似される。

統計的集団 [英 statistical ensemble, 独 statistische Gesamtheit, 仏 ensemble statistique, 露 статистический ансамбль] 統計力学において、その確率論的概念を明確にするため、着目する体系と同じ構造の多数の系を仮想的に想定し、体系の状態空間に分布させると、体系がある状態 P に見いだされる確率は、状態空間におけるこの集団の分布関数 $\rho(P)$ によって与えられる。このような系の仮想的集団を統計的集団または統計的集合という。集団の分布関数は、古典統計力学においては、位相空間における分布関数 $\rho(q, p)$ によって (\Rightarrow 位相平均)、量子統計力学においては、統計演算子 $\hat{\rho}$ によって表現される (\Rightarrow 統計演算子)。熱平衡系の統計力学においては、このような統計的集団として、ミクロカノニカル集団、カノニカル集団、大きなカノニカル集団が知られている。なお、統計的集団を単にアンサンブルということがある。

統計的推測 [英 statistical inference, 独 statistische Folgerung, 仏 induction statistique, 露 статистический вывод] 統計的データは実験や観察、調査などの結果として得られ、一般にいくつかの数値から成り立っている。これらの数値は、データのとりた対象(母集団)に固有の特徴を表現するとともに、個々にはまた、多かれ少なかれこの特徴からの偏り(ばらつき)を含むものとなっている。そして、われわれは通常これらの数値を通じてこの対象に固有の特徴を把握しようとする。たとえば、あるものの重

さを何回か測定して得られたデータでは、測定誤差を含んで変動する観測値から、真の重さについて推論することが主要な関心事となろう。

数理統計学においては、得られた統計的データはなんらかの確率的法則性に従う変量(確率変数)の実現値とみなされる。この確率的法則性は確率モデルとよばれるが、それは変量の従う確率分布を意図的に決定するものではなく、母数(パラメーター)とよばれる未知の要素を含んだ形で想定される。そしてデータに基づく推論は、未知母数を含む確率分布に従う変量の実現値によりこの母数の値について推測するという形をとる。このような推論のしかたを統計的推測という。

ものの重さを測定する上記の例で、測定誤差がほとんど偶然的なものであり、正規分布に従うとみなせるなら、観測値は独立に正規分布をする確率変数の実現値とみなされる。この分布の平均は真の重さに等しいと考えられるが、それがこの場合の未知母数となる。観測値のばらつきが未知なら、それもまた母数となる。

データは通常いくつかの観測値から成り立っているが、その場合の推測はそれらの観測値のある関数に基づいて行われることが多い。一般に観測値の関数のことを統計量とよぶ。

統計的推測の主要な形式には統計的推定と統計的仮説検定がある。

統計的推定 [英 statistical estimation, 独 statistische Schätzung, 仏 estimation statistique, 露 статистическая оценка] 標本観測値 $X = (X_1, X_2, \dots, X_n)$ が未知母数(パラメーター) θ を含む確率分布に従うと想定されるとき (\Rightarrow 統計的推測), X に基づいて θ の値を推定することを統計的推定という。統計的推定は点推定と区間推定に大別される。

点推定は、 X の関数 $\hat{\theta}(X)$ を定めておき、 X の実現値が x であるとき「 θ の値は $\hat{\theta}(x)$ である」とする推定の方法である。このとき $\hat{\theta}(X)$ を推定量といい、実現値 x に対応して定まる値 $\hat{\theta}(x)$ を推定値とよぶ。

推定量 $\hat{\theta}(X)$ は、 θ の任意の値について

$$E_\theta\{\hat{\theta}(X)\} = \theta \quad (1)$$

を満たすとき、不偏推定量とよばれる。ここに E_θ は母数の値を θ として期待値をとることを意味する。不偏でない推定量を偏りのある推定量といい、 $b(\theta) = E_\theta\{\hat{\theta}(X)\} - \theta$ を偏り(バイアス)とよぶ。

θ のあらゆる不偏推定量のなかで、分散 $V_\theta\{\hat{\theta}(X)\}$ がすべての θ について常に最小になるものがあるならば、それを一様最小分散不偏推定量という。一方、不偏推定量の分散の1つの下限を与える次のクラメル-ラオの不等式が知られている。

観測値を $X = (X_1, X_2, \dots, X_n)$ とし、 X_1, X_2, \dots, X_n が互いに独立に同一の確率密度関数 $f(x; \theta)$ をもつ分布に従うものとすれば、適当な正則条件のもとで、 θ の任意の不偏推定量 $\hat{\theta}(X)$ について

$$V_\theta\{\hat{\theta}(X)\} \geq \frac{1}{nI(\theta)} \quad (2)$$

が成り立つ。ここに $I(\theta)$ はフィッシャーの情報量

$$I(\theta) = E_\theta\{\partial \log f(X; \theta) / \partial \theta\}^2$$

を表す。

分散が常にクラメル-ラオの不等式の限界に一致するような不偏推定量は有効推定量とよばれることがある。有

効度量が存在すれば、それは明らかに一様最小分散不偏推定量である。

以上とは全く別の考え方による推定の方法に最尤法があり、広く用いられている。観測値 X の確率密度関数を $f(x; \theta) = f(x_1, x_2, \dots, x_n; \theta)$ とするとき、それを θ の関数とみなしたものを尤度関数という。

X の実現値 x を与えたとき

$$\max_{\theta} f(x; \theta) = f(x, \theta^*)$$

となるような $\theta^* = \theta^*(x)$ が定まる。この θ^* を用いて、 $\hat{\theta}(X) = \theta^*(X)$ とするのが最尤推定量である。

X が互いに独立で同一の分布に従う n 個の確率変数 X_1, X_2, \dots, X_n からなるとき、 n が十分大きければ最尤推定量は一般に極めてよい性質をもつ。つまり、適当な正則条件のもとでは、 $n \rightarrow \infty$ とするときの最尤推定量の分布は、 θ を平均とし、クラメル-ラオの不等式 (2) の与える限界 $1/nI(\theta)$ を分散とする正規分布に近づく。

一方、区間推定は X の 2 つの関数 $l(X), u(X)$ を定めておき、 X の実現値が x であるとき「 θ は区間 $[l(x), u(x)]$ に属する」とする推定の方法である。このとき、 $l(X), u(X)$ はあらかじめ与えられた小さな値 α に対して

$$P_{\theta}\{l(X) \leq \theta \leq u(X)\} \geq 1 - \alpha$$

が任意の θ について成り立つように定められる。区間 $[l(X), u(X)]$ を θ に対する信頼率 $1 - \alpha$ の信頼区間という。

区間推定は統計的仮説検定と密接な関係をもつ。観測値 X に対して、母数のある範囲 $S(X)$ を対応させることを一般に領域推定とよぶ。 $S(X)$ が区間である場合が上記の区間推定である。そして $P_{\theta}\{\theta \in S(X)\} \geq 1 - \alpha$ となるとき、 $S(X)$ を信頼率 $1 - \alpha$ の信頼域とよぶ。

いま、仮説 $\theta = \theta_0$ を有意水準 α で検定する場合の棄却域 (\Rightarrow 統計的仮説検定) を $W(\theta_0)$ とし、その余集合を $A(\theta_0)$ とすれば、 $\theta = \theta_0$ のとき

$$P_{\theta_0}\{X \in A(\theta_0)\} \geq 1 - \alpha$$

が成り立つ。

そこで、すべての θ_0 について集合 $A(\theta_0)$ を定め、与えられた X に対して $X \in A(\theta_0)$ となるような θ_0 の集合を $S(X)$ とすれば、 $X \in A(\theta_0) \Leftrightarrow \theta_0 \in S(X)$ だから

$$P_{\theta}\{\theta \in S(X)\} = P_{\theta}\{X \in A(\theta)\} \geq 1 - \alpha$$

となって、 $S(X)$ は θ の信頼率 $1 - \alpha$ の信頼域となる。多くの場合、信頼区間はこの方法によって導くことができる。

統計的平均 [英 statistical average, 独 statistisches Mittel, 仏 moyenne statistique, 露 статистическое среднее] ある量 x を測定するとき、測定のために異なる値が得られることがある。いま異なる値の列を x_1, x_2, \dots, x_n とし、 x_i の得られる確率を p_i としよう。 $p_i = \frac{n}{n} p_i = 1$ と規格化されているとする。そのとき $\langle x \rangle = \sum_{i=1}^n x_i p_i$ を統計的平均という。統計力学においては、統計的集団にわたる平均を意味し、アンサンブル平均または集団平均ともよばれる (\Rightarrow 統計的集団)。

統計的平衡 [英 statistical equilibrium, 独 statistisches Gleichgewicht, 仏 équilibre statistique, 露 статистическое равновесие] 2 つの巨視的体系 I, II が熱平衡となる統計力学的条件を考えるため、最初に、この 2 つの系は互いに孤立し、それぞれエネルギー E_I, E_{II} をもって熱平衡にあるとする。そのとき、各体系は、そのエネルギ

ー E_I または E_{II} に対して許される微視的状態の各々に同等の確率をもつて現れる。これは等重率の原理にほかならない (\Rightarrow ミクロカノニカル分布)。いま、この 2 つの体系を熱的に接触させるとしよう。その間のエネルギー授受により、十分に時間がたてば、2 つの体系は熱平衡に到達する。I と II とを合わせた全系は閉じた系だから、全系のエネルギーは一定で $E = E_I + E_{II}$ をもつ。しかし、I および II の、それぞれのエネルギーは、お互いのエネルギー授受により、0 と E との間を変化し、したがって、I および II の各体系は、エネルギー 0 $\sim E$ に対して許されるすべての微視的状態をとっていくことになる。全系 I + II の微視的状態に着目すれば、全エネルギー E に対して許される微視的状態の各々が、等重率の原理に従って、同等の確率をもつて現れるような最終状態に到達する。これを 2 つの系の統計的平衡という。これは熱平衡の統計力学的描像を与える。なお、以上で、2 つの系は空間的に分れた 2 つの系であつてもよいし、1 つの系の 2 種の自由度であつてもよい。

統計的方法 [英 statistical methods, 独 statistische Methoden, 仏 méthodes statistiques, 露 статистические методы] 統計的方法とは、ある目的のために数値データを集める方法、およびそのデータを解析し、それぞれの実質科学にとって有用な情報を引出すために用いられる数学的手法の総称である。

(1) データの収集とその種類：実験によってデータを集める場合、特に生物を対象とするような実験においては、いくら実験条件を厳しく管理しようとしても、データに偶発的な変動が伴うことは避けられない。そこで、このような偶発的な変動の存在を初めから認めて、ただし可能な限り厳密にそれを取扱って、信頼性のあるデータをつくり出すとするのが実験計画法である。限られた費用・時間の下で、できるだけ多くの情報を引出すような実験のやり方を与えることも、実験計画法の課題である。実験計画法は 1920 年代に R. A. Fisher によって創始されたが、その根本的な考え方は、いわゆる科学的精密実験の考え方は大きく異なっている。それは、後者の目的が実験条件をできるだけ均一化して科学的法則性を見いだすことであるのに対し、前者は、条件を完全には均一化できない生産現場での適用を念頭に置いているからである。しかし、多くの要因が複雑にからみあう現象を解析するような場合には、実験計画法の考え方を物理学実験に導入することも有益であろう。実験データを解析する際に主に用いられる統計的手法が分散分析である。

世論調査や市場調査など、対象とされる集団から一部の標本を抽出 (サンプリング) し観測を行うことによって得られるのが調査データである。標本抽出法、観測法、データを用いた集団全体の推定法を総称して標本調査法という。

実験データ、調査データのようにデータ収集計画に基づいて得られたのではないデータを総称して、観察データとよぶこともある。

上記のような区別はほかにも、いくつかの規準に基づいてデータの種類を分類することが可能である。たとえば、長さや重さのような連続的な変数を特性値とするのか、それとも色のような質的変数を特性値とするのか、調べる特性値の尺度の違いによってデータを分類することが可能である。また、1 つの対象についていくつの特性値が観測されているかによって、1 変量データ、2 変量データ (一般

には多変量データ」というような区別が可能である(⇒多変量解析)。時系列的に観測されたデータか、あるいは時点は固定し多くの対象を集めることによって得られたデータかで、時系列データ、クロスセクショナルデータという区別が可能である(⇒時系列解析)。

(2) データの解析と解釈：統計的データ解析の応用分野は広範であり、解析の目的やデータの種類や質も多様である。さらに、解析者が有する実質科学上の知見の量や質は、用いる解析手法の選択、モデル構築の過程、結果の解釈に大きな影響を与える。したがって、すべての場合に適用可能な統一化されたデータ解析の体系は存在しないが、あえて分類を試みるとすれば、事前情報の程度に応じて、アプローチのしかたを次のように区別することができるだろう。

(a) 探索的データ解析：データ自身が示唆するところを先入観なしで抽出することが第一の目的である。要約統計量の計算や図的表示(⇒記述統計)を通じてデータを要約し、その特徴を把握し背後の構造を探索する。同時に、データの大部分とはそぐわない外れ値(outlier)を探索する(⇒ロバスト手法)。これら外れ値を吟味することによって、解析前には予想しなかったような特徴や構造が示唆されることもある。

(b) 統計的推測：データは、ある同時確率分布に従う確率変数とみなされ、さらに、この確率分布は未知のパラメーター(母数) θ を指定することによって完全に定まると仮定される。データ解析の目的は、 θ に関する推測を行うことに帰着し(⇒統計的推測)、推測の結果がデータのもつ有用な情報を縮約したものとみなされる。なお、確率分布(の族)をパラメーター表現せず、分布の対称性などゆい仮定のもとで推測を行う方法をノンパラメトリック法という。予測などのために、いくつかの候補の中から統計的な規準を用いて適切なモデルを選びだす統計的モデル選択も、この範ちゅうに入れることができるだろう。

(c) ベイズ流推測：上述のパラメトリックな確率分布(の族)の想定に加え、 θ 自身が確率変数であると仮定される。事前情報あるいは解析者の主観は、 θ の事前の確率分布として明示的に表現される。ベイズの定理(⇒確率論)を適用することにより、この事前分布とデータから θ の事後分布が計算される。 θ に関する推測はすべてこの事後分布を通じて行われる。

(a),(b),(c)の順に、より強い結論が引出されるが、それは、より詳しい、したがって現実の場面においてはより不確かな仮定に基づいていることに注意せねばならない。また実用上は、これらのアプローチの区別に必要以上に固執することは建設的でないと考えられる。必要以上は、それぞれのアプローチあるいはその具体化である様々な解析手法の特徴と互いの関連を把握し、状況に応じて適切な手法を用いていくことによって対象への理解を深めていくことであろう。

(3) 物理実験データの統計解析：物理学において統計的方法が適用される場面は実験・観察データの処理であり、その中でも、実験式の構築や理論式のパラメーター推定に用いられることが最も多いであろう。この場合に用いられる解析手法を簡単にまとめてみる。

集められたデータは、まず探索的データ解析の立場から吟味されるべきである。実験誤差の分布形状の把握や外れ値の探索を通じ、「誤り・異常値」の検出を行うことが必

要である。

実験式の構築には回帰分析が用いられる。仮定が正しければランダムに分布するはずの残差を吟味することによってモデルの正確さを検証し、必要なら説明変数の追加、異常値の除去、変数変換などをを行い、より適合度の高い、かつ予測力の高いモデル式を構築せねばならない(⇒回帰分析)。もし、説明変数のほうにも無視できない観測誤差が伴い、「真」の値の間にある関係式を推定したい場合には、関数関係解析という手法を用いるべきである。

理論式は一般に非線形の式で与えられるので、パラメーター推定には非線形最小二乗法を用いるのが普通である。しかし、誤差の分布の裾が正規分布より重く、外れ値が生じやすいような場合には、最小二乗法に代わるロバストな推定法を用いることも考えられる(⇒ロバスト手法)。どのような推定法を用いるにせよ、パラメーターの推定精度は常に押さえておく必要がある。通常は、パラメーターの推定量の分散を推定したり信頼区間(⇒統計的推定)を構成することによって精度を評価するが、データを分割したり、あるいは一部のデータを除くことによって推定値の安定性を調べることも行われる。他の実験結果などの事前情報を分布として明示的に表現し、ベイズ流推測を行うことも、場合によっては可能であろう。

統計熱力学 [英 statistical thermodynamics, 独 statistische Thermodynamik, 仏 thermodynamique statistique, 露 статистическая термодинамика] ⇒ 統計力学

統計物理学 [英 statistical physics, 独 statistische Physik, 仏 physique statistique, 露 статистическая физика] 統計力学とほとんど同じ意味に使われることも多いが、統計物理学の方が少し広い意味で、方法論ではなく現象に重点をおいたときに使われる。すなわち、統計物理学を駆使して自然現象を研究する学問を統計物理学という。これを2つに分類すると平衡系の統計物理学と非平衡系の統計物理学に分けられる。後者は、熱平衡状態にない系を扱う統計物理学で、線形応答理論を除くと、現在まだ発展途上にある(⇒統計力学)。

動径分布関数 [英 radial distribution function, 独 radiale Verteilungsfunktion, 仏 fonction de distribution radiale, 露 радиальная функция распределения] 等方的な系(または角度依存性を近似的に無視できるとき)の中で、ある原点から r の距離に厚み dr の球殻をとり、その中のある物理量の統計的分布を考えると、それは r のみ関数として表される。これを一般に動径分布関数という。すなわち、状況に応じて種々の定義がなされるので注意が必要である。たとえば、ある原子の電子密度を原子核からの距離 r の関数として $4\pi r^2\rho(r)$ と表したとき、 $\rho(r)$ または $4\pi r^2\rho(r)$ は動径分布関数である。この概念が最も有効に用いられる例の1つは、気体・液体・非晶質固体な

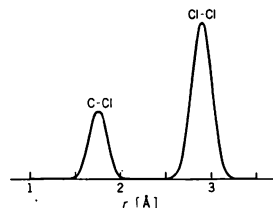


図1 CCl_4 気体の動径分布関数 $f(r)$

どの原子配置をX線・電子線などの回折法によって解析する場合である。実験的に求められる回折強度に適當な補正を加えたのちフーリエ変換すると、その物質内である原子のまわりの距離 r にほかの原子が存在する確率(またはそれと直接に対応する量)を系全体で統計的に平均した動径分布関数が得られる。たとえば、CCl₄気体による電子線回折(図1)では、1個の分子中でのC-Cl, Cl-Cl原子対の電子散乱能を表す動径分布関数が得られる。それらのピークは分子振動によるゆらぎのためにほぼガウス分布をしており、その重心は平均核間距離を与える。希ガス液体によるX線回折の例(図2)では、ある原子から見たほ

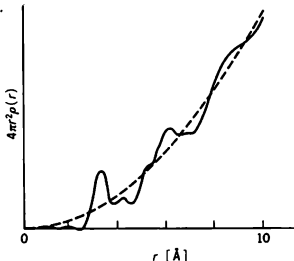
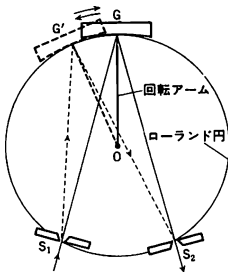


図2 Ne気体(26.6K)の動径分布関数

かの原子の存在確率を表す動径分布関数が得られる。これは一様な分布(破線)のまわりに振動している。分子性液体の場合には、分子の配向に関する統計的平均(一般には配向の異方向性が無視できないため重みつき)が加わるので、複雑な解析が必要となる。

動径ベクトル [英 radius vector, 独 Radiusvektor, 仏 rayon vecteur, 露 радиус-вектор] 質点の運動を記述するのに、固定点から質点の位置へ引いた位置ベクトル r の時間変化 $r(t)$ を用いるとき、これを動径ベクトルあるいは動径という。

動径マウンティング [英 radius mounting, 仏 montage à radius] 凹面回折格子のマウンティング(配置のしかた)のひとつで、真空紫外用モノクロメーターに使用される。図のように、ローランド円 O のまわりに回



転するアーム上に凹面回折格子 G を固定し、アームを回転して波長走査を行うので、この名がある。このマウンティングは1940年代初頭にH. G. Buehlerによって考案されたといわれており、ボイトラー・マウンティングとよばれることもある。入射スリット S_1 と射出スリット S_2 は固定で、凹面回折格子 G をローランド円に沿って動かして波長走査を行うので、構造は簡単であるが、波長とともに射出光の方向が変化したり、回折格子への光のあたりかたが変わるという欠点がある。

統計マトリックス [英 statistical matrix, 独 statistische Matrix, 仏 matrice statistique, 露 статистическая матрица] = 密度行列

統計模型 [英 statistical model, 独 statistisches Modell, 仏 modèle statistique, 露 статистическая модель] 高エネルギー核子・核子衝突などで発生する中間子の多重度などを統計力学的に評価する模型。核子・中間子、中間子どうしの強い相互作用で系が熱平衡状態となり、ある終りの状態になる確率は、その状態の統計的重みで決まるという模型。E. Fermiにより1950年提出された。衝突したときのローレンツ収縮した核子の大きさの中で発生した中間子が熱平衡になるとして、平均多重度および温度が $E^{1/2}$ (E は重心系での全エネルギー)に比例するという結果を得た。したがって E が大きくなると温度が高くなり、K中間子が π 中間子と同じくらい発生し、また横運動量がエネルギーとともに増加するので実験とは一致しない。L. D. Landauはこの点を考慮して局所熱平衡として相対論的流体模型を展開し、実験とよく一致する結果を得た。

統計力学 [英 statistical mechanics, 独 statistische Mechanik, 仏 mécanique statistique, 露 статистическая механика] ミクロな粒子の運動に確率論を適用することによって、マクロな系の諸性質を粒子の集団の示す統計的法則として導くことが、統計力学の目的である。たとえば、私たちをとりまく空気は1dm³中に約 10^{22} 個の分子を含み、これらの分子は100 m・s⁻¹ぐらいの平均スピードで飛びまわっている。空気に限らず、気体は高速で運動する多数の分子の集団であるが、分子の軌道は分子間衝突あるいは器壁との衝突によってたえず不規則に曲げられ、いかなる高速電子計算機でも完全に追跡することはできない。他方、気体の示す圧力は、多数の分子が絶えず器壁に衝突して与えるバスの平均値であり、これを気体の温度、体積、分子数の関数として計算することはできる。特に気体が希薄な場合には、ボイル-シャルルの法則を理論的に導くことができる。気体の圧力に限らず、一般に物体の示すマクロな性質は、ミクロな力学量の平均値として表されるのであって、その原理・公式・具体的計算法を明らかにすることが統計力学の任務である。

統計力学は、対象とする系が熱平衡にあるか否かによって2つのカテゴリーに分類される。平衡系の統計力学は熱力学に対応するミクロな理論であって、統計熱力学ともよばれる。実際、エネルギー、エントロピー、自由エネルギー、圧力、体積などの間に成立する熱力学の一般公式は、統計力学によってミクロな力学法則から再構成することができる。また、熱力学では実験によって決定すべきものとされている状態方程式、比熱などのマクロな物理量、相転移の起る温度やその付近でのマクロな物理量のふるまいなどを、統計熱力学はミクロなモデルに基づいて計算し、予言する。統計熱力学の基本原理は、エルゴード定理またはこれに等価な等重率の原理であって、一般的な公式はすべてこれから導き出すことができる。したがって、マクロな物理量を計算する具体的な方法が統計熱力学の主要な課題である。

非平衡系は、熱平衡からのはずれを一次の微小量とみなしてよいような線形非平衡系と、その許されない非線形非平衡系とに大別できる。電流が電圧に比例するというオームの法則の成立する電気伝導や、熱流が温度勾配に比例するというフーリエの法則の成立する熱伝導は、線形非平衡

現象の代表的な実例である。一般に、外部から加えた摂動(たとえば電場)と、これに対する物体の応答(電流)とが比例関係にある輸送現象については、その比例係数である輸送係数(電気伝導率)を計算するための一般論が、線形応答理論として確立されている。したがってこの場合にも、輸送係数を計算する具体的な方法が主要な課題である。

他方、非線形非平衡系の統計力学は、強電場下での電気伝導や非線形光学現象のように、線形応答理論で無視されていた高次の過程が問題となる通常の意味での非線形現象を対象とするだけではない。流体の乱流のように、本来はマクロな因果法則(たとえば流体力学)に従うはずの運動が、非線形性のために偶然性をおびる現象をも対象とする。このように対象が広範囲に及ぶために、非線形非平衡系を扱うための統計力学の一般的な理論形式は、まだ確立されていない。

統計力学の歴史は、希薄気体のボイル-シャルルの法則をニュートン力学から導こうとした J. Bernoulli の試み(1736 年)までさかのぼることができる。これは、気体のマクロな性質を気体分子のミクロな運動によって説明する気体分子運動論の先駆である。本格的に気体分子運動論が発展したのは 19 世紀後半であり、J. C. Maxwell は熱平衡にある気体中の分子速度の統計分布(マクスウェル-ボルツマン分布)を発見し、L. Boltzmann は非平衡気体における分子速度分布関数の空間的・時間的変化を規定するボルツマン方程式(⇒気体分子運動論)を確立した。これに基づいて、気体の粘性係数、拡散係数(⇒拡散)、熱伝導係数(⇒熱伝導)の一般式を与えた。さらに、時間がたつにつれて分布関数が熱平衡分布に接近することを示す H 定理を証明した(1872 年)。これは熱現象の非可逆性をミクロな立場から表現したものであるが、分子の運動を支配している力学法則の可逆性と矛盾するのではないかという批判が J. Loschmidt から提起された。これに答えて、熱力学におけるエントロピー増大則(⇒熱力学第二法則)を確率論的に解釈することによって、力学法則の可逆性と調和できることをボルツマンは明らかにした。彼は熱平衡概念をミクロに基礎づけるものとしてエルゴード仮説(⇒エルゴード問題)をおき、エントロピーは熱平衡系のとりうるミクロな力学的状態の重率(⇒熱力学的重率)の対数である、というボルツマンの原理を確立した(1877 年)。この原理を体系化し、統計熱力学の定式化に成功したのは J. W. Gibbs であり(1902 年)、これをギブスの統計力学という。

ボルツマンの原理は、ミクロな粒子の運動を支配する法則が古典力学であるか量子力学であるかに無関係に成立する。M. C. E. L. Planck が黒体放射に統計力学を適用し、エネルギー量子の概念を確立できたのは、このためである。A. Einstein は固体中の原子振動に量子論を適用し、振動による比熱が絶対零度で 0 になることを示した(1907 年)。当時 H. W. Nernst によって提唱されていた熱力学第三法則にミクロな例証を与えたものである。さらに、ポー-アインシュタイン統計、フェルミ-ディラック統計の発見、古典統計力学における確率密度関数に代わる密度行列の発見により、量子力学に基礎をおく量子統計力学の一般的定式化が可能になった(1924~27 年)。

統計力学の対象として簡単な系は、粒子間相互作用を弱い摂動と見なすような広義の気体である。これは通常の気体のみならず、凝縮系の準粒子の気体でもよく、代表的な実例として固体中のフォノンの気体がある。気体をこ

のように広義に解釈すれば、気体の統計力学および輸送理論は、現在でもなおプラズマ物理や物性物理で活用されている。他方、粒子間の相互作用が本質的になる代表的な問題は相転移である。古くから知られているのは分子場近似であるが、相互作用を平均値としてのみ考慮するこの近似は、超伝導転移(⇒超伝導)のような有効近接粒子数の大きな系や仮想的な高次元系以外には、一般に定量的な議論に役立たない。一方、いくつかのモデルについては、分配関数の解析的表式が求められていて、相転移の厳密な理論が可能である。二次元イジング・スピン系の L. Onsager の厳密解は、その代表例である(⇒イジング模型)。厳密解が求められない場合でも、電子計算機による数値計算、数値実験、あるいはくりこみ群の方法などを駆使することによって、相転移の理論、特に二次相転移点付近の臨界現象の示す普遍的な性質に関する理論が、めざましい進歩をとげている。

マクロな量はミクロな力学量の平均値であるが、平均値からの揺動(ゆらぎ)が最初に問題とされたのは、M. von Smoluchowski や Einstein のブラウン運動の理論である(⇒ブラウン運動)。熱平衡系で起る揺動は、実は非平衡系の散逸過程と深い関係にあり、後者は外力によって強制的に引き起こされた揺動と見ることができ、拡散係数と移動度の間のアインシュタインの関係式、電気回路の熱雑音に関するナイキストの定理、輸送係数に関するオンザーガーの相反定理などは、一般的な揺動・散逸定理の具体例にほかならない。線形応答理論における久保公式は、線形応答を熱平衡系におけるミクロな量の相関関数によって表す公式であり、揺動・散逸定理の最も一般的な表現と見なすことができる。この公式は特定のモデルや近似とは無関係に成立するものであって、これにより、線形非平衡系の統計力学は、統計熱力学と同一レベルの一般性をもつことになったのである。

動径量子数 [英 radial quantum number, 仏 nombre quantique radial, 露 радиальное квантовое число] 中心力場の中を運動する粒子に対する量子数のひとつ。シュレーディンガー方程式

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(r) \right\} \psi = E \psi \quad (1)$$

を、極座標 (r, θ, φ) を使って書き、変数分離によって、動径変数 r に関する方程式を取出すと

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2m r^2} \right\} \chi = E \chi \quad (2)$$

となる。ただし、 $\psi(r) = (\chi(r)/r) Y_{lm}(\theta, \varphi)$ 。与えられた角運動量の大きさ l にたいして、 $\chi(0) = \chi(\infty) = 0$ という境界条件のもとで、方程式(2)を解いて得られる(離散的な)エネルギー固有値を小さな順に $E_{0,l} < E_{1,l} < E_{2,l} < \dots < E_{k,l} < \dots$ と並べたときの番号 $k=0, 1, 2, \dots$ を動径量子数という。これは動径波動関数 $R(r) = \chi(r)/r$ の節(node)の数にもなっている。 $V(r)$ がクーロン・ポテンシャルの場合、主量子数 n との関係は、 $k=n-1-l$ で与えられる(⇒主量子数, 方位量子数, 磁気量子数)。

統計理論(核反応の) [英 statistical theory, 独 statistische Theorie, 仏 théorie statistique, 露 статистическая теория] 原子核反応、特に複合核反応を取扱う理論のひとつ。複合核反応では、関与する粒子やエネルギー単位の数が極めて多いので、入射粒子が原子核内で繰返し起す衝突過程を詳細に考慮することは極めて困難である。そのた

めに、入射粒子が標的核に衝突して複合核を形成する過程と複合核を崩壊して粒子を放出する過程の計算に統計的な取扱いが用いる。このような統計的な記述を用いる理論を総称して統計理論とよび、複合核形成とその崩壊は独立であると仮定する複合核反応の理論、複合核の崩壊に用いる蒸発理論、核の励起エネルギー準位密度の計算に用いる熱力学模型などがある。これらの理論はいずれも1930年代に提案され、今日まで現象論的手法として用いられている。直接反応のような簡単な過程が支配的であると考えられる高エネルギーの核反応においても、反応で放出される粒子のエネルギー分布の低エネルギー部分は統計理論で説明され、核反応生成物の角度分布は、 90° に関して前後方に対称であることが導かれる(⇒ハウザー-フェッシュバッハ理論)。これは、断面積を複合核の励起エネルギーについて広い範囲にわたって平均するが、または多くの終状態のチャネルについて平均すると得られる(I. M. Naqibら, 1965年)。また、入射粒子のエネルギーを変えたときに見られる反応断面積のゆらぎ(T. E. O. Ericson, 1960年)は、 $\bar{\sigma}$ を平均の断面積、 n を終状態の数、平均するエネルギー領域に含まれる状態の数を N とすると、統計的に $(\sigma - \bar{\sigma})^2 = \bar{\sigma}^2/(nN)$ が成り立つが、これも実験で確かめられている。最近では、複合核状態が形成される以前に粒子が放出される過程や、重イオン反応に伴う輸送現象などが、非平衡統計力学を用いて計算されており、これは統計理論の発展したものである。

凍結(軌道角運動量の) [英 quenching, 独 Löschnung, 仏 extinction, 露 замораживание] ⇒ 配位子場理論

凍結された磁場 [英 frozen-in magnetic field, 独 eingefrorenes Magnetfeld, 仏 champ magnétique gélé, 露 вмороженное магнитное поле] 良伝導性流体中の磁場は、磁力線があたかも流体に付着しているかのように運動する。良伝導性流体と磁場の間に相対運動があると電磁誘導によって電流が誘起され、この電流と磁場は相互作用して流体と磁場の相対運動を打ち消そうとする。この結果、流体と磁場は一体となって運動する。このような状態の磁場を凍結された磁場という。微視的に見ると、流体中の荷電粒子がローレンツ力によって一定の磁力線のまわりを旋回運動し、磁力線を横切って自由に運動できないために磁力線の凍結が起る。磁場が流体に凍結していると、流体の運動によって磁力線が引きずられて変形したり強められたりする。また磁場が強い場合には磁場が流体の運動を規制する。流体の電気伝導率が低くなると、流体と磁場の結合が弱くなるので、磁場は流体中を拡散していき、磁場の凍結は解ける。磁場が流体中を拡散する時間より短い時間スケールの現象では、磁場は凍結されているとみなすことができる。磁場が拡散する時間は、流体のスケールが大きいほど長い(スケールの二乗に比例する)ので、スケールが大きいほど磁場の凍結が目だってくる。磁場の凍結は、天体のより大きなスケールで広く見られるが、日常生活の時間・空間スケールではほとんど目立たない。また、流体が乱流状態にあると磁場の拡散が促進されるので、しばしば磁場の凍結が解ける。

凍結磁束(超伝導体の) [英 frozen-in flux, 独 eingefrorener Fluß, 露 замороженный магнитный поток] 超伝導体内部の穴や常伝導部分に凍結される磁束。超伝導体で囲まれた穴を貫く磁束は、超伝導体が超伝導状態にある限り保存される。試料内の場所により臨界温度が異なっ

ていたり、超伝導状態にならない相が混入または折出して不純、不均質な試料が常伝導状態にあるときに磁場を加えて冷却すると、超伝導領域で囲まれた常伝導領域が大なり小なり形成される。その部位を磁束が通ることができる。この状態で磁束が変化すると、常伝導領域を囲む超伝導領域に永久電流が流れ、磁束の変化を妨げる。この磁束保存則のため、磁場を0に戻した後も最初にあった磁束が超伝導体内に残る。これを凍結磁束という。不均質な超伝導体に磁場を加えて常伝導状態にした後、磁場を下ろしたときに見られる磁化曲線のヒステリシスはこの凍結磁束の生ずる機構によるものである。十分に純粋かつ均質な超伝導体でも、試料内の温度が均一でなければ、先に超伝導状態に転移した領域に囲まれた常伝導相が形成されて磁束が凍結されることがある。したがって磁場を加えていなくとも、急冷など不均に冷却された純粋な超伝導体に地球磁場などの環境磁場が凍結されることがある。このため、超伝導体を磁気遮蔽に用いる場合は、なるべく均質な試料を用い、ゆっくりと均一に冷却するよう心がけねばならない。いったん凍結された磁束は温度を上げて常伝導状態にしない限り取除くことはできない。

等厚干渉 [英 interference of equal thickness, 独 Interferenz gleicher Dicke, 仏 interférence d'égal épaisseur, 露 интерференция равной толщины] 厚さ d が場所によって異なる膜に、ほぼ垂直に波長 λ の光を入射させると、 n を膜の屈折率として、 $2nd = m\lambda$ (m は整数)の条件を満たす厚さ d の点で干渉により反射光が消える。このような点が連なって暗い干渉縞が観測されるが、この場合、縞の明暗は膜の厚さ d のみで決まるから等厚干渉という。干渉縞は膜の付近に局在するので、これを見るためには膜にピントを合わせなくてはならない。この種の干渉縞は膜の薄いときに観測しやすい。シャボン玉や水面の油の膜に色のついた縞が見えるのは、この干渉によるものである。色がついて見えるのは、通常白色光で見るため、光の波長によって明い縞の生じる場所が異なるからである。等厚の干渉縞を特に明瞭に見るために、点に近い光源からの光をレンズで平行光束とし、膜に垂直に入射させ、反射光を観測するようにしたのがフィゾーの干渉計で、これで見られる等厚干渉縞をフィゾーの干渉縞という。この縞は膜が薄くなくても観測され、光学部品の表面の精度の検査などに用いられる。

等厚干渉縞(電子線の) [英 thickness contours, 独 Linien gleicher Dicke, 仏 contours d'épaisseur, 露 интерференционные полосы равной толщины] 光学における等厚(とうこう)干渉縞と見かけ上類似している。このように名づけられたが習慣上電子線回折分野では「とうあつ」と読まれることが多い。電子顕微鏡において結晶性試料に見られるコントラストの一種で、しばしば等傾角干渉縞とともに典型的なコントラストとして知られている。単結晶試料において、電子線がブラッグの回折条件(⇒ブラッグ反射)を満足して入射した場合(図1a)、試料の深さ方向に進むに従って、ブラッグ反射を起しているため入射線の強度は減少し、逆に回折線の強度は増加して行く。さらに深く進むと、図1aに示したように、入射波の強度は徐々に回復し、回折波の強度が弱められてくる。結晶内でのこの電子波のふるまいは動力学的回折理論により理解されるうなりの現象(⇒ペンデル縞)として知られており、そのうなりの周期 l は次式で与えられる。

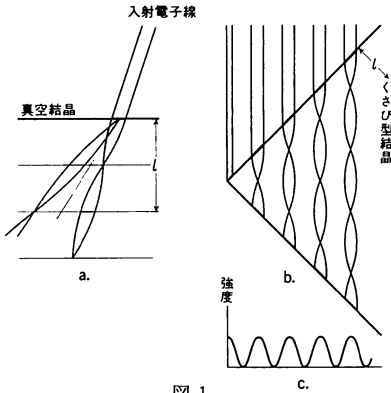


図 1

$$l = \frac{h^2}{2me\lambda V_h}$$

ここで、 m および e はそれぞれ電子の質量および電荷であり、 λ は電子線の波長、 h はプランク定数、 V_h は結晶ポテンシャルの h 次のフーリエ係数であり、この l のことを消衰距離とよんでいる。なお、高電圧電子顕微鏡においては m および λ に相対論的補正を必要とする。図 1b に示すように試料がくさび型結晶の場合、入射波はある一定の厚さのところに強度の極大をもち、回折波は対物鏡りに遮られて結像に参加しないため、顕微鏡像では図 1c に示すように、試料の特定の厚さのところに強度をもつことになる。図 2 は立方体の晶癖をもつ酸化マグネシウム単結晶粒子に見られる等厚干渉縞を示したものである。

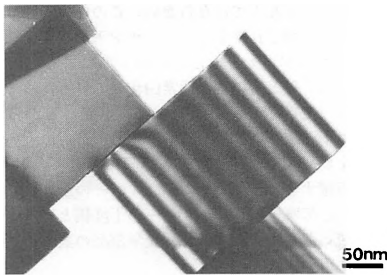


図 2

銅-コンスタンタン熱電対 [英 copper-constantan thermocouple, 独 Kupfer-Konstantan-Thermoelement, 仏 thermocouple cuivre-constantan, 露 термопара из меди и константана] ⇒ 熱電対

逃散能 [英 fugacity, 独 Fugazität, 仏 fugacité, 露 фугитивность] 1 つの物質(溶液の場合には成分)がその属する相から逃れ出ようとする傾向を示す尺度。1 つの物質が接触する 2 相に入っていて各相での逃散能が等しいときには、相の間のその物質の交換について互いに平衡にある。逃散能の尺度としては化学ポテンシャルがその 1 つである。1 つの成分が相によって化学ポテンシャルが違わうとき、化学ポテンシャルの大きい相から小さい相にその成分は移ろうとする傾向にある。理想気体についていえば、化学ポテンシャルは

$$\mu(T, p) = H_0 - TS_0 + \int_{T_0}^T C_p dT$$

$$- T \int_{T_0}^T \frac{C_p}{T} dT + RT \ln \frac{p}{p_0}$$

ここで T_0, p_0 はそれぞれ標準の温度、圧力であり、 H_0, S_0 はそれぞれ、 T_0, p_0 での 1 mol 当りのエンタルピー、エントロピーを表す。したがって、圧力 p を逃散能の尺度としてもよい。理想気体でない純粋物質の場合、化学ポテンシャル $\mu(T, p)$ は

$$\mu(T, p) = \varphi(T) + RT \ln p^*(T, p)$$

で与えられる。 $p^*(T, p)$ は最初揮散力と名づけられた (G. N. Lewis, 1901 年) が、今日では逃散能の名でよばれている。理想気体の場合 p^* は圧力 p に一致する。 $\varphi(T)$ は

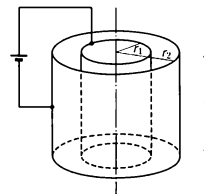
$$\lim_{p \rightarrow 0} \frac{p^*}{p} = 1$$

になるように決める。溶液の場合については、 i 番目の成分の化学ポテンシャル μ_i に対して

$$\mu_i(T, p) = \varphi_i(T) + RT \ln p_i^*$$

によって逃散能 p_i^* が定義される。ただし $p \rightarrow 0$ で $p_i^* \rightarrow p_i$ (溶液の平衡状態にある蒸気の部分圧) になるように $\varphi_i(T)$ を決める。

同軸円筒の電気容量 [英 electric capacity of coaxial cylinders, 独 Kapazität von koaxialen Zylindern, 仏 capacité électrique des cylindres coaxial, 露 электрическая ёмкость коаксиальных цилиндров] 半径の異なる円筒状の導体二つが同軸で置かれているとき、これを同軸円筒コンデンサーという。このコンデンサーの電気容量 C は円筒の長さ l と、それぞれの半径 r_1 および r_2 で決る。二つの導体にそれぞれ Q および $-Q$ の電荷を与えると、導体の間の間隔 ($r_2 - r_1$) が円筒の長さ l や半径に比べて小さければ、電荷は二つの導体の向き合った内側表面にそれぞれ一様に分布する。その結果生ずる電場 E は径方向を向き、中心軸からの距離 r を用いて、 $E = Q / (2\pi\epsilon_0 l r)$ と表される。ここで ϵ_0 は真空の誘電率。導体間の電位差 V は E を r_1 から r_2 まで積分して $V = Q \ln(r_2/r_1) / (2\pi\epsilon_0 l)$ となる。したがって、同軸円筒の電気容量は $C = 2\pi\epsilon_0 l / \ln(r_2/r_1)$ で与えられる。



同軸共振器 [英 coaxial resonator, 独 koaxial Resonator, 仏 résonateur coaxial, 露 коаксиальный резонатор] 同軸伝送線を利用した共振器で、図のように両端を短絡したもの (a)、両端を開放端にしたもの (b)、短絡と開放端を併用したもの (c) がある。同軸線内の TEM モード (⇒ 同軸ケーブル) の電圧 V 、電流 I は、自由空間と同じ波長 λ で z 方向に正弦的に変化するが、短絡端では V および dI/dz が 0、開放端では I および dV/dz が 0 となる。したがってこの境界条件を満たす波長は (a) および (b) では $L = n\lambda/2$ 、(c) では $L = (n+1/2)\lambda/2$ (n は整数) となる。ただし、開放端では内外導体間に若干の静電容量があるので、 λ は上の式で決る値よりわずかに長くなる。(a) は同軸波長計として用いられ、(b) は内部導体に直流電圧を与えることができるので、三極管のカソード・グリ

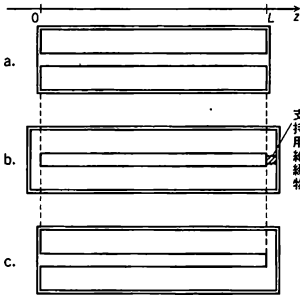
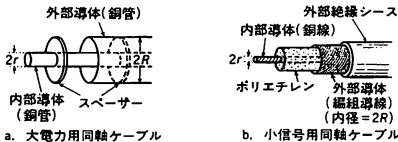


図 1

ッド間やグリッド・プレート間の共振器として使用される。

同軸ケーブル [英 coaxial cable, 独 Koaxialkabel, 仏 câble coaxial, 露 коаксиальный кабель] 高周波やパルス信号の伝送線で、円筒形の外部導体と中心の円形導体で構成されている。その間は空気絶縁またはポリエチレンなどの低損失誘電体が充填されている。伝送信号による電流は内外導体間の表面のみを流れるので、信号電流による電磁場はケーブル内にのみ存在する。したがってレール線のように電波を外部に放出することなく、外部電磁場の障害も受けにくいので、信号伝送線として広く使用されている。信号の減衰は内外導体の表皮抵抗と充填絶縁物の誘電体損失によるもので、信号周波数と共に増加する。大電力信号の伝送には銅パイプを内外導体として使用し、その間は空気絶縁である(図 1a)。小信号では外部導体に銅線編組、内部導体に銅の単線またはより線を使用し、ポリエチレンをその間に充填してあるので、自由に曲げて使用することができる(図 1b)。

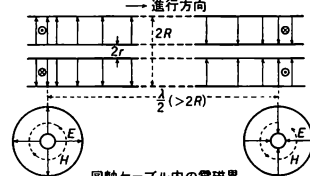


内部導体の外径を $2r$ 、外部導体の内径を $2R$ とすると、この同軸ケーブルの特性インピーダンス (Z_0) は次式で与えられる。ここで ϵ_r は充填絶縁物の比誘電率である。

$$Z_0 = 138 \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \log \frac{R}{r}$$

ケーブルの終端で負荷がこの値に等しい純抵抗の場合、送られてきた信号電力は反射することなくすべて負荷で吸収される(⇒整合)。

同じ外径の同軸ケーブルで信号電力を最小の損失で伝送するための内部導体の条件は $r=R/3.6$ となる。したがって、通常使用されるポリエチレン充填形の同軸ケーブルの特性インピーダンスは 50Ω が多い。信号の伝送速度は内部充填物の誘電体のため、光速より遅くなる。ポリエチレンが充填されたものは光速の約 66% となり、1ns で約 20 cm 進む。信号電流による同軸ケーブル内部の電磁場の基本的成分は、ケーブル横断面内にある(図 2 参照)(実際は表皮効果のため進行方向の成分もわずかなではあるが存在する)。しかし周波数が高くなり、波長が $4 \times R$ 程度あるいはそれよりも短くなると電磁場分布が複雑になり、同軸ケーブルとしての特性が期待できない。したがっ



同軸ケーブル内の電磁界
(下の断面図は上図を左側から見たもの)

図 2

て $4 \times R$ より長い波長帯域で使用する必要がある。

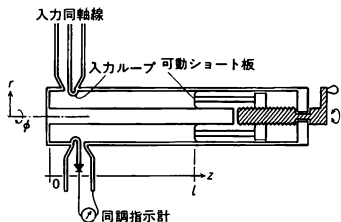
同軸コネクタ [英 coaxial connector, 独 Koaxialstecker, 仏 connecteur coaxial, 露 коаксиальный соединитель] 同軸ケーブル接続用のコネクタで、同軸ケーブルの特性インピーダンスに整合し、反射の少ない構造になっている。特性インピーダンス (Z_0) や使用周波数によって表に示すようなものがある。

名 称	周波数 [GHz]	Z_0 [Ω]	構 造
SMA	0~18	50	超小型、ネジ込み
SMB	0~4	50	超小型、スナップオン
SMC	0~10	50	超小型、ネジ込み
SMS	0~4	50	超小型、スライドオン
LEMO	0~8	50	小型、ワンタッチロック
BNC	0~4	50	中型、バヨネットロック
		75	
N	0~18	50	大型、ネジ込み
		75	
S	0~7	50	大型、ネジ込み
C		50	大型、バヨネット
M		無指定	
HN	高耐圧用 (5kV)		ネジ
MHV			バヨネット
SHV			バヨネット

等軸晶系 [英 cubic system, 独 kubisches System, 仏 système cubique, 露 кубическая система] = 立方晶系 (⇒結晶系)

同軸スイッチ [英 coaxial switch, 独 Koaxialschalter, 仏 interrupteur coaxial, 露 коаксиальный переключатель] 入力、出力に同軸ケーブルが直接接続でき、入力コネクタから出力コネクタまで同軸ケーブルに整合したインピーダンスをもつ機械的構造のスイッチで、スイッチの挿入による反射は極めて少ない。ビデオ信号、高速パルス、高周波信号など同軸ケーブルで信号を送送する必要のある系で、信号の切換え、選択に用いる。周波数帯域は直流から 20GHz、入力、出力における反射係数は 1.2 程度、挿入損失 0.03dB、切断時の漏洩 40~60dB、接点寿命 10^8 回程度である。

同軸波長計 [英 coaxial wavemeter, 仏 ondemètre coaxial, 露 коаксиальный волномер] 同軸導波管内での基本波である TEM モード(⇒同軸ケーブル)を利用した波長計。同軸管内の波長は自由空間波長 λ に等しいので、両端が短絡の場合に生じる共振は、管長が $l_n = n\lambda/2$ ($n=1, 2, \dots$) のときである。この場合、電場 E_z は $\sin 2\pi z/\lambda$ 、磁場 H_θ は $\cos 2\pi z/\lambda$ のような定在波が管内に共振される。したがって、ある高周波入力に対し共振する長さ l_n を測定すれば λ がわかる。ただし、 l_n については可動ショート板の平面度や、入力ループの影響で必ずしも $\lambda/2$ に等しくならない。むしろ、 $n > 1$ について $\Delta l = l_n - l_{n-1}$ を測れ



ば正確な λ がわかる。実際には、管の径は TEM モード以外が励起しないように λ よりも十分小さくとり、可動板のねじ送りも遊びによる誤差が生じないように注意をする。空洞型では形状が大きくなる $\lambda = 3 \sim 10 \text{ cm}$ の領域でよく使われ、 Q 値は 1000 くらいとあまり高くはないが、 λ は $\pm 0.05\%$ の精度で測定可能である。

同時計数回路 [英 coincidence circuit, 独 Koinzidenz-kreis, 仏 circuit de coincidence, 露 схема совпадений]

2 個以上のパルスが入力に同時に到着したかどうかを判定する回路で、高速な AND 回路である。十分速い AND 回路では、2 個のパルスが時間的に重なって入力された場合のみ出力パルスを生じるので、同時判定の精度(分解時間)は 2 個の入力パルス幅の和となる。また、パルス幅 T の 2 つの入力パルスが独立に計数率(1 秒当りの計数) N_1, N_2 で発生しているときに、偶然に同時計数を与える頻度は $2N_1N_2T$ となる。同時計数回路は原子核や素粒子の実験でよく使用される。たとえば、原子核反応で 2 個の粒子が同時に発生する場合、2 個の検出器を用いて観測し、それらからの電気信号を同時計数回路に入力することによってこの反応を確認できる。また、速度 v をもつ粒子の進行方向に沿って、距離 L 離れて 2 個の検出器を設置する。このとき上流側検出器の出力パルスを L/v だけ遅らせたものと下流側検出器の出力パルスを同時計数回路に接続しておけば、上流から速度 v で粒子が通過したときだけ出力パルスが得られ、速度の選別ができることになる。この方法は遅延同時計数とよばれる。初期の頃の同時計数回路は分解時間がマイクロ秒の程度であったが、現在ではナノ秒またはそれ以下となっている。

同時計数法 [英 coincidence method, 独 Koinzidenz-methode, 仏 méthode à coincidence, 露 метод совпадений] 原子核や素粒子の実験で用いられる測定方法のひとつで、1 回の核反応や素粒子反応で発生する複数個の粒子を同時に検出したり、1 個の粒子の性質を調べるために複数個の検出器を使用すること。同時計数法は、多数の粒子が検出器で観測されるとき、真に測定しようとする事象のみを取出すのに有効で、この方法によって、バックグラウンドを除去することができる。

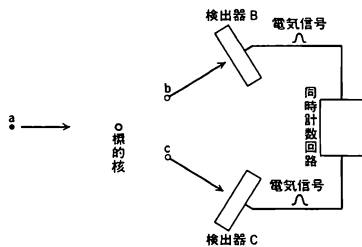


図 1

(1) 複数個の粒子を検出する場合: 粒子 a が原子核 X (標的核)に衝突して、粒子 b, c を発生し、残留核として Y が残るような反応、すなわち $a + X \rightarrow Y + b + c$ を考える(図 1)。この場合、2 個の検出器 B, C を設置し、それぞれ粒子 b, c を検出し、それらからの電気信号を同時計数回路に入力して、 b と c が同時に発生したかどうかを確認する。この場合、検出器 B だけで、この反応を観測しようとする、別の反応 $a + X \rightarrow Y' + b + d$ が起ってれば、両方を測定することになって、両者を区別することができない。また、この測定で、粒子 b と c の速度が大きく異なる場合とか、反応の機構の上で b と c の発生に時間差がある場合(たとえば、励起された原子核が段階的に 2 個の γ 線を放出する場合)には、検出器 B, C からの信号には時間差があるので、早く信号を出す検出器からの信号を遅延回路によって遅らせてから同時計数回路に入力することが必要である。このような測定法を遅延同時計数という。

(2) 1 個の粒子を複数個の検出器で検出する場合: 図 2

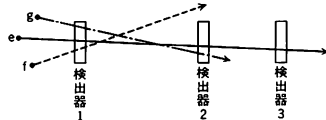
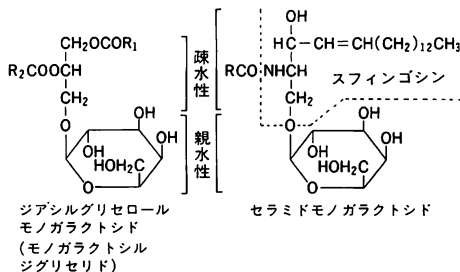


図 2

に示すように、検出器 1 に多くの粒子 e, f, g が入ってくる場合に、真に観測したい粒子 e の飛んでくる方向が予測できる場合、検出器 2, 3 を設置して、これら 3 つの検出器が同時に検出した粒子だけを取出せば、 e をほかの粒子 f, g と弁別することができる。この場合には、粒子 e が検出器 1, 2, 3 を通過する時刻は、厳密には同時ではなく、微少の時間差があるので、検出器 1, 2 からの信号を遅らせることが必要である。これも、遅延同時計数の一例である。また、この場合には、遅らせる時間差から粒子 e の速さを測定することができる(⇒飛行時間法)。

同次元の法則 [英 law of dimensional homogeneity, 仏 loi d'homogénéité dimensionnelle, 露 закон размерной однородности] ⇒ 次元解析

糖脂質 [英 glycolipid, 独 Glykolipid, 仏 glycolipide, 露 гликолипид] 糖を結合した脂質で、グリセロ糖脂質とスフィンゴ糖脂質の 2 群から成る。リン脂質と並んで、生体膜を構成する主要な複合脂質。グリセロ糖脂質には、モノおよびジガラクトシルグリセリド、スルホキノシルグリセリドなどがあり、植物の葉緑体や細菌に多く見いだされる。スフィンゴ糖脂質は、スフィンゴシンのアミノ基に脂肪酸が結合したセラミドに、さらに糖がグリコシド結合したもので動物界に広く見いだされる(図参照)。これにはガラクトセレブロシド、ガングリオシド、血液型脂



質などがある。

等時性 [英 isochronism, 独 Isochronismus, 仏 isochronisme, 露 изохронизм] 糸の長さ l , おもりの質量 m の単振り子の振幅が十分小さい場合の周期は $T=2\pi\sqrt{l/g}$ で与えられる。このように一般に振動系における振動周期 T が振幅に無関係な性質を等時性という。サイクロイド振り子は振幅が有限の場合でも, また, おもりがその速さに比例する抵抗を受ける場合でも, 等時性を保つ特別な振り子である(⇒サイクロイド振り子)。

同時性 [英 simultaneity, 独 Gleichzeitigkeit, 仏 simultanéité, 露 одновременно] 異なった空間座標をもつ点における時間座標の間の対応には問題があり, それらの点におかれた時計を同期化できるかどうかは考慮を要する。ニュートン力学では, 空間の座標系の選び方にはよらず, 時間座標 t は, 共通な普遍的量であるから, この時間座標 t によって, 同時性は一意的に定義されている。特殊相対性理論では, ひとつの慣性系から見て, 空間的に離れた点で同じ時刻に起きた2つの事象は, ローレンツ変換によって他の慣性系に移ると, 違った時刻に起きたように見えるし, 空間的な距離をもち異なる時刻に起きた2つの事象は, ローレンツ変換によって, 同時刻に起きたように見える別の慣性系に変換されうる(⇒ローレンツ変換)。したがって同時性は, 異なる慣性系の間では異なる定義を与えられる概念であるが, 1つの慣性系を固定してしまえば, その系の中では一意的に定義されている。さらに一般相対性理論になると, もはや任意に1つの座標系を定めても, 系全体に通ずる同時性の定義を与えることは不可能となる。これは一般には, 空間の異なった点においては, 時間の流れ方が異なってしまう, すべての時計を同期化することはできなくなる, という事実に対応している。

同時測定可能 [英 simultaneously measurable, 独 gleichzeitig meßbar, 仏 mesurable simultanément, 露 одновременно измеримый] 量子力学において, 観測量の組 $\{A_i\}$ はすべての i, k について $[A_i, A_k]=0$ が成り立つとき, 同時測定可能という。2つの観測量 A_i, A_k が可換でなければ, 不確定関係により, A_i と A_k がともに確定した値をもつ状態がないから, 同時に測定してともに確定した値を得ることはない。つまり, 可換性は同時測定可能の必要条件であるが, 線形代数の命題「可換なエルミート行列はユニタリー変換で同時対角化できる」の一般化により十分条件でもあることがいえる。

同時反射 [英 simultaneous reflection, 独 simultane Reflexion, 仏 réflexion simultanée, 露 одновременное отражение] 完全結晶によるX線・光子線の回折において, 平面波が同時に複数の網平面に対してブラッグの回折条件を満たす場合をいう。運動学的理論によれば各反射強度は単一の網平面でのみ反射される場合(⇒2波近似)と同じであるが, 動力学的理論によれば異なる。いま, (h, k, l) および (h', k', l') の指数の網平面による反射が同時に存在するときは, もう1つの指数 $(h-h', k-k', l-l')$ の網平面による反射も存在する。このため, (h, k, l) 反射が弱い場合でも (h', k', l') 面および $(h-h', k-k', l-l')$ 面により反射された波によって見かけ上強い (h, k, l) の回折線が観測される。この現象は遠まわり反射とよばれる。特に禁制反射の回折線が遠まわり反射のために生じる現象をレニガー効果とよぶ。一方, (h', k', l') あるいは $(h-h', k-k', l-l')$ 反射が強い場合には, (h, k, l) 反射の強度は弱くな

り, 抜け上がりの現象とよばれる。また, 単一の網平面による回折強度測定からでは結晶構造因子の絶対値しか得られないが, 同時反射の場合にはその位相の情報も得られる。通常の電子線回折においては用いる波長がX線や中性子線に比べて非常に短く, また電子と結晶の相互作用が大きいため, 同時反射は頻繁に生じる。特に単一の網平面による反射だけではなく, 近い指数をもつ多くの網平面による同時反射が常に生じている。これらの反射を系統的同時反射とよび, X線や中性子線においても見られる同時反射を偶然的同時反射とよんで区別する。

同重核 = アイソバー

同重体 = アイソバー

等重率の原理 [英 principle of equal a priori probabilities, 独 Prinzip der gleichen Anfangswahrscheinlichkeiten, 露 принцип равных априорных вероятностей] 古典および量子統計力学いずれの場合も, エネルギーが E であるような, あるいは E と $E+\Delta E$ の間にあるようなすべての微視的状态は等しい実現確率をもっている, という原理である。熱平衡系の統計力学はこの原理を基礎として展開することができる。等重率の原理を力学にさかのぼって基礎づけようとするのがエルゴード理論である(⇒エルゴード問題)。

同種擾動 [英 homogeneous perturbation, 独 homogene Störung, 仏 perturbation homogène, 露 однородное возмущение] ⇒ 回転擾動

同種粒子不可弁別性 [英 indistinguishability of identical particles, 独 Ununterscheidbarkeit von gleichen Teilchen, 仏 indistinguibilité des particules identiques, 露 неразличимость тождественных частиц] 同種粒子は, 本質的に互いに区別できないということ。古典統計力学で, エントロピーを $S=k \ln W$ (ボルツマンの原理)とすると, エネルギーが E 以下であるようなミクロ状態の数 $W(E)$ を単にエネルギーが E 以下の位相空間内領域の体積に比例するものとしたのでは, エントロピーの加法性が破れてしまう(⇒ギブスのパラドックス)。いま, 着目している系が N 個の同種粒子から成り立っているとしよう。このとき i 番目の粒子の座標, 運動量が (r, p) であって j 番目の粒子のそれらが (r', p') である場合と, 粒子 i が (r', p') をもち, 粒子 j が (r, p) をもっている場合は, 実は同じ力学状態を表していると考えれば, 古典力学本来の論理から得られる W を $N!$ で割ったものが統計力学でいう W だと考えられる。この W を用いると S は加法性を満足する。古典統計力学におけるこのすりかえは J. W. Gibbs の提案によるもので, 同種粒子の不可弁別性といわれている。

量子論では, 多数の同種粒子から成る系は, もともと粒子場として記述されるべきものでたまたま全粒子数 N が与えられていたと考えるので, 同種粒子の不可弁別性は量子力学の構造上本来的なものである。したがって量子統計力学では, 量子力学の論理そのまま W を計算しやりさえすれば, 正しく加法性を満たすエントロピーが得られる。有限な大きさをもつ系の一粒粒子状態は, 量子力学では, 離散的エネルギー固有値をもち, 通し番号 $1, 2, 3, \dots$ をすべてに付すことができる。相互作用を無視したときの N 粒子系の量子状態は整数のセット (n_1, n_2, n_3, \dots) だけで決められる。これが同種粒子の不可弁別性である。ここで

n_j は一粒子状態 j にいる粒子数で $\sum_j n_j = N$ であり、フェルミ粒子系では n_j は 0 または 1、ボース粒子系では n_j は 0 または任意の正の整数である。

透磁率 [英 magnetic permeability, 独 magnetische Permeabilität, 仏 perméabilité magnétique, 露 магнитная проницаемость] 強磁性物質の磁化しやすさを示す量。磁場 H 中におかれた強磁性体が磁化して磁束密度 B をもつとき、 $\mu = B/H$ を透磁率とする。磁化率 $\chi = M/H$ とは $\mu = \mu_0(1 + \chi)$ の関係にある (CGS 電磁単位系では $\mu = 1 + 4\pi\chi$)。真空の透磁率 μ_0 との比 $\mu_r = \mu/\mu_0$ は比透磁率とよばれ、無名数で、かつ CGS 単位と同じ値になって便利のため、主にこれが使われている。透磁率は測定磁場 H の大きさによって変わり、初磁化曲線上で H が 0 に近いときの値を初透磁率 μ_i 、最大値を最大透磁率 μ_m という。 H がさらに増大すれば、しだいに減少し μ_0 に近づく。直流磁場に重ねて交流磁場 ΔH を与えたときの $\mu_{\Delta} = \Delta B/\Delta H$ を増分透磁率、そしてこの ΔH を小さくした極限を可逆透磁率 μ_{rev} とよぶ。初磁化曲線上で $H = 0$ のときの μ_{rev} は交流初透磁率 μ_{iac} にあたる。高周波では $\mu = \mu' - j\mu''$ とする複素透磁率、また異方性物質では方向によって値が異なるテンソル透磁率が使われる。透磁率が大きく ($\mu_r = 10^2 \sim 10^5$)、磁化しやすい物質を軟磁性材料とよび、変圧器や電磁石の鉄芯、磁気ヘッドなどに利用している。透磁率が大きいほど鉄芯は小型になる。透磁率は構造敏感性であり、磁化機構に直接かかわっているため、同じ物質でも、つくりかた、取扱いかたによって大きく変化する。一般に周波数が高くなると透磁率は低下する。温度変化も多様であるが、多くはキュリー温度の直下でホブキンソン効果とよばれる極大を示す。物質によっては、透磁率が時間とともに減少してゆく現象 (デスアコモデーション)、光を当てると透磁率が変化する現象 (光磁気効果または光透磁率効果) などがみられる。

同心球殻の電気容量 [英 electric capacity of concentric spherical shells, 独 Kapazität von konzentrischen Kugeln, 仏 capacité électrique des couches sphériques concentriques, 露 электрическая ёмкость концентрических проводящих сфер] 導体でできた互に異なる半径の 2 つの球殻が中心を同じくしておかれているとき、これを同心球殻コンデンサーという。このコンデンサーの電気容量 C は 2 つの球殻の半径 r_1, r_2 で決る。2 つの導体にそれぞれ Q および $-Q$ の電荷を与えると電荷は 2 つの導体の向き合った表面にそれぞれ一様に分布する。その結果生ずる電場は 2 つの球殻の間の空間にのみ存在し、向きが径方向であり、その大きさ E は中心からの距離 r を用いて $E = Q/4\pi\epsilon_0 r^2$ と表される。ここで ϵ_0 は真空の誘電率。導体間の電位差 V は E を r_1 から r_2 まで積分して $V = Q(r_2 - r_1)/4\pi\epsilon_0 r_1 r_2$ となる。したがって、同心球殻の電気容量は $C = 4\pi\epsilon_0 r_1 r_2 / (r_1 - r_2)$ で与えられる。

透析 [英 dialysis, 独 Dialyse, 仏 dialyse, 露 диализ] セロハン膜、コロジオン膜、ウシのぼうこう膜などの半透膜でつくられた袋の中にいろいろな分子量の混合物の溶液を入れておき、この袋を多量の溶媒中に浸しておくと、分子量の大きな高分子物質は半透膜を通過できずに、分子量の小さい低分子物質は自由に通過できるので、袋の中の低分子物質のみが袋の内外の濃度差をなくそうと外へ出る。外液を絶えず新しくすることにより袋の中には

高分子物質のみが残る。これを透析といい、この方法によって高分子溶液を精製することができる。外液の溶媒も膜を通過するので、袋の中の溶液の濃度が高いと、浸透圧の効果で外液の溶媒も袋の中に入り、袋の中に入っている溶液の体積が増し、濃度が薄まる。これとは反対に、水溶液を入れた半透膜の袋を乾いたポリエチレングリコールの粉の中に埋めると、袋の中の水が外側のポリエチレングリコールに溶け出すので、袋中の溶液を濃縮することができる。これを逆透析という。人工腎臓は主として再生セルロースであるキュプロファン膜を用いて血液を透析する装置で医療に広く用いられている。

等積変化 [英 isochoric change, 独 isochore Änderung, 仏 transformation isochorique, 露 изохорическое изменение] 体積を一定に保ったまま物質の状態 (温度・圧力など) が変化するとき、これを等積変化または等積過程とよぶ。定積変化・定容変化なども同じ意味に用いられる。固体や液体の物性を測定する場合には、通常、一定の圧力の下で行われるが、気体の場合には、体積一定の条件下で測定や化学反応が行われることも多い。気体のように圧縮率の大きいものでは等圧変化の場合とは著しく異なった値が得られる。

導線 [英 conductor wire, 独 Leitungsdraht, 仏 fil conducteur, 露 провод] 電子回路で素子間を接続するために用いる線状の導体。素子の端子間を同電位にするために使用するときは、直流では導線の抵抗、高周波では導線のインダクタンスや静電容量の影響を小さくするため、断面積の大きい、短い導線を用いる。

導線の材料としては軟銅、硬銅、無酸素銅、クロム銅、銀入銅、アルミニウムなどがある。最も多く使用されているのは軟銅線である。目的によって機械的強度が要求される場合にはマグネシウム、ケイ素、鉄などが添加される。導線の表面は電氣的、熱的特性と耐薬品性を向上させるために普通メッキされている。一般的な導線には均一で安価なスズメッキが使われている。耐熱用や同軸ケーブルに銀メッキ導線、耐熱用や耐薬品用にニッケルメッキ導線、ハンダ付け用にハンダメッキ導線が使われる。導線の種類には単線、より線、編組線、金属板がある。単線はワイヤーラッピング配線などに使用される。より線は導体断面積を大きくするたけ細い素線を数本から数十本より合わせてある。編組線は細い軟銅素線を編んで 1 本の太い電線にし、アース線などに使用される。金属板は主に銅板や黄銅板を線材とし、機械的強度を要求する場所や高周波回路に使用される。

等速円運動 [英 uniform circular motion, 独 gleichförmige Kreisbewegung, 仏 mouvement circulaire uniforme, 露 равномерное круговое движение] 半径 r の円周上を一定の速さ v で運行する運動。この運動の角速度を ω 、運動平面を xy 面にとれば

$$x = r \cos(\omega t + \alpha), \quad y = r \sin(\omega t + \alpha) \quad (\alpha: \text{初期位相})$$

と表され、周期は $T = 2\pi/\omega = 2\pi r/v$ 、加速度は常に中心に向かい、その大きさは $a = r\omega^2 = v^2/r$ である。この運動を xy 面内の任意の直線に射影した運動を単振動という。

等速直線運動 [英 linear uniform motion, 独 lineare gleichförmige Bewegung, 仏 mouvement linéaire uniforme, 露 линейное равномерное движение] \Rightarrow 等速度運動

等速度運動 [英 uniform motion, 独 gleichförmige Bewegung, 仏 mouvement uniforme, 露 равномерное дви-

жение] 速度が一定の運動。速度は自由ベクトルであって、これが一定であることは速さも向きも変化しない運動、すなわち等速直線運動を意味する。慣性系では、力が作用しない限り、物体は等速度運動を行う。

同素体 [英 allotropy, 独 Allotropie, 仏 allotropie, 露 аллотропия] 同一の元素がいくつかの異なる結合状態をとるときそれらを同素体という。O₂とO₃(オゾン)は互いに同素体の気体である。また、単体の結晶に対する多形は互いに同素体である。固相において、温度、圧力の値によって安定な結晶構造が変化する元素は数多い。通常、低温で現れる相から順に α 相、 β 相、 γ 相、…と名づける。たとえば α -Sは95.5°C以下の温度で安定に存在する斜方晶の硫黄、 β -Sはそれ以上の温度における単斜晶の硫黄である。金属結晶の中にはプルトニウムのように6種類もの同素体が存在するものもある。同素体間の相変態を同素変態という。

導体 [英 conductor, 独 Leiter, 仏 conducteur, 露 проводник] 定常電場のもとで電流を生じる物質を導体という。伝導体ともいう。絶縁体でない物質である。電場 E と電流密度 i との関係が $i = \sigma E$ と表されるとき、 σ を電気伝導率という。 σ の大きな物質を良導体とき、金属は代表的な良導体である。 σ の逆数を抵抗あるいは抵抗率という。抵抗率の値について付録の表を参照。

電流を運ぶ粒子は、金属で自由電子(⇒金属電子論)、電解質溶液・熔融塩類・高温のイオン結晶で正負イオン、半導体では電子あるいは正孔、プラズマでは電子と正イオンである。ある種の金属は、低温で σ が無限大になり、超伝導現象を示す。電流と電場の比例関係は電場が強くなると破れる。その限界は物質とその温度などの状態によって異なる。絶縁体でも、強い電場のもとで伝導性をもつことがある。また、電場が強くなると電流が減少する物質もある。

絶縁された導体に電荷を与えると、電荷は表面に集まり、導体内部の電場は消える。したがって、導体内部のすべての点で電位は一定になる。また、導体表面は等電位面になる。静電的には、これが導体の特徴である。静電遮蔽はこの現象を応用したものである。

金属中の自由電子は、電荷を運ぶと同時に、エネルギーも運ぶ。したがって、金属は熱伝導率 λ も大きい。 σ と λ との比は、電子間の相互作用を無視する近似で

$$\frac{\lambda}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e} \right)^2 T$$

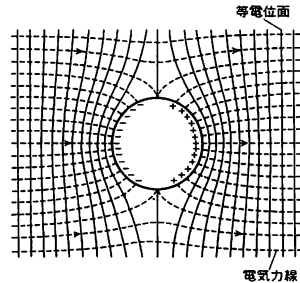
となる。ここで、 k はボルツマン定数、 e は電子の電荷、 T は絶対温度である。これをウィーデマン-フランツの法則という。金属中に温度勾配があると、自由電子によって電流と熱流が生じ、熱電気現象を引き起こす。異種の金属を接触させると、一方から他方へ電子が移動し、接触電気現象を生じる。

異方性の導体では、電気伝導率 σ は2階のテンソルとなる。交流電場に対しては、 σ は周波数の関数である。電磁波は、導体に吸収される。多くの良導体は、光に対して不透明である。電気抵抗は、電荷を運ぶ粒子が、結晶格子の振動、欠陥、不純物あるいはその他の粒子によって散乱されるために生じる。

灯台管 [英 lighthouse tube, 独 Leuchtturmtröhre, 仏 tube phare, 露 маячковая лампа] ⇒ 極板管

導体球 [英 spherical conductor, 独 sphärischen Lei-

ter, 仏 conducteur sphérique, 露 проводящая сфера] 球の形をした導体。半径 R の導体球を一様な電場 E の中に置くと、静電誘導で双極子モーメント $4\pi\epsilon_0 R^3 E$ の電気双極子が球の中心に現れる。また電荷を導体球に与えると、表面に一様に分布する。電気容量は $4\pi\epsilon_0 R$ である(ϵ_0 は真空の誘電率)。



到達圧力 [英 ultimate pressure, 独 Enddruck, 仏 pression limite, 露 предельное давление] 真空ポンプの性能を表す数値のひとつで、その真空ポンプによって得られる最も低い圧力のこと。一般に真空ポンプによって得られる圧力 p は、ポンプに流れ込む気体の流量 Q の増加とともに上昇し

$$p = p_0 + \frac{Q}{S}$$

で表される。ただし S は真空ポンプの排気速度である。到達圧力、すなわち最低の圧力は $Q=0$ 、すなわちポンプに流れ込む気体の流れがないときに得られる圧力 p_0 である。実際には、真空ポンプに必要最小限の真空容器を取付け、十分排気を行った後の圧力をもって到達圧力とする。到達圧力を物理的に考察すると、真空ポンプより発生するガス量 Q_0 と S とのつり合いによって決まるもので、 $p_0 = Q_0/S$ で与えられるものと解釈できる。到達圧力を下げるには Q_0 を減少させるのが最も効果的である。油拡散ポンプにバッフルを付加するなどはその例である。

到達真空度 [英 ultimate pressure, 独 Endvakuum, 仏 vide final, 露 предельное разрежение] = 到達圧力

糖タンパク質 [英 glycoprotein, 仏 Glykoprotein, 仏 glycoprotéine, 露 гликопротеин] 複合タンパク質の一種で、糖質がタンパク質にN-グリコシドまたはO-グリコシド結合(⇒配糖体)によって共有結合したものをいい、生物界に広く分布する。脊椎動物では、血液(フィブリノーゲン、免疫グロブリンなど)、粘液、結合組織(コラーゲン)、細胞表層(赤血球、基底膜)などにある。糖が結合することにより、タンパク質は親水性が増す。細胞表層の糖タンパク質は、細胞間の特異性認識に役立っており、その例として赤血球の血液型決定、インフルエンザウイルスのレセプター活性などが挙げられる。なお、タンパク質よりも糖の割合が高い場合には、プロテオグリカンまたはペプチドグリカンとよび、後者は細菌細胞壁の構成成分である。

同値光子近似 [英 equivalent photon approximation, 仏 approximation de photon équivalent, 露 приближение эквивалентных фотонов] = ワイツゼッカー-ウィリアムズ近似

同中性子核 [英 isotone, 独 Isoton, 露 изотон]

中性子数(N)が同じで、質量数(A)、陽子数(P)が異なる原子核を同中性子核という。isotope に対比して、 p を n に変えて isotone と名づけられた。中性子数が偶数の同中性子核では、多くの安定核があるが、奇数の中性子数の同中性子核では、安定核がないか、1つまたは2つの安定核があるだけである。中性子数が魔法の数(\Rightarrow 魔法数)をもつ同中性子核の核種数はきわだって多くこれらの中性子の配位が非常に安定であることを示している。一方、同中性子核である種々の核種の異なる性質からは、主として陽子の配位についての知識が得られる。

同調 [英 tuning, 独 Abstimmung, 仏 accord, 露 настройка] 共振回路や空洞共振器の共振周波数を、回路定数や空洞寸法などを変化させて調節し、外部入力信号による励起電圧(または電流)が最大になる点を見いだすこと(\Rightarrow 共振回路)。このとき信号のもつ周波数は、入力結合回路や検出回路の影響が無視できるかぎり、共振周波数に等しい。受信機やフィルターで所要の周波数をもつ入力を選択する場合に行う。

同調型レーザー [英 tunable laser, 独 abstimmbarer Laser, 仏 laser accordable, 露 перестраиваемый лазер] \Rightarrow 波長可変レーザー

同調増幅器 [英 tuned amplifier, 独 abgestimmter Verstärker, 仏 amplificateur accordé, 露 резонансный усилитель] 特定の周波数に同調した同調回路をもっており、その周波数の信号のみを選択増幅する増幅器。高周波増幅には通常は同調増幅器を用いる。図1に示す例で

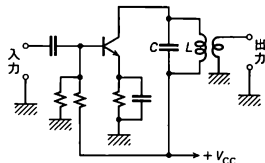


図1

は、 $f_0 = 1/2\pi\sqrt{LC}$ の周波数に同調した同調回路がコレクター回路に挿入されていて、その周波数をもった信号のみが大きく増幅される。このような増幅器は一般に狭帯域であって図2のような周波数特性を示す。周波数帯域幅を広

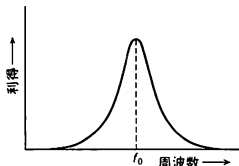


図2

くするため、各増幅段の同調周波数をわずかずずらしておいて、多段増幅を行う場合がある。このような増幅回路をスタガー増幅回路という。図3は4段増幅のスタガー増幅の例である。各増幅段が破線のような周波数特性をもつ

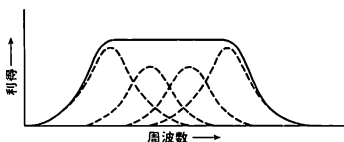


図3

ていると、合成された周波数特性は実線のようになり、1段増幅より広い帯域幅を得られる。

動的安定化 [英 dynamic stabilization, 独 dynamische Stabilisierung, 仏 stabilisation dynamique, 露 динамическая стабилизация] プラズマ中に起っている不安定性を外部から振動電磁場を加えて安定化すること。擾乱が周期性をもたないフルート不安定性のような場合には、その成長時間に比べて短い周期の振動電磁場をかけて安定化できる。これは倒立振り子の下端を振動させて安定に保つことに類似している。プラズマ中に自然に発生している不安定振動はファン・デル・ポール振動子との類似で記述することができる。振動数 ω_0 の不安定に対して外部からかける振動数 ω_1 が $\omega_1 = \omega_0$ あるいは $\omega_1 = (1/2)\omega_0$ の場合には、不安定振動を減衰させることができ、これを synchronization とよんでいる。不安定波の振動数に比べて十分高い振動数の外部振動を加えて安定化することも可能(asynchronous quenching)である。これらの方法はドリフト不安定性やイオン音波不安定性などの安定化に用いられている。

以上述べた方法は安定化のための系が開ループ制御を行っているものであったが、閉ループ制御(フィードバック制御)による安定化の方法もある。たとえばプラズマ中の不安定性の電位変動を探针で検知し、その信号の位相を適当に変えて増幅した後、プラズマ表面に置かれた電極に加えて不安定性の電場を打消し安定化するものである。高温プラズマの場合には、探针や電極をプラズマの近くに置くことはできないので、光マイクロ波の散乱信号で不安定性を検知し、それを増幅した安定化信号も強力なマイクロ波やレーザー光などでプラズマパラメーターを変動させるような遠隔制御が用いられる。ドリフト不安定性、ケルビン-ヘルムホルツの不安定性、フルート不安定性など各種の不安定性がフィードバック制御により安定化されている。トカマク装置などのプラズマ環が壁面に近づいた場合それを検知して元の位置に戻すような磁場をかけることもフィードバック制御の一例である。

動的挙動 [英 dynamic behavior, 独 dynamisches Verhalten, 仏 comportement dynamique, 露 динамическое поведение] 一般に、ある対象の状態を考察する場合、時間的に変化せず一定である静的状態と時間的に変化する動的状態に区別することができる。対象の状態の時間的な変化のようす、すなわち時間的ふるまいを一般に動的挙動といい、それを特徴づけるような特性を動特性という。原子炉の動特性では遅発中性子による効果が重要である。核分裂によって発生する中性子の大部分は、分裂の際に同時に放出される即発中性子であるが、残りは(^{235}U では0.65%)少し遅れて(^{235}U で0.33~81s)発生する遅発中性子で、先行核とよばれる核分裂片から放出される。原子炉の中性子束分布の形は基本モードのままで、中性子総数 n だけが変化するとしなせる近似では、核分裂連鎖反応の時間的変動は次の動特性方程式によって記述される。

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{\text{eff}}(1-\beta)^{-1}}{l} n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i + S$$

ここに l は中性子寿命、 k_{eff} は実効増倍率、 S は中性子源強度である。遅発中性子は通常、先行核の半減期によって6群に分ける。 i 群の先行核総数が C_i 、その壊変定数を λ_i 、遅発中性子が全体に占める割合が β である。

動的計画法 [英 dynamic programming, 独 dynamische Programmierung, 仏 programmation dynamique, 露 ди-

動的な最適化問題] 多段階最適化問題(⇒最適化問題)を解く一般的方法として, R. Bellman が1950年代初めに提案し発展させた一連の手法。その源流は1951年のアロー-ハリス-マルシャックの在庫管理モデルに遡る。いま, $u_j \in R^M_j$ を第 j 段階の決定変数とする n 段階最適化問題

$$\text{最大化 } V(u_1, \dots, u_n) = \sum_{j=1}^n f_j(x_{j-1}, u_j)$$

$$\text{条件 } x_j = T_j(x_{j-1}, u_j) \quad (j=1, \dots, n)$$

$$x_0 = a, \quad x_n = b$$

$$x_j \in X_j, \quad u_j \in U_j \quad (j=1, \dots, n)$$

が与えられたものとする。ここで $\bar{u}_i = (u_i, u_{i+1}, \dots, u_n)$ とし, $\bar{u}_i(x_{i-1})$ を x_{i-1} から $x_n = b$ に導く決定変数のうち $u_i \in U_i, u_{i+1} \in U_{i+1}, \dots, u_n \in U_n$ を満たす \bar{u}_i の集合として

$$F_j(x_{j-1}) = \max_{\bar{u}_j} \left\{ \sum_{i=j}^n f_i(x_{i-1}, u_i) \mid \bar{u}_i = (u_i, u_{i+1}, \dots, u_n) \in \bar{U}_i \right\}$$

とおく。さらに「最初の状態と最初の決定が何であろうと, 残りの決定は最初の決定から生じた状態に対して最適になっていなければならない」という最適性の原理を用いると

$$F_j(x_{j-1}) = \max_{\bar{u}_j} \{ f_j(x_{j-1}, u_j) + F_{j+1}(T_j(x_{j-1}, u_j)) \mid \bar{u}_j \in \bar{U}_j(x_{j-1}) \} \quad (j=1, \dots, n-1)$$

$$F_n(x_{n-1}) = \max_{\bar{u}_n} \{ f_n(x_{n-1}, u_n) \mid \bar{u}_n \in \bar{U}_n(x_{n-1}) \}$$

と書くことができる。この事実を用いて最適決定変数 u^* , u^*_{j-1}, \dots, u^* をこの順序に求める方法を総称して動的計画法という。動的計画法が現実的解法となりうるためには f_j, T_j, U_j などがなんらかの意味でよい構造をもち, また X_j, U_j の次元があまり大きくないことが必要である。

動的構造因子 [英 dynamical structure factor, 独 dynamischer Strukturfaktor, 仏 facteur dynamique de structure, 露 динамический структурный фактор] 物質に入射したエネルギー E_0 , 波数ベクトル k_0 の熱中性子線が, 物質を構成する粒子(分子, 原子)により, エネルギー $E_0 + \hbar\omega$, 波数ベクトル $k_0 + Q$ の状態に散乱されたときの非弾性散乱微分断面積 σ は, ボルン近似の範囲では

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{|k_0 + Q|}{k_0} b^2 S(Q, \omega)$$

と表される。ここで Ω は方位角で b は粒子の原子核の衝突半径である。この $S(Q, \omega)$ を, 物質の動的構造因子という。 $S(Q, \omega)$ は, 粒子の運動の時間的および空間的相関の特徴を表す量であり, X 線回折の構造因子 $S(Q)$ とは次の関係にある。

$$S(Q) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(Q, \omega) d\omega$$

また, ファン・ホーベの空間時間相関関数のフーリエ変換として表される。 $S(Q, \omega)$ の解析から, 格子振動の特性や液体中の粒子の熱運動の特徴についての知見が得られる。

動的磁化率 [英 dynamical susceptibility, 独 dynamische Suszeptibilität, 仏 susceptibilité dynamique, 露 динамическая восприимчивость] ⇒ 磁化率

動的粘弾性 [英 dynamic viscoelasticity, 仏 viscoélasticité dynamique, 露 динамическая вискоэластичность] ⇒ 粘弾性

動的分極率 [英 dynamic polarizability, 独 dynamische Polarisierbarkeit, 仏 polarisabilité dynamique] 原子や分子に空間的には一様で時間とともに振動する電場 $E \cos \omega t$ をかけると, 角振動数 ω に依存する電気双極子が誘

起される。このときの分極率 $\alpha(\omega)$ を動的分極率という。分極により生ずるエネルギーは電場の強さの二乗に比例するので, $\alpha(\omega)$ を求めるには(静的)分極率の場合と同様に二次の摂動エネルギーを計算すればよい。ただし動的分極率のときは摂動項が時間によるので時間に依存する摂動論を用いなければならない。電場の方を z 軸に選ぶと, 電場中の原子(分子)の状態はシュレーディンガー方程式

$$(H - e z E \cos \omega t) \Psi = i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi \quad (1)$$

によって記述される。ここで H は孤立原子(分子)のハミルトニアン $-e z E \cos \omega t$ は摂動項であり, z は全電子の z 座標の和 $z = \sum_i z_i$ を表す。 $|n\rangle$ を H の固有値 $\hbar \omega_n$ に対する固有関数

$$H|n\rangle = \hbar \omega_n |n\rangle \quad (2)$$

とし, Ψ を $|n\rangle$ で展開し, 摂動項による一次の補正項を求め, それを用いてエネルギーに対する二次の補正項を求めると $\alpha(\omega)$ が求められる。球対称な原子の場合には $\alpha(\omega)$ はスカラー量となり, 電場がかかる前の状態 $|i\rangle$ に対する動的分極率は

$$\alpha(\omega) = \frac{2e^2}{\hbar} \sum_n \frac{|\langle i|z|n\rangle|^2 \omega_{ni}}{\omega_{ni}^2 - \omega^2} \quad (3)$$

で与えられることがわかる。ここで $\omega_{ni} = \omega_n - \omega_i$ である。上式は $\omega = \pm \omega_{ni}$ で発散するが, これは励起状態の寿命を無限大としたためである。実際には励起状態は有限の寿命をもつから, あらかじめエネルギー固有値に虚数部をつけておけば発散は取除かれる。このとき $\alpha(\omega)$ も複素量となり, 誘起された電気的双極子の振動部分の位相が電場の位相とずれることになる。非球対称の原子や分子の場合には $\alpha(\omega)$ は二階のテンソルになる。

原子や分子に対して, その大きさに比べて十分波長の長い電磁波を当てるとは一樣な振動電場をかけるのと同等であるから, $\alpha(\omega)$ は原子(分子)と電磁波との相互作用と密接に関係する量であることは容易に想像できる。実際, 光学的振動子強度 f_{in} を用いて

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m_e} \sum_{n \neq i} \frac{f_{in}}{\omega_{ni}^2 - \omega^2} \quad (4)$$

と表せる(⇒振動子強度, 電子分極)。ここで m_e は電子の換算質量, e は電気素量である。分極を起すということは始状態以外の状態が混ざることであるから, $\alpha(\omega)$ が光子の放出, 吸収による遷移確率と関係づけられるのは当然のことである。希薄な気体の誘電率 $\epsilon(\omega)$ と, それを構成する原子(分子)の分極率 $\alpha(\omega)$ との間には次の関係がある。

$$\epsilon(\omega) = 1 + 4\pi N \alpha(\omega) \quad (5)$$

ここで N は単位体積中の原子(分子)の数である。屈折率 $n(\omega)$ は誘電率 $\epsilon(\omega)$ と

$$n(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)} \quad (6)$$

の関係があるから, 気体の誘電率や屈折率の測定から $\alpha(\omega)$ を決定することができる。また, 気体による電磁波の吸収を測定すると屈折率の虚数部が求まるから, $\alpha(\omega)$ の虚数部が決定される。

振動数 ω を複素数に拡張し, $\alpha(\omega)$ を全複素平面上に解析接続すると, $\alpha(\omega)$ は ω の上半面で正則であるという重要な解析的性質が因果律より導かれる。この性質を用いて, 実軸上の特異点を迂回する上半面上の半径無限大の半円について積分することにより, $\alpha(\omega)$ の実数部 $\text{Re} \alpha(\omega)$ と虚数部 $\text{Im} \alpha(\omega)$ に対して次の積分変換式が得られる。

$$\text{Re}a(\omega) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Im}a(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (7)$$

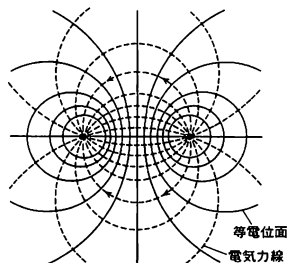
$$\text{Im}a(\omega) = -\frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Re}a(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (8)$$

ここで P は積分の主値を表す。これらの式はクラマース-クローニッヒの分散公式とよばれ、分極率に限らず一般の複素感受率について成立する広範な式である(⇒クラマース-クローニッヒの関係式)。

式(3)中の総和は連続状態についての積分を含み、しかも多くの場合、連続状態の寄与はかなりあるため式(3)により $a(\omega)$ を直接計算するのは難しい。そこで変分法により $a(\omega)$ の上限値と下限値を求めるとか、波動関数に対する一次摂動の方程式を非斉次微分方程式として直接解くなどの方法が用いられる。しかし、出発点となる電場のないときの原子の波動関数は一電子系(水素型)でしか厳密には求められないから、一般の原子で精度よく $a(\omega)$ を求めるにはかなり大変な計算を必要とする。分子となるともっと難しく、精度のよい計算は H_2 のような簡単な分子に限られてしまい、実験値に頼らざるをえない。☒

動的ヤーン-テラー効果 [英 dynamic Jahn-Teller effect, 独 dynamischer Jahn-Teller Effekt, 仏 effet Jahn-Teller dynamique, 露 динамический эффект Яна-Теллера] ⇒ ヤーン-テラー効果

等電位面 [英 equipotential surface, 独 Äquipotentialfläche, 仏 surface équipotentielle, 露 эквипотенциальная поверхность] 電位の等しい点を結んでできた曲面。静電場は電位の傾きであるので、等電位面は電場と垂直である。したがって、等電位面と電気力線とは直交する。静電場の中の導体の表面は等電位面である。一般に、ポテンシャルが一定の曲面を等ポテンシャル面という。



等電子数シーケンス [英 isoelectronic sequence, 仏 séquence isoelectronique, 露 изолэктронный ряд] 原子またはイオンのなかで、原子核外電子の数が等しいものを、その原子番号の順に並べたものをいう。元素の周期表のどの元素から始めてもよいが、たとえばⅠ族の K 原子から始めるとすれば、Ⅱ族の Ca 原子の 1 価イオン、Ⅲ族の Sc 原子の 2 価イオン、Ⅳ族の Ti 原子の 3 価イオン、…は核外電子数が K 原子と同じで、カリウム様等電子数シーケンスを形成する。このシーケンスでは K 殻、L 殻および M 殻の 3s 軌道と 3p 軌道まですべて電子で満たされ、そのほかに 1 個の価電子をもつ形になっている。したがって、これらの等電子数シーケンスを形づくる原子やイオンのスペクトルは、その多重構造や、リュードベリ系列の現れかたなど非常に似通っているが、スペクトルの現れる波長領域が、原子番号の順にしだいに短波長側にずれていく。

導電性流体 [英 conductive fluid] = 電磁流体(⇒電磁流体力学)

等電点 [英 isoelectric point, 独 isoelektrischer Punkt, 仏 point isoélectrique, 露 изолэктрическая точка] アミノ酸やタンパク質のような両性電解質が、水溶液中で正味の電荷をなす、したがって電場をかけても移動しないような pH を、その両性電解質の等電点といい、 pI で表す。両性高分子電解質の場合には、正負の電荷の間に働く静電引力のために、高分子が等電点でコンパクトな形態をとり、溶液の粘度や浸透圧が最小になる。また、高分子の濃度が高くなると、高分子間にも静電相互作用が働くので、沈殿や泡立ちの現象が起る。水溶液中に塩類などが共存する場合には、両性電解質にイオンが吸着してその荷電状態が変化するので、等電点は塩類などの種類・濃度によって変わる。そこで、酸性基から電離したプロトン数と、塩基性基に結合したプロトン数とが等しくなるときの pH を、特に等イオン点とよんで pI と区別する。タンパク質の等電点は通常 4~6 の値をとる。また、タンパク質もその等電点において最小の溶解度を示し、互いに会合して沈殿する(等電沈殿)。この等電沈殿と、タンパク質の等電点が種類によって異なることを利用して、タンパク質の分離・精製が行われることもある。

導電率 = 電気伝導率

透熱ポテンシャル [英 diabatic potential, 独 diabatisches Potential, 仏 potentiel diabatique] イオン・原子衝突などで原子核の相対運動による電子状態の間の遷移を取扱うとき、全系の波動関数を電子のハミルトニアンに固有関数、すなわち断熱的な電子の波動関数で展開する方法がある(⇒断熱近似)。この方法では電子のハミルトニアンは対角化されていて電子状態の遷移を引き起すものは非断熱項の非対角要素、すなわち、動的結合項である。この遷移を非断熱遷移とよぶ。しかし動的結合項は断熱ポテンシャル曲線が擬交差する付近で非常に大きくなる(⇒擬交差)。したがって、擬交差の付近では断熱的な電子状態による記述は適当でなくなる。この欠点を解消するために透熱的な電子状態が考えられた。すなわち、電子状態の波動関数にユニタリ変換を施して非断熱項が対角化されるようにするのである。こうして得られる新しい基底関数が表す状態が透熱の状態であるが、研究者によってはやや異なる定義を採用しているものもある。電子のハミルトニアンに透熱的な電子状態に関する期待値を透熱ポテンシャルエネルギー、または、単に透熱ポテンシャルとよぶ。透熱ポテンシャルを原子核の配位の関数として図示したものが透熱ポテンシャル曲線または透熱ポテンシャル曲面である。透熱ポテンシャル曲線には断熱ポテンシャル曲線とは異なり同じ対称性の電子状態のポテンシャル曲線でも交差する(⇒ポテンシャル曲線の非交差則)。また、透熱的な電子状態は電子のハミルトニアンに固有状態ではないので電子のハミルトニアンに非対角要素があり、それによる透熱的な電子状態間の遷移がいくらかある。実際には透熱ポテンシャル曲線としては 1 つの電子配置で記述される電子状態の波動関数を使って求めた電子のハミルトニアンに期待値を R の関数とみたものをつたり、2 つの断熱ポテンシャル曲線を擬交差の付近で滑らかに結んで交差させたものをつたりする。このように、透熱的な電子状態は定性的、または半定量的な議論で用いられることが多い。

銅熱量計 [英 copper calorimeter, 独 Kupferkalori-

meter, 仏 calorimètre à cuivre, 露 калориметр с медным блоком] 水熱量計の水の代りに銅を用いて、銅の温度上昇から熱量を測定する装置である。銅熱量計では攪拌の必要がなく、広い温度範囲で測定ができ、かつ銅は低温での熱伝導がよいので低温の比熱測定にはよく使用される。図はネルンストの銅熱量計である。B は銅製の中空間筒で、熱の絶縁体を通した白金線によってガラス管 G の中につるされている。比熱を測定しようとする物体 A は円柱状にして B の内部に挿入し、その間隙には白金線コイルを置く。測定はガラス管 G の内部を真空にして断熱状態にして行われる。初めに一定時間、白金線に定電流を流して A および B を加熱し、電流を切ったから白金線を抵抗温度計の指示計器として温度を測定する。銅の質量および比熱は既知であるので、計算によって試料の比熱を求めることができる。

動粘性率 [英 kinematic viscosity, 独 kinematische Zähigkeit, 仏 viscosité cinématique, 露 кинематическая вязкость] μ を粘性率, ρ を密度としたとき, $\nu = \mu/\rho$ を動粘性率または動粘度という。動粘度という用語は、日本工業規格や計量法で用いられている。 μ は応力を求めるのに重要であるが、縮まない粘性流体の基礎方程式、ナビエ-ストークス方程式と連続の方程式および境界で速度を指定する境界条件では、パラメーターとして ν だけが現れる。したがって、粘性流体の運動を定めるうえで ν の方が重要である。単位は SI 単位係では $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ であり、CGS 単位系では St (ストークス), $1 \text{ St} = 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ である (\Rightarrow 粘性率の単位)。

動粘度 = 動粘性率

導波管 [英 waveguide, 独 Wellenleiter, 仏 guide d'ondes, 露 волновод] UHF からミリ波までのマイクロ波の伝送に使われる、一様な断面形状の金属管をいう。レール線や同軸伝送線のように往復の各電流を支える 2 つの導体に分れていないので、内部を伝わる電磁波は、電場か磁場のいずれかが進行方向 z の成分をもつことになる。前者を TM モード、後者を TE モードという。TM (TE) 波の $E_z(B_z)$ は $(\nabla^2 + \gamma_m^2)\psi = 0$ の解 ψ で与えられる。ただし $\nabla^2 = (\partial^2/\partial x^2) + (\partial^2/\partial y^2)$, $\gamma_m^2 > 0$ であり、管の境界で TM は $\psi = 0$, TE は $\partial\psi/\partial n = 0$ の境界条件を満たさなければならない。 ψ を用いて他の成分が導けるがそのモードは管内を $e^{j(\omega t - kz)}$ ($k^2 = \mu\epsilon\omega^2/c^2 - \gamma_m^2$, μ, ϵ は管内媒質の透磁率および誘電率) のように伝播する。 z 方向の単位ベクトルを e_z とすれば、横方向 t の電磁場は TM について

$$E_t = \frac{ik}{\gamma_m^2} \nabla_t \psi, \quad B_t = \frac{\mu\epsilon\omega}{ck} e_z \times E_t$$

TE について

$$B_t = \frac{ik}{\gamma_m^2} \nabla_t \psi, \quad E_t = -\frac{\omega}{ck} e_z \times B_t \quad (\nabla_t \equiv \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y})$$

となる。管軸に垂直な断面内で直角座標のとき x, y 方向、円筒座標のとき r, θ 方向の電磁場の節の数がそれぞれ n, m であれば、それぞれ TM_{nm} 波または TE_{nm} 波とよぶ。伝播モードは自由空間波が管壁で多重反射を繰返し進むとして理解されるが、 $\omega < c\gamma_m/\epsilon\mu = \omega_{cm}$ で k が複素数となるため伝播できなくなる。これは管の断面に比べ自由空間

波長 $\lambda = 2\pi c/(\epsilon\mu)^{1/2}\omega$ が小さいといえなくなるためである。 ω_{cm} ($\lambda_{cm} = 2\pi c/(\epsilon\mu)^{1/2}\omega_{cm}$) をモード m の遮断周波数(波長)という。管内波長 $\lambda_g (= 2\pi/k)$ は $1/\lambda_g^2 = 1/\lambda^2 - 1/\lambda_{cm}^2$ で与えられる。個々のモードについて E_m, H_m の振幅に比例する数を V_m, I_m とすれば、伝送線と同様に扱え、固有インピーダンス $Z_m = V_m/I_m$, 定在波比などが定義できる。通常図 1 のような矩形断面の導波管で ω_c が最小の

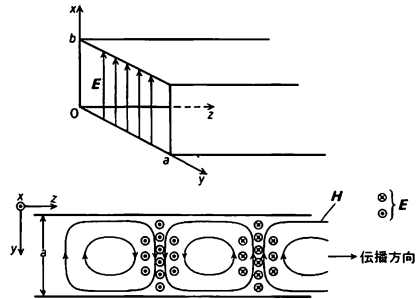


図 1 矩形導波管 (TE₀₁ モード)

TE₀₁ モードがよく使われる。 $E_x, H_y \propto \sin \pi y/a, H_z \propto \cos \pi y/a, E_y = E_z = H_x = 0, \lambda_c = 2a$ である。図 2 は円形断面の例で、その TE₁₁ モードは減衰率が大変小さい。図

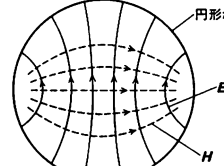


図 2

3 は中央部に電磁場を集中させたリッジ導波管で、 λ_c が矩形導波管の $\lambda_c = 2a$ より大きくなる利点がある。通常、伝播モードを単一にするため第 2 モードの ω_c より低い周波数帯で使用する。

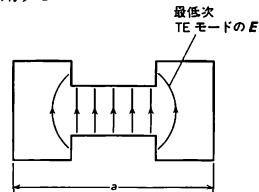


図 3 リッジ導波管

導波路レーザー [英 waveguide laser, 独 Hohlleiter-Laser, 仏 laser à guide d'ondes, 露 волноводный лазер] レーザー媒質(気体, 液体, 固体)を導波路に閉じ込めたレーザーのことで、小型のレーザーをつくることができる。気体や液体は中空の導波路に満たされて用いられ、固体はそれ自身が導波路として利用される。中空の導波路には断面が円形, 矩形, 平行平板状のものがあ、また導波路に格子を刻んだりした分布帰還型のものもある。中空の導波路を用いるレーザーとしては気体レーザーと液体レーザー(特に色素レーザー)がある。固体導波路の断面として円形や矩形のものを用いられ、また分布帰還型のものもある

る。この例に、小型固体レーザーや半導体レーザーがある。導波路としては、ある波長の光に対してできるだけ伝搬損失の小さいものを採用する必要がある。たとえば、円筒中空導波路のうち、金属製導波路で伝搬損失の最小のモードはドーナツ形の電場分布をもつ TE_{01} モードであり、ガラスや石英といった誘電体製導波路のそれは直線偏光した EH_{11} モードである。たとえば、よく用いられる円形断面の開放型レーザー共振器の半径 a を次第に小さくしてゆき、フレネル数 ($F \equiv a^2/b\lambda$, ここで b は共振器の長さ, λ はレーザー光の波長) が 1 よりも小さくなると、開放型共振器としてみた場合、回折損失が非常に大きくなる。ところが、管壁の影響が無視できなくなり、導波路として作用しはじめ、伝搬損失は閉込め作用のために小さくなり、レーザー共振器として使えることになる。一般に、導波路レーザーは $F < 1$ の場合に相当している。特に、気体の導波路レーザーでは壁への拡散が大きいために高利得が達成されている。

銅比 [英 copper ratio, 仏 rapport de cuivre, 露 относительная концентрация меди] \Rightarrow 超伝導線材

頭部波 [英 bow wave, 独 Korpwell, 仏 tête vague, 露 носовая волна] 気体中を音よりも速く物体が運動するとき、その先端から出る衝撃波をいう。衝撃波は先端から後方に向け円錐形に広がり、物体の速度が大きいほど広がる角度は小さい。先端のどがつた物体の頭部波は、速度が十分大きい場合は先端から始まるが、速度がやや遅い場合は物体から離れて少し丸くなる。E. Mach によって初めて研究されたのでこれをマッハ波ということもある (\Rightarrow 衝撃波, マッハ波)。

等分配則(エネルギーの) [英 principle of equipartition, 独 Equipartitionsprinzip, 仏 principe d'équipartition, 露 принцип равного распределения энергии] 古典統計力学では、1 自由度当たり、 $(1/2)kT$ のエネルギーが平均として与えられること。これをエネルギー等分配の法則としても。古典統計力学では、絶対温度 T の熱平衡にある多粒子系を考えると、各粒子の x, y, z 方向の運動エネルギーはそれぞれ平均として $(1/2)kT$ だけになる (k はボルツマン定数)。これが運動エネルギーに対する等分配則である。質量の大きな粒子も小さな粒子も、みんな等しい運動エネルギーをもっている。

粒子の間に相互作用があつて、それによる平衡状態があるとしよう。絶対零度でない限り、粒子は熱励起を受けて熱運動することになるが、それは粒子の平衡点の近くでの振幅の小さな振動であるとする。すなわち固体を考える。このような運動は規準振動の集まりとして記述されるが、このとき、各規準振動の運動エネルギーの平均も $(1/2)kT$ で、またポテンシャルエネルギーの平均も $(1/2)kT$ である。各規準振動は合わせて kT だけのエネルギーをもっていることになる。かたい振動もやわらかい振動もみな公平に kT だけのエネルギーを配分されている。これが調和振動子に対する等分配則である。

等分配則を最も一般的に表現すると次のようになる。粒子の配位を決める座標を q_1, q_2, \dots, q_f , これに正準共役な運動量を p_1, p_2, \dots, p_f とし、この粒子系の運動エネルギーを K , ポテンシャルエネルギーを V とする。この系が温度 T の熱平衡状態にあるとき

$$\begin{aligned} p_j(\partial K/\partial p_j) & \text{の平均が } kT \\ p_j(\partial K/\partial p_k) (j \neq k) & \text{の平均が } 0 \end{aligned}$$

$$q_j(\partial V/\partial q_j) \text{ の平均が } kT$$

$$q_j(\partial V/\partial q_k) (j \neq k) \text{ の平均が } 0$$

これが等分配則である (j, k は $1, 2, \dots, f$ のいずれか)。

ただし、量子統計力学では等分配則は成り立たない。

等ポテンシャル面 [英 equipotential surface, 独 Äquipotentialfläche, 仏 surface équipotentielle, 露 эквипотенциальная поверхность] \Rightarrow 等電位面

動摩擦 [英 kinetic friction, 独 kinetische Reibung, 仏 frottement cinétique, 露 кинетическое трение] = 運動摩擦 (\Rightarrow 摩擦)

等容変化 = 等積変化

動力学 [英 dynamics, 独 Dynamik, 仏 dynamique, 露 динамика] \Rightarrow 力学

動力学的回折理論 [英 dynamical theory of diffraction, 独 dynamische Theorie der Beugung, 仏 théorie dynamique de diffraction, 露 динамическая теория дифракции] X 線・粒子線の結晶による回折現象を取扱う理論のひとつ。一回散乱(回折)のみを考慮する運動学的回折理論に対して、多重散乱を考慮する回折理論をいう。多重散乱が無視できるのは結晶の大きさが、波長 1\AA の X 線の場合は $1\mu\text{m}$ 程度以下、 100keV の電子線では数十 \AA 程度以下である。現実の多くの結晶はモザイク構造をもち、その一片の大きさが上記以内のものも少なくない。したがって X 線の場合には運動学的理論も意外に広い適用範囲をもつが、X 線の場合でも特に完全またはそれに近い単結晶を扱う場合、また電子線の場合はほとんどつねに、定量的な計算を行うときは動力学の理論を用いる必要がある。

動力学の理論は最初 C. G. Darwin により展開され、ブラッグ反射の積分強度がその反射の構造因子の絶対値 $|F|$ に比例することが導かれた。しかし、多くの現実結晶による実験結果は $|F|^2$ に比例し、むしろ運動学的理論の結果に合うことがわかり、そこからこれら多くの結晶がモザイク構造をもつことが明らかにされた。その後 P. P. Ewald は X 線によって原子が励起されて生ずる振動双極子と、それらが放射する X 線と入射 X 線がつくる電磁場との間の動力学の平衡の問題として X 線の動力学的回折理論を展開した。「動力学」の名称はこれに由来し、以後この種の理論を動力学の理論、また一回散乱のみを考える近似理論を運動学的理論とよぶようになった。

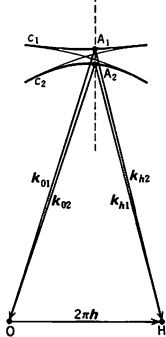
Ewald の理論は精巧だが難解なので、現在は完全結晶に対する標準的方法として、電子線については H. Bethe の理論 (\Rightarrow ベーテの動力学の理論)、X 線については M. von Laue の理論に基づくものが用いられている。これらは結晶内の周期場の中で、それぞれシュレーディンガー方程式あるいはマクスウェル方程式を解き、得られる定常解であるブロッホ関数(ブロッホ波ともいう)を表面における境界条件を満足するように、外部からの入射波と外部への透過波、回折波の波動関数と接続させて、これら透過波と入射波との関係を求めるものである。ブロッホ波は、 \hbar を逆格子ベクトルとして $k_R = k_0 + 2\pi\hbar$ で関係づけられる、 k_0 および k_R を波動ベクトルとしてもつ多くの平面波の線形結合として

$$\psi = \sum_{\mathbf{k}} \psi_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

で与えられ、逆格子空間内の分散面上の分散点によって代表される (\Rightarrow 分散面)。表面における境界条件は、平面波の

波動ベクトルの表面に平行な成分が表面通過に際し変化しないことを要求する。したがって平面波が入射する場合、結晶内に生ずるブロッホ波の1つの波動ベクトル k_0 の平行成分は、入射波の波動ベクトル k の平行成分と等しくなければならない。ブロッホ波の分散点(波点ともいう)は、逆格子空間内の、表面に垂直な1つの直線に乗ることとなり、この直線とブロッホ波の分散面の交点として波点が与えられることとなる。

入射波が1つの格子面 h に対してブラッグの条件をほぼ満足する場合は、分散面の分裂によってこの交点は2つ与えられる(⇒分散面)。またこの場合、結晶やブロッホ波は入射波に連なる結晶内一次波 ψ_0 と、1つの回折波 ψ_h の和として近似できるので(⇒二波近似)、それぞれ2つの一次波と回折波を生ずる(図参照。O, H は逆格子点, A_1 ,



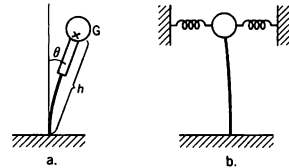
A_2 は分散点, c_1, c_2 は分散面, k_{01}, k_{02} は一次波の波動ベクトル, k_{h1}, k_{h2} は回折波の波動ベクトル, h は逆格子ベクトル)。そのために結晶表面で複屈折が起り、また2つの一次波、2つの回折波は、それぞれの干渉によって合体して振幅変調を受ける1つずつのブロッホ波となり、この振幅変調はX線回折顕微鏡法あるいは電子顕微鏡によって干渉縞(ペンデル縞)として観察される。結晶に平面波が入射し二波近似が成り立つ場合には、この干渉縞は入射表面から等しい厚さの点を連ねた縞となり等厚干渉縞とよばれる。回折波の強度については、入射表面から出る場合(ブラッグ・ケース)も、他の表面から出る場合(ラウエ・ケース)も、ともに積分強度が $|F|$ に比例するという Darwin の結果が一般的結論として導かれる。

吸収の影響は、結晶内の周期的散乱関数(電子線では静電ポテンシャル, X線では電子密度)に虚数部を付与することによって形式的に取扱うことができ、X線・電子線の異常透過現象をほぼ完全に説明することができる。電子線は波長が短いこと、結晶との相互作用が強いことによって同時に多くの回折線を生じ、一般には二波近似が成り立たず、多波近似を用いなければならない場合が多い。この場合にも上述のベーターラウエの方法は適用できるが、別の方法として J. M. Cowley と A. Moodie の層状理論、藤本文範らの散乱行列を使う方法、藤原邦男の多重ボルン近似法などが発展させられている。入射X線は元来、線源から発する球面波であるから、その波面は結晶表面上でわずかながら曲率をもつ。X線の単結晶による回折ではその曲率が無視できない場合が多い。その場合は加藤範夫が導いた球面波理論によって取扱われる(⇒球面波理論)。

結晶が欠陥を含む場合、まず層状欠陥のような面欠陥

で2つの完全結晶間の不連続面と考えられる場合は、ベーターラウエの理論に不連続面における境界条件を導入することによって取扱うことができる。次に転位のような一次元欠陥あるいは点欠陥の場合は、欠陥自身の影響よりはそれらの周囲の格子ひずみの影響が大きい。格子ひずみが比較的小さい場合には、入射表面におけるブロッホ波の成立については完全結晶の場合と同じとし、成立したブロッホ波は結晶内を進むにつれてひずみに適合するように変化すると考える。P. Penning と D. Polder の理論があり、後に加藤範夫はアイコナル理論をたててこの理論の基礎を与えとともにその一部の不備を補った(⇒アイコナル理論)。格子ひずみが大きい場合はブロッホ波の各成分波が振幅変調を受けると考え、その振幅の間に成立する偏微分方程式(⇒高木-トーパンの式)を解くことにより結晶内の解が得られる。この方法は高木佐知夫によって開発されたもので、完全結晶にも適用でき、また数値計算によって、X線回折顕微鏡法における欠陥像の強度分布のシミュレーションにも使われている。電子線回折の場合のようにブラッグ角が小さい場合はコラム近似が成立し、偏微分方程式は常微分方程式に還元されるので、計算は簡単になる。この常微分方程式は、それ以前に A. Howie と M. J. Whelan によってコラム近似を用いて導出され、結晶性試料の電子顕微鏡像の説明に広く利用されている。

倒立振り子 [英 inverted pendulum, 独 umgekehrtes Pendel, 仏 pendule inverse, 露 астатический маятник] おもりの重心が支点あるいは回転軸の鉛直上方にあるような振り子。図 a は下端を強いばねで支えたもので、これだ



けでも安定な振動を行うが、通常は図bのように下端を強いばねで支えた上、両方あるいは四方からばねでおもりを支え、平衡点のまわりに比較的長い固有周期の振動を行わせる。振動計や地震計によく利用されている。倒立振り子の固定軸(点)のまわりの慣性モーメントを I 、質量を M 、重心と固定点の距離を h 、またばねの復元力は微小振動の場合に振り子の傾角 θ に比例し、 $\tau\theta$ で与えられるとすれば、周期は次式で与えられる。

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{\tau - Mgh}}$$

動力計 [英 dynamometer, 独 Dynamometer, 仏 dynamomètre, 露 динамометр] 原動機などの出力を測定する装置。普通出力軸でトルクおよび回転数を測定し、その積から動力を求める(⇒トルク計)。現在使用されている動力計は、吸収動力計(ブレーキ動力計)と伝達動力計に大別される。吸収動力計は、測定すべき動力を、摩擦、水の粘性、空気粘性、電流などによって吸収させて測定するもので、吸収させる機構にしたがって、摩擦動力計、水動力計、空気動力計、電気動力計などよとされている。伝達動力計は、原動機の出力を作業機に伝える途中の伝動軸において、軸のねじれやベルトの張力などを測定して動力を求めるもので、原動機を運転しながら測定できるのが特徴である。なお、旋盤などで金属を削るときバイトに加わる

切削抵抗力を測定するための工具動力計(切削動力計)とよばれるものもあるが、これは動力を測定するものではない。

動力試験炉 [英 power demonstration reactor, 仏 réacteur de démonstration de puissance, 露 демонстрационный энергетический реактор] 原子炉を動力炉として使う場合、動力炉として保有しているべき機能と性能とをあらかじめ試験しておく必要がある。そのような目的のために使用される小規模の動力炉が動力試験炉である。わが国でいえば Japan demonstration reactor (JPDR 炉とよばれている)がその例であり実用軽水炉の導入に先立ち 1963 年 8 月に臨界以来前述の試験に使用された。また、JPDR 炉の運転実務を通じて多数の運転員を養成したことに加え軽水炉用燃料の試験炉としても活用された。

動力炉 [英 power reactor, 独 Leistungsreaktor, 仏 réacteur de puissance, 露 энергетический реактор] 動力の生産を目的とする原子炉の総称。狭義には発電用原子炉をさすが、広義には船舶用炉、低中温蒸気や高温核熱を供給するプロセスヒート炉、宇宙動力用原子炉なども含む。動力炉は、熱中性子によって過半の核分裂連鎖反応を行わせる熱中性子炉と高速中性子にて行わせる高速炉とに分類することも可能である。また、核燃料の生産と利用能力に着目して、転換炉、増殖炉に大別したり、あるいはまた使用核燃料物質やそのリサイクル利用型態に合わせてウラン使い捨て炉、プルトニウムリサイクル炉、トリウム利用炉などの分類を行うこともある。一般に発電用原子炉開発のためには開発段階に合わせて各種の基礎実験のための用具として使用される実験炉、動力炉としての機能の実証を行うことを目的とする原型炉、設計の標準化、経済性を追求し運転経験を積むことを目的とする実証炉を建設し、必要な研究を行った後、最後に商用として使用される実用炉を建設するのが普通である。さらに進んで、エネルギー発生の原理を核融合に求める核融合炉、ならびに核分裂炉との結合利用を行うハイブリッド利用炉の動力炉も考えられる。

遠まわり反射 [独 Umweganregung] ⇔ 同時反射

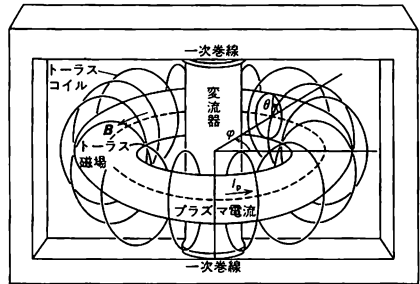
とかげ座 BL 型天体 [英 BL Lac objects, 独 BL Eidechse Objekt, 仏 objets BL Lac] とかげ座 BL 星に類似した特徴をもつ天体の総称。1968 年、特異な電波源 VR O 42.22.01 が 14 等級の恒星状の天体と一致していることがわかった。この天体はすでに「とかげ座 BL 星」として変光星カタログにリストされていた天体であったが、実は恒星ではなく、中心核が非常に明るい銀河の一種であることがわかった。

光で見た形状は青い恒星に近いが、その周囲にかすかに広がった星雲状の構造をもつものがある。この星雲は楕円銀河によく似た特徴をもっており、とかげ座 BL 型天体は中心核がコンパクトで活動的な楕円銀河の一種とみなされている。多くが星状には見えないのは、中心核の明るさに比べて周囲が暗いことによる。可視領域での放射は連続スペクトルが主で、線スペクトルは星雲部分からの吸収線を別にすれば極めて弱く、ほとんど観測にかけられない。連続スペクトル成分はシンクロトロン放射とみなされ、1 日のスケールで変化する激しい時間変動と 10% を超える大きな偏光を示しているのが特徴である。電波領域も、可視領域ほどではないが、数ヶ月のスケールで強度変動を示す。この天体はクエーサーによく似ているが、輝線スペクトル

が極めて弱いこと、強い偏光を示すこと、さらに時間変動が激しく、広がった電波構造は存在しないことで異なっている。

トカマク [英仏 tokamak, 独 Tokamak, 露 токамак] 軸対称な環状磁場の代表的な例で、その名称は ток (電流)、камера (容器)、магнит (磁気)、катушка (コイル) によるといわれている。ソ連クルチャトフ研究所の L. A. Artsimovich の率いるグループによって開発され、苦節 10 余年の後、1968 年にトカマク T-3 装置によって電子温度 1 keV (10^7 K) の高温プラズマを数 ms 閉じ込めることに成功し、炉心プラズマ達成への道のりを大きく前進させた。トカマクは、トラス磁場中にプラズマ電流を流してポロイダル磁場を形成し、プラズマのトラス平衡をとり、かつオーム加熱によって高温プラズマを生成する。強いトラス磁場によって電磁流体力学的不安定性を抑え、クルスカル-シャプロフ限界の条件を満たす。

トカマク装置の構造は図に示すようにトラスコイル、



真空容器、変流器などから成る。変流器の一次巻線に電流を立ち上がらせることにより、二次巻線とみなされるプラズマ中に電流を誘起する。図では鉄芯変流器の場合を示しているが、中型、大型トカマクでは空芯変流器を用いる装置が多い。真空容器壁は脱ガスを防たりチタンフラッシュなどをして、プラズマによるスパッタリングで不純物イオンがプラズマに混入しないようにする。真空容器の中にカーボンあるいはモリブデンのダイアフラムを挿入し、これでプラズマの大きさを決め、プラズマと壁との相互作用を小さくする。このダイアフラムをリミッターとよぶ。このような材料リミッターの代りにダイバーターを設け、プラズマの大きさを決め、かつ不純物混入の抑制をする場合もある。さらに、プラズマループを平衡位置に保つために垂直磁場コイルを配置し、垂直磁場の大きさをプラズマ位置の変化に応じて負帰還制御をする。またプラズマ周囲に導体シェルをかぶせて、平衡、安定性を高める。

プラズマ電流によるオーム加熱は、プラズマの抵抗率が電子温度 T_e の上昇とともに $T_e^{-3/2}$ で小さくなるので、 T_e が $1 \sim 2$ keV 以上の高温では有効でなくなる。さらに(イオンを)高温に加熱するためには追加加熱を行う必要がある。高速中性粒子ビーム入射および波動加熱が、有力な追加加熱手段として研究されている。

トカマクの平衡を保つために必要なプラズマ電流は、現在は変流器の誘導起電力によっているが、この方法ではプラズマ電流を定常的に流すことができず、したがってプラズマを定常的に閉じ込めることができない。そのため高速中性粒子ビームあるいは波動のもつ運動量をプラズマに注入して、定常的な電流駆動の試みがされている。

通常の円断面トカマクの β 値は3~4%が上限であるので、 β 値の向上は重要な課題である。プラズマ断面を縦長の非円形にして β 値を高めようという非円形断面トカマクの試みがある。またいったん高温のトカマクプラズマをつくったうえでさらに加熱入力を加えると、プラズマが磁束を保存したまま新しい平衡状態に移っていく。そしてより高い β 値をもつプラズマ平衡の状態になることが期待される。このような構成のトカマクをフラックスコンサービングトカマクという。この平衡状態が本当に安定かどうか、実験的に実現できるかどうかはひとつの研究課題である。

特異小惑星 [英 peculiar minor planet, 独 eigentümliches Kleiner Planet, 仏 astéroïde anormal, 露 пекулярия малая планета] \Rightarrow 小惑星

特異振動 [英 singular perturbation, 仏 perturbation singulière, 露 сингулярное возмущение] 量子力学における振動で、振動の影響が振動パラメーターがゼロの極限で、ある種の特異性をもつという場合がある。このような振動を特異振動という。より正確には、次のように述べることができる。 \mathcal{M} をヒルベルト空間、 A を \mathcal{M} における自己共役演算子、 B をエルミート演算子とし、 $C_\lambda = A + \lambda B$, $\lambda \in \mathbb{R}^1$ 、とおく。 \mathcal{M} のノルムを $\|\cdot\|$ と記す。もし、 $D(A) \subset D(B)$ であって、ある正定数 a, b が存在して、すべての $\varphi \in D(A)$ に対して

$$\|B\varphi\| \leq a\|A\varphi\| + b\|\varphi\|$$

が成立するならば、 λB は A に関して正則な振動であるという。正則ではない振動が特異振動である。物理的には、 A が自由ハミルトニアン(\Rightarrow ハミルトニアン)、 B が相互作用、 λ が相互作用定数に対応する。 B が A に関して正則な振動であるときは、すべての十分小さな $|\lambda|$ に対して、 C_λ は $D(A)$ 上で自己共役であり、 A の重複度1の離散的固有値の近くに、 C_λ は必ずただ1つの離散的固有値をもつ。しかも、その固有値に対する振動級数(\Rightarrow 振動論)は絶対収束する。しかし、 B が A に関して特異な振動である場合には、いま述べたことは必ずしも成立せず、さまざまな状況が現れる可能性がある。たとえば、(1) C_λ の自己共役性の定義域の変更、すなわち、 $D(C_\lambda) \neq D(A)$ となる、(2) C_λ の固有値に対する振動級数の発散、(3) C_λ の固有関数の λ についての連続性の破れなどである。例をあげると、(i) $\mathcal{M} = L^2(\mathbb{R}^1)$, $A = -d^2/dx^2 + x^2$, $B = x^4$ 。この場合、任意の $\lambda > 0$ に対して、 C_λ は $D(A) \cap D(B)$ で自己共役($D(A) \subset D(B)$)であり、ただ1つの基底状態をもつ。しかし、その基底状態のエネルギーに対する振動級数は発散する。(ii) $\mathcal{M} = L^2(\mathbb{R}^1)$, A は(i)と同じで、 $B = 1/x^2$ 。この場合は、上にあげた(1),(3)の現象が見られる。

特異点 [英 singular point, 独 singulärer Punkt, 仏 point singulier, 露 особая точка] 一般に性質が正常でない点のことをいう。

(1) 曲線、曲面の特異点: 接線や接平面に異常が現れる点のこと。曲面 $f(x, y) = 0$ では $\partial f/\partial x = 0$, $\partial f/\partial y = 0$ の点、曲面 $r = r(u, v)$ では $(\partial r/\partial u) \times (\partial r/\partial v) = 0$ となる点(u, v は曲面を表現するためのパラメーター)。

(2) 複素関数の特異点: 複素関数が正則でない点を特異点という(\Rightarrow 複素関数)。多価関数の分岐点(例: $z^{3/2}$ の $z = 0$)、除去可能な特異点(例: $\sin z/z$ の $z = 0$)、極(例: $1/z$ の $z = 0$)、第一種真性特異点(例: $\exp(1/z)$ の $z = 0$)、第二種真性特異点(集積特異点、例: $\operatorname{cosec}(1/z)$ の $z = 0$)などがある。関数 $f(z)$ の孤立特異点 $z = z_0$ におけるローラン

展開の主要部の位数が $k (\neq \infty)$ のとき $f(z)$ は $z = z_0$ に k 位の極をもつという。 $k = \infty$ のとき z_0 を $f(z)$ の第一種の実性特異点という。第二種の実性特異点とは上述の例のように極が集積している点をいう。極での関数値は無限大であるが、真性特異点(第一種、第二種とも)では関数は任意の値をとる。

(3) 微分方程式の特異点: 線形常微分方程式

$$\frac{d^n u(z)}{dz^n} + \sum_{m=1}^n p_m(z) \frac{d^{n-m} u(z)}{dz^{n-m}} = 0$$

において、(a) $p_m(z)$ がすべて解析的であるような点を通常点、(b) $p_m(z)$ がたかだか m 位の極しかもたないような点を確定特異点、(c) それ以外の点、すなわち少なくとも1つの $p_m(z)$ が $(m+1)$ 位以上の極をもつような点を不確定特異点という。通常点近傍ではテイラー級数型の解が存在し、確定特異点(z_0 とする)近傍ではフロベニウス型の級数解 $\sum_{i=0}^{\infty} c_i (z - z_0)^{i+\mu}$ が存在する。ただし c_i は定数で、 μ は整数とは限らない。不確定特異点近傍では一般に収束しない形式的発散級数解が求められるが、この形式解は真の解の不確定特異点近傍における漸近展開(\Rightarrow 漸近級数)になることが知られている。無限遠点も含めて複素全平面上に確定特異点以外の特異点をもたない線形微分方程式をフックス型微分方程式という。

特殊解 [英 particular solution, 独 partikuläre Lösung, 仏 solution particulière, 露 частное решение] \Rightarrow 微分方程式

特殊関数 [英 special function, 独 spezielle Funktion, 仏 fonction spéciale, 露 специальная функция] 物理学や工学に現れる偏微分方程式の境界値問題や初期値問題の解の一般的表式を解析的に導くことは、非常に特別の場合を除いてはできない。流体や弾性体、誘電体などの場が特殊の対称性をもつ境界面が簡単な形をもつ場合や、粒子を囲む重力場や電磁場などが特殊の対称性をもつ場合には、これに相應する直交曲線座標をとって変数分離形の解を求め、これを重ね合わせて物理的状態を表すのが普通である。変数分離の結果出てくる種々の方程式やその解である解析関数は、数理論理学の微分方程式および特殊関数と総称される。これらの特殊関数は、その本性上適用範囲は主として線形方程式に限られる感みはあるが、極めて広い応用範囲をもっている。代表的なものに、ルジャンドル関数、ベッセル関数、超幾何関数、ラゲール多項式、エルミート多項式などがある。

特殊相対性理論 [英 special theory of relativity, 独 spezielle Relativitätstheorie, 仏 théorie de la relativité spéciale, 露 специальная теория относительности] 1905年、A. Einsteinにより発見された、慣性座標系における物理法則に関する理論で、今世紀の物理学上最大の発見のひとつに数えられる。古典力学のニュートンの運動方程式はガリレイ変換に対して不変であり、ガリレイの相対性原理を満たす。一方、マクスウェル方程式の形にまとめられた電磁気学の基本方程式はガリレイの相対性原理を満足しない。したがって、電磁波を波動として伝えられと考えられ、当時(19世紀終りごろ)エーテルと名づけられた媒質に対して静止した絶対静止系においてのみマクスウェル方程式が成り立ち、絶対静止系に対する地球の運動は実験で検出できるはずであると考えられた。このための実験がいろいろ行われたが、代表的なものは、1887年のマイケル

ソーンモレーの実験で、絶対静止系に対する地球の速度を、地球の公転方向と、それに直交する方向との光路差から検出しようとした。推論が正しければ、少なくとも地球の公転速度による光路差が検出されるはずであったが、結果は否定的であった。したがって、マクスウェル方程式がガリレイの相対性原理に従わないこと、エーテルに対する運動速度が検出できないこと、さらに、ニュートンの運動法則がガリレイ変換に対して不変であることを、いかに調和させるかが問題となった。Einstein は、すべての慣性座標系は同等であること(相対性原理)、および光の速度は光源の運動と無関係であることの2つの仮説を設ければ、この困難は解決できることを示した。これらに基づけば、絶対静止系は意味のないものとなり、絶対静止系に対する運動が検出できないのは当然であるが、一方、ニュートンの運動法則を不変にしたガリレイ変換は、マクスウェル方程式を不変にする変換に変更されなければならない。Einstein は、これらの仮説から得られる変換はローレンツ変換であり、これは慣性座標系間の相対速度 v が光速 c に比べて十分小さい場合としてガリレイ変換を含み、 v が c に比べて十分小されればガリレイの相対性原理を満たすニュートン力学が成り立つことを示して、困難を解決した。

ニュートン力学、ガリレイ変換においては、すべての座標系で時間は共通であったが、ローレンツ変換では、時間は空間座標とともに変換し、絶対的な意味を失った。これに伴って、同時性は座標系に依存する概念になり、動いている時計の遅れ、動いている物体のローレンツ収縮が生ずる。これらは、特殊相対性理論の2つの仮説の当然の帰結であり、現在では常識化しているが、特殊相対性理論の発見当時には、時間、空間の概念の大きな変革であった。Einstein のこれらの仮説は、直接の検証ばかりでなく、現在までの、特殊相対性理論に基づいた、物理学全般にわたる多種多様な結果を通じて間接的に検証され、確立されている。

特殊相対性理論においては、すべての慣性座標系が同等であるから、物理法則はすべてローレンツ変換に対して不変なテンソル方程式として表される。慣性座標系の時空は、平坦なミンコフスキーの時空であり、計量テンソルは $g_{00} = -1$, $g_{\alpha\alpha} = 1$ ($\alpha = 1 \sim 3$)、ほかは0である。

電磁場を表すスカラーポテンシャル ϕ とベクトルポテンシャル A は反変ベクトル $A^i = (\phi/c, A)$ をつくり、マクスウェル方程式は、電磁場の二階対称テンソル

$$F_{ij} = \frac{\partial A_j}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^j}$$

と荷電密度 ρ 、電流密度 i のつくる四元電流密度 $i^i = (c\rho, i)$ に対する方程式

$$\frac{\partial F^{ij}}{\partial x^j} = \mu_0 i^i \quad (\mu_0: \text{真空の透磁率})$$

$$\frac{\partial F_{jk}}{\partial x^i} + \frac{\partial F_{ki}}{\partial x^j} + \frac{\partial F_{ij}}{\partial x^k} = 0$$

によって表される(この項ではアインシュタインの規約に従う)。ローレンツ条件 $\partial A^i / \partial x^i = 0$ を満たすゲージでは、これらは $\square A^i = -\mu_0 i^i$ に帰着し、この方程式は、作用積分

$$\int dtdxdydz \left(\frac{F^i_j F^j_i}{4\mu_0} + A^i i_i \right)$$

から導かれる。

固有質量 m_0 の質点の運動方程式は、 τ を固有時、 p^i を

四元運動量

$$p^i = m_0 u^i = m_0 \frac{dx^i}{d\tau} = m_0 \left(c \frac{dt}{d\tau}, \frac{dr}{d\tau} \right)$$

K^i をミンコフスキー型の四元力とすると、 $dp^i/d\tau = K^i$ と表される。 dp/dt に等しいニュートン形の力がポテンシャル V をもつときには、運動方程式は、作用積分 $-m_0 c^2 \int d\tau - \int V dt$ から得られる。粒子の電荷を q とすると、粒子が電磁場から受ける四元力は、 $K^i = q F^i_j u^j$ であり、この場合、電磁場と質点の系の作用積分は

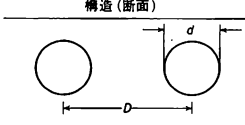
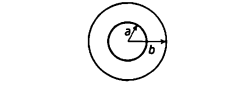
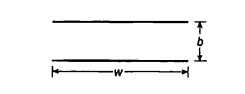
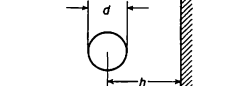
$$-m_0 c^2 \int d\tau - \int dtdxdydz \frac{F^i_j F^j_i}{4\mu_0} + q \int A_i dx^i$$

である(\Rightarrow 相対論的力学)。

特性インピーダンス [英 characteristic impedance, 独 Kennwiderstand, 仏 impédance caractéristique, 露 характеристическое сопротивление] 無限に長い伝送線を用いて信号を送送すると、伝送線上のどの点においても伝送線の2線間の電圧と流れる電流の比は同じである。この比のことを特性インピーダンスとよぶ。特性インピーダンス Z_0 は、伝送線の構造や、絶縁物の種類によって決まる特有な値であり、伝送線単位長さ当りのインダクタンス L と容量 C を用いて

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

で与えられる。有限の長さの伝送線を特性インピーダンスに等しいインピーダンスで終端すると、終端点での信号の反射は起らず、送られてきた信号のエネルギーはすべて終端点で吸収される。このように Z_0 で終端された伝送線は整合のとれた伝送線という。整合のとれていない伝送線で高周波信号を送ろうとすると、終端で反射波が発生し伝送線には互いに反対方向に進む2つの波が重畳し、この加え合せの結果として決った位置に電圧(あるいは電流)の極大極小が繰返し現れる。これを定在波という。いろいろな構造の伝送線の特性インピーダンスを図に示す。図において、 $1/\eta = \sqrt{\mu/\epsilon} = \sqrt{\mu_0 \mu_r / \epsilon_0 \epsilon_r} = 377 \sqrt{\mu_r / \epsilon_r}$ ここで μ, ϵ は絶縁体の透磁率と誘電率、 μ_r, ϵ_r は絶縁体の比透磁率と比誘電率。

構造(断面)	Z_0
	$\frac{1}{\pi\eta} \ln \frac{2D}{d}$ ($D \gg d$)
	$\frac{1}{2\pi\eta} \ln \frac{b}{a}$
	$\frac{1}{\eta} \frac{b}{w}$ ($w \gg b$)
	$\frac{1}{2\pi\eta} \ln \frac{4h}{d}$ ($h \gg d$)

特性 X 線 [英 characteristic X-rays, 独 charakteris-

tische Röntgenstrahlen, 仏 rayons X caractéristiques, 露 характеристическое рентгеновское излучение] 各元素に固有な線スペクトル状 X 線。固有 X 線ともいう。特性 X 線は、物質に電子線などを当て、原子の内殻電子の 1 つが放出されて空孔を生じた場合に、同じ原子内の他の内殻電子がその空孔へ落ち込み、そのときのエネルギー差をもつ光子が放出される。その波長は、ほぼ 2 つの内殻電子準位の差で決り、いくつかの系列を成す。各系列はかなり分離しており、初期状態の内殻空孔が存在する内殻の名前をとって K 系列、L 系列、M 系列、…とよばれる。1 つの系列内の線を波長の長いほうから $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ とよぶが、この命名法は経験的なものであって、たとえば同じ L β 線でも終状態で内殻空孔へ遷移する電子がはじめに所属した殻を $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ によって一般的に区別しているのではないことに注意する必要がある。これらの線、たとえば K α 、K β 線などは、さらに詳しくみれば一般に多重線で、各線はさらに強度の順に 1, 2, 3 の数字を付けて区別され、K α_1 、K α_2 、K β_1 、K β_2 、K β_3 、…などとよばれるが、これは内部自由度により、同じ殻内でも電子エネルギー準位が分裂していることに由来する(⇒K 線、L 線)。異なる元素であっても互に対応する線(たとえば K α_1 線)に着目すると、波数はモーゼレーの法則に従って、系統的に変化する。特性 X 線のスペクトルは、軟 X 線の波長範囲を除けば、原子の結合状態にほとんど依らない。

特性関数 [英 characteristic function, 独 charakteristische Funktion, 仏 fonction caractéristique, 露 характеристическая функция] k 次元分布 Φ に対して、そのフーリエ変換

$$\varphi(t) = \int_{R^k} e^{i(t, x)} d\Phi(x) \quad (t \in R^k) \quad (1)$$

を確率分布 Φ の特性関数とよぶ。ここで (t, x) ($t, x \in R^k$) は k 次元ユークリッド空間 R^k での内積を表す。また、ある確率空間上で定義された R^k の値をとる確率変数 X の分布の特性関数のことを、単に確率変数 X の特性関数とよぶ。

式(1)は k 次元分布とその特性関数との間の 1 対 1 対応を与え、任意の $a_p < b_p$ ($p=1, 2, \dots, k$) に対して

$$\begin{aligned} & \int_{R^k} \prod_{p=1}^k x(a_p, b_p) d\Phi(x) \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{2\pi} \right)^k \int_{-T}^T \cdots \int_{-T}^T \prod_{p=1}^k \frac{e^{-ib_p t_p} - e^{-ia_p t_p}}{-it_p} \\ & \quad \times \varphi(t_1, \dots, t_k) dt_1 \cdots dt_k \end{aligned} \quad (2)$$

が成立する(レビ-ヘビランドの反転公式)。ここで、 x_p は $x \in R^k$ の第 p 座標であって、 $x(a, b)$ は区間 (a, b) の定義関数を $x=a, x=b$ では $1/2$ に修正したものである。もし、 R^k での区間 $I = (a_1, b_1] \times \cdots \times (a_k, b_k]$ が k 次元分布 Φ に関して連続、すなわち I の境界の Φ 測度が 0 ならば式(2)の左辺は $\Phi(I)$ に一致する。

k 次元分布 Φ の特性関数は次の性質をもつ。(i) 任意の $t^{(1)}, \dots, t^{(p)} \in R^k$ と任意の複素数 a_1, \dots, a_p に対し、 $\sum_{j=1}^p \varphi(t^{(j)} - t^{(k)}) a_j \bar{a}_k \geq 0$ 、(ii) $t=0$ で連続、(iii) $\varphi(0)=1$ 。逆に R^k 上の関数 $\varphi(t)$ が(i)、(ii)、(iii)を満たすならば、ただ 1 つの k 次元分布 Φ が存在して式(1)が成立する(ボホナーの定理)。

確率分布の収束(⇒確率分布)の条件を特性関数で表すことができるので、特性関数は極限定理でも重要な役割を果

す。 k 次元分布の列 $\{\Phi_n\}$ がある k 次元分布 Φ に収束すれば、 Φ_n の特性関数 φ_n は Φ の特性関数 φ に広義一様収束する。逆に k 次元分布 Φ_n の特性関数 φ_n が k 次元分布 Φ の特性関数 φ に収束すれば、 Φ_n は Φ に収束する。また、 k 次元分布 Φ_n の特性関数 φ_n が各点で収束し、しかも収束が $t=0$ の近傍で一様ならば、極限関数 φ はある k 次元分布 Φ の特性関数であって、 Φ_n は Φ に収束する(レビの連続性定理)。

一次元分布 Φ のモーメントと Φ の特性関数 φ との関係については次の(i)、(ii)が成立する。(i) $\varphi^{(2n)}(0)$ が存在して有限ならば、 $0 \leq r \leq 2n$ に対して、原点のまわりの r 次の絶対モーメントが存在し有限である、(ii) ある $\delta \geq 0$ について原点のまわりの $n+\delta$ 次の絶対モーメントが存在すれば、 $k \leq n$ に対して

$$\varphi^{(k)}(t) = i^k \int_{-\infty}^{\infty} e^{itx} x^k d\Phi(x) \quad (t \in R)$$

したがって、原点のまわりの k 次のモーメント μ_k' は $\mu_k' = i^{-k} \varphi^{(k)}(0)$ で与えられる。すべての自然数 n に対して原点のまわりの n 次の絶対モーメントが存在して有限であるとき、 $\log \varphi(t)$ のマクローリン展開の $(it)^j/j!$ の係数 κ_j を Φ の半不変係数(semi-invariant)またはキュムラント(cumulant)という。原点のまわりのモーメントとの関係は、 $\kappa_1 = \mu_1'$ 、 $\kappa_2 = \mu_2' - \mu_1'^2$ 、 $\kappa_3 = \mu_3' - 3\mu_2'\mu_1' + 2\mu_1'^3$ 、 $\kappa_4 = \mu_4' - 4\mu_3'\mu_1' - 3\mu_2'^2 + 12\mu_2'\mu_1'^2 - 6\mu_1'^4$ 、…である。

特性曲線 [英 characteristic curve, 独 charakteristische Kurve, 仏 courbe caractéristique, 露 характеристическая кривая] 偏微分方程式の初期値問題を扱うときに重要な役割を演じる曲線。直観的には、初期条件として与えた情報が伝わっていく道筋を示す曲線であると解釈することができる。

次の形の一階偏微分方程式

$$\begin{aligned} a(x, y, u)p + b(x, y, u)q &= c(x, y, u) \\ (p &= u_x, \quad q = u_y) \end{aligned} \quad (1)$$

については、 σ を独立変数とする連立常微分方程式

$$\frac{dx}{d\sigma} = \frac{dy}{d\sigma} = \frac{du}{d\sigma} = d\sigma$$

を特性微分方程式とよび、その解 $x=x(\sigma)$ 、 $y=y(\sigma)$ 、 $u=u(\sigma)$ が表す空間曲線を方程式(1)の特性曲線という。幾何学的には、式(1)は特性曲線の方向と解曲面の法線方向とが直交していることを表しているから、式(1)の初期値問題の解曲面を得るには、初期曲線上の各点を起点として特性曲線を伸ばし、それによって覆われる面をつくらなければならない。なお、一般の一階偏微分方程式 $F(x, y, u, p, q) = 0$ の場合は、特性曲線は特性微分方程式

$$\frac{dx}{F_p} = \frac{dy}{F_q} = \frac{du}{pF_p + qF_q} = \frac{-dp}{F_x + pF_u} = \frac{-dq}{F_y + qF_u} = d\sigma$$

の解として決る。

数理物理学でしばしば現れる次の形の一階偏微分方程式

$$\begin{aligned} A(x, y, u)u_x + 2B(x, y, u)u_{xy} + C(x, y, u)u_{yy} \\ = \Phi(x, y, u, u_x, u_y) \end{aligned} \quad (2)$$

については、特性微分方程式

$$C(x, y) \left(\frac{dx}{d\sigma} \right)^2 - 2B(x, y) \frac{dx}{d\sigma} \frac{dy}{d\sigma} + A(x, y) \left(\frac{dy}{d\sigma} \right)^2 = 0$$

を満足する平面曲線 $x=x(\sigma)$ 、 $y=y(\sigma)$ のことを特性曲線という。領域のいたるところで $B^2 - AC > 0$ ならば、各点を通して 2 本の特性曲線が存在する。このとき式(2)は双曲型であるという(例：波動方程式 $u_{tt} = c^2 u_{xx}$)。いたると

ところで $B^2 - AC = 0$ ならば、各点を通る特性曲線は重なって 1 本になる。このとき式(2)は放物型であるという(例: 拡散方程式 $u_t = \kappa u_{xx}$)。いたるところで $B^2 - AC < 0$ ならば、実の特性曲線は存在しない。このとき式(2)は楕円型であるという(例: ラプラス方程式 $u_{xx} + u_{yy} = 0$)。領域によって型の異なる方程式は混合型であるという(例: トリコミ方程式 $y u_{xx} + x u_{yy} = 0$)。

特に、波動方程式 $u_{tt} = c^2 u_{xx}$ に対する特性微分方程式は $(dx/ds)^2 - c^2(dt/ds)^2 = 0$ となるから、特性曲線は $x \pm ct = \text{定数}$ で与えられる 2 組の直線群である。独立変数の変換 $x + ct = \xi$, $x - ct = \eta$ によって波動方程式は $u_{\xi\eta} = 0$ となるから、これは直ちに積分できて一般解 $v = F(x+ct) + G(x-ct)$ (F, G は任意関数)が得られる。一般に、偏微分方程式は特性曲線の方角には常微分方程式に類似の性質をもつので、特性曲線に沿って積分していくことが初期値問題を解く重要な指針となる。

戸口状態の理論 [英 door-way state theory, 仏 théorie (door-way)] 原子核反応において、入射粒子と標的核との熱平衡な複合核状態には、単純な配位の状態を戸口状態として経て、到達するという理論。核反応では、入射粒子と標的核との相互作用によって複雑な状態へ遷移していく。戸口状態の理論ではこのような現象を単純化し、反応の初状態(戸口の状態)は数少ない自由度で記述される特定の状態とし、より複雑な状態にはこの戸口の状態を経由し到達すると考える。たとえば入射粒子が核子のとき、独立粒子モデルをとり、標的核が閉殻核であれば、初めに生ずる戸口状態は二粒子一空孔状態と考えられる。この考えはアイソバリックアナログ共鳴などを理解するのに役だっている。

独立原子モデル [英 independent-atom model, 独 unabhängiges Atommodell, 仏 modèle d'atomes indépendants] 分子による電子の散乱を扱う近似的理論のひとつ。分子を独立した球対称原子の集りと考え、ひとつひとつの原子による電子波の散乱を計算し、その波を重ね合せたものを分子全体による散乱波とみなすやりかた。分子内の異なる原子により相次いで散乱される多重散乱の効果は通常無視される。化学結合のために分子内原子の電子雲はとりわけ分子の周辺部において孤立原子のときとかなり違っておりまた球対称でもなくなっている。このため、電子雲の周辺部によって散乱される低速電子に対しては独立原子モデルはあまりよい近似でない。高速電子散乱では、化学結合による変形の少ない原子の中心部分の電荷分布および原子核の電荷が主にきくし多重散乱の寄与も小さくなるので、このモデルがよい近似となる。

独立作用の法則 [英 law of independent action, 独 Gesetz der unabhängigen Wirkung, 仏 loi d'action indépendante, 露 закон независимых действия] ある点電荷が他の点電荷に及ぼす力は、第三の点電荷の存在とは無関係に定まる、という法則。重ね合せの原理が成り立つひとつの例である(⇒重ね合せの原理)。

独立粒子対モデル [英 independent pair model] ⇔ ベーテ-ゴールドストーン方程式

独立粒子モデル [英 independent particle model, 独 Einzelteilchenmodell, 仏 modèle à particules indépendantes, 露 модель независимых частиц] 原子核を構成している核子(陽子、中性子)が原子核内でそれぞれ独立して運動していると考えたモデルの総称で、フェルミ・ガスモデルや

殻モデルはその代表的なものである。原子核は、陽子と中性子を構成粒子とする多体系であるが、その多体系を基本的な法則のみから出発して完全に解くことは現在のところ不可能である。一般に 3 個以上の粒子からなる系を厳密に扱うことが極めて難しく、さらに核子間の相互作用が強いように複雑な性質をもっているからである。そこで、原子核の特徴的な面を捕えて、多体系をできる限り単純化して扱うことが考えられ、いろいろな原子核モデルが提案されている。独立粒子モデルでは、液滴モデル(あるいは核反応論で用いられる複合核モデル)などと異なり、原子核の構成粒子が、第一近似では、それぞれ独自の運動を行っていることと仮定する。核子の間に働く核力は強い力であるが、核子がフェルミ粒子であって、パウリの原理に従うため、核内では弱められている。核内で核子が互いに衝突して散乱されると、散乱された核子は、ほかの核子がすでに占めているエネルギー準位へは転移できず、フェルミ準位より高い準位へしか転移できないからである。また、核力に特徴的なものとしてハードコアが存在しているが、このコアの半径は 0.5 fm 程度であって、ハードコアの占める体積と原子核全体の体積の比は約 1/100 である。したがって、核子がほかの核子のハードコアに衝突する確率は小さいと考えられる。このような理由で、核内の核子間の有効相互作用は弱くなっていると考えられ、各核子がそれぞれ独立粒子運動をしているという仮定がよく成り立っているのである。

独立粒子モデルのうちで、最も単純化されたものはフェルミ・ガスモデルである。このモデルでは粒子運動の独立性に加えて、各核子の波動関数は原子核と等しい体積の立方体内での平面波と仮定する。このモデルは極めて単純であるが、原子核の全結合エネルギー、励起状態のエネルギー準位密度、核内での核子の平均自由行程など、原子核の一般的な性質を計算するのに極めて有用である。しかし、1 つ 1 つの原子核の性質、たとえばエネルギー準位やモーメントなどを計算するためには、フェルミ・ガスモデルは不適当で、原子構造で成功したハートリー-フォックの方法が用いられている。原子核の場合には、核力が複雑であることに加えて、原子の場合の原子核に相当するポテンシャルの中心が明確でないこともあって、一体ポテンシャルを導出することは、それほど容易ではない。したがって、むしろ最初に一体ポテンシャルを仮定し、それから得られる波動関数を用いて原子核の性質が説明できるかどうかを調べるといった現象論的方法が用いられている。これが殻モデルであって、仮定するポテンシャルとしては、三次元調和振動子ポテンシャル、井戸型ポテンシャル、サクソン-ウッズ・ポテンシャルなどがある。殻モデルは原子核の種々の性質を説明するために広く適用されており、特にスピン・軌道相互作用を考慮した j -結合殻モデルが重要である。また、原子核の変形を取入れた非等方な一体ポテンシャルが用いられることもある。

時計 [英 timekeeper, 独 Zeitmesser, 仏 garde-temps, 露 измеритель времени] 時刻を表示する装置で、時刻を知るためにそれ自身の時系(時の流れの目盛)をもっている。時計に要求される基本的な機能は、(1)観測可能な周期運動を行うこと、(2)周期を連続的に計数できること、(3)計数結果を表示できることである。周期運動としては種々の機械的あるいは電気的振動が利用される。たとえば、振り子、ひげぜんまいのテンブ、音叉、水

晶振動子がある。原子や分子の振動も利用される。時系が時系を確立するためには、基礎とする振動の周期または周波数が、測定され、調整され、あるいは定義されなければならない。かつその周期が一定に保たれることが要求される。また、その時系の起点が定義されなければならない。振り子やテンポの周期振動を利用する機械時計は古くから広く用いられているが、振り子の長さやひげぜんまいの弾性率の温度による変化を補正しても精度に限界があり、圧電体の振動を利用するいわゆる水晶時計が日常用にも使われるようになってきた。水晶時計では、結晶を特定の方位に切出して発振周波数の温度依存性を小さくし、優れた安定性を得ている。共振子を恒温槽に入れることによりさらに高安定度が得られるが、長期的には経時変化を生ずる。原子や分子が特定の周波数の電磁波を吸収することを利用した原子時計は最も性能のよい時計である。現在市販されている原子時計はCsあるいはRbのビームをマイクロ波共振器に通し、基底状態での磁気超微細遷移の信号を得て水晶発振器の発振周波数を制御する方式をとっている。

時計のパラドックス [英 clock paradox, 独 Uhrenparadoxon, 仏 paradoxe de l'horloge, 露 парадокс времени] 時計が2つあったとして、その一方はその場所に静止したままで、他方は、その場所を出発して運動を続け、やがてもとの場所に戻ってくるものとする。2つが再会した場合に、動いた時計は、静止した時計に対して遅れを示すであろう(ローレンツ変換)。ところが、動いた時計の側からみると、自分ではなく相手の方が動いているのであるから、静止した時計は、動いた時計に対して遅れを示していると推論することもできそうである。つまり、2つは互いに自分より相手の方が遅れていると主張することになる。これが、時計のパラドックス、あるいは、双子のパラドックスといわれる有名なパラドックスである。

この推論の基となったローレンツ変換は、互いに「同等な」慣性系の間でのみ成り立つ変換である。ところが、上の場合には、もとの場所に戻って来なくてはならないために、動く時計は、一様な直線運動を続けるわけにはいかない。その結果、2つの系は同等ではありえず、どちらの系が加速度を受けたかということは、もはや相対的なものではないために、2つの系は区別されることになるのでパラドックスにはならないのである。時計のずれを正しく求めるためには時計とともに動く座標系での固有時を計算すればよい。1つの慣性座標系からみたとき時計の固有時 τ は

$$d\tau^2 = dt^2 - \frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{c^2}$$

で与えられる。この式からみてもわかるように動いている時計は $(dx^2 + dy^2 + dz^2)$ が有限の大きさをもつから、止まっている時計 $(dx^2 + dy^2 + dz^2 = 0)$ よりも固有時の経過が小さいことになる。すなわち、運動している時計は遅れる。

ド・ジェンヌ因子 [英 de Gennes factor, 仏 facteur de Gennes, 露 фактор де Денна] 希土類イオンの「不完全殻で見られるように、スピン・軌道相互作用が強く全角運動量 J がよい量子数である場合、ある距離だけ離れた2つのイオンAとB間の交換相互作用は $\Gamma_S S_A \cdot S_B$ のように与えられる。しかしスピン・軌道相互作用のため J がよい量子数だから $S = (g_J - 1)J$ (g_J はランデの g 因子)を用いて $\Gamma_J J_A \cdot J_B$ とかけ $\Gamma_J = (g_J - 1)^2 \Gamma_S$ の関係を得る。

希土類金属の強磁性が、上記のように与えられる「不完全殻間の交換相互作用によると考え、分子場理論を適用してキュリー温度を求めると、それは $J(J+1)(g_J - 1)^2 \Gamma_S$ に比例する。常磁性磁化率の実験から求めた種々の希土類金属のワイス温度を $J(J+1)(g_J - 1)^2$ で割るとほとんど一定の値が得られることから、 Γ_S は希土類金属の種類によらないと考えられている。 $J(J+1)(g_J - 1)^2$ をド・ジェンヌ因子とよぶ。希土類金属の「不完全殻による局在スピン間の交換相互作用は、局在スピンの伝導電子のスピン偏極を引起し、それがほかの局在スピンと相互作用するという形の間接的交換相互作用(RKKY相互作用)であることが知られているが、伝導電子の状態が希土類金属の種類にあまり依存しないために、局在スピン間の結合定数 Γ_S が一定となる。

閉じ込め時間 [英 confinement time, 独 Einschließzeit, 仏 temps de confinement, 露 время удержания] ⇒ プラズマ閉じ込め

閉じ込め磁場 [英 confining magnetic field, 独 einschließendes Magnetfeld, 仏 champ magnétique pour confinement, 露 удерживающее магнитное поле] ⇒ プラズマ閉じ込め

閉じた系 [英 closed system, 独 abgeschlossenes System, 仏 système fermé, 露 замкнутая система] ⇒ 開いた系

閉じた磁場系 [英 closed system of magnetic field, 独 geschlossenes Magnetfeldsystem, 仏 système fermé de champ magnétique, 露 замкнутая магнитная система]

= 環状磁場

閉じループ [英 closed loop, 露 замкнутая петля] ⇒ ファインマン・ダイアグラム

ド・ジッター de Sitter, Willem 1872.5.6—1934.11. 20 オランダの天文学者、相対論学者。フローニンゲン大学に学び、統計天文学で著名な天文学者J.C. Kapteynの助手、イギリスの天文学者D. Gillの助手として南アフリカのケープ天文台で働いた後、1908年ライデン大学教授となり、1919—35年にはライデン天文台長を務めた。天文学上の業績としては、木星の4大衛星の運動解析、位置天文学における天文定数系の研究があげられる。彼の名を後世に残しているのは一般相対論提出後まもない1917年に発表した一連の相対論的宇宙モデルに関する研究である。アインシュタインの宇宙と同様な閉じた空間(1917年)、宇宙項をもつアインシュタイン方程式の物質がない場合の解としてのド・ジッターの宇宙(1917年)、曲率がゼロの場合の膨張宇宙としてのアインシュタイン・ド・ジッターの宇宙(1932年)などが特に重要である。特に、ド・ジッターの宇宙は、物質が慣性の起源だとする説の誤りを正したことで、遠方の銀河が赤色偏移を起すド・ジッター効果がE. Hubbleによる膨張宇宙発見の理論的背景となったこと、数学的にこの時空が四次元における最大限に対称な空間であることを示した点など、歴史的にも重要な役割を果たしたのみならず、その数学的構造においてミンコフスキー空間と同様の対称性の高い群論的性質を有することから、理論物理上重要な概念になってきている。

ド・ジッターの宇宙 [英 de Sitter universe, 独 de Sitter-Universum, 仏 univers de de Sitter, 露 модель все-ленной де Ситтера] 宇宙定数 Λ をもつ一般相対性理論に基づく一様等方宇宙モデルのひとつで、 $\Lambda > 0$ 、空間曲

率 $k=0$, 物質の質量密度 $\rho=0$ なる特殊なモデルである。このモデルでは空間距離は $\exp \sqrt{\Lambda/3t}$ に比例して, 宇宙時間 t とともに単調に増大する (\Rightarrow フリードマン方程式)。

戸田格子 [英 Toda lattice, 仏 réseau de Toda, 露 решётка Тоды] 隣接粒子間の相対変位が r のときの粒子間相互作用のポテンシャル $\phi(r)$ が 3 個の定数 a, b, σ を用いて

$$\phi(r) = \frac{a}{b} e^{-b|r-a|} + ar$$

で定義される一次元非線形格子モデル。KdV 方程式などで記述される非線形連続媒質中では安定なソリトンの存在が知られていたが, 離散媒質 (格子) でも同様な非線形モードが存在する系として, 1966 年 戸田盛和によって考案された。双曲線関数や楕円関数で表されるソリトンや周期的なパルス波 (クノイダル波) などの特解が存在する。さらに, この格子は積分可能系であり, そのスペクトルはソリトンと小振幅振動 (リップル) モードとから構成されることが明らかにされている。その著しい解析的特徴から, 非線形格子の統計力学, 不純物に伴う局在振動, 熱伝導などの輸送現象や動的相関関数など非線形格子に関するさまざまな問題にこの模型が適用されており, その果す役割は大きい。また, 離散媒質 (したがって可付番系である) で非線形モードが解析的に求まる模型であることから, 場の理論の立場からも着目され, その量子論も研究されている。なお, この模型は, その連続媒質極限をとれば KdV 方程式系に帰着し, また上式に張力のポテンシャル $f r$ を加えて $b \rightarrow \infty$ と同時に $a+f \rightarrow 0$ の極限をとれば, 直径 σ の剛体球模型に帰着する (ただし $b\sigma = \log \{a/(a+f)\}$ で σ は有限に保つ)。

凸関数 [英 convex function, 独 konvexe Funktion, 仏 fonction convexe, 露 выпуклая функция] 区間 $[a, b]$ 上の実数値関数 $f(x)$ が凸関数であることは, $[a, b]$ 内の任意の x_1, x_2 に対して

$$f((1-t)x_1 + tx_2) \leq (1-t)f(x_1) + tf(x_2) \\ (0 \leq t \leq 1)$$

が成り立つことである (このための 1 つの十分条件は $f''(x) \geq 0$ である)。凸関数の概念は, 多変数の場合, さらに無限次元の線形空間上の関数の場合にも拡張される。 X を, 実数をスカラーとする線形空間, K を X の凸集合とする。このとき, K を定義域とする実数関数 f が凸関数であるとは, 上式が任意の $x_1, x_2 \in K$ に対して成り立つことである。

凸集合 [英 convex set, 独 konvexe Menge, 仏 ensemble convexe, 露 выпуклое множество] 平面の図形 K が凸集合であるとは, K の任意の 2 点を結ぶ線分が K に含まれることである。たとえば, 円の内部や半平面, 直線などは平面の凸集合である。もっと一般に, 実数をスカラーとする線形空間 X の部分集合 K が凸集合であるとは, K の任意の 2 点 x_1, x_2 を結ぶ線分

$$x = (1-t)x_1 + tx_2, \quad 0 \leq t \leq 1$$

が K に含まれることである。たとえば, 区間 $[0, 1]$ 上の実数値連続関数のなす線形空間 X において, $a \leq u(t) \leq \beta$ ($0 \leq t \leq 1$) を満足する $u \in X$ の全体は凸集合である。

突然近似 = 瞬間近似

突然変異 [英 mutation, 独 Mutation, 露 мутация] 生物の変異には, 遺伝しない変異すなわち個体変異と, 遺伝する変異すなわち突然変異とがある。突然変異とは遺伝

物質に起った何らかの変化であって, その結果遺伝物質に何らかの不連続的な変異がもたらされる。突然変異は, 遺伝物質である DNA の 1 個の塩基対に起る微小なものから, 光学顕微鏡で観察できる染色体レベルのものまでさまざまである。一般に, 1 個の遺伝子内の変化は遺伝子突然変異と, また 2 個以上の遺伝子にまたがる染色体部分の変化は染色体突然変異と, さらに染色体数やゲノム構成が変化する場合はゲノム突然変異とよばれる。遺伝子突然変異には 1 個の塩基対の置換, 欠失, 付加, あるいは 2 個以上のヌクレオチド対の欠失, 付加などがある。塩基対置換の場合, ひとつのビリミジン・プリン対からもうひとつのビリミジン・プリン対への置換 (A・T 対 \Rightarrow G・C 対) はトランジション (transition), ビリミジン・プリン対からプリン・ビリミジン対への置換 (A・T 対 \Rightarrow T・A 対, G・C 対 \Rightarrow C・G 対など) は, トランスバージョン (transversion) とよばれる。塩基対置換によって, あるコドンがほかのアミノ酸のコドンに変わった場合はミスセンス突然変異と, また終止暗号のコドンに変わった場合はノンセンス突然変異とよばれる (\Rightarrow コドン)。1~数個 (ただし 3 の倍数は除く) のヌクレオチド対の欠失または付加が起ると, それ以後のコダンの読みがずれることがある。このような突然変異をフレームシフト突然変異とよぶ。

突然変異率をさまざまな手段で増加させることができる。物理的な突然変異誘発原としては, X 線, γ 線, 紫外線などがある。紫外線は, DNA 上に隣接して存在するビリミジン塩基, 特にチミンに対して二量体を形成させる。化学的誘発原は極めて多種多様であり, 癌誘発機構も多様である。

トップサイドサウンダー [英 topside sounder] 地上から電波を使って電離層を探索する場合, 電子密度が最大となる高さより上の領域の電子密度分布は測定することができない。したがって, F_2 領域より上方の電子密度分布を電波で調べるためには, 人工衛星から下方に電波を放射して行う方法が考えられる。このための機器を電離層の上側から探索するという意味でトップサイドサウンダーという。この種の実験は 1962 年 9 月 29 日に打上げられたカナダのアロエット衛星によって先駆けられ, その後もカナダの ISIS-I, II 号による測定が行われた。また日本の衛星「うめ」も 1978 年 2 月 16 日に打上げられ, トップサイドサウンディングを行っている。衛星による電波探査は, 広範囲の領域を同一の機器で短時間で測定できること, D 層のような電波吸収層の影響がないため電離層嵐などの擾乱によらず常時観測できることなど, 地上観測に比べていくつの特徴がある。また, アンテナがプラズマ中に存在するため, 電磁波モードの波の伝播特性だけでなく, 波動とプラズマの相互作用に関するさまざまな現象を計測することができる。プラズマ物理学上重要な種々の共鳴現象, プラズマ共鳴, サイクロトロン高調波共鳴, 上部混成周波共鳴など, 静電的な波動現象が観測され, これらの現象から衛星周辺の電子密度なども知ることができる。

トップダウン [英 top down, 露 нисходящий подход] 上から始まって順次下へ行くこと。下向き, または下降型ともいわれる。計算機のプログラムを設計するとき, まず全体の構造を決め, その中の部分を順次詳細化していき, 最後にプログラムを得るやり方をトップダウンプログラミングという。トップダウンプログラミングは構造的プログラミングの進め方としてだいたいなのである。こ

の考えをデバッグにも適用し、まずメインルーチンのデバッグをし、それにサブルーチンを順次つけ加えながらデバッグをしていくことをトップダウンデバッグという。トップダウンの反対はボトムアップ(bottom up)である。

ドップラー Doppler, Johann Christian 1803.11.29—1853.3.17 オーストリアの物理学者。ザルツブルクに生れる。1822年ウィーンの工業大学で学び、1829～33年にはウィーンで数学の助手を務める。その後、教職を見いだせずアメリカへ渡ることを考えたが、1835年ようやくブラハの実業学校で数学と商業記帳を教えることとなった。1837年以降はブラハの工業大学で高等数学を教えた。1842年に国立ボヘミア科学協会の紀要に「二重星の着色光について」という論文を発表した。これはドップラー効果の発見を含むものである。1847年シュニッツ鉱山大学で数学と数理論理学の教授、1849年にはウィーンの工業大学の実験物理学の教授となる。1852年肺結核のため休暇をとり、翌年死去。Dopplerの仕事は音響学、光学、電気、磁気の各分野にわたったが、それに加えて骨の折れる教育の事柄にも関心を示し、算術や代数の教科書を書いた。また爆碎機のような多くの機械を発明し、改良を加えるなど実際のな問題にも取組んだ。[主著] *Abhandlungen*, 1842～47(*Ostwald Klassiker* No.161), 1907。

ドップラー効果 [英 Doppler effect, 独 Doppler-Effekt, 仏 effet Doppler, 露 эффект Доплера] 波の振動数が波源に対する観測者の運動の速さによって異なってしまう現象。その振動数のずれをドップラー・シフトという。1842年にJ. C. Dopplerによって初めて提唱された。図1は波源が媒質に対し右へ進むときにとられる波面を示す。このとき波源より右に静止している観測者に対し

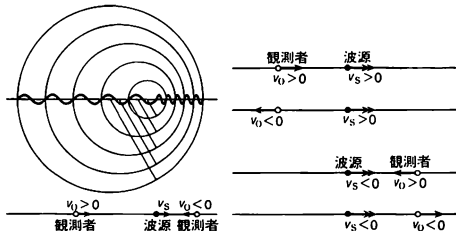


図 1

ては波長は短く、したがって振動数は高く観測され、左に静止している観測者に対しては波長は長く、振動数は低く観測される。相対論的效果を無視し、波源と観測者が同一直線上を動く場合を考えると、観測者から波源に向かう方向を正にとり、媒質に対する波源の速度を v_s 、観測者の速度を v_0 、媒質中の波の速度を c (> 0) とすれば(図2)、波源の発する波の振動数 ν と観測される振動数 ν' との間には

$$\nu' = \frac{\nu(c + v_0)}{(c + v_s)}$$

の関係がある。音波の場合、音源と観測者が近づくとき ($v_s < v_0$) は音が高く、遠ざかるとき ($v_s > v_0$) は低く聞える。光速に比べてはるかに遅い運動の場合は上式が成り立つ。光(電磁波)の場合でもドップラー効果があり、たとえば、遠ざかる星からの光のスペクトルは波長が長く(青方偏移)、近づく星の光のスペクトルは波長が短く(赤方偏移)観測される。しかし、光の場合には、音波の場合とは本質的に異なり、音波の媒質のように基準になる静止系がなく、光源と観測者の間の相対速度だけがドップラー効果に関係す

る。振動数 ν の光源の観測者に対する相対速度を v ($v = |v|$)、観測系での光の進行方向を表す単位ベクトルを e とすると、観測者が測る振動数 ν' は相対論的に扱うと

$$\nu' = \frac{\nu \left[1 - \frac{(v \cdot e)}{c} \right]}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2}}$$

で表される。ただし、 c は真空中の光速である。 $u \perp e$ の場合には $\nu' = \nu / \sqrt{1 - (v/c)^2}$ となり、これを横のドップラー効果という。音や光(電磁波)のドップラー効果は速度を測るのに広く用いられている。また、メスbauer分光法も、速度 v の線源から放出されたエネルギー E の γ 線がその進行方向に $E(v/c)$ だけエネルギーがずれることを利用したものである。原子核のドップラー効果については(⇒ドップラー・ブロードニング)。

ドップラー・シフト [英 Doppler shift, 独 Doppler-Verschiebung, 仏 déplacement Doppler, 露 доплеровское смещение] ⇒ ドップラー効果

ドップラー・シフト法 [英 Doppler shift method, 独 Methode der Dopplerverschiebung, 仏 méthode de décalage Doppler] γ 線を放出するイオンに対する物質の阻止能を測定する方法のひとつ。たとえばホウ素の小塊がある物質に囲まれており、これに熱中性子を照射すると、核反応によりリチウム原子核が840 keVのエネルギーで各方向に一律に放出される。そして物質中を進行するに従ってその速度が減少する。また一方ではこれらリチウム原子核は478 keVの γ 線を放出する。この γ 線のスペクトルを一定方向で観測すると、ドップラー効果により478 keVを中心に広がりのあるものとなる。このスペクトルを解析することによりリチウムイオンに対するまわりの物質の阻止能を求めることができる。

ドップラー幅 [英 Doppler broadening, 独 Doppler-Verbreiterung, 仏 élargissement Doppler, 露 доплеровское уширение] 光を放射しているイオンが、観測者に対して v の速度で運動しているとしてドップラー・シフトのため、波長 λ_0 の光が、 $\lambda_0 + d\lambda$ の波長の光として観測され、 $d\lambda/\lambda_0 = v/c$ となる。プラズマのイオンがマクスウェルの速度分布 $f(v) \propto \exp[-mv^2/(2kT_i)]$ をしているとき (m, T_i は、イオンの質量および温度)、個々のイオンの線スペクトルはそれぞれその速度によってドップラー・シフトを受けて観測されるので波長に広がりをもったスペクトルになる。その広がり幅をドップラー幅という。スペクトルの形を $I(d\lambda)$ とすると、 $I(d\lambda) \propto f(d\lambda/\lambda_0) \propto \exp[-(m/(2kT_i))(d\lambda/\lambda_0)^2]$ で、そのドップラー全半値幅 $\Delta\lambda_0$ は、 $\Delta\lambda_0/\lambda_0 = 2(2\ln 2)^{1/2} (kT_i/m)^{1/2} c^{-1} = 7.70 \times 10^{-8} (A^{-1} \kappa T_i/e)^{1/2}$ となる。ただし $\kappa T_i/e$ は、eV 単位のイオン温度、 A はイオンの原子量である。したがってイオンビームスペクトルのドップラー幅を測定することによりイオン温度を求めることができる。

ドップラーフリー二光子分光法 [英 Doppler-free two photon spectroscopy, 独 Zweiphotonenspektroskopie ohne Dopplerverschiebung, 仏 spectroscopie de deux photons libre à l'effet Doppler] ⇒ ドップラーフリー分光法

ドップラーフリー分光法 [英 Doppler-free spectroscopy, 独 Dopplerverschiebungsfreie Spektroskopie, 仏 spectroscopie libre à l'effet Doppler, 露 спектроскопия без доплеровской линии излучения] 気体の原子や分子の吸

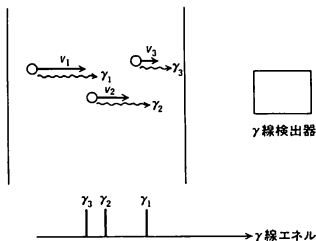
収線の線幅から、熱運動によるドップラー幅を除いて鋭いスペクトル線を得る高分解能分光法。古くから知られている方法は原子線・分子線分光法であるが、レーザーが利用されるようになって、レーザー光と原子・分子の間の非線形相互作用を用いる飽和分光法や、二光子分光法などのビームを用いない方法が生れた。飽和分光法はラム・ディップの原理を用いたものである。速さ v で進む原子(分子)から見ると、これと平行・反平行に進む周波数 ν の光は、それぞれ $\nu(1 \pm v/c)$ の周波数をもつ(c は光速)。一方の光で原子の吸収に飽和を起し、他方の光で吸収を検出するとき、 ν が $v=0$ の静止原子の共鳴周波数に一致するときのみ吸収の減少が検出される。二光子吸収分光法では、互いに反平行に進む光からの光子1個ずつを吸収する過程では、吸収エネルギーは $\nu(1-v/c) + \nu(1+v/c)$ に比例するから、 2ν を静止原子に一致させたときのみ、 v に無関係に全ての原子に吸収が起る。これは蛍光を観測して検出できる。このようにして得られたスペクトル線は、原子間衝突による幅、レーザー光のビーム径が有限であるための不確定幅、および自然幅などの均一幅を残すだけとなる。ドップラー効果を打消す方法はその他にも見いだされ、フォトンエコーは時間領域においてこれを行うものである。

ドップラーフリーレーザー分光法 [英 Doppler-free laser spectroscopy, 独 Dopplerverschiebungsfreie Laserspektroskopie, 仏 spectroscopie de laser libre à l'effet Doppler, 露 лазерная спектроскопия без доплеровской линии излучения] ⇒ ドップラーフリー分光法

ドップラー・ブロードニング [英 Doppler broadening, 独 Dopplerverbreiterung, 仏 élargissement de Doppler, 露 доплеровское уширение] 原子核のエネルギー準位の幅が、核の運動によるドップラー効果のために、見かけ上大きく観測されることをいう(⇒ドップラー効果)。この現象を利用すれば、 10^{-10} ~ 10^{-13} 秒程度の励起状態の寿命を求めることができる。原子核の励起状態から放出される γ 線は電磁波であるから、一般の波と同様ドップラー効果が生ずる。質量数の大きな原子核を加速し、原子核を衝突すると反跳した原子核の速度 v が光速 c の数%におよぶ高速の励起した原子核を生成することができる。 γ 線遷移エネルギーが E_0 であるとき、 v と θ の角度をなす方向でその γ 線を観測するとき

$$E = E_0 \left(1 + \frac{v}{c} \cos \theta \right)$$

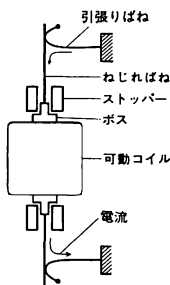
というエネルギー値を得る。原子核の励起状態が長く、原子核が運動中も励起状態が保たれるときには、運動中に γ 線を放出できるので、上の式のようにドップラー・シフトを受ける(⇒ドップラー・シフト法)。原子核が物質中を運動しているときには、原子核の速さ v は刻々と減少する(⇒エネルギー損失)ため、観測値 E は一定ではなく、広



く分布する(図参照)。 v の変化は物質により異なるので、この分布は、原子核がその中を運動している物質と、原子核の励起状態の寿命によって変わってくる。このため γ 線のエネルギーの観測値の分布を解析することによって原子核の励起状態の寿命を求めることができる。しかし原子核を物質中ではなく、真空中を運動させるドップラー・シフト法では v が一定なので解析に有利である。ほかに熱中性子吸収により励起した原子核の γ 線を二次的に利用するとき、中性子吸収体または γ 線散乱体の温度を変化させ、原子の熱運動の大きさをさえドップラー効果を生じ、エネルギー幅の小さな励起準位の幅を求めることに使う。原子分子のドップラー効果については(⇒ドップラー幅)。

凸面鏡 [英 convex mirror, 独 Konvexspiegel, 仏 miroir convexe, 露 выпуклое зеркало] ⇒ 反射鏡

トートバンド式計器 [英 taut-band instrument, 仏 appareil de mesure à bande tendue] 可動コイル型計器などのような指示計器で、回転部の可動コイル支持方法に図



のような引張りばねとねじればねの組合せを用いる方式のもの。ねじればねは平たい長方形断面のバンドであって、引張りばねによって張力を与えられ、両側から可動コイルを引張って支え、その電磁トルクとねじればねが平衡する。可動部が衝撃をうけたときの動きを制限するために、可動コイル上下の突起(ボス)とそれに対する円筒形のストッパーが設けられている。ねじればねがたるむといろ

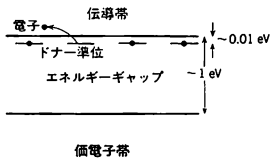
ろ好ましくないことが生ずるので張力は強くしなければいけない。ねじればねの断面積を一定に保つとすると長方形バンドの方が丸い線よりねじれ応力が小さくなる。したがって、ばねに対する引張り応力を一定にしたときに、長方形バンドの方が感度が高くなる。一般に、長方形の長辺と短辺の比は約10になっている。

ドナー [英 donor, 独 Donator, 仏 donneur, 露 донор] 半導体の母体に余分な電子を与える不純物や格子欠陥のこと。一般に母体を構成する原子よりも原子価の大きい不純物原子がドナーとなる。また母体がイオン性結晶の場合には負イオンの欠けた空格子点も同じである。代表的な半導体であるSiやGeは原子価が4個で、各原子は4本の化学結合で隣の4個の原子と結合した結晶構造をもっている。このなかに不純物として5価のP, As, Sbなどを入れると、SiまたはGe原子を置換して格子点に入り、その5個の価電子のうち4個が化学結合に関与する。残りの電子は、正に帯電した不純物原子に引きつけられてそのまわりを運動する。この束縛状態は水素原子の場合と似ているが、周囲の原子の分極による誘電率の分だけ結合は弱められるので、電子は容易に束縛状態から脱して自由電子となり、電気伝導に寄与することができる。したがってドナー不純物の量を制御することによって半導体の電気伝導率を広い範囲に変えることができる。この場合電流を担うキャリアーが負に帯電した電子なので半導体(または電気伝導)はn型とよばれる。

ドナー・アクセプター対発光 [英 donor-acceptor pair luminescence, 独 Donator-Akzeptor-Lumineszenz, 仏 luminescence par paire de donneur et accepteur, 露 до-

nor-акцепторная парная люминесценция] 半導体中に共存するドナーとアクセプターとが空間的に接近して存在するときには、ドナーに束縛された電子とアクセプターに束縛されている正孔とは容易に再結合できる。このドナー・アクセプター対再結合による発光(たとえばドナーとしてO, アクセプターとしてZnを含むGaPの発光スペクトルにおける発光効率の高い赤色の発光や、SとCdを含むGaPの緑色の発光)は実際に半導体発光素子として利用されている。

ドナー準位 [英 donor level, 独 Donatorniveau, 仏 niveau donneur, 露 донорный уровень] 半導体がドナーとなる不純物や格子欠陥を含んでいるとき、半導体中の自由電子はドナーの正に帯電した領域に引きつけられて運動する。この電子の束縛状態のつくるエネルギー準位をドナー準位という。ドナーがイオン化した状態に対応する自由電子の状態は、電子が伝導帯に励起されている状態であるから、ドナー準位はエネルギーギャップのなかに伝導帯の下端から下方に生ずる(図参照)。代表的なIV族元素の半導体であるSiやGeに、V族元素のP, As, Sbなどを入れる



価電子帯

と、5個の価電子のうち4個は化学結合に参加するが、残りの1個の電子がドナーの束縛状態を形成する。この状態は水素原子の束縛状態と似ているが、半導体内では電子の有効質量 m^* が真空中の電子の質量 m よりずっと小さいこと($m^* \approx 0.1m$)と、周囲の原子のつくる誘電率 κ が大きいこと($\kappa \approx 10$)のために、ドナー準位の束縛エネルギーはほぼ0.01eV程度と小さい。低温では電子はすべてドナー準位を占めているが、温度が上昇すると伝導帯に熱励起され電気伝導を担うことができる。なおドナー準位にいる電子はドナーのまわりに局在しているの、この状態を占めている電子間の反発エネルギーは大きく、1つのドナー準位は通常1個の電子を収容するが、2個の電子を収容した負に帯電したドナーイオンの状態も、電子相関のために安定に存在する。しかしその束縛エネルギーは極めて小さい。

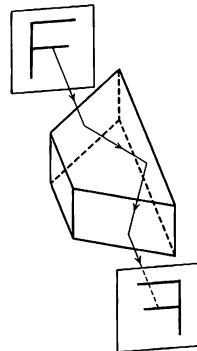
ドーナツ [英 doughnut, 独 Ringkammer, 仏 chambre à vide toroïdale, 露 торондальная камера] ベータatronでは、電子はフラックスバーとよばれる鉄芯を取囲む環状の真空槽の中を回るが、この真空槽がその形状からドーナツとよばれる。硬質ガラスでつくり、内面に金属を薄く蒸着して、導電性をもたせ、電荷がたまって電子の軌道に影響するのを防いでいる。電子管のようにガラス封止したものが、シールドドーナツである。シンクロトロンでも真空槽はドーナツとよばれ、遅い繰返しの場合にはステンレス鋼板で、早い繰返しの場合は磁束密度の変化によって生じる渦電流を減らすために、ステンレス鋼のベローズや、セラミックでつくられる。

ド・ハース-ファン・アルフェン効果 [英 de Haas-van Alphen effect, 独 de Haas-van Alphenscher Effekt, 仏 effet de Haas-van Alphen, 露 эффект де Хааза-ван

Альфена] W. J. de Haas と P. M. van Alphen (1930年)が発見した磁化率が振動的な磁場依存性を示す現象。金属や縮退型半導体の伝導電子は磁場 B_z の下では周回運動をするが、これは量子化されていて、そのエネルギー準位は $E_n = 2\beta^* B_z (n + 1/2)$, $n = 0, 1, 2, \dots$ という等間隔のいわゆるランダウ準位の系列になる。ここで $\beta^* \equiv e\hbar/2m^*$ は有効ボーア磁子, $m^* \equiv (\hbar^2/2\pi)(\partial S/\partial E)$ は有効質量, S はフェルミ面の磁場に垂直な断面積である。このようなエネルギー準位の量子化に伴い伝導電子系の自由エネルギー F は、フェルミ準位が相隣るランダウ準位のちょうど中点にくるような磁場 B_{n1}, B_{n2}, \dots のときのみ F はゼロ磁場のときと変わらず、それ以外の磁場では常に F は高くなる。したがって磁化 $M = -(\partial F/\partial B_z)$ は反磁性の側に振動する。これがド・ハース-ファン・アルフェン効果である。振動の基本波は $\sin(2\pi/PB_z)$ で、周期は $P = 2\pi e/\hbar S_m$ という簡単な関係で断面積 S の極大(または極小)値 S_m と結ばれている。ただし、この効果は電子のローレンツ力に由来しているので厳密には振動は外部磁場の逆数でなく、磁化も含めた電子の感ずる磁束密度の逆数に対して正弦的に振動する(⇒シェーンベルク効果)。ある金属について、いろいろな方位に磁場をかけて S_m の方向依存性を測るとフェルミ面の極値断面積の大きさと異方向性がわかるので、フェルミ面を実験的に求めることができる。また振動の振幅の磁場依存性から関与する電子の周回運動の有効質量 m^* 、温度依存性からその電子の散乱緩和時間が求まる。

ドーピング [英 doping, 独 Dopen, 仏 dopage, 露 введение примесей] 結晶中に少量の不純物を添加すること。半導体においてはドーピングによって、キャリア濃度、キャリア種を制御できるため、この操作は原理的にも素子作成の実用面においても特に重要である。たとえば、IVB族のSiにVB族のP, Asをドーピングドナーを導入すればn型半導体が得られ、逆にIIIB族のBをドーピングアクセプターを導入すればp型半導体が得られる。ドーピングの手法としては合金法、拡散法、イオン注入法などがある。

ドープ・プリズム [英 Dove prism, 独 Dove-Prisma, 仏 prisme de Dove, 露 призма Дове] 像を上下または左右に反転させることを目的として用いられるプリズムで、ベリスコープ(潜望鏡)などへの用途がある。底角の等しい台形型プリズムにおいて、底面に平行に光線を入射させ、底面で全反射させて像を反転させる(図参照)。直角プリズム(底角45°)の多数ある用法のひとつでもある。常に平行



光束で用いる。

ド・ブロイ de Broglie, Duc Louis Victor 1892.8.15—1987.3.19 フランスの理論物理学者。ディエップで貴族の家系に生れる(de Broglie 家はイタリア・ピエモンテの出身, 1656 年フランスに帰化し, 一門より多くの政治家, 軍人, 学者を出している)。パリ大学に学び歴史学で文学士となったが(1910 年), 第一回ソルベイ会議(1911 年)の模様を, 会議録を編集した物理学者の兄 Maurice より聞き, 理論物理学, 特に量子論の研究に志し, 1913 年物理学で理学士となる。第一次世界大戦で軍務に服し(1913—19 年), 1920 年よりパリ大学で研究生生活に入り, 1924 年 P. Langevin のもとで「量子論に関する研究」により学位取得。パリ大学講師(1926—27 年)を経て, アンリ・ポアンカレ研究所所員(1928—33 年), パリ大学教授(1933—62 年)となる。1960 年 兄の死により公爵を継いだ。

M. Brillouin の弾性媒質中の振動粒子とボーア原子とを関係づけた論文(1919, 20 年)の影響下に, 物質波の概念を創出した de Broglie の歩みは, 黒体放射を光量子気体として扱い, 古典統計力学を適用してウィーンの法則を導く(1922 年)ことから始まる。光量子仮説を干渉・回折現象と調和させるため, 量子に周期性を付与する途を求め, 解析力学と波動論の形式的類似性を探り, 位相波に到達(1923 年 9 月 10 日), 「物体の運動に付随した仮想的な波」を導入し, 一定周期で閉軌道上を運動する電子に適用して, 電子の内部位相と仮想波の位相が一致する運動の安定条件がボーア・ゾンマーフェルトの量子条件に一致することを示した。続く 2 論文(1923 年 9 月 24 日, 10 月 8 日)で粒子速度は位相波の群速度と合致し, 粒子経路は等位相面の法線によって定まる。即ちフェルマーの原理から計算できることを論じた。これらの仕事は学位論文(1924 年 11 月 29 日, 70 歳記念復刻 1963 年)に総合記述される一方, 第四回ソルベイ会議(1924 年 4 月)で Langevin によって伝えられ, A. Einstein の支持を得, M. Born の注意をひいて, Born 門下の W. Elsasser がラムザウアー効果をド・ブロイ波の干渉効果として説明し(1925 年), E. Schrödinger による波動力学の大成に至る。物質波の実証は電子(1927, 28 年), 水素およびヘリウム分子(1930, 31 年), 中性子(1947 年)などについて見られる。この業績で 1929 年度ノーベル物理学賞を受けた。

波動力学の解釈に対し独特の波動論的観点から, 波動方程式の連続的および特異的な 2 種の解に共通な位相の勾配で粒子の運動が決定される「二重解の理論」(1927 年)を論じ, その簡約版である「嚮導波の理論」(第五回ソルベイ会議, 1927 年 10 月)を提唱。また正統的量子電磁力学にあきたらず, 2 個のスピン 1/2 粒子の「融合」(fusion)によって光子の波動方程式を導出(1934, 36 年; 主著 1940, 49 年), これを一般化し素粒子をスピン 1/2 粒子の複合とする試みを展開(主著 1943 年; M. A. Tonnelat 夫人との共著 1950, 51 年), 場の量子論の発散の困難に対し凝集力中間子を導入した「引算場の理論」を考察(1949—51 年)。

1951 年末, D. Bohm の嚮導波理論の復活(1952 年)と, 門下 J. P. Vigié の, 二重解理論と一般相対性理論における場の特異点としての粒子の運動の決定との類似性の指摘に刺激され, ポアンカレ研究所での最初の波動力学の講義(主著 1930 年)から認めてきた確率解釈より再び二重解理論に戻り, 非線形波動方程式に拡張して量子飛躍を実在的

に扱い, 量子力学の因果的解釈に努力している(主著 1956, 63, 71 年)。[主著] *Introduction à l'étude de la mécanique ondulatoire*, 1930(「波動力学研究序説」, 1934); *L'électron magnétique*, 1934; *Une nouvelle théorie du la lumière, la mécanique ondulatoire du photon*, 1940; *Théorie générale des particules à spin, méthode de fusion*, 初版 1943, 2 版 1954; *Mécanique ondulatoire du photon et théorie quantique des champs*, 初版 1949, 2 版 1957; *La mécanique ondulatoire des système de corpuscules*, 1950; *Une tentative d'interprétation causale et non-linéaire de la mécanique ondulatoire*, 1956; *La théorie de la mesure en mécanique ondulatoire (interprétation usuelle et interprétation causale)*, 1957; *Étude critique des bases de l'interprétation actuelle de la mécanique ondulatoire*, 1963; *La thermodynamique de la particule isolée, ou thermodynamique cachée des particules*, 1964; *La réinterprétation de la mécanique ondulatoire tome 1. Principe généraux*, 1971; *Matière et lumière*, 1939(「物質と光」1939, 1972); *Physique et microphysique*, 1947; *Savants et découvertes*, 1951; *Nouvelles perspectives en microphysique*, 1956。

ド・ブロイの関係式 [英 de Broglie relation, 独 de Broglie Beziehung, 仏 relation de de Broglie, 露 соотношение де-Бройля] \Leftrightarrow アインシュタイン・ド・ブロイの関係式

ド・ブロイ波 [英 de Broglie wave, 独 de Broglie Welle, 仏 onde de de Broglie, 露 де-бройлевская волна] 物質波ともいい, 1923 年に, L. de Broglie によって, 「物体の運動に付随した仮想的な波」として導入された。粒子の運動量の大きさを p とすると, その波の波長 λ は, ド・ブロイの関係式 $\lambda = h/p$ で与えられる(h はプランク定数)。この波長 λ はド・ブロイ波長とよばれ, 古典論の適用限界を示すのによく使われる。

第一次大戦後, 兄の Maurice との X 線スペクトルの研究に戻った de Broglie は, 光の本性的問題に専心する。そして, 「質量をもつ光の原子」の黒体放射や, 光量子仮説と干渉・回折・分散現象を結び試みの後に, 解析力学と波動論の類似性と相対論に導かれて, 物体の運動に付随した波という考えに到達する。彼の考えは次のようなものであった。まず, $h\nu_0 = m_0 c^2$ と置いて, 静止質量 m_0 の粒子に静止内部振動数 ν_0 を定義する。この粒子を $v = \beta c$ によって運動している小さな時計のように考えると, ローレンツの変換公式から静止する観測者には, この振動数は $\nu = \nu_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$ と見える。一方, 運動する時計の相対論的な「遅れ」という見方からは, 振動数は $\nu_1 = \nu_0 \sqrt{1 - \beta^2}$ と見える。この矛盾を避けるために, 内部振動数は ν_1 で与えられるが, そのほかに, 振動数 ν , 速度 c/β の位相波がこの粒子に伴うと考える。粒子の実際の速さ $v = \beta c$ は, この位相波の群速度と等しくなり, ここからド・ブロイの関係式 $p = h/\lambda$ が導かれる。この考えを電子に適用し, 軌道を一周してきたときに, 内部振動の位相と位相波の位相が一致していることを要請すると, ボーアの量子条件が導出されることが示された。さらに, フェルマーの原理 $\delta \int ds/\lambda = 0$ とモーペルテュイの原理 $\delta \int p ds = 0$ の同等性を示し, 幾何光学と波動光学の関係が, 古い力学と新しい力学の関係であることが予告した。それが 1926 年のシュレーディンガーの波動方程式の発見につながる。電子波の存在の実験的証明は, 1927 年に, C. J. Davisson と L. H. Germer,

G. P. Thomson, 菊池正士, F. Rupp らによる電子線回折によって行われた。de Broglie の研究は、1924 年の学位論文にまとめられている。

ド・ブロイ波長 [英 de Broglie wave length, 独 de Broglie Wellenlänge, 仏 longueur d'onde de Broglie, 露 де-бройлевская длина волны] \Rightarrow ド・ブロイ波

トポロジー [英 topology] トポロジーは、時によって開集合や近傍系によって定められる位相の意味にも用いられるが、現在では、位相幾何学の意味に解釈するのがふつうである。なお、トポロジーはギリシア語のトポス(位置)とロゴス(学問)の合成語である。トポロジーの最も基本的な分野は、図形の連続変形によって変わらない幾何学的性質を扱うもので、これをホモトピー論という(たとえば、ドーナツ型の曲面はどのように連続変形しても穴が1つあるという性質は変わらない)。ほかに多面体の面、稜、頂点の関係の考察を一般化したホモロジー論的トポロジーや、曲面の滑らかな変形に着目する微分可能トポロジーなどがあり、現代数学の最も活発な分野のひとつとなっている。

トポロジー的保存量 [英 topological quantum number, 仏 nombre quantique topologique, 露 топологическое квантовое число] 場の理論に現れる保存量の種類。ラグランジアンに対称性からネーターの定理によって導かれるもの以外の保存量で、ソリトン解を通じて現れる幾何学的な保存量のこと。ソリトンの安定性が、この保存量の存在によって保証される場合がある。たとえば、空間の次元を d として、場 ϕ_i ($i=1,2,\dots,n$) からなるラグランジアンを考える。いま自発的対称性のやぶれによって遠方で $\sum_{i=1}^n \phi_i^2$ が正定値をとると仮定し、十分大きな半径(ϕ の 0 点を球外にもたないほど)の球面($\sum_{i=1}^n x_i^2 = R^2$)の表面での ϕ_i の値を「球面から多様体 ϕ_i への写像」と考える。するとこの写像のホモトピー群 $\pi_{d-1}(\phi)$ が trivial でないときにソリトン解が存在する可能性があり、そのソリトン解は時間変化に対してホモトピー類を変えない、という意味で保存量が存在する。ただしソリトンに対する場を導入すれば、この保存量がその場を用いたラグランジアンのネーター・カレントから導かれることはありうる。たとえば、サイン・ゴールドン方程式のラグランジアン $L = \int dx dt \{ -(\partial\phi/\partial x_\mu)^2 / 2 - m^2(1 - \cos\phi) \}$ を考えると、ここでの球面とは $x = \infty$ と $x = -\infty$ の 2 点であり、保存量は $\phi(\infty)$ と $\phi(-\infty)$ であり、それぞれ 2π の整数倍である。空間一次元の ϕ^4 理論に現れるソリトンに対しては $\phi(\infty)$ と $\phi(-\infty)$ のそれぞれの符号が保存量である。無限に広い超伝導体に貫通した量子化された磁束線に対しては、これをその線を横切る二次元空間のソリトンと考えて、磁束の和が保存量になる。空間三次元では大統一理論に現れる磁気単極子の磁荷の和が保存量である。以上はすべて、トポロジー的保存量として導かれる。

トーマス因子 [英 Thomas factor, 独 Thomas-Factor, 仏 facteur de Thomas, 露 фактор Томаса] = トーマス項(\Rightarrow スピン・軌道相互作用)

トーマス-エールマン偏移 [英 Thomas-Ehrman shift, 仏 déplacement de Thomas-Ehrman, 露 смещение Томаса-Эрмана] 原子核のアイソスピンに関する1つの多重項に属する状態は互いにほぼ同一のエネルギーをもつが、多重項内の異なる核種は異なる陽子数をもつので、中

性子と陽子の質量差、核内のクーロンエネルギーの差などによりわずかなエネルギーのずれが生じること。アイソスピン多重項のなかで高い励起状態になる核については、核内で一様に荷電している模型ではクーロン・エネルギーが過大評価となり、外殻陽子は弱く束縛されている効果を取り入れなければならない。陽子数が多い核の多重項準位のエネルギーが相対的に下がってくる。

トーマス項 [英 Thomas term, 独 Thomas-Term, 仏 terme de Thomas, 露 член Томаса] \Rightarrow スピン・軌道相互作用

トーマスサイクロトロン [英 Thomas cyclotron, 独 Thomas-Zyklotron, 仏 cyclotron de Thomas, 露 циклотрон Томаса] = AVF サイクロトロン

トーマス歳差 [英 Thomas precession, 独 Thomas-Präzession, 仏 précession de Thomas, 露 прецессия Томаса] 加速運動をする系を外部から観測するとき、相対論を考慮するならば、加速系上に固定されたベクトルに首振りの運動がみられることが結論される。これは相対論的な加速運動に特有のものであって、1926 年 L. E. Thomas によってアルカリ原子のスペクトル二重項の準位間隔を説明するために導入されたので、トーマス歳差とよばれている。正確には、加速系上の座標軸は常にその直前の時刻での座標軸と非回転のローレンツ変換(ローレンツ収縮のある方向に引き起しはするが空間回転を全く含まないようなローレンツ変換)で結ばれるように設定される。外部から見たときの系の速度および加速度をそれぞれ v および a とすると、トーマス歳差の角速度 Ω は、 $(v/c)^2$ の大きさの項まで取入れた近似で

$$\Omega = -\frac{1}{2c} [v \times a]$$

によって与えられる。Thomas はこれを用いて原子スペクトルの多重項の構造を説明することに成功した。なお、外場のもとのディラック方程式のハミルトニアンを、谷-フォルディ変換によって変形し、 $(v/c)^2$ の大きさの項まで考慮した有効ハミルトニアンをつくること、トーマス歳差に帰因した効果の存在することが見いだされる(\Rightarrow パウリ近似)。

トーマス-フェルミ遮蔽 [英 Thomas-Fermi screening, 仏 blindage de Thomas-Fermi, 露 экранировка Томаса-Ферми] フェルミ粒子から成る量子プラズマ中の点電荷 Q によるポテンシャル $U(r)$ が遮蔽クーロン型になって、その遮蔽距離 λ_{TF} が下に示すように与えられるとき、これをトーマス-フェルミ近似という。静電ポテンシャル $U(r)$ は、点電荷によるクーロンのポテンシャルと点電荷の周囲に誘起された電荷密度 $\rho(r)$ の空間電荷による静電ポテンシャル $V^{ind}(r)$ の和になる。 $\rho(r)$ は、荷電フェルミ粒子の電荷を e 、数密度を $n(r)$ として $\rho(r) = e[n(r) - n_0]$ と書ける。ここに n_0 は、このフェルミ粒子の平衡状態での数密度である。この $n(r)$ を決めるのに、各点でのフェルミ波数 $k_F(r)$ をプラズマ中で一定の値をとるべきフェルミ・エネルギー E_F と粒子のポテンシャルエネルギーとから、 $\hbar^2 k_F^2(r)/2m = E_F - eU(r)$ によって決め、さらにこれを局所平衡にあるフェルミ粒子系に対する $n(r) = \mu_F(r)/3\pi^2$ に代入するのがトーマス-フェルミの近似である。この近似による電気感受率は $\chi(q) = -3e^2 n_0 / 2E_F$ となる。その結果、 $U(r)$ のフーリエ変換 $U(q)$ は

$$U(q) = \frac{Q}{\epsilon_0(q^2 + \lambda_{TF}^{-2})}$$

$$\lambda_{TF}^2 = \frac{2\epsilon_0 E_F}{3e^2 n_0}$$

となる。これをフーリエ逆変換すると、 λ_{TF} を遮蔽距離とする遮蔽クロン型の静電ポテンシャルになるのである。金属ナトリウム中の伝導電子では、 λ_{TF} は、およそ 0.7 \AA である (\Rightarrow 遮蔽効果)。

トマス-フェルミ模型 [英 Thomas-Fermi model, 独 Thomas-Fermi Modell, 仏 modèle de Thomas-Fermi, 露 модель Томаса-Ферми] 原子内多電子系の量子力学を近似的に解くために、L. H. Thomas (1926 年) と E. Fermi (1927 年) とが独立に考案した近似方法で、統計的近似法あるいはトマス-フェルミ近似法ともよばれる。

おのおの電子は、原子核(原子番号 Z) やほかの電子がつくる平均的な静電ポテンシャル $V(r)$ の中を動いているとする (r は位置ベクトル)。電子の分布する空間を十分小さな細胞(体積 dv) に分割し、この細胞のなかで $V(r)$ は一定で、かつ細胞の一辺の長さは電子のド・ブロイ波長に比べて十分大きいと仮定する。この仮定を用いると、細胞内の電子は自由電子ガスとして取扱える。電子はフェルミディラック統計に従うから、電子の数密度を $n(r)$ とすると細胞内に含まれる電子の運動エネルギーの総和は $\epsilon_k dv = \kappa k n^{5/3} dv$, $\kappa k = (3/10)(3\pi^2)^{2/3} e^2 a_0$ (e は電子の電荷の絶対値, a_0 はボーア半径) と表される。この近似の下で原子内電子の全エネルギーは

$$E = \int \epsilon_k dv - Ze^2 \int \frac{n(r)}{r} dv + \frac{e^2}{2} \int \frac{n(r)n(r')}{|r-r'|} dv dv' \quad (1)$$

と書ける。右辺第二項は原子核と電子のクーロン相互作用エネルギー、第三項は電子どうしのクーロン相互作用エネルギーである。電子の総数 $N = \int n(r) dv$ が一定という条件の下に、式(1)で与えられるエネルギー E を極小にする電子密度 $n(r)$ を変分法を使って求めると

$$n(r) = \sigma_0 (V(r) - V_0)^{3/2}, \quad \sigma_0 = \left(\frac{3e}{5\kappa k}\right)^{3/2} \quad (2)$$

が得られる。ここで V_0 はラグランジュの未定乗数で N および原子のおかれた状態によって決る。たとえば中性自由原子の場合は $V_0 = 0$ となる。式(2)はもっと簡単な次の考察からも導くことができる。位置 r における電子のもちうる最大の運動量の大きさを p , フェルミ・エネルギーを $-eV_0$ とすれば、 $p^2/2m - eV(r) = -eV_0$ が成り立つ。また運動量空間の体積 $(4\pi/3)p^3$ に $2/h^3$ を乗じた値が、この点における電子の数密度に等しいことから直ちに式(2)が得られる。

一方ポテンシャル $V(r)$ と電子密度 $n(r)$ の間にはポアソン方程式 $\Delta V(r) = 4\pi en(r)$ が成り立つ。これに式(2)を代入すると V を決める微分方程式が得られる。ポテンシャル V の球対称性を仮定してトマス-フェルミ関数 $\phi = (r/Ze)(V - V_0)$ を導入する。さらに長さの単位を変更して $r = \mu x$, $\mu = (1/4)(9\pi^2/2)^{1/3} a_0/Z^{1/3}$ を用いると、 V を決める微分方程式は

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{\phi^{3/2}}{x^{1/2}} \quad (3)$$

と非常に簡単な形になる。式(3)をトマス-フェルミ方程式という。式(3)を適当な境界条件の下に解けば、得られた関数 ϕ を用いて、ポテンシャル V , 電子密度 n , エネ

ルギー E などが計算できる。式(3)は原子番号 Z や電子数 N によらない普遍的な形をしていて、これらの違いはすべて長さの単位 μ と式(3)を解くときの境界条件に帰着されている。これはトマス-フェルミ模型の大きな特徴のひとつである。この方法で得られる結果は、たとえばハートリー-フォック近似などに比べてあまりよくはないが、非常に簡単に計算できる点、高温・高圧あるいは強磁場など種々の条件下の原子の性質を調べるような場合に理論の拡張が容易である点など、多くの長所もっている。

もともとこの近似は式(1)に見られるとおり、系の全エネルギーを電子密度 n の汎関数として表すことに最大の特徴がある。この考えかたは密度汎関数理論 (\Rightarrow 局所密度汎関数の方法) として拡張され固体や原子核の問題などにも広く応用されている。

話を原子に限っても、トマス-フェルミ模型を拡張する試みは数多い。まず前述の細胞内の自由電子ガスのエネルギーに、交換相互作用エネルギーによる補正を付け加えると、P. A. M. Dirac (1930 年) によって提唱されたトマス-フェルミ-ディラック近似が得られる。また細胞内のポテンシャルが完全に一定ではないことを考慮すると、電子ガスの運動エネルギーに不均一補正が付け加えられる。この補正は C. F. Weizsäcker (1935 年) がトマス-フェルミ模型を原子核に応用した際、初めて導入したものである。☐

トマス-ライヒェ-クーンの和則 [英 Thomas-Reiche-Kuhn's sum rule, 独 Thomas-Reiche-Kuhn'sche Summenregel, 仏 règle de somme de Thomas-Reiche-Kuhn, 露 правило сумм Томаса-Райше-Куна] 前期量子論の最後の時期、1925 年の 5 月に導かれて、2 ヶ月後の量子力学への転回にひとつの支点を提供した公式。この時代には、基底状態にある原子と光との相互作用は、励起状態とのエネルギー差をプランク定数で割った振動数をもつ「仮想振動子」の集りとして、光との相互作用として把握された。そして励起状態 i への遷移確率に相当する量 f_i は、整数ではないが、「分散電子」の数とよばれた(その後、これは振動子強度と名づけられる)。この模型から導かれる水素原子の分極率を、光の高振動数極限で古典論と比較することにより、 $\sum_i f_i = 1$ [本当の電子の数] という公式

を導いたのが W. Kuhn らである。この式をトマス-ライヒェ-クーンの和則という。現在では、水素原子のエネルギー固有状態を $|i\rangle$ とし、 x を電子の位置ベクトルとすると

$$\sum_i f_i = \sum_i \frac{2m}{3\hbar^2} (E_i - E_1) |\langle s|x|i\rangle|^2 = 1$$

という式が $\{|s\rangle\}$ の完全性からすっきりと導かれる。エネルギー固有状態の完全性から導かれる観測可能な量の間の種々の関係式は、その後、和則とよばれるようになる。この公式はその第一号である。

富松-佐藤解 [英 Tomimatsu-Sato solution, 仏 solution de Tomimatsu-Sato, 露 решение Томиматсу-Са-то] 重力場の方程式の真空解としてカーの解が回転するブラックホールに関連して知られていて、1972~73 年に富松彰と佐藤文雄は新しい解を発見した。これを富松-佐藤解という。これはシュワルツシルト解に対するワイル解の関係と似て、カーの解にひずみを与えた解といえる。ただしカーの解は特異点が事象の地平の中に隠れているのに

対し、富松 - 佐藤解は特異点が事象の地平の外に存在する。すなわち標の特異点の存在することが、この解のひとつの特徴である。

トムズ効果 [英 Toms effect, 独 Toms-Effekt, 仏 effet Toms, 露 эффект Томса] ある種の鎖状高分子をほんのわずかな含む溶液の中で物体が運動する場合、またはこの溶液がパイプの中を流れる場合、乱流摩擦抵抗が純粋の溶媒を用いたときに比べて著しく減少するという観測事実。B. A. Toms (1948 年) が最初に報告したので、これをトムズ効果とよぶ。たとえば、濃度が重量比で 10^{-8} (10 ppm) の程度の溶液に対して抵抗減少率が 40% に及ぶ。円管内 (内径 0.1~5 cm) の乱流において、圧力勾配 - 流量曲線上で、トムズ効果の現れる位置がかなりはっきりしていること、また、抵抗減少率が流量および溶質分子の分子量とともに増加し、またある範囲内では溶液の濃度とともに増加することが知られている。用いられた高分子 - 溶媒系は、ポリエチレン - 水、ポリメタクリル酸メチル - モノクロルベンゼン、ポリイソブチレン - シクロヘキサン (またはベンゼン) などで、高分子の分子量は $10^5 \sim 6 \times 10^5$ 、有効直径は 500~4000 Å、濃度は 10~3000 ppm である。この現象の起る理由としては、管壁におけるすべり、層流から乱流への遷移の遅れ、粘性率の非等方性、溶液の粘弾性などが考えられるが、現在のところ確定的でない。また水中における動物の抵抗減少にも関係しているという見方もある。

トムソン, B. = ラムフォード

トムソン, G. P. Thomson, George Paget 1892. 5. 3 - 1975. 9. 10 イギリスの実験物理学者。ケンブリッジに生れる。父は電子の発見に関係して有名な J. J. Thomson である。ケンブリッジ大学に学び、卒業後ケンブリッジのカレッジの講師となる。1922 年アバディーン大学教授、1930 年ロンドンのインペリアル・カレッジの教授、1927 年ころアバディーン大学で、数万 V のエネルギーの電子が金属の薄膜を通過するふるまいが、波と同様に回折現象を生じることを発見した。これは電子回折とよばれ、粒子の波動性を確立し、量子論を支える重要な実験であった。この発見の功績に対して、彼は C. J. Davisson とともに 1937 年度のノーベル物理学賞を与えられた。核物理に興味をもち、1940 年にイギリス原子力委員会の委員長とな

院に葬られた。

彼は 33 年余にわたりキャベンディッシュ研究所所長を務めたが、この間にこの研究所は当時開拓されつつあった原子物理学の聖地となり、ヨーロッパ各地の優秀な聖地巡礼のようにこの地に集まって来て、Thomson の指導の下にこの分野の実験ならびに理論研究を行った。そのなかには Rutherford, J. S. Townsend, P. Langevin, C. T. R. Wilson, H. A. Wilson, F. W. Aston, O. W. Richardson, A. H. Compton などの名が挙げられ、Thomson 自身を除いても、7 人のノーベル賞受賞者がいる。また彼は 1890 年同研究所員の Rose Elisabeth Paget と結婚し、1892 年に子 George Paget Thomson をもうけたが、彼もまた父と同様ノーベル物理学賞を受けている。Thomson 自身は元来数学を得意としていたが、キャベンディッシュ実験研究所所長になってからは、自分の不得意な実験を実際に行ってくれる優れた技術助手を得て新しい分野に挑んでいった。彼の指導の下で研究所がみごとに発展を遂げたのは、彼の人格、つまり温かい包容力と、さまざまな物理現象に対する数学的な深い理解、それに基づく活発な討論などによるものと思われる。この研究所では各研究員が独自の研究課題と装置を持ち、なんの制約も受けずに研究していたが、同時にまた他の研究員が何をしているか、それが自分の仕事とどういう関係にあるかをよく知っていた。Thomson はまた、この種の研究所として最初の研究会 (ゼミナール) 形式を採用して、相互の研究に関し活発な討論を行い、それに付随したお茶のときには物理のことに一切触れず、楽しい会話が飛び交い、愉快的替え唄が合唱された。

1881 年彼は最初の論文のなかで、帯電球が動くときに余分の質量 (電磁質量) をもつようにふるまうことを示した。これは後に A. Einstein が質量とエネルギーの相等性を提示するに至る最初の重要な手がかりであった。またキャベンディッシュ研究所で実験研究に入ってから、特に気体放電の研究に集中し、1897 年以後の一連の論文で、陰極線が荷電粒子から成ること、この粒子が従来知られたどの原子よりずっと小さい質量を有することを見だし、これがすべての物質に共通する普遍的成分であることを予測した。すなわちノーベル賞受賞理由となった電子の発見である。1903 年には最初の原子模型を案出して従来の物質観を一変した。1912 年カナル線 (陽極線) の研究において

μ をトムソン係数という。この現象は可逆的で、同じ温度差のとき電流の向きを逆にすると、 \dot{Q} の符号が反対になる。トムソン係数は、個々の物質に固有の量で、絶対熱電能 S (≡熱起電力) の物質が温度 T にあるとき、その物質のトムソン係数は $\mu = T(dS/dT)$ と表され、これをトムソンの第一関係式という。

トムソン効果は次のようにして起る。導線の一部を取出すとき、単位時間にこの部分で増加する内部エネルギーを単位体積当り \dot{U} とすると、それは、導線の他の部分から熱流として流れ込んでくる部分と、この部分の内部の電子に対して単位時間に電場によってなされる仕事の和に等しいから、 q を熱流として

$$\dot{U} = -\frac{\partial q}{\partial x} + JE \quad (1)$$

と書ける。熱流のうち、電流が運ぶ内部エネルギーのみを考える。この種の熱流が存在することは、ペルティエ効果として知られ、電流に比例する。また、 $q = \Pi J$ と書いたときの Π を絶対ペルティエ係数とよぶ。電場としては、熱起電力に関する部分のみを考えると、 $E = S(\partial T/\partial x)$ と表され、 S はこの物質の絶対熱電能である。そこで、式(1)より

$$\dot{U} = \left\{ -\left(\frac{d\Pi}{dT}\right) + S \right\} \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right) J \quad (2)$$

が出る。このように導体内部にたまる内部エネルギーが熱として外部に放出されるのがトムソン効果であるから、式(2)の右辺の $-(\partial T/\partial x)J$ の係数がトムソン係数 μ になる。さらに、トムソンの第二関係式 $\Pi = ST$ (≡ペルティエ効果) を使うと

$$\dot{U} = -T \left(\frac{dS}{dT}\right) \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right) J \quad (3)$$

となって、式(3)よりトムソンの第一関係式が出る。

トムソン散乱 [英 Thomson scattering, 独 Thomson-Streuung, 仏 diffusion de Thomson, 露 томоновское рассеяние] 長波長(低エネルギー)の光の自由電子による散乱をいい、短波長(高エネルギー)の光によるコンプトン散乱の低エネルギー極限に対応する。この現象は、古典電磁気学に基づいて、J. J. Thomson により詳しく議論された(1910年)。それによると、電子は入射光に伴う電場により振動する。その際に電子の得る速度を光速に比べ無視すると、電子は入射光と同じ振動数の散乱光を双極放射する。その断面積は、入射光に偏りがない場合、 $d\sigma = (1/2)r_0^2(1 + \cos^2\theta)d\Omega$ となる。ここで $r_0 = (e/mc)$ は古典電子半径(e は電子電荷、 m は電子質量、 c は光速)、 θ は散乱角、 $d\Omega$ は立体角である。また全断面積は $\sigma = (8\pi/3)r_0^2$ となり、その値は $6.65 \times 10^{-28} \text{ cm}^2$ である。この値は著しく小さいが、強力な単色光源としてのレーザーの登場で、実験室内のプラズマによるトムソン散乱光の検出が可能になった。この場合、プラズマ以外の場所でも散乱される光(装置散乱光)を、トムソン散乱光より小さくする必要がある。プラズマ中の電子は、レーザー源に対しても、また観測者に対しても運動をしているので、散乱光スペクトルはドップラー・シフトのために広がり、その全半値幅 $\Delta\lambda_T$ は

$$\frac{\Delta\lambda_T}{\lambda} = 2(2 \cdot \ln 2)^{1/2} \left(\frac{kT_e}{m}\right)^{1/2} c^{-1} 2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$$

で与えられる。ただし、 T_e は電子温度である。したがって、トムソン散乱光の分光スペクトルを測定することによ

り、プラズマ内の電子温度を局所的に求めることができる。ルビーレーザー光($\lambda = 694.3 \text{ nm}$)で、散乱角 $\theta = 90^\circ$ の場合、 kT_e を eV 単位で表すと、 $\Delta\lambda_T = 32.3(kT_e)^{1/2} [\text{nm}]$ となる。量子論では、放射場とディラック粒子である電子の散乱過程として記述される。摂動論で計算する際、中間状態として正エネルギー状態の電子のみを考慮すると、長波長極限で断面積は 0 になる。この事実をワラーのパラドックス(1929年)とよぶ。一方、中間状態に負エネルギー状態の電子も考慮すると長波長極限でトムソンの結果を再現する。これは負エネルギー状態の有用性を示しており、ディラックの空孔理論によれば、入射光が負エネルギー状態の海から電子をたたき出し(散乱後の電子)、その空孔に入射電子が落ちむ際に散乱光を放出するなどの過程と解釈できる。任意の波長の光による散乱公式は、クライン-仁科の式(1929年)として知られ、第二量子化した電子場と光子の散乱として容易に求めることができる(⇒コンプトン散乱)。

トムソンの原子模型 [英 Thomson atom model, 独 Thomsonsches Atommodell, 仏 modèle atomique de Thomson, 露 томоновская модель атома] J. J. Thomson が 1903～4 年に提出した原子模型。無核模型または陽球模型ともいう。19 世紀終りの陰極線の研究、ゼーマン効果の発見、放射能の発見などにより、原子そのものの存在が確認される以前に原子の構成要素である電子が発見されると(1897年)、それらの電子が原子の中に何個どのように配置しているのかが問題になる。Thomson は、ほとんど質量をもたない様に正に帯電した球(陽球)の中に球と共心のリング上に数個の電子が等間隔に配列している系を考えた。電子はこのリング上で一定の角速度で回っている。陽球からのクーロン力および電子相互間のクーロン力の作用のもとで、この電子系が安定であるための条件を計算する。まず電子に働く力を計算し、運動方程式をたてて、電子がリング面内で動径方向と接線方向に、またリング面に垂直に行う微小振動を論ずる。振動数が実数ならその配位は安定なわけである。電子の数を増やしていくと、同心の何重ものリング上の電子が配列する方が安定なことが示される。陽球内のいろいろな数の電子の安定な配列をリング数ができるだけ少なくてすむようにつくと、そこに周期性が現れ、元素の周期性を示唆する。ただし周期性の現れるのは内側の配列である。原子の化学的性質を電子の配列の仕方でも説明するという考えはここに始まり、原子価の理論の歴史のうえで重要な意味をもつ。原子質量を電子に担わせていたため、初めは原子内に 1000 個以上の電子があると思われていたが、Thomson はこの模型に基づいて実験的に原子内電子数を決める 3 つの方法(気体による光の分散、気体による X 線の散乱(⇒トムソン散乱)、 β 線の吸収を利用した)を検討し、およそ原子量に等しいと結論した(1906年)。Thomson はさらに 1910 年、 β 線の散乱を β 線が物質内で小角度の散乱を何度も受けた結果として説明する理論を展開し、 β 線の散乱角分布の測定から原子内電子数を決定する方法も示した。トムソンの模型はボーアの原子模型に大きな影響を及ぼした。

トムソンの原理 [英 Thomson principle, 独 Thomsonsches Prinzip, 仏 principe de Thomson, 露 принцип Томсона] 熱力学第二法則のひとつの表現。トムソンの原理はケルビン-プランクの原理ともよばれ、次のように表される。「1 つの熱源からだけ熱を吸収し、それを全部

正の仕事として外に出すサイクルをつくることは不可能である」(⇒熱力学第二法則)。トムソンの原理によって存在を否定される熱機関を第二種の永久機関という。熱力学第二法則は「第二種の永久機関は不可能である」とも表現される。

トムソンの実験 [英 Thomson's experiment, 独 Thomsonscher Versuch, 仏 expérience de Thomson, 露 опыт Томсона] 陰極線を薄膜に当て、デバイ-シェラー環を撮影し、自由電子の波動性を証明した実験。電子の発見者 J. J. Thomson の息子である G. P. Thomson によって、1927 年に、デビッソン-ガーマーの実験に引続いて発表され、これによって Thomson は、1937 年に C. J. Davisson とともにノーベル物理学賞を授与された。最初の実験では薄膜としてセルロイドを用い、写真乾板上にハローを記録した。これが光によるハレーションなどではないことを確かめたが、セルロイドの結晶構造が不明だったので、ハローの半径を計算値と比較することはできなかった。しかし、それが加速電圧の平方根に逆比例することを観察して、ド・ブロイ波の証明とした。この実験は若い協力者 A. Reid とともに行われ、連名で発表されたが、Reid が間もなくオートバイ事故で死亡したので、以後の実験は、Thomson ひとりで行われた。彼は父の代から陰極線の取扱いは慣れていたが、薄膜を作るのに苦労したといわれる。たいたたり、ロールしたり、スパッタリングなどをして、Au, Pt, Al などの薄膜を作り、今日得られているようなデバイ-シェラー環を写し、ド・ブロイ波の完全な実証を与えた。

トムソンの法則 [英 Thomson rule, 独 Thomsonsche Regel, 仏 règle de Thomson, 露 правило Томсона] 液滴の曲率と蒸気圧の間の関係に関する法則である。液体の表面が外向きに凸である場合(小さい液滴の場合)その表面付近は液面が平面であるときに比べて蒸気圧が大きく、外向きに凹である場合(毛管の中の水や泡の中の蒸気の場合)蒸気圧が小さくなる。より具体的に表面の曲率半径が r の場合(凸の場合 $r > 0$, 凹の場合 $r < 0$)の蒸気圧を p_r とし、平面の場合の蒸気圧を p_∞ とすれば

$$\ln \frac{p_r}{p_\infty} = \frac{2\gamma v}{kTr}$$

ここで、 γ は表面張力、 v は液相の分子 1 個当りの体積である。この法則は W. Thomson (Kelvin 卿)により最初に述べられたので、トムソンの法則とよばれる。

ドメイン構造 = 分域構造

朝永振一郎 Tomonaga, Sin-itiro 1906.3.31—1979.

7.8 日本の理論物理学者。父朝永三十郎、母ひでの長男として東京に生る。哲学者である父の京大教授就任に伴い京都に移る。第三高等学校を経て京都帝国大学物理学科を卒業(1929年)。この間 湯川秀樹と同級であった。共に副手として誕生間もない量子物理学の研究を続けたが、仁科芳雄の京大出張講義が機縁となり、理化学研究所仁科研究室に入り、仁科の指導の下に中性子、陽電子、核力、宇宙線など広範な理論的研究を行う。1937年ライプツヒに渡り、W. Heisenberg に師事。後年の研究に重要な影響を受け、その間、後に学位論文(1939年 東京帝国大学)となった「核物質の内部摩擦および熱伝導率」を完成した。帰国(1939年)後、中間結合の理論を発表、1941年 東京文理科大学教授に就任、1943年 超多時間理論の和文論文を発表したが、第二次世界大戦が勃発し、その発展は戦後を

待たねばならなかった。戦中マグネトロンの発振機構、立体回路の理論の研究があり、これに対し小谷正雄と学士院賞(1948年)を受けた。敗戦後直ちに超多時間理論の具体化を行い、その上にくりこみ理論を展開した。1949年 J. R. Oppenheimer に招かれ、プリンストン高等科学研究所で「集団運動」の研究を始めた。帰国後仁科の死に伴い学術会議原子核研究連絡委員会委員長となり、東京教育大学学長(1956~62年)、日本学術会議会長(1936~38年)などの要職を歴任。第一回バグウォッシュ会議に出席した(1957年)。1965年くりこみ理論の建設など、量子電磁力学の発展に対する功績により、J. S. Schwinger, R. P. Feynman とともにノーベル物理学賞を受賞したほか、1964年ロモノソフ勲章、1976年 勲一等旭日大綬章を受けた。[主著]「量子力学」, I 1948, II 1953.

朝永-ラッティンジャー模型 [英 Tomonaga-Luttinger model, 独 Tomonaga-Luttinger Modell, 仏 modèle de Tomonaga-Luttinger, 露 модель Томонаги-Луттингера] 粒子間相互作用が存在するフェルミ粒子系の性質に対して、多くの粒子が関与する集団運動が重要な役割を担うと考えられていたが、1950年朝永振一郎はこの考えかたの定式化に初めて成功し、この分野の理論的研究の端緒を開いた。朝永はフェルミ粒子の密度演算子に対する運動方程式を解析し、以下の条件の下で、この演算子がボース的な集団運動モードを与え(原論文ではフォノンだが、現在ではプラズモンとよぶ)、かつ系の固有モードになっていることをほぼ厳密に示した。条件とは、(1)系は一次元、(2)フェルミ粒子のエネルギーはその波数に比例する、(3)相互作用は長距離型、などである。1963年、J. M. Luttinger は朝永理論の条件(1)と(2)に加えて、条件(3')相互作用は短距離型、を初めから満たすハミルトニアン

$$H = v_F \sum_k (a_k^\dagger a_k - b_k^\dagger b_k) + \frac{V}{L} \sum_{k_1, p_1, p_2} a_{k_1+k}^\dagger a_{p_1} b_{p_2}^\dagger b_{k+p_2}$$

を提案し、この式で記述される系では朝永の結論が厳密に成立することを証明した。上式で $a_k(b_k)$ は波数 $k(-k)$ のフェルミ粒子の消滅演算子、 v_F, V, L はそれぞれフェルミ速度、相互作用の強さ、系の大きさである。この系が朝永-ラッティンジャー模型とよばれる。厳密解が得られる一次元フェルミ粒子系模型として、その後スピン自由度の導入(集団運動モード「マグノン」が出る)、後方散乱の導入などさまざまな角度からの一般化がなされた。その最も拡張された模型は、超伝導や電荷およびスピン密度波の凝縮などの一次元フェルミ粒子系における多体問題に関する最も基本的な模型とされている。なお、上記の条件(2)は厳密解が得られるためには数学的に不可欠な条件だが、多くのフェルミ粒子系の性質がフェルミ準位近傍の粒子状態で決定されることを考えれば、物理的にも現実的、かつ合理的な条件である。

トライアック [英独仏 TRIAC] 1つのシリコン素子内に互いに逆方向の通常のサイリスターを組込み、1つのゲートで制御できるスイッチング素子。triode AC スイッチに由来する名称。素子に加える電圧の正負にかかわらずゲート信号は正負いずれでも動作し、交流の正負両方向の電流を制御できる。電気炉、溶接機、白熱電球などの電流制御に用いられる(⇒サイリスター)。

トライボロジー [英 tribology, 独 Tribologie, 仏 tribologie, 露 трибология] 接触またはそれに近い状態

で相対運動をしながら、互いに力を及ぼしあう2面に関連した諸問題を扱う科学、ならびにそれらの実地応用に関する技術の総称。1966年にイギリス教育科学省が発足させた委員会(トライボロジー委員会)によって新たに定義された用語。日本語における広義の潤滑がこれに近いが、さらに広範な領域を包含している。この語の起源は、ギリシア語の *τριβος* (tribos: こする) に由来しており、定義通りに日本語に翻訳すると「摩擦学」となる。具体的には、摩擦・摩擦・潤滑・軸受設計などを対象とし、これらの問題に関連する物理学・化学・材料科学・応用力学などを含む。この学問領域の内容は、今日「摩擦の法則」とよばれている経験則を発見した G. Amontons までさかのぼることができる(1699年)。この法則の内容は C. A. de Coulomb によって、(1) 摩擦力は見かけの接触面積によらない。(2) 摩擦力は荷重に比例する。(3) 静止摩擦は動摩擦より大きいとまとめられた。その後、O. Reynolds が、軸受すき間に存在する薄い粘性流体膜の挙動に着目して今日の流体潤滑の概念を確立し(1886年)、さらに A. J. Sommerfeld により非圧縮性流体に対する解析解が求められ(1904年)、トライボロジーに関連した学問分野内では、潤滑技術に関連した応用力学的側面が、特に先行して発達した(⇒潤滑)。この分野の延長としては、圧縮性流体に対するハリソンの方程式を解析的に解いた曾田範宗、甲藤好郎の研究が世界に知られている(1952年)。

これに対して、摩擦の法則の理解は遅れたが、20世紀に入って R. H. 卿が固体の摩擦における汚れの効果に注目した研究を発表し(紅茶カップの摩擦, 1918年)、今日、境界潤滑とよばれている状態での固体の摩擦現象の基礎を築いた。その後、R. Holm が、摩擦現象は接触面間の接触点の局部現象であることに注目して、真実接触面積という概念を導入し、摩擦の法則(特に(1),(2))を現象論的に説明した(1946年)。この概念を使えば、材料摩擦についても、その荷重とすべり距離依存性が予言できるため、工学的に利用価値が高い。真実接触部分では、材料の塑性流動圧力に相当する高い圧力が生じており、特異な物理化学的現象が生じている可能性があるが、詳細は、今なお不明の点が多い。

トラス磁場 [英 torus field] = 環状磁場

トラック [英 track, 独 Bahnspur, 仏 piste, 露 дорожка] 電子計算機用の外部記憶装置において、記録媒体の表面に一連のデータを蓄えるために、1個のヘッドで書き込み、または読取りができる連続した線状の部分のこと。標準の磁気テープでは、テープの長手方向に9本(または7本)の直線状のトラックが存在する。磁気ドラムでは、円筒軸に垂直な平面と円筒面との交線である環状のトラックがある。磁気ディスクではディスクの回転軸と同心な多数の円形のトラックが存在する。磁気ドラムや磁気ディスクでは、トラックの密度を向上することで、記録媒体の単位面積当たり、または装置の容積当たりの記録密度が向上するので、トラックのピッチをつめることも盛んに研究されており、現在の磁気ディスクでは、4本/mm から20本/mm くらいのトラック密度が実用に供されている。

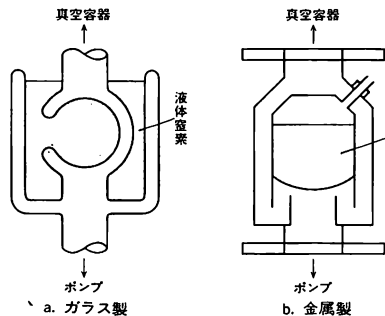
ドラッグ効果 [英 drag effect, 独 Dragg Effekt, 露 эффект лобового сопротивления] 凝縮性気体の流れによるポンプ効果のことで、真空計測における誤差の一因として注意すべき現象である。真空系に冷却トラップが装備されている場合、凝縮性気体(水、水銀、油などの蒸気)は

冷却トラップで凝縮されるので、冷却トラップに向かう凝縮性気体の流れが形成される。このため、これら気体の流れに押し流されて、非凝縮性気体の分圧はトラップ側で高くなる。凝縮性気体の蒸発源のある真空室と、冷却トラップとが半径 r 、長さ L の導管によって連結された温度 T の系を考えると、分子流条件下では、非凝縮性気体の分圧の管の両端における差をその蒸発源側の値で正規化したを加えた値は、 $\exp(rpT^{1/2}D^{-1}M^{-1/2})$ に比例する。ここで p , D , M は凝縮性気体の飽和蒸気圧、拡散係数、質量である。 $L/r > 10$ ではこの値はほぼ一定である。したがって、この効果を低減するには、管径を細くすることが、蒸発源の温度を下げ p を小さくすることが有効である。こうした注意をしないと、たとえば、水銀を用いたマクラウド・ゲージでは、常温における誤差が数〜数十%にもなる。

トラックセンシティブターゲット [英 track sensitive target, 露 треково-чувствительная мишень] 液体水素や液体重水素以外の重液体を用いた泡箱(たとえば Ne と H₂ の混合液泡箱)の中に、素粒子反応の標的として用いる液体水素泡箱を組み込み、標的物質中でも飛跡観測が可能になるようにした二重式の泡箱で、その内部の標的泡箱をトラックセンシティブターゲットとよぶ。本来水素泡箱や重水素泡箱はそれ自身が自由陽子および準自由中性子など素粒子反応の標的であるとともに、反応における荷電粒子の飛跡検出器として機能するという大きな特長をもっている。しかし r 線や π^0 中間子のような中性粒子を検出するには液体水素の放射長が長く(1145cm)検出効率は極めて悪い。これを改良するため原子番号の高い Ne のような液体を水素と混合し、Ne-H₂ 混合液として働かすことにより r 線の検出効率を高めることができる。たとえば Ne-H₂ (75%-25%) 混合液泡箱の場合その放射長は、41.5cm と大幅に改善される。ただこの場合そこで飛跡検出される反応は必ずしも入射粒子が自由陽子と反応したものとは限らない。そこで透明な合成樹脂などを容器として小型の液体水素泡箱を Ne-H₂ 重液体泡箱内に組み込み、全体として1つの泡箱として飛跡観測が可能ないように動作させることができる。これにより r 線や π^0 など中性粒子を複数個含んだ素粒子反応の泡箱による測定解析が可能となった。特に1970年に入って直径3~4mの大型の泡箱が建設されるに及んでその有用性が高まった。

トラックチェンバー [英 track chamber, 独 Spurenkammer, 仏 chambre à trace, 露 трековая камера] = 飛跡検出器

トラップ [英 trap, 独 Falle, 仏 piège, 露 ловушка] 真空用部品の一つで、真空配管の途中に取付け油分



子などの特定ガスを捕獲し、その通過を阻止するとともに、ほかの分子に対してはなるべく流れを阻害しない機能をもつもの(図参照)。たとえば、油拡散ポンプと真空容器をつなぐ配管の途中に設け、ポンプの排気速度をなるべく損なわずに、ポンプで発生する油蒸気の真空容器への流入を防ぐためなどに用いられる。気体分子の捕獲は、低温表面への凝縮や表面吸着によって行い、液体窒素などの寒剤を用いたコールドトラップと、ゼオライトなどの吸着剤を用いた吸着トラップとがある。トラップの性能は、ため込み式ポンプと類似しているが、配管の途中に取付けられるため接続口が2個あること、トラップを気体分子が通過するためには、少なくとも1回は低温面または吸着面と衝突する構造となっていること、などの点で、ため込み式ポンプと異なっている。超高真空用のトラップでは、気体分子が室温での表面拡散現象によって、低温面または吸着面と衝突することなしにトラップを通過する可能性に対しても配慮されており、複雑な構造となっているものもある。

トラップ電子 [英 trapped electron, 独 Haftelektron, 仏 électron piégé, 露 захваченный электрон] 半導体結晶中の伝導電子が不純物や空格子などの欠陥に近づくとき、そこでの局所的な周期ポテンシャルの乱れによって散乱されたり、捕獲されたりする。ひとたびそこで捕獲されると、電子のエネルギーの一部がまわりの格子に流れて、再び外部から熱や力を加えない限りその局在状態から逃れられなくなる。この状態にある電子をトラップ電子といい、その場所を捕獲中心とよぶ。また、電子が欠陥などに捕獲されることを電子トラップという。同様なことが正孔についてもいえる。半導体では不純物が電子や正孔に対する捕獲中心としては重要である。その捕獲中心では母体と不純物との原子価の違い ΔZ によって分類され、 $\Delta Z > 0$ ならドナー、 $\Delta Z < 0$ ならアクセプターとよばれる。また捕獲中心でのキャリアの束縛エネルギーの大小によって、深い捕獲中心または浅い捕獲中心とよばれる。

トラポール [英 Toller pole, 仏 pôle de Toller, 露 полюс Толлера] ⇨ コンスピラシー

トランジションエネルギー [英 transition energy, 独 Übergangsenergie, 仏 énergie de transition, 露 энергия перехода] 強集束シンクロトロンで加速中の粒子が安定平衡位相を非連続的に変えるときのエネルギーの値で、強集束に特有の量である。位相安定性を与える軌道周波数の運動量依存性が、トランジションエネルギー前後で符号を逆転することが原因である。この点以上のエネルギーでは粒子の軌道回転は加速によって速度が速くなる効果よりも質量が大きくなる効果の方が大きく、余分に加速された粒子は相対的に軌道を回る周期が速くなる。これは、平衡軌道長が運動量に比例するのに対し、粒子速度は運動量の全エネルギーによる除数に比例することから生じる相対論的效果である。加速粒子の静止エネルギーを運動量圧縮率の平方根で除したものが、トランジションエネルギーを与える。これはほぼ静止エネルギーの水平方向のベクトル振動数倍である。電子の場合は静止エネルギーが小さい(0.511 MeV)ので、通常トランジションエネルギーは入射エネルギー以下である。トランジションエネルギーでは位相安定性が失われ、パンチ長は短く、運動量の広がりには大きくなる。この点以上のエネルギーでビーム強度が高い場合には、負質量不安定性などの不安定現象を起し、ビーム損失やエミッタンス増大などを招くことがある。

トランジション周波数 [英 transition frequency, 独 Übergangsfrequenz, 仏 fréquence de transition, 露 частота перехода] バイポーラートランジスタをエミッター接地で動作させるとき、短絡電流利得 h_{ic} ($\equiv \partial I_c / \partial I_b$) が1になる周波数をトランジション周波数といい、 f_t で表す。 f_t はトランジスタの高周波特性を表すための重要なパラメーターで、エミッター・コレクター間の電気信号の遅れ時間を τ_{ec} とすれば

$$f_t = \frac{1}{2\pi\tau_{ec}}$$

で表される。一般に、遅れ時間 τ_{ec} は4つの時間、すなわち、エミッター接合の空乏層容量の充電時間、キャリアーがベース領域を走り抜ける時間、コレクター空乏層を走り抜ける時間、コレクター接合の空乏層容量を充電する時間の和である。しかし、エビタキシャルトランジスタでは、コレクター接合の容量とコレクター領域の抵抗の積で決る時定数が短いため、上記の4つの時間のうち、最初の3つの時間で f_t が決る。

トランジスタ [英 transistor, 独 Transistor, 仏 transistor, 露 транзистор] Ge, Si などの半導体の能動素子で3個以上の電極をもち、増幅、発振などを行うことができる。1948年ベル電話研究所で W. Shockley, W. Brattain および J. Bardeen により発明されたもので、名称の語源は transfer resistor である。電子管と同じ作用が可能でしかも電子管よりはるかに小型で、寿命は長く、低電圧で動作し、フィラメント加熱が不用であるなどの利点があり、電子装置の小型化および低電力化が可能となった。この発明は電子計算機の発達など今日のエレクトロニクスを築く基礎となった。最初発明されたのは点接触トランジスタで性能が不安定であったが、半導体の pn 接合を背中合せに組合せた接合型トランジスタはじめ、各種のものが開発され性能も次々と高いものが実用化された。現在多種類のトランジスタがあり分類すると表のように

バイポーラートランジスタ	{	合金接合型
		合金拡散型 ドリフト型
電界効果トランジスタ	{	拡散接合型 { プレーナー型 メサ型
		接合型 { pn 接合型 ショットキー接合型 MOS 型

なる。この表では、まずトランジスタ動作にあずかるキャリアーに注目してバイポーラートランジスタと電界効果トランジスタ(ユニポーラートランジスタ)に大分類し、次に構造によって細かく分類したもので最も普通の分けかたである。しかしながら、構造面に重点を置いて、バイポーラートランジスタと接合型電界効果トランジスタを合わせて接合型トランジスタとすることもある。合金型、拡散型、成長型などは製法によるよびかたで、メサ型、プレーナー型は形状によるよびかた、ドリフト型は動作原理によるよびかたである。

バイポーラートランジスタは図1に示すように、接近した2つの pn 接合(J_e, J_c)により分けられたエミッター、ベース、コレクターの3つの領域がある。動作時には J_e は順方向に、 J_c は逆方向にバイアスされる。エミッター

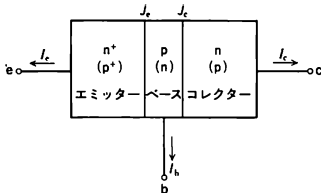


図 1

のキャリアは J_e の近くのエミッターおよび空乏層のなかで一部分が再結合により失われるが、大部分はベースに注入されエミッター電流 I_e となる。ベースに注入されたキャリアはベースの導電型とは反対の少数キャリアであるために、主に濃度勾配による拡散でコレクターに向かう。ベースのなかでも一部は再結合により消滅するが、大部分はコレクターに到達する。コレクターに到達したキャリアはコレクター電流 I_c となり、エミッター、空乏層およびベースのなかで消滅した分はベース電流 I_b となる。ベース接地の電流増幅率 α は

$$\alpha = -\frac{\Delta I_c}{\Delta I_e}$$

と表され、 α はほぼ1に等しいが1よりは小さい。エミッター接地の電流増幅率 β は

$$\beta = -\frac{\Delta I_c}{\Delta I_b} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

と表され、普通 β は数十以上である（コレクター、エミッターに流れ込む電流を正方向とする）。実際のトランジスタのコレクター電流の成分には、このほかにコレクター接合の空乏層とその近傍で生成するキャリアによる分が加わる。これはエミッター開放時にベースとコレクター間に流れる電流でコレクター遮断電流とよぶ。コレクター遮断電流は小さい方がよい。

このような原理により、ベース接地でエミッター入力ときは J_e と J_c のインピーダンスの違いによる電圧利得が得られ、エミッター接地でベース入力ときは電圧利得と同時にベース電流とコレクター電流の比による電流利得も得られる（図2）。コレクター接合にかかる電圧と接合を流

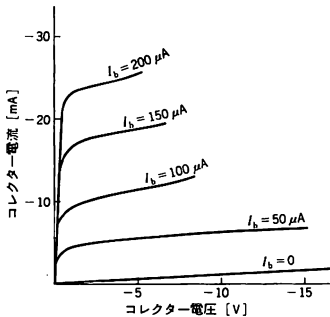


図 2

れる電流との積をコレクター損失とよび、負荷のインピーダンス整合を行えばコレクター損失の1/2の電力を負荷に取出すことができる。バイポーラトランジスタの動作には半導体中の多数キャリアおよび少数キャリア、すなわち、電子と正孔の両方が関与する。これがバイポーラとよばれる理由で、図1に示すように npn 型と pnp 型

とがある。

図3はpn接合型電界効果トランジスタの断面図である。両端の電極のうち、キャリアの流入する方をソース、流出する方をドレインとよぶ。また、ソースとドレインの中間にある電極をゲートとよぶ。ゲート電圧による空乏層の伸びによりチャネル幅を変えて、ドレイン電流を制御する。

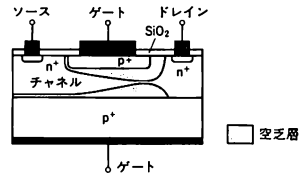


図 3

以上のトランジスタについて主な性能を比較してみる。合金型バイポーラトランジスタはベース幅を薄くできず、増幅素子としては1MHzくらいが限界であるのに対して、拡散型バイポーラトランジスタでは8GHzくらいまで、さらにガリウムヒ素電界効果トランジスタでは20GHzくらいまで使用できる。電界効果トランジスタは入力抵抗が高いが、電力増幅率はバイポーラトランジスタが大きい。そこで、リニア集積回路では入力段を電界効果トランジスタ、増幅段をバイポーラトランジスタとする場合が多い。MOS電界効果トランジスタの入力・出力の直線性はよくないが、入力抵抗はほかの型のトランジスタに比べて極めて高い。また、構造も簡単に小型につくれるのでディジタル集積回路を構成する重要な素子である。

1つのベースのなかに多数のエミッターをもつような特殊なトランジスタ（マルチエミッタートランジスタ）もあるが、普通は三端子素子である。本来、トランジスタは非直線素子であるが、遮断周波数よりかなり低い周波数で、しかも小振幅動作に限定すれば、線形の能動素子と考えてよい。その動作解析には、等価回路として図4のよう

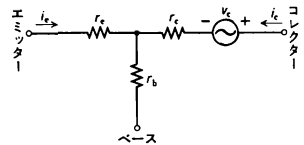


図 4

にトランジスタの物理的構成を反映したT型定数(r_e , r_b , r_c , α)によるもの($v_c = \alpha r_c i_e$)。また、三端子のうちの1つを入力側と出力側の共通素子とし、残りの2つを入力と出力の端子にして図5のように二端子対回路で表すものが

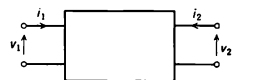


図 5

ある。このような場合には、普通の二端子対回路網と同じように、図5の電圧、電流は4個の複素パラメーターで結合でき、次のような表示方法がある。すなわち

z (インピーダンス) パラメーター表示

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{12} \\ z_{21} & z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix}$$

y (アドミッタンス) パラメーター表示

$$\begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$$

h (ハイブリッド) パラメーター表示

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$$

などである。特にトランジスタの入力インピーダンスは信号源側の駆動インピーダンスより低く、出力インピーダンスは負荷回路のインピーダンスより高いのが普通で、このようなときには h パラメーターが測定しやすく便利である。 h_{11} は出力端短絡時の入力インピーダンス、 h_{21} は出力端短絡時の電流増幅率、 h_{22} は入力端開放時の出力アドミッタンス、 h_{12} は入力端開放時の電圧帰還率であるが、上記の増幅器の入出力条件はこのような条件に近いわけである。トランジスターでは入出力の共通端子として、ベース、エミッター、コレクターの3通りが考えられる。 h パラメーターは h_{11} が入力抵抗 (i)、 h_{21} が順方向電流伝達比 (f)、 h_{12} が逆方向電圧伝達比 (r)、 h_{22} が出力コンダクタンス (o) を表すので、第一添字でこれらの分類を、第二添字で共通端子がベース (b)、エミッター (e)、コレクター (c) のいずれであるかを示し、たとえばベース接地の h パラメーターは h_{ib} , h_{fb} , h_{rb} , h_{ob} のように表記することが多い。 z , y , h パラメーターは入力端あるいは出力端の開放電圧や短絡電流の測定によって求められるのであるが、周波数が高くなると、分布定数回路的な扱いになるので電圧、電流の測定が困難になり、残留インダクタンス、浮遊容量の影響で広帯域にわたる開放・短絡条件がつくりにくい、開放短絡の状態では発振しやすい、などの問題が生じる。そこで考えられたのが S パラメーターである。 S パラメーターは入力端および出力端を特性インピーダンス Z_0 で終端したときのパラメーターである。 S パラメーターを用いて

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

と表すと $|a_1|^2$ は入力端の入力電圧、 $|b_1|^2$ は入力端の反射電力、 $|a_2|^2$ は出力端の入力電圧、 $|b_2|^2$ は出力端の反射電力となる。出力端を特性インピーダンス (Z_0) で終端 ($a_2=0$) すれば

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1}, \quad S_{21} = \frac{b_2}{a_1}$$

となり、入力端を特性インピーダンスで終端 ($a_1=0$) すれば

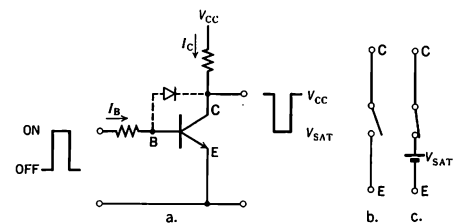
$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2}, \quad S_{12} = \frac{b_1}{a_2}$$

となり、 S パラメーターが求められる。

トランジスタは各種回路で大電力回路を除いてすべて電子管の代りに使用されている。しかし最近では使用頻度の高い回路、たとえばデジタル回路ではフリップ・フロップおよびそのほかの論理回路、アナログ回路では演算増幅回路などでは個々のトランジスタと受動素子を組合せるのではなく、それらを一体化した集積回路が多く使用されている。トランジスタは高温での動作が困難であるから、大きいコレクター損失を伴う電力トランジスタでは発生した熱を逃がす方法が問題となる。そのため接合部の面積を大きくし、内部に不活性乾燥ガスを封入し放熱板などを使用する。

トランジスタスイッチ [英 transistor switch, 独 Schalttransistor, 仏 transistor de commutation] バイポ

ラートランジスタのコレクター・エミッター間はベース電流を制御することにより遮断と導通の2つの状態をつくることができスイッチとして使用できる。図 a はスイッチ回路の例で $I_B=0$ のときベース・エミッター間は逆バイアスでコレクター電流は流れず、コレクター・エミッター間は開放状態となり図 b と等価である。 I_B をコレク



ター電流が飽和するまで加えるとコレクター・エミッター間は導通状態となり、図 c と等価になる。 V_{SAT} はトランジスタの飽和抵抗 r_c による電圧降下でコレクター飽和電圧といい、小さいほど電力消費が少ないがスイッチ用トランジスターでは通常 0.1 V 程度である。飽和状態にあるトランジスターは遮断に移行するときキャリアの蓄積のためスイッチング時間が遅くなるので、高速スイッチングが要求されるときはコレクター・ベース間にダイオードを接続し飽和を防止したり、電流切換回路による非飽和型スイッチを用いる。

トランシット [英 transit, 独 Theodolit, 仏 théodolite] = セオドライト

トランス = 変圧器

トランス形 [英 trans-form, 独 trans-Form, 仏 forme trans, 露 транс-форма] ある結合または原子に結合しているほかの2個の原子(団)が、その結合または原子を挟んで最も離れた位置を占める構造をさす。たとえば、 $Y-X-X-Y$ という結合のつながりにおいて ($X-X$ は一重結合であっても二重結合でもよい)、これら4個の原子が同一平面上にあり、2個の Y が最も離れた形がトランス形である。これに対し、2個の Y が最も近づく形をシス形という(図1)。

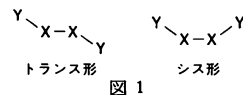


図1

また、配位化合物などにおいて、中心原子 M のまわりに2個の X (または Y) が対角線上に配置される場合をトランス形、2個の X (または Y) が一辺の両端に配置される場合をシス形という(図2)。トランス、シスはともにラテン語起源のことばで、それぞれ「向う側」、「こちら側」をさす。



図2

トランス型ビームモニター [英 beam monitor of transformer type, 仏 mesureur de courant de type transformateur, 露 регистратор пучка трансформаторного типа] 加速器やビーム輸送系の中のビーム(荷電粒子の流れ)の測定に変圧器の原理を応用したもの。荷電粒子のビームはそのまわりに磁束を発生するので、その磁束を検出すること

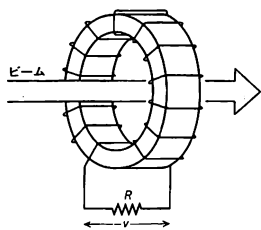


図 1

によりビームの強度やビームの空間的位置を測定することができる。図1のように環状鉄芯にコイルを巻き、その中心にビームを通すものは電流トランスとよばれビーム強度の測定に用いられる(⇒ビーム電流モニター)。また図2の

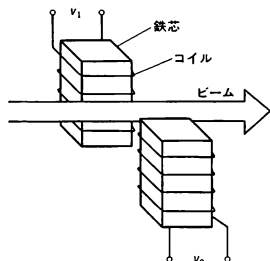


図 2

ようにビームの左右または上下に2個のコイルを配置するとコイルを貫く磁束はコイルとビームの間の距離に依存するので、2個のコイルに誘起される電圧の差よりビームの空間的位置を知ることができる。

トランスキの方法 [英 Tolansky's method, 独 Tolanskysche Methode, 仏 méthode de Tolansky, 露 метод Толанского] 繰返し反射による多光束干渉を用いて、薄膜における幅の狭い等厚の干渉縞を得る方法で、S. Tolansky によって詳しく研究された。等傾角干渉では、多くの光束を干渉させて、鮮鋭な干渉縞が得られることは古くから知られており、ファブリー-ペローのエタロン、ルンマー-ゲルケ板などが高分解能の分光器として使用されてきた。しかし、等厚干渉の場合は反射が繰返されるにつれて、光線の方向・位相差がしだいに変わっていき、すべての光線が互いに強めあう(または弱めあう)ようなことはないと考えられていた。Tolansky はこの点について考察を進め、ある条件の下では等厚の干渉でも繰返し反射によって幅の狭い鮮鋭な干渉縞が得られることを理論的・実験的に示した。それは、反射面のなす角を α 、今考えている点における面間の距離を d 、面間の物質の屈折率を n 、光の波長を λ 、有効な干渉光束数を m とすると

$$nd \ll \frac{3\lambda}{8\alpha^2 m}$$

で与えられる。この方法によりわずかな凹凸のある面の等高線を見いだしたり、非常に薄い膜の厚さを測定したりすることができるようになった。

トランスデューサー [英 transducer, 独 Transducer, 仏 transducteur, 露 преобразователь] マイクロホンが音声信号を検出して電圧信号を発生したり、熱電対が温度差を検出して起電力を発生するように、ひとつの物理量を他種類の物理量におきかえる働きをする素子や装置を総称

するという。変換器ともいう。検出される物理量としては変位、長さ、圧力、流量、回転数、周波数、位相、温度、光量、磁場、放射線量、超音波、成分の混合比など多種類にわたる。一方これらの量を最終的には電気的な量(電流、電圧あるいは電気容量、インダクタンス、電気抵抗)に変換するものが最も多く用いられており、狭い意味でそれらを指している。その理由は電気量に対しては増幅、周波数変換その他の広範な電気回路の技術が応用できるのと、表示、記録、演算、伝送などの操作を容易に付加できるからである。トランスデューサーは、物理学の原理や現象が直接応用される点で興味深いものであると共に、実験研究や工業計測において行われる測定で中心的な役割をはたしている(⇒センサー)。

トリーイング現象 [英 treeing breakdown] 固体絶縁材料、特にプラスチックなどを強い電場中に置くと放電によって樹枝(トリー)状の部分的な絶縁破壊を起す。この現象をトリーイング現象とよんでいる。トリーの発生については、絶縁物内の空隙あるいは異物などの混入による誘電率の差によって局部的に電場の集中が生じ、そのために放電が起るとする真性破壊説、電場の集中による応力変化だとする機械的破壊説、あるいは局部放電によるイオン衝撃説などが考えられている。トリーは太さ数 μm という微細な穴で、内部は中空になっていて抵抗はかなり大きい。またトリーはその先端部に形成される高電場によって伸展し、伸びる段階で分解ガスが生成してトリー内の気圧は上昇し、放電が抑制される。また水が介在するとその高い誘電率のため局部的に高電場になり、低い電圧でもトリーが発生する。これは通常のトリーと区別して水トリーとよばれている。また、ケーブルなどにおいて、その導体である Cu が H_2S によって腐食され CuS、 Cu_2S などをつかって絶縁物内に黒色のさび状のトリーが発生することがある。これは化学トリーとよばれている。

トリウム系列 [英 thorium series, 独 Thoriumreihe, 仏 famille du thorium, 露 ряд тория] ⇒ 自然放射性核種の三系列

トリウム原子炉 [英 thorium reactor, 独 Thoriumreaktor, 仏 réacteur à thorium, 露 ториевый реактор]

原子番号 90 の Th を利用する原子炉。天然 Th は核分裂性でない ^{232}Th のみからなっている。 ^{232}Th は中性子捕獲により核分裂性核種 ^{233}U に変換する(⇒親物質)。この ^{233}U の核分裂エネルギーを利用する原子炉である。この原子炉はウラン原子炉より利用が遅れているが、次のような特長が指摘できる。(1) 資源的に U より豊富(3～4倍)であり分布も広い。(2) 生成される核分裂性物質は ^{233}U のほかに ^{232}U を伴い、強い γ 放射体となる。したがって監視しやすく、兵器としても不向きである。(3) Pu, Am, Cm などの長寿命放射性廃棄物がほとんどできない。(4) 熱中性子炉では ^{235}U , ^{239}Pu よりも、 η 値(1個の中性子吸収当り核分裂により放出される中性子数)がはるかに大きい優れた燃料となる。

(2)はまた欠点でもあり、固体燃料取扱いを困難にするが、液体燃料炉ではあまり問題ではない。しかも熔融塩炉などの熱中性子炉における利用に適している。トリウム核分裂炉の始動には、 ^{235}U または ^{239}Pu を必要とするが、加速器増殖炉または核融合ハイブリッド炉などで、Th を ^{233}U に変換させて利用することが有効であろう。

トリガー [英仏 trigger, 独 Trigger, 露 триггер]

鉄鈷の引金を意味し、パルス動作を起動するための作用をいう。電子回路では、フリップフロップ、ユニバイブレーター、ブロッキング発振器、サイラトロンなどのように外部からのトリガーパルスにより状態の変化を開始するものがある。また、オシロスコープの掃引を開始させるパルス信号もトリガー信号とよぶ。

トリガー放電 [英 triggered discharge, 独 getriggerte Entladung, 仏 décharge déclenchée] 電極間に擾乱を与えて起す放電。たとえば相対向する電極間に第三の電極を挿入し、これに電圧を印加して放電開始を促進(トリガー)することによって起す。一對の電極間に第三の電極、トリガー電極をもつものをスパークギャップという。第三の電極の代りに、レーザー光を照射してギャップ間にプラズマを発生させて主放電を導く方式もあり電氣的ノイズによる誤動作がなく、構造も簡単になる。

トリカルボン酸サイクル [英 tricarboxylic acid cycle, 独 Trikarbonsäurezyklus, 仏 cycle des acides tricarboxyliques, 露 цикл трикарбоновых кислот] = TCA サイクル

トリグラフ [英 tree graph, 露 деревянная диаграмма] 本来はグラフ理論の用語であるが、素粒子物理学では、ファインマン・ダイアグラムに関連して用いられる。ループをまったく含まない連結グラフを一般にトリグラフという。ファインマン・ダイアグラムでは、ループは四元運動量積分に対応するから、トリグラフは積分をまったく含まないファインマン振幅に対応する。ループの数は、プランク定数 \hbar に関する展開の次数という意味づけができる。それゆえ、トリグラフは古典近似に対応するものと考えられる。なお、一般の連結グラフでループを含まない内線の極大集合をトリーという。トリーの概念は、一般のファインマン積分のファインマン・パラメータ表示の位相公式において重要な役割を演ずる。

トリチェリ Torricelli, Evangelista 1608. 10. 15—1647. 10. 25 イタリアの実験物理学者、数学者。ボローニャ南東の都市フェンツァで生れ、同地およびローマで学ぶ。ローマでは、Galileo の弟子 B. Castelli に師事して Galileo の思想に傾倒、1641 年 10 月から Galileo 邸に住んで深い交際を続けた。Galileo の没後、トスカーナ大公 Ferdinando 二世によって、Galileo の後任の数学者・哲学者に指名され、Medici 家の邸に住んで、科学研究に専念した。1644 年に幾何学書を発表し、広くイタリア、フランスの学者と文通するに至ったが、それに伴って学説の優先権争いも生じたので、書簡集を公刊して自分の立場を明らかにしようとした。しかしその途上、病を得てフィレンツェで急逝した。

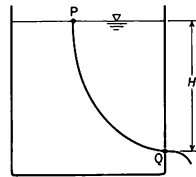
数学の研究では、後代の微積分に通ずる着眼のもとに、いくつもの平面図形および立体図形の線の長さ、面積、体積、重心を求めた。また三角形の頂点からの距離の和が極小になる点を求めたが、これは後にトリチェリの点とよばれることになった。物理では、放物体の運動に関する Galileo の理論の拡張、弾道の諸問題、開穴から流出する流体の速度や流線などの力学的な研究のほか、望遠鏡レンズの磨き方のような光学の実技についても、優れた寄与をしたが、最も著名なのは、水銀柱によって大気圧およびその変動をまのあたりに示したこと(1644 年 6 月の手紙に記述)と、Galileo によるものも含めて真空や大気圧に関する古来の憶説を退けたことである。海水、蜂蜜なども用いた

彼の液柱実験はヨーロッパ中に知れわたり、伝統的自然観に衝撃を与えるものとなった。圧力の単位トルは彼の名に由来する。彼の肖像画 2 幅が、フィレンツェのウフィツィ美術館の所蔵品に含まれている。著作は、全集(*Opera di Evangelista Torricelli*, 4 巻 5 冊, 1919~44 年)に収録されている。

トリチェリの実験 [英 Torricelli's experiment, 独 Torricellisches Experiment, 仏 expérience de Torricelli, 露 опыт Торричелли] E. Torricelli が 1643 年に初めて行った実験で、長さが約 1 m あるいはそれ以上の一端を閉じたガラス管に水銀を満たし、水銀容器内にさかさまに立てたとき大気圧を支えることのできる水銀柱の高さは約 76 cm になり、それ以上の管内には希薄な水銀蒸気のほかには何もなく、ほとんど真空とみなされる部分ができた。これをトリチェリの真空という。この実験により「自然は真空を嫌う」という当時信じられていた学説が打破された。水銀の代りに水を使うと柱の高さは約 10 m になる。吸上げポンプで水をくみ上げるとき、約 10 m 以上はくみ上げが不可能であることもこれによって解明された。

トリチェリの真空 [英 Torricelli vacuum, 露 вакуум Торричелли] ⇨ トリチェリの実験

トリチェリの定理 [英 Torricelli's theorem, 独 Torricellisches Theorem, 仏 théorème de Torricelli, 露 теорема Торричелли] 十分に大きな容器に蓄えられた液体が小さい孔から流出するときの速さに関する古典的な定理。孔 Q からの液面の高さを H として流体の粘性と H の時間的な変化を無視すれば、流線 PQ について、非圧縮性流体の定常流に対するベルヌーイの定理が適用され(図参照),



点 P, Q での圧力を大気圧, 点 P での流速を 0 とみると, 点 Q での流出の速さは $v = \sqrt{2gH}$ となる (g は重力加速度)。この結果は 1643 年, E. Torricelli によって見いだされたのでその名でよばれ, v は滑らかな曲線に沿って H の高さから落下する質点の速さに等しいことを示す。実際には, 粘性による摩擦や渦の発生のために v の値は $\sqrt{2gH}$ より多少とも小さい。

ドーリトルの粘度式 [英 Doolittle's viscosity equation, 仏 équation de viscosité de Doolittle, 露 формула для вязкости Дюллитля] 低分子液体や高分子溶液体の粘性率 η に対して, A. K. Doolittle (1951 年) が提案した粘度式で

$$\eta = A \exp \frac{1}{f}$$

で与えられる。A は物質による定数, f は自由体積分率である。この粘度式は, 液体の粘性が流動単位である分子, または高分子の小部分(セグメント)の移動機構で決り, 流動単位が自由に動ける空間, すなわち自由体積が大きいかほど η は小さいという考えに基づいている。M. H. Cohen と D. Turnbull (1959 年) は理論的にこの式の導出に成功した。簡単のため自由体積が絶対温度と一次関係にあると仮

定して、 $f=f_0+\alpha(T-T_0)$ とおくと、ドーリットの粘度式は $\eta=A\exp[1/\{f_0+\alpha(T-T_0)\}]$ と表現される。特に $f_0-\alpha T_0=0$ のときは、 β を定数として、 $\eta=A\exp(\beta/T)$ となる。これはアンドレードの粘度式(1934年)とよばれていたものである。両者を比較すると、多くの実測結果はドーリットの粘度式のほうが適応範囲のより広いことを示している。さらに多くの物質の粘度、圧力、濃度間の関係、またガラス転移現象もこの粘度式に基づいて説明された。

ドリフト移動度 [英 drift mobility, 独 Driftbeweglichkeit, 仏 mobilité moyenne de dérive, 露 дрейфовая подвижность] \Rightarrow 移動度

ドリフト型トランジスタ [英 drift transistor, 独 Drifttransistor, 仏 transistor drift, 露 дрейфовый транзистор] \Rightarrow 合金接合型トランジスタ

ドリフト管法 = 移動管法

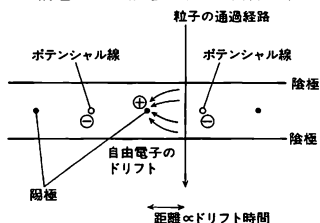
ドリフト近似 [英 drift approximation, 独 Driftnäherung, 仏 approximation de dérive, 露 дрейфовое приближение] = 案内中心近似

ドリフト速度 [英 drift velocity, 独 Driftgeschwindigkeit, 仏 vitesse de dérive, 露 дрейфовая скорость]

[1] 乱雑に運動する多数の粒子が外力を受けて移動するとき、各粒子の速度ベクトルの平均値をいう。外力がなければ、乱雑運動の速度の平均値は0になるが、外力があると速度分布がずれて平均値は0でなくなる。外力があまり大きくなければ、この平均値は外力に平行で、大きさは外力に比例する。特に粒子が電荷をもてば、ドリフト速度に比例する電流が流れる。これをドリフト電流という(\Rightarrow キャリアー)。電気伝導、熱伝導、拡散などの輸送現象は、ドリフト速度が生ずるために起る。

[2] \Rightarrow 案内中心近似

ドリフトチェンバー [英 drift chamber, 独 Driftkammer, 露 дрейфовая камера] ドリフト(移動)を利用して粒子の飛跡を検出する装置。高速荷電粒子の軌跡に沿って発生する自由電子は、そこにかけられた電場によって陽極に向かってドリフトする。この際ドリフトする自由電子が粒子通過時から電気信号として検出されるまでの時間を計測することで、荷電粒子の軌跡の位置を精度よく測定できるように工夫した。比例計数管のことをドリフトチェンバーという。平板状に陽極線とポテンシャル線を交互に配置した構造のもの(図参照)、金属管の中心に陽極線



を張った、ドリフトチューブともよばれる構造のものなどがある。多線式比例計数管(またはマルチワイヤプロポーションナルチェンバー)あるいは比例計数管と比較して、位置精度がかなりよくなる(100~数百 μm)以外に、単位面積当りの陽極線数を減らすことが可能となること、陽極が反対符号の電位にあるポテンシャル線や陰極に囲まれるため静電的に安定となり数 m に及ぶ長い陽極が可能とな

るなどの利点がある。しかし単位面積当りの計数率を低く抑えねばならないとか、陽極から等距離にあれば左右どちら側を通過したか判別が不可能であるなどの欠点もある。ドリフトチェンバーはドリフトさせる電場の形状などによりいろいろくふうができるため種々の変型が考えられてきた。そのひとつが最近注目されているタイムプロジェクトンチェンバーである。高エネルギー物理学実験では最も広く使われている飛跡検出器のひとつといえる(\Rightarrow マルチワイヤチェンバー, プロポーションナルワイヤチェンバー)。

ドリフトチューブ [英 drift tube, 独 Triftröhre, 仏 tube de glissement, 露 трубка дрейфа] 線型加速器のアルバレー型加速空洞やウィデレー型空洞などの加速空洞内に設けられた円筒形の加速電極のこと。円筒の中心軸には荷電粒子が通過する穴があり、荷電粒子がこの内部にあるときには、高周波電場から遮蔽されてその作用を受けずに等速運動をするのでこの名がある。軸上に並べられた多くのドリフトチューブ間のギャップに粒子が現れたとき、粒子(正電荷)の進行方向と同じ向きの高周波電場が働いて加速が次々に行われる。アルバレー型では、ドリフトチューブは、長い円筒空洞の中心軸上に並べられ、それぞれのギャップ間の距離が、高周波の一周期に粒子が通過する距離に等しくなるように選ばれている。それぞれのドリフトチューブでは、空洞壁からステムと称する1~2本の支持棒で支えられており、内部には集束用四極電磁石や冷却水チャネルなどが設けられている。

ウィデレー型では、それぞれのドリフトチューブは1つおきに高周波電源の両極から交互に支持されている。いずれも真空中で、強い高周波電場に曝されるので、高周波損失を少なくし、放電を避けるためにその材質や表面処理は重要な問題である。

原子・分子における移動管法については(\Rightarrow 移動管法)。

ドリフト電流 [英 drift current, 独 Driftstrom, 仏 courant de dérive, 露 дрейфовый ток] \Rightarrow キャリアー

ドリフトの項 [英 drift term, 独 Driftterm, 露 член дрейфа] マルコフ過程として揺動する物理量 x の時刻 t における確率分布を $P(x,t)$ とすると、クラマース-モヤル方程式

$$\frac{\partial}{\partial t}P(x,t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{\partial}{\partial x} \right)^n a_n(x,t)P(x,t)$$

が成り立つが、この $n=1$ の項をドリフトの項とよぶ。物理量 x の一次のモーメント(すなわち平均値)の時間変化は

$$\frac{\partial}{\partial t}\langle x \rangle_t = \langle a_1(x,t) \rangle_t$$

となり、ドリフトの項の形で決る。ここで $\langle \rangle_t$ は確率分布 $P(x,t)$ による平均である。特に、ノイズが、ガウス分布で白色のときは、クラマース-モヤル方程式は、次のフォッカー-プランク方程式になる。

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} a_1(x,t)P + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} a_2(x,t)P$$

この第二項が拡散項とよばれ、それと対照的に第一項をドリフト項とよぶことが多い。

ドリフト波 [英 drift wave, 独 Driftwelle, 仏 onde de dérive, 露 дрейфовая волна] プラズマ中に存在する一種の波。有限の大きさのプラズマは、境界付近では密度が小さく、中心部では大きいのが普通であるから、密度勾配

が存在する。いま z 方向に磁場 B があり x 方向に密度勾配 ∇n があって、 x の正の方向に密度が下がっていくとする。そこで密度勾配の大きさとして $\kappa_n \equiv -\nabla n / n > 0$ を定義する。これは勾配の特徴的な長さの逆数となる。プラズマをイオンおよび電子の二流体とみなしたとき、密度勾配によってイオンおよび電子のドリフト速度 $v_{di} = -k_B T_i \kappa_n / eB$, $v_{de} = k_B T_e \kappa_n / eB$ が y 方向に現れる。ただし k_B はボルツマン定数、 T_i , T_e はそれぞれイオンおよび電子の温度である。次に y 方向に k_{\perp} , z 方向に k_z の成分をもつ伝播ベクトルをもつ波を考え、 $\omega_* \equiv k_{\perp} v_{de}$ をドリフト振動数と定義すると、 $\omega \approx \omega_*$ の分散式をもつ波が存在することが導かれる。これをドリフト波という。

ドリフト不安定性 [英 drift instability, 独 Instabilität durch Anregung von Driftwellen, 仏 instabilité de dérive, 露 дрейфовая неустойчивость] \Rightarrow 密度勾配不安定性

トリプレット超伝導 = 三重項超伝導

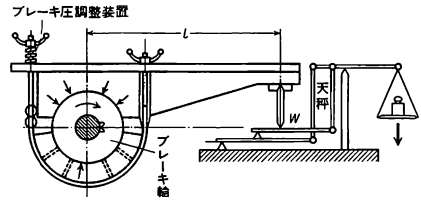
度量衡 [英 weights and measures, 独 Masse und Gewichte, 仏 poids et mesures, 露 меры и веса] 度, 量, 衡の3文字は, 順に, 長さ, 体積, 質量・重量(またはそれぞれについて, それを測る道具)を意味するが, 成語としての度量衡は, 広義に日常用・商業用の測定器・基準器を意味する。かつては度量衡法, 度量衡検定所などの公式用語があったが, いずれも1951年(昭和26年)に計量法, 計量検定所などと改称された。今日の公的な用語のなかでは, 国際度量衡委員(会), 国際度量衡局, 国際度量衡総会の3者以外の用例はほとんど見られなくなった。なお, 学術分野名としての metrology (独 Metrologie, 仏 métrologie, 露 метрология)は, 古くは度量衡学とされたが, 現在では測定学(日本工業規格「計測用語」による), 計測学または計量学とされ, 内容も拡張され現代化された。

トル [英仏 torr, 独 Torr, 露 торр] 圧力の単位。1水銀柱ミリメートル(mmHg)すなわち $(101325/0.76) \times 10^{-3}$ パスカ(Pa)に等しい。記号は torr または Torr。この名称は E. Torricelli (\Rightarrow トリチェリ)に由来する。計量法では, 特殊の計量(真空工学における圧力の計量その他これに類似する圧力の計量)に用いる補助計量単位として政令でこれを定めている。しかし今日の国際単位系(SI)の立場からは推奨されたい単位である。上記の数値101325は, 気圧という単位の(現行の)定義から出たものであるが, 気圧の定義は歴史的・地域的に多様なので, トルに対応する数値についても, 上記のものとは違った解釈がありえた(\Rightarrow 圧力の単位)。

トルク [英仏 torque, 独 Drehmoment, 露 момент вращения] 固定軸のまわりの剛体の回転運動に対しては, 剛体の各部分に作用する力の固定軸のまわりのモーメントだけが有効である。これを回転軸のまわりのトルクという。回転力とよぶこともある。固定軸上の1点Oから剛体に作用する力 F_i の着力点までの位置ベクトルを r_i とするとき, 固定軸に垂直な平面の $\sum_i r_i \times F_i$ の射影がトルクであって, 固定軸を z 軸にとり, r_i, F_i の成分をそれぞれ (x_i, y_i, z_i) (X_i, Y_i, Z_i) とおけば, $\sum_i (x_i Y_i - y_i X_i)$ で与えられる。

トルク計 [英 torque meter, 独 Torsionsmesser, 仏 torsiomètre, 露 торсиометр] 電動機や内燃機関などの伝導軸が伝えるトルク(ねじりモーメント)を測るために用

いられる計器。軸のトルクを T [m·kg], 軸動力を L (1/PS), 回転数を n [rpm] とすると, $L = 2\pi n T / (60 \times 75) = n T / 716$ となるので, この関係を利用することにより, 普通 L もあわせて求めるようになっている。図はブローニー



ブレーキとよばれるものであり, 摩擦によって動力を吸収しトルクを計測する。ブレーキ輪に木片のブレーキを付け, それにかかるトルクを, 腕の長さ l [m] と荷重 W [kg] とから

$$T = lW$$

によって測定する。水中の回転円板または回転水ポンプによって動力を吸収する水動力計, ファンまたは送風機を用いる空気動力計, 発電機の固定子を自由に支持し反力を用いる電気動力計など, トルク計は動力吸収の方法によって分けられ, いずれもトルクを計測した後, 動力が求められる。図

トルサトロン [英仏 torsatron, 独 Torsatron, 露 торса́трон] \Rightarrow ステラレーター

ドルーデ Drude, Paul Karl Ludwig 1863.7.12—1906.7.5 ドイツの物理学者。プルスビクの医者の子として生れる。初め数学者を志し, ギムナジウム卒業後ゲッティング大学に入る。フライブルク, ベルリン両大学を経, 第6学期にゲッティングに戻り, そこで W. Voigt の影響を受け, 理論物理学を始めた。彼の学位論文は, 吸収結晶の境界をもった光の反射と屈折を支配する方程式の純理論的取扱いについてのものであった。1894年まで Voigt の下にどまり, それからライプツヒ大学に教授として移り, 物理光学, 電磁波の伝播, 無線電信の理論的・実験的研究をする。光学定数の物理的決定が, 物質の光学的, 電気的, 熱的, 化学的性質の研究へと向かわせる。1888年に, それまでの F. E. Neumann の伝統の下にあった機械的光エーテル理論から, マクスウェルの電磁理論に基づく光の研究に向かう。1894年 結婚, 同年 *Physik des Äthers* を書く。それはドイツにおいて, マクスウェル理論の上に電気的, 光学的効果を論じた最初のもののひとつであった。1898年 Drude は物質を電子論の構造のなかで考え始める。1899年 G. H. Wiedemann の死で, 当時最も名声の高かった物理学の雑誌である *Annalen der Physik* の編集を引継ぐ。1901年ギーゼン大学教授となり, 同年 *Lehrbuch der Optik* を出版。また物理学研究所所長となる。1905年 本意ながらベルリン大学教授に就任, 物理学研究所所長を務めた。理論的・実験的研究のためにスタッフは3倍になった。1906年ベルリン・アカデミー会員となり, 6月28日 就任演説を行う。 *Lehrbuch der Optik* 第二版の序文を書き, 未来の研究計画を述べたその7日後, 突如自殺を遂げた。磁気のカール効果の説明(\Rightarrow カー効果), 自由電子模型を使った金属電子論の建設, 特に, 電気伝導, 熱伝導を説明し, ウィーデマン-フランツの法則(1853年)の理論的導出(\Rightarrow ウィーデマン-フランツ則), また原子価電子説, 75cmの電磁放射のアミルアルコー

ル、銅塩などの選択吸収の発見(1894年)などが歴史的に著名である。[主著] *Physik des Äthers*, 1894; *Lehrbuch der Optik*, 1901.

ドルーデの式 [英 Drude's formula, 独 Drudesche Gleichung, 仏 équation de Drude, 露 формула Друде]

⇒ 旋光分散

ドルーデの理論 [英 Drude theory, 独 Drudesche Theorie, 仏 théorie de Drude, 露 теория Друде] 金属は、よい電気伝導性を示すが、金属中の電子が、電流を運んでいると考えられるようになったのは、電子の存在が確認された直後である。20世紀の初め P. K. L. Drude は、金属電子論の立場から、電気伝導や熱伝導の機構を考察した。Drude は、古典的な自由電子気体を考え、電場中ですべての電子が同様にふるまうと仮定した。各電子は、格子との衝突過程で向きを変えたとし、衝突の間に外場により加速されるとすると、電子の平均速度が電場に比例するというオームの法則が得られる。電子密度を n 、質量を m 、衝突の緩和時間を τ とすると、電気伝導率 σ は

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}$$

と表される。電磁波に対する応答については、交流伝導率 $\sigma(\omega)$ を考える必要があるが、 $\sigma(\omega)$ は直流伝導率を $\sigma(0)$ とすると

$$\sigma(\omega) = \sigma(0) \frac{1+i\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}$$

で与えられる。ここで、 ω は電磁波の角振動数である。また、電気伝導率 σ と熱伝導率 κ の間に成立することが知られていた $\kappa/\sigma T = \text{一定}$ という関係式(ウィーデマン-フランツ則)を導くことができたのは、目覚ましい成果であった。しかし、電気伝導率の温度依存性などを説明することはできないし、電子の速度分布を考慮した、H. A. Lorentz による理論の改良も、困難の解決にはならなかった。Drude や Lorentz の理論を、金属の古典電子論といい、今日でも金属の輸送現象を考察する出発点となるが、本質的な理解には、量子論的な金属電子論が必要である。

ドルトン Dalton, John 1766.9.6–1844.7.27 イギリスの化学者、物理学者。カンバーランドのイーグルスフィールドという小村で、クエーカー教徒の織物業者の第二子として生れ、教団の小学校を出て独学、小学校の助教師になり、J. Gough らの影響で科学に親しんだ。1793年マンチェスターに移り、非国教会系の新しい学校の教師を務めたが、1800年職を離れ、個人教授と平行して科学研究を続けた。その間1794年にマンチェスター文哲哲学会の会員に選ばれ、まもなく自身の色言を研究材料にした報告 *Extraordinary Facts Relating to the Vision of Colours, with Observations* を発表し注目された。この発見にちなんで、色盲は daltonism とよばれるようになった。1816年アカデミー・デ・シアンズ会員に選ばれ J. L. Gay-Lussac らと知り合った。1831年に創立されたイギリス科学振興協会の運営に非常な熱意を示したが、1833年に麻痺性の病に冒され、10年後マンチェスターで没した。彼の化学上の業績としては、原子量に相当する概念の提唱(1803年)が最も重要であり、これによって化学量論の端緒が開かれた。また物理学の面では、混合気体の分圧の法則の発見(1801年ころ)が著名であるが、元来彼は気象観測に強い関心を持ち、1787年の助教師時代以来50余年にわたって、これを根気よく続け、大気中の水蒸気成分に関

する具体的な考察と彼独特の原子観とが分圧法則の発見に可能にしたものと解される。[主著] *A New System of Chemical Philosophy*, 1801; *Meteorological Observations and Essays*, 1793.

トルーントンの規則 [英 Trouton rule, 独 Troutonsche Regel, 仏 règle de Trouton, 露 правило Трутона]

多くの液体につき、1atm の下での沸点を T_b 、蒸発熱を L とすると、蒸発のエントロピー ΔS_b は L/T_b によって与えられるが、 ΔS_b がたいていの液体でほぼ一定の値 $88 \text{ J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$ をとるということをトルーントンの規則という。これは1884年 F. T. Trouton が提出したものである。その後、この規則は J. H. Hildebrand により改良された(⇒ ヒルデブランドの規則)。

トルーントン-ノーブルの実験 [英 Trouton-Noble experiment, 独 Trouton-Noblescher Versuch, 仏 expérience de Trouton-Noble, 露 опыт Трутона-Нобля] 帯電したコンデンサーを電極面を垂直につるして、それに生ずるトルクから地球とエーテルとの相対運動を検出しようとした実験。1903年に F. T. Trouton と H. R. Noble によって試みられた。結果は期待された値の5%以下のトルクしか得られず、エーテルと地球との相対運動を否定し、後の相対性原理を支持する実験のひとつとなった。速度 v で運動しているコンデンサーの電極間には、電場 E のほかに $v \times E$ に比例した磁場も発生する。この磁場が v^2 に比例したトルクを電極におよぼす。当時、このトルクが観測されるものと思われた。しかしコンデンサーの系で静電気力に逆らって電極を支えている弾性応力を、観測者の系にローレンツ変換すると、このトルクをちょうど打消すトルク成分を生ずる。コンデンサーの系で見て、もともとトルクの存在しないものを、ある速度で動く観測者が見てもトルクが存在しないのは、相対性原理の要請にほかならない。

ドルトンの法則 [英 Dalton law, 独 Daltonsches Gesetz, 仏 loi de Dalton, 露 закон Дальтона] = 分圧の法則

トールマン方程式 [英 Tolman equation, 仏 équation de Tolman, 露 уравнение Толмана] 球対称の星の内部で密度を $\rho(r)$ 、圧力を $p(r)$ とすると

$$M(r) = \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr$$

として、圧力と重力のつり合いの式

$$\frac{dp}{dr} = -G \frac{\rho M}{r^2}$$

が得られるが、一般相対性理論を導入して時空のひずみを考慮しこの式を拡張すると

$$\frac{dp}{dr} = -G \left(\frac{\rho + \frac{p}{c^2}}{r^2} \right) \left(\frac{M + 4\pi r^3 \frac{\rho}{c^2}}{r} \right) = -G \frac{\rho + \frac{p}{c^2}}{r^2} \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right)$$

となる。これをトールマン方程式という。トールマン方程式は中性子星など超高密度星の取扱いに欠くことのできないもので ρ と p との関係を与える状態方程式を想定して r について両方の方程式を積分すると星の内部の ρ と p の分布や星の半径・質量が求められる。

ドレイン [英 drain, 独 Drain, 露 сток] ⇒ 電界効果トランジスター

ドレイン接地回路 [英 common-drain circuit, 独

Drain-Bassischaltung, 仏 montage à électrode de drainage à la masse, 露 схема с общим стоком] = ソースフォロワー

トレーサー [英 tracer, 独 Tracer, 仏 traceur, 露 радиоактивный индикатор] 特定の元素または物質の物理的移動, 化学的移動あるいは生物学的代謝などに伴う元素または物質の行動を簡単に知る目的で, あらかじめ系に加えられる少量の元素または化合物をトレーサー(追跡子)という。トレーサーには放射性同位体を用いる場合と濃縮同位体を用いる場合がある。前者は放射性トレーサー, あるいは放射性指示薬とよばれ, 後者は非放射性トレーサーとよばれる。加えたトレーサーが対象とする元素または物質と化学的に全く同一の行動をするとき化学的トレーサーとよばれ, これに対して, 単に物理的行動だけを等しくするようなトレーサーは物理的トレーサーといわれる。

トレスカの降伏条件 [英 Tresca yield criterion, 独 Trescasche Fließbedingung, 仏 condition de plasticité de Tresca, 露 условие текучести Треска] ⇨ 降伏条件

ドレル比 [英 Drell ratio, 仏 rapport de Drell, 露 отношение Дрелла] 電子・陽電子対消滅断面積を表現する数値。電子・陽電子衝突ビーム装置のおかげで, 高エネルギー電子・陽電子対消滅実験を行うことが可能となった。電子・陽電子対消滅断面積 σ は, 1 光子近似の下では図1のようなファインマン・ダイアグラムで与えられる。



図 1

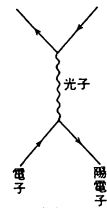


図 2

もし, 終状態で, 光子からただ一種類の電荷 e (e は電子の電荷) の点状粒子のみが生じるとする(図2), その断面積は量子電磁気学によって容易に計算でき $\sigma_0 = 4\pi\alpha^2/3s$ となる。ただし, α は微細構造定数で, s は電子と陽電子の重心系での全エネルギーの二乗である。 σ は一般に σ_0 とは異なるが, σ をただ一種類の点電荷の粒子の場合(すなわち σ_0) を単位として測ると便利である。そこで

$$R = \frac{\sigma}{\sigma_0}$$

とおき, R をドレル比とよぶ。クォークが無構造で, 電荷 Qe の点電荷と考え, 光子から終状態で生じるのはまずクォークであるとすれば, 明らかに $\sigma = Q^2\sigma_0$ であるから

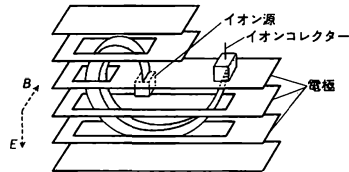
$$R = Q^2$$

となり, R はクォークの電荷を測る都合のよい量であることがわかる。クォークにいくつかの種類がありかつ色の自由度もあれば, 上の式でそれらについて和をとらなければならない。実験データによると, 半端電荷の色つきクォークに基づく R の値が強く支持されている。

トロイダルコイル [英 trooidal coil, 露 тороидальная катушка] ⇨ コイル

トロコイド型質量分析計 [英 trochoidal focusing mass spectrometer, 独 Trochoidenmassenspektrometer, 仏 analyseur cycloidal, 露 трохоидальный масс-спектрометр] 一様な直交電磁場内での荷電粒子の運動の特性を

利用した質量分析計の一種。イオンビームの集束性能に優れており, 速度および方向の広い範囲でイオンビームを集束するので, 高感度であることが特長である。一様な直交電磁場内(電場 E , 磁場 B) で磁場に垂直な平面内における荷電粒子(電荷 q , 質量 m) の運動は, $v_0 = E \times B / B^2$ の並進運動と, 旋回の周期 $T = 2\pi m / (qB)$ の円運動との重ね合わせで表すことができる。このときの軌道が描く曲線がトロコイドであり, サイクロイドはその特別なものである。この場合, 初め1点より出発したイオンは, 1 周期 T の後には円運動を完結してもとに戻るので, 並進運動の分だけ移動することになり, もとの点から $l = v_0 T = (E \times B / B^2) \cdot [2\pi m / (qB)]$ だけ離れた点に集束される。したがってイオン源より, $E \times B$ の方向へ l だけ離れた点にイオンコレクターを置けば, $m/q = B^2 l / (2\pi E)$ の関係を満たすイオンがイオンコレクターで検出される。 E または B を変化させることによって, 質量スペクトルが得られる。図にトロコイド型質量分析計の構成を示す。一様な電場を得るために何枚かの平行板を電極とし, 必要個所にはスリットが設けられイオンの通路を確保してある。



トロコイド波 [英 trochoidal wave, 独 Trochoidalwelle, 仏 onde trochoidale, 露 трохоидальная волна] 無限に深い水の自由表面に立つ有限振幅の波の一種で, Gerstner (1802 年) によって理論的に提唱された。その波形がトロコイドの形をしているのでこうよばれる。有限振幅の水の波の数少ない厳密解の例として有名であるが, 波が静止状態から発生したときに要請される渦なしの条件(⇨ヘルムホルツの渦定理)を満たしていないので, あまり現実的なものとはいえない。

トロッター公式 [英 Trotter's formula, 仏 formule de Trotter] 一般に, 非可換な2つの有界な演算子 A, B に対して成り立つ次の式のこと。

$$e^{A+B} = \lim_{n \rightarrow \infty} (e^{A/n} e^{B/n})^n$$

これは容易に, もっと多くの演算子 A_1, A_2, \dots, A_m に対しても, 同様に

$$\exp\left(\sum_{j=1}^m A_j\right) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \exp\left(\frac{1}{n} A_1\right) \times \dots \times \exp\left(\frac{1}{n} A_m\right) \right\}^n$$

と拡張される。この公式は, 統計物理学や場の量子論で, $\text{Tr} \exp(A+B)$ に関する性質を厳密に証明したり, 近似的に評価するのによく使われている。また, d 次元量子系を $(d+1)$ 次元古典系と関連づけ, その等価性を導くのに有効に使われている。この等価性に基づき, 量子系のモンテカルロ法が, 1976 年に鈴木増雄によって提唱され, それ以後量子スピン系の計算機実験が多くの人々によって行われている。また強磁性ハイゼンベルク模型の零点分布に関する円定理(⇨リー-ヤンの円定理)の証明に使われる。

ドロンド・Dollond, John 1706. 6. 10 ~ 1761. 11. 30 イギリスの光学者。ロンドンに生れ, 絹織工になったが, 天文学, 数学, 語学を好み, その影響で長男 Peter が光学器製作の仕事を始めため, 1752 年以降, 共同でこの

事業を推進した。1761年 George 三世付き光学師に任ぜられたが、同年ロンドンで没した。色消し望遠鏡の発明者として知られている。1757年から1758年の間に、異なったガラスを用いた一連の実験を行い、波長による屈折率の違いの影響を受けることのない反射望遠鏡の対物レンズを作ることができると結論し、この複合対物レンズの特許をとった。一方、C. M. Hall も 1729 年から 1733 年の間に色消しレンズの組合せを発明していたが、その発明は実用されず、また公にされなかったため、1766 年 Dollond の特許の正当性が示された。そのほか、光学的な計測器、特に微小な角度を測るための装置の考案などの業績がある。

トワイマン-グリーン干渉計 [英 Twyman-Green interferometer, 独 Twyman-Greenschies Interferometer, 仏 interféromètre de Twyman-Green, 露 интерферометр Тваймана-Грина] 鏡やレンズ、プリズムなどの光学素子の精度を検査するために使用される干渉計で、F. Twyman と A. Green (1916 年) によりマイケルソン干渉計を改良してつくられたもの。

光源に単色点光源を用い、よく補正されたレンズで平行光束にしてマイケルソン干渉計に入射させる(図 a)。M₁ と M₂ がともに完全な平面鏡であり、ビームスプリッター BS による M₁ の鏡像 M'₁ が M₂ と平行であれば、視野全体が一様明るさを呈し、干渉縞は見えない。しかし、一方の鏡に凹凸があると、このための波面のひずみが干渉縞となって現れる。これは M'₁ と M₂ とで挟まれた空気層による等厚干渉縞であり、被検面の半波長ごとの等高線を表している。被検面の凹凸の向きは、鏡の一方をわずかに平行移動させたときの干渉縞の移動方向から判定できる。光学的な平面の研磨の際には、この方法でどの部分をさらに研磨すればよいかを知ることができる。

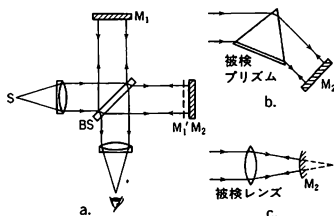


図 b および図 c は、それぞれプリズムおよびレンズの検査のためにくふうされた配置を示したものである。いずれの場合にも、検査しようとする光学素子が完全なものであれば、M₂ で反射されて BS へ戻る波面は平面となる。また、図 a において M'₁ と M₂ をわずかに傾けると、M₁ と M₂ の間のくさび状空気層による直線状の等厚干渉縞が観測される。これを使って平面鏡の平面度や平面回折格子の刻線誤差が測定できる。また、平面鏡の一方を平行移動させながら干渉縞の移動量を測定することにより、鏡の移動距離を知ることができる。この方法は長さの精密測定に利用される(⇒ケスタース干渉計)。

トン [英 ton, metric ton, 独 Tonne, 仏 tonne, 露 тонна] メートル法の質量の単位。1000 キログラムに等しく、単位記号は t である。国際単位系(SI)の単位ではないが、それとの併用を認められている。ただし、トンに等しい国際単位系の単位はメガグラム(単位記号は Mg)である。メートル法のトンを英語では従来 ton ないし metric ton とつづってきたが、イギリスでは 1976 年の度量衡法

でこれを廃し、tonne, metric tonne のつづりとし、ヤード・ポンド法の質量の単位 ton と表記上区別した。

そのほか、ヤード・ポンド法の質量の単位トンには連合王国系と米国慣用系の別があり、ともに常衡の単位である。SI の文書は metric ton というつづりを優先させている。

(1) 連合王国系のトンは、英トン、ロング・トン、グロス・トンともいい、2240 ポンドに等しく、約 1.016 t である。

(2) 米国慣用系のトンは、米トン、ショート・トン、ネット・トンともいい、2000 ポンドに等しく、約 0.907 t である。なお、船舶トン数 tonnage の単位もトンであるが、多種類あり、それに応じて単位も変化する。

鈍系列 [英 diffuse series, 独 diffuse Serien, 仏 première série, 露 диффузная серия] 原子スペクトルで、P 準位のなかのいちばんエネルギーの低い np P 準位へ、それよりエネルギーの高い一連の n'd D 準位から遷移する一群のスペクトル線、n'd D → np P、を鈍系列とよぶ。一般に、主系列より弱いのが、少し幅の広い線としてしばしば観測されるためこの名称が与えられた。それは、三重項の鈍系列の場合を例にとると、スペクトル線は 6 本あるのに、接近した 3 本の強い線のすぐそばに 3 本の衛星線がくっついているために、小型の分光器では分解できず、幅の広がった 3 本の線のように観測されるからである。鈍系列は鋭系列と共通の系列の極限をもつ。アルカリ金属では、たとえば Li の場合は

$$nd^2D_{3/2, 5/2} \rightarrow p^2P_{1/2, 3/2} \quad n=3, 4, 5, \dots$$

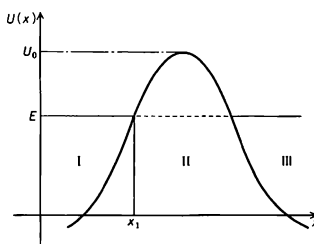
が鈍系列である。また、He では、

$$1snd^1D_2 \rightarrow 1s2p^1P_1 \quad n=3, 4, 5, \dots$$

$$1snd^3D_{1, 2, 3} \rightarrow s2p^3P_{0, 1, 2} \quad n=3, 4, 5, \dots$$

が一重項と三重項の鈍系列である。アルカリ土類金属も He と類似した系列をもつが、三重項の鈍系列は主系列より強い。

トンネル効果 [英 tunnel effect, 独 Tunneleffekt, 仏 effet tunnel, 露 туннельный эффект] ポテンシャル U(x) が図のような形で与えられる場合のなかで、領域 I を右



へ進む質点の運動を考える。力学的全エネルギーを E とすると、古典力学では運動は $E - U(x) \geq 0$ の領域に限られ、 $E = U(x_1)$ なる点 x_1 は転回点となる。ところが量子力学的には、 $E - U(x) < 0$ の領域 II にも波動関数 $\Psi(x)$ は値をもち、その結果領域 III にも $\Psi(x)$ はしみだしてくる。つまり、領域 I で左方より入射した波は $E < U_0$ でも領域 III を右方に進む透過波をつくることになる。これをトンネル効果とよぶ。透過する確率は、図の破線と曲線 U(x) で囲まれた面積が増大するとともに急速に減少する。いま、U(x) を高さ U₀、幅 a の箱型ポテンシャルとすると、透過率は

$$T = \left[1 + \frac{U_0^2 \sinh^2 \beta a}{4E(U_0 - E)} \right]^{-1}$$

$\beta = [2m(U_0 - E)/\hbar^2]^{1/2}$ となる。ただし、 m は質点の質量、 \hbar はプランク定数 h を 2π で割ったものである。

原子核の α 崩壊では、核内の α 粒子が束縛ポテンシャルの壁を通り抜けて飛び出てくる現象で、トンネル効果の典型的な例である。固体物理にもトンネル効果の例は多く見られる。

半導体における不純物伝導などでは、局在した電子軌道間の電子の跳躍はトンネル効果の結果である。さらに分子性結晶などのエネルギーバンドそのものも、位相のそろった電子のトンネル効果による結晶中の移動によるものと解釈される。次に半導体などに強電場を加えたとき、価電子帯の上端と伝導帯の下端とがエネルギー的に等しくなると、価電子帯の電子がトンネル効果によってエネルギーギャップを突き抜けて伝導帯に遷移するようになる（ゼナー効果）。異なる物質の接合面を通してトンネル効果による電流の流れることも多く、この電流をトンネル電流という。p 型と n 型にドーピングされた 2 つの縮退型半導体による pn 接合ダイオードでは、順方向電圧の小さいときにトンネル電流が流れる（トンネルダイオード）。また 2 つの金属あるいは半導体を 20 Å 程度の薄い絶縁体を挟んで接触したトンネル接合を用いると、トンネル電流を測定することにより各物質の電子状態などが調べられる（金属が超伝導体の場合にはそれに特有なトンネル電流が流れる）。2 つの半導体を次々に重ねてつくる人工超格子では、各半導体膜の厚さを制御してトンネル効果の大きさを変えて、膜に垂直な方向の電子の運動を人工的に変化させられる。物質に強電場を加えると、電子は表面のポテンシャル障壁を通して真空中に脱出する。この電界電子放出の現象もトンネル効果の結果である。

トンネルスペクトロスコピー [英 tunnelling spectroscopy, 独 Tunnelspektroskopie, 仏 spectroscopie tunnel, 露 спектроскопия туннельных эффектов] 界面に吸着した分子の振動スペクトルを測定する方法のひとつ。金属-絶縁体-金属の薄膜のサンドイッチをつくり、数 V の電圧をかけると、両金属間にトンネル電流が流れる。絶縁体と金属界面に有機物を吸着させると、トンネル電流に有機物の振動状態を励起したための非弾性散乱過程の効果が現れる（図参照）。具体的には、ガラス基板上に金属

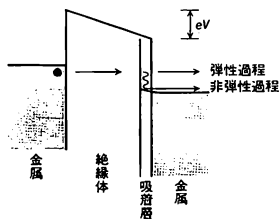


図 1

めて薄く (100 Å 程度)、電子は波動性のためにトンネル効果により空乏層を横切ることができる。高不純物濃度の半導体上に形成されたショットキー接合でも同じことが起る。このようにトンネル効果により電子が空乏層を横切ることのできる接合をトンネル接合とよび、この接合をもつダイオードをトンネルダイオードとよぶ。トンネル pn 接合の順方向印加電圧を増すと（図 1b）、初めは電圧の増加とともに電流が増すが、図 1c の状態になると電子の移りうるレベルがなくなり電流は急速に減少する。すなわち、図 2 に示すように負性抵抗が現れる。これは 1957 年江崎

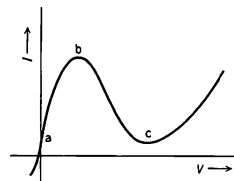


図 2

玲於奈が発見した現象で、そのためにトンネル接合をもつダイオードはエサキダイオードともよばれる。エサキダイオードは高速負性抵抗素子としてマイクロ波の増幅回路、あるいは高速スイッチング回路に使用される。なお、半導体素子のトンネル接合のほか、超伝導体の間のトンネル効果を利用するジョセフソン接合がある。

トンネルダイオード [英 tunnel diode, 独 Tunnel-diode, 仏 diode tunnel, 露 туннельный диод] ⇨ トンネル接合

(Al, Mg など) を蒸着し、表面を酸化させ、1~2nm の酸化膜をつくる。次に試料の有機物を吸着させ、その上に鉛などの金属を蒸着する。これに電極をつけ、液体ヘリウム

な

内 圧 [英 internal pressure, 独 innerer Druck, 仏 pression interne, 露 внутреннее давление] 物体の表面に内部から働く圧力のことで、特に容器中の気体や液体が容器の壁に及ぼす圧力のときに用いる。単位面積に働く内力を表面に垂直な成分(法線成分)と表面に平行な成分(接線成分)に分解できるが、法線成分をもって内圧の大きさとする。

内殻電離 [英 inner-shell ionization, 仏 excitation de couche interne] 原子内電子が占有している原子軌道のなかで、原子核に強く束縛されているエネルギーの低い軌道にある電子、すなわち内殻電子がX線の吸収(内部転換によるものを含める)、電子、原子、またはイオンとの衝突などによって原子から飛び出す現象。内殻電子は電離エネルギーが大きいため、内殻電離には外殻電子の電離に比べて多くのエネルギーが必要である。内殻に空席のできたイオンは、イオンの励起状態であり、特定の振動数の光を放出するか、または特定のエネルギーの電子を放出して、よりエネルギーの低い状態に遷移する。主量子数 $n=1, 2, 3$ の原子軌道はそれぞれK, L, M 殻と名づけられているが、たとえば内殻電離によってできたK殻の空席にL殻の電子が遷移して空席を埋めるとき、 $\nu_{KL}=(I_K - I_L)/h$ で決る振動数のX線が放出される。ここで I_K, I_L はそれぞれK, L 殻の電離エネルギーを表す(⇒特性X線)。内殻の空席を外殻の電子が埋めるときX線を放出せず、より外殻の電子を放出することもある。このときはさらに多価のイオンがつくられる(⇒オージェ効果、オージェ電子)。

ナイキスト線図 [英 Nyquist diagram, 独 Nyquist-Diagramm, 仏 diagramme de Nyquist, 露 диаграмма Найквиста] フィードバック制御系の安定性を判断するための図。フィードバックループの応答は図1において、

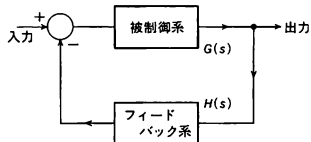


図 1

制御要素およびフィードバック系の伝達関数、 $G(s)$ 、 $H(s)$ の積 $G(s) \cdot H(s) = Y(s)$ (s はラプラス演算子) で表される。このループの周波数応答を示す周波数伝達関数は $Y(s)$ において $s=j\omega$ とおけば得られ、 $Y(j\omega)$ となる。これは一般に複素数であるから $Y(j\omega) = M \cdot e^{j\varphi}$ とおくことができ、 M はループ一巡の増幅度で、 φ はそのときの位相差となる。そして複素平面上に ω を 0 から ∞ に変化させたときの $Y(j\omega)$ のベクトルの先端の描く軌跡をナイキスト線図(図2)という。この図を用いるフィードバック系のナイキストの安定条件は平易に表現すると次のようになる。ナイキスト線図の軌跡を ω の増加する方向にたどるとき、実軸上の点(-1)がその左側に存在すれば安定である。また ω を 0 から ∞ に変化させたときの $Y(j\omega)$ の軌跡

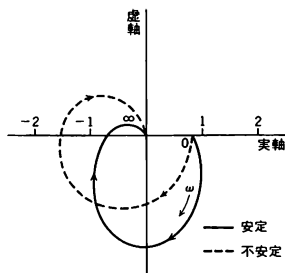


図 2

が-1の点を囲まなければ安定といえる。

さらに正確には、ナイキストの条件は次のように表現される。ループ一周の伝達関数 $Y(s)$ に $s=j\omega$ を代入して $\omega = -\infty$ から $+\infty$ まで変化したときのナイキスト線図を描く。($-1+j \cdot 0$) 点とナイキスト線図上の点を結ぶベクトルが $\omega = -\infty$ から $+\infty$ まで変化する間に点($-1+j \cdot 0$) を反時計方向に回る回数を N とする。 $Y(s)$ の極のうち s 平面上右半平面にあるものの個数を P とする。ただし原点における極は数えないことにする。このようにしたとき、 $N=P$ の場合の系は安定になる。これをナイキストの安定条件という。

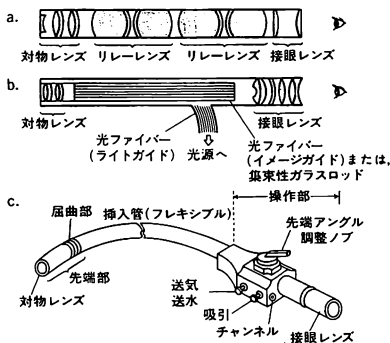
ナイキストの安定条件 [英 Nyquist criterion of stability, 独 Nyquist'sches Stabilitätskriterium, 仏 critérium de stabilité de Nyquist, 露 критерий Найквиста] ⇒ ナイキスト線図

ナイキストの定理 [英 Nyquist's theorem, 独 Nyquisttheorem, 仏 théorème de Nyquist, 露 теорема Найквиста] 1928 年, H. Nyquist が発見した抵抗 R と電圧のゆらぎとの比例関係。導体が温度 T にあるとき、その両端には電位差 $V(t)$ が生ずる。このとき

$$\langle V(t) V(t') \rangle = 2RkT\delta(t-t')$$

の関係をナイキストの式または定理という。この関係式は、角振動数 ω に対する電気伝導度 $\sigma(\omega)$ が ω によらず $\sigma(0)$ に等しい領域で成立する。これは、一般の線形応答理論から基礎づけられる。これも歴史的には、1つの揺動散逸定理の発見の例になっている。

内視鏡 [英仏 endoscope, 独 Endoskop, 露 эндоскоп] 体腔, 管そのほか小さな開口しかない空洞の内部を観察する装置。対物レンズと接眼レンズの間隔が直径に比べて大きく細長いのが特徴である。直径は1~20 mm 程度、長さは数 cm から数 m で、図に示すように、像をリ



レーンズで伝えるもの、光ファイバーのイメージガイドあるいは屈折率が半径方向にバラボリックに低くなっている集束性ガラスロッドで伝えるものがある。照明は先端部に取付けられた電球あるいは光ファイバーを利用して、外部の光源からの光を導くライトガイドで行う。対物レンズと接眼レンズの中間が曲がらない硬性内視鏡(硬性鏡)と可撓性の軟性内視鏡がある。用途としては医療用および工業用がある。

(1) 硬性内視鏡:歴史的にはリレーンズを用いたものが多いが、硬性ファイバーバンドルや集束性ガラスロッドを使った極細の硬性鏡も実用化されている。図a, bは硬性内視鏡の光路図を示す。医療用には膀胱鏡、腹腔鏡、関節鏡などがある。膀胱鏡は直径4~7 mm, 長さ約20 cm, 膀胱への挿入を容易にするため先端部が約30°曲っている。腹腔鏡は腹部より穴をあけて肝臓、胃、腸などの臓器の表面を観察するもので、トラカールとよばれる直径約10 mmの薄肉外管を挿入し、その管口を通して観察装置である光学視管を挿入する。以上の内視鏡にはリレーンズ方式が採用されている。関節鏡は関節部分へ突刺し、関節部の病変や形態を観察するもので、外径は2 mm以下, 長さは10 cm程度である。このように細くて比較的長さの短い内視鏡には、集束性ガラスロッドまたは硬性ファイバーのイメージガイドが使われている。工業用にはリレーンズを使ったボアスコープがある。

(2) 軟性内視鏡(図c):リレーンズを多数並べ、レンズとレンズの間を屈曲可能にした軟性胃鏡が開発されたことがあるが、現在はフレキシブルファイバーイメージガイドが使われている。医療用では気管支、食道、胃、十二指腸、大腸などほとんどすべての管腔器官の観察や治療に使用されている。体の内部に奥深く挿入しやすいため、およびできるだけ死角を少なくするため、先端部は外部からの操作で二方向あるいは四方向に随意に曲げられる機構になっている。大きさは直径約3~15 mm, 長さは長いもので2 mに達する。単に観察するだけでなく内視鏡を通しての細胞診や、切開切除のような手術をはじめとする治療を行うことができる。そのため、バイオプン(生体から組織片を切除ったり、管を挿入して抜取って調べる方法)や治療用の細長い器具を通すため、内径数mmのチャネルを有する内視鏡が使われる。工業用では観察対象は多岐にわたっているが、概して航空機のエンジン内部のように大きくて高温であるとか、化学的あるいは物理的に有害で危険のため人間が近寄れない場合に使われている。構造は医療用に比べれば必要機能が少ないので簡単になっている。

内 積 [英 inner product, 独 inneres Produkt, 仏 produit intérieur, 露 внутреннее произведение] ⇒ ベクトル

内 線 [英 internal line, 仏 ligne interne, 露 внутренняя линия] ⇒ ファインマン・ダイアグラム

内挿法 = 補間法

ナイト・シフト [英 Knight shift, 独 Knight-Verschiebung, 仏 déplacement de Knight, 露 сдвиг Найта] 金属中の核磁気共鳴において、伝導電子が磁場によって分極し、超微細構造相互作用を通じて原子核に余分な磁場を与えるために生じる共鳴周波数のずれをいう。1949年にW. D. Knightによって見いだされた。伝導帯のs電子が、パウリのスピン常磁性によって分極し、原子核とフェルミ

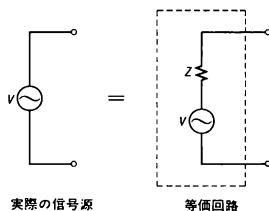
の接触相互作用することによって生じるもの、伝導帯のd電子がパウリのスピン常磁性によって分極し、その分極が内殻のs電子を分極させることによって生じるもの、および伝導帯のd電子の軌道に付随するバン・ブレルの常磁性による分極がつくる軌道電流によるものがある。絶縁体のなかの共鳴周波数を ω_0 、金属中のそれからのずれが $\Delta\omega$ であるとき、ナイト・シフトを $K=\Delta\omega/\omega_0$ と定義する。Kの値は $10^{-4}\sim 10^{-2}$ 程度であるが、d電子のパウリの常磁性の大きい遷移金属では -10^{-2} 程度の負の値をもつものがある。ナイト・シフトは金属や合金中の局所的な電子状態を知る上で、核スピンのスピン・格子緩和時間とともに重要である。単純な金属では、ナイト・シフトとスピン・格子緩和時間の間にコリンハの関係式が成立する。

内標準線 [英 internal standard line] 正確な定量分光分析を内部標準法で行う際、試料中に加えた標準元素(内標準元素という)のスペクトル中から標準用に選定したスペクトル線。定量分光分析では、ある元素のスペクトル線強度がその元素の濃度と一定の関係にあるという仮定に基づいている。すなわち、 $I=kc^n$ 。ここで、Iはスペクトル線の強度、cは元素の濃度、kは実験条件によって定まる定数、nは放射係数で自己吸収などの効果で1に近いが1より小さい実験的に求める定数である。しかし、スペクトル線強度Iは、実験条件や、発光環境(マトリックス効果)のわずかな変化によっても変化する不安定な量で、上式から元素濃度を精度よく求めるのは困難である。そこで、正確な定量分析を行うため、試料中の内標準線に対する分析元素のスペクトル線強度比を測定する方法(内部標準法)がとられる。分析元素の濃度とスペクトル線強度をそれぞれ c_a , I_a とし、試料中の内標準元素の濃度と内標準線強度をそれぞれ c_s , I_s とすると、強度比は上式から

$$\frac{I_a}{I_s} = K \left(\frac{c_a}{c_s} \right)^n$$

となる。

内部インピーダンス [英 internal impedance, 独 Selbstinduktionswiderstand, 仏 auto-impédance, 露 внутреннее полное сопротивление] 各種の信号源や電池などは、出力に負荷を接続して電流を流した場合と、負荷を接続しないで出力を開放状態にして電流を流さない場合とで出力電圧が変わる。出力電流を ΔI 変化させたとき出力電圧が ΔV 変化した場合、 $Z_0=\Delta V/\Delta I$ を内部インピーダンスという。信号源の等価回路は図のように内部インピー



ダンス Z_0 の電圧源と信号源の内部インピーダンスZの直列接続で表される。内部インピーダンスは、一般には一定ではなく出力電流の大きさによって変化する場合が多い。

内部エネルギー [英 internal energy, 独 innere Energie, 仏 énergie interne, 露 внутренняя энергия] ある基準点から測った、静止した熱力学的体系のエネルギー。

状態変数をエントロピーと体積にとったときの熱力学関数をいう。熱力学第一法則によれば、内部エネルギーは系のどの熱力学的状態に対しても、必ず確定した値をもつ。すなわち内部エネルギーは状態量である。さらに熱力学第一法則によれば、熱力学的系の内部エネルギーはこの系へ流れ込んだ熱量だけ増加し、系のなした仕事だけ減少する。もし、ある微小な過程によって系へ流れ込んだ熱量が ΔQ 、系のなした仕事が ΔW であるならば、このときの内部エネルギーの変化 ΔU は式(1)で与えられる。すなわち

$$\Delta U = \Delta Q - \Delta W \quad (1)$$

である。もし系がひとつの熱力学的状態から出発し、ある経路をたどって再びもとの状態に戻るならば、内部エネルギーの変化は0である。すなわち一巡の経路に沿っての代数的総和 $\oint \Delta U$ は0である。ゆえに $\oint \Delta Q = \oint \Delta W$ 。

可逆な無限小変化では、系に流れ込んだ熱量は熱力学第二法則によれば TdS であり、また系のなした仕事は pdV である。ここで T は絶対温度、 S はエントロピー、 p は圧力、 V は体積。このときの U の無限小変化 dU の式

$$dU = TdS - pdV \quad (\text{可逆}) \quad (2)$$

から温度 T と圧力 p が式(3)によって求まる。

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V, \quad p = - \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_S \quad (3)$$

このように U が S 、 V の関数として与えられると、ほかの熱力学的量が求まていく。

不可逆な無限小変化では、系に流れ込んだ熱量は TdS より小しい。ゆえに

$$dU < TdS - pdV \quad (\text{不可逆}) \quad (4)$$

したがって、 S 、 V が一定の条件で起る実際の変化は内部エネルギーが減少する向きに起る。そして安定な熱力学的状態は内部エネルギーが最小のものである。

内部円錐屈折 [英 internal conical refraction, 独 innere konische Refraktion, 仏 réfraction conique interne, 露 внутренняя коническая рефракция] ⇨ 円錐屈折

内部回転 [英 internal rotation, 独 innere Rotation, 仏 rotation interne, 露 внутреннее вращение] = 分子内回転

内部記憶装置 [英 internal storage, 独 innerer Speicher, 仏 mémoire interne, 露 внутреннее запоминающее устройство] 電子計算機の中央処理装置が直接指定してデータを書込んだり読出たりできる記憶装置。外部記憶装置に对照される語であるが、実質的には主記憶装置を指すことになる。しかしファームウェアのためのマイクロプログラムを格納する制御記憶装置、キャッシュメモリー、レジスタなどとして使われる小容量、高速の記憶機構であるスクラップパドメモリーなども内部記憶装置の一部であるとする見かたもある。電子計算機の内部記憶装置には、処理の手順を示すプログラムと、処理すべき、または処理されたデータとが蓄えられるが、内部記憶装置として実際に装備された記憶容量を超えたデータは外部記憶装置上におかれる。しかし処理に使われる直前と、使われた直後には必ず内部記憶装置に記憶される。

内部光電効果 [英 internal photoelectric effect, 独 innerer Photoeffekt, 仏 effet photoélectrique interne, 露 внутренний фотоэлектрический эффект] = 光伝導

内部コード [英 internal code, 独 innerer Code, 露 внутренний код] 計算機の内部における文字表現。制御文字を含むすべての文字は二進符号化されて表現され、計

算機、端末装置、入出力装置などの間の情報交換に用いられる。1文字を表現するには6~8ビットが必要である。計算機の内部コードは計算機間の情報交換の基礎になるので種々の方式が規定されている。国際的にはISOコードが、また日本ではこれに準拠した、かな文字など日本独特のコードを含むJISコード、アメリカではASCIIコードなどが設定されている。しかし、実際には、これ以外の各種コードが歴史的に用いられてきており、IBM社およびそれと互換性をもつと主張する商用計算機では1文字8ビットの拡張二進化十進コードEBCDIC(日本ではかな文字を含むEBCDIK)が広く用いられている。ISO、ASCIIは元来7ビットのコード系であるが8ビットに拡張して用いられることが多い。わが国では英字(大文字と小文字)とかな文字を併用することもあるので、7ビットと8ビットとの両方のコード体系が規定されている。このほか計算機による漢字処理技術の進歩に伴い、漢字を扱うシステムが増加した。このことから1978年にはJIS C 6226として「情報交換用漢字符号系」が制定された。漢字の場合は字数の関係では16ビットで1字を表す。このコードには漢字を中心に約6800種の図形文字が選ばれている。

内部雑音 [英 internal noise, 独 inneres Rauschen, 仏 bruit intérieur, 露 внутренний шум] ⇨ 雑音

内部磁場 [英 internal magnetic field, 独 magnetisches Innenfeld, 仏 champ magnétique intérieur, 露 внутреннее магнитное поле] 磁石によって人為的に物質にかけられる磁場を外部磁場とよぶのに対応して、物質内部にその物質の本性として存在する磁場を内部磁場とよぶ。したがって、分子場を内部磁場とよぶ例もあるが、最も一般的に広く用いられているのは、物質内の電子が原子核の位置につく磁場のことである。この意味での内部磁場の原因は超微細相互作用で、それらの主なものは、フェルミの接触相互作用、電子の軌道運動および双極子・双極子相互作用である。外部磁場は超伝導磁石を用いても現状では最高15 T程度であるのに対して、内部磁場は鉄族遷移元素で70 T、希土類遷移元素で800 Tにも及ぶものがある。内部磁場についての知見は、物質の電子構造や磁性の解明に重要な手がかりとなる。内部磁場は核磁気共鳴やメスバウアー分光などによって測定されるほか、やや間接的ではあるが、 γ 線の角度相関、極低温での核整理、比熱の測定などからも求めることができる。なお、ここで説明した意味での内部磁場は、超微細磁場、有効磁場などともよばれる。

内部重力波 [英 internal gravity wave, 独 interne Welle, 仏 onde interne, 露 внутренняя гравитационная волна] 密度成層した流体内部に起る波で重力を復元力とするもの。周期の下限は、流体の密度を ρ 、重力加速度を g 、 z 軸を鉛直上向きにとると、 $2\pi [(-g/\rho) \cdot (\partial\rho/\partial z)]^{-1/2}$ で与えられ、密度の鉛直勾配が最も大きい密度躍層(⇨海洋物理学)で最小となる。現実の海洋では、周期の下限は2~10分である。周期の上限は、地球自転の角速度を ω 、緯度を ϕ とすると、 $2\pi/(2\omega \sin\phi)$ で与えられる。この周期に近づくにつれて、内部重力波は地球自転の影響を受ける。この場合には内部慣性重力波とよぶ。海洋では、ほとんどの場所で、この上限と下限の間の周期の内部重力波が常に存在している。これらのうちで最も卓越する波は、潮汐の半日周潮および日周潮と同じ周期をもつものであり、これらを内部潮汐という。振幅は一般に表面の重力

波より大きく、内部潮汐に至っては、50mを超えることもある。同様の波は大気中にも、恒星の内部にも起る。

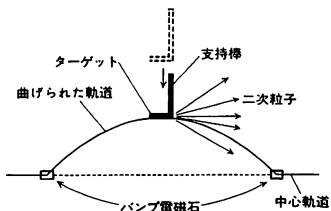
内部照射 [英 internal irradiation, 独 innere Bestrahlung, 仏 irradiation interne, 露 внутреннее облучение] 人体や物体が、その内部に保有する放射性物質が発する放射線により照射を受けることをいい、外部照射の対語として用いられる。このとき、放射線が人体内や物体内で起す反応によって生じる二次放射線の影響も含めるのが普通である。放射線防護の分野では内部被曝とよぶことが多い。われわれ人間が普通受ける内部照射は、食物に含まれる放射性同位体 ^{40}K , ^{14}C , $\text{T}(=^3\text{H})$ などによるものがほとんどで、年間被曝量は 20 mrad 程度である。

内部制動放射 [英 inner bremsstrahlung, 独 innere Bremsstrahlung, 仏 rayonnement de freinage interne, 露 внутреннее тормозное излучение] 原子核が β 崩壊するとき放出される電子(または陽電子)は、原子核のクーロン場の影響を受けるので制動放射を行う。これを内部制動放射といい、電子のエネルギーの一部分は、低エネルギーの X 線の形で放出され、そのエネルギースペクトルは連続的である。原子核の状態が量子力学に定められ、とびとびの値をとるにもかかわらず、放射される β 線が連続スペクトルであることは、この内部制動放射も原因のひとつであるとされ、その測定が試みられたことがある。しかし X 線の強度は極めて弱く、 β 線の連続スペクトルを説明するには不十分であった。この問題は後日 W. Pauli によって、ニュートリノの仮説が導入され、解決された。

内部線量 [英 internal dose, 独 innere Dosis, 仏 dose interne, 露 доза внутреннего облучения] 身体あるいは特定の物体が内部照射により受ける放射線線量のこと。外部線量の対語である。

内部ターゲット [英 internal target, 独 internes Target, 仏 cible intérieure, 露 внутренняя мишень] 加速器からビームを取出す方式のひとつで、加速器のビームの軌道の近くに標的物質(ターゲット)を差込み、ビーム(陽子または電子)がこれに衝突するときに、ターゲットとの相互作用により発生する各種の二次粒子(π 中間子, K 中間子, 反陽子, γ 線など)を加速器の外へ取出して、原子核や素粒子の実験に用いるものをいう。

内部ターゲットの動作としては、二次粒子を取出す時点で、駆動機構によってターゲットを中心軌道に近づけてビームをターゲットに当てる方式、ターゲットは中心軌道から離れた場所に固定したまま、パンプ電磁石によってビームの軌道をターゲットの方に寄せる方式、および両方を併用する方式がある(図参照)。ターゲットの物質としては、



目的に応じてベリリウムやアルミニウムのような軽い金属から、銅、タングステンなどの重いものまで用いられる。ターゲットの大きさは千差万別であるが、直径 1mm、長さ 10mm くらいのを、二次粒子を取出す方向とほぼ

平行になるように置いてビームを当てると、加速器の中を回るビームの断面の大きさに関係なく、取出される二次粒子ビームの発生源の大きさを小さくすることができるのが内部ターゲットの特長である。内部ターゲットでは、加速器内でビームと物質の衝突が起るので、広い角度に発生した二次粒子が周囲の真空箱や電磁石に当って、これに残留放射能を生ずるという欠点がある。しかし、遅い取出しの方法などに比べて、装置が簡単であるので使われることがある。

内部抵抗 [英 internal resistance, 独 Innenwiderstand, 仏 résistance interne, 露 внутреннее сопротивление]

[1] 電源の内部特性を表す量で負荷と出力の関係を示す(⇒電源)。

[2] 増幅率 μ 、相互コンダクタンス g_m とともに三極管の動作を支配する定数で、プレート電流を I_a 、プレート電圧を V_a 、格子電圧を V_g とし

$$I_a = f(V_a, V_g) \quad (1)$$

とおけば

$$dI_a = \left(\frac{dI_a}{dV_a} \right)_{V_g=\text{一定}} \cdot dV_a + \left(\frac{dI_a}{dV_g} \right)_{V_a=\text{一定}} \cdot dV_g \quad (2)$$

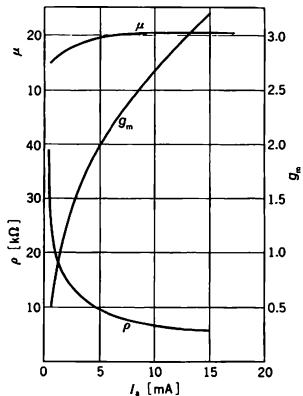
という小振幅動作の関係式が導かれるが、この式の $(dI_a/dV_a)_{V_g=\text{一定}}$ なる量の逆数を内部抵抗またはプレート抵抗といい、 ρ で表す。動作の狭い範囲では定数と考えてよいが、動作の範囲を広くするとき(1)の具体的な形 $I_a = G(V_a + V_g/\mu)^{3/2}$ より

$$\rho = \frac{2}{3} \mu G^{-2/3} I_a^{-1/3}$$

が得られ、 ρ は $I_a^{-1/3}$ に比例するので、 I_a が小さくなって 0 に近づくとき ρ の値は急速に大きくなる。三極管に抵抗 R の負荷を接続し、交流分のみを考えると

$$I_a = \frac{g_m}{1 + \frac{R}{\rho}} \cdot v_g$$

を得る。すなわち相互コンダクタンス g_m が、 $g_m = g_m / (1 + R/\rho)$ に減少したと考えられる。このように、内部抵抗 ρ は陽極回路の反作用を示すものと理解される。図はプレート電流 I_a に対する三定数 ρ, μ, g_m の変化を表すグラフである。



内部転換 [英 internal conversion, 独 innere Konversion, 仏 conversion interne, 露 внутренняя конверсия]

励起状態にある原子核が γ 線を放出する代りに、K, L, 殻などの軌道電子を放出してより低いエネルギー状態へ遷移する現象。原子核の励起状態とより低いエネルギー状態のエネルギー差により、光子が生じて原子核外に放出されると、 γ 線になるが、この光子が核外へ放出されず軌道電子に吸収されるエネルギーを電子に与え、この電子を核外に放出することがある。この電子を内部転換電子という。したがって軌道電子の結合エネルギーと放出された内部転換電子の運動エネルギーの和は、光子のエネルギーに等しい。特別の場合、たとえば核のスピンとパリティが始状態と終状態ともに 0^+ であるとき、核の遷移はクーロン単極子モーメントのみによるので、 γ 線の放出は禁止され、内部転換が起こる。また電子・陽電子対生成も可能になる場合がある(⇒内部電子対生成、内部転換電子)。

核が放出する γ 線の数に対する内部転換電子の数の比を内部転換係数という。この係数は放出される電子が占めていた軌道によって異なり、また、原子核の遷移を引起す電磁多極子モーメントに依存する。一般に高次の多極子遷移では、内部転換係数は大きくなりまた γ 線のエネルギーが大きくなるにつれて係数は小さくなる。通常、内部転換係数は原子核の多極子モーメントの期待値には依存しない。

内部転換係数 [英 internal conversion coefficient, 独 innerer Konversionskoeffizient, 仏 coefficient de conversion interne, 露 коэффициент внутренней конверсии]

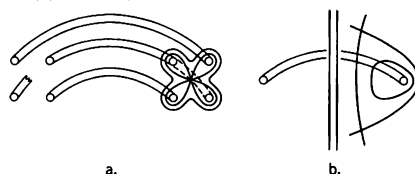
⇒ 内部転換

内部転換電子 [英 internal conversion electron, 独 Elektron der inneren Konversion, 仏 électron de conversion interne, 露 электрон внутренней конверсии] 励起状態にある原子核が電磁遷移によってより低い状態に移る際、 γ 線を出す代りにまわりの束縛電子を放出する。この過程を内部転換とよび、放出される電子を内部転換電子とよぶ。したがって内部転換電子の運動エネルギーは、遷移のエネルギーから電子の結合エネルギーを差し引いたものとなり、電子軌道のK, L, M, … 殻から放出された内部転換電子は γ 線を出したエネルギーをもつ。どの殻からどのような割合で放出されるか(K/L/M/… 比という)。また内部転換電子が放出される確率と γ 線が放出される確率の比(内部転換係数という)がどれくらいになるかは、遷移のエネルギーと多重極度で決るので、分解能のよい β 線スペクトロメーターでK, L, M, … 内部転換電子を分けて強度比を測ったり、 γ 線の強度と比べると、原子核の励起状態の性質や遷移の性質に関する情報が得られる。

内部電子対生成 [英 internal electron pair creation, 独 interne Elektronpaarzeugung, 仏 création interne de paire d'électron, 露 внутреннее рождение электронных пар] 原子核の γ 崩壊によって生じる光子のエネルギーが電子の質量エネルギーの2倍である1.02 MeVを超え、光子が電子・陽電子対に転換する現象をいう。特に原子核の始状態、および終状態のスピンが0である場合には γ 線放出は禁止される。この場合はクーロン単極子モーメントのみが寄与し、遷移は電子・陽電子対生成と内部転換によって進行する。よく知られている例は、 ^{18}O の6.06 MeVの第一励起状態から基底状態への遷移で、約67 psの速さで内部電子対生成が起こる。

内部導体系 [英 internal conductor system, 独 internes Leitersystem, 仏 système de conducteur interne, 露 система с внутренним проводником] プラズマの内部に

位置する導体に電流を流して発生する磁場によって、プラズマを閉じ込める構成のこと。典型的な例を図に示す。a



は多極磁場(ニマルチポール磁場), bはスフレーターである。導体がプラズマ内部にあるので核融合炉となる可能性は薄いが、コイル系の電流を調整することにより回転変換角, シア, 磁気井戸を比較容易に変えることができるので、プラズマの安定化機構の基礎的研究に大きく貢献した。

内部粘性 [英 internal viscosity, 独 innere Zähigkeit, 仏 viscosité interne, 露 внутренняя вязкость] 結晶固体の塑性変形の要因といわれている格子欠陥(⇒転位)が運動する際には、内部構造の変化やすべりによる固体の変形において、エネルギーの散逸を伴う流れ抵抗が発生する。これを内部粘性という。また、この粘性は高分子の固有粘度における非線形性の説明などにもしばしば使用される。たとえば、高分子の粘弾性の解析で取扱われるラウス模型では、ばねで結ばれた高分子鎖の球形要素が、媒質による粘性抵抗のほかに、これらの要素球どうしの相対速度に比例した抵抗を受けるとされる。この付加的な粘性も内部粘性の一例である。

内部波 [英 internal wave, 仏 onde interne, 露 внутренняя волна] 上下に密度(エントロピー)差のある流体(⇒成層流体)中に生じる波。復元力は流体の上下移動に際して働くまわりの浮力との差であって、その振動数 N はプラント・バイサラ振動数とよばれ、上下に密度勾配 $\rho' = d\rho/dz$ をもつ場合は $(g\rho'/\rho)^{1/2}$ 、さらに気体でエントロピー勾配 S' が問題になる場合は $(gS'/c_p)^{1/2}$ で表される(c_p は定圧比熱)。振動数が N 以上の波は上下に伝播できないので、 N が一樣でない場合には一定振動数 ω の波がある幅($N \geq \omega$)の層に局在することになる。風が山を過ぎるときに生じるリーウエイブ(風下波)は定常な内部波とみなすことができるが、一般に流速が一樣でないし、水蒸気の凝結などの複雑な現象を生じる。ヘルムホルツ波は上下の流速が不連続な場合である(⇒ケルビン-ヘルムホルツの不安定)。

内部被曝 [英 internal exposure, 独 innere Bestrahlung, 仏 exposition interne, 露 внутренняя экспозиция] 体内に放射性核種を取込むことにより、身体内部から放射線に被曝することをいう。外部被曝の対語。体内に沈着した放射性核種は人為的に排せつをコントロールできないのが普通であること、長寿命のものでは長期間被曝をもたらすこと、線質係数の大きい放射線である α 線の放出核種に好骨性(骨に好んで沈着する)のものが多く、などの理由により内部被曝の管理は非密封の放射性同位体を取扱う場合など重要である。内部被曝を防ぐためには、口や鼻から放射性核種が入らないようマスクを使用する。また、体内の放射性核種を測定するにはヒューマンカウンターや排せつ物検査が用いられる。体外から入射する放射線が身体構成物質との間に引起す相互作用(核反応)の結果生成する二次放射線による被曝は外部被曝の一部とみなされるこ

とが多いが、内部照射を目的として特定の核種を特定の部位に投与することもあり、このような場合には内部被曝として取扱われることもあるので注意を要する(⇒内部照射)。

内部標準法 [英 internal standard method, 独 leitprobenfreie Verfahren, 仏 méthode d'étalon interne, 露 метод внутренних стандартов] 機器分析を行う際、分析結果を標準と比較することが必要な場合が多い。そのとき一定の標準物質を試料に加えたもの(なるべく均一相とする)に対して分析操作を行うと、同一の実験条件下で両者の信号・情報を得ることができるので、両者を容易に比較することができる。したがって測定による系統誤差を小さくするのに有効である。X線分析や赤外吸収、核磁気共鳴、電子スピン共鳴などの分光学的測定や、クロマトグラフィーなどによく用いられる(⇒外部標準法)。

内部摩擦 [英 internal friction, 独 innere Reibung, 仏 frottement interne, 露 внутреннее трение] 固体に小さな応力を加えたときの変形挙動は、通常、フックの法則も $\sigma = M\varepsilon$ (σ は応力, ε はひずみ, M は弾性率)に従うものとされている。密閉式のこの式に従う理想的弾性体を機械的に振動させると、その振動は永遠に持続するはずであるが、実在の物体の場合には、どのように外部へのエネルギーの逃げ道を断ったとしても、振動は次第に減衰する。これは、振動のエネルギーが物体の内部で熱エネルギーに変わって消散することによるもので、この現象そのものの、および、その大きさを表す量を内部摩擦(または内耗)とよぶ。内部摩擦は構造に敏感な量であり、結晶性固体中の格子欠陥など物質の内部構造に関する情報を与える。内部摩擦の大きさ(無次元)を表すのに、次のような諸量を用いられる。(1) $\tan\phi$ (位相のおくれ角[⇒損失角]): 固体を強制振動させたときのひずみの応力に対する位相のおくれ角を ϕ とするとき、 $\tan\phi$ もしくは ϕ (通常 $\phi \ll 1$) で内部摩擦を表す(誘電損失の表現法と同じ)。(2) Q^{-1} (共振曲線の半幅価): 電気的共振回路の共振の鋭さを表す量は Q 値であるが、力学的振動と電気的振動の類似から共振の「鈍さ」を表す量 Q^{-1} を用いる。内部摩擦の値が大きいほど共振曲線は幅広くなる。(3) dW/W (減衰能): 工業的には1サイクル当りの振動エネルギーの減少の割合、 dW/W で内部摩擦を表す。 W は振動のエネルギー、 dW は振動の1サイクルで失われるエネルギーである。(4) d (対数減衰率): 内部摩擦測定法として最も一般的なのは、自由振動の減衰曲線から求める方法である。減衰波形において、 n 回目の振動振幅を A_n とするとき、通常、 $A_n = A_0 \exp(-n d)$ と書くことができる。 d が減衰の大きさを表す対数減衰率とよばれる量である。以上に述べた内部摩擦の大きさを表す諸量の間には、 $\phi \ll 1$ の場合には近似的に

$$\phi = Q^{-1} = \frac{dW}{2\pi W} = \frac{d}{\pi}$$

の関係が成立する。この関係を用いて、実際には自由減衰法により測定した場合でも結果を Q^{-1} で表すことが多い。内部摩擦を現象論的に分類すると、静的履歴型、動的履歴型の2種に大別できる。前者は、測定を静的に行っても応力-ひずみ曲線がヒステリシス曲線を描く性質のものである。動的履歴型損失はさらに共鳴型、緩和型の2つに分類できる。

共鳴型損失は、特定の共鳴振動数があって、振動数の関数として内部摩擦を測定したとき、その振動数で最大とな

る性質の損失であり、A. V. Granato, K. Lücke が論じた転位の振動による損失はこの型に属する。

一般に外的条件の変化に対し巨視的物理量の変化が時間遅れを示すような系を緩和系とよぶが、このような系の内部摩擦は緩和型である。固体の力学的緩和挙動を表すために、ばねとダッシュポットを組合せた種々のモデル固体が用いられている。現実の物質の挙動を比較よく表現するものとして、標準弾性固体とよばれるモデルがある。弾性は弾性に対して C. Zener が導入した概念で、(1) ひずみの平衡値は応力の一個関数で、(2) 平衡値は十分時間が経過したときはじめて達成され、(3) 応力-ひずみ関係が線形である、という3つの条件を満たす性質である。標準弾性固体は弾性挙動を示す典型的モデル固体で、その応力-ひずみ関係はそれぞれの時間の一次微分を含む、 $\sigma + a\dot{\sigma} = M(\varepsilon + b\dot{\varepsilon})$ (a, b は定数)で表される。このモデル固体の内部摩擦は、測定振動数 f ($\omega = 2\pi f$) に対して $Q^{-1} = \Delta_m \cdot \omega \tau / (1 + (\omega \tau)^2)$ となり、誘電体のデバイ損失と同じ形になる。緩和が熱活性化過程により律速されるときは、緩和時間 τ は $\tau = \tau_0 \exp(E/kT)$ の温度依存性を示す。ただし、 τ_0 は温度に依存しない定数、 E は活性化エネルギー、 k はボルツマン定数、 T は温度である。このとき、一定振動数の下で温度の関数として内部摩擦を測定すると、 $\omega \tau = 1$ となる温度で最大値をとるピークを示す。これを緩和型ピークとよぶ。ピーク温度から緩和現象を律速している原子的過程の活性化エネルギー、ピークの高さ(緩和強度 Δ_m の1/2)から緩和の原因になっているものの量に関する情報が得られる。体心立方金属中の侵入型不純物原子によるスネーク・ピーク、結晶転位によるボルドー・ピークは、緩和型損失の典型例である。

内 耗 [英 internal friction, 独 innere Reibung, 仏 frottement interne, 露 внутреннее трение] = 内部摩擦

内 力 [英 internal force, 独 innere Kraft, 仏 force intérieure, 露 внутренняя сила] ある物体または1つの閉曲面で囲まれた空間内の質点系を考えるとき、このような力学系を構成する各部分の間に働く力を内力という。特に電磁場の作用が見られる場合、電磁場のうち、系内に存在する電荷やその運動に基づく電磁場だけを取り出して考える必要がある。内力は互いに作用反作用の関係にあるので、系の重心の運動や重心のまわりの回転運動には寄与しない。

長岡の原子模型 [英 Nagaoka atom model, 独 Nagaokas Atommodell, 仏 modèle d'atome de Nagaoka, 露 атомная модель Нагаоки] 長岡半太郎が1903~04年に提出した原子模型。土星模型ともいう。長岡は J. J. Thomson がその原子模型を提出したのと同じころ、線スペクトルと帯スペクトルのふるまいを定性的に説明するような原子模型をつくることに関心をもった。彼はトムソンの原子模型におけるように電子が陽電荷球の中を自由に動きまわると考えることを嫌って、陽電荷球の外側に多数の電子がリング上に等間隔に配列され一様な角速度で回転している原子を考えた。Thomson と同様にリング上の電子の3つの方向(動径方向、リング面上の切線方向、リング面に垂直な方向)の微小振動を論じてそれぞれの振動数を求めると、リング面に垂直な振動のさまじまの振動数の間隔は、他の2つの方向の振動数の間隔に比べて小さい。そこで、リング面に垂直な振動は帯スペクトルに、リング面

内の振動は線スペクトルに対比される。リング面に垂直な磁場が働いた場合、その影響はリング面に垂直な振動に対して平均において消える。それが帯スペクトルではゼーマン効果がみられないことを説明するだろう。原子スペクトルはいくつかのスペクトル系列から成るから、それに対応するだけの数の電子リングが存在しなければならぬ。リング間の相互作用の存在がスペクトル線の複雑さを引き起こし、また放射能をも説明するだろう、と長岡は考えた。彼は中心の陽電荷球の大きさについては何もいっていないが、彼にとっては、電子が陽球と同じ空間を占めさえしなければよく、どちらかといえば大きな陽球のすぐ外側に電子リングが回っているというものであった。土星模型といわれるゆえんである。ラザフォードの原子模型の先駆というよりもトムソンの模型の一変形といえる。

長岡半太郎 Nagaoka, Hantaro 1865.8.15—1950.12.11 日本の物理学者。肥前大村(現長崎県)藩士、長岡治三郎の長男として生れる。父は大村勤王派の中心人物のひとりで、明治維新後賢士として新政府の役人となり、東京府師範学校校長、大阪府学務課長などを歴任。1871年には欧米視察に出ている。半太郎はこの父の下で早くから英学を学び、小学校落第の経歴をもちながら、東京大学予備門を経て1882年理学部に進み、翌年物理学科に進級したが、病氣もあり、「東洋人にも創造的研究能力ありや否や」に悩んで1年休学。東洋科学史を調べて自信をもったという。外人教師 C.G. Knott に協力して実験や日本全国の地磁気測定を行ったこともある。1887年卒業。大学院時代に、磁化して歪みを与える瞬間電流が生じることなどを発見、Kelvin 卿に認められた。1890年助教、1893年理学博士となり、同年から1896年まで欧米に留学し、特に L. Boltzmann らに学んだ。帰国年度教授となり、本多光太郎ら多くの学生を指導して磁歪や地球物理学の研究を進め、日本の物理学研究の基礎を築く。光の回折現象の数理物理学的研究も進めた。1900年第一回万国物理学会に出席、磁歪の総合報告を行う。1901年物理学が理論と実験の2学科に分かれた後は理論物理学科を担当し、津波やコイルの数理物理学的研究を中心としたが、1903年土星原子模型を提出。「研究熱心のあまり日露戦争も知らなかった」とうわさされたが、熱烈なナショナリストだった彼は自分の息子たちに日露戦争にちなんだ名前をつけたほどである。1908年分光学の実験研究を開始。1910年の欧州視察で、新物理学の動きに目を見はり、後進の指導に意欲を燃やす。1917年理化学研究所研究員を兼ね、1926年の大学教授定年退職後も1946年まで理化学研究所主任研究員として研究を続けた。大阪帝国大学初代総長(1931—34年)、学術振興会学術部長(1933—39年)、同理事長(1939—48年)、帝国学士院院長(1939—48年)と学術行政の要職を兼務した。長い間日本の実験物理、数理物理、地球物理、原子核物理と広範な分野を指導した功績は大きい。1937年第一回文化勲章を受けた。

長さの単位 [英 units of length, 独 Einheiten der Länge, 仏 unités de longueur, 露 единица длины] 長さを測るための単位は、古くは人間の身体の特定期分の寸法(指幅など)、人間の能力(1日に歩くことのできる距離など)、特定の自然物の大きさ(穀粒の長さなど)に則して定められていたが、近代以後、特定の人工的な尺度(→原器)に依拠した時代を経て、人類共有物としての地球の子午線長から割り出したメートル、その具現物として製作されたメートル

原器によるメートル、特定の同位体の特定の2準位の間の遷移による電磁放射(発光スペクトル)の真空中での波長により定義されるメートルと、順次に普遍性および精度の優れたものへと進歩を続け、今日では、「1秒の299792458分の1の間に、光が真空中を伝わる行程に等しい長さ」が、長さの単位の基礎をなすものとして広く認められるに至った。国際単位系(SI)は、その基本単位の筆頭に「長さの単位メートル(単位記号は m)」を掲げている。以下、SI に属さない単位をも部分的に考慮しつつ、長さの諸単位を SI の立場で分類し概説する。

(1) SI 単位: メートル(m)。

(2) SI 単位の分量単位および倍量単位: メートルに SI 接頭語を添えた形で構成される諸単位のうち、分量単位(1より小さい数を代表する接頭語が添えられているもの)のセンチメートル(cm)= 10^{-2} m, ミリメートル(mm)= 10^{-3} m, マイクロメートル(μ m)= 10^{-6} m, ナノメートル(nm)= 10^{-9} m の4つが、日本の計量法に、また、他にピコメートル(pm)= 10^{-12} m, フェムトメートル(fm)= 10^{-15} m の2つを加えた6つが、国際標準化機構の規格 ISO 1000 に、あげられている。一方、倍量単位(1より大きい数を代表する接頭語が添えられているもの)のデカメートル(dam)= 10^4 m とキロメートル(km)= 10^3 m の2つが計量法に、またキロメートルのみが ISO 1000 にあげられている。

(3) SI と併用される単位: 非 SI 単位だが SI と併用(ただし SI でのその値は実験で求められる)という種類の単位のなかに、長さの単位は含まれていない(かつては天文単位およびパーセクが含まれていたが、1981年に2つとも除外された)。

(4) 暫定的に SI とともに維持される(非 SI)単位: 海里=1.852km, オングストローム(\AA)= 10^{-10} m。この2つは、計量法でも「特殊の計量のみに用いるもの」として認められている。ISO 1000 は、国際海里=1.852m を「特殊な分野で用いられる単位」として備考欄に記している。

(5) 一般には推奨しがたい単位: この種類の単位として、SI 文書はフェルミ(fm)= 10^{-15} m, ミクロン(μ)= 10^{-6} m, X線単位の3つをあげている。前2者は、SI 接頭語を正しく使ってフェムトメートル(fm), マイクロメートル(μ m)とよぶべきである。計量法は、実情を考慮してミクロンのほかにミクロン($m\mu$)= 10^{-6} m も認めているが、これもナノメートル(nm)とよぶべきものである。

(6) ヤード・ポンド法の単位: インチ、フート(フィート)、ヤード、マイルなどがある。かつてはイギリス王室のヤード原器をもとにして定められていたが、現在では、メートルから誘導的に定められる。

(7) 尺貫法の単位: 尺、鯨尺、寸、里その他がある。明治期以前の実長は定かでない。それ以後の実長は、メートルとの比(10/33, 25/66 など)を協約して定められた。現在の計量法では全く無効。

(8) その他: SI 単位ではないが、光年も長さの単位の一種と考えられる。なお、SI のメートルの最新の定義(特定時間の間に光が真空中を伝わる行程による定義)は、光年の考えに通ずる面をもつともいえる。

中西・ローラップ形式 [英 Nakanishi-Lautrup formalism, 独 Nakanishi-Lautrup Formalismus, 仏 formalisme de Nakanishi-Lautrup, 露 формализм Наканиси-Лаутруп] 電磁場の共変的正準量子論。B(x)と書かれるスカラー場を導入するので B 場形式ともよばれる。電

磁場 $A_\mu(x)$ のラグランジアン密度はゲージ不変 (\Rightarrow ゲージ理論) なので、そのままでは量子化できない。そこでゲージ固定項

$$\mathcal{L}_{GF} = B \frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu} + \frac{1}{2} \alpha B^2$$

を付け加える。ここに α は実数で、ゲージパラメータとよばれる。 B に関する変分から、ゲージ条件の式

$$\frac{\partial A_\mu}{\partial x_\mu} + \alpha B = 0$$

がでてくる。このように、この形式ではゲージ条件がほかの場の方程式と同じレベルで成立するものと考えている。

$\alpha \neq 0$ のときには B を消去できる。特に $\alpha=1$ のファインマン・ゲージの場合には、 B を消去するとグプター・ブローイラー形式に帰着する。しかし最も重要な $\alpha=0$ のランダウ・ゲージの場合には B を消去できない。

電磁場 A_μ が相互作用をしていても B は自由場の方程式 $\square B=0$ を満足するので、 B の消滅演算子 $B^{(+)}(x)$ が矛盾なく定義できる。そこで補助条件

$$B^{(+)}(x)|\text{phys}\rangle = 0$$

を設定して物理的状態 $|\text{phys}\rangle$ を定義すると、 S 行列を物理的状態に制限して得られる物理的 S 行列は、ユニタリー性を満足することが示される。

中西・ルートラップ形式は、ヒグス模型などの自発的対称性のやぶれのある場合にも自然な理論的枠組を与える。また、ヤン・ミルズ場 (\Rightarrow 非可換ゲージ理論) の共変的正準量子論 (九條・小嶋形式) は、この形式を発展させたものといえる。さらに、重力場の共変的正準量子論 (\Rightarrow 量子重力) においては、 B 場は基本的に欠くべからざる存在である。

中野・西島・ゲルマンの規則 [英 Nakano-Nishijima-Gell-Mann rule, 独 Nakano-Nishijima-Gell-Mann Gesetz, 仏 règle de Nakano-Nishijima-Gell-Mann, 露 правило Накано-Нишиджими-Гелл-Манна] = 西島・ゲルマンの規則

流れ = カレント

流れ図 [英 flowchart, 独 Betriebsfolgediagramm, 仏 graphe de fluence, 露 алгоритмическая блок-схема] 動作、データ、それらの流れ、使用する装置などを記号を用いて表すことによって、問題の定義、分析または解法を図式的に表現したもの。計算機のプログラムを作成するのに、まずそのプログラムの流れを図式的に表現した流れ図を書き、それをもとにプログラムを書くのが、従来よく行われていた。流れ図は二次元的であり、人間の視覚が理解を助けてくれる。しかし最近では構造的プログラミングの立場から、流れ図の矢印は GO TO 文に当たるものであり、悪い構造的プログラムのなりやすいという批判がある。それに対する流れ図の改良も試みられている。流れ図の日本工業規格は JIS C 6270 情報処理用流れ図記号である。

流れの安定性理論 [英 stability theory of flow, 仏 théorie de stabilité d'écoulement, 露 теория стабильности течения] 流体の流れは一般に整然とした流れ (\Rightarrow 層流) の状態をいつまでも維持できるものではなく、流れを支配するパラメータ (レイノルズ数など) がある臨界値を超えると乱流に移行する。この機構を明らかにし、またその判定条件を与えるのが流れの安定性理論である。流れの安定性の理論は、流れを与えるナビエ・ストークスの方程式の解に与えられた擾乱を支配する方程式を導き、その擾乱の

消長を議論すればよいが、問題の性質に応じ、またその取扱いに応じていろいろの場合が存在する。なかでも古くから論じられ、精密な議論の展開されているものは、縮まない二次元平行粘性流の微小擾乱に対する安定性であって、擾乱を支配する線型の方程式はオア・ブズンマーフェルトの方程式、特に非粘性の場合はレイリーの方程式とよばれる。ここで議論される不安定性は全く流れ自身の渦度分布の非一様性によって起る不安定性であって、特に境界の存在する場合には、問題とするレイノルズ数が非常に高く、数学的困難を伴うばかりでなく、直ちに乱流への遷移を引起すという特徴をもつ。これに対していわゆるベナール対流では重力場の中で液層を下から加熱することによる浮力やときとしては不均一な表面張力のような外力が、同心回転円筒間の流れ (\Rightarrow テイラーの流れ) では遠心力という外力が作用して起るもので、一般に不安定の起るレイノルズ数が小さく、その増加によって対流などの新しい定常流に移行する。また、その二次不安定性による周期運動、二重概周期運動からストレンジアトラクター的な運動を経て連続スペクトルをもつカオスへ移行する傾向は、基礎方程式について流れを適当なモード分解する非線形理論によってある程度うかがい知ることができる。

流れの可視化 [英 flow visualization, 独 Sichtbarmachen einer Strömung, 仏 visualisation de l'écoulement, 露 визуализация потока] 流体の運動を直接肉眼で観察できるようにする手段。物理現象を理解するための最も効果的な手段は肉眼で観察することであるが、流体の運動は通常そのままでは肉眼で見ることができないため行われるもので、特殊な技術が必要である。

(1) 流線の可視化：流線は、ある瞬間にその線上の各点における接線の方向がその点における速度の方向に一致するような曲線である。流れの中に目印になるような微粒子を懸濁させ、その動きを写真撮影すれば流線模様を得られる (図1)。撮影の露出時間を適当にすれば、定常流ばかり

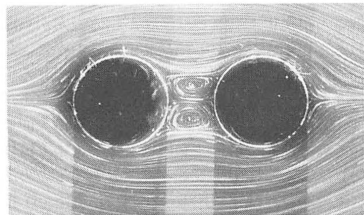


図1 二円柱のまわりの流れの流線模様 ($Re = 0.01$, アルミ粉末法)

でなく非定常流の流線模様も鮮やかに可視化することができる。流線模様は観測座標の取りかたにより異なることに注意しなければならない。

(2) 流脈の可視化：流脈は流れの中の一定点を次々と通過した流体粒子の分布を示す線である。流れの中の一定の場所から連続的にトレーサ物質を放出すれば流脈が可視化される。気流の場合には煙注入法、スモークワイヤ法 (金属細線に油を塗り、電流を流して加熱発煙させる) など、水流の場合には色素液注入法、水素気泡法 (水流中で金属細線を陰極として電気分解を行い、細線から微細な水素ガスの泡を発生させる)、電解沈殿法 (水流中でスズ合金を陽極として電気分解を行い、陽極表面に白色の沈殿物を

発生させる)などの方法が用いられる(図2)。定常流の場合には流脈は流線に一致するが、非定常流の場合には両者は一致しない。



図2 一樣流中前端を軸にして回転振動する平板のまわりの流脈模様 ($Re=500$, 振幅 30° , ストラーハル数 0.5, 電解沈殿法)

(3) 流跡の可視化: 流跡は流体粒子が時間とともに移動して描く道筋である。流れにトレーサー粒子を入れ、その動きを長時間の露出で写真撮影すれば流跡が得られる。定常流の場合には流跡は流線および流脈に一致するが、非定常流の場合には三者は互いに一致しない。

(4) タイムラインの可視化: タイムラインは流れを横切る直線を同時刻に通過した流体粒子のその後の分布を示す線である。水流の場合には水素気泡法, pH 指示薬法(チモールブルーまたはフェノールフタレインを含む薄い食塩水を金属細線を陰極として電気分解すれば, 細線付近の食塩水が発色する)など, 気流の場合にはスモークワイヤ法, 火花追跡法(気流を横切って相対して置かれた電極間に高周波のパルス電圧を加えて放電させれば, 最初の放電でイオン化された空気は気流に乗って下流へ移動し, 2回目以後の放電はこのイオン化された空気に沿って行われる)などを用いて可視化することができる。タイムラインはそのまま速度分布曲線に一致する。

(5) 剥離の可視化: 剥離とは流れが物体表面から離れる現象である。注意すべきことは, 非定常流の場合, 離れるものの種類(流線, 流脈, 渦度など)によって離れる位置が異なることである。離れるものとして流体粒子を選べば剥離位置は観測座標によらない利点がある。物体表面に接触するすべての流体粒子に目印を付けることにより流体粒子の剥離を見落しなく検出することができる。その方法としては, 水流の場合には電解沈殿法(図3), 電解 pH 指示薬法, 電解ヨウ化カリデンブ法など, 気流の場合には煙法, シュリーレン法(物体表面を赤外線で加熱して接触す



図3 迎角変化後の楕円柱のまわりの流れ ($Re=150$, 迎角 $60^\circ \rightarrow 0^\circ$, 電解沈殿法)

る空気の密度を変化させ, シュリーレン装置で検出する)などがある。

(6) 層流から乱流への遷移の可視化: すべてのせん断層の流れはレイノルズ数が小さい場合には層流を保つが, 大きい場合には乱流状態になる。その臨界レイノルズ数は速度分布の形によって異なる。また, 主流の乱れ, 表面の粗さの状態などによっても強く影響される。遷移に伴って流線, 流跡, 流脈, タイムライン, 流向分布, 密度分布, 温度分布などに乱れを生じるので, それらの可視化法は遷移の可視化に利用できる(図4)。また, 乱流の表面摩擦力が

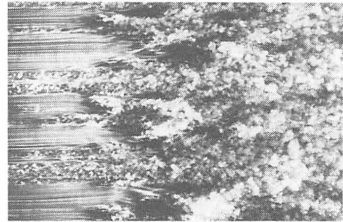


図4 平板境界層の層流から乱流への遷移 (風速 $3.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 煙法, 流れは左から右へ)

層流に比べて著しく大きいこと, 乱流に接触する表面の温度が層流域の温度よりも高いことなどを利用して遷移を可視化することもできる。

(7) 密度分布の可視化: 一樣でない密度分布は高速流れ, 密度成層流, 温度成層流などに現れる。可視化の方法としてはシャドウグラフ法, シュリーレン法, 干渉計法, ホログラフィー法, 電子ビーム法, グロー放電法などがある。電子ビーム法は希薄気体に電子ビームを照射した場合, 発光の強さが気体の密度に比例することを利用するものであり, グロー放電法は低圧気体中における放電の光の強さが気体の密度に依存することを利用するものである。

(8) その他の可視化法: 応力分布の可視化法として流動複屈折法, グリセリン水溶液法, 限界流線の可視化法として油膜法, 油点法, 電解腐食法, 塗膜溶解法, 化学反応法など, 温度分布の可視化法としてコレステリック液晶法, 液面の高さ分布の可視化法としてステレオ写真法, モアレ縞法などがある。

流れの関数 [英 stream function, 独 Stromfunktion, 仏 fonction de courant, 露 функция тока] 等高線が流線を与えるような二変数の関数で, そのこみぐあいでは流量(密度)や流速(密度)がわかるもの。縮まない流体の二次元運動においては, 流速場の直角座標成分 u, v は連続の方程式 $\partial u / \partial x + \partial v / \partial y = 0$ に従うから

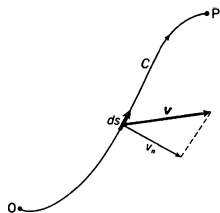
$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

を満たすスカラー関数 $\Psi = \Psi(x, y, t)$ が存在する。このことを流れの関数という。各時刻において

$$d\Psi = \frac{\partial \Psi}{\partial x} dx + \frac{\partial \Psi}{\partial y} dy = -v dx + u dy$$

が成り立つから, $d\Psi = 0$ すなわち $\Psi = \text{一定}$ は流線を表す。 x, y 面内の定点 $O = (0, 0)$ と任意の点 $P = (x, y)$ とを曲線 C で結び, C 上の各点で O から P のほうに向く線素 ds を右向きに垂直に切る方向の流速成分を v_n とすると

$$\Psi = \int_{O \rightarrow P} v_n ds$$



と表すことができる(図参照)。特に、2つの流線についての Ψ の差は、その間を単位時間に流れる流体の体積すなわち流束(流量ともいう)に等かならない。また、閉曲線 C を一周したときの Ψ の値の変化 $[\Psi]_C$ は、 C を外向きに単位時間当りに通過する流体の体積に等しい。

$$[\Psi]_C = \oint_C v_n ds$$

縮む流体についても、定常な流れに対しては $\partial(\rho u)/\partial x + \partial(\rho v)/\partial y = 0$ (ρ は密度)が成り立つから

$$\rho u = \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad \rho v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

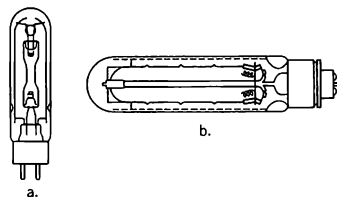
を満たす関数として流れの関数 $\Psi = \Psi(x, y)$ が定義される。三次元の場に対しては、一般に流れの関数を定義することはできない。しかし軸対称の場に対しては、上記と類似のストークスの流れの関数を定義することができる(\Rightarrow ストークスの流れの関数)。

鳴き竜 [英 flutter echo, 独 Mehrfachecho, 仏 écho multiple, 露 многократное эхо] \Rightarrow 多重反響

ナチュラリティ [英 natural parity, 仏 parité naturelle, 露 натуральная чётность] 素粒子の量子数のひとつ。パリティとシグナチャーを掛け合せたもので、ハドロンの記述に用いられる。シグナチャー τ とパリティ P の積が+1のものをナチュラリティ、-1のものを非ナチュラリティという。したがって中間子族に対しては $J^P=0^+, 1^-, 2^+, \dots$ (J は粒子のスピン)がナチュラリティをもち、 $0^-, 1^+, \dots$ が非ナチュラリティをもつ(バリオン族では $1/2^+, 3/2^-, \dots$ がナチュラリティ、 $1/2^-, 3/2^+, \dots$ が非ナチュラリティ)。散乱のレッジュ現象論、共鳴状態の分光学において有用な量子数である。なお、この量子数に付随してバリオン族に対しては右の表のような分類名称がしばしば用いられる(表中で P はパリティ、 τ はシグナチャー)。

	τ	+1	-1
P	+1	α	δ
	-1	γ	β

ナトリウムランプ [英 sodium lamp, 独 Natrium-dampflampe, 仏 lampe à sodium, 露 натриевая лампа] ナトリウム蒸気を通して行われる放電の発光を利用した放電灯。金属ナトリウムと、初期放電を維持するためにアルゴンを添加したネオンガスを封入した放電管に放電させると、放電熱でナトリウム蒸気圧が高まり、数分で589nmの黄色スペクトル光が効率よく発光する。ナトリウム蒸気圧は管壁温度で決る。管壁温度260°Cでナトリウム蒸気圧1.6Paという低圧側の最適状態がある。放電管を外管に収めて管壁温度を適当に保つようにした、実験用小型熱陰極放電灯(図a)や、道路照明用の冷陰極型大型放電灯(図b)がある。発光効率は非常に高く、図bの型では175 lm \cdot W $^{-1}$ に達するが、単色スペクトル光源であるために演色性はよくない。ナトリウムランプの問題点は、ナトリウ



ム蒸気が石英系のガラスを侵すことである。これを避けるため二重管型高圧水銀灯のように、半透明アルミナセラミックまたはサファイア製の管で放電管をつくり、排気した外管に収めて放電管の管壁温度を高めた高圧ナトリウムランプもあり、道路照明に用いられている(\Rightarrow 水銀灯)。

ナノ [英仏 nano, 独 Nano, 露 нано] 単位の名称に付ける接頭語のひとつで、 10^{-9} 倍を意味する。1960年の国際度量衡総会の決議12によって、SI接頭語のひとつとして採用され、記号nで表すことが協約された。たとえば時間のSI単位は秒(単位記号はs)であるが、その 10^{-9} 倍をナノ秒とよび記号nsで表す。この語は、小人を意味するラテン語 nanus から選ばれたといわれる。

ナノアンペア [英 nanoampere, 独 Nanoampere, 仏 nanoampère, 露 наноампер] 電流の単位であるアンペア(単位記号はA)の、分量単位のひとつ。 10^{-9} Aに等しい。記号はnA(\Rightarrow アンペア)。

ナノ秒 [英仏 nanosecond, 独 Nanosekunde, 露 наносекунда] 時間の単位である秒(単位記号はs)の、分量単位のひとつ。 10^{-9} sに等しい。記号はns(\Rightarrow 秒)。

ナノファラド [英仏 nanofarad, 独 Nanofarad, 露 нанофарада] 静電容量の単位であるファラド(単位記号はF)の、分量単位のひとつ。 10^{-9} Fに等しい。記号はnF(\Rightarrow ファラド)。

ナノヘンリー [英仏 nanohenry, 独 Nanohenry, 露 наногенри] インダクタンスの単位であるヘンリー(単位記号はH)の、分量単位のひとつ。 10^{-9} Hに等しい。記号はnH(\Rightarrow ヘンリー)。

ナノボルト [英仏 nanovolt, 独 Nanovolt, 露 нановольт] 電圧、電位の単位であるボルト(単位記号はV)の、分量単位のひとつ。 10^{-9} Vに等しい。記号はnV(\Rightarrow ボルト)。

ナノメートル [英 nanometre, 独 Nanometer, 仏 nanomètre, 露 нанометр] 長さの単位であるメートル(単位記号はm)の、分量単位のひとつ。 10^{-9} mに等しい。記号はnm(\Rightarrow メートル)。

ナノモル [英仏 nanomole, 独 Nanomol, 露 наномоль] 物質量の単位であるモル(単位記号はmol)の分量単位のひとつ。 10^{-9} molに等しい。記号はnmol(\Rightarrow モル)。

ナノラド [英仏 nanorad, 独 Nanorad, 露 нанорад] 電離性放射線の吸収線量の単位であるラド(単位記号はradまたはrd)の、分量単位のひとつ。 10^{-9} ラドに等しい。記号はnradまたはnrd。国際単位系(SI)では、 10^{-11} Gy(グレイ)すなわち10pGy(ピコグレイ)(\Rightarrow ラド, グレイ)。

ナノレントゲン [英 nanoroentgen, 独 Nanoröntgen, 仏 nanoroentgen, 露 нанорентген] X線または γ 線の照射線量の単位であるレントゲン(単位記号はR)の、分量単位のひとつ。 10^{-9} Rに等しい。記号はnR(\Rightarrow レントゲン)。

ナビエ-ストークスの方程式 [英 Navier-Stokes']

equation, 独 Navier-Stokes-Gleichung, 仏 équation de Navier-Stokes, 露 уравнение Навье-Стокса] 流体の運動方程式で粘性を考慮したもの。流れの中に直交座標 x_i ($i=1, 2, 3$) をとり, x_i 軸に垂直な面をととして表側の流体が裏側の流体に及ぼす粘性応力(単位面積当り)の x_j 成分を τ_{ij} とすれば

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\text{grad } p + \nabla \cdot \tau + \rho K$$

の形をとる。ただし ρ は流体の密度, $v=(v_1, v_2, v_3)$ は速度, $Dv/Dt \equiv (\partial/\partial t + v \cdot \text{grad})v$ は流体の加速度, p は圧力, K は単位質量当りの体積力, $\nabla \cdot \tau$ の x_j 成分は

$$(\nabla \cdot \tau)_j = \sum_{i=1}^3 \partial \tau_{ij} / \partial x_i$$

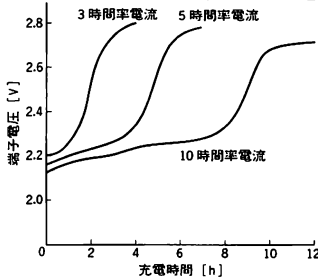
である。 τ_{ij} としてはニュートン流体の粘性法則

$$\tau_{ij} = \mu (\partial v_j / \partial x_i + \partial v_i / \partial x_j) + \lambda \theta \delta_{ij}, \quad \theta = \text{div } v$$

がとられる。ただし μ は粘性率, λ は第二粘性率とよばれるが, 高圧や高分子の気体を除いて, 体積粘性率 $\lambda' = \lambda + (2/3)\mu$ は小さいので $\lambda = -2\mu/3$ と置くことが多い。これをストークスの関係という。縮まない流体では $\theta = 0$ であり, μ が一定とすれば $\nabla \cdot \tau$ の項は $\mu \Delta v$ で表すことができる。非線形形で, 高階の微係数をもつての厳密解は少なく取扱いは困難であるが, K が 0 または保存力で自由表面がなければ, 無次元化して左辺の慣性項と右辺の $\mu \Delta v$ の比に相当するレイノルズ数などの無次元パラメーターを用いたレイノルズの相似法則などによって数値計算や模型実験を整理したり, その大小によってオイラーの運動方程式, 境界層方程式, オセーンの方程式, ストークスの方程式などの近似方程式を用いて解析したりすることが行われてきた。

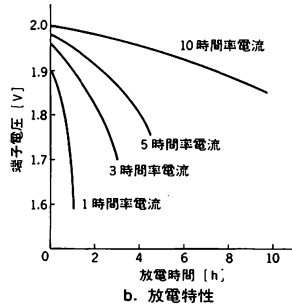
鉛蓄電池 [英 lead storage battery, 仏 accumulateur au plomb, 露 свинцовый аккумулятор] 陽極の活物質の二酸化鉛(PbO_2), 陰極に鉛(Pb), 電解液に希硫酸(30~40%)を用いた二次電池。鉛蓄電池は1859年にG. Plantéが発明して以来, 100年を超える歴史をもち, 多くの改良を経てきた最も実用性のある二次電池である。起電反応は陽極で $\text{PbO}_2 + 4\text{H}^+ + \text{SO}_4^{2-} + 2e^- \xrightleftharpoons[\text{充電}]{\text{放電}} \text{PbSO}_4 + 2\text{H}_2\text{O}$, 陰極で $\text{Pb} + \text{SO}_4^{2-} \xrightleftharpoons[\text{充電}]{\text{放電}} \text{PbSO}_4 + 2e^-$, 全体として $\text{Pb} + 2\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{PbO}_2 \xrightleftharpoons[\text{充電}]{\text{放電}} 2\text{PbSO}_4 + 2\text{H}_2\text{O}$ となり, 起電力は約2Vである。鉛1トン当り約40kWhの電力が1回の放電で得られる。

電池の寿命は通常 陽極の寿命で決り, クラッド式極板で1000~2000回の充放電ができ, 5~10年の寿命がある。使用温度は-10~-45°Cで温度の高いほど放電特性が良く, 容量も大きい。充電した電池は自己放電のため長



a. 充電特性

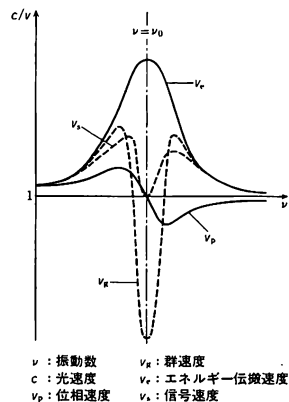
期の保存に耐えないが, 初充電後に電解液を取出して活性度の高い陰極を酸化させずに乾燥し保存すれば, 電解液の注入によりいつでも使用可能となる。これを即用電池といい, 自動車用などに用いられている。25°Cのときの充放電特性の例を図に示した。 n 時間で充放電するとき, n 時間率の充放電という。



b. 放電特性

波 = 波動

波の速度 [英 velocity of wave, 独 Wellengeschwindigkeit, 仏 vitesse d'onde, 露 скорость волны] 波動の伝播現象に関連した種々の量の選びかたにより波の速度はいろいろに定義される。正弦波 $A \sin\{(2\pi/\lambda)(x-vt)\}$ の場合, 進行する波面の法線方向の速度成分, すなわち法線速度は位相速度 v と一致し, これを正弦波の速度とよぶことが多い。分散性の媒質中では, 位相速度は波の振動数に依存するので, 正弦波などの重ね合わせで表される合成波の速度として群速度が用いられる。また, 電磁波などの場合, 電磁場エネルギーの流れについて定義されるエネルギーの伝搬速度(\Rightarrow エネルギーの流れ)があり, 光の場合はこれを光線速度という。信号の伝播では信号の先端の進行速度を先端速度といい, 信号として検知できるような波形の部分の進行速度を信号速度という。図は電磁波の種々の速度の吸収帯付近での変化の様子を示す。



滑らか [英 smooth, 独 glatt, 仏 lisse, 露 гладкий]

\Rightarrow 束縛運動

ならい制御 [英 tracer control, 露 управление с помощью копировального устройства] 工作機械の自動制御の方法のひとつで, 工作しようとする形と同形のモデル, または工作物の断面の形を与えて, 加工工具がそれ

にならって移動するよう制御するもので、サーボ機構の典型である。

軟 X 線 [英 soft X-rays, 独 weiche Röntgenstrahlen, 仏 rayons X mous, 露 мягкие рентгеновские лучи] ⇨ 硬 X 線

軟 X 線効果 [英 soft X-ray effect, 仏 effet de rayons X mous, 露 эффект мягких рентгеновских лучей] 熱陰極電離真空計において測定可能な圧力下限を決める主要因となっている現象。すなわち、熱陰極で発生した電子は、陰極、グリッド間に印加された電圧で加速された後グリッドに入射するが、このときグリッドから制動放射により軟 X 線(エネルギーは最高 150eV 程度)が放出される。この軟 X 線をイオンコレクターが受けると、イオンコレクターから光電子が放出される。このためイオンコレクターにはあれが最も正のイオンが入射したのと同じ電流が流れ、これが真のイオン電流(圧力に比例)に加算されてしまう。圧力が低くなると、この光電子放出による電流がイオンコレクター電流のほとんどを占めるようになり、圧力の測定が困難となってしまう。

軟化 [英 softening, 独 Erweichung, 仏 ramollissement, 露 размягчение] 高分子物質で一般に見られる性質のひとつで、物質を徐々に高温にすると低分子物質によく見られる明確な融点を示さず、ある温度付近から徐々に変形しはじめ、ある温度域にわたってその程度を進め、さらには溶融もしくはゴム状へと進んでゆく過程をいう。高分子のように大きな、そして長い鎖状分子では、低分子のようにある狭い温度域で急激に運動の自由を得ることができないために、一般に軟化が観察される。軟化の始まる温度を軟化点とよぶが、これは試料に一定の荷重を与え、規定の昇温速度で加熱するとき、変形し始める温度を測定することにより求められている。熱可塑性プラスチックに適用されるピカット軟化点試験法では、針状圧子を一定荷重で試料に当て、それが試料に 1 mm 進入したときの温度をとる(JIS-K7206)。

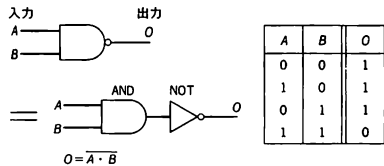
軟磁性材料 [英 soft magnetic material, 独 weichmagnetischer Werkstoff, 仏 matériel doux magnétique, 露 магнитно-мягкий материал] 強磁性材料のうちで、透磁率 μ が高く、保磁力の低いものをいい、高透磁率材料ともいう。一般に機械的にもやわらかいことから、これらを総称して軟磁性材料とよぶ。磁氣的にやわらかいためには、磁壁移動および磁化回転が容易に行われるように磁歪定数および磁気異方性が小さい化学組成のものであることが必要である。さらに熱処理によって点欠陥、格子欠陥や不純物の析出などによって内部応力による不均一性を除去し、さらに磁場中冷却や圧延と再結晶によって磁化容易方向を調整することによっていっそう性質は向上する。その代表的なものとして、鉄を主体とするものと、鉄-ニッケル合金が挙げられる。鉄はそれ自身軟磁性材料であり、その飽和磁化は $2.0 \text{ Wb} \cdot \text{m}^{-2}$ と高いが、単一成分で使用されることはまれである。鉄にケイ素を約 3.5% まで加えたケイ素鋼板は飽和磁化および透磁率がが高く、また電気抵抗も高く、交流磁場における鉄損も低い。したがって電力用として磁性材料のうちに最も大量に生産され、ケイ素量の低いものは回転機に、高いものは発電機および変圧器に使用される。またケイ素鋼板は結晶方向の無秩序のものと磁化容易方向が一方に並んだものの 2 種類があり、後者は特に変圧器に使用される。鉄-ニッケル合金磁性材料は、一般

にパーマロイとよばれ飽和磁化は低いが、初透磁率ならびに最大透磁率が高く、通信および電子機器に使用される。現在用途によりパーマロイは、ニッケル含有量が 78.5~45% までであり、これらは微量の Mn, Cr, Cu または Mo などが添加され、電気抵抗を高くして交流損失を小さくしている。高い周波数の交流には(たとえば $1 \text{ kHz} \sim 10 \text{ MHz}$)、フェライトまたは圧粉磁心が用いられる。圧粉磁心は軟質磁性材料の粉末を絶縁材と混合して圧搾したものでセンダストがその代表的なものである。これは高透磁率が磁場によらない恒透磁率性をもつが、それには鉄-ニッケル-コバルト合金のパーミンバー、そのコバルトを銅で置換え、圧延と熱処理を行ったアイソバームがある。軟磁性材料として非晶質合金も開発されている。

軟成分 [英 soft component, 独 weiche Komponente, 仏 composante molle, 露 мягкая компонента] ⇨ 宇宙線

軟超伝導体 [英 soft superconductor, 独 weicher Supraleiter, 仏 supraconducteur de première espèce, 露 сверхпроводник первого рода] = 第一種超伝導体

NAND 回路 [英 NAND circuit] 基本的な論理回路のひとつで、AND 回路の出力に NOT 回路を接続したものと等価である。NAND 回路の論理記号、論理式および真理値表を図に示す。

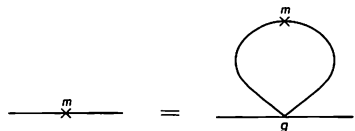


南部-ゴールドストーン・ボソン [英 Nambu-Goldstone boson, 仏 boson de Nambu-Goldstone, 露 бозон Намбу-Гольдстона] 場の理論に現れる質量が 0 のボソンで、対称性の自発的やぶれに伴って生じる場合にこうよばれる。1961 年に南部陽一郎と G. Jona-Lasinio がカイラル不変性のやぶれに伴う π 中間子の出現を論じた際に認識され、そのあと J. Goldstone が一般化した。なお超対称性のやぶれには質量 0 のフェルミオンが伴うことがある(⇒ゴールドストーンの定理)。

南部-ジョナ・ラジニオ模型 [英 Nambu-Jona-Lasinio model, 仏 modèle de Nambu-Jona-Lasinio, 露 модель Намбу-Жона-Ласиннио] 場の理論で、カイラル $U(1) \times U(1)$ または $SU(2) \times SU(2)$ 不変性を自発的にやぶる模型。超伝導理論にヒントを得て対称性の自発的やぶれという概念を初めて明確に場の理論に導入した(1961 年)。ラグランジアン密度を

$$L = -\bar{\psi} \gamma_\mu \left(\frac{\partial \psi}{\partial x_\mu} \right) + g_0 [(\bar{\psi} \psi)^2 - (\bar{\psi} \tau^a \psi \psi^a)^2]$$

ととる(τ はアイソスピンに関するパウリのスピン行列)。このラグランジアンはカイラル $SU(2) \times SU(2)$ の対称性をもつために、フェルミオンは一見すると質量をもてないが、フェルミオン場が多体効果として自発的に質量をもつ



た自己無撞場であるとして摂動の最低次で自己無撞着性の条件式を立てる(図参照)。すると質量が有限の解が存在する。その解を採用すると必然的に質量が0の擬スカラー中間子が現れ、これが π 中間子に対応すると考えられる。対称性のやぶれに伴って、質量0の粒子が現れることをこの模型が初めて示した(\Rightarrow ゴールドストーンの定理)。また g_A/g_V が1より大きくなることも示している。

南部陽一郎 Nambu, Yoichiro 1919. 4. 24—

日本、アメリカの理論物理学者。福井県生れ。1942年 東京帝国大学理学部物理学科を卒業し、兵役に服した。1946年 東京大学に副手として戻り、まもなく新設の大阪市立大学に移り、1950年より同大学教授となる。1952年 アメリカに渡り、プリンストン高等研究所、次いでシカゴ大学の研究員となった。1956年シカゴ大学準教授、1958年 同教授、1980年 同特別教授となる。1978年 理論物理学の発展への大きな寄与により、文化勲章受賞。

彼の研究は、結晶の統計力学に始まり、朝永振一郎グループのくりこみ理論の形成期に素粒子論へと進んだ。このころ、電子の異常磁気能率の計算や、量子電磁力学における固有時の導入、相対論的なポテンシャル(これは後のベーター-サルピーターの方程式を含む)等多くの仕事がある。

大阪市立大学へ移り、研究の中心的存在として、奇妙な粒子の対発生の概念(これは後にゲルマン-西島-中野の奇妙さの理論に発展する)を提唱し、ラグランジアン形式とハミルトニアン形式についての考察、素粒子の質量スペクトルの経験則など多彩な活躍をした。

1950年代にアメリカへ移ってからの大きな寄与は、低エネルギー中間子物理学を分散理論に基づいてみごとに定式化したこと(G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Lowとの共著)、核子の電磁構造因子を説明するため後に ω 中間子とよばれる中性ベクトル粒子の存在を予言したことである。一般グリーン関数のパラメーター表示や複合粒子の

構造因子に異常しきい値が存在することの指摘も忘れてはならない。

1960年代には、彼を最も有名にした仕事が続出する。超伝導に関するBCS理論におけるゲージ不変性の研究を行い、超伝導体のアナロジーによる素粒子の力学模型(弟子G. Jona-Lasinioとの共著)を発表した。これは対称性の自発的破れの概念を素粒子論に初めて導入し、それに伴って質量0の南部-ゴールドストーン・ボソンが出現することを示したものである。これらなしにその後の素粒子理論の発展は考えられない。弱い相互作用に現れるハドロンの擬ベクトルの流れ(の近似的な)保存をめぐる理論でも、彼は創始者のひとりである。整数荷電クォーク模型(M. Y. Hanとの共著)を提案し、ここで後にカラー(色)とよばれる量子数を導入し、引続き、やがて量子色力学とよばれるものの前駆となる考えを発表した。1960年代後半から1980年代へかけて、内部構造をもつ素粒子の相対論的取扱いに挑み、無限成分波動方程式やベネチアノ振幅の分析などから、素粒子のひもの模型を形成していく。クォークの閉じ込め、磁気単極子、量子色力学などひもの模型とのかかわりのなかで、構想を進展させつつある。

以上で見たように、彼はすこぶるアイデアに富み、その多くの仕事は、素粒子理論のその後の発展の基礎となり、あるいは発展を方向づけたのである。そして理論物理学全般に大きな寄与と影響を与えた。彼は、今や理論物理学の発展をリードする世界的に有力な存在である。なお、H. D. Politzer に行った対談が、「素粒子の宴」(1979年)として出版されている。[主著]「クォーク—素粒子物理の最前線」, 1981。

南北循環 [英 meridional circulation, 独 meridionale Zirkulation, 仏 circulation méridienne, 露 меридиональная циркуляция] \Rightarrow 大循環

に

二亜鉛化ジルコニウム 弱い過歴電子強磁性体(⇒弱い強磁性)として典型的な物質。よい金属電気伝導を示し立方晶ラーベス相の結晶構造をもった金属間化合物。強磁性キュリー温度は22K。絶対零度、ゼロ磁場下の自発磁化は $0.12\mu_B$ 。次の弱い過歴電子強磁性の特徴をもつ。(1)強磁性を特徴づける最も重要な量である自発磁化が図1の

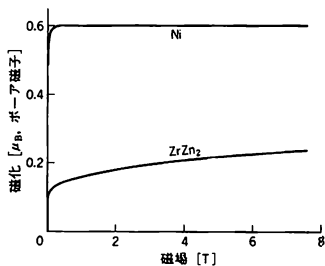


図1

ように外部磁場によって容易に変化する。これに対して絶縁物強磁性体および大部分の金属強磁性体では、Niのように磁化は弱い磁場で飽和し一定である。(2)磁化率は金属電子の磁性に関するストナー理論から予想される、温度の二乗に比例した温度変化ではなく、図2に見られるキ

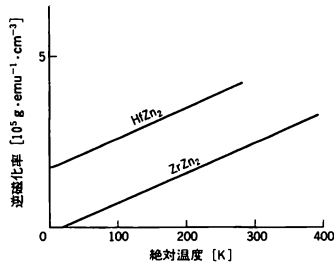
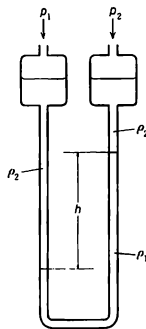


図2

ュリー-ワイスの法則と同じ温度変化をする。この図ではCGS Gauss単位が用いられている。しかし、このキュリー一定数から導かれる常磁性磁気モーメント μ_p は、強磁性磁気モーメント(自発磁化) μ_1 と無関係にエネルギーバンドのようすによって決り $\mu_p > \mu_1$ である。ZrZn₂と同じ結晶構造、同じ最外殻電子数をもつHfZn₂は強磁性寸前の金属で、自発磁化はないにもかかわらず、その磁化は図2のようにZrZn₂とほとんど同じキュリー一定数をもったキュリー-ワイスの法則に従う。これに対して局在磁気モーメント型強磁性では $\mu_p = \mu_1$ である。図

二液マノメーター [英 two-liquid manometer, 独 Zweiflüssigkeits Manometer, 仏 manomètre à deux liquides, 露 двухжидкостный манометр] 密度の差が小さい2種の液体を用いたU字管圧力計。図のように、細管部の管径に対し自由液面の直径が十分に大きい形状をもつU字



管に、互いに混合しない密度の異なる2種の液体を入れる。このU字管の両側に測ろうとする2つの圧力を加えれば、2液の境界面の高さの差より、圧力差($p_2 - p_1$)は次式で与えられる。

$$p_2 - p_1 = \{(\rho_1 - \rho_2) + (a/A)\rho_2\}hg$$

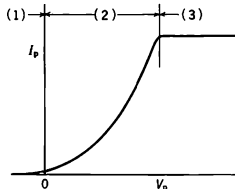
ここで、 ρ_1 、 ρ_2 は下側と上側の液体のそれぞれの密度、 h は境界線の高さの差、 a と A は細管と自由液面のそれぞれの断面積、 g は重力の加速度である。 $(a/A)\rho_2$ は($\rho_1 - \rho_2$)に比べてかなり小さいから、この式はU字管圧力計で、2種の液体の密度差に等しい密度をもつ液体を用いた場合とほぼ同じであり、密度の小さい液体を用いて感度をあげたのと同等の効果をもつ。密度差の小さい液体がよく、通常は水とクロロホルムまたは水とトルエンなどが用いられる。

ニオブ酸ナトリウムバリウム [英 barium sodium niobate, 独 Barium-Natrium-Niobat, 露 ниобат натрия бария] タングステンブロンズ型構造をもつ固溶体($\text{Ba}_2\text{NaNb}_6\text{O}_{15}$)。BNNあるいはBSNと略される。また、bananaという通称がつけられている。半波長電圧が大きく、レーザー損傷もあまりないために光変調素子としての応用があり、また非線形光学効果が著しく大きいためレーザー光の波長変換などにもよく利用されている。室温では斜方晶系に属し、強誘電性と強弾性を同時に示す。しかし、強誘電性と強弾性の間には線形な結合はなく、単分域処理には電場と応力の両方を印加しなければならない。強誘電相転移は 560°C で起り、この温度以下では強誘電性を示す。これに対し強弾性相転移は 300°C と -163°C と2度起り、この2つの温度の間でのみ強弾性を示す。また、強弾性相では非整合構造をもつ。

ニオブ酸リチウム [英 lithium niobate, 独 Lithium-niobat, 仏 niobate de lithium, 露 ниобат лития] 炭酸リチウム Li_2CO_3 と酸化ニオブ Nb_2O_5 の等モル比混合物を焼成して得られる化合物 LiNbO_3 。単結晶育成はチョクラルスキー法が一般的である。特に均一な結晶育成を行うときは $\text{Li}_2\text{O}:\text{Nb}_2\text{O}_5 = 48.7:51.3$ の出発組成の融液を使う。融点 1253°C 。比重 $4.64(4^\circ\text{C})$ 。三方晶系に属し格子定数は $a=5.143$ 、 $c=13.863\text{Å}$ (六方格子をとった場合、 23°C)。キュリー点を約 1210°C にもつ強誘電体で、キュリー点以下の空間群 $R3c-C_{3v}$ 、キュリー点以上では $R3c-D_{3d}$ 。自発分極は c 方向で、室温で約 $70 \times 10^{-2}\text{C} \cdot \text{m}^{-2}$ 圧電性、電気光学効果、光第二高調波発生も大きい。キュリー点が高く室温近傍での物性の温度係数も小さいこと、安定な透明結晶であることなどから応用上重要な物質である。光変調、光記録、非線形光学、圧電素子などに応用され

る。

二極管 [英 diode, 独 Diode, 露 диод] 熱電子放出用のカソードと、その電子を受けとるプレートとからできている最も簡単な構造の電子管で、電子の空間電荷効果を利用した電子管の基本型である。主な用途は整流、検波(あるいは復調)、クリッピングなどである。二極管のプレート電流とプレート電圧との関係を示す静特性は、プレート電圧の大きさに関して次の3領域に分かれる(図参照)。



(1) 初速度電流領域: プレート電圧がカソードに対してわずかに負の領域であるが、少量の電流が流れる。一般に熱電子は、種々の大きさの初速度をもってカソードから放出されるから、プレート電圧が0、もしくは負であってもプレートに到達できるのである。電子の放出初速度が、マクスウェル分布をもつことから、プレート電圧 V_p とプレート電流 I_p との関係は次式で表される。

$$I_p = I_T \exp \frac{V_p}{V_0}$$

ただし、 I_T は温度制限電流(後述)、 V_0 はカソード温度の電圧相当値で $V_0 = kT/e = T/11600$ [V] である(e は電子の電荷)。初速度電流領域の電流値は極めて小さいので、通常の静特性曲線ではこの部分は描かれていない。しかし実用上、この初速度電流を無視することができなくなる場合もあるし、また特別な目的をもって、これを利用する場合もある。

(2) 空間電荷制限領域: プレート電圧が正ではあるが、十分高くない領域。この状態では、カソードから放出された熱電子のすべてが直ちにプレートへ到達するわけではなく、カソード近傍に集積している。この電子群すなわち空間電荷は、後続の熱電子の放出を抑制し、プレート電流を制限する。このとき、プレート電流は電極間にある電子の数 n と、その走行速度 v の積で表される。 $n \propto V_p$, $v \propto V_p^{1/2}$ であるから

$$I_p = G V_p V_p^{1/2} = G V_p^{3/2}$$

ただし G は電子管に固有な定数でパービアンズとよばれる。

この法則をラングミュアの3/2乗法則という。すなわちプレート電流、電圧の間に上記の成立する領域が空間電荷制限領域である。

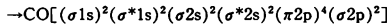
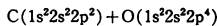
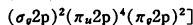
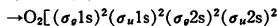
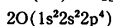
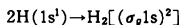
(3) 温度制限電流領域: (2)の領域でプレート電圧を十分高くすると、空間電荷は完全に消えるので、ラングミュアの3/2乗法則は成立しなくなり、プレート電流はプレート電圧に対して飽和する。この飽和電流値は、O. W. Richardson あるいは、S. Dushman と A. J. W. Sommerfeld によって導かれた熱電子放出の式による電流値そのものである。この電流値は当然陰極の温度によって定まるので、この領域を温度制限電流領域という。

ニクタイド = ブニクタイド

二原子気体 [英 diatomic gas, 独 Zweiatomiges Gas, 仏 gaz diatomique, 露 двухатомный газ] 2個の原子か

ら成る分子を構成要素とする気体をいい、水素分子気体のような同じ原子から成る等核二原子気体と、塩化水素気体のような異なる原子から成る異核二原子気体に大別される。分子間相互作用を考慮せずに二原子気体を理想気体として扱う場合でも、その熱的性質には、(1) 分子の重心の並進運動の自由度のほかに、(2) 分子軸の回転、(3) 分子内振動などの内部自由度からの寄与が本質的に重要になる。さらに室温と同程度あるいはそれ以下の温度域では、これら内部運動のエネルギーの量子化の効果が顕著であって、熱的性質に強い温度変化が現れる。異核二原子気体の定積モル比熱 C_v を例にとると、十分高温では各自自由度から等分配則に従った寄与が上記の(1),(2),(3)についてそれぞれ $(3/2)R$, R , R だけあって、 C_v は $(7/2)R$ という値をとる(R は気体定数)。しかし熱エネルギー kT が、分子内振動の準位間隔の程度以下になると、振動自由度からの C_v への寄与は急減して、 C_v は $(5/2)R$ へ漸近する。さらに kT が減少して回転準位間隔の程度になると、回転自由度からの寄与も小さくなって、 C_v は単原子気体に対する値 $(3/2)R$ へ近づく(⇒定積モル比熱)。水素分子気体のように、軽い原子から成る等核二原子気体では、同一粒子系に対する量子統計の制約のために、回転状態と核スピンの状態とが互いに独立ではない効果が重要である。たとえば水素分子気体では、合成核スピンの1のオルト水素では回転量子数は奇数だけ許され、合成核スピンの0のパラ水素では偶数に限られる。

二原子分子 [英 diatomic molecule, 独 zweiatomiges Molekül, 仏 molécule diatomique, 露 двухатомная молекула] 2個の原子より成る分子をいう。同種の2原子より成るものを等核二原子分子、異なるものを異核二原子分子という。相によらず常に二原子分子とみなせるもの(H_2 , N_2 , O_2 , CO など)、固相ではイオン結晶をつくるが、高温気体状で二原子分子として存在するもの($NaCl$ など)、不對電子をもつ二原子遊離基(CH , OH など)がある。電子配置は、原子軌道の線形結合で近似できる分子軌道に電子を配分することによって表現するのが普通である。たとえば



などと表す。ここで $(\sigma_g 1s)$, $(\pi_u 2p)$ などは、それぞれ2つの原子の $1s$, $2p$ などの原子軌道の線形結合で近似できて σ_g , π_u などと示される対称性をもつ分子軌道を意味し、* は反結合性軌道であることを示す。右肩の数字は、その軌道に収容されている電子数を示す。矢印の左側は2つの核が離れているときの状態、右側は2つの核がおよそ平衡核間距離程度離れたときの状態であり、分子軌道は軌道エネルギーの低い方から順に並べてある。電子の状態(電子項)は、全電子の軌道角運動量の分子軸方向の成分の大きさの量子数 $\Lambda = 0, 1, 2, \dots$ によって $\Sigma, \Pi, \Delta, \dots$ と分類される。安定な二原子分子の基底状態は通常一重項であるが、例外もある。たとえば O_2 は三重項($^3\Sigma_g^-$)、 NO は二重項($^2\Pi$)であり磁気双極子モーメントをもつ。等核二原子分子の永久電気双極子モーメントは0である。電子項遷移に基づく吸収は、ハロゲンで可視部に、 $h\nu$ の安定な二原

分子では、より短波長に存在する。振動回転エネルギー単位は、直線分子として考えればよい。等核二原子分子には、対称、反対称核スピンの波動関数があり、回転波動関数の対称性を規定する。このことは高い回転特性温度をもつ H_2 , D_2 において特に重要である。 H_2 では陽子はフェルミ粒子なので対称な核スピンの波動関数は、反対称な回転波動関数 ($J=1, 3, 5, \dots$) と結びつき (オルト水素), 反対称な核スピンの波動関数は、対称な回転波動関数 ($J=0, 2, 4, \dots$) と結びつく (パラ水素)。室温の二原子分子気体の比熱は振動の寄与が無視できて並進、回転のみが寄与することが多く、このとき定積比熱は、気体定数を R とすると $(5/2)R$ となる。

二光子吸収 [英 two-photon absorption, 独 Zweiphotonenabsorption, 仏 absorption de deux photons, 露 двухфотонное поглощение] \Rightarrow 二光子遷移

二光子遷移 [英 two-photon transition, 独 Zweiphotonenübergang, 仏 transition de deux photons, 露 двухфотонный переход] 原子, 分子が初期状態から最終状態に遷移する過程で、二光子が関与する遷移をいう。遷移にあたり二光子を吸収する場合は二光子吸収といい、多光子遷移の最も簡単な場合である。二光子吸収の選択規則は偶-偶または奇-奇であり、通常の一光子吸収の選択規則、偶-奇と異っている。したがって二光子吸収は一光子吸収と相補的な関係にある。二光子吸収の測定には、二光子吸収した状態からの発光を観測する方法、また二光子吸収した状態にさらに多光子を吸収させて発生するイオンを測定する方法がよくとられる。

初期状態から最終状態への遷移にあたり1つの光子を吸収し他の1つの光子を放出する場合がラマン散乱である。ラマン散乱の選択規則は二光子吸収と同じく偶-偶または奇-奇であり、赤外吸収の選択規則、偶-奇と対照的である。二光子吸収、ラマン散乱はともに光と分子の相互作用の2次摂動論に基づく現象である。

二光束干渉 [英 two-beam interference, 独 Zweistrahlinterferenz, 仏 interférence de deux faisceaux, 露 двухлучевая интерференция] 2つの光束が重なりあって生じる干渉を二光束干渉という。歴史的にはヤングの実験などがよく知られており、光が波であることの証明に用いられた。現在でもフィゾー干渉計、マイケルソン干渉計をはじめとして、二光束干渉を用いた干渉計が広く使用されている。鏡の表面の凹凸の検査、物体の移動の精密測定などはこのタイプの干渉計のよい応用例である。この種の干渉実験はレーザーの発明によって強力な点光源が容易に得られるようになったため、簡単に精度よく行えるようになった。

二項分布 [英 binomial distribution, 独 Binomialverteilung, 仏 distribution binomiale, 露 биномиальное распределение] 正の整数 n と $0 < p < 1$ を満たす実数 p によって、確率が

$$p(x; n, p) = \binom{n}{x} p^x q^{n-x} \quad (x=0, 1, \dots, n) \quad (1)$$

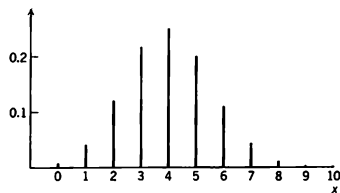
と書かれる離散確率分布を二項分布という。ただし、 $q=1-p$ である。式(1)の確率は、二項展開

$$(p+q)^n = \sum_{x=0}^n \binom{n}{x} p^x q^{n-x}$$

の各項に対応している。

1回の試行で特定の結果 A が起きるかを観察する。

A が起ったとき、この試行は「成功」であったといい、そうでなければ「失敗」であったということにする。このような試行の繰り返しを毎回独立で、成功の確率 p が繰り返しを通じて一定であるとき、それをベルヌーイ試行とよぶ。長さが n のベルヌーイ試行での成功の回数は式(1)の二項分布に従う。



$n=10, p=0.4$ のときの二項分布の確率グラフ

二項分布の平均と分散はそれぞれ

$$\mu = np, \quad \sigma^2 = npq$$

で与えられる。また、その特性関数は

$$\psi(t) = (pe^{it} + q)^n$$

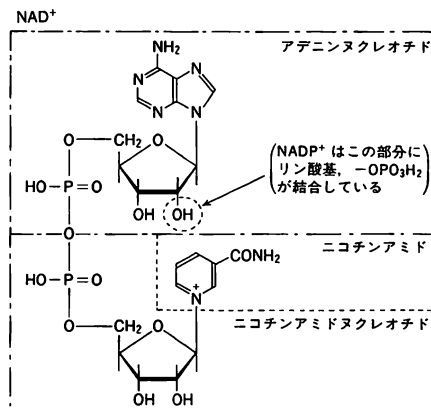
となる。

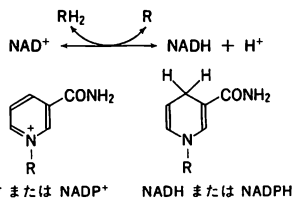
二項分布の確率は β 分布と次の関係をもつ; n, p の二項分布に従う確率変数を X とし、 $0 \leq x \leq n$ を満たす整数 x をとれば、 $X \leq x$ となる確率は $a=n-x$, $b=x+1$ を母数とする β 分布に従う確率変数が p 以下の値をとる確率に等しい。

二項分布は np を一定として $n \rightarrow \infty$ とするとき、 $\lambda=np$ のポアソン分布に近づく。また、 p を一定として $n \rightarrow \infty$ とするとき、 $(X-np)/\sqrt{npq}$ の分布は平均0、分散1の正規分布に近づく (\Rightarrow 中心極限定理)。同じ仮定のもとで、 $\arcsin \sqrt{X/n}$ の分布は平均 $\arcsin \sqrt{p}$ 、分散 $1/(4n)$ の正規分布に近づく。

二光路干渉 = 二光束干渉

ニコチン(酸)アミド [英仏 nicotinamide, 独 Nikotinamid, 露 амид никотиновой кислоты] ビタミン、ニアシン群に属する物質で、補酵素ニコチンアミドアデニジヌクレオチド (NAD^+ , 還元型は NADH)、ニコチンアミドアデニジヌクレオチドリノ酸 (NADP^+ , 還元型は NADPH) の構成成分。 NAD^+ , NADP^+ は解糖系、TCA サイクル、カルビン・サイクルなど、ほとんどあらゆる

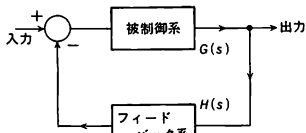




る代謝系において、各種のデヒドロゲナーゼの補酵素として2電子の酸化還元を行う。

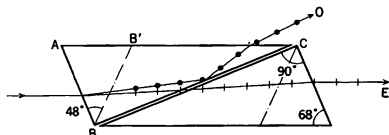
ニコル Nicol, William 1768—1851.9.2 イギリスの物理学者、地質学者。エジンバラに生れる。エジンバラ大学で自然哲学を教えていたが、48歳になるまで研究成果を公表することもなく、若いころの経歴は不詳である。彼はニコル・プリズムの考案(1828年)により今まで名を残しているが、当時のニコル・プリズムは、偏光をつくり出す装置として広く用いられ、物理光学や岩石分類学の発展において重要な役割を果たした。また、彼は地質学者として岩石学や古生物学の分野でも大きな業績を残しており、ニコル・プリズムの考案もそれらの研究と関連していた。たとえば彼は、鉱物の薄片をつくる方法を開発することにより、透過光を顕微鏡で観察して標本の内部構造を探索することを可能にした。しかし彼の地質学者としての業績は、彼が研究成果を公表することに意を用いなかったためもあり、当時は正当に評価されなかった。

ニコルス線図 [英 Nichols chart, 独 Nichols-Plan, 仏 diagramme de Nichols, 露 диаграмма Никольса] フィードバック制御系の周波数特性を求めるための図。フィードバックループ(図参照)において被制御系およびフィードバック系



ドバック系の特性は伝達関数 $G(s)$ および $H(s)$ が与えられるとループの特性はそれらの積 $G(s) \cdot H(s)$ で求められる。このとき制御系全体の特性を示す[出力/入力]は、閉ループ伝達関数 $C(s)$ とよばれ $C(s) = G(s) / (1 + G(s) \cdot H(s))$ で与えられる。ここで周波数特性を求めるため、 $s = j\omega$ とおいたとき、 $C(j\omega) = M \cdot \phi$ と表され、 M は制御系全体の増幅利得、 ϕ は位相差である。利得・位相の複素平面上に M および ϕ の等高線を描いたものがニコルス線図で、制御系の帯域幅などを求めるのに使用される。

ニコル・プリズム [英 Nicol prism, 独 Nicolsches Prisma, 仏 prisme de Nicol, 露 призма Николь] W. Nicol が考案した偏光プリズム。方解石の結晶を自然へき開面に沿って切りだしておき、天然の場合、図の $\angle BAC$ は 71° であるものを普通 68° に研磨して、図のような同一の2片をつくり、カナダバルサムで接合する。BB'は光学軸で紙面内にある。プリズムの稜に平行に入射した光は、



複屈折により異常光線Eと常光線Oに分かれ、Oは接合面で全反射され、Eのみ透過し、紙面内に振動面をもつ直線偏光となる。ニコル・プリズムは光が入射面に対しては光学軸に対しては傾いているために、透過異常光線は入射光の方向から平行移動したり、視野が一様に消去せず縞状(リビッチの縞)になる。またカナダバルサムの吸収のため使用波長域が可視光に限られる短所があるので、高級な応用にはもはや使われなくなった。しかし、ニコルといえば偏光子を意味するほど歴史的に有名である(⇒直交ニコル(の状態)、平行ニコル(の状態))。縦横比は3.28、視野は $29^\circ 45'$ である(⇒偏光プリズム)。

二次イオン質量分析法 [英 secondary ion mass spectrometry, 独 Sekundärionenmassenspektroskopie, 仏 spectroscopie de masse à ions secondaire, 露 масс-спектрометрия вторичных ионов] 固体表面に数keVのイオンビームを照射させると、固体自身を構成する原子・分子が中性粒子またはイオン粒子として放出されるが、このイオン粒子の質量の測定によって固体表面の化学分析を行おうとする手法を二次イオン質量分析法(SIMS)という。この方法は最初、1936年にF.L. Arnotによって開発されたが、広く使われたのは1960年代になってからで、特にH. W. Wernerの薄膜での応用などがきっかけになり、材料中の不純物の微量測定、偏析、析出物の同定、表面・界面の研究などに利用されている。入射イオンとしては希ガス(Ar^+ など)や活性ガス(O^+ , O_2^+ , N_2^+ , Cs^+)が試料の性質に応じて使い分けられ、試料表面から放出される二次イオンの質量分析には電場・磁場を用いた分析計や飛行時間型質量分析計などが使われている。二次イオンは表面から数十Å以内の固体内から主として放出されるため、試料表面の分析法として有力である。また表面を一様にスパッタリングしながら二次イオンの質量分析を行えば試料の深さ方向の定量的化学分析も可能である。またさらに、入射イオンビームを細く絞って試料表面を走査させれば、表面での種々の元素の二次元的な分布を観測することも可能となり、極めて有効な化学分析手段になりつつある。なお、この方法に基づく分析器を、イオンマイクロアナライザー(IMA)ということもある。

二次イオン放出 [英 secondary ion emission, 独 Sekundärionenemission, 仏 émission d'ion secondaire, 露 эмиссия вторичных ионов] 数keV程度のエネルギーをもつイオンを固体に照射すると、入射イオンはそのエネルギーを失うまで固体内の原子と次々に衝突を繰返し最後には固体内に埋込まれて静止する。この衝突カスケードの過程では、固体内の原子は衝突の程度に応じて動くが、原子が表面近くにある場合には表面から放出されることがある。これは一般的にはスパッタリングとよばれる現象であるが、放出された原子がイオンとして検出される場合を特別に二次イオン放出とよぶ。衝突カスケードの結果放出された固体内の原子は、最初は励起されたイオン化されたりした状態にあるが、表面の極く近傍(≤ 50 Å程度)でイオン中性化や逆励起の過程を経て安定な状態に遷移し検出される。したがって二次イオン放出の過程としては、(1)励起状態の原子の共鳴イオン化、(2)励起状態の原子のオージェ効果による逆励起、(3)ペルンハイム過程などが考えられよう。しかし衝突カスケードから最終的な放出過程までを解明するに足る理論はいまだ存在しない。二次イオン放出は固体表面の化学分析の一手法として最近広く利用され

ている。

二次宇宙線 [英 secondary cosmic rays, 独 kosmische Sekundärstrahlung, 仏 rayonnement cosmique secondaire, 露 вторичное космическое излучение] ⇒ 宇宙線, 宇宙線生成核種

二次 X 線 [英 secondary X-rays, 独 sekundäre Röntgenstrahlen, 仏 rayons X secondaires, 露 вторичные рентгеновские лучи] X 線を物質に入射させたときに出る透過 X 線以外の X 線のこと。物質内の電子によって弾性散乱されてもとの波長のまま出る X 線と、コンプトン散乱などにより少し波長が長くなって出る X 線と、蛍光 X 線との総称。蛍光 X 線は入射 X 線によって物質内の電子状態が励起され、続いて電子状態がもとに戻る際に発する X 線で、その波長は物質に固有で、入射線の波長には依存しないで元素分析に役立つ。

二次温度計 [英 secondary thermometer, 仏 thermomètre secondaire, 露 вторичный термометр] 少なくとも 1 つの温度で校正して、温度測定に使用できる温度計。原理的には、温度によって変化する物質の性質はすべて利用できるが、(1) 温度変化が単調で、数少ない校正点で十分な精度のある実験式が求められること、(2) 十分な感度(分解能)が得られること、(3) 計測が簡単なこと、(4) 感温素子の熱容量ができるだけ小さいこと、(5) 再現性がよいこと、などの要件が満たされることが望ましい。これらの要件をすべて満たす二次温度計は少ないので、温度領域、必要精度、計測の対象と条件によって適当な温度計を選ぶ必要がある。古典的な二次温度計としては液体封入ガラス温度計があり、また高温では種々の高温計が使用されている。比較的広い温度範囲にわたって、上記の要件の多くを満たし、広く利用されているのは熱電対と抵抗温度計である。熱電対は、多少感度が悪く、特に低温(約 20 K 以下)では熱起電力が小さくなるため、あまり使用されていなかったが、近年金に鉄をわずかに混ぜた金鉄希薄合金-クロメル熱電対で 1 K 近くまで使用できるようになってきている。抵抗温度計で標準として用いられているのは白金抵抗温度計であるが、14 K 以下では感度が悪くなるので、ゲルマニウムや炭素抵抗温度計が用いられる。ゲルマニウムと炭素は、温度が低くなると急速に抵抗が増加するので、感度はよくなるが、抵抗が数 kΩ 以上になると計測上の問題が起る。このほか、特に炭素は再現性があまりよくなく、数多くの校正点を必要とする欠点があるが、感度、熱容量が小さいこと、および簡便性から極低温実験に広く用いられている(⇒抵抗温度計)。極低温では液体ヘリウム 4 および液体ヘリウム 3 の蒸気圧温度計が標準的な二次温度計として使用されているが、0.3 K 以下ではヘリウム 3 の蒸気圧も小さくなるので、0.3 K 以下超低温に至る領域では磁気温度計が用いられている。このほか、核四極子共鳴温度計(30~300 K)、音速温度計(30~3400 K)などがあり、また最近チタン酸ストロンチウムを主体とした非晶質体の誘電率変化を測温素子とする静電容量温度計(1 K 以下まで測れる)も商品化されている。

西川正治 Nishikawa, Shoji 1884.12.5—1952.1.5 日本の実験物理学者。東京、八王子市に生れる。東京帝国大学物理学科を 1910 年に卒業後、大学院に学び、1916 年に論文「スピネル群の結晶構造」により理学博士となる。1922 年 同大学助教授、1924 年 教授に任ぜられ、1945 年に定年退職した。また 1917 年の理化学研究所の発足と同時

時に同研究所の創設に参加し、1922~49 年にわたって西川研究室を主宰した。大学院に在学中、寺田寅彦の勧めにより X 線回折の研究に入り、まず小野澄之助とともに、繊維状・層状・粒状などの各種物質における結晶組織を初めて明らかにした(1913 年)。次いでスピネルの結晶構造を決定したが(1915 年)、これは結晶構造解析に空間群理論を援用した最初の研究であった。この理論の適用を含む西川の構造解析の手法は、1918~19 年のアメリカ・コーネル大学に滞在中に研究を指導した R. W. G. Wyckoff を通じてその後のアメリカの X 線結晶学の進展にも影響を与えた。X 線回折に関しては、このほかに結晶の完全性の研究、X 線の異常分散によるフリーデル則背反の研究などがあり、いずれも先駆的研究である。さらに電子回折の研究に関して、菊池正士を指導して雲母による陰極線回折の実験を成功させた(1928 年)。回折結晶学に関しては開拓者として国際的な研究者のひとりであり、またわが国におけるこの研究分野の生みの親であった。1935 年ころから原子核の研究を開始し、仁科芳雄らと協力して理化学研究所におけるサイクロトロンなどの加速器の建設にあたった。1917 年に学士院賞を受け、1937 年に帝国学士院会員に推された。また 1951 年には文化勲章を授与された。門弟から多くの有力な研究者を出した。

二時間グリーン関数 [英 two-time Green function, 仏 fonction de Green à deux temps, 露 двухвременная функция Грина] ⇒ グリーン関数

二次基準温度 [英 secondary reference temperature, 独 sekundäre Bezugtemperatur, 仏 température de référence secondaire] ⇒ 温度定点

二次共鳴 [英 second resonance, 独 zweite Resonanz, 仏 résonance de second ordre, 露 второй резонанс] ⇒ ベータatron 振動

二次曲線 [英 curve of the second order, 独 Kurve zweiter Ordnung, 仏 courbe de second degré, 露 кривая второго порядка] 直角座標 x, y に関する二次方程式 $ax^2 + 2bxy + cy^2 + 2dx + 2ey + f = 0$ が定める平面曲線。実の二次曲線は楕円、双曲線、放物線、さらに特別な場合には直線、点、のどれかになる。これらはすべて円錐面の平面による切口の曲線になっているので、二次曲線のことを円錐曲線ともいう。同様に x, y, z の二次方程式が定める曲面を二次曲面という。実の二次曲面は楕円面、双曲面、放物面、二次曲線を導線とする錐面、同様な柱面、平面、点、のどれかである。

二次曲面 [英 surface of the second order, 独 Fläche zweiter Ordnung, 仏 surface de second degré, 露 поверхность второго порядка] ⇒ 二次曲線

二軸結晶 [英 biaxial crystal, 独 optisch zweiaxiger Kristall, 仏 cristal biaxe, 露 двусековой кристалл] 光学軸が 2 つある結晶で、双軸結晶ともいう。斜方晶系、単斜晶系、三斜晶系の結晶は、対称性が低いために 3 つの主屈折率 n_1, n_2, n_3 がすべて異なった値をとり、二軸結晶に属する。主な二軸結晶の屈折率(波長 589.3nm, 20°C)を表に示す。二軸結晶では、通常、 $n_1 < n_2 < n_3$ となるように電

結 晶 (正負)	n_1	n_2	n_3
雲 母 (負)	1.5612	1.5944	1.5993
セコウウ (正)	1.5208	1.5288	1.5298
硝 石 (負)	1.3346	1.5056	1.5064

気的主軸系の x_1, x_2, x_3 軸を選択する。 $n_1 < n_2 < n_3$ とすると、2つの光学軸は、ともに $x_1 x_2$ 平面内にあり、2つの光学軸と x_3 軸のなす角 β は等しく

$$\tan \beta = \pm \left(\frac{1}{\frac{n_1^2}{n_2^2} - 1} \right)^{1/2}$$

となる。2つの光学軸のなす角 $2\beta (=Q)$ を光軸角といい、通常、 $Q < 90^\circ$ となるように選ぶ。2つの光学軸が x_3 軸をはさむ結晶を光学的に正、 x_1 軸をはさむ結晶を光学的に負という ($\beta < 45^\circ$ のものを正結晶、 $\beta > 45^\circ$ のものを負結晶とする定義のしかたもある)。副光学軸も $x_1 x_3$ 平面内にあり、2つある。二軸結晶に光が入射すると、複屈折によって2つに分れ、ともに異常光線のようにふるまう。また、円錐屈折を生じることもある。

二次形式 [英 quadratic form, 独 quadratische Form, 仏 forme quadratique, 露 квадратичная форма] 変数 x_1, x_2, \dots, x_n に関する二次の同次式

$$\sum_{i=1}^n a_{ii} x_i^2 + 2 \sum_{i>j} a_{ij} x_i x_j$$

を二次形式といい、 $i < j$ に対して $a_{ji} = a_{ij}$ とおけば、これは $\sum_{i,j=1}^n a_{ij} x_i x_j$ と書ける。また行列 $A = (a_{ij})$ と列ベクトル

$$x = \begin{pmatrix} x_1 \\ \vdots \\ x_n \end{pmatrix}$$

により、二次形式は ' xAx (x は行ベクトル)とも書ける。ベクトル x に適当な正則行列 U による変換 $y = Ux$ を行うことにより、二次形式は対角形 $\sum_{i=1}^n d_i y_i^2$ に変換される(主軸変換)。行列 A が実対称であれば d_i は実数である。 n 個の d_i のうち p 個が正、 q 個が負、 $n-p-q$ 個が0であるとき、 $p+q$ を行列 A の階数という。 p, q の数値はどのような正則行列による主軸変換によっても変わらない(シルベスターの慣性則)。特に変換行列 U を直交行列に選んで主軸変換したときの d_i は行列 A の固有値である(⇒エルミート形式)。

二次欠陥 [英 secondary defect, 独 Sekundärdefekt, 仏 défaut secondaire, 露 вторичный дефект] 高温からの急冷、高エネルギー粒子による照射損傷、塑性変形などによって結晶中に過飽和の点欠陥が導入されるが、これらは移動集合してより大きな欠陥を形成することがある。それそれの処理によって直接発生する欠陥が一次欠陥であるのに対し、これらの反応によって生じたものは二次欠陥である。格子間原子が集合して形成する二次欠陥は転位ループであり、原子空孔によるものは転位ループのほかに積層欠陥四面体やボイドなどがある。急冷、照射、変形などによる結晶性材料の機械的性質への影響は、点欠陥そのものによるより、これら二次欠陥の形成による方が大きい。また原子炉材料開発における大きな問題点のひとつはボイドを含めた二次欠陥の制御にあるといえる。

二次元イジング模型 [英 two-dimensional Ising model, 独 zweidimensionales Ising modell, 仏 modèle de Ising à deux dimensions, 露 двумерная модель Изинга] 二次元格子上に、2つの状態をとりうる変数が並んでいて、互いに相互作用している系をいう。特に、上向きスピンを $\sigma = 1$ 、下向きスピンを $\sigma = -1$ 、交換エネルギーを J 、磁気モーメントを m 、外部磁場を H とするとイジン

グ模型のハミルトニアン \mathcal{H} は

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_i \sigma_j - mH \sum_i \sigma_i$$

で表される。 $\langle ij \rangle$ は最近接格子点対についての和を示す。一次元の場合に E. Ising が最初に解いた模型であるが、二次元正方形格子におけるこの系の外部磁場がないときの状態和 Z は L. Onsager が、自発磁化 M は Onsager および C. N. Yang が厳密に求めた。その結果は熱力学的極限において

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \ln Z = \ln 2 + \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\pi \int_0^\pi \ln [\cosh^2 2K - \sinh 2K (\cos \omega + \cos \omega')] d\omega d\omega'$$

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{M}{mN} = \left[1 - \frac{1}{\sinh^4 2K} \right]^{1/8}$$

で与えられる。ここに $K = J/2kT$ である。これは厳密解の求められた少数ない例のひとつで、多くの近似解しか得られていない多体問題に対して貴重な指針を与えた。とくに臨界温度 T_c は $J/kT_c = \sinh^{-1} 1 = 0.8813$ で与えられる。臨界温度の近傍で比熱 C 、自発磁化 M 、磁化率 χ は $C \sim \ln |T - T_c|$ 、 $M \sim (T_c - T)^{1/8}$ 、 $\chi \sim |T - T_c|^{-1/4}$ の特異性を示す。二次元イジング模型の H が有限のときの状態和はまだ求められていない。なお、二次元イジング模型の状態和を求める問題は、一次元 XY 模型

$$\mathcal{H} = - \sum_j (J_x \sigma_j^x \sigma_{j+1}^x + J_y \sigma_j^y \sigma_{j+1}^y) - H \sum_j \sigma_j^z$$

の基底状態を決めることと等価である。したがって、その H に関する異常性は、二次元イジング模型の C, M, χ と同様になる。

二次元クロマトグラフィー [英 two-dimensional chromatography, 独 zweidimensionale Chromatographie, 仏 chromatographie bidimensionnelle, 露 двумерная хроматография] ⇒クロマトグラフィー、二次元ゲル電気泳動法

二次元系 [英 two-dimensional system, 仏 système de deux dimensions, 露 двумерная система] 相似変換の指数 d (⇒一次元系) が2に等しい系を二次元系という ($V' = b^2 V$)。一次元系は簡単すぎて、興味深い現象が起らないことが多いが、二次元系は、相転移その他のおもしろい現象が起りうる最も小さい次元の系である。したがって、多くの統計物理学の研究が二次元で行われている。 $O(n)$ ($n \geq 2$) の対称性をもつハミルトニアンでは、有限温度では、自発的な秩序度は存在しないことがボゴリューボフ不等式を使って証明されている。それにもかかわらず二次元 XY 模型では、磁化率がある有限温度 T_{SK} で発散する相転移があると考えられている(⇒コスタリッツ-サウレス転移)。

二次元結晶 [英 two-dimensional crystal, 独 zweidimensionaler Kristall, 仏 cristal à deux-dimensions, 露 двумерный кристалл] 明確な二次元結晶の定義は存在しない。いいていえば、対象とする特定の物理的性質に関して、系を二次元または近似的に二次元と考えてよい場合を二次元結晶という。それゆえ同一物質でも、考える物理的性質によっては二次元結晶とよべる場合もあり、そうでない場合もある。層状構造をもつ結晶、分子ビーム法によってつくられた超薄膜などが広い物理的性質にわたって二次元結晶とみなせる例である。

二次元結晶核 [英 two-dimensional crystal nucleus,

仏 *noyau de cristal à deux-dimensions*, 露 *ядро двумерного кристалла*] 過飽和蒸気(または溶液)に接した滑らかな成長界面が, ほぼ平面を維持しながら1層ずつ順次成長する場合, ある層が完成された後に次の層に発生した部分分子層は, 熱ゆらぎにより消長するが, ある最小限以上の大きさのものは確率的に成長し続ける。この臨界的な部分分子層を二次元結晶核という。臨界値の存在は, 部分分子層の輪郭(ステップ)に位置する分子のエネルギー不利による。部分分子層の発生に伴う全系の自由エネルギー変化 ΔG は, 熱力学的な連続体近似では, 半径 r の円板について

$$\Delta G = -\frac{\Delta\mu\pi r^2}{a^2} + \frac{r2\pi\tau}{a}$$

と表される。 $\Delta\mu = \mu_v - \mu_s \approx kT \ln(p/p_0) = kT \ln a$ は過剰化学ポテンシャル, τ は1格子点当りのステップエネルギー, a は格子定数。 $\Delta G(r)$ は, 二次元結晶核に相当する半径 $r_c = \tau a / (kT \ln a)$ で極大値 $\Delta G_c = \pi\tau^2 / (kT \ln a)$ をとり, 過飽和比 a が大きいほど $r_c, \Delta G_c$ ともに小さくなる。 r_c が a に近くなるような高過飽和度では, 格子的な取扱が必要となる。単位面積, 単位時間当りの二次元結晶核の発生頻度 I は, おおよそ

$$I \approx Z n_0 \nu \exp\left(-\frac{\Delta G_c}{kT}\right)$$

と表される。ここで, Z はゼルドビッチ因子, n_0 は格子点密度, ν は頻度因子である。低過飽和度では, ΔG_c が $\ln a$ に逆比例して増すため, 核発生頻度 I は激減する。たとえば, 蒸気成長の場合, 50% 以下の過飽和度では, 2次元核機構による結晶成長はほとんど期待できず, 観測される成長はらせん転位機構による渦巻成長に限られる。

二次元ゲル電気泳動法 [英 *two-dimensional gel electrophoresis*, 独 *zweidimensionale Gel-Elektrophorese*, 仏 *électrophorèse bidimensionnelle de gel*, 露 *двумерный гелевый электрофорез*] 棒状のゲル中で電気泳動によりタンパク質を分離し(一次元電気泳動), このゲルを平板状のゲル(スラブゲル)の一边に密着させて別の原理により電気泳動を行えば, 一次元法に比べて分離能が格段に向上することが期待できる。たとえば, 一次元法は未変性タンパク質の泳動(ストークス半径および実効電荷の差による分離)または等電点電気泳動を行い, 次にこのゲルをドデシル硫酸ナトリウム(SDS)につけたのち, SDSを含むスラブゲルで電気泳動(分子量の差による分離)を行う。こうした方法により, O'Farrell は大腸菌の1100種以上のペプチドをゲル上に分離することができた(\Rightarrow ポリアクリルアミドゲル電気泳動, SDS ポリアクリルアミドゲル電気泳動)。

二次元格子 [英 *two-dimensional lattice*, 独 *zweidimensionales Gitter*, 仏 *réseau bidimensionnel*, 露 *двумерная решётка*] \Rightarrow 低速電子線回折

二次コイル [英 *secondary coil*, 独 *Sekundärspule*, 仏 *bobine secondaire*, 露 *вторичная катушка*] \Rightarrow 一次コイル

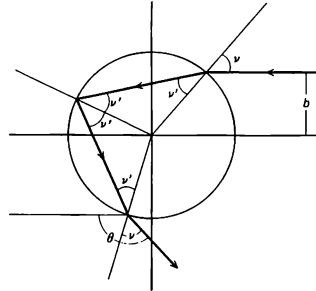
二次構造 [英 *secondary structure*, 独 *Sekundärgefuge*, 仏 *structure secondaire*, 露 *вторичная структура*] \Rightarrow 高次構造

虹散乱 [英 *rainbow scattering*, 独 *Regenbogenstreuung*, 仏 *diffusion à arc-en-ciel*] 原子核散乱において虹のように散乱粒子が一定角度に集中する現象をいう。ポテンシャルによる入射粒子の散乱では入射粒子の波数がボテ

ンシャルの単位長さ当りの変化量に比べて十分大きいとき, 入射粒子は幾何光学的に散乱される。このとき散乱角 θ は衝突係数 b の関数となり

$$\frac{d\theta}{db} = 0 \quad (1)$$

を満足する散乱角に散乱粒子が集中する。この散乱角を水滴による可視光の虹との類似から虹角度とよび, この角度への散乱を虹散乱とよぶ。球状の水滴による虹は次のように理解される。図に示すように球表面での入射角 ν , 屈折



角 ν' , 屈折率を n , 散乱角を θ とすれば

$$\sin \nu' = n^{-1} \sin \nu \quad (2)$$

$$\theta = 2p\left(\frac{1}{2}\pi - \nu'\right) + 2\nu - \pi \quad (3)$$

を得る。ただし $(p-1)$ は水滴内での反射回数を示し, 入射角 ν と衝突係数 b は, 球の半径 R を用いて $b = R \sin \nu$ で結ばれる。式(1)~(3)の連立方程式を解いて入射角は次式になる。

$$\cos \nu = \sqrt{\frac{n^2 - 1}{p^2 - 1}}$$

これから虹散乱の散乱角 θ が定まる。

西島-ゲルマンの規則 [英 *Nishijima-Gell-Mann rule*, 独 *Nishijima-Gell-Mann Gesetz*, 仏 *règle de Nishijima-Gell-Mann*, 露 *правило Нишиджимы-Гелл-Манна*] 素粒子物理学において, 奇妙さという量子数をもつ粒子の発生と崩壊を記述する規則。その内容は次のとおりである。(1) 各ハドロンにアイソスピンと奇妙さの量子数を与えること。(2) ハドロンの電荷を eQ , 超電荷を Y , アイソスピンの第三成分を I_3 とすると, $Q = I_3 + Y/2$ を満たす。ここでバリオン数を B , 奇妙さを S とすると, $Y = B + S$ である。(3) 強い相互作用と電磁相互作用による素粒子反応では, I_3, Y, B, S が別々に保存する。強い相互作用では I も保存する。弱い相互作用では I, S は保存しない。中野董夫, 西島和彦と M. Gell-Mann は, 1953 年に当時の新粒子, 奇妙な粒子の現象論的研究によってこの規則を発見した。

二次消滅 [英 *secondary extinction*, 独 *sekundäre Extinktion*, 仏 *extinction secondaire*, 露 *вторичная экстинкция*] X 線(中性子線)回折における消滅現象を理論的に扱うにあたり, C. G. Darwin は一次消滅と二次消滅に分類した(\Rightarrow 消滅効果, 一次消滅)。彼は見かけ上単結晶と見られる結晶も, 多くの場合, 微結晶あるいはモザイクブロックの集りであると考え(\Rightarrow モザイク結晶), 各ブロック間の多重回折による消滅現象を二次消滅とよんだ。一般に, 多重回折を起すブロックの位置関係やブロックの形状

はでためであるから、透過波および回折波の位相関係もでためであると考えられる。この事情の下では、透過線の強度を I_0 、回折線の強度を I_g とし、 I_0 および I_g の間のエネルギー(強度)変換の式を出発点として多重回折を扱うことができる。今日ではダーウィンの式の拡張と見なされるハミルトン-ザカリアーゼンの式を出発点として、種々の形状(たとえば球など)をもつ有限結晶に対し、積分反射強度、あるいは消衰因子 η を数値的に算定することが行われている。

消衰効果の補正は精密構造解析にとって重要な課題のひとつである。構造解析で扱われる結晶では、多くの場合、一次消衰よりも二次消衰が顕著である。このため、二次消衰効果を取り入れた、構造解析のための計算機プログラムが開発されている。なお、最近、従来の二次消衰理論に疑問がもたれている。それは、ハミルトン-ザカリアーゼン型のエネルギー変換式の成立条件にかかわる疑問である。このように二次消衰は回折現象における古い問題であるが、未解決な点が残されていることに注意する必要がある。

二次相転移 [英 second order phase transition, 独 Phasenübergang zweiter Ordnung, 仏 transition de phase du second ordre, 露 фазовый переход второго рода] ある温度 T_c で、ギブスの自由エネルギー G の温度についての n 次微分 $\partial^n G / \partial T^n$ が不連続または発散を示し、 $n-1$ 次以下の微分はすべて連続であるとき、この温度で n 次相転移があるという。0 次の相転移はありえず、一次相転移はエントロピーの飛躍を示し、潜熱を要するのに対し、二次相転移は潜熱を伴わない。比熱に不連続ないし発散が見られる相転移が二次相転移ということになる。二次またはそれ以上の相転移は(準安定状態を伴わない)第二種相転移といわれる。以下に二次相転移の例をあげ、それぞれについて転移温度 T_c の値を付す。(1) 金属の超伝導状態と常伝導状態の間の相転移。例: Al ($T_c = 1.175$ K), Pb (7.201 K), Sn (3.722 K)。(2) 液体ヘリウム 4 の超流動相と常流動相の間の相転移($T_c = 2.18$ K)。(3) 強磁性状態と常磁性状態の間の相転移。例: Fe ($T_c = 1043$ K), Co (1404 K), Ni (631 K)。(4) 反強磁性状態と常磁性状態の間の相転移。例: MnF₂ ($T_N = 72$ K), MnO (122 K), FeF₂ (79 K)。(5) 気体・液体の相転移は臨界点 (T_c, p_c) をもつが、圧力を p_c に固定したまま温度を変えていくと $T = T_c$ で現れる転移。(6) ある種の二成分液体が、低温側で相分離し、高温側でよく混じりあい、その間に見られる相転移。

二次相転移の特色は、転移温度以下では秩序変数が有限の値をもち、転移温度の上では秩序変数が 0 になっていることである。強磁性の場合の秩序変数は自発磁化の値であり、反強磁性の場合は副格子磁化の値である。圧力を p_c に保った気体・液体の温度変化の問題では、秩序変数は同一温度での液体と気体の密度差である。二次相転移では、多くの場合比熱が発散する。分子場近似やランダウの現象論(⇒秩序状態)では、比熱は発散せず有限のまま T_c で不連続になっている。これは二次相転移の統計力学の基本問題のひとつであったが、ウィルソンによるくりこみ変換群の適用(⇒ウィルソンのくりこみ変換群)により大きく進歩した。純粋な金属の超伝導の場合は、現状ないし近い将来の測定技術の範囲では、比熱が有限のまま不連続を示すだけであり、本質的に分子場近似である BCS 理論によって、定性的ふるまいはぴったり説明される。この理論的根

拠は相互作用の長距離性と電子のフェルミ統計性にある。

二次電子 [英 secondary electron, 独 Sekundärelektron, 仏 électron secondaire, 露 вторичный электрон] 電子が固体に衝突したとき、その部分から放出される電子のこと。金属では衝突する一次電子のエネルギーが約 20 V 以下では二次電子は得られない。二次電子のエネルギー分布の形はどの金属でもだいたい同じで、図 1 のように

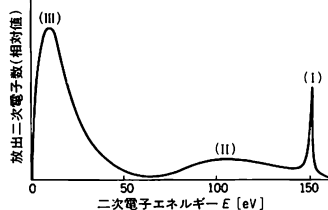


図 1

なっている。図中(I)のピークは弾性散乱された一次電子で、したがってエネルギーは一次電子と同じである。(II)の部分は非弾性散乱を行った一次電子で、物質固有の形をとる。(III)が、真の二次電子で、マクスウェル分布形を示す。二次電子放出を利用するとき、問題になるのは、二次電子の量と一次電子の量の比 δ で、これを二次電子増倍率という。この増倍率は一次電子のエネルギーに対し、一般に図 2 のように変化する。一次電子のエネルギーを高くす

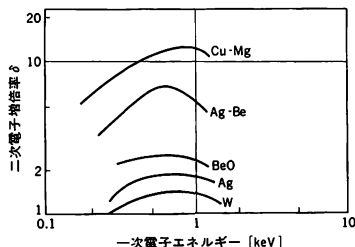
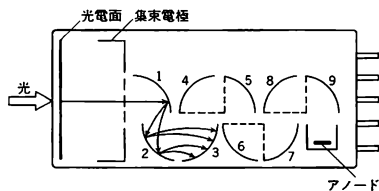


図 2

ると増倍率が緩慢に減少するのは、一次電子が奥深く侵入するため、二次電子の発生量が多くても、表面に出てくるまでに吸収される量も多いためである。一次電子が表面に斜めに入ると、二次電子の発生する位置が表面に近くなるので、一般に増倍率が増加する。増倍率は表面の温度にはほとんど関係しない。

二次電子増倍管 [英 secondary-electron multiplier, 独 Sekundärelektronenverstärker, 仏 multiplicateur à électrons secondaires, 露 вторично-электронный умножитель] 二次電子放出現象を利用して電子を増倍する電子管の総称。古くから粒子検出に用いられている光電子増倍管は二次電子増倍管の一種で、光の入射した光電面から放出された電子は、複数個のダイノードといわれる二次電子



放出電極に衝突しながら増倍されてアノードに達する。二次電子放出比 S のダイノードが n 個あると増倍利得は $M = S^n$ となる。一般に M は $10^6 \sim 10^7$ である。光電子増倍管の概略を図に示す。

現在は上記のような複数個のダイノード電極の代りに、チャンネルプレートを利用したチャンネル二次電子増倍管も広く使われている。チャンネルプレートは、単に電子増倍の効果ばかりでなく、二次元情報の高利得増幅器(⇒映像増倍器)としての機能をもっている(⇒チャンネルプレート)。

二次電池 [英 secondary cell, 独 Sekundärelement, 仏 pile secondaire, 露 вторичный элемент] = 蓄電池

仁科記念財団 [英 The Nishina Memorial Foundation, 仏 Fondation commémorative de Nishina] 仁科芳雄の功績を記念して、原子物理学およびその応用を中心とする科学技術の振興と学術文化の交渉を図り、もってわが国の学術、および国民生活の向上を促進、ひいては世界文化の進歩に寄与することを目的として設立された財団法人。財団は、1955年に澁沢敬三を初代理事長として、財界からの寄付金、国内の個人および海外の学者からの寄金をもとに発足した。事業としては、(1)原子物理学および応用の分野で極めて優秀な成果を収めた研究者への仁科記念賞の授与、(2)若い研究者の海外派遣(毎年2~3名)、(3)海外からの学者招聘、(4)仁科記念講演会の開催、(5)小規模国際的研究集会への援助、(6)仁科記念室および朝永記念室における資料の収集整理、などを行っている。澁沢の後、朝永振一郎が第二代理事長となり、1979年からは久保亮五が第三代理事長となった。

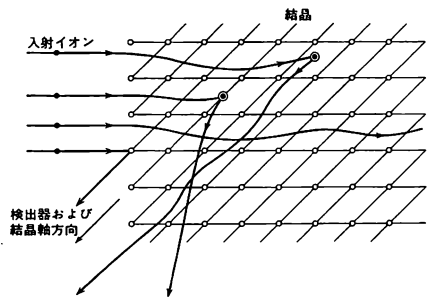
仁科芳雄 Nishina, Yoshio 1890.12.6—1951.1.10 日本の原子物理学。岡山県に生れる。1918年 東京帝国大学電気工学科を卒業。1920年 理化学研究所から海外派遣され、まずイギリスのキャンベディッシュ研究所の E. Rutherford の下で、次いでドイツのゲッティンゲン大学で学び、1923年春から1928年末まではコペンハーゲン大学の N. Bohr の下に留学した。1922年の G. von Hevesy および D. Coster によるハフニウム発見のあとを受けて、希土類とハフニウムを含む一連の元素について X 線分光学の実験でエネルギー単位を測り、Bohr の原子構造理論の裏づけを行い、Coster がオランダに帰った後も X 線分光学による元素の定量分析の実験的研究を続けた。ラルフ・エルステッド奨学金を受けて研究するうち、折からの新しい量子力学の誕生に刺激されて理論の研究に転じ、1927年末、ハンブルク大学の W. Pauli のもとでアメリカから来ていた I. I. Rabi とともに X 線の吸収の計算を行った。1928年 コペンハーゲンに戻って O. Klein とともに P. A. M. Dirac の相対論的電子論を応用してコンプトン散乱の計算を行い、有名なクライン-仁科の公式を導いた。その年の末帰国して理化学研究所に戻り、日本の各大学に量子力学を広めた。1931年 理化学研究所長岡岡研究室から独立して研究室主任となり、宇宙線、原子核、素粒子の研究の有力な学派を育てた。1937年 23t のサイクロトロン、1944年 200t のサイクロトロンを完成したが、日本の敗戦後、米軍に破壊された。放射能の生物学的応用に情熱を傾け、戦後はアメリカのオークリッジで生産される放射性核種の輸入に普及に尽力した。また財政的破綻に類した理化学研究所を株式会社科学研究所として立ち直らせ、ペニシリンの国産に指導的役割を果たした。1946年 戦後最初の文化勲章を受けた。1955年 門弟朝永振一郎らにより、

彼を記念する仁科記念財団が設立された。

二次の非線形感受率 [英 nonlinear susceptibility of second order, 独 nichtlineare Suszeptibilität zweiter Ordnung, 仏 susceptibilité non-linéaire de second ordre, 露 нелинейная восприимчивость второго порядка] ⇒ 非線形(光)感受率

西村-鎌田の理論 [英 Nishimura-Kamata function] 高エネルギー電子や γ 線が物質に入射すると、制動放射や電子対生成の過程によって電子や γ 線の数はネズミ算的に増殖する。これを電磁シャワーとよんでいる。初めに入射した粒子のエネルギーは多数の電子と γ 線に分割されて、1粒子当りのエネルギーは減ってくる。一方シャワー中の電子は電離損失でエネルギーを失い、ついには物質中に止まる。このようにして電磁シャワーは、当初はシャワー粒子の数は増加し、極大を経た後に衰退して終ることになる。制動放射や電子対生成の断面積は H. A. Bethe, W. Heitler により計算されている。電離損失の効果を無視すると電磁シャワーの発達のようなすは数学的な取扱いが簡単になるので、これを近似 A のシャワー理論とよんでいる。L. D. Landau らによって取扱われた。電離損失の効果を入れた理論は近似 B とよばれ、J. F. Carlson, J. R. Oppenheimer らによって発展させられた。実際の電磁シャワーではシャワー中の電子は物質中でクーロンの多重散乱を受けるため、シャワーの進行方向に対して横向きに広がる。近似 B のシャワー理論に多重散乱の効果を入れ、シャワーの横方向の広がり分布を解析的に求めたのが西村-鎌田関数である。宇宙線中の現象で電磁シャワーの関与する空気シャワー現象の解析や、原子核乾板中の電子シャワー(シャワー軸のごく近傍しか観測されない)の解析に使われている。

二重アラインメント [英 double alignment, 仏 alignement double] イオンを結晶の軸に平行に入射させ、結晶内で散乱したイオンを図のように他の結晶の軸や面の方向で検出する方法、もしくはちょうど 180° 方向に散乱

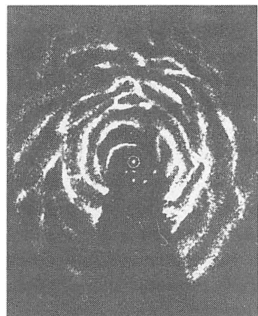


したイオンを検出する方法(この場合は入射方向と検出方向は同じ結晶軸である)をいう。この際、入射イオンはチャネリング効果によりわずかに散乱され、散乱されたイオンはブロッッキング効果によりほとんど外に出ない。したがってその方向での収量は、チャネリングの場合の最少収量を x_{\min} とする x_{\max} となる(⇒最少収量)。しかし格子間に原子がある場合、その原子からの散乱強度は著しく大きくなり、検出感度が通常のチャネリングだけの場合に比べて増大する。この効果を利用して格子欠陥の構造を調べることができる。また結晶表面に対して傾いた結晶軸の

方向に入射し、同じく傾いた他の結晶軸の方向で散乱粒子を検出するときには、表面ピーク(⇔表面収量)の大きさが、結晶表面原子層の格子間隔の緩和がある場合、チャネリング入射だけの場合に比べて大きく変化する。このことを利用して結晶表面での原子の緩和現象を調べることができる。

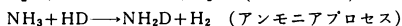
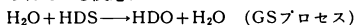
21cm 電波 [英 21 cm radio wave, 露 излучение на длине 21 сантиметр] 宇宙を構成する元素の90%以上(原子数)は水素であるが、低温の水素原子は可視光と相互作用をしないので、見るができない。1944年にオランダのH. C. van de Hulstは中性水素原子の電子スピン・核スピン相互作用によって生じる基底準位の超微細構造間の遷移によって、放射・吸収される波長21cmの電波の強度を推定し、銀河系の円盤面内に分布する低温の水素ガス雲は十分に観測可能であると考えた。この電波は1951年に発見され、天文学における基本的な観測手段のひとつとなった。最大の成果は21cm電波の観測によってわれわれの住む銀河系の腕の渦状構造が大まかにではあるが描きだされたことである。最近では大型の電波干渉計を用いてわれわれの銀河系近傍の渦巻銀河におけるガス分布の詳細も次々と明らかにされていく。

21cm電波の波長は詳しくは21.106114cm、周波数では1420.40575MHzとなる。磁気双極子遷移であるから遷移確率は極めて小さいが、宇宙空間には莫大な数の水素原子が存在するので、検出が可能なのである。図は21cm電波

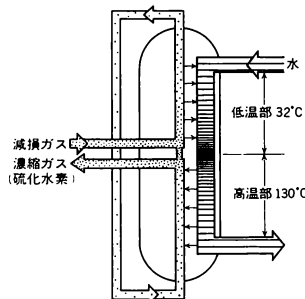


の観測を総合して得られたわれわれの銀河系の渦巻構造で、中央が銀河系中心、その真上の小さい丸印が太陽である。重水素(^2H)の同様な電波が波長36cmで探されているが、まだ宇宙では確認されていない。

二重温度交換法 [英 dual temperature exchange process, 独 Doppeltemperatur-Austauschprozess, 仏 processus de double échange de température] 二相間同位体交換平衡の重畳のために用いられる向流接触方式の一種であり、低温塔と高温塔が結合された塔から構成される。通常の蒸留塔のような向流接触塔では、単温度交換塔と相変換器からなる単温度交換法が用いられるが、エネルギー消費が少なくかつ簡単な原理による相変換器が使えない場合、相変換器の代りに高温塔がおかれ二重温度交換法が用いられる。すなわち、二重温度交換塔の高温部は不完全なりポイラーにたとえることができる。現在、重水製造に工業的に用いられている反応は



であるが、これらが成功したのは、二重温度交換法が考案されたことに基づいている。一般に、同位体交換平衡定数は低温で大きく高温で小さくなる傾向をもつため、図の二



重温度交換塔では、低温塔の塔頂から流入した水は、低温塔内を流下するにつれて重水が濃縮し、高温塔では逆に重水濃度が低下する。塔内で水と平衡関係にある硫化水素ガス(H_2S)は、低温塔の塔頂から高温の塔底へ再循環されるが、重水素を濃縮したガスの一部は、塔中央部から抜き出され、高次の分離プロセスへ導かれる。

二重共鳴分光法 [英 double resonance spectroscopy, 仏 spectroscopie de double résonance, 露 спектроскопия двойного резонанса] 二種類の電磁波を用いる分光法で、ふつうは1つの電磁波は測定対象の平衡分布をこわす(ポンピング)ために使われ、他の電磁波はその影響を検出するために用いられる。それぞれの電磁波の波長は、物質系のエネルギー準位の間の2つの遷移に共鳴しているが、2つの遷移が1つのエネルギー準位を共有している場合を三準位二重共鳴(図1)、そうでない場合を四準位二重共鳴(図2)という。使用する電磁波の種類によって、マイクロ波・赤外二重共鳴、ラジオ波・光二重共鳴などによればる。

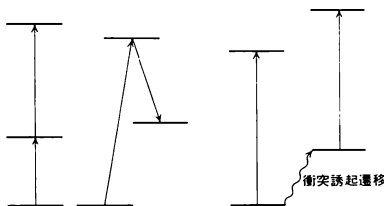


図1

図2

二重共鳴法は電子・核二重共鳴や三準位メーザー(⇔メーザー)のように、まずラジオ波やマイクロ波の領域で開発された。レーザーによって赤外や可視・紫外領域でも強力な光源が得られるようになってから、波長範囲が大きくひろげられ、また種々の電磁波の組合せで実験することが可能になった。電子・核二重共鳴は電子スピン・核スピン相互作用を通して、核磁気共鳴の弱い信号を強い常磁性共鳴信号として観測するのが目的であった。一般に、三準位二重共鳴法でも、分布数が少なくして弱い信号しか与えない高い励起状態からの遷移をポンピングによって強くすることを目的としている。ことに、赤外や可視の光子エネルギー $h\nu$ だけにある準位の分布数は、ボルツマン項 $\exp(-h\nu/kT)$ の値が $10^{-3} \sim 10^{-40}$ と小さくほとんどゼロに等しいが、ポンピング遷移を飽和させる(すなわちこの遷移の上下2準位の分布数をほぼ等しくすることによって、大き

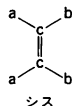
な二重共鳴信号を得ることができる。これはボルツマン項の逆数に相当する値だけの感度の向上とみなすことができる。

不規則な振動によりある準位から他の準位へと物質の状態が変化する緩和過程や、特定の状態から状態への衝突誘起遷移の確率などは、四準位二重共鳴法で調べることができる。二重共鳴法が成立するために必要なポンピング電磁波の強度は、飽和分光法などの場合と同じで、それほど高くない(⇒非線形光学)。

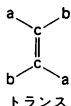
二重極 — 双極 —

二重群 [英 double group, 仏 groupe double, 露 двойная группа] スピン 1/2 の粒子のスピン関数は空間の回転に対して、回転群の二次元既約表現 $D^{(1/2)}$ の基底のように変換する。ところが $D^{(1/2)}$ は回転群の二価表現であるため、これを直接に、点群の表現として用いることはできない。これを避けるため、回転操作を含む群のように拡張して導入されるものが二重群である。すなわち、二重群では任意軸のまわりの角度 2π の回転 R は単位元ではなく、角度 4π の回転によって、初めて単位元に戻ると仮定する。もとの群の元と、それらに R をかけて得られるすべての元の集合によって、二重群が構成される。任意の点群および空間群について、対応する二重群を定義することができる。二重群の位数はもとの群の位数の二倍であるが、その類の数、したがって既約表現の数は、必ずしももとの群の類の数の二倍ではない。点群または空間群の既約表現は、それから導かれる二重群の既約表現でもある。二重群に拡張することによって、新しく得られる既約表現は付加表現とよばれる。これはもとの群に対しては、二価表現になっている。

二重結合 [英 double bond, 独 Doppelbindung, 仏 liaison double, 露 двойная связь] エチレン C_2H_4 における 2 つの C 原子を結びつけている化学結合は、二重結合の典型である。 $H_2C=CH_2$ と表される。二重結合は 1 つの σ 結合と 1 つの π 結合でつくられている。エチレンの場合、 π 結合の強さがいかに大きくなるのは、2 つの CH_2 基が同一平面上にあるときである。2 つの CH_2 基がつくる平面が C—C 軸のまわりに回転して、両面のなす角が大きくなるにつれて π 結合は弱くなり、分子全体として不安定になる。したがって、二重結合軸のまわりの分子内回転は強く妨げられる。これが二重結合をもつ分子において幾何異性体の生ずる理由である(⇒幾何異性)。たとえば図のように、エチレン誘導体にはシス異性体とトランス異



シス



トランス

性体がある。これらは上に述べた理由で、一方から他方へ容易には移れない。ただし、a, b は異なる原子または原子団である。二重結合では σ 結合だけの結合に比べて、結合の長さは短く、結合のエネルギーおよび結合の力の定数は大きい。このことは、エチレンにおけるそれぞれの値が、 1.34 \AA , $699 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$, $8.56 \times 10^2 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ で、エタンにおけるそれらの値(1.54 \AA , $351 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$, $4.92 \times 10^2 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$)と比較すればわかる。有機化合物中で、ある場所に二重結合があると、その場所で付加が起しやすい。このことは、たとえば $C_2H_4Cl_2 \rightleftharpoons C_2H_4 + Cl_2$ の化学反応で左から右への反応

に対する活性化エネルギーは $336 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ であるに対して、右から左への反応のそれは $105 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ であることから予想できる。

二重交換相互作用 [英 double exchange interaction, 仏 interaction de double échange, 露 двойное обменное взаимодействие] s-d 交換相互作用の最も簡単な型は、適当な局在状態を基底にとって

$$H = \sum_{n,m} t_{nm} a_{nv}^+ a_{mv} - J \sum_{n,k,v'} a_{nv}^+ \sigma_{v'v} \cdot S_{kn} a_{nv}$$

と書ける。ここで a_{nv}^+ , a_{nv} は R_n という原子上のスピン量子数 $v = \pm$ をもった局在状態(s 状態とよぶ)の生成消滅演算子で、 σ はパウリのスピン演算子、 S_{kn} は R_n の原子上の d 電子スピン演算子である。第一項は位置 R_n から R_m への s 電子の跳び移りを表す項で a_{nv} のフーリエ展開、 $a_{kv} = \sum_n a_{nv} \exp[ik \cdot R_n] / \sqrt{N}$ で書けば普通の s 電子のバンドエネルギー $\sum_{k,v} E(k) a_{kv}^+ a_{kv}$ を与える項である。ただし $E(k) = \sum_n t_{nm} \exp[ik \cdot (R_n - R_m)]$ 。普通はバンドエネルギーの方が s-d 交換相互作用(第二項)よりずっと大きいので第二項を摂動として取扱うが、逆に第一項の方が小さいときは第一項を摂動として取扱われなければならない。そのような極限で、第一項の一次摂動として現れるスピン間の相互作用を二重交換相互作用とよぶ。この極限で十分低温であれば、s 電子スピンは常に d スピンに平行($J < 0$ のときは反平行)に向いている。したがって、たとえば d スピンを古典的スピン(c 数)として S_{nn} と S_{km} が互いに角度 θ だけ傾いているとすればその間の s 電子の跳び移りの行列は t_{nm} から $t_{nm} \cos(\theta/2)$ へと減少し、s 電子の運動エネルギーの利得はそれだけ小さくなる。したがって強磁性的スピン整列のエネルギーが最低となる。しかし普通の交換相互作用が $S_n \cdot S_m = S^2 \cos \theta$ と書けるのに対して二重交換相互作用は

$$\cos \frac{\theta}{2} = \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{S_n \cdot S_m}{S^2} \right) \right]^{1/2}$$

に比例する。つまり二重交換相互作用は通常の交換相互作用とは異なった型である。現実はこの機構の当てはまる系では、上記 s 電子に対応するのはいは 3d あるいは f バンドであり、異なった価数をもった同一磁気原子の共存する混合原子価(あるいは価数揺動)系で見られる。

二重項状態 [英 doublet state, 独 Dublett-Zustand, 仏 état doublet, 露 дублетное состояние] スピン量子数 S が 1/2 に等しい電子項(⇒多重項)。不対電子 1 個をもつ原子、分子または遊離基の基底項は二重項となり、不対電子のない一重項状態をもつものに比べ活性である。またこのほかにスピン以外の原因で接近した 2 つの準位に分れる電子項、振動項および回転項も二重項とよばれる。分離する原因により区別され、たとえば A 型二重項、 ρ 型二重項、I 型二重項、K 型二重項(⇒対称こま形分子)および反転二重項などがある(⇒A 型二重項、 ρ 型二重項、I 型二重項)。

二重散乱法 [英 double scattering method, 仏 méthode de diffusion double, 露 метод двойного рассеяния] ⇒ 偏極

二重指数関数型公式 [英 double exponential formula, 露 двойная экспоненциальная формула] ⇒ 数値積分法

二重集束 [英 double focusing, 独 Doppelfokussierung, 仏 double focalisation, 露 двойная фокусировка]

電子やイオンのビームを磁場、電場などで曲げる際に、磁場や電場を光学におけるレンズやプリズムのようにみなすことができ、光学におけると同様に近似的にさまざまな集束性をもたせることができる。ある磁場、電場の系が二重類の集束性をもつとき、その系は二重集束性をもち、ビームは二重集束しているという。最も普通に用いられるのは、磁場でビームを曲げたときに、像点に相当する所で動径方向にも高さ方向にも集束するようにしてやることで、荷電粒子のスペクトロメーターに広く使われている(⇒イオン光学)。

二重収斂 = 二重束束

二重スリットの回折 [英 diffraction by a double slit, 独 Beugung am Doppelspalt, 仏 diffraction par double fente, 露 дифракция на двойной щели] ⇒ スリット

二重性 [英 duality, 独 Dualität, 露 дуальность]

電子などの素粒子や光が、粒子性と波動性という2つの相補的な性質を兼ね備えていることをいう。電子や光などのこれら2つの性質は、測定される現象によって、その一方が顕著に現れるが、どちらか一方だけでは、電子や光のふるまいのすべてを説明することはできない。N. Bohrによれば、こうした二重性は、相補性といわれる量子力学の本質的な構造のひとつの例になっている(⇒相補性)。

二重線 [英仏 doublet, 独 Dublett, 露 дублет] ⇒ 多重線

二重層 [英 double layer, 独 Doppelschicht, 仏 double couche, 露 двойной слой] 双極子が面上に連続的に分布した層を二重層という。電気二重層(単に二重層ともいう)と磁気二重層(磁殻ともいう)とがある。単位面積あたりの双極子モーメントを二重層の強さという。一様な強さの二重層が、ある点につくるポテンシャルは、その点から二重層を見込む立体角に比例する(⇒電気二重層, 磁気二重層)。

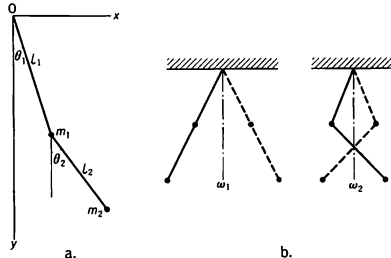
二重微分断面積 [英 double differential cross-section, 仏 section efficace différentielle double, 露 двойное дифференциальное сечение] 入射粒子によって標的原子が電離されるような衝突過程では、放出される電子も散乱される入射粒子も連続的なエネルギー分布となる。電離が起る断面積を σ とすると、放出電子または散乱粒子のエネルギー E と角度(放出角または散乱角) Ω についての微分断面積を考えることができる。これを $\partial^2\sigma/\partial E\partial\Omega$ と書いて二重微分断面積という。すなわち、入射粒子が単位面積、単位時間当たり J_0 個の割合で N 個の標的原子に対して入射するとき、特定の方向にとった小さな立体角 $\Delta\Omega$ の範囲に検出される放出される電子、または散乱粒子で小さなエネルギー範囲 ΔE に含まれるものは単位時間当たり

$$J_0 N \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E \partial \Omega} \right) \Delta E \Delta \Omega$$

となる。入射粒子が電子以外の場合は散乱粒子、放出電子の双方にそれぞれに二重微分断面積を考えることができる。入射粒子が電子の場合は散乱電子と放出電子は区別できないから、入射電子のエネルギーを E_0 、標的原子の電離エネルギーを I として、便宜的にエネルギーが $(E_0 - I)/2$ より大きい領域を散乱電子、 $(E_0 - I)/2$ より小さい領域を放出電子として二重微分断面積を考える。これは散乱電子と放出電子の運動エネルギーの和が $E_0 - I$ であることおよび2つの電子のうち運動エネルギーの大きい方を散乱電子、小さい方を放出電子と考えることによって導け

る。また、入射粒子のスピンや、標的原子の配列に偏りがなければ散乱は入射粒子の方向のまわりの方位角 φ にはよらず、入射粒子の方向となす角度(散乱角) θ だけに依存するから、二重微分断面積は $\partial^2\sigma/\partial E\partial\theta$ のように表される(⇒三重微分断面積, 多重微分断面積)。この形の断面積は原子核や素粒子の反応でも用いられる(⇒微分断面積)。

二重振り子 [英 double pendulum, 独 Doppelpendel, 仏 pendule double, 露 двойной маятник] 1つの単振り子の下にもう1つの単振り子をつり下げた装置で、連成振動を行なう系の一種である。振幅が小さいとき、図aのよう



に θ_1 と θ_2 を定めれば、次の運動方程式が成り立つ。

$$\frac{d^2\theta_1}{dt^2} = -\frac{m_1+m_2}{m_1} \frac{g}{l_1} \theta_1 + \frac{m_2}{m_1} \frac{g}{l_1} \theta_2$$

$$\frac{d^2\theta_2}{dt^2} = \frac{m_1+m_2}{m_1} \frac{g}{l_2} \theta_1 - \frac{m_1+m_2}{m_1} \frac{g}{l_2} \theta_2$$

連成振動の一般的性質として、これの一般解は2つの基準振動(角振動数を ω_1, ω_2 とする)の重ね合わせ

$$\theta_1 = A \cos(\omega_1 t + \alpha_1) + B \cos(\omega_2 t + \alpha_2) \\ \theta_2 = c_1 A \cos(\omega_1 t + \alpha_1) + c_2 B \cos(\omega_2 t + \alpha_2)$$

の形に表される。 A, B, α_1, α_2 は初期条件から決まる定数である。 $\omega_1, \omega_2, c_1, c_2$ は m_1, m_2, l_1, l_2 によるが、たとえば $m_1 = m_2 = m, l_1 = l_2 = l$ の場合には図bのような基準振動が得られ

$$c_1 = -\sqrt{2}, \quad \omega_1 = 1.85 \sqrt{\frac{g}{l}}$$

$$c_2 = \sqrt{2}, \quad \omega_2 = 0.77 \sqrt{\frac{g}{l}}$$

となる。

二重分裂 [英 doublet splitting, 独 Doubletaufspaltung, 露 дублетное расщепление] 原子のエネルギー準位で、スピン多重度が2の場合、すなわち、二重項において、スピン・軌道相互作用のために二重項エネルギー準位が近接した2つの準位 $L \pm 1/2$ (L は全軌道角運動量の量子数)に分裂することという。したがって、 $L=0$ の状態は二重項でも準位は1つで、 $L \neq 0$ の二重項は二重分裂を起して2準位に分かれている。 $^2P \rightarrow ^2S$ のように、二重分裂で生じた2つの $^2P(L=1)$ 準位と1つの $^2S(L=0)$ 準位との間の遷移は接近した2本のスペクトル線を与える。これを二重線という(⇒多重線)。また、分子エネルギー準位で、電子スピンとスピンを除いた全角運動量との相互作用によるエネルギー準位の分裂をいう。これは Δ 形二重分離(別の原因で起る分裂)に対して、スピン二重分離とよばれることもある(⇒スピン二重分離)。

二重閉殻核 [英 doubly closed shell nuclei, 仏 couche doublement fermée, 露 двукратно замкнутая оболочка] 陽子と中性子がともに閉殻になる核。陽子数と中性子数が

ともに魔法数の核、つまりダブルマジックの核が二重閉殻核になる。実際に存在するものとしては ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Ni}$, ${}^{208}\text{Pb}$ がある。これらの核は非常に安定で、これらから陽子あるいは中性子を分離するのに要するエネルギー、すなわち分離エネルギー(原子のときのイオン化エネルギーに相当する)は周辺の核に比べて非常に大きい。また第一励起準位のエネルギーもほかの核に比べて非常に大きい。さらに、第一励起状態のスピンは偶偶核では 2^+ となることが普通であるが、 ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$ では 0^+ , ${}^{208}\text{Pb}$ では 3^- である。 ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{56}\text{Ni}$ では 2^+ であるが、そのエネルギーは、周辺の核の 2^+ の第一励起準位のエネルギーの2倍以上になっている。

二重 β 崩壊 [英 double-beta decay, 独 doppelter Beta-Zerfall, 仏 désintégration bêta double, 露 двойной бета-распад] 核が2つの β 崩壊を一度に行い、電子を2個出す過程。崩壊様式として

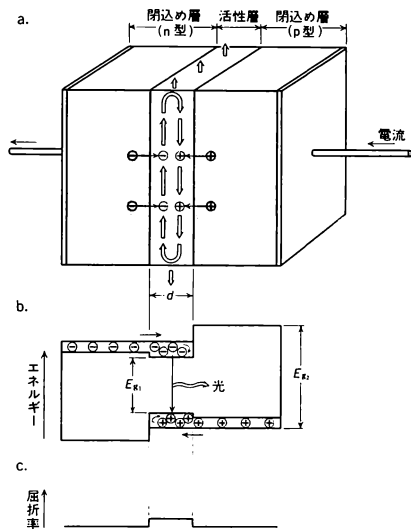
$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + e^- + e^- + \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_e$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + e^- + e^-$$

の2種が考えられる。前者を2ニュートリノ過程と称し、たとえば ${}^{48}\text{Ca}$ の場合、実験的にも検出されており、その半減期は、約 10^{20}y である。後者はニュートリノなし過程と称し、第一の核子から出た反ニュートリノ ($\bar{\nu}_e$) が第二の核子に吸収されて起る。古くはニュートリノがディラック型 ($\nu_e \neq \bar{\nu}_e$) とマヨラナ型 ($\nu_e = \bar{\nu}_e$, 粒子と反粒子が等しい) かを検証するためにこの崩壊が用いられた。ニュートリノなし過程はマヨラナニュートリノの場合のみ起るとされていた。またニュートリノの質量が0であれば、ヘリシティが ν_e と $\bar{\nu}_e$ とで異なっていて、この過程は起きない。しかし最近になって、ニュートリノがごく小さな質量をもつ可能性、中性カレントの構造などによってごく少しだけニュートリノなし過程が起っているかもしれないという事で、実験、理論ともに研究が見直されている。

二重ヘテロ構造半導体レーザー [英 double-heterostructure semiconductor laser, 仏 laser à semiconducteur de double-hétérostructure, 露 полупроводниковые лазеры на двойной гетероструктуре] ヘテロ構造を利用して、発振をきわめて容易にした半導体レーザーの構造。半導体レーザーは当初単純な pn 接合を用いて励起を行っていたので、室温付近の温度では、しきい値電流密度が大きすぎて実用にならなかった。1970年に Zh. I. Alferov, M. B. Panish, 林敏雄らによってこの構造が発明されて急速に実用化が進み、光通信、光メモリー、ビデオディスクなどに使用されるようになってきた。

この構造は図aに示すように、活性層(発光層)の両側にこれよりバンドギャップの大きい閉込め層半導体が付いている。順方向バイアス電圧を与えると図bのように、n, pの閉込め層から活性層に、それぞれ電子と正孔が注入されて発光が起る。このとき閉込め層の大きいバンドギャップで、電子正孔がうすい ($\sim 0.1\mu\text{m}$) 活性層に閉込められるので、発光密度が高くなる。またこの構造では図cのように屈折率の高い活性層は、光導波路としての役目も果たす。図aのように、光も活性層の中に閉込められる。この2つの閉込め作用で、室温付近でも連続発振が可能になった。この構造のレーザーを略して二重ヘテロ(または DH)レーザーという。現在、活性層として GaAs または $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ($x=0\sim 0.2$) を用いて、波長約 $0.9\sim 0.7\mu\text{m}$ の二重ヘテロレーザーがつくられている。閉込め層としては、活性層



より Al の多い $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ が用いられる。また、活性層として $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ を用い、閉込めとして InP を用いた $1.2\sim 1.6\mu\text{m}$ 波長の二重ヘテロレーザーがファイバー通信用につくられている。

二色温度計 [英 two color thermometer, 独 Zweifarben-thermometer, 仏 thermomètre à deux couleurs, 露 двухцветный термометр] 熱放射体の2つの波長における分光放射輝度 L_1, L_2 の比 L_1/L_2 が、その放射体の温度の関数で表されることを利用した温度計。光学系は、2波長の分光放射輝度を交互に測定するためのフィルター切換機構を有するほかは、放射温度計とよく似た構造をしている。この温度計は、視野欠けや光路での放射損失に影響されにくいなどの特徴をもつ。

二色性 [英 dichroism, 独 Dichroismus, 仏 dichroïsme, 露 дихроизм]

[1] 物質が、それを透過する光の偏光状態によって吸収係数を異にする性質のこと。単軸結晶で、これを透過する直線偏光の振動面の方位によって吸収係数が異なる性質を直線二色性と呼ぶ。一方、旋光性を示す溶液などで、これを透過する円偏光が右まわりであるか左まわりであるかの極性の違いによって吸収係数が異なる性質を円(偏光)二色性と呼ぶ(⇒直線二色性、円偏光二色性)。

[2] 干渉フィルターにおいて、透過光と反射光の色が異なる現象。ダイクロイックミラーがその例で、カラーテレビの撮像装置やカラー製版のカメラに2枚用い、物体からの光を赤、緑、青やシアン、マゼンタ、黄に三色分解するのに使用される。

[3] 着色溶液の濃度または液層の厚さを変えたとき、色が変わる現象。化学的相互作用の結果生ずることもあるが、吸収がもともと指数関数的で非線形であることから生じ、よく認められる現象である。3価のクロム塩水溶液で、濃度または液層の厚さが薄いとき赤紫、濃いとき緑に見えるのがその例である。

[4] 可視領域に複数の透過波長帯をもつため、色フィルターの透過光の色が照明光のスペクトル分布の相違によ

て異なる現象。コバルトガラスの吸収帯は500~660nmであるので短波長の光に富んだ光源では透過光が青く、長波長の光に富んだ光源では赤く見えるのがその例である。

二次粒子 [英 secondary particle, 独 Sekundärteilchen, 仏 particule secondaire, 露 вторичная частица] 高エネルギー加速器からの高エネルギー陽子または電子の粒子線を一次ビームといい、この一次ビームを標的に照射したときに発生する粒子を二次粒子という。二次粒子の生成にはエネルギー保存則のために高エネルギーの一次ビームが必要になる。二次粒子にはほとんどすべての素粒子とその反粒子が含まれる。一般にニュートリノや μ 粒子のように二次粒子の崩壊によってできる粒子は二次粒子といわない。

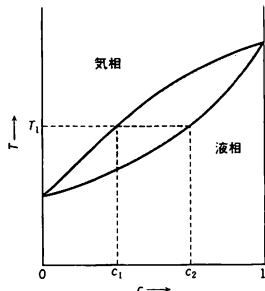
二次粒子ビーム [英 secondary particle beam, 独 Sekundärteilchenstrahl, 仏 faisceau de particule secondaire, 露 пучок вторичных частиц] 二次粒子からできている粒子線を二次粒子ビームという。一般に二次粒子の平均寿命が 10^{-10} s以下の場合には、二次粒子ビームをつくるのは困難であるが、大型の高エネルギー加速器では Λ 粒子ビーム(平均寿命 $=2.6 \times 10^{-10}$ s)や、生成断面積が非常に小さい Ω^- 粒子ビーム(平均寿命 $=0.8 \times 10^{-10}$ s)も素粒子物理の実験で使用されるようになった。二次粒子ビームは荷電粒子からなるものと、中性粒子からなるものとに大別される。荷電二次粒子ビームは使用目的に応じて、電磁石を用いて電荷の正負の選別や運動量分析を行い、さらに高電圧偏向板によって粒子の質量分析を行って、望ましいエネルギーをもった一定の粒子ビームをつくることも行われる。例としては、純粋な π^+ 中間子ビーム、反陽子ビームや濃縮された K^+ 中間子ビームがある。中性二次粒子ビームとしては、中性子ビームや中性K中間子ビームなどがある。特殊なビームとしては Λ 粒子ビームなどのハイペロンビームがある(⇒ハイペロンビーム)。

二進計数回路 [英 binary counting circuit, 独 binärer Zählkreis, 仏 circuit de comptage binaire, 露 двоичная счётная схема] ⇒ 計数回路

二進法 [英 binary notation, 独 Dualschreibweise, 仏 notation binaire, 露 двоичная система счисления] 2を基数とする数の表し方。計算機の内部ではしばしば用いられる。二進法で使われる数字、すなわち二進数字としては0と1が用いられる。日常使われている十進法の数字、たとえば13.75は $1 \times 10^1 + 3 \times 10^0 + 7 \times 10^{-1} + 5 \times 10^{-2}$ を意味しており、これは10を基数とした表記法である。この同じ数は二進法を用いると1101.11と表されるが、これは $1 \times 2^3 + 1 \times 2^2 + 0 \times 2^1 + 1 \times 2^0 + 1 \times 2^{-1} + 1 \times 2^{-2}$ を意味している。十進法で表した数を二進法の数に直すとき、すなわち十進二進変換を行うとき、けた数が長くなる(整数では3倍強になる)。それに日常あまり使われないということもあり、二進法は人間にとって便利な表記法ではない。しかし、計算機に数値を記憶させる場合は二進数値として記憶させるのが普通である。二進数どうしの演算の規則は非常に簡単で、計算機の演算機構から考えても有利であり、このため計算機の内部では二進数が用いられる。

二成分系の相平衡 [英 phase equilibrium in two-component systems, 独 Phasengleichgewicht im binären System, 仏 équilibre de phase de système à deux composantes, 露 фазовое равновесие в двухкомпонентной системе] 2種類の物質から成る混合系がいくつかの相に分れて平衡

にあることをいう。エタノールの水溶液がその蒸気と平衡にある場合、二元合金がその溶融した液体と平衡にある場合などがその例である。相律によれば、二成分系が a 個の相に分かれて熱平衡にある場合、独立に変えうる状態変数の数 f は $f=4-a$ となる。したがって均一な系($a=1$)では $f=3$ である。3つの状態変数としては、温度 T 、圧力 p のほか2種類の物質の成分比 c をとることができる。他の状態変数、たとえば物質の密度は、 T 、 p 、 c が与えられれば状態方程式によって決まる。系が2相、たとえば気相や液相に分れているとき($a=2$)には、 $f=2$ である。 T 、 p が与えられれば、気相、液相における成分比は一意に定まる。圧力を一定とし、温度と成分比 c について状態図を描くと、たとえば図のようになる。図に気相、液相と示し



た領域で系は均一な気相、液相になるが、灰色の領域では系は均一な相として存在しない。温度が T_1 で平均の成分比が c_1 と c_2 の間にあるとき、系は成分比 c_1 の気相と成分比 c_2 の液相とに分離する。2つの曲線は、2相が共存するときの各相の温度と成分比との関係を示す。状態図の形は、このほかいろいろな場合がある。二成分系では、4相までの共存が可能である。

二体衝突近似 [英 binary encounter approximation, 露 приближение бинарного столкновения] 原子・分子どうしあるいは原子・分子と電子の間の衝突を理論的に扱う際に、その衝突系を構成しているすべての電子および原子核の間の二体衝突をそれぞれ独立に考え、それらの重ね合わせとして全体の衝突現象を理解する方法を二体衝突近似という。個々の二体衝突は純粋なクーロン力によって支配されており、古典的あるいは量子論的に容易に計算ができる。量子論的に扱う際には同種粒子間の交換効果を考慮する。たとえば電子による原子の電離を考えてみる。まず入射電子と原子内電子1個1個との二体衝突を計算し、入射電子のエネルギー損失が E と $E+dE$ の間になるような散乱が起る断面積 σ_E を求める。これを原子内電子の速度分布を考慮に入れて(簡単のためにこれを無視することもある)平均をとり、さらに E が原子の電離エネルギーより大きくなる場合について積分することにより電離断面積を求める。この場合、入射電子と原子核の衝突はエネルギー損失への寄与が小さいので無視する。一般に二体衝突近似は複雑な系についても計算が容易であり、詳しい計算が不可能な場合や断面積についておおよその目安を得たいときに使われる。その近似の内容からわかるように、衝突の際のエネルギーや運動量の変化が大きく電子や原子核が束縛状態をつくらせていることが無視できるような場合に正しい結果を与える。

二体衝突模型 [英 binary collision model, 仏 modèle

de collision binaire, 露 модель бинарного соударения] 固体中での高エネルギー粒子の運動を取扱うときに、粒子が固体を構成する原子と二体衝突を繰返していくと仮定して計算することが多い。これを二体衝突模型という。二体衝突模型が適当でないのは、粒子が結晶軸や結晶面(または表面)とほぼ平行に進行している場合である(⇒チャネリング)。二体衝突模型は、原子と固体との衝突に広く用いられている。特に、物質中でのイオンの挙動や、照射損傷のようすをシミュレートするため二体衝突模型に立脚した計算機コードが開発されている。

二体問題 [英 two-body problem, 独 Zweikörperproblem, 仏 problème des deux corps, 露 задача двух тел] 互いに力(多くは万有引力)を及ぼしあう2つの物体の相対運動を論ずる問題。2物体の質量をそれぞれ m_1 および m_2 とすると、これらの換算質量 $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ をもつ1つの質点が、中心力を受けて、重心のまわりで運動する問題に引直すことができる。この場合重心は等速度運動を行う。

二段階過程 [英 two-step process, 仏 processus à deux étapes, 露 двухступенчатый процесс] 原子核反応において、二段階の過程を経る反応をいう。非弾性散乱における2フォノン状態の励起では1フォノンずつ、回転または振動などの集団運動状態への核子移行反応では集団運動の励起と核子移行とを順々に二段階で行うことがある。たとえば荷電交換反応で、入射粒子と標的核との間に荷電中間子を1つ交換する場合では断面積の終状態スピン依存性などで著しく異なる。この二粒子移行過程は反対称化に伴う粒子交換と異なり、1つ核子を移行してからもう1つを移行するまでの粒子伝播が微分断面積の角度依存性などに大きな影響を与える。

二端子対回路 [英 two-terminal pair circuit] 電気回路を取扱う場合、回路網の内部には立ち入らず回路網をブラックボックスとして、2個の入力端子と2個の出力端子を取り出し、これらの端子を通してのみ電圧、電流、電力の変換を考えると都合のよいことが多い。これを二端子対回路あるいは四端子回路という。二端子対回路の各端子対の電圧、電流の関係を知れば、端子対から見た回路網の特性を完全に記述できる。

(1) 二端子対回路の特性の行列表示: 次のような条件を満足する二端子対回路について考える。(a) 内部に電源を含まない。(b) 線形な回路素子だけからなる。(c) 入力端子対において、1つの端子から流れ込む電流は他の端子から流れ出る電流に等しい。出力端子対についても同様。図

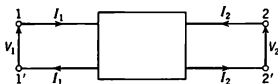


図 1

1のように電圧、電流をとれば、二端子対回路の特性の表示法としては、 V_1, V_2, I_1, I_2 のうち2個を未知数、ほかの2個を既知数として6種類あることになる。

電流 I_1, I_2 を与えて電圧 V_1, V_2 を求める式は

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad \text{または} \quad \mathbf{V} = \mathbf{Z}\mathbf{I} \quad (1)$$

と表される。 \mathbf{Z} は二端子対回路のインピーダンス行列とよばれる。 Z_{ij} の物理的意味は

$$\begin{aligned} Z_{11} &= \left(\frac{V_1}{I_1} \right)_{I_2=0}, & Z_{12} &= \left(\frac{V_1}{I_2} \right)_{I_1=0} \\ Z_{21} &= \left(\frac{V_2}{I_1} \right)_{I_2=0}, & Z_{22} &= \left(\frac{V_2}{I_2} \right)_{I_1=0} \end{aligned} \quad (2)$$

で、 Z_{11}, Z_{22} を開放駆動点インピーダンス、 Z_{12}, Z_{21} を開放伝達インピーダンスという。回路が可逆の場合には $Z_{12} = Z_{21}$ となる。式(1)を電流について解くと

$$\mathbf{I} = \mathbf{Y}\mathbf{V} \quad (3)$$

が得られる。 \mathbf{Y} は一端子対回路のアドミッタンス行列とよばれる。

入力側の V_1, I_1 を出力側の V_2, I_2 で表現すると、実際上便利なが多い。この場合の係数の行列を縦続行列、係数 A, B, C, D を二端子対回路の4定数といい

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

と表される。

式(1)を V_1, I_2 あるいは I_1, V_2 について解けば

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ V_2 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} g_{11} & g_{12} \\ g_{21} & g_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

となる。上式の係数行列を \mathbf{H}, \mathbf{G} で表し、それぞれ H 行列、 G 行列、あわせてハイブリッド行列とよぶ。また

$$\mathbf{H}^{-1} = \mathbf{G}$$

の関係がある。

(2) 二端子対回路の接続: 図 2a のような接続を縦続接

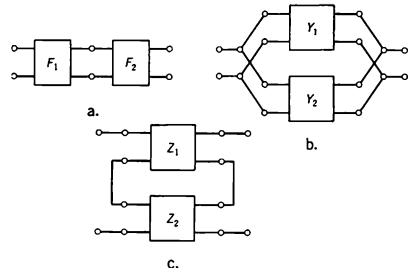


図 2

続といい、最も多く用いられる接続法である。2つの二端子対回路の縦続行列をそれぞれ $\mathbf{F}_1, \mathbf{F}_2$ とすれば、合成した回路の行列は $\mathbf{F} = \mathbf{F}_1 \mathbf{F}_2$ となる。図 2b を並列接続といい、2つの二端子対回路のアドミッタンス行列をそれぞれ $\mathbf{Y}_1, \mathbf{Y}_2$ とすれば、合成した回路のアドミッタンス行列は $\mathbf{Y} = \mathbf{Y}_1 + \mathbf{Y}_2$ となる。図 2c を直列接続といい、2つの二端子対回路のインピーダンス行列をそれぞれ $\mathbf{Z}_1, \mathbf{Z}_2$ とすれば、合成した回路のインピーダンス行列は $\mathbf{Z} = \mathbf{Z}_1 + \mathbf{Z}_2$ となる。以上の行列関係式は、縦続接続の場合には常に成立するが、並列および直列接続については、(1)の(c)の条件が接続後も満たされることが条件である。

二端子対回路の概念は、電気回路ばかりでなく、力学系、音響系、熱系、各種のトランスジューサーなどにも応用できる。

二端子定数 [英 two-terminal constants, 仏 constantes bipolaires, 露 параметр двухполюсника] ⇔ 一端子対回路

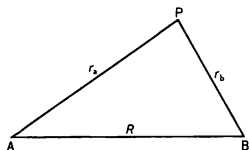
日 [英 day, 独 Tag, 仏 jour, 露 день] 時間の単位のひとつ。単位記号は d。国際単位系(SI)には含まれない

が、1969年の国際度量衡委員会でSIとの併用が許される単位に分類されている。SI単位での値は1d=86400sである。

日月歳差 [英 lunisolar precession, 独 Lunisolarpräcession, 仏 précession luni-solaire, 露 лунно-солнечная прецессия] 月および太陽の起潮力によって起る地球の歳差運動のうち、最も長周期の部分を日月歳差という。日月歳差によって、地球の自転軸は、黄道面に垂直な軸のまわりを約23°27'の傾きを保ったまま約25800年の周期で回る。天球の赤道と黄道との交点(春分点と秋分点)は、日月歳差によって黄道上を西へ移動する。この移動量を日月歳差ということがある。春分点は元期における黄道上を1太陽年(365.2422日)に、50.°3708+0.°0050Tの割合で西へ移動する。Tは1900.0年からの時間の経過を100太陽年単位で表した量である。月による歳差と太陽による歳差の比は約2.3:1である。

二中心殻模型 [英 two-center shell model, 仏 modèle en couches à deux centres, 露 двухцентральная оболочечная модель] 核分裂や重イオン反応また原子核のクラスター構造などを計算するために、2つの極小点をもつ一粒子ポテンシャルを導入する原子核の殻模型。通常の殻模型に用いる一粒子ポテンシャルではなく、それぞれ極小点をもつ一粒子座標 $x>0$ の領域のポテンシャル $V_1(\vec{r})$ と $x<0$ のポテンシャル $V_2(\vec{r})$ を $x=0$ でつなぎ、1つのポテンシャルとしたものを用いる。基本にそのポテンシャルの種類に従い調和振動子型、ウッズ-サクソン型、湯川ポテンシャルのたたみこみ型がある。複合核状態から2つの分離した原子核の状態までを連続的に表せるため、核分裂や重イオン反応の計算に有用である。

二中心軌道(関数) [英 two-center orbital, 仏 orbitale à deux centres, 露 двухцентральная орбиталь] 二原子にまたがる電子の運動を表す軌道関数。二原子分子ABにただ1つの電子があるとして、断熱近似における波動関数の軌道部分を Ψ とする。図のように2つの原子の核



の位置をAとBで表し、電子が点Pにあるとき、 $\overline{AB}=R$, $\overline{AP}=r_a$, $\overline{BP}=r_b$ とすれば、AとBを焦点とする回転楕円座標系によるP点の座標は

$$\xi = \frac{r_a + r_b}{R} \quad (1 \leq \xi \leq \infty)$$

$$\eta = \frac{r_a - r_b}{R} \quad (-1 \leq \eta \leq 1)$$

φ : 分子軸を含む面からの偏角 ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$) で与えられる。このとき Ψ は

$$\Psi = X(\xi)Y(\eta)e^{im\varphi} \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (1)$$

と書けることが示される。ただし、XおよびYは次の方程式を満たす関数である。

$$\begin{aligned} & \frac{d}{d\xi} \left[(\xi^2 - 1) \frac{dX}{d\xi} \right] \\ & + \left[A - p^2 \xi^2 + R(Z_A + Z_B)\xi - \frac{m^2}{\xi^2 - 1} \right] X = 0 \\ & \frac{d}{d\eta} \left[(1 - \eta^2) \frac{dY}{d\eta} \right] \end{aligned}$$

$$+ \left[-A + p^2 \eta^2 - R(Z_A - Z_B)\eta - \frac{m^2}{1 - \eta^2} \right] Y = 0$$

ここでAは分離定数、 Z_A と Z_B は核AとBの電荷である。また、 p は $p^2 = -(1/2)R^2(E - Z_A Z_B/R)$ で与えられ、Eはエネルギー固有値である。単位系は原子単位系が用いられている。これらの方程式は複雑で、有限項によって解析的に解くことは不可能で、数値解法などによって精度のよい近似関数を得ることしかできない。そこで式(1)を考慮して二原子分子の一電子の軌道 Ψ を、関数

$$\phi_{nl} = e^{-\epsilon \xi} e^{-\beta \eta} \xi^n \eta^l [(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)]^{l/2} e^{im\varphi} \quad (2)$$

$$(n, l = 0, 1, 2, \dots)$$

の線形結合として近似する方法が用いられる。つまり

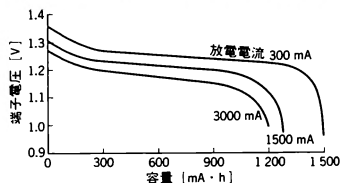
$$\Psi = \sum_{n,l} c_{nl} \phi_{nl}$$

ここで c_{nl} は展開係数である。特に等核二原子分子では、式(2)の右辺の第二因子 $e^{-\beta \eta}$ は $\cosh(\beta \eta)$ または $\sinh(\beta \eta)$ で置換えられる。また式(2)の右辺の第五因子 $[(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)]^{l/2}$ は $\sin(\angle A) = [(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)]^{1/2}/(\xi + \eta)$ および $\sin(\angle B) = [(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)]^{1/2}/(\xi - \eta)$ からくるもので、 π 軌道などの記述に欠かせないものである。ここで用いられる軌道関数 ϕ_{nl} の η を二中心軌道(関数)という。二中心軌道は、多電子二原子分子の波動関数を一電子軌道を使ってつくるときにも、原子軌道の代りに用いることができる。図

ニッケル [英仏 nickel, 独 Nickel, 露 никель] 原子番号28番の元素。遷移元素であって3d軌道は閉殻をつくらない。イオンは主として Ni^{2+} であってd殻の電子数は8個であり、そのほかの価数が現れることはまれである。そのため、常磁性ニッケル塩の結晶や溶液は、磁化率測定の際の標準物質としてしばしば使われる。化合物の結晶では超交換相互作用がやや大きく室温付近で磁気秩序を示すものがあるが、正イオンとしてNiだけを含むもので強磁性を示すものはあまり知られていない。基底状態で軌道縮退を残すため、ヤーン-テラー効果に基づく結晶転移を示すものがある。金属のNiは630Kのキュリー温度をもつ強磁性体であり、磁気モーメントは室温以下で1原子当たり0.6 μ_B (μ_B はボーア磁子)であって、バンド理論によって説明が試みられた最初の金属である。3d帯の+スピンの側が0Kで完全に満たされているとされている。この点はFeと異なる。二次転移である磁気転移を別として結晶の転移はなく、結晶格子は全温度で面心立方格子であり、磁化容易方向すなわち自発磁化の方向は(111)である。この方向に $\delta l/l = 2 \times 10^{-6}$ ほど縮んでいるので、厳密に言えば、キュリー温度以下では菱面体格子に変わっている。Feと比べると、室温で、磁気異方性がかんり小さく($K_1 = -4.5 \times 10^3 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$)、磁気ひずみによる弾性エネルギーと同程度である。そのため磁区構造は内部応力の分布によって大きく乱され、明瞭な磁区模様を観察することは困難である。その反面、外部からの張力によって、多結晶試料でも自発磁化方向のある程度制御できる。天然のNiには ^{61}Ni が微量含まれ、それを利用したメスバウアー効果による研究も少しはなされているが、Feの場合と比べ自然幅が大きく、また線源に問題がある。

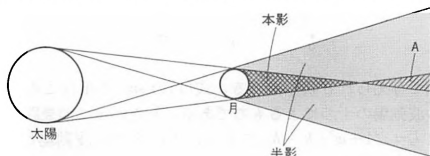
ニッケル・カドミウム蓄電池 [英 nickel-cadmium alkaline battery, 独 Nickel-Kadmium-Akkumulator, 仏 accumulateur nickel-cadmium, 露 никель-кадмиевый аккумулятор] 水酸化カリウムの20~30%溶液を電解液と

し、カドミウムを陰極、水酸化ニッケルを陽極の活物質としたアルカリ蓄電池である。1900年にV. Jungnerによりつくられ、ユングナー電池ともいわれる。動作電圧は1.2 Vである。鉛蓄電池と異なり活物質が電解液と反応せず、電解液の変化がないのが特徴である。開放型と密閉型があり、後者は特に充電できる電池として小容量の機器に利用範囲が大きい。図に密閉式ニッケル-カドミウム蓄電池



NR-C (単2)の放電特性を示す。充電末期のガスの発生の防止、あるいは発生したガスを電池内で消費させることが密閉化の条件であるが、陰極と組合せた触媒極で電気化学的にガスを消費するなどの方法により解決している。Ni-Cd蓄電池の特徴は、(1) 内部抵抗が小さく大電流が取出せる、(2) 寿命が長い(15~20年)、(3) 容量が大きい、(4) 過放電、長時間の放置に耐える、(5) 低温特性が良い(-30~40°C)、(6) 充電が簡単で急速充電ができる、(7) 腐食性のガスを発生せず、保守取扱いが簡単である、などがあげられるが、価格は高く出力電圧が低い。

日食 [英 solar eclipse, 独 Sonnenfinsternis, 仏 éclipse solaire, 露 солнечное затмение] 太陽が月によって隠される現象。観測者が本影内に入っているときには、皆既日食、半影内では部分日食、本影の先のAの所では金環食が起る(図参照)。太陽、地球、月が同一平面上を運行

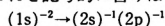


していれば、新月のたびに日に日食になるが、実際には、黄道と白道とのなす角は平均5°8'であり、太陽や月の見かけの大きさは、角度にして平均32'であるので、新月のたびに日食が起るとは限らない。太陽の天球上における位置が、黄道と白道との交点から18°31'以上離れているときには日食は起らないが、15°21'以内のときには日食が起り、9°55'以内では皆既日食か金環食となる。太陽、地球、月の互いの距離は一定ではないので、月の本影が地表に達したり、あるいは達しなかったりする。地表における本影錐の直径は最大271 kmである。影は地上を西から東へ移動し、平均して約1800 km・h⁻¹である。皆既日食の継続時間は普通2~4分であるが、最大は40分である。1951~2000年の間に、皆既日食は36回、金環食は35回、部分食は40回起る。18年11日ごとにほぼ同じような日食が起ることは、バビロニア時代にすでに知られていたことで、これをサロス周期という。日本で近い将来観測できる皆既日食は、沖縄地方で2009年7月22日、関東地方で2035年9月2日である。皆既日食中には側面から見た太陽コロナが観測されるが、これは科学衛星に搭載したX線望遠鏡による正面から見た姿とつぎ合わせて研究されて

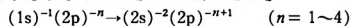
いる。皆既日食は、コロナの詳しい観測データを得る絶好の機会である。

日本学士院 [英 Japan Academy, 独 Japan-Akademie, 仏 Académie du Japon] 学術上功績顕著な科学者を優遇し、学術の発達に寄与するため必要な事業を行う国家機関。会員は2部、7分科に分かれ、定員150名。恩賜賞、学士院賞の授賞、「日本学士院紀要」、Proceedings of the Japan Academy (A, Bの2シリーズ)の発行、国際学士院連合共同研究活動への参加、外国アカデミーとの交流などの事業を行っている。1879年に欧米のアカデミー制度になつて創設された東京学士会院をその前身とし、1906年には帝国学士院と改称され、規模・組織とも大いに拡充された。戦後1947年に日本学士院と改められ、1949年から一時、日本学術会議に付置されたが、1956年再び独立し、文部省所管の機関となった。

二電子-光子遷移 [英 two-electron-one-photon transition, 独 Übergang mit zwei Elektronen und einem Photon, 仏 transition à deux électrons et un photon, 露 двухэлектронно-однофотонный переход] 原子や分子の電子遷移で光子を放出するとき、電子が1個だけ遷移して光子1個を放出するのが普通である。この遷移によって周囲にあるほかの電子の運動状態も少しは変化を受けるが、量子数が変わることはまれである。2個の電子が遷移して1個の光子を放出する例は、イオン衝突で見つけられている。これを二電子-光子遷移とよぶ。たとえば、入射イオンまたは標的原子が比較的大きな原子番号をもち、衝突によってK殻(1s軌道)の電子が1個または2個とも放出されて空席ができたときに見られる。K殻に2つの空席ができたとき、L殻の2sと2pの軌道からそれぞれ1個の電子が同時にK殻へ飛び込み、このとき余分になったエネルギーの総計が1つの光子となって出てくるのが観測されている。これを記号的に書けば



となる。L殻、M殻(3s, 3p, 3d)からそれぞれ1個の電子が同時にK殻に飛び込むとき放出される光子も検出されている。このようにK殻に2つの空席があるとき、二電子-光子遷移を起す確率と、1個ずつ2回に分けて電子がK殻に飛込む確率との比は、原子番号Zが10のあたりでは10⁻³、Z≧30では10⁻²の程度である。上の例では普通のK_αX線よりエネルギーが(約2倍)大きい光子が放出されているが、二電子-光子遷移で低いエネルギーの光子が見られる場合がある。たとえば、数十 MeV のエネルギーをもつさまざまなイオンをSiに当てたとき



に伴う光子が観測されている。見かけ上は2s軌道の電子1個が1sに飛び込み、2sにあったもう1個の電子が2pへ励起されて、その差のエネルギーが光子として放出されており、放射を伴う電子の配置替えになっている。この過程の確率は、終状態として上式右辺の電子配置に2p電子が1個1sへ飛び込むときつくられる(2p)⁻ⁿ⁻¹電子配置(2s電子は動かない)の混合を取入れることにより定量的に説明できる。この例では励起された電子は2p軌道にとどまることが、もっと大きなエネルギーをもって電離することもある。この場合は連続エネルギースペクトルをもつ電子と光子が観測されて、両者のエネルギーの和は一定である。K殻に1つの空席ができたとき、このように放射を伴うオージェ効果が見られる確率は、Caで0.10%、Agで

0.28%, Cs で 0.35% である。

二電子性再結合 [英 dielectronic recombination, 独 dielektronische Rekombination, 仏 recombinaison de deux-électrons, 露 диэлектронная рекомбинация] 電子と正イオン(q 価のイオンを考え A^{q+} と書く)が再結合するとき $e^- + A^{q+} \rightarrow A^{(q-1)+} + h\nu$

のように、結合してできるイオンまたは中性粒子の二電子励起状態(2個の束縛電子が励起状態にあり通常は電離エネルギーよりも高い励起エネルギーをもつ)を途中で経由して起るものをいう。入射電子のエネルギーがある特定の値をとるときに起り、共鳴的な放射性再結合ともみなすことができる。中間にできる二電子励起状態は入射電子がもとのイオンを励起すると同時に自分も捕まってしまうために生成されるもので、一般には不安定ですぐに電子を放出して始めの状態に戻ってしまう。しかし、ある特定の条件の下では光を放出して安定な状態になる確率が大きく、その場合には再結合が起きる。その際に放出される光は特定の波長をもつ線スペクトルを形成し、もとのイオン(A^{q+})のスペクトル線の近傍に位置するので衛星線とよばれる。

二倍精度 [英 double precision, 独 doppelte Präzision, 仏 double précision, 露 удвоенная точность] 計算機における実数値の表現が2種(またはそれ以上)ある場合、基本とする表現を基本精度とよび、その約2倍の精度をもつ表現を二倍精度または倍精度という。FORTRAN で実数値をとるデータには実数型と倍精度実数型がある。実数型のデータは通常計算機の主記憶装置の1語を占め、倍精度実数型のデータは2語を占める。このように長さは正確に2倍であることが多いが、データの内部表現は仮数部と指数部とから成り、仮数部の長さは2倍とは限らないので、実数値の精度は必ずしも正確に2倍ではない。

二波近似

[1] [英 two-wave approximation, 独 Zweiwellennäherung, 仏 approximation de deux ondes, 露 двухволновое приближение] 結晶周期ポテンシャルのもとでの電子エネルギーバンドのQPW法による計算において、周期ポテンシャルによる散乱について2つのQPW状態の干渉効果を考慮する近似をいう。すなわち、周期ポテンシャル V が、波数ベクトル k のQPW状態と $(k-q)$ のQPW状態との間に散乱の行列要素 $\langle k|V|k-q \rangle$ をもつとき、それぞれの状態のエネルギー固有値を次の2行2列のハミルトニアン行列の固有値として求める近似をさす。

$$H = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}k^2 & \langle k-q|V|k \rangle \\ \langle k|V|k-q \rangle & \frac{1}{2}(k-q)^2 \end{bmatrix}$$

ただし、原子単位で表し、 V の対角要素をエネルギーの原点とした。フェルミ面のエネルギーギャップ近傍の形状について、かなりよい結果を与えることが知られている。簡単な金属では、擬ポテンシャルを用いた二波近似が広く用いられている。

[2] [英 two-beam approximation] 固体電子論における「ほとんど自由な電子近似」に対応する、電子線の動力学的回折理論における近似法である。結晶中に入射した電子線が回折したとき、注目している回折点の強度がほかに比べて十分強い場合、その回折波と入射方向の波(0波)のみを取入れて回折現象を記述する近似である。回折波に対する逆格子ベクトルの方向が入射面にほぼ平行な場合、0

波の強度 I_0 、結晶格子面 g による回折波の強度 I_g は、入射波の強度を1とすると、吸収を無視すれば

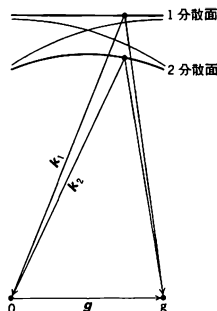
$$I_0 = 1 - \frac{1}{1+w^2} \sin^2 \left(\frac{\pi t \sqrt{1+w^2}}{l_g} \right) \quad (1)$$

$$I_g = \frac{1}{1+w^2} \sin^2 \left(\frac{\pi t \sqrt{1+w^2}}{l_g} \right)$$

である。ここで t は結晶の厚さ、 l_g は消衰距離、 w はベテ・パラメーターである。ブラッグ条件からのずれの角を $\Delta\theta$ とすると、 w は、 $w = \Delta\theta(l_g/d)$ 、ここで d は面 g の面間隔である。消衰距離 l_g は、結晶ポテンシャルのフーリエ係数 v_g および入射波の波長 λ を用いて

$$l_g = \frac{h^2}{2m_e \lambda |v_g|}$$

となる。 m_e, h はそれぞれ電子質量、素電荷量、プランク定数である。式(1)からわかるように、回折強度は結晶の厚さに対して周期的に変化する。この変化はくさび型結晶の電子顕微鏡像において、等厚干渉縞として観測される。また w の変化に対しては等傾角干渉縞となる。この近似では、結晶中を伝播する波は、図のように2つの分散



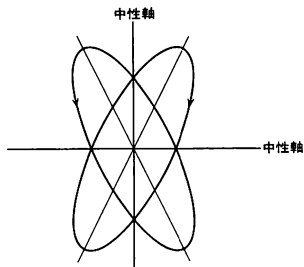
面で与えられる状態をとる。式(1)の \sin^2 の項はこの2つの波動場の干渉によるものである。したがって消衰距離 l_g は $l_g = \sqrt{1+w^2}/|k_1 - k_2|$ である。この2つの波動場は、1の波は運動量が大きく、2の波は運動量が小さい。このことは1の波がポテンシャル極小の位置を伝播し、2の波は極大の位置を伝播する波であることを示している。ポテンシャル極小の位置は、通常原子面上であり、極大は原子間位置であるので、1の波は原子による非弾性散乱を受けやすく、2の波は非弾性散乱されにくい(⇒電子線の異常透過)。

1/2波長板 [英 half-wave plate, 独 Lambda-halbeplättchen, 仏 lame demi-onde, 露 пластинка полволны] 互いに垂直な方向に振動する直線偏光間に1/2波長の光路差を生じさせるように厚さが決められた複屈折結晶板で、移相子の1種である。光学軸に平行に研磨した水晶の平行平板やへき開した白雲母でつくられる。水晶板の場合、直線偏光が垂直に入射すると、異常光線と常光線に分れ、厚さ d の結晶板を出るときには、光路差

$$\Delta = (n_e - n_o)d$$

をもつ。ここで n_e と n_o はそれぞれ異常光線と常光線に対する屈折率である。光の波長を λ とすると、 $\Delta = \lambda/2$ になるような厚さにしたものが1/2波長板である。可視領域では $n_e - n_o = 0.009$ であるから、たとえば $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ に対しては $d = 35.2 \mu\text{m}$ となる。雲母は二軸結晶であるが、

鋭角をなす2軸の二等分線に垂直な面に沿ってへき開し、等価的に一軸結晶と見なせ、2つの屈折率の差は0.004で、たとえば $\lambda=0.589\mu\text{m}$ のとき $d=73.6\mu\text{m}$ となる。製作が容易で、安定性がよいためよく用いられる。1/2波長板に、ある楕円偏光が入射すると、図のように向きが反対



で楕円率が等しく、主軸方位が波長板の中性軸(⇒移相子)に関して対称な偏光になる。特に円偏光では向きが逆転し、直線偏光では方位が回転する。

日本学術会議 [英 Science Council of Japan, 独 Japanischer Wissenschaftsrat, 仏 Conseil des Sciences du Japon] 日本学術会議法に基づく総理大臣所轄の機関。第二次世界大戦後、「科学が文化国家の基礎であるという確信」に立って、それにふさわしい新しい学術体制として立案され、1948年に設置された。「わが国の科学者の内外に対する代表機関として、科学の向上発展を図り、行政、産業および国民生活に科学を反映浸透させることを目的」とし、そのために政府から「独立して」職務を行う。前記の目的を達成するため、「科学に関する重要事項を審議し、その実現を図る」という審議機能と、「科学に関する研究の連絡を図り、その能率を向上させる」という研究連絡的機能をもって、科学に関する重要事項について政府からの諮問に答えるとともに、自発的に政府に勧告することができる。組織としては、一定の研究歴をもつ登録された有権者の選挙によって選ばれた210名の会員より成っていたが、1983年11月の法律改正により、学協会からの推薦制に変えられた。第一部(人文科学)、第二部(法学、政治学)、第三部(経済学)、第四部(理学)、第五部(工学)、第六部(農学)、第七部(医歯薬学)の7部各30名。内部組織として常置委員会、特別委員会を設けて審議を行う。また、学協会などからの推薦の委員を含めた研究連絡委員会が各分野に設けられ、国際学術団体との連絡、国内の研究連絡にあつては、数多くの共同利用研究所は、学術会議の勧告により設立されたものである。また、原子力の平和利用の開始にあたっては民主、自主、公開の三原則を勧告し、原子力基本法に盛り込まれた。文部省科学研究費の審査委員の推薦、学術刊行物の指定なども関係各省の依頼に応じて行っている。国際的には、国際学術団体にわが国を代表して分担金を支払って加盟しており、国際協力事業への協力も行われている。また、毎年いくつかの国際会議を主催または共催するとともに、多くの国際会議を後援している。

日本学術振興会 [英 Japan Society for Promotion of Science, 仏 Société japonaise pour la promotion des sciences] 学術研究の助成、研究者に対する援助、学術に関する国際協力の実施・促進など学術の振興に関する事業を行い、学術の進展に寄与することを目的として、1967年9

月21日に設立された特殊法人。主管は、文部省学術国際局学術課である。国内事業として、研究後継者養成のための奨励研究員の制度を設け、大学院博士課程修了者またはこれに相当する少壮有为の研究者を対象に、研究奨励金を支出しており、その数は300件を超えている。このほかに特別な奨励研究員の制度や、国内共同研究としての流動研究員の制度などがある。また学術情報の調査や提供および研究成果の普及事業として、毎月「学術月報」を発行するほか、学術図書などの刊行も行っている。国際事業の面では一般的国際交流として、外国人研究者の招聘、わが国研究者の海外派遣、国際共同課題研究、海外地域研究センターに関する事業を行っている。このほかに、二国間協力事業として、日本政府と外国政府との間、または日本学術振興会と外国学術振興機関・団体との間での取り決めもしくは合意に基づく二国間の学術交流事業を実施している。その大部分は研究者の交換であるが、共同研究やセミナーも行われている。またアジア地域を主とした発展途上国との学術交流事業も実施している。組織としては、会長の下に理事長と理事2名があり、事務組織は総務部と事業部に理している。このほか、評議員会がおかれている。また流動研究員などの採否を決めるための流動研究員等審査会がある。運営のための財源の大部分は、国庫補助金であるが、そのほかにいくらかの事業収入がある。

日本生物物理学会 [英 The Biophysical Society of Japan, 独 Biophysikalische Gesellschaft von Japan, 仏 Société japonaise biophysique] 現代生物学の発展の中で重要な役割を果たす境界領域の分野としての生物物理学の促進振興を目的とする。第一回総会は1960年12月10日に東京大学において開催され、小谷正雄(当時東京大学理学部教授)を初代委員長として設立された。事業としては、毎年1度の一般学術講演会(年会)のほかに、関連のある数数の研究集会の援助や共催を行っている。九州、東北および北海道には学会支部がおかれ、それぞれ独自の支部活動が行われている。また、学会誌「生物物理」を、発足当初は年4回、1965年からは隔月年6回発行してきている。会員は幅広い分野の研究者からなり、会員数は発足当時約1300名であったが、現在は約2300名(1984年度)に増加している。国際的交流としては、日本学術会議に生物物理学研究連絡委員会をおき、学術会議を通して国際純粋・応用生物物理学連合(IUPAB)に加入している。1978年のIUPABの第六回国際生物物理学コンGRESと総会は京都で開かれた。

二本づり [英 bifilar suspension, 独 bifilare Aufhängung, 仏 suspension bifilaire, 露 бифилярный подвес] 水平な天井の2点から、長さ l の2本の糸を鉛直に垂らして、その先に質量 M 、長さ $2a$ の一様な棒の両端を結びつけた装置をいう。この棒を平衡の位置から、鉛直な中心軸のまわりに角 θ だけ水平に回転したとすると、もとの状態に戻そうとする力のモーメント N は、重力加速度を g とするとき

$$N = -\frac{Mga^2 \sin \theta}{\sqrt{l^2 - 4a^2 \sin^2(\theta/2)}}$$

で与えられ、棒は水平面内で回転振動を行う。 θ が十分小さければ、この回転振動は単振動となり、周期は

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{3g}}$$

となる。

日本物理学会 [英 Physical Society of Japan, 独 Japanische physikalische Gesellschaft, 仏 Société de physique du Japon] 物理学とその応用に關して、会員の研究報告を内外に発表し、会員が一樣に得られる研究上の便宜をはかることを目的として設立された学術団体で、社団法人である。1984年4月末の会員数は13347名である。現在の日本物理学会は、1946年4月に設立され、1947年に社団法人として認可されたものであるが、その前身である日本数学物理学会は、わが国の学術団体としては最も長い歴史をもつものであった。最初は、1877年に東京数学会社として発足し、同年11月に会誌第一号を発行したが、当時の会員数は114名であった。その後、1884年に東京数学物理学会に改組し、1927年以後、日本数学物理学会と改称され、1946年に解散して、日本数学会と日本物理学会に分れた。日本物理学会はその事業として、毎年1回の年会を開催している。また、種々の分科会も毎年開いている。定期刊行物としては、和文の「日本物理学会誌」と英文の Journal of the Physical Society of Japan を毎月発行している。前者は、原著論文でなく、解説などを掲載する。このほか、月刊の欧文誌として、応用物理学会と共同で Japanese Journal of Applied Physics を、理論物理学刊行会と共同で Progress of Theoretical Physics を刊行している。そのほか日本学術会議と共同主催または単独で物理学関係の国際会議を開催している。これらの会議の報告の多くは、前掲の刊行物の supplement として発行されている。会の運営は、執行機関である理事会と決議機関である委員会によって行われ、役員は会長、副会長と若干名の理事である。財源は主として一般会員からの会費と、出版物による収入によっている。

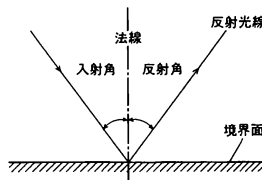
NIM 規格 [英独仏 NIM, 露 стандарт NIM] 原子力や原子核実験の分野で主に使用されている計測システムの国際的規格でモジュールの構造、コネクター、電源、信号についての規定がある。1964年に当時のアメリカ原子力委員会(AEC)の Nuclear Instrument Modules 委員会がこのプラグイン方式を規格化したので、略してこの名がある。この分野での計測器は国際的互換性が必要なことから各国で規格の統一が計画されていたが、原子力分野におけるアメリカの国際的影響力が強く NIM 規格がヨーロッパ各国を始め日本にも普及し、国際的規格となっている。NIM 規格は広い適用性をもっているが、この規格の制定当時は集積回路が使用され始めたばかりで、データ処理のための電子計算機との接続に対する考慮があまりはられていない。したがってその後、大量のデジタル信号を扱うことのできる CAMAC 規格が制定され、NIM 規格はアナログ信号の処理回路に多く使用されている。

NIM モジュールの構造は、パネルの高さが132.6mmの5インチ型と221.3mmの8インチ型があり、どちらも幅19インチ(EIA規格)のビンと称する筐体に単位幅が34.4mmのモジュールが12個収納できる構造である。現在、8インチ型が多く使われている。ビンとモジュールは42ビンのコネクターで接続される。電源の規格は $\pm 6V$ 、 $\pm 12V$ 、 $\pm 24V$ 、 $AC117V$ で、決められた10本のビンに接続されている。信号については、トランジスタレベルを対象とした、デジタル用および電流モードの高速論理用の規格がある。アナログ信号はクラスⅠ(0 \sim +1V)、クラスⅡ(0 \sim +10V)、クラスⅢ(0 \sim +100V)があるが、実際にはクラスⅡの10Vが多く使われている。

乳化重合 [英 emulsion polymerization, 独 Emulsionspolymerisation, 仏 polymérisation en émulsion, 露 эмульсионная полимеризация] \Rightarrow 重合

入射(加速器の) [英仏 injection, 独 Injektion, 露 инжекция] 一般に標的や物質に当てるように粒子を走行させること。とくに加速器では、加速すべき粒子ビームを加速器の安定な軌道に入れること。多くはシンクロトロンなどの円型加速器へビームを入れることを意味する。リウビルの定理が成立する通常の陽子や原子核イオンビーム入射過程では、ベータトロン振動およびシンクロトロン振動が行われる位相空間の粒子密度は保存量である。このとき蓄積ビーム強度の上限は、入射ビームが位相空間に占める面積、すなわちエミッタンスと、シンクロトロンのもつアクセプタンスとによって決る。1回転入射でアクセプタンスに余裕が生じる場合、高いビーム強度を得る方法として多重入射やRFスタッキングがある。前者はベータトロン振動、後者はシンクロトロン振動の位相空間に生じたアクセプタンスの余裕を利用する入射方法である。リウビルの定理が成立しない入射として、陽子ビームのH⁻入射や電子・陽電子入射がある。H⁻入射ではシンクロトロン中に薄膜を置き、入射されたH⁻はここを通過する際に電子をはぎ取られ陽子に変換される(\Rightarrow 荷電変換入射)。一旦蓄積された陽子ビームは同じ薄膜通過による荷電変化はなく、同じ位相空間へ次々とビームを蓄積することができる。電子・陽電子入射では、シンクロトロン放射の効果のために、蓄積ビームのエミッタンスが一定の減衰時間で減少し、アクセプタンスに余裕ができる。そこへ次々とビーム入射を繰返すことでビーム強度を増すことができる。

入射角 [英 incidence angle, 独 Einfallswinkel, 仏 angle d'incidence, 露 угол падения света] 光が媒質の境界面に入射するとき、入射光線が面の法線となす角。

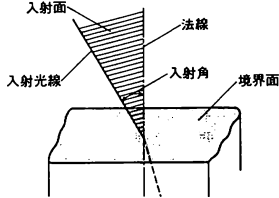


入射器(加速器の) [英 injector, 独 Injektor, 仏 injecteur, 露 инжектор] ビームを低エネルギーから高エネルギーまで同一の加速器で加速することは困難であるため予備加速を行い、次段にビームを送り込むための加速器。たとえばシンクロトロンでは入射の際の電磁石の磁場は残留磁場のため、100G以下では精度のよい磁場は得られない。したがってシンクロトロンへ安定に入射できるビームのエネルギーは実現可能な最低磁場に相当した大きさであることが必要で、そこまでの加速を通常コッククロフト・ワルトン型加速器や線型加速器で行い、これらは入射器とよばれる。また陽子線型加速器ではアルバレー型加速空洞で加速可能な500keV以上までコッククロフト・ワルトン型加速器で加速する。これが入射器に相当し前段加速器ともよばれる。大型シンクロトロンに入射器に小型シンクロトロンが用いられることがある(\Rightarrow ブースター)。

入射波 [英 incident wave, 独 Inzidenzwelle, 仏 onde d'incidence, 露 падающая волна] 媒質内のある面または点に向かって進む波をその面または点への入射波とい

う。また、媒質と媒質との境界面に到達した波をその境界面への入射波という。この場合、入射波はもとの媒質中に戻って行く反射波と先の媒質中へ進む屈折波(あるいは透過波)となる。また、境界面では入射波のエネルギーの一部が吸収されることもある。

入射面 [英 plane of incidence, 独 Einfallsebene, 仏 plan d'incidence, 露 плоскость падения света] ある媒質内を進行する光などの波が、ほかの媒質の境界面に到達するとき、入射波の波面法線(入射光線)と境界面の法線とを含む面をいう。



入出力制御装置 [英 input-output control unit, 独 Ein-Ausgabekontrolle, 露 устройство управления входом-выводом] 電子計算機システムにおいて入出力を制御する装置の総称。しかし通常は特定の入出力装置と入出力チャンネル(または中央処理装置の入出力インターフェース)との接続点に介在して、物理的、論理的なインターフェースの整合と、入出力装置の論理的な制御を実行する装置をさす。

電子計算機には多種類の周辺装置が接続されるが、これらの周辺装置はそれぞれ属性が異なる。一方、入出力チャンネルは一定のインターフェースをもっており、このインターフェースは物理的にも論理的にも周辺装置の相違を意識していない。この1種類のインターフェース条件をそれぞれの周辺装置固有のインターフェースに変換しないと、入出力チャンネルと入出力装置の間でデータの転送を行うことはできない。また、多くの入出力装置は、その物理的ないし機械的な制御機能は内蔵しているが、論理的な制御機能、たとえば制御の手順のようなものもっていないから、このような制御を外から加えてやらなくとも完全な機能を発揮することができない。以上述べたような機能を論理回路で実現したものが入出力制御装置である。最近はいくつかのプロセッサを利用することも多い。

入出力装置 [英 input-output unit, 独 Ein-Ausgabewerk, 仏 unité d'entrée, 露 устройство ввода-вывода] 入出力装置と出力装置の総称。

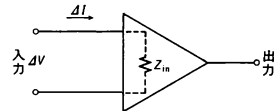
入出力チャンネル [英 input-output channel, 独 Ein-Ausgabekanal, 仏 canal d'entrée-sortie, 露 канал ввода-вывода] 電子計算機の中央処理装置の指令に基づいて、入出力装置と記憶装置との間で、中央処理装置の動作と独立にデータの授受を行うための装置。一般に入出力装置の動作速度は中央処理装置のそれと比べてけた違いに遅い。入出力動作の間、中央処理装置を占有するのは非効率であるので、その間中央処理装置を使わずに入出力動作できるように入出力チャンネルを設ける。したがって入出力チャンネルの機能は、(1)中央処理装置からの命令で入出力動作を開始する、(2)データの転送を制御する、(3)入出力動作の終了と例外状態を割込みによって中央処理装置に通知する、に要約することができる。

1台の入出力チャンネルにはかなり多数の周辺装置が接続

される。記憶装置とそれらの周辺装置との間のデータの転送方式によって、セレクトーチャンネル、マルチプレクサーチャンネル、ブロックマルチプレクサーチャンネルなどの別が生じる。1つの入出力命令を受けると1台の入出力装置との間だけでデータの転送を行い、一連の動作を終ってから他の入出力装置に移るのがセレクトーチャンネルであり、同時に複数台の入出力装置との間で、時分割的にデータの転送を行うのが、マルチプレクサーチャンネルとブロックマルチプレクサーチャンネルである。

入力 [英 input, 独 Eingangsleistung, 仏 puissance d'entrée, 露 входная мощность] ある系(計算機、増幅器、電源装置、変圧器など)に入れられる信号、情報、エネルギーなどを入力という。入力は電気回路の用語であるが、最近では広く一般のシステムに対しても用いられている。入力は系の機能により処理されて外部に出るが、これを出力という。いくつもの系が接続されるシステム、たとえば多段増幅器ではひとつの系の出力が次の系の入力となる。入力はそれを受ける系の特性に適合する形式または性能を有する必要がある。増幅器では信号源と入力インピーダンスの整合、計算機では入力されるプログラムやデータは計算機の仕様と一致しなければならない。また人間が計算機に入力するための便利な装置があり、音声で入力する方法も開発されている。入力に出力の一部を加えることがあり帰還とよばれる。

入力インピーダンス [英 input impedance, 独 Eingangsimpedanz, 仏 impédance d'entrée, 露 входное сопротивление] 増幅器の入力端子を信号源側から見たときのインピーダンス。図のように増幅器の入力に加



わる電圧変化を ΔV 、入力に流れ込む電流変化を ΔI とすると、入力インピーダンスは $Z_{in} = \Delta V / \Delta I$ である。信号源の内部インピーダンスを Z_s 、信号電圧を V_s とすると、増幅器の入力に加わる電圧は Z_s と Z_{in} で分圧されたものになり、 $V_s Z_{in} / (Z_s + Z_{in})$ となる。増幅器の入力インピーダンスは、抵抗とコンデンサの並列接続で構成されている場合が多いので、信号源インピーダンスが高い場合にはコンデンサーによって高い周波数成分が減衰し、増幅器などの設計には注意する必要がある。

入力装置 [英 input unit, 独 Eingabewerk, 仏 unité d'entrée, 露 устройство ввода] 計算機システムへ外部からデータを入れる(入力する)装置。主なものは、紙テープ読取り装置、カード読取り装置、マークカード読取り装置、音声入力装置などである。内部記憶方式の計算機システムでは、処理対象のデータをいちど計算機システムの内部に格納してから、その処理手順であるプログラムに従って処理をする。

入力変成器 [英 input transformer, 独 Eingangstransformator, 露 входной трансформатор] 増幅器の入力回路に用いられる変成器で、信号の発生源と増幅器の入力側を絶縁すること、または両者のインピーダンス整合をする目的で使用される(⇒整合変成器)。入力信号の絶縁は増幅すべき信号源と増幅器が離れた場所にあり、接地点が2ヵ所になり、2点間の接地電位差によって誘起される雑音を

遮断するときに用いられる。

ニュートリノ [英 *neutrino*, 独 *Neutrino*, 露 *нейтрино*] レプトン的一种。ν と表す。中性微子ともいう。質量は 0 と考えてよく、スピン 1/2, 電荷 0, レプトン数 1 の安定粒子。弱い相互作用にのみ関係する。第一世代のものを ν_e, 第二世代 ν_μ, 第三世代 ν_τ といい、それぞれ電子, μ 粒子, τ 粒子と対をなす。ν_e と ν_μ が別の物であることは実証されているが, ν_τ については不明である。反粒子を $\bar{\nu}$ で表す。ν と $\bar{\nu}$ は異なる。ニュートリノの存在は W. Pauli によって 1930 年に原子核の β 崩壊におけるエネルギー保存則に関係してはじめて提案された。β 崩壊の電子は連続スペクトルをもつので, N. Bohr は原子核ではエネルギー保存則は個々の過程では成立せず, 統計的にしか成り立たないという説を出した。それに対して Pauli は, 未知の中性粒子が電子とともに飛出していて, それがエネルギー, 運動量, 角運動量を運び, それらの保存則は個々の過程で成立するという仮説を出した。1932 年中性粒子が発見されて, β 崩壊の基本形は $n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}$ であることがわかってきた。ν が質量をもたず, スピン 1/2 の中性粒子であるとする β 崩壊がうまく説明できるので, その存在を信じる人が多くなった。ニュートリノの存在を直接証明したのは 1953~56 年の F. Reines と C. L. Cowan の実験である。原子炉から出るはずの強力なニュートリノ線束を大量の標的にあて, $\bar{\nu} p \rightarrow e^{+} n$ という反応を起させて e⁺ が発生したことを確認した。また, 反応の断面積が計算値とほぼ一致することがわかった。断面積は数 MeV の ν に対しては 10⁻⁴³ cm² で極めて小さい。このため ν は透過力が大きく, 地球を突抜けてもたいして吸収されないことに注意しておく。

$\bar{\nu}$ と ν が同じものかどうかを調べる実験も 1955 年に原子炉で行われた。原子炉から出るニュートリノは β 崩壊によるものであるから $\bar{\nu}$ である。もし $\bar{\nu}$ と ν が同じものならば $\bar{\nu} + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^{-}$ が起り, 違えば ν のならば起らないはずである。この反応の断面積は, $\bar{\nu} p \rightarrow e^{+} n$ の断面積の 100 分の 1 以下であり, $\bar{\nu}$ と ν が別の粒子であることが証明された。また ν_e と ν_μ が別の粒子であることは, 1962 年にわかった。ブルックヘブン国立研究所の加速器でつくられた π⁺ が崩壊し $\pi^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu}$ によって ν_μ を放出する。それを陽子に当て $\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow \mu^{+} n$ と $\bar{\nu}_{\mu} p \rightarrow e^{+} n$ がともになるかどうかを調べる。その結果 e⁺ はまったく観測されなかったので ν_μ と ν_e は別であると結論された。まだ実証されていないが ν_τ も ν_e, ν_μ と別の粒子と考えられる。ν の質量については, ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^{-} + \bar{\nu}$ の e のスペクトルから $m(\nu_e) = 33 \text{ eV}/c^2$ という報告があるがさらに検討を要する。ν_μ の質量の上限は 0.52 MeV/c², ν_τ については 250 MeV/c² が上限である。もし ν が質量をもつと, 質量の固有状態と弱い相互作用での固有状態のずれから, ニュートリノ振動が起る。それは ν_e が走っている間に ν_μ になり, また ν_e にもどる現象である。この現象の有無は慎重に調べなければならない。かりに ν が 1 eV/c² の質量をもつとすると, 宇宙空間には 1 cm³ 当り 10² 個の ν が存在するという推定があるので, 宇宙の全質量が予想値の 2 倍になるという。宇宙のヘリウムの存在比に関係した議論から, ν の種類が 3 種類か 4 種類程度であるという制限を与える。このこともさらに検討を要する。ν が質量のないディラック方程式をみたすとなると, それを變形し

$$\frac{\sigma p}{p} \psi_L = -\psi_L, \quad \frac{\sigma p}{p} \psi_R = \psi_R$$

となる。ここで $\psi_L = (1 + \gamma_5) \psi / 2$, $\psi_R = (1 - \gamma_5) \psi / 2$ である (この定義は γ 行列の表現によって変わる)。演算子 $\sigma p / p$ はヘリシティーの 2 倍である。L は進行方向に対してスピンの左ねじの方向をもつ状態で, R は右ねじの方向をもつ状態である。実験の結果, ν は必ず L の状態であり, $\bar{\nu}$ は R だけである。このため, ν の関係する反応ではバリティーと荷電共役が非保存である。

ニュートリノ振動 [英 *neutrino oscillation*, 独 *Neutrino Schwingung*, 仏 *oscillation de neutrino*, 露 *нейтринное колебание*] ニュートリノが異なる質量状態の重ね合わせであれば生じる振動。弱い相互作用でつくられたニュートリノが異なる質量の状態の重ね合わせであるとなると, 質量差が適当な範囲にあれば, ニュートリノの飛程または時間とともに異なる状態間を振動する現象が観測できるはずである。これをニュートリノ振動という。理論的には, ニュートリノと反ニュートリノの間の振動, 異なる種類 (香り (フレーバー)) の間 (たとえば電子ニュートリノと μ ニュートリノの間の振動などの可能性が考えられるが, 実験的はいずれも確認されていない。太陽ニュートリノの理論値と観測値の間のずれをニュートリノ振動によって説明する試みなどがある。

ニュートリノ損失 [英 *neutrino loss*, 独 *Neutrino Verlust*, 仏 *perte de neutrino*, 露 *потеря нейтрино*] 恒星の内部で発生するニュートリノを通して, 恒星がその内部エネルギーを失うこと。ニュートリノは, 物質との相互作用が非常に小さいため, 恒星進化の最後の重力崩壊の段階を除くと, その平均自由行程は, 恒星の半径よりも長く, 恒星の内部から自由に逃げていく。したがって, エネルギーの喪失率は, ニュートリノの発生率によって決る。発生機構としては, 核反応の際の β 崩壊や原子核の電子捕獲以外に, 光ニュートリノ ($\gamma + e^{-} \rightarrow e^{-} + \nu + \bar{\nu}$), 電子対ニュートリノ ($e^{+} + e^{-} \rightarrow \nu + \bar{\nu}$), プラズマニュートリノ (ブラスモン $\rightarrow \nu + \bar{\nu}$), ニュートリノ制動放射 ($e^{+} + \text{原子核} \rightarrow e^{+} + \text{原子核} + \nu + \bar{\nu}$) などの対発生反応がある。恒星が進化すると, 中心部は, 一般に, 高温・高密度になるが, それとともに, これらの過程によるニュートリノ発生率も大きくなる。恒星進化の数値計算によると, 炭素燃焼段階以降では, ニュートリノによるエネルギーの損失率が, 表面からの光子の放出による損失率を上まわるようになり, その比は, 10⁷ にも達する。したがって, 炭素燃焼から超新星爆発あるいは縮退星の形成およびその冷却に至る進化の時間尺度は, このニュートリノ損失によって決っている。

ニュートリノビーム [英 *neutrino beam*, 独 *Neutrinostrahl*, 仏 *faisceau neutrino*, 露 *нейтринный пучок*] ニュートリノからできている粒子線をいい, μ ニュートリノビームと電子ニュートリノビームがある。ニュートリノビームは弱い相互作用による物質の極微構造の究明や弱い相互作用機構を研究する素粒子物理実験に広く用いられる。μ ニュートリノビームは高エネルギー加速器からの陽子ビームを標的に照射して生成した二次粒子の π⁺ 中間子と K⁺ 中間子の崩壊 ($\pi^{+}, K^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu_{\mu}$) で生ずるニュートリノを利用する。μ ニュートリノは中間子からの 2 体の崩壊過程から生れるので, 中間子のエネルギーとニュートリノの崩壊角度がわかると, ニュートリノのエネルギーが一義的に決る。このことを利用して一定のエネルギーをもつ二

ニュートリノビームをつくることができる。しかしこの場合 π 中間子と K 中間子の二種類の中間子があるために、2つのピークをもつエネルギー分布をもち、ダイクロマティックビームまたは狭バンドビームとよばれて、ビーム強度は低いが定量的精密実験により使われる。これに反してエネルギーの選別を行わない強度の強いビームを広バンドビームという。電子ニュートリノビームは高エネルギー加速器によってつくられる K^+ 中間子の $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ \nu_e$ 崩壊を利用し、前述の μ ニュートリノに1~2%のバックグラウンドとして含まれているものが使用される。純度の高い電子ニュートリノビームは $K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \nu_e$ の過程を利用してつくることができるがまだ実用化されていない。近年発見された τ レプトンの崩壊により得られる τ ニュートリノビームもチャームクォークをもった不安定粒子の崩壊を利用してつくることが可能だがまだ実用化されていない。このビームには比較的強度の高い電子ニュートリノも含まれるので良質の電子ニュートリノビームとしても使用される。ニュートリノビームと同様に反 μ ニュートリノビームは

$$\pi^-, K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

の崩壊過程を利用する。反電子ニュートリノビームは原子炉からの中性子の崩壊と加速器からの $K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e$ 崩壊の $\bar{\nu}_e$ を使う。前者は低エネルギー(1 MeV)である。

ニュートロン = 中性子

ニュートン [英仏 newton, 独 Newton, 露 ньютон] 力の単位。国際単位系(SI)では特別の名称をもつSI組立単位のひとつにあげられている。単位記号は N 。Newton (\Rightarrow ニュートン)に由来する。ニュートンは、質量が1 kgである物体に作用したときその方向に $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$ の加速度を与える力である。すなわちニュートンは、キログラムメートル毎秒毎秒という力の単位の特別な名称として導入されたものであり、これを用いれば力学の諸量の単位の表現が簡明になる(\Rightarrow 力の単位)。

ニュートン Newton, Sir Isaac 1643.1.4—1727.3.31 イギリスの物理学者、数学者。リンカーンシャーのウルズープに生れ、グラントムのキングス・スクールを経てケンブリッジ大学トリニティー・カレッジに学ぶ(学士号1665年)。1665年6月から18ヵ月間、ペストの流行によって大学が閉鎖されたため帰郷。この間に力学・光学・解析学における新発見またはその端緒を得た(閉鎖中も再三大学を訪れ、草稿類はケンブリッジで書かれたとする説もある)。1667年トリニティー・カレッジの特別研究員となり、1668年修士号取得。I. Barrowの後任としてルカス教授職に就任(1669—1701年)。1672年にはロンドン王立協会会員に推挙された。E. Halleyの尽力で「自然哲学の数学的諸原理」*Philosophiae naturalis principia mathematica* (略称「プリンキピア」)を刊行(1687年)。James 二世勅書に対する大学の権利擁護に積極的に動き(アルバン・フランシス事件, 1687年)、仮議会(Convention Parliament)の大学選出議員のひとりとなる(1689年)。1693年一時強度のうつ状態に陥ったが、1696年造幣局監事、1700年同長官に任ぜられ、以後生涯この職にあった。1701年トリニティー・カレッジ退職。1703年ロンドン王立協会会長に選ばれ、1705年ナイト受爵。

Newtonの数学研究は、R. Descartesの「幾何学」*Geometrie* (1637年)とJ. Wallisの「無限算術」*Arithmetica infinitorum* (1655年)の大きな影響の下に始まる。それらは1664年後半に読まれたとみられるが、内容について詳

細な注解をつくり、さらに一般化を求めるとというのが彼の初期の手法であった。1664年冬には、二項定理の一般化を発見(公表1676年7月13日)、1665年夏Wallisの不可分量による双曲線求積法から級数展開による積分計算の方法を案出し、52の図形の求積を行った(これはリンカーンシャーのブーズビーでなされたという)。H. van Heuraetの求長法から微分と積分が逆関係にあることを認識し(1665年春—初夏)、流率(fluction)のアイデアを得たのは1665年初秋と思われる。並行して代数曲線に対し、Descartesの法線影の方法から、曲率・接線影を考察し、それらの流率法的取扱に達する(1665年10—11月)。偏微分概念とドット記号もこの流れに現れる。量の極限に対する運動論的方法の有効性の把握(1666年5月)を経て、これらの結果は「無限項方程式による解析について」(1669年初夏)にまとめられた。この論文は少数に閲覧されたにとどまり(出版1711年)、「流率と無限級数の方法」(1670—71年冬)の刊行もロンドン大火直後の出版事情で断念され(印刷1736年)。「諸原理」中の簡単に解説以外、まとまった形で公表は「曲線求積論」*Tractatus de quadratura curvarum* (「光学」初版付録, 1704年)に至るまでなく、G. W. Leibniz(微積分法発見は1675年秋—77年夏)との論争(1705—16年)の誘因となった。Newtonはまた、極座標の創案者のひとりであり、代数方程式の根の近似解法、三次曲線なども考案した。

光学の研究も、Descartesの「屈折光学」*Dioptrice* (1644年)とR. Hookeの「顕微鏡誌」*Micrographia* (1665年)への注釈から始まる。最も初期の草稿は(1664年9月—66年)、二次曲面における反射と屈折を扱う。光学ガラスの研摩、三角プリズムを使う実験も1660年初頭から手がけ、前者は色収差・望遠鏡改良の問題に連なり、後者は白色光の分解合成・光の色と屈折率の対応・光の粒子説に展開する。それらは「光と色とに関する新理論」、「新反射望遠鏡の説明」をはじめとする1672—73年の一連の論文・書簡で発表されたが、また多くの反論もまき起した。とりわけ「パルス理論」に立つHookeの主張に対し、またニュートン環(公表は1676年)を含む薄膜の着色の説明のために、不均質弾性ユーテルの概念を導入した(1675年)。これは「光学」*Opticks: or, A Treatise of the Reflections, Refractions, Inflexions and Colours of Light* (1704年)において、光の射線に周期性を付与する「反射性および透過性発作(fits)」の仮説と結びつけられる。この著書には上述の研究成果のほか、光の干渉に関する実験も収め、第二版(1717年)で付けられた「疑問集」には、物質・エーテル・光・重力、さらには自然哲学に対するNewtonの洞察・見解をうかがうことができる。

ルカス教授職であった32年間は、1670年代の光学期と80年代と90年代前半の力学期とに大別できよう。光学の研究も、まずDescartes「哲学原理」*Principia philosophiae* (1644年)とGalileoの「対話」*Discorsi e dimostrazioni matematiche intorno a due nuove scienze attenenti alla meccanica ed i movimenti locali* (1638年)への没頭から始まる。17世紀中葉の力学は弾性衝突の法則を発見していたが(Descartes, C. Huygens, C. Wren, Wallis, 1656—61年)、1664年1月20日付草稿は二物体の非弾性衝突を定量的に扱う。この研究を通じて、力は生ぜられる運動量の変化に比例するというのに同等な定義群に達する。円運動を球面に内接する多角形の各頂点において反発されてゆ

く運動の極限として論じ、遠心力の法則を知る。重力は月の軌道にまでのびていると考えはじめ、遠心力則とケプラーの第三法則とを組合せて逆二乗則を得、「月を軌道に保つために要する力と地球表面における重力とを比べ、かなりよい答を与える」に至る。これらの草稿は1665～66年に、少なくとも1669年以前に書かれたと推定される。

Newtonの関心が光学から再び力学に向けられるのは、落下運動に及ぼす地球の運動の影響に関する1679年11月24日付のHookeの書簡からである。1679～80年冬Hookeとの論争を通じてケプラー問題の解決に到達し、「諸原理」中の「困難な諸命題の残りほとんどすべて」を1684～86年に見いだす。講義原稿「運動について」(1684～85年)を経て、「諸原理」第一編は1686年4月に脱稿、第二編(抵抗媒質中の物体の運動)、第三編(太陽系論)の原稿は1687年3～4月に完成、「諸原理」初版は同年8月に刊行された。物体の最小抵抗の形を論じ(1694年)、J. Flamsteedに観測値を求めて月の運動の理論の精密化(1694, 95年)に努め、「諸原理」第二版(1713年)、第三版(1726年)に補記している。

トリニティー・カレッジ全期間を通じて化学実験を続け(「酸の性質について」1692, 1711年)、冷却法則に基づく温度日盛を与えた(1701年)、また神学年代学にも多大の関心を寄せ、分点移動と歳差に基づく年代決定を論じた(「聖書」の2つの著しい改変についての歴史的説明、「一友人への手紙」1690年、出版1754年;「ダニエル書と黙示録についての考察」1733年;「改訂古代帝国年代学」1728年など)。「主著」*Philosophiae naturalis principia mathematica*, 初版1687, 3版1726(「自然哲学の数学的諸原理」, 1971, 「プリンシピア」, 1977); *Opticks: or, A Treatise of the Reflections, Refractions, Infections and Colours of Light*, 初版1704, 2版1717(「光学」, 1940, 1980, 1981, 1983)。「論文集・書簡集」*The Mathematical Papers of Isaac Newton* (D. T. Whiteside 編, 全8巻), 1967～81; *The Correspondence of Isaac Newton* (H. W. Turnbull, J. F. Scott, A. R. Hall, L. Tilling 編, 全7巻), 1959～77。

ニュートン宇宙 [英 Newton universe, 独 Newtonsches Universum, 仏 univers newtonien, 露 ньютоновская вселенная] 宇宙原理とニュートンの重力理論および(拡張された)ニュートン力学とを結合することによって得られる膨張宇宙モデル。一般相対性理論的なフリードマン宇宙(宇宙定数のないフリードマン方程式の解)とほとんど同等である。異なるのは後者が空間曲率という空間の大域構造に関する量を含むのに対し、前者は空間はあくまでも平坦であることが前提とされている点である。一様に分布した物質と共に動く観測者が見る。位置 r , 時刻 t における物質の速度 $v(r, t)$ は、ガリレイの相対性原理と宇宙原理から

$$v(r, t) = H(t)r \quad (1)$$

のように r に比例しなければならないことが導かれる。これはハッブルの法則にほかならず、大きな $|r|$ についても成立する大域的な法則である。一方、観測者の近傍においては、ニュートン力学と重力場の局所的な方程式

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} + (v \cdot \nabla)v = -\nabla \phi \\ \nabla^2 \phi = 4\pi G \rho \end{cases} \quad (2)$$

が成立する。ここで ρ は質量密度で、時刻 t のみの関数であり、 ϕ は重力場のポテンシャル、 G は万有引力定数である。ところで式(1)は当然観測者の近傍でも成立するから、それを式(2)に代入することによって $H(t)$ を決定することができる。スケール因子とよばれる t のみの関数

$$a(t) = \exp \left\{ \int H(t) dt \right\}$$

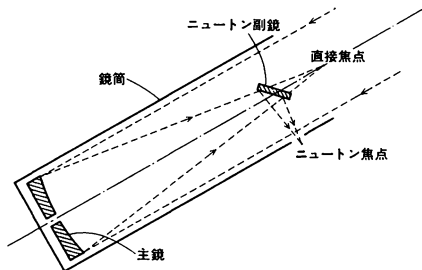
を導入すると、式(2)から $\rho a^3 = \text{一定}$, $\phi = 2\pi G \rho r^2/3$ および

$$\left(\frac{da}{dt} \right)^2 = \frac{c^2 A}{a} + E \quad (3)$$

が導かれる。ここで $A = 8\pi G \rho a^3/3c^2$, c は光の速さ、 E は力学的エネルギーに比例する積分定数である。この式は宇宙定数 $A=0$ の場合のフリードマン方程式と同等である。 $E>0$, $E=0$, $E<0$ がフリードマン方程式での $k=-1$, $k=0$, $k=1$ に対応する。しかし、ニュートン宇宙論には空間曲率という概念は存在しない(\Rightarrow フリードマン方程式)。

ニュートン環 = ニュートン・リング

ニュートン焦点 [英 Newton-focus, 独 Newtonscher Fokus, 仏 foyer newtonien, 露 фокус Ньютона] 反射望遠鏡の主鏡は、回転放物凹面をしているので、その焦点は、光軸上主鏡の前面にできる。そこで、主鏡とその焦点の間に、平面鏡を光軸に対して 45° に傾けて挿入すると、焦点を鏡筒の外に取り出すことができる(図参照)。これを



ニュートン焦点という。反射望遠鏡を発明した I. Newton は、こうして鏡筒側面の筒先に近い位置に接眼レンズをつけて、天体を観測した(1671年)。主鏡口径が大きい場合には、主鏡の直接焦点が使用可能になるので、わざわざニュートン焦点用副鏡を用いることはなくなる。直接焦点あるいはニュートン焦点は、第一焦点ともいって、カセグレン焦点やクーデ焦点と区別される。

ニュートン粘性 [英 Newtonian viscosity, 独 Newtonsche Viskosität, 仏 viscosité newtonienne] 流動に際して、応力に比例したひずみ速度を示すような粘性をいう(\Rightarrow ニュートン流動)。粘性率は応力とひずみ速度との比で表されるが、その値が一定で、応力またはひずみ速度によらない。ひずみ速度と応力との関係は原点を通る直線で表される。弾性におけるフック弾性と対比される。

ニュートンの運動法則 [英 Newton's laws of motion, 独 Newtonsche Bewegungsgesetze, 仏 lois de mouvement de Newton, 露 законы механики Ньютона] \Rightarrow 運動の法則

ニュートンの運動方程式 [英 Newton's equation of motion, 独 Newtonsche Bewegungsgleichung, 仏 équation de mouvement de Newton]

tion de mouvement de Newton, 露 уравнение движения Ньютона] ⇒ 運動方程式

ニュートンの重力定数 [英 Newton's gravitational constant, 独 Newtonsche Gravitationskonstante, 仏 constante de gravitation de Newton, 露 гравитационная постоянная Ньютона] ニュートンの重力の逆二乗法則における比例係数で, 普遍定数のひとつ。単位距離はなれた単位質量の2質点間に働く力と定義され, G で表す。現在までの実験では, 1m 以下の距離で

$$G = (6.67259 \pm 85) \times 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$$

が得られている。重力の相互作用は, 電磁気などの相互作用に比較して非常に小さいので, その測定はきわめて難しい。実験室規模の測定法は種々さまざまあるが, 基本的には, 質量のわかっている物体間の力を, ねじり秤のねじれや周期の変化などとして測るものが主で(キャベンディッシュの実験), 近距離の測定に限られており, 測定精度もほかの物理定数と比較するとよいとはいえない。一方, 天体の運動の解析からは, 天体の質量と G の積がわかるだけで, G の値そのものは求めることができない。このように, G は普遍定数とされながら, 1m 以上の距離では測定例が極めて少ないので, 最近の重力場や素粒子の理論によれば, G にごくわずかの距離依存性の存在する可能性も指摘されている。また, G の値の時間的な変化を唱える理論(ディラックの大多数の仮説)もある。重力定数は, ほかの物理定数と異なり, 定数のなかで, 特異な位置を占めるものである。

ニュートンの抵抗法則 [英 Newton's law of resistance, 独 Newtonsches Widerstandsgesetz, 仏 loi de la résistance hydrodynamique de Newton, 露 закон сопротивления Ньютона] 密度 ρ の流体中に物体が相対速度 U で運動するとき, 物体に ρU^2 に比例する抵抗が働くという法則。I. Newton は, まず, 物体が非常に速く動くかまたは流体が希薄であるとき, 物体に働く力は, 静止している個々の流体粒子が物体に衝突したときに及ぼす力で代表できると考えた。次に, 物体の表面の一部 dS (表面積が dS で進行方向に α だけ傾いている)に衝突する粒子は, 面の法線方向には非弾性的または弾性的に, 接線方向には弾性的に衝突すると仮定し, dS 部分には, 法線方向に $\rho U^2 \sin^2 \alpha dS$ または $2\rho U^2 \sin^2 \alpha dS$ の力が働くとして, 物体に働く力を計算した。普通, 物体が流体中を運動する場合, ニュートンの抵抗法則は有効でない。しかし, 薄くさび形物体または細長い円錐形物体が非粘性流体中を極超音速で運動するとき, 衝撃波の前後の流体の密度比が0に近づいた極限の場合(このとき衝撃波と物体の形は一致する)において, 物体上の圧力 p は, $p - p_0 = \rho U^2 \sin^2 \theta$ (p_0 は静止流体の圧力, θ はくさびまたは円錐の半頂角)で与えられ, 物体表面に働く力についての上述のニュートンの式と同じ形となる。なお, 上式はいろいろな形に拡張されて, 先端が鋭くかつ薄い(または細長い)物体が非粘性流体中を極超音速で運動するときの表面圧力を求めるために用いられている。

ニュートンの万有引力定数 [英 Newton's gravitational constant, 独 Newtonsche Gravitationskonstante, 仏 constante de gravitation de Newton, 露 гравитационная постоянная Ньютона] ⇒ ニュートンの重力定数

ニュートンの冷却法則 [英 Newton law of cooling, 独 Newtonsches Abkühlungsgesetz, 仏 loi de refroidisse-

ment de Newton, 露 закон охлаждения Ньютона] 物体が表面からの熱放射によって単位時間に失う熱量は, 物体と周囲の温度差に比例するという法則。1701年 I. Newton によって見いだされた。この法則は温度差の小さい場合だけに成り立つ近似法則である。

ニュートン法 [英 Newton's method, 独 Newtonsches Verfahren, 仏 méthode de Newton, 露 метод Ньютона] ⇒ 非線形方程式の数値解法

ニュートン・ポテンシャル [英 Newton potential, 独 Newtonsches Potential, 仏 potentiel de Newton, 露 ньютонов потенциал] 中心力の場があって, 力の大きさが中心からの距離の二乗に逆比例するときには, この力の場はポテンシャル

$$\varphi(r) = \frac{C}{r} \quad (C: \text{定数})$$

から, $F = -\nabla \varphi$ によって導き出すことができる。質量 M の質点があるまわりにつくり出す万有引力場では, 万有引力定数を G として $C = -GM$ としたものが単位質量に対する万有引力を与え, 電荷 Q をもった点電荷がそのまわりにつくる電場(単位正電荷に及ぼす力の場)の場合には $C = Q/4\pi\epsilon_0$ となる。 ϵ_0 は真空の誘電率である。このような C は, いわば力の源の強さを表すが, そのような点状の力の源が r_1, r_2, \dots にあってその強さが C_1, C_2, \dots の場合, これらによる合力のポテンシャルは

$$\varphi(r) = \sum_i \frac{C_i}{|r - r_i|}$$

で与えられる。 $|r - r_i|$ は, r_i から着目する点 r までの距離である。もし力の源が大きさのある物体や広がりのある空間電荷のようときには, 分布の密度を ρ としてポテンシャルは

$$\varphi(r) = \iiint \frac{\rho(r')}{|r - r'|} dv' \quad (dv': \text{微小体積})$$

で与えられることになる。このようなポテンシャルを総称してニュートン・ポテンシャルという。

ニュートン毎メートル [英 newton per meter, 独 Newton pro Meter, 仏 newton par mètre, 露 ньютон на метр] 表面張力の SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一つ。単位記号は $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$ または N/m 。

ニュートンメートル [英 newton meter, 独 Newton-meter, 仏 newton-mètre, 露 ньютон-метр] 力のモーメントの SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一つ。単位記号は Nm , $\text{N} \cdot \text{m}$ または N.m 。なお, ニュートンメートルは, 仕事の SI 単位とも解されるが, 仕事の SI 単位には, ジュールという特別な名称が与えられている。

ニュートン・ラフソン法 [英 Newton-Raphson method, 独 Newton-Raphsonsche Methode, 仏 méthode de Newton-Raphson, 露 метод Ньютона-Рафсона] ⇒ 非線形方程式

ニュートン力学 [英 Newtonian mechanics, 独 Newtonsche Mechanik, 仏 mécanique newtonienne, 露 механика Ньютона] I. Newton が確立した運動の法則を基礎として形成された力学の体系。アインシュタインの相対性理論をもとにした相対論的力学および量子力学に対していう。扱える対象は, 主として巨視的な大きさの物体で, 速さが光速よりずっと小さい場合に限られるが, われわれの身近に起る運動で直接それと認識できるものはほとんどこの条件にかなっているため, ニュートン力学が適用で

きる。また、量子力学でプランクの定数 h を 0 にした極限、相対論的力学で光速 c を無限大にした極限が、ニュートン力学である。物体に働く力のつり合いを扱う静力学はギリシア時代から発達し、かなりの知識が得られていた。Newton の偉大な業績は「物体の運動を調べる力学」の確立であった。彼の著書「プリンキピア」にニュートン力学の主要な点はすべて含まれているといつてよいが、E. Mach も指摘しているように、そのなかの表現は十分に論理的でない点もあるので、その後の多くの人々によって整理された形で説明されるのが普通である。「プリンキピア」の最初は質量、運動量、慣性、力などの定義にあてられており、重さとは別に質量という概念を導入したことが画期的なことであったといえる。それに続いた注解で、絶対時間と絶対空間の説明が加えられており、アインシュタインの相対性理論で覆されるまで、自然観の根底を支配した時間空間の概念が述べられている。この考えかたは今日でも多くの人の常識となっているものである。以上の準備の後に、運動の三法則が述べられ、それと万有引力とを用いたケプラーの法則の導出そのほかが続くわけであるが、ニュートン力学の本質はこれでいい尽されている。

運動の三法則は相互に密接に関連しあっているが、たとえば第一法則(慣性の法則)を第二法則 $F=ma$ の特別な場合にすぎないとしたり、第二法則は力の定義を与えているだけではないのか、と考えるのは早計であろう。運動を記述するためには位置を定量的に与えなければならず、そのためには座標系(慣性系)の設定が必要である。第一法則はそのための条件を示していると解釈できる。第三法則(作用反作用の法則)は、2 物体を相互作用(たとえば衝突)させてそのおのおのが得る加速度を測ることによって、2 物体の質量の比を求めることができることを示す。したがって、標準と定めた物体の質量(たとえば 1 kg)をもとにして、すべての物体の質量が原理的にはこの法則から定まることになる。座標系と質量が定まれば、第二法則によって運動を論じることができる。力が既知で、運動方程式を解いて運動を求める場合もあれば、逆に運動から力を求めることもある。ニュートン力学のひとつの特徴は、粒子間に働く力と初期条件が与えられると、その後の運動が因果的に確定するという点である。これは電磁気学や相対性理論にも引き継がれ、古典物理学の特質のひとつとなっている考えかたである。

Newton が導入したもうひとつの重要な考えに万有引力がある。地上の物体に働いている重力と、天体の運動を支配する力が同じものであるとしたのは革命的な考えかたであったが、この力が遠隔作用である点がオカルト的であると批判された。Newton もそれを何と解明したかったようであるが、「私は仮説をつくらない」という主義を掲げて不毛な哲学的議論を避け、数学的な処理による定量的な予言によって批判に答え、その後の諸科学の規範となる方法を確立した。それが威力を示したは天文学であった。計算方法も多くの人々によって飛躍的に改良され(⇒解析力学)、摂動論なども考案されて、天体の軌道は非常に精度で計算されるようになった。天王星の運動の狂いをもとにして J. Adams と U. Leverrier が海王星の存在を予言し、後者の依頼で J. Galle がその推算位置付近に実際にこの新惑星を発見したとき(1846 年 9 月)、人々はニュートン力学の威力に驚嘆したのである。Newton やその後継者の多くは、物質は微粒子からできていて、微粒子間には

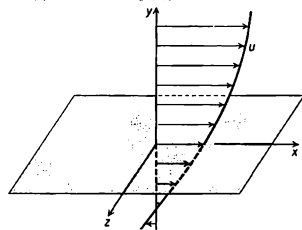
万有引力のような(ただし距離の二乗に反比例するとは限らない)力がさまざまな働いていると考えていた。ラプラスの魔物のような考えかたもそこから生れていたものである。このようにしてニュートン力学の成功は、宇宙の森羅万象を力学によって解明できるはずだという力学的自然観を生むことになった。そのひとつの成果は気体分子運動論であり、考えかたの一部は現代の物性物理学に継承されている。熱を力学的に扱うことは成功したが、光あるいはエーテルの力学的模型は失敗した。それは古典物理学のもうひとつの柱である電磁気学の場合という概念によって説明されるべきものだったからである。

ニュートン流体 [英 Newtonian fluid, 露 жидкость Ньютона] ⇒ ニュートン流動

ニュートン流動 [英 Newtonian flow, 独 Newtonsche Strömung, 仏 écoulement newtonien, 露 течение Ньютона] ニュートンの粘性の法則(⇒ニュートン粘性)に従う流動。流体中に仮想的にとった面を考えると、それを通して両側の流体が力を互いに及ぼしあう。このとき、面に平行な単位面積当たりの力の成分(接線応力)が、ずり速度に比例するような流れをニュートン流動とよび、そのような挙動を示す流体をニュートン流体とよぶ(⇒流体)。面を流線に平行にとり、流速の方向に x 軸を、面に垂直に y 軸をとって、速度の x 成分を u とする。接線応力 τ_{xy} とずり速度 $\partial u / \partial y$ との関係は

$$\tau_{xy} = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$$

の形に表したとき、 μ は粘性率で場所と時間によらない物質定数である(⇒粘性率)。 μ がずり速度によって変化するような流れは非ニュートン流動とよばれる。



ニュートン・リング [英 Newton rings, 独 Newton-Ring, 仏 anneau de Newton, 露 кольцо Ньютона] 曲率半径の大きい球面をもった平凸レンズを平面ガラスの上に置き、上方から単色光で照らすと、球面から反射した光と平面ガラスから反射した光とが干渉を起す。これはレンズと平面ガラスとの間の空気層による等厚干渉であって、レンズと平面ガラスの接点を中心とした同心円状の干渉縞が見られる。これをニュートン・リングといい、I. Newton が最初に詳しく研究したものである。レンズの球面の曲率半径を R 、平面ガラスとの接点からの距離を x 、光の波長を λ とすると、反射光では $x = \sqrt{m\lambda R}$ (m は整数)のところで暗いリング状の干渉縞が生じる。したがって中心から遠ざかるほど縞の間隔は狭くなる。これらの縞の半径を測れば曲率半径 R を求めることができるので、大きい球面の半径を知るひとつの方法を与える。この干渉縞は透過光ではコントラストが悪くて、実際上、見られない。また入射光として白色光を用いると色のついたリング状の白色光干渉縞となる。

ニューマティックセル [英 pneumatic cell, 独 pneu-

matischer Empfänger, 仏 cellule pneumatique] 密閉気体容器内に赤外線を入射させたとき温度上昇に伴って気体が熱膨張することを利用する赤外検出器をいう。熱膨張による可撓膜の変形の検出法の相違によって2つに分けられる。そのひとつは1937年E. LehrerとK. F. LuftによってつくられたURAS(Ultrarotabsorptionsschreiber)とよばれる赤外線ガス分析計の検出器が原型となるもので、可撓膜をコンデンサーの1極板にしてその動きを容量変化して検出する。ルフト型またはコンデンサーマイクロホン型検出器ともよばれている。可撓膜の前後の空間を結ぶ小さなリークがつけてあって周囲のゆっくりした温度変化には感じないようにしているので直流感度はない。雑音等価パワーNEPは 10^{-10} W程度で、普通数十Hzの断続光で使用する。もうひとつは1947年M. J. E. Goleyによって発表されたゴレー検出器である。この検出器は赤外透過窓の材料を変えたことによって赤外領域からサブミリ波、ミリ波領域で用いられ、雑音等価パワーNEPは 5×10^{-11} W程度で、普通5~20Hzで使用される。なお、断続光を気体に吸収させたと共鳴的に発生する音をマイクロホンで取り出すスペクトロホンとよばれる検出器が1938年M. Veingerovによって考案されたが、これも一種のニューマティックセルである。これは現在光音響的検出器と総称されている検出器の一種である。

ニューロン [英 neuron, 独 Neuron, 仏 neurone, 露 нейрон] ⇨ 神経細胞

二粒子相関 [英 two-particle correlation, 独 Zweiteilchenbeziehung, 仏 corrélation de deux particules, 露 двухчастичная корреляция] = 粒子・粒子相関

二流体不安定性 [英 two stream instability, 独 Strahl-instabilität, 仏 instabilité de deux faisceaux, 露 пучковая неустойчивость] プラズマを構成する荷電粒子群の間に相対的な速度 V の流れがあるとき、この系が不安定となって波動が励起される現象。すなわち、粒子群の乱れによって電場が生じたとき、この電場によって粒子流の速度が時間的に変化した(速度変調)、荷電粒子流に局所的な疎密が生じる(パンチング効果)。このパンチングが初めの空間電荷の乱れを助長する方向に働けば電場は成長することになり、これを二流体不安定性という。最も典型的な例は、静止した冷たいプラズマ(電子プラズマ振動数 ω_{pe})内に低密度の冷たい電子ビーム(ω_{pb})が速さ V で通過する系の場合である。分散式は

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pb}^2}{(\omega - kV)^2} = 0$$

と与えられ、分散曲線と成長率 γ は図1,2のようになる。曲線AOA'の不安定波動の近似式は $\omega = kV \pm \omega_{pb}[1 - (\omega_{pe}/kV)^2]^{-1/2}$ となり、 $kV < \omega_{pe}$ の領域での ω の虚数部が成長率 γ を与える。 $\omega \approx \omega_{pe} \approx k_0V$ では $\gamma_0 \approx \omega_{pe}(\omega_{pb}/$

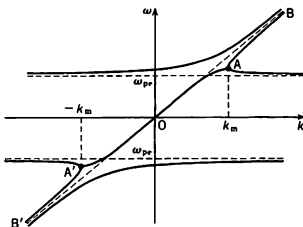


図 1

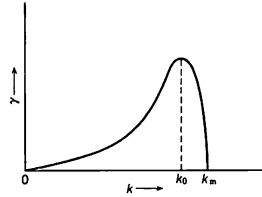


図 2

$\omega_{pe})^{2/3}$ という大きな値をもつ。これは電子ビームの空間電荷波($\omega = kV - \omega_{pb}$)が、背景のプラズマ波($\omega = \omega_{pe}$)と相互作用した結果である。点線BOB'は電子ビームの速さ V を示す。他の例は静止したイオン群(イオンプラズマ振動数 ω_{pi})の中を V の速度で電子流(ω_{pe})が走行している場合であり、分散式は

$$1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - kV)^2} = 0$$

で与えられる。これはブーネマン不安定性とよばれ、成長率が非常に大きい。

二流体模型 [英 two-fluid model, 独 Zweiflüssigkeitenmodell, 仏 modèle de deux liquides, 露 двухжидкостная модель] 液体ヘリウムIIの流体力学的性質は、その密度の場合 ρ が超流体成分 ρ_s と常流体成分 ρ_n から成り、運動量密度も、それぞれの速度の場合により、

$$\rho_s \mathbf{v}_s + \rho_n \mathbf{v}_n$$

と書かれ、常流体は全エントロピーを担って運び、かつ粘性をもつのに対し、超流体は化学ポテンシャルの傾きで加速され、粘性をもたないものとして記述できる。このように、液体ヘリウムIIが超流体と常流体の二流体から構成されるという模型を二流体模型という。二流体模型は噴水効果を正しく記述し、エントロピー(あるいは温度)の波動伝播(第二音波という)を予言し正しく記述した。微視的な立場からいうと、超流体の実体は(再規格化された)量子凝縮体であり、常流体は素励起の集合体に対応する。

二量体 [英 dimer, 独 Dimer, 仏 dimère] 同種の2個の分子が結びついてできたものをいう。これに対し、もとの1分子を単量体という。結合力としては、極めて弱いファン・デル・ワールス力のような場合、通常の化学結合による場合($2\text{NO}_2 \rightarrow \text{N}_2\text{O}_4$)、または水素結合による場合(辛酸)などがある。

ニルソン・ポテンシャル [英 Nilsson potential, 独 Nilssonsches Potential, 仏 potentiel de Nilsson, 露 потенциал Нильссона] 球形からひずんだ原子核(⇨変形核)内の1核子の運動を支配する一粒子ポテンシャルのこと。四極変形核のポテンシャルで最も簡単なものは非等方調和振動子のポテンシャル

$$V = \frac{m}{2} \{ \omega_1^2 (x^2 + y^2) + \omega_2^2 z^2 \}$$

である。ここで、 $\omega_1^2 = \omega_0^2 \{ 1 + (2/3)\delta \}$ 、 $\omega_2^2 = \omega_0^2 \{ 1 - (4/3)\delta \}$ のように変形パラメーター δ を導入する。 δ は、小さいときには、四極変形の変形度にはほぼ等しい。このポテンシャル内では、1核子のエネルギー

$$\hbar \omega_0(\delta) \left[\left(N + \frac{3}{2} \right) + \delta \left(\frac{N}{3} - n_z \right) \right]$$

が得られる。 N は各方向の量子数の和 $n_x + n_y + n_z$ である。ニルソン・ポテンシャルにはスピン・軌道力などが付け加えられる。ニルソン・ポテンシャル内での1核子の固

有エネルギーと固有状態(ニルソン状態)は δ の関数である。この1核子のエネルギーを δ の関数として図示したものをニルソン・ダイヤグラムという。ニルソン状態を特徴づける量子数は角運動量の対称軸(z 軸)への射影成分と、 δ を大きくしたときの漸近量子数である N と n_z である。原子核の変形は核子間の近距離相互作用に起因しているもので、その変形に見あうように核子も運動しなければ変形は安定でありえない。変形したポテンシャルの形と核子の密度分布は一致すると考える。しかも核内の核子密度は変形にかかわらずほとんど一定である。この観点から、ニルソン・ポテンシャルは、等ポテンシャル面内の体積が変形にかかわらずに一定であること($\omega_1\omega_z = \text{一定}$)を要求する。 $\omega_0(\delta)$ の δ 依存性はそれを保証する。

ニルソン模型 [英 Nilsson model, 独 Nilsson-Model, 仏 modèle de Nilsson, 露 модель Нильссона] 球形からひずんだ原子核(\Rightarrow 変形核)における一核子の状態を記述する殻模型のこと。四極変形した一粒子ポテンシャル(\Rightarrow ニルソン・ポテンシャル)のなかでの一核子の状態を特徴づける量子数は変形した奇核の低い励起状態を分類するために重要であり、実験データから変形度、スピン・軌道力、核内での有効相互作用などの知識を得ることを可能にした。ニルソン模型は、大きな変形核では魔法数が球形核の場合とまったく異なることを示し、大きな変形に伴って新しい安定状態が存在しうることを理解する基盤となった。ニルソン模型による状態密度を用いて液滴模型に殻構造の効果を付け加える方法は、核分裂を定量的に理解させた。

II-VI族化合物 [英 II-VI compound, 仏 composé II-VI, 露 соединения II-VI] II B 族の Zn, Cd, Hg と VI B 族の O, S, Se, Te が 1 対 1 で結合した化合物。結晶構造は閃亜鉛鉱型あるいはウルツ鉱型をとるものが多く、水銀化合物を除いては半導体的特性を示す。代表的化合物の物理的性質を表に示す。一般に II-VI 族化合物は III-V 族化合物に比べてイオン結合的性格が強い。ZnO, CdS などの結晶は強い圧電性を示すので電気音響素子として用

物質	結晶構造*	格子定数 [Å]	融点 [°C]	バンドギャップ [eV]
ZnO	W	$a = 3.24$ $c = 5.20$	>1800	3.2
ZnS	$\left\{ \begin{array}{l} \text{W} \\ \text{ZB} \end{array} \right.$	$a = 3.82$ $c = 6.26$ 5.41	1830	3.91 3.83
CdS	W	$a = 4.14$ $c = 6.72$	1475	2.41
CdTe	ZB	6.48	1090	1.44
HgTe	ZB	6.08	670	-0.14

* ZB: 閃亜鉛鉱型, W: ウルツ鉱型

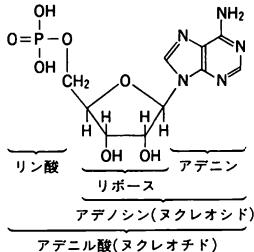
いられている。

人間工学 [英 human engineering, 独 Humantechnik, 露 эргономика] 人間が使用・操作する装置や、作業する環境などを、人間の身体・精神の特徴や能力に適合するように設計製作したり、調整したりすることを考える知識体系を人間工学という。人間には環境に適応する自動制御機構があり、また学習によりその適応性を高めていく。しかし、いろいろな能力には個人差があり、環境に適応できないと人間の機能は平衡を失い肉体的、精神的な疾病が発生する。これを避けるため機械化の初期の段階では個々の機械系について、それぞれに適する人間を適性検査により選別していたが、機械系の複雑化や広範囲での普及に伴って、一方では自動化により人間の関与を減少し、他方では人間が適しやすい機械系をつくることにより、人間-機械系の合理化、最適化をはかる必要がでてきた。そこで人間の基本的な特性、すなわち知覚、反応速度、思考力の活動とその限界、身体的動作の難易なども考慮し、医学、心理学、工学、情報科学などの面から総合的に検討し、人間の機能が快適に働くよう作業環境を設定し、人間と機械系の有機的な結合をはかる研究が発展した。自動車、航空機、工作機械、産業機械、事務機器、さらに家庭用機器などは、デザイン、使い勝手、安全性の面から人間工学の成果が取入れられている。

ぬ

ヌクレオシド [英 nucleoside, 独 Nukleosid, 仏 nucléoside, 露 нуклеозид] 有機塩基であるプリン塩基(アデニン, グアニンなど)とピリミジン塩基(チミン, シトシン, ウラシルなど)が, 五炭糖のリボースまたはデオキシリボースと結合した化合物である(⇒核酸塩基)。いずれも核酸の成分として重要である。RNA (リボ核酸)には, アデニン, グアニン, ウラシル, シトシンがリボースと結合したリボヌクレオシドが含まれており, DNA (デオキシリボ核酸)にはアデニン, グアニン, チミン, シトシンがデオキシリボースと結合したデオキシリボヌクレオシドが含まれている。ヌクレオシドの糖にさらにリン酸が結合した化合物をヌクレオチドという。

ヌクレオチド [英 nucleotide, 独 Nukleotid, 仏 nucléotide, 露 нуклеотид] ヌクレオシドの五炭糖部分に, さらにリン酸が結合した化合物で, 核酸の構成単位として重要である。五炭糖部分がリボースのものをリボヌクレオチド, デオキシリボースのものをデオキシリボヌクレオチドとよぶ。RNA (リボ核酸)の構成単位はリボヌクレオチドのアデニン酸(図参照), グアニル酸, シチジル酸および

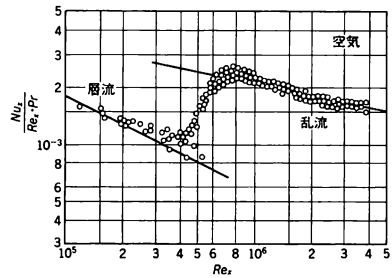


ウリジル酸であり, DNA (デオキシリボ核酸)の構成単位はデオキシリボヌクレオチドのデオキシアデニン酸, デオキシグアニル酸, デオキシシチジル酸およびデオキシチミジル酸である。光合成や呼吸などにおいて, そのエネルギー代謝の仲立ちとなるアデノシン三リン酸(ATP)もリボヌクレオチドの一種で, アデニンとリボースが結合したアデノシンにリン酸が3個結合した化合物である。

ヌクレオヒストン [英 nucleohistone, 独 Nukleohiston, 仏 nucléohistone, 露 нуклеогистон] ⇒ ヒストン

ヌッセルト数 [英 Nusselt number, 独 NuBelt-Zahl, 仏 nombre de Nusselt, 露 число Нуссельта] 流体の中に置かれた物体の表面を通して伝わる熱量 q_h と熱伝導だけによる熱量 q_l との比を表す無次元量。前者は十分遠くにおける流体から見た物体との温度差 ΔT , および物体表面の熱伝達係数(coefficient of heat transfer) h を用いて, 単位時間, 単位面積当たり $q_h = h\Delta T$ (ニュートンの式)で定義される。一方, 後者は流体の熱伝導率 λ , 物体表面での温度勾配 $(\partial T/\partial n)_l$ を用いて, 単位時間, 単位面積当たり $q_l = -\lambda(\partial T/\partial n)_l \sim \lambda\Delta T/l$ (l は物体の代表長さ)で表せる(フーリエの式)。両者の比 $Nu = q_h/q_l = (h\Delta T)/(\lambda\Delta T/l) =$

hl/λ が, W. Koch (1927 年)により W. Nusselt (1910 年)にちなんでヌッセルト数と名づけられた。ヌッセルト数 Nu は, 一般に流体のプラントル数 $Pr = \nu/a$ (ν は動粘性率, a は温度伝導率)と, 流れが自然対流の場合はグラスホフ数 $Gr = l^3 g \rho \Delta T / \nu^2$ (g は重力加速度, ρ は流体の体膨張率), 強制対流の場合はレイノルズ数 $Re = Ul/\nu$ (U は代表的な流速)のほか, 一般には物体内部の伝熱の性質にも依存する。一般に対流の影響が大きくなると, すなわち Gr や Re が大きくなると, また Pr が大きくなると Nu の値は大きくなる。流速 U の水平一様流に平行に置かれた一定温度の半無限平板(の片側)の場合は, 代表的な長さとして前縁からの長さ x をとり, 局所レイノルズ数 $Re_x = Ux/\nu$, 局所ヌッセルト数 $Nu_x = hx/\lambda$ を用いる。 Re_x が 5×10^5 付近で流れが層流($Nu_x \sim 0.458 Re_x^{0.5} Pr^{1/3}$)から乱流($Nu_x \sim 0.0296 Re_x^{0.8} Pr^{0.4}$)に変わるところで, 空気についての測定例を図に示す。図の縦軸にある $St = Nu/(Re \cdot Pr)$ はスタントン数ともよばれる。



平板に沿う強制対流の自然遷移

ヌードゲージ [英 nude gauge, 独 Einbaumeßsystem, 仏 capteur inséré] 熱陰極電離真空計をその形状で分類するときのよび名で, 電極系全体を1個のフランジに取付け, 電極系を直接真空容器内に挿入できるようにした形式のもの。これに対してガラス管球内に電極系を取付けガラス導管によって真空容器に取付ける方式のもの, ノーマルゲージとよばれる。ヌードゲージは, ノーマルゲージのように電極部と真空容器との間に気体の流れを妨げる導管がないので, ゲージ電極の脱ガス処理を容易に行えること, 圧力変化に対する応答が速いことなどの利点がある。応答が速いという意味で, ハイスピードゲージとよばれることもある。ガラスを用いていないので破損の心配が少なく, 反面ノーマルゲージのような手軽さに欠ける。

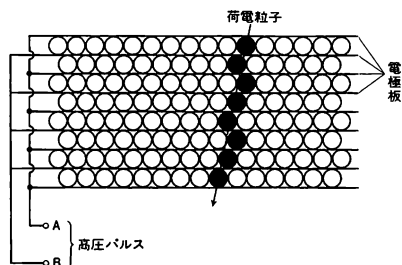
ヌープかたさ [英 Knoop hardness, 独 Knoop-Härte, 仏 dureté de Knoop, 露 твердость по кнопу] ⇒ かたさ

ぬれ [英 wetting, 独 Befeuchtung, 仏 mouillage, 露 увлажнение] 固体表面が接触している相が気体から液体に置換される現象を液体による固体のぬれという。ぬれの起りかたは3つのタイプに区別される。(1) ガラスの表面にアルコールを一滴置いたときのように, 液体が固体表面を薄膜となって広がる。(2) 紙や布が水に触れたとき水がその中しみに込んでいくように, 多孔性物体の内部に液体が侵入していく毛管現象。(3) ガラスの表面に油を一滴置いたときに油がガラス面に付着するように, 液体が固体面にある面積を占めて付着する。以上どのタイプのぬれにしても, ぬれの現象には液体の表面張力とその液体と固体との間の接触角が関係している。

ね

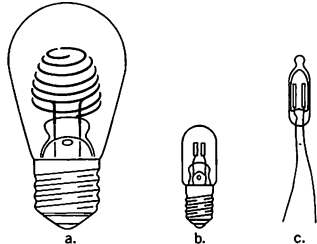
音色 [英仏 *timbre*, 独 *Tonfarbe*, 露 *тембр звука*] 聴覚心理上の音の性質で、2つの音の大きさと音の高さとともに等しくても、その2音が異なった感じを与えるとき、その相違に対応する性質を音色という。ピアノとバイオリンを等しい音の高さで、しかも同じ音の大きさで鳴らしても、ピアノはピアノの音であり、バイオリンはバイオリンの音がする。そのとき2つの音は音色が違うといい、音のもつ心理的要素のひとつが音色である。音色は音の成分、波形、音圧およびそれらの時間的変化に関係があるが、それらの音響的性質と聴覚的印象との関係は明らかにしていない。

ネオンホドスコープ [英 *neon hodoscope*] 宇宙線の飛跡検出器として1955年にM. Conversiらによって考案され、今日まで広く用いられている。直径2cm程度、長さ数十cmから2m程度のガラス管にネオンガスを0.5 atm程度封入し、このガラス管を図のように多数並べ、電



極板をはさんで積上げる。荷電粒子が通ったとき(荷電粒子の通過は通常この装置の直上、直下においたカウンターの同時放電により検出する)、図のAB間に高圧パルスをかけると、荷電粒子の通った管内にのみイオンを核として放電が起り、放電管の列として飛跡が検出できる。高圧パルスは、ガス圧、管径などによって決るが、通常、6~7 kV・cm⁻¹、時定数2~5μs程度である。この装置の位置分解能は管径によって制限されるが、製作費が安く、製作も容易であり、保守にも手間がかからず、長期間安定に動作するという長所がある。

ネオンランプ [英 *neon lamp*, 独 *Neonlampe*, 仏 *lampe à neon*, 露 *неоновая лампа*] グロー放電を利用した表示用ランプ。鉄線の二重ヘリカル電極または二分割皿形電



極をもち、ソケット内に安定抵抗が内蔵されていて普通電球と同じように商用交流電源で直接点灯できるものが普及していたが、最近では小型の、安定抵抗を外付けしたものが多い。通常数百Paのネオンガスが封入されて橙色に発光するが、アルゴンガスを封入し、そのグロー放電の発光に含まれる紫外線で内壁に塗られた蛍光体層を発光させるものもあり、発光の明るさと色が豊富になった。

ネガティブフィードバック = 負帰還

ネクタイ図 [英 *necktie diagram*] ⇨ 強集束シンクロトロン

ねじ [英 *screw*, 独 *Schraube*, 仏 *hélice*, 露 *винт*] 円筒(まれには円錐)の外表面または内面にらせん状に断面一様な突起を備えたもの。この突起をねじ山といい、ねじ山を外面に備えたものが「おねじ」、内面に備えたものが「めねじ」である。ねじの軸線を含む平面でねじを切ったときのねじ山の断面形状をねじの山形といい、この断面において相隣りあうねじ山の相対応する2点の距離をピッチ p という。ねじ山に沿って軸を1周するとき軸方向に進む距離をリード l といい、ねじ山が i 条ある場合には $l=ip$ である。ねじ山の谷の幅が山の厚さと同じになる仮想的な円筒の直径をねじの有効径 d_2 といい、ねじの力学的な計算に用いられる寸法である。ねじは力学的に見れば傾き角 β が $\tan\beta = ip/(\pi d_2)$ の斜面を円筒状に巻いたものに相当し、回転方向の力を軸方向の大きな力に変えることができるので、締結、引張り、圧縮などのために使用される。また回転方向の動きを軸方向の小さな動きに変えることができるので、位置決めや移動に使用される。機械要素としてのねじは互換性が重要であるから、山形および寸法について規格がある。機械部品の締結に一般に用いられているねじでは、山形は正三角形を基本とし、強度上の目的で谷底に丸味をつけ、山頂をその分だけ平らに削ったものとなっている。寸法にはメートル系(メートルねじ)とインチ系(ユニファイねじ)がある。ねじ山の頂角55°のウィットねじ(インチ系)は近年まで使用されていた。工作機械の送りねじなどには頂角30°のメートル系の台形ねじ、または頂角29°のインチ系の台形ねじが使用される。管の接続には気密の目的で1/16のテーパのついたねじが使用されることもある。

ねじれ剛性 [英 *torsional rigidity*, 独 *Torsionssteifigkeit*, 仏 *rigidité à la torsion*, 露 *жёсткость на кручение*] 柱状弾性体の軸方向の偶力に対するねじれにくさを、表す係数。柱状の弾性体の一端を固定し、他端にモーメント M の軸方向の偶力を加えると、柱はねじれる。このとき、ねじれがあまり大きくなり、柱の各部分のひずみが比例限度内にあると、柱の各直截断面は一般に反り返るが、そのものと平面への正射影は固定端からの距離に比例して回転すると仮定することができる(B. de Saint-Venant, 1855年)。このとき、柱の単位長さについての回転角を θ とすれば、 $M=k\theta$ の関係が成り立つ。この比例定数 k をねじれ剛性という(長さ l の柱を考えると k/l をねじれ剛性ということもある)。半径 a 、剛性率 G の円柱のねじれ剛性は $k=\pi Ga^4/2$ で与えられる。

ねじれ四極電磁石 [英 *skew quadrupole magnet*, 仏 *aimant quadrupôle incliné*, 露 *перекошенный квадрупольный магнит*] 四極電磁石を中心軸のまわりに45°回転したような構造をもち、磁場の分布が $B_x=kx$, $B_y=-ky$ (k はコイルに流す電流の向きと大きさによって決る磁場

勾配の強さ)で与えられるものをいう。加速器に用いられる偏向および束束電磁石では、理想的な磁場の分布としては、ねじれ四極成分は0であるのが普通である。しかし、実際には四極電磁石などの製作時の形状の誤差や据付の誤差によってこの成分が発生する。これがあると、シンクロトロンなどにおいて、 x 方向と y 方向のベータatron振動は互いに独立でなくなり、結合振動となる。その結果、結合共鳴の影響でビームは不安定になることがある。ねじれ四極電磁石は、シンクロトロンなどの軌道に入れて、結合振動を抑制するために用いられる。また、電子貯蔵リングでは、ねじれ四極電磁石の強さを調節することにより、結合振動の大きさを変え、ビームの断面形状を実験目的に合わせて制御するためにも用いられる。

ねじれ振動 [英 torsional vibration, 独 Torsionsschwingung, 仏 vibration de torsion, 露 крутильное колебание] 弾性体とその平衡形状を中心として、正負の向きに交互にねじれる振動。ねじり振動ともいう。円柱状の弾性体(針金)やつるまきばねの一端を天井に固定して鉛直につるし、もう一端につけたおもりを、円柱あるいはばねの中心軸のまわりに回転させることによって、針金やばねにねじれ振動を起させることができる。針金の場合、長さを l 、おもりの中心軸のまわりの慣性モーメントを I とおけば、おもりの回転角 θ に対する運動方程式は

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{D}{l} \theta$$

という形になり、周期 $T=2\pi\sqrt{Il/D}$ の単振動になる。ねじれの係数 D は、針金の半径を r 、剛性率を G として

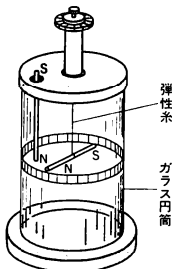
$$D = \frac{\pi G r^4}{2l}$$

で与えられるので、 T を測って G を求めることができる。ねじれ振動が媒質中を伝わる波動は、円柱の軸方向に伝わる場合、軸を x 軸とし、 x 軸のまわりの回転角を $\theta(x, t)$ 、密度を ρ として、波動方程式

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = \frac{G}{\rho} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2}$$

に従う。これは $\theta = F(x \pm ct)$ 、ただし $c = \sqrt{G/\rho}$ 、という形の解をもつ。 c は波の伝わる速さである。有限長の丸棒では、流動は境界で反射されて定在波を生じ、共振現象を示す。円形断面以外の棒では、ねじれによって断面の中心線方向へのゆがみが生じ、曲った棒やつるまきばねではねじれと曲げが共存するので扱いは複雑である。分子のねじれ振動については(⇒基準振動)。

ねじれ秤 [英 torsion balance, 独 Drehwaage, 仏 balance de torsion, 露 крутильные весы] 金属や石英の細い糸のねじれが、加えられた力のモーメントに比例することを利用して、微小な質量や電磁気力を測定するのに用い



られる装置。1750年ころJ. Mitchellが考案したが、同じころC. A. de Coulombも独立に考案し、電磁気力に関するクーロンの法則の発見(1785年)に成功したことはよく知られている。初めは金属線が用いられたが、1889年にC. V. Boysが熔融石英からつくった細線を用いることで感度を著しく改良した。図は磁気力を測るためのものを示す。水平の棒磁石は石英線でつるされ、鉛直な棒磁石の下端はこれと同じ高さにくるように差込んである。鉛直棒を入れる前の平衡位置まで水平棒を戻すために上のねじをどれだけ回す必要があるかによって、水平棒が受けている力のモーメントを知ることができる。1798年にH. Cavendishは同様の装置で2球間に働く万有引力を測って万有引力定数を決め、地球の質量を算出した。微小質量を測る装置としては、天秤の腕と石英糸の一端とを適当につないで、微小な荷重による傾きで糸がねじれるようにしておき、他端につけた目盛り付きの輪をどれだけ回せばもとに戻るかによって、重さを測れるようにしておけばよい。このような装置は現在マイクロバランスともよばれ、最も高感度のものは $ng(10^{-9}g)$ の程度までの測定ができる。原子爆弾の開発時に、わずかに20μgのプルトニウム化合物の秤量にねじれ秤が用いられ、ウランとプルトニウムの分離工程を確立するのに役だったといわれている。

ねじれ率 [英仏 torsion, 独 Torsion, 露 кручение] x, y, z の直角座標系において、 u を媒介変数として空間曲線を $x=u(u), y=v(u), z=z(u)$ と表すとき、曲線上の点Pにおける接線に垂直な平面を法平面、法平面に垂直で曲線と同じ微分係数をもつ円を含む平面を接触平面という。また、Pにおける接線に垂直な直線のうち接触平面に含まれるものを主法線、接触平面に垂直なものを次法線という(図1)。次法線の方角余弦を λ, μ, ν 、次法線の方角

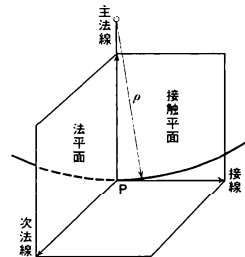


図1

微小角変化を $d\theta$ とすると

$$\frac{d\theta}{ds} = \sqrt{\left(\frac{d\lambda}{ds}\right)^2 + \left(\frac{d\mu}{ds}\right)^2 + \left(\frac{d\nu}{ds}\right)^2}$$

をねじれ率という。ここで s は u の代りにとりうる変数で弧の長さである。また弾性棒のねじり問題を扱う際に導入する一種のパラメーターをねじれ率ということがある。図2のように、棒の軸に沿って z 軸をとり、断面の回転角を

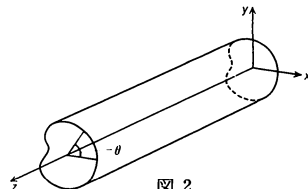


図2

θ とすると、ねじれ率 α は、 $\alpha = d\theta/dz$ により定義される。この α は弾性問題では z によらず常に一定であり、 $z=0$ で $\theta=0$ とすると、 $\theta = \alpha z$ と表すことができる。

ねじれ境界 [英 twist boundary, 独 Verdrehungskorngrenze, 仏 joint de torsion, 露 граница скручивания] \Rightarrow 粒界

ネスティング [英 nesting, 独 Schachtelung, 仏 fractionnement, 露 вложение] 金属中の電子の応答関数を論ずるときに用いる概念。あるバンドのフェルミ面を波数ベクトル q だけ平行移動させ、自分自身あるいはほかのバンドのフェルミ面の一部または全部と重ね合わせることでできるとき、ネスティングするという。このとき、低温で波数ベクトル q のスピン密度や電荷密度の相関関数が異常に増大する。その結果、スピン密度波状態あるいは電荷密度波状態への相転移が起こることがある。一次元ではフェルミ面は点なので必ずネスティングするが、次元があがるにつれてネスティングは難しくなる。

ネーターの定理 [英 Noether's theorem, 独 Noether-sches Theorem, 仏 théorème de Noether, 露 теорема Нётер] 不変性と保存量の関係を与える一般的な定理。系のふるまいを決める作用積分 $I = \int L(\varphi_A, \varphi_{A,\mu}) d^4x$, $\varphi_{A,\mu} = \partial\varphi_A/\partial x_\mu$ が、場 φ_A ($A=1, 2, \dots, N$) と座標 x_μ のある変換に対して不変な場合、その変換に関連して定義された物理量が保存する。F. Noether が発見したのでこれをネーターの定理とよぶ。無限小座標変換 $x'_\mu = x_\mu + \delta x_\mu$ と場の変換 $\varphi'_A(x') = \varphi_A(x) + \delta\varphi_A(x)$ を考える。この変換で I が不変ならば、場の方程式を使って、連続の方程式 $\partial J_{A\mu}/\partial x_\mu = 0$ が成り立つことが示される。ただしネーターの流れの密度 $J_{A\mu}$ は $J_{A\mu} = (\partial L/\partial\varphi_{A,\mu})\delta\varphi_A + T_{\mu\nu}\delta x_\nu$ で与えられる。ちなみにエネルギー-運動量テンソル密度 $T_{\mu\nu}$ は $T_{\mu\nu} = -(\partial L/\partial\varphi_{A,\mu})\varphi_{A,\nu} + \delta_{\mu\nu}L$ となる。このとき J_{A0} の全空間についての積分 $Q_A = \int J_{A0} d^3x$ は時間によらず一定の値をもつ。座標系の並進および回転に対する不変性から、それぞれエネルギー-運動量と角運動量の保存則が得られる。また荷電粒子の場に対する無限小位相変換を考えた場合、 I の不変性から電荷の保存則が得られるがこれもネーターの定理の帰結とみなされる。ネーターの定理は三角形異常がある場合には成り立たない。

熱 [英 heat, 独 Wärme, 仏 chaleur, 露 тепло] 外界から作用して、体系の状態変化を引き起こすものとして、力学的仕事(力学的作用)および物質の授受(質量的作用)のほかに、たとえば高い温度にある他の物体との接触で物体の温度が上昇するときには、何か別の種類の作用がある。この作用を熱的作用とよび、そのとき授受されるエネルギーは熱と名づけられる。この熱の本質についてカロリック説などいろいろの考えが提出されたが、この熱的作用と同じ効果を仕事によっても与えることが実験的に確かめられ(⇒熱の仕事当量)。さらに、熱力学第一法則によって、熱は体系と外界との間のエネルギーの移動のひとつの形であることが確立された。熱を量的にとらえるときには熱量とよばれる。熱量は力学的仕事と同じ単位ジュールで測られるが、カロリーも用いられる(⇒熱の仕事当量)。熱は分子論的(微視的)には、状態の変化における、体系を構成している分子のもつ運動エネルギーの平均値の変化に対応するものである。

熱陰極 X 線管 [英 hot cathode X-ray tube, 独 Heizkathoden Röntgenröhre, 仏 tube de rayons X à catho-

de thermique, 露 рентгеновая трубка с накаливаемым катодом] \Rightarrow クーリッジ管

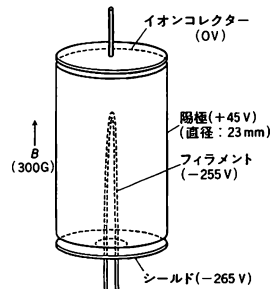
熱陰極電離真空計 [英 hot cathode ionization gage, 独 Glühkathodenionisationsvakuummeter, 仏 manomètre à cathode chaude, 露 ионизационный вакуумметр с накаливаемым катодом] 電離真空計の一種で、最も定量性に優れている代表的な真空計。単に電離真空計といえば熱陰極電離真空計をさすことが多い。基本的な構成としては三極管型電離真空計があげられ、電子を放出する熱陰極、電子を集めるグリッドおよびイオンを集めるイオンコレクターなどの電極よりなる。また種類によってはさらに電極が追加される場合もある。熱陰極からの電子の一部はグリッドに達する途中で気体分子と衝突し、これを電離してイオンと電子の対を生成する。生成したイオンは一定の比率でイオンコレクターと陰極とに分流するから、イオンコレクターに流れ込む電流 I_i 、電子電流 I_e と気体の圧力 p とに比例し、その比例定数を S とすれば

$$I_i = S \cdot I_e \cdot p$$

の関係がある。 S は [圧力] $^{-1}$ の次元であり、真空計の感度とよばれる。 S の値はおおよそ $0.01 \sim 0.2 \text{ Pa}^{-1}$ である。電子電流 I_e が一定に保たれているとすれば、 p と I_i は比例し、 I_i を測ることによって圧力 p を求めることができる。電子による気体分子の電離確率は電子のエネルギーおよび気体分子の種類によって変わるから、真空計の感度 S は気体によって異なる。普通 N_2 に対する感度をもって真空計の感度とし、ほかの種類の気体に対する感度は N_2 に対する感度との比で表す。これを相対感度という。感度が最大となるように陰極、グリッド間の電圧が設定され、普通 $150 \sim 180 \text{ V}$ ぐらいである。

熱陰極電離真空計には、その動作圧力に依って多くの種類がある。シュルツ・ゲージ ($10 \sim 10^{-3} \text{ Pa}$)、三極管型電離真空計 ($10^{-1} \sim 10^{-8} \text{ Pa}$)、ベアード・アルバート・ゲージ ($10^{-1} \sim 10^{-8} \text{ Pa}$) などがその代表的なものである。熱陰極を備えているため、高い圧力で動作させるとフィラメントが焼損することがあること、管壁や電極の温度上昇によりガス放出が多くなること、また気体分子が熱陰極によって分解されることなどの欠点があるが、それでも高真空および超高真空領域における圧力計測の主役であることには変わりない。

熱陰極マグネトロンゲージ [英 hot cathode magnetron gauge, 独 Magnetronvakuummeter mit Glühkathode, 仏 manomètre magnétron à cathode chaude, 露 магнетронный вакуумметр с накаливаемым катодом] 直交電磁場真空計の一種で、超高真空用として用いられる。熱陰極を採用しているので、この種の真空計のなかでは比較的動



作が安定である。また、磁場を用いることによって真空計の感度は三極管型電離真空計に比べて約4けた向上し、その結果 10^{-9} Pa 程度までの測定が可能である。構造は図に示すようなもので、中心軸上にフィラメント、それを囲んで円筒状陽極があり、この間に約300 V が印加される。一様な磁場(約300 G)が軸と平行に印加される。この電極構造は、マイクロ波発振管のマグネトロンと類似であるので、この名称がある。イオンコレクターは、磁場と垂直に陽極端部をふさぐ形で取付けられている。このような電場、磁場の中でフィラメントを出た電子は陽極には到達できず、軸対称の電磁場の中で長い間運動を続けることによって、電子雲を形成する。このような電子により気体分子は電離され、生じたイオンは磁場と平行にイオンコレクターに達し、イオン電流として測定される。電子の走行距離が極めて長く、真空計の感度は極めて高い($\sim 1000 \text{ Pa}^{-1}$ 程度)。熱陰極を備えているので、ほかの直交电離真空計(ペニング・ゲージ、マグネトロンゲージなど)に比べて安定であり圧力とイオン電流の比例性もよい。しかし電子雲の形成が圧力に依存し、これが真空計の感度にも影響を与えるので、圧力とイオン電流は厳密には比例しない。

熱運動 [英 thermal motion, 独 Wärmebewegung, 仏 mouvement thermique, 露 тепловое движение] 一般力学において、物体の巨視的運動の様相の違いによらず保存される量としてよく知られているのはエネルギーであるが、摩擦のような抵抗が存在する場合には、エネルギーの散逸が起るのでエネルギーは巨視的運動の定数とはならない。そこで、このような事態においてもなおエネルギーの保存を要求しようとすれば、エネルギーの形態として力学的エネルギー(すなわち運動のエネルギーと位置のエネルギー)だけでは不十分であり、どうしても摩擦によって生ずる熱を仲間に入れてこなければならぬ。これが熱力学の第一法則である。他方、力学的自然観の立場に立てば、熱もまた力学的概念によって記述しうるはずである。以上の要請をかみ合わせた結果、熱は巨視的な力学的記述で取上げなかった、内部的微視的自由度に分配されたエネルギーであることが明らかになってきた。たとえば巨視的自由度に時間変化が認められない場合でも、微視的自由度には実験室の温度に見合った運動のエネルギーが存在するのである。これを熱運動とよぶ。この立場から見れば、巨視系の温度とは微視的自由度の平均運動エネルギーを表す量にほかならない。熱運動は微視的自由度に関する概念であるが、その効果は2つの意味で巨視的自由度に及ぶ。すなわち、(1) 巨視的エネルギーは散逸して熱運動の自由度に分散する。(2) 熱運動が1つの巨視的自由度に集中して、巨視的なゆらぎが発生する。以上の2つの傾向が兼合して、巨視的各状態に対する定常的な確率密度、すなわち、分布関数が得られる。熱平衡の場合には、この確率密度は、 $\exp(-W/kT)$ で与えられる。ここに W は平均的状态から着目する巨視的状态に移るのに必要な最小の仕事である。臨界現象のような特別の場合には(2)の傾向が重要なきっかけとなって新しい相が成長するが、一般には(1)の傾向が現象を支配する。(1)、(2)は共に熱運動という背景から生じたという意味で互いに系統的な関係がある(\Rightarrow 揺動散逸定理)。

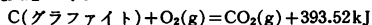
熱エネルギー [英 heat energy, 独 Wärmeenergie, 仏 énergie thermique, 露 тепловая энергия] 体系の内部エネルギーのうち、微視的に体系を構成している分子の

もつ運動エネルギーの平均値に相当する部分を熱エネルギーとすることがある。また、これに対応して、熱という形で放出・吸収されるエネルギーを熱エネルギーとよぶこともある。

熱応力 [英 thermal stress, 独 Wärmespannung, 仏 tension thermique, 露 тепловое напряжение] 物体に熱が加わり、温度が変化すると、各部分は不均一に熱膨張し各部分間の伸縮が互いにけん制されて、そのために内力が発生することがある。これを熱応力という。熱応力は構造物が次のいずれかの状態において、温度が上下するとき生じる。(1) 構造物が拘束されていて自由な変形が許されないとき。(2) 材料が均一でないとき。(3) 各点の温度が一律に上昇あるいは下降しないとき。

熱解離 [英 thermal dissociation, 独 thermische Dissoziation, 仏 dissociation thermique, 露 тепловая диссоциация] 高温であるために起る解離現象。 $\text{NH}_4\text{Cl} \rightleftharpoons \text{NH}_3 + \text{HCl}$, $\text{PCl}_5 \rightleftharpoons \text{PCl}_3 + \text{Cl}_2$ などはその例であるが、 $\text{C}(\text{グラファイト}) \rightleftharpoons \text{C}(\text{気体})$ のように単体が熱を吸収して遊離原子に解離する現象も熱解離に含められる。

熱化学方程式 [英 thermochemical equation, 独 thermochemische Gleichung, 仏 équation thermochimique, 露 термохимическое уравнение] 反応熱を明示した化学反応式。通常定温定圧の条件が用いられるので、反応熱は反応に伴うエンタルピー変化を表す。反応熱は反応に関与する物質の状態により異なるので、熱化学方程式には物質の状態を明示することが必要である。たとえば、グラファイトの燃焼反応に対して



熱化学方程式の中の化学式は物質を表すばかりでなく、その物質 1 mol が指示された状態でもっているエネルギーの量をも表すことができる。したがって、いくつかの熱化学方程式を辺々加減することができる。この関係は、化学変化の最初の状態と最後の状態とを与えられると、その変化の間に出入りする熱量の総和は一定で、途中の変化のしかたには依存しないことを意味する。これは 1840 年 G. H. Hess より実験的に見いだされた関係で、ヘスの法則あるいは総熱量不変の法則とよばれ、エネルギー保存の法則の特別な場合に相当する。

熱学 [英 theory of heat, 独 Wärmetheorie, 仏 théorie de la chaleur, 露 теория тепла] \Rightarrow 熱力学

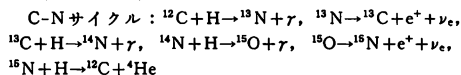
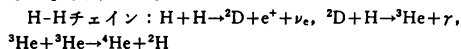
熱拡散 [英 thermal diffusion, 独 Thermendiffusion, 仏 diffusion thermique, 露 термическая диффузия] 温度差により駆動される物質の流れを熱拡散という。一般に各成分物質の流れは化学ポテンシャル勾配により駆動され、化学ポテンシャルは成分濃度のほか、温度にもよるので、非等温系における成分 i の拡散流速 j_i は、

$$\begin{aligned} -j_i &= \sum_j D_{ij} \nabla \rho_j + \rho_i D_T \nabla T \\ &= \sum_j D_{ij} (\nabla \rho_j + k_T \nabla T) \end{aligned}$$

で与えられる。ここで、 ρ_i は成分 i の局所密度、 $\nabla \rho_j$ は密度(濃度)勾配、 ∇T は温度勾配、 D_{ij} は(濃度)拡散係数であり、上式で定義される D_T を熱拡散係数、 $k_T = \rho_i D_T / \sum_j D_{ij}$ を熱拡散比とよぶ。系を隔てて温度差を一定に保ち、系内に温度勾配を維持すると、熱拡散と濃度拡散のバランスにより定常状態で濃度勾配が形成される。これをソ

一レ効果という。気体成分の熱拡散係数は実測で決めるほか、分子半径、分子質量、分子間相互作用の程度などにより理論的にも評価できる。熱拡散係数の差を用いて、熱拡散を物質分離の方法として利用することができる。この方法は、1938年 K. Clusius と G. Dickel により実用化され、熱管式あるいは平行平板型熱拡散分離塔として、同位体分離や気体混合物の分離に利用される。

熱核反応 [英 thermonuclear reaction, 独 thermonukleare Reaktion, 仏 réaction thermonucléaire, 露 термоядерная реакция] 熱エネルギー粒子によって起る核反応の総称である。太陽などのような高温物体中では自然に起っているが、これを人工的に起してエネルギーを取出そうとするのが核融合の研究である。 ${}^2\text{D}+{}^2\text{D}\rightarrow n+{}^3\text{He}+3.27\text{MeV}$ や、 ${}^2\text{D}+{}^3\text{T}\rightarrow n+{}^4\text{He}+17.58\text{MeV}$ などの核融合反応により放出される核エネルギーを利用するには、加速器でこれらの粒子を加速して反応させていたのでは能率が悪く、エネルギーをうまく利用することはできないと考えられる。そこで、D や T による高温プラズマをつくり、熱運動のエネルギーにより核反応を起させる方法が研究されている。核融合反応は発熱反応であるから、反応に対するしきい値はないわけであるが、クーロン反発力による障壁を越えるだけの衝突エネルギーが必要になるので、プラズマ中の粒子速度のマクスウェル分布の高速度成分だけが、熱核反応を起すことになる。したがって、できるだけ高温のプラズマを生成することが重要で、プラズマの閉じ込め方法や加速方法についていろいろな面から研究されている。太陽や星の中では次に示す H-H チェインや、C-N サイクルのような、サイクル過程により、核融合反応が起ると考えられている。



いずれのサイクルも、結果として $4\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + 2e^+ + 2\nu_e$ により水素を燃やして He をつくることによって、核エネルギーを放出する(\Rightarrow CNO サイクル)。

熱核分裂 [英 thermal fission, 独 thermische Spaltung, 仏 fission thermique, 露 деление на тепловых нейтронах] 熱運動のエネルギー程度、すなわち、1kT ($\sim 0.025\text{eV}$) 程度の運動エネルギーをもつ中性子を熱中性子といい、このような低速中性子を吸収した複合核の核分裂をさす。 ${}^{228}\text{Th}$, ${}^{233}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{246}\text{Cm}$, ${}^{249}\text{Cf}$, ${}^{254}\text{Es}$ などのほかに多数の超重核種が熱中性子により、核分裂することが知られている。熱中性子程度の低速な中性子の核による吸収断面積は $1/\nu$ 法則のため非常に大きくなり、 $10^2 \sim 10^3\text{b}$ の程度の大きさになる(\Rightarrow 核分裂連鎖反応)。

熱学量の単位 [英 units of the thermal quantities, 独 Einheiten der thermischen Größen, 仏 unités des grandeurs thermiques, 露 единицы термических величин] 右の表に熱学で用いられる主な量を 6 項に分類して列举し、それぞれに対応する SI (国際単位系) 単位と、常用されてきた非 SI 単位のいくつかを示す。

熱可塑性樹脂 [英 thermoplastic resin] 加熱すると軟化し、塑性変形しやすくなり、外力によって容易に変形し、変形したまま冷却し外力を取去るとそのまま固化することが繰返してできる性質を、熱可塑性といい、熱可塑性を

示す樹脂を熱可塑性樹脂という。熱硬化性樹脂に対する語である。化学構造的には鎖状の高分子であり、ポリステレン、ポリメタクリル酸メチル、ポリエチレン、ポリプロピレン、ポリ塩化ビニル、ナイロン、ポリアミド、ポリエステル、ポリエーテルなど、多くの重合物が知られている。熱可塑性を利用して、射出成形して多種多様な形態に、また押出成形によってパイプ、棒、板、フィルム、繊維状に能率よく加工でき、多方面に利用される。また、接着剤、塗料などとしても多く使われる。

熱間加工 [英 hot working, 独 Wärmearbeitung, 仏 travail à chaud, 露 горячая обработка] 金属の塑性加工でその材料の再結晶温度以上で行う加工を熱間加工という。これに対し再結晶温度以下の加工を冷間加工ということもあるが、常温での加工を冷間加工、常温以上再結晶温度以下の温度に加熱して行う加工を温間加工とする場合が多い。金属材料では一般に温度が高くなるほど、軟化し変形抵抗は減少し、変形能も大きくなるので、塑性加工がしやすくなる。したがって、大きな製品や、かたい材料はほとんど圧延、押し出し、鍛造といった熱間加工でつくられている。大きな変形を与えて熱間加工することにより、溶融

(1) 温度の単位

量	SI 単位	非 SI 単位 (例)
熱力学温度	ケルビン K	ランキン度 °R
セルシウス温度	セルシウス度 °C	度
その他		華氏度 °F, 列氏度 °Re

(2) エネルギー・仕事・熱量の単位

エネルギー、仕事	ジュール J	エルグ erg, 重量キログラムメートル kgf·m
熱量		カロリー cal, ビーティユー BTU

(3) エントロピーの単位

エントロピー	ジュール毎ケルビン J·K ⁻¹	カロリー毎ケルビン cal·K ⁻¹ , ビーティユー毎ランキン度 BTU·°R ⁻¹
--------	-----------------------------	---

(4) 熱に対する容量および密度を表わす諸量の単位

熱容量	ジュール毎ケルビン J·K ⁻¹	カロリー毎ケルビン cal·K ⁻¹
比熱	ジュール毎キログラム毎ケルビン J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹	カロリー毎グラム毎ケルビン cal·g ⁻¹ ·K ⁻¹
モル比熱	ジュール毎モル毎ケルビン J·mol ⁻¹ ·K ⁻¹	カロリー毎モル毎ケルビン cal·mol ⁻¹ ·K ⁻¹

(5) 熱伝導に関する量の単位

熱流 (密度)	ワット毎平方メートル W·m ⁻²	カロリー毎秒毎平方メートル cal·s ⁻¹ ·m ⁻²
熱伝導率	ワット毎メートル毎ケルビン W·m ⁻¹ ·K ⁻¹	カロリー毎秒毎メートル毎ケルビン cal·s ⁻¹ ·m ⁻¹ ·K ⁻¹

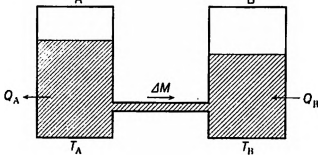
(6) 熱放射に関する量の単位 (□ 放射測定のための単位)

放射束	ワット W	カロリー毎秒 cal·s ⁻¹
放射照度	ワット毎平方メートル W·m ⁻²	カロリー毎秒毎平方メートル cal·s ⁻¹ ·m ⁻²

金属が凝固時に生じた鑄造組織の空隙は圧着し、粗大結晶組織は微細化し、偏析は均一化するため、強度、延性、靱性が向上し、いわゆる鍛練効果が現れる。しかし加熱工程を要するだけでなく、工具などの摩耗も早く、製品品質も冷間加工に比べて劣るので、主として素材加工に用いられる。

熱関数 [英 heat function, 独 Wärmefunktion, 仏 fonction de chaleur, 露 тепловая функция] = エンタルピー

熱機械効果 [英 mechanocaloric effect, 独 mechano-kalorischer Effekt, 仏 effet mécanocalorifique, 露 механо-калорический эффект] 高温の容器中にある液体ヘリウムⅡが細い管(⇒スーパーリーク)を通して低温の容器に移動するとき、高温側では熱が発生し低温側では熱が吸収される現象。噴水効果の逆の現象であると考えてよい。図の



ように、容器 A (温度 T_A) と容器 B (温度 T_B) とをスーパーリークで連結し ($T_A > T_B$)、A から B へ ΔM の質量が移動したとき、容器 A 中の液体ヘリウムⅡの質量を M_A 、単位質量当りのエントロピーを s_A とすれば、全エントロピー S_A は $S_A = M_A s_A$ で与えられる。温度 T_A を一定に保つとすれば、 s_A には変化がなく、またスーパーリークを通じるエントロピーの移動はない。したがって、質量変化に伴うエントロピーの変化は $\Delta S_A = s_A \Delta M_A$ となり、 $\Delta M_A = -\Delta M$ に注意すれば $\Delta S_A = -s_A \Delta M$ と表される。よって

$$Q_A = T_A s_A \Delta M \quad (1)$$

の熱量が A から外部に放出される。逆に

$$Q_B = T_B s_B \Delta M \quad (2)$$

だけの熱量が外部から B に与えられる。式(1)、(2)で表される熱効果が熱機械効果である。この効果は 1939 年、J. G. Daunt と K. Mendelssohn により発見された。

熱機械分析 [英 thermomechanical analysis] ⇒ 熱分析

熱機関 [英 heat engine, 独 Wärmekraftmaschine, 仏 machine thermique, 露 тепловой двигатель] 熱の形でエネルギーを取入れ、これを一部仕事に変えるものを熱機関という。熱機関は一般に、まず、作業物質とよばれる物体(気体などが代表的である)を高温の熱源に接触させて熱を取入れ、その一部を仕事の形に変えて残りの熱を低温の熱源に放出する。熱機関の例としては、作業物質として水蒸気を用いる蒸気機関、また燃焼する物質が作業物質でもあるような内燃機関がある。後者の例としてガソリンを用いるもの(オート・サイクル)、重油を用いるもの(ディーゼル・サイクル)が代表的である。燃焼する物質が同時に作業物質でもある例として等圧燃焼ガスタービンといわれるものもある。これは羽根車を回して仕事を取出すものである。

熱機関の効率 [英 efficiency of heat engine, 仏 efficacité de machine thermique, 露 коэффициент полезного действия теплового двигателя] 熱機関が高温の熱源から

Q_h という熱を吸収し、低温の熱源に Q_l という熱を放出する場合、系が吸収する熱量は $(Q_h - Q_l)$ である。この過程で系が行う仕事は $W = Q_h - Q_l$ である。以上のことから、系が高温の熱源から吸収した Q_h のうちで、仕事として取出される量と Q_h との比を熱機関の効率といい、次の式で与えられる。

$$\eta = \frac{W}{Q_h} = 1 - \frac{Q_l}{Q_h} \quad (1)$$

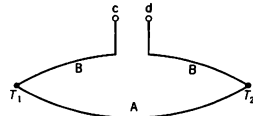
熱機関が可逆であれば(逆行運転が可能であれば)、 T_h と T_l とをそれぞれ高温および低温の熱源の温度として

$$\eta = 1 - \frac{T_l}{T_h} \quad (2)$$

となる。したがって T_h と T_l という温度をもつ熱源の間で働く可逆熱機関の η は等しい。可逆でない熱機関の効率は同じ 2 つの温度の間で働く可逆熱機関の効率よりも必ず小さい(⇒カルノー・サイクル)。

熱機関のサイクル [英 cycle, 独 Kreisprozess, 露 цикл] 熱機関がある初めの状態からいろいろな中間の状態をとらせて連続的に移行させるとき、初めの状態と終りの状態が等しいものをサイクル(⇒循環過程)という。著名なものとして、熱力学第二法則の議論などにしばしば用いられるカルノー・サイクル、内燃機関の最も単純な模型としてのオットー・サイクル、またディーゼル・サイクルなどがある。なお、サイクルが熱機関として作用するときを順サイクル、それと逆転して冷凍機としての機能をもつ場合を逆サイクルという(⇒冷凍サイクル)。

熱起電力 [英 thermoelectromotive force, 独 thermoelektromotorische Kraft, 仏 force thermoelectromotrice, 露 термоэлектродвижущая сила] 図のように A、B 二



種類の導線をつなぎ、2 つの接点を異なる温度 T_1, T_2 に保つとき、端子 c, d 間に生じる電位差を熱起電力といい、熱起電力の生じる現象をゼーベック効果という。この効果は 1821 年に J. J. Seebeck により発見された。熱起電力の値は、2 つの接点の温度のほか A, B の物質の種類にもよるので、それを θ_{AB} と書き、その符号は、高温側の端子の電圧が高いときを正とする。また

$$S_{AB} = \lim_{T_1 \rightarrow T_2} \frac{\theta_{AB}}{T_1 - T_2} = \frac{d\theta_{AB}}{dT_1}$$

を物質 A, B に関する熱電能、または、ゼーベック係数という。 θ_{AB} のわかつている導体対を使い、 T_1 を固定すると熱起電力の測定から T_2 を知ることができる。この温度計として使われる導体対を熱電対という。元来、熱電能は二種類の物質の組合せに対して定義される量であるが、理論的には、個々の物質に関する熱電能を定義することができる、それを絶対熱電能という。これを S と書くと、その物質のトムソン係数 μ との間には、 $\mu = T(dS/dT)$ という関係がある(トムソン効果)。また、A, B 2 つの物質の絶対熱電能を S_A, S_B と書き、B の側に端子があるとき、 $S_{AB} = S_B - S_A$ となる。この式を使えば、物質 A の絶対熱電能は、そのわかっている規準物質 B と組合せて S_{AB} を測定することによって知ることができる。超伝導体は、絶対熱電能が 0 の規準物質として、20 K 以下の絶対熱電能の

測定に使われる。また、300 K 以下では C. O. G. Borelius によって鉛の絶対熱電能が測られているから、現在のところ、これが基準になっている。より高温では、銅、銀、金が規準として使われる。熱起電力が現れる原因は、2つある。まず、導体中に温度勾配があると、電子の状態が熱平衡からずれ、それによって電子が流れようとする。同時に、フォノンも高温部から低温部へ流れるが、このとき、フォノンが電子を引きずるから、これも電流を流そうとする。ところが、図のように回路が閉じていないときには、電流が流れえないので、回路中に上記の電流を阻止するように電場が生じ、これによって e, d 間に生ずる電位差が熱起電力である。フォノンが流れないとしたときの熱電能を拡散熱電能、フォノンの流れによる寄与をフォノンドラッグ熱電能という。拡散熱電能は、フェルミ・エネルギーを E に設定したときの電気伝導率を $\sigma(E)$ 、フェルミ・エネルギーを E_F として

$$S = -\frac{\pi^2 k^2 T}{3e} \left[\frac{\partial \ln \sigma(E)}{\partial E} \right]_{E_F}$$

と表される。これを使って、各種の導体の拡散熱電能を評価すると、備考欄に示した温度領域で、およそ表のように

導体の種類	熱電能の大きさ	温度依存性	備考
金属	$\sim 10 \mu V \cdot \text{deg}^{-1}$	$\propto T$	$T \sim E_F/10k$
半金属	$\sim 100 \mu V \cdot \text{deg}^{-1}$	一定	$T \sim E_F/k$
半導体	$\sim 1000 \mu V \cdot \text{deg}^{-1}$	$\propto 1/T$	$T \sim \Delta E/k$

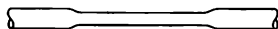
ΔE : バンドギャップ

なる。一般に、温度勾配 $\partial T/\partial x$ と電場 E がかかっていると、導体中に $J = (L_{11}/T)E - (L_{12}/T^2)(\partial T/\partial x)$ という電流密度が現れる。そこで、 $J = 0$ のとき、導体中には電場 $E = (L_{12}/T L_{11})(\partial T/\partial x)$ が現れ、これより絶対熱電能は、 $S = (L_{12}/T L_{11})$ となる。他方、オンサーガーの相反定理を使うと、絶対ペルティエ係数は $\Pi = L_{12}/L_{11}$ となるので、これより、トムソンの第二関係式 $\Pi = TS$ が求まる。

ネックング [英 necking, 仏 striction progressive, 露 сужение поперечного сечения] 丸棒や板材などの引張変形に際して、変形のある段階以降に材料の一部にくびれを生じ、変形の増加に伴ってこのくびれが成長することがある。このくびれの発生をネックングという。延性の高い金属材料の場合、塑性変形の初期の段階では、変形の増加に伴う加工硬化による荷重負担能力増加が断面減少による荷重負担能力減少分を上まわるので、荷重増加に追従してこれと安定なつり合いを保つ変形が続行する。ところがある変形段階以降では、荷重負担能力の変化分の大小関係が逆転するので、なんらかの原因で断面の局所的な不均一を生じると、この部分は変形がほかの部分より大きいので荷重負担能力が減少し、変形がこの部分にのみ集中して生じ(図 a)、くびれが不安定的に成長し、やがて破断に至る。すなわちネックングは、最大荷重点直後に発生する。これに対し、高分子固体の場合は、図 b に示すようにくびれ部が棒の長手方向に成長するような様相を呈することがある。すなわち、伸びはくびれの部分にのみ生じ、



a. 金属



b. 高分子

くびれがしだいに断面の大きい部分の方向へ移動していくことによって、荷重はほぼ一定でも全体の伸びが増加する。これは、高分子固体をその無定形部分のガラス転移温度より低温で延伸するとき起きる。初めにポリエチレンのような結晶性の高い高分子物質で見いだされたが、その後ポリメチルメタクリレートのような完全に無定形と見られるものにも起こることが報告され、高分子固体に一般に見られる現象とされている。

高分子固体のネックングの原因についてはいろいろな説がある。結晶性高分子物質の場合には、延伸に伴うラメラ状の微結晶の配向に続いて何かの理由で一部に応力が集中すると、微結晶をつくっている鎖状分子の折りたたみがほどこ、分子軸が延伸方向に配向した形のラメラ状微結晶に再結晶していく。すなわち張力下での融解再結晶が生じる。延伸された試料中でこの過程が終了した部分は、分子軸が延伸方向に配向して弾性率が非常に高くなり延伸されなくなるので、応力は未延伸のくびれの部分に集中し、こゝだけで塑性変形が進行する。

ガラス状態にある無定形高分子固体のネックングについては上の説明は適用しがたいが、初め何かの理由で試料の一部に力集中による変形が始まると、それに伴う発熱のため局所的に温度が上昇してガラス転移温度を超えることにより、局所的に軟化が起こることが原因であるとする考え方があ

熱圏 [英 thermosphere, 独 Thermosphäre, 仏 thermosphère, 露 термосфера] 温度の鉛直分布に基づく地球大気の区分のうち、高度約 80~500 km 付近まで、大気温度が高さとともに急激に上昇している領域をいう。温度は高さ 200 km において、500~1200 K にも達する。熱圏の高温は、100~130 km の E 層では太陽真空紫外線のうち主として 175~202.6 nm の波長のものが酸素分子によって吸収されるために、上部の F 領域では極紫外放射(10~130 nm)が光電離吸収されるために生ずる。熱圏においては赤外放射冷却に有効な CO₂ や H₂O などの密度が低いことから、高温が実現される。さらに付加的な熱源としては、大気潮汐、内部重力波などの波動エネルギーの粘性損失、また極域においては、電離層電流のジュール加熱、オーロラ粒子など高エネルギー粒子の降下による加熱、磁気圏からの熱伝導、プラズマ波の傳播による加熱などがある。熱圏においては熱エネルギーの生成、分配、損失は、中性大気、イオン、電子のそれぞれで異なるので、中性大気温度、イオン温度および電子温度が別々に定義される。また温度は、太陽活動によって著しく影響されるが、これは太陽活動度による極紫外放射の変動として説明される。

熱源 [英 heat source, 独 Wärmequelle, 仏 source de chaleur, 露 источник тепла] 熱浴と同じ。熱力学において熱機関を考えるときに、その一部として登場し、問題にする系(たとえば気体)の温度を上げ下げするために使われる。この目的にかなうには、考察している系に比べて熱容量が十分大きな物体でなければならず、系を接触させたことによって温度が変わってはならない。このように熱の出し入れには関与するが、一定で一様な温度に保たれ、仕事はしないようなものを熱源という。さまざまな熱機関が存在するが熱源を2つ備えたものが多く、通常は高温の熱源から熱を取入れ低温の熱源に放出するというしくみのものが大部分である。

統計力学の分野でも、熱源(熱浴)が重要な役割を演じて

いる。しばしば使われる正準分布というのは、着目する体系が大きな熱浴と接触しているという場合に現れるものである。

熱硬化性樹脂 [英 thermosetting resin, 独 härftbares Kunstharz, 仏 résine thermodurcissable, 露 термореактивная смола] 加熱により硬化し、不融不溶となる性質を熱硬化性といい、熱硬化性を示す樹脂を熱硬化性樹脂という。熱可塑性樹脂に対する語である。加熱により、樹脂に内在する反応基間に反応が起り、分子量の増大と橋かけ反応により、三次元網目構造が生成し、不溶不融となる。フェノール-ホルムアルデヒド樹脂、尿素-ホルムアルデヒド樹脂、メラミン-ホルムアルデヒド樹脂、エポキシ樹脂などがある。低度で反応した初期縮合樹脂と適当な添加物を混合し、これを型に充填、加熱して熱硬化反応を起させ、硬化した成型物が得られる。

熱硬化性樹脂はまた接着剤として多量に使われる。尿素-ホルムアルデヒド樹脂は合板の製造に、エポキシ樹脂は金属、セラミックスの接着に使われる。この場合、硬化剤、触媒を用い加熱を必要としなが熱硬化性樹脂に分類される。尿素-ホルムアルデヒド樹脂、メラミン-ホルムアルデヒド樹脂はまた、レイヨンスフの樹脂加工剤としても用いられる。

熱効率 [英 thermal efficiency, 独 thermischer Wirkungsgrad, 仏 rendement thermique, 露 термический коэффициент полезного действия] ⇒ 効率

熱雑音 [英 thermal noise, 独 thermisches Rauschen, 仏 bruit thermique, 露 тепловой шум] = 抵抗雑音

熱散漫散乱 [英 thermal diffuse scattering, 仏 diffusion thermique diffuse, 露 тепловое диффузное рассеяние] 結晶の格子振動による X 線・電子線・中性子の散乱を熱散漫散乱 (TDS) という。これらの散乱は正確には非弾性散乱である。格子振動を量子化したフォノンを、生成したり消滅したりする過程により、散乱後、X 線・電子線のエネルギーは散乱にあずかるフォノンのエネルギーだけ変化する。しかし、その変化は高々数十 meV 程度で X 線・電子線回折に用いられるエネルギーに比べて著しく小さい。そのため、それらを無視して単に弾性散乱として扱うことができる。熱中性子 (数十 meV 程度) の場合は、非常に波長の長い音響学的フォノンによる散乱を除いて、非弾性散乱として扱わなければならない。結晶によるラウエ写真をとると、連続 X 線によるブラッグ反射のほかに、特性 X 線による散漫な散乱斑点が観測される。これらは逆格子点の近傍で強く、また温度を上げると、強度を増す。熱散漫散乱はこのような実験で観測され、主として、H. Faxén と I. Waller (1925 年), H. Ott (1935 年), M. Born と K. Sarginson (1941 年), それに H. Jahn (1942 年) の理論研究と、J. Laval (1938 年) や K. Lonsdale (1941 年) の実験的研究で確かめられた。

散乱強度は 1 フォノン散乱, 2 フォノン散乱などの和で表されるが、1 フォノン散乱以外の散乱強度は弱い。波数ベクトル q をもち角振動数 ω_q の 1 つのフォノンによる散乱強度は次式で与えられる。

$$I_{TDS} \sim \frac{R_0 T}{\omega_q^2} |F_{TDS}|^2 \delta(K - H \pm q)$$

ここで、 F_{TDS} はそのフォノンに対する構造因子で散乱ベクトル K とフォノンの変位の方向を表すベクトルのスカラー積を含んだ量である。 T は温度を表す。また、 $\delta(K$

$-H \pm q)$ は系の運動量保存を表し、 H は逆格子ベクトルである。この式の意味することは、波数 q のフォノン散乱は逆格子点 H より q だけ離れた点に現れ、強度は角振動数 ω_q の二乗に逆比例し、温度 T に比例することである。波数ベクトル q の小さい音響学的フォノンは q 方向の音速を v_q として $\omega_q = v_q q$ と書けるので、 T_{DS} は逆格子点からのはずれ q の二乗に逆比例して減少することになる。これが熱散漫散乱の 1 つの特徴である。逆格子点近傍の散漫散乱強度分布は結晶の弾性定数 C_{ij} によって完全に記述されるので、これを弾性定数の測定に利用することもできる。

熱残留磁化 [英 thermoremanent magnetization, 独 thermoremanente Magnetisierung, 仏 aimantation thermorémanente, 露 термостаточная намагниченность] 強磁性物質を含む岩石が、通常キュリー温度以上に加熱されてから磁場中で冷却されたとき残留する磁化をいう。このような現象は、地球磁場のなかで強磁性体を含む溶岩などが固化し冷却する過程で起ると考えられるが、この場合、得られる残留磁化は単純な室温のみでの残留磁化に比較して非常に大きく、条件、地質年代によって安定に存在することが知られている。このような研究分野は岩石磁気学および古地磁気学に属するが、岩石の熱残留磁化とその地質年代を測定することによって、地球磁場の強さと向きの変遷の歴史を推定し、地磁気の発生機構、地球の構造と動性的性質を解明することができ、またその地層の残留磁化の強さ、方向を測定することにより、その地層の属する地質年代を知ることができ、古生物学などの分野においてその年代を決定するための重要な研究手段となっている。

熱重量分析 [英 thermogravimetric analysis] ⇒ 熱分析

熱出力 (原子炉からの) [英 thermal output of a reactor, 独 Wärmeleistung eines Reaktors, 仏 puissance thermique d'un réacteur, 露 тепловая мощность реактора] 冷却材が単位時間に原子炉から取出すことのできる熱量。この熱出力は核分裂反応によって発生した核分裂エネルギー (これは核分裂生成物の運動エネルギー、 α 線, β 線, γ 線の放出エネルギー、中性子の運動エネルギー、即発 γ 線のエネルギー、ニュートリノのエネルギーの和である) のうち直接的、間接的に冷却材へ伝達され取出されるエネルギーである。熱出力の単位としては電気出力と同様、MW などを用いるが、両者の区別を明示する場合、それぞれ MW_{th} , MW_e などと記す。

原子炉の熱出力には次の区別がある。第一のものは原子炉が定格出力運転を行うときに得られる熱出力でありこれを定格熱出力とよぶ。第二のものは最大熱出力で、原子炉が短時間の運転のみで経験するときに得られる最大熱出力である。前者の量は原子炉の平均特性を示す場合に使用され、後者の量は原子炉の限界特性を示す場合に使用される。

熱衝撃 [英 thermal shock, 独 Thermoschock, 仏 choc thermique, 露 тепловой удар] 物体の表面が急激に加熱あるいは冷却されると、表面と内部とに急激な温度差を生じ、これを表面近くに熱応力が衝撃的に加わることになる。これを熱衝撃といい、急激な温度変化にさらされる物体ではしばしば破壊の原因となる。この熱応力は、表面から深さ方向への温度分布の不均一によって生じるから、この不均一は、温度変化の急激なほど、物体に接する外界

の熱伝達率の大きいほど、物体の熱伝導率の小さいほど、また物体寸法の大きいほど著しい。また同一の温度分布ならば、ヤング率と線膨張係数との積が大きいほど、生じる熱応力が大きい。物体が温度差のある外界に接すると、熱応力は瞬間的に最大値に達し、そのち減少する。

熱振動 [英 thermal vibration, 独 thermische Schwingung, 仏 vibration thermique, 露 тепловое колебание] ⇒ 格子振動

熱スイッチ [英 thermal switch, 独 Temperaturschalter, 仏 rupteur thermique, 露 термочувствительное реле] 極低温における実験では多くの場合、測定対象物を極低温温度に冷却した後、断熱状態にしてから測定を行うことが要求される。一般に、熱の伝達と熱遮断の機能を兼ね備えたものを熱スイッチという。最も簡単な方法は交換ガスの方法とよばれているものである。真空容器内に試料をナイロン糸のように熱伝導率の小さいものでつり下げた後、容器内にヘリウムガスなどの気体を導入すると、試料は気体を媒介として容器壁外と熱交換を行う。十分熱平衡に達した後、容器中の気体を真空ポンプで引くことにより、試料は断熱状態になる。この手段は真空ポンプで引ききれない残留ガスの効果が避けられず、断熱状態を得るには適さない。熱容量測定のように、できるだけ理想的な断熱状態が要求される場合には、可動機構を用いて機械的に熱接触の ON・OFF を行う。これを機械的熱スイッチという。この手段は ON・OFF 時に摩擦熱の発生が避けられないため、ほぼ 1K 以上の温度領域でしか有効でない。超低温温度領域でのように、取扱う熱量が絶対的に小さい場合には超伝導スイッチを用いる。これは、純粋な超伝導金属の熱伝導率が超伝導状態と常伝導状態とで全く異なることを利用したものである。スイッチの ON・OFF には磁場を用いる。通常よく用いられる物質は Pb, Sn, Al, Zn などである。

熱スパイク [英 thermal spike, 独 thermischer Störungsbereich, 仏 pic thermique, 露 тепловой пик] ⇒ 照射損傷

熱線 [英 heat ray, 独 Wärmestrahle, 仏 rayon de chaleur, 露 тепловой луч] ⇒ 赤外線

熱遷移 [英 thermal transpiration, 独 Knudsen-Effekt, 仏 effusion thermique, 露 термическое испарение] 容器を厚さの無視できる壁でしきり、壁に穴 (直径 D) をあけ 2 つの室をつなぐ。各室の温度が等しいとき ($T_1 = T_2$) 各室の圧力すなわち気体分子の密度は等しいが ($p_1 = p_2$ すなわち $n_1 = n_2$)、各室の温度が壁を境にして異なるときには ($T_1 \neq T_2$)、 $p_1 \neq p_2$ 、 $n_1 \neq n_2$ となる。このように温度差によって生ずる圧力不一致の現象を熱遷移という。気体分子の平均自由行程 λ が $\lambda \gg D$ の場合、各室より穴へ入射する気体分子の数は $(1/4)n_1\bar{v}_1(T_1)$ 、 $(1/4)n_2\bar{v}_2(T_2)$ となり穴を通してこれらがつり合う。ボルツマン定数 k 、分子の質量 m を用いられ $\bar{v} = \sqrt{8kT/\pi m}$ であるので、 $n_1\sqrt{T_1} = n_2\sqrt{T_2}$ 、または $p = nkT$ より $p_1\sqrt{T_2} = p_2\sqrt{T_1}$ となる。 $\lambda \ll D$ の場合には、穴のところで圧力 p がつり合うため $p_1 = p_2$ または $n_1T_1 = n_2T_2$ となる。このような熱遷移の現象は厚さの無視できる穴を通して起るだけでなく、長い管 (ただし管径を D とすれば $D \ll \lambda$) を通しても起る。この場合、 p_2/p_1 の値 (熱遷移比) は $\lambda \gg D$ の領域で理論値と実験値との間に約 10% 程度のずれが認められることが報告されている。

熱線風速計 [英 hot-wire anemometer, 独 Hitzdraht-anemometer, 仏 anémomètre à fil chaud, 露 анемометр с нитью накалывания] 加熱物体の冷却率と風の関係を利用した熱式風速計の一種。タングステン、白金などの細線を電流を通して加熱し空気の流れのなかに置くと、単位長さの細線から失われる熱量 H と風速 v との間には、 $H = B\sqrt{v} + C$ の関係がある。ここで B, C は装置定数であり熱線の径、空気熱伝導率、定積比熱、密度および熱線と空気の温度差の関数である (この関係は L. V. King によって詳細に検討された)。熱線の電気抵抗を R 、電流を I とすれば上の関係は $I^2 R = B'\sqrt{v} + C'$ と書くことができる。加熱電流を一定にすれば熱線の電気抵抗により、また熱線の温度 (したがって熱線の電気抵抗) を一定にすれば電流の測定によって風速を求められる。前者を定電流法、後者を定温度法とよんでいる。使用方法が簡単なので空気の流速の測定に広く用いられている。装置定数が空気の温度によって変わるため補正をする必要がある。熱線に $5\mu\text{m}$ 程度の径の線を用いて定温度法を用いるか、あるいは定電流法に適切な周波数補償回路を付加することにより熱線風速計の動的な特性を数 kHz まで一様にすることができるので、乱流の測定に用いられることが多い。

熱脱離 [英 thermal desorption, 独 thermische Desorption, 露 термическая десорбция] 固体表面に吸着している気体分子が、表面原子から熱振動のエネルギーを得て空間へ飛出す現象を熱脱離という。深さ E_d の吸着ポテンシャル中に吸着している気体分子は、温度 T の場合 毎秒 $\nu \exp(-E_d/RT)$ の割合で脱離することができる。ここで ν はおよそ固体表面の熱振動の振動数 $\nu_0 \sim 10^{13}$ /秒に近い値であるが、分子の吸着状態により ± 2 けたほど変化する。吸着分子の平均滞留時間 τ は $\nu_0^{-1} \exp(E_d/RT)$ と表すことができ、毎秒当りの脱離の割合は $1/\tau$ と表すことができる。したがって吸着原子の表面密度 σ を用いて脱離速度を表すと $\sigma/\tau = \sigma \nu \exp(-E_d/RT)$ (個 $\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$) となる。吸着分子が解離して原子となって吸着 (解離吸着) している場合、原子は表面で再結合し分子となって脱離する。これを二次の脱離とよび、脱離速度は $\sigma_1^2 \nu_2 \exp(-E_d/RT)$ と表せる。ここで σ_1 は解離した原子の表面密度、 ν_2 は表面において解離した原子が衝突し再結合する定数で、原子の表面移動の速度 v_2 、吸着原子の二次元空間における衝突断面積 d (長さの次元) を用い $\nu_2 = v_2 d$ である。またこの場合の E_d は原子の吸着エネルギー E_a 、分子の解離エネルギー E^* を用い $E_d = 2E_a - E^*$ である。たとえば、タングステン上に解離吸着した水素分子が再結合して脱離する場合、 $\nu_2 = 5 \times 10^{-3} \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 、 $E_d = 31 \text{kcal} \cdot \text{mol}^{-1}$ なのに対し、原子状で吸着した水素は $\nu_1 = 2 \times 10^{13} \text{s}^{-1}$ 、 $E_d = 67 \text{kcal} \cdot \text{mol}^{-1}$ である。気体が吸着している固体表面温度を制御しながら上昇させるとき、吸着エネルギーの順に脱離する気体の脱離スペクトルが観察される。排気を行いつつ温度を $T = T_0 + \beta t$ と変化させると、 E_d が吸着量や温度によらないと仮定すれば、スペクトルのピークに対応する温度 T_p より

$$\frac{E_d}{RT_p^2} = \left(\frac{\nu_1}{\beta} \right) \exp \left(-\frac{E_d}{RT} \right)$$

として E_d を求めることができる。解離吸着の場合には

$$\frac{E_d}{RT_p^2} = \left(\frac{2\sigma_p \nu_2}{\beta} \right) \exp \left(-\frac{E_d}{RT} \right)$$

となる。ただし σ_p は温度 T_p のときに表面に吸着している吸着量である。

熱弾性波 [英 thermoelastic wave, 独 thermoelastische Welle, 露 термоупругая волна] 弾性体内を温度変化と熱膨張および熱伝導の相互作用の下に伝播する波。たいていの物体は温度変化を受けると、その体積が変化し、そのため一般に熱応力が現れる。特に等方的な弾性体の場合、フックの法則には応力テンソル P_{ij} に $-\alpha(3\lambda+2\mu)(T-T_0)\delta_{ij}$ で与えられる熱応力の項が付け加わる(デュメル-ノイマンの拡張)。ここで α は線膨張率, λ, μ はラメの定数, T は温度, T_0 は基準の一定温度, δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。逆に、物体が力学的に圧縮(または膨張)されて体積が変化すると、一般に温度変化を伴う。等方的な弾性体の場合には、単位時間・単位体積当たり $-\alpha(3\lambda+2\mu)T_0\theta(\sum_{i,j}\varepsilon_{ij})/\partial t$ の発熱がある。ここで $\sum_{i,j}\varepsilon_{ij}$ はひずみテンソルの対角和で体積ひずみを表し、 t は時間である。弾性体の応力およびひずみ状態に対する温度変化の効果、ならびに体積ひずみの時間変化が温度分布に及ぼす影響を調べる分野を熱弾性学という。

さて、弾性体の運動方程式に J. M. C. Duhamel と F. E. Neumann によって修正されたフックの法則を用い、熱伝導方程式(エネルギー方程式)に上記の発熱量を考慮して、正弦波型の平面波解を求めると、普通の弾性波のうち横波のほうは影響を受けないが、縦波のほうが2つのモードに分かれる(⇒弾性波)。そして、その位相速度は密度やラメの定数以外に線膨張率、熱伝導率、および比熱に依存する複素数となる。その実部が実際の位相速度を表すが、その値は波長によって異なり分散を示す。また、その虚部は熱伝導による減衰を表す。このような熱弾性効果によって生じる波を熱弾性波という。また、熱伝導のフーリエの法則を拡張し、温度勾配が熱流ベクトルに比例する部分とその時間微分に比例する部分とからなるかたちにすると、熱伝導方程式は双曲型となり、新しい温度の波が現れる。これは、しばしば第二音波とよばれる。

熱弾性マルテンサイト [英 thermoelastic martensite, 独 thermoelastischer Martensit, 仏 martensite thermoélastique, 露 термоупругий мартенсит] ⇒ マルテンサイト

熱中性子 [英 thermal neutron, 独 thermisches Neutron, 仏 neutron thermique, 露 тепловой нейтрон] エネルギーの小さい中性子で、ふつう 0.5 eV 以下のものをさす。媒質中の分子の熱運動と熱平衡に達した中性子のことで、0.035 eV 程度に極大をもつマクスウェル分布をしている。このような熱中性子は原子炉の減速材や、反射材の中から大量に取出される。 ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu などはほとんど熱中性子によってのみ核分裂を起し、その断面積が非常に大きい。原子炉内で連鎖反応を続けさせるためにはエネルギーの高い核分裂中性子を物質中で熱平衡になるまで何回も衝突させてエネルギーを落してやる必要がある。 H_2O , D_2O , グラファイトなどがこのような減速材として主に使われている。熱中性子はド・ブロイ波としての波動性をもつが、その波長 λ [Å] とエネルギー E [eV] との間には $\lambda = 0.286 E^{-1/2}$ の関係があり、波長が物質の原子間距離と同程度であることから X 線の場合と同様な幾何学的条件で回折現象を示す(⇒中性子回折)。また振動数 ν [s^{-1}] と E との間には $\nu = 2.418 \times 10^{14} E$ の関係があり、結晶のデ바이振動数 10^{13}s^{-1} と同程度の値をもつから、中性子の非弾性散乱による物質構造の動的解析が可能となる。粒子と

しては $(-1.913148 \pm 0.000066) \times 5.050 \times 10^{-27} \text{ J} \cdot \text{G}^{-1}$ の大きな磁気モーメントをもつので、磁性原子の磁気モーメントとの間での双極子相互作用による散乱(回折)線が観測され、磁性体の磁気構造を調べる有力な手段として用いられる。

熱中性子化 [英 neutron thermalization, 独 Thermalisierung von Neutronen, 仏 thermalisation des neutrons, 露 термализация нейтронов] 中性子は媒質中の原子核による散乱のため減速され、中性子のエネルギーが媒質中の原子や分子の熱運動エネルギーと同程度になる。中性子はさらに媒質原子や分子にエネルギーを与える一方、逆に原子や分子からエネルギーを受取るいわゆる上方散乱も起こるようになる。こうして媒質中の原子や分子の熱運動と平衡に達する。その過程を熱中性子化という。分子や結晶中の熱中性子化の過程では、中性子の波長は分子や結晶内の原子間距離と同程度あるいはそれより長くなるので、中性子は1個の原子だけでなく、同時に原子の集団と相互作用し、そのため中性子・フォノン散乱を通じて媒質の化学結合や結晶構造が熱中性子化に影響する。液体では、液体中の分子のブラウン運動や分子の束縛回転運動の影響も熱中性子スペクトルに表れる。

熱中性子増殖炉 [英 thermal breeder reactor, 独 thermischer Brutreaktor, 仏 réacteur surrégénérateur à neutrons thermiques, 露 реактор-размножитель на тепловых нейтронах] ⇒ 増殖炉

熱中性子柱 = サーマルコラム

熱中性子炉 [英 thermal reactor, 独 thermischer Reaktor, 仏 réacteur à neutrons thermiques, 露 реактор на тепловых нейтронах] 核分裂連鎖反応の過半を熱中性子によって起す原子炉の総称。現在までのところ、実用炉として商業用に使用されている原子炉はすべて熱中性子炉である。核分裂によって生じた中性子は平均 2 MeV のエネルギーを有するから、これを熱中性子エネルギーまでに減速するには減速材が必要になる。そのような減速材には軽水、重水、グラファイト、ベリリウムなどがある。したがって熱中性子炉には必ず減速材を伴うことになる。熱中性子炉は研究用に使う研究炉と蒸気や電力、あるいは核熱エネルギーの直接利用を行ういわゆる動力炉とに区別できる。動力炉は転換炉と増殖炉とに大別しうるが、これらのなかで熱中性子炉に属するものは転換炉として軽水炉、重水炉、高温ガス冷却炉、改良型ガス冷却炉、マグノックス炉(⇒ガス冷却炉)などが含まれ、増殖炉として溶融塩炉がある(⇒原子炉)。また、在来型軽水炉(BWR, PWR)やガス冷却炉(マグノックス, AGR)を除いた転換炉、たとえば高温ガス冷却炉とか、ふげん炉(⇒重水炉)を新型転換炉とよぶ。さらに、燃料物質としてウラン以外のもの、たとえばブルトニウムとかトリウムを使用し、積極的に転換比を高めて燃料の燃焼効率を向上する熱中性子炉を新型熱中性子炉という。

熱抵抗 [英 thermal resistance, 独 Wärmewiderstand, 仏 résistance thermique, 露 термическое сопротивление] 熱伝導率の逆数(⇒熱伝導率)。

熱的つり合い [英 thermal equilibrium, 独 thermisches Gleichgewicht, 仏 équilibre thermique, 露 тепловое равновесие] = 熱平衡

熱的適応係数 [英 accommodation coefficient, 独 Akkommodationskoeffizient, 仏 coefficient d'accommoda-

tion, 露 коэффициент аккомодации] \Rightarrow 適応係数

熱電温度計 [英 thermoelectric thermometer, 独 thermoelektrisches Thermometer, 仏 thermomètre thermoelectrique, 露 термоэлектрический термометр] 熱電対を用いた温度計の総称で、目盛が温度表示されているものをさし、一般的なもの、基準接点補償回路を内蔵している(熱電対)。

熱電気現象 [英 thermoelectric phenomenon, 独 thermoelektrisches Phänomen, 仏 phénomène thermoelectrique, 露 термоэлектрическое явление] 熱起電力(ゼーベック効果)、ペルティエ効果、トムソン効果など、一種類、または二種類の金属または半導体を接合したものに温度差、温度勾配を与えたときに起きる起電力、電流などの現象の総称。電位を ϕ 、電子の化学ポテンシャルを μ_e 、電子の電荷を e 、温度を T 、電気伝導率を σ 、熱伝導率を λ とすると、電位勾配、化学ポテンシャルの勾配、温度勾配が存在する場合、電流密度 J 、熱流 q は、 $E' = -\text{grad}(\phi + (\mu_e/e))$ として、 $J = \sigma(E' - \alpha \text{grad } T)$ 、 $q - \phi J = \sigma \alpha T E' - (\lambda + T \alpha^2 \sigma) \text{grad } T$ で与えられる。また、第2式は $q = (\phi + \alpha T) J - \lambda \text{grad } T$ とも書きかえられる。ここで係数 α は、温度の関数で、熱電能とよばれる。これらの式は現象論的係数に関するオンサーガーの相反定理を満たす。熱起電力(ゼーベック効果)、ペルティエ効果、トムソン効果などは、上記の式に従っていろいろな場合に現れる現象である。また、 $T\alpha$ はペルティエ係数、 $-T(d\alpha/dT)$ はトムソン係数とよばれる。

熱電効果 [英 thermoelectric effect, 独 thermoelektrischer Effekt, 仏 effet thermoelectrique, 露 термоэлектрический эффект] 金属または半導体中の熱的な量(温度勾配と熱流)と電気的な量(電場と電流)に同時に関連した効果を熱電効果と総称する(\Rightarrow ゼーベック効果、ペルティエ効果、トムソン効果)。異種の導体 A, B で図1のよう

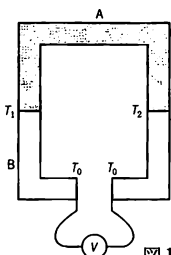


図1

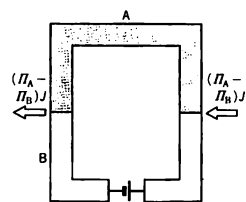


図2

な回路をつくり、その接点を異なる温度 T_1, T_2 に保てば

$$\Delta E = \int_{T_2}^{T_1} (Q_A(T) - Q_B(T)) dT$$

なる起電力が観測される。 Q_A, Q_B は導体 A, B の熱電能である。これをゼーベック効果という。図1の回路は温度の測定に使われる(熱電対)。次に図2の回路で、温度勾配を0に保って電流 J を流すと、一方の接点では $(\Pi_A - \Pi_B) \times J$ の熱量が放出され、他方の接点ではこれに等しい熱量が吸収される。ただし、 Π_A, Π_B は導体 A, B のペルティエ係数であり、この現象をペルティエ効果という。これは冷却に利用できる(熱電冷却)。ゼーベック効果とペルティエ効果は、種類の異なる2つの物体の接触によりはじめて観測される。一方、トムソン効果は1つの導体だけで観測可能であり、導体に温度勾配 ΔT のある状態で電流 J を流

すと、その積 $J\Delta T$ に比例したジュール熱以外の熱が発生または吸収される現象をいう。

熱電子 [英 thermoelectron, 独 Thermoelektron, 仏 thermoelectron, 露 термоэлектрон] \Rightarrow 熱電子放出

熱電子放出 [英 thermionic emission, 独 Thermionen-emission, 仏 émission thermionique, 露 термоэлектронная эмиссия] 金属や半導体が加熱されると、その表面から電子を放出する現象。放出された電子を熱電子という。金属の場合で説明すると、金属内の自由電子が、金属の表面から外へ飛出すためには、その面に存在する、ある電位差(仕事関数)に打ち勝つだけの運動エネルギーをもっていなければならない。常温では一般の金属内を運動している電子の運動エネルギーでは、不十分である。しかし金属の温度が上昇すると、自由電子の運動エネルギーは増加し、十分高い温度になると、相当数の電子が、十分な運動エネルギーをもち金属表面からとび出す。この結果、熱電子放出が生ずる。白熱電球の加熱フィラメントからの熱電子放出の現象は1880年代に T. A. Edison の実験やその他の実験によって確かめられているが、これに理論的裏付けを行ったのは、O. W. Richardson でエジソン効果、またはリチャードソン効果とよばれる。運動エネルギーが ε と $\varepsilon + d\varepsilon$ の間にある単位体積当たりの自由電子の数を dN とすると

$$dN \propto \exp\left(-\frac{\varepsilon - \xi}{kT}\right) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon$$

ξ は金属内のフェルミ準位、 k はボルツマン定数、 T は温度[K]である。これを速度空間に変換し($\varepsilon = (m/2)(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)$ 、 v_x, v_y, v_z は速度成分)、 x 方向を金属表面に垂直な向きとすると、上式を v_y, v_z について積分すれば x 方向に v_x と $v_x + dv_x$ 間の速度をもつ電子数 dN_x は

$$dN_x \propto kT \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT} + \frac{\xi}{kT}\right) dv_x$$

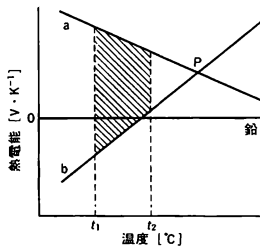
となる。電流密度 J は $e \int v_x dN_x$ であり積分範囲は $(1/2)mv_x^2 > W$ (W は自由電子のエネルギー帯の底部から空間までのエネルギーの値)であるので、

$$J = \int_{(1/2)mv_x^2 > W} v_x dN_x = AT^2 \exp\left(-\frac{W - \xi}{kT}\right) = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right)$$

ただし ϕ (仕事関数) $= W - \xi$ 。半導体の場合も考え方は金属の場合とほとんど同じであるが、考慮すべき点はフェルミ準位が温度によって変わること、電子放出体として N 型半導体を考えることである。

なお上で求めた放出電子流の式は S. Dushman および A. J. Sommerfeld などが導いたものであって、Richardson が最初に導いた式は T^2 の項が $T^{1/2}$ になっている。これは電子の従う分布則としてフェルミ-ディラックの分布則ではなく、マクスウェル-ボルツマンの分布則を使ったためである。しかし、指数関数の影響が強いために T の項の差異は数値の上にはほとんど現れない。そのため上式をリチャードソン-ドシュマンの式とよぶ。

熱電図 [英 thermoelectric diagram, 独 thermoelektrisches Diagramm, 仏 diagramme thermoelectrique, 露 термоэлектрическая диаграмма] 金属または半導体の熱電能(熱起電力の温度変化 dV/dT)を縦軸に、温度を横軸にとって表した図をいう。通常、鉛を基準として求めた熱電対の熱電能が示されている。この図は、a と b の2種類



の金属または半導体で構成される熱電対の熱起電力特性を知るために利用され、冷接点温度と温接点温度が t_1, t_2 の条件での熱起電力は、熱電能を表す各曲線と t_1, t_2 を表す直線で囲まれた面の面積から求まる。この図の2つの曲線が交わる点 P の温度を中立温度といい、材質 a, b を組合せた熱電対の熱電能は、その温度を境にして符号が変わる。なお、最近では、基準の脚に白金を採用して、0°C を基準温度とする熱起電力を表示する傾向にあり、熱電図による表示は少なくなっている。

熱電素子 [英 thermoelectric element, 独 thermoelektrisches Element, 仏 élément thermoélectrique, 露 термоэлектрический элемент] トムソン効果、ペルチエ効果、ゼーベック効果のような熱電効果を利用した素子(⇒熱電変換素子)。熱電対、電子冷却素子などがある。

熱伝達 [英 heat transfer, 独 Wärmeübertragung, 仏 transfert de chaleur, 露 теплопередача] 熱が移動する現象。伝熱とよばれることも多い。熱とは温度差を駆動力として移動するエネルギー形態であるから、伝熱が生ずるためには不均一な温度場がなければならない。伝熱(熱伝達)には、熱伝導、熱放射(あるいは熱輻射)および流体の運動による対流という3つの基本的形態がある(⇒熱伝導、熱放射)。

熱放射(熱輻射)による伝熱は、熱交換を行う2物体間にもまったく媒体が存在しなくても(すなわち真空中でも)起りうるが、熱伝導では熱を伝えるなんらかの媒体(固体・液体・気体)が必要である。これらの伝熱過程は物質の移動を伴わないものである。しかし流体(すなわち液体および気体)の場合に、その巨視的運動(流れ)があると、流れによるエンタルピー輸送のために、熱移動がいつそう促進されることがある。伝熱工学においては、固体面と流れとの間の熱移動過程を対流熱伝達とよぶが、これは流れによるエンタルピー輸送と流体中の熱伝導(あるいは熱放射)が関与することもある)との複合過程である。したがって基本的には独立した伝熱過程とはいえない難いが、日常観察されるいろいろな伝熱過程において、この対流熱伝達は最も多く現れ、しかも重要な役割を演じている。そのためか、対流熱伝達のことを単に熱伝達とよぶ場合もあるので注意を要する。なお、元来対流ということばは、密度差を成因として自然に発生する流れをさすものであった。しかし、伝熱工学においては、流れがポンプや送風機などによって人為的につくられた場合にも、同じくこれを対流とよんでいる。そして前者を自然対流あるいは自由対流、後者を強制対流という。対流熱伝達においては(ときには放射熱伝達においても)、単位面積・単位時間当りに移動する熱量 q (これを熱流束という)を、熱移動に関与する温度差 ΔT で割ったものを熱伝達率(h)とよぶ。すなわち

$$q = h \Delta T$$

熱伝達率は、伝熱の様式・関与する物質の種類・流れの状態・熱的条件などで変化するが、伝熱の特性を表す最も重要な変数の1つである。なお、主な伝熱過程における熱伝達率の値は、普通の条件下ではほぼ表のような値をとる。

伝熱過程における熱伝達率 [$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$]

静止空気(自然対流)	1~20
流れている空気(強制対流)	10~250
流れている油(強制対流)	50~2000
流れている水(強制対流)	300~6000
凝縮(膜状)中の水蒸気	6000~18000
沸騰中の水	1700~50000

熱電対 [英 IIA thermocouple, 独 Thermopaar, 露 термомпара] 2種の異なる金属線を接続して1つの回路をつくり、2つの接点に温度差を与えると、回路に電流が流れ(⇒熱起電力)、熱起電力を生ずる。この熱起電力を利用した温度計が熱電温度計、この温度計のための温度センサーが熱電対である。下表に JISC1602(1981)に定められ

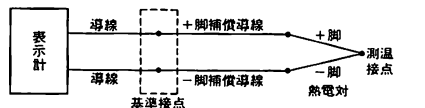
JISC 1602(1981)規格の熱電対の構成材料と使用温度

記号 ¹⁾	構成材料	常用温度(上段) ²⁾ と過熱限度温度 [°C]
B	+脚 Rh 30%含有 Pt-Rh 合金 -脚 Rh 6%含有 Pt-Rh 合金	1500 (1700)
R	+脚 Rh 13%含有 Pt-Rh 合金 -脚 Pt	1400 (1600)
S	+脚 Rh 10%含有 Pt-Rh 合金 -脚 Pt	1400 (1600)
K (CA)	+脚 Ni, Cr を主とした合金 -脚 Ni を主とした合金	650~1000 (500~800)
E (CR)	+脚 Ni, Cr を主とした合金 -脚 Cu, Ni を主とした合金	450~700 (500~800)
J (IC)	+脚 Fe -脚 Cu, Ni を主とした合金	400~600 (500~750)
T (CC)	+脚 Cu -脚 Cu, Ni を主とした合金	200~300 (250~350)

1) ()内は 1981 年 2 月の JIS 改正前の記号。旧 JIS 記号の PR は +脚の構成材料がロジウム 12.8% を含む Pt-Rh 合金であり、R 型とは熱起電力が異なる。

2) B, R, S は素線径 0.5 mm, その他は素線の太さで限度温度が異なる。

ている熱電対の型名(構成材料の記号)とその構成材料および使用限度温度を示す。熱電対の種類は非常に多く、特性が調べられている材質は 300 種類に及ぶが、一般には、表に示す規格のものを利用されている。熱電対では、測温側の接点を測温接点、他方の接点を基準接点とよび、温度測定ではこの基準接点を 0°C に保持して測定する。測温接点と基準接点との距離が離れている場合には、高価な熱電対素線を節約するために、補償導線を用いて図のように結



線して測定が行われる。補償導線は、0°C 前後から 100°C 前後までの温度範囲で、使用する熱電対と同じ熱起電力をもつようにつくられた合金線で、その特性もまた JISC 1610(1981)、IEC、ANSI などに規定されている。高温で

使用する熱電対は、アルミナ製の絶縁管に通し、セラミックスまたは金属製の保護管に入れて使用する。そのほかに、熱電対を酸化マグネシウムやアルミナの粉末で絶縁して、ステンレス鋼やインコネル製の細いさやに入れて仕上げたシース熱電対などがある。以下に代表的な熱電対の概要を示す。

(1) 白金・ロジウム合金系熱電対：JIS 規格(表)の B, R, S 型の熱電計ガンの種類に属し、それぞれは PR₆₋₃₀, PR₁₃, PR₁₀ などのように略称して区別されている。そのほかに PR₅₋₂₀, PR₂₀₋₄₀ などといわれているものがある。単に PR とした場合には旧 JIS の PR 熱電対をさし、この場合は混同を避けるために旧 JIS PR 熱電対とよんでいる。これらの白金系の熱電対は、酸化に対して強く、耐食・耐薬品性も他の金属よりも優れていて、高温用や標準用熱電対として利用されているが、熱起電力が小さい、温度に対する熱起電力の直線性がよくない、還元性・金属ガス雰囲気中で劣化するなどの欠点もある。

(2) クロメル-アルメル熱電対：クロメル線とアルメル線(Chromel, Almel は商品名に由来した名称)とで構成された、JIS 規格の K 型に相当する熱電対で CA 熱電対と略称されている。耐熱・耐食性に優れ、熱起電力の直線性もよく、卑金属熱電対の中では高温下での安定性に最も優れている。この熱電対は、表面に保護皮膜となる酸化層が製造時に生成されており、劣化はクロメル線の酸化層の状態変化に起因する場合が多く、還元性雰囲気では使用できない。

(3) クロメル-コンスタンタン熱電対：クロメル線とコンスタンタン線とで構成された JIS 規格の E 型に相当する熱電対で CRC 熱電対と略称されている。熱起電力が大きく、IC 熱電対に比べて耐食・耐酸化性に優れ、高精度品の入手が容易、熱伝導性が悪くて測定の流れや熱伝導誤差を生じにくいなどの特長がある。還元性雰囲気に弱く、電気抵抗が JIS 規格熱電対中で最も大きい。

(4) 鉄-コンスタンタン熱電対：JIS 規格の J 型に相当する熱電対で IC 熱電対と略称されている。還元性雰囲気中での使用が可能、安価、測定範囲が比較的広いなどの特長があるが、耐食・耐酸化性に劣る。この熱電対は各国および JIS 規格相互の規格が不統一で、規格相互の熱起電力差も大きいので注意が必要。

(5) 銅-コンスタンタン熱電対：JIS 規格の T 型に相当する熱電対で CC 熱電対と略称されている。安価、加工性が良好で手軽に利用できる。特性のばらつきが小さい、低温測定用に適するなどの特長があるが、高温での酸化が大きく高温測定には適さない、銅線の熱伝導率が大きいため熱伝導誤差や測定の時間遅れを生じやすいなどの欠点がある。

(6) 極低温用熱電対：CC 熱電対や CRC 熱電対の熱電能が低下する -200°C 以下の温度範囲で主として利用される熱電対を総称して極低温用熱電対とよぶ場合があり、銀-金・金-鉄熱電対、銅-金・コバルト熱電対(使用温度範囲 1~40 K)、クロメル-金・鉄熱電対(1~300 K)などの種類がある。

(7) 高温用熱電対：主として 1000°C 以上の温度範囲で利用される熱電対を総称して高温用熱電対とよぶ場合がある。白金ロジウム合金系の熱電対の他に、イリジウム-イリジウムロジウム熱電対(最高使用温度 2000°C)、タングステンレニウム合金系熱電対(最高使用温度 2800°C)な

どがある。タングステン-タングステンレニウム(26% レニウム)、タングステンレニウム(5% レニウム)-タングステンレニウム(26% レニウム)の 2 種類の熱電対が代表的であり、還元性または不活性雰囲気中で使用されている。この 2 種類の熱電対の常用の最高使用温度は 2400°C である。

(8) ニクロシル-ニシル熱電対：微量のケイ素を含むニッケルクロム合金のニクロシル線と、微量のケイ素とマグネシウムを含むニッケル合金のニシル線とで構成された新しいタイプの熱電対。耐熱、耐雰囲気性に優れていることが報告されている。

(9) シース熱電対：正確には無機絶縁金属シース熱電対とよぶ。ステンレス鋼製、インコネル製などの金属管に熱電対素線を挿入して位置を固定してから、隙間に酸化マグネシウムなどの粉末を充填して絶縁し、ダイスにより引抜加工して細いシース入りの熱電対に仕上げたもの。測定接点が生シースから絶縁されている非接地形、シースの先端に溶接されている接地形などがあり、JIS 規格の K, E, J, T 型に相当する種類の熱電対がつくられている。小型軽量、応答速度が速い、ある程度の曲げが可能、長尺物ができる、線径のわりに耐熱性がよい、防爆構造をもつなどの長所があり、多用される傾向にある。

(10) デュブレックス熱電対：ガラス繊維、テフロン、アスベストなどで熱電対素線を連続的に絶縁したもの。多くは、絶縁された両脚素線を平行またはより合わせて 1 組にし、外側に同一絶縁物のシースをかぶせている。十分なたわみ性をもつ、雰囲気に対する保護機能がある、長尺の熱電対線から必要な長さを切取ってそのまま使用できる、安価などの特長があり、常中温、低温測定に広く使われている。

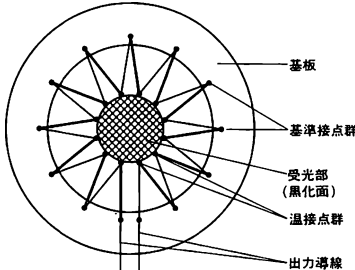
(11) 消耗型浸漬熱電対：熱電対先端の測定部が溶脱式になっていて、1 回の測定ごとに交換して測定するもの。金属の溶融の温度測定、溶鋼炭素含有量の測定などに利用される。

(12) 表面温度測定用熱電対：リボン状につくられたリボン熱電対、リボン熱電対をシートに挟み込んで貼付けられるようにしたシート形熱電対などがある。

熱電対真空計 [英 thermocouple gauge, 独 thermoelektrisches Vakuummeter, 仏 manomètre à thermocouple, 露 термодатный вакуумметр] 熱伝導真空計の一種。測定圧力範囲はおおよそ $10^3 \sim 10^{-1}$ Pa である。原理はほかの熱伝導真空計と同じく、低圧における熱伝導現象が圧力に依存することを応用したものである。測定管内に張ったフィラメントを定電圧または定電流によって通電加熱しておき、圧力変化によって生じるフィラメントの温度変化を、フィラメントに接触している熱電対により読取り、圧力を測定する。フィラメント材にはコンスタンタン、ニクロム、白金、白金イリジウムなどの線、またはリボンを用いる。フィラメントの動作温度は 100~200°C ぐらいで、上記のような材質だと大気圧にしてもフィラメントの焼損の心配がない。取付けられた熱電対を通しての熱損失は小さいほどよく、細い熱電対を用いる。

熱電対列 [英 thermopile, 独 Thermosäule, 露 термометрический столб] 熱電対素子を多数直列に接続して、わずかな温度差を感度よく測定できるようにしたセンサーで、サーモパイルともよばれる。放射による温度上昇を利用して放射量を測定するサーモパイル型放射検出

器、薄板の両面の温度差を利用してその面を流れる熱流密度を測定する熱流計用のセンサーなどに、熱電対が採用されている。図はサーモパイル型放射検出器の一例である。単にサーモパイルとよぶ場合には、このような放射検出器をさす場合が多い。



熱電流計 [英 thermo-ammeter, 独 Thermoamperemeter, 仏 thermo-ampèremètre, 露 термоэлектрический амперметр] 直流から数 MHz までの高周波電流の測定ができる電流計。測定電流を白金線に流し、その発熱による温度上昇を、熱電対で直流起電力に変換する。電流の熱作用なので、完全に実効値が得られるのが特徴である。欠点は過大入力に弱いことで 120~150% の過負荷で熱線が断線する。

熱伝導 [英 conduction of heat, 独 Wärmeleitung, 仏 conduction de chaleur, 露 теплопроводность] 熱の伝達は、大別すると、放射によるもの、対流によるもの、伝導によるものがある(⇒熱伝達)。放射による熱の伝達は、電磁波、特に赤外線がエネルギーを選び、対流によるものはエネルギー密度の大きい物質が、エネルギー密度の小さい物質中に移動することによって熱を伝達する現象である。それに対し、電磁波の放射も物質の流れも伴わない熱の伝達を熱伝導という。巨視的な物質の流れがなくても、気体中の分子や金属中の電子のような微視的な粒子は物質中を動きまわっているから、これらの粒子がエネルギーを伝達するのである。また、固体中でエキシトンやフォノンなどの準粒子がエネルギーを伝達する場合も、熱伝導のなかに含まれる。熱伝導によって運ばれるエネルギーの流量である熱流束 q は、単位時間に、単位面積の断面を通過するエネルギーが、その断面の法線ベクトルを n として、 $q \cdot n$ となるように定義される。そこで、エネルギー保存則を連続の方程式の形に書くと、 ρ_e をエネルギー密度として

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} = -\text{div } q \quad (1)$$

となる。また、通常、熱流束の大きさは、温度勾配に比例して

$$q = -\lambda \text{ grad } T \quad (2)$$

という関係がある。ここに出てきた λ が熱伝導率である。また、物体の単位体積当りのエネルギーの増加率と温度の上昇率とは定積比熱 c_v を使って $\partial \rho_e / \partial t = c_v \partial T / \partial t$ という関係式で結ばれているから、式(1)と式(2)から熱伝導方程式が出る。

気体の場合、個々の分子は、気体中をランダムに飛びまわっているが、全体の圧力を一定にすることによって、巨視的な物質流を 0 にすることができる。このとき、気体中の任意の断面の一方から他方へ単位時間に通過する分子の

数は、同じ時間に、その断面を反対向きに通過する粒子の数と等しくなる。1 個の気体分子のもつ平均のエネルギーは、絶対温度に比例するから、この断面を通して高温側から低温側に通過する気体分子のエネルギーの和は、反対向きの分子のエネルギーの和より大きく、この差が、この面に関する $q \cdot n$ である。こうして、低温部に当たってきた平均エネルギーの大きい分子は、平均エネルギーの低い分子との衝突の際、後者にエネルギーの一部を与えてこれを「暖め」、みずからは「冷える」。

金属中では、伝導電子が動きまわっているから、これが気体中の分子と同じ役を演じている。この場合、巨視的な電子の流れ、すなわち、電流を 0 にするために金属中に温度勾配と反対向きの電場が生じる。2 種類の金属をつないで接点の間に温度勾配を与えたとき生じるこの電場が熱起電力の原因である。誘電体や極端に乱れた合金中では、電子は局在しているため熱伝導に寄与できないので、イオンの格子振動のエネルギーが、イオン間の相互作用を通じて伝わるのが熱伝導の主要な機構となる。この場合も、温度が低い場合には、フォノンが熱を伝えると考えることができる(⇒熱伝導率、熱伝導方程式)。

熱伝導真空計 [英 thermal conductivity gauge, 独 Wärmeleitungsvakuummeter, 仏 manomètre à conduction thermique, 露 теплоэлектрический вакуумметр] 気体中の高温物体からの熱の損失が気体の圧力に依存することを利用しての真空計。真空計管球内に細いフィラメントなどの測定素子を取り付け、これを通電によって高温に加熱し、そのときの測定素子の温度と加熱のための電力との関係より圧力を求める。測定素子の種類や温度測定的方式によって、ピラニ-ゲージ、サーミスターゲージ、熱電対真空計などに分類される。高温の測定素子からの熱損失には、気体の圧力に依存する分と、熱放射や素子を支えている電極などを通しての熱伝導などによる圧力に依存しない分とがあり、圧力に依存しない熱損失の量が圧力測定の下限を与え、だいたい 10^{-1} Pa くらいである。気体の熱伝導による熱損失は、高い圧力領域ではほとんど一定で支えられ、分子条件が成立するより低い圧力領域では圧力に比例する(⇒自由分子熱伝導率)。一方対流による熱損失はもっと高い圧力領域で圧力依存性があるが、これは真空計管球の取付けの姿勢によって大きく変化するため、対流を積極的に利用している熱伝導真空計は、比較的少ない。ほとんどの熱伝導真空計は、気体の熱伝導の圧力依存性のみを利用するもので、圧力測定の上限は測定素子の大きさなどで決り、 $10^2 \sim 10^3$ Pa くらいであるが、対流を積極的に利用する形式のものには大気圧まで測定可能のものもある。動作方式には、定電圧(または定電流)方式と定温度方式とがある。前者は素子に一定の電圧を印加するか、一定電流を流して温度の変化を測定するもので、後者は素子温度が一定となるように加熱電力を調整し、そのときの電力を測定するものである。熱伝導真空計は故障も少く取扱いの容易な真空計であるが、素子表面の状態によって熱損失が変化することもあり、測定の精度はあまりよくないことが欠点である。

熱伝導方程式 [英 heat conduction equation, 独 Wärmeleitungsgleichung, 仏 équation de la propagation de la chaleur, 露 уравнение теплопроводности] = 拡散方程式

熱伝導率 [英 thermal conductivity, 独 Wärmeleit-

[fähigkeit, 仏 conductibilité calorifique, 露 удельная теплопроводность] 物質流を伴わない熱流束を q , 温度勾配を ∇T とするとき, 熱伝導率 λ は, $q = -\lambda \nabla T$ で定義される。単位は $\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1}$ である。ある種の誘電体のような非等方的物質では, λ は二階テンソルになり, 熱伝導率テンソルとよばれる。熱伝導率は, 普通は物体の大きさや形にはよらないと仮定しているが, エネルギーを運ぶ粒子や準粒子の平均自由行程が物体の大きさ程度になるときは, 形状・大きさに依存するようになり, そのことは, 希薄気体や低温における純度のよい誘電体中のフォノンによる熱伝導などで確認されている。理想気体に近い気体では, $\text{g} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ を単位とした動粘性係数 μ と λ の間には

$$\lambda = \epsilon c_v \mu \quad (1.0 \leq \epsilon \leq 2.5)$$

という関係が経験的に知られている。ここで c_v は, $\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{deg}^{-1}$ を単位とした定積比熱である。このような気体では, 熱伝導率は温度の上昇とともに増加するが, 圧力依存性は小さい。しかし, 一般には, 臨界点近傍や高い圧力の下では, 熱伝導率の圧力依存性は大きくなる。また多くの物質では, 液相において, 熱伝導率が温度の上昇とともに減少し, また, その大きさは気相より約 10 倍程度に大きくなる。金属では, 電気伝導に寄与する電子によって熱流が運ばれるために, 熱伝導率 λ と電気伝導率 σ との間には, ウィーデマン・フランツ則として知られる経験的な関係式がある。低温の金属では, 熱流は, 不純物や格子欠陥によって妨げられるのに対し, 高温金属では, 格子振動によって妨げられる。このことは, 電流の場合と同じであるから, 熱伝導率の逆数である熱抵抗に対しても, 電気抵抗と同様に近似的にマティエーセンの規則が成り立つ(⇒ウィーデマン・フランツ則, マティエーセンの規則, 熱伝導)。

熱電能 [英 thermoelectric power, 独 thermoelektrische Kraft, 仏 pouvoir thermoélectrique, 露 термоэлектрическая сила] 金属または半導体に温度勾配があるときの起電力の大きさを特徴づける量。金属または半導体に温度勾配 $\text{grad } T$, 電場 E , 電子の化学ポテンシャル μ_e の傾き $\text{grad } \mu_e$ があるとき, 電気伝導率を σ とすると, 電流密度 J はこれらに比例して $J = \sigma [E - \text{grad}(\mu_e/e) - a \text{grad } T]$ で与えられる。ここで e は電子の電荷である, $J = 0$ の状態で, $E - \text{grad}(\mu_e/e) = a \text{grad } T$ である。この係数 a を熱電能という。熱電能は温度の関数であるが, 温度の一次式で近似できることが多い。 Ta はペルティエ係数, $-T(da/dT)$ はトムソン係数とよばれている。また, 実際に測定されるのは, 2 種類の物質の熱電能の差であるから, 適当な物質を基準にとった値を熱電能の値として用いる。普通, トムソン係数の小さな鉛を基準にとる。

熱電変換素子 [英 thermoelectric transducer, 仏 transducteur thermoélectrique, 露 термоэлектрический преобразователь] 熱と電気の関係した熱電気現象を利用して熱エネルギーを電気エネルギーに, また電気エネルギーを熱エネルギーに変換する金属や半導体の素子。前者はゼベック効果によるもので, 2 種類の異種金属の両端を接続し, その両接点の一方を熱するか, 冷すかすると起電力が生ずる現象である。この起電力の大きさは 2 つの金属の種類とその両接点間の温度差によって決り, 温度測定に使用する熱電対に応用されている。後者はペルチエ効果によるもので, 2 種類の異種金属の導体の両端を接続し, これに電流を流すと, 一方の接点 A では発熱が起り, 他方の接

点 B では吸熱が起り冷える現象である。電流の向きを逆にすると, それぞれの接点で逆の現象が起る。この現象は電子冷却に利用されている。熱電現象にはこれらの他にトムソン効果がある。たとえば Bi と Sb のような金属導体を接続して, この導体に温度勾配をもたせて電流を流すと, その温度差と電流の相乗積に比例した熱の発生や吸収が起る現象である。

熱電離 [英 thermal ionization, 独 thermische Ionisation, 仏 ionisation thermique, 露 термическая ионизация] 高温に加熱された気体中においては熱運動速度が増加し, 分子あるいは原子相互の衝突によって電離が生ずる。この電離作用を熱電離という。熱電離は炎あるいは高気圧アークにおいて主要な原因であるばかりでなく, 内部のプラズマ状態の生成にも大きく関係している。

熱電流 [英 thermoelectric current, 独 thermoelektrischer Strom, 仏 courant thermoélectrique, 露 термоэлектрический ток] ⇒ 熱起電力

熱電冷却 [英 thermoelectric cooling, 独 thermoelektrische Kühlung, 仏 refroidissement thermoélectrique, 露 термоэлектрическое охлаждение] ⇒ ペルティエ効果

ネットワーク [英 network, 独 Netzwerk, 仏 réseau, 露 сеть] 電気通信関係では通信網, または回路網のことをいう。データ通信システムではシステムを構成する要素のうち, データ伝送に直接関与するさまざまなものの総称である。

これらは実質的にはほぼ同じで, いずれの場合も情報伝送経路が網目状に組合された全体をさす。具体的には情報を変調したり多重化したりするための伝送機器と, 伝送経路を切替える交換機器と, 伝送線路, およびこれらに付帯する機器から構成される。ネットワークの規模が大きい場合には, 伝送路が網目状に結合された網形回路網と, 放射状に結合された星形回路網とがあり, 情報の流れの形態に合わせて使い分けられるが, 両者が混在するような形状になることも多い。規模の小さいシステムでは簡単な星形回路網が多く使われる。しかしネットワークの設計を慎重に行わないと, システムの効率が低下したり, 通信料金が異常に大きくなったりするので注意を要する。

プロジェクトの計画と, 進み方の評価を行うための管理手法として PERT(program evaluation and review technique) が有名であるが, そのプロジェクトに關係する全作業の相互関係を図表化したものも, ネットワークとよばれる。

熱の仕事当量 [英 mechanical equivalent of heat, 独 mechanisches Wärmeäquivalent, 仏 équivalent mécanique de chaleur, 露 механический эквивалент тепла] 体系に外から仕事 W が与えられると, その体系のエネルギーはそれだけ増加する。またその体系にある適当な熱量 Q が与えられて同じだけエネルギーが増加するとことが知られている(⇒熱力学第一法則)。すなわち, 仕事と熱的作用とは同等な作用をもちうるものであって, 両者の換算率 $J = W/Q$ は熱の仕事当量とよばれる。この値を最初に決定したのはイギリスの J. Joule であって(1847 年), その名をとって J が用いられる。 J にジュール(J), Q に 15 度カロリ(cal₁₅)を用いると J は 4.1855 に近い値になるが, 現在では国際的規約として 4.1855 ジュール(J)を 1 cal₁₅ と定義している(⇒熱量の単位)。

熱媒体 [英 heating medium, 独 Wärmeträger, 仏

fluide chauffant, 露 теплоноситель] 熱を輸送する媒体として用いられる流体で、化学反応装置において反応熱を与奪しながら装置を最適な温度範囲に保持する場合とか、蒸留装置において高温加熱を必要とする場合など、装置を一定の操作温度に維持するために利用される。熱媒体は、操作温度圧力範囲で、熱的に安定で、単位重量当りの熱容量が大きく、伝熱係数が高く、さらに装置に対する腐食性がなく、不燃性、安価、無毒な流体であることが必要である。熱伝達、温度保持、熱容量などの点から見て、蒸発・凝縮の際の相転移の潜熱を利用する方式が優れ、このための熱媒体としては、水やジフェニルエーテル、アルキル化ナフタレンなどの有機熱媒体が用いられる。一方、直接熱の出入りを利用する方式の熱媒体としては、温水、熱油、有機熱媒体のほか、350~500℃の高温に適する亜硝酸塩系溶融塩 HTS (NaNO_2 40+ KNO_3 53+ NaNO_3 7 重量%)などの液状熱媒体や、空気、過熱水蒸気、煙道ガスなどのガス状熱媒体が用いられる。

熱パルス法 [英 heat pulse method, 仏 méthode d'impulsion thermique, 露 метод тепловых импульсов] 物質を低温に冷して、物質中で熱を運ぶフォノンや電子の平均自由行程が試料の大きさと同程度の巨視的な値になると、熱伝導はもはや拡散的ではなくなる。このような状況では、試料の一端をパルスの熱すると、他端で、ある遅れと広がりをもったパルスのな温度上昇が観測される。この現象を利用すると、絶縁体や半導体では熱的フォノンの速度、金属では電子の輸送速度を測定できるし、減衰からフォノンや結晶欠陥による散乱の様子を調べることができる。この方法を熱パルス法とよぶ。これは、コヒーレントなマイクロ波領域の超音波パルスの実験に似ているが、コヒーレントでないこと、振動数に大きな分布があること、および、中心振動数が kT/h (k はボルツマン定数、 T は絶対温度、 h はプランク定数)でマイクロ波よりはるかに高いことなどの点で異なる。はじめの2つの性質はむしろ好ましくないものであるが、高い振動数領域であることで、超音波と補補的である。

熱疲労 [英 thermal fatigue, 独 thermische Ermüdung, 仏 fatigue thermique, 露 термическая усталость] 温度変化が繰返されると、一般には膨張・収縮がそれに伴い物体は応力やひずみの繰返しを同時に受けることになる。このようにして起る破壊や破損は、一種の疲労と考えられ、これを熱疲労という。一定の高温にさらされた状態にある材料に、外部からかけた荷重によって繰返し応力が発生し破壊する場合はこれを高温疲労といい、熱疲労と一応区別されている。熱疲労では、温度変化の繰返しと応力変化またはひずみ変化の繰返しとの間の位相差により、いろいろな場合が現れる。両端固定の棒に加熱・冷却を十分低速で繰返せば、高温時圧縮の逆位相となる。また、高温・高圧の流体を管に繰返し圧入する場合は、同位相となることもある。両端固定の軟鋼部材に、たとえば温度差 500 K くらいで加熱・冷却をゆっくり繰返せば、容易に塑性疲労となるので、低サイクル域では、塑性ひずみ振幅と破断または破損繰返し数の間でマンスン・コフィン則が成立することが多い。1 サイクル中高応力時期が相対的に長い荷重波形では、クリープと疲労の複合現象すなわち、クリープ・疲労の相互干渉が問題にされる。

熱ピンチ [英 thermal pinch, 独 thermaler Pinch, 仏 contraction thermique, 露 тепловой пинч-эффект] ⇒ 固

体ピンチ

熱フィラメント [英 filament for thermal emission, 独 Filament für thermische Emission, 仏 filament pour émission thermique] 電子線機器が真空封入型でないとき、または加速電圧が高いときには、酸化物陰極は不適当であるので、電子銃の陰極として金属フィラメントが使用され、これに直接電流を流して加熱し、熱電子放出をさせることが多い。リチャードソン・ドーシュマンの式に従って、陰極温度とともに放出電子流は増大するが、フィラメントの寿命は短くなる。このため高融点のタングステンが最も多く使用されている。必要な電子流の大小によって、らせん形(図1)、ヘアピン形(図2)などの形にされるが、フィラメントの断面が長方形のものも多い。電子顕微鏡では電子源の寸法を小さくするため、先端を尖鋭にしたフィラメントをヘアピンに溶接したもの(図3)もあり、ポインタコードとよばれる。陰極材料として、仕事関数の低いホウ化ランタン(LaBa)も実用化されていて、図4の型式などで加熱されている。



図 1



図 2



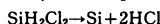
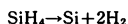
図 3



図 4

熱輻射 = 熱放射

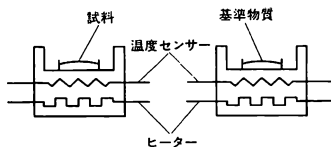
熱分解法 [英 thermal cracking method, 仏 méthode de fissuration thermique, 露 метод термического разложения] 化合物の高温における熱分解を利用して、それに含まれている成分原子または分子の結晶を作成する方法であるが、狭義には集積回路用ケイ素基板にエピタキシャル膜をつくるために用いられている方法のひとつである。たとえばシラン(SiH_4)、ジクロロシラン(SiH_2Cl_2)といった原料ガスを 1000~1100℃ に加熱したケイ素基板に沿って流すと



の反応式に従ってケイ素のエピタキシャル膜をつくることができる。ほかの方法に比べて低い温度で成長を行わせることができるので基板からの不純物の拡散が少なく、良質の膜をつくることができる。原料ガスに数 ppm の PH_3 、 B_2H_6 を混合することによって、P や B を生成膜にドーピングすることができる。

熱分析 [英 thermal analysis, 独 Thermoanalyse, 仏 analyse thermique, 露 термоанализ] 温度を変化させることにより、物質のなんらかの物性変化を検出して分析を行う方法の総称。代表例として、熱の出入りを検出する示差熱分析(differential thermal analysis, 略称 DTA)、示差走査熱量計(differential scanning calorimeter, 略称 DSC)、重量変化を検出する熱重量分析(thermogravimetric analysis, 略称 TGA)、熱膨張や熱収縮、軟化などの力学物性を測定する熱機械分析(thermomechanical analysis, 略称 TMA)などがある。

DTA では試料と熱特性が既知の標準物質(サファイア、アルミニウムなど)を温度可変炉に入れ、その雰囲気温度を一定速度で上昇または下降させながら両者の温度差を検出す。試料が融解・ガス転移・結晶化などの転移を起すと、それに伴って吸熱や発熱が起きるので、両者の温度差に変化が生じ、転移の起きる温度を検出することができる。特に、温度センサーを用い、温度差が生じないように



ヒーター電流を制御し(図参照)、試料に供給する熱量速度を記録すると、定量性が向上し、温度変化域や昇温速度、降温速度を幅広く変えることができ、高い熱量感度の分析が可能となる。これを DSC とよび、材料の転移現象、比熱、反応熱の測定などに広範に使われている。高分子材料などの有機材料、結晶水・吸着水などのある無機物質は、高温になると熱分解を起したり、水分が蒸発して重量が変化することが多い。TGA は、温度変化による試料の重量変化を検出し、重量減少開始温度、重量減少曲線などを求め、材料の熱安定性の評価に用いる。最近では、発生した気体の種類・量を質量分析計で定量してしまいう質量スペクトロメーター熱分析 (mass spectrometric thermal analysis, 略称 MTA) も行われている。一定昇温または降温速度で、試料の厚さ、長さなどの微小な変化を測定する TMA では、線膨張係数やその温度依存性が求まる。たとえば、ガラス転移前後では、熱膨張係数が不連続となる。また、試料に針状のプローブを立て、その位置を測定しながら一定昇温速度で加熱すると、試料の軟化温度が求まる。明確な転移現象の現れにくいアスファルトなどの混合物の特性を決めたりする場合などにも応用されている。

以上のほかに、温度変化による試料の偏光度変化を測定する熱光学分析 (thermo optical analysis, 略称 TOA)、試料に高温で高電圧をかけてから冷却してエレクトレット化し、昇温過程で流れる電流(熱刺激電流)を検出するエレクトレット熱分析など各種の熱分析が考案され、物性研究に利用されている。

熱平衡 [英 thermal equilibrium, 独 thermisches Gleichgewicht, 仏 équilibre thermique, 露 тепловое равновесие] 体系の巨視的な状態は、たとえば圧力、体積のようないくつかの物理量(状態変数)の組によって表され、外界から孤立した体系(孤立系)は、十分長い時間の後にはこれら状態変数が時間的に不変な一定の値をもった状態になることが、経験法則として知られている。このとき体系には熱平衡が成り立っているとい、その状態を熱平衡状態という。全系が熱平衡状態のときには、そのどの部分系も熱平衡の状態にある。また体系 A と体系 B とを合わせた系が熱平衡状態にあるとき、A と B とは熱平衡であるという。体系 A と体系 B が熱平衡であり、その同じ A と体系 C とが熱平衡であるときには、体系 B と体系 C とは熱平衡であることが経験法則として知られている(三体系間の熱平衡の法則、この法則を熱力学の第 0 法則ということがある)。熱平衡をさらに詳しく表せば次のようになる。圧力 p_A 、体積 V_A の体系 A と圧力 p_B 、体積 V_B の体系 B とが熱平衡であるということは、これらの状態変数の値の間にある 1 つの関数関係 $f(p_A, V_A, p_B, V_B) = 0$ が成り立つということである。このことと三体系間の熱平衡の法則から、温度という状態変数の導入が可能であることが示され、熱平衡にある体系の温度は等しいといえることができる。温度の異なる体系を接触させると熱エネルギーの移動が起り、熱平衡が実現すると温度が等しくなる。熱平衡の状態では A から B へ流れる熱量と B から A へ流れる

熱量とが常に等しい。熱平衡でない状態は非平衡の状態とよばれる。

熱放射 [英 thermal radiation, 独 Wärmestrahlung, 仏 rayonnement calorifique, 露 тепловое излучение] 物体はその温度に応じてその表面から電磁波を放射する。そのエネルギーおよびスペクトル分布は物体の種類と温度のみによる。この現象を熱放射、熱輻射、あるいは温度放射という。物体表面に垂直な方向に単位表面積から単位立体角へ単位時間当りに放射されるエネルギーを熱放射強度といい、また単位表面積から立体角 2π の上半空間へ単位時間当りに放射されるエネルギーを熱放射能という。放射が等方的な場合には熱放射能は熱放射強度の 2π 倍となる。外部から孤立し、熱平衡にある空洞の中にある物体の熱放射強度を q 、吸収率を a とすると、熱平衡の条件から空洞内の熱放射線の強さは $E = q/a$ となる。物体がとりうる吸収率 a の最大値は 1 であり、そのような物体を黒体とよぶ。黒体の熱放射強度は E に等しく、その温度において最大の熱放射能を示す(⇒黒体放射)。実在の固体面の熱放射強度 q は、同一温度の黒体の熱放射強度 E より必ず小さい。 q/E で実在の物体の熱放射率 ε を定義する。熱平衡状態においては、熱放射率と吸収率は等しい。熱放射率は全波長範囲で放射する全エネルギー量に関する値であり、物体の種類、状態、さらに表面粗さによって著しい差異があり、また温度によっても変化する。特定の波長について単色熱放射率が同様に定義されるが、特に単色熱放射率が波長に依存せず一定である表面をもつ物体を灰色体といい、実在固体に対する近似として用いられることが多い。

熱膨張 [英 thermal expansion, 独 Wärmeausdehnung, 仏 dilatation thermique, 露 тепловое расширение] 物体の体積(固体、液体、気体の場合)や長さ(固体の場合)が温度上昇とともに増す現象のこと、構成粒子の熱運動が原因であるが、固体の場合、分子間力が非調和的であることと熱運動が絡みあって起る。膨張する程度は膨張率で表現される(⇒膨張率)。

熱膨張計 = 膨張計

熱膨張係数 [英 coefficient of thermal expansion, 独 thermischer Ausdehnungskoeffizient, 仏 coefficient de dilatation thermique, 露 коэффициент теплового расширения] = 膨張率

熱容量 [英 heat capacity, 独 Wärmekapazität, 仏 capacité calorifique, 露 теплоёмкость] ある物体の温度を単位温度変化させるのに必要な熱量。この定義からわかるように、熱容量はもともとは物体の大きさによる量であるが、慣用として、1 mol の物質に対する熱容量であるモル比熱(あるいは 1 mol 熱容量)などを単に熱容量とよぶことがある。特にアメリカではモル比熱を heat capacity とよぶことが多くなっている。比熱と同様に、熱容量は外部条件によって異なる値をもつ。体積を一定としたときの熱容量を定積熱容量、圧力を一定としたときの熱容量を定圧熱容量という(⇒定積モル比熱、定圧モル比熱)。また、磁場一定あるいは磁化一定のもとにおける熱容量、電場一定あるいは分極一定のもとにおける熱容量をそれぞれ区別して扱うこともある。

熱浴 [英 heat bath, 独 Wärmebad, 露 резервуар теплоты] = 熱源

熱浴法 [英 heat bath method] ⇒ モンテカルロ法

熱力学 [英 thermodynamics, 独 Thermodynamik,

仏 thermodynamique, 露 термодинамика] マクロな系の示す熱現象を、マクロな物理量(圧力, 温度, 体積, 内部エネルギーなど)のみを使って記述する理論体系である。熱現象に関する最も基礎的な経験事実を熱力学第0法則, 第一法則, 第二法則, 第三法則という4つの基本法則として集約的に表現し, すべての結論をこれら4法則から演繹的に導くという論理構成になっている。熱現象の起源はマクロな物体を構成している非常にたくさんのミクロな粒子(分子, 原子, 電子など)が行う絶えない運動であるが, 熱力学はこのようなミクロな粒子の運動が存在することを前提としない理論である。その意味で熱力学は現象論であるといわれ, 熱現象をミクロな粒子の運動によって説明しようとする統計力学(⇒統計力学)とは一応独立な理論体系である。ただし, 統計力学の立場から熱力学の理論体系を再構成することは可能であって, これを統計熱力学とよぶことがある。また, 熱力学と統計力学を熱学と総称することもある。

熱力学の特徴を示すものとして「2つの物体を接触させると高温の物体から低温の物体へ熱が流れ, 両者の温度が等しくなったときに熱の流れが止まって熱平衡が成立する」という命題をあげることができる。日常経験に照らし, これは一見自明のようであるが, 論理的にはこの命題は第0法則, 第一法則, 第二法則を含んでいる。まず, 熱現象の定量的な研究の歴史は温度計の確立(18世紀中ごろ)に始まるのであるが, 温度計の原理となるのが熱力学第0法則である(ただし, 第0法則と命名されたのは20世紀になってからである)。2つの物体を接触させておくとやがて熱平衡が成立し, マクロな物理量の時間的变化が認められなくなる(⇒熱平衡)。これについて, 3つの系A, B, CのAとB, AとCがそれぞれ熱平衡にあるならばBとCも熱平衡にある, という経験法則が成立する。温度という概念は, この第0法則に基づいて熱力学に導入される(⇒熱力学第0法則)。

現在でも日常生活では熱と温度が混同されやすいが, 両者の区別は熱容量と潜熱に関するJ. Blackの研究(18世紀中ごろ)によって確立された。高温の物体と低温の物体を接触させると, 前者から後者へカロリック(熱素, A. L. Lavoisierの考えた質量0の流体)が移動すると彼は考えた。ただし, 等量のカロリックを吸収しても, これによって生じる温度上昇は物体の熱容量に逆比例して小さくなり, 溶けつつある氷のような場合には熱容量は無限大で温度上昇は0である(⇒潜熱)。熱を物質と見るこのカロリック説は, 物体間で起る直接の熱伝導をうまく説明するが, 熱的エネルギーと力学的(電磁的または化学的)エネルギーとの相互変換, たとえば摩擦や電流による発熱(正確には温度上昇)には通用しない。Rumford伯は, 大砲の中ぐり作業の際に摩擦によっていくらかでも温度上昇が起りうることを発見し, カロリック説を否定して熱の本質は運動だと主張した(1798年)。その後, さざまなタイプのエネルギーの相互変換に際してエネルギーの総量は一定不変である, という一般原理としてのエネルギー保存則が, J. R. von MayerやH. L. F. von Helmholtzの理論的考察およびJ. P. Jouleの実験的研究などによって確立された(19世紀半ば)。第一法則は, マクロにいて静止している物体も実は熱的エネルギー, もっと正確に言えば内部エネルギーをもち, これを考えに入れば熱現象についてもエネルギー保存則が成立することを主張したものである。ミクロな立

場から見れば物体が内部エネルギーをもつことは自明であって, 物体を構成するミクロな粒子の運動エネルギーおよびポテンシャル・エネルギーの総和にほかならない。物体の状態変化に伴う内部エネルギーの変化から, 物体に加えられたマクロな外力(ピストンを押す力や固体表面を摩擦する力)のなす力学的な仕事を引いた残りを, 状態変化に際して物体が外部から吸収した熱量とよぶ(⇒熱力学第一法則)。

ミクロな立場から見ると, 熱量もミクロな粒子が互いに力を及ぼしあうことによって2つの物体間に起る力学的エネルギーの移動であるが, ミクロな過程を通じて移動が行われるために, (マクスウェルの魔物には可能でも)私たちに完全に制御することのできない要素がある。これを熱力学的に表現するものが熱力学第二法則である。2つの物体を接触させたときに, 第一法則は一方の失った熱量が他方の吸収した熱量に等しいことだけを要求するのに対し, 第二法則は高温の物体から低温の物体へ熱が移動することを要求する。電気冷蔵庫のように低温(庫内)から高温(庫外)に熱を移す装置はあるが, この場合にはモーターを回すことによって力学的な仕事が同時になされている。電気冷蔵庫の電力消費量を0にすることはできないというのが第二法則の主張である。第二法則はN. L. S. Carnotの蒸気エンジンに関する理論的研究(1824年)に始まり, R. J. E. Clausius, Kelvin卿によって確立された。熱エンジンには高温の熱源(ガソリンの爆発)と低温の熱源(冷却剤)があり, 前者から吸収した熱量と後者に放出する熱量との差額が力学的な仕事に転換される。低温熱源に捨てられる熱量を0にできるなら, 大洋や大気を熱源としてその内部エネルギーをいくらかでも仕事に変換できるので, エネルギー問題は解消する。このようなエンジン(第二種永動機関)は不可能だという形に第二法則を表現することもある(⇒熱力学第二法則)。低温熱源へ捨てる熱量が極小になるのは, エンジンを準静的に, つまり熱平衡からのずれが無限小とみなせるほどゆっくり運転する場合で, このとき高温熱源で吸収する熱量と低温熱源に放出する熱量との比は両熱源の温度だけで決る。この比が熱源の絶対温度の比に等しいとして熱力学に絶対温度が導入される。エンジンが有限速度で運転される一般の場合の熱量の比は, 絶対温度の比より小さい(⇒熱機関の効率)。

もし低温熱源を絶対零度にすることができれば, そこに捨てられる熱量も0になり, 高温熱源で吸収した熱量をすべて仕事に変えることができるはずである。しかし, この可能性は, 有限回の実験操作で絶対零度に到達することはできない, という熱力学第三法則によって実際否定される(⇒熱力学第三法則)。

第二法則および第三法則は, エントロピーを使って定式化することができる(⇒エントロピー)。物体がある熱平衡状態から別の熱平衡状態へ移るときのエントロピー変化は, 準静的過程ならば物体が吸収した熱量と絶対温度の比に等しく(可逆過程), 一般の場合にはこの比より大きい(不可逆過程)。このように, 熱力学は一般には不等式しか与えないので, 有限速度で起る過程を動力学的に追跡することができない。この点で熱力学を拡張しようとするのが非可逆過程の熱力学である(⇒不可逆過程の熱力学)。ミクロな立場から見ると, 物体中の粒子の運動は多少とも無秩序であり, その程度がエントロピーで表される。第二法則は, 放置すればミクロな運動はより一層無秩序になること

がほとんど確実であることを意味する。また第三法則は、温度が下がるにしたがってミクロな運動は秩序を増し、絶対零度では完全な秩序状態になることを意味するのである。

熱力学関数 [英 thermodynamic function, 独 thermodynamische Funktion, 仏 fonction thermodynamique, 露 термодинамическая функция] 物質系の熱力学的挙動を見通しのよい形で包括する状態量のことで、熱力学特性関数ともいう。内部エネルギー、エンタルピー、ヘルムホルツの自由エネルギー、ギブスの自由エネルギーなどをさす。場合によってはエントロピーなども熱力学関数とよばれることがある。

内部エネルギー U の無限小変化の式

$$dU = TdS - pdV \quad (\text{可逆変化})$$

において、エントロピー S と体積 V の組 (S, V) を粒子の座標に対応させるならば、 $(-T, p)$ を粒子に働く力に、 U をそのポテンシャルエネルギーに対応させることができよう (T は温度、 p は圧力)。もし (S, V) ではなく (T, V) を状態変数に選ぶならば、 $TdS = d(TS) - SdT$ で置換え、 $d(TS)$ を左辺に移す。こうして得られる新しい関数 $F = U - TS$ が座標 (T, V) に共役な「力」 (S, p) のポテンシャルエネルギーとして働くことは明らかである。この関数 F が状態変数 (T, V) に対する熱力学関数であり、ヘルムホルツの自由エネルギーという。状態変数を (S, p) に移せばエンタルピー $H = U + pV$ が、 (T, p) に移せばギブスの自由エネルギー $G = H - TS$ が、それぞれの場合の熱力学関数であることも容易にわかる。この G をギブス・ポテンシャルということがある。

静力学の範囲に限っていえば、粒子の安定位置はポテンシャルエネルギーの極小点である。もし状態変数の組を固定した条件で考えるならば、同様なことが熱力学的系でも成り立つ。すなわち、固定変数の組に対応する熱力学関数が最小値をとる状態が熱力学的に安定である。

熱力学第一法則 [英 first law of thermodynamics, 独 erster Hauptsatz der Thermodynamik, 仏 première loi de la thermodynamique, 露 первый закон термодинамики] 熱力学の基本法則のひとつ。熱という形を含めてエネルギー保存を主張するものであって、R. Mayer, J. Joule, Kelvin 卿, R. J. E. Clausius, H. Helmholtz らによって確立された。次に述べる経験事実としてのエネルギーの原理および、それに基づいて数学的推論により導き出される法則を区別しないで熱力学第一法則ということが多い。簡単のため、まず、物質の出入りのない体系について述べる。「仕事 W と熱 Q を与えて、体系を熱平衡状態(1)から熱平衡状態(2)へ変化させるとする。(1)から(2)への変化過程はいろいろありえて、それに応じて W および Q の値が異なる。しかし両者の和 $W+Q$ 、すなわち、体系が外部から受取る力学的エネルギーと熱的エネルギーの和は、(1)と(2)が定まっている限り常に一定である」(エネルギーの原理)。いま(1)から(2)への状態変化を準静的過程とし、適当な状態変数の空間で考えると、この $W+Q$ はある微分形式の線積分で表される。上の経験事実は、この線積分の値がその道筋によらないことを示したものであって、このとき、その微分形式が考える状態変数のある関数(これを E とする)の全微分として表される。線積分の値すなわち $W+Q$ は

$$E_2 - E_1 = W + Q$$

となる。ここで E_1, E_2 は E の(1)および(2)での値である。この E を体系のエネルギーと名づけ、内部の状態による部分のみに着目するとき、これを内部エネルギーとよび、普通 U で表す。熱力学第一法則は内部エネルギーという状態量が存在することを主張する法則であるともいえる。仕事 W 、熱 Q が道筋によって異なり、状態量ではない。微小変化を考える場合には $dU = d'W + d'Q$ と表す。 d' は微小量ではあるが、全微分とは限らないことを示すためである。次に、体系に物質の出入りがある場合を考える。この場合にも質量的作用に基づくエネルギーの変化 $d'A$ (あるいは A) を考えることにより、全く同様に第一法則 $dU = d'W + d'Q + d'A$ 、 $U_2 - U_1 = W + Q + A$ が成り立つことが示される。また第一法則は、エネルギーの補給を受けずに、仕事をなし続ける動力機関、すなわち、第一種の永久機関をつくることは不可能であることを意味する。

熱力学第三法則 [英 third law of thermodynamics, 独 dritter Hauptsatz der Thermodynamik, 仏 troisième loi de la thermodynamique, 露 третий закон термодинамики] 第0法則、第一法則、第二法則とならぶ熱力学の基本法則。熱力学第三法則はネルンスト・プランクの定理ともよばれ、次のようにいい表される。「単一成分をもつ均質な物体のエントロピーは、絶対零度に近づくに従い、物質の種類、相、圧力に無関係な一定の値に近づく」。エントロピーは示量性の量であるから、1mol 当りのエントロピーを考えると上の一定の値は普遍定数となる。実測で問題となるのはエントロピーの差であるから、この普遍定数は何にとってもよいはずである。それを0とすると

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0$$

が成り立つ。これは第三法則を式の形に表したものである。第三法則から、一般的に、物質の熱容量 (C_p, C_v)、圧力の温度係数 $(\partial p / \partial T)_v$ 、磁化の温度係数 $(\partial M / \partial T)_H$ などが、絶対零度に近づくに従い、0 に近づくことが示される。また、「どのような物質を用い、どのような過程をくふうしても、有限回の操作では絶対零度の状態を実現することはできない」(絶対零度の到達不可能性)ことが結論される。すなわち、ある温度 $T'(>0)$ の状態から準静的・断熱的(この過程が最も大きく温度を降下させる)な操作を行って、温度 T'' の状態に変化させたとする。エントロピーの変化はないから、 C_p を熱容量として、 $\int_{T''}^{T'} C_p dt / T = \int_0^{T'} C_p dt / T$ が成り立つ。ここで絶対零度でのエントロピーの値が物質の状態によらないことが用いられている。 $T''=0$ であるとして、 $\int_0^{T'} C_p dt / T = 0$ でなければならない。熱力学的安定性から $C_p > 0$ であるから、これは不合理である。すなわち $T''=0$ とすることはできない。また上の $(\partial M / \partial T)_H \rightarrow 0$ ($T \rightarrow 0$) は断熱消磁法によって $T=0$ に到達することが不可能であることを意味するものである。

数多くの物質について、液相、固相での状態変化、反応などの実験結果から W. Nernst は、1906 年に次の法則を提出した。「液相において固相での等温・等圧的な物理的、化学的な変化において、エントロピーの変化は絶対温度とともに 0 に近づく」これはネルンストの熱定理とよばれ、第三法則の原型となるものである。この定理は、いろいろな物質のエントロピーの値を熱量測定から計算する際の不定

の定数を確定するのに重要な意義をもつものであるが、絶対零度の到達不可能性の問題を議論するためには不十分である。初めに述べた、ネルンスト-プランクの定理はその点も含んでいる。

この第三法則の意味の理解を深めるためには、分子論的な考察、すなわち統計力学的な面からの考察が有効である。ボルツマンの原理によれば、体系のエントロピーは $S = k \log W$ (k はボルツマン定数) で与えられる。ここで W は体系の巨視的(熱力学的)状態(体積, エネルギー一定)において許される量子状態の総数である。ゆえに $\lim_{T \rightarrow 0} S = 0$ は、系内の粒子数を N とするとき W が e^N と比べ十分小さいことを意味するが、 $\lim_{T \rightarrow 0} S = 0$ が厳密に成り立つには、絶対零度の巨視的状态では $W = 1$ 、すなわち体系に許される量子状態がただ1つでなければならない。量子力学的に言えば、体系の基底状態の縮退度が1であることに対応する。これを量子力学的に一般的に証明することはできないが、体系内の相互作用を大きいものから小さいものへ順に考慮していくと、一般に量子状態の縮退が次々と解けていくことが知られているので、その意味はよく理解できる。また、ある物質の気体状態でのエントロピー $S_0(T, p)$ は

$$S_0(T, p) - S_0 = \lim_{T_0 \rightarrow 0} \int_{T_0}^T \frac{d'Q}{T}$$

で計算される。 S_0 は絶対零度でのエントロピーの値、 $d'Q$ は体系に入る熱量すべてを表す。積分は $T \rightarrow 0$ 、 $p \rightarrow 0$ の状態から、 T, p の気体状態まで準静的な道筋について加え合わせることを示す。すなわち右辺は熱量測定から求められるエントロピーである。一方、十分温度の高い所での気体の分配関数(したがって、ヘルムホルツの自由エネルギー)は分光学的な実験データをもとにして計算することができ、それから求めるエントロピー(分光学的エントロピーとよばれる)を $S_0(T, p)$ と考えることが許される。この考えに立てば、実験値から S_0 を定めることができる。多数の物質について調べてみると、大多數のものでは S_0 は十分0に近いが、0でないある一定の値を示す物質もある。この「凍りついたエントロピー」、それに対応する量子力学的な縮退度の問題については、実験的には凍りついたものをなんらかの方法で溶かすことが常に可能なかどうか、理論的には縮退を分裂させるような機構が常に存在しうるものなのかどうか、いまだに十分に解明されたとはいえない状況にある。この意味において、第三法則をほかの基本法則とは同列に扱わない人もいる。

熱力学第0法則 [英 zeroth law of thermodynamics, 独 nullter Hauptsatz der Thermodynamik, 仏 loi thermodynamique zéro, 露 нулевой закон термодинамики] 三体系間の熱平衡の法則をもとにして、温度という状態変数が導入可能であることが証明されるが、三体系間の熱平衡の法則および温度の存在定理を熱力学第0法則とよぶことができる(⇒熱平衡)。

熱力学第二法則 [英 second law of thermodynamics, 独 zweiter Hauptsatz der Thermodynamik, 仏 deuxième loi de la thermodynamique, 露 второй закон термодинамики] 熱力学の基本法則のひとつである。エントロピー増大則ということもある。第一法則が状態変化においてのエネルギーの保存を述べているのに対し、第二法則は状態変化の起る方向についての基本法則である。熱力学第二法則にはさまざまな表現があり、「高い温度の部分から低い温

度の部分へ熱が移動する過程は、ほかに何の変化も残らない場合には不可逆過程である」(⇒クラウジウスの原理)、あるいは「仕事は熱に変わる過程は、ほかに何の変化も残らないならば不可逆過程である」(⇒トムソンの原理)、あるいは「与えられた体系の任意の状態の任意の近傍に、その状態から断熱変化によっては到達することのできない状態が少なくとも1つ存在する」(⇒カラテオドリの原理)という形に表現される。上に述べた3つの形の原理はいずれも対等である。数学的にはエントロピーを用いて定式化できる。任意の体系の任意のサイクルにおいて、体系が吸収する熱量 Q_n をその時の供給源の温度 T_n で割ったものの総和は、クラウジウスの原理を認めるならば $\sum_n Q_n/T_n \leq 0$

であることが示される(⇒クラウジウスの不等式)。これを準静的過程に適用し、線積分の表式を利用すれば、状態量エントロピー S の存在が導かれる。第二法則は、「体系には状態量 S が存在し、その状態(1)から(2)への一般の状態変化においては $S_2 - S_1 \geq \int_C d'Q/T^{(e)}$ が成り立つ」と表される。積分は道筋 C に沿った線積分を意味し、 $d'Q$ は微小熱量(Q という関数の微分を意味するものではないことを示すために $d'Q$ とした)、 $T^{(e)}$ はその供給源の温度である。微小な状態変化の場合は $dS \geq d'Q/T^{(e)}$ である。等号は変化が可逆的であるときに成り立つ。準静的過程では $T^{(e)}$ と体系の温度 T は等しいから $dS = d'Q/T$ となる。したがって第一法則とまとめて

$$dU = d'W + TdS$$

が成り立つ。断熱準静的過程では $dS = 0$ (エントロピー不変)、断熱不可逆過程では $dS > 0$ (エントロピー増大) が成り立つ。

熱力学的安定性 [英 thermodynamic stability, 独 thermodynamische Stabilität, 仏 stabilité thermodynamique, 露 термодинамическая устойчивость] 体系に起る一般の状態変化においては、条件式

$$dU - T^{(e)}dS - d'W - \sum_{i=1}^r \mu_i^{(e)}dn_i \leq 0 \quad (1)$$

が成り立つことが熱力学第二法則からいえる。ここで U は体系の内部エネルギー、 S はエントロピー、 $d'W$ は外から供給される仕事、 $T^{(e)}$ は外部の熱の供給源の温度、 $\mu_i^{(e)}$ は i 番目の物質の供給源の化学ポテンシャル、 n_i はその粒子数である。したがって、体系の状態変数の現在の値にどのような向きの仮想的変動を与えても

$$\delta U - T^{(e)}\delta S + p^{(e)}\delta V - \sum_{i=1}^r \mu_i^{(e)}\delta n_i \geq 0 \quad (2)$$

が成り立つならば、体系は現在の状態から実際に変化を起すことはない。すなわち、式(2)は体系が熱平衡状態にあるための必要十分条件である。この式では状態量の任意の変動を示すために δ を用い、仕事は外からの圧力を $p^{(e)}$ 、体系の体積を V として $-p^{(e)}\delta V$ とした。式(2)で微小な変動を考えると、これからいろいろな物理量の平衡状態での満たすべき不等式(熱力学の不等式)を導くことができる。これを具体的に見るため、 U を S, V, n_1, \dots, n_r の関数として、 δU を $\delta S, \delta V, \delta n_1, \dots, \delta n_r$ で展開してみる。体系の温度などは $T = (\partial U / \partial S)_{V, n}$ 、 $p = -(\partial U / \partial V)_{S, n}$ 、 $\mu_i = (\partial U / \partial n_i)_{V, S, n_{j \neq i}}$ で与えられるから、 δS などの一次までとった式から、 $T = T^{(e)}$ 、 $p = p^{(e)}$ 、 $\mu_i = \mu_i^{(e)}$ ($i = 1, \dots, r$) が出る。これは平衡条件である。次に二次までとった式(質

量作用はないものとする)からは $\delta T \delta S - \delta p \delta V \geq 0$ が得られ、変数を T, V とすると

$$C_V(\delta T)^2 - \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T (\delta V)^2 \geq 0$$

が導かれる。これが成り立つためには $C_V \geq 0, (\partial p / \partial V)_T \leq 0$ が必要であり、これは熱力学の不等式の例にほかならない。ここで、等号が成り立つときには注意を要する。実際、臨界点においては $(\partial p / \partial V)_T = 0$ となる。このときは δV の4次まで考えねばならず、 $(\partial^2 p / \partial V^2)_T = 0, (\partial^3 p / \partial V^3)_T \neq 0$ が導かれる。

熱力学の温度 [英 thermodynamical temperature, 独 thermodynamische Temperatur, 仏 température thermodynamique, 露 термодинамическая температура] \Rightarrow 絶対温度

熱力学の極限 [英 thermodynamic limit, 仏 limite thermodynamique, 露 термодинамический предел] 統計力学から熱力学を導くには、密度その他の示強変数が一定で全体的その他の示量変数が無限大の極限を考える必要があり、これを熱力学の極限という。この極限での自由エネルギーの存在定理や、もっと一般に非平衡系での、時間を含んだエントロピー関数の存在定理などが適当な条件の下に証明されている。特に、不可逆性は、熱力学の極限で初めて現れる現象である。

熱力学の重率 [英 thermodynamical weight, 仏 poids thermodynamique] 巨視的な物体の場合、同一の巨視的な状態に対応する非常に多数の微視的な状態が存在し、後者の数を前者の熱力学的重率とよぶ。正確にいうと熱平衡にある物体の巨視的な状態は、全エネルギー、全粒子数などの少数の物理量の値を巨視的な精度で指定すれば決まるが、物体を微視的な粒子で見た力学系とみなすと、この指定条件を満たす独立な量子力学の定常状態の数 W は非常に大きい。 k をボルツマン定数として

$$S = k \ln W$$

が物体のエントロピーである。 W をマクロな状態の熱力学的重率とよぶのである。熱力学第二法則は、孤立した物体に起る熱力学的变化は W の増大する向きに起ると解釈することができる。

熱力学の性質 [英 thermodynamical property, 独 thermodynamische Eigenschaft, 仏 propriété thermodynamique, 露 термодинамическое свойство] 熱力学はいくつかの巨視的変数(状態変数)によって指定される物質系の平衡状態を対象とするものであり、状態変数の関数として定義可能な物理量を取扱う。このような量とその変化率に結びつけることのできる物理的、化学的性質が熱力学の性質である。熱力学は物質の電子的、原子的構成の詳細に立ち入らない。したがって、たとえば安定な化合物における原子の結合の機構は熱力学の対象ではない。しかし、熱した化合物の解離は熱力学の対象となる。また、物質の磁性は電子の運動に起因するものだが、その温度変化や磁場変化などは熱力学の性質である。しかし、温度変化を示す物理量のすべてが熱力学の対象だというわけではない。顕著な温度変化を示しても、物質の熱伝導率は熱力学の性質ではない。それは状態変数の関数として定義できないからである。

熱力学の臨界緩和 [英 thermodynamic critical slowing down, 仏 ralentissement critique thermodynamique, 露 термодинамическая критическая релаксация] \Rightarrow 臨

界緩和

熱力学の臨界磁場 [英 thermodynamical critical field, 独 kritisches thermodynamisches Feld, 仏 champ critique thermodynamique, 露 термодинамическое критическое поле] 熱力学の立場から導入される超伝導体の臨界磁場。一般に試料の磁気エネルギーを考慮したギブスの自由エネルギー密度 g の変化 dg は、 $dg = -s dT - \mu_0 M dH$ で与えられる。ここで s は単位体積当りのエントロピー、 M は磁化、 $\mu_0 H$ は外部磁場である。これより、温度一定のとき、磁場 $\mu_0 H$ がかかっているときの超伝導状態と常伝導状態のギブスの自由エネルギー $g_s(H, T)$, $g_n(H, T)$ の差は

$$g_s(H, T) - g_n(H, T) = g_s(0, T) - g_n(0, T) - \int_0^H \mu_0 (M_s - M_n) dH \quad (1)$$

となる。通常、常伝導状態の磁化 M_n は、超伝導状態の磁化 M_s に比べ、無視できるほど小さいので、 $M_n = 0$ とおく。常伝導状態に転移する磁場 H_c では、常伝導、超伝導両状態が共存しているので、 $g_s(H_c, T) = g_n(H_c, T)$ の条件が満たされなければならない。これより

$$g_n(0, T) - g_s(0, T) = - \int_0^{H_c} \mu_0 M_s dH \quad (2)$$

式(2)の右辺は超伝導状態を常伝導状態に変化させるのに要する磁気仕事である。熱力学の臨界磁場 H_c は、この磁気仕事に等価の磁気エネルギーとして

$$\frac{\mu_0 H_c^2}{2} = - \int_0^{H_c} \mu_0 M_s dH \quad (3)$$

と定義されている。第一種超伝導体の場合は、 H_u は H_c に等しいので、 H_u の測定より H_c を直接求めることができるが、第二種超伝導の場合は $H_u = H_{c2}$ (上部臨界磁場)なので、式(3)に従い、磁化曲線の面積から H_c を求めなければならない。また、磁場0のときは、エネルギー差が

$$g_n(0, T) - g_s(0, T) = - \int_0^T (s_n - s_s) dT \quad (4)$$

に従うことを利用し、両状態の比熱・温度曲線より H_c を求めることができる。

熱力学特性関数 [英 thermodynamical characteristic function, 独 thermodynamische charakteristische Funktion, 仏 fonction thermodynamique caractéristique, 露 характеристическая функция термодинамики] \Rightarrow 熱力学関数

熱力学の不等式 [英 thermodynamic inequality, 独 thermodynamische Ungleichung, 仏 inégalité thermodynamique, 露 термодинамическое неравенство] 熱力学第二法則において導入可能なことが示される状態量エントロピー S を用いると、一般の過程において $dS \geq d^*Q/T^{(e)}$ が成り立つ。 d^*Q は体系に外から供給される熱量で $T^{(e)}$ は供給源の温度である。この不等号が熱力学の表式に現れる不等号の源である。第一法則を使うと $dU - T^{(e)} dS - d^*W \leq 0$ が成り立つ。等方的な体系を考え、状態変化に際し、外からなされる仕事が $d^*W = -p^{(e)} dV$ で表されるものとする($p^{(e)}$ は外からの圧力、 dV は体系の体積の増加)

$$dU - T^{(e)} dS + p^{(e)} dV \leq 0$$

が成り立つ。これをもとにしていろいろな不等式が導き出される。たとえば温度が T_1 と T_2 の2つの熱源の間に作動する一般の熱機関の効率 η は、次の不等式を満足する($T_2 > T_1$ とする)。

$$\eta \leq \frac{T_2 - T_1}{T_2}$$

等号は可逆的である場合に成り立ち、そのときに限る。また体系の熱力学的安定性の議論から出てくる式の不等号も、結局は同じ源をもつものである。たとえば

$$C_V > 0, \quad \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T < 0$$

などがそれである。熱力学の不等式というとき、この熱力学的安定性条件の不等式をさすことが多い。

熱力学変数 [英 thermodynamical variable, 独 thermodynamische Größe, 仏 grandeur thermodynamique, 露 термодинамическая величина] = 状態変数

熱力学ポテンシャル [英 thermodynamic potential, 独 thermodynamisches Potential, 仏 potentiel thermodynamique, 露 термодинамический потенциал] ある固定条件の下で、平衡状態にあるときに極小値をとるような、エネルギーの次元をもつ状態量(状態だけに関係する熱力学的量)を熱力学ポテンシャルという。もし温度 T と体積 V が一定ならば、ヘルムホルツの自由エネルギー $F = U - TS$ が平衡状態で極小であり、また、もし温度 T と圧力 p が一定ならば、ギブスの自由エネルギー $G = F + pV$ が平衡状態で極小になる。ここで U , S はそれぞれ系の内部エネルギー、エントロピーである。ヘルムホルツの自由エネルギーとギブスの自由エネルギーとを熱力学ポテンシャルとよぶことがあるが、広義には熱力学関数はいずれも熱力学ポテンシャルである。量子統計力学で重要な熱力学ポテンシャルとして、粒子源との間に粒子のやりとりの許されている系における、 $\Omega = -pV$ がある。この量は、温度 T 、体積 V 、化学ポテンシャル μ が一定の条件において、平衡状態で極小になる。熱力学ポテンシャル Ω を得るには、モル数 n の変化も考慮に入れたときの F の無限小変化の式

$$dF \leq -SdT - pdV + \mu dn$$

において、変数を (T, V, n) から、 (T, V, μ) に移す。新しい変数の組で書いた無限小変化の式

$$d\Omega \leq -SdT - pdV - nd\mu$$

で、 F の役割をする量は $\Omega = F - n\mu$ であるが、ここで $G = n\mu$ の関係を使う。上式で、不等号は不可逆変化に対して成り立つ。この不等号から Ω の極小性が出てくる。

熱力学模型(原子核の) [英 thermodynamical model, 独 thermodynamisches Modell, 仏 modèle thermodynamique, 露 термодинамическая модель] 原子核反応を熱力学的に扱う理論的な方法。重い原子核ではそれを構成する核子の数が極めて多いため、原子核が励起された場合に、得たエネルギーを構成核子に分配するしかたの数は極めて大きい。異なる分配には異なる状態が対応するとすれば、一定の励起エネルギーに対して極めて多くの励起状態があることになる。この場合、個々の励起状態をシュレディンガー方程式を解いて求めることはできないので、統計力学の理論を適用し、熱力学変数を用いて励起状態の単位密度などを導く。 $\rho(E)$ を単位密度とすると、 $\rho(E)dE$ は励起エネルギーが E から $E+dE$ の範囲内にある単位の数になる。系の励起エネルギーが核の全構成核子にいきわたった複合核状態は熱平衡状態であると考え、 $S(E) = \log \rho(E)$ をその状態のエントロピーとすると、関係式 $dS(E)/dE = 1/T$ から温度 T が定義できる。原子核をフェルミ気体として取扱い、 E を T の関数として T のべきで展開し、高

次の項を無視すると、 $E = aT^2$ となる(a は定数)。これを用いると $S = \int dE/T = 2(aE)^{1/2} + \text{定数}$ となり、

$$\rho(E) = C \exp[2\sqrt{aE}]$$

が得られる。これは $\rho(E)$ の標準的な形として用いられ、定数 a と C は実験にあうように決める。 $\rho(E)$ が重要になるのは、原子核の高い励起状態からの粒子の放出確率や放出粒子のスペクトルを蒸発理論によって計算するときで、その際は、温度 T がパラメーターとして用いられることが多い。温度 $T = \sqrt{E/a}$ と与えられ、 a が C より重要なパラメーターになる。低エネルギーの中性子散乱における共鳴準位の単位密度などから、 $a \approx A/20 \sim A/10$ (A は核の質量数)であることが知られている。 E および T の関係については、実験をよく再現する目的でさらにいろいろな効果を取り入れた式がある。J. M. Lang と K. J. LeCouteur は 1954 年に、 A を原子核の質量数として、 $E = (1/11)AT^2 - T + (1/8)A^{2/3}T^{1/3}$ [MeV] が実験をよく再現することを示した。T. E. O. Ericson は、1960 年に $\rho(E) = (1/16)(\pi^2/a)^{1/4}E^{-5/4} \exp[2(aE)^{1/2}]$ を導いた。1962 年に L. F. Hansen と R. D. Albert が中性子・陽子数の偶奇性や粒子・粒子相関を考慮して導いた式(ハンセン・アルバートの式) $\rho \propto [E + P_B(Z, N)]^{-2} \exp[2\{a(E + P_B(Z, N))\}^{1/2}]$ も実験の解析に用いられる。

熱流磁気効果 [英 thermomagnetic effect, 独 thermomagnetischer Effekt, 仏 effet thermomagnétique, 露 термомагнитное явление] 直方体の導体の長さ方向に熱流を流し、それに垂直あるいは平行に磁場をかけるとき、横方向あるいは縦方向に電圧あるいは温度差が現れる。それらを総称して熱流磁気効果という。またこれに似たものとして、一次流が熱流の代りに電流であるときの諸効果を総称して電流磁気効果という。表に熱流磁気効果を一括して示す。表の横効果は熱流または磁場の向きの逆転に対して符号を反転し、縦効果は反転しない。

熱流に対する方向		現象 (効果)
磁 場	現 象	
垂 直 (横磁場)	垂 直 (横効果)	両方向に垂直な方向に温度勾配が現れる (リーギルデック効果)
	平 行 (縦磁場)	両方向に垂直な方向に電圧が生じる (ネルンスト-エッティングスハウゼン効果)
平 行 (縦磁場)	垂 直 (横効果)	熱伝導率が変化する (マギー-リーギルデック効果)
	平 行 (縦効果)	熱起電力が変化する (縦ネルンスト-エッティングスハウゼン効果)
垂 直 (横磁場)	垂 直 (横効果)	熱伝導率が変化する
	平 行 (縦効果)	熱起電力が変化する

熱量 [英 heat quantity, 独 Wärmemenge, 仏 quantité de chaleur, 露 количество тепла] \Rightarrow 熱, 熱学量の単位, カロリー

熱量計 [英 calorimeter, 独 Kalorimeter, 仏 calorimètre, 露 калориметр] 熱量を測定する装置の総称。その測定の方法は、(1) 熱容量既知の物体の温度変化を測定する方法(例: 水熱量計, 銅熱量計), (2) 温度が一定の過程で、状態変化を受けた潜熱の知られた物質(たとえば、融解した水, 凝縮した水)の質量、あるいは体積変化を測定

する方式(例: 氷熱量計, 蒸気熱量計)のいずれかである。また, 熱量計内での熱の放出が一定圧力の下で行われるか, 圧力の変動があっても一定体積の下で行われるかによって, 定圧熱量計, 定容熱量計のように区分することもある。比熱などのような少量の熱量の測定には定圧熱量計が多く用いられ, 燃焼熱のような多量の熱量の測定では一般に定容熱量計いわゆるボンベ型熱量計が用いられる。熱量計の測定過程で外部からの熱の影響を機構的に遮断することが理想であるが, このような熱量計を断熱式熱量計といい, 外界からの熱出入を補正式によって計算する熱量計を非断熱式熱量計という。また, 測定熱量の少ない熱量計を微小熱量計という。

熱量測定 [英 calorimetry, 独 Kalorimetrie, 仏 calorimétrie, 露 калориметрия] 熱量計を用いて物質の比熱, 融解熱, 気化熱, 燃焼熱などを測定する操作をいう。熱量の測定では, その目的に応じた適当な熱量計を選択することが必要である。選択にあたっては, 試料の種類(固体, 液体, 気体の別), 測定対象の熱量(燃焼熱のような多量の熱量, 比熱, 融解熱などのような微小な熱量), 測定の精度, 測定の難易性などを考慮して熱量計を決める。熱量の測定方法としては, 熱量計自身の温度を T_c , 周囲の温度を T_s , 単位時間に生成した熱量を Q としたとき, $T_c = T_s$ として T_c を測定し, Q を求める断熱式測定法, $T_c \neq T_s$ として T_c を測定する非断熱式測定法, $T_c = T_s$ として Q を潜熱またはほかの状態変化量から直接求める恒温度測定法, $T_c \neq T_s$ として平衡状態にあるときの Q を流水に吸収させて流水の温度変化, 質量から Q を求める流水式測定法, $T_s = \text{一定}$ として Q とともに T_c が変化するとき中性体の温度 T_n と T_c の温度差 ΔT を測定して Q を知る示差熱式測定法, $dT_s/dt = \text{一定}$ として $\Delta T = 0$ になるための補償電力を測定して Q を知る示差走査式測定法などに分類される。いずれの測定法によっても温度測定を伴うものにあつては精度の高い温度計を用いること, 状態変化量を測定するものにあつては微小な変化量を求めることが大切である。また, 測定に際しては, 測定室内の雰囲気を一定に保つことも重要なことで, 恒温室での測定が望ましい。

熱ルミネッセンス [英 thermoluminescence, 独 Thermolumineszenz, 露 термолуминесценция] たき火に投じられた鉱物が発光することや古くから知られている現象で, 蛍光物質に外部から加えられた刺激(光や放射線など)を断つた後, 加熱したときに発する蛍光(ルミネッセンス)をいう。蛍光物質を低温に保った状態で外部から刺激を加えると, 物質原子内の電子は, 基底状態からさまざまな励起状態に移移する。ここで刺激を断つと, 励起状態にある電子は光を放出して時間とともに基底状態に戻っていく。しかし, 十分に時間がたつてほとんど発光が見られなくなったときには, 物質中にはさまざまな準安定な励起状態が残っており, この状態にある電子は直接には光を放出しない。ここで物質の温度を少しずつ上昇させると, 準安定状態にある電子は格子振動の助けを借りて, 発光可能な状態へ移り, 熱ルミネッセンスを発生する。この準安定状態が発光可能な状態へ熱的に移る確率は, $\exp(-\Delta E/kT)$ で与えられる。ここで ΔE は準安定状態と発光可能な状態との間にある熱的エネルギー障壁の高さである。したがって, 温度 T の上昇によって, ΔE の小さな準安定状態から順に励起状態が解放されるわけである。絶縁体や半導体

の大部分は熱ルミネッセンスを発生する性質をもっていて, 発光する温度は低温から数百度まで分布している。一定の速さで加熱した場合の温度に対する発光強度の分布は, グロー曲線とよばれる。準安定状態や捕獲中心を調べる手段として利用されている。また, 物体を加熱したとき放出される光の量が普通の熱放射より多い場合には, その物体はそれまでに放射線たとえば宇宙線をより多くあびていたことになる。このことから, その物体がいつつくられたかを知ることができる。この方法は熱ルミネッセンス年代測定といわれている。

熱ルミネッセンス線量計 [英 thermoluminescence dosimeter, 独 Thermolumineszenzdosimeter, 仏 dosimètre thermoluminescent, 露 термолуминесцентный дозиметр] 放射線で照射された物質を加熱したときに生じる蛍光(熱ルミネッセンス)の発光量が受けた線量に比例することを利用して線量計。TLD と略される。CaSO₄, LiF, Mg₂SiO₄, CaF₂, BeO などの結晶粉末をガラス容器などに封入したものが TLD 素子として使用される。線量を求めるには, 400°C 付近まで一定の速さで加熱しながら熱蛍光の光量を測定する読取り装置が必要である。通常 X 線 (X 線) の線量測定に用いられ, 数 mrad から数千 krad の範囲の線量まで測定できる。また, LiF に ⁶Li を濃縮したものをを用い熱中性子の測定ができる TLD 素子もある。TLD は個人被曝管理, 医学的利用, 熱中性子線の測定, 地域放射能の測定などに利用されている。

熱励起 [英 thermal excitation, 独 thermische Anregung, 仏 excitation thermique, 露 тепловое возбуждение] 巨視的な物体中の微視的な粒子(または粒子集団)が, 熱運動のためにエネルギーの高い状態に存在すること。絶対温度 T の物体の場合, 絶対零度と比べると, 1 粒子当たり kT 程度エネルギーの高い状態が出現する。ただし k はボルツマン定数 ($\approx 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$) である。

熱レンズ効果 [英 thermal lens effect, 独 Effekt der thermischer Linse, 仏 effet de lentille thermique, 露 эффект тепловой линзы] 熱によって気体の密度が空間的に不均一になり, それとともに屈折率が部分的に変化することによってレンズ作用をする効果をいう。身近な例としては, かげろう, しきりょうなどの自然現象はこの効果による。熱せられた金属パイプ中に空気を流すことによって, または四極配置の金属パイプを, 相対する 2 本ごとに加熱および冷却することによって, いわゆるガスレンズが構成される。ガスレンズ中の光伝搬の解明に用いられた解析結果は現在の光ファイバーの研究のひとつの重要な基礎となっている。

ネーパ [英 neper, 独 Neper, 露 непер] 波動の振幅の大きさを対数目盛で表す指標の一種で, 音波の圧力の振幅, 交流の電圧・電流の振幅などに適用される。振幅 p_1, p_2 の絶対値の自然対数 $D'' = \ln|p_1/p_2|$ をとて, $D'' = n$ のときを n ネーパとする指標である。この指標で表した値には, 記号 Np を添える。数学者 J. Napier (ラテン語では I. Nepero) の名に由来する。1928 年に欧州長距離電話国際諮問委員会(International Advisory Committee on Long Distance Telephony for Europe)で採用された。

振幅の二乗に比例する量, たとえば, エネルギー, 仕事率(パワー), 電力(およびそれらの面積密度, 体積密度)の比 E_1/E_2 との関係は $D'' = (1/2) \ln(E_1/E_2)$ であるから, デシベル(記号 dB) で表した指標 D とは $D = 20 \log_{10} e \cdot D'' =$

8.6859 D' の関係にある(⇒デシベル)。

ネプツニウム系列 [英 neptunium series, 独 Neptuniumreihe, 仏 série du neptunium, 露 ряд нептуния] ⇒ 自然放射性核種の三系列

ネフロン [英 nephron, 独 Nephron, 仏 néphron, 露 нефрон] 腎臓の構造上, 機能上の単位をなす, 腎小体と細尿管を合わせたもの。腎単位ともいう。両側の腎臓にそれぞれ 100 万～300 万個存在する。腎小体は直径 150～250 μm の球状の糸球体(毛細血管の糸まり状集塊)と, そのまわりを包む袋状のボウマン嚢とから成る。血漿中の小成分を濾過する。一方, 細尿管には近位細尿管と遠位細尿管とがある。近位細尿管は腎小体液中のブドウ糖, 塩分, 水などの有用物質を再吸収したり, 血液中の不要物質を尿中へ分泌したりする。遠位細尿管は塩分や水を再吸収する一方, K^+ , H^+ , NH_4^+ などのイオンを分泌して尿の pH を酸性側に傾ける。

ネマチック相 [英 nematic phase, 独 nematische Phase, 仏 phase nématique, 露 нематическая фаза] ⇒ 液晶, 高分子液晶

眠りごま [英 sleeping top, 独 schlafender Kreisell, 仏 tourpie dormante, 露 спящий волчок] ⇒ こま

ネール Néel, Louis Eugène Felix 1904.11.22—

フランスの物理学者。リヨンに生れる。1924～28 年パリのエコール・ノルマル・シュペリエールに学び, すぐ母校で教鞭をとなす。分子磁場理論の創始者であるグルノーブル大学の P.-E. Weiss 教授の下で磁性の研究を始め, 1932 年に「分子磁場のゆらぎの磁性に対する影響」を主論文としてストラスブール大学で理学博士の学位を取得。1937～45 年ストラスブール大学理学部教授。1945 年にグルノーブルに移り, 静電気学・金属物理学研究所を設立, その所長を務めた。1949～69 年フランス国立科学センター(C.N.R.S.)評議員, 1954～70 年グルノーブル理工科大学およびフランス製紙工業大学の評議員, 1956～70 年グルノーブル原子核研究センター評議員, 1970 年グルノーブル国立理工科大学長。このほか, 1952 年以降フランス海軍の科学顧問, 1957 年以降北大西洋条約機構(NATO)科学委員会のフランス代表。すでに学位論文の中にその胚芽を見ることができる反強磁性およびフェリ磁性についての研究に対し, 1970 年ノーベル物理学賞を受賞した。上記の静電気学・金属物理学研究所は 1946 年に C.N.R.S. の研究所となって発展を続け, その一部を母体としていくつもの研究所が生れた。このうち, 彼を所長として 1971 年に発足した磁気研究所は, 1976 年彼の定年退官に際しその栄誉をたたえてルイ・ネール研究所と改名され, 彼が打ち立てた輝かしい伝統は, 数十名の研究者によって受継がれている。

ネール温度 [英 Néel temperature, 独 Néel-Temperatur, 仏 température de Néel, 露 температура Нееля] 反強磁性体(⇒反強磁性)の常磁性⇌反強磁性の転移温度を, L. Néel の反強磁性についての先駆者的研究を記念して, ネール温度 T_N とよぶ。フェリ磁性体の転移温度や Cr, MnO_2 などでの非整合秩序状態への転移温度もネール温度といえることがある。

ネール状態 [英 Néel state, 仏 état Néel, 露 состояние Нееля] 1932 年 L. Néel により反強磁性体の磁化率の温度依存性を説明するために提案された, 反強磁性体の特徴的なスピンの配列の状態, 簡単な場合として, スピンを

担うイオンのつくる結晶格子が単純立方格子や体心立方格子のように, 2 つの副格子に分割でき, 一方の副格子の最近接格子が他方の副格子に属し, 最近接格子間に反強磁性的な交換相互作用が働くとき, 一方の副格子上的スピンは同一方向に, 他方の副格子上のスピンは逆方向に向けば, 古典的に考えたエネルギーが最低となる。この状態は量子力学的な固有状態でないが, この状態から出発して量子力学的なゆらぎを考慮してつくられる状態は, ゆらぎの顕著な一次系を除けば, 反強磁性体の基底状態に対するよい近似となっている。このような状態をネール状態とよぶ。全体として磁化が完全に相殺してないフェリ磁性体のスピンの配列に対しても, この考えを適用できる。

ネルソンの確率過程的解釈 [英 Nelson's stochastic-process interpretation, 仏 interprétation du processus stochastique de Nelson, 露 стохастическое истолкование по Нельсону] 電子や陽子などが量子力学で記述される確率的なふるまいを示すのは, 実は(世界に満ちているエーテルから)絶え間なく乱雑にゆらぐ力で突き動かされて一種のブラウン運動をしている結果であり, 古典力学で理解されるという説。E. Nelson が 1966 年に提唱し, 量子力学は不要であると述べた。たとえば水素原子の電子が原子核のまわりに(一定の軌道を描くのではなく)存在確率の雲をつくっているのは, ちょうど水中に漂うコロイド粒子が容器の底に沈んだままになることがないのと同じことだという。コロイド粒子は, 確かに重力をうけて落下するが, 同時に周囲の水分子に衝突されて絶え間なくゆれ動き, ときには高い位置までたどりつくこともあって, 長い目で見れば確率の高度分布をつくる。電子も原子核の引力に引かれて, たいていはその近くにいるが, 乱雑力を受けてコロイド粒子より目まぐるしく不規則に動き, ときには原子核から遠く離れることもあり, つまり存在確率が拡散する。しかし重要な相違があって, コロイド粒子(あるいはその確率分布)がブラウン運動により 1 点から拡散してゆく非定常過程は広がる一方の不可逆過程であるが, 電子の運動をよく記述するシュレーディンガー方程式は時間の向きを区別しない。Nelson は電子に働く乱雑力をウィーナー過程で書き表したが, 過去から未来に向かうウィーナー過程と未来から過去に向かうものを巧妙に組合せて, もちろんそれにポテンシャルからくる力も加えて, 電子の拡散が可逆なシュレーディンガー方程式に従う場合とまったく同様に起るようにすることができた。このとき, 乱雑力により時間 dt の間に電子の位置が dr だけ変わるとすると, これは方向も大きさも時によりまちまちだが, 二乗平均をとれば $\langle dr^2 \rangle = (\hbar/m)dt$ となる(m は電子の質量)。陽子に対しては同様に, 陽子は質量が大きいので位置のゆらぎは小さい。もし $\hbar \rightarrow 0$ になったらゆらぎは消えて原子は潰れてしまう。確かにシュレーディンガー方程式から原子の定常状態に対して出てくるボーア半径 $\hbar^2/(me^2)$ は $\hbar \rightarrow 0$ なら 0 になる。このほか量子力学の基本的な特徴がほとんどすべて Nelson のいうニュートン力学と乱雑力から導かれるが, しかし量子力学的な粒子の統計性をいかに取入れるべきかはまだわかっていない。

ネルソンの公理 [英 Nelson axioms, 独 Nelsons Axiome, 仏 axiome de Nelson, 露 аксиомы Нельсона] ⇒ ユークリッド的場の理論

ネール-谷口の理論 [英 Néel-Taniguchi theory, 独 Néel-Taniguchi Theorie, 仏 théorie de Néel-Taniguchi,

露 теория Нееля-Танигучи] ⇒ 磁気異方性

ネールのフェリ磁性理論 [英 Néel theory of ferrimagnetism, 仏 théorie de ferrimagnétisme de Néel, 露 теория ферримagnetизма Нееля] フェライトの示すフェリ磁性に関して, L. Néel が, 1948 年に提示した理論. A, B 2 つの副格子間に反強磁性的に作用する分子場係数を $-n$ で表し, また α, β を自身の副格子内で働く割合とすると, A, B 副格子磁化に作用する分子磁場 H_a, H_b は $H_a = -n(a\lambda M_a + \mu M_b)$, $H_b = -n(\beta\mu M_b + \lambda M_a)$ となることを Néel は提唱した. ここで λ, μ はフェリ磁性を引起す鉄イオンが A, B 副格子にある割合であり, M_a, M_b は各副格子上の磁化を表し, 全磁化を M とすると

$$M = \lambda M_a + \mu M_b$$

の関係がある. 高い温度 T で磁化率 χ は, M が外部磁場 H と分子磁場で誘発されると考えて

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{\sigma}{T - \theta}$$

と求められる. ここで, C はキュリー一定数であり, $1/\chi_0 = n(2\lambda\mu - \lambda^2\alpha - \mu^2\beta)$, $\sigma = n^2c\lambda\mu[\lambda(1+\alpha) - \mu(1+\beta)]^2$, $\theta = nC\lambda\mu(2+\alpha+\beta)$ と表される. これは $1/\chi - T$ 曲線 (図 2 の破線) のように, 上に凸であるという特徴をもっている. 自発副格子磁化は, $M_0 = Ng\mu_B$, B_J をブリルアン関数として

$$M_a = M_0 B_J \left[\frac{-M_0 H_a}{RT} \right], \quad M_b = M_0 B_J \left[\frac{-M_0 H_b}{RT} \right]$$

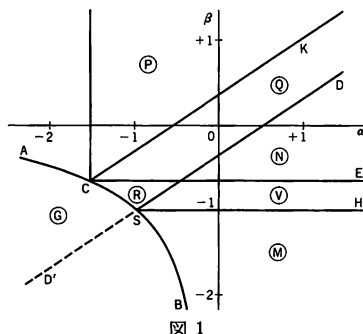


図 1

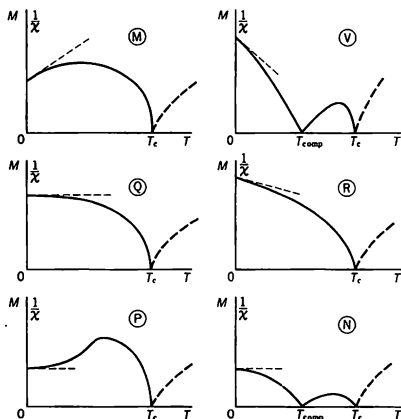


図 2

で得られる. α, β をパラメーターとして変化させると図 1, 図 2 に示すように, 全磁化に対して多くの型が現れる ($\lambda/\mu = 2/3$ の場合の磁化の形の現れる範囲を図 1 に, その磁化曲線を図 2 に示してある). このネールのフェリ磁性の理論は副格子が 3 個ある希土類ガーネットなどにも拡張されている.

ネール壁 [英 Néel wall, 独 Néel-Wand, 仏 cloison de Néel, 露 граница Нееля] ⇒ 磁壁

ネルンスト Nernst, Walther Hermann 1864.6.25—1941.11.18 ドイツの物理化学者. 近代的な物理化学の創設者のひとりで, 1906 年熱力学第三法則(熱定理)を帰納し, 1920 年ノーベル化学賞を受賞した. プロシアの地方判事の子に生れ, チューリヒ, ベルリン, グラーツの諸大学に学び, 1887 年ビュルツブルク大学の F. Kohlrausch の下で学位を得た. 翌年ライプツヒ大学の W. F. Ostwald の助手となり, 同僚 S. A. Arrhenius の影響の下に電離溶圧の概念を導入して電気化学に熱力学を適用し, 電池の理論をたてた. 1890 年教授資格を得てゲッティンゲン大学講師となり, 1891 年助教授, 1894 年教授に昇進した. この間, 電気化学・溶液論などを建設し, また固体電解質を利用したネルンスト電灯を発明して産をなした. 1905 年ベルリン大学に転じ, 第二化学教室を主宰する. 時代はまさに第二帝国のドイツ科学・技術の最盛期であった. 1911 年カイザー・ウィルヘルム科学振興財団の設立に尽力し, またソルベイ会議を発足させてその一翼を担った. 熱定理は単に理論的に重要なばかりでなく, アンモニア合成反応の平衡条件など工業的应用が多岐であった. 彼は熱定理の検証として固体比熱の測定に従事し, 低温物理研究の端緒を開いたひとりでもある. また新興の量子論をとり入れ, 連鎖過程の概念を導入して光化学反応のメカニズムを解明した. 1921 年ベルリン大学総長, 1922 年国立物理工学研究所所長, 1924 年ベルリン大学実験物理学教室主任に就任し, 1933 年定年退職するまでその任にあった. 第三帝国の勃興に伴うドイツ科学の破壊に抵抗しながらも力及ばず, 第二次世界大戦中, 引退先の農場で没した. [主著] *Theoretische Chemie*, 1893; *Die theoretische und experimentellen Grundlagen der Wärmesatzes*, 1918.

ネルンスト-エッティングスハウゼン効果 [英 Nernst-Ettingshausen effect, 独 Nernst-Ettingshausen-Effekt, 仏 effet Nernst-Ettingshausen, 露 эффект Нернста-Эттингсгаузена] エッティングスハウゼン-ネルンスト効果ともいい, 単にネルンスト効果とよぶこともある. 熱流の流れている導体に磁場がかかるときに生ずる熱流磁気効果の一種である. 金属または半導体の長さ x の方向 x に温度勾配 $\partial T / \partial x$ があって熱流密度 w の熱流が流れているとき, 厚さ z の方向 z に磁束密度 B の磁場をかけると, 幅 y の方向 y に電場 E_y が生ずる現象で, κ を熱伝導率, 試料の厚さを d , 幅を b とすると, 電圧 $V_y (= E_y \cdot b)$ は,

$$V_y = QbwB = Q \frac{1}{d} \kappa \frac{\partial T}{\partial x} B$$

と表される. $\kappa(\partial T / \partial x)$ は熱流である. この式からわかるようにネルンスト-エッティングスハウゼン電圧は熱流と磁束密度に比例し厚さに逆比例する. その電圧は熱流あるいは磁場の反転に対して符号を反転する. 上式の比例係数 Q をネルンスト-エッティングスハウゼン係数という. ネルンスト-エッティングスハウゼン係数は, $V_y = Q'(\partial T / \partial x) B$ の $Q' (= Q\kappa/bd)$ で定義されている場合もある.

まぎらわしい名称の効果として、エッティングスハウゼン効果および縦エッティングスハウゼン-ネルンスト効果がある。後者は ϵ 方向に熱流があつて熱起電力が生じているとき ϵ 方向の磁場の印加によって ϵ 方向の熱起電力が変化する現象である。またネルンスト-エッティングスハウゼン効果の別称であるネルンスト効果は、別の現象、すなわち ϵ 方向に電流が流れているとき、 ϵ 方向に磁場をかけると、 ϵ 方向に温度勾配の生ずる現象を意味することもある。

ネルンスト・グローアー [英 Nernst glower, 露 штифт Нернста] 赤外分光光源として用いられるジルコニア(ZrO_2)を主体とし、希土類酸化物などを含む焼結体。比較的小さな消費電力で1700~2000Kの高温が得られ、その赤外放射率は、 $5\mu m$ 以下では小さいが、 $8\mu m$ 以上で0.8程度と高いので、この領域の赤外光源として使用される。一例としてジルコニア80%、トリア(ThO_2)10%、酸化カルシウム5%、マグネシア(MgO)3%、ホウ酸少量に、20%サッカロース溶液を加えて練り、直径1~3mm、長さ約3cmの棒状にして乾燥し、高温で焼結させたものがある。常温では絶縁体であるが、約400°Cで導電性がでてくるので、使用にあたって予熱する必要がある。

ネルンスト効果 [英 Nernst effect, 独 Nernst-Effekt, 仏 effet Nernst, 露 эффект Нернста] \Rightarrow ネルンスト-エッティングスハウゼン効果

ネルンストの熱定理 [英 Nernst's heat theorem, 独 Nernstsches Wärmethorem, 仏 théorème de Nernst, 露 теорема Нернста] \Rightarrow 熱力学第三法則

ネルンスト-プランクの定理 [英 Nernst-Planck's theorem, 独 Nernst-Planck-Theorem, 仏 théorème de Nernst-Planck, 露 теорема Нернста-Планка] \Rightarrow 熱力学第三法則

ネレンベルクの偏光器 [英 Nörrenberg polariscope, 独 Nörrenbergsches Polariskop, 仏 polariscope de Nörrenberg, 露 полярископ Нёрренберга] 偏光角で光を入射させるようにした2枚のガラス板を、偏光子および検光子として用いる偏光器の一種。偏光角で透明等方体に入射した光の反射光は、電気ベクトルが入射面に垂直な直線偏光である。したがって透明等方体の反射面は直線偏光子になる。図1は平行ニコルの状態、図2は直交ニコルの状態である。これは鋭敏色板(\Rightarrow 1波長板)とともに、ガラスのひずみ検査装置に用いられ、このとき検光子には、ポーラロイド(\Rightarrow 偏光板)が使用されることが多い。

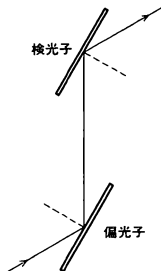


図 1

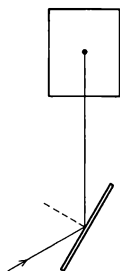


図 2

燃 焼 [英仏 combustion, 独 Verbrennung, 露 горение] 物が燃える現象。普通、熱と光の発生を伴う急速な酸化過程をさすが、もっと広く、光の発生のないゆるや

かな酸化過程をも燃焼とよぶことがある。生体内で栄養物が燃えるといういいかたをするのは後者の例である。酸化過程は、物(燃える物、可燃物質)と酸素とが結合することによって生じるが、フッ素や塩素などが酸化剤の役目演じることもある。燃焼は普通加熱によって可燃物質が蒸発してできる気相中での酸化反応によって進行する。これは、可燃物質が気体の場合に限らず、液体や固体の場合にも同様である。物質の燃焼開始に必要な最低限の加熱温度を、その物質の発火点という。物質が発火点まで加熱されると、気相に火炎が発生する。燃焼酸化過程で発生する反応熱(燃焼熱)が、燃焼を維持するのに十分であれば火炎は伝播する。反応媒質から見て反応面の移動する速度を燃焼速度という。燃焼速度は、燃焼熱と反応速度が大きいほど大きい。極端に速度の大きい燃焼過程は爆発とよばれる。

燃焼度 [英 degree of burn-up, 独 Abbrandgrad, 仏 taux de combustion, 露 степень выгорания] 原子炉内の核燃料物質は、核分裂連鎖反応によりその質量の一部をエネルギーに転化する。このエネルギーのほとんどは、原子炉を構成する原子(主として核燃料物質の原子)の振動エネルギーの増加をもたす。この過程は、巨視的には核燃料の発熱現象として観測される。そこでこの現象を、化石燃料の燃焼による発熱現象になぞらえて核燃料の燃焼過程とよび、その過程の発生程度を燃焼度あるいは燃焼率とよぶ量で表す。燃焼度の定義はその利用目的に応じて異なるが、そのいずれも厳密な定義として確立されたものとはなっていない。動力炉燃料の燃焼度は、初装荷燃料中の核燃料物質(U+Puなど)の単位重量当りの全発熱量で表すことが多い。この場合、発熱量をMWd、重量をtで表してMWd $\cdot t^{-1}$ の単位を用いる。核分裂の個数と発熱量(W)との間には

$$1W = \frac{3 \times 10^{10} \text{個の核分裂}}{1 \text{秒}}, \quad 1MW = \frac{1g \text{の}^{235}\text{Uの核分裂}}{1日}$$

の関係がある。 ^{235}U や ^{239}Pu の核分裂についても似たような値である。第二の定義は、燃焼前に存在した核燃料核種の原子数に対する核分裂を起した原子数の比で表されるものである。これは高速炉のように核燃料親物質の核分裂が多い体系において使用するのに便利な定義である。第三の定義は燃焼前後の特定核種(たとえば ^{235}U , ^{239}Pu などの)消滅の割合(%)で表すものである。 ^{10}B のような制御材が(n, γ)反応で消えていく過程も燃焼とよぶが、この燃焼度の定義にはこの第三の定義が用いられる。いずれの定義においても、燃焼度を定義する空間は原子炉全体、燃料集合体、燃料棒、燃料ペレットなどのように目的に応じてとられる。

燃焼熱 [英 heat of combustion, 独 Verbrennungswärme, 仏 chaleur de combustion, 露 теплота сгорания] 燃焼反応の反応熱で、ある物質の一定量が酸素と反応し、完全燃焼する場合の反応熱が用いられる。燃焼反応は迅速かつほとんど完全に進行し、副反応が少ないなどのため、その反応熱は実験的に比較的容易にかつ正確に求められるので、多くの化合物、特に有機化合物について系統的に測定され、信頼性の高い測定値としてまとめられている。液体および固体試料に対してはボンベ熱量計が用いられる。この測定で求められる燃焼熱は定積燃焼熱で、燃焼反応に伴うエネルギー変化である。この値に、反応に伴う気体膨張の仕事を加えて、定圧燃焼熱が求められる。これは燃焼反応に伴うエンタルピー変化に等しい。気体試料に対して

は流水熱量計などのガス熱量計が用いられ、この場合、定圧燃焼熱が直接求められる。通常 1 atm における定圧燃焼熱が用いられ、標準生成熱などの算出に利用される。燃焼熱はまた燃料の発熱量を表すので、実用上の意味も大きい。次に代表的な燃料の発熱量 $[\text{kJ} \cdot \text{g}^{-1}]$ を示す。水素：141、メタン：55.5、天然ガス：28~42、石炭ガス：16~25、ショ糖：16.5、植物油(脂肪)：39、灯油：48~50、石炭：18~32。

燃焼方程式 [英 burn-up equation, 独 Abbrenngleichung, 仏 équation de combustion, 露 уравнение выгорания] 核燃料物質を構成する同位体組成の燃焼に伴う時間的変化を記述する方程式。時刻 t において原子炉の熱出力で規格化されたエネルギー E の中性子束が $\phi(r, t, E)$ で表される点 r における同位体 i の原子数密度 $N_i(r, t)$ の時間的変化は次式で表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_i(r, t)}{\partial t} + N_i(r, t) \cdot \int \sigma_{a,i}(r, t, E) \cdot \phi(r, t, E) dE \\ + N_i(r, t) \cdot \lambda_i \\ = N_{i-1}(r, t) \cdot \int \sigma_{c,i-1}(r, t, E) \cdot \phi(r, t, E) dE + N_j(r, t) \cdot \lambda_j \end{aligned}$$

また、核分裂によって生成される核分裂片の原子数密度 $N_{FP}(r, t)$ の増加は次式で表される。

$$\frac{\partial N_{FP}(r, t)}{\partial t} = \sum_i N_i(r, t) \cdot \int \sigma_{fi,i}(r, t, E) \cdot \phi(r, t, E) dE$$

上式で σ_a は吸収断面積、 σ_c は捕獲断面積、 σ_f は核分裂断面積、 λ は崩壊定数、 λ_j は同位体 j から同位体 i への崩壊定数である。これら 2 式を燃焼方程式といい、核燃料生成崩壊系列に属するすべての同位体について解くことにより、燃焼に関係する原子核濃度の時間変化がわかり、ひいては原子炉の核特性の変化を知ることができる。ただし実際に解く場合には、反応度の変化や転換比あるいは増殖比にあまり影響を与えない同位体については、これを省略するのが普通である。なお、これらの方程式は非線形であるが、 N および σ の空間依存性を無視できる程度の領域の中で空間積分をしたのち、 σ および ϕ の時間依存を無視できる程度の時間間隔のなかで方程式を線形化して近似的に解くのが普通である。

粘性 [英 viscosity, 独 Zähigkeit, 仏 viscosité, 露 вязкость] 水あめやグリースのような流体中では物体を動かすと大きな抵抗を受ける。このように実在の流体は、多少の差はあるが内部抵抗すなわち「ねばさ」という性質をもっている。この性質を粘性という。流体の微小体積の運動は並進、回転、変形に分解して考察することができるが、並進と回転のような剛体の運動は粘性に因らず、変形に対する内部抵抗として粘性が表される。ニュートン流体では一般に流動応力が変形速度の一次関数と仮定されその一次の比例定数を粘性率という。粘性流体の変形運動においては必ず運動エネルギーが熱エネルギーに変換する。これをエネルギー散逸(=散逸関数)という。液体ヘリウムは臨界温度 2.2K 以下では粘性がなくなる。この現象を超流動といいこの状態のヘリウムは液体ヘリウム II とよばれる(⇒超流動, 液体ヘリウム II)。

粘性係数 [英 viscous coefficient, 露 коэффициент вязкости] = 粘性率

粘性項 [英 viscous term] ⇒ 慣性項

粘性真空計 [英 viscosity gauge, 独 Reibungsvakuummeter, 仏 manomètre à viscosité, 露 вязкостный ваку-

умметр] 真空計の一種。気体中で運動するときにかかる粘性力が低圧領域では圧力に比例することを用いた真空計。分子条件を満たすような低い圧力 p において、2 枚の平行平面が面と平行に相対速度 V で動いているとき、2 面の間に働く粘性力 F は圧力に比例し、 $F = \eta \sigma V$ で表される。 $\eta_0 = \{M / (2\pi RT)\}^{1/2}$ は自由分子粘性係数とよばれ、気体の分子量 M 、温度 T で与えられる係数である。真空中に数 mm 離して 2 枚の円板を互いに平行に置き、一方の円板を一定の角速度で回転させたときの他方の円板に働くトルクを測定する方式のもの、真空中で磁気浮上法によって金風球を浮上させ、これに一定角速度の回転磁場をかけて球を回転させたときの回転速度を測る方式のもの(⇒回転真空計)、真空中に置かれた振動子を自由振動させたときの減衰時間を測る方式などがある。一般に粘性真空計は振動に弱く、また機構の複雑なものが多く高精度を要し、実用化されているものは極めて少ない。

粘性抵抗 [英 viscous drag, 露 вязкостное сопротивление] = 摩擦抵抗

粘性率 [英 coefficient of viscosity, 独 Zähigkeitskoeffizient, 仏 coefficient de viscosité, 露 коэффициент вязкости] 粘性流体中における粘性応力は一般に変形(ひずみ)速度の一次関数と仮定されるが、そのときの係数をいう(⇒ニュートン流体)。たとえば、平行 2 平板間(間隔 a)にある粘性流体において一方の板を止め、他方の板をその平面内で速度 U で動かしたときの流れる速度 u のプロファイルにおいては、板に平行な面における接線応力 τ は $\tau = \mu du/dy = \mu U/a$ で与えられる。速度勾配 du/dy に対するこの比例定数 μ をその流体の粘性率とよぶ。これは粘度または粘性係数ともいわれる。平面衝撃波(⇒衝撃波)ではその前後で波面に対する法線速度の大きなとびがある。弱い衝撃波の構造を考える場合に、法線速度 u だけの一次元流と考えると法線速度の勾配 $\partial u / \partial x$ に対して法線応力 σ は $\sigma = -p + (\lambda + 2\mu) \partial u / \partial x$ で表される。 p は応力で、 λ は第二粘性率とよばれる。 λ は縮む流体の場合に効果が現れる。 $\mu' = \lambda + (2/3)\mu$ を体積粘性率という。なお λ を体積粘性率、 μ' を第二粘性率ということもある。 $\lambda = -(2/3)\mu$ ($\mu' = 0$) とおくのが普通であり、これをストークスの関係式といい、高圧、高密度、高分子量の場合を除き近似的に成立する。単位は SI 単位系では $\text{N} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$ 、CGS 単位系では P (ポアズ)、 $1\text{P} = 1\text{g} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ である。またこれを密度で割ったものを動粘性率という。気体の粘性率は温度とともに増加するが、液体では減少する。

粘性率の単位 [英 units of viscosity, 独 Einheiten der Zähigkeit, 仏 unités de viscosité] 粘性率(粘度ともいう)および動粘性率(動粘度ともいう)の単位は、量の定義に従い、それぞれ次の関係によって導かれる。ここで[量]は、その量の単位を表す。

[粘性率] = [応力] / [速度勾配]

$$= \frac{[\text{力}] / [\text{面積}]}{[\text{速さ}] / [\text{長さ}]} = \frac{[\text{力}] / [\text{面積}]}{[\text{時間}]^{-1}}$$

$$= [\text{力}] \cdot [\text{時間}] / [\text{面積}] \quad (1)$$

$$= [\text{応力}] \cdot [\text{時間}] \quad (2)$$

[動粘性率] = [粘性率] / [密度]

$$= \frac{[\text{力}] \cdot [\text{時間}] / [\text{面積}]}{[\text{質量}] / [\text{体積}]}$$

$$= \frac{[\text{長さ}] \cdot [\text{質量}] \cdot [\text{時間}]^{-2} \cdot [\text{時間}] \cdot [\text{長さ}]^{-2}}{[\text{質量}] \cdot [\text{長さ}]^{-3}}$$

$$=[\text{長さ}]^2 \cdot [\text{時間}]^{-1} = [\text{面積}] \cdot [\text{時間}]^{-1} \quad (3)$$

実際に用いられてきている単位のうち、ヤード・ポンド法のものは省略し、メートル法のものを以下に示す。

(1) 国際単位系(SI): 粘性率; 式(1)により、ニュートン秒毎平方メートル($\text{N} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$)、およびその別称として、式(2)により、パスカル秒(Pa·s または Pa·s)。動粘性率; 式(3)により、平方メートル毎秒($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)。単位記号の Pa·s と Pa·s とは同等と解されるが、SI および ISO の文書では前者、計量法では後者があげられている。

(2) CGS 単位系: 粘性率; 式(1)によるダイン秒毎平方センチメートルの別称としてポアズ(P), $1 \text{ P} = 0.1 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 。動粘性率; 式(3)による平方センチメートル毎秒の別称としてストークス(St), $1 \text{ St} = 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 。CGS 系のこれらの単位は、SI の立場からは推奨しがたい。

上記の諸単位およびそれぞれの倍量単位、分量単位のうち、国際規格や法律にあげられているものは、次のとおりである。

(3) 国際標準化機構の規格 ISO 1000(1981 年)での単位: 粘性率; Pa·s のほか mPa·s。なお SI との併用はしない条件で CGS 系の P およびその分量単位 cP = 10^{-2} P = $1 \text{ mPa} \cdot \text{s}$ 。動粘性率; $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ のほか $\text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 。なお SI との併用はしない条件で CGS 系の St およびその分量単位 cSt = 10^{-2} St = $1 \text{ mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 。

(4) 計量法による法定計量単位: 粘性率; $\text{Ns} \cdot \text{m}^{-2}$ 。Pa のほか mPa, μPa ; P, cP, mP。動粘性率; $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ のほか St, cSt, mSt。

粘性流 [英 viscous flow, 独 viskose Strömung, 仏 écoulement visqueux, 露 вязкое течение] 管内をその軸に沿って粘性流体が流れるとき、その流体の各部が互いに混ざりあうことなく滑らかな軌跡を描く場合、すなわちクーセーン数 $K = (\lambda/D) < 0.01$ で、かつレイノルズ数 $R = (Dv/\eta) < 1200$ の範囲の流れを粘性流という。ここで D は管の断面に関する代表的な長さ、 v は流速、 λ は流体分子の平均自由行程、 ρ および η はそれぞれ流体の密度および粘性係数である。したがって粘性流は管内を流れる層流の一種であるが(⇒層流)、 $K \geq 1$ の場合のいわゆる希薄気体の流れすなわち分子流と対比して(⇒分子流)、 K が十分小さいことを強調する意味でしばしば粘性流という表現が用いられる。特に、管が十分長い一様な太さの円管の場合の粘性流は、ポアズイユの流れとして知られている(⇒ポアズイユの法則)。

粘性流コンダクタンス [英 viscous flow conductance, 仏 conductance d'écoulement visqueux, 露 пропускная способность для вязкостного течения] ⇒ コンダクタンス

粘性流体 [英 viscous fluid, 独 zähe Flüssigkeit, 仏 fluide visqueux, 露 вязкая жидкость] 流体の運動で、粘性の影響が無視できない場合の流体をいう。実在の流体は多かれ少なかれ粘性もっている。粘性は流体の変形に対する内部抵抗であり、ニュートン流体では応力が変形速度の一次関数と仮定される(⇒粘性率)。この関係から、ナビエ-ストークスの方程式を得ることができる。縮まない粘性流体の運動は連続の方程式とナビエ-ストークス方程式を基礎方程式とする。縮む粘性流体の場合にはさらにエネルギーの方程式を加える必要がある。粘性流体は固体壁に粘着する性質があり、境界条件としては境界における流速が固体面の速度と等しいととられる。

粘性流体の運動は、代表的長さ L 、速度 U 、流体の動粘性率 ν によってつくられる無次元数のレイノルズ数 $R = UL/\nu$ によって特徴づけられる。 R が小さい場合には流れは整然とした状態に保たれ、このような流れを層流という。 R が 1 に比べて小さいときには、速さが小さいので、ナビエ-ストークス方程式において速度について二次の項は粘性項に比べて無視できると考えられる。この近似をストークス近似とよび、これによって球の抵抗、すなわちストークスの抵抗法則が導かれる。しかしこの近似では一様流中に置かれた柱状物体を過ぎる流れについての定常解は存在しない(⇒ストークスのパラドックス)。この点に関しては、非線形項の一部を残して線形化したオセーソンの方程式が提案され、それによってストークスのパラドックスは解決される。 R が $1 \sim 10^3$ の範囲にある流れについては一般に数値計算以外にナビエ-ストークス方程式の解析を行うのは困難である。

R が大きい流線型の物体を過ぎる流れでは粘性の効く領域が境界付近に限られ、それ以外では完全流体に近いふるまいをする。この粘性が効く領域を境界層とよぶ。境界層内での流れはナビエ-ストークス方程式を簡化し圧力とでして完全流体の理論から求まる壁面での値をも用いる境界層方程式によって解析される。平板に平行な一様流が当たる場合の境界層は L. Prandtl および H. Blasius によって扱われた(⇒ブラジウスの流れ、ブラジウスの公式)。 R が十分大きい場合には、一般に非常に乱雑な流れとなり、これを乱流とよぶ。乱流の研究はレイノルズによって始められた(1880 年)。鈍い物体を過ぎる流れではその後方に乱流の伴流が生じ、流線型の物体を過ぎる流れでも、その後部では層流境界層が乱流境界層に移す。また管の中では入口を除き断面全体にわたり乱流となる。

境界が同じ流れで R を大きくいった場合には、一般に R のある臨界値以上では流れが不安定となる。 R をさらに大きくしていけば乱流に移す。この臨界レイノルズ数付近の流れは線形安定理論によって解析できる。すなわち定常な層流解に時間的に変動する微小振幅の解を重ね合わせて、それが指数関数的に増加するかどうかによって安定性を判定する。これを層流安定理論という。平行流についての層流安定理論はオア-ゾンマーフェルトの方程式の境界値、固有値問題に帰着される。クエットの流れ、二次元および円管内のポアズイユの流れ、境界層の流れ(近似平行流)などについてオア-ゾンマーフェルト方程式の解析が行われ、各流れについて臨界レイノルズ数などの計算が行われている。しかし、クエットの流れおよび円管内のポアズイユの流れでは線形理論の範囲でいかなる R についても安定という結果が得られている。

年代測定 [英 age determination, 独 Alterbestimmung, 仏 détermination de l'âge, 露 датирование] 年代の絶対値を測定するものを絶対年代測定という。これに対し相対的な年代区分を与えるやり方を編年といい、地質学で化石や地層などの地質学的区分にしたがって年代順に年代区分を行うことを地質編年という。地質学における絶対年代測定法はジオクロノロジーとよばれる。年代を測定するのは温度などの外的環境では影響されない「時計」を選ぶ。「時計」の目盛に利用されるのは放射性元素の崩壊と崩壊生成物の蓄積である。放射性核種の減衰量に基づいて年代測定を行う代表的なものに ^{14}C 年代がある(⇒ ^{14}C 年代測定法)。これは系(生物)が ^{14}C を取込んで閉鎖系と

なつてからの年代である。放射性核種が崩壊してできる娘核種の蓄積量を測定する場合の例は U, Th からできる鉛同位体を測定する鉛法(⇒ウランウム・鉛法), ^{176}Lu - ^{176}Hf 法, ^{147}Sm - ^{143}Nd 法, ^{87}Rb - ^{87}Sr 法, ^{40}K - ^{40}Ar 法などで, 結晶の固化年代のように, 系が開放系から閉鎖系となった年代が求められる。質量分析などにより娘核種と親核種の量的関係を求め, アイソクロンから年代を決定する(⇒アイソクロン)。宇宙線による効果のようにほぼ一定の割合で起る核誘導反応も年代測定に役だつ。宇宙線によって生成された核種の量から宇宙線照射年代が求められる。大気中に生成される ^{10}Be , ^{26}Al などの宇宙線生成核種, あるいは溶存ウランから一定の割合で崩壊沈積する ^{210}Pb , ^{230}Th などは堆積物の年代測定に利用されている。「時計」の目盛として核種以外のものも用いられる。フィッシュトラップ法では ^{238}U の自発核分裂によって雲母などの結晶に蓄積された核分裂片の飛跡の数が数えられる。熱蛍光法や電子スピン共鳴法は試料中の放射線による格子欠陥の濃度を熱蛍光や電子スピン共鳴分光から求めようとするものである。

粘弾性 [英 viscoelasticity, 独 Viskoelastizität, 仏 viscoélasticité, 露 вязкоупругость] 粘性と弾性を併せもつ性質。応力はひずみとひずみ速度の一方だけでは決らず両方に依存する。このような性質を示す物質系を粘弾性体という。粘弾性体では力学的エネルギーを貯蔵する性質と散逸する性質とが重なつて現れ, 弾性率や粘性率に相当する物理量がこれらを観測する際の時間や周波数の関数になる。このような現象は一般に緩和現象(あるいは分散現象)とよばれるが, 粘弾性体では力学的な緩和現象が現れることになる。応力と変形ないし変形速度との関係が線形の場合には弾性はフックの法則, 粘性はニュートンの法則に従う。これらの性質をそれぞれ, ばねとダッシュポット(ニュートン粘性を示す流体と其中で動くピストンから成る系)で表すと, 粘弾性を示す最も簡単なモデルは, これらを直列につないだもの(マクスウェル模型)と並列につないだもの(フォークト模型)の2種である(図1, 図2)。

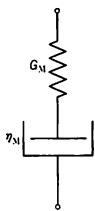


図 1

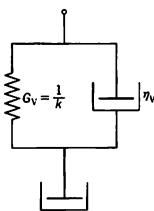


図 2

マクスウェル模型では, ばねとダッシュポットに等しい応力が作用し, 変形や変形速度が両者における値の和になるので, 次の関係が成立する。

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{1}{G_M} \frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\eta_M} = \frac{1}{G_M} \frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{G_M \tau_M} \quad (1)$$

ここで γ はひずみ, σ は応力, G_M はばねの弾性率, η_M はダッシュポットの粘性率である。 τ_M は緩和時間とよばれ, 次式で定義される。

$$\tau_M = \frac{\eta_M}{G_M} \quad (2)$$

マクスウェル模型と同じ粘弾性を示す物体をマクスウェル

物体という。フォークト模型では, 等しいひずみがばねとダッシュポットに作用し, 応力が両者における値の和になるので, 次の関係が成立する。

$$\sigma = G_V \gamma + \eta_V \frac{d\gamma}{dt} = G_V \gamma + G_V \tau_V \frac{d\gamma}{dt} \quad (3)$$

ここで G_V , η_V はこのモデルの弾性率と粘性率を表す。 τ_V は遅延時間とよばれ次の式で定義される。

$$\tau_V = \frac{\eta_V}{G_V} \quad (4)$$

このモデルと同じ粘弾性を示す物体をフォークト物体という。

しかし高分子物質などの粘弾性はこれらの簡単なモデルでは表されない。そこで一般にはマクスウェル模型を多数並列したモデル, またはフォークト模型を多数直列したモデルが用いられる。後者のなかにはばねだけの部分とダッシュポットだけの部分を入れることにすれば, 両方のモデルの力学的挙動を等しくすることができるので, いずれを用いても現象を記述できる(図3, 図4)。上記の一般化した

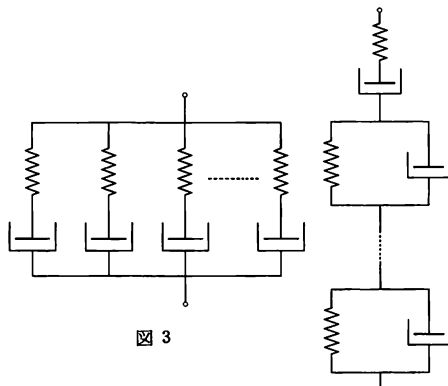


図 3

図 4

モデルの場合, マクスウェル模型では応力, フォークト模型ではひずみが各成分モデルによるものの和となるので, 前者はひずみまたはひずみ速度を与えて応力を求める場合に, また後者は応力を与えてひずみまたはひずみ速度を求める場合に便利である。最も簡単な場合はある時刻以後一定のひずみまたは応力を与えたときの挙動(静的粘弾性)であるが, 前者はマクスウェル模型を用い, 一定ひずみ γ_0 に対して時間的に変化する応力 $\sigma(t)$ を和の形にして, 次のように表すことができる。

$$\frac{\sigma(t)}{\gamma_0} = G(t) = \sum_i G_i e^{-t/\tau_i} = \int_0^\infty H(\ln \tau) e^{-t/\tau} d \ln \tau \quad (5)$$

この式で定義される $G(t)$ は緩和弾性率とよばれる。 $G_i e^{-t/\tau_i}$ は i 番目のモデルによる寄与で, 式(1)で $\tau = \tau_0$ として得られる $\sigma_i(t)/\gamma_0$ に相当する(添字 M は省略)。式(5)の右端は, 緩和時間 τ が連続的に分布している場合, $\ln \tau \sim \ln \tau + d \ln \tau$ の緩和時間をもつモデルによる $G(t)$ の変化分への寄与を, $H(\ln \tau) d \ln \tau$ で表している。 $H(\ln \tau)$ を緩和スペクトルという。正弦振動的なひずみまたは応力を与えたときの挙動(動的粘弾性)は, マクスウェル模型では角周波数 ω の振動的ひずみ $\gamma(i\omega)$ に対する応力 $\sigma(i\omega)$ の式として, 次のように書ける。

$$\frac{\sigma(i\omega)}{r(i\omega)} = G^*(i\omega) = \sum_i \frac{i\omega \tau_i G_i}{1 + i\omega \tau_i} \quad (6)$$

$$\rightarrow \int_0^\infty \frac{i\omega \tau H(\ln \tau)}{1 + i\omega \tau} d\ln \tau$$

ここで定義される G^* を複素弾性率、その実部を貯蔵弾性率、虚部を損失弾性率という。和の部分は(1)で $r = r_0 \exp(i\omega t)$ として得られる i 番目のモデルの寄与である。緩和スペクトルを用いる場合は積分形で書かれる。応力を与えてひずみを求める場合もフォークト模型を用いて同様の議論ができるが、一定応力下で $t=0$ 、正弦振動で $\omega \rightarrow \infty$ のときのひずみはばねだけのモデル、 $t \rightarrow \infty$ 、 $\omega=0$ のときのひずみはダッシュポットだけのモデルが受けもつ。

以上のような線形の粘弾性の場合には重ね合せの原理を用いることにより統一的な取扱いが可能で、緩和スペクトルとこれに対応する遅延スペクトルの間の関係、すなわち2種類のモデル間の関係もこれから求めることができる。応力とひずみやひずみ速度が非線形の関係にある場合(非線形粘弾性)は実際上も重要な問題であるが、現在のところなお研究の途上にある。

粘弾性流体 [英 viscoelastic fluid, 露 вязкоупругая жидкость] 外力を加えたときに弾性的性質を示す流体。一般に流体は粘性をもつので、粘性と弾性の両方を兼ね備えた流体という意味である。粘弾性は高分子物質のクリープや、ゴム溶液の曳糸性などに見られる。理想的な弾性体では応力とひずみが、理想的な粘性流体では応力とひずみ速度がそれぞれ一価の関係にある。しかし実在の物質のほとんどすべては、弾性的でありながら粘性的にふるまい、粘性的でありながら弾性的にふるまう。前者の性質を粘弾性、後者の性質を弾粘性とよんで区別することもあるが、実際はこれらを粘弾性と総称する。粘弾性の関与する現象では時間依存性が現れるのが特徴である。また同時に変形依存性も生じうる。前者のみの場合は線形粘弾性、両者の現れる場合は非線形粘弾性とよばれる。時間依存性は遅延弾性、弾性余効などの現象に見られる。これらは弾性変形が物体内部の粘性抵抗によって遅れるものと説明される。

粘度 [英 coefficient of viscosity] = 粘性率

粘度計 [英 viscometer, 独 Viskosimeter, 仏 viscosimètre, 露 вискозиметр] 流体の粘度を測定するための計器。各種のものがあるが、測定原理から毛管、落体、回転、振動、平行平板の各粘度計に大別される。(1)毛管粘度計: 毛管中に流体を流したときの流量、または毛管両端の圧力差を測定してポアズイユの法則をもとに粘度を求める。一定体積の流体が液柱差により毛管を通して自然流下するのに要する時間から粘度を求める方式のものが多く利用されている。(2)落体粘度計: 流体中に球、円柱などの物体を落下させたときの物体の落下速度から粘度を求める。球を利用した落球粘度計は代表的なもので、ストークスの法則を応用している。傾斜させた円筒管中で球を転落下させる方式のものもあり、ドイツ工業規格 DIN に採用されているヘプラー粘度計がこれに代表される。落球方式では、密封状態で測定できるので高圧下の液体の粘度測定によく利用される。(3)回転粘度計: 流体中で物体を回転させるか、または流体を回転流動させたときの物体面の受ける粘性によって生ずるトルクの測定から粘度を求める。共軸二重円筒、単一円筒、円錐-平板などの粘度計がある。いずれも回転速度を可変にするとそれに対応する流体のずり速度(速度勾配)が変えられ、非ニュートン流体の流

動特性の測定に適用できる特徴がある。(4)振動粘度計: 流体中で球体などにねじり回転振動を与えたときの減衰の程度を検知して一定の共振周波数を維持するのに要するエネルギーの測定から粘度を求める方式や、弾性線線につるされた円板などにねじり回転自由振動をさせたときの周期と対数減衰率の測定から粘度を求める方式があり、後者は気体にも適用されている。(5)平行平板粘度計: 2つの平行に置かれた平板間に流体を挟み、一方の板を定荷重で移動させたときの板の移動速度から粘度を求める方式などがある。

粘度式 [英 viscosity equation] 液体、溶液、サスペンションの粘性率 η と温度、濃度、分子量などの関係式をいう。球形剛体粒子の希薄サスペンションに対するアインシュタインの粘度式 $\eta = \eta_0(1 + 2.5\phi)$ は有名である。ここで η_0 は溶媒の粘性率、 ϕ は溶質粒子の体積分率である。高分子の存在が学問的に初めて認知される際に、その根拠のひとつになったのが、シュタウディンガー-野津の式

$$[\eta] = \lim_{c \rightarrow 0} \frac{\eta - \eta_0}{\eta_0 c} = KM$$

である(1931年)。ここで c は高分子の重量濃度、 M はその分子量、 K は定数、 $[\eta]$ は固有粘度である。その後この式を拡張して提出されたのがマーク-ホーウィンク-桜田の式

$$[\eta] = KM^a$$

である(1940年)。ここで K は高分子種や溶媒、温度にはよるが、 M には関係しない定数、 a は高分子の形状、屈曲性による指数である。棒状高分子では $a=2$ 、半屈曲性分子では $1 < a < 2$ 、線状糸より高分子では $0.5 \leq a < 1.0$ 、星型およびく型高分子では $0 < a < 0.5$ 、剛体球分子では $a=0$ となる。ガウス鎖にたいする理論的粘度式として、鎖の構成要素間の流体力学的相互作用を考慮したカークウッド-ライズマンの粘度式

$$[\eta] = \phi \left[\frac{\langle r^2 \rangle_0}{M} \right]^{3/2} M^{1/2} G(h)$$

がある。 ϕ は定数、 $\langle r^2 \rangle_0$ は両端間距離の二乗平均、 h は \sqrt{M} に比例する流体力学相互作用パラメーターで、非すぬけ度ともいう。 G は h の関数であり、 $h \rightarrow 0$ では溶媒流は高分子内部へ浸入し、 G は h に比例し、 $[\eta] \propto M$ となる。 $h \rightarrow \infty$ では溶媒流は浸入せず $G \rightarrow$ 定数となり、 $[\eta] \propto M^{1/2}$ となる。一方、排除体積効果を考慮に入れた理論も発展している(\Rightarrow 固有粘度)。

温度に關した粘度式としては、ドーリットの粘度式やアンドレードの粘度式 $\eta = A \exp(E^*/RT)$ がある。ここで E^* は流動に対する活性化エネルギー、 R は気体定数である。

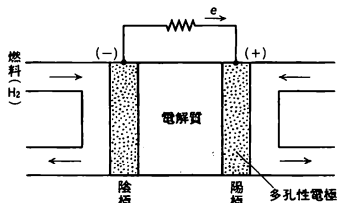
粘度平均分子量 [英 viscosity average molecular weight, 独 Viskositätsmittel des Molekulargewichtes, 仏 poids moléculaire moyen en viscosité, 露 средневязкозный молекулярный вес] \Rightarrow 平均分子量

燃料サイクル [英 fuel cycle, 独 Brennstoffzyklus, 仏 cycle de combustible, 露 топливный цикл] = 核燃料サイクル

燃料集合体 [英 fuel assembly, 独 Brennstoffkassette, 仏 ensemble combustible, 露 топливная кассета] 原子炉への核燃料の出し入れの際、一体となって動く燃料棒または燃料板の集合体であり、燃料以外にスプーサー、支持機構、取扱い手などが含まれる構造。炉型により燃料集合

体の構造はかなり大きく異なる。

燃料電池 [英 fuel cell, 独 Brennstoffelement, 仏 pile à combustible, 露 топливный элемент] 陰陽2つの電極の間に電解液をみだし、それぞれの電極に燃料(還元剤)と酸化剤を連続的に供給し、燃料の酸化エネルギーを直接電気エネルギーに変換する装置。燃料に水素、酸化剤に酸素を用いた例を図に示す。電極は両極とも焼結ニッケルや多

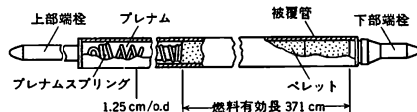


孔性炭素を用いる。300°C以下の低温型では気体反応を円滑にするため電極に触媒を付与する。水素極(陰極)には白金、酸素極には銀、銅などを用いる。両極の間に水酸化カリウム(KOH)の電解質溶液(30~50%)を入れる。この形式では寿命は触媒でさまじり $100 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$ 以下の連続放電で約1~2年である。

電極における反応は、水素極では $\text{H}_2 + 2\text{OH}^- \rightarrow 2\text{H}_2\text{O} + 2\text{e}^-$ 、酸素極では $(1/2) \text{O}_2 + \text{H}_2\text{O} + 2\text{e}^- \rightarrow 2\text{OH}^-$ 、電池全体としては $\text{H}_2 + (1/2) \text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}$ である。起電力は、水素の燃焼反応のギブスの自由エネルギーの変化量 $-\Delta G$ より $E = -\Delta G/nF$ で与えられる。 n は反応時に1個の分子から放出される電子数、 F はファラデー定数 ($23 \text{ kcal} \cdot \text{mol}^{-1}$)。水素では $\Delta G = -56.7$ 、 $n=2$ で $E=1.23 \text{ V}$ となる。作動時の電圧は分極、内部抵抗のため 0.8 V 程度である。還元剤の

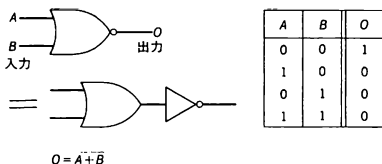
燃料は水素、一酸化炭素、アルコール、ヒドラジン (N_2H_4) など、酸化剤は酸素、空気などである。電解液は反応性、実用性からアルカリ水溶液が多いが酸性電解液もある。いずれの組合せでも素電池の出力電圧は 1 V 以下なので直列積層化が必要であるが 1 kW 程度の移動用電源から数 MW の大型システムまでが実用あるいは開発されている。燃料電池は他の電池に比べて活物質が外部から供給されるので体積、重量当りの出力が大きく、またエネルギー変換効率が高い、有害ガスを発生しないなどの特徴がある。

燃料棒 [英 fuel rod, 独 Brennstoffstab, 仏 barre combustible, 露 стержень ядерного горючего] 原子炉で使用するために棒状に加工した燃料体であり、燃料とそれを被う被覆管で構成されている。動力炉の大部分を占めている軽水炉においては3~4%の微濃縮ウランを用いることが多い。UO₂の粉末をバインダーで固め高圧圧縮して円筒形ペレットに成形し焼結する。外径約10mm、長さ10~15mmである。これをほぼ同じ外径で長さ約4mの被覆管に充填し、端面を封ずる。被覆管には、現在ではすべてジルカロイが使われている。一方、高速増殖炉ではウランとプルトニウムの混合酸化物ペレットが燃料として使われることが多く、被覆管は外径約5mmのステンレス製である。これらの燃料棒はいずれも細く、燃料ビンとよばれることが多い。沸騰水型軽水炉の燃料棒およびそれを集めた燃料集合体を図に示す。

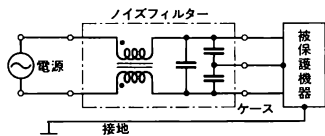


の

NOR 回路 [英 NOR circuit, 独 NOR-Schaltung, 仏 circuit NI, 露 схема НЕ-ИЛИ] 基本的な論理回路のひとつで, OR 回路の出力に NOT 回路を接続したものと等価である。NOR 回路の論理記号, 論理式および真理値表を図に示す。



ノイズフィルター [英 noise filter, 独 Rauschfilter, 仏 filtre de bruit, 露 фильтр шума] 雑音の発生や混入を低減させ電子機器の誤動作を防止する目的で用いる部品。通常フィルター効果がある雑音周波数成分は約 200kHz から 30MHz 程度である。図に回路構成と機器との接続例を



示す。素子はコイルとコンデンサーの組合せによって低域フィルターを構成したもので, 2 線間のインピーダンスは, 電源周波数に対しては高く, 高周波雑音に対しては低インピーダンスとなる。フィルターに使用するコイルには高透磁率で, 高飽和磁束密度のフェライトなどが用いられ, コンデンサーは, 小型で漏洩電流が少なくかつ高誘電率のセラミックコンデンサーを使用する。装置の内部で発生する雑音に対しては, 部分的に回路単位にノイズフィルターを挿入する。これらは抵抗とコンデンサー, 高周波チョークとコンデンサーの組合せで直接プリント基板の回路内に取付ける。

ノイマン Neumann, Carl Gottfried 1832.3.7—1925.3.27 ドイツの物理学者。物理学者 F. E. Neumann を父として, ケーニヒスベルク(現ソ連領カリーニングラード)に生れ, ライプチヒにて死去。生地で教育を受け, 大学時代に解析学者 F. J. Richelot や幾何学者 L. O. Hesse と親交を結んだ。1855 年学位を取得し, 1858 年にはハレ大学の講師に任ぜられ数学を教えた。その後, 助教役となり, パーゼル, チュービンゲン大学教授を経て, 1868 年から 1911 年に退官するまでライプチヒ大学教授を務めた。教育者としても有能で, 多くの教師を育てた。研究業績としては, ボテンシャル論における仕事が有名で, 今日でも第二種境界値問題にその名前が冠せられているように, 境界値問題に先駆的な成果をあげた。また「対数ポテンシャル」という用語の発明者でもある。そのほか, レンズ系光学や電気理論でも業績をあげている。ベルリン科学アカデミーや, ゲッティンゲン, ライプチヒなどの学会のメンバー

であり, ドイツで最も重要な数学誌 Mathematische Annalen の創刊と編集に重要な役割を果たした。

ノイマン-コップの法則 [英 Neumann-Kopp rule, 独 Neumann-Koppsche Regel, 仏 règle de Neumann-Kopp, 露 правило Неймана-Коппа] モル比熱は 1 分子を構成する原子の原子熱の和にほぼ等しいという法則。コップ-ノイマンの法則ともいう。合金においてよく成り立つといわれている。例えば合金 AgAu の場合, 100°C で実測されたモル比熱 $104.3 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ に対して, Ag の原子熱の 3 倍と Au の原子熱の和から計算されるモル比熱は $104.4 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 400°C で $111.3 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ に対して $111.0 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 500°C で $121.1 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ に対して $119.1 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ である。この場合, より簡便なデュロン-プティの法則によれば, 1 分子に 4 原子が含まれることから $99.8 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ である。

脳幹・脊髄系 [英 brain stem and spinal cord, 独 Hirnstamm und Rückenmark, 仏 tronc cérébral et moelle épinière, 露 мозговой ствол и спинной мозг] 脳幹と脊髄には, 刺激に対して無意識に行われる筋収縮や腺分泌の応答(反射)に関する中枢がある。また, 脳幹は上位脳と脊髄との連絡をするほか, 自律機能の中核も含む。脳幹は脊髄に近い方から延髄, 橋, 中脳, 間脳に分けられる。延髄には呼吸中枢, 心臓中枢, 循環中枢, 吸引反射, 唾液分泌, 嚥下反射, 嘔吐反射など, 消化のための中枢がある。橋には随意運動の維体路, すなわち大脳皮質と小脳を連絡する皮質橋小脳路が通っている。中脳には眼球運動の反射中枢や姿勢を維持するための反射中枢がある。間脳は視床, 視床下部をもち, 視床には視覚, 聴覚, 皮膚感覚などの知覚の中継所がある。視床下部は自律神経系の最高中枢を含むほか, 下垂体のホルモン分泌も統御する。脊髄には自律機能(血管運動, 発汗, 排便, 排尿)の反射中枢があるほか, 脊髄反射の中枢もある。脊髄反射には膝蓋腱反射, 伸展反射(起立姿勢の維持に役立つ), 屈曲反射(たとえば熱いものに触れて手を引っ込める動作)などがある。

濃縮ウラン [英 enriched uranium, 独 angereichertes Uran, 仏 uranium enrichi, 露 обогащённый уран] 天然ウランの同位体組成(^{235}U 0.711 重量%)より ^{235}U 濃度を高めたウラン。必要な ^{235}U の濃度(濃縮度)は使用目的により異なる。濃縮ウランは, 微濃縮ウラン(濃縮度 1.5% まで, 重水炉で使用される), 低濃縮ウラン(濃縮度 10% まで, 軽水炉では 3% 内外, 高温ガス炉で 4~10% が使用される), 中濃縮ウラン(濃縮度 45% まで, 研究炉, 試験炉で 45%, トリウム燃料利用の高温ガス炉で 20% が使用される), 高濃縮ウラン(濃縮度 93% まで, 限られた試験炉で使用される)などと便宜上呼称され, ししばしば SEU, LEU, MEU, HEU などと略記される。これは一般の使用例からみた区分であり, 核燃料の正式な管理では, 低濃縮ウラン 20% 未満, 高濃縮ウラン 20~93% と区別されているだけである。濃縮度 93% を超える濃縮ウランは軍用であり, 一般には入手できない。濃縮ウランは天然ウランを原料として, ウラン濃縮工場で生産されるが, その際, 同時に ^{235}U 濃度の低いウランが排出される。これは劣化ウランといわれ, ^{235}U 濃度は通常 0.20~0.25% である。

濃色効果 [英 hyperchromic effect] ⇒ 淡色効果

能動回路 [英 active electric circuit, 独 aktives elektrisches Netzwerk, 仏 réseau électrique actif, 露 актив-

ная цепь」電気回路を構成する要素には、エネルギーを供給する要素と、それ自身は、エネルギーを供給せず、単にエネルギーを消費したり、蓄えたりするだけの要素がある。前者を能動素子といい、後者を受動素子という。能動素子として電子管、トランジスタ、ダイオードなどがあり、受動素子の例として、抵抗、コイル、コンデンサなどがある。回路網のなかに、1つ以上の能動素子を含むものを能動回路という。

能動素子 [英 active element, 独 Wirkelement, 仏 élément actif, 露 активный элемент] 回路の構成要素のうち、回路にエネルギーを与える素子である。抵抗やコンデンサのような受動素子だけでは増幅や発振の機能を実現することはできない。トランジスタ、電子管、電池などのような能動素子を必要に応じて用いることにより回路の機能を果たすことができる。等価回路は、理想的な電圧または電流源として表される。

能動フィルター [英 active filter, 独 aktives Filter, 仏 filtre actif, 露 активный фильтр] フィルター回路網の構成要素としてトランジスタ、電子管などの能動素子をもっているフィルター回路。負帰還増幅器で帰還回路に周波数選択性をもたせることでフィルターとしているものや、コイルやコンデンサと等価的なインピーダンスを負帰還増幅器で実現し(これをジャイレーターという)、それらを組合せることでフィルターを構成するものなどがある。図1に低域通過フィルター、図2に高域通過フィルターを演算増幅器を用いた能動フィルターを実現した例を示す。遮断周波数 $f_c = 1/2\pi RC$ である。

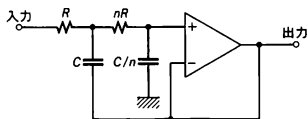


図 1

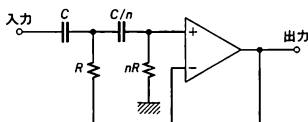
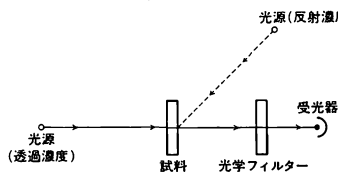


図 2

能動輸送 [英 active transport, 独 aktiver Transport, 仏 transportation active, 露 активный транспорт] 細胞内外における物質の濃度差や膜電位などの電気化学ポテンシャル差に逆らって細胞膜が物質を輸送する機能を能動輸送という。これに対して、ポテンシャル差に従って物質が移動する場合を受動輸送という。一般に、動物の体液(細胞外液)には Na^+ が多く K^+ が少ないが、細胞内ではこの逆で K^+ が多く Na^+ が少ない。それは、細胞膜中に存在するタンパク質がエネルギーを消費しつつ能動輸送を行って Na^+ を細胞外に排出するためである。この Na^+ をくみ出すタンパク質構造体を、特にナトリウムポンプとよぶ。ポンプのエネルギー源は解糖や呼吸によって得られるアデノシン三リン酸(ATP)である。能動輸送は低分子イオンばかりでなく、糖やアミノ酸の吸収(小腸など)の場合などにも見られる。

濃度計 [英 densitometer, 独 Schwärzungsmesser, 仏 densitomètre, 露 денситометр] 現象処理された写真感

光材料の光学濃度を測定する器械(⇒センチメートル)。濃度計は試料を照明する光源、照明光の分光分布を変化させる光学フィルター、および試料からの反射光あるいは透過光を検出する受光器で構成される(図参照)。受光器とし



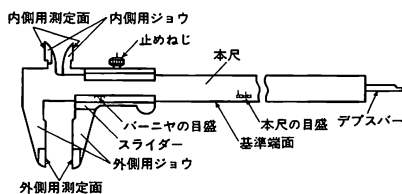
て人間の目を使用する方式は視覚式濃度計とよばれ、光電子増倍管などの光電素子を使用する方式は光電式濃度計とよばれているが、現在では後者が主として用いられている。写真像の光学濃度 D は、入射した光の強度を I_0 とし、反射あるいは透過した光の強度を I とすると

$$D = -\log_{10} \left(\frac{I}{I_0} \right)$$

で与えられる。たとえば $D=1.0$ では $I=I_0/10$ であり、入射した光の $1/10$ しか反射あるいは透過しないことを示している。写真像からの反射光を測定すれば反射濃度が得られ、透過光を測定すれば透過濃度が得られる。濃度測定の際に像形成物質が光散乱性であると、得られる濃度は測定光学系に大きく依存する。たとえば、写真像が微細な銀粒子で形成されている場合、銀粒子による光散乱のため濃度測定に散乱光を含めるかどうかで濃度値が異なる。散乱光を含めて測定した濃度は拡散光濃度 $D_{\#}$ とよび、散乱光を含めずに測定した濃度は平行光濃度 D_{\parallel} とよばれている。両者の比 $Q = D_{\#}/D_{\parallel}$ はキャリエ係数とよばれ、銀写真像の場合 $Q=1.0 \sim 1.6$ 、カラー写真像の場合 $Q \approx 1.0$ といわれている。また、光学フィルターの適当な選択により、受光器の分光感度特性を眼の比視感度曲線(⇒測光)と一致させれば視覚濃度が、ポジ感材の分光感度特性に一致させればネガ感材のプリント濃度が測定できる。さらに目的に応じて、干渉フィルターを用いて狭い分光感度特性による濃度測定も行われている。

測定される濃度は、以上のように光源の分光分布・フィルターの分光吸収特性・受光器の分光感度特性および全体の光学系などに影響されるため、これら諸特性は日本工業規格、アメリカ規格などで標準化されている。市販されている濃度計は、普通これらの規格に準拠しており、濃度既知の標準濃度板を用いて濃度校正ができるようになっている。

ノギス [英 vernier callipers, 独 Schublehre, 仏 calibre à coulisse, 露 штангенциркуль] 2個の測定ジョウと鋼製直尺とを結合した測定具で、バーニアによって読取り精度をあげたものである。主として外側および内側の寸法を測るために用いる。図に示すような構造で、最小読取値は $0.1, 0.05, 0.02\text{mm}$ の3種があり、最大測定長は



150mm から4m くらいまでのものがつくられている。スライダーを微動送りする装置のあるものもある。最小読取値 0.05mm, 最大測定長 200mm のノギスで、金属物品を測定したときの総合誤差は $\pm 0.08\text{mm}$ より小さい。

のこぎり波 [英 sawtooth wave, 独 Sägezahnwelle, 仏 onde en dents de scie, 露 пилообразная волна] 電圧または電流が時間に対して、直線的に増加または減少して一定値に達すると短時間でもとの値に戻る周期的な波形。波形がのこぎりの歯に似ているのでこの名がある。オシロスコープなどのブラウン管の水平偏向の波形(時間軸)はのこぎり波である(\Rightarrow のこぎり波発振回路)。

のこぎり波発振器 [英 sawtooth generator, 独 Sägezahn-generator, 仏 générateur en dents de scie, 露 генератор пилообразных сигналов] 時間とともに直線的に増加あるいは減少し、一定時間後にもとに戻る電圧、電流波形(のこぎり波, 図1)を発生する回路で、電子ビームの

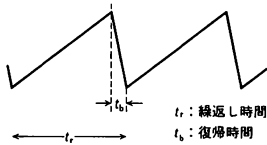


図 1

偏向, パルス回路の時間比較, パルス変調などに用いる。のこぎり波の発生には、コンデンサー充放電法(図2), ミラー積分回路, プートストラップ回路, ファンタストロン回路などが用いられる。

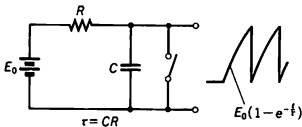
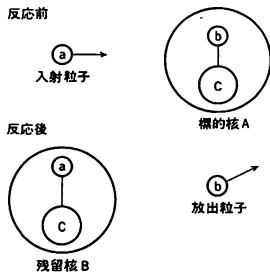


図 2

ノジェール・ド・ドミニシス理論 [英 Nozières-de Dominicis theory, 仏 théorie de Nozières-de Dominicis, 露 теория Ножеера-де Доминичиса] \Rightarrow X線吸収端の異常

ノックアウト反応 [英 knock-out reaction, 露 реакция выбивания] = ノックオン反応

ノックオン反応 [英 knock-on reaction, 仏 réaction de percussion] 入射粒子 a が、粒子 b と C から成る標的核 A に衝突して b を押し出し、a と C から成る残留核 B が残る原子核反応をノックオン反応あるいはノックアウト反応とよぶ(図参照)。組替え反応の一種である(\Rightarrow 核反応)。



ノット [英 knot, 独 Knoten, 仏 nœud, 露 узел] 速さの単位。航海や航空で用いられる。今日の国際慣行としては、1 ノット = 1 海里毎時(\Rightarrow 海里) = $(1852/3600)\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, すなわち $0.51444 \dots \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ とされている。計量法では、特殊な計量(航海および航空にかかわる速さの計量)に用いる補助計量単位として政令でこれを定め、記号は kt または kn としている。しかし今日の国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい単位である。歴史的には、海里の定め方の多様性に影響されて、いく通りにも解釈されてきており、たとえばイギリスでは 6080 フート毎時, すなわち $0.514772 \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, アメリカでは $0.514791 \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ としていた。

ノット Knott, Cargill 1856.6.20—1922.10.26 イギリスの物理学者。スコットランドに生れる。エジンバラ大学に学び学位を取得後、理学部教授 P. G. Tait の助手となる。1883年7月に、鉄およびニッケルの磁気とねじれの実験的研究に関する論文を発表してまもなく、同年9月には東京大学理学部の物理学教師として来日する。電気学、磁気学、音響学などを講義するかたわら、当時物理学科の最上級生だった長岡半太郎の協力を得て、来日前エジンバラで行っていた磁気の研究を再開する。この研究において、鉄とニッケルにおけるウィーデマン効果と張力の関係を調べる実験を長岡が担当した。この実験は、長岡にとって単なる手伝いには止まるものではなく、その後の長岡自身の研究に少なからぬ影響を与えた。

Knott は、1882年から翌年にかけて関野修蔵が、ドイツの地質学者 E. Naumann の指導で行った日本最初の全国地磁気測量に疑問をいだき、測量をやりなおす必要があると考えた。そこで全国を二分し、北部を Knott が、南部を当時助教であった田中館愛橘が分担して調査することになった。Knott は長岡を伴い、1887年の6月から9月にかけて50の地点で地磁気の測量を行った。この測量で得られたデータは、学生たちの協力を得て補正計算が行われ、田中館との共著論文として発表された。それによると、関野の結果と異なり、本州中央に地磁気の極端な異常は認められない。また Knott は、地震の研究も行い、地中を伝播する地震波の物理的特性を明らかにしている。これらの功績に対して勲四等旭日章が授与された。1891年6月、スコットランドに帰り、エジンバラ大学の応用数学講師となった。ロンドン王立協会の会員に選ばれたほか、エジンバラ王立協会の幹事も務めた。エジンバラ数学学会の創立者のひとりでもある。[著書] *Electricity and Magnetism*, 1893; *Physics of Earthquake Phenomena*, 1908。

NOT 回路 [英 NOT circuit, 独 NICHT-Schaltung, 仏 circuit NON, 露 схема НЕ] 基本的な論理回路のひとつで、否定回路ともいう。AND, OR 回路とともに論理回路を構成する。1つの入力と1つの出力をもち、入力の論理値 1 (または 0) の逆 (0 または 1) を出力する。図のような論理記号で表す。

伸び弾性率 = ヤング率

ノーベル賞 [英 Nobel prize, 独 Nobelpreis, 仏 prix Nobel, 露 Нобелевская премия] ダイナマイトの発明とその企業化により巨大な富を得た A. B. Nobel (1833—96年)の遺言をもとに設定された国際的な賞。授賞の主体であるノーベル財団が、当時の国際通貨で180万ポンドといわれる遺産を管理下に収めたのは1901年1月1日であり、

文字どおり 20 世紀を代表する学術賞といえる。Nobel の最後の助手で遺言執行人に指名されていた青年技師 R. Sohlman (1870-1948 年) がその遺志を貫き、財団の基礎を築いた中心人物であって、後には財団の理事長も務めている。

授賞は毎年 Nobel の命日 12 月 10 日 (Nobeldagen) に行われる。第一回、1901 年の賞金 8000 ポンドは、1920 年のキャンペンディッシュ研究所の年間研究費の 4 倍にあたるという。賞金の名目額は特に第二次世界大戦後に急上昇したが、実質額は第一回が最高と推定されている。ノーベル賞はまず賞金額の大きさによって世の耳目をひいた。受賞者の選考には、物理学賞の場合、スウェーデン王立科学アカデミーが任命する常勤職のノーベル物理学委員会 (3~5 人) があたり、世界各地の約 1000 の個人や団体から推薦を受けて候補者を選出する。最終決定権は科学アカデミーにあり、会員の多数決によって受賞者を決定する。授賞の日に生きている人のみが受賞できる。1 つの賞の同時受賞者は 3 人までという不文律は、現在では規約に明記されている。

物理学賞の受賞者は、第一回の W. Röntgen 以来 1983 年までに 121 人。2 度の受賞は J. Bardeen, 女性は M. Curie と M. G. Mayer, 最初の東洋人は C. Raman である。25 歳で受賞した W. L. Bragg の記録が破られることはないだろう。授賞の傾向をたどると、まず 19 世紀末の古典物理をゆさぶった諸発見に授賞した後、方針に迷いが見られる。ノーベル賞の声価が確定したのは、量子力学の形成という歴史的な大事件を授賞によっていち早く追認し、新理論の権威と可能性が賞の権威を裏書きするような状況をつくりだしてからである。たとえば 1931 年創刊の雑誌「科学」も、初めはノーベル賞を各賞の記事に追ひこみで報じ、次いでその記事のトップに置き、1935 年には W. Heisenberg らの授賞講演の訳を載せるに至っている。第二次世界大戦後の授賞には、少なくとも、素粒子と固体と光の物理という 3 つの流れが見分けられる。素粒子を別にすれば、戦後の工業技術に大きな影響を与え、また与つつある分野であり、そこに Nobel の考え方の反映が認められる。

ノーマル過程 [英 normal process, 独 Normal-Prozess, 仏 processus normal, 露 нормальный процесс] 周期的な結晶中で、電子、正孔、フォノンなどが散乱される過程では散乱前後の全波数ベクトルの変化は、必ずしも 0 である必要はなく、任意の逆格子ベクトル G だけ異なっているもよい。特に $G=0$ の過程をノーマル過程 (N 過程と略す) あるいは正常過程とよぶ。 $G \neq 0$ の過程はウムクラップ過程 (U 過程) あるいは反転過程とよばれる。

ノーマルゲージ [英 normal gauge, 仏 jauge normale, 露 нормальный вакуумметр] 熱陰極電離真空計をその形状で分類するときのよき名である。ノーマルゲージは、ガラス管球内に電極が取付けられており、真空容器に取付けるためのガラス導管がついているもので、真空計の形状としては最も一般的なものである。真空容器への取付けは、容器に備えられているゲージ取付け金具による。この形式の真空計は、真空容器と細い管で接続されているため、真空計を点火し測定を始める初期の段階では電極の温度上昇や電子衝撃によって生じる放出ガスが排気されにくく、数分から数十分にわたって真空容器の圧力よりも高い圧力を示すこと、および定常状態では拡散ポンプ液分子などの巨

大分子に対する感度が極めて小さい (⇒ブリアーズ効果) などの欠点を有する。しかし、取扱いやすく、一番広く普及している。導管の太さは、わが国では JIS 規格で 15 mm と定められている。

ノーマル状態 [英 normal state, 独 Normalzustand, 仏 état normal, 露 нормальное состояние] = 常伝導状態 (⇒常伝導)

ノーマル水素 = 正常水素

ノーマルスペクトル [英 normal spectrum, 独 Normalspektrum, 仏 spectre normal, 露 нормальный спектр] 回折格子に光を入射させるとき、回折格子の法線方向付近に生じるスペクトルをいう。法線方向に回折する光の波長を λ_0 、その付近に回折する光の波長を λ 、回折角を β 、次数を m 、格子定数を d とすると、回折格子の式から次の関係式が導かれる。

$$\frac{\beta}{\lambda - \lambda_0} = \frac{m}{d} = \text{一定}$$

したがって法線方向付近ではスペクトルの分散が一様である。入射角を適当に選ぶことにより、任意の波長領域を法線方向に回折させることができる。分散が一様なスペクトルはスペクトル解析の際に非常に都合がよい。

ノーマル積 [英 normal product, 独 Normalprodukt, 仏 produit normal, 露 нормальное произведение] 場の量子論の用語。ノーマル積 (正規積) には、G. C. Wick のノーマル積と W. Zimmermann のノーマル積 (⇒BPHZ 理論) があるが、本項では前者のみにについて説明する。場の演算子を一般的に $\phi(x)$ と書くことにする。相互作用表示では自由場の方程式を満たすので

$$\phi(x) = \phi^{(+)}(x) + \phi^{(-)}(x)$$

と分解できる。ここに $\phi^{(+)}(x)$ は消滅演算子 (正振動数部分)、 $\phi^{(-)}(x)$ は生成演算子 (負振動数部分) を表す。ノーマル積は、場の演算子の単純積においてその各因子に上の分解を代入し、展開してから各項ごとに消滅演算子をすべて右へ、生成演算子をすべて左へ並べかえたものである。ただし、フェルミ統計に従う場の演算子間の置換が奇置換のときには、その項に負の符号をつけるものとする。消滅演算子どうしあるいは生成演算子どうしは常に可換 (あるいは反可換) なので、上の定義にあいまいさはない。

ノーマル積は、通常両側に \cdot をつけるか、あるいは N を用いて表す。たとえば

$$\begin{aligned} \phi_1(x)\phi_2(y) &= \phi_1^{(+)}(x)\phi_2^{(+)}(y) + \phi_1^{(-)}(x)\phi_2^{(+)}(y) \\ &\quad + \phi_2^{(-)}(y)\phi_1^{(+)}(x) + \phi_1^{(-)}(x)\phi_2^{(-)}(y) \\ &= \pm : \phi_2(y)\phi_1(x) : \end{aligned}$$

である。ただし複号は、 $\phi_1(x)$ も $\phi_2(y)$ もともにフェルミ統計に従うときは負、その他のときは正をとるものとする。消滅演算子は真空 $|0\rangle$ を消すので、ノーマル積の真空期待値は常に 0 である。したがって、たとえば

$$:\phi_1(x)\phi_2(y): = \phi_1(x)\phi_2(y) - \langle 0|\phi_1(x)\phi_2(y)|0\rangle$$

となる。この性質を漸化式形で一般化した式は、ハイゼンベルク表示の場の演算子に対しても意味のあるノーマル積の定義を与える。

ノーマルセル (加速器の) [英 normal cell, 独 Normalzelle, 仏 cellule normale, 露 нормальный элемент] シンクロトロン加速器を構成する電磁石の最小の周期構造。単位セルともよばれる。ノーマルセルの基本的構成物はいくつかの偏向用の二極電磁石と極性の異なる複数の集束用四極電磁石である。これらの組合せには、個々のシン

クロトロンビームに要求される性質に応じて、さまざまな例がある。各ノーマルセルの対応する位置では、ビームの性質を示すベータatron関数や運動量分散関数が等しく、ビームサイズも同じである。このことが電磁石やモニター類の製作およびシンクロトロン運転保守を容易にするうえで役だっている。1つのシンクロトロンがノーマルセルの繰返しのみでつくられる場合もあるが、整合のとれた挿入部を加える場合もある。特に相互衝突型加速器ではビームの衝突点でビームを非常に細く絞るため、低ベータ挿入部の採用が一般的である。

ノーマルモード [英 normal mode, 独 Normalmode, 仏 mode normal, 露 нормальный мод] ⇒ 基準振動

ノモン投影 = グノモン投影(⇒結晶投影法)

NORDITA [英独仏 NORDITA, 露 НОРДИТА]

北欧理論原子物理学研究所(Nordisk Institut for Teoretisk Atomfysik)。NORDITAと略称されることが多い。デンマーク、フィンランド、アイスランド、ノルウェー、およびスウェーデンの5ヵ国の共同研究機関。本部はデンマークのコペンハーゲン。1957年創設。財政は加盟5ヵ国の分担金によってまかなわれ、運営は各加盟国から選出された理事会が行う。

この研究所は国際的な物理学の共同利用研究所の草分けとして知られる。CERNはその発足にあたって、1952年デンマークのニールス・ボーア研究所に理論グループをおき、活発な国際的活動を始めていたが、それに触発されてスウェーデンが北欧諸国の指導的な物理学者をイエテボリに招集し、CERNの理論グループがスイスに移った後も永続的な国際的活動を北欧で行うことを決めた。これがNORDITAとなった。設立にあたって中心的役割を果たしたのはN. Bohrであり、彼は創立以来、死ぬまで理事会の議長を務めた。運営にはニールス・ボーア研究所との緊密な協力が配慮されていて、一心同体の感がある。実際、本部の建物はニールス・ボーア研究所と接続しているだけでなく、事務関係を除き、図書室など研究施設は共用になっている。

この研究所の特色は、運営が研究を主眼として弾力的に行われている点である。フェローシップは加盟国の若手研究者のほかに、広く世界に開かれているし、専任の研究員も必ずしも北欧の人々に限られていない。また研究分野も学問の進展にあわせて改変拡充されてきた。最近では低エネルギー、高エネルギー物理学のほかに天体物理学、統計物理学の分野でも活発な研究が行われている。日本からも多くの人が参加してきた。

ノルドハイム規則 [英 Nordheim rules, 独 Nordheimsche Regeln, 仏 règles de Nordheim, 露 правила

Нордгейма] 陽子数と中性子数がともに奇数である原子核(奇奇核)の基底状態の全角運動量 I に関する経験則。基底状態では偶数個の陽子の合成角運動量と偶数個の中性子の合成角運動量がともに0であると仮定すると、奇奇核の I は残った1個の陽子および1個の中性子の角運動量 j_p および j_n の合成により決まるが、その際、陽子と中性子のスピンは平行になる傾向がある。これがノルドハイム規則の最も簡単な表現である。この陽子と中性子の軌道角運動量とスピンがともに平行(または反平行)、すなわち $j_p = l_p + (1/2)$ と $j_n = l_n + (1/2)$ (または $j_p = l_p - (1/2)$ と $j_n = l_n - (1/2)$) ならば、 j_p と j_n は足し合される傾向がある。ただし最大値 $I = j_p + j_n$ になるとは限らない。(2) 一方の核子の軌道角運動量とスピンは平行で、他方は反平行、すなわち $j_p = l_p + (1/2)$ と $j_n = l_n - (1/2)$ 、または $j_p = l_p - (1/2)$ と $j_n = l_n + (1/2)$ ならば、 $I = |j_p - j_n|$ となる。しばしば、(1)をノルドハイムの弱い規則、(2)を強い規則としよ。軽い原子核ではこれらの規則に反するものも多いが、重い核では割合に合っている。

ノルム [英 norm, 独 Norm, 仏 norme, 露 норма] ノルムはベクトルの「大きさ」のひとつ程度の尺度を与えるものである。一般に、 X を R (あるいは C) 上のベクトル空間とする。 X から R への関数 $\| \cdot \|$ が存在して、すべての $x, y \in X$ と、すべての $a \in R$ (あるいは C) に対して、次の(1)~(3)を満たすとき、 $\| \cdot \|$ を X 上のノルムといい、 X をノルム空間という：(1) $\|x\| \geq 0$; $\|x\| = 0$ ならば必ず $x = 0$, (2) $\|ax\| = |a| \|x\|$, (3) $\|x+y\| \leq \|x\| + \|y\|$ 。ノルム空間 X では、任意の2点 $x, y \in X$ に対して距離(⇒距離空間)を $\|x-y\|$ として定義することができ、この距離に関して X は距離空間となる。またノルムを用いることにより、 X の点列の収束を定義することができる。すなわち点列 $\{x_n\}_{n=1}^{\infty} \subset X$ が $x \in X$ に収束することを $\|x_n - x\| \rightarrow 0$ ($n \rightarrow \infty$) で定義するのである。

ノンインパクトプリンター [英 non-impact printer, 独 berührungloser Drucker, 露 печатающее устройство безударного действия] 機械的衝撃を用いなくて印字する印字装置。インクジェットプリンター、熱感式、静電破壊式、レーザービームプリンターなどがある。低騒音で、比較的自由に任意の文字を印字できるという利点があるが、衝撃を用いる印字装置と異なり、感圧紙によって一度に複数枚の印字をすることはできない。

ノンパラメトリック法 [英 nonparametric methods, 仏 méthode nonparamétrique, 露 непараметрический метод] ⇒ 統計的方法

ノンレプトンの崩壊 = 非レプトンの崩壊

は

場 [英 field, 独 Feld, 仏 champ, 露 поле] 物理量が空間的に分布している場所をその物理量の場という。多くの場は時間的にも変化する。重力場、電場、磁場、物質場などについて、その空間的、時間的変化を表す法則を見つけたことは物理的な主要な目的のひとつである。場の概念は、現在、物理学のみならず広い範囲の科学分野で用いられている。場は、最初、原子論的な考えと対立するものとして発展した。たとえば、流体力学では、流体を構成する粒子個々の性質や運動よりむしろ、流体の密度、速度、圧力などの物理量を空間と時間の関数として取扱う。これは典型的な物質場の一例である。このように、場が座標の関数として与えられているときには、座標変換に対する場の変換性によって、スカラー場、ベクトル場、テンソル場などに分類できる。流体力学の例のように、個々の粒子を分析することが困難であるため、粒子の集団の性質を場の形で表現することはひとつの便法であった。また、I. Newton によって確立された古典力学においても、万有引力は質量を有する物体間に働く遠隔作用として理解され、重力場は単に重力ポテンシャルの場として取扱われている。この場合、場は、物質と対立する、または物質からはみ出す概念として発展した。このような考えかたにはっきりした疑念を与えたのは電磁気学であって、電磁気現象においては、物理量の変化が、対応する場の状態変化として伝達され、その状態変化は、空間の各点における物理量として決めることができる。たとえば、平行板コンデンサーに電気が蓄えられている状態において、コンデンサーの有する全エネルギーは、電荷を平行板の間で移動するに要する仕事に等しいが、一面、平行板間の電場のもつエネルギーとしてとらえてもよい。さらに、コイルに電流を流すときに必要なエネルギーは、空間に蓄えられた磁場のエネルギーと理解される。こうして、電磁気現象は、いわゆるマクスウェルの電磁場理論として記述されることになった。一方、重力に関しても、アインシュタインの一般相対性理論によって、粒子間の相互作用を伝達する場として取扱われることになった。こうして、場は物質とともに自然界を構成する重要な要素となったが、やがて 1930 年以後場の量子論の発展とともに、粒子と場は相互に付随しあうので、一元化されることになる。そして重力場に対しては重力子が、電磁場に対しては光子が対応することになった。1935 年、原子核中の陽子や中性子の間に働く新しい力、核力の場に付随する粒子として湯川秀樹は中間子の存在を予言した。この中間子は、 π 中間子とよばれる粒子であるが、現在では、陽子、中性子、中間子などハドロンとよばれる粒子はクォークと称する粒子から構成されており、クォーク間に働く強い力にはグルーオンが対応すると考えられている。また、ニュートリノ、電子、 μ 粒子などレプトンとよばれる粒子の間には、「弱い相互作用」が働いており、この弱い力の場に付属する W ボゾンは最近発見され、予想通り、陽子の 90 倍程度の重い質量をもつことが示された(⇨相互作用)。場の概念は、物理学以外の生物発生学

や心理学にも応用されており、物質と場の相補性は、哲学にも大きい影響を及ぼした。

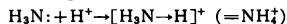
バイアス [英 bias, 独 Vorspannung, 仏 polarisation, 露 смещение] トランジスターや電子管増幅回路では、ベースやグリッドに一定電圧を加えて、一定のコレクター電流やプレート電流を流した状態で動作させる。このように増幅素子の動作点を決めるために加える一定電圧をバイアスあるいは偏倚電圧という。

背圧 [英 backing pressure, 独 Vorvakuumdruck, 仏 pression au reflux, 露 противодавление] 拡散ポンプなどの移送式ポンプ(⇨真空ポンプ)における気体を排出する側の圧力。背圧が 1 atm (10⁵ Pa) でも排気作用をもつ真空ポンプは、単独で真空ポンプとして機能することができ、それ以外の真空ポンプが機能するためには、背圧を一定の圧力範囲に保つための真空ポンプを必要とする(⇨補助ポンプ)。動作中の真空ポンプの背圧を徐々に上げていくと、ある圧力で急激に吸入圧が上昇する。このときの背圧を臨界背圧という。臨界背圧はポンプに流れ込むガス量 Q によってわずかに変化する。 $Q=0$ のときの臨界背圧を静的臨界背圧という。また、十分背圧が低いときの吸入圧に対し、吸入圧が 10% 上昇するときの背圧を許容背圧とよび、真空ポンプの正常運転の目安となっている。実際には、これらの値はほとんど同じであり、許容背圧、静的臨界背圧とを合わせてすべて臨界背圧とよぶことができる。

配位エントロピー [英 configurational entropy, 独 Konfigurationsentropie, 仏 entropie configurationnelle, 露 конфигурационная энтропия] 規則・不規則合金系では、低温で各成分元素の原子がそれぞれ定まった格子点を占め超格子構造をとるが、高温では原子の配置が無秩序の固溶体となる。この場合に、原子の配置の無秩序さによるエントロピーを配位エントロピーという。混合気体・混合液体の混合のエントロピーや磁性体のスピン配向のエントロピーと同類のものである。成分原子間の相互作用と結晶格子形が与えられたとき、配位エントロピーを計算することは統計力学の基本的問題のひとつであり、種々の近似評価の方法が知られている。

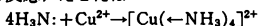
配位空間 [英 configuration space, 独 Konfigurationsraum, 仏 espace configurationnel, 露 конфигурационное пространство] n 個の粒子からなる質点系なら、 $3n$ 個の座標 $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \dots, x_n, y_n, z_n$ を座標とする $3n$ 次元空間。一般化座標 q_1, q_2, \dots, q_f で記述される自由度 f の力学系の場合に、これらを直角座標にとった f 次元空間をさすこともある。配置空間ともいう(⇨位相空間)。

配位結合 [英 coordinate bond, 独 Koordinationsbindung, 仏 liaison coordonnée, 露 координационная связь] 孤立電子対をもつ分子やイオンが、その電子対を利用して陽性の粒子(陽子・金属イオン、あるいはほかの分子やイオン中の正電荷を帯びた原子)と結合する現象、またそのとき生ずる化学結合をいう。たとえばアンモニア分子が陽子と結合する反応は



と表されるが、この式の: は孤立電子対を $\text{N} \rightarrow \text{H}$ の矢印はそれが H^+ に供給されて(すなわちその電子と軌道が $\text{N}-\text{H}$ 間の共有結合の形成に利用されて)生ずる配位結合をそれぞれ示す。この例では、生じた NH_4^+ イオン中の 4 つの $\text{N}-\text{H}$ 結合は実際は全く等価で、上の式は単に NH_3

分子中に最初からあった3つの共有結合と、 H^+ の結合によって生じた4番目の結合とを形式的に区別したものにするが、アンモニアが重金属イオンと結合して錯イオンをつくる反応、たとえば



では、 $N-H$ 共有結合と $N \rightarrow Cu$ 配位結合とは明らかに別種の結合となる。配位結合は本質的には共有結合と考えてよいが、孤立電子対をもつ粒子(電子対の供与体あるいはドナー)とそれに結合する陽性粒子(電子対の受容体あるいはアクセプター)の性格によって種々の程度の極性(イオン性)を帯びる。多くの錯体、特に金属錯体は配位結合によって形成される。また化学反応の中間体として生ずる不安定な錯体も、配位結合によって生ずると考えられることが多い。なお上の例のような σ 結合的な配位結合に付随して、さらに π 結合的な配位結合が生ずることもあり、ときには後者のなかではドナーとアクセプターが入れかわって、いわゆる逆配位(back coordination)の現象を起こすこともある。金属錯体の構造や反応はこれらの結合によって複雑に支配されている。

配位混合 = 配置混合

配位子 [英 *ligand*, 独 *Ligand*, 露 *лиганд*] \Rightarrow 錯体

配位子場 [英 *ligand field*, 独 *Ligandenfeld*, 仏 *champ coordinateur*, 露 *поле координации лиганда*] \Rightarrow 配位子場理論

配位子場理論 [英 *ligand field theory*, 独 *Ligandenfeldtheorie*, 仏 *théorie du champ coordinateur*, 露 *теория поля лигандов*] 結晶のなかで1原子とその近傍に比較的局在している電子の状態を論じるときに、注目する電子が、結晶中のそれ以外の電子、原子核による平均的なポテンシャルのなかにあると考えた場合、このポテンシャルを結晶場ポテンシャルとよぶ。このポテンシャルのもつ対称性に着目し、それを電子の位置座標の多項式で表した場合、対称性では決まらない数係数が残るが、それらは結晶場の強さを表すパラメーター(結晶場パラメーター)として実験的に決められることが多い。結晶場が働くとき自由イオンの場合に縮退していた基底準位は分裂する。多くの場合、こうしてできた結晶中の基底準位は軌道運動について縮退がなく、その結果として軌道角運動量の平均値が0になる。これを軌道角運動量の凍結とよぶ。このように結晶場を用いて原子またはイオンが結晶中に置かれた場合のエネルギー準位の分裂を計算し、スペクトルや磁性などを論ずる理論を結晶場理論とよぶ。この理論では原子内における電子間相互作用は、原子の多項理論と同じ程度に取入れられている。

結晶場理論では、結晶中に置かれた一原子に局在する電子を仮定するが、この理論を拡張して、ほぼ1つの原子に局在しているがその周辺にも運動範囲の広がった電子として扱うことができるようにした理論を配位子場理論とよんでいる。配位子場理論では、問題にしている局在電子の軌道の対称性をまず与える。するとハミルトニアンのもとのエルミート性、まわりの対称性、時間反転の対称性などの要請だけでなく、エネルギー準位を決めるパラメーターの数と種類が数学的に決つてしまう。この場合、これらのパラメーターで決められる準位構造を生じる原因を、結晶場を一般化したものとみなし、配位子場とよぶ。この一般化によって新しく取入れられる重要な効果としては、結晶場理論で

無視した中心原子と配位子の間の電子のやりとりがある。このような結晶場理論の拡張は、特に遷移金属錯体の分光学的研究に関連してその必要性が強調され、新しく配位子場理論とよばれるようになった。ルビー($Al_2O_3:Cr^{3+}$)レーザー発光線の解明や、遷移金属磁性化合物(NiO , MnF_2 などの)の磁気的、光学的諸性質を定量的に理解するのにも、その威力を発揮している。ルビーでは、励起エネルギーが6eVにも達する高い励起状態まで、この理論の適用が可能である。最近では、ハロゲン化アルカリや遷移金属化合物に含まれる正イオンのp内殻電子を励起する吸収スペクトル、光電子スペクトルなどを説明するのにも用いられている。

パイエルス Peierls, Sir Rudolf Ernst 1907.7.5—

ドイツ、イギリスの理論物理学者。ベルリンに生れる。1925年ベルリン大学でM. Planckの講義を聴いたのを始めとし、A. Sommerfeld (ミュンヘン), W. K. Heisenberg (ライプチヒ), W. Pauli (チューリヒ)に師事して建設途上の量子力学を学ぶ。卒業後 Pauliの助手となった。ホール効果の正符号の説明を皮切りに、熱伝導におけるウムクラップ過程(1929年学位)、電気伝導、反磁性などのテーマで固体量子論の創設に参加。1932年マンチェスター大学研究員。1935年マンチェスター研究所研究員を経て、1937年バーミンガム大学応用数学教授、1946年同数理論物理学教授。この間、有限温度における長距離秩序の安定性と相転移(\Rightarrow パイエルス転移)、結晶中の転位自己エネルギー(\Rightarrow パイエルス・ポテンシャル)、中性子・陽子系、原子核の共鳴準位、場の量子化の方法など広範囲にわたり優れた業績を残した。第二次世界大戦中、イギリスの原爆開発研究に従事し、1940年O. R. Frischと共著の秘密報告書を提出、原爆実現の可能性を詳細に検討、臨界量を示す。この報告書は、イギリスひいてはアメリカ政府の原爆開発事業開始の大きなきりどころとなった。大戦後は、S行列の解析性、不安定粒子の散乱など理論物理学の研究を続ける。1963年オックスフォード大学ウィリアム理論物理学教授。1974年引退。1968年ナイトに叙せられる。1963年マックス・プランク・メダルを受ける。ロンドン王立協会会員。[主著] *Quantum Theory of Solids*, 1955 (「固体の量子論」, 1957); *The Laws of Nature*, 1955 (「物理の世界」, 1967); *Surprises in Theoretical Physics*, 1979。

パイエルス転移 [英 *Peierls transition*, 独 *Peierls-Übergang*, 仏 *transition de Peierls*, 露 *переход Пайерлса*] 金属中の電子・格子系が、その相互作用に伴うエネルギーを得るように、格子系の構造を変え、同時に、電子系のバンド構造も変化する構造相転移のひとつ。この際、結晶の構造変化は、電子系のフェルミ面にできるだけ広範囲にエネルギーギャップをつくらうとする。この転移は、初め、Bi, Sbなどの固体がもつて素型結晶構造の起源を説明するためにR. E. Peierlsが提唱した。Peierlsは、議論を簡単にするために一次元的な金属についてこれを説明したが、1973年、TTF-TCNQという一次元的な有機導体でこの現象が実際に観測されるに及んで、この相転移の性質が詳しく調べられた。

パイエルスの量子化法 [英 *Peierls' method of quantization*, 仏 *méthode de quantification de Peierls*, 露 *метод квантования Пайерлса*] 場の理論においてローレンツ共変性を保ちながら量子化するひとつの方法。一般に正準形式による場の量子化では、時間変数を特別扱いしてい

るために、理論の相対論的不変性はあらわには見えていない。これに対し、R. E. Peierls は、終始ローレンツ共変性をあらわに保ちながら場を量子化する方法を提案した。これをハイエルスの量子化法という。まず、2つの場の量の間に、正準形式でのポアソン括弧の拡張にわたっているような関係式を定義する。この式は、任意の2つの時空点での場の量の間に定義されるもので、完全にローレンツ共変な形をしている。量子化は、この拡張されたポアソン括弧を、交換関係と読みかえることで行われる。変分原理 $\delta \int L dx = 0$ から得られる場の運動方程式のひとつの解を $\phi(x)$ とする。次に、 L を修正した $L' = L + \lambda A$ (A は時空のある有界な領域の外では0になるような場の量の関数、 λ は無限小のパラメーター) から得られる方程式の解で、無限の過去では $\phi(x)$ と一致するようなものを、 $\phi'(x)$ とする。この解は、 A に依存するある演算子 D_A^ϕ を使って、 $\phi'(x) = \phi(x) + \lambda D_A^\phi \phi(x)$ と書ける。同様に、無限の未来で $\phi(x)$ と一致するような、 $\delta \int L' dx = 0$ の解は、別の演算子 $D_A^{\phi'}$ を使って、 $\phi(x) + \lambda D_A^{\phi'} \phi(x)$ と書ける。このとき、場の量の関数 A, B の間に定義される関係式

$$\{A, B\} = D_A^{\phi'} B - D_A^{\phi} B$$

はポアソン括弧の拡張にわたっている。これで見ると、この定義は、ハミルトニアンをもちださずになされている。この量子化の方法は、フェルミ粒子の場に対しても適用できるように拡張されている。

パイエルス・ポテンシャル [英 Peierls potential, 独 Peierls-Potential, 仏 potentiel de Peierls, 露 потенциал Пайерлса] まっすぐな転位が完全結晶中を運動するときのエネルギー障壁をパイエルス・ポテンシャルという。転位のポテンシャル・エネルギーは原子配列の周期で変動する。エネルギー障壁の高さは転位線の方向に依存し、通常密な原子列方向に平行なとき極大になる。パイエルス・ポテンシャルというときは、転位はエネルギー障壁の高さが極大になる方向に平行であると仮定されている。外力を加えたとき転位に働く力がこのエネルギー障壁から導かれる抵抗力の最大値を超えると、転位はまっすぐなまま移動できる。1941年 R. E. Peierls は、簡単な模型を用いて、まっすぐな転位を移動させるのに必要な外力を初めて計算した。この力をパイエルス力という。結晶の塑性変形の起きやすさはパイエルス力の大小で決る。パイエルス力の大きい大きさは、 μ を剛性率とすると、Cu, Al などの面心立方金属で $10^{-4}\mu$ 、塩化ナトリウム型のハロゲン化アルカリで $10^{-3}\mu$ 、K, Fe などの体心立方金属で $2 \sim 7 \times 10^{-3}\mu$ 、ダイヤモンド構造をもつ Ge, Si などで $1 \sim 2 \times 10^{-2}\mu$ の程度である。パイエルス力は絶対零度の降伏応力を与えるものである。温度が上昇するとパイエルス力以下の外力で熱活性化によってキンク対が形成され、それが広がることによってパイエルス・ポテンシャルを乗り越えることができる。キンク対を一定の頻度で形成するのに必要な外力は温度の上昇とともに低下する。Ge は約 600°C 以上、Si は約 800°C 以上で、ほとんど面心立方金属と同じ程度に容易に変形する。体心立方金属のらせん転位のパイエルス力は比較的高いため、低温で降伏応力が急上昇する。体心立方構造をもつ鉄合金が氷点下数十度以下でしばしば低温脆性を示すのは、降伏点の急上昇と密接な関係がある。

パイエルス力 [英 Peierls force, 独 Peierls-Kraft, 仏 force de Peierls, 露 сила Пайерлса] \Rightarrow パイエル

ス・ポテンシャル

バイオセンサー [英 bio sensor, 独 Biosensor, 露 биосенсор] 起電力効果、圧力効果、磁電効果、光電効果などを利用して、生体の状態についての情報を、温度、圧力、変位、振動、光、化学成分、磁気などの形で検出し、その量を電気信号に変えるための装置をいう。装置、機構自体は理工学的センサー(\Rightarrow センサー)と本質的に変わらないが、生体用としてくふうされている点に特色がある。生体計測には心理的・生理的条件をできるだけ損なわないようにすることが必要であるので、生体に対する安全性(消毒、電気ショック防止など)、小型、軽量、低エネルギー動作、遠隔操作などが要求される。生体表面からの測定だけでなく、血流計のようにカテーテルなどの先端に固定し、測定すべし臓器まで挿入できるようにしたものもある。最近もつとも普及しているバイオセンサーの一例としては、サーミスターを利用した体温計がある。

バイオニクス [英 bionics, 独 Bionik, 仏 bionique, 露 бионика] 生物体のもつ極めて精巧な構造や機能、たとえば感覚器などの情報受容機構、末梢および中枢神経系のような情報伝達・処理機構、筋肉や骨格のような運動機構、などから学んだ知識を工学的に活用しようとする研究分野のことをいう。1960年ころから使われ始めた語で、ギリシア語の bion (生命) と ics (工学)をつないだ造語である。各種工作ロボット、情報処理機器、人工臓器などの設計に実際に活用されている。

パイオニゼーション [英 pionization, 仏 pionisation, 露 пионизация] 重心系のエネルギーが数 GeV 以上のハドロン・ハドロン反応など素粒子の高エネルギー非弾性衝突の際、その重心系の中心領域で小さな運動量をもった π 中間子がほぼ等方的に放出される現象をパイオニゼーションとよぶ。この呼称は、初め宇宙線の実験で用いられ、高エネルギー衝突で低エネルギーの π 中間子が多数重心系で蒸発的に放出されるものと考えられた。高エネルギー加速器によるハドロン・ハドロン衝突実験においてこの現象は極めて特徴的に観測され、ハドロンの構成子であるクォークとクォークおよび強い相互作用の担い手であるグルーオンの相互作用として理解されるが、ハドロン・ハドロン反応の中心領域での π 中間子やその親となるハドロン共鳴状態の生成が、量子色力学の非摂動論的領域で起こるところから、 π 中間子生成に関するファインマンのスクーリング則の破れ、粒子・粒子相関など、中心領域での π 中間子生成のふるまいの詳細はまだ未解決の問題である。

パイオン [英 bio, 露 бион] = プリーザー

倍音 [英 harmonic, 独 Harmonik, 仏 harmonique, 露 гармоника] 周期的波形をもつ音の波形は、次のようなフーリエ級数で表すことができる。

$$y = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin(n\omega t + \varphi_n) \quad (1)$$

ただし

$$a_n = \sqrt{A_n^2 + B_n^2}, \quad \tan \varphi_n = \frac{B_n}{A_n}, \quad a_0 = \frac{1}{T} \int_0^T y dt$$

$$A_n = \frac{2}{T} \int_0^T y \sin n\omega t dt, \quad B_n = \frac{2}{T} \int_0^T y \cos n\omega t dt$$

T は周期、 $\omega = 2\pi/T$ 。式(1)の各項をその音の振動数成分とよび、 $n=1$ の振動数成分すなわち基本音以外のものを倍音という。第 n 倍音とは、基本音の n 倍の振動数をもつ成分をいう。

・パイオン [英 pion] = π 中間子

π 型回路 [英 π -network, 独 π -Type Schaltkreis, 仏 circuit à type π , 露 π -образная схема] 2つの端子対をもつ任意の回路(\Rightarrow 二端子対回路)で1対を入力端子, 他の対を出力端子としたとき, 図1に示すような等価回路を π 型回路とよぶ. T型回路とともによく利用される. この回路の基本パラメーター A, B, C, D (図2)を求める, $A=1+Z_b/Z_c$, $B=Z_a$, $C=(Z_a+Z_b+Z_c)/(Z_bZ_c)$, $D=1+Z_b/Z_a$ となる. π 型回路で $Z_b=Z_c$ の場合を対称 π 型回路とよび, 四端子定数は $A=D$ となる.

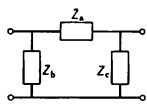


図1 π 型回路

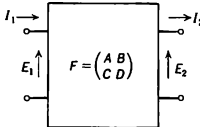


図2 二端子対回路

排気 [英 pumping down] 気密性容器内の気体を排除すること. 気体を排除する手段は問わない. 気密性容器が真空容器として十分な性能のもの(十分な耐圧性, 十分少ないガス放出量など)ならば, 排気を続けていくことによって容器内の圧力は下り, 技術的な意味での真空が得られる. この場合, 気体を排除する機能をもつ装置が真空ポンプである. 真空ポンプは気体を排除する方式によって, 移送式ポンプとため込み式ポンプとに大別される. 実際には排気を続けられ容器内圧力が限りなく下がるものではなく, ある一定の圧力に漸近的に近づく. これは容器の内表面からガスが放出されるためで, このときの圧力でガスの放出量と真空ポンプが排除する気体の量とが釣り合っている.

排気速度 [英 pumping speed, 独 Pumpgeschwindigkeit, 仏 vitesse d'aspiration, 露 быстрота откачки] 真空ポンプが単位時間に排気する気体量(Q)をそのときの真空ポンプ吸気口の圧力(p)で除した値を, 真空ポンプの排気速度(S)という. すなわち

$$S = \frac{Q}{p} \quad (1)$$

である. ほとんどの場合, 気体の温度は常温(\sim 一定)で真空技術で扱うような圧力範囲では, Q は体積と圧力の積で表すことができる. したがって S は[体積/時間]の次元となり, 圧力に関係しない体積速度となる. 排気速度は, ほとんどの真空ポンプにおいて広い圧力範囲でおおよそ一定である. 真空ポンプのなかには, 気体分子を内表面に吸着することによって, 気相より取除く形式のものもあるが, このような場合でも上で述べた排気速度の定義はそのまま適用される. 真空ポンプの動作圧力(p)がその到達圧力(p_r)に近くなると, 排気速度は目だって落ちてくるが, この場合式(1)の代りに

$$S_e = \frac{Q}{p - p_r} \quad (2)$$

を用いると, S_e はほとんど一定値に保たれる. S_e を実効排気速度とよぶ. もちろん $p \gg p_r$ では S_e は S に近づく.

π 軌道(関数) [英 π orbital, 独 π -Orbital, 仏 orbitale π , 露 π -орбиталь] 二原子分子あるいは直線分子の場合, 結合軸の方向の運動量の成分が π である -1 をもつ軌道をそれぞれ π_+ 軌道, π_- 軌道といい, まとめて π 軌道とよぶ. 両者は縮退している. 分子軸 z に関する方

位角を ϕ とすれば, π_+ は $\exp(i\phi)$ の依存性を持ち, π_- は $\exp(-i\phi)$ の依存性をもつ. あるいは π_+ , π_- の代りにこれらを実数型にして, ϕ についてそれぞれ $\cos \phi$, $\sin \phi$ の依存性をもつ π_x , π_y を使ってもよい. 直線分子アセチレンの三重結合のうち2つは π 結合である. 平面分子の場合は分子面に垂直に分布する軌道を π 軌道とよんでいる. したがって分子は二重縮退性はない. エチレン, ベンゼンなどの π 軌道がこの例である(図1). 特殊な例として d 軌道

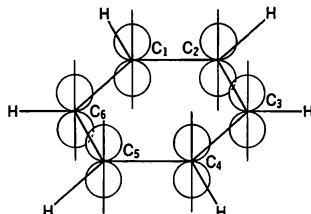


図1

の関与する π 結合がある. 図2中央にある $3d_{yz}$ 軌道と左右にある $2p_y$ 軌道とは z 軸方向に重なりあい, π_y 型の分子軌道をつくる($\Rightarrow \pi$ 結合, π 電子).

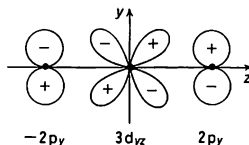


図2

π 結合 [英 π -bond, 独 π -Bindung, 仏 liaison π , 露 π -связь] π 軌道をおめる電子によって化学結合が形成されるとき, これを π 結合とよぶ. たとえば, エチレンの二重結合のうち1つは π 結合である. 分子軸方向に x 軸, それと直角に z 軸をとり, π 軌道を2つの原子の $2p_z$ 原子軌道の一次結合でつくったとする. そのとき2つの原子間の重なり積分の値は0.25程度でかなり小さく(σ 軌道をつくる sp^2 混成原子軌道間の重なり積分の値は ~ 0.8 程度), π 結合の結合エネルギーへの寄与は $126 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$ で σ 結合の寄与の半分以下である. π 結合は種々の分子に見いだされる. ポリエテンや芳香族のような共役炭化水素が代表的である. アセチレンに見られる三重結合はそのうちの2つが π 結合である. 金属錯体では中心金属の d 軌道が関与する $d\pi$ 結合が見られる($\Rightarrow \pi$ 軌道(関数)). 化学結合が σ 軌道を伴わず, π 結合だけから成る珍しい例としては N_2O_4 分子の $\text{N}-\text{N}$ の結合がある. これは同じ平面の上にある2つの NO_2 が N 原子間の π 結合だけで緩く結合している(解離エネルギーは $58.2 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1}$, 結合距離は 1.75 \AA).

配向 [英 π orientation, 独 Orientierung, 露 ориентирование] 原子の集団から成る系において, その系に属する原子の磁気モーメントの方向をそろえること. 量子力学的には, 原子の磁気量子数をそろえることをいう. 原子の電子状態は, 磁気量子数について縮退しているが, 弱い磁場をかけると縮退がとけ, 電子の角運動量量子数 J の準位は, $2J+1$ 個のゼーマン副準位に分離する. これらの互いに近接した副準位に分布する原子の数は熱平衡状態においてはほとんど等しく, 系全体としては磁気モーメントの平均値は0となる. 光の放出を伴う遷移が許容

されている2つの電子状態の間では、遷移に伴う磁気量子数の変化は右回りの偏光による遷移の場合は $\Delta m = +1$ 、左回りの場合は $\Delta m = -1$ となるので、円偏光した光による励起によって、 J が同じ電子状態の異なる m の準位の間の分布を著しく変化させることができる。このようにして、特定の m に対応する副準位にすべてあるいは大部分の原子が分布すれば、系の平均磁気モーメントは有限の大きさをもち、原子の磁気モーメントは特定の方向を向く、すなわち配向することとなる。光ポンピングという用語は狭い意味ではこのような操作をさして用いられる。配向した原子から成る系は、左右の円偏光について吸収率が著しく異なるが、この性質を利用して原子の配向を検出することができる(⇒整列)。また原子・分子の磁気モーメントばかりでなく、原子核の磁気モーメントや分子の電気モーメントの方向をそろえることも配向という(⇒配向分極)。

配向分極 [英 orientational polarization, 独 Orientierungspolarisation, 仏 polarisation d'orientation, 露 ориентационная поляризация] 誘電分極は3種類の機構によって生ずる(⇒誘電体)が、そのうち、永久双極子モーメントをもつ分子(極性分子)が電場の下で配向することによって生ずる分極を配向分極という。配向分極は低周波では生ずるが、 10^{10} Hz 以上では減衰してしまう。すなわち、配向分極率(⇒誘電体)は外部電場の周波数 ω の関数であり、デバイ型(緩和型)の分散

$$\alpha(\text{双極子})(\omega) = \frac{\alpha_0(\text{双極子})}{1 - \omega\tau i}$$

を示す(⇒誘電緩和)。ここに、 α_0 (双極子)は静的配向分極率、 τ は緩和時間で $(1/\tau)$ はデシメートル波(UHF)からマイクロ波の領域にある。自由に回転する永久双極子モーメントの静的配向分極率は、1分子当り

$$\alpha_0(\text{双極子}) = \frac{p^2}{3kT}$$

(p は配向する双極子モーメントの大きさ、 k はボルツマン定数)となり、絶対温度に逆比例するという特徴がある。このことから、分子分極率 $P = [(\epsilon - 1)/(\epsilon + 2)](M/\rho)$ という量(M/ρ はモル体積)は極性分子では $1/T$ の一次関数となり、無極性分子では温度に比例しないことになる。このことは、実験によって確認されている(⇒誘電体)。

媒質 [英 medium, 独 Medium, 仏 médium, 露 среда] 力や波動などの物理現象を伝える作用をする物質または空間を、その現象の媒質という。音波は空気や水、あるいは固体を媒質として伝わる。すなわち連続弾性体中に生じるひずみの波動的伝播である。光や電波などの電磁波は、電場や磁場の変化が空間を波動的に伝わる現象として理解されるが、その空間に物質が全く存在しない場合には真空がその媒質である。電磁波が物質中を伝わる場合には媒質はその物質である。別の表現をすれば物質粒子の存在する空間が媒質である。波動は異なる媒質の境界面で、反射、屈折、散乱、透過、吸収などの現象を起す。これは媒質の物理的性質の違いに基づくものである。一般に波の速度は媒質によって異なるが、波動がすべての方向に同じ速度で伝わる場合はその媒質を等方性媒質、方向によって異なる場合は異方性媒質、場所によらない場合は均質な媒質という。また、媒質自身の弾性的な性質が波によって変化することがあるが、波の振動数によって位相速度が変わる場合、この媒質は分散性をもつという。

Π 状態 [英 Π state, 独 Π -Zustand, 仏 état Π , 露 Π -состояние] 直線分子においては電子の全軌道角運動量の分子軸方向の成分 L_z は保存される。 L_z の大きさを $\Lambda\hbar$ ($\hbar = h/2\pi$, h はプランク定数)とすると、 Λ と $-\Lambda$ の状態は縮退している。 $\Lambda = \pm 1$ である電子状態を Π 状態という。しかし、分子軸を z 軸にとり、 $\Lambda = +1$ あるいは -1 に対応する状態をそれぞれ φ_+ あるいは φ_- とすると、それぞれは分子の対称操作に対しては $(x+iy)/\sqrt{2}$ あるいは $(x-iy)/\sqrt{2}$ の変換と同じように変換する。分子軸を含む面に関する鏡映、 $x \rightarrow x$, $y \rightarrow -y$ とすれば、 $\varphi_+ \rightarrow \varphi_-$, $\varphi_- \rightarrow \varphi_+$ である。両状態の線形結合である、 $\varphi_x = (\varphi_+ + \varphi_-)/\sqrt{2}$ と $\varphi_y = -i(\varphi_+ - \varphi_-)/\sqrt{2}$ も同じ固有値に属する縮退した状態である。これらの状態は上記の鏡映に対して、一方は変わらず、他方は符号を変えるので、 Σ 状態にならなくて、それぞれを Π^+ , Π^- と表すこともできるが、これらの状態は分子の回転の影響(Λ 型二重項として知られている現象)を考えない限り、同じエネルギーをもつ状態なので、このような区別をしない。むしろ、 Π^+ , Π^- の記号は先の φ_+ , φ_- に対応して用いられる。分子軸の中心に関して左右対称な直線分子はその中心について反転対称性をもっており、反転操作により波動関数が符号を変えないとき偶状態、符号を変えるとき奇状態といい、それぞれを Π 状態では Π_g あるいは Π_u と下に g あるいは u をつけて区別する。なお、 CH , C_2 , NO のような遊離基分子では Π 状態が基底状態となりうるが、一般には、 Π 状態は分子の励起状態で実現する(⇒ Λ 型二重項)。

排除体積効果 [英 excluded volume effect] 物質粒子が有限の大きさをもつために、2個以上の粒子が同時に空間の同一場所を占められないことが文字通りの排除体積効果であり、格子模型による意味で排除体積効果に忠実であるといえる。排除体積効果の計算機シミュレーションでも、もっぱら格子模型が用いられる。

高分子においては、高分子鎖の構造要素が有限の大きさをもつことによる上記の意味での体積効果があり、これは遠距離相互作用である点がその特徴であるが、それ以外に良溶媒の分子は高分子の構造要素とよく混じりあう傾向があるので、その結果高分子鎖は広がった形態をとるという膨潤効果も加えて、排除体積効果とよんでいる。良溶媒中では、平均二乗鎖長 $\langle R^2 \rangle$ は d 次元空間において $\langle R^2 \rangle \approx b^2 N^{2/d}$ となり、 $d \leq 4$ では $\nu = 3/(d+2)$ となることが知られている。 θ 溶媒中では $\nu = 1/2$ で排除体積効果は消失する。 $d \geq 4$ では、良溶媒中でも貧溶媒中でも $\nu = 1/2$ である。

倍振動 = 高調波

倍数比例の法則 [英 law of multiple proportions, 独 Gesetz der multiplen Proportionen, 仏 loi des proportions multiples, 露 закон кратных отношений] 2種の元素A, Bが結合して2種類以上の化合物をつくることがある。このときAの一定質量 a と結合するBの質量を b_1, b_2, \dots とすると、 b_1, b_2, \dots の間には簡単な整数比が成り立つという法則。1803年、J. Dalton が実験的に確立した。たとえば、一酸化炭素 CO と二酸化炭素 CO_2 では、一定量の炭素と化合する酸素の質量の比は1:2になっている。一般の有機化合物では、簡単な整数比の得られることは少ないが、当時知られていた化合物は主に無機化合物だったので、この法則はよく成り立ちドルトンの原子説の普及に役立った。しかし分子の概念に到達するには、気体反応の法

則とアボガドロの仮説(⇒アボガドロの法則)を待たねばならなかった。

倍精度 = 二倍精度

ハイゼンベルク Heisenberg, Werner Karl 1901.12. 5—1976.2.1 ドイツの理論物理学者。ギリシア語学者を父としてデュルツブルクに生れ、ミュンヘンで育つ。小中高校を通じて神童の誉れが高く、幼少のころより数学的才能を現す。また、スポーツやピアノ、チェスなども得意であった。初め数学を志すが、直感派の彼は 厳密派の数学教授と合わず、転じて A. Sommerfeld の下で理論物理学を学ぶ。大学一年生の彼は、Sommerfeld から当時の第一線の原子物理学の研究課題を与えられ、二年生のとき最初の論文を発表する。同年ゲッティングゲンで N. Bohr の連続講義を聴き、鋭い質問によって Bohr を驚かせたことが彼らの運命的な出会いとなった。学位論文は「流体の乱流におけるポアズイユの流れの安定性」に関するもので、これにより複雑な非線形問題の数学的扱いに習熟することになった(1923 年)。この仕事は、彼の研究の主力とはならなかったが、その方面の先駆者的役割を果たし、高く評価された。1923—24 年ゲッティングゲンで M. Born の助手を務める。1924 年「異常ゼーマン効果の問題における量子論の形式的な法則の変更について」の研究で大学教員資格を取得。1924—25 年にかけての半年間、ロックフェラー奨学金を得てコペンハーゲンの Bohr の下へ留学。後年彼は「Sommerfeld の下では楽天主義を、ゲッティングゲンでは数学を、そして Bohr の下で物理学を学んだ」と述べている。1925 年 23 歳のとき、再び Born の下で私講師として勤務中、枯草熱を患いヘルゴランド島へ転地療養した。そこで量子力学への決定的な端緒となった「原理的に観測可能な量の間の関係のみを問題にすべきこと」という発想を、はきりとした形に成就させた。同年 7 月、歴史的論文「運動学的かつ力学的関係の量子論的解釈変更について」を投稿。以後 Born, P. Jordan とともに行列形式による量子力学を完成させる。1926 年 Bohr の研究所の講師。1927 年 論文「量子論的運動学および力学の直観的内容について」において、いわゆる不確定性原理を提唱して、Bohr の相補性原理とともに量子力学のコペンハーゲン解釈をうち立てた。1922 年から 5 年間の研修の時代に、上記のような大きな意義をもつ多数の論文を含めて 27 編の論文があり、1927 年 25 歳の若さでライプチヒ大学の正教授となり、ドイツで最年少の教授として話題になった。1928 年 強磁性体の量子論によって、近代的な固体物理学の一つの端緒を開く。1929 年 W. E. Pauli と共同で量子電気力学(波動場の量子論)を建設。1932 年 中性子が発見されると、直ちに D. Iwanenko と独立に、陽子・中性子から成る原子核構造論を発表し、また荷電スピンの概念を導入する。このころより宇宙線の理論的研究にも着手。1933 年のナチ政権誕生によってユダヤ人迫害が厳しくなるころまで、理論の Heisenberg, F. Hund と、実験の P. J. W. Debye の指導により、ライプチヒは一時コペンハーゲンと並ぶ近代物理学のメッカであった。当時の彼の門下生は E. Teller, H. A. Bethe, F. Bloch, V. F. Weisskopf, C. F. von Weizsäcker, R. E. Peierls, H. Euler など多数を数え、戦前 日本人の物理学者、朝永振一郎、藤岡由夫、有山兼孝、渡辺惣、菊池正士、梅田魁らもここを訪れている。1929 年 P. A. M. Dirac とともに世界各地を講演旅行し、わが国にも約 2 週間滞在して、東京、京都などで連続

講演を行い、大学卒業当時の湯川秀樹、朝永ら新進の物理学者に大きな刺激を与えた。1932 年「パラ・オルトの水素の発見に導いた量子力学の創始」によりノーベル物理学賞を授けられる。彼の研究法は独自の直感に基づき、まず答を出し、後でそれに合うような数式を考え出すといわれていた。1938 年 場の理論の発散の困難にからんで、次元解析的な分析から普遍的長さの概念、また場の量子論の適用限界を論ずる。1939 年 第二次世界大戦が始まると、ドイツの「ウラン計画」の実質的な指導者となり、1940 年原子炉の理論を立てる(非公表の論文)。一方、場の理論に固有の無限大の発散の困難を避けるため、観測可能な量の関係を再び重視する立場から、戦時下の 1943 年、S 行列の理論を展開する。1942 年以来ベルリンのカイザー・ウィルヘルム物理学研究所の所長兼ベルリン大学教授となる。終戦後、アメリカ軍によってドイツにおける原爆計画の詳細を調査するという名目で、イギリスで 8 か月間、10 人の指導的ドイツ人核物理学者とともに拘留生活を送る。1946 年に帰国して、カイザー・ウィルヘルム協会を改名したマックス・プランク協会の再建に努力し、1970 年までミュンヘンのマックス・プランク物理学研究所所長を務め、同協会の副総裁などを歴任。同時に 1953 年以来 CERN(ヨーロッパ連合原子核研究機関)建設期の科学政策委員長や、副総裁などとして国際協力事業に尽力した。また、若い科学者の国際交流に熱意をもち、1953 年以来終生アレキサンダー・フォン・フンボルト財団の総裁を務めた。また、イギリス拘留のころより超伝導の理論を研究し、1948 年には乱流の理論、1949 年には中間子の多重発生の理論を展開した。その後 1953 年非線形場の理論から、ヒルベルト空間における不定計量の理論の分析を経て、1958 年 非線形スピノール場による素粒子の統一場の理論をミュンヘン・グループで展開。終生その研究を続け、クォーク理論を、「分割する」あるいは「…は…から成り立っている」という概念が素粒子の世界では意味を失っているという哲学的見地から、批判し続けた。1960 年代にはプラズマ物理学にも手をつけた。戦後の一時期、西ドイツの政界と学界の協力体制を確立するための、学術行政政策の改革の推進役として「ドイツ研究協議会」の総裁を引受けたが、学者は学問のみに専念すべしとする大多数の学者の反対にあって辞任し、物理学の研究に戻った。総計で 207 編の論文がある。1957 年には、ドイツ国防軍の核武装に反対する有名なゲッティングゲン宣言の世話役ともなる。1967 年には 2 度目の訪日で勲二等旭日章を受けた。西ドイツ文化勲章、大十字勲章、マックス・プランク・メダル(ドイツ物理学会員賞)その他多数の賞、国内外 39 の学士院や学会の会員、6 つの大学の名誉博士号などを受ける。[主著] *Die Physikalischen Prinzipien der Quantentheorie*, 1930; *Wandlungen in der Grundlagen der Naturwissenschaft*, 1935, 1959; *Die Physik der Atomkerne*, 1943; *Kosmische Strahlung*, 1943, 1953; *Das Naturbild der heutigen Physik*, 1955; *Physik und Philosophie*, 1959; *Einführung in die einheitliche Feldtheorie der Elementarteilchen*, 1967; *Der Teil und das Ganze*, 1969; *Schritte über Grenze*, 1971; *Tradition in der Wissenschaft*, 1977.

ハイゼンベルクの運動方程式 [英 Heisenberg's equation of motion, 独 Heisenbergsche Bewegungsgleichung, 仏 équation de mouvement de Heisenberg, 露 уравнение движения Гейзенберга] ハイゼンベルク表示の量子力

学では、状態ベクトルは変化せず物理量を表す演算が系の時間的変化を担うが、その時間変化を与える方程式をハイゼンベルクの運動方程式という。物理量を表す演算子を F とすると、系のハミルトニアンを H として

$$i\hbar \frac{dF}{dt} = [F, H] + i\hbar \frac{\partial F}{\partial t}$$

で与えられる。ただし $[A, B] \equiv AB - BA$ であり、右辺の第2項 $\partial F / \partial t$ は F が t を直接に含む場合(たとえば振動する外部電場と電荷粒子の相互作用のエネルギーなど)の $\partial F / \partial t$ をハイゼンベルク表示で表したものである。ハイゼンベルクの運動方程式は古典力学の正準方程式などに対応がつけやすい利点をもつが、多くの場合に複雑で実際の問題を解くのに向いていない。

ハイゼンベルクの谷 [英 Heisenberg's valley, 仏 vallée de Heisenberg, 露 провал Гейзенберга] $\Rightarrow \beta$ 安定曲線

ハイゼンベルクの不確定性原理 [英 Heisenberg uncertainty principle, 独 Heisenbergsches Unbestimmtheitsprinzip, 仏 principe d'incertitude de Heisenberg, 露 принцип неопределенности Гейзенберга] = 不確定性関係

ハイゼンベルク-パウリの方法 [英 Heisenberg-Pauli method, 独 Heisenberg-Pauli-Methode, 仏 méthode de Heisenberg-Pauli, 露 метод Гейзенберга-Паули] 場の量(電磁場や電子場)を量子力学的に扱う理論であって、この理論では、場を無限自由度の力学系として扱い、通常の量子力学の正準量子化規則を拡張適用する。すなわち、場の方程式(マクスウェル方程式やディラック方程式)を、変分原理から、オイラー-ラグランジュの方程式として導くようなラグランジアンをつくり、それから場の量に共役な正準運動量とハミルトニアン H を定義する。ハミルトニアンは、場の量とその正準運動量との関数を全空間にわたって空間積分したものとして与えられる。そして、系の状態を記述する状態ベクトル Ψ の時間的変化は、そうしてつくったハミルトニアンを用い、シュレーディンガー方程式

$$i\hbar \frac{d\Psi}{dt} = H\Psi$$

で与えられるとする。場の量やその正準運動量は、 Ψ に働く演算子である。したがって、場の量に対しても不確定性関係など、量子力学の一般理論の帰結が、そのまま当てはまることになる。

ハイゼンベルク-パウリの方法は、最初、電磁場と電子場が相互作用をしている系について定式化されたが、後に E. Fermi によって、 β 崩壊の問題に应用され、原子核から飛出す電子の問題が、W. Pauli によるニュートリノ仮説を考慮することによって、みごとに解決された。その後、同じ方法が湯川秀樹によって核力の問題に应用され、中間子論へと発展した。

しかし、ハイゼンベルク-パウリの方法には、2つの基本的な困難があった。その第一のものは、理論は内容的には相対論的に不変であっても、正準形式に特有な、時間変数を空間変数と別扱いしなければならぬという制約のために、明らかに相対論的不変な形式をとっていないことである。この点は、後に朝永振一郎と J. Schwinger によって超多時間形式が導入され、解決された。

第二の困難は、この理論によると、量子化された電子場

と電磁場との相互作用には、摂動の高次で種々の発散積分が現れるということである。たとえば、電子が電磁場と相互作用する結果、電子には、無限に大きな質量が付け加わることになる。また同様の事情により、電子は無限に大きな電荷をもつことになる。これらの困難のため、理論と実験の精密な比較が困難であったが、第二次世界大戦直後、マイクロ波を用いた実験技術の進歩により、水素原子スペクトルの超微細構造がわかったことと、一方、理論的には、上に述べた種々の発散積分が質量形と電荷形の2種類に分類されることがわかったことによって、くりこみ理論が生れ、実験との精密な比較が可能となった。

しかし、くりこみ理論は発散積分を回避する処方を与えただけで、発散積分自身は依然として理論の中に残っている。

ハイゼンベルク表示 [英 Heisenberg representation, 独 Heisenbergsche Darstellung, 仏 représentation de Heisenberg, 露 гейзенберговское представление] 量子力学的な系の時間変化を表すひとつの方式で、系の時間変化をすべて物理量に担わせる方法。シュレーディンガー表示の量子力学では、系の状態を表す状態ベクトル $|\Psi_S(t)\rangle$ がシュレーディンガー方程式

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi_S(t)\rangle = H |\Psi_S(t)\rangle \quad (H: \text{ハミルトニアン})$$

に従って時間変化し、物理量は、直接時間に依存するものを除いて、時間に無関係な演算子 F で表される。上の $|\Psi_S(t)\rangle$ は、ユニタリ演算子 $U(t, t_0)$ を用いて

$$|\Psi_S(t)\rangle = U(t, t_0) |\Psi_S(t_0)\rangle$$

と表される。この $F, |\Psi_S(t)\rangle$ の代りに

$$F_H(t) = U^\dagger(t, t_0) F U(t, t_0)$$

$$|\Psi_H(t)\rangle = |\Psi_S(t_0)\rangle = U^\dagger(t, t_0) |\Psi_S(t)\rangle$$

で定義される演算子 $F_H(t)$ と状態ベクトル $|\Psi_H(t)\rangle$ を用いても、実験との比較に用いられるような諸量(たとえば F の期待値 $\langle F \rangle = \langle \Psi_S(t) | F | \Psi_S(t) \rangle = \langle \Psi_H | F_H(t) | \Psi_H \rangle$)は全く同じになる。物理量と状態ベクトルを、 $F_H(t)$ と $|\Psi_H(t)\rangle$ で表し、時間変化をすべて物理量のほうに担わせるこの方式を、ハイゼンベルク表示という。この表示では、古典力学と同様に物理量が時間的に変化すると思えるので、その時間変化を規定する運動方程式が重要性をもつが、それは

$$i\hbar \frac{dF_H}{dt} = [F_H, H_H] + i\hbar \frac{\partial F_H}{\partial t}$$

という形のハイゼンベルクの運動方程式で与えられる。

ハイゼンベルク模型 [英 Heisenberg model, 独 Heisenberg-Modell, 仏 modèle de Heisenberg, 露 модель Гейзенберга] W. K. Heisenberg が強磁性を説明するため1928年に提出した模型。結晶格子の各点にスピンの存在するとして、格子点 i のスピン演算子を $S_i = (S_i^x, S_i^y, S_i^z)$ とすれば、格子点 i のスピンとその最近接格子点 j のスピンの間に交換相互作用 J が存在し、全系のエネルギー(ハミルトニアン) \mathcal{H} が

$$\mathcal{H} = - \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} S_i \cdot S_j$$

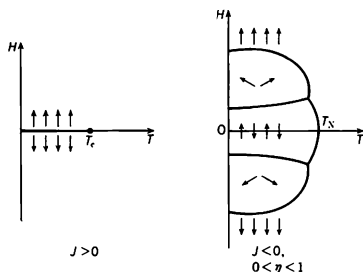
で与えられるという模型である。これを一般化した

$$\mathcal{H} = - \sum (J_x S_{ix} S_{jx} + J_y S_{iy} S_{jy} + J_z S_{iz} S_{jz}) - H \sum S_i^z$$

を、一般化したハイゼンベルク模型といい、 $J_x = J_y = 0$, $J_z = J$ がイジング模型、 $J_x = J_y = J$, $J_z = 0$ が XY 模型と

なっている。

$J > 0$ の場合が強磁性の場合で、三次元格子では有限の臨界温度 T_c が存在する。外部磁場 H が 0 のとき、 $T < T_c$ は強磁性状態で自発磁化 M_s が存在する。また、 $T > T_c$ は常磁性状態でその高温磁化率 χ は $T = T_c$ で発散する。二次元格子や一次元格子におけるハイゼンベルク模型の自発磁化が存在しないことは、N. D. Mermin および H. Wagner によって証明されている。 $J < 0$ の場合が反強磁性の場合で、三次元格子では外部磁場-温度 (H - T) 平面内の低温部に反強磁性相を囲む相境界が存在し、その相境界の外部が常磁性相となっている。さらに異方向がある場合は常磁性相、反強磁性相の外に、相隣るスピンの有限の角をなすスピフロップ相が現れ、その相境界は図のようになる。



ハイゼンベルク模型の性質を調べる統計力学的方法には、分子場近似のような全域的近似法と、高温展開、低温展開のような局所的近似法がある。スピンの大きさを S とし、 $(S_x/S, S_y/S, S_z/S)$ の $S \rightarrow \infty$ での極限を考えると、これは全立体角を一様にとりうる大きさ 1 の単位ベクトルと考えることができる。これを \mathbf{s} と書いてハミルトニアンが $\mathcal{H} = -\sum \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j$ で与えられるモデルを古典ハイゼンベルク模型という。

特に一次元ハイゼンベルク模型は、一次元では厳密な結果がいくつか得られていること、横方向の相互作用が小さく一次元的とみなされる物質が現実存在することなどのために注目されている。厳密に得られている結果として、 $S \rightarrow \infty$, $J \rightarrow 0$, $JS = \text{一定}$ の古典的極限についての厳密解 (M. E. Fisher), $S = 1/2$ の場合の反強磁性 ($J < 0$) の基底状態のエネルギー (L. Hulthen), 反強磁性の基底状態の磁化磁場特性 (C. N. Yang と C. P. Yang), 励起エネルギーのスペクトル (J. des Cloizeaux と R. Pearson), また比熱などの熱力学的性質などがある。交換積分に異方向のある XY 模型の非ハミルトニアン $\mathcal{H} = -\sum J_x S_i^x S_j^x + J_y S_i^y S_j^y + J_z S_i^z S_j^z$ ($|J_x| \geq |J_y|, |J_z| \geq |J_y|$) の場合には、渦対の生成による相転移の存在が J. M. Kosterlitz および D. J. Thouless によって示されている (⇒ コスタリッツ-サウレス転移, 平面回転子模型)。

ハイゼンベルク力 [英 Heisenberg force, 独 Heisenberg-Kraft, 仏 force de Heisenberg, 露 сила Гейзенберга] ⇒ 交換力

排除律 [英 exclusion principle, 独 Ausschlussprinzip, 仏 principe d'exclusion, 露 принцип исключения] = パウリの原理

配置空間 = 配位空間

配置混合 [英 configuration mixing, 仏 mélange de configurations, 露 конфигурационное смешение] 多電

子系の原子・分子における電子状態の波動関数を、ハートリー-フォック法などの一体近似を超えた精度で求めるひとつの方法である。一体近似では、無限に多くの電子配置が考えられ、そのおののから特定の対称性をもつ波動関数がいくつかできる。特定の対称性をもつ状態を表す波動関数 Φ は一体近似で求めた多くの規格化された波動関数系

$\{\Psi_i\}$ の線形結合、 $\Phi = \sum a_i \Psi_i$ で近似される。係数 a_i は系

のエネルギーが極値をもつように決める。このように電子配置が混合することを配置混合という。またこの方法を配置相互作用の方法あるいは CI (configuration interaction) 法ともいう。配置混合の方法は、混合する状態を増やせばそれに応じて近似が高まり、原理的には Ψ_i の数を無限に増した極限で正確なエネルギーが求まる。実際の問題としては、有限個の Ψ_i で打ち切らざるをえないが、それでも配置混合をした波動関数を用いると物理量の計算値は著しく改善される場合が多い。特に、一体近似では 0 になる物理量などの計算には有効である。現在では、原子軌道関数 (AO) の組を設定すれば、その線形結合として一体近似に対応する分子軌道 (MO) をつくり、さらに Ψ_i をつくり CI 法を行う計算機プログラムがつくられている。与えられた AO の組からできるすべての Ψ_i を考えて CI を行った結果は、同じ AO の組から原子価結合法でつくられるすべての構造の共鳴を取入れた結果と一致する。ただし、MO の直交性を利用すると CI 法の方が計算が機械的に行えるので案である。CI や共鳴を十分に考えないとき、CI 法と原子価結合法とで、どちらの近似がよいかは分子の種類、状態などによって決る (⇒ 原子価結合法)。

原子核の殻模型では、どの軌道に何個の粒子が入っているかを指定して状態を定める。このような粒子の配置のしかたを配位とよぶ。通常は一粒子エネルギーの低い準位から順番に粒子を詰めることによって、低いエネルギーの状態が得られるので、閉殻が形成され、閉殻外の軌道への粒子配置を配位として表示することが多い。一粒子準位の間隔が大きい場合には最低のエネルギーの配位のみを考えれば十分である。接近した一粒子準位を問題としなければならぬ場合には、それらの準位への粒子の詰めかたは一通りではなく、いくつかの配位が可能になるが、残留相互作用まで考慮したハミルトニアン固有状態としていくつかの配位を含んだ状態を考える。核物理学ではこれを配位混合とよぶ。配位混合を得ることによって、エネルギー準位などの原子核の性質をうまく説明できる例が多数ある。他方、ほかにかなり孤立した一粒子準位に粒子が入っているときなどのように、一意的に主な配位が指定できるときでも、配位混合の影響が大きき場合がある。それは一粒子エネルギーの差が大きく、残留相互作用によるほかの配位の混合は小さくても、物理量のほかの配位を含む行列要素 (電磁モーメントなどの) が非常に大きいときは、この物理量を求める際には配位混合を無視できないからである。原子核の磁気モーメントが、一粒子模型によるシュミット値から系統的にずれているのは大部分、配位混合の影響によるものと考えられる。また配位間の行列要素がさほど大きくないときにも、混合する配位の数が非常に多くて、しかもその影響が同じ符号で加えあうように効く場合には、配位混合が重要となる。原子核の E 2 転移あるいは四極子モーメントなどで陽子のみが e の電荷をもつとして説明できない部分は、陽子および中性子に有効電荷を必

要とするが、それらは後者の型の配位混合の影響と考えられる。配位混合の一部は偶数個の核子が角運動量 0 に結合して励起した芯偏極に相当する。

配置相互作用 [英 configuration interaction, 独 Konfigurationswechselwirkung, 仏 interaction de configuration, 露 конфигурационное взаимодействие] ⇒ 配置混合

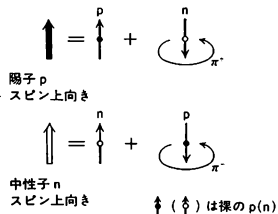
π 中間子 [英 π meson, 独 π -Meson, 仏 méson π , 露 π -мезон] 中間子的一种。スピン 0, パリティ負, アイソスピン 1。もっている電荷 +1, 0, -1 に応じて π^+ , π^0 , π^- とかく。 π^+ の性質は, 質量 $139.5673 \text{ MeV}/c^2$, 寿命 $2.6030 \times 10^{-8} \text{ s}$, 主な崩壊は, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ 。 π^0 の性質は, 質量 $134.9630 \text{ MeV}/c^2$, 寿命 $0.83 \times 10^{-16} \text{ s}$, 主な崩壊 $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ 。核子などハドロンと強い相互作用をする。中間子 π , η , K , \bar{K} で $SU(3)$ 群の八重項をつくる。1934 年湯川秀樹によって核力を媒介する中間子として存在が言われた。その後, 坂田昌一, 谷川安孝の二中間子論によって π 中間子と μ 粒子の認識がなされ, 実験的には 1947 年 C. P. Powell によって宇宙線の写真で発見された。1948 年サイクロトロンで人工につくられ, 以後, 陽子加速器からの二次粒子として高エネルギー実験に用いられている。また, 中間子大量生産工場(⇒中間子工場)で強いビームが得られるようになり, 医学, 生物学などに利用されている。

π 中間子凝縮 [英 pion condensation, 仏 condensation de pion, 露 пионная конденсация] 高密度核物質で π 中間子がボース凝縮を起し, 核物質の構成要素として顕在化する現象。1970 年代初めに A. B. Migdal, R. F. Sawyer, D. J. Scalapino によって提唱された。 π 中間子は擬スカラー粒子であり, 核子 N とは p 波相互作用をするので, 核物質内でボース凝縮を起すと, 有限運動量の状態を占有する。 π 凝縮した核物質中では, 核子系は 1π 交換力のテンソル力が一次効果で引力として働く状態になって, エネルギーが正常状態よりも低くなる。 π には 3 つの荷電状態があるので, π 凝縮にもいくつかの型がある。その典型としてよく研究されているのは, 中性子星内部の高密度の中性子物質で起る進行波型の荷電 π 凝縮である。この場合, 核子は空間的には一様だがアイソスピン転移を起す粒子ポテンシャル場を受け, 中性子と陽子の特定の重ね合わせである準中性子(準粒子)よりなるフェルミ気体状態となつて, p 波相互作用的引力を発現させ, 通常のフェルミ気体状態よりエネルギーの低い状態を出現する。また, π^0 凝縮で典型的なのは定在波型のもので, 核子系は一次元的に局在し, スピンが交互に向きを変える層状構造をとるようになる(ALS 構造=交代層状スピン構造)。 π 凝縮の起因力は p 波相互作用であるが, ρ 中間子交換力や短距離核力はその発現を抑える方向に, また(3,3)共鳴の効果は促進する方向に働き, その競合のため発現条件は単純でない。いままでの研究では, 発現の臨界密度は $2\rho_0$ 近傍, 凝縮する π 中間子の運動量は $2m_{\pi}c$ 程度と考えられている。原子核の密度は π 凝縮が発現するには低く, 前駆現象の証拠もまだ見いだされていない。密度が $2\rho_0$ を超える核物質を含む中性子星については, その状態方程式にはほとんど寄与しないが, 冷却へは大きい効果を与えることが指摘されている。しかしまだ実験的な確認は得られていない。

π 中間子原子 [英 pionic atom, 独 Pionatom, 仏 atome pionique, 露 π -мезонный атом] 負電荷の π 中間子が軌道粒子であるエキゾティック原子。重い核では強い相

互作用による π 中間子の吸収確率が大きくなるから, 中間子は低い原子準位に到達できない。核から十分遠い軌道のエネルギー準位には到達距離の短い強い相互作用は効かないから, ほかの方法よりも精度よく π 中間子の質量が求められる。核に近い軌道のエネルギーや幅は, 運動エネルギーがほぼ 0 の π 中間子と核子の間の相互作用や核子の分布によって補正を受ける。 π 中間子に及ぼす核の光学ポテンシャルを理論的に設定してこの補正を計算し, 実験と比較して相互作用や核構造の知識を引出すことができる。

π 中間子の雲 [英 pion cloud, 独 Pionenwolke, 仏 nuage pionique, 露 пионное облако] 中間子論の立場から核子(より広くはバリオン)を記述すれば, 湯川型の中間子-核子相互作用によって核子は中間子の放出・吸収を不断に行っているで, 現実の核子は中間子の「着物」を着ているような状態にある。束縛中間子が核子から離れた距離はそのコンプトン波長程度であり, 中間子の中で特に軽い π 中間子が最も遠方にまで及ぶ。核子の周辺では, $p \Rightarrow n + \pi^+$, $n \Rightarrow p + \pi^-$ や $p \Rightarrow \pi^0$, $n \Rightarrow n + \pi^0$ の過程で生じた π 中間子がある確率で存在する。これを π 中間子の雲とよんでいる。図は, 荷電 π 中間子の雲のようすを模式的に示



したものである。核子は p と n とで逆符号の大きな異常磁気モーメントをもち, 磁気モーメント分布や陽子の電荷分布も 0.8 fm 程度の広がりをもつことが知られているが, これらの一部は π 中間子の雲の効果と考えられている。原子核の中では, バウリの原理およびほかの核子が近接して存在する効果によって, π 中間子の雲は単独の核子の場合から変化して, その結果原子核の磁気モーメントや形状因子などの物理量に対して, 原子核を核子の集りとして記述した場合にはなかった寄与をし(⇒交換流), 実験との一致を得るうえで重要な効果をもちます。

π 中間子ビーム [英 pion beam, 独 Pion-Bündel, 仏 faisceau pionique, 露 пионный пучок] 高エネルギー粒子が物質中を通過するとき, ある確率で素粒子・原子核反応が起り, 種々の二次粒子が発生する。特に線型加速器やシンクロトロンで加速した高エネルギー電子ビームや陽子ビームを金属標的に当てると, 入射ビームのエネルギーと標的の質量数に応じて, π 中間子や K 中間子などが多数発生する。これらの中間子類のなかから発生確率の高い π 中間子を一定の角度で取出し, 電磁石群によって運動量分析を行い, 正または負の π 中間子の粒子線束としたものを π 中間子ビームという。標的では中性の π 中間子(π^0)も発生するが, これは, ただちに γ 線や電子に崩壊するので, 特殊な実験以外には利用されない。 π^+ 中間子ビームには通常, 若干の μ 粒子, 電子(または陽電子)が含まれる。また標的を照射するビームのエネルギーが高くなると K 中間子や二次陽子(または反陽子)が含まれる。同一運動量を有するこれらの粒子は静電型粒子分離装置による質量分析(速度選別)を行わなければ分離・濃縮することでは

きない、陽子シンクロトロン周辺の設置されている実用的な π 中間子ビームでは、 $2\sim 3\text{ GeV}/c$ の運動量領域で、毎秒 10^8 個を超える正または負の π 中間子を 1 cm^2 の断面程度の実験的に集束させることができる。また π 中間子ビームは、素粒子・原子核実験の入射ビームとして使用されるばかりでなく、比較的低エネルギーのものは、癌治療などの医学利用にも供されている。

π 定理 [英 π -theorem, 独 Π -Theorem, 仏 théorème π , 露 π -теорема] \Rightarrow 次元解析

ハイディンガーの干渉縞 [英 Haidinger's fringes, 独 Haidingerscher Ring, 仏 anneaux de Haidinger, 露 по- лоса Гайдингера] \Rightarrow 等傾角干渉

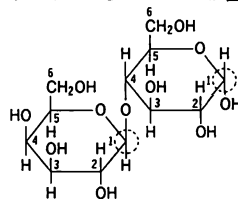
π 電子 [英 π -electron, 独 π -Elektron, 仏 électron π , 露 π -электрон] π 軌道関数によって表される状態にある電子をいう。代表的な π 電子系である共役炭化水素(炭素原子の数が N 個)を取上げてみる。分子面に対して垂直方向に分布する N 個の $2p$ 原子軌道から N 個の π 分子軌道がつくられる。それぞれの原子から1個ずつ供出された N 個の電子はスピンを対にして $N/2$ 個の π 分子軌道に入っている(N が大きいときは半占有バンドになる)。したがって π 電子は局在性がなく、分子全体にひろがる。このことがベンゼンをはじめとする芳香族の安定性の原因となっている。また、ベンゼンの反磁性磁化率の絶対値が、分子面に垂直な場合の方が平行な場合に比べてかなり大きい(それぞれの値は -91×10^{-6} , $-37\times 10^{-6}\text{ emu}\cdot\text{mol}^{-1}$)のは、分子面に垂直に静磁場がかけられたときの π 電子による環電流のためであるとされている。 π 分子軌道の軌道エネルギーは、原子軌道間の重なりが小さいために、比較的接近している。共役炭化水素のほぼ可視部から近紫外部にある吸収スペクトルは、 π 電子の占有軌道から非占有軌道への遷移で近似的に説明される(\Rightarrow π 電子近似, π 結合)。

π 電子近似 [英 π -electron approximation, 独 π -Elektronennäherung, 仏 approximation des électrons π , 露 π -электронное приближение] π 電子は σ 電子に比べて緩く結合しているので、 π 電子の状態は σ 電子に比べて変わりやすい。そのため、 π 電子をもつ分子では低い励起状態への遷移、発色性、反磁性磁化率の異方性、芳香族の安定性、置換反応の配向性などを支配するのは主として π 電子系である。このような場合、系の全電子を考慮に入れる代りに、 π 電子だけに注目して量子力学的考察を行うことがよくなされる。この近似を一般に π 電子近似、 π 電子近似に基づく理論を π 電子理論という。 π 電子理論には自由電子模型やヒュッケル分子軌道法のような単純なもの、電子間相互作用を部分的に取入れて、しかもそれをパラメーターとして取扱う半経験的理論(パリザー-パー-ポブル分子軌道法)、 π 電子系についてすべての分子積分を厳密に計算し、さらに配置相互作用まで加える非経験的理論などいろいろある。量子化学はこの近似理論をひとつの軸として大きく発展した(\Rightarrow σ - π 相互作用, 半経験的分子軌道法)。

バイト [英仏 byte, 独 Byte, 露 байт] 計算機の内 部で1単位として取扱われるビットの列。語より短い場合が多い。計算機の内部分の数値処理などでは1語単位に処理することが多いが、文字処理にはこれではむだが多いので語をさらに分割して使う。1語32ビットの計算機では8ビットを1単位としてこれを1バイト(1B)と書くことも

ある)とする機種が多い。以前は6ビットを文字処理の単位としてこれを1キャラクター(1C)とよんでいたため、これと区別するためにバイトがつくられた。しかし、現在では1文字の長さはバイトで表され、6ビットバイト、8ビットバイトなどともよばれる。なお、内部記憶装置の番地づけも、これに伴いバイト単位になっている計算機が多い。

配糖体 [英仏 glycoside, 独 Glykosid, 露 гликозид] 糖の還元基(ホルミル基, カルボニル基, これらに由来するヘミアセタール性尿酸基)と、糖あるいは他の化合物の水酸基, カルボキシル基, ホルミル基などの作用基との脱水縮合によって生じるエーテル型結合(狭義のグリコシド結合)をもつ化合物(O-グリコシド)の総称。グリコシドともいう。広義には、N-グリコシド(核酸, 補酵素など)や、S-グリコシド, C-グリコシドを含む。糖と糖が結合したものをホロシド(多糖類, 少糖類), 糖と糖以外の成分(アグリコン, ゲニンという場合もある)が結合したものをヘテロシドという。配糖体はグリコシド結合において還元基を提供している糖の種類, すなわちグルコース, ガラクトース, リボースなどに従って, それぞれグルコシド, ガラクトシド, リボシドなどとよばれる。たとえば, 乳糖(ラク トース)はガラクトースとグルコースが図のように結合



ガラクトース残基 グルコース残基

してできている(還元基が結合しているC原子を丸で囲んである)が、結合にあずかる還元基を提供するのはガラクトースの方であるから、乳糖はガラクトシドであってグルコシドではない。

ハイトラー Heitler, Walter Heinrich 1904.1.2—1981. 11.15 ドイツ出身の理論物理学者。カールスルーエに生れる。カールスルーエ, ベルリン, ミュンヘンの各大学に学び、とくにミュンヘンではA. J. W. Sommerfeldの指導を受ける。1926年博士号を取得した後、奨学金を得てチューリヒに留学し、F. Londonと出会う。2人は1927年、水素分子の結合力を量子力学によって説明する理論を提出した(ハイトラー-ロンドンの理論)。これは化学結合に量子力学を初めて適用した画期的な理論であり、これによって分子構造を物理的に研究する道が開けた。1929年ゲッティンゲン大学私講師となったが、ナチスに追われ、1933年イギリスに渡って、ブリストル大学研究員となり、放射場の量子論について精力的に研究をすすめた。H. A. Betheと共に、高エネルギーの電子が原子と衝突したとき光子を出す微分断面積や電子・陽電子対生成について理論的に考察(1934年)、この理論を発展させてH. J. Bhabhaと宇宙線のカスケードシャワーの理論を提出し、宇宙線の軟成分の起源を説明した。1938年、湯川秀樹、坂田昌一らとほぼ同時に、高エネルギーの電子が原子と衝突したとき光子を出す微分断面積や電子・陽電子対生成について理論的に考察(1934年)、この理論を発展させてH. J. Bhabhaと宇宙線のカスケードシャワーの理論を提出し、宇宙線の軟成分の起源を説明した。1938年、湯川秀樹、坂田昌一らとほぼ同時に同じくして、H. Fröhlich, N. Kemmerと核力の荷電対称性から中性中間子の存在を予言した。1941年光と物質との相互作用において、振動展開の高次項の一部を減衰効果として扱う減衰理論を提出した。この理論

は後にくりこみ理論によって修正されることになる。同年アイルランドに渡ってダブリン大学の高等研究所教授となり、1946～49年には所長を務める。減衰理論の一般化について研究を進めた。H. W. Peng (1942年)やS. T. Ma (1949年)との論文が有名である。1949年からチューリヒ大学教授。[主著] *The Quantum Theory of Radiation*, 1936。

ハイトラローロンドン型の絶縁体 [英 Heitler-London-type insulator, 仏 isolant de type Heitler-London, 露 изолятор типа Гейтлера-Лондона] = モット絶縁体
 ハイトラローロンドンの理論 [英 Heitler-London theory, 独 London-Heitlersche-Verfahren, 仏 théorie de Heitler-London, 露 метод Гейтлера-Лондона] A. Schrödinger が波動方程式を導いた翌年(1927年)に W. Heitler と F. London とが提唱し、杉浦義勝が具体的計算を行って裏づけた理論であって、ハイトラローロンドン-杉浦(HLS)理論と称すべき理論である。それまで古典物理学を使って解明しようとして成功しなかった化学結合の本質が、量子力学によって初めて理解できることを示したのとして歴史的に重要な仕事といえる。

HLSの理論では、2個の水素原子が安定な水素分子をつくる機構を解明する。2個の水素原子から成る系の電子状態を決めるハミルトニアンは、図1の記号を用いて

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_1 - \frac{\hbar^2}{2m}\Delta_2 - \frac{e^2}{r_{A1}} - \frac{e^2}{r_{B1}} - \frac{e^2}{r_{A2}} - \frac{e^2}{r_{B2}} + \frac{e^2}{r_{12}} + \frac{e^2}{R} \quad (1)$$

である。A, B に中心をおく水素原子の規格化された 1s 軌

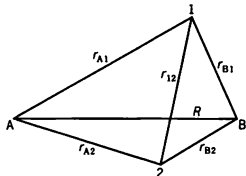


図 1

道関数を $\chi_A(r)$ ($=e^{-r/a_0}/(\pi^{1/2}a_0^3)$), $\chi_B(r)$ ($=e^{-r/a_0}/(\pi^{1/2}a_0^3)$) とする。A と B との距離 R が十分大きいとき、系の状態は $\chi_A(r_1)\chi_B(r_2)$ または $\chi_B(r_1)\chi_A(r_2)$ であって縮退している(交換縮退という)。そのエネルギーは、水素原子の基底状態のエネルギー e_H とすると、 $2e_H$ である。ところで、2電子系全スピン角運動量の固有状態には、スピンの大きさ 0 (一重項) の状態と、スピンの大きさ 1 (三重項) の状態がある。2電子のスピン座標の交換に対し、一重項は符号が変わり、三重項は符号が変わらない。一方ハミルトニアン(1)は、スピンによらないので、式(1)の固有関数は空間座標の関数と、スピン座標の関数の積の形に書かれ、スピンの部分は一重項もしくは三重項のスピン状態をとるとしてよい。2電子の空間座標とスピン座標を同時に交換すると、波動関数の符号が変わる(パウリの原理)ことを考えると、上述の縮退した波動関数の空間部分は、規格化された形では下のようにとらねばならない。

$$\Psi^\pm = \frac{1}{\sqrt{2(1\pm S)}} \{ \chi_A(r_1)\chi_B(r_2) \pm \chi_B(r_1)\chi_A(r_2) \} \quad (2)$$

ここで \pm は一重項のとき $+$ 、三重項のとき $-$ をとる。 S は重なり積分 $\int \chi_A(r)\chi_B(r)dv$ である。 R が十分大きいとき Ψ^+ と Ψ^- は縮退し、そのエネルギーは $2e_H$ であるが、有限の R に対しては、縮退がとける。式(1)、式(2)から系のエネルギーは

$$E_\pm = 2e_H + \frac{J \pm K}{1 \pm S^2} \quad (3)$$

と書ける。ここで

$$J = \frac{e^2}{R} + D - 2J \quad (4)$$

$$K = \frac{S^2 e^2}{R} + A - 2SK \quad (5)$$

$$D = \iint [\chi_A(r_1)\chi_B(r_2)]^2 \frac{e^2}{r_{12}} dv_1 dv_2 \quad (6)$$

$$A = \iint \chi_A(r_1)\chi_B(r_1)\chi_A(r_2)\chi_B(r_2) \frac{e^2}{r_{12}} dv_1 dv_2 \quad (7)$$

$$J = \iint [\chi_A(r_1)]^2 \frac{e^2}{r_{B1}} dv_1 \quad (8)$$

$$K = \iint \chi_A(r_1)\chi_B(r_1) \frac{e^2}{r_{A1}} dv_1 \quad (9)$$

である。積分 S, J, K, D は容易に求められるが A は面倒であって、 $1/r_{12}$ をノイマン展開するという方法で杉浦が初めて計算した。HLSの初めの論文では、エネルギーの期待値が極値をとるということから式(2)、式(3)を導いている。 J をクーロン積分、 K を交換積分という。計算の結果は図2のようである。長さを \AA , エネルギーを eV で

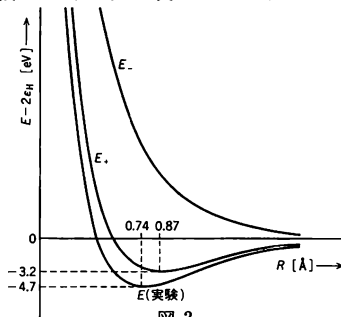


図 2

描くと、一重項状態の平衡核間距離 R_e は 0.87 \AA (実験値 0.74 \AA)、解離エネルギー D_e は 3.2 eV (実験値 4.7 eV) であって、素朴な理論としては満足すべきものといえる。 $R = R_e$ の付近では $K < 0$, $|K| \approx 9|J|$ であって、一重項が安定、三重項が不安定という実験事実が主として交換積分 K によって説明できる。したがって安定な化学結合は K がなるべく大きな負の値をとる軌道間に生ずるというのが HLS の定性的な結論である。 $K < 0$ のためには式(5)から重なり積分 S が大きいことが必要なので、HLS の理論を拡張解釈すると S の大きい軌道の間の結合が強いということになる。J. C. Slater や L. Pauling の電子対結合法はこの線にそって、HLS 理論そのままでは計算が面倒で取扱うのが困難な多原子分子まで取扱うために考案されたものであり、W. Heisenberg の強磁性理論は逆に S が小さいと $K > 0$ で三重項の方が安定になることを利用している。HLS 理論はこのように分子構造理論のみならず広く物性理論一般に大きな影響を与えている。しかし HLS の理論は一応満足すべき結果を得ているとはいえ、その原始的な形では正しくないことがわかってきた。それはビリアル定理の関係を定性的にも満足していないからである(\Rightarrow ビリアル定理)。図

ハイドロホン [英仏 hydrophone, 独 Hydrophon, 露 гидрофон] 水中で用いる受音器のことで、水中マイクrohホンともいう。周波数帯域や使用目的によって種々の

形式があるが、可聴周波から 100kHz くらいまでは圧電磁器円筒をゴムでモールドした無指向性のものが多い。海底地層の音波探査などで低周波の指向性受音を必要とするときは、受波素子を直線上に多数配列したストリーマケーブルとよばれる曳航受波器を用いる。圧電ゴムを中心導体と外部導体の間の充填絶縁物として用いた同軸ケーブル状のハイドロホンも同じ目的に利用される。超音波用には圧電磁器平板を用いたものもあり、音場分布の測定などに用いる小型のものを特にプローブまたはゾンデということがある。

π - π^* 遷移 [英 π - π^* transition, 独 π - π^* Übergang, 仏 transition π - π^* , 露 π - π^* переход] π 電子系のエネルギー準位間に起る電子遷移のこと(⇒ π 電子)。有機不飽和化合物の可視・紫外部の吸収帯は、この遷移と深いかわかりをもっている。各吸収帯の位置や強度はそれぞれその遷移エネルギーや遷移確率に依存しているが、これらの量は分子の化学構造や幾何学的配置などに敏感であるので、有機不飽和化合物の吸収スペクトルを解析すると、その構造がある程度推測される(⇒ π - π^* 遷移)。

ハイパー核 [英 hypernucleus, 仏 hypernucleus, 露 гиперядро] 奇妙さ(ストレンジネス)をもつ重粒子(Λ 粒子や Σ 粒子等)を含む原子核。 Λ や Σ は、素粒子の $SU(3)$ 模型によれば、核子(陽子と中性子の総称)とともに八重項を構成する。八重項に属する粒子は比較の長い寿命を持ち、その間の相互作用は互いに類似しているため、原子核を構成する核子のうちの 1 個または複数個を Λ や Σ で置換えても、核が束縛状態または準安定状態になる可能性がある。 Λ や Σ は弱い相互作用により、およそ寿命 10^{-10} s で崩壊し、ハイパー核は壊れる。 Λ を含む核を Λ ハイパー核、 Σ を含む核を Σ ハイパー核という。奇妙さをもつ重粒子の中では、 Λ が一番軽い(1116MeV)ため、 Λ ハイパー核はつくりやすく、すでに実験的に多数見いだされているが、 Σ ハイパー核は最近ようやく見いだされるようになった。 Λ ハイパー核の記法は重粒子数 A 、陽子数 Z 、 Λ 粒子が 1 個の Λ ハイパー核を ΛZ 、 Λ 粒子が 2 個とか Σ 粒子の Λ ハイパー核は $\Lambda \Sigma Z$ と記す。 Λ ハイパー核の基底状態の結合エネルギーについては多くの実験事実が存在している。通常の核では核子の結合エネルギーは核子数とともに増加しないが、ハイパー核では Λ 粒子の結合エネルギーは原子核の質量数とともに増大する。このことは束縛された Λ 粒子と他の核子との間でパウリの原理が働かないことに起因する。最低の Λ 軌道は $0s_{1/2}$ 状態として、結合エネルギーの測定値から Λ 粒子に働くポテンシャルの深さはおよそ 30MeV であると推測される。核子の一粒ポテンシャルと比較すると Λ のポテンシャルの方が半分くらいであり、このことは Λ ・核子間の力の方が核子・核子間の力より弱いことを意味する。最近はストレンジネス交換反応(K, π)を使って、 Λ ハイパー核および Σ ハイパー核の情報が多く得られており、これによりハイパー核の励起状態を調べることも活発に行われつつある。

ハイパーチャージ = 超電荷

ハイパーチャネリング [英 hyper-channeling, 露 гипер-канальный эффект] = プロバーチャネリング

ハイパーファインエンハンスト核磁性 [英 hyperfine enhanced nuclear magnetism] 電子の基底状態が八重項で、そのため電子の磁気モーメントをもたない物質に磁場をかけると、電子の磁気モーメントが誘起され、それが

超微細相互作用を通じて核スピンの内部磁場を及ぼし、核の磁気モーメントがあたかも $10 \sim 100$ 倍程度増大したように見える。このような系の核スピンの磁性のことをハイパーファインエンハンスト核磁性という(⇒核磁性)。このときの増幅因子を $1+K$ と書くと、 K は超微細相互作用の強さ A 、一重項とその励起準位とのエネルギー差 Δ と

$$K = \frac{A g_1 \mu_B}{\Delta g_1 \mu_1}$$

で関係している(g_1, μ_B は電子の g 因子とボーア磁子, g_1, μ_1 は核の g 因子と核ボーア磁子である)。この増幅効果は実用上重要である。というのは、このような系の核スピンを核断熱消磁に使うと、外部磁場が増幅して核スピに働くので、比較的高い初期温度、小さな初期磁場でも多くの核スピンのエントロピーを除去できるからである。この可能性は 1966 年 S. A. Al'tshuler に最初に提案され、K. Andres らの努力により実用化され、現在では主に Pr Cu₈, Pr Ni₈ などの希土類金属間化合物の Pr の核スピを用いた冷却が実用化されて、 10^{-3} K 領域の低温を容易に得ることができる。また、この系では核スピが電子の衣を着て増大した磁気モーメントをもっているため、純粋な核スピだけの系では $10^{-6} \sim 10^{-8}$ K 程度で核スピの秩序状態が実現するのにに対し、 $10^{-3} \sim 10^{-6}$ K の核スピとしては比較的高温で核磁気秩序が起る。Pr Ti₈, Pr Ni₈ などでも実際にそのような核磁気秩序が観測されている。ハイパーファインエンハンスト核磁性は核スピと電子スピの結合系という意味でその性質は興味深い。

ハイパーフラグメント [英 hyperfragment, 独 Hyperfragment, 仏 hyper fragment, 露 гиперфрагмент] 陽子、中性子のほかに、 Λ や Σ のように奇妙さを担ったバリオン、すなわちハイペロンを原子核構成粒子として含む原子核のこと。ハイパー核ともいう。ハイパーフラグメントというよび方はむしろ古く、今日ではハイパー核というよび方を用いることが多い(⇒ハイパー核)。

ハイパー・ラマン散乱 [英 hyper-Raman scattering, 仏 diffusion hyper-Raman, 露 сверхрамановское рассеяние] 周波数 ν_0 、波数ベクトル k_0 のレーザー光を物質に照射するとき、 $2\nu_0$ を中心にその物質に特有なエネルギーに対応した 2ν の値だけ周波数のずれた散乱スペクトルを生ずるインコヒーレントな非弾性光散乱をいう。散乱光強度が入射光強度の二乗に比例して生ずる現象なので、二光子ラマン散乱ともいい、非線形ラマン散乱の一種である(⇒非線形光散乱)。1965 年ころ、R. W. Terhune らがルビレーザーを用いて水、熔融水晶の分子振動を観測したので最初である。非線形光学感受率が物質中の固有振動モードによって変調されるために生ずる現象で、光子論では 2 つの入射光子が消滅して周波数 ν_s 、波数ベクトル k_s をもつ 1 つの散乱光子が生成される三光子過程で記述される。 q を物質の固有モードの波数ベクトルとして、 $\nu_s = 2\nu_0 \mp \nu_r$, $k_s = 2k_0 \mp q$ が成り立ち、一、十符号の場合をそれぞれストークス、反ストークス過程とよぶ。選択規則はラマン散乱と全く異なり、また赤外吸収とも異なるため、原理的にはラマン不活性の分子振動や格子振動、特に赤外吸収にも不活性なサイレントモードを観測するのに有用であるが、実験上の難しさのため観測例はまだそれほど多くはない。実験方法はたとえば Nd-YAG レーザーのようなパルス光を励起光に用いるほかはラマン散乱の場合と相当程度類似している。

パイプ拡散 [英 pipe diffusion, 独 Röhrendiffusion, 仏 diffusion dans les tubes, 露 диффузия в каналах] ⇨ 転位

ハイブリッド泡箱 = 複合型泡箱

ハイブリッド集積回路 = 混成集積回路

ハイペロン [英 hyperon, 独 Hyperon, 仏 hyperon, 露 гиперон] 素粒子の一種で奇妙さの量子数が負のバリオン。Λ 粒子, Σ 粒子, Ξ 粒子, Ω 粒子を総称する。

ハイペロン原子核 [英 hyperonic nucleus, 仏 noyau hyperonique, 露 гиперонное ядро] = ハイパー核

ハイペロンビーム [英 hyperon beam, 独 Hyperonenstrahl, 仏 faisceau hyperon, 露 пучок гиперонов] ハイペロンからできている粒子線をいう。高エネルギー加速器からの陽子ビームを標的に照射して、そのときに生成されるハイペロンを使う。ハイペロンは崩壊時間が短く(〜 10^{-10} s)、しかも生成確率が小さいため、ほかの粒子をできるだけ取除き、そのうえでハイペロンを識別することになるので、種々のくふうがなされる。Λ 粒子のように中性のハイペロンビームは強い磁場で標的から生ずる二次荷電粒子を除いてつく。また、Σ⁺ 粒子, Ξ⁰ 粒子, Ω⁻ 粒子のようになんて荷電をもつハイペロンビームは、正電荷と中性の二次粒子をよく遮蔽された電磁場の細いチャネルの中を導いてつくられるが、正電荷のハイペロンビームはほかの正電荷二次粒子のバックグラウンドが多く困難である。Λ 粒子, Σ⁻ 粒子のハイペロンビームは、高エネルギーの加速器(≧10GeV)でもつくられるが、Ξ⁰ 粒子, Ξ⁻ 粒子, Ω⁻ 粒子の場合は生成確率が極めて小さく(特に Ω⁻ 粒子の場合)、大型加速器(≧200GeV)でのみ可能になる。ハイペロンビームは特殊なビームであり、素粒子物理の実験の中で、ごく限られた研究にのみ使用される。

ハイヘンス = ホイヘンス

バイポーラー集積回路 [英 bipolar integrated circuit, 仏 circuit bipolaire d'intégration, 露 биполярная интегральная схема] バイポーラートランジスタ、ダイオード、抵抗、コンデンサなどにより構成される集積回路。バイポーラートランジスタは電源電圧や論理振幅をトランジスタの寸法と無関係に小さくでき、駆動能力が高い。このため MOS 集積回路と比較して配線容量による速度の低下が少なく、高速動作が得やすいという特徴もっているが、製造プロセスが複雑であること、素子間の分離領域が必要などの点から大規模化という面では不利である。素子間分離には大別して2つの方法がある。ひとつはpn接合の逆方向耐圧を利用したもので、もうひとつは酸化物などの誘電体を素子間に埋込で分離するもので、これは前者と比べ集積度の点で有利な方法である。半導体集積回路はバイポーラー型で始まり、今日までにバイポーラー集積回路はアナログ、ディジタル両方面に広く使用されている。アナログ集積回路は演算、映像、音響、高周波などの各種増幅回路、発振回路、変復調回路、制御回路などがあり、工業計測、テレビ、VTR、オーディオ機器など各種民生機器、産業用電子機器の小型化、低電力化、高信頼性に寄与している。一方、ディジタル集積回路はRTL(resistor-transistor logic)、DTL(diode-transistor logic)を経てTTL(transistor-transistor logic)、CML(current-mode logic)などの回路形式が考案された。現在各種ディジタル機器のインターフェースとしてはTTLが標準となっており、また大型計算機のCPUなど高速が要求される

部分ではCMLが主流である。近年ではバイポーラー回路の特徴を残して高集積化を図るべくSTL(Schottky transistor logic)、I²L(integrated injection logic)などの基本回路も開発されており、MOS集積回路にも劣らない集積密度が得られている。

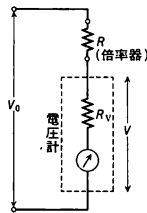
バイポーラートランジスタ [英 bipolar transistor, 独 bipolarer Transistor, 仏 transistor bipolaire, 露 биполярный транзистор] 現在の最も代表的な半導体素子のひとつ。基本的構造は近接して背中合せに配置された2つのpn接合よりなるnpnまたはpnp構造となっている。この動作には電子と正孔の両方が関与するのでバイポーラー型とよばれる(⇨トランジスタ)

バイメタル [英 bimetal, 独 Bimetall, 仏 bimétal, 露 биметалл] 熱膨張率の異なる2種類の薄い金属板を張り合わせて、熱変形を生じやすくした金属板。張り合わす金属に、一方に熱膨張の大きい黄銅、他方に熱膨張の小さいアンバーなどが用いられており、温度が上昇すると熱膨張の大きい金属板が伸びて、熱膨張の小さい金属板の方向に曲る。サーモスタットやバイメタル温度計用の感温材料として用いられているほか、ばねはかりやテンブ式の時計などでは、ばね材の温度変化の影響を補正する温度制御装置などに利用されている。

バイメタル温度計 [英 bimetallic thermometer, 独 Bimetallthermometer, 仏 thermomètre bimétallique, 露 биметаллический термометр] つる巻き状バイメタルの一端を固定し、他方の自由端に指針を取付けて、温度変化に伴う自由端の回転によって温度指示する構造をもつバイメタルを、感温材料として利用した温度計。気温測定用のものでは、ゼンマイ状のバイメタルが用いられている。簡単な構造で丈夫であり、ガラス温度計などに比べて目盛が見やすいなどの特徴がある。温度変化を機械的変位に直接変換できるので、接点を取付けて、簡単なオン・オフ温度制御装置などにも利用される。圧力温度計と合わせて、金属温度計と総称されている。

倍率 [英 magnification, 独 Vergrößerung, 仏 grandissement, 露 увеличение] ⇨ レンズ

倍率器 [英 multiplier, 独 Vervielfacher, 仏 multipliateur, 露 умножитель] 電圧計の測定範囲を拡大するために図のように電圧計と直列に抵抗Rを接続する。この直列抵抗を倍率器という。図はその原理を示すもので、電圧計の内部抵抗を R_v 、電圧計の指示を V 、被測定電圧を V_0 とすると、 $V_0 = V(1 + R/R_v)$ となる。すなわち、倍率器を用いて $(1 + R/R_v)$ 倍の電圧を測定できる。この $(1 + R/R_v)$ を倍率器の倍率という。交流の場合は誤差を小さくするため、抵抗器の自己インダクタンスや分布容量を小さくしたいものを用いる。約300Vぐらいまでの電圧計では、倍率器は計器に内蔵されているが、それ以上のものでは外形が大きくなるので計器の外部で接続される。交流の測定範囲拡大のために計器用変成器、また高電圧には分圧器などが用いられる。



倍量単位 [英 multiple of unit, 独 Vielfaches einer Einheit, 仏 multiple d'unité, 露 кратные единицы] ある単位に、1より大きい特定の数係数を乗じてつくられ

た、いくつかの単位(係数が1より小さいとき、⇨分量単位)。

(1) 十進法の単位系では、 10^n (n は正の整数) という数係数を乗ずることによって倍量単位がつくれ、それらを、もとの単位の「10の整数乗倍」(単に「整数乗倍」ともいう)の一部分と解する(英 decimal multiple, 独 dezimales Vielfaches, 仏 multiple décimal). 国際単位系(SI)では、それらを簡明に表すために、SI接頭語のうちのデカ、ヘクト、キロ、メガなどを用いる(⇨SI接頭語)。

(2) 非十進法の単位系では、雑多な数係数が用いられる(時間や角度の単位での六十進法、重力単位系での地球重力加速度の(協約された)数値9.80665、特定分野での伝統に合わせるための係数(たとえば航海での1海里=1852メートルの場合)、実験で求めた真空中での光の速さの(協約された)数値、円周率 π など)。

パイル [英 pile, 独 Pile, 露 реактор] ⇨ 原子炉

パイルアップ [英 pile-up effect, 独 pile-up-Effekt, 仏 effet d'empilement, 露 эффект наложения] 2つ以上のパルスが、パルス持続時間の間に重なりあう現象で、放射線計測では波高分布に誤差を生じ(図1)、パルス計数では計数損失の原因となる(図2)。放射線検出器からのパル

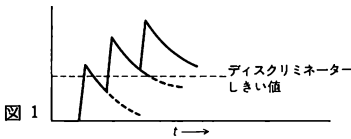


図1



図2

ス信号のように平均発生頻度 N でランダムに発生すると、パルス間隔の確率分布は $Pdt = Ne^{-Nt}dt$ で N が大きいほどパイルアップの頻度が多くなる。パルスが振幅 v 、時定数 τ の指数減衰波形のとき、パイルアップにより生ずる振幅の二乗平均誤差は $\Delta v = v\sqrt{\pi\tau/2}$ である。パイルアップを防止するには、パルス幅を短く(τ 小)する必要があるが、検出器の特性で制限がある場合はパイルアップ検出回路で補正する。パルス計数のみの場合は時定数の短いCR微分回路あるいは遅延線整形回路で微分すればよい(図3, 4)。

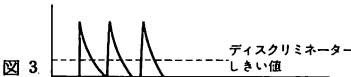


図3

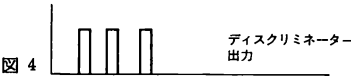
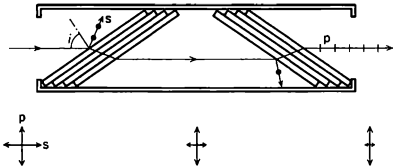


図4

パイルオシレーター [英 pile oscillator, 独 Reaktoroszillator, 仏 oscillateur de pile, 露 реакторный осциллятор] 原子炉の伝達関数や熱中性子断面積の測定に用いられる装置。中性子吸収体やサンプルの実効的な表面積を時間的に正弦関数になるように変動させることにより、原子炉の反応度は正弦関数状に変化させる。この影響で、反応度に比例して、中性子束密度も同じく正弦関数状に変化するが、この振幅および位相遅れを測定することにより、原子炉の伝達関数やサンプルの熱中性子断面積を測定

することができる。

パイル・オブ・プレートズ [英 pile of plates, 独 Plättchenstapel, 仏 piles de glaces] 平行平板を重ね合せた偏光素子。偏光角で透明等方体に入射した光は、電気ベクトルが入射面に垂直な成分(s成分)のみが反射される。逆にこのとき透過光は、電気ベクトルが入射面と平行な成分(p成分)を最大の割合で含むことになる。透過の際、p成分には損失がないので、図に示すように平行平板を重ね



合せて、入射角を偏光角 i にすると偏光子となる。これをパイル・オブ・プレートズ偏光子という。板の枚数を m (したがって面数は $2m$)、屈折率を n とすると、透過光の偏光度 P は

$$P = \frac{m}{m + \left(\frac{2n}{1-n^2}\right)^2}$$

で与えられる。現在、この偏光子は可視領域では用いられないが、真空紫外領域や赤外領域で用いられる。波長が200nm以下の真空紫外領域ではLiF、赤外領域ではSeが36 μ m、AgClが25 μ mまで用いられ、 $P=0.85\sim 0.95$ が得られる。入射角を偏光角に固定せず、入射角を連続的に変化しうるとすると、任意の偏光度をもつ直線偏光が作り出せる。これは補償板として偏光度の測定に用いられ、パイル・オブ・プレートズ補償板という。

パイロ電気 = 焦電気

パイロメーター = 高温計

パインズ Pines, David 1924.6.8— アメリカの理論物理学者。カンザス州カンザスシティに生れる。カリフォルニア大学バークレー校およびプリンストン大学に学び、1950年博士号を取得。ペンシルベニア大学、プリンストン高等研究所、プリンストン大学などを経て、1959年イリノイ大学物理学教授となる。アメリカ科学アカデミーの正会員として、特に科学研究所の国際交流に尽力し、日本との関係も深い。アメリカ物理学会のReviews of Modern Physicsの編集長を務める。主要な業績としては、まず、荷電多粒子系にプラズマ振動を表す集団座標を導入してランダムフェイズ近似により解析を進めた、いわゆるボーム-パインズ理論がある。これは1950年代前半にD. Bohmと共同で一連の論文として発表され、多体問題の発展に重要な貢献をした。1950年代後半には、P. Nozièresと共にボーム-パインズの理論を発展させ、誘電関数による記述を駆使して金属中電子系の素励起を解析した。その後、液体ヘリウム3や液体ヘリウムII中の素励起や輸送現象について、ランダウのフェルミ液体理論や分極場近似により実験結果との対応のよい理論を得ている。また、1960年代後半からはパルサーの発見などに刺激されて天体物理の問題にも積極的な関心を示し、中性子星物質の物性や中性子星の構造、さらにはパルサーの回転の不規則性と中性子星内部構造の変化との関連について、有力な理論計算や仮説を提出している。[主著] Many-Body

Problem, 1961 ; *Elementary Excitations in Solids*, 1963 ; *The Theory of Quantum Liquids*, 1966.

バイント [英 pint, 独 Pint, 仏 chopine, 露 пинта] ヤード・ポンド法における容積の単位。(1/8)ガロンをいうので、英ガロンの系統では 0.568 dm^3 , ミガロンの系統では 0.473 dm^3 にほぼ等しい(⇒ガロン)。

パウエル Powell, Cecil Frank 1903. 12. 5—1969. 8. 9 イギリスの実験物理学者。ケント州トンブリッジに生れる。ケンブリッジ大学に学び、C. T. R. Wilson の指導を受けて学位を得た。1928 年プリストル大学の A. M. Tyndall の助手となり、1936 年同大学講師、1948 年教授となり、定年の 1969 年まで在職した。初め電離現象の研究やカリブ海地震観測を試みたが、1936 年ころより写真乾板による原子核反応の研究に集中した。イルフォード社の協力の下に写真乳剤の改良試作を重ね、高速の荷電粒子の飛跡をも捕えうる原子核乾板を完成した。1947 年には C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini と協力して原子核乾板に中間子の飛跡を捕え、 π, μ の 2 種の中間子を発見した。この業績に対して 1950 年にノーベル物理学賞が授けられた。写真乾板の方法はその後改良されるとともに世界の宇宙線研究室で広く用いられ、いろいろな崩壊様式をもつ K 中間子やハイベロンなどの新素粒子の発見ばかりでなく、重一次宇宙線の存在や中間子多重発生現象の発見など、素粒子・宇宙線の研究に大きな寄与が次々になされ、プリストルの彼の研究室はその中心として活躍した。ここに、ヨーロッパの諸研究室を結ぶ大規模な共同研究を組織し、その経験が評価されて 1962 年には CERN の科学政策委員長となり、今日の大加速器計画の基礎をつくった。また彼は世界科学者連盟の有力メンバーで、1956 年からは会長を務めた。水爆戦争による人類の危機を訴えて 1955 年に出された 11 名の科学者の共同宣言の署名者のひとりでもあり、その宣言に源をもつバクウォッシュ会議の成立と運営に献身的な努力をした。[主著] *The Study of Elementary Particles by the Photographic Method*, 1959.

ハウザー・フェッシュバッハ理論 [英 Hauser-Feshbach theory, 独 Hauser-Feshbachsche Theorie, 仏 théorie de Hauser-Feshbach, 露 теория Гаузера-Фешбаха] 原子核による中性子の非弾性散乱の微分断面積と全断面積を解析するために 1952 年に Hauser と H. Feshbach が提唱した理論。現在、中性子以外の粒子による複合核反応の解析にも用いられる。この理論では、複合核が十分に高いエネルギーに励起される場合、これを統計的に取扱うことができる。角運動量 l , エネルギー E の中性子が原子核に入射するとき、中性子が標的核の中に入り込む確率は $T_l(E)$ とすると、複合核形成の断面積は

$$\sigma_l^{(0)} = (2l+1)\pi\lambda^2 T_l(E) \quad (1)$$

で与えられる(⇒複合核)。 λ = 波長/ 2π 。また、複合核が角運動量 l'_0 , エネルギー E'_0 の中性子を放出して崩壊する確率は

$$P_{l'_0}(E'_0) = \frac{T_{l'_0}(E'_0)}{\sum_l T_{l'_0}(E'_0)} \quad (2)$$

で与えられる。統計模型では、複合核の形成と崩壊は独立な過程であると考え、角運動量が l' , エネルギー E' の中性子が放出される反応の断面積は式(1)と(2)の積

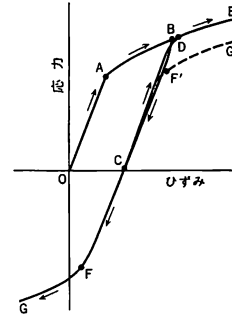
$$\sigma(lE; l'E') = \sigma_l^{(0)} P_{l'_0}(E') \quad (3)$$

で与えられる。実際には、複合核がスピン J をもつことに由来するクレブシュ-ゴルデン係数と、放出される中性

子の角分布を与える因子が式(3)の右辺に掛かる。さらに、入射中性子線のエネルギーの広がり複合核の準位間隔よりかなり広いので、 J について和をとる。この式は簡単に計算できるので、極めて有用である。

式(3)は、エネルギー E' の中性子の放出に残留核の準位がただ 1 つ寄与する場合の式である。この場合、放出される中性子の角度分布は 90° に関して前後方に対称となる。残留核の励起が高く実験的に準位を区別して解析できない場合に用いる式を導くことができる。このとき、角度分布は一様になる。

バウシinger 効果 [英 Bauschinger effect, 独 Bauschinger-Effekt, 仏 effet Bauschinger, 露 эффект Баушингера] 等方性材料に降伏応力(図の点 A)以上の応力を加



えて図の B 点まで加工硬化させた後に除荷して点 C に至ったのち、この材料を最初の負荷と同方向にさらに変形させた場合は、点 B とほぼ同程度の降伏応力(点 D)を示したのち DE のように加工硬化する。これに対し、最初の負荷と逆方向(あるいは異なる方向)に CFG のように変形させた場合は、降伏応力の絶対値(点 F')が同方向の負荷の場合の値(点 D)に比べて低下する場合が多い(この関係がわかりやすいように図では CFG を C を中心として 180° 回転し破線 CF'G' により示してある)。このように、予ひずみを与えられた材料の降伏応力あるいは塑性変形曲線が、再負荷の原点(点 C)に関して対称でなくなり、予ひずみと異なる方向のひずみに対する降伏応力や加工硬化曲線に異方性を生じ、通常はそれらが低下する現象を、バウシinger 効果という。これは変形機構の非可逆性や異方性、さらに微視的な残留応力などに起因するものと考えられる。

ハウスドルフ次元 [英 Hausdorff dimension, 仏 dimension de Hausdorff, 露 размерность Гаусдорфа] 通常の整数次元を非整数にまで拡張した次元のこと。数学的には、ハウスドルフ測度が有限($\neq 0$)になるような指標として定義される。ちなみに、ハウスドルフ測度とは、次のように定義される。 $d > 0$ として、集合 E を直径が $\rho > 0$ より小さい(もの整数次元の)球の可算個(それぞれの半径を $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \dots, \rho_k, \dots$ とする)で覆う。このとき、覆い方をいろいろ変えて、 $\sum_k \rho_k^d$ の下極限を考え、 $\rho \rightarrow 0$ のと

きのその極限値 $A_d(E)$ をハウスドルフ測度という。適当に d をとって、 $A_d(E)$ を有限($\neq 0$)にすることが可能となるとき、この指標 d をハウスドルフ次元という。これはまた、しばしばフラクタル次元(⇒フラクタル)とよばれることもあるが、後者は、自己相似性が成立する図形に対して用い

られる。

・ハウトスミット Goudsmit, Samuel Abraham 1902. 7.11—1978.12.4 アメリカ(オランダ出身)の物理学者。ハーグに生れ、ライデン、アムステルダム両大学に学び、1927年ライデン大学で学位取得。1928—32年ミシガン大学准教授、1932年教授、1941年マサチューセッツ工科大学研究員、1946年ノースウェスタン大学教授。1948—70年ブルックヘブン国立研究所上級研究員。この間ロックフェラー、ネバダ各大学客員教授。1925年 G. E. Uhlenbeck とともに、排他原理を定式化した第4番目の量子数を導入した W. Pauli の論文を検討していた際、電子を小球とみなしてその自転を考えるというスピン概念に到達した。このスピン概念は P. Ehrenfest の仲介で Naturwissenschaften に発表され、二重項についての L. H. Thomas の論文(1926年)によって広く受容されるに至った。1927—28年には、E. Back とともに微細構造の分析から、ビスマスの核スピンとそのゼーマン効果を決定した。そのほか、多重散乱、イオンの加速、レーダーなどに業績を残した。第二次世界大戦末期には、ドイツにおける原子力研究の状況調査のための科学情報調査団(ALSOS)の科学部門責任者を務めている。1951年から23年間、アメリカ物理学会の機関誌 Physical Review の編集長として名声を保ち、1958年には Physical Review Letters を創刊した。1965年ドイツ物理学会からマックス・プランク・メダル受賞。また、古代エジプト学にも興味を示した。[主著] *The Structure of Line Spectra* (L. Pauling と共著) 1930; *Atomic Energy States* (R. F. Bacher と共著) 1932; *Alsos, The Failure in German Science*, 1947 (「ナチと原爆」1977)。

パウリ Pauli, Wolfgang 1900.4.25—1958.12.15 20世紀最大の理論物理学者のひとり。ウィーン大学の化学の教授を父としてその地で生れた。E. Mach の孫である。ミュンヘン大学の A. Sommerfeld の下で学び、1921年に理学博士となる。1921—22年にはゲッティングゲンで M. Born の助手を務め、1922—23年にはコペンハーゲンの N. Bohr の下で研究。1923—28年にはハンブルク大学講師。1928年にチューリヒの連邦工科大学の教授となった。1931年のミシガン大学の滞在をはじめとして、プリンストン大学、パデュー大学などを何度も訪ね、特にプリンストン高等研究所には、第二次世界大戦中の1940—45年に客員教授としてどまったが、晩年までチューリヒが本拠であった。

彼は若くして出藍の誓れが高く、20歳で著した相対性理論の教科書は、今日なお代表的テキストとされている。1925年にはパウリの原理ともよばれるフェルミ粒の排他原理を発見し、後に1945年のノーベル物理学賞の対象となった。1920年代から30年代にかけての場の量子論の建設における貢献も大きく、P. Jordan, W. Heisenberg, V. Weisskopf, M. Fierz などと共同研究を進めた。1945年には、スピンと統計の関係を見いだした。彼の名は、電子などのスピンの記述に用いられるパウリ行列にも残されている。

Pauli は、論文のほかに、手紙や非公式の討論のなかで多くの重要な指摘を行った。β崩壊に際し、電子とともにニュートリノが放出されていることは、1930年にまず L. Meitner たちへの手紙のなかで示唆し、1933年のソルベイ会議の討論のなかで提唱したものであった。

Pauli は、討論のなかで多くの物理学者が考えをまとめ

上げていくことに貢献もしたが、厳しい辛辣な批判によっていくつものアイデアをつぶしたことも有名である。彼は哲学や C. G. Jung の心理学などにも造詣が深かった。Weisskopf は、Pauli の葬儀で、彼を「理論物理学の良心」とたたえた。

1945年のノーベル物理学賞のほか、ローレンツ・メダル(1930年)、フランクリン・メダル(1952年)、マックス・プランク・メダル(1958年)など数多くの賞や、名誉学位を得、各国のアカデミー会員に選ばれた。

彼の科学の業績は、*Collected Scientific Papers*, 全2巻(1964年)にまとめられている。

パウリ行列 [英 Pauli matrix, 独 Paulische Matrix, 仏 matrice de Pauli, 露 матрица Паули] 電子のスピンを記述するために、1927年に W. Pauli によって導入された3個の2行2列のエルミート行列で、次の式で与えられる。

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

通常、 $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ と書き、上の各行列を σ の x 成分、 y 成分、 z 成分とみなす。スピン $1/2$ の粒子のもつスピン角運動量は $\hbar\sigma/2$ で与えられる。 σ_z の固有状態 $u_1 = (1, 0)$, $u_2 = (0, 1)$ は、スピンの z 成分の値がそれぞれ $\hbar/2$, $-\hbar/2$ の状態であり、一般のスピン状態はこれらの一次結合で与えられる。 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ の代りに $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ と書くこともある。

パウリ行列は次の関係を満足する。

$$\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_z^2 = I, \quad \sigma_x \sigma_y = -\sigma_y \sigma_x = i\sigma_z \\ \sigma_y \sigma_z = -\sigma_z \sigma_y = i\sigma_x, \quad \sigma_z \sigma_x = -\sigma_x \sigma_z = i\sigma_y$$

ここで I は2行2列の単位行列である。また任意の2行2列の行列は、 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ および I の複素数係数の一次結合として一意に表すことができる。

パウリ近似 [英 Pauli approximation, 独 Paulische Näherung, 仏 approximation de Pauli, 露 приближение паули] 電磁ポテンシャル (A, ϕ) のもとでの、電荷 e (質量 m をもつ粒子の非相対論的なハミルトニアンは $H = 1/2m \cdot \{p^2 - (e/c)A\}^2 + e\phi$ で与えられる。これに相対論的な補正をほどこして、 e^2 の大きさの項までを考慮して導かれた、スピン $1/2$ の粒子に対するハミルトニアンを、パウリ近似のハミルトニアンとよぶ。ここで e は相対論的な効果の大きさを表すパラメーターで粒子の速さを v とするとき $e = v/c \approx [\text{運動エネルギー}]/mc^2$ で与えられる。 $\sigma = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ をパウリ行列とすれば、パウリ近似のハミルトニアンは

$$H = \frac{1}{2m} \left(p - \frac{e}{c} A \right)^2 - \frac{1}{2mc^2} \left\{ \frac{1}{2m} \left(p - \frac{e}{c} A \right)^2 \right\}^2 \\ - \frac{e\hbar}{2mc} \sigma B + e\phi - \frac{e}{8} \left(\frac{\hbar}{mc} \right)^2 \left\{ \text{div} E + i\sigma \cdot (\nabla \times E - E \times \nabla) \right\}$$

である。 E, B は (A, ϕ) から導かれる電場と磁場である。上式で、 $(-e\hbar/8)(\hbar/mc)^2 \text{div} E$ の項はダーウィソ項とよばれる。場が球対称な静電ポテンシャル $\phi(r)$ からつくられるときは、 $E = -(d\phi/dr)r/r$ であるから、 $I = (r \times p)/\hbar$ とすれば $\nabla \times E - E \times \nabla = (2i/r)(d\phi/dr)I$ となり、上式右辺の最後の項はスピン・軌道相互作用 $(e\hbar^2/2m^2c^2r)(d\phi/dr)I \cdot \sigma/2$ を与える(⇒スピン・軌道相互作用)。パウリ近似のハミルトニアンは、電磁相互作用のもとでのディラック方程式のハミルトニアン $a(cp - eA) + mc^2 + e\phi$ に谷-

フォルディ変換を逐次施すことにより導かれる(⇒谷-フォルディ変換)。

パウリ・スピノール [英 Pauli spinor, 独 Paulische Spinor, 仏 spineur de Pauli, 露 спинор Паули] スピンが $1/2$ の粒子のスピンに関する状態ベクトルを記述する2成分の量で, 一般にその成分は複素数を用いて表される。特にスピンの z 成分の固有値が $\hbar/2$ および $-\hbar/2$ であるような状態は, それぞれが $(1, 0), (0, 1)$ なるパウリ・スピノールで書かれる。一般のパウリ・スピノールは, これらの一次結合である。

空間回転 $\hat{R} = \sum_{j=1,2,3} R_{ij} x_j$, $\sum_{j=1,2,3} R_{ij} R_{kj} = \delta_{ik}$ のもとの, パウリ・スピノール (ξ_1, ξ_2) の変換は, 行列式の値が1で U^{-1}

$\sigma_i U = \sum_{j=1,2,3} R_{ij} \sigma_j$ を満足する2行2列のユニタリ行列 U を用いて, $\xi'_a = \sum_{b=1,2} U_{ab} \xi_b$ と書くことができる。ここで, $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ はパウリ行列の x 成分, y 成分, z 成分であり, また U_{ab} は U の第 a 行第 b 列の要素である(⇒パウリ行列)。与えられた回転の行列 R (その行列要素は R_{ij})に対応する U には, 土の符号の任意性が存在し, 一方だけを採用して他方を捨て去ることができようになっている。これは, スピノールの2個性という性質によるものであるが, 物理的な結果にはなんの影響も与えないことがわかっている。 R が, 単位ベクトル n のまわりの角度 ω の回転の場合には, U は $\pm\{\cos\omega/2 \cdot I + i\sin\omega/2 \cdot (n\sigma)\}$ となる。ただし I は2行2列の単位行列である。

パウリの禁制律 [英 Pauli exclusion principle, 独 Paulisches Ausschließungsprinzip, 仏 principe d'exclusion de Pauli, 露 принцип исключения Паули] = パウリの原理

パウリの原理 [英 Pauli principle, 独 Pauli-Prinzip, 仏 principe de Pauli, 露 принцип Паули] 量子力学において, 「2個(またはそれ以上)の電子の量子数が全く一致することはありえない。かつ, 多電子系において, 2個の電子を交換しても, 新しい状態は得られない」ことをいったもので, 原子中の電子の殻構造の分析から W. Pauli が, 1925年に提唱した原理である。この原理は, 「量子数の同じ状態に, 2個の電子が入ることはありえない, かつ, 電子には個性がない」と表現してもよい。

N. Bohrの原子構造論(または量子力学)によると, 水素型原子のエネルギー準位は, 主量子数 n ($=1, 2, 3, \dots$)だけで決る。 n で決ったエネルギー準位には, 角運動量 l ($=0, 1, 2, \dots, n-1$), 角運動量の第三成分の値 m ($=l, l-1, \dots, -l$)をもった

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2$$

個の軌道が可能である($2l+1$ は, l が与えられたとき, m のとりうる値の数)。すなわち

$n=1$	$l=0$	1個	
$n=2$	$l=0$	1個	} 4個
	$l=1$	3個	
$n=3$	$l=0$	1個	} 9個
	$l=1$	3個	
	$l=2$	5個	

⋮

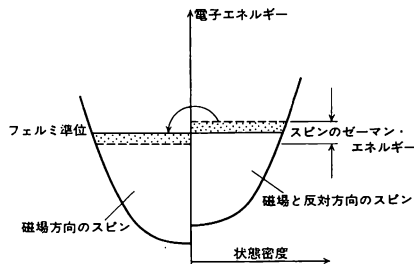
である。これにパウリの原理を当てはめると, 各軌道には

1個の電子しか入りえないから, たとえばヘリウム原子では $n=1, l=0$ 軌道に1個の電子が入り, 第二の電子は $n=2$ 軌道に入らざるをえなくなる。しかし実験によると, ヘリウム原子の2個の電子はともに $n=1$ 軌道にあることがわかっている。これはパウリの原理に反するように見えるが, 実はそうではなく, 電子がスピンという, 2個の値をとりうるもうひとつの量子数をもっていることによる。電子自身が2個の状態(通常, スピン上向きと下向き状態といわれる)をとりうるとすると, 上に計算した各軌道は, パウリの原理に従って, 上向きと下向きの2個の電子によって占められることになる(ヘリウム原子では, $n=1$ 軌道が, 上向き下向きの2個の電子によって占められる)。これによって元素の周期律表がみごとに説明される。

パウリの原理は, 電子に限らず, 陽子や中性子, 中性微子など, 他の粒子にも当てはまる原理である。量子力学においては, パウリの原理は, これらの粒子の波動関数が, 2個の粒子の交換に対して反対称であるという形で表現される。

自然に存在する粒子の中には, パウリの原理に従わず, 同一の量子状態にいくつでも入りうるものができ, かつ個性のないようなものもある。このような粒子をボソンという。たとえば, 湯川粒子や光子はボソンである。これに対し, パウリの原理に従う粒子をフェルミオンとよぶ。電子, 陽子などはフェルミオンである。相対論的な場の理論によると, 電子, 陽子, 中性子, 中性微子のように半整数スピンをもった粒子はフェルミオンであり, 中間子, 光子のように整数スピンをもった粒子はボソンであることが証明される(パウリの定理, ⇒量子化)。

パウリのスピン常磁性 [英 Pauli paramagnetism, 独 Pauli-Paramagnetismus, 仏 paramagnétisme de Pauli, 露 парамагнетизм Паули] 金属で一般に見られる, 温度に依存しない常磁性。W. Pauliによって初めて考えられた。伝導帯に, バンドの底からフェルミ準位まで同数個つまった上向きスピンをもつ電子と下向きスピンをもつ電子に磁場をかけると, スピンに対するゼーマン効果のために, 図のようにスピンの向きによってスピンのゼーマン・



エネルギー $2\mu_B\mu_0 H$ (μ_B はボーア磁子($e\hbar/2m_e$)), H は磁場の分だけ伝導帯のエネルギーのずれが生ずる。フェルミ準位のエネルギーは両方向のスピンをもつ電子に共通であるため, 磁場方向を向いたスピンをもつ電子の数が, その逆のものよりも図の点々を施した所の方, すなわち, $2\mu_B\mu_0 H N(E_F)$ だけ多くなる($N(E_F)$ はフェルミ準位での単位体積当たり, スピン当りの状態密度)。したがって, 磁化として $2\mu_B^2\mu_0 H N(E_F)$, 磁化率では $2\mu_B^2\mu_0 N(E_F)$ が生じる。磁化率の大きさは $4\pi \times 10^{-6}$ の程度であり, フェルミ温度以下の温度領域ではほとんど温度に依存しない。伝導

帯の電子の軌道運動から生じるもうひとつの磁化率であるランダウの反磁性と競合し、実際の金属では全体として磁化率が正のものと負のものがある。パウリのスピン常磁性のみを検出する方法としては核磁気共鳴のナイト・シフトがしばしば利用される。

パウリの方程式 [英 Pauli's equation, 独 Pauli-Gleichung, 仏 équation de Pauli, 露 уравнение Паули] 巨視的な系が、時刻 t において、量子状態ないし力学状態 n にいる確率を $P_n(t)$ としよう。これより後の時刻 $t+dt$ に、状態 n にいる確率 $P_n(t+dt)$ は、時刻 t における確率分布 $P_m(t)$ (m はあらゆる可能な量子状態を尽くす) が決ればユニークに決ってしまふと仮定する(マルコフ過程の条件)。この仮定のもとで、確率分布はマスター方程式とよばれる

$$P_n(t+dt) = \sum_m W_{nm} P_m(t) \quad (1)$$

で記述される時間変化を示すことになる。この場合のマスター方程式をパウリの方程式という。ここで W_{nm} は、状態 m が dt 時間の後に状態 n に移る遷移確率である。系が時刻 t において状態 m をとってしまえば、次にどういう状態をとるかの確率法則はそれ以前に系がどんな状態にいたかには無関係であるというのが、このマスター方程式の根底にある仮定である。式(1)で $dt \rightarrow 0$ とすると、マスター方程式は

$$\frac{dP_n}{dt} = \sum_m (w_{nm} P_m - w_{mn} P_n) \quad (2)$$

とも書ける。ここで $w_{nm} = \lim_{dt \rightarrow 0} W_{nm}/dt$ 。(量子)状態の確率分布に対するこの方程式をパウリの方程式ということもある。

パウリー・ビラー正則化法 [英 Pauli-Villars regularization, 仏 régularisation de Pauli-Villars, 露 регуляризация Паули-Вилларса] \Rightarrow 正則化法

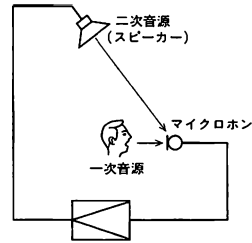
パウリー・ルバンスキー・ベクトル [英 Pauli-Lubanski vector, 独 Pauli-Lubanskischer Vektor, 仏 vecteur de Pauli-Lubanski, 露 вектор Паули-Любанского] 素粒子のスピン・自由度を相対論的に共変な形に表すために導入された四次元ベクトル。エネルギー・運動量ベクトルを P^μ , ローレンツ変換の生成子を $M^{\mu\nu}$ ($=-M^{\nu\mu}$) とするとき、これは次式で与えられる。

$$J_\mu = \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} P^\nu M^{\lambda\rho}$$

ここで $\epsilon_{\mu\nu\lambda\rho}$ は完全反対称擬テンソルで、 ρ, σ, μ, ν について完全な反対称、かつ $\epsilon_{1234} = 1$ である。 J_μ は次の性質をもつ。(1) $P^\mu J_\mu = 0$, (2) $[J_\mu, P^\nu] = 0$, (3) $[J_\mu, J_\nu] = i\hbar \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} P^\lambda J^\rho$ 。(1)は J_μ のうちで3個が独立なこと、(2)は P^ν を対角化してこれを c 数として扱ってよいことを示す。特に質量 m ($\neq 0$) の粒子に対しては、静止系 $P = 0$, $P^4 = mc$ をとると、(1)より $J_4 = 0$, また $s_j = J_j/m$ ($j = 1, 2, 3$) は(3)より $[s_i, s_j] = i\hbar \sum_{k=1,2,3} \epsilon_{ijk} s_k$ を満たし、この

粒子のスピン演算子を表す。このとき、 s^2 の固有値を $\hbar^2 s(s+1)$ と書けば、 $J^\mu J_\mu$ の固有値は $m^2 \hbar^2 s(s+1)$ となる。質量が0の粒子に対しても、たとえば $P^1 = P^2 = 0$, $P^3 = P^4 = p$ ととり、そのときの J_μ から質量0の粒子のスピン・性質を吟味することができる。

ハウリング [英 howling, 独 Heulen, 仏 hurlement, 露 во́я] 拡声設備において、スピーカーとマイクロホン



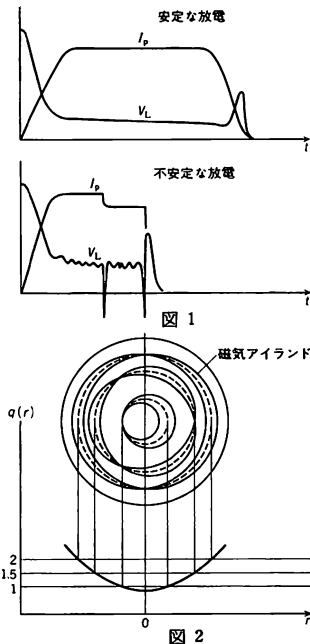
とが1つの音響空間にある場合には、図に示すような音響・電気系の閉ループが形成される。こうした閉ループによる共振で、スピーカーから特定の振動数の音を発生する現象をハウリングという。いまマイクロホン感度を $S(f)$ 、電気系の利得を $G(f)$ 、スピーカー感度を $\eta(f)$ 、スピーカーからマイクロホンまでの伝達特性を $H(f)$ としたとき、 $\mu(f) = S(f) \cdot G(f) \cdot \eta(f) \cdot H(f)$ をループゲインという。 $\mu(f) > 1$ のとき、ハウリングが発生する。ハウリングの発生を防止して、しかもできるだけ大きな拡声利得を実現することが、拡声設備として重要な条件である。このためには、マイクロホンおよびスピーカーの指向特性、室内の場合における内表面の吸音特性を調整し、ループゲイン最小で拡声利得最大になるようにする。

バウンサー [英 bouncer] シンクロトロンの前段加速器にコッククロフト・ワルトン型加速器を利用するとき、瞬間的なビーム負荷による加速電圧低下を補償する装置。加速されるイオン電流の平均値は小さいが瞬間的に数百 mA におよぶ大強度のパルスビームが要求され、しかも加速電圧の変動を 10^{-3} 程度にしなければならぬ。ビームを取出すことによって起こる加速電圧の低下を低減するため、コンデンサーの容量を大きくすると、それに蓄積された静電エネルギーにより、加速管に放電が起きた場合、電極などが損傷するので好ましくない。そこでコッククロフト・ワルトン型高電圧発生装置の接地側にパルス高電圧発生器を入れて、ビームに同期して適当な波形の高圧パルスを発生させて、ビーム取出しによる電圧降下を高圧発生装置全体の電位を上げることによって打消すか、高圧発生装置と加速管の間に数 MΩ の抵抗を入れ、加速管に容量の小さなコンデンサーを接続し、その接地側にパルス高電圧発生器を入れて、ビーム取出しによる電圧降下を打消している。これらの装置をバウンサーとよぶ。

破壊 [英 fracture, 独 Bruch, 仏 rupture, 露 излом] 固体材料あるいは機械・構造物の部材の断面の一部あるいは全部が、外力その他の作用により分離、破断することを破壊という。これに対し破断しないが過大な永久変形を生じてその所定の機能を失うことを、破損(failure)とよんで破壊と区別することもある。棒材や板材の引張静荷重による破壊について、部材全体が大きな塑性変形を生じたのち部材の一部の断面に局部的なくびれを生じて破断する場合と、ほとんど塑性変形を生じないまま割れの成長や合体により突然破断する場合とがある。前者を延性破壊、後者を脆性破壊とよび、破壊に至るまでに材料に生じる塑性ひずみあるいは費される塑性仕事の大小により大別することがある。また多数の繰返し荷重によりしだいに損傷が累積して起きる疲労破壊、高温で静荷重のもとに長時間さらされたために材質が劣化して起きるクリープ破壊など、各種の破壊現象がある。

破壊靱性 [英 fracture toughness, 独 Bruchzähigkeit, 仏 ténacité de rupture, 露 вязкость на излом] ⇒ 靱性

破壊的不安定性 [英 disruptive instability, 独 disruptive Instabilität, 仏 instabilité disruptive, 露 дйзруптивная неустойчивость] トカマク放電においてループ電圧 V_L およびプラズマ電流 I_p の時間変化を観測していると、それらの波形に安定な状態と不安定な状態とが観測される(図1)。不安定状態ではループ電圧に負のスパイク状の波形が現れ、さらにプラズマ電流が突然切れてプラズマが破壊される激しい不安定性を生ずることがある。このような不安定性を破壊的不安定性という。この原因についてはいろいろ研究されているが、プラズマ電流分布の形によっては現れてくるティアリング不安定性によって引起されるものと考えられている。プラズマ電流の空間分布が $j(r)$ のとき、プラズマ電流によるポロイダル磁場 B_p は $B_p(r) = \mu \int j(r) r dr / r$ となり、安定係数の空間分布 $q(r)$ は $q(r) = \{r/B_p(r)\} (B_t/R)$ となる。 $q(r)=1, 3/2, 2, \dots$ となる磁気面を有理面というが、その有理面において、 $j(r)$ の形によってはティアリング不安定性が発生する。図2に示すよう

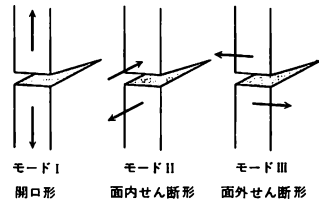


な磁気島(磁気アイランド)が成長し、これらが重なりあって磁気面は混沌状態となり、プラズマが磁気面を横切って広がり、壁にぶつかり、消滅する。この場合プラズマのエネルギーが局所的に集中して容器の壁を壊す可能性があり、核融合炉のような場合を考えると、この破壊的不安定性の抑制はたいへん重要である。

破壊力学 [英 fracture mechanics, 独 Bruchmechanik, 仏 mécanique de fracture, 露 механика разрушения] 破壊力学とは、き裂またはき裂欠陥などを含んでいると考えられる材料・構造物を安全に使用するためのひとつの工学的的方法論をいう。主な手順は、き裂端の力学条件を表すき裂論パラメーターという量を取りあげ、これを理論

的または実験的に解析する。そして、このき裂論パラメーターの関数としてき裂成長速度などのき裂挙動を特性づけること、および、このパラメーターの特定の値と対応させてき裂の進展開始条件やき裂体の強さの基準を決定することである。この場合、き裂論パラメーターとしては、き裂端の特異点とするき裂を含む線形弾性体の解析によって求めた応力拡大係数 K とエネルギー解放率 \mathcal{G} を用いることが多く、低応力で破壊を起すぜい性材料のぜい性破壊、疲労、高強度鋼の応力腐食われなどに広く使用される。延性・じん性の高い材料の静荷重による不安定破壊や高応力疲労などでは、き裂の進展開始前にすでにき裂端には顕著な塑性変形が起っているため、非線形解析も行われる。応力拡大係数 K は、特異点であるき裂端近傍の応力を級数展開した際の特異項の係数に比例し、[力]/[長さ]^{3/2} の次元をもつ量である。すなわち、 σ を応力、 a をき裂寸法として、 $K = \sigma \sqrt{\pi a} \cdot f$ と表すことができる。このとき、無次元の係数 f は、き裂自身も含めたき裂体の力学的境界条件によって決まる。き裂端近傍の弾性応力分布は、 K が決れば一義的に決まる。

三次元における応力の6成分のうち、き裂端に高い応力集中を生じる3成分に対応するき裂の変形様式は、図のように3種あり、これをモードⅠ(開口形)、モードⅡ(面内せん断形)、モードⅢ(面外せん断形)という。二次元の



き裂問題では、 K_I に対応する応力分布と K_{II} に対応する応力分布との線形和として、き裂端付近での応力と変形の分布が、 K_I, K_{II} およびき裂端からの極座標の関数として与えられるが、平面応力状態と平面ひずみ状態とでは若干異なる値が与えられる。き裂端になるべく近い位置でのき裂面に垂直なき裂面変位をき裂開口変位といい、パラメーターとしても使われる。

き裂のはいつた弾性体を一種のばねと考えると、そのばね定数の逆数をコンプライアンス C という。き裂寸法が伸びると C が変化し、一般には増大する。負荷状態にあるき裂体でき裂寸法 a が伸び、き裂面面積 A が増加すると、そのき裂体の弾性ひずみエネルギーが変化する。(その変化は、き裂寸法が変化したことによるそのき裂体の応力分布の変化によるものと、上述のばねとしてのき裂体の荷重端の変位によるエネルギーの流出入によるものからなる)ひずみエネルギーの総量の変化をき裂面の面積の関数とみなし、単位面積当りの変化率で表した量がエネルギー解放率 \mathcal{G} である。この \mathcal{G} とコンプライアンス C は、ともに a または A の関数であり、両者は次の関係にある。

$$\mathcal{G} = \frac{p^2}{2} \frac{dC(A)}{dA}$$

ただし、 p は荷重端にかかる荷重である。 \mathcal{G} の次元は[エネルギー]/[長さ]²=[力]/[長さ]であるから、 \mathcal{G} を単位長さ当りのき裂前縁に沿ってき裂を進展させるように作用する力とみなすこともできる。このため \mathcal{G} をき裂進展力(crack extension force)ということがある。 \mathcal{G} と K と

は、また次の簡単な関係

$$\vartheta = \begin{cases} K^2/E: & \text{平面応力} \\ (1-\nu^2)K^2/E: & \text{平面ひずみ} \end{cases}$$

にあるので、線形破壊力学では、き裂挙動を規正すべき量は、エネルギー的に考えても、応力的に考えてもよいことになる。

破壊力学においては、この ϑ または K が、材料などにより決まるある値 K_c または ϑ_c に達すると、ぜい性破壊が開始されるとして、基準が次のように提案されている。

$$\text{破壊開始条件} \begin{cases} K \geq K_c \\ \vartheta \geq \vartheta_c \end{cases}$$

疲労き裂(\Rightarrow 疲労)の成長速度 da/dN や応力腐食われや水素われのき裂成長速度(da/dt)は、たとえば K の関数として次のように特性づけられる。すなわち

$$\begin{cases} da/dN = f_1(K) \\ da/dt = f_2(K) \end{cases}$$

ただし a はき裂寸法、 N は応力繰返し数、 t は時間、 ΔK は繰返し応力の各1波の極小値から極大値までの応力変動範囲 $\Delta\sigma$ ($=\sigma_{\max}-\sigma_{\min}$)に対応する K の変動範囲で、応力拡大係数範囲とよばれる。 f_1, f_2 はある関数である。 K の代りに、他のき裂端パラメータを使うこともある。

非線形解析の結果を使ったき裂挙動の記述で使われるパラメータのうち最も一般的なものは、次式で定義される J 積分である。

$$J = \int_{\Gamma} (W dy - T \cdot \frac{\partial U}{\partial x} dx)$$

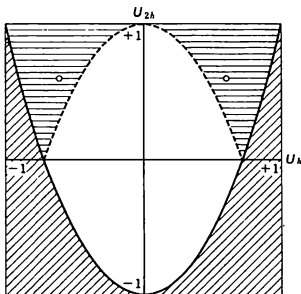
ここで Γ はき裂を囲む閉じた積分経路、 W は (x, y) でのひずみエネルギー密度、 T は経路 Γ に外向き法線方向にかかる引張り力、 U はその点の変位である。 J 積分はエネルギー線積分であって、内容的には拡張されたエネルギー解放率と考えられることが多く、弾性体では、 J は ϑ と一致する。

ハーカー-カスパーの不等式 [英 Harker-Kasper's inequality, 仏 inégalité de Harker-Kasper, 露 неравенство ГАРКЕРА-КАСПЕРА] 結晶構造解析で用いられる直接位相決定法の最初の試みとして、1948年にD. HarkerとJ. S. Kasperによって導かれた不等式。現在では部分的にしか使われていないが、歴史的な意味が大きい。シュワルツの不等式

$$\left| \sum_{j=1}^i a_j b_j \right|^2 \leq \sum_{j=1}^i |a_j|^2 \sum_{j=1}^n |b_j|^2$$

を、点原子で表した結晶構造因子であるユニタリー構造因子 U_h に適用すると、対称中心のある場合

$$U_h^2 \leq \frac{1}{2} + \frac{1}{2} U_{2h}$$



の不等式が得られる。 $|U_h|$ は必ず1より小さいから、その範囲内でこの不等式関係を示すと図のようになる。斜線の領域は不等式を満たさないで起りえない所である。したがって $|U_h|, |U_{2h}|$ の大きさの関係が丸印のように横線の領域に入れば $|U_{2h}|$ は必ず正であることがわかる。不等式としてはこのほかに

$$(U_h + U_k)^2 \leq (1 + U_{h+k})(1 + U_{h-k})$$

$$(U_h - U_k)^2 \leq (1 - U_{h+k})(1 - U_{h-k})$$

などがあり、対称に応じていろいろの形のものを導くことができる。そこで、これらを次々に適用することによって多数の位相を決め、簡単な構造なら直接解析することができる。後になってこれらの不等式は、結晶内の電子密度が負にならないという条件から導かれる。より一般的なカール-ハウプトマンの不等式の特別な場合であることが明らかとなった。

バーカス効果 [英 Barkas effect, 仏 effet Barkas, 露 эффект Баркаса] 粒子、反粒子間の飛程や阻止能に、正電荷、負電荷によるずれが生じる効果。1963年、W. H. Barkas, J. N. Dyer, H. H. Heckmanによって発見された。1.2 Mev \cdot u $^{-1}$, π^+ , π^- 間の阻止能には約14%のずれが生じる。入射荷電粒子と標的原子内電子との間の、引力、斥力による分極効果の差が原因である。量子力学的取扱いは、第一ボルン近似の枠内では記述されず、荷電粒子の電荷 Z_1e の符号に依存する二次の摂動項($(Z_1e)^3$ に比例、 $\Rightarrow Z_1^3$ 補正)、あるいはさらに高次の摂動項により記述される。粒子、反粒子間のみならず、陽子線($Z_1=1$)と α 線($Z_1=2$)の飛程、阻止能の比に対する同効果の分析も行われている。

バーガース・ベクトル [英 Burgers vector, 独 Burgers-Vektor, 仏 vecteur de Burgers, 露 вектор Биурепера] \Rightarrow 転位

バーガース模型 [英 Burgers model, 独 Burgers Modell, 仏 modèle de Burgers, 露 модель Биурепера] 乱流の一次元モデルとしてJ. M. Burgers (1939年)によって提案されたもので、中でもその速度 $u(x, t)$ が次の方程式(バーガース方程式)に従うものが有名である。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

ここで、 ν は運動粘性率を表す。バーガース方程式は流体力学方程式(\Rightarrow ナビエ-ストークスの方程式)の非線形性と散逸性を兼ね備えたモデル方程式であるため、乱流理論において極めて便利に用いられる。特にこの方程式の優れた特徴は、それが簡単な変換によって線形の熱伝導方程式に帰着でき、したがってその一般解が初期条件を含む積分形に表されることである。バーガース模型の乱流は、粘性散逸が優越する波数領域では非圧縮性流体の三次元乱流と同じ相似則に従うが、より低波数の領域(\Rightarrow 慣性領域)ではコルモゴロフ・スペクトル(\Rightarrow 乱流)は成立せず、スペクトルは $E(k) \propto k^{-2}$ となる。この意味でこの模型は三次元乱流とは異なっている。

バーガース方程式は非圧縮性流体に対するナビエ-ストークス方程式の一次元形と同形であるが、圧力項をもたないことと非圧縮性条件を満たさない点において異なっている。このため、この方程式は非圧縮流体よりはむしろ圧縮性流体における弱い有限振幅波のふるまいを正しく記述している。乱流のレイノルズ数が極めて大きい場合には、有限振幅波は衝撃波と膨張波の列となり、衝撃波は絶えず衝

突合体を行ってその数は単調に減少する。このような乱流の状態は、非圧縮性流体の三次元乱流とは本質的に異っており、ここに、バーガース模型の乱流が慣性領域においてコロモゴロフ・スペクトルをもたない理由がある。

評 [英 *Haag balance*, 独 *Waage*] ⇨ 重量測定

ハグ Haag, Rudolf 1922.8.17ー西ドイツの理論物理学者。チュービンゲン生れ。第二次世界大戦勃発時イギリスにいて、カナダの捕虜収容所に送られた。戦後帰国し、シュツットガルト工科大学を1948年に卒業。1951年ミュンヘン大学で「素粒子論における対応原理」により博士号を取得、同年から2年間同大学助手を務めた。1953~54年コペンハーゲン大学理論物理学研究所にCERN(ヨーロッパ連合原子核研究機関)理論物理学部門研究員として滞在。1954年ミュンヘン大学講師、1956年ゲッティンゲンのマックス・プランク物理学研究所研究員、1957年より2年間プリンストン大学物理学教室客員教授、1959年には5ヵ月間マルセイユ大学客員研究員、1960~66年イリノイ大学教授、1966年以降ハンブルク大学教授。1970年ドイツ物理学会よりマックス・プランク賞を受賞。またCommunications in Mathematical Physicsの編集長を務めた(1965~73年)。業績には、物理学の数学的基礎づけに関して新分野を開拓するような研究が多い。すなわちハグの例、ハグの定理など場の正準形式における同値でない表現の重要性の指摘(1955年)、ハーグ・リュエルの散乱理論における漸近極限の存在証明(1958年)、ハーグ-荒木の公理、ハーグ-カストラーの公理など場の観測量の公理の定式化と C^* 環の方法の提唱(1962~64年)、 C^* 環的手法によるBCS模型の解法(1962年)である。また統計力学の数学的基礎における基本的概念であると同時に作用素環論にも影響を及ぼしたKMS(久保-マーティン-シュウィンガー)条件の定式化(1967年)、フェルミ場でなぜ反交換関係を考えるかという問題やスピンと統計の関係、パウ統計などについて公理的な取扱いを与えた一連のドブブリッカー-ハーグ-ロバーツの理論(1969~74年)、このほか、状態の摂動に対する安定性とKMS条件の等価性(1974年)や、化学ポテンシャルの理論(1977年)などを挙げることができる。

ハーグ-荒木の理論 [英 *Haag-Araki theory*, 独 *Haag-Araki-Theorie*, 仏 *théorie de Haag-Araki*, 露 *теория Хаага-Араки*] 場の理論を時空の有界閉集合上の測定可能量によって定式化しようとする理論。量子力学の枠組みでの特殊相対性理論の要請は、(制限)非斉次ローレンツ群の普遍被覆群の、あるヒルベルト空間上の連続ユニタリ表現 $U(a, A)$ という数学的構造に集約される(a は時空の並進を表す四次元ベクトル、 A は行列式が1の2行2列の複素行列で、斉次ローレンツ変換 $A(A)$ と2対1に対応)。この際、 $U(a, 1) = e^{iP \cdot a}$ で定義される P^μ は四次元運動量で、基底状態としての真空ベクトル Ω は、不変性 $U(a, A)\Omega = \Omega$ およびスペクトル条件 $P^0 \geq 0$ 、 $P \cdot P \leq 0$ で特徴づけられる。このような相対論的量子力学の枠組みに、時空領域に関する構造を次のように公理的に導入する。時空の有界閉集合 \mathcal{O} に対応して、 \mathcal{O} で測定できる物理量全体で生成されるフォン・ノイマン環 $R(\mathcal{O})$ があり、次の3つの公理を満たすものとする。単調性: $\mathcal{O}_1 \supset \mathcal{O}_2$ ならば $R(\mathcal{O}_1) \supset R(\mathcal{O}_2)$ 、共変性: $U(a, A)R(\mathcal{O})U(a, A)^* = R(A(\mathcal{O}) + a)$ 、局所性: \mathcal{O}_1 と \mathcal{O}_2 の点が空間的ならば $R(\mathcal{O}_1)$ と $R(\mathcal{O}_2)$ の演算子は可換(同時観測可能)。

このような公理系のもとで、ワイトマン場の場合と同じ議論を展開することができる。たとえば、 (a, A) の質量 $m > 0$ の既約表現(一粒子を表す)が $U(a, A)$ に含まれていれば、無限の過去で任意有限個の独立な粒子が入射すると解釈できるいわゆるインステートや、無限の未来で同様の解釈がでけるアウトステートの存在、 S 行列のLSZ表示、二粒子散乱振幅の解析性などが導かれる。これをハーグ-荒木の理論、その公理系をハーグ-荒木の公理という。

上述と同じ公理系を C^* 環の立場から、特定のヒルベルト空間を考えない形につくり直したものは、ハーグ-カストラーの公理とよばれ、スピンと統計性の関係、反粒子の存在、一般的なCPT定理、空間的な2点で可換な物理量から出発して、空間的な2点で反可換なフェルミ作用素の構成、など一般的な結果が導出されている。

ハーグ-カストラーの定理 [英 *Haag-Kastler theorem*, 独 *Haag-Kastler-Theorem*, 仏 *théorème de Haag-Kastler*, 露 *теорема Хаага-Кастлера*] 場の理論が、物理量のつくる C^* 環で定式化できることを保証する定理。量子力学や場の量子論では、物理量は特定のヒルベルト空間上の演算子として与えられることが多い。しかし、特定のヒルベルト空間を離れて、そのような物理量から生成される C^* 環を中心に理論を定式化する方法は、一般的な枠組みの議論に有用である($\Rightarrow C^*$ 環による量子力学の定式化)。その際、 C^* 環上の正線形汎関数をすべて状態とよぶ。その中には、はじめのヒルベルト空間のベクトルや密度行列から決る状態も含まれているが、一般にはそれ以外のものも多く含まれている。では、それらはすべてこの理論の物理的状态と考えるべきであろうか。ハーグ-カストラーの定理は、この間に肯定的答えを与えるものである。

元来、実験で実際に検証できる物理量は有限個(\mathcal{O} の物理量を測るかという選択は自由としても) Q_1, \dots, Q_n であり、測定値 q_1, \dots, q_n は0でない誤差 $\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n$ がある。このような実験データが測定の対象になった状態 φ について与える情報は $|\langle \varphi | Q_j | \varphi \rangle - q_j| < \varepsilon_j$ ($j=1, \dots, n$) である。すなわち、状態の弱位相に関する1つの近傍の中心が φ があるという情報である。 C^* 環の数学的状態の2集合 K_1, K_2 について、実験データの与える情報に合致する状態が K_1 にあるときには K_2 にもあり、 K_1 にないときには K_2 にもない場合、 K_1 と K_2 は物理的に等価であるという。上述の事情から、このためには K_1 と K_2 が弱閉包で相互に稠密、すなわち K_1 と K_2 の弱閉包が一致することが必要十分である。 C^* 環の表現 π には、表現空間上の密度行列 ρ からつくられる状態 $\varphi(A) = \text{tr}(\rho A)$ の全体 K_π が自然に付随する。2個の表現 π_1 と π_2 に対し、対応する K_{π_1} と K_{π_2} の弱閉包による閉包が同じとよむ。2つの表現は物理的に同値であるという。R. Haag と D. Kastler は J. Fell の数学的な定理により、2つの表現が物理的に同値であるためには、表現演算子が0になる C^* 環の元が両表現で同じであることが必要十分であることを見いだした。これをハーグ-カストラーの定理という。

箔検電器 [英 *leaf electroscope*, 独 *Blättchenelektroskop*, 仏 *électroscope à feuilles*, 露 *листочковый электроскоп*] 電荷の有無や、またその符号を判別するために使われる。図のように金属容器(接地する)に絶縁体の栓Cを通して金属棒Mをさし込み、その上端Aは金属の板または球にし、下方の容器内に金属箔F(金箔あるいはアルミニウム箔)を付けておき、箔の動きを見るためののぞき

マイケルソン干渉計におけるように、反射によって一方の光束の位相が π だけ変わるときは、白色縞の代わりに黒い縞が見える。単色光で得られる等間隔の直線状干渉縞の集りを見ただけでは、どれが次数0の干渉縞かわからないが、白色光を用いると容易に見いだすことができ、光路差が0の位置を正確に定めることができる。この事実は干渉の実験でしばしば利用される。

白色雑音 [英 white noise, 独 weißes Rauschen, 仏 bruit blanc, 露 белый шум] 相関関数が δ 関数であるような定常ガウス-マルコフ過程をいう。すなわち、定常ガウス-マルコフ過程 $P(t)$ があって

$$\langle P(t)P^T(t+\tau) \rangle = 2D\delta(\tau)$$

であるとき、これを白色雑音という。ただし D は定数行列(行列要素が時間によらない行列)である。白色雑音はウィナー過程 $W(t)$ 、すなわちその成分 $W^i(t)$ が

$$\langle dW^i(t) \rangle = \langle W^i(t+d\tau) - W^i(t) \rangle = 0$$

$$\langle dW^i(t)dW^j(t) \rangle = 2D^{ij}dt$$

を満たすガウス過程の微分過程であると考えられる。統計力学ではマクロブラウン運動のでたらめさ(平均からのゆらぎ)の原因となる揺動力、すなわちマクロブラウン運動を行う粒子ないし物理量に働く揺動力のモデルとして、白色雑音がしばしば想定される。相関関数が δ 関数であるため、白色雑音のスペクトル密度行列は周波数によらない定数行列となる。いかにいっても、白色雑音はすべての周波数成分を平等な強さで含む。そのような波は理想的な白色光であるところから、「白色」とよばれるようになった。「雑音」というのは、振幅がガウス分布をもつ δ 関数が瞬間ごとに全くでたらめにやってくる関数として白色雑音がとらえられるので、それを音にして聞くとき全くわけのわからない純粋の雑音に聞えるはずであることにかけている。具体的な例としては、抵抗体の両端に生じる不規則な電圧が、近似的な白色雑音として知られている(⇒雑音)。

白色中性子線回折 [英 white neutron diffraction, 独 weiße Neutronenbeugung, 仏 diffraction de neutrons blancs] 中性子線による回折のうち、試料に当る中性子線の波長分布(スペクトル)が白色(連続波長)であるものをいう。実験的にはブラッグの回折条件 $2d \sin \theta = \lambda$ (d は格子面間隔, 2θ は散乱角, λ は中性子線の波長)で、 θ を固定し λ を変数にとって d を求める方法である。 λ を決める方法としては、単結晶を用いることも可能であるが、通常はパルス中性子線を用い、中性子を一定距離 L [cm]飛行させ、中性子飛行時間分析器でそのときに要する時間 t [μ s]を測定することにより λ [Å] = $0.396 \times t \times L$ で求める。単色中性子線回折と異なり、試料や検出器を回転させることなく測定ができる。すなわち、中性子の飛行距離が回折装置のパラメーターになっており、時間の次元が表面に出てくる。そのため、(1) 極限状態(極低温、極高温、超高温、超高磁場など)での回折、(2) 広い逆格子空間の同時強度測定、(3) 高分解能測定、(4) パルス中性子発生と同期して試料に刺激を印加したときに生ずる構造変化の実時間測定、など特徴ある実験が可能となる。

白色矮星 [英 white dwarf, 独 weißer Zwerg, 仏 naine blanche, 露 белый карлик] 高温、低光度(スペクトル型はB〜F, 絶対等級は10〜16等)の星で、HR図上では左下方に位置する(⇒ヘルツシュプルング・ラッセル図, 矮星, 巨星)。低光度のために見つかりにくい、連星系のなかにあるときなどには明るい主星の公転運動から

見つけることが多い。1925年にシリウスの伴星が白色矮星であると認められて以来、すでに250個以上見つかり、全恒星中の2〜3%を占めていると思われる。スペクトル型は、H, He, Ca, Mgなどの吸収線の強度によって細かく分類されているが、星の色との相関は明らかでない。星の進化論から見ると、白色矮星は中心部での熱核反応が終わっており、進化の最終段階にある。内部熱源がなくなって重力収縮した結果、内部は高密度となり、電子はフェルミ縮退を起し、その縮退圧の勾配が重力とつり合って星を支えている。このため質量は太陽質量($M_\odot = 2 \times 10^{30}$ kg)程度であるが、半径は約 10^7 mと小さく、中心部では 10^{-4} kg・m $^{-3}$ もの高密度となっている。無限大の中心密度に対応するものとして、白色矮星の質量に上限値($1.46 M_\odot$, ⇒チャンドラセカール限界)があり、これより重い白色矮星は存在しない。質量と半径の間には負の相関が成り立つが、質量と光度の間には、主系列星などにあるような一意的な関係は見られない。理論的には、赤色巨星の内部に存在するいろいろな中心核に対応して種々の白色矮星ができておられる。白色矮星内部の構成元素により、ヘリウム白色矮星($M < 0.7 M_\odot$)、炭素・酸素白色矮星($0.7 M_\odot < M < 1.1 M_\odot$)、酸素・ネオン・マグネシウム白色矮星($M > 1.1 M_\odot$)などがある。

バクスター模型 [英 Baxter model, 独 Baxter-Modell, 仏 modèle de Baxter, 露 модель Бакстера] = エイト・バーテックス模型

はくちょう [英 Hakucho] 宇宙X線の観測を目的とした日本の人工衛星の名前。強いX線星はくちょう座X-1にちなんで名づけられた。この衛星は1979年2月、鹿児島県より打ち上げられた。はくちょうはスピラン定型の小型科学衛星で、重量95kg、スピン周期約10秒、軌道周期約100分、太陽電池の平均出力約25Wである。スピンの向きは、磁気トルク方式により 1° 以下の精度で制御される。はくちょうには、0.1〜2keVの超軟X線の観測を目的としたポリプロピレン窓(厚さ 1μ m)の比例計数管が4本、1〜30keVの軟X線観測用のベリリウム窓(厚さ 50μ m)の比例計数管が6本、および硬X線(10〜300 keV)用のNaIシンチレーションカウンタ1本が搭載されている。これら11本のX線検出器のうち7本はスピンの軸方向を向き、特定のX線源を詳しく調べるのに用いられる。残り4本はスピンの軸にほぼ直角な方向の空を広く走査する役目をもつ。はくちょうは宇宙X線観測を主目的とした科学衛星としては世界でおよそ10機目、わが国では最初である。小型ながら、広いエネルギー帯域、良好な時間分解能(最高5.9ms)、独自の回転式モジュレーションリモーターの技術などをもっている。打ち上げ以来、X線バースト現象、X線パルサーの周期変動、X線星の強度のゆらぎなどの観測を通じて、中性子星の内部や表面の物理に関して、多くの成果をもたらした。また超軟X線の拡散成分についてもデータを蓄積している(⇒X線天文学, X線星, 宇宙X線)。

バクテリオファージ [英 bacteriophage, 独 Bakteriophage, 仏 bactériophage, 露 бактериофаг] 細菌を宿主として増殖するウイルスの一群。「バクテリオファージ」とは細菌を食べるものの意味で、単にファージともよばれる。ウイルスと同様、タンパク質性の殻とそれに包まれたDNAまたはRNAから成る(⇒ウイルス)。ファージには、細菌に感染後直ちに増殖して常に細菌細胞を破壊(溶

菌)する毒性ファージと、感染後一定の割合で溶原化する弱毒性ファージとがある。前者には、大腸菌を宿主とする二本鎖 DNA の T1 や T2 などの T 系ファージ、一本鎖 DNA の ϕ X174、一本鎖 RNA の MS2 ファージなどがある。後者には、大腸菌を宿主とする λ や ϕ 80 ファージ、サルモネラ菌の P22 ファージなどがある。

ファージは、感染に際してタンパク質性の殻を細菌体外に残し、核酸だけを注入して増殖する。1952 年、A. D. Hershey と M. Chase は放射性同位体を用いた実験によってこの現象を明らかにし、遺伝物質が DNA であることを証明した。弱毒性ファージの場合、感染後溶菌せずにそのゲノム(全 DNA)がプロファージとして宿主菌の染色体 DNA に組込まれることがある。この場合、菌は溶原化したという。プロファージはそれ自身の遺伝子によって生産される抑制物質によって増殖が抑えられており、何らかの誘発処理(紫外線、マイトマイシンなど)によって抑制が解除されると増殖を開始し、子ファージを生産して溶菌する。弱毒性ファージは増殖の際に宿主菌(供与菌) DNA の断片を殻内に取込むことがある。このような異常ファージ粒子を含む集団を、遺伝標識をもつ菌に感染させると、供与菌 DNA が注入される、受容菌 DNA との間で組換えを起すことがある。この現象は形質導入とよばれ、細菌間の交雑手段として利用されている。

バクテリオロドプシン [英 bacteriorhodopsin, 独 Bacteriorhodopsin, 仏 bactériorhodopsine, 露 бактериородопсин] 塩湖や塩田に生息する高度好塩菌の一種である *Halobacterium halobium* は、その細胞膜の一部分に紫膜とよばれる構造体をもっている。この紫膜は 75% のタンパク質と 25% の脂質から成るが、タンパク質の種類は 1 つしかなく、視物質と同様にレチナール₁(ビタミン A₁ のアルデヒド)を発色団として含んでいる。この色素タンパク質をバクテリオロドプシンという。

紫膜中では、バクテリオロドプシンが三量体をつくり、それが二次元六方格子上に規則的に配列している(まれには斜方晶系を成すこともある)。紫膜は、生体物質系としてはまれに見る結晶構造体であるので、X 線・電子線・中性子線などの回折技術の好材料として非常に研究されてきた。その結果、バクテリオロドプシンはもっともよく調べられた膜タンパク質のひとつとなっている。分子量が 26000 であり、247 個のアミノ酸から成るが、その配列のみならず遺伝子の塩基配列もすでに明らかにされている。

暗順応のバクテリオロドプシンは 13-シス形または全トランス形のレチナールを含んでおり、両者が等量で熱平衡状態にある。一方、明順応のものは全トランス形のレチナールのみを含んでいる。これを *trans*-bR という。*trans*-bR ($\lambda_{\max}=568$ nm) に緑色光を照射すると、より長波長側に吸収極大をもつ *batho-trans*-bR (626 nm) が生じる。これは光可逆的にもとに戻るが、熱的には *lumi-trans*-bR (543 nm)、*meta-trans*-bR (418 nm) の中間状態を経て、*trans*-bR に戻る。このとき、紫膜の一方の側から他方の側へプロトンが移動する。すなわち、*trans*-bR は光エネルギーを膜内外のプロトン濃度差に変えるエネルギー変換器といえる。このプロトン濃度勾配を利用して、菌体はアデノシン三リン酸(ATP)合成、アミノ酸の取込み、べん毛運動などを行っている。この ATP 合成の機構は化学的浸透説の典型的な例のひとつである。

白熱電球 [英 incandescent lamp, 独 Glühlampe, 仏 lampe à incandescence, 露 лампа накаливания] 真空または不活性ガスを満たしたガラス球内で、抵抗線に通電し白熱させる光源。抵抗線としては、初期には炭素線も用いられたが、現在ではタングステン線が用いられている。真空型では蒸発が激しくなるのでフィラメント温度が上げられないが、特性は安定である。不活性ガスを封入すると、フィラメントの蒸発と管の黒化を防ぐ作用がある一方、対流によりフィラメントの熱を奪い、発光特性が揺らぐことがある。フィラメントをコイル状、さらに二重コイル状にすると温度低下が少なく効率がある。一般の照明用電球はガス入り二重コイルフィラメント型である。さらに高い輝度が求められる投光照明用には、封入ガスに微量のハロゲン物質を加え、ハロゲン再生サイクルによりフィラメントの消耗と管壁の黒化を防いだハロゲン電球が用いられる。発光の色温度は、真空型で 2400 K、ハロゲン電球で 3100 K 程度(⇒ハロゲン電球)。

ハーグの定理 [英 Haag theorem, 独 Satz von Haag, 仏 théorème de Haag, 露 теорема Хаага] 場の量子論の定理で、自由場とユニタリー変換で結ばれる場は自由場になることを主張する。場の量子論のハミルトン形式では、時間を固定したときの場の全体は既約であると仮定されている。すなわち、すべての場の演算子と可換なものは恒等演算子の倍数しかない。スカラー場 ϕ の場合を例にとりハーグの定理の内容を述べる。この定理の最初の部分は三次元ユークリッド変換に関して不変な理論について述べている。(1) $\{\phi_1(f, t)\}$ および $\{\phi_2(f, t)\}$, $f \in \mathcal{S}(\mathbb{R}^3)$ を時刻 t において、それぞれ、ヒルベルト空間 \mathcal{H}_1 および \mathcal{H}_2 で定義された二組の既約な場の演算子とする(場 ϕ を空間座標に関してならした

$$\phi(f, t) = \int_{\mathbb{R}^3} f(x) \phi(t, x) dx, \quad f \in \mathcal{S}(\mathbb{R}^3)$$

が演算子としての意味をもっている。ここに、 $\mathcal{S}(\mathbb{R}^3)$ は十分滑らかで、遠方で三次元的距離のどんなべきよりも速く減少する関数の全体を表す)。(2) 各 \mathcal{H}_j ($j=1, 2$) 上に三次元ユークリッド運動群のユニタリー表現 $U_j(a, R)$ (a は並進, R は三次元回転)が実現されていて、おのおのの場は

$$U_j(a, R) \phi_j(t, x) U_j(a, R)^{-1} = \phi_j(t, Rx + a)$$

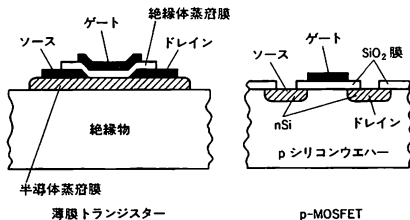
と変換される。(3) ϕ_1 と ϕ_2 を結ぶユニタリー変換 V が存在して、 $\phi_2(f, t) = V \phi_1(f, t) V^{-1}$ 。以上の仮定から 2 つの表現 U_1 と U_2 はユニタリー同値で、 $U_2(a, R) = V U_1(a, R) V^{-1}$ となることがいえる。さらに、(4) 各空間 \mathcal{H}_j に U_j に関して不変な規格化された状態 Ψ_0 がただ 1 つ存在するとする。このときには、 $V \Psi_0 = c \Psi_0$ となる。ただし、 $|c|=1$ 。非相対論的量子論においては、この結果は正準量子論におけるフォノン・ノイマンの一意性定理に当るので、それほど意外なものではないが、正準交換関係を使わずにいっている点が重要である。

(1)~(4)の仮定が U_j をボアンカレ群のユニタリー表現で置換えて成り立ったとする。そのときの場は四次元的にならしてあるものと考ええる。さらに、各 \mathcal{H}_j には負のエネルギーの状態は存在しないと仮定する。これらの条件のもとでは、2 つの理論における最初の 4 つのワイトマン関数はそれぞれ一致することが証明される。この後半の部分を一般化されたハーグの定理という。一方、局所場の二点ワイトマン関数が自由場の二点関数と一致すれば、その場は

自由場であるという定理がある。この定理と一般化されたリーグの定理を合わせると、 ϕ_1 の一方がある質量の自由場であれば、もう一方も同じ質量の自由場になる。場の量子論における摂動論では相互作用表示が使われており、場の演算子は自由場の方程式を満たし、その時間的发展はユニタリー演算子で記述されるとしている。ハークの定理によれば、相対論的不変な相互作用がある限りこのようなユニタリー演算子は存在せず、場は時々刻々同値でない表現に移っていくことになる。

薄膜集積回路 [英 thin-film integrated circuit, 独 integrierte Dünnschichtschaltung, 仏 circuit intégré en couche mince, 露 тонкоплёночная интегральная схема] ⇒ 混成集積回路

薄膜トランジスタ [英 thin-film transistor, 独 Dünnschichttransistor, 仏 transistor à pellicule mince, 露 тонкоплёночный транзистор] 低価格の集積回路をつくるために、単結晶シリコンウエハーの表面を加工する代りに、絶縁物上に薄膜の回路をつくる試みがされてきている。その薄膜でつくるトランジスタを薄膜トランジスタという。しかし信頼性の高い薄膜トランジスタ、ダイオードをつくるには困難が多い。1961年P. K. Weimerが提案して以来いろいろな薄膜トランジスタの試みがあるが、MOS電界効果トランジスタ(MOSFET)に相当する薄膜トランジスタが集積回路に適しているため、最も多く研究されてきている。また電界効果薄膜トランジスタは絶縁物基板上に薄膜を蒸着していくので、種々の配置のものがつくられている。一例を比較のためのMOSFETとともに図に示す。



薄膜の成長機構 [英 growth mechanism of thin film, 独 Wachstumsmechanismus dünner Filme, 仏 mécanisme de croissance de film mince, 露 механизм роста тонкой плёнки] 真空中で、ある下地の上に別の(あるいは同種でもよい)物質を蒸着して薄膜を成長させる場合に、その成長の機構は下地と蒸着物質の組合せや蒸着速度、下地温度、下地の清浄度により異なるが、主に3つの成長様式に分類できるといわれている。その第一はNaCl上にAuを蒸着した場合のように、最初にAuの微結晶状の核が発生し、蒸着が進むにつれてその微結晶核が大きく成長して島状構造となり、それが互いに結合し、やがて一様な連続膜になるもので、これを核成長(nucleation and growth)あるいはボルマー-ウェーバー型成長様式とよんでいる。第二の場合はこれに対してCu(111)面上にNiを蒸着した場合にみられるように下地のCuの原子配列にならってNiが一原子層ごとに積重なって成長していく。これを層状成長(layer over growth)またはフランク-ファン-デル-メルベ成長などとよんでいる。第三の場合は第一と第二の中間の核層混合成長またはストランスキー-クラスタノフ成長ともよばれており、Si(111)面上にAgを蒸着した場合

は、最初にAgの一原子層の吸着層が形成され、それ以上蒸着させるとAg原子はAgの微結晶核となって成長する。薄膜の成長機構において最も重要な現象がエビタキシ-成長で、それぞれの成長様式に対して非常に多くの研究がなされている。

薄膜の電気抵抗 [英 electrical resistivity of thin film, 独 elektrischer Widerstand dünnes Films, 仏 résistance électrique de film mince, 露 электрическое удельное сопротивление тонкой плёнки] 膜厚が比較的厚い連続膜と、島状に近い構造の非常に薄い膜厚とでは、金属薄膜の電気的性質は異なっている。また、得られる知見も異なる。

連続膜の領域で膜厚を薄くしていくと、電気抵抗率 ρ は増加する。これは膜厚が電子の平均自由行程と同程度では、薄くすると表面で電子散乱が多く起きるためである。 ρ は表面の粗さなどの巨視的な表面構造に敏感であり、膜を構成している結晶粒の界面での散乱も効いてくる。

表面に気体が吸着すると ρ は増加する。 ρ と気体の表面被覆率 θ の関係は、一般に単純な θ の一次式では表せない。 θ の増加に伴う ρ の増加は、化学吸着によって生じる結合に金属内の伝導電子がとられて減少することと(θ に比例する)、吸着種が新たに散乱体となることにより説明できる。すなわち、自由電子模型が良い近似になっている。しかし、実験結果を定量的に説明するには至っていない。たとえば、AuへのCoの吸着のような物理吸着であっても、 ρ の変化は大きい。このことは、電流磁気効果など極低温で物理量を測定する場合、残留気体の吸着が及ぼす誤差を十分に検討する必要があることを示している。

非常に薄い不連続膜の領域では、 ρ の印加電圧依存性、遷移金属薄膜での磁気抵抗効果、異常表皮効果、渦電流などの電流磁気効果の測定値は膜厚、膜の構造、吸着気体などに強く影響される。

誘電体膜の膜厚が非常に薄い場合、膜厚方向にトンネル効果による電気伝導が生じる(⇒トンネルスペクトロスコピー)。このトンネル電子電流は低電圧の場合は印加電圧に比例し、膜は一定の抵抗値をもつが、高電圧では印加電圧を増すと電流が急激に減少する。すなわち、負の抵抗特性を示す。

バーグマンの評価式 [英 Bargmann's formula, 独 Bargmannsche Grenze, 仏 borne de Bargmann, 露 ограничение Варгмана] 球対称のポテンシャル $V(r)$ の場合に許す量子力学的束縛状態のうち、角運動量が $l\hbar$ のものの数 b_l に対する不等式。束縛される粒子の質量を m とすれば

$$b_l \leq \frac{1}{2l+1} \int_0^\infty \left| \frac{2m}{\hbar^2} V(r) \right| r dr$$

たとえば、井戸型ポテンシャル($V(r) = -V_0$, $r < a$; $V(r) = 0$, $r > a$, ただし $V_0 > 0$)について、 $l=0$ の場合には $2b_0 \leq (2m/\hbar^2)V_0 a^2$ となる。他方、シュレディンガー方程式を解いて調べると $(2m/\hbar^2)V_0 a^2$ が区間 $[(\pi/2)^2, (3\pi/2)^2]$ にあるとき $b_0=1$ である。バーグマンの評価式を等号で成り立たせるポテンシャルとして、 $V(r) = -(\hbar^2/2m)(2l+1)\delta(r-a)/r$ が知られている。

薄明視 [英 mesopic vision, 独 Dämmerungssehen, 仏 vision mésopique, 露 сумеречное зрение] 明所視と暗所視の中間の視覚。すなわち正常眼が数カンデラ毎平方メートル以下、100分の数カンデラ毎平方メートル以上の輝度

レベルに順応しているときの視覚であり、日の出前や日没後の薄明時、あるいは夜間の屋外での薄暗い照明下における視覚がこれである。このときは網膜で光電変換を行う一次神経細胞すなわち視細胞の、錐状体と桿状体の両方が共に働いている。したがって色の感覚も明るさの感覚に伴って生ずる。目の波長に対する相対分光感度すなわち比視感度は、明所視および暗所視ではそれぞれ波長 555 nm および 507 nm で最大であるが、薄明視ではその間を推移し、比視感度曲線も輝度レベルの減少に伴って全体として短波長側に移行する(ブルキン現象という)。このため標準比視感度がいまだに規約されておらず、したがって光度や照度などの測光量の値を定めることができない。

バークラ Barkla, Charles Glover 1877.6.7—1944.10.25 イギリスの実験物理学者。ランカシャーのウィドネスに生れる。1898 年にリバプール大学の物理学科を首席で卒業して修士号を得た。さらにケンブリッジ大学の J. J. Thomson の下で学び、1902 年にリバプール大学に戻った。1909 年ロンドン大学教授になり、1913 年以降、生涯エジンバラ大学教授を務めた。1902 年ころから X 線の研究に没頭し、特に多くの物質の特性 X 線を同定し、その功績により 1917 年度のノーベル物理学賞を与えられた。特性 X 線の研究は、原子のエネルギー準位を確定し、ラザフォード-ボーアの原子模型の形成に寄与した。K, L, M 線などの特性 X 線の命名は彼によるものである。ただし、その命名の理由は明らかではない。なお X 線の研究の初期に、彼は X 線の偏りを見いだし、X 線が電磁波の一種であることを示した。後には「J 線」と称する不明の線に固執し、ノーベル賞受賞講演でもそれにふれているが、現在そのような線は認められていない。

ハーグ-リュエルの散乱理論 [英 Haag-Ruelle scattering theory, 独 Haag-Ruelle-Streutheorie, 仏 théorie de la diffusion de Haag-Ruelle, 露 теория рассеяния Хаага-Рюеля] 公理的場の理論の立場に立って定式化された散乱理論で、1958 年に R. Haag によって始められ、1962 年に D. Ruelle によって仕上げられた。ワイトマン理論では、場はポアンカレ群の既約表現に従って変換し、並進群の無限小変換を引起す演算子の二乗の和 P^2 の点スペクトルが粒子に対応するという形で、場から粒子像を引出す。しかしこれで十分なのは自由場だけである。相互作用している場については、直観的にいって、時間が $\pm\infty$ の極限で場は状態ベクトルに対して自由場のように作用し、特に真空ベクトルに作用したとき、一粒子状態を生むべきである。このように、公理的場の理論において粒子像を確立して散乱理論を展開するには、漸近場を定義してその作用を明らかにするとともに、漸近状態についてのワイトマンの公理系に矛盾しないなんらかの要請を必要とする。その概要を述べると、まず、 P^2 が孤立した固有値 $p^2 = -m^2$ をもち、一粒子状態を含む部分空間でポアンカレ群のスピン 0 の既約表現が実現されているという要請をスペクトル条件に付け加える。スカラー場 $\phi(x)$ のフーリエ変換を $\tilde{\phi}(p)$ とし、これに $p^2 = -m^2$ の上で値 1 をとり、それから離れると急速に 0 となる関数 $h(p^2)$ をかけた $\tilde{A}(p) = h(p^2)\tilde{\phi}(p)$ をフーリエ変換にもつ場 $A(x)$ をつくる。クライン-ゴルドン方程式の滑らかな解 $f(t, x)$ で $A(x)$ をならして得られる演算子

$$A(f, t) = i \int_{x=-i} \left\{ f(x) \frac{\partial A(x)}{\partial x^0} - \frac{\partial f(x)}{\partial x^0} A(x) \right\} dx$$

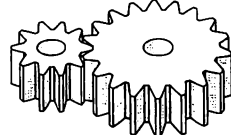
の任意有限な n 個の積を真空ベクトルに施したものは、 $|t|$ の大きいときの $f(t, x)$ のふるまいのおかげで、 $t \rightarrow \mp\infty$ の極限で強収束して、それぞれ漸近状態 $\phi^{\text{in}}(f_1, \dots, f_n)$ および $\phi^{\text{out}}(f_1, \dots, f_n)$ を定める。このとき、 $\phi^{\text{in}}(f) \phi^{\text{in}}(f_1, \dots, f_n) = \phi^{\text{in}}(f, f_1, \dots, f_n)$ などで定義される漸近場は自由なスカラー場を f でならしたものとなる。

次に、 $t \rightarrow \infty$ における漸近状態から成るヒルベルト空間 \mathcal{H}^{in} がワイトマンの公理で要求されているヒルベルト空間 \mathcal{H} と一致するという漸近的完全性の条件を追加すると、CPT 定理によって、 $t \rightarrow +\infty$ における漸近状態から成るヒルベルト空間 \mathcal{H}^{out} もまた \mathcal{H} と一致する。この結果、同一のヒルベルト空間に作用することになった $\phi^{\text{in}}(x)$ および $\phi^{\text{out}}(x)$ を結ぶユニタリー演算子 S が存在する。この S は散乱演算子とよばれ、真空を不変にし、入ってくる粒子の状態と出ていく粒子の状態の間の遷移確率の振幅を与える。

歯車 [英 gear, 独 Getriebe, 仏 engrenage, 露 шестерня] 駆動軸および従動軸に車を取りつけ、車の周囲に規則正しく配置した凹凸の歯が直接にかみ合うことによって回転とトルクを伝達する機械要素のひとつ。1つの軸から他の軸へ、同じ速度あるいは速度をかえてトルクを伝えるには、ほかに巻掛伝動やころがり摩擦伝動など種々の方法が存在するが、歯車は構造が簡単で比較的小さいにもかかわらず、伝動が確実で正確な角速度比が得られ、長期の使用に耐え、動力の損失が少ないなどの、多くの利点があるため、伝動装置の代表的な機械部品として広く使用

歯車の種類

軸の相対位置	小分類項目	歯車
平行軸歯車	歯すじの形状	平歯車 はすば歯車 やまば歯車 まがりば歯車 平行軸テーパーギヤ
	伝動方向	外歯車 内歯車と小歯車 ラックと小歯車
交差軸歯車	歯すじの形状	すぐばかき歯車 まがりばかき歯車 ゼロールギヤ はすばかき歯車 やまばかき歯車
	特殊形状	交差軸テーパーギヤ 交差軸フェースギヤ
食違い軸歯車	ねじ形状	ねじ歯車 ねじラック
	ウォームギヤ	円筒ウォームギヤ 鼓形ウォームギヤ サイドウォームギヤ
	歯の形状	ハイパボロイドギヤ ハイボイドギヤ 食違い軸フェースギヤ



されている。軸の相対位置・運動方向・歯すじの形状などによって表のように分類される。また代表的な平歯車の形状を図に示す。

波形解析 [英 wave form analysis, 仏 analyse de forme d'onde, 露 анализатор формы волны] = 周波数分析

波形記憶装置 [英 waveform memory, 独 Wellenform-speicher, 仏 mémoire à forme d'onde, 露 память формы сигнала] 電気信号の波形の各点の振幅をデジタル量に変換して記憶装置に書き込む装置。書き込まれたデジタル化された波形は読出されて計算機で解析処理をしたり、またアナログ量に変換してオシロスコープ、ペンレコーダーなどで波形を再現して観測できる。波形をデジタル化する方式の1つはスキャンコンバータ方式でシリコンダイオードのターゲットを格子状(たとえば512×512)にならべて電子ビームにより波形を書いてターゲットの各点に記憶させる。10ps(10⁻¹¹秒)以上の時間間隔で波形の各点を記憶し、デジタル化できる。他の方法は高速のA・D変換器を使用する。5nsまたはそれより長い間隔のクロックパルスで波形信号をサンプリングしてA・D変換して記憶回路に書き込む。サンプリング点は256~4000点である。平常は以上の動作を繰返して記憶装置の内容を常に新しくしているが、トリガー信号で動作を停止することにより、トリガー信号以前の単一現象も記録できる。また読出しの時間間隔が可変なので、高速の現象を低速で再現したり、その逆も可能である。単一現象波形のフーリエ解析、頻度が少なく発生が予測できない地震などの記録などに適している。

波形分析回路 [英 pulse shape discriminator, 独 Impulsformdiskriminator, 仏 discriminateur de forme d'impulsion] シンチレーター、比例計数管、半導体検出器などの放射線検出器からのアナログ信号には、光量あるいは電荷に反映されるエネルギー損失情報、立ち上がり、立ち下がり時間に影響する電離密度など入射粒子に関する情報が含まれている。波形分析回路は、この信号波形の特徴を抽出して入射粒子を識別するものである。図1は中性子によ

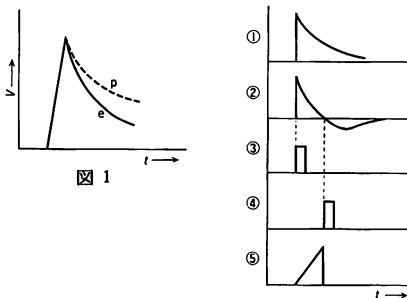


図1

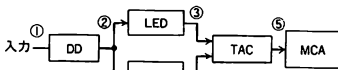


図2

る反跳陽子pと、r線で誘起される電子eのシンチレーターからの光出力波形が入射粒子の電離密度により異なることを示している。2つの差を取出すには、信号波形をCR回路、遅延線などで2回微分し、ゼロ交差法でパルス幅の差を測る(図2)。あるいは立ち上がり部分の電荷と全電荷の比を求めるなどの方法がある。なお、図2におけるDD

は2回微分回路、LEDは立ち上がり時間ディスクリミネーター、ZCDはゼロ交差ディスクリミネーター、TACは時間波高変換回路、MCAはマルチチャンネル波高分析器である。

波形分析器 [英 waveform analyzer, 独 Wellenform-analysator, 仏 analyseur des formes d'ondes, 露 анализатор формы сигнала] ⇔ スペクトラムアナライザー、波形記憶装置

波形率 [英 form factor, 独 Formfaktor, 仏 facteur de forme, 露 коэффициент формы сигнала] 交流の電圧または電流の概略の波形を知るのに用いられ、次のように定義されている。

$$\text{波形率} = \frac{\text{実効値}}{\text{平均値}}$$

主な交流波形に対する波形率を表に示す。

主な波形の波形率		波 形 率
波 形		
三 角		$2/\sqrt{3} = 1.155$
のこぎり歯		$2/\sqrt{3} = 1.155$
正 弦		$\pi/(2\sqrt{2}) = 1.111$
正弦半波整流		$\pi/2 = 1.571$
正弦全波整流		$\pi/(2\sqrt{2}) = 1.111$
放 物		$\sqrt{72/60} = 1.095$
半 円		$(4\sqrt{2})/(\sqrt{3}\pi) = 1.040$
矩 形		1 = 1.000

ハーゲン・ポアズイユの法則 [英 Hagen-Poiseuille's law, 独 Hagen-Poiseuillesches Gesetz, 仏 loi de Hagen-Poiseuille, 露 закон Гаген-Пуасейля] = ポアズイユの法則

ハーゲン・ルーベンスの式 [英 Hagen-Rubens formula, 独 Hagen-Rubens Formular, 仏 formule de Hagen-Rubens, 露 формула Гагена-Рубенса] 垂直入射光に対する金属の反射率を表す式で、長波長で使える近似式。光の角振動数 ω と金属中の電子の緩和時間 τ との積が1よりずっと小さい長波長領域では、直流電気伝導率 σ を使って、複素屈折率は

$$(n + ik)^2 = 1 + \frac{i\sigma}{\epsilon_0\omega}$$

で与えられる。これを反射率の式

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$$

に代入すると、 $\sigma \gg \epsilon_0\omega$ のとき

$$R \approx 1 - \left(\frac{8\omega\epsilon_0}{\sigma} \right)^{1/2}$$

これをハーゲン・ルーベンスの式という。

波高分析回路 [英 pulse height discriminator, 独 Impulshöhendiskriminator, 仏 discriminateur de hauteur des impulsions, 露 амплитудный дискриминатор импульсов] 放射線検出器などからのパルス信号波形のもついろいろな情報のうち、たとえばエネルギー損失、入射位置などに関連のある振幅(パルス波高)に注目してその分布を調べるときに用いる回路で、ディスクリミネーターと計数回路、あるいはアナログ・デジタル変換器と記憶装置の組合せである。図1は積分波高分析回路で測定範囲に応じてしきい

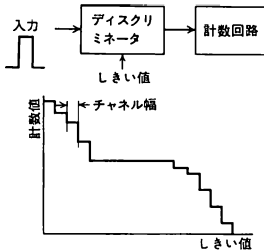


図 1

値を一定のステップ(チャンネル幅)で変化しその部分の計数値を記録すると積分分布を得る。微分波高分析回路はシングルチャンネル波高分析回路ともよばれ、しきい値の差がチャンネル幅(ウィンドウ幅ともいう)に相当する2つのディスクリミネーターを図2のように反同時計数回路に接続し、

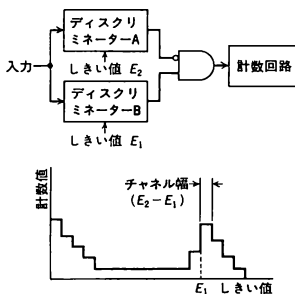


図 2

ウィンドウの中に入ったパルスのみ計数する。シングルチャンネル波高分析は簡単で、また高速動作に適しているが特定のパルス波高の信号のみ拾い出して記録するので、1つの波高分布を測定するのに時間がかかって統計精度を上げるのが困難であり、また寿命の短い現象の測定が不正確になる。このシングルチャンネル波高分析回路を多段重ねることによりマルチチャンネルの同時分析が可能であるが、チャンネル数が多くなると回路が膨大になるのであまり用いられない。そこで図3のようにアナログ・デジタル変換回路

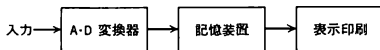


図 3

を用いてひとつひとつの信号のパルス波高を記録する方法もあり、マルチチャンネル波高分析とよばれる。図2と同じ波高分布が短時間に得られ、信号源の強度が測定時間中に多少変化しても正しい分布が得られる。チャンネル幅はアナログ・デジタル変換器の分解能で決る。100~4000チャンネルの装置がよく用いられる。

波高分析器 [英 pulse height analyzer, 独 Impulshöhenanalysator, 仏 analyseur de hauteur des impulsions, 露 амплитудный анализатор импульсов] パルスの電気信号を振幅によって分類し(⇒アナログ・デジタル変換), その頻度分布をブラウン管に表示する装置。多重波高分析器あるいは単にマルチチャンネル波高分析器ともよばれる。放射線の測定器では、信号のパルス高が粒子の全エネルギーに比例する場合や、測定器中でのエネルギー損失に比例してこれから粒子の種類を見分ける場合があり、波高分析器に

よりエネルギー分布や、粒子の種類別の強度を知ることができる。また時間波高変換回路を通した後、波高分析器にかければ時間スペクトルの分析も行える(⇒飛行時間法)。波高分析器の主要部分は、アナログ・デジタル変換回路(ADC)、記憶装置、制御装置、表示装置などで、入力信号はADCでデジタル化され、そのデジタル値に対応する記憶装置中のアドレスでカウントされる。最近では制御装置と記憶装置として小型電子計算機を用いる場合も多く、記憶容量の大きいことと、演算機能を生かして、複数の測定器からの信号の二次元波高分布表示や、積分値、平均値の算出、ある測定器からの信号の波高に条件を付したときの他の測定器からの信号の波高分布表示などの複雑な操作も行える。

波高率 [英 crest factor, 独 Spitzenfaktor, 仏 facteur de crête, 露 пикфактор] 波形率とともに交流電圧または電流の波形の概略を知るために用いられ、波頂率ともいわれ、次のように定義される。

$$\text{波高率} = \frac{\text{最大値}}{\text{実効値}}$$

主な交流波形に対する波高率を表に示す。

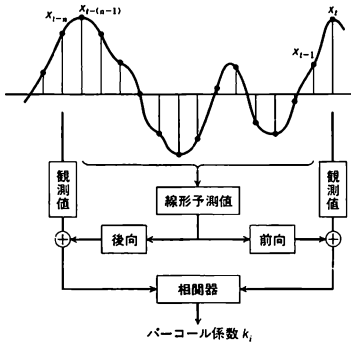
主な波形の波高率		波 高 率
波 形		
三 角		$\sqrt{3}=1.732$
のこぎり歯		$\sqrt{3}=1.732$
正 弦		$\sqrt{2}=1.414$
正弦半波整流		$2=2.000$
正弦全波整流		$\sqrt{2}=1.414$
放 物		$\sqrt{15/8}=1.369$
半 円		$\sqrt{3/2}=1.225$
矩 形		$1=1.000$

箱式規格化 [英 box normalization, 仏 normalisation à boîte, 露 нормировка в ящике] ⇒ 規格化

バーコフの定理 [英 Birkhoff theorem, 仏 théorème de Birkhoff, 露 теорема Бирхгофа] 球対称な時空の構造に関する定理。時空が点Oのまわりで球対称性をもつならば、この時空の真空の部分の構造はOに質点がある場合のシュワルツシルトの外部解と一致することを用い(⇒シュワルツシルトの外部解)。

パーコール [英 PARCOR] partial auto-correlation (偏自己相関)の略称。音声波を、それに含まれる信号の最高周波数の1/2のサンプリング周波数で抽出している限り、隣接するサンプル値の間には強い相関があり、現在のサンプル値を過去のいくつかのサンプル値から予測することができる(⇒線形予測)。その音声波のもつ相関性を表すひとつの方法として斎藤収三、板倉文忠らによって考案されたパーコール分析があり、音声波の情報分析に利用されている。パーコール係数は図に示すような音声波の x_{l-n} と x_l の2点における音声波の相関を、この2点には含まれた区間の音声波を用いて線形予測した \hat{x}_{l-n} および \hat{x}_l と、実際の値 x_{l-n} および x_l とを比較してその差を求め、その差の値の相関で表す。パーコール係数 k_l は

$$k_l = \frac{\sum_{n=1}^N (x_l - \hat{x}_l^{(n-1)}) (x_{l-n} - \hat{x}_{l-n}^{(n-1)})}{\left[\sum_{n=1}^N (x_l - \hat{x}_l^{(n-1)})^2 \right] \left[\sum_{n=1}^N (x_{l-n} - \hat{x}_{l-n}^{(n-1)})^2 \right]^{1/2}}$$



で求められる(⇒線形予測)。

パーコレーション [英仏 percolation, 露 просаливание] 浸透という意味で、本来は肥料の浸透や山火事の延焼の問題であったが、数学的には局所的(ミクロ)な状態が適当に分布している系の大域的(マクロ)な結合度を調べる問題であるといえる。これには、点と点の結合が点の間の関係(主に距離)で決っていて、点がある確率 p で分布するときの大域的な結合度を調べる問題と、2点を結ぶボンドがある確率 p で分布するときの問題の2つのタイプがあり、それぞれサイト問題、ボンド問題とよばれている(この例がそれぞれ図1, 2に示してある。矢印は大域的結

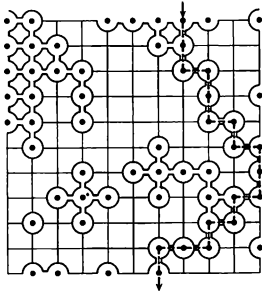


図1

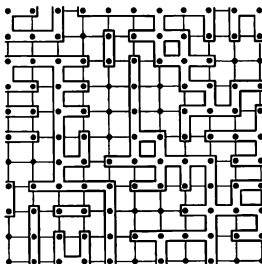


図2

合の例を示す)。この大域的な結合度はおのの分布に対してある種の相転移を示すことが知られている。つまり、点あるいはボンドの確率がある値 p_c または p_c 以上では大域的な結合が実現されるが、それ以下だと大域的な結合の測度は0になるというものである。この相転移の磁性相転移への類比は非常によく成り立つ。たとえば、いま結合しているサイトのグループをクラスターとよぶことにすると、大域的な結合に寄与しているサイトの数(つまり無限大クラスター)の割合と磁化が対応している。そしてそ

の臨界挙動の各種のスケールリング則も成り立っている。この臨界挙動は級数展開の方法やくりこみ群の方法などで詳しく調べられている。またポッツ模型の内部自由度 q の $q = 0$ の極限がパーコレーション問題と等価であることも示されている。物理的な問題としては、磁気的原子と非磁気的原子の混合体での希薄強磁性の問題、協力現象でのクラスターの大きさの問題、また金属・非金属転移の問題に適用されている。

破砕生成物 [英仏 fragment, 独 Bruchstück, 露 φрагмент] 原子核反応の結果、入射粒子または標的核、あるいはそれら双方が破砕し多くの粒子を放出するとき、これらの放出粒子を、破砕片または破砕生成物という。高エネルギー重イオン反応では、破砕片はほぼ3つのグループに分けられる。入射核とほぼ等しい速度をもつ入射核破砕片、標的核とほぼ等しい速度をもつ標的核破砕片、入射核と標的核との重なり合った部分から生じた反応関与部である。入射核と標的核が同種の原子核なら反応関与部は重心系の速度で0のまわりに分布する。入射核破砕片と標的核破砕片の両者をまとめて反応傍観部とよび、これらは衝突によって相手核と重なった部分がもぎとられた残りの部分から生じ、それぞれの原子核がもっていた性質を反映する。質量数は親核に比べて小さいのに陽子・中性子数の比は親核のそれに近いため、軽い中性子不安定核などが多数生成する。一方反応関与部では激しい核子・核子散乱が起る。入射ビームと直交する方向に放出される核子のスペクトルの解析には熱平衡模型などが適用され高エネルギー破砕片の生成を説明する。破砕生成物ということばは低いエネルギー領域でも複合核の崩壊や核分裂の結果生じる分裂破砕片に対して用いられる。

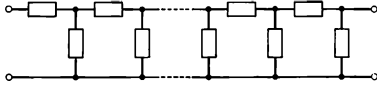
破砕反応 = スペレーション

ハーシェル Herschel, Sir Frederick William 1738.

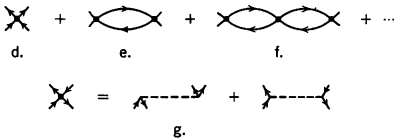
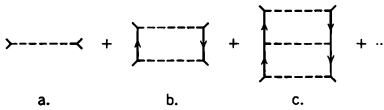
11.15—1822.8.25 イギリス(ドイツ生れ)の天文学者。ドイツのハノーバー近衛軍楽隊のオーボエ奏者の四男として生れる。兵営の学校で教育を受け、14歳で軍楽隊に入ったが、父は、Herschelが虚弱であるのを見て、1757年軍楽隊から引かせイギリスに送る。イギリスでは音楽家として各地を転々とするが、1766年温泉地バスの教会オルガン奏者の地位を得た。1773年ころから余暇に天文学に手を染め、弟妹、特に妹の Caroline の助力を得て5.5フィートの反射望遠鏡を自作、組織だった天体観測を始めた。そして次々と反射望遠鏡を作り、430個に及んだ。1781年3月13日、土星のかなたに回転する二重星を発見、それが新しい惑星であることをつきとめた。天王星である。この発見で、彼は、1782年 George 三世によって王室天文学者に任命され、王の莫大な資金でウィンザーに40フィート反射望遠鏡を建設した。彼は終生そこで研究を続け、天王星、および土星の衛星をそれぞれ2個発見した。1783年「太陽および太陽系の固有運動について」を発表、そのなかで、太陽と太陽系の惑星が恒星天の一点に向かうように思われることを示し、逆に恒星の固有運動をつきとめた。約850の二重星、2500ほどの星雲を発見、観測、記録した。さらに天球面の恒星分布を研究して銀河系の形状を論じた。恒星天文学の草分けである。1800年「太陽の不可視光線の屈折性についての諸実験」を発表した。太陽光のスペクトルの各色部分の温度を温度計で直接測定し、その結果スペクトルの赤外部を発見した。1781年ロンドン王立協会の会員に選ばれ、1816年ナイトに叙せられた。

はじき出しエネルギー [英 displacement threshold energy, 独 Versetzungs-Schwellenenergie, 露 пороговая энергия смещения] = しきい値エネルギー

はしご型回路 [英 ladder-type network, 独 Ketten-schaltung, 仏 réseau en échelle, 露 цепная схема] 二端子対回路網のひとつで, L 型, T 型または π 型回路を縦続接続したもの。パルス形成回路や LC 型の電源平滑回路はこの一種である。



はしご型のダイアグラム [英 ladder diagram, 独 Leiterdiagramm, 仏 diagramme à échelle, 露 лестничная диаграмма] 多体系の物理量をファインマン・ダイアグラムを使って計算するとき, 図 a~c のような形のダイア



グラムが現れるが, これらを総称して, はしご型のダイアグラムという。ただし, 図で破線は粒子間の相互作用, 実線は, 粒子のグリーン関数を表す。多粒子系のエネルギーの計算で図 a のような一段だけのものを用いれば, 交換相互作用による補正の第一項を取入れたことになる。複素アダムミッタースの計算でこのようなダイアグラムを無限次のものまで集めると, 密度や流速のゆらぎの効果をランダムフェイズ近似(RPA)で取入れたことになり, 磁化率や電気伝導率の計算に使われるほか, バラマクソン効果のくりこみのときにも使われる。はしごが同方向の矢印の実線の間にあるとき, これは 2 粒子の多重散乱の計算に使われ, 相関の強い希薄な粒子系の多体問題で重要である。また, 同方向の 2 本の実線がエネルギーが等しく運動量が正反対のグリーン関数で, 破線が引力を表すとき, このはしご型のダイアグラムはクーバー対のプロパゲーターを表し, これをエネルギーの関数としたときに複素平面に極をもつことから, フェルミ球がクーバー対の生成に対して不安定であることがわかる。ダイアグラムのほかの描きかたとして, 図 d~f のようなものもある。この描きかたでは, 1 つの黒丸は, 図 g で示したように破線で相互作用の行列要素を表す描きかたでは, 2 つのダイアグラムを表している。したがって, 図 d~f などのダイアグラムは, 破線を使う描きかたでは, 図 a~c などののはしご型のダイアグラムと同時に気泡型のダイアグラムおよびそれらの混合形をすべて含んでいるのであるが, それでも図 d~f などのダイアグラムははしご型のダイアグラムとよぶことができる。

はしご近似 [英 ladder approximation, 露 лестничное приближение] 多体系を扱うグリーン関数法においてしばしば用いられる近似法。一粒子の伝播を特徴づけるグリーン関数を一体グリーン関数, 二粒子の性質を記述す

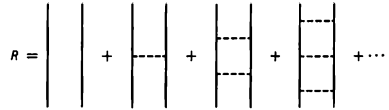
るものを二体グリーン関数という。運動量 k , エネルギー E をもった粒子の一体グリーン関数は,

$$G(k) = G^{(0)}(k) + G^{(0)}(k) \Sigma(k) G(k) \quad (1)$$

という方程式(ダイソン方程式)を満足する。ただし $k \equiv (K, E)$, また記号⁽⁰⁾は相互作用がないときの量を表す。 $\Sigma(k)$ は自己エネルギーとよばれる。この $G(k)$ がわかれば二体のグリーン関数 $R(k)$ は

$$R(k) = R^{(0)}(k) + R^{(0)}(k) K(k) R(k) \quad (2)$$

というペーテ-サルビーターの方程式を解くことによって与えられる。ここに登場する $K(k)$ として相互作用の最低次のものをとれば, 式(2)は図のように表される。図で実



線は一体のグリーン関数 $G^{(0)}$ を表し, 破線は粒子間相互作用を表す。これが「はしご近似」といわれる理由である。この近似は電子ガス, 電子・フォノン系などに応用されているが, それぞれの場合に適用限界があるので注意を要する。

刃状転位 [英 edge dislocation, 独 Kantenversetzung, 仏 dislocation coin, 露 крайовая дислокация] \Rightarrow 転位

波数 [英 wave number, 独 Wellenzahl, 仏 nombre d'onde, 露 волновое число] 単位長さに含まれる波の繰返しの数で, 波長が λ の波では波数は $\sigma = 1/\lambda$ で表される。単位は, SI 単位系では m^{-1} を用いる。分光学では真空中の光の波長の逆数(cm^{-1} 単位)をいい, 単位名カイザーを用いることがある。光子のエネルギー $h\nu$ (h はプランク定数, ν は光の振動数)とは $h\nu = hc\sigma$ の関係にあるので, 分光学では原子・分子のエネルギーや諸定数を波数で表すことが多い。 $1cm^{-1}$ で表されるエネルギーは $1.239766 \times 10^{-4} eV$ である。また, $k = 2\pi/\lambda$ を波数という場合も多く, 電磁気学, 物性論などで用いられる(\Rightarrow 波数ベクトル, 波数空間)。

波数空間 [英 wave number space, 独 K-Raum, 仏 espace de nombre d'onde, 露 пространство волновых чисел] 結晶では原子の周期的配列(基本周期ベクトルを a_i ($i=1, 2, 3$) とする)による並進対称性(格子ベクトル: $R_n = \sum_i n_i a_i$ (n_i は任意の整数)だけ変位しても状況が不変である

こと)のため, 一電子の固有関数(\Rightarrow ブロッホ関数), 結晶格子の基準振動, そのほかの集団運動のモードなどがすべて, 波数 k で指定される平面波 $\exp(ik \cdot r)$ に似た形をもち, 対応するエネルギーまたは振動数も k の関数であるため, 波数空間は特に重要な意味をもつ。 $a_i \cdot b_j = 2\pi\delta_{ij}$ で定義される b_i ($i=1, 2, 3$) を基本ベクトルとする逆格子

ベクトル $K_m = \sum_i m_i b_i$ (m_i は任意の整数)を考えると, 格子振動のように単位胞ごとに離散的に定義される波動の場合は, k と $(k + K_m)$ とは全く同じ波動を与える($K_m \cdot R_n$ が整数の 2π 倍であるため, どの格子点 n でも波の位相が等しい)から, その意味で互いに同等な k の組はそれのなかで絶対値 k が最小のもので代表されることができ。このような k を還元波数とよび, その領域を還元波数域または第一ブリルアン域とよぶ。この領域は, 波数空間の原点から引いたどの逆格子ベクトルの垂直二等分面よりも内部に

ある多面体領域として得られる(\Rightarrow ブリルアン域)。

波数ベクトル [英 wave number vector, 独 Wellenzahlvektor, 仏 vecteur de nombre d'onde, 露 волновой вектор] 波動を記述する量の一つとして, 向きが波面の法線方向と一致し, 大きさが波数すなわち波長の逆数の2 π 倍に等しいベクトルが用いられる。このベクトル k を波数ベクトルという。 k の向きは波動の伝播方向を表している。位置座標 r の成分を (x_1, x_2, x_3) として波動関数は

$$f(k \cdot r - \omega t), \quad k \cdot r = k_1 x_1 + k_2 x_2 + k_3 x_3$$

$$|k| = k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\lambda: \text{波長})$$

と表される。すなわち k の方向余弦を (l, m, n) , r の方向余弦を (l', m', n') とすれば $k \cdot r = (2\pi/\lambda) |r| (ll' + mm' + nn')$ で, この形が k の方向に波長 λ で伝わる波動を表していることは明らかであろう。平面正弦波 $\psi = A \sin(k \cdot r - \omega t)$ の場合には

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x_i^2} = -k_i^2 \psi \quad (i=1, 2, 3)$$

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k^2 \quad (c: \text{位相速度})$$

の関係が成り立つ。 k と $-k$ の波の重ね合せとして表される定在波では, 伝播ベクトルとしての意味は失われるが, 定在波のモードを示すものとして k が用いられる。量子力学において, 自由粒子(体積 $V=L^3$ 中にあり, 周期的境界条件を満足する場合)の波動関数は

$$\psi_k(r) = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(ik \cdot r), \quad k_i = \frac{2\pi}{L} n_i$$

$$(n_i=0, \pm 1, \pm 2, \dots, i=1, 2, 3)$$

で与えられる。これは運動量 $p = \hbar k$ ($\hbar = h/2\pi$, h はプランク定数), エネルギー $\epsilon(k) = \hbar^2 k^2 / 2m$ の状態を表し, 波数ベクトル $k = (k_1, k_2, k_3)$ はこの量子状態を指定する量子数に相当する。先の ω と k との関係, この $\epsilon(k)$ と k の関係のような, 波動の振動数と波数ベクトルとの関係は分散関係とよばれる。また波動によるエネルギーの伝搬速度を表す群速度は $\partial \epsilon(k) / \partial p$ で与えられる。

Pascal [英 Pascal] 計算機の高水準プログラム言語のひとつ。N. Wirth により 1968 年ごろから設計され, 1971 年に公表された。現在広く使われている版が出たのは 1974 年である。Pascal は, (1) 基本的な, 明確な概念に基づいてプログラムをつくることを教えること, (2) 信頼性の高い, 速いコンパイラを普通の計算機でつくれること, を目標として設計された。データ型の記述機能が豊富で, 構造的プログラミング向きの制御機能を備えており, 全体は比較的単純ですっきりしている。それがその後設計されたプログラム言語, 特に Ada に大きな影響を与えている。Pascal は教育用プログラム言語としてつくられ, 言語プロセッサも単純明快で他機種に移植するのが容易であったことから, まず各国の大学を中心に普及したが, その後さらに産業界にも広まり, 適用分野も広まっていった。

パスカル [英仏 pascal, 独 Pascal, 露 паскаль] 圧力, 応力の単位。国際単位系(SI)では, 特別の名称をもつ SI 組立単位のひとつにあげられている。単位記号は Pa。B. Pascal (\Rightarrow パスカル)に由来する。パスカルは, 1 m^2 につき 1 N の圧力である。すなわちパスカルは, ニュートン毎平方メートルという圧力の単位の特別な名称であり, こ

れを用いれば諸量の単位の表現が簡明になる。1971 年の国際度量衡総会で導入された。なお, 国際標準化機構の規格 ISO 1000 (2 版, 1981 年)は, 「圧力の単位はパスカル」としながら「応力の単位はパスカルまたはニュートン毎平方メートル」としている。一方, 日本の計量法は, 「圧力の単位はニュートン毎平方メートルまたはパスカル」とし; 応力の単位は規定していない(\Rightarrow 圧力の単位)。

パスカル Pascal, Blaise 1623. 6. 19—1662. 8. 19 フランスの哲学者, 神学者。同時に, アリストテレス主義自然学に対抗する実証的科学の先駆者でもある。生涯学校教育を受けず, 主として父親に教育された。早くから数学的才能を現し, 16 歳で「円錐曲線試論」を書いて, この中でパスカルの定理(円錐曲線に内接する六角形の相対する 2 辺の延長交点は, すべて一直線上にある)を提出した。次いで 19 歳のとき, 税務官吏であった父親のために歯車式の計算機を工夫して評判となり, 改良を加えて後年スウェーデン女王 Christina に献上した。1646—47 年にはトリチェリの真空の実験に興味をいだき, 水銀, 水, ぶどう酒を用いて追試したと伝えられる。この実験の内容は, 「真空に関する新実験」(1647 年), 「液体の平衡に関する大実験」(1648 年)および「液体平衡および空気の高さについて」(死後の 1663 年に刊行)の 3 つの論文に見られる。パスカルの原理はこれらの思考の基礎として提出されたものである。また, 真空の存在を示す実験として, 義兄 F. Périer に実施を依頼したビュイ・ド・ドーム山上下の高度と気圧の関係の測定(1648 年)と真空の中の真空の実験(トリチェリの真空を連結した, 一種の思考実験)が有名である。しかし R. Boyle が 1666 年に指摘したように, これらの実験の中には実施不可能なものが含まれ, さらに最近の研究では, 実際には実験を行っていないと認められるものがある。つまりこれは, 彼独特の巧妙・流麗な文辞による啓蒙活動であったと解すべきであろう。主著とみなされる「パンセエ」*Pensées* は, 死後発見されたノートを整理したもので, 主として 1656—59 年の間に書かれた。それは直接には科学的内容を含んでいないが, 彼の内面では, 科学と宗教や哲学とが異質のものとして分離していないのが特徴であり, この期間にも確率の問題やサイクロイドに関する考察を行っている。1662 年 39 歳でパリに没した。

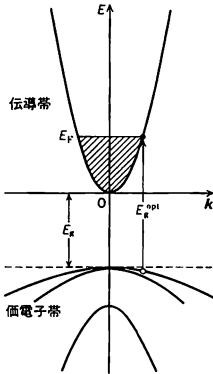
パスカルの加算則 [英 Pascal additivity law, 露 аддитивная схема Паскаля] 閉殻をもつイオンの磁化率は, イオンに属する電子が磁場中においてラーモア歳差運動をするという事実から生じる。このとき磁化率は負の値となり, 電子軌道についての m^2 の平均値に比例し, 温度に無関係である。このような反磁性イオンで構成されるハロゲン化アルカリなどのイオン結晶, あるいは有機分子の磁化率は構成要素である個々のイオンの磁化率の和に等しいという関係が, かなりよい精度で成り立っている。この関係をパスカルの加算則とよぶ。P. Pascal が 1910 年前後において多くのイオン結晶, 有機分子などの磁化率を測定し, そのデータを比較検討した結果見いだした法則であり, このような物質では構成要素である反磁性イオンの電子状態はかなり安定していて, 結合している相手のイオンによってその大きな変化を受けないことを意味している。

パスカルの原理 [英 Pascal's principle, 独 Pascalsches Prinzip, 仏 principe de Pascal, 露 закон Паскаля] 密閉容器内の静止流体の圧力伝播に関して, B. Pascal が 1653 年に見いだした法則。流体内の 1 点での圧力が増加

すると、他の任意の点でも同じ大きさだけ圧力が増加するという原理。水圧機はこの原理を応用してつくられた、小さな力から大きな力を生じさせる機械である。この原理は流体の圧縮性を無視しているので、1点に加えられた圧力が有限の速度で伝わってゆく途中の段階では使えない。

パスカル秒 [英 pascal second, 独 Pascal Sekunde, 仏 pascal seconde, 露 паскаль-секунда] 粘性率(粘度ともいう)のSI単位。国際単位系(SI)の組立単位の一。単位記号は Pa・s または Pas (⇒粘性率の単位)。

バースタイン-モス効果 [英 Burstein-Moss effect, 独 Burstein-Moss-Effekt, 仏 effet de Burstein-Moss, 露 эффект Бурштейна-Мосса] 半導体で、伝導電子(あるいは、価電子帯の正孔)の濃度が増すと基礎吸収端の位置が短波長側に動く効果。多くの半導体で観測されている。E. Burstein と T. S. Moss は n 型 InSb で吸収端がドーピングに敏感なことに注目し、独立にこの現象を説明した。図のようにフェルミ縮退した半導体では、フェルミ準位



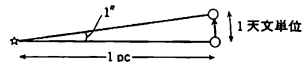
E_F 以下の状態が占有されているため ($E_F \gg kT$ とする), 電子の直接遷移 ($\Delta k \sim 0$) の終状態のエネルギーは E_F 以上から始まり、観測されるギャップは E_F^v となる。InSb では電子の有効質量は $0.0139m_0$ (m_0 は自由電子の静止質量) と大変小さく、状態密度が低いので電子数の増加で E_F が急速に上昇する。このためドーピングなどにより電子数が増すと、吸収端は敏感に短波長側に移動する。p 型の InSb では価電子帯の状態密度が高いため、バースタイン-モス効果は大変小さい。

パストゥール Pasteur, Louis 1822.12.27—1895.9.25 フランスの化学者、微生物学者。ジュラ県ドールに生れる。エコール・ノルマル・シュペリエールに学び、卒業後 A. J. Balard の助手(1846年), ストラスブール大学助教授(1849年), リール大学教授(1854年)を経てエコール・ノルマル・シュペリエール教授(1857年)となる。後ソルボンヌ大学教授(1867年), パストゥール研究所所長(1887年)。卒業後初めて取組んだのは酒石酸の旋光性の問題である。右旋性の酒石酸の異性体である光学不活性のブドウ酸(ラセミ酸)が、右結晶と左結晶の混合物であることを発見し、結晶をよりわけて右旋性と左旋性の酒石酸を得た。これでラセミ体を定義し、ラセミ体分割の第一の方法(自然分割)を発見した(1848年)。次にブドウ酸と右旋性シンコニンの塩をつくり、ジアステレオマーに導き、溶解度の差で別々に析出させた。これがラセミ体分割の第二の方法(化学分割)である(1853年)。さらにブドウ酸溶

液でアオカビを培養し、右旋性酒石酸だけを分解させ、左旋性を得る第三の方法(生化学分割)を発見(1858年)。彼は、光学異性体分子の原子配列は右手と左手のような関係にあると考えた(1860年)。これは有機立体化学の基礎をなす概念である。次いでアルコール発酵の研究を行い、発酵が酵母菌によって起こること、発酵は酵母菌にとって無酸素状態における生活法であることを明らかにした(1860年)。また、白鳥の首型のフラスコに培養基を入れ、煮沸後放置しても微生物が発生しないことなどから発酵の自然発生説を否定(1862, 76年)。そのほか、この間にはパストゥール処理(低温殺菌法)の発明がある(1866年)。その後、伝染病が病原微生物によることを R. Koch と独立に証明(1877年)、さらに弱毒化した微生物(ワクチン)を接種することにより伝染病を予防する方法を見だし免疫学を創始(1880年)するとともに、狂犬病ワクチンの接種により狂犬病の発病を阻止することに成功した(1885年)。**[著書]** *Recherche sur la dissymétrie moléculaire des produits organiques naturels*, 1860。

はずみ車 [英 flywheel, 独 Schwungrad, 仏 volant, 露 маховик] 大きい慣性モーメントをもつ回転体。回転軸にはずみ車を取付けると、回転軸に加わる駆動トルクや負荷トルクが変動しても、はずみ車のない回転軸に比べて慣性モーメントが大きいために、角加速度の変動が小さくなり、したがって回転速度の変動を小さく抑えることができる。また、はずみ車のついた回転軸を急停止しようとするとき、大きなトルクが必要であり、したがって停止装置には大きな力加わる。そこで瞬間的に大きな力を発生する簡便な装置としてはずみ車が使用される。金属板の打抜きなどを行うプレスにはこの目的のためにはずみ車を利用するものがある。また高速回転するはずみ車は、大きな運動エネルギーをもつので、はずみ車を回転させてエネルギーを蓄えることもできる。はずみ車の運動エネルギーを使用して走る車両とか、ブレーキの代りに車両の運動エネルギーをはずみ車に移して減速する方法などが提案されている。

パーセク [英仏 parsec, 独 Parsek, 露 парсек] 天体の距離を表す単位のひとつ。単位記号は pc。惑星など近い天体の距離については天文単位がよく用いられるのに対し、恒星など遠い距離に対してパーセクが光年とともに用いられる。1パーセクは1天文単位を弧とし、角度1秒の視差を与える距離で、 θ 秒の視差であれば $1/\theta$ パーセクとなる。国際単位系(SI)に属していない単位であるが、およそ $1\text{ pc} = 30857 \times 10^{12} \text{ m} = 206265$ 天文単位である。



パーセバルの等式 [英 Parseval's equality, 独 Parsevalscher Satz, 仏 égalité Parseval, 露 равенство Персеваля] $f(x)$ が $[-\pi, \pi]$ で二乗可積分な関数, a_n, b_n を $f(x)$ のフーリエ係数

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \cos nx dx, \quad b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \sin nx dx$$

としたとき、次の等式が成り立つ。

$$\frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} |f(x)|^2 dx = \frac{1}{2} a_0^2 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n^2 + b_n^2)$$

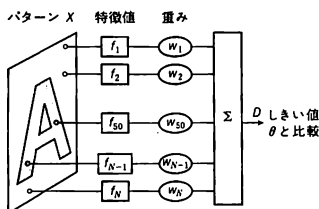
この等式をパーセバルの等式という。より一般には、 \mathcal{M} をヒルベルト空間、 (\cdot, \cdot) をその内積、 $\{x_n\}_{n=1}^{\infty}$ を \mathcal{M} の完全

正規直交系(⇒直交系)としたとき、 \mathcal{M} の任意の元 x について成り立つ等式

$$(x, x) = \sum_{n=1}^{\infty} |(x, x_n)|^2$$

をパーセパルの等式という。先に述べた等式は、ヒルベルト空間として $L_2[-\pi, \pi]$ 、その完全正規直交系として、 $\{1/\sqrt{2\pi}, \cos x/\sqrt{\pi}, \sin x/\sqrt{\pi}, \dots, \cos nx/\sqrt{\pi}, \sin nx/\sqrt{\pi}, \dots\}$ をとった場合に相当している。逆に、任意の $x \in \mathcal{M}$ についてパーセパルの等式が成立すれば、正規直交系 $\{x_n\}$ は完全である。

パーセプトロン [英仏 perceptron, 露 перцептрон] パターン認識などの目的に用いられる学習機能をもつ機械(⇒学習する機械)。F. Rosenblatt が最初に提案した。図



に示すのは二次元パターンに適用したパーセプトロンの例である。各 $f_i(X)$ はパターン X の特徴関数値である。それらに重み w_i をかけて加え合せる。

$$D = \sum w_i f_i(X) = w_1 f_1(X) + \dots + w_N f_N(X)$$

この値がしきい値 θ と比較される。 θ より大ならばパーセプトロンは肯定的な答が返され、そうでなければ否定的な答が返される。

いまこのパーセプトロンを、パターンの集合 C を正しく認識するために学習させたいとしよう。このとき、次の事実によって、パーセプトロンを学習させることができる。与えられた集合 C に対して

$$D^* = \sum w_i^* f_i(X)$$

が C に属する X に対しては正、 C に属さない X に対しては負となるような w_i^* が少なくとも 1 組存在すると仮定する。任意の重み w_i から始めて、(1) C に属する X に対して $D < 0$ ならば、各 w_i を $w_i + f_i(X)$ で置換える。(2) C に属さない X に対して $D > 0$ ならば各 w_i を $w_i - f_i(X)$ で置換える。そうすれば、この操作は高々有限回しか行わずに、パーセプトロンは C を正しく認識できるようになる。しかしながら、パーセプトロンの能力には限界がある、といえるが最近の人工知能研究者による評価である(⇒人工知能)。

パーセル Purcell, Edwards Mills 1912.8.30—

アメリカの実験物理学者。イリノイ州テイラービルに生れる。テイラービルとマットーンの公立学校で基礎教育を終えた後、1929 年バデュエ大学に入学。1933 年電気工学科を卒業。しかし、すでに学部学生のところから彼の興味は、物理学に移っており、K. Lark-Horovitz の好意によって電子回折の実験的研究に参加する。卒業後、国際教育協会の交換学生としてドイツのカルスルー工業大学に 1 年間留学し、W. Weizel の下で研究。1934 年帰米し、さらにハーバード大学に入学。そこで 1938 年に博士号を取得した。同大学の物理学講師として 2 年間を過ごし

た後、第二次世界大戦中の 1940 年に組織されたマサチューセッツ工科大学の放射研究所に入り、基礎開発グループの長となった。このグループは、新しい周波数帯の調査と新しいマイクロ波技術の開発に従事した。この研究所における数年間の経験は、以後の彼の科学研究に大きな影響を与えた。すなわち、I. I. Rabi を含む多くの物理学者との協力が得られたほか、電波を用いた方法により分子や核の性質を研究することに深い興味をもち、この経験が核磁気共鳴吸収法の発見を導くのである。この発見は、第二次世界大戦直後の 1946 年、H. C. Torrey, R. V. Pound とともに、F. Bloch とは独立に行われた。彼は、原子核の磁気モーメントをブローブにして、そのラーモア歳差運動との共鳴現象を観測する方法を案出したのである。ほぼ同時期に、彼はハーバードに帰り準教授となり、1949 年教授となる。彼は特に緩和現象に興味をもち、核磁性の分野において、分子構造に関連した問題、原子定数の測定、低温における核磁性のふるまいなどの研究を続けた。Bloch とともに、1952 年「核磁気精密測定の新しい方法の開発と、これに伴う発見に対して」ノーベル物理学賞を受けた。

ハーゼンエルル Hasenöhr, Friedrich (または Fritz) 1874.11.30—1915.10.7 オーストリアの物理学者。ウィーンで生れ、ウィーン大学の F. Exner や L. Boltzmann の下で数学、物理学を学び、1897 年に学位を得た。ライデンやウィーンで助手や私講師を務めた後、1907 年ウィーン大学の物理学教授として Boltzmann の後を継いだが、第一次世界大戦で従軍し、チロル南部で戦死した。彼の最初の研究は液体や固体の誘電率の温度依存性についての実験的研究であった。1904 年には最もよく知られている電磁放射の論文を発表した。動く空洞に閉じこめられた放射は運動エネルギーを増加させ、その効果は空洞の見かけの質量の増加に等しいということを古典論を用いて示した(それとは独立に、1905 年 A. Einstein は、より一般的に質量とエネルギーの同等性を論証した)。統計力学の問題や、それと量子論の基礎との関係の研究で彼が試みたのは、古典統計力学をプランク-アインシュタインの熱放射や比熱の量子論を包含しうるように書き改めることであった。この方針下、原子スペクトルのバルマー系列の量子力学的な扱いへの接近がなされた。1911 年カールスルーエの自然科学者大会で発表した比熱の量子論的考察の論文は、当時の学界の関心事の先端を代表するものであったといえる。

パーセント [英 percent, 独 Prozent, 仏 pour-cent, 露 процент] 百分率(percentage, 100 のうちのいくつという形で表した比)の数値に添えるよび名。記号は %。たとえば 6/100 は 6 パーセントとよび、6% と記す。パーセントは物理量の単位ではないが、これを単位とみなして用いることもあり、計量法の「濃度」の計量単位のうちの質量百分率(略字は、質量%, wt% または mass%), 体積百分率(略字は、体積% または vol%) はその例と解される。

パーセントカールノ [英 percent Carnot, 露 процент Карно] ⇒ 冷凍サイクル

波束 [英 wave packet, 独 Wellenpaket, 仏 paquet d'onde, 露 волновой пакет] 波動関数が空間的に狭い範囲の中でだけ有限な値をもつ波を波束という。非線形の波動方程式で表される波の場合には、非線形効果によって空間的に局在する波が現れるが、これは波束といわず、孤立波という。波動力学では、運動範囲に比べて波動関数がある

限な範囲のほうが小さく、波の境が時間とともに(一般には形を変えながら)移動するような状態の場合に用い、束縛状態の波動関数が定常状態を表すものは波束とはあまりいわない。ある瞬間における粒子の大体の位置が確かめられた場合に、そのような状態を表すのに波束が使われる。そのような波束は一般には多数の定常状態の重ね合わせで表されるから、ハミルトニアンが時間を直接含まなくても、その後の変化は非定常になる。比較的小さい波束が空間的にゆるやかに変化する外力の場のなかで運動するときには、波束の重心の運動は古典力学で求めた運動と一致する(⇒エーレンフェストの定理)。

波束の収縮 [英 reduction of wave packet, 仏 réduction de paquet d'onde, 露 редукция волнового пакета] 量子力学系に対して観測や測定を実施したとき、観測・測定過程がその力学系の状態に与える影響を、測定による「波束の収縮」とよぶ。観測対象系の物理量 F が固有値 λ_i と固有関数 u_i をもつとすれば、任意の状態の波動関数は重ね合せ状態 $\varphi = \sum_i c_i u_i$ によって表される。いま、状態 ψ

にある力学系において物理量 F の測定を実行して、実際に、値 λ_k が得られたとすれば(第一種測定の場合)、測定直後の状態は u_k であるから、測定過程は

$$\psi \rightarrow u_k \quad (1)$$

である。これを測定による「波束の収縮」という。しかしこの形のままで、値 λ_k の出現確率が $|c_k|^2 = |\langle u_k, \psi \rangle|^2$ であること、また1つの値が得られれば他の値は出てこないという排他的な確率事象であること、そして観測・測定が測定装置の巨視的变化を通して行われることなどを十分に表現していない。測定による「波束の収縮」の正しい表現は、観測対象系と測定器系の全体を記述する密度行列 \mathcal{E} の変化

$$\mathcal{E} = \rho^0 \otimes \sigma^A \rightarrow \bar{\mathcal{E}} = \sum_i |c_i|^2 \rho^0(u_i) \otimes \sigma_i^A \quad (2)$$

によって与えられる。ここでは、測定前の対象系と測定器系をそれぞれ $\rho^0 = |\psi\rangle\langle\psi|$ と σ^A で表し、測定後対象系が i 番目の固有状態になることを射影演算子 $\rho^0(u_i) = |u_i\rangle\langle u_i|$ によって、その固有状態出現に対応する測定器の作動を σ_i^A によって表してある(\otimes は直積記号)。この過程は一種の不可逆過程であり、式(2)は、測定前の対象系の重ね合せ状態に存在した位相相関が消失して、混合状態へ移行していることを表している。観測の理論は、対象系と測定器系を相互作用させ、その全体に対して量子力学を適用することによって、測定による「波束の収縮」(2)を導出することを目的としている(⇒観測の理論)。

パーソナルコンピュータ [英 personal computer, 独 Heimrechner, 露 персональная электронная вычислительная машина] マイクロコンピュータの一種であるが、その用途が、不特定多数の人々の共用でなく特定の個人専用であり、また、それを目的として構成されたシステム。したがって、この種の計算機システムは、小型で、廉価で、システムの機能を容易に取扱えるようになっている。パソコンはその略称である。

バソフ Basov, Nikolai Ghennadievich Басов, Николай Геннадиевич 1922.12.14—ソ連の物理学者。ボロネシに生れる。父はボロネシ森林研究所教授。軍隊に招集されていた間は医学を学んだが、除隊後モスクワ物理工科大学で物理学を学ぶ。この間レベデフ物理学研究所

所で M. A. Leontovich および A. M. Prokhorov の指導を受けた。1950 年レベデフ物理学研究所に入所、後モスクワ物理工科大学の物理学の教授を兼任。1956 年に原子発振器の研究で学位を得た。アメリカとは独立に研究され始めたレーザーは、ソ連ではしばらくの間分子発振器という名称でよばれていた。その後、量子エレクトロニクスの分野で幅広い研究活動を行い、なかでも特筆すべきことは、1963 年に注入型半導体レーザーの発振を成功させたことである。この業績により 1964 年レーニン賞を受賞した。弟子が多いことでも有名で、各種レーザーの開発、レーザー分光学、レーザー核融合、レーザー化学、オプトエレクトロニクスなど、量子エレクトロニクスの分野で第一人者として活躍している科学者たちは、それぞれ何らかの形で彼の指導を受けたといつてよいほどである。政治的アクティビティも高く、各種委員会の委員も兼ねている。1964 年レーザーおよびレーザーの発明に対して C. H. Townes, A. M. Prokhorov とともにノーベル物理学賞受賞。1970 年には労働英雄の称号を得た。

裸ゲージ = ヌードゲージ

裸の質量 [英 bare mass, 独 nackte Masse, 仏 masse nue, 露 затравочная масса] ⇒ くりこみ理論

パターンソン関数 [英 Patterson function, 独 Patterson-Funktion, 仏 fonction de Patterson, 露 функция Паттерсона] X 線結晶回折実験で得られる $|F(h)|^2$ を係数としてフーリエ合成を行うと、パターンソン関数

$$P(u) = \frac{1}{V} \sum_h |F(h)|^2 \cos 2\pi hu \\ = V \int_{\text{cell}} \rho(r) \rho(r+u) dr$$

が得られる。ただし V は単位胞の体積、 $h = (hkl)$, $u = (uvw)$, $r = (xyz)$ 。これは電子密度分布関数 $\rho(r)$ の自己たたみこみ(self convolution)関数で、原子間のベクトル位置にピークが現れる。 $F(u)$ は位相の知識を必要とせず実験から直ちに計算できる利点をもっている。構造決定の手がかりを得るのに用いられる。パターンソン関数のピークの高さはベクトル u の両端の原子の原子番号の積に比例する。ピークを球状とするときの直径は両原子の直径の和となる。さらに単位胞中のピークの総数は原子数を n とすると $n(n-1)/2 + 1$ であり、原子数が増えると単位体積当りのピーク数はほぼ n に比例して増加し、ピークの重なりがはなはだしくなる。そこで一般にはデバIEWラー因子で熱振動効果を補正して静止原子に対応する尖鋭化パターンソン関数を計算する。それでも有機化合物のように原子番号のよく似た原子が多く集まってできている結晶ではピークの重なりが激しいので、直接構造を導くことは一般には困難である。しかし少数の重原子を含む場合には重原子間のベクトルが突出し、容易にその座標を得ることができる。それをもとにして解析に成功する場合が多い。特定の剛体原子群をもつ場合にはその原子群特有のベクトル群を探して構造決定の手がかりを得る場合(求像法)もある。生体高分子の構造解析でも、重原子の位置決定や分子置換法でよく用いられている。

バタフライ共振器 [英 butterfly resonator, 露 резонатор типа бабочка] 100 MHz から 1 GHz までの広範囲にわたり共振周波数が調整可能な共振器で、広帯域発振器の素子としても使われる。図1のように薄い金属円筒の両端板が蝶型にくり抜かれて a と a' に2分され、その間は

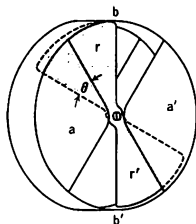


図 1

b と b' の細い円弧になっている。この端板間を同じ蝶型の羽根 r, r' が回転する。こうして a と r, a' と r' の間には回転角 θ に比例したコンデンサー C が 4 個形成される。a から a' へ高周波電流が弧を通して流れるとき、 θ に比例した円筒と回転子との隙間面積に比例した磁束が弧を取巻く。したがって、弧は θ に比例したインダクタンス L となり、等価回路は図 2 のように表される。L および C は θ に比例するので、共振角周波数 ω は $\omega^{-1} = \sqrt{LC/2\alpha}$

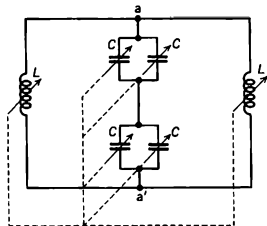
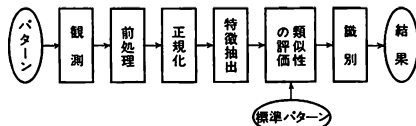


図 2

θ と考えられる。しかし $\theta = 0$ でも a, a' の縁からのもれ電場による回転子との間の容量があり、また弧と回転子の間にもわずかな隙間によるインダクタンスがあるので、ある有限の共振周波数 ω_0 をもつことになる。したがって $\omega^{-1} - \omega_0^{-1} \propto \theta$ がよい近似である。

パターン係数 [英 pattern coefficient, 独 低圧気体の成分気体の分圧を質量分析計で測定する場合、得られる質量スペクトル図より成分気体の分圧を算出するときに必要な係数。質量分析計によってある種類の分子(X)の質量スペクトルを調べると、質量数の異なる多くの種類のイオンに対応するピークが観測される。これはもとの分子がイオン源で電離される際、いくつかのイオンに分解されたり、2価以上の多価イオンに電離されたりするためである。このような場合、一番大きいピーク(主ピーク)を 100% とし、これに対するほかのピークの相対値をパーセントで表し、これら一連のパーセント表示の係数を、分子 X のパターン係数とよぶ(⇒クラッキングパターン)。

パターン認識 [英 pattern recognition, 独 Struktur-erkennung, 仏 reconnaissance de configuration, 露 распознавание образов] パターンの特徴を定量的に計測することにより、パターンそのものとは異次元の、パターンの持つ意味を判別すること。ここにいパターンには、文字や音声など元人間が意味づけを定義したものや、物体の写真や X 線像などのように元来自然が与えたものに対して意味づけがなされているものがある。しかし、人間が行うような一般的なパターン認識を計算機などの機械に行わせることは難しい。したがって機械によるパターン認識は、与えられたパターンに対し、あらかじめ自己の内部に



パターン認識の過程

もっているモデルに従ってラベル付けを行うことと定義することができる。機械によるパターン認識は、一般に、(1) パターン観測、(2) 雑音除去やパターンの切出しなどの前処理、(3) 位置や大きさなどの正規化、(4) 特徴の抽出、(5) 標準パターンとの類似性の評価、(6) パターンの持つ意味の識別、の過程で行われる。

八極子モーメント [英 octupole moment, 独 Oktupolmoment, 仏 moment octopolaire, 露 октупольный момент] ⇒ 多極子

八極振動 [英 octupole vibration, 独 Oktupolschwingung, 仏 vibration octopolaire, 露 октупольное колебание] 原子核の八極型集団振動運動を意味する。原子核の液滴模型によれば液滴の表面振動に相当する運動が原子核でも起ると考えられ、八極振動はそのひとつである。原子核の中心を原点とする極座標を用いて、核の中心から表面振動している核表面までの距離を方向 (θ, ϕ) と時刻 t の関数 $R(\theta, \phi, t)$ で表して、表面の運動を記述する。この関数を球面調和関数 $Y_{lm}(\theta, \phi)$ で展開すれば

$$R(\theta, \phi, t) = R_0 \left\{ 1 + \sum_{l,m} a_{l,m}(t) Y_{lm}(\theta, \phi) \right\}$$

となる。ここで R_0 は球形状のときの核半径である。この式で $a_{l,m}(t)$ が 0 でなければ表面は八極振動をしている。八極振動状態は多くの原子核で発見されており、その特徴は、電子、核子、 α 粒子などの非弾性散乱で強く励起されること、基底状態への電気八極遷移確率が非常に大きいことなどである。個々の核子の運動を考慮し、これらの現象を微視的に理解することもなされている。

八極電磁石 [英 octupole magnet, 独 Oktupolmagnet, 仏 aimant octopolaire, 露 октупольный магнит] シンクロトロンや貯蔵リングにおいて、主に磁場補正に用いられる多極電磁石のひとつで、磁極が 8 個あるものをいう。その極性は交互に S, N となる。シンクロトロンなどの主電磁石である偏向電磁石や四極電磁石においては、磁場分布に八極成分を含まないのが理想的であるが、磁極の工作誤差などのために八極成分が生ずる可能性がある。このような成分があると、ベータトロン振動に四次共鳴とよばれる非線形共振の現象が発生したり、ベータトロン振動数に振幅依存性が生ずる。このような現象がビームの運動を不安定にさせる場合には、八極電磁石を入れて補正することになる。また、ビーム強度が大きくなったときに現れるビーム不安定性を抑えるために、八極電磁石を用いてわざとベータトロン振動数に広がりをもたせることもある。

八極変形 [英 octupole deformation, 独 Oktupoldeformation, 仏 déformation octopolaire, 露 октупольная деформация] 原子核の形状が球形からずれて、 (θ, ϕ) 方向の半径が

$$R(\theta, \phi) = R_0 \{ 1 + a_3 Y_3(\theta, \phi) \}$$

となり、核が西洋梨型の変形をしていることをいう。Y3 変形ともいう。八極変形は四極変形について起りやすい(⇒変形核)。

八重項 [英 *octet*, 独 *Oktert*, 露 *октет*] $\Rightarrow SU(3)$ 模型

八道説 [英 *eightfold way*, 独 *achtbacher Weg*, 仏 *voie octuple*, 露 *восьмеричный путь*] $\Rightarrow SU(3)$ 模型

波長 [英 *wavelength*, 独 *Wellenlänge*, 仏 *longueur d'onde*, 露 *длина волны*] 波動の空間的な周期をいい、長さの次元をもつ。正弦波の場合は、波長 λ (波数 k)、振動数 ν 、角振動数 ω 、位相速度 v との間に

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi v}{\omega} = \frac{v}{\nu}$$

の関係がある(波数 k を $1/\lambda$ で定義する場合もある)。電磁波には、 $\lambda \sim 10^5$ cm のラジオ波から、 $\lambda \sim 10^{-9} \sim 10^{-14}$ cm の γ 線までいろいろあるが、その性質は波長によっておおいに異なる。また、水面に生じる波の位相速度や、物質中を伝わる電磁波の速度は、その波長によって変化する性質(分散性)があり、波形も時間とともに変化する。

波長可変レーザー [英 *tunable laser*, 独 *abstimmbarer Laser*, 仏 *laser accordable*, 露 *лазер с перестройкой частоты генерации*] 発振波長が外部より変えることができるレーザーを波長可変レーザーまたは同調型レーザーという。レーザーの発振波長を可変とする方法には、レーザー発振に関与する原子・分子の遷移周波数自体を変化させる遷移波長可変法およびスペクトル幅の広いレーザー遷移を用いて、共振器の共振波長を変化させる共振波長可変法とがある。

前者による波長可変レーザーとしては、磁場によるゼーマン効果によって原子やイオンの遷移波長を同調するゼーマン同調レーザー、および温度や圧力変化によりバンドギャップエネルギーを変化させ、遷移波長を同調する半導体レーザーとがある。ゼーマンレーザーでは数十 GHz の同調が可能であり、半導体レーザーでは、 1°C あたり数 cm^{-1} の同調ができ、また注入電流の微小変化によって起る微小温度変化により、発振波長の微調整が可能である。

共振波長可変型の波長可変レーザーは、幅広い蛍光スペクトルで発振する色素レーザー、色中心レーザー、および圧力広がりにより振動回転スペクトル線が重なり合って幅広いレーザー利得幅をもった高圧気体レーザー(CO_2 , N_2O , CO)がある。共振器に波長選択性をもたせるためには、回折格子プリズム、複屈折フィルター、エタロンが用いられる。色素レーザー(350~800 nm)、色中心レーザー(2~4 μm)、半導体レーザー(0.7~12 μm)が実用化されている波長可変レーザーであり、1つのレーザーで数 nm の同調範囲が得られる。

波長計 [英 *wavemeter*, 独 *Wellenmesser*, 仏 *onde-mètre*, 露 *волномер*] 金属境界内での高周波の姿態(モード)の波長による違いを利用して周波数を測定する装置。形状の一部の寸法が可変になっている空洞共振器などについて、その寸法の各値における共振周波数を標準信号発生器であらかじめ校正しておけば、一般の高周波入力信号について共振の生ずる値を読みとることにより、その周波数の値を知ることができる。時間的な振幅の変化を検出して周波数を測る周波数カウンターと対照的な関係にある。具体的には空洞波長計、同軸波長計、レッヘル線波長計などがある。

波長定数 [英 *wavelength constant*, 独 *Wellenlängenkonstante*, 仏 *constante de longueur d'onde*, 露 *фазовая постоянная*] = 位相定数

波長の真空補正 [英 *wavelength correction for vacuum*, 独 *Vakuumkorrektur der Wellenlänge*, 仏 *correction de longueur d'onde à vide*, 露 *вакуумная поправка длины волны*] 媒質中の光の波長を真空中の波長に変換するために必要な補正。そのためには、まず媒質中での波長を求め、その媒質の屈折率を掛けて真空中の波長を求める必要がある。空気中で測定した波長の補正量の大きさは 3×10^{-4} 程度で、波長依存性がある。空気中の波長を波数に変換するには計算表(たとえば、C. D. Coleman, W. R. Bozmann and W. F. Meggers: *Table of Wavenumbers* (N. B. S. Monograph, 1960 No.3))を利用するのが便利である。

波長標準 [英 *wavelength standards*, 独 *Wellenlängenstandards*, 仏 *étalon de longueur d'onde*, 露 *волновой эталон длины*] スペクトル写真から未知のスペクトル線の波長を決める際に、波長の基準として用いるスペクトル線の波長で波長基準ともいい、国際的に定められた標準波長をもとにして、干渉計を使って高精度で波長が決められている。国際天文連合の第十四委員会が波長標準の公式採択機関となっており、鉄・トリウム・希ガスなどのスペクトル中、特定の線が波長標準として採択されている。同委員会が採択または推薦されたものは逐次 *Transactions of International Astronomical Union* に掲載される。これらの波長標準をもとにして精度よく決められたスペクトル線の波長も多数あり、種々の波長表に記載されている。これらも広い意味で波長標準とよばれ、未知のスペクトル線の波長の決定に用いられている。

波長分散型 X 線分光 結晶による X 線の回折を利用して、エネルギー(波長)の異なる X 線を異なる方向に分散させる分光方式。X 線源が点光源ないしは線光源の場合、図 1 のように発散してくる X 線を分光結晶に当てる

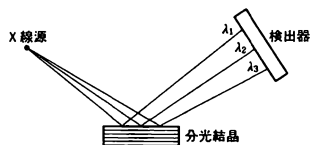


図 1 反射型

と、結晶の面上の各部分で X 線の入射角が異なるが、回折条件を満足する X 線のみが反射されるので、波長が異なる X 線が互いに異なる方向に反射されてくることになる。図で検出器と記した位置に位置敏感比例計数管のような位置敏感検出器もしくは X 線フィルムを置けば、一定波長範囲の X 線スペクトルを同時に検出できる。分光結晶にはフッ化リチウム、石英、シリコンなどがよく用いられる。波長の長い X 線に対しては、長鎖脂肪酸の積層膜が用いられる。図 2 のように薄い単結晶を透過する際の回折を用いて波長分散させることもある。なお、波長分散型をエネルギー分散型とよぶこともある。

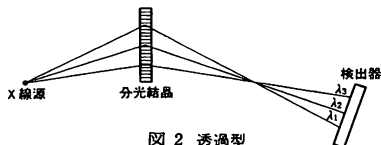


図 2 透過型

発エルゴン反応 [英 *exergonic reaction*] 生物学、生化学の領域で主に用いられる語で、標準自由エネルギー

の減少を伴う反応をいう。生物物質の代謝反応は多くは発エルゴンである。これはその反応の生成物を利用するためでなく、遊離されるエネルギーを利用するためのものとなっている。ある発エルゴン反応が他の吸エルゴン反応と組合さって(共役して)、単独では起りにくい吸エルゴン反応が進むことになる。

バックス記法 [英 Backus-Naur form, 露 форма Бэ-куса-Наура] 計算機のプログラム言語の文法(構文規則)を記述するのに使われる記法。ALGOLの文法を記述するのに使われたのが最初で、その後のほとんどのプログラム言語で使われている。この記法を考え出したのがJ. W. BackusであるのでBackus-normal form, またALGOLでの記述をまとめたのがP. NaurであるのでBackus-Naur form, そしてそれらを略してBNFとよばれる。たとえば、「〈名前〉は先頭が〈英字〉で、そのあとに〈英字〉または〈数字〉が0個以上続いたもの」はバックス記法で次のように書ける。

〈名前〉::=〈英字〉|〈名前〉〈英字〉|〈名前〉〈数字〉

ここで「::=」はその左にあるものが、その右にあるもので定義されることを示す記号で、「|」は「または」と読めばよい。全体は「〈英字〉は〈名前〉である。〈名前〉に〈英字〉をつけたものも〈名前〉である。〈名前〉に〈数字〉をつけたものも〈名前〉である」と読むことができる。〈名前〉は再帰的に定義されている。ここで〈英字〉や〈数字〉が何であるかを記述するのは

〈英字〉::=A|B|C|D|E|F|G|H|I|J|K|L|M|N|O|P|Q|R|S|T|U|V|W|X|Y|Z

〈数字〉::=0|1|2|3|4|5|6|7|8|9

とすればよい。記号「::=」の代りに「→」を使うこともある。

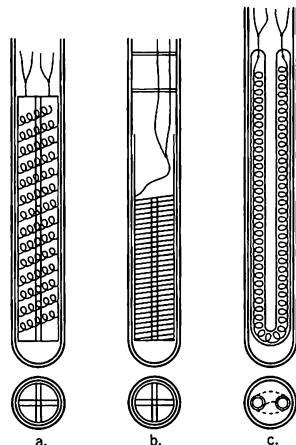
白金一次元鎖錯体 [英 platinum linear chain complex, 露 комплекс платиновой линейной цепи] ⇨ КСР

白金族元素 [英 platinum group elements, 独 Elemente der Platingruppe, 仏 éléments de la famille du platine, 露 элементы группы платины] 周期表VIII族に属する元素のうち、4d, 5d 遷移元素であるRu, Rh, Pd, Os, Ir, Ptの6元素の総称。パラジウム族元素ともよばれる。この族の元素は単体で金属性を示すが、フェルミ面の状態密度が高いピークをもつ点に特徴がある。電子比熱、磁化率から求められた合金の状態密度から、Pd, Ptよりわずかに電子数の少ない所に密度の極大があり、電子数に対する変化は急であることが知られている。Pd, Ptの常磁性磁化率は通常の方法で比熱から求めた値より数倍も大きく、d電子間のスピン相関による交換尖鋭化を生じていることを示している。磁化率の温度変化が100~200Kで極大を示すこともこの磁性の特徴のひとつである。また磁化率は不純物の存在により著しく変化するが、これも状態密度の変化が急であること、および、大きなスピン偏極を生ずることによる。磁場中で中性子散乱により、磁気形状因子も比較的容易に求められている。

白金抵抗温度計 [英 platinum resistance thermometer, 独 Platinwiderstandsthermometer, 仏 thermomètre à résistance de platine, 露 платиновый термометр сопротивления] 白金線の抵抗と温度の関係を利用した温度計(⇨抵抗温度計)。白金は化学的に安定であり、高純度のものが得られるため、温度計にしたときの温度特性が安定している。室温での感度(dR/RdT)は 0.0392K^{-1} 程度であ

り、銅、ニッケルに比べて小さいが、10K程度から1000K程度までの広い範囲で使用できる。白金抵抗温度計には次の2種類がある。

(1) 標準白金抵抗温度計:「1968年国際実用温度目盛」に使用されているもので、主として、約14Kから900Kの範囲で使用されている。この温度計は、直径約70μmの高純度白金線を応力ひずみが生じないように巻棒(マイカあるいは石英)に巻きつけ、温度サイクルによって線内にひずみが生じないように構造となっている。実際に温度計として使用されている構造は図に示す3種類(aは渦巻コイル型、bは単一コイル型、cは二重管型)がある。



さらに、測定導線の取出し方により、ロングステム型(外径約7mm, 長さ50~70cmの石英管使用)とカプセル型(外径約6mm, 長さ5cm程度の白金カプセル使用)の2種類がある。前者は内部に乾燥空気が封入されており、90Kから903K(630°C)の範囲で使用されている。後者は、内部にヘリウムガスが封入されており、14Kから400Kで使用されている。国際実用温度目盛で用いられている白金抵抗温度計は、0°Cと100°Cの抵抗比が、1.3925以上のものに限定されている。この場合の安定度は、14Kから903K(630°C)で±1mKよりよい。1968年国際実用温度目盛では、630°C以上1064°Cまでは熱電対が使用されているが、安定度が悪いため、将来白金抵抗温度計が使用されるはずである。

(2) 工業用白金抵抗温度計:日本工業規格(JIS C 1604)で規定されているもので、0.15級、0.3級、0.5級の3段階と、0°Cでの抵抗値が50Ωと100Ωのもの計6種類がある。構造は、ガラスの管に白金線を巻きつけガラス溶着したもの、マイカ板に白金線を巻きつけたものなどがある。JISでは、0°Cと100°Cの抵抗比が1.3915のものを採用しているが、国際規格(IEC)では1.385と小さいものとなっているため、将来JISがIEC規格に変更されることが予想されている。

白金-ロジウム合金熱電対 [英 platinum rhodium alloy thermocouple, 独 Platin-Platinrhodium-Thermoelement, 仏 thermocouple platine-platine rhodié, 露 платино-родиевая термопара] ⇨ 熱電対

白金ロジウム-白金熱電対 [英 platinum-rhodium platinum thermocouple, 独 Platin-Platinrhodium-Thermo-

element, 仏 thermocouple platine-platine rhodié, 露 платино-платинородиевая термопара] ⇒ 熱電対

バックアップ [英 back up, 独 Unterstützung, 露 резервирование] 対象システムの能力に一時的な不足または欠陥が生じた場合にその能力を補うこと。記憶装置については、磁気ディスクファイルに記録されているプログラムやデータを、事故や誤操作からまもるために、磁気テープなどに複写しておくことをいう。計算機システムにおいては、通常は働いていないかまたは他の処理作業を行っているが、当該システムに能力的障害が生じた場合、または一時的に能力の不足が生じたときなど、それらの能力を一時的に補充するマシン(または、システム)をバックアップマシンという。これによって当該システムの処理能力を最低限補償することに役立つ。

バックグラウンド [英 background, 独 Untergrund, 仏 bruit de fond, 露 фон] 物理実験において、特定の物理量を測定するとき、その測定に不必要な効果をさす用語で、物理量の正しい値を出すためにはバックグラウンドの寄与を知って、これを除く必要がある。一般にバックグラウンドの寄与が大きいため測定ほど誤差が大きくなる。電気回路で用いられる SN 比(信号対雑音比)における雑音も、バックグラウンドの一種である。

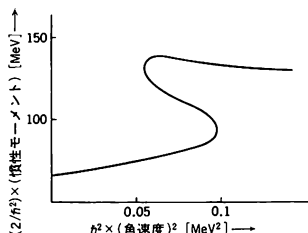
バックグラウンドジョブ [英 background job, 独 Hintergrundjob, 露 неприоритетное задание] 計算機において通常のプログラムの処理時間に余裕が生じた場合に、その不用時間を用いて処理されるジョブ。長時間の処理を必要とするジョブを他のジョブと同じ取扱いで処理をすると、他のジョブの処理に時間的影響を与える。そこでジョブに処理のための優先順位をつけ、より高い優先順位のジョブの処理に時間的余裕が出たとき、低順位のジョブを処理するようにする。これによって、(1) 通常のジョブ処理に影響を与えず、(2) 長時間ジョブの実行もできるため、(3) 計算機システムが有効に利用できる。通常は、バッチ処理、非会話型処理のジョブを低優先順位ジョブとする。ミニコンピュータなどにおいては、会話型処理をフォアグラウンドとよぶのに対し、バッチ処理をバックグラウンドということもある。

バックグラウンド放射線 [英 background radiation, 独 Hintergrundstrahlung, 仏 rayonnement ambiant, 露 фоновое излучение] 放射線を測定するとき、測定しようとする試料以外からくる放射線のこと、測定の誤差の原因となる。宇宙線や大気または地中に含まれる自然の放射能に起因する放射線、検出器の構成材料・遮蔽材料や測定室の床・壁などに含まれている微量の放射性物質に起因する放射線、そのほか外部の線源から直接または周囲の物質で散乱されてくる放射線がある。地表における宇宙線は中性子・電子・μ中間子が主な放射線で、自然の放射能としてはウラン系列、アクチニウム系列、トリウム系列に属する核種と⁴⁰Kが主なもの、それらから放出される放射線はα線、β線およびγ線がある。またこのほかαフォールアウト(核爆発降下物)や大気上層で宇宙線によってつくられたごく微量の放射線が存在し、バックグラウンド放射線の一因となる。

バックベンドィング [英 backbending] 軸対称変形核の回転スペクトルにおいて、回転エネルギーを E_{rot} 、角運動量を I と書くと、 I に共役な力学量としての角度に対する正準運動方程式

$$\omega_{rot} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_{rot}}{\partial I}$$

によって角速度 ω_{rot} を導入することができる。さらに、慣性モーメントを $J = \hbar I / \omega_{rot}$ により定義する。 E_{rot} と I に対する実験値から ω_{rot} と J を求め、 J を ω_{rot}^2 の関数としてプロットすると、一般に ω_{rot} の小さい領域では J は単調な増大を示す、 ω_{rot} が大きくなりある臨界値を超えると、 J が急激に増大し ω_{rot} の値は逆に局所的に減少することがある。 J と ω_{rot} の関係をグラフに描くと S 字形に



なり、 ω_{rot} の値が後方に歪曲するので、この現象のことをバックベンドィング(後方歪曲)現象とよぶ。1971年ストックホルムの実験グループが¹⁸²Erで発見して以来、希土類変形核において系統的に観測されている。この現象の主要な原因は、基底状態のうに形成される基底回転バンドが、内部構造の異なる新しい型の回転バンドとバンド交差するためであると考えられている(⇒バンド交差)。

バッグ模型 [英 bag model, 露 модель мешков] ハドロンを記述する素粒子のクォーク模型のひとつ。真空に対して正のエネルギーを空間の特定の領域に与えることにより、クォークをその領域内に閉じ込めておこうとする模型である(⇒クォークの閉じ込め)。クォークが袋の中に閉じ込められているような描像を与えるので、バッグ模型とよばれている。通常この正のエネルギーには次のような解釈が与えられている。すなわち真の真空はグルーオン場の超伝導状態にあるものとし、クォークの存在する領域ではその状態が破れ常状態(摂動論的真空)になっているものと考え、その領域内は外側の真空に対しエネルギーが大きくなる。この領域内のクォークはほとんど自由で、深非弾性散乱で確かめられているパートン模型的描像(⇒パートン模型)を満足し、一方、分光学的にはクォーク模型的記述が期待される。なお、この模型は相対論的な定式化がなされるため(量子論の意味において完全ではないが)質量の非常に小さいクォークの束縛状態を取扱うことが可能である。

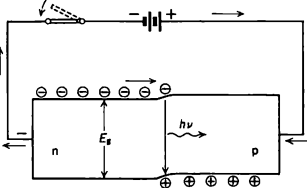
バッグ模型を用いたいろいろの物理量の計算は、領域内で定数の圧力の存在を仮定する、いわゆるMITバッグ模型について特に詳しく調べられ、バリオン基底状態の質量スペクトルおよび異常磁気モーメント、軸性電荷のような静的性質に関してよい結果が得られている。一方、励起状態の取扱いは容易でなく、また量子効果を含む相対論的な定式化もまだ知られていない。

発光スペクトル [英 emission spectrum, 独 Emissionspektrum, 仏 spectre d'émission, 露 спектр излучения] 気体、液体、固体から放射される光のスペクトル、その形状により、線スペクトル、バンドスペクトル、連続スペクトルに分けられる。発光スペクトルの波長、強度を測ることによって原子構造や分子構造の解析、発光分光分析、

天体あるいは放電プラズマの計測などを行うことができる。原子の発光スペクトルは可視、紫外、真空紫外、X線にわたって分布しており、光源はアーク放電、スパーク放電、フレイム、プラズマジェット、高周波プラズマなどに加えて、レーザープラズマ、ビームフォイル(⇒ビームフォイル分光)など多種類のものがある。分子の発光スペクトルはマイクロ波、遠赤外、赤外、可視、紫外、真空紫外にわたって観測される。マイクロ波、赤外領域の発光は分子の回転、振動バンドであり、可視・紫外領域の発光は回転振動構造をもつ電子バンドスペクトルである。発光で得られるバンドを発光バンドという。分子の発光光源はグロー放電、スパーク放電、フレイム、蛍光などである。分子の発光連続スペクトルは解離に伴うもの、たとえば水素分子の紫外連続光のように遷移の下エネルギー準位が反発ポテンシャル曲線で表される不安定状態のものが主である。また、制御放射(⇒連続X線)、再結合放射、固体や液体の熱放射も発光連続スペクトルである。

発光素子 [英 light-emitting device, 独 lichtemittierende Bausteine, 仏 dispositif électroluminescent, 露 светоизлучающие приборы] 一般には電気エネルギーを光エネルギーに変換する素子の意であるが、主として発光ダイオードや半導体レーザーのような半導体の発光素子をいう。これらの発光素子ではpn接合を利用し、順方向に電圧を与えて通電することによって、pn接合近傍の半導体を励起して発光させる。すなわち伝導帯に注入された電子と価電子帯に注入された正孔が再結合するときに、エネルギーギャップに近いエネルギーをもつ光子を放出する。自然放射を利用するものが発光ダイオード、光共振器をもち誘導放射を利用するものが半導体レーザーである。いずれもエネルギーギャップ程度(数V)の低電圧で電流から光への直接変換作用を利用しており、構造が簡単、高い変換効率をもつことが特徴である。GaAs, GaP, GaAsP, AlGaAsなどの単結晶が用いられる。電子線または電場による半導体励起を利用して文字や図形の表示をする素子(カソードリミネッセンス素子, エレクトロリミネッセンス素子)を含むこともある。

発光ダイオード [英 light-emitting diode, 独 Lumineszenzdiode, 仏 diode électroluminescente, 露 светонизлучающий диод] 半導体のpn接合を利用して、順方向に電圧を与えるとn領域にある電子がp領域の正孔と会合して、再結合発光を起す(図参照)。この現象を利用して電



流を直接 光に変換する半導体素子を発光ダイオードという。図に示すようにエネルギーギャップ程度の電源電圧で、電子正孔が移動し pn 接合付近で会合すれば、エネルギーギャップ程度のエネルギーをもつ光子が発生する($h\nu \approx E_g$)。一般に直接遷移型の半導体 GaAs (赤外), $Ga_{1-x}Al_xAs$ (赤外), $Ga_{1-x}In_xP_x$ (赤色)などを用いると高い発光効率の発光ダイオードが得られる(内部効率数十%, 外部効率数%)。GaP は間接遷移であるが N_2 (緑色), O_2

(赤色)などドーピングすることにより明るい発光が可能である。これらの可視または赤外発光ダイオードは大量に生産されており、主として表示用に安価に供給されている。最近 SiC または GaN を用いた青色の発光ダイオードがつけられるようになったが、GaAs などと比べて製作が面倒である。GaN では pn 接合ができないので金属-真性半導体-n型半導体接合を用いる。光ファイバー通信には、高輝度の発光ダイオードが要求される。光ファイバーの減衰の少ない赤外光, $0.8\mu m$ 帯 (GaAs) または $1.2\sim 1.6\mu m$ 帯 ($In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$) が用いられる。高輝度にするために、いずれも半導体接合を用いるような二重ヘテロ構造を利用し高い電流密度で動作させる。

発光バンド [英 emission band, 独 Emissionsbande, 仏 bande d'émission, 露 эмиссионная полоса] ⇒ 発光スペクトル

発散 [英 divergence, 独 Divergenz, 露 дивергенция] 三次元空間の各点 r でベクトル関数 $A(r)$ (ベクトル場) が定義されているとき、直角座標系 (x, y, z) において、スカラー $\partial A_x/\partial x + \partial A_y/\partial y + \partial A_z/\partial z$ を A の r における発散とよんで $\text{div } A$ と書く。また、記号 ∇ (ナブラ) を用いて $\nabla \cdot A$ と書く。一般に線素 ds が $ds^2 = \sum_{i=1}^3 h_i^2 du_i^2$

と表される直交曲線座標系 $\{u_i\}$ においては、 $\text{div } A = (1/h_1 h_2 h_3) \{ \partial (h_2 h_3 A_1)/\partial u_1 + \partial (h_3 h_1 A_2)/\partial u_2 + \partial (h_1 h_2 A_3)/\partial u_3 \}$ である。物理的には $\text{div } A > 0$ の点にはベクトル場 $A(r)$ のわき出し(源)があり、 $\text{div } A < 0$ の点には A の吸い込み(負の源)がある。また、いたるところで $\text{div } A = 0$ であるとき、ベクトル場 A はソレノイダル(管状)であるという。ベクトル場の回転として与えられるベクトル場はソレノイダルである。逆にソレノイダルなベクトル場は、あるベクトル場の回転として表される。たとえば静止した電荷(磁荷)分布 $\rho(r)$ ($\rho_m(r)$) は、電場(磁場) $E(r)$ ($H(r)$) の源であり、 $\text{div } E = (1/\epsilon_0)\rho(r)$ ($\text{div } H = (1/\mu_0)\rho_m(r)$) (ϵ_0, μ_0 は真空の誘電率、透磁率)が成り立つ。これに対し、磁束密度 $B(r)$ に対しては $\text{div } B = 0$ が成り立つ。したがって、 B はベクトルポテンシャル A により $B = \text{rot } A$ と表される。また、電流密度 $i(r)$ の発散と電荷密度の時間変化は連続の方程式 $\partial \rho/\partial t + \text{div } i = 0$ を満たすが、これは電荷が保存されることを表している。

発散定理 [英 divergence theorem, 独 Divergenzsatz, 仏 théorème de divergence, 露 теорема Остроградского о дивергенции] = ガウスの定理

発散の問題 [英 divergence problem, 仏 problème de divergence, 露 проблема расходимости] 場の量子論の構成自身に根ざす根本的な困難のひとつ。場の量子論は特徴的な性質として、素粒子が自分自身と相互作用するという、いわゆる自己場の効果がある。このため、通常の場合、自己エネルギーやバーテックス部分を摂動論で計算すると、積分はその高振動数部分からの寄与が発散してしまう。これが紫外発散である。

くりこみ理論によれば、くりこみによって S 行列に現れる紫外発散をすべて取除くことができるが、それは必ずしも発散の問題を完全に解決したことはならない。実際電磁的質量差、素粒子の裸の確率、シュレーンガー項などにおいて紫外発散が残っている。アノマリー(⇒三角形異常)が現れるのも、発散の解決の不十分さを示すものといえる。また、重力場の量子論はくりこみ不可能なことが

知られている。発散の問題を根本的に解決しようとする試みは、過去において数多くなされたが、いずれも成功していない。場の量子論の理論構成は、ローレンツ不変性、因果律、 S 行列のユニタリー性などの基本的要請により厳格に統制されていて、これらに抵触することなく発散の問題を解決するのは至難である。発散の問題を、レーマン表示を使って厳密な結果として明らかにしたのが H. Lehmann である。かれによれば、相互作用している素粒子の正確なグリーン関数の高振動数極限でのふるまいは、状態ベクトルの空間が正定値計量のヒルベルト空間である限り、自由粒子のそれより決してよくならない。したがって、不定計量のヒルベルト空間を用いるのでない限り、発散の問題を根本的に解決することはできないと考えられる。重力場の量子的効果が、非摂動論的な意味において発散の問題を解決する可能性は残されている。実際、重力場の共変的正準量子論(⇒量子重力)において、ユニタリー性と矛盾することなしにレーマンの定理が破れることが見いだされている。

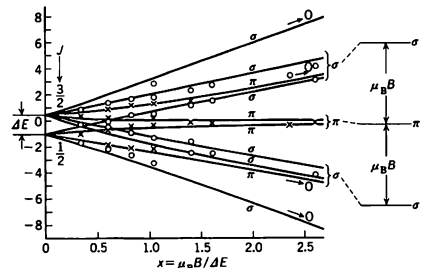
パッシエン Paschen, Louis Carl Heinrich Friedrich 1865. 1. 22—1947. 2. 25 ドイツの実験物理学者。シュペリンに生れる。ベルリンにも学ぶが、1888 年シュトラズブルク大学の A. Kundt の下で「さまざまな気圧での空気、水素、炭酸ガス中の火花放電に要する電位差について」の論文で学位取得。この研究で、火花放電における電圧が、気体の圧力と電極間距離との積の関数であるというパッシエンの法則を定めた。1888—91 年ミュンスター・アカデミーで J. W. Hittorf の助手、その後ハノーバー工科大学の H. G. J. Kayser, C. Runge の下で助手、私講師。1901 年チュービンゲン大学教授、1919 年ボン大学教授、1924 年 W. Nernst の後任として国立物理工学研究所長。ハノーバーでは、当時注目を集めていた黒体放射の実験的研究を行い、1894 年にはウィーンの変位則を、1895 年には $I = C_1 \lambda^{-5} \exp(-C_2/\lambda T)$ (ここで $a=5.5$)、という放射法則を得た。その後プランクの放射法則を確認するデータを提供した。1908 年 C. D. T. Runge の式に合わないスペクトルをヘリウム原子に見だし、リッツの結合則など、W. Ritz からの示唆で、水素原子のパッシエン系列を発見。1912 年 E. Back とともに強い磁場ではゼーマン効果によるスペクトル線の分岐が正常に戻るというパッシエン・バック効果を発見。1915—16 年水素原子スペクトル、X 線スペクトルの微細構造に関する A. Sommerfeld の相対論的理論を確証。これらの研究によって、チュービンゲンの研究所はドイツにおける原子スペクトル研究の最も重要な中心地となった。ベルリン・アカデミー会員(1925 年から)、ドイツ物理学会会長(1925—27 年)などを務めた。

パッシエン系列 [英 Paschen series, 独 Paschen-Serie, 仏 série de Paschen, 露 серия Пашена] ⇒ 水素原子のスペクトル

パッシエンの法則 [英 Paschen's law, 独 Paschen'sches Gesetz, 仏 loi de Paschen, 露 закон Пашена] 気体の放電開始電圧と気体の圧力との関係を述べる法則。気体中に 2 枚の平板電極を置き、印加電圧を徐々に上げていくとある電圧で放電が起る。この放電開始電圧は気体の種類、気体の圧力 p 、電極間の距離 d によって決る。気体中で電子衝撃により電離の起る確率は 1 自由行程の間に電子が電場 E から得るエネルギーによるので、平均的にみれば

E/p の関数であると考えられる。また、電極間で電離衝突の起る回数は、電離過程の平均自由行程を l とすれば d/l で表されるので、 pd に比例することがわかる。したがって放電開始条件は E/p と pd の間の関数関係で表される。放電開始電圧 V_s はそのときの電場の強さ E_s を用いれば、 $V_s = (E_s/p) \times (pd)$ であるから、 V_s もまた pd の関数となることがわかる。この関数関係をパッシエンの法則とよぶ。 pd が非常に大きい極限を考えると、放電開始に関与する電極の寄与は相対的に小さいので、 E/p がある値に達すれば放電開始の条件を満たす。したがって V_s は pd に比例して高くなる。一方、 pd が小さいときには、電子の電離衝突の平均自由行程が電極間距離より長くなるので電離の効率が下がり、 V_s は上昇する。このことから、 pd がある値のとき V_s は極小値をとることがわかる。この極小値をパッシエン最小値とよぶ。 V_s の値は空気の場合 $pd \approx 0.5 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$ で約 300 V であり、気体の種類にはあまり強くは依存しない。以上は平行平板電極の場合の説明であるが、電場が一様でないときや、周辺に物質が存在していたり、電子の大きな損失の機構があるときなどには、それ相応の修正を受ける。

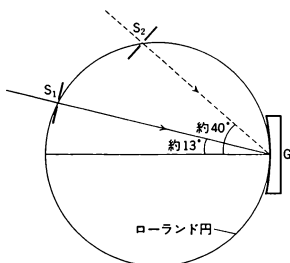
パッシエン・バック効果 [英 Paschen-Back effect, 独 Paschen-Back-Effekt, 仏 effet Paschen-Back, 露 эффект Пашена-Бака] 定常磁場のかかっているときの原子スペクトルにおいて、磁場の大きさを増していくときに生じる効果をいう。F. Paschen と E. Back によって 1912 年ごろから研究されたのでこの名が付けられた。軌道角運動量 $\hbar L$ 、スピン角運動量 $\hbar S$ がともに 0 でない原子やイオンに一律な磁場のかかっている場合を考える。磁場 H が比較的弱くて、ゼーマン・エネルギー項 $H_2 = \mu_B(L + 2S) \cdot B$ (μ_B はボーア磁子、 B は磁束密度)の効果がスピン・軌道相互作用の項 H_{so} の効果より小さいときには、 H_2 を省略すれば、合成された角運動量 $\hbar J = \hbar(L + S)$ が保存量となる。状態は J の大きさの量子数を J 、 J の z 成分の量子数を J_z とすると、 J, J_z によって指定され、一定の L, S をもったエネルギー準位が J の違いによって分れる。これに H_2 が加わることによって準位はさらに J_z の値の違いによって分裂する。この分裂の間隔は J の値によって違うので、全体の分裂のようすは複雑なものとなり、スペクトルは正常ゼーマン効果で期待される等間隔の 3 本の線にはならない(⇒異常ゼーマン効果)。一方磁場を強くしていくと H_2 の効果は H_{so} の効果に比べて大きくなり、 J は保存量でなくなるが、 L と S の z 方向の成分は別々に磁場によって量子化され、状態は L, M_L, S, M_S で指定される。この場合磁場による準位の分裂の間隔は等間隔になる。そこで電気双極子遷移を考えると、 S, M_S は遷移の前後で変わらないために、スペクトルのようすはスピンを



考えない場合と同じになり、正常ゼーマン効果が得られる。このように磁場を強くしていくと異常ゼーマン効果から正常ゼーマン効果に移っていくことがパッシェン-バック効果である。

図はLi原子の 2^2P から 2^2S への遷移に対するゼーマン効果を示したものである。横軸は磁場の強さで、 $\mu_B B$ をゼロ磁場におけるスピン・軌道相互作用による分裂 $\Delta E = E(2^2P_{3/2}) - E(2^2P_{1/2})$ を単位として測ったものであり、縦軸はエネルギーを ΔE の値が $3/2$ になるような単位で表したものである。○および×印は、放射される光の電場ベクトルがそれぞれ磁場に垂直な場合(σ 成分)および平行な場合(π 成分)に対する実験値であり、実線は計算値を示す。 $\rightarrow 0$ は磁場を強くした極限で選択規則によりスペクトル線が消えることを意味している。 $x = \mu_B B / \Delta E \leq 2$ では複雑なようすを示すスペクトル(異常ゼーマン効果)が、 x を大きくしていくと図の右側で示すような等間隔の3本の正常ゼーマン効果のスペクトルに移行する。Li原子の 2^2P では $\Delta E \sim 0.338 \text{ cm}^{-1}$ であって、 $x=2$ はほぼ $B=1.46 \text{ [T]}$ (テスラ)に相当し、パッシェン-バック効果は $x \approx 2.5$ すなわち $B \sim 2 \text{ [T]}$ 程度の磁場で起っている。より重い原子では、スピン・軌道相互作用が強くなるので、パッシェン-バック効果が生じるにはそれだけ強い磁場が必要である。類似の効果は電子スピンと核スピンの結合と核ゼーマン項との関係においても見られる。またパッシェン-バック効果という用語は、スピンと軌道角運動量との結合を、結晶場などの作用で破るような場合に対しても使われることがある。図

パッシェン-ルンゲ・マウンティング [英 Paschen-Runge mounting, 独 Paschen-Rungesche Gitteraufstellung, 仏 montage Paschen-Runge, 露 установка решетки по Рунге-Пашену] 凹面回折格子のマウンティング(配置のしかた)のひとつ。1902年にF. PaschenとC. Rungeによって考案されて以来、主として曲率半径6m, 10m級の凹面回折格子を用いた大型分光写真機に使用されてきた。この型の分光写真は普通大きな地下室に設置され、部屋自身を分光器容器としている。室内には大きな円形のコンクリート台が設けられ、その上にローランド円のほとんど全周にわたって写真乾板が取付けられるように精密加工を施した金属板でローランド円が形成されている。一般に2個のスリット(S_1, S_2)を有し、凹面回折格子(G)に対して一方は入射角が約 13° 、他方は約 40° ぐらいになるように設置されている(図参照)。入射角の小さい方は一



次や二次のスペクトルを、大きい方は高次のスペクトルをとるのに用いられる。波長範囲に応じて最大の強度が得られるよう、ブレース波長の異なる2~3個の凹面回折格子を設置したものもある。すべての光学素子が固定されてお

り、ローランド円上の必要な箇所に乾板を置けば任意の波長領域のスペクトル写真をいつでも自由にとりうるのがこのマウンティングの最大の特長である。

発振器 [英 oscillator, 独 Oscillator, 仏 oscillateur, 露 rehenapop] 外部入力信号なしに特定の周波数の波形を定期的に発生するものをいう。増幅器の出力が特定の周波数に対し十分な利得で正帰還されて発振する。帰還回路を抵抗とコンデンサーで構成したものがCR発振器で約1MHz以下の低い周波発生に適している。帰還回路がコイルとコンデンサーからなる共振回路で構成されたものをLC発振器といい、通常0.1MHz程度以上の高い周波数に適している。また水晶共振器を帰還回路に入れた水晶発振器は周波数安定度が高い。帰還回路のかわりに負抵抗性をもつトンネルダイオードを利用した発振器がある。以上は正弦波の発振器であるが、抵抗やインダクタンスを通じて、コンデンサー充放電の過渡現象を利用した緩急発振があり、マルチバイブレーター、ブロッキング発振などでパルス波形の発生に用いられる。

一般に発振器用増幅器の増幅率は、動作振幅が大きくなるにつれて減少するので、帰還回路中の損失とつり合った所で発振における定常的な振幅が決る。図1のように最も

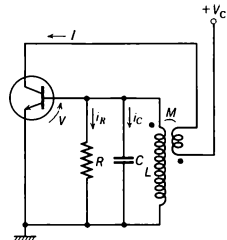


図1

単純なLC発振回路の例では、エミッター接地のトランジスタでは通常コレクタ電流 I とベース電圧 V には $I \approx g_m V$ の関係があるので、LCR回路内の電圧の関係 $V = i_R R = \int (i_C / C) dt = -L d(i_R + i_C) / dt + M dI / dt$ とあわせて $\ddot{V} + (1/RC - g_m M / L) \dot{V} + V / LC = 0$

となる。これはLCRの並列共振回路で R^{-1} が $R_1^{-1} = R^{-1} - g_m MC / L$ に置換されたもので、 $e^{i\omega t}$ の形の解を求めると $\omega = [(1 - L/4CR_1^2) / LC]^{-1/2} + j/2CR_1$ となり、 g_m が大きくなると $R_1^{-1} < 0$ となる場合に時間的に増大する振動解が得られる。このように負抵抗が発振の開始条件を与えるが、増幅器を含んだ帰還回路以外に、トンネルダイオードのようにそれ自身が負抵抗を示すものがあり、発振回路に使われる。 V がある程度大きくなると I は飽和し始める。簡単のためにこれは V の振幅の絶対値に依存するとすれば、適当な定数 k を用いて

$$I = g_m \left(1 - \frac{V^2}{3k^2} + \dots \right) V$$

と補正される。ここで $\tau = t / \sqrt{LC}$ 、 $\epsilon = \sqrt{LC} (g_m MC / L - 1/R)$ 、 $x = V / k (1 - L / g_m MCR)^{1/2}$ とおくと

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} + x - \epsilon (1 - x^2) \frac{dx}{d\tau} = 0 \quad (1)$$

のファン・デル・ポール方程式が得られる。 $0 < \epsilon \ll 1$ のときのような初期条件でも $x = a \cos(1 + \eta)\tau$ 、ただし、 $a \approx 2 - \eta$ 、 $\eta \approx -\epsilon^2 / 16$ の定常振動解をもつ。これは ϵ のかかる項によるもので、実際の発振の様子をよく表現する。 $\epsilon \gg$

1 とすれば矩形波に近い定常波形が得られ、さらに $x(dx/d\tau)$ に比例する項を付加すると、立ち上がりが急で下りが緩やかな波形が数値計算から得られる。これは緩発振における波形をよく再現し、増幅率の飽和を表す ε のかかる項が、回路中の非線形素子の特性をよく表していると考えられる。またこの形の方程式が現象を模擬するもう 1 つの例として、抑止現象がある。すなわち発振は単に帰還利得が十分大きい周波数というだけではなく、それが最大の周波数のみで起る。さらに、外部からの小さい強制振動に対し、発振波形が同期することがある。実際、(1) の右辺に $b \cos \nu \tau$ ($\nu \neq 1$) の強制振動項を加えれば $b > \sqrt{2|1-\nu^2|}$ に対し x では $\cos \tau$ の項が抑止され、 $\cos \nu \tau$ の項のみになる。ハートレー発振回路、コルビッツ発振回路、水晶発振回路のように共振回路が複数個かなるものでは、さらに高次の方程式となる。図 2 にはその一例として、 Q 値の極め

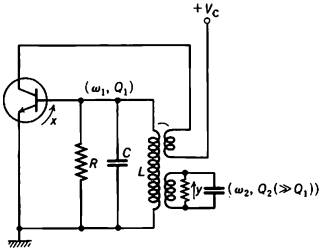


図 2

て高い共振角周波数 ω_2 の回路が結合された場合を示す。この場合、 $d^2x/d\tau^2 + x - \varepsilon(1-x^2)dx/d\tau = \delta_1 x + \beta y$, $d^2y/d\tau^2 + y - r dy/d\tau = \delta_2 y + \beta x$ (ただし、 $\delta_i = (\omega_i^2 - \omega_1^2)/\omega_1^2$ ($i=1, 2$), r は ω_1 の回路に対する ω_2 の回路の減衰比で $0 < r \ll 1$, β は結合度で ≈ 1) が得られる。 $\omega_1 \sim \omega_2$ の場合の発振角周波数 ω は図 3 のように $\omega^2 - \omega_1^2 \approx r(\omega_2^2 - \omega_1^2)$ と Q の高い回路で決る引込現象がみられる。

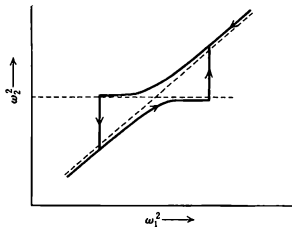


図 3

ひずみの少ない定常的な正弦波発振では、図 4 のような

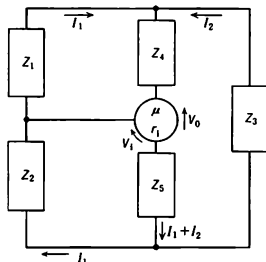


図 4

一般的回路について、発振条件の式を求めておくことに便利である。この場合、素子の特性として電圧増幅率 μ および内部抵抗 r_1 をもつものとする。すると $V_0 = -\mu V_i$, $V_i = -Z_2 I_1 - Z_5 (I_1 + I_2)$, $V_0 = -Z_2 I_2 - (r_1 + Z_4 + Z_5) (I_1 + I_2)$ から

$$Z_3 [Z_1 + (1 + \mu) Z_2] + [r_1 + Z_4 + (1 + \mu) Z_5] (Z_1 + Z_2 + Z_3) = 0 \quad (2)$$

が得られる。 μ および各 Z を適当にとつて、ある ω_0 がこの式を満足すれば、それが発振周波数である。ただし μ は発振振幅全体にわたる平均的な増幅率であり、飽和により小振幅時より小さい。したがって式(2)を満たす μ より大きい小振幅増幅率をもつ素子を選ばねばならない。

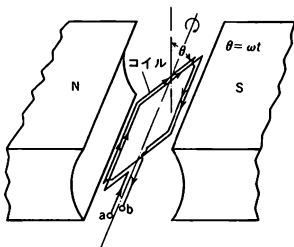
八進法 [英 octal notation, 独 oktale Schreibweise, 仏 notation octale, 露 восьмеричная система счисления] 8 を基数とする数の表記法。八進法の数字としては、0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 の 8 種類の数字が用いられる。計算機の内部表現として用いられる二進数はそのままでは人間にわかりにくい、二進数を 3 ビットごとに区切って読むと、特別の変換なしに八進数として表される。たとえば十進数の 50 は二進表記では 110010 であるが、これを 3 ビットごとにくると、110→6, 010→2 であるから 62 が八数での表記となる。このように八進法では比較的十進法に近い感覚で数を取扱うことができる。ところが 0~7 の数字が出現するの十進法の数値が紛らわしい面がある。このため (62)₈ などと書いて八進表記である点を明確にすることもあつた。

八進法による表記は、多くの計算機が 1 文字 6 ビットの内部コードを用いていた時代には、文字コードと 2 けたの八進数が 1 対 1 に対応していたので、比較的によく用いられたが、その後内部コードの主勢が 1 文字 8 ビットに移るにつれて、十六進法による表記のほうが多く使われる傾向になってきている。

発声 [英 speech production, 独 Stimmbildung, 仏 phonation, 露 произнесение] 人が音声器官を用いて音を発生させ、音の変化に言語の情報を担っている過程を発声という。そこには、音源の発生、声道による調音、口からの放射の過程がある。発声に関与する器官を音声器官とよぶ。音のエネルギー源は肺からの呼吸で、音声の種類によって声帯が振動する声帯音源、声道の一部がせまめられることによって生じる乱流音源、声道の一部が完全に閉じられることによって生じる破裂音源などになる。発生された音は、部分的に断面積が変化させられた声道を通ることによって、特定の性質をもった音となり、口より放射される。特定の性質をもたせることを調音といい、そのために使われる舌・唇・蓋帆・硬口蓋・歯茎・歯の器官を調音器官という。

バッチ処理 [英 batch processing, 独 Stapelverarbeitung, 仏 traitement par lot, 露 пакетная обработка] プログラムとそれに必要なデータを一括して計算機システムに入力し、処理する方式。一般的にいって、この種の処理方式では、同一優先度のジョブは、入力された順に処理される。中央計算機システムのある場所から直接ジョブを入力させる場合を、センターバッチという場合もあり、これに対して遠隔地から通信回線経由で入力する場合を、リモートバッチという。以前は、両バッチ処理が、データ処理方式の主流であったが、最近は会話型処理がその主流となりつつある。

発電機 [英 generator, 独 Generator, 仏 génératrice, 露 генератор] 電磁誘導作用を利用し機械エネルギーを電気エネルギーに変換する装置。発電原理を図に示す。磁



束密度 B の一様な磁場内で有効断面積 A のコイルが一定角速度 ω で回転するとき、コイルと鎖交する磁束 ϕ は次式で与えられる。

$$\phi = BA \cos \omega t$$

コイルの巻数を N とすると、コイルの両端子 a, b 間に誘起する交流電圧 e は下記で求められる。

$$e = -N \frac{d\phi}{dt} = NBA\omega \sin \omega t = E_m \sin \omega t$$

実用機では、コイル(電機子コイル)を回転子とし磁極(界磁)を固定としたものを回転電機子型といい、これを反対に磁極を回転子としたものを回転界磁型発電機という。直流発電機は回転電機子型で、整流子とブラシを用い誘起電圧を整流して直流を発生する。交流発電機は両方の型が用いられているが、回転電機子型ではスリップリングとブラシで電圧を外部へ誘導し、回転界磁型は直接外部へ取出す。高周波発電機は商用周波数より高い、数百 Hz から 20 kHz くらいまでの高周波交流電力を発電するものであり、実用面では高周波加熱器の電源などに普及している。

発展方程式 [英 evolution equation] 本来は、状態の時間発展を支配する方程式の意味であるが、数学の慣用では、関数空間 X の値をとる実変数関数 $u = u(t)$ を未知関数とする微分方程式

$$\frac{du}{dt} = A(t)u + f(t) \quad (1)$$

のことをいう。ここに $A(t)$ は t をパラメーターとして含む線形あるいは非線形の作用素である。たとえば、 n 次元空間 R^n の領域 Ω における熱伝導の問題は、拡散方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \Delta u \quad (x \in \Omega, t \geq 0) \quad (2)$$

に、初期条件 $u(0, x) = a(x)$ としかるべき境界条件、たとえ

$$u|_{\partial\Omega} = 0 \quad (3)$$

とを付加して得られる初期値・境界値問題に帰着する。このとき、境界条件(3)を満足し 2 回微分可能な関数の全体を定義域 $\mathcal{D}(A)$ とする作用素 A を $Au = \Delta u$ より定義すれば、式(2)と(3)をまとめて

$$\frac{du}{dt} = Au \quad (4)$$

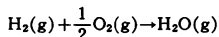
と書くことができる。すなわち、拡散方程式の初期値・境界値問題は、式(1)において $f(t) \equiv 0$ 、 $A(t) \equiv A$ とした発展方程式で記述される。この型の発展方程式の多くは、 A を生成作用素とする半群 e^{At} を用いて、解が $u(t) = e^{At}a$ により与えられる。

$A(t)$ が実際に t に依存する発展方程式についても、線

形のものに対しては進んだ理論があるが、非線形のものの一般論は、非線形半群の理論などによって緒についたばかりである。

発熱反応 [英 exothermic reaction, 独 exotherme Reaktion, 仏 réaction exothermique, 露 экзотермическая реакция]

[1] 化学反応を一定温度で行うとき、外界に熱を取出さなければならないとき、その反応を発熱反応という。熱の移動の方向は、吸熱反応の場合と逆である。常温付近で、自発的化学反应の多くは発熱反応である。たとえば



$$\Delta H = -241750 \text{ J} \quad (291.15 \text{ K})$$

発熱反応の場合、反応熱は負で、生成系のエンタルピーは原系のエンタルピーより小さく、この差が反応熱として放出される。19 世紀後半、デンマークの化学者 J. Thomsen (1826~1909 年)、フランスの化学者 M. Berthelot (1827~1907 年)らは、このエネルギー差が化学反応の駆動力(化学親和力)であるという説を提唱したが、その後多くの自発的な吸熱反応の例が見いだされ、熱力学的理論によって代られることとなった。

[2] 原子核反応においても、その反応の前後において、それに関与する原子核の質量と、それに対応してその際に発生または必要となるエネルギーに応じて、発熱反応と吸熱反応の呼称が使われている。たとえば、 $A+B \rightarrow C+D$ という反応を考えよう。反応前の状態の 2 つの原子核 A と B の質量を m_A と m_B 、反応後の C と D の質量を m_C 、 m_D とすると $(m_A + m_B) > (m_C + m_D)$ のときは $Q = (m_A + m_B)c^2 - (m_C + m_D)c^2$ だけのエネルギーが放出される。 c は光速である。この場合を発熱反応とよぶ。逆に $(m_A + m_B) < (m_C + m_D)$ で $Q < 0$ のときは、吸熱反応である。 Q は反応の Q 値とよばれている。もっと一般的には $Q = c^2 (\sum m_i (\text{反応前}) - \sum m_j (\text{反応後}))$ である。 $Q > 0$ の発熱反応で放出される原子核エネルギーはエネルギー源として利用できる。それには 2 つの道があつて、ひとつは核融合反応で $D^2 + D^2 \rightarrow n + {}^3\text{He}$ ($Q = 3.27 \text{ MeV}$) や $D^2 + {}^2\text{T} \rightarrow n + {}^4\text{He}$ ($Q = 17.58 \text{ MeV}$)、もうひとつは核分裂反応である。後者はすでに原子力発電として実用化されている。

バッファ記憶装置 [英 buffer storage, 独 Pufferspeicher, 仏 mémoire tampon, 露 буферное запоминающее устройство] 電子計算機などにおいて、1 つの装置から他の装置へデータを転送する際に、データの流れる速度の相違や事象の発生時点の相違を調整するために用いられる記憶装置。緩衝記憶装置。またキャッシュメモリーのことをさす場合もある。一般に 2 つの装置の間でデータの転送を行う場合、両者の入出力、または読み書きの速度は異なるのが普通である。さらに、データを授受する際のブロックの区切り方などもしばしば相違するし、一方の装置からデータを送りたいときにも、他方の装置ではデータを受取れない状態にあることも多い。このようなときにデータをいったんバッファ記憶装置に書き込み、その後で読出すことで整合をとる。このような使い方に耐えるために、バッファ記憶装置は書き込みと読出しのできる記憶素子と、読み書き回路とで構成される。近年、半導体記憶素子の価格が低下したため、種々の装置に容易にバッファ記憶装置を置くことができるようになり、システムの効率と操作性が向上した。

バッファ増幅器 [英 buffer amplifier, 仏 amplificateur à tampon, 露 буферный усилитель] 緩衝増幅器ともいう。信号を送出したり、受取ったりする際に、負荷のインピーダンスの影響や、送信側受信側が互いに影響しあうことを避けるために使用する増幅器であって、一般に入力インピーダンスは十分高く出力インピーダンスは十分低いものが用いられる。

ハッブル Hubble, Edwin Powell 1889.11.20–1953.9.28 アメリカの天文学者。ミズーリ州に生れる。シカゴ大学で物理、オックスフォード大学で法律を学び、弁護士になったが、再び天文学に転向、シカゴ大学で博士号を取得、1920年ウィルソン山天文台員となる。当時は渦状星雲の銀河系外説と系内説とが学界を二分して論争中であったが、彼は1923年に星雲M31とM33とに30余りのケフェウス座δ型変光星を発見し、周期光度関係から星雲の距離と大きさ决定着して星雲が系のものであることを確立した。その後もなお一部の人は系内説を捨てなかったが、その根拠は星雲内部の固有運動が自転の方向に0°.02/年にも達するという説があり、Hubbleの決定した距離をくれば自転速度が光速の0.1倍にも達して不自然だということにあった。彼は1935年にみずからその乾板を測って星雲の自転は0に近いことを示し、この論争に終止符を打った。星雲の視線速度のほとんどすべてが正符号(後退)であることは既知であったが、彼は上述の方法で距離を決定した18個の星雲について、速度が距離に比例する傾向があることに気づき、それを1929年に発表した。一部の理論家はこの比例関係こそ宇宙の一種な膨張の証拠であると評価したが、彼自身は光の赤方偏位を運動によると解釈することに疑問をもち続けた。また、彼は星雲の分類法(E, S, SB型など)の創始者でもあり、その生涯は宇宙論の進展とともに常にその先端を歩んだといえる。第二次世界大戦中は軍事研究に従事し、戦後はパロマー山天文台に新設のシュミット望遠鏡を使って研究をするかわり、天文学の普及のためにラジオや映画にも出演し、その肖像が雑誌Timeの表紙を飾ったこともある。

バッフル [英 baffle, 独 Baffle, 露 отражатель] 真空用部品的一种。油拡散ポンプなどの吸気口。すなわち第一段ジェットの真上に取付け、ポンプで発生する油蒸気などが真空容器内に逆流するのを抑えるための部品。金属製油拡散ポンプではほとんど例外なくバッフルが備えられている。構造は「く」の字型に折り曲げた金属板や平面状の金属板をじゃま板とし、一定のすき間に、あるいは互いに遠くに配置することによって、分子条件の下ではポンプ側の分子が真空容器に達するのに、少なくとも1回はじゃま板に衝突するようにになっている。また、ポンプの排気速度を損わないようにじゃま板が配置されている。じゃま板は一般に水冷される。バッフルと同じような機能をもつ真空部品にトラップがあるが、バッフルは油蒸気の発生源である油拡散ポンプの真上に取付けられ、大量の油蒸気を処理するとともにバッフルによって凝縮した油滴をもとのポンプに戻す点で、トラップとは明確に区別される。

ハッブルの定数 [英 Hubble's constant, 独 Hubble-Konstante, 仏 constante de Hubble, 露 постоянная Хаббла] ⇨ ハッブルの法則

ハッブルの法則 [英 Hubble's law, 独 Hubblesches Gesetz, 仏 loi de Hubble, 露 закон Хаббла] 銀河は遠方のものほど大きい速度でもって遠ざかっており、後退速度

v は銀河までの距離 r に比例している。これをハッブルの法則という(⇨宇宙の膨張)。比例関係を $v = H_0 r$ と書くときの比例定数 H_0 は、ハッブルの定数とよばれ通常 $[\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}]$ の単位で測られる。観測的には、銀河の後退速度はスペクトル線のレッドシフト($z \approx \Delta\lambda/\lambda$)をドップラー効果によるものと仮定して得られる。その際、地球の公転運動、太陽の固有運動、銀河回転、局所銀河群に対するわれわれの銀河の運動、さらには局所銀河群の運動などを、わかっている限り差し引いて、得られる後退速度が近似的な局所慣性座標系に対するものになるようにしている。 $v \ll c$ の場合には、レッドシフトは後退速度に比例し、 $z = v/c$ である。銀河までの距離を求めることは、なかなか難しい問題であり、一般に、ある種の標準光源を仮定する必要がある。三角測量によって直接距離がわかる近傍の星の研究を出発点にして、統計的な方法によって得られる各種の規則性(ある種の変光星の周期と光度の関係、銀河の中で最も明るい星や星団の光度、最も大きいH II領域の実直径などの一致、銀河団の中で最も明るい銀河の光度の一致など)を利用して、標準光源を求めている。絶対等級 M の光源を、 r [Mpc] の距離から見たときの見かけの等級 m は、 $m - M = 25 + 5 \log r$ であるから、 M が知られていれば見かけの等級から距離がわかる。ハッブルの法則は、観測される量 z と m によって

$$\log cz = 0.2m + (\log H_0 - 5 - 0.2M)$$

と表すこともできる。この関係は、等級-レッドシフト関係($m-z$ 関係)ともよばれている。

ハッブルの法則のうちで、宇宙の一種膨張を意味する比例関係については、E. P. Hubbleの発見当時の $v \leq 1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, $r \leq 2 \text{ Mpc}$ の領域から大きく拡大されて、 v が $10^8 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, r にして 10^3 Mpc 以内での比例関係が確められている。すなわち、 $\log cz$ と m の直線関係で、観測から得られた勾配は 0.199 ± 0.005 であって、0.2との一致は非常によい。一方、宇宙の年齢やスケールを決める大切な量であるハッブルの定数については、発見当時の $500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ から何回かの大幅な改訂が行われて、現在では $50 \sim 100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ であると信じられている。 H_0 の決定の困難は、標準光源として用いられる天体の絶対等級 M の不確かさによっていて、いまでも、使う天体の違いなどのために、 $50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ に近いと考える研究者のグループと $100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$ に近いとするグループがある。

ハッブルの法則で、 v と r の比例関係や $\log cz$ と m の直線関係は、 v/c が1より小さい場合に成立するが、 v が c に近く z が大きい場合には、直線からのずれが予想される。そのずれ方は、宇宙モデルによって異なるので、電波銀河やクエーサーのような遠方の天体を用いて、宇宙モデルの決定ができるかも知れないと期待されたこともあったが、進化効果による光度変化や、固有の光度のばらつきの大さきのために、モデルの決定は困難である。

バッフル板 [英 baffle board, 露 звукопоглощающая перегородка] 直接放射形スピーカ(⇨スピーカ)では、振動板の前面と背面とから互いに逆位相の音が放射されるため、単体で用いた場合、それらの音が干渉して低音域でのスピーカの放射能率が著しく低下する。これを防ぐ目的でスピーカに取付けて用いられる板のことをいう(図参照)。

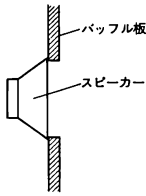
スピーカのもっている基本的な性能を十分引出すためには、無限大のバッフル板を用い、振動板の前面と背面と

から放射される音を完全に分離することが理想である。実用的なバッフル板の種類としては、(1) 平板バッフル：有限の平板、(2) 後面開放形バッフル：平板バッフル板を途中から折り曲げ箱形にしたもので後面は開放されている、(3) 密閉形バッフル：後面開放形バッフルの後面を閉じたもの、(4) 位相反転形バッフル：密閉形バッフルの前面にスピーカーの開口孔と並べてポートとよばれる一種の音響管を取付けたものなどがある。このうち、(2),(3),(4)は一般にエンクロージャともよばれる。(4)は(1),(2),(3)とは異なりスピーカーの背面から放射される音を積極的に利用するものであり、背面からの音を前面の音の位相に合わせてポートから放射させる。

バーディーン Bardeen, John 1908. 5. 23—

アメリカの理論物理学者。ウィスコンシン州マジンソンに生れる。父はウィスコンシン大学医学部教授であった。1928年ウィスコンシン大学電気工学科を卒業後、研究生として教室に残り、L. J. Petersの下で2年間応用地球物理学の数学的解析やアンテナからの放射計算に携わる。大学時代課外の物理学や数学に熱心であったこと、研究生時代にJ. H. Van Vleckから量子論入門を学んだことが後の彼の進路を決めることになる。1930年Petersが地球物理学的石油探索のためピッツバーグのガルフ研究所に迎えられたのに従って彼も転出、地磁気や重力の測定値と油田との関係を解明する業務を担当したが、しだいに自分の興味がこの種の応用科学より物理学のような純粋科学にあることを悟り、1933年意を決して辞職、プリンストン大学数理物理学系大学院に入った。ここでE. P. Wignerから固体物理学にたいする強い興味をよび起される。1935年ハーバード大学のジュニア・フェローに選ばれ、1938年までVan VleckやW. H. Bridgemanから主として金属凝集機構、電気伝導の研究指導を受けた。この間に学位論文「金属の仕事関数の理論」で1936年プリンストン大学から博士号を取得している。

1938年から1941年までミネソタ大学物理学科助教授に就任。偶然、ケンブリッジ大学から1938年に出版されたばかりの小冊子、D. Shoenberg著 *Superconductivity* を読んで、自分もこの難問解決に一石投じたいとの深い感銘を受けた。しかし、これは10年間棚上げとなる。第二次世界大戦開始とともにワシントンの海軍兵器研究所技師となり、1945年終戦によりベル電話研究所に入所、W. Shockleyを長とする半導体研究グループの一員に配置された。ここでShockleyの提唱した半導体薄膜電界効果増幅素子の失敗に対し半導体表面の未知欠陥に疑問を抱き、表面準位のモデルを想定、W. H. Brattainとともにその検証に全力を集中した結果、1947年点接触トランジスタができあがった。この成果が1956年のノーベル物理学賞の対象となる。この時点で表面研究は接合トランジスタ開発に押され、一時中断される。かねてからもう少し自由な研究環境を望んでいた彼はF. Seitzの要請を受け、1951年イリノイ大学物理学科教授兼電気工学科教授に転出、ベル研究所を去った。新しいポストを得た彼は約10年間棚上げしていた超伝導の研究に本格的に復帰する。1950年代前半は同位体効果の発見などが相次ぎ、理論的にも問題の核心に迫る機は熟していた。これらの進展をま



ず総合報告にまとめ終った彼は1955年秋、微視的超伝導機構解明にとりかかる。このため同年プリンストン高等物理研究所から着任して物理教室で素粒子論をやっていたL. N. Cooperを誘い、また、電気の修士課程において彼の下で半導体表面反転層の研究を修了し、物理の博士課程に進んだ学生J. R. Schriefferを協力者とする。今日BCS理論とよばれている理論は、この3人の頭文字をとったものである。1956年にベル研究所時代の成果「半導体の研究とトランジスタ効果の発見」でShockley, Brattainとともにノーベル物理学賞を受賞した。このときすでに第二のノーベル物理学賞の対象となるBCS理論は完成一歩手前にあった。1957年に発表されたBCS理論は、半世紀にも及ぶ最大の謎を解いたものとして大きな反響を引起し、1962年には低温物理学の功績者に贈られるフリッツ・ロンドン賞を単名で受賞、さらにその後の超伝導ならびに関連分野の研究に多くの予言や示唆を与え続けたことから、1972年には「BCS理論とよばれる超伝導理論に対して」との名目で、協力者のCooperおよびSchriefferとともに、彼人にとっては二度目のノーベル物理学賞を受賞した。同一人が同じノーベル賞を2回受けたのは前代未聞のことであった。

バーディーン-クーパー-シュリーファー理論

[英 Bardeen-Cooper-Schrieffer theory, 独 Bardeen-Cooper-Schrieffer Theorie, 仏 théorie de Bardeen-Cooper-Schrieffer, 露 теория Бардина-Купера-Шрифера] = BCS理論

パデ近似 [英 Padé approximants, 仏 approximants de Padé, 露 приближение Падэ] ある関数 $f(x)$ がテイラー展開の形で最初の $(N+1)$ 個まで $\sum_{k=0}^N a_k x^k$ のように、な

んらかの方法で求められているとしたとき、 $f(x)$ を有理式で近似し、その係数をテイラー展開と比較して決め、有理式の極(pole)の性質から $f(x)$ の異常性を調べることができる。このときこの有理式をパデ近似(またはパデ展開)という。パデ近似を用いる方法をさすこともある。パデ近似の有理式を $P_m^n(x) = (a_0 + a_1x + \dots + a_m x^m) / (1 + b_1x + \dots + b_n x^n)$ とすると、 $m+n \leq N$ の範囲で、この (m, n) 次のパデ近似式 $P_m^n(x)$ をテイラー展開し、 $f(x)$ の $(m+n)$ 次までのテイラー展開と比較して $\{a_k\}, \{b_k\}$ を決めることができる($m \geq 2, n \geq 2$ の場合)。こうして数多くのパデ近似式が得られる。この収束性を調べることにより、精度のよい近似式を求めることができる。物理の問題で摂動計算がある程度高次まで可能なときは、このパデ近似の方法は極めて有効である。特に、臨界現象の統計力学では、比熱や磁化率が相互作用の強さ J と kT (k はボルツマン定数)の比 $K = J/kT$ による展開(高温展開)の形で高次まで求められ、それにパデ近似の方法を適用して、比熱や磁化率の異常性、すなわち臨界指数が調べられている。この結果の集積がもとになってスケーリング則へと発展した。

バーテックス [英 vertex] \Rightarrow ファインマン・ダイアグラム

バーテックスのくりこみ [英 vertex renormalization, 仏 rénormalisation de vertex, 露 перенормировка вершины] \Rightarrow くりこみ理論

パデ展開 [英 Padé expansion, 独 Padéscher Ausdruck, 仏 expansion de Padé, 露 разложение Падэ] \Rightarrow パデ近似

波 動 [英 wave, 独 Welle, 仏 onde, 露 волна]

一般に物体や空間内の1点に生じた変化が有限の速さで伝わる現象を波動, または波という。水面波, 張ったひもを伝わる波などは目に見える波の例である。音波, 地震波などは弾性波であり, 電波, 光, X線, γ 線などは電磁波である。また, 電子などの物質粒子は波としての性質をもち, 電子波, 物質波などとよばれる。波を伝えるものを媒質という。弾性波では弾性体が媒質であり, 電磁波では電磁場, すなわち空間自身が媒質と考えられる。波を起すものを波源といい, 媒質が同じような変化を起している点を連ねた面(線)を波面(線)という。小さな波源から一様な媒質中を広がる波を球面波といい, その波面は波源を中心とする同心球である。波源から十分遠くでは波面は平面と考えてよく, このような波は平面波とよばれる。

水面波における水の上昇, 音などの弾性波における媒質の変位や圧力の変化, 電磁場における電場や磁場の変化などは波を表す量, あるいは波の場の量である。 x 方向に伝わる平面波が

$$u(x, t) = A \sin 2\pi \left(\nu t - \frac{x}{\lambda} - \delta \right)$$

で表されるとき, これを正弦波といい, A を振幅, δ を初期位相という。 $u(x, t)$ が最大になるところを山, 最小になるところを谷という。 λ は相隣る山と山, 谷と谷の距離で波長という。位置 x を決めるとき $u(x, t)$ は単振動をし, その振動数 ν は波の振動数とよばれ, $1/\nu$ は波の周期とよばれる。波の速度(速さ) c は $c = \nu \lambda$ で与えられる。波長の逆数 $1/\lambda$ は単位長さに含まれる波の数で波数とよばれるが, $k = 2\pi/\lambda$ を波数ということも多い。 $\omega = 2\pi\nu$ は角振動数とよばれる。上式で $2\pi(\nu t - x/\lambda - \delta)$ を波の位相という。

真空中の電磁波, 変化のあまり大きくない音波などでは2つあるいは2つ以上の波が重なった結果はこれらの波を加え合えたもので与えられる。すなわち, これらの波(成分波)を $u_1(x, y, z, t)$, $u_2(x, y, z, t)$, ... とすれば, 合成波は

$$u(x, y, z, t) = u_1(x, y, z, t) + u_2(x, y, z, t) + \dots$$

となる。これを重ね合せの原理といい, これに従う波を線形波という。線形波は正弦波の重ね合せで表せば, フーリエ級数, あるいはフーリエ積分の数学が使えるので大変便利である。正弦波は単振動の波でもあり, 最も典型的な波と考えられる(⇒重ね合せの原理)。

真空中の電磁波や, あまり振動数の高くない音波などでは波の速さは波長によらない。しかし物質中の光はガラスなどによって屈折するとき光の色に分れることから示されるように波長により正弦波の速さが異なる。この現象は波の分散とよばれる。光の分散は物質中のイオンや電子が光の電場に共鳴するために起るので, 光の吸収を伴う。水面波は分散が著しいが, そのような吸収は伴わない。

波が重なるために波形が変わることは干渉とよばれる。同じ向きに進む波が干渉して著しい波が生じたとき, これを波束という。分散のない波では波束が進む速さは成分波の速さと同じであるが, 分散性の波では波束は成分波と違った速さで進む。波束の速さを群速度といい, これに対して成分波である正弦波の速さを位相速度という。

波は障害物に当たると影をつくるが, 障害物の背後へいくらかまわり込む。これを波の回折という。円形の孔を平面波が通るとき, 波長が孔の半径に比べてはるかに小さいな

らば波はほぼ直進するが, 回折のために少し広がる。このときの広がる角度は波長と孔の半径の比の程度である。しかしこれは波が周期的に無限に連なっている場合であって, たとえば普通の光源から出る光は短い波の集りであるために広がる。これに対しレーザーの光は長く連なった波であり, 細くて広がらないビームにすることができ。レーザーのこの性質は医療や通信などに極めて広く用いられている(⇒レーザー)。

レーザーの強い光は強い電場を伴うが, ある物質はこのため屈折率が変化して光のビームがさらに細いビームに分れる現象を生じる。これを自己集束という。このような場合は波が重なって強めあえば速度はそれによって変化し, 重ね合せの原理は成立しない。このとき波は非線形であるという(⇒非線形光学)。

水面波は少し振幅が大きいと非線形である。そのほか気体プラズマ中の波なども多くの非線形波の現象が知られるようになり, 最近是非線形波の研究が発展した(⇒非線形方程式)。

量子力学においては電子などの粒子に付属する物質波が考えられ, 量子力学系の状態は波動関数によって表される。また, 場の量子論によれば量子論的な波には素粒子が対応する。電磁場の素粒子は光子(フォトン)とよばれ, 原子による光の放出, 吸収は原子内電子と電磁場の相互作用により光子が生成されたり消滅したりする現象と見られる。結晶格子の振動が伝わる波もフォノン(音響量子)という粒子の集りとみなされる。

波動インピーダンス [英 wave impedance, 独 Wellenimpedanz, 仏 impédance d'onde, 露 волновое сопротивление] 2つの異なった意味で使われている。1つは surge impedance であり, もう1つは wave impedance である。前者は均一な特性をもつ無限長伝送線を伝搬する波の電圧と電流との比, つまり伝送線特性インピーダンスのことである。後者は電波インピーダンスとよばれることが多く, 電磁波の伝搬軸に沿う任意の位置での, 直角方向の電場の強さと磁場の強さの比で表される。これは電場と磁場の関係が電気回路の電圧と電流の関係に類似していることから, 電気回路のインピーダンスの概念を電磁波に拡張したものである。電波インピーダンス Z_w は電磁波のモードおよび媒質に依存する。伝搬方向に電場および磁場成分をもたない TEM 波の場合は

$$Z_w = \zeta = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon}}$$

となる。ここで μ, ϵ および σ は媒質の透磁率, 誘電率および電気伝導率である。 ζ は媒質の固有インピーダンスとよばれ, 真空中では 376.7Ω となる。TE 波(伝搬方向に電場成分をもたない)および TM 波(伝搬方向に磁場成分をもたない)の電波インピーダンスはそれぞれ次のように表せる。

$$\text{TE 波} \quad Z_w = \zeta \frac{\lambda_0}{\lambda}$$

$$\text{TM 波} \quad Z_w = \zeta \frac{\lambda}{\lambda_0}$$

ここで λ は自由空間における電磁波の波長, λ_0 は伝搬軸方向の波長であり, 導波管の場合には管内波長とよばれる。

ハードウェア [英 hardware, 独 Geräteausstattung, 仏 matériel de traitement, 露 аппаратное обеспечение] データ処理に用いられる物理的な機器。ソフトウェアの対

照語である。中央処理装置、主記憶装置、入出力チャネル、周辺装置およびその制御装置、通信制御装置、ネットワーク、データ端末装置などをすべて包含する。電子計算機システムは、ハードウェアとオペレーティングシステムによって構成される。ハードウェアの機能の一部を、マイクロプログラムとよばれるソフトウェアで実現することがあり、これをファームウェアという。ハードウェアのことを金物とよぶことがある。

波動演算子 [英 wave operator, 独 Wellenoperator, 仏 opérateur d'onde, 露 волновой оператор] 量子力学の散乱問題において、運動量 p の定常の入射ビームを表す自由粒子状態 $u_p^{(0)}$ と、外向き波条件(または内向き波条件)に従う定常の散乱状態固有関数 $u_p^{(\pm)}$ (または $u_p^{(\pm)}$)の間には、1対1対応が存在するが、その関係 $u_p^{(\pm)} = W^{(\pm)} u_p^{(0)}$ を与える演算子 $W^{(\pm)}$ を波動演算子または波動行列という(⇒数学的散乱理論)。運動量表示の散乱状態固有関数 $u_p^{(\pm)}(p') = (u_{1p'}^{(0)}, u_p^{(\pm)}) = (u_{1p'}^{(0)}, W^{(\pm)} u_p^{(0)})$ が波動演算子の行列要素だから、運動量表示のリップマン-シュウィンガー方程式を解いて直接波動演算子の行列要素を求めることができる。波動演算子がわかれば、散乱振幅は $(u_{1p'}^{(0)}, V W^{(\pm)} u_p^{(0)})_{S_p = E_p}$ から得られる(⇒散乱理論)。ただし、 V は散乱を引起す相互作用ハミルトニアンである。一方、相互作用表示の時間発展演算子 $U(t, t') = \exp(iH_0 t/\hbar) \exp[-iH(t-t')/\hbar] \exp(-iH_0 t'/\hbar)$ (H_0 は自由粒子ハミルトニアン, $H = H_0 + V$ は全ハミルトニアン)の適当な極限をとれば、 $W^{(\pm)} = U(0, \mp\infty)$ であることがわかっており、 $S = W^{(-1)} W^{(+)} = U(\infty, -\infty)$ によって S 行列をつくることができる。 S 行列要素がわかれば、直ちに散乱振幅が求められる(⇒散乱理論, S 行列)。

$u_p^{(0)}$ と $u_p^{(\pm)}$ に対して δ 関数規格化を採用すれば、波動演算子は

$$W^{(\pm)} = \int |u_p^{(\pm)}\rangle dp^3 \langle u_p^{(0)}|$$

と書くことができる。波動演算子は次の諸性質をもつ。

$$W^{(\pm)\dagger} W^{(\pm)} = 1, \quad W^{(\pm)} W^{(\pm)\dagger} = P_S$$

$$H W^{(\pm)} = W^{(\pm)} H_0, \quad H_0 = W^{(\pm)\dagger} H W^{(\pm)}$$

ただし、 P_S は散乱状態への射影演算子である。

以上の理論形式は、必要な修正拡張により、一般の散乱・反応過程にも適用しうる。

波動関数 [英 wave function, 独 Wellenfunktion, 仏 fonction d'onde, 露 волновая функция] 一般には、波動として伝わる物理量が、位置(座標)と時間にどのように依存するかを示す関数。量子力学では、力学系のふるまいを表す(シュレーディンガー表示での)状態ベクトルを、位置の固有ベクトルで展開したときの展開係数をいう。この表式を用いる場合、量子力学は波動力学という形式をとることになり、波動関数を決める波動方程式はシュレーディンガー方程式またはディラック方程式となる。非相対論的なシュレーディンガーの波動関数は、多粒子系の場合には多次元の配位空間(系の一般化座標 q_1, q_2, \dots, q_n のつくる空間)の波を表すことになり、ふつうの三次元空間の波ではない。

波動関数のくりこみ [英 wave-function renormalization, 仏 renormalisation de fonction d'onde, 露 перенормировка волновой функции] ⇒ くりこみ理論

波動光学 [英 wave optics, 独 Wellenoptik, 仏 optique d'ondes, 露 волновая оптика] 光学のなかで、光を

光線として取扱いいその経路を研究する幾何光学に対して、光を波動として取扱いい研究する部門を波動光学という。また光を光子として取扱いい物質との相互作用を量子力学を用いて研究する量子光学があり、この3つの部門で現在の物理学としての光学の主要な部分を形成する。古典物理学の1部門としての光学には物理光学の分野があったが、その分野は現在は波動光学と量子光学に発展してきたと考えることができる。

光の干渉現象は R. Boyle と R. Hooke によって独立に、光の回折現象は F. M. Grimaldi によって、いずれも 17 世紀に発見された。光の波動説も 17 世紀に Hooke や C. Huygens によって唱えられた。ホイヘンスの原理は特に有名である。その後 19 世紀の初めになって、T. Young と A. J. Fresnel によって光の波動説の基礎が築かれたが、彼らは光を弾性波の一種として考えたのであった。光が電磁波であることは 1865 年に J. C. Maxwell によって主張され、1888 年に H. R. Hertz によって実験的に証明された。しかし、光の媒質としてのエーテルを否定して、古典物理学による光の本質が明らかにされたのは今世紀になって現れた相対性理論によるといえる。

波動光学を大きく分けると、第一に今世紀の半ばころまでに確立された古典的な部分と、第二に 1940 年代になってエレクトロニクスが情報理論との関連においてフーリエ解析と線形システム理論の概念を用いて光学系を取扱うフーリエ光学、レーザの発明により盛んになったコヒーレンス光学などの新しい部分に分けられる。

第一の古典的な部分を概観すると、まず光の伝播・反射・屈折などの現象は光の電磁波説によってマクスウェル-ヘルツの電磁方程式によって説明される。すなわち、反射と屈折の法則、フレネルの式は電磁場の境界条件から導かれる。結晶などの異方性媒質中における光の伝播や偏光、複屈折、光学活性などは媒質の誘電率テンソルを用いて記述される。光の散乱、分散、電気光学効果、磁気光学効果などの光と物質との相互作用は光波によって誘起された誘電体の誘電率値や金属中の自由電子の分極によって説明される。

干渉についてはインコヒーレント光の干渉法として波面分割法と振幅分割法が研究され、さらに振幅分割法については干渉鏡を等傾角干渉鏡と等厚干渉鏡に分類してその局在性、コントラストなどが調べられた。マイケルソン干渉計、マッハ-ツェンダー干渉計、ファブリ-ペロー干渉計など各種の干渉計が今世紀の初めまでに考案された。1930 年代から薄膜製作技術の向上によって、薄膜の中の光の干渉の研究も盛んになった。

回折については、19 世紀後半にフレネルの理論を厳密にしたスカラー理論であるフレネル-キルヒホッフの理論が確立した。すなわち、ヘルムホルツの方程式からヘルムホルツ-キルヒホッフの積分を導き、キルヒホッフの境界条件によってフレネル-キルヒホッフの回折積分の形として、フラウンホーファーの回折とフレネルの回折に分類し研究する方法が整備された。数学的に厳密な回折理論としては、A. J. W. Sommerfeld が遮蔽板を完全導体と仮定してマクスウェル方程式を解いた例はよく知られている。回折の応用として回折格子があり、広く分光器に用いられている。回折理論の応用としては光学系の焦点の回折像の研究があり、次に述べる解像力の研究へつながっている。

次に第二の新しい部分を展望しよう。まず光学系を空間

周波数フィルターとみなすことにより、OTF の概念が導入され、解像力の概念が拡張された。また結像系を再回折系とする見方が進展して位相差顕微鏡の発明となった。こうして幾何光学の問題であった結像についても波動光学のフーリエ結像論が重要になってきている。また 1960 年にはレーザーが発明され、コヒーレントな強い光が得られるようになり、ホログラフィーが発展するとともに光の可干渉性、統計的性質の研究が盛んになり、コヒーレンス光学という分野が生れた。強度干渉計の発明はその成果の一つである。

レーザーの出現によって、光と物質との相互作用において媒質に誘起される分極の二次以上の非線形効果も考慮する非線形光学が誕生したが、その大部分は量子光学の部門であろう。

現在の波動光学の手法は光としての波長領域を超える電磁波、音波、地震波などの波動に対しても適用できるものもあり、それらの学問とも交流を深め多様な応用技術を生んでいる。

波動抵抗 [英 surge resistance, 露 волновое сопротивление] = 造波抵抗

波動ベクトル [英 wave vector, 独 Wellenvektor, 仏 vecteur d'onde, 露 волновой вектор] = 波数ベクトル

波動方程式 [英 wave equation, 独 Wellengleichung, 仏 équation d'onde, 露 волновое уравнение]

[1] 偏微分方程式 $u_{tt} = c^2 \Delta u$ (Δ はラプラス演算子, c は正定数) のことをいう。二階双曲型偏微分方程式の最も基本的なものである。電磁波や弾性体・流体中の音波などは波動方程式に従う。特に、たとえば x 方向に伝わる平面波については、波動方程式 $u_{tt} = c^2 u_{xx}$ の特性曲線が $x \pm ct = \text{定数}$ で与えられる 2 直線であることを考慮すると、任意の初期値 $u(x, 0) = f(x)$, $u_t(x, 0) = g(x)$ を満たす解

$$u(x, t) = \frac{1}{2} \{f(x+ct) + f(x-ct)\} + \frac{1}{2c} \int_{x-ct}^{x+ct} g(\xi) d\xi$$

が導かれる。また、三次元波動方程式の球対称な解として $f(x \pm ct)/r$ の形のものがある。これらのことからわかるように、方程式中に現れる定数 c は波の伝播速度である。なお、波動方程式から変数分離によって生じるヘルムホルツ方程式 $\Delta u + k^2 u = 0$ (k^2 は正定数) のことを還元された波動方程式とよぶことがある。

[2] 波動力学において、シュレーディンガー方程式やディラック方程式のことを波動方程式ということがある。

波動モデル(光の) [英 wave model, 独 Wellenmodell, 露 волновая модель света] \Rightarrow 光

波動力学 [英 wave mechanics, 独 Wellenmechanik, 仏 mécanique ondulatoire, 露 волновая механика] 量子力学の形式のひとつで、1926 年に E. Schrödinger によって提唱された。放射のゆらぎに関する A. Einstein の論文を通して、de Broglie の物質波の理論(\Rightarrow ド・ブロイ波)に興味をもった Schrödinger は、幾何光学に対する波動光学の役割を、粒子の古典力学に対して果すような新力学を求めて、波動力学という考えに到達した。その結果は「固有値問題としての量子化」と題する 4 編の論文から成る連作にまとめられた。最初の論文では、水素原子の中の電子の波を満たす方程式

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - \frac{e^2}{r}) \psi = 0$$

を導入し、波を表す関数 ψ が空間の全体にわたって 1 個・

有限・連続であるという自然な仮定のもとに、電子のエネルギー E がこの方程式の固有値として与えられることを示した。結果は、ボーア-ゾンマーフェルトの量子条件から得られた水素原子のエネルギー準位と完全に一致した。第二論文では、著者を波動方程式に導いた一般的な考えを説明し、ポテンシャル V のもとで運動する質量 m の粒子に対応する波を満たす方程式として

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \psi = 0$$

を与えた(この方程式はシュレーディンガー方程式とよばれる)。さらに、調和振動子などのいくつかの系にこれを用い、行列力学による結果と完全に一致する結果が得られることを示した。続く論文では、時間を含まない摂動の理論を展開し、そのシュタルク効果への応用を述べている。第四論文では、時間を含む摂動を扱い、時間を含むシュレーディンガー方程式とよばれるようになる方程式

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + V \psi$$

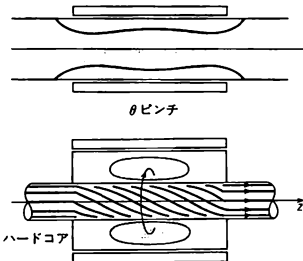
を与えた。この理論が、Heisenberg-Born-Jordan による行列力学と値なことは、すぐに、Schrödinger 自身によって主張された。行列力学での物理量を表す行列 (A_{nm}) は、ある完全直交関数系 $\{u_k(x)\}$ での、その物理量に対応した演算子 A の行列表示

$$A_{nm} = \int u_n^*(x) A u_m(x) dx$$

になっているのである。最初、Schrödinger は、波動関数 ψ は実在の波を表し、 $-e|\psi|^2$ が空間の各点の電荷密度を与えると考えていたが、やがて、この解釈には多くの困難があることがわかった。波動関数の解釈として、今日、一般に受け入れられている確率解釈は、M. Born によって提案された。Born は波動力学を散乱過程に応用するなかでこの解釈に到達した。それによると、 $|\psi|^2$ の全空間での積分が 1 になるように規格化したとき、 $|\psi(x, t)|^2$ は、時刻 t に x に粒子を見出す確率密度を表す。今日では、波動力学は、より一般的な理論体系である量子力学の一つの表現形式であると位置づけることができる(\Rightarrow 量子力学)。しかし、物理的な描像のつくりやすさや、解析的な扱いのしやすさから、具体的な問題への量子力学の応用は、ほとんど波動力学という形で行われているといっても過言ではない。

ハードコア [英 hard core, 独 harter Kern, 仏 coeur dur, 露 твёрдый остов] \Rightarrow 核力の芯

ハードコアピンチ [英 hard core pinch, 独 Pinch mit hartem Kern, 仏 pincement de coeur dur] θ ピンチプラズマでは高密度、高温のプラズマが得られるが、プラズマの両端が外部(放電管壁)に接触しているため、エネルギー



の端損失が大きく、閉じ込め時間が短い。それで θ ビンチコイルおよび放電管の中心軸に図に示すようなコイルを導入すると、このコイルは、トカマクにおけるトーラスコイルと、プラズマ電流を誘起する変流器の一次巻線コイルの役割を果たす。また θ ビンチコイルは平衡磁場コイルの役割を果たす。したがって、 z 軸(中心軸)方向に長い楕円形トカマクプラズマの構成になる。中心軸に剛体(ハードコア)のコイルを導入してトーラスプラズマをピンチさせてつくるので、ハードコアピンチという。

バトラー近似 [英 Butler approximation, 独 Butler Näherung, 仏 approximation de Butler, 露 приближение Батлера] 重陽子のストリッピング反応に関して、核表面反応の観点から S. T. Butler が導入した近似。原子核直接反応の定性的考察にも応用されてきた。この近似は核反応で直接反応の部分に着目して考察するものである。入射粒子が核内に入り込むと、核との強い相互作用のために入射粒子はほとんど吸収されて複合核を形成し、直接反応には寄与しないと考える。放出粒子が核内にあるときも同様に考える。したがって、直接反応を考える限り、反応の遷移行列要素の計算では、入射粒子あるいは放出粒子が核内にある部分の寄与は除外してよい。すなわち、反応は核の表面とその近傍でのみ起ると考える。さらに、始状態における入射粒子の、また終状態における放出粒子の核に対する運動は平面波で近似し、遷移確立は摂動の一次で扱う。このために、この近似は切断ボルン近似にもよばれる。計算は簡単であるが、実験で得られる微分断面積の角分布の特徴がよく再現される。角分布における計算値と実験値の比較から、核に与えられた角運動量が推定できる。たとえば、重陽子ストリッピング反応では捕獲された中性子の軌道角運動量がわかる(⇒ストリッピング反応)。

ハートリー Hartree, Douglas Rayner 1897. 3. 27 — 1958. 2. 12 イギリスの理論物理学者、応用数学者。ケンブリッジに生れる。ケンブリッジ大学で数学および自然科学を専攻、1921 年優秀な成績で卒業。1924 年同大学セント・ジョンズ・カレッジ、1928 年クライスト・カレッジのフェロー、この間 1926 年に博士号を取得。1929 年マンチェスター大学の応用力学の教授となり、1937 年同大学の理論物理学の教授に移る。1946 年にケンブリッジ大学の数理物理学教授となり、亡くなるまでこの職にあった。1932 年にはロンドン王立協会の会員に選ばれている。彼の業績は数値解析の分野において著しい。早くから、機械的に積分を行ういわゆる微分解析機械に興味をもち、1934 年に作った自作の第一号機はメカノ(子供のおもちゃ)の部品で組立てられた。翌年には 6000 ボンドの研究資金を得て、実用機である第二号機を製作している。微分解析機を作った主目的は、彼自身の提出した多電子原子に対する近似方法から生れるハートリーの方程式を解くことであつた。この方程式は後に V. Fock より改良され、ハートリー-フォック近似または自己無撞着場近似(略号 SCF)とよばれるが、それは多体系の基礎的な近似として永遠にその名を残すものであろう。彼は非線形の微積分方程式であるこの方程式の数値解を、じつに 25 個に及ぶ原子とイオンについて求めるといふ、電子計算機の出現以前では、世界最大級の数値計算を実行してみせた。彼の父はケンブリッジ大学の工学研究室の教員であつたが、引退後 1943 年の死に至るまで、息子の数値計算に協力した。したがって SCF 計算のほとんどすべては父子連名の

論文として発表されている。第二次世界大戦中は戦時研究として、対航空機砲の弾道の計算、輸送における最適化問題に取り組み、オートメーションの分野に重要な貢献をした。彼の計算機械に対する興味と知識は、戦後の電子計算機の発達に結びつき、イギリスにおける電子計算機の建設およびその利用の拡大、導入に大いに貢献した。その利用の例のひとつは化学工学における自動制御の問題である。彼は音楽と鉄道に深い興味をもち、ピアノをひきドラムをよくし、オーケストラの指揮者を務めるとともに、鉄道の信号に玄人はだしの知識があつた。人柄は温厚で、他人に頼まれたこと(たとえば数値計算)は、自分の仕事に優先して実行したという。[主著] *Calculating Instruments and Machine*, 1950; *The Calculation of Atomic Structure*, 1957; *Numerical Analysis*, 1958.

ハートリー近似 [英 Hartree approximation, 独 Hartree-Näherung, 仏 approximation de Hartree, 露 приближение Хартри] 多電子系の波動関数を求める代表的な近似法のひとつ。波動関数をスピン軌道の積で近似する。このとき非相対論的なハミルトニアン⁽¹⁾の期待値を極値にするようなスピン軌道の組 $\{\phi_i\}$ は次の方程式の解になっている。

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta (1) - \sum_A \frac{Z_A e^2}{r_{A1}} + \sum_{i \neq 1} \int \frac{e^2}{r_{12}} |\phi_i(2)|^2 dv_2 \right\} \phi_1(1) = \epsilon_1 \phi_1$$

ここに A は原子核の番号、 Z_A は原子核 A の核電荷であり、 ϵ_i は軌道 ϕ_i に対応する軌道エネルギーとよばれる量である。この方程式、その解である軌道およびその軌道の積でつくった多電子系の波動関数を、この方法の提案者の名前をとって、それぞれハートリーの方程式、ハートリー軌道、ハートリー近似の波動関数とよぶ。ハートリー方程式の左辺の第一項は電子の運動エネルギー、第二項は原子核からのクーロン場のポテンシャルエネルギー、第三項は自分自身を除く各電子からのクーロン斥力のポテンシャルエネルギーを表す。ハートリーの方程式は連立の微積分方程式であるので解くのは簡単でない。D. R. Hartree は原子の場合に電子間クーロン相互作用を表す項に中心力場近似を用い、かつ逐次近似法(⇒自己無撞着場)を用いて解を求めることに成功した。ハートリー近似は最も簡単な一電子近似であるが、波動関数が電子座標の入れかえに対して反対称化されていないために電子間の交換相互作用が考慮されない。またこの点を改良したハートリー-フォック近似と違って、軌道を決めるシュレーディンガー方程式において軌道に作用する演算子が軌道ごとに異なるため、軌道間の直交性が保証されないなどの欠点をもっている。現在ではハートリー近似よりもハートリー-フォック近似の方が用いられることが多い(⇒自己無撞着場、ハートリー-フォック近似)。③

ハートリー-フォック近似 [英 Hartree-Fock approximation, 独 Hartree-Fock-Näherung, 仏 approximation de Hartree-Fock, 露 приближение Хартри-Фока] 多電子系の波動関数を求める代表的な近似法のひとつ。 N 電子系の波動関数を N 個の規格直交スピン軌道 $\{\phi_i\}$ の反対称化された積 $A \prod_{i=1}^N \phi_i(\xi_i)$ で表す。ここで ξ_i は i 番目の電子の空間およびスピン座標であり、反対称化演算子は

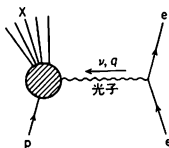
$$A = \frac{1}{\sqrt{N!}} \sum_P (-1)^P P$$

なる関係式が得られる。ただし $L' = L_b + L_c + 2M$ 。これは C と L' による自然な振動の方程式にトランジスターによる強制振動項が加わった形で、 $e^{\pm i\omega t + i\epsilon}$ (ただし $\omega \gg \epsilon$) の形の解を求めると、 $\omega^{-2} \approx L'C/(1+3\epsilon a)$ 、 $\epsilon \approx gL_c L_b/2L^2 C$ (ただし $a = gL_c L_b/L$) が得られ、振幅が増大し共振にたがることがわかる。実際には、回路中にある各種の抵抗分による減衰効果や、位相のずれによる正帰還効果の抑制と、大振幅になるにつれ減少する g がつり合ったところで共振の振幅が決る。 L の L_c と L_b への分割の割合で共振周波数はあまり影響をうけないが、 ϵ すなわち共振の強さは大きく変る。 M が加わるので、所要の共振周波数を実現するのに比較的小きなコイルで済む利点があり、低周波の発振器によく利用される。電源電圧が上昇すると g は低下するので、共振周波数は上昇する傾向にある。

ハドロン [英 *hadron*, 独 *Hadron*, 露 *адрон*] 強い相互作用をする素粒子。強粒子ともいわれる。素粒子を大別すると、ゲージ粒子、レプトン、ハドロンの3つに分類される。そのなかの最大のグループがハドロンである。ボース統計に従う中間子とフェルミ統計に従うバリオンからなる。語源はギリシア語 *ἀδρός* (太い、力のある) である。

パートン模型 [英 *parton model*, 独 *Partonenmodell*, 仏 *modèle de parton*, 露 *партоновая модель*] 強い相互作用をする素粒子(すなわちハドロン)の深奥部の構造を、基本構成子をもとにして記述する模型で、1969年 R. P. Feynman によって導入された。ハドロンは、より基本的な構成要素(基本構成子)からなる複合状態であるが、その深奥部では、基本構成子はあたかも束縛されない自由粒子であるかのようにふるまっている、とするのがパートン模型であり、この基本構成子をパートンとよぶ。パートンは、事実上、クォークとグルーオン(クォーク間の力を媒介するもの)であると考えられる。Feynman はこの考えを高エネルギーハドロン反応に適用し、種々の予言を導いたが、特にインクルーシブ反応断面積が次に説明するようなスケール則を満たすことを示した。 $p \rightarrow \pi + X$ (p は陽子、 π は π 中間子、 X は実験で観測しないハドロンの全体)のようなインクルーシブ反応の断面積は一般に3つの独立変数の関数であるが、それを、重心系での陽子の入射エネルギー E と π 中間子の運動量の(入射陽子方向に対する)縦成分 $p_{||}$ と横成分 p_{\perp} とをすることができる。パートン模型によれば、インクルーシブ反応断面積は E , $p_{||}$, p_{\perp} におのおの独立に依存するのではなく、 $p_{||}/E$ と p_{\perp} におのおの依ることが示され、これをファインマン・スケールリングといふ。ファインマン・スケールリングは当初実験的にほぼ満たされていると考えられていたが、より高いエネルギーのデータによると $p_{||}/E$ の小さい領域で顕著に破れていることがわかってきた。パートンの考え方は、 $p_{||}/E$ があまり小さくなく、 p_{\perp} が大きい領域でなければ、うまく適用できないと考えられる。

他方、強い相互作用に関して構造をもたないと考えられるレプトンとハドロンとのインクルーシブ反応、たとえば、 $e + p \rightarrow e + X$ (e は電子)で、電子が反応によって失うエネルギー ν と四元運動量 q の二乗 q^2 が大きい場合、レプトンによってハドロンの深奥部を探っていると考えられ、これを深非弾性散乱とよ



ぶ。レプトンとハドロンの深非弾性散乱の断面積は、ハドロンの構造関数とよばれる ν と q^2 のみの関数で書き表すことができるが、パートン模型によると、構造関数はその比 q^2/ν のみに依存しなければならない。このことは J. D. Bjorken によって 1969 年にカレント代数的に導かれ、Bjorken と E. A. Paschos によってパートン模型で示されたもので、ブジョルケン・スケールリングとよばれる。ブジョルケン・スケールリングは、スタンフォード大学の線型加速器によってただちに実験的に証明され、パートンの描像の正しさが確認された。パートン模型によって示唆されることは、ハドロンの深奥部でクォークが点状自由粒子のであるということ、いいかえれば、クォーク間相互作用が近距離で大変弱くなるということである。これを漸近的自由の性質とよんでおり、それを実現するダイナミックス、すなわち、クォーク・グルーオン相互作用を場の理論的に基礎付ける試みが続けられたが、1973 年になって H. D. Politzer, D. J. Gross, F. Wilczek らによって、非可換ゲージ場理論がそれを満たすことが見いだされた。このダイナミックスはクォークの色の自由度に基づくゲージ理論であるので量子色力学とよばれる。

パートン模型は量子色力学によって場の理論的基礎付けを得て、種々の素粒子の近距離反応に適用できるようになった。量子色力学に基づいて深非弾性レプトン・ハドロン散乱の計算をしておいてみると、第0近似では確かにパートン模型の結果を再現するが、その近似では正しくなく、くりこみ群の方法によって正しい近似を行うと、ブジョルケン・スケールリングはゆるやかに破れていることがわかった。この事実は実験的にも確かめられ、量子色力学のひとつの検証であると考えられている。量子色力学的に言えば、第0近似がパートン模型であり、この近似がいかに悪いかは反応によって異なる。パートン模型によって、構造関数や反応断面積の満たす種々の和則を導くことができる。これらの和則の大部分は量子色力学に基づいてより厳密に導出することができる。一部の和則は実験的にもテストされたが、まだ決定的な結論は出ていない。

バナッハ空間 [英 *Banach space*, 独 *Banachraum*, 仏 *espace de Banach*, 露 *пространство Банаха*] 区間 $[0, 1]$ 上の実数値連続関数の全体を X とすれば、 X は実数をスカラーとする線形空間になっている。さらに

$$\|u\| = \max_{0 \leq t \leq 1} |u(t)| \quad (u \in X)$$

とけば、この $\| \cdot \|$ は次のノルムの性質をもつ。

(1) 正定性: 任意の $u \in X$ に対し $\|u\| \geq 0$ 、かつ、 $\|u\| = 0$ と $u = 0$ は同値。

(2) 同次性: 任意の $u \in X$ と任意のスカラー α に対して

$$\|\alpha u\| = |\alpha| \|u\|$$

(3) 三角不等式: $\|u+v\| \leq \|u\| + \|v\|$ ($u, v \in X$)

一般に、(1)~(3)を満たすノルム $\| \cdot \|$ が定義された線形空間 X をノルム空間という。ノルム空間の要素の列 u_n ($n = 1, 2, \dots$) の u_0 への収束は、 $\|u_n - u_0\| \rightarrow 0$ によって定義される。

ノルム空間 X は、次の意味で完備であるときバナッハ空間であるという: X の要素の列 u_n ($n = 1, 2, \dots$) が $\|u_n - u_m\| \rightarrow 0$ ($n, m \rightarrow \infty$) を満足するならば、 u_n の極限 $u_0 \in X$ が存在する(完備性)。

上の連続関数からなる X の例では、 $\|u_n - u_0\| \rightarrow 0$ は u_n

の u_0 への一様収束を意味し、コーシーの判定条件によって X は完備であり、したがって X はバナッハ空間である。

バナッハ空間の概念は、1922年にポーランドの数学者 S. Banach により導入された。ヒルベルト空間は、バナッハ空間の特別の場合である。

banana ⇨ ニオ酸ナトリウムバリウム

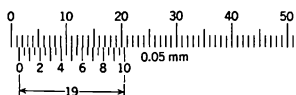
バナナ粒子 [英 banana particle, 独 Bananasteilchen, 仏 particule au banane, 露 банановые частицы]

＝ 捕捉粒子

バーナル Bernal, John Desmond 1901.5.10—1971.9.15 イギリスの物理学者。アイルランドに生れ、ケンブリッジ大学を卒業(1922年)。王立科学研究所所長 W. H. Bragg に認められて同研究所に入り、X線による結晶構造の研究を開始した。1927年ケンブリッジ大学の結晶構造学の講師となり、1935年からはその研究副主任となる。この間、ビタミンD、ビタミンB₁、性ホルモン、液晶、ロッシェル塩、筋肉収縮の理論などについて研究を進め、1933年には初めてタンパク質とベブシンの単結晶をX線で撮影することに成功し、続いてタバコモザイク病のウイルスに関してすぐれた実験研究を行った。これによってウイルスの形と大きさが明らかになり、それが規則的な内部構造をもつことが示された。1937年ロンドン大学パーベック・カレッジの物理学教授に就任したが、第二次世界大戦が起ったため、反戦科学者グループの一員であった彼も戦時研究に加わり、空襲対策、ノルマンジー上陸作戦、戦後の再建計画などに科学顧問として活躍した。戦後の彼の研究は、タンパク質やウイルスに加えて、セメント、建設材料、半導体、電子計算機などに及んだ。米ソの冷戦時代に入ると、彼の気持は政府機関からも戦時研究時代の同僚からも離れ、世界科学労働者連盟副会長(1946～71年)、世界平和評議会議長(1958～65年)などの活動を行った。Bernalは、生物物質を物理的に解析する研究において先駆的な業績をあげるとともに、理性を用いて社会を改善することは科学者の務めであるという見解とマルクス主義の世界観とに立つて社会と科学の問題を考察し、いくつかの著書を著した。彼の受けた栄誉には、ロンドン王立協会会員(1937年)、アメリカ自由勲章(1945年)、レーニン平和賞(1953年)、フンボルト大学名誉博士号、モスクワ大学名誉教授などがある。[主著] *The Social Function of Science*, 1939; *Science and Industry in the Nineteenth Century*, 1953; *Science in History*, 1954; *The Origin of Life*, 1967。

バーニア [英仏 vernier, 独 Nonius, 露 верньер]

長さまたは角度を測る本尺に刻まれた目盛を、さらに細分して読取るための補助目盛であり、副尺または遊尺ともよばれる。本尺の $(n-1)$ 目盛の長さを n 等分するか、または本尺の $(n+1)$ 目盛の長さを n 等分した目盛をもつ。一般にバーニアの長さ l は、本尺 1 目の間隔を S 、バーニアの 1 目の間隔を V とすると、 $l=nV=(n\pm 1)S$ で与えられる。ここに r は小さい整数で、多くの場合 1 または 2 が用いられる。複号のうち $+$ はバーニアの目盛が本尺の目盛と逆方向の場合で逆バーニア、 $-$ は同一方向の場合で順



バーニアとよぶ。一般に順バーニアが用いられている。バーニアの最小読取値 C は $C=S/n$ である。図は $r=1$ 、 $n=20$ の順バーニアで、その読みは 1.45 である。

はねかえり係数 = 反発係数(⇨ 衝突)

バーネット効果 [英 Barnett effect, 独 Barnett-Effekt, 仏 effet Barnett, 露 эффект Барнетта] 磁性体を回転させると磁化が発生する現象、アインシュタイン・ハース効果の逆効果に相当する。1914年 S. Barnett により発見された。試料の回転の角速度を ω とすると、電子系の全角運動量 J の、試料に固定された回転座標系に対する運動は

$$\left(\frac{dJ}{dt}\right)_{\text{回転系}} = -(\omega \times J)$$

で与えられる。もし、 J に伴って磁気モーメント $\mu = \gamma J$ が存在するならば、磁場 H のなかの J の運動は

$$\frac{dJ}{dt} = \mu \times H = -(rH \times J)$$

で記述される。ここで r は比例定数である。したがって、試料の回転による磁化の変化は磁場 $H = \omega/r$ の下でこの磁化の変化に等しいはずである。このことが実験で確かめられ、比 r が決定された。実際の実験では、同じ物質でつくられた、同じ大きさの、2つの試料を用い、一方を回転させ、もう一方に磁場をかけたとき、両者の磁化が一致して、それらの効果が相殺するようにする。このような実験の結果、多くの強磁性体で

$$g' = r \cdot \left(\frac{-e}{2m_e}\right)^{-1} \approx 2.0$$

となり、磁性の起源が主に電子のスピン角運動量と結びついていることが示された(⇨ 磁気回転比)。

ばね定数 [英 spring constant, 独 Federkonstante, 仏 constante à ressort, 露 постоянная пружины] 自然長 l のばねをわずかな長さ x だけ伸ばすとき、ばねの復元力はフックの法則により x に比例するので、 $-kx$ と書くことができる。この k のことをばね定数という。ばね以外の一般の力の場合にも、復元力が変化に比例することがあり、その比例定数のことを力の定数とよぶ。ばね定数を利用して重量を測る装置がばね秤である。

ばね振り子 [英 spring pendulum, 独 Federpendel, 仏 pendule à ressort, 露 балансир пружины] ばね定数 k の軽いばねに、質量 m のおもりをつり下げ、重力の作用のもとでおもりを上下に振動させる装置。振動が小さくフックの法則の成り立つ範囲内では、おもりは上下方向の単振動を行い、角振動数は $\omega = \sqrt{k/m}$ 、振動の周期は $T = 2\pi\sqrt{m/k}$ となる。すなわち周期は振幅や初位相には無関係となり、等時性を保つ。

場の統計力学 [英 statistical mechanics of fields] ⇨ 有限温度の場の量子論

場の反作用 [英 reaction of field, 仏 réaction de champ, 露 реакция поля] 粒子は一般に場と相互作用をしている。この場合、粒子の運動(静止状態も含む)の結果生じた場(固有場)が、当該粒子のうえに跳ね返って及ぼす影響を一般に場の反作用とよぶ。この作用のなかには、仮想的過程によって生じた場による効果のほか、現実的過程として場を放出(または他に転化)してしまうことによる効果をも含めることがある。

例として、電子・電磁場系に対する古典電磁気学を考えると、電子の運動方程式の右辺には、ローレンツ力のほか

に、場の反作用による次のような力 f_μ が加わってくる。

$$f_\mu = \lim_{a \rightarrow 0} \left[-\frac{e^2}{8\pi ca} \frac{d^2 x_\mu}{dt^2} + \frac{e^2}{6\pi c^3} \left(\frac{d^3 x_\mu}{dt^3} - \frac{1}{c^2} \frac{d^2 x_1}{dt^2} \frac{d^2 x_2}{dt^2} \frac{d x_\mu}{dt} \right) + O(a) \right]$$

ただし x_μ は電子の四次元座標、 a は電子の半径を表す。この第一項はいわゆる電子の自己エネルギーに対応し、運動方程式の左辺にある慣性項 $m(d^2 x_\mu/dt^2)$ にくりこまれるべきもの(質量のくりこみ)であり、第二項は放射摩擦力またはアブラハム・ベクトルとよばれている。場の量子論においても、事情は本質的に同じである。ここでは、場と場とが互いに作用・反作用を及ぼしあう。上の例からもわかるように、場の反作用を(摂動論的に)計算すると、いわゆる紫外発散の困難が現れるのが普通である。これは局所場(または点粒子)に固有な病弊と考えられているが、たとえば量子電磁気学におけるように、くりこみの操作によって発散項をすべて回避できる場合がある。[5]

パノフスキー比 [英 Panofsky ratio, 独 Panofsky-Verhältnis, 仏 rapport de Panofsky, 露 отношение Панофского] 低エネルギーの π^- 中間子が陽子に吸収される場合、(1) $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, (2) $\pi^- + p \rightarrow \gamma + n$, の2つの反応が起る。この2つの反応の起る部分断面積の比

$$R = \frac{\sigma'(\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n)}{\sigma(\pi^- + p \rightarrow \gamma + n)}$$

をこの量の最初の測定者の名前にちなんで、パノフスキー比とよぶ。

低エネルギーの負の π^- 中間子(π^-)を液体水素に入射すると、液体水素の減速作用により、急速に速度を失い、水素原子の軌道電子と同じ速度になる。その際、水素の原子核、陽子のまわりのボーア軌道に捕獲され、いわゆる π^- 中間子原子をつくる。水素原子のボーア軌道に捕獲された π^- 中間子は、さらにエネルギーの低い軌道に移り、最終的には、S状態におちる。 π^- 中間子は電子に比べて、その質量は約300倍大きいので、軌道もその分小さく、原子核である陽子に近づき、急速に陽子に吸収される。 π^- 中間子が陽子に吸収されると上記の2つの反応が競合して起り、その反応の起る割合の比は、 π^- 中間子の性質、吸収過程の特質を表す量として一定値となる。現在のところ最もよく知られたパノフスキー比の値は1.49となっている。

(1)の過程では、 π^0 中間子は 0.828×10^{-16} s の寿命で2個の γ 線に崩壊する。この反応は発熱反応であるため、 π^0 中間子は約3 MeV のエネルギーで反跳され、したがって、崩壊の際放出される2個の γ 線は77 MeV のエネルギーを中心に広がったスペクトルをもつ。(2)の過程で直接放出される γ 線は139 MeV の単色のエネルギーをもつから、これらの2種類の γ 線のエネルギースペクトルを測定すれば、パノフスキー比が測定できる。この吸収反応がS状態で起ること、および陽子、中性子のスピンは1/2で、パリティは偶であることから、 π^- 中間子はスピン0のボソンであることがわかる。

場の量子論 [英 quantum theory of fields, 独 Quantenfeldtheorie, 仏 théorie quantique des champs, 露 квантовая теория полей] \Rightarrow 場の理論

場の理論 [英 field theory, 独 Feldtheorie, 仏 théorie du champ, 露 теория поля] 場の理論発展の第一段階、すなわち古典物理学においては、場は物体間に働く力の担い手と考えられる。I. Newton は万有引力(重力)の正

確な数学的表現を得たが、これは本質的に遠隔作用の形をもつものであり、この点で彼には不満足であった。事実、彼自身のことばによれば、「あらゆる物体は、その物体に押し加えられる(または打ち加えられる)諸力によってその状態を変える」のであり、力とは本来、接触力、すなわち近接作用でなければならなかった。そこで彼は、万有引力を物体間に介する何ものかの力学的機構によるものとして説明しようと試みたと伝えられている(この願望は今世紀、1916年にアインシュタインの重力場理論により、やがて異なった形で達成されることになる)。

19世紀に至り、電気力や磁気力の法則は、時空の各点 (x, t) である値をもつ場の量 $E(x, t)$, $H(x, t)$ を用いることにより、近接作用として表現されることが、M. Faraday や J. C. Maxwell の研究によって明らかにされた。マクスウェル方程式の成立は、場は物体(物質)の属性の一部ではなく、それ自身の固有な法則をもつ独自の物理的実在でありうることを示している。それゆえマクスウェルの電磁気学においては、関与する物体(荷電粒子などの)座標 $x_i(t)$ や運動量 $p_i(t)$ ($i=1, 2, \dots$) に加えて、 $E(x, t)$ や $H(x, t)$ をも、時刻 t における力学変数と考える。これにより、物体および場の運動は、力学の一部として、たとえば正準形式で定式化されることになる。

電磁気学の場の理論の特質は、その遠隔作用論と対比することによって明らかになる。遠隔作用論では力学変数としては物体の物理量(座標や運動量)があるのみであり、電磁現象のように遅滞力が問題となる場合には、ある時刻 t における系の状態を規定するのに、その時刻 t における物理量の指定のみでは不十分であり、これらの量の、 t 以外の時刻におけるふるまいをも参照する必要がある。これに反し場の理論においては、物体に対して、時刻 t 以前に起こったことからは、すべて、 t における場の量のなかに記録されている。この結果、時刻 t における系の状態は、その時刻における物理量のみによって規定されることになる。場の概念は、また、因果律の要請とも十分に整合している。場の運動は時刻 t に関する微分方程式(波動方程式)として与えられるので、時刻 t における状態(原因)が、時刻 $t+dt$ における状態(結果)を一義的に決定する。同様に、時刻 $(t+4t)$ の状態が、さらに、時刻 $(t+24t)$ の状態を決定する。このような、いわば無限小因果律の連鎖の結果として、任意の時刻 t_1 と t_2 ($t_1 < t_2$) の間に因果律が保証されることになる。これに反し遠隔作用論においては、この種の因果律の説明は成り立たない。

空間に電磁場が存在し運動するという現象を、機械論的模型によって解釈しようとする試みは、エーテル概念へと導いた。しかし、ガリレイ不変なニュートンの運動方程式と、ローレンツ不変なマクスウェルの方程式とを両立させることは本来不可能であり、このことのためにエーテル概念は崩壊する。かくてアインシュタインの特殊相対性理論の出現(1905年)となり、電磁場の存在や運動は、空間(または真空)それ自体の属性の一部として解釈されるに至る。結局、空間に物質的性質が賦与されたことになるが、この傾向はアインシュタインの一般相対性理論によって、さらに尖鋭化される。この理論は本質的に重力の相対論的場の理論であり、ここでは、重力場の諸量(リーマン空間のメトリックや曲率などの幾何学的性質と同定される。

量子力学の成立とともに、場の理論は、第二の段階に入る。すなわち、場自体をも量子力学の対象と考える場の量

子論である。歴史的には、原子による光の放出・吸収を、電磁場の量を量子力学的演算子と解釈する、いわゆる場の量子化によって説明した P. A. M. Dirac の研究(1927 年)ではじまり、1929 (～30) 年の W. Heisenberg と W. Pauli の二編の論文により、その一般論が完成する。

場を量子化することにより、種々の物理量が不連続となり、その結果、いわゆる場の量子が現れる。場は本来、波動方程式に従い、波動性をもつが、場の量子を場に対応する粒子と解釈することにより、粒子性が導入される。この意味で、量子論の最大の課題であった、物質の二重性の合理的定式化は、場の量子論によって完全に、かつ極めて自然な形で遂行されたといえる。場の量子化法として最も簡単なものは、場の量とその正準共役量との間に、交換関係または反交換関係を設定する方法である。前者はテンソル場(スピン整数)に適用され、その結果、ボース統計に従う粒子が得られる。後者はスピノール場(スピン半整数)に適用され、この場合はフェルミ統計に従う粒子が得られる。このように場の理論はまた、同種粒子の量子力学的理論をも与える。古来、原子論は、「なぜ自然界に、原子のようにまったく同種の粒子が多数存在するのか」についての説明を難題として残していたが、場の量子論に至って初めてその解決をみたことになる。要するに場の量子論においては、場は物質の担い手でもあり、古典物理学における物質と場の対立はここに解消し、場の一元論が成立するに至る。

時空の 2 点 x, y における場の量 $\psi(x)$ と $\psi(y)$ の間の(反)交換関係 $[\psi(x), \psi(y)]_{\mp}$ は、 $x-y$ が空間的ベクトルであるときには、常に 0 となる。このことは物理的には、 $\psi(x), \psi(y)$ それぞれの観測が、互いに干渉しあわないことに対応し、因果律の要請を満たす。また、場は本来空間的に無限定対象であり、全空間に広がって存在しうる。このことは、時空的に局所的な観測のみを許す物理学には、場は本来なじまない対象であることを示唆するかに見える。しかしながら場の量子論においては、幸いにクラスター性が保証されており、局所的な観測によって物理法則一般を追求することが許されるのである。

場の量子論は、電子場・電磁場の合成系を対象とする量子電磁気学(QED)において非常な成功を収めた。ハイズェンベルク・パウリの理論は、正準形式によるため、ローレンツ共変性が形式的には損われるが、1943 年に朝永振一郎が提唱した超多時間理論はこの難点を克服するものである。さらに、局所場の局所的相互作用固有の、いわゆる紫外発散の困難も、くりこみの方法によって回避することが可能であり、この方法と摂動論とを併用した QED は理論と実験のみと定量的一致を与える。QED で確立された数学的方法は、さらに原子核理論や物性理論における多体問題にも応用され、ここでも幾多の成功を収めている。

最近の場の理論は、1961 年の南部陽一郎による対称性のやぶれの機構の発見や、統計力学との構造的類似性の認識などにより、その形式的側面において新しい活力を付与されるとともに、他方現象的側面においては、素粒子のほかの相互作用、すなわち、強い相互作用、弱い相互作用、重力相互作用の記述に対しても極めて有効であることが判明し、その実験的基盤をますます強固なものとしつつある。元来電磁場は可換ゲージ場の一種であるが、この考えを一般化した、いわゆる非可換ゲージ場が、強い相互作用に対する量子色力学(QCD)や、電磁および弱相互作用に対す

るワインバーグ・サラムの理論(1967 年)、さらには、上記三種の相互作用を総合的に把握しようとする大統一理論において基礎的役割を演ずることがわかってきたからである。他方、重力場も一種のゲージ場であることが 1959 年に内山龍雄、1961 年には T. W. B. Kibble によって証明されている。かくて、現在の理論物理学者たちは、ゲージ変換の下での不変性を要請する、いわゆるゲージ原理を、自然の最も根本的な原理のひとつとみなし、全素粒子論をこの基礎の上に構築しようとしている。

非可換ゲージ場は、漸近展開が必ずしも許されないと、解がトポロジ的に多様な構造をもつとか、いろいろな点で従来の場の理論とは本質的に異なっている。自然界の基礎粒子であるクォークやレプトンの基本的性質、特に従来不可解とされているクォークの閉じ込め問題などが、ゲージ場のような特殊性質として、果して説明できるものとするならば、場の理論は、すでに、新しい第三の段階へ移行したことになる。しかしながら、ことの正否の判断は、将来の研究に待たねばならない。

バーバ Bhabha, Homi Jehangir 1909. 10. 30—1966.

1. 24 インドの物理学者。ボンベイに生れる。コンボルおよびキーズ・カレッジを卒業後、奨学金を得てケンブリッジ奨学生として機械工学を専攻した。1930 年から 1939 年までキャンベディッシュ研究所で研究生として主に宇宙線を研究した。その間、1935 年にケンブリッジ大学で博士号を取得し、1934 年から 2 年間、E. Fermi, W. Pauli, N. Bohr らの研究所を訪問した。ヨーロッパ滞在中に、陽電子-電子散乱(バーバ散乱)、 γ 線や電子がつくる宇宙線シャワー、宇宙線シャワーの透過成分、ベクトル中間子を交換する核力(バーバ力)の理論を相次いで発表した。帰国してまもなく第二次世界大戦が起り、彼はインド科学研究所理論部の講師となった。1941 年ロンドン王立学会のフェローに選ばれ、翌年同研究所で宇宙線部門の教授となった。1945 年彼の提案によって設立されたタタ基礎物理学研究所の所長となり、宇宙線、生物学、数学、天文学などの分野で一流の研究センターに発展させた。原子力の面でもインドの指導者であり、1948 年原子力委員会の初代長官を務め、イギリスやカナダの援助を得て原子炉を建設した。また原子力の平和利用に関する国際間の協力を推進し、国際原子力機関のインド代表を務めたこともある。その学問的功績に対して、ケンブリッジ大学をはじめ 10 以上の大学から名誉博士号を贈られている。インドからジュネーブに向う途中、乗っていた飛行機がモンブランに衝突して死去した。

バーバ散乱 [英 Bhabha scattering, 独 Bhabha-Streuung, 仏 diffusion de Bhabha, 露 рассеяние Баба] 電子・陽電子の弾性散乱のこと。この散乱の断面積を 1935 年 H. J. Bhabha が量子電磁気学の最低次(二次)の摂動で求めたのでこの名がある。電子・電子の散乱と異なる点では同種粒子からなる系であるのフェルミ統計による干渉項があるのに対し、前者では衝突後仮想的に γ 線となり、再び電子・陽電子対になる過程が加わることである。最近は中間状態に γ 線のほかにワインバーグ-サラム模型で予想される Z^0 粒子を通じての効果が高エネルギー反応で分析されている。またそのため高次の量子電磁気学における摂動補正項の効果も計算されている。しかしバーバ散乱は電子・陽電子弾性散乱の 98% 以上を占めている。

ハバード模型 [英 Hubbard model, 仏 modèle de

Hubbard, 露 модель Хаббарда] 強磁性, 反強磁性など, 物質の強い磁性を担う d 電子は, 原子に強く束縛されつつも原子から原子へ結晶内を遍歴する性質をもつ。そして主として原子内の電子間の交換相互作用によって磁気モーメントが発生し, 1 原子当りの電子数とその遍歴性の度合によって, 強磁性, 反強磁性などの磁性が支配される。この物理的描像を最も簡単に表現するものとして J. C. Slater (1936 年) 以来使われてきた数学的モデルのことをハバード模型という。結晶格子点 j における原子の局在軌道の電子発生消滅演算子をそれぞれ $a_{j\sigma}^{\dagger}, a_{j\sigma}$ (ただし σ はスピンの向き \uparrow, \downarrow), 電子数演算子を $n_{j\sigma} = a_{j\sigma}^{\dagger} a_{j\sigma}$, 格子点 j と l にある局在原子軌道間の跳び移り積分を t_{jl} , 同一局在軌道に入った 2 電子間のクーロンエネルギーを U とすると, ハミルトニアンは次のように表される。

$$H = \sum_{\sigma} \sum_{j,l} t_{jl} a_{j\sigma}^{\dagger} a_{l\sigma} + U \sum_j n_{j\uparrow} n_{j\downarrow}$$

1 原子当りの電子数を 1 とすると, このモデルは $U \gg |t|$ のとき反強磁性の相互作用をもったハイゼンベルク模型に帰着し, 絶縁体磁性化合物を記述する基礎を与える (P. W. Anderson, 1959 年)。 $U \sim t$ のある値では絶縁体と金属の間のモット転移が記述される (J. Hubbard, 1963 年)。 $U \ll |t|$ では通常の金属となる。電子数が 1 以外の一般の値をとり $U \sim |t|$ のとき, 強磁性, 反強磁性金属を記述する最も簡単なモデルとして重要である。 $U < 0$ のときは超伝導が記述される。なお一次元のハバード模型については厳密解が得られている (E. H. Lieb および F. Y. Wu, 1968 年)。このモデルがハバード模型とよばれるようになったのは近年のことである。

パパン Papin, Denis 1647.8.22—1712 ころ フランスの工学者。ローレル・エ・シュール県のプロアの出身。医学の学位を受けた後, すぐにパリに出て C. Huygens の助手として働く。1675 年にロンドンへ渡り, R. Boyle とともに研究を行い, 空気ポンプや安全弁つき高圧調理器を製作した。一時 R. Hooke の下で働いたが, 1680 年パリへ, 翌年ベネチアへ行き, 3 年間 A. Sarotti の研究所で実験や展示を担当した。1684 年にはロンドンへ戻り, ロンドン王立協会が臨時の実験担当者となったが, 1687 年から 7 年間はドイツのマールブルク大学で数学の教授を務めた。ここで初めて火薬を使ったピストンポンプを製作。その際, 火薬の代りに蒸気を使うと燃焼後の薬室に 20% ほど弾性気体が残ってしまうという問題があった。1690 年水をピストンの下の管で沸騰させたり圧縮させたりする単気筒機関を考案, すぐに実用はされなかったが, 後に T. Newcomen が独立にこの方法を発展させて成功を収めた。1695 年からカッセルの Hesse 伯の下で多くのポンプを作った。1707 年イギリスに戻ったが, 職もなく, 流浪の生活の末没した。蒸気機関についての論文は, *Nova methodus ad vires motrices validissimas levi pretio comparandas*, Acta Eruditorum (1690 年) である。

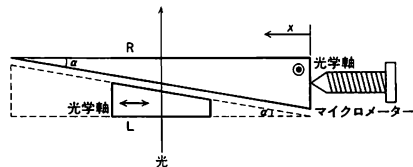
パービアンズ [英 perveance, 独 Perveanz, 仏 pervéance, 露 постоянная пространственного заряда] 二極管のプレート電圧とプレート電流の関係式の比例定数。パービアンズが大きいと低い電圧で大電流が得られる。二極管または等価二極管の陰極放出電子流を I_c とし, プレート電圧または支配電圧を V_d とすると, I_c と V_d の間には

$$I_c = GV_d^{3/2}$$

の関係が成立する (\Rightarrow 二極管, 三極管)。上式の比例定数 G をパービアンズといい, 普通 $10^{-1} \sim 10^{-6}$ 程度である。 G の値は各電極の形, 寸法にのみ依存する。

バビネの原理 [英 Babinet principle, 独 Babinet'sches Prinzip, 仏 principe de Babinet, 露 теорема Бабинне] 互いに相補的 (すなわち, 開口をもつ遮蔽が 2 つあり, その 1 つの開口部はほかの遮蔽部に, 遮蔽部は開口部に相当しているとき) な 2 つの遮蔽による光の回折において, 任意の観測点での両者の回折光の複素振幅の和は, 遮蔽が全くないときのその点での光の複素振幅に等しいことをバビネの原理といい, キルヒホッフの回折理論から導かれる。この原理から, 1 点に完全に収束する光束中に互いに相補的な遮蔽をおいたとき, 収束点以外の点での回折像の強度分布は互いに等しいことがわかる。

バビネの補償板 [英 Babinet compensator, 独 Babinet'scher Kompensator, 仏 compensateur de Babinet, 露 компенсатор Бабинне] くさび角 (約 30°) が相等しい 2 枚の水晶板を, 図のように重ね, 1 枚の平行平板になるよ



うに配置した補償板。光学軸方向は各水晶板の外表面に平行であるが, 互いに直交している。2 枚の水晶板の一方は左旋水晶 L, 他方は右旋水晶 R でできており, マイクロメーターで 1 枚のくさびを移動することにより, 補償板に垂直に入射する光の互いに直交する偏光成分の間に, 任意の位相差を与える。位相の変化は L と R とで逆になるので, 2 つのくさびの厚さの差に応じた位相差が残る。視野の中で一線ではなく, くさびの方向に直線的に変わる。直交 (平行) ニュルの状態では, 干涉縞が現れ, 一様な干渉色の部分のみが一定の位相遅れを与えている。一方のくさびの移動距離を x , くさび角を α , 異常光線と常光線に対する屈折率を n_e, n_o とすると, 中央での位相遅れは

$$\Delta = (n_e - n_o) x \tan \alpha$$

で与えられる。

パフ [英 *puff*, 独 *Puff*, 露 *пафф*] \Rightarrow 遺伝子

バブルドメイン [英 *bubble domain*, 独 *Blasenbereich*, 仏 *domaine en bulle*, 露 *пузырьковый домен*] = 磁気バブル

バベジ Babbage, Charles 1792.12.26—1871.10.18 イギリスの数学者, 発明家。デボンシャーで銀行家の子として生れる。数学を独学し, ケンブリッジ大学に入学, 大陸の進んだ数学研究をイギリスに取入れようとした。大学は卒業しなかったが, 1816 年ロンドン王立協会の会員に選ばれた。1822 年ころから, 計算機械についての研究を始める。1828 年には名誉あるルカス教授職に就任。数学以外にも, 鉄道, 灯台, 保険, 政治経済などあらゆることに興味をもっており, 均一料金郵便制度は彼の発案といわれ, 1847 年には検眼鏡の発明もしている。彼は, てこや歯車などの機械しかけを用いた計算機械を考案し, プログラム記憶方式ではないが, 十進 50 けたの数値を 1000 個記憶する装置を考え, 加算における先見けた上げ方式のアイデアをもっていた。しかしほとんど完成する間

ぎわに、より複雑な構造の装置を思いつき、全部壊してやり直した。詩人 Byron 卿の娘で Lovelace 伯爵夫人 Ada が、この計算機に興味をもって、この機械のために最初のプログラム(ベルヌーイ数の計算)を書いた(プログラム言語 Ada は彼女の名に由来する)。Babbage は政府からの援助が打ち切られても全財産をはたいて計画を進めたが、結局は未完成に終わった。晩年 Ada とともに薩実(サトウ)に競馬でもうける方法を考え出そうとして失敗、彼は失意のうちに世を去ったが、その計算機完成の夢は、1 世紀後 電子計算機として実現した。

ハーポールホード [英仏 herpolhode, 独 Herpolhode, 露 герполодия] ⇒ ポアンソンの定理

葉巻形核 [英 nuclei in cigar shape, 独 zigarrenförmiger Kern, 仏 forme nucléaire en cigare, 露 ядро сигарной формы] ⇒ 変形核

浜田-ジョンストン・ポテンシャル [英 Hamada-Johnston potential, 独 Hamada-Johnstonsches Potential, 仏 potential de Hamada-Johnston, 露 потенциал Хамад-Джонстона] 1962 年に浜田と I. D. Johnston によって提出された現象論的核力ポテンシャル。中心力、テンソル力、スピン・軌道相互作用、二次型のスピン・軌道相互作用からなり、それぞれ $\exp(-\mu r)/r^n$ ($n=1\sim3$) 型の関数の重ね合わせで表されている。 μ は π 中間子のコンプトン波長の逆数である。ポテンシャルの内部には、半径 0.485 fm のかたい芯が置かれている。当時存在した核子・核子散乱と重陽子に関するデータをよく再現するようにパラメーターが決められている。

パーマロイ [英仏 permalloy, 独 Permalloy, 露 пермаллой] Ni-Fe を主成分とする磁性合金。1921 年ベル電話研究所の H. D. Arnold と G. W. Elmen より研究開発され、ウェスタンエレクトリック社の商品名として名づけられた。その後、合金成分、添加物、熱処理法などの改善により、磁気特性は著しく向上し、モリブデンパーマロイ、スーパーマロイなど多くの商品が生れた。今日パーマロイは、ニッケル-鉄合金系磁性材料の一般名となり、これらは高透磁率を利用して交流磁場での磁心や磁気ヘッドに用いられている。この物質の高透磁率の原因を求めて行われた Ni₈Fe 相の熱処理と磁性の研究は、磁場中冷却効果、誘導磁気異方性の研究の発端となった。

パーミアンス [英 permeance, 独 Permeanz, 仏 perméance, 露 магнитная проводимость] 磁気回路における磁気抵抗の逆数で、磁気コンダクタンスともいう。断面積 S 、透磁率 μ 、長さ l の柱状部分のパーミアンスは、 $\mu S/l$ 。磁束 Φ は起磁力 V_m 、パーミアンス G_m により $\Phi = G_m V_m$ と与えられる。単位は $\text{Wb} \cdot (\text{AT})^{-1}$ (AT はアンペアターン)。図

パーミル [英 per mill, 独 Promille, 仏 pour-mille, 露 промилле] 千分率(permillage, 1000 のうちのいくつという形で表した比)の数値に添えるよび名。記号は‰。たとえば 4/1000 は 4パーミルとよび、4‰と記す。パーミルは物理量の単位ではないが、これを単位とみなして用いることもあり、計量法の「濃度」の計量単位の中の質量千分率(略字は、質量%, wt % または mass %), 体積千分率(略字は、体積%または vol %)はその例と解される。

ハミルトニアン [英 Hamiltonian, 独 Hamilton-Funktion, Hamilton-Operator, Hamilton-Dichte, 仏 hamiltonien, 露 гамльтоннан] 自由度 n と同数の一般化座標

q_1, q_2, \dots, q_n (まとめて q と表す)で完全に記述できる力学系のラグランジアンを $L(q, \dot{q}, t)$ とするとき

$$H(p, q, t) = \sum_{j=1}^n p_j \dot{q}_j - L(q, \dot{q}, t)$$

で定義される量を、その系のハミルトニアンまたはハミルトン関数という。ただし、 p_j は $p_j = \partial L / \partial \dot{q}_j$ で定義される一般化運動量で、 q と \dot{q} の関数として与えられる。その式を逆に解けば $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_n$ は p と q で表されることになるから、それを上の式の右辺に入れて、すべてを p と q で表したものを H と定めるのである。このハミルトニアンを用いると、運動方程式は $2n$ 個の式

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i}$$

で与えられることが示される。これをハミルトンの正準方程式という。 L が時間 t を直接含まないときには、 H もそうなり、これは系のエネルギーを一般化座標と一般化運動量で表した式になる。

量子力学でのハミルトニアン(あるいはハミルトニアン演算子)は、一般化座標 q_1, q_2, \dots と一般化運動量 p_1, p_2, \dots を対応する演算子に置換えるることによって得られる。座標表示の波動力学では q_1, q_2, \dots はそのまま q_i をかけるという演算子と考え、 p_1, p_2, \dots を $-i\hbar \partial / \partial q_1, -i\hbar \partial / \partial q_2, \dots$ で置換える($\hbar = h/2\pi$, h はプランク定数)。運動量表示では、 p_1, p_2, \dots はそのままにし、 $q_j - i\hbar \partial / \partial p_j$ の置換えを行う。最も普通に見られるのは、ポテンシャル $V(r)$ で与えられる保存力場内を運動する質量 m の粒子を波動力学で扱う場合のハミルトニアン $(\hbar^2/2m) \nabla^2 + V(r)$ である(Δ はラプラシアン)。スピンの登場する場合や、相対論的な電子論(⇒ディラック方程式)では古典力学と対応しない項も現れる。

場の理論でのハミルトニアンは、ラグランジアン密度 \mathcal{L} から次のようにして定義される。場 $\phi_a(x)$ の正準共役量を $\Pi_a(x) \equiv \partial L / \partial \dot{\phi}_a$ としたとき

$$\mathcal{H}(x) = \sum_a \Pi_a(x) \dot{\phi}_a(x) - \mathcal{L}$$

をハミルトニアン密度とよび、その空間積分

$$H = \int \mathcal{H}(x) d^3x$$

がハミルトニアンを与える。ハミルトニアン密度は、エネルギー運動量テンソル密度 $\theta^{\mu\nu}(x)$ の θ^{00} 成分になっている(スピンのある粒子の場の場合には、上の定義に適当な対称化が必要)。有限自由度の量子力学の場合と同じように、ハミルトニアン H は、系の時間発展の生成演算子の意味をもっている。特に H のなかの相互作用に起因する部分は、相互作用ハミルトニアンとよべ、ファインマン・ダイソン法による摂動論の計算などで基本的な役割を果たしている。

ハミルトン Hamilton, Sir William Rowan 1805.8.4—1865.9.2 アイルランド(当時イギリス)の数学者、理論物理学者。ダブリンに生れ、少年時代に古典語を含む十数か国語に通じた神童で、17 歳までに、I. Newton の「プリンキピア」Principia や P. S. Laplace の「天体力学」Traité de mécanique céleste を読破した。このころ(1822 年)書いた論文のなかに、すでに後年「光線系の理論」Theory of Systems of Rays で展開する考え方の萌芽がある。1823 年ダブリンのトリニティー・カレッジに入学したが、彼は卒業を待たずに教授に任命され(1827 年)、

同時にダンシク天文台長の地位まで与えられた。数学および理論物理学における輝かしい業績によって、1835年ナイトの称号を贈られ、翌1836年にはアイルランド王立アカデミー総裁に推された。

1827年彼がまだ学生時代に書いた「光線の理論」で有名な特性関数を導入した。これは、光学では後にアイコナル(⇒幾何光学)とよばれるようになったもののだが、力学での最小作用の原理の拡張として導入されたものだった。「特性関数の係数によって光および惑星の軌道を表す一般的方法について」(1833年)、「動力学における一般的方法について」(1834年)およびその続編(1835年)で、先の特性関数を力学理論の中に戻すとともに特性関数から新たに主関数が導入され、後者に対して今日ハミルトン-ヤコビの方程式とよばれる2種類の偏微分方程式を導いた。この方程式は、解くのが困難なため19世紀にはあまり重視されなかったが、20世紀になりL. V. de BroglieとE. Schrödingerに波動力学発見のきっかけを与えただけでなく、シュレーディンガー方程式の古典物理的対応物であることが明らかになった。さらに前記の1835年の続編論文で、いわゆる正準方程式を導いたが、これも量子力学の成立に至って、その意義が見直された(⇒量子力学)。彼自身は数学的研究に最も力を注いでおり、その最大の成果は四元数の発見である(1843年)。非可換代数、あるいは回転のスピン表現などの点でも、彼の仕事は量子論への先駆的な寄与であったといえる。

ハミルトン演算子 [英 Hamiltonian operator, 独 Hamilton-Operator, 仏 opérateur hamiltonien, 露 оператор Гамильтона] ⇨ ハミルトニアン

ハミルトン-ザカリアーゼンの式 [英 Hamilton-Zachariasen's equation, 独 Hamilton-Zachariasensche Gleichung, 仏 équation d'Hamilton-Zachariasen, 露 уравнение Гамильтона-Захариасена] X線および中性子線回折における二次消衰効果(⇒消衰効果)を扱う目的で提案された次のような連立偏微分方程式をいう。

$$\begin{cases} \frac{\partial I_0}{\partial s_0} = -(\mu_0 + \bar{\sigma})I_0 + \bar{\sigma}I_E \\ \frac{\partial I_E}{\partial s_E} = -(\mu_0 + \bar{\sigma})I_E + \bar{\sigma}I_0 \end{cases}$$

ここで、 I_0 および I_E はそれぞれ透過線および回折線の強度を表し、 μ_0 は光電効果による通常の線吸収係数、 $\bar{\sigma}$ は単位距離あたりの回折能および光線が回折にあずかる微結晶に出会う確率に比例するものとする。この考えでは、 $\bar{\sigma}$ は入射方向 θ の関数とみなされる。() 中の $\bar{\sigma}$ は回折吸収係数(⇒回折吸収)と理解することもできる。元来、この式は1957年に、W. Hamilton によって、それ以前(1922年)に提案されていたダーウィンの式を拡張する形で提案された。この後、W. H. Zachariasen が Hamilton の仕事に気づかず再提出(1972年)し、一時期、構造解析の分野でザカリアーゼンの式として普及した。

式の形よりわかるように、この式は透過線と回折線の相互作用、すなわち多重回折を記述する。ただし、波動性を無視している。これはモザイク結晶を仮定し、結晶中のモザイクブロック A で回折した波が再び B で回折するとき、A および B の形状や位置関係に規則性がないことを前提としているからである。近年、波動方程式から出発し、透過線および回折線を角度について積分した積分強度 R_0 および R_E の間でこの式と同形式が一定の条件の下で

成り立つことが示された。この場合、 $\bar{\sigma}$ は $2\pi/\Delta^2$ と与えられ、角度依存性を含まない。ここで、 τ は格子変形に関する一種の相関距離で、 Δ は消衰距離である。また、一定の条件とは $\tau \ll \Delta$ である。この理論ではモザイク結晶を仮定する必要がない。この新しい立場に立って二次消衰理論が組立てられ、消衰効果が大きいと、従来の理論と食違うことが指摘されている。

ハミルトンの原理 [英 Hamilton's principle, 独 Hamiltonsches Prinzip, 仏 principe d'Hamilton, 露 принцип Гамильтона] 保存系の運動は、運動エネルギー T とポテンシャルエネルギー V の差を、一般化座標 q_1, q_2, \dots, q_n とそれの時間微分係数 $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_n$ の関数として表したラグランジアン $L(q_1, q_2, \dots, q_n, \dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots, \dot{q}_n, t) = T - V$ からつくられるラグランジュ方程式

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \quad (1)$$

によって決められる。 q_i も \dot{q}_i もすべて時間 t の関数であるから L も結局 t の関数になり、積分

$$I = \int_{t_0}^{t_1} L(q, \dot{q}, t) dt \quad (2)$$

は両端 t_0, t_1 で決まる一定値になる。いま、 t の関数としての $q_1(t), q_2(t), \dots, q_n(t)$ が、式(1)の解から少しはずれたとすると、それらを入れて計算した積分(2)は当然正しい値とは異なったものになる。つまり I の値は関数形 $q_1(t), q_2(t), \dots, q_n(t)$ に依存したものである。このとき I は、 q_1, q_2, \dots, q_n の汎関数であるという。 $q_1(t_0)$ と $q_1(t_1)$ はすべて正しいものと一致させ、途中だけを少し変化させたとき、実現される経路 $q(t)$ 、つまり式(1)の解、というのは、その近くにとったほかのどのような経路よりも I の値を最小(または最大、一般には停留値)にするものである、というのがハミルトンの原理である。これを

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} L(q, \dot{q}, t) dt = 0 \quad (3)$$

と表す。 L が t を直接含まず、 U が q_1, \dots, q_n だけの関数のときには、ずらせる経路をエネルギーが一定なものだけに限定して、式(3)は $\delta \int_{t_0}^{t_1} T dt$ と等価であることが証明される(⇒最小作用の原理)。

ハミルトンの正準運動方程式 [英 Hamilton's canonical equations of motion, 独 Hamiltonsche kanonische Bewegungsgleichungen, 仏 équations du mouvement sous la forme canonique d'Hamilton, 露 канонические уравнения Движения Гамильтона] = 正準方程式

ハミルトン-ヤコビの方程式 [英 Hamilton-Jacobi's equation, 独 Hamilton-Jacobische Gleichung, 仏 équation d'Hamilton-Jacobi, 露 уравнение Гамильтона-Якоби] 力学系を記述する一般化座標 q_1, q_2, \dots, q_n 、一般化運動量 p_1, p_2, \dots, p_n の組から、正準変換

$$q_i = q_i(Q_1, Q_2, \dots, Q_n, P_1, P_2, \dots, P_n, t)$$

$$p_i = p_i(Q_1, Q_2, \dots, Q_n, P_1, P_2, \dots, P_n, t)$$

によって新しい正準変数の組 $Q_1, \dots, Q_n, P_1, \dots, P_n$ に移ったとき、これらがすべて時間的に変化しない定数になるような正準変換を求めることができたとする。このとき Q_i を β_i 、 P_i を α_i とかくことにすると、初期条件からこれらの定数はすべて決まるから、変換の式にそれらを入れた

$$q_i = q_i(\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n, t)$$

$$p_i = p_i(\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n, t)$$

がそのまま運動を決める解になっている。このようになるためには、変換されたハミルトニアン K が恒等的に 0 となればよい。このとき変換前のハミルトニアン H は

$$H(q, p, t) + \frac{\partial F}{\partial t} = 0$$

を満たしていなければならない(⇒正準変換)。母関数 F として $F(q_1, \dots, q_n, P_1, \dots, P_n, t)$ を用いると、 $p_i = \partial F / \partial q_i$ なので上の式は

$$H\left(q_1, \dots, q_n, \frac{\partial F}{\partial q_1}, \dots, \frac{\partial F}{\partial q_n}, t\right) + \frac{\partial F}{\partial t} = 0$$

となる。これがハミルトン-ヤコビの方程式とよばれるもので、 $(n+1)$ 個の変数 q_1, \dots, q_n, t の関数 F に関する一階の非線形偏微分方程式になっている。これを解いて、 $(n+1)$ 個の定数 a_1, a_2, \dots, a_{n+1} を含む完全解

$$F = W(q_1, \dots, q_n, a_1, \dots, a_n, t) + a_{n+1}$$

が求められると、 $p_i = \partial F / \partial q_i$ と $Q_i = \partial F / \partial P_i$ により

$$p_i = \frac{\partial W(q, a, t)}{\partial q_i}, \quad Q_i = \beta_i = \frac{\partial W(q, a, t)}{\partial a_i}$$

が得られるから、第二の式(n 個)から $q_i = q_i(a, \beta, t)$ が、これを第一の式(n 個)に入れて $p_i = p_i(a, \beta, t)$ が求められ、運動が定まる。ハミルトニアン H が t を直接含まないときは、 $W(q, a, t) = S(q, a) - Et$ とおくと、ハミルトン-ヤコビの方程式は

$$H\left(q_1, \dots, q_n, \frac{\partial S}{\partial q_1}, \dots, \frac{\partial S}{\partial q_n}\right) = E$$

となる。変数は q_1, \dots, q_n の n 個であるから、意味のない付加定数 (a_0 とする) を省いた完全解を

$$S = S(q_1, \dots, q_n, a_1, \dots, a_{n-1}, E)$$

とすると

$$p_i = \frac{\partial S}{\partial q_i}, \quad Q_j = \beta_j = \frac{\partial S}{\partial a_j} \quad \left(\begin{matrix} i = 1, 2, \dots, n \\ j = 1, 2, \dots, n-1 \end{matrix} \right)$$

E も積分定数であるから、これを $a_n (= P_n)$ とみなせば

$$Q_n = \frac{\partial W}{\partial E} = \frac{\partial S}{\partial E} - t = \beta_n$$

となる。これから前と同様にして運動が決定される。

ハム [英 hum, 独 Brumm, 仏 ronflement, 露 фон сети переменного тока] 交流電源を使う受信機や増幅器で、電源の電圧、電流あるいは磁場から誘導された電圧が回路に入り込み、増幅されて出力に現れる電源周波数またはその高調波の成分をハムという。通常、ハムの振幅は小さいが、増幅器の設計が不適当であると発生し、入力信号が小さいときに目立ってくる。ハムのおもな原因は、電子管のヒーターからカソードへの電気的な漏れや信号とヒーター電流が共通の経路(シャシー)を流れる場合およびヒーター配線からの誘導による。その他電源変圧器からの電磁誘導と直流電源のリップルが大きい場合などがある。

ハム効果 [英 Ham effect, 独 Ham-Effekt, 仏 effet Ham, 露 эффект Гама] ⇒ ヤーン-テラー効果

波面 [英 wave front, 独 Wellenfront, 仏 front d'onde, 露 фронт волны] 波動現象における波動量の振動の位相が等しい点を連ねてできる連続曲面、すなわち定位相面をいう。波面が波の進行方向に垂直な平面となる波を平面波といい、このときの波面の方程式は、波の進行方向の単位ベクトルを e (または波数ベクトルを k)、位置ベクトルを r として $e \cdot r$ (または $k \cdot r$) が時間のみの関数の形で表される。いかえれば、波面の法線方向が波の進行方向と一致しており、波面の形と大きさは変化しない。波

源から三次元的に一樣に同じ速度で広がっていく波の波面は球面と、このような波を球面波とよぶ。

波面再生 [英 wavefront reconstruction, 独 Wellenfrontrekonstruktion, 仏 reconstitution de la surface d'onde, 露 восстановление волнового фронта] ホログラムのある波面で照明して、もとの物体の波面、したがって像を再生すること。D. Gabor の命名で、ホログラフィーの第二段階に相当する。一般にホログラム作成時と同一の系で照明すれば、もとの物体があった位置に、もととまったく同一の像(直接像)が再生されるが、光源(一般には波源)の位置や波長が変わると再生される像の位置や大きさが変わるだけでなく形もひずむ。波面再生には普通コヒーレントなレーザー光を必要とするが、イメージホログラム、体積ホログラムや最近ディスプレイに多用されているレインボーホログラム、マルチプレックスホログラムなどではインコヒーレントな光源も使用できる。

波面収差 [英 wave aberration, 独 Wellenaberration, 仏 aberration d'onde, 露 волновая aberrация] 光学系を通過した後の波面と理想像点を中心とする参照波面とのずれのこと。収差の目安として用いられる。実際には、光学系を通過した後の波面と曲率中心を観測点にもつ波面(参照波面)の射出瞳面における差を光線に沿って測り、これにその場所の屈折率を掛けた値、すなわち光路長で表す。したがって波面収差 W は一般に射出瞳面の座標 ξ, η の関数で、光軸上 $\xi = \eta = 0$ では 0、そのほかでは収差がある場合、正または負の値をもつ。この最大値が $\lambda/4$ (λ は用いる光の波長)を超えないときには収差のない場合とあまり差のない像が得られ、これをレイリーの許容限界という。光軸上に物点がある場合、波面収差を射出瞳面の座標で微分し、これに参照球面の曲率半径を掛ければ、幾何光学的な横収差が求まる。波面収差を射出瞳面上および像面上の座標を使って展開した時の展開係数を用いて波面収差の分類がなされている。ひとみの振幅透過率を $F(\xi, \eta)$ としたとき $F(\xi, \eta) \exp(ikW(\xi, \eta))$ (ここで $k = 2\pi/\lambda$) をひとみ関数といい、点物体を用いたとき、光学系によってできる像のその面内での強度分布はひとみ関数のフーリエ変換の絶対値の二乗で与えられる。また光学系の OTF はひとみ関数の規格化した自己相関関数で与えられる。

波面分割 [英 division of wavefront, 独 Teilung der Wellenfront, 仏 division de front d'onde, 露 деление волнового фронта] 干渉測定を行うとき、1つの光源から出た光を分割して2つの光束を取出す方法の1つ。ヤングの複スリットの実験では1つのスリットを通過して広がる波面を2つのスリットに入射させ、波面上の異なった2点から光束を取出して干渉させる。このように波面を場所的に分割して光束を取出す方法を波面分割という(⇒振幅分割、振動面分割)。複スリットのほか、フレネルの鏡、フレネルの複プリズム、ロイドの鏡、ビエの分割レンズなどが用いられる。

速中性子 = 高速中性子

速いビーム取出し [英 fast beam extraction, 独 schnelle Strahlextraktion, 仏 extraction rapide de faisceau, 露 вывод быстрого пучка] 円型加速器からビームを取出す方法のひとつ。円形軌道の1周ないし数周の間にビームを取出す。主な用途は、箔実験へのビーム供給、カスケード型加速器におけるシンクロトロン間のビーム受け渡しおよび不要ビームをビームダンプへ捨てる場合であ

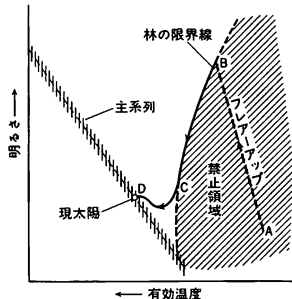
る。通常バンプ電磁石、キッカー電磁石およびセプトム電磁石(あるいは静電型セプトム)が使用される。バンプ電磁石によりセプトム(隔壁)すれすれに平衡軌道を寄せられたビームは、バンチ間隔より短く立上がるキッカー電磁石の磁場によって一挙にセプトムを超える。このビームはセプトム内部の静磁場(あるいは静電場)によってビーム輸送ラインへと導かれる。キッカー電磁石の代りに速い立上がり磁場をもつバンプ電磁石を用いて、何周かにわたってビームを取出す方法もある。この場合には取出し効率低下を防ぐため、セプトムの実効的厚さの薄い静電型セプトムを用いる。

速さ [英 speed, 独 Geschwindigkeit, 仏 rapidité, 露 скорость] 速度の大きさを表すスカラー量である。現象の時間的変化が緩慢か速いかを示す場合にも速さということばが使われる。

速さ計 = 速度計

林フェイズ [英 Hayashi phase, 仏 phase d'Hayashi]

恒星形成時に、星が主系列星へ向かって進化する準静的段階。星の誕生(⇒星の進化)は、原始星の急激な重力収縮で始まるが、収縮によって原始星内部の圧力は増大し、中心付近は力学的に平衡な状態に達する。同時に、原始星中心付近で衝撃波が発生し、外へと伝播する。この衝撃波が原始星表面近くまで達すると、表面が熱せられ、原始星は急に明るく輝き出す。この現象をフレアアップとよぶ(図A→B)。その後、星全体として力学的平衡状態に達し、



林の境界線に沿ってしだいに光度を下げながら準静的に進化する(図B→C)。この段階を林フェイズという。この時期は同じ質量をもつ星の主系列星よりも光度が高いことから、高光度期ともよばれている。HR図上での林の境界線の存在、およびその物理的原因は1961年に林忠一郎により明らかにされたもので、この名がある。多くの場合、恒星の表面では対流が発生している。HR図上の、林境界線の左側に位置している星の表面对流層は浅い。しかし境界線に位置する星の表面对流層は深く、特に林の境界線上では表面对流層は星の中心にまで達している(すなわち、星全体が対流状態となっている)。また、林の境界線の右側では、星は力学的、熱的に安定には存在しえない禁止領域になっている。表面对流の発生には、Hの電離が重要な要因となっており、そのため、林の境界線は星の光度、質量にあまり依存せず、HR図上の有効温度3000~5000K付近に位置している。

腹 [英 loop, 独 Bauch, 仏 ventre, 露 пучность] ⇒ 定在波

バラクター [英 varactor, 独 Varaktor, 仏 varactor, 露 варактор] = 可変容量ダイオード

バラ結晶 [英 paracrystal, 独 Parakristall, 仏 paracrystal, 露 паракристалл] 不完全結晶を数式的に表現するために提案されたモデルのひとつ。主として、高分子結晶や、ある種の層状結晶または液晶などに適用し、それらのX線・中性子線回折現象(図形)を理解するうえである程度の成功を収めている。図1に示すように、分子(●で

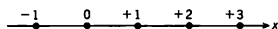
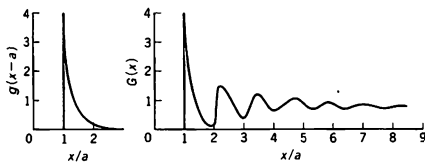


図1

示す)が一次的に配列している場合を考える。分子間の平均距離を a 、平均の方向を x 軸とすると、隣接分子の $x=a$ のまわりに確率的に分布する。その分布関数 $g(x-a)$ を与えれば、中心分子の位置を原点にとり、 $\pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ 番目の原子の分布関数をたたみこみ積分の形で順次求めることができる(図2a)。結晶全体の分子の分布関



a. 最近接分子の分布関数

b. 分子の分布関数

図2

数 $G(x)$ はそれらの総和である。適当な分布関数 g を仮定して求めた $G(x)$ の一例を図2bに示す。 n が小さいと分子はほぼ $x=na$ に位置するが、 n が増すと従って存在確率がばれる。特に g として対称関数を仮定すれば $G(x)$ は $x=na$ で最大となるが、非対称関数を仮定すると n が増すとともに、分子の平均位置は周期性からはずれる。このような結晶の回折振幅は $G(x)$ のフーリエ変換 $G(s)$ に比例する(⇒運動学的回折理論)。図2の場合の $|G(s)|^2$ を図3

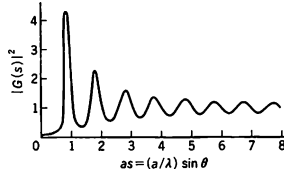


図3

に示す。ここで s は $2 \sin \theta / \lambda$ である(θ は回折角)。 $|G(s)|^2$ の山が回折線に対応するが、高次の山は次第にぼける。また山の位置は周期性からはずれる。これらのことは高分子繊維やある種の層状結晶の回折図形の特徴をよく表している。以上の考えを三次元結晶に拡張する試みも行われている。その最も素朴な考えでは、 x, y, z の3方向(斜交軸)にそれぞれ a, b, c の平均分子間距離を考え、さらに、隣接分子の分布関数として独立な分布関数 $g_a(r), g_b(r), g_c(r)$ を仮定する。しかし、この場合には結晶全体の分布関数 $G(r)$ を一義的に定めることができないので、厳密な議論を進めることはできない。

パラジウム族元素 [英 palladium group elements, 独 Elemente der Palladiumgruppe, 仏 éléments de famille de palladium, 露 элементы группы палладия] = 白金族元素

バラ水素 [英 para-hydrogen, 独 Parawasserstoff, 仏 parahydrogène, 露 параводород] H_2 分子で、2つの原子核すなわち陽子のスピンの反平行であるものをバラ

水素という(⇒オルト水素)。

バラス効果 [英 Barus effect, 仏 effet Barus, 露 эф-фekt Баруса] 粘弾性液体が毛管から押出されるとき、管口で流出物の半径が、吐出口の内径より膨らみ大きくなる現象。メリントン効果ともいう。水のような一般の液体が吐出口近辺で収縮するのは反対の現象である。この現象は溶融紡糸、ポリマーの押出し成形などの場合によく見られる。この原因として2つの因子が考えられる。ひとつは弾性流入効果、すなわち、細管に粘弾性液体が圧入されたとき、入口付近から流線に急激な圧縮が生じ、そのエネルギーの一部が流体中の弾性機構に貯えられ、これが細管の出口付近で開放されるためと考えられる。もうひとつは法線応力効果であり、細管中で壁面に対し速度勾配を生じることから、液体中に法線応力効果によって軸方向に張力が発生し、逆にいえば、壁方向に圧力が作用し、これが開放されるためと考えられる。流路が短いときは弾性流入効果が、長いときには法線応力効果が主要原因になっていると考えられる。

バラ統計 [英 para-statistics, 独 Parastatistik, 仏 para-statistique, 露 парастатистика] ボース統計、フェルミ統計を一般化した統計。素粒子や原子核などの、いわゆる量子力学的粒子は、そのスピンの大きさに応じて、ボース統計、またはフェルミ統計に従うことが実験的に確かめられている(⇒スピンと統計の関係)。しかしながら、理論的にはより一般的な統計が可能であることが1953年 H. S. Green によって見いだされた。 N 個の同種粒子よりなる系の状態関数を考えた場合、対称(反対称)状態は任意の N に対して可能であるが、反対称(対称)状態は $0 \leq N \leq p$ ($p=1, 2, \dots$) の場合にのみ可能であるとき、これらの粒子は次数 p のバラボース(バラフェルミ)統計に従うという。したがって次数 $p=1$ の場合が通常のボース(フェルミ)統計に対応する。バラボース統計、バラフェルミ統計の両者を総称してバラ統計とよんでいる。この一般化に伴い、スピンと統計の関係も以下のように一般化される。すなわち、粒子はそのスピンの大きさが p の整数倍であるか、半整数倍であるかに応じて、バラボース統計、またはバラフェルミ統計に従う。しかしながら現在までのところ自然界には、バラ統計に従う粒子は発見されていない。

パラドックス [英 paradox, 独 Paradoxon, 仏 paradoxe, 露 парадокс] 一見もっともらしい前提から出発しながら、矛盾や、常識に反する結論に導く推論。逆理、逆説、背理などともいう。古代ギリシアの時代から、「アキレスは亀に追いつけない」、「飛んでいる矢は止まっている」などの命題で知られる運動に関するゼノンのパラドックス、『クレタ人は嘘つきだ』といったエピソードがある。近代に入っても、「18字以内で定義できない最小の自然数」(リシャールのパラドックス)、「自分自身を元としない集合の全部から成る集合」(ラッセルのパラドックス)のほか、カントールのパラドックス、ブラリ-フォルトのパラドックスなどが提出され、数学、特に論理学、集合論の発展に寄与した。物理学においても種々のパラドックスが知られ、一見よさそうに見える前提や近似の誤りを指摘し、新しい概念の確立に寄与した。流体力学においては、ダランベールのパラドックス、ストークスのパラドックス、ホワイテッドのパラドックス、グレイのパラドックスなどが知られている。統計力学においてはギブスの

パラドックス、相対論においては時計のパラドックス、双子のパラドックス、宇宙論ではオルバースのパラドックスやゼリーガーのパラドックスがある。量子力学関係では、アインシュタイン-ポドルスキー-ローゼンのパラドックス、クラインのパラドックスが有名である。「シュレーディンガーの猫」の議論もパラドックスの一種と考えられる。

バラヘリウム [英 parahelium, 独 Parahelium, 仏 parahélium, 露 паргелий] ⇒ オルトヘリウム

パラボラアンテナ [英 parabolic antenna, 独 Parabolantenne, 仏 antenne parabolique, 露 параболическая антенна] マイクロ波通信に広く使われているアンテナで、放物面(パラボラ)の形をした反射鏡とその焦点においたアンテナ素子からなり、鋭い指向性をもっている。図1

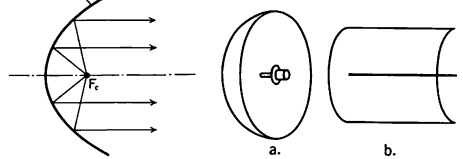


図 1

図 2

に示すように焦点 F_c から放射された電波は、反射後には軸に平行に進み、かつ開口面をでるときはすべて同位相となる。したがって、このアンテナは指向性があり、反射鏡のない場合に比べて 30~40dB の利得がある。反射鏡の形状は、点状アンテナ素子(たとえば小型電磁ラップ)を用いるときは回転放物面反射鏡(図2a)、線状アンテナ素子の場合には筒状放物面反射鏡(図2b)となる。電波の波長と比較して口径の大きなアンテナの場合には、放物反射面と焦点との間に別の双曲面の反射板をおくカセグレン・システムを用いるのが普通である(図3)。この方式の利点は、

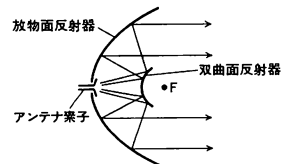


図 3

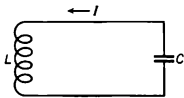
アンテナ素子を放物面の焦点にではなく、反射面の中心に設置できることであり、実用上都合である。このカセグレン・アンテナは宇宙通信の地上局用などに用いられている(⇒電波望遠鏡)。

パラマグノン [英仏 paramagnon, 露 парамагنون] マグノン(スピン波)との対応づけられた呼称。磁気的な秩序がある系では、低いエネルギーをもつ励起はスピンの向きの変化を記述する寿命の十分長いマグノンによって与えられるが、秩序のない常磁性(パラマグネティック)状態でも同様の励起が存在し、パラマグノンとよばれる。しかし、一般に寿命は短い。パラマグノンは Pd のように強磁性に近い常磁性金属の低温の物性に大きな影響を与える。

パラメータ変調 [英 parameter modulation, 仏 modulation à paramètre, 露 параметрическая модуляция] インダクタンス L とコンデンサー C で構成した共振回路のような単振動をする系で、振動周波数を決めるパラメータである L や C を、周期的に変化させることをパラメ

ーター変調という。単振動系の共振周波数の2倍の周波数でパラメーター変調を行うと振動が励振される(⇨パラメーター励振)。

パラメーター励振 [英 parametric excitation, 独 parametrische Erregung, 仏 excitation paramétrique, 露 параметрическое возбуждение] 電気回路における、非線形リアクタンスの励振による発振現象をいう。図のよう



なインダクタンス L とコンデンサー C で構成した共振回路を考える。インダクタンスを $L=L_0(1-2\alpha\sin 4\pi ft)$ のように周波数 $2f$ で変化させると、周波数 f の電流に対するコイルのインピーダンスは電流の位相がインダクタンスの励振と一定の位相関係にある場合には $-2\pi ft$ なる負性抵抗成分をもち、共振回路を周波数 f に共振させておくと共振回路に直列に負抵抗が存在することになる。したがって、他の部分の抵抗が十分小さければこの共振回路は共振周波数 f で発振する。このとき共振回路を流れる電流は $I = \pm |I_0| \cos 2\pi ft$ となり、互いに 180° 位相の異なる2つの位相状態のいずれかでしか発振できない。コンデンサー C を励振した場合にも同様にこのような発振が起る。このようにパラメーター励振では許される位相状態が2つしかないで、それらの状態をおの0と1に対応させ、パラメトロン記憶回路として用いられている。またパラメーター励振は力学の問題に多く現れ、たとえばブランコに乗った人がブランコの周期の1/2の周期で重心を上下させればブランコは振動を始める。これもパラメーター励振の一種である。

パラメトリックアレイ [英 parametric array] 周波数の異なる2つの音波(一次波という)を同じ方向に重ねて進行させると、媒質の非線形性のために、それぞれの倍音のほかに、和と差の周波数成分(二次波)が発生する。この二次波は音源からある距離までは一次波の進行とともに成長するので、この領域に二次波の音源を分布させた線形アレイとほぼ等価な放射指向性を示す。このようにして、一次波とは別の周波数の音波を放射する方式をパラメトリックアレイという。和周波成分は媒質の吸収によって急速に減衰するが、差周波成分は減衰が少なく、小型の音源から低周波の鋭い音波ビームが得られる。一次波から二次波への変換効率はかなり低く、一次波の振幅の積、媒質の非線形パラメーターおよび吸収係数に依存する。しかし、伝搬に伴う音波の減衰が周波数の二乗に比例するため、海中の遠距離探査には低周波の音波が有利であることから、小型で指向性のよいパラメトリックアレイを送波器とするパラメトリックソナーが開発されている。また、パラメトリック受波アレイも試みられている(⇨非線形音響学、音響アレイ)。

パラメトリック増幅 [英 parametric amplifier, 独 parametrischer Verstärker, 仏 amplificateur paramétrique, 露 параметрический усилитель] 非線形リアクタンスによるパラメーター励振現象を利用した増幅方式。リアクタンス成分の変調によって増幅作用が行われるので、電子管や半導体増幅素子などを用いた増幅器と比較して、散乱雑音や熱雑音などの雑音源がなく、非常に低雑音であることが特徴で、マイクロ波帯の低雑音増幅器としてよく

用いられている。非線形リアクタンスとしてフェライトなどを用いた非線形インダクタンスも利用されるが、可変容量ダイオードが実用化されて以来急速な発展をとげた。信号周波数を f_1 とし、基本回路は図1のように共振周波数

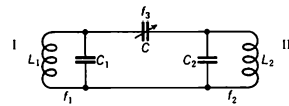


図1

f_1 と f_2 の2つの共振回路を可変容量ダイオード C を介して結合する。 C をポンプ電源により周波数 f_3 で励振する。共振回路 I より入力信号を加え、 $f_3 = f_1 + f_2$ とした場合を負性抵抗型という。この場合入力端子と出力端子は共通となり共振回路 II はアイドラーとよばれる。容量 C が周波数 f_3 で変換しているため、こを流れる電流は $f_3 \pm f_1$, $f_3 \pm f_2$ の周波数成分を含む。このうち $f_3 - f_1 = f_2$ の周波数成分の電力をアイドラー回路に吸収させることにより、共振回路 I から可変容量 C を通して共振回路 II を見たコンダクタンスは負となり、周波数 f_1 の信号に対する図1の等価回路は図2のようになる。したがって、共振回路 I か

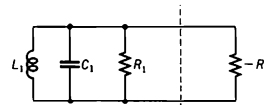


図2

ら可変容量 C を介してアイドラー回路に加えられた信号は負性抵抗によって増幅され、再び入力に戻ってくることになる。戻ってくる電力が入力回路での電力損失より大きくなると発振してしまうので、サーキュレーターなどを用いて入力信号と出力信号を分離して、増幅器として用いられる。また $f_3 = f_2 - f_1$ とし、共振回路 II から出力を取出すものを周波数変換型という。このときの電力利得は f_2/f_1 で与えられる。この型は一般にもう一度周波数変換を行って周波数 f_1 に戻す必要があるため、負性抵抗型に比べ回路構成が複雑になり、雑音指数も大きくなりがちである。

パラメトリックダイオード [英 parametric diode, 独 parametrische Diode, 仏 diode paramétrique, 露 параметрический диод] ⇨ バラクター

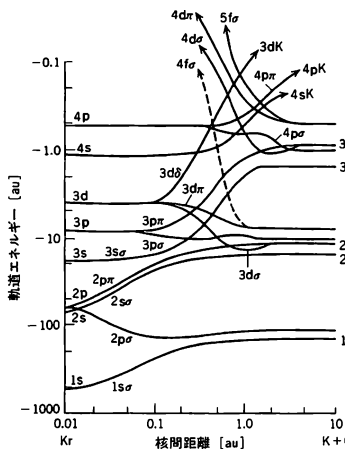
パラメトリック励起 [英 parametric excitation, 独 parametrische Anregung, 仏 excitation paramétrique, 露 параметрическое возбуждение] 振動子の固有振動数に外部から周期的変調が加わり、両者の非線形結合によって振動子が励起される現象。プラズマ中には様々固有振動または波が存在する。そのうちの1つが、外部励起または内部不安定性によって大振幅になると、その波(ポンプ波とよぶ)が周波数変調の原因となって他の波(通常2つまたは3つの波)のパラメトリック励起を引起す。ポンプ波の振幅が小さいときには、ポンプ波の角振動数を ω_0 、波数を k_0 、励起される2つの波の角振動数と波数を $\omega_1, k_1; \omega_2, k_2$ とすると、これらの間に $\omega_0 \approx \omega_1 + \omega_2$, $k_0 \approx k_1 + k_2$ という共鳴条件が要求される。これは、3つの波のモード結合の条件にほかならない。誘導ラマン散乱や誘導ブリルアン散乱はこの例である。通常、励起される波は自然には減衰波なので、それが増幅するためにはポンプ波の振幅があるしきい値以上でなければならない。励起波の1つは強い減衰波でもよい。非線形ランダウ減衰や誘導コンプトン散

乱がその例である。

レーザーなどの電磁波がポンプ波となってプラズマ中の固有振動を励起するときには、外部エネルギーや運動量を内部エネルギーや運動量に変換する機構となる。このとき、励起波へのエネルギー配分はその振動数に比例する割合となる。したがって、低周波のプラズマ波による電磁波の誘導散乱は、逆に外部エネルギーの散乱を助長して、吸収を妨げることになる。また、極めて低周波のプラズマ波が励起されると、それに伴いプラズマの密度分布が修正され、ポンプ波の吸収率などに大きな影響を及ぼす。不均一プラズマでは、共鳴条件が空間の特定の場所で局所的に満たされることは多いので、パラメトリック励起による密度修正や吸収、反射なども局所的に起きやすい。これらの現象は、レーザー核融合におけるレーザー光の異常吸収や反射、トカマクなどにおけるプラズマの高周波加熱などで重要な役割を演じている。

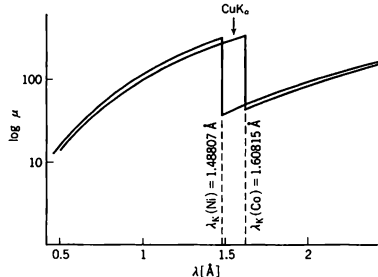
パラメトロン [英 parametron, 独 Parametron, 仏 paramétron, 露 параметрон] パラメーター励振現象を応用した論理回路素子で、その原理は、1954 年に後藤英一によって提案された。素子には、2 個のリング状フェライト磁心が用いられ、三拍励振がその動作基本となっている。この論理回路素子によってつくられた計算機をパラメトロン計算機といい、PC-1, PC-2, MUSASHINO 1 号などが有名であって、計算機の歴史に一時代を画した。その後、半導体技術の急速な発展により、トランジスタや集積回路に取って代わられた。

バラ-リヒテン理論 [英 Barat-Lichten theory, 独 Barat-Lichtensche Theorie, 仏 théorie de Barat-Lichten, 露 теория Бара-Лихтена] 遅い相対速度での非対称イオン・原子衝突(入射イオンと標的原子の原子番号の異なる衝突)における内殻励起確率を説明する理論。入射イオンのエネルギー、衝突径数(またはこの2つで決めるイオン・原子の最近接距離)、イオンの種類、イオン価数に対する依存性を定性的に説明する。対称衝突におけるファノ-リヒテン理論を拡張したものである。ファノ-リヒテン理論と同様にイオンと原子が接近したとき、電子は一時的に形成された分子イオンの分子軌道にあると考える。バラ-リヒテン理論では異核二原子分子の一電子系の分子軌道のポテンシャルエネルギー曲線をもとにして、非対称



イオン・原子衝突を考察するのに適した異核二原子分子の透熱的な分子軌道エネルギー対応図を推定する(透熱ポテンシャル, 対応図)。すなわち分離原子の極限で一定の対称性をもつ分子軌道は、融合原子の極限で、同じ対称性を持ち、かつ動径波関数の零点の数の等しい原子軌道に移行するとして分子軌道のエネルギー対応図をつくる。図に K-Cl 系に対するエネルギー対応図を示す。この図でたとえば Cl の 2p 軌道に結びついた分子軌道のエネルギー曲線のひとつ(4fσ, 図中の破線)は核間距離 0.5 原子単位付近で、Cl の主量子数が 3、および K の主量子数が 4 (図中の 4sK など)の原子軌道に移行する分子軌道のエネルギー曲線と交差している。電子が占有している分子軌道と空の分子軌道のエネルギー曲線が交差する核間距離付近では、もし 2 つの分子軌道の角運動量の分子軸方向の成分の量子数が等しいかまたは 1 異なるとすると、電子間相互作用または回転結合項によって電子は占有している軌道から空の分子軌道に移行できる。したがってこの図から Cl (軽い方の原子)の 2p 軌道から移行した分子軌道は K (重い方の原子)の 2p 軌道から移行した分子軌道より多くの空の分子軌道と交差しているので、Cl の方が内殻励起しやすいことがわかる。また重い原子の 1s 内殻励起は起らず軽い原子は重い原子の 2p 軌道に空席があるときに 1s 電子が内殻電離する。入射イオンのエネルギーなどに対する内殻励起確率の依存性は対称衝突の場合と同じようにして理解できる(⇒ファノ-リヒテン理論)。

バンスフィルター [英 balanced filter, 独 Differentialfilter, 仏 filtres de Ross, 露 балансированные фильтры Росса] ブラック反射を利用して結晶モノクロメーターで特性 X 線 K_{α} と K_{β} のうちから K_{α} だけを取り出すために、P. A. Ross が用いた方法。たとえば CuK_{α} を用いたとき、その波長の両側に吸収端をもつ Ni と Co の箔を適当な厚さにつくり、CoK と NiK の両吸収端の狭い間以外の波長領域では、両者の箔による吸収曲線がほぼ等しくなるようにする。その後で Ni の箔を用いて測定した曲線から Co の箔を用いて測定した曲線を引けば、 CuK_{α} だけによる測定値が得られる。ロス の二重フィルターともいう。



はり [英 beam, 独 Balken, 仏 poutre, 露 балка] 棒はその軸に垂直な荷重(横荷重)や曲げモーメントを受けるときたわむが、このような棒をはりという。はりはこの外力に抗するために曲げモーメントとせん断力の内力が生じる。なお、変形前にすでに曲率をもって曲がっているものを曲がりはりともよぶ。

バリオン [英 baryon, 独 Baryon, 露 барийон] ⇒ エグゾチックハドロン

バリオン [英 baryon, 独 Baryon, 露 барийон]

強い相互作用をするスピン半奇数の素粒子。重粒子ともよばれる。核子 N 、 Λ 粒子、 Σ 粒子、 Ξ 粒子、 Δ 粒子などはバリオンで、核子が一番軽い。ほかのものは崩壊して核子になる。バリオンは3個のクォークから構成されていると考えられている。中間子とバリオンをまとめて、強い相互作用をする粒子をハドロンという。

バリオン共鳴 [英 baryon resonance, 独 Baryonenresonanz, 仏 résonance baryonique, 露 барионный резонанс] 強い相互作用で崩壊する極めて短寿命($\sim 10^{-23}$ s)のバリオン。バリオン数1, スピン, アイソスピン, 奇妙さなどの量子数をもつ。反応の断面積の極大から発見される。(3,3)共鳴は最初に見つかったバリオン共鳴である。その後、核子、ハイペロンなどの多くの共鳴が発見された。反応の終状態の2個またはそれ以上のハドロンの質量スペクトルによって、また部分波分析によって共鳴の存在と性質がわかる。重粒子共鳴ともいう。付録の表を参照。

バリオン数 [英 baryon number, 独 Baryonenzahl, 仏 nombre baryonique, 露 барионное число] 素粒子の量子数のひとつ。重粒子数ともよばれる。光子, ウィークボソン, レプトン, 中間子はバリオン数をもたず, バリオンはバリオン数をもち大きさは1, 反バリオンは-1をもつと定義する。素粒子反応ではバリオン数は厳密に保存すると考えられてきた。それによって $p \rightarrow e^+ \pi^0$ などが禁止され, 物質の安定性が保証されていた。最近, 素粒子の大統一理論が提案されたが, $p \rightarrow e^+ \pi^0$ という崩壊が起ると, 陽子の寿命が $10^{30} \sim 10^{33}$ y くらいになる可能性がある。それが正しければ, バリオン数の保存は近似的にしか成り立たない。

針金格子 = ワイヤークレーティング

馬力 [英 horse-power, 独 Pferdestärke, 仏 cheval vapeur, 露 лошадиная сила] 仕事率(工率ともいう)の単位。イギリス系(計量法では英馬力とよび, 746 ワット(W)に等しいとし, 記号 HP で表す。ただし昭和33年末以後, 法定計量単位とは認めない)とフランス系(計量法では仏馬力とよび, 735.5 W に等しいとし, 記号 PS で表し, 当分の間, 法定計量単位とみなす)のほか, ドイツ系(計量法では言及されていないが, 735.4987... W に相当する)もある。国際単位系(SI)の立場からすれば, 全く推奨しがたい単位である。歴史的には, J. Watt (\Rightarrow ワット)が1782年に導入したとされ, 当時の科学技術の実態をうかがわせるところが多い。

パリザー-パー-ポプル分子軌道法 [英 Pariser-Parr-Pople's molecular orbital method, 仏 méthode des orbitales moléculaires de Pariser-Parr-Pople, 露 метод по Паризера-Парра-Попла] \Rightarrow 半経験的分子軌道法

バリスター [英 varistor, 独 Varistor, 仏 varistance, 露 варистр] 電圧・電流特性が非直線性の抵抗素子で, variable resistor の略称。リレー接点の火花消去用並列抵抗, 電話機回路の異常雑音吸収, 通信機器などの落雷防止用避雷器の分路抵抗, 回路の電圧調整および温度補償に用いられる。バリスターにはシリコンカーバイド(SiC)バリスターとゲルマニウム, シリコンなどの拡散型ダイオードバリスターがある。特性はどちらも電圧と電流の関係が非直線性を示し, シリコンカーバイドの方は原点に対し対称(図1)となり, ダイオードバリスターは非対称特性(図2)をもっている。前者は高電圧に対し破壊しにくいため火花消去や雑音防止用などに, 後者は温度補償や電圧調整用な

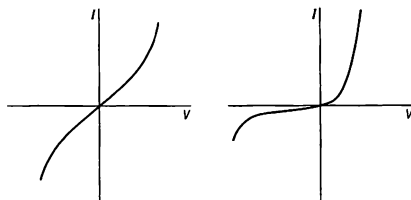


図 1

図 2

どに用いる。

バリスティック・ガルバノメーター = 衝撃検流計

バリスティックモード [英 ballistic mode, 独 ballistische Mode, 仏 mode balistique, 露 баллистическая мода] 無衝突プラズマ中で, イオン流に速度変調を加えたときに生ずる擬似波のひとつ。イオン音波が, イオンの音速で伝播し, イオンプラズマ振動数以上の振動数領域で遮断されるのに対して, バリスティックモードは, 変調電圧の平方根に比例した速度で伝播し, 遮断が存在しない。また, 波の減衰機構も本質的に異なっていて, イオン音波がランダウ減衰によるのに対して, このモードは, 変調された個々のイオンが走行の間に生ずる位相混合によって減衰する。実験的には, プラズマ中に置かれたグリッドに高周波信号を加えて, イオンシースからイオンを周期的に引出し加速することによって, このモードが励起される。純粋なイオン音波を励起するときに障害となることがある。

パリティ [英 parity, 独 Parität, 仏 parité, 露 чётность] 空間座標 r の符号を変えて $-r$ とし, 時間座標 t を変えない変換を空間反転という。この変換に伴い種々の物理量は, それに応じた変換を受ける。たとえば, 運動量は符号を変えるが, 角運動量はもとのままである。量子力学では, 上の変換に対応した状態ベクトル $|\psi\rangle$ の変換を $|\psi'\rangle = P|\psi\rangle$ と書くと, P はユニタリ演算子になる。 P による変換をパリティ変換という(パリティ変換という言葉は空間反転と同義語に使うこともある)。空間反転を2回繰返せばもとに戻るので, $P^2=1$ と規格化でき, P の固有値は ± 1 となる。 P の固有値が1の固有状態をパリティが正の状態, -1 の固有状態をパリティが負の状態という。素粒子には, 運動状態を表す波動関数のもつパリティのほかにも, その粒子に固有のパリティがある。たとえば, π 中間子や K 中間子は -1 の固有パリティをもつ。正確にいえば, 素粒子の固有パリティは, 相対的な意味しかもたず, 陽子, 中性子, Λ 粒子のパリティをそれぞれ $+1$ であるとして絶対値を定めるのが普通である。こうして定められた固有パリティを, その素粒子のパリティといい, 素粒子を特徴づける重要な量子数のひとつである(\Rightarrow パリティ保存則)。

パリティのやぶれ [英 parity violation, 独 Paritätsverletzung, 仏 violation de parité, 露 несохранение чётности] 物理現象におけるパリティ変換に対する不変性のやぶれをいう。物理法則は, 座標系の選び方によらない形式に書き表されている。狭義ローレンツ変換に対する不変性はその例であり, その結果として導かれるエネルギー, 運動量および角運動量の保存則は, 実験的にも確かめられている。物理法則が, 空間反転に対して不変であることは, 座標系が右手系または左手系によらないことを意味している。また素粒子や原子核などの波動関数がパリティの固有状態であり, これらの粒子が関与する反応や崩

壊過程において、系のパリティが保存する。そして長い間、電磁相互作用や強い相互作用による現象において、実験的に証明されてきた。

ところが1950年代になって、パリティが負のK中間子が、2個の π 中間子に崩壊する θ モードと、3個の π 中間子に崩壊する τ モードが発見された。 π 中間子のパリティは負であることを考慮に入ると、パリティ保存則は成り立たない。これを θ - τ パズルという。そこでT. D. LeeとC. N. Yangは、K中間子の崩壊のように、弱い相互作用による現象ではパリティは保存しないと仮定した。 β 崩壊などにおいてもパリティ非保存であり、したがって空間反転に対する対称性のやぶれを生ずるはずであると。C. S. Wuらは、極低温において偏極した ^{60}Co の放出する β 線角分布が、実際非対称であることを示した。これをパリティ非保存の発見という。同様の現象は μ 粒子の崩壊、 Λ 粒子の陽子と π 中間子への崩壊などにおいても発見され、パリティのやぶれは弱い相互作用を特徴づける性質と認められた。

弱い相互作用による現象ではニュートリノが関与するものが多い。ニュートリノが質量がない場合、その波動関数を二成分スピノールで書表すことができる。このようなニュートリノはパリティ非保存をもちあす。しかし、ニュートリノが関与しなくても、弱い相互作用はパリティ非保存である。最近では β 崩壊のように電荷を変える弱いカレントだけでなく、電荷を変えない中性カレントによる高エネルギーのニュートリノ反応においても、パリティ非保存が発見されている。また中性カレントを含む弱い相互作用は電磁相互作用と共存するので、両者の干渉によるパリティ非保存の効果が期待されるが、偏極電子の核子による非弾性散乱断面積の偏極方向への依存性の検出、原子のX線、あるいは原子核の γ 線の円偏光の検出により、その事実が判明した(⇒弱い相互作用)。

パリティ保存則 [英 parity conservation law, 独 Paritätserhaltungssatz, 仏 loi de conservation de la parité, 露 закон сохранения чётности] 空間座標 r の符号を変え、時間座標 t を変えない変換(空間反転)に対して、古典力学や電磁気学の基礎方程式は不変である。すなわち三次元空間の座標として右手系、左手系のどちらをとっても、物理現象の記述はまったく変わらない。量子力学においても、系を記述する全ハミルトニアン H が空間的反転に関して不変であれば、事情は同じである。より正確にいえば、空間的反転に対応する状態ベクトル空間の演算子 P (⇒パリティ)が H と可換ならば、物理現象の記述は、右手系、左手系のどちらをとっても変わらない。このときは、 P の固有値、すなわちパリティは時間とともに変化しない。いいかえると、始状態と終状態のパリティは同じ値をとらなければならない。このことをパリティ保存則という。電磁相互作用と強い相互作用ではパリティが保存することが実験的に証明されている。このことは、これらの相互作用による状態の遷移に対する選択規則を導く。たとえば、原子や原子核の励起状態が電気双極放射をするとき、射出される γ 線はパリティが負なので、基底状態と励起状態のパリティは異ならないなければならない。また素粒子や原子核の電磁的モーメントにも制限が課せられ、電気単極子(電荷)や磁気双極子モーメントは存在できるが、電気双極子モーメントは存在しない。強い相互作用でパリティが保存することは、素粒子の固有パリテ

ィーの相対的な値を実験的に知ることを可能にしている。弱い相互作用の関与する現象では、パリティが保存しないものが発見されている(⇒パリティのやぶれ)。

バリ・ポテンシャル [英 Paris potential, 仏 potentiel de Paris, 露 Парижский потенциал] 1973年バリのオルセイ研究所のグループによって提出された核力ポテンシャル。バリ・ポテンシャルの特徴は、従来の1ボソン交換力が σ 中間子、 ρ 中間子の交換を考えていたのに対し、その代りに2個の π 中間子が交換されるとして導いた点にある。これは、 σ と ρ は $(\pi\pi)$ の結合系を単純化して表したものであり、 $(\pi\pi)$ が相互作用しながら交換されるという取扱いがより優れているという考えに基づいている。核力の長距離、中距離部分は、 $(\pi+2\pi+\omega)$ 中間子の交換で導き、短距離部分は現象論的なやわらかい芯で置換え、核子、核子散乱データをよく再現する。また、このポテンシャルは速度依存ポテンシャルとなっている。

バール

[1] [英仏 bar, 独 Bar, 露 бар] 圧力の単位。 10^5 パスカル(Pa)に等しい。単位記号はbarまたはb。国際単位系(SI)以外の単位であるが暫定的にSIと併用することが認められている。国際標準化機構(ISO)の規格ISO 1000はいつでも妥協的で、第二版(1981年)においてもなお、流体の圧力を表す際に(暫定的という限定を添えずに)これをSIと併用してよいとしている。計量法では補助計量単位として扱われている(第六条の11)。地球物理学者V. F. K. Bjerknesが1911年の著書で導入した単位である。なお音響学では $1\text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-2}$ すなわち 10^{-1} Pa をバールとよんだことがある(⇒圧力の単位, ミリバール)。

[2] [英仏 var, 独 Var, 露 var] 無効電力の単位。単位記号はvar. volt ampere reactiveの頭文字をとったもの。電気回路に実効値が1ボルト(V)の正弦波電圧を加えたとき、実効値が1アンペア(A)で、かつ、位相が電圧と 90° 異なる正弦波電流が流れる場合、無効電力が1varである。

バルクゲッター [英 bulk getter, 露 нераспыляемый поглотитель] 非蒸発型ゲッターのこと。NEG(non evaporable getter)ともいう。化学的に活性な金属が気体を取り込み排気する作用をゲッター作用という。ゲッターには、活性な金属を蒸発またはスパッタリングにより飛散させ、対向面上に形成された新鮮な蒸着面に気体を吸着させる方式のもの、活性な金属の表面だけでなく固体内部へ気体を拡散吸収させる方式のものとがあり、バルクゲッターは後者にあたる。排気の機構として、蒸着膜方式のものがその表面での吸着と表面層への拡散に強く依存しているのに対し、バルクゲッターは固体への拡散が大きな役割をなす。したがって、吸着量の増加とともに減少する排気速度をゲッター温度を高めることにより拡散を促進しともに戻すことが可能である。よく用いられるバルクゲッターにZr-Al系合金がある。最大吸収量は気体の種類に依存し、水素に対し $400\text{ Pa}\cdot\text{dm}^3\cdot\text{g}^{-1}$ 、窒素に対し $1300\text{ Pa}\cdot\text{dm}^3\cdot\text{g}^{-1}$ 、一酸化炭素に対し $1300\text{ Pa}\cdot\text{dm}^3\cdot\text{g}^{-1}$ と報告されている。これをポンプとして用いる場合、水素は拡散の活性化エネルギーが小さいため $10\text{ Pa}\cdot\text{dm}^3\cdot\text{g}^{-1}$ 程度吸収させた後、ゲッター温度を室温から 400°C まで変化させても排気速度は10%程度しか増加しない。これに対し窒素や一酸化炭素は活性化エネルギーが大きいため $1\text{ Pa}\cdot\text{dm}^3\cdot\text{g}^{-1}$ ほど吸収して排気速度が1けたほど減少したものを、

400°Cに昇温することにより排気速度を初期値まで回復させることができるだけでなく $100 \text{ Pa} \cdot \text{dm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$ までの性能を維持できる。排気速度の実効値はゲッター材の表面積に依存し、 $18 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 程度のゲッターに対し $0.2 \sim 0.4 \text{ dm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ 程度である。排気能力が減少した場合、排気しながら $700 \sim 800^\circ\text{C}$ で活性化を行うことにより回復させることが可能であるが、20 回程度の活性化を行うと実用上は寿命がくる。

バルクハウゼン-クルツ振動 [英 Barkhausen-Kurz oscillation, 独 Barkhausen-Kurz-Schwingung, 仏 oscillation de Barkhausen-Kurz, 露 колебание Баркгаузена-Курца] 三極真空管のカソードに対してグリッドを正、プレートに0または負電位にすると、電極間距離に逆比例し、グリッド電圧の平方根に比例する振動数の発振が起る。この振動をバルクハウゼン-クルツ振動という。この現象は同軸円筒型の三極管に生じやすい。その原因は、グリッドに向かう電子が、ある条件下では、集団的な往復振動を行うためである。この発振を利用する管球はBK管とよばれている。真空計測において、この現象が問題になるのは、三極管型電離真空計の場合であって、負電位に保った集イオン電極(プレートに相当する)に異質な負電流が流れ込むのが測定されることである。これは、上記の振動によって静電的に与えられる以上のエネルギーを電子が獲得して集イオン極へ入るためだとされている。しかし、この振動が起きにくい電極構造や電位についての一般的な法則はないので、指定された条件以外での使用や、真空計の試作のときには注意する必要がある。

バルクハウゼン効果 [英 Barkhausen effect, 独 Barkhausen-Effekt, 仏 effet Barkhausen, 露 эффект Баркгаузена] 電気工学者 H. Barkhausen によって見いだされた、強磁性体の磁化に起因する一種の雑音をいう。彼は強磁性体試料にサーチコイルを巻き、それを増幅器につなぎ、その出力端子をスピーカーにつなぎ、磁場を極めて滑らかに変化させて強磁性体を磁化していくと、雨音のような雑音が聞えることを見だし、これが磁化の不連続性によるものと考えた。バルクハウゼン効果は、後に磁区の直接観察ができるようになるまで、磁区の研究の唯一の方法であった。

バルケグラフ [英 parquet graph] フェルミ粒子の集団について、2 粒子間に働く相互作用の効果を摂動計算で求める場合、任意の次数の摂動過程は1つの図形に対応させることができる。1つの粒子または空孔を右向きまたは左向きに走る線によって、また、相互作用はそれらの支点で代表させれば一次の摂動過程は図1に示した図形で表

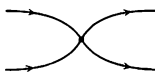


図 1

される。この図形で作用点を平行(粒子・粒子)または反平行(粒子・空孔)に走る2つの作用点をもつ図2a, bのような図形で、次々に置換えていって生じる図形を一般にバル

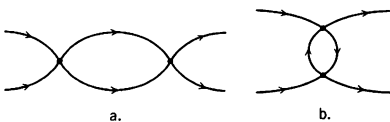


図 2

ケグラフという。バルケとは元来 寄木細工の床を意味する語である。バルケグラフによって記述される摂動項は一次元電子系や金属中の局在スピンの関する近藤効果の問題などにおいて、発散度の最も高い摂動項を与え、問題の本質に重要な寄与をもつ。

パルサー [英仏 pulsar, 独 Pulsar, 露 пульсар] バルス状の電磁波を周期的に繰返し放射する天体を総称してパルサーとよぶ。1967年、イギリスの A. Hewish らによって発見されて以来、全天で300個以上が知られている。その正体は、自転軸に対して傾いた強い磁場(10^8 T 程度)をもつ中性子星であって、バルスの周期は中性子星の自転に同期していると考えられる。孤立したパルサーは、普通電波のパルスを放射するので、電波パルサーともよばれる。その周期は、1秒前後のものがほとんどである。パルス波形は、1周期に2つの鋭い山をもつ例が多く、電波スペクトルは非熱的で、また強い偏波を示す。これらの事実から、パルサーの2つの磁極の近くでは粒子が加速され、磁場のからんだ非熱的しくみで電波パルスが出ると見られる。なお電波パルサーのパルスの分散や偏波面のファラデー回転を測定することで、星間プラズマの密度や星間磁場の強さが推定できる。

電波パルサーの周期 P は、一般に $(dP/dt)/P = 10^{-12} \sim 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ 程度の割合で徐々に長くなっている。これは、自転エネルギーが放射エネルギーに転ずるためである。約 10^7 年より古い電波パルサーは、放射が弱く検出できないと考えられる。他方、パルサーが通常の星と近接した連星系をなしているとき、X線を放射するようにすることがあり、X線連星パルサーとよばれる(⇒X線星)。その周期は、星から流入する物質のトルクの影響をうけて、1秒以下から1000秒近くまでばらついている。周期の短いかパルサー(⇒かに星雲)とほ座パルサー(周期89ms)は連星ではないが例外的なもので、電波からγ線に至る広帯域でパルスを放射している。電波パルサーのなかにも、周期が短(周期59ms)、そのうえ連星系をなしている特異なものもある。

パルス [英 pulse, 独 Impuls, 仏 impulsion, 露 импульс] 取扱う時間の長さ比べて持続時間が十分短い電気あるいは光などの衝撃波をパルスとよび、衝撃波が1個のとき単発パルス、特にデルタ関数状のものをインパルス、またランダムあるいは周期的に継続するものをパルス列として区別するが、普通はこれらを総称してパルスという。図1にパルス波形の例を示す。ここで t_0 をパルス幅、

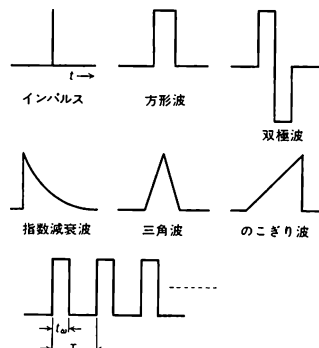


図 1

T_R を繰返し周期、 t_w/T_R を衝撃比という。単発パルスは動作の開始、終了を指示するトリガーパルスとして用いられ、周期的パルスは時間を計数する(クロック)パルス、2つ以上の論理回路を同時に動作させる同期信号などに用いられる。方形波はディジタル回路のいたるところで使われ、このざり波はオシロスコープ、テレビに時間軸の基準波として、また比較回路で電圧の基準波に用いられ、指数減衰波は放射線検出器の出力パルスとして観測される。パルスは正弦波と異なり波形の持続時間が短く、パルス列の場合も持続時間が周期のうちの一部分という特徴をもち、パルスの伝送、増幅には広い周波数帯域が必要で、パルス特有の取扱ひ、計算法(⇒ラプラス変換)がある。方形波パルスの特性は、パルス波高(A_p)、パルス幅(t_w)、立ち上がり時間(t_r)、立ち下がり時間(t_f)で表し、図2のように

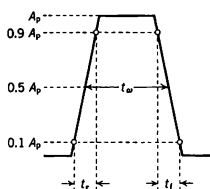


図2

定義する。パルスを周波数特性が有限または平坦でない伝送系を通すと、原波形と比べてひずむ。ひずみは図3のよう

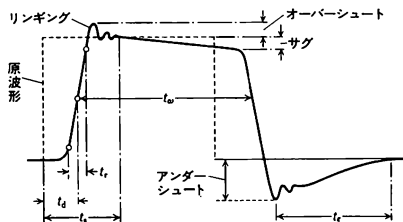


図3

うにオーバーシュート、アンダーシュート、サグなどで表すことができる(t_d は遅延時間、 t_r は整定時間、 t_f は回復時間)。パルスは振幅情報と時間情報を同時に伝える。ディジタル回路では振幅情報は1と0の2つの状態を用いるので、時間情報を失わない限り非線形増幅を用いることができ、ダイオード、トランジスタのスイッチあるいはそれらの集積回路が使われる。アナログ回路ではスペクトロスコープなど振幅情報が重要な場合がほとんどで、波形をひずみなく増幅、伝送する必要があり、線形パルス増幅器が用いられる。

電子回路で取扱われるパルスは秒あるいはそれ以上の長いものから、電子計算機の高速論理演算や放射線検出器における高速計数など高速パルスの発生、処理技術が要求される分野ではパルス幅 10^{-9} ~ 10^{-11} 秒のパルスが使われる。光を利用した情報伝送系においても光ファイバーの広帯域性を利用して同程度の高速パルスが用いられる(⇒パルス発生器)。

光パルスは発光ダイオード、レーザーダイオード、スパークギャップなどに電気パルスを加えて発生することができる。また Nd-YAG のモード同期レーザーも強力なパルス源である。いずれも数百ピコ秒あるいはそれ以下の光パルスを発生する。特殊な場合にはチレンコフ光、シン

クロトン放射光もパルス光源として用いられる。電気的パルスの測定は普通オシロスコープが用いられる。パルス幅1ナノ秒以下ではサンプリングオシロスコープが、またスペクトラムアナライザにより周波数ドメインからの解析も行われる。光パルスは通常光電変換で電気パルスに変換して測定する。ストリークカメラはピコ秒の単発パルスの記録ができる。

パルス型原子炉 [英 pulsed reactor, 独 Impulsreaktor, 仏 réacteur pulsé, 露 импульсный реактор] 原子炉の出力が時間的にパルスをなしている原子炉。臨界未満ないし低出力運転を行っているときに、短時間だけ正の反応度の投入を行い、出力バーストを起させる。日本では研究用の高速中性子パルス炉である東京大学の「弥生」のほか、日本原子力研究所の安全性実証炉 N SRR がある。後者は、負の反応度係数の大きいウラン素化ジルコニウム燃料を使用したトリガー炉という型式の熱中性子炉のひとつで、炉心の中央に試験燃料棒を収納したカプセルが取り付けられている。パルス照射により、反応度事故時に軽水炉の燃料棒が破損にいたる過程の研究が行われている。

パルス形成回路 [英 pulse forming network, 独 Impulsformer, 仏 circuit de formation d'impulsions, 露 схема формирования импульсов] ⇒ パルス発生器

パルス増幅器 [英 pulse amplifier, 独 Impulsverstärker, 仏 amplificateur d'impulsions, 露 усилитель импульсов] パルス信号を増幅する増幅器。線形増幅器と飽和型増幅器がある。線形増幅器は普通の増幅器と同じで、入力波形を増幅してそれと相似の出力波形を得るものである。立ち上がり時間の短い鋭いパルスは広い周波数帯域にわたるスペクトルをもつので、そのようなパルス信号を増幅する増幅器の周波数特性は非常に広帯域であることが要求される。普通の増幅器は一般に周波数特性を重視して設計されるのに対して、パルス増幅器では波形の再現性が重視され、出力波形にオーバーシュートやリングングが生じないよう過渡応答特性に注意が払われる。一方、飽和型増幅器では入力と出力が比例する領域は非常に狭く、一般に入力と出力の比例関係はない。パルス波高が、あるしきい値を超える入力パルスに対しては、常に一定のパルス波高の出力パルスが得られるようになっている。この場合は、増幅器の増幅度はできるだけ大きく、入力がしきい値を超えたらすぐに出力は飽和レベルに達することが望ましく、周波数特性についてはさほど厳しい要求をしなくてよい場合が多い。飽和型増幅器はディジタル演算回路によく用いられる。

パルス中性子源 [英 pulse neutron source, 独 gepulste Neutronenquelle, 仏 source de neutrons à impulsions]

周期的に一定の時間幅の中性子束を発生する装置。中性子散乱のためのパルス中性子源として最初のものは、ソ連のドブナに1962年に建設されたパルス原子炉であった。これは周期的に短時間臨界状態にして、高速中性子パルスを発生させる繰返し型の高速中性子炉であった。最近、加速器を用いたパルス中性子発生装置が建設された。これは数百 MeV 以上の陽子または電子をタングステンまたはウランに照射し、そこで発生する中性子と減速材を用いて減速し、中性子散乱の実験に用いるものである。特に陽子による重い核のスプレッションは単位発熱当りの中性子収量が核分裂や光核反応の場合に比べて大きく、 γ 線の発生率

は小さいので強中性子源の実現に適しており、冷中性子源にも有利である。パルス中性子源を用いる中性子散乱では、飛行時間法によって中性子のエネルギーを精度よく測定することができるほか、原子炉から発生する中性子にはない優れた特長がある。

わが国の高エネルギー物理学研究所では陽子ビームを500 MeVまで加速して重金属標的(タングステン、ウランなど)にあて、パルス中性子束を発生させて熱中性子、熱中性子、冷中性子をつくり出している。陽子ビームは毎秒20パルスで、毎パルスに 6×10^{11} 個の陽子を含んでいる。減速材としては、固体メタンおよびポリエチレンなどを用いている。中性子ビーム強度を陽子、熱中性子変換効率(陽子1個が標的に入射したとき減速材から単位立体角に向かって放射される熱中性子数)で表すと、ポリエチレン減速材の場合、熱中性子に対して 2.2×10^{-2} となっている。この中性子源は1980年より稼働を開始した。アメリカ、イギリスの研究所ではさらに大強度のパルス中性子源計画がある。

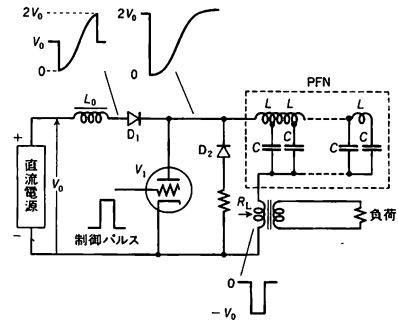
パルス中性子線 [英 pulsed neutron beam, 独 gepulster Neutronenstrahl, 露 пульсирующий нейтронный пучок] 定常出力原子炉から得られる中性子線が時間的に連続であるのに対し、パルス状で得られる中性子線のことをいう。パルス中性子線を得る方法は、中性子チョッパーにより連続的な中性子線を機械的に断続する方法と、パルス中性子源を利用する2つの方法がある。パルス中性子源としてはパルスの臨界に達するパルス炉を用いるか、ウランあるいは重金属に高エネルギー粒子線を当てるパルス運転加速器を用いるかである。高エネルギー粒子線としては、電子線(数十 MeV 以上)あるいは陽子線(500 MeV 以上)が用いられる。高エネルギー電子線が重金属標的に当たると制動放射を発生し、標的重金属内での (γ, n) 反応で、中性子が得られる。高エネルギー陽子線は重金属標的で核破壊反応を起し、陽子のエネルギーにもよるが、1個の陽子当たり、平均20個の中性子を発生する。このようにして得られた中性子線は高速中性子で、一般には標的金属材料を取巻く減速材で熱中性子化され、パルス中性子線として取出され利用される。パルス中性子線を記述する因子として、パルス繰返し数、パルス幅、ピーク強度がある。パルス炉では、繰返し数は毎秒10パルス以下、パルス幅は100 μ s程度、ピーク強度が 10^{14} n \cdot cm $^{-2}$ s $^{-1}$ 程度である。加速器利用では繰返し数毎秒10~150パルス、パルス幅は10 μ s程度、ピーク強度が 10^{15} n \cdot cm $^{-2}$ s $^{-1}$ 程度である。パルス中性子線は、白色中性子線回折法で凝集体の構造研究に用いられる。

パルス波高 [英 pulse height, 独 Impulshöhe, 仏 hauteur d'impulsion, 露 амплитуда импульса] ⇨ パルス

パルス波高分析器 [英 pulse height analyzer, 独 Impulshöhenanalysator, 仏 analyseur de la hauteur d'impulsions, 露 амплитудный анализатор импульсов] 原子核実験や素粒子実験で、荷電粒子や放射線がシンチレーターや半導体検出器内で生じるエネルギー損失を測定し、分布を表示する装置(P.H.A.と略称される)。荷電粒子などのエネルギー、速度そして粒子の弁別などに用いられる。検出器によるエネルギー損失はそれに比例したパルス電圧として得られ、それを増幅して波高分析回路で測定する。一定のパルス波高のみを検出するものはシングルチャネル波高分析器とよばれる。通常このパルス波高をA・D変換で

ディジタル化し、電子計算機によって集計し、必要に応じバックグラウンドの補正などの処理をして、ブラウン管にパルス波高の分布をグラフとして表示し、多重パルス波高分析器(マルチチャネルP.H.A.)ともよばれる。エネルギー分解能の高い半導体検出器を使用する場合は、パルス波高の測定範囲は1000~4000に分割される。

パルス発生器 [英 pulse generator, 独 Impulsengenerator, 仏 génératrice d'impulsion, 露 импульсный генератор] パルス発生器の基本はスイッチの開閉により急激に変化する波形をつくりだすことである。このスイッチとして電子的なものと機械的なものがある。またクロックパルス、同期信号として演算回路、制御回路などで時間情報を伝える低電圧(数V~数十V)で繰返しの多いパルス発生器、平均電力は低いが瞬時的に高電圧あるいは高電流を必要とするもの、たとえば放電管、パルス電磁石などに用いるパルス発生器などがありそれぞれ用途に応じて異なる発生方式がある。発生する波形も矩形、指数減衰波、台形波、のこぎり波、三角波などの種類がある。低電圧回路ではトランジスタ、ダイオードなどの半導体が電子スイッチとして用いられる。パルス幅は秒以上の長いものから 10^{-10} 秒程度の短いものまで発生することができる。パルスの発生はトランジスタによる単安定マルチバイブレーターまたは無安定マルチバイブレーター、ブロッキング発振器が代表的なものである。パルス発生用ダイオードには高速($\approx 10^{-9}$ 秒)、中電圧(数十V)用にアバランシェダイオード、スナップオフダイオード、高速、低電圧(≈ 0.5 V)にトンネルダイオード、低速用($\approx 10^{-6}$ 秒)にダブルベースダイオードが使われる。機械的スイッチとしては接点のばたつきのない水銀リレーが用いられ、遅延線パルス整形回路と組合せて、パルス幅 10^{-9} 秒、振幅数100Vのパルスを発生できる。しかし機械的スイッチは構造上繰返し周波数が低く、通常100Hz程度以下である。高電圧のパルスは増幅により発生することが困難で、高電圧あるいは大電流回路のスイッチングで発生するのが普通である。スイッチ素子としては、サイラトロン、イグナイトロン、スパークギャップなどを用い、RC回路、パルス形成回路、マルクス回路などに蓄積された電気エネルギーを瞬間的に放出する方法を用いる。サイラトロン、イグナイトロンでは数千A、 10^{-6} 秒の電流パルス、またスパークギャップをマルクス回路と組合せて数百kV、 10^{-9} 秒の高電圧パルスを発生することができる。



パルス形成回路(PFN)を使用したパルス電源の例を図に示す。V₁はサイラトロン、スパークギャップ、SCRなどで、制御パルスが加えられると導通状態となり、PFN

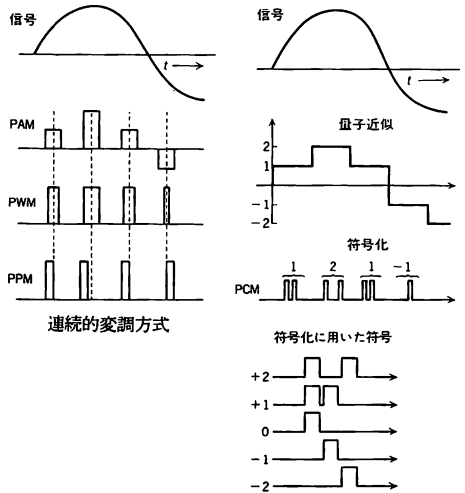
に蓄積されていた電荷が V_1 および負荷 R_L を通って放電される。 R_L は PFN の特性インピーダンス $\sqrt{L/C}$ と等しく、 R_L に生じる波形は PFN の伝播時間の 2 倍の幅をもつパルス波形で、振幅は PFN の充電電圧の 1/2 である。インダクタンス L_0 は PFN の放電時の衝撃が直流電源に伝わるのを防ぎ、また充電時には PFN の全容量 C_N と直列共振回路を形成し、C の両端の電圧を直流電源の 2 倍に充電する役割をもっている。ダイオード D_1 は PFN の充電が最大値に達した後、電源側への逆流を防ぎ、PFN を一定電圧に保つ。ダイオード D_2 は PFN と負荷との不整合で放電終了時に PFN が負に荷電され、充電ごとに C の両端の電圧が徐々に上昇するのを防止する。充電時間は $T_c = \pi \sqrt{L_0 C_N}$ で、パルスの繰返し時間はこれより長くする必要がある。

パルス幅 [英 pulse width, 独 Impulsdauer, 仏 durée d'impulsion, 露 длительность импульса] ⇔ パルス

パルス変圧器 [英 pulse transformer, 独 Impulstransformator, 仏 transformateur d'impulsions, 露 импульсный трансформатор] 一般に、矩形波パルスの電圧や電流の変成に使用する変圧器のこと。単一周波数からなる正弦波と異なり、矩形波は広い範囲の周波数成分を含んでいる。したがって、矩形波を忠実に変成しようとするれば、その変圧器の周波数帯域は通常の変圧器に比べて、はるかに広帯域でなければならない。小型のパルス変圧器は電圧、電流の増減ばかりでなく、電源と負荷とのインピーダンス整合、直流の分離、極性の反転、平衡・不平衡回路の変換などに広く使われている。パルス変圧器の特性は出力パルス波形によって示される。パルス電源、変圧器および負荷を含む等価回路は図 a のようになる。パルスの立上り部では高周波成分が支配的で漏れインダクタンス L_l 、分布容量 C_D などが影響し、パルス頂の平坦部では低周波成分が主で、有効インダクタンス L_e 、負荷 R_L などが影響する。したがって、 L_e を大きくするため透磁率の大きな磁性体を使用し、 L_l を小さくするために一次および二次巻線の巻き方に工夫を要する。レーダーや線型加速器では、パルス動作の大電力増幅管を使うので、その電源に大型のパルス変圧器が用いられている。いま、 N_s を二次コイルの巻数、 A を鉄芯の断面とし、パルス幅 Δt の間に磁束密度

が ΔB だけ変化したとすれば、二次側に発生する電圧は、 $V_s = N_s A (\Delta B / \Delta t)$ であるから、小さな鉄芯で大きな電圧を発生させるためには、 $\Delta B / \Delta t$ の大きな材料を必要とする。このような磁性材料は一般に矩形のヒステリシス曲線をもつため、一方向のみに磁化させると利用できる ΔB が非常に小さくなる。図 b にパルス変圧器用鉄芯のヒステリシス曲線を示す。通常は帯状の方向性ケイ素鋼板を巻いた巻鉄芯にカットを入れてわずかなすき間をつくり、ヒステリシス曲線をねかせて ΔB を B_r 程度まで大きくする。また巻鉄芯に逆バイアスを加える方法では、 ΔB は $2B_r$ 程度までとれて鉄芯は小さくできるが、バイアス用電源を必要とする。半導体パルス回路に使用される低電圧パルスの場合、透磁率の高いフェライトリングやつば型コアが磁心として用いられている。なおパルス変圧器で使用されるパルス幅は、約 10 ns から約 100 μ s である。

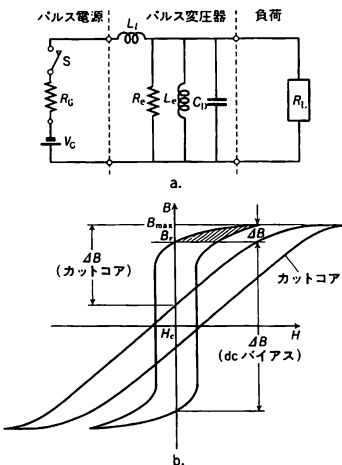
パルス変調 [英 pulse modulation, 独 Impulsmodulation, 仏 modulation d'impulsions, 露 импульсная модуляция] 規則正しいパルスの列を信号に比例した大きさで変調させることをいう。大別して連続的に変調する方式と、量子的な単位で不連続的に変調する方式がある。前者には PAM (pulse amplitude modulation), PWM (pulse width modulation), PPM (pulse phase modulation) などがある。後者は信号を有限個の階段形状に変形したのち、変調するものである。PCM (pulse code modulation) がおもな方式である。PCM は階段の高さに相当する量子数を符号に変換するものである。それぞれの方式を模式的に図に示す。無線通信では搬送波をこのパルス波形で振幅変調または周波数変調する。



パルス放射線分解 = パルスラジオリシス法

パルス放電 [英 pulse discharge, 独 Impulsentladung, 仏 décharge impulsionnelle, 露 импульсный разряд] パルスの電圧を印加することによって発生させる放電をいい、Ar, Kr などの希ガスイオンレーザ、 N_2 レーザなどに用いられる。パルス放電は放電機構の時間的な変化を調べるために特に有用である。

パルスモーター [英 pulse motor, 独 Schrittmotor,



仏 *moteur à impulsions*, 露 *импульсный двигатель*] 入力パルス電流のバルス数に正比例した回転角度まで回転して停止し、回転速度はパルス周波数(単位時間内のパルス数)に比例する特殊なモーターをいう。このような特徴からパルスモーターは工作機械、数値制御装置のサーボ機構、電子計算機の入出力装置、計数制御およびテレメーターなどに応用範囲が広がっている。ステッピングモーターともいう。図1は三相パルスモーターの例である。図2は

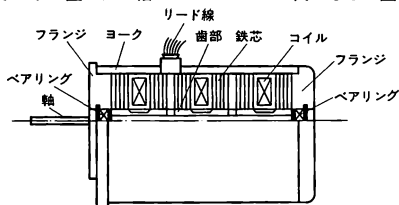


図 1

動作原理図で A, B, C は三相コイル, A を励磁すると回転子は図の位置に安定し, A を切り B を励磁すると回転子は θ_1 だけ回転する。入力パルスごとにこの動作を繰返し回転する。この電磁吸引力で回転するのが一般モーターと異なる点である。構造はコイルを中心とした3ブロックより構成されている(図3)。固定子歯部は内側ギヤ状であり、

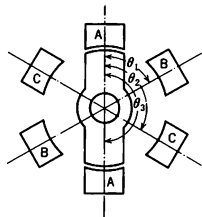


図 2



図 3

一相当りの歯数は回転子歯数(ギヤ状)と同等で、1組の歯部は1/3ピッチずつずらした積層鉄芯になっていて、各相にわたる磁気回路からの漏洩磁束は静止角誤差となるから、ブロック間は磁気遮蔽し、回転子の軸は非磁性体で作り、隣の相への漏洩磁束を防いでいる。回転、停止の応答速度を高めるため、回転子の慣性を小さくし、一定出力トルクとし、固定子、回転子は軸方向に細長い構造につくられている。現在市販されているパルスモーターの回転角度は1パルスで0.18~18度程度である。

パルスラジオリシス法 [英 *pulse radiolysis method*, 露 *метод импульсного радиолиза*] パルス化された高エネルギーの光子、電子、イオン、その他の粒子線を用いて各種反応を研究する実験法。パルス放射線分解ともいう。入射粒子線と物質との相互作用を利用して、物質中に高密度の電子、イオン、励起原子・分子、ラジカルなどの短寿命反応活性種を生成し、これらのもっている物理的・化学的特性のどれかに着目して、これらの密度の時間分解測定(⇒時間分解能)を行い、これら反応活性種の動的な挙動を明らかにする。パルス電子線が用いられる場合が多く、

バン・デ・グラーフ加速器と線型加速器が主要な線源である。パルス電子線としては、例外もあるが通常は、加速エネルギーが1~50 MeV、ピーク電流値が0.1~10 A、パルス幅が 10^{-6} ~ 10^{-9} 秒、のものが用いられる。線型加速器からの微細構造パルスを用いると、 10^{-11} 秒ほどの短いパルス幅が得られる。このほかに、マルクス回路を用いた特殊な大電流パルス電子線加速装置が用いられることもある。この場合は、加速エネルギーが0.5~5 MeV、ピーク電流値が 10^3 ~ 10^5 A、パルス幅が 10^{-7} ~ 10^{-9} 秒のものが多い。パルス電子線のみでなく、これを金属板に衝撃して得られるパルス X 線も用いられることが多く、まだ例は少ないが、陽子、重陽子、重イオンなどの重荷電粒子線や中性子線が用いられることもある。反応活性種に固有の物理的・化学的特性として、時間分解測定される信号は、光吸収スペクトル、発光スペクトル、電子スピン共鳴吸収スペクトル、電気伝導率などである。この方法は、液体、特に水および水溶液、およびアルコール、炭化水素などの有機溶媒についてよく用いられ、水和電子または溶媒和電子の反応、種々のラジカル、励起分子、正イオン、負イオンの反応などについて種々の知見が得られている。気体および固体への適用はまだ少なく、今後の課題とされている。このほかの課題としては、この方法を種々の分野の問題に適用すること、新しいパルス源またはパルス特性を用いること、新しい観測信号を見いだすこと、時間分解能を上げること、などが挙げられる。

パルスレーザー [英 *pulsed laser*, 独 *gepulster Laser*, 仏 *laser à impulsion*, 露 *импульсный лазер*] パルス状の出力を発生するレーザー。次のように分けられる。(1)誘導放射を行う上の準位の寿命よりも下の準位の寿命の方が長く、定常的な負温度の発生が不可能な場合。このようなレーザーは、自己終結型(*self terminating*)であるといい、急速なパルスの励起によらなければレーザー発振は不可能である。(2)負温度発生に過大のパワーが必要であるので、連続的なポンピングが技術的に不可能な場合。(3)平均出力よりピーク出力の高いことが要求される場合。このとき、(a)単にパルスの強い励起を行う、(b) Q スwitching を行う、(c) モード同期を行う、などの場合がある。(4)発振条件によっては、定常的な発振が安定して行わず、間欠的になる場合。

ハール測定 [英 *Haar measure*, 独 *Haarsches Maß*, 仏 *mesure de Haar*, 露 *мера Хаара*] 位相群の表現論を展開するには、群の任意の元による左移動または右移動に関して不変な、群上のルベーク積分が不可欠である。それを導入する方法のひとつに、ハール測定を用いるやりかたがある。

G を局所コンパクトな位相群とし、 G のすべてのコンパクトな部分集合の集合を含む最小の G 上の完全加法族を \mathfrak{M} とする。 \mathfrak{M} から $[0, +\infty)$ への写像 μ が次の4つの条件

$$(1) E_i \in \mathfrak{M} \quad (i=1, 2, \dots), E_i \cap E_j = \emptyset \quad (i \neq j)$$

$$\Rightarrow \mu\left(\bigcup_{i=1}^{\infty} E_i\right) = \sum_{i=1}^{\infty} \mu(E_i)$$

$$(2) G \text{ の任意のコンパクトな部分集合 } K \text{ に対して } \mu(K) < +\infty$$

$$(3) G \text{ の任意の空でない開部分集合 } O \text{ に対して } \mu(O) > 0$$

$$(4) \forall x \in G, \forall E \in \mathfrak{M} \text{ に対して } \mu(xE) = \mu(E)$$

を満たすならば、 μ を G の左不変ハール測度という。 μ が条件(4)の代りに、次の条件(4')

$$(4') \quad \forall x \in G, \forall E \in \mathfrak{B} \text{ に対して, } \mu(Ex) = \mu(E)$$

を満たすならば、 μ を G の右不変ハール測度という。これらの測度の存在と一意性については次の定理がある。

ハールの定理：任意の局所コンパクトな位相群には、左不変ハール測度が、正の定数倍の相違を除いて、ただ1つ存在する。右不変ハール測度についても同じ。

左不変ハール測度が右不変でもあるような局所コンパクト群はユニモジュラーであるという。その際には単にハール測度という。たとえば局所コンパクトな可換群およびコンパクト群はユニモジュラーである。 G がコンパクト群の場合には、 G のハール測度 μ は $\mu(G) = 1$ と正規化したものを用いるのが慣習である。

例1： $G = \left\{ \begin{pmatrix} x & y \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; x, y \in \mathbf{R}, x > 0 \right\}$ の左不変ハール測度 μ_l は

$$\int_G f(g) d\mu_l(g) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} f(x, y) \frac{dx dy}{x^2}$$

で与えられ、 G の右不変ハール測度 μ_r は

$$\int_G f(g) d\mu_r(g) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} f(x, y) \frac{dx dy}{x}$$

で与えられる。

例2：回転群 $SO(3)$ の任意の元 g をオイラー角 $0 \leq \varphi \leq 2\pi, 0 \leq \theta \leq \pi, 0 \leq \psi \leq 2\pi$

を用いて

$$g = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \psi & -\sin \psi & 0 \\ \sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

とパラメータ表示すると、ハール測度 μ は

$$\int_{SO(3)} f(g) d\mu(g) = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f(\varphi, \theta, \psi) \sin \theta d\varphi d\theta d\psi$$

で与えられる。

ハルトマン絞り [英 Hartmann diaphragm, 独 Hartmannsche Blende, 仏 diaphragme de Hartmann, 露 диафрагма Гартмана] ハルトマン・テストでレンズの球面収差を測定する際、被検レンズの直前または直後に置かれる絞り。これは図1のように小孔を中心対称で放射状に穴けた円板である。

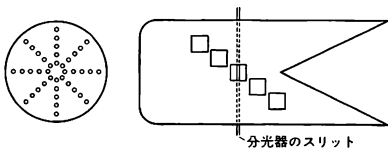


図1

図2

ブリズム分光写真器や非点収差のほとんどない回折格子分光写真器に使用される薄い金属板に図2のような穴をあけたものも、ハルトマン絞りと同よばれる。ハルトマン板ともよばれる。分光器のスリットの直前に取り付け、スペクトル写真を撮影するごとに次の穴がスリットの前にくるように移動させる。波長未知のスペクトル写真を撮る場合、その波長を決めるための規準として、波長既知のスペクトル線を同じ乾板上に一部重ねて撮影する。この比較スペク

トルを撮影する場合、乾板を上下に移動させるとスペクトル線の写る位置が左右(分散方向)にずれるので、乾板を動かさずに必ずハルトマン絞riを使う。

ハルトマン数 [英 Hartmann number, 独 Hartmann-Zahl, 仏 nombre de Hartmann, 露 число Гартмана] 電気伝導性をもつ粘性流体の流れに磁場が作用する場合における、電磁力と粘性力との比の平方根に相当する無次元量。流体の密度 ρ 、動粘性率 ν 、粘性率 $\rho\nu$ 、透磁率 μ 、電気伝導率 σ 、流速 V (代表的な値 U)、圧力 P 、代表的な長さ l 、磁束密度 B (代表的な値 B) とするとき、レイノルズ数 $Re = Ul/\nu$ 、磁気粘性 $\lambda = (\mu\sigma)^{-1}$ を用いて、磁気レイノルズ数 $Rm = Ul/\lambda = U\mu\sigma l$ が、また、アルベーン速度 $V_A = [(B^2/\mu)/\rho]^{1/2} = B(\rho\mu)^{-1/2}$ を用いてアルベーン数 $A = U/V_A$ などが定義される (なお、 $A^{-2} = B^2/\mu\rho U^2$ を第二カウリング数 Co (second Cowling number) とか磁気圧数 R_p (magnetic pressure number) とよぶこともある)。このとき $Ha = \sqrt{Re \cdot Rm}/A = Bl[\sigma/(\rho\nu)]^{1/2}$ をハルトマン数という。流体の運動方程式 $\rho\nu \Delta V - \rho \partial V/\partial t - \rho V \cdot \text{grad} V = -\mu^{-1} \cdot B \cdot \text{grad} B + \text{grad}(P + (1/2)B^2/\mu)$ と、いわゆる誘導方程式 $-(\mu\sigma)^{-1} \text{rot rot } B - \partial B/\partial t + \text{rot}(V \times B) = 0$ において、磁束密度、流速がそれぞれ x 方向の一様磁場 Be_x 、 s 方向の一様流 Ue_s で近似できるとして、 $B = B(e + Rmb)$ 、 $V = U(e + v)$ とおいて b, v について線形化すると、上式は $\{\Delta - Re(\partial/\partial t + \partial/\partial s)\}v = -Ha^2 \partial b/\partial x + \text{grad } p$ および $\{\Delta - Rm(\partial/\partial t + \partial/\partial x)\}b = -\partial v/\partial x$ となる。このことから、 Re, Rm, Ha が等しい場合には、幾何学的に相似な条件の下に、流れと磁場について相似な解が得られることがわかる。

ハルトマン数はデンマークの J. F. G. P. Hartmann による磁場の下での水銀の流れの研究(1931年, 1937年)にちなんで名づけられたものである。半間隔 $l = 1$ m, 流速 $U = 1$ m·s⁻¹, 磁束密度 $B = 1$ T の場合, 20°C の水銀で $Re = 0.9 \times 10^7$, $Rm = 1.3$, $Ha = 2.6 \times 10^4$ 、また、 $l = 1$ cm, $U = 1$ cm·s⁻¹, $B = 0.01$ T (=100 G) とすると, $Re = 868$, $Rm = 1.3 \times 10^{-4}$, $Ha = 2.6$ となる。記号 Ha の代りに、 M, M_H 、また文献によっては R_H, H, G, K などと不統一に用いられている。

ハルトマンの流れ [英 Hartmann flow, 独 Hartmannsche Strömung, 仏 écoulement de Hartmann, 露 течение Гартмана] 無限に広い、2枚の平行板の間を粘性流体が流れるとき、二次元のポアズイユの流れというが、流体がさらに電気伝導性を持ち、平行板に垂直に一定磁場が作用するときの流れをハルトマンの流れという。流れが層流の場合、流れはハルトマン数 Ha のみで決り、図1に示すように、 Ha が大きくなるにつれて流速分布は放物線から、あたかも乱流の場合のように、壁の近くを除いてほぼ一様になり、渦度 $\text{rot } V$ と電流密度 $\text{rot } B/\mu$ が壁の上のハルトマン層とよばれる薄い境界層に集中する。一方この

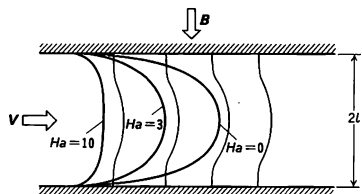


図1 電磁流体力学的ポアズイユの流れ

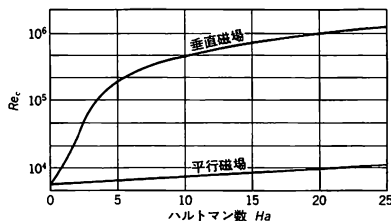


図2 磁場の中にある導電性流体の臨界レイノルズ数

ような流れに垂直な磁場は、流れが層流から乱流へ遷移する臨界レイノルズ数 Re_c を著しく高める(図2)ため、流れは安定する。一般に Ha が増せば抗力が増し、熱伝達は逆に低下することが知られている(⇒ハルトマン数)。

ハルトマンの分散式 [英 Hartmann's dispersion formula] 光学ガラスなどで屈折率 n と光の波長 λ の間の関係を表すために用いられる式。

$$n = n_0 + \frac{C}{(\lambda - \lambda_0)^m}$$

n_0, C, λ_0, m は実験的に定められる定数で、普通 $m=1$ とする。ハルトマンの分散式は経験式であって、成立する波長範囲は狭い。M. J. Hertzberger は、ガラスなどの透明物体に対しては

$$n = a + b\lambda^2 + cL + dL^2, \quad L = \frac{1}{\lambda^2 - 0.028}$$

の関係が、もっと広い波長範囲で成り立つことを述べている(a, b, c, d, \dots は定数)。

なおハルトマンの分散式と関連して、プリズム分光写真からスペクトルの波長を求めるときにハルトマンの補間式が用いられる。これは、分光器の焦平面上、原点から距離 x の位置にあるスペクトルの波長 λ が

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{C'}{(x - x_0)^m}$$

で与えられるとするものである。ここで λ_0, C', x_0, m はいずれも実験的に定められる定数で、普通 $m=1$ とする。

バルトリヌス Bartholinus, Erasmus Berthelsen, Rasmus (Erasmus) 1625. 8. 13—1698. 11. 4 デンマークの数学者、物理学者。ロスキレに生れる。1646年にオランダのライデン大学に入学し数学を学んだ。その後フランス、イタリア、イギリスに遊学し、1654年にはパドバ大学で医学博士号を取得している。帰国後、コペンハーゲン大学の数学教授となったが、1657年に医学教授に転向した。しかし医学に関する業績はほとんどない。数学に関しては多数の論文を著したが、R. Descartes の伝統に忠実で、あまり重要なものはない。また彼は天文学にも興味をもち、1664年末に出現した彗星を O. Rømer とともに観測したほか、Tycho Brahe の未出版草稿を出版しようとしたこともある。彼の最も重要な科学的業績は、アイスランド結晶、つまり氷州石による複屈折現象の発見であろう。これは「アイスランド結晶の実験」*Experimenta crystalli Islandici di diaclastici quibus mira & insolita refractio detegitur* (1669年)と題した本のなかで公表された。この現象についての彼の説明は、Descartes の光学理論に基づいており、正しくなかった。しかし、この現象は従来の光学理論のいずれによっても説明不可能であったため、その後の光学研究に深刻な影響を及ぼすことになった。たとえ

ば、I. Newton や C. Huygens がこの現象を説明しようとして試行錯誤を繰返したことが彼らの光学書からうかがえる。

バルーニング不安定性 [英 ballooning instability, 独 Ballooning-Instabilität, 仏 ballooning instabilité, 露 баллонная неустойчивость] 平均極小磁場においては、磁力線の曲率の良い領域と(プラズマの外側に向かって凹の曲率)、悪い領域(外側に向かって凸の曲率)とがあるが、平均として、交換不安定性などの磁力線に沿うモードは安定化される。しかし磁力線の曲率の悪い領域(環状磁場の場合ではトラスの外側の領域)に局部的に擾乱が起き、ちょうど風船が局部的に膨らむようなモードで不安定になる場合がある。このような不安定性をバルーニング不安定性という。この安定化のために磁力線のシア(ねじれ)を導入する。

バルマー Balmer, Johann Jakob 1825. 5. 1—1898. 3. 12 スイスの数学者、物理学者。ラウゼンに生れる。バーゼル、カールスルーエ、ベルリンの各大学で数学を学び、サイクロイドの研究によりバーゼル大学で博士号を取得。1859年から終生バーゼルの高等女学校教師。1865—90年にはバーゼル大学に受講。A. J. Ångström によって得られていた、可視部の4本の水素スペクトル線の波長に関するデータから、1884年、 $\lambda = hm^2/(m^2 - n^2)$ ($h = 3645.6 \times 10^{-8}$ cm, $n=2$, m は3以上の整数, λ は波長)の式を導出した(バルマー系列)。音における倍音とのアナロジーからスペクトル線間の関係を見いだそうとする試みを捨て、初めは数値的に、後には図形を使って幾何学的に、各線の波長を共通の定数と小さな素数の組合せとの積で表すことを試みた結果、得たのが上の式である。W. Huggins による水素の紫外部スペクトル線の測定値も、この式に合うことを確認し、他のスペクトル線については、バーゼル大学の友人 J. E. Hagenbach-Bischoff が確認した。Balmer は紫外部、赤外部に n が2以外の整数にあたる水素スペクトル線があり、上式は他の元素のスペクトル線の間にあるより一般的な関係の特殊な場合ではないかと予想していたが、これは一般的なスペクトル公式を得る研究を促した点で重要であった。

バルマー系列 [英 Balmer series, 独 Balmer-Serie, 仏 série de Balmer, 露 серия Бальмера] ⇒ 水素原子のスペクトル

ハルワックス Hallwacks, Wilhelm Ludwig Franz 1859. 7. 9—1922. 6. 20 ドイツの物理学者。ダルムシュタットに生れる。シュトラスブルク(ストラスブール)とベルリンに学び、1883年 博士号を取得。シュトラスブルクとビュツブルクでの助手を経て、1893年ドレスデン工業大学電気工学教授、1900年 同大学物理学教授。電極の近くで別の火花が通過すると、紫外線の作用により放電が容易になることは、1887年に H. R. Hertz により発見されていたが、1888年 Hallwacks は、負に帯電した亜鉛の球に紫外線当てると負電荷が減少することを、検電器により証明した。その後、J. P. L. J. Elster と H. Geitel により、球の表面から電子が放出されていることが確かめられた。ドレスデンで死去。[主著] *Die Lichtelektrizität*, 1914。

バルン回路 [英 balanced to unbalanced transformer, 独 Symmetrietransformator, 仏 transformateur symétrique-dissymétrique, 露 симметрирующий трансформатор]

top] 平衡線路から不平衡線路,あるいはその逆への変換回路,英語の頭文字をとってこうよぶ。平衡二線式給電線と同軸ケーブルを図1に示すように接続すると,同軸ケ

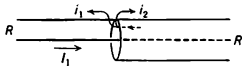


図 1

ーブルの外部導体の外側に漏洩電流が流れ $I_1 \neq I_2$ となり不平衡状態になり有害な放射を発生する。R は線路の特性インピーダンスである。これを防止するため図2のようなバルン回路を挿入する。図3は磁心を利用した広帯域型の例である。

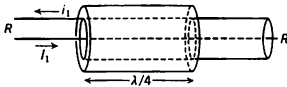


図 2

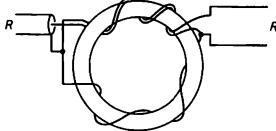


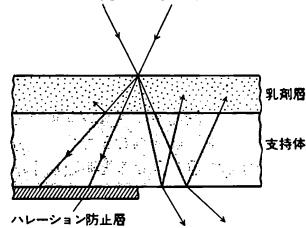
図 3

ハレー Halley, Edmund 1656.10.29 - 1743.1.14
イギリスの天文学者。ロンドンに生れ、オックスフォード大学で学んだ。早くから天文学に関心を抱き、従来ほとんど未開拓の南天の恒星群を観測するために、1672年、南緯16度のセント・ヘレナ島に赴いて約350個の恒星の位置を測定した。この成果は1678年に出版され、これによってロンドン王立協会の会員に選ばれた。また1685年には同会の書記補佐に任命され、内外の研究者と多くの文通を交わした。この時代に彼はI. Newtonと親交を結び、「プリンキピア」*Principia* (1687年)の出版に際してはその編集者となり、逆二乗の引力法則発見の優先権を巡るR. Hookeとの論争の取りまとめや印刷費用の肩代りなどで、Newtonを物心両面から支援した。後に彼はオックスフォード大学のサピル幾何学教授(1703年)とグリニジ天文台長(1720年)を歴任した。彼の最も有名な仕事は、1705年に「彗星天文学綱要」*A Synopsis of Cometary Astronomy*として発表された彗星の運動に関する研究である。彼はNewtonの諸原理に基づいて多数の彗星の軌道を計算したが、そのうち1531年、1607年、1682年に出現した3個の彗星の軌道が互いに著しく類似しているのを発見し、これらは約76年の周期をもつ同一の彗星であろうと推測したのである。この推測の正しさは、1758年に彼の予言どおりの位置に同じ彗星が再出現したことによって確認され、これはハレー彗星と命名された。その他の仕事としては、月の平均運動の永年加速度的発見(1693年)、金星の太陽面通過から太陽の視差を決定する方法の提唱(1716年)、恒星の固有運動の発見(1718年)などがあげられる。[主著] *Catalogus stellarum australium*, 1678; *A Synopsis of Cometary Astronomy*, 1705。

バレー・軌道分裂 [英 valley-orbit splitting, 露 долина-орбитальное расщепление] SiやGeのような伝導帯の極小点が複数個あるために生じる半導体のドナー準位の微細な分裂をいう(それぞれの極小点を含む近傍の領

域をバレー(谷)とよぶ)。ドナーに束縛されている電子のエネルギー準位を考える際に、電子に対するドナーのポテンシャルのうちで主要部であるクローン・ポテンシャルだけを考慮する近似を用いると、各バレーの底付近のプロット関数で電子状態が表されるので、バレーの個数だけの状態が同じエネルギー値に縮退する。実際には、ドナーのつくするポテンシャルがドナー原子のすぐ近くではクローン・ポテンシャルとは異なるために、各バレーに付随した電子軌道間に相互作用が生じ、上述の縮退が解かれ、エネルギー準位はドナー原子のまわりの対称性に従って分裂し微細構造をもつ。このことはドナー準位間の光吸収、ドナー電子の電子スピン共鳴、抵抗の応力による変化などの測定によって確かめられている。たとえば、Ge(4つのバレーをもつ)では、四重縮退の状態が一重と三重状態とに分裂している。一重状態の方が基底状態で、分裂の大きさは1~4 meVである。ただし、この大きさはドナー不純物の種類によって異なる。一方、束縛エネルギーは約12 meVである。

ハレーション [英 halation, 独 Lichthof, 仏 halo, 露 ореол] 写真感光材料で感光層を通り抜けた光が、支持体との境界面や支持体の裏面から反射して、正規の像以外の部分を感光させる現象(図参照)。ハレーションはイラ



ディエーションとともに写真像をぼけさせ解像力を低下させるので(⇒イラディエーション)、この防止のために支持体を着色したり、支持体と感光層の間または支持体の裏面に着色層(ハレーション防止層)を設け反射光を吸収している。ハレーション防止層には可視光を吸収するコロイド銀粒子を分散したゼラチン層や、染料で染められた層などが用いられるが、これらは脱銀過程で漂白されたり現像過程で溶解・脱離して、最終的に得られる写真像の障害とならないように工夫されている。

バレスク・ガーネセイ・レナードの衝突項 [英 Balescu-Guernsey-Lenard collision term, 独 Balescu-Guernsey-Lenard Stopterm, 仏 terme de collision Balescu-Guernsey-Lenard, 露 столкновительный член Балеску-Гернсей-Ленарда] プラズマなど荷電粒子系の運動学的方程式において、粒子間の衝突効果により、運動量(速度)分布関数 $F(\mathbf{p})$ が変化する割合 $[\partial F(\mathbf{p})/\partial t]_c$ を表現する項の一種で、1960年、R. Balescu, R. L. Guernsey, A. Lenardにより独立に導出された。プラズマ中の種々の荷電粒子を添字 σ で区別すると

$$\left[\frac{\partial F_{\sigma}(\mathbf{p})}{\partial t} \right]_c = -16\pi^3 e_{\sigma}^2 \sum_{\sigma'} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} e^2 \frac{\mathbf{k}}{k^2} \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \int d\mathbf{p}' \frac{\mathbf{k}}{k^2} \times \left[\left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{p}'} - \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}} \right) F_{\sigma'}(\mathbf{p}') F_{\sigma}(\mathbf{p}) \right] \frac{\delta(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \mathbf{k}' \cdot \mathbf{v}')}{|\mathbf{e}(\mathbf{k}, \mathbf{v})|^2}$$

と表される。 e_{σ} は σ 種の粒子のもつ電荷、 \mathbf{v} は速度、 \mathbf{k} は波数であり、 $F_{\sigma}(\mathbf{p})$ を運動量空間で積分すると σ 種の粒子の数密度になるように規格化されている。また

$$\varepsilon(k, \omega) = 1 - \sum_{\sigma} \frac{4\pi e^2}{k^2} \int dp \frac{1}{k \cdot v - \omega - i0} k \cdot \frac{\partial F_{\sigma}(p)}{\partial p}$$

で、分母の0は正の微小量、この衝突項は、高温低密度でクーロン散乱の効果が比較的弱いプラズマについて適用され、ブラッソフの方程式に対する補正となる。系の粒子数、全運動量、全運動エネルギーを保存し、 H 定理を満足することが示されている。

バレル [英 barrel, 独 Barrel, 仏 baril, 露 бap-пель] ヤード・ポンド法の一つである米国慣用系の容量の単位。計量対象により単位の大きさを異にする。熱なもの

液量 (gal: ガロン)	乾量 (qt: ドライ)
発酵飲料 31 gal 約 117.3 dm ³	クオート ≈ 1.1 dm ³
一般液体 31.5 gal 約 119.2 dm ³	ブルーベリー 87 qt
石油 42 gal 約 159.0 dm ³	一般果実野菜 105 qt

波連 [英 wave train, 独 Wellenzug, 仏 train d'ondes, 露 упр волн] 同じ偏りをもつ一連の波で、その連なりのなかでは相互の位相の間の相関が高く、ほぼ単振動の性質を持続しているものとみなしうるものを波連という。ある波源から発生する波の波連の長さは有限であり、それは波動の種類や発生方式によって異なる。熱的な光源の放出する光は個々の分子や原子の、独立で、無秩序な自然放出によるものであるから、波の位相や振幅は不規則で、したがって、波連の長さは波の一周期分もなく極めて短い。単色に近い光源、たとえば水銀放電管から放射される線スペクトルでは、波連の長さは数 mm から数 cm の程度である。波面分割や振幅分割などで2つに分けた波連をほとんど光路差をなして重ね合わせると明瞭な干渉現象が生じる。波連の長さが長いほど位相の間の相関の度合(⇒コヒーレンス)により高いことを意味し干渉性がよい。波連の時間的な相関の度合(時間的コヒーレンス)は、周波数の単一性(⇒単色光)と直接的に関連がある。波連の寿命(持続時間)が長いほど時間的コヒーレンスが高く、周波数単一性の尺度である周波数帯幅(⇒スペクトル線の形)は狭くなる。同様のことを別の見かたをすれば、空間的な相関の度合(空間的コヒーレンス)が高いほど波の進行の指向性がよい。コヒーレンスの高い波連の例としては、電波(ラジオ波、マイクロ波)がある。また、レーザー媒質中の原子が入射光の刺激により次々と起す誘導放出は位相的にそろった波を生じ、その結果として、安定なレーザーでは波連の長さが数百 m に及ぶ、単色性や指向性の優れた、輝度の高い光を得ることができる(⇒レーザー分光学)。

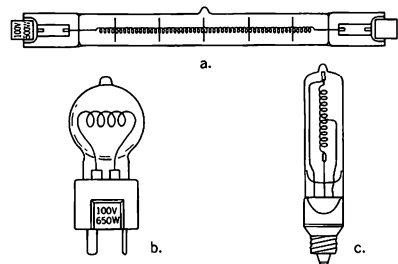
バレンスボンド法 = 原子価結合法

ハロー(銀河の) [英 halo, 独 Halo, 露 ra-ло] 凝集した芯(コア)のまわりにぼんやりと広がったものを一般にハローという。銀河の場合は、個々の銀河または銀河団の重力圏内で、物質が希薄に広がって存在している球状領域のこと。ハローの外側は銀河間空間(または銀河団間空間)となる。銀河のハローからは非熱的電波放射が観測される。これはシンクロトロン放射と考えられており、この放射の存在は、相対論的電子と磁場の存在を物語っている。銀河回転や連銀河の運動から推定される1個の銀河の全質量が、銀河円盤部などで光学的に同定される星の質量和を大きく上回るので、大量の見えない物質、天体がハローに存在していると考えられている。見えない物質、天体の正体は、銀河誕生期に生れた古く暗い小質量

星、進化を終わってしまった白色矮星、中性子星、ブラックホール、ニュートリノの海などのうちのどれか、またはそのいくつかであるとされている。ハロー構造は銀河系自身をはじめとし、多くの銀河に存在している。特に銀河団の中心部に位置する巨大楕円銀河のハローは大きく、これはほかの銀河との衝突により成長したものと考えられている。このような銀河団中の銀河のハローあるいは銀河団のハローからは、X線放射が観測されている。高階電離の鉄のスペクトル線の存在から、これらのハロー領域のプラズマは 10^8 K 程度の高温状態にあることがわかっていく。

ハロゲン化アルカリ [英 alkali halide, 独 Alkaliha-lenid, 仏 halogène d'alcali, 露 галогенная щёлочь] 正電荷をもつアルカリ金属イオンと負電荷をもつハロゲン化物イオンとが結合したイオン結晶で、アルカリ金属(Li, Na, K, Rb, Cs)とハロゲン(F, Cl, Br, I)との組合せて20種類の物質がある。このうちCsCl, CsBr, CsI は体心立方型の塩化セシウム型構造をもつが、それ以外はすべて面心立方型の塩化ナトリウム型構造をもつ(ただしCsClは高温で塩化ナトリウム型に転移する)。ハロゲン化アルカリは良質の単結晶が比較的容易に得られ、単結晶の形で赤外光学材料、シンチレーションカウンターのなどに用いられている。しかし、ハロゲン化アルカリの果す役割としては固体物理の基礎的研究の対象としての意義が最も大きい。典型的なイオン結晶で、しかも正負のイオンがともに希ガス原子と同じ閉殻電子配置をもっている最も単純な物質なので、理論的にも実験的にも広範な物理的性質が詳しく研究されてきた。たとえば、点欠陥(イオン空孔や格子間イオン)に局在した電子や正孔はそれぞれ特有の光吸収スペクトルを示すことから色中心とよばれ、そのミクロな性質が詳しく調べられている。色中心の研究は、半導体の不純物中心や蛍光体の発光中心など固体中の局在電子状態を基礎的に理解するうえに大きく貢献している。

ハロゲン電球 [英 tungsten halogen lamp, 独 Halogenglühlampe, 仏 lampe à halogène, 露 вольфрамово-галогенная лампа] タングステンフィラメントの消耗と管球の黒化を抑制するために、封入ガスにハロゲン物質を加えた白熱電球。1959年にヨウ素ランプが実用化されたのに始まる。フィラメントから蒸発したタングステンは、ハロゲン物質と結合してハロゲン化タングステンとなり、拡散してフィラメント部に移動し、高温によってタングステンとハロゲン物質に解離し、前者はフィラメント上に析出し後者は前記のハロゲン再生サイクルを繰返す。このサイクルが正常に行われるためには、管壁温度が 250°C 以上であることが必要で、このために管球は石英ガラスで小さくつくりされている。ハロゲン物質としては、長寿命が望まれるものには作用のゆるやかなヨウ素が、高効率が見られ



るものには臭素や塩素が、単体または化合物の形で用いられる。プロジェクター、スタジオ照明、飛行機の着陸灯などに用いられる。

ハロゲンリークディテクター [英 halogen leak detector, 独 Halogen-Lecksucher, 仏 détecteur de fuite à halogène, 露 галогонный течеискатель] 真空容器など気密性の容器がリーク(漏れ)のない完全なものであるかを調べる専用の機器(リークディテクター)の一種。プローブガスとしてハロゲンを含むガス(たとえば CF_2Cl_2 , いわゆるフロン)を用い、検出器としては白金電極の二極管を用いる。プローブガスの侵入を検出する原理は、高温の白金表面にハロゲンを含むガスが接触すると正イオンが生じる現象を利用するものである。つまり 800°C 以上に白金陽極を加熱しておき、電極に電圧を印加しておくこと、プローブガスの侵入をイオン電流の増加によって知ることができる。感度は極めてよく、 10^{-6} Pa (10^{-8} Torr)の圧力レベルでも十分プローブガスを検知できる。検出器は電極を2個装備した小型管球の形状で、真空容器への取付けに便利のように導管あるいは小型フランジが付いている。これを被検査容器に取付け排気した後、外部からプローブガスを吹付けてリークの有無を確認する。検出感度は $10^{-8}\text{ Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$ ($10^{-7}\text{ Torr}\cdot\text{dm}^3\cdot\text{s}^{-1}$)に達する。ヘリウムリークディテクターの感度には及ばないが、実用的には十分の感度である。高感度で極めて簡便だが、欠点はプローブガスが場合により有害ガスとして規制を受けることである。また、容器内面におけるプローブガスの吸着などの問題で、超高真空系などでは好ましくない結果となることも考えられる。

パワースペクトル [英 power spectrum, 独 Leistungsspektrum, 仏 spectre de puissance, 露 спектр мощности] ⇒ 確率過程

ハーン Hahn, Otto 1879.3.8—1968.7.28 ドイツの化学者。フランクフルトに生れる。はじめマールブルク大学で有機化学を学び、学位を得て母校の助手となった。その後化学工業会社に就職が決り、その研修と英語会話をマスターする目的で、1904—05年ロンドンの W. Ramsay の所へ留学した。彼の指導の下に放射性物質の研究に転じラジウムを発見。続いて1905—06年モントリオールの E. Rutherford のもとで研究した。師の Rutherford が Hahn のことを「彼は新元素(当時はアイントロップという概念がまだはっきりしていなかった)を発見するための特殊な嗅覚をもっている」と評したようにラジオアクチニウムなど次々に「新元素」を発見した。1906年ベルリン大学の E. Fischer の化学教室の助手となり、メトリウムを発見。1910年ベルリン大学助教授。1912年新設のカイザー・ウィルヘルム化学研究所の放射化学部門の部長となる。1907年ころから、当初 M. Planck の助手をしていた理論原子核物理学者 L. Meitner 女史と30年間にわたって共同研究をした。第一次世界大戦中は化学の専門家として、毒ガス戦の最前線に従軍し、戦争の悲惨さを痛感した。1918年 Meitner との共同研究によりプロトアクチニウムを発見。1922年最初の異性核ウラン Z を発見、同年ドイツ化学会の E. フィッシャー・メダルを受賞。1928—45年カイザー・ウィルヘルム化学研究所長。1933年コーネル大学に客員教授として迎えられる。1938年12月に F. Straßmann の協力を得て原子核分裂現象を発見し、今日の原子の時代の開拓者となった。1944年度のノーベル化学賞を戦後の1946年になって受賞。戦後は W. Hei-

senberg などドイツの指導的物理学者とともに、原爆研究の嫌疑でイギリスに8ヶ月間抑留された。1946年帰国して、戦後のドイツ科学の復興に尽力し、1946年カイザー・ウィルヘルム協会総裁となる。1948—60年には同協会をマックス・プランク協会と改称し、その初代総裁となり、1960年以後は没するまでの名誉総裁を務めた。西ドイツ文化勲章、西ドイツ大十字勲章のほか、マックス・プランク(ドイツ物理学会)、バラセルスス(スイス化学会)、ファラデー(イギリス化学会)、フェルミ(アメリカ物理学会)の各メダルなど多数の賞と、国内外の多数の名誉博士や名誉市民の称号を受けた。[主著] *Angewandte Radiochemie*, 1936。

バーン [英 barn, 独 Barn, 露 барн] 面積の単位で、主として原子核の衝突や散乱の断面積の表現に用いられる。 10^{-28} m^2 に等しい。単位記号は b。国際単位系(SI)以外の単位であるが、暫定的に SI と併用することが認められている。長さの単位であるフェルミ(fermi, これは SI のフェムトメートル(fm)に等しい)との関係は $1\text{ b} = (10\text{ fermi})^2 = 100\text{ fm}^2$ 。英語の barn は物置小屋の意。物置のように大きな構造物ならどんな鉄砲で撃っても当たるといふ言われから来ている。H. G. Holloway と C. P. Baker が1942年に提唱したものといわれる。

バンアレン帯 [英 Van Allen belt, 独 Van Allen-Gürtel, 仏 ceinture Van Allen, 露 радиационный пояс Ван Аллена] ⇒ 放射線帯

反位相境界 = 逆位相境界

反位相領域 = 逆位相領域(⇒逆位相境界)

半影法 [英 half-shading method, 独 Halbschattenmethode] 偏光計に用いて偏光の状態を高精度で測定する方法。旋光計に用いる方位角半影法では、普通半影装置を偏光子の直後において視野を二にし、検光子が特定の方位のとき両視野が一樣な明るさになりこの位置から検光子を右または左に回転したとき両視野の明暗が反転する。この位置を探して偏光方位を正確に決定する。リビッチ半影装置は、普通視野の半分を覆うような偏光プリズムをその透過軸が偏光子の透過軸とわずかに傾くように配置したものである。ローラン半影装置は、水晶の1/2波長板をその方位が偏光子の透過軸とわずかに傾くように視野の半分を覆って配置したものである。半影装置直後の左右視野を通る直線偏光のなす角を半影角という。この角度が小さいほど偏光方位測定の感度は上がるが、一方で両視野の平衡時の明るさが暗くなって判定は困難になる。半影角を数度に選ぶと(1/100)°程度の精度で偏光方位角の測定が行える。半影装置には構内偏光計に用いられる直交偏光成分間の位相差を正確に測定するためのプレース板やプラス板などもある。最近では偏光の状態を測定するのに光電的方法が多用される。前述のような視感法用の半影装置は現在ではあまり用いられていない。

反核子 [英 antinucleon, 独 Antinukleon, 仏 antinucléon, 露 антинуклон] ⇒ 反陽子

半価層 [英 half-valve layer, 独 Halbwertschicht, 仏 couche de demi-atténuation, 露 слой половинного поглощения] 放射線がある媒質中を透過していくときに、吸収によりその強さは減少していくが、もとの強さの半分に減るまでの媒質の厚さを半価層または半減層という。同様に、もとの強さの1/10に減少する厚さを1/10価層という。この値は同一媒質であっても放射線の種類により異なる。

る。したがって、媒質の遮蔽能力を示すほかに、放射線の性質を示すのにも用いられる。

汎関数 [英 functional, 独 Funktional, 仏 fonctionnelle, 露 функционал] たとえば、区間 $[0, 1]$ 上の連続関数 u に対して

$$J[u] = \int_0^1 u^2(t) dt$$

と置けば、 J は関数に数値を対応させている。このように関数空間 X あるいはその部分集合 $D \subset X$ を定義域とし、数の値をとる写像を汎関数という。たとえば

$$J[u] = \int_0^1 \left\{ \left(\frac{du}{dt} \right)^2 + u^2 \right\} dt$$

は、 u および du/dt が二乗可積分であるような関数の集合を定義域とする汎関数である。変分法は、汎関数の最大・最小を論ずる数学の分野である。

線形空間 X 上の汎関数が線形性をもつときは、線形汎関数とよばれる。 X がバナッハ空間などの線形位相空間であるとき、 X 上の連続な線形汎関数の全体は X の共役空間とよべ、関数解析における主要概念のひとつになっている。

汎関数微分 [英 functional derivative, 独 funktionale Ableitung, 仏 dérivée fonctionnelle, 露 функциональная производная] 汎関数 $J[\phi]$ を関数 $\phi(x)$ で微分して得る導関数のこと。すなわち、 $\phi(x) + \epsilon \eta(x)$ が J の定義域に属するような任意の関数 $\eta(x)$ に対して、 $\epsilon \rightarrow 0$ のとき

$$J[\phi + \epsilon \eta] - J[\phi] \\ = \epsilon \int K(x, \phi(x), \partial \phi(x)/\partial x, \dots) \eta(x) dx + o(\epsilon)$$

が成り立つなら、 K を $J[\phi]$ の ϕ による汎関数微分とよび

$$K\left(x, \phi(x), \frac{\partial \phi(x)}{\partial x}, \dots\right) = \frac{\delta J[\phi]}{\delta \phi(x)}$$

と書く。たとえば、 t 軸上の区間 $[t_a, t_b]$ で定義された (2 回まで連続的微分可能な) 関数 $r(t) = (x_1(t), x_2(t), x_3(t))$ で $r(t_a) = a$, $r(t_b) = b$ が与えられているものの全体を M とし、 M 上で汎関数

$$I[r(\cdot)] = \int_{t_a}^{t_b} \left\{ \frac{m}{2} \left(\frac{dr(t)}{dt} \right)^2 - V(r(t)) \right\} dt$$

を定義すると、関数 $x_k(t)$ による I の汎関数微分は

$$\frac{\delta I[r]}{\delta x_k(t)} = -m \frac{d^2 x_k(t)}{dt^2} - \left(\frac{\partial V(r)}{\partial x_k} \right)_{r=r(t)}$$

となり、これを 0 とおくとポテンシャル V の場を動く質量 m の質点に対するニュートンの運動方程式になる (⇒解析力学)。汎関数微分を 0 と置くことは汎関数に極値をとらせる関数を探すことである (⇒変分法)。物理の基本法則は、それぞれ適当な汎関数が現実の「運動」のところで極値をとるという形にいい表すことができる (⇒変分原理)。また、原因 C より結果 E が後で起るということ (因果律) は、汎関数微分を用いて

$$\frac{\delta E_t[C]}{\delta C(t')} = 0 \quad (t < t')$$

と表される (⇒分散式)。ただし、 E_t は時刻 t に観測される結果、 $C(t')$ は時刻 t' に存在した原因である。実際、たとえば線形応答の理論では、適当な G により

$$E_t[C] = \int_{-\infty}^t G(t, t') C(t') dt'$$

と書かれる。因果律の表現も含めて汎関数微分は場の量子

論で重要な役を果す。なお、関連する概念にフレジェ微分、ガトー微分がある。

反響 [英 echo, 独 Echo, 仏 écho, 露 эхо] 大きな室内で、音源からの直接音が聞こえてから、反射音が分離して聞こえることを反響といい、普通の残響と区別している。反射音の時間遅れが小さいと、直接音を補強する効果をもっているが、一般に反射音が直接音より 30～50 ms 以上遅れると、ことばや音楽の聴取に対して妨害になることがあるといわれている。そのため、こうした反響の処理が室内音響設計の重要な項目になる。ひらけた屋外でも遠くの山や建築物からの反射音が反響になり、こだまあるいは山びことよばれる。

反強磁性 [英 antiferromagnetism, 独 Antiferromagnetismus, 仏 antiferromagnétisme, 露 антиферромагнетизм] 磁性体の秩序状態で、全体としての磁化が 0 となる状態を反強磁性状態という。最も簡単な反強磁性状態は、単純立方格子あるいは体心立方格子において、隣り合う格子点の原子のスピンが互いに反平行となる状態である。このような典型的な反強磁性体としては MnF_2 がある。やや複雑なものでは、格子がいくつかの副格子に分けられ、それぞれの副格子の格子点のスピンは平行であるが、異なる副格子間では、スピンの方向が反平行または 0° でも 180° でもない角度をつくっていて、全体の磁化は 0 となる場合である。 MnO , CoO , NiO などがその例である。さらに Cr や MnO_2 のようにその磁気秩序の周期が格子の周期的整数倍とならない非整定秩序の場合も反強磁性に含める場合がある。反強磁性状態では、絶対零度でもスピンはその量子効果のために磁化容易方向を z 軸としたとき $S_z = \pm S$ の状態にとどまることができないうち、あるゆらぎをもっている。また外部磁場によって、別の磁気秩序へ相転移をする。温度が上昇すると、ある転移点 (⇒ネール温度) で常磁性に転移する。反強磁性状態は、イオン結晶や金属合金で広く存在する磁気秩序であるが、1930 年代に L. Landau によって最初に理論的に予言され、それと独立に L. Néel によってその性質が理論的に研究された。そのスピン配列は、1948 年に中子線回折によって初めて実験的に確かめられた。しかし実験的に反強磁性状態への相転移を最初に観測したのは、1910 年代の本多光太郎とその協力者である。

反強磁性共鳴 [英 antiferromagnetic resonance, 独 antiferromagnetische Resonanz, 仏 résonance antiferromagnétique, 露 антиферромагнитный резонанс] 反強磁性体に電磁波を入射したとき、磁場の大きさと方向によって決まる特定の振動数で共鳴吸収が起ることを反強磁性共鳴という。1951 年に永宮健夫は、副格子の磁化ベクトルの運動方程式から出発して反強磁性共鳴の理論を与えた。後にライデンで行われた $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ 単結晶についての実験データは、永宮自身によって詳細に解析され、理論とみごとに一致した。強磁性共鳴と異なり、反強磁性共鳴では、共鳴振動数は、異方性エネルギーの大きさを与える異方性磁場 H_A と交換相互作用の大きさに対応する交換磁場 H_E の幾何平均が、その大きさの目安となる。外部磁場によって振動数は変化するが、ゼロ磁場での振動数を大幅に変化させるためには上記の幾何平均程度の外部磁場が必要である。

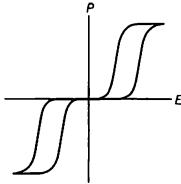
反強磁性体 [英 antiferromagnet, 独 Antiferromagnetikum, 仏 antiferromagnétique, 露 антиферромагне-

TIK) \Rightarrow 反強磁性

反共振 [英 antiresonance, 独 Antiresonanz, 仏 antirésonance, 露 антирезонанс] 振動系において, その周期的外力に対する応答が極小となるような状態をいう。反共振状態にあるときは, 外力の角振動数のわずかな変化が, 変位や振幅の増加をもたす。この状態にあるときの変位を反共振変位という。一般に, 力学的な回路, 電気回路, 音響回路などにおいて, その全インピーダンスの大きさは反共振状態のとき最大となる。このときの振動系の周波数, 速度, 変位などを, それぞれ反共振周波数, 反共振速度, 反共振変位などという。

反強誘電性 [英 antiferroelectricity, 独 Antiferroelektrizität, 仏 antiferroélectricité, 露 антиферроэлектричество] \Rightarrow 反強誘電体

反強誘電体 [英 antiferroelectric crystal, 独 Antiferroelektrikum, 仏 antiferroélectrique, 露 антиферроэлектрик] 逆向きの極性をもつ2つの等しい副格子から成る結晶を反極性結晶という。反極性結晶は, 自発分極をもたないが, 外部電場がある特定の値を超えると自発分極が誘起される場合がある。この性質を反強誘電性といい, 反強誘電性を示す結晶を反強誘電体という。反強誘電体は電場0のとき自発分極をもたないが, 電場の強さがある値を超えると自発分極が誘起されるから, 図のような二重ヒステ



リシ曲線が得られる。1951~52年ころ, 高木豊らは PbZrO_3 において反強誘電性を発見した。すなわち, 綿密な誘電測定の実験結果が反強誘電性の理論解析の必然的結果として解明され, X線の回転振動写真は4倍周期の超格子反射を明瞭にとらえて反強誘電性の構造的証拠を押しえ, また Zr を Ti で置換して相図を求めることにより, 反強誘電相が強誘電相と別に存在することを見いだした。最近に至って, PbZrO_3 の構造は, X線のプロファイル解析法および集束電子線回折法によって, さらに精密に研究されている。反強誘電体結晶の結晶構造は対称中心をもつ。したがって圧電性は存在しない。反強誘電体の例としては, ZrPbO_3 のほか, $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$, $(\text{NH}_4)_2\text{H}_3\text{IO}_6$, $\text{Cu}(\text{HCOO})_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ などがある (\Rightarrow 強誘電性, フェリ誘電体)。

板極管 [英 planar electrode tube, 仏 tube à électrode plane, 露 лампа с плоскими электродами] 超高周波電子管の元祖のひとつ。三極管であり, その形状から灯台管ともいわれる。空洞共振器との結合に極めて適切な構造になっていること, 電力増幅が有効に行える点が特徴である。10GHzで動作するものまでつくられたが, クライストロンや進行波管の発達により, 現在ではほとんど使用されていない。

半金属 [英 semimetal, 独 Halbmetall, 仏 demimétal, 露 полуметалл] 金属と同じように自由電子(または自由正孔)が存在するが, その数が通常の金属よりもはるかに少ない物質のことをいう。電気伝導率は金属と半導体の中

間の大きさをもっている。グラファイトやビスマス, アンチモンなどが代表的のものであるが, これらの物質では価電子帯と伝導帯とがわずかに重なっており, そこに少数の自由電子と自由正孔とが同数存在する。自由電子の濃度は通常の金属では 10^{22}cm^{-3} 程度であるのに対し, これらの半金属では 10^{18}cm^{-3} 程度である。しかし電子や正孔の有効質量は真空中の電子の質量 m_e の約 $1/100$ と非常に小さく, その移動度は半導体中の電子の移動度と同じ程度に大きい(通常の金属では電子の有効質量は m_e と同じ程度であり, その移動度は小さい)。低温における電流磁気効果や磁気プラズマ効果に顕著な特徴をもち, 一般に大きな反磁性を示す。また自由電子数が少ないので, その縮退温度は室温よりも低い。半金属の諸物性には伝導帯と価電子帯の極値付近の電子状態が重要な役割を演ずるので, その取扱いかは半導体と同様である。

半群 [英 semi-group] 応用上重要であるのは, 非負の実数 $t \geq 0$ をパラメーターとする作用素の半群である。たとえば, 拡散方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (t \geq 0, -\infty < x < \infty) \quad (1)$$

の初期条件 $u(0, x) = f(x)$ に対する一意の解を $u = u(t, x)$ とするとき, f に $u(t, \cdot)$ を対応させる作用素を $U(t)$ で表せば, 式(1)の係数が時間 t を含まないことに対応して

$$U(t)U(s) = U(t+s) \quad (t, s \geq 0) \quad (2)$$

が成り立つ。また, 初期条件により

$$U(0) = I \quad (I \text{ は恒等作用素}) \quad (3)$$

一般に, バナッハ空間(特にヒルベルト空間) X における有界作用素 $U(t)$ の族 $\{U(t)\}_{t \geq 0}$ が(2), (3)を満足するとき, $\{U(t)\}_{t \geq 0}$ (あるいは $U(t)$) は, 作用素の半群をなすという。特に, 任意の $f \in X$ に対して $U(t)f$ が t に関して連続になるような半群を (C_0) 級の半群という。上の式(1)のように, 法則が t によらない時間発展系の初期値問題の解作用素は, 初期値問題が適正であるならば, 適当なバナッハ空間を選ぶことにより (C_0) 級の半群とみなせるのが普通である。なお, 作用素の族 $U(t)$ が負の t に対しても定義されていて, $U(t)U(s) = U(t+s)$ が任意の実数 t, s に対して成立し, かつ式(3)が成り立つとき $U(t)$ は作用素の群をなすという。 H をヒルベルト空間とするシュレーディンガー方程式の解作用素 e^{-iHt} はその例である。

(C_0) 級の半群 $\{U(t)\}_{t \geq 0}$ に対しては, その生成作用素 A が, $U(t)$ の $t=+0$ における微分係数として定まる。このとき, A の定義域 $\mathcal{D}(A)$ は X で稠密となり, $t \geq 0$ において

$$\frac{d}{dt}(U(t)f) = AU(t)f \quad (f \in \mathcal{D}(A))$$

が成り立つので, $U(t) = e^{At}$ と書くことが多い。いいかえれば, 作用素の半群は, 作用素の指数関数である。

半経験的分子軌道法 [英 semiempirical molecular orbital method, 仏 méthode semiempirique des orbitales moléculaires, 露 полуэмпирический метод молекул] 分子の電子状態を研究する有力な方法である分子軌道(molecular orbital, MO)法において, 計算の途中に現れる分子積分などの量の一部になんらかの方法で実測値を用いて決めた値を使う方法である。このような量を半経験的パラメーター(semiempirical parameter)という。計算が容易になることのほかに, 本来簡単な理論では取込めず, 理論値が実験値

と食違う原因となる諸効果を実質的にくりこんでよい結果をうることも期待している。これに対して半経験的パラメーターを使わない分子軌道法は非経験的分子軌道法(*ab initio* MO 法)とよばれる。したがって、非経験的理論といっても、プランク定数、電子の質量や素電荷などの基本定数には実測値を用いる、断然近似を前提とする場合は、原子核の相互の位置もあらかじめ与えておいたうえでの理論である。半経験的 MO 法を理論的に基礎づけることは困難である。その効用は多くの分子に適用してよい結果を与えるかどうかによって決る。半経験的手法はしばしば近似のあらい MO 法のなかで用いられる。しかし近似のあらい MO 法でも非経験なものもある。たとえば共役二重結合の π 電子系を一次元の自由電子と考える方法は、近似のあらい MO 法の一つであるが、実測値を利用しないですむので非経験的方法である。半経験的手法は原子価結合(VB)法でもよく使われている(⇒分子軌道法)。代表的な半経験的 MO 法として、ヒュッケル MO 法、拡張ヒュッケル法、バリザー-パー-ポル法、CNDO 法、INDO 法、NDDO 法などがある。

(1) ヒュッケル MO 法(HMO 法)

MO を原子軌道(atomic orbital, AO)の線形結合で近似(LCAO-MO)したうえで半経験的手法を導入したもので π 電子系に対して使われる。1931 年 E. Hückel によってベンゼン分子に適用されたのがはじめである。HMO 法では以下の仮定をする。

仮定(A) σ - π の分離: π 電子系を σ 電子系と分離して扱うことができる。

仮定(B) 全ハミルトニアンは一電子ハミルトニアン之和であるとする。

$$H(r_1, r_2, \dots, r_N) = \sum_{i=1}^N h(r_i) \quad (1)$$

ここで N は π 電子の数、 r_i は電子 i の位置座標、 $h(r)$ は一電子有効ハミルトニアンとよばれる。 $h(r)$ の内容はしばらく問わないことにする。 $h(r)$ の固有値 ϵ_a に属する固有関数を $\varphi_a(r)$ とする。

$$h(r)\varphi_a(r) = \epsilon_a\varphi_a(r) \quad (2)$$

ϵ_a は軌道エネルギーで $\varphi_a(r)$ は MO である。 N 個の π 電子を 1 つの軌道に最大 2 個まで詰めることによって全 π 電子系の電子状態が決る。 ϵ_a の小さいほうから順に $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3, \dots$ とすると、たとえば N が偶数のときの基底状態の波動関数 Ψ と全エネルギー E は

$$\begin{aligned} \Psi(r_1, r_2, \dots, r_N) \\ = \varphi_1(r_1)\varphi_1(r_2)\varphi_2(r_3)\cdots\varphi_{N/2}(r_{N-1})\varphi_{N/2}(r_N) \end{aligned} \quad (3)$$

$$E = 2 \sum_{a=1}^{N/2} \epsilon_a \quad (4)$$

と書かれる。式(1)のように一電子演算子の和で書かれる物理量を問題にする限り、式(3)にスピン関数を補って反対称化した波動関数を用いても結果は変わらない。ここで式(2)を解くためにさらにいくつかの仮定を導入する。

仮定(C) LCAO-MO 近似

$$\varphi_a(r) = \sum_P c_{Pa} \chi_P(r) \quad (5)$$

ただし $\chi_P(r)$ は原子 P に属する π AO。このとき係数 c_{Pa} と軌道エネルギー ϵ_a は方程式

$$\sum_P (h_{QP} - \epsilon_a S_{QP}) c_{Pa} = 0 \quad (6)$$

から決められる。ここで

$$h_{QP} = \int \chi_Q^*(r) h(r) \chi_P(r) dv \quad (7)$$

$$S_{QP} = \int \chi_Q^*(r) \chi_P(r) dv \quad (8)$$

仮定(D) h_{QP}, S_{QP} に対する仮定

$$S_{PP} = 1, \quad S_{QP} = 0 \quad (Q \neq P) \quad (9)$$

$$h_{QP} = \begin{cases} \alpha_P & Q = P \text{ のとき} \\ \beta_{QP} & Q \text{ と } P \text{ が隣りあうとき} \\ 0 & \text{それ以外のとき} \end{cases} \quad (10)$$

α_P をクーロン積分、 β_{QP} を共鳴積分という。 α_P と β_{QP} は半経験的に決める。

以上が HMO 法の概略で、複雑な π 電子系に対しても容易に適用できるのが長所であり、一連の炭水素の性質を比較することなどには便利である。

(2) 拡張ヒュッケル法(EHMO 法)

HMO 法を全価電子を対象とするように拡張し、メタンなどの飽和化合物も取扱えるようにしたものである。HMO 法や EHMO 法ではハミルトニアンを式(1)のように書けるとしているが、ここで使われる一電子有効ハミルトニアン $h(r)$ の正体ははっきりしない。また多重項のエネルギー差が説明できない。それでこのような方法は半をとって単に経験的方法とよばれることが多い。

(3) バリザー-パー-ポル法(PPP 法)

π 電子系についての LCAO-ASMO-SCF 法(⇒分子軌道法)のなかに、半経験的手法をもち込んだ方法で、HMO 法よりはるかに合理的な方法である。1952~53 年に R. Pariser, R. G. Parr, J. A. Pople が考案し、エチレン、ベンゼンなどの電子励起エネルギーを求めてよい結果を得た。PPP 法では分子積分について思いきった省略を行う。まず一電子積分は式(9)の S_{PP} と式(10)の α_P と β_{QP} に相当するものだけを残す($h(r)$ は HMO 法のそれとは異なっている)。二電子積分

$$\langle PQ|RS \rangle = e^2 \iint \chi_P^*(r_1) \chi_Q(r_1) \left(\frac{1}{r_{12}} \right) \chi_R^*(r_2) \chi_S(r_2) dv_1 dv_2$$

のなかでは $P=Q, R=S$ のもの、つまり $\langle PP|PP \rangle$ と $\langle PP|RR \rangle$ のみを残す。ただし e は素電荷である。 $\chi_P^*(r) \chi_Q(r) (P \neq Q)$ を含む分子積分を全て省略する近似を ZDO (zero differential overlap) 近似という。このとき LCAO-ASMO-SCF 法の計算を行うには $\alpha_P, \beta_{QP}, \langle PP|PP \rangle$ および $\langle PP|RR \rangle$ の値が分かればよい。これらの値は適当なモデルに基づいて半経験的に決める。特に $\langle PP|PP \rangle$ の値は、クーブマンズの定理から導ける関係 $\langle PP|PP \rangle = I - A$ によって決める。ここで I は原子の適当な原子価状態のイオン化エネルギー、 A はその電子親和力である。こうして決めた値はおおざっぱにいうと 1 個の負イオン中の値と考えられるので、ASMO 法の波動関数のなかのイオン構造からくる $\langle PP|PP \rangle$ の値としては、たとえば π AO としてスレーター関数などを使って直接に計算した値を使うより PPP 法の値を使う方がよいとされている。PPP 法は多くの人々によって応用され、半経験的パラメーターの決めかたもまちまちであるが、まとめて PPP 法とよばれている。

(4) CNDO 法(complete neglect of differential overlap)

PPP 法を拡張して全価電子を取扱えるようにしたもので、やはり LCAO-ASMO-SCF 法に基づく半経験的方法である。CNDO 法ではすべての二電子積分について ZDO 近似を用いる。すなわち原子 P の λ 番目の AO を $\chi_{\lambda P}(r)$ と

書くと、被積分関数のなかに因子 $\chi_{1p}(r)\chi_{\mu q}(r)$ があれば $P=Q$ かつ $\lambda=\mu$ の場合以外はすべて 0 とおいてしまうのである。このようにすれば比較的少数の半経験的パラメータを決めるだけでよいことになる。このパラメータの決めかたにはいろいろな方法があり、それによって、CNDO/1, CNDO/2, CNDO/S などの別がある。

(5) INDO 法(intermediate neglect of differential overlap), MINDO 法(modified INDO)

CNDO 法を改良し、一中心二電子積分つまり 1 つの原子に関する二電子積分に限っては ZDO 近似をやめる方法である。半経験的パラメータの決めかたの違いで INDO, MINDO/1, MINDO/2, MINDO/3, … と分れる。

(6) NDDO 法(neglect of diatomic differential overlap) INDO, MINDO をさらに改善し、二中心積分

$$\iint \chi_{1p}^*(r_1)\chi_{\mu p}(r_1)\left(\frac{1}{r_{12}}\right)\chi_{\nu q}(r_2)\chi_{\tau q}(r_2)dv_1dv_2$$

は、 $\lambda \neq \mu$, $\nu \neq \tau$ でも残し、二中心の微分重なり(DDO) $\chi_{1p}^*(r)\chi_{\mu q}(r)$ ($P \neq Q$) を含む積分をすべて無視する方法である。この方法は必要な分子積分の数が多くなるので適当な近似的関係式を使って、パラメータの数を減らすこともある。

パンケーキ形核 [英 nuclei in pancake shape, 独 pfannkuchenförmiger Kern, 仏 forme nucléaire de disque, 露 ядро плоскопараллельной формы] \Rightarrow 変形核

反結合軌道(関数) [英 antibonding orbital, 独 nichtbindendes Orbital, 仏 orbitale antiliante, 露 антисвязывающая орбиталь] 分子軌道のなかでそこに電子が入ると結合が弱くなるような軌道を反結合軌道という。反対にそこに電子が入ると結合が強くなる軌道は結合軌道とよばれる。簡単のために H_2^+ 分子を考え、LCAO 近似を使う。原子軌道としては H の $1s$ 軌道のみを用いると、反結合軌道 ϕ_A は

$$\phi_A = \frac{1}{\sqrt{2(1-S)}}(1s_A - 1s_B)$$

と表される。ここで S は $1s_A$ と $1s_B$ の間の重なり積分である。この軌道は 2 個の陽子の中間に節面をもち、電荷分布は、独立の H 原子の電荷分布を重ね合せたものの半分に比べると、2 個の陽子の間の領域で減少し、外側で増大している。一般の二原子分子の反結合軌道もこのような性質をもっている。図 1 に ϕ_A の分子軌道の値を示した。比較

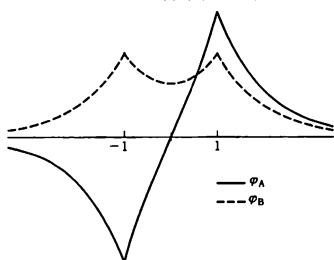


図 1

のために結合軌道

$$\phi_B = \frac{1}{\sqrt{2(1+S)}}(1s_A + 1s_B)$$

の値も点線で示した。図 2 には ϕ_A, ϕ_B の分子軌道の値が示してある。これは H_2^+ の波動関数が ϕ_A (または ϕ_B) で表されるときの分子軌道の電子の存在確率の値である。図

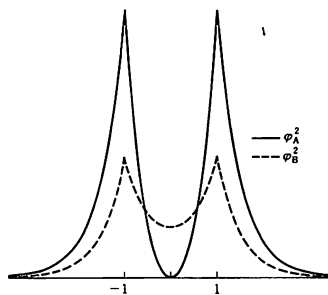


図 2

1, 図 2 と同核間距離を $2au$ としたときの図である。 H_2^+ の平衡核間距離はほぼ $2au$ である (\Rightarrow 結合軌道(関数), 非結合軌道(関数))。

半減期 [英 half-life, 独 Halbwertszeit, 仏 période de demi-vie, 露 период полураспада] 放射性核種の平均寿命を表すときに用いられる量で、核種が崩壊によってもとと存在した量の半分の量に減るまでの時間をいう。素粒子の寿命を表す場合には平均寿命 (τ) を用いるのが一般的だが、原子核の寿命を表現する場合は半減期 ($\tau_{1/2}$) を用いるのが普通である (\Rightarrow 寿命, 平均寿命)。原子核も素粒子も崩壊の時間経過は全く同じなので、 $\tau_{1/2}$ と τ の間には次のような関係がある。

$$\tau_{1/2} = \left(-\ln \frac{1}{2}\right) \times \tau = 0.693 \times \tau$$

反交換関係 [英 anticommutation relation, 仏 relation d'anticommutation, 露 антикоммутиационное соотношение] \Rightarrow 交換関係

半古典論 [英 semiclassical theory, 独 halbklassische Theorie, 仏 théorie semiclassical] なんらかの意味で量子力学と古典力学の間にある近似理論をいう。原子や分子の衝突の理論などでよく用いられる。「中間」の具体的な内容は大きく 2 通りのものがある。ひとつは対象となる力学系のもつ多くの運動自由度を予想される量子効果の大小に応じて 2 群に分け、一方は古典力学で、残りは量子力学で記述するやりかたである。もうひとつは量子力学から出発し、 \hbar (プランク定数を 2π で割ったもの) で展開し、低次の若干項を保存するものである(最低次だけにしようとして古典論になる)。

原子・分子の動的過程では、電子に比べてはるかに重い原子核の運動において、ド・ブロイ波長が極めて短く古典力学がよい近似になっていることに注目する。この場合の第一の半古典論は古くから用いられてきた衝突経数法とほとんど同義で、原子分子の相対運動を古典的軌道運動として扱い、内部自由度には量子力学を適用する(したがって、とびとびのエネルギー固有値をもつ定常状態を考える)というやりかたである。もうひとつの半古典論は古典的 S 行列理論ともよばれ、古典力学だけでは扱えない干渉効果やトンネル効果も扱えるようにした理論である。衝突系のすべての原子の位置の関数としてポテンシャルエネルギー曲面がわかっているとして、代表点を与えられた出発点から終着点に至る古典的軌道が複数個あるとき、干渉効果を取り入れるには各軌道に沿っての位相の進みを求め、終着点における軌道間の位相差を計算する。トンネル効果は運動方程式の解を複素平面上で解析接続することによって扱え

るようになる。この理論はポテンシャル散乱に対する WKB 法を多自由度に拡張したものになっていて、ファインマンの経路積分を用いた量子力学の記述から出発して、古典的極限への移行の中間の近似として基礎づけられる。

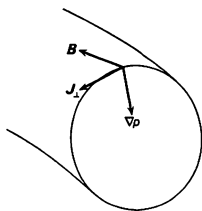
なお、半古典論と似たまぎらわしい名称に、準古典論 (quasiclassical theory) というものがある。これは化学反応の衝突論などでよく用いられるもので、原子系のポテンシャル曲面を量子力学的に計算し、その曲面上の代表点の運動を古典力学で扱うものである。その際、始状態の振動・回転エネルギーには量子力学で許される値を選ぶ。このようにしても、終状態の振動・回転のエネルギーは連続的になってしまいますが、これを適当な区間に分割して量子化されたエネルギー値として解釈することがある。

反作用 [英 reaction, 独 Gegenwirkung, 仏 réaction, 露 реакция] ⇒ 作用反作用の法則

反磁性 [英 diamagnetism, 独 Diamagnetismus, 仏 diamagnétisme, 露 диамагнетизм]

[1] 物質に磁場をかけたとき、磁場と逆方向に磁化が生じる場合、反磁性という。すなわち、反磁性というのは負の磁化率をさす。反磁性の原因となるのは電子の軌道運動である。電子の軌道運動に起因する磁化率は、一般には正の寄与と負の寄与からなり、その和は状況により正にも負にもなりうるが負になることが多い。反磁性の例としては、まず閉殻をもつ希ガス原子のラーモア反磁性がある。これは、外部磁場が閉じた回路にかかると、回路内に磁束を減少させる向きに電流が流れるというレンツの法則から生じるものである。金属の伝導電子のような自由電子系の軌道運動からはランダウ反磁性がでてくる。半金属 Bi は大きい反磁性で知られるが、この原因はやや複雑で磁場によってバンド間遷移が引き起こされるとしてよく説明される。反磁性の著しい場合として、超伝導体の示す完全反磁性がある。

[2] 磁場 B によって閉じ込められた圧力 p のプラズマの圧力平衡の式は、 $\nabla p = J \times B$ である。ここで J はプラズマ中に流れる電流密度であり、磁場に垂直な成分 $J_{\perp} = J_1 = (b/B) \times \nabla p$ で与えられる。図に示すようにこの J_{\perp} は閉



じ込めている磁場を打消す方向に流れるので、反磁性電流といい、プラズマのもつこの性質を反磁性という。

反磁性体 [英 diamagnet, 独 Diamagnetikum, 仏 diamagnétique, 露 диамагнетик] ⇒ 反磁性

反磁場 [英 demagnetizing field, 独 Entmagnetisierungsfeld, 仏 champ démagnétisant, 露 размагничивающее поле] 磁性体が磁化されたとき、その表面に生じた磁荷が磁性体の内部につくる磁場のこと。この反磁場は磁化と逆方向を向いていて、その強さは磁性体の形に依存する。楕円体に整形した磁性体では、その主軸を x, y, z とし、反磁場 H_d は $H_{di} = -N_i M_i$ ($i=x, y, z$) と書ける。 N_i は反磁場係数とよばれ、 $N_x + N_y + N_z = 1$ を満たす形

に依存する定数である。球形では $N_x = N_y = N_z = 1/3$, x 方向に長い円柱の極限では $N_x = 0$, $N_y = N_z = 1/2$, x 方向に薄い円盤状試料では $N_x = 1$, $N_y = N_z = 0$ となる。實際上、反磁場が問題となるのは強磁性体やフェリ磁性体の場合である。例えば、強磁性共鳴のキッテル・モードの共鳴振動数には反磁場の影響が現れる。

反射 [英 reflection, 独 Reflexion, 仏 réflexion, 露 отражение]

[1] 波動または粒子が第一媒質から、これとは性質が異なる第二媒質の境界面に入射するとき、進行方向を変えて第一媒質中へ戻る現象。光波 (一般には電磁波) の場合、境界面の凹凸が波長に比べて十分小さいときの反射を正反射または鏡面反射、凹凸が波長と同程度かそれ以上のときの反射を乱反射または拡散反射という。前者では反射波の進行方向 (波面法線方向、幾何光学の表現では反射光線の進行方向) と境界面の法線を含む面 (反射面) は入射波の進行方向 (幾何光学では入射光線の進行方向) と境界面の法線を含む面 (入射面) と一致し、反射波の方向は入射波に対して境界面の法線に対して反対側にあり、反射角 $\angle A'OH$ は入射角 $\angle AOH$ に等しい (図 1)。これを反射の法則とい

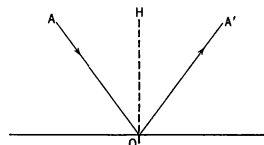


図 1

う。後者では正反射せずいろいろな方向に反射する。境界面に光波が入射する場合、一般に反射波のほかには第二媒質中に屈折波を生じ、入射波と反射波および屈折波の振幅、位相の間には第一、第二媒質が均質、等方 のときフレネルの式が成立する。第一媒質の屈折率が第二媒質の屈折率より大きい場合は、特定の入射角 (全反射の臨界角) 以上では屈折波が存在せず、入射波のエネルギーすべてが正反射する (⇒ 全反射)。第二媒質が吸収性、たとえば金属の場合は一般に反射波の強度が強くなり、また屈折波は吸収される。この場合でも第二媒質の屈折率として複素屈折率を用いれば、フレネルの式は形式的にそのまま成立する。粒子の場合でも境界面での反射が完全に弾性的に行われるときには、反射の法則が成立する。深さ方向に波長と同程度の周期構造をもつ面で波動が反射する場合はいわゆるブラッグ反射が起り、結晶による X 線 (波動) の反射や、電子などの粒子 (この場合はド・ブロイ波と考える) の反射がその例である。

[2] X 線が鏡面に入射した場合の反射波、透過波の振幅は可視光の場合と同様にフレネルの式で表される。X 線の照射角 (X 線の進行方向と鏡面とのなす角) が大きい場合には、反射率は極めて低い。普通の物質の X 線に対する屈折率 n は 1 より小さいので、真空 (空気) の中から物質鏡面へ X 線が入射する場合には、屈折率の大きい物質から小さい物質への入射となり、特定の値 (θ_c) より小さい照射角で全反射が起る (図 2 参照)。物質による X 線の吸収がない場合には θ_c は屈折率 1 と n の差 $\delta = 1 - n$ を用いて $\theta_c = \sqrt{2\delta}$ で与えられる。 θ_c は物質中の電子密度の平

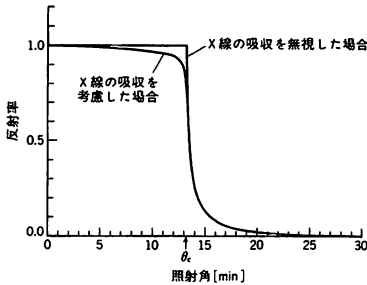


図2 ガラス鏡面からのX線反射率
(Cu K α 特性線, $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$)

方根およびX線の波長に比例する。照射角をある値に固定して白色X線を鏡面に入射させると、ある波長より短い波長のX線に対する反射率は急激に小さくなるのでX線全反射鏡は高周波(短波長)除去フィルタとして利用することができる。鏡面の形状を曲面(楕円面, 放物面, 回転放物面など)に加工した鏡はX線望遠鏡, X線顕微鏡, X線領域のシンクロトロン放射光および実験室X線源に対する重要な集束光学素子として利用されている。

[3] 伝送線路において、送られてきた信号のエネルギーが受信端で全部吸収されずに、一部が送信端に向って戻っていくことをいう。一般に伝送線の送信端から z の場所での電圧と電流は

$$V(z) = V_1 e^{-\gamma z} + V_2 e^{\gamma z}$$

$$I(z) = \frac{1}{Z_0} (V_1 e^{-\gamma z} - V_2 e^{\gamma z})$$

のように互いに反対方向に進む2つの波の重ね合せで表される。ただし Z_0 は伝送線の特異インピーダンスであり、 γl は伝搬定数である。長さ l の伝送線の受信端にインピーダンス Z の負荷を継ぐと、受信端での電圧と電流の比は Z に等しいから

$$Z = \frac{V(l)}{I(l)} = Z_0 \frac{V_1 e^{-\gamma l} + V_2 e^{\gamma l}}{V_1 e^{-\gamma l} - V_2 e^{\gamma l}}$$

となり、さらに V_2/V_1 を求めると

$$\frac{V_2}{V_1} = e^{-2\gamma l} \left(\frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \right)$$

となる。もし $Z = Z_0$ のとき、即ち負荷のインピーダンスが伝送線の特異インピーダンスに等しいときは $V_2 = 0$ であるから、送信端から受信端に向かって進む波 $V_1 e^{-\gamma l}$ しか存在しないことになる。 $Z \neq Z_0$ のときは $V_2 \neq 0$ であるから受信端から送信端に向かう波も存在することになる。

[4] 音波の反射は、固有音響インピーダンス(密度と音速の積)が異なる2つの媒質の境界に音波が入射したときに生ずる。境界面が平面で、その寸法が音波長より十分に大きければ鏡面反射となる。固有音響インピーダンスが Z_1 の媒質から Z_2 の媒質に垂直に音波が入射する場合の音圧反射率 R_p は

$$R_p = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}$$

となる。媒質 Z_2 の厚さが有限で、内部での多重反射がある場合には、厚さ、音波長、入射角などによって R_p は大きく変化する。管の中を伝播する音波は、断面積の異なる管との接合面や、管の開口端でその一部が反射される。固体中では縦波と横波の音波が伝播できるが、固体中の音波がその境界面に斜め入射すると、入射波と同種の反射波の

ほかに、別種の反射波が別の反射角で同時に発生することがある。このときの入射角 θ_i と反射角 θ_r は、入射波の音速を c_i 、反射波の音速を c_r とすると

$$\frac{\sin \theta_r}{\sin \theta_i} = \frac{c_r}{c_i}$$

で与えられる。図3はガラス中を伝播する縦波Lと横波

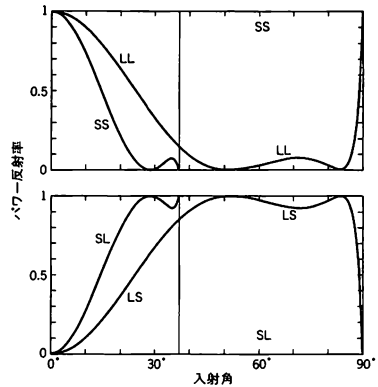


図3

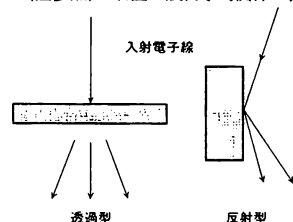
Sが真空(または空気)に接したガラス表面で反射するときの反射率を示したもので、たとえば、LLは入射縦波に対する反射縦波成分のパワー比、SLは入射横波に対する反射縦波成分のパワー比を示す。37°以上で入射する横波は全反射し、また、50°で入射する縦波は完全に横波に変換され、反射角は27°になる。

反射角 [英 angle of reflection, 独 Reflexionswinkel, 仏 angle de réflexion, 露 угол отражения] \Rightarrow 反射

反射型回折格子 [英 reflection grating, 独 Reflexionsgitter, 仏 réseau par réflexion, 露 отражательная решётка] \Rightarrow 回折格子

反射型クライストロン [英 reflex klystron, 独 Reflexklystron, 仏 klystron réflexe, 露 отражательный клистрон] \Rightarrow クライストロン

反射型電子顕微鏡 [英 reflection electron microscope, 独 Reflexionselektronenmikroskop, 仏 microscope électronique par réflexion, 露 электронный микроскоп с отражением] 透過型電子顕微鏡が、透過電子を用いて結像し、試料の内部構造を観察するのに用いられるのに対して、反射型電子顕微鏡は、入射させた試料表面から反射される電子を用いて試料面を結像し、その構造を観察するのに用いられる(図参照)。右図の幾何学的関係を満たすよう

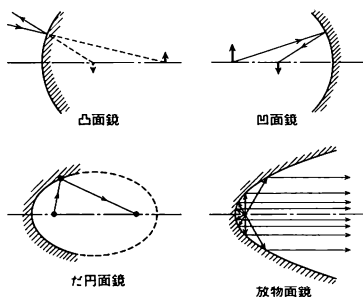


に実験すれば、レンズ結像型の電子顕微鏡を用いても、走査型電子顕微鏡を用いても反射像を得ることができる。この手法は1933年にE. Ruskaによって表面構造を電子顕

微鏡のもつ高い分解能で観察する目的で、考案されたが、はじめは表面の影絵のようなものが得られたにすぎなかった。その後、表面からのブラッグ反射波を用いて結像する手法が開発され、試料表面の原子配列に関する情報を得る道が開かれた。加速電圧が数十kV以上の電子線を用いた場合、ブラッグ角は 10^{-2} rad程度と小さいので表面をすれすれに観察することになる。したがって得られた像がゆがむことはまぬがれない。最近では超高真空技術と組合せることによって、真の表面構造や吸着原子の構造、およびそれらの時間的変化を観察する手法が開発されつつある。この手法は反射電子線回折と相補的な関係にあるが、表面構造が直接観察できる点に特徴がある。

反射球 [英 sphere of reflection, 独 Reflexionskugel, 仏 sphère de réflexion, 露 сфера отражения] = エワルド球(⇒エワルドの作図)

反射鏡 [英 reflecting mirror, 独 Reflexionsspiegel, 仏 miroir à réflexion, 露 отражатель] 光を反射する鏡をいい、平面反射鏡、凸面反射鏡、凹面反射鏡、放物面鏡などがある(図参照)。また、それぞれにガラス板の表面を



鏡面とした表面鏡、裏面を鏡面とした裏面鏡がある。反射鏡は昔は銅やスズなどの合金でつくられた金属鏡であったが、今日ではガラス板の表面もしくは裏面に銀づけ、あるいは銀やアルミニウムの蒸着やスパッタリングによるものが使用される。表面鏡では色収差が原理的に発生せず、またガラス中を光が通らないので均質性は問題にならず大型のものが製作できる。反射鏡の応用として種々の反射望遠鏡が知られている。大型のものではパロマ天文台の200インチ反射望遠鏡が有名である。写真レンズの中にも反射鏡を利用したものがある。これはレンズと球面鏡の組合せで、カタジオプトリック光学系(反射屈折光学系)とよばれる。反射鏡の採用により全長が極めて短縮できるので望遠レンズに利用される。

反射曲線(X線の) [英 reflection profile, 独 Reflexionskurve, 仏 profil de réflexion] ⇒ ロッキング曲線

反射係数 [英 reflection coefficient, 独 Reflexionskoeffizient, 仏 coefficient de réflexion, 露 коэффициент отражения] ⇒ 反射

反射高速電子線回折 [英 reflection high energy electron diffraction, 独 Reflexionsbeugung hochenergetischer Elektronen, 露 дифракция отражённых электронов высоких энергий] 電子線回折の一手法で、一般に数kVから数10kVに加速した電子線を試料表面に小さな照射角で入射させ、表面で散乱されて生ずる電子線回折図形を後方の蛍光板で観察する。高速電子線の波長 λ は結晶内の原子間距離よりかなり小さい(たとえば加速電圧が10kVで波

長は 0.122\AA)のでブラッグの回折条件(⇒ブラッグの法則) $2d\sin\theta=n\lambda$ (d は原子面間隔)を満足する回折角 θ は小さく、したがって表面にすれすれに入射させる。この方法は1928年、西川正治と菊池正士により始められ、表面に成長した微結晶粒子の研究などに有効に使われたが、最近の超高真空の中の実験によると、表面の数原子層における二次元的な表面構造の研究に対しても非常に有力であることが実証されている。反射高速電子線回折(RHEED)は、明るくて鋭い回折パターンを生ずるので精度が高く、広い温度範囲の研究やその動的な研究などに適する。さらに表面における三次元的微結晶粒子の研究も可能であるので表面における構造の変化を総合的に研究できる極めて有力な方法となっている。

反射スペクトル [英 reflection spectrum, 独 Reflexionsspektrum, 仏 spectre de réflexion, 露 спектр отражения] 物質表面にいろいろな波長の光をあてたときの反射率を波長の関数として表したものを反射スペクトルという。対象とする物質表面は、 $\lambda/2 \sim \lambda/10$ (λ は着目波長)程度の光学研磨された試料面、粉末層、また生体組織とその範囲は広い。使用波長領域も赤外、遠赤外が主であるが、可視、紫外にも及ぶ。物質の光学的性質、誘電率の研究に用いられ、また、逆にこれらの性質のわかった物質の定性、定量分析にも応用されている。反射スペクトル測定で直接測定される物理量は、入射光の電気ベクトル振動が入射面に垂直な偏光に対する反射率 R_s と平行な偏光に対する反射率 R_p である。それらは、入射角 θ と反射体の屈折率 n と消衰係数 $k(=a\lambda_0/4\pi)$, a は吸収係数, λ_0 は真空中での光の波長)との関数になっている。したがって、ある1つの入射角で R_s と R_p を測定するか、または、2つの入射角 θ_1 と θ_2 で R_s か R_p のいずれかを測定すれば、複素屈折率 $\tilde{n}=n-ik$ の n と k を決定できる。そして、 $\tilde{\epsilon}=\tilde{n}^2$, $\tilde{\epsilon}=\epsilon'-ie''$ の関係から比誘電率 ϵ' と誘電損失 ϵ'' が求まる。しかし、反射スペクトルを2回測定しなければならぬことと、偏光を得ることが困難な波長領域もある。そこで、かなり広い波長領域での垂直入射の反射スペクトルを1回測定するだけで、クラマース-クロネニヒ関係式を用いて反射の際の位相角変化を求め、反射率と合わせて n と k とを決定する解析法が用いられている。また、物質を調和振動子の集りとみる古典分散式を使う解析法もある。反射スペクトルの利点は、吸収係数が大きく吸収スペクトルの測定が困難な物質、たとえばイオン結晶に対して適用できることである。また、結晶体では、縦方向光振動型の格子振動の振動数も求められる。欠点としては、解析法が複雑なことであるが、近年数値計算手段の普及により利点の方が着目されている。

反射星雲 [英 reflection nebula, 独 Reflexionsnebel, 仏 nébuleuse réfléchissante, 露 отражательная туманность] 星のまわりにある星間塵が、星の光を反射して見えているのが反射星雲である。星が誕生する際に、星になりそこなったガスと星間塵が星のまわりに残される。中心にある星の温度が $2 \times 10^4 \text{K}$ より高く、周囲の水素ガスを電離するとガスは散光星雲として輝くが、これに対し、中心にある星が $2 \times 10^4 \text{K}$ より低いB型スペクトルの星の場合には、星間塵によって反射された星の光の方が強くなって、反射星雲となる。星のまわりのガスや塵は、星の誕生後徐々に拡散してゆくので、数千万年より古い星のまわりには、反射星雲は見られない。通常、反射星雲は、

高温のB型星のまわりに見られるが、さそり座の α 星アンタレスのような低温の超巨星のまわりに見られる場合もある。反射星雲の色は、星の光よりも青味がかっている場合が多い。星間塵の大きさが、ちょうど光の波長に近いために、青い光が有効に反射されていることを示している。プレアデス星団の星々、特にメローベ星のまわりの反射星雲やさそり座の1等星アンタレスのまわりの反射星雲が有名である。

反射線幅 [英 angular width of reflection curve, 独 Winkelbreite der Reflexionskurve, 仏 largeur angulaire de courbe de reflexion] 複結晶X線スペクトロメータを用いて測定された、ブラッグ・ケースのロッギング曲線の角度幅。完全に近い結晶の場合、反射曲線の反射率は95%前後であり、反射線の角度幅は1秒から十数秒程度である。角度幅は結晶構造因子の大きさに、X線の波長の二乗に比例し、 $\sin 2\theta_B$ (θ_B はブラッグ角)に逆比例する。したがって結晶構造原子の原子番号が大きいほど、X線の波長が長いほど、あるいは回折面の指数が低いほど、反射線幅は広くなる傾向をもつ。つまりX線と結晶との相互作用が大きいほど反射線幅は広い。熱振動の効果によって反射線幅は少し狭くなる。完全に近い結晶で反射曲線を精密に測定すれば、反射線幅から結晶構造因子の大きさを決定することができる。回折面が表面と角 α をなし、X線が表面に高角で入射、低角で反射する非対称反射の場合の反射線幅は、回折面と表面が平行な対称反射の場合に比べて $(\sin(\theta_B + \alpha)/\sin(\theta_B - \alpha))^{1/2}$ 倍に広がる。逆にX線が低角で入射、高角で反射する非対称反射では反射線幅は狭まる。結晶の完全性が低くなるに従い、反射線幅は広くなる。

反射増加膜 [英 high-reflectance film, 独 Reflexionssteigernde Schicht, 仏 film de haute réflectance, 露 фильм с высокой отражательной способностью] 透明な誘電体の表面の光の反射率は通常小さいが、その上にこれより屈折率の大きい誘電体の薄膜をつけると、これによる干渉現象のため反射率が増加する。このような膜を反射増加膜という。半透鏡で光束を2つに分けるとき、反射光を強めるため鏡面に金属薄膜をつけると、その吸収による光の損失が大きく効率が悪い。このような場合、誘電体の反射増加膜が有効である。たとえば、ガラス表面にZnS、またはTiO₂を1/4波長の厚さにつけたとき、反射率は約40%に増加し、しかも可視部の全領域にわたってほぼ一定である。多層膜にするとさらに反射率を90%以上にすることも可能で、フブリー-ペローのエタロンの反射膜として用いられている。

反射体(原子炉の) [英 reflector, 独 Reflektor, 仏 réflecteur, 露 рефлектор] 原子炉の中で、核燃料が配置されて核分裂が活発に行われ、核分裂エネルギーの大部分が熱として解放される部分は、炉心である。この炉心からの中性子の漏れを減らす目的で、炉心のまわりに置かれる中性子の良質の散乱体を反射体という。反射体の作用は、漏れてくる中性子を炉心に戻すことと、漏れてくる高速中性子を減速してから炉心に戻すという2つの効果がある。反射体を用いることによって、連鎖反応を継続するための核燃料の臨界質量を減らせるうえ、原子炉を小型にすることができ、用いる反射体の材料は、炉内で実現される中性子のエネルギー分布で決定される。たとえば、エネルギースペクトルがやわらかい熱中性子炉では、減速材として適

した材料が反射体として使われることが多い。すなわち軽水、重水、ベリリウム、炭素などである。一方、高い中性子エネルギーで核分裂が起るよう設計されている高速炉では、減速に対する能力の低い鉄などが反射体として用いられている。

反射電子線回折 [英 reflection electron diffraction, 独 Reflexionslektronenbeugung, 仏 diffraction d'électrons réfléchés, 露 дифракция отражённых электронов] ⇨ 電子線回折

反射の法則 [英 law of reflection, 独 Reflexionsgesetz, 仏 loi de réflexion, 露 закон отражения] ⇨ 反射

反射波 [英 reflected wave, 独 Reflexionswelle, 仏 onde réfléchie, 露 отражённая волна] 波動の伝播に対する性質が異なる2つの媒質の境界面では波の反射が起る。この反射によって生じる波を反射波という。一次元の正弦波 $A \sin(\omega t - kx + \delta)$ に対する境界条件が固定端の場合に生じる反射波は、変位が境界で常に0という条件から(波のエネルギーが失われないものとして) $A \sin(\omega t + kx + \delta + \pi)$ となる。すなわち、位相が π だけずれ、入射波と反対方向に同じ速さで進行する波が生じることになる。このとき波は疎から密の媒質に入射したという。また、自由端の境界条件の下では位相のずれはなく、この場合、波は密から疎の媒質に入射したという。一般に、媒質1から媒質2へ入射した場合、反射係数(反射波と入射波の複素振幅の比) R は両媒質の特性インピーダンス z_1, z_2 を用いて $R = (z_1 - z_2)/(z_1 + z_2)$ で表されるが、この R を用いて次のように述べることができる。すなわち、媒質が同じとき ($z_1 = z_2$) は $R = 0$ で反射は起らない。固定端の条件 ($|z_2/z_1| \rightarrow \infty$) では $R = -1$ となり、位相の飛び π に対応し、自由端の条件 ($|z_2/z_1| \rightarrow 0$) では $R = 1$ となり、位相の飛びがないことに対応する。中間的な境界条件のときは $|R| < 1$ で、反射波のほかに透過波が存在することが示される。反射波と入射波のエネルギーの比は $|R|^2 = (z_1 - z_2)/(z_1 + z_2)^2$ となる。

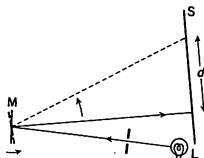
反射防止膜 [英 antireflection coating, 独 reflexivermindernde Schicht, 仏 film non-réfléctif, 露 просветляющее покрытие] 透明な誘電体の表面にこれより屈折率の小さい誘電体の薄膜をつけると、反射率がより減少する。このような膜を反射防止膜という。通常のガラスの表面での反射率は約4%で反射光は弱いものであるが、写真レンズなどでは多くのレンズが組合せられており、境界面の数が10をこえるものもある。このような場合、各面での反射損失が重なって透過率が50%にも低下し、また反射光のためフレアやゴーストが生じる恐れもある。反射防止膜はこのような欠点を除くために研究されたものである。一層の膜をつけたときは、その厚さを d 、屈折率を n 、光の波長を λ とすると $nd = (2m+1)\lambda/4$ (m は整数)のとき反射が極小となる。さらに、 n が下地のガラスの屈折率と空気のととの幾何平均であれば反射率は0となる。実際にこの条件を満たす物質は存在しないが、MgF₂ ($n = 1.38$)はこれに近いのでよく用いられる。多層膜についても理論的・実験的に詳しく研究されており、可視部全体にわたって反射の少ない組合せが得られている。Sb₂O₃とMgF₂の適当な厚さの二層膜などはその例である。

反射率 [英 reflectance, 独 Reflexionskoeffizient, 仏 réflectance, 露 коэффициент отражения] 2つの媒質の境界面に入射した波動(または粒子)がそこで反射されると

き、入射波の強度(または入射粒子の数)に対する反射波の強度(または反射粒子の数)の比をいい、一般に%で表す。波動では振幅反射率の絶対値の二乗に等しい。光学では平面の境界面に平行光束が入射して正反射する場合についての強度比であるが、測色学においては完全拡散面または標準白色板での反射について入射光のエネルギーに対する反射全光束のエネルギーの比をいう。

斑晶 [英 phenocryst, 仏 phénocrystal, 露 фенокрист] 微細な結晶粒や非晶質の石基中に見られる肉眼で明瞭に見える程度の比較的大きな結晶を斑晶といい、火成岩に広く見られる。斑晶はマグマが地下のマグマだまりにある間、あるいは上昇する途中でゆっくりと冷却する際に晶出するため、自形を呈することが多いが、共存するマグマ残液との反応により、累帯構造などをとることもある。これに対して、マグマ残液は地表および地表面近く、急激に冷却されるために微細な結晶粒の集合や、非晶質物質になり、それらの間に斑晶を含む組織をつくる。

反照型検流計 [英 reflection-type galvanometer, 独 Lichtzeiger-Galvanometer, 仏 galvanomètre à type de réflexion, 露 зеркальный гальванометр] 可動コイル型(または可動磁針型)の検流計の可動部の回転を、光の反射を使って拡大して指示する方式のもので、力学的検流計では最も感度が高い。図で可動部をつくるすねにとりつけた鏡



Mの回転によって光源Lの像が目盛Sの上でdだけ移動する。鏡と測定目盛の距離はふつう1mほどにする。これによってd=1mmの移動を生ずる電流値として 10^{-9} ~ 10^{-10} A程度の感度が得られる。

バーンスタイン-グリーン-クラスカルの解 [英 Bernstein-Greene-Kruskal solution, 独 Bernstein-Greene-Kruskal-Lösung, 仏 solution de Bernstein-Greene-Kruskal, 露 решение Бернштейна-Грина-Крускала] プラズマに関する一次元非線形プラソフ方程式の波動解の一種。1957年, I. B. Bernstein, J. M. Greene, M. D. Kruskalは, 波動ポテンシャルの谷に捉えられた荷電粒子の数を適当に選ぶことにより, 任意の進行波解をつくりうることを示した。

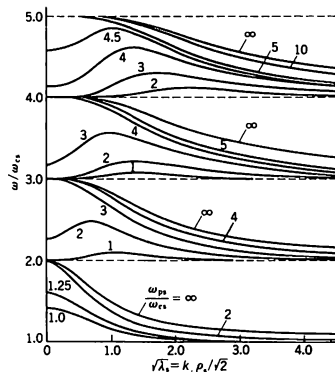
バーンスタイン波 [英 Bernstein wave, 独 Bernstein-Welle, 仏 onde de Bernstein, 露 Бернштейновская волна] プラズマ中を静磁場と垂直に伝播する電磁波(異常波)は, 電子またはイオンの熱運動による有限ラーモア半径効果を考慮すると, 高域および低域混成共鳴振動数 ω_{UH} および ω_{LH} のみならず, 各サイクロトロン高調波近傍にも静電波動が現れる。I. B. Bernsteinが理論的に導いた(1958年)のもので, バーンスタイン波とよばれている。静磁場Bに垂直方向に伝播する振動数 ω , 波数 k_{\perp} の静電波の分散式は

$$1 - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\omega_{ps}^2}{k_{\perp}^2 v_{Ts}^2} e^{-\lambda_n^2} I_n(\lambda_s) \frac{n\omega_{cs}}{\omega - n\omega_{cs}} = 0$$

で与えられる。 $\lambda_s = 2^{-1}(k_{\perp} v_s / \omega_{cs})^2 = 2^{-1}(k_{\perp} \rho_s)^2$ 。この分散式のn次の変形ベッセル関数 $I_n(\lambda_s)$ の項は, 波の波長 k_{\perp}^{-1}

に比べて小さくはないラーモア半径 ρ_s で回転する粒子の効果を表し, その結果, 各サイクロトロン高調波($\omega = n\omega_{cs}$)近傍に解が存在することになる。 k_{\perp} 方向には粒子はドリフトできず, 共鳴粒子が存在しないのでこの静電波はランダウ減衰もサイクロトロン減衰も受けない。バーンスタイン波には2種類あり, それぞれを以下に述べる。

(1) 電子バーンスタイン波: 高い振動数領域($\omega \leq \omega_{ce}$)ではイオンは重くて動けないので, 分散式は電子の項($s=e$)のみをとればよく, 電子バーンスタイン波となる。時に $\lambda_{ci} \ll 1$ の近似では $\omega^2 = \omega_{UH}^2 + (3/2)k_{\perp}^2 v_{Te}^2$ (高域混成波)となる($\omega_{pe}^2 \gg 3\omega_{ce}^2$ の場合)。数値計算で求めた $\omega-k$ 図表に見られるように, この波数は各サイクロトロン高調波バンド内に現れ, 高い振動数($\omega \gg \omega_{UH}$)では $\omega \approx n\omega_{ce}$ にのみ存在し, $n\omega_{ce} \leq \omega_{UH}$ では存在する帯域が広がる。さらに $\omega_{UH} > \omega > \omega_{ce}$ では全帯域に波が存在するという特異な分散を示す。



(2) イオンバーンスタイン波: 低い周波数領域($\omega_{ci} \leq \omega \ll \omega_{ce}$)で, イオンのラーモア回転が効く領域($k_{\perp} \rho_i \sim 1$)では, 電子は冷たいプラズマ近似が許される結果, イオンバーンスタイン波は $s=i$ の項だけを取り出したものとなる。ただし $\omega_{ci}^2 \rightarrow \omega_{LH}^2$ と置換える。したがって, イオンバーンスタイン波の分散式は形式的には電子のそれと同じになり, パラメータはイオンの値をとる。特に $\lambda_{ci} \ll 1$ の近似では $\omega^2 \approx \omega_{LH}^2 + (3/2)k_{\perp}^2 v_{Ti}^2$ (低域混成波)となる($\omega^2 \gg 4\omega_{ci}^2$ の場合)。

反ストークス線 [英 anti-Stokes line, 独 Anti-Stokes-Linie, 仏 ligne anti-Stokes, 露 антистоксова линия] 蛍光やラマン散乱・ブリュアン散乱の散乱光のうち, 励起光より波長の短いもの(⇒ラマン効果)。

半整数共鳴 [英 half integer resonance, 露 полуцелый резонанс] ⇨ ベータトロン振動

反線形 [英 anti-linear, 独 antilinear, 仏 antilinéaire, 露 антилинейный] ベクトルの和を保存し, スカラー倍は共役スカラー倍となる性質を反線形性といい, 量子力学では, たとえば反ユニタリ演算子で表される時間反転の演算子が反線形である。一般に, X, YをC上のベクトル空間, TをXからYへの演算子で, その定義域D(T)がXの線形部分空間をなすものとする。このとき, すべての $x, y \in D(T)$ とすべての $\alpha, \beta \in C$ に対して $T(\alpha x + \beta y) = \bar{\alpha} T x + \bar{\beta} T y$ が成立するならば, Tは反線形であるという。反ユニタリ演算子は常に反線形である。

半双線形 [英 sesquilinear, 仏 sesquilinéaire, 露 полу-

билинейный] 数学的散乱理論や構成的場の理論などでハミルトニアンを自己共役演算子として厳密に定義するのに、半双線形形式が用いられることがある。 \mathcal{H} をヒルベルト空間、 (\cdot, \cdot) をその内積とし、 \mathcal{Q} を \mathcal{H} の稠密な線形部分空間とする。 $\mathcal{Q} \times \mathcal{Q}$ から C への関数 $F(x, y)$ がすべての $x, y, z \in \mathcal{Q}$ と $\alpha, \beta \in C$ とに対して、(1) $F(x, \alpha y + \beta z) = \alpha F(x, y) + \beta F(x, z)$, (2) $F(\alpha x + \beta y, z) = \alpha F(x, z) + \beta F(y, z)$ を満たすとき、 F を \mathcal{Q} 上の半双線形形式という。 \mathcal{Q} を F の定義域といい、 $\mathcal{Q} = \mathcal{Q}(F)$ などと書く。すべての $x, y \in \mathcal{Q}$ に対して、 $F(x, y) = \overline{F(y, x)}$ が成立するとき、 F は対称であるといい、また、ある実数 M が存在して、 $F(x, x) \geq M \|x\|^2, x \in \mathcal{Q}$ 、となるとき、 F は下に有界であるという。特に $M=0$ のとき、 F は正であるという。 F が下に有界な半双線形形式であるとき $F(x, x) \geq M \|x\|^2, x \in \mathcal{Q}(F)$ とする)、 $x \in \mathcal{Q}(F)$ に対してノルム

$$\|x\|_+ = \sqrt{F(x, x) + (1-M)\|x\|^2}$$

が定義され、このノルム $\|\cdot\|_+$ に関して $\mathcal{Q}(F)$ はノルム空間(\Rightarrow ノルム)となる。 $\mathcal{Q}(F)$ がノルム $\|\cdot\|_+$ について完備(\Rightarrow 完備性)であるならば F を閉半双線形形式という。これに関して次の定理が成立する： F が下に有界な閉半双線形形式ならば、 $F(x, x) = (A^{1/2}x, A^{1/2}x) + M(x, x)$ 、 $x \in \mathcal{Q}(F)$ を満たし、 $\mathcal{Q}(F) = \mathcal{Q}(A^{1/2})$ となる正の自己共役演算子 A がただ1つ存在する。この定理を用いると、下に有界な任意のエルミート演算子は、フリードリックス拡大とよばれる自己共役拡大(\Rightarrow 自己共役演算子)をもつことが示される。量子力学に現れるハミルトニアンはほとんどのモデルで、 $A \cdot$ プリオリにはエルミート演算子として与えられるが、実際に、それがどのような定義域で自己共役となるかを証明するのはそれほど簡単ではない場合が多い。このような場合、もし与えられたハミルトニアンがエルミート性に加えて、下に有界であることが示されれば、そのフリードリックス拡大として、自己共役演算子としてのハミルトニアンを定義することができる。

搬送波 [英 carrier wave, 独 Trägerwelle, 仏 onde porteuse, 露 несущая волна] 狭義には、搬送通信方式で、変調波を運ぶために変調器に供給される振幅および周波数の一定な正弦波で、広義には、信号を送送するために使用される電磁波、電気信号などの総称。一般に用いる搬送波は、(1) 単一周波数の正弦波、(2) 周期的パルス列、(3) 光などがある。搬送波を信号波で変調する方式には、(1)、(2)の場合は振幅変調、周波数変調、位相変調などが用いられる。(3)の場合は光源の周波数安定化、ファイバー内で光のコヒーレンスを保つことなどが困難なため、通常は光強度変調が用いられる。通信の多量化については、正弦波を搬送波とするときは、周波数を重化ことに少くなく変える周波数多重方式が用いられ、パルス列を搬送波とするときは、時間軸上で信号を配列する時分割多重方式が用いられる。一度変調された被変調波で、さらにほかの搬送波を変調することを多段変調とよび、中間段階で用いられる搬送波を副搬送波という。伝送線としては架空線、平衡ケーブル、同軸ケーブル、海底同軸ケーブルのような有線伝送路と、VHF, UHF 帯の無線伝送路がある。また商用電力の送電線または配電線を送送路として使用する方式もある。伝送路としての電力線は、単位長さ当りの減衰が少なく、また構造上強度が大きいが、伝送特性が複雑で天候によって変化するのが欠点である。最近光ファイバーが高性能の伝送線として使用されはじめた。

ハンダ [英 solder, 独 Lot, 仏 soudure, 露 припой] 同種あるいは異種金属間をそれより低い融点をもつ金属を溶融し接合することをハンダ付けといい接合に使用する金属をハンダという。一般に用いるハンダはスズと鉛を主成分とする合金で、スズの含有率は60～65%である。スズ63%、鉛37%で共晶点になる。共晶ハンダは溶融するためのハンダごとを取去ったのち液相から固相への転移が速くハンダがほかの不必要な箇所へ流れることがない。また共晶点では融点が低く(183℃)、接合する電子部品などに与える熱的影響が少ない。機械的強度も共晶点付近で最大となり、せん断力は約4kg・mm⁻²となる。厚目の銅板のハンダ付けには少量の銀入りハンダが有効である。銀は銅に対する拡散定数が大きく、銅の表面に安定した合金層ができる。ハンダは接合する金属間に入り込み金属中に拡散し、異種金属間化合物をつくり、化学的、物理的な結合により接合するといわれている。接合強度を大きくするためにはハンダが金属の表面に滑らかにつく必要があるが、このために補助的に用いる溶剤をフラックスという(\Rightarrow フラックス)。ステンレスやアルミニウムなどはそれぞれに適したハンダやフラックスがある。

反対称 [英 antisymmetric, 独 antisymmetrisch, 仏 antisymétrique, 露 антисимметрический] ある量がある変換に対し絶対値が変わらず符号が変わるとき、その量はこの変換に関し反対称であるという。主に関数に対していう。たとえば、三次元ユークリッド空間における場合 $\phi = x^2yz$ は空間反転 $(x, y, z) \rightarrow (-x, -y, -z)$ を施すと絶対値は変わらず符号が変わる。関数 $f = (x_1 - x_2)(x_2 - x_3)(x_3 - x_1)$ は変数 $\{x_1, x_2, x_3\}$ のなかの任意の二対を入れ替える(互換)と符号が変わる。絶対値はやはり変わらない。ここで空間反転は恒等変換と組んで群をなし、互換は置換群の元である。一般に、ある変換群 G のある元 T を施すと符号が変わり絶対値は変わらない関数は、 T に関し反対称であるという(\Rightarrow フェルミ統計)。

反対称回転準位 [英 antisymmetric rotational level, 独 antisymmetrisches Rotationsniveau, 仏 niveau rotationnel antisymétrique, 露 антисимметрический вращательный уровень] 分子が2回対称軸をもつとき、その対称軸に関して同等な原子核の交換という対称操作を行った場合、その分子の全波動関数が符号だけ変わる回転準位を反対称回転準位という(\Rightarrow 対称回転準位)。

反対称空間 [英 antisymmetric space, 独 antisymmetrischer Raum, 仏 espace antisymétrique, 露 антисимметрическое пространство] 三次元幾何学的空間に超幾何学的性質(色または符号とよぶ)の2つの値(黒, 白; +, -)を付与した四次元空間のことである。この空間での対称性は、反対称点群、反対称空間群(シュブニコフ群)で記述される。時間反転の概念は L. D. Landau により導入され、反対称群は A. V. Shubnikov により研究された。反対称演算(反恒等変換) $1'$ というのは、幾何学的空間内での位置を変えずに色だけ反転する演算である。幾何学的空間内での変換 g の位数が偶数のときには、変換 g と同時に色の反転 $1'$ を行う結合された演算 $g \cdot 1' = 1' \cdot g = g'$ が定義でき、黒白群が得られるが、 $1'$ そのものを対称演算にもつ群は、幾何学的空間内での位置を変えずに色の反転が起るので中性群(灰色群)になる。

反対称交換相互作用 [英 antisymmetric exchange interaction, 独 antisymmetrische Austauschwechselwir-

kung, 仏 interaction d'échange antisymétrique, 露 антисимметрическое обменное взаимодействие] 磁性体内の2つの原子磁気モーメントの間に働く相互作用で、2つの磁気モーメントを入れかえることにより符号の変わるものをいう。2つの磁気モーメントを μ_1, μ_2 とすれば、この相互作用は一般に次のように表される。

$$d_{12}[\mu_1 \times \mu_2]$$

その起源は交換相互作用とスピン・軌道相互作用を併せた効果であり、2つの原子の間に結晶の反転中心がなく、周囲の対称性が高くないときに出現する。 α -Fe₂O₃などの反強磁性に伴う弱い強磁性、MnSiなどのらせん磁気構造、スピングラスのような無秩序系の磁気異方性などの起源として重要である。ある種の反強磁性体の副格子磁化 M_1 と M_2 の間の相互作用として $D \cdot [M_1 \times M_2]$ の型が許されることは最初 I. E. Dzyaloshinsky によって指摘され、その後2つの原子磁気モーメントの間の上記の相互作用が守谷亭によって導かれたので、ジャロシンスキー-守谷の相互作用ともよばれる。

半単純 [英仏 semisimple, 独 halbeinfach, 露 полупростой] 物理学に登場するリー環はほとんどが半単純であって、非退化な計量をもつため、その表現の構成には、ウェイトを用いる精緻な理論が完成している。ウェイトの図形は素粒子の対称性の記述に有効である。

g をリー環とし h をそのベクトル部分空間とする。 h が条件: $X, Y \in h \Rightarrow [X, Y] = 0$ を満たすならば、 h は可換であるという。次に h が条件 $X \in h, Y \in g \Rightarrow [X, Y] \in h$ を満たすならば、 h は g のイデアルという(一般の環の場合と違って、左と右の区別はない)。 g が $\{0\}$ 以外に可換なイデアルをもたぬとき、 g は半単純であるという。半単純性の判定にはキリング形式を用いるのが強力である。 X を g の1つの固定元とすると、 $\text{ad}(X)Y = [X, Y]$ ($\forall Y \in g$) によって、 g における一次変換 $\text{ad}(X)$ を定義することができる。次にこれを用いて

$$B(X, Y) = \text{Tr}(\text{ad}(X)\text{ad}(Y)) \quad (\forall X, Y \in g)$$

によって定義される g 上の対称な双一次形式 B を、 g のキリング形式という。そして g のどんな元 X に対して $B(X, Y) = 0$ が成立するのは $Y = 0$ のときに限るならば、 B は非退化であるという。

カルタンの判定条件: リー環が半単純であるための必要十分条件はそのキリング形式が非退化なことである。

半単純リー環は次の意味で構造の簡単なリー環の直和に分離される。リー環 g が可換でなく、かつ g 自身と $\{0\}$ 以外にイデアルをもたないならば、 g は単純であるという。

構造定理: 半単純リー環は有限個の単純イデアルの直和に(その順序を別として)ただ一通りに分解される。

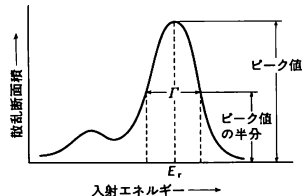
リー環の項目で掲げられている表のなかで、 $gl(n, C)$, $gl(n, R)$, $u(n)$, $u(p, q)$, $o(4, C)$, $o(4)$ を除いた線形リー環はすべて単純である。単純でない半単純リー環の例としては $o(4, C) \oplus o(4)$ がある。 $o(4, C) \cong o(3, C) \oplus o(3, C)$, $o(4) \cong o(3) \oplus o(3)$ (\Rightarrow リー環)。

バンチ [英 bunch, 独 Bunch, 仏 paquet, 露 кристток] 加速器内のビームが進行方向にいつか区切られた粒子集団の形で走る場合、その個々の集団をバンチとよぶ(これに対し連続した形のビームを連続ビーム(coasting beam)とよぶ)。連続したビームを加速器に入射した場合でも、高周波加速電場がかけられれば電場の位相に合った

粒子だけが安定なシンクロトン振動を行い(\Rightarrow 位相安定性)、ほかの粒子は失われるのでビームは自然にバンチを形成する。電場を切ると運動量のばらつきによる回転周期差のためにしだいにバンチは崩れる。電子貯蔵リングでは、シンクロトン放射によるエネルギー損失を補うために常に加速電場が必要なので、ビームは必然的にバンチ状態になっている。

半値深度 [英 half thickness, 独 Halbwertsdicke, 仏 demi-épaisseur, 露 толщина слоя половинного поглощения] チャネリング粒子は結晶内の軸や面を構成する原子列、原子面、および電子との多重散乱により、チャネル軌道からはずれディチャネリングする。チャネリング粒子の収量は深さとともに減少し、面ディチャネリング過程では、指数関数的に減少するという実験結果が得られている。チャネリング粒子の収量は、初期量の50%となる深さを半値深度といい $z_{1/2}$ で表す。半値深度は、輸送方程式、拡散方程式に基づく統計的手法によるディチャネリング(特に面ディチャネリング)のデータ解析の基礎パラメータである。面ディチャネリング過程に対する半値深度 $z_{1/2}$ は、イオンエネルギー E の増加とともに、 E に対し線形に増加するため、チャネリング粒子収量の $z_{1/2}/E$ によるパラメトリゼーション解析が行われている。

半値幅 [英 half width, 独 Halbwertsbreite, 仏 demi-largeur, 露 полуширина] 散乱断面積を入射粒子のエネルギーの関数として表すと、共鳴状態があれば、それに対応したエネルギーの位置にピークが現れる。断面積の値



が、ピーク値の半分になるエネルギーの差を、このピークの半値幅という。ブライト-ウィグナーの公式を用いると、ピーク付近での散乱断面積のエネルギー依存性は

$$\sigma(E) = \sigma(E_r) \frac{\Gamma^2/4}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}$$

と表される。ここで、 E_r はピークを与えるエネルギーであり、共鳴状態に対応した仮想準位のエネルギーと考えられる。上に述べた半値幅は Γ で与えられ、仮想準位の崩壊確率の逆数に比例する。このことは、次のように説明できる。不確定性関係によって、準位が寿命をもてば、準位のエネルギーにその寿命の逆数に比例した不確定が生ずる。このエネルギーの不確定の大きさが、準位の幅になっている。原子や原子核、素粒子のスペクトルの波高分布や質量分布の解析では、波高分布のピークの状態を規定するため半値全幅あるいは半波高全幅値を用いている(\Rightarrow 半波高全幅値)。

バンチャー [英 buncher, 独 Buncher, 仏 groupeur, 露 группирователь] 線型加速器で加速管の入口に設置してできるだけ多くのビームを加速に都合のよい加速高周波位相に集めるための高周波空洞装置。電子銃やイオン源から射出されるビーム粒子は、加速電波の全位相角 360° にわたって均一に分布している。加速管や加速空洞内で、粒子の速度がまだ光速に達しない間は、ある位相幅の中

に入った粒子は自動的に安定位相のまわりに集められる。そのため電波に捕えられ加速されるのは約半分(180°), 少ない場合は4分の1(90°)以下になって、残りは途中で失われてしまう。そこで、あらかじめ適当な位相幅に集団が形成されたビームをバンチャーという。適当な位相角で加速空洞に入射することができれば、加速されるビームの強度が増し、同時にエネルギー幅も改善される。このように、加速管や加速空洞への入射直前で、粒子をバンチャー状態にする装置をバンチャーという。これには、マイクロ波管で広く使われているビームの速度変調の方法を利用するのが便利である。それには加速周波数で励振される空洞を使えば最も簡単であるが、正弦波電場による速度変調では、全位相角に均一に分布した粒子の約60%を60°の位相幅にバンチャーを形成させるのが限度である。陽子や重イオン線型加速器では、これをバンチャーとよんでいるが、電子線型加速器では、習慣的にプリバンチャーと称している。電子線型加速器でバンチャーというのは、電子の速度がまだ変化する加速管入口付近の短い部分で、ここでは、電波の位相速度が軸に沿って電子の速度とともに増加し、また加速電場もしだいに強くなるようにしてある。これによって、広い位相角に入射された電子は数度以下の狭い位相幅に集められ、その後の加速でエネルギー幅も狭くなる。バンチャーの直前にさらにプリバンチャーを置くこともある。

反中性子 [英 *antineutron*, 独 *Antineutron*, 露 *антинейтрон*] ⇒ 反陽子

反跳 [英 *recoil*, 独 *Rückstoß*, 仏 *recul*, 露 *отдача*] 入射粒子Aの標的粒子Bによる散乱(弾性, 非弾性)において, Aの運動量の一部をもらってBが跳ねとばされる現象を反跳という。散乱だけでなく, 粒子BがAを放出するような崩壊現象でも用いられる。Bを反跳粒子という。

反跳エネルギー [英 *recoil energy*, 独 *Rückstoßenergie*, 仏 *énergie de recul*, 露 *энергия отдачи*] ⇒ メスバウアー効果

反跳原子 [英 *recoil atom*, 仏 *atome de recul*, 露 *атом отдачи*] = ホットアトム

反跳陽子検出器 [英 *recoil proton detector*] 速い中性子の検出に用いられるもので, 中性子と弾性散乱して反跳した陽子を測定する。中性子は電荷をもたないため電離などによる電気的な方法で直接的に検出することは不可能である。しかし, 中性子と衝突して反跳した陽子は荷電粒子なので容易に検出でき, そのエネルギーを測定することも可能である。また中性子・陽子散乱の断面積は比較的大きい(10keVで約20b)ので検出効率もかなりよい。反跳陽子のエネルギーは反跳角によって異なるため, その分布は0から E_n (中性子のエネルギー)までの範囲に広がっている。水素ガス入り比例計数管や有機シンチレーターで反跳陽子のエネルギーを測定することによって入射中性子のおおまかなスペクトルを知ることができ, 有機シンチレーターとしては, たとえば水素と炭素のみの化合物であるスチルベンやアントラセンなどがよく用いられている。また, プラスチックシンチレーターも用いられる。また, ホルニャク・ボタンとよばれるZnS(Ag)の粒を透明なプラスチックの中に埋込んだシンチレーターも用いられている。高エネルギー中性子の検出にも反跳陽子の検出器が用いられる。特にシンチレーター内での中性子の陽子や炭素核, 酸素核との散乱による反跳荷電粒子の測定によって中

性子の検出が行われる。

半張力場 [英 *incomplete tension field*, 仏 *champ de tension incomplète*, 露 *поле неполного растяжения*] ⇒ 張力場

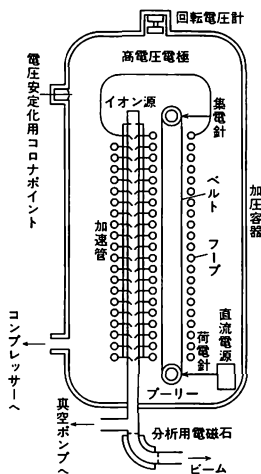
半直積 [英 *semidirect product*] H と K をともに群とする。 H の元 h に対し, K から K への写像 a_h が対応し, (1) $a_h(k_1 k_2) = a_h(k_1) a_h(k_2)$, (2) $a_{h_1 h_2}(k) = a_{h_1}(k) a_{h_2}(k)$, (3) $a_{e_H}(k) = k$ (e_H は H の単位元) が成り立つとき, H は K に作用するという。このとき, H と K の半直積という概念が次のようにして定義される。 H と K の元の対 (h, k) に対して積 $(h, k)(h', k') = (hh', k_{gh}(k'))$ を定義すると, 対の全体 $G = \{(h, k); h \in H, k \in K\}$ は群になる。この群 G を H と K の半直積という。 e_K を K の単位元とすると, $\hat{H} = \{(h, e_K); h \in H\}$ および $\hat{K} = \{(e_H, k); k \in K\}$ はともに G の部分群になる(\hat{K} は不変部分群になる)。たとえば, 空間群は点群と並進群の, また, ボアソナレ群はローレンツ群と四次元並進群の半直積になっている。

ハンティング [英 *hunting*, 独 *Pendelung*, 仏 *pompage*, 露 *рыскание*] フィードバックを用いてシステムの制御を行う場合(⇒自動制御), フィードバックゲインが大きすぎて振動現象が生じること。ハンティングは, J. Watt の蒸気機関などにフィードバックの概念が導入された18世紀後半からすでに問題になっており, この現象が, フィードバック系の安定判別法などの理論を生む動機となった。最近, フィードバック制御系の共振現象は, 微分方程式などの安定性の理論の枠内で統一的に論じられている。したがって, ハンティングという用語を特に用いることは少ない。

バン・デ・グラーフ Van de Graaff, Robert Jemison 1901. 12. 20—1967. 1. 16 アメリカの物理学者。アラバマ州タスカルーサ生れ。プリンストン大学の学生であった1932年に, 2つのアルミニウム球のそれぞれへ, 正, 負の電荷をモータードライブの絹ベルトで運び, 両者間に1.5MVの電位差を発生できることを発表して注目された。同年, K. T. Compton に招かれてマサチューセッツ工科大学(MIT)に行き, 大型のバン・デ・グラーフ型加速器(静電加速器)の製作を開始した。海に近いラウンド・ヒルの飛行船格納庫に組立てた加速器は, 高電圧に対する環境が悪いためによく動作しなかったのを, 改造してMITの建物の中に移し, 2.75MVの加速器として原子核研究に使用した。MITでの研究の後, 1947年にJ. G. Trumpy と D. Robinson とともに High Voltage Engineering Corporation (略称HVE) を創立し, 技術面でリードしながらタンデム型のEN型やMP型を開発し, 世界中に各種のバン・デ・グラーフ型加速器を供給した。

バン・デ・グラーフ型加速器 [英 *Van de Graaff accelerator*, 独 *Van de Graaff Beschleuniger*, 仏 *accélérateur Van de Graaff*, 露 *ускоритель Ван-де-Граафа*] 1931年にR. J. Van de Graaffによって, ベルト起電機による高電圧を利用してつくられた加速器のこと。帯電させた固体や液体を使って, 機械的方法により絶縁された金属電極に電荷を送り込んで高電圧を発生させる(⇒静電高圧発生機), この電圧によって電子やイオンを加速する装置を静電加速器という。球殻か, それに近い形の高電圧電極の内部と, 接地部にそれぞれプーリーを取付け, それらの間に幅30—50cmの絹などの絶縁ベルトをかけ, 接地部のプ

ーリー付近で、別の数kV～数十kVの電源からコロナ放電により電荷をベルト表面にスプレーし、モーターにより高電圧電極に送り込むのがベルト起電機であり、これを使った静電加速器が、バン・デ・グラーフ型加速器である



(図参照)。ベルトにより、導体殻内部にもち込まれた電荷を集電用の針でその導体に接触させると、導体の電位には関係なく電荷は常に導体の表面に移り、その電位が電荷量と高電圧電極の静電容量により定まる。実用機では電極やベルト、加速管での放電を防ぐため、加速器本体を高圧容器に収めて数 $\text{kg}\cdot\text{cm}^{-2}$ の N_2 や SF_6 をつめ、一様な電場をつくるために多数の金属フープをベルトと加速管のまわりに配置している。高電圧を得るために、高電圧電極と圧力容器との間にいくつかの中間電極シェルを入れたものもある。実用的な電圧限界は5MV程度、最大ビーム電流は300 μA である。容易に電圧がええられ、電圧安定度が $\Delta V/V \leq 10^{-4}$ と優れ、粒子の Ze/m には関係なく各種のイオンが加速できるので、原子核研究に広く利用されてきた(⇒タンデム型バン・デ・グラーフ加速器、ベルトロン加速器)。

反転 [英 *inversion*, 独 *Inversion*, 露 *инверсия*]

[1] 数学的には、空間の各点を、その成分の符号を逆にした成分をもつ点に移す変換。あるいは座標軸の向きを逆にする変換。物理学で現れるものとしては空間反転、時間反転、時空間反転などがある。

[2] 円周に関する反転。定数 a (>0)と定点 O が与えられたとき、点 P を「 OP 上、またはその延長上にあって $OP \cdot OP' = a^2$ となる点 P' 」に移す変換。一平面上で O を原点とする点 P の極座標を (r, φ) とすれば、点 P' の座標は $(r' = a^2/r, \varphi)$ で、このとき $r \partial/\partial r = -r' \partial/\partial r'$ となるから

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} = \left(\frac{r'}{a}\right)^4 \left(\frac{\partial^2}{\partial r'^2} + \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} + \frac{1}{r'^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi'^2}\right)$$

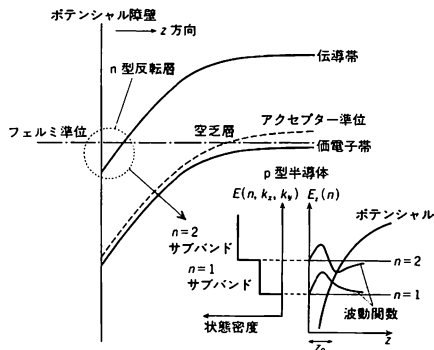
すなわち演算子ラプラシアンについては、 (r, φ) で書いた Δ と (r', φ) で書いた Δ' の間に $\Delta = (r'/a)^4 \Delta'$ の関係がある。そのため $\Delta f(r, \varphi) = 0$ のとき $\Delta' f(a^2/r, \varphi) = 0$ であるから、円周の外部の静電ポテンシャルを求める問題が円周内部の問題に還元される。

反転過程 [露 *процесс переброса*] = ウムクラッ

ブ過程

反転スペクトル [英 *inversion spectrum*, 独 *Umkehrspektrum*, 仏 *spectre d'inversion*, 露 *инверсионный спектр*] 非平面分子の、原子配置の反転に基づく二重項(反転二重項という)間の遷移によって生じるスペクトル。たとえばピラミッド型の NH_3 分子で、その頂点にある N 原子が、3つの H 原子で定まるピラミッドの底面を通り抜けて、上下に振動する場合、 N 原子は3個の H 原子で定まる平面のどちら側にあっても安定で、 N 原子に対するポテンシャルは、その平面の両側に極小点があり、平面のところに低い障壁をもった形になっている。 N 原子が、その平面の一方から他方へ移ることは、対称操作では、分子の重心に関してすべての原子核を反転することに対応している。この反転対称の共鳴によって、 N 原子の振動単位それぞれのそれぞれは2つの副単位に分れる(反転二重性という)。このような1つの振動単位に属する2つの副単位間の遷移によって反転スペクトルが生じ、マイクロ波領域に現れる。

反転層 [英 *inversion layer*, 独 *Inversionsschicht*, 仏 *couche d'inversion*, 露 *инверсионный слой*] n (または p)型半導体の表面に少数キャリアが集まって伝導型が反転した p (または n)型半導体層がつくられているとき、この層を反転層とよぶ。半導体表面に反転層があると、その内側の半導体内には空乏層がある(蓄積層では空乏層がない)。したがって、反転層内の正孔(または電子)は、図



p型半導体表面のn型反転層とそのエネルギー構造

のように半導体表面の切り立ったポテンシャル障壁と大きな傾きをもつ伝導帯の底(または価電子帯の頂)でつくられているほぼ三角形のポテンシャルチャネルに閉じ込められており、表面に垂直方向の運動は離散的エネルギー単位に限られることとなる(図は n 型反転層を示す)。表面に平行な平面運動は自由であるから、反転層の電子または正孔は、表面に垂直方向のエネルギー準位 $E_z(n)$ が異なる二次元バンドに収容されることになる。ここで n は、垂直方向の異なるエネルギー準位を区別する量子数で、各 n に対応する二次元バンドをサブバンドとよぶ。それぞれのサブバンド内の電子または正孔のエネルギーは

$$E(n, k_x, k_y) = E_z(n) + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y}$$

と表される。ここで、表面に垂直方向に z 座標を、面内に x, y 座標をとっている。低温度で電子または正孔の表面濃度 N_s が小さいとき、キャリアはすべて最低二次元サブバンドに収容されるので、ほぼ純粋な二次元フェルミ気体

となる。空乏層電荷の表面濃度を N_{depl} として、 $N^* = N_{\text{depl}} + (11/32)N_s$ を用い、半導体表面から反転層の電子 (または正孔) までの平均距離は

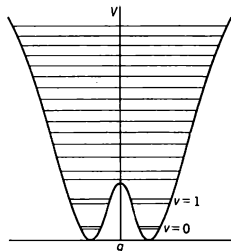
$$z_0 = \left(\frac{9\kappa\epsilon_0\hbar^2}{4m_z e^2 N^*} \right)^{1/3}$$

となる。ここで κ は半導体の比誘電率、 ϵ_0 は真空の誘電率、 m_z はキャリアの表面に垂直方向の有効質量である。 N^* は cm^{-2} の単位で、 m_z は数値 \times (自由電子の質量 m_0) で表せば、 z_0 は nm の単位で以下のように表せる。

$$z_0 [\text{nm}] = 2.283 \left(\frac{10^{12} \text{cm}^{-2}}{N^*} \right)^{1/3} \left(\frac{\kappa}{11.5} \right)^{1/3} \left(\frac{0.916 m_0}{m_z} \right)^{1/3}$$

普通、 z_0 の値は 1 ~ 10 nm 程度である。

反転二重項 [英 inversion doublet, 独 Inversionsdoublet, 仏 doublet d'inversion, 露 полуклассическая теория] 仏が非平面構造をもつ場合に振動・回転項に現れる二重項で、原子配置の反転に起因する。最もよく調べられているのはアンモニア NH_3 の基底状態である。この状態では 3 つの H 原子が正三角形をつくり、その重心を通過ってこの面に垂直な直線上に N 原子がある。いわゆるピラミッド形をつづっているのが高さは低い。3 つの H のつくる面の両側に N が安定して存在しうる位置がある。 ν_2 振動とよばれる型の基準振動では、正三角錐の対称性が保たれ、3 つの $\angle \text{HNH}$ が互いに等しく保たれつつ、いっしょに変化し、3 つの NH の長さも互いに等しく保たれ、しかもこれらはあまり変化しない。この振動において、位置エネルギー V を、3 つの H のつくる面から測った N の高さ q の関数として示すと、図のように 2 つの極



小をもつ曲線になる。古典力学によると 2 つの極小点のどちらかの付近での振動が起こるが、量子力学ではトンネル効果により 2 つの極小点の間の往復が伴う。このいわゆる量子力学的共鳴によって、エネルギー準位は二重項に分裂する。二重項のエネルギー分離を $\hbar\nu_{\text{inv}}$ とすれば、 ν_{inv} は 2 つの極小点の間の往復の振動数である。 NH_3 分子では、 ν_2 振動の波数 (放出, 吸収する光の波数) は 950cm^{-1} であり、この振動の振動量子数 $v=0, 1$ の振動準位における反転二重項のエネルギー差 $\Delta E_{\text{inv}} (= \hbar\nu_{\text{inv}})$ は、光速度を c として ν_{inv}/c の値で表すと、それぞれ約 0.8cm^{-1} および 36cm^{-1} である。なお、ポテンシャルの山の高さを $\hbar c$ で割ったものは 2076cm^{-1} である。図はわかりやすいように ΔE_{inv} をかなり拡大して描いてある。反転二重項はほかに NH_2D , NHD_2 , ND_3 , PH_3 についても観測されている。一般に非平面構造分子においては、互いに鏡像の関係にある 2 つの安定構造が可能なので、それに対応して、エネルギー準位の二重項がある。互いに鏡像の関係とは、数学的には、反転 $(x_i, y_i, z_i \rightarrow -x_i, -y_i, -z_i)$ と剛体の回転によって、相互に相手の構造に移り変わるという関係であるが、

この 2 つの構造の間の共鳴によって生じる二重項は、G. Herzberg の命名に従って反転二重項とよばれている。なお CH_3NH_2 についても NH_3 と同種の二重項が観測されており、これも反転二重項とよばれている。

反転分布 [英 population inversion, 独 Besetzungsinversion, 仏 inversion de population, 露 инверсия населённости] 媒質の構成分子 (あるいは原子) の量子準位中の任意の 2 つに注目して、そのエネルギー値を E_1, E_2 とする。この媒質がある温度 T で熱平衡状態にあれば、それぞれの準位にある分子の数 N_1, N_2 の比は、ボルツマン分布則

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp \left[-\frac{E_2 - E_1}{kT} \right]$$

で与えられる。ただし g_1, g_2 はそれぞれの準位の縮重度を、また k はボルツマン定数を表す。これは、 $E_2 > E_1$ であれば、 $N_2/g_2 < N_1/g_1$ であること、すなわちエネルギーのより大きな準位での存在確率がより小さいことを示している。これに対して媒質が熱平衡状態に無く、 $N_2/g_2 > N_1/g_1$ となっている場合には、この 2 つの準位間で分布の反転が生じているといい、またこのような分布を反転分布とよぶ。反転分布状態における各準位の分布数 N_1, N_2 を用いて上の式から逆に定義される等価的な温度は負の値をとるので、反転分布は負温度分布ともよばれる。

媒質に照射された光が反転分布をとる準位間の遷移を誘起する場合には、媒質はこの光に対して増幅性を示す。レーザー増幅器やレーザー発振器は、この反転分布状態の媒質による光増幅性を利用したものである。媒質中に反転分布を形成する手段はポンピングとよばれる。

反転ラマン効果 [英 inverse Raman effect, 独 inverse Raman-Effekt, 仏 effet Raman inverse, 露 обратное комбинационное рассеяние света] 試料に振動数 ν_1 のジャイアントパルスレーザー光と連続スペクトル光を同時に入射し、試料通過後の連続スペクトルを測定すると $\nu_1 + \nu_0$ (ν_0 は試料分子の固有振動数) の位置に吸収が見られる現象をいい、W. J. Jones と B. P. Stoicheff によって最初に観測された。 $\nu_1 + \nu_0$ は通常ラマンの反ストークス線に相当し、通常ラマンは発光であるのに対し、反転ラマンでは吸収として観測される。反転ラマン分光は短時間でラマンスペクトルをとるのに有利であり、ns, ps 領域の時間分解分光法として注目されている。

反転ラマン分光法 [英 inverse Raman spectroscopy, 独 inverse Raman-Spektroskopie, 仏 spectroscopie Raman inverse, 露 спектроскопия обратного комбинационного рассеяния] \Rightarrow 反転ラマン効果

反転ラム・ディップ [英 inverted Lamb dip, 露 ламбовский провал в кривой поглощения] 単一モードレーザーの共振器中に、レーザー光を吸収する気体を封入した吸収セルを挿入して発振波長を変化させた場合、気体の吸収スペクトルの中心波長を中心として見られる鋭い出力ピークを反転ラム・ディップという。吸収セル中の気体は、共振器中に定在波として存在するレーザー光の作用によるホールバーニング効果によって、吸収スペクトルにくぼみを生ずる。このくぼみは、ドップラー効果で広がった気体スペクトル線の中央で最も深くなるので、レーザーの発振波長がこれに一致するとき、吸収の量が最も少なくなる。発振器中の損失のわずかな減少によって著しい出力の増加が起り、反転ラム・ディップとして観測される。反転

ラム・ディップは、吸収セル中に封入する気体を選ぶとラム・ディップより鋭い幅をもつので、より進んだレーザー光安定化の手段として利用される。また高感度のドップラーフリー分光法の手段として応用されることもある(⇒ラム・ディップ)。

バンド [英 band, 独 Bande, 仏 bande, 露 полоса] 分子が光を放出または吸収する際、ある特定な振動単位間の遷移によって生じるスペクトル。分解能の小さな分光器で観測すると、幅の広い帯状に見えるのでこの名がある。バンドは一般にバンドの頭とよばれる鮮鋭な端をもち、そこから順次強度が低下し、一方の側に尾を引く構造をもつ。これをバンドのシェードといい、短(長)波長側へ尾を引いているとき、そのバンドは青(赤)い方にシェードしているという。遷移に係る上の単位と下の単位の回転定数 B'_v と B''_v の間に $B'_v > B''_v$ ($B'_v < B''_v$) なる関係があれば、そのバンドは青(赤)い方にシェードする。 B'_v が B''_v とほとんど等しい場合には頭なしバンドとなる。高分解能の分光器で観測すると、バンドは多数の回転線からなっていることがわかる。この回転線群はいくつかのバンドの枝に分けられる。遷移の上と下の電子状態が異なる場合に生じるバンドを電子バンド、同一の場合に生じるバンドを回転振動バンドという。また、遷移の上と下の振動単位の振動量子数を v', v'' とすると、この遷移によって生じたバンドを $v'-v''$ バンドまたは (v', v'') バンドという(⇒分子スペクトル)。

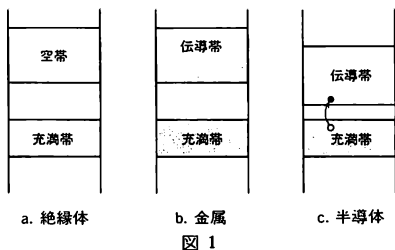
固体が放出、吸収する光のスペクトルは連続スペクトルであるが、それがごく狭い波長範囲にピークをもって現れる場合には、やはりバンドとよばれることが多い。これは固体中の電子のエネルギーバンド構造との対応からくるものである。

半導性 [英 semiconducting properties, 仏 propriétés semiconductrices, 露 полупроводниковые свойства] 電気伝導の程度が良導体(金属)と絶縁体の中間である一群の物質のもつ性質で、この物質は半導体とよばれる。半導性の特徴を挙げると、(1) 電気伝導率 σ の大きさは、常温で $10^3 \sim 10^{10} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ 程度(金属では $10^8 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ 程度)である。(2) σ の温度変化が激しい。絶対零度では σ は 0 に近いが、常温では 10^8 倍以上大きくなることもある。多くの場合、絶対温度を T 、ボルツマン定数を k とし、 σ は $\exp(-E/kT)$ に比例する。 E は活性化エネルギーである(金属では σ は T に反比例し、温度が上がるほど小さくなる)。(3) σ の大きさや温度依存性が物質中に存在する不純物や格子欠陥によって著しく影響される。たとえば、 σ の大きさは不純物濃度により 10^4 以上も変化する。また純度のよい真性半導体では E は 0.5 eV 程度であるが、不純物半導体では 0.01 eV の程度である。このような物質中に含まれる微量な不純物などに敏感な性質を構造敏感性という。

以上の半導体の示す特徴的な電気的性質は、ほかの光学的性質(特に吸収端の存在)などとともに、半導体のもつバンド構造や不純物に付随する不純物単位とそれへの電子分布のようすを基に理解することができる(半導体のウィルソン模型)。半導性のもつ多様なふるまいと、その制御方法の進展が、多数の半導体素子の開発、応用の基礎となっている(⇒半導体)。

半導体 [英 semiconductor, 独 Halbleiter, 仏 semiconducteur, 露 полупроводник] 金属と絶縁体との中間的

な電気抵抗をもつ物質。典型的な金属と絶縁体とは電気抵抗が 10^{12} 倍も異なるが、この中間の値をもち、しかも温度の上昇とともに電気抵抗の減少する物質の存在することは M. Faraday の昔から知られていた。この種の物質は金属との接触によって整流作用の生じることが 1904 年ころからわかってきた。これは鉱石検波器としてラジオの検波に使われ、セレンや亜酸化銅整流器として交流から直流電力を得るのに用いられていた。しかし半導体のモデルは、1931 年に初めて A. H. Wilson によって確立された。このモデル(ウィルソン模型)は、以下に示すようなものである。量子論の固体論によれば、結晶中の電子のエネルギーは連続的ではなく、帯状に分れて存在し、電子のエネルギー状態の存在が許された許容帯と存在の許されない禁止帯とに分れる。絶縁体では図 1a のように、ある許容帯ま



では電子で満たされているが、その上に禁止帯を隔てて位置する許容帯には電子が存在しない空帯となっている。電子の満たした充滿帯では電子は動けないので電気伝導率は 0 になる。金属では図 1b のようにある許容帯の中間まで電子が満たされているので電子は動くことができで電気伝導を示す。これに対し、図 1c のように空帯と充滿帯を隔てる禁止帯の幅が狭いときには温度が上がると熱的に充滿帯から空帯に電子が励起されて、空帯の電子も充滿帯にできた正孔とともに動くことができるので、温度とともに増加する電気伝導を生じる。これが半導体である。一部電子の存在する空帯を伝導帯、正孔の存在する充滿帯を価電子帯とよぶ。

半導体には種々の酸化物、カルコゲン化合物、有機化合物(⇒有機半導体)そのほかいろいろな単体や化合物があるが、特に Si, Ge の IV 族元素 GaAs などのような III 族と V 族の化合物、ZnTe のような II 族と VI 族の化合物は典型的な半導体と考えられている。これらは 4 つの結合の手を正四面体の方向に出し合って、ダイヤモンド型や閃亜鉛鉱型、あるいはウルツ鉱型に結晶する。これらの化合物は特に化学量論的に安定な結晶が得やすい。しかし、それでも化学量論的なずれや不純物の存在によって抵抗が下がる。たとえば Si に V 価の不純物 As などを 1 ppm 程度の微量混入すると(これをドーピングという)、As が Si とおき代って電子を 1 つ放出し、これがわずかの温度の上昇で伝導帯に励起されて電気伝導を生じる。反対に 3 価の不純物、たとえば In をドーピングすると、電子を価電子帯から吸い取って、正孔を生じ、これによって電気伝導が大きくなる。前者は負の移動電荷(キャリアー)によって電気伝導を生じるから n 型(negative)、後者は p 型(positive)とよばれる。電子を 1 つ捕えた 5 価の不純物をドナー、正孔を捕えた 3 価の不純物をアクセプターとよぶ。これに対して不純物の存在しない半導体を真性半導体とよぶ。電子の熱力学的ポテンシャルはフェルミ準位とよべ、図 2 のように

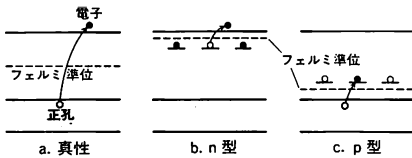


図2

真性の場合には伝導帯と価電子帯との中間に、n型の場合には伝導帯の底とドナー準位との中間に、またp型の場合には価電子帯の頂上とアクセプター準位との中間にくる。

半導体に電流を流し、これに垂直な方向に磁場を加えると、ホール効果によりこれらに直交する方向にホール電場が現れる。その大きさは電流と磁場に比例し、その係数はホール係数とよばれ、 $1/nec$ (e は電子電荷, c は光速) となるから、これよりキャリアー濃度 n がわかる。半導体の電子は結晶ポテンシャルの影響を受けて、その質量は自由空間のものとは異なった有効質量をもっている。これを測るのにサイクロトロン共鳴を用いる。磁場 H を強くすると、キャリアーはフォノンや不純物によって散乱するまでに何回か円軌道を描く。その角振動数は eH/m^*c で与えられる。これに同期した電気の振動を外部より加えると共鳴吸収が起る。外部から加える振動数を一定にしておいて、共鳴の起る磁場の強さを測定すれば、有効質量 m^* がわかる。

価電子帯の電子は光を吸収して伝導帯へ励起される。このためには光子のエネルギーは少なくとも途中の禁止帯の幅、すなわちエネルギーギャップより大きくなければならない。したがって吸収係数には、このエネルギーギャップに相当する波長に鋭い立ち上がりがあって、数けた上昇する(基礎吸収)。この基礎吸収端の位置は半導体によって異なるが、遠赤外領域から紫外領域に及んでいる。強磁場を加えると電子は周回運動を始めるので、状態は量子化されて、エネルギーバンドは不連続なランダウ準位に分れる。これを光で照射すると、電子は価電子帯のランダウ準位から、伝導帯のランダウ準位に励起され、吸収スペクトルに振動的变化が生じる。これが磁気振動吸収で、広く半導体の磁気光学効果という。このスペクトルよりエネルギーバンドの構造を詳しく論じることができる。

半導体は情報工学に必須の材料として用いられているが、その基本になるのはpn接合である。これは1つの単結晶のなかで片方にドナー、他方にアクセプターをドーピングして、n型とp型を接合させたものである。この場合、電圧を加えなければ図3aのようにフェルミ準位は一定となる。

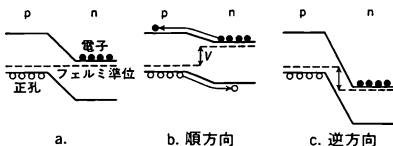


図3

り、エネルギーバンドには傾きが生じる。ここで図3bのように外部より電圧 V を加えるとフェルミ準位は接合の部分で V だけとのびが生じる。図3bのようにn領域に負電圧を加えると、エネルギーバンドの傾きが緩やかになって、n領域からp領域への電子流とp領域からn領域への正孔流は著しく増大するが、図3cのように反対向きに電圧を加えると、p領域にはもともと電子はほとんど存在

しなかったのであるからp領域からn領域への電流は増加しない。このために整流特性が現れる。図3bのように電流のよく流れる順方向に電圧を加えると、p領域に電子が注入される。p領域には熱平衡では電子はほとんど存在しなかったのであるから、これは熱平衡より著しいはなれた状態が出現したことになる。このような状態の出現によって、トランジスターの増幅作用が可能となる。GaAs などのようなⅢ-V化合物では、注入された電子は正孔と再結合するとき発光する。物質を変えてバンドギャップを変えることによって、種々の色を出す発光ダイオード(LED)がつくられる。また光ダイオードの両端にへき閉によって平らな面をつくって、このなかに光を閉じ込め、強い光の電磁場によって注入されたキャリアーの再結合を刺激して、誘導放射を起させると、コヒーレントな光を出すレーザがつくられる。これが半導体レーザである。

これらのキャリアーの注入効果をよくするため、注入されたキャリアーが永い寿命をもって、相手の領域に深く侵入することが必要である。このためにはキャリアーの散乱や再結合をできるだけ避けなければならない。このために半導体を純化する技術が実用上の要請から著しく進み、帯域溶融法などを中心とする純化技術が発達し、これが半導体のみならず、周辺の物質の純化を進め、その物理を進展させるのに大きく貢献した。

Siはまた、表面の安定性がよいので、トランジスター、特にMOS(金属-酸化物-半導体)構造の電界効果トランジスター(FET)やダイオード、抵抗などを数mm角のシリコンチップの上に数万から数十万個並べた集積回路(IC)をつくるのに用いられるようになって、現在では、情報化社会の中心となる担い手になっている。そのほかⅢ-V化合物も光集積回路の要素として光通信には不可欠の存在になってきている。

半導体記憶素子 [英 semiconductor memory, 独 Halbleiterspeicher, 露 полупроводниковое запоминающее устройство] 半導体の集積回路技術を用いて製造される記憶素子。通常かなり多数の素子を1チップ上に集積し、パッケージに収納して供給される。半導体技術の面からは、バイポーラー系の素子とMOSFET(金属-酸化物-半導体電界効果トランジスター)の素子とがあり、動作速度は前者が速いが、消費電力と集積度の点では後者が優れている。一般的には書込みと読出しが自由に行える素子が主流であり、これをRAM(random access memory)とよぶ。しかし用途によっては一度書込んだ情報が失われると困る場合もあり、そのときにはROM(read only memory)が使われる。ROMのなかには一度情報を書込むとそれが永久に記憶されるものと、特別な方法で情報を消去して再書込みができるものがある。当然、読出しは普通の方法で行える。

RAMには回路構成上2種類のものが使用されている。その第一は、1つずつのビットを記憶するのにフリップフロップ回路をそれぞれ使うもので、スタティックRAMとよばれ、1ビット当りのトランジスタ数は4~8個である。第二は、1つずつのビットに対して原理的には1個のトランジスタと1個の微小なコンデンサーを用いるものである。情報はコンデンサーに電荷として蓄えられているが、この電荷は漏洩によって消失するので、情報を読書きする必要がなくても一定の時間、たとえば2msごとに読出して再書込みをしなければならない。この動作をリフレ

ッシュといひ、またこのような素子をダイナミック RAM という。ダイナミック RAM ではリフレッシュというやつかいな操作が必要であるが集積度は向上するので最も多く使われている。

電子計算機では主記憶装置に主に MOS ダイナミック RAM が、またキャッシュメモリにバイポーラ系のスタティック RAM が多く使われ、また制御記憶の一部などに ROM が用いられている。半導体記憶素子の集積度は年々目覚ましい勢いで向上しており、MOS ダイナミック RAM では 1 パッケージ当り 64K ビット、256K ビット、さらに 1M ビットへと進みつつある。またこれにつれて 1 ビット当りの価格も急激に低下している(⇒集積回路)。

半導体・金属接合 [英 semiconductor-metal contact, 独 Halbleiter-Metall-Kontakt, 仏 contact métal-semiconducteur, 露 контакт полупроводник-металл] 仕事関数が異なる半導体と金属の接合で、整流作用がある。整流作用については 1870 年代にはその現象が発見されており、1920 年代には最初の半導体素子としてセレン整流器、二酸化銅整流器が実用化され始めた。整流理論についても歴史的に多くの理論が展開されたが、そのなかで現象を最も良く説明する理論が、1938 年 F. Schottky により提案されたショットキー・バリアー模型である。そのため半導体金属接合は通常ショットキー・バリアー接合ともよばれている。仕事関数が異なる金属 (ϕ_M) と半導体 (ϕ_S) を接触させると半導体 (n 型半導体を考える。 $\phi_S < \phi_M$) 中の電子の一部が金属中に流れ込み金属中には過剰な電子が半導体中には正電荷が生じ電氣的平衡が成り立つ。ここで金属中の過剰電子はもともと存在する電子密度に比べて無視できるが半導体中の過剰な正電荷は半導体表面からある深さ W にわたって電離されたドナーの空間電荷層となる(図 a)。半導体中のエネルギー準位は半導体金属接合部に比べ $\phi_M - \phi_S$ だけ低くなっており障壁が生じている。この電位を拡散電位 $V_{bi} = (\phi_M - \phi_S)/q$ とよぶ。金属側の障壁は $\phi_M - \chi_S$ (χ_S は半導体の電子親和力)である。次に、このような簡略化されたモデルに基づいて空間電荷層の深さ W 、半導体金属接合の電流-電圧特性を求める。金属側に電圧 $V_a (< 0)$ を印加したとき(図 b)の空間電荷層内の電位分布

$V(x)$ は空間電荷密度を qN_D ($0 \leq x \leq W$), 0 ($x > W$) としポアソン方程式を用いて解くことができる。適当な境界条件を与え微分方程式を解くと空間電荷層の深さ W は

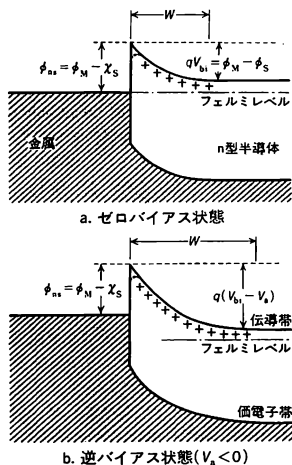
$$W = \left\{ \frac{2\epsilon\epsilon_S}{qN_D} (V_{bi} - V_a) \right\}^{1/2} \quad (1)$$

と表される。また電流-電圧特性については Schottky や N. F. Mott らによって提案された拡散理論と H. Bethe によって立てられた電子放射理論があるが、障壁の厚み W がキャリアの平均自由行程 λ よりも短い通常の半導体金属接合においては、後者の方がよく合っていることから、次のベレーの理論式が用いられる。

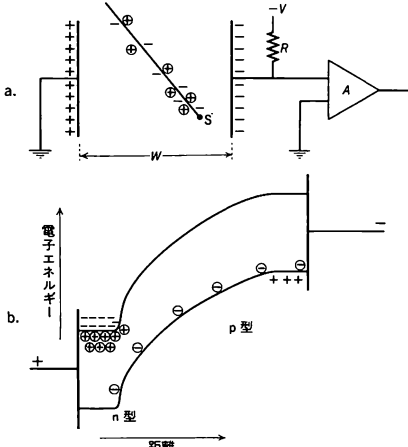
$$J = J_s \left[\exp \frac{qV_a}{kT} - 1 \right], \quad J_s = A^* \exp \frac{-\phi_{ns}}{kT} \quad (2)$$

ただし A^* はリチャードソン定数であり自由電子については $A^* = 120 A \cdot \text{cm}^{-2} \cdot K^{-2}$ である。式(2)より $V_a > \phi_{ns}/q$ の場合には J は V_a とともに急激に増大し、逆に $V_a < \phi_{ns}/q$ の場合には J は J_s (逆方向飽和電流)に相当する微小な電流となり半導体金属接合が整流特性を示すことがわかる。以上は半導体金属接合の基本特性を単純化したモデルに基づいての解析であるが、実際の接合においてはさらに種々の現象が重要な影響を及ぼしている。そのひとつはショットキー効果である。半導体金属接合近傍の電子は鏡像力すなわち金属中に反対符号の電荷があるかのような電場を経験するために障壁は図の破線で示したように低く丸みを帯びた形状になる。さらに先の解析では $0 \leq x \leq W$ では半導体は完全に空乏化していると仮定したが実際にはフェルミ分布に従い空間電荷領域にも可動電子が存在する。この効果を考慮すると式(1)中の()のなかには $-kT/q$ の項が現れる。空間電荷領域を決定するもうひとつの重要な量として半導体金属接合面に存在する表面準位がある。通常半導体表面には高密度の表面準位が存在し、その準位に半導体表面近傍の電子が捕獲されるため半導体中には空間電荷領域が生じている。このような状態で金属を接触させても半導体内の空間電荷領域はほとんど影響されず、したがって障壁の高さは金属の仕事関数によらず表面準位によって決ることになる。電流-電圧特性に関しても式(2)の電流のほかに空間電荷領域内あるいは半導体金属界面でのキャリアの再結合による電流、トンネル電流、さらには表面リーク電流などが加わり、式(2)は $J = J_s [\exp(qV_a/nkT) - 1]$ と表される。ここで n は半導体金属接合の良さを示す指標であり 1 に近いほど好ましい。半導体金属接合は製作方法も簡単であり、従来広く利用されてきた。それらのなかには空間電荷領域の静電容量が印加電圧により変調されることを利用したダイオード、整流の電流-電圧特性を利用したバリスタなどのマイクロ波用素子、さらにはゲート電極として半導体金属接合を用いたショットキー接合電界効果トランジスタ、ショットキー・バリアー型アパランシェダイオードなどがある。また半導体金属接合は半導体結晶のキャリア密度、厚みなどを評価する手段としても重要であり広く利用されている。

半導体検出器 [英 semiconductor detector, 独 Halbleiterdetektor, 仏 détecteur à semiconducteur, 露 полупроводниковый детектор] 放射線検出器として半導体、主としてゲルマニウムまたはシリコンを使用したもので、その動作原理は、気体電離箱と同じである。固体検出器ともいう。気体電離箱では放射線のイオン化作用により発生した電子およびイオンを電場により電極に集めるが、半導体



検出器では、放射線の電離作用により、空孔と電子の対が発生し、それは電場により電極に集められる。放射線に対する有感部には電場を加えているが、有感部の形状は電極部分が平行平面型のものと、同軸円筒状のものがある。電極部的一方はp型、他方はn型半導体になっており、ダイオードの構造と同じである。p型側の電位をn型側の電位より低くし、逆バイアスの状態にすることによって、両電極の間に空乏層ができ、そこで放射線の電離作用により発生した電子と空孔が、逆バイアスの電場により、電極に集められる。したがってキャリアの寿命は、その移動度で空乏層を移動できる以上長くなければならない。有感部からキャリアが電極部へ向かって移動するにしたがい、電極に誘導電荷が生じ、出力となるが、出力電流波の立ち上がりは、有感部の幅を、キャリアの終速度、およそ $10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ で割った程度のものである。したがって有感部の幅が1cm程度である検出器ではおよそ100ns程度の出力パルスの立ち上がり速度が得られる。図は半導体検出器の動作原理を模式的に説明したものであり、このうち、図aは有感部の幅 W の平行型半導体検出器の中で放射線 S によって電子と空孔がつかられているようすを示している。



図bは逆バイアス状態のp-n接合型検出器の電子のエネルギー状態を示している。 W は空乏層の厚さとなっている。電子・空孔対を1つつくるために要する平均エネルギー ϵ は、シリコンでは3.64eV、ゲルマニウムでは2.96eVであるから、いま検出器の有感部に放射線の全エネルギー E が吸収されたとなると、発生する平均全電荷 Q は、 $Q = eE/\epsilon$ (e は電気素量)となる。 ϵ は気体の場合の約1/10であるから、 Q は気体電離箱の10倍程度になる。放射線が検出器の有感部で平均 E_0 のエネルギーを失ったとするとキャリアは平均 E_0/ϵ 個生成される。生成されたキャリア数は理想的な場合ガウス分布して、その半波高全幅値は、 $2.35\sqrt{\epsilon E_0}$ となるが、放射線のイオン化現象は、独立ではないので、ファノ因子 F を考慮しなければならない。半波高全幅値は、 $2.35\sqrt{F\epsilon E_0}$ となる。 F は、0.07~0.12の範囲にある。したがって、エネルギー分解能 $\Delta E/E_0$ は $2.35\sqrt{F\epsilon/E_0}$ 、あるいは発生する全電荷 Q に反比例することになる。半導体検出器では、 ϵ が気体電離箱や、無機や有機蛍光体と比べて、非常に小さいため(たとえば、NaI

(Tl)結晶の約1/1000)、エネルギー分解能が非常に高い。検出器のエネルギー分解能は、これに電子回路の雑音からの寄与を考慮しなければならない。

p-n接合型の検出器では、その空乏層の厚さは逆バイアス電圧と半導体の純度に左右されるが、100Vの逆バイアスで約100 μm の空乏層の厚さが得られるが、 γ 線の検出では大きな有感部、厚い空乏層が望ましいため、n型不純物のリシウムをp型半導体に注入し、拡散させて、p型不純物と中和させ、非常に高い抵抗の半導体を得る。これをリシウム拡散法というが、この方法により、同軸円筒型ゲルマニウム検出器では、半径2~3cmのものが得られる。平行平面型では厚さ約1cmのものまでの検出器がある。空乏層が厚いことは、電気容量を小さくし、電気雑音に対して、特性をよくする。リシウム拡散法により不純物を中和せず、不純物濃度が約 10^{10} cm^{-3} の超高純度ゲルマニウム単結晶を使用して、逆バイアス約1000V、空乏層の厚さ約1cmのものが得られており、リシウム拡散型ではリシウムが室温で拡散してしまうため、常に冷却していなければならないのに対し、この検出器は真性または高純度ゲルマニウム検出器と称され、使用しないときは室温で保存できる。

半導体検出器は、逆バイアスのかけられたダイオードとして作動しているため、遺漏電流がダイオードの順方向電流と逆方向に流れ、電気雑音として作用する。遺漏電流は、熱励起により、キャリアがバンドギャップを超えるために生じる。ゲルマニウムはバンドギャップが小さいため(ゲルマニウムでは0.68eV、シリコンでは1.14eV)、検出器を液体窒素で冷却して、遺漏電流を減少させている。冷却された検出器は、真空容器に収め、空気中の水分が検出器に付着することを防いでいる。

表面障壁型シリコン検出器では、約5MeVの α 線で、約15keV、リシウム拡散型シリコン検出器では5keVのX線で120eVの分解能(半波高全幅値)が得られる。

以上の代表的な半導体検出器のほか、GaAs, CdTe, HgI₂などの分子半導体が、分解能はシリコンやゲルマニウム半導体検出器に比べて格段に劣るが、 γ 線検出効率の高いこと、室温で使用できることなどから、医学的応用面などで注目されている。

半導体集積回路 [英 semiconductor integrated circuit, 独 integrierte Halbleiterschaltung, 仏 circuit intégré, 露 полупроводниковая интегральная схема] ⇒ 集積回路

半導体整流器 [英 semiconductor rectifier, 独 Halbleitergleichrichter, 仏 redresseur semiconductor, 露 полупроводниковый выпрямитель] 半導体のpn接合を利用した整流器で、二極管の電子管整流器と異なりフィラメントが不要で大電流の整流にも適しているため、広範囲に使用されている。多くの種類があるが、シリコン整流器は150℃まで使用可能で、順方向の抵抗も小さいので、セレン整流器やゲルマニウム整流器に代って用いられている。ホットキャリア整流器(⇒ショットキー・ダイオード)は逆耐電圧は400Vと低いが、高周波特性が優れているので、スイッチングレギュレーターに使用される。サイリスター(シリコン制御整流素子)は電流の流通角を制御できるので直流出力電圧または電流を可変にする電源に多く使用されている。

半導体接合 [英 semiconductor junction, 独 Halbleiterübergang, 仏 jonction semiconductor, 露 полупровод-

никовый переход] 半導体結晶中の極めて狭い領域で、異なる導電型(n型, p型)または同一導電型で電気伝導率が急激に変化している領域を一般に半導体接合とよぶ。特にp型からn型に変化している領域をpn接合、また同一導電型で単にドナー濃度(アクセプター濃度)が急激に変化している領域はnn(pp)接合とよばれる。異なる種類の半導体が結晶格子として連続している場合を異質接合とよび、半導体接合の一種である。この場合にもそれぞれの領域の導電型または電気伝導率の違いによりpnまたはnnなどの接合が形成される。

(1) pn接合: 通常, pn接合といえは均質な半導体におけるpn接合をさし、いわゆるダイオードで現在の半導体素子において最も広く用いられる基本的構造となっている。pn接合には熱平衡状態でnおよびp領域のフェルミ・エネルギー差に相当するポテンシャル障壁が存在する。この電位差は拡散電位とよばれる。pn接合に電圧がかかっていないときはフェルミ準位がp領域およびn領域で等しいのでエネルギー状態は図1のようになる。n領域に

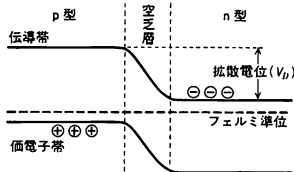


図1 ゼロバイアス

に対してp領域に正(順方向)の電圧 V を印加するとポテンシャル障壁は V だけ小さくなり(図2), p領域よりn領

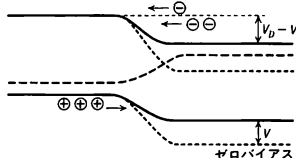


図2 順バイアス

域へ正孔が、またn領域よりp領域へ電子が流れ込む。すなわち少数キャリアの注入が生じ順方向電流が流れる。この順方向電流は印加電圧 V に対して指数関数的に増大する($\exp(eV/RT)$)。p(n)領域のアクセプター(ドナー)濃度がn(p)領域のドナー(アクセプター)濃度に比べ十分大きいときには、接合を流れる電流は正孔(電子)電流が支配的である。また注入された少数キャリアは被注入領域の多数キャリアと再結合し、密度を減しながら拡散により内部に移動する。その拡散による到達距離は拡散距離 $L(=\sqrt{D\tau})$, D は拡散係数, τ はキャリア寿命)程度である。n領域に対してp領域に負(逆方向)電圧を印加するとp領域の正孔およびn領域の電子は接合近傍より遠ざけら

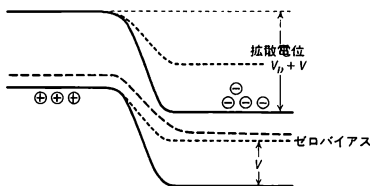


図3 逆バイアス

れ接合近傍には空乏層が広がる(図3)。このとき流れる微小な逆方向電流は、空乏層中で熱的に発生するキャリアーおよびn領域、p領域で拡散により空乏層端に到達する少数キャリアーにより運ばれる。逆方向電圧をしいに大きくすると、ある電圧で絶縁破壊的に急激に電流が流れ始める。これは空乏層中におけるキャリアーのなだれ増倍またはトンネル現象による電流である。pn接合には2種類の容量が付随する。ひとつは空乏層に伴う空乏層容量であり、もうひとつは注入キャリアーの蓄積効果に伴う拡散容量である。pn接合は整流、検波、可変容量および光電変換などの機能をもっている。複数のpn接合を組合せることにより多様な機能の半導体素子が実現される。

(2) pnp接合, npn接合: 2つのpn接合を背中合せに隣接して配置したpnpまたはnnp構造はバイポーラートランジスタの基本構造であり、この構造によって発振、増幅、スイッチおよび光電変換などの基本的機能が実現される。

(3) pnpn接合: 3つのpn接合を重ねたpnpn構造はサイロトロンに似た電流-電圧特性を示すサイリスタの基本構造である(⇒サイリスタ)。

(4) nn接合, pp接合: 能動素子としての機能を生むものではないが、nまたはp領域への低抵抗のオーム性接触の形成に広く用いられる。すなわちオーム性接触を形成すべきn(p)領域の表面に低抵抗な n^+ (p^+)領域を形成し、その表面に金属を接触させる。この構造により、極めて薄い空間電荷領域の金属・半導体接触が実現し、キャリアーはトンネル現象により、この薄い空間電荷領域を容易に通過しうするため低抵抗なオーム性接触(半導体と電極の金属との接触でオームの法則に従う)が可能となる。

半導体素子 [英 semiconductor device, 独 Halbleiterbaustein, 仏 dispositif semiconducteur, 露 полупроводниковый прибор] 半導体を利用した各種機能素子の総称。代表的なものは電気信号の増幅発振などを行うトランジスタである。半導体素子は大きく分けて、電気を扱うもの、電気・光の変換を扱うものがある。前者には、トランジスタのほか整流作用をもつダイオード(信号用)や整流器(電力用)などがあり、主にシリコン結晶を用いてつくられる。信号用素子を1つの結晶上に集積したものが、集積回路(IC)で、電子計算機などに広く用いられている。電気を光に変換するのが発光素子で、発光ダイオード、半導体レーザーなどがGaAs, GaPなどの結晶でつくられる。逆に光を電気に変換するのが受光素子である。太陽電池は太陽光を電力に変換する目的で、Si, GaAsなどでつくられる。このほか温度を電気信号に変えるサーミスタ、磁場のセンサーであるホール素子も、半導体でつくられる。大部分の半導体素子は半導体単結晶でつくられているが、最近 非晶質半導体を用いたものがつくられるようになった。非晶質シリコンは太陽電池などに利用される。今日、半導体素子はテレビ、通信、電子計算機などのエレクトロニクス製品の主要部品であるだけでなく、電力用にも広く用いられ、最近では光通信、光信号処理などいわゆるオプトエレクトロニクスの主役にもなっている。

半導体電極 [英 semiconductor electrode, 独 Halbleiter-Elektrode, 仏 électrode semiconducteur, 露 полупроводниковый электрод] ⇒ 電極

半導体レーザー [英 semiconductor laser, 独 Halbleiterlaser, 仏 laser à semiconducteur, 露 полупроводнико-

вый лазер] GaAsなどの半導体結晶を、波長の短い光や電子線などで励起すると、結晶固有の蛍光を発する。励起を十分に強くすると、図1のように伝導帯にくみ上げら

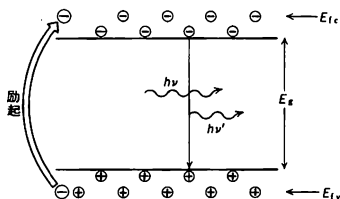


図1

れた電子、価電子帯につくられた正孔の密度が大きくなり、いわゆる反転分布の状態になる。反転分布状態では、蛍光に近い波長の光が外からきたときに、外来光に誘導された発光、誘導放射が起るようになる。誘導放射が起れば、光の増幅が可能で、増幅された光をフィードバックする機構を付加すれば、光発振器すなわちレーザーができることになる。このように固体や気体のレーザーと同様、半導体を用いてコヒーレントな発光ができることは、1962年にGaAsについて実証された。誘導放射を生ずる条件は、外来光のエネルギー $h\nu$ について

$$E_g < h\nu < E_{ic} - E_{iv}$$

となる。ここで E_g は半導体のバンドギャップエネルギー、 E_{ic} , E_{iv} はそれぞれ励起状態における伝導帯または価電子帯の擬フェルミ・エネルギーである。すなわち反転分布の条件、 $E_g < E_{ic} - E_{iv}$ が成り立っている場合に、上式に示す値の $h\nu$ をもつ外来光に対しては、誘導放射 $h\nu'$ の確率が、吸収のそれよりも大きくなることを示している。

半導体のレーザー作用はGaAs, InAsなど多数のⅢ-V族, ZnSなどのⅡ-VI族, そのほか多くの半導体結晶について実証された。とくに $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ のような混合結晶を用いると、組成比 x を変えて、レーザー発振波長が可変にできる。レーザー発振が起るためには、フィードバックされた光量のはじめより大きい、すなわち(増幅)>(損失)となる必要がある。直接遷移半導体では、 100cm^{-1} ($100\mu\text{m}$ の長さで e 倍)程度の増幅を容易に得られるので、2つの平行した結晶のへき開面にはさまれた光共振器を用いてフィードバックさせてもレーザー作用が得られる(図2)。このように、気体や固体のレーザーに比べて、結晶片それ自体を用いた極めて小さい($100\mu\text{m}$ オーダー)レーザーができることが特徴である。さらに半導体中にpn接合を設ければ、図2のように順方向電圧により、接合付近で、 n 側から流入する伝導帯中の電子と p 側からくる価電子帯の正孔による反転分布を形成することができる。す

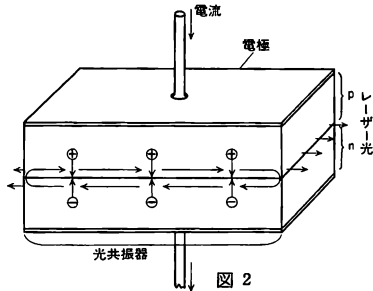


図2

なわちあるしきい値電流密度以上で図2のように発振が起り電気的入力(電圧, 電流)を直接レーザー光に変換できる。現在実用化されている半導体レーザーは、すべてこのような接合レーザー(またはダイオードレーザー, あるいは注入レーザー)である。接合レーザーは、電流だけで、レーザー光を敏速に(nsオーダー)ON, OFFできるもので光通信などに都合がよい。またバンドギャップ(1~2V)程度の電圧と100mA程度の電流で、数ないし数十mW程度のレーザー出力が得られる。その効率は、他のレーザーに比べて極めて高い(数十%)。

最近までに $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ 系(波長 $0.7\sim 0.8\mu\text{m}$)と、 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$, $\text{Ga}_x\text{P}_{1-x}$ 系(波長 $1.2\sim 1.6\mu\text{m}$)の二重ヘテロ構造半導体レーザーが商品化され、低損失ガラスファイバーと組合せ公衆電話回路, CATV 回線などの光ファイバー通信に実用化が進んでいる。またコンピュータの入出力、すなわちレーザープリンター, 光よみとり器や大容量の光メモリー, ビデオディスクなどに欠くことのできないものとなった。また赤外領域の $5\sim 10\mu\text{m}$ の波長の発振は $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 系などのレーザーで行うことができる。

半透膜 [英 semipermeable membrane, 独 semipermeable Membran, 仏 membrane semi-perméable, 露 полупроницаемая мембрана] 溶液や混合気体のうち、一部の成分のみは通過させるがほかの成分は通過させないような膜を半透膜という。理想的な半透膜として「溶質分子の通過を許さないで、溶媒分子だけを通過させる」という物質を考えることが多い。しかし、実際にはそれほど完全な半透膜は存在しない。セロファンや硫酸紙、膀胱膜などは、塩類(イオン)は通過させるが、ゾルのコロイド粒子を通過させることはない。素焼の細孔につくったフェロシアン化銅の膜は、水だけを透過するが、塩類はほとんど通過させない。この性質は限外ろ過, 透析などに利用されるが、分離対象によって最適な物質を選定する必要がある。生体細胞の膜も、特異的な半透膜としての性質を示す(⇒浸透圧)。

バンドオリジン = バンドの原点

バンドギャップ [英 band gap, 独 Bandlücke, 露 ширина запрещённой зоны] 結晶中の電子の場合、波数ベクトル k を変化させることにより、対応するエネルギー固有値 $E(k)$ が連続的に変化する、エネルギーバンドをつくる。このとき、電子のとることのできるエネルギー準位はすべての値が許されているわけではなく、エネルギー準位の存在しない領域がある。これをバンドギャップあるいは禁止帯という。フェルミ準位がバンドギャップの中にあれば絶縁体になる。

バンド強度 [英 band strength, 独 Bandenstärke, 仏 intensité de bande, 露 интенсивность полосы] 分子の電子バンドスペクトルで、1つのバンドの発光強度をそのバンドの波数 $\bar{\nu}$ (cm^{-1}) の四乗で割った値、またはバンドの吸収強度を波数 $\bar{\nu}$ で割った値を、それぞれ発光のバンド強度、吸収のバンド強度という。電子項遷移モーメント R_e は核間距離 r とともに変化するが、その変化が緩やかで、 R_e を平均値 \bar{R}_e で近似できるとすると、バンド強度は、振動準位 v' と v'' との間の遷移によるバンドの発光強度を $I_{em}(v', v'')$, 吸収強度を $I_{abs}(v', v'')$ として次のように表される。

$$I_{em}(v', v'')/\bar{\nu}^4 = \frac{64}{3} \pi^4 c N(v'') \bar{R}_e^2 \left[\int \psi(v') \psi(v'') dr \right]^2 \quad (1)$$

$$I_{\text{abs}}(\nu', \nu'')/\nu = \frac{8\pi^3}{3hc} I_0 \Delta x N(\nu) \bar{R}_2^2 \left[\int \psi(\nu') \psi(\nu'') dr \right]^2 \quad (2)$$

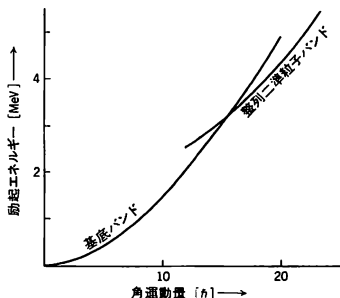
ここに c は真空中の光速, h はプランク定数, I_0 は入射光強度, Δx は吸収層の厚さ, $N(\nu)$ は振動単位 ν にある分子の数, $\psi(\nu')$, $\psi(\nu'')$ は遷移に関係する上位, 下位の振動波関数で, [] 内はその重なり積分, その二乗はフランク-コンドン因子とよばれるものである。

バンド系 [英 band system, 独 Bandensystem, 仏 système de bandes, 露 система полос] 分子スペクトルのうちで, ある1つの電子項遷移に伴って現れるすべてのバンドを一括してバンド系という。2つの電子状態間の遷移に対応するスペクトル線の波数 $\bar{\nu}$ は次の形に書ける。

$$\bar{\nu} = (T_e' - T_e'') + \{G(\nu') - G(\nu'')\} + \{F(J') - F(J'')\} \\ = \bar{\nu}_e + \bar{\nu}_v + \bar{\nu}_r$$

ここに T_e , $G(\nu)$, $F(J)$ はそれぞれ電子項, 振動項, 回転項の項値で, 分子の電子エネルギー, 振動エネルギー, 回転エネルギーを波数単位 (cm^{-1}) で表したもので, ν は振動量子数, J は回転量子数, ', '' は遷移に関して上位, 下位の準位を表す。一般に $\bar{\nu}_e \gg \bar{\nu}_v \gg \bar{\nu}_r$ が成り立ち, $\bar{\nu}_e$ は特定の電子状態間の遷移については定数で, そのバンド系の原点ともよばれる。したがって, $\bar{\nu}_e$ によって, そのバンドの現れるおおよその波長領域が, $\bar{\nu}_v$ によって各バンドの位置が決り, $\bar{\nu}_r$ によってバンドの形が決ることになる。このように, ひとつのバンド系では, $\bar{\nu}_v$ のいろいろな値に対応して各バンドの配列のしかた, すなわち振動構造が決る。それらのバンドを適当に組分けすると, プログレッションやシーケンスとよばれるいくつかの組に分けることができる (\Rightarrow 分子スペクトル)。 ν' , ν'' を列と行とする表のなかにバンド系の各バンドの強度を記入すると, 強度の強いバンドはコンドン放物線上に並ぶ。バンド系の振動解析には, デランドル表が用いられる。

バンド交差 [英 band crossing, 独 Bandüberschneidung, 仏 croisement de bandes] 変形した原子核では, 一定の内部構造をもつ状態群がひとつの回転バンドを形成する。内部構造が異なれば回転運動の慣性モーメントも異なる。したがって, 励起エネルギーと角運動量を縦軸・横軸とする平面のなかで励起スペクトルをプロットすれば, 異なった回転バンドが互いに交差することが起る。このことをバンド交差とよぶ。1970年代にバックペンディング現象が系統的に観測されるとともに, 基底回転バンドと交差する新しい型の回転バンドの正体について研究が進展した (\Rightarrow バックペンディング)。この新しい回転バンドは, コリオリ力のために2個の準粒子が励起し, 個別準粒子のもつ角運動量と集団的回転運動の角運動量が整列することにより形成されたものと考えられている。



バンド構造 [英 band structure, 独 Bänderstruktur, 仏 structure en bandes, 露 зонная структура]

[1] 固体物理学では, 結晶中を運動する一電子のエネルギー準位の分布状況を意味する。結晶中の周期場を運動する1個の電子を考えると, そのエネルギー準位は還元波数域を連続的に動く波数ベクトル k と, とびとびの番号 n を指標として $E_n(k)$ のように書かれる (\Rightarrow バンド理論)。 n を固定したとき, $E_n(k)$ は k の連続関数であり, これをエネルギーバンドあるいは略してバンドとよぶ。 k が波数空間の直線に沿って動くときの $E_n(k)$ の変化を曲線で表し, これでバンド構造を図示することが多い。

[2] 原子核の平均ポテンシャルが変形すると, このポテンシャルは座標空間の中で回転し, 回転スペクトルを生じる。他方, この平均ポテンシャルは平衡形のまわりで振動もする。さらに, 平均ポテンシャルの中での核子の占有数の変化 (粒子・空孔励起) も可能である。全体的な回転運動を除く, 核の励起モードを内部励起とよぶ。異なった内部構造に対して, それぞれ回転スペクトルが伴う。内部構造を同じくする回転状態の集合のことをひとつの回転バンドと名づけ, 核の励起スペクトルがいくつかの性質の異なる回転バンドに分類されることをバンド構造とよぶ。プロレート型 (レモン型) に変形した原子核では, 基底状態のうえにできる基底バンドのほか, 変形度の振動である β 振動の励起した β バンド, 軸対称変形からのずれの振動である γ 振動の励起した γ バンドが古くから知られている例である。球形核と変形核の中間に位置する遷移核においても, 軸対称変形核に類似したバンド構造が見られ, 坂井により準バンド構造と名づけられた。現在では, 核の内部励起モードの多様性を反映して, 多くの種類の回転バンドが知られている。

バンドスペクトル [英 band spectrum, 独 Bandenspektrum, 仏 spectre de bande, 露 полосатый спектр]

主として, 分子スペクトルのうちバンドからなるものをいう。低分解能の分光器でみると帯状に見えるもので, 帯スペクトルともいう。遷移の上と下の電子状態が異なる場合に生じるバンドスペクトルを電子バンドスペクトル, 同一の場合に生じるものを回転振動バンドスペクトルという。固体が放出, 吸収する光のスペクトルも, それが比較的狭い波長領域にピークをもっていくつか現れるときには, やはりバンドスペクトルとよばれることもある。

バンドスペクトルの回転解析 [英 rotational analysis of band spectrum, 独 Analyse des Rotationsspektrum, 仏 analyse de spectre de rotation, 露 анализ молекулярных спектров вращения] 観測したバンドスペクトルの回転線の波数から分子の回転定数などを決定する操作。まず各回転線の波長を測定し (真空中でとったスペクトルの場合には波長の真空補正を施す必要がある), 波数に換算する。次に, 適当な枝の間の組合せ関係を利用して, 各回転線に回転量子数を帰属する。さらに組合せ関係の式に最小二乗法を適用するなどして, 各振動単位ごとに回転定数を決定する。これらの値から零点振動での回転定数を求める。この解析過程で電子状態のタイプに関する情報が得られる。また, 求めた回転定数から分子の慣性モーメント, 平衡核間距離, 結合の長さ, 結合角などの正確な値が得られる。

バンドスペクトルの振動解析 [英 vibrational analysis of band spectrum, 独 Analyse der Schwingungsspek-

tren, 仏 analyse des spectres de vibration, 露 анализ молекулярных спектров колебания] 観測したシーケンスやプログレッションの各バンドの原点の波数, またはバンドの頭の波数(空气中でとったスペクトルの場合には, 頭の波長に真空補正を加える必要がある)から分子の振動定数, 電子状態の項値などを決定する操作。正確な振動解析をするためには, 回転解析でバンドの原点を求めておく必要がある。回転解析ができるほどの分解能がない場合には, やむをえずバンドの頭の波数を用いて解析する(これを帯頭解析という)。まず, 各バンドの原点または頭の波数の差を比ながらデランドル表をつくり, 振動量子数を帰属する。正確な振動量子数の帰属は同位体変移の測定によらねばならない。次に遷移に関係した上または下の振動準位の間隔や間隔の差の式をもとにして, 最小二乗法などで振動定数を求める。これらの値から原子間に働く力の強さ, 化学結合の強さ, その力の定数, 解離エネルギー, 電離エネルギー, 電子状態の項値などが決定される。

バンドの頭 [英 band head, 独 Bandenkopf, 仏 tête de bande, 露 голова полосы] 分子スペクトル中に現れるバンドは, 通常片方の端に回転線が密集して強度が0から急激に立上り, そこからもう一方の側に強度がゆっくりと減少する構造をもつ。この片側の鋭い強度変化を示す端をバンドの頭という(⇒分子スペクトル)。遷移に関係する上の準位と下の準位の回転定数 B_v' と B_v'' の間に $B_v' > B_v''$ ($B_v' < B_v''$) なる関係があれば, P(R)の枝が長(短)波長側にバンドの頭を形成する(⇒バンドの枝)。 B_v' と B_v'' がほとんど等しい場合にはバンドの頭が観測されず, 頭なしバンドとなる。分子スペクトルの振動解析ではバンドの原点を使うべきであるが, 原点がわかっていない場合には近似的にバンドの頭の波数を用いて解析することがある。これを帯頭解析という。

バンドノイズ [英 band noise, 独 Bandrauschen, 仏 bruit de bande] 白色雑音やピンクノイズを帯域フィルターに通したものを, バンドノイズという。普通には, 1オクターブバンドノイズあるいは1/3オクターブバンドノイズが使われている。現在標準になっている帯域の上限, 下限振動数および中心振動数を右の表に示す。バンドノイズは, 各種音響計測の音源信号として使われる。

バンドの枝 [英 branches of band, 独 Bandenzweige, 仏 branches de la bande, 露 ветвь полосы] 分子スペクトルの中のひとつのバンドを構成する回転線は, その遷移に関係した上位および下位の回転状態の量子数 J' と J'' の差 $\Delta J = J' - J''$ が一定ないくつかの系列に分けることができ, これらの系列をバンドの枝という。 $\Delta J = -2, -1, 0, +1, +2$ の回転線の系列をそれぞれOの枝, P(または負)の枝, Q(またはゼロ)の枝, R(または正)の枝, Sの枝といい, 各枝の回転線をO(J), P(J), Q(J), R(J), S(J)で表す(⇒分子スペクトル)。ここで $J = J''$ 。バンドのなかにどの枝が現れるかは遷移に際してのJの選択規則に依存する。電気双極遷移では $\Delta J = 0, \pm 1$ のみが許されるのでP, Q, Rの枝が現れうる。四極遷移によるスペクトルやラマンスペクトルでは $\Delta J = \pm 2$ も許容されるので, Oの枝やSの枝も現れる。また, Q(0), P(0), O(0), O(1)の回転線は常に現れない。電子バンドスペクトルでは, 遷移に関与する電子状態の性質によつては, これら以外にも欠線が生じることがある。遷移の上位および下位状態の回転定数をそれぞれ B_v' , B_v'' とすると, $B_v' < B_v''$ の

場合にはRの枝がバンドの頭をつくり, 長波長側にシェードする。また, $B_v' > B_v''$ の場合にはPの枝がバンドの頭をつくり, 短波長側にシェードする。 $B_v' \approx B_v''$ の場合には, 回転線がバンドの頭をつくる前に強度が低下してしまふので, 頭なしバンドになり, Pの枝はバンドの原点より長波長側に, Rの枝は短波長側に現れる。Oの枝, Sの枝はそれぞれPの枝, Rの枝と似た形をしているが, 回転線の間隔は2倍になっている。

バンドの原点 [英 band origin, 仏 origine de la bande, 露 начало спектральной полосы] 分子のある特定の振動準位間の遷移で生じるひとつのバンドで, 回転準位 $J' = 0$ と $J'' = 0$ の間の遷移に対応する回転線の波数。ここで J' , J'' はそれぞれ上と下の準位の回転量子数である。このように, バンドの原点は分子の回転のない状態間の遷移に対応するものであるが, $J' = 0 \Rightarrow J'' = 0$ という遷移は禁止されているので, バンドの原点には回転線は実在せず, 欠線となる。この欠線は $J' = 0 \Rightarrow J'' = 0$ に対応するので, バンドのゼロ線とよばれ, 欠線のためにバンドの回転線群中に生じたギャップをゼロ線ギャップという。バンドの原点は回転解析で決定され, 正確な振動解析を行ううえで不可欠なものである。

バンドのシェード [英 shading of band] ⇒ バンド

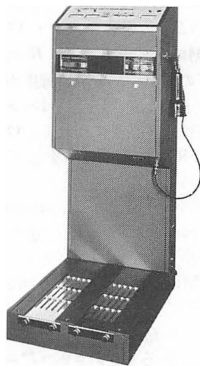
バンドのゼロ線 [英 zero line of a band] ⇒ バンドの原点

バンド・パス・フィルター [英 band-pass filtre, 独 Bandfilter, 仏 filtre passe-bande, 露 полосовой светофильтр] ⇒ 干渉フィルター

ハンドフットモニター [英 hand and foot monitor, 仏 moniteur de mains et de pieds] 放射能を扱う作業場内

バンドノイズの標準帯域の振動数 [Hz]

1オクターブ			1/3オクターブ		
下 限	中 心	上 限	下 限	中 心	上 限
11.2	16	22.4	14	16	18
			18	20	22.4
			22.4	25	28
22.4	31.5	45	28	31.5	35.5
			35.5	40	45
			45	50	56
45	63	90	56	63	71
			71	80	90
			90	100	112
90	125	180	112	125	140
			140	160	180
			180	200	224
180	250	355	224	250	280
			280	315	355
			355	400	450
355	500	710	450	500	560
			560	630	710
			710	800	900
710	1000	1400	900	1000	1120
			1120	1250	1400
			1400	1600	1800
1400	2000	2800	1800	2000	2240
			2240	2500	2800
			2800	3150	3550
2800	4000	5600	3550	4000	4500
			4500	5000	5600
			5600	6300	7100
5600	8000	11200	7100	8000	9000
			9000	10000	11200
			11200	12500	14000
11200	16000	22400	14000	16000	18000
			18000	20000	22400



ハンドフット
モニター

の出入口などに常時設置して、手足の放射能による汚染を検知するためのモニターをハンドフットモニターという。普通、器械の前面の2つの穴に両手を差入れ、足は下部の台に乗せる。設定レベル以上の放射線が検出されるとブザーからランブで測定者に知らせるようになっている。手と足だけでなく、衣服用のモニターも備えた場合が多く、ハンドフットクロスモニターともよばれる。また最近では、汚染管理をより厳密にするために、出入管理のゲートと一体にして、汚染検査をしなかったり、汚染が検出されたりした場合には、かつてに退出できないようなシステムのゲートモニターとよばれるものもつくられている。機能的には、ゲートモニターもハンドフットモニターの一種である。検出器には、ガス比例計数管、薄窓のガイガー・ミュラー・カウンタやプラスチックシンチレーションなどが使用されている。

バンド模型 [英 band model, 独 Bändermodell, 仏 modèle de bande, 露 зонная модель] 固体中の電子の状態をバンド近似(⇒バンド理論)から出発して記述するモデルをバンド模型という。バンド近似は各原子に属する価電子が結晶全体を動きまわっているとする一電子近似(平均場近似)であるから、その適用には限界があつて、そのおおよその目安は同一原子内での電子間のクーロン相互作用の大きさと、バンドをつくることによるエネルギーの得(バンド幅の程度)の大小関係で決ると考えられている。価電子が結晶全体を動きまわるためには必然的に各イオンのまわりの電子数のゆらぎを伴うが、電子相関が強い場合にはそのゆらぎが抑えられ、極端な場合には電子相関によって価電子が各イオンに局在してしまうと期待される。このような場合には局在電子模型(ハイトラー-ロンドンの近似)がよいと考えられているが、その定量的な取扱いはバンド模型に比べて難しい。

バンド理論 [英 band theory of solids, 独 Bändertheorie der Festkörper, 仏 théorie de bande de solides, 露 зонная теория твёрдых тел] 結晶中の電子がイオンと他の電子のつくる平均的な場 $V(r)$ (結晶と同じ周期をもつ周期的ポテンシャル)中を独立に運動しているという一体近似に基づく理論で、固体内電子の諸現象を理解するための基礎を与える。金属の伝導電子の研究は、各電子が自由に金属全体を動きまわっているとする自由電子模型にはじまる。ブロッホの定理によれば、周期場 $V(r)$ 中では、自由電子の場合の平面波 $\exp(ik \cdot r)$ は結晶の周期関数 $V_k(r)$ で

変調されたものになっており、すべてのエネルギー固有状態は波数ベクトル k で分類でき、その波動関数 $\psi_k(r)$ は R を格子ベクトルとして

$$\psi_k(r+R) = \exp(ik \cdot R) \psi_k(r)$$

を満たす。独立な k の数は考えている結晶の単位胞の数 N に等しいが、その変域は普通第一ブリルアン域に選ばれる。1つの k には多くの固有状態が存在するが、それらのうちの1つから出発して k を変化させると、対応するエネルギー固有値 $E(k)$ は連続的に変化し、第一ブリルアン域で1つのエネルギーバンドをつくる。同じ k に属する他の固有値は他のエネルギーバンドをつくり、これらのバンドの集合がエネルギー準位全体を構成する。これをバンド構造という。異なるバンドのエネルギー範囲は重なり合うこともあるが、それらの間に重なりがなくエネルギー準位の存在しない領域があるとき、これを禁止帯すなわちバンドギャップという。

このように結晶中の電子の一電子状態は離散的なバンドの指標 n と連続的な波数ベクトル k によって指定される。エネルギー固有値 $E_n(k)$ は G を逆格子ベクトルとして周期性 $E_n(k+G) = E_n(k)$ をもち、結晶の回転対称操作 α に対して対称性 $E_n(\alpha k) = E_n(k)$ をもつから、普通バンド構造は第一ブリルアン域の一部の領域の $E(k)$ 曲線として表される。波動関数 $\psi_{nk}(r)$ をブロッホ関数という。各状態にはフェルミ統計に従ってスピンの異なる2個の電子が収容されるので、1つのエネルギーバンドは $2N$ 個の電子によって満たされる。結晶中の電子は群速度が $V = (1/\hbar)(\partial E_n(k)/\partial k)$ で運動する。弱い外部電場 E や磁場 B が存在する場合、電子の状態変化は

$$\hbar \frac{dk}{dt} = F = -e(E + v \times B)$$

となり、有効質量 $(1/m^*)_{\alpha\beta} = (1/\hbar^2)(\partial^2 E(k)/\partial k_\alpha \partial k_\beta)$ を用いると

$$m^* \frac{dv}{dt} = -e(E + v \times B)$$

と書ける。 $m^* < 0$ の場合には正電荷をもつホールと解釈される。フェルミ準位がエネルギーバンドの中にあれば、電子は任意の電場によって加速されて電流を生ずるので金属になるが、禁止帯(バンドギャップ)の中にあれば、熱的あるいは光の吸収などによって電子が禁止帯の上のエネルギーバンドに励起されない限り電流が流れないので絶縁体(バンドギャップが小さい場合は半導体)になる(⇒半導体)。電気伝導にあずかるエネルギーバンドを伝導帯、電子の満たしたエネルギーバンドを充滿帯、特に価電子のつくる充滿帯を価電子帯とよんでいる。原子が集まって結晶をとけると各原子の離散的なエネルギー準位は縮退がとけてエネルギーバンドをつくるが、イオンに強く束縛されている内殻電子のような場合には、ブロッホ関数は原子の波動関数 ϕ_a の重ね合せ

$$\psi_{ak}(r) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\mathbf{r}} e^{ik \cdot \mathbf{r}} \phi_a(\mathbf{r} - \mathbf{R})$$

によって十分よく近似されるので、この近似法を「かたく結ばれた電子の近似」(tight-binding 近似: TB 近似)とよんでいる。エネルギーが高くなるにつれて許されるバンド幅は広くなり、ついには互いに重なり合つてほとんど自由な電子に近いエネルギースペクトルをもつようになる。このような伝導帯の場合、TB 近似よりもブロッホ関数を平面波で展開する平面波近似

$$\psi_k(r) = \sum_G C(k+G) e^{i(k+G)r}$$

の方がむしろ有効である。自由電子の場合、連続的であったエネルギー準位は、結晶ポテンシャルによるブラッグ反射の波数の所にエネルギーギャップができてゐる。しかし単純金属では、各イオンのまわりの散乱ポテンシャルは実質的に十分小さくなっており(擬ポテンシャル)、ほとんど自由な電子の近似がよく成り立っている。

定量的なバンド構造の計算方法には、平面波近似の改良である OPW 法や APW 法、TB 近似の改良としてのセル法(⇒ウィグナー-ザイツ法)やグリーン関数法があるが、現在では APW 法とグリーン関数法が主に用いられている。両者とも与えられた周期ポテンシャルに対してエネルギー固有値および波動関数を正確に計算できるので、それらを用いていろいろな物理量、たとえばフェルミ面や電子比熱、光学的性質、各種輸送現象、磁性などの計算が行われており、それぞれ具体的な実験事実を説明するうえで威力を発揮している。

周期場 $V(r)$ については、多体効果をいかにして一体近似に取入れるかが問題になる。初期には直観的に電子相関の効果を取入れて自由原子のポテンシャルをそのまま結晶に用いるウィグナー-ザイツのポテンシャルが多く用いられたが、最近では局所密度汎関数の方法に基づいて計算する方法が多く用いられる。この方法の利点はバンド構造と同時に結晶の全エネルギーが計算できる点で、最近では遷移金属のような複雑なバンド構造をもつ固体についてもその凝集エネルギーや結晶構造の安定性を理論的に論じることが可能になった。しかし有効ポテンシャルの問題にはバンド理論の適用限界(⇒バンド模型)とともに依然あいまいさが残っているように思われる。

ハン-南部模型 [英 Han-Nambu model, 露 модель Хана-Намбу] 1965 年にアメリカで M. Y. Han と南部陽一郎によって、日本で独立に宮本米二によって提案された、ハドロンの基本粒子は 3 種類の三重項であるとする三重三元模型をハン-南部模型ということが多い。9 種類の基本粒子 T_i^j ($i, j=1, 2, 3$) の電荷 Q と超電荷 $Y((Q, Y))$ は、 $T_1^1(1, 1)$, $T_1^2(0, 1)$, $T_1^3(0, 0)$, $T_2^1(1, 0)$, $T_2^2(0, 0)$, $T_2^3(0, -1)$, $T_3^1(0, 0)$, $T_3^2(-1, 0)$, $T_3^3(-1, -1)$ であり、基本粒子の電荷は整数値である。 T_i^j の下の指標 j は八道説の $SU(3)$ 対称性の指標で、上の指標 i はこれとは別の $SU(3)$ 対称性の指標であって、数学的には $SU(3) \times SU(3)$ 対称性をもっている。第二の $SU(3)$ 対称性は色の自由度の先駆となったという歴史的な役割を演じた模型である。

基本粒子のバリオン数の指定にはいくつかの可能性があるが、一番簡単なのはすべての基本粒子のバリオン数を $1/3$ とすることである。この模型では $\pi^+ = \sum_i T_i^1 \bar{T}_i^2$ (\bar{T}_i^j は T_i^j の反粒子), $p = B_{\frac{2}{3}}^{(2,1)} = \sum_a \sum_b \sum_c \epsilon_{abc} (T_1^a \bar{T}_2^b \bar{T}_3^c - T_1^b \bar{T}_2^c \bar{T}_3^a)$ と表され、いずれも第二の $SU(3)$ 群の一重項に属している。

半二重 [英 half duplex] ⇔ 全二重

反応時間 [英 reaction time, 独 Reaktionszeit, 仏 temps de réaction, 露 время реакции] 素粒子や原子核の反応が持続する時間。反応時間は一義的に定義することができないが、反応機構に関して直観的な描像を得るために用いられる。 α 崩壊など準安定な準位については、その

崩壊の寿命を τ とすると、不確定性関係から、その幅は

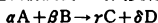
$$\Gamma \sim \frac{\hbar}{\tau} \quad (1)$$

と評価される。逆に Γ が与えられる場合には、式(1)でその準位の寿命 τ が評価でき、反応時間の目安を与える。複合核反応や直接反応の場合にも、このようにして評価される時間を反応時間とよぶ。1938 年に P. L. Kapur と R. E. Peierls は、入射粒子の速さが v であるとき、共鳴準位の幅は

$$\Gamma = \hbar v \times \frac{(\text{核子が表面に存在する確率})}{(\text{核子が核内に存在する確率} = 1)} \quad (2)$$

で表されることを示した。複合核反応の場合には、複合核状態はほぼ安定であるから、核子が表面に存在する確率は極めて小さく、 Γ は小さくなり、したがって τ は大きくなる。直接反応の場合にも式(2)を用いることができるが、この場合には、放出される核子について一粒子状態を考え、大ざっぱに波動関数 $\sim \sqrt{2/R} \sin kr$ を用いて核子が表面に存在する確率は $2/R$ であると考ええる。ここで R は原子核の半径である。その結果 $\tau \sim R/(2v)$ を得る。これは核子が原子核を通過する程度の時間である。幅 $\Gamma = 1 \text{ MeV}$ に $\tau = 6.6 \times 10^{-22} \text{ s}$ が対応する。したがって、幅 $\Gamma = 1 \text{ eV}$ の複合核反応の反応時間は 10^{-18} s の程度になる。これに対して、直接反応については、幅 $\Gamma = 1 \sim 2 \text{ MeV}$ 程度であるから、反応時間は 10^{-22} s の程度である。

反応速度定数 [英 rate constant, 独 Reaktionsgeschwindigkeitskonstante, 仏 constante de vitesse, 露 константа скорости реакции] 化学反応において、反応物あるいは生成物濃度の時間変化を反応速度という。反応



の反応速度 R は、単位時間当りの反応回数

$$R = -\frac{1}{a} \frac{d[A]}{dt} = -\frac{1}{b} \frac{d[B]}{dt} = \frac{1}{r} \frac{d[C]}{dt} = \frac{1}{d} \frac{d[D]}{dt}$$

で定義される。ここで $[A], [B]$ などは反応物 A, B などの濃度である。反応速度は反応物濃度に依存するが、実験によると一般に

$$R = k[A]^m[B]^n$$

の形に表される。これを反応速度式(レート方程式)という。ここで k を反応速度定数; べき乗の数 n, m を A および B に関する反応次数という。反応全体としての次数は $(n+m)$ 次である。問題としている反応が素反応である場合、 k は素反応速度定数とよばれ、 n, m は整数となる。 k は一般に温度の関数である(⇒活性化エネルギー)。

素反応を分子間衝突の観点から見ると、温度 T での反応速度定数 $k(T)$ は、分子衝突における反応断面積 σ_R と次の関係で結ばれている。

$$k(T) = \sum_i \int_0^\infty v f(v, i) \sigma_R(v, i) dv$$

ここで、 $\sigma_R(v, i)$ は相対速度 v , 内部状態(回転・振動・電子状態など) i で衝突した分子の反応断面積を、 $f(v, i)$ は温度 T における反応物の相対速度と内部状態の分布を表している。近年の実験技術の発展によって、反応物の状態 i を選別して反応させ、生成物の内部状態 j を特定して検出できるようにした。したがって、状態から状態への反応断面積 $\sigma_R(v, i \rightarrow j, i')$ が求められ、反応速度定数のミクロな構造がしだいに明らかになってきた。

反応速度論 [英 chemical kinetics, 独 chemische Kinetik, 仏 cinétique chimique, 露 химическая кинетика] 化

学反応の速度は反応にあずかる分子の濃度に比例する。この比例関係における比例定数を反応速度定数といい、通常 $k_{if}(T)$ と書く。ただし、 T は温度で i, f は始めと終りの内部状態を表す。内部状態について平均をとった量を議論する場合もある。 T および (i, f) の関数として反応速度定数を評価し、反応の機構を理解することが反応速度論の目的である。統計熱力学的考察による理論と衝突論的考察による理論の2つの流れがある。統計理論は H. Eyring の遷移状態理論に代表される(遷移状態の方法)。単分子反応に適用される RRKM 理論もこの範疇に入る(⇒単分子反応)。この理論では、反応系の力学的運動を位相空間内における代表点の流れと考える(図1)。反応速度定数は、始

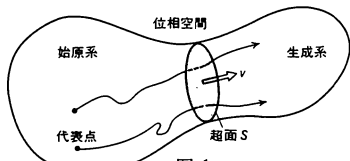


図1

原系と遷移状態の統計力学的分配関数、活性化エネルギー、遷移状態に到達した代表点が生成物として落着く確率(透過係数)などで表される。最近では、反応系のポテンシャルエネルギー曲面の非経験的(*ab initio*)計算が進歩し遷移状態における分配関数と活性化エネルギーが精度よく求められるようになった。また、後述する衝突論的考察による反応動力学的進歩によって透過係数に関するより定量的考察も進められるようになった。この理論は、統計的処理に基づくので比較的大きな分子の反応に適している。

衝突理論的考察は化学反応をより微視的にとらえ、分子と分子の衝突過程を論じて反応断面積(⇒衝突断面積)を衝突エネルギー、始・終内部状態の関数として評価する。反応速度定数は反応断面積を各状態の分布関数で平均して求められる。ポテンシャルエネルギー曲面上での原子の運動を論じる力学には、古典力学を用いる古典軌道法、軌道間の干渉やトンネル効果を取り入れる半古典論(古典的散乱行列理論など)、すべてを量子力学的に扱う理論(たとえば量子力学的緊密結合法など)がある。古典軌道法は、その簡便さのために反応以外でも広く用いられているが、その適用限界についてはまだ明確には理解されていない(図2)。

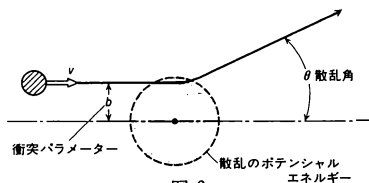


図2

最近では、以上の2つの流れとは別に情報理論的考察による反応の整理とその動力学的研究も進められている(⇒サブリザル解析)。

反応断面積 [英 reaction cross-section, 独 Reaktionsquerschnitt,仏 section efficace de la réaction,露 сечение реакции] ⇒ 断面積, 弾性散乱, 吸収断面積

反応度(原子炉の) [英 reactivity, 独 Reaktivität, 仏 réactivité, 露 реактивность] 中性子増倍率 k_{eff} が1からどれくらい離れているかを表す量で、次式で定義され

る。

$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}$$

臨界超過の場合、中性子束密度 ϕ は、 ω^{-1} を炉周期とした場合、 $e^{\omega t}$ という指数関数で記述される増加を示す。 ρ は、逆時間方程式とよばれる次の関係式により ω と結びつけられる。

$$\rho = \frac{\Lambda \omega}{\Lambda \omega + 1} + \frac{1}{\Lambda \omega + 1} \sum_{i=1}^m \frac{\omega \beta_i}{\omega + \lambda_i}$$

ここに、 Λ, β_i および λ_i は中性子世代時間(中性子寿命)、 i 群の遅発中性子分率および先行核の減衰定数である。また、 m は遅発中性子の全群数である。 ρ が与えられると、 ω はこの逆時間方程式の $(m+1)$ 個の解として求められ、したがって

$$\phi = \sum_{i=1}^{m+1} A_i \exp(\omega_i t)$$

となる。反応度 ρ の単位としては、1時間の炉周期を与える量として、逆時間がある。1逆時間は ^{235}U を燃料とする原子炉では、 2.62×10^{-5} に等しい。そのほか、遅発中性子分率 β に等しい反応度の大きさを1ドルとする単位もよく用いられる。反応度は原子炉運転中に、温度変化(⇒温度係数)、燃料の燃焼などの原因で変動するので、常に正の値をもつようにしておき、制御棒でその分を打消す。制御棒を完全に引抜いたときの反応度を余剰反応度という。

反応度係数 [英 reactivity coefficient, 独 Reaktivitätskoeffizient, 仏 coefficient de réactivité, 露 коэффициент реактивности] 原子炉の反応度 ρ は、原子炉の状態を表す量に依存する。この反応度の原子炉の状態量についての偏微分係数を反応度係数という。状態量としては、炉心温度およびボイド率をとった場合、反応度係数はそれぞれ、出力係数、温度係数およびボイド係数という。反応度の温度係数 α_T は、実効増倍率 $k_{eff} \sim 1$ とすると

$$\alpha_T = \frac{d\rho}{dT} = \frac{1}{k_{eff}} \frac{dk_{eff}}{dT} \sim \frac{d}{dT} \ln k_{eff}$$

となる。 k_{eff} を四因子公式やバッキングなどのパラメーターで表すと、 α_T をいろいろな因子の温度係数の和として計算することができる。特にドップラー効果と液体減速材の膨張による効果などが重要である。出力が上昇し炉心温度が上昇すると、ドップラー効果により親物質による中性子の共鳴吸収が増大し、反応度を低下させる。この結果出力の上昇が抑制される。減速材についても、温度上昇により密度が低下し、反応度の上昇を抑えるように設計される。反応度の温度係数が負の場合、出力が増加すると、炉心温度が上昇し、反応度は小さくなり出力の上昇は減少ないし停止する。これを原子炉の自己制御性といっている。このほか反応度の出力係数、圧力係数などがある。

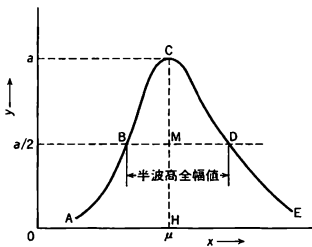
反応度制御 [英 reactivity control, 独 Reaktivitätskontrolle, 仏 commande de réactivité, 露 регулирование реактивности] 原子炉の出力を制御するために反応度を調節すること。原子炉の反応度は種々の要因、たとえば炉内の制御棒や燃料棒の移動、減速材の液面位の変動、温度変化に伴う炉心材料の密度変化、ボイド発生量の変化、燃料の燃焼に伴う核燃料物質の減少と核分裂生成物の蓄積などによって変化する。反応度が変われば原子炉の出力が変化するが、原子炉の出力を所望の条件の下に制御するには反応度をそれに応じて制御する必要がある。

反応度制御には制御棒を用いるのが一般的な方法であるが、このほかの主要な方法としては、液体減速材の場合の液面の移動、反射体の移動、燃料体の移動、液体ボイズンの濃度の調節などの直接的な方法と、たとえば炉心冷却材流量を変化させ、それによる炉心の温度変化に基づく反応度変化を利用する間接的な方法がある。液体ボイズンによる方法を化学的原子炉制御ともいう。

反応熱 [英 heat of reaction, 独 Reaktionswärme, 仏 chaleur de réaction, 露 теплота реакции] 一定温度で起る化学反応に伴い系を出入りする熱量で、化学反応の進行の間、系の温度を一定に保つために系と外界との間で交換される熱量を測定して求められる。実際の測定にはボンベ熱量計など種々の型の熱量計が用いられる。反応熱は符号をつけて表し、通常、発熱反応、すなわち反応系の温度を一定に保つために系から外界へ熱を取出す必要がある場合の反応熱を負とし、吸熱反応の場合の反応熱を正とする。化学反応が定温定積で行われる場合、反応熱は反応系の内部エネルギーの変化に等しい。ボンベ熱量計を用いる反応熱測定では、この条件が成り立つ。化学反応が定温定圧で行われる場合、反応熱は反応系のエンタルピーの変化に等しい。通常化学反応は定温定圧の条件で行われることが多いので、定圧反応熱を用いることが多い。定圧反応熱は、化学反応式の右側に書かれた生成系のエンタルピーから左側に書かれた原系のエンタルピーを差し引いた値に等しい。なお反応熱を明示した化学反応式を熱化学方程式という。

万能ブリッジ [英 universal bridge, 独 Universalsalmeßbrücke, 仏 pont universel, 露 универсальный мост] ⇨ ブリッジ法

半波高全幅値 [英 full width at half maximum, 独 Halbwertsbreite, 仏 largeur à mi-hauteur de pic, 露 ширина максимума на полувысоте] 図のように単調に増加



して最大に達し、その後単調減少する分布 ABCDE に対し、最大値 a の半分の値のところで横軸(x 軸)に平行に引いた直線が分布を切る点を B, D とすると、BD を半波高全幅値あるいは半値全幅といい、FWHM と略す。もし縦軸(y 軸)に平行な CH に関して分布が対称なら、 $\overline{BM} = \overline{MD} = (1/2)\overline{BD}$ を半波高半幅値あるいは半値半幅(half width at half maximum, 略して HWHM)ともいう。

通常は放射線測定器や原子核実験で用いるカウンターの分解能のよさを表す指標として用いられる。 δ 関数型の分布を有限の分解能をもつ測定装置で測定すると、たいていの場合、測定誤差はほぼガウス分布

$$y \propto \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left\{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right\}$$

で表され、 σ は標準偏差あるいは二乗平均(root mean square 略して rms)である。この場合 FWHM は $2\sigma(2\ln 2)^{1/2}$

$\approx 2.35\sigma$ となる。分解能が半波高全幅値、半波高半幅値、標準偏差のいずれかで表現されているかは注意を払う必要がある。ブライト-ウィグナー分布 $y \propto \{(x-\mu)^2 + \Gamma^2/4\}^{-1}$ は、共鳴と密接に関係するが、この場合は半波高全幅値 Γ のことを単に全幅あるいは幅というのが普通である。

反発係数 [英 coefficient of restitution, 独 Restitutionskoeffizient, 仏 coefficient de restitution, 露 коэффициент восстановления] ⇨ 衝突

晩発性効果 [英 late effect, 独 Spätwirkung, 仏 effet tardif, 露 отдалённое последствие] 放射線の照射を受けた後、時間を経て現れる効果。現れるまでの時間を潜伏期ということもある。潜伏期は数年から数十年に及ぶことがある。白血病(血液の癌)やそのほかの発癌、白内障、寿命の短縮など照射を受けた個体に起る身体的障害と、子孫に起る遺伝的障害に分けられる。早発性効果に対して用いられる語。

晩発性放射線効果 [英 late radiation-effect, 独 Spätwirkung der Bestrahlung, 仏 effet tardif d'irradiation, 露 отдалённое последствие излучений] 放射線効果のうちで晩発性のもの。生体への効果、すなわち障害の意味で使用されることが多い(⇨晩発性効果)。

半波電位 [英 half-wave potential, 独 Halbwellenpotential, 仏 potentiel de demi-onde, 露 потенциал полуволны] 直流ポーログラムにおいて、限界電流値の $1/2$ の電流値に対応する電位を半波電位という。通常 $E_{1/2}$ で表す。電極における酸化還元反応で分子数が変化しないような場合は、支持電解質、イオン強度、pH、温度が決れば $E_{1/2}$ は物質に固有な値となる。可逆波のポーログラムでは半波電位は標準電極電位にほぼ等しくなるが、不可逆波ではやや異なる(⇨ポーログラフイー、ボルタンメトリー)。

バンピートーラス [英 bumpy torus] ミラー磁場をいくつかトーラス状に連結した磁場配位をいう(図 1a)。

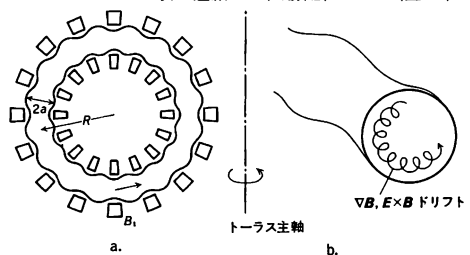


図 1

ミラー磁場の端損失をタンデムミラーのようにプラズマ電位によって低減する代りに、トーラス配位での環流により閉じ込め性能の向上を図る。図 1b に示されているように、おのおののミラー磁場の磁場勾配ドリフトがトロイダル効果による上下方向ドリフトを補償し、空間的に閉じた粒子軌道面が形成されることでプラズマが閉じ込められる。さらにプラズマ中の径方向電場による $E \times B$ ドリフトも粒子閉じ込めに大きな効果を有する。

衝突拡散によって決めるバンピートーラスのプラズマ閉じ込め時間 τ は

$$\tau \sim (R/a)^2 \tau_c (1 + e\phi/kT)^2$$

で与えられる。ここで R, a はバンピートーラスの主半径および小半径であり、 τ_c は粒子の衝突時間、 ϕ はプラズ

マ電位, T はプラズマ温度, e および k は電荷およびボルツマン定数である。

バンビートラスを構成しているおのおののミラー磁場中では, このままではミラー中央部の磁力線が外側に曲がっている場所ではプラズマは磁気流体的に種々の不安定を起すが, 大電力のマイクロ波, ミリ波による電子サイクロトロン共鳴加熱(ECH)を利用しているバンビートラスでは, ミラー中央部に数百 keV \sim 1MeV の高エネルギー, 高ベータの電子プラズマリングが生成され, その反磁性電流のつくる極小磁場で磁気流体的安定化を実現する。図2はバンビートラスを構成している1つのミラーの磁力線(破線)および等磁圧面(実線)を示したもので, 真空磁場(図2a)が高エネルギー電子プラズマリングの反磁性効果で変形され, ミラー中央部に極小磁場を有する安定な配位(図2b)になることを示したものである。

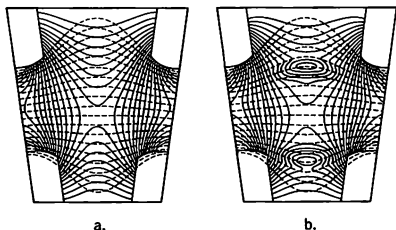
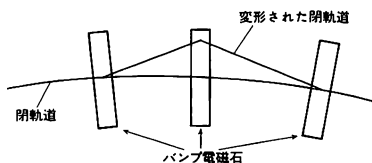


図2

反復法 [英 iterative method, 独 iteratives Verfahren, 仏 méthode d'itération, 露 метод итерации] = 逐次近似法

反物質 [英 antimatter, 独 Antimaterie, 仏 anti-matière, 露 антивещество] 陽子, 中性子, 電子などでつくられている通常の物質に対して, その反粒子(反陽子, 反中性子, 陽電子)でつくられている物質を反物質という。また核子の反粒子(反陽子と反中性子)を反核子という。粒子間の力は反粒子間の力に等しい(CPT 定理)ので, 反物質も存在しうるはずだが, 太陽系もわれわれの銀河も大部分が物質でつくられ, 反物質は大変少ないことが宇宙線の陽子と反陽子の比($\sim 10^{-4}$)や宇宙線の r 線強度などから知られている。遠い銀河に反物質の銀河があるかどうかはまだわかっていない。CPT 定理が存在するにもかかわらず, われわれの銀河がどのような物質でつくられ, どうして反物質は少ないのかという問題に対しては, 宇宙の歴史の間に物質と反物質が分離したという考え方と自発的対称性のやぶれにより物質が増えたという考え方がある。

バンブ電磁石 [英 bump magnet, 仏 bosse de champ] シンクロトロンや貯蔵リングのような円型加速器において, 閉軌道の一部を変形させる目的で用いられる偏向電磁石をいう。図に示すように, 閉軌道の一部にバンブ(でこ



ぼこ)をつくるためには, 最低3個のバンブ電磁石が必要である。これらの電磁石の磁場の強さを, ラティスのベータatron関数に応じて適当な比率に選ぶことにより, ほか

の部分の閉軌道に影響を与えることなく, 局所的にバンブをつくることのできる。バンブ電磁石は, ビームの入射や取出しのときに使われることが多い。円型加速器へ外部からビームを入射する際, 入射後のビームのベータatron振動の増大を抑えるために, バンブ電磁石によって閉軌道を入射用セプトム電磁石に近づける。また, 多重入射法において, 閉軌道を時間的に一定の割合で変化させるためにも用いられる。同じように, ビームの取出し時には, ビームを内部ターゲットや取出し用静電セプトムに近づけるために用いられる。

半不変数の展開 [英 semi-invariant expansion, 露 полуинвариантное разложение] = キュムラント展開

バン・ブレッック Van Vleck, John Hasbrouck 1899. 3.13—1980.10.27 アメリカの理論物理学者。コネチカット州ミドルタウンに生れ, ウィネコンシン大学を卒業(1920年), ハーバード大学で修士(1921年), 博士(1922年)の学位を得た。博士論文は E. C. Kemble の指導の下にヘリウム原子の量子論を提出したが, これは同大学物理教室では最初の純粋の理論物理の学位論文であった。1923年ミネソタ大学助教授, 後に教授。1928年にウィスコンシン大学, 1934年にハーバード大学の教授となった。1951年からはホルス教授職に就いた。1969年に名誉教授となり, 1980年にマサチューセッツ州ケンブリッジで没した。アメリカおよびヨーロッパの諸大学から名誉学位を贈られ, 第一回ラングミュア賞(1965年), アメリカ自然科学勲章(1966年)など多くの賞を受けているが, 1977年にはノーベル物理学賞を「磁性体系と無秩序体系の電子構造に関する理論的研究」に対して P. W. Anderson, N. F. Mott とともに授けられた。彼の研究分野は主として磁性理論と量子化学にあったが, その先駆者的貢献は後の研究者に道を切り開いたものといえる。1926—27年には, 電気的分極率と磁化率の一般式を導出し, 1930年からは彼の弟子たちを指導して, 結晶場によるエネルギー準位の分裂という考えを導入して, 希土類および鉄族イオンを含む常磁性塩類の磁化率の理論を樹立した。これは後の常磁性共鳴吸収の理論や配位子場理論の源となった。常磁性緩和におけるいわゆる隘路(bottle neck)の存在の予想(1941年), 磁気共鳴吸収線の幅のモーメント法による計算(1948年)も有名である。量子化学の分野では分子の回転スペクトル(1923—29年), 原子個の量子論, 配位子場理論(1935年)などで量子力学の初期の応用を实行し, 後の研究者に指針を与えている。また固体電子論の分野でも一価金属の凝集エネルギーの理論を提出し(1950年)と考えられる。彼の研究態度は常に実験的事実に即しつつ, まず物理的な像を明確につかむことを重視し, それに基づいて数学的に問題を端的に, しかも深い所まで処理することのできるような方法を編み出すことにあった。1953年戦後日本で最初に行なわれた国際理論物理学会議において講演して以来, 数回来日し, 日本物理学界に強い刺激を与え, 終生極めて親日的であった。[主著] Quantum Principles and Line Spectra, 1926; The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities, 1932。

バン・ブレッック常磁性 [英 Van Vleck paramagnetism, 仏 paramagnétisme de Van Vleck, 露 парамагнетизм Ван Влека] 基底状態での磁気モーメントの期待値が0であるようなイオンに磁場をかけたとき, 基底状態と

励起状態の間の磁気モーメントの行列要素が0でなければ、磁場に比例した磁化が誘起される。誘起される磁化の割合、すなわち磁化率 χ は

$$\chi = 2N\mu_0 \sum_{i=0} \frac{|\langle i | \mu_z | 0 \rangle|^2}{E_i - E_0}$$

で与えられる。この温度に依存しない正の磁化率をバン・ブレック常磁性という。ここで N は単位体積中の磁気モーメント数、 μ_z は磁気モーメントの z 方向成分の演算子、 μ_0 は真空の透磁率、 E_0, E_i はイオンの基底状態、励起状態のエネルギー準位である。 χ の大きさは、キュリー則の χ に $kT/\Delta E$ (k はボルツマン定数、 T は絶対温度、 ΔE は基底状態と励起状態のエネルギー差) をかけた程度のものである。この常磁性は、結晶場中のイオンで、一重項基底状態をもつ系でしばしば見られる。 Eu^{3+} を含む塩でも基底状態での全角運動量が0であるので、このバン・ブレック常磁性が低温で重要になる。

反変 [英 *contravariant*, 独 *kontravariant*, 露 *контравариант*] \Rightarrow 反変ベクトル

反変ベクトル [英 *contravariant vector*, 独 *kontravariante Vektor*, 仏 *vecteur contravariant*, 露 *контравариантный вектор*] リーマン空間ではベクトルに2つの種類がある。(n 次元) リーマン空間において、座標系 x^i , x'^i ($i=0, 1, \dots, n-1$) があり、座標変換が $x'^i = f^i(x^j, j=0, 1, \dots, n-1)$ で与えられるとき、座標の微分の間の変換は $dx'^i = \sum_j (\partial x'^i / \partial x^j) dx^j$ である。一般に、座標変換に対して、座標の微分と同じ変換則に従う量 A^i と、

$$A'^i = \sum_j \left(\frac{\partial x'^i}{\partial x^j} \right) A^j \quad (i=0, 1, \dots, n-1)$$

を反変ベクトルという。テンソルにおいても、この変換則が成り立つ指標を反変であるという。また、反変の指標は右上につけることが多い。反変ベクトル A^i があるとき、計量テンソル g_{ij} を用いて $A_i = A_j g_{ij}$ と定義すると、 A_i は変換則

$$A'_i = \sum_j \left(\frac{\partial x^j}{\partial x'^i} \right) A_j$$

に従うが、この変換則により変換するベクトルを共変ベクトルといい、テンソルの指標についても共変であるという。共変の指標は右下につけることが多い。また、 A_i が共変ベクトルであるとき、計量テンソルの逆行形 g^{ij} を用いて、 $A^i = A_j g^{ij}$ で定義すると、 A^i は反変ベクトルである。このように、反変または共変の指標 j は g_{ij} または g^{ij} をかけて縮約することにより共変または反変の指標となる。また、反変な指標と共変な指標を縮約すると、階数が2だけ下がったテンソルが得られる。

半面像 [英 *hemihedral form*, 独 *Halbfächner*, 仏 *hémihèdre*, 露 *гемиздр*] \Rightarrow 完面像

万有引力 [英 *universal gravitation*, 独 *universelle Gravitation*, 仏 *gravitation universelle*, 露 *всемирное тяготение*] 1665年にI. Newtonが発見したすべての物体の間に働く引力。地上の物体が下方に引かれる重力は主として地球とその物体との間に働く万有引力によるものなので、単に重力ということも多い。質量が m, m' の2質点が r だけ離れて存在するとき、これらの間に働く万有引力は両者を結ぶ直線に沿って互いに引きあう向きに作用し、その大きさは mm'/r^2 に比例する。 $F=Gmm'/r^2$ としたと

きの比例定数 G を万有引力定数といい、 $G=6.672 \times 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$ である。大きさのある物体間の万有引力は、物体を微小部分に分けてその各片を質点とみなして上の法則を適用し、それを積分して合力を求めればよい。球対称に質量が分布する(密度が中心からの距離だけの関数)物体が外に及ぼす万有引力は、その全質量が中心に集中したときのものに等しい。Newtonは、万有引力の法則と彼が見いだした力学(\Rightarrow ニュートン力学)によって、惑星の運動に関するケプラーの法則をみごとに説明することに成功し、近代科学の基礎を確立した。彼は、地球上の重力と天体の運動を決定する万有引力が同じものであることを、高山の頂上から石を水平に投げる場合を想定し、初速度をしだいに大きくしてゆけば石は地球のまわりを回る人工衛星になるはずだということから、確信するようになった。中間に介在物のない遠隔作用としての万有引力は神秘的なもののようにも思われたが、その原因を詮索するよりも定量的な結果を導き出して示すことにより、力学は科学としての成功を得た。

天文学におけるニュートン力学の輝かしい成功により、遠隔作用としての万有引力も当然視されるようになり、恐らくP. S. Laplaceの時代に最大の信頼を得ていだろうといわれるが、その後、電磁気学で場の概念が確立されると、万有引力にも同様な近接作用の考えを適用する試みが出るようになった。万有引力が質量に厳密に比例することはエトベッシーの実験で確認されたが、そのことにより万有引力と慣性力の類似性に人々は気づいた。それを等価原理として基礎に据え、質量による四次元リーマン空間のひずみによって万有引力を説明しようとするのがアインシュタインの一般相対性理論である(\Rightarrow 重力場、重力の理論)。なお、万有引力場(重力場)を電磁場などほかの場と統一的に扱うとする試みもある(\Rightarrow 統一場理論)。

万有引力定数 [英 *gravitational constant*, 独 *Gravitationskonstante*, 仏 *constante de la gravitation universelle*, 露 *гравитационная постоянная*] \Rightarrow ニュートンの重力定数, アインシュタインの重力定数

反ユニタリー演算子 [英 *anti-unitary operator*, 仏 *opération anti-unitaire*, 露 *антиунитарный оператор*] 量子力学において、時間反転による状態ベクトルの変換は反ユニタリー演算子で表される。 $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$ をヒルベルト空間($\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_2$ の場合も含める)、 $(\cdot, \cdot)_1, (\cdot, \cdot)_2$ をそれぞれの内積としたとき、 \mathcal{H}_1 の上から \mathcal{H}_2 への有界線形演算子 U (\Rightarrow 演算子) が反ユニタリーであるとは、すべての $x, y \in \mathcal{H}_1$ に対して

$$(Ux, Uy)_2 = (y, x)_1$$

が成立し、その値域が \mathcal{H}_2 全体であるときをいう。量子力学では、状態ベクトル $\psi(x) \in \mathcal{H} = L^2(\mathbb{R}^3)$ の時間反転による変換は、 $(U, \psi)(x) = \psi^*(x)$, $\psi \in \mathcal{H}$ によって定義される反ユニタリー演算子 U_t によって与えられる。実際、 ψ_t が状態方程式(シュレディンガー方程式) $i\hbar \partial \psi_t / \partial t = H \psi_t$ を満たせば、 $U_t \psi_t \equiv \bar{\psi}_t$ は $i\hbar \partial \bar{\psi}_t / \partial t = H \bar{\psi}_t$ を満たす。

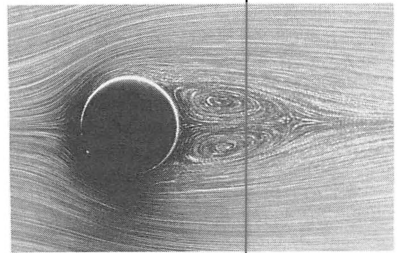
反陽子 [英 *antiproton*, 独 *Antiproton*, 露 *антипротон*] 陽子の反粒子、 \bar{p} と表す。1955年にカリフォルニア大学のベバトロンを利用してつくられ、O. Chamberlain と E. G. Segré によって確認された。質量は陽子と同じであり、電磁的性質は陽子と逆である。陽子がディラック方程式に従うならば当然反陽子が存在するので、その発見は陽子の方程式を確認したといえる。中性子の反粒子の

反中性子 \bar{n} は、1956 年にベクトロンを利用して $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + \pi$ 反応で最初につくられた。反陽子と反中性子を総称して反核子という。記号は \bar{N} で表す。

反陽子原子 [英 antiprotonic atom, 仏 atome antiprotonique, 露 антипротонный атом] 通常の原子の中にある電子のうち 1 個を反陽子 \bar{p} で置換えたもの。反陽子も μ^- 粒子, π^- 中間子, K^- 中間子などと同様にクーロン力により原子核に束縛されて原子をつくる。反陽子の質量が電子に比べて非常に大きいため、ボーア半径は粒子の換算質量に逆比例して電子軌道の $1/1000 \sim 1/2000$ 程度になる。反陽子原子ができるときには、まず反陽子が原子に接近し、高い原子軌道に捕獲された後オージェ効果により低い軌道に落ちていき、さらに X 線を放出しながら低い軌道へとカスケード遷移していく。低い状態の反陽子には電磁的相互作用のほかに原子核との強い相互作用による影響が現れ、それはエネルギー準位のずれおよび幅として現れる。実験的情報は、オージェ電子あるいは X 線のスペクトルの観測によって得られる。反陽子原子はカスケード過程において角運動量の大きい状態ですでに強い相互作用の影響が現れると予想されるため、原子核表面の構造の情報を得るのに適していると思われる。しかしながら現在は反陽子と核子の相互作用自体があまりはっきりとわかっていないため、十分信用性のある結論を出すには至っていない。CERN (ヨーロッパ連合原子核研究機関) で予定されている低エネルギーの反陽子の貯蔵リング (LEAR) による実験で豊富な情報が期待され、この分野の研究は急速に進行するものと思われる。

反陽子ビーム [英 antiproton beam, 独 Antiprotonenstrahl, 仏 faisceau antiproton, 露 пучок антипротон] 反陽子でできている二次粒子線をいう。一般に反陽子ビームは高エネルギー加速器からの陽子ビーム (≥ 10 GeV) を標的に照射したときに生ずる反陽子を集束してつくられ、素粒子物理実験に使われたり、陽子・反陽子衝突ビーム型加速器の反陽子ビームとして用いられる。低エネルギーの反陽子ビーム (≤ 2 GeV) は静電型粒子分離装置を用いて他の粒子を分離し高純度の分離ビーム、または濃縮ビームになっているものもある。高エネルギー (> 2 GeV) では一般にはかの負電荷の粒子である π^- 中間子や K^- 中間子を多量に含むので、チェレンコフ・カウンターなどを使って反陽子を識別する。

伴流 [英 wake, 独 Strömungsschatten, 仏 sillage, 露 cneя] 静止流体中を運動する物体または流れに置かれた物体の後方には、物体に引きずられて運動する流体部分が存在する。この流体部分は伴流または後流とよばれ、流体の粘性の作用により発生するものである。たとえば一様流中に置かれた円柱の伴流のレイノルズ数による変化は次のとおりである。円柱の直径でとったレイノルズ数が 1 よりも小さい場合には円柱の近傍での流れは前後対称であるが、レイノルズ数の増加とともに流れは前後非対称となり、後方の流線の間隔が広がる。レイノルズ数が 6 に達すると円柱後端から流れの剥離が始まり、一対の渦が形成される (図参照)。剥離点はレイノルズ数の増加とともに前進し、それに伴って渦の大きさが増大する。レイノルズ数が 40 の付近から伴流は波動運動を開始し、カルマン渦列を形成する。レイノルズ数が 10^2 の程度を超えるとカルマン渦列に三次元の乱れが現れ始め、 10^3 付近からは円柱の直後から乱流になる。乱流になってもカルマン渦列の発生は



円柱の伴流 ($Re = 26$)

続き、レイノルズ数 10^3 から 10^5 の範囲でストルーハル数はほぼ一定の値 0.2 を保つ。その間、剥離点は前方よりみ点から測って約 80° の位置にあり、抵抗係数は約 1.2 である。レイノルズ数が 3×10^5 の程度に達すると円柱表面の境界層が層流から乱流へ遷移し、剥離点は約 130° の位置まで後退、伴流の幅が急激に減少して抵抗係数は 0.3 付近まで低下する。それ以上レイノルズ数を増加すれば、伴流の幅は再び徐々に増大する。一般に柱状物体の伴流の平均速度分布は物体近傍を除いて物体形状に無関係にガウスの誤差分布関数に一致し、そこでの伴流のふりまいはその場所における局所レイノルズ数 $U^* \delta^* / \nu$ (U^* は伴流の外側と中央の速度差, δ^* は伴流の幅, ν は流体の動粘性係数) のみによって支配される。なお、伴流の平均速度分布を測定すれば、運動量の法則を用いて物体の抗力を求めることができる。

反粒子 [英 antiparticle, 独 Antipartikel, 仏 antiparticule, 露 античастица] すべての素粒子は反粒子をもつ。ある素粒子 A の反粒子 \bar{A} は、A と同じ質量、同じスピン、同じ寿命をもち、電磁的性質は、大きさは同じで符号が逆である。A がバリオン数、レプトン数、電子族数、 μ 粒子族数、奇妙さ、チャームという量子数をもつ場合には、 \bar{A} はそれらの符号が逆の量子数をもつ。アイソスピンをもつときは、その第三成分は符号が逆になる。反粒子の概念は、電子の方程式としてディラック方程式が提案されそれが必然的に陽電子の解をもつことから導かれた。つまりディラック方程式に従う粒子は必ず反粒子をもつ。中性粒子についてはいろいろの場合がある。スピン $1/2$ の質量のない中性粒子については、粒子と反粒子が異なる場合 (ディラック粒子という) と、等しい場合 (マヨラナ粒子という) がありうる。 $\bar{\nu}$ と ν とは別の粒子である。ボース統計に従う中性粒子でも両方の場合がある。 π^+ や π^0 では反粒子と粒子は同じであるが、 \bar{K}^0 は K^0 とは異なる。反粒子と粒子が同じ場合は、電荷、奇妙さ、バリオン数、レプトン数、電子族数、 μ 粒子族数をもつことができない。A と \bar{A} は荷電共役変換で入れかわる。

ハント効果 [英 Hanle effect] 原子・分子の基底状態 (e_1) と励起状態 (e_2) の遷移エネルギーと等しいエネルギーをもつ光 ($h\nu = e_2 - e_1$) で原子・分子を励起すると、共鳴蛍光を生じる。このときに、原子・分子が静磁場中であり、励起光が直線偏光であると、共鳴蛍光の偏光度は励起光の偏光方向と磁束密度 B の方向と大きさに依存する。この現象は、W. Hanle によって 1925 年に見いだされて、ハント効果 (フランス語では、H は無発音であるので、発音はアンルに近い) とよばれる。

ハント効果の測定により原子・分子の寿命 τ や g 因子が測定される。励起用の光源としては共鳴線を用いた共鳴ラ

ンプや共鳴線に同調された色素レーザーなどが用いられる。実験の配置は図1に示したようであり、磁束密度の方向は z 軸、 y 軸に平行に偏光した光を x 軸方向から入射させ、 z 軸方向から y 軸または x 軸方向の偏光成分を測定する。

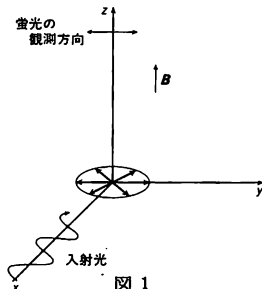


図 1

ハル効果は次のような古典的なモデルにより説明される。励起光により誘起された電気的双極子モーメントを単振動している電子に対応させると、電子に対するローレンツ力のために、電子の振動面は磁束密度(z 軸)のまわりに2倍のラーモア振動数 ω_L ($=g\mu_B B/\hbar$, μ_B はボア磁子)で回転する。したがって、それにつれて蛍光の偏光面は z 軸のまわりに回転する。原子・分子の励起状態の寿命を τ とすれば、磁束密度 B が弱く $1/\tau \gg \omega_L$ であるときには、誘起された双極子モーメントの振動面があまり回転しないうちに原子は光を放出して基底状態に戻るので、偏光面はほぼ励起光と同じとなる。磁束密度が大きくなり、 $1/\tau < \omega_L$ となると、光を放出している間に双極子の振動面が回転するので蛍光の偏光面も回転し、偏光度が解消する。上に示した実験条件の場合には観測される蛍光強度の磁束密度依存性は

$$I = a + \frac{\beta}{(1/\tau)^2 + 4\omega_L^2}$$

となる。ここで、 a, β は定数である。したがって蛍光は磁束密度を掃引する(大きさを変えること)と、ローレンツ形の共鳴曲線を示し、その共鳴の幅(ΔB)と寿命の間には

$$\frac{1}{\tau} = \frac{g\mu_B \Delta B}{\hbar}$$

の関係がある。

誘起された双極子モーメントの振動面が振動面が磁束密度に比例して回転することを量子力学的に説明すると以下のようになる。図2に示すような簡単なエネルギー準位をもった系を考える。励起光のエネルギーの幅がゼーマン・エネルギー($\hbar\omega_L$)より大きいか、または共鳴状態の共鳴幅がゼーマン・エネルギーと同程度の場合と考える。図に示した条件では、遷移の選択規則は $\Delta m = \pm 1$ であるので、励起光により原子系は、 ψ_+ 、 ψ_- 、 ψ_0 の三状態の重ね合せ

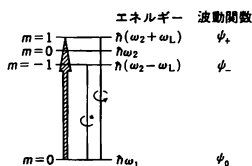


図 2

の状態 ψ となる。すなわち

$$\psi = a_+ e^{i(\omega + \omega_L)t} \psi_+ + a_- e^{i(\omega - \omega_L)t} \psi_- + a_0 \psi_0$$

となる。ここで a_+ 、 a_- 、 a_0 はそれぞれの状態の振幅を表す。この状態における双極子モーメント(er)を計算すると

$$\begin{aligned} P &= e \int \psi^* r \psi dr \\ &= P_+ \{x \cos(\omega_{12} + \omega_L)t + y \sin(\omega_{12} + \omega_L)t\} \\ &\quad + P_- \{x \cos(\omega_{12} - \omega_L)t - y \sin(\omega_{12} - \omega_L)t\} \end{aligned}$$

となる。ここで $P_{\pm} = \langle \psi_{\pm} | y | 0 \rangle (a_{\pm}^* a_0 + a_0^* a_{\pm})$ で、 x, y は x 方向、 y 方向の単位ベクトル $\omega_{12} = \omega_2 - \omega_1$ である。この式は角振動数で振動している双極子モーメントが $2\omega_L$ で z 軸のまわりを回転していることを示す。したがって蛍光の偏光面も同じように z 軸のまわりに回転する。

半レプトンの崩壊 [英 semileptonic decay, 独 semi-leptonischer Zerfall,仏 désintégration semi-leptonique, 露 полупентонный распад] ハドロンとレプトンの両方が関係する素粒子の弱い相互作用による崩壊。中性子や原子核の β 崩壊はこの一種である。普遍的V-Aカレント・カレント結合型の弱い相互作用の理論は、レプトンカレントとハドロンカレントの積の項を含んでいる。具体的に、クォーク模型でいうと

$$\begin{aligned} H_W &= \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{e} \gamma_{\mu} (1 + r_s) \nu_e] \\ &\quad \times [\bar{u} \gamma_{\mu} (1 + r_s) d \cos \theta_c + \bar{u} \gamma_{\mu} (1 + r_s) s \sin \theta_c] \end{aligned}$$

のような項を含んでいる。ここで $G(m_{\pi^+})^2(\hbar c)^{-2} \approx 1 \times 10^{-5}$ 。このようにWボソンがクォークからなるハドロンとレプトンの間の橋渡しをしているような過程は一般に半レプトンの弱相互作用、あるいは粒子の崩壊のときには半レプトンの崩壊とよばれている。これに対して、レプトンのみが相互作用する過程 $\mu^- \rightarrow \nu_{\mu} + e^- + \bar{\nu}_e$ は純レプトンの過程(あるいは崩壊)、ハドロン(クォーク)のみが関与するような崩壊(例として、 $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$)はハドロンの崩壊または非レプトンの崩壊とよばれている。最も簡単な半レプトンの崩壊である β 崩壊 $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ と純レプトンの崩壊 $\mu^- \rightarrow \nu_{\mu} + e^- + \bar{\nu}_e$ の結合定数の間には少し差があり、これがカビ角 $\sin \theta_c \approx 0.22$ の存在の最初の徴候となった。半レプトンの崩壊はまたハドロンの弱い相互作用カレントが香り(フレーバー)の八重項の一部をなしていることの検証、およびカビ理論の確立にも重要な役割を果たした。

ひ

pin 接合 [英 p-i-n junction, 仏 jonction p-i-n, 露 p-i-n перехода] キャリア濃度の極めて低い領域(i 層)を間に挟んだ形の pn 接合をいう(図参照)。i は真性(intrin-



sic)を意味している。pin 接合に順方向電圧を印加すると i 層に正孔と電子が注入され、電流の増加とともに i 層の抵抗は減少する。すなわち、電圧により変化する低い抵抗の状態になる。一方、逆方向の電圧を印加すると低い電圧で i 層全体が空乏層になり、それ以上の電圧では空乏層の容量は変わらない。すなわち、極めて高いインピーダンスの状態になる。さらに、逆方向の電圧を印加した状態で光を当てれば、広い空乏層のなかでキャリアが生成され、電場により大きい速度で移動する。pin 接合をもつ重要な素子は pin ダイオードで、マイクロ波のスイッチやリミッターとして使われる。また、pin ダイオードは高感度で動作速度の速い受光素子にもなる。pin 構造は、普通、半導体結晶のエピタキシー成長と不純物拡散の組合せによりつくられる。

pin ダイオード = pin(ピン)ダイオード

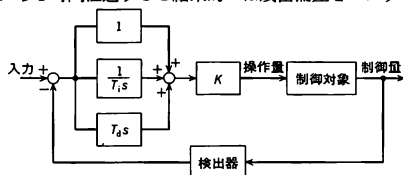
PIC 法 = PIC(ピク)法

PIG 放電型イオン源 [英 PIG discharge ion source]
= ペニングイオン源

PID 動作 [英 PID action, 独 PID-Verhalten, 仏 action PID, 露 изодормное воздействие с предварением] 自動制御系において比例積分動作(PI 動作)の残留偏差を 0 にする性質と、比例微分動作(PD 動作)の応答を速くする性質とを併せもつのが PID 動作である。プロセス制御で多く用いられる動作のひとつでもある。PID とは比例動作(P 動作)、積分動作(I 動作)、微分動作(D 動作)を重ねさせた動作を表す。したがって PID 調節器の入力 $x(t)$ と出力 $y(t)$ との関係は

$$y(t) = K \left\{ x(t) + \frac{1}{T_i} \int x(t) dt + T_d \frac{dx(t)}{dt} \right\}$$

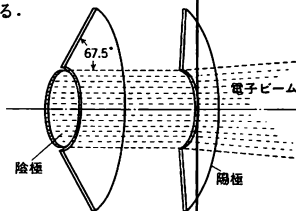
となる。 K は比例定数。P 動作だけでは、 K の値が大きくなると制御系の応答は速くなるが安定性が悪くなる。逆に K が小さいと安定にはなるが、応答が遅くなり大きな定常偏差が残しやすい。PI 動作は、P 動作での偏差の時間積分に比例した出力を出す I 動作を P 動作に加えるので、ある時間経過すると結果的には残留偏差を 0 にするこ



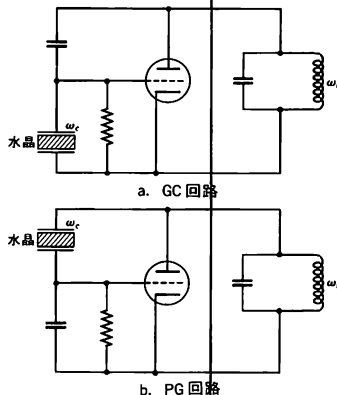
とができる。しかし系全体の応答が遅くなり不安定になる場合がある。PID 動作は D 動作があるために制御の初期段階で大きな訂正動作を行い遅れを補償し、PI 動作における不安定性を解消する働きをする。簡単な PID 動作の例をブロック図で示す。

ピラス型電子銃 [英 Pierce type electron gun, 独 Elektronenkanone nach Pierce, 仏 canon à électrons de Pierce, 露 электронная пушка Пирса] 空間電荷制限領域で動作する円形の平板陰極から、軸に平行な円柱状の電子ビームを得る二極管型の電子銃で、小型のクライストロン、進行波管、後進波管などのマイクロ波管や、電子線型加速器の電子銃として広く用いられている。低い電圧で大きな電流値の、よく集束された電子ビームが、簡単な形の電極によって得られるのが特徴である。

有限な大きさをもつ平面陰極から、垂直に射出されたビームは、空間電荷による斥力のためしだいに広がっていく。そこで電極の形を選んで、電極間のポテンシャルがビームの周縁で、空間電荷によって生ずる軸に垂直な電場成分を打消すようにしたものである。もちろん、陰極と同電位にある電極や陽極もこのポテンシャルの条件を満たす等ポテンシャル面に一致している。これによって、電極間で軸に平行なビームを得ることができる。この方法は最初 A. R. B. Wehnelt によって原理的に解決されたものであるが、J. R. Pierce によって実用的に確立されたのでこの名称がつけられている。陰極のまわりのこれと同電位にある電極は、図に示すように半頂角が 67.5° の開きをもった円錐形となる。実際には電極の精密な形は実験によって求められている。



ピラス型発振回路 [英 Pierce-type crystal oscillator, 仏 circuit Pierce d'oscillateur à cristal, 露 генератор Пирса] 水晶振動子を用いた真空管による発振回路のひとつであり、プレート側に LC 共振回路を備えるのが特徴である。図のようにグリッド・カソード間に水晶を入れる



のをGC回路、プレート・グリッド間に入れるのをPG回路という。いずれの場合も水晶振動子が誘導性となる極めて狭い周波数領域で動作させる。LC共振回路はGC回路の場合誘導性、PG回路の場合容量性となるように調整され発振が生じる。すなわちGC回路はハートレー発振回路、PG回路はコルビット発振回路のひとつである。トランジスターを用いる場合でもコレクター側にLC共振回路を備えた同様な回路となるが、特にピアス型とよばないことが多い(⇒水晶発振回路)。

微圧計 [英 micromanometer, 独 Mikromanometer, 仏 micromanomètre, 露 микроманометр] 微小な圧力差を測る圧力計で、微差圧計ともいう。微差圧の検出法の違いにより多くの種類がある。大きく分けると、圧力差による2つの液面の小さな動きを検出する液柱差法によるものと、ばね性の軟らかい金属製または非金属製のダイヤフラムの変位を利用する隔膜法によるものがある。液柱差法の微圧計には、液面差を拡大させてその変位を直接測定する形式の傾斜管圧力計、二液マノメーター、ロバーツ圧力計、ベル差圧計などと、液面的一方を光学的に視定し、圧力差を加えたときの液面の変位を、計器の傾斜や液体の押上げなどの方法でもとの位置に戻す零位法を利用する形式の、圧力水準器、チャトックゲージ、レイリー・ゲージ、排水型ゲージ、ミニメーター型ゲージなどがある。隔膜法では、リン青銅などの薄い波状ダイヤフラムやゴム、合成樹脂(ネオプレン、テフロンなど)などの膜が感圧素子に用いられ、圧力差による中心の変位を光学的または電気的な方法で検出して圧力差が求められる。

非圧縮性流体 = 縮まない流体

BRS変換 [英 BRS transformation, 仏 transformation BRS, 露 преобразование BPC] ゲージ場の理論における変換のひとつ。電磁場やヤン-ミルズ場などのゲージ場の古典論(⇒ゲージ理論)は、局所ゲージ変換に対して不変である。しかし、局所ゲージ不変な理論はそのままでは量子化できない。それゆえ通常、ラグランジアン密度にゲージを固定する項を付け加える。可換ゲージ場(電磁場など)の場合はこれで満足な理論が構成されるが、非可換ゲージ理論(ヤン-ミルズ場)の場合にはこれだけではユニタリ性と矛盾する結果が得られる。この困難は、ラグランジアン密度にさらにファデー-エフ-ポボフ・ゴースト(FPゴースト)の項をつけ加えることによって完全に解決される。結局ヤン-ミルズ場の量子論のラグランジアン密度は、局所ゲージ不変なラグランジアン密度に、ゲージ固定項とFPゴーストの項を付加したものとなる。これを不変にする変換が、1975年C. Becchi, A. Rouet, R. Storaによって見いだされた。これをBRS変換(あるいはスラブノフ変換)という。

ゲージ場や物質場のBRS変換は、無限小局所ゲージ変換の変換関数 $\Delta^a(x)$ をFPゴーストのひとつ $C^a(x)$ に置換えることによって定義される。 $C^a(x)$ のBRS変換は、ゲージ群のリー代数構造によって規定される。もうひとつのFPゴースト $\bar{C}^a(x)$ のBRS変換はゲージ固定項の形によって規定されるが、B場(⇒中西-ロートラップ形式)を用いる場合には、本質的にB場 $B^a(x)$ になる。FPゴーストがフェルミ統計に従うスカラー場であるために、BRS変換はボース場をフェルミ場に、フェルミ場をボース場に変えるような変換である。しかし、いわゆる超対称性とは異なり、スピンを変えない。B場を用いる場合には、BRS

変換は2回続けて行くと必ず0になるという著しい性質をもつ。BRS変換は局所ゲージ変換とは異なり全域的な変換であるが、ウォード-高橋の恒等式の情報をすべて含むものである。ヤン-ミルズ場の共変的正準量子論(九後-小嶋形式)では、BRS変換の生成元により補助条件が定義され、物理的S行列のユニタリ性がハイゼンベルク表示で証明される。

PR熱電対 [英 PR thermocouple, 仏 thermocouple à PR, 露 PR-термодпара] ⇒ 熱電対

非安定マルチバイブレーター [英 unstable multivibrator, 仏 multivibrateur instable, 露 неустойчивый мультивибратор] = マルチバイブレーター

BET吸着等温式 [英 BET isotherm, 独 BET-Isotherm, 仏 isotherm BET, 露 изотерма БЭТ] 固体表面に気相から分子が物理吸着する場合、一般的には多層から成る膜が表面上に形成される。被覆率 θ に対して、1938年S. Brunauer, P. H. Emmett, E. Tellerは

$$\theta = \frac{Cx}{(1-x)(1-x+Cx)} \quad (1)$$

という表式を与えた。3人の発案者の頭文字をとって、BET吸着等温式とよばれる。ここで、Cはある定数であり、気相の圧力を p 、吸着層を液相とみなしてその飽和蒸気圧を p_s とすると $x=p/p_s$ である。この式は、吸着の運動論あるいは統計力学によって導かれるものである。単分子吸着層で吸着が完了する場合の式、ラングミュアの吸着等温式を、多層吸着へ拡張したもので、次のような仮定に基づいている。すなわち、(1)吸着は多分子層まで達し、常にその最上層と気相との間に平衡は成り立っている。(2)表面の吸着エネルギーは均一である。(3)吸着第一層の吸着エネルギーは第二層以上のものと異なり、第二層以上のエネルギーは液化熱に等しい。(4)吸着分子間の相互作用は考えない、の4つの仮定である。実際には低圧では θ の実測値は上式で与えられる値よりも大きい。近接して吸着した分子どうしは互いに引きあうため、脱離しにくくなるからである。また、高圧では、逆に実測値は理論値よりも小さくなる。上の模型では固体表面のそれぞれの場所における吸着層の厚さは相関がないものとされているが、実際には表面張力により、ある場所だけが突出して大きな吸着量をもつということは起らない。

吸着可能な場所の数を n_0 、吸着分子の数を n とすると $\theta=n/n_0$ であり、式(1)は

$$\frac{x}{n(1-x)} = \frac{1}{n_0 C} + \frac{C-1}{n_0 C} x \quad (2)$$

と表せる。 x に対して $x/(n(1-x))$ をグラフにすれば、直線となり、この傾きと切片より n_0 と C が求められる。吸着可能な場所の面積(すなわち1つの吸着分子が固体表面上で占める面積)が知られていると、 n_0 を使って固体吸着表面の面積を評価することが可能となる(⇒吸着等温式)。

BET式 = BET吸着等温式

BET法 [英 BET method, 独 BET-Verfahren, 仏 méthode BET, 露 метод БЭТ] 固体の真表面積を気体の吸着を利用して求める方法で、考案者S. Brunauer, P. H. Emmett, E. Tellerの頭文字をとりBET法と称する。BET法は、固体表面での吸着現象が多層吸着についての吸着等温式、BET式に従うものとして吸着現象を整理し、単分子吸着層に対応する吸着量 σ_m および吸着第一層の吸着熱 q_1 を求める方法である。吸着分子1個の占める面積

はほかの方法により既知とすれば、 σ_m より固体の真表面積を知ることができる。BET式は吸着量を σ ，相対圧 x ($=p/p_s$ (p_s は飽和蒸気圧))によって

$$\frac{\sigma}{\sigma_m} = \frac{Cx}{(1-x)(1-x+Cx)}$$

と表され、定数 C は気体の液化熱 q_L (1分子当り)により、 $\exp[(q_1 - q_L)/kT]$ である。この式を変形すれば

$$\frac{p}{\sigma(p_s - p)} = \frac{C-1}{\sigma_m C} \frac{p}{p_s} + \frac{1}{\sigma_m C}$$

となるから、横軸を相対圧 p/p_s ，縦軸を $p/[\sigma(p_s - p)]$ で作図すれば、その傾きおよび縦軸にのる点より、 $(C-1)/(\sigma_m C)$ および $1/(\sigma_m C)$ を得るので、 σ_m および $q_1 - q_L$ を求めることができる。 q_L はほかの方法で決定できるので、吸着第一層の吸着熱 q_1 が得られる。この方法によれば、多くの場合 $0.05 < p/p_s < 0.35$ の圧力範囲で良好な直線関係が得られ、 σ_m 、 p_s の決定も精度よく行うことができる。

BASIC = BASIC (ベーシック)

Pascal = Pascal (パスカル)

B-A ゲージ [英 B-A gauge, 仏 jauge B-A, 露 вакуумметр B-A] = ベアード-アルバート・ゲージ

PSS 法 [英 PSS method, 仏 méthode PSS, 露 метод ВСС] 原子どうし、イオンと原子などの低速度衝突を扱う理論的研究方法のひとつ。Method of perturbed stationary state wave functions の略称。1933年にH. S. W. MasseyとR. A. Smithが電荷移行を論ずる際に導入した。ここで低速度とは、原子内電子の軌道運動速度に比べて衝突速度が小さいということである。衝突の速度が十分に遅ければ原子の電子状態は断熱的に変化するだけで、衝突後はもとの状態に戻ってしまう(⇒断熱定理)。衝突速度が著しく小さくはないことによって動径結合または回転結合が作用し電子状態間の遷移が起る。そこで、原子間距離 R を固定して二原子系の電子状態に関する固有値問題を解き固有関数を求める。このとき得られる無数のエネルギー固有値は R の関数と見たとき断熱ポテンシャル曲線群を与える。衝突の際の電子状態をこれらの固有関数で展開してその係数を求めるのがPSS法である。断熱的に変化した固有関数で展開する方法は原子衝突における電子状態を取扱うとき以外にも応用される。たとえばイオンと分子の低速度衝突における分子回転についても同様の方法が有用であり、その場合にはPRS法(perturbed rotational state法)とよばれる。

ピエゾ効果 [英 piezoelectric effect, 独 piezoelektrischer Effekt, 仏 effet piézo-électrique, 露 пьезоэлектрический эффект] = 圧電効果

ピエゾ磁気光学効果 [英 piezomagneto optic effect, 独 piezomagnetischer Effekt, 仏 effet piézo-magnétique, 露 пьезомагнитный эффект] ⇒ 磁気光学効果

ピエゾ抵抗素子 [英 piezoresistor, 独 Piezowiderstand, 仏 piézo-résistance, 露 пьезорезистор] 抵抗値が応力によって変わる抵抗素子。Ge, Siなどの半導体では、ひずみにより格子定数が変化し抵抗が増減する。Si単結晶を細長い薄片状にして電極を付け、基板に張り付けたものは、ゲージ率(抵抗変化率とひずみの比)が100以上のストレインゲージとして使われる。またSi基板上に不純物を選択拡散して局部的にnまたはp型を形成した素子はダイオードとして液体や気体の圧力の電気変換に利用されている。

用されている。

ピエゾ電気 [英 piezoelectricity, 独 Piezoelektrizität, 仏 piézo-électricité, 露 пьезоэлектричество] ⇒ 圧電効果

ピエゾ電気効果 = 圧電効果

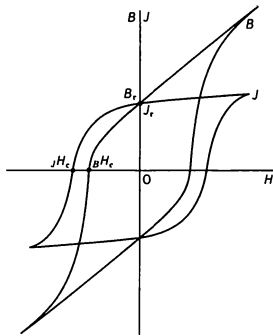
ピエゾ半導体 = 圧電型半導体

ピエゾ光反射率 [英 piezoreflectivity, 独 Piezoreflektivität, 仏 piézo-réflexivité, 露 пьезоотражательная способность] 物質にひずみを加えた状態で測定した光反射率。光反射率がひずみによって変化する現象(⇒光弾性効果)は物質のエネルギーバンド構造などを研究するのに利用される。外力などによる光反射率の小さな変化を増幅して測定する場合の調製手段として用いられる。また、特に対称性の高い結晶などの場合、一軸性応力を加えることによってひずみを起し、反射率スペクトルの変化から関与する電子準位の軌道縮退度や変形ポテンシャルの値、また光遷移の起るブリルアン域内の特異点の位置などを知ることができる。

ピエゾポーラロン [英 piezoelectric polaron, 独 piezoelektrisches Polaron, 仏 polaron piézoélectrique, 露 пьезоэлектрический полярон] 圧電型半導体に生じるポーラロンをいう。結晶内の電子がそのまわりに格子のひずみを伴って動く準粒子(ポーラロンとよばれる)となるのは、電子が格子振動と相互作用をするからである。このような相互作用には、通常の半導体では光学型格子振動との電気的相互作用および音響型格子振動との変形ポテンシャルによる相互作用があるが、いずれの場合もポーラロンの有効質量は、格子が動かないとしたときのバンド質量よりも重い。圧電型半導体では弾性的ひずみが電気分極を伴うため、電子は音響型格子振動とも電気的相互作用をする。この結果生じるポーラロンをピエゾポーラロンとよぶ。この場合の電気的相互作用は音響型格子振動との相互作用ではあるが、変形ポテンシャルのような短距離型でなく長距離型である。ポーラロン効果は電子の速度が小さいものほど大きいので、ピエゾポーラロンの有効質量は、バンド質量よりも逆に軽くなることが知られている。

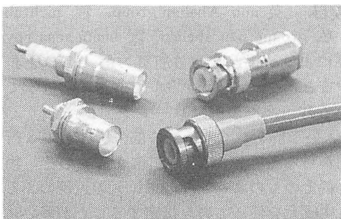
ピーエッチ [英独仏露 pH] 水素イオン濃度を対数目盛で表す指数の一種。酸性、アルカリ性の度合の表現に用いられる。元来は量記号として P_{H^+} のように記されたが、後に(単位記号にならって)pHと記されるようになった。ドイツ語に準じてペーハーと読むこともある。計量法では、ピーエッチを濃度の計量単位のひとつにあげ、その記号(法律でいう「単位の略字」)をpHとしている。ピーエッチは、水素イオン濃度を規定で表した数値の逆数の常用対数である。溶液のピーエッチは、溶液が酸性のときには7より小、中性のときには7、アルカリ性のときには7より大である。ピーエッチは、より厳密には、水素イオンの活量(または活量係数)で定義され、一方、より実際的には、特定の電極をもつ2種の電池の起電力の差を媒介にして定義される。後者に対しては、規格された標準液を考える必要がある(日本工業規格 JIS Z 8802-1978, pH測定方法, 8805-1978, pH測定用ガラス電極)(⇒規定、活量)。

B-H 曲線 [英 B-H curve, 独 B-H-Kurve, 仏 courbe B-H, 露 кривая B-H] 磁気ヒステリシス曲線を表す方法には、磁気分極 J または磁化 M と磁場 H で表すもの(⇒磁化曲線)と、磁束密度 B と磁場 H で表すものとの2通りある。前者は物理的または理論的取扱いの場合によ



く用いられ、実用的には磁性材料の磁化は外部磁場を加えることによって生じるものであるから、磁化によって生じる単位面積当りの磁束の量と外部磁場による単位面積当りの磁束の量の総和である全磁束密度 B と磁場 H の関係で表すのが普通である。特に永久磁石材料の特性を表すときには B と H の関係を用いる。これを B - H 曲線という。 B と H との関係は真空の透磁率を μ_0 とすれば $B = \mu_0 H + J$ で表され、軟磁性材料では小さな外部磁場で大きな磁化を生じるので、 $J \gg \mu_0 H$ となって B - H 曲線と J - H 曲線とはあまり違わない。しかし硬磁性材料では、両曲線の縦軸上の点である残留磁束密度 B_r は J_r に等しいけれども横軸と交わる点である保磁力は異なるので、 $\mu_0 H_c$, J_c として区別しなければならない。一般に $\mu_0 H_c \leq J_c$ の関係があって、特に $\mu_0 H_c$ の方は B_r の値で制限される。 $\mu_0 H_c$ と J_c との差はフェライト磁石のように残留磁化に対して保磁力の大きい材料では非常に大きくなるので注意しなければならない。ヒステリシスループは原点に対して対称であり、永久磁石材料では外部磁場のない場合、自分自身の磁化 M のために常に減磁場(逆向磁場)の下にあるので、ループの第二象限だけを考えればよい。 B_r から $\mu_0 H_c$ までのこの第二象限の部分の曲線を減磁曲線という。

BNC 型コネクタ [英 BNC connector, 独 BNC-Stecker, 仏 connecteur BNC, 露 соединитель типа BNC] 特性インピーダンスが 50 または 75 Ω , 使用周波数領域が 4000MHz 以下の同軸コネクタ (BNC とは Bayonet Navy Connector の略である)。接続はバヨネットロック方式で外径 5~6mm のフレキシブルなケーブルに適合する。取扱いが簡単で同軸コネクタとしてもっとも一般的である。電圧定在波比はプラグとジャックを組合せ 4000MHz で 1.3 以下である。また一部変形したもので高耐電圧用同軸コネクタとして、5000V RMS まで使用できるものもある。



上は高耐電圧用(5kV)下は一般用クリンプ方式のケーブル用とシャーシ取付用レセプタクル

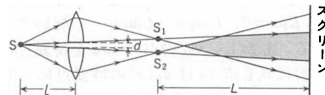
pn 接合 [英 p-n junction, 独 p-n-Übergang, 仏 jonc-

tion p-n, 露 p-n переход] \Rightarrow 半導体接合

pnpn 接合 [英 p-n-p-n junction, 独 p-n-p-n-Übergang, 仏 junction p-n-p-n, 露 p-n-p-n переход] \Rightarrow 半導体接合

pnp 接合 [英 p-n-p junction, 独 p-n-p-Übergang, 仏 junction p-n-p, 露 p-n-p переход] \Rightarrow 半導体接合

ビエの分割レンズ [英 Billet split half lens, 独 Billet-sche Halblinse, 仏 bidentille de Billet, 露 билинза Бийе] 波面分割による二光束干渉縞を観測するために F. Billet によって考案された実験装置。これは凸レンズをその直径に沿って 2 つに切断し、光軸に垂直な方向にわずかに離して保持したもので、点光源 S の接近した 2 つの実像 S_1 , S_2 をつくる(図参照)。 S_1 と S_2 は互いにコヒーレ



ント(\Rightarrow コヒーレント光)な二次光源と考えられ、これからの光束が重なり合う陰影を施した領域に局在しない干渉縞を生じる。観測される干渉縞はヤングの実験で見られるものと同じ性質のものであるが、複スリット(あるいは 2 つのピンホール)を必要としない分だけ明るい干渉縞が得られることになる。レンズの焦点距離を f , 分割レンズの間隔を d , 光源からレンズまでの距離を l , S_1 , S_2 からスクリーンまでの距離を L , 光の波長を λ とすると、スクリーン上にてできる直線干渉縞の間隔 Δx は、 $\Delta x = L(l-f)\lambda/ld$ で与えられる。

BF₃ カウンター [英 BF₃ counter, 独 BF₃-Zählrohr, 仏 compteur de neutrons à BF₃, 露 счётчик с трёхфтористым бором] 原子核反応 $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ を利用して中性子を検出するカウンターで、BF₃ (三フッ化ボロ素)ガスを用いた比例計数管である。この反応の断面積(反応が起る確率に比例する量、 \Rightarrow 断面積)はエネルギーの低い中性子に対して大きいので、このカウンターは遅い中性子に対して感度が高い。速い中性子を測定する際には、適当な減速材でカウンター本体を包んで検出効率を高めることができる。また $^{11}\text{B}(n,\alpha)^8\text{Li}$ 反応は極めて起りにくいので、自然に存在する B (^{11}B が 81%, ^{10}B が 19% 程度)を用いると検出器の感度は約 1/5 に低下する。したがって、できる限り純粋な ^{10}B を用いることがたいせつである。 $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ 反応の断面積 σ は、エネルギー 100eV 以下の中性子に対しては $1/v$ 法則にしたがうことが知られており、近似的に $\sigma = \sigma_0(v_0/v)$ で与えられる。ここで、 $\sigma_0 \approx 4000\text{b}$, $v_0 = 2.2 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ である。この反応は発熱反応で、 Q 値は 2.78 MeV である。したがって、放出される α 粒子のエネルギー $E_\alpha [\text{MeV}]$ は

$$E_\alpha = E_n + 2.78 - E_{\text{Li}} - E_{\text{ex}}$$

となる。ここで、 E_n は入射中性子のエネルギーで、遅い中性子の場合 $E_n = 0$ において差支えない。 E_{Li} は Li 原子核の反跳エネルギー、 E_{ex} は Li の励起準位のエネルギーである。実際の反応のうち、Li の基底状態($E_{\text{ex}} = 0$)へいくのは 7% で、残りは第一励起準位($E_{\text{ex}} = 0.48 \text{ MeV}$)へいく。後者の場合、 $E_{\text{Li}} = 0.88 \text{ MeV}$, $E_\alpha = 1.47 \text{ MeV}$ となり、1atm の BF₃ ガス中での飛程は、それぞれ 0.4 cm, 0.8 cm となる。カウンターの大きさを、 α 粒子の飛程に比べて十分大きくとることによって高い感度が得られる。実際に

は、減速材を組合せることによって、熱中性子に対しては検出感度を70%以上にすることができる(⇒レムカウンタ-).

PLK法 [英 PLK method, 独 PLK-Verfahren, 仏 méthode de PLK, 露 метод PLK] 非線形微分方程式の解法のひとつで、非線形項の大きさを表す微小パラメーター ε について従属変数だけでなく独立変数をも展開して解く方法をいう。パラメーター ε を含む非線形微分方程式

$$Lu \equiv L_0 u + \varepsilon L_1 u + \dots = 0$$

$$L_i u = F_i(x, u, u', u'', \dots, u^{(n)}) \quad (i=0, 1, \dots)$$

(ただし, $u=u(x)$, $L_0 u=0$ は u について線形, $'$ は x に関する微分を表す)の $\varepsilon \rightarrow 0$ に対する解は, ふつうは摂動法により求める。すなわち, 展開 $u = \sum \varepsilon^i u_n(x)$ を仮定して $Lu=0$ に代入し, ε の各べきを比べて得られる一群の微分方程式 $L_0 u_0=0$, $L_0 u_1 = -L_1 u_0, \dots$ を解いて u_0, u_1, \dots を逐次求める。しかし, $u_0(x)$ が $x=x_0$ を特異点にもつときには, 一般に同じ点 x_0 は $u_n(x)$ の特異点にもなり, かつ特異性は n とともに高まるため, $\sum \varepsilon^n u_n(x)$ は x_0 の近傍で発散する。この場合には, 新しい変数 ξ を導入し, u と x に対して

$$u = u_0(\xi) + \varepsilon u_1(\xi) + \dots, \quad x = \xi + \varepsilon x_1(\xi) + \dots$$

のような展開を仮定し, $x_n(\xi)$ を適当に定めると, $u_n(\xi)$ の特異性を軽減させることができる。この方法は M. J. Lighthill によって組織的に展開されたのでライトヒル法 (Lighthill technique) とよばれる。この考え方は, 非線形振動の周期解における周期のゆっくりした変化の考察の際にすでに H. Poincaré が用いており, 一方 Y. H. Kuo (郭永懷) は平板を過ぎる粘性流の境界層近似において, ライトヒル法の偏微分方程式への応用を著しく拡張したので, 三人の名をとり PLK 法 (Poincaré-Lighthill-Kuo method) とよばれるようになった。実用的には飛行機の翼理論, 境界層理論, 衝撃波の構造および伝播などの問題に対して用いられている。

PL/I [英 PL/I, 露 язык ПЛ/I] 計算機の高水準プログラム言語のひとつ。1963年から1965年にかけて, IBM社が開発した。その言語のほぼ全機能を処理できるコンパイラが最初に完成したのは1968年である。PL/Iは, IBM社がSystem/360という360°の適用範囲を考えた計算機システムの開発にあたってそれらを含むい言語として, 科学技術計算, 経営事務計算などを含む広範囲の応用を考えて開発した言語であり, それまでの主たる言語, FORTRAN, ALGOL, COBOLを集大成したようなものである。さらにデータ型としてビット列や, 番地を抽象化したポインター, ポインターで参照される基底付変数, 例外処理や多重タスクの機能などが加えられた。言語の機能はたいへん豊富であるが, 反面, 豊富すぎて使いにくいという批判がある。

ビオ [英仏 biot, 独 Biot, 露 био] 電流のCGS電磁単位。J. B. Biotに由来する。単位記号はBi。1961年のSUN委員会(⇒フランクリン)で採択された。1Biは, 長さが無限で, 無視できるほど小さな円形断面をもつ2本の平行直線導体を, 1cmの間隔で真空中において電流を通じたとき, 導体間に1m当り 2×10^{-3} N の力を生じるような定常電流の大きさである。1Bi=10Aである。CGS電磁単位系をMKSA単位系にならって, 4基本単位系化した「一般化CGS電磁単位系」では, cm, g, s, Biを基本単位として採用している。CGS系から国際単位系(SI)に

移行する過渡的措置として, SUN委員会が採択したものである。

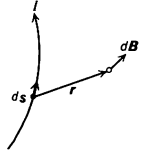
ビオ Biot, Jean Baptiste 1774.4.21—1862.2.3 フランスの物理学者。パリの生れで少年期には古典語の才能を示したが, やがて数学を学び, 1794年エコール・ポリテクニクの創立時に同校の学生となった。その才によりG. Mongeの注目を浴びたという。卒業後コレージュ・ド・フランスの数理物理学教授, 経度局の天文研究員などを経て, 1808年フランス大学の創立とともに天文学教授。関連する物理学の講義も行い, 天文学とならんで物理学についても著名な教科書を書いている。定年(1849年)までその職にあり, 最後の10年は部長を務めた。

革命期の人物としては穏健派で, 政治には関与せず, Napoléonのもとで上記の職に就き, 王政復古の際ジョーン・ド・ヌールを受けた。アカデミー・フランセーズ会員。M. E. de Montaigne についてのエッセーやI. Newtonの伝記なども書いた才人である。物理学の面では, P. S. Laplaceの影響もあり, 徹底したニュートン主義者であった。初めは数理物理学から入ったが, やがて実験研究も行い, 研究分野は, 熱学, 光学, 電磁気学, 音響学と物理学の多方面にわたるほか, 隕石の研究, 地球子午線の測定, 秒振り子の測定などもある。

最も有名なのは偏光の研究で, 結晶により白色の偏光が分かれて色が生じることの観察(1811年)に始まり, 偏光の回転(ビオの定理, 1812年), 異常光と通常光の屈折率の相違の問題(1814, 18年双軸結晶の発見により解決された), 溶液の偏光の問題(1815年)などを調べ, さらに溶液が温度により右旋性から左旋性になる「反転」の現象を解析して(1833年), L. Pasteurの先鞭をつけた。磁場に関するビオ-サバールの法則は有名であるが, 熱の分野では熱伝導, 液体の膨張, 冷却の法則があり, また大気による放射の吸収, 蒸気圧, ボルタ電池の研究も知られている。

ビオ-サバールの法則 [英 Biot-Savart's law, 独 Biot-Savart'sches Gesetz, 仏 loi de Biot-Savart, 露 закон Био-Савара] 定常電流のつくる磁場を決定する法則。定常電流 I の流れる導線の微小線素 ds が, そこから位置ベクトル r の所につくる磁束密度 dB は

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{ds \times r}{r^3}$$



で与えられる。ここで μ_0 は真空の透磁率である。

非化学量論性 [英 non-stoichiometry, 独 Nichtstöchiometrie, 仏 non stœchiométrie, 露 нестехиометрия] ⇒ 化学量論性

非可換群 [英 non-Abelian group, 独 nichtabelsche Gruppe, 仏 groupe non abélien, 露 неабелева группа] 演算順序により結果が変わる演算の群。A, Bを非可換群の元とすると, 一般に $AB \neq BA$ である。物理学でよく知られている非可換群の例はローレンツ群であり, これは $SO(3,1)$ という群をつくり, この部分群として3行3列の直交行列からなる回転群 $O(3)$ が含まれている。物理においては, 群そのものより, その単位元の近傍のふるまいを記述する生成元を使って群を指定することが多い。たとえば, パウリ行列からつくられる群 $SU(2)$ というぐあいである。ゲージ理論では, ゲージ場の数が群の生成元の数と一致するため, 生成元を使うのが便利である。素粒子物

理学でよく使われている非可換群としては、 n 次元の実ベクトルの長さを変えない直交行列のつくる群 $SO(n)$ および n 次元の複素ベクトルの長さを変えないユニタリー行列のつくる群 $SU(n)$ がある ($\Rightarrow SO$ 群, SU 群)。

非可換ゲージ理論 [英 non-Abelian gauge theory, 独 nichtabelsche Eichtheorie, 仏 théorie de jauge non abélienne, 露 неабелева калибровочная теория] ゲージ理論のうち、基礎になるリー群が非可換群の場合、非可換ゲージ理論という。これは、1954年アイソスピン群 $SU(2)$ の場合について、C. N. Yang と R. L. Mills によりはじめて提起されたので、ヤン-ミルズ理論ともよばれている。内部対称性を考えているので、リー群は通常コンパクトなものに限られる。コンパクトなリー群は、一般にいくつかのコンパクト単純リー群と可換リー群 $U(1)$ との直積に分解するので、以下コンパクト単純リー群の場合に話を限ることにする。ゲージ理論の構成は、リー群 G の大域的性質にはよらないので、対応するリー代数に基づいて考察するのが便利である。次元数 N のリー代数は、 N 個の一次独立な生成元 Q^a ($a=1, 2, \dots, N$) の間の交換関係

$$[Q^a, Q^b] = if^{abc} Q^c$$

によって記述される (1つの項に重複して現れる添字については和をとる)。構造定数 f^{abc} は、交換関係の反対称性とヤコビの恒等式に対応する性質をもつが、さらに生成元をうまく選ぶことにより、 (a, b, c) に関し完全反対称かつ実数になるようにすることができる。量子論では、 Q^a は上の交換関係を満たすエルミート演算子になる。

ゲージ理論の古典論は、局所ゲージ変換すなわちリー群 G の変換を時空点の任意関数に拡張した変換に対して不変になるように構成される。 G のある表現に従って変換される一般の場 $\varphi^i(x)$ に対し、局所ゲージ変換については $\partial\varphi^i/\partial x_\mu$ は正しく G の表現に従って変換されない。そこで、変換関数の微分を含む項を打消すために、特殊な変換性をもつベクトル場 $A_\mu^a(x)$ を導入する。これが非可換ゲージ場であって、通常ヤン-ミルズ場とよばれる。 $A_\mu^a(x)$ は無限小局所ゲージ変換に対し

$$\delta A_\mu = \frac{\partial A_\mu^a}{\partial x_\mu} + gf^{acb} A_\mu^c \Lambda^b = D_\mu^a \Lambda^b$$

だけ変化する。ここに、 A は無限小変換関数、 g は結合定数、 D_μ^a は G の随伴表現に属する共変微分

$$D_\mu^a = \delta^{ab} \frac{\partial}{\partial x_\mu} + gf^{acb} A_\mu^c$$

である。この A_μ^a から

$$F_{\mu\nu}^a = \frac{\partial A_\nu^a}{\partial x_\mu} - \frac{\partial A_\mu^a}{\partial x_\nu} + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

という反対称テンソルがつくられるが、電磁場の場合の $F_{\mu\nu}$ と異なりゲージ変換をうける。しかし

$$\mathcal{L}_{YM} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_{\mu\nu}^a$$

はゲージ不変なラグランジアン密度を与える。 \mathcal{L}_{YM} がすでに A_μ^a について自己相互作用項を含むことは、非可換ゲージ理論の特徴である非線形性を示すものである。

ゲージ場以外の場に関しては、 $\varphi^i(x)$ の G 不変なラグランジアン密度において、 $\partial\varphi^i/\partial x_\mu$ をすべて $\partial\varphi_\mu^i/\partial x_\mu$ に置換えることにより、局所ゲージ不変なラグランジアン密度 \mathcal{L}_{matter} が得られる。ただし、 $\partial\varphi_\mu^i$ は φ^i が従う表現に属する共変微分を表す。 $\mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_{matter}$ から非可換ゲージ理論の古典論が構成される。

非可換ゲージ場を量子化するには、電磁場の場合と同様にゲージ固定が必要である。しかし、こうして構成された非可換ゲージ場の量子論は、 S 行列のユニタリー性と矛盾することが摂動論で確かめられる。これを救うには、フェルミ統計に従う質量0の仮想スカラー粒子を導入し、それはファインマン・ダイアグラムにおいて常に閉じたループを構成して決して外線にはでてこないものとすればよいことが、R. P. Feynman と B. S. DeWitt により見いだされた。さらに1967年 L. D. Faddeev と V. N. Popov は、ファインマンの経路積分の方法に基づき、その測度においてゲージ固定を正しく取扱うことによりこの効果が生じることを示したので、このスカラー粒子は通常ファデーエフ・ポポフ・ゴースト (FP ゴースト) とよばれている。経路積分法ではなく、場を演算子と考える通常の場合の量子論の立場では、FP ゴーストはフェルミ統計に従う一対のスカラー場として最初からラグランジアン密度に導入しておかなければならない。以下、九後汰一郎と小嶋泉によって定式化された非可換ゲージ場の共変的正準量子論について説明する。

この理論の全ラグランジアン密度 \mathcal{L} は、古典論の $\mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_{matter}$ に、ゲージ固定項

$$\mathcal{L}_{GF} = -A_\mu^a \frac{\partial B^a}{\partial x_\mu} + \frac{1}{2} \alpha B^a B^a$$

および FP ゴーストの項

$$\mathcal{L}_{FP} = -i \frac{\partial \bar{C}^a}{\partial x_\mu} D_\mu^a C^a$$

を付け加えたものである。ここに α は実の定数、 B^a は B 場 (\Rightarrow 中西-ロートラップ形式)、 C^a と \bar{C}^a は FP ゴーストである。 $\mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_{FP}$ は BRS 変換に対して不変なので \mathcal{L} も BRS 不変である。また C^a と \bar{C}^a はフェルミ統計に従うエルミート場なので、 \mathcal{L} もエルミートである。

正準量子化は矛盾なく遂行される。もとのリー代数の生成元 Q^a は、保存カレントの第0成分の空間積分として場の量で書き表される。同様に、BRS 変換の生成元 Q_B も定義され、場との交換関係あるいは反交換関係 (相手は FP ゴーストのとき) が正しく BRS 変換を与え、かつ $Q_B^2 = 0$ であることが確かめられる。

状態ベクトルの空間はもちろん不定計量をもつ。物理的状态 $|\text{phys}\rangle$ は、九後・小嶋の補助条件

$$Q_B |\text{phys}\rangle = 0$$

によって定義される。このとき $|\text{phys}\rangle$ は決して負ノルムをもたないことが証明される。これをカルテット機構という。 S 行列を物理的状态に制限して得られる物理的 S 行列は、ユニタリー性を満足する。なお、ゲージ場の量子論における観測可能量は、 Q_B との可換性により明かに定義される。

非可逆過程の熱力学 = 不可逆過程の熱力学

比較回路 = コンパレータ

比較スペクトル [英 comparison spectrum, 独 Vergleichspektrum, 仏 spectre de comparaison, 露 спектр сравнения] スペクトル写真により未知のスペクトル線の波長を決定しようとする場合、目的のスペクトルと既知元素の既知波長のスペクトルを一部が互いに重なるように上下に並べて撮る。この目的のために用いる線スペクトルを比較スペクトルという。普通、鉄アークスペクトルなどがよく用いられ、これを標準にして、補間法などにより、未知スペクトル線の波長を決定する。この手法は、分析元

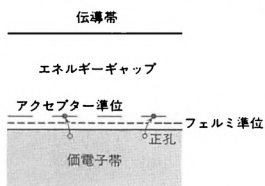
素の波長決定の手段にも応用されている。

比較測定 [英 relative measurement, 独 relative Messung, 仏 mesure relative, 露 относительное измерение]

⇒ 測定

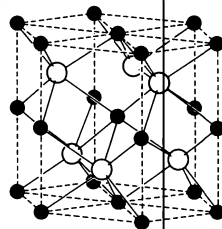
比較惑星学 [英 comparative planetology, 独 vergleichende Planetenwissenschaft, 仏 planétologie comparative, 露 сравнительная планетология] 近年になってアメリカ、ソ連を主とする各国によっていろいろと惑星探査が進んでいる。太陽系の起源や各惑星の進化を考えるうえで、これらの諸惑星の特性、データを比較して考究することは極めて重要なことと考えられる。そこで各惑星の比較により、これらの問題を研究する学問を比較惑星学とよんでいる。たとえば、地球型惑星の歴史を決めるうえで最も重要な因子は、その質量であると考えられる。小さな惑星は重力も小さく、熱的時定数も短いに対し、大きな惑星はその逆であり、大きな惑星ほど進化の歩みは遅い(しかし複雑である)と考えられるからである。そこでいろいろの惑星を比較することによって、各惑星の起源や進化についての推測が可能になるかもしれない。このように各惑星ひとつだけを研究しただけでは得がたい情報が、各惑星間の比較と総合によって得られる可能性がある。磁気圏の構造、ダイナミクス、大気圏の構造と組成、気象表面地形、クレーター形態学、惑星磁気の起源などは比較惑星学によって実りある成果の期待される分野といえよう。

p 型半導体 [英 p-type semiconductor, 独 p-Typ-Halbleiter, 仏 semiconducteur type p, 露 полупроводник типа p] 電流を運ぶキャリアが主として自由正孔である半導体。正孔の電荷が正であるのでホール定数は正となり、p 型とよばれる。普通はアクセプターを含む半導体(⇒外来半導体)であって、価電子帯に在る電子がアクセプター準位に励起され価電子帯に自由正孔が生じるのである(図参照)。ドナーを同時に含んでいても、自由正孔の方が



自由電子よりも多数いる場合には、やはり p 型である。低温では正孔は主にアクセプターからの励起で生ずるから、p 型半導体におけるフェルミ準位は価電子帯とアクセプター準位の中間、つまりエネルギーギャップのなかで価電子帯の上端のすぐ上に位置する。このときの電気伝導率の示す活性化エネルギーがちょうどアクセプター準位の束縛エネルギーに等しい。電子が価電子帯から伝導帯に直接熱励起せられるほどの高温になると、フェルミ準位はエネルギーギャップのなかほどの位置に移り、半導体物質は真性半導体となる。

ヒ化ニッケル型構造 [英 nickel arsenide structure, 独 Nickellarsenidstruktur, 仏 structure de type arsénure de nickel, 露 структура типа мышьяковистого никеля] 化学式が AX で示される化合物結晶に見られる一構造型。六方晶系に属し、空間群は $P6_3/mmc$ 。単位胞中に 2 個の化学単位 (AX) を含む。図において、黒色球は A 原子、白色球は X 原子を表す。NiAs を例にとると、すべての As



原子は 6 個の Ni 原子で形成される三方柱面体の中心にあり、また Ni 原子は 6 個の As によって八面体配位されている。この構造型を示す化合物には、Fe, Cr, Co, Ni の硫化物、セレン化物、アンチモン化合物などがある。この構造型を示す化合物には、不定比化合物となるものが少なくない。たとえば、 Fe_{1-x}S では $0 \leq x \leq 0.125$ である。

光 [英 light, 独 Licht, 仏 lumière, 露 свет] 電磁波のうちで波長が約 $1\text{nm} \sim 1\text{mm}$ の範囲内にあるもの。このうちでほぼ $1 \sim 400\text{nm}$ の範囲を紫外線、 $400 \sim 750\text{nm}$ の範囲を可視光線、 $750\text{nm} \sim 1\text{mm}$ の範囲を赤外線とよぶが、短波長限界(X線との境界)、長波長限界(ミリ波との境界)についてはある程度の任意性がある。測光、測色学などの分野では特に可視光線だけをさす場合もある。光の実体について、遠い昔から人々は光の作用によって目で見えること、光が直進すること、反射の法則に従うこと、また光の作用によって植物が成長することを知っていた。ギリシア、エジプト、アラビアなどの先達は哲学、数学ないし科学的思考を基にして光学現象を取扱った。12世紀ごろから神学者 Grosseteste をはじめとする西欧の人々によってレンズの光学的作用の解明、天文学的研究が発展した。17世紀になると Galileo によって実験的事実とその数学的記述を基に、また R. Descartes によって自然哲学的思考と数学を基に、光の本質についての取扱いが行われるようになった。Galileo は光を微小粒子と考えたが、Descartes はすべての空間を満たす“エーテル”を伝わる渦運動ないしはその運動を生じさせるものとしてとらえ、色の多様性はこの渦運動の回転速度が異なるためとした。屈折の法則は 1621 年 W. Snell van Roijen によって、フェルマの原理は 1657 年 P. de Fermat によって導き出された。薄膜が色づいて見える干渉の現象は 1665 年 R. Hooke によって、また光が幾何学的影の部分に回り込む回折の現象は同年 F. M. Grimaldi によって見いだされた。Hooke は光を非常に速い速度で伝わる振幅がきわめて小さい振動と考え、均質媒質中では一定速度で伝播して“波面”を構成するとした。この考えで Hooke は屈折の現象と色の説明を試みたが、色の基本的な性質が明らかにされたのは 1666 年 I. Newton がプリズムによる光の分散を発見したときである。Newton は光が直進して音波のように回折現象がほとんど観測されないこと、また偏光が音波のような縦波では説明できないことから、光を発光体から放射される粒子と考えた。光の速度は 1675 年 O. C. Römer によって木星の衛星による食の観測ではじめて求められた。

Hooke によって代表される初期の波動論は C. Huygens (によっておおいに発展した。彼は 1690 年二次波の概念(ホイヘンスの原理)を使って反射と屈折の法則を明確に説明した。また方解石の複屈折を、結晶内には球面状に広がる普通の二次波以外に回転楕円面状に広がる二次波が発生するという仮定で説明した。さらに複屈折で分かれた光線を

もう一度方解石に通すと、この方解石の回転によって透過光が弱くなることから、偏光について本質的発見をしたが、理論的説明を与えるまでには至らなかった。

権威者 Newton の名と結びついて約 1 世紀の間物理学者の頭を支配した光の粒子説に転換を与えた論文は、19 世紀の到来とともにやってきた。T. Young は 1801 年干渉と薄膜の色について明確な説明を与えた。1808 年 E. L. Malus はガラス表面で反射された光が方解石で複屈折を行った後の光と同じ性質をもつことを見だし、これを偏光と名づけた。1816 年 A. J. Fresnel は干渉と二次波の原理を結びつけ、「フレネルの半波長帯」を使って回折現象を明確に説明した。また透明体が速度 v で動くときエーテルは $(1 - (1/n^2))v$ (n は屈折率) の速度で移動し、したがって光の速度もその分だけずれることを結論し、これは 1851 年 A. H. L. Fizeau によって実験的に確かめられた。Fresnel はまた D. F. J. Arago とともに結晶内の複屈折の現象を取扱い、光が横波であるとしたヤングの説の定式化に成功した。このように Fresnel は、そのほか多くの論文を含めて、光の波動説をあらゆる面から根拠づけた。

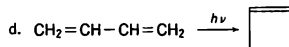
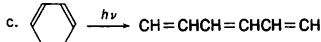
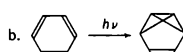
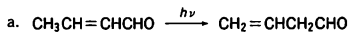
一方電磁気学の分野では、M. Faraday が電場、磁場の概念を導入し、巧みな実験によって 1831 年電磁誘導現象、また電流の自己誘導現象など数多くの発見を行った。J. C. Maxwell は Faraday の実験結果を整理して 1864 年一連の方程式にまとめあげることに成功した。また彼はこれら場の方程式を変形すると波動方程式の形になり、しかもこの波動、電磁波は横波であることを示した。1867 年 Maxwell はまた電磁気現象の実験から得られた定数の値をこの方程式に入れたと電磁波の速度の理論値が光の速度の実験値とよく一致することを示した。これから彼は光波を電磁波と推定したが、これは 1888 年 H. R. Hertz が火花放電によって電磁波をつくり出し実験的にも確認された。

光の放出や吸収のような物質と光の相互作用を取扱う場合は、原子、分子の内部構造についての知識を必要とする。1814—1817 年 J. Fraunhofer は太陽スペクトル中のフ라운ホーファー線とよばれる暗線を発見し、これは 1861 年 R. W. Bunsen, G. R. Kirchhoff の実験によって太陽のまわりの低温ガス中を太陽からの連続スペクトル線が通過することによる吸収線として説明された。M. K. E. L. Planck は 1900 年振動する電子は電磁波としてエネルギーを連続的に放出するのではなく、振動数に比例するエネルギー量子と名づけた一定量 $\epsilon = h\nu$ (h はプランク定数、 ν は振動数) ずつのエネルギーを放出するとして黒体放射の理論的説明を与えた。1905 年 A. Einstein は Planck の理論に基づいて光の粒子説を提出した。すなわちエネルギー量子に相当する光の粒子「光子」が存在すると仮定して黒体放射、光電効果、紫外線による陽極線の発生などの説明を行った。また同年彼は特殊相対性理論を取扱いエーテルの存在を否定した。1913 年 N. Bohr は E. Rutherford の原子模型を採用して水素の線スペクトルに明確な説明を与え、1917 年 Einstein は二準位原子系と光の相互作用によってプランクの放射法則に相当する式を導き出した。1922—27 年 L. V. de Broglie は物質粒子の移動には波動が伴うとして波動説と粒子説の調和をはかり、これは後に W. K. Heisenberg, W. Pauli が基礎を確立した「場の量子論」によって統一的な一つの数学的理論形式の下に物質と光が同様に取扱われるようになった。量子力学の発展の成果として 1958 年 A. H. Schawlow, C. H. Townes はレ

ーザーの提案を行い、1960 年 T. H. Maiman, A. Javan によってそれぞれルビー、He-Ne レーザーがはじめて発振に成功した。この結果電波と同様なコヒーレントな光が得られるようになり、この分野は量子エレクトロニクスとよばれ、最近おおいに発展している。

光イオン化 = 光電離

光異性化 [英 photoisomerization, 独 Photoisomerisation, 仏 photoisomérisation, 露 фотонизомеризация] 光化学反応による異性化(化学結合の組替え)をいう。光を吸収した分子自身が異性化を起す場合(狭義の光異性化)と、光を吸収した分子(増感剤)がその励起エネルギーを他の分子に与えて異性化を起させる場合、または増感剤が光分解などの光化学反応を起し、その産物がほかの共存分子を異性化させる場合(光増感異性化)とに大別される。狭義の光異性化としては、スチルベンやジクロロエチレン(エチレン誘導体)、アゾベンゼン、視物質・バクテリオロドプシンの発色団などのシス-トランス異性化がよく知られている。そのほかにも、水素転位(図 a)、酸素転位、アルキル基転位、環異性化(図 b)、環縮小、開環(図 c)、閉環(図 d)などがある。スチルベンなどのシス-トランス光異



性化については、これまで次のような 2 つの機構が考えられてきた。(1) 光を吸収した分子はまず励起一重項状態にはいるが、次に項間交差によって三重項状態になり、ねじれた形の中間体を経て異性化する(三重項機構)。(2) ねじれた形の中間体の励起一重項状態だけで、異性化反応が進行する。しかし、最近のピコ秒レーザー分光法の発達は、シス-トランス光異性化がピコ秒～サブナノ秒の範囲で起ることを明らかにしており、一重項機構の重要性を示唆している。

光エレクトレット [英 photoelectret, 独 Photoelektrret, 仏 photoélectret, 露 фотоэлектрет] ある種の誘電体に光を照射すると蓄積電荷が生じ、誘電体に双極子モーメントが現れ、これが照射を止めた後も容易に失われない場合、エレクトレットに対応して光エレクトレットとよばれる。光エレクトレットをつくるには、一般に、光を照射するだけでなく、電場を同時に印加することが多い。光エレクトレットとなる材料としては高分子膜、ニオブ酸ストロンチウムバリウムなどの強誘電体などが知られている。光エレクトレットに対し、通常のエレクトレットを熱エレクトレットとよぶことがある。

光エレクトロニクス = オプトエレクトロニクス

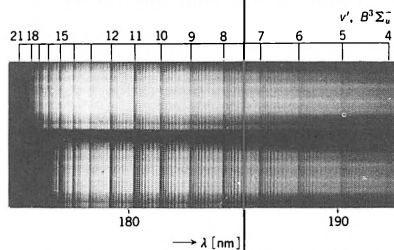
光音響素子 [英 acoustooptic devices, 独 akustooptischer Baustein, 露 акустикооптический элемент] 光と音波との相互作用を利用した素子で光偏向器、光変調器、モード変換器、スイッチ素子、イメージ素子など最近是集積回路構成を目標に発展している。相互作用には、表面波の伝搬に伴う媒質表面に生ずる波のしわによる単純な回折を利用するものから、光弾性効果(弾性的ひずみによる屈

折率の変化), また広く電気光学効果(屈折率変化: 電界に比例(ポッケルス効果), 電界の二乗に比例(カー効果)), 音響電気効果の利用など多くの方式がある。古くから知られている光偏向器の構成はバルク超音波による光弾性効果を用いて透明な媒質中に周期的な屈折率変化を起させ、これに光を入射させる。このとき光と超音波間の波長の関係により, ラマン-ナズ回折領域(多数次の回折光が現れる)あるいはブラッグ回折領域(一次光のみ)となり, 光の進行方向を超音波周波数によって制御できる。通常的光音響素子ではブラッグ領域で動作されている。たとえば TeO_2 の2面にそれぞれ LiNbO_3 薄片を接合して横波超音波を伝搬させるものでは二次元偏向が可能であり, 中心周波数 26 MHz, 帯域幅 13 MHz で偏向点数 100×100 , 超音波パワー約 100 mW で一次元当り 50% の回折効率(偏向効率, 入射光に対する出力光の比)を得ている。最近では光と音波を薄層の間に閉じ込めて集積回路構成とするための弾性表面波の活用が目だっている。すなわち水晶, LiNbO_3 などの圧電基板上に光導波路としてガラス薄膜, As_2S_3 , TeO_2 などを用いたもの, 表面放出形(out-diffusion)の Y-カット LiNbO_3 によるもの, さらに融融石英基板に ZnO 薄膜を形成させて表面波トランスデューサーおよび光導波路の両方を行わせた構成など種々あり, いずれも 90% 以上の回折効率を得ている。光と表面波との干渉形態は両者が直角, 斜め, あるいは平行に作用する共軸形(collinear 形)があり, 光のモードも入射光と出力光とで互いに異なる TE \rightarrow TM のようなモード変換も行われている。また表面波遅延線にパルス信号を入れるとパルス表面波が伝搬媒質表面を走査していくので, 途中にこのパルスと相互作用を起す物理現象(音響電気効果, 光伝導効果など)を仕組みばスキャナとなり, 画像処理も可能である。

光音響分光法 [英 photo-acoustic spectroscopy, 独 photo-akustische Spektroskopie, 仏 spectroscopie photo-acoustique, 露 фотоакустическая спектроскопия] 物質が吸収した光のエネルギーの一部が熱に変るために物質中に音響的振動が生じること(光音響効果)を利用して光の吸収を検出する分光学の一手法。光音響効果は 1881 年 W. C. Röntgen, J. Tindal, A. G. Bell らによって発見された。感度が極めて高いのが特徴であって, 吸収分光はもちろん, ラマン分光, 非線形分光など広範囲の分光法に利用される。光を吸収した物質は励起状態となるが, やがて光を放出したり, 熱を放出したりして再びもとの安定な状態にもどる。ある程度以上の密度をもつ気体や液体および固体では, 吸収した光のエネルギーが熱に変る割合が大きいが, したがって, 光を断続すれば物質中に温度の変化による圧力振動が起る。このような圧力振動は, 音波としてマイクロフォンなどによって感度よく検出できる。また, この方法は吸収分光や非線形分光のように, 強い光の微小な変化として信号が現れるため, 感度の高い測定が困難な場合や, 光を散乱するため通常の分光手段が適用しにくい試料, たとえば生体物質や懸濁物質などに適している。

光解離 [英仏 photodissociation, 独 Photodissoziation, 露 фотодиссоциация] 分子が光の照射を受けて, その分子の構成原子, または原子団, あるいはそれらのイオンに解離する現象をいう。分子は, その基底状態の解離限界以上のエネルギーの光子の照射を受けると, 光解離を起すようになる。光解離には分子が光照射を受けて 1 つの励起状態に励起されてすぐ解離を起す直接解離と, 光照射による

励起状態から一度, 別のエネルギー状態へ移ってから解離する間接的解離がある。直接解離は反発的ポテンシャル曲線をもつ不安定な励起状態に励起された場合や, 安定な励起状態(断熱ポテンシャル曲線が極小値をもつもの)の解離限界以上のエネルギー準位に励起された場合などに起る解離である。図はその後者の例で O_2 分子の真空紫外領域に



おける吸収スペクトル中に現れる光解離を示す吸収構造である。この吸収バンド構造はシューマン-ラング吸収帯とよばれ, O_2 分子の基底状態から $B^2\Sigma_u^-$ の励起状態への遷移による吸収であり, 暗黒色が吸収を示している。 $B^2\Sigma_u^-$ 状態の振動量子数 $v=21$ の準位は, その電子状態の解離限界になっていて, それより短波長側(図では左側)では光解離による連続吸収が始まっていることがわかる。一方, 間接的解離は光照射によって励起された電子状態のポテンシャル曲線が別の電子状態のそれと交差して, しかもそのポテンシャル曲線の解離限界が初めの励起状態の解離限界より低いときに, 初めの励起状態からこの交差した電子状態へ移って解離を起す場合で, このようなときは初めの励起状態の解離限界以下のエネルギー直で解離が起るので前期解離といわれる。光解離は中性の原子(または原子団)に解離するだけでなく, 正負のイオン対に解離する場合や, 光電離を起した後, 解離する場合などのように, 解離生成物としてイオンを生じる場合も多い。特に照射光の波長が短くなるとイオンを生じる解離が多くなってくる。光解離によって生成されるイオンの運動エネルギーを飛行時間法を用いて測定したり, 解離生成原子や生成イオンの発する蛍光を測定してその状態を調べたりすることによって, 光解離がどのような過程で進行するかを研究することができる。また光解離によって生じる解離生成物とほかの原子・分子との反応を調べることによって, 短寿命の原子・分子の反応性を研究することができる。これを光分解法という。特に閃光を照射光に用いる場合は閃光分解法という。

光化学 [英 photochemistry, 独 Photochemie, 仏 photochimie, 露 фотохимия] 物理化学の一分野で, 光(可視部のみならず紫外部や赤外部をも含む)の化学的效果(たとえば, 光を吸収した原子・分子の化学反応や, 化学反応に伴う発光など)を研究する。したがって, 原子・分子のエネルギー準位や, 無放射遷移による励起-重項状態間の内部転換, 最低励起-重項状態と三重項状態との間の交差, 遊離基の生成・反応, 蛍光・リン光などの研究と密接な関係にあり, 放射線化学・合成化学などの化学諸分野のみならず, 放射線生物学・光生物学などの他分野とも深くかかわりをもって発展している(→光生物学)。

光化学にはいくつかの法則があるが, そのうち次の 2 つのものがよく知られている。(1) 光化学第一法則: 物質に吸収された光だけが光化学変化を引き起こすのに有効であると

いう法則。光化学活性の原理、またはグロットウス・ドレイバーの法則(1818年)ともよばれる。(2) 光化学第二法則: 物質による光の吸収は光子を単位として行われ、光化学過程の初期段階では1個の光子が1個の原子または分子を活性化するという法則。光化学当量の法則ともよばれる。1908年にJ. Starkによって、また1927年にA. Einsteinによって提出された。この第二法則については、光吸収の初期段階とそれに続く反応過程とを、はっきり区別する必要がある(⇒量子収率)。また、レーザー光を照射するような場合には、多光子遷移が起るので、この法則を適用することはできない。

光核反応 [英 photo-nuclear reaction, 独 Photokernreaktion, 仏 réaction photo-nucléaire, 露 фотоядерная реакция] 短波長の光(γ 線)を核に当てるとき起る γ 線の散乱, 核子, 重陽子, α 粒子, π 中間子, その他の粒子の放出, およびその核の分裂(光分裂)を総称して光核反応という。特に重陽子や α 粒子のように軽い標的核の場合, γ 線によって核が分解される反応を光分解とよぶ。光核反応が、核子や原子核が標的核に衝突して起す核反応と異なる最も重要な点は、この反応に関与する γ 線(電磁場)と核との間の相互作用が陽子のもつ電荷と中性子および陽子の磁気モーメントでほとんど決ってしまっており、あいまいさが極めて少ないことである。このため光核反応は原子核の性質を知るための有力な手段となっている。

低いエネルギーの γ 線では核による散乱しか観測されないが、7~8MeV以上の γ 線では核子の放出が主要となり、15~25MeVの γ 線は核に吸収されやすく、核の特徴ある集団励起状態(⇒巨大共鳴)が励起される。さらに高いエネルギーの光核反応は核内核子どうしの相関や、核子のまわりの π 中間子の雲の研究に役立つ。数百MeVから1GeV程度のエネルギーの光反応では、核子、 π 中間子、K中間子などの放出が同時に起り、現象は極めて複雑になる。この場合には、原子核の構造よりむしろ核子の内部構造が問題になってくる。

光核分裂 [英 photonuclear fission, 独 Photospaltung, 仏 photofission, 露 ядерное фотodelение] γ 線を重い原子核に当てると生じる核分裂。理論的にはN. H. D. BohrとJ. A. Wheelerが1939年に予言し、実験的な確認はR. O. Haxbyらにより1941年に行われた。また核分裂の分裂破片の角度分布が複合核の励起エネルギーともに変化するようすがE. J. Winholdらにより初めて測定され、偶偶核においては異方向性が顕著に見られることを見いだした。これはA. Bohrのチャネル理論の考えで説明することができる。すなわち偶偶核のスピンは0であるので、光の双極子吸収を起す複合核のスピン・パリティが 1^- 、ビーム軸成分が ± 1 の状態が励起され、 γ 線のエネルギーが低い場合には分裂破片の角度分布に $\sin^2\theta$ の形の異方向性が見られる。偶偶核でも γ 線のエネルギーが高い場合や大きなスピンをもつ奇核では異方向性が小さいこともこの理論で予言され、実験結果と一致している。

光起電力 [英 photovoltaic effects, 独 Photovoltaeffekt, 仏 effet photovoltaïque, 露 фотовольтаический эффект] 半導体に光を照射したときに発生する電圧。これには2種類の起源がある。ひとつは空間的に緩やかに変化する密度の非一様性による固体効果である。これは光照射によってできる過剰キャリアの濃度に電極間方向の傾きが生じることによるものである。もうひとつは、pn接合や金属・

半導体の表面障壁のように、電子構造が急激に変化している障壁の効果によるものである。たとえばpn接合の場合、これにバイアスをかけないで光を当てると、光によってできた電子や正孔は拡散するが、接合の近傍でのポテンシャルのために、正孔はp側からn側へは拡散できず、電子はn側からp側へ拡散できない。その結果、符号の異なるキャリアが空間的に分離するために、障壁を境として、それをよぎる方向に電圧が生じるわけである。太陽電池はこの原理を利用したものである。

光共振器 [英 optical resonator, 独 optischer Resonator, 仏 résonateur optique, 露 оптический резонатор] 光あるいはそれと同程度の周波数の電磁波に対する共振器。レーザー発振器には不可欠な要素として用いられ、その場合にはレーザー共振器ともよばれる。光の波長が短いので、通常の場合、共振器の大きさが共鳴する電磁波の波長よりにはるかに大きくなり、幾何光学的近似が成り立つことがマイクロ波やラジオ波などのより低い周波数領域の共振器と異なる特徴となる。

光共振器の基本的構成は、図1に示すような一対の平行

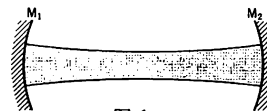


図1

な平面あるいは球面反射鏡からなり、構成としてはファブリー・ペロー干渉計と同様であるが、電磁波の共振器として注目した場合には、異なった取扱いが必要となる。共振器中に鏡に垂直な方向に進む光は、反射を繰返しながら共振器の中に蓄えられる。共振器中の光の強度の空間的な分布は、ヘルムホルツの回折理論によって求めることができる。反射鏡に平行な方向、すなわち横方向の強度分布としては互いに独立な無数の解を得るが、これらのひとつひとつを光共振器の横モード、それらに対応する強度分布をモードパターンという。多くの場合使われる軸対称な光共振器では、最も基本的な横モードとして、TEM₀₀モードあるいは基本モードとよばれるガウス型の強度分布をもつ共振器の軸に対して対称なモードが重要で、その強度分布の断面における広がりやを表す尺度として、強度が最大値の $1/e^2$ になる点と光軸との距離をスポット半径、その2倍をスポット径という。一方、共振器を往復する電磁波のエネルギーの平均値が干渉によって0とならないために電磁波が定在波をつくる必要があることから、光の波長を λ 、共振器の長さを L とすると、共振条件として $n\lambda/2 = L$ (n は正整数)が与えられる。この場合、 n の値によって軸方向の光の強度分布が決るが、これを縦モードあるいは軸モードとよび、共振器のモードは横モードと縦モードとを与えることによって完全に表される。このような光共振器のモードは、マクスウェル方程式の固有解としてよりは、幾何光学的近似として与えられることから、擬似モードとよばれることもある。

完全に平行に調節された光共振器における光のエネルギーの損失の原因は、反射鏡の反射率が100%でないことによる反射損失と、反射鏡の大きさが有限であるために、回折によって広がった反射光の一部が散逸するために生じる回折損失とである。光共振器の外部との結合は、一方の反射鏡に適度の透過率を与えることによって行われるので、反射損失には結合損失が含まれる。回折損失は反射鏡面の形

状によって著しく異なるが、適当な曲率半径をもつ球面反射鏡の組合せを用いることによって著しく小さくすることができる。このような球面反射鏡型光共振器の基本形として、図1に示すような焦点を共有する同等な凹面鏡からなる対称共振器は重要である。正しく共同焦点条件を満たす場合は、軸対称でないモードも損失が少なくなるうえに共振周波数の縮退が起る結果、共振条件は $n\lambda/4=L$ となる。また共振器中のスポット径の分布は図1に示すように中心でくびれたならかな曲線となり、共振器の中心点で $(L\lambda/2\pi)^{1/2}$ 、反射鏡の位置ではその $\sqrt{2}$ 倍となる。

高出力レーザーにしばしば使われる不安定共振器は、図

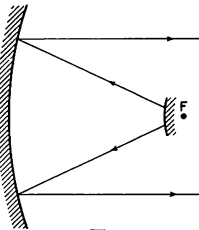


図 2

2に示すような極端に非対称な共振器で、凹凹形と凹凸形とがあり、出力の結合係数が大きいことと単一モード出力が得やすいことがその特徴である。半導体レーザーの光共振器も原理的には同等であるが、共振器中の空間の屈折率が高いこと、側面が屈折率の異なる媒質で囲まれることなどの影響を考慮する必要がある。

光結合トランジスター [英 photocoupled transistor, 仏 phototransistor, 露 транзистор со световой связью] 光源とフォトトランジスターを組合せた装置で、電気的絶縁を測るために電気信号を光信号に変換して送る目的に使われる場合と、スイッチとして用いられる場合とがある。ガリウムと素発光ダイオードとシリコンフォトトランジスターを組合せたものが最も一般的なので両者を対向させた直結型、並置して反射光を検出する反射型などがある。前者は光アイソレーター、フォトカップラーともよばれ、絶縁を要する場合や接地による誘導をさける場合に広く用いられている。後者はせん孔テープやマークシートの読取りに利用されている。

光検出器 [英 photodetector, 独 Lichtdetektor, 仏 photodétecteur, 露 фотодетектор] 光を検出する装置の総称で受光器とはほぼ同義であるが、光検出器というときは主として物理的受光器をさし、普通人間の目を含まない。光の検出は光と物質の相互作用を利用して行われ、光による物質の物理的あるいは化学的变化を何らかの方法で検出するという過程をとるものがほとんどである。物質の化学的な変化を利用したものに化学光量計や写真感光材による方法があるが、一般の慣例では物理的变化を利用したものを光検出器とよんでいる。またそのとき物理的变化は電気情報の形で取出されるものがほとんどであり、光検出器は光電検出器と同義語であると考えてよい。光検出器は光と物質との相互作用によって、光電効果型、熱効果型、波動相互作用型の3つに大別される。

(1) 光電効果型：量子効果型ともいわれ、入射光子と物質内の束縛電子あるいは自由電子との相互作用を利用したものである。入射光子が物質表面に吸収され、その結果表面から外部に電子を放出する現象を外部光電効果、また入

射光子による励起で生じたキャリア（電子や正孔）がそのまま内部にとどまり、物質の電気的性質を変える現象を内部光電効果という。外部光電効果を利用した代表的検出器は光電管と光電子増倍管である。金属あるいは半導体でできた光電面を陰極とし、放出光電子を集める陽極とともに真空中に封じ込んだものが真空光電管、それに不活性ガスを封入したものがガス入り光電管である。後者は電離に基づく5～10倍の管内増幅作用をもつ。光電子増倍管は内部に多段の二次電子増倍電極（ダイオード）を備え $10^4 \sim 10^8$ 倍の管内増幅を達成するもので、 10^{-18} W 前後の検出能力をもち、広く利用されている高感度光検出器である。外部光電効果を用いたものは使用が紫外・可視領域に限られるが、測光性に優れているうえガス入り光電管以外は極めて良好な時間応答性を示す。内部光電効果を用いたものは、そのほとんどが素子物質として半導体を用いている。内部光電効果には多くの種類があるが、光伝導効果と光起電力効果を利用する検出器が主流である。光伝導型には真性半導体を用いた真性光伝導セルと不純物半導体を用いた不純物光伝導セルとがある。可視領域用の CdS セル、近赤外領域用の PbS や InSb セル、中赤外領域用の HgCdTe セルなどが前者の代表例である。後者は Ge を母体とし、不純物として Au, Hg, Cu, Zn, Be などを添加したものが赤外領域で広く用いられる。これらは 0.16～0.02 eV のイオン化電圧をもつため、熱励起を避けるための冷却が必要である。光起電型は pn 接合を用いたものが大部分で、Si や Ge を母体としたものは Si セルあるいは Ge セルとよばれている。可視から近赤外にかけて良好な特性をもつため用途も広い。光起電型に逆バイアス電圧を加えて電流を取出す形で用いると、極めて優れた測光特性をもつようになる。フォト・ダイオードと一般によばれており、光電子増倍管に置換えて使われることが多くなっている。

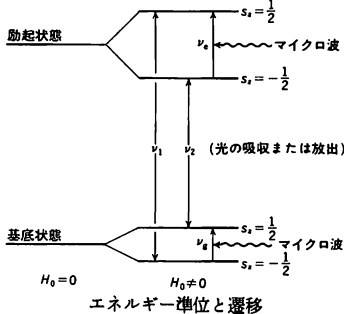
(2) 熱効果型：熱効果を利用するのは、光から熱、熱から電気への2段の交換過程を含んでいる。前者の変換効率をよくするため、受光面は光バワーを全波長領域で一樣に吸収する形にしてあり、光電型検出器が波長選択性であるのに対し非選択性である点が優れている。しかし2段の交換過程を経るため光電型に比べ検出能力は落ち、そのうえ時間応答性も悪い。熱から電気への変換は、熱電対、抵抗温度計、気体温度計、ピロ電気（焦電）温度計などの原理がそのままだけに 10^{-9} W の変化に対応するような高感度が要求される。温度検出法に対応して上述した順に熱電対、ボロメーター、ゴレー検出器、ピロ電気検出器という名称がついている。一般に受光面には黒化金属や特殊な蒸着膜が用いられる。受光素子全体の熱収差を考慮して構造や寸法に細心の配慮がなされており、熱電対やゴレー検出器は極めて機械力に対して脆弱である。素子本体の材質は、熱電対では熱電能の大きな半導体、ボロメーターでは抵抗温度係数の大きな半導体、ゴレー検出器ではキセノンガス、ピロ電気検出器ではピロ電気係数の大きな強誘電体結晶が一般に選択されている。

(3) 波動相互作用型：光ヘテロダイン検出器、パラメトリック検出器、ジョセフソン検出器など、電磁場と素子物質の直接的な相互作用を利用したものである。初めの2つはコヒーレント光源としてレーザーが登場してから、光の分野にそれまでのマイクロ波技術をもち込む形で開発された。ジョセフソン検出器はジョセフソン接合に流れる零電圧電流の臨界値が、接合部に入る電磁波によって変化する

ことを利用した遠赤外・ミリ波領域用の高感度高速検出器である。

光検出器はその基本的構造から、単一型とマルチチャネル型に分けられる。後者は前者を集積して一次元あるいは二次元配列をもたせたもので、イメージセンサーともよばれている。以前からある撮像管もその一種であるが、IC技術の産物である MOS や CCD 方式の固体型が普及しつつある。

光検波 ESR [英 optical detection of ESR, 仏 *détection optique de ESR*, 露 *оптическое детектирование ЭСР*] 電子スピン共鳴(ESR)を光学的手段により検出すること。たとえば図に示すようなエネルギー準位をもつ原



子があるとす。マイクロ波により振動数 ν_4 または ν_6 の遷移(ESR)が起きたとき、各準位の占拠数に変化が生じるための基底状態と励起状態の間の遷移に対応する振動数 ν_1, ν_2 の光の吸収あるいは発光の強度が変化する。これによって間接的に ESR を観測することができ、この方法を光検波 ESR あるいは ODMR (optically detected magnetic resonance) という。エネルギーの高い光で検出するのでマイクロ波の吸収を観測するよりはるかに感度が高い。最初 J. Brossel, F. Bitter によって Hg 原子の励起状態の ESR の観測に使われ、そのほか多くのアルカリ原子に適用された。固体への応用は、S. Geschwind らによる Al_2O_3 中の Cr^{3+} (ルビー)の励起状態の ESR が最初であるが、その後磁性イオンの励起状態のみならず有機分子の励起状態、イオン結晶の励起子や色中心、あるいは半導体のドナー・アクセプター対などの ESR にも応用され、いろいろな研究がなされている。

光高温計 [英 optical pyrometer, 独 *optisches Pyrometer*, 仏 *pyromètre optique*, 露 *оптический пирометр*] 熱放射を利用して非接触で温度を測定する温度計の一種。熱放射体の特定波長の分光放射輝度が、その物体の温度と放射率にのみ依存する現象(⇒プランクの放射法則)を利用した温度計。温度計内に分光放射輝度が任意に調整できる参照光源が設置されていて、レンズ系でその参照光源面上に測定対象面の実像を結像させ、その実像の分光放射輝度と参照光源の分光放射輝度とを一致させて、測定対象の温度を測定する構造のもので、分光放射輝度を一致させる操作は肉眼観測によって行っている。参照光源に小型電球を用いたものが最も多く普及しており、この機種は、分光放射輝度が一致した状態ではフィラメントが消失して見分けられなくなることから、線条消失型光高温計ともよばれている。この機種では、参照電球の点灯電流またはフィラメント抵抗と対応づけて温度目盛が付けられている。一般に

利用されているものは、測定波長が $0.65\mu\text{m}$ 、使用温度範囲が $700\sim 2000^\circ\text{C}$ または $700\sim 3000^\circ\text{C}$ である。同一原理に基づく温度計で、分光放射輝度の一致を光電子増倍管で検出して、自動的に分光放射輝度を一致させるようにした温度計もつくられており、この構造のものは光電高温計とよばれている。光高温計の校正は光高温度用標準電球とよばれているリボン状のフィラメントをもつ標準電球を用いて行う。

光合成 = 光(こう)合成

光高調波発生 [英 optical harmonic generation, 仏 *génération d'harmoniques optiques*, 露 *генерация оптических гармоник*] 周波数 ν の入射光によって物質から周波数 $n\nu$ (n は 2 以上の整数)の光が放出される現象。非線形光学の中で最も早く観測された基本的な過程である。特に $n=2$ (第二高調波発生, 略して SHG) および $n=3$ (第三高調波発生, 略して THG) の場合が重要である。光電場が加わると、 n 次の非線形感受率 $\chi^{(n)}$ を通じて周波数 $n\nu$ の分極波が物質中に誘起され、それが源になって周波数 $n\nu$ の光(第 n 高調波)が発生する。このほか光磁場や光電場勾配によって誘起された分極に基づく光高調波発生もあるが、高次多極子に基づくので一般に効果は小さい。入射光は必ずしも単一でなく、同じ周波数で進行方向または偏光方向の異なる複数の光を組合せる場合もある。非線形性を担うのは主として束縛電子であるが、波長域によっては分子・格子振動や伝導電子の寄与も重要である。

光高調波発生の主な応用は、レーザー光を波長変換してより短波長域のコヒーレント光源を得ることである。 $\chi^{(2)}$ に基づく第二高調波は反転対称性を欠くピエゾ結晶にのみ現れ、実用材料として KDP, ADP, LiNbO_3 , BNN, LiIO_3 などの誘電体や各種の化合物半導体がよく使われる。位相整合は主として複屈折性の利用、すなわち入出力光の各成分に常光線と異常光線をうまく割当てることにより達せられる。最適条件下では数十%の変換効率も容易に得られる。

真空紫外域では気体が非線形媒質となる。この場合、第三高調波が最低次であるが、共鳴効果の活用や、異常分散を利用した位相整合によってかなりの効率を得られる。希ガスや金属原子が主に用いられ、七次及以上高次過程によって、軟 X 線領域での高調波発生も可能である。

そのほか、光高調波発生はピコ秒光パルスの測定にも応用される。また、光高調波発生を通じて非線形媒質自体の物性を研究することもできる。

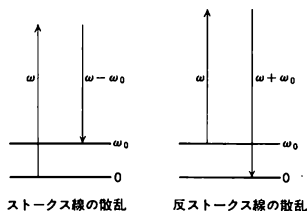
光混合 [英 optical mixing, 独 *optisches Mischen*, 仏 *mélange optique*, 露 *оптическое смешение*] 非線形光学現象の一種で、ふつうは異なる周波数 ν_1, ν_2, \dots の複数の入射光によって、その何れとも異なる結合周波数 $\nu = m_1\nu_1 + m_2\nu_2 + \dots$ (m_1, m_2 は正負の整数)の光を物質から発生する過程をいう。光高調波発生、ポッケルス効果、光整流などは光混合の極限の過程とみることができる。上記の周波数関係があるとき、出力光の波数ベクトル k は $m_1k_1 + m_2k_2 + \dots$ (k_j は ν_j 光の波数ベクトル)の方向に生じるが、周波数が同じで波数ベクトルが異なる時も広い意味で光混合という。例えば異なる進行方向をもつ同一周波数の入射二光波による第二高調波発生や、入出力光の周波数は全部等しいが進行方向は全部異なるような四光波混合などである。

光混合は高調波発生の一般化とみることができるが、自

由度が増すので、現象も応用もはるかに多彩になる。波長変換による新しい光源という観点からみると、低周波への変換には光混合が不可欠であるし、高周波側においても高調波の間隙を埋める意味が大きい。特に、光パラメトリック効果、光ビート、四光波混合の例に見られるように連続波長可変機能の増強をもたらす点が重要である。

光の検出に関しても、光ビートの方法による高分解能、高感度測定のほか、赤外光の短波長域への変換による高感度検出、ピコ秒光パルスの測定など広い応用がある。また、光混合では、入出力光の周波数及びその結合値と物質の遷移周波数との間に多彩な共鳴条件を設定することができる。この性質を利用して混合媒質自体のエネルギー準位構造や緩和過程を調べる非線形分光法が発展している。この場合、三次の非線形感受率 $\chi^{(3)}$ による四光波混合が中心になっている。

光散乱 [英 light scattering, 独 Lichtstreuung, 仏 diffusion de la lumière, 露 рассеяние света] 光が粒子に当たって散乱する現象を光散乱という(このうち、小粒子が規則的に配置されている場合には回折といわれることが多い)。一辺が波長の程度の立方体内に粒子数が1以下の薄い密度の媒質では、前方方向を除いて単一粒子からの散乱として考えてよい。単一原子による散乱は、その共鳴の低周波側でレイリーの(単一原子)散乱となり(⇒レイリー散乱)、高い周波数の極限では自由電子によるトムソン散乱やコンプトン散乱となる(⇒トムソン散乱、コンプトン散乱)。波長に近い大きさの粒子からの散乱は、粒子の形状に依存したミー散乱となる。濃い媒質では、媒質の屈折率の熱的時間ゆらぎや周期的時間変化が、散乱において重要になる。時間変化が固有振動数 ν_0 をもっている場合には、散乱スペクトルは入射振動数 ν から ν_0 だけ離れた振動数 $\nu \pm \nu_0$ をもつ。このとき低周波側と高周波側にシフトした成分をそれぞれストークス線、反ストークス線という。前者は図のように媒質の原子(分子)が入射光から $h\nu_0$ のエネ



ルギー量子を受けとって励起される過程であり、後者は初め $h\nu_0$ だけ高い状態にあった原子がそのエネルギーを失う過程である。したがって、両者の強度比は通常始状態のボルツマン分布の比となり、反ストークス線はストークス線より弱い。媒質の変化が固有振動数をもたない熱的ゆらぎの場合には、散乱スペクトルはゆらぎの寿命の逆数だけ入射振動数の両側に広がった幅をもつ。このような振動数変化を伴う光散乱は、種々の物質状態を調べる重要な分光法として用いられる。レイリー散乱は媒質の密度のゆらぎや、混合流体の場合の濃度のゆらぎによる散乱で、通常常温液体で 10^8 Hz の幅をもつ。ブリルアン散乱は音波あるいは固体の格子振動の音響モードによるもので、光はドップラー効果を伴ったブラッグ反射を受ける。その周波数シフトは散乱角により変化する。ラマン散乱は、C. Raman により 1928 年に分子振動について見いだされたものであ

るが、固体の格子振動の光学モード、磁場中のスピンの運動、あるいは電子状態間の遷移によって起る散乱も含められる。格子振動のように固有の波長をもち、かつそれが光の波長より短い場合には、散乱に指向性が強く現れない。分子振動などのように本来が孤立した振動子の集合したものの場合には、外部条件で波長を任意に与えることができるから、散乱光に指向性を与えることもできる。たとえば、振動数の差が分子振動 ν_0 に等しい2種のレーザー光で分子振動をコヒーレントに励起すると、指向性をもった反ストークス線が得られ CARS とよばれる(⇒非線形光散乱)。これらの散乱は散乱光の自然放出として説明されるので、自然散乱とよばれ、誘導散乱と区別されている。

光散乱法 [英 light scattering method, 独 Lichtstreuungsmethode, 仏 méthode de diffusion de la lumière, 露 метод рассеяния света] レイリー散乱光強度の解析から、溶液中にある高分子物質の分子量、大きさ、形状を決定し、分子間相互作用に関する知見(第二ビリアル係数)を得るための物理化学的研究法。P. Debye によって、その理論的実験的基礎が与えられた。単一粒子溶液からの散乱光強度(I)と入射光強度(I_0)との比 R_θ (レイリー比)は

$$R_\theta = \frac{I}{I_0} = \frac{2\pi^2 n_0^2 \left(\frac{\partial n}{\partial c} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta)}{N_A \lambda_0^4} P(\theta) M c$$

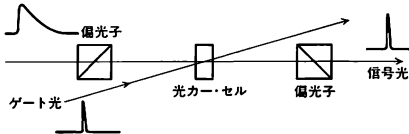
で与えられる。ここで、 n_0 は溶媒の屈折率、 n は溶液の屈折率、 c は高分子の重量濃度、 θ は散乱角、 N_A はアボガドロ数、 λ_0 は入射光の波長、 r は溶液試料から散乱光強度検出器までの距離、 M は高分子の分子量である。 $P(\theta)$ (≤ 1) は高分子の大きさ、形状、散乱角に依存する形状因子であるが、高分子が光の波長に比べて十分小さい場合には1になる。レイリー比の角度依存性と濃度依存性から、平均分子量(重量平均)と第二ビリアル係数が求まる。一方、光散乱法の一部として、近年レーザー光源を用いる弾性光散乱法が開発された。散乱光の振動数スペクトル(または時間相関関数)の解析から、溶質分子の並進および回転拡散数や内部運動モードを測定、検出することができる。

光磁性 [英 photo-magnetism, 独 Photomagnetismus, 仏 photomagnétisme, 露 фотомагнетизм] 常磁性体、強磁性体などの磁性体に瞬間的または定常的に光が照射されたことによる磁性の変化をさし、光誘起磁性ともいう。フェリ磁性を示すイットリウム鉄ガーネットに白光色を照射し続けると、透射率が減少し続ける現象に対して最初に名づけられたものである。常磁性ルビー単結晶に円偏光のルビーレーザー光を瞬間的に照射すると微小な磁化が発生し、この磁化はレーザー光強度、ルビー中の Cr^{3+} イオン濃度にある程度まで比例して増加する。これはルビー中の Cr^{3+} イオンの電子の光学的エネルギー準位分布が瞬間的な光励起により変化することに原因がある。ある種の反強磁性体(たとえばエルビウムオルトクロムイト)では、瞬間的にレーザー光が当てられると磁化が発生するが、一般的にはレーザー照射による瞬間的な温度上昇も同時に起こることがほとんどであり、光磁性と分離して観測しにくい。

光シャッター [英 optical shutter, 独 optischer Verschluss, 仏 obturateur optique, 露 оптический затвор] ピコ秒光パルスをゲートに用いて光路を開閉する超高速度のシャッター。高速シャッターとしてはカー効果(⇒電気光学効果)を利用した電気光学的シャッターがあるが、

その時間分解能はゲートとして加える電気パルスの速さで決り、1ns くらいが限度である。この効果は電場の二乗に比例する屈折率変化を利用するので、直流電場の代りに振動する光電場をゲートに用いても同様な結果が生じる。この場合は非線形屈折率(n_2)を利用することになる。そこで、強力なピコ秒光パルスをゲートに用いると、ピコ秒の時間分解能をもつ桁違いに高速のシャッターができる。

具体的な構成は図のとおりで、光カー・セルをはさんで



2個の直交した偏光子をおき、通常は信号光が透過しないようにしておく。次に、信号光の偏光方向に対し45°の偏光方向をもつゲート光パルスを加えると、信号光の偏光が変化し、ゲート光のパルス幅の時間だけ信号光が通過する。光カー・セル内の物質としては n_2 の大きいCS₂がよく用いられる。通常のカー・セルのような電極はいらない。光シャッターは、ピコ秒の時間スケールで起る過渡的な発光現象(蛍光など)をサンプリングによって時間分解して観測するのに用いられ、ミクロな超高速現象を研究するのに有用である。

光集積回路 [英 optical integrated circuit, 独 integrierte Optik, 仏 circuit intégré optique, 露 оптическая интегральная схема] 発光・受光素子などのデバイスや光導波路、光回路等の各種の光学系を集積一体化した光回路。光通信システムや光情報処理に用いられることを目的に、その実現を目指して研究されている。その形態にはモノリシック型とハイブリッド型があり、また、集積される主な光回路素子の種類により、能動型および受動型に分類される。さらに、トランジスタなどの光デバイスと電子デバイスの集積一体化を目的にした光・電子集積回路(オプト・エレクトロニック集積回路)もある。受動回路素子としては光導波路、回折格子などのフィルター、分波器、合波器、方向性結合器、光アイソレーター、変調器、受光器(導波路型)、光メモリー機能をもつ素子など、また能動回路素子としては、集積に適した半導体レーザーで他の光素子との結合を考慮したDFB レーザー (distributed feedback laser, 分布帰還型レーザー)、DBR レーザー (distributed Bragg reflection laser, 分布ブラッグ反射型レーザー)、エッチングレーザーなどで構成する集積レーザーが用いられる。モノリシック能動型光集積回路や光・電子集積回路にはGaAs やInP などの半導体基板が用いられようとしている。光集積回路の特長は、光デバイスの小型一体化のみではなく、他の光回路素子との一体化による光デバイスの性能向上、生産性の向上、平面波光学系にない新しい光回路の応用、光学系不安定性の改善などがあげられる。

光照射 [英仏 photoirradiation, 独 Bestrahlung mit Licht, 露 фотооблучение] 放射線作用を修飾するなどの目的で、光を照射することを用いる。最もよく知られているのは酵素的光回復とよばれる現象である。これはDNA上に生じたビリミジン二量体に可視光(320~500 nm)を照射すると、光回復酵素の触媒作用によってもとの単量体に復帰する現象である。ビリミジン二量体は細胞の致死、分裂

障害、突然変異などの原因であるが、この光照射による回復はDNA修復のうちで最も効率のよい修復現象である。

光スイッチ [英 optical switch, 独 optischer Schalter, 仏 interrupteur optique, 露 оптический переключатель] 光ビームのスイッチ作用を行うものをいう。すなわち光学部品を機械的に移動させたり、電気光学効果などを用いて光学定数を変化させることによって光ビームの切替えを行う。光スイッチはレーザーを用いた光学系において光ビームのON, OFF, いくつかの光路への切替えなどに利用されているが、光ファイバー伝送が実用化されるに伴って、予備回線の切替え、伝送路の切替えなどに重要になってきた。図1に示すものは、マルチモード光ファイバー

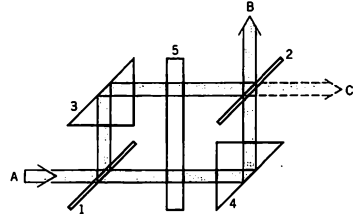


図 1

の切替え方式のひとつで、偏光スプリッター(1,2)とブリズム(3,4)と偏光回転板(5)を用いた光スイッチである。入射光ビームAは2つの偏光に分かれて、それぞれブリズムで反射され、第二の偏光スプリッターに達する。第二スプリッターは偏光角の回転がなければB方向に向かうように配置されている。偏光板に電圧が与えられると電気光学効果で偏光が90°回転して、光ビームはC方向に行く。偏光面の90°異なった入射光に対しては、逆(偏光回転のない)とC方向になる。一例として偏光回転板は液晶を用いたものがあるが、応答速度は遅い(~100ms)。図2は

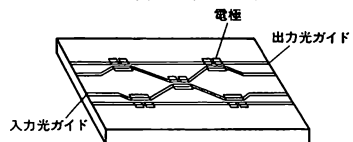


図 2

ニオブ酸リチウム(LiNbO₃)基板上に導波路を設けた、単一モードファイバー用光スイッチで、4つの入力光ガイドに取付けた5組の電極により、4個の出力光ガイドへの切替えを行うことができる。この場合、LiNbO₃に電場を与えることにより、光路長が変化し、切替えが行われる。応答速度は速い。電気光学効果または音響光学効果を用いて同様の動作を行わせることも試みられている。

光スピン整列 [英 optical spin orientation] 光ポンピングによって電子スピン、またはこれと結びついた核スピンの向きをそろえることをいう。多くの気体や、固体中の不純物について実現されている。たとえば、弱い磁場によって量子化軸を決めたアルカリ金属気体では、基底状態²S_{1/2}から励起状態²P_{1/2}への光遷移の波長を選び、量子化軸に沿って左回りの円偏光を入射すれば、²S_{1/2}, $m_j = -1/2$ の単位から²P_{1/2}, $m_j = 1/2$ への遷移のみが許され、アルカリ原子は量子化軸のまわりの角運動量がただけ増えた励起状態になる。発光によって基底状態へ戻るときの角運動量の変化は遷移確率で決り、この場合、もとの単位

$^2S_{1/2}$, $m_j = -1/2$ へ戻る確率は $2/3$ であるが、角運動量の増えた $m_j = 1/2$ へ戻る確率が $1/3$ だけである。このような光ポンピングにより、アルカリ原子のもつ角運動量を熱平衡値に比べて大きくすることができる。基底状態の $m_j = 1/2$ と $-1/2$ との準位に分布する原子数の差の全原子数に対する割合はスピン整列の程度を表す。電子スピンの整列すれば、超微細相互作用によって結びついた核スピンも整列する。整列の程度は磁化の測定や電子スピン共鳴などによって直接に測定できるが、発光の偏光度やポンピング光の透過率などによっても知ることができる。スピンの整列した物質は熱平衡値に比べてスピン系が高いエネルギーか、あるいは低いエネルギーをもっている。スピン系のエネルギーが低い場合には、熱平衡へ戻る際にエネルギーを吸収する。これを利用して固体を冷却することができる。これはルビーなどで試みられている。スピンの整列を乱す外部からの擾乱は、気体の場合は主に原子間の衝突であり、緩衝気体を用いて防ぐことができる。固体の場合は格子振動であるが、このことを逆に利用し、Ti を添加した CaF_2 結晶で磁場を変化させ整列の程度の変化を測って、擾乱に効く格子振動のスペクトルが求められている。

光生成反応 [英 photoproduction reaction, 仏 réaction de photoproduction, 露 реакция фоторождения] 高エネルギー光子を核子または原子核にぶつけて、電磁相互作用によって粒子をつくる反応を光生成反応という。 $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ (Σ^0) などはその例である。ハドロン共鳴エネルギー領域を問題にするような比較的低エネルギー反応では、入射光子を偏光させたり、標的核子を偏極させることができるので、入射粒子のスピンの 0 の πN , KN 散乱からは得られない共鳴状態のバリエーションなどについての情報が得やすい。高エネルギー反応では、中性ベクトル中間子の重ね合せとして表される光子のハドロン成分 (\Rightarrow ベクトル中間子ドミナンス模型) に関する情報を、各種の二体の光生成反応から得ることができる。光生成反応は電磁相互作用の研究というより、電子・陽電子対消滅反応、電子・陽子散乱とともに、ハドロン反応と相補的にハドロンを研究する重要な一手段である。

光生物学 [英 photobiology, 独 Photobiologie, 仏 photobiologie, 露 фотобиология] 生物科学の一分野で、生物と光との相互作用を研究する学問。これまで光をエネルギー源として利用する光合成がもっともよく研究されてきた。しかし、近年の研究によれば、生物と光との相互作用は光合成のみではない。生物は光を媒体(または信号)として利用して、環境条件のわずかな変化を驚くほど巧みにかつ正確に感知し、みずからの生命を維持するのに必要な生体反応を制御している。このような光信号反応のなかでも、光感覚・光周性・光屈性・光走性・光形態形成などは特に際立っており、したがってよく研究されてきた。現代光生物学の特徴は、光化学・生化学・生物物理学などの進歩に基づいて、生物と光との相互作用を、光受容分子による光捕獲から、励起エネルギーの緩和や移動、それに引続いて起る生体分子の物理・化学的变化、さらにこの変化によって引起される膜構造変化や後続の生理反応の発現に至るまで、1つの学問として統一的に把握しようとしているところにある (\Rightarrow 生物物理学, 光化学)。

光整流 [英 optical rectification, 独 optische Gleichrichtung, 仏 redressement optique, 露 оптическое выпрямление] 非線形光学現象の一種。二次の非線形感受率 $\chi^{(2)}$

をもつ物質に単一周波数 ν の強い光をあてると非線形分極には、 2ν の成分のほか、 $\nu - \nu = 0$ の関係に基づく直流成分が現れる。実際には非線形結晶に発生する直流電圧として観測される。これを光整流という。入射光に振幅変調がある場合には、変調信号が電圧として取出される。したがって、これは光ビートの低周波の極限と考えるとよい。光整流はポッケルス効果(一次電気光学効果)の逆過程ということもでき、両者の間には密接な関係がある。後者は、光電場と直流電場が結合し、 $\nu + 0 = \nu$ の関係に基づいて周波数 ν の二次非線形分極を生ずる効果である。この2つの現象を表す非線形感受率テンソル成分の間には

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\nu + 0 = \nu) = \chi_{ijk}^{(2)}(\nu - \nu = 0)$$

の関係があり、一方の値から他方が直ちに導かれる。

光の強度に比例した光電流を発生する通常の光電効果も物質の応答が光電場の二乗に比例する非線形現象であり、一種の光整流といえることができる。これは昔から普通の光で観測されていた現象であるが、誘電体による光整流はレーザー光によって初めて観測されたものである。

光双安定性 [英 optical bistability] 光学装置に入射する光の強度が図1に示すようなヒステリシスを示すと

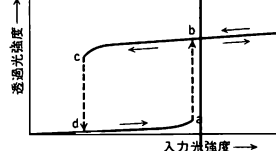


図1

き、この装置は光双安定性、または光学的双安定性をもつという。すなわち入力光がある強度に達すると、透過光が弱い状態(a)から強い状態(b)へジャンプする。入力光強度を下げてくるときも同様の経過で、透過光が強い状態(c)から弱い状態(d)へジャンプする。光双安定性を示す装置はいろいろあるが、典型的なものとして、図2に示す

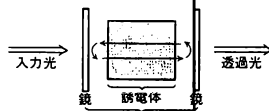


図2

ように入力光の波長にほぼ共鳴する光共振器のなかに誘電体があり、その屈折率が光強度によって変化する場合(すなわち光学的非線形をもつとき)、このようなことが起る。たとえば、最初に共振器波長が入力波長よりわずかに長波長側にずれていたとすると、入力光強度が増しると共振器中の誘電体の屈折率が減少し、共振波長が短い方に移動する。共振波長が入力波長に十分接近すると共振器内の光強度が急速に増加し、共振状態にジャンプし透過光が急増する。GaAs や InSb などの誘電体は光励起によって減少するので、これらを光共振器に入れば小型(μm 程度)、高速(ns 程度)の光双安定素子をつくることのできる(1979年, H. M. Gibbs, D. A. B. Miller による)。半導体の代りに気体や固体を用いても同様の光双安定性を示すことはこれより先(1970年ごろ)に示されたが、装置が大型になり、大きい入力強度を要する。また共振器内に電気光学効果を示す物質(たとえば LiNbO_3)を置き、出力光に比例した電気信号をこれにフィードバックすることにより、光

双安定性をつくることもできる(混成型という)。最近、花村榮一によって極めて速い(\sim ps)動作をもつ半導体方式の光双安定性の可能性が示された。光双安定性は光通信回路その他の光システムのなかでスイッチング、増幅などの動作をさせるのに利用することができる。

光増幅器

[1] [英 optical amplifier, 独 optischer Verstärker, 仏 amplificateur optique, 露 усилитель света] 反転分布状態のレーザー媒質中にレーザー光を注入すると、誘導放出が共鳴放出より大きくなり、入射した光は位相、波長を保ったまま進行するにつれて強度が増加する。レーザー増幅器ともいう。

[2] [英 light amplifier, 独 Lichtverstärker, 仏 amplificateur de lumière, 露 усилитель света] エレクトロルミネッセンス(EL)を利用して光を増幅する装置。おもに次の2つの方法がある。(1) 二重層型光増幅器: 光導電物質と EL 蛍光体を組合せた二重層型の光増幅器で、図 1

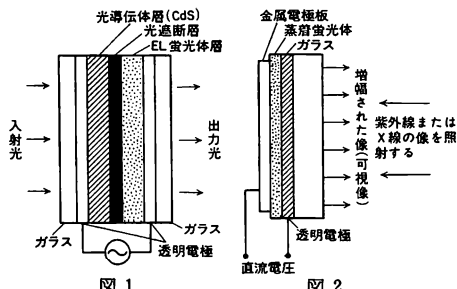


図 1

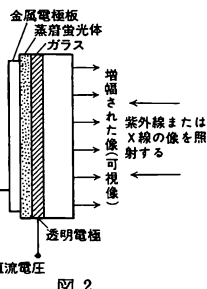
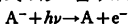


図 2

に示す。2枚の透明電極の間に不透明層を介して EL 蛍光体層と CdS の光導電層をサンドイッチ状にはり合せた構造になっている。電極間に交流電圧を加えて、左から光導電層に光を当てると、光の強弱に応じて光導電層の抵抗が下がり、EL 層にかかる電圧がそれに応じて上昇して発光強度を増し入射光より強い光を取出すことができる。光遮断層は EL 層の発光が光導電層の方にフィードバックされるのを防ぐためのものである。これを除去すると、入射光がなくなっても出力光は消えずに持続するので、光の記憶装置として使うことができる。(2) 単層型光増幅器: エレクトロフォトルミネッセンスを利用したもので、光で刺激されている蛍光体に電場をかけると発光状態が変化する現象を利用する。図 2 に示すように、透明電極の上に Mn で活性化された ZnS 蛍光体を約 $10\mu\text{m}$ の厚さに蒸着し、その後に金属電極をつけ、電極間に直流電圧を印加する。これに紫外線または X 線の像を照射すると、入射像の 5 \sim 7 倍程度に増幅された可視像が得られる。このような光増幅器は増幅度はあまり大きくないが、解像力が極めて高い特徴をもっている。

光脱離

[1] [英 photodetachment, 独 Photoablösung, 仏 photodétachement, 露 фотоотщепление электронов] 負イオンが光照射によって電子を離して中性状態になる現象をいう。反応式のように表せる。



ここに A^- は原子または分子の負イオンであり、 $h\nu$ は光子を意味する。一種の光電離であるが、これによって生成されたものがイオンと電子ではなく、中性原子・分子と電

子であるので通常的光電離(光イオン化と同義)とは異なっており、特に区別してこの名前によぶ。電子親和力を測定する最も有力な方法である。

[2] [英 photodesorption, 露 фотодесорбция] 気体が吸着している表面に光が入射すると表面から粒子が脱離する現象。photo-stimulated desorption (PSD) ともいう。脱離粒子には中性粒子のみならず、イオンも含まれる。この現象は光の強度が $10\text{mW}\cdot\text{cm}^{-2}$ 程度でも起り、表面が光の照射を受け温度上昇の結果起ったものとは考えられず、光子による脱離現象と考えられる。光子によるイオンのイールドは $10^{-8}\sim 10^{-6}$ 程度で、脱離断面積は $10^{-17}\sim 10^{-20}\text{cm}^2$ であるが表面状態の影響が大きい。測定に利用された光のエネルギー範囲は $2\sim 100\text{eV}$, $\sim 1.5\text{KeV}$, 20KeV , 1MeV などであり、光源に依存している。吸着原子または分子がイオン化されて表面から脱離する機構は、理論的な解釈がある。内殻電子のイオン化により空孔ができ、オーグ電子放出過程を経て外殻電子がイオン化され脱離現象が起きる。脱離するイオンのエネルギー分布またはイオンの方向分布などの測定が行われ、吸着状態や脱離機構を調べる手法として、表面科学での大切な分析法のひとつである。シンクロトロン放射光が利用されるようになって盛んに研究が行われている。

光弾性 = 光(こう)弾性

光チャープ [英 optical chirp, 独 optisches Zirpen, 露 оптический частотно-модулированный сигнал] 電磁波のパルスの時間幅内で、搬送周波数が時間と共に単調に増大(正)または減少(負)するような位相変調を与えること、あるいはその状態をチャープという。チャープとは元来、小鳥の鳴声の意味であるが、その特性がこれに似ていることから名付けられた。最初、マイクロ波レーザーの高分解能化の技術に関連して生れた用語であるが、レーザーが出現してから超短光パルスでこのような特性が実現されるようになった。これを光チャープという。

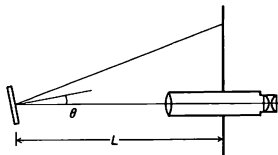
強力で短パルス光を物質にあてると、非線形屈折率の存在によって上記のチャープ状態が生ずる。これを自己位相変調という。大出力のピコ秒パルスレーザーではレーザー媒質自体の非線形性によってチャープが自然に生じている場合もある。チャープされたパルスは比較的大い周波数幅 $\Delta\nu$ をもつが、パルス幅 Δt は $\Delta t \gg (\Delta\nu)^{-1}$ となっている。しかしコヒーレントな光なので位相制御が可能であり、それによって光パルス圧縮が可能になる。具体的には適当な線形分散媒質を通して上記の位相変調を補償し、無変調の状態に近づけてやればよい。自己位相変調では主として正のチャープが生じ、それを補償するには $dL/d\lambda > 0$ (L は光路長、 λ は波長)の異常分散特性を要する。これは2枚の回折格子を組合せた光学系によって実現でき、しかもその特性が制御できる。最適条件を選べば $\Delta t \approx (\Delta\nu)^{-1}$ の程度にパルス幅を短縮することができる(\Rightarrow 自己位相変調)。

光中性子 [英 photon neutron, 独 Photoneutron, 露 фотонейтрон] γ 線によって引起される核反応(\Rightarrow 光核反応)で生成される中性子。原子核の中性子分離エネルギーは通常 $8\sim 11\text{MeV}$ 程度であり、それ以上のエネルギーをもった γ 線を照射すると、原子核は γ 線を吸収して中性子を放出する(γ, n 反応)。 γ 線のエネルギーがさらに高くなると ($\gamma, 2n$), ($\gamma, 3n$) 反応なども起る。原子核は $15\sim 20\text{MeV}$ くらい γ 線を吸収しやすく、 γ 線エネルギー対吸収断面積のカーブは数 MeV の広い幅の大きなピークを示

し、巨大共鳴とよばれる。γ線を吸収して励起された核は主に蒸発過程により中性子を放出するので、光中性子のエネルギースペクトルは重い核で1 MeVあたりに極大をもつマクスウェル分布で近似される。強力なγ線源としては線型電子加速器(⇒線型加速器)による制動放射が用いられ、電子線をTaやPbなどに照射して発生した光中性子は、適当な減速材により減速させた後各種の中性子実験に用いる。線型加速器の電子線はパルス化されているので、中性子エネルギーの分析は飛行時間分析法(⇒飛行時間法、飛行時間スペクトロメーター)が適している。また、Beは2 MeV程度のγ線によっても中性子を放出するので、¹²⁴Sb, Raなどの放射線源と組合せたものも光中性子源として用いられる。核分裂によっては、エネルギーの利得と平行して中性子が得られるが、光中性子はエネルギー損失の代償として発生するものであり発生機構が異なっている。

光通信 [英 optical communication, 独 optische Verständigung, 仏 communication optique, 露 световая связь] 光の強度変化によって信号を送る通信で、光の伝送方法により、2つの方式がある。ひとつは比較的、短距離の通信に可視光線、赤外線、レーザー光線などを直接に空間を通して送受する技術である。もうひとつは、レーザーダイオードまたは発光ダイオードからの光を光ファイバーにより伝送する通信システムである。極めて低損失の光ファイバーが開発され、同軸ケーブルに比べて、はるかに低損失、広帯域であり、静電、電磁誘導による外部雑音の影響を受けることなく、軽量で、資源的にも有利であることなどの利点がある。この方式は急速に実用化され、現在光通信といえ、この光ファイバー通信のことをいう。光ファイバーにより伝送された光信号を電気信号に変換するには、フォトダイオードやアパランシェフォトダイオードが一般に使われている。伝送される信号の周波数帯域は数百MHzに達し、1GHzに及ぶものもある。アナログ信号を直接に伝送するには、できるだけ小信号で直線性のよい発光ダイオードを選ぶ必要があり、10MHzくらいの帯域の映像伝送が実用化されている。光ファイバー通信は高速のデジタル信号の伝送に適し、電話の多重伝送、電子計算機のデジタルデータ伝送などに利用されている。

光てこ [英 optical lever, 独 optischer Fühlhebel, 仏 levier optique, 露 оптический чувствительный рычаг] 微小な回転角や変位を反射鏡の回転に変換して光学的に測定する方法。非接触で高感度の測定ができる。図におい



て、目盛尺と望遠鏡を回転鏡に正対して置き、回転角θによる目盛像の変位 $2L\theta$ を目盛尺に焦点を合わせた望遠鏡で読取る。昔は高感度ガルバノメーターの読取り機構に広く用いられた。変位の測定例として、たとえば鏡の一端を基準面上に、他端をビーズ素子の上にせると、後者の印加電圧による微小変位を回転角に変換し、 10^{-8} cm程度まで測定することができる。

光電磁効果 [英 photoelectromagnetic effect, 独 photoelektromagnetischer Effekt, 仏 effet photoélectromagné-

tique, 露 фотоэлектромagnитный эффект] 半導体に磁場をかけ、磁場と垂直な方向から光を照射すると、磁場と光の入射方向とに垂直に起電力を生ずる現象をいう。通常は磁場と平行な表面をもつ試料の表面を光で照射し、側面に付けた電極によって起電力を測定する。この起電力は、光の照射でつくられた電子・正孔対が拡散によって半導体中を流れる電流に対するホール効果から生ずる。起電力の大きさは電極間距離に依存するほか、磁場の強さ、照射光線の強度および電子・正孔再結合の速さに比例する。光電磁効果を利用して少数キャリアの寿命を測定することができる。これは光によるキャリア注入によって寿命を測定する方法のひとつであるが、局所的な電気伝導率から拡散距離を測定して寿命を求める普通の方法に比較して、ホール電圧を測定することの方が実験的には容易である。光電磁効果を利用すれば、適当なpn接合ができない半導体からの出力を光起電力の形で取出すことができる。この効果の大きいInSb, InAsなどは光伝導を利用したセルや、光起電力効果を用いた光電池などととも、赤外線検出器として用いられる。

光電離 [英 photoionization, 独 Photoionisation, 露 фотоионизация] 気体原子・分子に光を照射する際に、原子・分子から電子が放出されて正イオンと光電子を生じる現象をいう。光イオン化ともよばれる。広い意味での外部光電効果(⇒光電効果)の一種であるが、気体の場合には特に光電離とよばれている。照射光の光子のエネルギーが原子・分子の第一電離電圧より大きければ光電離が起り、原子・分子の最外殻軌道の電子が光電子として放出される。さらに光子のエネルギーが大きくなると次第に内殻軌道の電子まで放出されるようになる。光電子のもつ運動エネルギーは、照射光子のエネルギーから、原子をイオンにするためのエネルギーとの差になるので、光電子の運動エネルギーを分析することによって、生じたイオンのエネルギー状態を知ることができる。また入射光の方向に対する光電子の角度分布を測って、その電子がもとの原子や分子のなかでどのような束缚状態にあったかを知ることができる(⇒光電子分光法)。光電離により得られるイオンに着目して光電離質量分析法(⇒質量分析計)あるいはイオン飛行時間法(⇒飛行時間法)などをを用いた実験をすることによって、イオン対解離、自動電離、イオン反応素過程などの研究がなされている。

光電離の非対称性パラメーター [英 asymmetry parameter of photoionization, 独 Asymmetrieparameter der Photoionisation] 原子・分子が光によって電離される場合、ある特定の方向(θ, ϕ)に電子が放出される確率(単位光子フラックス当り)を表す電離微分断面積は、双極子近似の下では一般に

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left(1 - \frac{1}{2} \beta P_2(\cos\theta) \right)$$

の形で表される。ただし、原子・分子の向きはランダムとし、入射光は偏光していないとし角度θは入射光の入射方向から測ることにする。 P_2 は二次のルジャンドル関数である。すなわち、 $d\sigma/d\omega$ は2つのパラメーター σ, β で完全に記述される。ここで特にβは非対称性パラメーターとよばれ放出電子の相対的な角度分布を決定する。βは-1から2の間の値をとり、光電子が等方的に放出される場合には0となる。入射光が偏光しているときはθを光の電場ベクトルの方向から測ることにすれば、放出電子の角分布

は同じパラメーター β を用いて、上式とは少し異なるが同様の式で表される。

光透過性電極 [英 optically transparent electrode, 独 optisch durchsichtige Elektrode, 仏 électrode optiquement transparente, 露 оптический прозрачный электрод]

光物性、光伝導などの測定のために、Au や Al などを試料の表面に蒸着して作成した極めて薄い金属膜の電極を用いる。また、電極反応生成物を種々の分光学的手法で観測する際にも、光の透過能の高い電極を用いることがあるが、これも極めて薄い金属薄膜を蒸着して用いることが普通である。これらもほとんど透明であるが、現在、光透過性電極の名でよばれているものは、液晶の配向を電場で規制し、表示素子として用いる場合のもので、ほとんどが SnO_2 、または SnO_2 と In_2O_3 の混合物である。

光の圧力 [英 light pressure, 独 Lichtdruck, 仏 pression de la lumière, 露 давление света] = 放射圧

光のかたより [英 polarization of light, 独 Polarisation des Lichtes, 仏 polarisation de la lumière, 露 поляризация света] \Rightarrow 偏光

光の電磁波説 [英 electromagnetic-wave model of light, 独 elektromagnetisches Modell des Lichtes, 仏 modèle d'onde électromagnétique de lumière, 露 электромагнитная волновая модель света] 光波が電磁波であるとする取扱い。J. C. Maxwell によって確立されたもので、R. Hooke, C. Huygens, T. Young, A. J. Fresnel らによって発展した光の波動説に明確な結論を出したものである。マクスウェルの電磁理論によれば、場の方程式の変形から波動方程式が導かれ、この際の波動、すなわち電磁波は横波で、かつ伝播方向に垂直な面内で電場、磁場が互いに直角方向に振動し、また波動の速度は電磁気現象の実験から得られる定数を用いて記述される。この速度が光速の実験値と一致することから、1867 年 Maxwell は光波を電磁波と結論した。この取扱いは光の伝播に関する現象、たとえば光の反射、屈折、複屈折、干渉、回折などの現象の説明に適用することができる。しかし光の放出や吸収のように、物質との相互作用を原子レベルで考える場合は、光を粒子と考える量子論的な取扱いを必要とする。

光の速さ [英 speed of light, 独 Lichtgeschwindigkeit, 仏 vitesse de la lumière, 露 скорость света] 普遍定数のひとつで、真空中では光の位相速度であり、エネルギーの伝搬速度に一致する。1676 年に O. Rømer が木星の衛星の食の間隔を観測して求めて以来、数々の測定がなされ、19 世紀には A. H. L. Fizeau は歯車法によって、J. B. L. Foucault は回転鏡による方法で精度のよい値を得た。現在、定数として採用されている真空中の光の速さは

$$c = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

であって、これは、もともと He-Ne 気体レーザーの CH_4 の吸収線に同調した波長 ($3.3922 \mu\text{m}$) の、光ヘテロダインで同時に測定された絶対振動数 (88.376 THz) から得られた値などから求められたものであるが、1983 年より長さの単位を時間の単位と光の速さから定めることになったため、上の値は定義値となった (\Rightarrow メートル)。光の速さがその光源の速度によらず一定であることは、特殊相対性理論の基本仮定のひとつであり、W. de Sitter による二重星の運動の観測や、T. Alväger らによる高エネルギーの π^0 中間子を光源として使う実験などから確かめられている。光が等方な物質を通過するときには、その位相速度 v は、

物質の屈折率を n として、 $v = c/n$ で表され、屈折率は一般に振動数に依存するため分散が起る。光学的に異方性があると、エネルギーの伝搬速度ベクトルと位相速度を表す波数ベクトルの方向に食い違いが生ずる。

光パラメトリック効果 [英 optical parametric effect, 独 optischer parametrischer Effekt, 仏 effet paramétrique optique, 露 оптический параметрический эффект] 非線形光学現象の一種。最も広い意味では、光高調波発生や光混合のように、出力光の周波数または波動ベクトルが入射光の値の組合せだけで決り、かつ入射光のいずれとも異なるような非線形過程を総称し、さらにそれらの結合によって起る現象も含めていう。しかし、ふつうは次の狭い意味で用いられることが多い。二次の非線形感受率 $\chi^{(2)}$ をもつ物質に周波数 ν_0 の強い入射光をあてると、 $\nu_0 = \nu_1 + \nu_2$ を満たす任意の周波数 ν_1, ν_2 で光の増幅作用が起りうる。これを光パラメトリック増幅という。これは 2 つの差周波光混合 $\nu_0 - \nu_2 = \nu_1$ 、 $\nu_0 - \nu_1 = \nu_2$ の結合によって生ずるものである。この非線形媒質を光共振器の中に入れてフィードバック作用を与えると、通常のレーザーと同様に発振作用が起る。これを光パラメトリック発振という。発振や増幅の種となる周波数 ν_1, ν_2 の微小な信号光は、外から加えなくとも高次の自然放光光によって供給される。正味の増幅や発振に至らない条件下でも、高次の自然放射光が、上記の過程を通じて交互に周波数変換され、熱放射よりははるかに強いインコヒーレント光として観測できる。これを光パラメトリック散乱という。 ν_1, ν_2 は物質のエネルギー準位には制約されず、位相整合条件を通じて外部から自由に変えられるので、パラメトリック発振器は波長可変コヒーレント光源として重要である。第二高調波発生に有効な非線形結晶が一般にパラメトリック発振・増幅用にも有効でよく使われる。反転対称をもつ物質でも、さらに高次の三次非線形効果を用いて同様なパラメトリック増幅・発振作用を行わせることができる。この場合、周波数の関係は $2\nu_0 = \nu_1 + \nu_2$ となる。

光パラメトリック散乱 [英 optical parametric scattering, 独 optische parametrische Streuung, 仏 diffusion paramétrique optique, 露 оптическое параметрическое рассеяние] \Rightarrow 光パラメトリック効果

光パラメトリック増幅 [英 optical parametric amplification, 独 optische parametrische Verstärkung, 仏 amplification paramétrique optique, 露 оптическое параметрическое усиление] \Rightarrow 光パラメトリック効果

光パラメトリック発振 [英 optical-parametric oscillation, 独 optische parametrische Schwingung, 仏 oscillation paramétrique optique, 露 оптическая параметрическая генерация] \Rightarrow 光パラメトリック効果

光パルス圧縮 [英 optical pulse compression, 仏 compression d'impulsion optique, 露 сжатие оптического импульса] レーザーから発生した光パルスを種々の非線形効果や光伝播効果を利用して波形制御を行い、さらに短いパルスに変換することをいう。高出力の超短光パルスを得るための重要な技術である。大別すると、(1) 波長変換過程で圧縮する方法と、(2) 同一波長のままで圧縮する方法とがある。

(1) パルスレーザー光を励起源に用いて、他の物質・波長で発振作用を行わせると、適当な条件下で有効なパルス圧縮が起る。誘導ラマン散乱を利用したラマン・レーザ

一、パラメトリック発振、同期励起によるモード同期レーザーなどがこれに該当する。条件の選定によって $10 \sim 10^3$ の圧縮比が可能になる。

(2) まずレーザーパルス光に対して自然に生じた、あるいは人為的に起させたチャープという位相変調を利用する方法がある(⇒光チャープ)。チャープされた光パルスは比較的広い周波数幅 $\Delta\nu$ をもつが、パルス幅は $\Delta t \gg (\Delta\nu)^{-1}$ となっている。この変調を補償するような適当な線形分散媒質を通してやると、 $\Delta t \approx (\Delta\nu)^{-1}$ の程度にまでパルス幅を圧縮することができる。また、強いレーザーパルス光を増幅器と可飽和吸収体の中を通過させると、両者の非線形性によってパルス幅が狭くなり、これを数段くり返せば有効なパルス圧縮が行われる。その他、パルス光が共鳴媒質中をコヒーレント相互作用をしながら伝播する際の特性を利用するパルス圧縮法もある。

光ビート [英 optical beat, 独 optische Schwebung, 仏 battement optique, 露 оптическое биеение] 光混合の一種で、入射光にくらべて桁違いに低い周波数の電磁波または電気的信号を発生する過程、あるいはその出力をいう。近接した周波数 ν_1, ν_2 の 2 種の入射光によって、非線形媒質から差周波数 $\nu_B = \nu_1 - \nu_2$ ($\nu_B \ll \nu_1, \nu_2$) の出力を取出すのが普通である。さらにこれを一般化して、 $\nu_B = m\nu_1 - n\nu_2$ (m, n は整数, $\nu_B \ll \nu_1, \nu_2$) の周波数関係をもつ出力も含めていう。入射光が複数でなく、単一でかつスペクトル幅 $\Delta\nu$ の広がりをもつ場合には、これを非線形媒質にあてると、スペクトル幅内のあらゆる周波数成分の組合せによる差周波光混合が起り、 $0 \sim \Delta\nu$ の連続的周波数分布をもつビートが生ずる。これを自己ビートという。

光ビートは、次のような広い応用がある。すなわち、遠赤外・サブミリ波領域の波長可変コヒーレント光源、レーザー光や光散乱光における散乱光の高分解能スペクトル分析、光ヘテロダイン検波による微弱光の高感度・高精度測定、波長安定化レーザーの波長制御、安定度測定、周波数測定などに利用される。

ビート発生のための非線形効果としては、 ν_B が遠赤外領域の場合には誘電体や半導体の非線形誘電性、 ν_B がマイクロ波やラジオ波の場合には光電受光器の内部または外部光電効果が主として利用される。前者は ν_B が低いほど、後者は ν_B が高いほど困難になる。

光ファイバー [英 optical fiber, 独 Lichtleiter, 仏 fibre optique, 露 оптическое волокно] ガラスを基材とした光の周波数帯の導波路である。光が集中する中心部分(コア)は損失の少ない SiO_2 を主成分とする石英ガラスに屈折率の調整に $\text{B}_2\text{O}_3, \text{P}_2\text{O}_5, \text{GeO}_2$ などを加えたもの、あるいはソーダ石灰ガラス、ホウケイ酸ガラスなどの多成分ガラスを用いる。光ファイバーには屈折率分布の形状により、ステップインデックス形とグレーデッドインデックス形がある。図 1 はその例で、a は伝播可能な光路が 1 つで、シングルモードファイバーとよばれる。b は光路が多数(≈ 1000)存在するマルチモードファイバーである。コアとクラッドの境界で繰返す反射回数が多いものを高次モード、少ないものを低次モードとよぶ。マルチモードは図 1 に示すようにインパルス光を入射したとき、高次モードと低次モードの光路差により受端ではパルスの広がりを生ずる。これをモード分散という。モード分散は伝播帯域を制限する原因のひとつである。コアの材質の屈折率が光の波長により変化すると、波長に広がりがある場合、長波長と

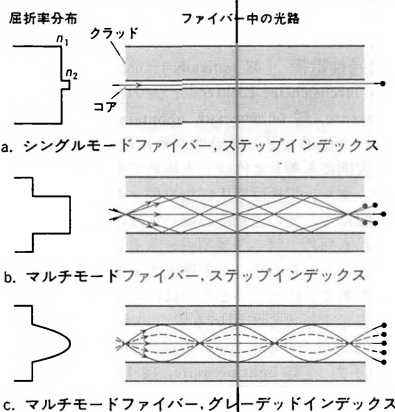


図 1 光ファイバーの種類

短波長で光路差ができる。これを材料分散といい伝播帯域を制限する一因となる。マルチモードファイバーはモード分散や材料分散により伝播帯域は数十 $\text{MHz} \cdot \text{km}^{-1}$ 程度になる。シングルモードファイバーはモード分散による帯域制限がなく、数 GHz の広帯域伝送が可能である。しかし伝播可能な波長 λ はコアの径 a とコアとクラッドの屈折率 n_1, n_2 のとき、 $\lambda > 2\pi a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} / 2.405$ で与えられ、 a が数 μm 程度になり光ファイバーどうしの接続や送受端での光素子との結合が難しい。図 1c はモード分散をなくすために屈折率分布を連続的に変え、コアの中心部を通る光は遅く、周辺部は速く伝播するようにしたものである。この結果、伝播帯域は数百 $\text{MHz} \sim 1 \text{GHz} \cdot \text{km}^{-1}$ に達する。光ファイバーの伝播損失で固有のものは、短波長域では屈折率のゆらぎにより生ずるレイリー散乱で λ^{-4} に比例する。長波長域では Si-O 結合の赤外吸収による影響があり、図 2

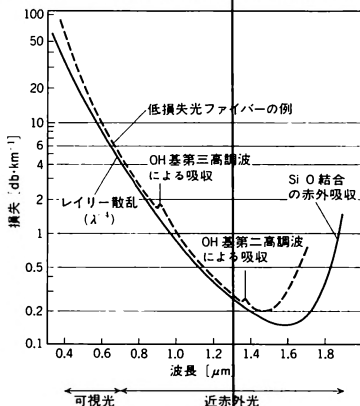


図 2 光ファイバーの損失

のようになる。これに材料中の OH 基の振動による吸収のピークが加わる。OH 基の含有量が数十 ppb 以下になると影響はほとんどなくなる。光ファイバーは従来の導体を使用したケーブルに比べて資源的に有利であることのほかに、広帯域、低損失、電磁的雑音に無関係、漏話がない、軽量などの利点があり、通常のケーブルでは不可能で

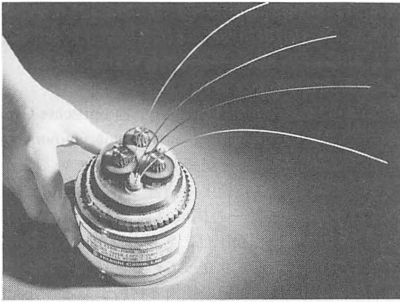


図3 海底電力ケーブル内に内蔵した光ファイバー・ケーブル（日立電線㈱提供）

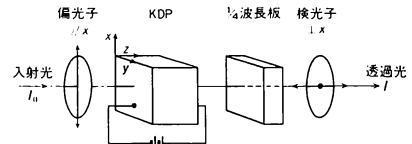
あった分野への応用が可能である(図3)。放射線に被曝すると、ケイ素や酸素の抜けた構造欠陥が、被曝によって生じた正孔や電子を捕えて着色し、透過率が低下する。

光偏向 [英 light beam deflection, 独 Lichtstrahlblenken, 仏 déflexion de rayon optique, 露 отклонение светового луча] 光の伝播方向を時間の関数として変化させ光線束を空間的に振ることを光偏向という。光偏向のモードとしてはアナログモードとデジタルモードとがある。前者は光束をあらかじめ定められた範囲内で連続的に振るよう制御するものである。文書や写真などの画像を光のスポットで二次元あるいは三次元に走査して一連の濃淡情報に分解する場合、逆に光変調と組合せてビデオ信号から画像を復元あるいは合成する場合に利用される。後者は光線束を離散的に定められた方向または位置に振るよう制御するものである。平面上に離散的に配置された情報を任意の順序で読取る場合あるいは離散的に定められた位置に情報を書込むような場合、たとえば電子計算機のメモリーの書き込みや読出しに利用される。光偏向による走査の形としてはテレビのブラウン管ラスタのように、定められた経路に定められた順序で光のスポットを走らせる場合と、任意の時刻に任意の位置に光のスポットを当てる場合とがある。

光偏向器 [英 light beam deflector, 独 Strahlblenker, 仏 déflecteur de rayon optique, 露 дефлектор светового луча] 光偏向を行う装置。機械的光偏向器と電子的光偏向器とがある。前者は反射鏡を適当な軸のまわりに回転または振動させて反射光の方向を変えるもの、平行平面ガラスを入射面に垂直な軸のまわりに回転または振動させて透過光を光の進行方向と垂直に動かすもの、ホログラムを回転させて光スポットを動かすものなどがある。回転反射鏡の場合、光束は1つの面内で偏向されるので二次元走査になるが、2個の回転反射鏡を組合せることにより二次元走査がでる。特に回転多面鏡を用いると1回転に対し、面数と同じ回数だけ偏向が繰返し行われるので高速の偏向、したがって高速走査に適している。平行平面ガラスも多面体することによって偏向の繰返し速度をあげることができる。ホログラムを用いるものは光エネルギーの利用効率は低いが、ホログラム自体をくふうすることによって複雑な経路に沿って偏向を行うことができる。電子的光偏向器には音響光学的光偏向器(⇒光音響素子)と電気光学的光偏向器とがある。前者は超音波によって媒体内にできる周期的な密度の疎密に起因する光の回折を利用したものである。 λ を光の波長、 f を音波の振動数、 v を音速とすると

回折角は $\phi = \lambda / v$ であるから振動数を連続的に変えることによって回折光の方向を連続的に変えることができる。高次の回折光が現れないようにするため通常いわゆるブラッグの条件が満たされるよう考慮されている。電気光学的光偏向器ではポッケルス効果と複屈折性を利用する。光が方解石のような複屈折性結晶に入る前にポッケルスセルで直線偏光の偏光方向を 90° 変えることによって常光線の光路から異常光線の光路への切替えあるいは逆の切替えができる。この型の光偏向器はデジタルモードで動作する。

光変調 [英 light modulation, 独 Lichtmodulation, 仏 modulation de lumière, 露 световая модуляция] 光通信、光情報処理、光計測などにおいて光の振幅または位相を低周波の電圧や音の波形に応じて変化させることをいい、それぞれ光振幅変調、光位相変調という。光の伝播方向を変化させる光偏向や光シャッターを含める場合もある。電気信号の場合は一次電気光学効果、音の信号の場合には光弾性効果による屈折率の変化をそれぞれ利用する方法が一般的である。変調素子としてはたとえば前者ではKDP(リン酸二水素カリウム)、 LiTaO_3 、後者では熔融石英、二酸化テルルなどを用いる。一例としてKDPの電気光学効果による縦型強度変調の概念図を示す。互いに 90°



直交させた偏光板の間に変調素子をおき、結晶の x 軸方向に偏光させた強度 I_0 の光を z 軸方向に伝播させる。透明電極で z 方向に変調電圧 $V \sin \omega_m t$ を加える。結晶の主軸は x, y 軸と 45° 回転した新しい x', y' 方向となるため、変調素子を出た光は x', y' を主軸とする楕円偏光になり、この楕円の離心率は電気光学効果で決る。さらに $1/4$ 波長板により直線偏光にすると、透過光強度は

$$I \approx \frac{I_0}{2} \left[1 + \pi \frac{V}{V_\pi} \cdot \sin \omega_m t \right], \quad V_\pi = \frac{\lambda}{2n_0^3 r_{36}}$$

となる。 V_π は半波長電圧とよばれ、波長 λ 、常光線の屈折率 n_0 、電気光学定数 r_{36} で決る量である。光シャッターでは $1/4$ 波長板は必要でない。変調電圧を光の伝播方向に垂直に加える横型変調もある。光変調は光を搬送波として電圧や音の信号情報を伝達する光通信のほか、モード同期レーザーや超短パルスレーザーを得る手段にも用いられる。光変調には、外部変調のほか、光源を直接変調する方法がある。直接変調は、レーザーダイオードや発光ダイオードの印加電流を変調して光出力の変調を行う。この方法は高速で、低電圧低電力変調ができる特徴をもっている。

光変調器 [英 optical modulator, 独 optischer Modulator, 仏 modulateur optique, 露 модулятор света] 電気信号に対応して光の強度(振幅)、位相あるいは周波数を変えることを光変調という。光変調器は光変調を行う装置である。ただし発光ダイオードや半導体レーザーのように電流によって発光強度を直接変調する場合は除く。つまり光源とは別になって光変調を行うものをいう。機械的光変調器、電気光学変調器、磁気光学変調器、音響光学変調器などがある。機械的光変調器は遮蔽板で光束を遮ることによる強度変調器、反射鏡を振動させることによる位相変

調器があるが変調周波数は kHz どりである。ほかの光変調器は材料の選択により GHz での変調が可能である。電気光学変調器は電圧により屈折率が変化するポッケルス効果やカー効果を利用するもので本質的には直線偏光に対する位相変調器である。電気光学結晶を偏光子と検光子とするにはさき、結晶に信号電圧を加えるようにしたものは強度変調器となる。磁気光学変調器はファラデー効果を利用するもので本質的には円偏光に対する位相変調器である。電気光学変調器と同様に偏光子と検光子の間に磁気光学材料を挟み、材料に光学軸方向の信号磁場を加えると偏光面が回転するので強度変調を行うことができる。音響光学変調器は音波による光の回折現象を利用したもので、本質的には振幅および周波数変調器である。音波の進行方向に対してブラッグの回折条件を満足する方向から光線束を音場に入射すると効率よく光は回折され、回折光の振幅は音波の振幅に対応して変調される。また回折光の周波数は音波の周波数分だけずれるので周波数変調器になる。ただし回折方向がずれるので周波数変調器としては不完全である。機械的変調器を除く変調器では光導波路化が行われており光通信や光情報処理への応用が期待されている。

光ホモダイナミクス分光法 [英 optical homodyne spectroscopy, 仏 spectroscopie homodyne optique, 露 оптическая гомодинамная спектроскопия] スペクトルの広がりをもつ光のスペクトル成分間のビートを二乗検波特性をもつ検出器によって測定する分光法。レーザー光による散乱スペクトルの測定などに使われる。

光ポンピング [英 optical pumping, 独 optisches Pumpen, 仏 pompage optique, 露 оптическая накачка] 光ポンピングとは、光を照射することにより原子、分子やイオンなどの近接したエネルギー準位に大きな占有数の差をつくる方法をいう。特に円偏光を用いてゼーマン副準位間に占有数の差をつくる方法は 1950 年 A. Kastler により発見されて以来 多くの分野で利用され、これを光ポンピングとよぶことが多い。全角運動量 J が 0 でない基底状態や準安定状態にある原子に円偏光を与えると、各ゼーマン副準位から異なった割合で原子は励起される。励起された原子は自然放射過程を通してこれらの副準位に再配分される。ゼーマン準位間の緩和時間が十分長ければ、円偏光の吸収・自然放射のサイクルをくり返すことにより原子は最も吸収の少ない副準位 (m_s の円偏光に対してそれぞれ磁気量子数 $m = \pm J$ の副準位) へとくみ上げられる。すなわち円偏光の角運動量 (⇒ 電磁場の角運動量) は原子に移行し、原子のスピンが光の伝搬方向あるいは逆方向に整えられ (⇒ スピン偏極)、巨視的な磁化がその方向につくられるわけである。直接に光ポンピングが利用できる自由電子や陽子などに対しても、光ポンピングされた原子とのスピン交換衝突により、そのスピンを偏極させることが可能である。円偏光による光ポンピングは高精度高感度の磁力計に応用されている。ゼーマン副準位以外の近接した準位間に大きな占有数の差をつくるには、適当なスペクトルの光をポンピング光として、一方の準位をより強く励起する方法がとられている (選択励起)。この方法では各準位からの吸収スペクトルは、円偏光による光ポンピングと異なり、分離している必要がある。超微細構造準位間 (⇒ 超微細構造) での光ポンピングは特にハイパーファインポンピングとよばれ、Rb を用いた周波数標準に応用されている。光ポンピングの大きな特長は、近接準位間に大きな占有数の差を

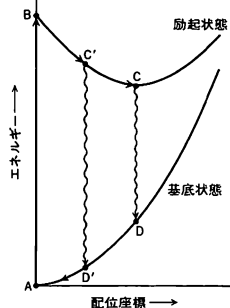
つくるだけでなく、ポンピング光の吸収を観測することによって、それらの準位の占有数やコヒーレンスを極めて高感度に検出できることである。

光メーザー = レーザー

光メモリー [英 optical memory, 独 optisches Gedächtnis, 仏 mémoire optique, 露 оптическое запоминающее устройство] 光で情報を記録し、保存している素子で、かつエレクトロニクス技術との結合でその性能を発揮するものをいう。光メモリーの構成は通常、光源、情報構成部、情報記憶部、情報検出部、各部分を結合する伝送部、情報の選択制御部から成り立っている。この構成の中心となる情報記憶部には光記憶の技術と材料がある。光記憶技術では情報をそのままの形で記憶する直接記憶方式と、ホログラフィー記録方式の 2 つがある (⇒ ホログラフィー)。また材料にはマイクロフィルムのほかに、ポリエステルテープにロジウム薄膜を蒸着し、アルゴンレーザーを集光して穴をあけ、情報を記録するなど各種の固定記憶材料がある。計算機のメモリー構成として使用される可能性をもつ可逆記憶材料では、光照射によって分光吸収特性が可逆的に変化する KCl, KBr, SrTiO_3 などのフォトクロミック材料、光照射により屈折率が変化する LiNbO_3 や $\text{Ba}_2\text{Sr}_{1-x}\text{NbO}_3$ などの結晶、PL2T などの透明強誘電体セラミックに光電導膜を接着して、この二重層の両面に透明電極を取付けたもので、光が当たった部分に、外部電場がかかり分極反転を生じることを利用したもの、非晶質半導体の光による加熱で結晶化を利用したもの、サーモプラスティック材料、磁気光材料などが研究されている。光メモリーは、並列処理能力があり、大量の情報を高速に処理できること、高密度で情報を記録できること、光の回折・干渉を利用して機能メモリーとすることができ、表示機能性があり、アナログ情報の能率のよい記憶機構となることなど多くの特徴をもっている。

光リン酸化 [英仏 photophosphorylation, 独 Photo-phosphorylierung, 露 фотофосфорилирование] ⇒ 光合成

光ルミネッセンス [英仏 photoluminescence, 独 Photolumineszenz, 露 фотолюминесценция] 半導体などが光や X 線で照射されたとき、バンド間の直接または間接遷移や励起子遷移、ドナーやアクセプター準位などに関係する光遷移に伴う二次光学過程の光放出をいう。一次光学過程である光吸収によって、電子はある励起状態に遷移するが、半導体などでは励起状態の緩和は主として格子振動による場合が多い。この場合、電子と格子との相互作用の弱い場合には、励起状態は格子振動の量子であるフォノン



を1個ずつ放出する度に発光し、その結果ルミネッセンスにはフォノンによる等間隔な構造が見られる。一方格子との相互作用が強い場合には、光吸収、発光の過程では多数のフォノンの相互作用を伴い、通常図のような配位座標模型で各過程を説明できる。ここで吸収エネルギーとルミネッセンスのエネルギーの差は、ストークス・シフトとよばれ、このエネルギー差は熱として格子系に放出される。このような系でのルミネッセンスのスペクトル(吸収曲線)は幅が広く、多くの場合格子のひずみの分布を反映して、ガウス型となる。さて図のAよりBの光吸収が生じるが、格子との相互作用の結果、電子はCへ緩和する。続いてCより光を放出し、Dを経由して再びAへ戻る。しかし系がBよりCへ緩和する前に光を放出する過程(C'→D')もあり、この場合、電子系は格子と熱平衡に達してはず、まだ熱いという意味で、このようなルミネッセンスをホットルミネッセンスとよぶ。一方、電子系の温度の方が格子系の温度よりも低い場合もあり、これをコールドルミネッセンスとよぶ場合もある。励起光のエネルギーがある電子励起準位に共鳴する場合には、共鳴散乱とルミネッセンスのエネルギーが一致する場合がある。この場合両者の本質の違いの有無が理論的に興味をもたれており、詳しい研究が理論、実験の両方からなされている。

光励起レーザー [英 optically pumped laser, 独 optisch gepumpter Laser, 露 лазер с оптической накачкой] 光ポンピングレーザーともよばれ、ある特定の準位間を光によって励起するレーザーのことである(⇒光ポンピング)。たとえば、レーザー媒質(気体、液体、固体)内の3つ準位のエネルギーを E_1, E_2, E_3 (ただし $E_1 < E_2 < E_3$)とし、準位1と3、準位3と2とは光学的遷移が許容されているが、準位1と2とは光学的遷移が禁制されているとする。いま、準位1と3のエネルギー差($E_3 - E_1$)に相当する周波数 $\nu_{31} = (E_3 - E_1)/h$ の強い光をレーザー媒質に照射すると、共鳴光励起によって、準位3のみが選択的に励起され、したがって、準位3と2との間に反転分布を生じさせることができる。このようにして光励起されたレーザー媒質を共振器内に置くと、 $\nu_{32} = (E_3 - E_2)/h$ の周波数をもったコヒーレント光を発生できる。これが、3準位光励起レーザーの動作原理である。励起光としては強い自然光や強いレーザー光が用いられる。特に、強いレーザー光を励起光として用いた原子あるいは分子気体レーザーでは、紫外光・可視光・赤外光・ミリ波の広い波長範囲にわたる多数のレーザー線が発見されている。また、強い波長可変レーザー光で非共鳴光励起を行うと、誘導ラマン散乱により ν_{32} 近くの周波数可変のレーザー光が得られる。以上は3準位レーザーの場合であるが、4準位以上の準位の関与するレーザーや、2光子以上の多光子による光励起のレーザーもある。

非慣性座標系 [英 non-inertial system of coordinates, 独 Nichtinertialsystem, 仏 système non d'inertie, 露 неинерциальная система координат] ⇒ 運動座標系

引上げ法 = 結晶引上げ法

微気圧計 [英 microbarometer, 独 Mikrobarometer, 仏 microbaromètre, 露 микробарометр] 気圧の微小な変化を測定する計器。通常の気圧計では測定できない約10 Pa (約0.1 mm Hg)以下の、短周期の変動成分だけを気圧より分離して検出し、付属の自記装置で記録する。高感度の空こう(薄い円形の波打った金属板を2枚貼り合わせ

て外周をはんだづけしたもの)を利用する弾性式のスタトスコープと、1871年にW. Whitehouseによってその原型が考案されたベル式のものなどがある。スタトスコープでは、圧力感度を大きくするために数個の空こうを直列に連結したものを弾性素子に用い、この中にコックのついた通気管を通して大気を導くことができるようにしてある。観測の際には、空こうをいったん大気に開放した後でコックを閉じると、空こうは閉じこめた内部圧力と外側に働く気圧との差に感応し、気圧の微小変動だけをとらえる。ベル式では、小さなつりベル状の容器が水銀、油などの液槽に浸してあり、このベルの内側は中の中央に立ち上っている細い管を通じて、温度を一定に保った大きな容器と連絡されている。容器はさらに長い毛管を通じて大気に開放されており、容器内の圧力は長い周期の気圧の変化に追従する。このため、内外の圧力差によって動くベルは外側に働く気圧の微小変動成分にだけ感じて下に変位し、これを拡大して記録する。微気圧計は核爆発や地震などによる気圧変動の波を検知したり、大気の乱流や海面波と気圧の関係などの研究に用いられる。

引込み現象 [英 drawing effect, 露 эффект затягивания] ⇒ 発振器

p軌道(関数) [英 p orbital, 独 p-Orbital, 仏 orbitale p, 露 p-орбиталь] 中心力場の下で運動する粒子の定常状態では軌道角運動量 l の大きさ l は一定である。そのうち特に l が1(単位 \hbar)である状態をP状態、その波動関数のことをp軌道関数という。狭義では束縛状態に属するものをp軌道といい、これに対して連続状態に属するものをp波とよぶ。また主量子数 n をもつp軌道のことを np 軌道($n \geq 2$)とよぶ。p軌道では l の z 成分 l_z のとりうる値 m は $-1, 0, +1$ (単位 \hbar)の3通りである。これに対応して3つの独立なp軌道 $\psi_{np,m}$ ($m = -1, 0, +1$)がある。ここで n は主量子数($n \geq 2$)である。原子番号 Z の核のクーロン引力の下で運動する電子の場合、主量子数2の規格化された波動関数は

$$\psi_{2p,0} = f(\rho) \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{\pi}} \cos \theta$$

$$\psi_{2p,\pm 1} = f(\rho) \frac{\sqrt{6}}{4\sqrt{\pi}} \sin \theta e^{\pm i\varphi}$$

と書ける。ただし $f(\rho) = (1/2\sqrt{6})(Z/a_0)^{3/2} \rho e^{-\rho/2}$, $\rho = Zr/a_0$, a_0 はボーア半径($=\hbar^2/(me^2)$)である。3つの独立

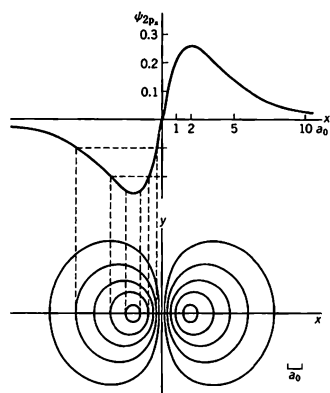


図 1

な p 軌道として, z 軸方向, x 軸方向, y 軸方向にのびた同型の 3 つの実関数

$$\psi_{2p_z} = f(\rho) \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{\pi}} \cos \theta$$

$$\psi_{2p_x} = f(\rho) \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{\pi}} \sin \theta \cos \phi$$

$$\psi_{2p_y} = f(\rho) \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{\pi}} \sin \theta \sin \phi$$

をとることもできる。このとき, $\psi_{2p,0} = \psi_{2p_z}$, $\psi_{2p,\pm 1} = (1/\sqrt{2})(\psi_{2p_x} \pm i\psi_{2p_y})$ である。 $Z=1$ のときの ψ_{2p_x} の挙動を図に示した。図 1 は $2p_x$ 軌道関数の x 軸上における ψ_{2p_x} の値と, その一定の点を結んだ曲線を示す(a_0 はボーア半

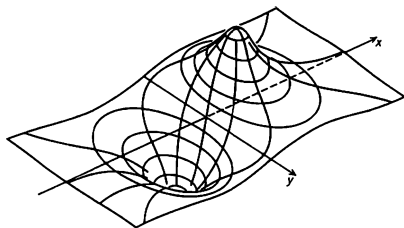
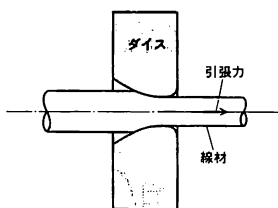


図 2

径)。図 2 は xy 面内の点での ψ_{2p_x} の値を視覚的に示したものである。 $2s$ と $2p$ 状態のエネルギーは中心力がクーロン力の場合には等しいが, 一般の中心力の場合には一致しない。たとえば炭素原子の基底状態 3P についてハートリー-フォックの場合を考えると, E. Clementi の計算によれば, $2s$ 軌道エネルギーは $-0.70563(\text{au})$, $2p$ 軌道エネルギーは $-0.43334(\text{au})$ である。ただし, au はエネルギーの 1 原子単位でおよそ $27/2\text{eV}$ 。[図]

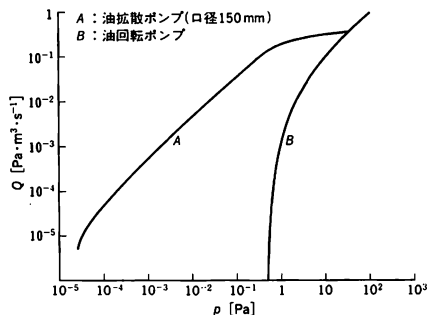
引抜き [英 drawing, 独 Ziehen, 仏 traction, 露 волочение] ダイスと称する孔あき工具の孔に少し太目の材料を通すことにより, 素材の断面積を塑性変形により減少させ, ダイス孔形状と同一断面を得る塑性加工方法をいう(図参照)。引抜きはほとんどの場合冷間で行われ, 引抜



き品の寸法精度は高く, 表面は極めて滑らかで, 細い線材では直径 $10\mu\text{m}$ 程度までもつくりることができる。しかも連続的に生産できるので生産性は高く, 高精度の細い直径の金属線はほとんど引抜きでつくられている。またダイスの形状を変えることにより, 円形以外の変わった断面形状をもつように材料を加工することもできる。引抜きは伸線機により線を引張ることによって行われるが, 引抜きはその材料の弾性限を越すことはできないので, 1 回の引抜きで可能な断面減少率は $20\sim 60\%$ 以下で, 細径まで引抜くにはかなり多数の引抜き回数を要し, その間に中間焼なましを必要とする。引抜き時の摩擦力は引抜き力を増し, 工具への焼付き摩擦を生ずるので, 引抜き時には強制的潤滑を含めて十分な潤滑を必要とする。引抜き力を低下させる

方法のひとつに反対方向から張力をかけながら引抜きする逆張力伸線法もある。またダイスの代りに回転するローラーを用いて引抜きする方法もあり引抜き力を低下できる。引抜きは主として線材製造に用いられるので伸線または線引きともよばれるが, 中空管材を引抜くことも行われる。

p - Q 線図 [英 p - Q diagram, 仏 diagramme p - Q , 露 диаграмма p - Q] 移送型真空ポンプの動作を線図によって表したもので, 横軸にポンプの吸気口の圧力 p , 縦軸にポンプに流れ込む気体の流量 Q [$\text{Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$ または $\text{Torr}\cdot\text{dm}^3\cdot\text{s}^{-1}$] をとり, p と Q の関係を示したグラフ(図参照)。



一般に p および Q 軸には, 常用対数目盛が用いられる。いくつかの真空ポンプが直列に連結されて 1 つの排気系を構成している場合, それぞれのポンプを流れる気体流量 Q_L は等しいので, p - Q 線図を用いれば Q 軸で $Q=Q_L$ に対応する p の値によって各ポンプの吸気口の圧力を知ることができる。前段ポンプ(補助ポンプ)を必要とする真空ポンプ(たとえば拡散ポンプなど)では, 吸気口の圧力のみならず排出口側の圧力(背圧)も重要な量で, いかなる場合でも臨界背圧 p_c 以下の圧力でなければならないが, p - Q 線図で p_c と Q との関係も表示できる。

B 級増幅 [英 class B amplification, 仏 amplification à classe B, 露 усиление в режиме класса B] \Rightarrow 増幅器

非球面回折格子 [英 aspherical diffraction grating, 独 asphärisches Beugungsgitter, 露 сферическая дифракционная решётка] \Rightarrow 回折格子

非球面レンズ [英 aspherical lens, 独 asphärische Linse, 仏 lentille asphérique, 露 асферическая линза] 少なくとも一面が平面または球面以外の屈折面をもつレンズ。非球面の果す効果から分類すると

(1) 球面収差除去を目的とするもの: 集光レンズ(図 1), シュミット・カメラ, 大口径写真レンズ

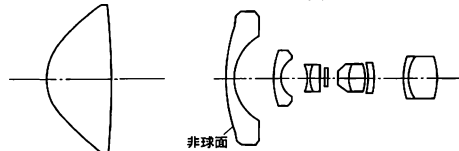


図 1

図 2

(2) 非点収差を除去もしくは減少させるもの: 望遠鏡の広角接眼レンズ, 乱視用眼鏡レンズ,

(3) 歪曲収差制御を目的とするもの: 正射影魚眼レンズ, 等立体角魚眼レンズ(図 2),

(4) 特定の収差ではなく, 収差のバランスをとって総合性能の向上をめざすもの: 広角大口径写真レンズ, ビデ

オブジェクト用投影レンズ、

(5) 光線偏向を目的とするもの：カラーテレビのブラウン管の蛍光物質を光学的手法によって焼付けるときに用いる焼付用光線補正レンズ、などとなる。

また、非球面を形状別に分類すると、回転対称非球面と回転非対称非球面に分けられる。いわゆる非球面レンズの大半は前者に属し、コンデンサー、シュミット・カメラ用補正板、写真レンズなどに用いられる非球面がこれに属する。後者には乱視用のトーリック面、シネマスコープ用アナモフィックレンズがあり、特殊なものとして(5)にあがった焼付用光線補正レンズなどがある。

非局所場の理論 [英 theory of non-local fields, 仏 *théorie de champ non local*, 露 *теория нелокальных полей*] 点状粒子が自分自身のつくるポテンシャルに対してもし位置エネルギーは通常無限大になってしまう。この困難は粒子の広がりやを考慮すれば解消する。場の量子論の発散の困難(⇒発散の問題)は自己場の効果に基づくので、もし広がりやを考慮すればそれが解決されるのではないかと期待される。しかし、ラグランジアン密度の相互作用項にだけ広がりやの効果を取入れた非局所相互作用の理論は、ローレンツ不変性を保とうとすると、因果律やS行列のユニタリ性で困るばかりでなく、発散の除去にも成功しなかった。非局所場の理論は、場それ自身に広がりやを取入れる試みで、1947年湯川秀樹により提起された。彼は場の量子論の発散の困難が場の演算子を確定した時空座標 x_μ の関数とすることに起因する考え、時空に関して対角化されていない行列で表されるような場を導入しようとしたのである。非局所場の従う方程式を決めるヒントとして、時空とエネルギー運動量の間のボルの相反性が用いられ、質量に対応するものとして自然に素粒子半径の導入が結論された。

相互作用のある場合の非局所場の量子論を体系的に構成することは非常に難しい。非局所場は結局のところ二時空点の関数に帰着し、無限に多くのスピンをもち局所場の重ね合せとしてとえられることになる。このことからその後、発散の問題解決よりもむしろ素粒子の対称性を説明しようという方向に進展し、多時空点の非局所場が考えられるようになった。

非局所ポテンシャル [英 non-local potential, 仏 *potentiel nonlocal*, 露 *нелокальный потенциал*] ポテンシャル U を演算子とみて、その座標表示での行列要素をみたとき、 $\langle r' | U | r \rangle$ が $r \neq r'$ でも値をもつとき、これを非局所ポテンシャルとよぶ。波動関数 $\psi(r)$ に対しては積分演算子となり、点 r での相互作用項 $U\psi$ が、 $\psi(r)$ の全空間各点での値に依存することになる。

$$U\psi = \int d\mathbf{r}' \langle r' | U | r \rangle \psi(r')$$

通常の局所ポテンシャルは、 $\langle r' | U | r \rangle = U(r) \delta^{(3)}(r - r')$ と書かれる。また、非局所ポテンシャルが $\langle r' | U | r \rangle = u(r') \cdot v(r)$ の形の積で書けるとき、これを可分ポテンシャルとよぶ。非局所ポテンシャルは、核と核子の散乱のように多体系による散乱を一体近似で取扱う際に現れる。また、場の理論での発散を除去するために、非局所相互作用を導入する試みもある。

ピーキングストリップ [英 *peaking strip*, 露 *проволочный датчик импульсов*] 磁場を測定する道具の一種。パーマロイのように、保磁力 H_c が小さく透磁率 μ が

高く、矩形的磁化曲線をもつ磁性体において、磁場の強さが変わると磁束密度が急激に変化する性質を利用した磁場の測定器である。図1のように細い磁性体の棒にサーチコ

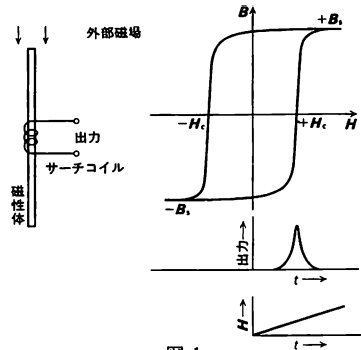


図 1

イルを巻いて、時間的に変化する外部磁場の中に置くと、磁場の強さ H が H_c となるとときに磁束密度 B は $-B_s$ から $+B_s$ に急激に変化するので、サーチコイルにはパルス状の電圧が誘起される。 H_c が小さい値をとることから、電圧パルスがでるのは外部磁場がほぼ 0 の値をとるときと考えてよい。図2のようにピーキングストリップのまわりに

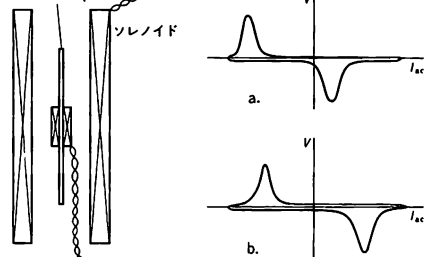


図 2

図 3

ソレノイドを巻き、これによってつくられる磁場 H_{ac} を外部磁場 H_0 に重ねると、 $H_{ac} + H_0 \approx 0$ となる点でパルスがでることになる。これを使うと、シンクロトロンの場合のように時間的に変化する磁場を用いている装置において、磁場が一定の値に達したことを知らせる磁場のマーカーをつくることができる。さらに、もうひとつのソレノイドを巻き、これに交流電流 I_{ac} を流すと静磁場の測定も可能である。すなわち、交流磁場を加えると、図3のようなリサーチ図形をオシロスコープ上に描かせることができる。図 a は $H_{ac} + H_0 \neq 0$ の場合、図 b は $H_{ac} + H_0 = 0$ の場合で、 $H_{ac} + H_0 \approx 0$ のときにこの図形は原点に対称になるので、 H_{ac} を知れば外部の静磁場の強さ H_0 を知ることができる。実際には、ソレノイドの製作上の限界があって、数百 G までが限度である。

非均質プラズマ [英 *inhomogeneous plasma*, 独 *inhomogenes Plasma*, 仏 *plasma inhomogène*, 露 *неоднородная плазма*] プラズマの密度、温度、およびプラズマを閉じ込めている磁場の強さは、一般に場所によって変化し均質ではない。ある大きさをもつプラズマは、その中心部において密度、温度が高く、周辺部で低い値となるのが普通である。このようなプラズマを非均質プラズマという。

密度勾配があるプラズマ(周辺に近づくに従って密度が低くなる)は、ある条件のもとではドリフト不安定性を示す。また波動の伝播を解析するとき、一様なプラズマの場合は解析が容易であるが、これらの結果を非均質プラズマに適用する場合は、波の波長がプラズマパラメータの変化する特徴的な長さに比べて短い場合に限られる。

非金属元素 [英 non-metallic element, 独 nichtmetallisches Element, 仏 élément non métallique, 露 неметаллический элемент] 金属としての特性(⇒金属元素)をもたない単体を非金属といい、非金属に相当する元素を非金属元素という。長周期型周期表(⇒周期律)で、BとAtとを結ぶ線の右上に位置する。Snなどのように、金属元素に分類されるものでも温度によっては結晶の形態が変わり、金属的性質が失われるものもあるので、金属元素との間に必ずしも明瞭な区別があるわけではない。単体の物理的性質についての共通性はあまりない。常温で気体のものが多いが、固体のものもある。単体固体は金属に比べて電気や熱を伝えにくい。原子どうしが直接結合して成り立つ固体はかたく、融点が高い。化学結合をつくる場合(非金属元素のうち希ガスは化学結合をつくりにくい)、電気的には陰性元素としてふるまう。希ガスを除き、非金属元素はすべて水素化合物および酸化物をつくり、酸化物は酸性をもつ。

b クォーク [英 b quark, 仏 quark b, 露 b-кварк] 素粒子を構成する基本粒子の一種。ボトムクォークあるいはビューティークォークともいう。電荷は陽子の電荷の $-1/3$ 倍。1977年のT粒子の発見によってその存在が知られるようになった。1983年現在知られているu, d, s, c, bの5種類のクォークのなかで最も重い。クォークは単独では見つからないので質量の定義には理論が介在するが、bクォークの質量は約5 GeV/ c^2 程度と推定されている(⇒クォーク)。

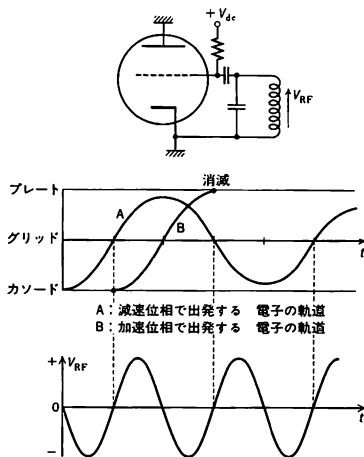
ヒッグス機構 [英 Higgs mechanism, 仏 mécanisme de Higgs, 露 механизм Хиггса] P. Higgsが1964年に提案したゲージ対称性の自発的やぶれの機構である。この機構の下では、南部-ゴールドストーン粒子(質量0でスピン0)は、物理的には現れず、その自由度はゲージ場(質量0のベクトル粒子の場)の縦成分として吸収され、ゲージ場は質量をもつベクトル粒子としてふるまう(歴史的には、超伝導体中の光子が見かけ上質量をもつ現象として見つめられた)。この機構は、質量をもつベクトル粒子を非常に基本的な対称性の原理に基づくゲージ場として解釈することを可能にし、また対称性のやぶれに伴う南部-ゴールドストーン粒子が物理的に現れずに済ませることができる。ワインバーger-サラム理論はこの機構を利用している。ヒッグス機構では、一般に「真空」と同じ量子数をもつヒッグス粒子とよばれるスカラー粒子が現れ(超伝導でいえば、時空間に依存する秩序パラメータのゆらぎ)、実験的に見つけることは重要な課題である。

ピクテ, M.-A. Pictet, Marc-Auguste 1752.7.23—1825.4.19 スイスの物理学者。主に熱、気象、地学の分野の仕事をした。ジュネーブの名門の出身で、初め法律を学んだが、科学にも着眼。H. B. de Saussureらの影響で物理や気象への興味を深めた。1786年にはSaussureの後継者としてジュネーブ・アカデミーで哲学を講じることとなる。さまざまな公職活動のほか、フランス学士院とも関係をもち(1803年から通信会員)、パリの科学者集団(C. L.

Bertholletら)とも親交を保ちつつ、科学の研究、情報交流、後進育成に務めた。著書 *Essai sur feu* (1790年)は、熱およびその放射の問題や湿度測定について論じたもので、放射の伝播や平衡についての指摘は優れているが、熱の伝導と放射を区別するには至らず、また熱は一種の精熱な流体であると解していた。しかし彼はA. L. Lavoisierらの新しい化学観には同意していた。学術の国際協調への貢献も高く評価されている。

ピクテ, R.-P. Pictet, Raoul-Pierre 1846.4.4—1929.7.27 スイスで生れ低温物理学の研究と工業の応用に貢献した。ジュネーブの由緒ある家系の出で、同地およびパリで物理学と化学を学び、帰郷後、冷凍工業への応用を主眼とする低温物理研究に専念した。SO₂を冷媒とする冷凍機の開発に続いて、1877年12月には酸素液化に成功し、その旨をアカデミー・デ・シアンスへ電信で通知した。ほとんど同時期にL. P. Caillietも、別な方法で成功を収めていたが、Pictetの方法は、いわゆるカスケード冷却を採用している点に特色があった。なお彼は水素も液化したと主張したが、これは誤認であったとされている。1879年からジュネーブ大学で工業物理学を講じ、1886年にはベルリンで冷凍機製造事業に手を染めた。パリで晩年を過ごし、同地で没した。

BK管 [英 BK tube, 独 Barkhausen-Kurz-Röhre, 仏 tube de Barkhausen-Kurz, 露 лампа с тормозящим полем] ドイツのH. BarkhausenとK. Kurzにより1920年に見いだされた三極管内における電子の往復振動(BK振動)を利用したマイクロ波発振管である。現在では能率のよい素子の発達によって用いられないが、後のクライストロン発明のきっかけとなったことで古典的な意義をもつ。三極管においてカソードとプレートとを接地した状態でグリッドを正電位に保つと、カソードから放射された電子はグリッドを中心に往復運動を行う。いまグリッドにこの往復振動の2倍の周波数の高周波電圧が重畳していると、カソード・グリッド間を高周波の減速位相で通過した電子は若干エネルギーを失っているので、プレートの手前で引返し再びグリッド・カソード間の領域に入る。このときグリッドは正の高周波電圧がかかっているため再び減速される(図参照)。このように電子の直流エネルギーが絶えず高



周波エネルギーに転換される。反対に、カソードを高周波の加速位相で通過した電子は、余分なエネルギーを得るのでプレートに衝突し消滅する。したがって平均として高周波にエネルギーを与える電子の数の方が多くなるので、グリッドとカソードを共振回路で結ぶと、発振が生ずる。

ひげ結晶 [英 whisker, 独 Haarkristall, 仏 fil monocristallin, 露 нитевидный кристалл] 繊維状または針状で縦横の寸法比が著しく大きい単結晶をひげ結晶またはホイスキーという。太さは数十Åから1mm程度までの広い範囲に及んでいる。昔、大西洋を横断する海底ケーブルにしばしば短絡現象が起り、ケーブルを引上げて調べてみると金属電線から垂直にネコのひげのように金属のひげ結晶が伸びて隣の電線と接触していたという話は有名であるが、ひげ結晶としての最初の記録は1574年L. Erkerにさかのぼるものである。非常に多くの物質が適当な成長条件によってひげ結晶となるので、ごくありふれた現象ということができるが、成長の原因はVLS機構によるものを除いて明確ではない。金属中にひずみが存在するとき、ひずみエネルギーを解放しようとして煙でネギが伸びるようにひげ結晶が成長することはよく知られている。一般に縦方向には成長速度が著しく大きく、横方向の成長速度が緩やかなときに、このような形態が出現する。太さが1μmよりも細いひげ結晶は一般に結晶としての完全性が極めて良好で、その機械的強度も高い。SiC, Al₂O₃などのひげ結晶はプラスチックなどと混ぜると軽量であるにもかかわらず強度の高い複合材料となり、広い用途をもっている。非晶質元素で同様の形態のものが見つかったので単結晶に特有のものではない。

BK振動 [英 BK oscillation] = バルクハウゼン・クルツ振動

非結合軌道(関数) [英 nonbonding orbital, 独 nichtbindendes Orbital, 仏 orbitale non liante, 露 орбиталь несвязи] 内殻電子や孤立電子対のように、その電子を取除いても分子としての結合の強さに変化がないと考えられるような電子の占める分子軌道を非結合軌道という。たとえばH₂O分子ではOの1s軌道、分子面に垂直な方向に軸をもつ2p軌道がこれに当る。別な表現をすれば、その分子軌道のエネルギーが分子をばらばらの原子にする過程においてあまり変化しないのが非結合軌道である(⇒結合軌道(関数), 反結合軌道(関数))。

比検波器 [英 ratio detector, 独 Ratiodetektor, 仏 détecteur de rapport, 露 дробный детектор] 周波数変調された搬送波から信号分を再生するために使用される周波数弁別器の一種であり、フォスターシーレー型検波器の改良型である。図においてダイオードに加わる高周波電圧

のように入力瞬間的な振幅変動やパルス雑音が入力に現れないので、検波段の前段に振幅制限器を用いなくともよいことが特徴である。入力に緩やかな変化があるときには、C₀の両端電圧を前段の自動利得制御回路の制御電圧として利用することができる。この比検波器はFM放送の受信機に広く用いられている。

ピコ [英 fem pico, 独 Piko, 露 пико] 単位の名称に付ける接頭語のひとつで、10⁻¹²倍を意味する。1960年の国際度量衡総会の決議12によって、SI接頭語のひとつとして採用され、記号pで表すことが協約された。たとえば電流のSI単位はアンペア(単位記号はA)であるが、その10⁻¹²倍をピコアンペアとよび、記号pAで表す。この語は、先端を意味するスペイン語pico, または小さいことを意味するイタリア語piccoloから選ばれたといわれる。

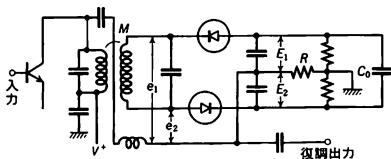
ピコアンペア [英 picoampere, 独 Pikoampere, 仏 picoampère, 露 пикоампер] 電流の単位であるアンペア(単位記号はA)の、分量単位のひとつ。10⁻¹²Aに等しい。記号はpA(⇒アンペア)。

非硬化性材料 [英 non-hardening material] 通常の材料は、弾性限度および降伏点を超えてさらに変形させると塑性ひずみを生じるが、この塑性ひずみを生じさせるに必要な応力は、ひずみの増加に伴って増加し硬化するのが普通である(加工硬化)。塑性変形領域にある部材中での応力やひずみの解析にあたって、加工硬化が無視してもさしつかえないほどわずかな材料を仮定することがあり、これを非硬化性材料という。すなわち応力-ひずみ曲線を描いたとき塑性変形領域では曲線がほぼ水平と認められるような材料である。たとえば焼なましされた軟鋼の下降伏点の領域での変形のみを対象にすれば、巨視的な変形状態については、非硬化性材料とみなすことができる。

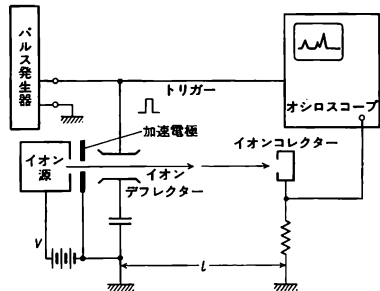
非交差則 [英 non-crossing rule, 独 Nichtüberkreuzungsregel, 仏 règle de non croisement, 露 правило непереесечения] = ポテンシャル曲線の非交差則

飛行時間型質量分析計 [英 time-of-flight mass spectrometer, 独 Laufzeitmassenspektrometer, 仏 spectromètre de masse à temps de vol, 露 времяпролётный масс-спектрометр] 質量分析計の一種。その原理は、イオン源で生成したイオンを一定の電圧で加速し、ゲートによってイオンの流れを短いパルス(空間的に有限の長さをもつビームのこと)とし、パンチが一定距離を運動するのに要する時間を測定してイオンの質量を求めるものである。

質量 m 、電荷 q のイオンが電圧 V で加速されたときの速度 v は、 $v = \sqrt{2qV/m}$ である。したがって、距離 l を通過するのに要する時間 t は $t = l/\sqrt{2qV/m}$ となり、所要



e_1 と e_2 は入力波の周波数変化に応じて変化した、ほぼそれに比例する検波電圧 E_1, E_2 を与える。したがって R の両端には周波数検波出力が得られる。入力波の振幅が急に変化してもコンデンサー C_0 のために、 E_1/E_2 の比はほぼ一定に保たれる(比検波器の名前はここからきている)。こ



時間 t は $\sqrt{m/q}$ に比例し、 t を測定することによって m/q が求められる。図において、イオン源から電圧 V で引き出されたイオンは、デフレクター（この場合のゲート）に印加されたパルス電圧により、パルス幅の間だけゲートを通過しバンチとなってイオンコレクターに達する。イオン電流はオシロスコープによって観測される。オシロスコープの掃引はゲートパルスに同期しており、オシロスコープ上にはイオンの質量スペクトルが得られる。原理からわかるように、ゲートのパルス幅が短いほど、また飛行距離 l が長いほど分解能が高い。この型の最大の特長は、質量スペクトルが短時間（ミリ秒以下）で得られることである。

飛行時間スペクトロメーター [英 time-of-flight spectrometer, 独 Flugzeitspektrometer, 仏 spectromètre à temps de vol, 露 спектрометр по времени пролёта] ⇨ 飛行時間法

飛行時間法 [英 time of flight method, 独 Flugzeitmethode, 仏 méthode à temps de vol, 露 метод времени пролёта] 一定の運動量をもった粒子（素粒子や原子核）が一定の距離を通過するのに要する時間を測定することにより、粒子の速度を知り、これによって粒子のエネルギーを知ることができる。これを飛行時間法または TOF 法という。また、このように粒子の速度を測定する装置を飛行時間スペクトロメーターとよんでいる。これには普通 2 個の検出器を一定の距離を置いて設置し、粒子がそこを通過する時刻の差を電氣的に測定する。荷電をもたず、したがって電磁石などで運動量を測定できない中性子などについては、この方法がエネルギー測定の方法として重要な役割を果たす（⇒中性子飛行時間分析器）。実際の実験においては、荷電粒子の場合には、電磁石を用いて、粒子の磁場中の曲率半径から、粒子の運動量 p を求め、飛行時間法により測定された速度 v により

$$mc^2 = cp\sqrt{\beta^2 - 1} \quad \left(c \text{ は真空中の光速, } \beta = \frac{v}{c} \right)$$

の公式を用いて、粒子の質量 m が求められ、粒子の種類が決められる。粒子の質量と運動量が求められれば、それによって、粒子のエネルギーも決定される。検出器としては、検出効率や時間分解能に優れているシンチレーションカウンターが用いられることが多い。時間分解能の優れた検出器によりエネルギースペクトルの測定を行うことから時間分解分光(法)ともよばれる。この方法は、また低圧ガス中に含まれるガス粒子の分析にも用いられており、その場合には、イオン源から一定の電圧でイオンを引出すことにより電荷を想定すれば、エネルギーが決まるので、飛行時間の測定で得られる速度と合わせて、イオンの質量（または比質量）を求めることができる。一方、別の手段で粒子の質量がわかっていれば、この方法で運動エネルギーを求めることができる。

ピコ秒 [英 picosecond, 独 Pikosekunde, 仏 picoseconde, 露 пикосекунда] 時間の単位である秒(単位記号は s)の、分量単位のひとつ。 10^{-12} s に等しい。記号は ps (⇒秒)。

ピコ秒光パルス [英 picosecond light pulse, 独 Pikosekundenlichtblitz, 仏 impulsion de picoseconde de lumière, 露 пикосекундный оптический импульс] ピコ秒 (10^{-12} s) 前後の大体 10^{-11} ～ 10^{-13} s の領域の超短時間幅をもつ光パルス。レーザー技術により実現され、電磁波として得られる最も短い波束である。スペクトル(周波数)幅 $\Delta\nu$

の coherence 光は、適当な条件下で $(\Delta\nu)^{-1}$ に近い時間幅になりうるので、 $\Delta\nu$ の比較的大きい固体および液体レーザーがピコ秒光パルス発生に適している。その発生はほとんどモード同期法(⇒モード同期レーザー)によっているが、ほかに電流パルス励起による発生法などもある。また、ある光パルスを一次光源にして、非線形光学効果や光伝播効果を利用することにより、桁違いに短いピコ秒光パルスを発生させることもできる(⇒光パルス圧縮)。ピコ秒光パルスの幅や波形を測定するには、超高速ストリークカメラが最も直接的で有力であるが、きわめて高価で分解能の制約もある。比較的簡便で高分解能の方法として、光第二高調波発生、二光子蛍光、光カー効果などの非線形効果を利用した非線形相関法が広く用いられる。しかし、これはパルス波形を直接に観測するものではないから、その解釈には注意を要する。ピコ秒光パルスは、そのパルス幅と同程度の時間分解能でミクロな超高速現象を観測するための光源として、原子・分子分光学、固体物理学、プラズマ物理学、化学、生物学などの広範な領域で利用される。また、短パルス性に必然的に伴う高出力性によって、非線形光学現象一般や短寿命状態の高密度励起などにも広く利用される。さらに通信・計測などの分野での高速情報処理への応用も検討されている。

ピコ秒分光法 [英 picosecond spectroscopy, 独 Pikosekundenspektroskopie, 仏 spectroscopie à picoseconde, 露 пикосекундная спектроскопия] 時間分解分光法のひとつで、モード同期レーザーの技術により、ピコ秒(10^{-12} s)程度の超短時間幅の光パルスを発生させ、これを励起光、サンプリング光として用いる分光法をいう。光パルスの時間幅が狭いために、蛍光準位、光励起、励起輸送、分子の振動・回転などのエネルギー準位間の緩和時間、化学反応の超短寿命の中間生成物などを直接測定することができる。この時間領域での測定法としては、像変換管による流し撮りカメラ法や特殊シャッターを用いたサンプリング法が用いられる。特殊シャッターには、同じ超短パルスの一部を利用して有機液体の光カー効果を用いると、ピコ秒程度の間だけ開くことが可能である。

ピコファラド [英 picofarad, 独 Pikofarad, 露 пикофарада] 静電容量の単位であるファラド(単位記号は F)の、分量単位のひとつ。 10^{-12} F に等しい。記号は pF (⇒ファラド)。

ピコラド [英 pico-rad, 独 Pikorad, 露 пикорад] 電離性放射線の吸収線量の単位であるラド(単位記号は rad または rd)の、分量単位のひとつ。 10^{-12} ラドに等しい。記号は prad または prd。国際単位系(SI)では、 10^{-14} Gy(グレイ)すなわち 10^{-14} Gy(フェムトグレイ)(⇒ラド, グレイ)。

ビーコン [英 beacon, 独 Funkbake, 仏 radiophare, 露 радиомаяк] 無線標識ともよばれ、電波航法で位置を決定するための電波を放射する無線局である。船舶あるいは航空機は、既知の位置にある 2 ヵ所以上の無線局からの電波を受信し、その方向を知れば、自分の位置を知ることができる。ビーコンには無指向性ビーコンと指向性ビーコンとがある。前者は無指向性の電波を放射し、利用者が方向探知器を使用して方位を測定する。船舶用の無指向性ビーコンの周波数は 285～325 kHz であり、主要な灯台の位置に設けられている。航空用ビーコンの周波数は 200～1750 kHz (日本では 200～415 kHz)である。指向性ビーコ

ンは指向性をもつ電波を、方向を回転させながら放射する。この電波は特定の可聴周波数で変調されているので、一定の位置で受信していると、指向性の回転につれて受信強度に変化を生じ、これにより標識局の方位を知ることができる。このビーコンにより、方向探知器をもたない小型船舶でも、簡単な受信機があれば方位を知ることができる。船舶あるいは航空機からのレーダー電波を受信し、これに回答して特定の符号を再送信する地上局をレーダービーコンという(⇨レーダー)。レーダービーコンは観測者が多数のレーダー反射の中から特定の物標を識別し、航行の安全を図るために用いられる。

微細構造 [英 fine structure, 独 Feinstruktur, 仏 structure fine, 露 тонкая структура]

[1] 原子、分子のエネルギー準位やスペクトルの微細な構造をいう。原子のスピンの存在によるほか、分子の場合、分子の回転によって生じる。原子内の電子のスピンの軌道相互作用、スピン・スピン相互作用が小さい場合には、電子の全軌道角運動量 L と全スピン角運動量 S とが、いずれも近似的に運動の恒量であるが、正確な恒量ではなく、全角運動量 $J=L+S$ のまわりにゆっくりと歳差運動をする。 J は運動の恒量である。 L, S の大きさを表す量子数を L, S とすると、 J の大きさを表す量子数 J の取りうる値は $L+S, L+S-1, \dots, |L-S|$ で、これに対応して、エネルギー準位が分裂し微細構造が生じる。

原子が光を吸収または放出するとき、原子のエネルギーの変化を ΔE とすると、吸収または放出される光の振動数 ν は $\Delta E = h\nu$ で定まるが、エネルギー準位に微細構造があると、スペクトル線が何本かに分かれ、微細構造が生じる。

原子においては、スピン・軌道相互作用は $AL \cdot S$ という有効ハミルトニアンで表され、量子数 J の状態のエネルギーは、 $(1/2)A\{J(J+1)-L(L+1)-S(S+1)\}$ となる。原子におけるスピン・スピン相互作用の有効ハミルトニアンは、 $B\{(L \cdot S)^2 + (1/2)L \cdot S - (1/3)L^2 S^2\}$ で、量子数 J の状態のエネルギーは、 $B\{(1/4)K(K+1) - (1/3)L(L+1)S(S+1)\}$ となる。ただし、 K は $J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)$ を表す(⇨スピン・軌道相互作用、スピン・スピン相互作用)。分子の場合もスピン・軌道相互作用、スピン・スピン相互作用によるエネルギー準位の微細構造がある。分子の回転エネルギーによる微細構造もあり、これとスピンによる微細構造とが相互に影響を及ぼし合うと複雑な構造になる(⇨フントの結合形式)。

[2] X線吸収スペクトルでは、各原子の内殻準位(たとえばK殻、L殻など)に固有のエネルギーで吸収係数が急激に立ち上がり、それから光子エネルギーが大きくなるとゆるやかに吸収係数が減少する。吸収係数が急に立ち上がる所を吸収端とよぶが、この付近を十分に高いエネルギー分解能で調べると吸収スペクトルに一定の微細構造が観測される。これをX線吸収端微細構造あるいはコッセル構造とよぶのである(⇨X線吸収端の異常)。また、吸収端から少し離れた所から吸収係数がゆるやかに減少する数百eVの範囲について、吸収係数を正確に測定すると吸収係数の周期的変化が観測されるが、これを広域X線吸収端微細構造あるいはクロニック構造とよぶ。吸収端の微細構造は、内殻電子が不連続的な空準位へ励起されることにより出現するものである。自由原子の場合には、吸収端の微細構造を与える電子遷移の終状態は内殻電子のひとつが空の原子軌道に励起された状態に相当すると考えてよいが、

固体の場合には内殻から伝導バンドへの電子励起などが微細構造を支配する。また吸収端の低エネルギー側に励起子状態を終状態とする遷移による微細構造が出現することもある。広域微細構造は自由原子の場合には出現せず、分子、液体、固体など、X線を吸収する原子の周囲にほかの原子が存在する時に出現する。これは、周囲の原子による散乱の効果が終状態に含まれてくることに関係するもので、その解析によって物質の構造に関する知見が得られる。

微細構造定数 [英 fine structure constant, 独 Feinstrukturkonstante, 仏 constante de structure fine, 露 постоянная тонкой структуры] 原子のスペクトルの微細構造を表す際のパラメーターとして導入された無次元の定数で

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (\text{CGS単位系では、} = \frac{e^2}{\hbar c})$$

と表される。ここで e は電子の電荷、 ϵ_0 は真空の誘電率、 c は真空中の光速、 \hbar はプランク定数を 2π で割ったものである。 α は電磁相互作用の強さを表す特徴的な数で、量子電磁力学における摂動計算の展開パラメーターとなっている。その値は、ミューオニウムの超微細構造や、ジョセフソン交流効果などを使って決められ、約 $1/137.036$ である。

PCAC [英 PCAC] 保存ベクトルカレント(CVC)に対応して、南部陽一郎と M. Gell-Mann および M. Levy によって提案された仮説の partially conserved axialvector current (部分的に保存される軸性ベクトルカレント)の略である。前者が電磁相互作用における四元電流との類似性からつくられたのに対し、後者は中性子の β 崩壊や π 中間子の崩壊を説明するために現象論的に導入された。質量が0の南部-ゴールドストーン粒子と、 π 中間子の存在で成立していた CAC (conserved axialvector current) が、小さいが0でない質量を π 中間子がつために、保存しなくなり、PCAC となったとも表現できるが、普通 $\partial A_\mu^\alpha / \partial x_\mu = f_\pi m_\pi^2 \phi^\alpha$ (A_μ^α は軸性ベクトルカレント、 ϕ^α は π 中間子の場、 $i=1, 2, 3$ はアイソスピンの添字)と表現される。CACの破れは π 中間子場 ϕ^α に比例しているが、 π 中間子の質量 m_π が無視できれば(ソフトパイ極限)、 A_μ^α は保存カレントとみなせる。 f_π は荷電 π 中間子の崩壊定数で実験から知られている。

π 中間子の場合が観測可能量 A_μ で表現されているため、 π 中間子の関与する諸過程に PCAC を適用すると、多くの関係式を導くことができる。初期の成果として、強い相互作用と弱い相互作用の結合定数の関係を与えるゴールドバーガー-トリーマンの関係の簡単な導出法があげられるが、後に行列代数とともに用いられて、多くの低エネルギー定理を導き出すことができ、極めて有効であった。

BCS 模型 [英 BCS model, 独 BCS-Modell, 仏 modèle BCS, 露 модель БКШ] ⇨ BCS 理論

BCS 理論 [英 BCS theory, 独 BCS-Theorie, 仏 théorie BCS, 露 теория БКШ] J. Bardeen, L. N. Cooper および J. R. Schrieffer (BCS) によって 1957 年に提唱された超伝導の微視的理論。金属の超伝導はフェルミ面を挟む幅 $2\hbar\omega_D$ (ω_D はデバイ振動数)の球殻内にある状態を占める伝導電子間にフォノンを媒介とする引力が働き、クーロン斥力に打勝ち、電子の束縛状態(クーパー対)が形成されることに起因する。この有効引力は等方的短距離力とみなせるので、運動量が互いに逆向きで大きさが等しく、

かつスピンの逆向きの電子対(s状態の対)間に最も強く働く。パウリの原理による統計的斥力が働かないためである。BCSはこの着想のもとに伝導電子に対する簡単化されたハミルトニアン

$$H = \sum_{\mathbf{p}} \left(\frac{p^2}{2m} - \mu \right) a_{\mathbf{p}\sigma}^\dagger a_{\mathbf{p}\sigma} - \frac{g}{V} \sum_{\mathbf{p}}' \sum_{\mathbf{p}'} a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{\mathbf{p}'}^\dagger a_{-\mathbf{p}'} a_{-\mathbf{p}}$$

を出発点とした。これをBCS模型とよぶ。ここで $a_{\mathbf{p}\sigma}, a_{\mathbf{p}\sigma}^\dagger$ は運動量 \mathbf{p} , スピン σ ($\sigma = \uparrow$ または \downarrow) の電子を消滅または生成するフェルミ型演算子。 g は有効引力の強さ, V は体積, $\sum_{\mathbf{p}}'$ は上述の球殻内の状態についての和を意味する。

超伝導状態は電子がs状態クーバー対を形成し凝縮することによって実現する。BCSはこの状態を

$$|\Phi_{\text{BCS}}\rangle = \prod_{\mathbf{p}} (u_{\mathbf{p}} + v_{\mathbf{p}} a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{-\mathbf{p}}^\dagger) |0\rangle$$

と表現した。 $|0\rangle$ は真空状態を表し, また $u_{\mathbf{p}}^2 + v_{\mathbf{p}}^2 = 1$ (規格化条件) が満たされるとする。 $u_{\mathbf{p}}$ と $v_{\mathbf{p}}$ はBCS模型の自由エネルギーを最低にするように決める。BCS状態の本質のひとつは転移温度以下において引力 $-g$ の存在下で対振幅 $\langle \Phi_{\text{BCS}} | a_{\mathbf{p}}^\dagger a_{-\mathbf{p}}^\dagger | \Phi_{\text{BCS}} \rangle = u_{\mathbf{p}} v_{\mathbf{p}}$ を有限とすることにある。超伝導状態における電子励起に現れるエネルギーギャップは $\Delta = (g/V) \sum_{\mathbf{p}} u_{\mathbf{p}} v_{\mathbf{p}}$ で与えられる。BCS状態のもう

ひとつの本質は, 互いに時間反転状態にある一粒子状態の対から構成されているので, 系の時間反転対称性を破るような摂動に対して強い応答をすることにある。この異常は超伝導状態では積 $u_{\mathbf{p}} v_{\mathbf{p}} \neq 0$ であることに由来し, $u_{\mathbf{p}} v_{\mathbf{p}}$ の沉黙数として表現される。このように $u_{\mathbf{p}}, v_{\mathbf{p}}$ は巨視的量子状態(単一位相状態)としての超伝導状態を表現する基本量であり, BCSのコヒーレンス因子とよばれる。なお, s状態電子対に基づく模型のみならず, 超流動ヘリウム3におけるp状態対, ある種の金属合金において期待されているp状態対, 原子核における殻状態対などによる超伝導・超流動模型も広くBCS模型とよばれる。

比磁化率 [英 specific magnetic susceptibility, 独 spezifische magnetische Suszeptibilität, 仏 coefficient d'aimantation, 露 удельная магнитная восприимчивость] MKSA単位系で, 電場 \mathbf{E} と磁場 \mathbf{H} が対応する量であるとする。磁気分極 \mathbf{J} と磁場 \mathbf{H} との関係は $\mathbf{J} = \chi_m \mathbf{H}$ と表される。 χ_m を磁化率といい, これを真空の透磁率 μ_0 で割ったもの $\bar{\chi}_m = \chi_m / \mu_0$ を比磁化率という。 $\bar{\chi}_m$ を単に磁化率とよぶこともある。また E - B (磁束密度) 対応においては, 磁化 \mathbf{M} は E - H 対応における磁気分極の $1/\mu_0$ なので, $\mathbf{M} = \bar{\chi}_m \mathbf{H}$ となる。

比視感度 [英 spectral luminous efficiency, 独 spektraler Hellempfindlichkeitsgrad, 仏 efficacité lumineuse relative spectrale, 露 относительная спектральная световая эффективность] 波長 λ_m および λ の2つの単色放射が, 定まった観測条件の下で同じ明るさの感覚を生じさせるとき, それぞれの放射束 $\Phi_e(\lambda_m)$ と $\Phi_e(\lambda)$ の比をいう。記号 $V(\lambda)$ で表し, $V(\lambda) = \Phi_e(\lambda_m) / \Phi_e(\lambda)$ で, λ_m は $V(\lambda)$ の最大値が1になるように選ぶ。簡単にいえば最大値を1として基準化した目の分光感度に当る。観測条件としては視野の明かさのレベル, 視角および網膜上の光の当る部位(中心視か中心外視か)などがある。比視感度はこれらの観測条件により, 個人により, また年齢によって異なる。さらに, 2つの放射の明るさを平衡させる判定基準によつて

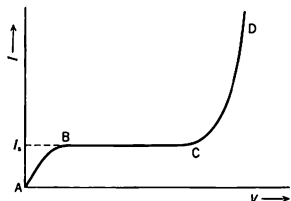
も異なる。国際照明委員会(CIE)は1924年に交照測光法, すなわち波長の異なる両単色光を交互に目に入射させ, 色の交替が感じられなくなる周波数以上で, 明るさの脈動が感じられる周波数において, 単色光の強度を調節して平衡をとる方法, および階段法, すなわち両単色光の波長差を小さくして色の差が明るさの相等性の判定の妨げにならないようにして平衡をとり, これを順次繰り足していく方法の2つの方法による結果を総合して, 代表的な目の比視感度を採用し, 1933年に国際度量衡委員会もこれを採用した。これを標準比視感度とよび, 一般に比視感度といえこれをする。その値は初め10nmおきに与えられていたが, 後に内挿により1nmおきの値が規約されている。以上は明所視に対するものであるが, 暗所視に対する標準比視感度 $V'(\lambda)$ もCIE(1951年)および国際度量衡委員会(1976年)により採択された。これは年齢30歳以下の人について, 完全に暗順応した状態で中心から5°以上離れた中心外視に対して適用される(⇒視感度)。

BGKの解 [英 BGK solution, 独 BGK Lösung, 仏 solution de BGK, 露 БГК-решение] = パーンスタイン-グリーン-クラスカルの解

ビジコン [英仏 vidicon, 独 Vidikon, 露 видикон] ⇒ 撮像管

bcc構造 [英 bcc structure, 独 bcc Struktur, 仏 structure bcc, 露 структура bcc] = 体心立方構造

非自統放電 [英 non self-sustaining discharge, 独 nichtstehende abtreibende Entladung, 露 несамостоятельный разряд] 電極間に印加する電圧を増加していった場合, 外部から供給される荷電粒子量(紫外線などの照射により電離された電子やイオン)に比例した放電電流が流れる状態を非自統放電といい, 肉眼でこの放電状態を見分けることが難しいことから, このとき流れる電流を暗流という。荷電粒子の供給をやめると止まる。電流密度は小さく, この領域の電圧-電流特性は図のようになる。BC間



は外的な荷電粒子供給が一定であることによる飽和領域で, その飽和電流 I_s は荷電粒子量に比例するが, 大気中ではたいがい $10^{-10} \sim 10^{-9}$ A 程度である。AB間は, 荷電粒子の拡散あるいは再結合によって電流が飽和電流以下になる領域であり, またCD間は, 電子による電離および陰極面での電子放出などの二次機構によって電子増殖が起っている領域である。

微視的 [英 microscopic, 独 mikroskopisch, 仏 microscopique, 露 микроскопический] 物質の性質を調べるときに, その物質を構成している分子, 原子, 素粒子など基本的な粒子の性質や状態をもとにして調べる立場を微視的の立場という。ミクロ的立場というのも同義語である。たとえば, 気体の性質をその構成分子の性質や運動から理解しようとする立場は微視的であって, この場合に分子の構造やエネルギーのように, 構成分子の性質や状態を表す量を微視的の量という。微視的立場では, 気体分子のそれぞれ

のエネルギーのように、実際には観測されない多くの微視的量を問題にしなければならない。一般に物理量として観測されるものの多くは、物質を構成する個々の粒子の微視的な状態の平均値であって、このような観測値をもとにして物質の性質を調べる立場を巨視的(マクロ的)という。今日、古典物理学とよばれている古典力学、電磁気学、熱力学などは巨視的な学問である。微視的な物理学のはりとなったのは、気体運動論であるが、それはやがて統計力学へと発展し、熱力学を微視的な立場から理解できるようになった。20世紀になって、分子や原子の構造が解明され、新しい力学として量子力学が誕生し、古典力学で取扱うことができなかった微視的世界の問題を取扱うことができるようになった。微視的な立場で物理現象をとらえるのが近代物理学の特色であり、量子力学は原子核から物性まで物理学の広い分野に応用され、物理学が一大飛躍を遂げたのである(⇒巨視的)。巨視的な現象と微視的な現象を分別する基本的な数値はプランク定数 h であって、量子力学の始まりとなったプランクの量子論によって導入された(⇒量子論、量子力学、不確定性原理)。

微視的不安定性 [英 microinstability, 独 Mikro-Instabilität, 仏 micro-instabilité, 露 микронеустойчивость] = 速度空間不安定性

微視的理論(原子核の) [英 microscopic theory, 独 mikroskopische Theorie, 仏 théorie microscopique de noyau, 露 микроскопическая теория ядер] 原子核のさまざまな性質を、核子間の相互作用(核力)を用いて、量子力学に基づき記述する理論。この理論は現象論的、あるいは巨視的モデルの基礎を確立する。微視的理論は3つの部分に大別される。(1) 2核子の間に働く核力から、殻模型において用いる一粒子ポテンシャル場が成立することを確かめ、同時に核内の残留相互作用(⇒有効相互作用)を求める。その基本的理論はK. A. Bruecknerによって与えられた(⇒ブルックナー理論)。(2) 殻模型を足場にして核内有効相互作用を適当な近似のもとに対角化し、その結果を実験データと比較することによって近似の良否、核の励起状態の構造を明らかにする。この系統に配位混合理論(⇒配位混合)がある。殻模型に基づく一粒子ポテンシャルによって一粒子準位を決め、核子間の相互作用にブルックナー理論により得られた有効相互作用、あるいは現象論的有効相互作用を用いて計算する。(3) 有効相互作用から生じる核子間相関をその特性によって分類し、その1つ1つに特有な励起モードの機構およびモード間の相互作用を明らかにしていく。核子間相関の特性が原子核内の集団運動を特徴づけるという考えに基づいて、核現象におけるこれらの相関の複雑な絡み合いを明らかにすることにより巨視的モデルの基礎づけをする。

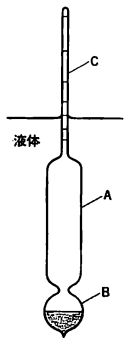
比重 [英 specific gravity, 独 spezifisches Gewicht, 仏 poids spécifique, 露 удельный вес] 物質の質量と、その物質と同体積の標準物質の質量との比をいう。一般に固体、液体に対しては標準物質として4°C、標準大気圧(1 atm, 1.01325×10^5 Pa)における水が用いられる。比重は質量の比であるから無名数であるが、標準に用いた水が4°C以外の時には、例えば比重15/15°Cのように表される。ここで分子の数値は物質の測定温度で、分母の数値は標準とした水の温度を表す。気体に対しては、一般に標準物質に0°C標準大気圧下における空気(場合によっては水素または酸素)が用いられる。上述のほか、水の密度を

1とした相対密度として比重が定義される場合もある。なお、比重を s とすればこれに関係づけられる次の量が用いられることがある。(1) 重ボーメ度(BH): $s = 144.3 / (144.3 - BH)$, (2) 軽ボーメ度(B): $s = 144.3 / (144.3 + B)$, (3) 日本酒度: $s = 1443 / (1443 + \text{日本酒度})$, (4) API度(API): $s = 15.66 / (15.66 - C) = 141.5 / (131.5 + API)$, (5) トワッセル度: $s = (200 + \text{トワッセル度}) / 200$, (6) 牛乳度: $s = (1000 + \text{牛乳度}) / 1000$ 。

非周期系 [英 aperiodic system, 仏 système apériodique, 露 аperiодическая система] 完全結晶がもつ空間的周期性をもたない系をいう。非周期系の弱い系としては格子振動、不純物原子、格子欠陥などを含んだ現実の結晶が考えられる。典型的な非周期系としては、無秩序合金、液晶、液体、非晶質(ガラス状)固体、さらには生体高分子としてのタンパク質などがある。近年、非晶質半導体やランダムポテンシャルによるアンダーソン局在の問題などに関連して非周期系よりの電子状態の問題が注目されている。この種の問題の困難さは固体電子論の基礎を成している周期系に対するブロッホの定理が成立しないことにある。しかし、非周期性が弱い場合にはブロッホの定理を用いて量子状態を波数ベクトルで分類し、非周期性を摂動的に取扱うことができる。一般的な理論としてはコヒーレントポテンシャル近似(CPA)の理論があるが、この理論は一種の平均場近似であるため位置の間の相関が本質的であるアンダーソン局在の問題には無力である。非晶質半導体の理論としてはD. WeaireとM. F. Thorpe(1973年)のモデルなどがあり、非周期系でも適当な条件の下でバンドギャップが存在しうることが示されている。

比重計 [英 specific gravity meter, 独 Dichtemesser, 仏 densimètre, 露 денсиметр] 物質の比重を測るための計器。固体、液体、気体について種々のものがあるが、通常は密度計と同様の原理を利用することができる(⇒密度計)。一般に比重計といえば、液体に適用する比重目盛を付した比重浮ひよう(密度目盛を付した密度浮ひよう、濃度目盛を付した濃度浮ひようもある)をさすことが多い。比重浮ひよう(図参照)は、液体に浮べてその沈んだ体積をけい部に付された目盛で読みとることにより、その液体の比重を知る原理のものである。中空ガラス製で胴部A、水銀または鉛の球状粒子を詰めた球部B、および比重目盛が付された目盛紙が封入、固着されているけい部Cからなる。浮ひようが液体中に浮んだときの液体の表面張力と大気中にある部分の浮力を無視すれば、浮ひようの液体中にある部分の体積と同体積の液体の質量が等しく、一方、浮ひようの質量は一定であることから一定質量の液体の体積を決定することに相当し、あらかじめ標準液体で目盛を校正しておくことによって比重が得られる。なお、比重目盛の場合は等間隔目盛ではなく、比重の大きい部分の方が比重の小さい部分の目盛間隔より大きくなる。これに対し、重ボーメ度、軽ボーメ度(⇒比重)による目盛の場合には、それぞれの目盛を等間隔で示すことができる。

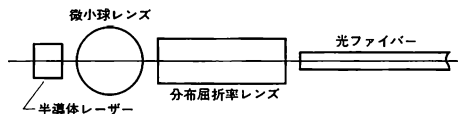
微小ギャップ半導体 [英 narrow gap semiconductor] エネルギーギャップが非常に小さい半導体。化合物



半導体で構成元素の原子番号が大きくなると、バンドギャップの小さい半導体が現れる。たとえば HgSe や HgTe ではバンドがわずかに重なって半金属となるが、Hg の一部を Cd で置換えて混晶をつくると、混晶の成分の割合を変えることにより、エネルギーギャップの小さい半導体をつくることができる。このなかで、エネルギーギャップが 0 とみしめるような特別の場合をゼロギャップ半導体という。二次元グラファイト、 α -Sn、HgTe と HgSe の混晶がゼロギャップ半導体の一例である。微小ギャップ半導体では、伝導帯と価電子帯との相互作用が強く、このため遠赤外吸収、光伝導が大きくなる。この特性を利用し、微小ギャップ半導体は遠赤外検出器などとして実用にも供せられている。

非面撃式印字装置 = ノンインパクトプリンター

微小光学 [英 micro-optic device] 直径が 0.1～数 mm の微小な球レンズ、円柱レンズ、分布屈折率レンズ、レンズアレイ、光ファイバー、回折格子、反射鏡、各種偏光素子など、およびそれらを組合せた光学系の総称。主として光ファイバー通信用受動デバイスとして用いられるほか、複写機、ファクシミリ、内視鏡などにも利用される。図は半導体レーザーの光を微小球レンズで受け、分布屈折



率レンズを介して光ファイバーに効率よく導入する光源結合器の例である。このほかに、半透鏡を用いた光の分岐器や挿入器、微小回折格子や誘電体多層膜フィルターによって光を異なる波長に分ける分岐器、光の遮断や切替え用光スイッチ、レーザへの光の掃還を防止する光アイソレーターやサーキュレーター、光コネクタ、アテネーター、光変調器などの各種デバイスがある。微小光学素子の製法には光学研磨、モールド、薄膜の真空蒸着などのほか、イオン交換、拡散重合、スパッタリング、エッチング、フォトリソグラフィなどがある(⇒光ファイバー)。

非晶質 [英 amorphous state, 独 amorphe Phase, 仏 état amorphe, 露 аморфное состояние]

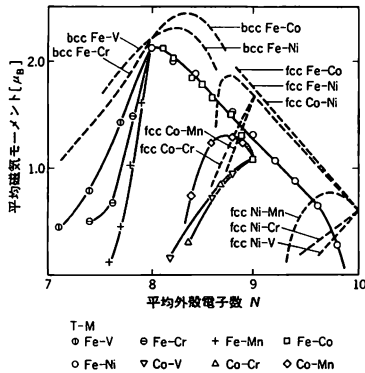
[1] 結晶構造がくずれ、原子の配列には全く規則性はないが、液体の流動性も示さないような固体状態を一般に非晶質といふ(無定形質ともいう)。その典型的な例はガラスである(⇒ガラス状態)。金属、半導体、磁性体、高分子固体など各種の固体に非晶質が出現する(⇒非晶質金属、非晶質半導体、非晶質磁性体)。

[2] 単に非晶質といった場合、非晶質の高分子固体をさすことがある。しかし高分子鎖自体が分子軸方向に関して大きな異方性をもつものであり、低分子化合物のガラス化した状態と同一であるという見方は必ずしも成立しない。ポリエチレنتレフタラートを溶融状態から急冷するとガラス状態が得られる。G. S. Y. Yeh, P. H. Geil (1967 年) は高分解能電子顕微鏡で直径約 10 nm の微小粒子構造を検出し、粒子の中心に秩序構造があると提案した(レギュラリエントリー模型)。一方、P. J. Flory らは理論的背景から、 θ 溶媒中の分子コイルと同様の非摂動状態にある分子形態をとり、そのままガラス化するという見解をとってきた(スイッチボード模型)。高分子バルクのマトリックス中に重水素化した同族分子鎖を少量混合し、中性子散乱よ

り分子の広がりをも、H. Benoit ら(1974 年)がポリスチレン鎖について測定した結果は、 θ 溶媒の場合と全く一致する。しかしこのようなガウス鎖のなかに局所的に秩序構造が存在する可能性も否定できない。多数の研究者が X 線小角散乱法を用いて、ポリエステルの際かにポリカルボナート、ポリ塩化ビニルなどについて検討しているが、2 つの見解に分かれたままである。粒子構造はジュール構造、ボール構造などともよばれ、粒子に対するイオンエッチング効果、熱処理効果、可塑性効果などが観測されているが、粒子構造は高分子の表面効果によるという見解も他方にある。電子線、広角 X 線回折法で動径分布関数の測定がなされ、粒子間の距離離効果は検討されているが、長距離秩序については情報が不足である。

非晶質金属 [英 amorphous metal, 独 amorphes Metall, 仏 métal amorphe, 露 аморфный металл] 結晶性の金属と異なり、平均原子間距離の数倍以上の広い範囲にわたる秩序性をもたない、ランダムな原子配列をもつ金属をいう。どんな固体材料でも、非晶質状態よりも安定な結晶相が少なくとも 1 つ存在することが経験的に知られている。非晶質金属は、熱力学的に完全に安定相ではなく、自発的に結晶化する傾向がある。ただし、室温程度の温度では、その速度は著しく小さく、完全な結晶化が達成されるためには地質学的年代を経過する必要があると考えられている。しかし、個々の非晶質金属に特有なある温度以上になると、急激な結晶化が起る。非晶質金属は、液体状態からの急冷、金属蒸気または溶液中の金属イオンの低温表面への蒸着または電着、高エネルギー粒子線による結晶金属の照射などの方法によってつくられる。これらのなかで、液体を急冷する方法が非晶質金属材料をつくる最も一般的な方法である。その際、結晶核が成長する余裕を与えないほど急速に冷却する必要がある。この条件が満たされると、過冷却液体はガラス転移点とよばれる温度で固体となり非晶質化する。実際には、熔融金属を高速で回転する金属ローラー表面に吹きつける、いわゆる溶融紡糸法などの方法が用いられる。このような超急冷法によって種々の非晶質合金がつくられている。しかし、超急冷法による純粋金属の非晶化はまだ成功していない。超急冷法によってつくられる非晶質金属は、金属ガラスまたは超急冷金属ともよばれる。非晶質金属は、原子配列の無秩序性を反映して、張力などの異方的な外力に強い、酸などに侵されにくい、軟磁性特性に優れている。放射線損傷を受けにくい、などの種々の性質を示す。非晶質金属の示すこれらの特性を利用して新機能材料としていろいろな応用が考えられている。

非晶質磁性体 [英 amorphous ferromagnetic material, 独 amorpher ferromagnetischer Stoffe, 仏 matériaux amorphes ferromagnétiques, 露 аморфный ферромагнетик] 磁性原子が結晶することなく凝集により固化した無定形状態で自発磁気を示している物質。アモルファス磁性体ともいう。例としては、Fe, Co, Ni などの遷移金属元素と、たとえば Si, P, C および B から成る成分範囲の原材料の溶融体を、通常の平衡状態が成立しないように十分に急速に冷却したものが挙げられる。これは非平衡状態にあって無秩序な無定形構造のガラス状態になっており金属ガラスとよばれる。機械的強度は強い。(擬)二元系の非晶質磁性体 $(T_{1-x}M_x)_{80}B_{10}P_{10}$ の自発磁気の平均外殻電子数依存性をスレーター-ポーリング曲線(破線)と比較して図示



した。これより、Fe, Co, Ni は 1 原子当りおよそ $2\mu_B$, $1\mu_B$ および $0\mu_B$ を示す (μ_B はボーア磁子)。この現象は半金属元素の電子の一部が、鉄族の d 軌道 (空孔) を埋めると考えて説明されている。Fe より原子番号が大きい元素のスピンは Fe のスピンと平行となり、小さい元素では反平行に結合している。非晶質磁性体では原子配列に方向性がないため、異方性が消失しており、そのため透磁率が高い。鉄ベースのものはキュリー点が 400°C 前後と高く、かつ磁気ひずみが正で大きい。(Co_{0.95}Fe_{0.05})₇₈Si₁₆B₁₄ は磁気ひずみが 0 であるので透磁率が極度に高い。前述の溶融体を噴霧したり、冷却液中に小孔から引出すなどの方法で、粉状、線状の非晶質が得られている。またメッキ法や蒸着法でもほかの元素がかなり導入される条件で薄膜非晶質磁性体を得られる。特に、希土類と鉄族を含むスパッタ膜には非晶質で磁化が膜面に垂直なものがあり、そのなかには磁化がほぼ 0 となる組成が存在する。

非晶質半導体 [英 amorphous semiconductor, 独 amorpher Halbleiter, 仏 semiconducteur amorphe, 露 аморфный полупроводник] 不規則な原子配列をもつ半導体。Si, Ge より GaAs などの半導体を真空中で蒸着した膜のなかには、X 線で調べた場合、結晶の特徴的回折パターンを示さず、ハローしか現れないものがある。これは、周期性、すなわち、長距離秩序性の欠如に由来するものである。しかし、さらに詳しく調べると、局所的な原子の配置には短距離秩序性が認められる。このような半導体を一般に非晶質半導体とよぶ。S, Se, Te のカルコゲン元素を成分として含む物質を溶かし、急冷することによって得られるガラス状物質 (カルコゲナイドガラス) も非晶質半導体の代表的な例である。結晶の長距離秩序性の存在は、結晶中の電子に対するエネルギースペクトル (エネルギーバンドとよぶ) に次の重要な効果をもたらす。ひとつは電子の状態密度がエネルギーに関して急激に減少して 0 となるバンド端が存在することである。もうひとつは、バンドを構成するすべての状態に対応する波動関数は物質全体に広がっていることである。それに対して、長距離秩序の欠如した非晶質半導体中の電子のエネルギースペクトルは次のような特徴をもつ。エネルギースペクトルを表す状態密度はバンド端で 0 になることはなく、その付近で緩やかに変化してバンドのすそ (バンドテイル) を形成する。バンドテイルの状態は、波動関数の広がりがかたかだか数格子程度の局在状態から成るが、バンドの内部の状態は、波動関数が物質全体に広がった非局在状態に対応し、バンド端付近で

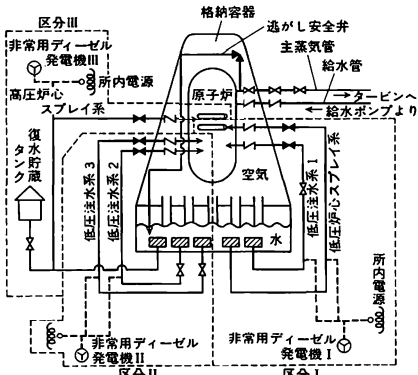
局在から非局在状態に変化する明確な境界がエネルギー値に存在する。この境界のエネルギーを移動端とよぶ。非晶質半導体の電子状態に対応するような特徴は、N. F. Mott と M. L. Cohen, H. Fritzsche, S. R. Ovshinsky によって提唱された。非晶質半導体の代表的な応用例として、カルコゲナイドガラスの光伝導性を利用したゼロックがある。一方、Si 系の非晶質半導体薄膜は、光デバイスとして優れた性質をもち、将来、太陽電池をはじめ幅広い応用が期待されている。

微小焦点 X 線管 [英 microfocus X-ray tube, 独 Mikrofokus-Röntgenröhre, 仏 tube de rayons X à micro-focalisation, 露 микрофокусная рентгеновская трубка] X 線結晶学や X 線リソグラフィ、ラジオグラフィの分野では、管から出る総 X 線量よりも、対陰極上の焦点が小さく、かつ単位面積から出る X 線量 (輝度) が高いことが要求されることが多い。焦点を小さくするほど焦点における熱の放散が効果的となり、焦点の輝度を増すことができる。最も普遍的な封入型 X 線管の輝度は、銅対陰極をもつもので $0.2\text{ kW}\cdot\text{mm}^{-2}$ 程度であるが、 $0.1\times 1\text{ mm}^2$ の焦点では $4\text{ kW}\cdot\text{mm}^{-2}$ の輝度が得られる。微小焦点を実現するには、電子的境界と熱的境界が問題になる。焦点の半径 δ の面積に集中しうる電子線密度は、電子どうしの反発作用 (空間電荷効果) により δ^2 に比例する。一方、ターゲットの熱的負荷は $1/\delta$ に比例する。したがって、両者がつり合いのとれた δ が最も輝度の高い焦点となる。銅ターゲットでは $70\text{ }\mu\text{m}$ の直径のときつり合い、 $10\text{ kW}\cdot\text{mm}^{-2}$ の輝度ととれるといわれている。このような微小焦点は開放型 X 線管で実現される。 $0.1\times 1\text{ mm}^2$ 程度またはそれ以下の焦点は、陰極のヘアピンまたは線状のタングステンフィラメントから放出される熱電子流を、フィラメントを囲む電子銃 (ウェーネルト円筒) の収束効果によってターゲット上に焦点を結ばせる方法と、電磁レンズで収束する方法とがある。微小焦点 X 線管は、特にそれに適合した実験装置とともに使うのでなければ有利にならない。ラング・カメラ、点収束カメラ、ギニー・カメラ、マイクロ・ラウエ・カメラ、コッセル・カメラなどのカメラ用として普及している。

微小振動 [英 small oscillation, 独 kleine Schwingung, 仏 petite oscillation, 露 малое колебание] 安定な平衡状態にある力学系になんらかの方法で小さな変化を与えると、系にはもとの平衡の位置へ戻るような力が作用するが、それと慣性によって、系は振動を始めることが多い。変化が大きいため、ひっくり返ったり壊れたりすることがあるが、小さな変化によって引き起される振動はかなり一般的な現象であるため、微小振動の理論というものがつくられて、よく調べられている。地震の後でいろいろな物が揺れたり、物をたたくと振動して音を出す、などがそのような現象の身近な例である。系の力学的な運動を表す一般化座標を q_1, q_2, \dots, q_n とし、平衡状態ではこれらがすべて 0 になるようにとってあるものとする。この系のポテンシャルエネルギー V は q_1, \dots, q_n の関数であるが、微小変化では $|q_i|$ はすべて小さいから、 V を q_i のべき級数で展開することが許される。平衡状態で $V=0$ のようにエネルギーの原点を定め、 $q_1=q_2=\dots=q_n=0$ が平衡点を表すこと ($-\partial V/\partial q_i=0$) を用いると、定数項と q_i の一次の項は 0 になるから、三次以上を省略し、 $V=\sum_{i,j} (1/2)A_{ij}q_iq_j$ とお

くことができる。運動エネルギーは、ホロノームでスクレ
ロノーム系を考えているので、 $T = \sum_{i,j} (1/2) K_{ij} \dot{q}_i \dot{q}_j$ と表
される。 $A_{ij} = A_{ji}$, $K_{ij} = K_{ji}$ である。これから $L = T - V$
によってラグランジアンをつくり、ラグランジュの運動方
程式をつくると、 $\sum_j K_{ij} \ddot{q}_j = -\sum_j V_{ij} q_j$ ($i=1, 2, \dots, n$) という連
成振動の式が得られる。これは、基準座標を用いれば独立
な n 個の基準振動に帰着できる。その角振動数を $\omega_1, \omega_2,$
 \dots, ω_n とすれば、もとの q_i の時間変化は、 $q_i = \sum_k C_{ik} \cos$
($\omega_k t + \delta_k$) の形に表される (\Rightarrow 連成振動, 基準振動)。

非常用炉心冷却装置 [英 emergency core cooling system, 独 System der Notkühlung des Reaktorkerns, 仏 système d'urgence de refroidissement du cœur, 露 система аварийного охлаждения активной зоны] 原子炉で冷却材喪失事故が起きたときに炉心を有効に冷却するための工学的安全施設であり、事故で減った一次冷却系内の水を補給する。ECCS と略称される。緊急炉心冷却系ともいう。非常用炉心冷却系は、原子炉の一次冷却系のどのような大きさの配管破断に対しても炉心を冷却できる容量を有しており、冷却水の注入方法には、非常用電源で駆動されるポンプで水源から送るものと、蓄圧タンクに蓄えた冷却水をガス圧で送り込む方法がある。沸騰水型動力炉の場合の非常用炉心冷却系は高圧炉心スプレイス系、低圧炉心



BWR の非常用炉心冷却系統概要

スプレイス系、低圧注水系および自動減圧系からなり、加圧水型動力炉の場合には高圧注水系、蓄圧注水系および低圧注水系からなっている。高圧系は主に破損の程度が小さく、一次冷却系の圧力もそれほど下がっていないときに使用する系統であり、低圧系は逆に大きな破損が起り、一次冷却系の圧力の低下が速く緊急に大量の冷却水の注入を必要とするときに使用する系統である。

比色線量計 [英 calorimetric dosimeter, 独 kalorimetrisches Dosimeter, 仏 dosimètre calorimétrique, 露 calorиметрический дозиметр] 放射線が物質に作用した場合、着色、退色など色の濃さや色調に変化をもたらすことがある。このような色の変化量をもとに放射線吸収線量を測定する線量計の一種である。あらかじめ線量と色の変化量の関係を求めておき、色の変化量から試料の吸収線量を求める方法である。色の変化量は目視あるいは比色計を

用いて行われる。分光光度計や光電比色計を用いて、物質による特定波長の吸収の大きさを測定する吸光光度法による線量測定方法とは区別される。

非水溶液 [英 non-aqueous solution, 独 nichtwässrige Lösung, 露 неводный раствор] 水以外のものを溶媒とする溶液の総称。溶媒にはいろいろなものがあり、水と同様にプロトン (H^+) が解離するものをプロトン性溶媒という。一方プロトンが解離しないものを非プロトン性溶媒という。水はプロトン性溶媒の極端な例のひとつである。液体アンモニアや液体シアン化水素などはプロトン性溶媒であり、水と同様に比較的大きな誘電率を示す。溶液のいろいろな性質においても水溶液と類似した点が多い。プロトン性溶媒を用いた溶液の中では酸塩基平衡が水溶液の場合と比べて著しく移動するので、水溶液では著しく弱い塩基、あるいは弱酸である物質でも中和滴定することができ。その溶液には、もちろん滴定液にも非水溶液を用いる必要がある。一方炭化水素、あるいはその水素原子をすべてハロゲンで置換した物質 (四塩化炭素やペルフルオロクロシンなど) は誘電率も会合性も著しく小さいので、典型的な非水溶液をつくる。

ヒステリシス [英 hysteresis, 独 Hysterisis, 仏 hystérésis, 露 гистерезис] 物質または系の性質が、それ以前の履歴に依存する場合に見られる現象で、履歴現象ともいわれる。すなわち、物質または系の性質を表す物理量 X がほかの量 Y の変化に伴って変化するとき、 Y の変化の経路によって同じ X に対する Y の値が異なる現象のことをいう。この関数として X のグラフを描くときに、グラフが閉曲線となる場合に、ヒステリシスループという。磁気ヒステリシスがよく知られているが、そのほかに弾性ヒステリシスや誘電ヒステリシスがある。ヒステリシスループに起因する損失のことをヒステリシス損失とよんでいる (\Rightarrow 磁気ヒステリシス)。電磁石に交流電流を流すときには磁気ヒステリシス損失のため、また誘電体に交流電圧を加えるときには誘電ヒステリシス損失 (誘電損失) のため、いずれも電気エネルギーが熱として失われる。また、放射線カウンターの計数率と電圧の関係がそれ以前の電圧や計数率に依存する現象もヒステリシスとよばれることがある。

ヒステリシス損失 [英 hysteresis loss, 独 Hysterisisverlust, 仏 perte par hystérésis, 露 потеря гистерезиса] \Rightarrow ヒステリシス

ヒステリシスループ [英 hysteresis loop, 独 Hysterisischleife, 仏 boucle d'hystérésis, 露 петля гистерезиса] \Rightarrow ヒステリシス

ヒストグラム [英 histogram, 独 Histogramm, 仏 histogramme, 露 гистограмма] \Rightarrow 記述統計

ヒストン [英 histone, 独 Histon, 露 гистон] 生物細胞核内で染色体 DNA と結合して存在する塩基性タンパク質である。一般に、核酸とタンパク質の複合体を核タンパク質とよび、特に DNA とヒストンの複合体をヌクレオヒストンとよぶ。染色質内では DNA とヒストンがほぼ 1:1 の重量比で存在し、互いにイオン結合で結合している。塩基性アミノ酸のアルギニンやリジンが多く含まれており、特にアルギニンを多量に含むものを高アルギニンヒストンと、またリジンに富むものを高リジンヒストンとよぶ。ヒストンには、DNA の三次元構造、特にスーパーコイル型配置を安定に維持し、また細胞分裂時に DNA を染

色体構造内に詰込んで染色体構造を維持する働きがある。また、遺伝子の活性の調節に関与しているとする説もある。

ピストン音源 [英 piston source, 仏 source à piston] 表面に垂直な方向に全面同位相で振動する剛性の大きな平面板のこと。振動面からの音の放射については、これをピストン音源として取扱うことが多い。特に無限大剛壁中のピストン円板の場合には、それからの音の放射指向特性が図1、放射インピーダンス特性が図2に示すように与えら

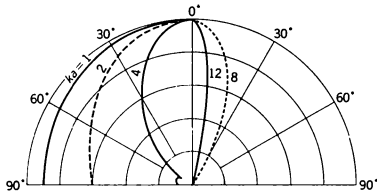


図1

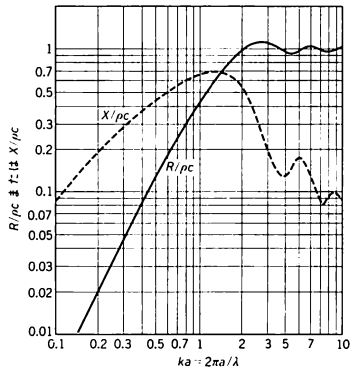


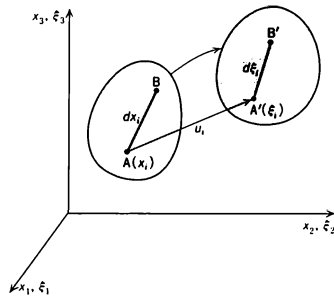
図2

れており、これらはコーンスピーカなど各種音源の性状を解析するための基礎資料として使われている。ここで、 a はピストン音源の半径、 $k=2\pi/\lambda$ で、 λ は音波長、 R と X は放射インピーダンスの実部と虚部、 ρc は媒質の固有音響インピーダンスである。

ひずみ [英 strain, 独 Verformung, 仏 déformation, 露 деформация] 物体に外力を作用させると物体には変形が生じるが、その変形量と初期形状との比をひずみとよぶ。ひずみには、物体内にとった任意の面に垂直な方向の成分である垂直ひずみ(縦ひずみ)と、その面に平行な方向の成分であるせん断ひずみ(横ひずみ)とがある。また、弾性状態で生じるひずみは弾性ひずみとよべ、荷重が除荷されると初期状態に戻るが、材料が降伏すると塑性ひずみが生じ、除荷すると弾性ひずみ分は回復するが、塑性ひずみは永久ひずみとして残ることになる。この弾性ひずみと塑性ひずみを合わせて全ひずみという。いま、図のように、変形前の座標系 (x_1, x_2, x_3) で表される長さ dx_i の線素 AB が、変形後の座標系 (ξ_1, ξ_2, ξ_3) で表される長さ $d\xi_i$ の線素 $A'B'$ に移動したとする。このときのひずみテンソル(変形

$$E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \right)$$

あるいは



$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial \xi_j} + \frac{\partial u_j}{\partial \xi_i} - \frac{\partial u_k}{\partial \xi_i} \frac{\partial u_k}{\partial \xi_j} \right)$$

で定義される。 E_{ij} はひずみを変形前の状態の座標で表したものでグリーンのひずみテンソルとよべ、 e_{ij} は変形後の状態の座標で表したものでアルマンシーのひずみテンソルとよばれる。ここで、微小ひずみの仮定を導入すると、一次の項が消えて両者は一致する。すなわち、

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

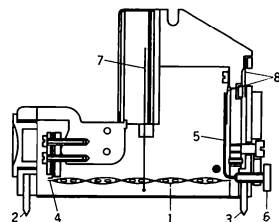
となる。垂直ひずみ成分 $e_{ii} (= \partial u_i / \partial x_i)$ は x_i 方向の微小線分の変形量と初期長さとの比であり、またせん断ひずみ成分 $e_{ij} (i \neq j)$ は x_i 方向と x_j 方向のなす角の変化量であるという物理的意味をもつ。

ひずみエネルギー [英 strain energy, 独 Deformationsenergie, 仏 énergie de déformation, 露 энергия упругой деформации] ⇨ 弾性エネルギー

ひずみエネルギー関数 [英 strain energy function, 露 функция энергии деформации] ⇨ 弾性エネルギー

ひずみ計 [英 strain gauge, 独 Dehnungsmesser, 仏 jauge de déformation, 露 тензометр] 物体が変形した後の標点距離の変化量を変形前の標点距離で除したものを工学ひずみとよび、標点距離の変化量を計測するための変換器をひずみ計またはひずみゲージという。変換器には、機械的、光学的、電気抵抗線式、電気容量式、磁歪式など多種類があるが、広く用いられているのは機械式および電気抵抗線式のものであり、ひずみ計という、後者をさすことが多い。

機械的ひずみ計には、純機械的レバー拡大方式のひずみ計、回転鏡による拡大を併用した光学・機械的ひずみ計があるが、これらは操作に熟練を要し、ひずみ計の体積が大きいため密集点のひずみ計測ができない、感度が芳しくないなどの理由から最近あまり用いられないが、図に示す Pfender ひずみ計は、押し当て式機械的ひずみ計であって、長期測定期間中の安定性に優れ、多数密集点の計測が可能で、経済性が高いため、特に溶接残留応力の測定などに広く用いられている。図中1は、指針7が固着している



中心から左右両側に向かって互いに逆方向にねじったリン青銅系の金属ストリップで、一端を4のばねに、他端をばね5で支えられた調整ねじ6の先端に固着されている。2は固定脚、3は可動脚であり、2と3を2つの標点に設置する。2と3の間隔が広がり金属ストリップのねじりは減少し、狭めるとねじりは増加し、それぞれ指針を回転させる。測定範囲が $1.3 \times 10^{-2} \text{ mm}$ のものでは最小目盛が $2.5 \times 10^{-4} \text{ mm}$ である。

電気抵抗線ひずみ計は、金属線が伸びるとその電気抵抗が増加する性質を利用した変換素子である。抵抗線の長さ L が ΔL だけ変化することにより、初期の電気抵抗 R が ΔR だけ変化したとすると $K = (\Delta R/R)/(\Delta L/L)$ は材料によって定まった値となる。 K をゲージ係数と称する。 K が大きいほど有利であるが、一方抵抗の温度係数は小さいこと、またヒステリシスが小さいことが望ましいので、普通は $K = 2$ 程度のアドバンス線などが用いられる。 K を高くするため、金属でなく半導体を用いたひずみ計もある。

各種用途に応じて種々の構造のひずみ計が製作されている。最も単純なのは絶縁紙の上に直径0.2mm程度の抵抗素線を数回Uターンさせて接着し、その上に保護のためフェルトを貼付したものである。このほかに、ポリアミド樹脂、フェノール樹脂などに素線を埋め込んだフォイルゲージもある。Uターンするまでの長さが標点距離となり、この長さ方向のひずみが電気抵抗の変化として変換される。標点距離、すなわちゲージの長さは0.2mmから120mmまでのものが販売されており、一方、特殊なゲージを用いれば -198°C までの低温あるいは 500°C までの高温でひずみを計測できる。室温で使用するときは通常の接着剤で測定部分にはり付けが、低温使用のときは特殊な接着剤を使う。また、金属膜で包まれた高温用のひずみ計はスポット溶接で測定部に固着する。なお最も多く用いられるひずみ計は単軸、つまり一方向のひずみしか測れないが、主ひずみを測定するために、3軸あるいは4軸配置の素線を1つのベースにまとめたロボットひずみ計も市販されている。抵抗線素線を空中あるいは油浸けにして可動部間に張りわたして微小変位を計測する非接着型のものもある。

ひずみ焼鈍法 [英 strain-anneal method, 独 Streck-Anlaß-Methode, 仏 méthode d'allongement-recuit, 露 метод растяжения отпуска] 固相の状態では、結晶粒を成長させて単結晶を得る方法。一般に高温で多結晶を焼なまし続けると、粒界エネルギーを減少させるために結晶粒径は徐々に成長するが、粒径が大きくなると成長速度は極端に遅くなる。しかし、多結晶体にあらかじめ数%ほどの小さな塑性ひずみを与えた後に焼なますと、粒界エネルギーにひずみエネルギーが駆動力として加わり、少数の特定の結晶粒のみがほかの結晶粒を浸食して異常に大きく成長することがある。ひずみ焼鈍法は、このようにひずみによって誘起される異常結晶粒成長を利用する方法である。融液から凝固法によって単結晶を作成する方法と比較すると、この方法の長所は、(1) 高温に変態点が存在しても、その温度で結晶粒の成長が起る温度以上であれば、単結晶を作成することが可能なこと、(2) 合金については偏析が少ないこと、(3) 比較的低温の加熱炉ですむこと、などである。(1)の特長を利用して、 α -Fe単結晶の作成にこの方法が用いられている。またこの方法の短所は、(1) 脆い物質には適用できないこと、(2) 適切な成長条件を見いだすの

が一般に容易でないこと、(3) 主に板状または線状の単結晶に限られること、などである。(1)の制約のために、もっぱらこの方法は金属および合金に用いられている。

代表的な工程は次のとおりである。(1) 圧延または線引きによって試料を強加工する。(2) 比較的高温で長時間予備焼なましを行い、粒成長がほとんど生じない安定な組織を形成させる。(3) 引張りによって3%前後の塑性ひずみを加える。(4) 最高温度が予備焼なまし温度より高い温度をもつ温度傾斜炉中を $1 \text{ cm} \cdot \text{h}^{-1}$ のオーダーの速度で移動させることによって単結晶を得る。なお、適切な条件を選べば、温度傾斜炉中を移動させなくとも、数 μm の大きさの結晶を得ることが可能である。

ひずみ速度 \Rightarrow 変形速度

ひずみテンソル [英 strain tensor, 露 тензор деформации] \Rightarrow ひずみ

ひずみ波 [英 strain wave, 独 Dehnungswelle, 仏 onde de déformation] 衝撃荷重が与えられたとき、衝撃点にひずみが生じ、時間とともにまわりに伝播する現象。応力波と同じ現象であるが、特にひずみに注目するときひずみ波という。

ひずみ波インパルス近似 = 歪曲波インパルス近似

ひずみ波ボルン近似 = 歪曲波ボルン近似

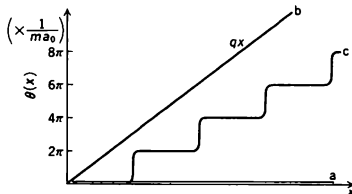
ひずみ波理論 = 歪曲波理論

ひずみ率 [英 distortion factor, 独 Klirrfaktor, 仏 facteur de distortion, 露 клирфактор] 電圧、電流の波形がひずみ波の場合、含まれる全高調波の実効値と基本波の実効値との比をひずみ率という。電圧のひずみ波を例にとると、各高調波の実効値をそれぞれ E_{e2} (第二調波)、 E_{e3} (第三調波)、 \dots とし、基本波の実効値を E_{e1} とすると、ひずみ率[%]は

$$\begin{aligned} \text{ひずみ率} &= \frac{\text{全高調波の実効値}}{\text{基本波の実効値}} \times 100 \\ &= \frac{\sqrt{E_{e2}^2 + E_{e3}^2 + \dots}}{E_{e1}} \times 100 \end{aligned}$$

で表される。電流についても同様である。

非整合構造 [英 incommensurate structure, 露 несо-размерная структура] 1つの物質系で、基準周期系の周期 a_0 とは異なる周期 a をもつ周期的な部分系が共存し、比 a/a_0 が非有理数であるとき、この部分系の構造を非整合構造という。非整合構造ということもある。また、比 a/a_0 が有理数であるときのこの部分系の構造は、整合構造とよばれる。部分系の x 方向に周期的な物理量 Q を $Q(x) = \cos \phi(x)$ とし、 $\theta(x) \equiv \phi(x) - (2\pi x/m a_0)$ を図に示



す、 $\theta(x) = 0$ (直線 a) が m 倍周期の整合構造、 $\theta(x) = qx$ (直線 b) が非整合構造を表す (ただし $qa_0/2\pi$ が非有理数)。曲線 c で表される構造は比 a/a_0 が $1/m$ に近い非整合系で実現されるもので、系の大部分が m 倍周期の整合構造を保ち、周期的に入った小部分に非整合性を負わせている。この小部分は整合構造の欠陥と解釈され、ディスコ

メンシュレーションあるいは非整合転位とよばれる。部分系のこのような構造は、部分系固有の周期構造を決める相互作用と基準系が部分系に及ぼす周期ポテンシャルとの兼ね合いによるもので、温度や圧力などの状態量に応じて、図示された構造、および無構造(あるいは乱雑な構造)のいずれかが実現される。結晶表面上の吸着原子や強誘電体における部分基の配列構造などがその典型である。磁性体のヘリカル磁気構造も格子を基準系にとれば非整合構造の例だが、この場合は部分系固有のスピン間相互作用が主にその構造を決めている。金属中に生ずる電荷密度波(およびスピン密度波)も格子に対して非整合構造をとる例が多い(フェルミ波数が逆格子ベクトルの非有理数倍のときに出現する)。この場合は電子系と格子間の相互作用が強く、電荷密度波が凝縮した相では格子もそれに引きずられて変形する。したがって正確にいえば、この場合の基準系は電荷密度波の凝縮が起る以前の格子構造であり、これに対して凝縮期の電子系も格子も非整合構造をとる(⇒整合構造)。

非整合転移 [英 incommensurate transition, 露 несо-размерный переход] 非整合構造をもつ系のパラメーターや状態量を変化させると、ある値で非整合構造が不安定になる。たとえば非整合電荷密度波の凝縮相はある臨界温度で消滅し、それ以上の温度では電荷密度はゆらぎを無視すれば均一(無構造)になる。結晶表面上の吸着原子系は、臨界温度を超えると液体(乱雑な構造)に移行する。このような非整合構造と乱雑な(無)構造間の転移が非整合転移であり、多くの場合、これは二次相転移である。パラメーターや状態量を別の方向に変化させると非整合構造が整合構造に対して不安定になることも多い(⇒整合・非整合転移)。さまざまな強誘電体、電荷密度波を伴う層状物質や擬一次元的物質において、たとえば温度変化に伴って無構造-非整合構造-整合構造というような逐次転移が観測されている。

非整合反射 [英 incommensurate reflection, 露 несо-размерное отражение] 固体の相転移に伴って新たに発生する秩序の周期が、本来の固体の並進周期と簡単な整数比をなすとき、この新しい秩序を基本周期に対して整合であると、そうでないときを非整合であるという。これに対応して、秩序化に伴う散乱効果としては、前者の場合は逆格子空間内で、ブラッグ反射点の間を整数で分割する点に新しい反射点が見れ、後者の場合は全く任意の位置に現れる。これらをそれぞれ整合反射、非整合反射とよぶ。整合反射が現れる場合は、秩序相に対して新しい並進対称性が定まり、したがって新しい空間群を定義することができ、非整合反射が現れるときは、通常の意味で結晶全体としての並進周期を定義できなくなる。この場合の空間対称性の分類は、抽象的な四次元空間での空間群を定義することによってなされる。非整合反射は、磁気構造、電荷密度配列、格子の微小変形、合金の秩序配列など種々の物理的内容の異なった現象に関連して、普遍的に観測される点に興味がある。

非齊次ローレンツ群 [英 inhomogeneous Lorentz group, 独 inhomogene Lorentz-Gruppe, 仏 groupe de Lorentz inhomogène, 露 неоднородная группа Лоренца] = ボアソナレ群

飛跡 [英 track, 独 Spur, 仏 trace, 露 след] 荷電粒子が気体や液体あるいは写真乳剤などの物質中を通過

する際その通過線上にイオン化の現象により、巨視的に観測できる放電や、霧、泡あるいは乳剤の黒化などの足跡を残す。これを荷電粒子の飛跡とよび、粒子の通過した位置を検出する方法として利用されている。粒子の飛跡は通常数十〜数百 μm の位置の精度(⇒位置分解能)で記録され、素粒子の崩壊や素粒子反応の軌跡の精密な記録として検出測定に利用される(⇒飛跡検出器)。

飛跡検出器 [英 particle track detector, 独 Teilchen-spurdetektor, 仏 détecteur à trace de particule, 露 трековый детектор] 高速荷電粒子(電子、中間子、陽子など)が通過した軌跡(飛跡)を高い精度で測定できる粒子検出器のこと。飛跡を検出するには、高速荷電粒子が物質と相互作用、特に主として原子・分子の電離作用を行い、その結果としての飛跡信号を観測可能な形に変換し、増幅することが必要である。この2つの要素、すなわち、適当な物質とそれに付随した信号の変換増幅の手段の組合せにより、多種多様な飛跡検出器が発明されてきた。1960年代までに開発利用されてきたものに、写真乾板(エマルジョン、写真乳剤)、霧箱、泡箱、放電箱、ストリーマチューンバーなどがある。その後、高エネルギー物理実験技術の多様化に伴い、多層のマルチワイヤーチューンバー化した比例計数管(これを多線式比例計数管またはマルチワイヤープロポーションアルチューンバー(MWPC)とよぶ)やドリフトチューンバー(タイムプロジェクトンチューンバーも含む)などが考案され、これらを組合せて飛跡検出器として使う場合が多くなっている。飛跡検出器には機能上から本来「飛跡検出器」である写真乾板、霧箱、泡箱、放電箱のようなものと、単一のものとしては粒子が平面を通過した位置のみ検出できる位置有感検出器を多層組合せることにより、飛跡検出に利用できるものがある。後者には、上述のワイヤーチューンバーなどの例以外に、半導体検出器を多層化したものなども利用され始めている。またシンチレーションカウンタは本来は飛跡検出器ではないが、細長い形のものを並べることにより飛跡を知るのにも用いられる(⇒カウンターホドスコープ)。

重い原子核の飛跡検出には、これらの粒子が単に原子・分子を電離するだけでなく固体内に局所的構造的变化を起こすことを利用することもできる。雲母や特殊なプラスチックなどの固体では化学的に処理することにより、この飛跡を見ることができ、飛跡検出器の位置精度については付録の表を参照のこと。

非切削加工 [英 non metal-removal machining, 独 Bearbeitung ohne Metallwegnahme, 露 обработка металлов без снятия стружки] 材料を加工する方法は種々あるが、切削加工と非切削加工に大別することができる。切削加工というのは、いわゆる切屑を発生させる除去加工を意味し、通常の切削のほか研削加工、砥粒加工や、場合によっては特殊加工も含めることが多い。非切削加工はこれら以外の加工法をさし、切屑を発生させない加工法をいう。非切削加工には、熔融金属を鑄型の中で凝固して複雑な形状の物品をつくる鑄造加工、金属材料の塑性変形を利用して成形する圧延、押出し、プレスなどの塑性加工、金属粉末を固めて焼結する粉末冶金、接合を利用する溶接などが含まれる。またプラスチック材料の射出成形や真空成形などの成形加工は鑄造と塑性加工の中間に位置するもので、非切削加工のひとつである。またセラミック類にも粉末冶金と同類の方法で焼結加工を行うが、これを非切削加工

工に含めることができる。

非摂動鎖 [英 unperturbed chain, 独 ungestörte Kette, 仏 chaîne imperturbée] 高分子鎖において、遠距離相互作用を摂動とみなすと、近距離相互作用のみを考慮した鎖は非摂動鎖に相当する。したがって、 θ 溶液中の高分子鎖は非摂動鎖である。重合度が十分大きくて長い鎖の場合には、非摂動鎖は末端間距離に関してガウス分布であることが証明され、平均二乗鎖長は重合度(または構造要素の個数)に比例する。

濃厚溶液や溶融体、固相においても、排除体積効果が他の高分子鎖の混在による遮蔽効果を受けるため、高分子は非摂動鎖としてふるまう。1930年代にゴム弾性論がガウス鎖に基づいて成功を収めたのも、この事情による。

非摂動鎖は一種の理想状態であるから、その物性は高分子の基本的構造を反映するものが多い。その中でも、特性比とよび合っているのは、非摂動鎖の平均二乗鎖長 $\langle R^2 \rangle_0$ と、ランダムコイルの場合の平均二乗鎖長 Nb^2 (ボンド長 b , 個数 N) との比であり、近距離相互作用の効果を表す。

PZT [英 PZT] 反強誘電体である PbZrO_3 と、強誘電体である PbTiO_3 の固溶体で、圧電材料として有名。PZT とはアメリカのクレバイト社の商品名、 $\text{PbZr}_x\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$ 、 $\text{Pb}(\text{Zr-Ti})\text{O}_3$ などと書く。x の値により種々の異なる性質をもった相が出現するが、強誘電相は x が 0.55 を超えるとき、正方晶系のものから三方晶系のものへと変化する(室温での場合)。このように成分によって相が変化することをモルフोटロピック変態とよぶ。このような成分比の近傍(morphotropic phase boundary, MPB)では電気機械結合定数が極めて大きくなるとともに室温近くには相転移点があるため、優れた圧電材料となっている。PZT にさらに La を固溶させホットプレスしたものは PLZT とよばれるが、これは透光性があるため透明セラミックとして有名である(⇒圧電セラミック素子)。

非線形音響学 [英 nonlinear acoustics, 独 nichtlineare Akustik, 仏 acoustique non-linéaire, 露 нелинейная акустика] 媒質の力学的非線形性に起因する音響現象および高次の効果を扱う音響学の分野。大振幅音波の伝搬に伴う波形ひずみ、音波と音波の相互作用、パラメトリックアレイ、固体の高次弾性率などが主要なテーマであるが、放射圧やこれに伴う媒質の流れ、キャビテーションなども含まれる。普通に用いられる線形波動方程式は媒質の力学的性質の線形性を仮定して、多くの省略の結果得られたもので、無限小振幅の音波に對して成り立つ。これに対して、気体や液体中の有限振幅音波では、断続変化における媒質の状態方程式として、圧力 p と密度 ρ との関係

$$p = p_0 + A \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho_0} + \frac{B}{2} \frac{(\rho - \rho_0)^2}{\rho_0^2} + \dots \quad (1)$$

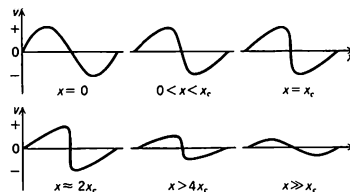
とおく。ここで、 p_0, ρ_0 は平衡状態での値である。式(1)の二次の項までとると、x 方向に進む平面音波の粒子速度 v について、次の非線形波動方程式が得られる。

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (c_0 + \epsilon v) \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

ここで、 c_0 は微小振幅での音速 ($\sqrt{A/\rho_0}$)、また、 $\epsilon = 1 + (B/2A)$ である。B/A, ϵ など媒質の非線形パラメータという。式(2)の解は、 $x=0$ で $v=v_0 \sin \omega t$ のとき

$$v = v_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{c_0 + \epsilon v} \right) \quad (3)$$

となり、図のように伝搬に伴って波形がのこぎり波状にな



る。波形の勾配が垂直になる距離 x_c を不連続距離といい、 $x_c = c_0^3 / (\epsilon \omega v_0)$ である。 $x > x_c$ では、式(2),(3)では波形を表せなくなり、音波吸収を含めたより一般的な取扱が必要となる。この分野の理論的研究は18世紀のL. Eulerに始まるが、近年になって超音速飛行によるソニックブームや、海中におけるパラメトリックアレイの応用に関連して急速に研究が進展した。

非線形回路 [英 nonlinear circuit, 独 nichtlinearer Stromkreis, 仏 circuit non-linéaire, 露 нелинейная цепь] 電気回路において電圧と電流とが比例関係にない回路を非線形回路という。この回路には重ね合せの原理は成り立たず、理論的取扱いは線形回路と比べて格段に難しくなる。回路素子の非線形特性の数学的近似としては、多項式近似や折れ線近似などが用いられる。非線形回路は線形回路では得られない特性をもつため、応用面では広く用いられている。非線形回路の代表的なものとしてダイオードを用いた種々の回路がある。波形の振幅増幅をとり出す振幅選択回路(クリッパ、振幅制限器など)、振幅を圧縮したり伸張したりする圧伸器、波形はそのままにしてレベルを推移させるクランプ回路などはその例である。また大振幅増幅回路、鉄芯を含む回路、磁気増幅器なども非線形回路の例である。信号処理回路として広く用いられている乗算回路、サンプルホールド回路なども非線形回路と考えられる。

非線形(光)感受率 [英 nonlinear susceptibility, 独 nichtlineare Suszeptibilität, 仏 susceptibilité non-linéaire, 露 нелинейная восприимчивость] 通常の光の電場による物質の分極は電場に比例し、その比例定数を(光周波数の)電気感受率または光感受率とよぶ。しかし、強い光の電磁場によって生ずる物質の応答は、通常、電気分極(単位体積当たりの電気双極子モーメント) P を電磁場のべきで展開した形で表され、電場 E のみをとりあげると

$$P = \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} E E + \chi^{(3)} E E E + \dots$$

となる。 $\chi^{(1)}$ を線形(光)感受率、他の係数を非線形(光)感受率といい、 $\chi^{(n)}$ を n 次の非線形(光)感受率という。磁場が関与する非線形感受率もあるが、多くの場合、前記の感受率に對し無視できる。非線形感受率を非線形分極率とよぶこともあるが、これは原子・分子1個当たりの双極子モーメントの電場のべきに対する比例定数に對して用いることが多い。

$\chi^{(n)}$ は $(n+1)$ 階のテンソルであって、物質の幾何学的構造(原子分布、結晶構造など)によって決まる対称性がある。一般に $\chi^{(2)}$ は気体・液体・非晶体などの均質媒質や中心対称性のある結晶ではゼロになり、点対称を欠く結晶(ピエゾ結晶)にのみ現れる(⇒二次の非線形感受率)。これに對して $\chi^{(3)}$ はすべての物質に現れる(三次の非線形感受率という)。非線形感受率は、 $\chi^{(1)}$ と同様に物質のエネルギー準位構造を反映した電場周波数依存性をもつが、関与する周波数が一般に複数であり、またその組合せ方によって

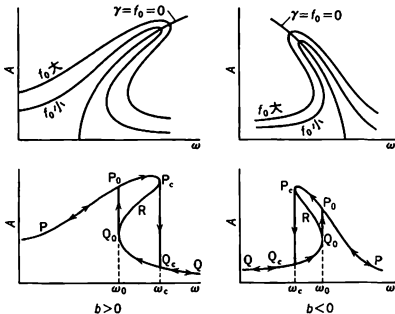
も異なるのでその特性はかなり複雑になる。具体的な問題については、場に対する物質の運動方程式を古典力学的または量子力学的に解くことによってこの特性が理論的に求められる場合も多い。

波動の複素表示に伴って非線形感受率が複素表示ができる。しかし、その実部と虚部との間には、線形定数におけるようなクラマース-クロニヒ関係式は、特別な場合を除いて一般には成り立たない。同様に、実部が分散に、虚部がエネルギー授受にという対応も一般にはない。光の周波数(高調波および組合せ周波数を含む)が物質の遷移周波数に対して非共鳴の場合は $\chi^{(n)}$ は近似的に実数で表されるが、共鳴条件に近づくとき絶対値が増大し、同時に虚部の寄与が大きくなる。

非線形共振 [英 nonlinear resonance, 独 nichtlineare Resonanz, 仏 *résonance non-linéaire*, 露 *нелинейный резонанс*] 非調和振動子の強制振動において外力の振動数を変えてゆくと、共振点付近で振幅が跳躍的に増大し、逆の向きに変えてゆくと跳躍的に減少する現象をいう。振幅はジャンプ現象を示し、一種のヒステリシス(振幅履歴)を伴う。磁心入りコイルをもつ共振回路や機械的な非調和振動系の応答曲線にこの現象が見られる。たとえば非調和振動方程式

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma \frac{dx}{dt} + ax + bx^3 = f_0 \cos(\omega t + \delta)$$

(デュフィング方程式)において、外力振幅 f_0 と摩擦係数 γ を一定にして強制外力の振動数を変えたときの応答を x の振幅 A で示すと図のようになる。共振は調和項 ax の角振動数 \sqrt{a} の付近で起り、非調和係数 b の符号によって性質的に異なるヒステリシスを示す。



非線形屈折率 [英 nonlinear index of refraction, 独 nichtlinearer Brechungsindex, 仏 *module de réfraction non-linéaire*, 露 *нелинейный показатель преломления*] 強い光に対しては物質の屈折率 n は一定でなく光強度に依存する量となり、光電場 E のべきで展開して

$$n = n_0 + n_2 E^2 + \dots$$

のように表される。 n_0 は通常の屈折率で、 n_2 を非線形屈折率とよぶ。 n_2 は三次の非線形感受率の実部 $\chi_r^{(3)}$ から導かれ、 $n_2 = \chi_r^{(3)}/2\epsilon_0 n_0$ の関係がある。非等方性媒質の場合や、等方性媒質でも偏光の異なる2種の光が関与する場合には、非線形屈折率は単一定数では表せず、テンソルとして扱わねばならない。

n_2 を生じるミクロな機構としては、液体中の異方性分子の配向(狭義の光カー効果)、電気ひずみ、電子分極などがあり、 n_2 の大きさは $10^{-11} \sim 10^{-16}$ esu、応答時間は $10^{-8} \sim$

10^{-18} s にわたっている。 n_2 を生ずる機構全体をまとめて広義の光カー効果とよぶこともある。

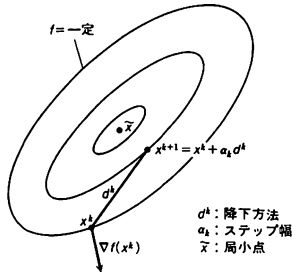
強い光ビームが物質中に伝播する際には、 n_2 の存在によって光の自己集束、自己位相変調、自己偏光回転などの興味ある非線形現象が起こる。これらを積極的に利用する道もあるが、レーザー光の応用面では障害になることが多い。また、非線形屈折率を通じて2種の光を結合させると、高速度の光シャッターが構成され、超高速現象の研究に役立てることができる(\Rightarrow 自己集束、自己位相変調)。

非線形光学 [英 nonlinear optics, 独 *nichtlineare Optik*, 仏 *optique non-linéaire*, 露 *нелинейная оптика*] 強い光と相互作用する物質には、光の電磁場に比例しない非線形応答が生じ、多彩な現象が生ずる。これを扱うのが非線形光学で、レーザーの出現によって発展した分野である。代表的現象として、光高調波発生、光混合、光バリエーション効果、誘導散乱(ラマン散乱、ブリュアン散乱、レイリー散乱、コンプトン散乱など)、多光子吸収(解離、イオン化を含む)、非線形屈折率とそれに基づく光の自己集束や自己位相変調、光双安定などがある。物質の応答は普通、電気分極を光電場のべきで展開して表され、いろいろな次数の非線形現象が現れる。入射光が物質の遷移に共鳴する場合には、展開では表せない大きな非線形効果も起る。また、このとき物質の横緩和時間より短い時間内ではコヒーレント非線形相互作用が起る。光の自己誘導透過、フォトンエコー、光挙動などがその例である。レーザー自体の中でも非線形光学現象は本質的な役割を演じ、その特性を支配する。発振器の実現には飽和という非線形効果が不可欠であり、緩和発振、Qスイッチ、モード同期などのパルス動作も非線形効果に基づいている。

非線形効果のミクロな要因は粒子間ポテンシャルの非調和性やローレンツ力など普遍的であり、どんな物質にも非線形光学現象が現れる。通常の気体、液体、固体はもとより、プラズマ、生体、粒子ビームなどすべてが対象になる。非線形光学現象の多くは光を古典的に扱う理論でよく記述できるが、光を光子として扱うと便利になることも多い。この場合非線形現象はすべて多光子過程として表される。

非線形光学では現象自体が研究対象になるだけでなく、広い応用分野がある。それらは、コヒーレント光の発生・制御・測定などのオプトエレクトロニクス、非線形効果を通じて物性を探る非線形分光光学、さらにそれらの知識や技術を利用した一般レーザー応用などである(\Rightarrow 量子光学)。

非線形最小化法 [英 nonlinear minimization, 独 *nichtlineare Minimierung*, 露 *нелинейный метод минимизации*] n 変数の非線形関数 $f(x)$ の最小値(極小値)を求める数値計算法。非線形最小化は、制約なし最小化と制約付き最小化とに大別される。まず、 $f: R^n \rightarrow R^1$ を R^n 全体で最小化する制約なし最小化においては、適当な点 $x^0 \in R^n$ を出発点として $f(x^{k+1}) < f(x^k)$ を満たす点列 $\{x^k\}$ を生成して、その集積点 x^* が f の極小性の一次の必要条件 $\nabla f(x^*) = 0$ を満たすように設計された、降下法とよばれる一群のアルゴリズムがよく用いられる。これらの方法では、点 x^k において $\nabla f(x^k)^T d^k < 0$ を満たす降下方向 $d^k \in R^n$ を生成し、ステップ幅 $\alpha_k > 0$ を適当に選んで $x^{k+1} = x^k + \alpha_k d^k$ とする(図参照)。 d^k の選び方としては非負定値行列 $H_k \in R^{n \times n}$ を用いて、 $d^k = -H_k \nabla f(x^k)$ と定義する方法が一般的であって、 H_k を単位行列とする最急降下法、 $\nabla^2 f$ を f のヘッセ行列としたとき $H_k = [\nabla^2 f(x^k)]^{-1}$ とお



いたニュートン法がよく知られているが、最急降下法は収束が遅く、ニュートン法はステップ当りの計算量が多いという欠点をもつため、これらの短所を除去し長所を生かした可変計量法(準ニュートン法ともいう)が現在では主流となっている。一方、ステップ幅の選び方にも古くから多くのものが提案されているが、実用上重要なものとしてカリーの規則、アーミホの規則などがある。なお、以上では f の微分可能性を前提としたが、微分不可能な場合にも適用できる方法として、共役方向法や劣勾配法などが考案されている。

次に制約領域 $S = \{x | g_i(x) \leq 0, i=1, \dots, m; h_j(x) = 0, j=1, \dots, l\}$ 上で f を最小化する制約付き最小化に関しては、極小性の一次の必要条件であるクーン-タッカー条件

$$\begin{aligned} \nabla f(\hat{x}) + \sum_{i=1}^m \hat{\lambda}_i \nabla g_i(\hat{x}) + \sum_{j=1}^l \hat{\mu}_j \nabla h_j(\hat{x}) &= 0 \\ \hat{\lambda}_i &\geq 0, \quad g_i(\hat{x}) \leq 0, \quad \hat{\lambda}_i g_i(\hat{x}) = 0 \quad (i=1, \dots, m) \\ h_j(\hat{x}) &= 0 \quad (j=1, \dots, l) \end{aligned}$$

を満たすクーン-タッカー点 $(\hat{x}, \hat{\lambda}_1, \dots, \hat{\lambda}_m, \hat{\mu}_1, \dots, \hat{\mu}_l)$ を求めることが目的となる。このための方法としては、制約なし最小化アルゴリズムで生成される降下方向ベクトル d^k を S 上に射影して得られるベクトル \hat{d}^k を用いて、 $x^{k+1} = x^k + a_k \hat{d}^k$ とする各種の射影法のほか、制約式を目的関数の中に組み込んで、制約なし最小化アルゴリズムを適用する罰金法や乗数法、そして線形計画法における単体法を拡張した一般化簡約勾配法(GRG法)などが提案されている。制約付き最小化に関しては、一般に問題の型を考慮したアルゴリズムの設計が必要であって、線形計画法の場合のようにいつでも効果的に働くアルゴリズムは存在しないが、制約式が線形な場合には二次近似法や GRG 法が有力であるといわれている。

非線形 σ 模型 [英 nonlinear σ model, 独 nichtlineares σ -Modell, 仏 modèle σ non-linéaire, 露 нелинейная σ -модель] σ 模型のうち変数 $\phi_i(x)$ ($i=1, \dots, N$) がすべての点 x で $\sum_{i=1}^N \phi_i(x)^2 = 1$ を満たすものをいう。このとき ϕ_N を σ と書くとき

$$\sigma(x) = \pm \sqrt{1 - \sum_{i=1}^{N-1} \phi_i(x)^2}$$

と表示でき、 $\phi_i(x)$ ($i=1, \dots, N-1$) は直交変換に対して

$$\phi_i(x) \rightarrow \sum_{j=1}^{N-1} R_{ij} \phi_j(x) \pm R_{iN} \sqrt{1 - \sum_{j=1}^{N-1} \phi_j(x)^2}$$

という非線形な変換を受ける。磁性体に対する古典ハイゼンベルク模型は格子上的非線形 σ 模型の例である ($N=3$)。

σ 模型は一般に、自発的対称性のやぶれの現象を研究す

るのに用いられる。 N 次元直交変換に対する対称性が自発的にやぶれると、基底状態においても $\phi_i(x)$ のうち独立な成分 1 個がゼロと異なる期待値をもつ。その成分を σ とすると残りの $N-1$ 個の場合 $\phi_i(x)$ ($1 \leq i \leq N-1$) は正確に質量がゼロの量子を励起する。このようにして現れる質量ゼロ量子をゴールドストーン・ボソンというが(⇒ゴールドストーンの定理)、非線形 σ 模型は、 σ が励起する量子の質量が無限大の極限でゴールドストーン・ボソンを記述する有効理論として導くこともできる。ただし時空または格子の次元が 2 またはそれ以下のときはこのような描像は成立せず、 σ 模型において自発的対称性のやぶれは起らない(⇒自発磁化, コールマンの定理)。一方、二次元においては $N=3$ のとき、非線形 σ 模型には連続時空においてインスタントン解がオイラー-ラグランジュの方程式の古典解として存在し、その系の性質を研究するのに重要である。

また、特に自発的対称性のやぶれを研究するのににも用いられる。なお、非線形の一模型で座標空間が格子点上のみの離散的な変数に限定した場合は、 N ベクトル模型とよばれる。特に、 $N=2$ のとき、平面回転子模型、 $N=3$ のとき、古典ハイゼンベルク模型とよばれ、臨界現象の研究にとって基本的な重要性をもっている。

非線形シュレーディンガー方程式 [英 nonlinear Schrödinger equation, 独 nichtlineare Schrödingergleichung, 仏 équation non-linéaire de Schrödinger, 露 нелинейное уравнение Шредингера] 場の量 $\phi(x, t)$ が満足する波動方程式として

$$i \frac{\partial}{\partial t} \phi + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \phi + 2k|\phi|^2 \phi = 0$$

の形のものを、非線形シュレーディンガー方程式とよぶ (k は定数)。シュレーディンガー方程式で、場の振幅二乗に比例するポテンシャルをもつ場合に対応する。プラズマ中で電子プラズマ波の振幅が大きくなると、その動重力(ponderomotive force)により局所的にプラズマ密度のくぼみがつくりだされる。その結果、振幅の包絡線が上式を満足するようになり、密度のくぼみのところに局在した孤立波解をもつ。

非線形振動 [英 nonlinear oscillation, 独 nichtlineare Schwingung, 仏 oscillation non-linéaire, 露 нелинейное колебание] 振動系が従う運動方程式が非線形の場合に、それによって起る振動の総称。非調和振動ともいう。たとえば方程式

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \varphi \left(\frac{dx}{dt} \right) + f(x) = F \cos \omega t$$

で記述される振動は、 φ や f が一次式でない限り非線形振動である。ここで一般に、 $\varphi(dx/dt)$ は減衰項、 $f(x)$ は復元力、右辺は外力を表している。減衰のない非線形自由振動の例は単振り子の運動で、 $m(d^2x/dt^2) + (mg/l) \sin x = 0$ に従う。この場合、 x が小さく $\sin x \approx x$ としてよいときには振動は線形になる。このように、微小振動などの条件がなければ、たいていの力学系の振動は非線形であるといえる。線形の場合に比べ、非線形振動は多様性も多く、数学的にも扱いがずっと困難で、一般論はつくりにくい。そして非線形であるために初めて生じる固有の現象も起きる。分周振動はその例である。

非線形制御 [英 nonlinear control, 独 nichtlineare Kontrolle, 露 нелинейное регулирование] 自動制御シ

システムの解析や設計においては、そのシステムが線形・時不変の特性を有するとして扱われることが多い。しかし、実際の制御システムでは完全な線形仮定が成立することではなく、必ず、飽和やバックラッシュなどの非線形特性を含んでいる。また、制御装置に ON, OFF 動作をさせる制御系も少なくない。このような無視できない非線形特性を有する制御システムを扱う問題を、非線形制御問題という。非線形制御系では、線形重ね合せの原理が成立しないばかりでなく、線形系に見られない特有の現象として、リミットサイクル、跳躍現象、ヒステリシス現象などが発生することがある。

非線形制御系の解析や設計に広範囲に適用可能な普遍的な手法は存在しない。しかし、軽度の非線形性に対してよく用いられる解析・設計手法としては、級数展開を用いる摂動法や、非線形要素を、入力振幅をパラメータとしてもつ線形要素に置換えて解析する記述関数法がある。また、複雑な非線形を有する場合は、位相面を用いた図式解法がよく用いられる。非線形制御系の安定判別法としては、リアプノフの第二法や、ボロクの方法などが用いられる。

非線形素子 [英 nonlinear element, 独 nichtlineares Element, 仏 élément non-linéaire, 露 нелинейный элемент] 加えられた電圧や電流の大きさによって回路定数に変化する回路素子。たとえば、バリスタ、トランジスタ、ダイオード、鉄芯入りコイルなどがある。大別して非線形抵抗、非線形コイル、非線形コンデンサのような非線形二端子素子とトランジスタのような非線形四端子素子がある。

非線形電磁気学 [英 theory of nonlinear electromagnetic fields, 独 Theorie der nichtlinearen Magnetfelder, 仏 théorie du champ électromagnétique non-linéaire, 露 нелинейная теория электромагнитных полей] 作用関数が、電磁場を記述する量からつくられるローレンツ不変な組合せの、非線形な関数で与えられ、したがって(真空中でも)電場と電束密度、磁場と磁束密度の関係が線形でないような電磁気学。非線形場の理論のひとつ。1934 年 M. Born と L. Infeld により提案された。マクスウェル方程式で記述される通常の電磁気学において、荷電粒子、たとえば電子を含む空間の電磁場を求めるとき、電子を点電荷とみなすと電子のつく電場は電子の位置で無限大となり、電子の自己エネルギーは発散するから、電子は有限の半径をもつとし、電子の中の電荷の分布をなんらかの形で与えなければならない。この場合、電磁場の方程式として源である電子の存在を含む形のものである。電磁場の特異点として自然に電場が記述できるのが望ましいという立場から、G. Mie による試みに続いて、Born は電磁場のラグランジュ関数の密度を通常の電場 E 、磁束密度 B からつくられるローレンツ不変量、 $(B^2 - (E^2/c^2))$ (c は光速)の定数倍 $\Lambda_0 = (e_0/2)E^2 - (1/2\mu_0)B^2$ (e_0, μ_0 は真空の誘電率、透磁率、 $e_0\mu_0 c^2 = 1$) のかわりに、 a を定数として $A = (1/a^2)(\sqrt{1 - 2a^2\Lambda_0} - 1)$ とすることを提案した。電子から十分遠方では、電磁場が弱く、 A は通常形 Λ_0 に帰着するから、このラグランジュ関数密度からつくられる作用積分

$$S = \int A d^4x$$

に対する変分原理 $\delta S = 0$ からは、通常のマクスウェル方程式が得られる。一方、電子の近傍では、 A の非線形性のために、電場と電束密度、磁場と磁束密度の関係が非線形

となり、通常とは異なった電磁場の方程式が得られる。たとえば、静止した電子の周囲の電磁場を求めると、電子を点電荷としても、電子の位置での電位、電場の値は有界であり、有限な自己エネルギーが得られる。電磁場の非線形性が顕著となる距離 r_0 は、定数 a と $r_0 = (ae)^{1/2}$ (e は電子の電荷) となる関係づけられていて、 r_0 は A から自然に導かれる電子の半径とみなせる。自己エネルギーが有限だから、電子の質量をすべて自己エネルギーに帰することができ、 r_0 として、 $2.38 \times 10^{-13} \text{ cm}$ という値が得られる。この理論は、相対論的要請を満足しているが、非線形であるために、量子化することは容易でない。また、 A の形として、上記の形をとることについての根拠は推測の域でなく、現在ではとりあげられることは少ない。

非線形粘弾性 [英 nonlinear viscoelasticity, 仏 visco-élasticité non-linéaire, 露 нелинейная вискоэластичность] \Rightarrow 粘弾性

非線形波動 [英 nonlinear wave, 独 nichtlineare Welle, 仏 onde non-linéaire, 露 нелинейная волна] 波動を表す物理量の時間的・空間的变化が非線形方程式に従う場合に、その波動を非線形波動という。1847 年に G. G. Stokes は水深の大きい所でできる水の波(表面波という)を調べ、位相速度が波の振幅に依存することを見出したが、これは非線形波動の特性のひとつである。また非線形波動は一般に分散を示し、非線形の方程式を線形化すると、伝播速度が波数の関数であるような波の方程式が得られる。非線形波動で重要なのは、波の相互作用に非線形性がどのようにきくかということである。以上は、非線形な項が比較的小さく、線形方程式から求められる波に対する補正とみなされるという考えに基づいている。その場合一般に相互作用は共鳴的に作用して、1 つの波がほかを侵食して時間とともに強くなるとか、初めになかった波がほかと同じ程度の強さに成長するというようなことが起る。もっと非線形性の大きい偏微分方程式の解きかたについても、いろいろな方法が近年提案され、WKB 法を一般化した方法などもできて、変分法に形に定式化されたりしている。1960 年代後半、コルトベーク・ド・フリース方程式の特別な解としてのソリトン解が取上げられて以来、ソリトンに関する研究が急激に進展してきた。この分野で物理学の諸方面と関連して、広く論じられている方程式にサイン・ゴルドン方程式がある(\Rightarrow ソリトン)。

非線形光散乱 [英 nonlinear light scattering, 独 nichtlineare Lichtstreuung, 仏 diffusion de lumière non-linéaire, 露 нелинейное рассеяние света] 通常の光散乱では散乱光の強度は入射励起光の強度に比例するが、入射光が強くなると比例しなくなる散乱現象が起る。これを非線形散乱という。

その典型的な現象として、散乱光と入射光との結合によって増幅作用が起り、それによって強力なコヒーレント光が発生する誘導散乱がある。原理的にはすべての光散乱に対して対応する誘導散乱があり、散乱源の種類に応じて誘導ラマン散乱、誘導ブリュアン散乱、誘導レイリー散乱などによられる。誘導散乱は現象自体が興味あるばかりでなく、コヒーレント光の波長変換法や、特殊な目的の分光法としても利用される。

光を粒子として見たとき、通常的光散乱は二光子過程として記述されるが、三光子以上の多光子過程によってインコヒーレントな散乱光を発生する現象もある。これも非線

形光散乱の一種である。たとえば、周波数 ν_0 の入射光によって $\nu_s = 2\nu_0 \pm \nu_r$ (ν_r は物質固有の遷移周波数) の周波数の散乱光を発生する現象がある。これは超ラマン散乱ともよばれる。この種の非線形光散乱は、通常の光散乱とは異なる選択則に支配されるので、分光学的に新しい多くの情報をもたらす。

光高調波発生や光混合によってコヒーレント光を発生する現象も、入射光と特定の波長関係をもつ二次光の発生という意味で、光散乱の一種といえることができる。光混合では、入射光の一部と散乱光の関係だけを見ると強度が比例する場合もあるが、現象全体としては非線形過程であるから、やはり非線形散乱の一種である。入射光の周波数またはその結合値が物質固有の遷移周波数に近づくとき散乱光強度は著しく増大し、その特性から有用な分光学的情報が得られる。たとえば、コヒーレント反ストークスラマン散乱は2つの入射光の差周波に対して共鳴する光混合の一種であって、通常のラマン散乱によるのと本質的には同じ情報を、はるかに高い感度、分解能、精度で与えるものである。

非線形分光光学 [英 nonlinear spectroscopy, 独 nichtlineare Spektroskopie, 仏 spectroscopie non-linéaire, 露 нелинейная спектроскопия] レーザー分光学の一分野で、レーザー光を使って実現できるような高密度の電磁波に対して物質が示す非線形的応答(⇒非線形光学)を積極的に利用し、普通の分光法(線形分光法)では得られない情報を求めることを目的とした分光法の総称で飽和分光法、二光子吸収分光法などがその代表的な例である。

一般にスペクトル線からは、その中心周波数 ν_0 、幅 $\Delta\nu$ 、強度 I の少なくとも3つの情報が得られる。電磁波が強くなると、 ν_0 はシフトし、 $\Delta\nu$ は広がり、 I は電磁波の強度に比例しなくなる。したがって、 $\nu_0, \Delta\nu, I$ の本来の値を求めようとする線形分光法の立場からすれば、このような飽和効果はむしろさけたくない現象である。しかしこの効果を正確に解析することにより物質の非線形的性質、ダイナミク的な性質などを明らかにすることができる。またスペクトル線がドップラー幅などのように大きな不均一幅をもっている場合には、飽和効果の利用によりたとえば特定の速度成分をもつ分子の応答だけを抽出して観測することもできて、高分解能分光が可能になる(⇒ドップラーフリー分光法)。

いま分子の吸収係数を α 、光子流の密度を F 、分子準位間の緩和時間を τ とすると、飽和が顕著になるのは電磁波を吸収する速さが、緩和の速さと同じ程度になったときであり、この条件は

$$\alpha F \geq (N_2 - N_1)/\tau \quad (1)$$

と書ける。ここで N_2, N_1 はその間で吸収遷移が起る2準位の分子密度を表している。電気双極子遷移について(1)を書直すと

$$\mu_{12} E/\hbar \geq 1/2\pi\tau \quad (2)$$

の関係が得られる。ここで E は電場の強さ、 \hbar はプランク定数である。この条件は電磁波の周波数によらない。ふつう分光学の対象となる数十 mTorr の気体分子では緩和時間は 10^{-6} s 程度である。双極子モーメントのマトリックス要素の大きさが 3.3×10^{-30} C·m (0.1 Debye) とすると(2)の条件を成立させる電場の強さは $E \sim 300$ V/m 程度となり、その電力密度は、 $100 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ ($10 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$) の程度となる。ラジオ波やマイクロ波の発振器で、単一周波数でこ

の程度の出力を得ることは容易である。レーザーの出現によって赤外線や可視光の領域でも(2)の条件を満足させることができるようになった。

式(2)の左辺はラビ周波数ともよばれ、物質が電磁波とコヒーレントに相互作用をし、その状態が周期的に変化する速さをも表している。したがって式(2)はまたコヒーレント過渡分光法が成立する条件ともなっている。

線形分光法で現れる電磁波の放出や吸収の過程は、状態変化の速さが相互作用の大きさに比例する一光子過程である。非線形効果は状態変化確率を相互作用の大きさと振動展開した場合の高次の項、すなわちいくつかの光子が同時に関係する多光子過程として表現することもできる。さきに述べた飽和やコヒーレント相互作用はこの高次の項まで含んだ効果である。最低次の非線形項すなわち二光子過程は、 m を二光子遷移における中間状態を表すとして

$$\sum_m \langle m_1 E' | \langle m_2 E'' | \Delta W_{2m}$$

が、一次の振動エネルギー $\mu_{12} E$ と同程度の大きさとなったときに顕著となる。ここで ΔW_{2m} は、中間状態への遷移と光子エネルギーとの非共鳴の程度を表すが、これが光子エネルギー $\hbar\nu$ と同程度と考えれば、

$$\frac{\mu_{12} E'}{\hbar} \sim \nu \quad (3)$$

の式によって、この過程の起りやすさを見積ることができる。式(3)の条件は電磁波の周波数に依存し、低周波ほど満足されやすい。実際二光子遷移が観測されたのは、ラジオ波で1950年、マイクロ波で1959年、可視光では1960年である。一光子吸収と二光子吸収とでは遷移の選択則が異なるので、後者の方法によれば前者では調べられない準位についての情報が得られる。また互いに逆方向に進行する2つの光子を同時に吸収する過程では、ドップラー・シフトが打消し合い、非常に幅の狭いスペクトル線が得られる(ドップラーフリー二光子分光法)。

入射光子と散乱光子が同時に関係するラマン散乱やブリュアン散乱は、二光子過程であるが、自然散乱(散乱光子が自然放出により放出される)の強度は入射光強度に比例するので、非線形分光には入れないのがふつうである。しかし誘導散乱過程を応用した CARS (coherent anti-Stokes Raman scattering) 法や CSRS (coherent Stokes Raman scattering) 法などは非線形分光法に加えられる。

非線形方程式 [英 nonlinear equation, 独 nichtlineare Gleichung, 仏 équation non-linéaire, 露 нелинейное уравнение] x に関する方程式 $f(x)=0$ において、 $f(x)$ が x の線形関数(一次式)でないとき、これを非線形方程式という。さらに $f(x)$ が x の多項式であるととき代数方程式、そうでないとき超越方程式という。同様に、 n 個の未知数 x_1, \dots, x_n に関する n 元連立方程式 $f_i(x_1, \dots, x_n)=0$ ($i=1, 2, \dots, n$) において、 f_i のうちに x_1, \dots, x_n の線形関数でないものが少なくとも1つ含まれているとき、非線形連立方程式という。

非線形方程式の数値解法 [英 numerical solution of nonlinear equations, 独 numerische Lösung von nichtlinearen Gleichungen, 露 численное решение нелинейных уравнений] 非線形関数 $f(x)$ の零点を求める問題をいう。非線形方程式の数値解法には次のようなものがある。

(1) ニュートン-ラフソン法(ニュートン法): 零点 α に十分近い近似値 $x^{(0)}$ から出発して、 $x^{(k+1)} = x^{(k)} - f(x^{(k)})/$

$f'(x^{(k)})$ によって $x^{(1)}, x^{(2)}, \dots$ を計算すると、 $k \rightarrow \infty$ のとき $x^{(k)} \rightarrow a$ となる。 $f(x)$ が二階微分可能で $f'(x) \neq 0$ (単解)のときには二次収束、すなわち $|x^{(k+1)} - a| = O(|x^{(k)} - a|^2)$ となる。この方法は複素解にも適用できるし、連立方程式にも容易に拡張できる。

(2) 二分法: $f(a)f(b) > 0$ であるような2点 a, b ($a < b$)から出発して、区間 $[a, b]$ を二分する点 $c = (a+b)/2$ に対して $f(c)$ を計算し、 $f(c)f(a) < 0$ なら b を c で置換え、 $f(c)f(a) > 0$ なら a を c で置換える。ただし、 $f(c) = 0$ なら c が零点である。この操作を繰返して、区間の幅 $b-a$ がある与えられた値より小さくなったら停止する。収束は縮小率 $1/2$ の一次収束である。

(3) はさみうち法: 二分法では c を $[a, b]$ の中点としたが、その代りに2点 $(a, f(a))$ と $(b, f(b))$ を結ぶ直線が x 軸と交わる点 $c = (af(b) - bf(a)) / (f(b) - f(a))$ としたものである。零点 α は常に区間 $[a, b]$ の中に存在するが二分法と異なり区間の幅は0に収束するとは限らない。次々に更新される c が零点 α に収束する。ある与えられた値 δ に対して $|f(c)| < \delta$ となったら反復を停止する。

(4) 割線法(セカント法): 零点 α に十分近い2つの異なる近似値 $x^{(0)}, x^{(1)}$ から出発して、 $x^{(k+1)} = x^{(k)} - f(x^{(k)}) / (x^{(k)} - x^{(k-1)}) / (f(x^{(k)}) - f(x^{(k-1)}))$ によって $x^{(2)}, x^{(3)}, \dots$ を計算すると、 $k \rightarrow \infty$ のとき $x^{(k)} \rightarrow \alpha$ となる。 $x^{(k+1)}$ は2点 $(x^{(k-1)}, f(x^{(k-1)}))$ と $(x^{(k)}, f(x^{(k)}))$ を結ぶ直線(割線)が x 軸と交わる点を表す。はさみうち法と異なり $f(x^{(k)})$ の符号は考慮しない。割線法の収束の次数は $r = (\sqrt{5} + 1)/2 \approx 1.6180$ である。ニュートン法では1回の反復当り $f(x^{(k)})$ と $f'(x^{(k)})$ の2つの関数計算が必要であるのに対して、割線法では新たに計算するのは $f(x^{(k)})$ だけだから $(f(x^{(k-1)}))$ は前回計算済み、計算の手間からいうとニュートン法1回が割線法2回分に相当する。したがって、 $r^2 \approx 2.6180 > 2$ となって割線法はニュートン法より収束が速い。

非線形ランダウ減衰 [英 nonlinear Landau damping, 独 nichtlineare Landauämpfung, 仏 amortissement Landau non-linéaire, 露 нелинейное затухание Ландау] プラズマ波の減衰に関与する非線形効果の一種。波数 k 、振動数 ω_k のプラズマ波が、プラズマ中の波数 q 、振動数 ω_q の波と合成波をつくり、それが速度 v をもつ荷電粒子と共鳴結合($\omega_k - \omega_q = (k-q) \cdot v$)することにより

$$r_k^{NL} = -\frac{32\pi^3 n e^4}{m^3 \omega_k^2} \int dv \int \frac{dq}{(2\pi)^3} E(q) \frac{(k \cdot q)^2 (k \cdot v)^2}{k^2 q^2} \\ \times \delta[\omega_k - \omega_q - (k-q) \cdot v] (k-q) \cdot \frac{\partial f(v)}{\partial v}$$

の割合で振幅の減衰を受ける。 $E(q)$ は波数 q のプラズマ波に含まれるエネルギー、 n は粒子数密度、 m は質量、 $f(v)$ は速度空間での積分値が1に規格化された速度分布関数である。電磁波に関するコンプトン散乱と同種の過程である。図

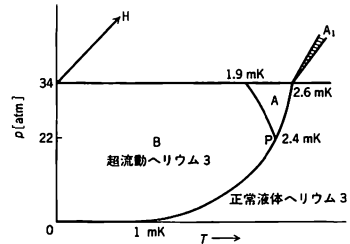
非線形臨界緩和 [英 nonlinear critical relaxation, 露 нелинейная критическая релаксация] 平衡系から非常に離れた初期値に対する臨界緩和をいう。この非線形臨界緩和は、通常の臨界緩和とは異なる臨界指数をもちうる。

比旋光度 [英 specific rotatory power, 独 spezifisches Drehungsvermögen, 仏 pouvoir rotatoire spécifique] 旋光性物質の旋光性の大きさを比較する尺度。厚さ l [dm]、温度 T の溶液または液体試料を、波長 λ の光が通ったときの旋光角が δ (度)であったとすると、比旋光度 $[\alpha]_D^T$ は

$\delta / (l \times c)$ となる。ただし、 c は試料 1cm^3 中にある旋光物質のグラム数で、溶液では濃度に、純液体では密度である。表に代表的な溶液の 20°C におけるナトリウムD線(589.3nm)に対する比旋光度 $[\alpha]_D^{20}$ を示す。この比旋光度に分子量 M をかけて100で割ったものを分子旋光度 $[M]$ と定義する ($[M] = [\alpha]M/100$)。結晶試料では、 1dm^3 の代りに1mmを単位厚さとした旋光角(度)で比旋光度を表すことが多い。

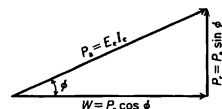
物質	条件	$[\alpha]_D^{20}$
果糖	$c = 0.1$	-104° (溶解後6分) -90° (溶解後33分)
ショ糖	$c = 0 \sim 0.65$	$+66.462 - 0.870c - 2.35c^2$
ブドウ糖 (右旋)	$c = 0.091$	$+105.2$ (溶解後5.5分) $+52.5$ (溶解後6時間)

B相 [英 B phase, 仏 phase B, 露 фаза B] 液体ヘリウム3 (^3He)の相図において、超流動ヘリウム3の低温部の相で、A相から一次相転移で移る(図参照)。34atm



の高圧では1.9mKで入り、2.4mKで22atmの多重臨界点ではA, B, 正常の3相は合致し、その圧力以下では液体ヘリウムの正常相から二次相転移で直接転移する。超流動ヘリウム3を形成する凝縮対はスピン三重項の状態 $|\uparrow\uparrow\rangle, |\downarrow\downarrow\rangle, (1/\sqrt{2})(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle)$ の3つの状態が均等に混ざっている状態であることが、磁化率の測定と核磁気共鳴の実験から確立し、A相と同じく、軌道角運動量 l が大きき1の凝縮対であることが、比熱と核磁気共鳴の実験からわかる。この状態を秩序変数 d で表すとBW状態すなわち、 $d = |d|d(n)$ で $d = Rn$ と表せることが核磁気共鳴の実験で示せる。ここで d はスピンベクトル、 n は運動量空間内のベクトル(\Rightarrow ABM状態)で、 R は n を d に移動するような(ある軸のまわりの)回転を表す行列である。

皮相電力 [英 apparent power, 独 Scheinleistung, 仏 puissance apparente, 露 кажущаяся мощность] 交流回路において、電圧の実効値 E_e と電流の実効値 I_e との積を皮相電力という。これは一般にいう電力(有効電力)を与えるものではない。図に示すように皮相電力を P_a とし、 E_e



と I_e との位相角を ϕ とするならば、 P_a は有効分(有効電力 W)と無効分(無効電力 P_r)に分けることができる。すなわち P_a は次式で与えられる。

$$P_a = E_e I_e = \sqrt{W^2 + P_r^2}$$

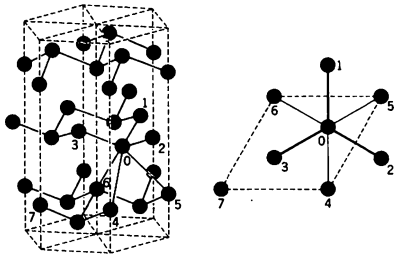
$$W = E_e I_e \cos \phi$$

$$P_r = E_e I_e \sin \phi$$

皮相電力の単位は $\text{V} \cdot \text{A}$ で、交流電源の容量を表すのに用

いられる。

ヒ素型構造 [英 arsenic structure, 独 Arsenstruktur, 仏 structure type arsénique, 露 структура типа мышьяка] 単体の As, Sb, Bi に見られる結晶構造。三方(菱面体)晶系に属し, 空間群は $R\bar{3}m$ 。単位胞中に 2 個の As 原子を含む。図は構造を六方格子で表したもので, 縦軸が菱面体格子の $[111]$ 方向に一致する。すべての As 原子は, 周囲の 6 個の As 原子によって, 八面体配位されている。



非対角的長距離秩序 [英 off diagonal long range order, 露 недиагональный дальний порядок] 量子力学的な凝縮が起っているとき出現する秩序で, 1962 年, C. N. Yang により導入された。しばしば ODLRO と略される。一体あるいは二体など, 少数体に還元された統計演算子(または密度行列ともいう)の空間表示において, その行および列の座標の重心を無限に引離した極限で, 注目する統計演算子が漸近的に波動関数とその複素共役の積として表されるとき, 非対角的長距離秩序があるという。たとえば, ボース-アインシュタイン凝縮が起っている場合, 一体の還元された統計演算子は

$$\langle x|\rho|x'\rangle \rightarrow f(x)f^*(x') \quad (|x-x'| \rightarrow \infty)$$

の性質をもち, 非対角的長距離秩序が現れる。ただし, 関数 $f(x)$ は温度が凝縮温度より高い(ボース凝縮が起らない)と恒等的に 0 となる。古典的な体系でも, たとえば固体は長距離秩序をもつというが, このときの秩序は対角的なもの(上の例でいえば $x=x'$ の場合)で, ここでいう非対角的な秩序とは本質的に異なる。一般に, 非対角的長距離秩序があると, 還元統計演算子は巨視的な値の固有値をもち, その固有関数がこの波動関数となり, 量子力学的な性質が巨視的に観測可能な量となってくる。超流体, 超伝導体における量子渦, 磁束量子, ジョセフソン電流などがその例である。

非対称回転子模型 [英 asymmetric rotor model, 独 Modell des unsymmetrischen Rotors, 仏 modèle de rotor asymétrique, 露 асимметрическая роторная модель] \Rightarrow 対称回転子模型

非対称こま [英 asymmetric top, 独 asymmetrischer Kreisel, 仏 tourie asymétrique, 露 асимметричный волчок] \Rightarrow こま

非対称こま形分子 [英 asymmetric top molecule, 独 asymmetrisches Kreiselmolekül, 仏 molécule tourie asymétrique, 露 молекула типа асимметрического волчка] 分子の慣性モーメントは, 分子内の原子核および電子の質量分布によって決る。慣性モーメントは対称テンソルであるが, 分子に固定した座標軸 a, b, c を適当にとることにより対角化することができる。このようにして得られる 3 個の対角成分 I_a, I_b, I_c (主慣性モーメントという)のどの 2 つ

をとっても等しくない分子を非対称こま形分子という。このとき $I_a < I_b < I_c$ ととることができる。対応する回転定数

$$A = \frac{h}{8\pi^2 I_a}, \quad B = \frac{h}{8\pi^2 I_b}, \quad C = \frac{h}{8\pi^2 I_c}$$

は $A > B > C$ の関係を満たす。非対称こま形分子の回転エネルギー準位は解析的な形に書くことはできないが, 分子の回転運動を記述するハミルトニアン $H_R = AJ_x^2 + BJ_y^2 + CJ_z^2$ (ただし J_a, J_b, J_c は回転運動量 J の a, b, c 軸方向の成分を \hbar の単位で表したものが a, b, c 軸のまわりのそれぞれ 180° の回転操作 C_2^a, C_2^b, C_2^c に対して不変であることから, その固有状態は回転群 $\{E, C_2^a, C_2^b, C_2^c\}$ の既約表現の基底をはることがわかる。偏長対称こま ($B=C$) および偏平対称こま ($A=B$) の極限で, それぞれの対称軸 (a 軸または c 軸) 方向への J の成分を与える量子数 K に収束する数 K_a, K_c を用いると, 非対称こま形分子の一定の J に対する $2J+1$ 個の回転準位は K_a, K_c で決る。これを $J_{K_a K_c}$ で表す。あるいはレイの定数 $\tau \equiv K_a - K_c, \tau = -J, -J+1, \dots, J-1, J$ を用い J_τ と書くこともある。前記の回転群の回転操作によって, H_R の固有状態は表のような A, B_a, B_b, B_c に分類される(マリケンの記法)。この分類はまた表

非対称こま形分子

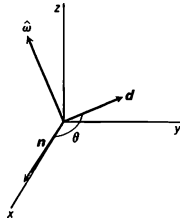
回転要素 分類	E	C_2^a	C_2^b	C_2^c	K_a	K_c	方向余弦
A	+1	+1	+1	+1	e	e	
B_a	+1	+1	-1	-1	e	o	ϕ_{za}
B_b	+1	-1	+1	-1	o	o	ϕ_{zb}
B_c	+1	-1	-1	+1	o	e	ϕ_{zc}

に示すように K_a, K_c の偶奇とも対応しているので K_a, K_c の偶奇で分類してもよい(デニソンの記法, e は偶数, o は奇数を表す)。エネルギー固有値は各 J について A, B_a, B_b, B_c に分けて解くことができる。したがってほぼ $J/2$ 次元の行列の固有値を 4 組求めることに帰着する。双極子モーメントの a, b, c 成分と空間固定 Z 軸との間の方向余弦 $\phi_{za}, \phi_{zb}, \phi_{zc}$ もそれぞれ B_a, B_b, B_c に属するので, 回転遷移の選択規則も上表から容易に得られる。たとえば双極子モーメントの a 成分に対して許される遷移は $K_a, K_c = ee \rightarrow eo, oo \rightarrow oe$ である (\Rightarrow 対称こま形分子)。

非対称二端子対回路 [英 asymmetrical two-port pair, 独 asymmetrische Vierpol] \Rightarrow 対称二端子対回路

比体積 [英 specific volume, 独 spezifisches Volumen, 仏 volume spécifique, 露 удельный объем] 単位質量の物体の占める体積を比体積といい, 密度の逆数である。比容ということもある。なお, 1 mol の気体が占める体積のことを比体積ということもある。この定義に従えば, 標準状態の気体の比体積は 22.4 dm^3 である。

BW 状態 [英 BW state, 仏 état BW, 露 состояние БВ] 超流動ヘリウム 3 の状態を表す秩序変数 d (\Rightarrow AB M 状態)の候補として R. Balian と N. R. Werthamer (BW と略す)が提案したもの。 ^3He の凝縮対のスピンの三重項状態を表すスピンベクトル d の 3 成分が均等に混ざった状態で, しかも対の p 波の空間的な軌道の広がりを表す運動量空間内の単位ベクトル n の関数として $d(n) = n$, またはこの式で d と重なっている n を空間的になる軸 $\hat{\omega}$ のまわりに θ だけ回転する回転行列 R で $d(n) = Rn$ と表される状態である(図参照)。この回転軸 $\hat{\omega}$ は壁や外部磁場や流速などの外的または境界条件により, 前者には垂直で後二者には平行になる方が自由エネルギーが低くなるほ



かは不定であるが、 θ の方は凝縮対を構成する2個の ^3He 原子の核スピンの間に働く核磁気相互作用により $\theta = \cos^{-1}(-1/4) = 104^\circ$ がエネルギー的に安定になる。BW状態の $|d|^2$ は空間的に一様であるが、ABM状態の方は d も $|d|^2$ も空間的に異方的である。

ビタミン [英 vitamin, 独 Vitamin, 仏 vitamine, 露 ВИТАМИН] 生物の正常な機能の維持・発現を微量でを行う物質で、その生物自身が合成できず、食物として取入れなければならないものをいう。化学構造上は雑多な物質群から成るが、便宜上、水溶性ビタミン(B群, C, Pなど)と脂溶性ビタミン(A, D, E, F, K)に大別される。多くのものは補酵素またはその成分となっているが、ビタミンCのように還元剤として働いているものもある。

補酵素に働くビタミンの例

化学名(ビタミン)	補酵素名	関与する反応*
チアミン(B ₁)	チアミンピロリン酸	ケト酸脱炭酸
リボフラビン(B ₂)	FMN, FAD	水素転移
ビリドキサール(B ₆)	ビリドキサル	アミノ基転移
ナイアシン	NAD, NADP	水素転移
パントテン酸	補酵素A	アシル基転移
ビオチン	..	カルボキシル化
リボ酸	..	アルデヒド代謝
葉酸	テトラヒドロ葉酸	ホルミル基転移
シアノコバラミン(B ₁₂)	B ₁₂ 補酵素	炭素鎖切断など

* 主な反応名のみをあげる。

.. タンパク質に共有結合する。

左円偏光 [英 left circularly polarized light, 独 links-polarisiertes Licht, 仏 lumière polarisée circulaire à gauche, 露 левокругово поляризованный свет] ⇒ 円偏光

非弾性 [英 inelasticity, 独 Inelastizität, 仏 inélasticité, 露 неупругость] 外力が与えられて変形した固体から外力を除いたとき、図1のように完全に変形前の状態に

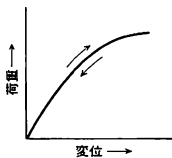


図1 弾性

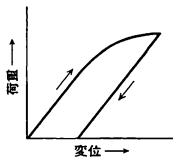


図2 塑性

回復する性質を弾性というが、回復しない性質をまとめて非弾性とよぶ。非弾性の代表的なものとしては塑性と粘弾性がある。塑性変形とは図2のように弾性限度を超えて荷重を負荷したときに生ずる永久変形で、荷重を除いた後も完全にはもとの状態に戻らない。また、粘弾性変形は、図3のように時間に依存する変形であり、荷重を負荷し続けると時間とともに変形が増大する現象(クリープ)や、荷重を除いてもすぐにはもとの状態に戻らない現象(弾性余効)

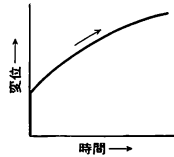


図3 粘弾性

などが含まれる。

非弾性散乱 [英 inelastic scattering; 独 unelastische Streuung, 仏 diffusion inélastique, 露 неупругое рассеяние]

[1] 弾性散乱以外の散乱を総称して非弾性散乱という。非弾性が生じる原因は、対象の特性やエネルギー領域によってさまざまである。光の散乱において、入射波と散乱体との間でエネルギーの授受がある場合を非弾性散乱という。たとえば、単色光が物質によって散乱される場合、その散乱光には入射光の振動数に等しい成分と、前後にずれた成分とが含まれる現象が見られる(⇒ラマン効果, 光散乱)。このずれは散乱体の物質に固有な量で物質の分子振動や格子振動の固有振動数に相当している。これは光子と光型フォノンとの非弾性散乱と考えられる。また、熱振動による媒質の屈折率の周期的ゆらぎによって入射光の回折(散乱)が起るが、その散乱光の振動数が入射光とわずかにずれる現象も光子と音響型フォノンの非弾性散乱である(⇒ブリルアン散乱)。

[2] 物質中での粒子、特に電子の非弾性散乱。物質中における電子の非弾性散乱は、結晶内電子を励起するものと、フォノン励起によるものの2つに大別される。電子励起には、原子の殻内電子を個別的に励起するものと、電子の集団運動、特にプラズマ振動を励起する場合が知られている。これらの電子励起による入射電子のエネルギー損失は、数eV以上になる。これに反して、フォノンによる散乱では、一回の散乱でのエネルギー損失はmeVの程度であって、エネルギー的には非弾性散乱を観測することが困難である。しかし、フォノンによる散乱では、電子による散乱に比べて散乱角が大きく、大散乱角へ散乱された電子を取除くことによって、フォノン励起による電子の吸収を観測することができる(⇒吸収)。電子以外の荷電粒子、たとえば陽子の場合にも、原子内の電子を励起あるいは電離する過程によってエネルギーを失うが、これは普通電離損失とよばれている。

[3] 中性子の磁気モーメントと、磁性体中の原子スピン間の磁気相互作用により、中性子と磁気スピン系の間にはエネルギーおよび運動量の授受が可能である。すなわち中性子は磁気スピン系のエネルギーを励起したり、励起状態の磁気スピン系からエネルギーを受取ることができる。中性子の側からこれを見ると非弾性散乱として観測される。現在の中性子非弾性散乱で観測可能な励起エネルギーは0.3eV以下である。非弾性散乱には干渉性と非干渉性の二種類がある。干渉性散乱とはエネルギーおよび運動量保存則を満足する条件での散乱であり、単結晶を用いた実験でスピン波のエネルギーと波数の関係、すなわちスピン波分散関係を測定することができる。これは唯一のスピン波分散関係の直接測定法である。通常のエネルギー分解能は0.1meV程度である。非干渉性散乱はエネルギー保存則だけを満足する散乱で、多結晶による測定が可能であり、結晶場のエネルギーレベル、常磁性スピンの励起エネルギー

(⇒常磁性散乱)などの測定に用いられるが、測定立体角の制限はない。したがって、特殊な方法で非常に広範囲からの散乱を集めると高分解能、すなわち $\sim 2\text{meV}$ のエネルギー変化の測定が可能であり、核スピンのゼーマン・エネルギーレベルの測定から内部磁場の決定が可能である。

[4] 原子核や素粒子の反応で、入射粒子 A が標的核 B (または標的粒子) と衝突して、放出粒子 A および残留核 B (または残留粒子) の組成は衝突前と変わらず、放出粒子 A または残留核 B の片方または双方が励起状態に残される散乱を非弾性散乱という。*で励起状態を表すことにすると、非弾性散乱は $A+B \rightarrow A+B^*$ 、 $A+B \rightarrow A^*+B$ 、 $A+B \rightarrow A^*+B^*$ である。原子核の反応では、励起された核 A^* や B^* は普通 γ 線を放出して基底状態へもどるが、励起エネルギーが大きい場合には複数個の γ 線が放出されることもある。最も一般的な非弾性散乱は $A+B \rightarrow A+B^*$ 型の反応で、衝突後の A は衝突前の A より運動エネルギーが小さいので、それを明示するために A' を用いて、 $A+B \rightarrow A'+B^*$ と書くこともある。そして、この反応を $B(A, A')B^*$ 、反応の断面積を $\sigma(A, A')$ と書き表す。この型の原子核反応は、残留核 B^* の励起準位の性質を調べる重要な手段である。種々の非弾性散乱の中で、残留核 B^* が集団励起状態(⇒集団励起)になる過程は、最もしやすいもののひとつである。

非弾性散乱(中性子の) [英 inelastic scattering] 低速中性子が物体と衝突する際、入射中性子のエネルギーが物体に一部吸収されるか、もしくは物体が中性子にエネルギーを放出する過程による中性子の散乱が起る。これを中性子の非弾性散乱という。中性子のエネルギー E と波長 λ の関係は

$$E [\text{meV}] = \frac{83.75}{\lambda^2} [\text{\AA}^{-2}] \quad (1)$$

で表される。ちょうど熱中性子のエネルギーと波長は、原子・分子の熱振動エネルギーと原子間距離に相当する領域にあるので、熱中性子は次のようなエネルギーと運動量保存則を満たす励起子を放出、または吸収することができる。

$$E_i - E_f = \frac{\hbar^2}{2m} (k_i^2 - k_f^2) = \pm \hbar \omega_q \quad (2)$$

$$k_i - k_f = Q = 2\pi \tau \pm q \quad (3)$$

ここで、 k_i , k_f , q はそれぞれ入射中性子、散乱中性子、励起子の運動量(波数ベクトル)で、 E_i , E_f は入射中性子および散乱中性子のエネルギー、 ω_q は励起子の振動数である。 Q , τ はそれぞれ散乱ベクトル、逆格子ベクトルを表す。通常、非弾性散乱は結晶反射や飛行時間分析によって、散乱中性子のエネルギーを解析して測定する。干渉性非弾性散乱は、中性子のフォノン散乱、マグノン散乱などで代表され、非干渉性非弾性散乱は個々の原子や電子スピンの基底状態から励起する際に、中性子のエネルギーを吸収し(逆に励起状態からエネルギーを放出し)中性子を散乱する。プロトンの個別励起、常磁性体の結晶場励起などがこの例である。

非弾性衝突 [英 inelastic collision, 独 unelastischer Stoß, 仏 collision inélastique, 露 неупругий удар] ⇒ 衝突

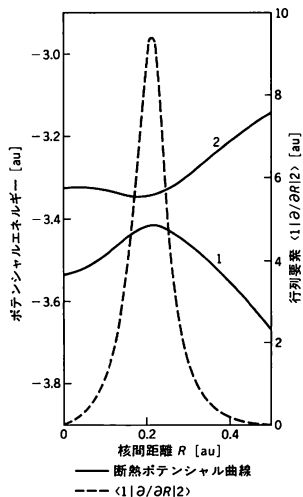
非弾性度 [英 inelasticity, 独 Inelastizität, 仏 inélasticité, 露 неупругость] 運動中のハドロンや中間子が非弾性散乱を受けたとき、この散乱によってどのくらいのエ

ネルギーが失われたかを示す割合で、散乱前のエネルギーと散乱後のエネルギーとの差の、散乱前のエネルギーに対する比として定義される。主として高エネルギー宇宙線による素粒子反応の研究で用いられる用語である。失われたエネルギーは二次粒子の発生に使われ、宇宙線の大気中での伝播や物質中での吸収において重要なパラメーターとなる。従来の実験によれば、核子の散乱では平均的非弾性度はほぼ 0.5、すなわち、散乱前のエネルギーのほぼ半分が二次粒子発生のために失われるが、個々の散乱での値は 0~1 の間で変動すると考えられている。 π 中間子の散乱では、非弾性度は 1 程度、すなわち、入射エネルギーのほとんどすべてを二次粒子発生に与えてしまう。

非弾性光散乱 [英 nonelastic optical scattering, 独 nichtelastische optische Streuung, 仏 diffusion optique non élastique, 露 неупругое рассеяние света] ⇒ 光散乱

非断熱項 [英 non-adiabatic term, 独 nicht-adiabatischer Term, 仏 terme non adiabatique, 露 неадиабатический терм] 分子のように電子と複数個の原子核から成る系では断熱近似がよく用いられる(⇒断熱近似)。しかし、実際には原子核の相対運動の速度は 0 ではないので断熱近似で無視した項は完全に 0 ではない。これらの項は分子での電子の運動と原子核の相対運動とを結合させる(⇒振動・電子相互作用)。断熱近似のところに述べてあるように、非断熱項は原子核の相対座標による微分を含む演算子の断熱的な電子状態に関する行列要素で、一階の微分演算子を含む項と二階の微分演算子を含む項の 2 つがある。原子核の相対運動に対するポテンシャルエネルギーの一部とも解釈できるので非断熱ポテンシャルともよばれる。非断熱項の対角要素は二階の微分を含む項のみで断熱ポテンシャルに入取られている(⇒断熱近似)。非対角要素は動的結合項ともよばれ、一階と二階の微分を含む 2 つの項があるが一階の項に比べ二階の項は小さく無視されることが多い。二原子分子では電子状態を分子軸固定の座標系で求めることが多い。したがって、一階の微分を含む項をこの座標系で書換えると

$$-\frac{\hbar^2}{\mu} \int \Psi_n^* \frac{\partial}{\partial R} \Psi_n dr \frac{\partial}{\partial R} + \frac{\hbar}{\mu R^2} \int \Psi_n^* i L_y \Psi_n dr \frac{\partial}{\partial \theta}$$



$$+\frac{\hbar}{\mu} \frac{1}{R^2 \sin^2 \theta} \left[\cos \theta \int \Psi^* i L_z \Psi_n dr \right. \\ \left. - \sin \theta \int \Psi^* i L_x \Psi_n dr \right] \frac{\partial}{\partial \theta}$$

となる。ここで、 R は核間距離、 θ, ϕ は分子軸の方向の天頂角、方位角で、 $L=(L_x, L_y, L_z)$ は電子の軌道角運動量である。第一項は分子軸の径方向の変化に対応する項で動径結合項、第二項以下は分子軸の向きの変化に対応する項で回転結合項とよばれる。非断熱項は断熱ポテンシャル曲線が擬交差する点の付近で大きくなる(⇒擬交差)。核間距離 R を変化させるとき擬交差の点の付近で、それぞれの電子状態を記述する主な電子配置が入れかわるので電子の波動関数が大きく変化する。このために擬交差の付近で非断熱項が大きな値をもつ。例として、図に He_2^+ 系の2つの自動電離状態($1\Sigma^+$)の断熱ポテンシャル曲線と演算子 $\partial/\partial R$ の行列要素を示す(⇒自動電離)。図

非断熱ポテンシャル [英 non-adiabatic potential, 独 nicht-adiabatisches Potential, 仏 potentiel non adiabatique, 露 неадиабатический потенциал] = 非断熱項

非調和項 [英 anharmonic term, 独 anharmonischer Term, 仏 terme anharmonique, 露 ангармонический член] 力学系が平衡点のまわりで振動するとき、力学系に働くポテンシャルの調和近似からのずれを与える項。力学系がポテンシャル U のもとで運動するとき、平衡点からの変位が小さければ、 U を変位で展開して二次の項までで打切る近似が許される。これを調和近似という。調和近似のもとでは、力学系の運動は互いに独立な固有振動のモードに分解される。振動が激しくなり、平衡点からの変位が大きくなると、調和近似では無視した変位の三次以上の非調和項が重要になる。非調和項が効いてくると、固有モードの間に相互作用が生じ、その運動は独立でなくなる。固体原子の行う格子振動では、調和近似のもとで得られる固有モードは波数ベクトル k で伝わる一種の弾性波になる。この場合も一般に非調和項が存在し、振動が激しくなるとその効果が重要になって、固有モード間に相互作用が生じる。量子力学によれば格子振動は量子化されて、固体原子の運動はフォノンの集団としてふるまう。調和近似のもとでフォノンは自由な運動をするが、非調和項はフォノン間に相互作用をもたらし、たとえば、原子の変位について三次の非調和項があれば、3個のフォノンが関与する相互作用が現れる。この相互作用によって、1個のフォノンが消えて、同時に別のフォノンが2個生れるような過程が生じる。フォノンはいつでも自由な運動を続けることができず、有限な寿命をもつようになる。調和近似による限り、高温になり格子振動が激しくなっても、振動の中心は変わらず、したがって固体の平均の原子間距離は変化しない。固体の熱膨張は非調和項の効果である。

非調和振動 [英 anharmonic oscillation, 独 anharmonische Schwingung, 仏 oscillation anharmonique, 露 ангармоническое колебание] = 非線形振動

非調和振動子 [英 anharmonic oscillator, 独 anharmonischer Oszillator, 仏 oscillateur anharmonique, 露 негармонический осциллятор] 非調和振動をする体系。たとえば振幅の大きな単振り子是非調和振動子である。調和振動子を量子力学的に扱くと、エネルギー準位は等間隔(間隔 $\hbar\nu$ は古典力学で扱ったときの振動数)となるが、非調和振動子では等間隔でなくなる。たとえば二原子分子

の振動は、モース・ポテンシャル曲線を用いればよい近似で計算できるが、これは調和振動子でないで、非調和性を示す項が現れる。非調和振動子の量子力学についての一般論はないが、いくつかの具体的な例については、その性質が調べられている。たとえば、調和振動子のポテンシャルに非調和ポテンシャル λx^4 の加わったポテンシャルをもつ次元非調和振動子の量子力学的な性質は、比較的よく調べられていて、エネルギー固有値に対する λ の振動級数が漸近級数になっていることや、パデ近似がよい近似になっているなどが証明されている。

非調和性 [英 anharmonicity, 独 Anharmonizität, 仏 anharmonicité, 露 ангармоничность] 振動系が微小振動しているときは、そのポテンシャルエネルギーは変位の二乗に比例し、その振動は単振動で近似され、振動数は振幅によらず一定である(⇒単振動)。しかし、振幅がしだいに大きくなると一般に変位の二乗以上の高次の項が無視できなくなってくる。この場合、振動は単振動のような単純な正弦関数的ではなくなり、振動数も振幅に依存するようになる。このような単振動からのずれを振動の非調和性という。量子力学的には非調和性があるとエネルギー固有値が調和振動子のような等間隔ではなくなる。非調和性は固体の格子振動による熱膨張や熱伝導の原因となり、また固体ヘリウムなどの量子固体の原子運動に対しても本質的に重要な役割を演じている。

非直線抵抗 [英 nonlinear resistor, 仏 nichtlinearer Widerstand, 仏 résistance non-linéaire, 露 нелинейный резистор] 電圧と電流との間に直線関係が成り立たない抵抗。サーミスター、バリスター、pn 接合ダイオードなどがこの性質をもち、整流、検波、回路保護などに利用される。

非直結 = オフライン

ビッカースかたさ [英 Vickers hardness, 独 Vickers-Härte, 仏 dureté de Vickers, 露 твердость по Виккерсу] ⇒ かたさ

ピックアップ [英仏 pick-up, 独 Abtaster, 露 датчик] 機械振動を電気信号に変換する装置を総称してピックアップという。円盤レコードの再生に使用されるのが、最も一般的なピックアップであるが、そのほかに機械、建造物や地盤などの振動計測用ピックアップも、ここに含まれる。レコード再生用ピックアップは、カートリッジとト

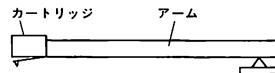


図 1

ーンアームとから構成される(図1)。変換系としては、出力電圧が針先の振動速度に比例するものと振動変位に比例するものとに大別され、それぞれ表1に示すような多くの

表 1

変換系	種類
速度比例型	マグネティック型 (ムービングマグネット、ムービングアイアン、バリアブルレクタンス、インデュースドマグネット)
	ムービングコイル型
変位比例型	圧電型 (クリスタル、セラミック)
	コンデンサー型
	半導体型 光電型

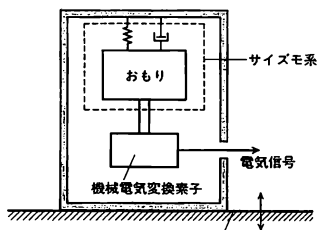


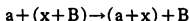
図2 振動面

種類がある。振動計測用ピックアップの場合には、振動体にピックアップを固定し、その中にあるサイズモ系(ばねとおもりの系)のおもりとケースとの相対運動を変換素子に伝えて電気信号に変換するようになっている(図2)。このときの交換機構によって、表2に示す種類がある。対象とする振動について必要とする振動数範囲に応じて、振動ピックアップの形式が選定される。

表2 振動ピックアップの種類

形式	感振機構	振動数範囲 [Hz]
圧電型	加速度	1~20 000
動電型	速度	10~1 000
差動トランス型	変位	DC~100
ストレインゲージ型	変位, 加速度	DC~500
サーボ型	加速度	DC~50

ピックアップ反応 [英 pick-up reaction, 独 Abstreifreaktion, 仏 réaction d'enlèvement, 露 реакция подхвата] 粒子移行を伴う原子核反応(⇨粒子移行反応)の一種。入射粒子を a とし、標的核 A が B と x からなっているとする。このとき a が A の中の x と相互作用し、 x をひろいあげて放出粒子 b となり、残留核 B を残す反応



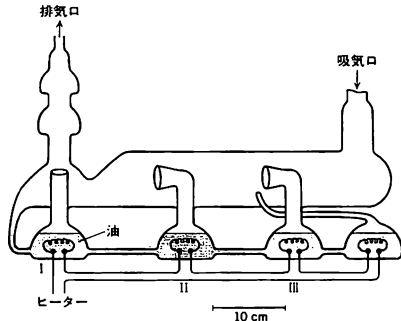
をピックアップ反応とよぶ。これはストリッピング反応の逆過程である。この反応は A における x の状態や、 B の中の空孔状態を調べるのに有効である。代表的な例として、 (p, d) , (p, t) 反応などがある。ここで p, d, t はそれぞれ陽子、重陽子、三重陽子を表す。

ビッグバン [英 big-bang, 独 Urknall] 宇宙の初めの大爆発のこと。遠方の星雲の運動の観測の結果によれば、宇宙は膨張しつつある。一般相対性理論のフリードマン方程式に従うと、宇宙は有限の時間の前には非常に高密度、かつ高温の状態にあったことが結論できる。宇宙の初めにこの状態があったことに着目し、そこでの原子核反応によって宇宙における元素の存在比を説明しようとしたのが1948年のG. Gamowらの仕事であった。現在でもHeの存在比については有力な考えである。ビッグバンの強い証拠は1965年のA. PenziasとR. Wilsonによる3Kのマイクロ波バックグラウンドの発見であって、それがプランクの公式に従い、また等方的に宇宙の各方向から来ていることはほかの宇宙論では説明しがたい。宇宙の初めのごく短い時期のようすについては素粒子論の詳細にも関連するところであり、活発な研究がなされている。

PIC法 [英 PIC method, 独 PIC-Methode, 仏 méthode PIC, 露 метод PIC] 圧縮性流体の計算法の一つ(M. W. EvansとF. H. Harlowによる)。particle-in-cell法の略。通常の差分法と同様にオイラー的な格子を用いるが、有限個のラグランジュの粒子を用いることが計算で本

質的な役割を果たしている。シミュレーション法的な性格が強い。刻々の粒子の位置と速度を追いながら、格子で囲まれた各セル内の粒子を用いてセルの平均的な熱力学的諸量が計算される。計算の開始時には各セル内に数個程度の粒子が配される。PIC法は自由境界をもつ流れや多相流にも有効に適用できる。ただし圧力や密度の分布には数値的な振動が混入しやすい。なおPIC法から発展した、連続体方程式の近似の性格のもっと強い手法の、FLIC(fluid-in-cell)法もほぼ共通の問題に適用できる。

ヒックマン・ポンプ [英 Hickman pump, 独 Hickman-Pumpe, 仏 pompe de Hickman, 露 насос Хикмана] 油拡散ポンプの一種でガラス製である。最も大きな特長は、油ボイラーを分割することにより、油の分留作用が強化されており、到達圧力が一般の金属製油拡散ポンプに比べて低いことである。図で噴射ノズルより噴射させた油蒸



気は、ほとんど一番背圧側のボイラー(I)に入るが、ここでまず蒸気圧の高い成分は蒸発し残りがボイラー(II)に流れ込む。このようにして吸気口側のボイラー(III)に達した油は一番蒸気圧の低い成分で、吸気口側のノズルからは一番蒸気圧の低い油蒸気が噴射されることになり、ポンプの到達圧力を下げる要因となっている。ヒックマン・ポンプはガラス製のため、小型のものしかできず、排気速度も $10 \text{ dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ 程度と小さい。しかしガラス製であることから、ほかのガラス製実験器具との接合が容易で、化学実験などに多用される。

必須アミノ酸 [英 essential amino acid, 独 wesentliche Aminosäure, 仏 acide aminé essentiel, 露 существующая аминокислота] ⇨ アミノ酸

必然性 [英 necessity, 独 Notwendigkeit, 仏 nécessité, 露 неизбежность] 偶然性に対する概念で、そうあるよりほかにありやうのないこと。論理的必然、道徳的必然などと使用される場合によって内容が異なる。自然科学での必然性は、自然現象が自然の法則に支配されることを意味しており、原因と結果との間に因果律が成立することである。すなわち、原因があれば、自然法則によって結果が導かれることを科学的必然性という(⇨因果律)。

ビッター図形 [英 Bitter pattern, 仏 figure de Bitter, 露 фигура Биттера-Джукова] 磨かれた強磁性体の表面に強磁性コロイドをのせて顕微鏡で観察された磁区図形。F. Bitterにより最初に研究されたため、この名称がある。P. Weissによって提起された磁区概念は1931年F. Bitterによって実験的検証が試みられたが、複雑な迷路磁区が観察されたのみで、十分な図形の解釈ができなかった。その後、表面のひずみ層の除去ならびに磁性コロイ

ド製法の改良などが次々に行われ、1941年に至って、H. J. Williams, R. M. Bozorth, W. Schockleyによって解析可能な磁区図形の観察に成功した。ビッター図形観察の要点は試料面のひずみ層を電解研磨で注意深く取除くことと、強磁性粒子を含む良質のコロイド液をつくることである。研磨されてひずみのない表面に滴下された磁性コロイドは、表面磁極が現れる磁壁の部分に引きつけられ、磁区図形を示すようになる。しかし、このビッター図形法は磁区構造が速く変化する場合とか、高い温度の下で観察する場合には利用できない。磁性コロイド粒子が磁壁の高速移動に追いつくにくいこと、そして粒子のキュリー温度やコロイド液の乾燥がその理由である。温度制限を受けない磁区図形観察法としてよく用いられているものには、磁気光学効果による方法がある。これはビッター図形法と違って磁壁を見るのではなく磁区そのものを見ているのである。その他の観察法として電子顕微鏡による方法、X線を用いる方法などがある。

ピッチ [英 pitch, 独 Steigung, 仏 pas, 露 war]

[1] 周期性のある形状をした物体において、その対応する周期形状間の最小の距離をいう。機械的分野では、ばね・歯車・ねじなどの用語として用いられており、その具体的な内容はそれぞれ次のとおりである。

(1) ばね：コイルばねの中心線を含む断面において、互いに隣り合うコイル上の対応する点間の距離をいう(図1)。

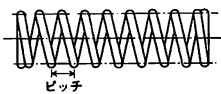


図 1

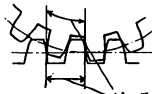


図 2

(2) 歯車：1個の歯面およびこれに対応するすぐ隣の歯面とそれぞれ規定された1点で交わる曲線を考え、この曲線のそれら両交点により切取られる部分の、この曲線に沿った長さをいう(図2)。歯車の場合には、基準ピッチ・円ピッチ・正面ピッチ・歯直角ピッチ・軸方向ピッチ・法線ピッチなどの種類があり、これらは歯車の歯と歯の間隔あるいは歯の大きさを直接的または間接的に表すものである。

(3) ねじ：ねじの軸線を含む断面において、互いに隣り合うねじ山の相対応する2点を軸線に平行に測った距離をいう(図3)。一条ねじの場合にはボルトとナットの相対的

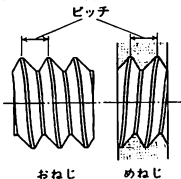


図 3

な1回転により両者が軸方向に移動する距離(リード)に等しいが、多条ねじではそのリードの条数分の1となる。ねじ山の大きさはピッチを基準として決められているため、外径が小さくてもピッチの違いにより、並目ねじ・細目ねじ・極細目ねじの種類がある。

[2] ⇒ 音の高さ

ヒツコック・ベアストウ法 [英 Hitchcock-Bairstow's method, 独 Hitchcock-Bairstow-Methode] ⇒ 代

数方程式の数値解法

ビット [英 bit, 独 Bit, 露 бит] 計算機、情報理論の用語。次の2つの意味で用いられる。(1) 二進数の1けたの数値のことで0または1の値をとる。binary digitを短縮した語。二進数のけた数の単位としても用いられる。(2) 情報量の単位であって1けたの二進数の保有しうる最大の情報量を表す。この場合はbinary unitを短縮した語。同じ意味でシャノンという単位名がISO(国際標準化機構)によって定められたが、ほとんど使われていない。

ある事象が起る確率 p が前もってわかっているとき、その事象が起ったことを知った場合の情報量 H は、 $H = -\log_2 p$ [ビット]と定義される。したがって、硬貨を投げた表または裏が出た場合は $-\log_2(1/2) = 1$ ビットの情報量を得たことになる。

ヒットルフ Hittorf, Johann Wilhelm 1824.3.27—1914.11.28 ドイツの物理学者、化学者。ボンに生れ、一時ベルリンにも学ぶが、ボン大学のJ. Plückerの下で円錐曲線を研究し、学位取得。1856年ミュンスター・アカデミー化学・物理学教授(1876~90年は物理学専任)。イオンの伝導性研究(1853~59年)において、J. F. Daniell, R. J. E. Clausiusの考えをもとに、溶液中の陽イオン、陰イオンが分子の解離した形で、おのおの異なる速さで泳動し、正負極の近くのイオンの濃度の相違は、各イオンの泳動の速さ(移動度)によると考え、その移動度の相対的比率を輪率と定めた。この解釈は、F. W. Kohlrauschの溶液の伝導性研究(1874年)によってようやく注目された。1860年代の初めから、Plückerとともに低圧気体放電におけるスペクトルの研究を行い、高温で帯スペクトルが線スペクトルに移行する現象を発見(1864年発表)、分光学の基礎づけに寄与した。陰極線研究(1869~84年)においてPlückerを継ぎ、陰極から出る放射線やガラス管の蛍光が磁場によって変化する事、陰極とガラス壁の間に固体や液体を置くとその影が映ることから、この放射線は陰極上の各点から円錐状に直進することを結論した。そのほかセレンやリンの同素体の研究を行い(1851~65年)、金属リンをつくった。金属の不動態研究も行う(1900年)。1897年、プロイセンの勲功章受賞。[主著] *Über die Wanderung der Ionen während der Elektrolyse* (全2巻), 1903~04。

引張応力 [英 tensile stress, 独 Zugspannung, 仏 contrainte de traction, 露 растягивающее напряжение] ⇒ 応力

引張強さ [英 tensile strength, 独 Zugfestigkeit, 仏 résistance à la traction, 露 предел прочности на растяжение] 一様断面の真直棒に引張荷重を加えて破断させたとき、破断に至るまでに到達した公称応力の最大値、すなわち最大荷重を負荷前の断面積で除した値をいう。抗張力ともいう。引張強さは試験片の形状寸法および荷重速度によって値が異なるので、JISで工業材料の試験条件が定めら

各種物質の引張強さ [MPa = $10^6 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$]

物質	引張強さ	物質	引張強さ
アームコ鉄	140~240	アルミニウム	90~450
軟鉄	200~300	銅(線材)	280~460
(C.0.1~0.3%)		タングステン	1500~3500
ピアノ線	1700~2400	ナイロン 6,6	60~80
ニッケル鋼	600~1000	ポリエチレン	20~35
鋼鉄(引張)	100~230		

れている。表に各種物質の引張強さの例を示す。

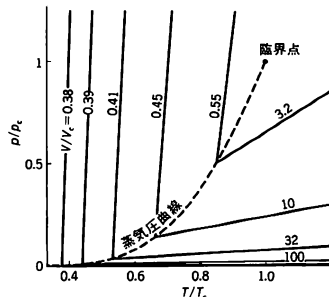
ヒツバルコス Hipparchos 前2世紀に活躍した小アジア(ニカイア生れ)の天文学者。彼の著書は失われてしまったが、その業績は、主として Ptolemaios の「アルマゲスト」*Almagest* から知ることができる。それによると、Hipparchos は、現在の正弦関数表に相当する「弦の表」を初めて作り、天文計算に必要な三角法を確立した。そしてロードス島などで精密な天体観測を行い、歳差運動を測定し、1太陽年と1恒星年をかなりの精度で決定した。また春分から夏至までと夏至から秋分までの日数の差から、離心円モデルによって太陽の遠地点の黄経と離心率を計算したり、月食の記録を利用して月モデルを決定するなど、彼の天文学の特徴は、バビロニアから伝えられた観測資料を巧みにギリシアの幾何学的伝統と融合させていることにある。

ビツラーリ Villari, Emilio 1836.9.25—1904.8.20 イタリアの物理学者。ナポリの出身。ピサ大学を卒業して同大学の数学、医学の教授となり、フィレンツェなどに滞在した後、1871年からボローニャ大学で実験物理の教授を務める。1900年に生地ナポリの大学へ移り同地で没した。学風は数理的というより実験的で、主な関心事であった電磁力と物質との相互作用について、磁気的な分子(magnetic molecule)と電流との関係を基本概念とする一連の折衷的な考察を発表した。磁歪の研究が有名であるが、理論面では、J. C. Maxwell の電磁理論がヨーロッパ大陸諸国の学界に定着する直前の事情をうかがわせるにとどまる。

飛程 [英 range, 独 Reichweite, 仏 parcours, 露 длина пробега]。陽子や α 粒子など荷電粒子は、物質中を通過する際に物質との相互作用によりエネルギーを失いながら、ほぼ直進する。この運動が停止するまでに通過する物質中の平均の到達距離を飛程あるいは平均飛程とよぶ。陽子や α 粒子など電子に比べて比較的重い荷電粒子は、物質中を通過する際ほとんど直進しながら物質中の原子と電磁相互作用を行い、原子のまわりの電子をはねとばして原子をイオン化することによりエネルギーを失う。この電離によるエネルギー損失(⇒電離損失)は通過する物質の原子番号などのほか、入射荷電粒子の電荷、質量およびエネルギーによって決り、初めのエネルギーが一定なら同一物質中での飛程は確率的にはほぼ一定である。したがってこの飛程を測れば、その粒子の入射エネルギーを知ることができる。しかし電子の場合は一般に電離損失のほかに制動放射によるエネルギー損失があるためと、電子は多重散乱により飛跡が直線的ではなく、ジグザグとなるため飛程のばらつきが大きく、制動放射があまり寄与しない低エネルギーの電子の場合を除いては、飛程の測定はあまり役に立たない。

p-T 曲線 [英 p-T curve, 独 Temperatur-Druck Kurve, 仏 courbe pression-température, 露 кривая зависимости p-T] ほかの状態変数を一定にしたとき、与えられた物体の温度と圧力の間の関係を示す曲線。一定質量の単成分系の気体や液体では、2つの状態変数を与えれば熱力学的状態を指定できるから、体積を一定に保つと、物体の温度と圧力の間の関係が定まり、それが p-T 曲線になる。これは、等積曲線ともよばれる。理想気体では、p-T 曲線は、勾配が体積に反比例し、圧力と温度の0点を通る直線となる。現実の気体は、希薄に近い状態(温度が十分高く、体積が十分大きいとき)では、理想気体と同じ

直線になるが、温度を下げていくと、理想気体からのずれが生じる。そのようすをファン・デル・ワールス気体について、図に示してある。なお、この図では、温度・体積・



圧力は、どれも臨界点での値で割ったものを使ってある。この図からわかるように、体積が臨界体積より大きいときには、p-T 曲線は右から蒸気圧曲線に近づく。これと交わったところで終る。また、体積が臨界体積より小さいときには、上から蒸気圧曲線に交わり、そこで終る。

比抵抗 [英 specific resistance, 独 spezifischer Widerstand, 仏 résistance spécifique, 露 удельное сопротивление] = 電気抵抗率

飛程のゆらぎ [英 range straggling, 独 Reichweitenstreuung, 仏 fluctuation de parcours, 露 разброс пробегов] 荷電粒子の物質中を通る際の飛程は入射エネルギーによってほぼ一定ではあるが、正確には単一入射エネルギーであるにもかかわらず平均飛程のまわりにガウス分布をする。飛程がこのような平均飛程のまわりのガウス分布として観測されることを飛程のゆらぎまたは飛程揺動(飛程ストラグリング, ⇒ストラグリング)とよんでいる。これは荷電粒子がそのエネルギーを失う過程が本質的に統計的現象であることによるためであり、個々の衝突ごとに失われるエネルギー量および単位長さ当りの衝突回数がともに、それぞれ独立した統計的性質に基づけばらつきをもっているためである。

BTU [英 British Thermal Unit, 露 британская тепловая единица] 熱量の単位。B.T.U., B.Th.U., B.th.u.とも記す。イギリスおよびその関係国で用いられていたが、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい単位である。元来、質量1ポンドの水の温度を1華氏度だけ上げる熱量と定義されたが、温度の指定を39.2°F すなわち4°C とする^{BTU}39°, 60.5°F すなわち15.83°C とする^{BTU}60°, 32°F から212°F まで(すなわち0°C から100°C まで)の区間としてその範囲の平均をとる^{BTU}mean, 国際蒸気表(⇒カロリー)から導かれる^{BTU}ST と内容が多様化し、SI単位のジュール(J)で表した値はおおよそ1055 Jだが、その小数点以下の数値を一義的に示すことはできない。計量法(施行法)は、この単位を英熱量とよび、252カロリーに等しいとし、記号^{BTU}またはB.T.U.で表すことにしている(⇒熱量の単位, カロリー)。

飛程揺動 = 飛程のゆらぎ

ビデオテープレコーダー [英 video tape recorder, 独 Videorekorder, 仏 vidéo magnétophone, 露 видеомagnetofон] テレビジョンの映像信号と音声信号を磁気テープに記録・再生する装置で、高品位規格の放送用と一般用とがある。放送用は2インチ幅のオープンリールの磁気

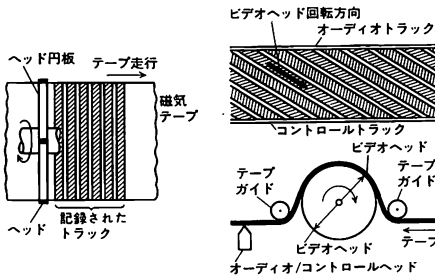


図 1 直角走査式

テープを使って、テープの進行方向と直角の方向に記録する(図1)。一般用はカセット式の12.65mm幅の磁気テープにテープの走行方向と2~3°斜め方向に記録する(図2)。一般用のビデオテープレコーダーにはベータマックス式とVHS式があるが、新しい統一規格の計画もある。

比電荷 [英 specific charge, 独 spezifische Ladung, 仏 charge spécifique, 露 удельный заряд] 荷電粒子の電気量と質量との比。電場あるいは磁場を用いて測定される。荷電粒子が一律磁場中で円運動するとき、その角速度は比電荷に比例する。電子の比電荷は、1897年 J. J. Thomson によって最初に測定された。最も正確な値は $1.7588047(±49) \times 10^{11} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$ である。

比電気感受率 [英 relative electric susceptibility, 独 relative elektrische Suszeptibilität, 仏 susceptibilité électrique relative] 誘電体の誘電分極と電場との関係を表す電気感受率 χ_e と真空の誘電率 ϵ_0 との比を比電気感受率 $\bar{\chi}_e$ とよぶ。したがって

$$\bar{\chi}_e = \frac{\chi_e}{\epsilon_0}$$

と表される。 $\bar{\chi}_e/4\pi$ は静電単位系での電気感受率に等しい。

比電気抵抗 = 電気抵抗率

非点収差 [英 astigmatism, 独 Astigmatismus, 仏 astigmatisme, 露 астигматизм] ザイデルの5収差のひとつ。光学系の軸外物点から出た光線束は、開き角の小さい細い光線束でも一般には像側で1点に集束せず、サジタル(球欠)像点 F_1 とメリジオナル(子午)像点 F_2 が現れる。この収差を非点収差といい、 F_1F_2 の距離を非点隔差という。1点から発した同心光線束は光学系によって反射や屈折を受け、その収差により像側では一般に1点に集束せず、非点光線束となる。このとき、集束するすべての光線の包絡面を火面という。無収差光学系では、火面は光線束の集束点である1点に集まる。このとき光線束はその中心光線、つまり主光線に対して回転対称であり、しかも集束点を通り主光線に垂直な対称面をもつ。この対称面がないと光線束は同心的でなくなるが、光線束自体が主光線に対してなほ回転対称を保つならば、火面は図1のように主光線に近

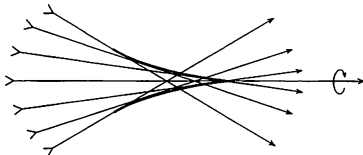


図 1

接した光線の交点に尖点をもっている。火面の任意の平面による断面をこの平面内の火線とよぶ。非点収差は回転対称軸の代りに互いに垂直なただ2つの対称面が存在する場合に現れる。この対称面は光軸に対して回転対称な光学系では光軸と主光線を含む平面メリジオナル(子午面)、および主光線を含んで子午面に垂直な面サジタル(球欠面)である。2つの対称面の交線は光線束の主光線となり、それぞれの対称面自身は光線束の主断面といい、その面内には主光線のそれぞれ異なる位置に尖点をもち、別々の火線をもつ(図2)。図3のように主光線と小さい開きをなす細い光

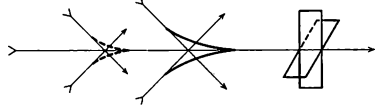


図 2

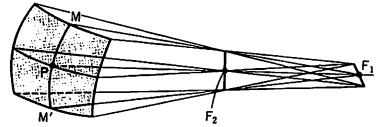


図 3

線束では、主光線との交点 P を含む微小直交面をとれば F_1, F_2 のところで光線束は線分になり、焦線とよばれる。 F_1F_2 の距離が上述の非点隔差である。これらの焦線は互いに垂直となるが主光線に垂直とは限らない。物点を光軸に垂直な平面上で動かすに対応する2つの像点はそれぞれ光軸のまわりに回転面を描き、これらの子午像面、球欠像面とよぶ。物点が光軸上にきたときは、これらの像面が相接し、非点収差がない(図4)。

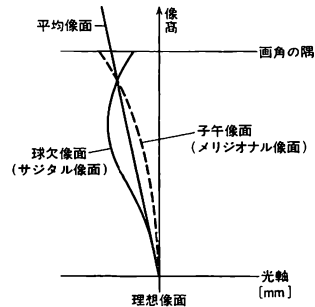


図 4

比電離 [英 specific ionization, 独 spezifische Ionisation, 仏 ionisation spécifique, 露 удельная ионизация] 電子、陽子、イオンなどの荷電粒子が物質中を進行するとき、その通路に沿って単位距離当り生成するイオン対(電子とイオンの対)の数のこと、比電離能ともいう。荷電粒子が物質中を進行するとき、物質原子内の電子と衝突して、電子を励起または電離する。これを一次電離という。電子が単に高いエネルギー準位へ励起される場合にはイオンはできないが、電子が衝突によって十分大きいエネルギーを受取るると自由電子となるのでイオンができる。こうして、原子からたたき出された電子(二次電子)のエネルギーが大きい場合には、さらにほかの原子内の電子をたたき出してイオン対をつくることができる。入射した荷電粒子が直接つ

くるイオン対の単位距離当りの数を一次比電離能といい、二次電子によってつくられるイオン対の数を含めたものが比電離であって、特に全比電離能ということもある。荷電粒子が物質中を進行するとき、物質原子内の電子と衝突して失うエネルギー損失を電離損失というが、電離損失を比電離で除いてイオン対1個をつくるのに要する平均エネルギー W 値が求められる。実験によれば、陽子や α 粒子などの重い荷電粒子に対する W 値は、荷電粒子の種類やエネルギーなどによってあまり変わらないことが知られている。気体の場合には、気体の種類によるが、ほぼ 20～40 eV であることが知られており、半導体検出器では約 3 eV である(⇒ W 値)。上記の理由によって、比電離は電離損失に比例すると考えて差支えなく、荷電粒子の飛程の終り付近で最大値をとる。

比電離能 = 比電離

ビート = うなり

比透磁率 [英 relative permeability, 独 relative Permeabilität, 仏 perméabilité relative, 露 относительная магнитная проницаемость] 透磁率(磁化のしやすさ) μ を真空の透磁率 μ_0 で割ったもの、すなわち、 $k_m = \mu/\mu_0$ を比透磁率という。比磁化率を $\bar{\epsilon}_m$ とすれば、 $k_m = 1 + \bar{\epsilon}_m$ である。

ピトー管 [英 Pitot tube, 独 Pitot-Rohr, 仏 tube de Pitot, 露 трубка Пито] ベルヌーイの定理を用いて圧力から速度を知る装置。先端が開いた細い管を流体の流れに向けておき、運動をせき止めると総圧 p_0 を知ることができる(図1)。このような装置は1730年ごろ H. Pitot が初

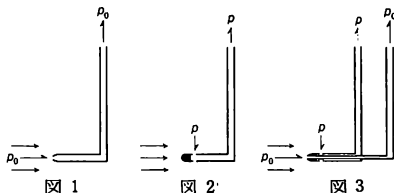


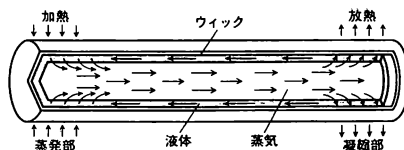
図 1

図 2

図 3

めて用いたもので、ピトー管または総圧管とよばれる。一方、先端を閉じた管の側壁に小孔を設けて流れに平行に置けば、動圧が分離されて静圧 p のみが測られる(図2)。これが静圧管である。さらに、たとえば図3のように両者を一体に組込むと p_0 と p の差として動圧が直読され、ベルヌーイの定理から流速 v が求められる。この型式のものをピトー静圧管というが、ことわりなく単にピトー管と略称すること多い。実用上は、考えられる種々の誤差を考慮して実験的に補正を加え、非圧縮性流体(密度 ρ) では1に近いピトー静圧管係数 c を用いて $v = c\sqrt{2(p_0 - p)/\rho}$ とおかれる。ピトー管は流れに正しく沿わせる必要があり、かつ原理的に定常または準定常流が前提で速度変化への追従性も劣るから、乱流速度変動の検出には適さない。しかし、平均流の測定や熱線風速計の検定などには現在でも標準的な手段として用いられ、流れの方向が感知される多孔ピトー管、壁面のごく近くまで接近できる扁平な境界層ピトー管など、特別な目的に応じてさまざまな変型も考えられている。

ヒートパイプ [英 heat pipe, 独 Wärmerohr, 仏 tube calorifique, 露 тепловая трубка] 密閉容器(多くの場合、円管状)の中に封じ込められた液体の蒸発・凝縮を利用して、能率よく熱輸送を行う伝熱機器。図に、最も標



準的なヒートパイプの構造と作動原理を示す。ヒートパイプを構成するものは、密閉容器(パイプ)と、その内面には取り付けられたウィック(芯)と中に封じ込められた作動液体の3つである。いま、図のヒートパイプの一方の端部(蒸発部)を加熱すると、作動液は蒸発して容器内に充滿する。このとき他方の端部を冷却してやると、そこで蒸気は凝縮して液体に戻る。この凝縮液は、毛細管力(表面張力)の働きにより、容器内面のウィック中を通して、ちょうど溶けたロウがロソクの芯を昇っていくように、蒸発部へと戻ってくる。このとき、蒸発部では、蒸発に必要な潜熱が液に供給され、凝縮部ではその熱が放出されるので、外部から見ると、固体の棒の中を熱伝導によって熱が流れるのと同じように、蒸発部(加熱部)から凝縮部(冷却部)へと熱が移動するように見える。蒸発・凝縮は、ごく小さい温度差でも起る相変化過程であり、またウィックの選択さえ適切ならば、加熱部と冷却部の距離をかなり大きくとることができる。したがって、ヒートパイプを、同じ寸法の固体棒と比べた場合、その見かけの熱伝導率 k_e 、すなわちヒートパイプによって単位時間に輸送される熱量を Q 、パイプ断面積を A 、蒸発部と凝縮部の距離を l 、その温度差を ΔT とするとき、 $k_e = (Q/A)/(\Delta T/l)$ で定義される量は、 $(\Delta T/l)$ の値を小さくすれば、固体の熱伝導率よりもかなり大きくすることができる。したがって、ヒートパイプを用いることにより、普通の方法では加熱や冷却が困難な特殊な形状の装置や物体の内部から熱を取出したり、逆に内部に熱を供給したりすることが比較的容易にできるようになる。

なお、蒸発部を凝縮部よりも上方に位置させることができれば、重力が利用できるで、ウィックは不要となる。この場合、加熱部と冷却部の互換性はなくなるが、構造・製法はずっと簡単化され、また保守・耐久性の面でも問題は少なくなる(厳密には、この種のものは熱サイホンとよばれるべきものであるが、現在慣用的にヒートパイプの名称でよばれることが多い)。このほか、ウィックのないヒートパイプとしては、遠心力を利用した回転ヒートパイプ、静電気力を利用する電気流体力学的ヒートパイプ、磁気力を使う磁気流体力学的ヒートパイプ、浸透圧ヒートパイプなどが研究されているが、まだ実用の域には達していない。

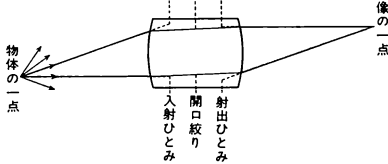
ヒートポンプ [英 heat pump, 独 Wärmepumpe, 仏 pompe thermique, 露 тепловой насос] 低温物体から高温物体に、熱をくみ上げる熱機関。熱ポンプともいう。クーラーを逆向きに利用するとヒートポンプになる。すなわち、通常の熱機関を逆行運転させる。外部から仕事 W を与えて、それによって低温熱源より、 Q_c の熱を吸収し、高温物体に $Q_h = Q_c + W$ の熱を与える(理想的なヒートポンプの場合)。したがって、このヒートポンプの性能 ϵ は

$$\epsilon = \frac{Q_h}{W} = 1 + \frac{Q_c}{W} = \frac{T_h}{T_h - T_c} > 1$$

で与えられる。ただし、 T_h は高温側の温度、 T_c は低温側

の温度である。電熱器などにより、直接 W をそのまま熱に変換するよりも、ヒートポンプの方がはるかに有効である。最近の冷暖房装置は、この原理に基づいている。

ひとみ [英 pupil, 独 Pupille, 仏 pupille, 露 зрачок] 幾何光学において、開口絞りの物体空間や像空間における像をいう。入射ひとみは開口絞りより前にあるレンズ群によってつくられる開口絞りの像であり、射出ひとみは開口絞りより後ろにあるレンズ群によってつくられる開口絞りの像で、両者は互いに共役である。図のように入射ひと



み、射出ひとみはそれぞれ大きさもその位置も実際の絞りとは違うのが普通であるが、形は開口絞りと相似であり、その大きさは開口絞りの大きさに正比例する。入射ひとみと射出ひとみの位置と大きさがわかっていれば、物体と入射ひとみ、射出ひとみと像を結ぶ有効光線を図のように示すことができるので、レンズ設計や評価に有効である。

VTOL [英 VTOL] vertical take-off and landing aircraft の略称。離陸に際して滑走せずに垂直に離昇し、また着陸に際して垂直状態に降り立つ飛行機で、垂直離着(陸)機あるいは垂直昇降機ともいう。アメリカの基準では出発から高度 15 m まで上昇する間に進む水平距離が 10 m 程度としている(⇒ STOL)。ヘリコプターは垂直離着陸が可能であるが、水平飛行の際の巡航速度は $250 \sim 300 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$ が限度であり、しかも運動性に制限があるために、用途が限られている。そこで普通の固定翼機に近い巡航性能をもった飛行機、すなわち VTOL や STOL (短距離離着機)の開発が 1950 年代後半および 1960 年代に関心をもたれた。離着陸のとき機体を支える揚力を得る方法として、水平回転翼であるローター、プロペラ、ジェットのうちではローター形式がホバリング性能としては最もよい。垂直飛行から水平飛行へ移る方式で、機体の姿勢を変える形式は、操縦や地上での取扱い上少なくとも輸送機には適さず、また主翼ごと、または推進装置だけを回転させる方式は、機構上や遷移時の安定に問題があり、大質量や振動に難がある。空気をブツと吹出すバフジェット制御が用いられている。今のところ VTOL は、揚力装置、燃料の質量・大容積などのため、普通の飛行機と比べて性能や経済性で太刀打ちするのは困難な状態であると考えられている。



ハリアー(航空新聞社提供)

非ナチュラルパリティ [英 unnatural parity, 仏

parité non naturelle, 露 ненатуральная чётность] ⇒ ナチュラルパリティ

非ニュートン粘性 [英 non-Newtonian viscosity, 仏 viscosité non-newtonienne, 露 неньютонская вязкость] ⇒ ニュートン粘性

非ニュートン流体 [英 non-Newtonian fluid, 露 неньютонская жидкость] ⇒ 非ニュートン流動

非ニュートン流動 [英 non-Newtonian flow, 露 неньютонское течение] 流体の運動において、ずり応力(接線応力)とずり速度(変形速度の接線成分)が比例しない流れを非ニュートン流動とよび、このような挙動を示す流体を非ニュートン流体とよぶ(⇒ 流体)。両者が比例するニュートン流動に比べて理論的取扱いがめんどうである。ずり応力とずり速度の比は見かけの粘性率とよばれ、流動状態によって変化する。高分子を含む液体や、サスペンションは普通このような流動を示す。流動状態によって内部構造が破壊されるために生じると考えられるチクソトロピーの場合、または弾性を伴う液体(粘弾性流体)の非定常運動では、見かけの粘性率は時間的に変化する。このような場合も、非ニュートン流動に含められるが、見かけの粘性率が時間によって変化しないものだけを非ニュートン流動とするほうが普通である。非ニュートン流動は擬塑性流動、ダイラタント流動に分けられる。

ビニル樹脂 [英 vinyl resin, 独 Vinylharz, 仏 résine vinylique, 露 смола винилового соединения] ビニル基 $\text{CH}_2=\text{CH}-$ をもつ単量体を重合、共重合して得られる樹脂の総称。通常は、酢酸ビニル $\text{CH}_2=\text{CHOCOCH}_3$ 、塩化ビニル $\text{CH}_2=\text{CHCl}$ を重合して得られる酢酸ビニル樹脂、塩化ビニル樹脂、あるいはポリ酢酸ビニルから誘導されるポリビニルアルコール、ポリビニルエタールなど、ビニルの名をそのまま保持している樹脂だけをいい、ステレン樹脂、アクリル樹脂、メタクリル樹脂などは除外して別に扱う。ただし塩化ビニリデン樹脂はビニル樹脂にいられている。ビニル樹脂は典型的な熱可塑性樹脂である。そのなかで塩化ビニル樹脂は最も生産量が多く、成型物として多種多様な形態で使われる。また、ビニル樹脂は接着剤、塗料としても使われる。

比熱 [英 specific heat, 独 spezifische Wärme, 仏 chaleur spécifique, 露 удельная теплота] 温度 $T[\text{K}]$ にある質量 $m[\text{g}]$ の物質の温度を $\Delta T[\text{K}]$ だけ上昇させるのに要する熱量を $\Delta Q[\text{J}]$ とすると、温度 T での比熱は $\Delta Q/\Delta T$ を限りなく 0 に近づけたときの $\Delta Q/m\Delta T$ で与えられる。比熱の温度依存性が十分に緩やかな場合、質量 1 g の物質の温度を 1 K だけ上昇させるのに必要な熱量で比熱は定義できる。外部条件により、定圧比熱、定積比熱と区別され、それぞれ c_p, c_v の記号で表される。実験では比熱が直接に測定されるが、理論では比熱に分子量を掛けたモル比熱を扱うことが多い。比熱は固体、液体、気体の各相でそれぞれ特徴ある温度依存性を示す。固体の比熱のふるまいは、格子比熱により(⇒ デバイの比熱式、アインシュタインの比熱式)、金属ではさらに電子比熱(⇒ 電子比熱)、磁性体では磁気比熱の寄与が付け加わる。液体の場合は、その相の温度領域が狭いこともあって、緩やかな温度依存性を示す。気体の定積比熱は、粒子の運動の自由度と関係して温度とともに段階的に変化する(⇒ 定積モル比熱)。なお、 $T \rightarrow 0$ の極限においては、量子効果のため一般に、比熱は 0 に近づく(⇒ 熱力学第三法則)。定圧比熱は定積比熱

よりほぼ一定値だけ大きい(⇒定圧モル比熱)。いろいろの物質の比熱は付録の表を参照。

二次相転移点近傍では相転移に伴う異常比熱が現れる。相転移現象を説明する最も簡便な理論(⇒分子場近似)によれば、比熱は相転移点でとびを示す。図1にGaの超伝導

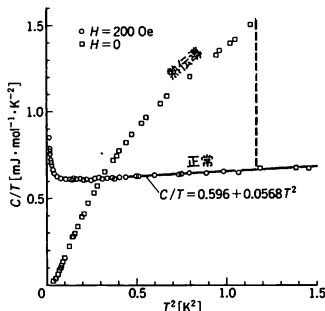


図1

相転移における比熱(□)を示す(Gaは51 Oe以上の磁場のもとでは超伝導状態にはならない。このときの比熱を○で示してある)。明瞭な比熱のとびが観測されている。相転移点 T_c の近傍におけるゆらぎが問題となってくると、比熱は T_c 以上では

$$C = \left(\frac{A}{a}\right) (|t|^{-a} - 1) + B + Et$$

と表される。ここで $t = (T - T_c)/T_c$ 、 T は温度、 A は臨界振幅、 a は臨界指数、 $B + Et$ は相転移で異常を示さない格子比熱などの寄与を表す。 T_c 以下では A, a, B の代りに A', a', B' とおけばよい。上の式は a が0に近づくと、右辺第一項が $A |\ln |t||$ になる。スケーリング則によれば a と a' は等しい。臨界指数 a 、臨界振幅比 A/A' は系の次元と秩序パラメーターの対称性によって決る(⇒臨界指数、普遍性)。すなわち、三次元の系としてイジング系、XY系、ハイゼンベルク系などがあるが、理論で近似的に計算されているそれぞれの系の臨界指数、臨界振幅比は表に示すような値をもつ。二次元のイジング系では厳密解が求められており、比熱は対数発散し($a = a' = 0$)、臨界振幅比は1である。液体ヘリウム(^4He)の超流動相転移

三次元系における比熱の臨界指数と臨界振幅比

系	$a(a')$	A/A'
イジング	0.08~0.125	0.51~0.55
XY	~-0.02	~1.03
ハイゼンベルク	-0.09~-0.14	1.36~1.52

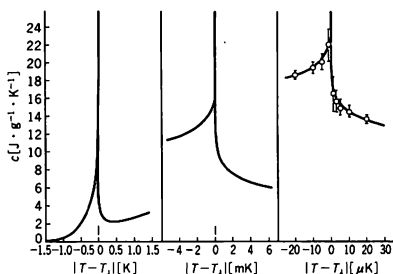


図2

における λ 点近傍の飽和蒸気圧の下での比熱を図2に示す(右側の図ほど λ 点に近い比熱を拡大して示してある)。これは三次元のXY系に分類されるが、測定された比熱は表の三次元のXY系の理論値(〜0.02)とよい一致をしている。また、この場合測定値より求めた臨界振幅比は1.11で、これも理論値(〜1.03)とよい一致をしている。相転移に関係した異常比熱を Δc とすれば、異常エントロピー $-\Delta S$ は $\int_0^{\infty} (\Delta c/T) dT$ で与えられる。また、 $\Delta S = R \ln w$

という関係がある(R は気体定数、 w は配向の自由度で、2つの配向をとるイジング系では2、磁性体ではスピン量子数 S を用いて $2S+1$)。上の ΔS に関する2つの関係により、測定された Δc より求めた ΔS から配向の自由度を決めることができる。異常比熱が相転移ではないときに現れる例としては、二準位の場合のショットキー比熱がある。

比熱測定装置には断熱型熱量計、伝導型熱量計などがある。(1) 断熱型では、試料を入れたセルと外界の間を断熱的にし、熱交換を可能な限り行わせない。したがって、セルと外壁の温度は同じ温度に保たれている。セルに熱を加え、そのときの温度上昇から比熱が求まる。断熱条件下での熱測定法の特徴的な例として、レーザーフラッシュ法、ACカロリメトリーがある。レーザーフラッシュ法では測定時間が短いため(〜100 ms)、その間だけ断熱条件に保てばよいので、断熱状態をつくりにくい高温領域で有効である。ACカロリメトリーでも交流熱の一周期(〜1 s)の間だけ断熱状態であればよい点は上の場合と似ているが、この場合は温度を交流信号として検出するところが違っている。直流信号に比べて交流信号は処理しやすいので、その分だけ測定感度を上げることができる。(2) 伝導型では、外壁の熱容量を大きくその温度を一定に保ち、セルと外壁との温度差をその間にある熱伝導体を通し熱を逃がすことによりなくす。そのときの全熱流を積分して熱量変化を求める。外壁の温度ゆらぎの影響を少なくするために、同じ構造のセルを対称的に置く双子型構造にすることがある。これにより長時間にわたって安定に微少の熱の出入りを検出できる。

非熱的放射 [英 nonthermal radiation, 独 nichtthermische Strahlung, 仏 radiation non thermique] 普通の星の光は、もとをたたせば熱運動をしている電子の出す光であり、主に黒体放射である。一方、たとえば、かに星雲の光は、磁場の中をらせん運動する高速度の電子によるシンクロトン放射である。後者のように、電磁波の放射が荷電粒子の非熱的な運動によるものを非熱的放射という。シンクロトン放射、サイクロトン放射、逆コンプトン効果、非熱的な制動放射、チェレンコフ放射などがその例である。これらは放射源に熱エネルギーより高いエネルギーをもつ粒子があり、特別な加速機構が働いていることを示す。太陽フレアの電波、超新星、星間空間における宇宙線、活動的な銀河やクエーサーの中心部から出される電波、光、X線の多くは非熱的放射である。

比熱比 [英 specific-heat ratio, 独 Verhältnis der spezifischen Wärmen, 仏 rapport des chaleurs spécifiques, 露 отношение удельных теплоёмкостей] 定圧比熱 c_p と定積比熱 c_v の比、 $\gamma = c_p/c_v$ を比熱比という。理想気体で断熱変化するとき、 γ が温度によらないとすれば、圧力 p と体積 V の間には

$$pV^\gamma = \text{一定}$$

の関係がある(⇒ボアッソンの法則)。理想気体の比熱比は、マイヤーの関係を使って

$$r = 1 + \frac{R}{C_v}$$

で与えられる。 R は気体定数、 C_v は定積モル比熱である。 C_v は気体分子の運動の自由度に応じて決った値をもつ(⇒定積モル比熱)。したがって、二原子気体で並進運動の寄与だけを考えればよい場合は $r=5/3$ (~ 1.67)、並進運動と回転運動の場合は $r=7/5$ ($=1.40$)、並進運動と回転運動と振動の場合は $r=9/7$ (~ 1.29)になる(表参照)。比熱比は音速 v の測定から

$$r = \nu^2 \left(\frac{\partial p}{\partial p} \right)_T$$

の関係を用いて決められる。 ρ は密度、 p は圧力、 T は温度である。

気体 (1 atm) の比熱比 γ

物質	温度 [°C]	γ	物質	温度 [°C]	γ
Ar	15	1.668	I ₂	185	1.30
CO	15	1.404	NO	15	1.400
CO ₂	100	1.281	O ₂	15	1.401
H ₂	100	1.404	Xe	19	1.66
HBr	20	1.42	C ₂ H ₂	-71	1.31
HCl	100	1.40	C ₂ H ₆	-82	1.28
H ₂ O	700	1.282	C ₂ H ₄	15	1.255
He	-180	1.660	CH ₄	15	1.31

非粘性流体 [英 inviscid fluid, 露 невязкая текучая среда] = 完全流体

比粘度 [英 specific viscosity, 独 spezifische Viskosität, 仏 viscosité spécifique, 露 удельная вязкость] 溶液またはサスペンションの粘性率を η 、同温度の純溶媒のそれを η_0 とすると、 $\eta_{sp}=(\eta-\eta_0)/\eta_0$ を比粘度という。これは無次元量であり、溶質分子(または粒子)の濃度に依存する。アルコール-水系、高分子溶液、サスペンションなど多くの場合、溶質分子と溶媒との間に過剰の内部摩擦が現れるので $\eta_{sp}>1$ となる。しかしジオキサン-水の場合のように $\eta_{sp}<1$ となることもある。また比粘度は必ず速度にもよることもある(⇒非ニュートン粘性、レオロジー)。

Pの枝 [英 P-branch, 独 P-Zweig, 仏 branche P, 露 P-ветвь] ⇒ バンドの枝

火の玉模型 [英 fireball model, 独 Feuerkugelmodell, 仏 modèle des boules de feu, 露 модель файрболов] 高エネルギー核子・核子衝突などで多数の中間子群がジェット状に発生する多重発生機構を説明するひとつの模型。この理論は、衝突によって高温の火の玉が生じ、火の玉の崩壊から粒子の多重発生を説明しようとするものである。火の玉を前後に合計2つ考える模型は丹生潔によって考えられ、「2つの火の玉模型」とよばれるが、後にC.N. Yangによって、limiting fragmentation 模型として精密化された。

P波 [英 p-wave, 独 p-Welle, 仏 onde p, 露 p-волна]

[1] 弾性体を伝わる弾性振動の波のひとつ(⇒弾性波)。P波とも表記する。

[2] 地震によって地球内に生ずる振動のうち、三次元的に伝播する実体波のひとつ(⇒地震波)。P波とも表記する。

[3] 量子力学で、粒子の状態を記述する波動関数を部分

波分解したとき、軌道角運動量が1の部分波(⇒部分波展開)。

非破壊検査 [英 non-destructive inspection, 独 zerstörungsfreie Prüfung, 仏 inspection non-destructive, 露 неразрушающие испытания] 構造物や機械の信頼性・安全性を確保したり品質を保証する目的で、その構造物や機械を構成する材料やその継手などを、製造途中、完成時、引渡し・納入時、使用中などの諸段階で検査し、欠陥の有無・状態・配置などを検出または測定することを非破壊検査という。現在の傾向は比較的単純な検出の検査だけでなく、各種の試験・測定と組合せての定量的解析、破壊力学・材料強度学や信頼性工学と組合せての総合的な健全性・品質の評価や判定をくだすようになってきたため、それに伴って、非破壊試験(non destructive testing, NDTと略称)、非破壊評価(non destructive evaluation, NDEと略称)などと拡張されたよびかたも用いられる。材料・継手中の欠陥の確認や欠陥の影響の評価には、その材料や継手を切断・切削・破断する破壊的検査も使われてきたので、それと区別し、破壊なしに調べるという意味で非破壊の名称を付したのである。

非破壊検査には、一般には、放射線検査・超音波探傷・磁気探傷・浸透探傷・電磁誘導探傷が含まれる。検査の結果の評価まで含めて非破壊検査という場合には、ひずみその他の力学的諸量の測定・解析や破壊力学の一部まで含めることもある。

(1) 放射線検査: 物質を透過した放射線の強度変化から欠陥などの状態を調べる検査である。このための放射線としては、X線・ γ 線・中性子線などが用いられ、放射線の強度変化を調べるには、写真フィルムやイメージインテンシファイヤーなどで観察することが多い。空洞、ブローホールなど占有体積の大きい内部欠陥には特に有効で、溶接部の検査などに広く使用される。

(2) 超音波探傷: 超音波を試験体中に伝播させ、その試験体を示す音響的挙動を利用して、内部欠陥や材質的变化などを調べる検査である。超音波としては、通常0.4ないし15MHzのものが使われ、一般には、パルス波の反射を電気信号に変え、ブラウン管上で観察が行われる。き裂状欠陥の検査にも有効であり、探傷以外に肉厚の測定にも用いられる。

(3) 磁気探傷: 磁気を利用して探傷する検査で、欠陥によって発生した磁極分布による付着磁粉模様を利用して探傷する方法と、欠陥部の漏洩磁束をコイルや感磁性半導体などを使って測定する方法とがある。強磁性体に対して適用され、表面欠陥または表面直下欠陥の探傷に特に有効である。

(4) 浸透探傷: 試験体表面に開口する欠陥に浸透液を浸透させ、欠陥の拡大指示模様をつくらせてこれを観察する検査である。浸透液として蛍光物質の入った液を用いる蛍光(浸透)探傷と、浸透液として可視染料の入った液を用いる染色(浸透)探傷とがある。

(5) 電磁誘導探傷: 渦電流または広く電磁誘導の現象を利用して欠陥検査を電磁誘導探傷、(渦)流試験または渦電流試験という。導体に欠陥が存在するために起る電磁誘導電流分布の変化を利用して欠陥を検出・測定する方法で、非磁性体にも適用できる。棒・線・管・板などの表面欠陥、表面下欠陥や薄肉管の内面欠陥の検査に適するとされる。

ピバード超伝導体 [英 Pippard superconductor, 仏 superconducteur de Pippard, 露 сверхпроводник типа Пиппарда] ロンドン理論が適用できず, ピバード方程式を適用しなければならない超伝導体。超伝導体の磁気的性質は, コヒーレンスの長さ ξ と磁場の侵入深さ λ の大小によって大きく異なり, $\xi > \lambda$ のものを第一種, $\xi < \lambda$ のものを第二種超伝導体という。前者に対してはピバード理論を用いなければならないので, ピバード超伝導体ともいう(⇒ピバード方程式)。

ピバードのコーレンスの長さ [英 Pippard coherence length, 仏 longueur de cohérence de Pippard, 露 длина когерентности Пиппарда] ⇒ ピバード方程式

ピバード方程式 [英 Pippard equation, 独 Pippardsche Gleichung, 仏 équation de Pippard, 露 уравнение Пиппарда] 超伝導のロンドン理論では, 磁場の侵入深さが電子の平均自由行程の変化とともに急激に変化することの説明ができない。これを説明するために B. Pippard は 1953 年に次の方程式を提唱した。点 r における超伝導電流密度 $j_s(r)$ は, ベクトルポテンシャル $A(r)$ と

$$j_s(r) = -\frac{3}{4\pi c \xi_0 A} \int \frac{R(R \cdot A(r')) \exp(-R/\xi)}{R^4} dr'$$

$$R = r - r'$$

という関係にある。 $A = m/n_s e^2$ はロンドン方程式で導入したパラメーターで, ξ が試料のコヒーレンスの長さ, ξ_0 は純粋な試料に対するコヒーレンスの長さである。 ξ_0 はピバードのコヒーレンスの長さともよばれ, $\xi_0 = 0.18 (\hbar v_F / kT)$ と表される(v_F はフェルミ速度, k はボルツマン定数, T は絶対温度)。上式は, 点 r の電流がその点のまわりの距離 ξ 以内のベクトルポテンシャルによって決められることを示しており, この ξ は電子の平均自由行程 l , および純粋な試料($l \rightarrow \infty$)のコヒーレンスの長さ ξ_0 と

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l} \quad (\alpha \text{ は } 1 \text{ の程度の数因子})$$

という関係にある。したがって l が小さくなると ξ も小さくなり, 磁場の侵入深さも変化することが説明できる。☞

火花消去回路 [英 spark quenching circuit, 独 Funkenlöschkreis, 仏 circuit d'extinction, 露 искрогасящая схема] ⇒ リレー

火花スペクトル [英 flash spectrum, 露 спектр солнечной вспышки = スパークスペクトル]

火花放電 [英 spark discharge, 独 Funkenentladung, 仏 décharge par étincelles, 露 искровой разряд] 気体中に置かれた電極間にかかる電圧を上げていったとき, 強い発光と, 開放大気中であれば破裂音とを伴って起る過渡的な放電。工学の分野では, 火花放電のことをフラッシュオーバーあるいはスパークオーバーとよんでいる。身近なところではスパークプラグや IC ライターの点火に, 自然界では雷放電にその大規模なものを見ることができ, 火花放電は, 放電開始前の定常に暗流が流れている状態から, 発光を伴う定常なグロー放電, あるいはアーク放電へと移行する過渡的な現象である。暗流の大きさは, 空間における電子衝撃による気体分子の電離(α 作用)と, 生成された正イオンが陰極に達して放出する二次電子(γ 作用)とによって決る(⇒電離係数), J. S. Townsend は, α 作用は距離とともに指数関数的に増大し, それによって生成された正イオンの γ 倍が電子の供給に寄与するというフィードバック機構によって, 全電子電流が ∞ となる条件をもっ

て火花条件であるとした。電子による衝突電離係数を α , 正イオンによる二次電子放出係数を γ , 電極間距離を d とすれば, 一様電場の場合の火花条件は, $\gamma [\exp(\alpha d) - 1] = 1$ と表される。火花放電を起しうる必要最小限の電圧を火花電圧とよぶ。放電空間での電場が一様に近いときには, 火花電圧は気体の圧力 p と電極間隔 d との積 pd の関数である(⇒バッシュェンの法則)。

火花放電は瞬間的に高温をつくり出すことができることから前述のように点火に利用されるほか, 強い発光を利用した光源(⇒スパーク光源), 放射線の検出(⇒スパークカウンタ)などに広く応用されている。

非反跳放射 [英 recoilless radiation, 独 rückstoßfreie Strahlung, 仏 radiation sans recul] ⇒ メスバウアー効果

ビビアーニ Viviani, Vincenzo 1622.4.5(?) - 1703.9.22 イタリアの数学者。フィレンツェに生れる。彼は, Galileo の友人 C. Settimi から数学の教育を受けた。やがてトスカナ大公 Ferdinando 二世にその才能を認められ, アルチェトリに幽閉されていた Galileo に引き合わされた。そして, 1640 年以後, Galileo の死までアルチェトリで起居をともし, その助手および口述筆記者を務めた。Galileo の死後, 彼の伝記を書き始めたが, 当時は教会の反対のために出版することができなかった。E. Torricelli の死後は彼の後を継ぎ, トスカナ大公付き数学者となった。1657 年アカデミア・デル・チメントの会員となり, また, 1696 年にはロンドン王立協会の会員となり, 1699 年にはアカデミー・デ・シアンズの 8 名の外国人会員のひとりとなった。彼の数学上の業績は主にギリシア数学に関するもので, Apollonios の「円錐曲線論」, Eukleides の「原論」に関する研究をしたことで知られる。また, 「原論」と Archimedes の著作のイタリア語訳が彼によってなされた。

BPHZ 理論 [英 BPHZ theory, 仏 théorie BPHZ] くりこみ理論を厳密化したものである。最初 N. N. Bogoliubov と O. S. Parasiuk により構成され, K. Hepp により完成されたのだが, のちに W. Zimmermann が使いやすい形に定式化したので, BPH 理論または BPHZ 理論とよばれている。発散しているファインマン積分(⇒ファインマン・ダイアグラム)から有限確定な量を取り出す操作を, BPHZ 理論では R 演算という。これはダイソンの意味でのくりこみとは異なるが, その差は有限のくりこみであって数学的には本質的でない。一粒子既約なファインマン・ダイアグラム G の一粒子既約な部分ダイアグラム r に対応するファインマン積分において, 被積分関数の分子の次数と分母の次数との差に積分の数を加えたものを, r の見かけの発散の次数といい, d_r と書く。 $d_r \geq 0$ のとき, r をくりこみ部分という。くりこみ部分 r に対応するファインマン積分を, r の外線運動量をすべて 0 とおく点のまわりでテイラー展開し, その d_r 次までの項の和をとる演算を t_r と書く。このとき R 演算は

$$R = 1 + \sum_{\{r(1), \dots, r(m)\}} (-t_{r(1)}) \cdots (-t_{r(m)})$$

と表される。ここに $\{r(1), \dots, r(m)\}$ は, そのどの 2 つのくりこみ部分もバーテックス(頂点)をまったく共有しないか, あるいは一方が他方の部分ダイアグラムであるような組とし, 和はそのようなすべてのくりこみ部分の組についてとるものとする。 G に対応するファインマン積分に R をほどこしたものは, 収束してひとつの超関数に定

義することが厳密に証明される(ただし赤外発散を除く)。

ハイゼンベルク表示での場の演算子の同時空点での積は、一般に数学的に意味をもたないが、BPHZ 理論に基づいてそれに摂動論的に意味を与えることができる。これをチンマンマンのノーマル積という。たとえば、2つの場の演算子 $A(x)$ と $B(x)$ のノーマル積 $N(A(x)B(x))$ は

$$\langle 0|T(A(x)B(x)\varphi_1(y_1)\cdots\varphi_n(y_n))|0\rangle$$

(T は T 積, $|0\rangle$ は真空) の摂動級数において、各ファインマン積分に R 演算をほどこしたものを、あらゆる可能な場の演算子の組 $\{\varphi_1(y_1), \dots, \varphi_n(y_n)\}$ について考えることによって定義される。

PPN パラメーター [英 PPN parameter, 独 PPN Parameter, 仏 paramètre PPN, 露 ППН-параметр]

ポストニュートン近似での時空を、一般相対性理論以外の理論にも適用できるようにパラメーターを導入して表現することができる。これを PPN (parametrized post-Newtonian) パラメーターという。A. S. Eddington は質点のまわりの時空を

$$ds^2 = -\left\{1 - 2\alpha\left(\frac{r_0}{r}\right) + 2\beta\left(\frac{r_0}{r}\right)^2 + \cdots\right\}c^2dt^2 \\ + \left\{1 + 2\gamma\left(\frac{r_0}{r}\right) + \cdots\right\}(dr^2 + r^2d\theta^2 + r^2\sin^2\theta d\varphi^2)$$

とおき、シュワルツシルト時空は $\alpha=\beta=\gamma=1$ であるとした。その後 C. M. Will と K. Nordtvedt, Jr. の研究により 10 個のパラメーターを用いれば、一般の時空の理論をすべて扱いうるとされている。

ppm [英 ppm] 百万分率(100 万のうちのいくつという形で表した比)の数値に添える記号。part per million に由来する。たとえば 100 万分の 3 (すなわち 3×10^{-6}) を、3ppm と称する。ppm は物理量の単位(または単位記号)ではないが、これを単位(または単位記号)とみなして用いることもあり、計量法の「濃度」の計量単位のうちの質量百万分率(略字は、質量 ppm, wtppm または massppm)、体積百万分率(略字は、体積 ppm, volppm または ppm)はその例と解される。

BBGKY 階級方程式 [英 BBGKY hierarchy equation] 多くの粒子からなる系を考えると、その時間発展は古典系ではリウビル方程式に支配される。この方程式は多粒子系の分布関数に従うものである。粒子数が N である系を考えると、分布関数はこれらの粒子の座標と運動量の関数であるが、ある粒子の自由度のみを残して他の $N-1$ 個の粒子の変数を消去(積分)してしまうと、一体の分布関数が得られる。この一体分布関数の時間発展を記述する式はリウビル方程式から得られる。ところで多粒子系は一般に粒子間の相互作用を含むので、一体の分布関数の運動を追うと二体の分布関数が現れ、二体の運動は三体と結びつく、というように分布関数の一連の鎖ができてしまう。この方程式の集りを BBGKY 階級方程式という。名前の由来はこの方程式系の研究に関係した人々の頭文字にあって、Bogoljubov-Born-Green-Kirkwood-Yvon の略である。

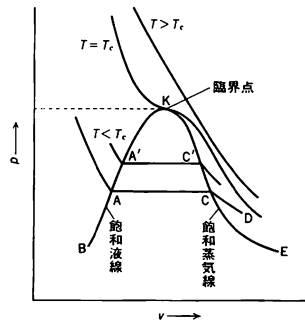
量子系を扱っても同じような事情が現れるが、この際には「分布関数」の定義などが多少ともめんどくなる。さらに実際にこの方程式系を解くというのは難しいことなので、通常用いられるのは高次の関数を低次のもので近似するという手法である。それも鎖のごく初めの部分でこのように近似が用いられることが多い。

pp チェイン [英 p-p chain, 独 p-p-Reaktionskette, 仏 chaîne p-p, 露 цепь p-n] 恒星の内部で、陽子どうしの二体反応に始まり、水素をヘリウムに変換する一連の原子核反応。温度が 10^7 K くらいで働き、太陽質量の 2 倍以下の主系列星のエネルギー源になる。pp チェインには 3 分枝がある。基本的な分枝は pp I: ${}^1\text{H}(p, e^+\nu){}^2\text{H}(p, r){}^3\text{He}$ (${}^3\text{He}, 2p$) ${}^4\text{He}$ である。温度が高く、 ${}^4\text{He}$ が共存しているとき、pp II: ${}^3\text{He}(\alpha, r){}^7\text{Be}(e^+, \nu r){}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ や、pp III: ${}^7\text{Be}(p, r){}^8\text{Be}(e^+, \nu){}^8\text{Be}(\alpha){}^4\text{He}$ の分枝がはやくなる。全体の反応率は、最初の反応 ${}^1\text{H}(p, e^+\nu){}^2\text{H}$ の速さによって決まる。1 個の ${}^4\text{He}$ を合成するごとに、26.7 MeV のエネルギーが解放されるが、その一部は同時に生成される 2 個のニュートリノによって運び去られる。特に、分枝 pp III の ${}^8\text{Be}$ の崩壊で放出されるニュートリノは高エネルギー(≈ 7.2 MeV)で、太陽ニュートリノの実験において、 ${}^{37}\text{Cl}$ に捕獲されるのは、主としてこのニュートリノである。

ppb [英 ppb] 十億分率(10 億のうちのいくつという形で表した比)の数値に添える記号。part per billion に由来する。たとえば 10 億分の 5 (すなわち 5×10^{-9}) を、5 ppb と称する。ppb は物理量の単位ではないが、これを単位(または単位記号)とみなして用いることもあり、計量法の「濃度」の計量単位のうちの質量十億分率(略字は、質量 ppb, wtppb または massppb)、体積十億分率(略字は、体積 ppb, volppb または ppb)はその例と解される。なお billion (およびそれに相当する各国語の単語)は、アメリカ、フランスでは 10 億 $= 10^9$ 、イギリス、ドイツ、イタリアでは 100 兆 $= 10^{12}$ を表しているの、ppb $= 10^{-9}$ のほか ppb $= 10^{-12}$ という解釈もある。国際度量衡総会(1948 年)は billion $= 10^{12}$ と解したが、ppb について公式は決定はしていない。

PPP 法 [英 PPP method, 独 PPP Methode, 仏 méthode PPP, 露 метод ППП] \Rightarrow 半経験的分子軌道法

p-V 線図 [英 p-V diagram, 独 p-V-Diagramm, 仏 diagramme p-V, 露 p-V-диаграмма] 実在気体の液相まで含めた圧力 p と体積 V の関係を、一定温度でプロットした図表をいう。臨界点より十分高い温度における p - V 曲線はボイル-シャルルの法則で近似でき、臨界点以下の温度でもファン・デル・ワールスの状態式によって定性的に表せるが、詳細は実験によらなければならない。臨界温度 T_c 以上にある気体はいくら圧力を加えても液体にならない。臨界温度 T_c 以下の温度では、図示のように状



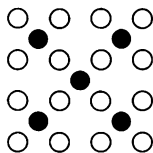
態 D にある気体に圧力を加えてゆくとき C で液化が始まり、圧力一定のまま液化が進み、A で全気体が液体になる。逆に A は、A に相当する圧力で液体が蒸発しはじめる点

で、その後加える熱はすべて液体を蒸気にするために費やされ、圧力一定のまま蒸発が進み、Cで液体全部が蒸気となる。この一定圧力を飽和圧力、それに相当する温度を飽和温度、飽和温度にある液体、蒸気をそれぞれ飽和液、飽和蒸気とよんでいる。図でAとCの間の領域では液体と蒸気が共存する。この共存領域にある蒸気を湿り飽和蒸気という。湿り飽和蒸気中の飽和蒸気の量を表すのに、混合物全重量に対する飽和蒸気重量の割合を湿り度または湿気という。また乾き度 $=1-(湿り度)$ によって乾き度を定義する。湿り飽和蒸気をさらに加熱し液体が全部なくなった領域の蒸気を乾き飽和蒸気という。また、圧力一定の下で加熱された蒸気を過熱蒸気という。飽和温度は圧力によって異なる。図でKA'ABはいろいろな温度における飽和液の飽和圧力を結んだ曲線で、飽和液線といい、同様にKC'CEを飽和蒸気線という。飽和液線と飽和蒸気線は臨界温度・臨界圧力(臨界点)で連続的につながっている。飽和液線、蒸気線を総称して飽和限界曲線という(飽和曲線、境界線ともいう)。

被覆群 [英 covering group, 独 Überlagerungsgruppe, 仏 groupe de recouvrement, 露 накрывающая группа] 一般的には位相群について成立する概念。リー群の局所的な性質はリー代数で決定されるが、リー代数が同じであっても、大域的構造は一意的ではない。リー代数を共有するリー群 G 、 G' が存在して、準同型写像 $p: G' \rightarrow G$ が局所同型 e のとき G' を G の被覆群という。写像 p の核 $K = p^{-1}(e)$ (e は G の単位元)は離散的で G' の中心に含まれる。 G' が単連結のときは普遍被覆群という。たとえば、 $SU(2)$ 群は $SU(3)$ 群の被覆群であり、普遍被覆群でもある。被覆群の概念は表現の多価性と密接に関連している。たとえば $SO(3)$ 群のスピンール表現は2価表現であるが、 $SU(2)$ 群の表現としては1価である。

被覆度 = 被覆率

被覆率 [英 coverage factor, 独 Bedeckungsfaktor, 仏 facteur de couverture, 露 коэффициент прилипания] 固体表面に気体分子による吸着層を1層だけ形成させて表面を覆った場合、その吸着層を単分子吸着層といい、単分子吸着層の単位面積当りの吸着量を飽和吸着量 σ_m という。そして固体表面が吸着分子で覆われている一般の状態に対して、単位面積当りの吸着量 σ と σ_m との比 σ/σ_m を被覆率 θ と定める。したがって $\theta \leq 1$ では $1-\theta$ は吸着点の空隙の割合を意味し、 θ は吸着分子に占められている吸着点の割合を表す。図に $\theta=0.5$ に相当する吸着を示す(図



中○は下地結晶の表面第一層の原子、●は吸着原子を示す)。測定は吸着系によって種々の方法が使われているが、吸着原子が規則配列をつくる場合には、低速電子線回折法とオージェ電子分光法とを併用することにより、かなり正確に求めることができる。

微分回路 [英 differentiating circuit, 独 Differenzierglied, 仏 circuit différentiateur, 露 дифференцирующая схема] 入力端子に加えられた波形が時間に対して微分

された波形となって出力端子に現れる回路をいう。抵抗 R とコンデンサ C を図1のように接続した回路は微分

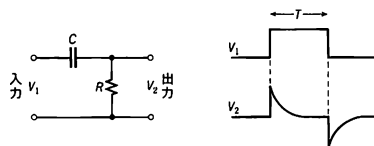


図 1

図 2

回路の例で、 $\tau=RC$ を微分回路の時定数という。これは遮断周波数 $1/2\pi\tau$ の高域フィルターと同じものである。時刻 $t=0$ に入力電圧 V_1 がある一定値から ΔV だけ変化すると、出力電圧 V_2 は $V_2 = \Delta V \exp(-t/RC)$ のように変化する。したがってパルス電圧が入力に加わったとき、時定数 RC がパルスの幅 T より短ければ出力には図2のようにパルスの立上がり、立下がり部分を微分した波形に近い波形が現れる。一般に時定数が十分短ければ、入力波形の微分波形に近い出力が得られる。時間的に変化する任意の入力波形では、その周波数成分のうち、時定数 RC より十分長い周期の周波数成分では微分作用があるが、 RC より短い周期の周波数成分に対しては微分作用はない。 RC を短くして理想的な微分作用を得ようとするとき出力が小さくなってしまいますが、図3のような負帰還増幅器を用いて特性改善を行うことができる。

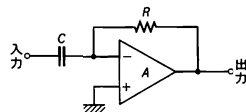


図 3

非分散性 [英 nondispersiveness, 露 недисперсивность] 媒質中を伝播する波動について、(角)振動数 ω と波数 k との間の関数関係が単純な線形の関係 $\omega(k)=ak$ (a は k によらない)となるとき、その媒質は非分散性であるという。また、このときの波を非分散性の波という。このような線形関係が成立しない場合は分散性という。非分散性の正弦波の重ね合わせで表される波は、波形を変えることなく進行し、位相速度 $v=\omega/k$ と群速度 $d\omega(k)/dk$ は一致する。音波や質量分布が一様な(連続)弦を伝播する横波の正弦波や、真空中を伝播する電磁波は非分散性である。

微分断面積 [英 differential cross-section, 独 differentieller Wirkungsquerschnitt, 仏 section efficace différentielle, 露 дифференциальное сечение] \Rightarrow 散乱断面積, 散乱振幅

微分動作 [英 derivative action, 独 D-Verhalten, 仏 action par dérivation, 露 воздействие по производной]

自動制御系の基本的な制御動作である比例(P)、積分(I)、微分(D)動作のひとつで、操作量が動作信号の微分値に比例するものをいう。実際の自動制御系では操作信号の変化に対して被制御量の応答には時間の遅れがあるのが普通である。このような場合は動作信号が0になっても被制御量の変化が続き、制御が行過ぎ目標値を超える。その結果逆の操作が行われ振動状態が続く。できるだけ早く安定状態にするためには動作信号の微分に比例した操作信号を被制御系に加え動作信号の初期に制御を強く働かせる微分動作が有効である(\Rightarrow PID 動作)。

微分方程式 [英 differential equation, 独 Differential-

gleichung, 仏 équation différentielle, 露 дифференциальное уравнение] 未知関数とその導関数と独立変数との間の関係を与える方程式。これを恒等的に満たす関数をこの方程式の解といい、解の関数を幾何学的に表示したものを解曲線、解曲面などによぶ。独立変数が1個だけの場合を常微分方程式、2個以上の場合を偏微分方程式とよび、方程式に現れる最高階の導関数の階数をその微分方程式の階数という。物理学に現れる多くの問題は微分方程式(あるいは微分方程式系)の初期値問題、境界値問題、初期値・境界値問題、固有値問題などの形に表すことができる。

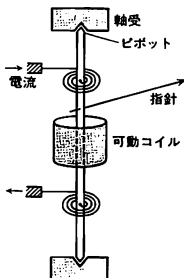
非平衡系 [英 non-equilibrium system, 独 Ungleichgewichtssystem, 仏 système de non-équilibre, 露 неравновесная система] 熱平衡状態にない体系はすべて統計力学という非平衡系である。このなかで比較的よく理解されているのは、平衡からのずれが小さく、このずれについて線形近似の範囲で理解できる場合である。この場合には、巨視的理論体系として不可逆過程の熱力学があり、また微視的理論として時間相関関数による線形応答理論がある。しかし、平衡からのずれが大きい場合にはこのような一般的理論の枠組は存在せず、また問題意識も研究者によってさまざまに異なり、線形の場合のような一般的体系が可能かどうかとも明らかではない。しかしまた、このことは平衡から遠く離れた系の問題が現在の統計物理学の1つのフロンティアであり今後の発展を約束するものだということを示している。

非平衡統計力学 [英 non-equilibrium statistical mechanics, 独 statistische Mechanik des Ungleichgewichts, 仏 mécanique statistique de non-équilibre, 露 неравновесная статистическая механика] ⇒ 統計力学

非平衡熱力学 [英 non-equilibrium thermodynamics, 独 Thermodynamik der Ungleichgewichte, 仏 thermodynamique à non-équilibre, 露 неравновесная термодинамика] ⇒ 不可逆過程の熱力学

比放射能 [英 specific activity, 独 spezifische Aktivität, 仏 activité spécifique, 露 удельная активность] ある元素またはその元素を含む化合物の単位重量当りに含有される放射性同位体の放射能の強さをさす。普通には放射性物質の放射能を Ci (キュリー), dpm (毎分の崩壊数), cpm (毎分のカウント数) などの実用上便利な単位で表し、その元素または化合物 1g または 1mg 当たりの放射能を比放射能とするが、問題とする放射性同位体の原子数と、その元素の全原子数との比で表すこともある。

ピボット計器 [英 pivot instrument, 仏 appareil à pivot] 可動コイル型などの指示計器で回転部の支持方法として尖軸(ピボット)と軸受けを使う形式のものをいう。原理図のように、回転に対する制御方法としてはうずまきば



ねが用いられる。ばねの一端は回転軸につながり、他端は固定されて、回転角に比例する制御トルクが得られる。ばねを弱くしていくと計器の感度が上がるが、最後には軸受け部の摩擦が感度の上限を与える。通常ピボットにはかたい鋼材を、軸受けには人工サファイアが用いられる。

非ホロノーム系 [英 non-holonomic system, 独 nicht-holonomes System, 仏 système non-holonyme, 露 неголономная система] ⇒ ホロノーム系

ビーム [英 beam, 独 Strahlen, 仏 faisceau, 露 пучок] 同一方向に運動する多数の粒子の集団、あるいは指向性をもった光や電磁波などの波動のこと。加速器中で運動している粒子群をさすときは前者の用法であり、シンクロトロン軌道放射によって生じた放射光やレーザー光をさすときは後者の用法である。量子論における粒子と波動の相補的性格をふまえればこの用法の区別に絶対的な意味はない。

ビーム交差法 = 交差ビーム法

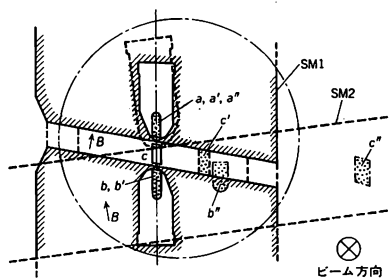
ビーム合流法 = 合流ビーム法

ビームストッパー [英 beam stopper, 独 Strahlstopper, 仏 arrêt de faisceau] 粒子の軌道に、粒子の飛程より長い物体を入れて、加速器の粒子を停止させるためのもの。

ビームスプリッター [英 beam splitter, 独 Strahlteiler, 仏 séparateur du faisceau, 露 светоделительная пластинка]

[1] 一般に干渉現象を扱う装置では、干渉性のよい光束を得るために、1つの光源から出た光を適当な方法で2つあるいはそれ以上に分割する必要がある。このために使用される光学素子を総称してビームスプリッターとよぶ。また、分割された後それぞれ別の経路を通った光を再び重ね合わせるために、ビームスプリッターが使用される(⇒干渉)。可視領域において通常用いられる半透明鏡は、ガラスなどの透明な基板上に金属などの薄膜を蒸着することによって、適当な透過率と反射率をもたせたものである。遠赤外領域ではポリエチレンシートや金属メッシュなどの透過・反射特性が利用される。このほかに、2個の直角プリズムをわずかに隔てて対置させた全反射利用半透明鏡、回折格子やゾーンプレートなど回折次数の異なる成分に分割するもの、複屈折性結晶や針金格子など振動面の異なる成分に分割するもの、複スリットやラメラ格子(⇒ラメラ格子干渉分光器)など波面分割によるものなどもビームスプリッターの一種と考えることができ、波長領域や分割の方式に応じて選択される。

[2] 加速器から取出されるビームの強度が増大すると、そのビームを複数の実験に同時に使用することが可能となる。このときビームの分割に使用される装置をビームスプリッターという。陽子シンクロトロン取出しビームの場



合、スプリッターには静電的なものと電磁石の偏向作用を利用するものがある。いずれの場合もセプトム(隔壁)とよばれる薄い電極、電流シートまたは磁極片を陽子ビームの中に流れに平行に投入することにより、ビームを分割(分流)する。ビームスプリッターにおけるビーム損失は極めて少なく、分割比はビームの断面形状(プロファイル)および入射位置を調節することによって大幅に変えられる。図は磁極片セプトムを利用した二段のビームスプリッターの原理を示す。初め、 a, c, b の成分からなる断面形状の縦長のビームは、SM1によって a', c', b' に、続いてSM2によって a'', c'', b'' に分割される。くさび状の磁極の孔間には磁場がないので、このような分割ができる。

ビームスペクトロスコープ = 粒子線分光

ビームセパレーター = 粒子分離装置

ビームダンプ [英 beam dump, 独 Beamdump, 仏 décharge de faisceau] 加速器において実験に使用されたあとと不要となったビームの廃棄場所および廃棄システムのこと。加速器によって加速されたビームは、そのすべてが利用されるわけではない。加速器調整時のビーム、実験用標的に衝突させたビームでも、大部分の粒子は素粒子反応を起さず不要物となり適宜に放射線汚染を最小限にして廃棄処理されなければならない。また衝突型加速器や軌道放射光用貯蔵リングなどのビーム貯蔵型加速器でも、しだいに減少して所定のルミノシティないし電流値を下まわったビームは一度捨てられ、新たなビームが入射蓄積される。このようにほとんどの加速器に用いられるビームダンプの本体は、高エネルギーのビームを完全に吸収しかつその際の発熱の除去および発生した高い残留放射能を遮蔽するもので、通常鉄のブロックでつくられビームを導入する穴がある。またビームダンプ本体へビームを導く輸送システムも重要であり、このための輸送ラインを特にビームダンプラインとよぶこともある。

ビームチャネル [英 beam channel, 仏 canal de faisceau, 露 канал пучков] 陽子や π 中間子など粒子ビーム(線束)を実験室に導くための装置で、本来はビームの通路を意味することばである。たとえば、電子軌道からの放射光はビームチャネルによって実験標的に導かれる。高エネルギー加速器の周辺では、電子または陽子を利用してビーム(二次粒子線束)を得るための装置を意味し、ビームラインと称することもある。加速された高エネルギー粒子線を標的に当てると種々の二次粒子が発生する。 π 中間子や、 K 中間子および反陽子などは代表的な二次粒子である。これらの二次粒子を一定の発生角度で取出し、運動量分析と必要に応じて質量分析を行い、電荷、運動量、質量の明らかに粒子線束とするための装置がビームチャネルである。完全なビームチャネルは通常、数台の四極電磁石と2台の偏向電磁石(二極電磁石)と質量分析用静電分離装置などから構成される。全長は長いものでは数十m、総重量は数十tに達するものがある。二次粒子発生領域に近い上流部は運動量分析に、中流部は質量分析に、下流部は運動量再結合によってビームスポットを得るために利用される。陽子加速器のビームチャネルには、 π 中間子や K 中間子、陽子、反陽子などのビームチャネルのほか、 π 中間子などの崩壊によって得られる μ 粒子のビームチャネルなどもつくられている。粒子の種類とエネルギー(または運動量)に応じて、種々のくふうをこらしたビームチャネルが存在する。

ビーム電流モニター [英 beam current monitor, 独 Strallstrommonitor, 仏 moniteur de courant, 露 регистратор пучкового тока] 荷電粒子の数を粒子の流れ(ビーム)の電流値として測定する装置。加速器やビーム輸送系の中の荷電粒子のビーム強度(または粒子数)の測定に用いられる。ビーム電流を検出するには図1に示す電流トランス

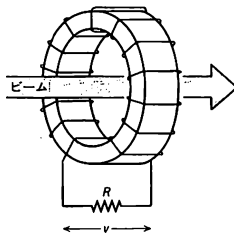


図 1

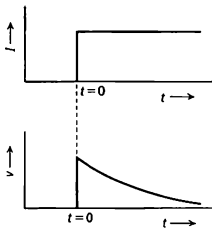


図 2

スがよく用いられる。環状鉄芯にコイルを巻き中心をビームが通る。単位時間に通過する荷電粒子の数を n 、粒子の電荷を e とすると電流トランスを通るビーム電流(I)は $e \times n$ である。この電流のつくる磁束が鉄芯を通りコイルに電圧を誘起する。考えかたは一般のトランスと全く同じで、ビームが一次コイル、鉄芯に巻いたコイルが二次コイルとして働く。ビーム電流とコイルはトランス結合をしているので、ビームの強度が時間的に変わらない直流的なビーム電流を測ることはできない。もっぱら、パルスのに断続するビームの強度測定に用いられる。コイルのインダクタンスを L 、負荷抵抗を R とすると、トランスの時定数は $\tau = L/R$ で与えられる。図2のように時刻 $t=0$ から一定のビーム電流 en が流れたとすると、出力電圧は $v = (enR/N) \cdot \exp(-t/\tau)$ となる。 N はコイルの巻数である。したがって時定数 τ がビームの持続時間より十分長ければ $v \approx enR/N$ 、 $I = (N/R)v$ となり、ビーム強度 n 、ビーム電流 I を測定することができる。鉄芯としては速いビーム強度の変化にも対応できるように、パーマロイの薄板を積層したのや、フェライトがよく用いられる。また直流的なビーム電流を測定する場合には鉄芯の飽和特性やインダクタンスが電流で変化する性質を利用し、鉄芯の磁束を変調することにより、検出する。

ビーム取出し [英 beam extraction, 独 Strahlextraction, 仏 extraction de faisceau, 露 вывод пучка] 円型加速器からビームを外部へ取出すこと。蓄積リングを除けば円型加速器で加速された粒子は外へ取出して利用するのがほとんどであり、目的に応じた各種のビーム取出し方法がある。また不要ビームを加速器外へ捨てるために用いられることもある。1ないし数周の間にビームを取出す速いビーム取出しは、円型加速器で加速されたビームを別の加速器でさらに加速するときや、泡箱実験にビームを供給するとき、さらにビームダンプにビームを廃棄するときなどに行われる。長い時間をかけて少しずつビームを取出す遅いビーム取出しは、カウンターの不感時間の影響を避けられるのでカウンター実験に用いられている。

ビームの拡散 [英 divergence of ion beam, 独 Divergenz der Ionenstrahlen, 仏 divergence de faisceau d'ions, 露 расходимость ионных пучков] 電子やイオンのような荷電粒子ビームが物質に平行に入射し、その中を進行するとき、これらの荷電粒子は物質中の原子核で散乱した

り、また物質中の電子と衝突することにより、その進行方向を変え、ビーム全体が進行距離とともに角度の広がりをもって来る。この現象をビームの拡散という。粒子のエネルギーがあまり小さくないときには、ビームの広がりとはほとんど原子核との衝突で起り、その角度幅 θ の二乗 θ^2 はほぼ $\propto ZND/D^2$ に比例する。ここで Z は入射粒子および物質中の原子の原子番号、 N は原子密度、 E は入射粒子のエネルギー、 D は粒子の進行距離である (\Rightarrow 多重散乱、多重クーロン散乱)。

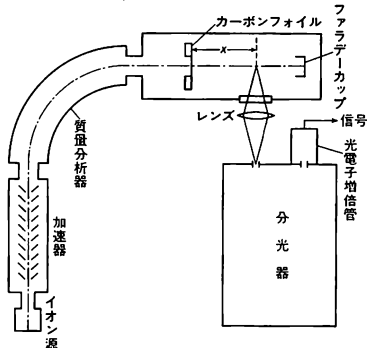
ビーム不安定性 [英 beam instability, 独 Strahlinstabilität, 仏 instabilité de faisceau, 露 неустойчивость пучков]

[1] 加速器において空間電荷効果をはじめ、種々の理由でビームの運動が不安定になること。加速器内でビームの強度が高くなると粒子どうしの相互作用が無視できなくなる。それに加えビームを取巻く真空壁や入射、取出し用のキッカー電磁石や加速空洞などの種々の装置にビームによって誘起される電荷や電磁場との相互作用が無視できなくなる。これらの相互作用によって、最初ビーム内に発生した小さな振動(ビームの密度変化やビーム全体のベータトロロン振動、シンクロトロン振動など)が時間的に増大するとき、これをビーム不安定性とよぶ。このビーム不安定性が起るとビームの損失やそのほか好ましくない現象が起るため、ビーム不安定性を抑えるためにさまざまな対策がとられる。加速器のビーム不安定性はプラズマの場合のようにプラズマの方程式で扱われ、ランダウ減衰をさかすために、個別粒子のベータトロロン振動数やシンクロトロン振動数に広がりをもたせるように、八極電磁石や加速周波数の高調波の加速空洞を入れるなどの対策が広く用いられている。そのほかフィードバックの原理も不安定性を抑えるために用いられている。ビーム不安定性はまず連続ビームに対するものと、パンチ(\Rightarrow パンチ)を形成したビームに対するものとに大別される。さらにそれぞれ縦方向の運動(粒子の密度分布の変化やビーム全体のシンクロトロン振動の誘起など)に関するものと横方向の運動(ビーム全体のベータトロロン振動の誘起)に関するものとがある。最初に理論的に考案された不安定性は、トランジションエネルギー以上で粒子どうしの電荷による反発力により互いに近づいてくるといふいわば負質量の性質をもたため、空間電荷の力により粒子密度分布の一様性が崩れ、増大しビームがしだいにパンチをつくっていくという負質量不安定性である。その後トランジションエネルギー以下でも連続ビームが、しだいにパンチしていく現象がみつかり、これは真空壁の抵抗の効果で説明され、壁抵抗不安定性とよばれる。このほかにパンチを形成したビームが真空壁やそのほかの装置の影響でパンチの形が大きく変形されマイクロ波信号を出すと同時に、ビームのエミッタンスが増大するというマイクロ波不安定性や、パンチの尖頭部によりビームを取巻く装置に誘起された電荷・電磁場により力がパンチの後部に影響を与え、クロマティシティーが0と異なる場合、パンチの形がしだいに変形し、かつその変形が増大するヘッドテイルインスタビリティなど数多くの種類の不安定性の機構が明らかになっている。

[2] プラズマ中に荷電粒子の流れ(ビーム)があるとき、あるいはプラズマ中へ外部から荷電粒子流を入射するとき、ある条件のもとでプラズマは不安定になる。このような不安定状態になることをビーム不安定性という。この不

安定性を起すエネルギーは、ビームの運動エネルギーからくる。ビーム中の粒子の運動に擾乱があったとき、粒子のパンチの形成が起って空間電荷ができ、それによって電場ができる。この電場がパンチの形成を助ける方向に働けば擾乱が成長する。このような不安定性をビーム不安定性という。二流体不安定性、ブーネマン不安定性などもビーム不安定性の一種と考えられる。

ビーム・フォイル分光 [英 beam-foil spectroscopy, 仏 spectroscopie de faisceau-feuille] イオン加速器とともに発展した分光学の新しい研究分野である。図に示すよう



に、イオン源で電離されたイオンは加速器で 10keV~100 MeV に加速され、質量分析器で特定の電荷数のイオンに分離され炭素の薄膜(フォイル)を通過する。通過する際、炭素の原子核と衝突し、瞬間的に多価イオンに電離されると同時に励起され、透過後、光を放射する。この光を光源とした分光研究の代表的な例を次に示す。

(1) スペクトル線の同定: 通常の光源と全く異なる電離および励起過程により、高励起準位や、束縛電子中の2つの電子が同時に励起された二電子励起準位からの遷移による新しいスペクトル線が観測され、これらのスペクトル線の同定とエネルギー準位の決定を行う。

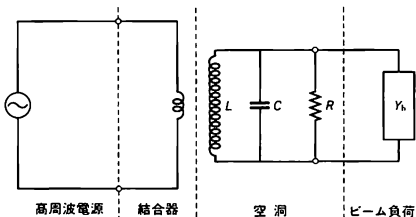
(2) 励起準位の寿命: イオンの励起がフォイルにより瞬間的に行われるため、フォイル通過後は光を放射する過程だけになり、スペクトル線強度はフォイルからの距離 x とともに指数関数 $\exp(-x/\tau)$ に従って減衰する。イオン速度 v は加速電圧から求め、減衰定数 $1/\tau$ の測定から励起準位の寿命 τ を求める。

(3) 量子ビート: 加速イオンと炭素の原子核との衝突時間は非常に短いため、2つの近接したエネルギー準位への励起は同時に行われる。この近接した2つの準位からの2つのスペクトル線の強度を一緒に測定すると、減衰曲線は2つの準位間のエネルギー差で決まる周波数 $\omega (= \Delta E/\hbar)$, ΔE は準位間のエネルギー差, $\hbar = h/2\pi$, h はプランク定数)で変調を受け、量子ビートを生じる。ビート周波数から多価イオンのエネルギー準位の微細構造および超微細構造を決定する。また、フォイル通過後のイオンビームに磁場および電場をかけて量子ビートを測定し、 g 因子およびラム・シフトを決定する。

ビーム負荷 [英 beam load, 独 Strahlleistung, 仏 puissance de faisceau, 露 мощность пучка] 荷電粒子を電極間の電場で加速する場合、荷電粒子の流れすなわちビームが得るエネルギーは、電極周辺の電磁場から供給される。よって供給側から見ると、加速はエネルギー的な負

荷となる。これがビーム負荷である。直流型の加速器(コッククロフト-ワルトン型加速器など)では抵抗負荷と考えられる。高周波加速では共振空洞を用いるので簡単ではない。

高周波で空洞を励振すると、空洞には高周波エネルギーが蓄えられるが、同時にその一部は空洞内壁で表面抵抗のために失われ、空洞内壁での損失に相当する電力を供給する。このとき、空洞と高周波電源とが整合状態にあれば、電源からみて、空洞は定常状態で純抵抗負荷にみえる。高周波型の加速器は、高周波のエネルギーを荷電粒子の運動エネルギーに変換する装置であるから、粒子ビームが加速されてエネルギーを得れば高周波はその分だけさらにエネルギーを失うことになる。これは電源からみれば、空洞負荷にさらに負荷が並列に追加されたことに相当する。このビームによる高周波の損失分をビーム負荷という。高周波電源、空洞およびビーム負荷の関係は等価回路で示すと図



のようになる。もし、粒子のパンチの中心が加速電場の頂点にあれば、純抵抗が空洞回路に並列に入ったことになるが、パンチの中心が電場の頂点からずれると、負荷は純抵抗でなくなり、電源との関係は複雑になる。ビーム負荷が非常に大きくなると、空洞内の加速電場は著しく弱まり、位相もずれるため、加速ビームエネルギーの減少とエネルギー幅の広がりをもたらす。そのため、アルバレー型加速器などでは、あらかじめ空洞を離調しておいて空洞の励振に必要な電力を供給する。ビームの入射と同時にビーム負荷による損失分だけさらに電力を追加して、電場の低下や位相のずれを打消している。このビーム負荷による影響は、空洞のような定在波型加速では大きくかつ複雑である。進行波型加速ではビーム負荷によって加速電場は減少するが、電源と加速管との相互関係がほとんど変わらない利点がある。

ビーム・プラズマ系 [英 beam-plasma system, 独 Strahl-Plasmasystem, 仏 système de faisceau-plasma, 露 плазмо-пучковая система] プラズマにあるゆらぎが生じて荷電粒子流が生じたり、外部から荷電粒子流を入射した場合には、プラズマの荷電粒子の速度分布が等方的とならない。このような場合、プラズマを粒子流(ビーム)とそれ以外のプラズマ粒子に分けて考えれば、プラズマの状態を考えるうえで便利ことが多い。つまり、ビーム・プラズマ系として取り扱う。ビーム・プラズマ系においては、ビーム不安定性が発生することもある。また、この状態をつくることによって、プラズマを加熱することもある。

ビーム分割器 = ビームスプリッター

ビーム分離器 = 粒子分離装置

ビームモニター [英 beam monitor, 独 Strahlmonitor, 仏 faisceau moniteur, 露 монитор пучков] ビーム(粒子線束)の強度、断面形状(プロファイル)、時間的変化などを監視する装置をビームモニターとよぶ。ビームの強

度を観測するモニターには CT (電流トランス)や SEC (二次放射チェンバー)とよばれているものが一般に使用されている。これらのビーム強度モニターは、ビーム監視にあたって、下流のビーム特性を損なわない。ビームの断面形状を監視するモニターとしては、簡単な蛍光板から、電気的な SWIC (セグメンテッドワイヤイオンチェンバー)や MWPC (多線式比例計数箱)などまでいろいろある。このほか、ビームの種類、強度、エネルギーに応じて、多くの種類のビームモニターが考案され実用化されている。たとえば、シンチレーションカウンターホドスコープはビームの断面形状モニターとなり、チェレンコフ・カウンターは一種のビーム強度のモニターとなる。加速器からの取出しビームの時間的強度変化を監視するモニターは特にスビルモニターとよべ、ガスシンチレーションカウンターが用いられている。

ビーム輸送系 [英 beam transport system, 独 Strahl-transportsystem, 仏 système du transport de faisceau, 露 система транспортировки пучка] 加速器間のビームの受渡しや、最終エネルギーに達し加速器から取出されたビームを実験室まで輸送するシステムのこと。このときのビームの通路をビーム輸送ラインと称している。最近の大型加速器システムでは、異なった種類の加速器を順次用いて最終的なエネルギーに到達することが一般に行われている。ここで代表例を2つのシンクロトロン間のビーム輸送にとって説明する。バンブ、セプトムおよびキッカー電磁石を使って補助シンクロトロンから取出されたビームは、輸送ラインを通過して主シンクロトロンへと導かれここに再びバンブ、セプトム、キッカーを用いて入射が行われる。輸送ラインに並んだ二極および四極電磁石はベータトロン関数の整合をとる、ビームサイズ増大を避ける機能も果たす。輸送ライン上には電磁石のほか運動量やエミッタンスのモニター類が設置されたり、ビームダンプ、バンチャー、デバンチャーなどが置かれることもある。

ビームライン [英 beam line, 独 Strahlrohr, 仏 ligne de faisceau, 露 линия пучков] = ビームチャネル

180°超交換相互作用 [英 180° superexchange interaction] 超交換相互作用で、正イオン-負イオン-正イオンを結ぶ経路が一直線るとき、180°超交換相互作用とよぶ。同種の磁性イオン間の場合、180°超交換相互作用は常に反強磁性的で、相互作用をもつ2つの磁性イオンのスピンを反平行にする働きがある(⇒90°超交換相互作用)。

ビヤンキの公式 [英 Bianchi identity, 独 Bianchische Identität, 仏 identité de Bianchi, 露 тождество Бианки] リーマン・テンソル R_{jkl} の共変微分(; i) の満足する恒等式、 $R_{ijk;l} + R_{ikl;j} + R_{ilj;k} = 0$ をビヤンキの法則という。この式に計量テンソル g_{mi} をかけ、指標 i および h と k を縮約すると、リッチ・テンソル R^j_i とスカラー曲率 R に對する式、 $\{R^m_j - (1/2)\delta^m_j R\}_{;m} = 0$ が得られる。() 内の量をアインシュタインの曲率テンソルとよぶ。なお恒等式 $R^h_{ijk} + R^h_{jki} + R^h_{kij} = 0$ のこともビヤンキの公式ということがある。

ヒューイッシュ Hewish, Antony 1924.5.11 -

イギリスの宇宙物理学者、電波天文学者。1948年ケンブリッジ大学キーズ・カレッジで学士号を得た後も同大学で研究を続け、1950年に修士号、1952年に博士号を取得。1952年同大学フェロー、1962年同物理学科講師、1969年同リーダー(reader)となり、1971年以降は電

波天文学の教授を務める。彼の最大の業績はパルサーの発見である。惑星間空間に存在する物質の不規則な構造のために起るシンチレーションを観測することにより、電波源の角度構造を研究するという目的をもって設計され、81.5 MHzの周波数帯で作動する大電波望遠鏡が、1967年7月に、ケンブリッジ大学で活動を開始した。これを用いて Hewish が同年11月より精密観測を行ったところ、1.337秒の正確な周期をもつパルス電波源の存在が確認された。この周期の正確さは実に 10^{-7} 以上の高い精度をもち、また視差のないことから、パルス電波源は我々の太陽系のはるか外側に位置することが確定的になった。さらに、同様のパルス電波源が他に3個発見されるに及んで、これらのパルス電波は脈動する白色矮星か中性子星からやって来るのではないかと考えられた。これらのパルス電波源は後にパルサーと名づけられ、その実体は自転している中性子星であることが、多くの観測結果の解析により結論された。中性子星の存在は、すでに1930年代後半に予言されていたが、それがパルス電波源として観測されたのは、おおかたの宇宙物理学者にとっては意外なことであった。パルサーの発見は、宇宙物理学の分野にとどまらず、原子核物理学、プラズマ物理学、一般相対性理論など現代物理学の諸分野に大きな衝撃と影響を与えた。この業績により Hewish は先輩の M. Ryle とともに1974年のノーベル物理学賞を受賞した。またこれに先立って1969年にはイギリス王立天文学会のエディントン・メダル、1973年にはフランクリン・インスティテュートのマイケルソン・メダルを受賞している。

非有界演算子 [英 unbounded operator, 独 nichtbeschränkter Operator, 仏 opérateur non borné, 露 неограниченный оператор] ⇒ 演算子

比誘電率 [英 relative dielectric constant, 独 relative Dielektrizitätskonstante, 仏 constante diélectrique relative, 露 относительная диэлектрическая проницаемость] 誘電体の特徴を表す誘電率 ϵ と真空の誘電率 ϵ_0 との比を比誘電率 $k_e = \epsilon/\epsilon_0$ と定義する。等方性物質では誘電率 ϵ はスカラーであるが、一般には ϵ が二階のテンソルであるから比誘電率 k_e もテンソルである。定義からわかるとおり真空の比誘電率は1である。普通の物質では、 $k_e > 1$ となる。コンデンサの極板間に誘電体を入れると容量が k_e 倍に増加する。

非有理単位系 [英 unrationalized unit system, 露 нерационализованный система единиц] 電磁気諸量の関係を表す方程式に、数係数 4π を残したまま、特にそれらを消すような配慮がなされていない単位系を非有理単位系という(⇒有理単位系)。通常用いられる CGS 単位系は、非有理単位系に属する。CGS ガウス単位系では、電場 E 、磁場 H 、電束密度 D 、磁束密度 B 、電流密度 j の関係を表すマクスウェル方程式中に 4π という数係数を含み

$$\text{rot } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}$$

$$\text{rot } H = \frac{4\pi j}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}$$

のように書ける。他方、距離 r だけ離れた2点間の電荷 Q_1, Q_2 の相互作用を表すクーロンの法則は

$$F = \frac{Q_1 Q_2}{\epsilon r^2}$$

となる。一般に非有理単位系では、数係数 4π が、電磁気

諸量の関係を煩雑にしているといえる。

ヒューズ [英 fuse, 独 Sicherung, 露 плавкий предохранитель] 電気回路や電源などが過電流によって損傷するのを保護するため、電気回路に直列に接続して使用する線状または板状の溶融温度の低い金属(合金) (図1参

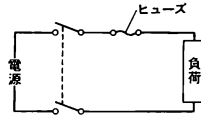
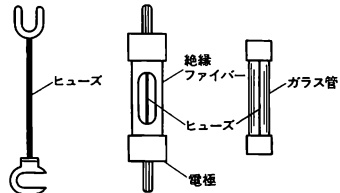


図1

照)。もし負荷側または電源の異常によって回路に過大電流が流れると、抵抗損失によるジュール熱でヒューズの温度が上昇し、一定時間内に溶断して回路を開放する。低電流用には鉛合金、大電流用にはアルミニウム、亜鉛、銅、銀などを用いる。溶断特性に速断、普通、タイムラグ型などがあり、過負荷に弱い回路には速断ヒューズ、モーターなどのように大きな突入電流が過渡的に流れるものには溶断に時間のかかるタイムラグ型を用いる。ヒューズの外観を図2に示す。



つめ付ヒューズ 差込式ヒューズ ガラス管ヒューズ

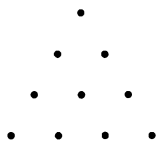
図2

ヒューズ Hughes, David Edward 1831.5.16—1900.

1.22 イギリスの物理工学者、発明家。ロンドンで生れ、7歳のとき家族とともにアメリカへ渡りバージニアに定住、セント・ジョージ大学およびケンタッキー大学で学んだ。1850年にケンタッキーのバースタウン・カレッジの教師となったが、担当は、まず音楽、後に科学と変わった。1852年ごろから科学実験に力を入れ、1855年教職を辞し発明家として一家をなすに至った。1879年イギリスへ帰り、ロンドン王立協会の会員(1880年)、王立科学研究所の副会長(1891年)になり、ロンドンで没した。主な業績として、タイプライター式電信機(1855年)、マイクロホン(1878年)、インダクションバランス(1879年)や電磁石の発明があげられる。晩年には無線通信の研究に関心を寄せた。特許収入による遺産は病院や研究所に贈られた。

ピュタゴラス Pythagoras 前560ころ—前490ころギリシアの数学者、天文学者、音楽理論家、宗教家。サモス島に生れ、若いころエジプト、バビロニアを旅行し、帰国後南イタリアのクロトネに移住して宗教・哲学結社を創設したが、後政争によりメタボンティオンに逃れて没したという。知の前提としての清浄な生活様式 *katharosis* を尊重し、知によって人間は神的になると考えた。彼個人の学説を資料から抽出するのは困難なので、前4世紀の中葉まで活動した初期 Pythagoras の徒の教説を包括して述べる。万物は数であるという教説は3つの教義から構成される。まず協和音の数的比例関係である。一弦の12等分やコップの水の量の加減から、最も美しい協和音は最も美

しい数比 8 度(2:1), 5 度(3:2), 4 度(4:3)に一致することを発見したのだろう。次に数論として, 1 は出発点であり, それ自体は数でなく奇性と偶性を有するものとされた。そこから十大原理の相対物, 限りと無限, 奇と偶, 一と多などの二元論が派生していった。また最初の 4 数の和 $1+2+3+4=10$ は *τετρακτύς* と称されて神聖視され, 10 は完全な数で三角形数(図)で示された。ここから



小石を用いた点の図形数が発達し, 小石で表現された形でヒトやウマの数とした。著名な「ピュタゴラスの定理」も, このような直観的経験的手法ではあるが, この学派によって一般的な証明が創始された。ただし, その具体的数値の応用例はすでにパピロニアにおいて, 算術および幾何問題の粘土板に見られる。他方 後代になって, 点から線, 面, 立体が生じるとし, 1 は点, 2 は線, 3 は面というように同一視した。また点から次々に線, 面, 立体が流れ出るとする流動(fluxion)説を唱えたともされる。次は立体から感覚的事物の生成であり, 各種の元素に正立体を割り当てた。火は正四面体, 土は立方体, 空気は正八面体, 水は正二十面体で, 正十二面体には宇宙自体があてがわれた。第三は天体運動の数的関係であり, 天体は定められた速度と距離を動き, 天体間の間隔が音階の音程に一致して音を生じさせるとした。結局この学派は, 世界が調和(*ἀρμονία*)という合法性則によって支配され, それは単純な数的関係や意義深い類似した数的関係にあると宗教的情熱をもって理解しようとしたのである。

ヒュッケル Hückel, Erich 1896.8.9—

ドイツの物理学者, 物理化学者。ベルリンの生れ。父 Armand は医師, 兄 Walter は後に高名な有機化学者となる。ゲッティンゲン大学に学び, 1922~28 年 チューリッヒ連邦工科大学で P. Debye の助手となり, 1925 年「強電解質溶液の理論」で博士号を得た。その内容は, 溶液中で強電解質は完全に解離すると仮定し, 観測される偏差をイオン間の強い相互作用によって起るとしたものである。この説はデバイ-ヒュッケルの理論とよばれ物理化学界の通説を打破するものであった。1928~29 年 彼は F. G. Donnan, P. A. M. Dirac, N. Bohr, H. Heisenberg, F. Hund に学び, 量子力学発展の時期にその中心にあった。1930 年シュトゥットガルト工科大学の講師となる。量子力学を化学の諸問題に適用した試みとしてハイトラ-ロンドンの原子価結合法を第一の方法とすれば, 第二の方法として分子軌道法がある。1931 年 彼は分子軌道法をベンゼンの分子に適用した。これは有機化学の多年の課題だった芳香族性に対し, 新しい見地から解釈を与えたものである。この研究は有機量子化学の先駆となるもので, Hückel の方式による分子軌道法(MO)を HMO とよぶ。1937 年マールブルク大学の理論物理学教授となった。[主著] *Grundzüge der Theorie ungesättigter und aromatischer Verbindungen*, 1938; *Theorie der Elektrolyte*, 1925。

ヒュッケル分子軌道法 [英 Hückel molecular orbital method, 仏 méthode des orbitales moléculaires de Hückel, 露 метод по Хюкелю] ⇒ 半経験的分子軌道法

ヒューマンカウンター [英 human counter, 独 Ganzkörperzähler, 仏 compteur du corps humain, 露 счётчик излучений человека] 体内に取込まれた放射性核種の量を, 体外に放出される放射線の解析・定量により測定するための装置で, 全身計数装置, 全身カウンター, トータルボディーカウンターなどともよばれることがある。内部被曝に対する放射線安全管理の立場で問題とされる放射性核種の量は, 放射線測定の立場から見ると極めて低い値であるのが普通であり, このため装置は本質的に低バックグラウンドの放射線計数装置となっている。したがって, この装置はコンクリートや鉛などで周囲からの放射線を遮蔽した部屋に設置され, 人間はその中に入って長い時間をかけて測定されるのが普通である。検出器には大型の NaI (Tl) 検出器(たとえば $12.5\text{ cm}\phi \times 12.5\text{ cm}$ など)やプラスチック・シンチレーターなどが 1 個または複数個用いられ, γ 線に対する検出感度は ^{137}Cs や ^{60}Co などの場合 0.1~1 Bq (ベクレル) (=数~数十 nCi) である。

ヒューム・ロザリーの法則 [英 Hume-Rothery rule, 独 Hume-Rotherysche Regel, 仏 règle de Hume-Rothery, 露 правило Юма-Розери] ⇒ 金属間化合物

ビルダン Buridan, Jean 1300ころ-1358ころ フランスのスコラ学者。ピカルディー地方の小さな町ベチューンに生れ, 上都してパリ大学で学んだ後, 1320 年ころからその学芸学部教師となった。そして 1328 年と 1340 年の 2 度にわたって学長として選出された。この時代の学者の通例にならって, 彼は主として Aristoteles の諸著作について多数の注釈と問題集を著したが, これらの著書の年代的順序についてはほとんど知られていない。一般に当時は, 「学芸学部では年老いるべからず」という風潮があったが, 彼は生涯他の上級学部には移らず, さらにまた, いかなる修道会に所属することもなかった。彼は William of Occam の提唱した唯名論の立場を批判的に継承した「近代派」で, 自然哲学の分野では, インベトゥス理論を提唱し, それによって投射運動, 落下の加速運動, 振動運動などを巧妙に解釈したのみならず, 地球の日周運動の可能性に関する分析, 造山作用のメカニズムについての理論などにおいてもユニークな思想を展開した。またそれと同時に N. Oresme, Albert von Sachsen, Marsilius von Inghen などの逸材を育成し, 今日パリ学派として高く評価される学統の創始者となった。彼の自然哲学的思想は中世後期からルネサンスの時代にかけて直接的あるいは間接的にかなり大きな影響力を及ぼし, 17 世紀における近代的な力学観形成の一つの原動力となった。[主著] *Quaestiones super octo physicorum libros Aristotelis*, 1509; *Quaestiones super libris quattuor de caelo et mundo*, 1942。

秒 [英 second, 独 Sekunde, 仏 seconde, 露 секунда] [1] 時間の単位で, 国際単位系(SI)の基本単位のひとつ。単位記号は s。現在の秒は, 1967 年の国際度量衡総会において採択されたセシウム原子の遷移放射を基準とするもので, 長さの単位メートルについて第二番目に採用された原子的単位になっている。現行の秒の定義は「秒は, セシウム 133 原子(^{133}Cs)の基底状態における 2 つの超微細構造準位($F=4, M=0$ および $F=3, M=0$) (超微細構造)間の遷移に対応する放射の 9192631770 周期の継続時間である」とされている。日本では昭和 47 年 5 月, この採択に基づき計量法を改正(法律第 27 号)して, この定義を採用した。新しい秒の定義を実現するのが, セシウ

ム原子時計であるが、上記の秒の定義からもわかるように、その仕様は決められていない。一般には、水晶発振器の周波数をセシウム原子の秒の定義の周波数に安定化する方法がとられる。秒の定義の周波数の値は、完全に理想状態下のものであり、動作状態では実現できない。そのため、セシウム原子時計で実現された周波数(秒)は、定義の値からわずかではあるが、ずれている。このずれの量を測定補正できる能力を原子時計にもたせることにより、セシウム原子時計は原子的秒を実現するものとして普遍性をもっている。また、現在では相対論の効果も無視できなくなっている。相対論の効果の検討も進められている。

秒は、もともとは1平均太陽日の86400分の1として定義されていたが、水晶時計などの進歩によって、地球の自転速度は一定でなく不規則な変動と永年の減速があることがわかった。地球自転に基づく秒の定義は廃止された。1954年から暦表時による秒の定義が検討され、1956年の国際度量衡委員会において、「秒は1900年1月0日12時(暦表時)における地球の公転の平均角速度に基づいて算出した1太陽年の31556925.9747分の1とする」という定義が決定され、1960年の国際度量衡総会で承認された。暦表時による秒の精度は 10^{-10} のオーダーであるが、より正確な時間の単位が必要になり、現在のセシウム原子による定義に変更された。

原子時計で実現された時系は、本質的に時刻原点をもたないが、1958年1月1日0時の世界時 UT (経度 0° の子午線の平均太陽時のこと)に合わせたのが、原子時(AT)と称されている。世界各国のATを国際的に統一した国際原子時(TAI)が国際報時局(Bureau International de l'Heure)で管理されている。国際原子時のSI秒(定義の秒)を刻み、UTにできるだけ合わせるようにつくられた時刻系が世界協定時(UTC)である。世界協定時は、時間間隔(または周波数)を定義どおりに示し、かつ時刻利用者の便宜をはかるために考えられたものである。世界協定時は、UT1(UTCから地球の自転軸の歳差運動の影響を補正した世界時)との時刻の差が常に0.9秒以内にあるように、1秒のステップ調整により管理されている時刻系である。この際、世界協定時の時刻に挿入される秒を正のうろ秒、引抜かれる秒を負のうろ秒とよんでいる。UT1とUTCとの差は、世界時補正值(DUT1)として標準電波(日本ではJJY)により通報されていて、0.1秒の精度で知ることができる。現在では、時間間隔は原子の遷移の放射の周波数というミクロ的な量から決められ、時刻は天体運行というマクロ的なものから決められている。これらの異系列の示す秒が同一のものであるかどうかは未解決である。

[2] 角度の単位で、分(単位記号は')の60分の1の角度。国際単位系(SI)以外の単位であるが、SIとの併用が認められている。単位記号は"。角度(詳しくは平面角)のSI単位であるラジアン(単位記号はrad)との関係は $1'' = (\pi/648000) = 4.848 \cdots \times 10^{-6} \text{ rad}$ 。この単位にSI接頭語を付けた形の単位のうち、ナノ秒、ピコ秒、マイクロ秒、ミリ秒はしばしば用いられる(⇒角度の単位)。

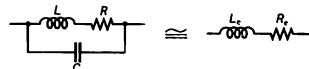
評価関数 [英 performance function, 仏 fonction de performance, 露 расчётная характеристика] 数理計画法における目的関数と同じものであるが、意思決定の際の人間の側からの評価に重点がある場合にこの語が用いられる。

表現 [英 representation, 独 Darstellung, 仏 représentation, 露 представление] 群とか環のような抽象的体系に対して、その系と同種のより具体的な系の間に、系の構造を保存した対応関係をつくることを意味するが、普通は群(または環)の行列による表現をさすことが多い(⇒群の表現, 正準交換関係の表現)。

表示装置 [英 display unit, 独 Sichtgerät, 仏 unité d'affichage, 露 устройство визуального отображения] 計算機システム内の処理結果を出力表示する装置。ここでは主にビデオ系の電子式表示装置をさしている。表示装置は、文字専用のキャラクターディスプレイと、図形専用のグラフィックディスプレイとに二分される。さらに表示方式も、ストレージ型とリフレッシュ型に二分され、前者は良好な画質をその特徴とし、後者は画面の急変に追従できることをその特徴としている。

表示放電管 [英 cold cathode discharge indicator tube, 露 индикаторная лампа с холодным катодом] 希ガスの放電現象を利用した冷陰極放電管で、積重ね陰極型とセグメント陰極型とがある。積重ね陰極型表示放電管はニキシー管ともよばれ、数字や記号、あるいは文字などの形をした陰極を複数個積重ね、前面に網状のプレート設けて、ネオンガスを主体とする不活性ガスを封入した放電管で、陰極とプレートとの間に電圧(100~170V)が印加されると、負グローが陰極を取囲み、陰極の字形が発光する。セグメント陰極型表示放電管は、一枚の絶縁基板上に田の字、または日の字形のセグメント陰極を設けた放電管で、各セグメントの選択によって0から9までの数字を表現させる。したがってセグメントの選択回路を装置しなければならないが、ICの発達により普及が促進された。

標準インダクター [英 standard inductor, 独 Normal-spule, 露 эталонная индуктивность] インダクタンスの基準値を与えるもので、円筒形の枠に正確なねじを切り、銅線を一旦に巻いたものが使われる。直径20~30cm、長さ30~100cm、みぞのピッチ1~2mmのもので、10~100mHくらいの値がつくられる。枠は熱膨張が小さく形の経時変化が小さく、周波数特性の少ない非磁性体でなければいけない。相互インダクタンスの標準をつくるには、上記の一次コイルの上に二次コイルを多層に巻き、約10mHを得る。値の決定には交流ブリッジを用いた容量の値を基準にして導く。インダクターは巻線を使った構造上安定性に乏しいことと、クロス・キャパシターなどの進歩で容量標準の性能が高いため、インダクタンス標準の重要性は現在あまり大きくない。なおインダクタンスの等価回路は、図のように巻線自身の抵抗および巻線間の容量を考慮



したもので、実効インダクタンスは次の式のように線間容量の影響で実効周波数に依存する。したがって校正は周波数を変えて行う必要がある。

$$\omega L \gg R, \quad \omega^2 LC \ll 1, \quad \omega CR \ll 1$$

$$L_c = L(1 + \omega^2 LC)$$

$$R_c = R(1 + 2\omega^2 LC)$$

標準温度 [英 standard temperature, 独 Normaltemperatur, 仏 température normale, 露 нормальная температура] ⇒ 標準状態

標準温度計 [英 standard thermometer, 独 Standard-

thermometer, 仏 thermomètre étalon, 露 нормальный термометр] 国際実用温度目盛の定義に基づいて温度目盛を得るために用いられる温度計のほか、実用の温度計を校正するための標準器として使われる温度計を標準温度計という。前者には、白金抵抗温度計、白金ロジウム(10%ロジウム)-白金熱電対、特殊構造の放射温度計が用いられ、後者では、抵抗温度計、熱電対、光高温計用標準電球(⇒光高温計)、ガラス温度計、放射温度計などが用いられており、校正する温度計に適する性能のよいものを選んで使用している。なお、計量法に基づく検定に用いられる標準のガラス温度計は、基準ガラス製温度計とよぶ。

標準化 [英 standardization, 独 Standardisierung, 仏 standardisation, 露 стандартизация] 人間社会における各種の利便、すなわち相互理解・安全・共通性・互換性・単純化・製品の品質や性能の維持ならびに向上などを目的として、あるテーマに関し一定の標準や規格を設定することを標準化という。標準化は科学技術関係で主として行われるが、その対象となるテーマを大別すると

(1) 形状や寸法、構成、装備、配置、成分、物理的または化学的性質、外観、騒音、機能、耐久性、安全性など、物質や製品に関する事項、(2) 手順、動作、方法などに関する事項、(3) 計量単位、用語、記号、システム、数値、状態、分類などの基礎的事項のようになる。定められた標準や規格を関係者が受入れ実施することにより、生産・流通・使用などの面で安定化が達成され、最初に目的として述べたような効果が有形無形に発揮される。標準の実施によって得られた情報をもとにして、標準に改善が施され、より高度な標準化へと進んでいくのが普通である。

工業における標準化では、材料・部品・製品などの形式・サイズ・等級などにおいて、あまり用いられず必要度の少ないものを減少したり(単純化)、製造物品の種類を企業によって限定したり(専門化)することにより、経済的、能率的な生産・供給を進めることができる。消費の合理化、品質の向上、コスト低下、納期短縮、顧客に対するサービス改善といった面でも、適切な標準化によって大きな効果を期待できる場合が少なくない。工業の標準化は次の5つのレベルにおいて進められている。

(1) 国際標準化: ISO や IEC (国際電気標準会議) のような場を通じて、共通の利益をもつ多数の国が協力し合意することにより国際規格を制定し、それを使うことによって進められる標準化。

(2) 地域標準化: 限られた数か国または地域的規格団体によって一定の地域内で制定された地域規格を、その地域内で使用することにより進められる標準化。

(3) 国家的標準化: 国家規格を作成または発行することを正式に認められている機関(政府機関または公共的な民間機関で、日本の JIS や J 連の GOST は前者、フランスの NF や西ドイツの DIN やイギリスの BS は後者)が、一国の領土内で適用される国家規格を制定し、それを使うことにより進められる標準化。

(4) 団体標準化: 事業者団体、協会、学会などの構成員の内部で合意により制定した団体規格による標準化。

(5) 企業内標準化: 企業または工場、事業所の内部で適用される社内規格を制定し、それを使って進められる標準化。

標準観測者 [英 standard observer, 独 Normalbeobachter, 仏 observateur de référence, 露 стандартный на-

блюдатель] 測光または測色において標準となる、規約された相対分光感度をもつ放射の受容器。一般には国際照明委員会(CIE)が規約し、国際度量衡委員会が認証した CIE 測光標準観測者または CIE 測色標準観測者をさす。前者は、明所視標準比視感度 $V(\lambda)$ または暗所視標準比視感度 $V'(\lambda)$ に比例した相対分光感度(任意波長の分光感度を基準とした各波長の分光感度の相対値)をもつもの、後者は視角 $1^\circ \sim 4^\circ$ の間では 2 度視野等色関数 $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ 、視角 4° を超えるときは 10° 視野等色関数 $\bar{x}_{10}(\lambda)$, $\bar{y}_{10}(\lambda)$, $\bar{z}_{10}(\lambda)$ に比例した相対分光感度をもつものである。観測者といっても人をさすのではなく、測光量または測色量を定義するために定めた理想的な受容器であって、ふつうはこれに近似させるために光電受光器に適当なフィルターをかけてその相対分光感度を修正して用いるが、上記の諸関数に完全に一致させることはもちろん不可能である。正確を期するときは、実際の相対分光感度が理想的なものから外れていることにより生じる誤差を補正する必要がある。測色では上記のように視角の大小に応じて 2 種類の標準観測者を定めているが、測光で用いる明所視標準比視感度(暗所視のそれは実用上はまだ用いられていない)は網膜中心付近の小さい視角で見える場合のものであって、大視野の標準観測者は定めていない。これは広く普及している測光量の値が 2 通りになる煩雑さを避けるためであるが、大視野の測色値と対応において矛盾が生じていることは否めない(⇒比視感度)。

標準気圧 [英 standard pressure, 独 Normaldruck, 仏 pression normale, 露 стандартное давление] ⇒ 標準状態

標準光源 [英 standard light source, 独 Normlichtquelle, 仏 source normalisée, 露 световой эталон] 測光、測色、放射測定などに標準として用いる光源。温度既知の完全放射体(黒体)炉が最も基本的な標準光源であるが、実用上は不便なため次のようなものが目的に応じて用いられている。(1) 測光用: フィラメントを鉛直な平面内に M 字形に張り、これに垂直な方向の光度値を定めた光度標準電球やフィラメントを水平面に輪形に張り、すべての方向に放出される全光束値を定めた全光束標準電球が代表的である。(2) 測色用: 波長に関する相対分光分布値を定めた標準光源 A, B, C があり、それぞれ白熱電球の光、可視領域の直射太陽光および可視領域の星光を代表するものとして国際的に規約されている。このほかに紫外領域を含む種々の状態での星光を代表する標準光源 D を設定する試みが行われている。(3) 放射測定用: 完全放射体のほか、光度標準電球と同一形態のものが放射強度標準として用いられる。重要なのは分光放射の標準で、これには大別して分光放射輝度と分光放射照度の標準があり、波長領域に応じて種々のものが用いられる。たとえば赤外領域では炭化ケイ素の白熱体(グローバー)、可視領域を中心とした近赤外領域から近紫外領域にわたってはフィラメントがリボン状のリボン電球、ハロゲン電球、キセノンランプ、各種水銀ランプなど、近紫外領域から真空紫外領域にかけては水素や重水素などの放電ランプ、水素やアルゴンのアークプラズマなどである。

これらの標準光源は完全放射体と比較して校正するのが一般であるが、真空紫外領域ではそれができないので、イオン電離箱を標準検出器として校正する方法や、最近ではシンクロトロン放射を一次標準放射としてこれとの比較に

よって校正することが行われている。

標準コンデンサー [英 standard capacitor, 独 Normalkondensator, 仏 condensateur-étalon, 露 эталонный конденсатор] 電気容量の単位を保持するために正確な値をもとに値の決められたコンデンサー。構造が明確に定義されるもので、温度係数、電圧係数、構造角(⇒コンデンサー)が小さいこと、長期的に安定なこと、周波数で変わらないことが重要である。実用的なものではシルバードマイカ(0.001~1μF)、熔融石英板(1~1000pF)、熔融石英管(1pF以下)などが用いられる。特に損失の小さいものとしては、真空またはガス封入のコンデンサーがある。容量値の測定はマクスウェル整流子ブリッジか直角相ダブルブリッジを用い、抵抗と周波数の値を基準にして決定する。一方、クロスキャパシターの原理の発見があって、0.1~4pF程度の容量で 10^{-8} 程度の正確さをもつものがつくられるようになった。これと変成器ブリッジを組合せて、逆に抵抗値の決定が行われるようになった。

標準時 [英 standard time, 独 Zonenzeit, 仏 temps de fuseau, 露 поясное время] 地域別の実用時として一国全体または大きな国ではいくつに分けた地方全体が使う時刻を標準時という。少数の例外を除き、協定世界時(UTC)と1時間の整数倍だけの差をもつものを使うことになっている。標準時は約束に基づいて定めるもので、国によって法律または規則により定められている。日本の場合は協定世界時を9時間進めた時刻となっている。

標準重力 [英 normal gravity, 独 normale Schwerkraft, 仏 pesanteur normale, 露 нормальное гравитация] ⇒ 正規重力

標準状態 [英 standard state, 独 Normalzustand, 仏 état standard, 露 нормальное состояние] 物質の性質を表示するため基準に選ばれた状態を標準状態という。しばしば使われるのは、0°C, 1 atmの下にある気体の状態の意味で、N.T.P. (normal temperature and pressureの略)と表示される。また、0°Cを標準温度、1 atmを標準圧力という。化学においては、物質が25°C(298.15K), 1 atmにおいて安定に存在する状態を標準状態(standard state)ということがある。

標準信号発生器 [英 standard signal generator, 独 Meßgenerator, 仏 générateur de signaux étalons, 露 генератор стандартного сигнала] 高周波用機器の特性を測定するため、広い周波数範囲にわたり標準となる高周波を安定に発生する装置で、(1) 周波数および出力が安定であること、(2) 高調波(ひずみ)の含有率の少ない正弦波を発生すること、(3) 側帯波成分の少ないこと、(4) 出力の可変範囲ができるだけ広いこと、(5) 雑音指数が低いこと、(6) AMやFMの外部変調がかけられること、などの条件を満たすことが要求される。簡単なものでは安定な可変LC周波数発振回路を用いるが、数十kHzの標準となる水晶発振回路を内蔵し、その整数倍の周波数に発振周波数を位相ロックループで固定し、安定化したものもある。しかし水晶発振器の出力の周波数増倍と減衰の組合せにより、すべての周波数を発生させる周波数シンセサイザーが、もっとも標準信号発生器としての条件を満たしている。

標準振動 = 基準振動

標準水素電極 [英 normal hydrogen electrode, 独 Wasserstoffnormalelektrode, 仏 électrode d'hydrogène nor-

mal, 露 водородный электрод сравнения] ⇒ 参照電極

標準線源 [英 standard source, 独 Standardquelle, 仏 source étalon, 露 эталонный источник] 放射線エネルギーの測定や放射能の定量に際してエネルギー、放射能の強さ、あるいは粒子放出率の値がわかっていて標準として用いる線源を標準線源という。 ^{241}Am (α 線), ^{90}Sr (β 線), ^{60}Co (γ 線), Am-Be(中性子線)などが、実際に使用される代表的な核種である。標準線源は、使用目的に応じ種々の形状のものがあ、使用に際して選択することが必要である。たとえば、汚染検査の機器の校正に使用する場合には、点線源の形状ではなく、適当な広がりをもっている面線源(10 cm×10 cmが多い)を使う方が適切である。

標準抵抗温度計 [英 standard resistance thermometer, 仏 thermomètre à résistance standard, 露 нормальный термометр сопротивления] ⇒ 白金抵抗温度計

標準抵抗器 [英 standard resistor, 独 Normalwiderstand, 仏 résistance standard, 露 эталонный резистор] 直流電流や直流抵抗を精密測定するために用いる二次標準器。主に電位差計と組合せて使用される。標準抵抗としては、温度係数が小さいこと、固有抵抗が大きい、銅、真鍮に対する熱起電力が小さいことが必要である。材料にはマンガンニ線を用い(Cu 80%, Ni 3.5%, Mn 12%の合金)、温度係数は常温で $10^{-5}^{\circ}\text{C}^{-1}$ である。絶縁材の円筒内に、絶縁処理した真鍮ボビンにマンガンニ線を無誘導巻きし、電流端子に接続したもの、低抵抗(0.1Ω以下)のものには電圧端子を付けてあり、温度上昇を防ぐのにパラフィン油を注入したものもある。抵抗値は0.1~100 000Ωの間各桁に分けてつくられている。

標準電圧発生器 [英 standard voltage generator, 仏 générateur de voltage standard, 露 генератор эталонного напряжения] 高い精度で安定な電圧を発生する装置。電圧の安定度を保って10~100 mAの負荷電流をとれ、0~1 kV程度の範囲で、任意の電圧値を簡単にデジタル設定できるため、各種の測定や実験あるいは測定器の校正に有用である。直流電圧を発生するものと低周波(500 Hz以下)の交流電圧を発生するものの2種ある。出力電圧は5~7桁の数値で設定でき、設定値に対する精度は良いもので 5×10^{-5} 、簡便なもので 7×10^{-4} 程度である。設定できる最小の単位は1μVになっているものが多い。装置の動作の概念を図1に示す。電圧発生器とは直流の場合は

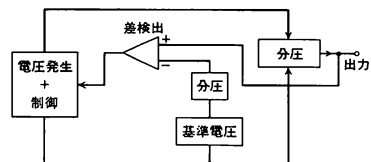


図1

整流・平滑回路であり、交流の場合には出力周波数の発振器である。基準電圧源にはゼーナー・ダイオード回路が用いられ、安定度を高めるために恒温槽に収められている。分圧器は差動増幅器に入れる比較用の電圧を取出す、通常出力電圧の設定およびその表示の機能も兼ねる。この分圧には図2に示すように抵抗式と時間式の2通りの原理がある。抵抗式では数値の各桁に対応するダイアル抵抗が使われ、時間式では時間を設定するために周期パルスを与える周波数カウンターとスイッチング回路および積分回路が

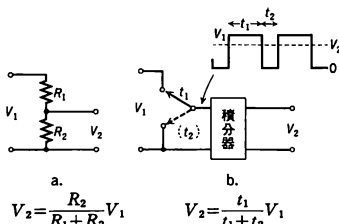


図 2

使われる。精度のよい周期パルスが水晶発振器によって得られるので、時間式の方が直線性よく高い精度が得られる。差動増幅器は、基準電圧をもとに出力電圧の変動を検出し、制御部に制御信号を送る。交流出力の場合は、一度出力を整流して実効値に比例する直流電圧をつくり、基準直流電圧との比較を行う。その過程が増える分だけ、交流電圧の精度は直流電圧よりも劣る。

標準電池 [英 standard cell, 独 Normalelement, 仏 élément normal, 露 нормальный элемент] ⇨ ジョセフソン電圧標準, ウェストン電池

標準電波 [英 standard frequency broadcast, 仏 transmission à fréquence étalonée, 露 опорная волна] 標準周波数を一般利用者に供給するために発射している。搬送波の周波数が極めて正確な電波である。通常、正確な時間と時刻を示すための報時信号および標準音声周波数で変調されている。さらに電波警報(電離層反射状態の変化のために短波の通信状態が劣化することに対して発令される)をのせる場合もある。周波数標準(時間標準)は長さや質量の標準とともに極めて重要なものであり、現在は¹³³Csの超微細準位間の周波数を基準にして搬送波(2.5, 5, 8, 10, 15 MHz)と変調波(600, 1000, 1600 Hz)をつくって発射し各国間で標準電波を受信しあい、周波数の精密な比較を行うことによって、周波数標準のより高度な国際的一元化に努めている。標準電波の搬送周波数、変調周波数および1秒の時間間隔の、送信局での偏差は 5×10^{-11} またはそれ以下に保たれている。日本の標準電波は、郵政省電波研究所の周波数、時間標準施設で維持される標準を基準として送信されている(⇨JJY, 無線報時)。

標準時計 [英 standard clock, 独 Normaluhr, 仏 horloge standard, 露 эталонные часы] 正確かつ安定な時系(時間尺度)を保持するために使用される精度の高い時計である。この時計の示す時刻および歩度(または周波数)は、標準電波として送信されている国の標準時および標準周波数、あるいは直接に、より精度の高い原子周波数標準との比較によって、定期的に所要の精度で測定され、その誤差を校正して使用するものである。この目的のための時計としては、一般に高安定水晶時計あるいは原子時計が使用され、さらに高精度を必要とする場合には、3台以上の時計を運用して、常時相互の比較も行って、個々の時計の変動を監視したり、平均の時系をつくることもある(⇨原子時計)。

標準波長 [英 standard wavelength, 独 Wellenlängen-norma] 長さの基準とする特定の波長。1983年まで使われていたメートルの定義、および分光学における波長の標準は、⁸⁶Krの $2p_{10}-5d_5$ の遷移に対応する真空波長を $\lambda(^{86}\text{Kr})=605.780210\text{nm}$

である。計測上の二次標準としては、次の各線の真空波長

(単位: nm)がある。

⁸⁶Kr : 645.807 20, 642.280 06, 565.112 86, 450.361 62

¹⁹⁸Hg : 579.226 83, 577.119 83, 546.227 05, 435.956 24

¹¹⁴Cd : 644.024 80, 508.723 79, 480.125 21, 467.945 81

分子の吸収線を基準とするレーザーの波長安定化の技術の向上により、再現性および安定性が⁸⁶Krより優れた標準波長が利用できるようになった。これらの真空波長値として

CH₄(He-Ne レーザー) : 3392.231 397 1 nm

¹²⁷I₂(He-Ne レーザー) : 632.991 398 1 nm

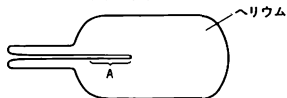
¹²⁷I₂(He-Ne レーザー) : 611.970 769 8 nm

¹²⁷I₂(He-Ne レーザー) : 576.294 760 25 nm

¹²⁷I₂(Ar⁺ レーザー) : 514.673 466 2 nm

が国際的に採用(1982年, 国際度量衡委員会)されている。空气中の波長への変換については(⇨波長の真空補正)。また、分光学でスペクトル線の波長を決める際に用いる波長の標準については(⇨波長標準)。

標準リーク [英 standard leak, 独 Standardleck, 仏 fuite standard, 露 стандартная течь] 真空系のリーク(漏れ)の校正を行うときに用いるもので、既知の大きさの安定したリークを有するもの。真空技術ではリークテストなどで微小リークが問題となるので、標準リークは $10^{-8} \sim 10^{-9} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ($10^{-7} \sim 10^{-8} \text{ Torr} \cdot \text{dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)程度の小さいリークのものがほとんどである。また、精密なリークテストはほとんどの場合ヘリウムリークディテクターを用いて行われるので、標準リークのほとんどはヘリウムリークディテクター専用となっており、ヘリウムを約1 atmの圧力で容器に詰め、そこから一定の割合でヘリウムが漏れている形式のものである。図で示すようにヘリウムはガラスの



容器に詰められている。容器の一部(A部)は溶融石英でできており、ヘリウムは主にこの部分を通して透過していく(溶融石英のヘリウムガスに関する透過係数はソーダガラスなどに比べて約 10^4 倍以上)。A部の表面積および厚さを調整することによって、適当な大きさのリークを実現でき、これを既知の感度のリークディテクターで測定する。常に容器内のヘリウムが漏れているが、容積とリークの大きさから推定できるように、10年程度は数%以下の精度で標準として用いることができる。

標的 [英 target, 独 Target, 仏 cible, 露 мишень] 原子核, 素粒子反応の実験では電子や陽子などの粒子や α 粒子や原子核自身のビームを原子核の標的にあててその反応のふるまいを調べる。標的の大きさの目安となる核の半径はおおよそ $R \sim r_0 A^{1/3}$ (A : 質量数, $r_0 \sim 1.2 \times 10^{-13} \text{ cm}$)なのでビームの中核の粒子が標的核と反応を起す確率は極めて小さい。反応数(収量)を増すためには反応の核の数を増す必要があるが、一方あまり厚い標的を用いると入射粒子や反応生成物とその物質内でエネルギー損失をしたり、多重散乱を起したりして測定が困難になったり、測定の精度が悪くなったりするため、むやみに大きくすることはできない。ビームエネルギーが低い原子核反応では標的物質内でビームエネルギー損失を極力減らすために、できるだけ薄い膜状の標的を用いることが多い。

素粒子反応実験では水素標的を用いることが多いが水素

の密度をできるだけ増すために主として液体水素標の用いられる。水素は 1 atm では 21 K で液化するので液体水素標を用いるには極低温の技術を必要とする。最近では長さ数 m の液体水素標のもつくりされている。また標的核のスピン向きを一定方向にそろえて反応のスピン依存性を調べることも行われている。この標的を偏極標的という。偏極標的には極低温、磁気共鳴などの特殊技術が必要とする。なお泡箱では検出器自身が標的となっている。ビーム衝突型の加速器ではビームどうしを衝突させるため、固定標的は必要とせず、ビームと標的の区別はない。

標的核 [英 target nucleus, 独 Targetkern, 仏 noyau-cible, 露 ядро-мишень] 原子核 A (または粒子 A) を加速して原子核 B に衝突させて核反応を起す場合, A を入射核または入射ビーム, B を標的核という。さらにこの反応の結果, C および D なる 2 つの粒子または原子核が生成され, そのうち特に生成粒子 C についてのエネルギーや運動量の測定を行い, 反応の解析を行う場合, この反応を B(A, C)D と表す。

氷点 [英 ice point, 独 Eispunkt, 仏 point de la glace, 露 точка замерзания] 1 atm の下で水が凍る温度で 0°C である。熱力学的には 1 atm の下で水と氷が熱平衡にある温度である。このとき氷と水とは共存する。なお, ほかの液体の凝固点のことも氷点とよぶことがある。

氷点降下 [英 ice point depression, 独 Depression des Eispunktes, 仏 dépression du point de la glace, 露 депрессия точки замерзания воды] 不揮発性の物質を溶かした水溶液の氷点は, その溶媒である水の氷点より常に低い。このことを氷点降下という。氷点降下の大きさは希薄な水溶液では, 溶質のモル数に比例し, その比例係数は溶媒に固有の定数であるから, これを利用して溶質の分子量を知ることができる。この方法は氷点法とよばれる。

秤動 [英 libration, 独 Libration, 露 либрация] 力学系を記述する変数のうち, 角変数が一様に増加または減少せずに, ある値のまわりを周期的に変動すること。このような現象は, 力学系が共鳴または平衡状態の近くにあるときに現れる。月の自転運動は平均的にはカッシニの法則(月の自転周期は公転周期と等しく, 月の赤道面と黄道面は一定傾角 $1^\circ 35'$ を保ち, 黄道, 月の軌道, 自転の 3 軸は同一平面内にある)をほぼ満たしているが, それからのずれである周期的運動を秤動とよぶことが多い。トロヤ群小惑星は, 木星と太陽を一边とする正三角形の頂点の近傍にとどまっていたり, 小惑星と木星の黄経の差は 60° のまわりを秤動している。冥王星と海王星の臨界面(冥王星の黄経の 3 倍と海王星の黄経の 2 倍の差)は秤動し, 冥王星の近日点も秤動している。冥王星の軌道は海王星の軌道内に入り込むが, 上記の秤動のため, 大接近は起らず冥王星の現在の軌道は安定である。地球表面に近接する軌道にある人工衛星の近日点は赤道部のふくらみによる摂動を受けて永年変化する。しかし赤道面から測った軌道傾斜角が臨界傾斜角(63.4°)に近くなると, 近地点引数(⇒軌道要素)は 90° のまわりを秤動する。

表皮効果 [英 skin effect, 独 Skinneffekt, 仏 effet de peau, 露 скин-эффект] 高周波の電流や電磁場が導体の表面近くだけに局在し(表面電流)内部に侵入しない現象。角振動数 ω の高周波電流や電磁場は電気伝導率 σ , 透磁率 μ の導体内では $e^{-h/\delta}$ のように減衰する。ここで h は導体表面からの深さ, δ は表皮厚さといい $\delta = (2/\sigma\mu\omega)^{1/2}$ で

与えられる。高周波は $h = \delta$ の場所で表面の大きさの $1/e$ となるが, この δ の大きさは銅 ($\sigma \sim 58 \times 10^6 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, $\mu \sim 4\pi \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-1}$) に対し 50 Hz ($\omega = 2\pi \times 50 \text{ s}^{-1}$) で 9.5 mm, 500 kHz ($\omega = 2\pi \times 3 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$) で 0.095 mm である。このように高周波は導体の表面近くに局在するので, 導体の有効な大きさが減少し低周波にくらべ電気抵抗が大きくなる(⇒表面抵抗)。

表面圧 [英 surface pressure, 独 Oberflächendruck, 仏 pression superficielle, 露 поверхностное давление] 空気との間の表面張力が σ_0 である液体 A の表面を, これと混じらない液体 B の膜で覆うとき表面張力が σ ($\sigma < \sigma_0$) に低下するならば, A の表面に浮んだ B の薄膜は四方へ限りなく広がろうとする。この現象は, B の膜面と A の液面との接触線を通して単位長さ当り $F = \sigma - \sigma_0$ の力が働くことによるもので, F を表面圧といい, その単位は $\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$ である。分子論的には, 表面圧は薄膜内の二次元的な分子熱運動に基づく圧力類似の効果と解釈される。表面圧は実験的に直接測定することができ, それと表面分子 1 個当りの占有面積と温度との関係が, 単分子膜の状態式である。

表面あらさ [英 surface roughness, 独 Oberflächenrauheit, 仏 aspérité de surface, 露 шероховатость поверхности] 寸法精度, 形状精度とともに機械加工の品質を評価する重要な項目である。加工面をこれに垂直な面で切ったときにできる切り口の表面の形状をあらさ曲線といい, 加工面を針で走らせてその動きを拡大表示し, あらさ曲線を求めることが表面あらさの基本的な測定法である。切削加工を例にとれば, 理想的な切削状態では工具先端の形状があらさとして計測されるはずであるが, 実際には, 被削材, 工具の材質, 切削条件, 機械の剛性などによってさまざまに変化し, あらさ曲線も不規則に変化する特性を示す。測定区間を規定したうえで, 最大, 最小振幅の大きい方, 小さい方からそれぞれ 5 点の平均をとりその振幅を与える 10 点平均あらさ, 最大振幅, 最小振幅の間の振幅が与える最大振幅あらさ, 全区間の振幅平均によって与える中心線平均あらさなどをそれぞれ代表値とする。近年光を用いた測定法, これを応用した加工中の測定法なども機械加工自動化の一環として開発されている。

表面エネルギー [英 surface energy, 独 Oberflächenenergie, 仏 énergie superficielle, 露 поверхностная энергия] 物体を切断すると, 原子間の結合が切れたことにより電子状態の変化や表面原子配置の緩和などが生じる。その結果, 系の内部エネルギーが変化する。切断面単位面積当りの系の内部エネルギーの変化を表面エネルギーあるいは表面エンタピーともいう。表面張力を γ とすると, 表面エネルギー ε との間には

$$\varepsilon = \gamma - T \frac{d\gamma}{dT}$$

と表される。表面張力 γ は単位面積当りのヘルムホルツ自由エネルギーであり, $-d\gamma/dT$ は表面エントロピーである。原子核の表面エネルギーはワイツェッカーの質量公式で取入れられている。

表面拡散 [英 surface diffusion, 独 Oberflächendiffusion, 仏 diffusion superficielle, 露 поверхностная диффузия] 固体表面に吸着している原子や分子が吸着点から近傍の吸着点へと熱運動により表面を移動する現象。表面での分子の解離, 再結合や高電場チップからの原子の場蒸

発、多孔質物質中の気体の流れ、清浄試料面への汚染物質の移動などにおいて表面拡散の果たす役割は大きい。粒子がある吸着点から次の吸着点へと移動するのに必要な活性化エネルギー E_m は、脱離の活性化エネルギー E_d の $1/3 \sim 1/2$ となることが多く、表面拡散係数 D は吸着点間での分子や原子の平均滞在時間 τ_s により $D = a^2/\tau_s$ が与えられる。ここで a は吸着点間の距離である。また $\tau_s = \tau_{s0} \exp(E_m/kT)$ である。表面拡散係数は、多孔質物質や毛細管を流れる圧力パルスの遅延時間 t の測定や、電場放出を起すチップ面において、直接原子の移動を観測することにより求めることができる。

表面研磨 [英 surface etching, 独 Oberflächenätzung, 仏 corrosion de surface, 露 поверхностное травление] 固体の表面を平滑な面に仕上げること。固体表面を研究する場合はもちろんのこと、固体の性質を調べる場合にも表面の影響が入りこむことがあり、清浄かつ平滑な面を作製することは重要である。ラウエ法により方位を決めた単結晶試料を、ホイールカッター、ワイヤーソー、あるいは放電加工によって切断した試料は、以上に述べる手段で切断に伴う転位層を取除き、平滑な面に仕上げられる。まず最初に機械的研磨(ラッピング)を行う。エメリー紙やカーボランダム砥粒を使うことが多いが、必ず粗いものから順に細かいものへと行う。次に試料中に埋まり込んだ研磨粒子を取去り、表面をさらに平滑にするために、化学研磨を行う。研磨液に試料を浸し、布の上で軽くこする。研磨液は試料によって千差万別であるが、要は適当な速度で固体の表面層を溶かし、鏡面を得るようにする。金属では化学研磨の代りに、またはその後に、電解研磨を行うとさらによい鏡面が得られることが多い。これは電気分解を利用して表面層を溶かす方法で、電解液、電流密度などは経験的に選ばれる。

表面硬化 [英 case hardening, 独 Einsatzhärtung, 仏 durcissement de la gaine, 露 цементация] 金属材料特に鋼材について表面層のみ硬化させ、耐摩耗性や疲労強度を向上させる方法。材料は一般に硬化させるとそれに応じて、もろくなる性質をもつが、衝撃的負荷を受ける部品には表面だけ硬化し内部は靱性をもつ材料が適しており、自動車部品の歯車や回転部品などに表面硬化処理は広く用いられている。鋼材の表面硬化法としては、低炭素鋼部品を高温で浸炭剤や浸炭ガス中に置き、炭素を部品表面層に拡散させ、表面層の焼入れを増した後で焼入れ処理をする浸炭法、同様に表面層に窒素を拡散させ硬質の窒化物層を生成させる窒化法がある。また焼入れのとき高周波加熱や火炎加熱により表面層部だけ加熱焼入れ処理する表面焼入れ法もよく使われる。特殊なものでは、これらの窒化や表面焼入れを空中放電を利用して行う場合もある。このほか亜鉛、クロム、アルミニウムといった金属を鋼の表面層に拡散浸透させ、耐食性を増す方法、ショットピーニングといって表面層に加工硬化層と圧縮残留応力を残し、疲労強度を増す方法なども表面硬化のひとつに数えられる。

表面構造 [英 surface structure, 独 Oberflächenstruktur, 仏 structure superficielle, 露 структура поверхности] 結晶の表面構造は内部の結晶構造とは異なる場合が多い。それは、結晶表面の表面第一原子層の原子は置かれている環境が結晶内部とは非常に異なるためである。すなわち図1に示すように(灰色部分は表面第一層の原子)、(1)再配列または再構成とよばれる表面原子の1様でない

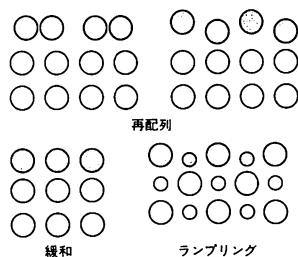


図 1

変位, すなわち、表面の二次元格子の単位胞が結晶内部に比べて大きくなり二次元超格子構造が生じる。(2) 原子層間距離が表面第一, 第二層間で縮む(伸びる)現象が生じる(これは表面格子の緩和とよばれる)。(3) 陽イオンと陰イオンのイオン半径が異なるイオン結晶では、緩和の大きさがイオン種によって異なる(これをランプリングまたはバックリングとよんでいる)。(4) 面内での一様な原子変位の可能性もありうる。

ここで、再配列を起した表面、異種の原子が吸着した表面などに見られる二次元空間格子, すなわち表面結晶学について記す。三次元ブラベ格子で14種類の晶系に分類されるように、二次元ブラベ格子では5種類に分類される。二次元の単位格子の基本格子ベクトルを a, b とし、 a, b のなす角を γ とすると、正方 ($|a|=|b|, \gamma=90^\circ$), 直方, 面心直方 ($|a|\neq|b|, \gamma=90^\circ$), 六方 ($|a|=|b|, \gamma=120^\circ$), 斜方 ($|a|\neq|b|, \gamma\neq90^\circ$) である。

表面第一層の格子が地下結晶の表面に平行な二次元格子と整合構造をとる場合の表面の二次元格子に対する表示法を示す。地下結晶の二次元格子の基本格子ベクトルを a', b' とすると

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = G \begin{pmatrix} a' \\ b' \end{pmatrix}$$

で表される2行2列の行列 G により二次元格子を表示する。このような行列表示は一般性があるが、通常は E.A. Wood により提唱されたウッズの表示法が簡便なため用い

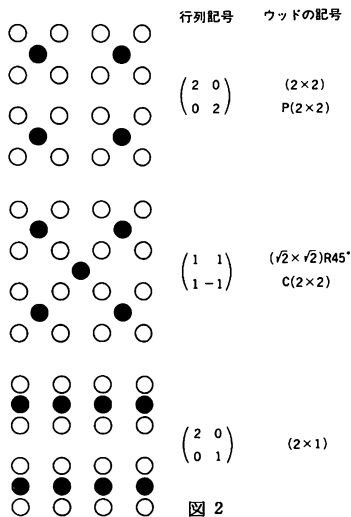


図 2

られる。これは基本格子ベクトルの長さの比と、表面二次元格子の下の格子に対する回転角で表示する。そのため a, b のなす角と a', b' のなす角が等しい場合にのみ適用できる。表示法は $|a|=m|a'|$, $|b|=n|b'|$ で、 a° 回転しているとき $(m \times n)R a^\circ$ と書く。ただし $a=0$ のときは $R a^\circ$ は省略する。そのほか、格子の中心に格子点がある場合、 $C(m \times n)$ のように書く。C は centered の略である。また $(m \times n)$ の場合、 $p(m \times n)$ と書く場合もある。p は primitive の略である。図2に例を示す。立方晶の(100)面が下地格子(白丸)で、表面第一層の格子点を黒丸で示す。白丸、黒丸は格子点を示し、原子を示すのではない。

再配列の場合には二次元格子の単位胞の大きさが変化している。低速電子線回折像、反射高速電子線回折像の観察から、起っていることは容易に検知できる。しかし、原子変位の方向、大きさなど具体的な原子配列については現在のところまだほとんどわかっていない。Si, Ge, GaAs などの半導体、Bi, Te などの半金属のような共有結合性の強い結晶の場合、ほぼすべての表面で再配列している。たとえば、Si の(111)表面では、真空へき開した表面は (2×1) で、この表面は準安定相で、 $450 \sim 600^\circ\text{C}$ で熱処理すると (7×7) になる。またこれら共有結合性結晶では表面原子層での変位は表面から数原子層に及んでいる。金属表面は一般には (1×1) であるが、Pt(100), Au(100), Ir(100) の安定相はそれぞれ (5×20) , (5×20) , (5×1) 、低温領域での W(100) は $(\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$, Mo(100) は $(\sqrt{2} \times \sqrt{2})R45^\circ$ に近い非整合構造である。そのほかいくつか例外的に再配列を起している。共有結合性結晶の表面第一層の原子はダングリングボンドという非常に不安定な結合をもつので、隣あった原子どうして結合をつくったり、 π の結合をつくったり、電子の授受を行って、安定化しようとする。その結果、格子ひずみを伴う原子変位をして再配列を起す。

緩和の場合、伸びと縮みがあるが、金属の清浄表面では一般に縮みが起きている。そして表面での原子密度の高い面心立方格子の(111)表面では縮みがほとんどなく、表面原子密度が低い表面では縮みが大きい。たとえば、体心立方格子の(111)表面では縮みが面間隔の15%に達する場合がある。

イオン結晶では、NaCl 型結晶を考えた場合、結晶内部のイオンは6個の最近接イオンから等方的な静電引力を受ける。それに対し、(100)表面では5個の最近接イオンによる静電ポテンシャルは表面イオンを結晶内部に引込むように作用する。したがって縮みの緩和が起きる。一方、イオン間ポテンシャルの反発項はイオン種により異なり、イオン半径の大きいイオン種の緩和は小さくなる。すなわち、NaCl 結晶の(100)表面では塩素イオンがナトリウムイオンより外に出た原子レベルでの凸凹構造をとると考えられている。

表面格子振動は表面構造の動的側面である。結晶内部の原子の熱振動の振幅に比べ、特に表面に垂直方向の振幅は大きく、表面デバイ温度は結晶のデバイ温度の約 $1/\sqrt{2}$ 程度である。

表面構造の決定には主に低速電子線回折が用いられる。補助手段としてはいろいろな方法が用いられているが、高速イオン線を用いたラザフォード散乱分光法は緩和の大きさを決めるのに有効である。また低速イオンを用いるイオン散乱分光法や、原子線散乱の弾性散乱からは静的な表面

構造が、非弾性散乱からは表面格子振動が求まる。反射高速電子線回折も用いられる(⇒吸着構造)。

上述してきた原子配列よりも少し巨視的に見た表面の形態学の立場から表面構造を見ることにする。表面自身大きな格子欠陥であるが、図3に示すように表面にはステップ

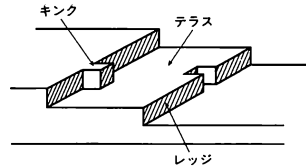


図3 ステップのある表面

ブ、キンクなどの欠陥が生じる。また、面心立方構造の結晶を(111)面から[211]方位で数度傾けて表面を切り出し、清浄表面を作ると、(111)面がテラスとなり、(001)面がレッジとなる規則的な段階構造になる。このように低指数の面がテラスになり、テラスの幅が5原子、7原子などで、1,2原子層の高さのステップが規則的に入った理想的な表面ステップを作ることができ、その表面はステップの間隔に対応した超格子構造の低速電子線回折像を示す。また原子線散乱にも超格子構造のパターンが現れる。このような表面上では特異な反応性を示し、表面の格子欠陥と触媒活性の関係を調べるのに用いられている。

表面再結合 [英 surface recombination, 独 Oberflächenrekombination, 仏 recombinaison de surface, 露 поверхностная рекомбинация] 半導体の光吸収によるバンド間遷移によって生じた電子と正孔が表面で再結合を起す現象。表面準位、表面にある欠陥、吸着分子、酸化層との界面などを通して起る。バンド間遷移に伴って直接起る再結合に比べ、これらの再結合中心を介したほうが再結合速度は速い。吸着分子を介する表面再結合は表面、界面での光化学反応、光触媒の作用に重要な役割を果たす。半導体レーザーはpn接合の界面で起る再結合発光を応用している。

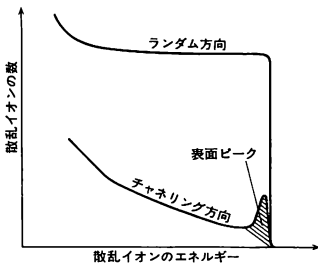
表面散乱 [英 ion scattering by the surface, 独 Teilchenstreuung an der Oberfläche, 仏 diffusion de particule à surface, 露 рассеяние частиц на поверхности] 放射線物性の分野において固体表面における粒子(電子、イオンなど)の散乱をいう。電子散乱の例として、固体表面から散乱された電子(10 eV 程度)のエネルギー損失を高分解能(10 meV 程度)で測定することにより吸着種、吸着構造が調べられている。イオン散乱の場合、表面第一層の原子の後に入射イオンの入ることのない影、すなわち円錐影(shadow cone)ができる。したがって表面第一層、第二層からの散乱に基づくピーク(表面ピーク)が散乱イオンのエネルギースペクトルの中に生じる。この表面ピークを利用して表面構造解析が行われている。入射イオンのエネルギーによって次のように分類される。核子当り 100 keV から 10^8 MeV 程度の場合、表面でのイオンの中性化確率が非常に小さく、原子との散乱はラザフォード散乱で取扱える。このため表面構造を 0.01 \AA 程度の精度で調べることができる。核子当り 1 eV 以上 100 keV 以下の場合、表面でのイオンの中性化確率が大きくなり定量的にやや欠ける。核子当り 10^8 MeV 以上のときは相対論的效果が、核子当り 1 eV 以下のときは回折効果が無視できなくなる。

表面仕上げ [英 surface finish, 独 Oberflächenbeschaffenheit, 仏 fini de surface, 露 чистота поверхности] 要

求される表面あらさ、寸法精度、形状精度内におさまるように表面を加工する方法の総称。要求される形状・精度により、旋削、ドリル加工、中ぐり、フライス削り、平削り、形削り、ブローチ削り、リーマ仕上げ、研削、ベルト研磨、ホーニング加工、液体ホーニング仕上げ、バレル研磨、バフ仕上げ、ブラスト仕上げ、ローライ仕上げ、ラップ仕上げ、やすり仕上げ、きざげ仕上げ、ペーパー仕上げなどの加工方法がとられる。また表面仕上げされた面の状態を表記するために、表面記号や仕上げ記号が用いられ、これには表面あらさのみでなく、加工方法や表面に残された加工のマークを示す加工模様なども表記される。また形状精度を表記する記号もある。

表面磁性 [英 surface magnetism, 独 Oberflächenmagnetismus, 仏 magnétisme superficiel, 露 поверхностный магнетизм] 固体内部の磁性に対して、固体表面近傍での磁気的性質をいう。(1) 原子の磁気モーメントの大きさ、(2) 原子の磁気モーメントの配列、(3) 磁気異方性、(4) 磁化の温度変化などが固体表面では内部のそれらと一般的には異なっている。中性子線回折、メスバウアー効果、スピン偏極した電子線回折などにより、それらについての知見が得られる。結晶内部では磁気モーメントが存在するが、表面で磁気モーメントが小さくなったり消失したりする場合、その表面をマグネティックデッドレイヤー (magnetic dead layer) ということがある。Ni をその例とする意見もあるが、そうでないとする見解が主になりつつある。逆に、V や Cr の表面では、磁気的性質が固体内部より強調されている。一般に、表面の磁気的性質は表面処理に非常に敏感である。

表面収量 [英 surface yield, 独 Oberflächenausbeute, 仏 rendement de surface] イオンビームが結晶の軸に平行に入射するとき、一部のイオンは結晶表面の原子と衝突するが、大部分のイオンは原子列間の空間を原子とほとんど衝突せず結晶中を進み、チャネリング効果を示す。これらの背面散乱したイオンのエネルギースペクトルを測定すると、図のように最高エネルギーのところに表面原子で散乱したイオンによるピークが観測される。このピークを表



面ピーク、その収量を表面収量という。表面ピークの大きさ、すなわち表面収量は、イオンの入射方向から結晶表面を見たときに見える原子の数により変化する。表面ピークの変化を調べることは、結晶表面の構造のみならず、結晶表面での原子の熱振動に関する知識を得る有力な手段のひとつである。

表面準位 [英 surface level, 独 Oberflächenniveau, 仏 niveau de surface, 露 поверхностный уровень] 固体の表面近くに局在した電子状態。表面状態ともよばれる。多くの場合、固体と真空との界面に生ずるものをいうが、異

種原子・分子を吸着した固体表面、二種の固体の接界面や粒界についていうこともある。無限に広がった結晶中の電子はブロック状態にあり、そのエネルギーはバンド構造をとるが、表面の存在によって結晶の周期性が破れると、バンドの中あるいはバンドの間(すなわちバンドギャップの中)に準位をもち、結晶の内部に向かって減衰する波動関数で表される状態が存在しうる。前者は表面共鳴準位として後者と区別されることもあるが、通常表面準位は両者の併称である。表面準位のモデルとして、よく知られているものが2つある。1つはタム準位とよばれるもので(I. E. Tamm, 1932年)、表面第一層と結晶内部とのポテンシャル差を実効ポテンシャルとみなしたとき、それに対する束縛状態と考えられる。タム準位は、このポテンシャル差が大きいき生じやすく、孤立したバンドの端付近に準位をもつ。銅表面でdバンドの上端付近に大きな状態密度の増加が生ずるのはこの例である。イオン結晶の表面でマードルン・ポテンシャルの変化が束縛状態を引起すのもタム準位の例として知られている。もう1つの表面準位はショックレー準位とよばれるもので(W. B. Shockley, 1939年)、結晶を構成する各原子が2つの接近したエネルギー準位をもち、原子間相互作用が強くかつ表面と内部のポテンシャル差が比較的弱いとき生じやすい。この準位は接近した準位間の反発が結晶内部では起るが、表面では一部原子の欠落で起らなくなったため発生したと考えられる。s電子とp電子が混成軌道を構成するSiやGeの表面において共有結合に関与する軌道が切断されてダングリングボンドができ、それに伴う表面準位が価電子帯と伝導帯のバンドギャップに形成されるのは、ショックレー準位の例である。表面準位は、光電子放出、赤外吸収、電子エネルギー損失、電場効果などの手段によって直接観測することができ、表面準位は、仕事関数、表面伝導、整流特性、チャネルの形成、表面再結合、吸着、触媒作用など表面・界面の物理的・化学的性質の決定に重要な役割を演ずる。J. Bardeen は、1947年、半導体どうしおよび半導体と金属の接界面には多数の表面準位が存在すると仮定して整流性と仕事関数に関する多くの実験事実の説明に成功し、直後のトランジスタ発明の契機をつかった。

シリコンなどの共有結合性の結晶は表面で二次元超格子構造をつくる(再配列、⇨表面構造)。このときの表面原子配列は今のところ低速電子回折などの直接表面構造を決定する方法を用いて決定できない。表面準位のバンド構造は表面原子配列に敏感なため、種々の構造モデルに基づいてバンド計算した表面準位の分散関係と、角度分解の紫外光電子分光の測定から得た実測の表面準位の分散関係との比較から、表面構造を推定する方法がとられている。

表面状態 [英 surface condition, 仏 condition de surface] ⇨ 表面準位

表面障壁型検出器 [英 surface barrier detector, 独 Oberflächenbarrieredetektor, 仏 détecteur à barrière de surface, 露 поверхностно-барьерный детектор] 半導体を利用した放射線検出器の一種。半導体表面に金属を蒸着したり酸化皮膜が生じたりすると、その部分でフェルミ・エネルギーが異なり、整流作用をもつ。これに逆方向に電圧をかけたとき表面付近にキャリアーのない空乏層が生じる。この空乏層を放射線で照射すると、電子・空孔対が発生する。発生する電子・空孔対の数は放射線のエネルギーに比例しているので、その電荷を集電極に集め、放射線の

エネルギーに比例した電流を取出せる。空乏層が放射線検出の有効体積となる。半導体素材としては、シリコンが使われるが、この場合空乏層の厚さは $\sim 10\mu\text{m}$ から $\sim 1\text{mm}$ まであり、エネルギー損失率の大きい α 線では $\sim 100\mu\text{m}$ まで、エネルギー損失率の小さい β 線では $\sim 1\text{mm}$ の空乏層の厚さが要求される。蒸着金属膜、または酸化皮膜は極めて薄いので、入射放射線がここで失うエネルギーは小さく、一般には問題にならない。シリコンは光に対する感受性が強いので、検出器は光を遮蔽した真空容器内に置かれる。エネルギー分解能は α 線でおおよそ 16keV (半波高全幅値)、 β 線ではおおよそ 2keV (半波高全幅値)である。

表面振動(原子核の) [英 surface vibration, 独 Oberflächen-schwingung, 仏 vibration de surface, 露 поверхностное колебание] \Rightarrow 核の振動

表面素励起 [英 surface elementary excitation, 独 elementare Oberflächenanregung, 仏 excitation élémentaire de surface, 露 поверхностное элементарное возбуждение] 固体内部における種々の素励起(フォノン, プラズモン, マグノンなど)に対応し、表面が存在することにより、表面平行方向には波動としてふるまい、垂直方向には表面から遠ざかると指数関数的に減衰するような、表面に局在した集団的振動が存在する。これらの振動を量子化したものを、表面フォノン, 表面プラズモン, 表面マグノンなどおよび、総称して表面素励起という。半無限弾性体の表面波として知られるレイリー波は表面フォノンの波長の長い場合の1つのモードに対応している。レイリー波では質点は、表面に垂直で波の進行方向に平行な平面内で楕円運動を行う。表面プラズモンについては、固体内のプラズマ振動数 ω_p に対して $1/\sqrt{2}$ 倍の振動数に対応することが知られている。表面素励起は電子エネルギー損失分光法(EELS)によって実際に観測される。

表面チャネリング [英 surface channeling, 独 Oberflächen-Channeling, 露 поверхностный выход] = セミチャネリング

表面張力 [英 surface tension, 独 Oberflächenspannung, 仏 tension superficielle, 露 поверхностное натяжение] 液体には、その表面積をできるだけ小さくしようとする傾向があり、その強さを示す量が表面張力である。この表面張力のため、重力などの外力の影響が無視できる場合には、液滴の形は球状になる。正確に定義すると、液体の表面積を単位面積だけ増加させるのに必要な仕事、すなわち、液体の表面に宿る単位面積当りのエネルギーを表面張力という。もっと厳密には、表面積の変化は温度一定のもとで行われるため、熱の出入りを伴うことになり、液体の表面に宿る単位面積当りの自由エネルギーが表面張力である。この定義は次のようにいえることができる。液体の表面に仮想的な直線を引いて表面を2つの部分AとBに分け、Bの部分に対する力のつり合いを考える。Bの部分が表面張力のため収縮しようとする傾向があるにもかかわらずつり合っているのは、Aの部分が境界の直線を通してBの部分をつ引っ張っているからである。直線の単位長さ当たりのこの力を表面張力という。当然のことながら、Aの部分もBの部分からこれと同じ大きさの力(方向は反対)で引っ張られている。表面張力の単位は、CGS単位系では、 $\text{erg}\cdot\text{cm}^{-2}$ または $\text{dyn}\cdot\text{cm}^{-1}$ である。MKS単位系では $\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$ である。水に細い管を浸す時、管の中に水が外の水面よりも高く昇ってくる毛管現象は水の表面張

力が原因である。液面が球形であるときには、表面張力のため、球の中心側の圧力 p_0 は外側の圧力 p より高くなる。表面張力を γ 、球の半径を R とすると、 $p_0 - p = 2\gamma/R$ という関係が成り立つ。大気中にある液滴の場合、 p_0 は液滴中の圧力、 p は大気圧である。逆に、液体の内部にある気泡の場合には、 p_0 は気泡の圧力、 p は液体の圧力である。表面張力の大きさは液体の種類によって異なり、同じ液体であっても温度によって変化する。多くの液体では、温度が上昇すると表面張力は減少し、 $\gamma = k(\rho/M)^{2/3}(T_c - T)$ というエトベッシュの法則に従う。ただし、 $k=2\text{erg}\cdot\text{mol}^{-2/3}\cdot\text{K}^{-1}$ 、 ρ は密度、 M はモルあたりの質量、 T は絶対温度、 T_c は臨界温度。分子論的には、液体の表面張力は、液体分子間の相互作用によって生ずるものである。表面張力を、分子間の相互作用を使って表現する統計力学的な関係式が知られている。もともと表面張力は、液体の自由表面、すなわち液体と気体の境界面において認められたものであるが、液体-液体、固体-液体、固体-気体、固体-固体などの異なる相の境界面においても、境界面の面積変化に対応するエネルギー変化が存在するので、同様に表面張力を考えることができる。このような一般的な場合には、界面張力とよばれる。液体に不純物が含まれていると、表面張力が大きくなる場合が多い。液体に混入して表面張力を弱くする物質を一般に表面活性剤とよんでいる。

表面張力測定法 [英 measurement of surface tension, 独 Messung der Oberflächenspannung, 仏 mesure de la tension superficielle, 露 измерение поверхностного натяжения] 液体の表面張力、すなわち液体と気体の界面に働く張力の測定には次の方法がある。(1)毛管上昇法: 毛管を液体に垂直に立てると表面張力の作用で毛管中を液体が上昇し、液体と管との間の接触角を0とすれば、その上昇高さは液体の表面張力に比例し密度および毛管の内径に反比例する。この原理を用いた測定法で、特に純液体に対しては精度のよい測定ができる。(2)垂直板法: 鉛直につるされたガラスまたは白金の薄い板を液体中に浸すと、液体と板との接する周囲に沿って液体の表面張力が下向きに作用する。この板に働く力の測定から表面張力を得る。この方法はウィルヘルミー法ともよばれる。(3)輪環法: 液体に接触させた金属(白金)環を垂直に引上げて液面からこれを引離すのに要する力の測定から表面張力を得る。垂直板法と異なり液体と環との接触角が常に0の状態では測定できる。デュヌイの表面張力計が一般に知られている。(4)液滴法: 垂直な管の下端より静かに落下する液滴は、液滴の重量が表面張力に打勝ったときに滴下する。滴下液の重量測定から表面張力を求める簡便な方法である。(5)泡圧法: 毛管を液体中に垂直に立て、毛管の内部の圧力を静かに増していくと毛管の先端に気泡が発生し、圧力がある値に達すると気泡は毛管を離れて浮上し管内の圧力が減少する。この最大圧力の測定から表面張力を得る。高温、低温および高粘度の液体の測定に適用できる。

このほか、液滴の形状から表面張力を求める懸滴法、静滴法、あるいは静泡法、動的な方法である振動ジェット法とよばれる測定法などがある。表面張力が時間的に急激な変化をする場合の測定には、振動ジェット法か、懸滴法、静滴または静泡法の高速度写真測定が、また、比較的回急な変化には垂直板法が適している。なお、液体と液体の界面張力の測定についても原理的には液体と気体の場合と

同じである。

表面張力波 [英 capillary wave, 独 Kapillarwelle, 仏 onde capillaire, 露 капиллярная волна] 流体の表面波の一種で、復元力として表面張力が主役を演じるものをいう(⇒流体の波, 水の波, 表面波)。さざ波ともいう。振幅の小さい理想的な正弦波の伝播速度は $(2\pi\sigma/\rho\lambda)^{1/2}$ となる。ここで σ は表面張力, ρ は密度, λ は波長を表す。重力波と混在する場合が多いが $\lambda \leq 2\pi(\sigma/\rho g)^{1/2}$ ならば一応区別できる。またその群速度は伝播速度の3/2倍になるので, 流れの中に置かれた釣糸などでは定在波が前方に現れる(後方は重力波, ⇒水面波)。図に, 上方から見た平面図(図1)と釣糸を通る横断面(図2)を示す。

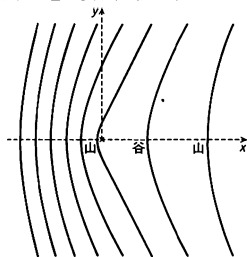


図1

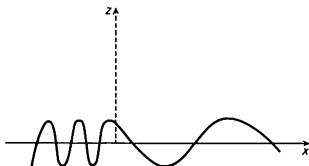


図2

表面抵抗 [英 surface resistance, 独 Oberflächenwiderstand, 仏 résistance superficielle, 露 поверхностное сопротивление] 導体の表面から内部へ流れ込む電磁場の散逸を表す等価抵抗。表面電流に対するインピーダンスの実数部分にあたる。導体内部で表面近くの電場 E と磁場 H は導体表面に平行で, 関係式

$$E = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} H \times n$$

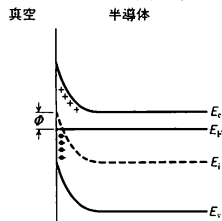
を満たす。ここで n は表面に垂直で導体内部に向かう単位ベクトル, ϵ は誘電率, μ は透磁率である。 $z = \sqrt{\mu/\epsilon}$ を表面インピーダンスとよぶ。 ϵ, μ は電磁場の振動数 ν に依存し一般に複素数である。 ν が小さいときには電気伝導率 σ とすると表面抵抗は

$$r = \sqrt{\frac{\pi \mu \nu}{\sigma}}$$

で表される。表面抵抗の逆数は表面導電率とよぶ。

表面電位 [英 surface potential, 独 Oberflächenpotential, 仏 potentiel superficiel, 露 поверхностный потенциал] 表面電気二重層に起因する電位をいうが, 次の(1),(2)の意味で異なった使いかたがされている。(1)物体の特定の表面から真空側, 鏡像ポテンシャルが無視できる程度物体から離れた点(一般には表面から約 10^{-8} m程度離れた点)から, 物体の内部で表面の効果が無視できる点まで, 単位電荷を表面電気二重層による電場の中で無限にゆっくり移動させるのに必要な仕事を, その物体表面の表面電位という。吸着層があれば吸着層まで合せて表

面とみなし, 上記に従って吸着層の存在する場合の表面電位が定義できる。吸着層のある場合とない場合の表面電位の差を単にその吸着層による表面電位ということがあり, それは吸着層による仕事関数の変化分に等しい。(2)金属では表面電気二重層の厚さは数原子層にすぎないが, 半導体では遮蔽距離が長い 10^{-7} mに及び, 表面近くでのエネルギーバンドの湾曲という概念が導入される。図中の $\Phi = E_F - E_i$, もしくは $\Phi = |e|\varphi$ (e は電気素量)の φ を



表面電位という。図は n 型半導体で, 高密度の表面準位に電子が捕えられ, 正にイオン化したドナーが表面近傍に分布した結果生じたエネルギーバンドの湾曲の様子を示す。 E_c, E_v は伝導帯の下端, および価電子帯の上端のエネルギーであり, E_F は n 型半導体のフェルミ準位である。破線で示される E_i は固体内部深くでは, 真性半導体の場合のフェルミ準位と一致するものであり, バンドギャップのほぼ中央に位置する。

表面電荷 [英 surface charge] 誘電体や導体を電場内に置くと境界面付近に電荷が現われる。この電荷分布の厚みを無視するとき, 表面電荷とよぶ。導体表面に面密度 σ の表面電荷があるとき, 導体の外面の電束密度は, 面に垂直で大きさは σ に等しい。電束管が導体表面で切りとる表面電荷の電気量は, その電束管の他の端も導体表面で終るとき, そこで切りとる表面電荷の電気量と大きさは等しく符号が異なる。

表面伝導率 [英 surface electric conductivity] ⇒ 表面抵抗

表面電離 [英 surface ionization, 独 Oberflächenionisierung, 仏 ionisation superficielle, 露 поверхностная ионизация] 分子(または原子)を固体表面に接触させたとき, 表面の仕事関数が分子の電離電圧よりも大きいと分子は電離される。これを表面電離あるいは接触電離とよぶ。この原理を用いると放電によらないでプラズマを生成することができる。すなわち, Mo, Ta, W, Uなどを電気ヒーターあるいは電子衝撃によって約2000Kに熱し, CsやBaのように電離電圧の低いアルカリ金属あるいはアルカリ土類金属の蒸気をこの熱板に接触させると, イオンと同時に熱電子も放出されてプラズマがつくられる。円筒状の真空容器の一端または両端に熱板を設置し, 軸方向に数kGの磁場をかけたプラズマの管壁方向への拡散損失を防いだものがQマシンとよばれるプラズマ発生装置であり, 放電によらないため, 放電に伴う種々の不安定性の起こらない静かなプラズマを生成することができる。熱板の温度と吹きつける蒸気量によって電子放出とイオン放出の割合が決り, 熱板の前面にできるシースに違いが生じる。また, わずかに電離電圧の高い元素を表面電離させるため, 熱板の表面を酸化させて仕事関数を高めて用いる場合もある。プラズマ生成以外にも, アルカリ金属あるいはアルカリ土類金属の原子ビームの等価電流を測定する手段として

も用いられている。

表面電流 [英 surface current, 仏 courant superficiel, 露 поверхностный ток] 導体に高周波電流が流れるとき電流がつくる磁場の時間変化により、内部の電流を打消し、表面の電流を強めるように誘導起電力が生じる。したがって、高周波電流は導体の表面近くのみを流れる(表皮効果)。そのとき表面近くを流れる電流を表面電流という。超伝導体に電流を流すときにも、電流は表面電流となって表面の近くだけを流れる。

表面波 [英 surface wave, 独 Oberflächenwelle, 仏 onde de surface, 露 поверхностная волна] 媒質の表面に沿って現れる波で、振幅は深さ方向では一波長程度で非常に(指数関数的)小さくなる。流体では深さに比べて波長の小さいもの(⇒流体の波、水の波)をいう。弾性体ではレイリー波、電磁波では簡価波とよばれることもある。また2つの媒質の界面に現れるものとしては、流体では内部波の一種、弾性体ではラブ波として知られる。

表面波共鳴 [英 surface wave resonance, 独 Oberflächenwellenresonanz, 露 поверхностный волновой резонанс] 結晶表面に電子が入射したときに、電子が真空準位より高いエネルギーの表面準位に一時的に捕獲されることがある。その結果として鏡面反射スポットやブラッグ反射スポットなどの弾性散乱による散乱強度が増大したり、菊池線などの非弾性散乱による散乱強度が非常に大きくなることが観測される。これらの散乱過程は一種の共鳴散乱と考えられ、一時的に表面準位に捕えられている状態は共鳴散乱の中間状態であり、この状態を表面波共鳴という。表面準位共鳴、表面障壁共鳴、電子表面共鳴などとよばれることもある。真空準位よりも低いエネルギーに存在する通常の表面準位と同じく表面に局在していて、真空および結晶の側には減衰する波となっているが、表面波共鳴の場合は、定常状態として存在できず有限の寿命をもっているのが異なる点である。表面波共鳴を効果的に利用して各種の表面分析法を適用すると、より顕著に表面を調べることができるようになる。

表面反応 [英 surface reaction, 独 Oberflächenreaktion, 仏 réaction superficielle, 露 реакция на поверхности] 原子核反応のうち、核の表面付近で起るものの核の表面振動や回転などの集団運動を励起する反応(⇒集団励起)、ストリッピングやピックアップなどの粒子移行反応などがある。これらの反応では入射粒子は核内の比較的小数の核子とのみ相互作用し、これらの反応が直接反応のうちの大部分を占め重要である。表面反応が起る原因としては、(1)入射、放出粒子の一方または双方が核内では吸収されるために、これらの反応は表面でのみ起ること、(2)直接反応で励起される自由度(たとえば集団運動)や移行しやすい粒子などが核表面付近に集中していることなどがあげられる。

表面被覆率 [英 surface coverage, 独 Oberflächenbedeckung, 露 закрытие поверхности] ⇒ 被覆率

表面フォノン [英 surface phonon, 独 Oberflächenphonon, 仏 phonon de surface, 露 поверхностный фонон] ⇒ 表面素励起

表面プラズマ [英 surface plasma, 独 Oberflächenplasma, 仏 plasma en surface, 露 поверхностная плазма] 誘電体などの表面に電子が捕えられ、面内で二次元運動をするような系のこと。誘電体としては、超流動状態にある

液体ヘリウムが多く用いられる。電子をヘリウム液面に近づけると、ヘリウムの分極率により映像電荷 ae が発生し、液面からの距離に逆比例する引力のポテンシャルを受ける。温度 1K 付近の液体ヘリウムでは $a_0 \approx 7 \times 10^{-3}$ である。この引力ポテンシャルにより、液面に垂直方向の自由度に関して、電子は水素原子の場合のような束縛状態をとる。基底状態にある電子の波動関数の広がり $a_B = \hbar^2/m a_0 e^2 \approx 76 \text{ \AA}$ 、また束縛エネルギーは $\hbar^2/2ma_0^2 \approx 0.67 \text{ meV}$ である。この値は約 8K に対応するもので、1K 付近で実験する場合、電子はこの束縛状態に捕えられる。実際にはさらに液面の上下に置かれた外部電極により、電子を液面に押しつける方面に電場を加え、束縛を安定にする。このような装置で $n \approx 10^8 \text{ cm}^{-2}$ の面密度をもつ二次元電子系を実現することができる。

二次元電子系のフェルミ温度は

$$T_F = \frac{\pi \hbar^2 n}{km} = 2.8 \times 10^{-3} \left(\frac{n}{10^8 \text{ cm}^{-2}} \right) [\text{K}]$$

で与えられ、 $T > T_F$ で電子系は古典統計に従うとみなしてよい。この電子系のクローン結合係数は

$$\Gamma = \frac{e^2 (\pi n)^{1/2}}{kT} = 30 \left(\frac{n}{10^8 \text{ cm}^{-2}} \right)^{1/2} \left[\frac{T}{1\text{K}} \right]^{-1}$$

と評価され、 $n \approx 10^8 \text{ cm}^{-2}$ 、 $T \approx 1\text{K}$ で、 $\Gamma \gg 1$ となり、クローン相互作用の効果が非常に顕著な系であることがわかる。モンテカルロ法などによる計算機実験によると、このような表面プラズマは $\Gamma \approx 130$ 付近に達するとウィグナー格子状態に転移することが予知されているが、このような結晶状態の存在も、ヘリウム液面上の二次元電子系で確認されている。またヘリウム液面と電子の相互結合により生ずる非線形振動についても研究が進められている。

表面プラズモン [英 surface plasmon, 独 Oberflächenplasmon, 仏 plasmon de surface, 露 поверхностный плазмон] ⇒ 表面素励起

表面分析法 [英 surface characterization, 独 Oberflächencharakterisierung, 仏 caractérisation de surface, 露 поверхностный анализ] 固体表面および吸着の研究では、多種類の方法を同一試料に適用し、得られたデータを総合して検討することが多い。使用される表面分析法には、得られる情報の種類により、大きく分けて次の3つがある。A: 表面構造、吸着構造に関するもの、B: 表面原子

現在用いられている表面分析法

分 析 法	略 称	情報の種類
低速電子線回折	LEED	A
反射高速電子線回折	RHEED	A
ラザフォード散乱分光法	RBS	A
分子線散乱	A	A
電界電子顕微鏡	FEM	(A)
電界イオン顕微鏡	FIM	A
オージェ電子分光法	AES	B
イオン散乱分光法	ISS	B, A
電子衝撃脱離法	EID, ESD	B
赤外吸収スペクトル	IR	B, A
原子プローブ電界イオン顕微鏡	APFIM	B, A
二次イオン質量分析法	SIMS	B
昇温脱離法	TD	B, C
紫外光電子分光法	UPS	C, A
イオン中性化分光法	INS	C
X線光電子分光法	XPS	C, B
電子のエネルギー損失分光法	EELS	C, A

組成に関するもの、C: 表面電子状態に関するものである。1つの方法でも他の方面に関する情報をも得られる場合がある。また、表面からどれくらい深くまでの情報を含むかは方法によって異なる。表に各種の表面分析法を列挙し、その略称と主たる情報の種類をA, B, Cで示す。

表面ポテンシャル [英 surface potential, 独 Oberflächenpotential, 仏 potentiel superficiel, 露 поверхностный потенциал] ⇒ 表面電位

表面ラマン散乱 [英 surface enhanced Raman scattering, 露 поверхностное комбинационное рассеяние света] 銀電極に吸着したビリジンのラマンスペクトルは、溶液中のビリジンに比較して $10^4 \sim 10^6$ 倍も強度が増大する。この現象は英語のイニシャルをとって SERS とよばれ、ビリジン以外の吸着種 CN⁻ イオンやアミンなどについても、また銀電極のほか銅や金電極についても同様な現象が観測されている。また金属の清浄表面や金属ゾル上に吸着された分子についても見られる。SERS の現象を説明するための多数のモデルが提出されているが、観測現象を統一的に説明できるモデルはまだないのが現状である。SERS は、表面吸着種や表面の研究に有力な手段として注目されている。

避雷器 = アレスタ

開いた系 [英 open system, 独 offenes System, 仏 système ouvert, 露 открытая система] 外界との間にエネルギーや物質の出入りが許されている物質系をいう。逆に、出入りが許されていない系は、孤立系または閉じた系とよばれる。たとえば、密閉した容器に入った水が液体の水と水蒸気との2相に分れている場合、全体は1つの閉じた系をなしている。しかし、液体の部分のみに注目すると、ミクロに見れば水蒸気との間に水分子の出入りが起きており、これは開いた系とみなされる。開いた系が外界と熱平衡にあるとき、圧力 p 、温度 T のほかに、系を構成する物質の化学ポテンシャル μ も外界と等しくなければならない。注目する系に比べて外界が十分大きいときには、その間にエネルギー・物質粒子の出入りがあっても、外界の状態はそれによってほとんど影響されないと見てよい。このような場合、外界は注目する系に対して熱浴・粒子浴としての役割を果し、注目する系ではエネルギー・粒子数はゆらぐが、温度・化学ポテンシャルは一定に保たれる。このような状況にある開いた系の平衡状態を統計力学で扱うとき、与えられた T 、 μ のもとでのグランドカノニカル集団の方法がとられる。

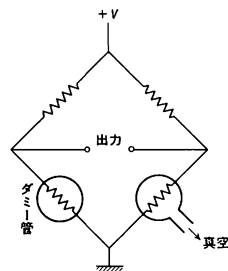
開いた系が、異なる温度や化学ポテンシャルをもつ熱浴・粒子浴と接触して、一方の熱浴からエネルギーの供給を受け、他方の熱浴にエネルギーを放出し、また、一方の粒子浴から粒子の供給を受けて他方の粒子浴に粒子を放出している場合、このような系は特に非平衡開放系とよばれる。このような系の中にはエネルギーや粒子の流れが定常状態においても存在する。定常状態への緩和は不可逆過程の熱力学で記述されるが、非平衡開放系を扱う統計力学の一般原理はまだ確立されていないといえよう。生命現象、対流現象、あるいはガン効果などに見られる時間的空間的構造(⇒散逸構造)は、非平衡開放系の著しい特徴と考えられている。

開いた磁場系 [英 open system of magnetic field, 独 offenes Magnetfeldsystem, 仏 système ouvert de champ magnétique, 露 открытая магнитная ловушка] = 開放

端系

ピラニ・ゲージ [英 Pirani gauge, 独 Pirani Vakuummeter, 仏 manomètre de Pirani, 露 манометр Пирани] 低圧気体中の高温物体からの熱損失が圧力に依存することを利用して熱伝導真空計の一種。センサー素子は白金などのフィラメントで、これを一定の方式で通電加熱し、フィラメント温度と加熱電力とを知ることにより、あらかじめ校正された関係より間接的に圧力を測定する。熱伝導真空計では、室温の変動をいかに補償するかが問題となるが、ピラニ・ゲージでは白金などの元素金属のフィラメントをセンサーとして用いることによって、センサーの電気抵抗と温度との間に単純な比例関係が得られるので、ダミー素子などを採用することで、室温変動の補償が比較的容易である。ピラニ・ゲージには、センサー素子の通電加熱の方式により、次のような型式がある。

(1) 定電流型: センサーの温度に関係なく一定電流によって加熱を行う型式で、センサー両端の電位差がそのままセンサーの温度上昇分に比例する。ダミー素子とともにブリッジを形成することにより、室温変動の補償がほぼ完全にできるのが特長(図参照)。測定回路は極めて単純です



む。(2) 定温度型: センサーの温度が常に一定となるように加熱電力を調整し、そのときの電力を測定する方式。この方式はセンサー温度を比較的低い値に保つことができ、熱放射の影響を抑えることができる。測定回路はフィードバック機能を備えたもので、(1)に比べやや複雑である。圧力測定範囲はおよそ $10^2 \sim 10^{-1}$ Pa までである。高圧側の限界はフィラメントの太さに依存し、細いフィラメントを用いるほど高い圧力まで測定が可能となる。これはフィラメント近傍における熱伝導現象が、平均自由行程 λ がフィラメント径 d に対して $\lambda > d$ となる圧力範囲で、自由分子熱伝導が支配的となって圧力依存性を示すためである(⇒自由分子熱伝導率)。低圧側の限界はフィラメント支柱からの熱伝導および熱放射などによる熱損失によって決る。測定精度はそれほど高くはないが操作が容易で故障が少なく、真空系の圧力モニターとしてよく用いられる。

ピラム微風計 [英 Biram's vane anemometer, 独 Biramsches Flügelradanemometer, 仏 anémomètre de Biram, 露 крыльчатый анемометр] 翼車式風速計の一種。8枚の平らな羽根をもった風車を円筒カバーの中におさめて、その風車の回転数から風速を測定する。 $0.5 \sim 15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ の風速の測定に用いられ、ダクトやトンネルの風量の測定、フィルムやたばこの乾燥器にも利用されている。回転数の読取りには積算機構を付加した歯車装置を用いて平均風速を測定する方式と、風車と同軸に設けられた交流発電機により瞬時の風速に相当する出力電圧を得る方式がある。精度は指示値に対して $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 以下の風速では $\pm 0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$

であり $10\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 以上では $\pm 5\%$ である。

ビラリ効果 [英 Villari effect, 独 Villari-Effekt, 仏 effet Villari, 露 эффект Виллари] \Rightarrow 磁歪効果

ビラン模型 [英 Villain model, 仏 modèle de Villain, 露 модель Виллана] 二次元平面回転子模型に対する近似模型。二次元平面回転子模型のハミルトニアンは以下のものである。

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \cos(\theta_i - \theta_j)$$

ここで θ_i は格子点 i にあるスピンの角度, J は正の結合定数, 和は最近接対をとる。この系の励起は, θ の微小振動であるスピン波に加え, 余弦関数の周期性を反映して θ が 2π 程度変化する渦的な励起が存在する (\Rightarrow 平面回転子模型)。このことを記述するために J. Villain は

$$e^{-K\cos\theta} = (\text{定数}) \prod_{n=-\infty}^{\infty} e^{-a|\theta-2\pi n|^2}$$

という近似を導入した。ここで a は等式が最もよく成立するように選ぶ定数である。 n は整数。スピン波は上式右辺の θ により, 渦は n により記述される。

ビリアル [英 virial, 独 Virial, 露 вирнал] ある粒子の位置座標を r_j , これに働く力を F_j とする。全粒子数を N とし, 横棒で時間平均を表せば

$$-\frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \overline{F_j \cdot r_j}$$

なる量が定義できる。これをビリアルという (R. Clausius, 1870 年)。この量は気体の圧力計算などに用いるときに有効である。 F_j を気体の閉じ込められている器壁からの寄与と分子間力とに分離すれば, 圧力 p と体積 V に対して

$$pV = \frac{2}{3} N \bar{K} - \frac{2}{3} \Psi$$

という表式を得る。ここに K は一粒子の運動エネルギー, Ψ は分子間力によるビリアルを表す。 Ψ を V の逆べきに展開するとき現れる係数はビリアル係数とよばれる。

ビリアル係数 [英 virial coefficient, 独 Virialkoeffizient, 仏 coefficient du viriel, 露 вириальный коэффициент] 実在気体の状態式は, 一般に分子間相互作用のために理想気体則からのずれを示す。このずれの部分を, 体積 V の逆数 (もしくは圧力 p) のべき級数として表現することが多い (\Rightarrow ビリアル展開)。 p/RT の展開において, V^{-n} の係数として現れる量 B_n は第 n ビリアル係数とよばれ, 温度と分子間ポテンシャルの形からその値が定まる。古典的実在気体のビリアル係数を, 所与の分子間力ポテンシャルから導くことは, クラスタ展開の理論によって行われる。これによれば, 第 n ビリアル係数 B_n は $(n-1)$ 次の既約クラスタ積分 β_{n-1} と関係づけられ, n 個の分子が同時に力を及ぼしあうことによる分子配置の相関効果を表していると解釈される (\Rightarrow 第二ビリアル係数, クラスタ展開)。

ビリアル定理 [英 virial theorem, 独 Virialsatz, 仏 théorème du viriel, 露 теорема вириала] 空間の限られた領域の中を, 有限の速さで運動している粒子または粒子系に対しては

$$\langle K \rangle = \frac{1}{2} \left\langle \sum_{k=1}^n x_k \frac{\partial V}{\partial x_k} \right\rangle$$

という等式が成り立つ。ここにおいて K は運動エネルギー $-\sum_{k=1}^n p_k^2/2m$, $V(x_1, \dots, x_n)$ はポテンシャル, $\langle \dots \rangle$ は長時

間平均

$$\langle \dots \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \dots dt$$

を意味する。この関係式をビリアル定理という。上式の右辺に現れる量をビリアルとよぶために, この名前がある (\Rightarrow ビリアル)。上式は, 運動方程式を用いて得られる等式

$$\frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(\sum_{k=1}^n x_k p_k \right) = K - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n x_k \frac{\partial V}{\partial x_k}$$

の両辺の長時間平均をとることで証明できる。粒子系に, 外から圧力 p がかかって, 体積が v となっているときは, ビリアル定理は

$$\frac{3}{2} pv = \langle K \rangle - \frac{1}{2} \left\langle \sum_{k=1}^n x_k \frac{\partial V}{\partial x_k} \right\rangle$$

となる。 $\langle \dots \rangle$ に熱平衡分布にわたる平均を含めても定理は成り立つ。量子力学において, ハミルトニアン $H=K+V$ の任意の固有ベクトル u による期待値 $\langle u, \dots u \rangle \equiv \langle \dots \rangle$ に関して

$$\langle K \rangle = \frac{1}{2} \left\langle \sum_{k=1}^n x_k \frac{\partial V}{\partial x_k} \right\rangle$$

が成り立つ。これもビリアル定理という。特に u が H の基底状態である場合は, $u(\lambda x_1, \dots, \lambda x_n)$ による H の期待値を λ に関して変分することで証明される (V. Fock, 1930 年)。一般の場合の数学的に厳密な証明は J. Weidmann (1967 年) が与えた。

ビリアル展開 [英 virial expansion, 独 Virialentwicklung, 仏 expansion virielle, 露 вириальное разложение] 実在気体の状態式を $pV-RT=f(T,V)$ と書くとき, 量 f は分子間相互作用による理想気体則からのずれを表している (p は圧力, V はモル体積, T は絶対温度, R は気体定数)。量 f は, 分子間力によるビリアル w

$$w = - \sum_{i,j} \overline{(r_i - r_j) \cdot F_{ij}}$$

(r_i は分子 i の位置座標, F_{ij} は分子 j が分子 i へ及ぼす力, 横棒は長時間平均を意味する) と $f = -(2/3)w$ によって関係づけられている (\Rightarrow ビリアル)。高温または低圧の極限では, 実在気体も理想気体としてふるまうから, f をモル体積 V の逆数のべき級数で表すと都合がよい。これをビリアル展開とよぶ。この形で実在気体の状態式は

$$pV = RT \left(1 + \frac{B}{V} + \frac{C}{V^2} + \dots \right)$$

と表され, 展開係数 B, C, \dots は温度のみの関数である (\Rightarrow 第二ビリアル係数)。実在気体の状態式は, 圧力 p によるビリアル展開の形

$$pV = RT(1 + B'p + C'p^2 + \dots)$$

に表されることもある。 B', C', \dots も温度のみの関係で B, C, \dots と簡単な関係にあり, ビリアル係数と総称される。

ビリオン電子ボルト [英 billion electron volt, 独 MilliardenElektronenvolt, 仏 milliard électronvolt, 露 миллиард электрон-вольт] 素粒子などのエネルギーの単位のひとつで, 10^9 電子ボルトを表す (記号は BeV)。ただしビリオン (およびそれに対応する各国語の単語) は, アメリカ, フランスでは 10^9 , イギリス, ドイツ, イタリアでは 10^{12} を表しており, ビリオン電子ボルト = 10^{12} eV という解釈もありうるので, 誤用のおそれがあり, 1948 年の国際純粋・応用物理学連合 (IUPAP) の見解によれば, この記号の使用は好ましくないとしている。 10^6 eV はギガ電子ボルト (GeV), 10^{12} eV はテラ電子ボルト (TeV) と表す

ほうがよい(⇒電子ボルト)。

非理想第二種超伝導体 [英 non-ideal type II superconductor, 仏 supraconducteur type II non-idéal, 露 сверхпроводник неидеального типа II] 各種の欠陥を含むため理想的な場合と異なるふるまいを示す第二種超伝導体。理想的な第二種超伝導体の渦糸状態では、電流と磁場の作用で磁束線に力が加わる。このため、平衡状態では磁化電流を伴う磁束線密度の傾きを保持することができず、磁束線は一様な密度をもつ配置をとり、外部から電流を流している場合は、電流と磁場に直交な方向に磁束線は動き出し、磁束線運動を阻む粘性力とのつり合いで定まる速度で運動する(⇒磁束フロー)。これに対し、非理想第二種超伝導体では、転位、結晶粒界、析出物のような欠陥が、磁束線または磁束線の束の運動を阻止する(⇒ピン止め)ため、平衡状態でも磁束線密度の傾きを保持することができ、また電場を誘導し、電力消費の起因となる磁束フローを引き起こすことなしに、ピン止め力で定まるある臨界電流まで、直流超電流を流すことができるので、超伝導磁石用材料として用いられる。このため、非理想第二種超伝導体は、高磁場超伝導体または硬超伝導体ともよばれている。また、不均質第二種超伝導体ともよぶ。平衡状態では、ピン止め力は磁場を上げていくときには、磁束線の一様な侵入を阻み、常伝導状態から磁場を下げていくときには、磁束線の一様な排除が阻まれるので、磁化曲線は非可逆となると顕著な履歴をもつ。この非可逆的な磁化曲線は、磁束線密度の傾きによって生ずる電流が、臨界電流に等しい電流密度をもつという臨界状態モデルで、現象論的に説明することができる。

比率計 [英 ratiometer, 独 Quotientmesser, 仏 logarithmètre, 露 логометр] 2つの電流の比によって指示が定まる計器である。2個のコイルが同一の軸のまわりに回転するようにし、不均一磁場の中に置いて電流を流すと、反対方向にトルクが生じて電流の比に対応した回転角で平衡することを利用したものが広く使われている。この場合、制御力を与えるばねは付いていないのでコイルは無定位である。可動鉄片型のものもある。抵抗計、力率計などに応用されるが、現在はあまり使われていない。

比率制御 [英 ratio control, 独 Verhältnisregelung, 仏 réglage du rapport, 露 регулирование соотношений] 追従制御の一種で、2種の量を一定の比率に保つ場合に用いられる。一方の変化する量に比例的に、他方の目標値を変化させる制御方式で、ボイラーの自動運転での燃料供給量と空気量の混合比の制御や、プロセス制御での燃料の流量比の制御などでよく用いられる方式である。

微粒子 [英 fine particle, 独 Feinteilchen, 仏 particule fine, 露 мелкозернистая частица] 粒径の小さい固体粒子のことで、特に約 $1\mu\text{m}$ 以下のものは超微粒子とよばれている。超微粒子をつくるには物理的方法と化学的方法がある。物理的方法には塊状物質の機械的粉碎、溶融金属を噴霧化するアトマイゼーション法、真空中で下地上に蒸着する方法、低圧不活性ガス中で金属を蒸発するガス中蒸発法などがある。前二者では径 $1\mu\text{m}$ 以下の微粒子をつくるのは困難である。後二者ではきれいな外形をした清浄な微粒子が得られるが、微粒子の粉末として大量に採取するにはガス中蒸発法が最も一般的である。化学的方法としては水溶液中での沈殿物の熱分解や還元、カルボニル塩の熱分解、溶媒中の電極間で放電を行う電気分散法、水銀を陰

極として水溶液中で電解を行うアマルガム法、その他が知られているが、微粒子の表面における水や試薬の吸着、汚染が避けられないし、 100\AA 以下の超微粒子をつくるのは困難である。

微粒子は、内部エネルギーに対する表面エネルギーの比率が高くなるので表面エネルギーを小さくするような外形をとる傾向があり、ウルフ多面体やきれいな外形をしたものとなる場合が多い。たとえばアルゴンガス中蒸発法でつくった微粒子ではMgの六角板、Fe, Mn, Beの菱形十二面体、Mnの三、四面体などが観察されている。Co, Ni, Ag, Auなどでは多重双晶粒子も形成される。超微粒子は構成原子数が2, 3, 4... n のあらゆる数をとる巨大分子と考えられ、それらの格子定数、格子振動、超伝導、光学的性質、触媒作用などの諸物性が研究されている。また微粒子の応用としては磁性材料、電気材料、粉末冶金、触媒材料など多方面の応用が期待されている。

微粒流体 [英 suspension of corpuscles] ⇒ サスペンション

微量線量測定 [英 microdose measurement, 仏 mesure de dose très faible, 露 микродозовое измерение] 環境中の自然放射能からの放射線や宇宙線など(⇒バックグラウンド放射線)から人体が受ける線量のように非常に少ない線量を測定することを微量線量測定という。わが国やアメリカにおいて軽水炉の設計指針として勧告されている年間5 mrem (ミリレム)という線量は、バックグラウンド放射線から人体が受ける線量の10分の1以下であり微量線量の例である。年間5 mremというレベルの微量線量測定は中性子線の場合には、バックグラウンド中性子による年間線量が5 mremと同程度であるので、高感度の線量計を使用することにより可能である。しかし α 線の場合には、バックグラウンド α 線の10分の1以下のレベルであり、天候などによるバックグラウンドの変動を考えると定量的な測定は非常に難しい。

ヒルデブランドの規則 [英 Hildebrand rule, 独 Hildebrandsche Regel, 仏 règle de Hildebrand, 露 правило Гильдебранда] 液体の蒸発のエントロピーについてのトルトンの規則を改良する法則として、1915年J. H. Hildebrandにより提出されたものである。蒸発のエントロピーはいろいろな正常液体(分子間力が球対称に近いもの)では、トルトンの規則でいうように等しい蒸気圧で比べるのではなく、気化して等体積を占める温度で比べるならばほぼ一定になるというものである。

ビルドアップ係数 [英 buildup factor, 独 Zuwachsfaktor, 仏 facteur d'accumulation, 露 коэффициент накопления] 任意の点における全放射線の量に対する一次放射線の量の比

$$B = \frac{\text{全放射線}}{\text{一次放射線}} = \frac{\text{一次放射線} + \text{二次放射線}}{\text{一次放射線}}$$

をビルドアップ係数という。主として、 r 線の遮蔽を考える際に使用される。ビルドアップ係数 B は、放射線のエネルギー、媒質、線源からの距離、線源の形状の関数で、 $I = B I_0 e^{-\mu x}$ の形で用いられる。ここで、 I は全放射線、 I_0 は遮蔽がないときの放射線、 μ は遮蔽材の減弱係数、 x は遮蔽材の厚さである。ビルドアップ係数は、検出器で検出される量の種類により光子数ビルドアップ係数、エネルギービルドアップ係数、線量ビルドアップ係数があり、 r 線については、多くの実験値、計算値や、経験式が出され

ている。

ヒルベルト空間 [英 Hilbert space, 独 Hilbertscher Raum, 仏 espace de Hilbert, 露 гильбертово пространство] ヒルベルト空間の概念は、今世紀初頭に積分方程式の研究の手段として D. Hilbert により導入されたものであり、いわば、無限次元のユークリッド空間である。Hilbert に従い、複素数を項とする無限数列 $x = (\xi_k)_{k=1}^{\infty}$ のうちで、 $\sum_{k=1}^{\infty} |\xi_k|^2 < +\infty$ を満足するものの全体 l^2 を考える。そうして $x = (\xi_k)_{k=1}^{\infty} \in l^2$, $y = (\eta_k)_{k=1}^{\infty} \in l^2$ に対して、内積 (\cdot, \cdot) およびノルム $\|\cdot\|$ を

$$(x, y) = \sum_{k=1}^{\infty} \xi_k \eta_k, \quad \|x\| = \left(\sum_{k=1}^{\infty} |\xi_k|^2 \right)^{1/2}$$

により定義すれば、シュワルツの不等式

$$|(x, y)| \leq \|x\| \cdot \|y\|$$

および、次の内積の公理が成り立つ。(1) 正値性: 任意の x に対して $(x, x) \geq 0$ であり、 $(x, x) = 0$ と $x = 0$ とは同値である。(2) 共役対称性: (x, y) と (y, x) は互いに共役複素数である。(3) (準)双線形性: (x, y) は x に関して線形、 y に関して共役線形である。一般に、複素線形空間 X の任意の要素 x, y に対して複素数 (x, y) が対応し、上の (1)~(3) が成立するとき、 (\cdot, \cdot) を X の内積といい、 X は内積空間であるという。このとき、 $\|x\| = (x, x)^{1/2}$ は、 X におけるノルムとなる。したがって、 X における点列 x_n の x_0 の収束を

$$x_0 = \lim_{n \rightarrow \infty} x_n \stackrel{\text{def.}}{=} \|x_n - x_0\| \rightarrow 0$$

により定義することができる。さらに、 X が次の意味で完備であるとき、 X はヒルベルト空間であるという: X の点列 $\{x_n, y_m\}_{n,m=1}^{\infty}$ が $\|x_n - x_m\| \rightarrow 0$ ($n, m \rightarrow \infty$) を満たせば、

$\lim_{n \rightarrow \infty} x_n \in X$ が存在する。上の l^2 はヒルベルト空間である。

また、たとえば、積分をルベグ積分として R^1 上で二乗可積分な関数の全体を $L^2 = L^2(R^1)$ とおけば、これは

$$\int_{-\infty}^{\infty} u(t) \bar{v}(t) dt = (u, v)_{L^2}$$

を内積として、ヒルベルト空間をなす。たとえば、非相対論的量子力学で n 個の粒子からなる系の状態(波動関数)は、ヒルベルト空間 $L^2(R^{3n})$ における点として表される。ヒルベルト空間の概念は、量子力学の理論に対する重要な枠組みを与えるものである。

ヒルベルト変換 [英 Hilbert transform, 独 Hilbert-Transformation, 仏 transformation de Hilbert, 露 преобразование Гильберта] 区間 $(-\infty, \infty)$ で定義された関数 $f(x)$ に対して

$$F(y) = \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{x-y} f(x) dx \quad (-\infty < y < \infty) \quad (1)$$

で表される F 、または変換 $f \rightarrow F$ をいう(⇒積分変換)。ここで P はコーシーの主値をとることを意味する。このとき、反転公式

$$f(x) = -\frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{y-x} F(y) dy \quad (2)$$

が成り立つ。一般に $\varphi(\xi)$ が複素数 ξ の上半平面で正則な一価関数であって、実軸に平行な上半面の直線に沿って $|\varphi(\xi)|^2$ の積分が有界であれば、コーシーの積分表示

$$\varphi(\xi) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\xi - \xi'} \varphi(\xi') d\xi'$$

が上半面の点 ξ に対して成り立つ。ここで ξ を実軸に近づけると

$$\varphi(\xi) = \frac{1}{\pi i} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\xi - \xi'} \varphi(\xi') d\xi' \quad (3)$$

となる。さらに φ を実部と虚部分に分け、 $\varphi = F + iF$ として式(3)を実部と虚部に分ければ式(1)、(2)の関係式が得られる。 φ の実部と虚部がヒルベルト変換によって結ばれているということは、物理学的には因果律に由来するものであって、光学における屈折率と吸収率の関係(⇒クラマース-クローニッヒの関係式)や高エネルギー物理学における散乱の位相変化と散乱断面積との関係(⇒分散式)などがその代表的な例である。ヒルベルト変換においてもパーセバルの等式が成立する。すなわち、 $|f(x)|^2$ が可積分ならば $|F(y)|^2$ も可積分で

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx = \int_{-\infty}^{\infty} |F(y)|^2 dy$$

が成り立つ。式(1)は $1/\pi x$ と $f(x)$ との超関数的なたたみこみと解釈することもできる。また積分変換

$$P \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \cot \frac{x-y}{2} dx, \quad P \int_0^{2\pi} \frac{1}{\cos x - \cos y} f(x) dx$$

などは、変数変換によりヒルベルト変換に帰着させられる。

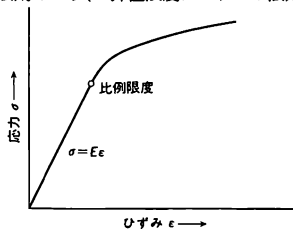
ヒル方程式 [英 Hill's equation, 独 Hillsche Gleichung, 仏 équation de Hill, 露 уравнение Хилла] $\Phi(z)$ を周期 π の周期関数とするとき、微分方程式 $w'' + \Phi(z)w = 0$ をヒル方程式という。歴史的には天文学の問題で研究されたのが始まりで、量子力学における結晶場中の電子の問題において物理学の対象となった。方程式の係数が周期関数であっても解は一般には周期関数ではない。しかし $w(z) = e^{i\mu z} u(z)$ (u は周期 π の周期関数)という形の解が存在する。特に $\Phi(z) = \lambda - 2k^2 \cos 2z$ の場合をマチュー方程式(⇒マチュー関数)という。

比例計数管 [英 proportional counter, 独 Proportionalzähler, 仏 compteur proportionnel, 露 пропорциональный счётчик] ガス型計数管において計数管に入射した荷電粒子が、その中で電離損失により失ったエネルギーに比例した出力電圧パルスが得られるよう設計調整された計数管。一般に比例計数管は円筒型の陰極と細い中心線の陽極からなり、その形状、封入ガスの種類、組成、圧力などによってその動作は異なる。基本的には、細い中心線電極まわりの強い電場のため、入射荷電粒子のエネルギー損失によりつくられたイオン対のうち、電子は陽極に向かって強く引きつけられ、その移動の際ガス分子と次々と衝突してこれを電離し、結果として、ガス中で相当程度の電子の増殖が起る。これをガス増幅とよぶ。中心電極に印加する電圧を電離箱の場合より高く、なだれ放電となるガイガー-ミュラー・カウンタより低いある範囲の電圧にとるとガス増幅は安定に起り、しかも電子の増殖、すなわちガス増幅率として、100~1000 程度に達する出力パルスを得ることができる。このように一次イオン対の数に比例した安定なガス増幅の得られる電圧範囲は、比例計数領域とよばれる。この領域では、ガス増幅が電場に比例する特徴があるので、印加電圧を加減することによってこの領域に設定することができる。印加電圧がこれより高くなると放電は急激に成長し、ガイガー-ミュラー・カウンタ領域となる。

このように比例計数管では最初のイオン対に比例した大

きな出力が得られるところから、入射荷電粒子のエネルギー測定に利用することが可能で数keV以下の低エネルギー電子線やX線のエネルギー測定に有効に利用できる。また、この細い中心電極の配位および構造を適当にとり、しかも多数の中心線による個々の計数管を同時に多数組合せて、位置分解能も上げた多線式の比例計数管が多線式比例計数管またはマルチワイヤープロポーションナルチェンバー(⇒飛跡検出器)とよばれるもので、高エネルギー実験での位置検出器として、広範に利用されている。中性子検出のための比例計数管としては、BF₃ガスを封入したBF₃カウンターがその代表的応用例である。

比例限度 [英 proportional limit, 独 Proportionalitäts-grenze, 仏 limite de proportionnalité, 露 предел пропорциональности] 部材に力を作させるとひずみが生じ、応力が分布する。応力が小さい範囲では応力とひずみは比例する。応力が大きくなると比例関係が成立しなくなる。この限界の応力を比例限度という。また、この比例関係をフックの法則という(⇒弾性限度、フックの法則)。



比例増幅器 [英 proportional amplifier, 独 proportionaler Verstärker, 仏 amplificateur proportionnel, 露 линейный усилитель] = 直線増幅器

比例動作 [英 proportional action, 独 Proportionalverhalten, 仏 action proportionnelle, 露 пропорциональное воздействие] 自動制御系の基本的な制御動作のひとつ。自動制御系における設定値入力と主フィードバック信号との差の動作信号と操作量が比例する動作をいう。この動作信号 x が時刻 t とともに変化する場合を考え、それを $x(t)$ と表す。制御対象に対する操作量 $y(t)$ が出力されたとする。このときに

$$y(t) = Kx(t) \quad (K: \text{定数})$$

の関係がある場合を比例動作という(⇒PID動作)。

非レプトンの崩壊 [英 nonleptonic decay, 独 nicht-leptonischer Zerfall, 仏 désintégration non leptonique, 露 нелептонный распад] ハドロン(強い相互作用を行う素粒子)が弱い相互作用によってハドロンの中に崩壊する現象である。安定な陽子、レプトンとハドロンに半レプトンの崩壊($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$)を行う中性子、レプトンの μ 粒子とニュートリノに崩壊する荷電 π 中間子($\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$)以外の、弱い相互作用によって崩壊するすべてのハドロンの主要な崩壊様式は非レプトンの崩壊である。奇妙な粒子の非レプトンの崩壊では、始状態と終状態のアイソスピンの差 $|\Delta I|$ は $1/2$ と $3/2$ 以上の両方が可能であるが、 $|\Delta I| = 1/2$ の部分の方が圧倒的に大きい。川口正昭、西島和彦その他によって発見されたこの経験的規則を $\Delta I = 1/2$ 規則という。奇妙なバリオンの非レプトンの崩壊に八道説を適用すると、リー-ヤングの関係が導かれる。

疲労 [英仏 fatigue, 独 Ermüdung, 露 усталость] 材料に繰返し荷重(⇒繰返し応力)がかかると、単調増加荷

重による静的破壊や、一定保持荷重によるクリープ破壊などとは異なった、この繰返し荷重下固有の微視的変化や破壊を起す。これを材料の疲労または疲れという。疲労による破壊は、一般にき裂の発生とそれにつづく安定な成長の結果として起り、破断部に平坦なき裂面が観察されることが多い。材料の疲労現象を研究したり、疲労に対する材料の強さや寿命を測定したりする目的で行う材料試験を疲労試験といい、各種の疲労試験方法が規格で決められている。疲労試験では、正弦波またはこれに一定値を重畳した荷重波形(⇒繰返し応力)のかたちで荷重を繰返し材料に与えることが多い。その際に材料が疲労により破壊するまでにかかった繰返し荷重の回数、すなわち、破断繰返し数(N_f)または疲労寿命の実験値を、その繰返し応力に対して、図1のように片対数または両対数グラフにプロットす

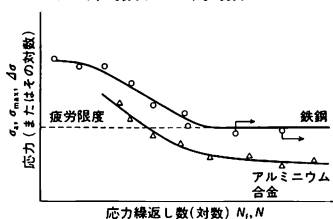


図1 疲労のS-N曲線

ることが多く、その実験点を通る曲線をS-N曲線またはS-N線図という。その場合の応力値は、応力波形の全振幅 $\Delta\sigma$, σ の最大値(σ_{\max})または片振幅(σ_a)などのうちから選ばれる。図1のように、応力が下がると N が大となるが、常温・大気中の鉄や鋼ではある限界値以下の応力では破断が起らずS-N曲線は水平になるとされている。この限界の応力レベルを疲労限度または疲れ限度という。疲労試験では、 10^7 程度以上の繰返し応力を与えても破断が生じない応力の最高値をもって疲労限度とすることが多い。疲労限度以上の応力に対しては指定された有限破断繰返し数を保証する応力を与えることになり、これを時間強度という。疲労限度と時間強度の両者を合わせて疲労強度という。S-N曲線は応力比または平均応力(⇒繰返し応力)、材料の種類や表面状態、接触雰囲気、温度などにより変形し移動する。鉄鋼以外の材料では明確な疲労限度は存在せず、S-N曲線の水平線はやや右下りになるとされている。繰返し応力のレベルが高いと、応力とひずみの関係が著しいループを描くが、このような場合の疲労は低サイクル疲労または塑性疲労といい、ひずみ振幅 $\Delta\varepsilon$ または塑性ひずみ振幅 $\Delta\varepsilon_p$ と、破損までのひずみの繰返し回数 N との間に両対数グラフ上で直線関係が成立し、これを

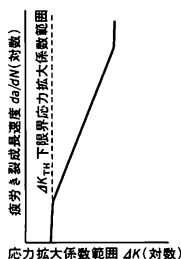


図2 疲労き裂成長の ΔK - da/dN 曲線

マンソン・コフィン則という。材料中のき裂は疲労によって進展するが、繰返し応力ごとの疲労き裂成長速度 da/dN は、き裂端の応力拡大係数(⇒破壊力学)などの破壊力学パラメーターの関数として特性づけられることが多く、これを基準に疲労過程の進行が定量的に取扱われる。ここで a はき裂寸法、 N は応力繰返し数である。図2に示すように、 ΔK をある限界値以下に下げると、成長速度 da/dN は急速に低下する。この限界値 ΔK_{TH} を疲労き裂成長の下限界応力拡大係数範囲という。

疲労強度 [英 fatigue strength, 独 Zeitschwingfestigkeit, 仏 intensité de fatigue, 露 сопротивление усталости] ⇒ 疲労

疲労限度 [英 fatigue limit, 独 Ermüdungsgrenze, 仏 limite de fatigue] ⇒ 疲労

疲労試験 [英 fatigue test, 独 Dauerversuch, 仏 essai à la fatigue, 露 испытание на усталость] ⇒ 疲労

ピロ電気 = 焦電気

広幅核磁気共鳴 [英 wide-line nuclear magnetic resonance] ⇒ 高分解能核磁気共鳴

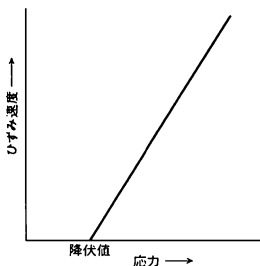
微惑星説 [英 planetesimal theory, 独 planetesimale Theorie, 仏 théorie de planétésimal, 露 планетезимальная теория] ⇒ 太陽系の起源と進化

ピン [英 pin, 独 Stift, 仏 épingle, 露 шпилька]

[1] 機械部品の位置決めや固定のため、あるいは相対的回転運動の軸として使用される機械要素である。形状は円筒形、ゆるい勾配の円錐形、半円形断面の針金を折返して二重にして円形断面としたもの(割りピン)などがある。組合せられる機械部品の一方に、一般に2本の円筒形のピンを頭に出して埋めておき、他方の部品にこのピンのはまる穴を明けておけば、ピンが穴にはまるように組立てることにより、位置決めが容易かつ正確に行える。回転軸にハンドルなどを取付けたとき、回転軸とハンドルの両方にまたがる穴を明けてそこにピンを通せば、ハンドルが回転軸に固定される。割りピンの場合は、貫通する穴に通したあとと先端を両側に曲げ開くことにより自身の脱落が防止できる。ピストン・クランク機構において、ピストンと連結棒、および連結棒とクランク腕を相対的に回転できるように結合する円筒棒をピストンピンおよびクランクピンと称する。

[2] 第二種超伝導体のなかで、磁束線の運動を阻害するように働く部分あるいはその原因となるものをピン止め中心またはピンという(⇒ピン止め)。

ビンガム塑性 [英 Bingham plasticity, 独 Bingham-Plastizität, 仏 plasticité de Bingham, 露 пластичность Бингама] 物質の変形に当り、応力が小さい間は弾性変形を示すが、応力がある限界値を超えると流動を示す性質をいう。ひずみ速度と応力との関係は図に示すように横軸



を切る直線で表される。横軸を切る限界応力を応力の降伏値といい、流動部分の傾きの逆数を塑性粘度という。土壌、金属などの一般の硬い塑性体は、降伏値を示した後、変形が急激に増大してしまう。これに対してビンガム塑性では流動は一定の粘性を示す点に特徴があり、これらを軟塑性体という。ペイント、練歯磨、靴クリーム、マヨネーズなどの流動はビンガム塑性を示す。

ビンガム流動 [英 Bingham flow, 独 Bingham-Strömung, 露 течение Бингама] 塑性流動の一種。ずり応力を τ 、ずり速度を D として流動特性が $\tau = f = \eta_p D$ ($\tau \geq f$) の関係で表される流れ。ここで f は降伏応力、 η_p は塑性粘度とよばれる物質固有の定数である。また、こうした挙動を示すものをビンガム流体という。ペイント、練歯磨、バター、泥状流動体(slurry)のなかにこのような特性を示すものがある。管内で圧力を加えてやると中心部が固体状の栓流(slug flow)として移動することがある。 $f \rightarrow 0$ の極限でビンガム流動はニュートン流動に一致する。

ピンクノイズ [英 pink noise, 露 розовый шум] 各オクターブ帯域内に含まれる成分の強さが、周波数に無関係に一定な広帯域ノイズ。一般に電氣的な雑音信号は、単位周波数に含まれる成分の強さが周波数に無関係に一定になる白色雑音に近い性質をもっているため、ピンクノイズは、こうした雑音信号を周波数補正回路(積分回路)に通してつくれる。ピンクノイズは、各種音響計測の音源信号として使われる。

pin ダイオード [英 p-i-n diode] ⇒ pin (p-i-n) 接合

ピンチ [英 pinch, 独 Pinch, 仏 pincement, 露 пинч] プラズマ中に電場を加えて電流を誘起させると、それによって発生する磁場のローレンツ力によって、プラズマ柱が強い圧縮を受け絞られ、さらにはそのために加熱され高温のプラズマが発生する。このような現象をピンチという。電流を誘起する方法によって、 θ ピンチ、直線ピンチ、スクリュウピンチ、ハードコアピンチなどがある。

ピンチ特異性 [英 pinch singularity, 露 пинч-сингулярность] 複素関数の特異性の一種。2変数の解析関数 $f(x, z)$ が与えられたとき、積分

$$F(z) \equiv \int_{\Gamma} f(x, z) dx$$

で定義される解析関数 $F(z)$ の特異点を調べるという問題を考える。ここに積分路 Γ は、複素平面上の2点 a, b を結ぶ曲線を表す。 $F(z)$ を z について解析接続していくとき、 $f(x, z)$ が積分路 Γ 上で特異点をもつことがあっても、コーシーの定理によって積分路が変形できるから、それは一般には $F(z)$ の特異点を与えない。 Γ の変形ができなくなるのは、(1) $f(x, z)$ の特異点がちょうど端点 $x=a$ または $x=b$ 上に現れる場合と、(2) $f(x, z)$ の2つの特異点が積分路を両側からはさんでしまう場合である。(1)の場合をエンドポイント特異性、(2)の場合をピンチ特異性とよび、 $F(z)$ の特異点を与える。たとえば

$$F(z) = \int_{-1}^{+1} \frac{dx}{x^2 - z}$$

は、 $z=+1$ でエンドポイント特異性を、 $z=0$ でピンチ特異性を示す。以上の議論は、一般的多変数解析関数の場合、すなわち

$$F(z_1, \dots, z_n) \equiv \int_{\Gamma} f(x_1, \dots, x_m; z_1, \dots, z_n) dx_1 \cdots dx_m$$

にも拡張される。ここに積分路 Γ は m 次元の多様体であ

って、その数学的取扱いはホモロジー論を用いて定式化される。場の量子論では、ファインマン積分(⇒ファインマン・ダイヤグラム)の解析性を調べるのに応用されている。

頻度因子 [英 frequency factor, 独 Frequenzfaktor, 仏 facteur de fréquence, 露 частотный фактор] 実験的に求められた化学反応速度定数 k は、アレニウスの式

$$k = A \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right)$$

でその温度依存性がよく説明される。ここで、 A を頻度因子または前指数因子、 E_a を(1mol 当りの)活性化エネルギーとよぶ。ただし、 R は気体定数である。2 種類の分子が衝突して化学反応を引き起こす場合を考えると、 A は単位濃度、単位時間当りの衝突頻度を、指数関数部分は分子の衝突のうちその相対運動の運動エネルギーが 1mol 当り E_a 以上であるものの割合をさすと解釈できる。ただし、この考えかたは、反応分子を構造をもたない剛球とみなす単純な衝突論に基づいている。したがって、 A をその名の通りの物理的内容をもつものと厳密に考えるよりも、単に、実験的に上式から定まる速度定数のひとつのパラメーターと解釈するべきである。

ピン止め [英 pinning, 露 закрепление] 変形できる(弾性的)物体の運動を阻害する機構、すなわち摩擦の原因となる機構の総称。特に第二種超伝導体および電荷密度波(CDW)状態で注目されている。ピン止めの原因となるのは結晶中の不純物、空孔、転位、析出物、結晶粒界などの結晶欠陥であり、これらはピン止め中心とよばれる。

第二種超伝導体では、ピン止め中心と磁束線の相互作用は関係するエネルギーの種類によって、次のような3つの場合に分けられる。(1) 超伝導の凝縮エネルギーが場所

的に変化している場合、(2) ピン止め中心のもつひずみ場の弾性エネルギーが磁束線によって変化する場合、(3) 磁束線の磁気的なエネルギーがピン止め中心によって変化する場合である。このように、ピン止め中心が原因となつて、磁束線系に対して働くある種の静止摩擦力をピン止め力という。臨界電流密度を j_p とすれば、試料内の磁束密度を B として、ピン止め力 F_p は $F_p = |j_p \times B|$ と表すことができる(⇒磁束フロー)。ピン止め力の大きさは、当然、個々のピン止め中心の特性、その密度などによるが、そのほかに磁束線格子の状態にも強く依存している。磁束線格子の変形のしやすさは、ピン止め力に寄与する重要な要素のひとつである。特に、無秩序に分布したピン止め中心によって、0 でない有限のピン止め力の値が得られるのは、磁束線格子が非可逆的にひずむからであるとされている。非理想第二種超伝導体が示すいろいろなヒステリシスは、駆動力の反転に対してピン止め力が反転するという事実によっているが、このことももとをたどれば磁束線格子の非可逆的な性質に関連しているといえる。ピン止め力 F_p の磁束密度 B 、温度 T 依存性に関しては、 $F_p = Q[B_{c2}(T)]^m f(b)$ の形のスケーリング則が成り立つことが多い。ここで、 Q は係数、 $B_{c2}(T)$ は上部臨界磁束密度、 $b = B/B_{c2}$ である。指数 m 、関数形 $f(b)$ はピン止めの状態によって変わる量である。 F_p の温度変化は、 $B_{c2}(T)$ を通じて現れ、一般に温度とともに減少する。 F_p の磁場依存性は、臨界状態模型を用いて超伝導体の電磁現象を求める際に重要である。ピン止めは超伝導線材にとってその臨界電流を決定する重要な要素のひとつである。最適なピン止め状態を得るために、いろいろな線材処理法が考えられている。

貧溶媒 [英 poor solvent] ⇒ 高分子溶液

ふ

ϕ^3 理論 [英 ϕ^3 theory, 独 ϕ^3 Theorie, 仏 $\text{théorie } \phi^3$, 露 теория ϕ^3] 場の量子論において ϕ^3 相互作用をもつ理論。相対論的場の量子論の最も簡単な例として用いられる。詳しくいうと、この理論のラグランジアン密度は、スカラー場 $\phi(x)$ の自由場のラグランジアン密度

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_\alpha} \frac{\partial \phi}{\partial x_\alpha} + \mu^2 \phi^2 \right)$$

に、相互作用ラグランジアン密度

$$\mathcal{L}_I = \frac{g}{3!} \phi^3$$

を付け加えたものである。ここに μ と g はそれぞれ質量および結合定数である。この理論は、 ϕ^3 が定符号でないため安定な真空をもたず、健全な理論ではない。摂動級数 (\Rightarrow 摂動論) も発散することが知られている。しかし、摂動の有限次までを考える限りでは不都合なことは起らない。四次元時空では、紫外発散は二次の自己エネルギーにおいてのみであり、超くりこみ可能 (\Rightarrow くりこみ理論) である。六次元時空では g が無次元の量で、通常のくりこみ可能な理論となる。それゆえこの場合は、くりこみ群考察の例として利用される。

ファイバーオプティクス [英 fiber optics, 独 Faser-optik, 仏 optique des fibres, 露 волоконная оптика] 光を光線または導線モードの形で、光ファイバー中に伝搬させることによって、いろいろな働きを行わせる技術の総称。光の管(ライトパイプ, light pipe)を通して光を伝送することは、非常に古くから装飾ガラス器具などに用いられていたが、科学的目的への使用は 1927 年の J. L. Baird, 1930 年の C. W. Hansell によるガラスファイバー束によるテレビ画像の伝送, 1930 年 H. Lamm によるガラスファイバー束の胃カメラへの応用の提案が最初である。実際に研究が行われるようになったのは 1950 年以後で、ファイバーオプティクスの用語は 1956 年 N. S. Kapany によって提唱されたものといわれている。

使用目的によりファイバー 1 本と多数をまとめて束にしたものに分類されるが、前者の代表的応用例は光通信 (\Rightarrow 光ファイバー) で、このほか屈折率、温度、圧力などの物理量測定用のセンサーとして光計測に用いられる。屈折率分布型ファイバーを短い長さに切断した形のはレンズとして作用し、光通信用光回路や複写材などに用いられている。後者では普通、ファイバー束の両端面の配列を同じにそろえたものが用いられ、可視性をもつ長さの長いものはファイバースコープとよばれ、内視鏡などに用いられる。ファイバー束の長さが短く、したがって板状または棒状のものは、ブラウン管や像増倍管のフェイスプレートや写真レンズの焦点板などに用いられる。なおこれらの場合、ファイバー 1 本 1 本は光の明暗を伝送するだけの働きをしているので、得られる画像の解像力はファイバーの直径で決まることになる。なお特殊な例として、ファイバー束の両端面の形状・配列を変えたものが、ファクシミリや光学像の再配列、暗号文の作成などに用いられている。

ϕ^4 理論 [英 ϕ^4 theory, 独 ϕ^4 Theorie, 仏 $\text{théorie } \phi^4$, 露 теория ϕ^4] 場の量子論において ϕ^4 相互作用をもつ理論。相対論的場の量子論の簡単な例として用いられる。詳しくいうと、この理論のラグランジアン密度は、スカラー場(あるいは擬スカラー場) $\phi(x)$ の自由場のラグランジアン密度

$$\mathcal{L}_0 = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_\alpha} \frac{\partial \phi}{\partial x_\alpha} + \mu^2 \phi^2 \right)$$

に、相互作用ラグランジアン密度

$$\mathcal{L}_I = -\frac{\lambda}{4!} \phi^4$$

を付け加えたものである。ここに μ と λ はそれぞれ質量と結合定数である。この理論は $\lambda > 0$ のとき安定な真空をもち、健全な場の量子論の最も簡単な例を与える。二次元時空では、ノーマル積をとれば紫外発散がまったくなく、構成場の理論においてワイトマンの公理系を満たすことが厳密に証明されている。この結果は三次元時空の場合にも拡張される。他方、五次元以上の時空では、 ϕ^4 理論は数学的に意味のある理論にならないことがわかってい

る。四次元時空の場合、 ϕ^4 理論は λ が無次元の量になるので、通常のくりこみ可能 (\Rightarrow くりこみ理論) な理論である。それゆえ、くりこみ群の考察に利用される。 ϕ^4 理論を複素スカラー場に拡張した理論、すなわち

$$\mathcal{L} = -\left(\frac{\partial \phi}{\partial x_\alpha} \frac{\partial \phi}{\partial x_\alpha} + \mu^2 \phi^* \phi \right) - \frac{\lambda}{4!} (\phi^* \phi)^2$$

(\dagger はエルミート共役) をラグランジアン密度にもつ理論もしばしば考察される。特に $\mu^2 < 0$ とした場合は、ゴールドストーン・モデルとよばれ、ゴールドストーンの定理の最も簡単な例として有名である。

ファイル [英 file, 独 Datei, 仏 fichier, 露 файл] 情報処理の目的で、1 単位として扱われる関係したレコードの集まり。一定の規則に従って編成された、論理的に意味をもつデータの集合とみなすことができる。また外部記憶装置に蓄えられた情報を漠然とよぶことがある(たとえばディスクファイル)。ファイル上のレコードの配列順序には次のようなものがある。(1) 順編成、(2) 区分編成、(3) 直接編成、(4) 索引順編成、(5) 仮想記憶編成。これらはファイルの処理目的に応じて選択される。最近は内容を高度に構造化したファイルの集合、すなわちデータベースを活用するシステムが急増しており、データベース管理方式(DBMS)が電子計算機システムの運用上極めて重要な要素となってきており、その研究や関連プログラムの開発が盛んに行われている。

ファイル保護リング [英 file protection ring, 独 Bandsicherungsring, 仏 anneau de protection d'enregistrements sur bande, 露 кольцо защиты файла] = 書込み許可リング

ファインマン Feynman, Richard Phillips 1918. 5. 11 - 1988. 2. 15 アメリカの物理学者。ニューヨーク市に生れる。マサチューセッツ工科大学に学び、1939 年に理学士。さらにプリンストン大学大学院に進み、J. A. Wheeler の下で 1942 年に理学博士となる。同年プリンストンで原子爆弾開発のマンハッタン計画に加わり、翌年ロスアラモス研究所が開設されたとき H. A. Bethe を長とする理論グループに入り、G. Chew や E. Teller, V. F. Weisskopf らとともに 1945 年まで働いた。1945 年から 1950 年まで Bethe の率いるコーネル大学物理学教室で助教授。後にノ

ーベル賞を授けられる量子電磁力学の研究はプリンストンで始まりコーネルで完成したのである。1950年カリフォルニア工科大学客員教授(後に教授)となり、1959年にはトールマン教授の称号を得た。量子電磁力学の定式化を模索中に着想を得て1946年に発表していた経路積分のアイデアを、液体ヘリウムのロトンやイオン結晶のポーラロンに適用して成功。また M. Gell-Mann と協力して素粒子現象に関する多彩な研究を展開した。彼の物理の描像は静的でなく運動感覚を帯びかつ数学的表現に直結している。既成の理論によることなく独自の角度から自然を見る可能性を試す点でも傑出している。量子電磁力学への寄与に対して1954年アインシュタイン賞、1965年 J. Schwinger, 朝永振一郎とともにノーベル物理学賞を受賞。このほかファインマン・ダイアグラムの発明をはじめとする場の量子論への貢献に対してローレンス賞を受賞している。また優れた教育者としても知られ、1960～62年に行った物理学入門の講義録には邦訳もある。[主著] *Quantum Electrodynamics*, 1961; *Theory of Fundamental Processes*, 1961; *Feynman Lectures on Physics* (全3巻), 1963～64; *Quantum Mechanics and Path Integrals* (A. R. Hibbs と共著), 1966。

ファインマン・カツツの公式 [英 Feynman-Kaz formula, 仏 formule de Feynman-Kaz, 露 формула Фейнмана-Каца] ⇒ ファインマンの経路積分

ファインマン・グラフ [英 Feynman graph, 独 Feynman Graph, 仏 graphe de Feynman, 露 график Фейнмана] = ファインマン・ダイアグラム

ファインマン・ゲージ [英 Feynman gauge, 仏 jauge de Feynman, 露 калибровка Фейнмана] ⇒ ゲージ固定

ファインマン・スケーリング [英 Feynman scaling, 仏 échelonnage de Feynman, 露 скейлинг Фейнмана] ⇒ パートン模型, インクルーシブ反応

ファインマン・スペクトル [英 Feynman spectrum, 独 Feynman Spektrum, 仏 spectre de Feynman, 露 спектр Фейнмана] 液体ヘリウム⁴(⁴He)中の素励起に関して, R. P. Feynman が導いたエネルギースペクトル。1954年, Feynman は物理的な考察により液体ヘリウム⁴の励起状態に対する波動関数 Ψ が近似的に

$$\Psi = \left[\sum_{i=1}^N f(r_i) \right] \Psi_0 \quad (1)$$

で表されることを示した。ただし, r_i は i 番目の⁴He 原子の位置ベクトル, Ψ_0 は基底状態の波動関数, N は原子の総数である。容易にわかるように, 式(1)の波動関数はボース統計の要求を満たしている。試行関数 Ψ は Ψ_0 と直交するとし, 全ハミルトニアン H の Ψ に対する期待値が最小になるよう, すなわち変分原理により $f(r)$ を求めると $f(r) = \exp(iq \cdot r)$ が得られる。ここで q は素励起の波数ベクトルである。また, これに対応する励起エネルギー $E(q)$ は

$$E(q) = \frac{\hbar^2 q^2}{2MS(q)} \quad (2)$$

と表される。ただし, M は⁴He 原子の質量, $S(q)$ は液体ヘリウム⁴の構造因子である。式(2)をファインマン・スペクトルという。 $S(q)$ は X 線または中性子回折により実験的に直接測定できる量で, それを用いると式(2)から $E(q)$ が求められる。こうして求められるロトンの \hbar は, 実

験値のほぼ2倍となる。変分原理を用いているから, 式(2)の $E(q)$ が厳密値より大きくなるのは当然の結果ともいえる。式(1)の試行関数の改良によって, 理論と実験との一致をさらによくすることも可能である。

ファインマン積分 [英 Feynman integral, 独 Feynman Integral, 仏 intégrale de Feynman, 露 интеграл Фейнмана] ⇒ ファインマン・ダイアグラム

ファインマン則 [英 Feynman rule, 独 Feynman Regel, 仏 règle de Feynman, 露 правило Фейнмана] ⇒ ファインマン・ダイアグラム

ファインマン-ダイソン法 [英 Feynman-Dyson method, 独 Feynman-Dyson Methode, 仏 méthode de Feynman-Dyson, 露 метод Фейнмана-Дайсона] ⇒ ファインマン・ダイアグラム

ファインマン・ダイアグラム [英 Feynman diagram, 独 Feynman Diagramm, 仏 diagramme de Feynman, 露 диаграмма Фейнмана] 場の量子論における S 行列やグリーン関数を計算する最も標準的な方法は, 摂動論のファインマン-ダイソン法である。相互作用ラグランジアン密度を $\mathcal{L}(x)$ とするとき, S 行列は形式的に

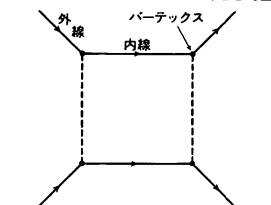
$$S = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i^n}{n!} \int d^4x_1 \cdots \int d^4x_n T(\mathcal{L}_I(x_1) \cdots \mathcal{L}_I(x_n))$$

と書き表される。ここで T は T 積(⇒時間順序積)を表す。各次数の被積分関数にウィックの定理を適用してノーマル積の一次結合の形に書き直す。このときの各項を組織的に見落しなく書き下すために, ファインマン・ダイアグラム(ファインマン・グラフ)が用いられる。1つのファインマン・ダイアグラムは, いくつかのバーテックス(頂点)と, いくつかの内線および外線とからなる。バーテックスは, それぞれ時空点 x_1, \dots, x_n に対応するものである。内線は2つのバーテックス x_i と x_j をつなぐ線分である。これは通常1種類の場合(特別な場合には2つの相異なる場が関与することもある) $\phi(x)$ のファインマンのグリーン関数

$$\langle 0 | T(\phi(x_i) \bar{\phi}(x_j)) | 0 \rangle$$

に対応する。ここに $|0\rangle$ は真空, $\bar{\phi}$ は ϕ に共役な場を表す。 ϕ の粒子の種類をわかりやすく区別するために, 実線, 点線, 波線などが利用される。また $\bar{\phi} \neq \phi$ の場合には, x_j から x_i の方向に矢印をつけて向きを指示する。外線は, 1つのバーテックスだけから出ている線である。これはノーマル積のなかの消滅演算子および生成演算子に対応する。ファインマン式記法では, 消滅演算子に相当する外線を下方に, 生成演算子に相当する外線を上方に書くが, ダイソン式記法では, 前者を左方に, 後者を右方に書く。これは時間軸を縦にとるか横にとるかに対応する習慣である。外線についても, 内線と同じく粒子の種類に応じた実線, 破線, 波線, それに矢印を用いる。

ファインマン・ダイアグラムは, 四次元時空中での素粒



ファインマン・ダイアグラムの例

子の仮想多重散乱を模式的にかいたものといえる。ただし反粒子は時間に逆行して進む粒子とみる。最初ファインマンの陽電子論では、こういう直観的な考え方からファインマン・ダイアグラムが導入された。しかし、正しくはファインマン・ダイアグラムは位相的な図形、すなわちグラフ理論というグラフとして与えられるべきである。ただしグラフには外線はないので、ファインマン・ダイアグラムをグラフに対応させるときには、しばしばすべての外線の開放端を1つの仮想的なバーテックスに集めて考える。たとえば、こうして得られるグラフがプラナ(平面上に線の交差なしにかけること)のとき、もとのファインマン・ダイアグラムをプラナダイアグラムとよぶ。1つのバーテックスにどのような種類の線が何本集まるかは、 $\mathcal{G}_1(x)$ がどんな項を含むかによって決る。また、ファインマンのグリーン関数の形は、自由場のラグランジアン密度によって決る。一般に、与えられたラグランジアン密度からバーテックス、内線、外線にどのような量に対応させるかを与える規則を、ファインマン則という。ファインマン・ダイアグラムにファインマン則を適用すると、1つの確率振幅が得られる。これをファインマン振幅とよぶ。特定の外線の組をもつようなファインマン振幅をすべて足し合わせると、散乱振幅が得られる。ただし、この場合ファインマン・ダイアグラムとしては連結したものだけを考えれば十分である。

フェルミ統計に従う場合は通常双一次式あるいはその積の形でラグランジアン密度に含まれるので、ファインマン・ダイアグラムではフェルミ場の矢線はその向きにひと続きの折れ線となる。それゆえ、外線からスタートしない限り、必ずもとに戻ってこなければならない。つまりフェルミ場の内線が閉多角形を構成することになる。これを閉じたループとよぶ。他方、内線の種類を問わないで考える内線の閉多角形を、単にループあるいはサーキットという。

ファインマン振幅の計算は、通常運動量空間で行われる。連結ファインマン・ダイアグラム G において、バーテックスの数を n 、内線の数を N とするとき、独立なループの数は

$$L = N - n + 1$$

で与えられる。そして G に対応するファインマン振幅は $4L$ 重の積分となる。この積分をファインマン積分とよぶ。ファインマン積分の被積分関数は、ファインマンのグリーン関数の四次元フーリエ変換の積であって、形式的に四元運動量の有理関数である。ただし、その分母は積分領域内で0をもつもので、エネルギー変数に関する積分は実軸上の極を避ける複素積分として定義される。

ファインマンの関係式 [英 Feynman relation, 仏 relation de Feynman, 露 соотношение Фейнмана] 液体中に、分散関数が $\omega(k)$ で表される素励起が存在するとき、液体の構造因子 $S(k)$ と分散関数 $\omega(k)$ の間には、

$$\omega(k) = \frac{k^2}{2MS(k)}$$

という関係が成立する。これを、ファインマンの関係式とよぶ。 M は粒子の質量である。動的構造因子 $S(\omega, k)$ を $S(\omega, k) \approx NS(k)\delta(\omega - \omega(k))$ と近似して、総和則

$$\int_0^\infty \omega S(\omega, k) d\omega = \frac{Nk^2}{2M}$$

を用いれば、ファインマンの関係式を示すことができる。

ここで、 N は粒子数である。 $S(k)$ は、X線や中性子線の散乱強度を与えるので、散乱の実験から分散関数 $\omega(k)$ がわかる。なお、この関係式は、R. P. Feynman が液体ヘリウムII中のロトンのスペクトルを説明するために最初に用いた。

ファインマンの経路積分 [英 Feynman path integral, 独 Feynman Wegintegral, 仏 intégrale des trajectoires de Feynman, 露 континуальный интеграл Фейнмана] 量子力学的な粒子が時刻 $t=0$ に空間の点 $a=(a_1, \dots, a_n)$ を出て、時刻 T に点 b に来るという事象の確率振幅 $G(b, a; T)$ を、 a から b にいたる各「経路 $x(t)$ の確率振幅」の和として表す表式のこと。ただし $x(0)=a, x(T)=b$ である。1948年にR. P. Feynmanが提出し、極低温における液体ヘリウムのロトン励起やイオン結晶のポーロン励起の理論に応用した。場の量子論にも拡張されて、正準量子化法に代わる1つの量子化の方法として広く用いられ、特に非可換ゲージ理論の量子化(⇒非可換ゲージ理論)や有効ポテンシャル、集団座標の導入などにおいて非常に有効であった。質量 m の粒子がポテンシャル $V(x)$ の場合運動する場合、経路の確率振幅は

$$N \exp\left[(i/\hbar) \int_0^T \left\{ (m/2) (dx(t)/dt)^2 - V(x(t)) \right\} dt\right]$$

で与えられる(N は形式的な規格化定数)。点 a, b を結ぶあらゆる経路にわたる和(積分)というのは

$$G(b, a; T) = \lim \int \frac{d^n x_N}{\Delta_N} \dots \int \frac{d^n x_1}{\Delta_1} \times \exp\left\{ \frac{i}{\hbar} \sum_{k=0}^N \left\{ \frac{m}{2} \left(\frac{x_{k+1} - x_k}{\Delta t_k} \right)^2 - V(x_k) \right\} \Delta t_k \right\} \frac{1}{\Delta_0}$$

の意味である。ただし、時間軸上の区間 $[0, T]$ を分点 $0=t_0 < t_1 < \dots < t_N=T$ で区切り、 $\Delta t_k = t_{k+1} - t_k$ 、 $\Delta_0 = (2\pi i \hbar \Delta t_k / m)^{1/2}$ とおいた。 \lim は分割を細かくした極限を意味する。粒子の出発点が分布している場合

$$\varphi_T(b) = \int G(b, a; T) \psi_0(a) d^n a$$

は、シュレーディンガー方程式 $i\hbar(\partial/\partial T)\varphi_T = H\varphi_T$, $H \equiv -(\hbar^2/2m) \sum_{j=1}^n (\partial^2/\partial b_j^2) + V(b)$ の初期データ ψ_0 に対する

解を与える。いいかえれば、 G は演算子 $e^{-iHT/\hbar}$ の積分核である。上の \lim が強収束の意味でこの積分核を与えることは Trotter 公式を用いて証明される(E. Nelson, 1964年)。ポテンシャルのあるクラスに対しては一様収束もいえる(藤原大輔, 1974年)。上の経路積分は実は「経路の折れ線近似」にわたる(逐次)積分の極限にすぎない。Feynmanの物理的アイデアに忠実に、これを経路のすべてにわたる積分として表すため「経路の空間に測度を入れる」努力もなされているが成功していない。時間 T を虚数にして $T/\hbar = -i\beta$ ($\beta > 0$) とおくと $e^{-\beta H}$ は統計力学における密度行列になる(ただし規格化されていない)。その積分核 ρ は、経路の空間の上のウィナー測度 μ による経路積分で表せる(M. Kaz, 1951年)。すなわち

$$\rho(b, a; \beta) = \int \exp\left[-\int_0^\beta V(x(t)) dt\right] d\mu(x(\cdot))$$

これがファインマン-カッツの公式である。証明には Trotter 公式を用いるものや確率論の方法によるものがある。これは量子力学のハミルトニアン^の数学的性質を調べるのに利用され、またユークリッド場の理論に拡張され

て有力な武器になっている。

ファインマンの定理 [英 Feynman theorem, 独 Feynman Theorem, 仏 théorème de Feynman] = ヘルマン-ファインマンの定理

ファインマン-ロス法 [英 Fineman-Ross' method, 独 Fineman-Ross Methode, 仏 méthode de Fineman-Ross, 露 метод Файнмана-Росса] 単量体反応性比を算出する方法のひとつ。2種類の単量体 M_1 , M_2 の共重合反応において、2種の生長高分子鎖末端と2種の単量体との間の4つの反応の速度定数をそれぞれ k_{11} , k_{12} , k_{21} , k_{22} とすると、生成共重合体組成と単量体混合物組成との間に次の関係が成り立つ。

$$\frac{d[M_1]}{d[M_2]} = \frac{[M_1]}{[M_2]} \frac{r_1[M_1] + [M_2]}{[M_1] + r_2[M_2]}$$

ここで $r_1 = k_{11}/k_{12}$, $r_2 = k_{21}/k_{22}$ が単量体反応性比である。単量体混合物比を $[M_1]/[M_2] = F$, 共重合体組成比を $d[M_1]/d[M_2] = f$ とおいて上式を変形すると次式が得られる。

$$\frac{F}{f}(f-1) = \frac{F^2}{f} r_1 - r_2$$

種々の F での実験で得られる f から $F(f-1)/f$ と F^2/f の関係を図にかくと直線となり、その傾きから r_1 , 切片から r_2 がそれぞれ求められる(⇒単量体反応性比)。

ファウラー, R. H. Fowler, Sir Ralph Howard 1889. 1.17-1944.7.28 イギリスの理論物理学者。エセックスの生れ。ケンブリッジ大学トリニティー・カレッジなどに学び、1923年ケンブリッジ大学の応用数学教授となる。統計力学の天体物理学、物性論への応用に関して多くの研究がある。1922年統計力学の基礎に関して C. G. Darwin と共同で、ボルツマン分布則などを数点法を用いて数学的に厳密に導出するファウラー-ダーウィンの方法を確立。また、同年には気体化学反応に関する研究も行っており、この問題はその後も引続いて取扱っている。1925年星の内部構造への統計力学の応用を E. A. Guggenheim と共同で行い、1933年には J. D. Bernal とともに氷の構造について研究。このほか強電場における金属表面からの電子放射の研究(1928年, L. W. Nordheim と共同)、表面張力の統計力学の研究(1937年発表)がある。彼は、系を構成する部分間の相互作用の存在が、本質的に関連している現象を協力現象と定義した。[主著] *Statistical Mechanics*, 1936; *Statistical Thermodynamics* (E. A. Guggenheim と共著), 1939。

ファウラー, W. A. Fowler, William Alfred 1911.8.9- アメリカの天体核物理学者。ピッツバーグに生れる。オハイオ州立大学に学び、博士号は1936年にカリフォルニア工科大学で取得した。1939年に同大学教授となり、今日に至る。現在は同大学名誉教授。カリフォルニア工科大学のクロック放射線研究所に所属して原子核実験を行った。1950年代からは恒星の内部で起っている原子核反応が研究の中心になり、天体核物理学という新分野を確立した。1954年ごろには主系列星の内部で水素がヘリウムに核融合する反応の詳しい実験的研究を行った。1954~55年にはイギリス・ケンブリッジ大学のキャベンディッシュ研究所に滞在し、G. R. および E. M. Burbidge 夫妻との共同研究を通じて、研究の方向はより天体物理的となり、元素の起源論へと発展した。成果は1958年に集大成されたが、それは共著者名を含めた頭文字を採

って B²FH 理論(H は F. Hoyle)と略称され、元素の起源論の大枠を定めるものとなった。1960年にはI型およびII型の超新星爆発について、それぞれの引金となる現象を論じた。その根本は今日の理論でも変わっていない。そのほか、太陽の中心部での核融合に伴って発生する太陽ニュートリノに関する諸問題(1964年ごろへ)、一般相対性理論の効果が問題となる超大質量の星の安定性に関する議論(1964年)をはじめとして、天体と原子核反応の関係する多くの問題に重要な足跡を残した。それと同時に、彼は原子核反応断面積の測定にも関与し、天体内部における核反応率を表にして常に整備している。彼は新しい現象や解釈について、常に豊富なアイデアを提出してきた人であるが、科学を真に進めているのは基礎的なデータをこつこつと出している人達であるという思想をもっている。彼が核反応率の表をつくり続けているのも、それに支えられているのであろう。内外の大学や学会からの賞の他に、1983年には、恒星の進化と元素の起源の研究に対して、S. Chandrasekhar と連名で、ノーベル物理学賞が授与された。

ファウラー-プロット [英 Fowler plot, 仏 courbe de Fauler, 露 график Фаулера] ⇒ 光電効果

ファウンテン効果 = 噴水効果

ファデーエフ方程式 [英 Faddeyev equation, 独 Faddejev Gleichung, 仏 équation de Faddeev, 露 уравнение Фаддеева] ⇒ ファデーエフ理論

ファデーエフ-ポポフ-ゴースト [英 Faddeyev-Popov ghost, 露 дух Фаддеева-Попова] ⇒ 非可換ゲージ理論

ファデーエフ理論 [英 Faddeyev theory, 独 Faddejev Methode, 仏 théorie de Faddeev, 露 теория Фаддеева] 粒子間に近距離力が作用する三粒子系の系の散乱を理論的に扱うために1963年に L. D. Faddeyev が導いたファデーエフ方程式に基づく三粒子系の散乱理論をいう。ファデーエフ方程式の積分核を二粒子散乱振幅のべきで展開すると、六次までそれ以上の項は複素エネルギー面上で実軸を除き完全連続であり、実軸上では有限個の離散的固有値をもつのみである。その結果、ファデーエフ方程式の解は一意であることを Faddeyev が証明した。Faddeyev はさらに三粒子系の散乱状態の波動関数漸近波は完全性を満たすことを示した。Faddeyev は方程式を運動量表示で扱って、これらの証明をしたが、その後1972年に R. J. Iorio と M. O'Connell によって、1974年には J. Ginibre と M. Moulin によって、座標表示で証明がなされた。

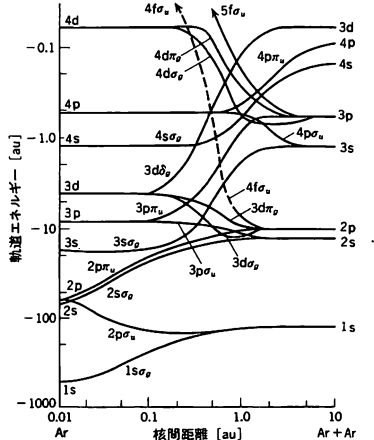
ファノ因子 [英 Fano factor, 独 Fano-Faktor, 仏 facteur Fano, 露 фактор Фано] 荷電粒子が物質に入射するとき、物質中の原子が電離される。この際、電離の数(電離によるイオン・電子対の数) n_i の平均値 \bar{n}_i は、吸収エネルギーに比例する。1個の電離が生じるのに必要なエネルギーを W 値とよぶ。電離数は平均値を中心にばらつきをもつが、その標準偏差 δ を

$$\delta = F \bar{n}_i$$

とおくと、 F をファノ因子とよぶ。もし個々の電離現象の間に相関がなく、常に一定のエネルギー W が費やされるとすると、 n_i の分布はポアソン分布となり、 $F=1$ となることが示されている。実際は、電離のみではなく励起にもエネルギーが費やされること、電離を起したとき、そのエネルギーの一部が電子の運動エネルギーになることなどのため、 $F \leq 1$ となることが知られている。半導体検

出器などでは、その出力が電離数に比例する。したがって、そのばらつきが大きいと、エネルギー分解能を悪くする原因となる。シリコンでは $F=0.1$ であるが、このことが半導体検出器としての性能をよくしている1つの原因である。

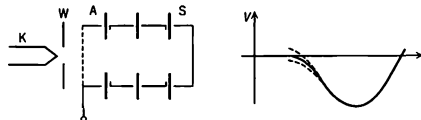
ファノ-リヒテン理論 [英 Fano-Lichten theory, 独 Fano-Lichten-Theorie, 仏 théorie de Fano-Lichten, 露 теория Фано-Лихтена] 同じ原子番号をもつイオンと原子との低速度衝突(対称衝突)における内殻電子励起を説明する理論。内殻電子励起(さらに自動電離, または特性 X 線放出を行う)の確率の, 入射イオンのエネルギー, 衝突径数(またはこの2つで決るイオン・原子の最近接距離), 入射イオンのイオン価数などに対する依存性を定性的に説明する。遅い相対速度でのイオン・原子衝突では, 両方が接近したとき, 一時的に分子イオンを形成し, 電子はこの分子イオンの分子軌道にあると考えられる。U. Fano と W. Lichten は水素分子イオン (H_2^+) のポテンシャルエネルギー曲線をもとに対称イオン・原子衝突を考察するのに適した等核二原子分子の透熱的な分子軌道エネルギー対応図(⇒透熱ポテンシャル, 対応図)を推定し, これに基づいて対称衝突における内殻励起を説明した。例として Ar-Ar イオンおよび Ne-Ne イオンに対するファノ-リヒテン理論を紹介する。まず Ar_2 分子の透熱的な分子軌道エネルギー対応図は図のように推定される。種々の価数の



Ar 分子イオンの分子軌道エネルギー対応図も, ほぼ Ar_2 分子のそれと同様と考えられるので, この対応図は Ar と種々の価数の Ar イオンとの衝突にも用いられる。この図から分離原子の極限で Ar (または Ar イオン) の 2p 原子軌道と結びついている分子軌道のエネルギー曲線の1つ ($4f\sigma_u$, 図中の破線)は核間距離 0.5 原子単位付近で, 分離原子の極限で主量子数 3 または 4 の原子軌道に移行する分子軌道のエネルギー曲線 ($3p\pi_u, 4p\sigma_u, 4p\pi_u$) と交差していることがわかる。ところで電子が占有している分子軌道と空の分子軌道のエネルギー曲線が交差する核間距離付近では, この2つの分子軌道のパリティ(偶奇性)が同じで, 角運動量の分子軸方向の成分の量子数が等しいかまたは 1 だけ異なっているならば, 電子間相互作用または回転結合項によって, 電子は占有している分子軌道から空の分子軌道に遷移することができる。したがって Ar-Ar イオンの

衝突では, 最近接距離が 0.5 原子単位以下であれば, $4f\sigma_u \rightarrow 3p\pi_u, 4p\sigma_u, 4p\pi_u$ の遷移が起り, 衝突後, 内殻励起 ($2p \rightarrow 3p, 3s, 4p$) した Ar または Ar イオンができる。Ne₂ に対する分子軌道エネルギー対応図は縦軸, 横軸のスケールを除いて Ar_2 の場合とほぼ同じである。したがって Ne-Ne イオン衝突においては, $1s \rightarrow 2p$ の内殻励起は $2p\sigma_u \rightarrow 2p\pi_u$ の遷移によってのみ可能なので, Ne と Ne イオンが十分接近しなければ内殻励起は起らない。また $2p\pi_u$ の空の数は Ne イオンのイオン価数に依存しているので, Ne²⁺ イオンによる内殻励起確率は Ne⁺ イオンによる場合のほぼ 2 倍となる。原子番号の異なるイオン・原子衝突に対するこの理論の拡張はバラー-リヒテン理論といわれる(⇒電子昇位, バラー-リヒテン理論)。図

ファビトロン [英 *farvitron*, 独 *Farvitron*, 露 *фарвйтрон*] 質量分析計の一種。分解能があまりよくない(10 程度)ため, 定性的な分析にのみ用いられる。原理は図に示すようにイオン源(陰極 K, 集束電極 W, 電子コ



レクター A) の延長上に数個の電極を配置し, 適当な電位を電極に与えることによって放物線状のポテンシャルをつくり, そこに落ち込んだイオンがポテンシャル内に固有の周波数で往復振動運動を行うという原理に基づいている。イオンの電荷および質量をそれぞれ q, m とし, 放物線ポテンシャルの深さに関連した定数を K とすると, イオンの往復運動の周波数は Kq/m で与えられる。電極の1つ(たとえば A)にこれと同じ周波数の高周波を印加することによって, イオンは共振しエネルギーを得て, コレクター S に達する。S に流れ込むイオン電流を, 高周波の周波数を変えながら測定すれば, 質量スペクトルが得られる。

ファブリ Fabry, Charles 1867.6.11—1945.12.11 フランスの物理学者。マルセイユに生れる。エコール・ポリテクニク卒業後, パリ大学で学位を取得, 教師として各地のリセに勤めた。1894 年から 1920 年まではマルセイユの大学で教授を務め, それ以降はパリで, ソルボンヌ大学とエコール・ポリテクニク両校で物理学の教授となり, 光学研究所長や国際度量衡委員も兼ねた。光の干渉効果の精密な研究で学位を取得したので, その方面で実績をあげていた M. de Lepinay の研究室に加わり, 1896 年に A. Péro とともに干渉計を発明した。2 人はその後 10 年ほど共同で研究をし, 彼らの干渉計を分光学や計量学に応用した。1906 年以降, H. Buisson とともに干渉計の実験や応用を進め, 1912 年には, 輝線スペクトルのドップラー幅をヘリウム, ネオン, クリプトンについて検証, 1914 年には, 光のドップラー効果を実験室内で確認した。兄 Louis とともに天体分光学にも寄与した。[主著] *Les applications des interférences lumineuses*, 1923; *Optique*, 1926。

ファブリ-ペロー干渉計 [英 Fabry-Pérot interferometer, 独 Fabry-Pérot-Interferometer, 仏 interféromètre de Fabry-Pérot, 露 интерферометр Фабри-Перо] スペクトル線の超微細構造の研究のために, 1899 年, C. Fabry と A. Péro とがつくった多光束干渉計で, 応用範囲が広い。装置は図 1 のように, 光源 S からの単色光をレンズ L_1 で平行光束にし, 平行に保持された一対の反射鏡

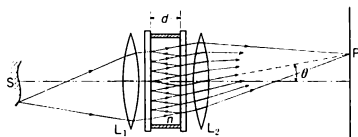


図 1

(エタロン)にほぼ垂直に入射させ、その内部での多重反射に伴ってでてくる平行多光束をレンズ L_2 で集め、非常に鋭い干涉縞をつくるものである。反射鏡の平行度と反射率が十分高ければ鮮明な干涉縞をつくることできる。干涉縞は円環状か、またはその一部である(図2参照)。レンズ

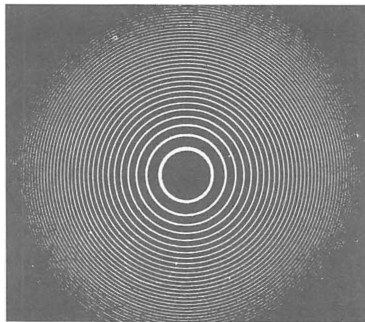


図 2

の光軸より θ のところにできる干涉縞の干涉の次数 m は

$$m = \frac{2nd \cos \theta}{\lambda} + \frac{\phi}{\pi}$$

で与えられる。ここで d と n はエタロン内部の間隔と屈折率、 λ は光の波長、 ϕ は反射に際しておこる位相変化である。干涉の次数 m が屈折率 n に敏感であるので、それを利用してエタロン内部の気体の屈折率が測定できる。

光源からの光が多色光の場合、干涉縞はそれぞれの波長の光がつくる干涉縞の重なり合ったものとなる。波長差 $\Delta\lambda$ の強度の等しい2つの単色光がつくる干涉縞の合成強度分布の中央のへこみの強度と最大強度との比が、レイリーの基準によるものと同じ0.81になったとき、この2つの波長の干涉縞は分解されたと定義すると、この干涉計の分解能は $\lambda/\Delta\lambda = 0.97 m\mathcal{F}$ (\mathcal{F} はフィネス)で与えられる。また、このときの2つの単色光の波数差 $\Delta\nu$ をこの干涉計の分解限界とよぶことがある。垂直入射に近い場合、分解能は $\lambda/\Delta\lambda \approx 2\mathcal{F}nd/\lambda$ 、分解限界は $\Delta\nu = \Delta\lambda/\lambda^2 \approx 1/2\mathcal{F}nd$ となる。 $\mathcal{F} = 30$, $nd = 1$ cm, $\lambda = 600$ nm とすると、分解能は約 10^6 となり、ファブリー-ペロー干涉計を用いれば、非常に大型の回折格子をしのぐ分解能が容易に得られることがわかる。一方、次数の重なりがなくて測定できる波長範囲(自由スペクトル領域) $\lambda^2/2nd \cos \theta$ が狭いので、広い波長範囲を測定するときには補助的分光器を直列にして使用する。平板エタロンに代って、Conne (1956年)が作った同心球面エタロンを使った装置では 10^6 の高分解能が達成されている。ファブリー-ペロー干涉計は広がった光源に有効であるので、銀河星雲、太陽コロナなど天文の分光学的研究によく用いられる。しかし、装置が精密なため高度な取扱い技術が必要である。

ファブリー-ペロー共振器 [英 Fabry-Pérot resonator, 独 Fabry-Pérot-Resonator, 仏 résonateur de Fab-

ry-Pérot, 露 резонатор Фабри-Перо] ⇨ 光共振器, ファブリー-ペロー干涉計

ファブリー-ペローのエタロン [英 Fabry-Pérot etalon, 独 Fabry-Pérot-Etalon, 仏 étalon Fabry-Pérot, 露 эталон Фабри-Перо] = エタロン

ファームウェア [英 firmware, 露 программно-аппаратное обеспечение] 電子計算機の機能や命令を実現するのに配線論理ではなくマイクロプログラムを使う方法、またはそれにより実現されたもの。中央処理装置の機能、特に制御機能を実現する手段として、純粋なハードウェアだけで構成するのではなく、マイクロ命令と称する、機械語命令をさらに分解した命令の集合を使用して機能を果させるものがある。このような手段を導入することを、ファームウェア化という。マイクロ命令の集合、すなわちマイクロプログラムは通常制御記憶装置に蓄えられ、必要に応じこれが逐次呼び出されて、ハードウェアを制御する。

ファームウェアを使う利点は、マイクロプログラムを変更または追加することによって、中央処理装置のアーキテクチャーがある範囲内で変更したり、機能を追加したりすることができること、アーキテクチャーが同一でシステム価格の違う、いわゆるファミリーマシンをつくるのに都合な点、配線論理だけでつくる場合に比べて回路が整理された単純なものになることなどである。しかし同じ機能を実現するのに、配線論理でつくる場合より速度が遅くなるという欠点(しかしソフトウェアだけで実現する場合より速い)がある。制御記憶装置の内容の一部を、ユーザーが書き加えられるようにする場合があり、これを WCS (writable control storage) という。書き加えることによって、新しい命令をつけ加えることができる。また制御記憶装置の一部または全部を ROM (読出し専用メモリー)で構成することもある。最近ではオペレーティングシステムの一部をファームウェア化することも試みられている。

ファヤンス Fajans, Kasimir 1887.5.27—1975.5.18 物理化学者。ワルシャワ生れ。ライプチヒ、ハイデルベルク、マンチェスターの各大学に学び、1909年ハイデルベルク大学で博士号を取得。カールスルーエ工科大学物理化学の私講師(1913～17年)を経て、1917年ミュンヘン大学物理化学の員外教授、1925年同教授。1932年同物理化学研究所長。1936～57年シカゴ大学教授。1913年ウラン X_2 (プロトアクチニウム)を発見し、F. Soddyとは独立に、電気化学的に放射性元素の「変位則」を提出。また同年、微量の放射性物質の沈殿について、陽イオンとしての放射性元素と、沈殿剤の陰イオンとがつくる化合物の溶解度が小さいほど放射性物質の共沈させる量が増える、というファヤンスの法則を示した。1919年にはイオンの水和エネルギー研究を行っている。1923年銀滴定にフルオルセインおよびその誘導体を吸着指示薬として導入(ファヤンス法)、配位化合物の色は電子雲の変形によることを指摘。また部分の結合に対して分極の概念を導入した(1924年)。1909年ハイデルベルク大学のビクトル・マイヤー賞受賞。1956年にはシカゴ大学に化学の分野を対象とするファヤンス賞が設置されている。[著書] *Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen*, 1919。

ファラデー Faraday, Michael 1791.9.22—1867.8.25 イギリスの物理学者、化学者。貧しい鍛冶職の子としてロンドン近郊ニューイントンに生れた。彼はわずかな読み書

きと数字を教わった程度で、正規の教育はまったく受けなかったが、科学の啓蒙書を読み、簡単な実験を試みたりした。やがて H. Davy の講演を聴く機会を得、熱中した彼は Davy に手紙を書いた。このことが機縁となって、1813 年 王立科学研究所に空席ができた際、彼は Davy によって化学の実験室の助手に採用された。同年秋からは Davy の大陸旅行に随伴し、多くの学者に接したり、その研究室に出入して、生きた科学に触れることができた。1815 年帰国して再び王立科学研究所に勤務し、終生在職した。この間 1824 年にロンドン王立協会会員に選ばれ、翌年には実験室主任となった。1828 年にロンドン大学が創設された際には化学の教授に招かれたが辞退し、晩年ロンドン王立協会会長や王立科学研究所長にも推されたが、いずれも辞退している。「私はただのマイケル・ファラデーでいたい」ということばが、彼の生涯の研究生活と、サンデマン派の信徒としての生活とをよく物語っている。

電気容量の単位「ファラド」と、電気分解で用いられる量「ファラデー」は彼の名を記念するものである。

Faraday の初期の研究は主に化学の領域である。最初の生灰の分析に始まる化学研究は、塩素と炭素の化合物 (C_2Cl_6 , C_2Cl_4) の発見 (1820 年) や鉄合金の研究 (1818~22 年) を経て気体の液化の研究へ進み、1823 年 塩素などそれまで液化できないと考えられていた気体の液化に成功し、低温科学への道を開いた。またロンドン王立協会の依頼に応じて光学ガラスを研究し (1825~29 年)、高屈折率の重ガラスを製作した。有機化学の領域では、ベンゼンの発見 (1825 年) という業績を残している。

1830 年ころから彼の研究は電磁気学を中心とするものとなった。もともと、H. C. Ørsted が電流の磁気作用を発見した翌年の 1821 年に、彼は早くも電流による磁針の振れを、磁石の連続的な回転に変えるいわゆる「磁気回転」の装置を作り、W. H. Wollaston らを驚かせている。そしてこの問題と逆の問題、すなわち磁場により電流を作り出せるかという問題提起が、1831 年の電磁誘導の発見に導いたのである。

彼の最初の実験は、1 本の木製円筒に別々に巻いた 2 組の導線によるものであった。一方を検流計につなぎ、他方の導線をボルタ電池に接続すると、検流計の針が振れてそこに電流が流れたことが示される。磁場により電流を作り出そうという意図はこの意味では成功であったが、半面、生じる電流は永続せず、ボルタ電池に導線をつないだときと切ったときのみに瞬間的に発生するという点では予想外であった。彼はこの点を追求し、2 つのコイルの距離を変化させたときの電流発生を調べ、次いで鉄芯を用いたときの効果を検討し、さらに 1 個のコイルに棒状磁石を出し入れする際の電流の発生を調べた。こうして磁気効果の変化により、コイル内に電流が発生することが確認された。この発見は Faraday の名を一躍有名にしたが、実際、これは電磁気学史上 画期的な発見であった。

この解釈のため、彼は磁力線の考えを提出し、磁気力を具体的に図式化した。電磁誘導は、「磁力線が導線を切るとき、電流が発生する」という直観的な想像で理解される。これによって、Faraday は直ちに「アラゴーの回転」とよばれた当時不可解な現象 (磁石と回転する円板との相互運動) の理解に到達した。そしてこの解釈に立つて再構成された回転円板の実験は、予想どおりの結果を収めた。のみならず、磁極の間で回転させた円板から電流を取出す

この装置は、磁場からの電流の創出という期待を実現するものでもあった (発電機の原理)。

そしてこの延長上に、地磁気によって地球上で運動する導体に生じる誘導電流の効果の確認 (1832 年)、「余電流」つまり自己誘導の発見も達成された (1835 年)。

電気に関するもうひとつの大きな研究は、電気分解に関するものである。これは Davy の電気化学研究の継続として始められ、「ファラデーの電気分解の法則」にまとめられた (1833 年)。電気分解が溶液中を流れた電流量のみに依存し、濃度や電極の大きさなどには関係しないこと、また一定の電流量によって析出される物質の量は、原子量に比例し、原子価に反比例することというこの法則は、やがて電気分解の原子論的理解と電気の素量性の概念とを準備するものであった。

そのほか、「光と磁気」に関する研究では、磁場による光の偏光面の回転 (ファラデー効果) を見だし、反磁性を発見し、気体中の放電を観測して放電研究の先鞭をつけるなど、電気・磁気に関する多くの現象の解析を行い、それらの間の関連と統一的な理解への道を進めた。「諸力の間の関連」と普遍的存在としての電気という考えが、彼の描像のなかにあったようである。F. W. Kohlrausch は Faraday を評して「彼は真理を嗅ぎつける」といったが、彼はこの優れた直観と洞察力とを、常に巧みな実験によって実際に目に見える形で実証した。

彼は独学者であったため、数学的素養は欠いていた。そのため、ドイツ学派のような数理的・解析的定式化は行わなかった。しかしそのことは少しも彼の価値を下げるものではなく、むしろ J. C. Maxwell がいうように、「Faraday が数学者でなかったことは、おそらく科学にとって幸運なことであった」にちがいない。巧みな通俗講演でも知られ、「ろうそくの科学」*The Chemical History of a Candle* (1861 年) は今日広く親しまれている。

ファラデー暗部 [英 Faraday dark space, 独 Faraday-Dunkelraum, 仏 espace sombre de Faraday, 露 фарадеево темное пространство] ⇨ グロー放電

ファラデー・カップ [英 Faraday cup] = ファラデー・ケージ

ファラデー・ケージ [英 Faraday cage, 独 Faraday-Käfig, 仏 cage de Faraday, 露 клетка Фарадея] 荷電粒子を直接電流として計測するための検出器。ファラデー・カップともいう。金属で作られた箱 (多くは円筒形) の一方の口が開けてあり、そこから入った荷電粒子の数を電流として読むために微小電流計または電位計とつないで測定する。荷電粒子は金属の表面に当たると二次電子または二次イオンを放出するとともに入射粒子自身が後方に散乱されるので、真の荷電粒子の電流を読むのに誤差を生ずる。後方に散乱する荷電粒子を箱の中に取込むために、底の深い箱を用い、二次電子や二次イオンの放出による影響をなくするために、ファラデー・ケージがある電位に保って測定し、これらの粒子が再び箱の内部に戻るようになっている。1836 年 M. Faraday が導体で囲んだ箱の中の空間の電場を測定したのでこの名でよばれている。

ファラデー効果 [英 Faraday effect, 独 Faraday-Effekt, 仏 effet Faraday, 露 эффект Фарадея] 透明物質を磁場中に置き、磁場に平行に直線偏光を伝播させると光の偏光面が回転する現象。1845 年に鉛ガラスでこの現象を発見した M. Faraday にちなんでファラデー効果という。

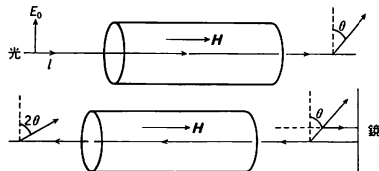
物質が非磁性体の場合には、ファラデー効果による偏光面の回転角 θ は、 $\theta = VHI$ と表される。ここで、 H は磁場の強さ、 I は磁場に平行な光の伝播距離、 V はベルデ定数で、物質の種類や波長によって決る。いくつかの物質の V を表に示す。磁場用コイルに流れる電流と同方向に偏

物質	波長 [nm]	V [$\text{min} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{Oe}^{-1}$]
空気 (0°C, 1 atm)	546.1	6.27×10^{-6}
水 (20°C)	589.3	0.0131
NaCl (20°C)	546.1	0.0345
ダイヤモンド (20°C)	589.3	0.0233

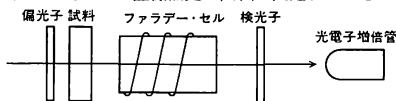
光面が回転するとき、 V を正にとる。左右の円偏光に対する物質の屈折率を n_- 、 n_+ とし、光の角振動数を ω 、真空中の光速を c とすると

$$V(\omega) = \frac{\omega}{2cH}(n_- - n_+)$$

で表される。物質が磁性体の場合にはファラデー回転角は印加磁場ではなく磁化に比例する。ファラデー回転角は水晶のような光学活性物質の示す自然旋光性とは異なり、偏光面の回転の向きは光の進行方向には無関係であって、磁場(一般には磁化)の方向で決るので、光の往復によって偏光面の回転角は2倍になる。この現象はファラデー効果の非相反性として知られている。ファラデー効果は光のアイソレーションや変調に応用されている。



ファラデー・セル [英 Faraday cell, 独 Faraday-Zelle, 仏 cellule de Faraday, 露 ячейка Фарадея] 磁気光学効果のひとつであるファラデー効果を利用した非線形光学素子のひとつ。光の偏光度、偏光状態を測定するために用いられる。たとえば直線偏光の回転を測定するときには図



のように偏光子と検光子の間に測定用試料およびファラデー・セルを挿入した装置を用い、セルに振動数 f_0 の交流磁場を軸方向に加える。これにより入射する直線偏光はその本来の方位の正負両方にファラデー効果により微小角の回転振動を行う。検光子を通ってくる光を光電子増倍管で受け、光電流を監視し、 f_0 成分が極小値をとるように検光子角度を回転させて0位置を求めると、入射直線偏光方位が精度よく定められる。ファラデー・セル用材料には常磁性ガラスが実用的に使用されるが、強磁性磁気光学物質の開発も進んでいるので、近い将来にはより大きな磁気光学性能指数(ファラデー回転角と光吸収強度の比)をもつ光学的に透明な強磁性物質が利用されるようになることが期待される。

ファラデー定数 [英 Faraday constant, 独 Faraday-Konstante, 仏 constante de Faraday, 露 число Фарадея] 電気素量 e とアボガドロ定数 N_A との積 $N_A e$ であり、記号は F で

$$F = 9.6485309(\pm 29) \times 10^4 \text{ C} \cdot \text{mol}^{-1}$$

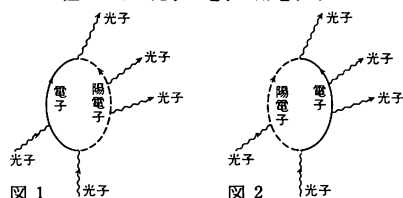
である。イオンを電解によって分解・析出するのに必要な電荷の1 mol 当り(z 価イオンでは z^{-1} mol 当り)の量である。電流の磁気作用から電流の単位を決めるようになるまでは、化学作用からファラデー定数を求め、電荷の単位を定めていた。 $F \times 1 \text{ mol}$ の電気量を1ファラデーと称し、電荷の単位にすることもある。

ファラデーの誘導法則 [英 Faraday law of induction, 独 Faraday-Induktionsgesetz, 仏 loi d'induction de Faraday, 露 закон электромагнитной индукции Фарадея] \Rightarrow 電磁誘導

ファラド [英 farad, 独 Farad, 露 фарада] 静電容量の単位。国際単位系(SI)では、特別の名称をもつ組立単位のひとつにあげられている。M. Faraday (\Rightarrow ファラデー)に由来する。単位記号は F。1 C の電気量を充電したとき、両極間に 1 V の電位差を生じるコンデンサーの静電容量が 1 F である。通常実験室で用いられるのは、 $1 \mu\text{F} = 10^{-6} \text{ F}$ ないし $1 \text{ pF} (= 10^{-12} \text{ F})$ 程度である。 $1 \text{ F} = 1 \text{ C} \cdot \text{V}^{-1} = 1 \text{ A} \cdot \text{s} \cdot \text{V}^{-1} = 1 \text{ s} \cdot \Omega^{-1}$ 。静電容量の標準値は、クロスキャパシター(\Rightarrow オーム)によって与えられている。

ファラド毎メートル [英 farad per meter, 独 Farad pro Meter, 仏 farad par mètre, 露 фарада на метр] 誘電率の SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一例。単位記号は $\text{F} \cdot \text{m}^{-1}$ または F/m (\Rightarrow 電磁気量の単位)。

ファリーの定理 [英 Furry theorem, 独 Furry-Theorem, 仏 théorème de Furry, 露 теорема Фарри] 量子電磁気学において、始状態および終状態が光子だけの反応に関する禁止則(遷移がまったく禁止されること)。この反応はたとえば図のように光子が電子・陽電子対になり、これ



から電磁相互作用で電子または陽電子が光子を放出、または吸収し、最後に電子・陽電子対が消滅して光子を生じる過程を通じて起る。理論は電子と陽電子の入れかえ(荷電共役変換という)に対して不変であるので、図1のような過程があれば必ず図2に対応する過程が存在する。このとき電荷の符号が変わるから、おのおのの行列要素には次の関係が得られる。

$$M_2 = (-1)^n M_1$$

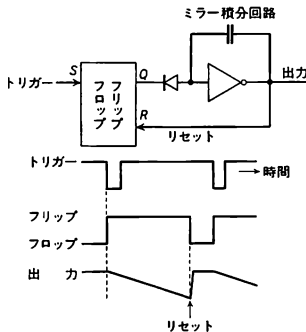
n は関与する光子数。 n が奇数のときは $M_1 + M_2$ は 0 となり禁止される。一般に電磁ポテンシャルは荷電共役変換で符号が変わるので、この定理は一般的に成り立つ定理である。

ファーレンハイト Fahrenheit, Daniel Gabriel 1686. 5.14—1736. 9.16 ドイツ出身の実験学者。ダンチヒ(現ポーランド領グダニスク)の商家の長男で、親を失った1701年アムステルダムに移り、科学実験装置製作の仕事を身につけた。その後ドイツを周遊し、1708年にコペンハーゲンで O. C. Rømer に会い、1715年には海上で経度を決定するための時計について G. W. Leibniz と書簡を交わしはめている。1717年アムステルダムに戻り、科学

実験装置製作で一家をなす。1724年ロンドン王立協会に加わり、学者と交際するほか、論文5編を発表した。最も有名な業績は、基準温度目盛(華氏度)の提唱である。そのほか、科学者集団全体の役に立つ、信頼できる装置をつくるため、広い範囲の科学的問題にかかわった。たとえば、ガラスの膨張の測定、水銀やアルコールの熱的性質の評価、液体の沸点に対する大気圧の影響の記述およびそれを利用した気圧計の製作、さまざまな物質の密度の確認、以後の発展のモデルとなった液体密度計の発明などを行った。科学に対する直接の寄与は少ないが、科学的観測の精度を上げたという点で18世紀の実験物理学の進歩に広く貢献した。

ファンクションジェネレーター = 関数発生器

ファンタストロン [英 *phantastron*, 露 *фантастрон*] ミラー積分回路を単安定化しトリガーパルスにより駆動できるようにしたもので、のこぎり波発生回路のひとつである。電子管回路として考案されたもので、回路の動作がファンタジックであることから名づけられた。半導体回路を用いて同様な機能をもたせることができる(図参照)。



不安定状態 [英 *unstable state*, 独 *unstabiler Zustand*, 仏 *état instable*, 露 *нестабильное состояние*] 安定でない状態を一般に不安定状態というが、統計物理学においては、特に不安定平衡状態が重要である。これは、不安定ではあるが、外から力が働かなければ一応平衡にある状態である。秩序形成の統計力学では、初期状態をこの不安定平衡状態として議論することが多い。安定か不安定かは、その点のまわりでの線形近似による安定性の議論から容易にわかる。すなわち、適当な座標 x をとって

$$\frac{dx}{dt} = rx$$

のように線形化されるとき、 $r > 0$ ならば $x=0$ は不安定点である。多次元の場合には、鞍点になっていて、方向によって、安定に見えたり、不安定に見えたりすることもあるが、1つでも不安定な方向があればそれは不安定点である。不安定点からの緩和や、時間の途中で、一般に大きなゆらぎが発生する(⇒スケール理論, 秩序形成)。

不安定のつり合い [英 *unstable equilibrium*, 独 *instabiles Gleichgewicht*, 仏 *équilibre instable*, 露 *неустойчивое равновесие*] ⇒ つり合い

ファン・デル・ウェルデンのスピンオール [英 *van der Waerden spinor*, 独 *van der Waerden-Spinor*, 仏 *spinneur de van der Waerden*, 露 *спинор ван-дер-Вердена*] 時空点のローレンツ変換に伴って変換される最も基本的な

量で、1929年に数学者 B. L. van der Waerden によって導入された。相対論的な半整数スピンの粒子の記述に必要とされる。特にスピン $1/2$ 、質量0の粒子の従うワイルの方程式は直接この量を用いて書かれるので、最近ではむしろワイル・スピノールとよばれることが多い(⇒ワイルの方程式)。A は複素数を行列要素とする2行2列の行列で、かつ $\det A = 1$ を満たすとする。任意のこのような A に対して、 $\Delta_\mu = \text{Tr}(\sigma_\mu A \sigma_\mu A^*)/2$ をつくれば $x^\mu = \Delta_\mu^\mu x^\mu$ がローレンツ変換であることが示される。ここで、 σ_j ($j=1, 2, 3$) はパウリ行列、 σ_4 は2行2列の単位行列、また σ^μ ($\mu=1, 2, 3, 4$) は $\sigma^\mu = g^{\mu\nu} \sigma_\nu$ なる行列である。すなわち変換

$$\begin{pmatrix} \xi_1' \\ \xi_2' \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix} \quad (1)$$

に対応してローレンツ変換が与えられる。このように変換する二次元の複素量 $\begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix}$ をファン・デル・ウェルデンの共変スピノール、またはワイルの共変スピノールという。A には Δ_μ^μ が一意的に対応するが、逆に後者に対応する A は常に±の符号の任意性をもち、したがって行列式が1の2行2列の行列の全体はローレンツ群の二価表現をつくる。A の複素共役行列 A^* の全体もまたローレンツ群の表現を与えるが、これは A の全体とは非同値である。 $\xi_a = \xi_\pm$ ($a=1, 2$) と書くとき、これは式(1)より

$$\begin{pmatrix} \xi_1' \\ \xi_2' \end{pmatrix} = A^* \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix} \quad (2)$$

なる変換を受けることがわかる。 $\begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix}$ もまた共変スピノールとよばれる。 $\begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix}$ と $\begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix}$ を区別するために、前者を無点共変スピノール、後者を付点共変スピノールとよぶこともある。 $\begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix}$ 、 $\begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix}$ のそれぞれに対して

$$\begin{pmatrix} \xi_1' \\ \xi_2' \end{pmatrix} = i\sigma_2 \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \eta_1' \\ \eta_2' \end{pmatrix} = i\sigma_2 \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix}$$

を反変スピノールという。これらはローレンツ変換のもとで次の変換に従う。

$$\begin{pmatrix} \xi_1' \\ \xi_2' \end{pmatrix} = \bar{A}^{-1} \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \eta_1' \\ \eta_2' \end{pmatrix} = A^{-1} \begin{pmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{pmatrix} \quad (3)$$

ここで \bar{A} は A の転置行列。式(1)、(2)、(3)より $\xi^1 \eta_1 + \xi^2 \eta_2$ および $\xi^1 \eta_1 + \xi^2 \eta_2$ はローレンツ不変となる。ベクトルやテンソルも、反変および共変スピノールを用いて表すことができる。

ファン・デル・ポール方程式 [英 *van der Pol equation*, 露 *уравнение ван-дер-Поля*] 非線形二階微分方程式

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \mu(x^2 - 1) \frac{dx}{dt} + x = 0 \quad (\mu > 0) \quad (1)$$

をファン・デル・ポール方程式という。これはある種の自励発振回路を記述する微分方程式である(x は出力電流の時間微分)。減衰項 $\mu(x^2 - 1)dx/dt$ に現れる非線形性はこの回路に使用されている素子の特性に起因するものである。減衰係数 $\mu(x^2 - 1)$ は振幅 $|x|$ が1より小さいと負、1より大きいと正になるので、緩和振動とよばれる定常的な振動解が存在する。

方程式(1)を解析するには

$$y = \frac{dx}{dt} + \mu \left(\frac{x^2}{3} - x \right)$$

とにおいて、これを x, y に関する自動系の微分方程式

$$\frac{dx}{dt} = y - \mu \left(\frac{x^3}{3} - x \right), \quad \frac{dy}{dt} = -x \quad (2)$$

に変換し、その xy 平面上での相軌道を追跡するのが普通のやり方である。その結果、式(2)は安定なリミットサイクル(⇔相軌道)をただ1つものが証明される。そして特異点(⇔相軌道)である原点を除けば、 xy 平面上の任意の点から出発する相軌道は $t \rightarrow \infty$ でこのリミットサイクルにらせん状に巻きつきながら漸進する。このリミットサイクルが式(1)で記述される回路が発振する安定な定常振動に対応している。振動の周期や振幅は μ のいろいろな値に対し数値解析の方法で計算されている。

ファン・デル・ワールス van der Waals, Johannes Diderik 1837. 11. 23—1923. 3. 8 オランダの物理学者。ライデンに生れ、同市の大学で物理を学び、1873 年論文をまとめ一躍その名を知られた。1877 年アムステルダム大学教授となり、1907 年引退。1910 年ノーベル物理学賞を受けた。アムステルダムで没した。業績は主として熱力学、気体分子運動論に関するもので、1873 年の論文で早くも液体-蒸気の系の状態式や臨界温度の問題を分子論の立場から討論している。また、やや後に対応状態の原理を提唱、いわゆる永久気体の液化への指針を示した。そのほか表面張力、毛管現象の熱力学的理論にも寄与した。[主著] *Over de Continuïteit van den Gas en Vloeistoftoestand*, 1873; *Die Continuïteit des gasförmigen und flüssigen Zustandes* (全2巻), 1899—1900; *Lehrbuch der Thermodynamik* (全2巻, P. A. Kohnstamm と共著), 1908—12。

ファン・デル・ワールス結合 [英 van der Waals bond, 独 van der Waals-Bindung, 仏 liaison du type van der Waals, 露 ван-дер-ваальсова связь] ファン・デル・ワールス力によって生じる分子(原子)間結合をいう。同一原子がファン・デル・ワールス結合している場合、原子間距離の半分を、その原子のファン・デル・ワールス半径とよび、その原子の物理的大きさの指標とする。分子がファン・デル・ワールス力によって結晶化したものをファン・デル・ワールス結晶というが、ナフタリンなどの有機化合物の結晶はその例である。

ファン・デル・ワールス結晶 [英 van der Waals' crystal, 独 van der Waals-Kristall, 仏 cristal de van der Waals, 露 ван-дер-ваальсов кристалл] 結晶を構成する原子または分子間に働く力が、ファン・デル・ワールス力に起因した結晶をいう。結合力が弱いため結晶はやわらかく、融点も低く、昇華しやすいものが多い。Ar, Kr, Xe などの希ガス元素、O₂, H₂ 分子などは、それぞれ融点が -189.2°C, -156.6°C, -111.8°C, -218.9°C, -259.3°C のファン・デル・ワールス結晶となる。ベンゼン、ナフタレン、直鎖状パラフィンなどの有機化合物、ポリエチレンなどの高分子結晶もこれに属するが、振動スペクトルなどの光学的性質は、分子間力が弱い自由分子とほとんど同じである。また分子間力が弱いことを反映して、分子運動の変化に基づく相転移を示すものが多い。たとえば、ベンゼンの結晶融点は 5.4°C であるが -180°C 以上では、ベンゼンはその分子面に垂直な軸のまわりで比較的自由に回転運動することができ、直鎖状パラフィン結晶も、融点直前では分子鎖軸を中心に回転を行う。これらを回転転移とよぶ。

ファン・デル・ワールスの状態方程式 [英 van

der Waals equation of state, 独 van der Waals-Zustandsgleichung, 仏 équation d'état de van der Waals, 露 уравнение состояния ван-дер-Ваальса] 実在気体に対する最も簡単で、気相・液相転移を示す状態方程式。気体の分子力に分子間ポテンシャルが存在しなければその圧力 p , 1mol 体積 V , 絶対温度 T の間に理想気体の状態方程式 $pV = RT$ (R は気体定数) が成り立つ。しかし、実在気体においては、近くで斥力、遠くで引力という分子間力が働く。この効果を考へて J. van der Waals はなにか実験的に

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT$$

という状態方程式を提出した。これをファン・デル・ワールスの状態方程式という。 a, b は物質による定数であり、これによって理想気体からのずれがある程度よく説明される。この状態方程式には臨界点が存在する。 $(\partial p / \partial V)_T = 0$, $(\partial^2 p / \partial V^2)_T = 0$ を満たす点が臨界点である。臨界温度以上では圧力は体積の単調減少関数であるが、臨界温度以下では体積が減少すると圧力が減少するという不安定領域が現れる。これは、気相・液相転移の最も簡単な理論になっている。すなわち、本質的には分子場近似である。1910 年、この仕事により、van der Waals はノーベル物理学賞を受賞した。

ファン・デル・ワールス分子 [英 van der Waals molecules, 独 van der Waals-Moleküle, 仏 molécule de van der Waals, 露 молекула ван-дер-Ваальса] 希ガス原子や化学的に飽和した分子の間にも、遠方では弱いながら引力(ファン・デル・ワールス力)が働く。この力によって原子や分子が結合してできる集合体をいう。たとえば Kr₂, ArN₂, (CO₂)₂ などがそれである。しかしこの引力は大変弱いので、He 原子のように軽くて零点エネルギーが大きくなるものではファン・デル・ワールス分子はできない。安定に存在するものも、その結合エネルギーは室温における熱運動のエネルギー程度またはそれ以下であるから、ほかの分子との衝突によって壊れやすい。そこでファン・デル・ワールス分子をつつて実験するには、低温にする必要がある。ファン・デル・ワールス力によって結びついた原子や分子の数が多かったものは、しばしばクラスターとよばれる。ファン・デル・ワールス力で結びついた原子・分子の間の距離は、通常の化学結合で結びついている原子間の距離と比べてかなり大きい。このため ArH₂ や (H₂)₂ などでは、球対称に近い電子雲をもつ H₂ は自由に回転できるほどである。

ファン・デル・ワールス力 [英 van der Waals force, 独 van der Waals-Kraft, 仏 force de van der Waals, 露 сила ван-дер-Ваальса] 2 つの中性の安定な分子の間に働く分子間力、特にそのなかで遠くまで影響力をもつ弱い引力部分をさす。分子間距離を R として $1/R^6$ のべきに展開する多重極展開理論においては、双極子・双極子相互作用の項から出てくる分散力(⇔分子間力)が主な寄与をしている。この場合、力は遠方で $1/R^7$ に比例する。圧力を上げ温度を下げるとき気体が液体に変わるのは、ファン・デル・ワールス力の存在による。同じ力は化学的に安定な分子を弱くではあるが結びつけて分子の集団(クラスター)や分子性結晶をつくる。2 つの原子がファン・デル・ワールス力によって結合し、分子をつくることもある。これをファン・デル・ワールス分子という。

実在する気体では、気体分子間に分子間力が働くためそ

の状態方程式は理想気体の状態方程式と異なる。実在する気体の状態方程式としてよく使われるファン・デル・ワールスの状態方程式にちなんで分子間力のことを、また狭義には遠距離で働く弱い引力のことをファン・デル・ワールス力とよんでいる(⇒ファン・デル・ワールスの状態方程式)。

ファント・ホッフ van't Hoff, Jacobus Henricus 1852.8.30—1911.3.1 オランダの物理化学者。ロッテルダムに生れ、1871年ライデン大学に入るが、翌年秋からボン大学の F. A. Kekulé, パリの C. A. Wurtz の下で学んだ。1874年オランダに戻り、同年12月にシアノ酢酸およびマロン酸に関する研究でユトレヒト大学より学位を受けたが、それより前、9月に不斉炭素の理論を発表した。これは立体化学の基礎となったもので、フランスの J. A. Le Bel と同時に独立に見えられたものである。1876年ユトレヒトの獣医学学校の物理学講師、1877年アムステルダム大学の理論および物理化学の講師に任命され、続いて教授に昇進した。1878年の教授就任講演は、自然科学の研究における想像力の重要性を強調したことで有名である。1877年から化学熱力学と親和力の研究に従事し、1884年には *Études de dynamique chimique* を刊行した。これは反応速度ばかりでなく、化学平衡、親和力についても論じたもので、化学熱力学の古典として不朽の価値をもつ。このなかで、現在ファント・ホッフの定積反応式として知られる可動平衡の理論が論じられ、また化学反応による最大仕事をもつて化学親和力を規定した。1887年には、溶液の浸透圧の法則を確立し、気体法則との類似に注目した。同年、W. Ostwald とともに創刊した雑誌 *Zeitschrift für physikalische Chemie* は、物理化学の発展に指導的役割を演じた。1896年ベルリン大学に招かれ、ロシア科学アカデミー会員、ベルリン大学名誉教授として、週1回の講義のほか、スタッスフルト岩塩層の相律の研究などに従事した。彼は19世紀後半の化学における最大の理論家であり、1901年溶液の浸透圧および化学力学の法則に関する研究によって、第一ノーベル化学賞を受けた。

ファント・ホッフ係数 [英 van't Hoff factor, 独 van't Hoff-Faktor, 仏 facteur de van't Hoff, 露 коэффициент вант-Гоффа] 希薄電解質溶液の浸透圧 Π は、ファント・ホッフの浸透圧の法則には従わないが、それからのずれを記述する因子 i を用いて

$$\Pi = ic \frac{RT}{v}$$

と書くことができる。ここで c は純溶媒と半透膜で隔てられている他方の溶液の濃度、 v は純溶媒の1分子当りの体積、 T は温度である。補正值 i のことをファント・ホッフ係数とよび、一般に $i > 1$ である。 i が現れるのは、溶質が電離してイオンに分れるためである。

ファント・ホッフの浸透圧の法則 [英 van't Hoff law of osmotic pressure, 独 van't Hoff'sches Gesetz des osmotischen Drucks, 仏 loi de la pression osmotique de van't Hoff, 露 закон осмотического давления вант-Гоффа] 希薄溶液の浸透圧についての法則で、最初 W. Peiffer により実験的に、後に J. H. van't Hoff により理論的に導かれた。半透膜により隔てられた2つの希薄溶液1,2を考える。溶質は通過できないが、溶媒は通過できるので、溶媒について、両溶液でのその化学ポテンシャルが等しいという平衡条件が成り立つ。特に希薄溶液の場合にはその化学

ポテンシャル μ は純溶媒での値 μ_0 とその濃度 c を用いて

$$\mu_0(T, p_1) - kTc_1 = \mu_0(T, p_2) - kTc_2$$

という関係で表すことができる。ここで、 p_1, p_2 はそれぞれ溶液1,2の圧力、 c_1, c_2 はそれぞれ溶液1,2の濃度である。両者の圧力差 $\Pi = p_2 - p_1$ が浸透圧であるが、希薄溶液では小さい量なので展開し、また特に一方を純溶媒とすると ($c_1 = 0, c_2 = c$)

$$\Pi = c \frac{kT}{v}$$

(v は溶媒1分子当りの体積)が得られる。この理想気体の状態方程式に似た式のことをファント・ホッフの浸透圧の法則という。

ファントム [英 phantom, 独 Phantom, 仏 fantôme, 露 фантом] 人体模型のこと。放射線が人体に作用して特定の部位に与える線量や、特定の部位に取込まれた放射性物質がほかの特定の部位に与える線量を測定することなどに用いられる。したがって材料には組織等価物質が用いられる。使用の目的、必要度に応じてつくられるので、模型の精粗は一定していない。熱ルミネッセンス線量素子や小型の放射線検出器などが、いろいろな部位に挿入できるようにつくられている場合が多い。

ファン・ホーベ van Hove, Léon Charles Prudent 1924.2.10— ベルギーの物理学者。ブリュッセルに生れる。1946年ブリュッセル大学を卒業し、同大学助手(1946—49年, 1950—52年)、プリンストン高等研究所所員(1949—50年, 1952—54年)を経て、1954年ユトレヒト大学理論物理学教授となる。1961年からCERN(ヨーロッパ連合原子核研究機関)理論部の指導者として活躍している。この間、1966—68年、および1972—74年の2回にわたって理論物理部長を務め、さらに、1954年から5年間は、J. Adams とともに所長として研究関係を担当した。その業績は統計力学、物性論、素粒子論の広い範囲にわたっていて、熱力学的体系の圧力と密度に関するファン・ホーベの定理の証明、多体系内における二粒子相関やフェルミ気体など多体問題の理論、不可逆過程におけるボルツマン方程式の基礎づけ、固体や液体による中性子散乱の断面積の計算、高エネルギー多重発生の理論などがある。1971年から3年間、マックス・プランク研究所の科学幹部会の会長を務め、西ドイツ物理学会からマックス・プランク金賞を授与されている。

ファン・ホーベ特異点 [英 van Hove singularity, 独 van Hove-Singularität, 仏 singularité de van Hove, 露 сингулярность ван-Хова] 固体の格子振動において固有モードの振動数分布に現れる特異点をいう。格子振動のひとつの分枝について、振動数が ω と $\omega + d\omega$ の間にある固有モードの数を $D(\omega)d\omega$ として、固有モードの分布密度 $D(\omega)$ を定義すれば、 $D(\omega)$ に現れる特異点には図1の S_1, S_2 および最大点 M , 最小点 m の4種類がある。特異点では傾き $dD(\omega)/d\omega$ が発散する。ファン・ホーベの定理に

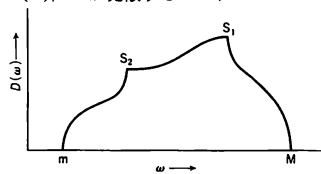


図1

よれば、分布密度は S_1 および S_2 の型の特異点を少なくとも1つずつとも最大点の特異点になる。光学型分枝では最小点も特異点になるが音響型分枝ではならない。波数 q の固有モードの振動数を ω_q と表せば、分布密度 $D(\omega)$ は波数空間において $\omega_q = \omega$, $\omega_q = \omega + d\omega$ で決められる2つの曲面によって挟まれた領域の体積から得られる。それは波数空間における振動数の傾き $\nabla \omega_q$ を用いて

$$D(\omega) = \frac{V}{(2\pi)^3} \int \frac{dS_{\omega_q}}{|\nabla \omega_q|} \quad (1)$$

と表される。 V は固体の体積、積分は $\omega_q = \omega$ で与えられる曲面上の面積分を表す。式(1)により、 $\nabla \omega_q = 0$ となる点で $D(\omega)$ が特異性を示すことがわかる。 $\nabla \omega_q = 0$ となる点 $q = q_c$ の近傍で ω_q を展開すれば、 $\xi = q - q_c$ の主軸で表し

$$\omega_q = \omega_{q_c} + a_1 \xi_1^2 + a_2 \xi_2^2 + a_3 \xi_3^2$$

となる。 q_c が係数 a_1, a_2, a_3 のうち2つが正、1つが負の鞍点であれば、式(1)により $D(\omega)$ に S_2 の型の特異点が生じることが示される。同様に1つが正、2つが負の鞍点からは S_1 の型の特異点が生じる。単純立方格子の格子振動では、波数空間で q のとる領域(第一ブリルアン域)は図2のように立方体になり、音響型分枝では通常 X 点から S_2, M 点から S_1 の特異点が生じ、 R 点が最大点になる。

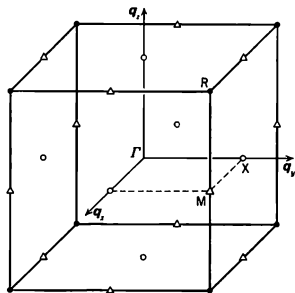


図 2

ファン・ホーベの散乱公式 [英 van Hove formula for scattering, 独 van Hove-Gleichung für Neutronenstreuung, 仏 équation de van Hove pour diffusion neutronique, 露 формула ван-Хова для рассеяния нейтронов] L. van Hove は、互いに相互作用を及ぼす粒子系の時間・空間に依存する二体の確率密度関数、すなわち時空相関関数 $G(r, t)$ が第一ボルン近似(散乱前後で中性子線の波動関数に変化しない)を適用すると単位時間、単位立体角、単位エネルギー当りの微分散乱面積 $d^2\sigma/d\Omega dE$ に比例することを導いた。これをファン・ホーベの散乱公式といい、式で示すと次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} &\propto \sum_{\lambda\lambda'} P_{\lambda} \left| \langle \lambda' | \sum_i V(\mathbf{Q}) \exp(i\mathbf{Q}\mathbf{R}_i) | \lambda \rangle \right|^2 \\ &= \frac{N}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(-i\omega t) \sum_{ij} V_i^*(\mathbf{Q}) V_j(\mathbf{Q}) \\ &\quad \times \langle \exp(-i\mathbf{Q}\mathbf{R}_i(0)) \cdot \exp(i\mathbf{Q}\mathbf{R}_j(t)) \rangle \quad (1) \end{aligned}$$

初めの式は散乱確率を求める式で、これが時間に依存する摂動論によって書き直される。ここで λ, λ' は入射線および散乱線の波長、 $E_\lambda, E_{\lambda'}$ はそれぞれのエネルギーを表す。 i, j 粒子の位置ベクトルを $\mathbf{R}_i, \mathbf{R}_j$ で示し、 \mathbf{Q}, ω で粒子系の散乱ベクトル、散乱の際のエネルギー変化を示

す。 $V(\mathbf{Q})$ は相互作用ポテンシャルのフーリエ成分である。 $\langle \dots \rangle$ は熱平均を表す。

時空相関関数 $G(r, t)$ は定義によって次のように表される。

$$G(r, t) = \frac{1}{N} \left\langle \sum_{j=1}^N \int_{-\infty}^{\infty} dr' \delta\{\mathbf{r} + \mathbf{r}_j(0) - \mathbf{r}'\} \delta\{\mathbf{r}' - \mathbf{r}_j(t)\} \right\rangle$$

したがって式(1)が時空相関関数 $G(r, t)$ のフーリエ変換で書かれ、これを特に散乱則とよぶ。

$$\begin{aligned} S(\mathbf{Q}, \omega) &= \frac{N}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\omega t) \langle \exp(-i\mathbf{Q}\mathbf{R}_i(0)) \\ &\quad \times \exp(i\mathbf{Q}\mathbf{R}_j(t)) \rangle \\ &= \frac{N}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i(\mathbf{Q}\mathbf{r} - \omega t)) G(r, t) dt \quad (2) \end{aligned}$$

この微分散乱断面積をエネルギー積分すると

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} dE = \hbar AN \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\mathbf{Q}\mathbf{r}) \delta(t) G(r, t) dt \\ &\propto \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\mathbf{Q}\mathbf{r}) \{G(r, 0) - \delta(r)\} dr \quad (3) \end{aligned}$$

と書かれる。 $G(r, 0)$ は同時刻相関関数で、これは時間に無関係な自己相関関数 $\delta(r)$ と別個相関関数 $g(r)$ の和である。

van Hove はさらに中性子磁気散乱に対しても同様の公式を導き、ハイゼンベルク相互作用を及ぼすスピン系に対する中性子磁気散乱断面積が、時間に依存する二体のスピン相関関数 $\langle S(-r, 0) S(r, t) \rangle$ のフーリエ変換に比例することを示した。これらの公式はその後の中性子散乱研究の基礎を与えた重要な公式である。

ファン・ホーベの式 [英 van Hove equation, 独 van Hove-Gleichung, 仏 équation de van Hove] = ファン・ホーベの散乱公式

ファン・リューエンの定理 [英 van Leeuwen theorem, 独 van Leeuwen-Theorem, 仏 théorème de van Leeuwen, 露 теорема ван-Левена] = ボーア・ファン・リューエンの定理

V-N 遷移 [英 V-N transition, 仏 transition V-N, 露 переход V-N] 分子の基底状態とイオン結合状態と間の遷移をいう。結合性軌道にある電子が対応する反結合性軌道に励起され、スピン多重度が基底状態と同じであるとき、その励起状態はイオン結合状態になる。R. S. Mulliken はこの励起状態を V 状態、基底状態を N 状態と名づけて、その間の遷移を V-N 遷移とよんだ。たとえば二原子分子では、 $H-H \rightleftharpoons H^+H^-$, $O-O \rightleftharpoons O^+O^-$ のような遷移がこれに相当し、ちょうど電子が一方の原子核から他方の原子核に移るような遷移となっている。

多原子分子でも同じことが可能である。たとえばエチレンの基底状態の $1b_{3g}$ 電子が $1b_{2g}$ に励起されると、イオン結合状態になる。これは $H_2C=CH_2 \rightleftharpoons H_2\dot{C} \cdots \dot{C}H_2$ のような遷移であり、イオン結合状態では二つの CH_2 基はたがいに 90° れじれている。V-N 遷移から生じるスペクトルを電荷移動スペクトルという(⇒電荷移動スペクトル)。

VLA [英 VLA, 露 ВЛАН] very large array の略称。VLA はアメリカ、ニューメキシコ州の大平原に、口径 25m のパラボラアンテナ 27 基を一辺約 20km の Y 字型のルールに沿って並べた巨大な電波望遠鏡である。この装置はアメリカ国立電波天文台によって建設され、1981 年に完成した。ルールの総延長は 60km にもおよび、地球の自転を利用した開口合成の原理(⇒アパチュアシンセシス)

により、口径 35km の巨大パラボラに匹敵する性能をもつ。27 基のアンテナの組合せて同時に 351 組の電波干渉計(⇒開口合成干渉計)が存在するので、短期間に高分解能の「電波写真」を得ることが可能である。観測できる波長は、21cm, 6cm, 2cm, 1.3cm の 4 種類で、最高の分解能は波長 1.3cm で 0.13 秒角である。従来の装置と比較して格段に高い分解能と感度をもつ VLA は、銀河系外星雲などの微細構造の解明に威力を発揮している。

VLS 機構 [英 VLS mechanism] vapour-liquid-solid 機構の略で、ひげ結晶の成長機構のひとつである。Si についてベル電話研究所の R. Wagner らによって 1965 年に発見された。Si 基板上に Au の極めて小さな粒を置いて加熱溶解すると Au に Si が溶け込んで平衡が成立する。そこへ外部から SiHCl₃ などのガスを流すと液相中の Si の濃度が飽和になり、余分の Si は基板上へひげ結晶として析出する。液相を経て気相から固相への原子の輸送で結晶成長が進む機構によって VLS 機構へとよばれる。このような機構で成長した結晶の頭部には異物質がキャップ状にかぶさっているため容易に見分けることができる。Si のほかに多くの結晶で、この機構による成長例が見つかっている。

VLF 放射 [英 VLF emissions, 仏 radiation VLF, 露 УНЧ излучение] = 超低周波放射

負イオン [英 negative ion, 独 negatives Ion, 仏 ion négatif, 露 отрицательный ион] 原子・分子に 1 個またはそれ以上の個数の電子が加わって負の電荷を帯びた状態にあるものをいう。陰イオンまたはアニオンというところもある。加わる電子の個数を負イオンの価数といい、原子・分子の元素記号の右肩に表示する。たとえば、1 価および 2 価の酸素原子負イオンは、それぞれ、O⁻ および O²⁻ と表す。原子・分子に電子が付着して負イオンになったときの安定化エネルギーを電子親和力という(⇒イオン, 正イオン)。

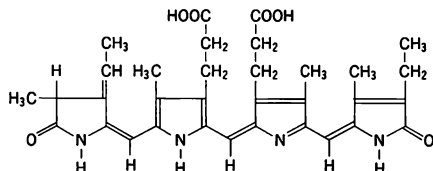
負イオン源 [英 negative ion source, 独 Negativionenquelle, 仏 source d'ions négatifs, 露 отрицательный ионный источник] 荷電粒子ビームを負イオンの形でつくりだす装置で、負イオン生成の機構によって、2つの方式に大別される。ひとつは、荷電交換反応を利用する方式で、アルカリ金属(Cs, Na など)のようなドナー原子との衝突によって正イオンが電子を捕獲し負イオンを生成する。たとえば H⁺ イオンビームと Cs 原子の間では、入射 H⁺ イオンビームのエネルギーが数百 eV で、入射イオンのうち ~30% 程度が H⁻ イオンに変換される。この方式の負イオン源の問題点は、負イオンビームの強度を上げようとすると数百 eV という低いエネルギーの正イオンビーム強度を増大させなければならないことで、これはビーム自身の空間電荷場による発散作用のために著しく困難となる。ただし、方式は比較的簡単であるため広く使われている。いまひとつの方法は、仕事関数の低い金属表面から速度をもった粒子が放出される際にフェルミ準位内の電子と結びつくことで負イオンが生成されることを利用した方式である。金属表面からの粒子の放出は衝突による反射、スパッタリングなどで行われる。この型の負イオン源としては、H⁻ イオン源ではマグネトロニ型、PIG 型、カスプ磁場型がある。これらでは H⁻ イオンは、H⁺ あるいは H⁰ 粒子が Cs 原子で覆われたタングステン表面で衝突反射することによって主につくり出され、数十 mA 程度の大強度 H⁻ イオン

ビームが得られている。また重イオンの負イオン源としては、スパッタリングでの粒子放出を利用したものも多く、ANIS, UNIS とよばれるものがある。

負イオン入射 [英 negative ion injection, 独 Negativioneninjektion, 仏 injection d'ions négatifs, 露 инжекция отрицательных ионов] = 荷電変換入射

V_K 中心 [英 V_K center, 独 V_K-Zentrum, 仏 centre V_K, 露 центр V_K] ⇒ 色中心

フィコビリタンパク質 [英 phycobiliprotein, 仏 phycobiliprotéine] 紅藻・ラン藻・クリプト藻類に含まれる光合成色素で、開環したテトラピロール構造の発色団フィコビルンがタンパク質と共有結合したもので、フィコビルンおよびタンパク質の種類により、フィコエリトリン(赤紫色)、フィコシアニン(青色)、アロフィコシアニン(青色)に分けられる。生体内では会合してフィコビリソームを形成し、500~600 nm の波長域の光を吸収して、ほぼ 100% の効率で光エネルギーを光合成の光化学系 II に伝える。ラン藻のフィコビリソームは分子量約 360 万で、フィコシアニンモノマー(分子量 3 万程度) 6 分子の環状会合体が 12 個ほど積重なったものと、アロフィコシアニン(フィコビリソーム全体の約 1/3 を占める)の会合体とから成っている。フィコビリタンパク質のモノマー(単量体)は 2~13 本のペプチド鎖から成り、各ペプチド鎖には 1~4 個の発色団が結合している。タンパク質の一次構造はごく少数のものについてのみ決定されているが、高次構造についてはほとんど明らかにされていない。フィコビルンにはフィコシアノビルンやフィコエリスロビルンなどがある。例としてフィコシアノビルンを図に示す。これらの発色団は、少な



くともペプチド鎖のシステイン残基と、チオエーテル結合を介して結合していると考えられている。分子種によっては発色団間の相互作用が光吸収に大きく関与しているが、その機構はまだ解明されていない。

フィーザーの式 [英 Feather's empirical formula, 仏 formule empirique de Feather, 露 эмпирическая формула Физера] 1933 年 N. Feather は、アルミニウム中での β 線の最大飛程 R と、β 線の最大エネルギー E との間に

$$R = 0.543 E - 0.160 \quad (E > 0.8 \text{ MeV})$$

なる関係があることを見いだした。ただし R は [g・cm⁻²] で、E は [MeV] で表してある。この式をフィーザーの式とよぶ。さらにこれを改良したグレンデンソー・コーリエルの式

$$R = 0.542 E - 0.133 \quad (0.8 < E < 3 \text{ MeV})$$

$$R = 0.407 E^{1.38} \quad (0.15 < E < 0.8 \text{ MeV})$$

やカツー・ベンフォードの式

$$R = 0.412 E^{1.265 - 0.004 \log E} \quad (E < 2.5 \text{ MeV})$$

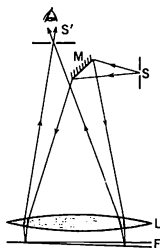
$$R = 0.530 E - 0.106 \quad (E > 2.5 \text{ MeV})$$

などもある。これらの式はアルミニウム以外の物質に対してもほぼ成り立つ。これらの式を用いて、未知の線源からの β 線の吸収曲線を測り、その最大エネルギーを求めることができる。

フィゼー Fizeau, Armand Hippolyte Louis 1819.9.23—1896.9.18 フランスの物理学者。パリに生れる。父はパリ大学医学部教授で資産家であった。最初 医学を志したが、健康にすぐれず断念した。後に健康を回復してから再び科学を志し、物理学に転じた。最初の研究は銀版写真術を改良することであった。そのなかで J. B. L. Foucault と知り合い、天体写真へ応用して写真術を完成させた。1838 年 D. F. J. Arago が提唱していた、「光の粒子説をとれば、光が密な媒質に入ると光速が速くなり、波動説をとれば逆に遅くなるのであるから、光が疎な媒質から密な媒質に入ったとき、光速がどのように変化するかを実験的に確かめればどちらの説が正しいかを定めることができる」という考えに触発されて、Fizeau は地上での光速測定に向かっていった。この測定は、Foucault とともに始めたが、測定方法は別であった。まず、1849 年に Fizeau が測定した方法は、回転歯車の歯の 1 つのすき間を通り抜けた光を、鏡で反射させてもとの位置に戻すようにした装置を用い、歯車の回転速度と反射光が再びすき間を通り抜けてくる条件の組合せから光速を求めるものであった。得られた値は $313274304 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ であった。この値は、1854 年に Foucault が反射光を回転鏡に当て、反射像のずれから得た値 $298000000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ より少し大きかった。1851 年高速の流水中を通り抜ける光の干渉を測定して、密な媒質中で光速が遅くなることを確かめた。このほかドップラー効果を天文学に応用して星の視線速度が決定できることを示した。1860 年アカデミー・デ・シヤンスの会員に選ばれた。

フィゼー干渉計 [英 Fizeau interferometer, 独 Fizeau-Interferometer, 仏 interféromètre de Fizeau, 露 интерферометр Физо] 水の表面の油膜、セッケン膜など非常に薄い膜に白色光が当たっているとき、虹のように色がついて見えることがある。照らす光が単色光であると膜の厚さが一様なら明るさも一様になる。膜の厚さに変化があると光の波長の半分だけ厚さが変わるとに 1 本の縞が現れる等厚干渉縞が見られる。このような干渉縞を広い面積にわたって観測し、その輪郭から膜の厚さの分布を調べるため、1862 年に A. H. L. Fizeau が考えた比較的簡単な装置である。

図のように光源 S からの光束は反射鏡 M とよく補正されたレンズ L を通して平行光束にされ、ほぼ垂直に膜 F に入射される。膜からの反射光束は再びレンズ L を通りその焦点面に集束する。焦点面にある開口 S' の背後に置かれ、膜を見るように調節された眼またはカメラには、膜の照らされている場所全体に等厚干渉縞がみられる。この干渉縞をフィゼーの干渉縞という。図の膜 F を 2 枚のガラス板に挟まれた狭い空間の気体の膜と考えれば、この膜について干渉縞ができる。このとき一方のガラス板が標準の平面であれば、他方のガラス板の平面度がこの気体膜の干渉縞を利用して検査できる。



フィゼーの干渉縞 [英 Fizeau fringes, 独 Fizeau-Streifen, 仏 franges de Fizeau, 露 полосы Физо] ⇒ 等厚干渉

フィゼーの方法 [英 Fizeau method, 独 Fizeau-Meth-

ode, 仏 méthode de Fizeau, 露 метод Физо] ⇒ 光速速度測定

フィゼー膨張計 [英 Fizeau dilatometer, 仏 dilatomètre de Fizeau] ⇒ 膨張計

フィックの法則 [英 Fick's law, 独 Ficksches Gesetz, 仏 loi de Fick, 露 закон Фика]

[1] 多成分からなる系において、それぞれの成分の拡散速度がその成分の化学ポテンシャルの勾配に比例するといふ法則。成分 i の拡散速度を v_i とし、密度を ρ_i とすれば

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_i + \text{div}(\rho_i v_i) = 0 \quad (1)$$

であるが(対流の流速はないとする)、フィックの法則は

$$v_i = -\text{grad } \mu_i \quad (2)$$

となる。 v_i は移動度とよばれる定数である。成分 i が低濃度ならば、 $\mu_i = kT \log \rho_i + \text{定数}$ とおけるので、式(1)は通常の拡散方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_i = D \Delta \rho_i \quad (3)$$

となる。 Δ はラプラシアンで、 $D = r_i kT$ である(⇒アインシュタインの関係式)。

[2] 原子炉物理では、中性子の流れが、中性子束の傾きに比例することをフィックの法則とよんでいる。原子炉中での中性子の輸送過程(⇒中性子輸送理論、中性子拡散理論)を正確に記述しようとするとき、極めて複雑な数値計算上の問題に遭遇する。しかし、(1) 体系が均質で無限に広がっているか、仮に有限であるとしても、境界から平均自由行程の数倍以上離れた場所を考える、(2) 中性子の速さ v と単位体積中の中性子数 n の積である中性子束 $\phi = vn$ が場所とともにゆるやかに変化する、(3) 実験室で中性子の散乱は等方的である、(4) 中性子の流れの密度 J は、簡単な関係 $J = -D \text{grad } \phi$ で結びつけられる。これをフィックの法則という。ここで D は中性子の拡散係数とよばれ、輸送断面積 Σ_{tr} と $D = 1/(3\Sigma_{tr})$ の関係がある。拡散係数の例を表に示す。

減速材	拡散係数	
	D_1	D_2
H ₂ O	1.13	0.16
D ₂ O	1.29	0.87
Be	0.56	0.50
C	1.020	0.84

D_1 : 10 MeV ~ 1 eV 中性子の平均

D_2 : 熱中性子の平均

フィッションカウンタ [英 fission counter, 独 Spaltzähler, 仏 compteur à fission, 露 счётчик делений] = 核分裂計数箱

フィッションチェンバー [英 fission chamber, 独 Spaltungskammer, 仏 chambre à fission, 露 делительная камера] = 核分裂計数箱

フィッチ Fitch, Val Logsdon 1923.3.10—

アメリカの実験物理学者。ネブラスカ州メリマンに生れる。1948 年カナダのマギル大学工学部を卒業し、1954 年コロンビア大学で博士号を取得。コロンビア大学およびプリンストン大学講師を経て、1956 年プリンストン大学助教授、1959 年 準教授、1960 年 正教授となる。国立科学アカデミー会員。1970 ~ 73 年には大統領科学諮問委員を務めた。

コロンビア大学 J. Rainwater の指導のもとに行った。

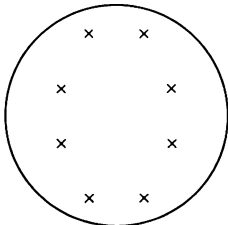
原子による μ 中間子捕獲に伴うX線の精密測定もよい仕事であったが、1954年以後はブルックヘブン国立研究所のコスモトロンやAGSなどの陽子加速器を使用し、一貫してK中間子の崩壊実験に取り組んだ。なかでも、1964年にJ. W. Croninらとともに発見したCP保存のやぶれの実験は有名で、その後も K_S^0 – K_L^0 の質量差やCPのやぶれに関連する一連の実験を行った。最近ではフェルミ研究所の400 GeV陽子加速器を用いてチャーム粒子生成などの実験にも乗り出している。1980年CP保存のやぶれの発見という功績に対して、Croninとともにノーベル物理学賞を授けられた。

フィッツジェラルド Fitzgerald, George Francis 1851.8.3–1901.2.22 アイルランド出身の物理学者。ダブリンに生れる。1877年にケンブリッジ大学トリニティー・カレッジのフェローとなり、1880年ダブリン大学の実験物理学の教授となった。19世紀後半における、かなり典型的なマクスウェル理論の信奉者であり、その拡張と応用に従った。1878年にマクスウェル理論とJ. MacCullaghのエーテル理論に基づく光の反射と屈折の理論を展開した。1889年Science誌への短いレターにおいてFitzgeraldは、マイケルソン–モーレイの実験と光行差の理論を和解させる唯一の方法として、質量ある物体の長さがエーテル中を通る際に、光速速度に対する物体の速度の比の二乗に比例する量だけ変化しなければならないことを指摘した。1892年の春リバプールにO. J. Lodgeを訪れたFitzgeraldは、この仮説を再び論じ、翌年Lodgeはロンドン王立協会のPhilosophical Transactionでこの内容を報告した。同年H. A. Lorentzも、全く独立に同じ仮説を述べたので、この仮説をフィッツジェラルド–ローレンツの収縮仮説という。そのほか天文学の研究にも携わり、彗星の尾の成因についての説明を与えるなどした。【論文集】*The Scientific Writing of the Late George Francis Fitzgerald* (J. Larmor 編), 1902。

フィット = あてはめ

VTOL = VTOL (ビートル)

フィデュシャルマーク [英 fiducial mark, 独 Rahmenmarke, 仏 repère de plaque, 露 координатная марка на рамке] 泡箱の前面ガラスの内側に泡箱座標系の基準として書かれている6–12個の印(多くの場合×印または+印)のこと(図参照)。これらのフィデュシャルマーク



は、泡箱中で生じた素粒子反応の飛跡とともにフィルムに収録される。フィデュシャルマークはその空間的な位置が前もって精密に($\pm 100 \mu\text{m}$ 程度の誤差しか許されない)測定されている。泡箱写真から素粒子の反応を測定研究しようとするものは、素粒子の飛跡とともにこのフィデュシャルマークをも測定しなければならない。フィデュシャルマークの測定データを規準として、素粒子反応の反応

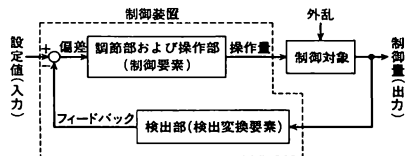
点の位置、生成された粒子の方向や曲率半径などが正確に計算され、これらのデータから各粒子の運動量が決められ、その素粒子反応を特定することができる。

フィート [英 feet, 独 Fuß, 仏 pied, 露 футы] 長さの単位フートの複数形。日本の計量法に関連する表現では、複数形の場合でも、たとえば3フートとしており、3フィートとはしない(⇒フート)。

フィトクロム [英 phytochrome, 独 Phytochrom, 露 фитохром] 藻類を除くすべての植物に存在し、環境の光信号を受容して植物の生長や分化を調節する胆汁色素タンパク質。分子量は約12万。約280nm, 380nm, 665nmに各吸収帯をもつ赤色光吸収型(P_R)と、約280nm, 400nm, 725nmに各吸収帯をもつ近赤外光吸収型(P_{FR})がある。赤色光(R)を照射すると P_R は P_{FR} となり、近赤外光(FR)を照射すると P_{FR} は P_R となる。暗所では、生理的に活性な P_{FR} が、熱力学的に安定な P_R に変換する。フィトクロムは、光発芽種子の発芽、単子葉植物の幼葉鞘の生長の調節など、植物のさまざまな生理現象を調節している。光によるレタス発芽の調節では、最後にRとFRのどちらの光で照射されたかが問題であり、R, FR→R, FR→R→FR→Rでは発芽するが、FR, R→FRでは発芽しない。したがってこの場合には、フィトクロムが赤色光で照射されて P_{FR} になっていることが、発芽が起るために必要であると考えられる。フィトクロムの発色団は開環したテトラピロールであり、単量体当たり1個存在する。その化学構造は藻類の光合成色素フィコシアニンの発色団と基本的に同一で、ビリトレンである。そして、少なくともタンパク部分のシステイン残基と、チオエーテル結合を介して結合していると考えられている。 P_R – P_{FR} 変換は、いくつかの寿命の短い中間体を経て行われるが、中間体の個数・諸性質や、発色団の分子変化的機構などはまだ明らかにされていない。さらに、フィトクロムの光吸収に引き続いて、生体中でどのような変化が起って生理現象の発現に至るのか、そのしくみはまだ不明している。

フィードバック = 帰還

フィードバック制御 [英 feedback control, 独 Rückkopplung, 仏 réglage à réaction, 露 управление с обратной связью] 制御系の出力の値(制御の結果)を制御系の入力設定値と比較し、どの程度偏差があるかを調べ、偏差が0となるよう自動的に訂正動作を行う自動制御系をフィードバック制御系とよぶ。自動制御に種々の方法があるが、フィードバックを行っているということが自動制御の最大の特徴ともいえる。フィードバック制御系では信号が入力側から出力側へと流れていくと同時に、出力側から入力側にも信号が戻され、信号の流れがその経路からみて閉じた形になっているので閉ループ制御ともいう。フィードバック制御系はいくつかのものが集まって構成されるが、この構成単位となるものを要素という。最も簡単な場合を図に示す。フィードバック制御のうち目標値が時間的に一定の場合を定値制御、時間的に変化するものを追値制御と

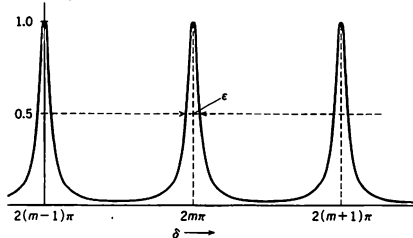


よぶ。さらに変形態が未知の場合を追従制御とよび分類している。一般に、制御系の出力と入力との比を伝達関数(この場合閉ループ伝達関数)とよび、伝達関数のベクトル平面上でのふるまいから系の安定、不安定を判別することができ、ナイキスト線図はその一例である。

フィードバック調節 [英 feedback control, 独 Rückkopplungskontrolle, 露 регулирование с обратной связью] 生体内の物質濃度を定常に保つための最も重要な機構。代謝系において、反応系列の後方に位置する代謝産物濃度の増減により、前方に位置する酵素の活性が増減することによる。フィードバックという語は電気回路用語より借用されたものである。生体内では一般に代謝産物濃度が上昇するとそれを合成する酵素系の活性が抑えられ、濃度が低下すると活性が上昇するが、これを負のフィードバック調節という。たとえばアミノ酸の一種トレオニンは、アスパラギン酸を原料として5種の酵素の働きにより生合成されるが、大腸菌では、アスパラギン酸に作用する酵素アスパルテートキナーゼの活性が、トレオニン濃度の上昇によって低下する。この代謝系では、トレオニン濃度によって活性の調節を受ける酵素は限られており、すべての酵素が調節を受けるわけではない。フィードバック調節を受ける酵素はキーエンザイム(key enzyme)とよばれ、重要な原料に作用する最初の酵素や代謝系の枝分れ部分などに作用するものが多い。調節の機構としてはアロステリック効果が最も重要である。

フィードフォワード制御 [英 feedforward control, 仏 réglage d'avance, 露 прямое управление] 目標値に変化を及ぼすような外乱を直接検出し、その信号で制御対象に適当な操作を加えることにより制御量の変化を打消す方法である。あらかじめ外乱を分析し情報としてもって瞬時に現れる変化を検出して直ちに制御するので、一種のシーケンス制御で行われることが多い。フィードフォワード制御に対するのは、制御結果と目標値との差でさらに制御内容を変えるフィードバック制御で、これと併用することにより非常に制御特性を得ることができる。

フィネス [英 finesse, 独 Finesse, 露 степень дисперсности] 多光束干渉では二光束干渉に比べて干渉縞の幅が狭く鮮鋭となるが、その幅の狭さを測る尺度がフィネスである。ファブリー-ペロー干渉計において隣り合った干渉二光束の間の位相差は $\delta = 2\pi(2nd/\lambda)\cos\theta$ である。ここで、 n は反射面の間にある物質の屈折率、 d は反射面間の距離、 λ は光の波長、 θ は反射面間の光束が反射面の法線となす角である。 $\delta = 2m\pi$ (m は整数)のとき明るい干渉縞となるから、 δ , λ , θ のいずれかが変わっても、 δ が 2π 変わるとに明るい縞が現れる。図の干渉光の強度を表す曲線のピークの半値幅を ϵ としたとき、 $\mathcal{F} = 2\pi/\epsilon$ という量は、干渉縞の間隔がその幅の何倍であるかを示すもの



で、縞の鮮鋭さを表すと考えられる。これをフィネスという。たとえば、波長の異なった光が同時に干渉計に入ると、それぞれ異なる位置に干渉縞を生じるが、波長が近いほど位置が接近してくる。このとき、 ϵ が小さいほど、ごくわずかにずれた2つの干渉縞でも区別することができ、高い分解能が得られる。この ϵ は干渉計の透過光の強度の式から求めることができ、反射面の反射率を R とすると、 $\mathcal{F} = \pi\sqrt{R}/(1-R)$ となる。 $R=0.9$ ならば $\mathcal{F}=30$ である。 R の大きいほどフィネスは増すが、金属反射膜の場合は反射率を高めるため膜を厚くすると吸収損失のため暗くになってしまうので、誘電体の多層膜を用いることが多い。

VB法 = 原子価結合法

フィブリル [英 fibril, 独 Fibrille, 仏 fibrille, 露 фибрилла] 合成・天然を問わず繊維は細くて長いという外形の特徴をもつが、より分解能の高い手法で、観察すると、1本の繊維はさらに細い繊維状組織の集束されたものであることがわかる。その微細組織をフィブリルという。発生の原因も、またその太さも数千Åから数十Åに及び多様である。太さに応じて、ミクロフィブリル、マクロフィブリルなどの名がつけられる場合もある。天然の繊維の場合には、ミクロフィブリルが集束してマクロフィブリルを形成し、さらにそれが集まって1本の繊維が形成されることがしばしばある。合成高分子材料の場合には、繊維のみならず軸延伸フィルムなどでもフィブリルの発生がみられ、延伸軸に平行な方向に割れやすくなったり、フィブリル表面での光の反射によって白濁化するなどの欠点の原因になる。また形態複屈折を生じる場合もある。

フィブリン [英 fibrin, 独 Fibrin, 仏 fibrine, 露 фибрин] 脊椎動物の血液は、血管外に出たとき凝固して血餅という塊をつくる。これは出血の際に止血の効果をもつ。血餅を顕微鏡で調べてみると、網目状になったタンパク質繊維に、血球がからまっていることがわかる。この繊維をフィブリンという。フィブリンは血液が血管外に出たときにだけ生じる。そして、その理由は次のように説明されている。血しょう(血液から血球と血小板を除いた溶液)の中には、フィブリンノーゲンやプロトロンビンなどのタンパク質が、 Ca^{2+} イオンとともに存在しているが、血液が血管外に出ると血小板が壊れて、その中に含まれていたトロンボキナーゼ(トロンボプラスチンともよばれる)が放出される。まず、このトロンボキナーゼと Ca^{2+} の働きによって、プロトロンビンがトロンビンという酵素に変わる。次に、この酵素の触媒作用によって、フィブリンノーゲン分子が加水分解され、フィブリン分子とフィブリノペプチドが生じる。そして、フィブリン分子が互いに結合してフィブリン繊維をつくるのである。

1/v 法則 ⇨ 中性子捕獲

V-A 相互作用 [英 V-A interaction, 仏 interaction V-A, 露 V-A взаимодействие] ⇨ 弱い相互作用
フィラメント [英 filament, 独 Heizfaden, 露 нить накала] ⇨ カソード

フィリップス・ゲージ = ベニング・ゲージ

フィルシュ-シュルター因子 [英 Pfirsch-Schlüter factor, 独 Pfirsch-Schlüter-Faktor, 仏 facteur de Pfirsch-Schlüter, 露 коэффициент [Пфрша-Шлютера] 環状磁場においては、磁力線の曲率によるドリフトによって、イオンと電子が上下反対方向に分離し、荷電分離を起す(⇨環状磁場)。そのためボロイダル方向の磁場成分を磁力線

にもたせ、回転変換角 ι をつくり、トラスの上下部分を磁力線によって短絡し、荷電分離を打消す。そのため磁力線に沿って電流が流れ、その電流密度 j_{\parallel} は $j_{\parallel}=(4\pi/\iota B_0)(\partial p/\partial r)\cos\theta$ で与えられる。ただし B_0 はトラス磁場、 p はプラズマ圧力である。この値は直線プラズマの反磁性電流 $j_{\perp}=(\partial p/\partial r)/B_0$ の $(2\pi/\iota)^2$ 倍になっている。このことはトラスプラズマの古典拡散係数が直線プラズマの係数の $[1+(2\pi/\iota)^2]$ 倍大になることと関連している。この係数は、D. Pfirsch と A. Schlüter によって導かれたので、フィルシュ-シュルター因子という。

フィルソフの理論 [英 Firsov theory, 独 Firsov-theorie, 仏 théorie de Firsov, 露 теория Фирсова] 重イオンの電子的エネルギー損失に関する理論。1959年、O. B. Firsov によって提案された。重イオン・原子衝突系につくられるポテンシャル場内を電子束が流れ、その際に原子内電子へ変換される運動量が、重イオンのエネルギー損失値に還元されるというモデルに基づく。エネルギー損失値、電子的阻止能は、イオン速度に比例する。フィルソフの理論および LSS 理論により、低速領域での重イオン阻止能の、実験と理論の定量的比較が可能となっている。

フィルター [英 filter, 独 Filter, 仏 filtre, 露 фильтр]

[1] 可視光フィルター：入射光の強度、分光分布、振動面などを变化させる光学素子をフィルターといい、大別して、物質による光の吸収を利用する吸収フィルターと、光の干渉を利用する干渉フィルターに分けられる。前者は最も多用される型のフィルターで、とりわけ着色したガラスを基材にした色ガラスフィルターは代表的である。その中には、ある波長よりも短波長側を吸収し、長波長側を透過するシャープ・カットフィルターや、ある波長範囲のみを透過するバンド・パス(単色)フィルターや、波長に依存せず光を一様に弱めるニュートラル(ND)フィルターなどがある。ガラス以外の物質を基材として用いるものもあり、その物質名を冠して、ゼラチンフィルター、プラスチックフィルター、溶液フィルター、金属薄膜フィルターなどと呼ばれる。干渉フィルターは、薄膜による多重反射の干渉を利用する薄膜干渉フィルターと、偏光板と複屈折結晶を組合せて常光線と異常光線の干渉を利用する偏光干渉フィルター(発明者にちなんで、リオ・フィルターともいう)がある。これらはいずれもバンド・パス(単色)フィルターに属する。薄膜干渉フィルターは、膜の材質(金属、誘電体)、膜の層数(単層、多層)、膜厚によって、特性や用途が異なってくる。また、入射角が変化すると透過波長帯も変化するので、波長可変フィルターとして用いることもできる。偏光干渉フィルターは、透過帯域を極めて狭く($<1\text{\AA}$)のできるの大きな特徴である。

[2] 赤外用フィルター：赤外フィルターとしては、短波長側の光を除去するもの、長波長側を除去するもの、一定の波長帯域だけを取出すものがあり、目的に応じて透過型と反射型を使い分ける。(1)透過型：ゲルマニウム、シリコン、InAs, InSb, そのほかの半導体は $1\sim 10\mu\text{m}$ でよいフィルターであり、反射防止を施せばさらに効率向上する。水晶は近赤外、遠赤外で透明で中間領域をよくカットする。煤を練り込んだブラックボリチレン、種々のイオン結晶の粉末をポリエチレンに練り込んだいわゆる吉永フィルター(図1)などは $20\mu\text{m}$ 以上でよく用いられる。屈折率の異なる物質を透明基板に交互に蒸着した干渉フィル

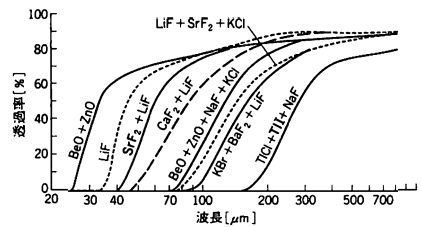


図1 種々の粉末結晶フィルターの透過特性

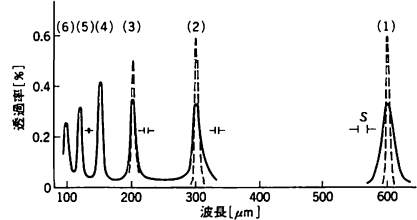


図2 金属メッシュ干渉フィルターの透過特性
実線は実測、点線はスリット幅の補正を加えたもの、Sは実測スリット幅、()内の数字は干渉次数

ターは近赤外や普通 赤外領域で、金網を向け合せたファブリー-ペロー干渉フィルターは遠赤外で鋭いバンド・パスフィルターとなる(図2)。(2)反射型：金属粗面は散乱効果により、回折格子面は回折効果により短波長除去フィルターとなる。イオン結晶板の残留線はバンドフィルターの役目を果し、金網鏡(\Rightarrow ワイヤーグレーティング)は中遠赤外以下の領域を強力にカットし、サブミリ波ではよい鏡となる。その波長特性はメッシュの粗さによって決り、任意に選ぶことができる(図3)。

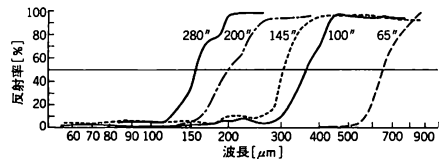


図3 金属メッシュの反射特性

[3] 電気回路のフィルター：特定の周波数範囲にある周波数の信号のみを通過し、それ以外の周波数の信号を減衰させてしまう四端子回路網。周波数 f_H 以上の信号を減衰させ、それ以下の周波数の信号は通過させるロー・パスフィルター(図4a)、周波数 f_L 以下の信号を減衰させ、それ以上の周波数の信号を通過させるハイ・パスフィルター(図4b)、周波数 f_L から周波数 f_H の範囲にある信号は通過させ、それ以外の周波数の信号を減衰させるバンド・パスフィルター(図4c)、周波数範囲 $f_L\sim f_H$ にある信号は減衰させ、それ以外の周波数の信号を通過させるバンドフィルター(図4d)がある。振幅一定の入力信号に対してそれらの出力の周波数特性は図4a～dのようになる。抵抗、コンデンサー、コイルなどの受動素子のみで構成されたフィルターに対して能動素子(増幅素子)を含むフィルターをアクティブフィルターという。また機械振動を利用したメカニカルフィルターもある。出力が 3dB 低下する f_H は $1/2\pi RC$ で与えられる。

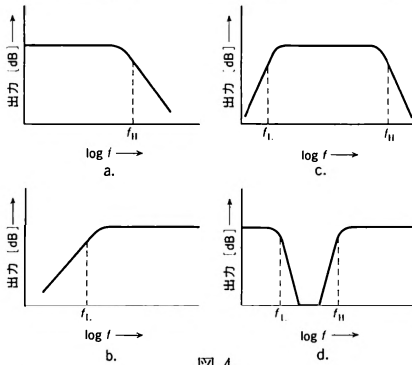


図 4

〔4〕液体と固体を分離する戸紙のように、2相を分離するための器具または装置。

フィルツ変換 [英 Fierz transformation, 独 Fierz-Transformation, 仏 transformation de Fierz, 露 преобразование Фирца] 場の理論における4個のフェルミ場の積に関する変換。中性子やμ粒子は3個のフェルミ粒子に崩壊する。この過程の有効相互作用としてフェルミ相互作用があり、これは4つのスピノール場の積の形で書ける(時空の微分は含めない)。この4つのスピノール場を $\bar{\psi}$, ϕ , ψ , φ とするとローレンツ不変性の要請より、相互作用ハミルトニアン密度は次式のように書ける。

$$H' = \sum_{i=1}^5 f_i (\bar{\psi} O_i \phi) (\bar{\psi} O_i \varphi) \quad (1)$$

(f_i は結合定数 $i=1, 2, \dots, 5$ に対し S, V, T, A, P 型相互作用という)。ここで、 $(\bar{\psi} O_i \phi) = \bar{\psi}_a (O_i)_{\alpha\beta} \phi_\beta$, $\bar{\psi}_a = \psi^*_\beta$, $(\tau_4)_{\beta\alpha}$, ϕ_β などはスピノールの成分, $O_1=1$, $O_2=\tau_\mu$, $O_3=i(\tau_\mu \tau_\nu - \tau_\nu \tau_\mu)/2$, $O_4=i\tau_5 \tau_\mu$, $O_5=\tau_5$, τ_μ はディラック行列, $\tau_5=\tau_1 \tau_2 \tau_3 \tau_4$ である。式(1)はまた別の形に書き直せる。

$$H' = \sum_{i=1}^5 g_i (\bar{\psi} O_i \varphi) (\bar{\psi} O_i \phi) \quad (2)$$

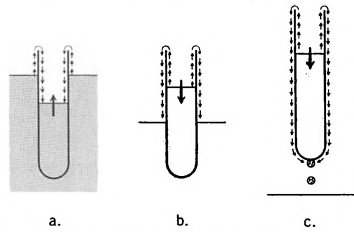
この変換をフィルツ変換といい、 $f_i=g_i$ のときは相互作用がフィルツ変換に対して不変という。いろいろのこの種の崩壊に関して f_i はほぼ一定かつ $f_i=g_i$ をほぼ満足している。 $f_i = \sum_j g_j \lambda_{ij}$ と書くことと次の関係がある。

$$\lambda_{ij} = -\frac{1}{4} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 4 & -2 & 0 & 2 & -4 \\ 6 & 0 & -2 & 0 & 6 \\ 4 & 2 & 0 & -2 & -4 \\ 1 & -1 & 1 & -1 & 1 \end{bmatrix}$$

フィルム線量測定 [英 film dosimetry, 独 Filmdosimetrie, 仏 dosimétrie à film, 露 плёночная дозиметрия] ⇒ 写真フィルム検出器

フィルムバッジ [英 film badge, 独 Filmplakette, 仏 film témoin, 露 плёночный дозиметр] ⇒ 写真フィルム検出器

フィルムフロー [英 film flow, 露 течение плёнки] 超流動ヘリウムに物体を浸すと、その物体を構成する原子・分子とヘリウム原子との間に働くファン・デル・ワールス力によって、液体ヘリウムが吸い上げられ、超流動であるためにこれがごく薄い膜となって、抵抗なく物体表面をはい上る。この膜厚はファン・デル・ワールス力と重力と



のバランスで決り、液面から1cmの高さで約300 Åになる。図は超流動ヘリウムに試験管を浸したようすであるが、いったんヘリウム膜が試験管の表面を覆うと、ヘリウムは図のように試験管内外の液面の差をなくす向きに膜として流れる。これが超流動のフィルムフローである。フィルムフローによる質量の移動を見ると、試験管内外の液面の差(すなわち圧力差)にあまりよらない。これは、フィルムフローの速度に超流動状態を保てなくなるある上限があって、ヘリウムはほとんどの速度で一定に流れているためである。この速度は温度などいくつかの条件で異なるが、数 $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ の程度で、これが何によって決っているかは完全に示明からではない。

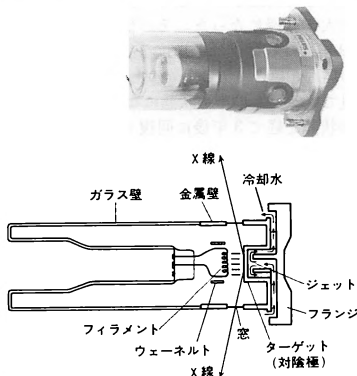
風向計 [英 wind vane, 独 Wetterfahne, 仏 girouette, 露 флюгер] 風の方角を測定する装置。垂直軸に取付けた矢羽根を回転させて矢羽根が風の方角に平行になることを利用する測定器。ビトー管を2個垂直に固定し両者の全圧が等しくなるように回転して風向を測定する方法、3個あるいは5個の孔のあいた動圧球を使用し、各孔の動圧が等しくなる方向を探す3孔型ビトー管、5孔型ビトー管、円筒ビトー管、X字形にはった熱線プローブを用いる熱線式風向計などがある。5孔形ビトー管は三次元内での風向が測定され、他は二次元平面内の風向の測定ができる。

風速 [英 wind velocity, 独 Windgeschwindigkeit, 仏 vitesse du vent, 露 скорость ветра] 空気を流体とみたときの速度ベクトル。速度ベクトルの大きさのみを風速といい、風が吹いてくる方向を風向とよんで区別する場合もある。理論的には場所と時間の連続関数であるが、実際に風速を測定する際には、測定する目的と風速計の性質によって、さまざまな風速が定義される。天気予報などで単に風速といえば、10分間の平均風速をさす(たとえば9時の風速とは、9時10分前から9時までの平均風速を意味する)。しかし、風の乱れの構造を調べる場合には瞬間風速が問題になる。たとえば、平均風速が時間的に変化しなくても、風は乱流なので、瞬間風速と平均風速とは一般に一致しない。その違いは乱流強度の最も大きい地上風速(通常、地表から高度10mにおける風速)で著しく、大気境界層(地表から高度1~2km)より上空では小さい。地表から数十mの高さまでの接地層の平均風速は、ほぼ高度の対数に比例して増大する(風速の対数法則)。また、数百mまでの風速分布は高さ z のべき乗(z^p ; p は定数で0.2~0.4)で近似されることが多い(風速のべき法則)。それより上空の風速はコリオリの力のために風向がしだいに変化し、自由大気(地表から1~2kmの高さより上空の大気)中の風は、ほぼ地衡風や等圧線に平行に吹く。中緯度帯の地上風の風向の変化傾向をみると、(1)1年を通じて同じ向きに吹く成分、(2)夏と冬で風向が逆になる成分、(3)数日周期で変化する成分、(4)1日周期で変化する成分、(5)数

時間で変化する成分、(6) 数十分より短周期で変化する成分が重なっている。(1)は大気大循環による大規模な気流、(2)は大陸と海洋との間の温度差に起因する季節風、(3)は総観規模(数百～数千 km)の擾乱、(4)は地面温度の日変化に起因する海陸風や山谷風、(5)は局地的な積乱雲、(6)は地表付近の乱流によって考えられる(⇒風力階級)。

風速計 [英 anemometer, 独 Anemometer, 仏 anémomètre, 露 анемометр] 空気の流れを測定する装置。ベルヌーイの定理を利用し全圧と静圧の差(動圧)と風速の関係を利用するピトー静圧管、加熱物体の冷却率と風速の関係を利用する熱線風速計、サーミスター風速計、翼車の回転数と風速の関係を利用する翼車風速計、超音波の伝播速度の差を利用する超音波風速計、レーザー光のドップラー効果を用いるレーザードップラー風速計、カルマン渦の周期性を利用した渦流風速計などがある。ピトー静圧管、熱線風速計、レーザードップラー風速計は風洞などの流体力学の実験に多く用いられる。また熱線風速計は室内、屋外の一般の空気流速の測定に使われ、気象関係では翼車風速計が用いられる例が多い。

封入型 X 線管 [英 sealed-off X-ray tube, 独 versiegelte Röntgenröhre] X 線分析用、医療や工業でのラジオグラフィ用などがある。使用分野に応じて、X 線管およびそのハウジング構造は違っているが、クーリッジ管(熱陰極 X 線管)であることは共通している。図は X 線回



折法で使われる封入型 X 線管の概念図と実物写真の一例である。熱電子を放出するタングステンフィラメントの寿命を長くし、かつターゲット表面の汚染の進行を防ぐため、内部は $10^{-6} \sim 10^{-7}$ Pa の高真空になっている。X 線取出し窓は薄い金属ベリリウム箔で CrK α 線(2.29 Å)のような比較的長波長の X 線もよく透過させるのが特徴である。一般の X 線回折用には標準焦点サイズ(ターゲット上での $1 \times 10 \text{ mm}^2$)、微小焦点サイズ($0.4 \times 8 \text{ mm}^2$)、大焦点サイズ($2 \times 12 \text{ mm}^2$)の 3 種類あり、一般に標準焦点サイズがよく使用される。いろいろな波長の特性 X 線が使用できるように対陰極ターゲットは種々の金属が用いられ、あるいはメッキされている。標準焦点サイズをもつ銅対陰極 X 線管で、焦点内で消費される電力は 2 kW 程度である。蛍光 X 線分析には負荷が大きくとれ(焦点サイズも大きい)、焦点と取出し窓との距離を短くした管球が使用されている。

風力階級 [英 wind-force scale, 独 Windstärkeskala,

仏 échelle anémométrique, 露 шкала силы ветра] 風の強さを表す数。風速計がない場合に用いられる。1805 年にイギリスの F. Beaufort が提案したビューフォート風力階級が国際的に使用されている。水面の波の立ちかた、煙のたなびきかた、木の枝のゆれかたなどによって表のような整数の数(0～17)を定義するもので、日本では気象庁風力階級表とよんでいる。

風力階級			
風力	相当する地上風速 [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	陸上の状態	海面の状態
0	0.0～0.2	煙はまっすぐ昇る	波はまったくない
1	0.3～1.5	煙がたなびく	うろこ状のさざ波
2	1.6～3.3	木の葉が動く	一面のさざ波
3	3.4～5.4	木の葉が絶えず動く	ところどころに白波
4	5.5～7.9	小枝が動く、砂ぼこり	水面の半ばが白波
5	8.0～10.7	灌木がゆれる	ほとんど白波
6	10.8～13.8	かさがさしにくい	大波が生じる
7	13.9～17.1	歩きにくい	しぶきが流される
8	17.2～20.7	歩けない、小枝がとぶ	大きな波が碎ける、しぶきが激しくなる
9	20.8～24.4	人家に軽い被害	海がうなる、一面にしぶき
10	24.5～28.4	樹木が根こそぎ倒れる	海面全体が白くなる
11	28.5～32.6	大きな被害が生じる	山のような大波、水煙
12	32.7～36.9	まれにしか生じない	空中にあわとしぶきが充満する
13	37.0～41.4		
14	41.5～46.1		
15	46.2～50.9		
16	51.0～56.0		
17	56.1～61.2		

フェイズン [英 phason, 露 фазон] ⇨ 位相モード

フェイディング [英 fading, 独 Fading, 仏 évanouissement, 露 замирание] 衰えると色などがあせるという意味の語で、フィルムバッジや熱ルミネッセンス線量計(TLD)など、積分型の線量計において、放射線が線量計に入射して作用した時点から読取り時までの経過時間に応じて線量の読取り値が減少する現象。高速中性子の被曝線量測定に広く用いられているのは、特別の写真フィルム中の陽子が入射中性子によってはじきとばされたときにできる飛跡の面密度を数える方法であるが、フェイディングを受けやすく、高温高湿時には 1 ヶ月間に像の 90% 以上をこれにより失うこともある。包装(湿気を防ぎ、できれば酸素を除く)・保管(冷蔵)・着用期間・回収後の早期読取り、などに注意を払う必要がある。フィルムの場合には現像されたものを長期間保存することができるが、このように記録性に富む積分型線量計の場合には、フェイディングは顕在化された情報の保存期間中にも見られる。対策とし

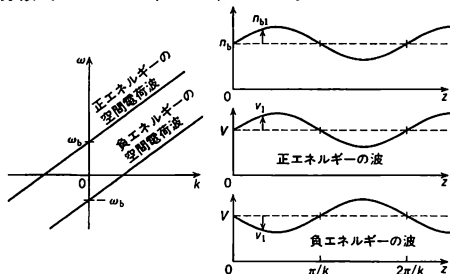
ては標準照射したものを一緒に保存して両者を比較して線量を求めるのがよい。

負エネルギー状態 [英 negative energy state, 独 Zustand negativer Energie, 仏 état d'énergie négative, 露 состояние с отрицательной энергией] ディラック方程式には、これに従うスピンの1/2の粒子の質量を m , 運動量を p とすると, エネルギー $c\sqrt{m^2c^2 + p^2}$ の状態のほか, $-c\sqrt{m^2c^2 + p^2}$ なるエネルギーの状態が解として存在することが知られている。これは負エネルギー状態とよばれる。負エネルギー状態は, 現実には存在しない状態であるばかりか, クラインのパラドックスやロバ電子にみられるように, ディラック方程式に内在する深刻な難点とみなされた。しかし1931年 P. Dirac は, すべての負エネルギー状態が粒子によって満たされたものが真空であるという観点から, いわゆる空孔理論を提唱してこの困難を解決し, 相対論的量子力学の端緒を開いた(⇒空孔理論)。

その後, スピン1/2以外の粒子に対しても, スピンに応じたさまざまな相対論的な波動方程式が発見されたが, これらはいずれも正エネルギーのほか負エネルギーの解ももっている。空孔理論においては, 粒子がパウリの原理, つまりフェルミ統計に従うことが本質的な役割を演じたが, 整数スピンの粒子はボース統計に従うから, ここでの負エネルギー状態の解釈に空孔理論を用いることはできない。結局この問題は, 相対論的波動方程式に従う振幅, 確率波ではなく物質波とみなし, これを量子論的な演算子として扱うという場の量子論によって初めて解決された。ここでは, フェルミ粒子, ボース粒子いずれの場合においても, 正, 負エネルギーの振幅はそれぞれ粒子の消滅, 生成の演算子を表すことになる。その結果, 場の量子論においては, 空孔理論と同一の結果がスピン1/2の粒子に対して導かれるものの, 負エネルギー状態という概念は一切依拠することなく, 議論をすることが可能となる。その意味で負エネルギー状態は発見法的には極めて重要な役割を演じたが, 現在は必ずしもこれを必要としない。

負エネルギー波 [英 negative energy wave, 独 negative Energiequelle, 仏 onde d'énergie négative] 荷電粒子ビームに付随している空間電荷波などで, そのエネルギーの符号が負性ときの波。負エネルギー波とは, それを励起する際に, エネルギーを付加するのはなく, 逆にエネルギーを除去することが必要であることを意味する。一般的には, 分散性媒質(誘電率 ϵ)内を伝播する, 振動数 ω , 波数 k の静電波動のエネルギー密度 $W = (\epsilon_0/4) \{ \partial(\omega\epsilon)/\partial\omega \} |E|^2$ が負になる場合である。ただし, E は波の電場, ϵ_0 は真空中の誘電率を表す。

たとえば, 速度 V の電子ビーム(プラズマ振動数 ω_b)の分散式は $\epsilon = 1 - \omega_b^2/(\omega - kV)^2 = 0$ で与えられ, このビー



ムには図に示すように $\omega = kV \pm \omega_b$ の空間電荷波が伴っている。下側符号の波動は $W = -(\omega/\omega_b)(\epsilon_0/2)|E|^2 < 0$ である。それはこの波によるビームの密度と速度の摂動量 n_{b1} および v_{b1} が逆位相となっていて, ビームのもつ運動エネルギーは波を発生したほうが小さくなるからである。したがってこの波動エネルギーを媒質の抵抗, あるいは共振回路などで取除くようにすれば, 負エネルギー波の振幅はますます増大して波動は成長することになる。この電子ビームが静止プラズマ中を流れるときには, ビームの負エネルギー波が, 背景の電子プラズマ波と結合して後者の波を励起する(二流体不安定性)。このとき不安定波動の位相速度は電子ビームの速度よりも小さく, 異常ドップラー効果ともいわれる。

フェヒナー Fechner, Gustav Theodor 1801.4.19 - 1887.11.18 ドイツの心理学者, 物理学者。死別する5歳のときまで, 父親からラテン語を学んでいた。15歳で生地ハレからドレスデンへ移り, ギムナジウムを出て1817年にライプチヒ大学に入学, 以来この地で全生涯を送ることになる。最初の著作(1821年)は Dr. Mises というペンネームで書かれ, 19世紀初期ドイツの通俗的な唯物論を風刺する作品であった。最初の科学的仕事は, 物理学の講述(ただし無給), 物理学と化学の教科書のフランス語からの翻訳, 電気の実験, 特にオームの法則に関する研究などである。1831年ガルバーニ電池の定量的測定についての論文を提出して物理学者としての名声を得, 1834年にライプチヒ大学教授になった。その後, 神経性の病気になる, 1839年には物理学での地位を辞任せざるを得なかった。この病は, 色と残像の実験のために色ガラスを通して太陽を見ているときに半盲状態になったことから始まり, 絶望的な状態を経て3年後に回復しはじめたが, それ以後, 心理物理学の仕事に傾倒してゆく。刺激 R に対するしきい値 ΔR の比 $\Delta R/R$ に比例して感覚の増分 ΔS が決まるというウェーバー-フェヒナーの法則は, 実験心理学史上で重視され批判されたが, 近年再評価され, 一般化もなされている。著作は多彩で, 上述の風刺文や物理論文のほか, 死後の世界, 宗教, 美学などにもある。心理物理学の成果を総合したのは *Elemente der Psychophysik* (全2巻, 1860年と1889年)で, その第1巻は英訳されている。

フェムト [英仏 femto, 独 Femto, 露 фемто] 単位の名前に付ける接頭語のひとつで, 10^{-15} 倍を意味する。1964年の国際度量衡総会の決議8によって, SI接頭語のひとつとして採用され, 記号 f で表すことが協約された。たとえば長さのSI単位はメートル(単位記号は m)であるが, その 10^{-15} 倍をフェムトメートルとよび, 記号 fm で表す。この語は, 数の15を意味する北欧語の単語(デンマーク語では femten)から選ばれたといわれる。

フェムトファラド [英仏 femtofarad, 独 Femtofarad, 露 фемтофарада] 静電容量の単位であるファラド(単位記号は F)の, 分量単位のひとつ。 $10^{-15}F$ に等しい。記号は fF (⇒ファラド)。

フェライト [英仏 ferrite, 独 Ferrit, 露 феррит] 磁鉄鉱(Fe_3O_4)のように3価の鉄イオンを含む複合酸化物の総称。 γ - Fe_2O_3 , $MnFe_2O_4$ や $ZnFe_2O_4$ のように結晶構造が立方晶系のスピネル型を示すものや, 六方晶系のマグネトブラунバイト型の $BaO \cdot 6Fe_2O_3$ 等, 化学式が $3Y_2O_3 \cdot 5Fe_2O_3$ で表されるイットリウム鉄ガーネットと同属のガ

ーネットとか、ペロブスカイト型のものが知られている。また結晶系が多少ひずんだペロブスカイト構造をもつオルトフェライト、ヘマタイト(α - Fe_2O_3)に類似の構造をもつイルメナイトなどもこの一種である。遷移金属イオンを含むものにはフェリ磁性を示すものが多く、各種磁石、磁気録音テープやテレビなどのエレクトロニクスに広く応用されている。フェライトは融点が高く、固く、もろく、電気的には絶縁体である。粉末冶金法で高温で焼結体として製造される。また PbO などの融剤を加えた熔融体を徐冷して析出法で大型の単結晶もつくられている。比重は約4で、外見は黒いが、薄片は透明である。結晶格子のなかの2価の酸素イオン6個で構成される八面体、あるいは同様の四面体の中心は Fe^{3+} などの金属イオンが占めている。 γ - Fe_2O_3 、 $\text{Li}_2\text{Fe}_2\text{O}_4$ などでは空孔あるいは正イオンが結晶格子中に規則的に配列している。フェライト中の磁性イオンのスピンは、反強磁性的交換相互作用によりフェリ磁性とよばれる磁気構造をつくっている。

フェライト共振器 [英 ferrimagnetic resonator, 独 ferrimagnetischer Resonator, 仏 résonateur ferrimagnétique, 露 ферримагнитный резонатор] YIG のようなきわめて高周波損失の少ないフェライトを用いた共振器。YIG はラーモア周波数(\Rightarrow ラーモア歳差運動)付近での透磁率 μ_1 (\Rightarrow ジャイロ磁気回路素子)がきわめて鋭いピーク値を示す。YIG の1mm くらいの小球を使用するが、共振点付近では μ_1 がきわめて大きく、球内にある電磁波が表面から逃げていくくなっているため、Q 値が数千ぐらいの共振器となる。共振周波数は外部磁場に比例して変化させることができる。外部回路との結合は、YIG の表面からわずかに洩れてくる電磁波を導波管またはコイルで捕えることにより達成される。外部磁場により容易に共振周波数が変わるので、0.5~20GHz の広帯域発振器の共振回路として使われる。

フェライト振動子 [英 ferrite magnetostrictive vibrator, 仏 vibreur à magnétostriction de ferrite, 露 ферритовый магнитоупругий вибратор] フェライトを磁化したとき機械的ひずみを生じる磁歪現象を利用した磁歪振動素子である。フェライト振動子は渦電流損失が極めて小さく、電気音響変換効率も80%以上に達し、安価なので大量に使われている。数kHz から100kHz くらいまでの周波数範囲で液体中および固体中での超音波の発生、受信に使用される(\Rightarrow 磁歪振動子)。

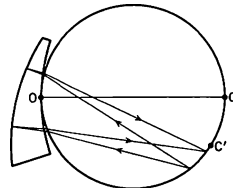
フェリ磁気共鳴 [英 ferrimagnetic resonance, 独 ferrimagnetische Resonanz, 仏 résonance ferrimagnétique, 露 ферримагнитный резонанс] フェリ磁性体を電磁石の磁場中に置き、これにマイクロ波を加えると、ある磁場強度で強磁性的共鳴類似の鋭い共鳴吸収が起る。これをフェリ磁気共鳴という。フェライトは絶縁体であり、マイクロ波が十分浸透するので吸収はきわめて強い。フェリ磁気共鳴で測定される g 因子は、A 副格子の g_A 因子とスピンの S_A および B 副格子のそれら g_B と S_B を用いて $g = (g_A S_A - g_B S_B) / (S_A - S_B)$ で表される。磁気共鳴状態にあるフェリ磁性体のマイクロ波磁化率には、大きな非対角項(共鳴状態で直流磁場と交流磁場との両者に垂直な方向に磁化が発生すること)があるので、マイクロ波を一方にだけ伝送するジャイレーターとよばれる装置に利用される。また、 S_A と S_B が等しくなる付近の磁性物質では g 因子が特に大きくなる。 g 因子が大ききことはフェリ磁性モーメントの運

動が速いことを意味している。

フェリ磁性 [英 ferrimagnetism, 独 Ferrimagnetismus, 仏 ferrimagnétisme, 露 ферримагнетизм] 磁性原子が2組の結晶格子A, B上にあり、それらA, Bの磁気モーメントが互いに逆向きとなっているとき、外部にはこの差に相当する自発磁気が発生する。この磁性をフェリ磁性という。磁鉄鉱(Fe_3O_4)を一例とするフェライトの強い磁性を説明するため1948年L. Néelがこれを提唱した。磁鉄鉱はスピネル型結晶格子を組み、1分子当り1個存在する格子点A位置は1個の Fe^{3+} で、また2個のB位置は1個ずつの Fe^{2+} および Fe^{3+} で占められており、A位置とB位置との間の負の交換相互作用によりそれらの磁気モーメントは互いに逆方向を向いている。A位置全体とB位置全体とを考えたとき、これらの副格子の全磁化は互いに逆方向を向いている。このときB副格子磁化のうち Fe^{3+} による部分はA副格子の Fe^{3+} による磁化と打消しあっているため、打消されずに残るのはB副格子上の Fe^{2+} による全磁化で、これが外部に現れ、強磁性のようにふるまう。温度の上昇時にこのフェリ磁性が消失する温度をネール温度といい、ネール温度以上では常磁性に転化する。このときの磁化率の逆数の温度依存性は上方に凸で、普通の強磁性体のキュリー温度以上の磁化率の逆数のふるまいが上方に凹であるのと異なる点が特徴的である(\Rightarrow ネールのフェリ磁性理論)。フェリ磁性はフェライト以外に磁硫鉄鉱、チタン鉄鉱、クロム鉄鉱などの多くの結晶でも見いだされている。

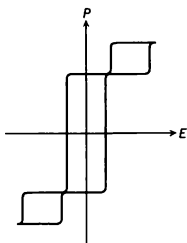
フェリ磁性体 [英 ferrimagnet, 独 Ferrimagnetikum, 仏 ferrimagnétique, 露 ферримагнетик] \Rightarrow フェリ磁性

フェリー・プリズム [英 Féry prism, 独 Féry Prisma, 仏 prisme de Féry, 露 призма Фери] プリズムの一面を凹球(円筒)面に、他面を凸球(円筒)面に研磨し、凸面側にアルミニウムコーティングを施し反射面としたもの(図参照)。このプリズムは、凹面回折格子のローランド円



と同様に、凹面の頂点Oとその曲率中心Cとを結ぶ線分を直径とする円を焦点曲線としてもつ。この焦点円上に点光源をおくと、そのスベクトル像も同じ円上に結像する。なお、凸面の曲率中心C'もやはり焦点円にある。このプリズムは、分光器を構成する際にレンズなどの補助光学系を必要としないばかりでなく、裏面鏡であるため、経年変化や取扱い上の問題点が少ない、などの利点をもつ。

フェリ誘電体 [英 ferrielectricity, 独 Ferrielektrizität, 仏 ferroélectricité, 露 ферриэлектричество] 強誘電体のなかで、結晶格子が2種類の副格子から成り、それらの副格子が互いに反平行で大ききの等しくない永久双極子をもつものをいう。しかし実際の結晶の自発分極を考えると、それが結晶格子のなかの2種類の異なる部分から、どの程度の寄与を受けているかを構造だけから判断することは難しい。よほどはつきりした単位、たとえば永久双極子をもつ2種類の回転可能な量などを含む場合は別で



ある。そこで実験的にフェリ誘電体であることをいうには、図のような三重ヒステリシス曲線(分極 P -電場 E)が見られることが重要となる。電場による分極反転の機相からフェリ誘電体を定義すれば、ある一定の電場以下では通常の強誘電状態が実現しているが、さらにそれ以上の電場を印加すると別の強誘電性の状態が誘起されるような物質ということになる。フェリ誘電体の例としては、チオ尿素(NH_2) $_2$ CS, 硫酸リチウムルビジウム RbLi SO_4 などがある。なお、フェリ誘電体の自発分極は一般には複雑な温度依存性を示す。

フェルゲットの利得 [英 *Fellgett advantage*, 仏 *avantage de Fellgett*, 露 *выигрыш Феллгэта*] すべての波長の光を同時に検出する同時測光による SN 比の利得を研究者 P. Fellgett にちなんでフェルゲットの利得、またはマルチプレックスの利得という。

波数 σ_1 から σ_2 までのスペクトル範囲を分解度 $\Delta\sigma$ で分光測光する場合、そのスペクトル要素の数は $m = (\sigma_2 - \sigma_1) / \Delta\sigma$ としてよい。1 個の出射スリットで各スペクトル要素を逐次測光する場合(たとえばモノクロメーターで測定する場合)、全域を測光するのに要する時間が T ならば、各要素ごとに T/m の時間をかけて測定できる。このとき、検出器雑音が支配的であれば、SN 比は $\sqrt{T/m}$ に比例する。

全領域を同時に測光する同時測光方式(たとえば干渉分光器)では、各スペクトル要素にすべて T だけの時間をかけて測光することになり、SN 比は \sqrt{T} に比例する。逐次測光方式に対して同時測光法では \sqrt{m} 倍の SN 比の改善がみられることになる。これがフェルゲットの利得である。赤外領域では、雑音は主として検出器雑音であるからこの利得が生きているが、光子雑音が支配的となる可視領域ではこの利得は失われる。

フェルスター模型 [英 *Förster model*, 独 *Förster Modell*, 仏 *modèle de Förster*, 露 *модель Ферстера*] 非晶質や液体のなかでのエネルギー移動を記述するモデルのひとつ。非晶質や液体のなかでは半導体のなかのように励起子運動が平面波形の波動関数では表せず、励起子は遅く、しかもランダムに分子から分子へ跳び移る。このような動きは、次の式に従うと考えられる。

$$\dot{\rho}_l = \sum_m F_{lm}(\rho_m - \rho_l)$$

ただし $\rho_l(t)$ は時刻 t において分子 l の位置に励起子が存在する確率、 F_{lm} は励起子移動の反応定数である。このモデルはフェルスター-デキスター模型ともいう。

フェルバー転移 [英 *Verwey transition*, 仏 *transition de Verwey*, 露 *переход Фервея*] Fe_3O_4 (マグネタイト)における Fe^{2+} , Fe^{3+} の価電子の空間的配列についての秩序・無秩序相転移のことで、1941 年、E. Verwey によ

って初めて提唱されたので、その名を冠してよばれる。マグネタイトは常温では立方相逆スピネル構造をもつが、 $T = 120\text{ K}$ 付近で電気伝導性、磁性など諸物性に著しい変化を伴う構造相転移を起す。これは基本的には酸素によって八面体的に囲まれている Fe イオンが、常温では統計的に Fe^{2+} の平均価数をもって同等であったのが、 120 K 以下で Fe^{2+} , Fe^{3+} に分れて一定の秩序配列をもった相に移るためと考えられており、このような電荷の配置の秩序化という観点から詳細な研究がなされている。電荷の秩序パターンそのものは、当初 Verwey が提唱したものとは異なり複雑なもので、同時に結晶構造も単純な立方相から、擬正方の複雑な構造をとることが、核磁気共鳴や中性子回折の実験から知られている。

フェルマ *Fermat, Pierre de* 1601.8.17—1665.1.12 フランスの数学者。はじめ法律を修め、1631 年ツールズ地方議会請願議員、1648 年以降は同僚選議員に選ばれたが、古代の Diophantos の「算術論」*Arithmetica* を読み数学への興味を深めていった。同書の余白に書きしるした $x^n + y^n = z^n$ の整数解に関するフェルマの定理のことがよく知られている。彼の物理学への貢献は、数学的最大・最小の計算から派生したもので、古代アレクサンドリアの Heron の光の反射における最短距離の法則を屈折の場合にまで拡張して、最短時間の法則を提出したことにある。これは、光の通過距離と屈折率の積を光学的距離と定義するとき、最短光学距離の原理ともいわれるものである(\Rightarrow フェルマの原理)。極値の計算は微積分や変分原理の先駆とも見られる。そのほかに重心の発見、確率や組合せ論の研究もある。

フェルマの原理 [英 *Fermat's principle*, 独 *Fermat-Prinzip*, 仏 *principe de Fermat*, 露 *принцип Ферма*] 1 点 P_0 から出て他点 P に達する光線は、所要時間が最小となるような経路をとるとというのが P. de Fermat によって最初に提唱された表現である。媒質中のある点における光の伝搬速度を v 、真空中の光速を c とすると、媒質のその点における屈折率は $n = c/v$ で定義されるから、光が ds 部分を通過するのに要する時間を dt とすると、光線が P_0 から P に達するのに要する時間 t は

$$t = \int_{P_0}^P dt = \int_{P_0}^P \frac{ds}{v} = \frac{1}{c} \int_{P_0}^P n ds$$

であるから、フェルマの原理は、1 点からほかの点に達する光線は、光路長が極値となるような経路をとると表現される。幾何光学の基礎定理、たとえば屈折・反射の法則もフェルマの原理から光路長を極小値にする条件として導かれる。

フェルミ [英 *fermi*, 独 *Fermi*, 露 *ферми*] 長さの単位で、主に、原子核関連の長さの表現に用いられる。特定の単位記号はなく、常に fermi (ドイツ語では Fermi) と記される。 10^{-15} m すなわち 1 フェトメートル(単位記号は fm)に等しい。この名称は E. Fermi (\Rightarrow フェルミ)に由来し、1956 年から使われ始めた。国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい単位である。

フェルミ *Fermi, Enrico* 1901.9.29—1954.11.28 イタリア出身の理論・実験物理学者。ローマに生れる。1918 年ピサの高等師範学校に入学し、1922 年の卒業と同時に、「湾曲した結晶による X 線の回折」でピサ大学より博士号を取得。同年 文部大臣の奨学金によりゲッティングに留学して M. Born の指導を受け、翌年 帰国してロー

マ大学で教える。このころ、後にワイツゼッカー・ウィリアムズ近似として発展する原子衝突の理論を発表した。1924年ライデンでP. Ehrenfest に会って以来統計力学の研究を続け、次いで2年間フィレンツェ大学で教える。1926年、論文「単原子完全気体の量子化について」の中でフェルミ統計の考えを発表。同年彼は、26歳の若さでローマ大学教授の職を得、翌年には「原子のある種の性質を決定するための統計的方法」において、トーマス・フェルミモデルとして知られる半古典近似を導入した。1929年には、Mussolini 首相によりイタリア・アカデミーの会員に指名された。続いて放射の量子論の研究に取りかかり、「量子電気力学について」(1930年)において明確な定式化を行った。また、 β 崩壊におけるエネルギー保存則のやぶれは、未知の中性粒子が放出されるために起きるというW. Pauliの仮説(1930年)を理論化。この中性粒子をニュートリノと命名して β 崩壊を記述する弱い相互作用のハルトマンを導入した(1934年)。ここに現れる新しい結合定数は、今日ではフェルミ定数とよばれる。同年J. F. Joliot-Curie と I. Joliot-Curie 夫妻が、 α 線の照射により人工放射能を発見すると、これに刺激されてE. Amaldiらとともに中性子による元素の人工転換の実験を行い、パラフィンや水によって減速された中性子がけた違いに大きな吸収断面積をもつことを見いだした。1938年人種法が公布され、ユダヤ人である妻 Laura の身に不安を感じた彼は、ひそかにイタリアを去る決心をした。同年「広い範囲の元素にわたる新しい放射性物質の発見および遅い中性子の選択性の研究」によりノーベル物理学賞が与えられることになり、受賞の通知を受けた彼は、家族とともにストックホルムに赴き、受賞式後の12月24日、その足でアメリカへ向けて出発した。アメリカでは、1939年1月からコロンビア大学教授となるが、ちょうどこの時、O. Hahn と F. Strassman がウランの核分裂を発見したとの報を聞き、直ちに連鎖反応の研究に取りかかった。1941年春までに連鎖反応の基礎的理論を確立し、黒鉛を減速材とすることにより、天然ウランを用いた原子炉建設の可能性を示した。1941年12月6日(真珠湾攻撃の前日)可能性の連鎖反応を実現するためのウラン計画が承認されると、シカゴ大学に冶金学研究所という名称で大きな組織がつくられ、A. H. Compton を中心とする研究者が結集した。Fermi も1942年5月シカゴに移り、指導的役割を果たす。同年12月2日、シカゴ大学内に建設された原子炉はついに臨界に達し、史上初の制御された連鎖反応が実現した。彼は渡米直後の1939年3月18日に、海軍省において行った講演の中で、核分裂を爆弾に利用する可能性について述べているが、1942年夏に、原子爆弾完成を目的とするマンハッタン計画が発足し、ニューメキシコ州ロスアラモスに研究所が開設されるとこれに参加(1943年)。ここでも中心的存在となった。1945年7月16日、アラモゴルドにおいて最初の原子爆弾実験が成功した。彼は1945年7月よりシカゴ大学教授となり、この年アメリカ市民権を取得した。戦後も、中性子回折による結晶解析、 π 中間子を核子と反核子の結合状態とするフェルミ-ヤン模型(1948年)、宇宙線のフェルミ加速(1949年)、高エネルギー粒子衝突における多重発生に関する統計模型(1950~51年)、 π 中間子・核子散乱の実験的・理論的解析、アイソスピンの保存、(3, 3)共鳴、位相シフト解析(1953年ころ)、非線形力学系に関するフェルミの再帰現象(1954年)など数多くの業

績をあげたが、1954年癌のため53歳で死去した。翌年、人工的につくられた原子番号100の元素が、フェルミウムと名づけられた。〔主著〕*Introduction to Atomic Physics*, 1928; *Thermodynamics*, 1937; *Elementary Particles*, 1951.

フェルミ運動量 [英 Fermi momentum, 仏 moment-cinétique de Fermi, 露 предельный импульс Ферми] ⇨ フェルミ・ガス模型

フェルミ液体 [英 Fermi liquid, 独 Fermi-Flüssigkeit, 仏 liquide de Fermi, 露 жидкость Ферми] 液体状態にあるフェルミ粒子の多体系で、密度が高くて粒子間力の効果が大きく、かつ低温で量子統計の効果が強く働く場合、それをフェルミ液体とよぶ。フェルミ粒子の液体でも、高温で古典統計により扱える場合には、フェルミ液体とよばない。粒子間に力の働かないフェルミ粒子の理想気体(⇨フェルミ気体)では、基底状態は一粒子状態にエネルギーの低い方から粒子を1個ずつ詰めたものになる。フェルミ温度 $T_F = \hbar^2(3\pi^2n)^{2/3}/2mk$ (m は粒子の質量, n は粒子の数密度)より低温では、この基底状態に近い粒子分布が実現する(⇨フェルミ分布)。粒子間に力が働く場合も、同程度の低温では量子統計の効果が重要になり、理想気体の場合に似た粒子分布になると思われる。しかし、普通の物質ではフェルミ温度は1K以下の低温になり、そのような低温で物質は固体になるので、フェルミ液体の状態は実現しない。Heの場合は例外で、圧力をかけないと絶対零度まで液体のままである。Heの同位体 ^3He はフェルミ粒子だから、液体ヘリウム3(^3He)は1K以下の低温でフェルミ液体となる。金属の伝導電子は普通の液体ではないが、質量が小さいためにフェルミ温度が 10^4K 程度もあり、常温でも量子統計の効果が大きい。また電子間に働くクーロン相互作用の効果も無視できないから、金属電子系は一種のフェルミ液体である。フェルミ液体の理論は、L. D. Landauにより定式化された(⇨フェルミ流体論)。

フェルミ・エネルギー [英 Fermi energy, 独 Fermi Energie, 仏 énergie de Fermi, 露 энергия Ферми] フェルミ統計に従う粒子(フェルミオン)系の絶対零度での化学ポテンシャル、すなわち基底状態にある多体フェルミオン系に、さらに1つ粒子を加えるときのエネルギーの増分の最小値。一粒子状態が定義できる場合には、基底状態にあるフェルミオン系が占めている、最も高い準位のエネルギーである。独立粒子の近似がよい場合には、一粒子エネルギー ϵ に対する温度 T での分布関数は、 $\{\exp[(\epsilon - \mu)/kT] + 1\}^{-1}$ で与えられる(k はボルツマン定数)。ここで、化学ポテンシャル μ は温度の関数であり、その $T=0$ での値 ϵ_F が、フェルミ・エネルギーである。自由フェルミオンの場合には、粒子の密度を n 、スピンを S (半奇数)、質量を m とすると、近似的に $\epsilon_F = (2m)^{-1/3} [3\hbar^2 n / \{4\pi / (2S + 1)\}]^{2/3}$ (\hbar はプランク定数)となる。この場合、 $\sqrt{2m\epsilon_F}$ をフェルミ運動量とよぶ。一般に $T \neq 0$ で、 μ は ϵ_F より小さく、低温ではその差は T^2/ϵ_F に比例する。フェルミ・エネルギーを温度に換算したものを、フェルミ温度とよぶ(⇨縮退温度)。フェルミ温度は金属電子の場合で数千~10000K、液体ヘリウム3の場合で1Kの程度である。

フェルミオロジー [英 fermiology, 独 Fermiologie, 仏 fermiologie, 露 фермиология] 金属のフェルミ面に関する研究のこと(⇨フェルミ面)。多くの実験手段とバンド理論の精密化が相応じてフェルミ面の知見を広げ、その

知識がさらに新しい発見を誘発した。金属のフェルミ面の研究が低温物理学の花形であったころ、この分野につけられた名称である。

フェルミオン [英 *fermion*, 独 *Fermion*, 露 *фермион*] フェルミ統計に従う粒子のことで、フェルミ粒子ともいう。電子、陽子、中性子、 μ 中間子、質量数が奇数の原子核など、 $\hbar/2$ の奇数倍のスピンをもつ粒子はフェルミオンである。一粒子状態を占める粒子数が 0 または 1 に限られるというパウリの原理の成立することがフェルミオンの特徴である。数学的にいえば、同種フェルミオンの多体系の波動関数はフェルミオンの変換に対して符号を変える(反対称的)。第二量子化の形式でいえば、フェルミオンの生成演算子、消滅演算子は反交換関係を満足する。

フェルミ・ガス模型(原子核の) [英 *Fermi-gas model*, 独 *Fermi-Gasmodell*, 仏 *modèle du gaz de Fermi*, 露 *модель Ферми-газа*] 原子核内における核子間の作用を無視して、原子核を自由なフェルミ粒子の集団として取扱う模型のこと。この場合、原子核は陽子 p と中性子 n からなり、それらはそれぞれスピン $\pm 1/2$ をもっているの、結局、原子核はスピン上向き p と n 、スピン下向き p と n の 4 種の粒子で構成されることになる。質量数 A の原子核で、4 種の核子をエネルギー準位の低い方からつめていった場合には、それぞれの粒子の数はほぼ $A/4$ となり(\Rightarrow 核物質)、フェルミ運動量は

$$p_F = \hbar (3\pi^2)^{1/3} \left(\frac{A}{20} \right)^{1/3} = \hbar \left(\frac{9\pi}{8} \right)^{1/3} \cdot \frac{1}{r_0}$$

で与えられ、約 $200 \text{ MeV} \cdot c^{-1}$ となる。ここで R は核の体積、核半径 $R = r_0 A^{1/3}$ である。ここで、 i 番目 ($i=1, 2, \dots, A$) の核子の座標を r_i 、運動量を K_i 、 a_i をスピンおよび荷電スピン(アイソスピン)関数とすると、全系の波動関数は、スレーター行列で与えられ

$$\Psi(x_1, x_2, \dots, x_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \sum_p (-1)^p \prod_{i=1}^A \varphi_i(x_i)$$

となる。ここで、 x_i は r_i とスピン、荷電スピン変数を含めた粒子座標である。和は反対称化されたすべての組合せについてである。この波動関数は、核の多体系のエネルギーを計算するとき、第 0 次の波動関数として用いられる。

フェルミ・ガス模型はまた核内における核子の平均自由行程の計算や、高エネルギー γ 線による原子核からの π 中間子発生断面積の計算などに用いられる。これらの計算において、核子は自由粒子ではあるが、パウリ原理にしたがうので、反跳核子の運動量が終状態 p_F より大きいという制限がつけられる。フェルミ・ガス模型によれば、核のフェルミ・エネルギーは $20 \sim 30 \text{ MeV}$ の大きさとなるので、これに粒子当りの結合エネルギー 8 MeV を加えて、原子核のポテンシャルの深さを $30 \sim 40 \text{ MeV}$ と見積ることができる。

フェルミ加速 [英 *Fermi acceleration*, 独 *Fermi-Beschleunigung*, 仏 *accélération de Fermi*] 宇宙線の高エネルギー粒子の起源を説明するために E. Fermi が 1949 年と 1954 年に提出した荷電粒子の加速機構。次の 2 つの型があり、いずれの場合も磁場を伴った星間空間で加速が行われる。いま磁場の強いところを磁気雲とよぶことにする。

(1) 多数の磁気雲が平均の速さ u で不規則運動をしており、荷電粒子がその間を運動すると仮定する。光速 c に近い速度をもつエネルギー ε の粒子は、雲の強い磁場によって雲と弾性衝突をしてエネルギーを交換するが、正面衝

突のほうが追突よりも衝突回数が多いので、平均 1 回当たり $\sim (u/c)^2 \varepsilon$ のエネルギーを獲得する。したがって単位時間当たりでは $de/dt = a\varepsilon$, $a = u^2/cl$ (l は平均自由行程) となる。これから多数の粒子が平均して時間 τ の間加速を受けるとすると、そのエネルギースペクトルは、べき型で $\varepsilon^{-\gamma}$, $\gamma = 1 + (a\tau)^{-1}$ に比例し、観測を説明するの都合がよい。(2) 2 つの磁気雲が紡錘型の磁力線で結ばれていて、荷電粒子が磁力線のまわりをらせん運動をしながら、2 つの雲の間を往復運動すると仮定する。雲が相互に近づきつつあるときは、粒子は反転するたびに加速を受ける。この型の磁場は後にプラズマ物理や核融合においてミラー磁場として用いられるようになった。この 2 つの型の加速機構は、このままでは簡単すぎて実際の宇宙線を説明するのに十分でない。現在では磁気中性面、衝撃波面の存在などと組合せて、加速理論がつくられ、太陽フレア、オーロラ、パルサー、クエーサーその他の活動的な天体における加速に適用されている。

フェルミ型遷移 [英 *Fermi transition*, 独 *Fermi-Übergang*, 仏 *transition de Fermi*, 露 *переход Ферми*]

β 崩壊を引き起す相互作用として、E. Fermi が最初に核子のベクトル流(\Rightarrow ベクトル流)とレプトンのベクトル流を掛け合わせたベクトル型相互作用を考えた。この相互作用の主要項は、空間やスピンの波動関数を変化させる演算子を含まない。したがってこの演算子を親核と娘核の波動関数ではさんだ行列要素は、親核と娘核が同じパリティ、同じスピンをもっているときだけ 0 ではない。この行列要素をフェルミ行列といい、この行列要素の寄与によって生じる β 崩壊をフェルミ型遷移という。核のスピン・パリティが上記のようでも、一般にはガモフ-テラー型遷移が混在するが、特に $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移の場合には、純粋にフェルミ型遷移のみが起きる($\Rightarrow \beta$ 崩壊)。

フェルミ関数 [英 *Fermi function*, 独 *Fermi-Funktion*, 仏 *fonction de Fermi*, 露 *функция Ферми*] β 崩壊により放出される電子のエネルギースペクトルにおける原子核と電子間のクーロン相互作用による補正因子。原子核が電子または陽電子を放出して、原子番号が 1 単位だけ変わる原子核遷移を β 崩壊という。放出された電子の流れを β 線といい、放射能発見の初期からその存在が知られていた。ほかの放射線の α 線と γ 線は線スペクトルであるが、 β 線は連続スペクトルであることが特徴である。これは、原子核が β 崩壊をする際に電子と同時にニュートリノを放出し、原子核の始めと終りの状態のエネルギー差がこの 2 個のレプトンに分配されるため、電子のエネルギースペクトルが連続スペクトルになる。このスペクトルの高さは終状態の位相空間の大きさに比例するが、それだけでは実際の形を説明できず、原子核と放出された電子間のクーロン相互作用の補正を用いることによって表すことができる。この補正因子であるフェルミ関数はクーロン場の中における電子の波動関数の二乗に比例する。原子核を点電荷と仮定すると、フェルミ関数は解析的に求められる。現実の原子核には電荷の広がりがあり、その補正がさらに必要である。フェルミ関数により β 線のスペクトルは、電子では低エネルギー側が、また陽電子では高エネルギー側が強められる。

フェルミ気体 [英 *fermi gas*, 独 *Fermisches Gas*, 仏 *gaz de Fermi*, 露 *газ Ферми*] フェルミ統計に従う同種粒子を巨視的な数ふくむ系で、粒子間相互作用を無視でき

るものをいう。単位体積当りの粒子数 n を一定に保つとき、絶対温度 T がフェルミ温度とよばれる特性温度 T_F より十分低いとき、フェルミ気体は縮退しているという。この場合、内部エネルギーは $U(T) - U(0) \propto kT^2/T_F$ という温度依存性を持ち、比熱やエントロピーは $k(T/T_F)$ に比例して $T \rightarrow 0$ で 0 になる。にもかかわらず $T=0$ でも、 nkT_F 程度の有限な圧力を示す。金属中の伝導電子系はフェルミ気体として扱われることが多い。 $2\pi\hbar$ をプランク定数、 k をボルツマン定数、 m を電子質量として

$$T_F = \frac{\hbar^2}{2mk} (3\pi^2 n)^{2/3}$$

は 10^4K のオーダーであり、室温でも金属電子系は縮退したフェルミ気体である。また、フェルミ気体の理論は、原子核にも応用されて原子核の結合エネルギー、励起準位密度や核反応の計算に用いられている。原子核を構成している核子(陽子と中性子)は、本来強い相互作用をしているので、自由にフェルミオンの集団とは考えにくいと思われたが、パウリの原理によって原子核内での相互作用が実質的に弱められ、フェルミ気体がよく近似になることが知られている(⇒飽和性)。

フェルミ球 [英 Fermi sphere, 独 Fermi-Kugel, 仏 sphère de Fermi, 露 сфера Ферми] ⇒ フェルミ面

フェルミ共鳴 [英 Fermi resonance, 独 Fermi-Resonanz, 仏 résonance de Fermi, 露 резонанс Ферми] 分子の振動状態は、基準振動という独立な調和振動の重ね合せて近似的に表される。しかし厳密には分子の振動項には基準座標の三乗以上を含む非調和ポテンシャル項があり、エネルギーの接近した振動状態はこれらの項によって混合する。最も有名な例は二酸化炭素の対称伸縮振動 ν_1 (基準波数 1387cm^{-1}) の第一励起状態と変角振動 ν_2 (基準波数 $\sim 667.5\text{cm}^{-1}$) の第二励起状態の間の混合で、1931 年に最初にこの現象を指摘した E. Fermi の名前をとって、この種の混合をフェルミ共鳴とよんでいる。非調和ポテンシャル項はもちろん分子の対称操作に対して全対称であるから、フェルミ共鳴は同じ対称種に属する振動準位の間でのみ起る。共鳴の結果、振動状態には相手の準位の性格が混ってくるので、これらの準位を含む遷移の強度や周波数に異常が現れる。

フェルミ空孔 [英 Fermi hole, 仏 trou de Fermi, 露 дырка Ферми] フェルミ統計に従う同種粒子が多数あるとき、1 個の粒子の近傍に同種スピンをもちほかの粒子が近づくことはパウリの原理によって禁止される。見かたを変えると、1 個の粒子のまわりには、ほかの粒子の存在しえない空間があり、一様に粒子が詰まっている場合と比べて、孔のあいた状態になっている。これをフェルミ空孔または交換孔という。原子や固体中の電子の集合の場合、クーロンの反発力によって、各電子の周囲からほかの電子が排除されて正孔ができるが、フェルミ空孔は、純粋な統計効果であって力学的な相関効果とは区別されるべきものである。多電子系をハートリー-フォック近似で扱うとき、ほかの電子によるクーロン・ポテンシャルの項のほかに、交換相互作用の項が現れるが、後者は、考えている電子とその周囲のフェルミ空孔との相互作用であると考えられる。フェルミ空孔の大きさは、ほぼ平均電子間距離の程度であるが、厳密には、その形は考えている電子の波動関数による。ただし、この依存性はそれほど大きなものではなく、J. C. Slater は正孔のもつ空間電荷密度、すなわち、

交換電荷がある種の平均値で置換えられることを示唆している。その結果、それぞれの電子は、共通のポテンシャルのなかを運動しており、そのうち、交換相互作用は、

$$-3e^2 \left[(3/8\pi) \sum_k \varphi_k^*(r) \varphi_k(r) \right]^{1/3}$$

というポテンシャルで置換えられるという。ここに、 φ_k は、量子状態 k の電子の波動関数であり、和はフェルミ準位以下のすべての状態に関するものである(⇒局所密度汎関数の方法)。

フェルミ・グラス [英 Fermi glass, 独 Fermi-Glas, 仏 verre de Fermi, 露 стекло Ферми] 不規則なポテンシャル中を運動するフェルミ粒子の多体系をいう。自由空間のフェルミ粒子系(液体ヘリウム 3)や周期ポテンシャル中のフェルミ粒子系(完全結晶中の固体電子)に適用されるフェルミ液体の概念に対応して、このように名づけられた。適用される物理系は、不規則ポテンシャル中の固体電子系である。不規則ポテンシャル中の電子の量子状態は、エネルギーが低いとき状態密度は連続なまま、波動関数は局在する(アンダーソン局在)。状態が局在するエネルギー領域と、状態が広がるエネルギー領域との境のエネルギー E_c を移動端という。このような一電子状態に電子が分布するとき、相互作用を無視すれば、フェルミ・エネルギー E_F が $E_F < E_c$ のとき、絶対零度で電子はすべて局在するから電子系は絶縁体になる。有限温度では $E > E_c$ の状態に励起された電子だけが伝導に寄与するから、活性化型の電気伝導になる。 $E_F > E_c$ のときは、フェルミ・エネルギーの電子状態が広がっているから、電子系は導体になる。電子数を増していくと、 $E_F = E_c$ となる点で絶縁体から導体へのアンダーソン転移が起る。電子間相互作用、電子・格子相互作用が働く場合には、電子系の性質は単純でない。 $E_F < E_c$ のときには、電子が相互作用の助けを借りて局在した状態間を跳び移ることによるホッピング伝導が可能になる。また電子間のクーロン相互作用は電子を互いに避けあわせるので、電子を局在させる働きをする(モット転移)。フェルミ・グラスの性質を理解するには、不規則ポテンシャルの効果とこのような相互作用の効果とを、併せて考えなければならない。

フェルミ準位 [英 Fermi level, 独 Fermi-Niveau, 仏 niveau di Fermi, 露 уровень Ферми] フェルミ統計に従う同種粒子の系で粒子間相互作用を無視した場合、一粒子エネルギー準位への粒子の分布を規定するパラメーター。特に絶対零度では、フェルミ準位より低いエネルギーの一粒子状態はパウリの原理で許される最大限まで粒子が詰まり、フェルミ準位より高いエネルギーをもつ一粒子状態は完全に空席である。固体電子論では、フェルミ準位がエネルギーバンドの中にあるか、バンド間のギャップ中にあるかによって金属と絶縁体の区別を生ずる(⇒バンド理論)。

フェルミ相互作用 [英 Fermi interaction] ⇒ 弱い相互作用

フェルミ速度 [英 Fermi velocity, 独 Fermi-Geschwindigkeit, 仏 vitesse de Fermi, 露 скорость Ферми] ⇒ フェルミ面

フェルミ・ディラック統計 [英 Fermi-Dirac statistics, 独 Fermi-Dirac-Statistik, 仏 statistique de Fermi-Dirac, 露 статистика Ферми-Дирака] = フェルミ統計

フェルミ・ディラック分布 [英 Fermi-Dirac distri-

bution, 独 Fermi-Dirac-Verteilung, 仏 distribution de Fermi-Dirac, 露 распределение Ферми-Дирака] = フェルミ分布

フェルミ統計 [英 Fermi statistics, 独 Fermi-Statistik, 仏 statistique de Fermi, 露 статистика Ферми] 同種粒子の集合系の量子力学的状態を表す波動関数が粒子の交換に対して符号を変えるとき (反対称的), 粒子はフェルミ統計に従うという。フェルミ統計に従う粒子をフェルミ粒子またはフェルミオンとよぶ。電子, 陽子, 中性子はいずれもフェルミ粒子である。一般に, プランク定数を h として, $h/4\pi$ の奇数倍のスピンをもつ粒子はフェルミ粒子である。奇数個のフェルミ粒子でできた複合系 (たとえば ^3He 原子) も, これを 1 個の粒子として扱う場合には, フェルミ統計に従う。フェルミ粒子系の特徴は, 同一の 1 粒子状態を 2 個以上の粒子が占拠できないというパウリ原理によって支配されることであり, このため比較に大きな零点運動を示す。いま 1 個の粒子の状態を表す波動関数で完全規格化直交系をなす $\phi_\lambda(x)$ を選ぶ。 x は並進運動を記述する位置座標とスピンの自由度を記述する座標をひとまとめに表し, λ は独立な 1 粒子状態を区別する量子数の組である。同種のフェルミ粒子 2 個の系の場合, 粒子の座標を x_1, x_2 とすると

$$\phi_{\lambda\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_\lambda(x_1)\phi_\mu(x_2) - \phi_\lambda(x_2)\phi_\mu(x_1))$$

が完全規格化直交系であり, 任意の反対称的波動関数をその線形結合で表すことができる。 $\phi_{\lambda\mu}$ をスレーター行列式とよぶ。スレーター行列式は λ 状態にある粒子が 1 個と μ 状態にある粒子が 1 個あるという条件だけで (位相因子を別にすると) 一意に決り, どちらの粒子がどちらの状態にあるかという質問は意味がない。また $\lambda = \mu$ なら $\phi_{\lambda\lambda} \equiv 0$ であり, これに対応する量子力学的状態は存在しない。これがパウリ原理の数学的な表現である。一般に n 個の同種フェルミ粒子系の場合にも, その波動関数は 2 粒子系の場合と同様な n 行 n 列のスレーター行列式の線形結合である。スレーター行列式自身は, 各 λ にたいして λ 状態を占拠している粒子の個数 n_λ を指定することによって一意に決る。ただし, n_λ は 0 か 1 かに限られ (パウリの原理), n_λ を λ について総和したものは粒子数 n に等しい。粒子数 n がマクロな数であり, しかも粒子間の相互作用を無視できる場合の同種フェルミ粒子系をフェルミ気体とよぶ。このような気体が絶対温度 T で熱平衡にあるとき, 占拠数 n_λ の統計学的平均値はフェルミ分布

$$\bar{n}_\lambda = \frac{1}{\exp\left(\frac{1}{kT}(\epsilon_\lambda - \xi)\right) + 1}$$

で与えられる。 k はボルツマン定数, ϵ_λ は λ 状態にある 1 個の粒子のエネルギー, ξ はフェルミ準位または化学ポテンシャルとよばれるパラメーターで, \bar{n}_λ を λ について総和したものが全粒子数 n に等しいという条件で決る。 $T \rightarrow 0$ の極限では, \bar{n}_λ は階段分布になり, $\epsilon_\lambda < \xi$ で 1 に等しく, $\epsilon_\lambda > \xi$ で 0 に等しい。この場合の ξ の値は, フェルミ準位以下のエネルギーをもつ 1 粒子状態の総数が全粒子数 n に等しいという条件で決る。 $T = 0$ における ξ の値と 1 粒子エネルギー ϵ_λ の最小値との差をフェルミ・エネルギーとよぶ。これに比べて kT が小さくかぎり, フェルミ気体は低温状態にあると考えられ, フェルミ分布はフェルミ準位付近でわずかに階段分布からずれるにすぎない。このと

き, フェルミ気体は縮退しているという。縮退したフェルミ気体のエントロピーに寄与するのはフェルミ準位付近の状態を占拠している粒子だけであり, 比熱は T に比例する。金属中の伝導電子系は, フェルミ・エネルギーが数 eV であり, 室温でも縮退したフェルミ気体とみなされる。

フェルミとヤンの複合粒子模型 [英 composite-particle model of Fermi and Yang, 仏 modèle de particule composée du Fermi et Yang, 露 составная модель частиц Ферми и Янга] 1949 年に E. Fermi と C. N. Yang が提唱した「 π 中間子は核子 (陽子 p と中性子 n) と反核子 (反陽子 \bar{p} と反中性子 \bar{n}) から構成された複合粒子である」とする理論。 ($\pi^+ \sim p\bar{n}$, $\pi^0 \sim (p\bar{p} - n\bar{n})/\sqrt{2}$, $\pi^- \sim n\bar{p}$)。奇妙な粒子を含むように拡張された坂田模型をはじめ, 八道説, クォーク模型, 四元模型, 六元模型などのハドロン複合粒子模型の元祖といえよう。

フェルミ年齢 [英 Fermi age, 独 Fermi-Alter, 仏 âge de Fermi, 露 фермиевский возраст] = 中性子年齢

フェルミの黄金律 [英 Fermi's golden rule, 独 Fermische goldene Regel, 仏 règle d'or de Fermi, 露 золотое правило Ферми] 量子力学で, 遷移確率を摂動の最低次の近似で計算する公式。時刻 t' においてハミルトニアン H_0 のエネルギー E_a をもつ固有状態 $u_a^{(0)}$ (すなわち, $H_0 u_a^{(0)} = E_a u_a^{(0)}$) にあった系が, 相互作用ハミルトニアン V をもつ摂動によって乱され, 後の時刻 t ($t > t'$) にエネルギー E_b をもつ別の固有状態 u_b (すなわち, $H_0 u_b^{(0)} = E_b u_b^{(0)}$) に遷移する事象の確率は $P_{a \rightarrow b} = |(u_b^{(0)}, U(t, t') u_a^{(0)})|^2$ によって与えられる。ただし, $U(t, t') = \exp(iH_0 t/\hbar) \exp[-i(H_0 + V)(t - t')/\hbar] \exp(-iH_0 t'/\hbar)$ は相互作用表示における系の時間発展演算子である。 V の効果が十分弱ければ, 摂動級数 (\Rightarrow 散乱理論) の有効最低次項によって $U(t, t')$ を近似することができ, その場合 V が陽的時間依存性をもたなければ, $P_{a \rightarrow b} \approx 4 |V_{ba}|^2 (E_b - E_a)^{-2} \sin^2 [(E_b - E_a)(t - t')/2\hbar]$ となり (ただし, $V_{ba} = (u_b^{(0)}, V u_a^{(0)}) \neq 0$ とした), 不確定性関係 $|E_b - E_a| |t - t'| \gtrsim \hbar$ を満足する終状態への遷移だけ大きな確率をもって実現される。十分長い時間 $|t - t'| \rightarrow \infty$ に対しては, エネルギー保存則 $E_b = E_a$ を満足するような遷移しか許されない。多くの遷移現象では, 終状態エネルギーが連続 (またはそれに近い) スペクトル中であり, じゅうぶん狭いが有限のエネルギー幅 ΔE にあるすべての終状態への遷移を同時に観測していることで, 現実の実験に対応するものは, 領域 ΔE にわたって積分した遷移確率の時間的割合 $w_{a \rightarrow b} = \lim_{t-t' \rightarrow \infty} |t-t'|^{-1} \int_{\Delta E} P_{a \rightarrow b} \rho_b(E_b) dE_b$ である。ただし, ρ_b は終状態の状態密度であり, 領域 ΔE は $E_b = E_a$ を含むようにとられている。 V の最低次項だけをとる近似では

$$w_{a \rightarrow b} = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{ba}|^2 \delta_{E_b = E_a} \rho_b(E_a)$$

となる。これをフェルミの黄金律という。

$V_{ba} = 0$ のときは高次項を用いなければならぬが, 一般に V についてすべての効果を取り入れるには, $V_{ba} = (u_b^{(0)}, V u_a^{(0)}) = T_{ba} = (u_b^{(0)}, V W^{(+)} u_a^{(0)})$ で置換えればよい。 $W^{(+)}$ は波動演算子であり, $u_a^{(+)} = W^{(+)} u_a^{(0)}$ はリップマン・シュウィンガー方程式の解である。また, T_{ba} は本質的には T 行列要素であり, S 行列 $S = U(\infty, -\infty)$ から求められる (\Rightarrow 散乱理論, S 行列)。単位時間当りの遷移確率に対するフェルミの黄金律およびその拡張は, 衝突・散乱や光

の放出・吸収などを含むすべての量子力学的過程の理論的分析の出発点である。

フェルミの再帰現象 [英 Fermi's recursion phenomenon, 仏 phénomène de récurrence de Fermi] ⇨ フェルミ-バスター-ウラムの問題, 再帰現象

フェルミの接触相互作用 [英 Fermi contact interaction, 仏 interaction de contact de Fermi, 露 контактное взаимодействие Ферми] 原子核の磁気モーメントと電子スピンとの磁氣的相互作用は, 電子の波動関数 $\phi(r)$ が原子核の周囲で球対称の場合, すなわち s 電子の場合, 原子核の位置を座標原点として

$$-\frac{8\pi}{3}|\phi(0)|^2 m_e \cdot m_N$$

で与えられる。ここに m_e, m_N はそれぞれ電子および原子核の磁気モーメントである。この相互作用はディラック方程式に核スピンと電子スピンの間の磁氣的相互作用を取り入れた摂動計算により, E. Fermi が初めて求めたものであり, 電子が原子核の位置にきた時のみ作用することからフェルミの接触相互作用と命名された。この相互作用はまた

$$-\frac{8\pi}{3}\delta(r)m_e \cdot m_N$$

とも表され, 原子スペクトルの超微細構造, 金属の核磁気共鳴におけるナイト・シフト, 分子または固体内で電子を媒介とする核スピン間の間接相互作用の起源として重要である。

フェルミ波数 [英 Fermi wavenumber, 独 Fermische Wellenzahl, 仏 nombre d'onde de Fermi, 露 волновое число Ферми] ⇨ フェルミ面

フェルミ-バスター-ウラムの問題 [英 Fermi-Pasta-Ulam problem, 独 Fermi-Pasta-Ulam-Problem, 仏 problème de Fermi-Pasta-Ulam, 露 проблема Ферми-Пасты-Уламы] 格子振動の線形(調和)近似では1つの規準振動(モード)に与えられたエネルギーは他のモードには移らない。しかし固体の比熱が格子振動の線形近似の結果でよく表されることは, わずかな非線形性によって, モード間のエネルギーの交換が起きるからと考えられる。E. Fermi は若いころよりエルゴード問題に関心をもっていたが, 1950 年ごろ高速電子計算機が発達し始めたとき, これを積極的に利用することを考え, 上記の物理学者の信念を実証しようとした。そこで J. Pasta, S. M. Ulam とともにいろいろな非線形性を入れた一次元格子振動を考え, その最低エネルギーのモードを励起し, それが他のモードにどのように移るかを調べた。ところが予想に反して低いエネルギーのいくつかのモードにはエネルギーは移るが, 高いモードには移らず, ある時間たつと再び最初の最低モードにエネルギーが集中し, これが繰返されることを発見した。これをフェルミの再帰現象といい, これに関連した問題をフェルミ-バスター-ウラムの問題という。再帰現象はソリトンの考えによって解釈されるようにになる。また高いモードにエネルギーを与えたときに, ある時間が経過すると多くのモードにエネルギーが移り始めるという誘導現象が発見され, この現象は非線形振動の不安定性によることがわかってきたので, はじめにフェルミらが意図したエルゴード性の問題の解決の糸口が見いだされるようになった。

フェルミ・プロット [英 Fermi plot, 独 Fermi-Plot, 仏 droite de Fermi, 露 график Ферми] = カリー・プロ

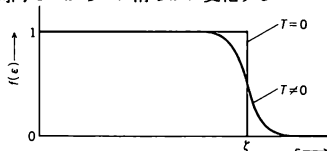
ット

フェルミ分布 [英 Fermi distribution, 仏 distribution de Fermi, 露 распределение Ферми] ⇨ フェルミ統計

フェルミ分布関数 [英 Fermi distribution function, 独 Fermi-Verteilungsfunktion, 仏 fonction de distribution de Fermi, 露 функция распределения Ферми] フェルミ統計に従う同種粒子の系で粒子間相互作用を無視した場合, 一粒子エネルギー準位への粒子の熱平衡分布を表す関数で, エネルギー ϵ の一粒子状態に存在する平均粒子数を次のように与える。

$$f(\epsilon) = \frac{1}{\exp\{(\epsilon - \xi)/kT\} + 1}$$

k はボルツマン定数, T は絶対温度, ξ はフェルミ準位である。 $T \rightarrow 0$ のとき, $f(\epsilon)$ は $\epsilon = \xi$ で 1 から 0 に跳ぶ段階関数である。温度が上昇すると, $\epsilon = \xi$ を中心に幅 kT 程度の区間内で 1 から 0 に滑らかに変化する。

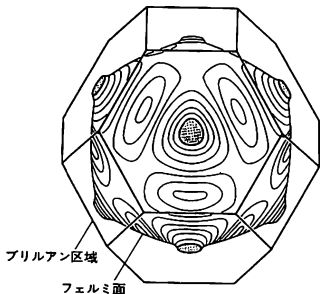


フェルミ面 [英 Fermi surface, 独 Fermifläche, 仏 surface de Fermi, 露 поверхность Ферми] 結晶内電子の一電子エネルギーは, ブロッホの定理により波数ベクトル k の関数として $E_n(k)$ のように表される(⇨バンド理論)。フェルミ準位 ϵ_F がエネルギーバンドの中にある金属の場合, 波数空間における等エネルギー面 $E_n(k_F) = \epsilon_F$ (k_F をプロットして波数空間に張られる面)をフェルミ面という。これは絶対零度で電子が占めている状態を波数空間で表すときの境界面である。最も簡単なフェルミ面は自由電子の場合であるが, この場合, 半径 k_F の球になるのをこれをフェルミ球といい, k_F をフェルミ波数という。フェルミ球内の状態数は電子数に等しいから, 単位体積当りの電子数 n の場合, $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$ である。通常の金属では $n \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ として $k_F \sim 10^8 \text{ cm}^{-1}$, したがって $\epsilon_F = (\hbar^2/2m)k_F^2$ は 5 eV 程度になる。実験的には, K, Na などのアルカリ金属のフェルミ面は, 球からのずれが 10^{-3} 程度に小さいことが知られている。多価金属では, プリルアン域の境界面に生ずるエネルギーギャップによってフェルミ球が切断されていくつかの部分に分れるが, 基本的には自由電子模型から理解される。しかし d 電子を含む遷移金属や共有結合性の強い化合物では, フェルミ面は球と本質的に異なるので個別にバンド構造を計算する必要がある。金属の場合, ϵ_F は熱エネルギー kT に比べて十分大きく縮退しているので, フェルミ面およびその付近の電子のふるまいによってその金属の物性値が決る。たとえば輸送現象の場合, 電子構造についてはフェルミ面の形と大きさおよび各フェルミ面上の電子の群速度 $v_F(k_F) = \nabla_k E_n(k)/\hbar|_{k=k_F}$ を知るだけで十分である。これをフェルミ速度という。実験的なフェルミ面の測定手段には, コーン効果や陽電子消滅のよう結晶内電子の運動量分布を測定する方法もあるが, 主要な方法は強い磁場を用いる。電子状態への磁場の影響は(⇨バンド理論)

$$\hbar \dot{k} = e v_F \times B$$

によって与えられるから, フェルミ面上の電子は B に垂

直なフェルミ面の切口によって決る軌道上を運動する。この切口が有限で閉じた軌道の場合は周期運動を行い量子化される。これをいろいろな手段で測定することによりフェルミ面の切口の大きさやフェルミ速度を実験的に測定することができる。たとえば、サイクロトロン共鳴、ド・ハース-ファン・アルフェン効果、シュベニコフ・ド・ハース効果、超音波共鳴吸収、異常表皮効果などがこれである。しかし場合によってはフェルミ面の切口が閉じない場合がある。たとえば銅のフェルミ面はdバンドの影響で、図



に示すように〈111〉方向にネックがある。 $E_n(\mathbf{k})$ は逆格子空間で並進対称性をもつ、すなわち G を逆格子ベクトルとして $E_n(\mathbf{k}+G)=E_n(\mathbf{k})$ であるから、銅のフェルミ面はネックを通じて次の逆格子点のフェルミ面へとつながって多連結のフェルミ面になる(⇒周期的ゾーン)。このような場合には、ネックを通して次々にフェルミ面を渡り歩く無限に広がった切口、開いた軌道が存在する。このような開いた軌道の有無は実験的には磁気抵抗効果などによって知られる。いろいろな実験手段によって決定されたフェルミ面は、バンド構造の計算から理論的に決められるフェルミ面と比較され、金属のフェルミ面に関する知識はますます豊富かつ精密になっている。最近ではド・ハース-ファン・アルフェン効果とサイクロトロン共鳴の両方を駆使することにより、遷移金属のような複雑なフェルミ面の場合でも、フェルミ面の形や大きさのみならずフェルミ面上の各点でのフェルミ速度 v_F を実験的に決めることができる。フェルミ面の形や大きさについては、理論と実験の一致は驚くほどよいが、フェルミ速度は電子・格子相互作用や多体効果のため、実験値は必ず理論値よりも小さくなっている。

フェルミ粒子 [英 Fermi particle, 露 частица Ферми] = フェルミオン

フェルミ流体 [英 Fermi liquid, 独 Fermiflüssigkeit, 仏 liquide de Fermi, 露 ферми-жидкость] フェルミ気体、フェルミ液体の総称。低温で気体または液体状態にあるフェルミ粒子の多体系において量子統計の効果が強く働く場合、それをフェルミ流体とよぶ。現実の物質は、量子効果の効くような低温で高密度の高い液体状態になるので、この語をフェルミ液体と同義に用いることも多い。

フェルミ流体論 [英 theory of Fermi liquid, 独 Theorie der Fermiflüssigkeit, 仏 théorie de liquide de Fermi, 露 теория ферми-жидкости] フェルミ流体、すなわち、多体効果が強く作用するフェルミ粒子系の低エネルギーの量子状態を扱う現象論で、液体ヘリウム3 (^3He)への適用を念頭において、L. D. Landau が 1956 年に発表し、その

後、Landau 自身および J. M. Luttinger, P. Nozières などが第一原理から基礎づけた。

粒子間に力の働かないフェルミ粒子系(理想フェルミ気体)では、全系の量子状態は運動量とスピンで指定される一粒子状態に対する粒子の分布で表される。運動量 \mathbf{p} 、スピン σ の一粒子状態を占める粒子数を $n_{\mathbf{p}\sigma}$ とすれば、基底状態における分布は

$$n_{\mathbf{p}\sigma} = \begin{cases} 1 & (|\mathbf{p}| < p_F) \\ 0 & (|\mathbf{p}| > p_F) \end{cases} \quad (1)$$

(p_F はフェルミ運動量)となる。フェルミ流体論では、粒子間に力の働くフェルミ粒子系の状態は理想気体の状態に 1 対 1 に対応させることができると考える。したがって前者の状態も粒子分布 $\{n_{\mathbf{p}\sigma}\}$ により表され、粒子系のエネルギーはその汎関数として与えられる。エネルギーの基底エネルギーからの増し高 δE を粒子分布の基底状態における分布からのずれ $\delta n_{\mathbf{p}\sigma}$ により展開して表すと、ずれが小さいとして三次以上の項を無視し

$$\delta E = \sum_{\mathbf{p}\sigma} \varepsilon_{\mathbf{p}\sigma} \delta n_{\mathbf{p}\sigma} + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{p}\mathbf{p}'\sigma\sigma'} f_{\sigma\sigma'}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') \delta n_{\mathbf{p}\sigma} \delta n_{\mathbf{p}'\sigma'} \quad (2)$$

となる。右辺の第一項は、この粒子系がエネルギー $\varepsilon_{\mathbf{p}\sigma}$ をもつ粒子の集合として表せることを意味している。しかし、 $\varepsilon_{\mathbf{p}\sigma}$ を担う粒子は、個々のフェルミ粒子のみでなく、その周囲の空間に及ぼす相関効果までを含めている。そこで、 $\varepsilon_{\mathbf{p}\sigma}$ を準粒子のエネルギー、 $n_{\mathbf{p}\sigma}$ を準粒子の分布とよぶ。また、多体効果により自由粒子の質量とは異なる有効質量 m^* で表される。第二項の $f_{\sigma\sigma'}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ は、状態 \mathbf{p}, σ にある粒子と状態 \mathbf{p}', σ' にある粒子間の実効的な相互作用エネルギーを表す。この理論の特徴は、準粒子の分布に対してもフェルミ面が定義できて、フェルミ運動量が自由粒子の場合と等しいということである。したがって、低温で実現する状態では、粒子分布のずれはフェルミ面の付近でのみ生じる。その場合、式(2)における \mathbf{p}, \mathbf{p}' はすべてその大きさが p_F に近いと考えてよい。粒子系の性質は等方的であるから、 $f_{\sigma\sigma'}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ は $|\mathbf{p}|=|\mathbf{p}'|=p_F$ において、 \mathbf{p}, \mathbf{p}' 間の角度 θ のみの関数になる。それをスピンに依存する部分としない部分に分け、ルジャンドル関数 $P_l(\cos\theta)$ で展開して、おのおのの係数を F_l, Z_l ($l=0, 1, 2, \dots$)とおく。有効質量と F_l の間に一般的な関係があるので、粒子系の低温における性質はパラメーター F_l, Z_l で記述されることになる。これをランダウ・パラメーターという。 l の大きなパラメーターは小さくなることが期待されるので、実際上は数個のパラメーターをとるだけでよい。

低温において、比熱が温度に比例すること、スピン磁化率が温度によらないこと、音速(第一音波の速度)がフェルミ面上の準粒子の速さに比例することなど、フェルミ流体は定性的には理想フェルミ気体と同じふるまいをするが定量的な差異はあり、それはランダウ・パラメーターによって表される。準粒子の分布が平衡状態の値からずれるとき、それは、平衡分布に戻ろうとして時間とともに変動するが、そのようは、ボルツマン方程式に似た運動論的方程式の解で表される。その変動の時間的尺度が緩和時間と比較して十分短い場合、この解はフェルミ面の形の周期的な変動に対応するものになる。特に、フェルミ球の半径の変動を表すモードをゼロ音波という。粘性係数、熱伝導率、電気伝導率などの輸送係数もこの運動論的方程式の衝突項を適当に与えることによって算出できる。

フェルミ流体論を適用できる実際の粒子系として、低温

における液体ヘリウム3, 金属中の伝導電子系がある。液体ヘリウム3では, 100mK以下の低温領域でよく成り立つことが実験的に示されている。しかし, 液体ヘリウム3や超伝導金属の場合のように粒子間に引力が働くときには, さらに低温で超流動・超伝導状態が実現し, フェルミ流体力論は成り立たなくなる。

フェルミ理論 [英 Fermi theory, 独 Fermische Theorie, 仏 théorie de Fermi, 露 теория Ферми] ⇨ 崩壊

フェロックスプレーナ [英 ferrooxplana, 独 Ferrooxplana, 露 феррооксплана] 1956年フィリップス社が発表した一群の高周波用磁性材料で, 磁化容易面をもつ強磁性酸化物の意味で名づけられた。結晶構造は六方晶マグネトブランバイト型。組成は同型のバリウムフェライト(永久磁石材料)とスピネル型フェライト(高周波用磁心材料)との中間で, たとえば $\text{Ba}_2\text{Co}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}$ などの分子式をもつ。磁気モーメントは主軸に直交なc面内であって, 面内と面外への2つの異方性磁場を受ける。そのため, 高周波損失の原因である磁気共鳴は, より高い周波数で起るようになる。これは従来のスピネルフェライト(異方性磁場は1つ)よりも高い周波数まで低損失で使える可能性を示したことであり, 発表当時は, それまでの理論的限界を打破したものとして注目された。しかし, 透磁率が低いこととか応用面からの要求の弱さなどの事情のため, 量産されるには至っていない(⇒磁気損失)。

フェーン [英 foehn, 独 Föhn, 露 фен] もとはオーストリアやスイスでしばしば観測されるアルプス山脈越えの暖かい風の名であった。H. L. F. Helmholtzなどがこの暖かさの原因を熱力学に基づいて説明して以来有名になり, 類似の現象をフェーン(現象)とよぶようになった。ただし, 一般的にフェーンを用いるのは日本においては特に著しいようである。フェーンの古典的説明は次のとおりである。風が山を吹き越すとき, 風上側では上昇による圧力減少のため空気塊は膨張し, 風下側では下降に伴い圧縮する。空気塊は外界と熱の交換をしないと考えられるので断熱的に膨張・圧縮が起る。以上が古典的説明であるが, 実際には風が強いとき風下側であれ何であれ上空の空気が強制的にひきずりおろされ, 断熱的に圧縮されるということが重要である。風が強いことが条件であり, そうでないならいったん上昇して潜在的に高温となった空気が地表まで降りることはできない。いづれにせよ上空の乾いた空気が降りてくるので, フェーンのときは湿度が低い。日本海を強い低気圧(または台風)が通過するとき, 日本海側の平地や山岳部の盆地でフェーン現象が見られることが多い。日本の最高気温の記録(山形県), も東京の最高気温もフェーンによってもたらされている。

フォーカシング [英 focusing, 独 Fokussierung, 仏 focalisation, 露 фокусировка] 原子列のカスケード衝突により, 個々の原子衝突における隣接原子の散乱角

が, 連続的に減少, 集束する衝突過程。この効果は, 低エネルギー原子カスケード衝突で起り, 1957年 R. H. Silsbeeにより最初に指摘された。原子衝突の剛体球近似により, 剛体球の有効半径 $R(E)$ は原子の運動エネルギー E に依存する。原子間距離 D に対し, $R(E) = (1/4)D$ を満たすときのエネルギーを, 単一原子列系におけるフォーカシングの臨界エネルギーという。単一原子列系では, $R(E) > (1/4)D$ を満たす低エネルギー側領域でフォーカシングが起り, これをシンプルフォーカシングという。面心立方構造をもつ結晶の〈110〉, 体心立方構造の〈111〉方向などの隣接原子列の寄与が無視できる原子列では, この種のフォーカシングが起る。面心立方構造および体心立方構造の〈100〉方向に沿う原子列でのフォーカシングは, 隣接原子列や面のポテンシャルの寄与により, 散乱角の集束が早まる。これを相助的フォーカシング(assisted focusing)という。

フォークト Voigt, Woldemar 1850.9.2—1919.12.13 ドイツの物理学者。生地ライプツヒの大学とケーニヒスベルク大学で学び, 1875年ケーニヒスベルク大学員外教授(物理学), 1883年ゲッチンゲン大学正教授(理論物理学), 1905年 E. Reikeとともに新設の物理学研究所の責任者に就任, ゲッチンゲンで没した。ケーニヒスベルクでの師 F. E. Neumann が鉱物を研究していたこともあって, 理論的な結晶学だけでなく, 多種の結晶の物理的性質を測定するという具体的な実験研究を推進した。まず多種の結晶の弾性係数を測定し, その結果が分子仮説に基づく S. D. Poisson や A. L. Cauchy の理論的予測と一致しないことを示した。しかし彼は, この仮説に反対はせず, 分子仮説を改良して取扱うべきだと述べている。また, 非圧縮性弾性媒質中の振動の微分方程式を分析した論文(1887年)の中で, 後にローレンツ変換として知られるようになる一連の変換方程式を導いた。また1898年 数理解物理学に「テンソル」の語を導入した。結晶の磁気複屈折, 遅れ弾性を示す粘弾性体は, それぞれ Voigt の名でよばれることがある(⇒フォークト効果, フォークト物体)。ゼーマン効果の研究も重要である。[主著] *Die fundamentalen physikalischen Eigenschaften der Kristalle*, 1898; *Magnetismus und Elektrooptik*, 1908; *Lehrbuch der Kristallphysik* (mit Ausschluss der Kristalloptik), 1910, 1926。

フォークト効果 [英 Voigt effect, 独 Voigt-Effekt, 仏 effet Voigt, 露 эффект Фохта] ⇨ 磁気光学効果

フォークト物体 [英 Voigt body, 独 Voigtscher Körper, 仏 corps de Voigt, 露 тело Фохта] ⇨ 粘弾性

フォークト模型 [英 Voigt model, 独 Voigtsches Modell, 仏 modèle de Voigt, 露 модель Фохта] ⇨ 粘弾性

フォッカー-プランク方程式 [英 Fokker-Planck equation, 独 Fokker-Planck-Gleichung, 仏 équation de Fokker-Planck, 露 уравнение Фоккера-Планка]

[1] 統計力学ではクラマース-モヤル方程式において, $n \geq 3$ の項のないもの

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} P(x, t) = & -\frac{\partial}{\partial x} a_1(x, t) P(x, t) \\ & + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} a_2(x, t) P(x, t) \end{aligned} \quad (1)$$

をいう。物理量 $x(t)$ の揺動に対する確率微分方程式

$$\frac{d}{dt} x = a(x, t) + b(x, t) R(t) \quad (2)$$

という形で与えられ、 $R(t)$ が白色雑音のガウス過程

$$\langle R(t)R(t') \rangle = D\delta(t-t') \quad (3)$$

とすると、 x の確率分布 $P(x, t)$ に対する方程式は式(1)の形になる。ただし $a_1(x, t) = a(x, t)$, $a_2(x, t) = D(b(x, t))^{1/2}$ とする流儀(伊藤の方法)と、 $a_1(x, t) = a(x, t) + (D/2)(\partial b/\partial x)(x, t)$, $a_2 = D(b(x, t))^{1/2}$ とする流儀(ストラトノビッチの方法)と、2つある。特に、線形ブラウン運動(オルンシュタイン-ウーレンベック過程)に対する方程式を線形フォッカー-プランク方程式という。このときは、 $a_1(x, t) = -rx$, $a_2(x, t) = D$ となる。ただし、 r, D は定数。これは

$$\frac{d}{dt}x = -rx + R(t)$$

というランジュバン方程式に対応する。

[2] 多数の荷電粒子からなるプラズマでは、その構成粒子であるイオンと電子が、空間座標 r および速度空間座標 v からなる位相空間において分布しており、イオン分布関数 $f_i(r, v, t)$ 、電子分布関数 $f_e(r, v, t)$ はボルツマン方程式に従って変化する。すなわち

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} + v \cdot \nabla_r f_k + \frac{F_k}{m_k} \cdot \nabla_v f_k = \left(\frac{\delta f_k}{\delta t} \right)_{\text{coll}}$$

で与えられる。ここで F_k は k 粒子に働く力、 m_k は k 粒子の質量である。右辺の $(\delta f/\delta t)_{\text{coll}}$ は荷電粒子間のクーロン衝突項であり、これにフォッカー-プランクの衝突項を用いたとき、上記の式をフォッカー-プランク方程式という。クーロン力は長距離の相互作用であるため、同時に多くの粒子と作用しあう。したがって統計的取扱いによって次のように求めることができる。

$$\left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{coll}} = -\frac{\partial}{\partial v} \langle \langle \Delta v \rangle_i f \rangle + \sum_{j \neq i} \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial v_i \partial v_j} \langle \langle \Delta v_i \Delta v_j \rangle_i f \rangle$$

ただし、 Δv は1回の衝突による速度の変化であり、 $\langle \rangle$ は統計的の平均を表す。この衝突項をフォッカー-プランクの衝突項という。速度空間における拡散テンソル D_{ij} 、動的摩擦係数を A_i とすると、フォッカー-プランク方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cdot \nabla_r f + \frac{F}{m} \cdot \nabla_v f + \nabla_v \cdot J = 0$$

$$J_i = A_i f - \sum_j D_{ij} \frac{\partial f}{\partial v_j}$$

フォック Fock, Vladimir Alexandrovich Фок, Владимир Александрович 1899.12.22—1974.12.27 ソ連の理論物理学者。ペトログラード大学で物理学と数学を学び、1922年卒業。この間、1918年12月に国立光学研究所が設立され、若手研究者養成計画により選ばれて1923年まで同研究所で仕事をし、続いてレニングラード物理技術研究所、科学アカデミーの物理学研究所、物理学問題研究所などに次々と籍をおいたが、活動の本拠は常にレニングラード大学にあり、同大学で多年にわたって力学、量子力学、相対論などの講義を行い、学生を指導した。また1939年に科学アカデミー会員となった。初期の研究としては、E. Schrödingerの波動力学が出てまもなく、スピンの0の粒子の相対論的方程式を導いた。ふつうクライン-ゴルドン方程式とよばれているものである。彼の論文が受理されたのはO. Kleinの論文より6週間遅れたが、W. Gordonの論文よりはずっと早いので、ソ連等ではクライン-フォック方程式とよんでいる。1932年には、それより前にD. R. Hartreeが直観的に導入した「自己無撞着場」の理

論に、電子交換効果を取り入れ、その式を変分法により厳密に導いた。これがいわゆるハートリー-フォック近似である。また同じ年には、第二量子化の明快な理論を発表している。これら一連の量子力学の研究に続き、1930年代末には一般相対論における有限質量の運動と題する大論文を書き、40年代には地球表面に沿っての電波の回折を研究、また1955年には*Теория пространства, времени и тяготения*(空間・時間・重力の理論)と題する単行本を発表している。いずれも彼の得意な数学の知識を活用したものである。彼は多くの賞を得ているが、1956年には重力理論に対してレニングラード大学賞、1960年には場の量子論に対してレーニン賞を受け、1968年に社会主義労働英雄の称号を授けられた。

フォック空間 [英 Fock space, 独 Fock-Raum, 仏 espace de Fock, 露 пространство Фока] 量子力学および場の量子論の状態ベクトルの空間で、真空ベクトルと有限個の粒子を含む状態を表すベクトルの全体で張られるもの。正確には次のように構成される。自由度 f の系について、各自由度に付随する粒子の生成・消滅演算子 a_i, a_i^\dagger ($\lambda = 1, 2, \dots, f$)から個数演算子 $N_\lambda = a_i^\dagger a_i$ をつくと

$$[N_\lambda, a_\mu] = -\delta_{\lambda\mu} a_\mu, \quad [N_\lambda, a_\mu^\dagger] = \delta_{\lambda\mu} a_\mu^\dagger$$

を満たす。これらの関係式はボソン、フェルミオンいずれの場合にも成り立つ。場の量子論では f は無限大と考えられる。 N_λ は自己共役演算子であって、 $n_\lambda = 0, 1, 2, \dots$ (ボソン)、 $n_\lambda = 0, 1$ (フェルミオン)という固有値をもち、縮退はない。上の関係式によって、 $a_i(a_i^\dagger)$ は n_λ を1だけ減らす(増やす)演算子となる。 N_λ の固有値0に対応する固有ベクトルを $\Psi_{0\lambda}$ と書くと、 $a_i \Psi_{0\lambda} = 0$ である。 $\Psi_{0\lambda}$ のテンソル積 $\Psi_0 = \otimes_\lambda \Psi_{0\lambda}$ をれば

$$a_i \Psi_0 = 0 \quad (\lambda = 1, 2, \dots, f)$$

となるから、 Ψ_0 は真空ベクトルである。

フォック空間の正規直交基底は

$$\Psi_n = \frac{(a_1^\dagger)^{n_1} \cdots (a_f^\dagger)^{n_f}}{\sqrt{n_1! \cdots n_f!}} \Psi_0$$

で与えられる。ここに、 $n = (n_1, n_2, \dots, n_f)$ は負でない整数の組で、フェルミオンの場合には各 n_λ は0と1の値しかとれない。 Ψ_n は各自由度 λ の粒子がそれぞれ n_λ 個存在する状態を表す。フォック空間の一般のベクトルは $\Psi = \sum_n c_n \Psi_n$ と書かれる。ただし、複素係数の組 $\{c_n\}$ は条件 $\sum_n |c_n|^2 < \infty$ を満たすものとする。

場の量子論では f は無有限大である。 $n = (n_1, n_2, \dots)$ と書くと、 $(0, 0, 0, \dots)$ が真空ベクトルに対応する。フォック空間の基底に対応する n は有限個の n_λ だけが0でないものである。たとえば、すべての n_λ が1に等しい $(1, 1, 1, \dots)$ に対応するベクトルはフォック空間には含まれない。

フォック表示 [英 Fock representation, 独 Fock-Darstellung, 仏 représentation de Fock, 露 представление Фока] 量子論における状態表示のひとつ。同種粒子からなる多粒子系の量子力学で粒子数が0の状態(真空状態)を $|0\rangle$ 、粒子の数が n でそれらの位置が x_1, x_2, \dots, x_n である状態を $|x_1, x_2, \dots, x_n\rangle$ とすると $|0\rangle$ 、 $|x_1, x_2, \dots, x_n\rangle$ ($n = 1, 2, \dots$)は完全系をなす。状態空間にこの基底を導入して、状態および物理量の表示を決定することをフォック表示という(V. A. Fockが1932年に考案した)。粒子がフェルミ統計とボース統計とのどちらに従うかに応じて $|x_1, x_2, \dots, x_n\rangle$ は x_1, x_2, \dots, x_n の置換えに関して完全反対称または完

全対称のどちらかでなくてはならない。基底の直交関係はケット・ベクトル $|x_1, x_2, \dots, x_n\rangle$ に対するブラ・ベクトルを $\langle x_1, x_2, \dots, x_n|$ と書く

$$\langle y_1, y_2, \dots, y_n | x_1, x_2, \dots, x_n \rangle = S_{x_1, x_2, \dots, x_n}^T (y_1 - x_1) \delta^3 (y_2 - x_2) \dots \delta^3 (y_n - x_n)$$

となる。ここで S_{x_1, x_2, \dots, x_n} および $S_{x_1, x_2, \dots, x_n}^T$ は、その右にくる関数を変数 x_1, x_2, \dots, x_n に関してそれぞれ完全反対称化および完全対称化する演算子を、 $(S_{x_1, x_2, \dots, x_n}^T)^2 = S_{x_1, x_2, \dots, x_n}^T$ と規格化したものであり、複号は上がフェルミ粒子、下がボース粒子に関するものである。最も一般的な状態を Ψ とすると、 $\Psi = f_0(0) + \int f_1(x_1) |x_1\rangle dx_1 + \int \int f_2(x_1, x_2) |x_1, x_2\rangle dx_1 dx_2 + \dots$ となるが、このことを通常

$$\Psi = \begin{bmatrix} f_0 \\ f_1(x_1) \\ f_2(x_1, x_2) \\ \vdots \end{bmatrix}$$

と表す。このとき $|\Psi|^2 = |f_0|^2 + \int |f_1(x_1)|^2 dx_1 + \int \int |f_2(x_1, x_2)|^2 dx_1 dx_2 + \dots$ である。場所 x に粒子を生成または消滅させる演算子を $\psi(x)^+$ または $\psi(x)^-$ とし、 $[\psi(x), \psi(y)^+]_{\pm} = \delta^3(x-y)$ とするとこの表示の基底が

$$|x_1, x_2, \dots, x_n\rangle = \frac{1}{\sqrt{n!}} \psi(x_n)^+ \psi(x_{n-1})^+ \dots \psi(x_1)^+ |0\rangle$$

と表され、 $\psi(x)$, $\psi(x)^+$ は Ψ の粒子数を 1 だけ異にする成分を結びつける演算子となる。

フォト [英仏 phot, 独 Phot, 露 фот] 照度の単位のひとつで、単位記号は ph。面積 1cm^2 の表面が一様に 1lm の光束の光で照射されるとき、その面上の各点の照度が 1ph である。 $1\text{ph} = 1\text{lm} \cdot \text{cm}^{-2} = 10^4 \text{lx}$ である。CGS 単位系に属する単位であるので、国際単位系(SI)に属する単位とは併用しないほうがよい。

フォトクロミックガラス [英 photochromic glass, 独 photochromes Glas, 仏 verre photochrome, 露 фотохромное стекло] 光の照射により着色し、照射をやめるとともに戻るガラス。表 1 のように幾種類かに分類され

表 1

活性剤を含むもの：

- ・ハロゲン化銀含有ガラス
- ・ハロゲン化タリウム含有ガラス

活性剤を含まないもの：

- ・還元ケイ酸塩ガラスなど

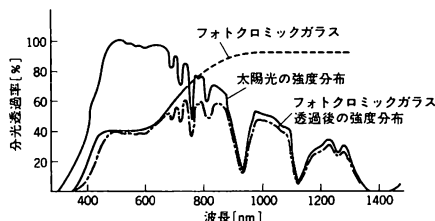
る。このうち実用化しているものはハロゲン化銀(AgX)含有ガラスで、1960年代後半より眼鏡レンズとして市販されている。このガラスの着色、退色の機構はAgXの可逆的光化学反応に基づく。AgX含有ガラスの内部は、均質な媒質中に直径数十nmの微粒子が分散しており、微粒子中にAgXが高濃度に含まれている。光が照射されるとAgXは光化学反応を起してAgとXに分離し、Agは集合して銀金属粒子を形成し、これが光を散乱するためガラスが着色する。ハロゲンは微粒子中に保持され、ガラス媒質へはほとんど拡散しない。この点が銀塩写真フィルムとは異なる。照射が中止されるとAgとXとが逆反応の再結合をしてもとの状態に戻る。逆反応は加熱および長波長側の可視光や赤外線照射により促進される。白色光を照射すると分離反応と逆反応と同時に起り、ある平衡状態に達する。着色時の濃度および色調はもとのガラス中の微粒子の径および単位体積中の数、照射光の波長および強度、温度、ハロゲン元素の種類によって異なる。また、

ハロゲン元素の種類により上記2反応の最適波長は異なる。

AgX含有ガラスはガラスの分相現象を利用してつくられる。分相性のガラス組成に1%未満のAgとXおよび微量の増感剤とを添加し、溶融して均質なガラスをつくり、次に成形成適当な温度(転移温度付近)で熱処理すると2相に分離する。このうちの1相が微小な粒子となり、これにAgXが濃縮される。粒子径が大きすぎるとガラスが乳濁してしまう。AgX含有ガラスの組成例を表2に、また太陽光により着色したガラスの分光透過率を図に示す。

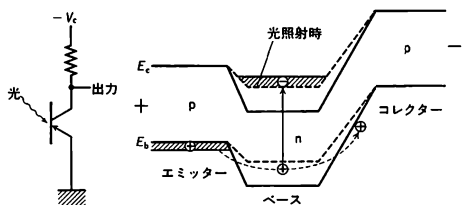
表 2 ハロゲン化銀含有フォトクロミックガラスの組成例 [wt%]

組 成	試料 1	試料 2	組 成	試料 1	試料 2
SiO ₂	52.4	17.9	Ag ₂ O	0.31	0.12
B ₂ O ₃	20.0	14.1	Cl	0.66	0.35
Al ₂ O ₃	6.9	16.6	Br	0.23	0.44
Li ₂ O	2.6		BaO	8.2	20.8
Na ₂ O	1.8		PbO	4.8	
K ₂ O		9.8	ZrO ₂	2.1	
CuO	0.016	0.036	P ₂ O ₅		21.8



フォトダイオード [英仏 photodiode, 独 Photodiode, 露 фотодиод] 半導体にエネルギーギャップより大きなエネルギーをもつ光子が入射すると電子が伝導帯に励起され、その抜け跡が正孔となる。電場があると発生した電子と正孔は互いに逆方向に走行し外部回路に電流を発生させる。このような内部光電効果を利用したものがフォトダイオードでpn接合またはショットキー・バリアーが受光部に形成されている。外部回路を開回路にしたときは光起電力が発生するので太陽電池として応用されている。開回路にしたときは光子の数に比例した電流 $I_p = e\eta P_0/h\nu$ が流れる。 P_0 は入射光のパワーで η は量子効率を表す。通常、応答速度はダイオードの静電容量や抵抗による時定数でほぼ決る。静電容量を小さくしたpin型フォトダイオードでは数百MHzの高速応答が可能である。シリコンフォトダイオード、ゲルマニウムフォトダイオードは可視領域から近赤外領域で使われ、それ以上の波長で応答するものとしては、InAs, InSb, HgCdTeを用いたフォトダイオードなどがある。

フォトランジスター [英仏 phototransistor, 独 Phototransistor, 露 фототранзистор] 光照射によって生じた光電流をトランジスターと同じ作用で電流増幅する光検出器である。通常、npn接合またはnpn接合の中間層のベースを開放した二端子素子として用いる。この場合、ベース電位は浮遊しており図のようにベースに光が当たると励起された電子が蓄積され、ベース電位が変化する。この変化はエミッターとベースを順方向にバイアスしたときと同じ作用をもたらし、エミッターの正孔がベースに注



入され大きなコレクター電流が流れる。このためフォトダイオードより大きな電流出力が得られるので増幅器なしで直接リレー回路を駆動することもできる。一方、暗電流が大きくなり、応答速度も遅い(〜100 μ s)などの欠点がある。

FORTRAN [英 FORTRAN, 露 ФОТРАН] mathematical formula translation system の略称。計算機の高水準プログラム言語の一つ。1954 年から 1955 年にかけて IBM 社で J. W. Backus を中心として開発され、1956 年に公表された。最初のコンパイラーは IBM 704 という計算機でつくられ、1957 年に公表された。1960 年前後に IBM 社以外のメーカーでも FORTRAN コンパイラーを作成するようになった。FORTRAN 言語は、IBM 社では FORTRAN II から FORTRAN IV へと拡張され、この FORTRAN IV をもとにして 1965 年から 1967 年にかけて、FORTRAN のアメリカ規格、国際規格(ISO)、日本工業規格(JIS)が制定された。これは現在 FORTRAN 66 ともよばれる。その後、アメリカの標準化委員会で新しい FORTRAN がつくられ、1977 年に FORTRAN 77 という名前前で発表され、1978 年にアメリカ規格、1980 年に国際規格として制定された。1982 年には FORTRAN 66 の JIS に代って新しい日本工業規格になった。

FORTRAN は科学技術計算用としては、最も広く世の中に普及し続けているプログラム言語である。その理由は、(1) 名前の由来からも示されるように、科学技術計算のアルゴリズムのわかりやすい表現を主目的としていること、(2) 実用重視、すなわち、プログラムの書きやすさ、プログラムを計算機で実行させるときの効率に重点を置いていること、(3) 最初に普及してしまった言語であり、FORTRAN コンパイラーや利用できる FORTRAN プログラムが豊富にあることなどである。FORTRAN に対する批判としては、洗練された言語でないこと、構造化プログラミングに適していないことなどがある。FORTRAN 77 ではこの後者の欠点に関してある程度の改良がされている。FORTRAN 66 に対応する旧 JIS には、水準 7000 (全機能を含んだもの)、水準 5000、水準 3000 の 3 種類がある。FORTRAN 77 では、文字代入文、ブロック IF 文、ENTRY 文、PARAMETER 文などの新しい機能が加わった。なお FORTRAN 77 には、上位水準(full language)と基本水準(subset)の 2 種類がある。

フォトルミネッセンス = 光ルミネッセンス

フォトレジスト [英 photoresist, 独 Photowiderstand, 露 фоторезист] フォトリソグラフィに用いる感光性耐食被覆。下地との接着性とエッチ液に対する耐食性が求められ、高分子化合物を基体として、感光剤などを混合した組成をもつ。露光により不溶化するネガ型と、逆に可溶化するポジ型とがある。ネガ型の例は、環化ゴムに感光性架橋剤を混合した 747 (コダック社)、OMR-83 (東京応化)がある。ポジ型としては、ノボラック樹脂に感光

剤としてキノンジアザイドを混合した AZ1350 (シプレ社)がある。

環化ゴム系のネガレジストは耐薬品性が強く、また現像条件が厳しくないため、工程制御が容易である。これに対しポジ型では解像力が高いが、耐薬品性に難点がある。市販されているフォトレジストは、形状により 3 種に分類でき、(1) 溶液状で材料面に塗布して使うもの、(2) ドライフィルム：厚さ数十 μ m の膜状で、保護膜に挟まれており、一方の膜をはがして材料面にはり付けて使うもの、(3) プリント基板、印刷用の版に塗布したもの、(2)と(3)は、塗布装置や有機溶媒の排気設備が不要となる。

フォトレジストは青色から 365nm 近くの紫外線に感光する。このため、水銀灯の光を用いフォトマスクと密着するか、あるいはレンズによりマスクの図形を 1/1〜1/10 に投影して焼付ける。次に、ネガレジストの場合は有機溶媒、ポジレジストの場合はアルカリ水溶液を用い、それぞれに浸すか、スプレー法で現像する。現像後は 120°C 程度で熱処理してからエッチングし、最後に剝離液を用い不要になったレジストを除去する。光感度は印画紙の 1/1000 程度に低いため、明るい黄色光を安全光として使用できる。普通の感光材料のように粒状の感光物質を用いていないため、解像力は高く、ポジ型で 1000 本/mm 以上である。リソグラフィにおける解像力の限界は光の回折、および投影露光ではレンズおよび装置の精度に依存する。

フォトン = 光子

フォトンエコー [英 photon echo, 独 Photonecho, 仏 écho photonique, 露 фотонное эхо] 時間間隔 T だけ離れた 2 つの電磁波パルスで物質を励起すると、第二のパルスからさらに T だけ経った時刻に物質からエコー信号が現れる現象で、磁気共鳴におけるスピネエコーに、完全な形式的対応を示す。電気双極遷移の場合、双極子モーメントを μ 、電場の強さを E としたとき $\mu E \Delta t_1 / \hbar = \pi/2$ の関係を満足する時間幅 Δt_1 の電磁波パルスを与えると、物質に誘起される分極は最大の値をとる。ブロッホベクトル(⇒コヒーレント過渡分光法)で表現すると、ベクトルは第三成分のみをもつ熱平衡分布に相当する状態から、第一軸のまわりに 90° 回転して、第二成分のみをもつ分極最大の状態に移ったことになる。この状態で物質からはその固有振動数 ν_0 の電磁波が放出されるが、もし ν_0 に不均一分布があると、各分子から放出される電磁波の位相が合わなくなり、 ν_0 の分布幅 $\Delta \nu$ の逆数程度の時間内に電磁波の放出は観測されなくなる。

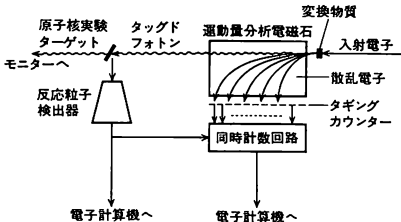
時間 T だけ経ったのちに $\mu E \Delta t_2 / \hbar = \pi$ を満足する時間幅 Δt_2 の第二のパルスを加えると、各分子の誘起分極を表すベクトルはブロッホ空間内で反転する。この過程で、位相の遅れていたベクトルの位相は進み、逆に進んでいたベクトルの位相は遅らされる。したがって第二のパルスから T だけ時間が経つと、すべてのベクトルの位相が再びそろい、電磁波がまた放出される。これがエコー信号である。

スピネエコーは 1950 年にはじめて観測された。フォトンエコーは 1966 年に、ルビーレーザーを用いて、 Al_2O_3 中の Cr^{3+} イオン準位の光遷移についてはじめて観測された。その後マイクロ波、赤外、可視の各波長領域で、他の多くのコヒーレント過渡現象と併用されて、物質における緩和現象を調べる有力な手段として活用されている。

フォトンタギング [英 photon tagging, 露 марки-

破く光子] 電子の制動放射過程により放出される光子のエネルギーは一定ではないが、散乱電子のエネルギーを測定することにより、対応する光子のエネルギーを求め、この過程で放出される光子を単色化することができる。この方法をフォトンタギングという。そして、このようにして単色化された光子のことをタッグドフォトン(標識付光子)とよぶ。この方法が可能なのは、制動放射過程で放出される光子のエネルギー E_γ と散乱電子のエネルギー E_e との間に、入射電子のエネルギーが E_0 のとき、近似的に $E_\gamma = E_0 - E_e$ の関係が成り立っているからである。

この方法は、まず、電子加速器からの単色電子ビームを運動量分析用電磁石の入口付近に置かれた変換物質にあって、制動放射過程により光子を発生させる。このとき制動放射を起した散乱電子は電磁石の磁場により曲げられ、その運動量の大きさにしたがって電磁石のうしろに置かれたタギングカウンターへのいずれかに入ることになる。一方、放射光子の方は磁場に関係なく直進し、実験用ターゲット物質に入射し原子核反応を引起す。この反応によりターゲットから生成された粒子は反応粒子検出器で捕えられ、検出器が反応粒子を検出するといつもその瞬間のタギングカウンターに散乱電子が入っているかを同時計数法により調べそれを記録する。この情報から原子核反応を引起した光子のエネルギーを間接的に知ることができるのである(図参照)。フォトンタギングで得られる単色光子ビー



ムの強度は電子加速器からの電子ビームの性質や測定用電子回路の時間分解能の制限を受け、通常 $10^4 \sim 10^5$ 光子・ s^{-1} である。また、エネルギーの幅は、入射電子のエネルギーが数百 MeV 以上の場合、通常数 MeV 以上である。

フォノン [英 phonon, 独 Phonon, 露 фонон]

[1] 固体原子の行う格子振動の量子化によって生じるエネルギー量子。固体原子がおのの平衡位置のまわりで行う微小振動(≡格子振動)は、独立な固有振動のモードに分解される。固有モードは波数ベクトル k で固体内を伝わる一種の弾性波になり、その固有振動数 ω_k は縦波、横波などの枝ごとに k の関数として定まる。量子力学によると振動は量子化され、そのエネルギーはとびとびの値

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_k \quad (n \text{ は } 0 \text{ または正の整数})$$

しか取りえない。 n は振動の量子数である。基底状態 $n=0$ のとき $E_0 = (1/2) \hbar \omega_k$ で、これは零点振動のエネルギーに当る。これを別にすれば、振動の励起エネルギーは $\hbar \omega_k$ の整数倍の値をとる。これはあたかも波数ベクトル q の状態にエネルギー $\hbar \omega_k$ の粒子が n 個存在するようになる。この粒子(エネルギー量子)を、音(phon-)の量子化によって生じる粒子という意味で、フォノンとよぶ。フォノンはひとつの状態 k に何個でも存在しうから、ボース統計に従う。低温における固体の性質は、これらフォノンの集団の性質として理解することができる。固体以外の多

粒子系、たとえば超流動状態にある液体ヘリウム4においても、波長の長い振動は一種の密度波になる。その量子化によって生じる粒子もフォノンとよばれる。光、X線、中性子線は、結晶や超流動ヘリウムによって非弾性散乱を受ける。このとき、1つあるいはそれ以上のフォノンを生成しまたは吸収するので散乱されたX線、中性子線の測定から、フォノンの周波数と波数との間の分散関数を決定することができる。

[2] 原子核の表面振動の量子もフォノンとよぶ。表面振動のハミルトニアンは集団座標 $\alpha_{\lambda\mu}$ 、正準共役な運動量を $\pi_{\lambda\mu}$ とすれば、次式で与えられる。

$$H = \sum_{\lambda} \left[\frac{1}{2B_{\lambda}} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \pi_{\lambda\mu}^* \pi_{\lambda\mu} + \frac{C_{\lambda}}{2} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}^* \alpha_{\lambda\mu} \right]$$

ここで B_{λ} は集団運動の質量パラメーター、 C_{λ} は復元力の強さを表す(≡振動パラメーター)。量子化は交換関係 $[\alpha_{\lambda\mu}, \pi_{\rho\nu}] = i \hbar \delta_{\lambda\rho} \delta_{\mu\nu}$ を設定すればよい。上のハミルトニアンは調和振動子型であるから、次のような生成・消滅演算子 $X_{\lambda\mu}^{\dagger}, X_{\lambda\mu}$ を導入するのが便利である。

$$\alpha_{\lambda\mu} = \sqrt{\frac{\hbar}{2B_{\lambda}\omega_{\lambda}}} \{X_{\lambda\mu}^{\dagger} + (-)^{\mu} X_{\lambda,-\mu}\}$$

$$\pi_{\lambda\mu} = i \sqrt{\frac{\hbar B_{\lambda}\omega_{\lambda}}{2}} \{(-)^{\mu} X_{\lambda,-\mu}^{\dagger} - X_{\lambda\mu}\}$$

ここで、 ω_{λ} は振動数で $\sqrt{C_{\lambda}/B_{\lambda}}$ で与えられる。 $X_{\lambda\mu}^{\dagger}, X_{\lambda\mu}$ の満たす交換関係は

$$[X_{\lambda\mu}, X_{\lambda'\mu'}^{\dagger}] = \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\mu\mu'}, \quad [X_{\lambda\mu}, X_{\rho\nu}] = 0$$

となつて、 $X_{\lambda\mu}^{\dagger}, X_{\lambda\mu}$ はボース粒子の交換関係を満たすことがわかる。これは表面振動子の量子とみなすことができ、ボース粒子でフォノンまたは表面振動子といわれる。ハミルトニアンをこのフォノンを用いて表すと

$$H = \sum_{\lambda} \hbar \omega_{\lambda} \left(\sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} X_{\lambda\mu}^{\dagger} X_{\lambda\mu} + \frac{2\lambda+1}{2} \right)$$

となつて、フォノンのエネルギーは $\hbar \omega_{\lambda}$ であることがわかる。またこの表面振動の角運動量は

$$L_k = \hbar \sum_{\lambda} \frac{\sqrt{\lambda(\lambda+1)}(2\lambda+1)}{3} \sum_{\mu\nu} \langle \lambda \mu \lambda \nu | 1 \kappa \rangle X_{\lambda\mu}^{\dagger} (-)^{\lambda+\mu} X_{\lambda,-\nu}$$

で与えられる。ただし $\langle \lambda \mu \lambda \nu | 1 \kappa \rangle$ はクレブシュ-ゴルドン係数である。このことから $X_{\lambda\mu}^{\dagger}$ は角運動量の大きさ λ, z 軸への射影 μ をもち運ぶことがわかる。

フォノンエコー [英 phonon echo, 独 Phononenecho, 仏 echo à phonon, 露 фононное эхо] 時刻 $t=0$ に物質に超音波パルスを加え、時刻 $t=\tau$ と $t=T$ に超音波または電磁波パルスを加えるとき、時刻 $t=2\tau$ と $t=T+\tau$ に物質から放射される位相のそろった超音波、または電磁波パルスをフォノンエコーとよぶ(図1)。超音波が伝播で

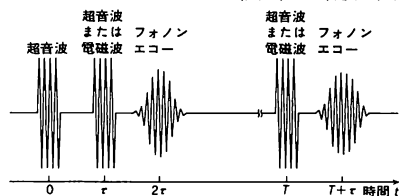


図 1

きるようなバルク物質では、超音波伝播時間だけ遅れてエコーが生じる場合もある(図2)。フォノンエコーの生じる物質には、圧電半導体、不純物を含む半導体、アモルファス物質、磁気音響物質、圧電性絶縁体、金属、超伝導体な

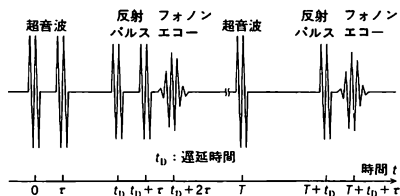


図 2

どがある。形状は超音波波長程度の粒子状のものとバルク形状とがある。フォノンエコーは、波の単純な重ね合わせだけが生じる線形応答の系では生じない。2つ以上の波の積が物質中で生じようとする非線形系でのみ生じる。非線形応答の原因には、不純物ポテンシャルのトンネル効果、2準位間の遷移、高次の圧電定数、高次の弾性定数などがある。図1のようなパルス列はスピネエコーのそれに、図2のパルス列はフォトンエコーのそれに似ているが、エコーの生じる機構が異なる。

フォノン散乱(中性子の) [英 phonon scattering] ⇔ 非弾性散乱

フォノン増幅 [英 phonon amplification, 仏 amplification à phonon, 露 фононный усилитель] 半導体のCdS結晶にパルス電場をかけると、初め電流はオームの法則に従って増加するが、電子のドリフト速度が音速に達する電場以上では電流はオームの法則からずれて飽和する。これと同時に超音波が観測される。これは電子によるフォノンの誘導放射による効果である。まず、フォノンによってポテンシャルが変形し、その谷に電子が集められる。フォノンの伝播速度よりも電子のドリフト速度が大きくなると、電子はポテンシャルの壁にぶつかりエネルギーをフォノンに与え、フォノンは増幅される。そのため電流は飽和し、超音波が観測されるのである。これに関連ある現象として、CdS, CdSe, ZnOなどの半導体結晶に見られる超音波増幅がある。その原理はこれと同じである(⇔超音波増幅)。

フォノンドラッグ [英 phonon drag, 独 Phonondrag, 仏 entraînement par les phonons, 露 увлечение фононами] 金属や半導体中で、フォノン系が非平衡分布をとり、流れを生ずるとき、電子・フォノン散乱を媒介として電子が引きずられる。これをフォノンドラッグという。電氣的に開放した試料の両端に温度勾配を与えると、高温側から低温側に電子が拡散して電流が流れようとするのをおさえるように熱起電力が生ずるが、フォノンドラッグも熱起電力の原因となる。高温では、フォノン・フォノン相互作用のウムクラップ過程が重要になるので、フォノンドラッグによる熱起電力は小さい。低温における半導体の熱起電力現象に、フォノンドラッグの効果は顕著に現れる。なお、温度勾配の代わりに、試料に音波を通すと、類似の現象が起るが、これを音響電気効果という。

フォノン励起(電子線の) [英 phonon excitation, 独 Phononenanregung, 仏 excitation phononique, 露 фононное возбуждение] 電子線を結晶に当てると、電子は結晶の格子振動のフォノンを吸収または放出して散乱する。入射電子、散乱電子、およびフォノンの波動ベクトルを、それぞれ、 k , k' , および q と書くと、これらの波動ベクトルの間には保存則

$$k' = k + b_0 \pm q$$

が成立する。ここに、 b_0 は逆格子ベクトルである。入射電子、散乱電子、およびフォノンのエネルギーを、それぞれ、 $E(k)$, $E(k')$, および $\hbar\omega(q)$ と書くと、これらのエネルギーの間には保存則

$$E(k') = E(k) \pm \hbar\omega_l(q)$$

が成立する。ここに、 \hbar はプランク定数、 $\omega_l(q)$ はフォノンの振動数で、添字 l は格子振動のモード(横波、縦波、音響的モード、光学的モードなど)を表す。上の2つの式で、複号±は、フォノンの吸収の場合には+、放射の場合には-を意味する。結晶内では電子は2個以上の回折波の重ね合せとなる(⇔二波近似、多波近似)。そして、2個以上の分枝をもつ分散面に分散点(回折波の波動ベクトルの始点)が位置する。したがって、上記の2つの式も、もう少し複雑なものになる。さらに、2個以上のフォノンの吸収、放出を伴うような電子の散乱も無視できない。また、結晶格子の非調和振動も考慮に入れる必要がある。このようにして生ずる電子の散乱が、電子線の結晶による熱散漫散乱(温度散漫散乱)であり、これは電子回折像の上では、散漫な、すなわち幅の広い縞模様として観察される。

フォープッシュ減少 [英 Forbush decrease, 独 Forbush-Abfall, 仏 décroissance de Forbush, 露 уменьшение Форбуша] 宇宙線強度を連続的に観測していると磁気嵐の際に著しく減少することが見いだされている。この減少は1930年代にアメリカの物理学者 A. Forbush により発見されたため、フォープッシュ減少とよばれている。フォープッシュ減少は全世界的な現象で、宇宙線強度の減少量は地磁気緯度によって若干異なる。減少量は数%程度のものである。深宇宙探査機に搭載された観測器でもフォープッシュ減少が観測され、この現象が地球近傍のみでなく太陽系全体に及んでいることが実験的に明らかにされている。太陽フレアにともなって噴出したプラズマ(太陽風)が、地球近傍を通ると磁気嵐を起す。一方、太陽風は太陽から外向きに吹出すため、太陽系に入射する宇宙線の侵入を阻止する。これがフォープッシュ減少の起きる原因と考えられている。

フォールアウト [英 fall-out, 独 Fallout, 仏 retombee radioactive, 露 радиоактивные выпадения] 原子爆実験によって生成され、大気中を浮遊している放射性の微粒子が地表に落下する現象または落下物をいう。放射性降下、放射性降下物ともいう。地表近くの爆発では粒子の直径が数 μm 程度の大粒子状放射能が数百 km の範囲に局地フォールアウトとして降下する。その際、対流圏下層に分散した微粒子状放射能は数百～数千 km の範囲に降下するが、その主成分は短寿命核種である。高層爆発では、大部分微粒子状放射能として成層圏に入ったのち、長期間にわたって地表に降下する。したがって観測されるものは主として長寿命核種である。対流圏での平均滞留時間は約1ヵ月で主に雨によって地表に降下する。成層圏での滞留時間は数ヵ月から数年に及ぶ。降水量は地域差や季節変動があるほか、新しい核爆発実験の影響を受けるが、ほぼ1963年を最大として以後変動しながら減少しつつある。長寿命核種は長期間広範囲に地表や海面を汚染し、食物を介して人間をはじめ種々の生物体の体内汚染をもたらす。問題となる主な核種は、トリチウム、 ^{90}Sr 、放射性ヨウ素、 ^{137}Cs 等であるが、最もよく調べられているのは ^{90}Sr で、その降下蓄積量は、日本ではおよそ数十～数百 $\text{mCi} \cdot \text{km}^{-2}$ で分布しており、地球全体では約 10MCI と見積ら

れている。核種ごとに地球上での循環や生態系中の移行が調べられて人類の集団線量への寄与が評価されている。降雨により大気中の浮遊物質が除去される現象は、レインアウトとかウォッシュアウトとよばれることもあるが、フォールアウトはこれに自然落下を加えたものである。

フォルタン気圧計 [英 Fortin barometer, 独 Fortinsches Barometer, 仏 baromètre de Fortin, 露 барометр Фортина] 水銀気圧計の一種で、N. Fortin (1750~1831年)が考案したもの。一端を閉じたガラス管に真空中で水銀を満たし、これを水銀溜に逆さに立てると、いわゆるトリチェリ式の水銀気圧計ができる。フォルタン気圧計はこの水銀溜の底を革の袋でつくり、袋の底をねじで上下に動かして水銀面の位置を調整できるようにしたもので、測定するときには、水銀面を象牙の針の先端に軽く接触させて、常に一定の位置に合わせる。針の先端の位置を目盛尺の0点にとり、上端の水銀面の位置を目盛尺より読取る。指示圧力の単位には通常 mbar あるいは mmHg が使用され、バーニアにより 0.05 mbar まで読取れる。持ち運びが便利で、革袋の底を一杯に押上げてガラス管と水銀溜を完全に水銀で満たし、水銀が動かないようにしてガラス管の破損を防ぐ。水銀と目盛尺の両方に対する温度補正と測定場所における重力加速度によって決る重力補正を正しく行えば、精度のよい測定ができる。気象観測のほか一般の気圧測定に広く用いられている。

フォルディングポテンシャル [英 folding potential] 2つの核 A と B を構成する核子の間の相互作用から A と B との間に働く相互作用ポテンシャルを組立てて、これを A と B 内の核子密度分布により平均して得た2つの原子核の間の有効相互作用。たとえば、核 A 内の核子密度分布を ρ_A 、A に属する核子と B との相互作用ポテンシャルを U_{NB} とするとき、AB 間のポテンシャルは

$$V_{FD}(R) = \int \rho_A(r_A) U_{NB}(r_A + R) dr_A$$

で定義される。これは、単一フォルディングポテンシャルとよばれる(図1)。 U_{NB} には核子・原子核 B 間の現象論

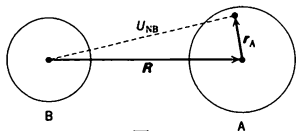


図1

的ポテンシャルを用いることが多い。しかし U_{NB} が、A に属する核子と B に属する核子の間の有効核力 v と、核 B 内の核子密度分布 ρ_B とによってつくられるフォルディングポテンシャル

$$U_{NB}(r) = \int \rho_B(r_B) v(r - r_B) dr_B$$

である場合には、 $V_{FD}(R)$ は二重フォルディングポテンシャルとよばれる(図2)。さらに、クラスターの描像がよい核では、核子の代りにクラスターを単位としてフォルディングポテンシャルをつくることも行われる(⇒ クラス

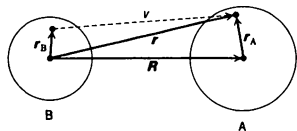
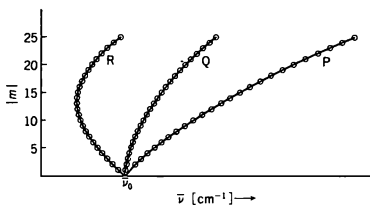


図2

ー)。これらのフォルディングポテンシャルは、核 A と B に属する核子の波動関数の反対称性をも考慮した複合粒子間相互作用を簡便にしたものにすぎないが、核子や比較的低エネルギーの重イオンの弾性散乱に適用されており、かなりよく実験を再現することがある。

フォルトラ図 [英 Fortrat diagram, 独 Fortrat-Diagramm, 仏 diagramme de Fortrat, 露 диаграмма Фортрат] 二原子分子のスペクトル解析に用いられるグラフで、ひとつのバンドの回転線の波数を横座標に、回転線の番号(回転量子数に対応)を縦座標にとってそれぞれの回転線の座標を直交座標系にプロットした図(図参照)。R. Fortrat



がこの方法を初めて使ったのでこの名がある。一般にバンドを構成する回転線は P, Q, R の枝とよばれる3つのバンドの枝に組分けができ、それらの波数は次式で表される。

$$\bar{\nu}_{P,R} = \bar{\nu}_0 + (B'_v + B''_v)m + (B'_v - B''_v)m^2 \quad (1)$$

$$\bar{\nu}_Q = \bar{\nu}_0 + (B'_v - B''_v)J + (B'_v - B''_v)J^2 \quad (2)$$

ここに $\bar{\nu}_0$ はバンドの原点の波数、 B'_v , B''_v は遷移に関係する上位、下位の準位の回転定数、 J は下位の回転準位の量子数である。また、 m は P の枝については $m = -J$, R の枝については $m = J+1$ の値をとる。式(1)は m に關して二次式で、放物線の式である。図では縦軸に $|m|$ をとっている。それをもとに戻せば P と R の枝は明らかにひとつの放物線上にあることがわかる。これをフォルトラ放物線という。この図の例では R の枝に放物線の頂点があり、そこで回転線が折返すため、頂点の近傍に回転線が密集し、バンドの頭を形成することになる。P の枝の方はそのような折返し点はなく、波数の大きい方(波長の短い方)にシェードしている。また式(2)からわかるように Q の枝 ($m = J$) も放物線になる。一般に B'_v と B''_v の値はそれほど違わないので $(B'_v - B''_v)$ は小さな値となるため、フォルトラ図ではバンドの原点の近くに放物線の頂点があり、ほぼ垂直に立ち上がるような形になる。したがって、Q の枝の回転線は原点の近くに密集し、バンドの頭を形成する。

フォルトラ放物線 [英 Fortrat parabola, 独 Fortratsche Parabol, 仏 parabole de Fortrat, 露 парабола Фортрат] ⇒ フォルトラ図

フオン = ホン

負温度分布 [英 negative temperature distribution, 独 Verteilung mit negativer Temperatur, 仏 distribution de température négative] ⇒ 反転分布

フオン・ノイマン Neumann, Johann Ludwig von (John von) 1903.12.28—1957.2.8 ハンガリー生れの数学者、数理科学者。ブダペストで、爵位をもつ富裕なユダヤ系銀行家の子として生れた。ギムナジウム卒業後、ブダペスト大学に入学したが、父が数学に進むことに反対した

ので、ベルリン大学(1921~23年)とチューリヒ工科大学(1923~25年)で化学工学を専攻した。しかしチューリヒで H. Weyl の影響を受け、1926 年には E. Zermelo による集合論の公理系の拡張に関する論文により、プダベスト大学から博士号を取得。翌年ベルリン大学私講師、1929 年ハンプカ大学私講師となる。このころ集合論、代数学、量子力学の研究で注目を集めた。1927 年密度行列を一般的に定式化、1928 年にはゲーム理論のミニマックス定理を証明し、ゲーム理論を経済学にも応用。1930 年プリンストン大学に客員教授として招へいされ(1931 年からは正教授)、年の半分はアメリカで過ごすことになった。1933 年にプリンストン高等研究所が設立されると、数学教室の初代教授のひとりとなった。1937 年アメリカの市民権を獲得し、John von Neumann と名乗る。1929 年ヒルベルト空間の定義を公理的に与え、スペクトル理論を有界でないエルミート作用素に拡張して、量子力学の数学的基礎を与えた(⇒観測の理論)。同じころ、古典統計力学のエルゴード定理をユニタリ作用素の平均エルゴード定理として、ヒルベルト空間論を用いて証明。その後、今日フォン・ノイマン環の名で知られる作用素環の理論を構築した。また、可付番もしくは連続無限個の直積の導入により、場の理論のような無限個の自由度をもつ量子力学を基礎づけた。作用素環の理論に関連して連続幾何を導入し、群の上の概周期関数論を完成。またヒルベルトの第五問題をコンパクト群の場合に解決するなど著名な業績をあげた。

第二次世界大戦は彼の人生に決定的な転機を与えた。1940 年以降の活動は、統計学、流体力学、弾道学、爆弾、気象学、オートマトン理論、ゲームの理論、オペレーションズ・リサーチ、電子計算機の理論と設計など多彩な分野に広がった。電子計算機との出会いは、彼が国防省の弾道研究所の顧問となり、当時ペンシルベニア大学で開発中で弾道研究所に納入が予定されていた ENIAC 計算機の開発者たちと交流(1944 年)したことに始まるといわれている。このころ、EDVAC の開発計画が同じくペンシルベニア大学で始まり、彼はこの計画に本格的に加わった。1945 年には、EDVAC の提案書の中で、プログラム内蔵方式の電子計算機概念を確立し、これは今日でもフォン・ノイマン型計算機とよばれている。1945 年ころには、微積分方程式を解くために、S. M. Ulam とともにモンテカルロ法を導入、1946 年からはプリンストンの高等研究所付属計算機研究所長として、IAS 計算機の開発を指導、1950 年に完成した。彼はこの計算機によって、多くの自由度を含む系の量子力学問題を解くことを夢んでいた。彼は 1950 年に始まったアメリカの水爆製造計画に協力し、1954 年に原子力委員に就任、1956 年にはフェルミ賞を受賞したが、癌のため 53 歳の若さで死去した。

このように彼の活動は広い分野に及んでいるが、扱う対象の種々の側面から、数学的に厳密に定式化できる部分を取出して、体系化するという行き方が特徴的である。[主著] *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*, 1932; *Lectures on Continuous Geometry*, 1937; *Theory of Games and Economic Behavior* (O. Morgenstern と共著), 1947; *Theory of Self-Reproducing Automata*, 1966。

フォン・ノイマン環 [英 von Neumann algebra, 独 von Neumannsche Algebra, 仏 algèbre de von Neumann, 露 алгебра фон Неймана] 量子力学では物理量をヒルベルト空間上の線形演算子で記述する。そのような演算子の

集合に対する重要な数学的概念として、フォン・ノイマン環および C^* 環がある。

ヒルベルト空間上の有界演算子 A, B, \dots に対して、和 $A+B$ 、積 $A \cdot B$ 、複素数 c による掛算 $c \cdot A$ 、共役演算子をつくる演算 A^* などの代数的演算を行うことができる。ヒルベルト空間上の有界演算子の集合 M がこれらの代数的演算で閉じている(すなわち、 A と B が M に属し、 c が複素数ならば、いつでも $A+B, A \cdot B, c \cdot A, A^*$ がすべて M に属する)とき、 M を $*$ 環という。演算子の収束には、弱収束、強収束、ノルム収束などが使用される。 $*$ 環が弱収束で閉じていることと、強収束で閉じていることは同値であり、そのような $*$ 環を W^* 環とよぶ。ヒルベルト空間上の恒等演算子を含む W^* 環をフォン・ノイマン環とよぶ。これに対し、ノルム収束について閉じている $*$ 環は C^* 環とよばれる。 W^* 環は C^* 環の特別の場合であるが、通常演算子の強収束や弱収束の位相と一緒に考える。これに対し、 C^* 環を考えるときにはこれらの位相を忘れて、ノルムをもつ $*$ 環として抽象的に扱う。

フォン・ノイマン環は 1936 年ごろから M. A. Naimark と J. von Neumann により定式化され研究されたが、1967 年以降、富田・竹崎理論により急速に研究が進展し、その構造や分類についてかなりのことがわかっている。物理への応用としては、場の量子論や量子統計力学の数学的な定式化や、超選択則、短距離力の働く一次元での平衡状態の一意性などの定性的議論に用いられる。最近ではブラック・ホールについてのホーキング効果の議論にまで、応用されている。

フォン・ノイマンの一意性定理 [英 von Neumann uniqueness theorem, 仏 théorème d'unicité de von Neumann, 露 теорема однозначности фон Неймана] \Rightarrow 正準交換関係の表現

フォン・ノイマンの定理 [英 von Neumann theorem, 独 von Neumannsches Theorem, 仏 théorème de von Neumann, 露 теорема фон Неймана] \Rightarrow 隠れた変数

負荷 [英 load, 独 Belastung, 仏 charge, 露 нагрузка] 信号源や増幅器などの出力を観測したり利用したりするときは、それらから電力を取出して消費する必要がある。このような電力を受取り、消費するものを総称して負荷という。信号や電力などの送信側に対して、それらの受信側は負荷とみなされる。信号源の電力供給能力に対して、負荷で消費される電力が十分小さいときを軽い負荷といい、そうでないときを重い負荷という。信号源から最大の電力を取出す条件は、信号源の内部インピーダンスと負荷インピーダンスが等しいときで、その状態を整合という。

負荷インピーダンス [英 load impedance, 仏 impédance de charge, 露 сопротивление нагрузки] 信号源から負荷に加わる電圧、電流を決める負荷の内部インピーダンスのこと。負荷に加わる電圧変化を v 、負荷に流れる電流変化を i とすると、負荷インピーダンスは $Z_L = v/i$ である。交流信号の場合、電流、電圧は複素数で表現され、また負荷はリアクタンス成分をもつのが普通であるので、一般に Z_L は周波数で変わる複素数である。

不可逆過程 [英 irreversible process, 独 irreversibler Verfahren, 仏 procédé irréversible, 露 необратимый процесс] 巨視的な体系の状態変化で可逆過程でないものを不可逆過程とよぶ。したがって不可逆過程を途中に含

む過程を通して体系がもとの状態に戻ったとすると、必ず外界に変化が残される。準静的でない過程では、体系と外界の間、および体系の内部において熱平衡が一時的に破れるので、不可逆過程である。現実には状態変化はすべて不可逆過程であり準静的過程(すなわち可逆過程)は無限の時間を経て進行する過程という理想化された過程である。体系が状態 A から状態 B に不可逆過程によって変化し、温度 T の熱源と接触して得た熱量 $d'Q$ を T で割った量を、その経路に沿って積分した量は、熱力学第二法則により、次の不等式を満足する。

$$\int_A^B \frac{d'Q}{T} < S_B - S_A$$

ただし、 S_A, S_B はそれぞれ状態 A と状態 B のエントロピーを表す。したがって、断熱変化の場合、エントロピーが増大する方向に不可逆過程は進行する。等温等積変化の場合は、ヘルムホルツの自由エネルギーが減少する方向に進行する。等温等圧変化の場合は、ギブスの自由エネルギーが減少する方向に進行する。

不可逆過程の熱力学 [英 thermodynamics of irreversible processes, 独 Thermodynamik der irreversiblen Prozesse, 仏 thermodynamique à processus irréversibles, 露 термодинамика необратимых процессов]。巨視的体系の平衡状態への緩和現象を記述するために、熱力学を非平衡領域に拡張したものである。熱力学第二法則によれば、孤立した巨視的体系の自発的变化はエントロピーの増大を伴う。したがって、巨視的体系の状態が n 個の示量変数 X_1, X_2, \dots, X_n で特徴づけられているとすると、平衡に向かう傾向の強さは $F_i = \partial S / \partial X_i$ で表される。これを熱力学的力とよぶ。また、示量変数 X_i の時間変化の速さ $J_i = dX_i/dt$ は熱力学的流量とよばれる。平衡への緩和過程において、エントロピー生成速度 P は

$$P = \frac{dS}{dt} = \sum_{i=1}^n F_i J_i \quad (1)$$

と表される。平衡状態の近くでは熱力学的流量は熱力学的力に比例し、

$$J_i = \sum_{j=1}^n L_{ij} F_j \quad (2)$$

と表される。 L_{ij} は輸送係数とよばれ、 L_{ij} に関してオンサーガーの相反定理が成り立つ。

平衡への緩和は、一般的には一様でない系が緩和する過程であるから、系を連続体として扱い、また系の各部分に対して熱力学的な量を定義する。その際、局所的熱平衡を仮定する。すなわち、系全体としては平衡でないが、各部分は熱力学的な量を定義できる程度の平衡状態にあると考える。たとえば、流体中で分子間の衝突が十分頻繁に起っていれば、速度分布はその部分領域の温度に対応するマクスウェル速度分布則に従っている。単位質量当りのエントロピーを s 、単位質量当りの示量変数を x_i として(たとえば、単位質量当りのエネルギー、比体積、質量濃度など)、それらの局所的な変化に対しては熱力学的関係式

$$ds = \sum_{i=1}^n F_i dx_i \quad (3)$$

が成り立つとすると、緩和過程における時間変化は

$$\frac{Ds}{Dt} = \sum_{i=1}^n F_i \frac{Dx_i}{Dt} \quad (4)$$

と表される。ここで時間微分 D/Dt は流体力学におけるラグランジュの意味での微分(=ラグランジュの流体運動

方程式)である。局所的な密度を ρ 、流れの速度を v とすると $\rho x_i v$ は対流による示量変数 x_i の流れを表す。 x_i は保存量であるから、

$$\rho \frac{Dx_i}{Dt} = \frac{\partial(\rho x_i)}{\partial t} + \text{div}(\rho x_i v) = -\text{div} J_i \quad (5)$$

と表される。ここで J_i は対流によらない流量を表す。エントロピーについては

$$\rho \frac{Ds}{Dt} = \frac{\partial(\rho s)}{\partial t} + \text{div}(\rho s v) = -\text{div} J_s + \sigma \quad (6)$$

が成り立つ。 σ は局所的なエントロピー生成の速度で、エントロピーが保存量でなく、不可逆過程により局所的に生成されるものであることを表す。 J_s は対流によらないエントロピーの流量で

$$J_s = \sum_{i=1}^n F_i J_i \quad (7)$$

とおくことができる。したがって局所的なエントロピー生成の速度は、一様な系の場合式(1)に対応して

$$\sigma = \sum_{i=1}^n J_i \cdot \text{grad} F_i \quad (8)$$

で与えられる。連続体の場合、熱力学的力は $\text{grad} F_i$ であり、平衡の近くでは、熱力学的流量は熱力学的力に比例する。すなわち

$$J_i = \sum_{j=1}^n L_{ij} \cdot \text{grad} F_j \quad (9)$$

が成り立つ。一般的には、輸送係数 L_{ij} は2つのベクトル量 $J_i, \text{grad} F_j$ を結びつけるテンソル量である。式(9)の具体的な例としては、熱流に関するフーリエの法則、熱流と電流の結合に関するゼーベック効果、ペルティエ効果、トムソン効果などが知られている。連続体の場合の体系全体のエントロピー生成速度 P は σ を体系全体にわたって積分したものである。オンサーガーの相反定理の帰結として、エントロピー生成速度 P に対して $P \geq 0$ が成り立つ。 $P=0$ が平衡状態に対応する。さらに非平衡状態でも $\partial^2 S / \partial X_i \partial X_j$ が負値であるとすれば $dP/dt \leq 0$ となる。これは定常状態(平衡・非平衡を問わず)がエントロピー生成速度極小の状態として実現することを示す。オンサーガーの相反定理の成り立たない非線形領域においても、 $\partial^2 S / \partial X_i \partial X_j$ が負値であれば式(1)において

$$\frac{dP}{dt} \equiv \sum_{i=1}^n J_i \frac{dF_i}{dt} \leq 0 \quad (10)$$

が成り立つ。連続体に対しても同様の不等式が成り立つ。

不可逆現象 [英 irreversible phenomena, 独 irreversible Phänomene, 仏 phénomène irréversible, 露 необратимые явления] ある時間変化を伴う現象について、その時間の向きを逆にした現象が存在しない場合、その現象を不可逆現象とよぶ。ニュートンの運動法則は、ある運動に対してその時間の向きを逆にした運動も可能であるということを示す。一方、巨視的な系は、ニュートンの運動法則に従う多数の粒子から成るにもかかわらず、不可逆現象を示す。すなわち、孤立した巨視的な系を放置しておくとか熱平衡に達してそれ以後は熱平衡の状態にとどまる。気体分子の運動法則から気体の不可逆現象を導く最初の試みは L. Boltzmann によって行われ、ボルツマン方程式が導かれ、 H 定理の形で不可逆性が議論された。

不可逆素子 [英 non-reversible transducer, 仏 transducteur non-réversible, 露 необратимый преобразователь] エネルギー形態の変換が一方方向のみに可能で、そ

の逆方向は不可能な素子をいう。たとえば乾電池は化学エネルギーを電気エネルギーに変換するが、逆に電気エネルギーを化学エネルギーに変換できない。すなわち、充電は不可能である。これに対して、エネルギー形態の変換が双方方向のもの、たとえば蓄電池などを可逆素子という。

不確定性関係 [英 uncertainty relation, 独 Unbestimmtheitsrelation, 仏 relation d'incertitude, 露 соотношение неопределённостей] 量子力学の数学的定式化が完成した後、波動と粒子の二重性を、直観的物理的に理解するために W. Heisenberg が導いた関係。ハイゼンベルクの不確定性原理ともよばれる。

量子力学によると、物理系の状態はヒルベルト空間におけるベクトルで、また、物理量はこれらのベクトルに働く線形演算子で表され、ある状態において物理量 A を観測した場合の、その期待値(何度も観測したときの平均値)は、 $\langle A \rangle \equiv \langle \Psi, A \Psi \rangle$ で与えられる。また、物理量 A の測定によるばらつき ΔA は

$$(\Delta A)^2 \equiv \langle (A - \langle A \rangle)^2 \rangle$$

で定義される。すると、ベクトル空間の一般的性質から2個の物理量 A と B とのばらつきに関して

$$(\Delta A)^2 (\Delta B)^2 \geq -\frac{1}{4} \langle AB - BA \rangle^2 \quad (1)$$

が成り立たなければならない。したがって、物理量 A と B に対応する演算子が交換しないときには、 $(\Delta A)^2 (\Delta B)^2$ は決して0でありえないことになる。すなわち、物理量 A の測定値のばらつきと、物理量 B の測定値のばらつきの積は、決して0になりえない。

上の関係を、電子の位置 x と運動量 p の演算子の間に適用すると

$$x p_j - p_j x = i \hbar \delta_{ij} \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (2)$$

によって

$$(\Delta x_i)^2 (\Delta p_j)^2 \geq \frac{1}{4} \hbar^2 \delta_{ij} \quad (3)$$

となる。これは、位置と運動量の同一方向の成分を、同時に正確に(つまり、ばらつきがないように)決定することができないことを示している。式(1)の関係は、位置と運動量の間のみならず、一般的に成立する関係であって、たとえば、場の量子論に適用する場合、光子の数と位相を同時に正確に決定することができないことになる。式(3)における、位置と運動量の間の不確定性が、実は、物質の波動性に基づくものであることを見るには、次の点に注意すればよい。古典的な波束の位置 x と、その波数ベクトル k との間には、不確定性関係

$$\Delta x_i \Delta k_j \geq \frac{1}{2} \delta_{ij} \quad (4)$$

が存在する。一方、量子論によると、電子波の波数ベクトル k と電子の運動量 p との間には、アインシュタイン・ド・ブロイの関係式 $\hbar k = p$ が成り立つから、これを、式(4)に代入すると式(3)が得られることになる。

Heisenberg は、 γ 線顕微鏡を用いて電子の位置と運動量を測定する思考実験によって、式(3)と同様の関係を得た。彼の議論では、不確定性関係(3)が、電子の波動性を用いず、測定に用いる γ 線の波動性に帰せられているので、いろいろと認識論的な混乱を巻起した。

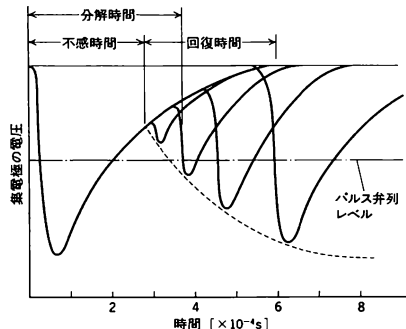
不確定性原理 [英 uncertainty principle, 独 Unbestimmtheitsprinzip, 仏 principe d'incertitude, 露 принцип неопределённости] = 不確定性関係

不確定特異点 [英 irregular singular point, 独 irregularer singulärer Punkt, 仏 point singulier irrégulier, 露 нерегулярная особая точка] \Rightarrow 特異点

フガシティー = 逃散能

付加重合 [英 addition polymerization, 独 Polyaddition, 仏 polymérisation par addition, 露 реакция присоединения] \Rightarrow 重合

不感時間 [英 dead time, 独 Totzeit, 仏 temps mort, 露 мёртвое время] ガイガー-ミュラー・カウンタ(GM 計数管)などのようなガス型計数管において、荷電粒子の電離作用により引起される放電を利用して粒子の検出を行う検出器では、入射荷電粒子による放電が停止したのち、しばらくの間、次に荷電粒子が入射しても、それによる放電は起らず、粒子になんら感じない時間がある。これをその検出器の不感時間とよぶ。たとえば GM 計数管では、ガス増幅が大きくなり電子がなだれが生じると、それが計数管の中心電極(集電極)に沿って成長するため、中心電極のまわりに多数の正イオンが、さや状に分布し、結果として中心集電極の回りの電場を弱め、ついに放電は止む。しかし、この正イオンはしだいに、陰極の方に引かれて移動し、やがて、中心電極付近の電場が、新しい電子をなだれを起しうる程度に大きくなると、計数管は再び新イオンに対して敏感となり、放電を起しうる。このように始めの放電から次の放電が可能になるまでの時間が不感時間である(図参照)。実際の放射線計測では不感時間が過ぎても、



電場の回復が十分でないため、しばらくの間は電子がなだれによる放電は十分大きく成長せず、出力パルスの大きさは小さくパルス弁別レベルに達しないこともある。出力パルスがもとの完全な大きさになるまでにしばらくの時間が必要である。これを回復時間とよんでいる。したがって実際の計数管としての感度はその時点でもとに戻ったことになり、それまでの時間をこの計数管の時間的分解能の目安と考え、これを分解時間とよんでいる。GM 計数管の中心集電極の電圧と出力パルスおよび不感時間、回復時間などの関係を図示するとほぼ図のようになる。

通常用いられる GM 計数管の場合、不感時間は、 $(1 \sim 3) \times 10^{-4}$ s、回復時間は $(2 \sim 3) \times 10^{-4}$ s 程度である。また一般の計数管の場合、不感時間が短いことはその計数管の時間分解能のよさに直接関係するので、計数率の高い放射線計測や時間分解能の優れた計数管の必要場合は、そのための特別な工夫が必要である。

不完全結晶 [英 imperfect crystal, 独 nichtidealer Kristall, 仏 cristal imparfait, 露 несовершенный крист-

талл] 単位胞を構成する原子が完全に周期性を保ちながら空間を占有していれば完全結晶である。しかし、現実の結晶は程度の差はあれ、種々の不完全性を含んだ結晶、すなわち不完全結晶である。不完全性を大別すると、化学的欠陥と格子欠陥に分けられる。前者は、本来の構成原子ではない別種の原子が不純物として格子点を占めていたり(置換型不純物原子)、あるいは本来の格子点でない位置に侵入していたり(侵入型不純物原子)する不完全性、すなわち純度で表現される不完全性である。不純物の濃度がたとえ微量であっても、結晶全体の性質に大きな影響を及ぼす例は、半導体の電気的性質や金属の極低温における電気抵抗などよく知られている。後者の格子欠陥は、構成原子の種類に関係のない格子点の配列自身の幾可学的乱れの総称である。格子欠陥には、原子空孔、格子間原子などの点欠陥、線状欠陥である転位、各種の面欠陥などのさまざまな種類が存在する(⇒格子欠陥)。これらのうち、点欠陥は有限温度においては結晶中にある量存在した方が自由エネルギーが低く、熱平衡温度が存在する。したがって、点欠陥を含まない結晶は存在しえない。結晶中の原子拡散、塑性変形などは格子欠陥自身が現象の担い手である。格子欠陥の濃度が低い結晶を完全性の高い結晶という。結晶の完全性は、結晶の成長時にある程度決定されるが、その後の熱処理によっても改善することができる。

負帰還 [英 negative feedback, 独 negative Rückkopplung, 仏 réaction négative, 露 отрицательная обратная связь] 増幅器の出力の一部を入力側に戻すことを帰還(フィードバック)といい、増幅度が減る方向に働かせる帰還を負帰還という。図1のように増幅度 A_0 の増幅器に負

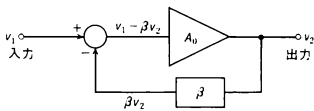


図 1

帰還を施した場合、増幅度 A は $A = A_0 / (1 + \beta A_0)$ になる。 A_0 を開回路利得、 A を閉回路利得という。 β は帰還率で、入力へ戻される帰還量は $-\beta v_2$ である。負帰還を施すことで、増幅器の周波数特性や非直線ひずみを改善することができる。開回路利得の相対変化 $\Delta A_0 / A_0$ に対する閉回路利得の相対変化は $|\Delta A / A| \sim |\Delta A_0 / A_0| \cdot |\Delta A_0 / A_0|$ となり、 $|A / A_0| < 1$ であるから、負帰還により増幅度を下げた割合だけ閉回路利得の変化は小さくなる。非直線ひずみは信号の大きさによって A_0 が変化するものと見なせるので、同様にして改善されることがわかる。増幅器の増幅度は一般に周波数が高くなるに従って減少するが、負帰還によって減少の割合が改善されるので、周波数帯域幅は広がる。 $|A_0|$ がある周波数以上で周波数に逆比例して減少する特性を示している場合、 β が周波数で変化しなければ負帰還により周波数特性は図2のように改善され、増幅度が3dB

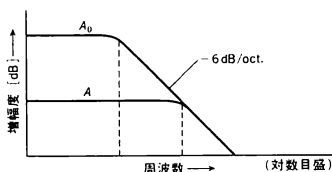


図 2

減少する遮断周波数は $|A_0 / A|$ 倍になる(抵抗回路網で帰還回路を構成した場合は近似的に β は一定とみなせる)。 A_0 がこのような特性と異なっているときは、 A は遮断周波数付近でピークを生じたり、不安定で発振したりする場合がある。一般に βA_0 は周波数によって変わる複素数であって、もしある周波数で $\beta A_0 = -1$ になると、閉回路利得はそこで無限大となり、負帰還増幅器はその周波数で定常的に発振する。角周波数 ω を $\omega = 0$ から $\omega = \infty$ まで変えたとき、複素平面上で βA_0 が描く軌跡が点 $(-1, +j, 0)$ をその内側に囲むとき、系は不安定で発振する。安定であるためには軌跡が $(-1, +j, 0)$ をその内側に囲んではいけな

い。これをナイキストの安定条件という。

不規則銀河 [英 irregular galaxy, 独 irreguläre Galaxie, 仏 galaxie irrégulière, 露 неправильная галактика] 不定形の銀河のこと。Irr I 型と Irr II 型とに分けられる。Irr I 型は、種族 I の超巨星や星間ガスが豊富な銀河である。大・小マゼラン雲などがその例である(図1, 大



図 1 大マゼラン雲 (Irr I 型)

マゼラン雲)。質量は $10^8 \sim 10^{10} M_\odot$ (M_\odot は太陽質量)程度。面輝度が低いため、比較的近距离のものしか観測されていない。Irr II 型はダークレーン(暗黒星雲が筋状に並んだもの)が複雑に分布している特異な銀河であり、M 82 や NGC 5195 (M 51 の伴銀河)などがその例である(図2, M 82)。

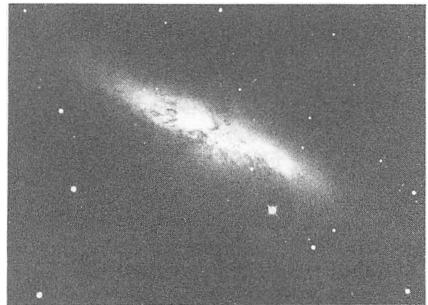


図 2 M82 (Irr II 型)

不規則振動 [英 random vibration, 独 Zufallsschwingung, 仏 vibration au hasard, 露 случайное колебание] 一般には振動数や振幅が不規則に変化する振動をさし、雑音もそのひとつに含まれる。ランダム振動ともいう。狭義にはいろいろな機械に生じる振動を3種に大別したときに、強制振動、自励振動と並ぶものをいう。ジェットエンジンやロケットエンジンのように高速気流に関係した機械

に一般に現れるもので、気流中に激しく生じている乱流のために、圧力の変化をフーリエ分解すると広範囲の振動数がそのスペクトル中に含まれることになり、これを受けた機械は固有振動の1つに共鳴して振動し、乱流からその振動数に相当するエネルギーを吸収する。こうして生じる振動は、乱流に起因するために、振幅の瞬時値が確率分布をする不規則振動である。別の例としては、物質中の微視的な磁気モーメントが行うラーモア歳差運動があげられる。磁気モーメントが感じる磁場は、外からかけた一様な磁場と周囲から受ける磁場の和であり、後者は不規則に変動するので歳差運動の振動数も不規則に変わる。これは磁気共鳴吸収線に幅を与えることになる(⇒雑音、核磁気共鳴、尖鋭化)。

不均一幅 [英 inhomogeneous broadening, 独 inhomogene Verbreiterung, 露 неоднородное уширение] ⇒ スペクトル線の形

不均質 [英 heterogeneous, 独 heterogen, 仏 hétérogène, 露 гетерогенный] 物体内の部分部分の物理・化学的性質を、一定の条件(温度、圧力など)の下で比べた場合に、同じでないとき、この物体を不均質であるという(⇒均質)。

不均質第二種超伝導体 = 非理想第二種超伝導体

不均質超伝導体 [英 inhomogeneous superconductor, 露 неоднородный сверхпроводник] 秩序変数が空間的に規則的または不規則的に変動している超伝導体。微小な超伝導体結晶粒の集り、層状化合物超伝導体、薄膜を重ねた人工的な層状超伝導体、常伝導体に繊維状超伝導体を埋め込んで作製した複合体、あるいは異種物質を秩序的または無秩序的に含む超伝導体などがこの例である。このような系では、超伝導秩序変数(⇒ギンズブルグ-ランダウ理論)が空間的に一様ではない。不均質超伝導体では、秩序変数の一様な均質超伝導部位の間は、ジョセフソン効果または近接効果を通じて超伝導的に結合していると解釈されている。

福井謙一 Fukui, Kenichi 1918.10.4—

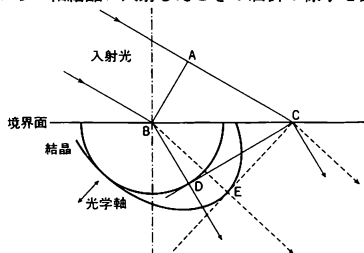
日本の化学者。奈良に生れ、京都大学工学部工業化学科を卒業の後、燃料研究所で合成石油の研究に従事しながら、同学部燃料化学科(後に石油化学科と改名)の講師、助教授となり、「化学工業装置の温度分布に関する理論的研究」(1948年)により京都大学から工学博士の学位を受け、1951年 同学科の教授となる。1962年「共役化合物の電子状態と化学反応に関する研究」で日本学士院賞を受賞し、1970年 国際量子分子科学アカデミー会員に選ばれ、1981年 アメリカ国立科学アカデミーの外国人客員会員に選ばれるなど国際的に活躍している。また1981年には文化勲章と文化功労者の顕彰を受け、さらに「化学反応の理論的解明」によりノーベル化学賞を受賞した。1982年に京都大学を退官後、京都工芸繊維大学の学長となり、学術行政に携わる一方、国内外で基礎学術の振興に努めている。福井が最も力を注ぎ、また多くの研究に対する発想の源となしたのは、化学反応の本性の追求で、「フロンティア電子理論」はその中核をなすものである。すなわち1952年に、共役化合物中を運動する電子のうち、最高のエネルギーをもつ軌道にあるもののみの分布が、化学反応性の大きさと並行することを見いだし、そのような特定の軌道をフロンティア軌道と名づけた。その後 同様の関係が広く一般の化学反応においても普遍的に成り立つことを、その理由と

ともに明らかにした。この理論から導かれた反応性指数は、科学の多くの分野に用いられ、内外の高い評価を得ている。1964年には、有機化学反応における立体選択性とフロンティア理論との関係を明らかにし、さらに化学反応の反応経路に関係した極限的反応座標の理論を発表(1970年)、以来この方向での研究も続けている。また、その研究は、上述の化学反応の理論に関連して、それと結びつく分子科学の広い分野の基礎的研究のみならず、さらに分子科学の領域以外にも多くの応用的研究を生んでいる。量子化学関係の主要論文239編は、「化学と私」(1982年)の中に収められている。

伏角 [英 inclination, 独 Inklination, 仏 inclinai-son] ⇒ 地磁気

複屈折 [英 double refraction, 独 Doppelbrechung, 仏 double réfraction, 露 двойное лучепреломление]

[1] 光の複屈折: 光が境界面で屈折したときに2つの屈折光が現れる現象。複屈折は1669年にE. Bartholinusが一軸結晶の方解石を用いて見いだした現象で、光の振動方向の偏り(偏光)という概念の基になった。複屈折は、光が一軸結晶や二軸結晶に入射したときや、応力・電場・磁場などが加わっている等方性媒質に入射したときに起る(⇒光弾性効果、カー効果、磁気複屈折)。C. Huygensは、複屈折を球面状と回転楕円体面状に広がる要素波(⇒光線速度)によって説明した。いろいろな振動面をもつ光が真空中から一軸結晶に入射したときの屈折の様子を図に示



す。入射光の波面ABの一端Bが境界面に接すると、B点から球面状の要素波と回転楕円体面状の要素波が結晶中に広がっていく。入射波面他端Aが境界面上のC点に到達したときには、B点から広がった各要素波は図に示した位置まで伝播している。C点から各要素波の波面に引いた切線CDとCEは屈折光の波面となり、屈折光線はBDとBEの方向に伝播し、2つの屈折光が現れる。光線BDは屈折の法則に従うが、光線BEは屈折の法則に従わない(⇒常光線, 異常光線)。これらの光線の振動方向は互いに直交している。光が二軸結晶に入射したときの要素波は複雑な二重表面になり、2つの屈折光はいずれも屈折の法則に従わない。

[2] 電子線・X線の複屈折: 電子線が単結晶に入射し、一組の格子面によってブラッグ反射を起すとき、分散面の分裂によって結晶内に入射した電子線は二本に分裂し、それに伴いブラッグ反射も二本に分裂する(⇒動力学的回折理論, 分散面)。分裂の角度幅は通常の場合1分あるいはそれ以下であるが、電子線の射出する面が入射表面と平行でない場合には、高分解能の電子回折装置によってこの分裂を観察することができる。より発達した平面表面をもつ単結晶試料からのブラッグ反射による回折斑点は結晶表面の屈折効果によって一定の方向にずれるとともに、複屈折

効果によって2つに分裂する。その平均のずれから、結晶の内部ポテンシャルの平均値が、また分裂の幅からそのフーリエ展開項が求められる。入射の方向によって多くのブラッグ反射が同時に起るときは2本以上の屈折線、反射線を生ずる。X線についても同様の複屈折が起ることは2つの屈折X線あるいは反射X線の干渉効果によって干渉縞(ペンデル縞)を生ずることから確かめられているが、分裂の角度幅は1秒の程度で、その直接観測は困難である。

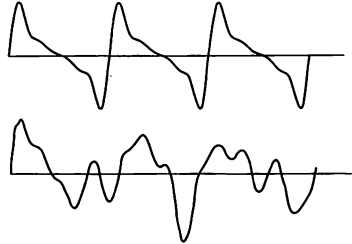
複屈折(中性子の) [英 double refraction, 独 Doppelbrechung] 波が物質に入射したとき、その波面が分岐して2つの屈折波が現れる現象を一般に複屈折という。通常、電磁波に対してのみ用いられてきたことばであるが、中性子波の場合にも条件によっては同様の現象が見られる。エネルギーがおよそ0.1 eV以下で波動性を十分に示す中性子が、磁化されていない媒質から磁化された媒質に入射したとき、入射中性子のスピンの向きが媒質内の磁化の方向と平行な場合の屈折率と、反平行な場合の屈折率は異なった値をもっている。したがって、入射中性子のスピンの方向のみに揃っていない場合には、それぞれの屈折率に従って、媒質内を2つの方向に分れて進行することになる。これが中性子の複屈折とよばれる現象であり、光の場合と形は相似であるがその発生機構は全く異なる。もし中性子波の媒質境界面への入射角が、ある一定値より小さく、しかも磁化された媒質の核散乱径が磁気散乱径より小さい場合、一定波長以上の中性子に対する複屈折は起らない。この場合は、磁化の方向と平行なスピンのもつ中性子は全反射され、反平行なスピンのもつものは屈折率が1より大きい光の屈折と同じ形で媒質内を単一経路で進行する。この性質を応用すれば、スピン方向に偏りのない中性子線から、磁化方向に平行なスピンのもつもののみを取出すことが可能である。

複結晶スペクトロメーター [英 multi-crystal X-ray spectrometer, 独 Vielkristall-Röntgenspektrometer, 仏 spectromètre de rayons X avec multicristal, 露 мультикристаллический рентгеновский спектрометр] 複数個のゴニオメーターに分光結晶や試料結晶を配置してブラッグ反射を逐次的に行わせ、単色で平行なX線束による回折、散乱あるいは分光の実験をする装置。格子定数の精密測定、平面波X線トポグラフィ、散漫散乱、微小角散乱、蛍光X線スペクトル分析、X線吸収スペクトル分析などの研究に使われる。二結晶スペクトロメーターでは第一結晶に対する第二結晶の配置に2通りある。第一、第二結晶ともX線の入射角が大きくなる向きに回転させたとき、回転の向きが同じ場合を(+)配置、逆向きの場合を(-)配置という。(+)配置は波長の分散が大きいので分光実験に適している。(+)配置で特に両方の結晶の種類と回折面が同じ場合は非分散になるので、結晶に固有の回折強度曲線の測定ができる。三結晶スペクトロメーターでは(+, +), (+, -), (-, +)などの配置が使われる。複結晶スペクトロメーターで使われるX線束の波長幅や発散角を調べるにはデュ・モンド図表を用いると便利である。完全に近い結晶に対するロッキング曲線の角度幅は1秒〜十数秒程度であるので、複結晶スペクトロメーターを構成するゴニオメーターの回転精度は少なくとも0.1秒ぐらいは必要である。

復元力 [英 restoring force, 独 Richtgröße, 仏 force de rétablissement, 露 возвращающая сила] 力学系を外

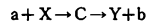
力を加えて状態を変えたとき、その状態をもとに戻そうとする力。たとえば、引き伸ばされたつるまきばねが、その変形をもとに戻そうとする力は、復元力であって、このようにフックの法則により復元力の大きさが状態の変化量(ひずみ)に比例する場合は、特に線形復元力ということもある。

複合音 [英 complex sound, 独 Tongemisch, 仏 son complexe, 露 сложный звук] 2つ以上の正弦音波(純音)から構成された音。その成分のうち最低の振動数をもつものを基本音、そのほかを部分音という。複合音は、図



に示すように周期的複合音と周期的でない複合音とに大別される。周期的複合音の場合には、その周期に対応する振動数の正弦音波が、その音の基本音になり、そのほかの部分音の振動数は、すべて基本音の振動数の整数倍になる。これに対して、周期的でない複合音の場合には、その部分音のなかで最低の振動数をもつ正弦音波が基本音になる。そしてそのほかの部分音のなかには、その振動数が基本音の振動数の整数倍にならないものも含まれる。

複合核 [英 compound nucleus, 独 Compoundkern, 仏 noyau composé, 露 составное ядро] 原子核反応 $X(a, b)Y$ において、入射粒子 a と標的核 X がひとつに結合したとき形成される寿命が長く準安定な状態のことで、N. Bohr によって導入された概念(1936年)。入射粒子 a がもっていた運動エネルギーがすべての核子に分けて与えられ、熱平衡になった状態である。複合核を C とすると、核反応 $X(a, b)Y$ は



と進行し、(1) a と X が衝突して複合核 C を形成する過程と、(2) C が崩壊して粒子 b を放出し、残留核 Y を生ずる過程の2段階から成ると考えられる。このような核反応を複合核反応または複合核過程という。複合核反応においては、粒子 a が核 X の中に入り込んで、核内の核子と強く相互作用し、その結果 a のもっていたエネルギーが急速に核内の核子に分配されて、複合核 C が形成される。次に、 C が崩壊するが、その崩壊のしかたは複合核 C の構成粒子や励起エネルギーによって決り、 C が形成された過程とは無関係であると考えられる。一度核内の核子に分配されたエネルギーが粒子 b に集中して、 b が放出され得るようになるまでには、かなりの時間を要するので、複合核の寿命は長い。実際に低いエネルギーの中性子の散乱に見られる共鳴散乱は、複合核形成の考えによって説明ができ、エネルギー準位の幅から複合核の寿命は、中性子が核を通過する時間(10^{-22} s程度)に比べてはるかに長いことがわかる。中性子や陽子が軽い核に入射する場合には、複合核状態の準位間隔が入射粒子のエネルギー幅に比べて十分大きいときには、ひとつの複合核準位にのみ注目し、プライト-ウィグナーの公式を適用して反応を解析することが

できる。これに対して、粒子が重い核に入射する場合には、多くの複合核状態が関与するため、多重単位公式を用いたり、さらに種々の統計的な手法を用いる(⇒共鳴公式, 統計理論)。複合核反応の考えによると、核反応 $X(a, b)Y$ の断面積 $\sigma(a; b)$ は、 a が X に衝突して複合核を形成する断面積 σ_c と複合核 C から粒子 b が放出される確率 P_b の積として

$$\sigma(a; b) = \sigma_c \cdot P_b$$

と表される。入射粒子 a が核 X の内部に入った場合に複合核が形成されると仮定すると、 σ_c は

$$\sigma_c = \pi \lambda^2 \sum_l (2l+1) T_l$$

で与えられる。ここで、 λ は a の波長/ 2π 、 l は軌道角運動量の量子数、 T_l は軌道角運動量 l の粒子 a が X に入り込む確率である。 a が低いエネルギーの中性子($\lambda \gg$ 核半径)であるときには、 $l=0$ (s 波)のみが重要であり、 $T_0 \propto \lambda^{-1}$ となるので、 $\sigma_c \propto \lambda$ すなわち $1/v$ 法則に従う。したがって P_b がエネルギーに依存しないときには、 $\sigma(a; b)$ も $1/v$ 法則に従う。一般に複合核 C は、いろいろな粒子や r 線を放出して崩壊するから、 C が粒子 i を放出するための幅を Γ_i とすると、崩壊の全幅 $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$ で与えられ

$$P_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma} = \frac{\Gamma_b}{\sum_i \Gamma_i}$$

となる。明らかに $\sum_i P_b = 1$ である。一般に粒子放出幅は r 放出幅より大きいので、エネルギーが十分である場合には粒子が放出されることが多い。クーロン障壁のない中性子が特に放出されやすい。複合核状態の励起エネルギーが高いときには、複合核内は熱力学的な平衡状態になっていて、そこから粒子がちょうど蒸発するように放出されるという蒸発理論がよく用いられる(⇒熱力学模型, 蒸発理論)。これによれば放出される粒子のエネルギー分布はマックスウェル分布に似た形となる。複合核反応の理論は V. F. Weisskopf, E. P. Wigner, R. G. Thomas らによって発展し、核反応の研究に重要な役割を果たしたが、実験データが蓄積するにつれて、複合核理論では説明できない現象が次々と現れた。複合核反応ではできる反応生成物の角度分布は 90° 方向に関して前後方に対称であるが、核反応のなかには 90° 方向に関して非対称の角分布、特に前方にピークがある角分布を示すものがあり、これらを説明するため、直接反応の考えが導入された。その代表的なものが重陽子のストリッピング反応である。

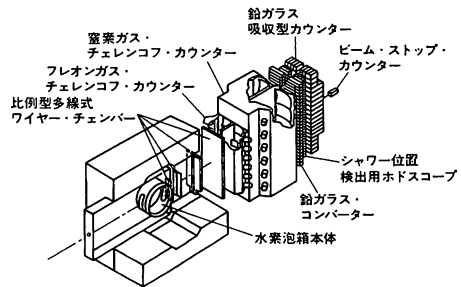
副光学軸 [英 secondary optic axis, 独 sekundäre optische Achse, 仏 axe optique secondaire, 露 оптическая ось 2-го рода] ⇒ 光学軸

複合核弾性散乱 [英 compound elastic scattering, 独 compoundelastische Streuung, 仏 diffusion élastique avec formation d'un noyau composé, 露 упругое рассеяние с образованием составного ядра] 原子核による中性子の弾性散乱を、複合核の形成を経由する散乱過程と複合核を形成しないで散乱される過程に分けて、前者を複合核弾性散乱、後者を形状弾性散乱という。H. Feshbach, C. E. Porter, V. F. Weisskopf が 1954 年に導入した。中性子の角運動量 l の部分波に関する弾性散乱の断面積 $\sigma_{el}^{(l)} = \sigma_{el}^{(l)} + \sigma_{el}^{(l)}$ になる。弾性散乱の断面積 $\sigma_{el}^{(l)}$ を一粒子励起状態の単位間隔(数 MeV の程度)よりも小さく、複合核状態の単位間隔(eV の程度)よりもかなり大きいエネルギー幅の領域で平

均したものをも $\sigma_{el}^{(l)}$ と表すと、 $\sigma_{el}^{(l)} = \pi \lambda^2 (2l+1) \times |1 - \eta_l|^2 = \pi \lambda^2 (2l+1) \{ |1 - \eta_l|^2 + |\eta_l|^2 - |\eta_l|^2 \}$ となる。ここで λ は中性子の波長を 2π で割ったものであり、 η_l は弾性散乱の散乱振幅である。形状弾性散乱の平均断面積を $\sigma_{el}^{(0)} = \pi \lambda^2 (2l+1) |1 - \eta_l|^2$ 、複合核弾性散乱の平均断面積を $\sigma_{el}^{(c)} = \pi \lambda^2 (2l+1) \{ |\eta_l|^2 - |\eta_l|^2 \}$ と定義する。平均散乱振幅 $\bar{\eta}_l$ は光学模型を用いて計算する。 $\sigma_{el}^{(c)}$ について、ブライト-ウィグナーの公式をエネルギーについて平均したものを用いると、 $\sigma_{el}^{(c)} = 2\pi \lambda^2 \Gamma_a^2 / D \Gamma$ (Γ_a は平均中性子放出幅、 D は平均単位間隔、 Γ は平均全幅)という関係を得る。

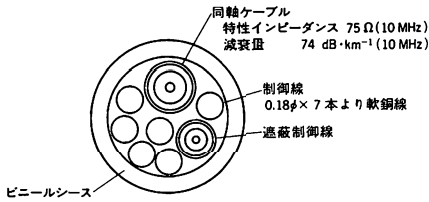
複合型泡箱 [英 hybrid bubble chamber, 独 Hybridblasenkammer, 仏 chambre à bulles hybride, 露 гибридная пузырьковая камера] 泡箱本体の前後にワイヤーチェンバー、シンチレーションカウンター、チェレンコフ・カウンターなど特定の検出性能をもったカウンター類を組合せて配置し、これからの情報をともに泡箱写真撮影をオンライン制御し、泡箱実験を行う場合、これを複合型泡箱とよぶ。泡箱は一般に精度の高い荷電粒子飛跡検出器であり、全立体的検出効率をもつなどの大きな特徴があるが、その反面 r 線や中性子などについての検出効率は低く、また粒子の判別同定についても、粒子の速度の二乗に逆比例する泡の飛跡密度(泡密度とよぶ)などによる以外に方法がなく、1.4 GeV/c 以上の粒子についてはその同定は不可能である。泡箱写真は非常に忠実な反応の記録ではあるが、断面積の小さい特定の反応の研究に際してはそれに相当した大量の写真撮影が必要となり効率が悪くなる。

そこでカウンター実験の手法を用いて特定の反応を同定し、その反応が起った場合のみ泡箱写真の撮影を行うことにより効率的な泡箱実験を行うことが考えられる。図はチ



ャーム粒子の単色 r 線による生成反応の研究に利用されたアメリカスタンフォード線型加速器センター(SLAC)の 1 m 水素泡箱を用いた複合型泡箱装置(SLAC Hybrid-Facility, SHF と略称する)の場合である。このほか、同様に生成断面積が小さく、しかも生成過程の複雑な高エネルギーハドロンビームによるチャーム粒子生成や多重粒子発生を調べる目的でヨーロッパ連合原子核研究機関(CERN)に建設されたものに、EHS (European Hybrid Spectrometer)がある。

複合ケーブル [英 composite cable, 仏 câble composé, 露 кабель с разными парами] 種類の異なる絶縁電線や同軸ケーブルなどを組合せて、1本のケーブルにまとめたもの。同軸ケーブルと制御線や電源線などを組合せて、まとめて外装をしたものを意味する場合が多い。図は 8 芯工業用テレビカメラケーブルの例である。



複合格子 [英 compound lattice, 独 Kompoundgitter, 仏 réseau composite, 露 составная решётка] 単細胞格子では単位胞全体で1個の格子点を含んでいる。これに対し、単位胞全体で2個以上の格子点を含んでいるものを複合格子という。単細胞格子の格子点にさらに格子点加わったもので、追加格子点が格子の中心にあるもの(体心格子)、すべての面の中心にあるもの(面心格子)、向いあった面上にあるもの(底面心格子)がある。底面心格子は追加格子点が(100)面の中心にあるものをA、(010)面の中心にあるものをB、(001)面の中心にあるものをCで表す。体心格子はI、面心格子はFで表される。本来、空間格子は単細胞格子のみで表すことができるが、場合により空間格子のもつ対称要素が単位胞に現れず不便である。この難点を避けるため、上記の複合格子を考え、単位胞の形状を見ただけで、空間格子のもつ対称要素を認識しやすくする慣行が生まれた(⇒単細胞格子)。

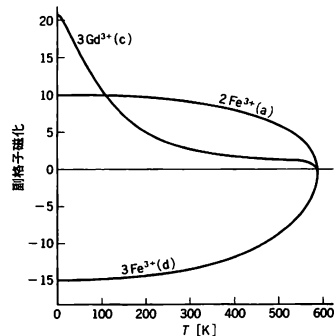
複合酵素系 [英 multi-enzyme system, 独 Multienzymsystem, 仏 système multienzymatique, 露 мультиэнзимная система] 生体において、解糖系、TCAサイクル、カルビン・サイクルなどのように、多数の酵素が協力して首尾一貫した反応系を構成しているものをさす。これらの酵素系は、アデノシン三リン酸の嫌氣的合成、基質の脱水素、光合成における炭酸同化の反応を営み、それぞれ細胞液、ミトコンドリア、葉緑体という細胞器官に局在している。

複合材料 [英 composite material, 独 zusammengesetztes Material, 仏 matériel composé, 露 составной материал] 2種以上の素材を複合してできた不均一な多相材料で、複合によりなんらかの有効な機能を生み出した材料をいう。素材の組合せは多種多様で、金属材料、無機材料、有機材料の可能な組合せはもとより、固体、液体、気体などの性状の組合せも可能である。そして素材を複合、成形する過程も多様でそれによって複合体の構造が制御される。以上の結果として、単一の素材では生み出せなかった性質が種々の複合効果によって現れる。古くは、壁材として土にわらを混合したり、砂、石とセメントを固めたコンクリートがあり、天然の木材、竹、骨なども複合材料の一種である。近年、材料科学の発展と、材料への要求性能の高度化に対応し、各種の複合材料が研究、開発されるようになった。構成は、固体のマトリックスと分散材または強化材からなる。マトリックスとしては、金属、セラミックス、高分子(プラスチック、ゴム)などがあり、分散材の状態は固体、液体、気体(発泡体)がある。大部分の複合材料は、固体どうしの組合せであるが、分散材が金属、ガラス、セラミックス、高分子などからなる粒子、繊維、層状形態をとる場合が多い。これらの組合せにより各種の略称が用いられている。マトリックスベースで分類すると、金属系では、繊維強化金属(FRM)、粒子分散強化金属(PRM)、無機系では、サーメット、繊維強化セラミックス(F

RC)、繊維強化コンクリートなどがあり、高分子系では、繊維強化(熱硬化性)プラスチック(FRP)、繊維強化熱可塑性プラスチック(FRTP)、粒子充填プラスチック(PFP)、ポリマーアロイ、繊維強化ゴム(FRR)、粒子分散強化ゴム(PRR)などがある。代表的な複合材料としては、ガラス繊維またはカーボン繊維とエポキシ樹脂からなるFRP、ボロン繊維とアルミニウム合金からなるFRM、カーボンブラック微粒子とゴムからなるPRR、プラスチック中にプラスチックとゴム分子をクラフト重合した物質を分散させたポリマーアロイなどが挙げられる。複合材料としての機能が十分発揮されるためには、マトリックス、分散材のみでなく、それら界面の物理・化学的性質、相互作用の問題が解かれねばならない。そのため材料科学の各種の手法が総合的に応用されて複合材料が生み出されている。

副格子 [英 sublattice, 独 Untergitter, 仏 sous-réseau, 露 подрешётка] 結晶の単位胞に1つの磁性原子がある場合を考える。反強磁性状態で原子磁気モーメントの方向を考慮すると結晶の単位胞はたとえば2倍になり、そのなかの2つの原子磁気モーメントはそれぞれ上下を向く。このときそれぞれ上、下向きのスピンをもった原子のつくる2つの格子を副格子という。さらに一般的に周期的な磁気構造を、それぞれ異なる磁気モーメントをもった原子から成る複数の副格子に分けて表すこともある。反強誘電体の構造を表すのにも副格子が有効に使われる。

副格子磁化 [英 sublattice magnetization, 仏 magnétisation de sous-réseau, 露 намагничивание подрешётки] フェリ磁性体、反強磁性体あるいは一部の強磁性体では、磁性原子の存在する格子点が互いに貫入した2組以上の副格子から構成され、それぞれの副格子上の磁性原子の磁気は互いに平行となっている。このとき、それぞれの部分格子の磁化を副格子磁化または部分格子磁化という。反強磁性体とは、全く同等の2組の副格子磁化が互いに反対方向を向いているものである。この副格子磁化が180°から小さな角度だけ傾いていると、磁化の打消しが不完全となり、全体として小さな磁化が外部に現れる。これをキャント磁化という。希土類鉄ガーネットでは3組の(a)、(d)および(c)副格子とその部分磁化があり、温度の変化によってそれらの和である全磁化の符号が変わるものがある。副格子磁化の温度依存性の例をガドリニウム鉄ガーネットについて図に示す。



複合脂質 [英 compound lipid, 独 zusammengesetztes Lipid, 仏 lipide complexe, 露 сложный липид] 脂肪酸

とアルコールだけから成る単純脂質に対し、このほかに糖や P, S, N などを含む化合物を結合しているものをいう(⇒脂質)。アルコールの種類により、グリセロ脂質とスフィンゴ脂質に分けられ、またリン酸と糖のどちらと結合しているかにより、リン酸脂質と糖脂質に分けられる。グリセロリン酸脂質にはレシチン(ホスファチジルコリン)、ケファリン(ホスファチジルエタノールアミンなど)、ホスファチジルイノシールなどがあり、グリセロ糖脂質にはモノガラクトリビッド、スルホリビッド(Sを含む)などがある(図1)。また、スフィンゴリン脂質にはスフィンゴミエ

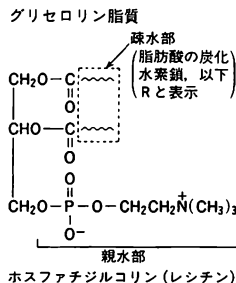


図 1

リンなどが、スフィンゴ糖脂質にはセレブロシドやガングリオリシドなどがある(図2)。複合脂質は疎水基(脂肪酸の炭化水素鎖)とともに親水基(リン酸、糖など)をもつ両親媒性物質で、生体膜の構成成分として重要である。生体膜の流動性は、主として脂肪酸の鎖長(炭素数)と不飽和度によって決る。

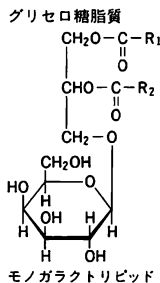


図 2

複合多心線 [英 multifilament composite wire, 露 мульти-нитевидный провод] ⇒ 超伝導線材

複合誘電体 [英 complex dielectrics, 独 komplexes Dielektrikum, 仏 diélectrique complexe, 露 комплексный диэлектрик] 高誘電率を得るために、性質の異なる2種類以上の材料を組合せて作製された誘電体をいう。その代表的なものに境界層セラミックコンデンサー(BLコンデンサー、BL誘電体などによられる)がある。その製法は、まずチタン酸バリウムのような強誘電体に適当な希土類元素を添加することにより半導体化した磁器を作製し、次にこの磁器の表面に金属酸化物を塗布してこれを1000~1300℃で熱処理する。そうすれば金属酸化物は磁器中の結晶粒界に沿って拡散し、粒界層部分が絶縁体化されるが、各結晶粒内部はもとの半導体のままである。したがってこの磁器は粒界層の厚みに相当する薄い絶縁体から成る

部分と結晶粒の大きさに相当する半導体との組合せとなり、ある周波数より低い周波数領域では極めて高い誘電率を示す。半導体部分の比抵抗を調節することにより誘電分散周波数(⇒誘電分散)をかなり高くすることも可能である。チタン酸バリウム系BL誘電体では、塗布する金属酸化物はCuOなどが適当であり、形成される絶縁体層の厚さは2μm程度である。約30MHz以下の周波数領域では誘電率が2~8万にも達する。

複合粒子 [英 composite particle, 独 zusammengesetztes Teilchen, 仏 particule composée, 露 составная частица] 2個以上の粒子から構成された粒子を複合粒子という。一原子分子以外の分子、すべての原子、水素原子以外の原子核、すべてのハドロン(強い相互作用をする素粒子)は複合粒子である。

輻射 = 放射

副尺 = バーニヤ

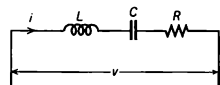
輻射長 = 放射長

複素アドミッタンス [英 complex admittance, 独 komplexe Admittanz, 仏 admittance complexe, 露 комплексная проводимость] 複素数で表した回路電流 I と回路電圧 V との比 $I/V=Y$ を複素アドミッタンスという(⇒複素電圧, 複素電流)。複素アドミッタンス Y は複素インピーダンス Z の逆数である。いま $Z=R+jX$ とすれば Y は

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1}{R+jX} = \frac{R}{R^2+X^2} - j\frac{X}{R^2+X^2} = G+jB$$

となり、実数部 G をコンダクタンス、虚数部 B をサセプタンスという。 B は容量性のときは正值、誘導性のときは負値をとる。アドミッタンスの単位は Ω 。 $Y=|Y|\exp(j\phi)$, $\phi=\tan(B/G)$ と表されることからわかるように、 Y は流れ込む電流の大きさを $|Y|$ で割り、位相を ϕ だけ遅らせた端子電圧を生じさせる作用をする。合成のアドミッタンス Y_t は、直列回路の場合には $Y_t = \sum_i (1/Y_i)$ となり、並列回路の場合には $Y_t = \sum_i Y_i$ となる。一般に直列回路の場合はインピーダンス表示を用いた方が便利であり、並列回路の場合はアドミッタンス表示の方が便利である。

複素インピーダンス [英 complex impedance, 独 komplexe Impedanz, 仏 impédance complexe, 露 комплексное сопротивление] 1つあるいは複数の素子からなる回路に電圧 v を加えたときに流れる電流を i とする。この v, i を複素数で表したとき、その比 $v/i=Z$ を複素インピーダンスという。一例として図のように抵抗 R , イ



ンダクタンス L , 静電容量 C で構成される直列回路を考える。この回路の電圧と電流の関係は、微分方程式

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int i dt = v$$

で表される。電圧と電流を v, i で表して方程式を i について解けば

$$i = \frac{v}{R + j(\omega L - 1/\omega C)}$$

が得られる。複素インピーダンスを $Z=R+jX$ で表せば R は抵抗, X はリアクタンスであり、単位は Ω である。

ωL を誘導リアクタンス, $(-1/\omega C)$ を容量リアクタンスという。また $Z = |Z| \exp(j\varphi)$, $\varphi = \tan^{-1}(X/R)$ と書くことができるので, Z は端子電圧の大きさを $|Z|$ で割り, 位相を端子電圧より φ だけ遅らせた電流を流す作用をすることがわかる。複数の複素インピーダンスから構成される回路の合成インピーダンス Z_1 は直列回路の場合 $Z_1 = Z_1 + Z_2 + \dots = \sum_i Z_i$ で表され, 並列回路の場合は $1/Z_1 = \sum_i (1/Z_i)$ で表される。

ふくそう(目の) [英仏 convergence, 独 Konvergenz] 両眼で同一の物体を見るとき, 左右の目の網膜上で, 対応する位置に物体像が結ばれないと, 2つの独立な像(複像)が生じる。この複像を単一像にする(融像)ために, 正常眼では内向きの眼球回転運動を起し, 左右両眼の視軸が物体上で交差するようになる。このように, 左右両眼の視軸(視線)方向を, 互いに逆向きに動かす機能をよせ運動といい, 近方物体を見るために生じる内ひき運動をふくそう(輻輳)という。近方物体から遠方物体に調節するとき生ずる外ひき運動を開散という。視線間の角度は, 当然近方視と遠方視で異なるが, その角をふくそう角という。

ふくそうには緊張性, 調節性および融像性の3種類がある。緊張性ふくそうは, 静的屈折状態から動的屈折を起す際の初期的ふくそうであり, 注視物体の位置にはほとんど関係しない(⇒屈折異常)。調節性ふくそうは注視しようとする物体までの距離に関係し, 目のピント調節とともに作動する意志的成分である。また, 融像性ふくそうは, 調節性ふくそうによって生じたふくそうに対して融像を確立するためのフィードバック成分である。後者の2つのふくそう運動は, 人間の視覚による距離感や立体感を与える信号ともなる。

複素素子 [英 doubling element] 入射光線を進行方向の異なる2つの直交する直線偏光に分けたり, 進行方向が同じでも横方向にずれた2つの直交する直線偏光に分けたりするために, 複屈折結晶でつくった光束分割素子。水晶や方解石に代表される一軸複屈折結晶では, 光学軸以外の方向に入射した光は, 互いに直交した2つの直線偏光に分解され, 方向の異なる2光線となって進む。光学軸に垂直に入射したときでも境界面が光線に対して傾斜しているとき, 屈折時に方向の異なる2光線となる。前者に属するものには横偏位を起すサバール板や光学軸が外面に斜めに切断された1枚の平行平板があり, 後者に属するものには角偏位を起すウォラストン・プリズムやロション・プリズムがある。これらの複素素子は偏光干渉計に利用されたり, また偏光プリズムとも使用される。また複屈折物質でできた複屈折レンズは, 二重焦点レンズとなり, 縦偏位で複像をつくり, 偏光干渉計に利用される。

複素音速度 [英 complex sound velocity, 独 komplexe Schallgeschwindigkeit, 仏 vitesse sonore complexe, 露 комплексная скорость звука] 音波伝搬において, 減衰を考慮して音速を記述するのに用いる量。媒質中の音波の位相速度を v , 減衰定数を α , 角周波数を ω とし, $k = \omega/v$ とおけば, x 方向に伝搬する平面音波の振幅 ξ は

$$\xi = \xi_0 \exp(-\alpha x) \cdot \exp[i(\omega t - kx)]$$

$$= \xi_0 \exp[i\{\omega t - (k - i\alpha)x\}]$$

で表される。ここで, 複素伝搬定数を $k^* = k - i\alpha$ とおくと, 複素音速度 v^* は

$$v^* = \frac{\omega}{k^*} = \frac{\omega(k + i\alpha)}{k^2 + \alpha^2}$$

で与えられる。したがって, 一般には v^* の実部は v とは一致しない。また, 媒質の密度を ρ , 複素体積弾性率を B^* とすると

$$v^* = \sqrt{\frac{B^*}{\rho}}$$

となる。

複素関数 [英 complex function, 独 komplexe Funktion, 仏 fonction complexe, 露 комплексная функция]

複素数 $z = x + iy$ に対して複素数 $w = u + iv$ が決るとき, w は z の複素関数であるといい, 記号的に $w = f(z)$ のように表す。平面上に直角座標軸 x, y をとると, 複素数 $z = x + iy$ は座標 (x, y) の点として表される。このとき, この平面をガウス平面, 複素平面, あるいは簡単に z 平面という。したがって, 複素関数 $w = f(z)$ は z 平面上の点と w 平面上の点との対応を与える。これを, 複素関数 $w = f(z)$ による写像という。 $w = f(z)$ が

$$f(z_0 + \delta z) = f(z_0) + \lambda \delta z + o(\delta z) \quad (1)$$

という性質をもつとき, $f(z)$ は点 z_0 で微分可能であるという。ただし, δz は任意の微小量で, $z_0 + \delta z$ は z_0 の近傍の点を表す。また $o(\delta z)$ は δz より高位微小量を意味する。 λ はある定数である。式(1)は関数 $f(z)$ が z_0 の近くで一次式で近似できることを意味する。 λ を $f(z)$ の z_0 での微分係数といい, $f'(z_0)$ と表す。 z 平面の領域 D の各点で $f(z)$ が微分可能のとき, $f(z)$ は D で正則であるという。 $z = x + iy$ の関数として $w = u + iv$ が決るということを実数で表せば, 複素関数 $w = f(z)$ は $u = u(x, y)$, $v = v(x, y)$ という2個の実変数 x, y の2個の実関数と同等になる。このとき, $w = f(z)$ が正則であるための条件として

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x} \quad (2)$$

が得られる。これをコーシー-リーマンの関係式という。式(2)から $u(x, y)$, $v(x, y)$ がともにラプラス方程式 $\Delta u = 0$, $\Delta v = 0$ ($\Delta \equiv \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$) を満たすことがわかる。

関数 $f(z)$ が閉曲線 C の内部で正則で, C を含めて連続であれば, C に沿う一周積分は0である(コーシーの積分定理)。すなわち

$$\int_C f(z) dz = 0 \quad (3)$$

また, $f(z)$ の正則な領域 D 内で曲線(閉曲線でもよい) C を連続的に変形して曲線 C' に一致させることができる場合には $\int_C f(z) dz = \int_{C'} f(z) dz$ が成り立つ。これらの定理は関数論で基本的な重要性をもつ。領域 D で正則な関数 $f(z)$ は

$$f(z) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \frac{f(\xi)}{\xi - z} d\xi \quad (4)$$

のように, D の境界 C 上の関数値 $f(\xi)$ を使った積分の形で表される。これをコーシーの積分公式という。これを使うと, 正則関数 $f(z)$ は, その正則な領域 D 内の任意の点 z_0 を中心とするべき級数

$$f(z) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n (z - z_0)^n \quad \left(c_n = \frac{1}{n!} f^{(n)}(z_0) \right) \quad (5)$$

として表されることがわかる。式(5)は z_0 を中心とする半径 $R = (\lim_{n \rightarrow \infty} |c_n|^{1/n})^{-1}$ の円 $K(z_0)$ の内部の開領域で絶対かつ

一様に収束する。 R は収束半径、 $K(z_0)$ は収束円とよばれる。一般に、べき級数として表される関数は解析関数とよばれる。したがって、正則関数を解析関数とよぶことがある。 $f(z)$ が z_0 を除いたある領域で正則のとき、点 z_0 は $f(z)$ の孤立特異点とよばれる。このとき、 $f(z)$ は z_0 を中心とするある同心円の内部で式(5)と同じ形の無限級数(ただし負のべきを含む)

$$f(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n (z - z_0)^n \quad (6)$$

で表される。これをローラン級数あるいはローラン展開という。負べきの項が $(z - z_0)^{-m}$ で切れる場合には z_0 を m 位の極といい、無限に続く場合には真性特異点という。特に $(z - z_0)^{-1}$ の係数 c_{-1} を $f(z)$ の z_0 での留数とよび、記号的に $\text{Res}\{f(z); z_0\}$ 、あるいは簡単に $\text{Res}(z_0)$ のように表す。 $f(z)$ が閉曲線 C の内部に N 個の孤立特異点 z_p ($p = 1, 2, \dots, N$)をもてば、 C に沿っての一周積分は $\int_C f(z) dz = 2\pi i \sum_{p=1}^N \text{Res}\{f(z); z_p\}$ のように留数の和として表される。これを留数定理という。

領域 D で正則な2つの関数 $f_1(z), f_2(z)$ が D 内の無限個の点 z_p ($p = 1, 2, \dots$) (ただしその集積点は D 内にある)で一致する($f_1(z_p) = f_2(z_p)$)ならば、実は $f_1(z)$ と $f_2(z)$ は同一の関数である。これを一致の定理という。したがって、別々の領域 D_1, D_2 で正則な2つの関数 $f_1(z), f_2(z)$ が D_1 と D_2 の共通領域内の無限個の点で一致すれば、 $f_1(z), f_2(z)$ は実は和領域 $D_1 \cup D_2$ で正則な同一の関数 $f(z)$ を D_1, D_2 で考えたことになる。このとき、 $f_1(z), f_2(z)$ は互いに他の解析接続、また $D_1 \cup D_2$ で正則な関数 $f(z)$ を $f_1(z), f_2(z)$ の解析接続という。ある領域で定義された正則関数 $f(z)$ は D 内の任意の点 z_0 を中心とするべき級数 $P(z; z_0)$ で表され、 $P(z; z_0)$ の収束円 $K(z_0)$ は一般に領域 D からはみ出すから、解析接続により $f(z)$ の正則領域は $D \cup K(z_0)$ まで広がる。この操作を続けることにより、1つの正則関数は、その正則領域がこれ以上広がられないという最大の領域まで解析接続される。解析関数という場合、普通その定義域はここのように最大の領域まで拡張された正則関数のことをいう。たとえば n 次式 $\sum_{k=0}^n c_k z^k$ や指数関数 $e^z = \sum_{n=0}^{\infty} z^n/n!$ は z 平面全体を正則領域とする解析関数である。このような関数を整関数という。また、 $z = w^2$ の逆関数である $w = z^{1/2}$ は、 $z = 0$ を1周すれば-1倍され、2回まわってはじめて元の値に戻る。すなわち二価関数である。指数関数の逆関数である対数関数 $\log z$ は、 $z = 0$ を正(負)の向きに1周するごとに $2\pi i$ だけ増加(減少)する。すなわち無限多価関数である。このように、点 z_0 を1周するとき $f(z)$ の値が元の値に戻らないとき、 $f(z)$ は z の多価関数で、 z_0 は分岐点とよばれる。 n 価の解析関数ではその正則領域は n 枚の平面を適当につなぎ合わせたものである。これはリーマン面とよばれる。

微分可能性の条件(1)は、 $\delta w = f(z_0 + \delta z) - f(z_0)$ と置くと $\delta w = f'(z_0)\delta z + o(\delta z)$ と表される。すなわち、 w 平面上の点 $w_0 = f(z_0)$ を始点とする微小線分(ベクトル) δw は、 z 平面上の点 z_0 を始点とする微小ベクトル δz を $f'(z_0)$ 倍したものである。すなわち、 δz の絶対値は $|f'(z_0)|$ 倍され、偏角は $\arg f'(z_0)$ だけ増加する。 z_0 を始点とする任意の微小ベクトル δz についてこれが成り立つから、 z_0 の近くの任意の微小図形は w 平面上の w_0 の近くのそれと相似の図

形に写像されることになる。これを正則関数による等角写像という。その際、拡大率は $|f'(z_0)|$ 、回転角は $\arg f'(z_0)$ である。

正則関数は、コーシーの積分定理により定積分の計算を容易にし、コーシー-リーマンの関係式により二次元のポテンシャルの問題の一般解を与え、等角写像により偏微分方程式の取扱いを見通しよくするなど、物理学の強力な道具として利用される。

複素屈折率 [英 complex index of refraction, 独 komplexer Brechungsindex, 仏 indice de réfraction complexe, 露 комплексный показатель преломления] \Rightarrow 屈折率

複素磁化率 [英 complex magnetic susceptibility, 独 komplexe magnetische Suszeptibilität, 仏 susceptibilité magnétique complexe, 露 комплексная магнитная восприимчивость] 物質に振動する磁場 $H e^{i\omega t}$ を加えたときに生ずる磁化を $M e^{i\omega t}$ とすると、磁場が弱い限り $M = \chi(\omega) H$ となり、 $\chi(\omega)$ を複素磁化率という。一般に $\chi(\omega)$ は ω に依存し、 $\omega \neq 0$ であれば複素数である。 $\chi(\omega)$ の実数部、虚数部をそれぞれ $\chi'(\omega), -\chi''(\omega)$ と書くと、 $\chi''(\omega)$ はエネルギーの吸収に関係している。 $\chi'(\omega)$ と $\chi''(\omega)$ はクラーウス-クローニツの関係で結ばれているので、 $\chi''(\omega)$ を広い振動数の範囲にわたって測定し、計算により静磁化率 $\chi(0)$ ($=\chi'(0)$)を求めることがよく行われる。この方法によれば、たとえば、電子スピン共鳴振動数の近くの $\chi''(\omega)$ の寄与のみを計算に入れることにより、 $\chi(0)$ の電子スピンによる部分だけを分離できる。

複素振幅 [英 complex amplitude, 独 komplexe Amplitude, 仏 amplitude complexe, 露 комплексная амплитуда] 振動や波動を複素表示した場合、時間を含まない部分を複素振幅という。たとえば、 z 方向に進行する電磁波の電場ベクトルが $E = E_{10} \cos(kz - \omega t + \delta_1) e_x + E_{20} \cos(kz - \omega t + \delta_2) e_y$ と与えられる場合、その複素表示は複素振幅 E_1, E_2 を用いて $E_c = (E_1 e_x + E_2 e_y) \exp(-i\omega t)$ ($E_1 = E_{10} \exp\{i(kz + \delta_1)\}$, $E_2 = E_{20} \exp\{i(kz + \delta_2)\}$), E_{10}, E_{20} は実数)となり、 $E = \text{Re}\{E_c\}$ である。複素表示で $\epsilon_0 \exp\{i(kx - \omega t + \delta)\}$ と表される波動量の複素振幅は、 $\epsilon_0 \exp\{i(kx + \delta)\}$ である。

複素数 [英 complex number, 独 komplexe Zahl, 仏 nombre complexe, 露 комплексное число] -1の平方根の1つを i として $c = a + ib$ (a と b は実数)の形に表した数をいう。 a, b をそれぞれ複素数 c の実数部分(実部)、虚数部分(虚部)とよんで $\text{Re} c, \text{Im} c$ と表す。 $\text{Im} c = 0$ なら c は実数である。 $\text{Re} c = 0$ で $\text{Im} c \neq 0$ の場合には c は純虚数であるという。 $c = 0$ とは $a = 0$ かつ $b = 0$ のことである。2つの複素数に対する四則演算は実数の場合と形式的に全く同じで、ただ i^2 が現れたときにはこれを-1と置くものとする。

$c = a + ib$ のとき、 $\sqrt{a^2 + b^2}$ を c の絶対値とよんで $|c|$ と書く。また $a = |c| \cos \theta$, $b = |c| \sin \theta$ と表したときの θ を c の偏角とよんで $\arg c$ と書く。オイラーの公式 $e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta$ を用いれば、 $c = |c| e^{i \arg c}$ である。2つの複素数 $c = a + ib$ と $\bar{c} = a - ib$ とは互いに複素共役であるという。

複素数は、実部と虚部を直角座標の各成分とする平面上の点と1対1に対応している。このように複素数を幾何学的に表示するのに用いる平面を複素平面(またはガウス平面)という。このとき実部と虚部を表示するための座標軸をそれぞれ実数軸(実軸)、虚数軸(虚軸)という。

互いに関係の深い2つの実の物理量を複素数の形に組み合せて表示すると便利ことが多い。たとえば上述のオ일러の公式を利用すると、振動や波動の問題は、減衰のある場合も含めて複素数の指数関数だけを用いて統一的に記述することができる。また、複素数を独立変数とする解析関数の理論は、数理論理学における解析の基礎として極めて重要である(⇒複素関数)。

複素数表示(交流の) [英 complex representation, 独 komplexe Darstellung, 仏 représentation complexe, 露 комплексное представление] ⇒ 交流

複素速度 [英 complex velocity] ⇒ 複素速度ポテンシャル

複素速度ポテンシャル [英 complex velocity potential, 独 komplexes Geschwindigkeitspotential, 仏 potentiel de vitesse complexe, 露 комплексный потенциал скорости] 二次元渦なしの流れの速度ポテンシャルを ϕ 、流れの関数を Ψ とするとき、 $f = \phi + i\Psi$ (i は虚数単位) で定義される量。縮まない流体については、流速の直角座標成分を u, v とすると、 $u = \partial\phi/\partial x = \partial\Psi/\partial y$, $v = \partial\phi/\partial y = -\partial\Psi/\partial x$ が成り立ち、 ϕ と Ψ はコーシー-リーマンの方程式で結ばれるから複素速度ポテンシャル f は $z = x + iy$ の解析関数である。 f の導関数 $W = df/dz = u - iv$ のことを複素速度という。また閉曲線 C を一周したときの f の値の変化を $[\Gamma]C$ と書けば、 $[\Gamma]C = \Gamma(C) + iQ(C)$ の関係がある($\Gamma(C)$ は C に沿った循環、 $Q(C)$ は C を外向きに通過する流量)。縮まない流体の二次元渦なしの流れの解析は、複素速度ポテンシャルを用いることによって複素関数論的に統一的な扱いができる。

複素弾性率 [英 complex modulus, 仏 module complexe, 露 комплексный модуль упругости] 弾性体では、ひずみが小さいところで応力とひずみの比として定義される弾性率は、ひずみの大きさによらない定数である。しかし高分子物質のように粘弾性を示す物質の場合、弾性率はひずみの大きさによらないが測定の時間的尺度に依存するようになる。複素弾性率は、粘弾性体に一定周波数で正弦振動する応力ないしひずみが与えられた場合の応力とひずみとの比で、一般に複素量になることからこの名称が用いられる。角周波数 ω の関数としての応力、ひずみをそれぞれ $\sigma(i\omega)$, $\tau(i\omega)$ とすると、 i を虚数単位として次式で定義されるものを複素弾性率という。

$$G^*(i\omega) = \frac{\sigma(i\omega)}{\tau(i\omega)} = G'(\omega) + iG''(\omega)$$

ここで G' は τ と同位相の応力に対応し貯蔵弾性率という。 G'' は τ と $\pi/2$ 位相のずれた応力に対応し損失弾性率という。また両者の比 $G''/G' = \tan \delta$ を損失正接、 δ を損失角という。ひずみの種類に応じてずり、体積変形、伸びなどに対する複素弾性率が定義される。

一定温度で広い周波数域にわたる測定を行うと、ある周波数域で貯蔵弾性率は周波数とともに急激に増加し、損失弾性率は極大を示す。これを複素弾性率の(周波数)分散、その周波数域を分散域または緩和域という。なお損失弾性率については分散といわず吸収ということもある。高分子物質などには複数個の分散域があり、それぞれその物質に固有の緩和機構に対応するものと考えられる。複素弾性率のこのような挙動はマクスウェル模型の組合せを用いて現象論的に説明される。その際、緩和時間分布関数すなわち緩和スペクトルが決定され、これが各緩和機構の分子の意

味をさぐるための手がかりを与える。高分子物質では各緩和機構はそれぞれ高分子特有の分子運動様式と関係するものとされている。

複素電圧 [英 complex voltage, 独 komplexe Spannung, 仏 tension complexe, 露 комплексное напряжение] 電気回路の問題はキルヒホッフの法則を用いて微分方程式をつくり、それを解くことにあつていってもよいが、このような方法は複雑なことが多い。電圧や電流などを複素数すなわちベクトルで表す複素記号法あるいはベクトル記号法が考案され、回路計算が代数的方法で行えるようになったため計算が非常に簡単化された。振幅 V_m 、角周波数 ω 、位相角 θ の正弦波電圧は $V_m \sin(\omega t - \theta)$ で表されるが、これは複素数 $V_m \exp[j(\omega t - \theta)]$ の虚数部でもある。このように複素数で表した電圧を複素電圧という。複素数表示を用いることにより、微分は d/dt の代りに $j\omega$ を、積分は $\int dt$ の代りに $1/j\omega$ を代入すればよいので、微分方程式が代数計算に変換されて計算が簡単になる。計算結果は複素数であっても、その虚数部または実数部から目的とする量がわかる(⇒複素電流)。

複素電流 [英 complex current, 独 komplexer Strom, 仏 courant complexe, 露 комплексный ток] 正弦波の瞬時値は $I_m \sin(\omega t - \theta - \phi)$ で表されるが、複素数を用いて $I = I_m \exp[j\omega t - \theta - \phi]$ と表示することもでき、これを複素電流とよんでいる(⇒複素電圧)。また、このような表示をベクトル表示ともいう。

複素電力 [英 complex power, 仏 puissance complexe, 露 мощность в комплексной форме] 交流電力を有効電力と無効電力に分け複素数表示したものであり、ベクトル電力ともいう。複素電力は交流電圧、電流の位相角を ϕ とすると電圧 $V e^{-j\theta}$ の共役 $\bar{V} = V e^{j\theta}$ と電流 $\bar{I} = I e^{-j(\theta+\phi)}$ の積で表され、次式で与えられる。

$$\dot{S} = \bar{V} \bar{I} = VI \cos \phi - jVI \sin \phi = W - jP_r$$

ここで、 \dot{S} は複素電力、 W は実効(有効)電力、 P_r は無効電力、 $\cos \phi$ は力率である。

複素内部ポテンシャル [英 complex inner potential, 独 komplexes inneres Potential, 仏 potentiel complexe intérieur, 露 комплексный внутренний потенциал] 電子線が結晶で回折する場合には、原子による弾性散乱が何回も起るために、動力学的回折理論を用いなければならない。しかし、弾性散乱を考慮するだけではなお不十分で、仮想状態で非弾性散乱が起ることを考える必要がある。これを動力学的理論に入取れると、電子の受ける結晶内部ポテンシャルのフーリエ係数に複素数の補正項が現れる。すなわち、電子の受ける有効なポテンシャルは複素内部ポテンシャルとなる。この実数部は入射電子によって結晶の電子雲や格子振動状態がひずむことを、虚数部は非弾性散乱のために弾性波が、見かけ上、吸収されることを表している。虚数部によって、ブラッグ反射の際の電子線の異常吸収が起る。非弾性散乱には、結晶中の電子を励起する場合と、結晶格子振動を励起する場合とがあるが、異常吸収には後者の影響が強く効いている。

X線回折の動力学でも、複素ポテンシャルに相当して複素電気感受率を考えなければならない。弾性散乱だけ考えれば、電気感受率は結晶中の電子密度数に比例しているが、入射X線によって結晶の電子状態が変化する効果を取入れることにより、複素的補正項が生ずる。この場合、いちばん重要なのは、原子の内殻電子をたたき出す光

電効果である。内殻電子の軌道半径がX線波長に比べて小さいため、電気感受率の虚数部は内殻電子の所に集中して値をもつ関数となる。したがって、ブラッグ反射の際に著しい異常吸収が起り、ボルマン吸収とよばれている。格子振動による非弾性散乱も虚数部に寄与するが、その大きさは光電効果によるものの数%以下である。ただし格子振動のために内殻電子の位置が揺らぐために、光電効果による項のフーリエ係数には e^{-W} (W はデバイ-ワラー因子)がかかり、異常吸収に温度変化が現れる。

複素粘性率 [英 complex viscosity, 仏 viscosité complexe, 露 комплексная вязкость] 流体において、速度勾配なし変形速度があまり大きくなければ応力はこれらに比例し、次のニュートンの式で与えられる。

$$\sigma = \eta \frac{dr}{dt} \quad (1)$$

ここで σ は応力、 r はひずみ、したがって dr/dt はひずみ速度である。式(1)で定義される比例係数 η は粘性率または粘度とよばれ、その流体の流動特性を表す量である。流体が通常の気体や液体の場合は、式(1)の dr/dt が一定であっても、また時間に対して正弦的に変化しても、 η はそのようなことにかかわらず一定である。しかし流体が高分子の液体や溶液などのように粘弾性を示す系である場合には、 dr/dt の時間関数としての形や測定タイムスケールに応じて η の値が変わってくる。この場合の η は dr/dt を刺激として与えたときの流体の応答関数とみなされる。複素粘性率は dr/dt が正弦振動として与えられた場合の粘弾性体の η に相当する量で、一般に複素量になるためこの名がある。これを $\eta^*(i\omega)$ と書く

$$\eta^*(i\omega) = \eta' - i\eta'' \quad (2)$$

実部と虚部はそれぞれ dr/dt と同位相および $\pi/2$ だけ位相のずれた応力に対応し、 η' を動的粘性率とよぶことがある。式(1)で r を振幅 r_0 、角周波数 ω の正弦振動とすると、 $r = r_0 \exp(i\omega t)$ 、 $dr/dt = i\omega r_0 \exp(i\omega t)$ となる。一方複素弾性率 $G^*(i\omega) = G' + iG''$ を用いると $\sigma = G^* r_0 \exp(i\omega t)$ となるから、 η を η^* として

$$i\omega \eta^* = G^* \quad (3)$$

したがって

$$\eta' = \frac{G'}{\omega} \quad (4)$$

$$\eta'' = \frac{G''}{\omega} \quad (5)$$

という関係がある。 η' で $\omega \rightarrow 0$ の極限が通常の粘性率に当る。

ずり変形、体積変形などに対してそれぞれの複素粘性率が定義され、式(3)の G^* はそれぞれずりおよび体積の複素弾性率になる。

複素波数 [英 complex wave number, 独 komplexe Wellenzahl, 仏 nombre d'onde complexe, 露 комплексное волновое число] \Rightarrow 伝搬定数

複素平面 [英 complex plane, 独 komplexe Ebene, 仏 plan complexe, 露 комплексная плоскость] \Rightarrow 複素数, 複素関数

複素ポテンシャル [英 complex potential, 独 komplexes Potential, 仏 potentiel complexe, 露 комплексный потенциал] \Rightarrow 光学模型

複素誘電率 [英 complex dielectric constant, 独 komplexe Dielektrizitätskonstante, 仏 constante diélectrique

complexe, 露 комплексная диэлектрическая постоянная] 正弦的に変化する電場 $E(t)$ を複素数表示で $\tilde{E}(E(t) = \text{Re} \tilde{E} \exp(i\omega t))$, 誘電体の電束密度 $D(t)$ を同様に \tilde{D} と表したとき、 \tilde{D}/\tilde{E} を複素誘電率という。電束密度の位相が電場の位相に対して、 δ だけ遅れている時には、 $\tilde{D}/\tilde{E} = |\tilde{D}/\tilde{E}| \exp(-i\delta)$ であり、複素誘電率を実部と虚部に分けて $\epsilon' - i\epsilon''$ と表すと、 $\epsilon' = |\tilde{D}/\tilde{E}| \cos \delta$, $\epsilon'' = |\tilde{D}/\tilde{E}| \sin \delta$ である。単位時間、単位体積当りの損失は $E \cdot (\partial D / \partial t)$ の時間平均であるから、 $(1/2) \text{Re}(\tilde{E}^* \cdot i\omega \tilde{D}) = (1/2) \omega \epsilon'' |\tilde{D}|^2 = \omega \epsilon'' \langle E^2 \rangle$ であり、 δ は損失の割合を表す。 δ を損失角という。

高分子固体を例にとると、その複素誘電率はマイクロ波より低い周波数域では、高分子構造中の極性の有無によって、その値と線相が大きく変わる。ポリエチレンのような無極性高分子では ϵ' および ϵ'' ともに周波数に依存せず一定で、 ϵ' は屈折率の二乗と真空の誘電率 ϵ_0 との積に近い値をとり、 ϵ'' は $10^{-4}\epsilon_0$ 程度の非常に小さな値をとる。一方、永久双極子をもつ有極性高分子では、通常二種以上の誘電分散を示し、 ϵ' は周波数の低下とともに増大し、 ϵ'' は分散周波数域で極大を示す。マイクロ波よりも低い周波数域における有極性高分子の誘電分散現象は、高分子の分子鎖運動の研究に広く利用される。

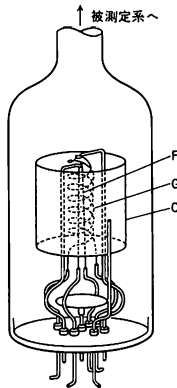
福田・沢田・武谷の方法 [英 Fukuda-Sawada-Taketani's method] 場の量子論に基づいて核子・核子間ポテンシャルをつくる方法のひとつ。中間子と核子から成り立つ系を記述する状態ベクトル P を、中間子を含まない状態ベクトル P^0 と、それ以外の状態ベクトル Q^0 に分ける。このとき P は形式的に P^0 を用いて表すことができ、核子・核子間相互作用 $V(E)$ が得られる。しかしながら、この $V(E)$ は全系のエネルギー E に依存し、エルミートでない。さらに、 P^0 は規格直交化されていない。正しい核力が得られるように、これらの欠点を修復する処方を与えたのが、この方法である。この方法によって、核子の状態ベクトルが規格直交性を満足するという条件を課すると、得られる核力に確率保存を表す演算子が含まれることが示され、この演算子をどのように取扱うかが重要な問題点であることが指摘された。

複探針 = ダブルプローブ

復調 [英 demodulation, 独 Demodulation, 仏 démodulation, 露 демодуляция] 高周波を用いて情報を送る場合、一般に情報を伝送しやすい信号たとえば高周波の振幅、周波数などに変換(変調という)して伝送し、受信側でこの信号からもとの情報を取出すという方法をとる。このように被変調信号から情報を再生する操作を復調という。振幅変調された信号の復調には直線検波(包絡線検波)、二乗検波、同期検波などの方式がある(\Rightarrow 検波)。周波数変調あるいは位相変調された信号の復調は弁別ともよばれ(\Rightarrow 周波数弁別器)、周波数あるいは位相偏移を電圧変化に変えて検出する。

副標準電離真空計 [英 secondary standard ionization gauge, 仏 jaugé ionique à second standard, 露 вторичный эталонный ионизационный вакуумметр] 三極管型の熱陰極電離真空計であって、標準マクラウド・ゲージ(電子技術総合研究所に設置)を基準にして校正した管株を副標準電離真空計管株という。 $0.1 \sim 10^{-4}$ Paのいわゆる高真空領域での圧力計測には主に三極管型電離真空計が用いられるが、その校正はそれほど容易ではない。わが国では、高

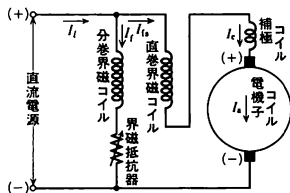
真空領域の圧力計測に関して、正しい共通の尺度を設定するために、上記標準マクラウド・ゲージに対して一定の条件の下で精密に校正された副標準電離真空計が容易に入手できるようになっている。その構造は図のようなもので、タングステンの熱陰極Fを中心に、集電子極Gと集イオン極Cとが同心に配置されている。Fを出た電子はGに達する前にCの内側で何度か行き来をする。GC間で電子衝撃により電離した気体イオンはCに集められる。電極の材質と電位はおのおの、F: 0V, G: タングステン 125V, C: ニッケル -25Vで、全体が直径44mmのホウケイ酸ガラス管球に封入されている。電子電流を2mAとすると $0.2 \sim 10^{-4}$ Paの間で感度は一定となる。マクラウド・ゲージとの校正は $0.2 \sim 10^{-2}$ Paの圧力範囲でなされる。



複振り子 [英 compound pendulum, 独 zusammen-gesetztes Pendel, 仏 pendule composé, 露 сложный маятник] = 実体振り子

副分散 [英 secondary dispersion, 独 sekundäre Dispersion, 仏 dispersion secondaire, 露 вторичная дисперсия] ⇒ 分散現象

複巻モーター [英 compound motor, 仏 moteur composé, 露 электродвигатель со смешанным возбуждением] 直流回転機一種で、直巻型と分巻型を組合せた図のような構造の直巻モーターである。 $(I_t = I_f + I_a, I_b = I_s = I_c)$ 。



その特性は直巻モーターと分巻モーターとの中間的なもので、直巻型での軽負荷における危険速度防止と、分巻型での始動トルクの小ささを補償したものである。和動複巻型と差動複巻型の2種があり、和動型が広く実用に供されているのは速度変動が少なく無負荷でも危険速度にならないからで、差動型は始動トルクが小さく重負荷時に急に高速度になるためまれにしか使用されていない。和動型複巻モーターは巻上機、往復動ポンプ、せん断機など負荷トルク変化の大きい場合に使用されている(⇒分巻モーター)。

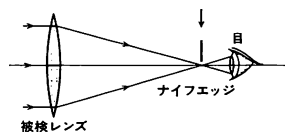
負グロー [英 negative glow, 独 negatives Glimmlicht, 仏 lueur négative, 露 отрицательное свечение] ⇒ グロー放電

負結晶 [英 negative crystal, 独 negativer Kristall, 仏 cristal négatif, 露 отрицательный кристалл] 一軸結晶(単軸結晶)の場合は、光学軸を除く方向に進む光の通常光に関する光線速度が異常光に関するものより小さい場合を負結晶という。二軸結晶(双軸結晶)の場合は、光学軸と最小主速度を与える方向(z軸)のなす角 Ω (慣例として鋭角をとる)により、 $\Omega > \pi/4$ の場合を負結晶という。

フーコー Foucault, Jean Bernard Léon 1819.9.18—1868.2.11 フランスの実験物理学者。パリに生れる。病弱のため家で教育を受けて、大学入学資格試験に合格、幼少のころからの器用さを外科医としていかそうと志し医学を学び始めたが、しだいに物理学へと関心が移っていった。やがて医科大学の臨床顕微鏡学の教師A. Donnéの助手となり、1845年から師に代わって Journal des débats の啓蒙的科学記事欄を担当するようになるが、そのかわり自宅の実験室で物理学の実験を続け、1855年パリ天文台の物理学教授、1862年 経度局員となる。彼は、高速回転する鏡を用いたC. Wheatstoneの電気速度測定法を光速度の測定に応用、この方法を用いて空気中と水中での光速度を比較すれば光の波動説と粒子説のどちらが正しいか決定できるというD. F. J. Aragoの提案に基づいて実験を行い、1850年4月、空気中の光速度の方が大きいという波動説に一致する結果を得た。ただし歴史的には、この実験以前にすでに物理学者の間では波動説が定着しつつあった。彼はまた、望遠鏡の制御に用いる時計の製作過程で、地球の回転を証明する、いわゆるフーコー振り子の着想を得、1851年にまず自宅の地下室で長さ2mの金属線に5kgのおもりをつけた振り子を振らせて振動面の回転を確かめた。次いでパリ天文台で長さ11mの振り子を用いて実験した後アカデミー・デ・シアン스에報告した。1852年にはジャイロスコップを考案。1855年には、銅板を磁極の間で回転すると熱が発生することから、機械的仕事の熱への転換を示し、熱の仕事当量を求めた。このことから渦電流はフーコー電流ともよばれるようになった。このほかにも调速機や光度計の考案など彼の手になる発明・改良は多い。1864年ロンドン王立協会の外国会員、1865年アカデミー・デ・シアン스会員に選出された。ベルリン、ペテルブルグのアカデミーの外国会員でもあった。

符 号 = コード

フーコー・テスト [英 Foucault knife-edge test, 独 Foucaultsches Schneidenverfahren, 仏 méthode de Foucault, 露 метод Фуко] 点光源から出た光を検査すべきレンズまたは反射鏡で集束させ、その像位置の後方適当なところに目をおくと、視野は一様に輝いて見える。カミソリの刃を像の近傍に置き、それを光軸に垂直に図の矢印の方向に動かすと、光の一部が刃によって遮られて、開口上



に影を生じる。影の形からレンズや反射鏡の良否や収差測定を行う方法をフーコー・テストまたはナイフエッジ・テストという。J. B. L. Foucault が 1859 年に発明したもので、天体用大口径非球面の研磨途中の検査に広く用いられる。カミソリの刃の代りに粗い等間隔平行の明暗格子を置いたロンキー法もほぼ同じ用途に用いられる。検査する光学系に膜理や傷があると、点像をほぼ完全に覆っても、それらの部分で屈折や回折や散乱が生じた光が遮られずに目に達するので明るく輝く。これはシュリーレン法とよばれ、ガラス素材や研磨面の検査のほか、風洞実験において、境界層やそのはく離、渦、衝撃波などの可視化に利用される。

フーコー電流 [英 Foucault currents, 独 Foucaultsche Ströme, 仏 courants de Foucault, 露 токи Фуко] = 渦電流

フーコーの方法 [英 Foucault's method, 独 Foucaultsche Methode, 仏 méthode de Foucault, 露 метод Фуко] ⇒ 光速度測定

フーコー振り子 [英 Foucault's pendulum, 独 Foucault-Pendel, 仏 pendule de Foucault, 露 маятник Фуко] 単振り子の振動面に対する地球自転の影響を調べるために用いられる大型の振り子。緯度 λ の地点で振動が減衰しないよう 10m 以上の針金に重いおもりを下げて、この振り子を振らせると、地球自転の影響でコリオリの力が働き、北半球ではその振動面が鉛直軸のまわりに、上から見て時計の針の方向に回転する。その速さは回転角を θ とすると、1時間当り $\theta = 15^\circ \sin \lambda$ である。J. Foucault は 1851 年、長さ 67 m の針金に 28 kg のおもりをつるしてこの実験を行い、地球自転の証拠とした。

負コロナ [英 negative corona, 独 negative Corona, 仏 corona négatif, 露 отрицательная корона] ⇒ コロナ放電

房状ミセル構造 [英 fringed micelle structure, 独 Fransenmicellestruktur, 仏 structure de micelle bordurée] 結晶性高分子の結晶組織を表す構造モデルとして歴史的なものである。H. Staudinger の巨大分子説が確立した時点で、O. Gerngross ら (1930 年) が集約したもので、1957 年に高分子単結晶の折りたたみ構造が提案されるまで代表的な結晶性高分子のモデルであった。数十～100 nm の長さのクリスタリット(微結晶)を、これより長い分子鎖が数個にわたって貫通する。クリスタリット間を連続する分子鎖は無定形状態で非晶領域を構成する。クリスタリットはミセルともよばれ、分子鎖がミセル部分で束ねられ、非晶域で分子鎖が房(ふさ)状となることから房状ミセル構造とよぶ。X 線回折の線幅から評価した結晶粒の寸法の小さいこと、試料の密度、融解熱の値が小さいことなどから非結晶部分が存在し、しかも分子鎖が極めて長いことから帰納されたモデルで、力学的性質なども一応説明できることから広く採用されてきた。

節 [英 node, 独 Knoten, 仏 nœud, 露 узел] ⇒ 定在波

負質量不安定性 [英 negativemass instability, 仏 instabilité de masse négative] ⇒ ビーム不安定性

ブシネスク近似 [英 Boussinesq approximation, 独 Boussinesqsche Näherung, 仏 approximation de Boussinesq, 露 приближение Буссинеска] 密度が一般でないことによって生じる効果を運動方程式の浮力の項にのみ取入れる近似。成層流体、対流などの研究に用いられる。この近似によると、連続の式、運動方程式の水平成分およびエネルギー式は、代表点の密度を有する非圧縮性流体のものに等しく、状態方程式は単純な熱膨張の式(「密度変化が温度変化に比例する」というもの)に等しい。そして、運動方程式の鉛直方向の成分は、熱膨張による浮力の項が付加される以外、代表点の密度を有する非圧縮性流体のものに等しい。液体に対しては常に良い精度で成立つ。また、冷水の対流を論ずる場合には、 4°C で密度が最大になることを考慮して状態方程式だけ変えたものを用いる。気体に対しても、(1) エネルギー式の浮力の項における温度勾配の項を温度勾配から断熱勾配を差引いたものに置換え

る、(2) 鉛直方向の代表長さがスケール高さに比べて小さい場合にだけ適用する、というようにすればよい精度で使える。

不純物散乱 [英 impurity scattering, 仏 diffusion par impureté, 独 Störstellen Streuung, 露 рассеяние приме-ей] 金属や半導体のなかの自由電子(および半導体では自由正孔も)が結晶内に存在する不純物原子やイオンによって受ける散乱。自由電子による電気伝導や熱伝導に対する抵抗の原因のひとつである。またサイクロトロン共鳴線の幅、プラズマ吸収端の鋭さ、ド・ハース-ファン・アルフェン効果の振動振幅の大きさなどにも影響を与える。不純物原子は多くの場合イオン化しているが、自由電子によって遮蔽されるので、電子に対しては遮蔽されたクーロン・ポテンシャルを与える。金属では、自由電子が非常に多数存在し遮蔽効果が大きく中性不純物の場合と変わらない。金属内の自由電子は縮退しているの、不純物散乱による電子の移動度は温度 T によらず一定である。半導体の場合には、電子や正孔の速度が T に依存するため、イオン化不純物による散乱で定まる電子または正孔の移動度は $T^{3/2}$ に比例する温度変化をする。一方、中性不純物による散乱については、移動度は T によらないことが知られている。また不純物が磁気モーメントをもっている場合は、金属や縮退半導体において低温で近藤効果とよばれる異常を引起す。

不純物準位 [英 impurity level, 独 Störstellenniveau, 仏 niveau d'impureté, 露 примесный уровень] 結晶が不純物を含む場合、不純物のまわりに電子が捕えられている状態に対応する電子のエネルギー準位のことで、普通は母体結晶に固有なバンド構造のエネルギーギャップ(禁止帯)のなかに現れる。なお、エネルギーバンドと重なって生じることにもまれにあるが、この場合は共鳴準位となる。伝導帯の下端のすぐ下にあるドナー準位や、価電子帯の上端のすぐ上に位置するアクセプター準位は、浅い不純物準位とよばれ、伝導帯の自由電子や価電子帯の自由正孔の濃度を制御している。これに対しエネルギーギャップのほぼ中間に現れる不純物準位は深い準位とよばれ、キャリアーのトラップや電子・正孔対の再結合に関与する。たとえば Si, Ge 中に入った Fe や Ni などの不純物原子がこの種の不純物準位をつくる。なお、不純物だけでなく、種々の格子欠陥に由来するエネルギー準位のことも不純物準位とよぶこともある。

不純物中心 [英 impurity center, 独 Störstellenzentrum, 仏 centre d'impureté, 露 примесный центр] 結晶中に存在する不純物のうち、母体結晶の物性に影響を与えるものをいう。母体の原子を置換して格子点に入る置換型のもの、母体結晶の間隙に入る侵入型のものがある。半導体中のドナーやアクセプターが不純物中心のひとつの例で、これの導入によってキャリアーの濃度が制御される。ほかに、キャリアーの運動に対して散乱体として働くもの(散乱中心)、キャリアーを捕えるもの(トラップ中心)、電子・正孔対の再結合過程を促進するもの(再結合中心)、その際発光を生じるもの(発光中心)など種々の作用をもつ。さらに NiO 中の Li 不純物のように原子価制御の役割をもつ電気的に活性な不純物中心もある。イオン結晶中の色中心のあるものは、やはり不純物中心である。

不純物伝導 [英 impurity conduction, 独 Störstellenleitung, 仏 induction par impureté, 露 примесная прово-

димность] 半導体にドナー(またはアクセプター)不純物を導入し、十分低温にすると伝導帯の電子(または価電子帯の正孔)はドナー準位(またはアクセプター準位)に落ち込むが、このドナー準位の電子やアクセプター準位の正孔による伝導現象を不純物伝導とよぶ。不純物伝導は不純物の濃度領域によって、(1)低濃度領域不純物伝導、(2)中間濃度領域不純物伝導、(3)高濃度領域不純物伝導の3つのタイプに分類される。(1)の低濃度領域では、ほぼ孤立した不純物準位間を電子が跳躍することによって伝導に寄与するものでホッピング伝導とよばれる。このとき電気伝導率は $\sigma = \sigma_1 \exp(-\epsilon_1/kT) + \sigma_3 \exp(-\epsilon_3/kT)$ と表される。第一項は不純物準位から伝導帯に熱的に励起された電子による伝導で、 ϵ_1 はドナーの活性化エネルギー、第二項はホッピング伝導による電気伝導率で、不純物補償のあるときのみ現れる。(2)の中間濃度領域ではドナー電子の波動関数の重なりが大きくなり、不純物状態に対するエネルギー値は連続的に分布する。フェルミ準位 E_F は、このような連続的エネルギースペクトル中にあり、したがって E_F における状態密度は有限の値をもつ。しかも E_F 付近の状態は空間的に局在しており、このような局在状態を、この状態を1958年に予言した P. W. Anderson にちなんでアンダーソン局在という。

このような状態は孤立した不純物原子の電子状態の一次結合からつくられる。 E_F よりエネルギーが高くなると、あるエネルギー E_c を境にして、状態が空間的に広がった状態になる。この局在状態から広がった状態になる境のエネルギー E_c を移動端とよぶ。中間状態での伝導は、高温では E_F から E_c に熱的に励起された電子による活性型伝導、低温ではフェルミ準位 E_F 付近のアンダーソン局在状態間のホッピング伝導(可変領域ホッピングとよばれる)が主となり、電気伝導率は

$$\sigma = \sigma_2 \exp\left(-\frac{\epsilon_2}{kT}\right) + \sigma_{\text{hop}} \exp\left(-\frac{A}{T^{1/4}}\right)$$

の形で表される。ここで $\epsilon_2 = E_c - E_F$ で、 ϵ_2 は濃度とも急激に減少してある濃度で0となる。第一項が移動端 E_c より上の空間的に広がった状態に熱的に励起された電子による伝導、第二項が可変領域ホッピング伝導で、後者ではその温度変化が $\exp(-A/T^{1/4})$ になる点が特徴的である。(3) $\epsilon_2 = 0$ になる濃度より高濃度側の伝導が高濃度不純物伝導に対応するが、 $\epsilon_2 = 0$ から明らかにように、その電気伝導率は金属的である。このように、不純物伝導では、濃度を増していくと非金属相から金属相に転移するという特徴がある。しかも、絶対零度における電気伝導率 $\sigma(0)$ は、金属・絶縁体転移に対応する不純物濃度 N_c から濃度を増すと鋭く立ち上がり、その機構はアンダーソン局在と電子間相互作用の絡み合いによるものとして、現在大きな関心を集めている。

不純物の磁気モーメント [英 magnetic moment of impurity, 独 magnetisches Moment der Verunreinigung, 仏 moment magnétique d'impureté, 露 магнитный момент примеси] ⇨ 局在磁気モーメント

不純物半導体 [英 impurity semiconductor, 独 Störstellenhalbleiter, 仏 semiconducteur d'impureté, 露 примесный полупроводник] ドナーやアクセプターなどの不純物を含み、これらから供給される電子や正孔によって電気伝導が支配される半導体。広義の不純物半導体は欠陥や深い不純物をもっているものも含み、この場合には外来半

導体と同義語になる(⇨外来半導体)。Ge や Si は4個の価電子をもち共有結合をしているが、これにV族元素のP, As, Sbなどを不純物として添加すると、これらの不純物はまわりの母体原子と結合しても1個の電子が余る。この電子は正の電荷をもった不純物の原子核に束縛されているが、この束縛エネルギーは小さく、対応するわずかの熱エネルギーで束縛が切れ伝導帯に励起され、電気伝導に寄与するため、V族不純物はドナーとなりn型半導体をつくる。一方、III族元素のB, In, Gaなどはまわりの母体原子と結合すると1個電子が不足し、この不足したところに価電子帯中の電子を捕え価電子帯に正孔をつくるので、III族不純物をアクセプターとよび、正孔による伝導が支配的な半導体をp型半導体とよぶ。

不純物補償 [英 compensation of impurities, 独 Störstellenkompensation, 仏 compensation d'impuretés, 露 компенсация примесей] = キャリアの補償

腐食 [英仏 corrosion, 独 Korrosion, 露 коррозия] 広義の化学作用により、主として金属材料がその表面から損耗すること。広い意味における腐食では化学作用のほか、力学的作用などを含めたり、金属材料以外の材料一般を対象としたり、表面だけでなく内部を考えたする場合もある。腐食による損耗の形態は多様である。材料の一部が失われるという形の腐食についてだけでも、まず材料表面に沿って一様に溶失する、または浅いならかな不規則凹凸面をつくるように流失する全面腐食または一般腐食がある。また表面各所に凹孔状または半球状ピットや溝が不規則に発生・成長し残り部分は原表面の形状を保つ孔食などを含む各種の局部腐食があり、さらに腐食による割れに至るまで各種の形態がある。腐食を生じる接触環境としては、液相も気相も固相もあるが、その際の腐食の原因に着目し、主として電気化学的溶失による湿食と、主として表面の酸化による乾食に腐食を大別することもある。腐食は材料にとっては一般に有害な作用として扱われ、肉厚減少、凹凸による応力集中に基づく材料の強度低下や進行性局部腐食による貫通漏洩や材料の割れなどが特に問題とされる。腐食の強弱は、板厚の減少速度、ピット深さの増加速度、重量減少速度などを尺度として記述することが多く、腐食速度、腐食率、侵食率など各種の表現が用いられる。金属材料を長期間使用するためには、この腐食を抑制・制御して使う必要があり、これを防食という。防食の方法としては、メッキや塗装など各種の金属・非金属被覆を用いる以外に、電気防食や抑制剤などがある。腐食に対する強弱は、材料とその接触環境との組合せによる。たとえば、常温・中性程度の水環境中にある材料としては、貴金属、純チタン、耐食性銅合金、耐食性ニッケル・クロム合金鋼などは腐食しにくい。このように、使用材料の選択も広い意味での防食方法のひとつと考えられている。

腐食疲労 [英 corrosion fatigue, 独 Korrosionsermüdung, 仏 fatigue sous corrosion, 露 коррозионная усталость] 腐食環境(⇨腐食)特に電解質溶液による溶解性腐食環境に置かれた金属材料は、繰返し応力を受けて疲労破壊を起す場合、通常の大気中での疲労に比べて、疲労強度や疲労寿命(疲労破断繰返し数)が異常に低下することがある。この現象を腐食疲労という。大気中では、鋼のS-N曲線には疲労限度が存在し、これ以下の応力を鋼に繰返し与えても破壊を招かないが、腐食疲労では疲労限度が消失し、S-N曲線が無制限に低下するといわれている。

腐食疲労が起る条件は、繰返し応力と腐食作用が同時に加わることである。過去に腐食を受けた材料に対し大気中で疲労試験を行うと、腐食を受けなかった材料より疲労限度は、一般に低下するが、消失はしない。この場合は、腐食した材料の疲労であり、腐食疲労とは区別される。腐食疲労をまったく起さない金属材料はまだ発見されていない。純水中、海水や食塩水中あるいは希酸中における炭素鋼・低合金鋼などの普通鋼の腐食疲労はよく知られている。その場合、大気中の疲労とは異なり、応力繰返し速度(Hz, cpm)を低下したり平均応力を増加すると腐食疲労強度は著しく低下する。また材料の寸法を増加すると強度は向上する。腐食疲労の防止または緩和対策としては、塗装・電気防食・インヒビターなどにより腐食を防ぐ方法と、高周波表面焼入れや窒化を用いたり、材料表面に圧縮残留応力を与えるなどしてき裂の発生や進展を防ぐ方法とがある。

破壊力学では、応力拡大係数範囲 ΔK の関数として疲労き裂成長速度 da/dN を記述する。この ΔK と da/dN の関数関係だけでなくき裂成長の下限界応力拡大係数範囲 ΔK_{th} の値も環境によって影響を受けて変化するが、これらを含めて破壊力学では腐食疲労とよんでいる。一般に腐食性環境は疲労き裂の発生・成長を促進し、き裂のついた材料の疲労強度を下げる傾向があるが、その反対の効果を与える場合もある。

ブジョルケ・スケーリング [英 Bjorken scaling, 露 сжима́ние Бё́ркера] \Rightarrow 深非弾性散乱, パートン模型 浮心 [英 center of buoyancy, 独 Auftriebszentrum, 仏 centre de poussée, 露 центр плавучести] 一部あるいは全部が流体中にある物体では、物体の排除した流体の部分を流体で置換えたとき、その流体の重心を浮力の中心または浮心という。浮力の作用線は浮心を通る。

ブースター(加速器の) [英 booster, 独 Booster, 仏 accélérateur auxiliaire, 露 бустер] 一般的には本体に付属して、その機能を補助し強化するものを意味し、ポンプ、ロケットなどでも用いられる語。加速器ではシンクロトロンの入射器として用いられる小型シンクロトロンを意味する。シンクロトロンでは通常の電磁石で得られる最高磁場は約 20 kG であるので、高いエネルギーを得るにはビーム軌道半径が大きくなる。そのためビームを入射するエネルギーが低いと入射磁場が低くなり、残留磁場のために十分な精度の磁場が得られない。それゆえある程度高いエネルギーまで加速して入射するために予備加速器が必要となる。通常線型加速器より建設費の低い小型シンクロトロンを用いる。これをブースターとよぶ。また入射エネルギーが高くなるほど空間電荷効果が一般に弱くなるため、中型(数十 GeV)のシンクロトロンで、高いビーム強度を得るために用いられている。

ブースターポンプ [英 booster vacuum pump, 独 Boostervakuumpumpe, 仏 pompe à vide intermédiaire, 露 бустерный насос] 拡散ポンプを主ポンプとする排気系で、系の排気特性を向上させるために拡散ポンプと補助ポンプ(油回転ポンプ)の中間に設けられる真空ポンプ。一般に拡散ポンプでは補助ポンプとして油回転ポンプを用いて運転され、補助ポンプは拡散ポンプの背圧を一定圧力以下に保つことによって、拡散ポンプの正常な動作を支えている。拡散ポンプの吸気側の圧力が上がると、それに応じて排気系に流れ込む気体量も増すが、流れ込む気体量が多すぎると、補助ポンプはその気体量を処理できなくなり、拡

散ポンプの背圧が臨界背圧を超え正常に動作しなくなると多くの障害が発生する。ブースターポンプは、このような事態の発生を抑え、系が排気できる気体量を増すための対策として、拡散ポンプと油回転ポンプの中間に設けられるもので、拡散ポンプの背圧を下げかつ油回転ポンプの吸入圧を上げることによって、系が排気できる気体量を増す働きをする。ブースターポンプはその性格上、少なくとも拡散ポンプの背圧前後の圧力範囲($10^{-1} \sim 10$ Pa)で十分に性能を有し同時に油回転ポンプに比べて十分大きい排気速度であることが要求され、ルーツポンプやエジェクターポンプなどがブースターポンプとして用いられる。特にルーツポンプは上記ブースターポンプとしての性能を十分に満足し、メカニカルブースターポンプとよばれることが多い。

ブースト [英 boost, 露 ускорение] 通常、1つの座標系を、それに対して一定の速度で運動している座標系に移すローレンツ変換という意味で使われるが、より一般には、次のような変換を意味する。四元運動量 p^μ を1つ固定したとき、 p^μ から固有ローレンツ変換で移れる p の全体を p^μ を含む軌道という。 p^μ を含む軌道の上の点 p が与えられて、それに応じて適当なローレンツ変換 L_p が存在して、 $p = L_p p^\mu$ と書け、しかも L_p は p について区分的に解析的にできる。この L_p をブーストという。ブーストは、ポアンカレ群の既約ユニタリー変換を、固有ローレンツ群の既約表現と四元運動量を用いて、誘導表現の方法で構成する際に登場する。ブーストの定義は、ポアンカレ群を特別な場合として含むより広い群に拡張することができる。

G を線形リー群(\Rightarrow 連続群)とし、 H をその閉部分群、 N を開不変可換部分群とし、 G は H と N の半直積とする。 G の元を (h, n) と表すならば($h \in H, n \in N$), G は半直積なので、 G の群演算は

$$(h, n)(h', n') = (hh', A_h(n') + n)$$

で表される。ここに、 A_h は N の自己同型写像で

$$A_{h^{-1}} = A_h^{-1} \quad (\forall h, h' \in H)$$

を満たす。 N のすべての指標がつくる群を \hat{N} と記すことにし、 A_h に対応する \hat{N} の自己同型写像 A_h^* を次式で定義する。

$$(A_h^*(x))(n) = x(A_h(n)) \quad (\forall x \in \hat{N}, \forall n \in N)$$

そして集合 $\{A_h^*(x); h \in H\}$ を x の軌道という。ちなみに、 H の部分群 $H_x = \{h \in H; A_h^*(x) = x\}$ を x に対応する小群(little group)という(\Rightarrow 小群)。

さて、物理的に興味のある場合には、ある $x \in \hat{N}$ に対し、 x の軌道から H への区分的に解析的な写像 f で

$$p = A_{f(p)}^*(x)$$

を満たすものの存在を仮定することができる。この f を x に対応するブーストという。先に述べたポアンカレ群は、 $H = SL(2, C)$ で N が四次推移群(\Rightarrow ポアンカレ群の場合になる。この場合には \hat{N} の元の一般形は、 p を N の任意の元として

$$x_p(x) = \exp\{i(p_1 x_1 + p_2 x_2 + p_3 x_3 - p_0 x_0)\}$$

であるから、 \hat{N} と N は同型となる。特に、 $p = (0, 0, 0, m)$ の場合の x_p に対応するブーストは、 $f(p)$ はエルミート行列で $\text{Tr}(f(p)) > 0$ の付加条件を課すときは

$$f(p) = [2m(m + p_0)]^{-1/2} \left\{ (m + p_0)I + \sum_{k=1}^3 p_k \sigma_k \right\}$$

で与えられる。ここで $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ はパウリのスピン行列を表す。この f をウィグナーの非回転ブースト(rotation-

free boost) という。

不整合—— = 非整合——

不整合構造 = 非整合構造

不整合転位 [英 misfit dislocation, 独 Mißanpassung-versetzung, 仏 dislocation discordée, 露 несогласованная дислокация] 結晶方位は同じであるが格子定数の異なる2つの結晶を図1のように接触させると、界面では図2の

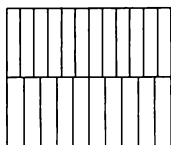


図 1

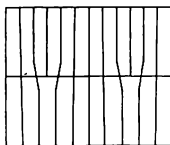
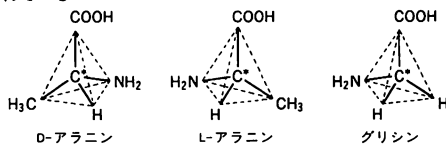


図 2

ように、両結晶の原子配列の整合領域が広がるように原子位置が調節されることがある。配列が食違っている部分は狭い領域に押込まれるが、その領域の原子配列は結晶中の転位と似ている。これを不整合転位またはミスフィット転位という。不整合転位は2種類の金属を重ねて蒸着したときの界面、析出物と母相の界面などに存在し、透過電子顕微鏡で観察されている。不整合転位の形成条件は、1949年の F. C. Frank と J. H. van der Merwe の論文以後多くの人によって論じられている。2つの結晶の格子定数の差が一定の値より小さいときには不整合転位がない方が安定であるが、大きいときには不整合転位がある方が安定になる。

不斉炭素 [英 asymmetric carbon, 独 asymmetrisches Kohlenstoff, 仏 carbone asymétrique, 露 асимметрический атом углерода] 互いに異なる4個の原子あるいは原子団と結合している炭素原子のこと。不斉炭素をもつ分子には、通常、光学(立体)異性体が存在する。D(+)-あるいはL(-)-グリセリンアルデヒドと同じ立体配置をもつ分子をそれぞれD型、L型という。D型とL型は互いに鏡像の関係にある。図に不斉炭素をもつ最も単純なアミノ酸であるアラニンと、不斉炭素をもたないアミノ酸であるグリシンの立体配置を模式的に示す。不斉炭素はC*で示されている。



不静定 [英 statically indeterminate, 独 statisch unbestimmt, 仏 statiquement indéterminé, 露 статически неопределимый] 構造物が荷重を受けて変形し、荷重とつり合う内力が生じて静止する。このとき内力が力のつり合い条件(平衡条件)のみで決定されない構造物の状態を不静定という。内力を決めるためにさらに変位の適合条件といて、変形前に結合されていた各部位は変形後も結合されているという条件が必要となる。これには拘束条件も含まれている。不静定の程度を表現するのに不静定度あるいは不静定次数とよばれる数が用いられるが、次式で定義される。

不静定度 = (内力の未知量の数) - (平衡条件式の数)

浮体 [英 floating body, 独 schwimmender Körper, 仏 corps flottant, 露 плавающее тело] 流体中または流

体表面に、浮力の作用で浮んでいる物体。浮体が静止するためには、浮力の大きさが重力の大きさに等しく、浮心と物体の重心とが同一鉛直線上にあることが要求される。浮体の一部が表面上にはみ出している場合には、浮力の中心である浮心が、液体面下の排除体積の重心であって、並進や回転に対して必ずしも固定したものではないから、つり合いの安定性の議論には特殊の注意が必要である。すなわち、鉛直方向および水平方向の並進に対してはそれぞれ安定および中立であり、また鉛直軸のまわりの回転に対しては中立であるが、水平軸のまわりの回転については傾きの中心が常に重心の上下にあれば安定、傾きの中心が重心の下になるような方向があれば不安定である。

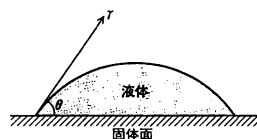
不確かさ [英 uncertainty, 独 Unsicherheit, 仏 incertitude, 露 неопределённость] 測定結果の不確かな度合。通常は測定した量の真の値がその間に入ると考えられる誤差範囲の限界、すなわち誤差限界で表す。測定に伴う誤差にはさまざまな要因によって生じる数多くの偶然誤差と系統誤差とがあり、不確かさの表示に用いるのは、それらを合成(重ね合せ)した総合誤差の限界である。偶然誤差についてはその統計的な性質として分散の加法性が成り立つので、分散の和の平方根として合成した標準偏差が求まり、正規分布を仮定した信頼限界(通常は95%信頼限界の近似値として標準偏差の2倍を用いる)により不確かさが表される。しかし系統誤差どうしあるいは偶然誤差と系統誤差の合成は定式化されていないので、系統誤差が無視できない場合には、偶然誤差、系統誤差の各成分の大きさとそれらを合成した方法を併記して総合誤差の限界を示すことが多い。この場合の総合誤差の求め方としては、統計的な方法で評価できない系統誤差についても推定した大きさを形式的に標準偏差あるいは分散の形に表し、偶然誤差の場合と同じ方式で合成するのが普通である。ただし標準偏差に係数を乗じても、偶然誤差のみの場合のような統計的な信頼限りの意味はもたないことに注意する必要がある(⇒誤差)。

付着

[1] [英 adhesion, 独 Adhäsion, 仏 adhésion, 露 адгезия] 異なる2つの物質が密接して互にくっつき合う現象をいう。同一物質の場合には凝集とよばれる。液体が固体面を濡らす現象も付着の1つの形態である。付着は二物質の表面の分子の吸引力によって生じる。付着の強さの大小は、二物質が付着状態にあるときに、これを引離すのに要するエネルギーによって表すことができる。たとえば、液体が固体表面上に接触角 θ で付着しているときの付着エネルギーは、液体の表面張力を γ とすると次のように表される(図参照)。

$$E_a = \gamma(1 + \cos \theta)$$

この式から、水銀のように多くの固体面に対してほとんど $\theta = 180^\circ$ になるような液体では $E_a = 0$ になることがわかる。



なお真空技術や表面物性の分野では、気体分子が化学吸着の状態や固体表面に留まることを称して付着という。こ

れに対して物理吸着の状態に留まることを凝縮という。また、全入射分子数に対する付着分子数の割合を、付着確率という。

[2] [英 attachment] = 電子付着

付着確率 = 付着係数

付着係数 [英 sticking probability, 独 Haftwahrscheinlichkeit, 仏 probabilité de collage, 露 вероятность прилипания] 気体分子が固体表面に衝突し化学吸着する確率をいう。付着確率ともいう。付着係数は気相・固体表面の組合せによって異なるが、同一の組合せにおいても吸着量の増加とともに減少し、単分子吸着層の完成でほぼ 0 となる。初期付着係数は金属表面では 0.1~1.0 の値を示すのに対し、半導体表面では 0.1 以下になることが多い。金属蒸着膜においては、吸着分子が脱離し空間へ飛出す前に膜内の再吸着がありうるため線条やリボンの値より大きな値となる。付着係数 s を求めるには、単位面積当りの入射頻度 I , 吸着量 σ および吸着分子の平均滞留時間 τ を用いて次式

$$s = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dt} + \frac{\sigma}{\tau}\right)}{I}$$

の各項を測定する。右辺分子の第二項は脱離が無視できる場合 0 とみなせるが、吸着開始時より十分時間が経過した後では無視できない量となる。

不対電子 [英 unpaired electron, 独 unpaars Elektron, 仏 électron non-pair, 露 непарный электрон] 原子・分子内の電子の状態は、スピン磁気量子数以外の、いくつかの量子数で指定される原子軌道または分子軌道によって表され、そのひとつの状態は、多くの場合、互いに反対の方向を向いたスピンをもち 2 個の電子により占められている。この軌道が 1 個の電子のみで占められているとき、この電子を不対電子という。不対電子は常磁性、強磁性の原因となり、化学反応性に富む。不対電子を含むものとして、遷移基、遷移元素、不純物や格子欠陥のある結晶などがある。不対電子を含む物質に磁場を加えると、電子スピンの向きにより、電子のエネルギーに差ができて、その差に相当する波長の電波を吸収する。これを電子スピン共鳴という。不対電子を含まない物質ではこの吸収は起らないので、不対電子は電子スピン共鳴を用いて研究される(⇒遷移基, 電子スピン共鳴)。

フック Hooke, Robert 1635.7.18—1702.3.3 イギリスの物理学者。ワイト島のフレッシュウォーターに生れる。病弱であったが機械いじりを好み、1648 年に父の遺産を受けてからはロンドンに出て学び、古典語、数学、音楽に才能を見せた。やがてオックスフォードに移り学者のサークルに接し、R. Boyle の助手となり、気体に関するボイルの法則の発見(1662 年)に協力した。続いて時計に関心を寄せ、ぜんまい時計の着想に達したらしく、その優先権を C. Huygens と争ったらしいが、真相は定かでない。1662 年ロンドン王立協会の実験者という地位を得て存分にその能力を発揮し続けた。1665 年には代表的著作 *Micrographia* を刊行して、顕微鏡下の事物の詳細を初めて世に知らせ、また、光(薄膜の色)、熱(その運動論)、燃焼などにも言及した。そして光学を通じて I. Newton と、燃焼論を通じて J. Mayow らと、長く交渉をもつに至る。1666 年のロンドン大火の後、復興計画に参画していくつもの建造物を設計した。1670 年代の講演(1679 年出版の

Lectiones Cutleriane に集録)では、万有引力を論じて Newton に影響を与えたほか、有名な弾性法則(フックの法則)について述べた。ポンプ、顕微鏡、望遠鏡など物理機器の改良も行っている。1677 年ロンドン王立協会の書記に就任、研究からは遠ざかって、50 年間も住み慣れたロンドンのグレンシャム・カレッジの一室で没した。

フックオン電流計 [英 hook-on ammeter, 独 Anleugerstrommesser, 仏 ampèremètre à pince, 露 токоизмерительные клещи] 電流が線路のまわりにつくる磁場を検出して電流を測定する計器。測定の際、電流を一時的に切断しなくすむことが大きな特徴である。効率よく磁場を検出するため、図に示すように高い透磁率の磁性体のコア

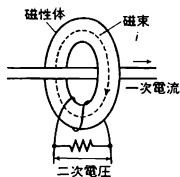


図 1

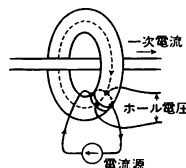


図 2

で電流をとりかこむ。このコアが一部開放になったままのもの、電流をとりかこんだ後に空隙をふさいで磁気回路を閉じるものがある。後者にはクリップ・オン形というよびが使われる。このコアに対して図1のように二次コイルを巻くと、一次電流が交流の場合には二次コイルに誘起される電圧を測ることができる。図2は磁気回路の途中にホール素子を挿入したもので、直流から高周波まで測定できる。二次電圧を指示電気計器で測定する場合は、周波数範囲は指示電気計器で限られて、ただだか 1kHz であるが、オシロスコープを使えば数十 MHz 程度の電流波形まで観測可能である。

フック弾性 [英 Hookean elasticity, 独 Hookesche Elastizität, 仏 élasticité de Hooke, 露 упругость Гук] フックの弾性法則(⇒フックの法則)に従う弾性をいう。一般に、弾性を示す固体がフック弾性を正確に示すのは、ひずみの小さい場合であり、ひずみがある程度大きくなれば、フック弾性でなくなる。

フックの法則 [英 Hooke's law, 独 Hookesches Gesetz, 仏 loi de Hooke, 露 закон Гука] 物体に外力を加えると、形や体積にひずみを生じ、物体内部にはこのひずみを元に戻そうとする応力が現れる。R. Hooke (1678 年)は、単軸応力の場合について、この応力がひずみに比例することを示した。単軸応力に限らず、一般に応力テンソルの成分を p_{ij} , ひずみテンソルの成分を ϵ_{ij} とするとき ($i, j = 1, 2, 3$),

$$p_{ij} = \sum_{k,l=1}^3 E_{ijkl} \epsilon_{kl}$$

なる関係を一般化されたフックの法則という。金属をはじめ多くの固体材料は、応力がある一定の限度(比例限度)内では、この法則によく従う。これは線形弾性体の構成式を与えるもので、比例定数 E_{ijkl} は弾性率テンソルとよばれ、その成分は弾性率という。弾性率は $3^4 = 81$ 個あるようにみえるが、 p_{ij} と ϵ_{ij} がそれぞれ対称であること、さらにひずみエネルギー関数が存在するときには、 $E_{ijkl} = E_{klij}$ のような対称性があるので、独立な成分は 21 個になる。一方、 p_{ij} と ϵ_{ij} がともに対称であることを考慮すると、それぞれ独立な成分は 6 個ずつになるので、これらを六次元ベ

クトル p_α , ϵ_α ($\alpha=1, 2, \dots, 6$) の成分とみなして、一般化されたフックの法則を

$$p_\alpha = \sum_{\beta=1}^6 E_{\alpha\beta} \epsilon_\beta$$

と表すこともできる。さらに、ひずみエネルギー関数が存在すれば、弾性率マトリックス $E_{\alpha\beta}$ は対称となり、その独立な成分はやはり 21 個になる。最も複雑な結晶構造をもつ三斜晶系では実際 21 個の弾性率があるが、そのほかの多くの結晶にはそれぞれ特有の対称性があるので、独立な弾性率の数はさらに減り、最も簡単な立方晶系では 3 個になる(⇒結晶弾性率)。さらに理想的な等方性弾性体では、独立な弾性率の数は 2 個になり、一般化されたフックの法則は、 δ_{ij} をクロネッカーの δ 記号とすると、具体的に

$$p_{ij} = \lambda \left(\sum_{k=1}^3 \epsilon_{kk} \right) \delta_{ij} + 2\mu \epsilon_{ij}$$

と書ける。ここで比例定数として現れる弾性率 λ, μ をラメの定数という。

ブッシュェル [英 bushel, 独 Bushel, 仏 boisseau, 露 бушель] ヤード・ポンド法における容量の単位であり、特に米国慣用系では乾量の基本単位である。(1) イギリスの乾量・液量共通の容量の単位、4 ペックすなわち 8 ガロンに等しく、約 36.369 dm³ である。(2) アメリカの乾量の基本単位。イギリスにおいて 1824 年の度量衡法の制定されるより前に用いられていたウィンチェスター・ブッシュェルに由来し、2150.42 立方インチに等しく、約 35.239 dm³ である。単位記号はともに bu。

米国慣用系乾量

ドライ・バイント	(1/64) bu
ドライ・クオート	(1/32) bu
ベック	(1/4) bu
ブッシュェル	約 35.239 dm ³

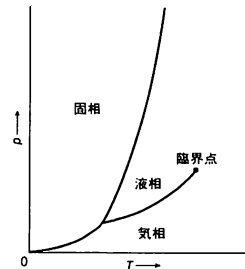
物質 [英 matter, 独 Materie, 仏 matériel, 露 материя] 哲学では、われわれが感覚によって存在を知ることができ、かつ、われわれの意識とは独立で客観的に実在するものをいう。自然科学においては、特に静止質量をもつ粒子の集合体をさすことが多い。物質が何からできているかを探求することは、物理学の重要な目的のひとつである。昔、ギリシアの哲学者 Demokritos は、物質はアトムとよばれる微粒子でできていると考えた。それは実験事実に基づいていたわけではなく、哲学的思考に過ぎなかった。19 世紀の初め、化学反応の前後における気体の質量関係から、分子という考えが導入され、やがて分子は原子からできていると考えられるようになった。20 世紀になって、陽子と電子の存在が明らかになり、原子は原子核とそのまわりを回っている電子からできていることが示された。最初、原子核は陽子と電子で構成されていると考えられたが、それは誤りであり、1932 年、原子核は陽子と中性子でできていることが明らかになった。したがって、普通の意味で、物質とは、電子、陽子、中性子の集団とすることができる。しかし、陽子や中性子の間に働く力の場に伴う中間子の存在が湯川秀樹によって予言され、いわゆる素粒子の時代が始まった。まず宇宙線中に多くの新粒子が発見され、加速器の進歩とともに、数多くの素粒子が人工的につくられるようになった。こうして、極めて多くの素粒子が発見されると、これらの素粒子は何からできている

かという問題が提供されるに至った。今日、陽子と中性子は、クォークとよばれる粒子からできていると考えられているので、物質についての上述の表現を変えることが適当であるかも知れない。

これら多くの素粒子は、静止質量、荷電、スピン、奇妙さ、などで分類されるので(⇒素粒子の分類)、これらが物質の究極的屬性と考えられる。これらの属性を基礎として、さまざまな物質の形や性質が説明されなければならない。もともと、場は物質と対立する概念であったが、量子力学が現れてからは、物質波のつくる場と粒子は相補的な概念となった。化学反応においては、反応の前後における物質の質量はほとんど等しいので、物質は不滅であると考えられたが(⇒質量保存の法則)、質量とエネルギー相互の転化が実証された今日、この考えは捨てなければならない。以上述べた一般的な物質概念のほかに、物質の存在形態によって、もっと限定された概念が用いられている。たとえば、一定の形や質量をもつときは、物体とよばれ、化学的性質に注目して扱う場合には、化学物質とよばれている。さらに現在の物質の多様な形態が宇宙の生成の歴史とどのように結びついているかということも、最近の物理学の基本的な課題のひとつである。また、物質に対して反物質が存在することも知られており、宇宙における物質と反物質の非対称性も問題になっている(⇒反物質)。

物質定数 [英 material constant, 独 Materialkonstante, 仏 constante du matériel, 露 материальная постоянная] 物質固有の性質を表す定数で、物質の力学的、熱学的、電気的性質などを定量的に示すもので、密度、弾性率、比熱、熱伝導率、電気抵抗率など。

物質の三状態 [英 three states of matter, 仏 trois états de matériel, 露 три состояния вещества] 物質は普通、高温低圧では密度が低く流動性のある気体に、低温高圧では密度が高く形の定まった固体に、中間で、密度は固体と同程度だが流動性のある液体になる。これを物質の三状態という。温度・圧力がいろいろな値をとるとき物質がどの状態になるかを示す状態図は、一成分系の場合一般に図のようになる。固体では原子は規則的な配列をしてお



り、液体・気体では乱雑な運動をしている。両者は対称性が異なるから、固体と液体・気体とは厳密に区別できる。しかし、液体と気体の差は密度の大小という量的なもので、液体と気体が共存している場合のほかは両者を厳密に区別することはできない。状態図においても、両者は臨界点の外で連続的につながっている。なお、量子効果の顕著なヘリウムの状態図は、これとかなり異なり、液相が低温、低圧側に入り込んでいる。

物質は場合によって、三状態のどれとつかぬ中間的な状態をとることがある。ガラスはその固さからみると固体

だが、原子の配列は乱雑で液体に似ている。流動性の極めて悪い液体と見ることもできる。逆に、液晶は流動性があるが分子の配列には一種の規則性があり、固体に似ている。

物質波 [英 matter wave, 独 Materiewelle, 仏 onde matérielle, 露 волны материи] = ド・ブroi波

物質不滅の法則 [英 law of indestructibility of matter, 独 Gesetz der Unzerstörbarkeit der Materie, 仏 loi d'indestructibilité de matière, 露 закон постоянства материи] 化学反応の前後において、反応物質の全重量と生成物質の全重量が等しいことが、A.L.Lavoisier によって発見された(1774年)。この法則は質量保存の法則とよばれている。これを一般化して、物質はいろいろに変化するが、それは物質の構成要素である原子の組合せが変わるだけで、物質の質量は不変であるという物質不滅の法則が生れた。後になって、H. H. Landolt (1908年), R. von Eötvös (1909年)らによって、普通の化学反応では、 10^{-7} ~ 10^{-8} の誤差の範囲で質量の保存が成り立つことが確かめられた。しかし、現在は、相対性理論によって質量とエネルギーが等価であることが示され、2つ以上の粒子が結合して1つの安定な状態をつくるときには、ごくわずかであるが質量が変化することが知られており、質量が不変という考えは改めなければならない。化学反応における熱の出入りは、反応の前後における微量の質量差によっている。ただ化学結合における質量の変化は極めて小さいので、実際の計算では質量は保存すると考えてよい。たとえば、発熱量の最も大きい反応のひとつである水素結合反応 $2\text{H} \rightarrow \text{H}_2$ では、1mol 当り 430kJ の熱を発生するが、この熱エネルギー U を $U = \Delta m \cdot c^2$ とおいて、質量の変化 Δm を計算すると、1g の H に対して 2.4×10^{-8} g となり、普通の重量測定法では測定が困難である。これに反して、陽子と中性子が結合して原子核をつくるときには、質量が 0.5~0.8%程度軽くなっていることが知られており(⇒質量欠損)、明らかに質量は保存しない。したがって、核反応におけるエネルギーの出入りは化学反応の際の熱エネルギーの出入りよりはるかに大きい。これが、少量のウランの反応によって多量のエネルギーを得ることのできる原子力発電に利用されている。さらに、高エネルギーの素粒子反応においては、粒子が消滅したり、新しく創れたりすることは、ごく普通の現象であり、質量が不変という考えは全く当てはまらない。しかし、これらの反応においても、エネルギーを質量と等価のものとして質量に含めると質量の保存は成り立つ。

物質量 [英 amount of substance, 独 Stoffmenge, 仏 quantité de substance, 露 количество вещества] ある物質の物質量はその物質を構成する、種類の明示された粒子の数(ないし数量)、もしくは組成の明示された粒子の組合せ体の数である。ここで粒子というのは種類と存在形態の別を特定された原子、分子、イオン、電子などをいい、粒子の組合せ体というのは、空間的にひとまとまりになっている必要はないが、組成を明示することによって想定される上記粒子の集りをいう。物質の量の多少は、質量や体積を用いて表すこともでき、実際の計量はこれらの量についてなされるが、化学反応を過不足なく行わねば、また的確に表現するには、これらの概念だけでは不十分である。それは化学反応が粒子の数の比にも依存するからであり、そのことを明らかにしたのが 1801 年に発表された J. Dalton

の原子論であって、それを補強したのが A. Avogadro の分子説である。現在は、化学反応に関与する粒子の数の比は原子、分子の外側をまわる電子によって決り、原子、分子の質量の大部分を占める原子核は化学反応には直接関係しないとされている。したがって化学にとって必要な物理量は質量ではない。他方実際の化学反応では反応前後の物質の量ないし分量は精密に測られなければならないから、原子、分子の数の比がわかるだけでは不十分であって、原子、分子の数そのものを必要とするようになり、物質を構成する粒子の数である物質量という物理量が導入された。物質量という術語自体は 1960 年ごろから 1971 年にかけてモルを国際単位系の単位として採用する際につくられたものであるが、その概念は以前からあり、粒子の結合形態に応じてグラム原子数、グラム分子数あるいはモル数とよばれてきた。しかし同一の物理量が複数の単位をもち、その単位ごとに量の名称を異にするのは好ましくないため、国際単位系では物質の粒子の数を物質量、その単位をモルに一本化した。なお、物質量のことを「物質の量」ともいう。

物質量濃度 [英 concentration of amount of substance, 独 Konzentration der Stoffmenge, 仏 concentration de quantité de matière, 露 концентрация количества вещества] 溶体(混合気体、溶液、固溶体)の組成を表すための量(一般に濃度という)の一種で、(1) 組成の比を成分の物質量の比で表したものの、また (2) 溶液の場合、溶液(または溶媒)の単位体積中に(時には、単位質量中に)含まれる溶質の物質量で表したもの。(1)は無次元量であって単位を添えて示すべき量ではないが、(2)は次元をもつ量であって、その単位としてはモル毎立方メートル、モル毎リットルなどが用いられる。

物質量の単位 [英 unit of amount of substance, 独 Einheit der Stoffmenge, 仏 unité de quantité de matière, 露 единица количества вещества] 物質量はその物質を構成する要素として含まれる粒子または粒子の組合せの数(ないし数量)である。物の数の最も基本的な単位は日本語では「個」であり、この単位は、たとえば「水素分子2個と酸素分子1個が化合して水の分子2個ができる」というように化学反応の理論で用いられるが、通常取扱う程度の化学物質に含まれる粒子数を表す単位としては小さすぎる。なぜなら 1g 程度の物質中に含まれる原子、分子などの数は 10^{23} 個程度になるからである。そこで「個」という単位の十進法による倍量単位、たとえば 10^{24} 個を物質量の単位とすることが考えられる。しかしながら化学物質中に含まれる粒子を「個」ないしその倍数で数えることは事実上不可能であり、また必要でもない。要は化学物質中に含まれる粒子の絶対数が精度よく数えられ、表現できればよい。他方、化学物質の量ないし分量を最も精密に量るのは質量測定によるものであり、しかも質量測定は計測方法のなかで最も簡単なもののひとつである。そのうえ原子論によれば、各元素の粒子はその元素に固有な質量を有し、原子、分子の相対質量である原子量、分子量、あるいはそれを一般化した化学式量(化学式に含まれる各原子の原子量の総和)は物質を構成する粒子に固有で、しかも精密に知ることができる。したがって物質を構成する粒子の数の絶対値を求めるのに原子量、分子量ないし化学式量を利用するのは最も実際的でありかつ合理的である。さらに物質量の単位がこの方法に適した形で定義されることが望

まし。以前、物質量がグラム原子数、グラム分子数ないしモル数といわれていた当時の単位は、グラム原子、グラム分子あるいはモルなどであった。その定義は、たとえばグラム分子は「物質の分子量に等しいだけのグラム単位の質量」となっていて、グラム分子があたかも質量の単位であるかのような印象を与えるものであった。同一の物質の場合、この単位で量った物質の分量が質量に比例するから、質量の単位と考えるのは無理もないが、異なる物質の場合、同じ1グラム分子でも質量に違いが生ずるということは、これが質量の単位でないことを示している。物質の異同にかかわらず1グラム分子だけ量り取ったときに等しくなるものは、原子論に従えば、そこに含まれる粒子の数である。したがって、グラム分子は上記のような定義にもかかわらず、物質を構成する粒子の数、すなわち物質量の単位だったのである。同様のことがグラム原子についてもいえる。現行の物質量の単位は粒子の結合形態にかかわらずモルであり、その定義はモルの項に示すように上記のグラム分子の定義とは異なる。しかしその本質は全く同じであり、原子量、分子量という言葉こそ出てこないが、化学式と質量測定を利用する形になっている。そしてモルは、そこに含まれている粒子の数が何個であるかを具体的な数字では示さないが、ある一定の個数になっている。その値は実験的に求められ、現在は近似的に 6.022045×10^{23} 個であるとされている。したがって、モルはこの個数(⇒アボガドロ定数)に等しい個数を単位として物質中の粒子の絶対数を表す単位の名称である。

プッシュプル増幅器 [英 push-pull amplifier, 独 Gegentaktverstärker, 仏 amplificateur push-pull, 露 двухтактный усилитель] 2つの増幅器を互いに逆位相で動作させ、出力を合成して1つの出力として取出す増幅器(図1)。2つの増幅器をB級またはAB級で動作させる

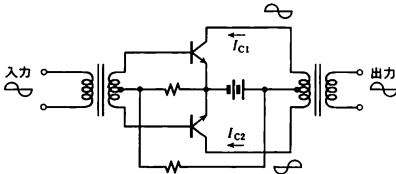


図1

ことにより、ひずみの少ない大出力を得ることができる。普通のプッシュプル増幅器では入力信号の位相反転回路および出力の合成回路が必要であるので、変成器結合がよく用いられる。図1の回路では上側のトランジスタと下側のトランジスタは入力変成器により互いに逆位相の信号が入力される。したがって2つのトランジスタは逆位相で動作し、一方のコレクタ電流が増加するときには他方のトランジスタのコレクタ電流は減少するように動作する。互いに逆位相の電流変化は出力変成器で合成され出力となる。2つのトランジスタが対称に動作するため、トランジスタの非直線性が改善され、偶数次の高調波ひずみを小さくすることができる(図2)。普通のAB級またはB級増幅では信号波形のプラス側またはマイナス側の半波だけ増幅できないが、これをプッシュプル増幅とすることで2つのトランジスタがそれぞれ半波ずつ増幅した出力を合成して、もとの波形をそのまま増幅した出力波形を得ることができる。AB級やB級プッシュプル増幅器では無信号時のコレクタバイアス電流が少なくてすむた

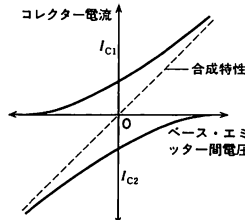


図2

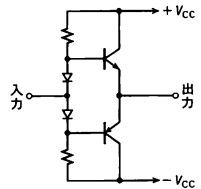


図3

め、A級増幅に比べて著しく能率がよくなるので、一般に大きな出力電力を必要とするときによく用いられる。図1の回路に対してトランジスタ増幅器では図3のような位相反転回路および出力合成回路を必要としないコンプリメンタリー・シングル・エンデッド・プッシュプル増幅回路(SEPP)が多く用いられる。

物性物理学 [英 condensed matter physics, 独 Physik der kondensierten Materie, 仏 physique de la matière condensée, 露 физика конденсированного вещества] マクロな物質の示す熱的、電気的、磁氣的、光学的、機械的などの諸性質を、物質を構成しているミクロな粒子(分子、原子、電子、原子核)の集合状態(固体、液体、気体の区別)と運動とに基づいて説明しようとする物理学の分野の総称である。物性論とよぶこともある。ミクロな粒子そのものの構造や、相互作用を究明しようとする素粒子物理学との対比で使われることも多い。物性論は原子、分子の構造や化学反応も対象とするので、化学とも重なる領域をもつ。また、トランジスタの材料であるゲルマニウムやシリコンの基本的な性質を明らかにしたのは物性物理学であり、先端技術とも深いかわり合いがある。このような広領域性を強調するために、物性科学とよぶこともある。いずれにしても、物性という用語は日本独特のもので、直接これに対応する外国語はない。物性科学を英語に直訳すれば、“material science”であるが、材料物質という印象が強くなる。第二次世界大戦後の約四半世紀は、固体を中心とする物性研究と、これに基づく先端技術の発展がめざましかったので、「固体物理学」を意味する“solid state physics”が日本の「物性物理学」と似た意味で使われた。最近では、凝縮物質(粒子間の相互作用が本質的に重要な固体、液体、および場合によっては気体)の物理学という意味で“condensed matter physics”がよく使われる。

物質は温度、圧力によって性質を変え、さまざまな相転移を起すので、数千度の高温から絶対零度近い低温までの広い温度範囲、百万気圧にいたる広い圧力範囲で物性の研究が行われる。また、十萬あるいは百万ガウスに達する強い磁場中に物質をおき、物質中の荷電粒子の運動が磁場の影響を受けて電磁氣的性質や光学的性質が変わるようすを観測する。物質に静磁場とマイクロ波を加え、電子スピンにマイクロ波の共鳴吸収を起させる電子スピン共鳴法(ESR)や、ラジオ波を加えて原子核スピンに共鳴吸収を起させる核磁気共鳴法(NMR)も、物質中のミクロな運動や構造について有力な情報を提供してくれる。赤外線、可視光線、紫外線、X線による分光法は古くから物性研究の有力な手段であったが、レーザー光源や貯蔵リング中の高エネルギー電子のシンクロトロン放射を利用する放射光源の出現によって、新たな威力を増した。電子線、中性子線、イオン線を物質によって弾性散乱または非弾性散乱させ、

ミクロな構造や運動を知ることができるし、物質中の放射性原子核の放射する γ 線からミクロな情報を得ることもできる。

以上のような実験の方法とならんで、量子力学および統計力学に基づく理論解析、理論的予測もまた重要である。分子内あるいは固体内電子のエネルギー準位を一体近似で求める分子軌道法やバンド理論は、電子計算機の発達によって極めて有力な理論的方法になっている。相転移その他粒子間相互作用が本質的に重要な問題には、場の量子論の諸方法(ファインマン図形、グリーン関数、くりこみ群など)が転用されて大きな成果を生んでいる。最近はソリトンのような非線形物理学の概念、あるいはカオスの理論なども具体的な物理現象と結びつけて論じられている。

物性論 = 物性物理学

物体 [英 body, 独 Körper, 仏 corps, 露 тело]

普通、知覚や精神をもたない有形のものをいうが、科学では、物質が集まって空間的な広がりを持ち、ある幾何学的な形をとるとき物体という。物体の性質は、質量、体積、形状などで表される。

物体固定座標系 [英 body-fixed system of coordinates, 独 körperfestes Koordinatensystem, 仏 système de coordonnées invariablement liées au corps, 露 система координат связанная с телом] 変形した原子核を液滴または剛体、あるいは球対称からずれてひずんだ一粒子ポテンシャル中を運動する粒子の集合体とみなすとき(核の形状)、その変形した物体あるいは等ポテンシャル面に固定した座標系を物体固定座標系という。物体固定座標系の座標軸の方向は、空間に固定した座標系(空間固定座標系)に対するオイラー角によって指定される(\Rightarrow オイラー角)。この2つの座標系を総称して、固定座標系という。希土類核や超ウランウム核などのように、形状が球対称から著しくずれている原子核を記述するとき、物体固定座標系を用いると有効である。このような場合、原子核の運動は、(1)空間固定座標系に対する物体固定座標系の運動として記述される集団運動(\Rightarrow 核の回転、歳差運動)、(2)物体固定座標系に相対的な構成粒子の内部運動、(3)(1)と(2)の運動の相互作用、の3つの部分に分離して記述される(\Rightarrow 集団模型、ニルソン模型)。原子核では、物体固定座標系が定義できるかどうかは自明なことではなく、核子の複雑な多体系である原子核の運動を、物体固定座標系を導入して記述する方法についての研究が進められている(\Rightarrow 集団座標、時間に依存するハートリー-フォック理論、射影したハートリー-フォック法)。

沸点 [英 boiling point, 独 Siedepunkt, 仏 point d'ébullition, 露 точка кипения] 一定の圧力の下で液体が沸騰する、すなわち液体内部からも気化が行われる温度をいう。熱力学的には、その一定圧力の下で、液相と気相が熱平衡にある物質固有の温度である。この一定圧力として1atmをとるのが通常である。

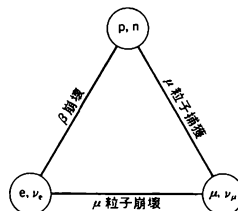
沸点上昇 [英 elevation of the boiling point, 独 Siedepunkterhöhung, 仏 élévation du point d'ébullition, 露 повышение точки кипения] 不揮発性の物質を溶かした溶液の沸点が、溶質の濃度とともに高くなることをいう。同一の液体に種々の物質を溶かした溶液を比べると、その溶媒の沸点の上昇度は濃度があり大きくない限り、モル分率(と絶対温度の積)に比例する。そして比例係数は溶媒に固有の定数であるから、これを使うことによって溶質の分

子量を決めることができる。

沸騰 [英 boiling, 独 Sieden, 仏 ébullition, 露 кипение] 圧力を一定に保ち液体の温度を上昇させていくと、ある温度で液体の内部でも泡になって液体が蒸発する。この現象を沸騰とよび、そのときの温度を沸点とする。沸点は圧力が増加するとともに高くなる。水の場合1atmで100°C、4.7atmで150°C、15.34atmで200°Cである。溶液の場合、濃度によっても沸点が変わる。実際には、きれいで滑らかな容器に液体が入っているときは、沸点到達してもなお沸騰が起らず、さらに温度が上昇して、外部からの衝撃などで爆発的に沸騰が始まる。これを突沸という。これは液体内部で泡をつくるための核がないために起るのである。

沸騰水型原子炉 [英 boiling water reactor, 独 Siedewasserreaktor, 仏 réacteur à eau bouillante, 露 реактор с кипящей водой] \Rightarrow 軽水炉

プツピの三角形 [英 Puppi's triangle, 仏 triangle Puppi, 露 треугольник Пуппи] β 崩壊, μ 粒子捕獲, μ 粒子崩壊の3種の弱い相互作用の間の関連を示した図。原



子核の β 崩壊, μ 粒子の自然崩壊, ならびに原子核による μ 粒子捕獲の3現象は、原子核、素粒子などの反応の中でも反応速度が遅い。また、いずれの場合にも、4個のフェルミ粒子が時空の1点で相互作用すると考えて説明できる。そのときの結合の強さは、いずれも $10^{-49}\text{erg}\cdot\text{cm}^3\cdot\text{s}$ で、ほぼ等しいことがわかった。中性子 n 、陽子 p を1組に、電子 e 、電子ニュートリノ ν_e を1組に、 μ 粒子、 μ ニュートリノ ν_μ を1組とし、正三角形の頂点におき、その間を線で結んで、4粒子間の弱い相互作用を統一して理解しようとG. Puppiが1948年に初めて描いた。同じような考えかたは、T. D. Leeら、O. Klein、中村誠太郎らによっても、少し時期を遅えて独立に提案されている。

物理化学 [英 physical chemistry, 独 physikalische Chemie, 仏 chimie physique, 露 физическая химия] 化学的に興味のある諸現象を、物理学で開発された手法を用いて研究する化学の一分野。主として物理的実験手段を使い、また物理の基本法則に立脚して理論的考察を行い、化学現象を統一的、体系的に解明することを志向する。化学の中では、物理学との境界に最も近い領域である。内外の大学の化学科では、無機化学、有機化学、分析化学などとならんで、ほとんど例外なく物理化学講座ないしは部門が設置されている。

物理化学の名称が一般に使われるようになったのは、ドイツにおいてZeitschrift für physikalische Chemieの刊行された(1887年)19世紀の終わりころからであり、主として熱力学と統計力学を用いて化学現象を整理し、体系化することが進められた。その後量子力学の誕生、および各種放射線分光技術の向上などに伴い、物理化学の内容は豊富になり、その対象も広げられてきた。そして対象として考え

る化学現象に応じて、生物物理化学、有機物理化学(または物理有機化学)、無機物理化学、高分子物理化学などに分化されてきている。たとえば、有機化合物の構造・物性および反応を物理化学的な手法で研究する分野が有機物理化学である。

「物理化学」は化学の中での物理寄りの領域であるが、「化学物理学」というと、物理の中で化学寄りの分野を意味する。この両者を区別している場合には、概して物理化学では巨視的、熱力学的、古典物理学的な研究手段がとられており、化学物理学では微視的、量子力学的な研究手段がとられている。近年 分子科学、分子物理学という語も化学物理学とほとんど同じ意味に用いられる。アメリカ物理協会が刊行している Journal of Chemical Physics (1933 年発刊)は、この方面の代表的な雑誌である。なおアメリカ化学会からは Journal of Physical Chemistry が 1897 年以来刊行されている(⇒化学物理学、分子科学、分子物理学)。

物理学 [英 physics, 独 Physik, 仏 physique, 露 физика] 物質や自然や宇宙はどのようにしてできているか、そこにどんな法則が働き、どんな現象が起るかを探究する学問。人間が、自分たちの住む自然に対してものつ知的好奇心から始まった学問であり、自然科学の中でも最も基本的な学問のひとつである。古代から天体の運行や自然の変化は人間の知的好奇心の対象であったが、近代科学が確立されるまでは、演繹的思考に基づくものが多く、宗教的・哲学的要素が濃かった。Aristoteles の自然哲学などもその一例であった。これに対し、中世後期の修道士 R. Bacon らは「実験科学 (scientia experimentalis)」の方法論を主張し、実験や観察に基づく近代科学の帰納的方法を開発させた。あわせて、錬金術や占星術や航海術などから出生した、実験や観測の技術の発達が発達近代物理学の誕生を促す原動力のひとつとなった。そして N. Copernicus の地動説に始まり、J. Kepler や Galileo の時代を経て、ニュートン力学の体系が大成した 17 世紀に、近代物理学の方法論も確立されたといえる。

今日の物理学は、以下に挙げるような、いくつかの大きな類型化ができる。しかし、いずれの場合も、相互に深く関わりあいつつ、共通な基本概念や方法論に基づく、ひとつの壮大な学問体系になっている(⇒自然科学)。

(1) 理論物理学と実験物理学: 物理学は本来実証科学であるから、実験や観測に基づく。しかし単に実験事実や観測結果を羅列するだけではなく、それがどのような仮定や条件の下で、既知の原理や法則で説明できるかを理論づける。特に、そのような理論づけを数学的に定式化して行うことが重要である。そして単に定性的に論ずるだけでなく、定量的に実験事実と比較・検討して理論の正否を調べる。その結果、もし説明できないことが明らかになったときは、今まで正しいと思っていた法則や理論をどのように修正しなければならないかを考察する。また、ある実験事実から出発して推論された理論や法則があれば、それらを発展させ、さらに予測される実験事実や現象を可能な限り実証的に調べてみる。そのために必要な、より精密あるいは精巧な実験装置や実験技術を考案する。このような理論と実験の密接な連携によって、物質や宇宙を支配する原理や法則の探究を行うが、そのなかで、主に理論的考察や計算を主とするものを理論物理学、実験的研究や実験技術・装置の開発を主とするものを実験物理学という(⇒理論物

理学、実験物理学)。

(2) 古典物理学と現代物理学: 20 世紀初頭に物理学は大きな変革を遂げた。M. Planck の量子論と A. Einstein の相対論をきっかけとする、新しい物理学の体系が展開されたためである。これに対し、従来の物理学の体系は、古典物理学とよばれるようになった。古典物理学は Galileo, Newton らの力学に始まり、流体や弾性体の力学、熱学、熱力学、光学、音響学、電磁気学などに分類される。これらは、初め個別に発達した部分もあるが、しだいに密接な関連や共通の法則が存在していることがわかり、比較的少数の基本的原理によって説明されることも明らかになった。エネルギーや運動量の保存則、ニュートンの運動法則、マクスウェル方程式などはその典型である。新しい現代物理学の立場からみれば、このような古典物理学の体系は、その研究の対象が巨視的な物質や現象であったり、対象の運動や変化が光速度に比べて十分に遅い場合にのみ成り立つといえる。物理学の研究対象が原子や分子の内部の微視的な世界に及び、また光速に近い運動が論ぜられるようになって、それぞれ、プランク定数 h の存在や、光速 c の不変の原理が、物理現象の理解に欠くことのできない事実となった。それによって、量子論や量子力学、相対論などの新しい学問体系が生れ、原子の内部構造から原子核や素粒子の研究、さらには分子・原子・原子核・素粒子の立場から物質や自然を研究する学問全般に大きな変革をもたらした。しかし、その場合にも、多くの問題が古典物理学で十分説明できたり、あるいは古典物理学の延長線上で考えることができる(⇒古典物理学、量子物理学、相対性理論)。

(3) 素粒子物理学、物性物理学など: 現代物理学の研究分野を大別すれば、原子の内部構造から、原子核、素粒子、さらには素粒子の内部構造へと、物質の基本的構成要素やそれらの間に働く相互作用を探究していく分野と、そのような構成要素がどのようにして巨視的な物質をつくり、その状態が外界の条件などによってどのようにに変化するかを研究する分野とに分けられる。原子物理学、原子核物理学、素粒子物理学などは前者に属し、物性物理学、固体物理学、プラズマ物理学などは後者に属するといえよう。しかし、このような分類は必ずしも一義的なものではなく、たとえば宇宙物理学のようにどちらにも関連する分野も少なくない。また一口に物性物理学といっても、その扱う対象(磁性体、半導体、誘電体、高分子、超伝導体など)によって、さらに細分化されているものもある。今日の物理学はこのように細分化された専門分野によって、同じ現象を表す用語まで異なっている場合もある。しかし、専門分野の相違にかかわらず、基本的な概念や手法は共通していることも多い。特に量子力学や統計力学などは、あらゆる専門分野の研究の基礎である(⇒素粒子物理学、原子核物理学、原子物理学、物性物理学)。

(4) 純粋物理学と応用物理学: 物理学は、自然科学のなかでも最も基礎的な学問のひとつであるから、伝統的な物理学固有の体系に属する領域だけでなく、広範な関連分野の領域にその理論や実験の手法や結果が応用されている。たとえば、化学や工学や生物学、医学、地学、天文学などへの応用は枚挙にいとまがない。今日のエレクトロニクスの進歩はその典型ともいえ、真空技術、低温技術、測定技術、原子力、放射線利用など、いわゆる応用物理学と称する分野が占めている境界領域は極めて広い。そして単に無

生物だけでなく、生体高分子などもその研究の対象となり、生物物理学とよばれる分野も確立されてきた。一方また、そのような応用的志向から、物理学そのものが発展することも少なくない。ことに実験物理学では、新しい実験装置や手法が他分野の知識や研究成果を用いることによって進歩する例が非常に多い。理論物理学においても、コンピュータの利用は欠かせなくなってきている。また、応用を志向した研究から新しい物理学の法則が見出された例も決して少なくない。このように物理学は、自然科学の他の分野の研究と深い関連をもちつつ発展してきたのである(⇒応用物理学, エレクトロニクス, 生物物理学)。

以上、物理学の体系のいくつかの類型化と、それらの間の密接な関連について述べたが、このほかにも、物理学の体系化は種々の異なった観点から論ぜられる。たとえば、数理物理学のように、物理学の理論をより厳密な数学的方法から扱うという立場や、物理学の体系を公理論的に組立てようという立場もある(⇒数理物理学)。要するに物理学は人間を取巻く自然に対する人間の知的研究を代表する、自然科学の典型的で基本的な学問である。

物理吸着 [英 physisorption, 独 Physisorption, 仏 physisorption, 露 физическая сорбция] 原子または分子が固体表面に吸着する際、それら原子または分子と固体との間に電子の授受が無く、吸着の原因がファン・デル・ワールス結合によるものを物理吸着という。物理吸着の結合エネルギーは小さく、1原子当り0.25 eV (約25 kJ・mol⁻¹)またはそれ以下であり、温度を上げると吸着量が減少する。物理吸着の典型的な例は希ガス原子の吸着であるが、化学吸着の先駆の状態としての物理吸着の状態があると考えられている。吸着の原因がイオン結合や共有結合によるものを化学吸着というが、物理吸着と化学吸着の境界は判然としない。

物理光学 [英 physical optics, 独 physikalische Optik, 仏 optique physique, 露 физическая оптика] ⇒ 電磁光学, 波動光学

物理数学 [英 physical mathematics, 仏 mathématique physique] ⇒ 数理物理学

物理測光 [英 physical photometry, 独 physikalische Photometrie, 仏 photométrie physique, 露 физическая фотометрия] 物理的受光器(検出器)を用いて行う光の強さの測定で、視感測光の対語である。光電的な検出器として外部光電効果を利用する光電管, 光電子増倍管, 光伝導効果を使うCdSなどの光伝導セル, 光起電力効果を使う光電池などの光起電力セル, 光の熱作用を利用する熱電対, ボロメーターなどや、さらに光化学作用を利用する写真感光材料などが用いられる。写真測光では光の強さの時間積分値が得られる特徴があるが、光電的な検出器と比較すると一般に精度が悪い。熱作用を利用する検出器を除いて、一般に検出器は入射光の波長によって異なる感度もち、検出器の分光感度を $S(\lambda)$ としたとき測定される放射量, たとえば放射束 ϕ_e [W] は $\phi_e = \int \phi_{e\lambda} S(\lambda) d\lambda$ で与えられる。ここで $\phi_{e\lambda}$ は検出器に入射する単位波長当りの放射束である。検出器の前にフィルターを入れて分光感度を標準比視感度 $V(\lambda)$ に合わせれば、 $\phi_e = K_m \int \phi_{e\lambda} V(\lambda) d\lambda$ で測光量としての光束 ϕ [lm]が求められる。ここで K_m は最大視感度で $K_m = 683 \text{ lm} \cdot \text{W}^{-1}$ である。物理測光は視感測光と比較して測定できる波長領域が可視領域に限定されず紫外領域, 赤外領域でも可能なこと, また個人差によら

ず安定な結果が得られる利点がある。なお物理測光には放射量, 測光量の測定だけでなく, たとえば試料の反射率, 透過率, 吸収係数などの測定も普通含まれる。

物理探鉱 = 物理探査

物理探査 [英 geophysical prospecting, 独 geophysikalische Schürferfahren, 仏 prospection géophysique] 物理学的手法によって地質構造を調査し, 地下資源を探索する方法。物理探鉱, 省略して物探ともいう。ダムやトンネルなどの大規模な土木工事に先立って実施する物理学的手法による地質構造調査も物理探査という。物理探査は地震探査, 重力探査, 磁気探査, 電気探査, 地熱探査, 放射能探査などに分類され, 探査する対象によって手法を選ぶ。また物理探査には, 自然現象をそのまま測定する受動的な方法と, 人工的な信号を与えてその応答を測定する能動的な探査法がある。前者に属するものとしては重力探査, 磁気探査, 放射能探査などがあり, 後者には地震探査, 電気探査, 電磁波探査などがある。地表に沿った探査する地表物理探査に対して航空機を使用する航空物理探査があり, 重力, 磁気, 地熱, 放射能などの測定に用いられる。航空重力探査, 航空磁気探査などがこれである。またボーリング孔にセンサーを挿入して測定する物理検層法も物理探査法の一つである。

物理的シート [英 physical sheet, 仏 feuille physique, 露 физический лист] ⇒ S行列の解析性

物理振り子 [英 physical pendulum, 独 physikalischer Pendel, 仏 pendule physique, 露 физический маятник] = 実体振り子

プティ Petit, Alexis-Thérèse 1791.10.2—1820.6.21 フランスの物理学者。オート・ソーヌ県ブズールで生れる。16歳でエコール・ポリテクニクに入学, 1809年に首席で卒業, 直ちに教育スタッフに迎えられ, 1815年J.-H. Hassenfratzの後任として物理学教授に昇格。1817年に結核を患い, 1818年に学術愛好協会(Société Philomatique)の会員となったが, 2年後パリで没した。実験と数理の両面に秀でた学者であった。光の粒子説, 熱の物質説などの伝統的な教育を受けたので, 初期にはそれを奉じていたが, 1815年D. F. J. Aragoとともに気体中の光の屈折の実験を行って以来, 粒子説に反対し, 波動説の初期の支持者となった。最も重要な仕事は親友P. L. Dulongとの共同研究である。1819年固体の比熱の実験に専念していたとき, 彼らは原子熱の法則(デュロン・プティの法則)を発見した。この論文で, 彼らは熱素説を否定し, 代りに化学反応熱の電気的説明を導入, また化学的な原子論への支持を表明した。

不定計量 [英 indefinite metric, 独 indefinite Metrik, 仏 métrique indéfinie, 露 indefinite метрика] 内積が定義されたベクトル空間において, 1つのベクトルの自分自身との内積を, 物理学だけでは用語で, ノルムとよぶ。そしてノルムが正のベクトルも負のベクトルも存在するようなベクトル空間を, 不定計量のベクトル空間という。ミンコフスキー空間は有限次元の不定計量のベクトル空間の例である。場の量子論で用いられる状態ベクトルの張る空間は, 通常ノルムが正定値のヒルベルト空間であるが, これを不定計量の場合に拡張したものを不定計量のヒルベルト空間とよぶ。数学的には, 正定値ノルムのヒルベルト空間と負定値ノルムのヒルベルト空間の直和として定義されるクライン空間に関しては厳密な理論が構成されて

いる。

不定計量のヒルベルト空間は、発散の問題を解決するため、P. Dirac により初めて場の量子論に導入された(1942年)。しかし、負ノルム状態(\Rightarrow ゴースト)の存在は、 S 行列のユニタリ性を壊し、量子論の確率解釈と矛盾する。不定計量のヒルベルト空間が必要であり、しかも成功裡に用いられたのは、電磁場の理論などのゲージ理論においてである。この場合は、補助条件が設定され、それを満たす状態ベクトルの全体として物理的部分空間が定義される。ハイゼンベルク表示において、物理的部分空間が時間に依存せずかつ負ノルムの状態ベクトルをまったく含まないならば、 S 行列を物理的部分空間に制限して得られる物理的の S 行列は、(ゼロノルムの状態をモードとして)ユニタリであることが証明される。補助条件は、可換ゲージ場の共変的正準量子論ではグプタの条件(\Rightarrow グプター-ブローイラー形式、中西-ロートラップ形式)により、非可換ゲージ場の共変的正準量子論および重力場の共変的正準量子論では九後-小嶋の条件(\Rightarrow BRS 変換)により与えられる。

負抵抗 [英 negative resistance, 独 negativer Widerstand, 仏 résistance négative, 露 отрицательное сопротивление] 回路素子が一定範囲内で静的な電流-電圧特性の傾きが負である(すなわち $dI/dV < 0$) 性質を、負抵抗という。微分負抵抗あるいは微分負伝導率とよぶこともある。負抵抗は増幅と正帰還を利用して回路的にも実現でき、負抵抗回路とよばれる。トンネルダイオードなどの負抵抗素子の出現以前より、負抵抗の概念は発振回路などの解析に用いられていた。負抵抗には二種類の型があり、図1はひとつの電圧に対してひとつの電流値が対応するので

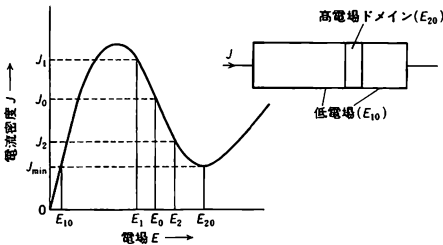


図1 電圧制御(N型)負抵抗と高電場ドメイン

電圧安定型、または電圧制御型、またはN字型負抵抗とよばれる。図2では電流に関して一価関数となるので電流安定型、または電流制御型、またはS字型負抵抗とよばれる。トンネルダイオード(\Rightarrow トンネル接合)、ダイナトロンなどは電圧制御型であり、ユニジャンクションダイオード、

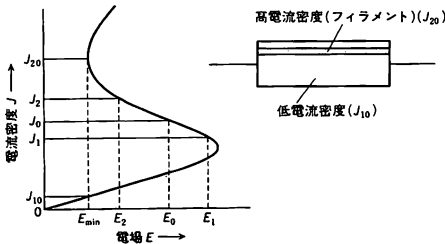


図2 電流制御(S型)負抵抗と電流フィラメント

ド、アバランシェダイオード、サイリスターなどは電流制御型の負抵抗である。負抵抗をもつ素子や回路は増幅器、発振器、スイッチング回路などに用いられている。それぞれの負抵抗に対して図のように、高電場ドメインと電流フィラメントが形成される。電圧制御型負抵抗を有する均一な半導体に電圧を印加すると均一な電場 E_0 がかり電流密度は J_0 となるが、わずかな不均一性や擾乱によって電場分布に不均一な部分ができると、図のように E_1 と E_2 の部分に分かれ、エントロピー生成は

$$T\dot{S} = E_0 J = [E_1(1-x) + E_2 x] J$$

で与えられる。ここに T は絶対温度、 \dot{S} はエントロピー生成割合、 x は高電場領域の幅である。電圧制御型であるから E_0 を一定とすると電流極小のとき定常状態となり、 $x = (E_0 - E_{10}) / (E_{20} - E_1)$ で与えられる高電場ドメインができる。同様に電流制御型負抵抗では

$$T\dot{S} = E J_0 = E [J_1(1-a) + J_2 a]$$

となり、電流一定(電流制御型だから)より定常状態は電圧極小の条件で与えられ、電流フィラメントの断面積は試料断面積の単位で、 $a = (J_0 - J_{10}) / (J_{20} - J_1)$ となる。電圧制御型負抵抗としてよく知られているのは、エサキ・ダイオード(トンネルダイオード)とガン効果であるが、前者はpn接合においてn領域の電子がp領域の価電子帯にトンネル効果で遷移することによりおこるもので、通常のpn接合の順方向電流にこのトンネル電流が重畳して流れることによるもので、上に述べたような高電場ドメインの発生を伴わない。ガン効果は、GaAsを例にとると有効質量の小さい伝導帯(ブリルアン領域の Γ 点)とそれよりもエネルギーの高い有効質量の大きい伝導帯(X点、L点)が伝導に寄与するもので、高電場で Γ の電子が加速され高エネルギーとなり(\Rightarrow 熱い電子)、有効質量の大きい移動度の小さいX点やL点に遷移するため電気伝導率が減少し微分負抵抗が現れる。この場合には高電場ドメインが形成され、それが陰極から陽極に伝播し、電流振動を起すもので電流不安定性の代表例である。GaAsでガン発振の起る条件は電子密度 n_0 と電極間隔 L の積が $n_0 L > 2.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ であることが知られている。電流制御型負抵抗は低温で不純物準位に捕えられたキャリアを衝突電離させるような電場を印加したときや、pn接合の逆方向電圧を十分高くして絶縁破壊を起させたときなどに観測されることがある。電圧制御型負抵抗の半導体で電場の微小擾乱が成長する時定数、電流制御型負抵抗の半導体でフィラメントの成長する時定数は、ともに $-\kappa_{e0} / (dJ/dE)$ で与えられる。ここで κ_{e0} は半導体の誘電率である。

負電荷 [英 negative electric charge, 独 negative elektrische Ladung, 仏 charge électrique négative, 露 отрицательный заряд] エポナイトを毛皮でこすったときに、エポナイトに残された電荷を負電荷と定義する。電子と同符号の電荷(\Rightarrow 正電荷、電荷)。

負電気 = 負電荷

フット [英 foot, 独 Fuß, 仏 pied, 露 фут] ヤード・ポンド法の長さの単位。(1/3)ヤードに等しく、英語圏諸国の主な標準機関による国際ヤードの採用により、1959年7月以降、実効上、正確に30.48cmに等しい。複数形の名称はフィート(feet), 単位記号はftである。なおアメリカの測地フットは1866年の定義のまま(1200/3937)mである。分量単位は(1/12)フートのインチである。なお、'でフートを表すこともある。

不等式法(構造解析の) [英 inequality method, 仏 méthode d'inégalité, 露 метод неравенства] 結晶構造を解析するときに構造因子の位相を決めることが最も難しい。これを直接に決めようとする方法として最初に現れたのが不等式法である。これは数学的によく知られた不等式関係を構造因子の式に適用しようとするもので、最初に D. Harker および J. S. Kasper よりシュワルツの不等式

$$\left| \sum_{j=1}^n a_j b_j \right|^2 \leq \sum_{j=1}^n |a_j|^2 \sum_{j=1}^n |b_j|^2$$

をもとにした不等式が導かれ(1948年), それにすぐ引続いて J. Gillis, G. H. MacGillavry らによる多くの関係が示された。また岡谷美治, 仁田勇によって $a^2 + b^2 \geq 2|a b|$ という関係に基づく一次不等式が導かれ, その後さらに多くの不等式関係やそれに応用した構造解析の実例が示された。後に, こうした不等式関係は結晶の中で電子密度が正だという物理的な関係を反映するものであることが明らかに, J. Karle と H. Hauptman によって導かれた構造因子を要素とする行列式型の不等式によって, 一般的に表されるようになった。また実用的には, 統計的に確率の高い位相関係を求める方法に置換えられ, 現在ではあまり用いられなくなったが, 直接法の発展の一段階として重要な役割を果たした。

浮動充電 [英 floating charge, 仏 charge flottante, 露 непрерывная подзарядка] 蓄電池の充電用直流電源と蓄電池が負荷に対して常時並列に接続されていて, 電圧が降下すれば直ちに充電が行われ, また停電時にも蓄電池から電力供給ができる方式。軽負荷のうちは充電用直流電源が負荷に電流を供給し, 負荷電流が増大すると電池からも供給する。充電は電池の寿命が最も長い端子電圧(鉛蓄電池では 20°C のとき 2.3V/セル)で行う。

浮動小数点表示 [英 floating-point representation, 独 halblogarithmische Schreibweise, 仏 notation à virgule flottante, 露 представление с плавающей запятой] 数を指数部と仮数部の積として表す仕方。すなわち, 数値を [固定小数点 × (基底)^{指数}] の形で表現する。なお, 固定小数点の部分を仮数部(mantissa), 指数の部分を指数部(exponent)という。

数値データを計算機で取扱うとき, 整数のように小数点の位置を固定した方が便利である場合と, 位どりが自動的に調整される浮動小数点演算方式が便利の場合とが考えられる。多くの計算機では両方の方式の演算が可能で, 処理の種類に応じて使いわけができる。ある数値データを浮動小数点方式(実数型)で計算機に記憶させるためには 1 語を符号部, 指数部, 仮数部に分けて考える必要がある。1 語 32 ビットの計算機の場合, 先頭ビットを符号部, 次の 7 ビットを指数部(e), その後の 24 ビットを仮数部(m)にとる方式が多い。小数点は仮数部の最上位へ, また基底としては 16 が採用されている場合が多い。たとえば +21.0 は二進法では 10101.0 であるから $0.10101 \times 2^5 = 0.00010101 \times 16^2$

01000010000101010000000000000000
↑
符号部 指数部(e) 仮数部(m)

指数部は 7 ビットだから 0~127 までの数が表されるがこれらから 64 を引いたものを指数として用いるので指数の範囲は $-64 \leq e \leq 63$ にある。指数部と仮数部を適当に組合すと同一の数値に対して異なった表現が可能であるので, 指数部を調整して $2^{-1} \leq m < 1$ の範囲におくことを正規化と

いう。計算機の内部ではこの正規化された形でデータが保持される。負数を表すためには, 符号部を 1 とする。仮数部はそのままの場合, 2 の補数をとる場合など機種により異なっている。

不導体 = 絶縁体

不動点 [英 fixed point, 独 Fixpunkt, 仏 point fixe, 露 неподвижная точка] 一般に図形や物理量 Q の変換 T を考えるとき, 変換されたもの $Q' = TQ$ がもとの Q と等しくなるような Q^* (すなわち $TQ^* = Q^*$ の解) を不動点という。図形の連続変換に対しては, 少なくとも 1 つの不動点が存在するという不動点定理が存在する。臨界現象の統計力学では, くりこみ変換 R に対して, 不動点ハミルトニアン H^* が定義される。すなわち $RH^* = H^*$ 。この H^* 近傍での R の性質を調べることによって, 臨界指数を求めることができるので, 不動点ハミルトニアンが存在するかどうか, 存在するならばどのような不動点ハミルトニアンが存在するかを調べることは, 臨界現象の統計力学にとっては基本的な問題である。

不透明度 [英 opacity, 独 Opazität, 仏 opacité, 露 непрозрачность] 入射粒子の流れ(流束)が標的体を通してるとき, 標的によって吸収された割合をいう。不透明度に対して, 入射粒子がそのまま標的を通過する割合が透明度である。標的原子核の透明度を T とすれば, 不透明度は $(1-T)$ であり, 古典的な近似では標的原子核の吸収断面積(反応断面積)

$$\sigma_a = \pi R^2 (1-T)$$

で与えられる。ここで, R は核半径で, πR^2 は幾何学的断面積である。不透明度は入射粒子と核との相互作用が強いほど大きい。甚だしい場合には完全吸収が起る。その場合には, $T=0$ となり, $\sigma_a = \pi R^2$ となる。このような核を「真っ黒」な核という。吸収された流束は最終的に入射チャネル以外のチャネルへ放出される場合と, 複合核状態(⇒複合核)のような長い寿命をもつ中間状態を経て再び弾性チャネルに戻ってくる場合とがある。入射流束の一部が核との相互作用で入射チャネルから別のチャネルへ入り, 残った流束と干渉しなくなる。

不透明度は標的核と入射粒子の組合せ, 入射エネルギーなどによって変わる。入射粒子が核子の場合にはエネルギーが 0 の付近で著しく小さい。これはパウリの原理によって入射核子と標的核内の核子との散乱がほとんど禁止されるためである。入射エネルギーが数十 MeV になるまではエネルギーとともに不透明度は急速に増大する。そこから減少に転じ, 数百 MeV で再び増大に転ずるまで減少が続ける。入射粒子が複合核子の場合には不透明度は核子に比べてはるかに大きく, 核を近似的に一定の半径をもつ完全吸収体と考えてよい場合がしばしばある。これは複合核子が標的核との相互作用で壊れることが一因になっていると考えられる。

ブートストラップ [英 bootstrap, 独 Bootstrap, 露 бутстрaп]

[1] 素粒子に対する考え方のひとつ。ハドロン(強い相互作用をする素粒子)は, ほかのハドロンの交換による引力によって束縛状態または共鳴状態としてつくられ, 互いにほかのハドロンをつくるのを助け合うという G. Chew の哲学から, このことばは生れた。たとえば, π 中間子と π 中間子の散乱を考える場合(図 1 参照), ρ 中間子を交換して引力を生じ, その結果, π - π 系に ρ 中間子がつくら

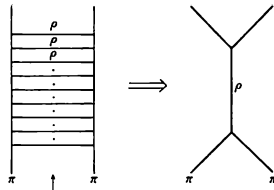


図 1

れる。図1に示したように、編上靴(ブーツ)のひもをしめあげてゆくように似ているのでブートストラップとよばれる。これは、一種の自己無撞着の理論であり、すべてのハドロンは平等の立場にあると考えるので、核民主主義(nuclear democracy)ともよばれる。この考えはレッジェ理論によって定式化される。

[2] ある基準点の電圧を信号電圧に従って引上げる方法をいう。トランジスタや電子管回路では、ベース抵抗やグリッド抵抗のために、入力インピーダンスを十分高くすることが難しい場合がある。そのような場合、図2に示す

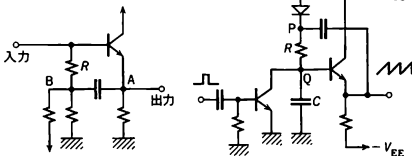


図 2

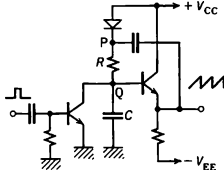


図 3

ようなブートストラップ法が用いられる。A点の出力電圧は入力電圧にほぼ等しい。B点とA点を信号に対して十分低いインピーダンスとなるような容量で結合するとB点の電圧は入力信号電圧とともに変化する。したがって抵抗Rの両端の電位差は信号によってほとんど変化しないため、抵抗Rは信号に対して非常に大きなインピーダンスとして働くことになる。このようにある基準点の電圧を信号電圧で引上げる方法をブートストラップという。一方ブートストラップ回路という場合には、図3のようなテレビジョン受像器などの走査信号に用いられる直線性のよいのこぎり波や三角波の発生回路を意味することが多い。図3においてP点の電圧はQ点の電圧と同じに変化するため、抵抗Rの両端の電位差は変化せずコンデンサーCの充電電流は一定となるので、直線性のよいのこぎり波を得ることができる。

[3] 計算機においてそれ自体の働きによって、ある所定の状態に移行するように設計されている手法。たとえば、機械語、記号言語、プログラミング言語と、しだいに高級な言語を入力させるためのいちばん最初の機械語プログラムのこと。これは最小限必要な命令語から成るプログラムで、直接レジスタを経由して記憶装置に入る。ミニコンピュータのそれは、14~16語程度が多い。大型計算機システムでは、イニシャル・プログラム・ローダーとなっていて、1語1語入力しなくてもよくなっている。同様に、ある言語、たとえばPascalのコンパイラーがPascalで書かれているとき、そのコンパイラーをコンパイルするために最小限必要なコンパイラーを他言語で記述したものをさす。

プトレマイオス・クラウドイオス Ptolemaios Klau-dios 2世紀にアレクサンドリアで活躍した古代ギリシア

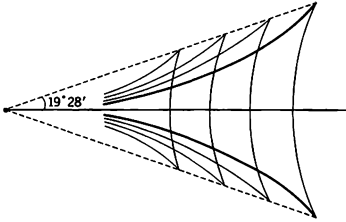
の天文学者、地理学者。彼の最も有名な天文書は、ギリシア語で「数学的総合」と名づけられていたが、後のアラビア人がこれを「最大の書」(Al-Mijisti)とよんだので、後世においては「アルマゲスト」*Almagest* と言いつた。彼は、天球を第五元素から成る実体と考えたのに対し、Ptolemaiosは、本質的には地球中心の天動説を受継ぎながらも、ApolloniosやHipparchosによって発展させられた「周転円」や「離心円」の考えを取り入れ、詳しい観測データに基づいて、非常に精密な数理天文学を「現象を救う」ための幾何学的仮説としてうたてた。この「アルマゲスト」は、アラビア世界を経て12世紀にラテン訳され、以後、16世紀まで西欧ラテン世界で権威を保つこととなった。また彼の「光学」*Optica*は、Eukleidesの光学を発展させ、数学と実験の優れた結合を示しているが、アラビア訳からのラテン訳でのみ残っている。それから「地理学」*Geographia*は、地図作成法の数学的原理を述べ、多くの場所の経緯度の決定を試みたものとして有名である。なお、「アルマゲスト」のギリシア語テキストは、Claudii Ptolemaei Opera quae extant omnia (I. L. Heiberg編, 1898~1903年)に収められている(邦訳「アルマゲスト」, 1982年)。

プトレマイオスの宇宙体系 [英 Ptolemaic system, 独 Ptolemäisches System, 仏 système de Ptolémée, 露 система Птолемея] Ptolemaios Klaudiosが2世紀にその大著*Almagest*のなかで展開した天文学・宇宙論の体系をもとにしたもので、古代・中世からルネッサンスごろまで西洋を支配した数理的宇宙論の伝統をいう。アリステレスの宇宙論では、宇宙は地球を中心とした共心球宇宙である。すなわち中心に静止した地球があり、一番外側には巨大な恒星球が東から西へ1日1回転しており、その中間に外側から順に土星、木星、火星、太陽、金星、水星、月の球が位置して、それぞれの球は恒星球とともに動き、そしてそのほかに、それと反対方向によりゆっくりとした自らの回転運動をもっている。しかしそれでは惑星の見かけの逆行現象や明るさの変化を十分説明できない。そこでPtolemaiosは軌道運動を正確に表現するために、離心円や周転円などの幾何学的装置を多数複雑に組合せて、宇宙体系をつくった。しかしこのプトレマイオスの周転円は数学的くふうであって、その物理的機構は説明できない。数学的に天体の運行を説明するだけでなく、その物理的意味づけもしようというのが、それ以後のイスラム圏や中世西洋の天文学者の最大関心事であって、そのために周転円をボール・ベアリングのような実在性をもつものと考えたりして、体系はますます複雑となってくる。このような体系の意味に本質的な疑問を投げかけ、革命を企てたのがN. Copernicusであった。

プニクタイド [英 pnictides] 金属原子とプニクトゲン(VB族)原子、N, P, As, Sb, Bi, との化合物をプニクタイドとよぶ。ニクタイドということもある。特に金属原子が磁性原子(3d, 4f, 5fの不完全殻をもつ)の場合は多くの興味ある現象を示す。希土類(4f)プニクタイドでは希土類の5d, 6s伝導帯とプニクトゲンのp価電子帯が狭いギャップをつくつたり(特にNなどの軽いプニクトゲン化合物に多い)、わずかに重なったり(Sb, Biなどの重い化合物に多い)して磁性に敏感な非金属-金属転移を示す。鉄族(3d)プニクタイドでは強いp-d混成によってp-dがよく

混成したバンドをつくり、一般に金属のふるまいを示す。アクトノイド(5f)化合物は両者の中間的性質で複雑な興味あるふるまいが見られる。

船の波 [英 ship wave, 独 Schiffwelle, 仏 vague de navire, 露 корабельная волна] 水の波の一種で、静止流体の表面を一定速度で進行する物体のつくる重力波が干渉して生じる定在波群。波長 λ の正弦波の伝播速度が $(g\lambda/2\pi)^{1/2}$ で、群速度がその1/2になることを用いて、Kelvin卿が点源から出る波について理論的にその形を求めたので Kelvin 波ということもある。物体の進行方向に垂直な波群と傾いた波群の2つが半頂角 $19^\circ 28'$ で下流に向かうくさび型の領域に限られて存在する。有限の物体ではこのような波の干渉によって、送り出される波の強さが物体の形や大きさ、流速によって著しく変わり、これにより物体に働く造波抵抗も変化する(⇒フルード数)。



負の温度 [英 negative temperature, 独 negative Temperatur, 仏 température négative, 露 отрицательная температура] 強い電磁波照射等で物質中の原子または分子を励起し、エネルギーの低い状態より高い状態に存在する原子(分子)のほうが多くなっている場合、温度が負の分布であるという。通常の熱平衡分布をまねて、エネルギー E の状態にある原子(分子)数がボルツマン因子 $\exp\{-E/kT\}$ に比例すると考えると、 T は負としなければならないからである。このような記述法は、問題とするエネルギー準位が2個のときには数学的に厳密であるが、一般の場合には近似的な概念である。

負の二項分布 [英 negative binomial distribution, 独 negative Binomialverteilung, 仏 distribution binomiale négative, 露 отрицательное биномиальное распределение] 正の実数 k と $0 < p < 1$ を満たす実数 p によって、確率が

$$p(x; k, p) = \binom{x+k-1}{x} p^k q^x = \binom{-k}{x} p^k (-q)^x \quad (x=0, 1, 2, \dots) \quad (1)$$

と書かれる離散確率分布を負の二項分布という。ここに、 $q=1-p$ であり、任意の実数 a に対して

$$\binom{a}{x} = \begin{cases} a(a-1)\cdots(a-x+1)/x! & (x \geq 1) \\ 1 & (x=0) \end{cases}$$

とする。式(1)の確率は一般二項展開

$$(1+t)^{-k} = \sum_{x=0}^{\infty} \binom{-k}{x} t^x \quad (|t| < 1)$$

で $t=-q$ とおいて得られる各項に p^k を乗じて得られる。負の二項分布という名前はこの事実に由来している。

k が正の整数の場合を特にパスカル分布という。 k が1なら、式(1)は

$$p(x; 1, p) = pq^x \quad (x=0, 1, 2, \dots)$$

となる。この分布を幾何分布とよぶ。

ベルヌーイ試行(⇒二項分布)で成功の確率が p のとき、

ちょうど k 回の成功が観察されるまでの試行の回数を $X+k$ とすれば、 X は式(1)の分布に従う。負の二項分布はこのほかにもさまざまな仮定のもとで導かれる。

式(1)の負の二項分布の平均と分散はそれぞれ

$$\mu = kq/p, \quad \sigma^2 = kq/p^2$$

となる。特性関数は $\phi(t) = p^k / (1 - qe^{it})^k$ である。

負の二項分布の確率は二項分布の確率と密接な関係をもつ。それらの下側確率をそれぞれ $P_{NB}(x; k, p)$, $P_B(x; n, p)$ とすれば、 k が整数のとき、

$$P_{NB}(x; k, p) = P_B(x; x+k, q) \quad (2)$$

が成り立つ。負の二項分布の確率の近似に際しては、このことを利用するのがよい。

部分格子 = 副格子

部分照射 [英 partial irradiation, 独 Teilbestrahlung, 仏 irradiation partielle, 露 частичное облучение] 放射線を生物に照射する場合に被照射体のある特定部分に限定された照射野によって行うもので、全身照射に対比した表現である。この照射法における被曝線量の評価には、照射される各部分の質量と線量との積の総和をとり、積分線量という。癌治療のための照射はすべてこれに含まれるが、一般には実験的な照射について用いる表現で、ある臓器の放射線感受性を調べる場合や、特定臓器の機能を低下させる目的で行うものである。後者の例としては、胸腺に部分照射を行い、その動物の免疫能を低下させて実験に使用することが行われている。

部分断面積 [英 partial cross-section, 独 Partialquerschnitt, 仏 section efficace partielle, 露 парциальное сечение] 粒子が物質内を進行するときに起す衝突の確率は普通断面積の次元をもつ断面積(有効断面積ともいう)で表す。一般に衝突現象は種々の原因で発生し、かつ多様な形で起るので、ひとつの衝突現象をさらに細く分類したとき、1つ1つの細目に対応する断面積が部分断面積である。それに対して、部分断面積の和を全断面積という。細目に分類する方法はいろいろありうるが、ここでは代表的なものに限って述べることにする。中心力による粒子の散乱においては、粒子の角運動量が保存するので、散乱の全断面積 σ を軌道角運動量子数 l についての和

$$\sigma = \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l$$

の形に書ける(⇒部分波展開)。 σ_l は σ に対する部分断面積である。入射粒子のエネルギーが低くて、その波長が散乱物体の大きさに比べて長いときには、 l の小さい値に対応する σ_l が大きい値をとるので、このような手法は有効である。細目の分け方として、衝突過程による分類もよく使われる。たとえば、粒子Aと粒子Bが衝突するとき、弾性散乱 $A+B \rightarrow A+B$ もあれば、非弾性散乱 $A+B \rightarrow A'+B^*$ (B^* はBの励起状態で、 A' は粒子Aが運動エネルギーの一部を失ったもの)も起りうる。さらに、 $A+B \rightarrow C+D$ のように衝突によって全く別の粒子が生成する場合もある。この例で、弾性散乱、非弾性散乱、そのほかの反応のそれぞれに対する断面積は部分断面積ということになる。また、電子衝突によって原子が電離する現象では、原子が電子1個を失って一個イオンになる断面積 σ_1 、2個の電子を失う断面積 σ_2, \dots などが全電離断面積の部分断面積であり、 $\sigma = \sum_n \sigma_n$ となる。実験的には、電離電流を検出するのが普通で、この場合には $\sum_n \sigma_n$ でなく、 $\sum_n n \sigma_n$ が測

定されこれを全電離断面積とよぶことが多い。の₁などは生成したイオンがどのような電子状態にあるかによってさらにいくつかの部分断面積に細分され、散乱または放出された電子のエネルギーがどの領域に入るかを区別することによって細分される(⇒散乱断面積)。一般に、散乱・放出粒子の角度分布やエネルギー分布など連続に変化する量に関する断面積の内訳は、部分断面積というより微分断面積とよぶことが多い。

部分転位 [英 partial dislocation, 独 partielle Versetzung, 仏 dislocation partielle, 露 парциальная дислокация] 格子ベクトルと一致しないバーガース・ベクトルをもつ転位を部分転位または不完全転位という。部分転位は必ず積層欠陥の境界となつてゐる。最も重要なのは面心立方結晶の{111}面の積層欠陥の境界となる部分転位である。図1のように、積層欠陥をつくるためにBからCへ

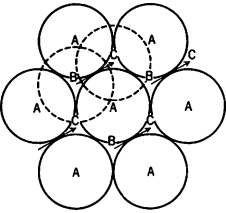


図 1

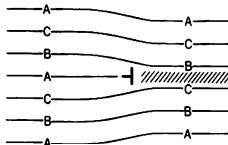


図 2

のすべりを起した領域とすべっていない領域の境界は、積層欠陥の面内のバーガース・ベクトル $(a/6)\langle\bar{2}11\rangle$ をもつ部分転位で、ショックレーの部分転位とよばれる。ここに a は格子定数である。この転位は積層欠陥をつくりつつまたは解消しつつすべり運動をすることができ、ハイドンライク-ショックレーの拡張転位の構成要素である。ショックレーの部分転位が{111}に平行な各原子面間を1本ずつ通過すると双晶変形を起し、2原子面ごとくに1本ずつ通過すると六方最密構造に変態する。図2のようにバーガース・ベクトルが積層欠陥に垂直な $(a/3)\langle111\rangle$ のものをフランクの部分転位という。この転位は原子空孔の凝縮によってつくられ、積層欠陥をつくりつつまたは解消しつつ上昇運動する。しかし、すべり運動は、その結果として非常に乱れた界面をつくることになるので、不可能である。このためフランクの不動転位ともいう。

部分波解析 [英 partial wave analysis, 独 Partialwellenanalyse, 仏 analyse d'onde partielle, 露 анализ парциальных волн] 散乱を角運動量の固有状態に分けて解析すること。スピン0の粒子の弾性散乱の場合、散乱振幅 $f(\theta)$ は

$$f(\theta) = \frac{1}{p} \sum_l (2l+1) f_l P_l(\cos\theta)$$

と展開でき、 f_l は角運動量 l の部分波振幅とよぶ。 f_l はエネルギーの関数である。 p は重心系での入射運動量。 $f_0, f_1, f_2, f_3, \dots$ をそれぞれ s 波, p 波, d 波, f 波の振幅ともいう。 πN 散乱のようにスピン0の粒子と、スピン1/2の粒子の散乱については、散乱振幅 F を

$$F = f_1(\theta) + f_2(\theta)(\sigma \cdot \hat{q}_i)(\sigma \cdot \hat{q}_f)$$

と書き (\hat{q}_i, \hat{q}_f) は重心系での入射方向, 散乱方向)

$$f_l(\theta) = \frac{1}{p} \sum_j [f_{j+} P'_{j+1/2}(\cos\theta) - f_{j-} P'_{j-1/2}(\cos\theta)]$$

$$f_2(\theta) = \frac{1}{p} \sum_j [f_{j+} P'_{j+1/2}(\cos\theta) - f_{j-} P'_{j-1/2}(\cos\theta)]$$

と分解される。ここで J は全角運動量であり、1/2, 3/2, 5/2, ... の値をとる。 $f_{j\pm}$ は、軌道角運動量 l が $J \pm 1/2$ の部分波振幅である。 $f_{1/2-}, f_{1/2+}, f_{3/2-}, f_{3/2+}, \dots$ を、 s_1 波, p_1 波, p_3 波, d_3 波, ... とよぶ。添字は $2J$ を表す。

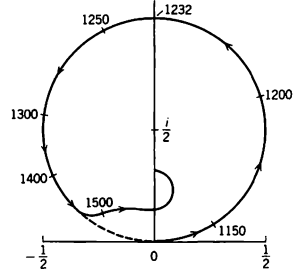
S 行列のユニタリー性から、スピンによらず

$$|f_l|^2 \leq 1 m f_l$$

が導かれ、弾性散乱以外の反応が起らない場合には等号が成立する。そこで δ_l と η_l を

$$f_l = \frac{\eta_l \exp(2i\delta_l) - 1}{2i}$$

によって定義し、位相のずれおよび弾性度とよぶ。ただし $0 \leq \eta_l \leq 1$ である。特に弾性散乱の場合に、部分波解析のことを位相のずれの解析ともいう。エネルギーを変化させながら f_l のふるまいを複素平面上に表示したものを、複素平面を1806年に導入したスイスの数学者 J. R. Argand にちなんで、アーガンド図とよぶ。図は $\pi^+ p$ 散乱の p_3 波



のアーガンド図の例であつて、数字は重心系でのエネルギー (MeV) を示す。ユニタリー性により、 f_l は $(1/2)i$ を中心とする半径1/2の円(アーガンド円またはユニタリー性円)の外には出ない。共鳴状態が存在すれば、アーガンド図上で反時計方向の円を描く。

部分波振幅は、散乱の微分断面積、全断面積、偏極などの実験データから、非線形最小二乗法によって求めるが、多量の計算が必要である。全断面積以外は、振幅の半二次形式 $f_l^* f_l$ しか測定できないので、ユニタリー性、しきい値でのふるまい、共鳴状態、滑らかさなどの基準を用いながら振幅を求める。解はしばしば一意的でない。特にスピン0と1/2の散乱の場合は、すべての J について f_{j+} と f_{j-} を入れかえてもまったく同一の微分断面積を与える。これを「南の不定性」という。偏極を測定すればこの不定性は除くことができる。これ以外にも種々の不定性が知られている(⇒弾性散乱)。

部分波展開 [英 partial wave expansion, 独 Partialwellenzerlegung, 露 разложение по парциальным волнам] 量子力学的束縛問題および散乱問題において、束縛状態固有関数または散乱状態固有関数や散乱振幅など(⇒散乱理論)を軌道角運動量の固有関数によって展開して分析する方法を部分波展開という。特に、短い到達距離をもつ中心力による散乱の場合に有力な方法であり、広く利用されている。力の中心を原点とし入射方向を極軸(z 軸)とする球座標 (r, θ, ϕ) を用いれば、運動量 $p = \hbar k$ ($\hbar = 2\pi\hbar$ はプランク定数)の入射ビームを表す平面波は

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos\theta) \quad (1)$$

と展開することができる。展開の各項を部分波という。特に、 $l=0$ の部分波を s 波、 $l=1$ を p 波、 $l=2$ を d 波、…とよぶ慣行がある。ルジャンドル多項式 $P_l(\cos\theta)$ が軌道角運動量 $L=\hbar\sqrt{l(l+1)}\simeq\hbar l$ ($l=0, 1, 2, \dots$) に対応する固有関数である。部分波の r 依存性は球ベッセル関数 $j_l(kr)$ によって表されるが、この関数は、 r が古典的な衝突パラメーター $b=L/p\simeq l/k$ の付近で最大値をとるので、部分波展開 (1) は対応論的には衝突パラメーターによる入射ビームの展開とみてよい。したがって、到達距離 a をもつ短距離力による散乱に際しては、 $b\leq a$ すなわち $l\leq ka$ の部分波だけが大きく散乱される。特に低エネルギー散乱 $ka\ll 1$ の場合は s 波 ($l=0$) だけを考えればよい。一般に、中心力 $V(r)$ による弾性散乱では、各部分波は独立に乱されて、 r 依存性は $j_l(kr)\rightarrow e^{i\delta_l}x_l(r)$ 、総和は $e^{ikz}\rightarrow u_0^{(1)}(r)$ と変わる。 $x_l(r)$ は散乱状態固有関数 $u_0^{(1)}(r)$ の部分波の r 依存性を表すが、動径部分シュレディンガー方程式を外向き波条件に対応する境界条件 $x_l(r)\xrightarrow{r\rightarrow\infty}(kr)^{-1}\sin(kr-l\pi/2+\delta_l)$ の下で解いて求められる。 δ_l を散乱による「位相のずれ」という。弾性散乱についてのすべての情報は「位相のずれ」から得られる。たとえば散乱振幅は $f(\theta)=k^{-1}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)e^{i\delta_l}\sin\delta_l P_l(\cos\theta)$ 、微分断面積 (\Rightarrow 散乱、散乱理論) は $|f(\theta)|^2$ 、弾性散乱全断面積は $\sigma_{\text{tot}}=(4\pi/k^2)\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)|T_l(k)|^2$ である。ただし、 $T_l(k)=e^{i\delta_l}\sin\delta_l$ は、部分波展開における T 行列要素にほかならない。同じく、 $S_l(k)=e^{2i\delta_l}$ および $R_l(k)=\tan\delta_l$ は S 行列と R 行列の要素である。非弾性散乱が生じない場合、 δ_l は実数であって $|T_l(k)|\leq 1$ が成立するので、 $(4\pi/k^2)(2l+1)$ が l 番目部分波断面積の上限となる。また、 $E=E_0$ で $\sin\delta_l=1$ が実現するとき、その近辺では $\delta_l=(\pi/2)+(2/\Gamma_l)(E-E_0)$ (ただし、 $(2/\Gamma_l)=(d\delta_l/dE)_{E=E_0}$) であり、 l 番目部分波断面積は共鳴散乱型エネルギー依存性

$$\sigma_l(E)=\frac{\pi}{k^2}(2l+1)\frac{\Gamma_l^2}{(E-E_0)^2+\Gamma_l^2/4} \quad (2)$$

を示す。 E_0 を共鳴単位、 Γ_l をその半幅幅という。非弾性散乱が起る場合、 δ_l は虚数部をもつ。なお、微分断面積などの実験値から δ_l を求めることを「位相のずれ解析」という。

部分幅 [英 partial width, 独 Partialbreite, 仏 largeur partielle, 露 парциальная ширина] ある系がチャネル β へ単位時間当りに崩壊する割合をチャネル β に対する部分幅という。この系の平均寿命を τ とすると、準位幅が単位時間当りに崩壊する割合 Γ は

$$\Gamma=\frac{\hbar}{\tau}$$

で表される。系が多数のチャネルに崩壊する場合には、系が単位時間当りに崩壊する割合は、これらのチャネルへ単位時間当りに崩壊する割合の和であるから、準位幅 Γ は、部分幅の和になり

$$\Gamma=\sum_{\beta}\Gamma_{\beta}$$

という関係が成り立つ。ここで \sum_{β} は系が崩壊できるすべてのチャネルについての和を表す。

部分分数展開 [英 partial fraction expansion, 独 Partialbruchzerlegung, 仏 décomposition en éléments simples, 露 разложение на простейшие дроби] 複素 z 平面において、 $z=\infty$ を含む全平面に極以外の特異点をもたない関

数(有理関数)はその極を知ることによって有限個の部分分数の和で表される。たとえば

$$\frac{1}{z^2-1}=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{z-1}-\frac{1}{z+1}\right)$$

一方、 $z=\infty$ を真性特異点 (\Rightarrow 特異点) としてもつ有理関数(超越有理関数)は無限個の部分分数の和に展開される。これを部分分数展開という。たとえば、 $\cot z$ の部分分数展開は以下のとおりである。

$$\cot z=\frac{1}{z}+\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{1}{z-n\pi}+\frac{1}{z+n\pi}\right)$$

部分分数展開は、 $|z|<\infty$ で正則で $z=\infty$ に極をもつ有理関数 (z の多項式) が因数分解され、 $z=\infty$ を真性特異点としてもつ超越整関数が無限乗積の形に表されるのに対比される。

超越有理関数の部分分数展開は超越整関数 $f(z)$ の無限乗積表示を求めるのに用いられる。 $f(z)$ の 1 位の零点を a_n ($\lim_{n\rightarrow\infty}|a_n|=\infty$) とすると $f'(z)/f(z)$ は超越有理関数となり、その部分分数展開は

$$\frac{f'(z)}{f(z)}=\frac{f'(0)}{f(0)}+\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{1}{z-a_n}+\frac{1}{a_n}\right)$$

となる。これを 1 回積分することにより

$$f(z)=f(0)\exp\left(\frac{f'(0)}{f(0)}z\right)\prod_{n=1}^{\infty}\left(1-\frac{z}{a_n}\right)\exp\left(\frac{z}{a_n}\right)$$

が得られる。

部分平衡 [英 partial equilibrium, 独 partielles Gleichgewicht, 仏 équilibre partiel, 露 частное равновесие]

物質系において熱平衡が部分的に成立している場合をいう。非平衡状態にある物質系が熱平衡に近づく場合、熱平衡に達するために要する時間(緩和時間)は、そのとき生じる不可逆変化の種類によりまちまちである。例として 2 種類の気体 A、B の混合気体を考える。気体の成分比が空間的に一様でなければ、気体内で拡散が起り成分比の一様な状態に達する。そのときの緩和時間を τ_1 とする。次に、気体 A、B 間に $A+B\rightarrow AB$ の化学変化が起るとする。この化学変化が進行し、3 種類の気体 A、B、AB 間で化学平衡が成立するまでの緩和時間を τ_2 とする。通常、気体における拡散は速やかに起るが、化学反応速度は低温では遅く、 $\tau_1\ll\tau_2$ となることがある。このとき、 $\tau_1<t<\tau_2$ の時間帯では成分比の一様性に関しては熱平衡にあるが、化学平衡は成立していない。このような場合、物質系は部分平衡の状態にあるという。

物質系が熱平衡に到達するために要する時間は系の大きさに依存し、大きな系ほど長時間を要する。したがって、系の一部分の狭い領域に注目すると、系全体が熱平衡になる前にその領域内で熱平衡がほぼ成立する。たとえば、系を不均一に熱したのち放置すると、初め、系の部分部分が異なる温度の熱平衡になり、しかる後に高温領域から低温領域に熱が流れて、系全体が熱平衡になる。その中間段階も部分平衡の一例である。一般に、熱平衡に達するまでに起る不可逆変化が何種類もあり、その緩和時間に開きがある場合、中間の時間帯で部分平衡の状態が生じる。

部分偏光 [英 partial polarization, 独 partielle Polarisation, 仏 polarisation partielle, 露 частичная поляризация] 偏光状態が、常にただひとつに決まっている完全偏光の成分と、全く不規則な非偏光の成分とを併せもつような偏光のこと。自然の光も人工光も、ほとんどが部分偏光

である。どの程度完全偏光の成分をもっているかを表すのに普通、偏光度が用いられる。

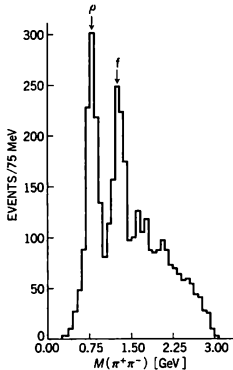
部分放電 [英 partial discharge, 独 Teilentladung, 仏 décharge partielle, 露 частичный разряд] ⇒ 放電破壊

部分モル量 = モル比量

不変質量 [英 invariant mass, 仏 masse invariante, 露 инвариантная масса]。物理的には静止質量または質点の固有質量に同じ(⇒静止質量)。通常の原子の質量や、電子のように安定な素粒子の静止質量は直接に測定することができる。しかし、素粒子の場合、一般には、非常に短い時間で複数個のほかに素粒子に崩壊するのが普通である。このように不安定な素粒子の静止質量は、そのエネルギーや運動量を直接に測定することができず、崩壊後の粒子のエネルギー運動量を測定することにより、間接的に求めることになる。こうして求められた粒子の静止質量を特に不変質量とよぶ。ベクトル型の中子中間子 ρ^0 メソンは π^+ と π^- に崩壊するが、その質量は、測定された π^+ , π^- のエネルギーおよび運動量を、おのおの、 $(E^+, p_x^+, p_y^+, p_z^+)$, $(E^-, p_x^-, p_y^-, p_z^-)$ とすると、不変質量(M)の公式

$$M^2 = (E^+ + E^-)^2 - (p_x^+ + p_x^-)^2 - (p_y^+ + p_y^-)^2 - (p_z^+ + p_z^-)^2$$

によって求められる。 π -中間子は比較的安定なので、そのエネルギーや運動量は直接に測定でき、したがって ρ メソンの質量も間接的ながら計算により確定できる。 ρ^0 メソンの固有質量を決める例を $\pi^+\pi^-$ 反応の泡箱実験の結果から得られた π^+ , π^- の不変質量分布によって図に示す。 ρ メ



ソン, ρ メソンなどの鋭いピークが質量スペクトルに現れている。1960年代から1980年代にかけて、多くの中間子やバリオンが、このような不変質量分布を調べることにより発見され、その質量が決められた。不変質量は、実験系でも重心系でもまったく同じ値をとり(ローレンツ不変)、このことから「不変質量」の名がつけられている。

普遍性 [英 universality, 独 Universalität, 仏 universalité, 露 универсальность] 統計力学、特に相転移の統計力学では、臨界現象を特徴づける臨界指数が体系の細かいことによらず、体系の次元、対称性、相互作用の有効距離などの基本的なパラメーターのみに依存することを臨界指数の普遍性という。しかし、エイト・バーテックス模型のように、臨界指数が相互作用の強さとともに連続的に変わるような例が発見されて、弱い普遍性という概念が提唱された。すなわち、相関距離 $\xi \sim \epsilon^{-\nu}$ (ただし、 $\epsilon \equiv (T - T_c)/T_c$, T_c は相転移点)を用いて定義された臨界指数 $\tau = \gamma/\nu$, $\beta = \beta/\nu$ などが、体系の細かいことによらず普遍的で

あることを弱い普遍性(weak universality)という。相転移にとって、相関距離のほうが温度差 ϵ よりも基本的であることを考えれば、この弱い普遍性はごく自然に受け入れられる。エイト・バーテックス模型では γ, β, α などが相互作用の強さとともに連続的に変化するので奇妙に見えるが、これはすべて ν が連続的に変わるためであり、規格された γ, β は二次元イジング模型と同じ値をとり、普遍である(⇒エイト・バーテックス模型)。すなわち、弱い普遍性はこの場合でも成り立っている。これはさらに、動的臨界現象にも拡張され、臨界緩和指数 d に対して、 $d \equiv d/\nu$ が普遍であることが主張され、モンテカルロ法による計算でも確認されている。

普遍定数 [英 universal constant, 独 universelle Konstante, 仏 constante universelle, 露 универсальная константа] 物理学に用いられるいろいろな定数のうち、基本的な定数で、座標のとりかたなどに関係なく、常に一定の値を保つもの。真空中の光速、プランク定数、万有引力定数、電気素量、微細構造定数、電子や陽子などの静止質量、アボガドロ定数、ボルツマン定数など。

不変 Δ 関数 [英 invariant Δ function, 独 invariante Δ -Funktion, 仏 fonction Δ invariante, 露 инвариантная Δ -функция] クライン-ゴルドン方程式の基本解、すなわち

$$(\square - m^2)f(x) = -\delta^4(x)$$

を満足する関数(正確には超関数)、およびそれらの一次結合を不変 Δ 関数という。 $x^0 < 0$ で0となる遅延型 $\Delta_R(x)$, $x^0 > 0$ で0となる先発型 $\Delta_A(x)$, ファインマンの境界条件を満たす $\Delta_F(x)$ や、 $\Delta(x) = \Delta_A(x) - \Delta_R(x)$ などがよく用いられる。不変とはローレンツ変換で不変の意味であり、 Δ (デルタ)とはある意味でディラックの δ 関数の一般化となっているからである。たとえば、 $m=0$ の場合には Δ の代りに D と書くことが多いが、 $t < 0$ で、 $D_R(x) = (1/4\pi r)\delta(t-r)$ となっており、 δ 関数そのものである。場の量子論では、自由スカラー場 $\phi(x)$ に対して

$$[\phi(x), \phi(y)] = i\Delta(x)$$

$$\langle 0|T(\phi(x)\phi(y))|0\rangle = \frac{1}{2}\Delta_F(x)$$

$$= \frac{-i}{(2\pi)^4} \int \frac{e^{ikx} d^4k}{k^2 + m^2 - i\epsilon}$$

となり、摂動論的な計算では不変 Δ 関数が基本的な役割を果たしている。

不変部分空間 [英 invariant subspace, 独 invarianter Teilraum, 仏 sous-espace invariant, 露 инвариантное подпространство] V を有限次元ベクトル空間とし、 \mathfrak{L} を V における一次変換からなるある集合とする。 V のベクトル部分空間 U が条件; $T \in \mathfrak{L}, v \in U \Rightarrow Tv \in U$ を満たすならば、 U を \mathfrak{L} に関する不変部分空間という。 V 自身および $\{0\}$ は不変部分空間である。この2つを自明な不変部分空間という。

V に、自明な不変部分空間以外に、 \mathfrak{L} に関する不変部分空間が存在するための必要十分条件は、 V の1つの基底をとれば、それに関する \mathfrak{L} のどの一次変換の行列も

$$\begin{pmatrix} A & B \\ 0 & C \end{pmatrix}$$

の形に表されることである。

V に、自明な不変部分空間以外に、 \mathfrak{L} に関する不変部分空間が存在しないときには、 \mathfrak{L} は既約であるという。また

空間 V は \mathfrak{L} に関して既約であるともいう。次に、 V が \mathfrak{L} に関して既約な不変部分空間の直和で表されるときには、 \mathfrak{L} は完全可約であるという。

\mathfrak{L} が完全可約であるための必要十分条件は、 \mathfrak{L} に関するどんな不変部分空間 U に対しても、 $V=U \oplus W$ を満たすような \mathfrak{L} に関する不変部分空間 W が存在することである。

U, U' を V のベクトル部分空間とすると、 U から U' の上への正則な一次変換 S で

$$S(Tv) = T(Sv) \quad (\forall T \in \mathfrak{L}, \forall v \in U)$$

を満たすものが存在するならば、 U と U' とは \mathfrak{L} 同型であるという。

\mathfrak{L} を V における一次変換からなる完全可約な集合とし

$$V = V_1 \oplus \cdots \oplus V_k = V'_1 \oplus \cdots \oplus V'_k$$

を V の二通りの、 \mathfrak{L} に関して既約な不変部分空間への直和分解とすれば、 $k=k'$ であって、必要に応じて番号を付け変えれば、各 $i=1, \dots, k$ に対して V_i と V'_i とは \mathfrak{L} 同型となる。

不変部分群 [英 invariant subgroup, 独 invariante Untergruppe, 仏 sous-groupe invariant] \Rightarrow 剰余群

不変面 [英 invariable plane, 独 invariable Ebene, 仏 plan invariable, 露 неизменная плоскость] \Rightarrow ボアンソンの定理

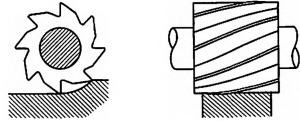
不変量 [英 invariant, 独 Invariante, 露 инвариант] 変数 x の関数として表される物理量 A があって、変数 x がなんらかの変換を受けても A が変わらないとき、 A をその変換に対する不変量という。ここで、量 A は 1 つの変数でなく、いくつかの変数 x_1, x_2, x_3, \dots で表されていてもよい。このような変換は物理学には限りなくあるが、最もよく現れるのは、空間や時間の座標の変換である。空間座標の変換(平行移動および回転)に対する不変量は、スカラー量やテンソルの対角和などであるが、テンソル形式で書かれている物理法則の形も不変に保たれる。古典力学におけるガリレイ変換は 2 つの慣性系の間の時間の含む変換であるが、この場合には加速度が不変量であり、したがってニュートンの第二法則はガリレイ変換によって形を変えない(\Rightarrow ガリレイの相対性原理)。特殊相対性理論におけるローレンツ変換は、相対速度が一定である 2 つの慣性系の間での変換であるが、この場合には、もはや加速度は不変量ではなく、四次元スカラー量である四元座標ベクトルの大きさ($x^2+y^2+z^2-c^2t^2$)や四元運動量ベクトルの大きさが不変量となる。このほか、座標については、空間反転や時間反転などの変換もあるが、これらの変換に対する物理量や物理法則の不変性はしばしば対称性とよばれている。座標変換以外の変換、たとえば正準変換に対する不変量はポアソン括弧やラグランジュ括弧式であり、よく使われるユニタリ変換に対してはエルミート形式が不変に保たれる。量子力学においては、スピン、電荷など粒子の内部量子数に関する変換に対する不変性が重要な役割を果たしている。また、電荷の保存を保証する電気力学のゲージ変換に対する不変性は最近のゲージ理論の指導原理となっている。

浮遊溶融法 [英 floating zone-melting method, 独 Fließzonenmethode, 仏 méthode fusion de zone flottante, 露 метод бестигельной перекристаллизации] \Rightarrow 帯溶融法

浮遊電位 [英 floating potential, 独 freies Potential,

仏 potentiel flottant, 露 плавающий потенциал] \Rightarrow ラングミュア・ブローブ

フライス加工 [英 milling, 仏 usinage de fraise, 露 фрезерование] 切削加工法の一つであり、工具にフライスを用い、角物形状部品の平面、曲面、みぞの歯車などの加工を行う。図には例として平フライスを示す。この場合



回転しているフライス工具に加工物が一定速度でおしつけられ平面がつくられる。工作機械にはフライス盤が用いられるが、高度の自動化、能率化をはかった作業では、多数の工具を保持しつつこれを自動交換することが可能で、フライス加工を中心に、旋削加工、穴あけ加工も行えるマシンニングセンター(MC)が用いられるようになっていく。

ブライト-ウィグナーの公式 [英 Breit-Wigner formula, 独 Breit-Wigner-Formel, 仏 formule de Breit-Wigner, 露 формула Брейта-Вигнера] \Rightarrow 共鳴公式

ブライトネス [英 brightness, 独 Brightness, 仏 brilliance] 荷電粒子ビームの性質やイオン源の性能を表すのに用いられる量で、ビームの進行方向を直角座標系の z 軸にとったとき、ブライトネス B は (x, x', y, y') の四次元空間における電流密度である。すなわち電流 I のビームが (x, x', y, y') の空間で V の体積を占めれば

$$B = \frac{I}{V} = \frac{I}{(\pi^2/2)\epsilon_x \epsilon_y}$$

となる。ここで ϵ_x, ϵ_y は x, x' 面, y, y' 面でのエミッタンスである。 x', y' は粒子の進行方向と z 軸との間の角であるから、粒子が加速されると ϵ_x, ϵ_y は小さくなる。そこで速度が変化しても保存する $\epsilon_{nx} = \beta r \epsilon_x$, $\epsilon_{ny} = \beta r \epsilon_y$ を使って、規格化されたブライトネス

$$B_n = \frac{I}{(\pi^2/2)\epsilon_{nx} \epsilon_{ny}}$$

$$\left(\beta = \frac{v}{c}, r = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \right)$$

を用いる。

ブライト・ハミルトニアン [英 Breit Hamiltonian, 独 Breitsche Hamiltonoperator] \Rightarrow ブライト方程式

ブライト方程式 [英 Breit equation, 独 Breitsche Gleichung] 二電子系の相対論的な波動方程式を近似するものとして 1929 年に G. Breit が導入した方程式で、次のように書かれる。

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi = \left[H_1 + H_2 + \frac{e^2}{r_{12}} + \frac{e^2}{2r_{12}} \left(\alpha_1 \cdot \alpha_2 + \frac{(\alpha_1 \cdot r_{12})(\alpha_2 \cdot r_{12})}{r_{12}^2} \right) \right] \psi$$

ただし、 H_i ($i=1, 2$) はディラック・ハミルトニアン

$$H_i = \alpha_i \cdot (-i\hbar \nabla_i + eA(r_i)) + mc^2 \beta_i - e\phi(r_i)$$

を表す(\Rightarrow ディラック方程式)。 ϕ, A は外場のポテンシャル。二電子系の波動関数 ψ は電子の位置 r_1 と r_2 を変数とし、それぞれの電子についての 4 つのスピンノール成分に対応して 16 個の成分をもつ。ディラック行列 α_i, β_i は $i=1, 2$ に応じて、 ϕ のそれぞれのスピンノール成分に作用する。 $r_{12}=r_1-r_2$ 。右辺の [] の中をブライト・ハミルトニアンとよぶ。電子間相互作用を表す項は、1 つの光子を交換する過程からの寄与を $O((v/c)^2)$ まで取入れた近似

で、瞬間的なクローン相互作用に遅延効果を含む最後の項が加わっている。この最後の項を、ブライト演算子とよぶこともある。この項は、電荷密度は時間によるが電流密度は静的であると考えたときの磁場のエネルギーを古典的に求め、電流密度 $e\mathbf{v}_i\delta(\mathbf{r}_i)$ を $ec\mathbf{a}_i\delta(\mathbf{r}_i)$ に置換えることによって得られる。いずれにしても、上記の電子間相互作用は近似的なものであり、ローレンツ変換で共変な形にはなっていない。ディラック方程式に対するパウリ近似と同等の近似をすることで、ブライト・ハミルトニアンをスピン演算子を含む下記の形に置換えることができる(⇒パウリ近似)。簡単のために外場はないとする。2つの電子の重心系で考えて、 $\mathbf{p}=\mathbf{p}_1=-\mathbf{p}_2$ 、 $\mathbf{r}=\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2$ とすると、近似されたハミルトニアンは

$$H = \frac{1}{m^2} \frac{1}{4m^2 c^2} p^4 + \frac{e^2}{r} + \frac{e^2}{2m^2 c^2} \frac{1}{r} \left[p^2 + \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{p})^2}{r^2} \right] - \frac{e^2 \hbar}{m^2 c^2} \frac{\mathbf{r} \times \mathbf{p}}{r^3} \cdot (\mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2) + \frac{e^2 \hbar^2}{m^2 c^2} \left[-\frac{8\pi}{3} \delta(\mathbf{r}) + \frac{1}{r^3} (\mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2 - \frac{3(\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}_1)(\mathbf{r} \cdot \mathbf{s}_2)}{r^2}) \right] - \frac{\pi e^2 \hbar^2}{m^2 c^2} \delta(\mathbf{r})$$

ただし、 \mathbf{s}_1 、 \mathbf{s}_2 はそれぞれの電子のスピン演算子。第二項は運動エネルギーに対する相対論的な補正、第四項は遅延効果による補正を表す。また、第五項と第六項は、それぞれ、スピン・軌道相互作用とスピン・スピン相互作用を表す。最後の項は、ダーウィン項に対応する接触相互作用である(⇒ダーウィン項)。ブライト方程式は、ブライト演算子の最低次の摂動の範囲では正しい答を与え、ヘリウム原子やボジトロニウムのエネルギー準位の計算などに使われている。図

フライングスポット管 [英 flying-spot tube, 仏 tube à spot de balayage, 露 электроннолучевая трубка с бегущим лучом] ⇒ ブラウン管

ブラウン, K.F. Braun, Karl Ferdinand 1850.6.6—1918.4.20 ドイツの物理学者。フルダ(現在は西ドイツ)で生れ、マールブルクおよびベルリンの大学で学び、1872年に振動論で学位を取得。ドイツ各地の大学で仕事をしたが、1880—83年の期間と1895年以後はシュトラスブルク(ストラスブール)に住み、シュトラスブルク大学の物理学教授と物理学研究所所長を務めた。特許権問題で証人としてアメリカへ呼ばれ、第一次世界大戦のため本国にとどまり、ニューヨークで病没した。ビュッツブルク大学でG. H. Quinckeの助手として働いた後、ライプツヒ大学へ移った1874年に、24歳のBraunは、ある種の鉱石(半導体)の整流作用を発見した。この知見は、20世紀初期になって初めて鉱石検波器に応用され、また20世紀後半にはトランジスター工業として開花した。1887年に彼が発表した熱力学上の所見(平衡状態が外的条件によって乱されたときの状態変化の向きに関するもの)は、H. L. Le Châtelierの所見(1884年)と合わせてル・シャトリエーブラウンの原理とよばれる。1897年には、陰極線オシロスコープ(いわゆるブラウン管)を発明し、電気・電子・通信・画像などの分野の実験と技術に多大の便宜を提供した。そのほか、高周波回路、アンテナ、電気計測、無線通信にさまざまな寄与をし、1909年G. M. Marconiとともに、ノーベル物理学賞を受けた。

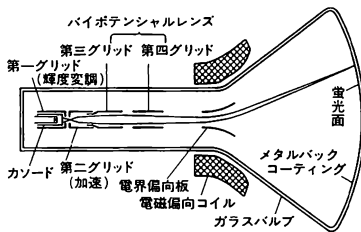
ブラウン, R. Brown, Robert 1773.12.21—1858.6.10 イギリスの植物学者。スコットランドのモントローズに生

れる。初め医学を修めたが、後到大英博物館で植物学を専門に研究するようになった。彼の名を不朽のものにしたブラウン運動は、1827年6月、ある植物(*Clarkia pulchella*)の花粉を水に浮遊させて顕微鏡で観察しているときに発見された。水の中で、花粉の細胞が壊れてその内容物の微粒子が出てきたが、その微粒子が休みなく不規則な運動を続けているのが見られた。彼は、このような運動が、水の中に浮遊している岩石の粉のような無機物の微粒子にも見られることを発見し、1828年にそれを小論文として発表した。この現象が物理学者の注目を引くようになったのは1860年以降のことである。

ブラウン運動 [英 Brownian motion, 独 Brownsche Bewegung, 仏 mouvement brownien, 露 брауновское движение] 最も極限された意味でのブラウン運動とは、液体中に浮遊する微粒子が行う不規則な運動で、1828年にR. Brownがそのような運動を植物の花粉の中から出てくる微粒子について発見したことから、この名がついている。この運動は、熱運動を行っている液体の分子が絶えず微粒子に衝突してくるために、いいかえれば微粒子が熱運動をしている液体分子と相互作用しているために起るものであることが、1905年にA. Einsteinによって明らかにされた。その後P. Langevinは、粒子に働く不規則な力を考慮に入れた確率的な運動方程式によってブラウン運動がうまく記述できることを見いだした。これが(狭義の)ランジュバン方程式である。

花粉に含まれる微粒子に限らず、熱運動をしている媒質中に埋まされた粒子、あるいはより一般に、熱運動を行っている微視的な力学量と相互作用をしている巨視的な物理量は、花粉中の微粒子の場合と同じ理由によって、やはりブラウン運動に似た不規則な運動をするはずである。このうち、狭義のランジュバン方程式によって記述されるもの、すなわちオルンシュタイン・ウーレンベック過程(⇒確率過程)として記述されるものをブラウン運動というのが通常のよび方である。また、狭義のランジュバン方程式では記述されないが、広義のランジュバン方程式、すなわち揺動力の項をもつ微分あるいは微積分方程式によって記述されるものもブラウン運動とよぶことがある。これは、熱運動によって起る巨視的な物理量の不規則な運動をすべてブラウン運動とよぶのにはほとんど等しい。これらの運動はまた、巨視的な物理量の運動という意味でマクロブラウン運動とよばれることもある。微視的な量の熱運動を自身をもブラウン運動とよぶのが最も広いよび方であるが、通常はこれはミクロブラウン運動とよんで、マクロブラウン運動と区別する。

ブラウン管 [英 Braun tube, 独 Braunsche Röhre, 仏 tube de Braun, 露 трубка Брауна] 電子銃から出た電子線を蛍光面上に集束させて光点をつくり、この電子線を電界(静電)偏向あるいは電磁偏向によって偏向させ、光点の軌跡を観測できるようにした電子管。1897年ドイツのK. F. Braunが考案し、測定用、テレビジョン用、レーダー用、CRTディスプレイ(cathode ray tube display; 情報表示)用など各種の用途がある。ブラウン管はガラス管球、電子銃、偏向系、電子ビーム走行部、蛍光面によって構成される(図参照)。ただし、偏向は電場、磁場いづれか一方を使用する)。ガラス管球は真空容器を形成するとともに、表示部である蛍光面の基板となる。ガラスの素材はソーダバリウムガラスを基本に、X線吸収率の大きいも



のが選ばれ、蛍光面では熱特性、耐薬品性が考慮される。

電子銃は、カソード、第一、第二グリッド、および集束レンズ系を内蔵する。カソードから放出された電子流は第一グリッドの細孔を通して第二グリッドによって加速され、十分に径の絞られた電子ビームとなって集束レンズ系にはいる。集束レンズ系は電子ビームを蛍光面上に集束させて光スポットを発光させる。一般のブラウン管電子銃の集束レンズとしては、静電レンズが多く用いられる(⇒静電レンズ)。なお第一グリッドに加える電圧を制御することによってカソードからの放出電子流の量を制御し光スポットの輝度変調を行うことができる。

偏向系は集束作用を受けた電子ビームを偏向させ、蛍光面上に走査線や観測波形を描かせる。電磁偏向ではブラウン管の首の部分に置いた偏向コイルに電流を流し、その磁場により電子ビームを偏向する。電界偏向では電子銃の先端に置かれた偏向板に電圧をかけ、板間の電場により電子ビームを偏向する。電界偏向の方が電磁偏向に比べて速い偏向が可能であり、観測用ブラウン管に多く用いられる。

偏向部と発光蛍光膜の間の、ビームが走る部分では、この区間で電子速度低下を防ぐために、導電性の塗料を管の内側に塗布し、これを電子銃の最終段レンズに接続して加速電場をつくるなどの処置を施す。蛍光体は発光色、明るさ、残光性により用途に応じて選択される。加速電圧が5kV 以上の場合は、イオン焼け防止、散乱電子によるハレーション防止などのため、蛍光面の内側に Al の薄膜を付ける。これをメタルバックという。

ブラウン管の特殊用途のひとつとして、フライングスポット管がある。これはブラウン管を受像器としてではなく、フィルム送像に使用する光スポットの走査器として利用するもので、高輝度、高解像度、短残光性の管が使われるが普通蛍光面上のスポット径は数十 μm で、これを大口径レンズによりフィルム上で数 μm に投影する。そのほか、情報技術の発達に対応するため、ブラウン管に入力された情報信号を蓄積、再生する技術の発達が著しい。

フラウンホーファー Fraunhofer, Joseph 1787.3.6—1826.6.7 ドイツのガラス職人、物理学者。ガラス職人の子としてシュトラウビングに生れる。基礎教育を受けた後、父のガラス工場で働く。1798年両親が死に、彼はミュンヘンの鏡工場に奉公に出された。1801年その工場が倒産するが、この話を Maximilian 選帝侯が聞き、彼に多額の金を与えた。彼はその金で投資をしたが失敗し、1804年ミュンヘンの科学機器会社に入る。1819年ミュンヘンのバイエルン科学協会に加わり、1823年同協会の物理博物館長そして同協会の名誉教授となり、物理学と幾何学を教えたが、病氣になりすぐ中断する。晩年にはエルランゲン大学から博士号を授与された。太陽スペクトルの暗線は、1802年イギリスの W. H. Wollaston により発見され

たが、Fraunhofer も 1814 年に独立にこれを見出した。彼は異なる色の光について、さまざまなガラスの分散力を測定する方法を研究していた。この測定に使う単色光を探していたところ、ロウソクの芯に油を含ませると輝線を出すことを発見した。そしてこの輝線が太陽光線にもあることを期待して、太陽光をプリズムで分けたところ、600 本近い暗線を観察した。彼がこの太陽暗線に A 線、B 線、C 線などの名称をつけたため、これらの暗線はフラウンホーファー線とよばれるようになった。彼のスペクトル線の研究は、後のスペクトル分析の研究の発端となった。

フラウンホーファー音場 [英 acoustic Fraunhofer field, 独 akustisches Fraunhoferfeld, 仏 champ acoustique de Fraunhofer, 露 фразунгоферово звуковое поле] = 遠距離音場

フラウンホーファー線 [英 Fraunhofer lines, 独 Fraunhofer-Linien, 仏 lignes de Fraunhofer, 露 линии Фраунгофера] 太陽スペクトル中に見られる暗線(吸収線)で、J. Fraunhofer によって発見された。太陽からの光が、途中の太陽大気中の原子や、地球大気中の分子によって吸収されるために生じる。主な線には A 線、B 線、C 線、D 線のような名称が決められている。また、これらの線は、対応する発光線に対しても、たとえば、Na の D_1 , D_2 線のようによばれ、一般的にスペクトル線の名称としても用いられている。おもなフラウンホーファー線の波長とその名称を表に示す。

おもなフラウンホーファー線の波長とその名称

名 称	波長[nm]	原 因	名 称	波長[nm]	原 因
A	759.37	O ₂ *	H	396.849	Ca*
B	686.995	O ₂ *	K	393.368	Ca*
C	656.282	H	L	382.044	Fe
D ₁	589.594	Na	M	372.764	Fe
D ₂	588.998	Na	N	358.121	Fe
d(D ₃)	587.562	He	O	344.102	Fe
E	526.956	Fe		344.063	Fe
F	486.134	H	P	336.119	Ti*
G	{ 430.791 430.775	{ Fe Ca			

• 地球大気中

フラウンホーファーの回折 [英 Fraunhofer diffraction, 独 Fraunhofer'sche Beugung, 仏 diffraction de Fraunhofer, 露 дифракция Фраунгофера] 光の回折において光源と観測点とがともに回折物体(開口または障害物)より無限遠にあるとみなせる場合をいう。フレネル-キルヒホッフの回折積分において、開口上で変化するものは指数関数 $\exp\{ik(r_0+r)\}$ (r_0 と r は光源と観測点の開口上の点からの距離、 $k=2\pi/\lambda$, λ は波長)だけであると考えると、その指数を開口上にとった x, y 座標で展開したとき、 x, y の二次以上の項が無視できる場合に相当する。回折像の振幅分布は、入射方向と回折方向の x, y 座標系での方向余弦(l_0, m_0)と(l, m)の差 $p=l-l_0$, $q=m-m_0$ の関数として次のように表される。

$$u(p, q) = C \int_{\text{開口}} \exp\{-ik(p\xi + q\eta)\} d\xi d\eta$$

この式は次のフーリエ変換の形に書ける。

$$u(p, q) = \iint_{-\infty}^{\infty} G(\xi, \eta) \exp\{-ik(p\xi + q\eta)\} d\xi d\eta$$

ここで G は

$$G(\xi, \eta) = \begin{cases} \text{定数 } C & (\text{開口内の点で}) \\ 0 & (\text{開口外の点で}) \end{cases}$$

で定義される関数で、開口の形状を表し、瞳関数とよばれる。したがって、フラウンホーファーの回折による回折像の振幅分布は瞳関数のフーリエ変換に比例する。

フラウンホーファー・ホログラム [英 Fraunhofer hologram, 独 Hologramm vom Fraunhoferischen Typus, 仏 hologramme de Fraunhofer, 露 голограмма Фраунгофера] 物体に対して記録用感光材料面がフラウンホーファーの回折領域にあるような配置でつくられるホログラム。ホログラム面には参照波(D. Gabor の提案したホログラフィーでは直接透過波)が、物体のフラウンホーファー回折像、数学的にいえばフーリエ変換像で変調された一種の干渉縞が記録される。再生の段階でこのホログラムを照明すれば、干渉縞が一種の回折格子として作用し、照明波の向きを変えたと同時に、再生像面ではホログラム透過波(または反射波)のフラウンホーファーの回折、数学的にいえばフーリエ(逆)変換が行われ像が再生する。感光材料面をフラウンホーファーの回折領域におくのに、物体をファースフィールドの条件(物体の広がり の最大値を $2a$, 用いる光の波長を λ としたとき物体と感光材料面との距離 $z \gg a^2/\lambda$ である)を満足するように配置する場合と、レンズを使って物体から出る光波が集光する位置に感光材料面を配置する場合とがある。前者では Gabor の提案した配置を用いても共役像の影響が出ず、良質な再生像が得られる特徴がある。

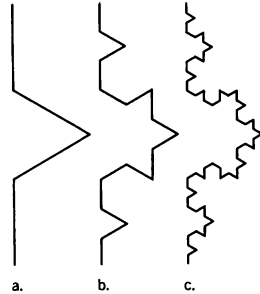
ブラーエ Brahe, Tycho 1546. 12. 14—1601. 10. 24 デンマークの天文学者。クヌードストルプの貴族の家柄に生れた。コペンハーゲン、ライプチヒ、ロストック、アウクスブルクの各大学で学んだ後、1570 年に故郷に戻った。14 歳のときに目撃した日食から深い感銘を受け、早くから天文学者への道を志していたが、彼の名声を一挙に高めたのは、1572 年に突如カシオペア座に出現した新星に関する観測と研究であった。当時はまだ Aristoteles の宇宙論に従って、天上界は不生不滅の存在とみなされていたので、この現象は地上界に生じたものであると一般に信じられた。だが彼は多数の詳しい観測に基づいて、これが恒星天に属する現象であることを証明したのである。1576 年、彼はデンマーク王 Frederick 二世によって宮廷天文学者として召しかかえられ、フベーン島(現在はスウェーデン領)を封土として授与された。そしてこの島に当時としてはヨーロッパ最大の天文観測所を設け、以後 20 年近くにわたって、恒星と惑星のほかに、時折出現する彗星をも系統的に観測した。その観測精度は従来のものと比べて極めて高く、時には肉眼で識別可能な限度近くまで達した。その際、大気による光の屈折に対しても慎重な考慮が払われた。まだ N. Copernicus の場合にも見受けられた古代ギリシアや中国アラビアの観測データへの著しい依存からの脱却は、ここで彼によつてはじめて実現された。そのため彼はしばしば「近代観測天文学の父」とよばれる。天文理論家としてはほとんど凡庸の域を出なかったが、1588 年にいわゆる Brahe の体系を提唱した。これは運動学的には Copernicus の太陽静止座標系を地球静止座標系に転換したものにすぎない。晩年にはデンマーク王室と確執を起し、ブラハに移住しドイツ皇帝 Rudolf 二世に仕えた。彼の死後、助手の J. Kepler はその膨大な観測データを譲り受けて、惑星の楕円運動に関する 3 法則を導出した。

[主著] *Astronomiae instauratae mechanica*, 1598; *Astronomiae instauratae progymnasmatata*, 1602.

フラクソイド [英 fluxoid, 独 Fluxoid, 仏 fluixuide, 露 флюксонд] = 磁束量子

フラクソイド量子化 [英 fluxoid quantization, 仏 quantification de fluixuide, 露 квантование флюксонда] = 磁束量子化

フラクタル [英 fractal] もともと「半端な」という形容詞であるが、B. B. Mandelbrot は、自己相似性を持ち、非整数のハウスドルフ次元をもつ図形を一般にフラクタルと名詞化してよび、その図形の特徴をハウスドルフ次元で表現し、特に、フラクタル次元と名づけた(1975 年)。



自己相似な図形とは、たとえば、図のコッホ曲線のように、部分と全体とがその構造において相似になる図形である。このような自己相似な図形は、長さの尺度(スケール)を $r < 1$ に小さくとると、その図形の面積や体積は、もとの $(1/r)^d$ 倍になる。このとき d は、一般に非整数になり、フラクタル次元となる。たとえば、図のコッホ曲線では、 $r=1/3$ であり、曲線の長さはスケールを $r=1/3$ にすると 4 倍になるから、 $3^d=4$ より、 $d=\log 4/\log 3=1.26\cdots$ とフラクタル次元になる。海岸や山の形の複雑さを、このフラクタル次元を用いて表現すると便利である。相転移のクラスターの構造もフラクタル次元を用いて表現され、臨界指数はこのフラクタル次元を用いて表されることが示されている。このほか、フラクタルなブラウン運動の概念や、カオスのフラクタルなアトラクターなど、非常に多くの分野で、フラクタルという概念が便利に使われている。

ブラケット [英 fl bracket, 独 Klammer, 露 скобка] 量子力学系の状態は無限次元のベクトル空間の元として表されるが、P. Dirac はその教科書「量子力学」の第三版(1947 年)以来、これをケットとよんでいる。この記法ではケットを $|A\rangle$ のように記す。ケットの空間の双対空間がブラの空間であって、ブラは $\langle B|$ のように記す。ブラケット $\langle B|A\rangle$ は 2 つのベクトルの内積であり、したがって複素数値をとる。一方、 $|A\rangle\langle B|$ はケットの空間の上の演算子となり、たとえば $\{|n\rangle; n=0, 1, \dots\}$ で表されるケットの集合が完全系をなすことは $\sum_{n=0}^{\infty} |n\rangle\langle n| = I$ で

表現できる。また位置演算子 \hat{x} の固有状態を $|\hat{x}\rangle$ と $\langle \hat{x}|$ で定義すれば、 $|\hat{x}\rangle$ という状態の波動関数は $\psi(\hat{x}) = \langle \hat{x} | \psi \rangle$ である。このように、ブラケット記法は視覚的で扱いやすい。なお、Dirac の記法の数学的基礎づけは、かなりのところまで進んでいるが、まだその自在さをすべて包み込むには至っていない(\Rightarrow リグド・ヒルベルト空間)。

ブラケット Blackett, Patric Maynard Stuart 1897.

11.18—1974.7.13 イギリスの物理学者。ロンドンに生れる。海軍兵学校、海軍大学で海軍将校としての教育を受け、第一次世界大戦に参戦、大尉に昇進後、退役してケンブリッジ大学に入学した。E. Rutherford の下で物理学を勉強し、1921年に卒業した。1923年には、同大学キングズ・カレッジのフェローとなった。

ウィルソン霧箱の改良に熱心に取り組む。1925年 α 線と窒素原子核との衝突により、窒素が酸素の同位体に変換された。ふたまたの飛跡の撮影に成功した。これは核反応を初めて視覚的に示したもので、極めて劇的な成果であった。その後宇宙線の研究に転じ、G. P. S. Occhialini とともに、2本のガイガー・カウンターを用いて荷電粒子が霧箱内を通過したときのみ写真撮影を行う、効率のよい霧箱制御技術を開発した。これにより、1933年に、宇宙線中の電子シャワー現象の存在を明らかにし、また、 γ 線のエネルギーが2個の物質粒子に変換される陽電子・電子対発生現象と、その逆過程の対消滅現象、すなわち陽電子と電子が衝突して γ 線に変換される過程を実験的に確かめるなど数々の成果をあげた。同年にはパーベック・カレッジ物理学教授となり、次いで1937年にはマンチェスター大学ラングワーシー物理学教授に就任した。

第二次世界大戦の間は、軍の科学顧問として強力な作戦研究グループを編成し、対Uボート作戦の分析などに統計学的方法を導入するなどの貢献をしている。戦後は、1953年にロンドン大学インペリアル・カレッジの物理学教授となり、またロイヤル・カレッジ学部長(1955～60年)、インペリアル・カレッジ副学長(1961～64年)を兼任する一方、核兵器の危険性を指摘するなど科学者としての平和活動にも取組んだ。

再開した宇宙線研究のなかで、「奇妙粒子」とよばれる短寿命素粒子の最初の2例が、弟子の G. D. Rochester と C. C. Butler によって発見され、素粒子の多様性解明への端緒を開いた。後に地球磁場と岩石磁気の研究に進み、地質学的時代にさかのぼる地球磁場の強度や方向を分析し、A. L. Wegener らの大陸移動説を岩石磁気のデータが強く支持していることを示した。

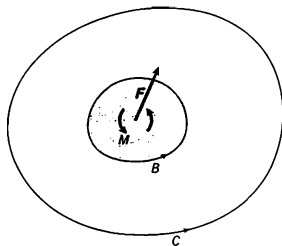
1967年ロンドン王立協会会長に就任。また、ロイヤル・メダル(1940年)、アメリカン・メリット・メダル(1946年)、ノーベル物理学賞(1948年)、コプリ・メダル(1956年)などの受賞歴がある。[主著] *Rayons Cosmiques*, 1934; *Military and Political Consequences of Atomic Energy*, 1948; *Lectures on Rock Magnetism*, 1956; *Atomic Weapons and East-West Relations*, 1956; *Studies of War*, 1962。

ブラケット系列 [英 Brackett series, 独 Brackett-Serie, 仏 série de Brackett, 露 серия Брэккета] ⇒ 水素原子のスペクトル

ブラジウスの公式 [英 Blasius' formula, 独 Blasius-sche Formel, 仏 formule de Blasius, 露 формула Блазиуса] 縮まない完全流体の中に柱状物体が存在し、流体が二次元の渦なし運動を行う場合に、物体が流体から受ける力と回転力を与える公式。力 F の直角座標成分を F_x , F_y , 力のモーメント(z 成分のみ存在)を M とすれば、定常流の場合には次のブラジウスの公式が成り立つ。

$$F_x - iF_y = \frac{1}{2} i \rho \oint_C \left(\frac{df}{dz} \right)^2 dz \quad (\text{第一公式})$$

$$M = -\frac{1}{2} \rho \operatorname{Re} \oint_C \left(\frac{df}{dz} \right)^2 z dz \quad (\text{第二公式})$$



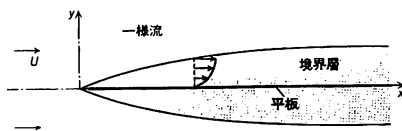
ここで i は虚数単位、 ρ は密度、 f は複素速度ポテンシャル、 $z = x + iy$, Re は実数部である。積分路 C としては、物体を取囲む任意の閉曲線をとることができる。非定常運動の場合には、この公式は次のように一般化される。

$$F_x - iF_y = \frac{1}{2} i \rho \oint_C \left(\frac{df}{dz} \right)^2 dz - i \rho \frac{d}{dt} \oint_B z^* d\Phi$$

$$M = -\frac{1}{2} \rho \operatorname{Re} \oint_C \left(\frac{df}{dz} \right)^2 z dz + \frac{1}{2} \rho \operatorname{Re} \frac{d}{dt} \oint_B z z^* df$$

ただし $z^* = x - iy$, Φ は速度ポテンシャル、 B は物体の周である。

ブラジウスの流れ [英 Blasius' flow, 独 Blasius-Strömung, 仏 écoulement de Blasius, 露 течение Блазиуса] 水のように粘性の小さい、縮まない流体の一定速度 U の速い流れに平行に、半無限平板が置かれたとき、平板のまわりに生ずる層流境界層をブラジウスの流れという。いま、 x, y を図のようにとり、 u, v を x, y 方向の速度成分、



ν を動粘性率としよう。H. Blasius (1908年)は、 $\eta = \sqrt{U/x\nu}$, $f'(\eta) = df/d\eta = u/U$ で定義された η , $f(\eta)$ を圧力勾配が0とおかれた境界層方程式(⇒境界層), および連続の式に代入し、ブラジウスの方程式とよばれている常微分方程式 $ff'' - 2f''' = 0$ を導出し、 $\eta = 0$; $f = f' = 0$, $\eta = \infty$; $f' = 1$ の境界条件で解いて、摩擦抵抗係数や境界層の厚さなどを理論的に信頼できる精度で初めて決定した。すなわち、(1) 長さ l , 幅 b の平板の摩擦抵抗係数 $C_f = 2D/\rho U^2 A = 1.328/\sqrt{R_l}$, ただし D は摩擦抵抗, ρ は密度, A は平板の面積, $R_l = Ul/\nu$ である。(2) x 点の境界層の厚さ δ は、 $U = 0.99U$ を満たす点を境界層の外側と定義するとき、 $\delta \approx 5.0x/\sqrt{R_x}$ となる。ただし $R_x = Ux/\nu$ である。(3) x 点のおきのけ厚さ δ^* は、 $1 - u/U$ を y 方向に境界層内で積分して得られ、 $\delta^* \approx 1.72x/\sqrt{R_x}$ となる。平板上の境界層はレイノルズ数 R_l が $5 \times 10^5 \sim 10^6$ より小さいとき層流であると考えてよく、この場合に上述の結果が有効である。レイノルズ数 R_l が 10^6 より大きいときには、境界層は乱流となるが、乱流の場合、摩擦抵抗係数は層流のときと比較して相当大きくなる。たとえば、長さ l の滑らかな平板上の境界層が乱流であるとき、実験値とよく一致する経験式としてプラントレル・シュリヒティングの式 $C_f = 0.455/(\log R_l)^{2.58}$ が得られている。

フラジェリン [英 flagellin, 仏 flagelline, 露 флагеллин] 細菌のべん毛(フラジェラ)を構成するただ一種類のタンパク質。直径約5nm, 分子量約40000の球状タン

バク質で、単離したべん毛繊維を熱、酸または尿素で処理することにより容易に得られる。べん毛はフラジェリンの一次元重合体である素繊維が11本、互いに平行に緩いらせん状に並び、外径が約15 nmの中空間筒形を成している。べん毛は精製したフラジェリンとべん毛断片とを *in vitro* で適当な条件下で混合するだけで自動的に再構成される。再構成されたべん毛は与えられた物理的・化学的環境に固有の形態(直線あるいは周期が1~数 μm にわたる数種類のらせん)をとり、多型性を示す。べん毛中のフラジェリン分子には少なくとも2つの安定な立体構造がある。そのために素繊維もいずれか一方の構造をとり、この2種類の素繊維の存在比が環境に応じて変化することにより、多型性がもたらされるものと考えられている。フラジェリンのアミノ酸組成の特徴は、システインとトリプトファンを含まないことである。また、 α -ヘリックス(\Rightarrow タンバク質)の含量も低く、多型性をもたらすに必要な柔らかな立体構造をとっているものと考えられる。べん毛はその組成や構造が単純であるため、規則的な生体構造物の代表例のひとつとして、構造解析や構造形成機構の物理的研究のための格好の素材となっている。

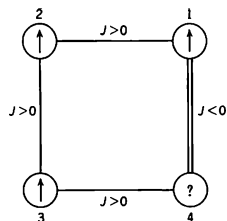
プラスチックシンチレーター [英 plastic scintillator, 独 Plastikszintillator, 仏 scintillateur plastique, 露 пластический сцинтиллятор] \Rightarrow シンチレーター

プラストメーター [英 plastometer, 独 Plastometer, 仏 plastomètre, 露 пластометр] 高分子材料, 特に熱可塑性プラスチックを適当な高温で可塑性させて成形加工する場合, その加工性には可塑性が大きく影響する。また加硫ゴムのような橋かけ高分子においても未加硫時の加工工程では同様である。この可塑性の試験機をプラストメーターとよぶ。原理的には粘性測定と同じで, その代表的なものに押出型プラストメーターがある。試料を所定の温度と圧力で所定寸法のオリフィス(細孔)から押出すときの試料の流れ速さ($\text{g}/10\text{ min}$)を溶融指数とし, 可塑性の測定としている。このほかに平行板型プラストメーター, カップ流れ試験法などがあり, 前者は2枚の平行板間に円柱状の試料を挟み, 平行板で押しつぶして荷重と変形との関係を測定する方法と, 平行板を相対的に回転させて試料にせん断変形を与える方法とがある。後者はむしろ成形時の加工性を点検する実用試験法である。

フラストレーション [英 frustration, 独 Frustration] スピン系などで, すべての相互作用をそれぞれ最低にする配位が全体の基底状態にならない状態をいう。たとえば次のハミルトニアンで与えられるイジング・スピン系を考えよう。

$$H = -J(S_1S_2 + S_2S_3 + S_3S_4 - S_4S_1)$$

この場合相互作用に従って S_1, S_2, S_3 を上向き(+1)にとったとき, S_4 は+1, -1のいずれをとっても3-4間, 4-1間がそれぞれ最低エネルギー状態にならない。このような場合, この系はフラストレーションをもっているという。この状況は交換積分がひとつの閉じた経路に対して $\prod J_{ij} < 0$ となるとき一般に起る。またイジング・スピン以外の場合, $\prod J_{ij} < 0$ でも基底状態は一意的に決まるが, すべての相互作用が完全に最低になることができないという意味で, フラストレーションがあるという。一般にフラストレーションはスピン間の結合度を弱める働きがあり, 相転移に重要な影響を及ぼすと考えられる。そしてスピングラスの現象にも重要な役割をすると考えられている。特にイジ



ング系では上の例のように基底状態の縮退を生み, フラストレーションの基底状態での相関関数への影響が興味をもたれている。すべての基本経路がフラストレートしているとき, 二次元系では基底状態での相関関数は距離のべき乗で小さくなる(\Rightarrow スピングラス)。

プラズマ [英仏 plasma, 独 Plasma, 露 плазма]

気体を高温に加熱すると, その分子または原子の運動エネルギーが増大し, これらの粒子の間の衝突が激しく起り, ついには原子内の電子がはぎとられ, 電子と正イオンが乱雑に飛びまわる電離状態になる。この電離した気体においては, 電子や正イオンのクーロン相互作用の効果が顕著になるため, 普通の気体とは異なるふるまいを示す。1928年, I. Langmuir が陽光柱の内部の正負の電荷が等量含まれる領域に, $10^8\text{ Mc}\cdot\text{s}^{-1}$ 程度の高い振動数をもつ縦振動を発見し, これをプラズマ振動とよんだことに始まって, 正負の電荷が等量存在し, 全体としては電氣的に中性であるような電離気体を, 物質の第四の状態とみなし, プラズマと称するようになった。

地球上においては, プラズマは真空放電や雷などの現象に伴って生成される特殊な状態であるが, 宇宙全体における物質の状態としては, むしろプラズマの方が普通の状態である。外部磁場の強い影響を受けているプラズマのふるまいを記述する電磁流体力学の基礎を築いた Alfvén は, 「全宇宙の物質の状態は, その 99.9999...% がプラズマである」と強調している。地球上の大気の上層の部分には, 太陽の紫外線の作用によって電離層が形成されているが, このほか, 太陽から周囲の空間に放出している太陽風, 太陽の周囲をとりまく太陽コロナなど, 宇宙空間には高温, 低密度の理想的なプラズマが満ちあふれている。そのうえ, 超高温で核融合反応によって燃えつづけている太陽やその他の星の内部には, 高温, 高密度の極限状態におけるプラズマであることを見逃すことはできない。

中性気体において, 原子, 分子の間の衝突現象について考えてみると, これらの粒子の間に作用する力の到達距離は粒子の広がり程度であり, 粒子の数密度を n とすれば, 力の到達距離は粒子間の平均距離 $n^{-1/3}$ に比べて非常に小さい。一方, プラズマにおいては, 外から正の点電荷 $q > 0$ を持込むと, 電子は引きつけられ, 正イオンは斥けられるため, 点電荷 q のまわりの電位は, 電子は温度 T で熱平衡状態にあり, 正イオンはその質量が大きいため熱運動の効果を無視することができると考えれば

$$\phi(r) = \frac{q}{r} \exp(-r/\lambda_D)$$

という形で評価される。 λ_D はデバイ半径とよばれ, 電子の電荷 e , ボルツマン定数 k により

$$\lambda_D = (kT/4\pi e^2 n)^{1/2}$$

で与えられる。すなわち, プラズマ内の点電荷の作用は, デバイ半径 λ_D の程度の距離まで到達する。この力の到達

距離は、プラズマの粒子間の平均距離 $n^{-1/3}$ より著しく大きい。このため、プラズマは普通の気体とは異なる性質を示すのである。このようなプラズマを特徴づける量として、力の到達距離の範囲に存在する粒子数の逆数に相当するプラズマパラメータ

$$\epsilon = (n\lambda_D^3)^{-1} = (4\pi)^{3/2} e^3 n^{1/2} (kT)^{-3/2}$$

を用いる。放電管内のプラズマでは、このパラメータの値は 10^{-3} の程度であり、高温、低密度の極限では、1 に比べて非常に小さい。しかし、進化した星の内部のように高温、高圧のイオンプラズマの場合には、プラズマパラメータは、 $\epsilon \geq 1$ となる。この場合を強結合プラズマとよび、 $\epsilon \ll 1$ の場合を弱結合プラズマとよぶ。

金属内部の伝導電子は、縮退した自由電子ガスとして記述されるが、この電子の間のクーロン相互作用の効果を評価することは、電子と格子振動の間の相互作用を検討することともに、固体の電子構造に関する精密な理論を完成するために、重要な課題である。縮退した電子系に対しては、熱的運動エネルギー kT に相当する量はフェルミ・エネルギー $E_F = (\hbar^2/2m)(3\pi^2 n)^{2/3}$ であり、クーロン力はトーマス-フェルミ半径

$$\lambda_{TF} = (E_F/6\pi e^2 n)^{1/2}$$

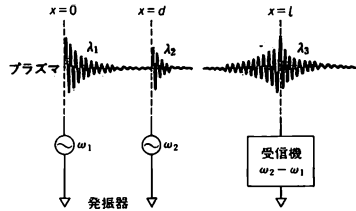
の範囲で遮蔽される。このような量子効果が本質的なプラズマ、量子プラズマに対するプラズマパラメータは

$$\epsilon_Q = (n\lambda_{TF}^3)^{-1} = (96/\pi)^{1/2} m^{3/2} e^3 n^{-1/2} \hbar^{-3}$$

となり、高密度の極限で1より小さくなる。実在の金属では $n \sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ であり、このパラメータは1の程度となる。このためフェルミ流体の概念に基づく研究が進められている。量子プラズマの場合、系に生ずる集団運動としてのプラズマ振動の量子はプラズモンとよばれ、固体内の素励起の量子として重要な役割を演じている。プラズマにおける複雑な運動状態は、荷電粒子系の多体問題として詳細な研究が進められ、多数の粒子が集団的に運動するモードと、個々の粒子が個別に相互作用を及ぼしあう個別運動のモードとが複雑にかみあっている事情が、多くの研究の関心を引きつけている。

しかし、プラズマに関する研究が、近年、特に活発に行われるようになってきたのは、制御熱核融合反応を地上で実現し、基本的なエネルギーの供給の安定化を確立しようという研究が1950年初頭以来、開始されたためである。重水素と三重水素との原子核の融合反応により、原子炉と同程度のエネルギー出力を確保するためには、およそ 10^{14} cm^{-3} 個の密度の重水素・三重水素混合ガスを、1億度以上に加熱し、1秒間程度保持することが必要である(ローソン条件)。このような超高温の重水素・三重水素混合ガスは、必然的にプラズマの状態になっているが、そのような超高温のプラズマをいかにして生成し、保持するか、この原理的課題に対する解答を求めて、プラズマそのものの性質を究明する努力が続けられてきた。核融合炉の実用化への道はなお遠いが、このような新しい視点からの研究が活発に進むことにより、放電現象に関する理解もさらに発展し、高温材料加工、プラズマ化学など、実際の応用の面でも活発な技術の進歩を促している。

プラズマエコー [英 plasma echo, 独 Plasmaecho, 仏 écho de plasma, 露 плазменное эхо] プラズマ中に2つの波動を励起したとき、第三の波動(エコー)が発生する現象。図に示すように、第一グリッドで励起された周波数 ω_1 、波長 λ_1 のプラズマ波は、右へ伝播しながらランダウ減



衰によって消滅する。ついで $x=d$ の位置にある第二グリッドによって励起された ω_2, λ_2 の波動も消え去っていく。このとき、周波数 $\omega = \omega_2 - \omega_1$ のエコーが $x=l=d\omega_2/(\omega_2 - \omega_1)$ に現れる。エコーは、第一の波を減衰させた共鳴粒子が分布関数の中で波の情報を忘れずに覚えていて、第二のグリッドで共鳴粒子の分布の変化を逆にすれば、波が再び現れてくることを意味している。エコーはプラズマ中の無衝突ランダウ減衰が本質的に可逆過程であることを示している。

エコーの実験においては第一グリッドを通過した電子の分布関数の変動は

$$f_1(x, v, t) = f_1(v) \exp \left\{ -i\omega_1 \left(t - \frac{x}{v} \right) \right\}$$

と表せる。ただし $f_1(v)$ は第一グリッドでの分布関数であり、粒子軌道に対する波の影響は無視している。 $x=d$ の第二グリッドはさらに電子を変調するので、その結合振動数での非線形応答として次の分布関数 f_2 が現れる。

$$f_2(x, v, t) = f_2(v) \exp \left\{ -i\omega_1 \left(t - \frac{x}{v} \right) \pm i\omega_2 \left(t - \frac{x-d}{v} \right) \right\}$$

したがって、 $x=l$ においては、振動数 $\omega = \omega_2 - \omega_1$ に対応する f_2 の指数部分は v に依存しなくなり、 v について積分すると ω の時間的密度変動が現れることになる。エコーは電子プラズマ波およびイオン音波について観測されている。

プラズマエンジン [英 plasma engine, 独 Plasma-maschine, 仏 machine de plasma, 露 плазменный двигатель] 高温のプラズマを加速噴射することにより推進力を得るロケットエンジンを総称してプラズマエンジンとよぶ。プラズマを加速する原理によりいくつかに分類される。(1) 通常のロケットで使用しているラバールノズルを用いて、流体力学的に高温プラズマの熱エネルギーを並進エネルギーに変換するもの。これにはアークプラズマエンジンや核分裂炉や将来の核融合炉などを用いたロケットエンジンが考えられている。人工衛星などの姿勢制御用として実用化試験がなされているテフロンスラスタは、テフロン表面に沿ってパルス大電流を流し、テフロンプラズマを生成し熱膨張させるプラズマエンジンである。(2) 電流と磁場との相互作用を利用してプラズマを加速するものは電磁流体加速(MHD加速)とよばれ、外部コイルを用いて磁場を印加するものと、プラズマを生成するために流した電流自身がつくる自己磁場を利用するものとに分かれる。前者にはホール加速機、後者にはMPD加速機(⇒MPDアーク)や、短い大電流パルスを用いたパルスプラズマ加速機(⇒プラズマ銃)がある。(3) プラズマ中のイオンを静電的に加速した後、質量の小さい電子を注入し荷電中和させ高速プラズマビームにするものはイオンエンジンとよばれる。重い水銀イオンを用いたイオンエンジンはすでに人工衛星の姿勢制御用として実用化されている。これら種々のプラズマエンジンは、推力と比推力(質量流量当

りの推力で、秒の単位で表される)が大きく異なっており、宇宙空間における推進機としての用途も異なってくる。(1),(2),(3)の順に推力は小さくなるが、比推力は大きくなる、すなわち噴射速度が大きくなり噴射燃料消費率が低いので長期間飛行や最終到達速度が高い必要のある場合に威力を発揮する。

プラズマ加速器 [英 plasma accelerator, 独 Plasma-beschleuniger, 仏 accélérateur à plasma, 露 плазменный ускоритель] プラズマの性質を利用し、多数の電子の集団的な力によってイオンを加速しようという加速器。従来の加速器のエネルギーや強度の限界を超えるため、1956年ごろから、G. J. Budker らによって、いくつかの考えが提案された。通常の同一粒子群の加速器では、集団的な静電反発力は強いビームを加速しようとする場合の不安定性などの原因になる(⇒ビーム不安定性)。この反発力は相対論的エネルギーになると、電流による磁場によって部分的に打消されるが、異種の荷電をもつ粒子を加えればさらに安定化される。一方、電子は比較的容易に光速近くまで加速できるので、電子群に正イオンを付加すると、静電気力によって捕えられたイオンも同じ速度まで加速され、その質量比に対応するような高エネルギーに達しうると考えられる。プラズマ加速器とは、基本的には、このような考えによるもので、電子リング加速器はその典型である。そのほか、プラズマに強い電子ビーム塊を入射してイオンを捕えようとするもの、プラズマ表面での電磁波の全反射を利用して放射圧でプラズマを全体として加速しようとするものなどがある。いずれも不安定性や集束性などの問題のため、まだ実際に成功したとはいえない(⇒電子リング加速器)。

プラズマ加熱 [英 plasma heating, 独 Plasmaheizung, 仏 chauffage du plasma, 露 нагрев плазмы] プラズマ中の特定の電子およびイオンに外部からエネルギーを注入して、その電子またはイオンのエネルギーを増大させ、粒子間衝突などの緩和過程を通して、プラズマ全体の電子またはイオンの熱運動エネルギーを増加させて、プラズマの温度を上昇させることをいう。プラズマの温度上昇は加熱効率のほか、閉じ込め時間にも依存するので、効率のよい加熱法と同時に、よい閉じ込めが必要である。エネルギーの注入方法と吸収過程によっていろいろな加熱があるが、主なものをあげると次のとおりである。

(1) ジュール加熱: プラズマの電気抵抗を利用して、プラズマ中に誘起された電流によるジュール熱 (I^2R) による加熱。

(2) 断熱圧縮加熱: 外部から強い磁場を加えて、プラズマを磁気圧によって断熱的に圧縮し、磁気エネルギーを熱エネルギーに変換するもの。

(3) 波動加熱: 外部から電磁場を加えて、プラズマ中に波を励起し、ランダウ減衰、サイクロトロン共鳴など、プラズマ粒子と波との相互作用によって粒子のエネルギーを増大させる加熱。

(4) 高エネルギー粒子による加熱: 高エネルギー粒子をプラズマに入射し、その運動エネルギーを衝突過程によってプラズマ粒子の熱運動に変換する方法や、ビームによって波を励起し、ランダウ減衰やパラメトリック過程によって波から粒子にエネルギーを変換する方法がある。

(5) 乱流加熱: プラズマ中に速い立上りの電流を誘起し、電子を広い振動スペクトルをもつ電場との相互作用で

加熱するもの。

プラズマ計測 [英 plasma measurement, 独 Plasmamessung, 仏 mesure du plasma, 露 измерения параметров плазмы] プラズマから放出される粒子や放射の測定(受動的測定)、あるいはプラズマに粒子や放射を入射したときの反応の測定(能動的測定)から、電子温度、イオン温度、プラズマ密度、不純物量、閉じ込め時間などのプラズマの基礎量、あるいは物理的性質などを知ることを行う。プラズマ診断ともいう。用いられる粒子は、電子、イオン、中性粒子、中性子などさまざまで、放射も、マイクロ波から光、X線と非常に広い波長範囲にわたっている。計測の対象となるプラズマが高出力パルスレーザーで生成された直径1 mm以下、 10^{20}cm^{-3} 以上の超高密度プラズマであるか、トカマクで生成されたメートル級の大きさの 10^{14}cm^{-3} 程度の密度のプラズマであるかによって、計測の手法も多種多様であり、必要とされる時間・空間分解能も異なる。以下に主な測定法を列挙する。

(1) 電子温度: ラングミュア・プローブ、レーザー光のトムソン散乱、電子サイクロトロン放射計測、黒体放射計測、スペクトル線の強度あるいは強度比、ビームプローブなど。

(2) イオン温度: 磁場で閉じ込められたプラズマに対しては電荷移行によって放出される高速中性粒子のエネルギー分析、不純物イオンスペクトル線のドップラー広がり、レーザー光のイオン・トムソン散乱、中性子計測など。

(3) 電子密度: ラングミュア・プローブ、マイクロ波およびレーザー干渉計、X線シャドウグラフ、レーザー光のトムソン散乱、ビームプローブなど。

(4) 不純物: 可視～真空紫外～X線領域の分光計測、レーザー誘起蛍光法など。

(5) プラズマの巨視的ふるまい: 高速カメラ、イメーコンバーター、TVカメラ、磁気探針など。

(6) プラズマ中の波動・揺動: 各種の放射散乱計測、軟X線検出器アレイからの信号のコンピューター・トモグラフィなど。

(7) プラズマ・壁相互作用: 表面分析プローブ、レーザー誘起蛍光法など。

プラズマ源 [英 plasma source, 独 Plasmaquelle, 仏 source de plasma, 露 плазменный источник] 自然界には多くのプラズマ状態が存在するが、これらを実験室で利用することはできない。したがって、放電などの手段でプラズマを発生させ実験に利用できるようにする装置が必要である。実験で要求される種類の原子または分子のイオンから成るプラズマを、なんらかの閉じ込め容器に生成する装置をプラズマ発生装置といい、特にそのうちのプラズマ生成部をプラズマ源という。プラズマ源はプラズマを発生させる手段や発生機構によって分類され、パルスプラズマ源、準定常プラズマ源、定常プラズマ源、直流放電プラズマ源、高周波プラズマ源、PIGプラズマ源などがある。多くは放電による気体の電離によってプラズマを発生させるが、アルカリプラズマのようには金属面の接触電離を用いたものや、レーザー光による電離を用いたものもある。プラズマ源の性能を表す重要なパラメーターは、(1) 電離度、(2) プラズマの密度、(3) 電子およびイオン温度、(4) 持続時間、(5) プラズマの大きさ、(6) 密度の一様性やパラメーターの再現性、(7) プラズマの内部に擾乱など振動が少ないこと、(8) 閉じ込め磁場の有無、(9) 近接

性, などである。しかし発生機構によって, 生成されるプラズマのパラメーターは多様で, 密度は $10^4 \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 電子温度 $0.1 \sim$ 数 keV とさまざまで, 1つのプラズマ源ですべてのパラメーター範囲を満たしうるのはなく, 実験目的に応じて選ぶ必要がある。必ずしも標準的なものはないが, 一般に, 比較的小規模の物理実験でよく用いられるものとしては, (1) 陽光柱, (2) 水銀アーク, (3) 高周波またはマイクロ波放電管, (4) ショックチューブ, (5) アルカリプラズマがあげられる。

プラズマ銃 [英 plasma gun, 独 Plasmakanone, 仏 canon à plasma, 露 плазменная пушка] プラズマを生成・加速し高真空の磁気閉じ込め容器中に打込むために, プラズマ物理・核融合研究の分野で開発されたパルスのプラズマ加速機(⇒プラズマエンジン)である。代表的なものとして, (1) チタンワッシャープラズマ銃, (2) 同軸プラズマ銃(マーシャルガン), (3) ピンチ銃などがあげられる。チタンワッシャー銃は, 図1に示すように, チタンの

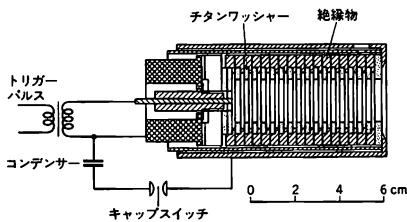


図1

ワッシャーに水素を含浸させておき, トリガー放電およびこれに引続くパルス大電流放電により, ワッシャーから放出された水素ガスを電離させると同時に加速するものである。電離度の高い高速のプラズマが得られる反面, チタンがプラズマ中に不純物としてかなり大量に混入してしまうこと, また, 放電回数が1000回以上になると水素がなくなりワッシャーを交換する必要がある。

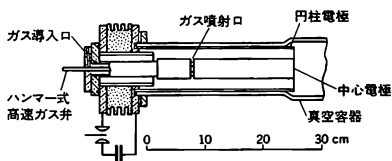


図2

同軸プラズマ銃は, 図2に示すように, 同軸状に配置された円筒状電極と中心に置かれた棒状電極とから成り, 中心電極の中央部付近に設けられた孔から, 高速ガスバルブを用いて, 短時間内に電極間にガスを噴射し, パルス大電流放電によりプラズマを生成・加速する。半径方向に流れる円環状シート電流と, 中心電極を流れる電流がつくる周方向磁場との相互作用で, プラズマは電磁流体的加速を受ける。チタンワッシャー銃と異なり, 種々のガスを採用できる。プラズマの量は, ほぼ銃身を満したガス量で決まる。パルス放電の持続時間は通常, 電流シートが銃底から銃口まで進む時間に電流が最大になるように決められる。ガスの噴射時間および放電の持続時間を長くした場合は, プラズマストリーム銃(plasma-stream gun)とよばれているが, この作動モードは定常あるいは準定常的にプラズマを加速するMPDアークジェット(⇒MPDアーク)と同じ

作動となり, 本来のガンモードとは異なる。電極をレール状に並べた2本の板あるいは棒にしたものはレール銃とよばれる。

ピンチ銃では, 円錐型ピンチ銃, 円錐型 θ ピンチ銃などが代表的なものである。前者は円錐台型の両底面に置かれた半球状電極と円環状電極間でパルス大電流を流し, あらかじめ噴射されたガスを電離し, ピンチさせると同時に軸方向に加速する。 θ ピンチ銃は図3に示すように, 電極は

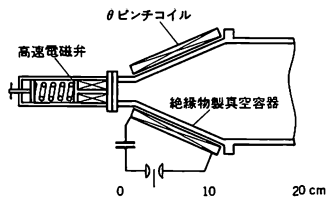


図3

用いずに絶縁的につくられた放電管の外部に設置されたコイルによる誘導電流で電離し, コイルのつくる磁場とプラズマ中の誘導電流との間の電磁力により加速する。電極からの不純物の混入はないが, 放電管壁からの不純物に入る。

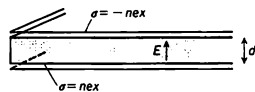
以上のプラズマ銃の電源は通常 $10 \sim 20 \text{ kV}$, $10 \sim 30 \text{ }\mu\text{F}$ のコンデンサーを用いており, 得られるプラズマの密度は $10^{14} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 速度は $10^6 \sim 10^7 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$, 温度は $5 \sim 10 \text{ eV}$ である。

プラズマ診断 [英 plasma diagnostics, 独 Plasma-diagnostik, 仏 diagnostic du plasma, 露 диагностика плазмы] = プラズマ計測

プラズマ振動 [英 plasma oscillation, 独 Plasma-schwingung, 仏 oscillation du plasma, 露 плазменное колебание] プラズマ中の電子の集団運動による振動で, 電荷の擾乱を遮蔽するために電子が動くとき(⇒遮蔽効果), 中性の状態よりいきすぎて, 再び引返す運動を繰返すために発生する。プラズマ振動は縦波すなわち疎密波として伝播する。長波長の振動数は

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n e^2}{m} \right)^{1/2}$$

である(n は電子密度, m は電子の質量)。普通, これをプラズマ振動数あるいは電子プラズマ振動数とよぶ。プラズマ振動はプラズマの分極現象のひとつで, 外部から与えられた縦場に対するプラズマの応答として理論的に取扱われる。長波長の振動数は図のように, 電子で満たされた厚



さ d の広い平板における電子の運動を考えて導き出される。一様に電子を x だけ変位させると, 板の両面に表面電荷密度 $\sigma = \pm nex$ が生じる。平板内の電子は表面電荷による一様な電場 $E = -4\pi nex$ による復原力 eE を受け, 運動方程式

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -4\pi n e^2 x$$

に従って運動するから, 電子の平板が集団的に ω_p で振動することになる。プラズマ波の波長が短くなると, 振動数は波動ベクトル q によって変わる。プラズマ振動の分散

関係は

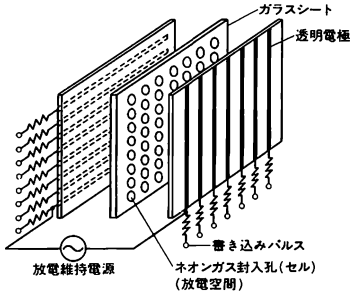
$$\omega = \omega_p \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\langle v^2 \rangle}{\omega_p^2} q^2 + \dots \right)$$

で与えられる。 $\langle v^2 \rangle$ は電子の速度の二乗平均で、古典的電子ガスでは $3kT/m$ 、フェルミ・ガスでは $(3/5)v_F^2$ である (v_F はフェルミ・エネルギー)。スクリーニングの長さより短い波長のプラズマ波は電子の個別励起のために強い減衰を受ける(ランダウ減衰)。

プラズマ振動は電子のみならず、重いイオン系においても存在し、その振動数は $\omega_{pi} = (4\pi n_i (Ze)^2 / m_i)^{1/2}$ となり、 ω_p における電子の密度・電荷・質量におおのイオンのそれを代入したのになっている。 ω_p, ω_{pi} を総称してプラズマ振動数という。図

プラズマ振動数 [英 plasma frequency, 独 Plasmafrequenz, 仏 fréquence de plasma, 露 плазменная частота] ⇒ プラズマ振動

プラズマディスプレイ [英 plasma display, 露 плазменный дисплей] 気体のプラズマ放電光を利用して、文字や数字などを表示する表示器である。動作形式により記憶機能をもつものと、外部に記憶機能をもったリフレッシュ方式のものがある。図にイリノイ大学で開発された記



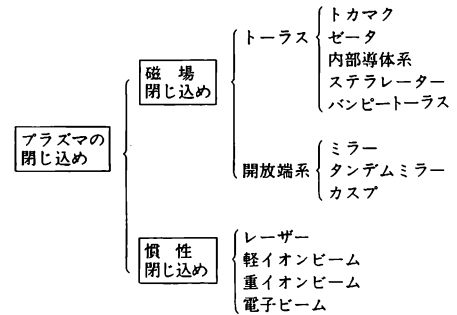
憶機能をもったプラズマディスプレイの原理を示す。2枚のガラス板に透明電極(書込み電極)を縦横に配列し、その間に電極が交差する点に、ネオンガス(数百 Torr)を封入するための孔(セル)があるガラスシートをはさみ込んで、一体化したものである。図の縦、横の書込み電極にパルス信号を加えると、対応する電極間で放電し、電極内側のガラス壁面に電荷を生じる。この電荷は、セル内の電場強度を下げ、放電維持電圧以下になると放電は停止する。次に負の半サイクルでは、壁面の電荷と数百 kHz の放電維持電圧とが重なり合って再度放電する。このようにして一度書込まれたセルは、放電維持電源のみで繰返し放電が持続される。

プラズマ電位 [英 plasma potential, 独 Plasmapotential, 仏 potentiel de plasma, 露 потенциал плазмы] = 空間電位

プラズマ閉じ込め [英 plasma confinement, 独 Plasmaeinschließung, 仏 confinement du plasma, 露 удержание плазмы] プラズマを有限領域内に閉じ込めること。プラズマの粒子数を N とし、単位時間に損失するプラズマ粒子の個数を Γ とすると、 $\Gamma = N/\tau_N$ で定義される時間 τ_N を粒子閉じ込め時間という。プラズマの熱エネルギー $(3/2)Nk\langle T \rangle$ が $\langle T \rangle$ は温度平均、単位時間に P_L だけ失われるとき $P_L \equiv (3/2)Nk\langle T \rangle / \tau_E$ で定義される時間 τ_E をエネルギー閉じ込め時間という。粒子閉じ込め時間 τ_N

と拡散係数 D とは、拡散方程式 $(1/r)(\partial/\partial r)(Dr\partial n/\partial r) = \partial n/\partial t$ より、 $D/a^2 \sim 1/\tau_N$ 、 $\tau_N \sim a^2/D$ の関係がある。ただし a はプラズマ半径。また、エネルギー閉じ込め時間 τ_E と熱伝導率 κ とは熱伝導方程式 $(1/r)(\partial/\partial r)(\kappa r \partial T/\partial r) = (3/2)\partial(nT)/\partial t$ より $\tau_E \sim a^2/(\kappa/n)$ の関係がある。

高温プラズマの閉じ込めには、強い磁場による方法とプラズマの慣性を利用する方法がある。強い磁場によって閉じ込める方法を磁気閉じ込めといい、慣性による閉じ込めを慣性閉じ込めという(表参照)。



磁場中の荷電粒子は磁力線に巻きつくようにラーモア運動をするため、磁力線を横切って移動しにくい。荷電粒子からなる高温プラズマを強い磁場で閉じ込めることができるのはこの性質を利用しているためである。閉じ込め磁場には大別して環状磁場系と開放端系とがある。前者の典型的な例はトカマク、逆転磁場ピンチ、ステラレータ、などであり、後者の例はミラー磁場、カスプ磁場などである。核融合炉心プラズマでは、閉じ込め時間 τ と密度 n の積 $n\tau$ が $10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}$ 以上であることが必要であるが(⇒ローソン条件)、トカマクによって比較的良好な閉じ込め実験結果が得られ、すでに $n\tau \sim 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}$ 程度の値が得られている。

慣性閉じ込めは、プラズマの慣性によってプラズマが膨張し始めるまでの短時間の間に高温プラズマを生成、加熱し、かつ核融合反応を行おうとする方法である(この極端な例は水素爆弾である)。大出力レーザー、大出力粒子ビーム源の発展により、実験室規模で核融合反応を制御できる可能性がでてきた。温度 kT 、イオン質量 M のプラズマは、音速 $c_s = [(\pm 1)kT/M]^{1/2}$ で膨張し、密度が低下する。プラズマの密度が $1/2$ になるまでの時間は、プラズマの半径を R とすると $\tau = R/(4c_s)$ となる。この時間はイオンの質量の $1/2$ 乗に逆比例する。すなわち慣性の大きさに逆比例して大きくなり、慣性閉じ込め時間の目安となる。この時間はごく短いので対象となるプラズマは超高密度のものとなる。大出力レーザー光あるいは粒子ビームを固体の重水素、三重水素のベレットの四方八方から照射すると、その表面が加熱され外へ噴射する。その反作用でベレット内部が圧縮され、高温、超高密度のプラズマが生成される。これを爆縮という。

プラズマの分散関係 [英 dispersion relation, 独 Dispersionsrelation, 仏 relation de dispersion, 露 дисперсионное уравнение] プラズマ中を伝播する電磁波の周波数と波数 k との関係式のことで、分散式ともいわれる。この分散式を満たす波動のみがプラズマ内を伝播しうる。磁場中のプラズマは非等方性分散媒質であるから波数 k は

周波数 ω 、プラズマの密度(プラズマ周波数 ω_p)、衝突周波数、静磁場(サイクロトロン周波数 ω_c)および伝播角度 θ などの関数となる。冷たいプラズマ近似のもとでは、分散式は屈折率 $N=ck/\omega$ を用いて $AN^4-BN^2+C=0$ と表せる。ここに $A=S\sin^2\theta+P\cos^2\theta$, $B=RL\sin^2\theta+PS(1+\cos^2\theta)$, $C=PRL$, またプラズマの誘電率テンソルは

$$\begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}$$

かつ $S=(1/2)(R+L)$, $D=(1/2)(R-L)$,

$$\begin{pmatrix} R \\ L \end{pmatrix} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega \pm \epsilon_s \omega_{cs}}, \quad P = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2}$$

である。ただし $\epsilon_i=+1$, $\epsilon_e=-1$, $s=i, e$.

分散式は N^2 に関して二次式であるから、一般にプラズマ中では2つのモードの電磁波が伝播しうる。電子あるいはイオン温度が有限な場合を考慮すると分散式は N^2 に関して三次式となり、新たなプラズマ波動が共鳴あるいは遮断領域に現れる。さらにブラソフ流体の取扱いによれば分散式は N^2 の無限次の多項式となり、無限個の波動が現れることになる。

プラズマ不安定性 [英 plasma instability, 独 Plasma-instabilität, 仏 instabilité du plasma, 露 неустойчивость плазмы] プラズマ中のいろいろな擾乱モードが成長し、プラズマが不安定になると、プラズマが安定で理想的な場合、プラズマの閉じ込め時間は新古典拡散で決り、核融合炉心プラズマが必要とする条件を満たすことは比較的容易である。しかしプラズマは多くの荷電粒子からなり、したがって、多くの電磁流体力学的自由度や速度空間的自由度をもっていて、プラズマにある擾乱が起きたとき、それが成長して不安定になりやすい。この不安定モードのため、プラズマの密度や電場に揺動(fluctuation)が生じ、揺動損失による異常拡散が起る。このようにいろいろな擾乱モードについて、それが安定(減衰しても)の平衡状態に戻るか、不安定(増幅する)かを調べることは、プラズマの閉じ込めにとって重要な課題である。電磁流体力学の解析方法で取扱えるモードの不安定性を電磁流体力学的不安定性といい、速度分布関数の形が関与する不安定性を速度空間不安定性という。

プラズマ物理学 [英 plasma physics, 独 Plasmaphysik, 仏 physique du plasma, 露 физика плазмы] 体系のなかに、正および負の荷電粒子が同数存在し、それらの粒子は不規則に飛びまわっているが、全体としては電気的に中性になていて状態をプラズマという。プラズマは、外部から作用する電磁場の影響を受けて多様なふるまいを示すが、同時に構成粒子それ自身の生じるプラズマ内の内部電磁場の効果も顕著であり、他の物質の状態には見られない特徴的なふるまいを示す。このようなプラズマの物理的性質の解明への関心の高まりが、プラズマ物理学という新しい学問体系の発展を促した。

荷電粒子系の多体問題に関する研究は、超伝導現象の究明を意図した金属内の伝導電子のふるまいに関する研究を中心に発展し、電子プラズマに関する基礎的概念を確立した。しかしながら、熱核融合反応の制御をめざす核融合研究との関連において考えると、超高温状態にあるプラズマの性質を解明するためには、荷電粒子系の統計力学を、プラズマ物理学の基本法則と考えるのが自然である。荷電粒子系の統計力学の基礎方程式の特徴は、個々の粒子のつく

る平均の内部電磁場の中を運動する粒子集団に対する統計力学的運動方程式と、平均の電荷分布、電流分布によって定まる電磁場に対するマクスウェル方程式が連立した非線形方程式系であることである。粒子の間の相関効果をプラズマパラメーターの高次の寄与とみなして、統計力学的運動方程式を粒子の一体分布関数 $f(\vec{x}, \vec{v})$ のみで書表した場合、ブラソフの方程式とよび、このような近似の下で記述されるプラズマを、ブラソフ・プラズマと称する。平衡状態からのずれが小さいと仮定して、線形化することにより、プラズマ内の集団的振動のモードの性質が定められる。特に外部から作用する電場、磁場が存在しない場合、電子プラズマ振動の振動数は

$$\omega(k)^2 = \omega_p^2 + 3(\kappa T e/m)k^2, \quad \omega_p^2 = 4\pi e^2 n/m$$

として定められる。 ω_p は、I. Langmuir によって観測されたプラズマ振動数である。電子の熱運動のため、振動数は波数に依存する強い分散効果が生じる。しかし、ブラソフの方程式に基づく取扱いの最も重要な結果は、電子プラズマ振動は

$$r = (\pi\omega_p^2/2k^2)f'(\omega/k)$$

という式で定められる減衰を示すことである。これは、1946年L. D. Landauによって発見されたものでランダウ減衰とよばれている。波の位相速度 ω/k と同じ速度で運動する粒子が、波と共鳴的に相互作用する過程の寄与にほかならない。平衡分布をマクスウェル分布とすれば、その速度微分 $f'(v)$ は常に負であるから、電子プラズマ振動は減衰する。しかし、プラズマ内にビームが走っている場合などのように $f'(v)$ に正の領域があれば r は正となり、振動の成長を促す。振動の振幅が増大してくると、その効果が粒子の速度空間での分布に作用を及ぼし、結局、成長率が0に近づくような準平衡の状態に移行することが予想される。このような波と粒子の間の相互作用の効果を取扱う準線形近似の方法は、外部磁場のある場合、温度や密度が空間的に変化している場合などに対するプラズマの統計力学的記述において、広く用いられる手法となっている。

しかし、核融合実験装置のような複雑な磁場配位の中でのプラズマの巨視的なふるまいを定める目的のために、上に述べたような微視的な立場に基づく統計力学的手法は実用的ではない。そのため、プラズマを正負の荷電流体の混合したものと考え、そのような荷電流体の流体力学的なふるまいを検討することが有効となる。特に、外部磁場の作用の下で、粒子のラーモア半径に比べて大きいスケールの変化に注目し、運動速度が十分小さい場合に限るならば、プラズマを質量密度 ρ 、電気伝導率 σ の電導性流体とみなすことにより、磁気流体力学の方程式系が定められる。これは、正負の荷電流体の混合と考える二流体記述よりも不正確な記述となるが、このような簡単化により、天体物理学、電磁流体発電、核融合などの問題の取扱いに対して、重要な理論的予測を導き、実験的研究への指針を提供することができる。

外部磁場の効果が十分に大きく、プラズマ自身の生じる電磁場の影響を無視し、さらに、プラズマの集団的効果を無視して、与えられた磁場配位の中での荷電粒子の運動の詳細を検討することも、問題によっては有効な手法である。このような方法を、軌道理論の方法という。

プラズマ物理学の研究は、上に述べたような観点に基づき、その多様な問題をめぐって活発に進められてきた。ト

カマク型核融合実験装置によるプラズマ生成、保持の実験的研究の目覚ましい進展により、制御核融合反応の科学的事実証は間近い。実際に核融合反応が生じるような場合のプラズマ、すなわち、原子核の核種が変化する核反応プラズマの物理的ふるまいの特徴などの新しい主題に向けて、プラズマ物理学は発展を遂げようとしている(⇒電磁流体力学)。

プラズマ分散関数 [英 plasma dispersion function] プラズマ中を伝播する波動の分散特性を表す関数。荷電粒子が温度 T でマクスウェル分布をしているとき、プラズマ内を伝播する電磁波動の分散式に、プラズマ分散関数 $Z(\xi)$ がよく用いられる。プラズマ分散関数 $Z(\xi)$ は ξ の虚数部 $\text{Im} \xi > 0$ のときに

$$Z(\xi) = \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \exp[(-x^2)/(x-\xi)]$$

と定義される。 $\text{Im} \xi \leq 0$ のときには解析接続をしてランダム積分路をとる。あるいは

$$Z(\xi) = 2i \exp(-\xi^2) \int_{-\infty}^{i\xi} \exp(-t^2) dt$$

とも表され、誤差関数を使って記述される。複素数 $\xi = x + iy$ に対して、 $Z(\xi) = \text{Re} Z + i \text{Im} Z$ が数表として B. D. Fried らによって計算されている。図には $y=0$ の場合について $Z(x)$ を示す。ここには $Z'(\xi) = dZ(\xi)/d\xi = -2(1 + \xi Z)$ もプロットしてある。

$Z(\xi)$ をべき級数展開すると

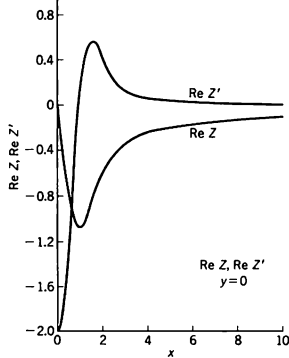


図 1

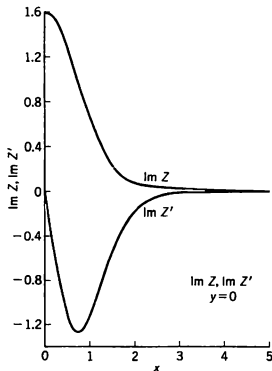


図 2

$$Z(\xi) = i\pi^{1/2} \exp(-\xi^2) - \xi \sum_{n=0}^{\infty} (-\xi^2)^n \pi^{1/2} / (n+1/2)!$$

となり、漸近展開は

$$Z(\xi) \approx i\pi^{1/2} \sigma \exp(-\xi^2) - \sum_{n=0}^{\infty} \xi^{-(2n+1)} \left(n - \frac{1}{2}\right)! / \pi^{1/2}$$

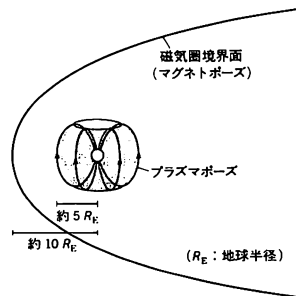
で与えられる。ただし、 $|y| > |x|$, $y > 0$ の場合、 $|y| < |x|$ の場合、 $|y| > |x|$, $y < 0$ の場合に応じて $\sigma = 0, 1, 2$ をとる。なおソ連の論文では $w(\xi) = Z(\xi)/i\pi^{1/2}$ が使われていることが多い。

磁場がない場合、プラズマ波動(振動数 ω , 波数 k)の分散式は

$$1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{k^2 v_{Ts}^2} Z'\left(\frac{\omega}{k v_{Ts}}\right) = 0$$

で表される。 ω_{ps} , $v_{Ts} = \sqrt{2T_s/m_s}$ は s 種粒子のプラズマ振動数、熱速度である。上式から $\text{Re} Z'$ は波動の分散特性を(電子・イオン二成分系プラズマでは電子プラズマ波とイオン波を表す)、 $\text{Im} Z'$ は減衰(ランダウ減衰)を表す。磁場中プラズマの波動の分散式は $Z(\xi_n)$ を含む項の和の形 ($n = -\infty \sim +\infty$) となる。ここに、 $\xi_n = (\omega - n\omega_c)/k_z v_{Tz}$ で、 ω_c はサイクロトロン振動数、 z は磁力線方向の成分を表す。分散式はサイクロトロン高調波 ($\omega \approx n\omega_c$) と、その減衰を含んでいる。

プラズマポーズ [英仏 plasmopause, 独 Plasmopause, 露 плазmapауза] 地球の大気は太陽の紫外線によって電離され、プラズマ大気の密度は、高度約 300km の電離層下層で最大である。これよりさらに高い高度ではプラズマ密度はゆっくりと減少していくが、地球の半径の約数倍の距離に達すると、急激に約 10^2 cm^{-3} から 1 cm^{-3} へと低下する。この位置をプラズマポーズという。図に示すよ



うにプラズマポーズは地球磁場の磁力線で包まれた面であって、磁気圏の境界面(マグネトポーズ)よりもかなり内側にある。プラズマ大気の密度が急激に低下する理由は、磁気圏内のプラズマは流動しており、プラズマポーズよりも外の領域のプラズマは太陽風に向かって流出してしまうためである。プラズマポーズ内の領域はプラズマ圏とよばれる。なお磁気圏内の高エネルギー粒子はプラズマ圏とは別の放射線帯を形成している。

プラズモイド [英仏 plasmoid, 独 Plasmoid, 露 плазмoид] プラズマ銃により、パルス的に生成・加速された、空間的にあまり広がっていないプラズマの塊のこと。レーザ銃や同軸ガンで大電流放電させプラズマをつくとプラズマは磁場を凍結したまま加速される。そして銃口を離れて出ていくときに磁力線の再結合が起り、閉じた磁力線でプラズマは閉じ込められながら進んでいくこと

が, H. Alfvénをはじめ, 他の多くの研究者によって指摘され実験された。しかし, 空間的に小さいスケールで, かつ高速で効いているプラズモイドの構造解明は至難の業であった。その後, トカマクやステラレータなどにより高温高密度プラズマの生成・閉じ込めが成功し, 実験的, 理論的に平衡安定性が定量的に議論できるようになった。これらの成果を土台として, 最近, 再び, トロイダルコイルを用いなくて孤立した安定なプラズマ環の閉じ込めが研究されコンパクトな核融合閉じ込め装置の可能性が検討されている。たとえば, 同軸プラズマ銃あるいは θ ピンチ銃によるコンパクトトラスプラズマ生成や, スフェロマクとよばれる装置での研究である。これらの孤立したプラズマ渦のことをプラズモイドとよんでいた。

プラズモン [英 *plasmon*, 独 *Plasmon*, 露 *плазмон*] プラズマ振動の量子をプラズモンという。プラズマ振動数を ω_p とすると, プラズモンのエネルギーは $\hbar\omega_p$ である。プラズモンは絶縁体, 金属, 半導体, 半金属のほか, 大きな原子や分子において観測されている。半導体や半金属中の自由担体によるプラズモンのエネルギーは, $0.01\sim 0.1\text{eV}$ の程度である。極性半導体のプラズマ波は縦波の光学フォノンとともに結合モードを形成する。強磁場中の半導体や半金属では磁気プラズマに関する多彩なモードが生ずる。これらのモードの励起は光反射やラマン散乱によって研究されている。通常の固体で, 価電子帯を占めるすべての電子によるプラズモンのエネルギーは 10eV の程度である。ほとんど自由な電子の近似が適用しうる金属や半導体結晶では, プラズマ振動数は自由電子集団によるものにほぼ等しく $(4\pi n e^2/m_0)^{1/2}$ で与えられる(n は価電子の密度, m_0 は自由電子の質量)。Si, Al, Mg, Beやアルカリ金属などがこれに相当する。価電子プラズモンはX線の非弾性散乱や高速電子($1\sim 10\text{keV}$)のエネルギー損失スペクトルにより観測できる。真空紫外領域に至る広い波長領域の光反射スペクトルをクラマース-クロネニヒの関係によって誘電関数の逆数の虚部に変換すると, プラズモンの励起スペクトルが見られる。

プラズモン散乱 [英 *plasmon scattering*, 独 *Plasmonstreuung*, 仏 *diffusion par plasmon*, 露 *рассеяние плазмонов*] \Rightarrow プラズモン励起

プラズモン励起(電子線・X線の) [英 *plasmon excitation*, 独 *Plasmonanregung*, 仏 *excitation de plasmon*, 露 *плазмонное возбуждение*] 電子線を固体, 特に金属や半導体に入射させると, プラズモンを励起する確率がたいへん大きい。プラズモン(\Rightarrow プラズマ振動)とは, 物質内の電子の集団運動を量子化したもので, 固体の場合, バルクプラズモン, 表面プラズモンがある。電子の質量を m , 電気素量を e , 電子密度を n とすると, 1個のプラズモンを励起するためのエネルギーは, プラズモンのエネルギー

$$\hbar\omega_p = \hbar \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}$$

である。なお, 表面プラズモンのエネルギーは, 固体表面が平板の場合, $\hbar\omega_s = \hbar\omega_p/\sqrt{2}$ となる。粒子線やX線が固体内のプラズモンを励起して散乱される現象をプラズモン散乱といわれ, 散乱の際, 上記のエネルギーを失うことになる。X線の散乱には一電子励起によるコンプトン散乱やコンプトン-ラマン散乱のほかに, 価電子集団励起に対応したプラズモン散乱がある。これらにより価電子のプラズマ振動数がわかると, 価電子の有効質量や濃度についての知

見が得られる。電子線が $\hbar\omega_p$ のエネルギーを失って, 1個のプラズモンを励起し, 角度 θ だけ非弾性散乱される確率は, ラザフォード散乱の場合のように θ^{-4} に比例するのではなく θ^{-2} に比例するのが特徴である。また, プラズモンは特徴的な分散関係(波数 k と角振動数 ω の関係)をもっており

$$\omega = \omega_p + Ck^2 \quad (C: \text{定数})$$

と書けるが, このことは上に述べた励起確率の θ 依存性に反映される。プラズモンは電子の集団運動であるから, 平均の電子間距離 r_e より短い波長のプラズモンというものは考えられない。つまり $k \leq k_c \sim 2\pi/r_e$ なる最大の波長 k_c が存在する。この制限も, 上の励起確率に現れる。表面プラズモンの励起では, 電子線の入射角が極めて重要である。バルクプラズモン励起との区別は, 単にエネルギーが, $\sqrt{2}$ だけ異なるだけではなく, この入射角依存性が決手になる。

ブラソフ方程式 [英 *Vlasov equation*, 独 *Vlasov-Gleichung*, 仏 *équation de Vlasov*, 露 *уравнение Власова*] 多数の荷電粒子からなるプラズマでは, その構成粒子であるイオンと電子が, 空間座標 r および速度空間座標 v からなる位相空間において分布しており, イオン分布関数 $f_i(r, v, t)$, 電子分布関数 $f_e(r, v, t)$ はボルツマン方程式に従って変化する。すなわち

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} + \left(v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \right) f_k + \left(\frac{F_k}{m_k} \frac{\partial}{\partial v_x} + F_{ky} \frac{\partial}{\partial v_y} + F_{kz} \frac{\partial}{\partial v_z} \right) f_k = \left(\frac{\partial f_k}{\partial t} \right)_{\text{coll}}$$

で与えられる。このとき右辺の衝突項を無視した方程式をブラソフ方程式という。ここで m_k は k 粒子($k=i, e$)の質量, F_k は k 粒子に働く力であり, 電場を E , 磁気誘導を B とすると $F_k = q_k(E + v \times B)$ となる。

プラズマの密度が希薄か, 温度が高い場合, 粒子間の衝突の効果は小さくなり, 衝突項 $(\partial f_k/\partial t)_{\text{coll}}$ を無視できるようになる。イオンおよび電子の分布関数が与えられると電荷密度 ρ および電流密度 J が計算でき, マクスウェル方程式と組合せて, E と B を求めることができる。したがって衝突項を無視しても, 粒子間の相互作用は電磁場を通して組込まれている。ブラソフ方程式は次式によって与えられる。

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} + v \frac{\partial f_k}{\partial r} + \frac{q_k}{m_k} (E + v \times B) f_k = 0$$

$$\nabla \cdot E = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_k q_k \int f_k dv, \quad \nabla \times E + \frac{\partial B}{\partial t} = 0$$

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times B = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \sum_k q_k \int v f_k dv, \quad \nabla \cdot B = 0$$

ブラック Black, Joseph 1728.4.16—1799.12.6 イギリスの物理学者, 化学者, 医師。フランスのボルドーで酒造家の息子として生れたが, 父はスコットランド系の人(アイルランドのベルファスト出身)であった。母の訓育を受けた後, ベルファストの親戚に預けられ, 同地で古典語の手ほどきを受けた。続いてグラスゴー大学に入り, 父の勧めどおり医学を専攻する一方, 医学教授W. Cullenの影響で化学を志し, その助手となった。1752年エジンバラ大学に移り, 1754年医学の学位を取得し開業した。1756年エジンバラ大学の化学の教授のポストがあき, Cullenがその地位に就くことになったので, BlackはCullenの後任としてグラスゴー大学に就任した。同地ではJ. Watt,

Adam Smith, David Hume と知り合った。1766 年、エジンバラ大学へ移り、ここでは、J. Hutton らと交際した。生涯結婚はしなかった。彼の講義を編集し伝記ノートをまとめた J. Robison をはじめとする多くの友人や弟子に敬愛され、エジンバラで病死した。彼の化学での主要な業績は、炭酸ガスを「固定空気」(fixed air)と名づけて空気と区別したこと、水酸化アルカリの性質を明らかにしたことなどであるが、化学研究に定量的方法を導入し活用した点が高く評価されている。一方、物理では熱に関する研究を進め、寒剤の問題、蒸発による冷却の問題などを通じて、ウィスキー製造の際の熱の経済の問題に触れ、雪だけの過程とも対比させた考察から、潜熱の概念を解明し(1762~64 年)、この成果は、Watt の蒸気機関改良(特に復水器の発明)に科学的なよりどころを与えた。[主著] *Lectures on the Elements of Chemistry* (全 2 巻), 1803。

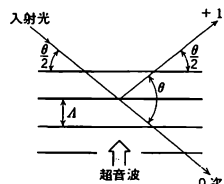
ブラッグ, W. H. Bragg, Sir William Henry 1862. 7. 2—1942. 3. 12 イギリスの実験物理学者。カンバーランド州ウィグトン近郊で生れた。ケンブリッジ大学に学び、1885 年にオーストラリアのアデレード大学の数学物理学教授に応募して採用され、1908 年までの職にあった。しかし研究者としては晩熟で、ようやく 1904 年ごろ放射性元素からの放射線の研究を開始したが、 α 線の飛程ならびに各物質の α 線に対する阻止能について重要な結果を得て一躍学界入りを果たし、1908 年にイギリス本国のリーズ大学の物理学教授に迎えられた。ここで放射線による電離現象の研究を続けた。1912 年に M. T. F. von Laue によって発見された結晶による X 線回折に興味をもち、X 線回折の方向と強度を定量的に測定できるイオン化 X 線分光計を製作し、これを活用することによって息子の W. L. Bragg とともに結晶構造決定の開拓的研究を行った。その成果によって息子とともに 1915 年度のノーベル物理学賞を受賞。1915 年にロンドンのユニバーシティ・カレッジの物理学教授となったが、このときは第一次世界大戦中であつたので、水中聴音などの戦時研究にも従事した。休戦後は、有機物質の結晶構造解析の分野を広げていった。1923 年に王立科学研究所所長となり、同様の研究を続け、多くの有能な研究者を育てあげた。晩年には結晶の熱振動による X 線の散漫散乱に関心をもった。1935 年から 1940 年までロンドン王立協会会長を務め、イギリスの研究行政に重きをなした。専門的研究以外に「音の世界」*The World of Sound* (1920 年)や「物質の本性」*Concerning the Nature of Things* (1925 年)などの啓蒙的な著書があるが、これらはいずれも王立科学研究所でのクリスマス講演として評判が高かつたものである。

ブラッグ, W. L. Bragg, Sir William Lawrence 1890. 3. 31—1971. 7. 1 イギリスの実験物理学者。W. H. Bragg の長男としてオーストラリアのアデレードで生れた。当初 同地の大学に学んだが、1908 年に父とともにイギリスに移ってケンブリッジ大学に入学、1912 年に卒業した。この年現れた M. T. F. von Laue の X 線回折に関する論文に刺激されてブラッグの法則を導いた。また父とともに X 線回折の実験を始め、結晶構造解析についての開拓的研究を行った。これらの成果により、父とともに 1915 年度のノーベル物理学賞を受賞。1919 年マンチェスター大学の物理学教授となり、X 線散乱に関する原子散乱因子、結晶の熱振動による温度散乱因子などを研究して X 線回折による結晶構造解析の方法論を確立するとともに

に、ケイ素酸塩類など多くの鉱物の結晶構造の研究を展開した。また規則合金に関するブラッグ-ウィリアムズの理論を提案した。1937 年に国立物理学研究所の所長に転じた。次いで 1938 年よりケンブリッジのキャベンディッシュ実験物理学教授(キャベンディッシュ研究所所長)に就任し、以後、特に生体物質の結晶構造の研究と電波天文学の研究とを重点的に推進した。前者は後にミオグロビン、ヘモグロビン、DNA などの重要な生体物質の構造が解明される機運をつくり、分子生物学の発展に大きな影響を与えた。1953 年に王立科学研究所所長となり、ここでも生体物質の構造解析に関して指導的役割を続けた。

ブラッグ-ウィリアムズ近似 [英 Bragg-Williams approximation, 独 Bragg-Williamsche Näherung, 仏 approximation de Bragg-Williams, 露 приближение Брэгга-Вильямса] A 原子と B 原子から成る二元合金において、隣接する格子点に異種原子が並ぶ場合は、同種原子が並ぶ場合よりエネルギーが低いとする。この二元合金の熱平衡状態を求める問題を秩序・無秩序問題といひ(⇒合金の秩序)、これを解く最も簡単な方法がブラッグ-ウィリアムズ近似で、1934 年に W. L. Bragg と E. J. Williams によって発表された。この近似は強磁性体における分子場近似と同等の近似である。ブラッグ-ウィリアムズ近似では、結晶格子点を、互い違いになるような 2 つの部分格子 α , β に分ける。 α 格子点上の A 原子の総数を $[A_\alpha]$ と書き、 $[A_\beta]$, $[B_\alpha]$, $[B_\beta]$ も同様に定義する。 α 格子点上の A 原子と、その隣接する β 格子点上の B 原子の対の総数を $[A_\alpha B_\beta]$ と書く。他の種類の対の総数も同様に定義する。ブラッグ-ウィリアムズ近似では、 $[A_\alpha B_\beta]$ は $[A_\alpha]$, $[B_\beta]$ の積に比例すると仮定する。他の対についても同様である。この仮定は原子間の相関を無視したことになる。このようにして自由エネルギー F を $[A_\alpha]$, $[A_\beta]$, $[B_\alpha]$, $[B_\beta]$ を用いて表しうる。しかもここでいう $[A_\alpha]$ などは、長距離秩序度 s という 1 つのパラメーターで表現されるので、結局 F も s の関数である。 s は各温度において F を最小値にする値として決定される。この結果、キュリー温度 T_c 以上の温度では $s=0$ が解で、これは無秩序相である。 T_c 以下の温度では有限な s の値が解となり、秩序相である。特に $T=0$ では $s=1$ になり、 α 格子点はすべて A 原子、 β 格子点はすべて B 原子によって占められている完全秩序状態が解である。 T_c において系は二次相転移をすることが示される。

ブラッグ回折(音響の) [英 Bragg diffraction, 独 Bragg'sche Brechung, 仏 diffraction de Bragg, 露 брэгговa дифракция звука] 音波長が極めて短い超音波が伝搬している媒質中に光が入射すると、ある条件のもとで、結晶格子による X 線のブラッグ反射と類似の現象が観測される。これを超音波による光のブラッグ回折またはブラッグ反射という。媒質中の音波長 Λ が光波長 λ のおよそ 50 倍以下のと、図のように入射光と回折光のなす角を θ と



すると、音の波面と入射光のなす角が $\theta/2$ で

$$\sin \frac{\theta}{2} = \frac{\lambda}{2A}$$

が成り立つときに強い回折光を生じる。正弦波音波に対しては高次の回折は起らず、透過した入射光(0次)のほか1本の回折光だけが現れる。図の場合は+1次回折であるが、音の向きを逆にすると-1次回折になる。超音波の位相格子パラメータ(\Rightarrow ラマン-ナス回折)を ν とすると、0次および1次の回折光の強さ I_0, I_1 は入射光を1として

$$I_0 = \cos^2\left(\frac{\nu}{2}\right), \quad I_1 = \sin^2\left(\frac{\nu}{2}\right)$$

となる。また、+1次回折光の振動数は入射光より超音波の振動数だけあがり、-1次光はさがる。音波長が長くなるとブラッグ回折はしだいにラマン-ナス回折に移行していく。ブラッグ回折の応用としては、回折角と回折光の強さから超音波媒質の音速と吸収が求められるほか、光の偏向器、変調器として実用化されている。

ブラッグ-グレイの原理 [英 Bragg-Gray principle, 独 Bragg-Graysches Prinzip, 仏 principe de Bragg-Gray, 露 принцип Брэгга-Грея] X線や γ 線など電荷をもたない放射線が物質を通過する際、単位体積または単位質量当たり失うエネルギーは、物質の吸収線量として定義されるが、一般には必ずしも直接測定可能ではない。これらX線や γ 線の、物質による吸収線量を決定する方法として気体中での電離量を基準に一定の関係式により、それを決める方法がある。この関係を示すものが、ブラッグ-グレイの原理である。1912年 W. H. Bragg によって見いだされ、1936年 L. Gray が独立に再発見し、定式化した。ブラッグ-グレイの空洞原理、またはグレイ-ブラッグの関係式ともいわれる。X線や γ 線などで照射する際、物質中でのエネルギー吸収は生成された二次電子の電離作用を通じて行われる。したがって一般に直接電離によってそれを測定できるのは、ほぼ気体に限られていて、固体の場合はほとんどそれが不可能である。そこで問題とする固体物質に小さな空洞をつくり、そこに特定のガスを封入し、そのガス中での電離量を測定し、その量から固体物質のエネルギー吸収線量を求めることができる。この場合、物質aの単位質量当たりのエネルギー吸収を E_a 、ガス中での単位質量当たりの電離損失を E_g 、固体物質対気体の質量阻止能の比を $R(a/g)$ とすると、 $E_a = R(a/g) \cdot E_g$ の関係式が成立する。このブラッグ-グレイの原理に基づく関係式が精度よく成立するには、空洞を設けたために二次電子束が乱されないことが必要で、そのためガスを封入する空洞は、電離粒子の飛程に比して十分小さくなければならない。また質量阻止能比 R および E_g が放射線のエネルギーにあまり依存しないことも重要である。空洞の寸法制限を避けるには固体と気体の構成元素がほぼ等しい化学組成のものを用いる方法がある。一般の場合は適当な補正を行うことによって近似式として利用することになる。

フラックス [英 soldering flux, 仏 flux de soudure, 露 паяльный флюс] 金属をハンダ付けする際に使用し、障害となる酸化膜を去除く働きをもつもの。フラックスの種類および使い方で、ハンダ付けの良否が決まるほどフラックスは重要である。フラックスは導体表面の酸化膜を分解し、金属のきれいな表面を露出させ、ハンダが付きやすい状態にする。またハンダ付けが行われた際に、ハンダと導体を覆って、空気との接触を遮断し、ハンダ表面の酸化を

防ぐ働きをする。フラックスは導体の表面張力を減少させ、毛管現象を促進させ、ハンダの流れを良くするような物質でなければならない。フラックスの種類として、無機質のものでは塩酸、塩化亜鉛、塩化アンモン、塩化第一スズ、乾性塩化水素などがある。有機質のものでは乳酸、オレイン酸、グルタミン酸、フタル酸、アニリン塩酸塩、エチレンジアミン、活性剤を含んだロジン、非活性天然ロジンなどがある。フラックスを選定する際には、フラックスの効果(ハンダの付きやすさ)とともに腐食性と絶縁性にも注意する必要がある。

フラックスコンサービングトカマク [英 flux conserving tokamak, 独 Tokamak mit Flußerhaltung, 仏 tokamak conservant flux, 露 токамак с сохранением потока] \Rightarrow トカマク

フラックスピーキング [英 flux peaking] 高速イオンをある結晶軸に平行に入射させるとチャネリング効果により、高速イオンのフラックス分布は隣り合う結晶軸に囲まれた空間(チャネル)の中心で最大値(ピーク)をもつ。これをフラックスピーキングという。フラックスピーキングの値はチャネリング効果のないときと比べて2~3倍程度になる。結晶軸に対する高速イオンの入射角を変えるとチャネルの中心からずれた位置でピーキングが起る。特に結晶表面近くではフラックスピーキングの値は深さに対して振動する。一般にチャネリングの条件下にある高速イオンは、1つのチャネルに限られることなく隣り合うチャネルに移りながら進行していく。ところが、角度の広がり小さいきれいな平行ビームを用いると、イオンの動きが1つのチャネル内に限られる。これをハイパーチャネリングという。同様な効果は結晶軸のみでなく、結晶面についても起る。高速電子、陽電子のように量子力学効果が無視できない場合、フラックスの入射角依存性はいくつかのピークをもつようになる。フラックスピーキングを利用して結晶内の不純物の位置決定が行われている。

フラックス分布 [英 flux distribution, 独 Flußverteilung, 仏 distribution de flux, 露 распределение потока] フラックスが物質中で一様でないときこれをフラックス分布とよぶ。フラックスは、単位時間、単位面積当たり、ある面を垂直に通過する粒子線の数であり、粒子線と物質の相互作用を調べるときに用いられる。特に高速荷電粒子をある低指数結晶軸に平行に入射させたとき、チャネリング効果により高速荷電粒子のフラックスは結晶格子内の位置 (x, y) に依存する。たとえば図1、図2に示されるように

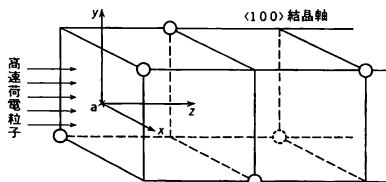


図1

高速イオンのフラックスはチャネル(隣り合う結晶軸に囲まれた空間)の中心aで最大となり、結晶軸の位置eで最少となる。このため後方散乱、核反応、蛍光X線吸収率が著しく(1/100~1/10程度)減少する。また、フラックス分布は高速荷電粒子の結晶軸に対する入射角 ψ_0 (図2ではチャネリングに対するリントハルトの臨界面角 ψ_1 で規格化

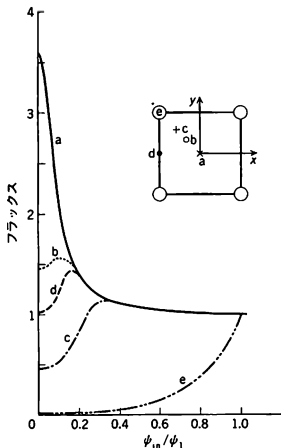
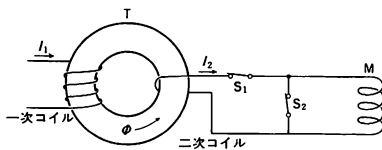


図 2

されている)に強く依存し、さらに結晶表面付近ではその深さ z にも依存する。高速電子、陽電子のように量子力学効果が入る場合、フラックス分布は複雑となる。高速イオンのフラックス分布は結晶中での不純物の位置決定、核反応の寿命測定などに利用されている。

フラックス法 [英 flux method, 独 Schmelzlösungsmethode, 仏 méthode de flux, 露 метод флюса] 結晶を育成するための溶液成長法の一つ。一般に多元系化合物を加熱溶融しようとする高温のために熱分解するものが多い。そのようなときに適当な融剤(フラックス)を選び出して、分解温度以下で溶液とすることができるならば、溶液法による結晶の育成を行うことができる。このような結晶の作成法をフラックス法という。結晶の成長とともに微量ではあるが融剤が結晶に混入するので高い純度の結晶が要求されるときには不適當であるが、スピネル、ガーネットなど酸化化合物系化合物に広い用途がある。融剤としては酸化鉛、炭酸バリウムなど種々の物質を用途に応じて使い分ける。容器としては高温に耐えるために白金、ロジウムなどのつばが用いられることが多い。

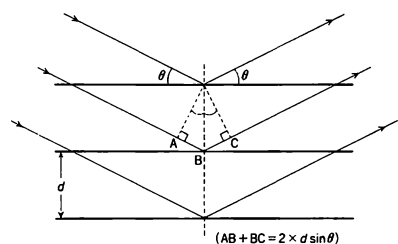
フラックスポンプ [英 flux pump, 仏 pompe de flux] 超伝導体でできている閉回路は超伝導状態にある限り閉回路内の磁束は保存される。この特徴をうまく利用して外部から磁束を少量ずつ送り込み、超伝導閉回路内の磁束を順次高めてゆく装置をフラックスポンプという。このポンプはいくつかの型があるが、図に示したものは H.



L. Laquer によって考案されたものである。T は変圧器であり鉄芯の上に一次コイルを n 回、二次コイルを 1 回巻いている。S₁ と S₂ は超伝導スイッチであり、M は超伝導磁石である。変圧器の二次側回路はすべて超伝導体で構成されている。最初 S₂ を閉じ、一次コイルに電流 I₁ を流し鉄芯に磁束 Φ を発生させ、S₁ を開き、次に閉じた後 I₁ を 0 にすると二次コイル-S₁-S₂ のつくる閉回路には磁束 Φ

が閉じ込められ、遮蔽電流 I₂ ($=nI_1$) が流れる。次に S₂ を開けるとこの閉じ込められた磁束 Φ は S₁-M-二次コイルから成る閉回路内に広がる。このとき超伝導磁石のインダクタンス L は二次コイルのインダクタンスより大きい。ため磁束 Φ の大部分は超伝導磁石中の磁束となる。再び最初から同じ操作をすると超伝導磁石中の磁束はより多くなる。この操作を多数回繰返すことによって超伝導磁石内の磁束を (I₂・L) まで増加することができる。このように S₁, S₂, 磁束 Φ は、それぞれポンプの吸入弁, 吐出弁, 吐出量に相当する。またこのポンプは S₁ を閉じて、S₂ を開け、次に閉じ、S₁ を開けるという操作をすることによって、超伝導磁石内の磁束を少量ずつ減少させる逆の動作も可能である。

ブラッグの法則 [英 Bragg's law, 独 Braggsches Gesetz, 仏 loi de Bragg, 露 закон Брэгга] X 線や各種の粒子線など波長の短い波動が結晶によって強い強度で回折される条件を述べる法則。1912 年に W. L. Bragg が導いた。一般に結晶は平行等間隔の格子面(≡網平面)の積重ねとみなせるので、1 枚の格子面による波の反射をまず考え、ついで各格子面からの反射波の間の干渉を考えると、ある条件でこれらは互いに強めあう。格子面の面間隔を d 、格子面と波の入射方向のなす角(視射角という)を θ とするとき、隣り合う格子面からの反射波の光路差は $2d\sin\theta$ で与えられるので(図参照)、波動の波長を λ 、 n を任意の



正整数とすれば、等式

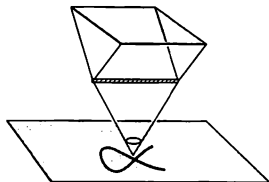
$$2d\sin\theta = n\lambda$$

が求まる条件である。これをブラッグの回折条件といい、これが満たされているとき、強い回折波が、入射波の格子面による反射という形で現れる。このような反射法則をブラッグの法則という。またブラッグの回折条件に従う反射波をブラッグ反射、 n を反射次数、その場合の θ の値をブラッグ角という(≡ブラッグ反射)。ブラッグの法則は形式は違いうえラウエの回折条件と内容的に同等の関係であることが証明できる(≡ラウエの回折条件)。

ブラッグ反射(X線の) [英 Bragg reflection, 独 Bragg-Reflexion, 仏 réflexion de Bragg, 露 брэггское отражение] X 線, 電子線, 中性子線など波長の短い波動の結晶格子面(≡網平面)による反射。ブラッグの回折条件が満足されているときに現れる(≡ブラッグの法則)。与えられた入射波に対して違う格子面によるブラッグ反射がいろいろの結晶方位において起りうるが、これらにそれぞれ反射指数を付することができる。面指数 ($h^*k^*l^*$) (h^* , k^* , l^* は共約数を含め整数)の格子面による反射次数 n (正整数)のブラッグ反射の反射指数は、 $h = nh^*$, $k = nk^*$, $l = nl^*$ の組, hkl によって与えられる(この整数の組にはかっこは付けない)。ブラッグ反射強度は写真法や計数管を用いて計測することができる。ブラッグの法則そのもの

は結晶格子の単位胞の形と反射指数だけに關係しているが、各ブラッグ反射の強度は単位胞内の原子配列によって決まる。結晶構造解析(結晶内の原子配列の決定)は多くのブラッグ反射の角度ならびに強度の測定に基づいて実行される。

ブラックバーンの振り子 [英 Blackburn's pendulum, 独 Blackburnsches Pendel, 仏 pendule de Blackburn, 露 маятник Блэкберна] 図のように、水平な棒を縦方向に



振動できるように、天井から4本の糸でつり下げた後、棒の両端から2本の糸で砂または色のついた液体を入れた漏斗をつり下げ、漏斗が棒の方向に対し垂直に振動できるようにした装置。棒と漏斗はそれぞれ垂直方向に振動するので、漏斗から落下する砂や液体は両者の合成振動に相当する図形、いわゆるリサージュ図形を描く。2方向の単振動の合成振動を見るのに利用されている。

ブラックボックス [英 black box, 独 Black Box, 仏 boîte noire, 露 чёрный ящик] 物理的な装置あるいは過程について、内部の細かい構造を問題にしないで、入力と出力または応答との関係だけを考える手法、またはその装置、過程をさす。暗箱、黒箱ともいう。入力と出力の関係が線形の場合は特に考えやすく、電気回路の二端子回路はその典型である。この語は比喩的に用いられることも多い。

ブラックホール [英 black hole, 独 schwarzes Loch, 仏 trou noir, 露 чёрная дыра] 重力が強くて光を含む信号の伝播が内向きのみとなる地平線の面が存在する特殊な時空構造のこと。一般相対論が発表されてすぐに見いだされた質量 M の外部重力場を記述するシュワルツシルトの外部解で、半径 $r_s = 2GM/c^2 = 3 \times 10^5 (M/M_\odot) \text{cm}$ (G は万有引力定数, c は光の速さ, M_\odot は太陽の質量)の面はこの性質をもつことが知られていた。1960年代末よりこのような時空構造はブラックホールとよばれるようになった。熱圧力で支えられていない星が平衡であるためには、ある臨界質量以下でなければならない。したがって核燃焼後の星は質量が臨界質量以上なら重力が常に勝り、重力崩壊でどこまでも収縮する。この重力崩壊の結果としてブラックホールが形成されることが、1939年に R. Oppenheimer らにより理論的に示されていたが、これに対応する天体が X 線を放射する近接連星の中に発見されたのは 1970 年ころである。ブラックホールは白色矮星、中性子星と並んで核燃焼を終えた重い星の終末の形態である。ブラックホールは星の終末として形成されたものだけではなく、質量が $10^6 \sim 10^8 M_\odot$ のブラックホールが銀河中心核やクエーサーにも存在し、そこに吸収されていく物質の放出する重力エネルギーがこうした活動的天体のエネルギー源であると考えられる。さらに宇宙初期の種々な非一様性によって、種々の質量の原始ブラックホールが形成されたと考えられている。回転や球対称からのずれのある天体が重力崩壊するときには、 r_s/c のタイムスケールで重力波のバースト

が放射されると考えられ、この重力波検出が試みられている。重力崩壊の結果、最終的には定常時空になると考えられるが、天体物理では重力崩壊した天体を一般にブラックホールとよぶのに対して、一般相対論では事象の地平線の内側に特異点があって、外側には特異点が存在しない特別な時空構造をさしていう。そしてそれ以外の時空構造は裸の特異点とよばれる。エネルギーの正值条件などの物理的に妥当な条件のもとでは、重力崩壊により必然的に特異点が発生することを示す特異点定理が証明されている。この特異点が事象の地平線の面に囲まれていて遠方の観測者からは見えない時空構造をブラックホールという。信号が無制限に達することができる領域の境界が事象の地平線である。この性質を満たす面は四次元時空の中で光の光路と一致するヌル面である。地平線の面のある1点を通る光円錐はこの面に接しており、物理事象はすべて外側より内側へのみ伝播することになる。ブラックホールでは特異点が地平線の面に囲まれているが、このような定常時空解はカー解以外には存在しないことが証明されている。これはブラックホール解の唯一性定理とよばれる。重力崩壊では裸の特異点の出現が許されないとする仮定を宇宙検閲仮定という。この仮定のもとではブラックホールの性質は質量 M と角運動量 J のみによって指定される。カー解の線素は次のように与えられる。

$$ds^2 = c^2 dt^2 - \frac{2mr}{\rho^2} (a \sin^2 \theta d\varphi - c dt)^2 - \rho^2 \left(\frac{dr^2}{\Delta} + d\theta^2 \right) - (r^2 + a^2) \sin^2 \theta d\varphi^2$$

ただし $\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta$, $\Delta = r^2 - 2mr + a^2$, $m = GM/c^2$, $a = J/(Mc)$ である。 $a = 0$ の場合にはシュワルツシルトの外部解となる。事象の地平線は $\Delta = 0$ の解である $r_+ = m + \sqrt{m^2 - a^2}$ の半径の面である。このブラックホールの質量は、静止質量 M_0 と回転エネルギーの和として

$$M^2 = M_0^2 + \frac{J^2}{(2GM_0/c)^2}$$

と書ける。地平線の面の周囲の真空を場の量子論にしたがって考察すると、粒子の自発的発生が起ることが示される。 $J=0$ のブラックホールに対してその強度とエネルギースペクトルは温度 $T = \hbar c^3 / (8\pi kGM)$ の黒体放射が地平線の面から放出されるものに等しい。このためブラックホールは、エントロピー $S = \{4\pi kG/\hbar c\} M^2$ をもつ熱力学的実体ともみなせる。このような量子効果は S. Hawking により見いだされたもので、ブラックホールの蒸発とよばれる。蒸発により質量が減る時間は M^3 に比例し、宇宙年齢 10^{10} y より短くするのは 10^{16} g より軽い場合である。ブラックホールがこのような性質をもつのはプランク質量 $m_p = \sqrt{\hbar c/G} \sim 10^{-5}$ g 以上の場合である。星の質量より軽いブラックホールは重力崩壊でつくことはできないので、原始ブラックホールとして存在する以外にその可能性はない。

フラッシュオーバー [英 flashover, 独 Übersprung, 露 перекрытие] = 火花放電

フラッシュスペクトル = 閃光スペクトル

フラッシュフィルム [英 flash filament method, 露 метод вспышки] = 昇温脱離法

ブラッタン Brattain, Walter Houser 1902.2.10—1987.10.13 アメリカの実験物理学者。中国の厦門に生れ、幼年期からはワシントン州で育った。1924年ホウイ

トマン・カレッジを卒業、1926年オレゴン大学修士課程を終了してミネソタ大学博士課程に進み、1929年 博士号を取得、直ちにベル電話研究所に入所した。以後1967年に定年退職するまで研究員を務める。初期の研究課題はタングステン製の表面吸着層と電子放射であったが、やがて亜酸化銅表面の整流作用に転じ、振盪期半導体物性に目を向けるようになった。第二次世界大戦終了後、ベルの研究組織建直し企画によって発足した W. Shockley を長とする半導体基礎研究部門の一員として表面と整流作用の実験を担当する。同じグループにバルク特性担当の G. L. Pearson, 理論担当の J. Bardeen が加わった。ここで Shockley の主張していた半導体薄膜電界効果増幅素子が、原理的には実現されると期待されたにもかかわらず実験的に失敗したのを機に、Bardeen と共同して表面の徹底的追及を始める。まず Bardeen が表面準位のモデルを提案、彼がその実験的検証を重ね続けた結果、1947年 n-Ge 片に2本の針を立てた点接触トランジスタの組立てに成功した。これが半導体研究を国際的に広げ、エレクトロニクス革命をもたらす原動力となる。その増幅機構はそれまで未知だった正孔注入によることもなく確立されるが、Shockley はそれを待たず接合トランジスタへの突進を命じ、最大の成功を収めるに至った。これら一連の「半導体の研究とトランジスタ効果の発見」により、1956年には Bardeen, Shockley と共にノーベル物理学賞を受賞する。Bardeen, Shockley が相次いでベルを去った後も表面の基礎研究を継続、1957年以降10年間、国際純粋・応用物理学連合(IUPAP)半導体委員会委員および委員長として世界の半導体物性研究推進のため尽した。定年退職後母校ホイットマン・カレッジに戻り、後進指導にあたっている。

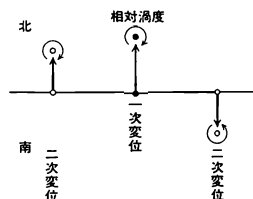
ブラッドリー Bradley, James 1692-1762. 7.13 イギリスの天文学者。グロースターシャーのシャーボーン生れ。オックスフォード大学で初め神学を、後に天文学を学んだ。青年時代エッセックスの叔父 James Pound から具体的な天体観測の手ほどきを受けた。1721年ロンドン王立協会のフェロー、同年オックスフォード大学の天文学教授、1747年よりグリニッジ天文台台長を務める。Bradley は叔父 Pound と共同で木星の衛星の運動に関するカッシーニの表を補正し、彗星の軌道計算、観測をした。1725年から地球の運動に対する星の年視差を計るため、りゅう座 γ 星を観測、星の位置の変動を見いだした。しかし、この変動を視差に帰することができなかった。1728年の終りに、Bradley はこの現象を、光の速度が軌道で地球の速度に対し有限な比の値をもつことを用いて説明することに成功した。この発見は、彼がテームズ河で舟遊びをしていた際、マストの風見が舟の向きを変えると、少しではあるがいつも同じだけ変わることを見て思いついたといわれる。さらに星の平均の赤緯の年変化の測定より、地軸の章動現象を見いだした。1748年からは天文台の装置を刷新し、改良された測定方法を採用した。また月の運動を調べ最良の月の表を作成した。[論文集] *Miscellaneous Works and Correspondence of the Rev. James Bradley* (S. P. Rigaud 編), 1832。

プラナダイアグラム [英 planar diagram, 露 плоская диаграмма] \Rightarrow ファインマン・ダイアグラム

プランメーター = 面積計

プラネタリー波 [英 planetary wave, 独 Planetenwelle, 仏 onde planétaire, 露 планетарная волна] 地球

大気に生ずる波長数千 km の水平な横波のこと。惑星波動ともいう。現在では、高気圧などの気象現象はプラネタリー波と考えられている。大気におけるコリオリの力の効果は緯度により異なる。北半球において大気の一部がたとえば北に変位すると、絶対高度保存則により、その部分には地球自転と逆向きの相対高度が生じて両隣りを図のよう



に変位させる。この二次的変位によって生じた相対高度が最初の変位を元に戻そうとする。プラネタリー波の伝播はこの復元作用による。絶対高度の地表面に垂直な成分は、コリオリ因子と相対高度の和である。変動が比較的狭い緯度範囲(β 面)に限られるものを、発見者の名にちなんで、ロスビー波とよぶ。ロスビー波の位相速度は西向きで、速さは波長の二乗とコリオリ因子($=2Q\sin\phi$, ただし Q は地球自転の角速度, ϕ は緯度)の緯度変化率の積である。偏西風帯においては、波の対地速度が風速と位相速度の和になるので、対地速度 0 の定在波がある。プラネタリー波は、大局的に見れば水平な波であるが、もちろん三次元的構造をもっている。そして、ヒマラヤなどの大山脈によって偏西風の地衡的性質(\Rightarrow 地衡風)が乱されることおよび傾圧不安定(\Rightarrow 成層流体)などによって励起される。

フラビンタンパク質 [英 flavoprotein, 独 Flavoprotein, 仏 flavoprotéine, 露 флавопротеин] 一群の重要な酸化還元酵素で、フラビンモノヌクレオチド(FMN, 還元型は FMNH₂)またはフラビンアデニンヌクレオチド(FAD, 還元型は FADH₂)を、補欠分子族(配合団)として結合している。図1に FMN または FAD とその還元型

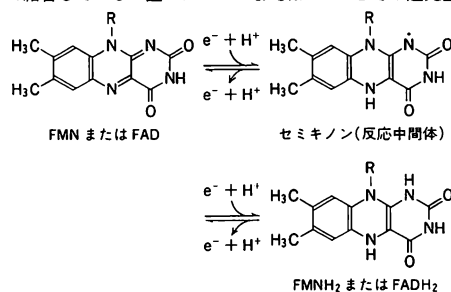


図1

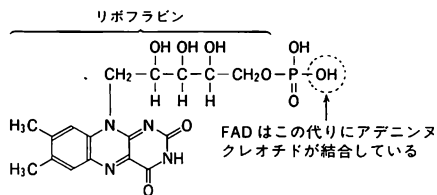
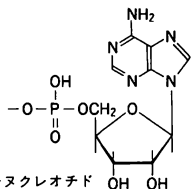


図2 FMN

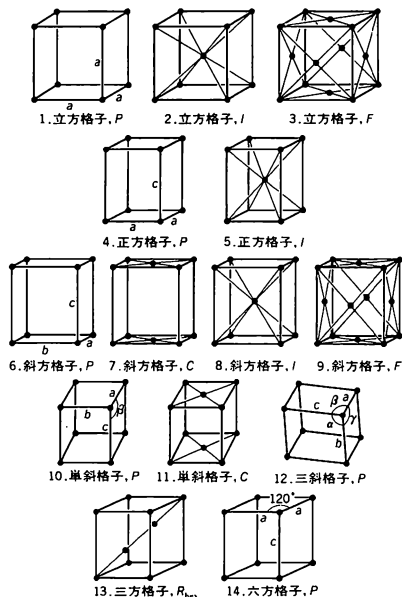


b. アデニンヌクレオチド

との関係を示す。FMN, FAD は構成成分としてリボフラビン(ビタミン B₂)をふくむ(図 2, a, b)。フラビン酵素の電子供与体となるものは、各種の有機物、ニコチンアミドアデニンジヌクレオチド(リン酸)還元型(NAD(P)H)、フェレドキシン還元型などであり、受容体は NAD(P)、O₂、非ヘム鉄-硫黄(Fe-S)センターなどである。多くのデヒドロゲナーゼや、光合成および呼吸の電子伝達系などに広く分布している。

ブラベ Bravais, Auguste 1811.8.23—1863.3.30 フランスの物理学者。南フランスのアノネイに生れる。1829 年エコール・ポリテクニクに入学し、1831 年卒業後海軍に入る。1832 年から約 10 年にわたって、アルジェリア海岸の水路調査をはじめ、ノルウェー、スイス、アルプス、極地などの学術探検を試みた。1840(41?)年よりリヨン大学理学部の天文学教授、1845 年よりエコール・ポリテクニクの物理学教授。このころから結晶学に興味をもち、14 種の空間格子を導き、後の X 線結晶構造解析の先駆をなした。1854 年からアカデミー・デ・シアンズ会員。ベルサイユにて死去。

ブラベ格子 [英 Bravais lattice, 独 Bravais-Netz, 仏 réseau de Bravais, 露 решётки Бравэ] A. Bravais (1849 年)により導かれた三次元の結晶格子。結晶は三次元空間に周期をもって規則正しく繰返される内部構造を特徴とする。したがって、結晶構造を自分自身に重ね合わせる対称操作(合同変換)には並進操作があり、これらは並進群を



つくる。並進操作に従って、代表点(「格子点」となる)を配列させて得られる並進群を具体化したものは結晶格子とよばれる。結晶のすべての並進群は、抽象群の立場からは同型であるが、得られた結晶格子の空間的な対称性(空間群)で分類すると、三次元の結晶格子は 14 の異なる型になることが Bravais により示された。これらをブラベ格子という。格子点における点群を調べると、14 のブラベ格子は、 $\bar{1}$, $2/m$, mmm , $4/mmm$, $3m$, $6/mmm$, $m\bar{3}m$ の 7 つの点群に帰属できる。これらは三斜, 単斜, 斜方, 正方, 三方, 六方, 立方の各格子に対応する(⇒結晶系)。単位胞中に 1 つの格子点を含むものは P (単純)格子, 複数の格子点を含むものは複合格子といい、 I (体心)格子, F (面心)格子, C , A , B (底面心)格子, および R_{hex} (六方から導いた菱面体)格子がある。14 のブラベ格子の内訳を図に示す。

ブラベ格子点 [英 Bravais lattice point, 独 Bravais-Gitterpunkt, 仏 point de réseau de Bravais, 露 узел решётки Бравэ] ⇒ ブラベ格子

フランク, I.M. Frank, Ilya Mikhaylovich Франк, Илья Михайлович 1908.10.23— ソ連の理論物理学者。ベテルスブルグ(現レニングラード)生れ。父は数学の教授であり、母も学位をもつという環境で育てられた。モスクワ大学で S.I. Vavilov に学び、1930 年に卒業。1931 年に、レニングラードの国立光学研究所の A.N. Terenin の研究室で研究を始め、1934 年にはソビエト連邦科学アカデミーのレベデフ物理学研究所に入所、1941 年以来 同研究所の核物理部長。1944 年からはモスクワ大学教授も兼任、1957 年以降ドブナ連合原子核研究所の中性子物理部長である。1934 年に学位を得、1968 年にソビエト連邦科学アカデミー会員に選ばれた。

彼は最初、光ルミネッセンスと光化学の研究を始め、1934 年からは、D.V. Skobel'tzyn のもとで原子核物理の研究を行った。1937 年には、I.E. Tamm と共同して、物質中を超光速で運動する荷電粒子からの放射のふるまい (Cherenkov が 1934 年に発見したチェレンコフ効果)の理論的解釈を与えた。この研究に対して、これらの 3 人に 1958 年のノーベル物理学賞が贈られた。彼のそのほかの研究テーマには、 γ 線による対発生、 γ 線の測定と応用に関する問題、中性子物理、軽い原子核の反応、中間子による原子核反応などが含まれており、研究用大型原子炉の建設(1960 年)にあたった。彼が 1937 年に結婚した Ella Abramovna Beilikhis は歴史学者として著名である。

フランク, J. Franck, James 1882.8.26—1964.5.21 ドイツ、アメリカの実験物理学者。ハンブルクに生れる。ハイデルベルク、ベルリン両大学に学び、1906 年学位取得。1912 年ころよりベルリン大学で G. Hertz と共同で、気体放電の基礎過程としての電子と気体原子との衝突を実験的に研究。非弾性衝突における原子励起エネルギーの量子化と、励起原子からの対応する光子エネルギーの発光を発見(⇒フランク-ヘルツの実験)した。この研究により、1925 年ノーベル物理学賞受賞。1917 年カイザー・ウィルヘルム物理化学研究所研究員。このころ原子・分子の準安定単位という概念を導入。1920 年ゲッティンゲン大学実験物理学教授、同第二研究所長。原子衝突、分子の振動と回転、分子の形成・解離過程に関して多くの研究を行う。分子の電子遷移と振動状態との関連についてフランク-コンドンの原理を導く。また親友 M. Born とともに多くの優

秀な研究者を育成した。1933年4月、非アーリア人迫害を目ざす公務員法が制定されると、彼は第一次世界大戦に志願従軍して鉄十字勲章を受けたことにより、同法の適用を免れる立場にあったにもかかわらず、抗議のため辞職し、新聞に声明を発表した。1935年アメリカに渡り、ジョンズ・ホプキンス大学教授。1938年シカゴ大学物理化学教授、光合成研究所を主宰。第二次世界大戦中は原爆開発計画に従事し、シカゴ大学冶金研究所化学副部長を務めた。1945年6月、同僚とともにフランク報告書をアメリカ政府に提出。原爆国際管理の必要性を主張、対日無警告使用に反対、公開示威実験を提案。1947年シカゴ大学名誉教授。アメリカ科学アカデミー会員、ロンドン王立協会外国会員。ラムフォード・メダル、マックス・プランク・メダル受賞。ゲッティングン名誉市民。同市を訪問中死去。[著書] *Anregungen von Quantensprüngen durch Stöße* (P. Jordan と共著), 1926。

プランク Planck, Max Karl Ernst Ludwig 1858.4.23—1947.10.4 ドイツの理論物理学者。キールに生れる。ミュンヘンおよびベルリンの大学で学び、1879年「熱力学の第二法則について」によりミュンヘン大学から博士号を取得。翌1880年 同大学の私講師となった。教授資格取得論文は「さまざまな温度での等方的物質の平衡状態」であった。1885年キール大学員外教授、1889年ベルリン大学員外教授、1892年 正教授となり、1926年まで講義を行った。その間、1913—14年にはベルリン大学学長を務めた。1912年プロイセン科学アカデミー数学物理学部門常任理事、1930—37年カイザー・ウィルヘルム科学振興協会(後1947年にマックス・プランク科学振興協会と改組される)の会長を務め、1946年 同名協会会長となった。熱力学の研究に始まり、熱放射論と量子論、相対論など約60年間にわたって研究活動を続けた。学位論文から初めの15年は、熱力学の第二法則を明確化し、詳細に検討してそれを個々の問題に適用することに専心した。不均一系の平衡、希薄溶液の平衡の一般論(1887年)、解離と温度の関係(1888年)、浸透圧の問題(1890年)、電解現象(1891年)などを扱い、それらの成果を「熱力学講義」(1897年)にまとめた。その間ゲッティングン大学哲学部の懸賞に応募して「エネルギー保存の原理」*Das Prinzip der Erhaltung der Energie* (1887年刊、5版1924年)を書き、二等賞を得た。その後、第二法則の電磁理論の基礎づけに進み、放射と電気的な一次元調和振動子(プランクの共鳴子ともよばれる)との相互作用を扱い、放射法則の導出を試みた(1895—99年)。正しいと確信していたウィーンの放射法則と、実験とのずれが1900年になって決定的となるに及んで、ウィーン法則を修正し、その理論的導出を行った(プランクの放射法則)。そこでエネルギー量子の考えとプランク定数 h を導入し、量子論への道を開いたことは有名である。1906年、 h に関して共鳴子の位相平面の要素領域としての意味を強調。作用量とよんだが、 h 導入の重要性は Planck 自身を含めてしばらくは理解されなかった。彼は共鳴子が離散的なエネルギーしかとれないと考えていたわけではない。量子論の重要性、 h 導入の不可避性が物理学界に広く認められるようになったのは、1911年の第一回ソルベイ会議からといわれる。H. A. Lorentz によって、共鳴子が不連続的にしか放射を吸収放出しないことに難を唱えられ、Planck は1910—12年に、吸収は連続的に、放出のみ不連続的かつ確率的に行う共鳴子を仮定した。プランクの

第二理論とよばれる。次いで1915—16年には位相空間を要素領域に細分化する量子条件の一般化を提出した。相対論に関しては、A. Einstein の理論が出ると直ちにこれを評価して相対論的運動方程式を論じ、熱力学の相対論的定式化を与えた(1906—08年)。このほか、彼には哲学的な著作、講演も多い。物理学についての思想は、初期には E. Mach らの実証主義の影響下にあったが、徐々にその立場を変え、1908年のライデン大学での講演「物理学的世界像の統一」では明確な実在論をとり、Mach を批判した。物理学は、感覚というような人間的要素から離れて統一的世界像に向かうことを理想とし、物理学の理論体系は人間と独立な実在の模写であるべきだと主張した。量子力学成立後は、その統計的解釈を批判し、古典力学と量子力学の総合を試みている(1940年)。1918年ノーベル物理学賞、1928年ロンドン王立協会コプリ・メダル、1929年ドイツ物理学会マックス・プランク・メダル受賞。[著書] *Vorlesungen über Thermodynamik*, 初版1897、9版1929(「熱力学」, 1938); *Einführung in die Theoretische Physik* (全5巻), 1916—30(「プランク理論物理学汎論」全5巻, 1925—45; 復刻版, 1977); *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung*, 初版1906、5版1923(「プランク熱輻射論」, 1975); *Vorträge und Erinnerungen*, 1933(「現代物理学の思想」上下, 1971—73)。

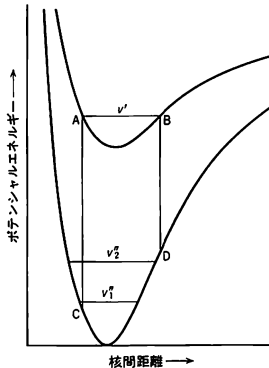
プランク-コンドン因子 [英 Franck-Condon factor, 独 Franck-Condon-Faktor, 仏 facteur de Franck-Condon, 露 фактор Франка-Кондона] 分子スペクトルにおけるバンド系の相対強度を決める主な因子である。一般に、スペクトル線の強度は遷移行列要素の二乗に比例し、2つの電子項間遷移における行列要素 R^{mn} は、電子項の波動関数に依存する項 R_e^{mn} 、振動項の波動関数のみに依存する項 R_v^{mn} 、および回転項の波動関数のみで決まる項 R_f^{mn} の3つの項の積として近似できる(ここに m, v, J' は上位項の、 n, v', J'' は下位項の電子項、振動項、回転項に関する量子数を表す)。このような近似では $|R^{mn}|^2 = |R_e^{mn}|^2 \cdot |R_v^{mn}|^2 \cdot |R_f^{mn}|^2$ となり、回転線の集りから成る1つのバンドの強度はほぼ $|R_e^{mn}|^2 \cdot |R_v^{mn}|^2$ で決まる(ただしここでは温度分布、および放射光あるいは吸収光の振動数に依存する因子を除いている)。ここで電子項遷移モーメントとよばれる R_e^{mn} が核間距離 r の変化に対してゆっくり変化した、 $|R_e^{mn}|$ が平均値 $|R_e^{mn}|$ で置換えられるならば、各バンドの強度は $|R_v^{mn}|^2$ 因子のみで決まる。これをプランク-コンドン因子 ($q_{vv'}$) とよび

$$q_{vv'} = \left| \int \Psi_v \Psi_{v'} dr \right|^2$$

で与えられる。 $\Psi_v, \Psi_{v'}$ は上位項および下位項の振動の波動関数、 r は核間距離である。このように、強度分布が $q_{vv'}$ で与えられるということからプランク-コンドンの原理が量子力学的に基礎づけられる(⇒プランク-コンドンの原理)。 Ψ_v は規格直交化されているから $\sum_v q_{vv'} = \sum_v q_{v'v} = 1$ が成り立ち、この関係式から振動の総和則が導かれる。なお、 R_e^{mn} が核間距離 r の関係として無視できない変化を示すことも少なくないので定量的解析にプランク-コンドン因子を使うのは注意を要する(⇒スペクトル線の強度因子)。

プランク-コンドンの原理 [英 Franck-Condon principle, 独 Franck-Condon-Prinzip, 仏 principe de

Franck-Condon, 露 принцип Франка-Кондона] 分子のスペクトルが電子項遷移によって引起される場合の、振動構造すなわちバンドの相対強度分布を支配する原理。J. Franck によると、量子的遷移における「電子の跳躍」は核の振動に比べて極めて速いため、この「跳躍」の前後における核の位置および運動量に変化はない」と表現される。Franck はこれを数学的に導いたが、後に E. U. Condon が量子力学を基礎として説明した(⇒フランク-コンドン因子)。たとえば図のように2つの安定な電子状態間遷



移で発光スペクトルが現れる場合を考える。 ν' 振動項では A, B 2 点の付近で核の速度は 0 に近く、核がこのあたりに滞在する確率が高い。したがってこれらの点と等しい核間距離 r 付近で速度が 0 となる ν' 振動に遷移する確率が大きくなる(図の C または D)。すなわち ν' 振動項からは C 点または D 点に近い振動項 ν_1' または ν_1^2 項への遷移が強く現れる。 $\nu \rightarrow \nu'$ 遷移の振動スペクトルの強度分布を、 ν' を縦軸、 ν を横軸にして記入し、強度の大きい点を結んでいくと放物線となる。この放物線をコンドン放物線という。コンドン放物線はフランク-コンドンの原理によって理解できる。多原子分子ではコンドン放物線は一般に明らかに現れないが、その強度分布はやはりこの原理で説明される。この原理は不安定な電子項の関係した遷移にも適用できるので、連続スペクトルの強度分布、前期解離の強さの説明にも役立つ。また電子項間の振動作用および無放射遷移についても当てはまる(⇒フランク-コンドン因子)。

プランク定数 [英 Planck constant, 独 Plancksche Konstante, 仏 constante de Planck, 露 постоянная Планка] 1900 年, M. Planck は物体の熱放射について研究し、量子仮説をたてて、実験とよく一致する放射公式を導いた(⇒プランクの放射法則)。このとき導入されたのがプランク定数で、 h で表される。 h は約 6.6×10^{-34} J·s の値をもち、量子論では基本的な意味をもつ普遍定数となった。 h は [エネルギー×時間] という作用量の次元をもつので作用量とすもよばれる $\hbar = h/2\pi$ という量もよく用いられる。 h はミクロの事象を取扱う量子論のいたるところに現れる。たとえば、振動数 ν の光子のエネルギーは $h\nu$ であり、運動量 p の粒子の物質波の波長は h/p で表される。 h を無視するような場合、すなわち $\hbar \rightarrow 0$ の極限では、量子力学は古典力学に移行するので、 h はミクロの世界とマクロの世界を区別する量であり、 h が 0 でない有限の量であることが、量子的現象の特徴である。量子力学で

計算される物理量は、多くの場合 h を含んでいるので、それらの量を実験と比較して h の値を定めることができる。たとえば、最近では、ジョセフソン効果の実験から直接 h を測定することができるが、 h が導入された初期の時代に、実験から直接 h を定めたいいくつかの方法をあげるのと次のとおりである。

(1) 物体からの熱放射による方法: プランクの放射公式によれば、物体からの熱放射の波長(または振動数)分布は、物体の温度の関数として与えられる。したがって温度のわかっている物体からの熱放射とプランクの公式を比較して、公式中の h の値を決めることができる。

(2) 光電効果による方法: 光電効果で放出される電子の運動エネルギー E は、入射光子の振動数 ν の関数として、 $E = h\nu - W$ (W は仕事関数) で与えられる。よって、 ν を変えて E を測定すれば、 h を決定できる。この方法で最初に h を決めたのは R. Millikan である (1916 年)。

(3) 電子の制動放射による方法: エネルギー E の電子が物質中で起す制動放射によって放出される光のうち、最も振動数の大きいものを ν_0 とすると、 $E = h\nu_0$ なる関係が成立する。よって ν_0 を測定すれば h が求められる。

プランクテスト [英 blank test, 独 Blindversuch, 仏 essai à blanc, 露 контрольное испытание] 目的とする物質のある物理量あるいは化学量を測定するとき、ほかの条件はまったく同じにしてその物質だけが存在しない状態で行う試験。空試験ともいう。たとえば光吸収分析によって溶液中の溶質の濃度を測定する場合、あらかじめ溶媒のみを試料セルに入れて透過光強度を測定するなどがこの例である。この場合、溶媒の影響や試料セルの窓での光の反射の影響などが補償されるので、正確な溶質の濃度が求められることになる。分光分析や測光などによく用いられるダブルビーム法は、一方の光線束を使ってプランクテストを行いながら測定量を求めていると考えることができる。

フランクの部分転位 [英 Frank partial dislocation, 独 Franksche unvollständige Versetzung, 仏 dislocation de Frank, 露 дислокация Франка] ⇒ 部分転位

プランクの放射法則 [英 Planck's law of radiation, 独 Plancksches Strahlungsgesetz, 仏 loi de rayonnement de Planck, 露 закон излучения Планка] M. Planck が 1900 年に提出した黒体放射のエネルギー分布式。絶対温度 T の黒体放射の波長(または振動数)が λ と $\lambda + d\lambda$ (または ν と $\nu + d\nu$) との間にある放射のエネルギー密度を $w_\lambda d\lambda$ (または $w_\nu d\nu$) とすれば

$$w_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(ch/k\lambda T) - 1}$$

$$\cdot \left(\text{または } w_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \right)$$

になるという法則。ここで h はプランク定数、 c は真空中の光速、 k はボルツマン定数である。すでに、電磁理論による熱力学の第二法則の基礎づけ、熱放射過程の解明に取組んでいた Planck は、ウィーン放射法則の正しさを確信していたが、1899 年の O. Lummer と E. Pringsheim の実験、1900 年の H. Rubens と F. Kurlbaum の実験によりウィーンの法則が長波長側での測定結果からずれることが決定的となったため、その改良式として $w_\lambda = c_1 \lambda^{-5} [\exp(c_2/\lambda T) - 1]$ (c_1 および c_2 は定数)を提案し、以下のような理論的導出を行った。空間内に多数の電気的な一次元調和振動子(プランクの共鳴子ともいう)があって放射を放

出吸収して互いにエネルギーを交換しているとして平衡が成立し、空洞内は黒体放射で満たされるであろう。このとき振動子の平均エネルギー U と放射のエネルギー密度 w の間には一定の関係が得られるから、 w を得るには U を計算すればよい。 U は振動子系のエントロピー S から熱力学の関係 $\partial S / \partial U = 1/T$ を用いることにより得られる。 S を決めるには L. Boltzmann の関係 $S = k \log W$ に従って、多数の振動子へ全エネルギーを同時に配分する方法の数 W を数えればよい。その際、エネルギーを連続量とみなすと W は無限大になってしまうので、各振動数へのエネルギーの配分は有限量 ϵ ずつしか行えないと仮定する。こうして w が求められた。この w がウィーンの変位則を満たすためには、 $\epsilon = h\nu$ でなければならない。エネルギー量子の考えとプランク定数 h はこうして導入された。1916 年になって A. Einstein は空洞の中に振動子のほかにボーアの原子が存在する場合を考察し、遷移確率の概念を導入してプランクの放射法則を導いた。今日では量子統計力学に基づいて導かれる。

フランク・ヘルツの実験 [英 Frank-Hertz's experiment, 独 Franck-Hertz-Versuch, 仏 expérience de Franck-Hertz, 露 опыт Франк-Герца] 原子はとびとびのエネルギー準位をもつというボーアの原子模型を実験的に検証するために J. Franck と G. Hertz により行われた実験。図 1 に示すようにフィラメント F とプレート P

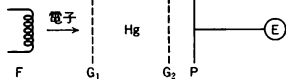


図 1

の間に 2 つのグリッド G_1 と G_2 をおき、F と G_1 の間には加速電圧 V_a を与えて電子を加速する。 G_1 と G_2 は等電位にしておいて、その間に Hg の蒸気を満たしておき電子と衝突させる。 G_2 と P との間にはわずかの減速電圧 (約 0.5 V) を与えておく。P を検流計 E につなぎ、 V_a を変えていくと E の示すプレート電流は図 2 に示すように変化する

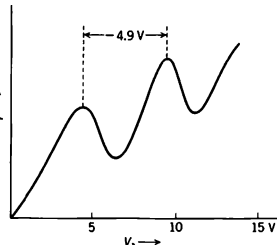
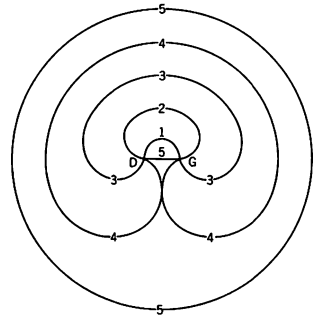


図 2

る。これは次のように考えられる。電子の入射エネルギーが Hg の第一励起エネルギー W_1 より小さい間は電子は Hg 原子を励起することができないから弾性散乱のみを繰返して、プレート P に到達する。このような電流は加速電圧 V_a の増加とともに増加する。入射電子のエネルギーが W_1 に達すると電子が Hg 原子を励起してエネルギーを失う過程が可能になる。Hg 蒸気の密度が適当に高いと、大部分の電子が G_2 に達するまでに 1 回このような非弾性衝突をするようになる。衝突によってエネルギーを失った電子は G_2 と P との間の阻止電場のために追返されてプレート P に到達できないため、プレート電流 I は V_a を増す

と一度急激に下がる。 V_a がさらに大きくなると、電子は非弾性散乱の後でも $eV_a - W_1$ のエネルギーをもち阻止電場に打勝って P に到達できるようになり I は再び増加する。もっと V_a が大きくなると、一度非弾性散乱された電子が、もう一度 Hg 原子を励起できるようになるため、第二のピークができて、その先で再び電流の減少が見られる。図 2 の 2 つのピークの間隔は Hg 原子の第一励起エネルギー 4.9 eV に一致している。ただし Hg には第一励起状態より高い励起状態も存在するがそれらの関与するピークは第一励起状態によるピークと分離されていない。

フランク・リード源 [英 Frank-Read source, 独 Frank-Read-Quelle, 仏 source de Frank-Read, 露 источник Франк-Рида] F. C. Frank と W. Read によって提案された転位の増殖源。結晶の塑性変形は転位の運動によって起るが、1 本の転位の運動によってすべり面の両側の物質は相対的に原子間距離の程度しかずれない。したがって、測定されるような塑性変形を起すにはもともと結晶中にあった転位が動くだけでなく、塑性変形の過程で転位が増殖する必要がある。このため 1950 年 Frank と Read は初めて次のような転位の増殖機構を提案した。すなわち、図の DG はすべり面にのっている転位の部分で、DG で転



位は固定されているとすると、外力の下で転位が 1, 2, 3, 4 の順で動くと、固定点 D, G をまわった転位は両側から接近する。4 で両側から進んだ転位は出会った位置で対消滅し、5 では 1 つの転位の輪と出発点の転位になる。出発点に戻った転位は同じ過程を繰返すことによって、次々と転位の輪を発生することができる。

フランクリン [英仏 franklin, 独 Franklin, 露 франклин] 電気量の CGS 静電単位またはガウス単位。B. Franklin に由来する。単位記号は Fr. 国際記号単位術委員会 (International Committee for the Correlation of Scientific Symbols, Units and Nomenclature, SUN 委員会) によって 1961 年に採択された。真空中で 1 cm の距離にある同量の電荷の間に 1 dyn の力が作用するときの電荷が 1 Fr である。SI 単位との関係は $1 \text{ Fr} = (10/c) \text{ C}$ 。ただし c は $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 単位で表した光速である。CGS 静電単位系を、MK SA 単位系にならって 4 基本単位系化した「一般化 CGS 静電単位系」では、cm, g, s, Fr を基本単位として採用している。CGS 系から、国際単位系 (SI) に移行する過渡的措置として、SUN 委員会が採択したものである。

フランクリン Franklin, Benjamin 1706. 1. 17 - 1790. 4. 17 アメリカの科学者、政治家。マサチューセッツ州ボストン市に生れ、家が貧しかったため 12 歳のときから年奉公をし、その後ニューヨーク、フィラデルフィア、ロ

ンドンなどで働き、1726年フィラデルフィアに帰って印刷業を始めた。この仕事で彼は成功を収め、Pennsylvania Gazetteをはじめ種々の新聞を発行するなどして著名となり、州議会書記や郵便局長などの公職にも就き(1737～53年)、図書館の設立、消防事業、フィラデルフィア・アカデミー(後のペンシルベニア大学)の創設などにも尽力した。1746年 電気の実験について話を聞き、強い興味をそそられてその実験に着手した。彼は直ちにライデン瓶の働きを正しく理解し、ガラスの内側と外側とが逆に帯電し、この2つが相殺する現象が放電であることを知った。2種の電気を導線で連絡すれば一瞬に平衡が回復されるのである。彼は「正の電気」、「負の電気」の用語を導入し、この符号を考えることによって電気の「一流体説」を立てた。また雷の現象と電気の放電とが類似していることに注目し、その同定性を実験的に証明することを企てた。有名な嵐の実験は1752年のことで、雷雨の中で尖端に針金をつけた布張りの風を揚げ、風糸の途中に結んであった金属から火花が飛び、ライデン瓶が充電されることを示すことができた。これを用いていろいろな電気実験を行い、雷が電気現象であることを証明した。避雷針の発明も彼に負っている。その後アメリカ独立運動に参加して重要なポストにつき、1757～62年には代表者としてイギリスに駐在して外交面から独立運動に大きな貢献をした。彼の墓碑銘には、「天上からは稲妻を、暴君からは王笏をもちとった」とある。

ブランケット [英 blanket, 独 Blanket, 仏 enveloppe régénératrice, 露 зона воспроизводства] 核分裂性物質に変換することを目的として炉心外殻部に置かれる親物質の層のこと。通常これは、炉心の径方向に位置する径方向ブランケットおよび炉心の上下に位置する軸方向ブランケットよりなる。高速炉においては炉心から漏れ出る高速中性子の数が多いため、これをむだに棄てることなくブランケットの親物質に (n, γ) 反応により吸収させることにより核分裂性物質の生成に利用するとともに、ブランケット内の核分裂による熱出力の増加に役だてる。高速増殖炉におけるブランケットの役割は大きく、これを高速実験炉の設計値でみると表のようになる。

	炉 心	ブランケット	原子炉全体
熱出力の割合	89%	11%	100%
増殖比	0.22	0.86	1.08

フランジ [英 flange, 独 Flansch, 仏 bride, 露 фланец] 真空装置あるいは高圧装置の接続部で用いられる最も基本的な部品のひとつ。一般に、十分の厚みがある円形の板で、一対のフランジの間にガスケットとよばれるリング状または板状のやわらかい金属あるいはエラストマーを挟み、ボルトなどで締めつけて気密を保つ。特殊な場合には円形以外の形状のものもある。真空部品、圧力部品の多くはフランジ接合によって組上げられるから、フランジには共通性が必要であり、各種の用途に応じいろいろなフランジ規格がある。フランジをボルトで締めて部品を固定する場合、任意の角度で部品が固定できるようふうされたものに、回転フランジがある。回転フランジでは、図1に示すように気密を保つフランジ本体と、ボルト締めを行う部分とが分離されて自由に回転できるようになっている。真空技術では、フランジの性能は特に重要である。高真空用としてはエラストマーガスケット(主に合成ゴムリ



図 1

ング)をガスケット溝に挿入して使用するが、超高真空フランジでは金属ガスケットを特殊構造のシール部に取付けて、ボルトなどで締めつけて気密を保つ。現在 ICF フランジとよばれるものが世界的に最も広く普及しており、性能もよい(図2)。超高真空フランジの国際規格をつくろうとする動きも一部にある。ボルトで締めつける代りに、特殊器具を用いてフランジを締めつける形式のものもある。

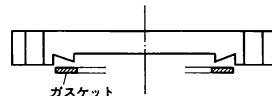


図 2

ブランチング比 = 分岐比

フランツ-ケルディッシュ効果 [英 Franz-Keldysh effect, 独 Franz-Keldysh-Effekt, 仏 effet Franz-Keldysh, 露 эффект Франца-Келдыша] 静電場中で吸収端の形状が長波長側に向かって指数関数的に減少し、バンドギャップより短波長側ではエアリー関数で特徴づけられる振動構造を示すことをいう。W. Franz と L. V. Keldysh が独立に理論的な研究を行い、後に Si, Ge, CdS など多くの半導体について実験的に確かめられた。吸収スペクトルに現れる振動構造の周期は電場の $(2/3)$ 乗に、振幅は $(1/3)$ 乗に比例して増大し、これらの解析からバンドギャップのエネルギーをはじめ、状態密度などのバンド構造についての知見が得られる。

プラント Planté, Raimond Louis Gaston 1834.4.22—1889.5.21 フランスの物理学者。ビレネー山系の大西洋岸の町オルセーに生れた。工芸学校の物理学講師から、パリの理工学協会の物理学教授となった。主要な研究は電池に関するもので、J. W. Ritter の研究を基礎としてさまざまな電池の製作を試みたが、1859年 希硫酸中に鉛板を用いた電極を入れ、初めて鉛電池を作り、実用的な蓄電池の創出者となり、また鉛電池の一般的原理を与えた。パリ郊外のベルビュで没した。

プラント-バイサラ振動数 [英 Brunt-Väisälä frequency, 独 Brunt-Väisälä-Frequenz, 仏 fréquence de Brunt-Väisälä, 露 частота Брунта-Вайсалы] 成層流体内にある流体粒子の平衡点付近での微小振動の振動数。テスト粒子が非圧縮の場合、平衡点を原点とする鉛直方向の座標成分を z 、密度を ρ 、重力の加速度を g とすると、プラント-バイサラ振動数 N は

$$N = \sqrt{(-g)(d\rho/dz)|_{z=0}/\rho|_{z=0}}$$

である。この式からわかるように N は成層の度合いを表す。特に、 N が虚数になるのは成層が不安定な場合である。また、 N は成層流体内を伝播する内部振動の振動数の上限に対応する。テスト粒子が圧縮性の場合、上式における $(d\rho/dz)|_{z=0}$ を $\{(d\rho/dz)|_{z=0} - (d\rho/dz)|_{A(z=0)}\}$ に書換える必要がある。ただし、添字 A は断熱大気での値を示す。

プラントル Prandtl, Ludwig 1875.2.4—1953.8.15 ドイツの理論および応用力学、特に流体力学の研究者。バイエルン地方のフライジングに生れ、ミュンヘン工科大学機械工学科に学び、「深い梁の横座屈現象」(1900年)によ

り学位を受ける。MAN(アウグスブルク-ニュルンベルク機械製作所工場)に機械技術者として1年、ハノーバー工科大学に教授として3年勤務の後、ゲッティンゲン大学に新設の応用力学の教授に就任、死去の6年前の引退までこの地位にあった。MANで設計した拡散筒の開きが過大で流れがはがれ、期待の圧力回復が得られなかった失敗の反省は、彼の心を占めて離れず、「粘性の極めて小さい流体の運動」(1905年)と題する論文で解答が与えられた。粘性の小さい流体の高いレイノルズ数の流れにおいて、粘性の影響は、固体壁に接して境界層とよばれる部分に限られること、境界層はレイノルズ数の平方根に逆比例して薄くなるので、ナビエ-ストークス方程式が近似的に解かれること、圧力上昇を伴う流れでは、境界層が固体壁からはがれて渦をつくる可能性のあることなどを明らかにし、実験に依存するだけであった粘性流体の高いレイノルズ数の流れに、解析の新しい方向と現象を正しく理解するための基礎を与えた。境界層理論は20世紀の流体力学の金字塔といわれるが、時代に先行しすぎたため普及に年月を要した。これとは対照的に、もう一つの代表業績である三次元翼理論(1910~19年)は、時をおかず飛行機その他の設計に利用された。翼と渦の類推はイギリスのF. W. Lanchesterによって注意されていたが、Prandtlは翼を理想化して渦線で置換え、揚力の発生は必然的に誘導抵抗を伴うこと、この抵抗の大きさは翼幅に沿う揚力分布などとともに、理論的に計算できることを示した。現象を理解する直覚と、それを簡単な数式で表す能力の天与のものが露呈されている。なおその他の業績として、管の中の超音速流れ(1904~07年)、流体中の熱伝達(1910年)、層流の不安定と乱流への遷移(1914, 21, 31年)、材料の塑性変形(1920~24年)、亜音速および超音速における薄い翼の理論(1930, 36年)、混合距離の概念による乱流輸送理論(1925, 32, 42, 45年)などが挙げられる。内外の大学や学会から贈られた栄誉は37に達するが、ナチスにおもねらず、戦後の復興まで見ずに終った晩年の身辺は不遇であったようである。[主著] *Abriß der Strömungslehre*, 1931; *Führer durch die Strömungslehre*, 初版1942, 2版1944, 3版1949。[論文集] *Gesammelte Abhandlungen zur Angewandten Mechanik, Hydro- und Aerodynamik* (全3巻), 1961。

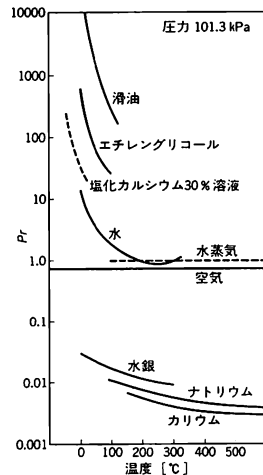
プラントル-グラウアートの法則 [英 Prandtl-Glauert's rule, 独 Prandtl-Glauertsche Regel, 仏 loi de Prandtl-Glauert, 露 правило Прандтля-Глауэрта] 二次元および三次元の薄い(あるいは細い)物体を過ぎる音速より遅い流れを、厚さ(細さ)の異なる物体を過ぎる縮まない流れから推定する法則。二次元の薄い物体(翼やプロペラ断面など)が気体中を音速より遅い速さで動き、流れがどこでも音速を超えないと考えられるときには、物体から遠く離れた位置の一様流のマッハ数を M_∞ とすると、物体表面に働く圧力の大きさは、同じ物体が縮まない流体中で受ける圧力の大きさの β^{-2} 倍 ($\beta = \sqrt{1 - M_\infty^2}$) に増大する。あるマッハ数の実験値から他のマッハ数の場合の結果を予想するのに有用な相似法則のひとつで、数学的には基礎方程式と境界条件が適当な変換で同一になることから証明される。

三次元の細長い物体(ロケットや弾丸など)では、物体の軸上で基礎方程式の解が特異性(対数的特異性)を示すので、この法則をそのままの形で用いることはできない。こ

のときは、まず主流と直角をなす方向の大きさを β 倍に縮めた擬相似物体が縮まない流体の中に置かれたときの対応点の圧力を知ると、実際の物体の圧力はその β^{-2} 倍として得られる。この法則を二次元物体に適用すると、先に述べたプラントル-グラウアートの法則に相当する結果が再び得られる。

プラントル数 [英 Prandtl number, 独 Prandtl-Zahl, 仏 nombre de Prandtl, 露 число Прандтля] 流体の空力加熱や熱伝達に現れる無次元の物性値で動粘性率と温度伝導率の比を表す。流体の密度 ρ 、圧力 p 、粘性率 μ 、定圧比熱 c_p 、熱伝導率 λ を用いて、縮まない流体の速度 v 、温度 T に関する運動方程式およびエネルギー方程式は、それぞれ $\rho Dv/Dt + \text{grad } p = \mu \Delta v$ 、 $\rho c_p DT/Dt = \lambda \Delta T + (1/2)\rho \sum (\partial v_i/\partial x_k + \partial v_k/\partial x_i)^2$ である。両式の右辺第一項はそれぞれ粘性および伝導による運動量および熱の散逸を表すが、この大きさを定める係数はそれぞれ動粘性率 $\nu = \mu/\rho$ および温度伝導率 $a = \lambda/(\rho c_p)$ である。両者の比を L. Prandtl (1910年)にちなみ、プラントル数 $Pr = \nu/a = \mu c_p/\lambda$ という。

分子運動論によれば、気体では μ と λ の間には密接な関係があり、 Pr は温度や圧力によらず、比熱の比を γ とすると $Pr = 4\gamma/(\gamma - 5)$ で表される(空気ではほぼ0.7)。これとのかい違いが生ずるのは、低温で蒸気に近い状態になるとか、水蒸気やアンモニアのような極性気体の場合である。



液体では温度の上昇とともに μ が減少するため、 Pr も同様に著しく変わる。 Pr が大きい場合には、熱伝導が相対的に小さいため、摩擦により生じた熱がその場所にたまる傾向となる。通常の液体はこれに属する。一方、液体金属では λ が大きいので、 Pr は0.01の程度と小さいので熱交換性が極めて良く、原子炉の冷却剤として用いられるのはこのためである。

20°Cにおける空気、水の Pr は0.71および7.1である。文献によっては、プラントル数を σ で表すことがある。なおまれにはあるが、熱拡散係数を用いたシュミット数 ν/D_T をプラントル数とよぶことがある。

ブランリー Branly, Édouard 1844.10.23—1940.3.25 フランスの物理学者。アミアンで生れる。エコール・

ノルマル・シュベリエールとソルボンヌ大学で学び学位を受ける。3年間ソルボンヌで教えた後、1875年よりパリ・カトリック大学物理学教授。パリにおいて死去。電波、紫外線、気体の電気伝導についての研究がある。金属粉の電気伝導を研究中、電波の影響で電気伝導率が增大する現象を発見した。1890年ガラス管内の二電極間に鉄やニッケルなどの細粉を緩く入れたコヒーラーを発明し、初期の無線通信技術の成立に大きな役割を果たした。後に G. Marconi が長距離の無線通信に成功したときにも、コヒーラーが用いられた。

ブリアーズ効果 [英 Blears effect, 独 Blears-Effekt, 仏 effet Blears, 露 эффект Блирса] 電離真空計を用いて圧力を計測するとき、ノーマルゲージ(ガラス管球に導管のついたもの)とヌードゲージ(電極が直接真空容器内に挿入されるもの)では測定結果に約10倍の差が生じるという現象。常にヌードゲージの方がノーマルゲージよりも約10倍高い圧力を示す。この現象は1947年に J. Blears によって発見され、この名がある。ブリアーズ効果がなぜ起きるかの説明としていくつかの説があるが、そのいずれもが決定的な裏づけに欠けているまま、現在に至っている。現在、最も広く支持されているのは、いくつかの説を総合した以下のような説明である。電離真空計は油蒸気に対しては感度が大であるため、油拡散ポンプを用いた高真空系などではほとんど油蒸気の分圧を示している。したがって、ノーマルゲージ内では油蒸気分圧が低いことになるが、その理由は以下の通りである。油蒸気は導管を通過するとき吸着、脱離の過程を伴っているため、導管のコングタタスは非常に小さい。一方ノーマルゲージ管球内に達した油蒸気は、管球内における電離現象で分解されるが、分解されて生じたガスに対する導管のコングタタスは大きいから、定常状態でノーマルゲージ内の油蒸気分圧は常に低い。しかし一方で、油蒸気がほとんど存在しない超高真空領域 $\sim 10^{-7}$ Pa ($\sim 10^{-9}$ Torr)においても同じ効果が認められたという報告もあり、上の説明についてもいくつかの欠点が認められる。

フーリエ Fourier, Jean Baptiste Joseph, Baron de 1768.3.21—1830.5.16 フランスの数理物理学者。8歳で両親を失い、軍の学校に送られて数学に熱中したが、次いで修道院に送られ、フランス革命に遭遇、恐怖政治の犠牲者の救済に奔走したなどで捕えられるなど、激動の世情を体験した。新設のエコール・ノルマルにしばらく在学した後、1795年のエコール・ポリテクニク開校に際し教職に迎えられ、J. L. Lagrange や G. Monge を補佐したが、再び投獄された後、Napoleon 一世のエジプト遠征に参加して文化研究や外交業務を担当したりした。政変の影響はさらに続くが、アカデミー・デ・シアンズとの関係が深まって1817年に同会員となり、1822年には終身書記への地位についた。1808年男爵に列せられた。遠征時に得た病が事故で悪化し、パリで没した。彼の最高の業績は、熱の伝導(拡散)現象の研究と、それを進めるための数理的技法の開拓とである。フーリエ級数を導入・活用して拡散の偏微分方程式を解いた1807年の論文は P. S. Laplace, Monge の支持を得たが、Lagrange の反対にあつて、目の目を見なかった。1810年熱拡散の問題に賞金がかけられたとき、彼は上記の論文を改訂し、さらにフーリエ積分の定理を用いて、優れた論文に上げ、賞を獲得した。下記の主著は、この方面の数理物理上の広範な業績のほか、次元解

析論などをまとめたものである。また、熱現象に関する物理的な知見を集成する予定で着手された別著 *Théorie physique de la chaleur* があるが、未完に終わった。その他に純数学的な業績として、方程式論や方程式の数値解法、確率論、誤差論に関するものが知られている。[主著] *Théorie analytique de la chaleur*, 1822.

フーリエ解析 [英 Fourier analysis, 独 Fourier-Analyse, 仏 analyse de Fourier, 露 анализ Фурье] フーリエ級数、フーリエ変換、あるいはもっと広く、一般の直交関数による展開や一般の積分変換などを用いて行う解析的な方法の総称(⇒フーリエ級数、フーリエ分解、フーリエ変換)。

フーリエ級数 [英 Fourier series, 独 Fourier-Reihe, 仏 série de Fourier, 露 ряд Фурье] 区間 $[-\pi, \pi]$ で定義された積分可能な関数 $f(x)$ に対して

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \cos nx dx \quad (n=0, 1, 2, \dots) \quad (1)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) \sin nx dx \quad (n=1, 2, 3, \dots)$$

で与えられる a_n, b_n を f のフーリエ係数、それらを用いてつくった形式的な級数

$$\tilde{f}(x) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos nx + b_n \sin nx) \quad (2)$$

をフーリエ級数とよぶ。 $f(x)$ が偶関数、奇関数の場合にはそれぞれ $b_n=0, a_n=0$ となる。これらに対応する級数はそれぞれフーリエ余弦級数、フーリエ正弦級数とよばれる。 $f(x)$ が区分的になめらか(すなわち f, f' が区分的に連続)な関数である場合には、式(2)の右辺の級数は f の連続な点ではこの値に一樣収束して $\tilde{f}(x)=f(x)$ となり、 f の不連続点 $x=x_0$ では $\tilde{f}(x_0) = (1/2)[f(x_0-0) + f(x_0+0)]$ を与える。2つの積分可能な関数 $f(x), g(x)$ が $[-\pi, \pi]$ 内の有限個の点を除いて等しい場合には、両者のフーリエ係数は一致する。フーリエ級数は $[-\pi, \pi]$ における正規直交関数系

$$\left\{ \frac{1}{\sqrt{2\pi}}, \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cos x, \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sin x, \dots, \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cos nx, \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sin nx, \dots \right\} \quad (3)$$

による展開(⇒直交関数展開)と考えられる。もし $|f(x)|^2$ が積分可能であれば、パーセバルの等式

$$\int_{-\pi}^{\pi} |f(x)|^2 dx = \frac{\pi}{2} |a_0|^2 + \pi \sum_{n=1}^{\infty} (|a_n|^2 + |b_n|^2) \quad (4)$$

が成り立つ。これは式(3)の直交関数列が完全であることによる。フーリエ級数やパーセバルの等式を用いると無限級数の和を計算することができる。またフーリエ級数は偏微分方程式の固有値問題を解くのに広く利用されている。式(1), (2)を複素数に拡張すれば

$$\tilde{f}(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{inx}, \quad c_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} f(x) e^{-inx} dx \quad (5)$$

となる(式(4)の右辺は $(\pi/2) \sum_{n=-\infty}^{\infty} |c_n|^2$ となる)。式(5)は単位円周上で定義された関数 f のローラン展開とみなすこともできる。また、区間 $[-l, l]$ において定義された関数のフーリエ級数も同様にして定義され、特に $l \rightarrow \infty$ としたものがフーリエ積分である(⇒フーリエ変換)。

フーリエ合成法 [英 Fourier synthesis, 独 Fourier-Synthese, 仏 synthèse de Fourier, 露 гармонический син-

て³ 結晶の単位胞内の点(XYZ)における電子密度は、結晶の周期的構造のためフーリエ級数として表すことができる。

$$\rho(XYZ) = \frac{1}{V} \sum_h \sum_k \sum_l F(hkl) \exp\{-2\pi i(hX + kY + lZ)\}$$

ここで F は結晶構造因子、 V は単位胞の体積である。この式は一般的なのであるが、結晶の属する空間群によって $F(hkl)$ の間に一定の関係があることを利用すると、もっと簡単な式を導くことができる。また、たとえば X 方向へ積分することによって (YZ) 面への電子密度の投影を計算することなども容易である。結晶構造因子もまた電子密度のフーリエ変換として記述することができる。結晶構造解析において、実験より $|F|$ を求め、さらになんらかの方法で位相を決め、多くの $\{hkl\}$ に対する F の組値が得られたとき、上式を用いて電子密度を計算する手続きをフーリエ合成法という。また、得られた電子密度分布をフーリエ合成図形とよぶ。

フーリエ積分 [英 Fourier integral, 独 Fouriersches Integral, 仏 intégrale de Fourier, 露 интеграл Фурье]

⇒ フーリエ変換

フーリエ分解 [英 Fourier analysis, 独 Fourier-Analyse, 仏 analyse de Fourier, 露 анализ Фурье] 周期関数 $f(x)$ をフーリエ級数

$$f(x) = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos nx + b_n \sin nx)$$

に展開してフーリエ係数 a_n, b_n を求めること、または、一般の関数 $g(x)$ をフーリエ積分

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) e^{i\omega x} d\omega$$

の形に表してフーリエ成分 $G(\omega)$ を求めることをいう(⇒ フーリエ級数, フーリエ変換)。スペクトル分解の一種である。 a_n, b_n や $G(\omega)$ は特定の振動数の正弦波の振幅を表すから、フーリエ分解は $f(x)$ や $g(x)$ をいろいろな振動数(あるいは波数)の波に分解したこと相当する。この方法は、たとえば分光器によって可視光をスペクトルに分解したり、振動、騒音、乱流などの複雑な統計現象の特徴をとらえたりするのに広く利用されている。逆に、フーリエ成分(フーリエ係数)が与えられたときに、それぞれに対応する正弦波を重ね合わせてもとの関数を求めることをフーリエ合成という。

フーリエ(変換)分光器 [英 Fourier transform spectrometer, 独 Fourier-Spektrometer, 仏 spectromètre de transformation Fourier, 露 спектрометр преобразования Фурье] フーリエ分光法の原理に基づく赤外分光光度計。フーリエ変換分光器(FTS)には光路差変化が周期的か非周期的か、光束の分割方式が何か、また両光束が対称か非対称かなどにより各種のものがある。大部分の分光器では光路差の変化方式は非周期的である。比較的波長の短い赤外領域ではマイラーなどの赤外透過材料による振幅分割方式がとられ、サブミリ波領域ではラメラ格子による波面分割の方式が有効である。ワイヤー・グレーティングによる偏光面分割の例もある。

通常、測定試料を2光束の重なる位置に置き、試料の有るときと無いときで光パワーを測定し、吸収を測る。これをパワー FTS と称し、この場合2光束は完全に対称となっている。これに対して、一方の光束側に試料を置くと

は、2光束は非対称となり、光波の振幅と位相に関する情報を得られる。これは振幅 FTS といわれ種々の利点がある。

現実の FTS ではインターフェログラム(⇒フーリエ分光法)の範囲が有限で、最大光路差を L とすると、装置関数は $2L \sin(2\pi\sigma L)/(2\pi\sigma L)$ で与えられ(σ は波数)、波数分解の限界はほぼ $1/2L$ となる。しかし、この関数のサイドローブはかなり大きく、ゴーストとなるので、その除去処理(アポダイゼーションという)を施すと分解度は低下する。また FTS の1つの難点は膨大な計算後でないとスペクトルの形がわからない点であったが、これは光路差の関数として干渉曲線が描かれ(測定され)ていく各時点までのデータに対応するスペクトルを実時間で次々と求めていく、吉永弘らのオンライン方式によって解決された。

近年の動向としては、より短波長領域への拡張、高分解能化、複光線化がある。また、輝度は小さいが広がりをもつ光源の分光測光のために、広視野フーリエ分光器の研究もある。市販の器械ではいくつかの領域に分けてはあるが $5 \sim 3300 \text{ cm}^{-1}$ の範囲がカバーされる。分解能の点では、 $0.05 \sim 1 \sim 20 \text{ cm}^{-1}$ と必ずしも高くはない。研究室段階では 0.005 cm^{-1} に及ぶものもある。

フーリエ(変換)分光法 [英 Fourier spectroscopy, 独 Fourier-Spektroskopie, 仏 spectroscopie de Fourier, 露 спектроскопия Фурье] 干渉分光器を用いた分光法の1つで、光源の強度が弱い赤外領域の分光に主として用いられる。光強度の波数(または波長)に対する関数形の測定は、分散方式ではそれが直接的であるのに対し、フーリエ変換分光法では光を2光束に分割し、両者に光路差を与えた後再び重ね合わせると、干渉の結果、強度が光路差と波数の関数となることを利用する。まず強度の光路差に対する関数形を測定し、それをフーリエ変換することによって波数に対する関数形を求める方法である。

2 光束干渉計(たとえば、マイケルソン型)において、光源からのスペクトル $B(\sigma)$ (σ は波数)のうち微小な波数幅 $(\sigma, \sigma + d\sigma)$ 内の光束 $B(\sigma)d\sigma$ による光軸上の干渉強度 dI は、2 光束の光路差を x とすれば

$$dI \propto B(\sigma)d\sigma(1 + \cos 2\pi\sigma x)$$

で与えられる。全波数域のスペクトルを含む光源ならば、干渉強度は比例定数を省略して

$$I(x) = \int_0^{\infty} B(\sigma)(1 + \cos 2\pi\sigma x) d\sigma$$

となる。この $I(x)$ をインターフェログラムという。ここで

$$I(0) \equiv 2 \int_0^{\infty} B(\sigma) d\sigma$$

とおけば、フーリエ余弦変換によって

$$B(\sigma) = 4 \int_0^{\infty} \left\{ I(x) - \frac{1}{2} I(0) \right\} \cos 2\pi\sigma x dx$$

右辺は x について測定可能であるから、計算により $B(\sigma)$ が求められる。

フーリエ分光法の利点は、大きなエタンドュの光学系が使用できること(⇒ジャキノの利得)、ある波数領域を同時測光することによる SN 比の向上(⇒フェルグットの利得)、波長の絶対測定の可能性などである。これらの利点から派生する特徴は、(1) 高分解能分光ができる、(2) 波数精度が極めて高い、(3) 迷光が僅少である、(4) 測定波長範囲が広い、(5) 複素反射率・透過率の測定が可能である、(6) 装置が小型である、などとなるが、その反面、計

算機が必要で高価になる。

フーリエ変換 [英 Fourier transform, 独 Fourier-Transformation, 仏 transformation de Fourier, 露 преобразование Фурье] 区間 $(-\infty, \infty)$ で定義された関数 $f(x)$ に対して

$$F(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ixy} dx \quad (1)$$

で表される F , または変換 $f \rightarrow F$ をいう(⇒積分変換)。右辺を f のフーリエ積分ともよぶ。フーリエ級数を無限区間の場合に拡張したものである。 $f(x)$ が適当な条件を満たすとき, たとえば f が区分的にあらかて $|f|$ が可積分のときには, その逆変換が存在する。その表示式を反転公式とよぶ。すなわち

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} F(y) e^{ixy} dy \quad (2)$$

$f(x)$ の不連続点 $x=x_0$ では式(2)の左辺は $(1/2)[f(x_0-0) + f(x_0+0)]$ を与える。もし $|f|^2$ が可積分ならば, パーセバルの等式

$$\int_{-\infty}^{\infty} |F(y)|^2 dy = \int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|^2 dx$$

が成り立つ。また f が2回微分可能で $|f|, |f'|, |f''|$ が可積分ならば, フーリエの積分定理

$$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{-\infty}^{\infty} dy f(y) e^{i(x-y)t}$$

が成立する。 f や f の高階の微分係数が $|x| \rightarrow \infty$ で0に近づくときには, $f^{(n)}(x)$ のフーリエ変換は $(iy)^n F(y)$ となる。また, 2つの関数 f, g のたたみこみ(コンボリューション)のフーリエ変換は F と G の掛け算に帰着する。これらを利用して微分方程式を解くことが可能である。フーリエ変換を利用して境界値問題を解いたり, スペクトルを調べたりすることをフーリエ解析という。 $f(x)$ が偶関数, 奇関数の場合には, 式(1)はそれぞれ

$$F(y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} f(x) \cos(xy) dx$$

$$F(y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} f(x) \sin(xy) dx$$

となる。これらはそれぞれフーリエ余弦変換, フーリエ正弦変換とよばれる。これらに対応する逆変換は

$$f(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} F(y) \cos(xy) dy$$

$$f(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} F(y) \sin(xy) dy$$

で与えられる。 n 変数関数のフーリエ変換も同様にして定義される。また $f(x)$ に対する条件を緩和した一般のフーリエ変換についても詳しい理論がある。ディジタル計算機で処理されるデータのような離散的な関数のフーリエ変換は特別な形になる。この場合に現れる繰返し計算を省いて計算時間を短縮するための合理的なアルゴリズムとして, 高速フーリエ変換(FFT)が考案されている。

フーリエ変換核磁気共鳴 [英 Fourier-transform nuclear magnetic resonance, 仏 résonance magnétique nucléaire à transformation de Fourier, 露 ядерный магнитный резонанс преобразования Фурье] = FTMNMR (⇒高分解能核磁気共鳴)。

フーリエ変換ホログラム [英 Fourier-transform hologram, 独 Fourier-Transformationshologramm, 仏 hologramme de transformation Fourier, 露 Фурье-голо-

грамма] 感光材料面で物体波および参照波の複素振幅が, それぞれ物体および参照波点光源の複素振幅のフーリエ変換像になる配置でつくられるホログラム。物体および参照波点光源が乾板面に対して実効的に無限遠にあると考えられる配置でつくられるフ라운ホーファー・ホログラムも一種のフーリエ変換ホログラムであるが, 普通は凸レンズを使ってその前側焦点面に物体と参照波点光源, 後側焦点面に感光材料面をおく配置でフーリエ変換を行う。像の再生には凸レンズを使ってもう一度フーリエ変換する, ホログラムをその面内で動かしても再生像が移動しない, 冗長度が大きい, ホログラム面が空間周波数スペクトル面に相当しているなどの特徴があるため, メモリーや空間周波数フィルタリングなど光学情報処理への応用が考えられている。

振り子 [英 pendulum, 独 Pendel, 仏 pendule, 露 маятник] 一般には固定点または固定軸のまわりで周期運動を行う物体をいう。普通, 重力の作用のもとで行われる鉛直面内での振動をさすが, 円振り子のように旋回まで含めることもある。ほかに, ばねの伸び縮みやたわみ, ねじれなど弾性振動を利用した振り子もある。

ブリゴジン Prigogine, Ilya 1917. 1. 25—ベルギーの物理学者, 化学者。モスクワに生れる。1941年ブリュッセル大学で学位取得。1951年以降ブリュッセル大学教授。1967年以降テキサス大学統計力学・熱力学研究所所長を兼任。彼の主要な業績は, 不可逆現象の熱力学を体系化した, 線形散逸系における諸定理を確立したことである。このような不可逆現象で, いくつかの力(アフィニティ)と流れの組が存在する場合に, 流れの一部を保ったときに生じる定常状態では, この条件下におけるエントロピー生成速度が極小になるというブリゴジンの定理を導いた(1946年)。また, 散逸構造の概念を用いて, 開いた系の不可逆現象の理論を体系化した。1940年代の終わりころからは, ブリュッセル大学のR. Defayらと共同で, 液体, 溶液およびそれらの表面張力に関する研究を行った。彼の主要な業績は, 1950年代後半から70年代にかけてP. Resibois, R. Balescuとの共同で行った, 不可逆現象の統計力学の研究であり, ボルツマン方程式, リウビル演算子に関する問題を扱った。このほかにも多方面で研究がある。彼の研究室からはResibois, Balescuのほか, L. van HoveやP. Mazurなどの物理学者を輩出している。1958年以来Advances in Chemical Physicsの編集者である。1977年不可逆現象の研究でノーベル化学賞受賞。[主著] *Étude thermodynamique des phénomènes Irreversible*, 1947; *Thermodynamique chimique* (R. Defayと共著), 1950; *Tension superficielle et absorption* (R. Defayと共著), 1951; *Non-Equilibrium Thermodynamics*, 1962; *Self-Organization in Non-Equilibrium Systems* (G. Nicolisと共著), 1977。

ブリゴジンの定理 [英 Prigogine's theorem, 独 Prigogine-Theorem, 仏 théorème de Prigogine, 露 теорема Пригожина] 開いた系が外的な力(温度勾配, 流体の流入の速度など)によって不可逆過程を強いられるとき, この外力が小さいうちは, その不可逆過程は定常過程に落ち着いているが, 外力が大きくなると定常過程が保てなくなつてカオスが出現したり, または定常過程の構造が突然変化したりする。そうした, いわば相転移が起るパラメーター(外的な力その他の)の値を決める変分原理がブリゴ

ジンの定理である。外力の小さなときの定常過程がいろいろな変動に対して復元性があるかどうかを見るもので、一般に系はなるべく小さな運動エネルギーとなるべく大きなエントロピーをとうろうとする、という精神に基づいている。定理というよりは主張ないし仮説であろう。

ブリーザー [英 *breather*, 仏 *aspirateur*] サイン・ゴールドン方程式の特解のひとつで、ソリトンと反ソリトンの束縛状態を表す。この解の時間変化が生物の呼吸運動を思わせることからブリーザーとよばれる。パイオンとよばれることもある。ブリーザーはサイン・ゴールドン系の基本的な非線形固有モードのひとつである。場の量子論の立場から、量子化されたブリーザーは、ソリトンとともに、この系の粒子的素励起であることが示されている。相互作用定数が小さい場合には、固有エネルギーの低い順に番号付けたときの第 n 番目の量子化されたブリーザーは、 n 個の基本ボース・モードの束縛状態を記述しているものとも解釈される。物性物理学において、ブリーザーの実験的検証や、 ϕ^4 模型などほかのソリトンを有する系における同様なモードの存在の可否に関する研究が進められている。

プリスター [英 *blister*, 独 *Blase*, 露 *раковина*] 結晶を水素イオンまたは希ガスイオンで照射すると、火膨れ状に表面が局部的に膨れ上がることがある。この表面の変形をプリスターという。結晶表面から入射したイオンはその飛程だけ内部に侵入して止まる。このため表面からある深さの所で入射ガス原子は異常に過剰になり、そこで凝集してバブルをつくる。バブルがある密度になると、それらがつながって表面層を変形し、プリスターとなる。さらに照射を続けると表面層にき裂を生じたり、表面層を吹飛ばしたりして、内部のガスが放出される。核融合炉真空壁の受ける照射は、プリスターを発生しやすいと予想されるので、近年プリスタリングについてのかなり詳しい実験が行われ、ほとんどすべての結晶性固体で観察されている。プリスターの大きさ、密度、形および発生に必要な照射量は、照射条件、温度、固体の種類に依存することは当然であるが、転位密度、微量不純物、それらの分布状態にも依存するので、発生前に予測することは困難である。

プリスタリング [英 *blistering*] 固体が溶解度の小さい原子(分子)のイオンや中性粒子(主に水素、ヘリウム)の大量衝撃を受け、粒子の固体中での飛程付近に気泡が生じ、固体壁表面が膨れる現象。気泡の破裂により表皮層が吹き飛び現象(フレーキング)も含めてプリスタリングという場合もある。核融合炉での真空壁表面の照射損傷による侵食、プラズマ中への不純物混入の原因になる。

プリズム [英 *prism*, 独 *Prisma*, 仏 *prisme*, 露 *призма*] 平行でない平面を2つ以上もつ透明体で、種々の目的のものがある。分散プリズムは、分光素子として用いられるもので、多くは三角柱をなし、図1のように光線が通過する。白色光をこのプリズムに入射させると波長によって屈折角、したがって偏角 δ が変わるもので分光作用を示す。紫外や赤外用にはガラスの代りに水晶や岩塩などが用いられる。分光器にはこのほか最小偏角の状態にある光線が、波長によらず一定の偏角で出射するようにした定偏角プリズムや、三角プリズムを数個組合せて D 線の偏角を0にして、ほかの波長をその両側に分散させるようにした直視プリズムなどが知られている。光線の変える目的に用いられるものには、光線を90°曲げる直角プリズム(図2)やペンタゴナルプリズムなどがある。像の上下、左

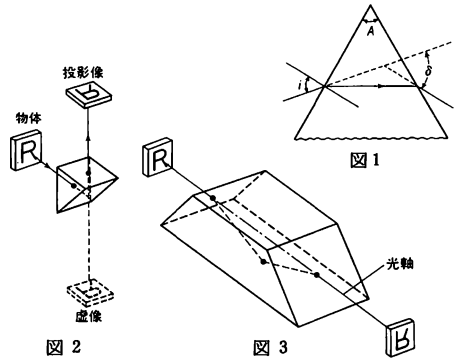


図 1

右のうち一方のみを反転させ、しかも光線の進行方向は変えないものに図3に示すドーププリズムがある。これは、光線のまわりに回転することによって、像の回転に使用される。像の上下、左右の両方を反転させるものに、直角プリズム2つの一方を90°回転して配置したものの(図4、プ

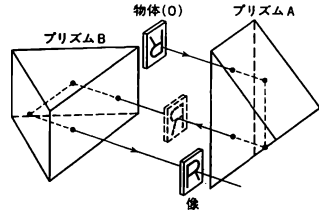


図 2

リズム A, B の間隔を0にして密着したものをポロプリズムという)や、プリズム斜辺を屋根型にしたダハプリズムと総称されるアミチプリズム(図5)、アッペプリズムなど

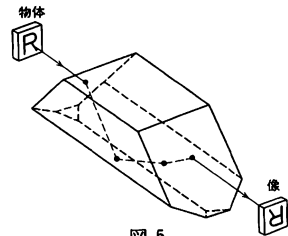


図 3

がある。これらを用いると、レンズでつくられた倒立像を正立レンズで正立(上下、左右反転)する場合と比較して光学系の全長が短くなる利点がある。直線偏光を取り出す偏光器としては水晶や方解石のニコル・プリズム、グラン・トムソン・プリズムのほか、ウォラストンプリズム、ロションプリズムに代表される偏光複像プリズムなどがある。

プリズムの分解能 [英 *resolving power of prism*, 独 *Auflösung des Prismas*, 仏 *pouvoir de résolution de prisme*, 露 *разрешающая способность призм*] プリズムが波長 λ と $\lambda + d\lambda$ の接近した2本のスペクトル線を分離しうる能力をそのプリズムの分解能といい、 $\lambda/d\lambda$ で定義する。この定義を明確にするため、分離しうる最小波長差 $d\lambda$ の値はレイリーの基準に基づいて理論的に定められる。プリズムの屈折率を n 、波長 λ の平行光線が通ったプリズム部

分の最大厚さを t とすると、プリズムの理論分解能は

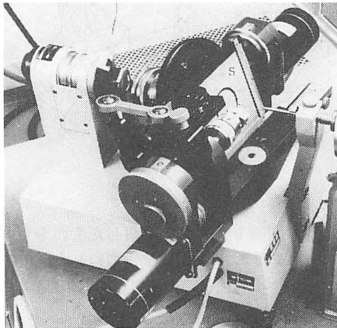
$$\frac{\lambda}{d\lambda} = t \left| \frac{dn}{d\lambda} \right|$$

で与えられる。ここで $dn/d\lambda$ はプリズム媒質の分散率である。最小偏角でプリズムを用いると、 t はプリズムの底辺の長さ B に等しくなるから、理論分解能は

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = B \left| \frac{dn}{d\lambda} \right|$$

となり、分解能は最大となる。また分解能はプリズムの頂角に依存しない。 $B=10\text{cm}$ のフリントガラス製プリズム ($\lambda \sim 550\text{nm}$ で $|dn/d\lambda| \sim 10^3\text{cm}^{-1}$) の理論分解能は約 10^4 で、 $\lambda \sim 550\text{nm}$ で約 0.055nm 以上の波長差をもつ 2 本のスペクトル線を分解しうる。複数のプリズムを直列に用いる場合、合成分解能は各プリズムの分解能の和で与えられる。

プリセツションカメラ [英 precession camera, 独 Buerger'scher Retigraph, 仏 chambre de precession de Buerger, 露 прецессионная камера] 1944 年 M. J. Buerger によりその機構が考案された単結晶回折用カメラ (図参照)。逆格子の網平面 (⇨ 逆格子) をひずみなく記録するという大きな特徴をもつ。平面フィルムが用いられ、記録す



べき逆格子の網平面に平行面に置かれる。この平行関係を保ったまま、入射 X 線の方向に対してそれらが直交する位置から角度 μ だけ傾斜させ、結晶の位置を不動点として、入射 X 線の方向を軸とする歳差運動を行わせるよう設計されている。この際、記録すべき逆格子網面と平行な他の逆格子網面を遮蔽するため円形のスクリーン (図の S) が使用される。結晶とフィルムとの距離を M 、フィルム上の回折斑点とフィルムの中心との距離を x とすると

$$x = M(\lambda/d)$$

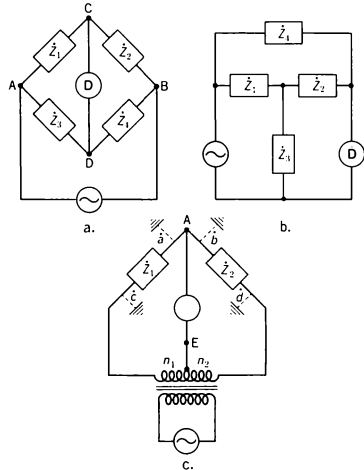
の関係がある。ここで d は回折斑点を与える格子面の面間隔、 λ は X 線の波長である。したがって、このカメラは、倍率 M で逆格子をフィルム上に投影する機能もっている。

フリッカー雑音 [英 flicker noise, 独 Flacker-Rauschen, 仏 bruit de scintillement, 露 помехи Фликер-эффекта] ⇨ 雑音

フリッケ線量計 [英 Fricke dosimeter, 独 Fricke-Dosimeter, 仏 dosimètre de Fricke, 露 дозиметр Фрикке] 硫酸鉄 (II) の酸性溶液で放射線照射によって鉄 (II) イオン (Fe^{2+}) が鉄 (III) イオン (Fe^{3+}) に酸化される反応を利用し吸収線量を測定するもので、この方法を開発した H. Fricke の名をとってフリッケ線量計あるいは鉄線量計という。鉄

塩としては硫酸鉄 (II) またはモール塩 ($\text{Fe}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$) を使い、0.8 規定硫酸酸性として使用する。この際、再現性をよくするため、ごく少量の食塩を添加して使用する。変化した Fe^{3+} の濃度を分光光度計あるいは比色法によって測定し吸収線量を算出する。その濃度の変化はおおよそ $4 \times 10^2\text{Gy}$ (グレイ) の線量までは線量に比例する。

ブリッジ法 (インピーダンス測定) [英 bridge method, 独 Brückenmethode, 仏 méthode de pont, 露 нулевой мостовой метод] ブリッジ回路を用い、インピーダンスや周波数を、精度よく測定するのに広く使用されている方法 (図参照)。この回路は周波数フィルター回路、同調



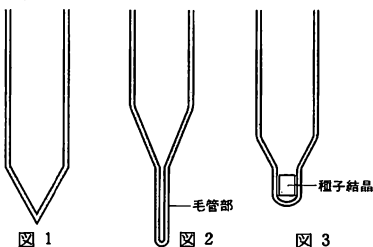
素子としてフィードバック回路にも応用される。図の D は電流検出器で、検流計など目的に応じて各種の検出器が使われ、その電流が 0 になるように回路素子を調整して平衡をとる。一般に平衡は回路素子相互間の条件と周波数で決り電源電圧には無関係である。平衡条件が周波数によることを利用して、周波数を測るのに利用されるブリッジもある。ブリッジ回路の種類は数多くあるが、大まかに分類して、図のような四端子ブリッジ (a)、三端子ブリッジ (b)、変成器ブリッジ (c) がある。四端子ブリッジの平衡条件は $Z_1 Z_4 = Z_2 Z_3$ である。この型には、電源に直流を用いる直流ブリッジがあり、ホイートストン・ブリッジ、ダブルブリッジなどがその代表で、各種の抵抗値の精密測定に使われる。電源に交流を用いる交流ブリッジの場合、平衡には実数部、虚数部に対応して独立な条件式が 2 つあり、2 つ以上の素子を調整しながら平衡をとる。測定するインピーダンスの種類、周波数、精度などに応じそれらに適したブリッジが多数考案されているが実用上測定量と可変量とがなるべく簡単な関係であることが望ましい。一般に素子は周波数特性をもつこと、回路内には静電結合、電磁結合、絶縁不良などがありこれらが測定誤差の原因となるためシールド、配置にはとくに注意しなければならない。実際のブリッジには対地アドミタンスがあり誤差の原因となる。これを除くためワグナー接地装置またはこれを改良した自動接地装置が有効である。ブリッジに抵抗、容量の標準と発振器を内蔵し、切換えにより抵抗、容量、インダクタンスを測定できるようにしたものを万能ブリッジとよんでいる。

三端子型の平衡条件は $\dot{Z}_1 + \dot{Z}_2 + (\dot{Z}_1 \dot{Z}_2 / \dot{Z}_3) + \dot{Z}_4 = 0$ で、四端子型と根本的に違う点は、電源と検出器の一端が共通接地できることであり、また平衡条件は特定の周波数に対して成立するので、フィルター素子やフィードバック回路内に利用されることが多い。

変成器型の平衡条件は $n_1 \dot{Z}_2 = n_2 \dot{Z}_1$ で、変成器の2つの巻線部分を比例辺としたものであり、静電容量および損失角の精密測定に最適である。小容量から大容量にいたるまで測定範囲が広くまた各種の用法がある。高透磁率の鉄芯材料を用いるなどして密結合にすれば、二次巻線の端子電圧比は巻線比と高精度(10^{-6})で一致させることは比較的容易であり、またこの比は温度、湿度などの周囲の状態に影響されにくい。さらに衝撃にも強く、経年変化もないという長所がある。一般に \dot{Z}_1, \dot{Z}_2 には対地インピーダンスがあるが、図のE点を接地すれば、その影響は平衡条件ではほとんど無視できる。平衡点ではDの端子電圧は0となるから、A側の対地インピーダンス(\dot{a}, \dot{b})には影響されないし、また \dot{a}, \dot{b} には巻線が密結合であるため端子電圧比には影響されないといった利点があり、精密な測定が期待できる。

ブリッジマン Bridgman, Percy Williams 1882.4.21—1961.8.20 アメリカの実験物理学者。マサチューセッツ州ケンブリッジに生れる。ハーバード大学に学び、1908年に博士号を取得、1910年講師、1919年準教授に昇進し、1926年以降教授。高圧物理学に関する研究は1905年に始まり、生涯を通じて続けられた。最高10 GPaまでの圧力領域で、総計100以上のいろいろな元素や化合物の圧縮率、電気伝導率、熱伝導率、粘性など広範な物性研究を行った。1946年「超高压発生のための装置の発明とそれを用いてなされた高圧物理学の分野における多くの発見に対して」ノーベル物理学賞が授与された。彼のノーベル賞受賞後の高圧物理学の発展のなかで特筆すべきものは、ダイヤモンドの合成を含めた高温高压下における新物質開発関連の仕事である。近年、静的手段による発生圧力は100 GPa以上に達し、彼の到達した値を一けた以上凌駕しているが、高圧物理学の研究は基本的には彼の行った仕事の延長線に沿って発展している。[主著] *The Physics of High Pressure*, 1931. [論文全集] *Collected Experimental Papers* (全7巻), 1964.

ブリッジマン法 [英 Bridgman method, 独 Bridgman-Verfahren, 仏 méthode de Bridgman, 露 метод Бриджмена] 材料を図1,2に示すような先端のものがた、あるいは細管構造をもつ容器に入れ、全体を加熱熔融した後、下端から固化冷却させて単結晶をつくる方法を用いる。融液成長法のひとつである。図3のように先端に種子結晶を挿入して、これを溶かしきらないように温度分布を調節して結晶成長を進めると種子の方位をとる単結晶を育



ることができる。育成された結晶は容器の形に従うので大型の結晶の作成に適している。また溶融状態において酸化が著しく進行する物質や昇華しやすい物質の場合には容器を密封すればよい。これらはこの方法の長所であるが、逆に結晶は容器に接して成長するので、容器から不純物が入るとか、冷却に際して容器との熱膨張係数の差によって結晶にひずみが入るといった短所がある。原理は同じことであるが、容器を横にして温度勾配のあるところを水平に引出して単結晶をつくる方法は、水平ブリッジマン法とよばれる。

フリツシュ Frisch, Otto Robert 1904.10.1—1979.9.22 オーストリア、イギリスの物理学者。ウィーン生れ、母の妹 L. Meitner が物理学者であったことから物理に興味をもち、ウィーン大学に学んだ。1926年博士号を取得した後、ベルリンの国立物理工学研究所で光学の研究を行う。1930年ハンブルクの O. Stern の助手となり、結晶表面での原子線回折・光子放出における原子の反跳などを手がけた。ナチス政権の拡大を嫌って1933年ロンドンに移り、P. M. S. Blackett の下で核物理の研究にあたり、新しい放射性同位体の発見をしている。1935年から5年間はコペンハーゲンの N. H. D. Bohr に招かれて、中性子物理の実験を始め、希土類元素の誘導放射能の測定、Cd および Au の共鳴捕獲などの研究を行った。1938年、ドイツからスウェーデンに亡命していた叔母の Meitner とともにクリスマスを過ごし、このとき Meitner が O. Hahn から受取った手紙で中性子照射した U の中に Ba が発見されたことを知った。2人は、この現象を中性子と U の衝突によって核が不安定になり、静電的反発力が表面張力に打勝ったため起る核分裂反応であり、その際約200 MeV のエネルギーが放出されると説明した。さらにコペンハーゲンに戻った Frisch は、簡単な電離箱で U の核分裂の際、大きなエネルギーをもった粒子が飛出すことを確かめ、核分裂現象を実証した。1939年再びイギリスに渡り、R. E. Peierls とともに核爆弾の可能性とその恐怖をイギリス政府に達言し(1940年3月)、J. Chadwick の研究所などで熱拡散による ^{235}U の分離・核分裂連鎖反応の研究を1943年に渡米するまで続けた。アメリカではマンハッタン計画に参加し、ロスアラモスで即発臨界を実現する ^{235}U の臨界集合体の実験装置をつくり、原爆の完成に重要な寄与をしている。戦後イギリスに戻り、ハーウェル原子力研究所を経て、1947年ケンブリッジ大学教授、1948年ロンドン王立協会会員。彼は、独創的装置をつくることを好み、1972年には泡箱の飛跡を半自動的に測定する装置をつくっている。音楽を好み、特にピアノは相當の腕前であった。[主著] *Progress of Nuclear Physics* (全12巻のうち、1~9巻の編集), 1950~64; *Atomic Physics Today*, 1961; *What Little I Remember*, 1979.

フリップフロップ [英 flip-flop, 独 Flip-Flop, 露 триггер] 電子計算機やデジタル機器に広く利用されている一種の記憶素子で計数回路にも使用される。出力 Q には、2つの状態があり $Q=H$ (high) のときも $Q=L$ (low) のときもともに安定で、その状態を保持したままになりうるので、双安定マルチバイブレーターともよばれる。フリップフロップは、入力回路の接続のしかたで、いくつかの種類に分けられるが、それらのうちの基本的なものを図に示す。図では、動作を明確にするために AND, OR, NOT などの論理回路の記号で示している。図1は

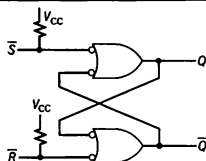


図 1

J-K 型の真理値表

J	K	T	Q	Q̄
L	L	↑	Q ₀	Q̄ ₀
L	L	↑	H	L
L	H	↑	L	H
H	H	↑	TOGGLE	

H: 論理値=1 L: 論理値=0

R-S (Reset-Set) 型フリップフロップまたはラッチとよばれているもので、フリップフロップのうち最も簡単なものである。 \bar{S} を一瞬 L にすると、Q はこの瞬間 H になるが、 \bar{R} が H であるので、 \bar{Q} は L になる。このために Q の出力 H は保持されたままで、 \bar{R} が L になるまでこの状態を続けている。しかし、 \bar{S}, \bar{R} をともに L にすると出力 Q, \bar{Q} ともに H になり、入力を取去ったときの出力の状態は予測できなくなる。このようなあいまいさを除いたものが J-K (Eccles-Jordan) 型フリップフロップである。図 2

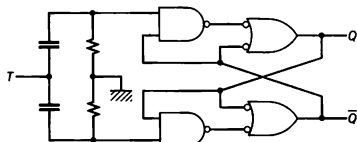


図 2

は、R-S 型フリップフロップの入力にゲートを加え、入力パルスを交互に \bar{S} と \bar{R} 端子に入力するようにしたもので、T (Trigger) 型フリップフロップとよばれる。このフリップフロップの出力は、入力パルスごとに出力の状態が反転する。したがって、これは二進計数器として利用できる。J-K 型フリップフロップの原理図を図 3 に示す。出

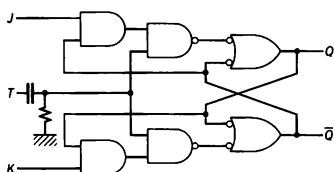


図 3

力の状態によって、 \bar{S}, \bar{R} への入力を禁止するとともにクロック T に同期して出力が反転するようになっている。真理値表からわかるように J, K 入力をともに H にすると T 型フリップフロップと同じ動作もする。ここで、↑ は立ち上がり変化を示し、 Q_0, \bar{Q}_0 は以前の状態が変化しないことを示す。J-K 型フリップフロップは、応用範囲が広い素子であり、基本となる動作は同じで、いろいろな改良を加えられたものが集積回路としてつくられている。

フリーデル振動 [英 Friedel oscillation, 仏 oscillation de Friedel, 露 колебание Фриделя] = RKKY 振動

フリーデル則(回折の) [英 Friedel's law, 独 Friedelsche Regel, 仏 loi de Friedel, 露 закон Фриделя] ⇒ フリーデル則背反

フリーデル則背反 [英 breakdown of Friedel's law, 独 Bruch von Friedels Regel, 露 нарушение закона Фриделя] フリーデル則とは結晶の格子面の裏表によって X 線(ならびに電子線、中性子線など)の反射強度が不変であることを述べる法則。散乱に伴う X 線波の位相変化が結晶を構成する各原子に関して共通であることに基づいている。対称中心を欠く結晶に関して入射 X 線の波長が構成

原子のいずれかの吸収端に近いとき、異常分散の効果のため上述の前提が成立しないのでフリーデル則が破れる。同じく電子波の場合、多数のブラッグ反射が同時に現れるための影響(動力学的回折理論における多波効果)によって、フリーデル則が破れることがある。これらをフリーデル則背反という。この効果を利用することによって対称中心を欠く結晶の極性を実験的に決めることができる。なおまた、フリーデル則が見かけ上やぶれる例が X 線回折顕微図形(⇒X 線回折顕微法)でしばしば観察される。これも動力学的回折現象の一種である。一般にボルマンの異常透過現象(⇒ボルマン吸収)は、格子の乱れによって抑えられるが、その度合が反射の裏面で異なるからである。完全に近い結晶中にひずみ勾配をもつ領域があるとき、ひずみ勾配と吸収の大きさの兼ね合いでひずみ領域が完全結晶の領域と比べて、一方の反射では強い強度をもち、他の反射では弱い強度をもつことがある。回折顕微法ではこの現象を黒白現象とよんでいる。

フリーデルの総和則 [英 Friedel sum rule, 独 Friedelsche Summenregel, 仏 règle des sommes de Friedel, 露 правило сумм по Фриделю] 金属中に不純物原子をもち込むと金属の伝導電子は不純物原子のイオンがつくる局所ポテンシャルの影響を受けてその状態が変化する。この変化は不純物イオンのもつ余分の電荷を遮蔽する方向に起る。いま、球対称の局所ポテンシャルが働いたとし、伝導電子の固有関数を球面波で表現すれば、その l 波の固有波動関数の不純物原子から遠く離れた距離 r に対する漸近形はポテンシャルの影響を受けて

$$\frac{1}{kr} \sin \left(kr - \frac{l}{2} \pi + \delta_l(k) \right) \quad (1)$$

に変わる。 δ_l は l 波散乱による位相のずれである。波数 k は境界条件によって決る。金属を半径 R の球とし、この球面上で波動関数が消えるとすれば

$$k = \frac{1}{R} \left(\pi n + \frac{l}{2} \pi - \delta_l(k) \right) \quad (2)$$

で与えられる。n は正の整数である。したがって状態密度の変化分 $\delta \rho(k)$ は式(2)を微分して

$$\delta \rho(k) = \frac{1}{R} \frac{d\delta_l}{dk}$$

によって与えられる。全電子の変化分は $\delta \rho(k)$ を $k=0$ からフェルミ面の k まで積分し、角運動量 l およびスピンの縮退度 $2(2l+1)$ をかけて

$$\delta N = \frac{2}{\pi} \sum_l (2l+1) \delta_l(k_F) \quad (3)$$

となる。この電子の移動は不純物原子のまわりに局在し不純物原子核のもつ余分の電荷 Ze を完全に打消す。したがって式(3)の δN は Z に等しいと置くことができる。すなわち

$$\frac{2}{\pi} \sum_l (2l+1) \delta_l(k_F) = Z \quad (4)$$

式(4)の関係はフリーデルの総和則とよばれ、合金の諸性質を理解する上で極めて重要な基本法則となっている。

フリードマン方程式 [英 Friedmann equation, 独 Friedmannsche Differentialgleichung, 仏 équation de Friedmann, 露 уравнение Фридмана] 一般相対性理論に基づく一様等方宇宙が従う微分方程式。一様等方な三次元空間をもつ四次元時空間の線素はロバートソン-ウォーカー計量

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a(t)^2 \frac{\sum dx^i dx^i}{\{1 + (k \sum x^i x^i / 4)\}^2}$$

で与えられる。ここで、 t は宇宙時、 k は空間曲率、 $a(t)$ は t のみの関数で、スケール因子とよばれ、宇宙の膨張率 (ハッブル係数) は $(da/dt)/a$ で与えられる。 c は光の速さである。このとき、物質の密度を ρ 、圧力を p とすれば、重力場の方程式から微分方程式

$$\frac{1}{a^2 c^2} \left(\frac{da}{dt} \right)^2 + \frac{k}{a^2} - \frac{\Lambda}{3} = \frac{8\pi G}{3c^2} \rho \quad (1)$$

$$\frac{2}{ac^2} \left(\frac{d^2 a}{dt^2} \right) + \frac{1}{a^2 c^2} \left(\frac{da}{dt} \right)^2 + \frac{k}{a^2} - \Lambda = -\frac{8\pi G}{c^4} p \quad (2)$$

が導かれる。ここで、 Λ は宇宙定数、 G は万有引力定数である。特に $p=0$ の場合、質量の保存から $\rho a^3 = \text{一定}$ となり、式(1)より

$$\left(\frac{da}{dt} \right)^2 = \left(\frac{\Lambda}{a} + \frac{\Lambda a^2}{3} - k \right) c^2$$

が得られる。これをフリードマン方程式という。ここで、 $\Lambda = 8\pi G \rho a^3 / 3c^2$ で、これは定数である。

フリードマン方程式の解として、 ρ 、 Λ 、 k の値に応じて、次のような種々の一様等方宇宙モデルが得られている。ここで $k=1$ 、 $k=0$ 、 $k=-1$ は、それぞれ閉じた空間、平坦な空間、開いた空間に対応する。

(1) $\rho=0$ (物質のない宇宙)

$\Lambda > 0$, ド・ジッターの宇宙

$$k=0, \quad a \propto \exp at$$

$$k=1, \quad a = (c/a) \cosh at$$

$$k=-1, \quad a = (c/a) \sinh at$$

$\Lambda < 0$

$$k=-1, \quad a = (c/a) \sinh at$$

ここで $a = c(|\Lambda|/3)^{1/2}$

(2) $\rho \neq 0$,

$\Lambda=0$, フリードマン宇宙(図1)

$$k=0, \quad a \propto t^{2/3}$$

アインシュタイン・ド・ジッターの宇宙

$$k=1, \quad a = (A/2)(1 - \cos \eta)$$

$$ct = (A/2)(\eta - \sin \eta)$$

$$k=-1, \quad a = (A/2)(\cosh \eta - 1),$$

$$ct = (A/2)(\sinh \eta - \eta)$$

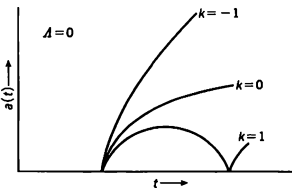


図 1

(3) $\rho \neq 0$, $\Lambda \neq 0$

$\Lambda < 0$,

k によらず振動宇宙(図2)

$\Lambda > 0$,

$k \leq 0$, 単調な膨張宇宙

$k=1$ (図3)

$\Lambda > \Lambda_0$, 単調な膨張宇宙

$\Lambda = \Lambda_0$, アインシュタインの宇宙(静止),

エディントン・ラマートル宇宙

$\Lambda < \Lambda_0$, 振動宇宙とはね返り宇宙

ここで、 $\Lambda_0 = 4\pi G \rho$ 。特に Λ が Λ_0 よりわずかに大きいときはラマートル宇宙とよばれる。

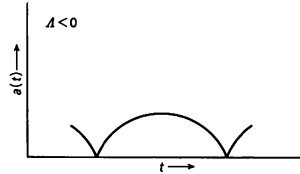


図 2

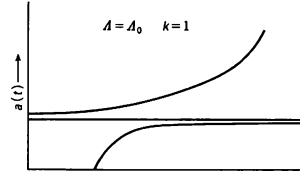


図 3

フリードリックスのダイアグラム [英 Friedrichs diagram, 独 Friedrichsches Diagramm, 仏 diagramme de Friedrichs, 露 диаграмма Фридрикса] 一様磁場のかかった電磁流体中の、微小振幅波の伝播速度を示す図。微小振幅波には、位相速度 c が、 $c_a = V_a \cos \theta$, $c_{\pm} = (1/2)\{(a^2 + V_a^2)^2 \pm \sqrt{(a^2 + V_a^2)^2 - 4a^2 V_a^2 \cos^2 \theta}\}$ で与えられる3種類の波がある。式中 a は音速、 V_a はアルベーン波の伝播速度、 θ は磁場と波の伝播方向(波数ベクトル k の方向)との成す角である。 c_a はアルベーン波、 c_+ は速い波、 c_- は遅い波とよばれる。図1は $a/V_a = \sqrt{2}$ の場合の3つの

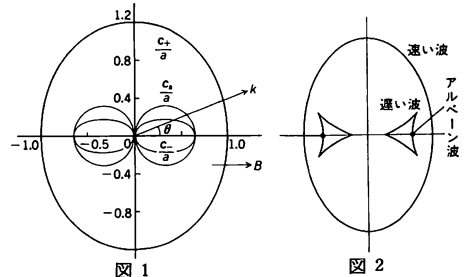


図 1

図 2

波の位相速度を示したものである。磁場方向は横軸にとられており、原点より横軸と角 θ を成す波数ベクトル k が3つの曲線と交わる交点が、この方向への波の伝播速度を与えることになる。これらの波の群速度は図1で与えられる平面素波の包絡面で形成され、図2の曲線で与えられるような伝播速度をもつ。アルベーン波は横軸上の1点に集中する。このような図をフリードリックスのダイアグラムとよんでいる。

ブリネルかたさ [英 Brinell hardness, 独 Brinell-

Härte, 仏 dureté de Brinell, 露 твёрдость по Бринеллю] \Rightarrow かたさ

プリマコフ効果 [英 Primakoff effect, 独 Primakoff Effekt, 仏 effet Primakoff, 露 эффект Примакова] 原子核のクーロン場を利用する $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0$ 過程のこと。H. Primakoff は π^0 中間子の 2 光子崩壊 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の逆過程を利用した π^0 中間子生成を提案した。重い原子核に高エネルギー光子をぶつけると、原子核のクーロン場によって $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0$ 過程が実現する。Primakoff は 1 光子交換の最低次の摂動計算を行って、 π^0 中間子生成断面積を $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の寿命を用いて表した。生成断面積の角分布は超前方に鋭いピークを示す。断面積の大きさは、入射光子エネルギーが π^0 中間子の静止質量よりずっと大きいときは、原子核の原子番号 Z^2 に比例し、しきい値付近の場合は Z に比例する。これをプリマコフ効果という。 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ の寿命の実験値はプリマコフ効果を用いて得られたものである。

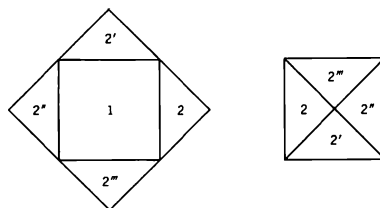
ブリュッカー Plücker, Julius 1801.6.16 ~ 1868.5.22 ドイツの数学者、物理学者。ブッパータル近郊のエルバーフェルトに生れる。ボン、ハイデルベルク、ベルリン、パリの各大学に学び、1824 年マールブルク大学で博士号取得。1834 年ハレ大学教授、1836 年ボン大学数学教授、1847 年 同大学物理学教授。J. V. Poncelet の解析射影幾何学の流れを継ぎ、高次代数曲線を扱い、ブリュッカー座標の導入(1831 年)、ブリュッカー公式の証明(1839 年)などにより近代的解析幾何学の基礎づけに寄与した。M. Faraday との交友で物理学に目向け、気体や結晶の磁気的性質、低圧気体放電の研究を行い、電気石の磁気現象を発見した(1847 年)。H. Geissler に水銀ポンプ、真空放電管などの作製を依頼し、それらを使って、気体放電において気圧を下げるとファラデー暗部が広がり陰極に近いガラス壁が緑色の蛍光を発すること、蛍光を発する場所が磁場によってその位置を変えることなどを見いだした(1858 年)。この研究は弟子 J. W. Hittorf に引継がれ、陰極線発見を導いた。また、低圧気体放電のスペクトル研究も行い、各気体に特有のスペクトルがあることを見いだした(1858 年)。続いて Hittorf とともに、高温で帯スペクトルが線スペクトルに移行する現象を発見(1864 年発表)、分光学の基礎づけに寄与した。1868 年ロンドン王立協会のコプリ・メダル受賞。[主著] *Analytisch-geometrische Entwicklung*, 1828~31; *Theorie der algebraischen Kurven*, 1839; *System der Geometrie des Raumes in neuer analytischer Behandlungsweise*, 1846。

浮力 [英 buoyancy, 独 Auftrieb, 仏 poussée, 露 плавучесть] 重力場では、流体中にある物体はその表面に作用する流体の圧力が重力の方向に進む位置ほど大きいために、全体として重力と向きが反対の力を受ける。この力を浮力という。一様な重力が働いているときは、物体の排除した流体(物体が流体表面に浮ぶときには表面下にある物体の部分)の体積を V 、重力を g 、流体の密度(一様とする)を ρ とすると、浮力は $\rho g V$ で与えられる。また、その作用点は V の重心に一致し、浮心とよばれる(\Rightarrow アルキメデスの原理)。

浮力振動数 [英 buoyant frequency, 露 частота плавучести] = プラント・バイサラ振動数

ブリルアン域 [英 Brillouin zone, 独 Brillouin-Zone, 仏 zone de Brillouin, 露 зона Бриллюэна] 結晶中の電子は周期ポテンシャルのため、波数が結晶の格子面に対しブ

ラッグの条件を満たすとき強い反射を受ける。波数空間で、原点から引いた任意の逆格子ベクトル(\Rightarrow 波数空間)の垂直二等分面上でこの条件が満たされ、電子エネルギーはこの面上で不連続になる。これらの不連続面で区切られた各領域がブリルアン域(ブリルアン帯ともいう)であり、そのうち、原点を含む領域は第一ブリルアン域または還元波数域とよばれる。以下順次外側に続く第二、第三…ブリルアン域の各点は、適当な逆格子ベクトルによって第一ブリルアン域に還元できる。図には二次元正方格子に対する第



一、第二ブリルアン域とその還元法を示す。L. Brillouin による自由電子からの近似では、波数 k' の平面波に対応する結晶内電子の固有状態は、 k' の属するブリルアン域の番号 ν と k' の還元波数 k とで指定され、そのエネルギーは各 ν と k の連続関数としてバンドを形成する。しかしブリルアン域、バンドなどの概念は、上記の近似には限定されない一般的なものである(\Rightarrow ブロッホの定理、ブロッホ関数)。

ブリルアン関数 [英 Brillouin function, 独 Brillouin-Funktion, 仏 fonction de Brillouin, 露 функция Бриллюэна] 角運動量量子数 S をもった原子の集団の磁性を記述するのに用いられ、 S をパラメーターとして

$$B_S(x) = \frac{2S+1}{2S} \coth \frac{2S+1}{2S} x - \frac{1}{2S} \coth \frac{x}{2S}$$

で定義される。いま絶対温度 T で強さ H の外部磁場をかけたとき、その方向に誘起される平均の磁気モーメントは、量子統計を用いて

$$\langle \mu \rangle = g \mu_B S B_S(g \mu_B S H / kT)$$

で与えられる。ここに g はランデの g 因子、 μ_B はボーア磁子、 k はボルツマン定数である。 x の小さいとき、 $B_S(x) \approx (S+1)x/3S$ となり、原子数を N とすると磁化率は

$$\chi = \frac{Ng^2 \mu_B^2 S(S+1)}{3kT}$$

で与えられ、キュリー則が導かれる。 $S \rightarrow \infty$ で $B_S(x)$ はランジュバン関数に漸近的に一致する。

ブリルアン散乱 [英 Brillouin scattering, 独 Brillouin-Streuung, 仏 diffusion de Brillouin, 露 рассеяние Бриллюэна] 光が物質中で音波と相互作用し、振動数がわずかにずれて散乱される現象。1922 年 L. Brillouin が発見した。音波による物質密度の局所的ゆらぎが屈折率変化を通して光散乱の原因となる。ラマン散乱の一種で特に散乱光が音響型フォノンである場合であり、一般の場合と同様にフォノン放出、吸収に対応する散乱光をそれぞれストークス線、反ストークス線とよぶが、ブリルアン散乱の場合は光子とフォノンの間のエネルギー・運動量保存則を利用して音波の分散とその異方性を調べることができる。振動論的には電子励起状態を中間状態とする二次光学過程であるが、絶縁体で励起子に近いエネルギーをもつ光子を入射させると、共鳴効果によって光散乱断面積は著しく増大し

(共鳴ブリルアン散乱), その解析から励起子の分散も調べることができる。一般のランダム散乱に比べブリルアン散乱では振動数のずれが小さいため, その検出には入射光としてレーザー光など単色性のよいものを用いる必要がある(⇒光散乱)。

ブリルアン帯 [英 Brillouin zone, 独 Brillouinsche Zone, 仏 zone Brillouin, 露 зона Бриллюэна] = ブリルアン域

ブリルアン定理 [英 Brillouin theorem, 独 Brillouin-Theorem, 仏 théorème de Brillouin, 露 теорема Бриллюэна] 多電子系の波動関数に関して成り立つ定理のひとつ。空間部分が分子軌道の積になっている波動関数を用いて多電子系のある状態を記述するとき, その波動関数 Φ_0 は分子軌道 $\{\varphi_i\}$ ($i=1, 2, \dots, n$) を使って

$$\Phi_0 = A[\varphi_1(1)\varphi_2(2)\cdots\varphi_i(i)\cdots\varphi_n(n)\cdot\theta]$$

と書ける。ここで A は反対称化演算子, θ は n 電子系の任意のスピン関数である。 Φ_0 のなかに現れる分子軌道はある与えられた関数空間のなかで変分的に, つまりエネルギーが極小となるように決められているものとする。いま i 番目の分子軌道 φ_i を同じ関数空間内の任意の他の軌道 φ に置換え, 次の波動関数

$$\Phi_b = A[\varphi_1(1)\varphi_2(2)\cdots\varphi(i)\cdots\varphi_n(n)\cdot\theta]$$

をつくる。このとき

$$\langle\Phi_b|H|\Phi_b\rangle = 0$$

が成り立つ。これをブリルアン定理という。定性的にいうと, ある状態のハートリー-フォック近似から出発して, 一電子励起, 二電子励起などを考えて配置相互作用を取入れて近似を改良していくとき, ハートリー-フォック近似の波動関数と一電子励起を表す波動関数の間ではハミルトニアン行列要素は 0 になるということである。ブリルアン定理があるため, 主要な電子配置が 1 個しかない状態においては, 次に重要なのはその電子配置から 2 個電子を仮想分子軌道(空軌道)に移した電子配置である(⇒仮想分子軌道)。

プリンキピア [羅 *Principia*, 英 *principles*] 「諸原理」の意。I. Newton の著書, 原題: *Philosophiae naturalis principia mathematica* を略してプリンキピアとよぶことが多い(⇒ニュートン)。

プリンター [英 *printer*, 独 *Drucker*, 仏 *imprimante*, 露 *печатающее устройство*] 計算機システムにある符号化された文字や記号をわれわれが理解でき, かつ目に見える形に印字する装置。大別して次の 2 種類がある。(1) シリアルプリンター: 1 文字ずつ印字していく印刷装置。(2) ラインプリンター: 1 行ずつ印刷する装置。

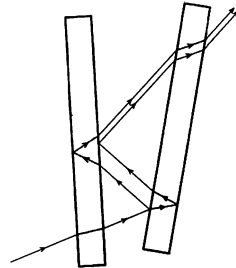
プール型原子炉 [英 *pool type reactor*, 独 *Schwimmbadreaktor*, 仏 *réacteur piscine*, 露 *реактор бассейнового типа*] ⇒ 研究用原子炉

ブルースター Brewster, Sir David 1781.12.11 - 1868.2.10 イギリスの物理学者。スコットランドのジェドバラに生れ, 1794 年エジンバラ大学に入学, 神学を学んで 1800 年に名誉文学修士と与えられる。福音主義者であった彼は, スコットランド教会分裂(1843 年)の指導者 T. Chalmers の顧問となり, 1843 年 非国教派教会の一員に加わった。その一方で T. Somerville の筆記者を務めながら著述と編纂の技術を修得, Edinburgh Encyclopaedia 他さまざまな科学雑誌の編集の仕事をして主たる生活の資を得た。また I. Newton や Galileo などの伝記も著している。

このほかイギリス科学振興協会の創立(1831 年)に参画するなど, 「科学の制度化」(科学の研究制度を確立すること)に力を注いだことでも知られる。1798 年ころから H. Brougham の影響を受けて光についての実験的研究を始めたが, なかでも重要なのは偏光に関する研究である。透明物質の屈折率を n , 偏光角を θ としたとき $n = \tan \theta$ という関係(ブルースターの法則)があることを示し, 光の粒子説の立場から説明を与えた。また複屈折の研究, 万華鏡の発明(1816 年), 灯台の照明法改良の研究もある。1816 年 ロンドン王立協会コプリ・メダル, 1819 年 ラムフォード・メダル, 1831 年 ロイヤル・メダル受賞。1832 年 叙位。

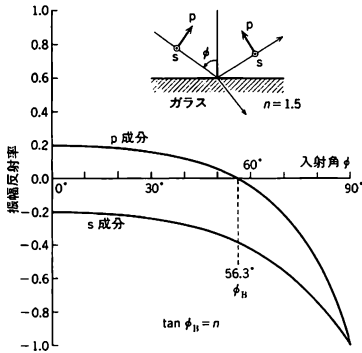
ブルースター角 [英 Brewster angle, 独 Brewsterscher Winkel, 仏 angle de Brewster, 露 угол Брюстера] = 偏光角

ブルースターの干渉縞 [英 Brewster's fringes, 独 Brewstersche Interferenzstreifen, 仏 franges de Brewster, 露 полосы Брюстера] 2 枚の同じ厚さの透明な平行平板を図のようにわずかに傾けて並べておき, 左から光を



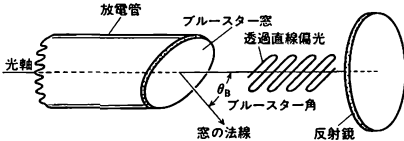
入射させると, 4 つの境界面での反射・屈折により多くの光束が生じ, その間で複雑な干渉が起るはずであるが, 実際には図の 2 本の光束による干渉縞だけが観測される。これをブルースターの干渉縞という。そのわけは, まず透明体の表面の反射率は低いから, 反射の回数が 2 回以下のものだけを考えればよい。次に, 光源がレーザーでなければ, 光路差の大きい光束どうしは干渉しない。また 2 枚の板を直接透過してくる光は非常に強いので, この方向と同じ方向に進む光束どうしによる干渉縞はコントラストが非常に悪い, などによる。図の 2 光束による干渉は, 解析の結果, 等傾角の干渉縞(⇒等傾角干渉)を生じ, この縞は 2 枚の板の面の交線に平行な直線であることが知られている。等傾角の干渉縞としては, ファブリー-ペロー干渉計におけるような円形の縞がよく知られているが, これは直線状の等傾角干渉縞の一例である。ジャマンの干渉計はこの干渉縞を利用したもので, 気体の屈折率の測定などに用いられる。

ブルースターの法則 [英 Brewster law, 独 Brewstersches Gesetz, 仏 loi de Brewster, 露 закон Брюстера] 透明体表面で反射した単色光が, ある特定の入射角では, 電気ベクトルが入射面内で振動する成分をもたないという法則。1815 年に D. Brewster によって発見された。屈折率 n の透明体の表面で光が反射する場合, 電気ベクトルが入射面内で振動する成分(p 成分)と, それに垂直な成分(s 成分)とで振幅反射率が異なっている。p 成分と s 成分の振幅反射率は, 入射角によって変化する。たとえば屈折率が 1.5 のガラスでは図のようになる。p 成分では符号が変化した, 必ず横軸を切る点がある。p 成分の振幅反射率が 0



になるこの点の入射角 ϕ_B をブルースター角、または偏光角とよぶ。p成分の振幅反射率(フレネル係数)の式から、透明体の屈折率 n との間に $n = \tan \phi_B$ という簡単な関係が成り立つことがわかる。また、入射角と屈折角の和が 90° になる角とみることできる。入射光によって透明体中に励起された電子の振動による再放射が反射光となると考えると、偏光角で光が入射した場合、この電子の振動のうち、入射面内の振動は反射光の進行方向に振動しているため反射光に全く寄与しないことになる。このため、偏光角ではp成分が反射されず、反射光はs成分のみとなる。反射損失のない窓として使われるブルースター窓や、歴史的に有名なパイル・オブ・プレーツは、この性質を利用したものである(⇒偏光角)。

ブルースター窓 [英 Brewster angled window, 独 Fenster unter Brewsterwinkel, 露 окно под углом Брюстера] 外部鏡型気体レーザーの放電管の管端を封じするための平行平板の窓で、光軸と窓面の法線とのなす角が $\theta_B = \tan^{-1}n$ の偏光角(ブルースター角という)になるように取り付けられたものをブルースター窓という。ここで n は窓



の材質のレーザー波長における屈折率である。光軸方向に進む光は入射角 θ_B で窓面に入射するので、フレネルの式により入射面内に電場ベクトルをもつ直線偏光は窓面での反射による損失を受けずに透過することができる。そのためこの方向の偏光の光だけが選択的に増幅され発振することになる。放電管の管端を反射鏡で直接封じた内部鏡型レーザーの出力光が特定の偏光方向をもたないのに対し、ブルースター窓をもつ外部鏡型レーザーの出力光は窓への入射面内に偏りをもつ直線偏光となる。窓の材質としては、ヘリウム・ネオンレーザーやアルゴンレーザーでは均質な熔融石英が用いられ、炭酸ガスレーザーでは NaCl などが赤外透過率の点では良い材質となる。ブルースター窓は光軸に斜めに置かれた平行平板であるため、光共振器に対し多少の非点収差をもたらす。

ブール束 [英 Boolean lattice, 独 Boolescher Verband, 仏 réseau booléen, 露 булева решётка] ⇒ ブール代数

ブール代数 [英 Boolean algebra, 独 Boolesche Algebra, 仏 algèbre booléenne, 露 булева алгебра] ブール

ル代数の概念は G. Boole によって、いわゆる「論理の代数」として導入されたものであるが、現在では抽象的代数体系として広い範囲で用いられている。ブール代数とは、集合 B 上に「でない(not)」に対応する一項演算「 \neg 」または「or」と「そして(and)」に対応する二項演算 \cup と \cap が定義されており、次の条件が満足されているものことである。

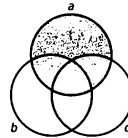
$$a \cup b = b \cup a, \quad a \cap b = b \cap a \quad (\text{交換律})$$

$$a \cup (b \cap c) = (a \cup b) \cap (a \cup c)$$

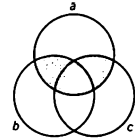
$$a \cap (b \cup c) = (a \cap b) \cup (a \cap c) \quad (\text{分配律})$$

$$a \cup (b \cap \neg b) = a, \quad a \cap (b \cup \neg b) = a \quad (\text{補元})$$

ブール代数の代表的な例は集合 A の部分集合の全体 $\mathcal{P}(A)$ の補集合、和、共通部分の算法によるものである。



$$a \cup (b \cap c) = (a \cup b) \cap (a \cup c)$$



$$a \cap (b \cup c) = (a \cap b) \cup (a \cap c)$$

これらの性質は全体として算法 \cup と \cap の交換によって変わらない。これを \cup と \cap の双対性(duality)とよんでいる。また交換律と補元の性質から、任意の a, b について

$$a \cap \neg a = b \cap \neg b, \quad a \cup \neg a = b \cup \neg b$$

となる。前者は偽(false)、後者は真(true)に対応するものでそれぞれ 0, 1 と記される。0 と 1 のみで 1 つのブール代数 $2 = \{0, 1\}$ をなしている。

一般に a_1, \dots, a_n から算法 $\cup, \cap, \neg, =$ を何回か用いて構成される式を $f(\cup, \cap, \neg, a_1, \dots, a_n)$ とするとき、その中の \cup と \cap を交換した式を互いに双対な式とよぶ。双対な式は一方が証明可能であれば他方も証明可能である。ブール代数では

$$a \cup (b \cap c) = (a \cup b) \cap c$$

$$a \cap (b \cup c) = (a \cap b) \cup c \quad (\text{結合律})$$

$$a \cup (a \cap b) = a, \quad a \cap (a \cup b) = a \quad (\text{吸収律})$$

$$a \cup a = a, \quad a \cap a = a \quad (\text{べき等律})$$

などが成立する。そして一般に

$$\neg f(\cup, \cap, \neg, a_1, \dots, a_n) = f(\cap, \cup, \neg, \neg a_1, \dots, \neg a_n)$$

である。特に $a = \neg \neg a$ であって

$$\neg(a \cup b) = \neg a \cap \neg b, \quad \neg(a \cap b) = \neg a \cup \neg b$$

$$(\text{ド・モルガンの法則})$$

が成立する。そして 2 つの性質 $a \cap b = a, a \cup b = b$ は同値であって、これを $a \leq b$ と記せば \emptyset を最小元、1 を最大元とする部分順序体系(partial order structure)であり、 $a \cup b, a \cap b$ はそれぞれ (a, b) の最小上界、最大下界である。すなわち、 \mathcal{P} は分配律を満たし補元をもつ束になっている。この意味で、ブール代数をブール束とよぶこともある。「ならば(implies)」に応ずる算法を $a \Rightarrow b$ または b^a と記すことにすれば

$$a \Rightarrow b = b^a = \neg a \cup b$$

であって、次のような指数法則が成立する。

$$a^b a^c = a^{b \cap c}, \quad a^b a^c = (a \cap c)^b, \quad (a^b)^c = a^{b \cap c}$$

算法 \cup, \cap, \Rightarrow がそれぞれ和、積、べきにたとえられるゆえんである。そして $a \leq b$ は $a \Rightarrow b = 1$ と同値である。

ブール代数は任意有限個の元の最小上界、最大下界をもつ部分順序体系であるが、任意の部分集合が最小上界をもつとき、完備ブール代数(complete Boolean algebra)とい

う。算法一: $\mathcal{A} \rightarrow \mathcal{B}$ は順序を反転するから、任意の部分集合は最大下界をもつ。最小上界の算法を Σ 、最大下界の算法を Π と記せば

$$-\sum_{x \in A} x = \prod_{x \in A} -x, \quad -\prod_{x \in A} x = \sum_{x \in A} -x \quad (\text{ド・モルガンの法則})$$

が成立する。 Σ は「存在(exist)」の束縛記号(quantifier) \exists に、 Π は「任意(any, all)」の束縛記号 \forall に対応している。これらによって数学その他理論の展開が可能な古典述語論理(classical predicate logic)と完備ブール代数は結びついているのである。

すべての有限ブール代数は 2^n 個の元を有し完備であるが、たとえば、自然数の有限集合と、自然数の全体から有限集合を除いた集合の全体の集りはブール代数であるが、偶数の有限集合の全体は最小限をもたず完備でない。位相や順序や測度などから自然に定まる完備ブール代数は特に重要でありまた広い応用をもっている。

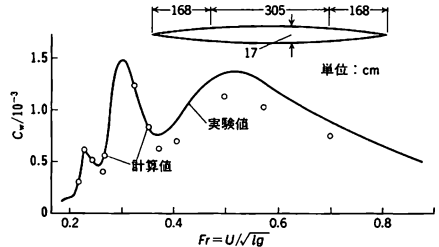
たとえば X を位相空間とし、集合 A にその内部、閉包を対応させる対応をそれぞれ \square , \diamond とすると、それらがべき等(idempotent)であるのみならず、その積 $\square \diamond$, $\diamond \square$ もべき等となる。さて、 $\square \diamond A = A$ となる集合、すなわち正則開集合(regular open set)は完備ブール代数である。また、 B を X のボレル集合族、 μ を B 上の σ 有限測度(finite measure)とすると、 $\mu(A) = 0$ なる A の全体のつくるイデアル(ideal)で割った商代数 B/I も完備ブール代数である。さらに、可分(separable)なヒルベルト空間の射影子(projector)の交換可能な極大系なども完備ブール代数であって、スペクトル表示などと深く関係している。

ブール代数 \mathcal{A} から 2への準同型写像の全体を \mathcal{A}^* と記す。 \mathcal{A} の元 a に対して $a^* = \{h \in \mathcal{A}^* : h(a) = 1\}$ を開集合の基としたものはコンパクトで全不連続な位相空間であり、この空間の正則開集合の完備ブール代数は \mathcal{A} を含む最小の完備ブール代数で、 \mathcal{A} の完備化とよばれる。 \mathcal{A} の元は \mathcal{A}^* の開かつ閉集合として入っている。これがウォールマン-ストーンンの表現定理である。

ブルックナー理論 [英 Brueckner theory, 独 Brueckner-Theorie, 仏 théorie de Brueckner, 露 теория Брукнера] 強くて到達距離の短い核力によって結合している核子多体系において、原子核の飽和性および独立粒子運動の描像がどのような機構で実現しているかを解きあかした理論。K. A. Brueckner によりつくられ、その後多くの人によって発展させられた。ブルックナー-ゴールドストーン-ペーテの理論とよばれることもある。ブルックナー理論では、原子核を核子が互いに衝突しながらみずから結合している系として、散乱問題における多重散乱理論の考えを自己結合系に応用して理論を定式化した。衝突のうち最も基礎となるのは、ほかの核子が存在しているために生じる影響の下での 2 核子の衝突である。この衝突を記述するのが G 行列方程式あるいはペーテ-ゴールドストーン方程式であり、そこには、ほかの核子が占めている準位には衝突粒子の遷移を許さないパウリの原理の効果と、ほかの核子によってつくられた一粒子ポテンシャルの中を伝播する効果とが多体効果として組込まれる。さらに三重衝突、四重衝突などはこの G 行列を用いて表される。この理論は相互作用についての摂動展開ではなく、衝突(あるいは相関)に関与する粒子数についての摂動展開となっている。したがって密度が低いほど早い収束を示す。原子核では核子間相関距離(あるいは治癒距離)と平均核子間距離との比が約

1/2 であり、体積にすると 1/8 となり、低密度であるために、ブルックナー理論の展開は早く収束すると期待できる。独立運動の描像がよく成り立つことは、衝突による波動関数のひずみがパウリの原理の効果によって早く治癒することにより基本的に理解された。また、核の飽和性を実現するために、核力のもつ強いテンソル力の効きかたが核内では制限されていることが明らかとなった。

フルード数 [英 Froude number, 独 Froude-Zahl, 仏 nombre de Froude, 露 число Фруда] 液体の自由表面を物体が運動するとき慣性力 $\rho l^2 U^2$ と重力(体積力) $\rho l^3 g$ との比の平方根を表す無次元数 $Fr = (\rho l^2 U^2 / (\rho l^3 g))^{1/2} = U / \sqrt{lg}$ をいう。ここに、 ρ は液体の密度、 U は代表的な流速、 l は物体の代表的な長さ、 g は重力加速度の大きさである。物体の形が幾何学的に相似であるとき、長さおよび時間の単位を適当に変換すると、フルード数が同じであれば運動状態は相似になるというフルードの相似法則に基づく。W. Froude (1869 年) が船の模型を用いる引網水槽での実験で用い始めたもので、いま例として、船の模型(代表的長さとして船の全長をとる)の Fr と、造流抵抗係数 C_w との関係を図示する。ここで $C_w = R_w / (1/2) \rho U^2 S$



(R_w は造流抵抗、 S は浸水面積) である。小さい模型ではレイノルズ数 Ul/ν も考慮する必要があるため、模型の大きさは配慮を要する。文献によってはフルード数として、ここで定義したものとの二乗すなわち $U^2/(lg)$ やその逆数 lg/U^2 を採用しているものがあるので注意を要する。

このほか、深さ l の水路では U を浅水波の速度 \sqrt{gl} で割ったものが、鉛直方向に密度勾配 ρ' のある成層流ではリチャードソン数 $(-gl^2 \rho' / \rho U^2)$ 、体膨張率が α で浮力が温度差 θ によるときは $g\alpha l / U^2$ の逆数の平方根(内部フルード数)が、また、火災の研究では、燃料の燃焼速度 \dot{m} 、火源の代表的な大きさ l 、ガスの密度 ρ からつくられる $U = \dot{m} / \rho l^2 = \sqrt{gl}$ で割った $Fr = \dot{m} / \sqrt{\rho^2 l^5 g}$ も有用な概念である。

プルトニウム原子炉 [英 plutonium reactor, 独 Plutoniumreaktor, 仏 réacteur au plutonium, 露 плутониевый реактор] 主要核分裂物質としてプルトニウムを用いる原子炉の総称。プルトニウム同位体のうち、 ^{239}Pu と ^{241}Pu が核分裂性核種である。 ^{239}Pu の捕獲核分裂比は入射中性子エネルギー 10keV 以上で小さくなるので、高速炉として用いると有利であり、増殖炉の可能性がある(⇒高速増殖炉)。一方、10keV 以下で捕獲核分裂比の大きいことから逆に、熱中性子炉にプルトニウムを装荷した場合には $^{239}\text{Pu}(n, \gamma) \rightarrow ^{240}\text{Pu}(n, \gamma) \rightarrow ^{241}\text{Pu}$ の反応で核分裂性核種 ^{241}Pu が大量に生産され、 ^{239}Pu の燃焼による反応度の低下を補償する性質(フェニックス性)があり、燃料使用期間を大幅に延長することが可能となる。この性質を利用し、材料試験炉など(⇒照射用原子炉)ではプルトニウムが用いら

れている場合もある。また、プルトニウムは高速増殖炉の燃料として最適のものであるが、その実用化にはまだ時間を要する。そこでそれまでの時期では、軽水炉燃料から回収されるプルトニウムを再び軽水炉の燃料としてリサイクルする技術開発が行われている。これは核燃料不拡散の見地からも望ましいことである。

フルート不安定性 [英 flute instability, 独 Flute-Instabilität, 仏 instabilité de flûte, 露 желобковая неустойчивость] = 交換不安定性

ブルドン管圧力計 [英 Bourdon-tube pressure gauge, 独 Bourdonsche Röhren-Druckmesser, 仏 manomètre de Bourdon, 露 манометр Бурдона] 楕円あるいは扁平の断面をもつ半円形の管で、一端を閉じたものをブルドン管といい、この管の内部に圧力を加えたときに生ずる先端の変位を利用して圧力を測る圧力計をブルドン管圧力計という。ドイツの鉄道技師 Sching とフランスの E. Bourdon (1808~84 年) がそれぞれ独立に 1849 年に考案したもので、計器製造業者であった Bourdon の名でよばれるようになった。ブルドン管の形状により、C 型、渦巻型、つる巻型、ぬじれ型があり、C 型ブルドン管が最も多く用いられる。断面の形状は楕円型、俵型、扁平円型、紡錘型、長方形型、D 型、偏心型などである。ブルドン管の先端の変位はリンク、セクター、ピニオンなどで構成される機械的な拡大機構(内機とよばれる)により拡大され、指針の回転により指示される。ブルドン管の変形に対する温度の影響はバイメタルなどを用いた温度補正機能を内機にもたせて補償される。ブルドン管材料には黄銅、リン青銅、ベリリウム銅、ステンレス鋼、クロムモリブデン鋼、ニッケルスパン C などが用いられる。C 形ブルドン管は低真空の真空圧力から工業的な常用圧力までの広い圧力範囲で用いられる。渦巻型とつる巻型を長くして先端の変位を大きく取れるようにしたもので、単位長さ当りの管のひずみを小さくでき、約 1 GPa (10 kbar) までの高圧測定に適する。精密測定用の石英ブルドン管圧力計は、石英製で約 20 回巻のつる巻ブルドン管を用い、その先端の微小変位を光で透して拡大して測定するもので、非常に感度が高く、約 3.5 MPa (35 bar) までの圧力測定に用いられる。

プルフリヒ測光器 [英 Pulfrich photometer, 独 Pulfrich-Photometer, 仏 photomètre de Pulfrich, 露 фотомер Пульфриха] ⇒ 測光器

ブルマイヤー・サイクル [英 Vuilleumier cycle] ⇒ 冷凍サイクル

ブルラル散乱 [英 plural scattering, 独 Mehrfachstreuung, 露 многократное рассеяние] 物質に入射した粒子は、物質粒子による散乱を繰返しながら物質中を進行する。このような散乱が数回繰返されるときをブルラル散乱または数回散乱といい、無限回繰返されるときを多重散乱という。一般に粒子線が物質層を通過するとき、エネルギー分布も空間分布も広がるが、それはこのような散乱に起因するものである。このとき、粒子の中には 1 度しか散乱しない粒子があれば、何度も散乱する粒子もあるので、粒子線ビームの広がりを計算しようとするとき、平均の散乱回数を無限回と仮定するか、数回と仮定するかでその手法が異なってくる。荷電粒子線が物質中を進行するときの原子核によるクーロン散乱は典型的な例であり、多重散乱であれば、物質層通過後のビームの空間分布はガウス分布となり、これに対してブルラル散乱では大角度に散乱される

粒子数がガウス分布より多くなる(⇒多重散乱)。

フレア

[1] [英 flare, 独 Leuchtkugel, 仏 fusée lumineuse, 露 вспышка] 光学器械の内部で、レンズの内面反射や鏡筒部からの光の散乱、フィルム表面からの有害な反射などにより、観測したい像の上に重なる光。画面上に一樣に広がる場合が多いが、場合により、正規の像以外の場所にぼけた像を生じることがあり、ゴーストとよばれる。一様輝度の明るい視野中に暗黒物体をおき、像面における物体像と明るい部分との照度比をフレア率という。35 ミリ小型カメラでは 2% 前後が普通である。

[2] [英 flare, 独 Eruption, 仏 éruption, 露 вспышка] 恒星表面に起こる磁気プラズマの爆発現象。数分という短い時間で明るくなる。このことからフレア(炎)とよばれる。太陽表面に発生するものは、特に太陽フレアとして詳しく研究されている(⇒太陽面爆発)。太陽以外の星にも、数秒~数分で極大光度に達し、数十分でゆっくり減光する太陽フレアと似た現象を示す星があり、フレア星とよばれている。フレア星はスペクトル型が M 型の矮星で、約半数が連星である。太陽フレアと同様に爆発現象は可視光のほか、X 線、紫外線、電波の領域でも観測されている。星は静かな時の光度の数倍~数十倍にも増光する。特にフレア活動などの著しいものとして、りょうけん座 RS 型星とよばれるものがある。これはスペクトル型が F、G 型の矮星かなる近接連星系で、単独星より強い Ca の H、K 輝線を示す。近接効果によって自転が速くなっているために、強い活動性が誘起されているものと考えられている。

フレア星 [英 flare star, 独 Flaresterne, 仏 étoile à sursauts, 露 вспышкающая звезда] ⇒ フレア

ブレイトン・サイクル [英 Brayton cycle, 仏 cycle de Vuilleumier, 露 цикл Брайтона] ⇒ 冷凍サイクル

ブレイズ [英 blaze, 独 Bereich maximaler Intensität des Echelettegitters, 仏 intervalle de l'intensité maximum du réseau échellette, 露 область максимальной интенсивности эшелетки] ⇒ ブレイズ回折格子

プレス [英 press, 独 Presse, 仏 presse, 露 пресс] ⇒ 圧延

ブレイズ角 [英 blaze angle, 独 „blaze“-Winkel, 仏 angle de «blaze»] ⇒ ブレイズ回折格子

ブレース-ケーラーの補償板 [英 Brace-Köhler compensator, 独 Brace-Köhlerscher Kompensator, 仏 compensateur de Brace-Köhler] $\lambda/10 \sim \lambda/60$ 程度の位相遅れ(リターデーション)をもつ結晶板を光軸のまわりに回転する補償板。非常に小さい位相遅れを補償するのに、その数倍程度の位相遅れをもつ雲母板が結晶板として使われ、単にブレースの補償板、ケーラーの補償板ともよばれる。使用法は、偏光子 P、位相遅れ未知の結晶板 M、ブレース-ケーラーの補償板 C、検光子 A の順に並べ、初めにまず M を除いておき P と A を直交させ、C を回転し C の中性軸を P の透過軸に一致させ消光状態にする。これが補償板 C の零位置となる。次に M を挿入して、M の速い軸を P に対し 45° の方位に設定する。視野が明るくなるので最も暗くなる方位に C を回転させる。未知の位相遅れ δ は、C の既知の位相遅れを Δ 、C の零位置からの回転角を θ とすると

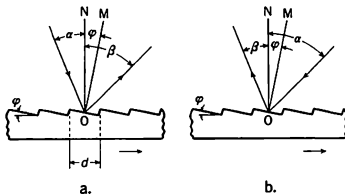
$$\delta = \Delta \sin 2\theta$$

で与えられる。

ブレード回折格子 [英 blazed grating, 独 „blaze“-Gitter, 仏 réseau de «blaze»] 特定の波長, 特定の次数に回折光エネルギーの大部分が集中するようにした回折格子。平面回折格子に光を入射すると光はいろいろな次数の方向に分散する。そのためプリズムで得られるスペクトルに比べて回折格子で得られるスペクトルは暗いという欠点があった。しかし各次数へ配分される光量の割合は回折格子の溝の形状によって変わる。このことはすでに 1888 年に Rayleigh によって論じられていた。回折格子の溝形を制御することは技術的には非常に困難な仕事であったが, 1910 年 R. W. Wood は溝形断面が鋸歯状になっている赤外用の回折格子を製作し, 特定の次数に 90% の光量を集中させることに成功した。赤外用の回折格子は格子定数が大きいので溝形の制御が比較的良好である。このような断面をもつ回折格子をエシェレット格子という。しかし今日ではほとんどすべての回折格子の溝形は鋸歯状に製作できるようになったので, エシェレット格子という名称は使われなくなってきた。それに代って, 特定の次数にエネルギーの大部分を集中させ, ぎらぎらと輝かせる(ブレードさせる)ということからブレード回折格子とよばれるようになってきた。溝は幅の広い平面と狭い平面とからできている。図のように広い平面の法線 OM と回折格子の法線 ON とのなす角 φ は溝の傾き角に等しく, この傾き角をブレード角という。MO に沿って光を入射させたとき, OM 方向に回折する光の波長を λ とすると

$$\lambda = \frac{2d \sin \varphi}{m}$$

である。 d は格子定数, m は整数である。このとき波長 λ の光のエネルギーの大部分が OM 方向に集中する。 $m=1$ のときの波長をブレード波長という。格子定数 1/600 mm, ブレード角 5° の回折格子のブレード波長は 290.6 nm である。



回折格子に入射する光の入射角が任意の角の場合でも広い平面に関して正反射の方向に回折する光があるときには, その光の大部分のエネルギーは正反射の方向に集中する。図 a で入射角 α を 15° , ブレード角を 5° とすると正反射の方向に回折する光の回折角は -25° となる。この方向に回折する -1 次光の波長は 273 nm である。この使い方では回折格子は 273 nm にブレードしているという。図 b のように α を 25° , β を -15° とすると $+1$ 次の 273 nm にブレードする。回折格子の使用法としては b のように使用することが望ましい。市販の回折格子には通常矢印が記入してある。矢印と溝の形状とは図に示すような関係になっている。

ブレード波長 [英 blaze wavelength, 独 „blaze“-Wellenlänge, 仏 longueur d'onde de «blaze»] \Rightarrow ブレード回折格子

プレート [英 plate] \Rightarrow 電子管

プレート検波 [英 plate detection] \Rightarrow 検波

プレートテクトニクス [英 plate tectonics, 独 Plattentektonik, 仏 tectonique des plaques, 露 тектоника литосферных плит] 地球表面は, 十数個のかたい板状の層(プレート, 厚さ 100km 程度)により敷き詰められており, それらの層が, 近似的には剛体板のように変形なしに運動しているという考え。また, その考えに基づいて, 地球表層部の諸現象を説明する理論。1960 年代末に提出され, 固体地球科学に大きな革命をもたらしたものとされている。地球上では, 地震, 火山, 造山作用などの現象が起きているが, それらの機構を統一的に説明することは困難であった。1912 年, ドイツの A. L. Wegener は, 諸大陸は約 2 億年前には, 一塊の超大陸であったが, その後分裂, 移動して, 現在の分布をするに至ったという, 大陸移動説を提唱した。これは, 大陸と海洋の配置は不変であるとする, それまでの考え「固定論」とは正反対のものである。現在の動的地球観の先駆をなした。大陸移動説は, 造山作用を大陸間の衝突によるものとして説明し, 一時支持者も多かったが, 客観的証拠や, 原動力についての説明の不足などを理由に退けられた。第二次大戦後, 古地磁気学の研究から, 移動説は急激に復活(1950 年代末)した。ほぼ同じころに盛んになった海洋底地学の研究からは, 移動するのは大陸だけではなく, 海洋底も大規模に移動することが見いだされるようになった。海洋底地殻が, 大洋底に連なる海嶺系の頂上部で地球内部から湧上る高温物質の固化によって常に生産され, 水平方向に移動すること, 大陸が移動する海底とともに動く場合が大陸移動であり, 大陸が移動しない場合には, 海底は海溝地域で, その下に沈み込んでいくことなどが明らかにされたのである。1960 年代に確立されたこの考えは, 海底拡大説とよばれる。当時, 発見された海上における地磁気の縞状異常を, 海底拡大説と, 地磁気の逆転(\Rightarrow 古地磁気学)との組合せによって説明したバイン・マッシュューズの仮説は特に有名である。海底拡大説は, その基本的原動力を, A. Holmes 以来のマンタル対流説に帰するものである。

1960 年代末期には, 大陸や海底地殻が大規模な移動後もほとんど変形しないことから, 地球表層部は移動にあたってあたかも剛体のようにふるまうものと推定された。イギリスの J. B. McKenzie, アメリカの W. J. Morgan, フランスの X. Le Pichon, カナダの J. T. Wilson など, この考え「プレートテクトニクス」を発展させた。剛体的な表層部はプレート, あるいはリソスフェアとよばれるが, その下はアセノスフェアとよばれる, やややわらかい層からなると考えられている。全地球表面は, ほぼ図 1 のようにプレートで敷き詰められ, アフリカを不動としたときのおおのプレートは, 矢印で示すように運動をしていると推定される。J, N, C は代表的三重会合点(3つのプレートの会うところ)である。この考えによると, 多くの地震はプレート間の相対運動によるざりとして, また, 大連清夫が発見していた深発地震は, プレートの沈み込みによるものとして説明される。さらに, 海嶺での海洋プレートの生産, 海嶺から遠ざかるにしたがっての水深の増大, 地殻熱流量の減少などの事実も, 合理的に説明される。造山作用は, プレートの沈み込み, およびこれにもなる, 陸どうしの衝突の結果ということになる。図 2 はその事情を模式的に説明したもの(ただし, スケールは不同である)。現在, 大西洋の面積が増大し, 太平洋の面積が縮小しつつあ

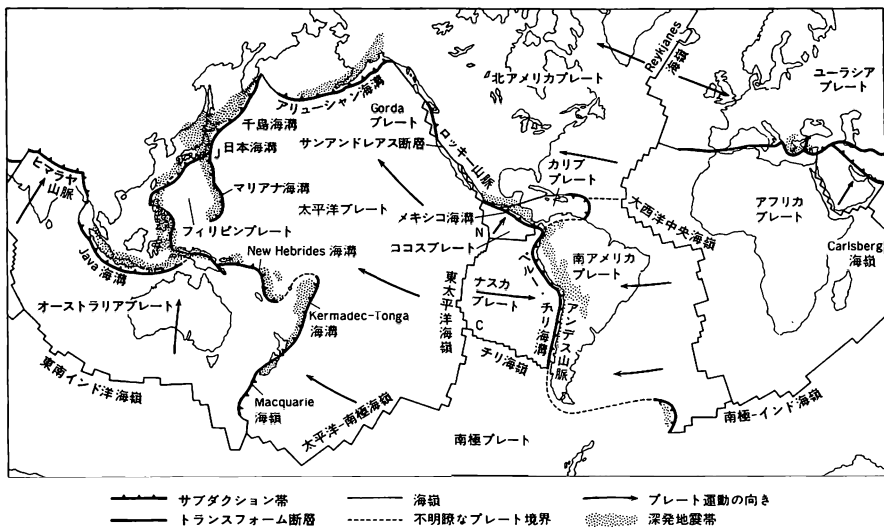


図 1 世界のプレート分布

り、数億年後には太平洋は完全に閉じ再び大陸は一塊となるであろうが、その後にはその超大陸はまた分裂するであろう。このような大陸の離合集散は地球史を通じて何回か、繰返し起ったと推定される。これをウィルソン・サイクルとよぶ。図2で見られるように、海嶺下で上昇してくるのは、部分熔融したアセノスフェア物質であり、地表(海底)に現れて、表面からの冷却によって固化しつつ、移動しているのがプレートなのであるから、プレートの厚さは海嶺からの距離とともに増大する。すなわち、プレート(リソスフェア)とアセノスフェアの境界は、物質境界ではなく、相境界と考えられている。プレートの移動にもなっているアセノスフェアには反流が存在しなければならないので、プレートテクトニクスは一種のマンテル対流を必要とするが、表層部に固化した境界層(高密度)をもち、その負の浮力が、原動力の主要部を担っているらしい点特徴的である。

地震予知、噴火予知、地下資源発見などに対する有用性はしだいに実証されつつあるが、プレートテクトニクスの活動が地球史のどの時点から開始されたか、ほかの惑星ではどうか、また造山作用や、日本列島の形成などが、いか

にしてプレートの衝突、沈み込みなどの模型から具体的に説明できるか、あるいは年間数 cm というプレート運動を、宇宙測地などの手法によって、実測・モニターできないかなど、今後の課題も多い。

プレートファクター [英 plate factor, 独 Plattenfaktor, 仏 facteur de plaque] = 逆線分散

プレート変調 [英 plate modulation] ⇒ 振幅変調

フレドホルム型方程式 [英 Fredholm's integral equation, 独 Fredholmsche Integralgleichung, 仏 équation intégrale de Fredholm, 露 интегральное уравнение типа Фредгольма] ⇒ 積分方程式

プレーナー型トランジスター [英 planar transistor, 独 Planartransistor, 仏 transistor planaire, 露 планарный транзистор] プレーナー型トランジスターは 1960 年 J. A. Heorn により発明された。製作はウエハーの表面を酸化し部分的に穴をあけ不純物の拡散によりベース、エミッターをつくる(図参照)。表面に凹凸がなく、平面構造をし

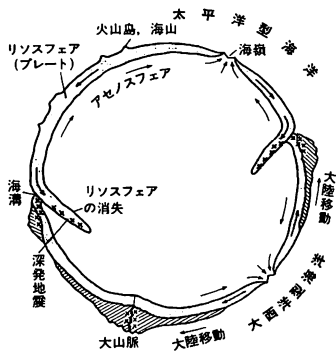
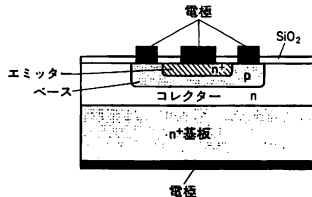


図 2



ているのがプレーナー型トランジスターの名称の由来である。プレーナー型トランジスターではすべての pn 接合は酸化膜(SiO₂)により覆われて、機械的に保護されている。また、酸化膜はシリコンウエハー自身の酸化により形成されたもので、酸化膜とシリコン界面の表面準位密度は極めて少ない(10¹¹ cm⁻²・eV⁻¹以下)。そのためにプレーナー型トランジスターの小電流特性、雑音指数、信頼度、寿命はほかの構造のトランジスターに比較して優れている。機械的にも強いことから製造が容易で、平面構造であるために素子間の電氣的結合が金属の蒸着により容易にできるなど

の長所をもち、集積回路を構成する素子として最も重要なものである。キャリアーをつくる不純物の注入は熱拡散のみでなく、イオン注入によっても行われる。プレーナー型トランジスタを製造する技術はプレーナーテクノロジーとよばれ、現在の集積回路はこの技術によりつくられる。

フレネル Fresnel, Augustin Jean 1788.5.10-1827.7.14 フランスの物理学者。建築家を父としてノルマンジー地方で生れる。16歳でエコール・ポリテクニクに入学。卒業後 工兵士官となる。1815年 光の波動説に立って光の回折現象を実験的に証明した。その特色は回折現象を明暗の縞模様としてとらえ、数学解析を取入れて縞模様の幅を算出したことと、光を横波ととらえたことにあった。これらを「光の回折に関する論文」にまとめ、同年アカデミー・デ・シアンズに提出した。その後 波動説を偏光の干渉現象に適用して、2つの偏光光線が、それらの偏光面が平行であるときは干渉するが、偏光面が互いに垂直であるときには干渉しないことを示した。この現象は、先に T. Young が仮定した光がエーテルの縦振動であることを否定して、エーテルの横振動としたため容易に説明ができた。この研究を同じフランスの物理学者で、天文学、光学、電磁気学に功績があった D. F. J. Arago と共同で行い、1823年に「反射が偏光に与える諸変形の法則に関する論文」として発表した。Fresnel の理論は光の波動説を確立し、反射、屈折などの幾何光学的理論および結晶内での光の伝播などの物質と光の相互作用を考察する電磁光学的理論に基礎を築いた。この論文によって 1823年 アカデミー・デ・シアンズ会員に、1825年にロンドン王立協会の外国人会員に選ばれた。また 1827年にラムフォード・メダルを授けられた。このほか灯台委員として灯台の灯室の改良に大きな功績を残している。また金属反射鏡と厚いレンズから成る投射器にかかわって、薄い、曲率半径が中心から周辺へと徐々に同心円状に変化した環状レンズ群を組合せたフレネル・レンズとよばれる屈折投射器を作った。パリ近郊で没した。

フレネル音場 [英 acoustic Fresnel field, 独 akustisches Fresnelfeld, 仏 champ acoustique de Fresnel, 露 звуковое поле Френеля] = 近距離音場

フレネル・ゾーンプレート [英 Fresnel's zone plate, 独 Fresnelsche Zonenplatte, 仏 plaque zonale de Fresnel, 露 зонная пластинка Френеля] 規則的に間隔が変化する同心輪帯をつくり、各輪帯からの光が同位相で1点に集まるようにしたもので、レンズ作用をもつ。半径 $r_m = (2m)^{1/2}a$ と $r'_m = (2m+1)^{1/2}a$ の間の輪帯は透明、 r'_m と r_{m+1} の輪帯は不透明(またはこれの逆)とすると、主焦点距離は $\pm a^2/\lambda$ となる。ここで $m=0, 1, 2, \dots$, λ は光の波長である。すなわち、フレネル・ゾーンプレートは凸レンズと凹レンズの両方の作用をもつ。このほかに $\pm a^2/3\lambda$, $\pm a^2/5\lambda$, \dots の位置に副焦点を生じるが、副焦点における明るさは主焦点における明るさの $(1/3)^2$, $(1/5)^2$, \dots で、一般的には無視して差支えない。なお不透明の部分の代りに、この部分に透明部分に対して π の位相差を与える薄

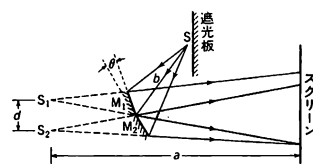


膜をつけると、像は4倍明るくなる。

フレネル帯 [英 Fresnel zone, 独 Fresnel-Zone, 仏 zone de Fresnel, 露 зона Френеля] = フレネルの半波長帯

フレネルの回折 [英 Fresnel diffraction, 独 Fresnelsche Beugung, 仏 diffraction de Fresnel, 露 дифракция Френеля] 光の回折において光源と観測点の一方または両方が回折物体(開口または障害物)から有限の距離にある場合をいう。回折像の計算はフラウンホーファー回折の場合より複雑である。フレネル-キルヒホッフの回折積分において普通は回折物体、たとえば開口中の点の x, y 座標(原点は光源点と観測点を結ぶ直線と開口面との交点)の二次の項まで考慮し、フレネルの積分を用いて計算する。

フレネルの鏡 [英 Fresnel mirrors, 独 Fresnelscher Spiegel, 仏 miroirs de Fresnel, 露 бисзеркала Френеля] 図のように2枚の平面鏡 M_1 と M_2 を微小角 θ だけ傾けて紙面に垂直に置いたもので、A. J. Fresnel が二光束干渉実験に用いた。図のように、光源 S からの光束は M_1, M_2



で反射され、あたかも M_1 と M_2 による S の虚像 S_1 と S_2 から出た光束のように広がっていく。この2光束は、互いにコヒーレント(⇒コヒーレント光)な光源 S_1, S_2 から出た2光束と考えてよく、互いに重なり合う陰影を施した部分に局在しない干渉縞をつくる。虚光源 S_1 と S_2 の間隔を d とすると、 S_1 と S_2 を結ぶ線に平行で、それより a だけ離れたスクリーンの上では、波長 λ の光がつくる干渉縞の間隔は $\Delta x = a\lambda/d$ で与えられる。ここで $d = 2b \sin \theta$ の関係がある(b は S から M_1, M_2 の交点までの距離)。この干渉はヤングの実験の場合と同じであるが、光束を制限するスリット(またはピンホール)がないので、はるかに明るい干渉縞が得られる。

フレネルの式 [英 Fresnel formulas, 独 Fresnelsche Formeln, 仏 formules de Fresnel, 露 формула Френеля] 光が2つの均一等方で完全に透明な媒質の境界面に入射すると、一部分は反射し、一部分は屈折するが、この反射光と屈折光の振幅と入射光の振幅との関係を表す式で、1923年に A. J. Fresnel によって導き出された。A, R, T をそれぞれ入射光, 反射光, 屈折光の振幅とし、添字 p と s によりそれぞれ光の電界ベクトルの入射面に平行な成分と垂直な成分とを表し、 θ_1 を入射角、 θ_2 を屈折角とすれば、フレネルの式は次のように表される。

$$T_p = \frac{2 \cos \theta_1 \sin \theta_2}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2)} A_p$$

$$T_s = \frac{2 \cos \theta_1 \sin \theta_2}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} A_s$$

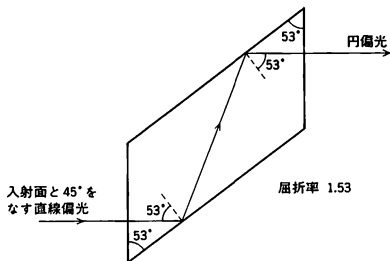
$$R_p = \frac{\tan(\theta_1 - \theta_2)}{\tan(\theta_1 + \theta_2)} A_p$$

$$R_s = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} A_s$$

右辺の係数は振幅透過率と振幅反射率を与えている。フレネルの式は電磁場の境界面における境界条件を用いて導く

ことができる。金属表面における光の反射の場合は、金属の複素屈折率を屈折の法則に適用して得られる複素数の屈折角 θ_2 を用いれば、 R_p と R_s は上の式と同じ形で表されるが、振幅反射率は複素数となる。

フレネルの斜方体 [英 Fresnel rhomb, 独 Fresnel-sches Parallelepiped, 仏 parallélepède de Fresnel, 露 параллелепипед Френеля] 透明等方体でつくった斜方体内で、図に示したように、2回の全反射により、電気ベク



トルが入射面に垂直な成分(s 偏光)と平行な成分(p 偏光)の間に位相差 $\pi/2$, 換言すると光路差 $1/4$ 波長を生じさせる $1/4$ 波長板の一種。フレネル・ロムともいう。透明等方体内の全反射において、等方体の屈折率を n , 入射角を i とすると、s 偏光と p 偏光の間に生ずる位相差は

$$\delta = 2 \tan^{-1} \left(\frac{\cos i}{n \sin^2 i} \sqrt{n^2 \sin^2 i - 1} \right)$$

で与えられる。たとえば、 $n=1.53$, $i=53^\circ$ とすると $\delta = \pi/4$ となり、図のように2回全反射をさせると、 $\delta = \pi/2$ となる。入射面に対して 45° の方位をもつ直線偏光を入れると、円偏光が得られる。フレネルの斜方体の特長は、複屈折結晶板の $1/4$ 波長板に比べて、屈折率の色分散が比較的緩やかなので、かなりの波長範囲に対して色消しになっていることで、可視領域では $\pi/2 \pm \pi/90$ 程度である。

フレネルの随伴係数 [英 Fresnel's dragging coefficient, 独 Fresnelscher Mitführungskoeffizient, 仏 coefficient d'entraînement de Fresnel, 露 коэффициент увлечения Френеля] 速さ u で運動している屈折率 n の媒質中の光速度 v を近似的に

$$v = \frac{c}{n} \pm \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) u \quad (c: \text{真空中の光速度}) \quad (1)$$

と書いたときの u の係数 $(1 - 1/n^2)$ のことをいう。1818年に、A. Fresnel が光をエーテルの弾性波とする考えから導いた。後に、A. H. L. Fizeau の干渉実験および G. B. Airy の水を満たした望遠鏡による光行差の観測により確かめられた。特殊相対性理論によれば

$$v = \frac{(c/n) \pm u}{1 \pm (u/cn)} = \frac{c}{n} \pm \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) u + O(u^2) \quad (2)$$

であって、式(1)は u の一次までの近似をとることで得られる。

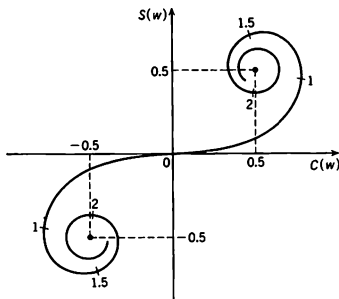
フレネルの積分 [英 Fresnel integral, 独 Fresnelsches Integral, 仏 intégrale de Fresnel, 露 интеграл Френеля] フレネルの回折による回折像の計算に用いられる次の積分

$$C(w) = \int_0^w \cos\left(\frac{\pi}{2} t^2\right) dt$$

$$S(w) = \int_0^w \sin\left(\frac{\pi}{2} t^2\right) dt$$

をいう。 $C(\infty) = S(\infty) = 1/2$ である。 $C(w)$ を横軸に、

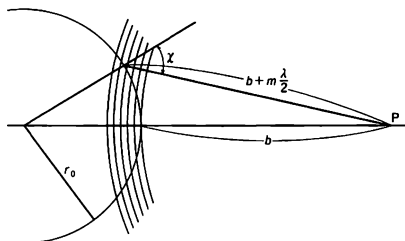
$S(w)$ を縦軸にとり、 w をパラメーターとして曲線を描くとコルヌユの渦巻(図参照)が得られる。 $|w|$ の値は原点からの曲線に沿って測った長さに等しい。



コルヌユの渦巻

フレネルのゾーンプレート [英 Fresnel zone plate, 独 Fresnelsche Zonenplatte, 仏 plaque de zone de Fresnel, 露 зонная пластинка Френеля] = ゾーンプレート

フレネルの半波長帯 [英 Fresnel half-period zones, 露 зона полу волны Френеля] ホイヘンス-フレネルの原理によって A. J. Fresnel が光の伝播、回折の説明に用いたもの。単色点光源から出た光の波面はその点光源を中心とする球面となる。ある時刻における球面波面(半径 r_0)を考え、観測点 P からその波面までの最短距離を b , 波長を λ とし半径 $b + m\lambda/2$ (m は正の整数)の球を描いて波面と交わせれば、波面上に輪帯が描かれる(図参照)。こ



れらがフレネルの半波長帯である。ホイヘンス-フレネルの原理によれば、観測点における光の振幅は波面上の各点を新たな波源とする球面波の寄与の和である。P 点における m 番目の半波長帯からの寄与 $U_m(P)$ を計算すると

$$U_m(P) = 2i\lambda (-1)^{m+1} K_m A \frac{e^{ik(r_0+b)}}{r_0+b}$$

となる。ここで、 $k=2\pi/\lambda$, A は点光源から単位距離はなれたところでの振幅である。また係数 K_m は半波長帯にたてた法線と半波長帯から観測点へ向かう方向とのなす角 α の関数で、インクリネーションファクターといわれる。この寄与 $U_m(P)$ を観測点の方を向いているすべての輪帯について加えると、第一帯からだけの寄与の $(1/2)$ となる。Fresnel は、これらの半波長帯を遮蔽板がどのように覆うかによって光の回折の問題を説明した。

フレネルの複プリズム [英 Fresnel's biprism, 独 Fresnelsches Biprisma, 仏 biprisme de Fresnel, 露 би́присма Френеля] 頂角の小さなプリズム2個を底辺で貼り合わせてつくった図1に示すような形状のプリズムで、A. J. Fresnel が二光束干渉実験に用いた。点光源 S からの光束は波面分割され、コヒーレント(\Rightarrow コヒーレント光)な二

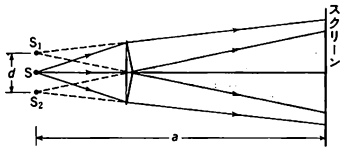


図 1

光源 S_1 と S_2 から広がってきたような二光束になる。この二光束が重なり合う陰影を施した部分に局在しない干渉縞ができる。光源には紙面に垂直な線光源が適当で、このとき干渉縞も紙面に垂直な直線になる。波長 λ の光が、 S から a だけ離れた光軸に垂直なスクリーン上につく干渉縞の間隔はヤングの実験の場合と同じで、 $\Delta x = a\lambda/d$ となる。ここで d は S_1 と S_2 の間隔である。この装置で複プリズムと光源との間にレンズ L を置き、 S と L の間の片側に位相物体(透明物体)を入れたら(図2参照)位相の変化に応じ

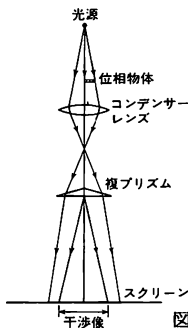


図 2

て干渉縞が乱れる。これを利用して透明な物体の存在およびそれによる位相の変化量を知ることができる。この原理に基づいて組立てられた装置を複プリズム干渉顕微鏡という。

フレネル・ホログラム [英 Fresnel hologram, 独 Hologramm vom Fresnelschen Typus, 仏 hologramme de Fresnel, 露 голограмма Френеля] 物体に対して記録用感光材料面がフレネルの回折領域、すなわち有限距離にあるような配置でつくられるホログラム。最も一般的な配置でつくられるホログラムで、ホログラム面には参照波が物体のフレネル回折像、数学的にいえばフレネル変換像で変調された一種の干渉縞が記録される。再生の段階でこのホログラムを照明すれば、干渉縞が一種の回折格子となって照明波の向きを変えたと同時に、再生像面ではホログラム透過波(または反射波)がもう一度フレネルの回折を受け、数学的にいえばフレネル(逆)変換されて像が再生する。この配置で、参照波点光源が感光材料面に対して物体と等距離にある配置でつくられるホログラムは、特に準フーリエ変換ホログラムまたはレンズレスフーリエ変換ホログラムとよばれる。

フレネル・レンズ [英 Fresnel lens, 独 Fresnel-Linse, 仏 lentille de Fresnel, 露 линза Френеля] 集光レンズとして度の強いレンズを考えると図1のようにレンズの中心が厚くなり大きく重くなってしまう。そこで図の黒色



図 1



図 2

部分を取り除き、段付レンズ部を図2のように並べかえて、集光作用を変えずに薄くしたレンズをフレネル・レンズという。1819年に、A. J. Fresnel により灯台用としてこのレンズが開発された。レンズを薄くすることができるため、軽量化が達成され、放熱にもつごうのよいことから集光レンズとして用いられることが多い。灯台などの大きな照明用フレネル・レンズの材料にはガラスが用いられる。またカメラなどで使用するものにはプラスチック材料が用いられる。用途としては灯台のほか、探照灯、自動車のヘッドライトなどがある。また一眼レフカメラでは焦点板付近に置かれて、撮影レンズからきた光をファインダーに導き画面全体を明るく見せる役目を果たす。

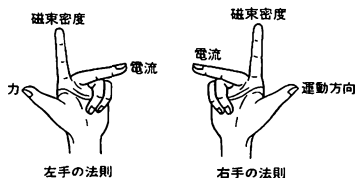
フレネル・ロム = フレネルの斜方体

プレボ Prévost, Pierre 1751.3.3—1839.4.8 スイスの物理学者、古典学者。古典語などのほかに H. B. de Saussure から科学を学び、法学で学位を得た。教師としてオランダ、リヨン、パリで働きながらギリシア古典を翻訳、その縁でベルリンのアカデミーの一員となり、J. L. Lagrange に刺激されて科学上の著作も始めた。パリ滞在の後、1786年からジュネーブで政治にも関わり、1793年同市で哲学および一般物理の教授の地位についた。物理学の面での最高の貢献は、すべての物体は温度に無関係に熱を放射しており、物体間の熱平衡は等量の熱の交換で成立するという理論の提唱(1791年)である。W. C. Wells の露の形成の理論は Prévost の仮説の帰結であり、また J. Fourier は熱放射の数理的解析の基礎として Prévost の諸命題を使った。論文 *Sur l'équilibre du feu* (1791年)や下記の著書に見られるように、熱は離散的な粒子で成り立ち、これら粒子の高速の運動と時折の遭遇とが、熱の交換ひいては平衡を支配すると解するのが、Prévost の立場であった。そのほか、磁力に関する著作があり、また政治、哲学、人口問題、確率、修辭などについての著述や翻訳も行っている。[主著] *Du calirique rayonnant*, 1809; *Exposition élémentaire des principes qui servent de base à la théorie de la chaleur rayonnante*, 1832。

フレミング Fleming, Sir John Ambrose 1849.11.29—1945.4.19 イギリスの電気工学者。ランカスターに生れる。1877年にケンブリッジ大学に入学し、キャベンディッシュ研究所の J. C. Maxwell の下で学ぶ。1881年ノッチンガムのユニバーシティ・カレッジの数学・物理学教授となる。さらに、1882年から4年間にわたってロンドンのエジソン・エレクトリック・ライト社の技術顧問を務め、1885年にロンドンのユニバーシティ・カレッジの電気工学教授に就任する。この年には、よく知られた電流・磁場・導線の運動の3つの方向に関する、いわゆるフレミングの法則を発見している。1889年、イタリアの電気技術者 G. Marconi の設立した無線通信会社の顧問となり、1901年に行われた大西洋横断の無線通信実験に使われた送信機の製作に協力した。また、T. Edison が1884年に発見したエジソン効果に注目し、直流と交流の両方について実験を行い、新しい整流器を発明した。それは、炭素フィラメントのまわりを円筒形の電極で囲んだ二極管で、それまで使われていたコヒーラーなど不完全な検波器にとってかわることになった。Fleming はそれを thermionic valve と名づけて、1904年に特許を得ている。そのほか、デュア一瓶の発明者であり低温物性の研究で知られる J. Dewar と協力して、低温での電磁現象の研究を行った

り、変圧器の設計、電気照明に関係する光度の測定法など広い分野にわたって貢献した。これらの業績により、1929年にはナイトを授けられた。[著書] *The Alternating Current Transformer*, 1889~92; *Principles of Electric Wave Telegraphy*, 1906; *The Propagation of Electric Currents in Telephone and Telegraph Conductors*, 1911; *Fifty Years of Electricity*, 1921.

フレミングの法則 [英 Fleming's rule, 独 Fleming'sche Regel, 仏 règle de Fleming, 露 правило Флеминга] 磁束密度 B の磁場中で導体を速度 v で動かすとき、導体中に生じる電場(起電力)の向きが $v \times B$ であることを、 v と B が直交する場合に、右手の親指を v 、人差指を B の向きとすると、 $v \times B$ が中指の向きであると表現したのをフレミングの右手の法則という。また、電流 I が磁束密度 B の磁場中で受ける力が $I \times B$ であることを、 I と B が直交する場合に、左手の人差指、中指をそれぞれ磁場、電流の向きとすると、親指が力の向きであると表現したのをフレミングの左手の法則という。いずれも、J. A. Fleming による。



フレイムスペクトル [英 flame spectrum, 独 Flammenspektrum, 仏 spectre de flamme, 露 спектр пламени] 炎からの発光スペクトル。炎の発光は一種の化学発光であり、燃焼物質に固有のスペクトルを呈するので、化学分析の手段としての分光分析にフレイムスペクトルがよく用いられる。炎色反応は最も単純な例である。またフレイムスペクトルには炎のなかで起る化学反応素過程に生じる化学的に不安定な種々のラジカル分子からの発光スペクトルが現れるので、それらの観測から燃焼の素過程を知る手がかりを得ることができる。またそれらのスペクトルの回転温度や振動温度の測定も素過程の機構を解明する有効な手段として用いられる。

ブレイムバーク Bloembergen, Nicolaas 1920. 3. 11— アメリカ(オランダ出身)の物理学者。オランダのユトレヒト大学を1941年に卒業。1948年にライデン大学で博士号を受けた。1949年からハーバード大学の研究生となり、1951年には準教授。1957年にはゴードン・マッケイ応用物理学教授の席についた。その後、パリ大学、カリフォルニア大学バークレー校などの客員教授として招かれた。1973年には母校ライデン大学のローレンツ客員教授として招かれた。まず磁気共鳴において優れた業績をあげたが、特に物質中の不均一磁界の影響で広がった磁気共鳴スペクトルに飽和による凹みをつくり、その回復のようから緩和過程を研究した業績は有名である。C. H. Townes は1954年レーザーの実験に成功したが、Bloembergen は三準位レーザーを初めて提案し、レーザーの実用性を広げた。この手法は、後にレーザーの励起方法として広く応用されている。1960年レーザーの出現以後は、主としてレーザーによって生成される強い電磁界における均質の挙動について研究し、非線形光学とよばれる新分野の創造に重要な役割を果たした。特に媒質中の非線形感受率を通して結

合する4つの光波のいろいろな条件の下でのふるまいを理論的・実験的に研究し、また、これらをもとにして分光学の新分野を開拓した業績は重要である。1958年にアメリカ物理学会から固体物理学に対するオリバー・E・バックレー賞、1959年には、Townesとともに、レーザーの研究の業績に対し、I. R. E. (電波工学会、現在のIEEEの前身)のモリス・リーブマン記念賞、1961年にはフランクリン協会のスチュアート・バレンタイン・メダルを受けた。さらに1981年には、A. L. Schawlowとともに、レーザー分光学の発展に対する寄与により、ノーベル物理学賞を受けた。

フレイリッヒ Fröhlich, Herbert 1905. 12. 9—

イギリス(ドイツ出身)の理論物理学者。レキシントンに生れ、1930年A. Sommerfeldの指導下にミュンヘン大学で博士号を取得。1933年イギリスに亡命、プリンストール大学助教授(1935~48年)を経て、リバプール大学教授、同大学理論部門主任(1948~73年)、ロンドン王立協会会員(1948年以降)。若いころの著書 *Elektronentheorie der Metalle* (1936年)及び渡英後の *Theory of Dielectrics* (1949年)は、固体物理学の先駆的名著として知られる。1938年W. Heitlerとともに湯川中間子論の発展に貢献した。1950年のボーロンに関する論文、超伝導に関する論文は、場の量子論の概念を固体電子論に導入したものである。特に後者は、超伝導が電子と格子振動との相互作用に起因し、転移温度が原子質量に依存すること(超伝導の同位体効果)を指摘し、その後の超伝導理論の発展の端緒となった。

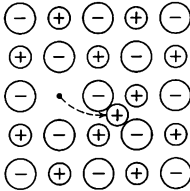
フレイリッヒ模型 [英 Fröhlich model, 独 Fröhlich-Modell, 仏 modèle de Fröhlich, 露 модель Фрёллиха] 金属における伝導電子とフォノンの結合系に対する模型。H. Fröhlichにより定式化された。金属においてイオンが平衡位置に静止しているとすれば、伝導電子はイオンによる周期ポテンシャルのなかを運動し、波数ベクトルの定まったブロッホ状態にある。イオンが平衡位置から変位すると、イオンのポテンシャルが乱れるので、電子は異なる波数ベクトルの状態に散乱される。電子は逆にイオンに対して力を及ぼすので、イオンの振動状態に影響を与える。これが電子と格子振動(フォノン)との相互作用である。振動が縦波である場合には、イオン密度が変動するので電子との相互作用が強く現れる。イオンの平衡位置からの変位が小さいとして、電子とイオンの相互作用のポテンシャルを変位で展開し、その一次までとると、相互作用は電子が縦波フォノンを1個吸収または放出するとともに波数ベクトルの異なるブロッホ状態に散乱される過程として表される。第二量子化の形式で電子・フォノン系のハミルトニアンを表すと

$$H = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \varepsilon_{\mathbf{k}\sigma} a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger a_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{q}} \hbar \omega_{\mathbf{q}} \left(b_{\mathbf{q}}^\dagger b_{\mathbf{q}} + \frac{1}{2} \right) + \sum_{\mathbf{k}\sigma} \sum_{\mathbf{q}} g_{\mathbf{q}} a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\sigma}^\dagger a_{\mathbf{k}\sigma} (b_{\mathbf{q}} + b_{\mathbf{q}}^\dagger) \quad (1)$$

となる。 $a_{\mathbf{k}\sigma}(a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger)$ は波数ベクトル \mathbf{k} 、スピン σ のブロッホ状態における電子の消滅(生成)演算子、 $b_{\mathbf{q}}(b_{\mathbf{q}}^\dagger)$ は波数ベクトル \mathbf{q} の縦波フォノンの消滅(生成)演算子である。第一項は電子系のハミルトニアンで $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ は波数ベクトル \mathbf{k} のブロッホ状態のエネルギー、第二項はフォノン系のハミルトニアンで $\omega_{\mathbf{q}}$ は波数ベクトル \mathbf{q} の縦波フォノンの振動数、第三項は電子とフォノンの相互作用を与える。ハミルトニアン(1)で記述される電子・フォノン系をフレイリッヒ模

型という。フレーリッヒ模型は、金属における電子の運動に対するフォノンの効果(電子の有効質量, 電子間の有効相互作用), 格子振動に対する伝導電子の効果(振動数の変化)を論じる際に, 理論の出発点にとられることが多い。特に, フォノンの媒介によって生じる電子間引力は, 超伝導の原因として重要である。

フレンケル欠陥 [英 Frenkel defect, 独 Frenkel-Defekt, 仏 défaut de Frenkel, 露 дефект Франкеля] イオン結晶においてイオンを1個格子位置から取出して原子空孔を形成し, そのイオンを近傍の格子間位置に配置したものは電気的中性を保っており, フレンケル欠陥とよばれる。金属のように正負の区別のない結晶においても原子空孔と格子間原子とが対になっているものをフレンケル欠陥とよぶことがある。特に高エネルギー粒子の照射によるはじき出し損傷では, 空孔と格子間原子は1対1で形成されるため, この呼称を用いることが多い。



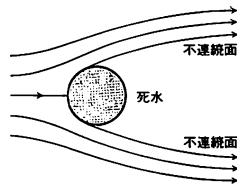
フレンケル励起子 [英 Frenkel exciton, 独 Frenkel-Exciton, 仏 exciton de Frenkel, 露 экситон Френкеля] 結晶中のある分子(または原子, 以下同様)が電子的励起状態に上げられると, 分子間相互作用による共鳴効果によって, その励起エネルギーは結晶内を自由に伝播する。このエネルギー量子を, 提唱者 J. Frenkel (1931 年)の名をとってフレンケル励起子とよぶ。そのエネルギー E_{ek} は, 伝播波数 k の連続関数として励起子バンドを形成する。絶縁性分子性結晶の低い電子的励起はこのようなものであり, 孤立分子の励起状態 α との対応関係が比較的はっきりしている。芳香族など軽元素から成る分子性結晶では, 励起も一重項と三重項に分かれ, 前者のみが光学的に励起可能である。エネルギー伝播の原因となる分子間相互作用としては, 遷移双極子間相互作用(一重項励起子の場合), 交換相互作用(三重項の場合)が重要である。このような分子内励起のほかに, よりエネルギーの高い素励起としては, 励起電子がほかの分子に移動した電荷移動状態がある(⇒励起子, ワニエ励起子)。

不連続群 [英 discontinuous group, 独 diskontinuierliche Gruppe, 仏 groupe discontinu, 露 разрывная группа] ⇒ 群

不連続線 [英 discontinuity line, 独 Diskontinuitätslinie, 仏 ligne de discontinuité, 露 линия разрыва] ⇒ 前線

不連続面 [英 discontinuity surface, 独 Diskontinuitätsfläche, 仏 surface de discontinuité, 露 поверхность разрыва] ⇒ 前線

不連続流 [英 discontinuous flow, 独 Strömung mit Diskontinuitätsflächen, 仏 écoulement discontinu, 露 разрывное течение] 流れの内部の1つの面の両側で流速が不連続になっている流れ。接線的不連続面と衝撃波の2つに大別される。前者では不連続面を流線に一致するようにとることができ, その場合, 密度は不連続でもよいが, 圧



力の跳びはない。物体に一樣流が当たって物体の背後に無限に伸びる不連続面を伴う場合の二次元の流れが, 1869 年 G. R. Kirchhoff により研究された。不連続面に囲まれた半流の中で流体が完全に静止していると考えたと, 圧力は一定で無限遠の圧力に等しい。不連続面の外側の速度は一定で一樣流の速度となる。このような流れは実際の流れの様子をある程度よく表すモデルと考えられ, Kirchhoff は完全流体の理論を使って物体に働く抵抗を算出することに成功した。この理論を死水理論という。しかし, 不連続面は本質的には渦層であり, その生成には粘性の作用が暗黙のうちに含まれている。また, 不連続面は一般に不安定で(⇒ケルビン-ヘルムホルツの不安定), 分裂して多くの渦になることが多い。衝撃波は高速気流に現れるもので, 衝撃波面に垂直な速度成分, 密度, 圧力, 温度が不連続になっている。

フロアッサールの上限 [英 Froissart's bound, 露 верхняя граница Фруассарта] S 行列の解析性(マンデルスタム表示)を仮定すると, 2 個のハドロンの衝突の全断面積は高エネルギー($E \rightarrow \infty$)では, $\lim \sigma = O[(\ln E)^2]$ という上限をもつことを M. Froissart が 1961 年に証明したので, これをフロアッサールの上限という。

フロイントリッヒの式 [英 Freundlich equation, 独 Freundlich-Gleichung, 仏 équation de Freundlich, 露 уравнение Фрейндлиха] ⇒ 吸着等温式

フローカウンター [英 flow counter, 独 Durchflußzähler, 仏 tube compteur à courant, 露 проточный счётчик] = ガスフローカウンター

フロカ方程式 [英 Proca's equation, 独 Procasche Gleichung, 仏 équation de Proca, 露 уравнение Прока] A. Proca が 1936 年に, 相対論的に不変な波動方程式のひとつとして書いたもので, スピンが 1 で質量をもつ粒子を記述する方程式である。 ψ_r ($r=1, 2, 3, 4$) は四次元複素ベクトル場とするとき

$$F_{rs} = \frac{\partial \psi_r}{\partial x_s} - \frac{\partial \psi_s}{\partial x_r}, \quad \frac{\partial F_{rs}}{\partial x_r} = \kappa^2 \psi_s \quad (1)$$

がフロカ方程式である。(1)の第二式を微分すると

$$\frac{\partial \psi_s}{\partial x_s} = 0 \quad (2)$$

というローレンツの条件式が導かれる。これを用いると(1)の第二式は

$$(\square - \kappa^2)\psi_s = 0$$

すなわち, 質量 $m = \kappa \hbar / c$ の粒子を表す波動方程式となる。式(1)の第二式で $s=4$ に対するものにより ψ_4 を ψ_1, ψ_2, ψ_3 で表すことができるので, 4 個の ψ のうち独立なものは 3 個である。これは大きさ 1 のスピンの 3 個の状態に相当する。 $\kappa=0$ のとき式(1)は電磁場を表すマクスウェル方程式となる。

フロギストン説 [英 phlogiston theory, 独 Phlogistontheorie, 仏 théorie du phlogistique, 露 флогистонная

てория] ドイツの医学者、化学者 G. E. Stahl が燃焼力の原理として唱道した仮説であり、鉱物界だけでなく動物、植物界にも適用された。この仮説によれば、金属のなかにはフロギストンとよばれるものが含まれており、熱した金属が金属灰になる(焼成)のはフロギストンが逃げ去ったためである。すなわち金属は金属灰にフロギストンの添加したものである。フロギストンは重さのない元素か物質かであって、抽象された性質ではないが、ほかの元素と異なり孤立しては存在しない。燃焼に空気が必要なのは、それがフロギストンを多量に吸蔵できるためである。燃焼の際に生じる炎は、フロギストンが逃げる際に行う旋回運動だと考えた。ある化学的過程によって酸素を除去した空気のなかで、強い燃焼の起ることを見つけたイギリスの J. Priestley は、この空気を脱フロギストン空気とよんだ(1775 年)。しかし空気は種々のガスの混合であって、燃焼や焼成の動因が活動的空気(酸素)によることをフランスの化学者 A. L. Lavoisier は確認した。フロギストン説に対抗して新しい燃焼理論を確立するために、Lavoisier は燃焼に伴う熱や光の発生を説明しなければならなかった。このようにして、フロギストン説は元素の化学的理論とガス状態の物理的理論とに分解することによって消滅した。後者から発展したのがカロリック説である。

プログラム [英 program, 独 Programm, 仏 programme, 露 программа] 計算機が受け入れうる形式になっている一連の命令または命令文。内容的に言えば、計算機に実行させるアルゴリズムをあるプログラム言語で表現したものである。たとえば FORTRAN で書かれたプログラムは FORTRAN プログラムといわれる。またそれぞれのプログラムの機能や目的や種別をつけてよぶこともある。たとえば、「行列の固有値を求めるプログラム」、オペレーティングシステムなど多くの使用者に使われる「システムプログラム」、使用者(ユーザー)がつくる「ユーザープログラム」などがある。

プログラム言語 [英 programming language, 独 Programmiersprache, 仏 langage de programmation, 露 язык программирования] 計算機において、プログラムを表現するために用いられる人工言語。その目的によって計算機向き言語と問題向き言語、1つの文による表現能力の程度によって低水準言語と高水準言語などに大まかに分類できる。現在の主要なプログラム言語をほぼその出現順に並べてみると、FORTRAN, ALGOL, COBOL, LIS P, BASIC, PL/I, APL, Pascal, Ada となる。そのほかにも以下のような多くの種類のプログラム言語がある。マクロ言語, システム記述言語, 仕様記述言語, テストプログラム記述言語, 人工知能用言語, シミュレーション言語, 事務処理用簡易言語, エンドユーザー用言語, データベース用言語, 文書整形言語, 数式処理言語, ハードウェア記述言語, 数値制御用言語, プロセス制御用言語, 述語論型言語など。

プログラム制御 [英 programme control, 独 Programmregelung, 仏 régleation à programme, 露 программное управление] 追値制御の一種で、設定値があらかじめ時間的に定められたスケジュール(プログラム)に従って変化するような制御をいう。たとえば、はじめの1時間をかけて温度 T_1 から T_2 に変化させ次の t_2 時間は温度 T_2 に保ち次に t_3 時間かけて温度 T_2 から T_1 に戻すという制御(温度制御)を、あらかじめ t_1, t_2, t_3 および T_1, T_2 を与え

てプログラムし、そのプログラムに従うように追値制御するのがプログラム制御である。また設定値を空間的な形としてあらかじめ与えるプログラム制御も行われる。たとえばある加工が決定しておりその設計どおりに材料を切削する数値制御による自動工作機械はプログラム制御の一種である。

プログラムライブラリー [英 program library, 独 Programmbibliothek, 仏 bibliothèque de programmes] 一般に、利用度の高い計算機のプログラムおよびルーチンを集めたもの。利用度の高いプログラムやルーチンは補助記憶装置などに格納しておき、それを共用することにより、同じものを作成することなく、時間的にも労力的にも効率化を図ることができる。一方、この種のライブラリーの有効利用のためには、適切な利用解説書(マニュアル)が不可欠の条件となっている。

プログラム理論 [英 theory of programs, 仏 théorie de programme, 露 теория программ] プログラムの数学的意味づけをすること、またはプログラムに関する性質を証明することを目的とする理論。プログラム言語意味論、プログラム図式、プログラムの正当性、プログラムの停止性、プログラムの自動作成などの理論に分けて考えられる。プログラム言語の意味を定義することは、すべての理論体系の基礎である。意味論はその方法によって、動作の意味論、表示の意味論、公理の意味論に分けられる。プログラム図式とは、計算機プログラムの中に現れる変数の変域や関数、述語の意味を特定しない、プログラムの骨組みのようなものである。イアノフ図式をはじめ、多くの図式が提案され、それらの間の能力比較などが行われている。プログラム P と、そのための入出力関係の記述 F が与えられたとき、P が F を満たしていることの証明を正当性の証明という。この理論は生産されたソフトウェアに誤りがないことの検査に利用できる可能性があることから、実用上も注目されている。2つのプログラムが等しいこと、あるいは、あるプログラムがすべての入力に対して停止すること、についても、いくつかの数学的理論が提案されている。

プログレッション [英 progression, 独 Progression, 露 последовательность полос] 分子スペクトルでは、電子項遷移に伴って多数のバンドが観測されるが、それらのうち、その遷移に関係する上(または下)の振動準位の振動量子数 v (または v') が一定のバンドの集合をプログレッションという。たとえば、 $v=3$ から $v'=0, 1, 2, \dots$ の準位への遷移で生じるバンドの系列を $v=3$ の v' プログレッションとよぶ。ひとつの v (v') プログレッション中のバンドはほぼ等間隔で現れるが、 v (v') が大きくなるにつれて間隔が狭くなりながら短波長側(長波長側)に移っていく。吸収スペクトルでは、通常 $v'=0$ の v' プログレッションしか現れない(\Rightarrow 分子スペクトル)。

プロセス制御 [英 process control, 独 Prozeßsteuerung, 仏 commande de processus, 露 управление производственным процессом] 原料を特定の環境下に置いて、化学的または物理的变化を与えながら製品をつくらせていく過程をプロセスというが、このプロセスの状態、たとえば温度、流量、圧力、組成などを検出して生産システム全体を制御する方法を特にプロセス制御といい、自動制御が非常に普及している分野である。フィードバック制御、シーケンス制御が多く使われる。制御用計算機の導入により、

複雑なプロセスでも最適な操作条件を計算し、目標値を与え、プラントを運転、管理することが可能となり最適化制御が行えるようになった。生産ラインの自動化、品質向上などに欠くことができない。

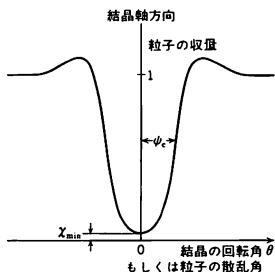
プロセス入出力装置 [英 process input output equipment, 独 Ein-Ausgabe-Ausrüstung, 露 устройство связи с объектом] 計算機制御において電子計算機と外界との信号のやりとりを仲介する装置。電子計算機がデータを収集したり、制御情報を機器に送るためには制御対象の状態変数(温度、圧力、流量、電圧、電流など)をデジタル信号またはアナログ信号として入力し電子計算機に適合した信号に変換したり、逆に計算機出力を制御対象に伝じた信号に変換する必要がある。このためアナログ信号増幅器、信号切換え回路、アナログ・デジタル変換器、デジタル・アナログ変換器などを用いるが、これらを含んだインターフェースをプロセス入出力装置とよぶ。

プロチウム [英 protium, 独 Protium, 露 противий] 普通の水素 ^1H の原子名。デュートリウム $^2\text{H}(\text{D})$ 、トリチウム $^3\text{H}(\text{T})$ と区別するとき用いられる。プロトンによる元素という意味である。

フローチャート = 流れ図

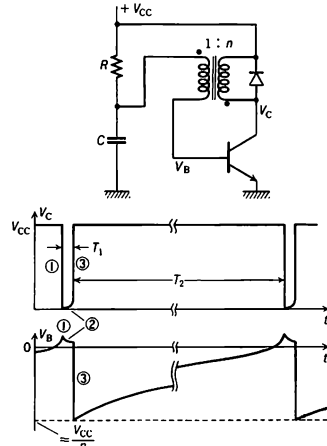
ブロッキング [英 blocking, 独 Blocking, 仏 blocage] イオンもしくは正電荷をもった粒子が、結晶格子の原子から結晶軸もしくは結晶面の方向に放出されたとき、これらの荷電粒子は隣接原子と近接衝突することになり、その方向に進むことができない。また結晶に入射した正の荷電粒子が結晶原子と近接衝突して高角度に散乱したときも、同じように散乱粒子は結晶軸や結晶面の方向には進むことができない。このような現象をブロッキングという。蛍光板を結晶から離れたところに置き、放出された荷電粒子、または入射した後散乱したイオンを観察すると、結晶軸および結晶面の方向で暗く、結晶構造に対応した像が見られる。これをブロッキング像もしくはブロッキングパターンという。このようにして観測されるブロッキング効果は、チャネリング効果とは相反関係にある(⇒ブロッキングディップ)。ブロッキング効果を利用して結晶構造を決める試みがある。また荷電粒子を放出する原子核の位置が格子位置からずれているとき、ブロッキング効果が減少することを利用して短い原子核の寿命を測定することができる(ブロッキング法)。なお負電荷をもった電子や中間子のブロッキング効果は正電荷をもった粒子のそれとは異なった現象を示す(⇒電子線チャネリング)。

ブロッキングディップ [英 blocking dip] 結晶格子上の原子核から放出された正電荷をもった粒子、あるいは結晶に入射して結晶原子と近接衝突し散乱した粒子は、ブロッキング効果により結晶軸や結晶面の方向には進まない。



この場合、結晶の軸もしくは面のまわりに放出もしくは散乱した粒子の収量は図のような大きなへこみを示す。これをブロッキングディップという。正電荷をもった粒子が結晶軸もしくは結晶面に平行に入射したとき、チャネリング効果により高角度に散乱される粒子の収量は少ない。このとき粒子の入射角を結晶軸もしくは結晶面に対して変化させると、散乱粒子の収量はブロッキングディップと同じである。特に粒子が結晶中を通過する際のエネルギー損失を無視すれば(結晶の表面付近からの散乱の場合に相当する)、散乱の相反性より両者の収量の角度変化は全く一致する。このことは実験的にも確かめられている。図中の ϕ_c および x_{\min} は、チャネリングの臨界角(⇒チャネリング)および最少収量を示す。

ブロッキング発振器 [英 blocking oscillator, 独 Sperrschwinger, 仏 oscillateur bloqué, 露 блокинг-генератор] 変成器を帰還回路に用いた正帰還型発振器。間欠発振器ともいう。比較的簡単な回路で、立ち上がりの速いパルスを得ることができる。マルチバイブレーターと同様に無安定型ブロッキング発振器、単安定型ブロッキング発振器があるが、ここでは無安定型の例を図に示す。 R を流れる電



流によって C が充電され、 V_B が一定の値(通常 0.6V くらい)を超えると、トランジスタのベース電流が流れ始め、コレクタ電圧 V_C が下降を始める。この変化は変成器によって、さらにベース電流を増加させるので、トランジスタは急速に飽和状態になる(①)。 V_B は、大きな値になることができず、 C は急速に放電される。このときコレクタ電流は増加し続けているが C の放電完了に伴い、ベース電流が減少し、コレクタ電流も増加が少なくなり、 V_C が上昇し始める(②)。この変化は変成器により正帰還され、トランジスタは急速に遮断状態になる(③)。このときのベース電圧は、変成器の巻線比を $n:1$ とすると、 $V_B \approx -V_{CC}/n$ となる。 C は R を流れる電流によって再び充電され、充電、放電が繰返される。 $T_2 \gg T_1$ であるから、発振の周期は T_2 で定まり、 $T_2 \approx C \cdot R \ln(1+1/n)$ となる。

ブロック(プログラム言語の) [英 block, 独 Block, 仏 bloc, 露 блок] 計算機のプログラムの構成単位のひとつ。ブロックは通常、いくつかの変数やデータの宣言とそれに続く一連の命令文から成る。あるブロックで宣言され

たものはそのブロックに局所的(local)であるといわれ、そのブロックが生きている間だけ存在する。すなわち、プログラムの実行順序の上でそのブロックに入ったときその宣言の示す意味が付与され、そのブロックの外に出るときその意味を失う。ブロックの内部にまたブロックがありうる。外側のブロックで宣言された名前と同じ名前が内側のブロックでも宣言されていたら、内側のブロック内では外側のブロックにおける意味を一時的に失うことになる。図

```

block 1: begin integer a; integer b;
        block 2: begin integer a;
                S1: a:=b
            end;
        S2: a:=b
    end

```

は ALGOL でのブロックの例である。そこで、b は外側のブロック(block 1)でも内側のブロック(block 2)でも同じものを意味するが a は違う。名札 S1 のついた代入文での a は内側のブロックで宣言されたものを意味し、S2 の代入文での a は外側のブロックで宣言されたものを意味する。なお、名札 S1 も内側のブロックに局所的であり、したがって外側のブロックから直接 S1 に飛込むことはできない。ブロックの機能をもったプログラム言語はブロック構造をもった言語といわれる。ブロック構造をもった言語には ALGOL, PL/I, Pascal, Ada などがある。Pascal では 1 つの関数または 1 つの手続きが 1 つのブロックである。

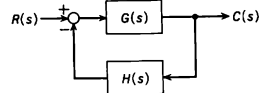
ブロック共重合体 [英 block copolymer, 仏 copolymère en bloc, 露 блок-сополимер] ⇒ 共重合体

ブロックゲージ [英 block gage, 独 Klischeehöhenmesser, 仏 jauge étalon, 露 плитка Иогансона] 2 つの端面間の距離で長さを表す、いわゆる端度器の代表的なものであり、1900 年ころスウェーデンの C. E. Johansson が考案した。端面は 28mm×9mm, 30mm×9mm あるいは 35mm×9mm の平面になっていて、厚さだけが異なる多数の直角平行六面体の組合せからなる。各六面体の二端面は平行度、平面度、間隔がともに十分な精度を保ち、二端面間の距離が正しいおよび寸法になるように仕上げられている。ブロックゲージの等級は JIS により AA 級(参照用)、A 級(標準用)、B 級(検査用)、C 級(工作用)の 4 つに分かれてい。たとえば、よび寸法が 50mm を超え 75mm 以下のブロックゲージの寸法誤差は AA 級で±0.15μm, A 級で±0.30μm, B 級で±0.60μm, C 級で±1.20μm である。ブロックゲージは数個を適宜組合せ密着させることにより任意の長さのゲージをつくることができる。すなわち、まず 2 個のゲージの端面に塗ってあった防錆油をベンジンなどで除去し、清浄な布で拭ってから 2 面を合わせ、滑らせてねじると強く固着する。この 2 面間に介在する油膜の厚さは 0.008μm 以下なので固着して誤差となったブロックの 2 つの開放端面間距離に及ぼす誤差とはならない。このようにして希望する寸法まで数個を密着させて端度器とすることができる。通常使用されている寸法の組合せ例は次の通りである。

- (1) 112 個組: 寸法段階 0.5μm で、全長 3~225mm。
- (2) 111 個組: 寸法段階 1μm で、全長 3~225mm。
- (3) 103 個組, 76 個組, 47 個組: 寸法段階 5μm で、全長 2~225mm。

(4) 大 8 個組: 寸法段階 25mm で全長 250~1200mm。ブロックゲージの材質は普通のものでは 0.9% 以上の炭素を含むクロム鋼であるが、ステンレス鋼やタングステンカーバイドなどの超硬合金で作られたものもある。かたさはビッカースかたさで 800 以上、熱膨張係数は(10.5~12.5)×10⁻⁶deg⁻¹ である。

ブロック線図 [英 block diagram, 独 Blockdiagramm, 仏 ordinogramme, 露 блок-схема] 自動制御系などをその機能、要素に分けて信号の流れを図式的に表現したものをいい、ブロックダイアグラムともいう。簡単な閉回路を図式的に描いた例が図である。G(s), H(s) は要素の伝達



関数, R(s) は入力信号, C(s) は制御信号である。図では結合される信号 R(s) と C(s), H(s) とが逆位相で加算されることを示している。ブロック線図を描くときの注意は四角で囲まれた伝達関数は独立した要素であるという点で、その前後に接続される要素の影響を受けてはならない。

プロッター [英 plotter, 独 Kurvenschreiber, 仏 traceur de courbe, 露 графопостроитель] グラフや図形を描く装置。計算機システムでの処理結果を、文字ではなく図形として出力する場合に用いる装置で、その代表的なものに XY プロッターがある。XY プロッターは、(1) フラットベットタイプ: 固定した定型紙上を XY 方向に移動可能でかつ上下するペンまたはボールペンによって、二次元的に図形を描く装置、(2) ドラム・タイプ: X 方向に動くロール状用紙上を、Y 方向および上下に可動なペンまたはボールペンによって、二次元図形を描く装置、の 2 つのタイプに分けられる。前者はプロッター装置の動作中でも図形全体を見ることができるが、図形の大きさは、定形紙の大きさからくる制限を受ける。これに反して後者は、用紙がロール状に巻かれているため、動作中は図形全体を見ることができないが、X 方向は無制限の図形を描くことが可能である。その精度は、0.01~0.1mm/ステップが大多数で、図形は、XY 方向および 45° 方向の計 8 方向の直線の組合せによって描かれる。通常、移動速度は、毎秒 100~400 ステップであるが、毎秒 10000 ステップに及ぶものまである。

フロッピーディスク [英 floppy disk, 独 Floppy Disk, 露 гибкий диск] 電子計算機に使われる記録媒体で、たわみやすい薄い円板の面を磁性材料で被覆しており、一定の磁気記録方式によりデータを記録し、読出すことができるもの。通常、正方形の保護用ジャケットに収納されている。フレキシブルディスクともよばれる。ジャケットに入れたままフロッピーディスク装置に挿入使用されるので、ディスクそのものだけでなく、ジャケットも外形やその面に設けられる孔を含めて規格化が行われている。標準的なフロッピーディスクの公称寸法は外径 200.2mm, 厚さ 0.08mm で、この上に 77 本(そのうち 3 本は予備)のトラックが設けられる。回転速度は 360 rpm である。片面だけ使うものと両面を使うもの、および記録密度が 3268 BPI のもの(単密度)と 6816 BPI (倍密度)のものが使われており、記憶容量は 1 枚当たり約 250~1000 K バイト、転送速度は 250~500 K ビット・s⁻¹ である。このほか

に直径約 130 mm のミニフロッピーディスクがパーソナルコンピュータや端末装置にかなり使われており、記録密度を上げることで、標準フロッピーディスクと同等の記憶容量をもつものもある。

フロッピーディスクは本来、入出力媒体としてつくられたものであり、標準形のフロッピーディスク装置では磁気ヘッドは浮上せず、ディスク面に接触したままであるから、頻繁なアクセスが要求される補助記憶装置として使うには不適當である。しかし小型、軽量で安価なため、パーソナルコンピュータなどではそのような目的に使っているものもあり、装置側でもディスクの寿命を延ばす対策が繰込まれている。また 20 枚程度のフロッピーディスクを入れておいて逐次読み書きする装置もつくられている。

ブロッホ Bloch, Felix 1905. 10. 23—1983. 9. 10 スイス、アメリカの理論・実験物理学者。チューリヒに生れる。最初は技師になる予定であったから、チューリヒの連邦工科大学において 1 年間工学の勉強をしたが、その後、物理に変わることを決意し、同大学の物理数学科に転科、P. J. W. Debye, P. Scherrer, H. Weyl, E. Schrödinger たちの講義を聴く。特に Schrödinger からは新しい波動力学を紹介され、彼の興味は理論物理に向かう。1927 年秋以降、ライプチヒの大学で W. K. Heisenberg と研究し、結晶中の電子の量子力学による取扱いと、金属伝導の理論を取扱った研究で、1928 年 博士号を受けた。次いで、W. Pauli, H. A. Kramers, Heisenberg, N. Bohr, E. Fermi たちと研究する機会が与えられた。彼は固体量子理論の研究を行い、金属の電気伝導の機構を量子理論の立場から初めて明らかにし、また Heisenberg が始めた強磁性体理論の発展にも貢献した。1933 年ドイツを去って、アメリカに行き、1 年後スタンフォード大学の教授になる。以後、実験研究を志し、自由な中性子の磁気モーメントを鉄による散乱を観測することによって直接証明する可能性を指摘、1936 年に論文として発表した。1939 年にパークレー・サイクロトロンを用いて実験を行い、中性子の磁気モーメントを約 1% の精度をもって決定した。

第二次世界大戦中は、スタンフォード大学とロスアラモスにおける原子エネルギーの初期の研究に従事、その後、ハーバード大学におけるレーダー対策の研究に従事した。後者の研究により、彼は最新のエレクトロニクスに通暁することになる。これが戦争の末期に向かって、中性子の磁気モーメントに関する研究と結びついて、核モーメントの研究に新しい示唆を与えた。1945 年スタンフォードに帰任の直後に研究を開始し、まもなく核誘導の方法を W. W. Hansen, M. Packard の協力を得て成功させた。その数週間後に、ハーバードの E. M. Purcell たちが、独立に同時に同じ発見をしたという知らせを受けとる。引続いて、この新しい方法を用いて中性子の磁気モーメントに関する彼の初期の研究を発展させ、高精度で再測定を行った。1952 年に Purcell とともに「核磁気の精密測定の新しい方法の開発と、これに伴う発見」に対してノーベル物理学賞を受けた。

1954 年ジュネーブの CERN (ヨーロッパ連合原子核研究機関) の初代所長となる。1 年後にスタンフォードに帰任後も、核磁気の研究、特に緩和理論の研究を続けた。

ブロッホ関数 [英 Bloch function, 独 Bloch-Funktion, 仏 fonction de Bloch, 露 функция Блоха] 結晶中の電子の一電子状態を表す関数で、分子を量子力学で扱う

場合の分子軌道関数に当る。結晶中の電子は、結晶と同じ周期性をもつポテンシャル $V(\mathbf{r}+\mathbf{R})=V(\mathbf{r})$ を感じているから、ブロッホの定理により、結晶中の電子の定常状態は波数ベクトル \mathbf{k} で指定され

$$\Psi_{\mathbf{n}\mathbf{k}}(\mathbf{r}+\mathbf{R})=e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}}\Psi_{\mathbf{n}\mathbf{k}}(\mathbf{r})$$

を満たすように選ぶことができる。これをブロッホ関数という。一般に \mathbf{k} で指定される固有状態は数多く存在するので、これを n で区別する。普通 $\Psi_{\mathbf{n}\mathbf{k}}$ に対応するエネルギー固有値 $E_{\mathbf{n}}(\mathbf{k})$ が \mathbf{k} の連続関数になるように選び、これをエネルギーバンドとよぶ。

ブロッホ軌道 [英 Bloch orbit, 独 Bloch-Bahn, 仏 orbite de Bloch, 露 орбита Блоха] 結晶中の電子の一電子状態を表すブロッホ関数のこと (\Rightarrow ブロッホ関数)。

ブロッホの定理 [英 Bloch theorem, 独 Bloch-Theorem, 仏 théorème de Bloch, 露 теорема Блоха] 周期的なポテンシャルをもつ場における定常状態の波動関数 $\Psi(\mathbf{r})$ は、同じ周期性をもつ関数 $u(\mathbf{r})$ を用いて

$$\Psi(\mathbf{r})=e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}u(\mathbf{r})$$

のように表せるという定理。1928 年、F. Bloch により提出された。一般に格子ベクトル $\mathbf{R}=\mathbf{r}_1\mathbf{a}_1+\mathbf{r}_2\mathbf{a}_2+\mathbf{r}_3\mathbf{a}_3$ だけらずに並進操作 $T(\mathbf{R})$

$$T(\mathbf{R})\Psi(\mathbf{r})=\Psi(\mathbf{r}+\mathbf{R})$$

に対して不変なハミルトニアン $H(\mathbf{r}+\mathbf{R})=H(\mathbf{r})$ は $T(\mathbf{R})$ と交換するから、 H の固有状態を $T(\mathbf{R})$ のつくる並進対称群の既約表現の基底であるように選ぶことができる。

$$H\Psi(\mathbf{r})=E\Psi(\mathbf{r})$$

$$T(\mathbf{R})\Psi(\mathbf{r})=\{T(\mathbf{a}_1)\}^{n_1}\{T(\mathbf{a}_2)\}^{n_2}\{T(\mathbf{a}_3)\}^{n_3}\Psi(\mathbf{r}) \\ =\exp(i\{a_1n_1+a_2n_2+a_3n_3\})\Psi(\mathbf{r})$$

ここで、 e^{ia_j} は $T(\mathbf{a}_j)$ の既約表現で N_1, N_2, N_3 を大きな整数として、周期的境界条件

$$T(N_j\mathbf{a}_j)\Psi(\mathbf{r})=e^{iN_ja_j}\Psi(\mathbf{r})=\Psi(\mathbf{r})$$

を採用すると、 $N_ja_j=2\pi n$ (n は整数) と決る。逆格子ベクトル $\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2, \mathbf{b}_3$ ($\mathbf{a}_i\cdot\mathbf{b}_j=2\pi\delta_{ij}$) を用いて、波数ベクトル $\mathbf{k}=(a_1\mathbf{b}_1+a_2\mathbf{b}_2+a_3\mathbf{b}_3)/2\pi$ を導入すると、結局 H の固有状態 $\Psi(\mathbf{r})$ は

$$T(\mathbf{R})\Psi(\mathbf{r})=\Psi(\mathbf{r}+\mathbf{R})=e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}}\Psi(\mathbf{r})$$

を満たすように選ぶことができる。ここで最初の式のようにおくと、 $u(\mathbf{r}+\mathbf{R})=u(\mathbf{r})$ であることが示せる。この定理は、結晶格子と同じ並進対称性をもつハミルトニアンの固有状態はすべて波数ベクトル \mathbf{k} によって指定され、そのエネルギー固有値は $E(\mathbf{k})$ のようなバンドになることを保障する、固体物理学における重要な定理である。 \mathbf{k} には逆格子ベクトル \mathbf{G} だけの不定性があり、 \mathbf{k} と $\mathbf{k}+\mathbf{G}$ は全く同じ状態を表すので、 $E(\mathbf{k}+\mathbf{G})=E(\mathbf{k})$ であるが、独立な状態は逆格子空間のどれか 1 つの単位胞中の \mathbf{k} の値に限られ、その数は $N_1N_2N_3$ (結晶中の単位胞の数) に等しい。

ブロッホ-ノルドジークの方法 [英 Bloch-Nordsieck method, 独 Bloch-Nordsiecksche Methode, 仏 méthode de Bloch-Nordsieck, 露 метод Блоха-Нордзика]

量子電磁気学における赤外発散の処理法のひとつ。量子電磁気学はゲージ場として質量 0 の光子を含むので、電子や光子の関与する散乱断面積を摂動論的に計算すると、ファインマン・ダイアグラムの光子内線の運動量についてのループ積分の下限(赤外部)から発散が生じる。これが赤外発散とよばれるものである。赤外発散が生じる原因は、どんなにエネルギーの低い光子も測定にかかって、単独の電子と低エネルギー光子(ソフトフォトン)を伴う電子とが必ず実

験的に区別できるとしたことにある。現実には、ソフトフォトンに伴う電子は単独の電子と実験的に見分けがつかないので、この寄与を加える必要があり、こうすると赤外発散が相殺することを示すことができる。このようにして赤外発散を相殺させることをブロッホ-ノルドジークの方法とよび、この相殺の原理をブロッホ-ノルドジークの定理という。電子と光子のコヒーレント状態というものを考えることによって、ブロッホ-ノルドジークの方法はもっと系統的に定式化し直すこともでき、これはコヒーレント状態の方法とよばれている。

ブロッホ壁 [英 Bloch wall, 独 Bloch-Wand, 仏 cloison de Bloch, 露 стенка Блоха] ⇒ 磁壁

ブロッホ方程式 [英 Bloch equation, 独 Bloch-Gleichung, 仏 equation de Bloch, 露 уравнение Блоха] ふつう物理学でブロッホ方程式というときは、磁気共鳴の現象論的記述をする方程式をさすが、量子統計力学では、密度行列の時間発展を記述する方程式をさす場合もある。しかし後者にブロッホ(F. Bloch)の名を冠することは、最近ではほとんどなくなった。

まず極めてポピュラーな、磁気共鳴の場合のブロッホ方程式を述べる。核スピンを例にとる。核スピンの集団があって、静磁場の中に置かれたとする。磁場の方向に z 軸を一致させた直角座標を選ぶ。核スピン全体の z 成分を S_z 、その熱平衡値を $\langle S_z \rangle$ と書く。核スピン全体の x 成分 S_x の熱平衡値は0である。 y 成分も同様である。核スピンは静磁場のまわりを歳差運動しているが、高周波に共鳴するとスピンの向きが逆転する。こうして熱平衡でなくなった核スピン集団は急速に熱平衡状態に戻ろうとする。静磁場を H_z 、高周波の中の磁場成分を H_x, H_y とするとこの様子は

$$\begin{aligned}\frac{dS_z}{dt} &= \gamma(S_x H_y - S_y H_x) - \frac{S_z - \langle S_z \rangle}{T_1} \\ \frac{dS_x}{dt} &= \gamma(S_y H_z - S_z H_y) - \frac{S_x}{T_2} \\ \frac{dS_y}{dt} &= \gamma(S_z H_x - S_x H_z) - \frac{S_y}{T_2}\end{aligned}$$

で記述される。これをブロッホ方程式という。 γ は核磁気モーメントで、 T_1 は縦緩和時間、 T_2 は横緩和時間(縦緩和, 横緩和)である。

もうひとつのブロッホ方程式は、量子統計力学における密度行列を ρ とすると、その時間発展を記述する方程式

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [\mathcal{H}, \rho]$$

のことである。 $\hbar = 2\pi\hbar$ はプランク定数で、右辺はハミルトニアン \mathcal{H} と ρ との交換子である。

フローティングゾーンメルティング法 = 浮遊帯溶融法(⇒帯溶融法)

プロトコル [英仏 protocol, 独 Protokoll, 露 протокол] データ通信の手段によってデータを転送する際、それが円滑に行えるように取決めた制御信号、制御情報などから成る通信規約。データ通信システムにおいては、多種類の電子計算機システム、多種類のデータ端末装置が多様なネットワークによって結合され、しかも多様なアプリケーションに利用される。したがって、通信回線を經由してデータを転送するについても、かなり多くのレベルの違った種々の規約を設けておかないと円滑な転送は行えない。しかし一方でこの規約は十分に構造的であって、内部

に矛盾を含まないものでないといえない。

このような観点からプロトコルは、物理レベル、データリンクレベル、トランスポートレベル、機能制御レベルなど数層の階層構成とし、それぞれの層にいくつかのバリエーションがあって、それらを選択的に組合せることによって、所望のセットをつくり上げられるようになっている。プロトコル制御情報はデータブロックの先頭にヘッダーとして組込まれる。

プロトン = 陽子

プロパゲーター [英 propagator, 独 Propagator, 仏 propagateur, 露 пропагатор] = グリーン関数

プロパーチャネリング [英 proper channeling, 独 die eigene Channeling, 仏 canalisation propre, 露 собственный каналный эффект] チャネリング粒子は、原子列によって形成される軸チャネル内、ないしは原子面によって形成される面チャネル内を運動する。粒子の運動が1つのチャネル内に限定されることをプロパーチャネリングとよぶ。軸チャネリングに対して軸プロパーチャネリング(またはハイパーチャネリング)、面チャネリングに対して面プロパーチャネリングとよぶ。まず軸プロパーチャネリングについて、Ag結晶の $\langle 110 \rangle$ 軸チャネルを例として述べる。4本の $\langle 110 \rangle$ 軸原子列により形成されるチャネル内の等ポテンシャル曲線、およびチャネルの境界線上(Ag-e-Ag)のポテンシャルを図1に示す。粒子の横エネ

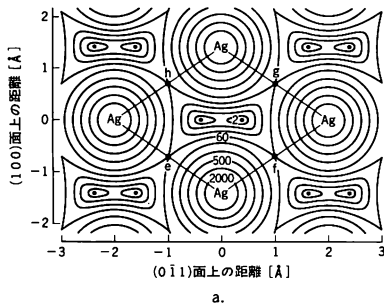


図 1

ルギーが、隣のチャネルとの境界線上の位置e, f, g, hの鞍点ポテンシャル値 U_1 より大きいとき、粒子は隣のチャネルに移ることができる。したがって横エネルギーがポテンシャル U_1 より小さい粒子に対して、軸プロパーチャネリングが観測される。この条件を満たす粒子は電子密度の低いチャネルの中央部を通過するため、そのエネルギー損失は、通常のチャネリング粒子より小さい。次に面プロパーチャネリングについて述べる。NbOのようなNaCl型結晶の $\{111\}$ 面では、Nb原子だけにより形成されるNb-

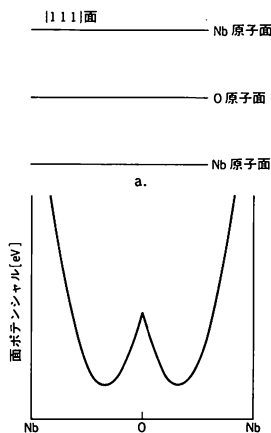


図 2

原子面とO原子だけのO-原子面とが図2aのように配置し、{111}面を横切る線上のポテンシャル曲線は図2bのようになる。粒子の横エネルギーがO-原子面のポテンシャルピーク値より大きいとき、粒子の運動はO-原子面を通り抜け、Nb-原子面間のチャンネル空間を運動する。粒子の横エネルギーがO-原子面のポテンシャルピーク値より小さいとき、粒子はO-原子面とNb-原子面との間の面チャンネルを運動することになり、面プロパーチャネリングが観測される。

プローブ = 探針 (⇒ ラングミュア・プローブ)

プロファイルモニター [英 profile monitor, 独 Profilüberwachung, 仏 mesureur de profil, 露 профильный монитор] 加速器やビーム輸送系の中の荷電粒子ビームの断面形状や断面の粒子密度分布を測定するビームモニター装置。二次電子放出型のものがよく用いられる。ビームを横切ってタンングステンなどの金属ワイヤーを張っておくと、ビームが当たることによって金属表面から二次電子が放出され、ワイヤーに電流が流れる。この電流はワイヤーに当たる粒子の数に比例するので、電流値よりワイヤーの位置でのビームの濃度を知ることができる。ワイヤーを少しずつ動かして電流を測ることによって図1のような電流

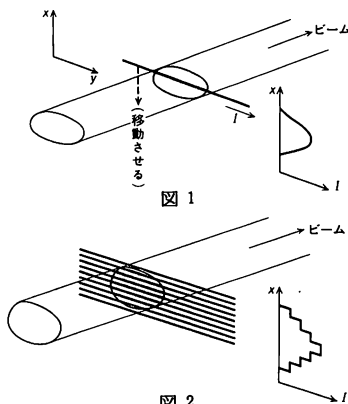


図 2

分布を得ることができる。これはビームの断面の粒子分布をx方向に投影したものになる。また図2のようにワイヤーをビーム断面上に等間隔に数十本張っておき、各ワイヤーを流れる二次電子電流を測ることで同様にビーム形状分布を1回の測定で知ることができる。

プローブガス [英 probe gas, 独 Probegas] 真空容器などの気密性容器にリーク(漏れ)があるかどうかを調べるリークテストのときに用いる特定のガスのこと。すなわち、容器を真空中に排気し外部から特定のガスを吹付け、容器内にガスが侵入したかどうかを検出器で調べる方法をプローブガス法といい、このとき用いる特定ガスをプローブガスという(極めて特殊な場合にはプローブガスで加圧することもある)。この場合リークから侵入する気体が空気からプローブガスに置換えられることによって、検出器の指示がどれだけ変わるかが、リークテストの感度を定めることになる(⇒置換感度係数, リークディテクター)。したがってプローブガスは検出器の特性が十分に発揮できるように選ぶことが重要である。最も代表的なプローブガスはヘリウムであり、そのときの検出器は質量分析器である。ヘリウムガスはプローブガスとして最も適しているといわれる。その理由は、(1) 原子の大きさが小さく、小さい穴からでも容易に侵入する。(2) 空気中には微量(約 5×10^{-6})しか含まれておらず、リークテストにおいていわゆるSN比が大きい。(3) 不活性ガスのため容器壁と化学反応を起すようなことはない。(4) 不活性ガスのため固体表面から脱離するための活性化エネルギーが小さい。このことは真空技術の立場からは非常に有利な点である。(5) 無害である。

ヘリウムのほかには、電離真空計を検出器としてプロパンガス、白金電極(二極管)を検出器としてハロゲンガス、パラジウムリークを検出器として水素ガスなどがプローブガスとして用いられる。

プロペラ [英 propeller, 独 Propeller, 仏 propulseur, 露 воздушный винт] 飛行機を抗力に抗して推進させるための回転翼で、普通2~4枚のねじり翼翅からなる。ピストンエンジンの出力に基づく回転力を利用するほかに、ターボプロップとよばれる燃焼ガスをタービンに吹きつけてその勢いでタービンを駆動しプロペラを回転させる方法もある。プロペラの作動の理論には、単純運動量理論、翼素理論、渦糸理論などがある。とりわけ翼素理論は、翼の研究手法として、すなわち揚力や抗力を、前進速度 v 、回転による線速度 $2\pi n\xi$ (n は回転数、 ξ は軸からの距離)、他の部分による誘導速度 w を合成した対気速度に対して考える点で基本的である。

最大効率を与える進行率はピッチ角(翼断面と回転面のなす角)により変わり、速度の低いときはピッチ角を小さく、高速では大きくすることが望ましい。このため可変ピッチプロペラが提案され、さらに調速機を用いてプロペラの回転数を一定に保つようピッチを自動可変にするものまで用いられている。プロペラの先端のマッハ数 M_t が1に近づくとき抗力が増え効率は低下する。したがって低速機用の厚い翼形を採用したプロペラでは M_t を0.85以下に、高速機用の薄い翼形でも M_t を1.0以下におさえるよう設計する。ピストンエンジンのプロペラ機では、このことから $800 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$ 程度が限界である。

プロポーショナルカウンター [英 proportional counter, 独 Proportionalzähler, 仏 compteur proportionnel,

露 пропорциональный счётчик] ⇒ 比例計数管

プロポーションワイヤーチェンバー [英 proportional wire chamber, 仏 chambre proportionnelle à fils, 露 проволочная пропорциональная камера] 荷電粒子が気体中を通過したときに起る電離が、強い電場中でねずみ算的に増殖する現象を利用して粒子の飛跡測定装置。1970年以後素粒子・原子核の実験に用いられている。G. Charpak らにより開発された。電極間隔が約1cmのチェンバー内に多数の非常に細い金属ワイヤー(たとえば20μmのタングステン)を張り、希ガス(たとえばアルゴン)と少量の有機ガス(たとえばイソブタン)を詰めたものである。このワイヤーに数kVの正の電圧をかけておくと、荷電粒子の通過によりできた二次電子が、そのワイヤー(アノードワイヤー)に引かれて近づき、ワイヤーの近傍の強い電場で電子なだれが発生する。この電子なだれで電子の数が 10^8 倍くらいに増殖され、ワイヤーに達するときには大きな負のパルスが発生する。荷電粒子が通過した所から最も近いワイヤーにのみ大きなパルスが発生するので、どのワイヤーにパルスが発生したかという情報によって粒子の通過位置を知ることができる。ワイヤーを2mm間隔で張っておけば2mmの位置分解能が得られる。アノードワイヤーに発生したパルスの波高が荷電粒子の通過の際に発生した電子・イオン対の数に比例しているためこの名がある。時間の分解能は約30nsなのでワイヤースパークチェンバーに比べてはるかに時間の分解能が優れている。ワイヤーに発生したパルスは増幅器によって増幅された後、電子計算機に読みこまれる。ワイヤーの向きの異なる2枚以上のチェンバーを重ねておけば、粒子の通過の位置を二次元的に決定できる。またアノードワイヤーの両側のカソードに誘起されたパルスも測定して1つのチェンバーで二次的に位置を決める方法もある(⇒放電箱, マルチワイヤーチェンバー)。

プロホロフ Prokhorov, Aleksandr Mikhaylovich Prokhorov, Александр Михайлович 1916.7.11—

ソ連の物理学者。オーストラリアで生まれ、6歳のときにソ連に移住。1939年レニングラード大学物理学科を卒業、レベデフ物理学研究所に入所して電波伝播に関する研究を始めた。1941年第二次世界大戦で従軍、負傷して除隊後、研究生活に戻る。シクロトロンで加速された電子から放出されるコヒーレントな電磁波についての研究で、1951年理学博士となる。N. G. Basov らとともに M. A. Leontovich の主宰する研究室に属し、その主任助手を務めたが、1954年からは室長となった。Basov と共同で行ったマイクロ波分光学の研究が、やがて分子を使ったマイクロ波の発振器すなわちメーザーの着想につながっていった。分子発振器の可能性が1952年にモスクワで開かれたマイクロ波分光学の全国会議で発表されてから、その理論的検討に関する2人の共著論文が、1954年から1956年にかけていくつ公表されている。メーザーの成功は、アメリカで独立に研究を進めていた C. H. Townes らのグループにより1954年に発表されたが、レベデフ研究所でも1955年にメーザー発振に成功した。いずれの場合もマイクロ波領域で最も強い吸収強度をもつNH₃分子の反転遷移を用いている。さらに彼らは、光助起法を用いたメーザーの提案(1955年)、開放型の共振器(ファブリー-ペロー干渉計)を用いるレーザーの提案(1958年)を発表した。同じような着想はアメリカでも N. Bloembergen (1956年)、

A. L. Schawlow と Towns (1958年)により発表されているが、いずれにしてもレーザーを中心としたこの分野の研究をリードしていったことにはかわりはない。

ソ連の科学者としては珍しく快活でユーモアをもち、そのため国際電波科学連合の役職を兼ねるなど国際的舞台上でも活躍している。

プロミネンス [英 prominence, 独 Protuberanz, 仏 protubérance, 露 выступ] ⇒ 太陽

フローリー Flory, Paul John 1910.6.19—

アメリカの物理化学者。イリノイ州スターリングに生まれ、マンチェスター・カレッジを卒業(1931年)。さらにオハイオ州立大学で物理化学を専攻、光化学、分光化学の研究で学位を取得した(1934年)。デュボン社に入り、ナイロンの発明者として有名な W. H. Carothers のグループに参加、高分子物質の研究に興味をもった。1937年シンシナティ大学に移るが、第二次世界大戦の勃発によって合成ゴムの研究・開発の要請が高まり、再び産業界に戻り、スタンダードオイル社(1940~43年)、グッドイヤー社(1943~48年)で基礎研究に従事する。1942年フローリー-ハギンスの式として知られる高分子溶液の混合エントロピー表示を導いた。1948年コーネル大学の招聘を受け、同大学化学科教授となる。排除体積効果による高分子鎖の広がりを、いわゆる“smoothed density”モデルで解釈し、 θ 温度で排除体積効果が消滅することを示した。流体力学的パラメーター ϕ の定式化も行い、高分子鎖の特性の定量的取扱いの基礎を築いた。1957~61年メロン研究所でエグゼキユーティブ・ディレクターを務めた後、1961年スタンフォード大学に招かれて同大学化学科教授。1975年同大学名誉教授となる。1960年代以降は、鎖状分子の空間的形態の数学的取扱い、高分子溶液の熱力学、ゴム弾性などが研究の中心となっている。高分子の広範な領域にわたる彼の業績のすべてを対象として、1974年ノーベル化学賞が授与された。[主著] *Principles of Polymer Chemistry*, 1953(「高分子化学」, 1955); *Statistical Mechanics of Chain Molecules*, 1969(「鎖状分子の統計力学」, 1971)。

フローリー温度 [英 Flory temperature, 独 Flory Temperatur, 仏 température de Flory, 露 температура Флори] = θ 温度

フローリーの式 [英 Flory equation, 仏 équation de Flory, 露 формула Флори] 1974年、ノーベル化学賞を受賞した高分子科学者 P. J. Flory の提案した理論式をいう。Flory は高分子科学、特に物理化学において多くの理論式を提案しており、フローリーの式は、特定の理論式を意味しない。代表的なフローリーの式としては、鎖状高分子の溶液に対する理論式(⇒フローリー-ハギンス理論)、希薄溶液中の高分子鎖の広がりに関する理論式(⇒排除体積効果): $a^2 - a^2 = C(1 - \theta/T)\sqrt{M}$, 固有粘度 $[\eta]$ に対する式: $[\eta] = \phi \langle r^2 \rangle^{3/2} / M$, 高分子融体、溶液に対する状態式: $\bar{p}\bar{V}/T = \bar{V}^{1/3}/(\bar{V}^{1/3} - 1) - 1/(\bar{V}\bar{T})$ などがある。ここで $\langle r^2 \rangle$ は線状高分子鎖の両末端間距離の二乗平均、広がり係数 a は理想状態の温度 θ (⇒ θ 温度)での $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ に対する $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ の比 $\langle r^2 \rangle^{1/2}/\langle r^2 \rangle^{1/2}$, M は分子量, C は系に固有の定数, ϕ は普遍定数(およそ 2.1×10^{23}), また, $\bar{p}, \bar{V}, \bar{T}$ はそれぞれ特性パラメーターで換算された圧力, 体積, 温度を表す。 $[\eta]$ に対する式は、糸まり状分子では分子内の流体力学的相互作用が強いので、流れに対してはあたかも剛体球のようにふるまうとして導かれたものである。

る。また、状態式は、自由体積の考え(⇒自由体積の理論)に基づいて導かれたもので、この理論により、高分子溶液が一般に高温において相分離すること(⇒臨界共溶現象)が説明される。

フローリー-ハギンス理論 [英 Flory-Huggins' theory, 独 Flory-Huggins-Theorie, 仏 théorie de Flory-Huggins, 露 теория Флори-Хагинса] 1942 年 P. J. Flory と M. L. Huggins とが独立に、格子模型に基づいて提出した高分子溶液の統計理論であり、高分子溶液の特徴である異常混合エントロピーの導出に初めて成功したものである。混合の秩序・無秩序転移に関するブラック-ウィリアムズ近似に相当する理論で、 n_1 [mol] の溶媒分子と N 個の構造要素の連鎖から成る高分子 n_2 [mol] とを格子点に配置するしかたの数から、混合エントロピー

$$\Delta S = -R(n_1 \ln v_1 + n_2 \ln v_2)$$

が得られる。ここに、 $v_1 = n_1 / (n_1 + n_2 N)$ 、 $v_2 = 1 - v_1$ はそれぞれ溶媒、高分子の容積分率、 R は気体定数である。混合エンタルピーとして $\Delta H = \chi n_1 v_2$ を仮定すると、浸透圧の第二ビリアル係数は

$$A_2 = \left(\frac{1}{2} - \chi\right) \frac{V_1^2}{m^2}$$

となる。ただし、 V_1 は溶媒のモル体積、 m は高分子の要素 1 個当りのモル重量である。この理論では $\chi = 1/2$ となる温度が θ 温度を与え、また、 $\chi = (1 + \sqrt{N})^2 / 2N$ を与える温度が臨界共溶温度になる。 N が不均一な高分子についての拡張もなされている。

分 [英 分 minute, 独 Minute, 露 минута]

[1] 時間の単位のひとつ。単位記号は min。国際単位系(SI)には含まれないが、1969 年の国際度量衡委員会では SI との併用が許される単位に分類され、ISO 1000 においても SI と併用できる単位として示されている。SI 単位での値は $1 \text{ min} = 60 \text{ s}$ である。

[2] 角度の単位。度(単位記号は $^\circ$)の 60 分の 1 の角度。国際単位系(SI)以外の単位であるが、SI との併用が認められている。単位記号は $'$ 。角度(詳しくは平面角)の SI 単位であるラジアン(単位記号は rad)との関係は $1' = (\pi / 10800) \text{ rad} = 0.2909 \dots \times 10^{-3} \text{ rad}$ (⇒角度の単位)。

分圧 [英 partial pressure, 独 Partialdruck, 仏 pression partielle, 露 парциальное давление] 混合気体の各成分が、その温度で単独に、気体全体の体積を占めると考えたときの圧力(⇒分圧の法則)。

分圧器 [英 voltage divider, 独 Spannungsteiler, 仏 diviseur de tension, 露 делитель напряжения] 測定器に直接印加できない高い電圧を分割して低い電圧を得るもので、大きく分けて抵抗分圧器とコンデンサー分圧器の 2 種がある。抵抗分圧器(図 1)は主として直流電圧用でありコンデンサー分圧器(図 2)は交流電圧用であって、それぞれ低電圧側に電圧計その他の測定器を接続する。抵抗分圧器では、純粋な直流電圧を測る場合以外は浮遊容量の影響を

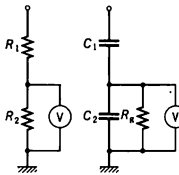


図 1

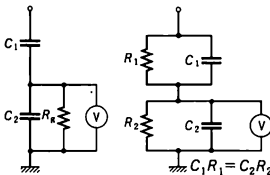


図 2

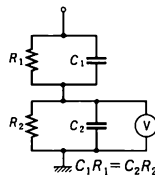


図 3

さけるために静電遮蔽が必要である。コンデンサー分圧器を実際に使う際には、低電圧側コンデンサーと並列に漏洩抵抗 R_4 を入れ、直流分の流入による影響を防ぐ。これらのほかに図 3 のように抵抗と容量が並列に入る抵抗容量分圧器がある。この方式によって抵抗分圧器では抵抗の対地静電容量の影響を除くことができ、コンデンサー分圧器では交流と直流が重なった電圧を測定する際に漏洩抵抗の影響を除くことができる。

分圧計 [英 partial pressure vacuum gauge, 独 Partialdruckvakuummeter, 仏 jauge de pression partielle, 露 измеритель парциальных давлений] ⇒ 真空計

分圧測定 [英 partial pressure measurement, 独 Partialdruckmessung, 仏 mesure de pression partielle, 露 измерение парциальных давлений] 混合気体において成分気体の分圧を測定すること。 10^{-2} Pa (10^{-4} Torr) 程度以下の圧力範囲では、分圧測定はほとんど質量分析計を用いて行われる。質量分析計は気体分子ではなく、イオンを質量によって弁別するものである。一般に分子はイオン源で分解され何種類かのイオンとなるので、質量分析計で得られる質量スペクトルからもとの分子を突止めることは、それほど簡単ではない。原理的にはパターン係数を用いた解析で、もとの成分気体の分圧を求めることができるはずであるが、主要気体以外の気体分子のパターン係数についての資料はあまりない。実際には成分気体の分圧について定性的な情報を得るだけでも、多くの経験と勘を必要とする。質量分析計による分圧測定が定量的に乏しい理由は、パターン係数が不備なことのほかに、質量分析計の感度がイオン質量数によって変わること、電離断面積が分子によって異なることなどである。 10^{-3} Pa 以上の圧力の気体の分圧を測定するには、差動排気法や、気体サンプリングと膨張法(少量の気体をとって、これを一定の倍率で膨張させて低圧とする)などによって 10^{-2} Pa 以下の圧力とした後、質量スペクトルを得る方法が考えられる。この方法は気体の種類によっては有効な場合もあるが、吸着性の気体に対しては多くの問題があり、常に正確を期すことは困難である。 1 atm 程度の圧力の気体については確立した方法はなく、化学分析による場合が多い。

分圧の法則 [英 law of partial pressure, 独 Gesetz der Partialdrücke, 仏 loi de Dalton, 露 закон Дальтона] 混合気体の各成分の圧力(分圧)を p_1, p_2, \dots とすれば全圧 p は

$$p = p_1 + p_2 + \dots$$

で与えられる。これを分圧の法則という。この法則は、1802 年に J. Dalton により確立され、ドルトンの法則ともよばれる。気体が理想気体に近いほど、この法則はよく成り立つ。また、その場合、気体運動論によってもこの法則を説明できる。

分域 [英 domain, 独 Domäne, 仏 domaine, 露 домен] 強弾性体または強誘電体は、自発ひずみまたは自発分極の 1 つの配向状態の領域と、ほかに配向状態の領域とに分れ、2 つの領域は互いに双晶の関係にある。この双晶の境界は、外力または外部電場によって移動する。この双晶の各成分を分域という。たとえば BaTiO_3 では、分極の配向状態が互いに反平行な分域の境界(180° 境界)と、分極の配向状態が互いに直角な分域の境界(90° 境界)とがあり、 180° 境界は、電場によってだけ移動し、 90° 境界は外力によって移動する。

分域構造 [英 domain structure, 独 Domänenstruktur, 仏 structure de domaines, 露 доменная структура] 強弾性体または強誘電体は、分域に分れる。分域に分れて形成する構造を分域構造という(⇒強誘電分域)。

分解時間 [英 resolving time, 独 Auflösungszeit, 仏 temps de résolution, 露 разрешающее время] ⇒ 時間分分解能, 不感時間

分解能 [英 resolving power, 独 Auflösungsvermögen, 仏 pouvoir séparateur, 露 разрешающая способность]

[1] 分光器において、近接する2本のスペクトル線を分離できる能力を表し、波長 λ の近くで $\delta\lambda$ の波長差を分離できる分解能を $\lambda/\delta\lambda$ で定義する。これは分散系の性能とレンズの結像性能によって決まるが、レンズを無収差としたとき、ファブリーペロー干渉分光器では $m\lambda$ (m は干渉次数, λ はフィネス, ⇒ファブリーペロー干渉計), 回折格子分光器では mN (m は回折次数, N は格子線の本数, ⇒回折格子), プリズム分光器では $h\lambda/d\lambda$ (h はプリズムの底辺の長さ, $d\lambda/d\lambda$ はプリズムの分散, ⇒プリズムの分解能)で与えられる。

[2] 望遠鏡, 顕微鏡, 目などの光学器械で、2点または2線を分離して見分ける能力。2つの近接する等しい光度の点や線の像はその間隔をせめてゆくと遂には分離しては見えなくなる。この限界距離や限界角度を分解能という。回折や収差による像の広がりがあるため、分解能を0にすることはできない。収差がなく回折のみになる分解能は、望遠鏡では $1.2\lambda/D$ rad (λ は波長, D は対物レンズの有効直径)。顕微鏡では物体面上の距離で表示して、点光源による照明の場合 λ/NA , 拡散光照明に準じる照明の場合 $\lambda/2NA$ である(NA は対物レンズの開口数)。目の分解能は正常視で2点の場合 $1'$, 2線の場合 $10\sim 12''$ である。

[3] 感光材料やテレビジョンで用いられる解像力のこと(⇒解像力)。

[4] 一般の計測器に関しては検出限界の意味で用いられることがある(⇒検出限界)。なお放射線測定器や原子核実験のカウンターでも分解能が用いられる(⇒半波高全幅値)。

分割照射 [英 fractionated irradiation, 独 fraktionierte Bestrahlung, 仏 irradiation fractionnée, 露 фракционированное облучение] 放射線照射の時間的線量配分の一形式で、適当線量のある時間間隔で何回かに分けて照射するもので、急性照射や慢性照射に対比した表現である。一般に放射線による生物反応には回復現象があるので、同一線量でも1回の急性照射を行うより、分割照射を行うと反応が小さい。正常組織細胞は、癌細胞より回復力が高いので、癌の放射線治療には通常この形の照射を行う。通常の光子放射線による分割照射の全線量 D を T 日間, N 回で与えた場合の効果は皮膚反応を指標として

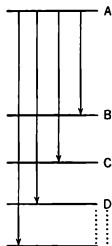
$$NSD = DN^{-0.24} T^{-0.11}$$

で与えられる1回照射線量 NSD (nominal single dose)による効果に等しいとされている。

分岐現象 [英 bifurcation phenomenon, 仏 phénomène d'embranchement, 露 ветвящееся явление] = 分枝過程

分岐比 [英 branching ratio, 独 Aufspaltungsverhältnis, 仏 rapport de branche, 露 коэффициент ветвления] 原子あるいは原子核の励起状態や素粒子などが崩壊すると

き、その遷移の最終状態としていくつかの状態が可能な場合がある。この場合、状態 A の全遷移確率に対して特定の状態 B への部分遷移確率の比を A から B への崩壊の分岐比またはブランチング比という。たとえば、励起準位 A にある原子はそれより低いいくつかの準位 B, C, D, \dots へ、自然放出過程によって、それぞれ一定の部分遷移確率 $T_{A \rightarrow B, C, D, \dots}$ で遷移する。可能ないくつかの最終状態のうち特定の準位 B への遷移確率を $T_{A \rightarrow B}$ とすると、 A から B への分岐比は、準位または状態 A から可能なすべての準位への遷移確率の和 $\sum_{B, C, D, \dots} T_{A \rightarrow B, C, D, \dots}$ 、すなわち状態 A の寿命の逆数と $T_{A \rightarrow B}$ の比、 $T_{A \rightarrow B} / \sum_{B, C, D, \dots} T_{A \rightarrow B, C, D, \dots}$ によって与えられる(図参照)。原子のある状態の遷移確率は原子の定数であるから、分岐比も原子の状態を規定する定数である。原子核や素粒子の場合も同様に考えられる。素粒子や原子核はそれぞれ固有の寿命をもってほかの粒子または状態に崩壊する。このときその崩壊後の状態は必ずしも一つの状態に限定されてはいない。たとえば K^+ 中間子が μ^+ と ν (ニュートリノ)に崩壊する分岐比は63.5%、 π^+ と π^0 に崩壊する分岐比は21.2%である。 K^+ はさらにもっと小さな分岐比でいろいろな粒子系に崩壊する。このような分岐比は種々の量子数の保存則や崩壊の相互作用に深く関係している。 K^+ 中間子が $(\pi^+\nu)$ に崩壊するまれな崩壊の分岐比を測定することは、奇妙さを変えるような弱い相互作用に関して重要な情報を与えることになる。こうして種々の粒子の崩壊の分岐比を測定することは粒子の状態の性質を調べることのみならず、素粒子の相互作用を理解する上で極めて重要なことである。原子や分子のスペクトルの応用面では、たとえば、高温プラズマ中で発光する遷移について上準位を共通にしている可視領域および極端紫外領域の波長をもつそれぞれ一対のスペクトルを選ぶ。可視領域のスペクトル線を強度校正された分光器で絶対強度測定したとき、分岐比が知れていれば、これより極端紫外領域の方のスペクトル線の絶対強度が分ることになる。このことを利用して、標準光源の入手が困難な波長領域での分光器の強度校正などに利用されている。



分極 [英 polarization, 独 Polarisation, 仏 polarisation, 露 поляризация] 電荷あるいは磁気量の分布が変化して双極子モーメントを生じる現象。電気的な分極を誘電分極あるいは電気分極または単に分極といい、磁気的な分極を磁化あるいは磁気分極という。分極の程度は単位体積あたりの双極子モーメントで表される。通常、電気分極は電場によって生じる。外力の作用で分極する圧電気、熱による焦電気、磁場による電気磁気効果などの現象も知られている。自然の状態で分極しているものもある。磁気分極についても同様である。

分極軌道(関数) [英 polarization orbital, 独 Polarisationsorbital, 仏 orbitale de polarisation, 露 поляризационная орбиталь] 分子軌道をLCAO近似で表す際に、基底状態にある原子で電子が少なくとも部分的に入っている殻(主量子数 n と方位量子数 l で指定される)よりも方位量子数が1以上大きい原子軌道を加えるとき、その原子軌道を分極軌道(関数)という。分極軌道(関数)は原子が集まって分子をつくる場合に、原子核のまわりの球対称性がな

くなるという物理的状況に対応して考えられた。H₂ 分子を例として考えると、平衡核間距離付近で一方の陽子のまわりの電子の電荷雲は他方の陽子に引きつけられて偏るという分極効果を生じる。この効果を分子軌道の形として取入れるために、1s のほかに p 型の軌道が基底関数に加えられる。この p 型の関数が分極軌道関数である。同様にして B から Ne までの第二周期にある原子に対しては d 型の軌道が分極軌道(関数)になる。分子の形成によって生じる電荷雲の偏りは軌道の混成によっても記述されるが、混成が主量子数の同じまたは近い原子軌道間で考えられ、空間での方位は異なるが形は同じであるいくつかの軌道の組を生じるのに反して、分極軌道は 1 つの主な原子軌道に偏りの補正を加えるために用いられる。したがって H₂ 分子における p 型の分極軌道も 2p 軌道よりはるかに縮んで、1s 軌道が大きな振幅をもつ場所でも大きな確率振幅をもつような関数が使われる(⇒LCAO 近似)。

分極電荷 [英 polarization charge, 独 polarisierte Ladung, 仏 charge polarisée, 露 поляризованные заряды] 電気分極 P によって生じる電荷を分極電荷とよぶ。誘電体内部の分極電荷密度 ρ_p は、 $\rho_p = -\text{div } P$ である。誘電体の表面に現れる分極電荷の面密度は、電気分極の法線成分と等しい。誘電体内に外部からもち込まれた電荷と分極電荷とによって電場は生じるが、電束密度は分極電荷に無関係に定まる。

分極電流 [英 polarization current, 独 Polarisationsstrom, 仏 courant de polarisation, 露 поляризационный ток] 電気分極 P の時間的変化による電流。分極電流密度は dP/dt である。周期的な電場によって分極が生じるとき、分散のない誘電体では、分極電流の位相は電場より $\pi/2$ だけずれ、1 周期にわたる仕事は消える。誘電体が速度 v で動くとき、流れるレントゲン電流 $\text{rot}(P \times v)$ も分極電流の一種である。

分極率 [英 polarizability, 独 Polarisierbarkeit, 仏 polarisabilité, 露 поляризуемость] 原子や分子に空間的に一様で時間的に一定な電場 E をかけると、電場の強さに比例する電気双極子

$$d = aE$$

が誘起される。比例係数 a を分極率とよび、一般に二階のテンソル(分極率テンソル)で、長さの三乗に誘電率をかけた次元をもつ。この分極によるエネルギー変化は電場の強さの二乗に比例し、二次のシュタルク効果に対応する。時間とともに振動する空間的に一様な電場の場合には、 a は振動数に依存する複素量で動的分極率とよばれる(⇒動的分極率)。単に分極率といえば、この動的分極率の振動数が 0 の極限である静電分極率をさすことが多い。希ガス原子などの球対称な原子や、CH₄, SF₆ などの等軸性の分子では、 a はスカラー量となる。非球対称な原子や一般の分子では異方性のためにテンソル量となり、たとえば H₂, CO₂ などの一軸性の分子では、分子軸に平行な成分 a_{\parallel} と垂直な成分 a_{\perp} が異なる値を示し、 a_{\parallel} と a_{\perp} の比と 1 との差が異方性の強さを表す。異方性をもつ分子でも、いろいろな方向を向いた多くの分子の集団を考えた、向きで平均した分極率(たとえば一軸性ならば $(a_{\parallel} + 2a_{\perp})/3$)を用いることもある。逆に球対称な原子でも、不均一電場を通過させた後の状態などでは異方性を示す。分極率の大きさは一般に原子(分子)の体積に比例する。核の有効電荷を Ze とし電子の軌道半径を a とすれば、電子はクーロン力 $Ze^2/4\pi$

$\epsilon_0 a^2$ を受けている。強さが E の電場がかかると軌道の中心は $(eE)/(Ze^2/4\pi\epsilon_0 a^2) = a^2 E/Ze$ 程度のずれを示し、 $4\pi\epsilon_0 a^2 E$ の電気双極子が引き起される。実際には電子雲は広がりをもち、ほかの電子の影響もあるので個々の値はばらつきがあるが、基本的には $a/4\pi\epsilon_0$ が a^3 程度であることがわかる。表に球対称および一軸性の場合の分極率の測定値の例を挙げる。測定としては、気体の静電容量を測り誘電率を求める方法などが用いられる。

静電分極率 $/4\pi\epsilon_0 [A^3]$

	He	Ne	Ar	Kr	CH ₄
α	0.216	0.398	1.63	2.48	2.60
	H ₂	N ₂	O ₂	CO ₂	
α_{\parallel}	0.934	2.38	2.35	4.05	
α_{\perp}	0.718	1.45	1.21	1.95	

$$\epsilon_0 = 8.854185 \times 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$$

$$\text{\AA} = 10^{-10} \text{ m}$$

分極率テンソル [英 polarizability tensor, 独 Polarisierbarkeitstensor, 仏 tenseur de la polarisabilité, 露 тензор поляризуемости] ⇒ 分極率

分極力 [英 polarization force, 独 Polarisationskraft, 仏 force de polarisation, 露 поляризационная сила] 荷電粒子が原子や分子に近づくとき、荷電粒子からのクーロン力によって原子や分子の内部状態が変化を起し、電気的雙極子モーメントなどが誘起される。このような原子・分子内の電荷分布の変形部分(分極)と荷電粒子の間に働く力が分極力である。荷電粒子が原子の平均半径に比べて十分遠くに存在する場合には、荷電粒子からのクーロン場は原子の広がり内で近似的に一様電場とみなせる。荷電粒子の電荷を Ze 、原子の中心と荷電粒子との相対距離を r とすれば、この強さは Ze/r^2 と表せる。この電場により原子は分極し、分極率 a をもつ球対称な原子では aZe/r^2 の電気的雙極子をもつ。この誘起された雙極子によって荷電粒子は $-aZ^2e^2/2r^4$ のポテンシャルエネルギーをもつことになり、このポテンシャルによる引力 $2aZ^2e^2/r^5$ が分極力となる。軸性をもつ非球対称な分子では a がテンソルとなり、分極率は r だけでなく分子軸に対する荷電粒子の方位にも依存する。中性粒子間にも分極力が介在しうる。たとえば少なくとも一方の粒子が単一原子でなく分子であって電気的雙極子モーメント、四極子モーメントなどの多重極モーメントをもつときはこの分子は遠方まで到達する電場をつくるので近傍の原子(分子)に分極を生じ、それがもとの分子に再び働きかけることにより二粒子間に引力が働く。また中性の希ガス原子どうしの間にもファン・デル・ワールス力が働くが、これも分極力である(⇒分子間力, ファン・デル・ワールス力)。衝突問題では、質量の小さな荷電粒子が低速で入射すると標的粒子からの分極力により運動にかなりの影響を受ける。特に、低エネルギー電子が中性の原子や分子と衝突する場合に重要である。散乱の方程式を緊密結合法などにより正確に解いてやれば、分極力は標的粒子の内部状態のゆがみによる効果として原理的には取込まれるが、かなり大がかりな数値計算を必要とする。そこであらかじめ分極ポテンシャルを相互作用のなかに直接入れておくなどの方法が用いられることがある。⑧

文献情報システム [英 document information system, 露 документально-информационная система] 文献情報の検索・配布、すなわち文献情報の流通を目的とし

て、これを整備・記憶するシステム。計算機を用いての大量の文献情報の処理が可能になりつつある。この場合、その情報源である文献(単行本、学術雑誌に掲載された論文など)は一次情報とよばれる。この一次情報から書誌情報(たとえば、著者名、表題、掲載誌、巻号頁、出版年など)および主題内容(抄録またはキーワードの集合)が抽出される。このように抽出された情報は二次情報とよばれ、多くの場合、計算機の外部記憶装置に記録される。利用者は二次情報を検索して、その結果をもとに必要な一次情報を入力するという経路をとる。二次情報はこのほか二次情報の手を掲載したいわゆる抄録誌からも得ることができる。最近では、さらに本の形でではなく計算機可読な磁気テープの形で出版も行われ、データベースの作成に役立っている。

文献情報システムには、二次情報の効果的な記憶管理および使いやすい検索手段を提供することが求められる。このほか、このシステムの役割としては選定的情報提供(SDI)サービスがある。これは、利用者が登録しておいた関心プロフィール(利用者が関心をもつ事項を検索させるような質問集)に基づき、書誌情報データベースが更新されるたびに、更新部分について検索し、結果を利用者に送付するもので、連続的書誌サービスの自動化である。

分光学 [英 spectroscopy, 独 Spektroskopie, 仏 spectroscopie, 露 спектроскопия] 物質が放出または吸収する光のスペクトルを測定することによって、その物質のエネルギー準位、遷移確率などの基本的な量に関する研究を行う科学の部門である。古典的な分光学は、気体が発する線スペクトルの分析によって始まった。1884年 J. J. Balmer が水素のスペクトル線に系統的関係のあることを見だし、1913年 N. H. D. Bohr が M. C. E. L. Planck の量子の考えを原子論に導入して、原子のエネルギー準位と光量子放射の概念を確立した。A. J. W. Sommerfeld は、理論を拡張して水素原子の線スペクトルの微細構造を解明した(前期量子論)。1925年に始まる量子論の第二段階において量子力学が完成し、狭義の分光学から出発した量子論が、物理学、化学、生物学の各分野に浸透していった。原子スペクトルは水素以外の複雑な電子構造をもつ原子・イオンについて解析が進められた。他方、分子については、可視・紫外領域に振動・回転構造をもつ電子バンドスペクトルが、また赤外・マイクロ波領域に分子の振動・回転スペクトルが現れる。これらの分光は、ラマン散乱による振動スペクトル測定とともに、分子構造、分子の電子構造を解明するための分子分光学の広大な分野を開いた。さらに、固体内電子のとりうるバンド構造の解析を含む光物性の分野にまで分光学は拡大している。可視領域の原子スペクトル線から出発した分光学は、波長領域が、長波長側は遠赤外線・電波、短波長側は X 線・γ 線にまで広がっている。それぞれの波長領域での分光は、いずれも特徴的な研究対象をもつ。電波分光では天体物理が、マイクロ波分光では高分解能分子分光、赤外分光では分子構造、可視・近紫外分光では分析化学・ラマン分光、真空紫外分光では分子紫外吸収、軟 X 線分光では軌道放射光利用研究・高エネルギープラズマ、X 線分光では固体のエネルギー構造・重イオン内殻励起、γ 線分光では核分光学がそれぞれ特徴的な研究対象である。また、分光学の応用分野としての大型研究を挙げると、太陽分光(ロケット、人工衛星による観測)、レーザー分光(シュタルク分光、ラマン・蛍光分光、

非線形光学)、プラズマ分光(原子過程、核融合)、固体分光(光物性)、シンクロトロン軌道放射利用(光電子、固体物性)、光化学(光合成)などがある。上記の本来の分光学に加えて、常磁性共鳴(ESR)、核磁気共鳴(NMR)、光電子分光(PES, XPS, ESCA)、オージェ電子分光(AES)、イオン中性化分光(INS)、トンネル分光、レーザーラマン分光、中性子非弾性散乱などの新しい型の分光法が、粒子エネルギー分析法を加えて広義の分光学を形成し、固体物理、化学、生物学などへの広い応用の道が開かれた。

分光学因子 [英 spectroscopic factor, 独 Spektroskopiefaktor, 仏 facteur spectroscopique, 露 спектроскопический фактор] 多体系において、それを構成する部分が特定の状態になっている確率をいう。粒子 a が標的核 A に入射するとき、粒子 x が A から a へ移行して放出粒子 b になり、残留核 B が残る原子核反応 $A(a,b)B$ (⇒ 粒子移行反応、ビックアップ反応)で、標的核 A は、純粋に「粒子 x が粒子 B に結合している状態 $(B+x)$ 」ではない。このような純粋な状態は、核 A の状態の一部であり、核 A の状態はそれ以外の種々の状態を含んでいる。A が $(B+x)$ である割合が核 A における $(B+x)$ 状態の分光学因子である。ビックアップ反応 $A(a,b)B$ の断面積の測定値と、「核 A が純粋に $(B+x)$ 状態で記述される」と仮定して得た理論計算値との比から、この分光学因子を得ることができ、核 A の構造に関する有用な情報が得られる。同様に、逆過程 $B(b,a)A$ (⇒ ストリッピング反応)を利用して、核 A における $(B+x)$ 状態の分光学因子を知ることもできる。たとえば、 $A(p,d)B$, $A(p,t)B'$, $A(d,^4\text{Li})B''$ などの $n, 2n, ^4\text{He}$ 移行反応から、それぞれ、核 A における $B+n$, $B'+2n$, $B''+^4\text{He}$ 状態の分光学因子を得ることができる。ここで p, d, t, n はそれぞれ陽子、重陽子、三重陽子、中性子である。

分光学的変移法則 [英 spectroscopic displacement law, 独 spektroskopisches Verschiebungsgesetz, 仏 loi de déplacement spectroscopique, 露 спектроскопический закон смещения] 原子番号 Z の中性原子のスペクトルとエネルギー準位は、原子番号 $(Z+1)$ の 1 個イオンのスペクトルとエネルギー準位に類似した構造をもつという法則。さらに、原子番号 $Z+p$ ($p=2, 3, \dots$) の p 個イオンのスペクトルとエネルギー準位に対しても成立する。例をあげれば、アルカリ金属 Li, Na, K, Rb, Cs の中性原子スペクトルは、それぞれ、アルカリ土類金属 Be, Mg, Ca, Sr, Ba の 1 個イオンのスペクトルに類似していて、二重項系を形成している。

分光器 [英 bispectroscope, 独 Spektroskop, 露 спектроскоп] 光のスペクトルを得るのに用いる光学装置。プリズムを用いたプリズム分光器、回折格子を用いた回折格子分光器、結晶を用いた結晶分光器を総称して分散型分光器、干渉計を用いたものを干渉分光器という。分散型分光器は観測方法・使用目的により次のように分類される。スペクトルを写真で記録するものを分光写真器。目で観測するものをスペクトロスコープ、スペクトル強度を測定するものを分光光度計、1 個の射出スリットで十分に狭い波長幅の光を分離して取出すものをモノクロメーターまたは単色計、複数の射出スリットまたは位置敏感検出器で多数の波長の光を同時に取出したり、測定するものをポリクロメーターまたは多波長分光器、目盛の読みから波長を測定するものをスペクトロメーターまたは分光計という。ま

た、特別にコード化されたマスクを入射(および射出)スリットの代りに用い、スループットを増大させるものにマルチスリット分光器、アダマール変換分光器、グリッド分光器がある。観測可能な波長領域によって、赤外スペクトル測定用のものを赤外分光器(⇨赤外分光光度計)、可視スペクトルと紫外スペクトル測定用のものを可視紫外分光器、真空紫外スペクトル測定用のものを一般に真空分光器(遠赤外用の分光器も真空にして用いるが、真空分光器ということではまれである)という。

分光計 = スペクトロメーター

分光光度計 [英 spectrophotometer, 独 Spektrophotometer, 仏 spectrophotomètre, 露 спектрофотометр]

放射エネルギーあるいは放射束の相対測定を波長の関数として行う装置。通常、このような装置のうち、試料の透過率(または吸光度)や反射率の波長特性の測定を目的とするものを分光光度計という。測定対象や測定現象により原子吸光分光光度計、蛍光分光光度計、レーザーラマン分光光度計などの名称もあるが、単に分光光度計といえ、測定波長領域で分類した赤外分光光度計や可視紫外分光光度計をさすことが多い。分光透過率・反射率あるいは吸光度曲線を自動記録するものを自己分光光度計といい、光源部・モノクロメーター部・光束分割部・試料室・検出器・電気信号処理部・表示記録部からなる。光束分割部と試料室はモノクロメーターの前でも後でもよいが、測定精度の見地から、可視紫外分光光度計では上記の順に、赤外分光光度計では光束分割部・試料室とモノクロメーター部とを入れかえた順に設置されるのが普通である。測光方式には単光束方式と複光束方式があるが、自記式のものでは特殊なものを除いてほとんどが複光束式である(⇨赤外分光光度計、可視紫外分光光度計)。

分光写真器 [英 spectrograph, 独 Spektrograph, 仏 spectrographe, 露 спектрограф] スペクトルの写真撮影を目的とした分光器で、その焦点面上に写真乾板またはフィルムが取り付けられるようになっている。ある波長範囲内のスペクトルを同時に記録しうる点が分光写真器の特長で、スペクトル線の同定や正確な波長決定に適している。しかし、写真法はスペクトル強度の測定に適していない。分散素子としては、一般に回折格子が用いられるが、可視光用にガラスプリズムが、また紫外用に溶融石英プリズムや水晶プリズムが用いられることもある。感光材料の関係で、写真に撮れる長波長限界は約 $1.1\mu\text{m}$ くらいである。約 200nm 以下の短波長のスペクトル撮影には真空分光写真器を使い、ハロゲン化銀の粒子が表面に露出している特殊乾板(またはフィルム)を用いる。

分光測光 [英 spectrophotometry, 独 Spectralphotometrie, 仏 photométrie spectrale, 露 спектрофотометрия] 放射、吸収、反射などの光に関する量を、波長の関数として測定すること。測定したい光を分光器で単色光に分離し、吸収、反射などの場合には、単色光に分離した光を試料に通し、波長を変化させて測定する分散法と、測定すべき光を光源として二光束をつくり光路差を連続的に変化させて二光束の干渉強度を測定し、これをフーリエ変換してスペクトル強度分布を求めるフーリエ分光法がある。後者は微弱な赤外光や、希薄な天体光の測定に利用される。分光器はプリズム分光器にかわり、回折格子分光器が主流になった。蛍光性物質の測定の場合には、励起光の分光特性が蛍光特性に影響するので注意しなければならない

い。瞬間的発光は、分光スペクトルを、写真や電子撮像装置で記録して測定する。

分光偏光計 [英 spectropolarimeter, 独 Spektropolarimeter, 仏 spectropolarimètre, 露 спектрополариметр] 光の波長を変えて測定できる機能をもつ偏光計。主として旋光分散の測定に用いられる。旋光性の測定の場合には、原理的には偏光子と検光子を用いて直交ニコル(の状態)を求めるだけであり、 $1/4$ 波長板などの波長依存性の大きい素子を必要としない。したがって、ショートアークの超高圧キセノンランプなどの輝度の高い白色光源と分光器を偏光計に組込めば、分光測定が可能となる。偏光子、検光子には普通、グラントムソン・プリズムを用いるので、測定波長領域は $300\sim 2300\text{nm}$ になる。

分光連星 [英 spectroscopic binary, 独 spektroskopischer Doppelstern, 仏 binaire spectroscopique, 露 спектроскопическая двойная] ⇨ 連星

噴 散 [英 effusion, 独 Effusion, 露 эффузия]

分子の平均自由行程またはそれ以下の大きさの小孔から気体の流れること。壁で仕切られた容器の両側の気体がいずれも希薄であって温度が等しいとき、孔の単位面積当り単位時間に孔を両側から通過する気体の流量は、差引き $\Delta p / \sqrt{2\pi r T}$ である。ここで Δp は圧力差、 T は絶対温度、 r は気体定数 R を分子量で割ったものである。

広義には、容器に入った高圧の流体が壁の小孔から低圧側に流れ出ることと噴散といい、両者を区別するときは前者を分子噴散という。広義の噴散の流出速度 v は、液体の場合は $v = \sqrt{2(p_0 - p)/\rho_0}$ 、気体が断熱的に流出するときは

$$v^2 = \frac{2r}{\gamma - 1} \frac{p_0}{\rho_0} \left\{ 1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{(\gamma - 1)/\gamma} \right\}$$

である。ここで、 p_0, ρ_0 はそれぞれ容器内の流体の圧力、密度で、 p は低圧側の圧力、 γ は気体の定圧比熱と定積比熱の比である。高圧タンクから気体を噴出させて用いる超音速風洞ではいったん管を絞ってから広げることが必要で(⇨高速気流)、管の各断面の流れは一樣でなくなる。流れを加速するためにタンクにつける管をエジェクター、反対に超音速の気体を減速するための管をディフューザーといい、衝撃波を含まない様な流れを得るためにはマッハ数に応じて形の異なる管を使わなければならない。

分 散 [英 dispersion, 独 Dispersion, 露 дисперсия] 波の速度またはそれに関係した物質定数が振動数によって変化する現象、またその変化が原因となって起る現象。あるいは、1つの相にある物質中に、ほかの物質が微粒状になって散在する現象(⇨エマルジョン)。

[1] 光の分散: 媒質中の光の速度、したがって屈折率が振動数(波長)によって異なることが原因となって起る現象。プリズムで光がスペクトルに分れる現象はその一例である。その類推から回折格子で光がスペクトルに分れる現象も分散とよばれるが、原因は全く異なる。透明領域では屈折率が短波長側にいくにつれて大きくなる。これを正常分散という。選択吸収のある波長領域では、吸収波長の前後で屈折率が急激に変化し、長波長側での屈折率が短波長側でのそれより大きくなる。これを異常分散という。光の旋光性も波長によって異なる。これを旋光分散または回折分散という。屈折率は位相速度の絶対値の逆数、位相速度は振動数と波数(波長の逆数)との比であるから、分散は振動数と波数との関係で決まると考えられる。振動数と波数が比例すれば、位相速度は一定となって分散は存在しない

が、それらが比例しないときに分散が起ると考えられる。また分散が存在する場合には、位相速度と群速度は一致しない。

媒質の屈折率と光の振動数(または波長)の関係について多くの研究がなされている。経験的なものとして1836年に A. L. Cauchy が与えた正常分散領域に対する分散式があり(⇒コーシーの分散式)、その後1871年 W. Sellmeier により、媒質を束縛された粒子の集合と考えると異常分散領域に対してのも良い一致を与える分散式が得られた。これらの式は光エネルギーの吸収を与えず、それを考慮に入れた式が H. L. F. Helmholtz により示された。固体中を電磁波が伝播すると、その電場により各振動数において種々の分極が誘起される。ローレンツ型振動子は紫外・可視光に、イオン双極子は赤外光に、自由電子はどんな領域の光にも応答する。ローレンツ型双極子についてはイオン双極子と同様、複素誘電率 ϵ が

$$\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2 = (n - ik)^2 = \epsilon_\infty + \sum_j \frac{s_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2 + i\Gamma_j \omega}$$

で与えられる(ドルーデの分散式)。ここで ϵ_1, ϵ_2 はそれぞれ誘電率の実数および虚数部分、 n は屈折率、 k は消衰係数、 s_j は j 番目の振動子の振動強度、 Γ_j は減衰係数、 ω_j は共鳴角振動数、 ϵ_∞ は無限大振動数における誘電率である。結晶格子については、量子力学的に P. Nozieres と D. Pines により1958年に与えられた。自由電子は横振動に対し

$$\epsilon = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - (i\omega/\tau)}$$

を与え、ここで ω_p はプラズマ角振動数、 τ は振動の緩和時間である。この式は ω_p 近傍で吸収係数が波長の二乗に比例するドルーデ-ジナーの古典式を与える。量子論的には D. J. Bohm と D. Pines により多体問題の考察より1951年に計算された(⇒ポーム-パイネズ理論)。

[2] X線の分散: X線の場合、多くの波長領域で、屈折率は近似的に

$$n = 1 - 2\pi \left(\frac{e^2}{m\omega^2} \right) N_e \quad (1)$$

で与えられる(e, m は電子の電荷および質量、 N_e は単位体積中の電子数)。ここで X線の波長を λ とすると、 $\omega = 2\pi c/\lambda$ (c は光速)であるから $(n-1)$ は λ^2 に比例する。このような波長依存性を正常分散とよぶ。X線の波長が物質を構成する原子の吸収端波長(⇒吸収端)に近づくとき一種の共鳴現象が起り屈折率の波長依存性は式(1)と著しくはずれる。この特別な波長依存性を異常分散とよぶ。X線は通常の光学と異なり、結晶による回折現象を通じ原子からの弾性散乱を顕著に観察することができる。X線散乱の素過程は電子によるトムソン散乱であるが、原子全体からの散乱は式(1)の成り立つ範囲で

$$f_a(s) = f_T \cdot f_0(s), \quad s = \frac{\sin(\theta/2)}{\lambda} \quad (2)$$

と書くことができる。ここで θ は散乱であり、 f_T はトムソン散乱の振幅で波長依存性はない。 f_0 は原子散乱因子とよばれる。屈折率の場合と同じく、波長が吸収端に近づくとき、 f_0 は一般に

$$f_0 \rightarrow f_0' + if'' \quad (3)$$

の形に変わり、 f' および f'' が独特な波長依存性をもつ。この波長依存性も異常分散とよんでいる。なお、屈折率 n

と前方散乱振幅 $f_a(0)$ (i は原子の種類)の間には一定の関係 $(1-n) = (\lambda^2/2\pi) \sum_i N_i f_a(0)$ があり(N_i は単位体積中の i 原子の数)、光学の立場は散乱現象の立場の特殊な場合である。

[3] 音波の分散: 音波の位相速度が周波数によって変化する現象。音速分散ともいう。無限媒質中では媒質を構成する原子、分子、イオン、電子などの相互作用の緩和現象のために、ある周波数(緩和周波数)以上で見かけの弾性率が大きくなり、音速が上昇する。また、これに伴って音の吸収も変化する。気体酸素の分子内振動の緩和周波数は例外的に可聴域にあるが、多くの気体、液体の音速分散は超音波域で観測される。たとえば、25°C のベンゼンの音速は100MHzまで1300m・s⁻¹であるが、1GHzで1380m・s⁻¹、6GHzでは1470m・s⁻¹に上昇する。これも振動緩和によって説明される。無限固体媒質では一般に音速分散は小さい。音速や吸収の変化から緩和の機構を論じることが音波物性学の主要な課題のひとつである(⇒超音波緩和)。境界のある媒質中を音波が伝播する場合は、形状効果のためにその位相速度が分散性になることが多い。半無限固体の表面を伝わるレイリー波は非分散性であるが、板を伝わるラム波や、円柱を伝わる縦波や屈曲波などはいずれも分散性である。また、管の中の流体中を伝播する音波も分散性のモードがある。これらの位相速度は無限媒質中の縦波音速より大きいものが多いが、その群速度は縦波音速を超えない。

分散系 [英 disperse system, 独 disperse System, 仏 système dispersé, 露 дисперсная система] 媒質の中に別の物質が微粒子状になって散在している物質系をいう。分散系の媒質を分散媒、微粒子を分散質または分散相という。分散質がコロイド粒子(⇒コロイド)より大きい場合を粗大分散系、コロイド粒子の場合をコロイド分散系、分子またはイオンの場合を分子分散系という。液体が分散媒である場合、エマルジョン(乳濁液)や懸濁液が粗大分散系、コロイド溶液(ゾル)がコロイド分散系、真の溶液が分子分散系に相当する。粗大分散系では分散質が沈殿したり浮き上がったりして分散状態が乱れやすく、一般に熱力学的には不安定である。コロイド分散系は熱力学的に安定なものも不安定なものもあり、また分散系を実現すること自体が難しい場合もある(⇒コロイド化学)。分子分散系はすべて熱力学的に安定である。なお、細い繊維や薄膜、あるいはその集合体をさして分散系ということもある。

分散現象 [英 dispersion phenomenon, 独 Dispersionsphänomen, 仏 phénomène de dispersion, 露 явление дисперсии] 複素弾性率、複素誘電率などの物性量は、外部から正弦振動で与えられる力学的ないし電気的刺激に対する、物質の線形応答を特徴づける周波数応答関数とみなされる。これらはある周波数域で特徴的な周波数変化を示す。これを分散現象という。この周波数域を分散域または緩和域という。応答関数は外部刺激と同位相の部分を実部、 $\pi/2$ だけ位相のずれた部分を虚部とする複素量で、前者を貯蔵弾性率、貯蔵誘電率などといい、後者を損失弾性率、損失誘電率などという。分散という語を実部の周波数変化にのみ用い、虚部の周波数変化を吸収現象とよぶこともある。実部と虚部の間には一般にクラマース-クロニツヒの関係が成立するので、両者の周波数変化は互いに密接な関係にある。分散現象には周波数応答関数の典型的な

形に対応して2種類ある。いま角周波数を ω ，虚数単位を i とすると，周波数応答関数は $i\omega$ の関数になるが， ω を複素数で置換えてその関数(伝達関数)とみなすと，これらの関数の極はすべて ω の虚部が正である複素平面上の上半分になければならないことが因果律によって証明される。そこで極が虚軸上にのみ存在する場合を緩和型応答関数，その分散を緩和型分散といい，極が虚軸上以外に存在する場合に共鳴型応答関数，その分散を共鳴型分散という。

緩和型複素弾性率 $G^*(i\omega)=G'(\omega)+iG''(\omega)$ の一般形は次のようになる。

$$G'(\omega)=G_\infty-\sum_l \frac{G_l}{1+\omega^2\tau_l^2} \quad (1)$$

$$G''(\omega)=\sum_l \frac{G_l\omega\tau_l}{1+\omega^2\tau_l^2} \quad (2)$$

$$G_\infty-\sum_l G_l=G_0 \quad (3)$$

ここで G_∞ ， G_0 はそれぞれ周波数0および ∞ に対する貯蔵弾性率， G_l ， τ_l は l 番目の極に対応する定数である。式(1)の右辺第二項と式(2)の右辺は多数のマクスウェル模型を並列に並べたものの挙動と同形で， G_l ， τ_l はそれぞれ l 番目のマクスウェル模型の弾性率と緩和時間に相当する。また G_0 はばねだけのマクスウェル模型の弾性率， G_∞ はすべてのばねの弾性率の和に相当する。緩和型の複素コンプライアンス(複素弾性率の逆数) $k^*(i\omega)=k'(\omega)-ik''(\omega)$ の一般形は次のようになる。

$$k'(\omega)=k_\infty+\sum_l \frac{k_l}{1+\omega^2\tau_l^2} \quad (4)$$

$$k''(\omega)=\sum_l \frac{k_l\omega\tau_l}{1+\omega^2\tau_l^2} \quad (5)$$

$$k_\infty-\sum_l k_l=k_0 \quad (6)$$

ここで k_∞ ， k_0 はそれぞれ周波数 ∞ および0における貯蔵コンプライアンス $k'(\omega)$ の値， k_l ， τ_l は l 番目の極に対応する定数である。式(4)の右辺第二項と式(5)の右辺は多数のフォークト模型を直列に結んだものの挙動と同形で， k_l ， τ_l は l 番目のフォークト模型のコンプライアンス(弾性率の逆数)と遅延時間に対応する。また k_0 はばねだけのフォークト模型のコンプライアンスに相当する。式(1)～(3)に対応させるためダッシュポットだけの模型はないものとする。図1は式(4)と式(5)の関係を遅延時間1個の場合について k_∞ を除いて示してある。これをデバイ型分散

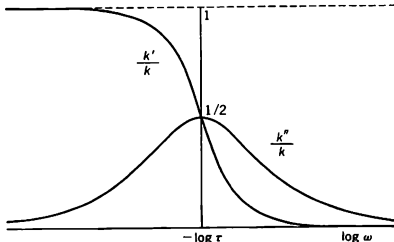


図 1

ということがある。緩和時間1個の場合の式(1)の挙動は周波数とともに増加する点が式(4)の逆であるが，式(2)は式(5)と同じ挙動を示す。式(4)と式(5)は複素誘電率の実部，虚部の場合と同形である。高分子物質などで実際に観測される例は実部の変化がよりなだからで，虚部の極大が

より幅広くなり，種々の時定数をもつ模型の寄与を重ね合わせたものとして解釈される。また虚部に複数个の極大が現れ，実部にこれに応じて複数个の階段状の変化が現れることが多い。これはかなり異なった時定数のグループが存在することを意味し，多重分散とよばれる。

一方，共鳴型で極が1つの場合を複素コンプライアンスの場合について書く

$$k'(\omega)=c\left\{\frac{-(\omega-\omega_0)\tau}{1+(\omega-\omega_0)^2\tau^2}+\frac{(\omega+\omega_0)\tau}{1+(\omega-\omega_0)^2\tau^2}\right\} \quad (7)$$

$$k''(\omega)=c\left\{\frac{1}{1+(\omega-\omega_0)^2\tau^2}-\frac{1}{1+(\omega+\omega_0)^2\tau^2}\right\} \quad (8)$$

ここで c は定数， ω_0 は共鳴周波数である。これらの式の右辺第一項の組の挙動を図2，図3に示す。これをローレンツ型分散ともいう。実部に k_∞ が加わるときには負にならない。

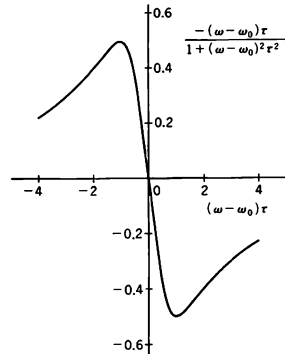


図 2

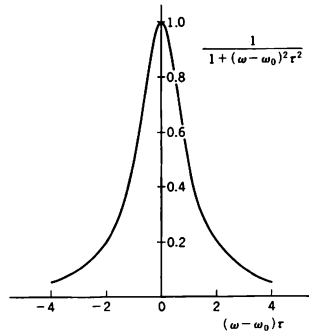


図 3

分散現象は温度，圧力などを指定したある熱力学的状態に置かれた物質について，応答関数の周波数変化として観測されるが，緩和型の場合 ω と τ は常に積の形で現れるので， ω を一定にして τ を変えても応答関数の挙動は同じになる。 τ は特に温度に強く依存するので， ω 一定で温度を変えても分散が観測される。これを温度分散といい，周波数を変えた場合を周波数分散ということがある。

高分子物質などでは種々の温度周波数域で複素弾性率などの分散が多数見いだされている。それらの命名法として，高分子物質の場合には，温度分散として観測したときの発現温度の順に高温側から $\alpha, \beta, \gamma, \dots$ 分散などと名づける習慣が一般に行われている。

α 分散は最も高温に現れる分散である。 α 緩和ともいう。 α 分散の分子の機構は物質によって異なっているといわけて、一般に無定形高分子物質では α 分散が主分散、すなわち主鎖のミクロブラウン運動に基づく分散である。一方結晶性高分子物質の α 分散は結晶分散とよばれ、結晶内分子の運動に基づく分散である。この場合、主分散は β 分散になるのが普通である。最近の研究により、結晶性高分子物質の α 分散は 1 つの緩和機構による 1 つの分散ではなく、いくつかの分散が重なった多重分散であることが明らかにしてきた。この場合、多重分散のおおのに対する命名法は確立されていないが、 α_1, α_2 などと添字をつけるか、 α, α' のようにプライムをつけて区別することが行われている。

β 分散は高温側から数えて 2 番目に現れる分散である。 β 緩和ともいう。 β 分散の分子の機構は物質によって異なっているといわけてあるが、結晶性高分子物質で結晶化度があり大きくなければ、主分散が β 分散に相当することが多い。無定形高分子物質の場合には側鎖の運動による分散のこともあり、またガラス状態にある主鎖の局所運動による分散のこともある。

γ 分散は高温側から数えて 3 番目に現れる分散である。 γ 緩和ともいう。 γ 分散の分子の機構は物質によって異なっているといわけてあるが、いずれにしても主分散より低温側に現れる分散に相当するのが普通である。結晶性高分子物質では γ 分散が単一の機構によるものでなく、いくつかの機構による分散が重なった多重分散であることが知られている。このような場合には多重分散の各分散に対して γ_1, γ_2 のように添字をつけて区別することが行われているが、添字のつけ方の一般的規約は決っていない。

分散硬化 [英 dispersion hardening, 独 Dispersionshärtung, 露 дисперсионное твердение] 金属などの中に、母相に比べて著しくかたい微小粒子が分散しているために起る硬化を分散硬化といふ。一様に分散する微粒子は、Cu 中の SiO_2 , Al_2O_3 , BeO などのように内部酸化によってつくられることが多い。分散硬化は析出硬化の特別な場合である。すなわち、析出粒子と母格子の間には整合性が失われており、転位がこれらの粒子を切って運動できない場合である。このとき変形に必要なせん断応力は E. Orowan により最初に論じられたが、その後 P. B. Hirsch と F. J. Humphreys によって修正された式は

$$r = \frac{0.81\mu b N_2^{1/2} \ln \left(\frac{2R}{r_0} \right)}{2\pi(1-\nu)^{1/2}}$$

である。ここで μ は剛性率、 b はバーガース・ベクトルの大きさ、 N_2 は単位面積のすべり面で切られる微粒子の数、 R は微粒子の半径、 r_0 は有効転位芯半径で $b/3$ 程度の大きさをもち、 ν はポアソン比である。

分散式 [英 dispersion relation, 独 Dispersionsbeziehung, 仏 relation de dispersion, 露 дисперсионное уравнение] 散乱振幅の満たす一般的な関係式のことをいう。歴史的には、因果律から分散式とよばれる関係式を最初に見つけたのは、H. A. Kramers と R. de L. Kronig である。いま、光の波束が物質によって散乱される現象を考え、前方での散乱振幅を時間 t の関数として $F(t)$ と書く。光が物質に到達した時刻を $t=0$ とすると、因果律により $t < 0$ では散乱は起らないので、 $t < 0$ に対し $F(t)=0$ とな

る。 $t > 0$ に対して $F(t)$ は t の複雑な関数であるが、この $F(t)$ をフーリエ変換して得られる。

$$f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{i\omega t} dt = \int_0^{\infty} F(t) e^{i\omega t} dt \quad (1)$$

は、単一振動数 ω の光に対する前方での散乱振幅となる。 $f(\omega)$ は ω の複素平面上で定義された ω の解析関数であるから、複素関数に関するコーシーの定理を適用すると、一般的な関係式

$$\text{Re} f(\omega) = \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Im} f(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (2)$$

を満足することが示される。ここで、 P は主値をとることを意味している。 $f(\omega)$ の実部と虚部を

$$\begin{aligned} \text{Re} f(\omega) &= d(\omega) \\ \text{Im} f(\omega) &= a(\omega) \end{aligned}$$

と書いて、 $d(\omega)$ を分散部分、 $a(\omega)$ を吸収部分とよぶことがある。式(2)は複素解析関数が満たす一般的な関係式であるが、これを d と a の式に書き改めると、分散式

$$d(\omega) = \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{a(\omega') \omega'}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (3)$$

が得られる。光の場合に、 $a(\omega)$ は吸収率 α に関係し、 $d(\omega)$ は屈折率 n に関係する。実際、 n と α を用いて式(3)を書き改めると、クラマース-クローニットの分散式

$$n(\omega) = 1 + \frac{P}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\alpha(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

が得られる。

場の量子論でも「時間空間の中の 2 点が空間的に離れているとき、この 2 点での観測可能な量は互いに可換である」という因果律を使うと、分散式が成り立つ。原子核や素粒子の反応では、 $a(\omega)$ は光学定理 $\sigma(\omega) = (4\pi/\omega) \cdot a(\omega)$ によって散乱全断面積 $\sigma(\omega)$ と関係しているので、 σ の実験値から $a(\omega)$ が求められ、式(3)を用いると $d(\omega)$ がわかる。さらに $f(\omega)$ から、前方での微分断面積が求められる。したがって分散式は、近似なしに場の量子論の基礎の正しさを実験的に検証できる有用な関係式である。一変数の分散式は二変数の分散式に拡張されるとマンデルスタム表示となる。線形応答理論では応答関数の間の関係をクラマース-クローニット関係式とよぶ。

分散処理 [英 distributed processing, 露 распределённая обработка данных] 複数の、時には地理的に離れた場所に置かれた電子計算機システムを有機的に結合して、一連の情報処理を行うこと。以前には、電子計算機は大型になるほど性能価格比が高くなるという経験則(クロッシュの法則)にのっとり、できるだけ 1 つの大型計算機に仕事を集めて処理をする集中処理が推進された。しかし集中処理による種々の不都合(オペレーティングシステムのオーバーヘッドの増大、使用する組織体の構造との不整合など)が顕在化し始めると同時に、マイクロプロセッサの高機能化や半導体記憶素子の低価格化が進み、上記の法則が成り立たなくなった結果、急速に分散処理を実用化に供そうとする機運が高まった。

その第一段階は、従来の集中処理を改造することから始まった。すなわち、処理の中核となるホスト計算機は従来どおり設置するが、データ端末装置を置いた位置に中、小型の電子計算機を置き、これとローカルな処理を実行し、結果だけをホスト計算機に伝送して、全体の処理を完結させようというものである。現在稼働している分散処理のシステムにはこの形態のものが多く、しかしいま一歩進め

て、ホスト計算機を設置する必要はなく、各処理拠点でそれぞれ必要な処理をローカルに実行し、処理拠点相互間では、必要なデータの交換さえ円滑に行えるならば十分効率のよいシステムになりうるといふ考えが台頭してきた。また一方各処理拠点の電子計算機の下に、マイクロコンピュータレベルの情報収集装置、機械種の制御装置などを結合して、システムを構成することが行われ始めている。これらの目的に使うために、標準的な通信回線以外にローカルエリアネットワークの構築が行われ、それを規格化しようとする動きも出ている。

分散性 [英 dispersiveness, 独 Dispersität, 仏 despersité, 露 дисперсность] 媒質の波動伝播に関する性質が振動数(あるいは波長, 波数)によって変化すること, すなわち振動数依存性があることをいう。これは、白色光が屈折するときにはスペクトルに分解する現象が、媒質中の光の位相速度の振動数依存性によることを波動一般についていったものである。このような分散性を示す媒質をその波動にとっての分散性媒質といい、その中を伝播する波は進行するにつれて波形がくずれてゆき、位相速度とエネルギーの伝搬速度である群速度が一致しない。一般に、(角)振動数 ω と波数 k との間の関数関係 $\omega = \omega(k)$ は分散関係とよばれている。分散関係において ω と k との間に線形関係が成り立たないとき、すなわち $\omega = ak$ において a が k に依存するときが分散性のある場合である。さらに $|d\omega/dk| \gg |d^2\omega/dk^2|$ のとき弱い分散、そうでないとき強い分散があるという。分散性の媒質では、その物質定数である弾性率、誘電率、透磁率、感受率、屈折率などが振動数に依存する。また、非線形の発展方程式に従って伝播する有限振幅の波すなわち非線形波動には、たとえば浅水波のように非線形効果による先鋭化が分散の効果とつり合い、安定な孤立波となって伝播する分散性波動がある(⇒KdV 方程式, 孤立波)。

分散点 [英 dispersion point, 仏 point de dispersion] 分散面上の点。タイポイント(tie point)ともいう。結晶中のブロッホ波のように、1つの波動ベクトル k によって定められる波の状態を代表する(⇒分散面)。

分散能(光) [英 dispersive power, 独 Zerstreuungsvermögen, 仏 pouvoir dispersif, 露 относительная дисперсия] 物質の屈折率が光の波長によって異なること、すなわち分散の程度を表す量。分散率ともいう。分散能は基準波長の取りかたによってその値が異なり、アッペ数の逆数で与えられる分散能として、わが国では $(n_F - n_C)/(n_D - 1)$ 、アメリカでは $(n_F - n_C)/(n_D - 1)$ 、イギリスでは $(n_F' - n_C')/(n_D - 1)$ 、ドイツ、フランスでは $(n_F' - n_C')/(n_D - 1)$ が用いられている。ここで屈折率 n は、脚符のフラウンホーファー線の記号 F, C, d, ... に相当する波長に対する値である。将来は、国際的にドイツ、フランスの表示に統一される気運にある。

分散幅 [英 spreading width] 原子核反応に現れる共鳴現象(共鳴反応)には、低いエネルギーの中性子散乱などで見られる1個の準安定な準位に対応するもののほかに、光反応での巨大共鳴や陽子その他の粒子との反応で見られる中間的構造のように多くの準位の集まりと考えられるものがある。後者については、ある簡単な配位で表される状態(戸口状態)がつくられ、それが粒子の放出あるいはより複雑な配位の状態との混合によって崩壊していくという描像が便利である。このうち、粒子の放出による崩壊の幅

を脱出幅、より複雑な配位の状態との混合による幅を分散幅とよぶ。このような描像は、特に、陽子の散乱などで観測されるアイソバリックアナログ共鳴の分析において成功を収めた。この場合の脱出幅は主として陽子の放出によるものであり、分散幅は低いアイソスピンの状態との混合によると考えられている。

分散分析 [英 analysis of variance, 独 Varianzanalyse, 仏 analyse de variance, 露 дисперсионный анализ] 観測値の変動に影響を及ぼす原因を追求し、その影響の程度を数量的に把握するための統計的手法。主に、実験計画法に基づいて行われた実験のデータの解析に使われる。

たとえば、完全無作為化法による一因子実験(⇒実験計画法)に対する分散分析は次のように行われる。因子 A の第 i 水準の第 j 番目の観測値を Y_{ij} として、数学モデル

$$Y_{ij} = \mu + \alpha_i + \varepsilon_{ij} \quad (i=1, \dots, a; j=1, \dots, r) \quad (1)$$

を仮定する。 μ は一般平均、 α_i は因子 A の主効果とよばれ、未知母数である。 ε_{ij} は互いに独立に、平均0、分散 σ^2 の正規分布に従う確率変数であると仮定する。

全体の平方和 S_T 、 A 間平方和 S_A 、誤差平方和 S_e を

$$S_T = \sum_i \sum_j (Y_{ij} - \bar{Y})^2$$

$$S_A = \sum_i \sum_j (\bar{Y}_i - \bar{Y})^2 \quad (2)$$

$$S_e = \sum_i \sum_j (Y_{ij} - \bar{Y}_i)^2$$

$$\bar{Y} = \sum_i \sum_j Y_{ij} / ar, \quad \bar{Y}_i = \sum_j Y_{ij} / r$$

によって定義する。 S_T/σ^2 , S_A/σ^2 は、自由度 $f_T = ar - 1$, $f_A = a - 1$ の非心 χ^2 分布、 S_e/σ^2 は自由度 $f_e = a(r - 1)$ の χ^2 分布に従う。このとき、平方和と自由度に次の加法性が成り立つ。

$$S_T = S_A + S_e, \quad f_T = f_A + f_e \quad (3)$$

因子 A の水準間に差がないという帰無仮説は

$$H_0: \alpha_1 = \dots = \alpha_a \quad (4)$$

と表すことができる。この帰無仮説のもとでは、 S_A/σ^2 は自由度 f_A の χ^2 分布に従うので

$$F_0 = \frac{S_A/f_A}{S_e/f_e} > F_\alpha(f_A, f_e) \quad (5)$$

のときに帰無仮説を棄却する。 $F_\alpha(f_A, f_e)$ は、自由度 (f_A, f_e) の F 分布の上側 100 α % 点である。以上の手順は、次の分散分析表にまとめられる。

分散分析表

変動因	自由度	平方和	分散	分散比
全体 T	$f_T = ar - 1$	S_T		
因子 A	$f_A = a - 1$	S_A	$V_A = S_A/f_A$	$F_0 = V_A/V_e$
誤差 e	$f_e = a(r - 1)$	S_e	$V_e = S_e/f_e$	

分散分析の基礎となるのは、線形モデルと最小二乗法の理論である。 n 個の観測値 Y_1, \dots, Y_n が

$$Y_i = x_{i1}\beta_1 + \dots + x_{im}\beta_m + \varepsilon_i \quad (i=1, \dots, n) \quad (6)$$

と表されるとき、これを線形モデルという。 β_1, \dots, β_m は未知母数であり、 x_{ij} は既知定数である。 ε_i は互いに独立に、平均0、分散 σ^2 の正規分布に従う確率変数であると仮定する。たとえば、式(1)は線形モデルの例である。行列 $X = (x_{ij})$ 、ベクトル $Y = (Y_1, \dots, Y_n)'$ 、 $\beta = (\beta_1, \dots, \beta_m)'$ 、 $\varepsilon = (\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_n)'$ を用いると、式(6)は

$$Y = X\beta + \varepsilon \quad (7)$$

と表せる。 $'$ は行列あるいはベクトルの転置を示す。

未知母数 β の最小二乗推定量 $\hat{\beta}$ は、残差の二乗和

$$Q = \sum_i (Y_i - \sum_j x_{ij} \beta_j)^2 = (Y - X\beta)'(Y - X\beta) \quad (8)$$

を最小にするように決められる。 $\hat{\beta}$ は正規方程式

$$X'X\hat{\beta} = X'Y \quad (9)$$

を満たす。 Q の最小値を Q_0 とすると、 Q_0/σ^2 は自由度 $n-s$ の χ^2 分布に従う。ただし、 s は行列 X の階数である。

未知母数 β に対して、次の線形仮説の検定を考える。

$$H_0: H\beta = \xi \quad (10)$$

ここで、 H は階数が k の $k \times m$ の行列、 ξ は与えられたベクトルである。たとえ、式(4)は、階数が $a-1$ の行列を用いて、 $H\beta = 0$ と書ける。ただし $\beta = (\mu, \alpha_1, \dots, \alpha_a)'$ である。 $H\beta = \xi$ の制約のもとでの、式(8)の残差の二乗和の最小値を Q_1 とすると、 $(Q_1 - Q_0)/\sigma^2$ は Q_0 とは独立に分布し、式(10)の帰無仮説のもとでは、自由度 k の χ^2 分布に従う。これより

$$F_0 = \frac{(Q_1 - Q_0)/k}{Q_0/(n-s)} > F_\alpha(k, n-s) \quad (11)$$

のときに、有意水準 α で帰無仮説を棄却する。式(2)の場合には、 $Q_1 = S_T$, $Q_1 - Q_0 = S_A$, $Q_0 = S_e$ である。

より複雑な実験計画に基づくデータも、線形モデルとして解析できる。たとえば、乱塊法による二因子実験(⇒実験計画法)において、第 k 番目のブロックの、因子 A の第 i 水準、因子 B の第 j 水準に対する観測値を y_{ijk} とすると、

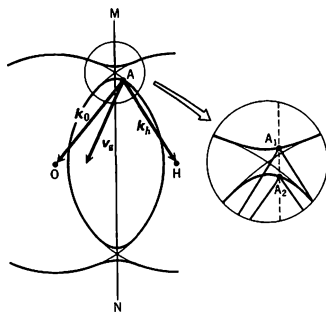
$$y_{ijk} = \mu + \alpha_i + \beta_j + \eta_{ij} + \rho_k + \varepsilon_{ijk} \quad (12)$$

と表せる。 η_{ij} は因子 A と B の交互作用の効果を表している。この場合には、全体の平方和が、 A の主効果、 B の主効果、 A と B の交互作用、ブロック効果、誤差の5つの平方和に分解される。

式(6)における仮定が成り立たない場合もある。分割法による実験では、誤差 ε の分散共分散行列が特殊な形になる。また、式(6)において、 β_1, \dots, β_m が確率変数の場合を量量型、その一部分が確率変数の場合を混合型という。そのようなモデルに対しても、平方和を分解することによって、観測値の変動の原因を解析することが可能である。

分散面 [英 dispersion surface, 独 Dispersionsfläche, 仏 surface de dispersion, 露 дисперсионная поверхность] 1つの媒質中を伝播する波の波動ベクトルと振動数の関係を表示する、逆格子空間中の曲面。主としてX線・粒子線の回折や伝播等を論ずるときに利用される。一定の振動数の波の波動ベクトルを逆格子空間の原点を終点として描くとき、その始点の軌跡が分散面である。1つの振動数に対して一連の分散面が対応する。平面波 $\psi = \psi_0 \exp(ik_0 \cdot r)$ 、あるいはその線形結合で表されるブロッホ波 $\psi = \sum_k \psi_k \exp(ik_k \cdot r)$ (ただし、 $k_k = k_0 + 2\pi h$ で、 h は逆格子ベクトル)のように、1つの波動ベクトル k_0 の値によって状態が定まっている波は、分散面上の1点(分散点)によって表示される。

図に1つの結晶の逆格子空間を示す。Oは原点、Hは1つの逆格子点である。混乱を避けるため他の格子点は省いてある。まず k_0 が十分小さいときは分散面はOを中心とし、 k_0 を半径とする球面となる。 k_0 が大きく球面がブリュアン域の境界面(OHの垂直二等分面で、図のMN)と交わる場合は分散面は図に示すように分裂する。このと



きたたとえば図のA点で代表されるブロッホ波の成分波の波動ベクトルは $k_0 = \overrightarrow{AO}$, $k_k = \overrightarrow{AH}$ などと与えられ、それらの位相速度は k_0, k_k の方向をもち、大きさは $v_0 = 2\pi v/k_0$, $v_k = 2\pi v/k_k$ (v は波の振動数)である。この波の群速度はブロッホ波一体として $v_g = 2\pi \text{grad}_k v(k)$ で与えられ、分散面に垂直な方向をもつ。ただし grad_k はベクトル k の成分について取ったグラディエントを意味する。

平面波が結晶に入射するとき、表面における境界条件によって、結晶内に生ずる一次波の波動ベクトル k_0 の表面への平行成分は入射波の波動ベクトル K の平行成分と等しくなければならない。したがって k_0 の始点は表面に垂直な1つの直線(図の点線)に乗ることになり、円内の拡大図に示すように2つの分散点 A_1, A_2 が得られる。結晶内には2つのブロッホ波が生じ、その成分波として2つずつの一次波 k_{01}, k_{02} と回折波 k_{h1}, k_{h2} を生ずる。X線の場合には図の面に垂直と平行の2つの偏光成分につき別々の分散面が与えられ、2つの成分は通常全く独立にふるまう。

高速電子線の場合は波長が短く(k が大きく)、また物質との相互作用が強いため、多くの回折波が関与し、分散面の形も複雑となる。一次波・回折波を含め、 n 個の成分波がある場合には分散面は通常の場合 n 個に分裂し、上述の方法によって得られる分散点も n 個となり、結晶内の回折現象もそれだけ複雑となる。しかし、どの場合でも分散面は回折現象の幾何学的記述を可能とする点で大変有用である。

分散力 [英 dispersion force, 独 Dispersionskraft, 仏 force de dispersion, 露 дисперсионная сила] ⇒ 分子間力

分子 [英 molecule, 独 Molekül, 仏 molécule, 露 молекула] 分子は、各物質の化学的性質を備えた、その物質に固有な最小の単位粒子である。原子の集りから成っており、各原子は化学結合力で結合されて、一定の原子核の配置、すなわち分子構造をとっている。分子はそれ自身並進および回転し、また分子内の原子核は振動しているなど動的な状態にある。

分子の概念は、1811年、A. Avogadro によって気体反応の法則を説明するための仮説として、初めて唱えられた。彼の仮説によれば、同温・同圧の下では、同体積の気体はすべて同じ数の分子を含む。アボガドロ定数、すなわち、物質 1 mol 中の分子の数は、現在では 6.022045×10^{23} と決められている。分子の概念は、その後気体運動論に使われ、粘性や拡散などの実験と比較されて、確実性を増した。実際に分子の実在性が確かめられたのは、A. Einstein (1905年)や J. B. Perrin (1909年)によるブラウン運動の

研究が行われてからであった(⇒原子)。

どうして原子から分子ができるかについて、当初は、各原子にはほかの原子と連結できる一定数の手、すなわち原子価があり、この手の連結によって分子ができると考えられた。原子の電子理論の発達に伴い、化学結合は各原子の完全に満たされていない最外殻すなわち原子価殻が8個の電子を得てオクテットを完成しようとするることによると解釈された。たとえば、W. Kossel (1961年)によれば、NaClではNaからClへ電子1個を移動させてそれぞれオクテットをつくり、荷電粒子間の静電力でイオン結合をつくる。また、G. N. Lewis (1961年)によれば、等極性分子の場合には $\text{:}\ddot{\text{Cl}}\text{:}\ddot{\text{Cl}}\text{:}$ のように1対の原子を2原子間で共有して、Cl—Clと表される共有(一重)結合をつくる。エチレンでは図のように2対の電子を共有して、 $\text{C}=\text{C}$ と表す共有二重結合をつくる。しかしながら、電子を共有すればなぜ結合力が生じるかの理解には量子力学の出現を待たねばならなかった(⇒原子価の理論)。

分子は、構成原子数によって二原子分子、三原子分子などによられる。特に、二原子分子で、2つの原子が同種のもを等核二原子分子、異種のもを異核二原子分子とよぶ。分子の大きさ、すなわち相対的な質量を表すのに分子量が用いられるが、タンパク質、種々の繊維など分子量 10^5 程度以上のものは特に高分子とよばれ、粘弾性など特有の性質を示す。たいていの分子は原子価が満たされているが、なかには、対になっていない電子、すなわち奇電子を1個もったものもあり、遊離基とよばれる。メチルラジカル $\text{H}_3\text{C}\cdot$ はこの一例である。また、対にならない電子が2個あるビラジカルも存在する。フリーラジカルやビラジカルには不安定で短寿命のものが多いが、安定に取出せるものもある(⇒遊離基)。

静止状態にある分子中の原子核の配置、すなわち分子の平衡構造は、往々にして、ある対称性をもっている。たとえば、メタン分子 CH_4 では、4つの水素原子核は正四面体の各頂点に、炭素原子核はその中心に位置しており、正四面体(T_d)対称をもつ。分子のもつ対称性は、分子スペクトルの選択規則に重要な役割を占める。分子中の原子核間距離(結合距離)、結合間の角度(結合角)、3つの結合間の立体角など、平衡構造の構造パラメーターは、X線、中性子線、電子線などの回折や分子の回転スペクトルなどの分子分光の実験によって決定することができる。数原子分子程度の小さい分子では、結合距離は0.001 Å程度の精度で決められている。

分子の、並進を除いた内部状態は、分子を構成するすべての原子核と電子の運動を、量子力学によって解いて記述できる。ボルン-オッペンハイマー近似によれば、分子のハミルトニアン H は、静止した核のもとで電子の運動を表すハミルトニアン H_e と、核の運動を表す部分に分けられる。さらに後者は、核の回転のハミルトニアン H_r と振動のハミルトニアン H_v に分けられる。これに対応して、分子の波動関数 Ψ は電子、回転、振動の各波動関数の積 $\Psi_e\Psi_r\Psi_v$ 、エネルギー E は和で $E_e+E_r+E_v$ と表され、各部分とも量子化されている。一般に、 $|E_e| \gg |E_r| \gg |E_v|$ で、普通、常温では、電子状態、振動状態は最もエネルギーの低い量子状態、すなわち基底状態にあり、回転状態は基底状態と励起状態に分布している。

波動力学誕生の翌1927年のハイトラー-ロンドン-杉

浦の H_2 分子の結合に関する理論が、化学結合の本質を明らかにした最初のものである。2つの水素原子A, Bにおいて、原子A上に α スピン(指定された α 方向を向くスピン)をもつ電子とB上に β スピン($-\alpha$ 方向を向くスピン)をもつ電子がある波動関数と、A上に β スピンとB上に α スピンがある波動関数の重ね合わせで水素分子の波動関数を表すと、2原子間に電子の交換が起り、結合力が生じる。共有結合の本質はほかの分子でも同じで、この近似法は原子価結合法とよばれて、種々の分子の結合の理論に用いられた。化学結合論のもうひとつの近似としてR. S. Mullikenらの分子軌道法がある。この方法は、各電子が分子全体に広がる軌道に入っているという考えかたに基づいており、電子の非局在化によって化学結合が生じている。分子軌道法によって、多くの複雑な分子の電子状態が理論的に計算されている(⇒ハイトラー-ロンドンの理論、分子軌道法)。

分子の内部量子状態間の遷移は、そのエネルギー差に対応する光子の吸収・放出を伴い、分子スペクトルを与える。回転状態間の遷移は、普通 10^{-4} ~ 10^{-3} eVのエネルギーで、マイクロ波スペクトルとして観測される。振動状態間の遷移は 10^{-2} ~ 10^{-1} eVで、赤外スペクトルを、また、電子状態間の遷移は数eVで可視・紫外スペクトルを与える。分子スペクトルのエネルギー、強度、選択規則などは、分子の構造や内部状態についての詳細な情報を提供する(⇒分子スペクトル)。

分子内の結合力のほかに、分子と分子の間にも相互作用すなわち分子間力が存在する。一般に分子間力は、化学結合よりずっと弱いファン・デル・ワールス力によっている。互いにファン・デル・ワールス力で結合している2ないし数分子の集合体(分子クラスター)を、1つの超分子とみなしてファン・デル・ワールス分子とよぶことがある。分子間の化合物として、水素結合錯体や荷電移動錯体などがよく知られているが、これらもファン・デル・ワールス分子の一種と考えられる。ファン・デル・ワールス力は、分子の集合を液体、溶液、固体(分子性結晶)の状態にするのに重要な役割を果たしている。また、吸着現象は固体の表面と分子の間の相互作用によるもので、ファン・デル・ワールス力に基づく比較的弱い物理吸着と化学結合力による強い化学吸着とに分けられる(⇒分子間力)。

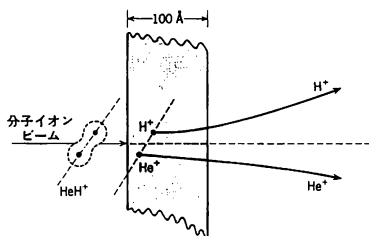
分子はほかの分子や原子と衝突すると、その内部状態が変化したり、化学反応を起して別の分子に変わったりする。分子の衝突の過程を実験的に詳しく調べるには、分子線などが用いられ、また理論的にも衝突論で研究される。この結果から、分子間力や化学結合力の本質について、また、分子間のエネルギー移動や結合の切断生成の動力学について知見が得られる。また、レーザーなどを使って分子を特定の励起状態に上げ、この状態の消失速度を測定することにより、分子の種々の内部状態間の差異や関連についての理解が進んでいる。これら分子のもつ静的あるいは動的な諸性質について、実験的にまた理論的に研究する学問は分子物理学あるいは分子科学とよばれる。moleculeは語源的には質量に相当するラテン語 mōles と縮小語尾 cule を結合させたものである。図

分子圧縮率 [英 molal compressibility, 独 molare Kompressibilität, 仏 compressibilité molaire, 露 молярная сжимаемость] 液体の分子量を M 、密度を ρ 、断熱圧縮率を β とすると

$$W = \left(\frac{M}{\rho}\right) \beta^{-1/7}$$

で定義される W を分子圧縮率といい、和田八三久(1949年)によって導入された。 β は一般に温度や圧力によって変わるが、多くの純粋有機液体について W は、温度と圧力に依存しないことが経験則として示された。 W は分子音速度 R と同様に分子の構成要素について加算性があり、また R と W の間には $W = M^{-1/7} R^{6/7}$ の関係がある。互いに反応しない 2 成分混合液体の W や R はモル分率とともに直線的に変化するので、任意の混合液体の音速は密度を知れば推定できる(⇒分子音速度)。

分子イオン [英 molecular ion, 独 molekulares Ion, 仏 ion moléculaire, 露 молекулярный ион] 分子イオンは、中性分子を電子衝撃などによりイオン化してつくられる。また、 HeH^+ 、 H_2^+ のように中性分子が不安定なものは、適当に配分された混合気体における衝突過程を通してつくられる。分子イオンの構造解析は、分子を高速に加速して薄い固体(<500 Å)に照射し、ばらばらのイオンとなり通り抜けてきた構成原子の間の距離を測定するという方法を用いてなされている。たとえば HeH^+ イオンを固体に照射すると、固体に入った瞬間に価電子を取られて He^+ と H^+ となり、いわゆる高速イオンクラスターの状態で物質を通過する。このイオンクラスター He^+ と H^+ はクーロン斥力により、図のように、だんだんと離れてゆく。



固体を出たところで He^+ と H^+ がどれだけ離れているかを測定すれば、もとの HeH^+ イオンにおける He と H の距離を知ることができる。このような方法により、 H_2^+ 、 CO_2^+ 、 N_2O^+ などの星間分子の立体構造も正確に決定できるようになった。さらに、分子イオンは固体に入って、イオンクラスターの状態で物質を通過する際、クーロン斥力で離れようとするばかりでなく、互いにウエイク場(⇒ウエイクポテンシャル)を励起し引力を及ぼしあうことになる。しかも、固体原子との衝突も繰返されるので方向やエネルギーの拡散も起る。このように、分子イオンは、固体をイオンが通過する際に引起す種々の物理過程の基礎的な研究にも使われる。また、重い元素からなる分子イオンは、固体に照射された場合、効果的により密度の高いスパイク型の衝突カスケードをつくるので、スパイク型衝突カスケードのもたらすスパッタリングや放射線損傷の非線形効果の解析にも用いられる。

分子運動エネルギー [英 energy of molecular motion, 独 molekulares Bewegungsenergie, 仏 énergie de mouvement moléculaire, 露 энергия молекулярного движения] 体系の巨視的な性質は、それを構成している分子の力学的状態(運動)の統計平均を考えることにより説明することができる。体系のもつエネルギーにも分子の運動エネルギーの統計平均と見られる部分がある。これを分子運

動エネルギーという。温度 T で熱平衡状態にある単原子分子の古典理想気体では、分子運動エネルギーは $3NkT/2$ (ただし N は分子の数、 k はボルツマン定数)である。

分子運動論 [英 kinetic theory of molecules, 仏 théorie cinétique de molécules, 露 кинетическая теория молекул] = 気体分子運動論

分子音響学 [英 molecular acoustics, 独 Molekularakustik, 仏 acoustique moléculaire, 露 молекулярная акустика] 音波(主として超音波)を用いて、気体や液体中の音波の伝搬機構や分子の動的ふるまいについて研究する学問分野。音波はその媒質に対して、圧力や体積の変化とこれに伴う断熱的な温度変化を摂動として加えることになるので、これによって平衡状態が移動するような反応や機構があれば音速や吸収に影響が現れ、超音波緩和として観測される。実験的には音波の周波数、媒質の温度、圧力、成分、その他の測定条件を変えて音速と吸収を測定する。1925年 G. W. Pierce が CO_2 の音速分散を初めて測定し、これが分子の振動緩和によって説明されて以来、この分野が急速に発展した。振動緩和時間から振動励起確率が得られることは K. F. Herzfeld と F. O. Rice, H. O. Kneser らが定式化した。気体では、このほか回転緩和(H_2 , O_2 , N_2)、並進緩和(He など)が観測されている。空気中の可聴域における音の吸収は主として O_2 の振動緩和によるもので、温度、湿度、周波数によって複雑に変化する。液体では数 GHz までの測定が行われており、振動緩和(C_6H_6 , CS_2 など)、分子内回転異性化反応(1,1,2-トリクロロエタン)、会合解離反応(脂肪酸)、電解質の解離、臨界現象、高分子溶液の粘弾性など、多くの現象が研究されている。超音波測定によって求められるのは圧縮率、緩和時間、緩和強度、活性化エネルギーなどの量であるが、分光学データやその他の物性データと組合せて緩和の機構を論じることができる。

分子音速度 [英 molar sound velocity, 独 molare Schallgeschwindigkeit, 仏 vitesse molaire du son, 露 молярная скорость звука] 液体中の音速度に関して

$$R = \left(\frac{M}{\rho}\right) \nu^{1/3}$$

で示す量 R を分子音速度、またはモル音速度という(M は分子量、 ρ は密度、 ν は音速度)。一般に ν は温度によって変わるが、多くの有機物純粋液体について、 R は温度によらないことが M. R. Rao (1940 年)によって経験則として示された。また、 R は分子の構成要素について近似的に加算性があり、任意の分子の音速が推定できるほか、逆に音速測定から分子量を推定することもできる。ただし、会合性液体の R は加算値より小さく、また、温度に依存する(⇒分子圧縮率)。

分子回転 [英 molecular rotation, 独 Molekülrotation, 仏 rotation des molécules, 露 вращение молекул] 分子の回転エネルギー準位の間隔は 1cm^{-1} 程度で、常温($T = 293\text{K}$)での熱エネルギー約 200cm^{-1} より 2 けた小さい。したがって分子間衝突などの摂動を受けやすく、回転と並進運動の間のエネルギーのやりとりは頻繁に起る。この理由により回転エネルギー準位は、対称性の高い低溫固相での二三の例を除くと、低圧の気相でのみ観測できる。エネルギー準位の測定値の幅は、測定に用いるマイクロ波の変調幅、容器の壁との衝突による幅など測定に伴う技術的理由を除くと、分子間衝突によって決められ、低圧(数百 Pa

以下)ではほぼ圧力に比例する。比例係数は $0.1 \text{ MHz} \cdot \text{Pa}^{-1}$ 程度である。極性分子は一般に無極性分子より大きな衝突断面積をもっているため幅が大きい。回転のエネルギー準位構造は分子の形によって大きく異なっている。分子内振動の影響や不對電子の寄与などを省略すると表のとおりで

分子の回転エネルギー準位

分子の形	回転エネルギー準位
直線形分子	$BJ(J+1), J=0, 1, 2, \dots$
対称こま形分子(偏長)	$BJ(J+1) + (A-B)K^2$
(偏平)	$BJ(J+1) + (C-B)K^2$
	$J=0, 1, 2, \dots;$ $K=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm J$
球対称こま形分子	$BJ(J+1), J=0, 1, 2, \dots$
非対称こま形分子	$[(A+C)/2]J(J+1)$ $+ [(A-C)/2]E(x)$ $x = (2B-A-C)/(A-C)$

ある。ここで J は全角運動量子数, K は回転角運動量の対称軸方向の成分を表す量子数, A, B, C は回転定数, J と K は無次元の量で, エネルギーおよび A, B, C は通常は振動数または波数の単位で表す。回転状態間の遷移は, 電磁波と分子の双極子モーメントとの相互作用によって引き起される。しかし分子間衝突による回転遷移は, 双極子遷移の選択規則に従うものだけでなく, それ以上の高次の極子によっても引き起される。(図)

分子科学 [英 molecular science, 独 Molekularwissenschaft, 仏 science moléculaire, 露 молекулярная наука] 物質の基本的な構成単位である分子およびその集合体を研究対象とし, その構造や物理的・化学的特性を解明するとともに, それらのもつ機能を積極的に発見・開発しようとする基礎的学問である。比較的新しい造語で, 1960 年代になって日本, イギリスなどで使われ始めたが, 現在では, この分野の隆盛とともに, 世界各国で使われている。物理化学などの化学, 分子物理学・固体物理学などの物理学を母体として発展してきたが, 現在では化学の大部分を対象とし, さらに物理学, 生物学の一部も関連部門として研究対象にとりこみ広範な学問分野を形成するようになった。したがって分子科学は, 分子物理学よりは広い概念であり, また新しい学際領域を発展させることを志向している。このように分子科学はその周辺まで含めると広いのであるが, その中核的な部門としては化学結合論, 分子構造論, 電子構造論, 液体溶液論などの理論および実験面からの研究があげられる。

さらに, このような研究の成果や, 研究の過程で開発された技術を利用して, 分子のもつ機能を開発することもまた分子科学の任である。この分野のものとしては, たとえば, (1) 分子の働きの一つである化学反応を人為的に選択したり, 制御したりする方法を発見して, 希望の物質のみを生成する反応設計, (2) 理論計算や分子分光学の成果に基づいた新物質の合成, (3) 分子過程によるエネルギー変換の研究, たとえば, 固体表面における化学反応による, 太陽エネルギーの化学エネルギーへの変換過程の解明, また, (4) 分子の素反応過程の研究による, 新しいレーザー開発のための基礎データの提供などがあげられる。

したがって, 分子科学はその応用として分子生物学, 分子薬理学および最近注目され始めている分子工学などの研究の基礎を提供するが, 同時に分子科学自身もこれらの応用領域との交流を通じてますます視野を広げるようになってきた。なお, 日本には, この分野の専門研究機関とし

て, 岡崎国立共同研究機構分子科学研究所がある(⇒分子物理学, 化学物理学)。

分枝過程 [英 bifurcation process, 仏 processus de bifurcation, 露 ветвящийся процесс] 制御できるパラメーター α を含む力学系(⇒カオス)において, 時間 $t \rightarrow \infty$ の極限における解を考慮しよう。いま, α の値のある領域において安定な解があるとする。 α を変えるとき, ある値 α_c を境にしてこの解が不安定となり, 新しい解が現れることを分枝過程または分岐現象という。この現象は, 流体運動や, 非線形化学反応, 生態系など多くの分野で, 特に乱流やカオスの発生機構に対して有用な観点を与えるものとして注目されている。

いま, ある運動のモードが $x(t) = C + A(t)\cos(\omega t)$ と書け, その振動の振幅 $A(t)$ が, $A=0$ の近傍において

$$\frac{dA}{dt} = \alpha A - \beta A^3 \quad (1)$$

によって決まるとしよう。ここで α は制御パラメーター, β は実定数である。 $\beta > 0$ のとき, $t \rightarrow \infty$ における式(1)の安定な解 A_∞ は, $\alpha < 0$ では 0 , $\alpha > 0$ では $\pm \sqrt{\alpha/\beta}$ となる。これを示したのが図1である。すなわち, $\alpha < 0$ の場合には

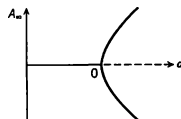


図1 正常分岐

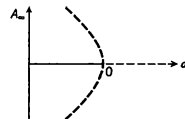


図2 反転分岐

式(1)の安定な解は定常状態 $x(t) = C$ に対応するが, $\alpha > 0$ の場合には振動状態 $x(t) = C \pm \sqrt{\alpha/\beta} \cos(\omega t)$ に対応する。このような分岐はホップ分岐とよばれ, 流体運動に見られる最も基本的な分岐のひとつになっている。 $\beta < 0$ のときには, $\alpha < 0$ では $A_\infty = 0$ であるが, $\alpha > 0$ では安定な解は存在しない。これを示したのが図2である。破線は不安定な解を示す。ベナール対流の乱流発生に対するローレンツ模型では, このような反転ホップ分岐によって乱流への遷移が起る。

レイノルズ数やレイリー数を大きくしていくと, 一連の分岐ののちに乱流が発生すると考えられる。その基本的タイプとして5つのものが提案されている。その1つの周期倍化分岐のカスケードでは, 乱流発生の前後近傍において, ある簡単なスケーリング則が M. J. Feigenbaum によって理論的に予言されている(1978年)。

分子間相互作用 [英 intermolecular interaction, 独 molekulare Wechselwirkung, 仏 interaction intermoléculaire, 露 межмолекулярное взаимодействие] = 分子間力

分子間ポテンシャル [英 intermolecular potential, 独 zwischenmolekulares Potential, 仏 potentiel intermoléculaire, 露 межмолекулярный потенциал] ⇒ 分子間力

分子間力 [英 intermolecular force, 独 zwischenmolekulare Kraft, 仏 force intermoléculaire, 露 межмолекулярная сила] 2つの原子, 分子またはそのイオンの間に働く力を分子間力という。原子の間に働く力はその特別な場合で, 原子間力とよばれる。分子間力による位置のエネルギーを分子間ポテンシャルエネルギーまたは略して分子間ポテンシャルとよぶ。通常は2つの分子が無限に離れているときのエネルギーをエネルギーの基準にとる。原子間力による位置のエネルギーの場合は原子間ポテンシャルエネルギーまたは略して原子間ポテンシャルという。ペク

トル量である分子間力よりはスカラー量である分子間ポテンシャルの方が取扱いやすいのでポテンシャルの方がよく使われる。2つの中性で球対称な分子(たとえば希ガス原子)が十分離れていればその間には弱いファン・デル・ワールス力が働く。2つの分子が接近して、両者の電子雲が重なると、化学結合による強い引力か、または立体障害による強い斥力が働く。もっと分子が近づいて、2つの分子を独立に考える意味が失われるようになると、分子間力の概念がはつきりしなくなる。一般の分子では、分子間力は2つの分子の相対的な配向にもよるので複雑であり、詳細に決めることは難しい(⇒化学結合、立体障害、ファン・デル・ワールス力、原子間力)。

分子間力がわかれば、気体のビリアル係数、熱伝導率、粘性係数、拡散係数などを計算で求めたり、原子、分子のビームによる散乱実験の解析や、分子結晶の結晶構造の解析をしたりすることができる。このことを逆に利用すると、これらの実験事実をよく説明できるような分子間ポテンシャルを半経験的に求めることができる。たとえば主として希ガス原子間で用いられるレナード・ジョーンズ・ポテンシャル、多原子分子についてそれを拡張したコアポテンシャルなどがそれである。コアポテンシャルをベンゼン(C_6H_6)分子の例で説明すると、ベンゼン分子をコアと称する正六角形の薄い板と考え、2つのコアの間のポテンシャルはコア間の最短距離のみの関数で、その形はレナード・ジョーンズ・ポテンシャルの形をしているのである。コアポテンシャルには、分子の形や相互の配向がある程度取入れられている(⇒ビリアル係数、輸送係数、レナード・ジョーンズ・ポテンシャル)。

分子間ポテンシャルを理論的に求める方法は大きく3つある。第一は2分子全体のエネルギーを変分法などで計算し、断熱ポテンシャル曲面をつくる方法である。この方法の難点は分子間ポテンシャルの大きさは直接計算される全エネルギーの大きさに比べて非常に小さいので、かなり精度の高い計算が必要になることである。したがって比較的簡単な系についてしかこの方法は行われていない。第二の方法は分子間の相互作用を分子間の距離 $1/R$ のべきで展開し、摂動法を用いて分子間のポテンシャルエネルギーを $1/R$ のべき級数の形で求める方法である。この方法は特に R が大きいときに有効であり、全エネルギーではなく分子間ポテンシャルだけの表式であることおよび分子間ポテンシャルを誘起双極子・誘起双極子、誘起双極子・四極子、などの相互作用に分解して表すことができ定性的な解釈がつけやすいことなどの利点がある。中性の無極性分子間では二次の摂動計算によってファン・デル・ワールス力が導かれるが、この表式は光の分散の表式との類似によって、分散力またはロンドンの分散力ともいわれる。ただし摂動法では無摂動系について励起状態も含めてすべて厳密に解かれていることが必要で、さらに二次摂動以上では一般には無限級数の和を計算しなければならぬという困難が存在する。この困難を避けるため変分法と摂動法を併用してその長所を生かした摂動変分法を用いることもある。第三の方法はヘルマン-フインマンの定理を用いる方法で、正しい電荷分布が知られている場合に用いられる(⇒断熱ポテンシャル曲面、ファン・デル・ワールス力、分散式、ヘルマン-フインマンの定理)。

分子軌道(関数) [英 molecular orbital, 独 Molekül-orbital, 仏 orbitale moléculaire, 露 молекулярная орби-

та] 一般には分子全体に広がる一電子波動関数のことをいう。より制限された使い方としては、ハートリー-フォック近似において、ハートリー-フォック方程式

$$F\psi_i = \sum_j \psi_j \epsilon_{ji} \quad (1)$$

を満足するスピン軌道の空間部分をいうことがある。さらに、スピン軌道に適当なユニタリー変換を施すと式(1)は

$$F\psi_i = \epsilon_i \psi_i \quad (2)$$

という固有値方程式の形にすることができる。式(2)を満たすスピン軌道の空間部分は標準的な分子軌道とよばれる。標準的な分子軌道は分子全体に広がっている。分子の波動関数はスピン軌道の反対称化された積の線形結合として表されることが多いが、この反対称化された積はそこに含まれるスピン軌道にユニタリー変換を施しても変わらない。分子が閉殻構造をもち、スピン軌道を分子軌道とスピン関数(α または β)の積にとる場合には、分子軌道のユニタリー変換に対して、反対称化した積つまりスレーター行列式は不変である。この自由度を利用して、分子全体に広がる標準的な分子軌道から空間的により局在した分子軌道をつくることができる。この局在分子軌道は式(1)を満足しているが式(2)は満足していない。この局在化した分子軌道は閉殻構造をもたない分子の場合にも拡張して使われ、化学結合が周囲の相違にかかわらずほぼ一定の性質をもっていることの議論に使われている。

分子軌道 X 線 [英 molecular orbital X-rays, 独 Röntgenstrahlung vom Molekülorbital, 仏 rayon X moléculaire] 高エネルギー(100keV 以上, $1\text{keV}=1.602\times 10^{-16}\text{J}$)に(ただし軌道電子の速度より遅い相対速度で)加速した重イオンを標的原子に衝撃する。このとき衝突の途中でイオンと原子が非常に近い距離にいるときに発光する X 線をいう。高いエネルギーの重イオンを衝突させると正面衝突に近い場合には(衝突径数の小さい場合には)入射イオンと標的原子は非常に近くまで(0.1Å 以下)近づくことができる。この場合でも電子の速度(束縛エネルギー 300eV の軌道で約 $10^7\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)は衝突相対速度より速いので断熱近似が使え、電子の軌道は両方の原子核のつくる電場の下で軌道運動すると考えられている。これが分子軌道である。この分子軌道間の遷移による X 線が分子軌道 X 線である。この X 線は原子の X 線(特性 X 線)に比べて幅の広い連続スペクトルの X 線である。入射イオンの原子番号 Z_1 、標的原子の原子番号 Z_2 としたとき分子軌道 X 線の波長は原子番号が Z_1+Z_2 の原子からの X 線の波長に近い。このために $Z_1+Z_2>92$ となる場合には天然には存在しない原子の X 線に相当するものを観測することができる(⇒準分子、超重準原子)。

分子軌道法 [英 method of molecular orbitals, 独 Molekülorbitalmethode, 仏 méthode des orbitales moléculaire, 露 метод молекулярной орбиты] 分子の電子波動関数を一電子近似を用いて表すことを考える。このとき、それぞれの電子は原子核とほかの電子のつくるポテンシャルのなかを運動し、その波動関数は一般に分子全体に広がっている。このような一電子の波動関数を分子軌道(molecular orbital)とよび、分子軌道を用いて分子の全電子の波動関数を表す近似を分子軌道(MO)法という。この近似は分子を相互作用する原子の集りであるとして、原子波動関数を用いて分子波動関数を表す原子価結合(VB)法と並んで、分子の電子波動関数の二大近似法のひとつである。

いちばん簡単な分子軌道法では N 個の電子から成る系の波動関数を N 個の分子軌道の積として表す。このとき分子軌道の関数形をハミルトニアン期待値を最小にするという意味で「最善」になるように決定したのがハートリー近似である。

次に進んだ近似では、各分子軌道とスピン関数の積であるスピン軌道をつくり、 N 個のスピン軌道の積を任意の 2 個の電子の座標(位置およびスピン)の入れかえに対して符号を変えよう反対称化(antisymmetrize)した関数(これは 1 個のスレーター行列式で表される)を N 電子系の波動関数として用いる。この近似を ASMO 法という。ASMO 法でさらにスピン軌道を「最善」にしたのがハートリー-フォック近似である。ハートリー近似や、ハートリー-フォック近似は原子の場合に多く用いられているが、分子についても、原理的には、原子の場合と同様に自己無撞着場(SCF: selfconsistent field)の方法によって実行することができる。分子の場合のハートリー近似を MO-SCF 法、ハートリー-フォック近似を ASMO-SCF 法という(⇒ハートリー近似、ハートリー-フォック近似、自己無撞着場)。

分子軌道法においてさらに精度を高める主な方法としては、多くのスピン軌道に N 個の電子を詰めて得られる数多くの電子配置から出発してスレーター行列式をつくり、その線形結合で N 電子系の波動関数を近似する配置相互作用(CI)の方法がある。この際、各スレーター行列式の係数はやはり「最善」に定める(⇒スレーター行列式、配置相互作用)。

分子軌道を実際に求めるさいに、あらかじめ選んだ関数系(これを基底関数系とよぶ)の線形結合(linear combination)で近似することが多い。この場合に「最善」の軌道を求めるにあたって変えられるものは各基底関数の係数だけである。基底関数としては原子軌道(AO)を使うのが普通である。このときの MO 法を LCAO-MO 法とよぶ。MO-SCF 法、ASMO-SCF 法で LCAO 型の MO を用いるときはそれぞれ LCAO-MO-SCF 法、LCAO-ASMO-SCF 法という。

分子軌道法によると、分子の励起は 1 個または複数個の電子が仮想分子軌道(SCF 法で生じる軌道で、基底状態の電子配置に現れない軌道)に移移することにより、また電離は電子が占めていた分子軌道から電子がなくなることに記述される。また電子波動関数がわかると、分子内の電荷密度を等高線図として表すことが容易であり、また占有電子数解析という方法で各原子および結合に割当てられる電子数を求めることができる。これらが原子価結合法に比べてとき、分子軌道法のもつ特長である。一方、簡単な分子軌道法近似では分子内のある原子核間の距離を大きくしていった場合、近似の精度が甚だしく悪くなるという欠点がある。このハートリー近似やハートリー-フォック近似の欠点は配置相互作用を考えたと取除くことができる(⇒仮想分子軌道、占有電子数解析)。

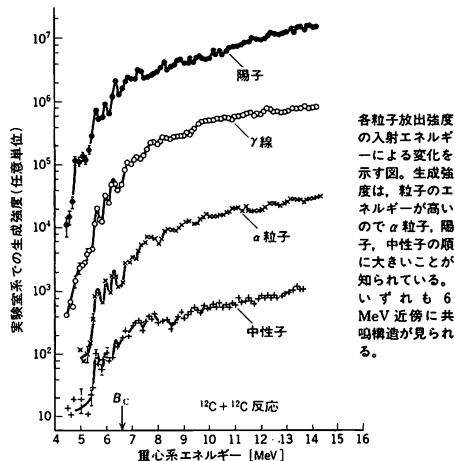
分子軌道は互いに直交しているようにつくられるのが普通である。多電子波動関数を用いているいろいろな物理量(その圧倒的大部分は一電子または二電子演算子の和として表される)の期待値を求めるには軌道が直交している場合の方が軌道が直交していない場合(たとえば原子価結合法では直交していない原子軌道関数から直接多電子波動関数を組立てる)に比べて著しく簡単で、これは分子軌道法の

最大の数学的利点である。

分子軌道を基底関数の線形結合で表してあるとき分子軌道法を用いて分子の諸物理量を計算するには、演算子と基底関数を含んだ数多くの定積分(分子積分とよばれる)の値を求めることが必要となる。これらの分子積分をすべて計算する(評価してみれば結果に影響を及ぼさないと判断されるときには無視するか近似することがある)場合、非経験的あるいは *ab initio* (アブイニシオ; 最初からの意味のラテン語)分子軌道法とよぶ。分子積分の一部をパラメータとして取扱い、たとえばある実験値を再現するように値を決めたりする場合には半経験的分子軌道法とよび非経験的分子軌道法と区別する。半経験的分子軌道法には、どの分子積分をパラメータとして取扱いどのようにその値を定めるかにより数多くの方法がある。一般に非経験的 LCAO-ASMO 法は必要とする計算の量が多く、しかもその量が対象とする系の大きさが増大すると急激に増えるという欠点がある。その点、半経験的 LCAO-ASMO 法では必要とする計算の量は非経験的方法に比べて著しく少ない。似た系(たとえば一連の炭化水素)のある性質を記述するには半経験的 LCAO-MO 法はしばしば極めて有用である。一方、ある分子のいろいろな性質を同じ波動関数を使って調べるには非経験的 LCAO-MO 法を使うことが必要である。今日では電子計算機の発達に伴って非経験的な計算を実行できる分子の種類が急速に広がっており徐々に半経験的方法是非経験的方法に席を譲りつつある(⇒半経験的分子軌道法)。

分子吸光係数 [英 molar extinction coefficient, 独 molarer Extinktionskoeffizient, 仏 coefficient d'extinction moléculaire, 露 молярный коэффициент экстинкции] ⇒ ランベール-ベールの法則, 吸光度

分子共鳴(原子核の) [英 quasi-molecular resonance, 独 quasimolekulare Resonanz, 仏 résonance quasi-moléculaire, 露 квазимолекулярный резонанс] 原子核反応において、原子核どうしが分子状の状態をつくって共鳴する現象。入射エネルギー E がクーロン障壁 B_c より低い $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ 衝突の反応断面積には、幅の狭い(50~200 keV)共鳴が観測される。陽子, γ 線, α 粒子, 中性子が放出される反応の断面積を図に示す。エネルギー $E = 6 \text{ MeV}$



の近傍の3つの共鳴がこれらの反応に共通に観測される。エネルギーが $E > E_c$ になると、弾性散乱や反応の断面積に幅 100~500 keV の中間的な共鳴が観測される(⇨核の中間共鳴)。これらの共鳴状態は、2つの核が接触する距離のところにポテンシャルエネルギー表面に谷ができて、この谷に核が束縛されて互いに回転する分子の共鳴状態であると考えられる。ポテンシャル表面に谷ができるのは、外側のクーロン障壁、内側の遠心力障壁、核力による引力ポテンシャルの3つのつり合いのためであるが、このほかにバウリの原理による斥力効果、粒子交換による引力効果、核の変形により生じる到達距離の長い引力などに関与する。

分子構造 [英 molecular structure, 独 molekulare Struktur, 仏 structure des molécules, 露 молекулярная структура] 狭い意味では、分子内の原子核の相対的配置(原子核間距離と原子価角)をいうが、広い意味ではその分子の回転や振動の状態(動的構造)およびその分子の結合にあずかる電子の分布状態(電子構造)も含めていう。ここでいう分子には、励起状態にある分子、イオン、ラジカル、反応中間体などの短寿命の分子種も含められる。さらに固体における原子や分子の配列状態、液体の分子レベルでの構造、さらには相転移の現象も分子を広く解釈して分子構造論の対象として考えるようになってきている。

分子内の原子核配置の実験的決定は、分子線、X線、中性分子の回折から原子核間距離を直接求めたり、赤外線吸収スペクトル、ラマン・スペクトル、マイクロ波スペクトル、発光および吸収の電子スペクトルから得られる分子の振動回転の情報から間接的に求めたり、双極子モーメント、誘電率、質量分析、核磁気共鳴スペクトル、超音波吸収スペクトルなどの測定値を補助的に使ったりして、総合的に行われる。なお平衡核間距離には、振動回転の基底状態における平均距離 R_0 と断熱ポテンシャル曲線の極小値を与える距離 R_e の2種類があるので注意しなければならない。たとえば、 H_2 分子の $R_e = 0.7414 \text{ \AA}$ 、 $R_0 = 0.758 \text{ \AA}$ 、CO 分子の $R_e = 1.128 \text{ \AA}$ 、 $R_0 = 1.131 \text{ \AA}$ である。また気体電子線回折の結果によると直線状の CS_2 分子の、CS 距離 (1.559 \AA) の2倍は SS 距離 (3.113 \AA) に等しくならない。これは分子の振動を考慮することによって説明される。さらに一般に、実験手段の違いによって、得られる原子核間距離がどのような平均値を表しているかが異なるので、分子構造についての精密な議論をする際には注意が必要である。

原子間の結合を説明する電子構造のようすは、電子スペクトル、核磁気共鳴スペクトル、双極子モーメント、核四極子モーメントによる超微細構造スペクトル、X線やそれと同程度のエネルギーをもつ電子線を使った電子分光スペクトル、分極率、シュタルク効果などいろいろな方法から知ることができる。常磁性物質については、電子スピン共鳴スペクトルやゼーマン効果、磁化率などの測定結果も利用される。また以上の実験手段や種々の波長のレーザーを組合せて、2個以上の状態間の遷移に伴う分子構造の変化を追跡することも行われている。生体関連物質の分子構造の研究も盛んに行われている。このような複雑な現象や物質の追求が可能になったのは、分子の分子構造理論の進歩により、理論的裏打ちができるようになったことが大きな原因である。化学結合の本質についての量子力学的理解が、 H_2 分子のハイトラー-ロンドン-杉浦の理論によっ

て得られて以来 50 年近くになるが、その間簡単な二原子分子を除くと理論的研究は定性的ないし半定量的な形でしかなされなかった。しかし近年の電子計算機と計算技術の急速な発達により、ときには実験からは得られない情報が信頼度の高い計算で得られるようになった。たとえば不定比化学種(成分元素の比率が定比例の法則に従わない化合物)の分子構造や、分子振動の詳細な知見などが、このような計算から得られる。また分子のいろいろな励起状態についても、断熱ポテンシャル曲面を理論的に計算で求めて、それを振動・回転の解析に使うことができるようになった。

分子磁石 [英 molecular magnet, 独 Molekularmagnet, 仏 aimant moléculaire, 露 молекулярный магнит]

量子論に基づく近代的磁性論誕生以前に J. A. Ewing によって強磁性体のヒステリシス現象を説明するために導入された概念。磁石をどのように分割しても磁石であるということから、分割体の極限として分子も磁石であろうという考えに基づいて名づけられ、ヒステリシスは分子磁石の相互作用によるとされた。

分子条件 [英 molecular condition, 仏 condition moléculaire, 露 молекулярное условие] 容器や管の中にある気体のふるまいを考えると、境界条件のなかで現象を特徴づける寸法(たとえば、管の内径やオリフィス径など) D とその気体の平均自由行程 λ との間に $D \ll \lambda$ の関係が成り立つ場合、分子条件が成立しているという。分子条件が成立していれば、気体分子どうしの衝突は無視でき、現象の理解や記述は個々の分子と壁との衝突のみによって表されることになる。

分子衝突 [英 molecular collision, 仏 collision moléculaire] 狭くは分子(分子イオンも含む)どうしの衝突、広くは分子・分子イオンの関与する衝突一般を意味する。後者なら相手が原子や固体表面であってもよい。衝突する粒子の少なくとも一方が単原子でなく分子であることを強調し、原子どうしの衝突と区別する立場からこの名称を用いる場合が多い。なお、相手が電子である場合は、衝突の性格が著しく異なるため、電子・分子衝突とよんで区別する。原子と違い分子では振動・回転の自由度があり、衝突により解離したり、化学反応によって相手との間で組替えを起したりできることが分子衝突の特徴である。

分子進化 [英 molecular evolution, 独 molekulare Entwicklung, 仏 évolution moléculaire, 露 молекулярная эволюция] 遺伝子の本体である DNA の塩基配列やタンパク質のアミノ酸配列に関する進化をいう。異なる生物種にあって同様の機能をもつタンパク質(相同タンパク質)は、少数の互いに異なるアミノ酸配列をもっている。たとえば、ヘモグロビンの α 鎖の場合、哺乳類ではすべて 141 個のアミノ酸からできているが、そのアミノ酸配列は、ヒトとゴリラとは 1 ヲ所、ヒトとウシやウマとは約 20 ヲ所を除いて一致している。共通の祖先タンパク質から現存するタンパク質に至る系統線上のどこかでアミノ酸置換が起ったのである。その1年当りのアミノ酸置換率を分子進化速度とよぶ。ヘモグロビンの α 鎖の進化速度は約 1×10^{-9} 、チトクローム c (⇨チトクローム) では約 0.3×10^{-9} である。分子進化速度はタンパク質の種類によらず、ほぼ 10^{-9} の値を示す。分子進化速度にみられる経験則として、(1) タンパク質分子の機能と三次構造が本質的に変らない限り、系統樹の違いによらず一定である、(2) 機能的に重

要な分子あるいは分子の一部分ほど遅い、ことなどが知られている。木村資生(1968年)、そして J. L. King と T. H. Jukes (1969年)は、分子進化の特徴を説明する仮説として中立説を唱えた。これは、タンパク質分子のアミノ酸配列および DNA の塩基配列の変化は、自然淘汰に関係のない中立な突然変異の蓄積によって生じるという考えである。突然変異が環境によって選択され淘汰されるというダーウィニズムの考え方とは異なるので非ダーウィニズムともよばれる。DNA の塩基配列が続々と解明されつつある現在、分子進化の研究は今後飛躍的に進展することが期待される。

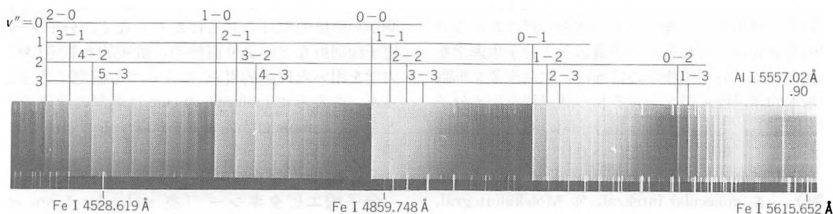
分子振動 [英 molecular vibration, 独 Molekülschwingung, 仏 vibration moléculaire, 露 молекулярное колебание] ⇒ 基準振動

分子スペクトル [英 molecular spectrum, 独 Molekülspektrum, 仏 spectre moléculaire, 露 молекулярный спектр] 分子の発光や吸収によって生じる光のスペクトル。分子スペクトルは通常バンドの形状を示すので、バンドスペクトルまたは帯スペクトルともいう。分子のエネルギー準位は、電子系のエネルギー準位、振動のエネルギー準位(⇒振動準位)、回転のエネルギー準位(⇒回転準位)の和として考えられ、それぞれの準位間の遷移が重なってバンド状のスペクトルを呈する。電子系のエネルギー準位の間隔は1~10eV、振動準位の間隔は0.1~0.3eV程度、回転準位の間隔は0.001~0.01eV程度であるので、電子状態間の遷移に伴って生じる、いわゆる電子バンドスペクトルは可視領域から紫外領域に現れ、電子状態は変化しないで振動状態および回転状態間の遷移によって生じる回転振動スペクトルは近赤外領域に、そして回転状態のみの間の遷移で生じる純粋な回転スペクトル(または回転線)は赤外領域から遠赤外領域に現れる。このような分子スペクトルの分光学的研究によって、分子の電子状態、振動状態、回転状態を記述するための定数、たとえば、電子項の種類や多重性、解離極限、平衡核間距離、振動定数、回転定数などのいわゆる分子定数を求めることができる。二原子分子

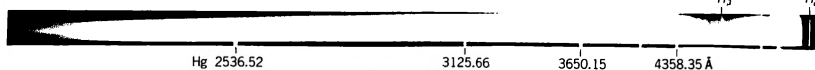
では高分解能分光器を用いれば、バンドのなかの回転線まで分離して観測できることが多いが、多原子分子では振動モードが多いため振動バンドのいくつかが重なることがあったり、回転線の間隔が一般に狭いこと、回転線が数多く存在すること、などのために、通常の光学的手段では回転線まで分離して観測することは一般に難しい。回転スペクトルの観測にはマイクロ波や、レーザーを用いた超高分解能分光法が用いられる。また分子スペクトルでも、遷移に関与する一方の準位が連続状態、たとえばポテンシャル曲線が極小をもたない反発型ポテンシャルであったり、イオンと電子に解離する電離状態であったりする場合には、連続スペクトルを呈することもある。

分子スペクトルの例を図に示す。図aはAlOラジカルの上位電子項 $A^2\Sigma$ から基底項 $X^2\Sigma$ への遷移による発光スペクトルで、多くの $v'-v''$ バンド(v' は上位項の、 v'' は下位項の振動量子数)から成る。これらのバンドは $\Delta v=2, 1, 0, -1, -2$ の各シーケンスや $v''=0, 1, 2, 3$ の各プログレッションに組分けされる(⇒シーケンス、プログレッション)。各バンドは規則的に並ぶ多数の回転線から成り、回転線が最も密に集まったところをバンドの頭(図中の上方に引出し線を引いた部分)という。図bは水素分子の連続発光スペクトルで、下位項が不安定な $b^2\Sigma_u^+$ 項であるため連続スペクトルとなる。1850~3600Åの波長範囲で、吸収スペクトルを観測する際の連続光源として使われる。これより長波長側には、バルマー系列、水素のバンドスペクトルなどが重なっている。図cは典型的なバンド構造の例(As^3S の $A^2\Pi_{3/2}-X^2\Pi_{3/2}$ 系列の0-7バンド)で、このバンドにはPの枝とRの枝が現れ、Rの枝の $J=4\frac{1}{2}$ (J は下位項の回転量子数)の付近にバンドの頭がある(⇒バンドの頭)。各回転線の下に書かれた数は $J-1/2$ を示す。

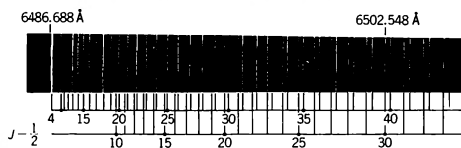
分子性結晶 [英 molecular crystal, 独 Molekularkristall, 仏 cristal moléculaire, 露 молекулярный кристалл] 分子どうしが弱いファン・デル・ワールス力により緩く結合してつくられた結晶を分子性結晶とよぶ。構成単位となる分子では、共有結合により安定な閉殻電子構造がとられ



a. AlO の $A^2\Sigma-X^2\Sigma$ 系列のバンドスペクトル



b. 水素分子の連続スペクトル



c. As^3S ($A'-X$)系列の0-7バンド

ることが通例で(ただし酸素分子などは例外である), そのため電子は分子内部に局在することになる。したがって分子性結晶の多くは絶縁体となる。また分子間の結合力が弱いから、結晶はやわらかく、融点も低く、昇華しやすいものが多い。Ar, Kr, Xeなどの希ガス元素、酸素分子、水素分子などは、それぞれ融点-189.2°C、-156.6°C、-111.8°C、-218.9°C、-259.3°Cのファン・デル・ワールス結晶となる。ベンゼン、ナフタレン、直鎖状パラフィンなどの有機化合物、ポリエチレンなどの高分子結晶もこれに属するが、振動スペクトルなどの光学的性質は、分子間力が弱い自由分子とほとんど同じである。また分子間力が弱いことを反映して、分子運動の変化に基づく相転移を示すものが多い。たとえば、ベンゼン結晶の融点は5.4°Cであるが、-180°C以上ではベンゼンはその分子面に垂直な軸のまわりで比較的自由に回転運動が可能である。直鎖状パラフィン結晶も、融点直前では分子鎖軸を中心に回転を行う。これらを回転転移とよぶ。

構成する分子の種類によってはファン・デル・ワールス力による結合だけでなく、水素結合が結合の形成に大きく寄与していることもある。また、電荷移動力が働いて分子間に弱い配位結合が生ずる電荷移動型分子化合物では、分子が帯びる電荷のため分子中の結合距離が変化し、それに伴って振動スペクトルに大きな変化が見られる場合もある。なお、グラファイト、雲母などにおいても積層間の結合には部分的にファン・デル・ワールス力が介在するが、通常これらは分子性結晶のなかに含まない。

分子生物学 [英 molecular biology, 独 Molekularbiologie, 仏 biologie moléculaire, 露 молекулярная биология] 17世紀初頭から約200年間、生物学は生体の構造・機能を主として、形態学的・機械論的な見地から研究した(⇒近代生物学)。しかし、今世紀に入ってから、生物学は生命現象を分子のレベルで生化学的・生物物理学的に研究しはじめ、有効エネルギーの獲得・変換の機構や、遺伝情報・環境情報の処理の機構などについて、輝かしい成果を収めてきた。そして現在も目覚ましい発展を遂げつつある(⇒生物物理学)。このような現代生物学の研究分野を分子生物学という。遺伝学・生理学などの個別分野における分子生物学的な研究は、それぞれ分子遺伝学・分子生理学などと呼ばれている。分子生物学の精神は、生命現象を細胞レベルの基本的諸過程に還元し、それら諸過程を担う分子群を単離・同定し、さらにそれら諸分子間の相互作用の機構を明らかにして、細胞の諸機能ひいては生物の諸生活を理解しようとしているところにある。

分子積分 [英 molecular integral, 独 Molekülintegral, 仏 intégrale moléculaire, 露 молекулярный интеграл] 分子の電子状態を分子軌道法、原子価結合法などの理論を使って計算するには、いろいろな演算子を、2つの分子軌道関数あるいは原子軌道関数で挟んだ関数の積分の値が必要になる。このような積分を総称して分子積分という。演算子としては、運動エネルギー、電子と電子あるいは電子と核の間のクーロン・ポテンシャルエネルギーなどが代表的なものである。軌道関数としては、スピンを考える場合もあるが、普通は空間座標のみの関数を考える。したがって、積分は電子の空間座標について行う。分子積分のなかで、電子1個に関する積分を一電子積分、2個の電子に関する積分を二電子積分という。分子積分のなかで特に重要なものとして、分子軌道または原子軌道を p, q, r, s 、二電

子演算子を U としたときの二電子積分

$$\langle pq|U|rs\rangle = \iint \psi_p^*(1)\psi_q^*(2)U(1,2)\psi_r(1)\psi_s(2)d\mathbf{v}_1d\mathbf{v}_2$$

がある。このうち、 $\langle pq|U|pq\rangle$ をクーロン積分または直接積分、 $\langle pq|U|qp\rangle$ を交換積分とよぶ。クーロン積分は、 $-e|\psi_p(1)|^2d\mathbf{v}_1$ と $-e|\psi_q(2)|^2d\mathbf{v}_2$ とがそれぞれ電子1と電子2の電荷分布と解釈できるので、古典電磁気学におけるクーロン相互作用のエネルギーに対応していることから名づけられた積分である。他方、交換積分は、古典論とは対応のつかない量子論特有の積分である。 $\langle pq|U|qp\rangle$ は、 U の前と後で p と q が交換していること、波動関数を電子の交換に對し符号が変わるようにとることから生じる積分であることと二重の意味で交換積分とよばれている。 p, q, r, s を原子軌道とした $\langle pq|U|rs\rangle$ において、 U が電子と電子のクーロン・ポテンシャルエネルギー演算子のように中心をもたない演算子で、 p, q, r, s のすべてが同一の原子に属している場合を一中心積分という。 p, q, r, s のすべてが2つの原子のいずれかに属している場合を二中心積分、以下同様にして三中心積分、四中心積分と分類できる。しかし、 U が電子と核のクーロン・ポテンシャル演算子のように中心をもつ場合は、その中心も含めて、二中心積分、三中心積分などと定義する。たとえば、一電子積分 $\langle p|U|q\rangle$ において、 p, q および U の中心が異なるときはこれを三中心積分とよぶ。三中心積分以上を多中心積分とよぶこともある。

分子説 [英 molecular hypothesis, 独 molekulare Hypothese, 仏 hypothèse moléculaire, 露 молекулярная теория] 気体状態にある物質は、何個かの原子の集りである分子から構成されているとする説。たとえば気体酸素は、酸素2原子で構成できる酸素分子による。J. Dalton の原子論で説明できなかった気体反応の法則(1808年)は、分子説に基づくアボガドロの仮説(1811年、⇒アボガドロの仮説)によって理解できるようになった。アボガドロの仮説は、50年余り後(1858年)、S. Cannizzaro の研究によって広く認知され、分子説は単なる仮説の域を脱するに至った。分子の存在は、現在では気体の巨視的な観測から間接的に知られるばかりでなく、分子スペクトル、電子線回折などのより直接的、微視的な測定(および量子力学を用いた理論的計算)によっても確認できるようになった。ちなみに molecule の cule は名詞の語尾で小さいことを示し、mole はかたまりを意味することばである(⇒分子, 分子科学)。

分子線 = 分子ビーム

分子線エビタキシー [英 molecular-beam epitaxy, 独 Molekularstrahl-Epitaxie, 仏 épitaxie à faisceau moléculaire, 露 эпитаксия молекулярного пучка] 真空蒸着膜のエビタキシー(⇒エビタキシー成長)のことであるが、蒸発源からの分子(原子)線の強度を精度よく制御した蒸着法である。最近この方法が半導体素子の作成に応用されるようになってから、分子線エビタキシーという呼び名が使われるようになってきている。真空中で蒸発源から飛来する分子(原子)を下地上に吸着させ層状に結晶成長させる。化合物の場合はその組成の各成分に対応する数の蒸発源を置き、蒸発量、吸着量、膜厚、組成などを制御する。この方法は分子(原子)の1個1個を規則正しく表面に配置させていく一種の結晶成長法である。最近ではこれらの成長条件をコンピューターで制御して成長させるようになり、有用

なエレクトロニクス素子が人工的に合成できるようになっている。この方法によれば、天然には存在しない組成や構造をもった物質を作成することができる。たとえばⅢ-V族、Ⅱ-Ⅳ族、Ⅳ-V族化合物半導体薄膜などや、GaAs層とAl_{0.5}Ga_{0.5}As層を交互に成長させた多層膜などが作成できるようになっており、エレクトロニクス材料や素子の作成に有望な方法と見られている。

分子線散乱 [英 molecular beam scattering, 独 Molekularstrahlstreuung, 仏 diffusion de faisceau moléculaire, 露 рассеяние молекулярных лучков] 気体分子を平行性のよいビームにして、その気体分子、固体表面での散乱の測定を分子線散乱という。原子は単原子分子であるから、原子線散乱も分子線散乱ということがある(⇒原子線散乱)。分子線源として化学的に活性な分子種を用いると、標的の気体分子や表面吸着種と化学反応を起した反応性散乱の分子が検出でき、反応の素過程を直接調べることができる。すなわち、反応生成物の角度分布、入射角依存性、温度依存性から、従来の反応速度の測定法では得られない有用な知見が得られる。さらに、レーザーを用いて特定のエネルギー準位に励起した分子線や、反応生成物からの発光を検出することにより、状態を選別した反応素過程の研究も行われている(⇒分子ビーム)。また、触媒作用の基礎研究を進める有力な実験手段として、固体表面での分子線散乱が注目されている。

分子線磁気共鳴 [英 molecular beam magnetic resonance, 独 magnetische Resonanz des Molekularstrahls, 仏 résonance magnétique à faisceau moléculaire, 露 магнитный резонанс молекулярного пучка] 磁気モーメントをもつ分子ビーム(分子線)は、不均一磁場によって曲げられる。またこのような分子は一樣な静磁場中でいくつかのエネルギー準位をもち、その準位の間隔に対応する振動数の振動磁場によってエネルギー状態が遷移する(これを磁気共鳴による遷移という)。この2つの現象を組合せて、分子の磁気モーメントを精密に測定する実験法が考案された。これを分子線磁気共鳴法という。2組の方向が互いに逆の不均一磁場をつくる電磁石を直線状に並べ、そこに1点から出た分子ビームを通す。途中スリットを設けて特定の磁気モーメントとある限られた速度範囲の速度をもつ分子ビームだけが出口に集束するように設定しておく。2組の電磁石の中間に不均一磁場の方向に一樣な静磁場をかけさらにビームおよび静磁場の方向に垂直な方向に高周波の磁場をかけて磁気共鳴を起させる。静磁場で決る定常状態のひとつにある分子が磁気共鳴によってほかの定常状態に遷移を起すと磁気モーメントの静磁場方向の成分が変化し、分子は集束しなくなるのでその分だけ分子線強度が減少する。共鳴周波数は高い精度で測定できるので、これにより分子の磁気モーメントが精密に測定できる。2状態の分子ビームを用いれば核磁気モーメントの測定も行える(⇒分子ビーム)。

分子線分光 [英 molecular-beam spectroscopy, 独 Molekularstrahlspektroskopie, 仏 spectroscopie par faisceaux moléculaires, 露 спектроскопия молекулярных пучков] 一方に一樣に流れる分子流をつくり、多くの場合これと直角な方向から電磁波を当てて行う分光法。分子線には2種類ある。一つは低圧の分子線源からスリットまたは細管を通して真空中に吹出されたものであり、この場合分子は、ほとんど衝突しないで真空中を進む(エフェ

ーザービーム)。他の一つは細孔の大きさに比べて平均自由行程が十分短くなっているような高圧の分子線源から吹出されるもので、この場合、分子は多数回衝突し、かつ広がりながら真空中を進むので、その速度分布は狭くなり、また実効的な温度も下ってくる(超音速分子線、ノズルビーム)。分子線の径方向の広がりを制御するなどの目的で、線源のあとに、さらにスリットやスキマーを併用することが多い。

分子線分光の一つの目的は、高分解能分光である。電磁波の進行方向に分子は速度成分をほとんどもたないのでスペクトル線のドブラー幅を除去できる。分子密度がかなり低いと、マイクロ波遷移の検出は容易ではないが、状態選別器を併用したメーザー分光計により検出感度が著しく高められた(⇒メーザー)。赤外や可視レーザーを光源とすれば吸収の検出は容易である。分子線とレーザー光線との交差角を適当に変えて、ドブラーシフトしたスペクトル線をレーザー線に共鳴させる方法もある。

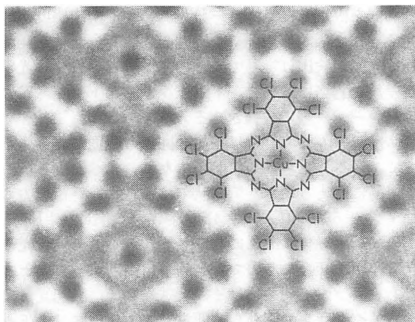
ノズルビームの場合には振動や回転の温度が著しく下がるので、スペクトル構造が簡単になり、スペクトル線の帰属を容易に行える。また気体状では存在しない結合力の弱いファン・デル・ワールズ分子などの検出にも用いられる。分子線の場合、流れに沿って異なる場所で励起光や検出光を作用させられるので、実験の自由度が増すことも利点である。ラムゼー共鳴はその特殊な例で、励起光と検出光が分子流を通して干渉し、非常に幅の狭いスペクトル線が得られている。

分子線メーザー [英 molecular-beam maser, 独 Molekularstrahlmaser, 仏 maser à faisceau moléculaire, 露 мазер на молекулярном пучке] 分子ビームを用いるメーザーをいう。高真空中に分子(または原子)がほぼ一方に流れるような分子ビーム(または原子ビーム)では、分子間の衝突がほとんど起らないので、緩和が非常に遅くなる。そこで、不均一電場、不均一磁場、または電磁波を用いて分子(または原子)の状態を選別し、マイクロ波遷移の上のエネルギー状態にある分子を下のエネルギー状態にある分子より多くもつた分子線をつくること(⇒反転分布)。このような反転分布分子ビームに弱いマイクロ波が入射すると、共鳴周波数で誘導放射が起る。可変周波数の入射波を用いれば、マイクロ波分光計として、幅のせまいスペクトル線が観測される。

入射マイクロ波の回路損失よりも分子ビームの誘導放射による利得が大きければ、入射波は増幅され、雑音の少ない増幅器になる。また、空洞共振器を用いれば、分子ビームによる利得が共振器の損失を上まわるときメーザー発振が起る。最初につくられたメーザーはアンモニアメーザーであった。現在では、原子ビーム水素メーザーが高精度の周波数標準として用いられている(⇒水素メーザー)。

分子像 [英 molecular image, 独 molekulares Bild, 仏 image moléculaire, 露 молекулярное изображение] 分子そのものの外形およびその構造を示す高分解能電子顕微鏡像のこと。重原子染色などで補助的にコントラストを増大させた生体高分子の電子顕微鏡像も分子像の一種である。位相物体とみなしうる程度に薄い分子性結晶を主軸の方向から電子線で照射したとき現れる多数の反射波(⇒系統的同時反射)を対物レンズの像面で干渉させると、主軸の方向に周期的に重なった同一配向のすべての分子の二次元フーリエ像が合成される。分子のより微細な構造を見る

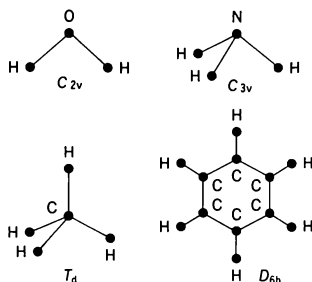
ためには、できるだけ大きい回折角の反射まで結像に利用するのが望ましいが、対物レンズの球面収差により制限を受ける。このため最も条件のよい伝達関数を与える焦点位置を定め、激しい位相の変動を伴う高角部を通る反射波を遮るに適した孔径の絞りをを用い、これより低角部の反射のみを結像に用いる。したがって分子像に検出される構造の細部は、対物レンズの分解能 δ に依存する。球面収差係数を C_s 、波長を λ とすると、 $\delta = 0.63 C_s^{1/4} \cdot \lambda^{3/4}$ の関係があり、 C_s を一定とすると、光源の加速電圧を高め、 λ を短くするのが分解能を高めるのに効果的である。図は 500 kV の加速電圧の電子顕微鏡で撮影した塩化フロアニン



銅($\text{Cl}_{16}\text{C}_{32}\text{N}_8\text{Cu}$)結晶内に配列した分子像の一例で、Cl, Cu などの構成原子、ベンゼン環、ポルフィリン環などが観察される。結晶が厚い場合、すべての反射は動力学的効果を強く受け(⇒動力学的回折理論)、合成像は正しい構造を示さず、しばしば原子と見まちがう偽像を与える。対象となる結晶について、多波近似法で計算した反射の振幅と位相に基づき、許容される最大限の厚さを確認する必要がある。分子像の観察は写真フィルムなど像記録装置の解像力との関係上、数十倍以上の直接倍率が必要であり、強い電子線による照射が要求され、試料が損傷を受けやすい。これを避けるため、照射を像記録のみに制限する最少照射法が用いられ、照射損傷に敏感な一般の有機化合物分子や DNA などの生体高分子の未染色の像の撮影も可能となった。

分子増幅器 [英 molecular amplifier, 独 Molekularverstärker, 仏 amplificateur moléculaire, 露 молекулярный усилитель] 分子は一般に多数の固有エネルギー準位をもつが、これらの準位の間の遷移を利用して入射波を増幅する装置をいう(⇒メーザー, 分子線メーザー)。

分子対称 [英 molecular symmetry, 独 Molekülsymmetrie, 仏 symétrie moléculaire, 露 молекулярная симметрия] 分子が平衡核配置において対称性をもつ場合、その対称性を分子対称とよぶ。たとえば、水分子 H_2O は二等辺三角形の対称性をもち、アンモニア分子 NH_3 は正三角錐の対称性をもつ。分子対称の種類は、分子をそれ自身に重ねる回転、反転、鏡映、回映の集合によって表される。これらの対称操作は分子の重心を動かさないから、1点を固定した対称操作であり、したがってその集合は点群である。たとえば、図に示したように水分子の対称操作の群は C_{2v} 、アンモニア分子では C_{3v} 、メタン分子 CH_4 では T_d 、ベンゼン分子 C_6H_6 では D_{6h} である(⇒点群)。



分子体積 [英 molecular volume, 独 Molekülvolumen, 仏 volume moléculaire, 露 молекулярный объём] 純物質(単体または化合物)の気体、液体または分子結晶などその物質が分子から成り立つ場合、その物質 1 mol が占める体積をいい、その物質の分子量を密度で割った値として得られる。分子容ともいう。気体物質の分子体積が 0°C , 1 atm で約 22.4dm^3 であることはよく知られているが、固体化合物ではその分子体積の加法性が成り立つ場合、すなわち固体化合物の分子体積がそれを構成する原子の原子体積の和として表される場合がある(⇒原子体積)。

分子置換法(構造解析の) [英 molecular replacement method, 仏 méthode de remplacement moléculaire, 露 метод молекулярного обмена] 球状タンパク質の X 線構造解析で用いられる結晶構造因子の位相決定法のひとつ。分子量が大きい球状タンパク質は、化学的にも構造的にも等価な、または非常によく似た複数個のサブユニットから構成されていることが多く、またその結晶ではサブユニットの間に結晶学的に対称ではなく、局部的な擬対称が見られることが多し。このときサブユニットの相対的な向きと位置を求め、次に結晶構造因子の位相を求める方法があり、これを分子置換法という。そのなかで、バターソン関数を原点のまわりに回転させてもとの関数と重ね、分子内ベクトルの多い原点近傍の一致の度合を調べることによってサブユニットの相対的な向きを求める方法を回転関数法という。バターソン関数の代りに逆格子の回折強度分布を直接用いる方法もよく用いられる。ヘモグロビンやウイルスのようにこの種のサブユニット構造をもつ例は多いので、今後応用例が増えよう。

分子定数 [英 molecular constant, 独 molekulare Konstante, 仏 constante moléculaire, 露 молекулярная постоянная] 分子の電子状態、振動状態、回転状態などの物理的状态を記述するのに用いる定数。平衡核間距離(r_e)、 r_e における分子のポテンシャルエネルギー、イオン化ポテンシャル、それぞれの電子状態における解離エネルギー(D_0)、振動定数(ω_e , $\omega_e x_e$, $\omega_e y_e$ など)、回転定数(B_e , a_e など)、力の定数、結合エネルギーなどの多くの定数がある。

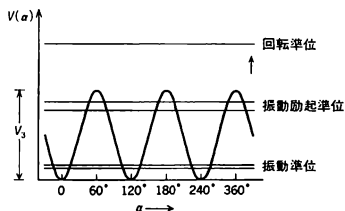
分子電場 [英 molecular field, 独 Molekülfeld, 仏 champ moléculaire, 露 молекулярное поле] 物質中の分子または原子に働く電場(⇒局所電場)。

分子電流 [英 molecular current, 独 Molekularstrom, 仏 courant moléculaire, 露 молекулярный ток] A. M. Ampère は分子内にもループ電流が流れているものと考え、そのループ電流がもつ磁気モーメントによって、物質の磁性を説明しようとした。このループ電流を分子電流と

いう。現在では、分子電流に対応する電子の軌道運動のほかに、電子や原子核のもつスピンにも磁気モーメントが伴っており、それらが物質の磁性で重要な役割を果たしていることがわかってきている。

分子ドラッグポンプ [英 molecular drag pump, 露 молекулярный насос] 広い意味では、真空ポンプの一種である分子ポンプの別名。狭い意味では、分子ポンプのひとつであるターボ分子ポンプと区別して用いられるもので、分子ポンプの一種。つまり、気体分子に運動量を与えるための高速運動面(たとえば高速回転表面)が常にその面と平行に動く形式のもの。最近ではほとんどターボ分子ポンプが用いられており、この型のものはあまり見られない。

分子内回転 [英 intramolecular rotation, 独 innermolekulare Drehung, 仏 rotation intramoléculaire, 露 внутримолекулярное вращение] 多原子分子は平衡構造のまわりに多数の微小振動モードをもつが、そのうちある結合軸のまわりのねじれ振動の振幅が大きくなると、この振動はその結合軸のまわりの回転運動に近づく。この運動を分子内回転という。たとえばエタン分子ではC-C結合を軸として2個のメチル基が互いに分子内回転を行う。この場合、分子内回転角を α とすると、分子内回転ポテンシャルエネルギー関数は $V(\alpha) = (V_3/2)(1 - \cos 3\alpha)$ で近似でき、図のようになる。 V_3 が十分高いとすると2つのメチル基は互いに3個の等価な谷のいずれか1つに対応する位置関係にあって、その近傍で安定で調和振動している。



ル基は互いに3個の等価な谷のいずれか1つに対応する位置関係にあって、その近傍で安定で調和振動している。 V_3 が小さいときはトンネル効果でポテンシャルエネルギーの山を通りぬけることができるので自由回転ではないが束縛されながら回転する状態となる。エタンの場合 V_3 は11.7 kJ·mol⁻¹であってこの場合に当る。エタンが誘導体になって分子が軸対称性を失うと、回転異性が生れる。回転異性体を隔てるポテンシャルエネルギー障壁を回転障壁という。エタンの場合では振動の基底状態から V の山を越すに必要なエネルギーに相当する。

分子熱 = モル比熱

分子の慣性モーメント [英 molecular moment of inertia, 独 molekulares Trägheitsmoment, 仏 moment d'inertie moléculaire, 露 молекулярный момент инерции] 分子は原子の集合体であるが、近似的には原子の相互配置を不変として分子を剛体とみなすことができる。この場合、分子に対して定義される慣性テンソルの主軸ならびに主慣性モーメントは分子の回転運動を記述するうえで重要な量となる。分子の3つの主慣性モーメントのうち、3つとも値が等しい場合は球形分子、2つとも値が等しい場合は対称こま形分子、3つとも値が異なる場合は非対称こま形分子という。二原子分子や、原子が3つ以上でも直線上に配置されている直線分子では、分子軸のまわりの主慣性モーメントはなく、ほかの2つの主慣性モーメントは

互いに等しい。剛体近似による分子の回転エネルギー準位は直線分子を例にとると(主慣性モーメントを I 、回転角運動量量子数を J として) $J(J+1)\hbar^2/2I$ と書ける。対称こま形分子では対称軸のまわりの慣性モーメントが I_a 、これに垂直な軸のまわりの慣性モーメントが I_b であるとするとき、回転エネルギーの表式は $J(J+1)\hbar^2/2I_b + K^2(I_a^{-1} - I_b^{-1})\hbar^2/2$ となる。 K は対称軸のまわりの回転角運動量を表す量子数である($K \leq J$)。分子の回転スペクトルの解析から、分子の主慣性モーメントを求めることができる。実際の分子は完全に剛体と考えることはできない。これは、分子は振動するし、分子回転の際の遠心力・コリオリの力によって粒子間距離や分子全体の形状が変わるためである。これらの効果によって振動と回転の間のかかわりあいが生じてくる。しかし変形の効果は通常あまり大きくなく、回転エネルギーの表式においてはわずかな補正項を加えることによってその影響を取入れることができる(⇒分子回転)。

分子場 [英 molecular field, 独 Molecularfeld, 仏 champ moléculaire, 露 молекулярное поле] 磁気秩序をもった磁性体において、スピン S_i とその周囲のスピンとの相互作用のエネルギーが $-S_i \cdot F_m$ の形に書かれ F_m が秩序度の簡単な関数として表されるとき、 F_m を分子場という。しばしば S_i の代りに磁気モーメント μ_i をとり、 $-\mu_i \cdot B_m$ と書き、仮想的な磁場 B_m を分子磁場とよぶ。ハイゼンベルク-ディラック・ハミルトニアンでは相互作用は $-\sum_{i,j} J_{ij} S_i \cdot S_j$ と書かれるから、分子場は $F_m = \sum_j J_{ij} S_j$ であり、 i に依存するはずである。これを局所的分子場とよぶこともある。このような分子場の概念は、上に述べたスピン系のみならず、一般に相互作用している多粒子系に対しても同様に有益である(⇒分子場近似、ハートリー-フォック近似、自己無撞着場)。

分子場近似 [英 molecular field approximation, 独 Molecularfeldnäherung, 仏 approximation de champ moléculaire, 露 приближения молекулярного поля] 多体問題を解くための最も簡単な近似方法。問題を、平均的なポテンシャルの中を運動する一粒子問題に直し、そのポテンシャルを自己無撞着(⇒自己無撞着場)に決定する。例としてスピン系の場合で説明する。強磁性体のハイゼンベルク模型のハミルトニアンは

$$H = -2J \sum_{\langle ij \rangle} S_i \cdot S_j$$

である。 J は交換積分、 S_i は格子点 i におけるスピン演算子、 Σ は最隣接格子点対の和である。これは典型的な多体問題であるため固有値を求めることは極めて難しい。このため最も簡単な近似解法として、これを一粒子問題に直す。これが分子場近似である(平均場近似ともいわれる)。すなわち H の中で S_i に注目し、その最隣接スピン演算子を熱平衡値 $\langle S \rangle$ で置換え、 S_i に対するハミルトニアンを

$$H_i = -2zJ \langle S \rangle \cdot S_i$$

とおく。ただし z は最隣接スピンの数である。 $2zJ \langle S \rangle$ は S_i が受ける分子場である。 $\langle S \rangle$ は S_i の熱平衡値 $\langle S_i \rangle$ に等しいとして解く(⇒平均場近似)。すなわち

$$\langle S \rangle = \langle S_i \rangle = \frac{\text{Tr} S_i \exp(-2zJ \langle S \rangle \cdot S_i / (kT))}{\text{Tr} \exp(-2zJ \langle S \rangle \cdot S_i / (kT))}$$

k はボルツマン定数、 T は温度であり、 Tr は S_i の固有状態についての和を意味する。上式は、 T がキュリー温度

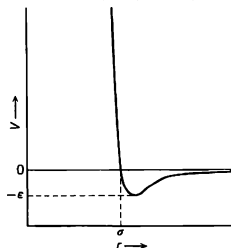
T_c 以上のときは $\langle S \rangle = 0$ を解とするが、 T_c 以下では有限の $\langle S \rangle$ の解がある。比熱は T_c において跳びがあり、二次の相転移を示す。分子場近似では、多体問題を一体問題で近似したために、スピン間の相関が無視されたことになっている。強磁性体のワイス近似や、二元合金の秩序・無秩序問題のブラッガー-ウィリアムズ近似は、分子場近似と同じ内容のものである。

粒子系に対するハートリー-フォック近似もこの近似の一種である。

分子半径 [英 molecular radius, 独 Molekülradius, 仏 rayon moléculaire, 露 молекулярный радиус] 分子は元来球対称ではないが、これをなんらかの意味で平均して球とみなしたときの半径が分子半径である。分子結晶における平均分子間距離から決めた分子半径と、気体の性質から決めた分子半径では一般に差がある。気体の性質にしても第二ビリアル係数から決めるか、熱伝導率から決めるか、拡散係数から決めるかによって少しずつ異なる値を与える。分子間力ポテンシャルエネルギーは、しばしばレナード・ジョーンズ・ポテンシャル

$$4\epsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right] \quad (1)$$

で近似される。 r は分子間距離で、 ϵ と σ は経験的に決めるパラメーターである。一例を図に示す。低エネルギー衝



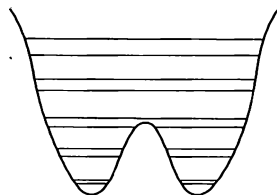
突では長距離引力が衝突頻度を定めるが、室温から上の温度にある気体では分子の平均衝突エネルギーが ϵ の数倍かそれ以上になるので、弱い引力によって分子の運動が曲げられる程度はごくわずかである。この場合、衝突頻度は実質的には近距離斥力で決まる。この意味で図の σ は2つの分子の半径の和の目安といえることができる。具体的な数値の例として、ポテンシャルエネルギー(1)を用いて計算した第二ビリアル係数の値が実測値と一致するようになることから決めた σ の値を表に示す。比較のため単一原子の例も含めた。

分子	σ [Å]	分子	σ [Å]
Ne	2.78	N ₂	3.70
Ar	3.41	O ₂	3.46
Kr	3.60	CO ₂	4.49
Xe	4.10	CH ₄	3.82

これらは単一気体で決めた値であるから σ は分子半径の2倍に相当する量である。混合気体の性質から異種分子間の σ を求めると、単一気体で決めたそれぞれの σ の平均値に近い値が得られることが多い(⇒分子間力, レナード・ジョーンズ・ポテンシャル)。

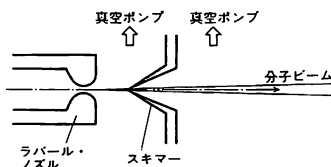
分子反転 [英 molecular inversion, 独 molekulare Inversion, 仏 inversion moléculaire, 露 молекулярная инверсия] 非平面分子では1つの平衡な核の配置から重心に関する反転によって同等な別の核の平衡配置が得られ、そ

れに対応して、ポテンシャル障壁によって隔てられた2つの同値なポテンシャル極小がある。したがって、このような分子ではトンネル効果によって分子の重心に関する反転が起る。このような分子反転は実際には多くの場合障壁が高すぎるため観測されない。しかし NH₃ などでは適当な平面に対する鏡映でも同等な核の配置が得られ、これも広い意味で分子反転に含めるとこの種の分子反転は観測されている。1934年 C. E. Cleeton と N. H. Williams が初めて分子反転を観測したのも NH₃ である。この場合分子反転の問題は、図に示すように二重極小点をもつポテンシ



ルにおける一次元振動子の問題に帰着する。中央に存在する有限の障壁のために、障壁が無限大の場合に二重縮退しているエネルギー準位は、中央点での反転に対して対称、反対称な波動関数をもつ準位に分裂する。分裂間隔は振動量子数が増加するほど、また障壁が小さいほど大きくなる。分裂準位は一方が対称、他方が反対称であるから、その間の双極子遷移が許される。たとえば、NH₃ の基底振動状態の分裂準位間の遷移は 23 kHz 付近でのマイクロ波スペクトルとして観測される。ただし反転運動と回転運動との相互作用のために反転周波数は回転状態によってわずかに異なり、反転スペクトルに微細構造が見られる(⇒反転二重項)。

分子ビーム [英 molecular beam, 独 Molekularstrahl, 仏 faisceau moléculaire, 露 молекулярный пучок] 空間分布が鋭い線状(あるいは帯状)になって直進する中性の分子の流れを分子ビームとよぶ。分子線ともいふ。構成粒子が原子の場合に原子ビームというのに対応する。歴史的には 1911 年 M. L. Dunoyer が初めて Na の蒸気を真空中に噴き出して原子ビームをつくり、その直進性を測定して気体運動論を実験的に立証したことに端を発する。その後 I. I. Rabi が不均一磁場を用いて分子ビームの状態選別を行い(1931 年)、これが分子線磁気共鳴法の端緒となった。以来分子ビームは電波分光学をはじめ広い分野で用いられてきたが、最近ではもっぱら原子・分子の衝突実験、化学反応素過程、表面物性の研究に使われ、それに応じたビーム技術が開発されている。古くは細孔や細管からの熱噴出分子ビームが主として用いられたが、空間的な広がり大きいのを小さくするために何段ものスリットを必要とし、エネルギーも幅の広いマクスウェル分布のため速度選択器で単色化しなければならなかった。最近では図のように径が数十 μm のラバール・ノズルから数十〜数百 Torr の圧力で分



子を真空中に噴き出させると、断熱膨張の過程で噴出系の内部エネルギーの一部が並進運動のエネルギーに変換されるため、温度が下り超音速になることを利用したノズルビーム法が用いられる。図のようにスキマー(skimmer, とんがり帽子形のスリット)と併用して余分な分子を取除くと、ビームの空間分布、エネルギー分布および強度が熱噴出ビームに比べて著しく改善され、 N_2 のような二原子分子ではマッハ数 20 のときビーム強度が熱噴出ビームに比べて約 2000 倍にもなる(⇒原子ビーム)。

分子物理学 [英 molecular physics, 独 Molekularphysik, 仏 physique moléculaire, 露 молекулярная физика] 分子や分子集団の静的あるいは動的諸性質を、実験的・理論的に研究する物理学の総称である。1920 年代後半から、量子力学の導入とともに大きな発達をとげたが、最近、実験的には分子線、レーザーなどの新しい技術の発達により、また理論的には電子計算機の高速化などにより、新たな隆盛を見せている。分子物理学に属する主な研究分野には次のようなものがある。

(1) 分子分光学は分子物理学の重要な分野である。分子分光学の初期においては、実験と理論の予言との一致が、量子力学の確立に寄与した。分子のイオン化、電子励起、振動回転励起、分子スピンのあるいは核スピン遷移に伴って、遠紫外から紫外、赤外、マイクロ波、ラジオ波に至る波長範囲の電磁波の吸収、発光、散乱などが起こるが、これらは多くの方法で測定され、分子の構造や電子状態についての多くの情報を提供する。最近では衝突のない分子線などにレーザーやシンクロトロン放射光を照射して、極めて高分解能の分光が行われている。また、分子スペクトルの時間変化を追跡することにより、エネルギー移動・化学反応など、分子の励起状態の緩和現象をピコ秒程度まで明らかにすることができるようになっている。

(2) 分子物理学の理論で重要なものは、量子力学に基づいた化学結合論である。水素分子の化学結合の定性的説明に始まった研究も、今では電子計算機の発達により、分子軌道法を用いて、多原子分子の電子状態の基底および励起状態、分子構造、各種物理量などの理論計算が実行できるようになり、分子分光の実験と相補的な役割を果たしている。また、理論計算で得られる分子間相互作用ポテンシャル、分子の化学反応性や反応のポテンシャル面などの知見は、液体論、分子衝突論、化学反応論などの基礎の一つとなっている。

(3) 電子、原子、分子の散乱の研究も最近活発に行われている。分子や分子イオンは、電子、他の原子、分子、イオンなどと衝突を行い、弾性散乱、エネルギー移動を伴う非弾性散乱、原子の組換えを伴う反応散乱をおこす。近年分子線の技術により、個々の衝突現象をとらえることが可能になった。さらに、レーザーなどと組合せて、一つの量子状態から別の一つの量子状態への変化を観測することができる。これら分子衝突の実験は、分子間相互作用、化学反応動力学の理解に大きく貢献している。また、多光子吸収などによる分子の解離実験も分子内エネルギー移動など分子の動力学に関する知見を与える。一方、理論的には、量子論、半古典論あるいは古典論を用いた衝突理論や動力学理論が、衝突断面積や速度定数の計算に成功を収めている。たとえば、原子-二原子分子反応散乱に対しては、内部状態も考慮した量子論計算が行われている。より大きい系に対しては、古典論に基づくトラジェクトリのモンテ

カルロ平均により、反応速度や動力学が計算されている。一方、分子内エネルギー移動の難易や規則性についても、これらの手法が応用されている。また、速度定数の計算には、統計力学的方法も用いられている。

(4) 液体論、気体論も分子物理学の重要な分野である。分子衝突の理論や実験、化学結合論などにより、分子間相互作用についての理解が進み、また分光学的方法などによって、液体内の分子の挙動についての新しい知見が得られるようになりつつある。分子線などを使った分子クラスターに関する実験も、液相と気相をつなぐ情報を与えている。一方、理論的には、非平衡系の統計力学による液体の理論が展開されており、モンテカルロ法あるいは分子動力学法によるシミュレーションとあいまって、液体や溶液の動的構造の解明がなされつつある。

(5) 分子性固体も分子物理学の研究対象の一つである。これらは、分子のもつ性質と固体としての性質とをあわせており、分子物理学の諸方法が広く応用される。また、固体表面への分子の吸・脱着や表面反応についても、分光学や衝突論の実験や理論が応用され、新しい研究分野として拡大しつつある。

分子物理学の興味の対象は、上述のように静的な性質から動的なものへ移りつつあるといえる(⇒分子科学)。

分子ポンプ [英 molecular drag pump, 独 Molekularpumpe, 仏 pompe moléculaire, 露 молекулярный насос] 高真空および超高真空の圧力領域で作動する真空ポンプの一種。平面がその面内で高速で動いているとき、そこに入射した気体分子は、平均して面の運動の方向の運動量成分をもって反射される。このことを利用すれば、気体を一定の方向に移動させることができる。このような現象は装置の寸法などに比べて気体分子の平均自由行程が十分長い場合、すなわち分子条件を満たす圧力範囲でよく顕著となる。分子ポンプはこの原理を用いたもので、高速回転の回転子によって気体分子に一定方向の運動量を与える移送式ポンプの一種である。分子ドラッグポンプ、ターボ分子ポンプなどが分子ポンプに属する。

分周音 [英 subharmonic, 独 Subharmonische, 仏 sous-harmonique, 露 субгармоника] 周期的な外力によって強制振動状態にある系から発生する音の成分のなかで、外力の基本振動数の整数分の 1 の振動数をもった音をいう。低調波ともいうことがある。

分周振動 [英 subharmonic oscillation, 独 subharmonische Schwingung, 仏 oscillation sous-harmonique, 露 субгармоническое колебание] 外力によって生じる振動で、外力の振動数の $1/n$ (n は 2 以上の整数) のもの。分数調波、低調波ともいう。非調和振動子の強制振動では、外力の振動数 ν が振動子の線形振動数 ν_0 の n 倍付近になったとき、振動数 ν/n ($\approx \nu_0$) の大きな振動が発生することがある。これを n 次の分周波共振という。たとえば非線形振動方程式

$$\frac{d^2x}{dt^2} + ax + bx^3 = f_0 \cos \omega t$$

では $a = (2\pi\nu_0)^2$, $\omega = 2\pi\nu$ であり、 $\nu \approx 3\nu_0$ のときに三次の分周波共振が起こる。入力信号を分周波の出力信号に変える装置を分周器という。

分子容 = 分子体積

分子流 [英 molecular flow, 独 Molekularströmung, 仏 écoulement moléculaire, 露 молекулярное течение]

希薄気体が管を流れる場合、気体分子の平均自由行程 λ が管の代表的な長さ D (たとえば円形断面の管の場合は直径) よりも大きいときの流れを分子流という。 λ/D で定義されるクヌーセン数 K を用いると、 $K > 1$ の場合が分子流である。これに対して $K \leq 1$ の流れは連続流体とみなされ、流体力学の対象に、 $K \leq 1$ の流れは希薄流体力学の対象になる。分子流では気体分子は主に管壁と衝突し、気体分子どうしの衝突はあまり起らない。この結果分子流では流れに直角な断面内で気体の流速は一定である。また、分子流の流れの性質は、気体分子と管壁との衝突現象によって定まる。換言すれば、分子流は管の幾何学的形状、気体分子の平均熱運動速度、および管壁における気体分子の反射の角度分布のみで定まる。管壁における分子の反射は、ほとんどの場合余弦法則に従うので、分子流の計算では、壁面における分子の反射に余弦法則が適用される。一般形状の管を流れる分子流についての計算は非常に煩雑で、ごく単純な場合のみ(無限に長い円形断面管など)厳密な結果が得られる(⇒気体の流れ)。

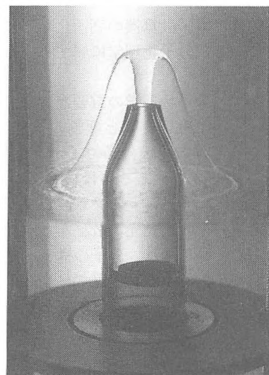
分子流コンダクタンス [英 molecular flow conductance, 露 пропускная способность для молекулярного течения] ⇒ コンダクタンス

分子量 [英 molecular weight, 独 Molekulargewicht, 仏 poids moléculaire, 露 молекулярный вес] 分子(単体または化合物)の質量と基準の質量との比で、無次元量である。原子量と同じ基準を用いる(⇒原子量)。気体物質や揮発性物質の場合、その一定量 $w[g]$ が、圧力 $p[atm]$ 、絶対温度 $T[K]$ で占める体積を $V[dm^3]$ とするとき、その気体や蒸気が理想気体であると仮定すれば、理想気体の法則から $M = (w/V)(RT/p)$ となるので、蒸気密度 w/V の測定から分子量 M を求めることができる。ただし、 $R[dm^3 \cdot atm \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}]$ は気体定数である。また、分子量の数値と同じグラム数の量の物質がその物質の 1mol であるから、物質 1mol の質量をグラム単位で求めれば、その物質の分子量を求めることができる(⇒グラム原子)。一方、不揮発性物質の場合は、その物質を溶質とする希薄溶液の蒸気圧降下、沸点上昇または凝固点降下を測定する方法が用いられる。これは希薄溶液の蒸気圧降下などが一定溶媒では単位体積中の溶媒に溶けた溶質のモル数に比例するので(⇒ラウールの法則)、蒸気圧降下などから溶媒単位体積当りの溶質のモル数が求まり、したがって溶液 1mol のグラム数を求めることができることになる。さらに高分子化合物については、溶液の浸透圧の測定、光の散乱、拡散定数の測定、超遠心機による沈降速度などの方法が用いられる。一般に高分子化合物は異なる分子量をもつ分子の混合物であるので、平均分子量しか得られず、測定の仕方により平均のしかたが異なるため同一物質でも測定法により異なった値が得られることがある。

分子量分布 [英 molecular weight distribution, 独 Verteilung des Molekulargewichtes, 仏 distribution de poids moléculaire, 露 распределение молекулярных весов] 高分子化合物は、通常繰返し単位の構造が同一でも、重合度(したがって分子量)の異なる多数の分子種から成る混合物である。このような分子量に関する多分子性の程度を分子量分布という。ある分子量をもつ分子種が全体に対して占める割合(重量分率またはモル分率)で表示される。分子量が大きいときは、分布を連続関数として取扱うことが許される。分子量分布関数としては、シュルツ-ジムの指数分

布(最確分布を含む)やウェスローの対数正規分布がよく用いられる。また、モル数表示の分布関数の標準偏差が数平均分子量 \bar{M}_n と重量平均分子量 \bar{M}_w とを用いて $\bar{M}_w/(\bar{M}_w - \bar{M}_n)^{1/2}$ と表されるので、分子量分布の尺度として分子量比 \bar{M}_w/\bar{M}_n が用いられることも多い。分子量分布を求めるには分別を行い、各分画の量を知ればよい。実際に分画を取出す必要のない解析的な分別法が種々考案されている。また、分子量の絶対値を必要としないときには簡便なゲル浸透クロマトグラフィーが、絶対値を必要とするときには超遠心法がそれぞれよく用いられる。

噴水効果 [英 fountain effect, 独 Fontänenefekt, 仏 effet fontaine, 露 фонтанный эффект] 微細粉末を詰めた毛管の一方の管口を光照射などで暖めると、中の液体ヘリウム II はその管口へ向かって流動し噴出する(図参照)。



J. F. Allen (Univ. of St. Andrews) 提供

これが噴水効果(ファウンテン効果)である。これはこの相の液体が、毛管をなんらの粘性もなく流れることを示す。この性質により、管の両端にある液体が、熱平衡にある条件のひとつである化学ポテンシャルが等しい状態を真っ先に達成しようとする。すなわちこの平衡条件

$$-SdT + vdp = 0$$

(S, v は液体ヘリウム II の単位質量当りのエントロピーと体積、 dT, dp は管の両端での温度差と圧力差) を達成するため、温度が高い管口の方の圧力を高めようとして液体がそれへ向かって流れるのである。

ブンゼン Bunsen, Robert Wilhelm 1811. 3. 30—1899. 8. 16 ドイツの化学者。ゲッティンゲンに生れ、ゲッティンゲン大学で化学者 F. Stromeyer に学ぶ。1830 年 哲学部の懸賞問題で入選した湿度計についての論文が、学位論文として認められる。1832—33 年 地質学の観察と調査、化学工業施設の見学のためベルリン、パリ、ジュネーブ、ウィーンなどを旅行。1834 年ゲッティンゲン大学私講師、1836 年カッセルの工業専門学校教師、1839 年マールブルク大学員外教授、1841 年同大学教授、1851 年ブレスラウ大学教授、1852 年ハイデルベルク大学教授、1889 年退職。無機化学、有機化学、分析化学、物理化学、物理学、地球化学、地質鉱物学、実験用器機の開発と多岐広範囲にわたる研究があるが、そのなかで彼の名を特に高めているのは、分析化学におけるスペクトル分析法の確立と実験器機開発におけるブンゼン・バーナーの製作である。どちらも、彼が 40 歳を過ぎてから、ハイデルベルク大学においてな

れたものであった。1856年にH. E. Roscoeがイギリスからアーガンド灯を持ってきたが、これは炎の大きさの加減ができず高温も得られなかった。それを改良したのがブンゼンバーナーである。プレスラウ以来の友人G. R. Kirchhoffとスペクトルの共同実験を行い、1860年にスペクトル分析の基礎を確立した。この共同実験は、Bunsenを新元素セシウム(1860年)およびルビジウム(1861年)の発見に導き、一方Kirchhoffを光と熱の放射の理論的研究に導いた。これが「Bunsenの最大の発見はKirchhoffである」といわれるゆえんである。1877年ロンドン王立協会の第一回デービー賞受賞。[主著] *Gasometrische Methoden*, 1857; *Flammenreaktionen*, 1880。

フント系列 [英 Pfund series, 独 Pfund-Serie, 仏 série de Pfund, 露 серия Пфунда] ⇒ 水素原子のスペクトル

フントの規則 [英 Hund rule, 独 Hundsche Regel, 仏 règle de Hund, 露 правило Хунда] 原子の基底状態のスピンの角運動量の大きさと軌道角運動量の大きさに関する経験則である。たとえば、N原子の最もエネルギーの低い電子配置は、1s軌道に2個、2s軌道に2個、2p軌道に3個の電子の入っている $1s^2 2s^2 2p^3$ という電子配置で、この電子配置から $^4S, ^2D, ^2P$ の3個のエネルギー準位が生じる。ただし、S, P, Dは軌道角運動量子数Lが0, 1, 2であることを表し、左肩の数字はスピン多重度を表す。この3準位のうちで最もエネルギーの低いのは 4S である。Co原子の最もエネルギーの低い電子配置は $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^7 4s^2$ で、これから $^4F, ^4P, ^2H, ^2G, ^2F, ^2P$, 2個の 2D の8個の準位が生じる。ただしF, G, Hは $L=3, 4, 5$ を表す。このうちで最低準位は 4F である。一般に原子の最もエネルギーの低い電子配置から生じる準位のうちで、最もエネルギーの低いのは、(1) スピン多重度の最大の準位であり、(2) スピン多重度最大の準位が2個以上ある場合は、軌道角運動量Lの最大のものが最低準位となる。これをフントの規則とよぶ。フントの規則は、1925年にF. Hundが分光学のデータを整理している際に見いだしたものであって、厳密な理論にはなじまないが、スピン多重度に関する規則については定性的解釈が可能である。すなわち、スピンの大きい準位では、電子のスピンの方向が比較的近いそろっているために、パウリの原理により、電子どうしが接近して存在する確率が小さくなり、さらにこのことによって、全電子が核に接近できることになるので、クーロン力の位置エネルギーが低下すると考えるのである。Lが大きい場合にエネルギーが低くなることについてもスピンの場合のように定性的な説明があることはあるが、それほど明快な説明ではないので取上げないことにする。

フントの結合形式 [英 Hund coupling cases, 独 Hundsche Kopplungsfälle, 仏 cas de couplage de Hund, 露 случаи связи Хунда] 分子内の種々の角運動量(電子スピン、電子軌道角運動量、回転の角運動量)の結合のエネルギーの大小関係に応じて分子の状態を記述する方法は異なる。F. Hundは角運動量のベクトル模型を用いて、この問題をいくつかの標準的な場合に分けて論じた(⇒ベクトル模型)。Hundによって始められた方法をフントの結合形式という。二原子分子において、分子軸をz軸とすると、電子はこの軸のまわりに近似的に確定した軌道角運動量 $L_z = \Delta \hbar$ ($\Delta=0, \pm 1, \pm 2, \dots$)をもつ。2個の原子核は近似的にその重心を通過して分子軸に垂直な瞬間回転軸のまわりに

回転する。この回転の角運動量をNとする。電子の全スピンの成分が0の場合は、Nと $\Delta \hbar$ とのベクトル和、すなわち図1のKは運動の恒量で、Nと $\Delta \hbar$ とはKのまわりに歳差運動をする。

電子のスピンが0でない場合は、スピン・軌道相互作用があり、この相互作用が強い場合は、スピンは上記の $\Delta \hbar$ のまわりに歳差運動をし、スピンのz成分 S_z は近似的に確定値 $S_z = \Sigma \hbar$ (Σ は整数または半奇数)をもつ。電子の全角運動量のz成分は $L_z + S_z = (\Delta + \Sigma) \hbar$ となる。これを通常 $\Omega \hbar$ で表す。Nと大きさ $\Omega \hbar$ のz方向のベクトルとのベクトル和、すなわち図2のJが運動の恒量となる。分子内の角運動量がこのように結合している場合、それをフントの結合形式(a)とよぶ。

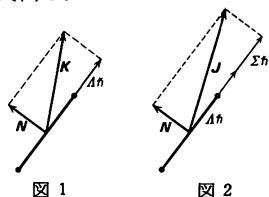


図 1

図 2

スピン・軌道相互作用が弱い場合は、図1のNと $\Delta \hbar$ との結合の状況はあまり影響を受けないので、そのままに保たれていると考えてよい。この場合、運動の恒量はKと電子のスピンSとの和、すなわち図3のJであって、KとSとはゆっくりとJのまわりに歳差運動をする。これをフントの結合形式(b)とよぶ。

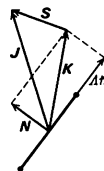


図 3

角運動量Nの回転の運動エネルギーは BN^2 と表され、スピン・軌道相互作用のエネルギーは $AL_z S_z$ と表されるから、有効ハミルトニアンは

$$H = BN^2 + AL_z S_z$$

となる。フントの結合形式(a)では、Hの期待値は

$$E = B[J(J+1) - \Omega^2] + A\Delta \Sigma$$

である。ただし、 $\hbar=1$ とした。

フントの結合形式(b)では、 $S_z = K_z S \cdot K / K^2$ となるので

$$E = B[K(K+1) - \Delta^2] + A\Delta^2 \frac{J(J+1) - K(K+1) - S(S+1)}{2K(K+1)}$$

となる。定数A, Bは分子スペクトルの分析によって定まるが、原理的には量子力学の理論によって計算もできる量である。なお、 $S=0$ の場合は、明らかに、フントの結合形式(a)と結合形式(b)との区別はなくなる。また、 $S \neq 0$ で $\Delta=0$ の場合は、スピンは分子軸のまわりに歳差運動をしないので、結合形式(b)となる。

スピン・軌道相互作用が非常に強くなると、 L_z, S_z は近似的確定値をもたなくなるが、 $L_z + S_z$ は通常近似的確定値をもち、この状態はフントの結合形式(c)とよばれる。角運動量の結合形式は図4で表される。

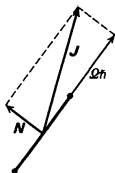


図 4

分子内の1個の電子が励起されて、遠方の軌道にあると、この電子の角運動量 L は近似的に運動の恒量となり、これと分子の回転の角運動量 N とが合成されて、図5の K となる。ここで、スピン・軌道相互作用は無視できることが多く、その場合、フントの結合形式(d)とよばれる。スピン・軌道相互作用が無視できない場合はフントの結合形式(d')とよばれ、図6の結合形式になる。スピン・軌道相互作用が非常に強いと、図7のようになり、フントの結合形式(e)とよばれる。ただし、結合形式(e)の実例はまだ見だされていない。

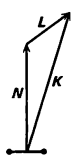


図 5

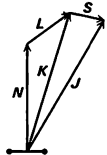


図 6

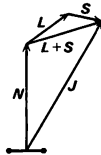


図 7

分配関数 [英 partition function, 独 Verteilungsfunktion, 仏 fonction de partition, 露 функция распределения] 統計力学において、熱平衡にある体系の性質を記述する関数。特に、正準分布に関するものを意味することが多い。この場合、分配関数 Z は

$$Z = \sum_j \exp(-E_j/kT)$$

で定義される。ただし、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度で、また E_j は注目する体系の j 番目のエネルギー固有値である。 \sum_j は注目するすべての可能な固有状態に関する和を意味する。この Z を状態和ともいう。古典統計力学では、 H をハミルトニアンとし、 $\exp(-H/kT)$ を位相空間中で積分したもので Z が定義される。 Z がわかると

$$F = -kT \ln Z$$

の関係により体系のヘルムホルツの自由エネルギー F が求められる。こういう点で、分配関数は統計力学と熱力学とを結ぶ重要な関数である。

大正準分布では、粒子数 N も変わるとするが、この場合には

$$Z_G = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_j \exp\{-E_j(N)/kT + N\mu/kT\}$$

により大分配関数 Z_G が導入される (Z_G の代りに \mathcal{G} の記号を用いることもある)。上式で、 $E_j(N)$ は粒子数 N の体系の j 番目のエネルギー固有値、 μ は1粒子当りの化学ポテンシャルである。体系の圧力、体積をそれぞれ p, V とすると

$$pV = kT \ln Z_G$$

の関係が成り立つ。

分配係数 [英 partition coefficient, 独 Verteilungskoeffizient, 仏 coefficient de partage, 露 коэффициент рас-

пределения] \Rightarrow 分配の法則

分配雑音 [英 partition noise, 仏 bruit de partition, 露 шум токораспределения] \Rightarrow 雑音

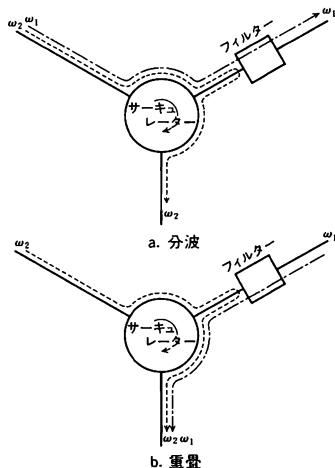
分配増幅器 [英 distributor, 独 Verteiler, 仏 distributeur, 露 усилитель-распределитель сигналов] 同一の信号を複数の使用目的のためにいくつかに分配する増幅器。1つの入力端子と複数の同一信号の出力端子を有するものであり、通信回線などに多用される。信号分配の方法としては1つの増幅器出力を並列に複数の分岐線に接続してしまうもの、各出力端子がおのおのの独立した増幅器の出力となっているものがある。前者は分配される機器が互いに影響しあうので、そのような影響をさける必要のある場合には後者の方法が用いられる。

分配の法則 [英 partition law, 独 Verteilungsgesetz, 仏 loi de distribution, 露 закон распределения] ベンゼンと水のように接触させても互いに混じりあわないで2液相に分れる(下層に水、上層にベンゼン)系に、どちらの相にも溶けるアルコールを少量加えると、希薄溶液とみなされる範囲では両相のアルコールのモル濃度の比は濃度には無関係な値となる。これをネルnstの分配の法則とよぶ。すなわち、第一の相でのモル濃度を x 、第二の相でのモル濃度を x' とすれば

$$\frac{x'}{x} = k = \text{一定}$$

となり、濃度自身には無関係である。ここで、 k を分配係数とよぶ。

分波器 [英 branching filter, 仏 filtre de branchement, 露 разделительный фильтр] 異なる周波数 $\omega_1, \omega_2, \dots$ の重なった信号入力を個々の成分の専用伝送線に分離して出力したり、逆に個々の入力を重畳して出力させるための回路である。テレビ通信において音声変調波と映像変調波を重畳する場合や、多重通信において各チャネルの変調波を重畳する場合に用いられ、重畳波は単一の伝送線ないしはアンテナより送信される。おのおのの入力チャネルは完全に整合がとれており、かつ他のチャネルの入力の洩れがないようになっている。この機能を備えた例として図にサーキュレーターとフィルターを用いた2周波数用のものを示す。分波と重畳のいずれか一方だけに使用されるときはサ



一キュレーターの代りに方向性結合器を用いる。フィルタは一方の周波数のみ通過し、他の周波数については全反射になるように調整されている。

分布型イオンポンプ [英 distributed ion pump, 仏 pompe à ions distribués, 露 распределительный ионный насос] スッパタイオンポンプの一種。大型電子貯蔵リングにおいて、偏向磁石による磁場を利用して、リング状ビームダクト内に分布配置された電極に電圧を印加して動作させる、組込み型の超高真空ポンプである。したがって、分布型イオンポンプは貯蔵リングが動作中のときのみ作動する超高真空ポンプである。大型電子貯蔵リングでは、光速に近い速度で旋回運動を行う電子が放出する放射光がビームダクト内壁をたたくことによって、二次電子(光電子)が放出され、さらにこれらがビームダクト内面をたたくことによって、多量のガスが放出される。分布型イオンポンプは、以上の過程で放出されたガスをその場で処理できるから、電子貯蔵リングでは非常に有効な真空ポンプである。

このような理由から、分布型イオンポンプは、電子貯蔵リング専用として開発されたもので、アメリカのスタンフォード線型加速器センター(SLAC)における初期の電子貯蔵リングSPEARで初めて採用された。陽子貯蔵リングでは、電子貯蔵リングのような放射光の放出は無視できるので、これまでには採用されていない。しかし大型貯蔵リングでビームダクト内の平均圧力を下げようとしては、極めて有効な手段と考えられる。

分布関数 [英 distribution function, 独 Verteilungsfunktion, 仏 fonction de répartition, 露 функция распределения] 物理量の確率分布を記述する関数。たとえば、日本人の年齢別分布を表すには横軸に年齢をとりを一定の区間に分けて、各区間中の人口を棒線グラフで表示すればよい。日本人の総人口を1としたとき、棒線の高さは、その区間幅の日本人が存在する割合あるいは確率を表す。区間の幅を十分小さくすれば、棒線の上端はある滑らかな曲線に近づく。この曲線が日本人の年齢に対する分布関数である。

このような考え方を一般化し、確率分布するある物理量 X が x と $x+dx$ との間の値をとる確率を $f(x)dx$ としたとき、 $f(x)$ を物理量 X に対する分布関数という。この関数は物理量が多くの場合にも拡張できる。すなわち、物理量 X_1, X_2, \dots, X_n のそれぞれが $x_1 \sim x_1+dx_1, x_2 \sim x_2+dx_2, \dots, x_n \sim x_n+dx_n$ という領域内の値をとる確率は

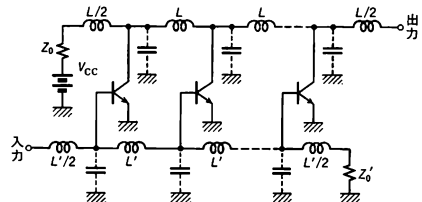
$$f(x_1, x_2, \dots, x_n) dx_1 dx_2 \dots dx_n$$

としたとき、 $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ が X_1, X_2, \dots, X_n に対する分布関数である。分布関数は、分子運動論、統計力学をはじめとし物理学の諸分野でさまざまな形で使われている(\Rightarrow フェルミ分布, ボース-アインシュタイン分布)。

分布帰還型レーザー [英 distributed feed back laser, 仏 laser à régénération distribuée, 露 лазер с распределённой обратной связью] グレーティングなどの周期構造をもつ導波路型分布反射器を設けたレーザーで、半導体レーザーの場合が主であり、気体レーザーなどへの応用もある。半導体レーザーの活性層上にグレーティングを形成した分布帰還型(DBF)と、活性層から出た光をグレーティング付の導波路で形成された分布反射器で反射させるもの(DBR)とがある。これらのレーザーでは、通常のヘキ開面を反射器として用いる半導体レーザー(ファブリーペ

ロー型)と異なり、発振波長がグレーティングの周期で決められるため、単一波長発振が安定に得られ、温度に対しても発振波長の跳びがなく安定であるという特長がある。さらにもっとも大きな特長は、高速直接変調時においても安定な単一波長発振が得られ、いわゆる動的単一波長レーザーであるという長所をもつ。通常のファブリーペロー型レーザーでは、直流動作時に単一波長であっても、高速直接変調時には多モード発振となり、光通信光源として用いる場合のみならず、各種の応用上重大な問題となることがある。これに対して、動的単一波長レーザーでは、高速直接変調時にも安定な単一波長発振ができるので、たとえば、光ファイバー通信ではファイバーの屈折率分散の影響が小さく、極低損失の波長 $1.5\sim 1.6\mu\text{m}$ 帯で広帯域(大容量)伝送が可能となる。また DBR レーザーは光集積回路用のレーザー、集積レーザーとして用いることができる。

分布増幅器 [英 distributed amplifier, 独 Kettenverstärker, 仏 amplificateur distribué, 露 усилитель с распределёнными постоянными] 広帯域増幅器の一種。集中定数回路的な考えかたでつくられている普通の増幅器では、増幅素子の入出力容量や回路の迷容量のため、高周波での利得が減少し、100 MHz 以上の広帯域増幅は難しい。迷容量などの影響を避けるには増幅素子の負荷抵抗を小さくすればよいが、同時に増幅度が下がってしまう。増幅度は相互コンダクタンス g_m に比例するので、 n 個の増幅素子を並列に接続すると n 倍になるが、入出力容量も n 倍になると、周波数特性は改善できない。そこで図のよ



うに入出力容量、迷容量を遅延線の要素として利用すると、相互コンダクタンスのみを加え合わせ、迷容量などの影響をなくすることができる。入力側と出力側の遅延時間を同じにすると、おのの増幅度は遅延線で遅れた時間だけ異なった時間に同じ信号波形を増幅し、出力は加算される。出力信号は出力側の遅延線中を左右両方向に進むが、一方に進む成分のみを出力として利用するので実質的な相互コンダクタンスの増加は $n/2$ 倍となり、全利得は $g_m Z_0/2$ となる。 Z_0 は出力側の遅延線の特特性インピーダンスである。このような増幅器を分布増幅器といい、数百 MHz 以上の広帯域増幅器をつくることができる。

分布定数回路 [英 distributed constant circuit, 仏 circuit à constantes réparties, 露 цепь с распределёнными параметрами] 長距離伝送線や、伝送線においては、回路定数としての抵抗 R 、インダクタンス L 、静電容量 C 、コンダクタンス G が線路上に沿って分布しているとみなせる。このような回路を分布定数回路という。分布定数回路においては、電圧、電流は時間だけの関数でなく、時間および場所の関数として考えなければならない。分布定数回路の例としてレッチェル線(平行導線)、同軸ケーブルなどがある。 R, L, C, G がそれぞれ伝送線の単位長さ当りの値であるとすれば、線路上の点 z での電圧 $V(z, t)$ と $z+dz$ の

点での電圧 $V + (\partial V / \partial z) dz$ の差は、 R と L による電圧降下に等しいから

$$-\frac{\partial V}{\partial z} = R dz I + L \frac{\partial I}{\partial z}$$

同様に電流についても

$$-\frac{\partial I}{\partial z} = G v + C \frac{\partial V}{\partial z}$$

が成り立つ。これらの式を分布定数回路の基礎方程式という(⇒伝搬定数)。

分別(高分子の) [英 fractionation, 独 Fraktionierung, 仏 fractionnement, 露 фракционирование] 高分子化合物は一般に、分子量、分子構造(共重合体の場合はさらに化学組成)の異なる分子種から成る多成分混合物である。このような試料を物理的、化学的性質のわずかな差を利用して、分子種のより均一な試料に分ける操作を、分別という。実際に各分画を試料として取出すもののほか、分子量分布を知る目的で行われる解析的な方法も、広義の分別に含まれる。分別に利用されている物性の主なものは、溶解性、吸着、沈降速度、熱拡散、拡散、膜やゲルの透過性などである。現在最も一般的に行われている溶解性による分別は、さらに分別沈殿、分別溶解、非混合性溶媒への分配とに分類される。分別沈殿は、非溶媒を加えるか、温度を変えるか、または溶媒を蒸発させるかして高分子溶液を相分離させ、濃厚相を取出す操作を繰返す方法である。分子量に関しては、高分子量のものから順に得られる。分別効果は溶液が希薄であるほどよい。簡単な逐次沈殿法では、高分子量分画に低分子量成分が混入する(すそ効果)欠点があり、すそ効果除去のための種々の再分別法が考えられている。分別溶解はフィルム状または担体に付着した高分子試料を溶媒により順次抽出する方法である。溶媒の溶解性を増加させるには非溶媒・良溶媒の混合比かまたは温度を変える。低分子量のものから得られ、すそ効果はない。共重合体では、一方の構成単位 A を多く含む成分から沈殿させる溶媒系で分別した後、 A の少ない成分から沈殿させる別の溶媒系で再分別する方法(交差分別法)がとられている。

分別結晶化法 [英 fractional crystallization, 独 fraktionierte Kristallisation, 仏 cristallisation fractionnée, 露 фракционированная кристаллизация] 物理的、化学的に性質の似ている物質の分離精製に用いられている方法。不純物を含む物質の飽和溶液を冷却して過飽和状態から結晶を析出させるとき、溶液中と結晶では不純物は異なった平衡濃度をとる。いま結晶中の不純物濃度が低いとすると、結晶が大きくなるにつれて溶液中の不純物濃度は次第に高くなる。すなわち不純物は結晶化とともに溶液中に引き出されることになる。結晶を取出して新しい溶液をつくり、上の操作を繰返すと結晶からの不純物の分離を限りなく進めることができる。このような操作を分別結晶という。溶液としては水溶液に限らず、融剤を用いる場合や合金の場合にもこれを当てはめることができる。たとえば帯溶融(精製)法はこれに属するものである。しかし、不純物の平衡濃度が結晶と溶液の間でそれほど異なった値をとらないときには、それほど有効な方法ではないが、ほかに精製方法が見当らない場合には、辛抱強く繰返さなくてはならない。

分巻モーター [英 shunt motor, 独 Nebenschlußmotor, 仏 moteur shunt, 露 шунтовой двигатель] 直流

回転機の一つで、電機子コイルと励磁コイルが並列接続の構造をもつ(図1)。 $I_l = I_l + I_a$, $I_a = I_c$ である。負荷の変

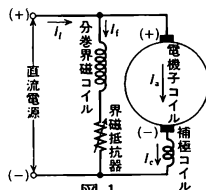


図1

化に対して回転速度の変化が小さい優れた特性をもち、定速度運転に適したモーターである。その負荷電流対回転速度およびトルク特性を図2に示す(n_1, T_1 は直巻型, n_2, T_2

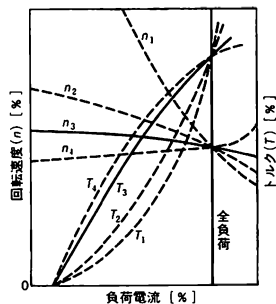


図2

は和動複巻型, n_3, T_3 は分巻型, n_4, T_4 は差動複巻型)。磁路の飽和がなく、電機子電流の減磁作用と内部の電圧降下が小さいので無視すると、電源電圧に無関係に、モーターの定数のみで回転速度 n が決まるので、このモーターは電圧変動の大きいバッテリーを電源として用いても定速運転が可能である。用途は工具、扇風機、大容量送風機、通風機、大型天井走行クレーンの巻上動力などである。

粉末回折カメラ [英 powder diffraction camera, 独 Pulverbeugungskamera, 仏 chambre de diffraction de poudre, 露 порошковая рентгеновская дифракционная камера] ⇒ 粉末回折法, ギニエ・カメラ

粉末回折法 [英 powder diffraction method, 独 Pulverbeugungsverfahren, 仏 méthode de diffraction de poudre, 露 метод дифракции рентгеновских лучей на образце из порошка] 粉末状の結晶の回折図形に基づいて、結晶の構造や組織を調べる方法。粉末結晶が与えるX線回折図形は、図1に示すように環(リング)状である。これをデバ

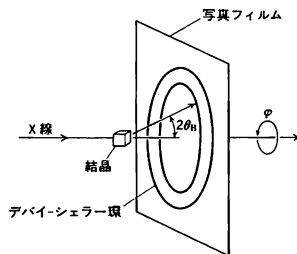


図1 粉末回折法の原理図

と P. Scherrer が発見したことになるが、1913 年にすでに西川正治と小野澄之助により見いだされていた。また、この方法をデバイ-シェラー法とよぶこともある。

平行性のよい、細い単色 X 線を微結晶に入射し、たまたま 1 つの網平面がブラッグの回折条件を満たすと、入射線と $2\theta_B$ の角度をなして特定方向に回折(反射)線を生じ、小さい斑点として写真フィルムに記録される。ここで θ_B はブラッグ角である。粉末結晶の場合、微結晶の方位が理想的に一樣に分布をしていれば、方位角 φ にかかわらずいずれかの微結晶が必ずこの条件を満たすから、入射方向を軸として $2\theta_B$ の角度をもつ円錐状に回折線が生まれる。したがって、入射方向に垂直に置かれたフィルム上に回折線は円環状に記録される。結晶中には数多くの異なる面間隔(d)をもつ網平面が想定されるから、単色 X 線に対しても数多くの θ_B が存在し、一般には多くの同心円が記録される。逆に、異なる網平面でも等しい面間隔をもつ場合には、それらの回折線は重なって観察される。回折線は、ある程度の線幅をもつ。実験上、入射線に一定の角度広がりがあることも理由のひとつであるが、回折にあずかる結晶が小さいことや、格子欠陥をもつこと、さらには、特別な積層構造をもつことなどが原因である。したがって、回折円の半径、回折線全体の強度とともに、円の動径方向の強度分布や線幅も結晶の構造を調べるうえで重要な情報である。

実際の実験では、微結晶の方位分布が一樣である限り、回折円の直径方向のある帯域(円弧)内の情報があれば十分である。また、 $2\theta_B \geq 90^\circ$ に相当するリングも同時に記録する目的で、通常は次のような配置が用いられる(図 2)。

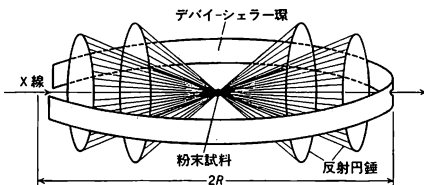


図 2 デバイ-シェラー-カメラ

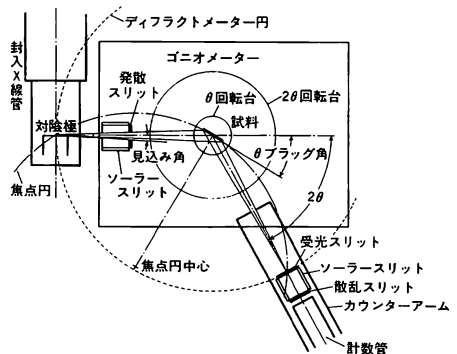
試料として、粉末を細い棒状に成形するか、あるいは細いガラス管内に詰め、入射線に垂直に立てる。記録するフィルムとしては帯状のものを使用し、垂直軸を軸とする円筒に巻きつける。この場合、記録される図形は円ではなくなるが、入射線を含む水平面の情報に関する限り、すべての回折線がフィルムに垂直に入射することによって、平面フィルムを用いるよりも解析を行ううえで便利である。また、微結晶方位の一樣分布を確保するため、試料自身の垂直軸のまわりに試料を回転する。このようなくふうを施された回折カメラを粉末回折カメラ、あるいはデバイ-シェラー-カメラとよぶ。

粉末法は構造解析の正攻法としては単結晶法に置換えられる傾向にあるが、数多くの利点をもっているため、今日もなお広く用いられている。特徴の主なものを列記する。(1) 単結晶の得がたい物質にも適用できる。(2) 実験装置が簡単なため、高温、低温、高圧のような極端条件における研究に適する。(3) ブラッグ角の大きい高次反射線の位置が格子定数に敏感であるため、格子定数 a の精密測定 ($\Delta a/a \sim 10^{-5}$ 程度) に適する。(4) 回折線の幅および形状から、結晶の完全性に関する知見が得られる。特に乱れが

著しい場合に適する。なお、構造を調べるといふ目的とは直接関係しないが、単体あるいは混合物中の物質の同定にも利用される。またそのために、35000 種ほどの物質について代表的回折線の回折角と強度比がファイルされ、データベースとして提供されている。その検索には電子計算機が用いられる。

粉末法の発展のもうひとつは、回折図形の記録を写真法に頼らず、強度をカウンターで計測することである。この種の装置は粉末回折計とよばれる。原理は粉末カメラと同じである。カウンターを入射線を含む水平面内で回転し、回折強度を θ の関数として記録する。この場合に得られる散乱強度分布と、実験条件および結晶構造に関係したいくつかのパラメーターを含む理論強度分布を比較して、最適のパラメーターを決める手法(リートベルト法)も開発されている。

粉末自動回折計 [英 automatic powder diffractometer, 独 automatisches Pulverdiffraktometer, 仏 diffractomètre automatique de poudre, 露 автоматический порошковый рентгеновский дифрактометр] 単色化した特性 X 線の、多結晶試料あるいは粉末試料による回折線の回折角と強度を自動的に測定し、記録する装置。ディフラクトメーターともいう。X 線粉末回折法は、原理的にはデバイ-シェラー写真法と同じであるが、フィルムの代りに試料のまわりを自動走査されて回折線の強度を測定する計数管が取り付けられている。回折計は、回折角を正確に測れるゴニオメーター(測角器)、スリット系、計数管で構成されている光学系と、計数管の出力を処理、演算する計数回路、記録計からなっている。X 線源には、安定化された線状焦点の特性 X 線を用いる。図に回折計の光学系を示す。試



料と計数管を連動するゴニオメーターは、幾何学的に集中法条件を満足するようになっており、ふつう板状に成形した粉末試料を中心軸のまわりに角速度 ω で回転すると同時に計数管を 2ω で回転するようにつくられている。スリット系は、入射線側にソーラースリットと発散スリット、回折線側には散乱スリット、ソーラースリットと受光スリットが置かれている。回折線側スリットと計数管は同じ回転アーム上にある。フィルターで $K\beta$ 線が除かれ、ソーラースリットによって平行線束とされた X 線の試料による回折線は、集中法条件を満足して計数管の直前で集められて計数管に入り、X 線量子に対応したパルス(電気信号)を発生させる。計数管としては、ガイガー-ミュラー(GM)計数管を用いるか、比例計数管かシンチレーション計

数管を波高分析器と組合せて用いる。GM 計数管は、計数率が 100~1000 cps で、比例計数管やシンチレーション計数管はもっと高い 10^4 cps まで使用できる。計数管から出たパルスは、計数回路または計数率計で計測されて自己記録計で記録される。

ディフラクトメーターには、ディフラクトメーター円が水平面内にある横型と、鉛垂面内にある縦型とがある。横型では、ゴニオメーターの回転軸が鉛直方向にあるため、大型で重量のある各種付属品を取付けても無理な荷重が加わる心配が少ないという特徴がある。一方、縦型では、試料面が水平に近く支持されるため、凝集しにくい粉末試料でも試料板から落ちるおそれが少なく、特に高温粉末回折計用として有利である。

分離エネルギー [英 separation energy, 独 Trennungsenergie, 仏 énergie de séparation, 露 энергия связи нуклона в ядре] 多体系からその一部を分離するために必要な最小限のエネルギーを意味し、それが正ならば多体系はその分解に対して安定であり、負ならば不安定である。中性子数 N 、陽子数 Z の原子核の基底状態の結合エネルギーを $B(N, Z)$ (\Rightarrow 結合エネルギー)、質量を $M(N, Z)$ とすると、親の核 (N, Z) から核 (N_1, Z_1) を分離するときの分離エネルギーは、次の式で表される。

$$B(N, Z) - B(N_1, Z_1) - B(N - N_1, Z - Z_1) \\ = \{M(N_1, Z_1) + M(N - N_1, Z - Z_1) - M(N, Z)\}c^2$$

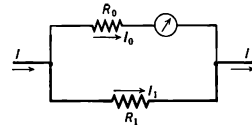
核から 1 個の中性子を分離するときの分離エネルギーは、中重核で最も大きくて 9MeV 程度で、軽核、重核では小さくなる。質量数 200 以上の核では 6~7MeV になる (\Rightarrow 結合エネルギー)。

分離軌道型サイクロトロン [英 separated orbit cyclotron, 仏 cyclotron à orbites séparées, 露 циклотрон сепарированных орбит] \Rightarrow サイクロトロン

分離原子 [英 separated atom, 独 abgetrenntes Atom, 仏 atome séparé, 露 отдельный атом] いくつかの原子核を含む系で核間距離を大きくした状態。融合原子の対語 (\Rightarrow 融合原子)。この場合、系は孤立した原子またはイオンの集合である。したがって、この系の電子のエネルギーは孤立した原子またはイオンの電子エネルギーの和であり、電子の波動関数は原子またはイオンの電子の波動関数の積となる (\Rightarrow 断熱ポテンシャル曲線)。

噴流 = ジェット

分流器 [英 shunt, 独 Shunt, 露 шунт] 電流計の測定範囲を拡大するために用いられる低い値の抵抗器。図



のように、測定したい電流 I を内部抵抗 R_0 の電流計と低抵抗 R_1 の分流器に分岐させる。測定範囲の拡大率 N は $N = I/I_0 = 1 + (R_0/R_1)$ となる。電流値として 1A から 10kA 程度までのものがある。電流が大きい場合抵抗の温度が上昇するので、マンガニンを使って抵抗値の変化を小さくする。小電流用のものは計器に内蔵されるが、大電流用のものは外形が大きくなり、熱起電力など発熱による誤差を防止するため、電流導入端子と電圧検出端子が備えられたものになる。この場合 R_0 の分岐は相対的に抵抗が大きいので、電流計はむしろ電圧計として分流器での電圧降下を見る働きをする。

分量単位 [英 submultiple of unit, 独 Teil einer Einheit, 仏 sous-multiple d'unité, 露 дольная единица] ある単位に、1 より小さい特定の数係数を乗じてつくられた、いくつかの単位 (係数が 1 より大きいとき、 \Rightarrow 倍量単位)。

(1) 十進法の単位系では、 10^{-n} (n は正の整数) という数係数を乗することによって分量単位がつくられ、それらを、もとの単位の「10 の整数乗倍」(単に「整数乗倍」ともいう) の一部分と解する (英 decimal sub-multiple, 独 dezimaler Teil, 仏 sous-multiple décimal)。国際単位系 (SI) では、それらを簡明に表すために、SI 接頭語のうちのデシ、センチ、ミリ、マイクロなどを用いる (\Rightarrow SI 接頭語)。

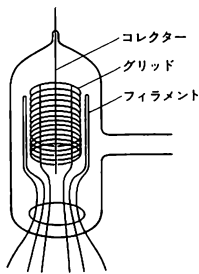
(2) 非十進法の単位系では、雑多な数係数が用いられる (時間や角度の単位での 60 分割法、円周率の逆数 $1/\pi$ 、特定分野での伝統に合わせるための係数 (たとえば航海での 1 ノット = (1852/3600) メートル毎秒の場合) など)。

分力 = 力の成分

分類 = ソーティング



ベアード・アルパート・ゲージ [英 Bayard-Alpert gauge, 独 Bayard-Alpert-Ionisationsvakuummeter, 仏 manomètre Bayard-Alpert, 露 ионизационный манометр типа Баярда-Альперта] 代表的な超高真空用電離真空計である。高真空領域における標準的な真空計である三極管型電離真空計を超高真空用に改良したものと考えることができ、三極管型電離真空計ではグリッドを囲んでいる円筒状のイオンコレクターは細線として中心軸上に、代りに中心軸上のフィラメントはグリッドの外側に取付けられている。



る。このような構造によって、いわゆる軟 X 線効果によってグリッドより放出される X 線がイオンコレクターを照射する量は、三極管型電離真空計に比べて約 1000 分の 1、すなわち光電子電流は 1000 分の 1 に減少し、圧力の測定下限は約 3 けた低くなり、 10^{-8} Pa まで測定可能となる。一方感度は三極管型電離真空計とほとんど変わらず、 $0.1 \sim 0.2 \text{ Pa}^{-1}$ である。動作時における各電極への印加電圧も三極管型電離真空計とほとんど同じである。1950 年, R. Bayard と D. Alpert によって開発されたのでこの名がある。

ベアレネージュ係数 [英 parentage coefficient, 仏 coefficient de parentage] = CFP 係数

閉演算子 [英 closed operator] X, Y をバナッハ空間, T を X から Y への線形演算子とする。このとき $\lim_{n \rightarrow \infty} Tx_n = x$, かつ $\{Tx_n\}$ が Y におけるコーシー列 (\Rightarrow 完備性) となるような任意の点列 $\{x_n\} \subset \mathcal{D}(T)$ に対して、常に $x \in \mathcal{D}(T)$, $\lim_{n \rightarrow \infty} Tx_n = Tx$ が成立するならば、 T は閉演算子であるという。また T が閉演算子の拡大 (これを T の閉拡大とよぶ, \Rightarrow 演算子) をもつとき、 T は可閉演算子 (closable operator) であるという。可閉演算子の閉拡大は 1 つとは限らないが、その最も小さな閉拡大を閉包 (closure) とよぶ。

閉殻 [英 closed shell, 独 abgeschlossene Schale, 仏 couche fermée, 露 замкнутая оболочка] 原子内で電子は原子核の近くから順に、いくつかの層をつくって分布していると考え、その層を殻という。それぞれの殻は、主量子数 n と方位量子数 l で指定され、記号 nl (ただし $l=0, 1, 2, 3, \dots$ のことをそれぞれ記号 s, p, d, f, ... と書く) で表さ

れる。方位量子数 l の殻には最大 $2(2l+1)$ 個の電子が入ることができる。最大個数、すなわち s 殻では 2 個、p 殻では 6 個、d 殻では 10 個、... の電子を含んだ殻を閉殻という。たとえば Cd 原子の基底状態では $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^3 d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 5s^2$ の殻はすべて閉殻である。閉殻では、電子の全軌道角運動量と全スピン角運動量が 0 になり、電子分布は球対称で、安定になる。閉殻は原子核の電荷を遮蔽するだけで、化学結合や、光の放出・吸収には、普通は関係しない。ただし、閉殻内の電子が原子に束縛されているエネルギーより大きいエネルギーをもつ光 (X 線) の照射や、電子またはイオンの衝突を受けると、より高いエネルギーの状態に移ったり、原子から飛出したりして、閉殻内に電子の空孔を生じることがある。これらの空孔は普通は直ちに、より高いエネルギー準位にある電子によって補充され、このとき光 (X 線) や電子の放出 (オージェ電子) などが観測される。

原子核内でも核子 (陽子および中性子) は殻構造をつくって分布していると考えられる (\Rightarrow 殻模型)。核子が満ちている殻を閉殻という (\Rightarrow 閉殻)。

平滑回路 [英 smoothing circuit, 独 Glättungsschaltkreis, 仏 circuit de filtrage, 露 сглаживающий контур] 交流を整流して得られた直流出力電圧波形に含まれているリップルを少なくするための回路。低域通過フィルターを用いるのが普通である。リップルは直流増幅器、制御回路その他の電子回路にとっては、安定度や精度を低下させ、誤動作をまねくこともあるので、平滑回路は直流電源に必要である。フィルターには平滑コンデンサー C と平滑チョークで構成される LC フィルターと平滑コンデンサー C と平滑抵抗 R で構成される RC フィルターがある。LC フィルターの方が出力の電圧降下が少なく優れている。LC フィルターのうち整流回路の直後にチョークのあるものをチョーク入力平滑回路といい、図 1 に示す。図 2 はコンデ

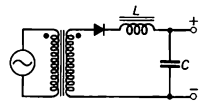


図1 チョーク入力
平滑回路

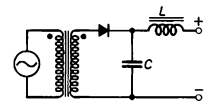


図2 コンデンサー
入力平滑回路

ンサー入力平滑回路である。チョーク入力型は出力電圧は低いが、出力電流による電圧変化が小さい。図 3 は図 2 の回路における整流電流と出力波形を示したもので、 $t_1 \sim t_2$, $t_3 \sim t_4$ だけダイオードに電流が流れ、他の時間ではコンデンサーから時定数 RC で放電が行われる。結局、出力 v の電圧が現れ、 v に比例した連続電流が流れる。図 4 は二段

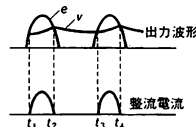


図3 平滑回路の動作

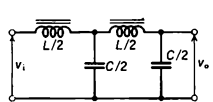


図4 二段フィルター

フィルターの例で、段数とともにリップルは減少する。フィルターの入力リップルを v_1 、出力リップルを v_0 としたとき、 v_0/v_1 をフィルターのリップル低減率という。リップルの角周波数を ω とした場合、図 1 のフィルターの低減率は $1/(1-LC\omega^2)$ となる。フィルターの性質の比較を表に示す。

コンデンサー入力, チョーク入力平滑回路の比較

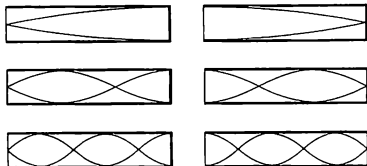
	コンデンサー入力	チョーク入力
出力電圧/入力電圧	大	小
リップル	小	大
出力電圧変動率	大	小
変圧器の大きさ	大	小
ダイオードの di/dt	大	小

平滑筋 [英 smooth muscle, 独 gatter Muskel, 仏 muscle lisse, 露 гладкая мышца] ⇒ 筋収縮

平滑コンデンサー [英 smoothing capacitor, 独 Glättungskondensator, 仏 condensateur de lissage, 露 сглаживающий конденсатор] ⇒ 平滑回路

平滑チョーク [英 smoothing choke, 独 Überlappungsdrossel, 仏 bobine de filtre du redresseur, 露 сглаживающая дроссельная катушка] ⇒ 平滑回路

閉管 [英 closed tube, 独 geschlossene Röhre, 仏 tube fermé, 露 труба с закрытым концом] 一端が開放され, 他端が閉じている音響管. 管の断面寸法が音波の波長に比べて小さく, たとえば半径 a の円管の場合に, ほぼ $0.31c/a$ (c は音速) 以下の振動数では, 管の中の音波は軸に沿って進む平面音波になる. このとき, 開口端は音圧極小(節), 粒子速度極大(腹)の位置となり, 閉端は粒子速度極小, 音圧極大の位置となり, 図に示すような音圧分布あ



音 圧

粒 子 速 度

るいは粒子速度分布をもった固有振動になる. 実際には, 開口端での音の放射のために, 開口端から dl だけ外側の位置が音圧極小になる. そして固有振動数は, $f_m = (2m+1)c/4(l+dl)$ (l は管の長さ, $m=0, 1, 2, \dots$) となる. $m=0$ が基本振動で, $l+dl$ が $1/4$ 波長に等しい. $m=1, 2, \dots$ がそれぞれ第二, 第三, … 倍振動で, 基本振動の奇数倍の振動数に倍振動をもつことになる(⇒閉管, 開口端補正).

閉軌道 [英 closed orbit, 独 geschlossene Bahn, 仏 orbite fermée, 露 замкнутая орбита] ⇒ 平衡軌道

閉軌道ひずみ [英 closed orbit distortion, 独 Störung der geschlossenen Bahn, 仏 distorsion d'orbite fermée, 露 деформация замкнутой орбиты] ⇒ 平衡軌道

平均エルゴード定理 [英 mean ergodic theorem, 仏 théorème temps libre moyen, 露 средняя эргодическая теорема] G. D. Birkhoff が個別エルゴード定理(⇒エルゴード定理)を証明する少し前に, J. L. von Neumann は次の平均エルゴード定理を示した. 集合 X の上に測度 m が定まっていて, 保測変換の一径数群 $\{T_t; -\infty < t < \infty\}$ が与えられているとする. m について二乗可積分な(複素数値)関数のなす空間を L^2 で表す. L^2 は内積とノルム

$$(g, h) = \int_X \overline{g(x)} h(x) dm(x), \quad \|g\| = (g, g)^{1/2}$$

についてヒルベルト空間をなす. このとき任意の $f \in L^2$ に対して $\tilde{f} \in L^2$ があって

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left\| \frac{1}{r} \int_0^r f(T_t x) dt - \tilde{f} \right\| = 0$$

が成り立つことを主張するのが平均エルゴード定理である. もし $\{T_t\}$ がエルゴード的であれば, 次の式が成り立つ.

$$\tilde{f}(x) = \int_X f dm / m(X) \quad (m(X) < \infty \text{ のとき})$$

$$\tilde{f}(x) = 0 \quad (m(X) = \infty \text{ のとき})$$

平均核子間隔 [英 averaged nucleon distance, 独 mittlerer Kernabstand, 仏 distance moyenne de nucléons, 露 среднее расстояние между нуклонами] 原子核を構成している核子(陽子と中性子の総称)間の平均的な距離. 核内核子密度の飽和性により, 重い原子核の内部の核子密度はほぼ一定で, その値は $\rho_0 = 0.17$ 核子 fm^{-3} である. 平均核子間隔の厳密な定義はないが, $\rho_0^{1/3}$ は約 1.8 fm, また 1 核子が占める体積を球で表すとその直径は約 2.2 fm である.

平均加速度 [英 mean acceleration, 独 mittlere Beschleunigung, 仏 accélération moyenne, 露 среднее ускорение] 時刻 t_1 における質点の速度を v_1 , 時刻 t_2 の速度を v_2 とするとき, 時刻 t_1 と t_2 の間の平均加速度 \bar{a} は次式で与えられる.

$$\bar{a} = \frac{v_2 - v_1}{t_2 - t_1}$$

これに対し, t_2 を t_1 に限りなく近づけた極限の加速度

$$a = \lim_{t_2 \rightarrow t_1} \frac{v_2 - v_1}{t_2 - t_1} = \frac{dv}{dt}$$

を時刻 t_1 における瞬間加速度または単に加速度という. 時々刻々に加速度の変化する運動を正確に表現するためには瞬間加速度を用いなければならない.

平均極小磁場 [英 average minimum B field, 独 gemittelt Minimum-B Feld, 仏 champ magnétique minimum moyenne, 露 поле со средним минимумом B] プラズマの安定性のためには, 磁場の大きさ B がプラズマの存在する領域で小さく, 外側の方向に向かって増大する極小磁場が望ましい. この場合には, 磁力線の曲率はプラズマ外部に対して常に凹でなければならないので, 環状磁場系では極小磁場の性質をもつことはできない. しかし, トーラス磁気面の比体積 $U = \oint dl/B$ が外側の方に向かって減少する磁場配位をつくることは可能である. U は $1/B$ の平均という意味をもち, U が減るということは平均的な意味で磁場 B が増加するということを意味する. このような性質をもつ磁場を平均極小磁場という. 磁気面内の体積を V , 磁束を Φ とすると, 比体積 U は $U = dV/d\Phi$ と表され, $dU/d\Phi = dV^2/d\Phi^2 = V''$ と書くことができるので(⇒磁気面の比体積), $V'' < 0$ が平均極小磁場の条件となる. 平均極小磁場に閉じ込められたプラズマは平均的な意味で磁場の落込んだ領域にたまるという配位であるので, 磁気井戸ともいわれる. プラズマの中心軸の U の値を U_0 , 外側の磁気面における U の値を U_a とするとき, $\Delta U/U = (U_0 - U_a)/U_0$ を磁気井戸の深さという.

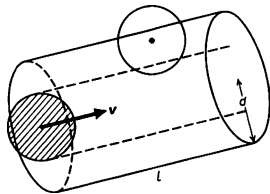
平均恒星時 [英 mean sidereal time, 独 mittlere Sternzeit, 仏 temps sidéral moyen] 章動成分を除いた春分点に対する恒星時のこと(⇒恒星時).

平均二乗鎖長 [英 mean square end-to-end distance, 仏 distance bout à bout en moyenne quadratique] 鎖状高分子の末端間距離の二乗を鎖のすべてのコンフォーメーションに関して平均したものをいい, $\langle R^2 \rangle$ で表す. 平均二乗半径 $\langle S^2 \rangle$ とともに鎖状高分子の平均の広がりの目安を与える量である.

長さ b の構造要素 N 個の連鎖とみなせる屈曲性高分子の希薄溶液中では $\langle R^2 \rangle \approx b^2 N^{2\nu}$ で、べき指数は良溶媒のとき $\nu \approx 3/5$, θ 溶媒では高分子は非振動鎖となるから $\nu = 1/2$ となる。かたい高分子鎖の場合は、非振動鎖では $\langle R^2 \rangle \approx b^2 N$ とはならず、極端場合の棒状高分子では $\langle R^2 \rangle \approx b^2 N^2$ である。準濃厚溶液中においては、排除体積効果の遮蔽が生じて、良溶媒のとき濃度を c として $\langle R^2 \rangle \approx b^2 N c^{-1/4}$ である。

平均二乗半径 [英 mean square radius, 仏 rayon en moyenne quadratique, 露 среднеквадратичный радиус] 鎖状高分子において鎖の各構造要素(セグメント)と重心との距離の二乗を、すべての要素および鎖のすべてのコンフォメーションに関して平均したものをいい、 $\langle S^2 \rangle$ で表す。その平方根は回転半径とよばれるが、鎖状高分子の平均の広がり程度の尺度になる。 $\langle S^2 \rangle$ はまた、鎖の任意の 2 要素間の距離の二乗をすべての要素の組合せおよびすべてのコンフォメーションに関して平均したものの $1/2$ に等しい。 $\langle S^2 \rangle$ は光、X 線、中性子線などの散乱の角度依存性から求めることができる。枝分れのない非振動鎖であれば、 $\langle S^2 \rangle$ は平均二乗鎖長 $\langle R^2 \rangle$ の $1/6$ に等しくなる。しかし、枝分れがあるときには $\langle R^2 \rangle$ よりも $\langle S^2 \rangle$ の方が定義が明瞭である。鎖内の要素数 N への依存性は、 N の大きいときには $\langle S^2 \rangle$ も $\langle R^2 \rangle$ も同じべき指数を与える。

平均自由行程 [英 mean free path, 独 mittlere freie Weglänge, 仏 parcours libre moyen, 露 средний свободный пробег] 気体中の分子は乱雑な熱運動をしているが、1つの分子がほかの分子と衝突せずに走る距離をその分子の自由行程という。それをすべての分子に関して平均したのが平均自由行程である。これを平均自由行程ともいう。分子は平均自由行程だけ運動すると、平均として、必ずほかの分子と 1 回衝突する。平均自由行程は、液体中の分子、金属中の電子の場合などにも使われる。気体分子を直径 d の剛体球と考え、平均自由行程 l をまず直観的に見積ってみる。分子の速度を v とすれば、図からわかるよ



うに、分子が運動するとき、半径 d の円を底とし v の方向に伸びた円筒中にほかの分子の中心が入ってくると衝突が起る。分子が l だけ進んだとき衝突が起るとすれば、高さ l の円筒中に平均として分子が 1 個存在するであろう。気体の数密度を ρ とすれば、上の円筒中の分子数は $\pi d^2 l \rho$ であるから $\pi d^2 l \rho \approx 1$ となり、 l は

$$l \approx \frac{1}{\rho \pi d^2}$$

と表される。

気体分子の熱運動の平均の速さ \bar{v} , 統計的平均としての衝突頻度 z を用いれば、平均自由行程は $l = \bar{v}/z$ と表せる。マクスウェル-ボルツマン分布に従う分子の平均の速さ \bar{v} は、分子の質量 m , 気体の温度 T , ボルツマン係数 k を用いて $\bar{v} = (8kT/\pi m)^{1/2}$ であり、一方、衝突頻度 z は単一分子の場合、分子直径を d とし、単位体積中の気体分子

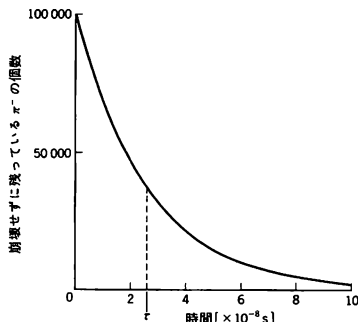
の数を n とすれば、 $z = \sqrt{2} n \pi d^2 (8kT/\pi m)^{1/2}$ となるので $l = (\sqrt{2} n \pi d^2)^{-1}$, あるいは、気体の圧力 p が $p = nkT$ と表せることより、 $l = kT/(\sqrt{2} p \pi d^2)$ として平均自由行程を求めうる。

平均自由時間 [英 mean free time, 独 mittlere freie Zeit, 露 среднее свободное время] 粒子が大半の時間、自由空間の中で他から妨害されずに直進運動していき、ときどき他の粒子と衝突したり、または空間に固定された不純物にぶつかって、進行方向を変えられたりしているとする。ある衝突の起った時刻と同じ粒子が次に衝突を受ける時刻の差を考え、この粒子についてこうした時間差を平均したものを、その粒子の平均自由時間という。平均自由時間は平均自由行程を粒子の速度で割ったものになる。空間に固定された不純物による平均自由時間は、速度の大きな粒子ほど短い。金属中の伝導電子は完全に量子液体になっていて、結晶状態に配列したイオンから受けるポテンシャルによってブロッホ波をつくり、ここでいう直進運動をすることになって、絶対零度ではこれらのイオンは伝導電子の散乱を起さない。不純物がなく、金属表面での散乱を無視すると、電子間相互作用による平均自由時間は、フェルミ面に近いブロッホ状態ほど長くなり、特に絶対零度では、フェルミ面上のブロッホ状態の平均自由時間は無限大になる。たとえば、 0°C , 1 atm の理想気体中における平均自由時間は、1 eV のエネルギーをもつ電子に対しては 10^{-11} 秒、熱速度の気体粒子(たとえば窒素分子)に対しては 10^{-8} 秒の程度である。平均自由時間は標準気体の圧力に逆比例するので、上記の例で圧力が 1 Torr になった場合には、平均自由時間は約 1000 倍だけ長くなる。

平均寿命 [英 mean lifetime, 独 mittlere Lebensdauer, 仏 vie moyenne, 露 средняя продолжительность жизни] 素粒子、原子核、放射性核種などの寿命は粒子の種類が違えばもちろん、同じ種類の粒子でも一定ではない。ある粒子 N 個が t 秒後に崩壊せずに生き残っている個数 n は次のように表れる。

$$n = N e^{-t/\tau}$$

ここで τ が平均寿命を表すものである。すなわち平均寿命に相当する時間が経過した時点では、粒子の個数はもともと存在していた個数の $1/e$ に減少する。放射性核種の場合には平均寿命の代りに半減期を用いることが多い(⇒半減期)。 π^- 中間子は 2.6×10^{-8} s の平均寿命をもつ。図は 10^5 個の π^- 中間子が時間とともにどのように崩壊によって減少していくかを示すものである。平均寿命が過ぎてもかなりの数の π^- 中間子が生き残っているのがわかる。平均寿命の 10 倍の 2.6×10^{-7} s にも 4~5 個の π^- 中間子は崩



壊せずに生き残っている。

特殊相対論によると、ある系(仮に静止系とよぶ)に対して真空中の光速 c に近い速度で運動している系における時間経過は静止系で観測すると遅くなるということが知られている。高エネルギーの反応によって発生する素粒子の多くは光速に非常に近い高速で飛び出してくる。実験室でこのような粒子の寿命を観測すると、その粒子の寿命は次式で表されるように長くなる。

$$\tau_v = \frac{\tau}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

ここで、 τ は静止している粒子の寿命を、 τ_v は速度 v で運動している粒子の寿命を表す。

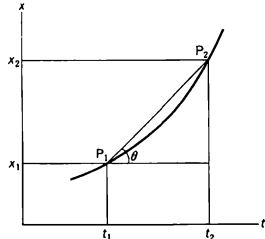
たとえば $1\text{GeV}/c$ の運動量をもつ π^- 中間子の場合、その速度は光速の 99% となり、その寿命は静止している場合の 7.2 倍にも延びることになる。

平均衝突時間 [英 mean collision time, 独 mittlere Stoßzeit, 仏 temps moyen de collision, 露 среднее время столкновения] 着目する 1 つの粒子が衝突相手との相互作用の及ぶ領域内に滞在している平均時間を、平均衝突時間または平均衝突継続時間という。気体分子運動論では、平均自由時間が平均衝突時間に比べて、はるかに長いと仮定する。すなわち、粒子は大部分の時間、自由であると仮定する。

平均速度 [英 mean velocity, 独 mittlere Geschwindigkeit, 仏 vitesse moyenne, 露 средняя скорость] 図のように x 軸上を動く物体が、時刻 t_1 に x_1 、時刻 t_2 に x_2 にあったとき

$$\bar{v} = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \tan \theta$$

を、時刻 t_1 と t_2 の間の平均の速度という。 t_1 と t_2 の間で、質点の速さは刻々と変化しているが、もし $\bar{v} = \tan \theta$ という一定の速さで進んでも x_1 から x_2 に達することができることを示すものである。図でいうと、実際の運動は弧



P_1P_2 に沿って起るのに対し、平均速度は線分 P_1P_2 で示したことになる。三次元的な運動の場合、時刻 t_1 および t_2 の位置ベクトルをそれぞれ r_1, r_2 とおけば、平均速度のベクトル \bar{v} は $\bar{v} = (r_2 - r_1)/(t_2 - t_1)$ で与えられる。

平均太陽時 [英 mean solar time, 独 mittlere Sonnenzeit, 仏 temps solaire moyen, 露 среднее солнечное время] 地球の自転角度から決められる時刻系である。観察される真太陽時は 1 日の長さは、地球の軌道が楕円であること、黄道が地球の赤道に対して約 23.5° 傾いていることにより、1 年を通じて一様でない。そこで天の赤道上を一樣な速さで動く仮想の天体、「平均太陽」を計算で求め、これに対する地球の自転角度から決められる時刻が平均太陽時である。経度 0° の子午線の平均太陽時を世界時(UT)

とよび、昔のグリニジ標準時(GMT, イギリスでは 1968 年 2 月に廃止)と同一のものである。UT から地球の自転軸の歳差運動(極運動)の影響を補正した世界時を UT1 と略称する。日本標準時は UT をちょうど 9 時間進めて得られる。

平均太陽日 [英 mean solar day, 独 mittlerer Sonnentag, 仏 jour solaire moyen] 平均太陽に対して地球が 1 回転する時間のことで、平均太陽時では 24 時間に当る。 $24^{\text{h}}03^{\text{m}}56^{\text{s}}.55536$ 平均恒星時に相当する。平均恒星時や平均太陽時が、地球自転速度の変動の影響を直接に受けるために、平均太陽日の長さも日々同じではない。

平均電力 [英 average power, 独 mittlere Leistung, 仏 puissance moyenne, 露 средняя мощность] 交流回路において、瞬時電力の一周期中の平均値をいう。正弦波交流の瞬時電圧 $e = E_m \sin \omega t$ 、瞬時電流 $i = I_m \sin(\omega t - \phi)$ のとき、瞬時電力 $p = ei = E_m \sin \omega t \times I_m \sin(\omega t - \phi)$ である。この場合、平均電力 W は次式で示される。

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{T} \int_0^T p dt \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T \frac{E_m \cdot I_m}{2} [\cos \phi - \cos(2\omega t - \phi)] dt \\ &= \frac{E_m I_m}{2} \cos \phi = E_e I_e \cos \phi \\ T &= \frac{2\pi}{\omega} \end{aligned}$$

ここで、 E_m は電圧の最大値、 I_m は電流の最大値、 ω は角速度、 t は時間、 ϕ は位相角、 T は周期、 E_e は電圧の実効値、 I_e は電流の実効値である。 W は交流の電力または有効電力ともよばれる。 W に時間を乗じたものを電力量といい、交流電源から負荷へ供給したエネルギーの量を示す。 W に対して $P_a = E_e I_e$ を皮相電力といい、交流電源の容量を表すのに用いる。また、 $P_e = E_e I_e \sin \phi$ を無効電力という。 W, P_a, P_e の間には $W^2 + P_e^2 = P_a^2$ の関係がある。

平均場近似 [英 mean field approximation, 仏 approximation de champ moyen, 露 приближение среднего поля] = 分子場近似

平均飛程 [英 mean range, 独 mittlere Reichweite, 仏 parcours moyen, 露 средний пробег] \Rightarrow 飛程

平均分子量 [英 average molecular weight, 独 mittleres Molekulargewicht, 仏 poids moléculaire moyen, 露 средний молекулярный вес] 分子量の異なる分子の混合物の平均の分子量をいう。水、ベンゼンなどの低分子物質の分子量は一定であるが、コラーゲンやポリエチレンなど多くの高分子は、いろいろな分子量のものの混合物である。したがって分子量の分布や平均分子量が、その高分子を規定する重要な因子となり、また測定法により関係する平均値もその種類が異なる。分子量 M_i の分子のモル濃度を n_i 、重量濃度を c_i とすれば、代表的平均分子量として

$$\text{数平均分子量: } \bar{M}_n = \frac{\sum n_i M_i}{\sum n_i} = \frac{\sum c_i}{\sum (c_i/M_i)}$$

$$\text{重量平均分子量: } \bar{M}_w = \frac{\sum n_i M_i^2}{\sum n_i M_i} = \frac{\sum c_i M_i}{\sum c_i}$$

$$z \text{ 平均分子量: } \bar{M}_z = \frac{\sum n_i M_i^3}{\sum n_i M_i^2} = \frac{\sum c_i M_i^2}{\sum c_i M_i}$$

$$\text{粘度平均分子量: } \bar{M}_v = \left(\frac{\sum n_i M_i^{1+a}}{\sum n_i M_i} \right)^{1/a} = \left(\frac{\sum c_i M_i^{1+a}}{\sum c_i} \right)^{1/a}$$

がある。ただし \bar{M}_v の式の a は固有粘度の関係 $[\eta] = K M^a$ における指数 a である。浸透圧法からは \bar{M}_n が、光散乱

法からは \bar{M}_w が、沈降法からは \bar{M}_w, \bar{M}_z が、また粘度法からは \bar{M}_v がそれぞれ求められる。各種平均値の間には $\bar{M}_n \leq \bar{M}_v \leq \bar{M}_w \leq \bar{M}_z$ の関係があり、分子量の多分散性の目安として比 \bar{M}_w/\bar{M}_n がしばしば使用される。ミオグロビン等の特殊な機能をもつ生体高分子の分子量は一定である。合成法の最近の進歩によって合成高分子でも $\bar{M}_w/\bar{M}_n=1.01$ 程度の単分散に近い試料が得られるようになり、この種のものはリビング重合により得られるので、リビングポリマーとよばれることがある(⇒リビングポリマー)。

平均ポテンシャル [英 average potential, 独 mittleres Potential, 仏 potentiel moyen, 露 усредненный потенциал] ⇒ 一粒子ポテンシャル

平均律 [英 equal temperament, 独 gleichschwebende Tonleiter, 仏 tempérament égal, 露 равномерно темперированный строй] 一般には 12 平均律をさす。12 平均律は 1 オクターブを等比級数的に 12 等分してつくられた音の高さの相対的關係である。隣りあう音の振動数の比はすべて $2^{1/12} \approx 1.05946$ であり、 n 半音離れた 2 音の振動数比は $2^{n/12}$ である。したがって、鍵盤楽器でも自由に転調してすべての調子を構成できる長所をもっているが、協和音の協和性は純正律よりも劣る。それは、協和音を構成する複数の楽音の倍音の間で、純正律の場合には生じない耳ざわりなビートが生じるためである。J. S. Bach が平均律クラヴィア曲集を作曲したことにより、19 世紀以降ピアノ、オルガンに平均律が採用されるようになって今日に及んでいる(⇒音階)。

平均連鎖長 [英 average sequence length, 独 mittlere Sequenzlänge, 仏 longueur de séquence moyenne, 露 средняя длина последовательности] 1 つの高分子鎖中で、ある特性をもつ構造単位が連続している部分を連鎖とよび、その連続する構造単位の個数の平均値をその平均連鎖長という。すべての構造単位の配列が全くランダムであれば、ある特性をもつ構造単位の個数が全構造単位数中に占める割合を X とするとき、その平均連鎖長は $1/(1-X)$ で与えられる。

たとえば、二元共重合体の場合に一方の成分の構造単位が連続している部分を連鎖と考えれば、その平均連鎖長がランダム共重合のときよりも非常に長いものはブロック共重合体である。また立体規則性高分子のコンフィグレーションでは、アイソタック構造またはシンジオタック構造の連続している部分を立体規則性構造の連鎖とみなして、その平均長が長いものは立体規則性高分子であり、ランダムな場合であればアタックタック高分子である。

平衡位相 [英 stable phase, 独 stabile Phase, 仏 phase stable, 露 стабильная фаза] ⇒ 位相安定性

平行移動 [英 parallel displacement, 独 Parallelübertragung, 仏 transport parallèle, 露 параллельное перемещение] ユークリッド空間ではベクトルの平行移動は容易に理解されるがリーマン空間では事情が異なる。リーマン空間における座標変換の変換係数は一般に場所(点)によって異なるから、ベクトル(テンソル)はどの点におけるベクトル(テンソル)であるかを明示する必要がある。したがって、微小量 dx^i だけ離れた点のベクトル $A^i(x')$ と $A^i(x' + dx')$ の差 $dA^i = (\partial A^i / \partial x^j) dx^j$ は一般にテンソルの変換則に従わない(この項ではアインシュタインの規約に従う)。ベクトルの変換則に従う差を得るには、 $A^i(x')$ と平行なベクトルを点 $x' + dx^j$ で定義し、これと $A^i(x' + dx^j)$

との差を(その点で)とればよい。これははじめの操作をベクトルの(無限小)平行移動という。無限小平行移動による A^i の成分の変化は、 $dx^i=0$ または $A^i(x')=0$ ならば 0 であるから、 dx^i と $A^i(x')$ に比例する。比例係数をクリストッフエルの記号(またはリーマン-クリストッフエルの記号)とよび $\Gamma^i_{jk}(x')$ と書いて、平行移動されたベクトルは $A^i(x') - \Gamma^i_{jk}(x') dx^j A^k(x')$ と表される(Γ^i_{jk} は 3 個の指標をもつがテンソルではない)。リーマン空間の各点において測地線座標系(または局所慣性座標系)が存在し、平行移動によってベクトルの大きさが変化しないとなると、 Γ^i_{jk} は計量テンソル g_{ij} によって定まる。共変ベクトルの平行移動は、スカラー積が平行移動によって変わらないことから

$$A_i(x') \rightarrow A_i(x') + \Gamma^k_{ij}(x') dx^j A_k$$

で与えられる。このとき、2 つのベクトル A^i, B^i の間の角度 θ (必ずしも実数ではない)を $\cos \theta = (A_i B^i) / (A_i A^i)^{1/2} (B_i B^i)^{1/2}$ と定義すると、この角度は平行移動によって変わらない。点 x' における混合テンソル $T^i_j(x')$ は

$$T^i_j(x') - \Gamma^i_{km}(x') dx^k T^m_j(x') + \Gamma^k_{im} dx^m T^i_k(x')$$

と平行移動される。ほかのテンソルについても同様である。

平衡核間距離 [英 equilibrium internuclear distance, 独 molekularer Gleichgewichtsabstand, 仏 distance d'équilibre intermoléculaire, 露 равновесное меядерное расстояние] 二原子分子を例にとると、2 つの原子の核間距離 (R) が小さいときには斥力が働き、距離が大きいたと引力が働く。斥力から引力へ変わる距離のところでは、力はつり合う。このときの核間距離を平衡核間距離 (R_e) という。多原子分子 \bullet は、分子内のすべての原子に働く力がつり合うときの核間距離が平衡核間距離である。力の代りにエネルギーということを使えば、分子のエネルギー(核は静止していて、その運動エネルギーはないものとする)を極小にするような核間距離が平衡核間距離である。基底状態の R_e の値はたとえば H_2 分子で 0.074 nm, N_2 分子で 0.109 nm, O_2 分子で 0.121 nm である。実際の分子の基底状態では、核は平衡核間距離の付近で振動している。

平衡型ケーブル [英 balanced type cable, 露 симметричный кабель] 信号電流の往路と帰路が対称な構造の線路。平衡型ケーブルは送受信回路に平衡型回路を採用で

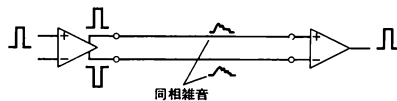


図 1 同相雑音の除去

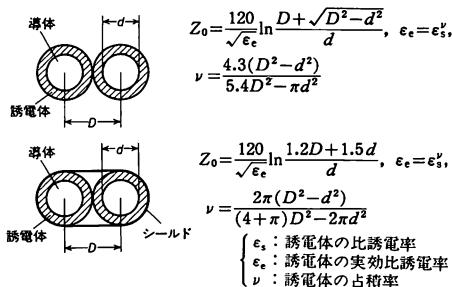


図 2 平衡形ケーブルの特性インピーダンス

きるので、外来雑音の同相成分を除去することができ、不平衡の同軸ケーブルに比べて同相成分の雑音除去比では優れている(図1)。平衡型ケーブルの特性インピーダンス Z_0 は幾何学的構造、誘電体の誘電率によって決まる(図2)。テレビ受像機のアンテナの給電線、デジタル回路の信号、制御線などに用いられている。

平衡軌道 [英 equilibrium orbit, 独 Gleichgewichtsbahn, 仏 orbite d'équilibre, 露 равновесная орбита] シンクロトロンを回る粒子が1周後にもとの状態(位置および進行方向)に戻る場合の軌道のこと。閉軌道ともよぶ。シンクロトロンでは、一般に粒子は中心軌道のまわりを振動しながらリングを回転するが、1周当りの振動の数(ベータトロン振動数、 Q 値)は整数ではないので、1周後に完全にもとの状態に戻るわけではない。しかし特定の初期状態をもつ粒子は1周後にもとの状態に戻り閉じた軌道をもつ。これが平衡軌道である。シンクロトロンはある特定の運動量をもつ粒子がビーム用真空ダクトのほぼ中央を通るように設計されるが(設計軌道)、運動量の異なる粒子の平衡軌道は設計軌道とは異なる。通常は運動量の大きな粒子の平衡軌道の方が外側になる。平衡軌道と設計軌道のずれの原因としてはこのほかに磁石の種々の誤差がある。効果の大きいものは、二極電磁石の磁場の強さの誤差、進行方向を軸とした傾き、四極電磁石の設置位置の半径方向・鉛直方向の誤差などである。この意味での軌道のずれを特に閉軌道ひずみとよび、補正用の二極電磁石を用いて極小化しなければならない。

平行(平板)コンデンサー [英 parallel-plate capacitor, 独 Plattenkondensator, 仏 condensateur à plaque, 露 плоский конденсатор] ⇒ 平行平板の電気容量

平行磁化率 [英 parallel susceptibility, 仏 susceptibilité parallèle, 露 параллельная восприимчивость] 反強磁性体のネール温度以下での磁化容易軸方向の磁化率をいう。平行磁化率 χ_{\parallel} は絶対零度では0で、温度上昇とともに増加して、ネール温度では磁気異方性を無視すれば垂直磁化率 χ_{\perp} に等しくなる。典型的物質である MnF_2 について実験値とスピンの波理論に基づく計算値の比較が行われているが、スピン波相互作用を考慮すればネール温度近くまで、実験値と理論値のよい一致が得られる。 χ_{\parallel} の磁場依存性は、スピントロップあるいは強磁性状態への転移(⇒メタ磁性)のために複雑であって、一般に磁場とともに増加する。なおスピントロップ後の磁化率は、普通、平行磁化率とはよばない。

平行軸の定理 [英 parallel-axis theorem, 仏 théorème d'axes parallèles, 露 теорема параллельных осей] ⇒ 慣性モーメント

平衡状態図 [英 phase-equilibrium diagram, 独 Gleichgewichtsdigramm, 仏 diagramme de phase-équilibre, 露 диаграмма фазового равновесия] = 状態図

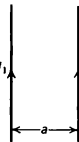
平衡定数 [英 equilibrium constant, 独 Gleichgewichtskonstante, 仏 constante d'équilibre, 露 константа равновесия] ⇒ 質量作用の法則

平衡電荷 [英 equilibrium charge, 独 Gleichgewichtsladung, 仏 charge d'équilibre, 露 равновесный заряд] 荷電粒子, 特に重イオンの荷電状態は, 物質中での電子捕獲, 電子損失過程による電子交換を多数回繰返すことにより, 平衡状態に達する。平衡状態での電荷分布を平衡電荷分布, 分布平均より定まる電荷を平均平衡電荷, あるいは

単に平衡電荷という。電子捕獲, 損失断面積は, 重イオンの入射速度や各荷電状態(たとえば O^+ イオンならば中性状態から, $+8$ 価まで)に依存するため, 通常, 平衡電荷分布は非対称となる。また平衡電荷は非整数となる。荷電状態の平衡電荷からのずれの三乗平均は非対称(skewness)パラメーターとよばれ, 電荷分布の非対称度を表す。平均平衡電荷は, 重イオンと陽子の阻止能間の比により定義される有効電荷とともに, 気体中や固体中を通過する核分裂破片や重イオンの飛程解析のための基礎パラメーターであり, 十分に重いイオンでは換算速度によるスケーリング則が経験式として成立する(H. D. Betz, 1966年, V. S. Nikolaev and J. S. Dmitriev, 1968年)。高密度物質中では, 励起荷電状態生成の確率が高くなるため, 高い平衡電荷が生成される。これを平均平衡電荷の密度効果といい, N. O. Lassen (1951年)によって最初に観測された。

平行電流間の力 [英 force between parallel currents, 独 Kraft zwischen parallelen Strömen, 仏 force entre courants parallèles, 露 сила между параллельными токами] 平行な導線に電流が流れるとき, その間には, 互いのつくる磁場を介して力が働く。特に, 真空中で間隔が a の平行な直線導線を流れる電流を I_1, I_2 とすると, 一方の導線に単位長さ当たり

$$\frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a}$$



の力が垂直に働く。電流の向きが等しければ引力, 逆ならば斥力が働く。ここで μ_0 は真空の透磁率である(⇒アンペア)。

平行ニコル(の状態) [英 parallel nicols, 独 parallele Nicols, 仏 nicols parallèles, 露 параллельные николи] 直線偏光の振動面に対して, 直線検光子の透過軸を平行に配置した状態を平行ニコルまたは平行ニコルの状態という。直交ニコル(の状態)の対語。直交ニコルの状態では透過光の強度はほぼ0になるが, 平行ニコルの状態では最大になる。元来, 一對のニコルプリズムによってこれら2つの状態が観測されたのでこの名がある。現在, ニコルプリズムは偏光子としてはほとんど用いられていないが, この歴史的なよび方は今も広く用いられている。「平行ニコル」という表現で, その状態にある一組の偏光子のことをさすが, 状態そのものをいうこともある。また広義には, 直線偏光子以外の偏光子に対しても用いられることがある。

平行バンド [英 parallel band, 独 Parallelbande, 仏 bande parallèle, 露 параллельная полоса] 3回転以上の回転軸をもつ分子で, 分子の対称軸方向の角運動量成分の量子数 K が変化しない($\Delta K = 0$)ような遷移によって生じる振動回転バンドをいう。この場合, 遷移モーメントが対称軸に平行であることからこの名がある。この場合の選択則は

$$K=0 \text{ から } K=0 \text{ の遷移では } \Delta J = \pm 1$$

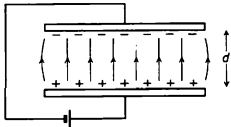
$$K \neq 0 \text{ で, } \Delta K = 0 \text{ の遷移では } \Delta J = 0, \pm 1$$

である。ここで J は電子スピンを含めた全角運動量の量子数である。前者では, バンドの P, R 枝のみが現れ, 後者では P, Q, R の枝が現れる。

平衡不平衡変換器 [英 balance-unbalance converter, 露 симметрирующий преобразователь] = バルン回路

平行平板の電気容量 [英 electric capacity of parallel plates, 独 Kapazität paralleler Platten, 仏 capacité élec-

trique de plaques parallèles, 露 электрическая ёмкость плоскопараллельных пластинок] 同じ形と大きさをもつ平面状の導体2枚が, ある間隔を置いて平行に向い合せて置かれているとき, これを平行平板コンデンサーという。真空中でのこのコンデンサーの電気容量 C は板の面積 S と間隔 d で決る。2枚の導体にそれぞれ Q および-



平行平板コンデンサー

Q の電荷を与えると, d が平面の幅や長さ比べて小さければ, 平板の向き合った内側の表面に電荷が集まり, その電荷分布は板の縁に近い所を除くと一様になる。電荷の面密度はそれぞれ Q/S および $-Q/S$ とする。この電荷分布による電場 E は2枚の板の間の空間のみに存在し, 板の縁に近いところを除いて, いたるところ板に垂直であり, 一定の大きさ $E=Q/S\epsilon_0$ をもつ。ここで ϵ_0 は真空の誘電率である。2枚の導体間の電位差 V は Ed なので, 平行平板の電気容量は $C=Q/V=\epsilon_0 S/d$ で与えられる。

平行力 [英 parallel force, 独 Parallelkraft, 仏 force parallèle, 露 параллельная сила] ⇨ 偶力

平行励起 [英 parallel pumping] マイクロ波などの高周波によって磁性体中にマグノン进行を励起する方法のひとつ。強磁性共鳴では高周波磁場を静磁場に対して垂直に加えるが, 平行励起では静磁場に対して平行に加えることからこの名前がある。強磁性体においては磁気双極子相互作用やその他の磁気異方性のために磁気モーメントの歳差運動が閉軌道となり, 磁気モーメントの静磁場に平行な成分が振動する場合がある。この振動成分を介して周波数がマイクロ波周波数の半分で波数ベクトルが $+k$ と $-k$ のマグノン対がつくられる。高周波電力が小さいときは熱平衡状態にあるマグノン強度が観測されるが, 高周波電力がマグノン緩和時間と決るあるしきい値を超えるとその強度は急激に増大する。これはマグノンバンドの中のある特定の k をもつマグノンのみが熱平衡値を超えて増大するためであり, そのしきい値からその特定のマグノンの緩和時間を求めることができる。この方法により強磁性体や反強磁性体におけるマグノン・マグノン相互作用やマグノン・フォノン相互作用による緩和過程が解明されている。また励起をさらに強くするとマグノン強度が振動しカオスが発生する場合もある。

ベイコン, F. Bacon, Francis, Baron Verulam, Viscount St. Albans 1561.1.22—1626.4.9 イギリスの政治家, 哲学者, 自然学者。当時のロンドン郊外ストランドに生れる。父は政治家の Sir Nicholas Bacon。ケンブリッジ大学で学んだ後グレイズ・イン(イギリスの法曹団体)で法律を勉強, 弁護士, 下院議員を経て検事総長, 枢密顧問官, 国璽尚書となり, 1618年には大法官に任ぜられた。しかし1621年 収賄罪で投獄され, まもなく釈放されたが, 以後は官職を退いて研究に専念, 雪による冷凍防痼実験を行ううちに病没した。彼は近代科学成立の時代に, それまでの全学問に対して方法論的批判を行って学問の大革新(Instauratio magna)を企てた。まず既存のあらゆる学問を新しく分類し直すと同時に, これまで存在しなかった新

しい研究分野を明らかにした(その分類は現在も図書館分類法の体系に生きている)。方法の面ではスコラ学の思弁と錬金術の断片的経験を排し, 系統的実験に基づいて帰納と演繹を行う新しい方法(Novum organum)を提唱した。その際, 帰納については事例の収集だけでなく, 所与の性質の欠けている事例の提示や性質の増減の事例を検討して「形相」(後の「法則」に近いもの)を発見すべきであると主張している。彼は実際に熱現象についてこの方法による研究を行い, 熱の本質が運動にほかならないことを発見した。「自然の探究は数学で終るとき最良のものになる」と述べ, Galileoの落体実験をいち早くとりあげているほか, 当時位置天文学にとどまっていた天文学の分野で天体の物理的性質を研究している。彼は科学を個人の仕事ではなく, 多数の人々によって人類の福祉のために研究すべきものと考えていたが, 大研究所で共同研究を行うというこの計画は生前には実現せず, ひとりで書きたる膨大な自然誌と技術誌を残した。彼が「新アトランティス」New Atlantis(1627年)に描いた研究組織の理想は, 死後, 王立協会をはじめとする学会やフランス百科全書家たちに大きな影響を与えた。[主著] De sapientia veterum, 1609; Instauratio magna, 1620; Sylva silvarum, 1627。

ベイコン, R. Bacon, Roger 1219ころ—1292ころ イングランド生れのスコラ学者, フランシスコ会修道士。13世紀西欧の学問研究全体の改革を志向し, その博識により「驚異博士」(Doctor Mirabilis)と称せられた。オックスフォードに学んだ後, 1240ころパリへ遊学し, 神学研究をするかたわら, Aristotelesの自然学諸著について講義した。やがて当時の学界に失望し, Aristoteles偽書「秘中の秘」の影響を受け, 1247年ころ一大知的転機を迎え, 通常のスコラ的思考法を打ち捨てた。オックスフォードに戻って以来, 思弁のおよび経験的知識のすべてを「知恵の統合」のもとに包摂する雄大な目標を実現すべく, みずから大金2000ポンドを投じて1267年までの20年間科学研究に挺身した。その成果を百科全書「主要著作」にまとめる構想であったが実現しなかった。しかしその準備作として, 教皇Clemens四世の求めに応じて, 1266年~68年にかけて代表作「大著作」Opus majus, 「小著作」Opus minus, 「第三著作」Opus tertium, 「形象多化論」De multiplicatione specierumを著述し, 教皇に献じた。この学問研究改革の建白案は, 教皇の急速により実現の機会を失った。後代, 「哲学研究綱要」(1272年ころ), 「神学研究綱要」(1292年)を発表したが, その主張は「大著作」の反復にすぎない。物理学史的に見て興味深いのは, 形象多化論という彼の自然哲学である。作用者-被作用者の連関を媒介するものとして指定された形象(species)の考えには, 場の萌芽的観念が読みとれる。また形象の典型例とされる光については, 彼はアラビアの光学者Ibn al-Haytham(Alhazen)をふまえて詳細に論じ, 中世光学の頂点に立つひとりとなった。さらに光の伝播様式が幾何学的に規定されることを敷衍し, また師 R. Grosstesteの着想を継承して, 自然研究における数学の有用性を「数学讃歌」の形で強調している。彼独得の経験学(scientia experimentalis)の理念は, しっば実験科学理念の先駆的提唱と称されるが, これは誤解であり, 経験に独得の意味をもたせたフランシスコ会伝統の照明説の産物である。

並進対称 [英 translational symmetry, 独 Translations-symmetrie, 仏 symétrie de translation, 露 трансляцион-

ная симметрия] 空間内のある一定の方向に、周期的に同一の基本構造が繰返し配列しているような状態。そのような周期をベクトル α で表示すると、並進対称をもつ構造 $F(r)$ では $F(r - n\alpha) = F(r)$ (n は整数) が成り立つ。あるいは、基本構造を $A(r)$ とすると、 $F(r) = \int A(r - r') \cdot \sum \delta(r' - n\alpha) dV_{r'}$ と表すことのできる構造 $F(r)$ は、周期 α の並進対称をもつ。一次元の周期をもつ構造は列、二次元の周期をもつ構造は網、三次元の周期をもつ構造は格子とよばれる。結晶中の三次元の周期は結晶格子をつくる。

並進不変性 [英 translation invariance, 独 Translationsinvarianz, 仏 invariance de translation, 露 трансляционная инвариантность] 物理法則が座標系の原点の選びかたによらずに成り立つことをいう。古典力学の基本法則であるニュートンの運動方程式は、座標系の原点の選びかたによらない。すべての点が相等しい変位、すなわち平行移動をしても、古典的な運動のしかたは変わらない。解析力学を用いると、並進不変な座標に共変な運動量は保存することが証明できる。したがって、空間座標についての並進不変性から運動量保存則が、また時間座標についての並進不変性からエネルギー保存則が導かれる。演算子を用いる量子力学においても、運動の基礎方程式の並進不変性から、運動量とエネルギーに関する保存則が導かれる。

ベイズの定理 [英 Bayes' theorem, 独 Bayesscher Satz, 仏 théorème de Bayes, 露 теорема Байеса] \Rightarrow 確率論

ベイズ流推測 [英 Bayesian inference, 仏 inférence bayésienne, 露 вывод Байеса] \Rightarrow 統計的方法

閉塞前線 [英 occluded front, 独 Okklusionsfront, 仏 front occlus, 露 фронт окклюзии] \Rightarrow 前線

閉電流 = ループ電流

平板の定理 \Rightarrow 慣性モーメント

平方メートル [英 square meter, 独 Quadratmeter, 仏 mètre carré, 露 квадратный метр] 面積の SI 単位。国際単位系 (SI) の組立単位の一。単位記号は m^2 (\Rightarrow 面積の単位)。

平方メートル毎秒 [英 square meter per second, 独 Quadratmeter pro Sekunde, 仏 mètre carré par seconde, 露 квадратный метр в секунду] 動粘性率 (動粘度ともいう) の SI 単位。国際単位系 (SI) の組立単位の一。単位記号は $m^2 \cdot s^{-1}$ または m^2/s (\Rightarrow 粘性率の単位)。

平面応力 [英 plane stress, 独 ebener Spannungszustand, 仏 tension plane, 露 плоское напряжённое состояние] \Rightarrow 平面ひずみ

平面回折格子 [英 plane diffraction grating, 独 Planigitter, 仏 réseau plan, 露 плоская решётка] \Rightarrow 回折格子

平面回転子模型 [英 plane rotator model, 独 Modell des ebenen Rotators, 仏 modèle de rotateur plan, 露 плоская ротаторная модель] 格子点での協力現象の研究に用いられる模型のひとつで、平面的に回転できるベクトルが各格子点上にあり、それが互いに相互作用しているとするもの。普通の相互作用はハミルトニアン

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \cos(\varphi_i - \varphi_j) - H \sum_i \cos \varphi_i$$

で与えられる。ここで φ_i は格子点 i のベクトルがある基本軸となす角である。また J は結合定数、 H は基本軸の方向にかけた外部磁場である。このとき、秩序変数の自由

度は $\sum \cos \varphi_i$ と $\sum \sin \varphi_i$ の 2 つで、XY 模型と同じ対称性のクラスにあると考えられており、二次元の長距離秩序を伴わない相転移 (コストリッツ-サウレス転移) の研究に用いられる。XY 模型の古典模型としてこの模型をさすこともあるが、古典 XY 模型といえる場合は、上と同様に相互作用は面内成分に限るが、ベクトルの自由度を平面内だけでなく球面上にとることが多い。

平面電磁波 [英 plane electromagnetic wave, 独 ebene elektromagnetische Welle, 仏 onde plane électromagnétique, 露 плоская электромагнитная волна] \Rightarrow 電磁波

平面波 [英 plane wave, 独 ebene Welle, 仏 onde plane, 露 плоская волна] 同一位相の点 (\Rightarrow 波面) がすべて、常に波の進行方向に垂直な平面上にある波をいう。波の進む方向の単位ベクトルを e (波数ベクトルを k とすれば、 $e = k/|k|$ である)、空間の位置ベクトルを r とすれば、平面波の波面の方程式は

$$e \cdot r = g(t) \quad (g(t) \text{ は時間 } t \text{ のみの関数})$$

で与えられる。一定の速さ v で進む一定の波形の平面波は、波動関数 $\psi = f(e \cdot r \mp vt)$ の形に表される。ここで符号 $-$ は波が e と同じ向き、符号 $+$ は反対の向きに進む場合である。平面正弦波は、波長 $\lambda = 2\pi/|k|$ 、一定な角振動数 ω を用いて、 $e \cdot r \mp vt = (\lambda/2\pi)(k \cdot r \mp \omega t)$ より $A \sin(k \cdot r \mp \omega t)$ 、 $A \exp[i(k \cdot r \mp \omega t)]$ などの形に表される。波源から十分遠方では、球面波やそのほかの波が近似的に平面波として取扱われることがある。また、ド・ブロイ波が、平面波 $A \exp[i(k \cdot r - \omega t)]$ で表される場合、これは運動量 $p = \hbar k$ ($\hbar = h/2\pi$, h はプランク定数) が一定の自由粒子の状態を表す。

平面波近似 [英 plane wave approximation, 独 Näherung mit ebener Welle, 仏 approximation d'onde plane, 露 плоско-волновое приближение] \Rightarrow バンド理論

平面波理論 [英 plane-wave theory, 独 Theorie mit ebenen Wellen, 仏 théorie d'onde plane, 露 плоско-волновая теория] 1 つの平面波が結晶に入射すると考えてたてられた動力学的回折理論で、加藤範夫が導入した球面波理論に対比してよばれる。P. P. Ewald, H. Bethe, M. V. Laue の理論は、これに相当する。入射波がどんな波でも、フーリエ解析によって平面波の重ね合わせと考えることができるので、成分平面波に対してこの理論を適用すればどんな入射波をも取扱うことができる (\Rightarrow 動力学的回折理論, 球面波理論)。

平面ひずみ [英 plane strain, 独 ebene Verformung, 仏 déformation plane, 露 плоская деформация] 固体内の各点の x, y 方向変位 u, v が z に無関係で、 z 方向変位 w が 0 であるような平面的なひずみの状態をいう。すなわち、 $u = u(x, y)$, $v = v(x, y)$, $w = 0$ であるため、各ひずみ成分のうち

$$\epsilon_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad \epsilon_{yz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) = 0$$

$$\epsilon_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) = 0$$

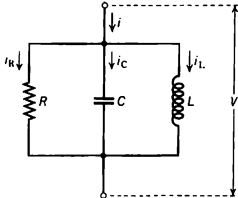
となり、ひずみ成分は $\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{xy}$ の 3 成分のみの二次元問題となる。この状態では、 z 方向の応力 σ_z は $\nu(\sigma_x + \sigma_y)$ で与えられる (ν はポアソン比) ため、応力は平面的にはならない。これとは逆に応力の z 方向成分 $\sigma_{zz} = \sigma_{zx} = \sigma_{zy} = 0$ と与えられる状態は平面応力状態とよばれ、ひ

ずみは平面的にはならない。一般に、薄い板は平面応力状態、厚い板は平面ひずみ状態で近似することができる。

平面偏光 [英 plane-polarized light, 独 ebenpolarisiertes Licht, 仏 lumière polarisée rectiligne, 露 плоско поляризованный свет] = 直線偏光

閉ループ制御 [英 closed-loop control, 独 Regelung im geschlossenen Wirkungskreis, 仏 régulation en boucle fermée, 露 регулирование с замкнутым контуром] ⇒ フィードバック制御

並列共振 [英 parallel resonance, 独 Parallelresonanz, 仏 résonance parallèle, 露 параллельный резонанс] L, C, R が図のように並列に結ばれた回路で信号源の角周波



数を ω , 電流 i を一定とすると, $\omega L = 1/\omega C$ のとき両端の電圧 V が最大となる。この状態を並列共振といい, 電流 i_L, i_C が最大になる。直列共振とは対照的な関係にある。共振周波数 ω_0 において, 回路の両端の間のインピーダンス Z は L と C によるリアクタンス分が相殺し合って純抵抗分 R になるが, それはまた $|Z|$ の最大となる点でもある。図において $V = i_R R = \int (i_C/C) dt = L di_L/dt$ かつ $i = i_C + i_L + i_R$ より, 周波数 ω におけるコンダクタンス $Y (= 1/Z)$ は $Y = i/V = 1/R + j\omega L + j\omega C$ となる。ここで $Y = |Y|e^{j\theta}$ と表せば

$$|Y|^2 = (1/R)^2 \left[1 + Q^2 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right]$$

$$\theta = \tan^{-1} Q \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)$$

と書ける。ただし, $\omega_0^2 = LC$, $Q = \omega_0 CR$ である。 $I_0 e^{j\omega t}$ のような交流定電流源を接続したとき, 回路の両端の電圧 $V e^{j\omega t}$ は $\omega = \omega_0$ で最大になる (ω による V の絶対値, 位相の変化の模様は, 直列共振の場合を, $r \rightarrow 1/R$, $|I| \rightarrow |V|$, $V_0 \rightarrow I_0$ と置換えたもので示される)。直列共振とは逆に, $\omega < \omega_0$ で誘導性, $\omega > \omega_0$ で容量性のインピーダンスを示す (⇒ 直列共振)。

並列接続 [英 parallel connection, 独 Parallelschaltung, 仏 connection en parallèle, 露 параллельное соединение] 2 つ以上の回路素子の両端が共通に接続されているとき, この接続方式を並列接続という (図参照)。インピーダンスが Z_1, Z_2, \dots, Z_n の素子をすべて並列に接続すると, 合成されたインピーダンス Z は

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2} + \dots + \frac{1}{Z_n}$$

となる。これらの素子のアドミタンス ($1/Z_i$) が Y_1, Y_2, \dots, Y_n であれば, 合成されたアドミタンス Y は

$$Y = Y_1 + Y_2 + \dots + Y_n$$

となる。並列に接続した回路に電流 I を流すと, 各素子に流れる電流 I_i は

$$I_i = \frac{Y_i}{Y} I$$

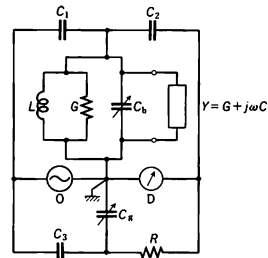
のように各素子のアドミタンスに比例して分れる。電流が I_1, I_2, \dots, I_n の電流源を並列に接続すると, 合成された電流 I は

$$I = I_1 + I_2 + \dots + I_n$$

となる。ただし I_1, I_2, \dots, I_n は, 絶対値だけでなく位相も考慮に入れた複素数表示がなされているものとする。

並列 T 型発振器 [英 parallel T-type oscillator, 仏 oscillation à type T parallèle] ⇒ RC 発振器

並列 T 型ブリッジ [英 twin-T bridge, 独 Doppel-T-Brücke, 仏 double-T ponté, 露 двойной T-образный мост] 数百 kHz から 250 MHz にわたるアドミタンス測定用回路で, 図に示すようにブリッジの平衡をとるため



の可変標準素子がコンデンサーのみであること, 2 個の可変コンデンサー C_b, C_c , 発振器 O, 検出器 D および測定端子の一端がアースで, 測定時に測定者と回路素子との間の漂遊容量の影響による誤差の発生を防止でき, 高周波においても確度の高い測定ができる。測定端子開放のとき C_b', C_c' , 被測定端子に未知アドミタンス $Y = G + j\omega C$ を接続したとき C_b'', C_c'' で平衡すれば, $C = C_b' - C_b'', G = (\omega^2 C_1 C_2 R / C_3) (C_c' - C_c'')$ である。

へき開 [英 cleavage, 独 Spaltung, 仏 fendage, 露 раскалывание] 結晶がある特定の方位をもった面に割れやすいことをいう。この面をへき開面といい指数の低い結晶面であることが多い。これは結晶の内部構造に起因するが, 原子間の結合が比較的弱い方向がある場合, これに垂直な面に平行にへき開が起りやすい。したがって, へき開面は結晶の面々群対称によって対称的に現れることが多い。へき開面の状態により, 完全, 良好, 明瞭, 不明瞭と分類される。ダイヤモンドの $\{111\}$, 方解石の $\{10\bar{1}1\}$, 透輝石の $\{110\}$ などがよく知られている。

へき開面 [英 cleavage surface, 独 Spaltfläche, 仏 facette de clivage, 露 плоскость спайности] ⇒ へき開

べき級数 [英 power series, 独 Potenzreihe, 仏 série de puissances, 露 степенный ряд] ⇒ 級数

壁面をたたく気体分子数 [英 incident flux intensity on the wall, 独 Eingangsflußdichte auf der Wand, 仏 intensité d'écoulement incident sur le mur, 露 интенсивность течения молекул] 気体分子は熱運動のため $10^2 \sim 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ の速さで空間を飛回り, 分子どうしまたは分子を閉込めている容器壁と衝突を繰り返している。この壁への単位時間, 単位面積当りの入射頻度は空間の任意の場所において仮想面への入射頻度と等しく, 気体分子の密度 n , 分子の熱運動の平均速度 \bar{v} を用いれば $(1/4)n\bar{v}$ となる。この値は次のようにして求められる。壁面上に微小面積 dS を

考え、その法線方向より θ だけ傾いた方向での微小立体角 $2\pi \sin\theta d\theta$ から面 dS へ入射する気体分子の数 dF は、単位時間に分子が飛来できる距離 v 、気体分子の速度分布 $f(v)$ を用いて $dF = nf(v)v dS \cos\theta (2\pi \sin\theta d\theta / 4\pi) dv$ となる。 $0 \leq v \leq \infty$, $0 \leq \theta \leq \pi/2$ で dF を積分すれば求められる。この $(1/4)\pi v$ という量は、分子条件が成り立つときに穴から飛出す気体の量や、蒸発源からある距離はなれた面への金属原子の蒸着速度、吸着面の排気速度などの算出において用いられる重要な量である。

ペーキング = 加熱脱ガス

ヘクタール [英仏 hectare, 独 Hektar, 露 гектар]

面積の単位であるアール(単位記号は a)の、倍量単位のひとつ。 10^2 a に等しい。記号は ha。SI 接頭語のヘクトをアールの前に付ける際、欧語では hectoare などのような母音の連続を避けるために o を省くので、日本でもそれに準じたよびかたをする。

ヘクト [英仏 hecto, 独 Hekto, 露 гекто] 単位の名称に付ける接頭語のひとつで、 10^2 倍を意味する。フランスでは、メートル法の展開期の 1795 年から用いられてきたが、しだいに普及し、1960 年の国際度量衡総会の決議 12 によって、SI 接頭語のひとつとして採用され、記号 h で表すことが協約された。たとえば長さの SI 単位はメートル(単位記号は m)であるが、その 10^2 倍をヘクトメートルとよび、記号 hm で表す。同様に、面積の単位、アール(単位記号は a)の 10^2 倍をヘクトアール(またはヘクタール)とよび、記号 ha で表す。この語は、100 を意味するギリシア語 *εκατον* から選ばれたといわれる。

ベクトル [英 vector, 独 Vektor, 仏 vecteur, 露 вектор] 物体に働く力や、物体の加速度、速度、変位などのように一般に大きさと方向をもち、加法とスカラー倍が定義されている量を、(大きさしかもたない量をスカラーとよぶことに対応して)ベクトルとよぶ。たとえば空間の 2 点間の有向線分を考え、方向と大きさのみに着目し始点の違いを無視すればこれらはベクトルである(始点の違いを無視するとき自由ベクトル、無視しないとき束縛ベクトルということがある。たとえば物体に働く力の着点の違いを考慮するとき、力は束縛ベクトルとなる)。この場合、平行四辺形の法則で 2 つのベクトルの和が定義され、また、実数 c をベクトル a に掛けるスカラー倍 ca がベクトルの大きさを c 倍にする($c < 0$ のときは向きを逆にすること)で定義される。これらの(三次元空間の)ベクトル a は、3 つの線形独立なベクトル $\{e_i\}$ を用いて、 $a = \sum_i a_i e_i$ の形に一意的に表される。 a_i を a の i 成分という。このとき $\{e_i\}$ を基本ベクトルまたは基底という。また、各 e_i の大きさが 1 のとき、これらを基本単位ベクトルという。さらに、各 e_i が大きさ 1 で互いに直交するとき、 $\{e_i\}$ を正規直交系という。2 つのベクトル a と b の規格直交系に対する成分を a_i, b_i とするとき、ベクトルの内積またはスカラー積 $a \cdot b$ が $a \cdot b = \sum_i a_i b_i$ で定義される。特に、ベクトルの大きさは $|a| = \sqrt{a \cdot a}$ で与えられ、2 つのベクトルのなす角を θ とすると $\cos\theta = a \cdot b / |a||b|$ である。ベクトル a, b の外積またはベクトル積 $a \times b$ は、 $a \times b = (a_2 b_3 - a_3 b_2, a_3 b_1 - a_1 b_3, a_1 b_2 - a_2 b_1)$ で定義される。 $|a \times b| = |a||b|\sin\theta$ である。これは a, b のつくる平行四辺形の面積に等しい大きさをもち、 a, b に垂直で、 a から b へ回した右ネジが進む

方向のベクトルである。3 つのベクトルの積 $(a \times b) \cdot c$ をベクトルの(スカラー)三重積という。 a, b, c が右(左)手系をなすとき、これは正(負)の符号をもちその大きさ $|(a \times b) \cdot c|$ は a, b, c のつくる平行六面体の体積に等しい。また $(a \times b) \cdot c = (b \times c) \cdot a = (c \times a) \cdot b$ である。さらに $a \times (b \times c)$ をベクトルの(ベクトル)三重積という。 $a \times (b \times c) = b(a \cdot c) - c(a \cdot b)$ が成り立つ。二階反対称テンソル $T = (T_{ij})$

をベクトル x に作用した結果 $(T \cdot x)_i = \sum_j T_{ij} x_j$ は、 $T \cdot x = a$

$\times x$, $a = (T_{23}, T_{31}, T_{12})$ と表される。このとき、 a の成分は、座標系の向きが(右手系から左手系へ、またはその逆に)変わることのない座標変換においてはベクトルと同じ変換則に従うが、座標系の向きが変化するときには、ベクトルとしての変換のほか、符号の変化を伴う。このようなベクトルを擬(または軸性)ベクトルという。これに対し、本来のベクトルを極性ベクトルということがある。同様に、ベクトル積 $c = a \times b$ も擬ベクトルである。

一般には、上記の三次元空間のベクトル以外に、ベクトル空間の公理を満たす集合の元をベクトルという。

ベクトル解析 [英 vector analysis, 独 Vektoranalysis, 仏 analyse vectorielle, 露 векторный анализ] 変数 x に対してベクトル $A(x)$ またはテンソル $T(x)$ が定義されているとき、これを x のベクトル関数またはテンソル関数という。空間の各点で定義されたベクトル関数をベクトル場、テンソル関数をテンソル場という。空間の各点においてスカラー関数 $f(r)$ (スカラー場)が定義されているならば、 f の勾配 $\text{grad} f$ を求めることによりベクトル場が得られる。また、ベクトル場 $A(r)$ の発散をとることによりスカラー場 $\text{div} A$ 、回転をとることによりベクトル場 $\text{rot} A$ が得られる。これらの場の微分、積分、および諸性質(例えば、ガウスの定理、ストークスの定理)に関する解析学をベクトル解析という。 $\text{grad} f, \text{div} A, \text{rot} A$ は、直角座標 (x, y, z) におけるベクトル演算子ナブラ $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$ を使って、それぞれ $\nabla f, \nabla \cdot A, \nabla \times A$ と書くことができる。

ベクトルカレント [英 vector current, 独 Vektorstrom, 仏 courant vectoriel, 露 векторный ток] 素粒子の相互作用に現れるカレントの一種。ローレンツ変換の下でベクトルのようになるまい、空間反転に対して空間成分が符号を変えるカレントを、一般にベクトルカレント、またはベクトル流という。フェルミ粒子の場を $\psi(x)$ とすると $\psi(x) \gamma_\mu \psi(x)$ はベクトルカレントである。代表的なものは四元電流密度に対応する電磁カレントであり、電磁相互作用は、電磁場とベクトルカレントの積によって記述される。電磁カレントは保存カレントである。弱い相互作用も、ベクトルカレントと軸性ベクトルカレントによって記述され、ベクトルカレントの方は保存する(\Rightarrow 保存ベクトルカレント)。ベクトルカレントと軸性ベクトルカレントの交換関係は閉じた代数をつくる(\Rightarrow カレント代数)。

ベクトル球面調和関数 [英 vector spherical harmonics, 独 Vektorkugelfunktion, 仏 harmonique sphérique vectorielle, 露 векторная сферическая гармоника] 球面上のベクトル関数であり、ベクトル場を角運動量の固有関数で展開(\Rightarrow 多重展開)するとき用いられる。

x, y, z 方向の単位ベクトル e_x, e_y, e_z を用いて複素ベクトル $\mathbf{x}_0 \equiv e_x, \mathbf{x}_{\pm 1} \equiv \mp (e_x \pm i e_y) / \sqrt{2}$ を定義する。この一階のテンソル $(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}_{\pm 1})$ と球関数 $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ とのテンソル積で

定義されるベクトル関数

$$Y_{lm}^J(\theta, \varphi) = \sum_m (lm1\nu | JM) Y_{lm}(\theta, \varphi) x_\nu$$

をランク J , その z 成分 M のベクトル球面調和関数という。($lm1\nu | JM$) はクレブシュ-ゴルデン係数である。 Y_{lm}^J は直交関係

$$\int \left[Y_{lm}^J(\theta, \varphi) \right]^* \left[Y_{l'm'}^J(\theta, \varphi) \right] d\Omega = \delta_{JJ'} \delta_{mm'} \delta_{ll'}$$

を満足し、完全系をつくる。任意のベクトル場 $A(r)$ は

$$A(r) = \sum_{Jlm} A_{Jlm}(r) Y_{lm}^J(\theta, \varphi)$$

と展開できる。ここで (r, θ, φ) は位置ベクトル r の極座標である。ベクトル場の軌道角運動量とスピンの演算子それぞれ L と S , 全角運動量演算子を $J = L + S$ とすると

$$J^2 Y_{lm}^J = J(J+1) Y_{lm}^J, \quad J_z Y_{lm}^J = M Y_{lm}^J$$

$$L^2 Y_{lm}^J = l(l+1) Y_{lm}^J, \quad S^2 Y_{lm}^J = 2 Y_{lm}^J$$

を満足する。 Y_{lm}^J はまた

$$Y_{lm}^J(\theta, \varphi) = \begin{cases} \frac{(r \nabla + J \hat{r}) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi)}{\sqrt{J(2J+1)}} & l = J-1 \\ \frac{L \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi)}{\sqrt{J(J+1)}} & l = J \\ \frac{(r \nabla - (J+1) \hat{r}) \cdot Y_{lm}(\theta, \varphi)}{\sqrt{(J+1)(2J+1)}} & l = J+1 \end{cases}$$

と表すことができる。 \hat{r} は r 方向の単位ベクトルである。特に、 $Y_{lm}^J(\theta, \varphi)$ は $X_{Jm}(\theta, \varphi)$ とも書かれて、電磁場の多極放射に用いられる。

ベクトル空間 [英 vector space, 独 Vektorraum, 仏 espace vectoriel, 露 векторное пространство] 三次元空間のベクトル全体の集合は、要素どうしの加法およびスカラー倍(実数倍)に関して閉じた集合である。また、実係数多項式全体の集合も同じ性質をもっている。一般に、次の性質(1)(2)をもつ集合 V を(抽象)ベクトル空間あるいは線形空間といい、 V の元 u, v, w, \dots をベクトルという。

(1) V の要素 u, v に対して、 V に含まれる和 $u+v$ が定義され、(1.1) $(u+v)+w = u+(v+w)$ (結合則)、(1.2) $u+v = v+u$ (交換則)、(1.3) 零ベクトル 0 が存在して、任意のベクトル u に対して $0+u = u$ 、(1.4) 任意のベクトル u の逆ベクトル $-u$ が存在して $u+(-u) = 0$ (つまり加法に関して可換性をなす)。

(2) 任意のベクトル u とスカラー α に対して、 V に含まれるスカラー倍のベクトル αu が定義され、(2.1) $(\alpha\beta)u = \alpha(\beta u)$ 、(2.2) $1u = u$ 、(2.3) $\alpha(u+v) = \alpha u + \alpha v$ (ベクトルに関する分配則)、(2.4) $(\alpha+\beta)u = \alpha u + \beta u$ (スカラーに関する分配則)。

スカラー α は K (係数体という)の要素であり、 V を K 上のベクトル空間(または K 上の線形空間)ともいう。 K としては、実数体または複素数体をとることが多く、それぞれ実ベクトル空間、複素ベクトル空間という。

ベクトル空間 V では任意の要素 u_1, u_2, \dots, u_N の線形結合 $\sum_{i=1}^N a_i u_i$ ($a_i \in K$) をつくることができる。この線形結合が $a_1 = a_2 = \dots = a_N = 0$ の場合に限って 0 となるとき、 u_1, u_2, \dots, u_N は線形独立であるという。このような N に最大数があれば、その N を空間 V の次元という。最大数がなければ、 V の次元は ∞ であるという。

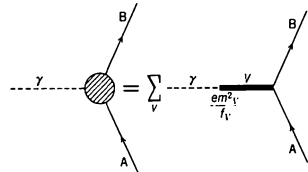
ユークリッド空間、ヒルベルト空間、バナッハ空間などは、ベクトル空間であるうえにさらにそれぞれの構造を備

えたものである。また、主要な関数空間はベクトル空間をなすものが多い。

ベクトル積 [英 vector product, 独 Vektorprodukt, 仏 produit vectoriel, 露 векторное произведение] \Rightarrow ベクトル

ベクトル中間子 [英 vector meson, 独 Vektormeson, 仏 méson vectoriel, 露 векторный мезон] スピン 1, パリティ負の、強い相互作用をする中間子。中間子 ρ , ω , ϕ , K^* , \bar{K}^* が $SU(3)$ 群の九重項をつくっていると考えられる。 J/ψ 粒子, ψ' 粒子, ψ 粒子のより高い励起状態はベクトル中間子で、第四のクォーク c に関係し、 $c\bar{c}$ の $1S$, $2S$, ... 状態と考えられる。 $D^*(c\bar{u}, c\bar{d})$, $F^*(c\bar{s})$ もベクトル中間子である。第五のクォーク b に関係した T 中間子, T' 中間子, およびそれより高い状態も $b\bar{b}$ という構造のベクトル中間子である。

ベクトル中間子ドミナンス模型 [英 vector meson dominance model, 独 Vektormesonendominanzmodell, 仏 modèle de dominance du méson vectoriel, 露 модель доминантности векторного мезона] 光子はスピン 1, パリティ負, 荷電共役パリティ -1 , 奇妙さ=バリオン数=電荷=0 であるから、内部量子数に関する限り中性ベクトル中間子と同じである。すなわち、光子は裸の光子成分の状態 $|r_0\rangle$ と、中性ベクトル中間子のハドロン成分の状態 $|h\rangle$ の重ね合せである。高エネルギーの光子がハドロンと相互作用するときは $|r_0\rangle$ は寄与せず、重要な寄与をするのは $|h\rangle$ の中性ベクトル中間子 ρ^0, ω, ϕ などである。これをベクトル中間子ドミナンス模型という。図のように



ハドロン A が高エネルギー光子と相互作用してハドロン B になる過程は、光子とハドロンの中に中性ベクトル中間子 V が中間状態として伝播し

$$\langle B | J_\mu^{\text{em}}(0) | A \rangle = \sum_V \frac{e m_V^2 (m_V^2 + Q^2)^{-1}}{f_V} \langle B | J_\mu^V(0) | A \rangle$$

のように表される。ここに J_μ^{em} , J_μ^V はそれぞれ電磁カレント、ベクトル中間子のカレントであり、 m_V はベクトル中間子の質量、 $e m_V^2 / f_V$ は光子とベクトル中間子の結合定数、 $(m_V^2 + Q^2)^{-1}$ はベクトル中間子のグリーン関数を表している。 V として ρ^0, ω, ϕ をとったものが普通のベクトル中間子ドミナンス模型であり、もっと高い質量の中性ベクトル中間子の寄与まで入れたものは一般化されたベクトル中間子ドミナンス模型とよばれている。

ベクトル電圧計 [英 vector voltmeter, 独 Vektorvoltmeter, 仏 voltmètre vectoriel, 露 векторный вольтметр] 高周波の振幅および位相の両方を表示する装置で、伝送線の2つの異なる点での高周波や、1点での入力波と反射波、空洞での入力波と透過波など2つの高周波信号間の差をベクトル的に観測する場合に用いられる。最も簡単な方法では、電圧は直接整流して求め、位相は各入力振幅制限回路で一定振幅に増幅した後、位相弁別器にかけて求める。しかし、広範囲の周波数にわたって一様な精度の良い測定を行うには、いったん入力した高周波を数十kHz

の中間周波数に下げて処理するほうが容易である。

ベクトル場 [英 vector field, 独 Vektorfeld, 仏 champ vectoriel, 露 векторное поле] ある空間の各点でベクトル量が定義されているとき, その空間をベクトル場という。たとえば流体が運動している場合には, 流体の占める空間内の各点で速度が定義されるのでこの空間はベクトル場であり, 静電気や磁気の分布, 電流などもそのまわりの空間に電場や磁場を生ずるのでこの空間もベクトル場である。空間に座標系を導入すればベクトルの解析学や代数学が成立する(⇒回転, 勾配, 発散, ポテンシャル)。

ベクトル偏極 [英 vector polarization, 独 Vektorpolarisation, 仏 polarisation vectorielle, 露 векторная поляризация] スピン S の粒子の偏極は一般に k 階テンソルの κ 成分 $t_{k\kappa}$ ($1 \leq k \leq 2S$) で表されるが, 特に $k=1$ の偏極はベクトル量になるのでベクトル偏極という(⇒偏極)。 $S=1/2$ の場合を例にとる。スピンの量子化軸を z 軸にとり, z 成分が $1/2$ (上向き) の粒子の個数を n^+ , $-1/2$ (下向き) の個数を n^- とすると, ベクトル偏極 t_{10} は

$$t_{10} = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-}$$

で表される。スピンの量子化軸が y 軸の場合, t_{10} は 0 になり, 代って偏極は t_{11} あるいは t_{1-1} で表されるが, t_{11} ($=t_{1-1}$) は純虚数なので, 通常ベクトル偏極を it_{11} で表す。 it_{11} の代りに次に定義する p_y (これを単に P と書くこともある) も用いられる。

$$p_y = \sqrt{2}it_{11}$$

散乱または反応によって放出される粒子のベクトル偏極は $S=1/2$ の場合には数多く測定されているが, そのほかの S についてはほとんど直接測定はされていない。弾性散乱の場合には, 放出粒子の偏極は, 偏極ビームによる分解能と同等なので, ベクトル偏極の測定はベクトル分解能の測定で代用される。またベクトル偏極は散乱または反応に関与した粒子に働くスピン・軌道相互作用についての情報を与える(⇒テンソル偏極)。

ベクトルポテンシャル [英 vector potential, 独 Vektorpotential, 仏 potentiel vecteur, 露 вектор-потенциал] 電磁場は

$$\mathbf{B} = \text{rot} \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\text{grad} \phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

と表される。ここで \mathbf{A} をベクトルポテンシャルという(⇒スカラーポテンシャル)。単位は $\text{T} \cdot \text{m}$ (テスラ・メートル) または $\text{Wb} \cdot \text{m}^{-1}$ (ウェーブ毎メートル) である。 \mathbf{A} と ϕ の決め方には任意性があり, \mathbf{A} と ϕ の特定の決め方をゲージを定めるといふ(⇒クーロン・ゲージ, ローレンツ・ゲージ)。一般に, 任意のベクトル場 \mathbf{V} はあるスカラー ϕ の傾き $\text{grad} \phi$ と, あるベクトル \mathbf{W} の回転 $\text{rot} \mathbf{W}$ とに分解でき(ヘルムホルツの定理), $\mathbf{V} = \text{grad} \phi + \text{rot} \mathbf{W}$ と表される。このときの \mathbf{W} を \mathbf{V} のベクトルポテンシャルという。

ベクトル模型 [英 vector model, 独 Vektormodell, 仏 modèle vectoriel, 露 векторная модель] 量子力学において, 2つの角運動量の合成などを取扱うとき, 角運動量を古典的なベクトルのように考えて図を描き, 直観的にわかりやすく取扱う方法がベクトル模型である。ベクトル模型は原子, 分子などの状態を記述するのに用いられる。原子は原子核と電子とから成る質点系であるが, 原子核の位置は原子の重心の位置とほぼ一致するので, 重心運動を分離すれば, 原子核は静止していると考えてよい。その場

合, 原子内の角運動量としては, 電子の軌道角運動量 \mathbf{L} , 電子のスピン角運動量 \mathbf{S} , 核スピン \mathbf{I} の3つがある。原子核がスピンをもたない場合は, \mathbf{L} と \mathbf{S} との和 \mathbf{J} が原子の全角運動量であり, これは運動の恒量である。比較的軽い原子では, 電子のスピン・軌道相互作用, スピン・スピン相互作用が小さいので, \mathbf{L} , \mathbf{S} のそれぞれも近似的に運動の恒量となる。この場合, \mathbf{L} , \mathbf{S} , \mathbf{J} の間の関係は図1のように表され, \mathbf{L} , \mathbf{S} は \mathbf{J} のまわりにゆっくりと歳差運動をする。量子力学によると, L^2 のとりうる値は $L(L+1)\hbar^2$ ($L=0, 1, 2, \dots$, $\hbar=h/2\pi$, h はプランク定数) であり, S^2 のとりうる値は $S(S+1)\hbar^2$ である。ただし, 電子の個数を n とするとき, n が奇数ならば, S のとりうる値は $1/2, 3/2, \dots, n/2$ であり, n が偶数ならば, S のとりうる値は $0, 1, 2, \dots, n/2$ である。

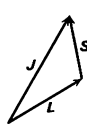


図 1



図 2

\mathbf{L} , \mathbf{S} の量子数がそれぞれ L, S の場合, 全角運動量量子数 J のとりうる値は $L+S, L+S-1, \dots, |L-S|$ であり, これに対応してエネルギー準位の微細構造が生じる。原子核が核スピン \mathbf{I} をもつときは, 上記の \mathbf{J} に \mathbf{I} を加えたものが原子の全角運動量である。これを \mathbf{F} とすれば, $\mathbf{J}, \mathbf{I}, \mathbf{F}$ の間の関係は図2のように表される。核スピンの大きさを表す量子数を I とすれば, \mathbf{F} の大きさを表す量子数 F のとりうる値は $F=J+I, J+I-1, \dots, |J-I|$ であり, これに対応してエネルギー準位の超微細構造が生じる。

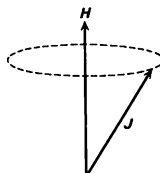


図 3

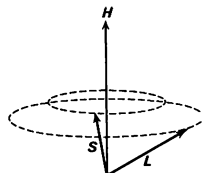


図 4

図1の状態にある原子に弱い磁場をかけると, \mathbf{J} は図3のように磁場 \mathbf{H} のまわりに歳差運動をする。磁場が強くなると, \mathbf{L} と \mathbf{S} との結合は破れて, 図4のように, \mathbf{L} , \mathbf{S} が別々に \mathbf{H} のまわりに歳差運動をするようになる。以上が原子のベクトル模型である。分子の場合には, フントの結合形式とよばれるベクトル模型が便利に使用されている(⇒フントの結合形式)。

以上のほかにディラックのベクトル模型とよばれるものがある。たとえば, 2個のH原子が互いに接近する場合に, 両原子の電子のスピンが平行に結合(couple)されていると, エネルギーが高くなり, 反平行に結合されていると, エネルギーが低くなる(ただし, 平衡核間距離以下に近づけば, 反平行の場合もエネルギーが上がる)。このことを模型的に表すために

$$V = \frac{J}{2} \left(1 + \frac{\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2}{\hbar^2} \right)$$

という相互作用を考える。スピン $\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2$ が平行の場合, $V=J$ となり, 反平行の場合は $V=-J$ となる。この模型は, 価電子が多数ある場合にも適用できるし, また, 価電

子以外の電子についても適用できる。また、原子内の電子間の相互作用にも適用できる。この模型をディラックのベクトル模型とよび、化学結合の理論で用いられることがある。たとえば分子の結合に関する電子対結合法でいくつかの省略を行うと、この相互作用を用いてハミルトニアンが電子のスピン座標のみで形式的に表せるようになり、計算が簡単に見通しがよくなる(⇒電子対結合法)。このハミルトニアンは一種の有効ハミルトニアンで、スピンハミルトニアンとよばれる。この場合 J は半経験的に決めるパラメーターと考える。

ベクトル流 = ベクトルカレント

ベクレ数 [英 Péclet number, 独 Péclet-Zahl, 仏 nombre de Péclet, 露 число Пекле] 流体の熱伝達、とりわけ強制対流で現れる無次元数。熱伝導率 λ の流体のエネルギー方程式で対流により運ばれる熱量の大きさを $\rho c_p U l / \lambda$ と熱伝導の大きさ $\lambda T / l^2$ との比 $Pe = \rho c_p U l / \lambda$ をいう (l は代表長さ、 U は代表速度、 c_p は定圧比熱、 T は温度)。温度伝導率 $a = \lambda / (\rho c_p)$ を使うと $Pe = U l / a$ であるから、形式的にはレイノルズ数 $Re = U l / \nu$ において、動粘性率 $\nu = \mu / \rho$ の代りに a を用いたものとみなすことができるが、それに比べれば受動的な量である。また $Pe = Re \cdot Pr$ のように、レイノルズ数とプラントル数 $Pr = \nu / a$ との積でも表すことができる。一般の流れにおける熱伝達では Re と Pr の両方が問題になるが、液体金属のように Pr が非常に小さく、熱伝達が良好なため速度境界層や物体後流の渦によるエネルギー輸送が熱伝導に比べて小さい場合には、物体表面からの熱伝達は Pe のみで表すことができる。参考にあげれば、 20°C における空気、水の温度伝導率 a は、 2.1×10^{-5} および $1.4 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ で、温度の上昇に伴い増大する。

ベクレル [英仏 becquerel, 独 Becquerel] 放射能の単位のひとつで単位記号は Bq。この名称はウランの放射能を発見した A. H. Becquerel (⇒ベクレル) に由来する。1 ベクレルは放射性核種が 1s 当り 1 壊変を起す能力(放射能)をいう。したがって $1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1}$ である。一般にベクレルは基底状態にある核種の壊変について使用されるが、テクネチウム 99 や銀 110 の励起核種 ($^{99\text{m}}\text{Tc}$, $^{110\text{m}}\text{Ag}$) のように寿命の長い励起状態にある核種については、異性核への γ 転移も含めたものについて使用される。1 ベクレルの量は、1 壊変毎秒(disintegration per second, 単位記号は dps)とよばれたこともある。また放射能の単位としてこれまで広く用いられてきたキュリー(Ci)は、 $1 \text{ Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{ Bq}$ である。ベクレルは国際単位系(SI)において特別の名称をもつ SI 単位のひとつとして認められており、キュリーにとって代わるべき単位である(1975 年の国際度量衡総会による)。

ベクレル Becquerel, Antoine Henri 1852.12.15—1908.8.25 フランスの物理学者。パリに生れる。祖父 Antoine César, 父の Alexandre Edmond も有名な物理学者で、代々自然史博物館の教授であった。エコール・ポリテクニクに学び(1872—74 年)、国立土木学校(エコール・デ・ポテンシヨセ)に進んだ(1874—77 年)。1888 年 結晶中での光の吸収に関する研究によりパリ大学の理学部で博士号を取得。1877 年 建設省技師, 1885 年 二級技師, 1894 年に一級技師となる。1878 年 自然史博物館の父の助手となり、1892 年には父の跡を継いで、同博物館教授と国立工芸院教授となった。他方、1876 年エコール・ポリテクニ

ク講師, 1895 年 同教授となった。放射能の発見(1896 年)で有名だが、磁場による偏光面の回転(1875—82 年)、赤外スペクトル(1883 年)、結晶中での光の吸収(1886—88 年)など光学の研究も行っていた。1895 年暮に W. K. Röntgen による X 線の発見が世界中で反響をよび、パリでは翌 1896 年 1 月 H. Poincaré が、放電管の蛍光を発している場所から X 線は出ており、強い蛍光やリン光を発する物体は X 線も放出しているのではないかと推測した。Becquerel はこれを受けて、リン光体として知られるウラン塩(硫酸ウラニルカリウム)が X 線と同様の感光作用をもつ透過性放射線を放出し、しかもその線の強さがウラン塩に当てる光の強さに関係しないことを見いだした。さらにその放射線は X 線と同様に気体を電離すること、X 線とは異なる反射・屈折・偏光・吸収の現象を示すこと、ウラン化合物であればリン光性とは無関係に放射能があり、金属ウランが最も放射能が強いことを見いだした。これらの観察から、彼は放射能がウラン元素そのものに結びついていると結論したのである。これらの研究は Curie 夫妻によるラジウム、ポロニウムの発見(1898 年)を導いた。彼はその後、ラジウムからの放射線の透過能や磁場による曲りを調べ、それが発見されたばかりの電子と同程度の比電荷をもつことを確かめ(1899—1900 年)、ウランからウラン X を分離し(1900—01 年)、放射能現象の解明に寄与した。1903 年 Curie 夫妻とともにノーベル物理学賞を受賞したほか、ラムフォード・メダル、ヘルムホルツ・メダルなど受賞。アカデミー・デ・シエンス会員(1889 年)、同終身幹事(1908 年)、ロンドン王立協会フェロー(1908 年)、ベルリン、ワシントンなどの科学アカデミー会員。

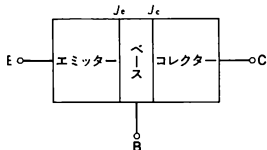
BASIC [英 BASIC, 露 БЭЙСИК] 計算機の高水準プログラム言語のひとつ。beginner's all-purpose symbolic instruction code の略。1964 年ごろ、J. C. Kemeny と T. E. Kurtz によって、学生教育用の、学びやすく使いやすい、タイムシェアリングシステム用のプログラム言語として開発された。BASIC はタイムシェアリングシステムにおける代表的な会話型言語として広く普及し、さらにマイクロコンピュータ、パーソナルコンピュータの言語として普及している。初期の BASIC には 14 種類の文があった。その後、行列演算の機能など多くの機能が追加され、マイクロコンピュータ用の種々の拡張もされている。BASIC 言語の標準化については、初期の BASIC と同程度の基本 BASIC (Minimal BASIC) の国際標準規格がつくられ、さらに拡張 BASIC の標準化が考えられている。

ヘス, G. H. Hess, Germain Henri Гесс, Герман Иванович 1802.8.8—1850.12.13 物理化学者。スイスのジュネーブで生れたが 3 歳のときロシアに移住。1825 年ドルバ(現在エストニア共和国タルツ)の大学の医学部を卒業、ストックホルムの化学者 J. J. Berzelius を訪ねて親交を得、長く文通を続けた。1826 年イルクークでの医学実習のかたわら、シベリアの鉱物資源の調査を行い、その業績により 1828 年にベテルブルグ科学アカデミーの化学助手に、続いて 1834 年に正会員に選任され、前後していくつかの教職に就いた。研究の面では、分析化学から化学親和力、次いで反応熱の問題に関心を寄せ、熱化学の実験を精力的に展開した。彼が見いだした反応熱の法則(1838—40 年)は、エネルギー保存則の一般化に先立ってその一事例を定式化したものと解され、後年の化学熱力学の基礎

となった。また、ロシア語での化学用語の制定などロシアでの化学の発展や工業への応用、教科書の執筆など教育の面でも多くの寄与をなし、ベテルブルグで没した。

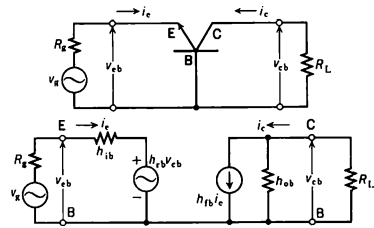
ヘス, V. F. Hess, Victor Franz (Francis) 1883. 6. 24 — 1964. 12. 17 物理学者。宇宙線研究の創始者として知られる。オーストリア生れ。グラーツの大学で学び、1906年に学位を得た後、F. Exner らとともに大学にとどまったが、1908年ウィーンで教職に就き、1910年ラジウム研究所の助手に就任。当時、大気中での電離現象が問題視され、T. Wulf によるエッフェル塔での実験(1910年)、A. Gockel らによる気球利用実験などがなされたが、明確な結論は得られなかった。1911年 Hess は Wulf とともに気球による大気中放射線計測実験を開始、高度 5350m までのデータから、これらの放射線の起源は宇宙空間にあると結論した。この事実は W. Kohlhörster らの実験(1913年)でも裏づけられたが、広い承認を得るには至らず、1925年になって R. A. Millikan がこの放射線に宇宙線という呼び名を与えた。Hess は、高地の气象台での観測もし、また一時アメリカでも仕事をしたが、1923年グラーツ大学に復帰、1925年正教授となり、宇宙線研究をさらに拡充し、インスブルックに近いハーフェルカル山頂(2300m)の高所に宇宙線観測所を設けるなど活躍を続けた。しかしナチス・ドイツのオーストリア併合に伴って教職から追放され、1938年アメリカに移住、ニューヨークのフォードham 大学教授となる。1944年に帰化した後もながくその地位にあって同地で没した。1934年 指に放射線障害を受けたが、その経験から放射線の生体効果の問題にも寄与するところがあった。1936年 C. D. Anderson とともにノーベル物理学賞を受賞。

ベース [英仏 base, 独 Basis, 露 база] バイポーラートランジスターでエミッター接合(J_e)とコレクター接合(J_c)の間に挟まれて位置しているのがベースである(図参



照)。エミッターよりベースに注入された少数キャリアの大部分は、拡散によりコレクターに到達し、わずかのものがベース内で再結合してベース電流となる。このように、ベースはエミッターとコレクター間の大きな電流を小さな電流(ベース電流)で制御しているのである。エミッターからベースへの少数キャリアの注入効率を高くするにはベースの不純物濃度を低くすればよいが、あまり低くするとベース抵抗が高くなり、入力が減衰する。高周波特性をよくするためにはベース幅を狭くしなければならないが、その場合にもベース抵抗は高くなる。このように、相反する要求を総合して、ベースの不純物濃度と幅が設計される。

ベース接地回路 [英 common-base circuit, 仏 circuit à base à la masse, 露 схема с общей базой] トランジスターの3つの端子、ベース、エミッター、コレクターのうち、ベースを出力の共用端子として入力を入エミッターに加え、出力をコレクターから取出す増幅回路で、接続と h パラメーターによる等価回路を図に示す。電圧利得は、ほぼ $(h_{ib}R_L + h_{rb})^{-1}$ に等しく、電流利得 $\approx a \approx 1$ である。



また、入力インピーダンスは $\approx h_{ib} + h_{rb}R_L$ で、出力インピーダンスは $\approx (h_{ob} + h_{rb}/(h_{ib} + R_E))^{-1}$ である。 h パラメーターの代表的な値は、 $h_{rb} \sim 10^{-3}$, $h_{ob} \sim 10^{-6}$, $h_{ib} \approx 25/I_c \sim 10$, $h_{ib} = -a \approx -1$ である。入力インピーダンスが低く、出力インピーダンスが高いのが特徴である。主として高周波増幅に用いられるが、その理由は $h_{ib} = -a = h_{ie}/(h_{ie} + 1)$ で、エミッター接地の増幅度は h_{ie} に比例して変化するが、ベース接地では $h_{ie} = 1$ となるトランジション周波数においても h_{ib} は $1/2$ となるにすぎず、高周波の増幅が可能である。また出力インピーダンスは R_E が数 $k\Omega$ 以上になると h_{ob} に等しく高抵抗となるので定電流源として用いることができる。

ベストフ・カウンター [英 Pestov counter] \Rightarrow スパークカウンター, 時間分解能

ヘスの法則 [英 Hess' law, 独 Heßscher Satz, 仏 loi de Hess, 露 закон Гесса] \Rightarrow 熱化学方程式

ベースプレッシャー [英 base pressure, 仏 pression de basse] 流線形でなく、流れに垂直に広い断面(基底)を後背部にもつ物体を過ぎる流れが基底部でとる圧力。基底圧ともいう。一般に背部に生じる乱流のために外側の圧力に比べて低くなり、(基底圧)抵抗の原因となる(\Rightarrow 形状抵抗)。

β [英独仏露 β] トランジスターは、電力利得が大きく入出力抵抗も適当な値で使いやすいエミッター接地回路で使われる場合が多い(図1)。この場合のコレクター電

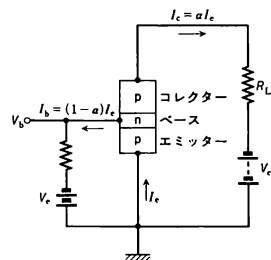


図 1

流とベース電流の比をトランジスターの電流増幅率といい、 β で表す。エミッター電流 I_e を流したときにコレクターに達する割合を a とするとコレクター電流は aI_e となる。ベース電流は両者の差に等しいから $(1-a)I_e$ となる。エミッター接地回路での電流増幅率はコレクター電流とベース電流の比になるので $\beta = a/(1-a)$ で与えられる。 β はまた h パラメーターの h_{ie} や h_{21e} などの記号で表す場合もある。 β は通常 100 前後であるが、 10^3 程度に達するものもある。 β が低周波数の値より 3dB 低下する点の周波数を β 遮断周波数という。エミッターから注入されたキャリアがコレクターに達するまで所定の時間を要するため

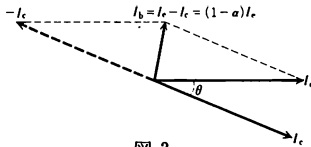


図 2

動作周波数が高くなるとエミッター電流 I_e とコレクター電流 I_c 間に位相遅れが生じる。ベース電流 I_b は I_e と I_c のベクトル差になるので位相遅れが大きくなるほど I_b は大きくなり、 $\beta (=I_e/I_b)$ が小さくなる。 β 遮断周波数は $f_\beta = (1-\alpha)f_a$ で与えられる。 f_a は α 遮断周波数といい、 $f_a \approx 0.39D/W^2$ の関係にある。 D はベースを流れる少数キャリアの拡散定数で、 W はベース幅を示す。 f_β は通常数百kHz程度であるが、高速化したスイッチングトランジスタやマイクロ波トランジスタでは1GHzを超えるものがある。

ペタ [英仏 peta, 独 Peta, 露 пета] 単位の名称に付ける接頭語のひとつで、 10^{15} 倍を意味する。1975年の国際度量衡総会の決議10によって、SI接頭語のひとつとして採用され、記号Pで表すことが協約された。たとえば時間のSI単位は秒(単位記号はs)であるが、その 10^{15} 倍(およそ3000万年)をペタ秒とよび、記号Psで表す。この語は、数の5を意味するギリシア語 πεντα から選ばれたといわれる。

β 安定曲線 [英 β stability line, 仏 ligne de stabilité β , 露 линия β -стабильности] 縦軸を陽子数 Z , 横軸を中性子数 N にとり、核種をこの $N-Z$ 平面の上に表示したものをセグレ・チャートとよぶ。発見されている核種は表中のほぼ対角線上に分布する。この図において、 β 崩壊をしない核種を連ねてできる線を β 安定曲線という。質量数が一定の核種を表す線上で核の質量を図示すると、これはほぼ放物線となる。放物線の谷の左上側の原子核は陽電子を放出し、次々と陽子数を減らし、放物線の底の方にある原子核に変換する。右側の原子核は陰電子を放出し、やはり底にある原子核に β 崩壊する。 β 安定曲線は、質量放物線の極小点を連ねたものに等しい。それゆえハイゼンベルクの谷ともいう。セグレ・チャート上の核種存在領域の周辺部に近づくにしたがって、原子核は不安定性を増して、 β 崩壊したり核子放出をする。

β 緩和 [英 β relaxation, 独 β -Relaxation, 仏 relaxation β , 露 β -релаксация] = β 分散(⇒分散現象)

β 構造 [英 β -structure, 独 β -Struktur, 仏 structure β , 露 β -структура] ⇒ タンバク質の構造

β 遮断周波数 [英 β -cut off frequency, 仏 fréquence de coupure β , 露 предельная частота усиления по току в схеме с общим эмиттером] ⇒ β

β 振動 [英 β vibration, 独 β -Schwingung, 仏 vibration β , 露 β -колебание] 変形した原子核の表面振動の形態のひとつ。電気四極子モーメントの測定値が、球形殻模型による予測値の10~100倍にもなる核が存在するがこれらの核は形が球形ではなく、回転楕円形であると考えられ、容易に説明できる(⇒四極子モーメント)。このように基底状態で変形している核の励起準位の例を図1に示す。これらの準位をボーア-モッテルソン模型で考えると、基底バンドとよばれる一連の準位は、回転楕円形に変形した核が回転することによって生じる励起準位(⇒回転

	4* 1129.7	3* 1180.9
8* 1037.5	2* 1075.3	
	2* 952.5	γバンド
	0* 871.3	
	βバンド	

6* 628.1

4* 309.3

2* 95.3

0* 0

J* keV

基底バンド

図 1

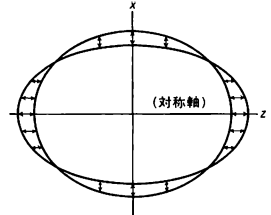


図 2

準位)とみなされる。一方、回転準位よりやや高いエネルギー領域に表面振動の準位が見いだされる。そのひとつが β 振動であり、他が γ 振動である(⇒ γ 振動)。 β 振動は、核表面の形が対称軸のまわりの回転対称性を保ったまま振動するもの(⇒図2)、その最低状態のスピンパリティは 0^+ である。この状態にある核がそのままで回転して生じる回転準位が図1の β バンドである。

β 線 [英 β -ray, 独 β -Strahlung, 仏 rayonnement β , 露 β -излучение] 種々のエネルギーをもつ電子線より成る放射線の種類。初めウランなどの自然放射性元素からの放射線として、 α 線とともに発見され(1896年)、電離作用などの物質との相互作用は α 線より弱く、透過力は α 線より大きいことなどから、 α 線と区別され、 β 線と名づけられた。高速の電子および陽電子の流れを β 線とよぶこともあるが、一般的には、放射性核の β 崩壊による電子または陽電子放射線に限定して、これを β 線とよぶのが普通である。この場合 β 線は最高エネルギーが数MeV程度で、連続的なスペクトルを示し、高いエネルギー領域の電子線はアルミニウムの薄板数mm程度を透過する透過力を有している。 β 崩壊した核は、電子を放出すると、その原子番号 Z が $(Z+1)$ の核に変わるが、その質量数 A は変わらない。自然放射性核種には電子を放出する β 放射性核種しか存在しないが、人工放射性核種には陽電子を放出するものもあり、これも同様に β 線の種類である。ただしこの場合は、原子番号 Z の放射性核から放射後は $(Z-1)$ の核種に変わることになる。 β 崩壊の場合電子は反ニュートリノ($\bar{\nu}_e$)と、陽電子崩壊では陽電子とニュートリノ(ν_e)が同時に随伴して放出され、遷移の際のエネルギーはこの両方で折半されるため、電子および陽電子とも、そのエネルギースペクトルは連続スペクトルとなる。

β 線厚み計 [英 β -ray thickness gauge, 独 β -Dickenmesser, 仏 jaugé d'épaisseur à rayons β , 露 β -толщиномер] ⇒ 放射線厚み計

β 線源 [英 β source, 独 β -Quelle, 仏 source β , 露 β -источник] β 線を放出する放射線源つまり β 放射性同位体の試料である。応用面で使われるものは線源試料そのものをそれほど薄くする必要のないことが多いが、 β 線のエネルギーを精密に測定する際に用いるものは、十分薄くしておかないと線源自身の中で β 線がエネルギーを失い、また多重散乱を受けてエネルギーがばけてしまうので、製作に高度の技術を要する。いずれの場合も非密封線源であ

る場合が多いので放射線源として取扱いは十分な注意を必要とする。

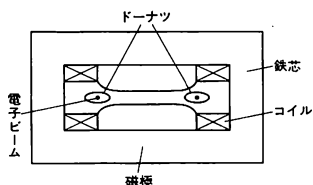
β 線照射 [英 β ray exposure, 独 β -Bestrahlung, 仏 exposition aux rayons β , 露 облучение β -лучами] \Rightarrow 放射線照射

β 線スペクトロメータ [英 β ray spectrometer, 独 β -Strahlspektrometer, 仏 spectromètre à rayons β , 露 спектрометр для β -лучей] \Rightarrow スペクトロメータ

β 線分光学 [英 β -ray spectroscopy, 独 β -Strahl-spektroskopie, 仏 spectroscopie à rayons β , 露 β -спектроскопия] 原子核から放出される β 線のスペクトルを測定することにより、原子核の構造を解明する学問分野をいう。核反応などにより励起された核が、低い状態へ脱励起する際、 γ 線を放出するか、または核の中に存在する電子にエネルギーを与える。後者の場合、放出される β 線は、核のエネルギー構造に対応した特定のエネルギーをもつが、さらにその強度の測定により、脱励起の始状態、終状態のスピンやパリティに関する知見も得られる。放出される β 線のエネルギースペクトルには、核のエネルギー状態間の差に等しいエネルギーをもつ鋭い線スペクトルのほかに、幅の広いスペクトルが生じるが、これは、ニュートリノを放出することによるものである。 β 線の放出に続いて γ 線が放出されるとき、それらの放出角度の間に相関があることが知られているが(β - γ 角度相関)、この相関が、核が受ける電場や磁場の影響を受ける。このため、結晶中に存在する核から同時に放出される電子と γ 線光子の角度相関を測定することにより、結晶内で核の受ける内部電場や内部磁場についての知見を得ることができる。このような知見は、着目している原子核の結晶格子中での存在場所を決定する上でも重要である。

β 値 [英 β value, 独 β -Wert, 仏 valeur de β , 露 значение β] プラズマの圧力 p と閉じ込め磁場 B の圧力 $B^2/2\mu_0$ (μ_0 は真空中の透磁率)の比 $\beta \equiv p/(B^2/2\mu_0)$ を、 β 値という。 β 値が大きければ、同じ圧力のプラズマを閉じ込めるのに必要な磁場の大きさを小さくすることができ、逆に同じ磁場の強さでより高い圧力のプラズマを閉じ込めることができるので、閉じ込め磁場の効率を表す尺度と考えられる。プラズマの圧力平衡の関係から、平衡状態にあるプラズマの β 値は $\beta < 1$ である。

ベータトロン [英 betatron, 独 Betatron, 仏 bêta-tron, 露 бетатрон] 交流電磁石の磁束の時間変化によって誘導される電場で電子を加速し、同時に磁場で電子を一定の円軌道に保つ加速器(図はその断面図)。R. Wideröe



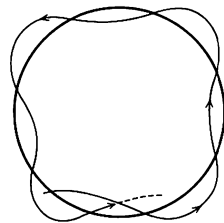
により提案され、D. W. Kerstにより1940年に運転に成功した。電子銃から打ちこまれた電子は電磁石の磁場が増加しても加速とつり合って軌道半径が常に一定である条件を満足させるため、軌道上の磁束密度を B 、軌道半径を r 、軌道内の全磁束を Φ とした時、 $2\pi r^2 B = \Phi$ のいわゆる2:1の規則を満足する必要がある。さらに電子が軌道から

多少ずれても失われずに、軌道と直角に振動(ベータトロン振動)しながら軌道をまわる集束の条件を満足する必要がある。そのために電磁石は磁場指数 $n = -(\rho/B) \cdot (dB/dx)$ (B は軌道の磁束密度、 ρ は軌道の曲率半径、 x は軌道に垂直な水平方向の座標)が $0 < n < 1$ の条件を満たすように磁極を設計する。加速された電子は金属標のあてて γ 線や X 線を発生させる。初期は γ 線による原子核実験に用いられたが、最近は医療や金属の非破壊検査の X 線源として使用される。

ベータトロン加速 [英 betatron acceleration, 独 Betatronbeschleunigung, 仏 accélération bêta-tronique, 露 бетатронное ускорение] \Rightarrow ベータトロン

ベータトロン関数 [英 betatron function, 独 Betatronfunktion, 仏 fonction d'amplitude bêta-tron, 露 бетатронная функция] \Rightarrow ベータトロン振動

ベータトロン振動 [英 betatron oscillation, 独 Betatronschiwingung, 仏 oscillation bêta-tron, 露 бетатронное колебание] 円型加速器において、加速ビームの個々の粒子が電磁石の集束作用によりビームの進行方向と直角の方向に行う振動。シンクロトロンなど円型加速器による加速では、ビームが加速器を回る周回数は数万〜数十万回にも達する。さらに貯蔵型加速器における周回数はほとんど無限といってもよい。この間ビームの軌道から粒子が失われないように、平衡軌道からはずれた粒子を引戻し、平衡軌道のまわりで安定な振動を続けるような集束力が、磁場の四極成分やエッジフォーカスによって与えられている。この振動がベータトロン振動であり、この名称は加速器の方式であるベータトロンの開発途上で盛んに研究されたことにちなんでいる。図は、水平方向のベータトロン振動



のようすを示している。このベータトロン振動の振幅をビーム方向の距離 s の関数 $\beta(s)$ で表す。そうするとビームサイズは、 $\beta(s)$ とビームの広がりを表す固有の量エミッタンス ϵ との積の平方根 $\sqrt{\beta(s) \cdot \epsilon}$ によって与えられる。加速器1周当りのベータトロン振動数を ν 値または Q 値と称し、加速器の動作特性上重要な量であるが、ベータトロン関数と次の関係がある。

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \oint \frac{ds}{\beta(s)} \quad (\text{積分は加速器1周について行う})$$

これより同一エミッタンスならば、加速器の半径に比例して高い ν 値を選べば、平均ビームサイズは加速器の大きさにかかわらず同様の大きさに保たれることがわかる。水平・鉛直両方向に対し、交互に集束および発散型四極磁場を配置し、高い ν 値を実現したのが強集束の原理である。弱集束型シンクロトロンでは1より小さい ν 値をもつが、近年の大型強集束シンクロトロンでは数十に達する ν 値を用いている。機能結合型シンクロトロンやサイクロトロンではベータトロン振動数は固定であるが、機能分離型シンクロトロンでは四極電磁石の磁場の調整によりベータトロン

振動数を大幅に変えることができる。

実際の加速器で ν 値が整数または半整数に近づくと、ベータatron振動の共鳴が起りビーム損失が生じる。それぞれ整数共鳴または半整数共鳴という。これは二極ないし四極の磁場誤差によって ν 値の整数または半整数のまわりにつくれた、 ν 値が複素数になるストップバンド内に入った粒子が、不安定振動を始めるからである。このストップバンドは一次共鳴ないし二次共鳴によって生じ、その幅は磁場誤差が大きければ広くなる。六極磁場や八極磁場など非線形磁場や歪四極磁場による水平、垂直の結合共鳴を含んだ一般の場合における共鳴条件は次の式によって表される。

$$l\nu_H + m\nu_V = n$$

ここで l, m, n は整数。 ν_H, ν_V はおのおの水平・鉛直方向のベータatron振動数である。 $|l|+|m|$ は共鳴の次数とよばれ、通常低い次数の共鳴がより重大である。 l と m が同符号のとき和共鳴、異符号のとき差共鳴とよぶが、ビーム損失に関しては前者がより重大である。また n が加速器を構成する周期構造数の整数倍であるとき、これを構造的共鳴とよび強い共鳴であることが多い。

近年高エネルギー電子・陽電子貯蔵型シンクロトロン発展に伴い、ベータatron振動とシンクロトロン振動の結合共鳴が問題となっている。これらの加速器では、シンクロトロン放射によるエネルギー損失を補うために、非常に高電圧の加速用高周波が使用されており、シンクロトロン振動数が高くなりベータatron振動数に近く、共鳴を起しやすい条件が生じている。また相互衝突型加速器においては、おのおののビームがつくる強い非線形電磁場によって起るビーム間相互作用のベータatron振動に対する影響も重要な課題である。

β 分散 [英 β dispersion, 独 β -Dispersion, 仏 dispersion β , 露 β -дисперсия] \Rightarrow 分散現象

β 分布 [英 beta distribution, 仏 distribution β , 露 распределение β] 2つの正の実数 a, b によって、確率密度関数が

$$f(x; a, b) = \frac{1}{B(a, b)} x^{a-1} (1-x)^{b-1} \quad (0 \leq x \leq 1) \quad (1)$$

と書かれる確率分布を β 分布という。ここに $B(a, b)$ は β 関数を表す。

式(1)の β 分布の平均と分散はそれぞれ

$$\mu = a/(a+b) \\ \sigma^2 = ab/[(a+b)^2(a+b+1)]$$

で与えられる。

$a=b=1$ のとき、式(1)は

$$f(x) = 1 \quad (0 \leq x \leq 1)$$

となる。この分布を(区間 $[0, 1]$ 上)の一様分布とよぶ。一般に、区間 $[c, d]$ 上の一様分布とは、その確率密度関数が

$$f(x) = 1/(d-c) \quad (c \leq x \leq d)$$

で与えられるものをいう。その平均と分散はそれぞれ

$$\mu = (c+d)/2, \quad \sigma^2 = (d-c)^2/12$$

となる。

$a=b=1/2$ のとき、式(1)の確率密度関数は

$$f(x) = \pi^{-1/2} x^{-1/2} (1-x)^{-1/2}$$

となり、その分布関数が

$$F(x) = 2\pi^{-1} \arcsin \sqrt{x}$$

で与えられる。このため、この分布を特に逆正弦分布とよ

ぶ。

β 分布と Γ 分布の間には次の関係が成り立つ。2つの確率変数 X_1, X_2 が互いに独立にそれぞれ a_1, r および a_2, r を母数とする Γ 分布に従うとき

$$Y = X_1/(X_1 + X_2)$$

の分布は $a=a_1, b=a_2$ の β 分布となる。

このことからまた、 β 分布と F 分布の間の次の関係が導かれる。 a, b を $1/2$ の整数倍とし、それらを母数とする β 分布に従う確率変数を Y とすれば

$$F = bY/(a(1-Y))$$

は自由度 $2a, 2b$ の F 分布に従う。

β 崩壊 [英 β decay, 独 β -Zerfall, 仏 désintégration β , 露 β -распад] 原子核内の陽子や中性子が弱い相互作用により、陽電子または電子およびニュートリノまたは反ニュートリノなどを放出してより安定な原子核に移移する過程をいう。また自由な中性子の崩壊も β 崩壊である。さらにより一般的には弱い相互作用で引起される π^+ 中間子や Λ 粒子などの電子または陽電子およびニュートリノまたは反ニュートリノ放出による崩壊過程もそうよばれる。原子核の β 崩壊には、核内の中性子が陽子と電子と反ニュートリノに変わり後二者が核外に放出される陰電子崩壊、陽子が中性子と陽電子とニュートリノに変わる陽電子崩壊、陽子が軌道電子を捕獲して中性子に変わりニュートリノを放出する軌道電子捕獲の三種があり、それぞれ陽子数は $+1, -1, -1$, 中性子数は $-1, +1, +1$ に変化する。特殊な場合として陽子数が(したがって中性子数も)2変化する二重 β 崩壊もある。 β 崩壊の際に電子とニュートリノがもつ軌道角運動量によって、許容遷移(または許容 β 崩壊)、第一禁止遷移(または禁止 β 崩壊)などと分類する。特に許容遷移で電子とニュートリノのスピンが反平行のときフェルミ型遷移、平行のときガモフ-テラー型遷移とよぶことがある。 β 崩壊に際して放出される β 線は連続スペクトルを示すので、カーリー-プロット(キュリー-プロットともいう)の形で表現すると便利である(\Rightarrow 許容遷移, カーリー-プロット)。また $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ や $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ など素粒子の β 崩壊の場合、同様に連続スペクトルとなる(\Rightarrow 素粒子, 弱い相互作用)。

β 線が発見され、それが連続スペクトルをもつことがわかって以来、 β 崩壊の機構は多くの研究者を悩ませ原子核の世界ではエネルギー保存則や量子力学が成り立っていないのではないかという疑いも生じたが、W. Pauliが仮定したニュートリノを用いて1934年にE. Fermiが現在の β 崩壊の理論の基礎を築いた。これをフェルミ理論とよぶ。1956年T. D. LeeとC. N. Yangが提唱した β 崩壊におけるパリティ非保存の理論は翌年C. S. Wuたちによって実験的に確かめられ大きな衝撃を与えた。現在では β 崩壊もその一部として含む弱い相互作用と電磁相互作用とが一つの統一理論として電磁・弱相互作用として理解されており、さらに強い相互作用も包括した大統一理論も提唱されている(\Rightarrow パリティ, 統一理論, 大統一理論)。

ベックマン Beckmann, Ernst Otto 1853.7.4—1923.7.12 ドイツの化学者。ゾーリッゲンに生れる。1878年ライプチヒで学位を取得、ブラウンシュヴァイクで毒物学者R. Ottoの助手となる。1883年にライプチヒへ戻り、A. W. H. Kolbe, J. A. Wislicenusとともに、1887年以降はF. W. Ostwaldとともに研究に従事。1891年にはギーセン、1892年にはエルランゲンで教授の地位を得、1897年

ライプツヒの応用化学研究室を設立、1912年新設された応用化学および薬化学のカイザー・ウィルヘルム研究所長に就任した。1886年に酸や酸化物または五酸化リンの作用でケトオキシムがアジドになる反応(ベックマン転移)を見いだした。また、ベンゾオキシムの異性についての研究により窒素の化学結合の理解に貢献。このほかオキシムの物理的性質の研究に際して、感温水銀の分量を変えれば測定範囲をずらすことができるベックマン温度計を創案、F. M. Raoultの凝固点降下および沸点上昇の理論による分子重量測定を汎用化させた。分子重量測定に関する論文は *Zeitschrift für physikalische Chemie*, 2 (1888) 638 (凝固点降下) と *ibid.*, 3 (1889) 603 (沸点上昇) である。また、彼は SCl_4 の同定、フルフラールの性質の研究も行っている。

ベックマン温度計 [英 Beckmann's thermometer, 独 Beckmann-Thermometer, 仏 thermomètre Beckmann, 露 термометр Бекмана] \Rightarrow 液体封入ガラス温度計

別個相関関数 [英 distinct correlation function, 独 distinkte Korrelationsfunktion, 仏 fonction de corrélation séparée] \Rightarrow ファン・ホーベの散乱公式

ベッセル Bessel, Friedrich Wilhelm 1784. 7. 22—1846. 3. 17 ドイツの物理学者、数学者。ミンデンの出身。同地の中級学校に入ったがラテン語で苦学し学業を棄て、ブレーメンのクーレンカン社で7年間無給の見習として働いた。その後のかたわら貿易に必要なスペイン語、英語、地理、航海を夜間に勉強し、やがて天文学、数学に通曉するようになった。1804年にハレー彗星の軌道を独自に計算・発表して認められ、好学の官吏 J. H. Schröter の私設天文台の観測員となった。ケーニヒスベルク(現カリニングラード)に王立天文台が設けられた際、その台長および天文学教授に就任(1810年)、1812年にはベルリン科学アカデミーのメンバーに選出された。ベルリン天文台長の候補にもあげられたが辞退し、終生ケーニヒスベルクで過ごし、同地で没した。

天文学上の業績として、恒星・惑星の位置の多年にわたる精密な観測と集成 (*Beobachtungen der Königsberger Sternwarte*, 全21巻) があるが、それに必要な歳差運動定数の決定の功によってベルリン・アカデミーの賞を受け(1815年)、また章勳や光行差についても優れた寄与をした。春分点の決定(精度 $0.01''$)、38個の恒星の位置の表である *Tabulae Regiomontanae* (1830年) は、近代天文学の最初の観測基準系として多年にわたり尊重された。また大座シリウスに暗黒の伴星があるとの彼の予言は1世紀後に確かめられた。白鳥座 61 番星の視差を測定して ($0.314 \pm 0.020''$) を得、この恒星の距離を地球軌道半径の 6.9×10^6 倍すなわち 10.9 光年と評定した(1838年)のは、恒星距離の精密測定の第一歩となった。

測地学の面では、東プロイセン地方の測量、最小二乗法の適用、地球の形の算定、尺度の支持法の研究(いわゆるベッセル点の発見)、秒振りの研究が著名である。

さらに、惑星の摂動の扱いに際し、重要な関数(ベッセル関数)を見いだすという数学上の業績を残した。

上記の著書のほか、回想記を含む論文集(全3巻、1875年)がある。C. F. Gauss らとの往復書簡も編集・刊行されている。

ベッセル関数 [英 Bessel function, 独 Bessel-Funktion, 仏 fonction de Bessel, 露 функция Бесселя] \Rightarrow 円柱関数

ヘッド・テイルインスタビリティ [英 head-tail instability, 仏 instabilité tête queue] \Rightarrow ビーム不安定性

ベッヘル Becher, Johann Joachim 1635. 5. 6—1682. 10 ドイツの化学者、錬金術師、医師。シュバイアルの生れ。独学でヨーロッパ各国を遍歴。この間マインツ大学の医学教授、ミュンヘンの選帝侯の侍医などを務め、最後はイギリスに渡ってロンドンで没したと伝えられる。砂糖がブドウ酒の発酵に不可欠なことを示し、また石炭の乾留を行ってタールやガスの利用について述べるなどの業績を残す一方、砂を用いて銀を金に変えようと計画したり、粘土を油とともに熱して鉄をつくったなどと唱えたりしている。このほか神学、哲学、数学、言語学、歴史、経済に関する多くの著作がある。最も有名なものは *Physicae Subterranea* (1669年) の、このなかには彼の物質観が説かれている。彼は、古い四元素説および三原質説をやら修正した形で採用し、物は空気と水と3種の「土」から成ると説いた。この3つの土は、P. A. Paracelsus の硫黄、水銀、塩に相当するものであるが、Becher はそれらを terra pinguis, terra mercurialis, terra lapidea と名づけた。terra pinguis は可燃性の原質で、可燃性物質はこれに富むことで、燃焼に際して放散される。terra mercurialis は易融性で金属性の原質であり、terra lapidea は金属その他の物質が灼熱された後にカルクスとして残るとしている。彼の理論は、門下の G. E. Stahl によって継承されてまとめあげられ、やがて terra pinguis はフロギストン(phlogiston)とよばれるようになり、フロギストン説は18世紀の化学界に支配的な勢力をもつ化学理論となった。

ベーテ Bethe, Hans Albrecht 1906. 7. 2—

ドイツ、アメリカの理論物理学者。シュトラスブルクに生れる。フランクフルト大学とミュンヘン大学で学び、A. Sommerfeld の下で博士号を得た。その後ミュンヘン大学で研究したが、ドイツにおけるナチスの支配が強まるなかで、1933年10月イギリスに移った。イギリスでは一時マンチェスター大学にいたが、1935年2月にはアメリカに移住してコーネル大学助教授となり、1937年以降は教授としてその職にある。この間、主に原子核物理学の研究に指導的役割を果たしたほか、1943年ころから J. R. Oppenheimer に協力してロスアラモス研究所における原子爆弾開発研究に重要な働きをした。

研究は荷電粒子の物質中での阻止能についての量子力学的計算から始まり(1930年)、その後 Sommerfeld に協力した金属の電子論(1933年)があり、物性論ではさらに合金理論についてのベーテ近似(1935年)が現在も半転移理論のなかで広く用いられている。X線散乱、荷電粒子の阻止能などの放射線と物質の相互作用については *Handbuch der Physik* に総合報告を著し(1933年)、これは現在でもこの分野の古典となっている。1934年には宇宙線によるカスケードシャワーを解析するための電子対生成の計算を W. Heitler と行い、この分野に先鞭をつけた。

彼の生涯の研究課題となるのは、勃興しつつあった原子核物理学である。R. E. Peierls と行った重陽子の理論(1934年)、重量公式(1935年)、ボーアの複合核模型による核反応理論の発展(1935—38年)などに尽したほか、1936, 37年には *Reviews of Modern Physics* に原子核の構造、 β 崩壊、反応などすべての現象にわたる総合報告を著した。この報告は当時広く読まれ、核物理学の進展に多大な影響を与えた。

1938, 39 年には星における熱核融合反応の理論に取組んだ。これは G. Gamow と E. Teller や C. F. von Weizsäcker が提唱していた理論だが、Bethe が核反応理論を用いて定量的段階に完成させたものといえる。そこで水素燃焼における pp チェインと CN サイクルが明らかにされた。

彼はまた中間子の発展にも多くの寄与をし、中性中間子の導入 (1940 年)、R. E. Marshak との二中間子理論 (1947 年) などが重要である。1947 年にはラム・シフトの理論を提出してくりこみ理論の実証に寄与したほか、マイクロ波の理論をも展開した。また、束縛状態の散乱振幅についてのベータ-サルビーター方程式を提出した (1951 年)。

1955 年ころより彼は核力による相互作用を考慮した核物質の計算に取組み、ベータ-ゴールドストーン方程式 (1957 年) などの多体問題の定式化に関する理論のなかに、定量的にも正しい値を得る努力を行った。これらの研究は 1970 年代に入ってさらに中性子物質の計算に継続され、それとの関係でその後は超新星爆発の計算も行った。

Bethe は、原子力開発の業績に関して 1964 年フェルミ賞を、また原子核反応の理論への寄与、特に星のエネルギー生成に関する発見に対して 1967 年ノーベル物理学賞を受賞した。彼の研究は複雑な現象を堅実な方法で系統的に解明するところに特徴があり、原子核物理学の創始者の役割を果たしたといえる。

原爆開発との関係は 1942 年に Oppenheimer らとバークレーで最初の検討会を行ったことに始まり、ロスアラモス研究所では理論物理部の部長の責にあった。1949, 1950 年の水爆開発をめぐる問題では初め反対したが、計画決定後にこれに参画した。1954 年のいわゆる「オッペンハイマー事件」にかかわる聴問会では一貫して Oppenheimer を擁護した。

ベータ仮説 [英 Bethe hypothesis, 独 Bethe-Ansatz, 仏 hypothèse de Bethe, 露 гипотеза Бете] 一次元ハイズンベルク模型の固有状態を求めるに当って、H. A. Bethe が提出した、固有関数を表すパラメーターの間の関係式。その後これを一般化した処方せんが、二次元のアイス模型、KDP 模型、バクスター模型、一次元ハバード模型、アンダーソン模型、 δ 関数形の相互作用をする一次元ボース粒子系などに対しても用いられている。ここでは一次元ハイズンベルク模型について説明する。ハミルトニアンを \mathcal{H} とすると

$$\mathcal{H} = -2J \sum S_i \cdot S_j - H \sum S_i^z \quad (1)$$

ここで S はスピン演算子、 J は交換エネルギー、 H は外部磁場を表す。 $\Psi(n_1, n_2, \dots, n_r)$ ($n_1 < n_2 < \dots < n_r$) をスピン n_1, n_2, \dots, n_r が下向きスピンである状態とすると、スピンの z 成分が $n/2 - r$ である任意の状態 Φ は

$$\Phi = \sum a(n_1, n_2, \dots, n_r) \Psi(n_1, n_2, \dots, n_r) \quad (2)$$

の形の一次結合で表すことができる。このとき係数 $a(n_1, n_2, \dots, n_r)$ が平面波の重ね合わせで表現できるとして固有値問題 $\mathcal{H}\Phi = E\Phi$ を解くことをベータ仮説という。この仮説はその後前記の多くの系に用いられて威力を発揮したが、近年は量子力学的逆散乱法の問題と関連づけられている。

ベータ近似 [英 Bethe approximation, 独 Bethesche Näherung, 仏 approximation de Bethe, 露 приближение Бете] ベータ近似の名でよばれる近似法の主なものは 3

つあり、(1) 固体論、(2) 原子・分子の衝突論、(3) 電子線回折理論のそれぞれに関するものである。

[1] 固体論におけるベータ近似：イジング模型や、ハイズンベルク模型の性質を調べるためにベータが考えた近似方法で、分子場近似を一步改良したものである。イジング模型の場合について説明する。系のハミルトニアンを $\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_i \sigma_j - mH \sum \sigma_i$ ($\sigma_i = \pm 1$ はイジングスピン変数、 J

は交換エネルギー、 m は磁気モーメント、 H は外部磁場、和は最近接対についてとる) として、結晶中に 1 つの格子点 0 と、その最近接格子点 $i=1, 2, \dots, z$ より原子クラスターを考え、その外部の影響を $i=1, 2, \dots, z$ にかかっている有効磁場 H^* で置換える。このクラスターの状態とより H^* をパラメーターとして中心スピンの磁化とまわりのスピンの磁化を求め、これが等しくなるように H^* を決める。この方法により分子場近似において入っていなかった最近接スピン間の相関を取込むことができる。強磁性結合 ($J > 0$) の場合、キュリー温度 T_c の値は、 $\tanh(J/kT_c) = 1/(z-1)$ で与えられ、 T_c における比熱は有限でとびをもつ。ベータ近似の T_c は一般に分子場近似での値より低くなる。しかし、臨界指数は分子場近似のそれと同じである。ベータ近似における熱力学的諸量のふるまいはベータ格子における厳密解のそれと同じである。 $J < 0$ の場合は磁場-温度平面の低温域を囲む反強磁性相が導かれる。

[2] 原子・分子の衝突理論におけるベータ近似：荷電粒子と原子・分子の衝突断面積を理論的に求める際に、一次振動近似 (ポルン近似) を用いて得られた結果からさらに入射エネルギーが大きいたして漸近形をとって得られる結果をベータの漸近形あるいはベータ近似という。すなわち、ベータ近似は衝突断面積の高エネルギー極限を与える。1930 年に Bethe により初めて導かれた。運動エネルギー T をもつ荷電粒子 (電荷は Ze とする、 e は電気素量) による原子分子の状態 i から j への励起にベータ近似を適用すると $i \rightarrow j$ の遷移が光学的許容遷移であれば

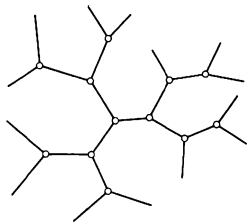
$$\sigma_{ij}(T) = \frac{4\pi a_0^2 Z^2}{T/R} M_{ij}^2 \ln \frac{4C_{ij}T}{R}$$

の形の断面積が得られる。ここで、 a_0 はボーア半径、 R は定数で 1 リュードベリのエネルギー ($=13.6 \text{ eV}$) を表す。 M_{ij} および C_{ij} は標的原子分子の性質のみで決まる量である。これからわかるように、この場合には衝突エネルギーが高くなると断面積は $(\ln T)/T$ の形のエネルギー依存性をもって減少する。光学的禁制遷移の場合には対数項の代りにエネルギーに依らない定数項が現れ、 $T \rightarrow \infty$ では断面積は T^{-1} に比例して減少する。

なお、入射荷電粒子と標的原子分子との相互作用を多重極項で展開して双極子項のみを残し、さらに入射波、散乱波とも平面波を仮定して断面積を求めることをベータ近似とよぶことができる。結果は式と同じエネルギー依存性を示すが係数が異なる。この方法では相互作用の近距離部分が正しく考慮されないためである。

[3] 電子線回折理論におけるベータ近似：電子回折に関するベータの動力学的理論において結晶内電子波の振幅の間に成り立つ連立多元一次同次方程式を二元方程式に還元するためにベータが導入した近似法 (\Rightarrow ベータの動力学的理論)。

ベータ格子 [英 Bethe lattice, 仏 réseau de Bethe, 露 решётка Бете] 図のように 1 つの格子点が z 個の最

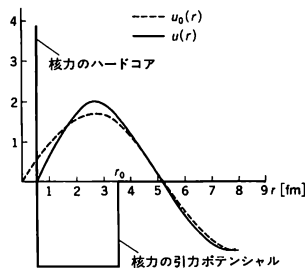


近接格子点をもち、閉じたループの存在しない格子、ケリー・トリーともいう。定義からこの格子は無限に広がってはいなければならないが、有限で端がある場合(端においては上の条件が満たされないが)、有限ベータ格子ということもある。最近接格子点の数が z である結晶格子のイジング模型の熱力学的諸量をベータ近似により求めた結果は、ベータ格子の統計力学の厳密解の結果に等しい。ただし、有限ベータ格子においては周辺の影響が無視できないため種々の病的現象が存在する。

ベータ-ゴールドストーン方程式 [英 Bethe-Goldstone equation, 独 Bethe-Goldstone-Gleichung, 仏 équation de Bethe-Goldstone, 露 уравнение Бете-Голдстона] 原子核内における2核子の衝突を記述する方程式のことで、H. A. Bethe と J. Goldstone により与えられた。原子核内では核子の間の相互作用(核力)が強いにもかかわらず、核子は独立粒子運動をしていると考えるという性質がよく説明できる(⇒独立粒子模型、殻模型)。原子核内で独立粒子運動が可能な理由としては、核子の間の相互作用の影響が直観的に考えられるよりかはるかに小さくなるためと考えられる。核子の間の相互作用の影響を調べるために、原子核内の2核子間にのみ相互作用が働き、ほかの核子は一粒子ポテンシャルを生じる以外は相互作用の影響を与えないと仮定する模型を独立粒子対模型という。すなわち3体以上の相関を無視して核子間相互作用の効果を抑えるわけで、原子核内の核子の密度と核力の到達距離から考えて妥当な模型と考えられる。この模型によると、原子核内の2核子の散乱は、自由空間における核子-核子散乱とは著しく異なるものである。すなわち散乱粒子がほかの粒子によって占められている状態に入ることは、パウリの原理により禁止され、フェルミ・エネルギー以上の状態のみが許され、その場合にはエネルギーの保存則が成り立たない。その結果、粒子対の間に働いている核力は実質的に弱められてしまう。独立粒子対模型では、パウリの原理のために、ほかの粒子はその粒子対に大きい影響を与える。このような立場でつくられたベータ-ゴールドストーン方程式は、次の2つの点で多体効果を取入れる。ひとつは核子は衝突後ほかの核子が占めている軌道には入れないというパウリの原理、もうひとつはほかの核子から受ける一粒子ポテンシャルの中で衝突するということである。方程式は次のようになる。

$$(T_1 + T_2 + U_1 + U_2 + QV_{12})u(r) = Eu(r)$$

ただし、 T, U, V は運動エネルギー、一粒子ポテンシャル、二体核力を表し、 Q はパウリの原理を表す射影演算子である。この方程式を解くと、核内における粒子対の相対運動の波動関数 $u(r)$ は、図に示す計算では、核力の到達距離 r_0 の外では、すなわち波動関数 $u(r)$ は $r = r_0$ の外側では衝突前の波動関数と同じになり(治癒) (⇒治癒距



離)、自由運動の波動関数 $u_0(r) \propto \sin kr$ に等しくなる。相対運動量 k は、フェルミ運動量の0.6倍にとっている。この方程式は、核力の飽和性を理論的に説明する際に用いられたものであり、原子核において殻模型が成立することを説明し、原子核の結合エネルギーや核半径について妥当な結果を与える。この理論が無視している三体相関の影響については、現在も研究が続けられている(⇒ブルックナー理論)。

ベータ-サルピーター方程式 [英 Bethe-Salpeter equation, 独 Bethe-Salpeter-Gleichung, 仏 équation de Bethe-Salpeter, 露 уравнение Бете-Салпитера] 相対論的な複合系を記述する方程式。量子論において複合系の諸性質を決定する基本方程式は、非相対論的理論ではシュレーディンガー方程式そのものである。しかし相対論的な複合系に対する方程式としては、ベータ-サルピーター方程式がほとんど唯一のものである。複合系の状態を $|\Psi\rangle$ 、真空を $|0\rangle$ 、構成粒子に対応する場を $\phi(x)$ で表すと、この方程式はベータ-サルピーター(B-S)振幅

$$\chi(x, y) = \langle 0 | T \{ \phi(x), \phi(y) \} | \Psi \rangle$$

に対する積分方程式として

$$\chi(x, y) = \lambda \iint d^4x' d^4y' K(x, y; x', y') \chi(x', y')$$

の形に書かれる。ただし T は T 積を意味する記号である。複合状態の四元運動量を p_μ とすると、 $p^2 = p_\mu p_\mu$ の関数として離散固有値 $\lambda_i(p^2)$ を得る。これより $\lambda_i(p^2) = 1$ によって i 番目の束縛状態の質量が決り、同時に対応するB-S振幅 $\chi_i(x, y)$ が得られる。ベータ-サルピーター方程式では構成粒子ごとに異なる時間考えるために、相対時間という自由度が現れる点がシュレーディンガー方程式と大きく異なる。相対時間に対応する量子数が最低のものを正常解、それ以外の解を異常解とよんで区別するが、非相対論的極限でシュレーディンガー方程式の解につながるのは正常解である。積分核 K として1粒子交換だけをとる近似は、はしご近似とよばれ、G. C. Wick と R. E. Cutkosky ははじめ多くの人々によって詳しく調べられていた。

ベータの動力学的理論 [英 Bethe's dynamical theory, 独 Bethesche dynamische Theorie, 仏 théorie dynamique de Bethe, 露 динамическая теория Бете] 1928年に、H. A. Bethe が、その前年に発見された結晶による電子の回折現象を説明するために発展させた動力学的回折理論。Bethe は単結晶に平面波が入射し、一組の格子面からのブラッグ反射波が同じ表面から出ていく場合(ブラッグ・ケース)を取扱った。結晶を周期的な静電ポテンシャルの場と考え、その中で電子波に関するシュレーディンガー方程式を解く。周期ポテンシャル中の定常解は多くの平面

波の重ね合せであるブロッホ波で表され、各成分平面波の振幅(複素振幅、位相を含む)は連立多元一次同次方程式を満足することが示される。Bethe は入射波がブラッグの条件をほぼ満たす場合、上記の成分波のうち振幅の大きいものは入射波に連なる結晶内一次波とブラッグ反射波のみである点に着目し、他の弱い波の振幅を近似的に両波の振幅の一次結合として表すことによって、多元方程式を二元方程式に還元し、これを解くことによって入射波とブラッグ反射波の関係を求めた。この近似法をベータ近似といい、還元された二元方程式に現れる静電ポテンシャルのフーリエ展開係数に相当する定数をベータ・ポテンシャルという。Bethe が開発した、周期場内で波動方程式を解く方法は、後に M. von Laue によって X 線回折の場合に適用され、以後今日に至るまで完全結晶に対する動力学的回折理論の標準的な方法となっている。しかしベータ近似は、X 線・中性子線については、弱い波が十分弱く近似の必要がないこと、電子線については強すぎてこの近似が悪く、定量的計算には多くの波を同等に取入れた多波近似を必要とすること、などによって現在ではあまり用いられなくなっている。

ベータ・パリエルスの方法 [英 Bethe-Peierls' method, 独 Bethe-Peierlsche Methode, 仏 méthode de Bethe-Peierls, 露 метод Бете-Пайерлса] ⇨ ベータ近似

ベータ・ハルセンの理論 [英 Bethe-Hulthén theory, 独 Bethe-Hulthensche Theorie, 仏 théorie de Bethe-Hulthén, 露 теория Бете-Хульгена] 一次元スピン 1/2 ハイゼンベルグ模型の厳密解に関する理論。考察するハミルトニアンは

$$H = -2J \sum_{i=1}^N s_i^z s_{i+1}^z + s_i^x s_{i+1}^x + s_i^y s_{i+1}^y, \quad s_{N+1} \equiv s_1$$

とする。J > 0 (強磁性)の場合基底状態はスピンの全部同じ方向(たとえば z 方向)に向けた状態である。この状態における最も単純な励起状態は $\psi = \sum_{i=1}^N \exp(ikl) s_i^- |0\rangle$ で与えられ、運動量 k, 励起エネルギー J(1-cosk)をもつ。H. A. Bethe はこの模型に対しベータ仮説の方法を初めて適用し、J > 0 の場合について複数個のスピンの束縛状態の励起スペクトルを計算した。L. Hulthén は同じベータ仮説の方法で J < 0 (反強磁性)の場合を扱った(1938 年)。基底状態は J > 0 の場合の基底状態から N/2 個のスピンの波が励起されたような状態になっているため、複雑な波動関数になるが、原子 1 個当りの基底状態のエネルギーは

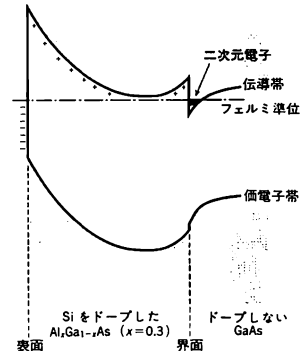
$$\lim_{N \rightarrow \infty} E/N = |J| (1 - 4 \ln 2) / 2 = -0.8863 |J|$$

と厳密に計算された。この理論はその後拡張されて基底状態エネルギーばかりでなく、有限温度における自由エネルギー、スピンの励起エネルギーなども計算されている。

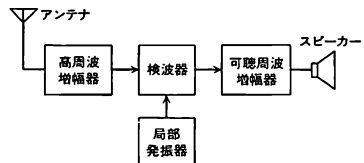
ベータ・ブロッホの式 [英 Bethe-Bloch formula, 独 Bethe-Bloch-Gleichung, 仏 relation de Bethe-Bloch, 露 формула Бете-Блоха] ⇨ 電離損失

ベータ・ポテンシャル [英 Bethe potential, 独 Bethe-Potential, 仏 potentiel de Bethe, 露 потенциал Бете] 電子線回折に関するベータの動力学的理論において、結晶内電子波の振幅の間に成り立つ連立多元一次同次方程式を、ベータ近似を用いて二元方程式に還元する際、後者に現れる静電ポテンシャルのフーリエ項に相当する量(⇨ベータの動力学的理論)。

ヘテロ構造 [英 heterostructure] 分子線エビタキシ法などの新しい結晶成長技術を使い半導体の厚さを原子層レベルで制御することが可能になった。このようにして作成した格子定数の近い異種半導体の急峻な界面を半導体ヘテロ構造(接合)という。ヘテロ構造を組合せることにより、半導体超格子などの自然には存在しない新しい物質をつくることができるため、基礎物性の立場から大変興味をもたれている。また高電子移動度トランジスタ(HEMT)や量子井戸レーザーなどの応用面でも注目されており、次世代産業基盤技術のひとつとして有力視されている。GaAs-Al_xGa_{1-x}As ヘテロ構造が最近では最も詳しく研究されている。特に、電子が存在しない Al_xGa_{1-x}As 層のみに不純物をドーピングして GaAs 層に電子を供給する変調ドーピングの手法により、高移動度をもつ理想的な二次元電子系をつくることのできる実際の電子間相互作用が本質的な役割を演ずる非整数量子ホール効果がこの系で初めて観測された。図に GaAs-Al_xGa_{1-x}As 変調ドーピング超格子の概念図を示す。



ヘテロダイナ [英 heterodyne, 独 Heterodyn, 仏 hétérodyne, 露 гетеродин] 周波数の異なる 2 つの信号を混合器に加えて、その出力から差の周波数の信号を取出すことをヘテロダイナ方式という。受信機や周波数測定器などに広く用いられている周波数変換の基本方式である。内部に局部発振器をもち、その周波数と受信した A1 または A2 電波(搬送波が信号で断続されている電波)の周波数との差から可聴周波数を得る方式の受信機をヘテロダイナ受信機という。検波器のほかに局部発振器を備えた他励ヘテロダイナ受信機と、検波器が局部発振器を兼ねている自励ヘテロダイナ受信機とがある。後者はオートダイナ受信機ともよばれる。図に他励ヘテロダイナ受信機の構成を示す。



す。アンテナで受けた周波数 f_c の電波を高周波増幅し、周波数 f_l の局部発振器の出力とともに検波器に加える。検波器の出力から f_c と f_l との差を取出せば、アンテナで受けた高周波数の断続信号を、可聴周波数の断続信号に変えることができる。なお振幅変調波の受信において、局部発振器の周波数を搬送波の周波数とほとんど等しくして、

振幅変調波を直接可聴周波数に変換する方式をホモダイン検波とよんでいる。

ヘテロダイン周波数計 [英 heterodyne frequency meter, 独 Schwebungsfrequenzmesser, 仏 fréquencesmètre hétérodyne, 露 гетеродинамный частотомер] 直接測定できない高周波数の周波数を測定する装置。信号周波数を f_1 としたとき既知の標準の周波数 f_0 の波との混合によるヘテロダイン検波を行うと、混合器での非線形性によって信号周波数よりはるかに低い $|nf_1 - mf_0|$ (m, n は整数) の周波数の成分が発生する。この周波数成分を直接測定可能な周波数カウンターなどで測定して、もとの信号周波数を知ることができる。

ヘテロダイン分光 [英 heterodyne spectroscopy, 仏 spectroscopie hétérodyne, 露 гетеродинамная спектроскопия] 信号波と局部発振器(光領域ではレーザー)からの基準波とを混合し、それらの差周波数ビートを検出して分光する分光法。電波領域で開発されたが、高周波でコヒーレントなマイクロ波およびレーザー光において有効である。たとえば、ブリルアン散乱や、ラマン散乱によるわずかな周波数差(波長差)を検出するのに、波長差を求める光学的方法では分解能($\nu/4\nu$)として 10^5 程度が限度であるのに対し、ヘテロダイン法では、 $10^8 \sim 10^{14}$ の高分解能が得られる。測定できる周波数帯域を広げるには、発振周波数が安定で、しかも可変のレーザーが必要であり、また、高帯域の光混合の可能な検知器(金属-金属点接触ダイオード、ジョセフソン・ダイオードなど)が必要である。

ヘテロタクチック高分子 [英 heterotactic polymer, 仏 polymère hétérotactique, 露 гетеротактический полимер] ⇨ 立体規則性

ベナール対流 [英 Bénard convection, 仏 convection de Bénard, 露 конвекция Бенарда] 下側のほうが温度の高い水平 2 平面の間に起る自然対流。種々の熱対流の型のひとつであるが、独特の規則的なパターンが現れるために特に有名であり、昔から研究されている。図 1 のよう

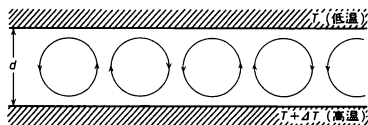


図 1

に、2 枚の水平な境界の間に流体を入れ、下側の境界を上側に比べ高い温度に保っておくと、温度差 ΔT や間隔 d の値によっては流体の静止状態が不安定で、図に示したような上昇流と下降流が組合わされた規則的な対流が現れる(⇨対流不安定)。H. Bénard が最初に観察したパターン(1900 年)は表面張力にその主因をおくものであったが、Rayleigh 卿(1916 年)が浮力によって説明を試み臨界値を出したことから、上下温度差によるこうした対流をベナール対流とよんでいる。ベナール対流が生じるための条件は、流体の物性、温度差 ΔT 、間隔 d を使って定義された無次元量であるレイリー数 Ra (⇨対流不安定)によって記述される。上下境界とも固体の場合は $Ra > 1708$ 、上側が自由表面(流体が液体の場合の液面)の場合は $Ra > 1108$ のときベナール対流が生じる。

ベナール対流のパターンとしてどんな形が実現するかという問題は、いろいろな複雑な要素がからんでいて明快な結論が出にくい。しかしレイリー数 Ra が上に記した臨

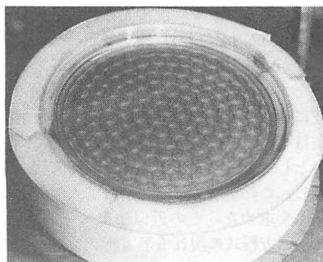


図 2 a シリコン油で上面が空気に接している場合



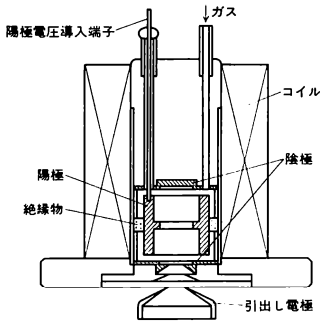
図 2 b 上面がガラス板に接している場合

界値に近い場合についていくつかの事実を述べる。上側が空気に接している液体については図 2a のように六角形が規則的に並んだパターンが現れる。上側も固体境界の場合は、図 2b のようなロール状のパターンが生じる。ロールの形は図のように容器の形に従うと考えられているが、一方、このパターンは不安定で十分時間がたてば直線状になるという報告もある。理論的な研究によれば、六角形となるのは粘性率などの流体の物性定数が温度に依存して変わる場合であり、 Ra が大きくなるとロール状に転位する。表面張力や物性定数の温度依存性が影響することは、実験でも確かめられている。ベナール対流は、流体内部に化学反応などによる熱発生がある場合や、雲のように 2 種類以上の物質からなる流体の場合にも観察され、地球物理学でも重要なテーマである(⇨レイリー数)。

ペニングイオン化 = ペニング電離

ペニングイオン源 [英 Penning ion source, 独 Penning-Ionenquelle, 仏 source d'ions de Penning, 露 ионный источник Пеннинга] 電場と磁場により電子を往復運動させての放電を利用するイオン源。真空中での冷陰極放電は、圧力が 1 Pa 程度以下だと、電子の平均自由行程が電極間距離より長くなるので、持続しなくなる。そこで対向する電極を陰極とし、その中間に円筒状の陽極を置いて数 kV の電圧を与え、2 つの陰極をむすぶ方向に磁場を加えると、電子は陰極間を往復するので、さらに低い圧力まで放電が持続する(⇨ペニング・ゲージ)。この放電により生成したイオンを、陽極または一方の陰極にけた穴から取出すものが、ペニングイオン源(=PIG 放電型イオン源)である。冷陰極は熱陰極よりはるかに寿命が長く、構造上強固であるが、イオンが陰極に衝突して発生する二次電子によって放電が維持されるので、動作特性が陰極の表面状態に影響される。パルス動作では、100 mA 程度の陽子ビーム電流が得られる。

デュオビガトロンは、デュオプラズマトロン(⇨イオン



源)の陽極側にペニングイオン源を接続したもので、イオン電流を増加させるために、熱陰極からの電子を往復させている。水素に対して、広い引出し面から10A程度のイオンビームが取出せる。

ペニング・ゲージ [英 Penning gauge, 独 Penning-Vakuummeter, 仏 manomètre de Penning, 露 манометр Пеннинга] 冷陰極ペニング放電において、放電電流が再現性のよい圧力依存性を有することを応用した真空計。構造は図1のように、円筒状陽極とその両端に設けた円板状

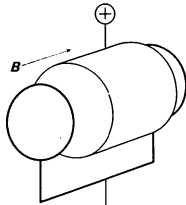


図1

陰極とで構成され、円筒の軸と平行に数百Gの磁場がかけられる。陽極、陰極間に2~3kVの電圧を印加するとペニング放電が起る。このときの放電電流の圧力依存性は図2のように、 10^{-10} Paで最大電流の平らな部分があ

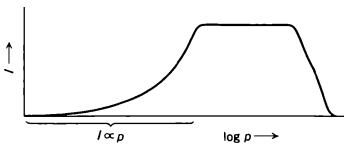


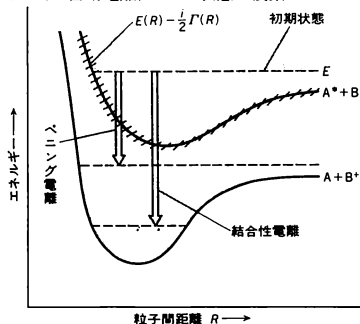
図2

り、 10^{-1} Pa以下の圧力では放電は安定で放電電流はほぼ圧力に比例している。10 Pa以上の圧力では放電は不安定で、かつ圧力の上昇とともに放電電流は減少し、1 atm (10^5 Pa)ではほとんど流れない。真空計として用いられるのは 10^{-1} Pa以下の圧力領域である。電流は電極の大きさなどによっても異なるが、最大値でおよそ1 mAである。真空計そのものも整流作用があり、交流電圧を印加しても真空計として動作するが、直流電圧を印加することが多い。圧力が極端に低くなると(およそ 10^{-6} Pa以下)放電が安定には持続しにくくなる。これが事実上の測定可能な圧力の下限となる。しかし、圧力と放電電流とが正確には比例しないことや、放電電流だけでは、1 atmと高真空との区別がつかないことなどの欠点がある。熱陰極電離真空計のようにフィラメントが焼損してしまう心配がなく、厳密な精度

が要求されない場合の高真空領域での計測には適した真空計といえる。

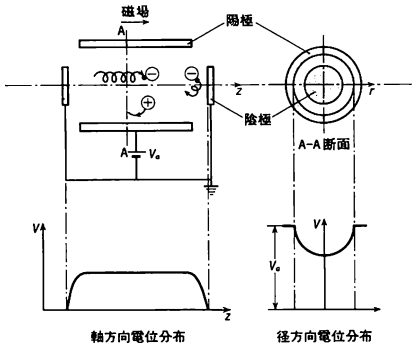
ペニング効果 [英 Penning effect, 独 Penning-Effekt, 仏 effet Penning, 露 эффект Пеннинга] ある種の気体においては、他の種類の気体とある比率で混合したほうがそれぞれ単独の場合よりも放電開始電圧が著しく低下することがある。これをペニング効果という。この理由は、一方の気体原子が準安定状態をもちその励起エネルギーが他方の気体の電離エネルギーよりもわずかに大きいことによる。準安定状態の原子は寿命が長く他の原子と衝突する確率が大きくその励起エネルギーが、もう一方の原子の電離エネルギーよりも大きいため、衝突によって他方の原子を電離することができる。準安定状態をもつ原子の気体数 mmHg 対しこの効果の高いのは電離される気体の圧力が0.1~1%程度するときである。蛍光放電灯はこの例でアルゴンガスに水銀蒸気が混入しており、ペニング効果により点灯の電圧が低くなっている。

ペニング電離 [英 Penning ionization, 独 Penning-Ionisierung, 仏 ionisation de Penning, 露 ионизация Пеннинга] 電子状態が励起している原子(あるいは分子)とほかの原子や分子との衝突で、前者の励起エネルギーが後者の電離エネルギーより大きい場合に、前者の励起エネルギーを使って後者を電離させることができる。この電離過程をペニング電離という。反応式は $A^* + B \rightarrow A + B^+ + e^-$ と表される。ただし A^* は粒子Aの電子状態が励起状態であることを意味する。これに対し $A^* + B \rightarrow AB^+ + e^-$ で表される過程を結合性電離という。励起原子と分子の衝突では、これ以外に、たとえば $A^* + BC \rightarrow AB^+ + C + e^-$ などの電離過程が考えられ、これらを総称して化学イオン化とよぶことがある。実験的には励起したNe原子とAr原子との衝突によって最初に確認され、この仕事の研究者F.M. Penningの名前をとってペニング電離(あるいはペニングイオン化)とよばれるようになった。ペニング電離は通常の励起衝突過程のように相対運動のエネルギーを使って初めて電離が起きる第一種衝突過程ではなく励起エネルギーを有効に使ういわゆる第二種衝突過程であって、一般に断面積が大きくいろいろな分野で重要な過程である。特に A^* とBの相互作用ポテンシャルが引力形であるときには衝突エネルギーを0に近づける極限で断面積は発散する。図はペニング電離を説明するための概念図である。衝突系の初期状態 $A^* \cdot B$ は分子ABの超励起状態で、そのエネルギーは状態 $AB^+ + e^-$ の連続的なエネルギースペクトルのなかに埋れていて、電子間の相互作用によって自動電離をする(\Rightarrow 自動電離)。この状態は複素ポテンシャルエ



ネルギー($E(R) - (i/2)\Gamma(R)$)によって記述され、 $\Gamma(R)$ は距離 R での崩壊つまり電離の確率を与える(\Rightarrow 結合性電離)。

ペニング放電 [英 Penning discharge, 独 Penning-Entladung, 仏 décharge de Penning, 露 разряд Пеннинга] 放電に磁場を印加することによって電子の飛程を長くすることができるといふペニングの原理に基づいた自己保持放電で、1898年に実現された。電子の飛程が放電セルの大きさよりかなり大きい場合にも放電を維持できる例のひとつである。この放電を利用したものにペニング・ゲージがあるほか、同様な電極配置の放電管はPIGプラズマ源として用いられる。PIGは図のように磁場と軸を平行



にして置いた円筒状陽極と、その両端に磁場に垂直な陰極面をもつ2つの陰極とから成っている。この放電管では陰極から放出された電子は磁力線にローレンツ力で束縛され、直接陽極に入れないため陰極間のポテンシャル井戸に捕らえられ、2つの陰極間を往復運動する。この方法で、電子の飛程が電離の平均自由行程に比べて十分長くなりうる。電子は古典拡散などの磁場を横切る移動、不安定性を伴う振動による拡散などで陽極へ動き、単位時間当りの陽極に到達する電子の量は陽極電流を与える。この陽極に流入する電流は放電管内の気圧が $\sim 10^{-4}$ Torr以下では気圧に比例するので真空計として利用される。またPIGプラズマ源は放電電流の割に密度の高いプラズマが得られるが、このような電極配置の磁場中の放電は、電子のマグネトン運動や陰極間の往復運動、プラズマの $E \times B$ ドリフトによる回転などに伴う不安定性が起りやすいので、振動の少ない静かなプラズマを得難い欠点をもっている。

ベネチアノ模型 [英 Veneziano model, 独 Veneziano-Modell, 仏 modèle de Veneziano, 露 модель Венециано] = 双対模型

ベネット・ホール [英 Bennett hole, 仏 trou de Bennett, 露 провал Беннета] \Rightarrow ホールバーニング

ベネディクス効果 [英 Benedicks effect, 独 Benedicks-Effekt, 仏 effet Benedicks, 露 эффект Бенедикса] 均一な一種類の物質(金属, 半導体)で回路をつくり、温度勾配を与えても熱起電力は生じないと考えられていたが、C. A. F. Benedicksは1916年にHgにおいて、後にCu, Ptなどにおいて、大きな温度勾配により熱起電力が生じることを発見した。また逆に、電位勾配により温度差を生じる現象も見いだされ、それぞれ、第一、第二ベネディクス効果とよばれた。その後、これらの効果は金属に溶け込んだ気体分子の量により符号も含めて変化することが分

り、現在では不純物や内部のひずみのために生じる現象と考えられている。

ベーネルト Wehnelt, Arther Rudolph Berthold 1871. 4.4—1944. 2.15 ドイツの物理学者。リオデジャネイロに生れる。ベルリン-シャルロッテンブルク的高等工業学校(工科大学)(1892年)、ベルリン大学(1893—97年)に学ぶ。次にエルランゲン大学に学び、1898年春、E. G. H. Wiedemannの下で「陰極暗部についての研究」により博士号を取得した。同大学物理学研究室の助手(1900年)、私講師(1901年)、員外教授(1904年)を経て、1906—39年にはベルリン大学正教授を務めた。その間、1926年には物理学研究室長に任命されている。希薄気体放電現象の詳細な研究と諸発見により有名だが、それに関連して、陰極線、陽極線、X線の研究も行った。また、ラジオ管、X線管、ブラウン管の技術の開発にも関わり、電子工学の基礎に寄与した。すでに学位論文で、気体放電管内の陰極付近の暗部の高抵抗が誘電体の抵抗に対応していることを示し、後に開発されたベーネルト円筒の基礎となる特性、すなわち、圧力の増加と管の直径の減少とともに陰極線束の断面積が減少することを明らかにした。教授資格取得論文「放電管の陰極での電流と電圧の測定」には放電管内で起るさまざまな過程が記述されている。電解断続器を、誘導コイル、短露出X線写真に初めて応用し(1897年)、X線の硬度を変える方法を考案、硬度測定法を改良したほか(1903年)、酸化物陰極を発見した(1904年)。これにより低速の陰極線、陽極線の発生が可能となり、これにベーネルト円筒を用いて、軟陰極線の速度や比電荷を測定した。以後は、光電効果、二次放射、質量分析、金属薄膜、金属の熱伝導の研究に関わった。

ペーバー = ピーエッチ

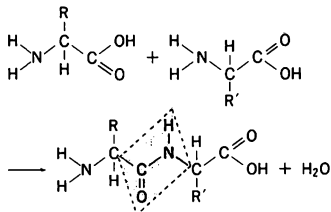
ペーバークロマトグラフィー [英 paper chromatography, 独 Papierchromatographie, 仏 chromatographie sur papier, 露 хроматография на бумаге] \Rightarrow クロマトグラフィー

ペーバーコンデンサー = 紙コンデンサー

ヘビサイド Heaviside, Oliver 1850. 5.18—1925. 2.3 イギリスの物理学者。ロンドンのカムデンタウンの生れで、C. Wheatstoneの甥にあたる。正規の教育はほとんど受けていないが、10代から電気の実験に携わり、20歳で電信技師となった。22歳のとき最初の技術報告を書き、やがて二重通信法を提案した(1876年ころ)。しかし、長距離ケーブルで適切に付加コイルを入れることで効率を向上させようという意見を述べ、当時の公式見解と対立したため機関誌への論文掲載は断られ、そのため商業誌に論文を発表した。数学に堪能で、ベクトル記法を用いてマクスウェル方程式を整理し、いわゆる電信方程式の解を調べ、演算子法を開発した。これは今日ヘビサイド演算子法として知られるものである。また電磁気学の単位系としてヘビサイド単位系を提案した。さらに1901年の大西洋横断ラジオ通信実験の後、大気圏には電波を反射するイオン化領域が存在することを述べ、この電離層はしばしばケネリー-ヘビサイド層とよばれている。そのほか、荷電粒子のエネルギー中での一様直線運動の理論や、高速荷電粒子の質量増加に関する考察なども行ったという。1891年よりロンドン王立協会のフェローで、第一回のファラデー・メダルを受け、またゲッティングゲン大学からは名誉学位を贈られた。生涯独身であった。

ベ ブ [英 BeV] billion electron volt の略称。記号は BeV。GeV ($=10^9$ eV) に等しい。今日では使われないことになっている。

ペプチド結合 [英 peptide bond, 独 Peptidbindung, 仏 liaison peptidique, 露 пептидная связь] アミノ酸分子のカルボシル基(-COOH 基)と、他のアミノ酸分子のアミノ基(-NH₂ 基)とが重縮合したとき、-CONH-の部分とペプチド結合またはアミド結合という。反応式は図の



ようになる。ペプチド結合は斜線のある一平面上に存在する。R と R' はそれぞれのアミノ酸に固有の側鎖を表す。ペプチド結合の C-N 結合部分は二重結合の性質を帯びるために、そのまわりの回転は制限を受け柔軟性に欠ける。タンパク質は多数のペプチド結合が鎖状に連なったポリペプチド鎖であるが、ペプチド結合の柔軟性のなさはタンパク質構造のかたさと安定性に寄与している。ペプチド結合の構造については、シス形とトランス形があるが、図のようなトランス形の方が立体的な障害を受けにくいために有利である。

ヘベシー Hevesy, Georg von 1885.8.1-1966.7.5 ハンガリーの物理化学者。ブダペストの貴族の家に生れる。ブダペスト大学に学んだ後、ドイツに留学。ベルリン工業高専を経て、1908 年フライブルク大学で博士号を得、スイス工業高専で物理化学の助手を 2 年間、カールスルーエで短期間 F. Haber の研究の手伝いを務めた。その後、マンチェスターに赴いて E. Rutherford のもとで研究に従事し、またその間ウィーンのリジウム研究所で F. A. Paneth との共同研究も行っている。1913 年ブダペスト大学講師、1918 年 教授となる。第一次世界大戦勃発の際、彼は H. G. J. Moseley の原子番号の研究に協力して希土類元素の化学を解明する目的で、イギリスに赴く途中のオランダにあったが、Moseley が出征して戦死したため、この計画は実現しなかった。しかし、後に Hevesy がコペンハーゲンで行ったハフニウムの発見(72 番元素が希土類には属さず、ジルコニウムと同族であることを明らかにした)によって、奇しくもその計画は実現したのである。Hevesy は Rutherford の指示で、ウラン鉱石からの残滓の鉛を化学的に処理して「ラジウム D」(^{210}Pb)を分離する研究を手掛け、その不成功から逆にヒントを得て放射性トレーサーの方法を創始した。1930 年代に人工の放射性核種がいろいろ作られるようになると、彼はそれをトレーサーとして生物学的研究を行った。それらの業績により、1943 年ノーベル化学賞を受賞した。1920 年コペンハーゲンの理論物理学研究所の創立に際し、N. Bohr に招かれてスタッフとなった。1926 年から 6 年間、フライブルク大学教授、1930 年アメリカ コーネル大学のペカー・講演者を務めたが、1943 年以降はストックホルム大学で研究生生活を送った。

ヘマタイト [英 hematite, 独 Hämatit, 仏 hématite,

露 гематит] 天然鉱物赤鉄鉱の英語名。天然鉱物コランダム(鋼玉)と同一の六方晶結晶構造(空間群 $D_{3h}^2-R\bar{3}C$)をもち、化学組成は α 型酸化鉄($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$)でしばしばわずかの FeO や TiO_2 を含む。鉄鉱として重要である。人工的に製作した純粋の $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ は 950 K 以下の温度で結晶の c 面方向にスピンの反強磁性的にそろっている。同時に c 軸方向に 1 g 当たり 0.3emu くらいの弱い強磁性を示す(\Rightarrow 弱い強磁性)。260 K 以下では c 軸方向にスピンの反強磁性的に再配列する。この温度を J. Morin にちなんでモーリン温度とよぶが、実質的には一次転移型のスピン再配列として説明されている。なお $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ では結晶構造上単位胞内の 4 個の金属イオン位置のすべてに Fe^{3+} が入っているが、このうちの半分以上は Ti^{3+} が占めたものがイルメナイト(FeTiO_3)といい、その空間群は $C_{3v}-R\bar{3}$ である。

ヘムタンパク質 [英 heme protein, 仏 protéine de hème, 露 гемопrotein] ヘム(ポルフィリンと鉄原子の複合体)とタンパク質との複合体をヘムタンパク質という。非タンパク質部分(補欠分子団)を含むタンパク質を、特に複合タンパク質とよぶが、ヘムタンパク質は複合タンパク質の一種である。ヘムタンパク質の例としては、高等動物の赤血球内に存在して酸素の運搬を行うヘモグロビン、筋肉細胞内にあって酸素の運搬と貯蔵に関与するミオグロビン、生体中の電子伝達を担うチトクロームなどがある。

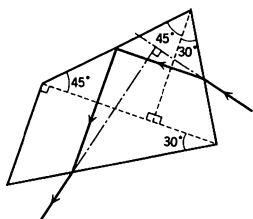
ヘモグロビン [英 hemoglobin, 独 Hämoglobin, 仏 hémoglobine, 露 гемоглобин] \Rightarrow ヘムタンパク質

ペラン Perrin, Jean Baptiste 1870.9.30-1942.4.17 フランスの物理化学者。ノール県リールに生れる。同地の高等師範学校に学び、1897 年 陰極線と X 線に関する研究で理学博士の学位を得た。同年バリのソルボンヌ大学物理化学の講師となり、1910 年より 30 年間教授を務める。その間、生物物理化学研究所所長や国際物理化学会会長を歴任。1940 年ドイツのフランス侵略を逃れてアメリカに行き、2 年後その地で死んだ。戦後、彼の遺体は祖国に移されバンテオンに埋葬された。

Perrin の仕事で最もよく知られているのは、コロイドの研究である。彼は、コロイド粒子が A. Einstein のブラウン運動の理論に従うことを確かめ、実験からグラム分子当りの分子数、すなわちアボガドロ定数を求めた。また、希薄なコロイド液の平衡分布が気体に類似したふるまいをすることや、濃厚なコロイド液の粒子分布がファン・デル・ワールスの状態式に従うことから、アボガドロ定数を求めることができた。それらの値は互いにより一致をなしたばかりでなく、現在知られている値に非常に近い。このようにして物質の非連続性、すなわち分子と原子の客観的な実在を実験的に証明した功績に対して、1926 年ノーベル物理学賞が贈られた。コロイドの研究以外に、陰極線の性質、気体の伝導に及ぼす X 線の作用、蛍光、ラジウムの崩壊、音の発生と伝達などの研究がある。ノーベル賞以外にも 1896 年にロンドン王立協会からジュール賞が、1912 年にポーロニアのバラウリ賞が、1914 年にアカデミー・デ・シエンスからラ・カズ賞が与えられている。また内外の諸大学から名誉学位を授与されたほか、多くの科学アカデミーの会員であった。彼は国立科学研究センター(C. N. R. S.)と「発見の宮殿」の創始者でもある。[主著] *Traité de chimie physique*, 1903; *Les atomes*, 1913; *Les éléments de la physique*, 1930.

ペラン-ブロカ・プリズム [英 Pellin-Broca prism,

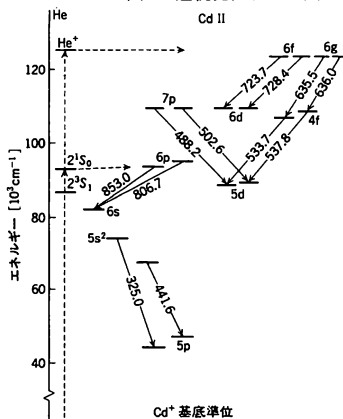
独 Pellin-Broca-Prisma, 仏 prisme de Pellin-Broca, 露 призма Пеллана-Брокки] 1個の全反射直角プリズムと2個の30°プリズムを一体とした図のような形の分光用プリ



ズムで、入射白色光のうち、最小偏角の状態にある波長の光は入射光と90°の角をなす方向に出て行く。したがって、図のプリズムを紙面に垂直な軸のまわりに回転すると、異なる波長の光が次々と最小偏角の状態になるので、波長の異なる光を順次偏角(入射光と射出光のなす角)90°の方向に取出することができる。このため、定偏角プリズムとよばれることが多いが、定偏角プリズムには偏角60°のアッペのプリズムや偏角が $\approx 0^\circ$ のリトロー・プリズムもある。このプリズムを使った偏角90°の定偏角モノクロメーターは、どの波長に対しても常に最小偏角で、すなわち最大の分解能で単色光を取出せる利点がある。また、分光写真露の分散プリズムとしても用いられる。

ヘリウムI [英 helium I, 独 Helium I, 仏 hélium I, 露 гелий I] = 液体ヘリウムI

ヘリウム・カドミウムレーザー [英 helium-cadmium laser, 独 He-Cd-Laser, 仏 laser à hélium-cadmium, 露 гелий-кадмиевый лазер] 代表的な金属イオンレーザーで、Heの混合により1A以下の小電流グロー放電で励起され、Cdのイオン準位で連続発振する。図のように、



積すれば、濃厚相より希薄相 ^3He 原子が溶け込んでいくことになる。この過程は液体ヘリウム3が機械的真空のなかへ蒸発していく過程とみなされる。この蒸発過程による冷却を断熱蒸発型希釈冷却とよぶ。希薄相中の ^3He 濃度を希釈するには図1に示すように ^3He を希薄相より選択的に取出すか、あるいはスーパーリークを通して超流動成分 ^4He を注ぎ足して、機械的真空を増せばよい。一定温度 $T[\text{K}]$ での冷却能力 $dQ/dt[\text{J}\cdot\text{s}^{-1}]$ は、 ^3He の蒸発速度を $dN_3/dt[\text{mol}\cdot\text{s}^{-1}]$ として

$$\frac{dQ/dt}{dN_3/dt} = 84T^2 [\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-2}]$$

と与えられる。上記の原理に基づく希釈冷却法は、図2に

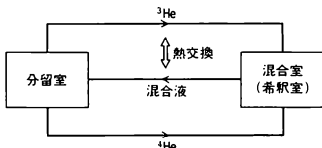


図2

示すような連続運転可能な希釈冷凍機として具体化されている。混合室(希釈室)でつくられた希薄混合液は分留室に送られてここで ^3He と ^4He に分離される。分離された ^3He と ^4He は混合室に戻って再び希薄混合液をつくり冷却を行う。分留室に送られる冷却した希薄混合液と戻りの ^3He との間に熱交換を行わせる。以上の過程を繰り返して冷却室内で冷却が進行する。一度冷凍機の外へ取出してから戻すという意味での循環は ^3He あるいは ^4He のいずれか一方のみですむ(残りの一方は冷凍機内部で循環する)。それに対応して、 ^3He 循環式希釈冷凍機あるいは ^4He 循環式希釈冷凍機とよぶ。

ヘリウム3・ヘリウム4混合液 [英 ^3He - ^4He mixture, 仏 mélange ^3He - ^4He , 露 смесь ^3He - ^4He] 液体ヘリウム3と液体ヘリウム4とを混合させた液体。この混合液の相図を図1に示す。横軸はヘリウム3のモル濃度 X

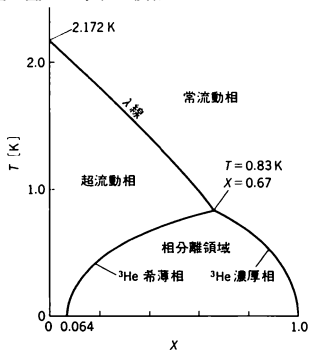


図1

$=n_3/(n_3+n_4)$ (n_3, n_4 はそれぞれ ^3He 原子および ^4He 原子の数密度)、縦軸は絶対温度 T を表す。 X が0から増加すると超流動転移点は低下してゆき(図1の λ 線)、さらに $T < 0.83 \text{ K}$ の低温では相分離が起る。すなわち、相分離領域内の X, T をもつ混合液は、 ^3He 希薄相と ^3He 濃厚相とに分れる。 ^3He 希薄相を表す曲線より左側の領域では、 ^3He が ^4He 中に均質に混じり、超流動を示す ^3He の希薄溶液ができる。絶対零度でも X が6.4%より小さければ、

このような状態が実現する。 ^3He 希薄溶液中の ^3He 原子の数密度は純粋な液体ヘリウム3に比べてずっと小さく、このため ^3He 原子間の相互作用は小さいと期待される。もし、この相互作用が無視できると、系は理想フェルミ気体系とみなされ、そのフェルミ温度は

$$T_F(X) = \frac{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2}{2m_3^* k} \cdot \frac{1}{v_{40}^3} \cdot X^{2/3}$$

で与えられる(\Rightarrow フェルミ液体)。ここで($\hbar = h/2\pi$, h はプランク定数, k はボルツマン定数, v_{40} は液体 ^4He 中での ^4He 原子1個当りの体積, m_3^* は混合液中での ^3He 原子の有効質量である。このフェルミ気体系の圧力は 混合液中の ^3He の浸透圧 Π として観測される。図2のように、混合

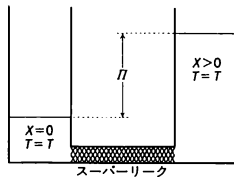


図2

液と純 ^4He とをスーパーリークで結合すると、2つの容器の間に温度差がなくても圧力差が生ずる。 $X \ll 1$ の場合、 $T \gg T_F$ では Π は古典的なファン・ホッフの式

$$\Pi(X, T) = \frac{k}{v_{40}} X T$$

で与えられ、 $T \ll T_F$ ではフェルミ圧力あるいは零点圧力として知られる

$$p_F(X, T) = \frac{\hbar^2 (3\pi^2)^{2/3}}{5m_3^* k} \cdot \frac{1}{v_{40}^3} \cdot X^{5/3}$$

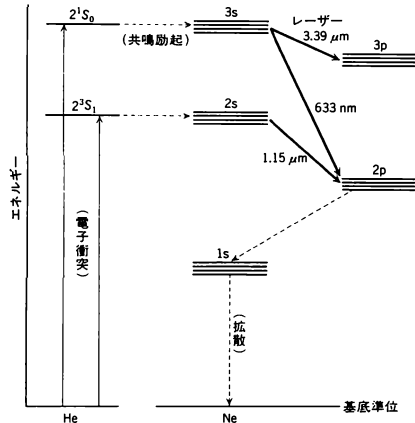
に漸近する。すなわち、絶対零度でも有限の圧力を有する。このフェルミ気体系の比熱およびエントロピーは ^3He 原子1個当り $T \ll T_F$ で

$$\frac{m_3^* k^2 \pi^2}{\hbar^2 (3\pi^2)^{2/3} \cdot v_{40}^3} \cdot X^{-2/3} \cdot T$$

で与えられる。 ^3He 濃厚相は、 $T < 0.2 \text{ K}$ ではほとんど純粋な液体ヘリウム3(^3He)とみなされる。

ヘリウム II [英 helium II, 独 Helium II, 仏 hélium II, 露 гелий II] = 液体ヘリウム II

ヘリウム・ネオンレーザー [英 helium-neon laser, 独 He-Ne-Laser, 仏 laser à hélium-néon, 露 гелий-нео-



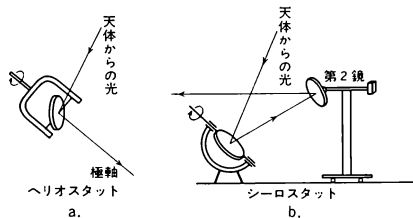
новый лазер] 1960年, 最初に実現された気体レーザーで, He と Ne の混合気体による放電で励起され, 633nm, 1.15 μ m, 3.39 μ m の3種がある。図に示すように, 準安定状態 2^1S_0 , および 2^3S_1 にある多量の He と基底状態にある Ne 原子との衝突により, エネルギーが Ne の 3s および $2s$ 準位へ移行(共鳴励起移乗)され, 3p または 2p 準位との間に反転分布が実現して発振するものである。代表的な気体レーザーとして, 連続発振で, 干渉性および安定性の最もすぐれたレーザー光を放出する。633nm レーザーは最も多く市販され, 出力 1mW 程度の装置は光学系の調整や一般光学実験の光源として欠かせないものになっている。大型の装置では 50mW 程度の出力のものもあるが, 出力の大きいほど干渉性は低下する。6けた以上の精密干渉測定に使用するには, 発振周波数を制御して安定化する必要がある。

ヘリウム融合反応 [英 helium fusion process, 独 Heliumverschmelzungsprozess, 仏 processus de fusion d'hélium, 露 процесс синтеза гелия] He 原子核どうしの衝突・融合によって, ^{12}C や ^{16}O などを合成する反応で, 恒星の主たるエネルギー源となる反応のひとつ。ヘリウム燃焼ともよばれ, 中心部で水素を消費し尽した赤色巨星の内部などで起る。2個の ^4He が反応してできる ^8Be は, 不安定な原子核で, すぐに分解する。しかし, 高温・高密度(たとえば, 10^8K , $10^5\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)のもとでは, ^8Be が分解する前に, さらにもう1個の ^4He が衝突・結合することができて, 安定な ^{12}C が形成される。これは, 3個の ^4He が融合するため 3α 反応ともよばれている。また, この ^{12}C がさらに ^4He と反応すると ^{16}O が形成される。恒星の内部における通常のヘリウム燃焼では, ほぼ等量の ^{12}C と ^{16}O が合成されると考えられている。しかし, 超新星爆発などの場合で, 温度が 10^9K を超えれば, ^{12}C や ^{16}O がさらに ^4He との反応を繰返し, 鉄などの重元素の合成に至る。

ヘリウムリークディテクター [英 helium leak detector, 独 Heliumlecksucher, 仏 détecteur de fuites à hélium, 露 гелиевый течеискатель] 真空容器など気密性の容器がリーク(漏れ)のない完全なものかどうかを調べる専用の機器(リークディテクター)の一種。ブローガスとしてヘリウムガスを用い, 検出器としてはヘリウム検出用として調整された質量分析計が用いられる。リークディテクターのなかで最も高感度であり, 検出可能な最小リークは $10^{-12}\text{Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{s}^{-1}$ ($10^{-11}\text{Torr}\cdot\text{dm}^3\cdot\text{s}^{-1}$) に達する。本体には質量分析計および制御電源のほか, 油拡散ポンプ, ロータリーポンプなどよりなる排気系, 真空計, トラップなどを内蔵しており, 誤操作などに対する保護装置もついている。ただし動作圧力は 10^{-2}Pa (10^{-4}Torr) 以下の高真空領域であり, あまり大きいリークがあると, 動作不能となる。最近開発されたもので, 拡散ポンプを通してのヘリウムの逆拡散の原理を用いた新しい型の簡便型ヘリウムリークディテクターは, 検出感度は多少劣るが, 小型でしかも

動作圧力がより高いという利点がある。

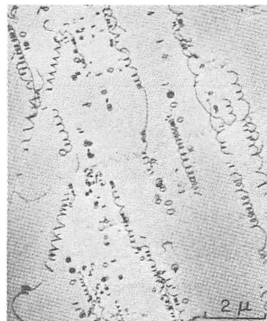
ヘリオスタット [英 heliostat, 独 Heliostat, 仏 héliostat, 露 гелиостат] 日周運動をしている天体からの光を, 平面鏡を使うことにより, 常に, 地上に固定した一定の方向に送りこむ装置。これには, ウラノスタットとヘリオスタットの2種がある。前者は, 1枚の平面鏡が互いに直交する2軸のまわりを回転するようになっているものであり, 後者は, 1枚の平面鏡が1軸のまわりのみを回転するものである。ウラノスタットは, 天球上のどの天体をも, 地上の任意の方向に光を送ることができるけれども, 2軸のまわりを回転する角速度を常に制御しなければならない。ヘリオスタットは, 極軸の方向にしか光を送れないが, 1軸を日周運動の速さで回転させればよい。ヘリオスタット(図a)の特別な型にシーロスタット(図b)がある。



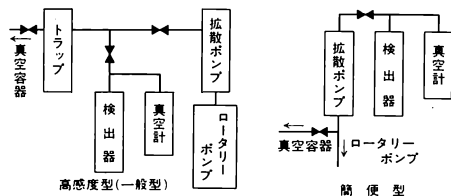
シーロスタットは, 平面鏡の面を極軸におき, 極軸のまわりを日周運動の半分の速さで回転させる装置である。天体からの光を任意の方向に送るためには, 第二番目の平面鏡を要する。シーロスタットの特徴としては, 像の回転を生じない利点がある。ヘリオスタットの最大のものは, アメリカのキットピーク天文台にあるマクマス太陽望遠鏡であり, 口径 203cm である。

ヘリカル磁気構造 = らせん磁気構造

ヘリカル転位 [英 helical dislocation, 独 Spiralversetzung, 仏 dislocation en hélice, 露 геликондальная дислокация] らせん転位(⇨転位)が点欠陥を吸収してつる巻ばね状の形態に変化したものをヘリカル転位という。完全ならせん転位は点欠陥を吸収しないが, その一部が湾曲した場合隣接部分がお互いに異符号の刃状転位成分をもつことになり, 同一種類の点欠陥の吸収で逆向きに上昇運動を行う。この種の反応が転位上の各所で発生成長した結果としてヘリカル転位が形成される。大きく成長したヘリカル転位の各部分はほぼ純粋な刃状転位となっている。ヘリカル転位はらせん転位を含む結晶を高温から急冷した場合に原子空孔を吸収することにより, また粒子照射した場合に



ヘリカル転位



簡便型

格子間原子を吸収することにより形成される。図は高温から急冷した Al-Zn 合金に形成されたヘリカル転位である。らせん転位とは類似の語であるが区別して使用される。

ヘリコン波 [英 helicon wave, 独 Heliconwelle, 仏 onde hélicon, 露 геликоновая волна] 固体中の磁気プラズマ波の一種。金属や縮退半導体中では、自由担体による電場の遮蔽効果のため、プラズマ振動より低周波の電磁波は伝播しない。しかし、強磁場の下では、電磁波が円偏波として磁場に沿って伝播する。電場ベクトルの先がヘリックスを描いて伝播するので、ヘリコンとよばれる。プラズマ物理学でウィッスラーモードとよばれるものと本質的に同じものである。電場ベクトルの回転の向きは担体のサイクロトロン運動の向きと一致している。サイクロトロン振動数 ω_c と緩和時間 τ について、 $\omega_c \tau \gg 1$ の条件が成り立っているとき、ヘリコン波 ($\omega \leq \omega_c$) の減衰は小さく、 $\omega \ll \omega_c$ で分散関係は

$$\omega = \frac{cH}{4\pi ne} q^2$$

で与えられる (n は自由担体の密度、 q は波動ベクトルの大きさ)。平行板状の試料のファブリー-ペロー干渉からヘリコン波の分散関係を知ることができ、ホール効果と同様の情報を得られる。ヘリコン波は最初 Na で、後に種々の金属や半導体 (InSb, PbTe など) で観測されている。

ヘリシティ [英 helicity, 独 Helizität, 仏 hélicité, 露 спиральность] 素粒子や原子核のもつ「ねじ」に似た性質をいう。パリティのやぶれを検証する実験によって、ニュートリノは進行方向に対して常に反対向きのスピンをもつこと、すなわち「左ねじ」をもつこと、反ニュートリノは「右ねじ」をもつことが確かめられて以後、重要な物理量として物理学に登場した。ヘリシティ (記号 h) の定義は、運動量を p 、スピンを s と記すとき、 $h = (s \cdot p) / |p|$ で与えられる。ニュートリノ ν_e 、 $\bar{\nu}_\mu$ は $h = -1/2$ で、反ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ 、 ν_μ は $h = 1/2$ である。語源は helix (らせん) である。

ヘリックス型加速器 [英 helix accelerator, 独 Helixbeschleuniger, 仏 accélérateur à hélice, 露 ускоритель со спиральным волноводом] 電波がらせん状に巻かれた導体 (ヘリックス) に沿って伝わる時、らせん軸上で、軸方向の電場を生じ、電波の伝わる軸方向速度が光速より遅くなるのを利用して、荷電粒子を加速しようとするもの。図 1 のように直径 $2a$ 、ピッチ p のらせん状導体に沿って、

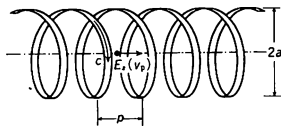


図 1

自由空間波長 λ_0 の電波が光速 c で伝わる時、 $p \ll \lambda_0$ 、 $2\pi a \gg \lambda_0/4$ ならば、電波の軸方向の位相速度 v_p はよい近似で $v_p = c \sin \psi$ となる。ここで $\tan \psi = p / (2\pi a)$ である。したがって、ピッチを小さくすると v_p は光速に比べてずっと遅くなる。このとき、電波の群速度 v_g も $v_g = c \sin \psi$ となって分散がなくなる、すなわち、周波数帯域を広くとることができるのが特徴である。位相速度が小さい領域でチャートインピーダンスが大きいので、加速器としては重イオン加速器への応用が研究されている。たとえば、超伝導らせんを使った例では、図 2 のように半波長の奇数倍の

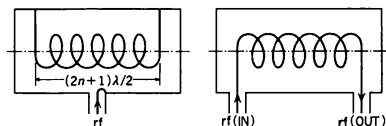
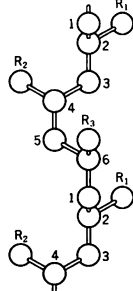


図 2 定在波型ヘリックス 図 3 進行波型ヘリックス
長さのらせんの両端を、円筒空間の内壁に接続した定在波型加速空洞がとられている。実用化されたヘリックス型加速器の例はまだないが、逆にマイクロ波の増幅に用いる進行波管としては広く利用されている。このときは図 3 のように進行波型として使われ、広帯域の増幅を特徴とする。

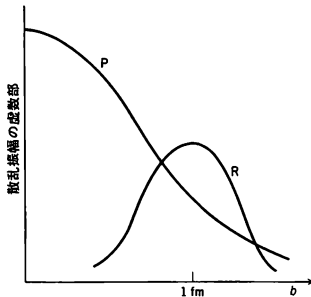
ヘリックス-コイル転移 [英 helix-coil transition, 露 переход спирального змеевика] 鎖状高分子の秩序構造のひとつであるヘリックス構造と、無秩序な構造であるランダムコイルとの間の構造転移のことをいう。協同的な転移であるが、一次元かつ短距離相互作用による現象であるので、一般に転移はなだらかに起り、分子の長さとともに鋭くなる。ポリペプチドのヘリックス-コイル転移については、理論的、実験的に詳しく調べられており、溶液中でポリペプチドが、温度、pH、イオン強度、溶媒の組成比などを変えたとき、 α -ヘリックスからランダムコイルへ、あるいはその逆へ変化するところが、溶液の粘度、旋光分散などにより研究されている。ヘリックスからランダムコイルへ転移するのに伴って、溶液の粘度は棒状分子の場合の大きな値からランダムコイルの小さな値まで変化する。理論的には統計力学に基づいたジム-ブラッグの理論、リフソーン-ロイの理論、永井和夫の理論などがあり、転移に伴う自由エネルギー変化、協同性のパラメーターなどを実験的に求めることができる。ポリヌクレオチドの二重らせんがほどこけてランダムコイルになる転移についても調べられている。

ヘリックス構造 [英 helical structure, 独 Helixstruktur, 仏 structure hélicoidale, 露 спиральная структура] 線状高分子のとりらせん状の分子形態のこと。たとえば、アイソタックチックポリプロピレン分子は図に示すとおり結晶中で 1 残基が 120° 回転し、らせん軸方向に並進周期の $1/3$ 進み、3 残基で 1 回転して、ちょうど並進周期進むようなららせん状構造をとる。M 残基が T 回転して並進周期進むようなヘリックス構造を M/T ヘリックスとすることがある。このような分子のらせん対称は必ずしも結晶のらせん対称と一致しない。線状高分子のとり周期的秩序構造は多くの場合、ヘリックス構造であり、結晶中のポリエチレン分子の平面ジグザグ構造も $2/1$ ヘリックスと考えられる。タンパク質中にも α -ヘリックスとよばれる特徴的なヘリックス構造が部分的に存在する (\Rightarrow タンパク質の構造)。溶液中で孤立した 1 個のポリペプチド鎖も α -ヘリックス構造をとることができる。そのほかに、 ω -ヘリックス、 π -ヘリックス、 δ -ヘリックス等が考えられている。コラーゲンは 3 本のポリペプチド鎖が互いに水素結合により、からみ合った三重ヘリックス構造をとる。また、核酸 (DNA) では 2 本の DNA 鎖が互いに水素結合した二重ヘリックス構造をつくっている (\Rightarrow DNA)。



ペリフェラル衝突 [英 peripheral collision, 仏 colli-

sion périphérale, 露 периферическое столкновение] 素粒子反応において、衝突径数 b を l/q (l は軌道角運動量, q は重心系運動量) で定義したとき, b が小さい成分の寄与が小さく, $b \geq 1 \text{ fm}$ の成分の寄与が大きいとき, この反応はペリフェラルであるといひ, b の小さい成分が大きいとき中心的であるといひ. 中間子と核子の二体反応の散乱振幅の虚数部分は, ボメロン交換すなわち回折成分は中心的であるが, 量子数を交換する非回折成分は, $b \sim 1 \text{ fm}$ にピークをもっている(図参照). $b = b_0$ にピークがあると, 散乱



P: ボメロン交換 R: 量子数交換

振幅の角分布 $f(t)$ はベッセル関数 $J_h(b_0 \sqrt{-t})$ ($h=0, 1, 2, \dots$ はヘリシティ・フリップ, $\sqrt{-t}$ は移行運動量) で表される. $\pi^+\pi^-$ 弾性散乱の微分断面積が $t \approx -0.2 (\text{GeV})^2$ で交わるのは J_0 の零点, $\pi^+\pi^-\pi^0$ の微分断面積が $t \approx -0.6 (\text{GeV})^2$ で谷をもつのは J_1 の零点と関係していると考えられる. 散乱振幅がなぜこのような形を示すかについては, 双対模型, 吸収模型などの観点から種々議論されている. ペリフェラル衝突は $l=q(1 \text{ fm})$ くらいの軌道角運動量をもつ共鳴現象だとしても定性的に理解できる. このような模型を周辺共鳴模型といひ.

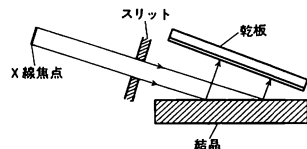
ペリフェラル反応 [英 peripheral reaction, 仏 réaction périphérale, 露 периферическая реакция] 原子核反応において, 入射粒子が標的となる原子核の核表面あるいはそれより外側を通過するとき引起的反応. 量子力学的には, 反応過程を入射粒子の角運動量で分類するとき, 上のように核表面付近を通ることに対応する角運動量またはそれより大きな角運動量での反応がペリフェラル反応になる. 入射粒子がより内側を通過することに対応する小さな角運動量をもつ場合に比べ, 相互作用が弱いので反応の記述も簡単で, ボルン近似や衝撃近似あるいはそれを多少修正した近似がよく成立すると考えられる. 非弾性散乱や粒子移行反応などで, 標的核から残留核への遷移が比較的簡単であるような, いわゆる直接反応には, このペリフェラル反応が主に寄与していると考えてよい.

ベリリウムフィルター [英 beryllium filter, 独 Berylliumfilter, 仏 filtre de béryllium, 露 бериллиевый фильтр] \Rightarrow 中性子フィルター

ベル Bell, Alexander Graham 1847.3.3 - 1922.8.2 イギリス出身のアメリカの発明家, 教育者. エジンバラに生れ, エジンバラ大学とロンドン大学に学んだ後, 父の助手となった. 彼の祖父と父はいずれも発声学の教師で, 特に父(Alexander Melville Bell)は, 発声時の舌, 唇, のどの位置を記号で表記することによって発声法を教える視話法の発明者として著名である. 彼が生涯にわたって聾者教育に情熱を燃やすことになるのはこのような事情と,

彼の母と妻が聾者であったことによっていると思われる. 彼の兄弟が結核で死亡したのをきっかけとして, Bell 一家は 1870 年にカナダへ渡ったが, 彼は翌年にボストンの聾学校で教えるためアメリカへ移住した. そして, 1873 年ころから電気を利用した音声通信に関する研究を始め, 1875 年に磁石と鉄片を用いた電話機を発明した. 翌年この発明に対して特許が認められ, これを企業化するため 1877 年にはベル電話会社が設立された. これ以後, 一般家庭にも電話が普及することになった. 1880 年 電話発明の功績によって, 彼にボルタ賞が授与された. 彼はこの賞金 5 万フランをもとにワシントンにボルタ研究所を設立し, そこで聾者のための研究を行った. 彼はこのほかにも多くの研究を行っており, それらのなかには羊の品種改良, 流体力学, 飛行術などがある. 特に, 飛行術に関しては, みずから実験するとともに, S. P. Langley の飛行実験に多額の援助をした. また, 1907 年に航空実験協会を創立した. さらに, 彼はアメリカ地理学会会長として, スミソニアン研究所評議員として幅広い活躍をした. カナダのノバスコシア州デバックで死去した.

ベルグ-バレー法 [英 Berg-Barrett method, 独 Berg-Barret-Methode, 仏 méthode de Berg-Barret, 露 метод Берга-Барретта] X 線回折顕微鏡法の一方法で, 一般には図に示すように反射配置で撮影するものをさす.



透過配置の場合には, とくに通過ベルグ-バレー法とよんでいる. 1931 年に W. Berg は背面反射で, C. S. Barrett はラウエ回折像で, 独立に個々の回折斑点の中に結晶の微細構造(結晶格子のひずみなど)が現れていることを指摘した. これが X 線回折顕微鏡法の起源である. 1958 年に J. B. Newkirk が分解能を向上して, 結晶表面近傍の個々の転位(\Rightarrow 格子欠陥)の観察に成功してから, このベルグ-バレー法は広く利用されている(\Rightarrow X 線回折顕微鏡法).

ヘルグロットス関数 [英 Herglotz function, 仏 fonction de Herglotz, 露 функция Герглотца] 一般化された R 関数ともよばれ, 次のヘルグロットスの定理にでる関数である: $f(z)$ は, 実軸上をカット ($-\infty, -a$] および $[a, +\infty)$ ($a > 0$) をいれた複素平面上の解析関数であって, 上半面 ($\text{Im } z > 0$) において $-\text{Im } f(z) \geq 0$ であるものとする. このとき $f(z)$ はそのカット平面上で

$$f(z) = Az + B + \frac{C}{z} + \int_0^\infty \frac{z}{x} \left[\frac{da(x)}{x-z} + \frac{d\beta(x)}{x+z} \right]$$

と表示させる. ここに, A, B, C は実の定数で, $A \geq 0$, $C \leq 0$, $\lim_{|z| \rightarrow \infty} f(z)/z = A$, $\alpha(x)$ と $\beta(x)$ は区間 $[0, +\infty)$

において非減少な実関数であって, ストルチェス積分

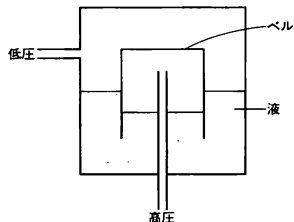
$$\int_0^\infty \frac{da(x)}{x^2}, \quad \int_0^\infty \frac{d\beta(x)}{x^2}, \quad \int_0^\infty \frac{da(x) - d\beta(x)}{x}$$

が収束するものとする.

この定理は, 物理学でははじめモーメントの問題や回路のリアクタンスの理論で用いられた. 場の量子論では, 1955 年 L. Castillejo, R. H. Dalitz, F. J. Dyson がロー方程式の解を求めるのに応用し, ロー方程式の解は一意に決

らず無限個の極が存在するという不定性のあることを示した。この極をCDD極という。この定理は、 $f(z)$ の虚部の符号と z のそれとが一致するという性質から $f(z)$ の漸近的ふるまいが決つてしまうところが著しい特長である。

ベル差圧計 [英 bell type manometer, 独 Glockenmanometer, 仏 manomètre à cloche, 露 колокольный манометр] 工業的に使われる微差圧計の一種で、水柱数mmから数十mm程度の差圧の測定に使われる。図に示



すようにベルは液中におかれてその内側に高圧、外側に低圧を加える。ベルは内外の圧力の差とベルの有効断面積に比例した力、およびベルに働く液の浮力を垂直向上向き方向に受ける。この力とベルの自重が平衡するが、圧力差によって平衡位置が変化するので差圧がベルの位置に変換されることになる。またベルの上方にスプリングを取付けて上記の向上きの力とベルの自重、スプリングの弾性力の和と平衡させる方式もあり、ベルの位置を適当な変位変換器によって電流など他の物理量に変換することも行われる。[図]

ベルセリウス Berzelius, Jöns Jacob 1779.8.20—1848.8.7 スウェーデンの化学者。ベバスンダの生れ。父を幼時に失い、再婚した母もまもなく死亡して里子に出されるなど、育った境遇は不幸であった。初めは牧師を志したが、家庭教師などをしながらウプサラで医学の勉強を始め、次いで化学に興味をもち、温泉地で医師の助手を務めながら化学を研究した。このころA. Voltaの電堆のことが報ぜられたのでその研究を行い、これが1802年に出された彼の学位論文となっている。その後ストックホルムの医科大学の無給助手となり、1807年教授の没後、その地位についた。以後は貧窮からも免れて研究に励み、また諸国を訪れて著名な化学者と交流した。なお彼の結婚は56歳のときで、妻は当時24歳であった。

彼が活躍した時代は、A. L. Lavoisierによってなされた近代化学への革命が、その成果を実らせる時期であった。彼の化学が独学で、フロギストン説などに惑わされなかったことも幸いしている。化学の教科書を書き始めたことが機縁となって、彼は、「無機物の構成要素は一定の簡単な比で結合されている」ことを明らかにしようという課題に向かった。そのきっかけは電気分解についての一連の実験であり、その理論的基礎はJ. Daltonの原子論であった。そしてLavoisierの研究が、彼に酸化物に注目させ、種々の金属酸化物の解析を手がかりに、硫化物などへと進み、定比例の法則が成り立つことを確認できた。彼は化合物の構成要素を正の成分と負の成分とに分類した。その後この成果の上に原子量の決定へ進み、1818年には45種の元素の原子量表を提出している。また化合物を書く新しい記法を導入した。

彼の二元説はこれらの成果の上に立てられたもので、電氣的単極の存在という誤った認識に基づいているが、一時は彼の権威も手伝って大いに流行した学説であった。しか

し有機化合物の研究が進むにつれ、その誤りが明確となり、二元説は捨てられた。晩年の彼にはそれが大いに不満であり、新しい分野に向かう化学者たちを論難した。彼は科学における保守主義者だったのであろう。しかし装置の開発、データの総合、整理された教科書などによる化学界への貢献は大きく、上記のほかにも、セリウム、セレン、トリウムなどの発見、触媒概念の確立などの業績もある。

ベルセリウスの原子価理論 [英 Berzelius theory of valence, 独 Berzeliusche Valenztheorie, 仏 théorie de la valence de Berzelius, 露 валентная теория Берцелиуса]

⇒ 原子価の理論

ヘルツ [英 hertz, 独 Hertz, 露 герц] 周波数(振動数)の単位。国際単位系(SI)では、特別の名称をもつSI組立単位のひとつにあげられている。単位記号はHz。H. R. Hertz (⇒ヘルツ)に由来する。ヘルツは、周期的現象が1s間に1回繰り返される周波数である。すなわちヘルツは、毎秒(s^{-1})という周波数の単位の特別な名称として導入されたものであり、これを用いれば周期的現象の定量的表現が簡明になる(⇒周波数の単位, サイクル, サイクル毎秒)。

ヘルツ, G.L. Hertz, Gustav Ludwig 1887.7.22—1975.10.30 ドイツの物理学者。H. R. Hertzの甥にあたる。ハンブルクに生れ、ゲッティンゲン大学に進み、さらにミュンヘン大学、ベルリン大学に学んだ。1913年ベルリン大学の助手として研究生活に入り、電子の原子分子との衝突の実験を行ったが、第一次世界大戦により従軍、負傷して1917年にベルリンに帰った。1919年に「電子の衝突によるボーアの原子理論の確認」を報告し、その後フィリップ電灯会社に入社した(1920年)。1925年ハレ大学教授となり、続いてシャルロッテンブルク工業大学教授を経て(1928—35年)ジューメンス研究所に入り、その所長となった。1945年以降はソ連にあって研究を行い、1954年よりライプツヒのカール・マルクス大学教授として1961年まで在職した。彼は、定常状態の存在を示す、いわゆるフランク-ヘルツの実験を行い(J. Franckと共同)、これにより1925年のノーベル物理学賞を得た。この実験は、もともとは気体放電、特にガス中での電子の非弾性衝突の研究であった。彼らはフィラメントとグリッド間で加速した電子を、グリッドの後方に逆電圧をかけてセッとした捕集電極で捕え、グリッド電圧の変化とともに捕集電極に流れる電流(すなわち電子の数)が変化するようにすを調べ、非常にきわだった周期的パターンが生じることを観測した。彼らはこれを原子のイオン化ポテンシャルと解釈したが、同時にこの際発生する光を調べ、そのスペクトル線がイオン化ポテンシャルに対応していることを見いだした(1914年)。これがボーア理論の証明になっていることは当時気づかれなかったが、大戦中にN. Bohrが指摘し、その後確認実験が行われて定常状態の存在の証明(1919年)となったのである。これは原子構造論の確立への大きな一歩であった。

ヘルツ, H.R. Hertz, Heinrich Rudolph 1857.2.22—1894.1.1 ドイツの物理学者。ハンブルクに生れ、初めは技術者を志し、軍務についた(1876—77年)ののベルリンの鉄道工隊であった。1877年に工業大学へ入学のためミュンヘンへ行ったが、ここで自然科学への道を選ぶことになった。このころからドイツでも実験の手腕と数学的才能を兼ね備えた物理学者が望まれるようになっており、

Hertz はミュンヘン大学で数学を修める一方、P. G. von Jolly や F. W. von Beetz の下で実験に精進して、まさにその資質を示した。次いでベルリン大学に移り(1878年)、哲学部が電氣的慣性の問題の実験的解決を懸賞課題としていることを知り、これに応募して賞を得(1879年)、また H. L. F. von Helmholtz の賞讃を博した。

1880年 学位を得て Helmholtz の下で助手となり、広いテーマにわたって研究を行っている。そのなかには新しい電流計や湿度計の製作、陰極線の研究、電磁誘導の諸問題、誘電体の研究、弾性体の理論、さらに液体の蒸発理論などが含まれる。陰極線については、その本性は荷電粒子ではなく不可視のエーテル波で、気体に吸収されて光を出すとした。

1883年 キール大学へ移った。同地では主に理論的な研究を行い、気象学、電磁気学の単位、マクスウェル電磁気学に関する題材をとりあげている。同時に K. E. Dühring, G. T. Fechner, I. Kant, E. Mach らの著作を検討し哲学的思索をも深めたという。

1885年 カールスルーエ工科大学へ移り、ここで彼の名を有名にした電磁波の検証実験がなされたのである。Hertz は 1886 年からこれに取組み、1888 年には最終的な結果に達した。

当時、高い振動数の発生装置を得ることは困難とされていたが、「クノッフエンハウエルのらせん」とよばれる装置をヒントとして高周波の電気振動を得たのがその突破口であった。そしてまず誘導コイルで作った火花放電が、いま一つの回路の間に放電を誘起することを観察して、これから電気振動の伝播の有限性を確かめ、その伝播速度を測定した。次いでこの回路を分離しても放電が生じることを知り、回路の固有振動数を変化させて共鳴効果を確認した。これを空間中の電磁波の検出装置として用いる着想がヘルツの共鳴子である。

空間中を伝播する電磁波の検出には大きな室の一方の壁で反射させて得た定常波を用い、共鳴子により強度の交番性を測定する。これで波長が得られ、振動数を用いて伝播速度が得られる。こうしてまるで「目に見えるように」電磁波の存在が確認され、その伝播速度は光速に等しいことが立証された。さらに、放物面鏡を用いて電磁波の平行束をつくり、その直進性、反射・屈折、偏向性を調べ、電磁波が光や熱放射とまったく同一の性質をもつことをあますところなく示して J. C. Maxwell の理論を基礎づけた。

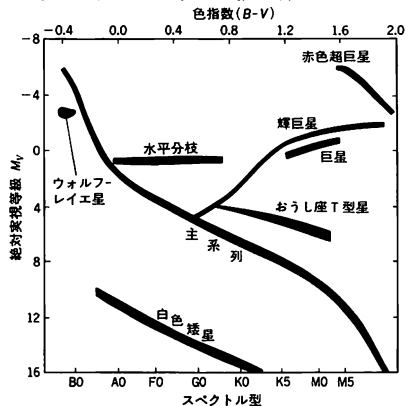
1889年 ボン大学に移り、ここでは、電気力学の理論的研究を展開し(1890年)、かたわら陰極線の実験的研究を開始した。このときの金属箔を陰極線が透過することの発見は、やがて彼の助手 P. Lenard により、いわゆる「レーナルト管」に実を結ぶものとなった。

一方、1891 年から始めた力学の基礎に関する研究は、彼の残りの生涯を費やして行われた。当時の力学的自然観の風潮は強く、熱力学では L. Boltzmann らの一連の試みが成功を収め、Helmholtz は最小作用の原理に基づく熱力学の再構成を意図していた。電磁気学理論では、マクスウェル説の確認以後は、その媒質エーテルが中心問題となり、エーテル力学に現れる困難の解決が当面の課題であった。Hertz の電気力学もこの課題に立ち向かうものではなかったが十分でなく、Hertz はむしろ力学そのものに立ち帰り、力学を再構成を試みたのである。その考えは、定義づけが明確でない力の概念を消去し、隠れた質量を導入

して力学を一般化しようというものであった。その野心的な著作「力学原理」*Die Prinzipien der Mechanik* は 1894 年に公刊されたが、その時 Hertz はすでにこの世の人ではなかった。没年 36 歳であった。

ヘルツ共振器 [英 Hertz resonator, 独 Hertzscher Resonator, 仏 résonateur de Hertz, 露 резонатор Герца] ⇒ ヘルツの実験

ヘルツシュプリング-ラッセル図 [英 Hertzsprung-Russell diagram, 独 Hertzsprung-Russell-Diagramm, 仏 diagramme de Hertzsprung-Russell, 露 диаграмма Герцшпрунга-Ресселла] 星のスペクトル型を横軸に、絶対実視等級を縦軸にとった図。星をその表面温度と明るさで二次元的に分類したもので、天文学者 E. Hertzsprung と H. N. Russell にちなんで命名され、HR 図ともよばれている。スペクトル型の代りに色指数(2つの異なる波長領域で測られた等級の差)を用いた色-等級図が使われることが多い。縦軸には実視等級だけでなく、全波長域の放射に対応する絶対放射等級が使われることもある。理論的な結果を示す場合には、縦軸は星の光度の対数、横軸は星の表面有効温度の対数をとって示すことが多い。いずれの場合も上ほど明るく、左方ほど高温で青いいうえにとる。図



の右上の星は半径が大きく、左下の星は半径が小さい。模式的な HR 図で示されるように、ほとんどの星は左上から右下へ延びる線上に分布する。これを主系列とよぶ。主系列の左上に温度の高い、明るい青い星が、中央には太陽型の黄色の星が、右下には温度の低い、暗い赤色星がくる。HR 図の右上の部分には半径の大きい赤色巨星や赤色超巨星があり、左下には半径の小さい白色矮星がある。星は点として表されるが、分布の状態は星の集団(星団など)の選びかたによって異なる。星団などの HR 図を描くときには、縦軸は絶対等級でなく、見かけの等級にとることが多い。HR 図は星の進化と内部構造を考えるうえで重要な資料となっており、恒星進化論によって HR 図における星の変遷が考察されている。たとえば、球状星団には、水平分枝が存在し、古い年齢の星団と考えられる。散開星団はその HR 図も異なり、新しい年齢の星団と考えられている。おうし座 T (T タウリ)型星は主系列に向かって収縮中の若い星であり、星の表面における電磁流体活動が著しく、強いフレアが起って、その光度が変化したたり、強い紫外線を放射したり、またそれに伴って強い星風を吹出したりしている。そのような段階にある星は、T

タウリ段階の星とよばれることが多い。ウォルフ・レイエ星は質量の大きい星が進化の途中で恒星風によって外層を放出し、中心核だけを残したものであると考えられている。

ヘルツの実験 [英 Hertz experiment, 独 Hertzscher Gitterversuch, 仏 expérience de Hertz, 露 опыт Герца] 電磁場のマクスウェル理論を検証し、電磁波の存在をはじめ証明した実験で、1888年、H. R. Hertzが行なった。誘導コイルの両端を小さい間隙で対応させ、その間に放電を起させる。近くに適当な大きさのアンテナ(ヘルツ共振器)を置き、その両端を近づけて置くことと誘導コイルに火花放電が起ったとき、アンテナの両端の間にも放電が起ることが観測された。アンテナを回転させたり大きさをえたりすると放電のようすが変わる。これは火花放電からの電磁波が偏っていること、特定の波長をもっていることを示す。Hertzはこの他、電磁波が光と同じように反射、屈折などを起す実験を行なって光の電磁波説を確認した。これらの実験にもとづいて後世の無線通信についても多くのことを予言している。

ヘルツの接圧論 [英 Hertz theory of contact stress, 仏 théorie de Hertz de la tension de contact] ⇒ 接触問題
ヘルツ波 [英 Hertz wave, 独 Hertzsche Welle, 仏 onde hertzienne, 露 волна Герца] 1888年、H. R. Hertzが電磁波の存在をはじめ実験的に示したので電波領域の電磁波をヘルツ波とよぶ(⇒ヘルツ)。

ヘルツバーク Herzberg, Gerhard 1904.12.25—
ドイツ、カナダの分光学者。ハンブルクに生れる。ダルムシュタット工科大学に学び、1928年「窒素および酸素の残光と窒素のネガティブバンドの構造」で工学博士となる。その後ゲッチンゲン大学を経て、1930年ダルムシュタット工科大学物理学講師。1935年カナダに渡り、サスカチュワン大学教授、1945年シカゴ大学ヤーキス天文台教授、1948年カナダ国立研究所純物理学部主任研究員、1955~69年 同部長。1969年には「卓越した科学研究者」の資格を与えられ、定年後も研究を続けている。彼の研究室は分光学の中心地として世界の分光学者の集まることとなり、多数の分子の高分解能分光を発展させた。彼の最大の業績は、それまで他の方法では決定できなかった、メチル基、メチレン基をはじめとする寿命の短い遊離基の構造を、閃光分光法を用いて決定したことである。また一方では、分子分光と天文の関係にも関心をもち、惑星大気、彗星、星間物質を構成する分子を多数同定、新しい遊離基の存在を明らかにした。これらの研究により、1971年ノーベル化学賞を受賞。1979年にはH₃、D₃のスペクトルを発見、その構造を決定した。この結果は、彼の研究室において岡武のH₃発見のきっかけをもたらした。Herzbergの研究は、1927年にH原子のバルマー系列とその極限連続のスペクトルを発表したことに始まり、この実験に関連してH₃+H₂=H₂+Hの反応、水素のメネラインスペクトル中のH₃スペクトルの存在の可能性を論じているが、50余年にわたる研究の末、H₃、H₂などのスペクトルをとらえ、上記の重要な反応解明への確実な道を開いた。彼の手がけた原子、分子、イオンは70種を超え、十指に余る新分子を発見している。このうち水素は最も正確な理論と比較可能であり、また天体物理学上重要な物質でもあることから、物理学者としての彼の生涯を通じてのテーマとなっている。一方、分光学者の座右の書となっ

た数冊の本を著し、分子分光学を体系づけた。1975年には彼のノーベル賞受賞を記念してヘルツバーク天体物理学研究所が設立され、その所長を務めている。数回来日しており、分子科学研究所評議員(1976~78年)、日本学士院名誉会員(1978年以降)を務める。[主著] *Atomic Spectra and Atomic Structure*, 1944; *Molecular Spectra and Molecular Structure* (Vol.1 *Spectra of Diatomic Molecules*, 1945; Vol.2 *Infrared and Raman Spectra of Polyatomic Molecules*, 1945; Vol.3 *Electronic Spectra and Electronic Structure of Polyatomic Molecules*, 1966; Vol.4 *Constants of Diatomic Molecules*, 1978); *The Spectra and Structure of Simple Free Radicals (An Introduction to Molecular Spectroscopy)*, 1971(「分子スペクトル入門」, 1980)。

ヘルツ・ベクトル [英 Hertzian vector, 独 Hertzscher Vector, 仏 vecteur de Hertz, 露 вектор Герца] 電磁場を求めるときに、ベクトルポテンシャルAとスカラーポテンシャルφを用いずに、一つのベクトルを用いると計算が容易になる。ベクトルπは

$$A = \mu_0 \frac{\partial \pi}{\partial t}, \quad \phi = -\frac{1}{\epsilon_0} \operatorname{div} \pi$$

で定義され、ヘルツ・ベクトルまたは偏極ベクトルとよばれる。ここで、 μ_0 は真空の透磁率、 ϵ_0 は真空の誘電率である。πは方程式

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \pi}{\partial t^2} - \Delta \pi = q$$

を満たす。ここでqは電流密度Jの積分 $q = \int J dt$ である。ヘルツ・ベクトルを使うと、電磁場は

$$E = (\operatorname{rot} \operatorname{rot} \pi - q) / \epsilon_0, \quad D = \operatorname{rot} \operatorname{rot} \pi,$$

$$B = \mu_0 \operatorname{rot} \frac{\partial \pi}{\partial t} = \mu_0 H$$

で与えられる。πは双極子からの放射を調べるために、H. R. Hertzによって導入された。双極子モーメントpが原点にあるとき、場所rでのヘルツ・ベクトルπ(r, t)は

$$\pi = \frac{1}{4\pi r} p |_{t-r/c}$$

で与えられる(t-r/cは原点で考えた遅延時間を表す)。

電荷密度ρ=0の場合にはdiv J=0となるから、J=rot Mを満たすMが存在する。このとき、方程式

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \pi^*}{\partial t^2} - \Delta \pi^* = M$$

の解π*を用いて、電磁場はE=-rot(∂π*/∂t)=D/ε₀、B=rot rot π*, H=(1/μ₀)B-Mと表される。このπ*もヘルツ・ベクトルとよばれる。

ペルティエ Peltier, Jean Charles Athanase 1785.2.22-1845.10.27 フランスの物理学者。ソム県のアン出身。貧しい靴職人の子として生れ、発明で器用だったが、初等教育を受けただけで時計師などの下で働いた。妻の母の遺産を受けてから学問に身を投じ、生体の神経が電気で刺激されることへの興味から、電気の研究に進み、1830年以後60余りの論文を書いた。最も意義深いのは、2種の導体か半導体の接合部分に電流を通ずるとき、その部分で熱の吸収または発生が起きること(ペルティエ効果)の発見(1834年)である。このとき素材にしたのは、ビスマスとアンチモンであった。ペルティエ効果は、後(1862年)にKelvin卿によって熱力学的に解明され、さらに1世紀ほど後に熱電冷却の技術として実用化された。Peltierはまた、大気の電荷やそれと雲の形成との関係など気象学

上の研究、顕微鏡による微生物の観察も行った。パリで没した。熱電現象の論文として、*Nouvelles expériences sur la calorificité des courants électrique* (Annales de Chimie, 56 (1834)371)がある。

ペルティエ効果 [英 Peltier effect, 独 Peltier-Effekt, 仏 effet Peltier, 露 эффект Пельтье] 2種類の導体 A, B を図1のようにつなげて、全体を一樣な温度に保ちなが

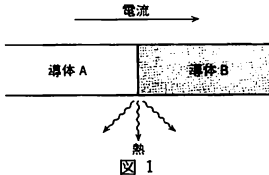


図1

ら電流を流すと、ジュール熱以外に放射あるいは吸収される熱がある。この現象をペルティエ効果といい、1834年に J.C.A. Peltier によって発見された。この接続部を A から B に流れる電流密度を J 、単位時間に放射される熱量を接続部の単位面積当り \dot{Q} とするとき、両者は比例する。そこで、 $\dot{Q} = \Pi_{AB} J$ と書いて、ペルティエ係数 Π_{AB} を定義する。この現象は可逆的で、電流の向きを逆にする、 \dot{Q} の符号が反対になるから、 $\Pi_{AB} = -\Pi_{BA}$ という関係がある。この現象を観察するには、2種類の導体をつなげなくてはならないが、理論的には、個々の物質のペルティエ係数 Π を定義することが可能で、それを絶対ペルティエ係数という。図1の A, B の絶対ペルティエ係数を Π_A , および Π_B とすると、 $\Pi_{AB} = \Pi_A - \Pi_B$ となる。温度 T のある物質の絶対熱電能 S (\Rightarrow 熱起電力) と絶対ペルティエ係数の間には、後に示すように $\Pi = TS$ というトムソンの第二関係式が成り立つ。ペルティエ効果を応用したものに、熱電冷却(電子冷凍)がある。それは、A, B 2種の物質を図2のように直列につないだ装置で、端子の+および-を直

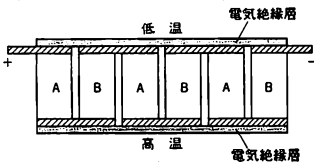


図2

流電源の+極と-極につなげると、 $\Pi_{AB} > 0$ のとき、上側の電気絶縁層が冷え、下の絶縁層が暖まる。ペルティエ係数は、金属どうしの接触より半導体どうしの接触の方が大きいので、実用上の理由から、A としては p 型半導体、B としては n 型半導体が使われる。

ペルティエ効果が現れるのは、次の理由による。導体に電場をかけると電子の平均速度が0でなくなり、電流密度 J が生じるが、同時に、電子がエネルギーを運ぶ結果、熱流 q が生じる。この J および q は、電場 E に比例するから、それを $J = (L_{11}/T)E$, $q = (L_{21}/T)E$ と書く。ここで L_{11} と L_{21} は不可逆過程の熱力学のなかに登場する輸送係数に対応している。この2つから E を消去すると、 $q = (L_{21}/L_{11})J$ となる。この右辺の係数が絶対ペルティエ係数で、 $\Pi = L_{21}/L_{11}$ となるのである。絶対ペルティエ係数が物質によって異なる値をもつため、図1のように、2つの物質をつなげると、A の中を流れる熱流 q_A と、B を流れる q_B とが等しくなくなり、その結果、接点から単位時間に $q_A - q_B$ の熱が放射されることになる。温度勾配 dT/dx によって生じる電流密度を $-(L_{12}/T^2) \cdot (\partial T/\partial x)$ とするとき、オンサーガーの相反定理より、 $L_{12} = L_{21}$ となる。このことと、絶対熱電能が L_{12}/TL_{11} となることから、トムソンの第二関係式が出る。

ベルデ定数 [英 Verdet constant, 独 Verdet-Konstante, 仏 constante de Verdet, 露 постоянная Верде] \Rightarrow ファラデー効果

ベルト起電機 [英 belt generator, 独 Bandgenerator, 仏 générateur à courroie, 露 электростатический генератор] \Rightarrow バン・デ・グラフ型加速器

ベルヌーイ Bernoulli, Daniel 1700.2.8 - 1782.3.17 スイスの物理学者、数学者。オランダのフローニンゲンで生れたが、数学者の父 Johann (Jean) Bernoulli の転任に伴い、一族の本拠であるスイスのバーゼルへもどった。同地で哲学を学び、また父や兄からは数学を学んだ。商業への勧めには応ぜず、バーゼル、ハイデルベルク、ストラスブルで医学を修め、帰郷後 学位を取得した(1721年)。かねてから関心を寄せていた数学の分野で論文を書き、それが認められて 1725 年からロシアのペテルブルグのアカデミーで数学教授を務めた。健康上の理由で 1733 年にバーゼルへ戻り、解剖学、植物学そして後には生理学と物理学を講じた。以後およそ 30 年間、彼の講義は好評裡に続けられた。バーゼルで生涯を閉じた。彼は医学上の業績として、呼吸機構の解明、筋肉収縮の力学的な理論、眼の盲点についての実験、心臓によってなされる力学的な仕事の計算などを行ったほか、数学の分野では、ロシア行きの前年イタリア旅行中に書いた論文が著名で、そこでは他の問題とともに、リッカーティ微分方程式の解法を扱っている。後年には無限級数についてのいくつかの寄与もした。また確率、統計の分野では、死亡率や人口統計、誤差論などを手がけた。物理では、主として理論的な面で貢献し、ペテルブルグ時代の業績が多い。力学については、L. Euler と相携えて、剛体の力学や弾性体の力学を発展させた。また、活力(今日いう運動エネルギー)の保存の原理を、従来より広く解釈し適用することに寄与した。さらに摩擦の問題では、斜面を転がる球の回転運動とすべり運動との関係を論じた。一方、流体力学の分野では、流体中を固体が運動するときの抵抗の問題をはじめ、非粘性・非圧縮性の流体の定常流に関するエネルギー保存則のひとつの表現(\Rightarrow ベルヌーイの定理)の定式化(ただし量の記法や定数の値のとり方は今日のものと異なる)に貢献した。流体に関するこれらの成果は、著書 *Hydrodynamica*... (1738年)で述べられたが、「流体力学」に対応するラテン語の術語 *hydrodynamica* が、本書で初めて用いられた。この書のもうひとつの重要性は、気体の運動論的な解釈がある程度まで具体的に示した点にある。また、 n 個の荷重をつけた弦の振動には n 個の単振動が含まれることや、一般に弦の振動は無限個の単振動の重畳(正弦・余弦関数の無限級数の和)で表されることの論究(1738-55年)など、振動論でも意義深い業績を残している。[著書] *Hydrodynamica, sive de viribus et motibus fluidorum commentarii*, 1738.

ベルヌーイの定理 [英 Bernoulli theorem, 独 Bernoullisches Theorem, 仏 théorème de Bernoulli, 露 теорема Бернулли] 粘性がなく、密度 ρ が圧力 p だけで決まる流体が保存力のもとで運動するとして導かれるエネルギー保存の関係式を広義のベルヌーイの定理という。この関係は完全流体に対するオイラーの運動方程式の線積分として

得られるが、それが厳密に実行できるのは次の場合に限られる。

(1) 定常流の場合：流線または渦線に沿って積分すれば

$$\frac{1}{2}v^2 + \int \frac{dp}{\rho} + V = H_0 \quad (= \text{一定}) \quad (1)$$

が成り立つ(狭義のベルヌーイの定理)。ここで v は流速ベクトル \mathbf{v} の絶対値、 V は単位質量当りの外力ポテンシャル(すなわち位置エネルギー)で、左辺第一項は運動エネルギー、第二項は圧力によってなされた仕事を表す。定数 H_0 の値は一般に流線または渦線ごとに異なるが、渦なし運動では流れの全域を通じて一定としてよい。流体の圧縮性を無視すると ρ も定数であり、また重力の場合においては $V = gz$ (g は重力加速度、 z はある基準面からの高さ)であるから、式(1)は簡単に

$$\frac{1}{2}v^2 + p + \rho gz = \text{一定} \quad (2)$$

となる。1738年、D. Bernoulli が初めて導いた結果は式(2)の形のものであった。圧縮性流体では、 ρ と p の関係は流体の組成のほか変化の過程にも依存するが、たとえば理想気体(比熱比を $\gamma = c_p/c_v$ とする)の断熱変化を仮定し、かつ V の変化を無視すると

$$\frac{1}{2}v^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} = \text{一定} \quad (\gamma > 1) \quad (3)$$

が得られる。

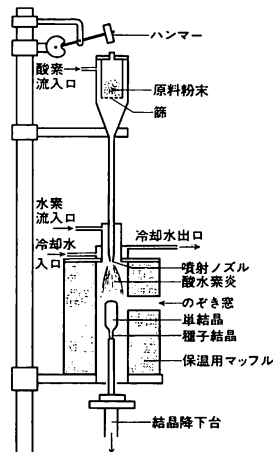
(2) 渦なし運動の場合： $\mathbf{v} = \text{grad } \phi$ であるような速度ポテンシャル ϕ が存在し、運動方程式は任意の経路に沿って積分されて

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}v^2 + \int \frac{dp}{\rho} + V = f(t) \quad (4)$$

が成り立つ。ただし、 $f(t)$ は時間のみの任意関数で位置にはよらない。したがって、定常流では $f(t)$ は流れの全域に共通な定数となって式(1)からの結果と一致する。式(4)は一般化されたベルヌーイの定理、または圧力方程式ともよばれ、たとえば水面波や音波の解析などに重要である。

ベルヌーイの定理は流体力学に関して最も有名な関係式のひとつで、流れの理解に有効な例も少なくないが、その成立にはいくつかの基本的な前提があり、本来の限界を超えて無条件に適用はできないことを忘れてはならない。

ベルヌーイ法 [英 Verneuil method, 独 Verneuil-Verfahren, 仏 méthode de Verneuil, 露 метод Вернейля] フランスの化学者 Verneuil が1903年に発明した人工ルビー合成法である。ルビーのほか多くの高融点物質の単結晶作成に用いられている。原料を細かい粉末として酸水素炎などの高温炎に吹込み、加熱溶融して種子結晶を受けて単結晶を育てることができる。図は人工ルビー作成装置を示すが、ルビー、サファイア、スピネルなど多量の結晶が工業的規模で生産されている。しかし、ガス炎方式のため融点が2300°C以上のものにはこの方法を利用することはできない。図では少量のクロムを含むアルミナの粉末をハンマーの衝撃による振動でふるいを通して下部のノズルへ落す。粉末は酸素ガスの流れによって酸水素炎に吹込まれ、半融状態ですでに生成している結晶に積り、そこで十分に融解し、結晶の降下につれて再び固化して単結晶となる。直径2cm、高さ5~6cmの結晶が3時間くらいで成長する。人工ルビーは適当な結晶に切断、研磨して時計の軸受けなどに用いられている。レーザー発振用の棒状ルビーも同様の方法でつくられているが、結晶の均一度を高く保つ



ために、温度制御などに十分注意しなくてはならない。

ベルの不等式 [英 Bell inequalities, 仏 inégalité de Bell, 露 неравенство Белла] ⇨ 隠れた変数

ベルの法則 [英 Beer law, 独 Beersches Gesetz, 仏 loi de Beer, 露 закон Бера] 均一な気体または溶液に単色光を入射させる場合、吸収によって光の強度が減少する割合はその濃度、すなわち単位体積中に存在する吸収分子の数に比例するという法則。濃度を c とすると、吸収係数 k は c に比例し、 $k = \epsilon c$ で表される。この比例定数 ϵ は入射光の波長によって決る物質固有の定数で、モル濃度で c を表したときの ϵ をモル吸光係数または分子吸光係数という。この法則は、濃度を変化しても、解離・会合などの平衡が変わらず、光吸収物質の化学種が不変であること、分子や懸濁物による散乱がないことを前提としているので、これらの条件が満たされない場合には、 ϵ は定数でなく、 c の関数となる。

ヘルマン・ファインマンの定理 [英 Hellmann-Feynman theorem, 独 Hellmann-Feynman-Theorem, 仏 théorème de Hellmann-Feynman, 露 теорема Геллманна-Феймана] あるパラメーター a に依存するハミルトニアン $H(a)$ をもつ系があるとき、系の任意の離散的な固有状態 s をもち $H(a)|a\rangle = E(a)|a\rangle$, $\langle a|a\rangle = 1$ を満たす $|a\rangle$ に対して

$$\frac{dE(a)}{da} = \left\langle a \left| \frac{\partial H(a)}{\partial a} \right| a \right\rangle$$

という式が成り立つ。これをヘルマン・ファインマンの定理、あるいは単にファインマンの定理という。 $\partial \langle a|a\rangle / \partial a = 0$ を用いて簡単に導かれる関係式だが、分子構造論などに広く応用されている。いま二原子分子の電子状態を考慮して a を核間距離 (R とする) にとったとする。このとき上式の右辺の $H(a)$ において核間距離を含まない項、すなわち電子座標のみに関する項は消えるので、2つの核の間に働く力の結合軸方向の成分(左辺)は、核の間の静電反発力および $|a\rangle$ から求められる電子密度をもつ電子雲と核との間の静電引力(右辺)に等しい。したがってクーロン力だけでまづ力を求めておき、それを無限遠から平衡核間距離まで積分すると結合エネルギーが求められる。ただし $|a\rangle$ は正しい固有状態でなければならないので実用になることは少ない。二原子分子の断熱ポテンシャル $E(R)$ 、運動エネ

ルギー演算子 T およびポテンシャルエネルギー演算子 V の期待値 $\langle T \rangle$ および $\langle V \rangle$ の間の関係

$$2\langle T \rangle + \langle V \rangle + R \frac{dE}{dR} = 0$$

は $T \propto R^{-2}$, $V \propto R^{-1}$ を考慮すると α を R としてヘルマン-フィインマンの定理から導かれる。これは二原子分子の場合のビリアル定理にほかならない(⇒ビリアル定理)。

ヘルマン-モーガンの記号 [英 Hermann-Mauguin notation, 独 Hermann-Mauguinsche Bezeichnung, 仏 notation de Hermann-Mauguin, 露 обозначение по Херману-Моргэну] 結晶の点群, 空間群, ならびに, それらに含まれる対称要素の記述に用いられる記号。点群の対称要素は次のように表される。回転軸は, その次数に応じて, $1, 2, 3, 4, 6$, また, 回反軸は $\bar{1}, \bar{3}, \bar{4}, \bar{6}$ と表される。ただし, 回反軸 $\bar{2}$ は鏡映面になるので m と表される。また, $\bar{1}$ は対称心とよばれる。さらに, 上記の対称要素のうちのただ 1 つから生成される点群にもその生成元と同一の記号が用いられる。

複数の対称要素の組合せにより生成される点群の記述は, 生成元となった対称要素を列記して行うのが基本方針であるが, わかりやすくするために生成元以外の対称要素を付け加えることがある。回転軸 n に対し垂直な鏡映面 m がある場合は n/m , 回転軸 n を含む鏡映面 m がある場合は nm と表される。また, 主軸となる回転軸を第一項に, これに直交する副軸を第二項に記す。これら 2 本の回転軸により生成される対称軸が新たな類をつくるなら, これを第三項に記す。たとえば, 点群 222 の第一項は c 軸方向の 2 回軸, 第二項は a 軸方向の 2 回軸, 第三項はこれらから生成された b 軸方向の 2 回軸である。点群 422 も同様で, 第一項は c 軸方向の主軸, 第二項は a 軸方向の 2 回軸, 第三項はこれらから生成された b 軸方向の 2 回軸である。点群 32 では, c 軸方向の主軸とこれに直交する副軸としての 2 回軸が示されているが, これらから生成される 3 本の 2 回軸は全て副軸と同一の類に属するので, 第三項は記入しないのである。点群 $4/m\ 2/m\ 2/m$ の例では, 各回転軸に垂直な鏡映面が存在することが示されている(この点群は簡単に $4/mmm$ と書かれることが多い)。

立方晶系の点群の表示では, 第一項と第二項の対称要素は互いに直交していないことに注意する必要がある。空間群の記述では, 空間格子の型を点群記号の前に表示する。また, 空間群では, 点群要素中の回転軸や鏡映面をらせん軸や映進面に拡張したものも現れる。たとえば, 空間群 $P2_1/c$ は, P 格子をもつ, 2 回らせん軸とそれに垂直な c 映進面が存在することを表示している。

ヘルムホルツ Helmholtz, Hermann Ludwig Ferdinand von 1821.8.31—1894.9.8 ドイツの物理学者。ベルリン郊外のポツダムで生れた。父は教職にあって, 古典や芸術の深い素養をもっており, 母は軍人の家の出だが, 質朴・温和でしかも実践的な女性であった。長子として生れた Helmholtz は早くから物理や数学に興味をもったが, 家計の事情もあって, 父の勧めどおりベルリンのフリードリッヒ-ウィルヘルム王立医科・外科大学に入学, 医学を修め, 1842 年に卒業して学位を得, 義務として課せられた陸軍外科医の仕事に 1848 年まで従事した。在学中から J. P. Müller の影響を受け, E. Brücke, E. du Bois-Reymond らとともに(機械論的な傾向の)生理学の研究を進めた。

1845 年にベルリン物理学学会が設立されたとき, du Bois-Reymond に誘われて入会, 1847 年 7 月 23 日に同会で発表した *Über die Erhaltung der Kraft* は, エネルギー保存則定式化の不朽の論文となった。1848 年には Brücke の後任としてケーニヒスベルク大学の生理学の助教授になり, 生理的な音響学, 光学の研究を展開した。1851 年に正教授に就任, ドイツ, イギリスの学者たちとの交際がしだいに広まった。1855 年には, F. H. A. von Humboldt の口添えもあってボン大学の解剖学・生理学の教授に転じたが, 1858 年になってハイデルベルク大学からの誘いに接し, 生理学研究所を設置を条件として受諾した。この地での 13 年間に, 感覚生理(特に音響生理)学の研究を熱心に進め, また認識論への言及も増したが, 平行して物理学への関心が強烈になり, 1871 年にはベルリン大学の物理学の教授に移ることになる。その際, 物理学研究所の設置を希望し, 実現を見た。ベルリンでの研究は, 電気力学, 熱力学, 気象学を主とするものであった。1877 年ベルリン大学総長に選ばれ, 1882 年には貴族に列せられた。同年から 1883 年にかけて論文集 2 巻を出版した(第 3 巻は没後)。1888 年に至って, 新設の研究機関である国立物理工学研究所の初代所長に就任, 純正科学と精密技術との融合に力を尽した。しかし 1885 年ごろからしだいに健康を害し, ベルリンで 73 歳の生涯を閉じた。

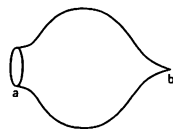
多方面の業績のうち, 物理学史上最も重要と解されるのは, エネルギー保存則の定式化であり, 力(Kraft)という術語を用いてはいるが, 力学的・熱的・電氣的・化学的なエネルギーの相互関係を包括的に論じ, 同時に, 熱の物質説を排して運動説に正当な評価を与えた。また晩年(1882 年)に導入した熱力学関数(⇒ヘルムホルツの自由エネルギー)も重要である。

流体力学では, 1858 年の渦理論(⇒ヘルムホルツの渦定理), 1868 年の不連続流の理論, 1888~89 年の大気運動論(⇒ヘルムホルツ波)が重要である。

電気力学の研究は 1851 年に早くも試みられたが, ベルリン大学教授時代には, W. E. Weber の理論や J. C. Maxwell の電磁理論にかかわる先端的な論議もあり, また, カールスルーエ大学に転じた弟子 H. Hertz にヒントを与えて電磁波実験の成功(1888 年)に導いた。

数学では, 幾何学や計数概念の基礎に関する仕事が著名だが, いずれも認識論的な考察の成果と見ることができ。感覚生理の分野で彼が開発した装置としては, 視覚の検査のための検眼鏡(1851 年), 音響実験のための共鳴器(⇒ヘルムホルツ共鳴器)が有名である。論文集 3 巻, 講演集 5 巻, 生理光学 3 巻, 音響感覚論, 理論物理講義 6 巻があり, 英訳は多いが, 邦訳は「力の恒存について」のほか二三の講演にとどまっている。

ヘルムホルツ共鳴器 [英 Helmholtz resonator, 独 Helmholtz-Resonator, 仏 résonateur de Helmholtz, 露 резонатор Гельмгольца] 一般に共鳴器の総称であるが, 特に図に示するような構造で, 音の入口になる穴 a のほかに耳にあてると小穴 b をもったものを, ヘルムホルツ共鳴器という。この共鳴器を耳にあてて聞くと, 共鳴周波数の音は, 直接に聞く場合よりほかに大きく聞こえる。さらに外の音がなくなっても, 共鳴器の中ではある程度は音が持続し, また固有振動



の上音の周波数が基音に比べて非常に離れているので、共鳴周波数の違った多数のヘルムホルツ共鳴器で音を聞くことによって、複雑な音の部分音を捜す周波数分析器として使われた(⇒共鳴器)。

ヘルムホルツ・コイル [英 Helmholtz coils, 独 Helmholtz-Spulen, 仏 bobines de Helmholtz, 露 катушка Гельмгольца] 一様な磁場を発生させるために、等しい半径をもった2つの円形コイルを互いに半径と同じ間隔だけ離して同軸に配置した一対のコイル。この2つの円形コイルに同じ向きに大きさの等しい電流を流すと、2つのコイルの真中に一様な磁場が生ずる。図1のような半径 a の円

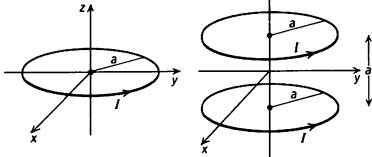


図 1

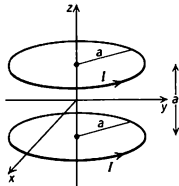


図 2

形コイルに電流 I が流れているときに生ずる磁場は円形コイルの軸 (z 軸とする) 上では z 方向に向き、大きさは $H = (Ia^2/2)(z^2 + a^2)^{-3/2}$ で与えられる。したがって $z \ll a$ では $H = (I/2a)\{1 - (3z^2/2a^2)\}$ となる。これに対して図2のように半径 a の2つの円形コイルを間隔 a だけ離しておく、 $z \ll a$ では磁場の強さが $H = (4/5)^{3/2}(I/a)(1 - 144z^4/125a^4)$ となるので、ヘルムホルツ・コイルにより発生する磁場は単一の円形コイルによるものより一様であることがわかる。

ヘルムホルツの渦定理 [英 Helmholtz's vortex theorem, 独 Helmholtz'scher Wirbelsatz, 仏 théorème de tourbillon de Helmholtz, 露 теорема Гельмгольца] 完全流体の渦運動で、密度が一樣あるいは圧力だけの関数であり外力が保存力の場合に成り立つ定理で、次の内容をもつ。(1) 渦線は流体の実質要素と一緒に運動する。(2) 渦管も流体と一緒に運動して、その強さは一定不変である。(3) 渦糸(細い渦管)の渦度の大きさ ω を密度 ρ で割った値 ω/ρ は、渦糸を構成する実質線素の伸縮比 l/l_0 に比例する。ただし l は線素の長さ、 l_0 は l の初期値で、比例係数は ω/ρ の初期値に等しい。H. L. F. von Helmholtz (1858年)はこの定理を密度が一定という条件で示した。ケルビンの循環定理(⇒循環)は上の(1)、(2)と同等の内容をもつ。他方、ラグランジュの渦定理は、上の定理と同じ条件のもとで、(1) 流体のある部分が初期に渦なし運動をしていたとすると、その実質部分は渦なし運動を持続する、(2) ある時刻に渦度が0でなかったとすると、その実質部分はその後0でない渦度をもつ、という内容で、これは簡単に「渦は発生することも消滅することもない」とも述べられる。この定理は A. L. Cauchy (1815年)によって厳密に証明された。J. L. Lagrange (1781年)は密度が一定という条件で上の定理を述べた。

ヘルムホルツの自由エネルギー [英 Helmholtz free energy, 独 Helmholtz'sche freie Energie, 仏 énergie libre de Helmholtz, 露 свободная энергия Гельмгольца] 内部エネルギー U から温度 T とエントロピー S の積 TS を差引いた熱力学量。状態変数を温度 T と体積 V に選んだときの熱力学関数。普通、記号 F で表す。可逆な無限

小変化に対して成り立つ熱力学の基本式 $dU = TdS - pdV$ から $F = U - TS$ に対する同様な無限小変化の式

$$dF = -SdT - pdV \quad (\text{可逆変化})$$

が得られる。ここで p は圧力、 V は体積である。したがって、温度 T と体積 V の関数としてヘルムホルツの自由エネルギー F がわかっていると、エントロピー S と圧力 p がそれぞれ

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V, \quad p = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T$$

から求められ、また内部エネルギーも同様に次式によって求めることができる。

$$U = -T^2 \left(\frac{\partial (F/T)}{\partial T} \right)_V$$

温度と体積を一定に保った条件の下で起る不可逆変化では、ヘルムホルツの自由エネルギーは必ず減少する。したがって、上と同じ固定条件の下で、可能な熱力学的状態を比較したとき、ヘルムホルツの自由エネルギーが最小になるものが実際に起る平衡状態である。ヘルムホルツの自由エネルギーは統計力学と直接につながる熱力学関数である。体系の分配関数を Z で表すと、ヘルムホルツの自由エネルギー F は

$$F = -kT \ln Z$$

から求められる。ここで k はボルツマン定数である。

ヘルムホルツの不安定性 [英 Helmholtz instability, 独 Helmholtz-Instabilität, 仏 instabilité de Helmholtz, 露 неустойчивость Гельмгольца] = ケルビン-ヘルムホルツの不安定

ヘルムホルツ波 [英 Helmholtz wave, 独 Helmholtz Welle, 仏 onde de Helmholtz, 露 волна Гельмгольца] ⇒ 内部波

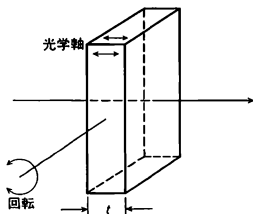
ヘルムホルツ方程式 [英 Helmholtz equation, 独 Helmholtz'sche Gleichung, 仏 équation de Helmholtz, 露 уравнение Гельмгольца] 楕円型偏微分方程式 $\Delta u + k^2 u = 0$ (Δ はラプラス演算子、 k^2 は正定数)のことをいう。還元された波動方程式ということもある。ヘルムホルツ方程式は、波動方程式 $\nabla^2 u = c^2 \nabla^2 v$ 、あるいは拡散方程式 $\nabla^2 u = \kappa \nabla^2 v$ に対して変数分離を行って解を時間部分と空間部分に分けたとき、空間部分の満たすべき方程式として出てくる。ヘルムホルツ方程式の基本解は、湯川ポテンシャル $-e^{-kx}/4\pi r$ である。

ベルンシュタインの膜説 [英 Bernstein's membrane theory, 独 Bernsteinsche Membrantheorie, 仏 théorie de membrane de Bernstein] 神経細胞や筋肉細胞の興奮についてドイツの生理学者 J. Bernstein (1839~1917年)が1902年に出した説。細胞膜は正イオンのみを透過させ、負イオンを透過させないとする、細胞内には負イオンが残るので、細胞膜を挟んで内側は負、外側は正になる。興奮すると正負のイオンに対する透過性に選択性がなくなるので、膜電位は0になる。神経細胞の興奮はイオンの膜透過性の変化によると考えた。しかし、実際には膜電位は興奮すると正にまでなるので、現在ではこの説は受け入れられておらず、A. L. Hodgkin と A. F. Huxley が提唱した膜の Na^+ イオンに対する透過性が変化する説が一般的である(⇒イオン-ハックスレーのナトリウム説)。

ペレグリュス Peregrinus, Petrus Pierre de Maricourt 13世紀フランスの学者。ピカルディ地方の出身。生没年および生涯については全く不明。磁石の研究で名高

い。現存する唯一の著作「磁石についての書簡」*Epistola Petri Peregrini de Maricourt ad Sygerum de Foucaucourt militem: De magnete* (1269 年) は、同郷の兵士 Sygerus の要請に応じて、1269 年 8 月 8 日、Anjou 家の Charles による南イタリアの都市ルチェア包囲の軍営において執筆された。ギリシア以来人々の関心をひいていた磁石の諸作用を、包括的かつ学究的に論じたのはこの書が最初である。この小著は 2 部から構成され、第一部(10 章)は磁石の性質と作用を論じ、第二部(3 章)は磁石を利用した器具の製作を論じている。第一部で興味深いのは、同極の反発と異極の吸引、鉄片の磁化などを Aristoteles 的な能動者・受動者の因果性から論じている点、および磁石の南北指向作用を説明する際、当時の通説であった北方磁化鉱床説や北極星説を退けて、磁力の源泉を天の極に求めたことである(ちなみに、極 *polus* ということばを、最初に磁石に対して適用したのは彼である)。また彼の研究が思弁よりもむしろ経験に基づいていることは、実験家としての腕前の熟練を強調し、たとえば球状磁石の両極の位置を決定するために、種々の位置で針のふれを見て、その方向から決定するという実験の方法をとっていることからもうかがえる。さらに、実用的関心に導かれていたことは、第二部で種々の羅針盤の改良および永久機関の製作を試みていることから明らかである。中世スコラ学の潮流に抗して、できるかぎり思弁を排し経験的知識に基づいて探求する彼の姿勢は、同時代人 R. Bacon に影響を与え、その著「第三著作」において Peregrinus の多面的関心と技術的手腕を高く評価し、彼を「経験の師」(*dominus experimentorum*)と尊称した。

ベレックの補償板 [英 Berek compensator, 独 Berek'scher Kompensator, 仏 compensateur de Berek, 露 компенсатор Берек] 光学軸に垂直に切断した方解石の平行平板を、図のように平行平面に含まれる光軸に垂直



な軸のまわりに回転可能にした補償板。直交する偏光成分間の位相遅れ Δ は、板の厚さを t 、異常光線、常光線の屈折率を n_o , n_e , 回転角を θ (ラジアン) で表すと、波長 $\lambda = 0.589 \mu\text{m}$ に対して

$$\Delta = \frac{(n_o^2 - n_e^2)}{2n_o n_e^2} t \theta^2 = 0.0738 t \theta^2$$

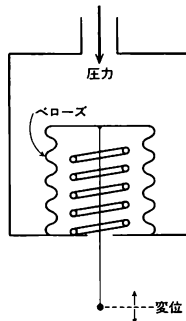
で与えられる。この補償板は通常 $t = 0.1 \text{ mm}$ で、回転角を $\pm 0.05^\circ$ まで読取り、偏光顕微鏡で用いられる。

ペレット [英 *pellets*, 独 *Pellets*, 露 *гранулы*] 原子力の分野では、円柱状に成形したセラミック燃料のこと。軽水冷却型発電炉では、直径約 1cm, 長さ 1~2cm に成形した UO_2 を燃料としているが、これがペレットの代表である。 UO_2 ペレットは、 UO_2 粉末に潤滑剤および適当なバインダーを加えてプレス成形したものを水素中で $1500 \sim 1700^\circ\text{C}$ で焼結して製造される。外周を精密に研磨して仕上げ、燃料被覆管に充填して使用する。粉末の粒度

および成形条件は、ペレットの密度および気孔分布に影響を与え、その結果、ペレットの強度、熱伝導率そのほかの物理的性質に影響する。ペレットは熱伝導率が小さいので、使用中は半径方向に大きな温度勾配が生じている。温度が 1400°C を超える領域では結晶成長が起るため、製造時の組織が残るのは周辺のみとなる。熱による変化に加えて、核分裂生成物の蓄積による変化がある。それは気泡の発生とスウェリングである。熱による変化と核分裂生成物による変化は相互に影響しあう。

ペレトロン加速器 [英 *pellettron*, 露 *пелетрон*] バン・デ・グラフ型加速器のベルトの代りにペレットチェーンで電荷を運ぶ装置のこと。ペレットチェーンは、小さな金属の球または円筒を絶縁物でつないで鎖状にしたものである。絶縁ベルトは、使用中の伸び、摩耗、表面での放電などの問題があるので、ウィスコンシン大学と九州大学において、この方式が開発された。ペレットチェーンへは静電誘導により帯電させる。ペレットチェーンは、運転中ベルトより振動が少ないので、電圧安定度が $\Delta V/V \leq 10^{-5}$ と優れている。加速管の改良と相まって、高電圧電極 25MV 程度までの装置がペレトロンの名称で市販されている。

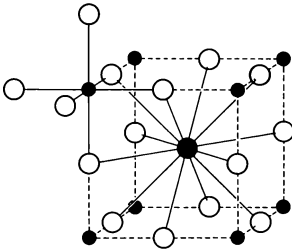
ベローズ [英 *bellows*, 独 *Balg*, 仏 *soufflet*, 露 *сильфон*] リン青銅などの弾性金属の薄肉の板で、図のように蛇腹状につくり、内部と外部の圧力差で軸方向に伸縮するもの。横方向にたわむことができるので、真空や水のバ



イブのフレキシブルな接合部に使用されたり、真空容器外より内部のものを操作する可動部に用いられる。また水圧力差による動きを利用して水流の検出、気体、液体の圧力検出などに利用されている。変位を電気信号に変換する必要がある場合には種々の方法があるが、最も簡単なのはベローズの可動部で可変抵抗器を駆動し、抵抗値の変化として電気的に読取る方法である。半導体圧力センサーの出現によりしだいにこれにおき代りつつある。

ベロゾフ-ジャボチンスキー反応 [英 *Belousov-Zhabotinski reaction*] = ジャボチンスキー反応

ペロブスカイト型構造 [英 *perovskite structure*, 独 *Perowskitstruktur*, 仏 *structure pérovskitique*, 露 *структура типа перовскита*] 化学式が ABX_3 で示される化合物結晶に見られる一構造型。理想的には立方晶系に属し、空間群は $Pm\bar{3}m$ 。単位胞中に 1 個の化学単位 (ABX_3) を含む。実際の化合物は、多くの場合、理想型からひずんだ構造を示し、対称性は低くなる。たとえば、 CaTiO_3 の場合、斜方晶系 $Pnma$ となる。図において、大きい黒色球は A 原子 (Ca), 小さい黒色球は B 原子 (Ti), 白色球は X



原子(O)を表す。Ca 原子は12個のO原子によって配位され、Ti 原子は6個のO原子によって正八面体的に配位されている。一方、O原子は4個のCa原子と2個のTi原子によって囲まれている。この構造型を示す化合物は数多く知られており、A 原子(Ca, Sr, Ba), B 原子(Ti, Zr, Sn, Ce)の酸化物、また、A 原子(K), B 原子(Mg, Ni, Zn)のフッ化物などがある。

変圧器 [英 transformer, 独 Transformator, 仏 transformateur, 露 трансформатор] 交流電圧の昇降圧に使用するもので、鉄芯を用いた磁気回路と、これと鎖交する2個以上のコイルから構成され、電源側に接続された一次コイルから負荷に接続される二次コイルに同一周波数の交流の電圧、電流を大きさを変えて転送する。送配電および大電力機器には必ずといってよいほど使用される。原理を簡明にするため、図1のようなエネルギーの蓄積、損

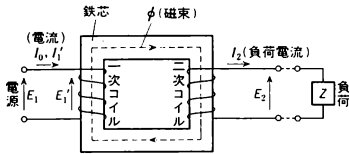


図 1

失のない理想変圧器を考える。一次コイル、二次コイルの巻数をそれぞれ n_1, n_2 とし、これに共通に通る磁束の最大値を ϕ_m 、電源電圧と一次コイルの誘起電圧の実効値を E_1, E_1' とし、二次コイルの誘起電圧の実効値を E_2 、周波数を f とする。一次コイルと二次コイルに誘起する電圧はそれぞれ次式で与えられる。

$$E_1' = E_1 = \sqrt{2} \pi n_1 f \phi_m = 4.44 n_1 f \phi_m$$

$$E_2 = 4.44 n_2 f \phi_m$$

一次コイルと二次コイルの誘起電圧の比、すなわち、変圧比は、両コイルの巻数比 a に等しく、次式で示される。

$$\frac{E_1'}{E_2} = \frac{E_1}{E_2} = \frac{n_1}{n_2} = a$$

一次コイルの電流のうち、 I_0 は負荷に無関係に鉄芯を励磁するための励磁電流、 I_1' は負荷電流に比例する一次負荷電流であり、 I_2 を負荷 Z を接続したときに流れる二次コイルの負荷電流とすれば、 I_1' と I_2 との比、すなわち、変流比は、巻数比に反比例し、次式で与えられる。

$$\frac{I_1'}{I_2} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{a}$$

また、入力と出力の電力は $E_1 I_1' = a E_1 \times (I_2/a) = E_2 I_2$ で等しいことから、理想変圧器は電圧を昇降する動作を行うのみである。実際の変圧器は鉄芯とコイルの組合せから図2のような内鉄形と外鉄形の2種類の構造のものがあ

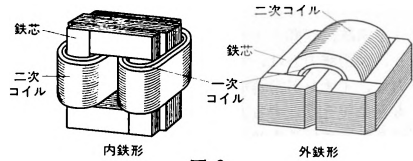


図 2

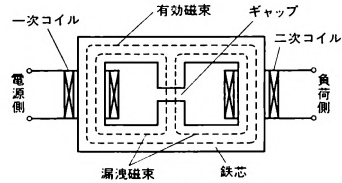


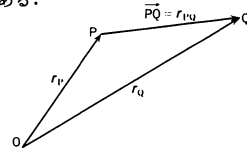
図 3

小さい0.35mm厚さのケイ素鋼板が標準として使用されている。変圧器の鉄芯構造において、図3に示したような鉄芯磁気分路の一部に空隙(ギャップ)を設けた変圧器を漏洩変圧器という。この型は磁気分路によって、二次電流が増加しようとする、漏洩磁束が増加し、二次電圧降下が増加し、二次の端子が急に短絡しても短絡電流は小さく焼損防止構造にしたもので、定電流変圧器ともいう。この変圧器はネオン管や溶接機用などのように、起動時に高電圧を要し、定常状態は低電圧でよいものを使用される。ギャップが可変式のものも実用されている。

変位 [英 displacement, 独 Verschiebung, 仏 déplacement, 露 смещение] 位置の変化あるいは移動を示すベクトル。いまP点およびQ点の位置ベクトルをそれぞれ r_P, r_Q とするとき、1点がPからQに移動する場合の変位は

$$\vec{PQ} = r_{PQ} = r_Q - r_P$$

のように2つの位置ベクトルの差として表される。変位ベクトルは、たとえば東向きに1m移動するといった内容をもつて、起点の位置を問題にしないでよい自由ベクトルの一種である。



変位型強誘電体 [英 displacive type ferroelectrics, 露 сегнетоэлектричество типа смещения] 強誘電体は、強誘電性発生の機構によって、秩序無秩序型と変位型とに分類される。秩序無秩序型強誘電体には、一定の大きさの永久双極子モーメントをもつ双極子が存在し、高温ではその双極子が無秩序に配向していて自発分極がなく、温度が下がると秩序無秩序転移が起って双極子の配向が一方方向にそろい、自発分極が生じる。一方、変位型強誘電体には、永久双極子モーメントをもつ双極子は存在せず、自発分極は、正負のイオンが常誘電状態の位置から変位することによって生じる。変位型強誘電体では、イオンに働く長距離力と短距離力とがほぼ釣り合っており、高温では短距離力が強く、低温になるに従い弱くなって、短距離力が長距離力よりも弱くなったとき、イオンが自発変位をして、変位型強誘電相転移が起る。ここに、長距離力とは、あるイオ

ンが、ほかのすべてのイオンから受ける静電力の合力で、イオンを常誘電状態の平衡位置から変位させようとする力であり、短距離力とは、イオンが周囲のイオンから受ける格子力で、イオンが常誘電状態の平衡位置から変位したとき、もとに戻そうとする力である。長距離力と短距離力がほぼつり合っているために低周波数の格子振動が存在し、これがソフトモードである。短距離力が温度が下がると減少するのは、格子力のポテンシャルが非調和的で、熱振動の振幅が大きいと短距離力が大きいためである。相転移が起るとき、ソフトモードのモード座標の変位が凍結し、イオンの自発変位が生じ、したがって自発分極が生じる。典型的な例はBaTiO₃である(⇒強誘電型振動, ソフトモード)。

変位スパイク [英 displacement spike, 独 Umordnungsbereich, 仏 zone de déplacement, 露 пик смещения] 照射損傷の形態のひとつ。固体中を運動する高エネルギー重粒子の衝突断面積はエネルギーの減少とともに増大し、あるエネルギー以下では、原子変位のしきい値エネルギー以上のエネルギーを与える衝突の平均間隔が1原子距離程度になることがある。このとき粒子のエネルギーは全部狭い領域内の固体原子に与えられ、その領域が瞬時的に加熱され、周囲への熱伝導によって急冷される。このように放射線によって局所的瞬時的に加熱される現象を温度スパイクという。特に衝突粒子が固体原子と同じ程度の質量を持ち、その質量が大きいと温度スパイクの際に固体原子に与えるエネルギーも大きくなり、融点よりはるかに高い温度まで加熱されて融解することがある。もちろん、融解した狭い領域は瞬時に凝固するが、この狭い領域内の原子はより多くの運動エネルギーを与えられているので、周囲に格子間原子として割込んでしまうものが多く、凝固した領域には転位ループや原子空孔が残されると考えられる。このように温度スパイクの中でも大きなエネルギーを与えられて融解凝固した領域を変位スパイクという。J. A. Brinkmanの計算によると、Cu結晶にCuイオンが入射する場合、23keV以下では変位スパイクができる。すなわち、 2×10^4 個程度の原子を含む領域が融解する。これは直径約 7.5×10^{-8} m の球に相当する。融解する領域は一般に原子質量の大きいものほど広い。

変位電流 [英 displacement current, 独 Verschiebungsstrom, 仏 courant de déplacement, 露 ток смещения] = 電束電流

偏位法 [英 deflection method, 独 Ausschlagsmethode, 仏 méthode de déviation, 露 метод отклонения] ⇒ 測定

偏位法計測 [英 measurement with deflection method] 測定法には偏位法、零位法、補償法がある。偏位法は測定量が測定装置に引起す偏位をそのまま観測、指示をする方式である。このためには前もって既知の基準量を測定して、それに対する偏位を目盛っておき、未知の量はその目盛に対する偏位指示から読みとる。偏位量は必ずしも測定量に比例しないので正確な測定をするためには目盛の校正が欠かせない。指示電気計器による電流量の測定は偏位法計測のひとつの代表的な例である。たとえば可動コイル型電流計による電流測定では、可動コイルの回転角が電流によって生ずる偏位量である。一般に測定装置に偏位を発生させるためのエネルギーは、測定対象から取出されるので、測定そのものが測定対象の状態を多少とも乱す。乱す

程度が小さいように配慮をしないと測定結果が信頼できないものになる。

ペン書記録計 [英 pen reorder, 独 Federschreiber, 仏 enregistreur à plume, 露 перьевой самописец] ⇒ 記録計

偏角

[1] [英 angle of deviation, 独 Ablenkungswinkel, 仏 angle de déviation, 露 угол отклонения] プリズムによる光の屈折において、入射光線と透過光線のなす角。ふれの角ともいう(⇒最小偏角)。

[2] [英 declination, 独 Deklination, 仏 déclinaison, 露 склонение] 地磁気の水平磁力方向と地平面の北の方向のなす角で、地磁気の北極が地理上の北極からずれていることを示す。地磁気の北極は時間とともに少しずつ変化するの、それに応じて偏角も変化する(⇒地磁気)。

[3] [英 仏 argument, 独 Argument, 露 аргумент] 複素数 $z = a + ib$ ($i = \sqrt{-1}$; a, b は実数) を平面上の極座標 (r, θ) を用いて $z = a + bi = re^{i\theta}$ と表すとき、 θ を偏角といい、 $\arg z$ と表す。 $\arg z = \theta = \tan^{-1}(b/a)$ で与えられる。

変角振動 [英 bending vibration, 独 Deformationschwingung, 仏 vibration de déformation, 露 деформационное колебание] 分子の結合角の変化に対応する基準振動のこと。直線分子(たとえば、二酸化炭素やアセチレンなど)の原子が分子軸に対して直角方向に変位する基準振動や平面分子(エチレンやベンゼンなど)の原子が面に対して直角方向に変位する基準振動も変角振動の一種である。後者はしばしば面外振動とよばれる。変角振動のことを変形振動ともいう(⇒伸縮振動)。

変換

[1] [英 仏 transformation, 独 Transformation, 露 преобразование] 一般に、集合 X の各元 x に、集合 Y のある元を対応させる規則が定まっているとき、これを X から Y への写像、関数、あるいは変換という。特に変換という場合は、1対1の対応関係をさすことが多く、 $X=Y$ の場合も多い。物理学においては、座標や物理量の空間の変換に対する理論の不変性を考察する。たとえばニュートン力学はガリレイ変換に対する不変性、特殊相対論はローレンツ変換に対する不変性、量子色力学はSU(3)ゲージ変換に対する不変性によって特徴づけられる。また、変換は保存量とも関係があり、たとえば回転変換に対する不変性から角運動量の保存が、平行移動に対する不変性から運動量の保存が、バリティー変換(空間反転)に対する不変性からバリティー量子数の保存が、電磁場のゲージ変換に対する不変性から電荷の保存が導かれる。なおフーリエ変換、ラプラス変換、ヒルベルト変換、メラン変換などの種々の積分変換も、物理学で大きな役割を演じる。

[2] [英 仏 conversion, 独 Umsetzung, 露 преобразование] 十進法で表記してある数を二進法または十六進法表記に書き改める場合(量数変換)のようにデータの値(意味)を完全に保ちながら表現を変えること。データの記憶の場所を変える媒体変換(カード⇒磁気テープ⇒磁気ディスク)などもある(⇒コード変換, アナログ・ディジタル変換)。

変換群 [英 transformation group, 独 Transformationsgruppe, 仏 groupe de transformations, 露 группа преобразований] R を三次元回転群SO(3)に属するある直交

行列とすると、三次元空間の点の位置ベクトル r に行列として R を掛けた結果 $r' = Rr$ は、 R の表している回転を r に施したとき r が移っていく先を与える。つまり r が R によって r' に変換されることになる。このような変換の集りは群をつくる。これが変換群としてみた特殊直交群 $SO(3)$ にほかならない。

リー群の概念もこのような変換群の形で誕生した。M. S. Lie が考えたのは、 r 個の(効果的または本質的な)パラメーター $g = (g_1, g_2, \dots, g_r)$ に依存する m 次元空間の点変換 $x'_s = f_s(x_1, \dots, x_m, g_1, \dots, g_r)$ ($s=1, 2, \dots, m$) の群である。 $x = (x_1, x_2, \dots, x_m)$ とし、以下これを記号的に $x' = gx = f(x, g)$ と表そう。このような変換が群をつくるためには、変換の合成(つまり積) $x'' = hx'$, $x' = gx$ を続けて行った結果 $x'' = h(gx) = f(f(x, g), h)$ が $f(x, k) = kx$ とならなければならない。ただし $k = \phi(h, g)$ 。そのほかに逆変換 $x = gx' = f(x, g)$ のとき $x = g^{-1}x' = f(x', \bar{g})$ の存在も要請する必要がある。M. S. Lie は、 f や ϕ がその変数に對して、また \bar{g} も g について実解析的であるとしてこの変換群(リー変換群)の性質を調べた。

最も一般的には変換群を次のように定義すればよい。 G を群、 M を集合とする。 G の元に対して M の上の写像 $x \rightarrow gx \in M$ が対応して、(1) G の単位元 e に對し $ex = x$, (2) G の元 $h, g, k = hg$ に對し $kx = h(gx)$ の2つが成り立つとき、 G を M の変換群という。このとき変換 $x \rightarrow gx$ は M から M の上への1対1写像になっている。

変換理論 [英 transformation theory, 独 Transformationstheorie, 仏 théorie de transformation, 露 теория преобразования] W. Heisenberg による行列力学, E. Schrödinger による波動力学が提出された後、両者の同等性を一般的に証明し、しかも、量子力学を適用範囲の広い数学的体系にまとめ上げた理論のこと。M. Born による波動関数の統計的解釈、それを一歩進めた W. Pauli の仕事をへて、主として、P. Jordan と P. Dirac によって完成された。したがって、通常それはヨルダン-ディラックの変換理論とよばれる。

変換理論においては、物理系の状態はヒルベルト空間のベクトルで、物理量はベクトルに働く自己共役演算子で表される。特に、その固有ベクトルが完全系をつくるものを、Dirac は「オブザーバブル」とよんだ。「オブザーバブル」の固有ベクトルは定義により完全系をつくるから、任意の物理的状態を表すベクトルはそれらで展開できる。すなわち、任意の物理的状態は、オブザーバブルの固有ベクトルで表される物理的状態の線形結合である。

オブザーバブル A に対応する物理量を測定したとき得られる値は、その固有値のどれか1つであり、測定の後には、物理系はその固有ベクトルに対応する物理的状態にある。たとえば物理量 A を測定して測定値 A' が得られたならば、系はそれを与える A の固有ベクトル $|A'\rangle$ で表される状態にある。そこで次に別の物理量 B を測定し、値 B' が得られたとすると、 B' が得られる確率は $|\langle B'|A'\rangle|^2$ である。ただしここで、 $|B'\rangle$ は演算子 B の固有値 B' を与える固有ベクトルで、 $\langle B'|A'\rangle$ とはベクトル $|A'\rangle$ と $|B'\rangle$ との内積を意味する。確率振幅 $\langle B'|A'\rangle$ は、数学的には、ベース $\{|A'\rangle\}$ からベース $\{|B'\rangle\}$ への「回転」の回転係数(方向余弦に当る) $\langle B'|A'\rangle$ である。

また、Dirac は δ 関数を導入することによって、連続固有値をもった物理量(たとえば、粒子の位置や運動量など)

に対して、変換論が使えるように拡張した。この立場からすると、波動力学に現れるシュレーディンガーの波動関数とは、抽象的なヒルベルト空間の状態ベクトルを、座標 x を対角的にする表示で表したものであり、行列力学に出てくるハイゼンベルクの行列は、それに対応する物理量をエネルギーを対角的にする表示で表したものになる。こうして波動力学も行列力学も一般変換理論の特別の場合と考えることができる。

変換理論の達成により、量子力学は波動力学、行列力学を特別の場合として含むより一般的数学的体系となり、理論の適用限界は一挙に拡大されたばかりでなく概念的にも整備されたものとなった。特に、変換理論は古典的な一般化正準変数で書かれるような物理系のみならず、もっと一般の物理量(たとえば、電子のスピン変数や場の量など)を含む系に対して、量子力学の適用を可能にした。この点には特に、粒子の数が変化する過程(光子の放出や吸収、 β 崩壊の現象など)を扱う場合に重要になる。

偏 極 [英 polarization, 独 Polarisation, 仏 polarisation, 露 поляризация] 同種の粒子(または原子、分子や原子核)の集団について、そのスピン(または回転角運動)が特定の方向に偏っている場合、偏極しているという。たとえば、スピン $1/2$ の粒子の集団については、スピンの z 成分が $1/2$ (上向き)である粒子の個数を n^+ , $-1/2$ (下向き)である粒子の個数を n^- とするとき、スピンの上向きに偏極している度合を $(n^+ - n^-)/(n^+ + n^-)$ で表す。一般に、粒子のスピンを s とすると、スピンの偏りは最高 $2s$ 次のモーメントで表されるので、偏極は k ($1 \leq k \leq 2s$) 階のテンソル量となる。その k 成分を t_{kk} とすると、この集団のスピン密度行列を ρ と書き

$$t_{kk} = \frac{\text{Tr}(\rho \tau_k^k)}{\text{Tr}(\rho)}$$

である。ここで Tr は行列の跡(トレース)を示す。また、 τ_k^k は座標軸の回転に対して k 階テンソルの k 成分としてふるまうスピン演算子である。特に、 $s=1/2$ の場合は $k=1$ なので偏極はベクトル量である。スピンの量子化軸を z 軸に一致せると、 ρ は対角線要素のみとなる。さらに τ_k^k の大きさを適当にとると t_{10} が上の偏りの表式に一致する。このように $k=1$ の場合の偏極をベクトル偏極とよぶ。 $k \geq 2$ の場合をテンソル偏極とよぶ。無偏極標の核に無偏極核に A を入射して散乱や反応を起し、これによって放出される粒子の偏極は上の式で

$$\rho = MM^+$$

とおいて得られる。ただし、 M はこの散乱または反応の遷移行列である。特に t_{10} と t_{20} に着目して、核のスピン I について

$$P(n) = I^{-1} \langle I_z \rangle$$

$$A(n) = I^{-2} \left\langle I_z^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right\rangle$$

と定義し、 $P(n)$ を偏極またはベクトル偏極とよび、 $A(n)$ を核整列またはテンソル偏極とよぶことがある。陽子などのスピン $1/2$ の核では $A(n)$ は常に0であり、ベクトル偏極しか存在しないが、スピンの1もしくはそれより大きな核では $P(n)$ および $A(n)$ の両方が存在する。

原子核実験の際、標的や入射ビームを偏極して核反応を起させたり、反応生成物の偏極の程度を測定して反応のメカニズムを調べたり、原子核の構造を解明したりすることができる。また陽子、中性子などの素粒子を偏極して衝突

させることによって、素過程についての手がかりを得ることができる。核反応におけるスピンの関するパラメーターとしては偏極パラメーター(P)、スピン回転パラメーター(R, A)、スピン相関パラメーター(C_{nn})、減偏極パラメーター(D)などがある。たとえばスピン0の中間子とスピン1/2の核子との散乱では P は標的核子を散乱平面に垂直に完全に偏極させたときの散乱の左右非対称度を表している。また標的核子を入射中間子ビームと平行に100%偏極させたとき散乱平面内で反跳核子の進行方向と垂直な方向の偏極度を A で表し、反跳核子の進行方向に平行な方向の偏極度を R で表す。この場合

$$P^2 + R^2 + A^2 = 1$$

の関係が成立する。標的核を偏極するには高磁場、超低温の中で熱平衡を利用するいわゆる静的偏極法と、高い偏極度をもった電子の偏極をマイクロ波によって陽子に移す動的偏極法があり、前者は重い核の偏極に、後者は陽子、重陽子の偏極に用いられている。一方、陽子ビームの偏極には不均一磁場を用いて一方向に偏極した粒子のみを集める方法や、ラム・シフトを用いる方法がある。偏極電子ビームをつくり出すためにGaAsの結晶に円偏極した光を当てて方法などが最近開発された。

偏極イオン源 [英 polarized ion source, 独 polarisierter Ionenquelle, 仏 source d'ions polarisés, 露 поляризованный источник ионов] 原子核のスピンの向きが一方向にそろった(偏極)イオンビームをつくり出す装置で、最近では、リチウム、ナトリウムのような重イオンを核スピン偏極させる装置も開発されてきているが、ほとんどの偏極イオン源は、陽子あるいは重陽子用である。陽子あるいは重陽子の核スピンを偏極させるには次のようにして行う。水素原子中の電子スピン($S=1/2$)の z 方向2成分($S_z = \pm 1/2$)のうち、一方ばかりを含むような(電子スピン偏極)水素原子をあらかじめつくる。これには通常2通りの方法が使われている。ひとつは、シュルテン-ゲルラッハの実験で有名な方法で不均一磁場(たとえば六極磁場)中で、 $S_z = +1/2$ 状態は束束、 $S_z = -1/2$ 状態では発散作用を受けることを利用する。いまひとつは水素原子の準安定状態である $2S_{1/2}$ 状態の水素原子を、 H^+ イオンとCs原子との荷電交換反応を利用してつくり、そのうち $S_z = -1/2$ 状態をラム・シフト($2S_{1/2} - 2P_{1/2}$ 間のエネルギー差=1058 MHz)によってエネルギーのわずかに異なる非安定 $2P_{1/2}$ 状態と磁場中(575 G)でゼーマン効果によって交差させることで、 $S_z = +1/2$ 状態からの準安定状態水素原子をつくる方法である。こうしてできた電子スピンの偏極した水素原子に超微細構造間のエネルギー差に相当する周波数の高周波を加えることによって、電子スピン偏極を核スピン偏極に移行させる。そして最後に電子ビームによる電離作用あるいは適当な原子との荷電交換反応を用いてイオン化し、ビームとして取出す。上記電子スピン偏極の方法の違いに対して、前者を原子線型、後者をラム・シフト型偏極イオン源とよんでいる。最近では、電子スピン偏極した原子をつくるために色素レーザーによる光ポンピングを用いた方式、あるいは極低温でのスピン状態の違いによるボルツマン分布の差を利用する方式などが注目を集めている。

偏極解析能 [英 analysing power] 原子核反応(あるいは散乱)に入射粒子または標的核が偏極している場合、反応(あるいは散乱)の断面積に偏極のための変化が起る。この変化の程度を解析能という。入射粒子または標的核が

100%偏極していて、その偏極が k 階テンソルの κ 成分で表されるとき

$$T_{k\kappa} = \frac{\text{Tr}(M \tau_k^\dagger M^*)}{\text{Tr}(MM^*)}$$

を解析能と定義する。ここで、 M はこの反応(あるいは散乱)の遷移行列、 Tr はスピンについての行列の跡(トレース)を示す。 τ_k^\dagger は偏極核子のスピンで組立てられた k 階のテンソル演算子の κ 成分である。 $T_{k\kappa}$ を $k=1$ のときベクトル分解能、 $k \geq 2$ のときテンソル解析能とよんでいる。入射粒子または原子核が一般の偏極状態にあるとき、その偏極を $t_{k\kappa}$ と書くと、反応(あるいは散乱)の断面積 σ は

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \sum_{k\kappa} t_{k\kappa} T_{k\kappa} \right)$$

で表される。 σ_0 は入射粒子も標的核も無偏極の場合の断面積である。一般に、 $\sigma, \sigma_0, t_{k\kappa}$ の測定値から $T_{k\kappa}$ が求められる。弾性散乱では、その逆過程の散乱はもとの散乱と同じである。そのため、弾性散乱で放出される粒子の偏極は、逆過程で偏極粒子が入射したときの解析能と同等である。陽子や重陽子などの偏極ビームは比較的容易に得られるので、これらの粒子の核による弾性散乱での偏極の測定は偏極核の入射による解析能の測定で置換えられる場合が多い。

偏極効果 [英 polarization effect, 独 Polarisations-effekt, 仏 effet de polarisation, 露 эффект поляризации] 偏りが生じたための効果を表し、原子核物理では、次のようないろいろな意味に用いられる。(1) 粒子や原子核のスピンの偏極したために起る効果(\Rightarrow 偏極, 分解能)。(2) 原子核の閉殻部分から外殻に核子が励起したための効果(\Rightarrow 芯偏極)。(3) 原子核内の電荷分布が偏ったために起る効果。

電荷分布の偏りとして、原子核内で陽子間の電氣的斥力のため、陽子は核の表面の方に押し出される傾向がある。この電荷の偏りは原子核の状態に荷電スピンの異なる成分を混ぜる効果を生む。また、この電荷分布の不均一性のために電気モーメントも影響をうける。2つの原子核が近づく場合、相手核の電荷のために核内の電荷分布偏りが起る。重水素核については古くから論じられている。

偏極中性子 [英 polarized neutron, 独 polarisierter Neutron, 仏 neutron polarisé, 露 поляризованный нейтрон] \Rightarrow 中性子の偏極

偏極中性子回折法 [英 polarized neutron diffraction technique, 独 Beugungstechnik für polarisierte Neutronen, 仏 technique de diffraction de neutrons polarisés, 露 метод дифракций поляризованных нейтронов] 偏極中性子を試料に当て、試料からのブラッグ反射強度を測定する際、入射中性子の偏極の向きを中性子スピンフリップで反転させて、反転させないときと、反転後の散乱強度の比(偏極比という)を測定する方法。いま、着目しているブラッグ反射が核散乱と磁気散乱の両方の寄を含むとすると、それぞれの構造因子を F_N, F_M として、ブラッグ反射強度は $I^2 = |F_N \pm F_M|^2$ で与えられる。ここで $+$ と $-$ は入射中性子のスピンの向きに対応している。 c は装置の分解能や、試料結晶による定数である。したがって、上記の偏極比は

$$R = \frac{I^+}{I^-} = \left(\frac{1+r}{1-r} \right)^2$$

で与えられる。ただし簡単のために、結晶は中心対称をも

つとし、また $r = F_M / F_N$ である。このように偏極回折法による偏極比の測定では、装置の分解能や試料条件による係数 c が打消されるために、測定精度はほとんど統計誤差だけによることになり、高い精度で r を求めることができる。したがってこれから既知の核構造因子 F_N を用いて、磁気散乱による F_M 、あるいは磁気散乱振幅 p が精密に求められる。特に $r \ll 1$ の場合は、精密に F_M を求めることは、偏りのない中性子散乱実験では事実上不可能に近いが、偏極中性子回折法では、比較的容易にそれが行える。このため、強磁性体の磁気形状因子の精密決定や、スピン密度分布の測定には不可欠の方法となっている。

偏極電荷 [英 polarization charge, 独 Polarisationsladung, 仏 charge de polarisation, 露 заряд поляризации] = 有効電荷

偏極ビーム [英 polarized beam, 独 polarisierter Strahl, 仏 faisceau polarisé, 露 поляризованный пучок] 個々の粒子のスピンがそろった粒子線(ビーム)。素粒子あるいは原子核反応のスピン依存性を調べる方法として、標的粒子を偏極させる方法のほか、偏極したビームを用いることがある。散乱後の二次粒子が偏極していることを利用し、偏極ビームとして使うのも一つの方法であるが、この場合はビーム強度などに不満足点が多い。最も有力な方法は偏極イオン源から出る粒子を加速するもので、粒子の種類は限られているが、二次粒子の場合に比べて大強度でエネルギーのそろった偏極ビームが得られる。偏極イオンをつくる方法はいくつかあるが、いずれも原子内の電子を偏極させ、それを原子核に何らかの方法で移すもので、現在、陽子および重陽子の偏極イオンが得られている(⇒偏極イオン源)。これらの偏極イオンはバン・デ・グラーフ型加速器などの直流高電圧を利用して容易に加速できる。

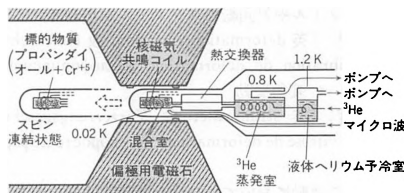
偏極を保ちつつシンクロトロンで加速する際の問題点は各種の共鳴である。シンクロトロンを1周する間のスピン歳差回転数は ra (r はローレンツ因子, a は異常磁気モーメント係数, $a = 1.79$ (陽子), -0.16 (重陽子)) 0.00116 (電子)) であるが、これが整数あるいは整数 $+Q$ (鉛直方向ベータトロン振動の Q 値) に等しいようなエネルギーにおいて強い共鳴が起る。このため偏極度の高い高エネルギー偏極ビームを得ることは簡単ではない。アルゴンヌ研究所(アメリカ)のシンクロトロン ZGS では 12GeV で偏極度 70% 前後の偏極陽子を得た。なお、電子貯蔵リングの場合は前述の方法とは異なり、スピン反転のシンクロトロン放射のために数分から数時間の時間スケールで、貯蔵の間に自然に偏極する(ソコロフ・テルノフ機構)。分子の場合には、回転角運動量ベクトルがそろった分子の集団を偏極しているとよぶ(⇒偏極)。偏極イオンビームは、原子・分子の反応のスピン依存性を調べるのにも役立つ。

偏極標的 [英 polarized target, 独 polarisiertes Target, 仏 cible polarisée, 露 поляризованная мишень] 核スピンを向きをそろえた散乱実験用標的を偏極標的という。標的核を偏極する方法は多数あるが、中重核や重い核の偏極は静的な方法によることが多い。これは、高磁場、極低温における熱平衡状態を利用したものである。

静的な方法のひとつとしては、常磁性物質中で外部磁場により電子スピンを偏極させ、その電子による超微細相互作用で核を偏極するいわゆるローズ-ホルター法がある。また軸対称の常磁性結晶中にある電子スピンは軸方向に対

して一定の配列をしているので、核スピンの電子スピンに引きずられて整列する方法をブレアニーの方法とよぶ。さらに強磁性体の磁性イオンによる強い内部磁場を用いて核を偏極する方法もある。

一方、素粒子実験に用いる陽子、重陽子はこれらの方法ではごくわずしか偏極しない。そこで高い偏極度をもつ電子の偏極を陽子に移すのが動的偏極法といわれるもので A. Abragam と C. D. Jefferies の提唱によるものである。これは高磁場、極低温中に水素を含む常磁性塩を入れ、マイクロ波を与えると、電子と陽子のスピンの向きが同時反転することを用いている。反転した電子スピンはすぐにもとに戻るが、陽子はそのままの状態を保たれているため、これを繰返すと陽子が偏極する。よく用いられている偏極陽子標的では有機物質に少量の五価クロムイオンを加えた物質を 2.5T の磁場中で、 ^3He 冷却装置を用いて 0.4K まで冷し 70GHz のマイクロ波によって陽子を偏極している。さらに希釈冷却法を用いると重陽子を偏極することもできる。また 0.1K 以下では核スピンの緩和時間が非常に長いので、一度偏極した陽子スピンをそのまま長時間保っておくことも可能である。これをスピン凍結型標的という(図参照)。



変形核 [英 deformed nuclei, 独 deformierter Kern, 仏 noyaux déformés, 露 деформированное ядро] 球状が球形からずれて歪んでいる原子核。最も一般的な変形は四極型変形である。1949年に、希土類元素の原子核(たとえば, ^{178}Lu)が非常に大きな電気四極子モーメントをもつことが発見されたことを端緒として、核の変形・回転運動が研究され始めた。M. G. Mayer および J. H. D. Jensen が提唱した殻模型では、核は球形であるとして球対称な一粒子ポテンシャルが考えられた。これによると、閉殻は四極子モーメント Q をもたず、原子核全体の Q は閉殻の外を回る陽子の確率密度分布の Q_p によって決る。単一模型では一粒子状態では $Q_p < 0$ で赤道上で膨らんでいるバンケーキ形、一空白状態では $Q_p > 0$ で両極に膨らんでいる葉巻形となっていて(図1)、 Q_p の値はほぼ r^2 の平均値にな

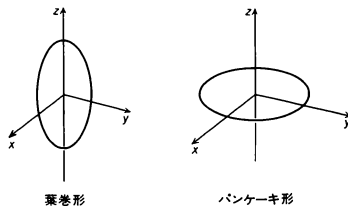


図1

り、 Q は核半径の二乗程度であると期待される。しかしながら、実験値はその30倍にもなる。このことから、J. Rainwater, S. G. Nilsson は、これらの核は全体が球形から歪んでいて、回転楕円体になっている、すなわち、変形していると考え、この矛盾を解決した。そして、今日で

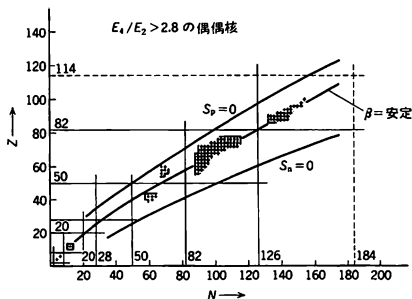


図 2

は、図 2 の + で示した核が変形核であると認められている。ここで、横軸 N は中性子数、縦軸 Z は陽子数を表している。核の変形は変形パラメーターで記述され、変形の大きさを変形度という（⇒変形パラメーター）。核を表すハミルトニアンは等方的であるので、核が変形していると回転運動をする。したがって、変形核は回転スペクトルをもつ（⇒核の回転）。より広義にアイソスピン空間や粒子数空間における核の変形も考えられる。実際に、アイソスピン回転のスペクトルや対回転のスペクトルが現れる。

変形振動 [英 deformation vibration, 独 Knickschwingung, 仏 vibration de déformation, 露 деформационное колебание] ⇒ 変角振動

変形速度 [英 strain rate, 独 Verzerrungsgeschwindigkeit, 仏 vitesse de déformation, 露 скорость деформации]

[1] 流体の運動において、ひずみの時間的変化率を表現する量。ひずみ速度ともいう。流体内の 1 点 P での流速を v 、そこから微小距離 δr だけ隔った点 P' での流速を v' とすれば

$$v' = v + \Omega \times \delta r + E \cdot \delta r \quad (1)$$

の関係が成り立つ。ここで Ω は P における流体粒子の自転角速度ベクトルである。 E は直交座標成分

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (i=1,2,3; j=1,2,3)$$

をもつ対称テンソルで、変形速度テンソルまたはひずみ速度テンソルとよばれる。 E の対角成分は各座標軸方向への伸び(縮み)の速さ、非対角成分はひずり変形の速さを表している。式(1)の右辺第一項 v は並進運動の速度、第二項 $\Omega \times \delta r$ は剛体回転による速度を表すから、流体の微小部分のひずみの時間変化はもっぱら第三項 $E \cdot \delta r$ によって表される。応力テンソルの成分が変形速度テンソルの成分の一次式で表されるような流体をニュートン流体、それ以外の流体を非ニュートン流体という。

[2] 固体のひずみの時間的変化率を表す(⇒ひずみ)。

変形速度テンソル [英 rate of strain tensor, 露 тензор скорости деформации] ⇒ 変形速度

変形テンソル [英 strain tensor, 露 тензор деформации] ⇒ ひずみ

変形パラメーター [英 deformation parameters, 独 Deformationsparameter, 仏 paramètre de déformation, 露 параметр деформации] 原子核の変形(⇒変形核)を表すパラメーター。また変形の大きさを変形度という。原子核の形状の球形からのひずみは球面調和関数 $Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$ を用いて表せる。核内の核子密度分布が一様であるとする

と、核の変形は核の半径を方向により

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda\mu} a_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) - \frac{1}{4\pi} \sum_{\lambda\mu} |a_{\lambda\mu}|^2 \right]$$

として表すことができる。この $a_{\lambda\mu}$ が変形パラメーターである。 λ が変形の特徴を規定し、特定の λ だけで表される変形を Y_{λ} 変形または 2^{λ} 極変形とよぶ。 $\lambda=2$ の変形(⇒四極変形)が最も単純かつ主要な変形である。 $\lambda=0$ の半径の変位は等方的な伸縮になり、 $\lambda=1$ は核の重心をずらすだけである。これらは核の変形にはならない。上式の右辺の第三項は核の体積を不変にするために付け加えられる。

パラメーター $a_{\lambda\mu}$ から得られる量 $\left(\sum_{\lambda\mu} |a_{\lambda\mu}|^2 \right)^{1/2}$ が Y_{λ} 変形の変形度を表す。

別に、 Y_2 変形について変形度 β を定義することができる。核子密度分布 $\rho(r)$ がひずんでいるとして

$$\rho(r) = \rho \left(\frac{r}{1 + \beta Y_2^2(\theta, \varphi)} \right)$$

により β を定める。 β とニルソン・ポテンシャルで用いられる変形パラメーター δ との間に $\beta = \sqrt{16\pi/45} \delta \approx 1.06 \delta$ の関係がある。

変形ベッセル関数 [英 modified Bessel function] ⇒ 円柱関数

変形ポテンシャル [英 deformation potential, 独 Deformationspotential, 仏 potentiel de déformation, 露 потенциальный деформации] J. Bardeen と W. Shockley (1950 年) によって導入された、半導体や金属中の電子と音響的モードの格子振動との相互作用を表す現象論的なポテンシャル。長波長の音響的モードの格子振動は弾性波 $W_{ij}(r) = W_0 e^{ik \cdot r}$ として表すことができる。ここで、 $W_{ij}(r)$ は点 r でのひずみテンソルの $ij(x, y, z)$ 成分である。この弾性ひずみのため半導体中のキャリア(電子または正孔)のバンドエネルギーは結晶内の各点でひずみに比例した変化

$$\delta E(r) = \sum_{ij} D_{ij} W_{ij}(r)$$

を受ける。この比例係数 D_{ij} を変形ポテンシャル(テンソル)という。これは音響的モードの格子振動とキャリアとの相互作用の強さを与える。電子(平面波近似)の散乱に対する行列要素は

$$M_{k'k} = \int e^{-ik' \cdot r} \delta E(r) e^{ik \cdot r} dr = \left(\sum_{ij} W_0^2 D_{ij} \right) \delta_{k-k'+q}$$

である。金属の場合には、格子の伸び縮みによる伝導電子の局所的な密度変化はフェルミ・エネルギーの変化を生ずるが、その結果、電子の移動が生じ、フェルミ準位が結晶内で一様になるように電場が生ずる。この電場によるポテンシャルが伝導電子に対する変形ポテンシャルとなる。

変形領域 [英 deformed region, 独 deformierter Bereich, 仏 région de déformation, 露 область деформации] すべての核種をその陽子数 Z を縦軸、中性子数 N を横軸にした図の上の 1 まで表す図(⇒セグレ・チャート)で、変形核が占める領域。回転領域ということもある(⇒球形領域、遷移領域)。変形核は、特徴的な回転準位スペクトルと、準位間の強い四極遷移、および、スピンの 1 以上の場合には大きな四極子モーメントをもつことなどによって同定される。変形核は、陽子数および中性子数がともに、

閉殻を表す魔法数より離れた領域に系統的に見られる。変形核の形状は殻構造により決る。四極変形核がほとんどであるが、質量数の大きい核では八極変形の可能性もある。

偏光 [英 polarized light, 独 polarisiertes Licht, 仏 lumière polarisée, 露 поляризованный свет] 光波の電気(あるいは磁気)ベクトルの振動方向の分布が一様でなく、偏っているもので、偏りともいう。電気(または磁気)ベクトルと光の進行方向を含む平面を電気(または磁気)ベクトルの振動面といい、振動面が一平面内に限られているものを直線偏光という。磁気ベクトルの振動面を偏光面とよぶ慣行があるが、現在では偏光の表示に電気ベクトルの振動面を用いるのが通例である。光波は、光の進行方向に垂直で互いに直交する電気ベクトル成分の和として表されるが、両成分の振幅の比と位相差が時間に無関係に常に一定な場合、この光を完全偏光という。振幅比・位相差の大きさ、すなわち電気ベクトルの終点が描く軌跡の形によって、完全偏光はさらに直線偏光、および右まわり・左まわりの円偏光と楕円偏光に分類される。位相差がランダムに変化し、 $-\pi$ から $+\pi$ までのあらゆる値をとる場合、十分長い観測時間で観測すると、どのような方位の振動面も平等に含んだ光となる。このような光を自然光または非偏光という。完全偏光と自然光の合成とみせる光を部分偏光といい、完全偏光成分強度と全強度の比をその偏光度という。光が移相子や偏光子を通過したり、境界面で反射したりすると、偏光状態が変化する。このことを利用して、偏光状態を調べたり、特定の偏光状態をつくったり、試料の光学定数やひずみを決めることなどができる(⇒移相子、偏光子、偏光解析法、光弾性)。極めて波長の短い光であるX線に対し、これまでに可視光領域で見られるような光学活性性(偏光面の回転をもたす物質)の存在を確認した報告はない。しかし、直線偏光したX線が結晶の網平面でブラッグ反射を起すと、可視光の境界面での反射の場合のように偏光状態が変わる。さらに、完全結晶中でブラッグ反射を伴いながら通過すると、網平面に垂直な成分と平行な成分の結晶中の波長および吸収係数が異なるため、適当な厚さと入射方向の条件下で、透過反射両X線に対し、電気ベクトルの回転・楕円偏光の現象が見られる。シンクロトロン放射は電子の軌道面内に偏光している強い連続波長の光であるため、X線や軟X線領域での偏光の実験に有効な光源である。

偏光因子 [英 polarization factor, 独 Polarisationsfaktor, 仏 facteur de polarisation, 露 поляризационный фактор] X線が物質に照射され、干渉性の散乱を起す場合、入射X線が偏光していないとなくとも散乱X線は一般に偏光する。その偏光の度合は散乱角によって異なり、それに伴って散乱強度が変わる。最も簡単な場合として、電子によるX線の散乱(⇒トムソン散乱)を考える。入射X線の強度を I_0 、散乱角を χ とすると、散乱点よりRの距離における散乱X線の強度 I_e は

$$I_e = I_0 \frac{1}{R^2} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1 + \cos^2 \chi}{2}$$

で表される。この式において、散乱角 χ に依存する因子 $(1 + \cos^2 \chi)/2$ を偏光因子という。結晶によるブラッグ反射の場合には、 χ は $2\theta_B$ (θ_B はブラッグ角)である。積分反射強度を問題にすると、運動学的理論(⇒運動学的回折理論)が成り立つ範囲では、同じ偏光因子を用いてよい。ただし、動力学的理論(⇒動力学的回折理論)を必要とする

ような大きな完全結晶に対しては $(1 + |\cos 2\theta_B|)/2$ で置換える必要がある。

偏光解析装置 [英 ellipsometer, 独 Ellipsometer, 仏 ellipsomètre, 露 эллипсомер] 偏光を試料面へ入射して、反射による偏光状態の変化を測定するための装置。偏光解析法で用いられる。偏光解析装置では普通は完全偏光のみを扱い、部分偏光の偏光度の測定なども対象とする偏光計とは区別する。しかし、使われる素子や測定原理はほとんど共通である(⇒偏光計)。構成は、測定方法により、さまざまなものがあるが、基本的には偏光状態の決った平行光束を、ある入射角で入射するための偏光子アームと、試料台、および反射偏光の偏光状態を測定するための検光子アームから成る。図1に代表的な構成を示す。偏光子ア

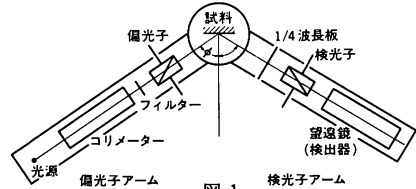


図1

ームでは、ショートアークで高輝度の超高圧水銀灯またはキセノンランプを光源に用い、コリメーターおよびフィルターを通して単色平行光束を得る。この部分はヘリウム・ネオンレーザなどで置換えることもある。平行光束を直線偏光子を通して完全偏光とする。これが試料で反射されると偏光状態が変化し、一般に楕円偏光となるが1/4波長板によって直線偏光に変換され、検光子で消光される。消光は肉眼またはヘッドオン型の光電子増倍管で検出する。1/4波長板を偏光子アームに置くこともある(⇒偏光解析法)。偏光子、1/4波長板、検光子は目盛円板にマウントされ、消光位置でのそれぞれの素子の方位角が読めるようになっている。入射角 θ を目盛円板で読取り、あらかじめ最適値に設定する。偏光子と検光子は消光率 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ のグラントムソン・ブリズムを用い、目盛円盤の角度読取り精度を30秒にとるのが標準である。市販されている装置には、図1の消光法用の装置のほか、図2に示すよ

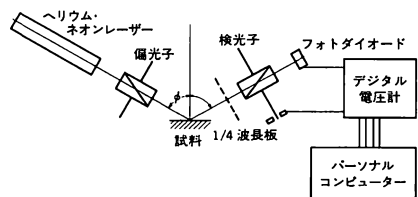


図2

うな回転検光子法用の装置がある。簡単な構成での自動測定を主眼としている。検光子の目盛板はロータリー・エンコーダーに置換えられ、定速回転されて一定方位角ごとのパルスを出す。これをトリガーとして、パーソナルコンピュータに一定回転角ごとにサンプリングした透過光量をため込み、波形解析をして楕円の形を決定する。反射偏光が直線偏光に近い場合は、点線のように1/4波長板を用いて円偏光に近づけ、測定感度を確保する。この方式では原理的に光の強度の測定をすることになるので、消光法に比べると系統的な誤差が大きい。

偏光解析法 [英 ellipsometry, 独 Ellipsometrie, 仏

ellipsométrie, 露 эллипсометрия] 偏光状態のわかった完全偏光を、平らな表面をもった試料へ入射し、反射の際の偏光状態の変化を知って試料の光学定数を求める測定法。1889年にP. K. L. Drudeによって始められた。試料表面で偏光が斜め反射する場合、電気ベクトルの入射面内成分(p成分)とそれに垂直な成分(s成分)とで振幅反射率が異なることを利用している。光路が完全に同一で振動面の異なる偏光の干渉と考えることができるので感度はすこぶる高い。金属や半導体の表面の複素屈折率 $\tilde{n}=n-ik$ 、あるいは下地にある薄膜の厚さ d と屈折率 n を知るために用いられるほか、金属表面上への単分子層以下のガスの吸着量の測定などにも用いられる。図1のように座標系

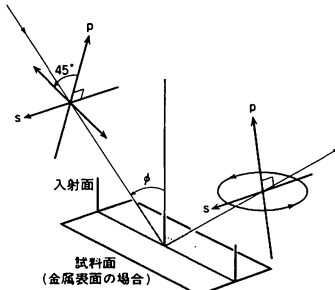


図1

をとり、試料表面のp成分とs成分の振幅反射率をそれぞれ R_p, R_s と書くと、その比 $\rho (=R_p/R_s)$ は、入射光と反射光の偏光状態を表す複素数 $x_1 (=E_{s1}/E_{p1}=1)$, $x_2 (=E_{r2}/E_{p2})$ の比として求まる $x_2=(R_p/R_s)x_1=x_1/\rho$ 。偏光解析法は、(1) ρ を求め、(2) ρ と試料の光学定数を結びつける関数から光学定数を求める、という2つのステップから成る。透明体の表面では反射光は直線偏光となり、その振動面の方位角は直交ニコルの状態を利用して正確に求まるから ρ はすぐ決り、フレネル係数の式より試料の屈折率が計算できる。また、入射角を変えていって、 $R_p=0$ となる偏光角 ϕ_B を測定し、 $n=\tan \phi_B$ として求めてもよい。試料が吸収体であったり(図1)、表面に薄膜があると ρ は複素数となり、反射光は楕円偏光となる。 ρ をある入射角で測定する $d-\tan \Psi$ 法が普通だが、 ρ が純虚数になる主入射角 ϕ_p と、そのときの ρ の値 $i\rho$ を測定する主入射角法($\phi_p-\rho_p$ 法)もある。 ρ を求めるには、楕円偏光を $\lambda/4$ 板を用いて直線偏光に変換し、検光子で消光して正確に決定する。これを消光法とよぶ。具体的には、 $\lambda/4$ 板の進相軸の方位角 C を $+45^\circ$ と -45° に固定し、それぞれについて偏光子

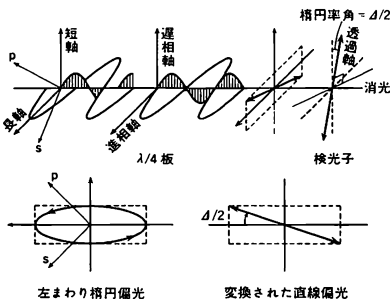


図2

と検光子の方位角(P, A)を交互に調節して2ヵ所ずつ、計4ヵ所の独立な消光位置を求める。それぞれをゾーンとよぶ。図2(方位角 45° の楕円の $\lambda/4$ 板による直線偏光への変換)に1つのゾーンでの消光過程を示してある。 P を $0^\circ \sim 90^\circ$ の範囲で Ψ に等しくすると反射光の偏光楕円の長軸は ϕ となる。したがって、 $\lambda/4$ 板によって、わくの対角線の直線偏光となり検光子で消光できる。このとき検光子の透過軸を -45° から右回りに測った角が $\Delta/2$ となる。ほかのゾーンでは Δ の現れ方が違ってくるので、ゾーンを正しく見分けるゾーン解析が必要となる。さらに入射角 ϕ が ϕ_p に等しいと、反射光は円偏光になる。したがって主入射角法では、たとえば $C=-45^\circ, A=0^\circ$ で ϕ と P を交互に調節して消光位置を求める。消光法のほかに、図1のような楕円偏光を、種々の方法で変調して交流信号に変え、信号の波形解析をする方式がある。これらは強度の測定を伴うので測光法とよぶ。回転素子法が代表的で、回転検光子または回転移相子+固定検光子で交流信号を得る。それぞれを回転検光子法、回転移相子法とよび、透過強度 I は

$$2I = a_0 + a_1 \cos 2A + b_1 \sin 2A$$

$$2I = a_0 + \sum_{j=1}^2 (a_{2j} \cos 2jC + b_{2j} \sin 2jC)$$

となる。ただし後者では $A=0^\circ$ としている。各成分の係数より、偏光状態はストークス・ベクトルとして $S = \{a_0, a_2, b_2, S_3\}$, $S = \{a_0 - a_2, 2a_2, 2b_2, b_2\}$ となる。前者では楕円の回転方向に対応する S_3 の符号は得られない。各係数を求めるには、回転エンコーダーで同期をとって、デジタル電圧計で検出器出力をサンプリングし、パーソナルコンピュータに取込んでデジタル波形解析をするものが主流である。 ρ と光学定数の関係は、吸収体表面の \tilde{n} では簡単で

$$\begin{aligned} n^2 - k^2 &= n_0^2 \sin \phi + n_0^2 (1 - \tan^2 2\psi \cdot \sin^2 \Delta) \\ &\times \frac{\cos^2 2\psi \cdot \sin^2 \phi \cdot \tan^2 \phi}{(1 + \sin^2 2\psi \cdot \cos^2 \Delta)^2} \\ 2nK &= n_0^2 \sin \Delta \frac{\sin^2 \phi \cdot \tan^2 \phi \cdot \sin 4\psi}{(1 + \sin^2 2\psi \cdot \cos^2 \Delta)^2} \end{aligned}$$

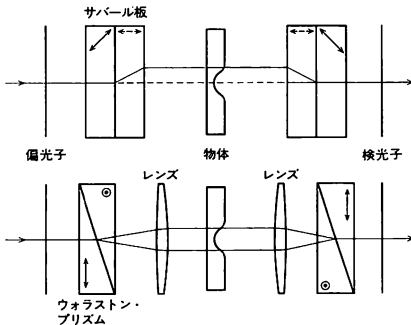
となる。主入射角法では、 $\Delta=90^\circ, \Psi=\tan^{-1}\rho_p, \phi=\phi_p$ とする。薄膜の場合は多重反射干渉により複雑になり、電子計算機で解く。

偏光角 [英 polarizing angle, 独 Polarisationswinkel, 仏 angle de polarisation, 露 угол поляризации] 透明体表面で反射した単色光が、入射面に垂直な面内に振動面をもつ直線偏光(s偏光)となるような入射角をいう。透過光に着目すると、入射面内に振動面をもつ直線偏光(p偏光)が、表面での反射損失なしに透過する入射角であるともいえる。1815年にD. Brewsterによって見つけれられたので、ブルースター角ともいう。これを ϕ_B と書くと、透明体の屈折率 n と間に $\tan \phi_B = n$ が成り立つ。屈折率1.5くらいのガラスでは ϕ_B は 56° 近辺である。したがってひとつの応用として ϕ_B を $\pm 0.1^\circ$ で測れば、 n の値が ± 0.006 で決められる。ただし物質表面には内部と屈折率の異なった層があるのが普通であるから、反射偏光は厳密には楕円偏光となる。層が厚い場合には誤差となるので n をさらに精密に決めるのは難しい。また、偏光角での反射は直線偏光の偏光度を改良するためにも使える。s偏光を偏光角で入射すると、反射した光は、偏光度が2けた程度よくなったs偏光となる。強度は落ちるが、これによって、最も完全

な直線偏光をつくり出すことができる。透過の利用としては、歴史的にはパイル・オブ・プレートが有名であるが、現在はあまり用いられない。むしろレーザー管の窓などに偏光角が利用されている(⇒ポラリスター窓)。

吸収体の表面や、薄膜のついた透明体の表面では、 p 偏光の反射率は 0 にはならず、単に極小値をとる。この極小の起る入射角は準偏光角とよばれる。金属表面での準偏光角の反射は真空紫外領域の光の反射型偏光子に利用されている。

偏光干渉計 [英 polarization interferometer, 独 Polarisationsinterferometer, 仏 interféromètre à polarisation, 露 поляризационный интерферометр] 厚さや屈折率が場所によりわずかに異なる透明物体や、表面にわずかの起伏がある一様な反射率の物体によってもたらされる位相差分布を観察するための、ビームスプリッターとして複屈折物体でできた複像素子を用いた共通光路型シャリング干渉計の一種。入射光は偏光子を通過した後、複像素子により互いに垂直な振動面をもつ光路の異なった異常光線と常光線の二光束に分割され、それらは検光子で同一振動面の光束にされ干渉が起される。光束分割素子の偏位には、横偏位(1枚の複屈折平行平板, サバール板), 角偏位(ウォラストン・プリズム)や縦偏位(複屈折レンズ)があるが、普通、前二者が用いられる。異なった光路をたどる二光束間の横ずれ(シャー)は小さな微分シャーと大きなトータルシャーに分けられる。光源の 1 点から出た任意の光線が再び 1 本の光線になるような配置にすると、光源寸法の制限がなくなる。これを光源補償という。図はそれぞれ、



サバール板とウォラストン・プリズムを用いて光源補償された偏光干渉計の配置を示している(図中、矢印と⊙は光学軸の方向を示す)。この型の干渉計は顕微鏡で広く応用されている。

偏光器 [英仏 polariscope, 独 Polariskop] 偏光状態の変化に敏感なように一組の偏光子と検光子を組合せて構成した装置。主として光弾性法でひずみの検査や測定に用いられる。偏(検)光子としてガラスの偏光角での反射を利用したネレンベルクの偏光器は歴史的に有名であるが、現在は偏(検)光子にはポーラロイドを用いる。ひずみなどによる偏光状態の変化を、クロスニコル(の状態)を利用して明暗の変化に変える方式や、鋭敏色板を挿入して色の変化に変える方式がある。一組の円偏光子と円検光子を用いるものは円偏光子とよばれる(⇒円偏光板)。

偏光計 [英 polarimeter, 独 Polarimeter, 仏 polarimètre, 露 поляриметр] 狭義には、直線偏光の振動面の回転角を測るための装置をさすが、広義には、部分偏光の

偏光度や完全偏光成分の偏光状態を測定する装置を含め、旋光性物質の旋光度の測定や、ファラデー効果の測定のために用いられるものは旋光計または方位角偏光計、偏光の楕円率を測定するものは楕円偏光計とよばれることもある。特にショ糖溶液の旋光性を測って濃度を求めるものを検糖計とよぶ。いずれの装置も、直交ニコル(の状態)を利用して測定する。楕円率を測定するものは、 $1/4$ 波長板または補償板を併用するので、楕円偏光をそれに特有な直線偏光に変換する過程が入る。直交ニコル(の状態)では、光は検光子を透過せず消光状態となる。この消光位置をそのまま読んでもよいが、精度よく求めるには、最も暗くなる位置を直接読まず、視野を二分して、二つの視野の明るさを消光位置の両側でバランスさせる半影法が用いられる。また、ファラデー・セルなどを利用して電氣的に偏光の振動面を振らし、得られる交流信号を用いて消光位置を求めるようにくふうしたものもあり、光電式偏光計とよばれる。これらの偏光計の装置は、各部分を取出すと偏光解析装置(エリブソメーター)に用いられるものと同じであり、事実、偏光解析装置も広義の偏光計のひとつに数えることができる。

偏光顕微鏡 [英 polarizing microscope, 独 Polarisationsmikroskop, 仏 microscope à polarisation, 露 поляризационный микроскоп] ⇒ 顕微鏡

偏向コイル [英 deflection coil, 独 Ablenkspule, 仏 bobine de déflexion, 露 отклоняющие катушки] ⇒ ブラウン管

偏光子 [英 polarizer, 独 Polarisator, 仏 polarisateur, 露 поляризатор] いろいろな偏光状態の光を取出すための光学素子。偏光子を使って、自然光などから取出される偏光状態により、直線偏光子、円偏光子、楕円偏光子などがあるが、普通は直線偏光子のことをいう。円偏光子、楕円偏光子は、直線偏光子と移相子を組合せて構成できる。直線偏光子は、方解石などの結晶の複屈折を利用して、異常または常光線だけを取出す方式のものと、高分子膜の二色性を利用して、一方の成分を吸収し、それに直交する成分だけを取出す方式のものが主体である。最近は、蒸着薄膜による干渉効果を利用して、入射面内の成分(p 成分)とそれに垂直な成分(s 成分)に分ける偏光ビームスプリッター方式のものも性能が上がってきている。紫外領域や赤外領域では、偏光角での反射を利用して、 p 成分だけを透過させたり、 s 成分だけを反射で取出す方式も用いられる。パイル・オブ・プレートはこの方式で、歴史的に有名なものである。金属線の格子も遠赤外の偏光子として用いられる(⇒ワイヤーグレーティング)。

偏光子によって取出された偏光は、理想的には、偏光状態がただひとつに決った完全偏光であることが望ましいが、実際には非偏光の部分必ず含んでいる。自然光を入射したときの射出光の偏光度を偏光能または起偏度とよぶ。これを p と書くとき、 $(1-p)$ の逆数は消光率(extinction factor)とよべ、1 個の偏光子の性能を表す重要な量である。直線偏光子は、図 1 のように、2 個を 1 組として、一方を直線偏光子(P)に、他方を直線検光子(A)に用

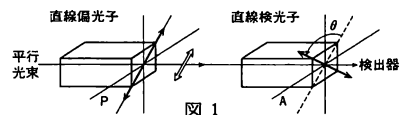


図 1

いることが多い。Pによって、その透過軸に一致した振動面の直線偏光が取出され、Aでは、さらにその透過軸方向の成分のみが取出された直線偏光となり、検出器に入る。その強度はPとAの透過軸のなす角 θ によって変化する。 θ が0のとき強度は最大となり、この状態を歴史的に平行ニコル(の状態)という。また、この状態でPに入射する光に対する強度透過率を平行位透過率といい、自然光が入射したときには、理想的な直線偏光子では0.5となる。一方、 θ が90°の場合、Pからの直線偏光はAの透過軸方向の成分をもたないので、理想的には強度は0となる。これを消光といい、この消光の状態を歴史的に直交ニコル(の状態)という。現実の素子では、消光状態でも透過強度は有限で、Pに入射する光に対する強度透過率を直交位透過率とよぶ。直交位透過率と平行位透過率の比をとると、消光状態での直線検光子の透過率となり、消光率(extinction ratio)とよばれることがある。図1の配置で、Pを固定し、Aを回転したときのAの透過率の変化を、消光位置付近だけ拡大して示すと図2のようになる。下から

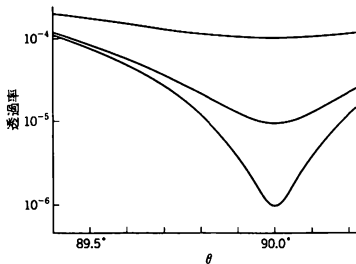


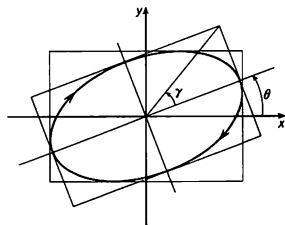
図2

それぞれAの消光率が 10^{-6} 、 10^{-5} 、 10^{-4} の場合である。消光率が小さくなるほど消光は θ の変化に対してシャープであり、消光位置が正確に決ることがわかる。市販の直線偏光子のうち、複屈折を利用したグラントムソン・プリズムで 10^{-5} ～ 10^{-6} 、二色性を利用したポーロイドで 10^{-3} ～ 10^{-5} の消光率が得られる。ニコルプリズムは、歴史的には有名だが、現在はほとんど用いられない。消光率が重要である使用目的には複屈折プリズムを用いるが、偏光プリズムを構成する2個のプリズムが全く同じではありえないために、最適の使い方がある。光の射出面を入れかえてみて、射出光の偏光度がよい方の面を主面とよぶ。偏光をつくる目的で偏光子を使う場合は主面を射出面とし、偏光を検出する目的で偏光子を使う場合は主面を入射面として使う。射出光の偏光度は、プリズム内で光束の通る部位によっても違う。また、端面のよれも偏光度を落すので十分注意する必要がある。プリズム材料の方解石は大変傷つきやすく、端面を気軽にふくことはできない。

変光星 [英 variable star, 独 veränderlicher Stern, 仏 étoile variable, 露 переменная звезда] 明るさが時間とともに変化する星のこと。変光星には1個の星自身が変光する星、食現象によって変光する星(⇒食変光星)、楕円体形状の星で自転のときの見かけの表面積の変化によって変光する星がある。それ自体で変光する変光星には、規則正しい周期的変光を示す脈動型変光星、急激な変光を示す激変型変光星(⇒超新星、新星)、不規則変光を示す不規則変光星などがある。脈動型変光星には半径の大きい赤色超巨星から、小さなパルサーまで種々のものが存在する。パ

ルサーを除くと、脈動型変光星は、一様に膨張-収縮をする動径脈動星と、星の形状を変えながら変光する非動径脈動星がある。動径脈動する規則的な変光星には一般に脈動周期と絶対光度の間によい相関があり、星団や近くの銀河系の距離測定に用いられる。これは周期-光度関係といい、脈動の周期が星の平均密度の平方根に反比例する一方、星の平均密度が小さいほど星の半径が大きくなり絶対光度も大きくなるからである。この関係は星の種族によって異なる。脈動型変光星はいくつかのグループに分類されている。ミラ型変光星(長周期変光星)は100日にも及ぶ周期で動径脈動をする赤色超巨星である。長周期ケフェウス型変光星は周期1～70日で動径脈動する超巨星で、種族Iに属するケフェウス座 δ 型変光星と種族IIに属するおとめ座W型変光星に細分される。こと座RR型変光星は周期0.2～1.2日で動径脈動する巨星で、種族IIに属する。非動径脈動を示す変光星には準巨星で周期0.1～0.6日のケフェウス座 β 型変光星や白色矮星で周期200～1000秒のくじら座ZZ型変光星がある。A型主系列星に近い、たて座 δ 型変光星は、0.2年以下の周期で動径および非動径脈動を示す変光星である。太陽も振幅は極めて小さいが5分周期で非動径脈動する変光星である。不規則変光星はこれらとは違う原因で変光しており、フレア星やおうし座T型変光星のほか、赤色巨星の不安定性と関係した変光星がある。パルサーは周期数ミリ秒～数秒で規則正しい変光を示す。変光の原因は星の振動ではなく、中性子星表面の発光ビームが自転によって見え隠れしているためである(⇒パルサー)。

偏光楕円 [英 polarization ellipse, 独 Polarisationsellipse, 仏 ellipse de polarisation, 露 эллипс поляризации] 偏光を光に正対して見たとき、観測点での電気ベクトルの先端の軌跡は一般に楕円となる。この楕円のことをいう。右手系の直交座標で、 z 軸方向に偏光が進んでいるとすると、普通、図のように原点を観測点として xy 平面上に電



気ベクトルの先端の軌跡を描く。楕円の主軸の傾きを x 軸から反時計まわりに測った角 θ と、楕円の長軸と短軸の長さの比を示す楕円率 r および電気ベクトルの先端の回転方向によって偏光楕円を表すことができる。回転方向は楕円率角の符号に含めるのが普通で、図のように右まわりのものに対して正にとり、左まわりのものに対して負とする。楕円偏光は、任意の直交二成分に分解して考えることができるので、図で、たとえば x 方向および y 方向の成分の振幅と、両成分間の位相差で表現することもできる(⇒楕円偏光)。なお、偏光楕円は、ポアンカレ球上の一点として表現できる(⇒ポアンカレ球)。

偏向電磁石 [英 bending magnet, 独 Ablenk magnet, 仏 aimant de courbure, 露 изгибающий магнит] シンクロトロンや貯蔵リングのような円型加速器やビームラインにおいて、一直線に進む荷電粒子ビームの軌道を曲げるため

に用いられる電磁石をいう。荷電粒子が磁場中を進むと、速度に直交な方向にローレンツ力を受けて運動の向きが変わる。一様な磁場の中では円運動を行う。単位電荷に対して、運動量 p [MeV/c], 磁束密度 B [T], 曲率半径 R [m] の間には、 $p=300BR$ の関係がある(付録の表を参照)。図1に示すような磁場があると、運動量が異なる粒子は別々

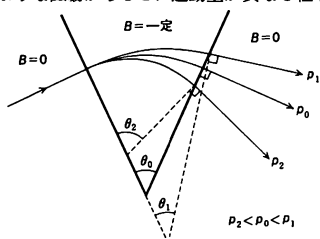


図 1

の軌道を描く。このように偏向電磁石はビームの方向を変える目的のほかに、運動量分析のために用いられる。このような目的に使われるものを分析電磁石とよぶことがある。偏向電磁石は図2に示すように鉄芯とコイルから成り

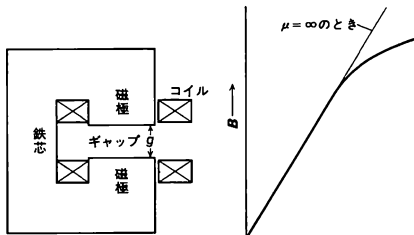


図 2

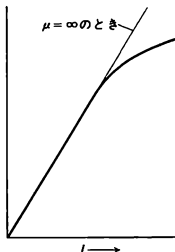


図 3

立っている。鉄芯のうちギャップに近い部分を磁極という。ギャップの間隔を g [m] とすると、コイルの電流 I [A] およびコイルの巻数 N との間は、鉄の透磁率 μ が非常に大きいと仮定すると、 $NI = (1/\mu_0)Bg$ の関係がある。ケイ素鋼板や電磁軟鉄など実際に用いられる鉄芯材料では、磁束密度が大きくなると透磁率が減少するので、 $\mu = \infty$ と仮定したときの磁束密度は得られない(図3)。このような現象を鉄の飽和現象とよぶ。偏向電磁石の形はその用途によつていろいろある。図1のようにビームの入射角、出射角が磁極に対して直角になっているものをセクター電磁石とよぶことがある。また、図2のような断面をもつものを、鉄芯の形からC形電磁石という。このほか、H形電磁石などがある。

偏光度 [英 degree of polarization, 独 Polarisationsgrad, 仏 degré de polarisation, 露 степень поляризации] 光の偏りの度合を示すパラメーターで、光の強度に対して、その光に含まれる偏光の強度の割合をいう。自然光も人工光も、普通は、ひとつの偏光状態にある完全偏光と、自然光とよばれる非偏光の混じりあった部分偏光である。完全偏光分の光の強度を I_p , 非偏光分の光の強度を I_u とすると、部分偏光の偏光度 V は全光量に対する完全偏光分の光量の比として $V = I_p / (I_p + I_u)$ で表される。完全偏光分の偏光状態は直線偏光であるとは限らないので、 I_p を測定するには一般に1/4波長板を用いて完全偏光分を直線偏光に変換する。非偏光分は1/4波長板によって変化を受けない。検光子を回転して透過強度を観測する

と、強度変化の振幅は1/4波長板の方位により変化する、1/4波長板の進相軸が、偏光槽口の長軸または短軸に一致したとき最も大きくなる。このときの透過強度の最大、最小をそれぞれ I_d, I_i とおけば、偏光度 V は $V = (I_d - I_i) / (I_d + I_i)$ として求まる。部分偏光はストークス・パラメーターで表すこともできる。ストークス・パラメーター S_0, S_1, S_2, S_3 のうち、 S_0 は全光量に関するパラメーターであり、完全偏光成分は $(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2}$ で表されるので、偏光度 V は $V = (S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2} / S_0$ となる。ストークス・パラメーターは1/4波長板の回転に伴う検光子の透過強度変化を観測することにより測定できる(=偏光解析法)。

偏光能 [英 polarizance, 独 Polarisiertheit] \Rightarrow 偏光子

偏光の干渉 [英 interference of polarized light, 独 Interferenz polarisierten Lichtes, 仏 interférence en lumière polarisée, 露 интерференция поляризованного света] 偏光子と検光子で挟まれた複屈折結晶体で生じる二光束干渉現象。複屈折物体に光が入射すると、互いに直交した2つの固有偏光に分れ、結晶を通過する際にこの二偏光束の間にある光路差が生じる。この二光束が重ね合わせられる領域で干渉が生じるためには、複屈折結晶体の前後に偏光子と検光子を置かなければならない。直交ニコルの状態か平行ニコルの状態が普通であり、結晶板は、偏光子または検光子の透過軸に対し45°の方位に置かれる。偏光子を用いるのは、結晶で分れる二光束が互いに可干渉であるようにするため、すなわち、自然光の1成分のみを結晶に入れるためである。結晶の方位を45°に配置するのは、2つの干渉光束の振幅を等しくして、干渉縞の明るさとコントラストを高めるためである。検光子は二光束の振動面を一致させるために置かれる。偏光の干渉は、平行光束と収束光束の2つの場合に分類される。複屈折物体が平行平面板の場合では、入射光線は板から平行に出る光線に分れる。これらは無限遠あるいはレンズがある場合にはその焦点面で干渉する。干渉像が観察されるためには、可能な限りすべての方向から結晶に光を入射させる必要がある。図1は

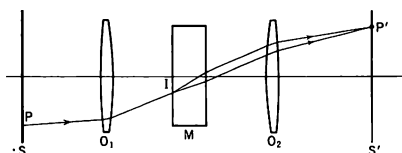


図 1

その構成の一例を示す。一様な広がりのある光源 S はレンズ O_1 の焦点面にあり、 O_1 と第二のレンズ O_2 の間に複屈折物体の平行平面板 M が置かれ、干渉現象は O_2 の焦点にあるスクリーン S' で観察される。入射光線 PI は M により二光線に分割され、平行光線となり、 S' 上の P' で交わる。干渉させるための直交ニコルは図では省略してある。 P' における二光線間の光路差を Δ 、波長を λ とすると、 P' における強度は直交ニコルでは $I \propto \sin^2(\pi\Delta/\lambda)$, 平行ニコルでは $I \propto \cos^2(\pi\Delta/\lambda)$ で与えられる。光学軸が平行平面に垂直に切断された一軸結晶では、直交ニコルの状態で干渉像は暗十字を伴った円形の縞となる。光学軸が平行平面に平行に切断されていると、等間隔の双曲線となる。もし光源を白色光にすると、縞が色づき色偏光が観察される。

物体の厚さが一定でない場合には、図2に示すように、

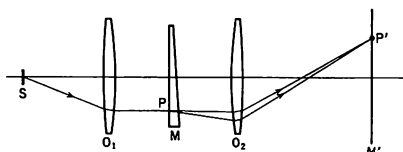


図 2

O_1 の焦点にある小さな光源からの平行光束で M を照明する。入射光線 SP に対して M は 2 つの屈折率をもつプリズムとして働き、このプリズムから出る二光線は O_2 による M の像 M' の上 1 点 P' で交わり、干渉が起る。 P' における光路差は板上の点 P の位置による。 P' での強度は上述の式で与えられる。干渉を起すための直交ニコルは図 2 でも省略してある。

偏光板 [英 polarizing plate, 独 Polarisationssschicht, 仏 lame polarisateur, 露 поляризующая пластинка] 偏っていない光(自然光)や任意の偏光から完全偏光をつくる光学素子の一種で、その完全偏光が直線偏光、円偏光、楕円偏光であれば、それぞれ直線偏光板、円偏光板、楕円偏光板とよばれる。単に偏光板といえば、直線偏光板をさすことが多い。現在最も広く利用されているのは、方位配列した高分子にそれ自身二色性をもつヨードを作用させ、高分子が二色性を示すようにしたもので、アメリカのポーラロイド H タイプや、国産のダイクロームなどがある。ポーラロイドには白色光に対する単体透過率[%]により、HN-22, HN-32, HN-38(N はニュートラルの意)などの名称がつけられている。直交した 2 枚の偏光板の白色光に対する透過率は、光束の開き角に依存はするが、 5×10^{-4} , 5×10^{-3} , 5×10^{-2} %程度で、HN-22 は通常の応用には十分な性能をもっている。有効波長範囲は、350~750nm で 400nm 付近に偏光度が低下する領域がある。単体透過率と広い波長範囲にわたる偏光特性の点では、偏光プリズムには及ばないが、有効口径が任意にとれ、また入射角の大きい収束光に対しても有効に用いられ、価格も偏光プリズムと比べ格段に廉価である。使用に際しては、特に熱に注意する必要があり 50°C 以下の温度で使用する事が望ましい。高温用として KN タイプ、近赤外(<3 μ m)用として HR タイプがあり、また紫外(<350nm)用もあるが、性能や波長領域の点で、特殊目の以外では不十分である。偏光板によって得られる直線偏光の方位を決定するには、等方透明体の反射光では入射面に垂直な成分が多いことを利用し、偏光板を回転して反射光強度が最小となる方位から求める。

偏光フィルター [英 polarizing filter, 独 Polarisationsfilter, 仏 filtre polarisant, 露 поляризующий фильтр] ⇨ 偏光板

偏光プリズム [英 polarizing prism, 独 Polarisationsprisma, 仏 prisme polarisateur, 露 поляризационная призма] 自然光や部分偏光から直線偏光を取出す複屈折結晶プリズム製の偏光子。複屈折結晶では、光学軸以外の方向に入射する光は、2 つの直交する直線偏光に分解されて、異なる屈折率で通過するので、そのうち的一方を光路外に出してしまうと、複屈折結晶は直線偏光子になる。一方を光路の外に出すのに、プリズムの全反射を利用するものと、プリズム面の複屈折により 2 つの光線の進行方向を変えて行くものがある。通常、前者は偏光子として用いられ、その代表的なものとしては、ニコル、グラントムソ

ン、グラン・フーコー、アーレンスのプリズムなどがある。これらのプリズムの主断面において、あまり斜めに光が入射すると常光線、異常光線ともに透過したり、またはともに全反射して光が出なくなる。そこで異常光線(まれに常光線)のみが透過する入射許容範囲を、角度で表したものを視野といい、これは偏光プリズムの主断面で、光の透過方向の長さを縦、これに垂直な方向の長さを横としたときの両者の比の値、縦横比に依存する。プリズム材料としては、複屈折の大きいことと透過率の優れている点で、通常は方解石が用いられる。偏光プリズムの特長は、広い波長領域で偏光度の高い直線偏光をつくり出す、すなわち偏光能のよいことである。上質な方解石は 0.24~2.3 μ m で透明であり、プリズムの接着剤がカナダバ尔斯サムのときは 0.35 μ m 以上で、ジェダミンのときは 0.25 μ m 以上で透明である。直交した 2 つの偏光プリズムの白色光に対する透過率は 1×10^{-6} ~ 2×10^{-8} % である。ただし、良質の大きい方解石が得難いので、有効径はたかだか 25mm であること、やわらかく研磨が困難であること、高価であることなどの欠点がある。

偏光分光 = 振動面分割

偏光分光法 [英 polarization spectroscopy, 独 Polarisationspektroskopie, 仏 spectroscopie de polarisation, 露 поляризационная спектроскопия] レーザー分光学において、有効な信号のみを検出し、バックグラウンドとして検出器に入るレーザー光を除去するために偏光を利用する分光法。これによって吸収の検出感度を上げることができる。2 つのレーザービームを用い、一方を強い円偏光の励起光(あるいは飽和光)、他方を弱い直線偏光のプロブ光とする。プロブ光と励起光が同一遷移に共鳴したり、プロブ光による遷移の下準位が、励起光による遷移の準位的一方を共有するときは、試料はプロブ光に対して光学的異方性をもつ。そのときにだけ直線偏光のプロブ光は円偏光となって、直交偏光子を通過して検出器で検出される。

励起光とプロブ光の波長を同じにして飽和分光法を行えば、ドップラー・フリーの鋭いスペクトルだけを観測できる。また 2 つの波長を用いて二重共鳴法を行えば、分子の複雑なスペクトルの同定(偏光ラベル法)や弱い禁制遷移の観測、高い励起準位間の遷移の観測が可能になる。またラマン分光に应用到して高い感度を獲得する方法をラマン誘導カール効果分光(略して RIKES)という。

偏光面 [英 plane of polarization, 独 Ebene der Polarisation, 仏 plan de polarisation, 露 плоскость поляризации] 歴史的慣習で、光波の磁気ベクトルの振動方向と光の進行方向とを含む平面を偏光面というが、電気ベクトルの振動方向と光の進行方向とを含む平面を偏光面という人もある。このような定義の混乱を避けるために、現在では偏光面という術語を用いず、電気ベクトル(または磁気ベクトル)の振動面という表現をするのが一般的である。

偏光ラマン散乱 [英 polarized Raman scattering, 独 polarisierte Ramanstreuung, 仏 diffusion Raman polarisée, 露 поляризованное комбинационное рассеяние] ラマン散乱の測定において偏光した入射光を分子、結晶に照射し、入射光方向に対してある角度(一般には 90°)方向のラマン散乱光の偏光成分を観測することをいう。偏光ラマンの測定によってラマン散乱の分極率テンソルの各成分を実験的に求め、これによりラマン線の対称性帰属を一義的に

行うことができる。とくに単結晶の偏光ラマン散乱は結晶構造、相転移の研究に重要である。気体、液体のようなランダムな系については分極率テンソルの個々の成分を得ることはできないが、偏光解消度とよばれる量を次のようにして得ることができる。入射光方向に対して直角方向でラマンを測定し、入射光として観測方向に平行な電気ベクトルをもつ直線偏光を用い、この場合のラマン散乱強度を I_{\parallel} とする。一方観測方向に垂直な直線偏光入射光に対するラマン強度を I_{\perp} とする。偏光解消度は $\rho = I_{\parallel}/I_{\perp}$ として定義される。 ρ は全対称振動のラマン線については $\rho < 3/4$ 、非全対称振動のラマン線については $\rho = 3/4$ となる。これを利用することにより分子の全対称振動と非全対称振動が実験的に区別される。

ペンジアス Penzias, Arno Allan 1933. 4. 26—

アメリカの宇宙物理学者、電波天文学者。生れはドイツのミュンヘン。1954年にニューヨーク市立大学で学士号を得た後、コロンビア大学大学院に進み、1958年に修士号、1962年に博士号を得た。1961年にベル電話研究所に入る。コロンビア大学大学院では宇宙電波の観測的研究によって学位を得たが、この方面の研究は彼がベル電話研究所に入った後も続けられ、1965年に、同研究所の同僚 R. W. Wilson とともに 3K 宇宙背景放射を発見した。ただし、Astrophysical Journal に発表された彼らの論文名は、“A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s” という非常に謙虚なものであった。この論文と同時に、プリンストン大学の R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, および D. T. Wilkinson による “Cosmic Black-Body Radiation” と題された論文が同誌に発表され、Penzias と Wilson の観測した 3.5K に相当する宇宙からの熱放射が、かつて宇宙が高温であった時代のなごりを示すものであることを論じた。これによって、いわゆるビッグバン宇宙模型は決定的な確証を得たのである。

この業績により、Penzias は Wilson とともに 1978 年のノーベル物理学賞を受賞した。1977 年にはイギリス王立天文学会ハーシェル・メダルを受賞。

ベンジャミン・フェアの不安定 [英 Benjamin-Feir instability] ⇒ 側帯波不安定性

変性 [英 denaturation, 独 Denaturierung, 仏 dénaturation, 露 денатурация] ⇒ タンパク質, 核酸

変成器 [英 transformer, 独 Transformator, 仏 transformateur, 露 трансформатор] 2 個のコイル間の電磁相互誘導作用を利用して電気信号の伝送を行う素子。原理は変圧器と同様であるが、電源電圧を交換するものを変圧器、高周波・低周波の電気信号の増幅・伝送に用いるものを変成器とよび区別することが多い。両者をまたトランスともいう。図 1 のように信号源に接続される一次コイルと、負荷に接続される二次コイルおよび磁束の通路となる磁心より成り立っている。理想変成器は、一次コイルによ

りつくられた磁束が全部二次コイルを通り、しかもエネルギーの蓄積、損失のないものである。図 1 で $V_s/V_p = i_p/i_s = \sqrt{L_s/L_p} = N_s/N_p$ である。その条件は、(1) コイルの抵抗がない、(2) 渦電流損、ヒステリシス損失がない、(3) 自己インピーダンス ($j\omega L_p$) が無限大、(4) 漏洩磁束がない、などである。しかし実際にはこれらの条件は実現困難で、使用目的によってそれぞれにに適した等価回路を構成し、設計、解析する。コイルの抵抗分は通常小さいので、これを無視した場合の各周波数領域の近似等価回路を図 2

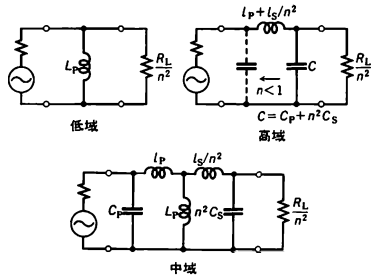
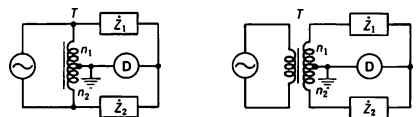


図 2 変成器の近似等価回路

に示す。図中、 L_p ：一次インダクタンス、 i_p ：一次漏洩インダクタンス、 i_s ：二次漏洩インダクタンス、 n ： N_s/N_p 、 C_p ：一次コイル接地容量、 C_s ：二次コイル接地容量である。電子回路での利用を大別すると、信号電圧の昇圧・降圧、極性反転、直流と交流の分離、2つの回路間のインピーダンス整合、方向性をもった信号の伝送、平衡-不平衡線路の変換(⇒バルン)などである(⇒高周波変成器、中間周波変成器、低周波変成器、計器用変成器、パルス変圧器)。

変成器ブリッジ [英 transformer bridge, 独 Transformatorbrücke, 仏 pont à transformateur, 露 трансформаторный мост] 変成器の巻線部分を比例辺としたブリッジで、図 1 に示したような二巻線型、三巻線型がある。



a. 二巻線型変成器ブリッジ b. 三巻線型変成器ブリッジ
図 1

変成器の巻数比を n_1/n_2 とすると平衡時にはどちらも $Z_1/Z_2 = n_1/n_2$ が成立する。静電容量、損失角などの測定に適し、高精度で測定範囲が広く対地インピーダンスの影響がないなどの特徴があり、数多くの応用が考えられている。変成器 T は高透磁率の磁心材料を用いて理想変成器に近づけ、精密な比例辺を得ることができる。端子電圧比は巻線比と 10^{-5} より良い精度で一致させることは比較的容易で、しかもこの比は抵抗比、コンデンサー比と異なり、周囲温度、湿度などの影響はほとんど受けてず、機械的なショック

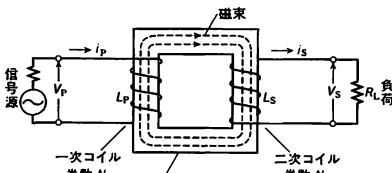


図 1 変成器

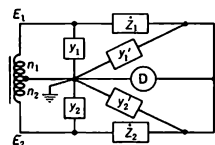


図 2 対地アドミタンスの影響

にも強い。図2のように \hat{Z}_1, \hat{Z}_2 の測定インピーダンスに対地アドミタンス y_1, y_1' および y_2, y_2' がある場合でも、ブリッジの平衡時には検出器 D の端子電圧は 0 となるから、 y_1', y_2' には電流は流れないため、平衡条件には関係ない。また巻線が高透磁率の磁心に共通に巻かれていて、非常に密に結合しているため、 y_1, y_2 の影響で一方の電流が変化しても他の巻線に影響し、端子電圧比 E_1/E_2 はつねに一定であるため、平衡条件は変化せず対地アドミタンスの影響を受けず高精度の測定ができる。

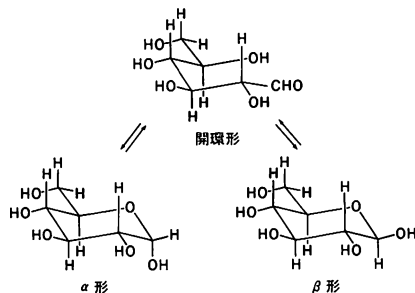
偏西風 [英 westerly wind, 独 westlicher Wind, 仏 vent d'ouest, 露 западный ветер] 中・高緯度地域の対流圏で平均的に吹いている西よりの風。狭義(または歴史的)には地上風で中緯度帯にみられる西よりの風をいう。緯度 $30^\circ \sim 40^\circ$ の上空 12km 付近に中心があり、月平均・経度平均した場合の最大風速は冬で $35 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 、夏で $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ である。個々の日を見ると、狭い帯に集中し偏西風ジェットをなしている。日本付近は世界中で最も強く、 $100 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ に達することも珍しくない。偏西風は大気の大循環の結果として生じている。すなわち低緯度で加熱、高緯度で冷却を受けた大気は熱対流を起し、上層で低緯度から高緯度に向かう流れを生じる。高緯度への移動は自転軸のまわりの慣性モーメントの減少をもたらすから、角運動量を保存するために角速度を増し、地球と相対的に同じ向きの回転つまり西風を生じる。これに対し下層では東風を生じる(低緯度の北東貿易風)が、地表面摩擦のため弱められ、平均として西風が卓越するわけである。この偏西風は高緯度よりの部分で不安定となり、東西に波状をした擾乱が自動的に生じる。これが温帯低気圧・高気圧である(⇒大循環, ジェットストリーム)。

偏析 [英 segregation, 独 Seigerung, 仏 ségrégation, 露 сегрегация] 溶解した金属や合金が凝固する際、不純物や成分元素の濃度分布が一様にならずに偏った状態になる現象。同一温度でも液体と固体では溶質の溶解度が異なる(一般に液体の方が溶解度が高い)ので、最初に固まる部分と後から固まる部分とで組成が異なる。このため鋳塊では中心部分の方へ不純物や成分元素が濃縮されやすい。また最初に固まってできる結晶と残っている液体との間の比重の差が大きい場合には、重力によって上下の方向に偏析が起る。さらに 1 つの結晶粒の中でも濃度分布が不均一となる場合がある。結晶粒の中心部分と粒界付近とで濃度差を生じたり、樹枝状結晶の枝のすき間への偏析が起ったりする。偏析を解消させるには、凝固後、比較的高い温度で拡散を十分に起せばよい。

金属を精製するためのひとつの方法である帯溶融法は偏析を利用したものである。

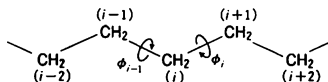
変旋光 [英仏 mutarotation, 独 Mutarotation] 化学構造において 2 つ以上の互変異性構造(立体異性体あるいは位置異性体)をとりうる旋光性物質が溶液状態において互変異性化を起し、それに伴って旋光度の大きさが通常、数時間から数日にわたって変わる現象をいう。この現象は主に糖類に見られ、たとえば D-(+)-グルコースは環状立体異性体として α 形と β 形をとりうるが、熱エタノールから結晶化して得られる α 形を水溶液にすると溶液は最初 $[\alpha]_D^{20} + 112.2^\circ$ ($c=10$, 水) (D はナトリウム光源の D 線の波長 589nm, 右肩の 20 は温度 20°C , c は濃度: g(溶質)/100cm³(溶液)を示す)の比旋光度を示すが、時間と共に変旋光を示して最終的には $[\alpha]_D^{20} + 52.7^\circ$ の一定値になる

(⇒比旋光度)。他方、熱ビリジンあるいは熱酢酸から結晶化して得られる β 形を水溶液にすると最初 $[\alpha]_D^{20} + 18.7^\circ$ ($c=10$, 水)の値を示すが変旋光を示して、 $[\alpha]_D^{20} + 52.7^\circ$ の一定値になり α 形からのものと一致する。これは、 α 形と β 形が開環構造の中間体を経由して互いに異性化し、最終的には α 形 36.4%、 β 形 63.6% 組成の平衡混合物になることに起因する(図参照)。多くの糖類が変旋光を示す



が、スクロース(またの名をショ糖あるいはサッカロース: $[\alpha]_D^{20} + 66.5^\circ$ ($c=26$, 水))は互変異性構造をもたないので変旋光を示さない。このため、旋光度測定基準物質として用いられる。このほか、糖類のカルボン酸誘導体で変旋光を示すものがある。旋光度の経時変化を示す現象としては、鏡像体へ異性化して旋光度が 0 になるラセミ化、あるいは試薬との反応に伴う旋光度の変化などがあるが、これらは変旋光のなかに含めないのが普通である。

ペンタン効果 [英 pentane effect, 仏 effet de pentane, 露 пентановый эффект] 鎖状高分子における近距離相互作用のひとつで、ポリメチレン鎖 $-\text{CH}_2-\text{CH}_2-\text{CH}_2-$ の場合に 4 個の C-C 結合で隔てられた炭素原子間(図の $i-2$ と $i+4$



2) の距離が結合の長さおよび結合角を一定として、間の 2 つの C-C 結合のまわりの回転角 ϕ_{i-1} , ϕ_i によって定まり、それに対する束縛回転のポテンシャルを

$$V(\phi_{i-1}, \phi_i) = V_1(\phi_{i-1}) + V_1(\phi_i) + V_2(\phi_{i-1}, \phi_i)$$

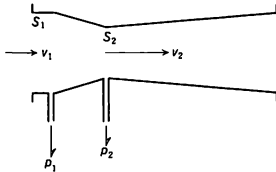
としたとき、 $V_2(\phi_{i-1}, \phi_i)$ は有限の値をもつ。このように 4 個の主鎖結合を隔てて及ぼす相互作用をペンタン効果とよぶ。いま、回転異性体近似を用いて内部回転角 ϕ が 0 (トランス配位 t), $\pm 2\pi/3$ (ゴーシュ配位 g^\pm) に限られるとすると、ペンタン効果により $V_2(g^\pm, g^\pm)$ および $V_2(g^-, g^+)$ はかなり大きな値となり、その統計的重率は非常に小さいことがわかる。

なお、 $V_1(\phi_{i-1})$ または $V_1(\phi_i)$ によって表される部分は、3 個の主鎖結合を隔てて及ぼす相互作用であって、ボタン効果に相当する。

ベンチマークテスト [英 benchmark test, 独 Vergleichsprobe, 仏 essai de comparaison, 露 бenchmark-тестирование] 計算機システムのハードウェア、ソフトウェアの能力を評価するためにつくられた標準問題によるテスト。計算機システムの能力評価は、その発達に従って、さまざまにその評価の対象および方法を変えてきた。極めて初期には、たとえば、加減算のハードウェアの演算処理速度によって評価された。システムそのものが複雑になる

につれて、ハードウェア、ソフトウェアのみにとどまらず、システムを全体として、総合評価することが必要となってきた。命令ミックスによる評価が、ハードウェアの総合的な処理速度の評価であるのに対して、ベンチマークテスト、さらに、ターンアラウンドタイムは、オペレーティングシステムをも含め総合的に評価することができる。大略、命令ミックス→ベンチマークテスト→ターンアラウンドタイムの順でより総合的な評価となる。このほかに、単位時間当りの処理量で評価する方法をスループットという。

ベンチュリ管 [英 Venturi tube, 独 Venturi Rohr, 仏 tube de Venturi, 露 трубка Вентури] ベルヌーイの定理を応用した流量計の一種。図のように絞りをもつ管内



を音速以下の流速で流れる流体は、絞り部で加速されるので圧力が低下する。流れの状態を各断面内で一様と仮定して管口およびくびれ(面積最小の断面)での流速、圧力、断面積をそれぞれ v_1, p_1, S_1 および v_2, p_2, S_2 とおき、密度を ρ として流体の圧縮性と高低差を無視すれば、ベルヌーイの定理と流量保存の関係 $v_1 S_1 = v_2 S_2$ とから、流量 Q について $Q = v_1 S_1 = C S_1 S_2 \sqrt{2(p_1 - p_2) / \rho (S_1^2 - S_2^2)}$ が得られる。ただし、 C は補正のために加えた 1 に近い実験的な因子で流出係数とよばれる。この装置は、18 世紀末ごろ G. B. Venturi によって示唆され、約 100 年後に実用化された。ベンチュリ管は管径数 cm 以上で比較的大型なため、局所流速の検出には不向きであるが、流量計としてはエネルギー損失が少なく壊れにくいなどの利点があり、上下水道や工場の管路で広く利用されている。

変調 [英 amplitude modulation, 独 Modulation, 露 модуляция] 一定の振幅と周波数をもつ正弦波やパルス波が、信号や雑音などの外的原因で変化を受けることをいう。通信では、被変調波を搬送波といい、信号の周波数よりはるかに高い周波数に選んでおくと、伝送中の損失によるひずみや雑音の重量が大幅に低減できる。正弦波 $A \cos(\omega_c t + \theta_c)$ が搬送波の場合、 A_c を信号 $S(t)$ に比例して変化させることを振幅変調(AM)、位相角 $\theta = \omega_c t + \theta_c$ を変化させることを位相角変調とよぶが、特に ω_c に変化を与える場合を周波数変調(FM)、 θ_c を変化させる事を位相変調(PM)という。AM を受けた波では搬送波周波数 ω_c の両側に信号スペクトルが対称に現れ、おのおの上側帯波、下側帯波という。通常中波 AM 放送のように両側帯波を通信に使うが、TV 放送での映像信号送信のように一方の側帯波をほとんど消去する残留側帯変調(VSB; vestigial side-band modulation)や、一部の短波通信で見られるように搬送波を含め片側の側帯波を全部消去する単側帯変調(SSB; single side-band modulation)などの方式もある。これらはいずれも信号情報としては片側の側帯波で十分であり、送信の帯域幅の節減および余分な成分の除去による送信電力の節約を目的としている。信号として、 $S(t) = A_s \cos \omega_s t$ のような単色正弦波の例をとると AM を施した後の振幅は $A_c [1 + (k_a A_s / A_c) \cos \omega_s t]$ (k_a は比例定数)とな

るが、 $m_a \equiv k_a A_s / A_c$ を変調指数という。 $m_a > 1$ であると振幅が負になることがあり、搬送波の位相も考慮して検波する必要が生じるので、実用上は $m_a \leq 1$ の範囲を選ぶ。

FM においては $d\theta/dt = \omega_c + k_f S(t)$ (k_f は比例定数)のようにより位相の時間微分(瞬時周波数)を信号に比例して変化させる。上記の正弦波信号の場合、変調後の位相角は $[\omega_c t + \theta_c + (k_f A_s / \omega_s) \sin \omega_s t]$ となり $m_f \equiv k_f A_s / \omega_s$ を変調指数とする。FM では信号が単色でも搬送波周波数の両側に $\omega_c \pm n\omega_s$ ($n=1, 2, \dots$) の周波数成分が $J_n(m_f)$ ($J_n(x)$ は n 次のベッセル関数)の大きさに無数に分布する。しかし $n > m_f$ では $|J_n(m_f)| \ll 1$ となるので、実用的には $\omega_c - m_f \omega_s < \omega < \omega_c + m_f \omega_s$ の範囲のスペクトルを考えれば十分である。FM では、このように送信のスペクトル幅が ω_c に比べ広いので、同一送信電力の場合の雑音指数が AM 方式に比べはるかに小さくなるのがシャノンの定理から導かれる。

PM では $\theta = \omega_c t + \theta_c + k_p S(t)$ (k_p は比例定数)のような変調となるが、単色信号の例では、 $m_p \equiv k_p A_s$ を変調指数とすると FM と同じ性質をもつことになる。

パルス波形の変調(パルス変調)では、振幅あるいはパルスの時間幅、位置(位相)などを変数にとり信号に比例して変化させる方式があり、これらは正弦波の場合と大体同じ性質をもっているが、一方には全く別の方式として信号をディジタル化した上でパルスの符号に直して送信する PCM(pulse code modulation)がある。これは信号をパルス間隔と同じ時間幅に分け、その間での信号の平均値をある与えられた単位の大きさでディジタル量に直した後、その数に相当するパルス列の並び方(⇒パルス変調)として送る仕組みである。信号をディジタル量で近似する段階で誤差が入るが、符号として使うパルス列が一定振幅以上であれば送信過程での雑音の混入は完全に分離できる。

変調構造 [英 modulated structure, 独 modulierte Struktur, 仏 structure à modulation] 結晶中にその基本構造の単位格子よりも長い周期的な、あるいは周期的に近いゆがきが繰返されている場合、その構造を変調構造という。簡単な例は、二成分系の結晶におけるスピノダル分解の際に生ずる成分原子の濃度の変調波である。変調構造をもつ結晶からの回折図形には、基本構造によるブラッグ反射の近くにサテライト反射が現れる。ブラッグ反射とサテライト反射との間隔は、変調波の波長の逆数に対応する。散乱振幅に関する変調を、振幅変調または強度変調という。これに対して、格子面間隔のみの変調を位相変調という。濃度の変調波は一般にこの両者の組合さった変調である(⇒サテライト反射)。固体結晶にしばしば現れるいろいろの超格子構造、長周期規則構造、コメンシュレイト構造、あるいはインコメンシュレイト構造も変調構造である。図 1 は、長周期規則構造 CuAu II の電子分布を示す

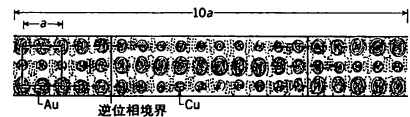


図 1

フーリエ投影図である。水平方向に基本構造 CuAu II の単位格子が 10 個連なっている。両端の単位格子と、中央の単位格子では、Au と Cu 原子の配列が逆転し、その中間では両原子が徐々に入れかわる濃度の変調波(波長 $10a$)

が存在する。また矢印で示した原子変化があり、位相変調と振幅変調が組合さっていることがわかる。最近では、上に述べた回折図形による研究とともに、電子顕微鏡による格子像や分子像を用いて変調構造を直接観察することも行われている。図2はその一例で、Au-Mn合金における複雑な変調構造を示す電子顕微鏡写真である。

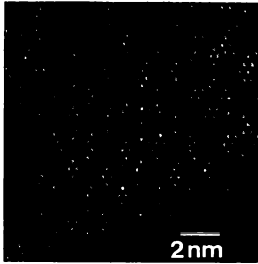


図2 Au-20at.% Mnの変調構造(白い点はMn原子の位置に対応。Au原子は見えない)

変調指数 [英 modulation index, 独 Modulationsindex, 仏 indice de modulation, 露 индекс модуляции] 変調において搬送波のうける変化の程度を示す量。搬送波 $A_c \cos(\omega_c t + \theta_c)$ において、信号入力を $A_s \cos \omega_s t$ のような単色正弦波形の例をとると、振幅変調(AM)では振幅が $A_c[1 + (k_a A_s/A_c) \cos \omega_s t]$ (k_a は比例定数)となり、 $m_a = k_a A_s/A_c$ を変調指数とする。周波数変調(FM)では位相角が $[\omega_c t + \theta_c + (k_f A_s/\omega_s) \sin \omega_s t]$ (k_f は比例定数)となり、 $m_f = k_f A_s/\omega_s$ を変調指数とする。ただしFMでは、時に $m_f' \equiv k_f A_s/\omega_c$ を変調指数とよび、 m_f を偏移度とすることもある。位相変調(PM) (\Rightarrow 周波数変調)では、位相角が $[\omega_c t + \theta_c + k_p A_s \cos \omega_s t]$ (k_p は比例定数)となり $m_p = k_p A_s$ を変調指数とする。大まかには、AMでは変調指数は側帯波の成分の大きさを示し、FM, PMでは ω_c の両側に ω_s の間隔で現れる成分の実効的な本数を示している。

変調度 [英 percentage modulation, 独 Aussteuerungsgrad, 仏 degré de modulation, 露 коэффициент модуляции] 変調指数と同義、またはそれを%で表したものの。振幅変調では変調度とよぶことが多い。

変調分光法 [英 modulation spectroscopy, 独 Modulationspektroskopie, 露 модуляционная спектроскопия] なんらかの方法で測定の変調条件を、試料の光学的スペクトルの変化を測定し、また解釈を行う分光法の一分野。試料の光吸収または反射スペクトルが、雑音を伴った強い背景スペクトルに重なる形で観測されると、正しいスペクトル構造を見損う場合がある。適当なパラメーターによるスペクトルの微分形を観測すると、小さなスペクトル構造も著しく強調され、光源など測光系の緩慢なドリフトによる誤差も含めて背景は除去される。これらの利点をもつため固体光物性の研究などで有用な分光法として広く応用されている。変調パラメーターとして、波長 λ のほか、物質の光学的性質を変える外部の物理的条件、すなわち温度・圧力・歪力・電場・磁場などが用いられる。波長変調法は内部変調といい、一次、二次、…の波長微分スペクトルが測定される。入射光強度を I_0 、透過光強度を I 、試料の吸収係数を k で表すと、 $dI/d\lambda$ は $dI_0/d\lambda$ 、 $dk/d\lambda$ に依存するので、 I_0 に小さな波長構造があると誤りを招く恐れがある。しかし、 $dI_0/d\lambda$ は普通一定で、二次微分

ではこの項が消え、ベースラインの平坦性が増す。波長変調には、たとえば透明な平行板を分光計の光路中に入れて回転振動するなどいくつかの方法がある。外部の条件を変調パラメーターとするととき外部変調という。固体光物性などでは、 Brillouin帯におけるある特異点の近傍のエネルギー構造を、光学的に解明する場合が多いので、その特異点におけるバンドギャップ(ω_g)変調が考えられ、さらに ω_g は温度、歪力などによって変化される。 ω_g 変調では前述の $dI_0/d\lambda$ の問題はなく、またスペクトル構造が小さくても $d\omega_g/d\xi$ が大きければ強調効果は上がる。温度変化に対しては ω_g の移動と吸収帯の広がりに伴うが、結晶の対称性は変わらないので、広がりの影響が小さければ、温度変調は波長変調と同等の結果をもたらす。この場合情報のもたらし方はスカラー的である。静水圧、歪力の場合も ω_g 変調となるが、前者ではスカラー的で、後者では一方の歪力を用い情報生成はテンソル的である。電場の効果はフランツ-ケルディッシュ現象として知られており、光の吸収・反射、光学定数に対して電場の影響が現れる。電場変調は厳密には ω_g 変調とはいえないが、特異点近傍で精度の高い情報が得られ、その型はテンソル的である。以上のほか、磁場、光照射などによる変調分光も行われている。

変調法(真空計の) [英 modulation method, 独 Modulationsmethode, 仏 méthode de modulation, 露 модуляционный метод] 熱陰極電離真空計の測定限界圧力を下げするためにとられる手法。熱陰極電離真空計の測定限界(下限)は、主に軟X線効果によってイオンコレクターに流れ込む光電子電流(光電子はイオンコレクターより放出される)によって決る。変調法とは、真空計に新たに変調用電極を追加し、その電位を変えることによって、光電子電流の大きさを決定し、イオンコレクター電流に補正を加えて真のイオン電流を求める方法である。たとえば、イオンコレクターの近傍にこれと同じくらいの寸法の変調電極を設けてその電位を変え、イオンコレクターの集イオン効率は変調電極の電位によって変わるが、光電子電流はほとんど影響を受けないと考えてよい。まず、光電子電流が無視できるくらいの高圧力で変調法を行えば、変調電極の電位とイオンコレクターの集イオン効率の関係を正確に決定できる。次に低い圧力で変調法を行えば、先に決定しておいた変調電極電位とイオンコレクターの集イオン効率の関係がそのまま使えるので、光電子電流および真のイオン電流を決定できる。この方法により、圧力の測定限界は約1けた下がり、たとえばベアード-アルバート・ゲージに変調法を適用すると 10^{-9} Paまでの圧力測定が可能となる。また、エキストラクターゲージに変調電極を付加したのもあり、 10^{-11} Pa台の圧力測定に成功している。真空計の外部から磁場を加えて変調を行う方法もある。

ペンデル効果 [英 pendellösung effects, 独 Pendellösungseffekt, 仏 effet de pendellösung, 露 эффект маятникового решения] X線、中性子線、電子線のようにオングストローム程度の波動が結晶に入り、ブラッグ回折条件を満たすと結晶内に透過波と回折波が共存し、その波動場は特異なふるまいをする。この現象を一般に動力学的現象とよび、動力学的回折理論で理解されている。ペンデル効果はその特徴的なもののひとつである。

ある網平面が入射波(O波)に対しブラッグ条件を満たすとき、回折波(G波)も同じ網平面の裏側でブラッグ条

件を満たす。このため、完全結晶内でO波あるいはG波は単独に存在できず、O波とG波が結合した波動として結晶内を伝播する。そのような波動を、固体電子論の用語法を借り、ブロッホ波とよぶ。電子線回折では多数の回折波を考える必要があるが(⇒多重屈折, 同時反射), X線および中性子線の場合には、通常、1つの回折波をとればよい(⇒二波近似)。入射波が理想的な平面波であると仮定すると、結晶内には2種類のブロッホ波が発生する。この現象は見かけ上、結晶光学における複屈折と似ている。複屈折と区別するため、二重屈折とよぶ。2種類のブロッホ波の発生は2つの振子OおよびGからなる複合振子の振動が2つの固有振動で記述される事情とも類似している。動力学的理論の創始者のひとりであるP. P. Ewaldは、この類似性に着目し、彼が求めた波動場を「振子の解(Pendellösung)」と名づけた。この波動場から直接導かれる種々の回折現象をペンデル効果とよぶ。その代表的なものは二重屈折によるブラッグ反射点の分裂と2種類のブロッホ波のつくる干涉縞である。後者はペンデル縞とよばれる。ペンデル効果は二状態物理現象の最も典型的なものであることができる。この効果が観測されるためには、試料結晶が十分完全であることが要求される。逆に、この効果を用いて、結晶の完全性を評価することができる。

ペンデル縞 [英 pendellösung fringes, 独 Pendellösungsstreifen, 仏 franges de pendellösung, 露 полосы маятниковых решения] 十分平らな表面をもつ完全結晶にオングストローム程度の波長をもつ平面波が入射し、ラウエあるいはブラッグの回折条件を満たすと、多重回折のため結晶内に2種類のブロッホ波が発生する(⇒動力学的回折理論)。この2種類の波の干涉縞をペンデル縞とよぶ。ここでブロッホ波というのは透過波(O)と回折波(G)が互いに結合して結晶内を伝播する波をいう。以後、2種類の波を(1)および(2)の指数で区別する。結局、結晶内には4個の平面波(1, O), (2, O), (1, G), (2, G)が発生することになる。(1)および(2)の波の波数ベクトルは結晶表面の法線方向にわずかに異なっている。すなわち、結晶表面で一種の複屈折が起ると理解される。このために、結晶内に透過波としては(1, O)および(2, O)の干涉縞が、回折波としては(1, G)および(2, G)の干涉縞ができる。各縞は結晶表面に平行である。図1は平面波によるペンデル縞であり、図中 Δ_p は縞間隔、 θ_0 はブラッグ角、波形は回折波の強度分布を示す。結晶がくさび型の場合には、結晶背面および結晶外の回折線の中に縞状の強度分布が見られる。

以上の説明は、入射波を平面波と仮定したもので、平面

波理論に基づく。それは電子線回折の場合によく適合し、電子顕微鏡像の中で実際に観察される(⇒等厚干涉縞, 等傾角干涉縞)。また上記の説明には二波近似を用いたが、電子線の場合には、しばしば多波近似を必要とし、干涉縞は複雑となる。

X線回折および中性子線回折では事情がやや異なる。この場合にも、結晶モノクロメーターを用い平面波に近い入射波をつくれれば、平面波理論が成り立つ。しかし、通常の光源から得られる波は球面波である。この場合には、伝播方向が連続的に異なるブロッホ波が同時に発生する。しかし、特定の伝播方向(図2のEP)に着目すれば、やはり、(1)および(2)のブロッホ波が発生している。その波数ベクトルの差は伝播方向により異なるので、干涉による縞間隔も方向に依存する。このために、結晶内部には図2に示すような干涉縞が現れる。図中の Δ_1 は網平面に沿う縞間隔、双曲線は縞の形状を示す。この分布は回折頭法で観察される。

縞間隔は、入射波がラウエあるいはブラッグ条件を満たす程度、波長などに依存するが、結晶構造因子 $|F_0|$ に逆比例する。このことを用い、特にX線および中性子線の場合に $|F_0|$ の精密絶対測定が行われている。ペンデル縞が観察されることは結晶が完全に近い証拠となる。しかし、結晶が広範囲にわたり緩やかにひずんでいる場合でも観察され、縞間隔はひずみに依存する。逆にこの現象を用いて、結晶のひずみを検知することもできる。

ペントース・リン酸代謝路 [英 pentose phosphate cycle, 独 Pentosephosphatzyklus, 仏 cycle du pentose phosphate, 露 пентозофосфатный путь] ⇒ 解糖系

偏波 [英 polarized wave, 独 polarisierte Welle, 仏 onde polarisée, 露 поляризованная волна] 振幅や位相が振動の方位ごとに異なる、ある決った変化をする波。波の振動ベクトルと進行方向を含む面を偏波面といい、偏波面が一平面に限られている波を直線偏波、時間とともに偏波面が回転するものを回転偏波という。回転偏波は、その振動ベクトルの先端が描く曲線の形により円偏波、楕円偏波に分けられる。このように、物理的に区別できる何通りかの偏り方があるときだけ偏波という。したがって、音波のように進行方向にのみ偏って振動する波は、偏り方が一通りしかないので、普通、偏波とはいわない。一方、等方性媒質中を伝播する電磁波は、その電気ベクトルが進行方向に垂直な方向に偏って振動している波で、区別できる多くの偏り方があるので、偏波になりうる。一般に偏波という電磁波の偏波をさすことが多く、光の場合には特に偏光という。

偏微分 [英 partial differentiation, 独 partielle Differenzierung, 仏 différentiation partielle, 露 частное дифференцирование] 2つ以上の変数をもつ関数において、1つの変数だけを変動させ、その変数に関して微分を行う演算を、その変数に関する偏微分という。たとえば、2変数関数 $z=f(x, y)$ について、定義域Bの内点 (a, b) での x に関する偏微分の演算は

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(a+\Delta x, b) - f(a, b)}{\Delta x}$$

で与えられる。この値が存在するとき f は点 (a, b) で x について偏微分可能であるという。この極限値を x に関する偏微分係数といって

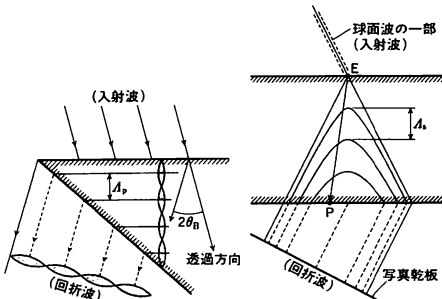


図 1

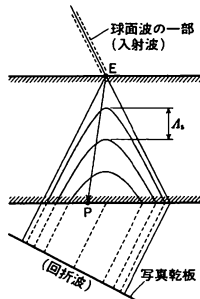


図 2

$$\frac{\partial z}{\partial x} = f_x(a, b) = D_x f(a, b)$$

などを書く。\$y\$ についても同様に偏微分が定義できる。ある領域内のすべての点で \$w=f(x, y, \dots)\$ が偏微分可能なときには偏導関数 \$f_x(x, y, \dots)\$, \$f_y(x, y, \dots)\$ などが定義される。すべての偏導関数 \$f_x(x, y, \dots), \dots\$ がこの領域内に有限であれば、その領域で \$f\$ は連続である。また、高階の偏微分についても同様に \$f_{xx}, f_{xy}\$ などが定義できる。\$f\$ につく添字の個数をその導関数の階数という。

偏微分方程式 [英 partial differential equation, 独 partielle Differentialgleichung, 仏 équation aux dérivées partielles, 露 дифференциальное уравнение в частных производных] 2個以上の独立変数に関する偏導関数を含む微分方程式。その解には、特定個の任意定数を含む完全解と、特定個の任意関数を含む一般解と、そのどちらにも属さない特異解の3種類がある。なお、完全解と一般解における任意定数や任意関数がある特定なものに選んだとき得られる解を特殊解(または特解)という。数理物理学では特に二階偏微分方程式がしばしば現れる。そのうち実係数のものは、初期値や境界値に対する解の依存性(⇨特性曲線)に従って双曲型、放物型、楕円型の3つの型に分類されるが、物理的にはそれぞれ波動現象、拡散現象、平衡状態を記述する方程式になっている。

物理学で重要な偏微分方程式には、たとえば波動方程式、クライン-ゴルドン方程式、拡散方程式(熱伝導方程式)、シュレディンガー方程式、マクスウェル方程式、ナビエ-ストークス方程式、KdV 方程式、ラプラス方程式、ポアソン方程式などがある。

偏微分方程式の数値解法 [英 numerical solution of partial differential equation, 独 numerische Lösung von partiellen Differentialgleichung, 仏 solution numérique d'équation aux dérivées partielles, 露 численное решение дифференциального уравнения в частных производных] 偏微分方程式は各種の物理現象の記述に用いられるが、厳密に解くことは特別の場合を除き不可能である。そこで近似的、数値的に解く手法が発達してきた。リッツ法、ガレキン法などの重み付き残差法と差分法とが代表的手法である。有限要素法は原理的には前者の系列に入るが、差分法の技法も取入れられている(⇨有限要素法)。一般に未知数が多くなりやすく、電子計算機の使用は不可欠である。また数値解法の実現に伴い、このような手法を駆使して各種の現象を解明する分野を、計算物理学、計算力学、数値流体力学などとよび習慣が定着してきた。

楕円型方程式の境界値問題の数値解法を示すため、次のポアソン方程式の境界値問題を考える。

$$-\Delta u = f \quad (\Omega \text{ 内}), \quad u = 0 \quad (\Gamma \text{ 上}) \quad (1)$$

ここで \$\Omega\$ は \$n\$ 次元ユークリッド空間内の有界領域、\$\Gamma\$ はその境界、\$u\$ は未知関数、\$f\$ は与えられた関数とする。\$\Gamma\$ 上で \$v=0\$ を満たす許容関数の範囲で汎関数

$$J[v] = \int_{\Omega} \left\{ \frac{1}{2} |\text{grad } u|^2 - f v \right\} dx \quad (2)$$

を最小化する関数 \$u\$ を見いだす変分問題は式(1)と同等であるが、また次の弱形式で記述される問題とも同等である。

$$\int_{\Omega} \{ (\text{grad } u) \cdot (\text{grad } v) - f v \} dx = 0 \quad (3)$$

式(3)では \$u\$ は求めるべき未知の許容関数、\$v\$ はすべての

許容関数を表す。また、\$\cdot\$ はベクトルの内積を示す。

リッツ法は変分法に基づく手法で、線形独立な許容関数列 \$\{\varphi_i\}_{i=1}^m\$ を定め、その線形結合

$$\hat{u} = \sum_{i=1}^m a_i \varphi_i \quad (4)$$

の範囲で、式(2)の汎関数を最小にする条件で近似関数を求める。ガレキン法では、近似関数 \$\hat{u}\$ は式(4)と同じ形とし、別に同じ形の関数 \$\hat{v} = \sum_{i=1}^m b_i \varphi_i\$ を用意して弱形式を利用し

$$\int_{\Omega} \{ (\text{grad } \hat{u}) \cdot (\text{grad } \hat{v}) - \hat{v} f \} dx = 0 \quad (5)$$

が任意の \$\hat{v}\$ に対し成立する条件から \$\hat{u}\$ を決定する。この例ではリッツ法はガレキン法と同等であるが、リッツ法は変分原理が利用できない問題では考えられないのに対し、ガレキン法はもっと広い問題にも適用できる。これらの手法は重み付き残差法の例とみなせる。

差分法による境界値問題の解法では、領域を格子に分割し、微分方程式中の微分商を差分商で近似した差分方程式を求め、それを解いて格子点関数として近似解を決定する。また汎関数や弱形式中の微分商を差分商で近似して、それによって近似方程式を求める差分変分法(variational difference method)もある。

上記のいずれの方法も、最終的には有限個の未知数に対する代数的な連立方程式を解くことに帰着する。特に線形問題では連立一次方程式を各種の直接法や反復法で解く。また項数を増加させたり格子間隔を小さくしたときの収束性が研究され、効率の良い解法の開発が続けられている。なお有限要素法は通常はリッツ法やガレキン法に基づいて定式化されるが、領域を単体などに分割して区分局所での未知関数を近似する点に特色がある。固有値問題でも上記の手法は利用できるが、リッツ法で \$-\Delta u = \lambda u\$ を解く場合には次のレイリー商が汎関数として用いられる。

$$R[v] = \frac{\int_{\Omega} |\text{grad } v|^2 dx}{\int_{\Omega} |v|^2 dx} \quad (6)$$

初期値問題の解法では、上記のような空間方向の近似のほかに時間微分の近似が必要になる。行列の指数関数の近似の立場から、パデ近似や有理関数近似も用いられるが、一般には空間方向を重み付き残差法で近似した場合でも、時間微分は差分近似して、格子間隔ごと数値解を時間方向に延長していくのが通例である。空間方向の微分演算子が有界でないため、時間差分式の選び方によっては数値的な不安定性が生じる。前進差分近似では特にこの点がきびしく、時間差分格子間隔を空間方向の近似に依存したある大きさ以下に選ばないと不安定になるのが普通である。精度、安定性、計算効率などの観点から各種の手法が提案されている。

以上は関数近似的な考えに基づく数値解法であるが、モンテカルロ法のようなシミュレーション手法も偏微分方程式の解法に利用されることがある。

変復調装置 = MODEM

変分原理 [英 variational principle, 独 Variationsprinzip, 仏 principe de variation, 露 вариационный принцип] 物理学の基礎法則は微分方程式によって局時的・局所的な法則の形に書かれることが多いが、それとは対照的に積分型汎関数の極値問題(厳密には停留値問題)の形に表されるものを変分原理という。たとえば、幾何光学における光の直進・反射・屈折などの法則は、いわゆるフェル

マーの原理

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} n ds = 0$$

というただ1つの変分原理にまとめられる(n は媒質の屈折率; 2点 P_0, P_1 を固定して変分をとる)。また、古典力学における変分原理は、モーペルテュイの(最小作用の)原理に端を発し、作用積分の停留値問題すなわち

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} L dt = 0$$

というハミルトンの原理にまとめられている(L は系のラグランジュ関数; 時刻 t_0, t_1 およびそのときの系の位置を固定して変分をとる)。これは微分方程式の形に書かれたニュートンの運動法則と同等な内容をもっている。一方、量子力学では、系の定常状態に対応するシュレーディンガー方程式の固有関数を ψ とすると

$$\int \psi \bar{\psi} d\tau = 1 \quad \text{の条件下で} \quad \delta \int \psi H \psi d\tau = 0$$

という変分原理によって系の状態が定められる(H は系のハミルトニアン)。

物理法則を変分原理の形に表現することの利点は、積分形であることのためにその形式が座標系の選び方によらない普遍性を備えており、法則に対する見通しや拡張が容易になるということである。実際、ラグランジュ関数の形を適当に選ぶだけで、古典力学の法則に限らず、相対論力学の法則、電磁場をはじめとする種々の場の法則が、すべて同一の変分原理であるハミルトンの原理によって統一的に表されるのである。変分原理はまた一方では、具体的な近似計算法の基礎を与える原理としても重要である。たとえば、微分方程式の固有値をある汎関数の停留値として特徴づけるような変分原理を導くことができれば、停留性を利用してその固有値の近似値を高精度で計算することができるなどの効用がある(⇒変分法)。

変分法 [英 calculus of variations, 独 Variationsrechnung, 仏 calcul des variations, 露 вариационное исчисление] いくつかの独立変数 x に対する未知関数 $y(x)$ とそのある階数までの導関数とから成る式を被積分関数とする積分として表される汎関数の極値問題を変分という。変分法の最も単純な問題の例として、未知関数が1変数のものの1個の場合を考える。 x 軸上の区間 $a \leq x \leq a'$ 上に定義され(断片的に)2回まで連続的微分可能な関数 $y = \bar{y}(x)$ で、境界条件 $y(a) = b$, $y(a') = b'$ を満たすものの全体を M とする。別に、3変数の適当に滑らかな関数 L により、積分型の汎関数

$$I[y] = \int_a^{a'} L(y(x), \dot{y}(x), x) dx \quad \left(\dot{y} = \frac{dy}{dx} \right) \quad (1)$$

が与えられている。(i) M 中で $I[y]$ を停留にする関数 $y = \bar{y}(x)$ を求めよ。(ii) それが $I[y]$ を極小にする条件は何か。かわりに極大を要求する場合は $-I[y]$ を考える。 $I[y]$ が $y = \bar{y}(x) \in M$ で停留になるというのは

$$\left(\frac{d}{d\epsilon} I[\bar{y} + \epsilon \eta] \right)_{\epsilon=0} = 0 \quad (2)$$

がすべての $\eta \in M^0$ に対して成り立つことであり、 $\epsilon \eta(x)$ を変分とよぶ。ここで M^0 は M の境界条件を $y(a) = y(a') = 0$ に変えたものである。要求(2)は、 $y = \bar{y}(x)$ が

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{y}} \right) - \frac{\partial L}{\partial y} = 0 \quad \left(\dot{y} = \frac{dy}{dx} \right) \quad (3)$$

を満たすことと同等である。これを式(1)に対するオイラ

ーラグランジュの方程式という(⇒汎関数微分)。実際

$$I[\bar{y} + \epsilon \eta] - I[\bar{y}] = \epsilon \int_a^{a'} \left\{ \frac{\partial L}{\partial y} \frac{d\eta}{dx} + \frac{\partial L}{\partial \dot{y}} \eta \right\} dx + O(\epsilon^2)$$

であるから、部分積分と $\eta \in M^0$ の境界条件により、式(2)から

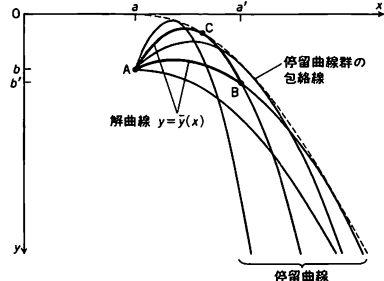
$$\int_a^{a'} \left\{ \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{y}} \right) - \frac{\partial L}{\partial y} \right\} \eta(x) dx = 0 \quad (4)$$

がすべての $\eta \in M^0$ に対していえる。逆に、このことから式(2)がいえることは明らかである。ところが、連続関数 $f(x)$ があって、すべての $\eta \in M^0$ に対し

$$\int_a^{a'} f(x) \eta(x) dx = 0 \quad (5)$$

となることは、 $f(x) = 0$ ($a \leq x \leq a'$) と同等なものである(変分学の基本補題)。こうして式(2)と式(3)の同等なことが結論される。オイラー-ラグランジュの方程式(3)の解を式(1)の停留曲線という。その中で特に M の境界条件を満たす $y = \bar{y}(x)$ を解曲線とよぶ。

変分法が始まったのは、J. Bernoulli が 1728 年に提出した「曲面上の測地線を求める問題」を L. Euler が解いたときである。ただし、彼は積分をリーマン和で近似して多変数の微分法を適用したのであって、この方法で微分方程式(3)に到達したのは 1736 年だった。変分 $\epsilon \eta(x)$ を考えて ($\delta y(x)$ と書いた)、純解析的に式(3)を導出したのは J. L. Lagrange であるが(1755 年)、式(4)から式(5)を出す議論は明確を欠いた。変分法の基本補題が証明されたのは 19 世紀も半ばになってからのようである(デュ・ボア・レイモンの証明は、1879 年)。 $I[y]$ を極小にする y を求めるのであれば、オイラー-ラグランジュの方程式は必要条件にすぎない。オイラーもラグランジュも極小か否かは別に幾何学的・物理的に吟味しなければならなかった。A. M. Legendre は $d^2 I[\bar{y} + \epsilon \eta]/d\epsilon^2$ に注目して 1786 年に、(i) $(\partial^2 L / \partial \dot{y}^2)_{y=\bar{y}(x)} > 0$ を極小条件としたが、翌年、必要条件でしかないことを知った。1837 年、C. G. J. Jacobi は (x, y) 面上で点 $A(a, b)$ を通る停留曲線群の包絡線と解曲線との接点 C を A の共役点と名づけ(図参照)、上記の(i)



に、(ii) A の共役点が問題の区間 $a \leq x \leq a'$ にないこと、を加えて極小の十分条件とした。しかし、これは M^0 中で η が特に $|\eta|, |\dot{\eta}| \leq (\text{定数})$ の範囲を動くときの極小にすぎないことを 1872 年に K. Weierstrass が指摘した(弱極小)。彼は、単に $|\eta|$ のみ $\leq (\text{定数})$ とする広い範囲での極小(強極小)に対して必要条件として、(iii) 彼の E 関数が解曲線の上で負にならないこと、を加え、停留曲線の場合という概念を導入して十分条件を述べた。その証明は 1900 年に D. Hilbert が彼の不変積分論により単純化した。物理学における変分法的な考え方については、その歴史も含め

て変分原理を参照。ここでは積分型汎関数の「停留性」のみが問題にされる。付加条件のある場合の変分法については(⇒ラグランジュの未定乗数法)。なお、式(2)を成り立たせる \bar{y} を求めるのに、 M の関数 $y=y_n(x; a_1, \dots, a_n)$ のパラメータ $\{a_k\}$ を

$$\frac{\partial I[y_n]}{\partial a_k} = 0 \quad (k=1, \dots, n)$$

で定め、近似列 y_1, y_2, \dots の極限をとる方法(直接法)がある。W. Ritz は、 M における互いに独立な関数の完全系 $\{u_k\}$ を固定して $y_n = a_1 u_1 + \dots + a_n u_n$ をとり、ディリクレ問題(変分形式にしたもの)の近似解法をつくった。これよりさき、レイリー卿は、弦の振動に現れた自己共役演算子 K の固有値問題を、規格化した二次形式(レイリー商) $I[y] = \langle y, Ky \rangle / \langle y, y \rangle$ に対する式(2)と結びつけて Ritz と同じ方法で解いていた。固有値問題のこの解法はレイリー-リッツの方法とよばれ、量子力学などでしばしば用いられる。

量子力学では、自己共役演算子 H (ハミルトニアン)の固有値問題 $Hu = \lambda u$ を(近似的に)解く方法のひとつ。 H が離散固有値 $\lambda_0 \leq \lambda_1 \leq \dots \leq \lambda_n$ をもち、 λ_n 以下に連続スペクトルがない場合に用いる。この場合、 H の定義域 D に属する任意の規格化されたベクトル ϕ に対し、 $\lambda_0 \leq \langle \phi, H\phi \rangle$ が成り立つので、 ϕ を動かして右辺を最小にすれば、その最初値が λ_0 を与え、そのときの $\phi = \phi_0$ が λ_0 に属する固有ベクトル u_0 を与える。次に D の中で u_0 に直交する部分空間 D_1 の任意のベクトル ψ に対しては $\lambda_1 \leq \langle \psi, H\psi \rangle$ となり、右辺を最小にすることで固有値 λ_1 とそれに属する固有ベクトル u_1 が求められる。以下同様、もし固有値の列が $\lambda_n \rightarrow \infty$ まで限りなく続けば、固有ベクトルの全体 $\{u_n\}$ は完全系をなす。近似法としては D の扱いやすい部分空間 \bar{D} の規格化されたベクトル $\bar{\phi}$ の範囲で $\langle \bar{\phi}, H\bar{\phi} \rangle$ を最小にし、その最小値を λ_0 の近似値とする。そのときの $\bar{\phi} = \bar{\phi}_0$ は必ずしも u_0 のよい近似とはいえない。固有値の近似の程度はテンブルの下界やそれを拡張した式で評価される。振動論を併用する近似法も考えられている。とくに H が $L^2(R^n)$ の部分空間 D で定義された微分演算子 $(\hbar^2/2m) \nabla^2 + V(x_1, \dots, x_n)$ の場合には $\langle \phi, H\phi \rangle$ は $I[\phi] = \int \{ \sum \partial \phi / \partial x_i^2 + V|\phi|^2 \} dx$ とも書ける。これに補助条件 $N[\phi] = \int |\phi|^2 dx = 1$ をラグランジュの未定乗数法の考えで加えた変分問題、 $\delta J[\phi] = 0$ 、 $J[\phi] = I[\phi] - EN[\phi]$ (E は未定定数)に対するオイラー-ラグランジュの方程式としてシュレーディンガー方程式が得られる。これが量子力学に対する変分原理である。この原理から出発するとき、与えられた V に対して定義域 D' を適当に定めて $J[\phi]$ を下に半有界な閉二次形式にすることができれば、対応する自己共役演算子 H が存在する(K. Friedrichs, 1934年)。

ヘンリー [英 *henry*, 独 *Henry*, 露 *генри*] 電気的インダクタンスの単位。国際単位系(SI)では、特別の名称をもつ組立単位のひとつにあげられている。J. Henry (⇒ヘンリー)に由来する。単位記号は H。1s に 1A の割合で一様に変化する電流が通過するときに 1V の起電力を生ずる電気回路のインダクタンスが 1H である。1H = 1V·s·A⁻¹ = 1Ω·s = 1Wb·A⁻¹。

ヘンリー Henry, Joseph 1797.12.17—1878.5.13 アメリカの物理学者。ニューヨーク郊外のアルバニーの生れで、父はスコットランドからの移住者であった。幼時に父

を失い、十分な教育は受けられなかったが、夜学に通って勉強し、1819年アルバニー・アカデミーに入学、志望する自然科学へ向かった。卒業後は同アカデミーで化学の講義の助手を務め、次いで測量技師などの職を経て、1828年同アカデミーの数学および自然科学の教授となった。最初に取組んだのは電磁石の改良である。彼は、W. Sturgeon によって開発された電磁石に注目し、被覆絶縁した導線を用いることによって巻数を増やし、強力な電磁石を作ることに成功した。1831年に示されたものは、電磁石自体の重さの40~50倍、約1tの重さを持上げることができた。この電磁石の製作は、彼の電磁現象研究にとって大きな武器となり、研究に新生面を開いた。実際、電流回路をOFFにしたとき火花が飛び出たことを彼は認め、1830年これがコイルによる電流の自己誘導であることを発見した。次いで磁場の変化による電流の発生、すなわち電磁誘導の発見がこれに続いた。しかし、これらの結果を彼はすぐには発表せず、研究結果が論文になったのは1832年のことであった。そのため、彼とは独立にこの現象の研究をしていた M. Faraday が出した1831年の報告によって、電磁誘導の法則は Faraday の名で知られることとなった。しかし一方、自己誘導については、やはり独立にこれを発見した Faraday の報告が1834年であったから、Henry の名によってそれは知られることとなったのである。1832年プリンストン大学自然哲学教授となり、1848年に「知識の拡大と普及」を目的としたスミソニアン研究所が設立されるその初代所長に迎えられ、研究の組織化、研究の援助に力を注いだ。

なお Henry の関心は、電磁石の実用にも強く向けられており、1831年には振動型の電動機を作り、また電磁方式の電信機も考案した。ここでは遠距離送信のためのリレーの使用も考慮されている。電磁作用の伝播については、その後、気象学への関心とも結びついて、オーロラ、雷などの研究を行い、また太陽黒点の熱放射の観測を進めるなど、「振動する自然」という描像の一環としての電磁振動という位置づけが意図されていたようである。彼の名を記念してインダクタンスの単位はヘンリーとされた。

ヘンリーの式 [英 *Henry equation*, 独 *Henry-Gleichung*, 仏 *équation de Henry*, 露 *уравнение Генри*] ⇒ 吸着等温式

ヘンリーの法則 [英 *Henry law*, 独 *Henry Gesetz*, 仏 *loi de Henry*, 露 *закон Генри*] 揮発性の溶質が溶けている溶液内の溶質濃度 x は、それと平衡にある蒸気相の溶質気体の圧力 p に比例するという法則である。すなわち、 $x = cp$ (c は温度の関数)となる。この法則は、1803年 W. Henry により発見されたもので、希薄溶液や理想溶液の場合によく成り立つ。

ヘンリー毎メートル [英 *henry per meter*, 独 *Henry pro Meter*, 仏 *henry par mètre*, 露 *генри на метр*] 透磁率の SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一例。単位記号は H·m⁻¹ または H/m。

ヘンリー-ロンドン公式 [英 *Hönl-London formulae*, 独 *Hönl-London-Formel*, 仏 *formule de Hönl-London*, 露 *формула Генля-Лондона*] 分子の電子項遷移によって生ずるスペクトルの、1つのバンド内の回転線の相対強度分布を与える公式。温度および光の振動数に依存する項を除くと、回転線の強度分布は上位項および下位項の回転に関する波動関数 \mathcal{M}_J および $\mathcal{M}_{J'}$ で決まる回転項に関する

遷移確率 $|R_{J'J''}^{JM}|^2$ (J', J'' はそれぞれ上位項, 下位項の回転量子数) によって決る (⇒ スペクトル線の強度因子). 回転量子数 J によって表される項は $(2J+1)$ 重の縮退をしており, その成分は量子数 M ($=J, J-1, \dots, 0, -1, \dots, -J$) で表される (回転準位). 磁場をかけない限り, 異なる M に対応する縮退はとけないので, 普通観測される強度は, 上下項の M (上位項のを M' , 下位項のを M'' で表す) について合計したものに相当する. そこで, $S_{J'J''} =$

$\sum_{M, M'} |R_{J'J''}^{JM}|^2$ で表される量が観測される回転線の強度分布を与える. $S_{J'J''}$ は上下項の種々の量子数 (S, Ω, A など, ⇒ 電子状態) を指定したときに観測されうる P, Q, R そのほかの枝ごとに, その枝に特有な J' (または J'') の関数として与えられる. この J による強度分布の式を前期量子論に基づいて最初に求めたのが H. Hönl と F. London であるため $S_{J'J''}$ の式をヘンル-ロンドン公式とよぶ. その後多くの人々が量子力学に基づいて種々の電子項遷移における多くの枝に関する公式を二原子分子について求め, 表がつくられている. 対称こま形分子の場合は, 吸収バンド内の強度分布は $I_{KJ} = C \nu A_{KJ} g_{KJ} \exp(-F(K, J)/kT)$ で与えられる. ここに K, J は下位回転項を特徴づける量子数, C は K, J に無関係な定数, ν は光の振動数, g_{KJ} は下位項の縮重度, $F(K, J)$ は下位項の項値, k はボルツマン定数, T は絶対温度, A_{KJ} はヘンル-ロンドン公式に相当する因子で K および J に依存する. 平行バンドおよび垂直バンドの P, Q および R の枝についての A_{KJ} の公式が与えられている (⇒ スペクトル線の強度因子).

遍歴電子磁性 [英 itinerant electron magnetism, 仏

magnétisme d'électron itinérant] 金属磁性体中で各原子の上を遍歴して動きまわっている電子のスピンが偏極することによって生じた磁気モーメントが示す磁性. 大部分の遷移金属・合金, 金属間化合物の磁性はこれに属する. 強磁性, 反強磁性, らせん磁気構造, スピン密度波などの磁気秩序状態がある. 遍歴電子磁性を記述する理論的模型を遍歴電子模型というが, その最も簡単な模型としてストナー理論 (集団電子模型) がある. このストナー理論はハートリー-フォック近似に基づくものであって現実の金属磁性体に適用するには不十分で電子相関効果を取り入れる必要がある. そのような電子相関効果をスピンのゆらぎとしてある程度取り入れ, ストナー理論を改良した遍歴電子模型も提出され, かなりの成功をおさめている (⇒ スピンのゆらぎ). この遍歴電子磁性と対照的なものが局在スピン磁性 (⇒ 局在スピン模型) である. ひとつの特徴として局在スピン磁性では磁性原子当りの自発磁化の値がボーア磁子を単位として整数値であるのに対し遍歴電子磁性では電子間相互作用の強さに応じて 0 から連続的な値をとることができる. 電子間相互作用が弱い金属はパウリの常磁性体, 少し強いが自発磁化が発生するに至らないものは強磁性寸前の金属, ようやく自発磁化が発生したものは弱い遍歴電子強磁性 (⇒ 弱い強磁性, たとえば二亜鉛化ジルコニウム), さらに中間の強さの金属強磁性, 強い金属強磁性を経て非常に電子相関が強い場合には金属・絶縁体転移が起り金属でなくなる.

遍歴電子模型 [英 itinerant electron model, 仏 modèle d'électron itinérant] ⇒ 遍歴電子磁性

ほ

ボー [英仏 baud, 独 Baud, 露 бод] 変調速度の単位で、1秒間に送ることのできるエレメントの数で表す。計算機のように二進信号における1ボーは、 $1 \text{ ビット} \cdot \text{s}^{-1}$ に等しい。ちなみに、端末装置から音響カプラー経由でデータを転送する場合、通常は300ボーであるが、近年1200ボーの速度のものもできてきた。通常、計算機システムにおいては、8ビットで1字を表現するのが普通であるが、前後にスタートビットとストップビットがつくので、1200ボーの速度は毎秒120字の速度である(⇒音響カプラー)。

ボーア, A. Bohr, Aage 1922.6.19— デンマークの理論物理学者。コペンハーゲンで理論物理学者 N. H. D. Bohr の息子として生れる。1940年コペンハーゲン大学に入学、第二次世界大戦のため一時中断したが、1946年に卒業、理論物理学研究所(現在のニールス・ボーア研究所)の研究員となる。1949年から1年間はコロンビア大学客員研究員であった。1954年「原子核の回転状態」により博士号を取得した。1956年コペンハーゲン大学教授となる。1963年父親の死去によりニールス・ボーア研究所長に就任、1975年からは NORDITA(北欧理論原子物理学研究所)所長である。また王立デンマーク科学アカデミー会員でもある。コロンビア大学では J. Rainwater と同じ研究室で過した。当時、希土類元素の原子核の電気四極子モーメントは殻模型の予想値に比べて著しく大きいなどの実験事実が明らかになりつつあったが、2人はこれを説明するために、核子の独立粒子運動と集団運動とを結びつけた原子核の集団運動模型を相前後して独立に提唱した。Bohr はデンマークに帰国した後もこの研究を続け、B. R. Mottelson の協力で強力な理論へと発展させた。そして、実験データとの比較から多数の原子核で回転スペクトルが存在することを初めて明らかにする等、核構造に関する重要な成果を数多く収めた。そのなかには Mottelson や D. Pines とともに行った原子核の超伝導性に関する仕事も含まれる。父 Niels の思想を受け継いだ Aage の代においても、ニールス・ボーア研究所は理論物理学研究の重要な中心であり、日本を含む世界中のほとんどあらゆる国から多数の物理学者をひきつけてきたが、特に原子核構造の分野では Bohr と Mottelson を中心とする活発な議論を通して、多くの重要なアイデアを生んだ。[主著] *Nuclear Structure I*, 1969; *Nuclear Structure II* (B. R. Mottelson と共著), 1975。

ボーア, N.H.D. Bohr, Niels Henrik David 1885.10.7—1962.11.18 デンマークの理論物理学者。コペンハーゲンに生れる。1903年コペンハーゲン大学で物理学の勉強を始め、1907年「ジェット振動の方法による水の表面張力の決定」と題する論文によってデンマーク王立科学院から金メダルを授与された。この論文は1909年 *Phil. Trans. Roy. Soc.* に発表され、後年(1936年)の原子核の液滴模型の母体となる。1911年「金属の電子論の研究」によりコペンハーゲン大学より理学博士の学位を取得、同

年9月この論文を持ってケンブリッジ大学の J. J. Thomson のもとへカールスベル財団奨学生として赴いた。この論文は *Proc. Cambridge Phil. Soc.* に投稿されたが、長すぎたため掲載を断られる。

1912年にはマンチェスター大学の E. Rutherford のもとに4ヵ月滞在し、ラザフォードの原子模型の検討を開始。同年中に「原子の構造とスペクトルの理論」を書き、それより約30年前に J. J. Balmer によって提案されていた水素の光学スペクトルの説明に成功し、その論文は *Phil. Mag.* 1913年1月号に掲載された。

1914—16年にマンチェスター大学講師を務めた後、1916年コペンハーゲン大学理論物理学教授に任命されて帰国。最初の助手として、ライデンで H. A. Lorentz と P. Ehrenfest に学んだ21歳のオランダ人、H. A. Kramers を採用した。同年デンマーク物理学会会長、翌1917年デンマーク王立科学院会員に選ばれる。1921年「理論物理学のための大学研究所 (Universitets Institut for Teoretisk Fysik)」を創設、初代所長となった。この研究所は彼の没後ニールス・ボーア研究所 (N. B. I.) と改称され、現在に至っている。1922年周期律の理論を発表、同年「原子の構造とその放射に関する研究」に対してノーベル物理学賞が与えられた。

1927年原子物理学における観測問題の分析(相補性原理)を発表したが、これは同年 W. Heisenberg によって発見された不確定性関係の解釈をめぐる提唱されたもので、同年秋ブリュッセルで開かれたソルベイ会議における A. Einstein との論争の発端となった。

1929年に発表されたハイゼンベルク-パウリの電磁場の量子論に触発されて、1933年量子電気力学における測定問題の分析を L. Rosenfeld と共著で発表、相補性概念の地固めと拡張を行う。また1932年コペンハーゲンで「光と生命」と題する講演を行い、その中で相補性関係が生物学でも起こることを示唆し、この論文が契機となって、M. Delbrück が生物物理学という新しい分野を開拓することになる。

1935年核反応における「複合核」の概念を創始、翌1936年原子核の液滴模型を提唱。1937年にはアメリカを経て日本を訪問、1923—28年コペンハーゲンで彼のもとにいた仁科芳雄の通訳で、日本各地の大学で講演を行い、深い感銘を与えた。

1939年春、デンマーク王立科学院院長に選出の報をアメリカのプリンストンで受けた。この旅行の出発直前、O. R. Frisch を通じウランの核分裂の発見を知らされ、J. A. Wheeler と共著で核分裂の理論を発表した。

1943年9月デンマークを脱出、スウェーデン、イギリスを経てアメリカに渡り、1945年まで英米合同原子力計画(原爆製造計画)に参加した。1945年デンマークへ帰国。1950年国連への公開書簡を発表、「科学の進歩によってもたらされた人類の資源の革命が創り出した、国家間の相互理解と協力を促進するための二度とない機会があること」を指摘し、「過去の失望にもかかわらず、この機会はなお残っている」と訴えた。1955年デンマーク原子力委員会委員長となる。CERN および NORDITA 創設に対する貢献については(⇒NORDITA)。[全集] *Niels Bohr Collected Works*, 1巻 1972, 2巻 1981, 3巻 1976, 4巻 1977まで刊行。

ボーア磁子 [英 Bohr magneton, 独 Bohr-Magneton,

仏 *magnéton* de Bohr, 露 *магнетон Бора*] e を電気素量, m を電子質量としたとき $\mu_B = e\hbar/2m$ をボーア磁子とよび, 電子の角運動量と磁気モーメントの関係を与える. $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$. 軌道角運動量の場合には, 角運動量 (\hbar を単位として) を l とすると磁気モーメントは $\mu = -\mu_B l$ となる. スピン角運動量の場合には, s を角運動量 (\hbar を単位として) とすると $\mu = -2.0023 \mu_B s$ となる (⇒ 異常磁気モーメント).

ポアズ [英 *poise*, 独 *Poise*, 露 *пуаз*] 粘性率 (粘度ともいう) の単位. 0.1 パスカ秒 ($\text{Pa} \cdot \text{s}$) に等しい. 単位記号は P . この名称は J. L. H. Poiseuille に由来する. CGS 単位系に属する単位であって, 国際単位系 (SI) の立場からは推奨しがたい (⇒ 粘性率の単位, パスカ秒, ポアズイユの法則).

ポアズイユの流れ [英 *Poiseuille flow*, 独 *Poiseuille'sche Strömung*, 仏 *écoulement de Poiseuille*, 露 *течение Пуассейля*] ⇒ ポアズイユの法則

ポアズイユの法則 [英 *Poiseuille's law*, 独 *Poiseuille'sches Gesetz*, 仏 *loi de Poiseuille*, 露 *закон Пуассейля*] 無限に長い円管中に, 軸に平行に圧力勾配をかけたときに生じる粘性流体の流れをポアズイユの流れ, またはハーゲン-ポアズイユの流れという. 半径 a の円管の軸方向の流速は $u = U(1 - r^2/a^2)$, $U = |dp/dx| a^2/4\mu$ で表される. ここで, r は中心軸からの距離, $|dp/dx|$ は圧力勾配, μ は粘性率である. これはナビエ-ストークス方程式の厳密解である. 単位時間に断面を通過する全流量は $\pi a^4 |dp/dx| / (8\mu)$ となる. すなわち流量は半径の 4 乗と圧力勾配に比例し, 粘性率に逆比例する. これをポアズイユの法則またはハーゲン-ポアズイユの法則という. $y = \pm a$ にある平行 2 平板の間の粘性流体に平板に平行な圧力勾配をかけた場合の対応する二次元ポアズイユの流れでは, 圧力勾配方向の流速は $u = U(1 - y^2/a^2)$, $U = dp/dx (a^2/2\mu)$, 流量は $(2/3) |dp/dx| a^3/\mu$ となる.

ポアズイユ流 = ポアズイユの流れ

ボーア速度 [英 *Bohr velocity*, 独 *Bohr-Geschwindigkeit*, 仏 *vitesse de Bohr*, 露 *скорость Бора*] 電子の電荷を e , プランク定数を h とするとき, $2\pi e^2/h$ をボーア速度という. その値は $2.188 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ または光速の $1/137.036$ である. 水素原子の基底状態における電子の平均速度に等しい.

ボーア-ゾンマーフェルトの量子条件 [英 *Bohr-Sommerfeld quantum condition*, 独 *Bohr-Sommerfeld-Quantenbedingung*, 仏 *condition quantique de Bohr-Sommerfeld*, 露 *квантовое условие Бора-Зоммерфельда*] N. Bohr が 1913 年に水素原子の定常状態を決めるために仮定した条件を A. Sommerfeld が 1915~16 年に多自由度系に一般化したのでこうよばれる. 単にボーアの量子条件とよばれることもある. 一般化座標を q , 一般化運動量を p とすると, 各自由度ごとに $\oint p dq = nh$ (h はプランク定数, n は整数, 積分は運動の 1 周期にわたってなされる) となるという条件. Bohr は, 電子が原子核のまわりを円軌道を描くという 1 自由度の水素原子の場合, 電子の角運動量を $h/2\pi$ の整数倍になるという量子条件をおいた (⇒ ボーアの原子模型) が, これが M. Planck の仮定した共鳴性に対する量子条件, $\oint p dq = nh$, から導かれることに注目した Sommerfeld は, 上のように多自由度系に一般化し, 水素原子の問題を Bohr よりも一般的に扱った. それによる

と, 電子の軌道の半径ばかりでなく, 軌道の形, 軌道面の傾きも量子化される. すなわち, この場合量子条件は, 極座標を用いると

$$\int p_r dr = n_r h, \quad \int p_\theta d\theta = n_\theta h, \quad \int p_\phi d\phi = n_\phi h$$

となる. これらを満たす運動を検討すると, 電子のエネルギーは $n_r + n_\theta + n_\phi \equiv n$ の二乗の逆数によって決り, 軌道の半長軸の長さを a , 半短軸の長さを b とすると, $b/a = (n_\theta + n_\phi) / (n_r + n_\theta + n_\phi) \equiv k/n$, 軌道面の軸と z 軸となす角を α とすると, $\cos \alpha = n_\phi / (n_\theta + n_\phi) = n_\phi/k$ となる. ここで n は主量子数, k は方位量子数, n_ϕ は磁気量子数といわれる. 軌道面の傾き, すなわち角運動量の z 成分の量子化は方向量子化といわれ, その存在はのちにシュテルン-ゲラッハの実験によって確認された. Sommerfeld はさらにスペクトル線の微細構造を相対論的效果によって説明した. ここで微細構造定数 $\alpha = e^2/\hbar c$ が初めて導入された.

ポアッソン Poisson, Siméon Denis 1781. 6. 21—1842. 4. 25 フランスの数理物理学者. ロワレ県のビティエに生れる. 1798 年エコール・ポリテクニクに入学, J. L. Lagrange や P. S. Laplace に才能を認められ, 1800 年の卒業直後から同校の教職に就き, 1806 年には J. Fourier の後継者として教授となる. 1809 年パリ大学理学部の物理学教授に就任. 一方, 経度局の天文担当者, 国立学士院の物理部門のメンバー, 学術愛好協会 (Société Philomatique) およびアルクイユ学会の会員, さらにには教育行政の最高顧問の一員として, 変転をわたりない 19 世紀初期フランスの科学界に多様な足跡を残し, バリで没した. 在学中に図学が苦手で制作を免除してもらったという逸話もあるが, 数学, 特に解析に傾倒し, 1811 年早くも著書 *Traité de mécanique* を刊行して, 変分法やいわゆるポアッソン括弧を世に知らせた. 続いて Laplace と密接な関係を保ちつつ, 比熱の比, 断熱変化のポアッソンの法則, 音速に関する I. Newton の説の修正, 熱伝導 (ひいては広義にポテンシャル) 論のポアッソン方程式などについて成果を発表した. Laplace の死後 (1827 年), 分子論, 特殊関数, 毛管現象なども手がけたが, 晩年には確率論を深く研究し, 「大数の法則」という表現を導入して Laplace らの理論を拡充する一方, 離散的な確率分布の一種であるポアッソン分布を見いだした. そのほか弾性論でのポアッソン比, 電磁気の数理, 微分幾何学などについての貢献もあり, また機械学に活力 (後にはいう運動エネルギー) の考えを導入した人のひとりに挙げられる. [著書] *Traité de mécanique*, 1811, 増補 1833; *Théorie mathématique de la chaleur*, 1835; *Recherches sur la probabilité des jugements en matière criminelle et en matière civile*, 1837.

ポアッソン括弧 [英 *Poisson bracket*, 独 *Poisson-Klammer*, 仏 *parenthèse de Poisson*, 露 *скобка Пуассона*] 力学系の一般化座標および一般化運動量を q_i, p_i ($i = 1, \dots, n$) とし, これらと時間の任意の関数を u, v とするとき

$$(u, v) = \sum_{k=1}^n \left(\frac{\partial u}{\partial q_k} \frac{\partial v}{\partial p_k} - \frac{\partial u}{\partial p_k} \frac{\partial v}{\partial q_k} \right)$$

をポアッソン括弧という. いま関数 $f(q, p, t)$ を時間で微分したものを求めると, q_i, p_i は正準方程式を満足するとして

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_k \left(\frac{\partial f}{\partial q_k} \dot{q}_k + \frac{\partial f}{\partial p_k} \dot{p}_k \right)$$

$$= \frac{\partial f}{\partial t} + \sum_k \left(\frac{\partial f}{\partial q_k} \frac{\partial H}{\partial p_k} - \frac{\partial f}{\partial p_k} \frac{\partial H}{\partial q_k} \right) = \frac{\partial f}{\partial t} + (f, H)$$

となるので、関数 f が t を直接含まず f とハミルトニアン H とのポアソン括弧が 0 となる場合には $df/dt=0$ となって f は 1 つの運動の積分となる。(1) $(q_i, p_j) = \delta_{ij}$, $(q_i, q_j) = (p_i, p_j) = 0$ は、容易に確かめられる。ポアソン括弧の性質としては、(1) $(u, v) = -(v, u)$, (2) $(u, av + \beta w) = a(u, v) + \beta(u, w)$ (a, β は任意の定数), (3) $(u, (v, w)) + (v, (w, u)) + (w, (u, v)) = 0$ (ヤコビの恒等式), (4) $d(u, v)/dt = (du/dt, v) + (u, dv/dt)$ などがある。(3) により, u, v がともに運動の定数であればそれらのポアソン括弧もまた運動の定数であることがわかる。ポアソン括弧はまた正準変換に対して不変である。したがってある関数の時間依存性は、最初選んだ正準変数の組からほかの変数の組へ正準変換で移っても変わらない。ポアソン括弧はまた古典力学から量子力学への移行において重要な意味をもち、実際、量子力学の交換関係 $[u, v] \equiv uv - vu$ と次のような数学的な類似性を有する。 $(u, v) \leftrightarrow (i\hbar)^{-1}[u, v]$ (ただし右辺の u, v は量子論的演算子である)。

ポアソン過程 [英 Poisson process, 独 Poisson Prozess, 仏 processus de Poisson, 露 процесс Пуассона] 変数が多数の熱運動をしている微視的変数の和であるような確率過程が、一般にガウス過程となるのに対して、放射性原子の崩壊や、1つの電話機にかかってくる通話などの、ばつばつと起る「稀な」現象は、ポアソン過程として記述されることが多い。これらの例からわかるように、見本過程は当然時間 t の右連続階段関数となる。すなわち過程は、確率 1 で高さ 1 の飛躍のみ増加する過程でなければならない。さらに、 $s < t$ のとき $X(t) - X(s)$ の分布が期待値 $\langle X(t) - X(s) \rangle = m(t) - m(s)$ をもつポアソン分布であるとき、この過程 $X(t)$ をポアソン過程というのである。逆に、区間 T で定義された単調増大な連続関数 $m(t)$ が与えられたとき、 $X(t) - X(s)$ ($t > s$) の分布が期待値 $m(t) - m(s)$ をもつポアソン分布になるようなポアソン過程が、 T 内で存在する。

ポアソンの法則 [英 Poisson law, 独 Poissonsches Gesetz, 仏 loi de Poisson, 露 закон Пуассона] 理想気体の状態を準静的断熱過程で変化させると、その体積 V と圧力 p の間には、定圧比熱と定積比熱の比を $\gamma (=c_p/c_v)$ として、 $pV^\gamma = \text{一定}$ という関係がある。この関係式をポアソンの式といい、また、この関係が成り立つことをポアソンの法則という。

ポアソン比 [英 Poisson ratio, 独 Poissonsches Verhältnis, 仏 rapport de Poisson, 露 коэффициент Пуассона] 一様な太さの棒が、その軸方向に引張り(圧縮)力を受けて伸びる(縮む)とき、横方向は力がかかっていないのに縮む(伸びる)。等方性弾性体では、一般にある方向に法線応力が作用するとき、その方向に単位長さ当り ϵ の伸び(縮み)を生じると同時に、それに垂直なすべての方向に単位長さ当り ϵ' の縮み(伸び)を生じる。両者の比 $\nu = \epsilon'/\epsilon$ は、比例限度内で、物質に特有の定数となる。これをポアソン比といい、その逆数をポアソン数という。 ν の値の範囲は、平衡状態で弾性(ひずみ)エネルギーが極小になるという条件から $-1 \leq \nu \leq 1/2$ となるが、 $\nu < 0$ の物質はいかにも不自然であり、その存在は知られていない。また $\nu \leq 1/2$ の条件から、軸方向に引張り力をかけて引伸ばしたとき、棒の体積が減少しないことがいえる。普通の金属

では、 ν の値はだいたい 0.3 前後であるが、弾性ゴムでは 0.46~0.49 で理論の限界値 $1/2$ に近い。

ポアソン分布 [英 Poisson distribution, 独 Poisson-Verteilung, 仏 distribution de Poisson, 露 распределение Пуассона] 正の実数 λ によって、確率が

$$p(x; \lambda) = e^{-\lambda} \lambda^x / x! \quad (x=0, 1, 2, \dots) \quad (1)$$

と書かれる離散確率分布をポアソン分布という。この分布の平均と分散はともに λ に等しい。またその特性関数は $\phi(t) = \exp\{\lambda(e^{it} - 1)\}$ となる。

ポアソン分布は二項分布の極限分布として導かれる(⇒小数の法則)。すなわち、 n, p の二項分布の確率を $p(x; n, p)$ と書くとき、 $np = \lambda$ を一定として $n \rightarrow \infty$, λ が一定で $p \rightarrow 0$ とするとき、 $p(x; n, p)$ は式(1)のポアソン分布の確率に近づく。このことから、ポアソン分布はまれにしか起らない現象が一定時間内に起る回数を記述するのに用いられる。

ポアソン分布の用いられるもうひとつの重要な例はポアソン過程である。単位時間当りの変化の発生率が β のポアソン過程において、長さ t の時間内に観察される変化の発生回数は $\lambda = \beta t$ のポアソン分布に従う。

X_1, X_2 を互いに独立にポアソン分布に従う 2 つの確率変数とし、それらの平均を λ_1, λ_2 とすれば、 $X_1 + X_2$ は $\lambda_1 + \lambda_2$ を平均とするポアソン分布に従う。このことをポアソン分布は再生性をもつという。

ポアソン分布は Γ 分布、あるいは χ^2 分布(⇒ Γ 分布)と密接な関係をもつ；平均 λ のポアソン分布で x 以上の値がでる確率は、自由度 $2x$ の χ^2 分布で 2λ 以下の値がでる確率に等しい。

平均 λ のポアソン分布に従う確率変数を X とすれば、 $(X-1)/\sqrt{\lambda}$ の分布は $\lambda \rightarrow \infty$ で平均 0、分散 1 の正規分布に近づく。このときまた $\sqrt{\lambda}X$ の分布は平均 $\sqrt{\lambda}$ 、分散 $1/\lambda$ の正規分布に近づく。

ポアソン方程式 [英 Poisson equation, 独 Poissonsche Gleichung, 仏 équation de Poisson, 露 уравнение Пуассона] 楕円型偏微分方程式 $\Delta u = -\rho$ (ρ は場所の関数)のことをいう。質量の分布する領域での重力ポテンシャル、電荷分布領域での静電ポテンシャル、熱源分布領域での定常温度分布などはポアソン方程式に従う。

ボーアの原子模型 [英 Bohr atom model, 独 Bohrsches Atommodell, 仏 modèle atomique de Bohr, 露 атомная модель Бора] N. Bohr が 1913 年ラザフォードの原子模型に量子論を適用するに当って考察した原子模型。まためてラザフォード-ボーアの原子模型ともいう。Bohr は 1912 年のうちに、原子の化学的性質を説明できる原子構造理論の基礎的構想を得ていたが、1913 年に入って水素スペクトルにその考えを拡張し、その理論を完成させた。ここで初めて定常状態の概念と遷移の概念が導入された。Bohr は、原子の中で電子は古典力学に従って運動するが、放射を放出しない安定な定常状態が存在すること、それは量子論によって決められることを仮定した。そのため彼は原子核に 1 個の電子が束縛され原子が形成される過程に注目した。核から十分遠くにある電子が核との相互作用によって核のまわりの定常軌道に落着く過程において、均質な振動数 ν の放射を放出する。放射のエネルギーすなわち結合エネルギーは M. Planck に従って $h\nu$ (h はプランク定数, n は整数)。ここで ν は電子の最終軌道における回転の振動数の半分に等しいと仮定する。そうする

と、円軌道の場合、電子の角運動量は $h/2\pi$ の整数倍になる。この仮定(量子条件)によって水素原子の場合のエネルギーを求めると $E = -2\pi^2 me^4/n^2 h^2$ となる。さらに定常状態間の遷移で放出される光の振動数に、振動数条件を課すると、バルマー系列の公式が得られリュードヴィ定数が求められる。これは実験結果とよく一致した。一般の原子については、J. J. Thomson と同様に、電子が何重ものリング上に等間隔に配列し一定の角速度で回転しているとみなして、その力学的安定性を論じ、原子の化学的性質を手がかりにして、それぞれのリングに何個の電子が配置されるかを考察した。現実にはそのように電子が配列していないことがわかった後にも、主量子数に対応した数のリングまたは殻を考え、それに一定個数の電子を配属させる模型は用いられた(殻模型とよばれる)。

ボーアの定理(偏極に関する) [英 Bohr theorem, 独 Bohr-Theorem, 仏 théorème de Bohr, 露 теорема Бора] スピンをもつ粒子が関与する反応過程において、反応の前後でのスピンを含む全角運動量およびパリティの保存から導かれる定理。反応前後における各粒子のスピンの反応平面に垂直な成分の総和の差は、各粒子の固有パリティの積が反応の前後で変化しなければ偶数、変化すれば奇数であると主張する。二体反応 $a + A \rightarrow b + B$ で、各粒子のスピンの反応平面に垂直な成分をそれぞれ m_a, m_A, m_b, m_B とし、固有パリティをそれぞれ $\pi_a, \pi_A, \pi_b, \pi_B$ (π は ± 1) とするとボーアの定理は次のように表される。

$$(-1)^{m_a + m_A - m_b - m_B} = \pi_a \pi_A \pi_b \pi_B$$

この選択規則は、反応振幅をそのスピン構造によって分類する場合に威力を発揮し、偏極実験の分析にもよく用いられる。

ボーアの量子条件 [英 Bohr quantum condition, 独 Bohrsche Quantenbedingung, 仏 condition quantique de Bohr, 露 квантовое условие Бора] = ボーア-ゾンマーフェルトの量子条件

ボーア半径 [英 Bohr radius, 独 Bohrscher Radius, 仏 rayon de Bohr, 露 борковский радиус] 水素原子の基底状態での電子の運動を半古典的に考え、陽子を中心とする円運動としたときの半径をボーア半径とよぶ。ボーアの原子模型によると、クーロン力を向心力とする電子の円運動を考えた際、基底状態ではその軌道長が電子のド・ブロイ波長と一致しなければならない。これがボーア半径は、 $a_0 = \hbar^2/me^2$ となる。 m は電子の質量、 e は電子の電荷、 \hbar はプランク定数を 2π で割ったものである。値は $5.29 \times 10^{-8} \text{cm}$ で、シュレーディンガー方程式を解いて得た基底状態の波動関数による r の期待値 $\langle r \rangle$ の $2/3$ 倍となっている。図

ボーア-ファン・リュウエンの定理 [英 Bohr-van Leeuwen theorem, 独 Bohr-van Leeuwen-Theorem, 仏 théorème de Bohr-van Leeuwen, 露 теория Бора-ван Лювена] N. H. D. Bohr (1911 年) と J. H. van Leeuwen (1919 年)が見いだした「古典力学の範囲では、電子系の自由エネルギーは磁場に依存しない」という定理。磁場に伴うベクトルポテンシャル A により電子の運動エネルギーは $p^2/2m \rightarrow (p - eA/c)^2/2m$ (ここで m, e, c は電子の質量、電荷、光速であり、 p は運動量)のように変化するが、状態和、したがって自由エネルギーは、 p についての積分で与えられるため A によらない。この定理により、古典力学では軌道磁性は存在しない。量子力学的な取扱い

によれば有限の反磁性が存在するが、このことは、L. D. Landau によって明らかにされた。

ポアンカレ Poincaré, Jules Henri 1854. 4. 29—1912. 7. 17 フランスの物理学者、数学者、天文学者、科学哲学者。ナンシーの中流家庭の出身で、一族には学者や高官が多い(いとこ Raymond Poincaré はフランス首相に 3 回も就任した)。中等学校在学中から数学の才を発揮し賞を得、首席でエコール・ポリテクニクに入学した。続いて国立鉱山学校で学び、1879 年に学位取得。カン大学での教職を経てパリ大学教授となり、終生その地位にあった。アカデミー・デ・シアンズ会員(1887 年)、アカデミー・フランセーズ会員(1908 年)に選出され、パリで没した。彼は、関数論(特に保形関数、母数関数)、数論、代数、微分方程式、積分方程式、代数的な位相数学、数学基礎論など数学の面で多角的な寄与をしたほか、物理学では、基礎理論に関する研究を進め、電磁波論、相対論(ローレンツ変換、ローレンツ群に関する諸問題)、量子論(初め否認したが、1911 年のソルベイ会議に臨んだ結果、その必然性を論証した)、天体力学(特に三体問題、多体問題、力学系の状態の再帰可能性)などについて先導的な貢献をした。それらと平行して、科学の基礎・歴史・方法・価値、また科学者の伝記、科学的発見の心理などを扱った著作を数多く残し、日本語にも訳されて広く読まれた。[主著] *Les méthodes nouvelles de la mécanique céleste* (全 3 巻), 1892—99; *La science et l'hypothèse*, 1906 (「科学と仮説」, 1938); *Science et méthode*, 1908 (「科学と方法」, 1926); *La valeur de la science*, 1913 (「科学の価値」, 1927)。

ポアンカレ球 [英 Poincaré sphere, 独 Poincarésche Kugel, 仏 sphère de Poincaré, 露 сфера Пуанкаре] いろいろな偏光の偏光状態を面上または内部の一点で表せるように定義した球。1892 年ごろ H. Poincaré が考案した。この球によって、種々の偏光を球面上に表示し、それを平面上へ投影して表すほか、三角法や解析幾何学を併用して、複雑に偏光状態が変化する系の問題を図解できる。偏光楕円の長軸の方位 θ と楕円率角 γ をそれぞれ地球の経度 L_0 と緯度 L_a にたとえ、 $L_0 = 2\theta$, $L_a = 2\gamma$ とすると、すべての完全偏光の偏光状態は重複なく地球上の 1 点と対応づけられる。これがポアンカレ球で、偏光図表を表すストークス・パラメーター (S_0, S_1, S_2, S_3) を、図 1 のように球の半径 S_0 と、球面上または球内の点の直交座標 (S_1, S_2, S_3) に等しい。完全偏光の場合には $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ で球面上

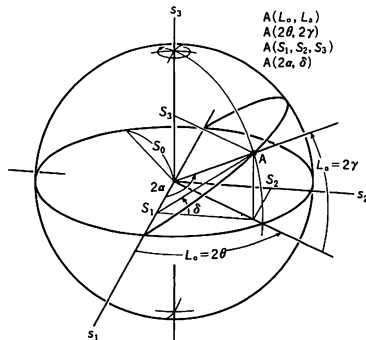


図 1

の1点に対応するが、部分偏光の場合には $S_3^2 > S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ であるから球内の1点で表される。たとえば水平直線偏光は $(\theta, r) = (0^\circ, 0^\circ)$ で $(S_1, S_2, S_3) = (S_0, 0, 0)$ 、垂直直線偏光は $(\theta, r) = (90^\circ, 0^\circ)$ で $(S_1, S_2, S_3) = (-S_0, 0, 0)$ 、右円偏光は $(\theta, r) = (\text{不定}, 45^\circ)$ で $(S_1, S_2, S_3) = (0, 0, S_0)$ すなわち北極となる。北半球は右まわりの偏光、南半球は左まわりの偏光となる。直交三軸の座標と、 θ および r の関係は、図から $S_1 = S_0 \cos 2r \cdot \cos 2\theta$, $S_2 = S_0 \cos 2r \cdot \sin 2\theta$, $S_3 = S_0 \sin 2r$ で完全偏光の条件 $S_3^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$ も確かに成立する。また、偏光を直交二方向成分の複素振幅比 $a_y e^{i\delta_y} / a_x e^{i\delta_x}$ で表すと、振幅比 $a = \tan^{-1}(a_y/a_x)$ および位相差 $\delta = \delta_y - \delta_x$ は図のようになる。偏光状態のみが問題であれば、 $S_0=1$ の単位球とする。このときの直交座標は規準化ストークス・パラメーターと等しい。このように、任意の偏光を球上または球内の点で表す方法を、偏光のポアンカレ球表示とよぶ。ポアンカレ球表示を使うと、偏光素子による偏光状態の変化を、球上の点の移動としてとらえることができる。図2に方位角 45° の直線偏光が、進相軸の方

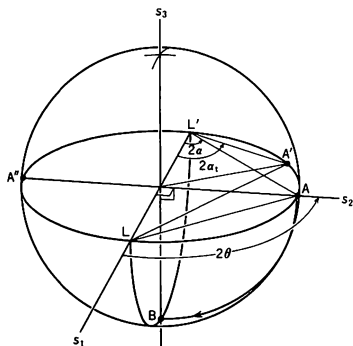


図 2

位 0° の $1/4$ 波長板を通る場合を単位球上に示す。入射偏光は、楕円率 $r=0^\circ$ の直線偏光だから赤道上にあり、方位角 $\theta=45^\circ$ より $L_0=90^\circ$ すなわち s_2 軸上の点 A となる。これはまた、振幅比 $a=45^\circ$ ($a_x=a_y$)、位相差 $\delta=0^\circ$ の偏光である。この偏光が、 $1/4$ 波長板を通過すると、直交二軸間に 90° の位相差が加わる。出射光はその x, y 成分の複素振幅比が

$$\begin{aligned} \frac{E_y}{E_x} &= \frac{a_y e^{i\delta_y} \cdot e^{i\delta_2}}{a_x e^{i\delta_x} \cdot e^{i\delta_1}} \\ &= \tan \alpha \cdot e^{i\delta} \cdot e^{i(\delta_2 - \delta_1)} \\ &= \tan \alpha \cdot e^{i(\delta - 90^\circ)} \end{aligned}$$

となり、 s_1 軸を回転軸として右まわりに 90° だけ A を回転した B 点となる。一般に移相子は、進相軸の方位を赤道面上に取り、進相軸を回転軸として移相角だけ右に入射偏光点を回す。直線二色性がある、二軸方向の振振透過率が異なり、進相軸方向と遅相軸方向の透過率の比 $t_2/t_1 = \tan \alpha_2$ と、入射偏光の振幅比 α によって、射出光の振幅比 α_1 は $\tan \alpha_1 = \tan \alpha \cdot \tan \alpha_2$ を満たす角となる。つまり二色性は、入射偏光を表す点 A と二色性の軸の方位を表す点 L, L' とで決まる面と、ポアンカレ球との交線である大円上を、進相軸方向 L から成す角が $2\alpha_1$ となる点まで入射偏光点を移動する。図2の例では赤道面上 A' 点まで移る。このほか、旋光角 θ の旋光子は、 s_3 軸を回転軸とし

て、 2θ の左まわりの回転を生ずる。また、直交ニコルの状態では、2つの偏光子の透過軸方位が赤道上で球の中心に関して対称の位置にある。図2の A と A' はその例である。これらの要素が重ね合された系では、光源側から順次該当する操作を繰返し、射出偏光状態を求める。

ポアンカレ球は、図示の例とは別の定義もある。特に消光法による偏光解析法では、多くは $-S_3$ を s_3 軸にとる。この系では北極が左まわりの円偏光で、移相子の移相角の回転方向は左まわりとなる。

ポアンカレ群 [英 Poincaré group, 独 Poincaré-Gruppe, 仏 groupe de Poincaré, 露 группа Пуанкаре] ローレンツ変換と時空間での平行移動の全体がつくる群をいう。特殊相対性理論では、物理法則を表す方程式はどの慣性系においても同じ形をとることが要求される。1つの慣性系から他の慣性系への座標変換は、一般にローレンツ変換と平行移動の組合せで与えられるから、このことは、基礎方程式がポアンカレ群の作用で共変であることを要求している。したがって、ポアンカレ群の表現を調べることは、物理的に極めて重要である。ミンコフスキー空間 V (\Rightarrow ローレンツ群) から V への写像 f が

$$\langle f(x) - f(y), f(x) - f(y) \rangle = \langle x - y, x - y \rangle \quad (\forall x, y \in V)$$

を満たすとき、 f をポアンカレ変換という。この f は

$$f(x) = Lx + a, \quad \exists L \in O(3, 1), \quad \exists a \in T(4)$$

と一通りに表される。ここに、 $T(4)$ は加法群とみなした R^4 のことで、四次並進群とよばれる。以下、 $f = (L, a)$ と記すことにする。すべてのポアンカレ変換の集合 P は、写像の合成を積の演算にとるならば

$$(L, a)(L', a') = (LL', L'a' + a)$$

が成立するので、群をなす。 P をポアンカレ群または非斉次ローレンツ群という。 P の単位元は $(I, 0)$ である。

$H = \{(L, 0); L \in O(3, 1)\}$, $N = \{(I, a); a \in T(4)\}$ とおけば、 $H \cong O(3, 1)$, $N \cong T(4)$ となり、 H は P の閉部分群で N は P の閉不変部分群であり、 $P = HN$, $H \cap N = \{(I, 0)\}$ 。すなわち、 P は $O(3, 1)$ と $T(4)$ の半直積である。特に L として固有ローレンツ群の元だけをとったものは、 P の部分群をつくる。この群を固有ポアンカレ群とよぶ。

ポアンカレ・サイクル [英 Poincaré cycle, 独 Poincaréscher Zyklus, 仏 cycle de Poincaré, 露 цикл Пуанкаре] H. Poincaré は、1899 年、有限な領域内を運動する自動的な体積保存の力学系(たとえば、位置座標のみに依存する力の下でのニュートン力学系や、位相空間でリウビルの定理によって体積が保存される系)では、与えられた初期条件に、いくらでも近づき、かつそれを何回でも繰返すことができるという定理を証明した。これをポアンカレの再帰定理といい、この現象をポアンカレ・サイクルという。もちろんその周期は、与えた初期条件の近傍の大きさに依存する。この定理が根拠となつて、力学系は長時間でみれば準周期的であつて、不可逆性はないといふ異論が出されたが、L. Boltzmann は、ポアンカレ・サイクルの周期は極めて長く再帰は現実の上でほとんど不可能であるということを示して反論した。たとえば、 1 cm^3 中に 10^{18} 個の分子があり、初期には互いに 10^{-6} cm 程度離れ、速さは $500 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ とする。位置は 10^{-7} cm 、速さは $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 以内にもとに戻る時間を評価して $10^{10^{18}}$ 秒程度の値を得た。地球の誕生を 50 億年前とすると、これは 1.5×10^{17} 秒であり、それに比べて気の遠くなるほどの時間であ

る。

ホアン散乱 [英 Huang scattering, 仏 diffusion de Huang, 露 рассеяние Хуанга] 固体の X 線や中性子線による散乱で、不純物に基づく散乱効果をホアン散乱とよぶ。理想的な固体は厳密な並進対称性をもっているで、これに X 線などを照射すると、鋭い方向性をもつブラッグ反射が現れる。一方、固体が不純物を含むときは、その不純物が周囲の結晶格子をひずませ、かなり広範囲にわたって並進周期性を乱すため、散乱効果としては単に不純物それ自身からの余分な散乱が付け加わるだけでなく、ブラッグ反射が減少すると同時に方向選択性の少ないばやけた散乱(⇒散漫散乱)を与える。これがホアン散乱とよばれるもので、1947 年 K. Huang によって指摘された。運動学的回折理論の近似の範囲で、散乱強度は

$$I = \left| \sum_j f_j \exp i \mathbf{Q} \cdot (\mathbf{r}_j + \mathbf{u}_j) \right|^2$$

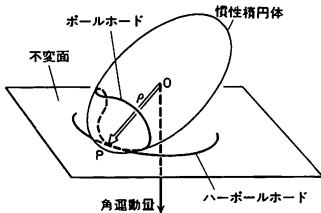
に比例する。 f_j は原子散乱因子、 \mathbf{Q} は散乱ベクトル、 \mathbf{r}_j と \mathbf{u}_j はそれぞれ原子 j の平衡位置を与えるベクトルと欠陥によって生じたひずみによる原子 j の変位を表すベクトルである。 $(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{u})$ を小さいと考えて指数部の肩を展開したとき、第一項はひずみのない場合のブラッグ散乱となり、第二項はひずみのある場合の散漫散乱で、これがホアン散漫散乱(HDS)である。

等方的な物質中で、欠陥のまわりの変位 \mathbf{u} が弾性定数 c_{11} を用いて $\mathbf{u} = (P_0/4\pi c_{11}) \cdot (\mathbf{r}/r^2)$ で表現されるような簡単な場合、ホアン散漫散乱の強度 I_{HDS} は次式となる。

$$I_{\text{HDS}} \sim \left| \mathbf{f}^2 \left(\frac{P_0^2}{c_{11}^2} \right) \cdot \frac{(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{q})^2}{q} \right|$$

ここで、 P_0 はひずみ場を与えるような仮想的な力を導入したとき、その一次のモーメントを表すテンソル量(双極子力テンソル)の対角成分に相当する。また \mathbf{q} は \mathbf{Q} ベクトルの逆格子点からのはずれを表すベクトルである。散乱強度は、逆格子点からのはずれ、 q の二乗に逆比例して減少するので熱散漫散乱と同様な強度変化をする。しかし、 $(\mathbf{Q} \cdot \mathbf{q})$ のスカラー積が含まれているため、逆格子点と原点を結ぶ方向に対して直角な方向の強度は 0 となる特徴がある。この点に注目して、ホアン散乱の確認がなされる。非等方性結晶で、かつ非等方的なひずみ場を有する欠陥の最も一般的扱いには H. Trinkaus (1972 年) および P. H. Dederichs (1973 年) らによって与えられた。

ポアンソーの定理 [英 Poincot's theorem, 独 Poinotscher Satz, 仏 théorème de Poincot, 露 теорема Пуанко] 固定点をもつ剛体が、その固定点 O に関してモーメントをもたない外力の作用下で行う運動を、慣性橢円体の運動で記述するとき現れる定理。剛体の瞬間回転軸(O を通る)と慣性橢円体の交点を P とし、 $\overline{OP} = \rho$ とおくと、角速度の大きさは ρ に比例し、P を通る慣性橢円体の接平面は空間に固定された不変面で、剛体の角運動量(外力の



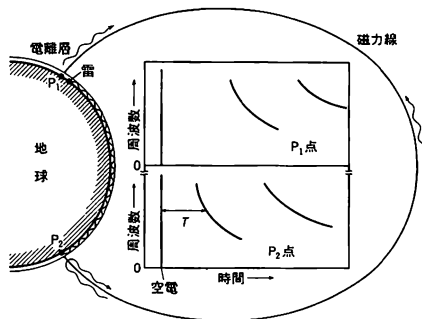
モーメントが 0 なので保存量)はこれに垂直になることが示される。したがって剛体は、その慣性橢円体が常にこの不変面に接しながら滑ることなく転がり、各瞬間の角速度が $\overline{OP} = \rho$ に比例するような回転運動を行うことになる。これがポアンソーの定理で、このとき接点 P が不変面上に描く曲線をハールホード、慣性橢円体上に残す軌跡をボールホードとよぶ。

ホイッスラー = ひげ結晶

ホイッスラー合金 [英 Heusler alloy, 独 Heuslersche Legierung, 仏 alliage de Heusler, 露 сплав Гейслера] X_2YZ の化学組成をもつ金属間化合物の総称。ここで、X は周期表上で、Co, Ni あるいは Cu 族の遷移金属元素または貴金属元素、Y は Mn, V あるいは Ti 族の遷移金属、Z は III 族から V 族の典型元素である。F. Heusler の発見による、強磁性元素を含まない Cu_2MnAl 合金が強磁性を示すことからこの名がある。強磁性は、伝導電子を介して、Mn の磁気モーメントが規則配列すること、すなわち、RKKY 相互作用によるものと考えられている。

ポイズン(原子炉の) [英 reactor poison, 独 Reaktorgift, 仏 poison du réacteur, 露 отравляющее реактора] 原子炉内における核分裂連鎖反応を妨げる物質のことで、原子炉の毒物または毒物質ともいう。中性子をむだに吸収しこれによって連鎖反応の継続を妨げるわけで、したがって中性子吸収断面積の大きい物質である。特に、核分裂によって生成される ^{135}Xe および ^{149}Sm はそれらの生成率と熱中性子吸収断面積との積がほかの核分裂生成物のそれと比べてけた違いに大きいので、熱中性子原子炉にとってはこれらが非常に有害な作用を及ぼすことがある。これを原子炉毒作用という。一方、この毒作用を利用した反応度の制御も行われる。長時間連続して原子炉の運転を行うためには、初めに多量の燃料を装荷するが、そうすると、反応度が過大となって制御棒だけでは制御しきれない。そこで毒物質をあらかじめ燃料に固定または混入しておき、燃料の燃焼による反応度減少を中性子吸収材の燃焼による反応度増加で相対的に自動的に補償することができる。これら毒物は原子炉の運転に伴い、中性子を吸収して中性子断面積の小さい物質に変化していく。そのような物質を可燃性毒物(バーナブルポイズン)とよんでいる。ホウ素、カドミウムなどがよく用いられる。

ホイッスラー空電 [英 whistler, 独 Whistler, 仏 sifflement atmosphérique, 露 свистящий атмосферик] 可聴周波数帯の自然電波のひとつで、雷放電により発生した電波の一部が電離層を通り抜け、ほぼ地球磁場に沿って再び地表にもどってきたものをいう。南北両半球の間を何回も反射を繰返して伝わることもある。ループアンテナなどで受信し、増幅して音に変えて聞くと、口笛のような音に聞こえることからホイッスラーとよばれる。この現象は長距離の電話線に混入する奇妙な雑音として 19 世紀の末から知られていたが、1953 年 L. R. O. Storey により理論的説明が与えられた。ソナグラフなどでスペクトルの変化を解析すると、中低緯度地域で観測されるものの原因となる空電からの時間差は、 $T \propto f^{-1/2}$ (f は周波数)となることがわかっていく。また高緯度地域では、しばしばある周波数(f_0)より高い方で時間差が大きくなるもの(鼻のようにつづいたダイナミックスペクトルの形から鼻ホイッスラーとよばれる)が観測される。これらの特性は周波数が電子サイクロトロン周波数(f_{ce})およびプラズマ周波数(f_{pe})より



低い周波数のプラズマ中の電磁波モードの波(ホイッスラー波またはヘリコン波)の伝播特性によるものと理解されている。 $f \ll f_{ce}$, f_{pe} の場合, 屈折率 n は, $n = f_{pe} (f/f_{ce} \cos \theta)^{-1/2}$ で与えられる (θ は磁場と波動ベクトルのなす角). 図のように波が P_1 から P_2 まで磁力線に沿って伝わるものとすると, 波の遅れは $T = \int_{P_1}^{P_2} \frac{ds}{v_g} = Df^{-1/2}$, $D \equiv$

$$(2c)^{-1} \int_{P_1}^{P_2} f_{pe} f_{ce}^{-1/2} ds \quad (v_g \text{ は群速度})$$

で与えられ, 観測事実が説明できる. 高緯度地域の場合は, $f_{ce} > f$ の近似が許されなくなる. この場合は v_g が $f = (1/4)f_{ce}$ で最大となるため, $f_0 \approx 0.39 f_{ce}^{in}$ (f_{ce}^{in} は通路上での f_{ce} の最小値) で D に当る積分が最小値になり, 鼻ホイッスラーが説明できる. この f_0 から波がどの磁力線を通ったかがわかり, 電子密度分布の形を仮定すれば, ホイッスラーのスペクトルの形から磁気圏の電子密度を求めることができる.

ポイド [英 void, 独 Lücke, 仏 lacune, 露 вакансия] 結晶をある温度範囲で中性子, イオンなどで照射するか, 室温で照射後加熱すると空洞を発生することがある (⇒照射損傷). このように結晶内に発生した空洞をポイドという. ポイドはまた高温から急冷した金属を焼なますことによっても発生する. ポイドに類似したものにはバブルがある. バブルにはガスが入っており, ガス圧がバブルの表面張力とだいたい釣り合っている. これに対してポイドはほとんどガス原子を含んでいない. ポイドやバブルが発生すると膨張が著しく, また材料の脆化も起るので, 原子炉材料, 核融合炉材料にとって大きな問題である. このため多くの研究が行われ, ほとんどすべての金属においてポイドが発生することが確かめられている.

ポイドは融点の $1/3 \sim 1/5$ 程度の温度範囲(絶対温度)にある結晶を重照射したときに発生し, 温度が高いほどポイドが大きく密度は小さい. 照射量が非常に大きな場合ポイド格子が形成されることなどが知られている. 照射によって同数発生した原子空孔と格子間原子のうち, 原子空孔がより多く凝集することによってポイドが形成されるのであるが, そのとき, 原子空孔の集合体が転位ループや積層欠陥四面体にならないことが必要である. 原子空孔のこのような挙動は, 格子間原子が原子空孔よりも強く転位と相互作用し, 格子間原子の方がより多く転位の上昇運動に消費されることに原因がある.

ポイド係数 [英 void coefficient, 独 Lückenkoeffizient, 仏 coefficient de lacune, 露 коэффициент вакансии] 原子炉内の冷却材や減速材に蒸気泡(ポイド)ができると, 中性子の減速に関する性質が変化し, 原子炉の特性に影響

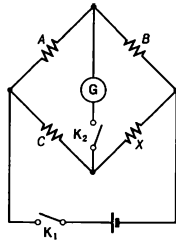
を及ぼす. この影響の大きさを表すために, ポイドの体積率に対する実効増倍率の変化率で定義されるポイド係数が用いられる. ポイド係数は, 原子炉の安全性や安定性にとって重要な量で, 減速材および燃料の種類, 減速材と燃料の原子数比, 炉心の大きさ, ポイド体積率などにより広く変わる. 軽水炉などの熱中性子炉では, この係数は運転状態で適当な負の値をとるように設計されている. 一方, 現在考えられている Na を減速材として用いる高速炉では, 炉心が大きくなるとポイド係数が正になるので, この係数を負にするための設計研究は, 実用高速炉開発のための最も重要な課題のひとつとなっている.

ポイド格子 [英 void lattice, 独 Lückengitter, 仏 réseau de lacune, 露 решётка вакансии] ある条件のもとで金属を放射線で重照射 (⇒照射損傷) すると, ポイドが一定間隔に並んで三次元的な格子をつくる. これをポイド格子という. ポイド格子は 1dpa 以上照射された Mo, Ta, Nb, W, Ni, Al 等で見いだされている. 1dpa は, 平均して, 格子点にあるどの原子も 1 回格子点からはじき出される照射量である. ポイド格子が形成されるのは, 融点を T_m とすると, 照射温度がほぼ $0.25 \sim 0.4 T_m$ のときである. その結晶構造は金属のそれと同じであり, 結晶方位は金属のそれと平行である. 格子定数は照射条件によって $2 \sim 8 \times 10^{-8} \text{ m}$ の範囲で変わり, ポイドの直径は $0.4 \sim 2.5 \times 10^{-8} \text{ m}$ の程度の値をとる. ポイド格子は一度つくられると比較的安定で, Mo で 1100°C 程度の温度で焼なまししても, 格子定数の変化やポイドの成長はない. またポイド格子形成後の照射によってポイドは成長しない. ポイド格子の安定性は非等方性弾性論に基づいてある程度明らかにされているが, なぜポイド格子が金属と同じ結晶構造をもつかという問題に対して妥当な説明は与えられていない.

ホイートストーン Wheatstone, Sir Charles 1802. 2.6—1875.10.19 イギリスの実験物理学者. グロスター近郊の楽器商の家に生れ, 科学教育は特に受けなかったが, 1816 年からおじの楽器商の徒弟となり, 1823 年以後は楽器の発明や音響振動の実験的研究に没頭した. 1834 年ロンドンのキングズ・カレッジに実験物理学教授として迎えられ, 音響学, 電気学, 光学の研究を行う. 1836 年にロンドン王立協会のフェローに選ばれ, 1868 年のナイトの称号などの栄誉を受け, バリで没した. 音響研究に続き, 電気に関しては導線中の放電速度の測定を試み (1834 年), また 1843 年オームの法則の重要性を論じ, 有用な抵抗測定器を実用化した. この測定器の原型は, S.H. Christie (1784—1865 年) によって発明されていたのだが (1833 年), ホイートストーン・ブリッジの名でよく知られるようになった. 1837 年には W.F. Cooke とともに, 2 つの磁針のふれで文字が直接示される五針装置の電信機の特許を取った. 自動電信機や自動送受信システムも実用価値の高い発明となった. また視覚と光の問題に興味をもち, 立体鏡を考案. 1848 年には太陽光の偏光によって太陽の位置を決める太陽時計をも発明した. 暗号やその解読にも興味をもっていた. 彼が放電速度の実験のために開発した回転鏡の技術は, L. Foucault らの手で活用された.

ホイートストーン・ブリッジ [英 Wheatstone bridge, 独 Wheatstone-Brücke, 仏 pont de Wheatstone, 露 мост Уинстона] 中程度の抵抗 ($0.1 \sim 10^6 \Omega$) の精密測定に広く用いられている方法で, 図のように抵抗を接続し, 既知抵抗 (A, B, C) のどれかを調整して検流計 G に電流が流れな

い状態(平衡状態)にすると、未知抵抗 X は平衡条件 $X=B(C/A)$ より求められる。この場合 C および A は比例辺とよばれ、 C 、 A 自身の抵抗値はかならずしも知る必要はなく、比が正確に判つていればよい。 C/A が、たとえば 10^{-3} から 10^3 まで 1 けたずつ変えられ、 B が小ステップで変えられる構造が一般的である。比例辺は比の値が重要なので、 A, C の抵抗には周囲温度などが変化しても比が一定に保たれるように構造や配置が工夫されている。このブリッジの測定精度は $0.1 \sim 0.01\%$ 程度である。スイッチは電源側の K_1 に続いて検流計測の K_2 を閉じる(開くときはこの逆)。このブリッジは一般の抵抗測定のほかに、物理量の変化が抵抗変化と単純な関数関係にある場合には、その物理量の測定に広く応用されている。抵抗の精密測定には直流電源を使用することが多いが、測定目的によっては交流の方が都合が良いときがあり、直流では熱起電力が生じたり、液体の場合は分極作用が起り抵抗値が実際より増加し、不安定となることがある。さらに高い安定度の増幅度は交流の方がはるかに得やすいこともあり、リアクタンス分を無視できるような低周波の交流電源を利用する方が便利ことが多い。

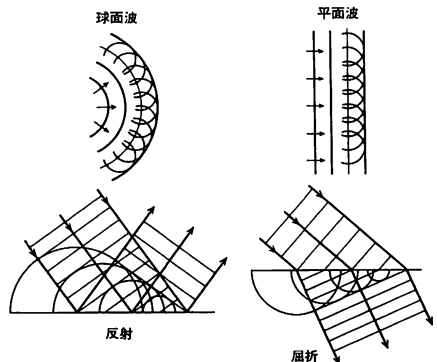


ポイトラー・ファノ効果 [英 Beutler-Fano effect, 独 Beutler-Fano-Effekt, 仏 effet de Beutler-Fano, 露 эффект Бейтлера-Фано] 原子が光を吸収して電離するときの吸収スペクトルは、連続スペクトルであるが、このスペクトルには際立った構造を示すものがある。この現象はおおまかにいうと、電離状態のエネルギー域の中に埋れたエネルギーをもつ原子の励起状態が存在するための効果として説明される。この効果をポイトラー・ファノ効果という。ただし、ここで考えているような原子の高励起状態は、原子のハミルトニアン の正確な固有関数ではなく、有限な寿命で電離状態に移行する近似的な束縛状態(準束縛状態)である。いまそのような準束縛状態の励起エネルギーに相当する波長をもつ光を原子が吸収するとその状態の励起が起るが、寿命が有限なためにやがては電子が電離されて(自動電離)イオンになる。このことからこの種の準束縛状態を自動電離状態ともよぶ。この励起により束縛・自由遷移による光の連続吸収スペクトルに構造が生じる(共鳴吸収)。このような構造を初めて見いだしたのは H. Beutler で、Ne や Ar の第一イオン化($^2P_{1/2}$ のイオンができる)エネルギーと第二イオン化($^2P_{3/2}$ のイオンができる)エネルギーの間の波長のスペクトルに構造を発見した。その後、U. Fano によりこの構造が上記の機構で生ずるとの説明がなされた。そこで、このような準束縛状態と連続状態との量子力学的干渉現象をポイトラー・ファノ効果、それによって生ずる光の共鳴吸収をポイトラー・ファノ共鳴ともよぶ。また、準束縛状態を励起することに対応するスペクトルは通常の束縛・束縛遷移による線スペクトルと異なっており、電離状態との干渉のために条件に応じてさまざまな非対称形をとる。このスペクトルの形をポイトラー・ファノ・プロファイルという。

ポイトラー・マウンティング [英 Beutler mounting, 独 Beutler-Aufstellung, 仏 montage de Beutler, 露 установка решётки по Бейтлеру] = 動径マウンティング

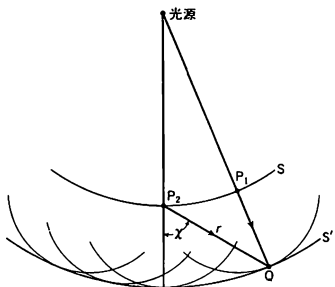
ホイヘンス Huygens, Christiaan 1629.4.14—1695.6.8 オランダの数学および実験物理学者。外交官、政治家を父としてハーグで生れる。幼時、幾何学と機械の設計と製作に興味を示した。ライデン大学で法律と数学を学び、後ブレダ大学でも法律を学んだ。ライデン大学在学中、デカルト主義者の F. van Schooten に数学を学び、すでに R. Descartes の機械論的方法が自然を説明するよい方法であると信じていた。学業終了後、イギリス、フランスに滞在して科学研究に従事した。1651 年「数学的曲線の求積法」に関する最初の著作を発表した。1656 年までに剛体と弾性体の衝突現象を研究、Descartes の衝突の法則の誤りを正し、完全弾性衝突の法則をうちたてた。これは 1669 年にロンドン王立協会で発表され、死後 1703 年に全容が明らかにされた。また彼は兄 Constantijn とともに高精度のレンズみがきの技法を完成し、望遠鏡を改良し、1655 年には土星の環を発見した。1656 年 重力の加速度を研究、振子時計を発明した。これらの内容を 1673 年に公刊した「振り子時計」*Horologium oscillatorium* に盛り込んだ。そこで、重力の下でサイクロイド曲線を描いて運動する振り子の等時性を証明し、単振り子の半周期の計算式 $t = \pi \sqrt{l/g}$ を示した。さらに二重振り子と実体振り子の振動の中心および相等単振り子の長さの求め方を示した。1678 年「光についての論考」*Traité de la lumière* をアカデミー・デ・シアンズで発表し、1690 年に公刊した。それは光の波動説に立って、反射、屈折、複屈折の現象を説明した。1663 年ロンドン王立協会の会員、および 1666 年アカデミー・デ・シアンズの創設期の会員として選ばれた。1681 年 新教徒であった Huygens はナントの勅令廃止前に生地へ戻り、そこで没した。[著書] *Horologium oscillatorium*, 1673; *Traité de la lumière*, 1690.

ホイヘンスの原理 [英 Huygens' principle, 独 Huygensches Prinzip, 仏 principe d'Huygens, 露 принцип Гюйгенса] 1678 年に C. Huygens が発表した原理で、光の波面の進行を作図するのに用いられた。1 つの波面上のすべての点が二次波(素元波または要素波ということもある)を出すと考え、次の時刻における波面はこれら二次波の波面の包絡面として与えられるという原理である(図参照)。Huygens はこの原理を用いて光の反射、屈折の現象を説明した(図参照)。A. J. Fresnel は二次波の干渉を計算することによって種々の回折現象を説明した。さらに G. R. Kirchhoff は波動方程式の一般解を論じてホイヘンスの原理に数学的に厳密な表現を与えた(⇒キルヒホ



ッフの回折理論)。これによれば、任意の点における波はこの点を囲む任意の閉曲面上の波による二次波として構成できる。この二次波は Huygens と Fresnel が考えたような単純な球面波ではなく、これによって逆方向に進む波面がでない理由も説明される。ホイヘンスの原理は音の波に対しては適用される。

ホイヘンス-フレネルの原理 [英 Huygens-Fresnel principle, 独 Huygens-Fresnel-Prinzip, 仏 principe de Huygens-Fresnel, 露 принцип Гюйгенса-Френеля] 光などの波動の伝播を説明するために C. Huygens が用いた原理に、回折を説明するために A. J. Fresnel が導入した干渉の概念を付加したものの、図のようにある時刻における



波面 S, すなわち波動の位相一定の面の各点 (P_1, P_2 等) は二次球面波の新しい波源となり、それらの二次波面の包絡面 S' が次の時刻における波面になる。これがホイヘンスの原理である。Fresnel は、この二次波の振幅は出発する波面 S 上の波源の振幅 A とその波源の面積 dS に比例し、その波源からの距離 r に反比例するものとし、さらに波源でたてた波面 S の法線と波源から寄与すべき点 Q へ向かう方向とのなす角 x に依存し、次の時刻における波面 S' 上の点 Q における波動(振幅) u_Q は、それら二次波面の重ね合せとして次のように表されたとした。

$$u_Q = \iint AK(x) \frac{e^{ikr}}{r} dS$$

ここで $k=2\pi/\lambda$, λ は波長, $K(x)$ は x に依存する因子でインクリネーションファクターとよばれ, $x=0$ で 1, $x=\pi/2$ となる。この原理は、数学的により厳密には、ヘルムホルツ-キルヒホッフの積分として表され、波動の回折を説明するために用いられる(⇒キルヒホッフの回折理論)。

ホイール Hoyle, Sir Fred 1915.6.24— イギリスの天文学者。ピングレーの生れ。ケンブリッジ大学イマニュエル・カレッジにおいて 1936 年に学士号を得た。引続いて同大学セント・ジョンズ・カレッジにおいて研究を続け、1939 年に修士号を得た。折しもヨーロッパで第二次世界大戦が始まったため、1945 年まで海軍に属した。大戦終了後、直ちに彼は母校ケンブリッジ大学数学講師として迎えられ、天文学の研究と教育に携わることになった。1958 年ケンブリッジ大学ブルミアン天文学教授職につき、1972 年までこれを務めた。また 1966 年から 6 年間ケンブリッジ大学理論天文学研究所長。彼の業績は天文学の広い分野にわたり、そのなかでも恒星の内部構造、太陽系の起源、銀河の構造、元素の起源、星間物質、宇宙論などに関する研究が特に有名である。しかし彼の宇宙論は定常的な物質の創生を仮定しており、1965 年の A. A.

Penzias と R. W. Wilson の 3K 宇宙背景放射の発見によって致命的な打撃を受け、その論拠を失った。一方、彼は現代の科学者には珍しい多彩な才能の持主で、200 を超える天文学の研究論文以外に、多くの啓蒙書、科学小説、戯曲などを書いている。1968 年にイギリス王立天文学会の最高の栄誉であるゴールド・メダルを受賞したほか、数多くの賞を受けており、1972 年にはナイトの位に叙せられた。[主著] *The Nature of the Universe*, 1951; *Frontiers of Astronomy*, 1955; *Man in the Universe*, 1966; *From Stonehenge to Modern Cosmology*, 1972。

ボイル Boyle, Robert 1627.1.25—1691.12.30 イギリスの物理学者、化学者。裕福な貴族の 14 番目の子としてアイルランドのリズモアに生れる。イートン校で学び、大陸に留学、ジュネーブで教育を受け、フィレンツェでは Galileo の「天文対話(二大世界大系についての対話)」に接する機会もあった。政争の時代であったが、しだいに化学に興味を抱き、1656 年からオックスフォードで科学者集団に加わり、1668 年ロンドンに定住。ロンドン王立協会の設立に参画、初代の幹事を務め、深い関係をもったが、会長に推挙されたとき(1680 年)には(おそらく条令や宣誓への配慮から)辞退した。一方、清教徒として 1661 年以後ニュー・イングランドの福音伝道会の長を務めた。結婚せず病気がちであったが、住居や実験室を学術交流に供与し、みずからも実験と著述に精励し、ロンドンで没した。

実験上の業績としては、気体の状態法則(定温での圧力と体積との反比例性, 1662 年), 真空(ボイルによるその実現, 音を伝えない性質など), 温度(計測, 寒剤), 光(吸収, 反射, 薄膜などの色, 化学変化と色との関係)などがある。物質観の面では、機械論的、粒子論的な立場をとり、Aristotelēs とは反対の Democritos に通ずる見解をもち、また F. Bacon や R. Descartes の影響も受けている。元素についても、旧来の Aristotelēs の四元論, Paracelsus の三元論などに対して正当な批判を加え、諸物質を純粋な状態で系統的・分析的に研究し分類することの必要性を説いた。世界観の上では、神学との深いかわかりが認められるが、世界を時計(最も精妙な機械装置)にたとえる論はユニークである。[主著] *New Experiments Physico-Mechanical, Touching the Spring of the Air and its Effects*, 1660, 1662; *The Sceptical Chymist*, 1661; *Experiments and Considerations Touching Colours*, 1664; *New Experiments and Observations Touching Cold*, 1665。

ボイル-シャルルの法則 [英 Boyle-Charles law, 独 Boyle-Charles Gesetz, 仏 loi de Boyle-Charles] 容器に閉じ込めた気体の圧力 p は一定温度の下で体積 V に反比例するというボイルの法則(1660 年)と、気体の体積は、一定圧力の下では、絶対温度 T に比例するというシャルルの法則(1787 年)を合わせて、ボイル-シャルルの法則という。式で表すと、 $pV/T = \text{定数}$ 、というものである。この定数は、その気体のモル数を n , 気体定数を R とすると nR に等しい。なお、ボイルの法則は、R. Boyle と独立に E. Mariotte により 1676 年に発見されたのでボイル-マリオットの法則とよぶこともある。この法則は、理想気体に対してのみ厳密に成立するが、現実の気体でも、十分希薄であれば成立立つ。また、この法則が近似的に成立立つかどうかの目安を与えるのが圧縮因子である(⇒圧縮因子)。

ボイルの法則 [英 Boyle law, 独 Boyle-Gesetz, 仏

loi de Boyle, 露 закон Бойля] ⇒ ボイル-シャルルの法則
 ボイル-マリオットの法則 [英 Boyle-Mariotte law, 独 Boyle-Mariotte-Gesetz, 仏 loi de Boyle-Mariotte, 露 закон Бойля-Мариотта] ⇒ ボイル-シャルルの法則

母音 [英 vowel, 独 Vokal, 仏 vocalisme, 露 гласный звук] 言語音を構成する単位の音声のうち、はっきりした高さをもち、継続して発声することができるような音を母音といい、ほぼ一定の周期で同じ波形を繰返す音である。音声の単位としては、母音以外に半母音および子音がある。肺からの呼気が声帯を振動させて声帯音を発生させ、声道の一部である口腔、咽頭などの共鳴の状態を舌の位置、口の開きなどで変えて声帯音の音色を変えたものが母音である。したがって、一般には有声音である。母音の数は言語によって異なっており、日本語では5母音(i, e, a, o, u)である。調音を行う舌の位置によって前舌母音(i, e, a), 後舌母音(o, u)などに分けられる。声帯の振動を音源にしているから、母音の周波数成分は、ほぼ調波構造をもっており、声道の共鳴の違いによってそれぞれの母音に特有な成分の分布をもっている。これがホルマントである(⇒ホルマント, ソナグラフ)。

ポインティング Poynting, John Henry 1852.9.9—1914.3.30 イギリスの物理学者。マンチェスター近郊のモントンに、ユニテリアンの牧師を父として生れた。マンチェスターのオーウェンス・カレッジに進みロンドン大学でバチューラを得(1872年)、その後ケンブリッジのトリニティー・カレッジで学び、1876年の数学優等試験には第三席を得た。オーウェンス・カレッジで実験助手を務めた後、フェローとしてケンブリッジに帰り(1878年)、J. C. Maxwellの下でキャンペンディッシュ研究所で電磁気学の研究に携わった。1880年バーミンガムにマートン・カレッジが設立されるとその物理学教授として招かれ、後(1900年)にこれがバーミンガム大学となってからは、その理学部長として12年間に在職した。この間物理学会の会長や、ロンドン王立協会の副会長を務め、またアダムズ賞、ホブソン賞、ロンドン王立協会のロイヤル・メダルなどの栄誉を受けている。いわゆるポインティング・ベクトルの導入は1884年のことで、これは電磁場におけるエネルギーの流れの連続性を示し、場が運動量を担うことを示唆する優れた業績であった。電磁気学のさまざまな装置の開発や電磁場のモデルについての考察もある。P. N. Lebedevらが光の放射圧の実験を行った後、G. Barlowと共に改良した実験を行い(1904年)、放射圧の存在を確定した。またキャンペンディッシュ時代の主要な研究としては、「地球の平均密度」の研究すなわち万有引力定数の測定がある。ビームバランスを用いたこの測定は、アダムズ賞の対象となった。これらのほか、相転移の研究、浸透圧の研究など、多方面に活動した。

ポインティング・ベクトル [英 Poynting vector, 独 Poynting-Vektor, 仏 vecteur de Poynting, 露 вектор Пойнтинга] 電場を E , 磁場を H とすると $S = E \times H$ で定義されるベクトルで、J. H. Poynting により提案された電磁場のエネルギー流(束)を表すベクトル量、電束密度を D , 電束密度を B , 電流密度を i , 電荷密度を ρ とすると、マクスウェル方程式から、エネルギー保存則

$$\frac{1}{2} \left(E \cdot \frac{\partial D}{\partial t} + H \cdot \frac{\partial B}{\partial t} \right) + i \cdot E + \text{div} S = 0$$

が導かれる。この式の第一項は電磁場のエネルギー密度の時間変化、第二項は電場のなす仕事(ジュール熱)である。同様に、マクスウェル方程式から運動量保存則

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{c^2} S + \text{div} T + \rho E + i \times B = 0$$

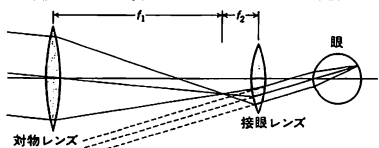
$$T = \varepsilon_0 E E + \mu_0 H H - \frac{1}{2} I (\varepsilon_0 E^2 + \mu_0 H^2)$$

が導かれる。第一項は、電磁場の運動量、第二項はマクスウェルの応力テンソル T を通じての運動量流(束)であり、ポインティング・ベクトルの $1/c^2$ が電磁場の運動量密度である(c は光速)。 S の単位は $W \cdot m^{-2}$ である。

ポインティング-ロバートソン効果 [英 Poynting-Robertson effect, 独 Poynting-Robertson-Effekt, 仏 effet Poynting-Robertson, 露 эффект Пойнтинга-Робертсона] 光速度は有限であるから、光による放射圧の方向は光の入射方向と厳密には一致しない。このために起る力学的効果(一種の光行差現象)をいう。J. H. Poynting が古典力学の立場から、H. P. Robertson が相対論の立場から研究したので、この名がある。重力は物体の大きさの三乗に比例し、放射圧は二乗に比例するので、物体の大きさが小さいほど、この効果は重力に比べて大きくなる。天体の公転運動を考える場合、この効果は軌道の長半径と離心率をともに減少させる。すなわち物体の公転軌道は太陽に落ち込みながら円に近づく。たとえば小物体がその大きさを 10^{-4} cm , 密度が $3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ の黒体であるとする、地球軌道から太陽に落ち込むまでにはおよそ2000年かかる。なお惑星間塵のような小物体の公転運動を考える場合には、そのほかに自転している塵の表面温度が不均一となって、最も高温の部分が太陽に面する方向からずれることによる力とか、惑星間磁場によるローレンツ力なども考慮しなければならない。

方位量子数 [英 azimuthal quantum number, 独 azimuthale Quantenzahl, 仏 nombre quantique azimuthal, 露 азимутальное квантовое число] 軌道角運動量 l の二乗の固有値を $l(l+1)\hbar^2$ と書いたときの整数 l を方位量子数という。球対称な場の中における粒子に対しては l はよい量子数である。 $l=0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, \dots$ に対応して固有状態を $s, p, d, f, g, h, i, \dots$ で表す。粒子系の合成角運動量の大きさを表すときは S, P, D, \dots と大文字を用いるのが普通である。

望遠鏡 [英 telescope, 独 Teleskop, 仏 télescope, 露 телескоп] 遠方の物体を拡大して観察する光学器械(図参照)。対物レンズと接眼レンズからなる。対物レンズは



普通色消し2枚玉で、その焦点距離 f_1 に比べて十分に遠方の物体の実像をつくり、これを凸レンズの接眼レンズ(焦点距離 f_2)によって拡大して倒立像を目で観察する。無限遠物体に対しては2つのレンズが焦点を共有する配置となり、角倍率は f_1/f_2 で与えられる。地上用のものはレンズやプリズムにより正立像にして観察する。接眼レンズに凹レンズを用いたものは正立像を観察できるが、視界を大きくとれず、倍率も3~4倍とまりで、オペラグラスに

使うのが精一杯である。望遠鏡対物レンズは写真レンズなどと比べ F ナンバーは大きく、視野も小さいので、その分解能は主として光の回折によって決り、 $1.2\lambda/D$ [rad] で与えられる。ここに λ は光の波長、 D は対物レンズの有効径である。この角度を適当な接眼レンズで拡大して目の分解能約 $1'$ に合せる。

広がりのある物体を観察する場合、その像の明るさは接眼レンズを射出する光線束の直径によって決り、これが目の瞳径よりも大きければ、目の網膜上の照度が肉眼で見た場合と等しくなる。したがって望遠鏡を使う効果は倍率を上げて、同じ明るさで細部を観察できる点にあるといえる。射出光線束の直径は $f_2 D/f_1$ で与えられ、屋間明るい所で使われる双眼鏡では 3mm 以上、夜間にも使える大型のものでは 6mm 前後が普通で、天体望遠鏡では 1.5mm くらいである。

天体望遠鏡の分解能は大気の揺動によって制限され $1'' \sim 3''$ である。また、星は広がりをもたない点光源とみなせるので、像の明るさはレンズの集光力で決るから、暗い星を検出するには大口径であることが必要である。大口径の望遠鏡としては、いままでに述べたような光がレンズの内部を通る屈折望遠鏡よりも、表面反射を用いる反射望遠鏡の方がつづがよい。そのため無限遠物体に対して光軸上の球面収差をもたない放物面鏡が対物鏡に用いられる。最大級では、有効径が 6m (ソ連) や 5m (アメリカ) のものがある。

防音 [英 sound proof] 音、特に騒音の発生や伝搬を防止することを、一般に防音といい、防音材料、防音壁、防音サッシ、防音扉、防音室など広く使われている。ただ実際にこうした防音のためには、遮音、吸音、振動絶縁、振動減衰など各種の方法があり、対象に応じてそれぞれ適用される。防音はこれらを総称したものである。

崩壊 [英 decay, 独 Zerfall, 仏 désintégration, 露 распад] 素粒子や原子核のなかで不安定なものは、常に一定の確率で 2 個あるいはそれ以上のほかの粒子に分裂する。これを素粒子または原子核の崩壊という。その崩壊の原因となる力が、弱い相互作用であるときは、特に弱い崩壊といい、レプトンの崩壊、半レプトンの崩壊、非レプトンの崩壊がある。たとえば、中性子は陽子、電子、反ニュートリノに分裂する。例外的に、光子、ニュートリノ、電子などは崩壊しない。また陽子とはほとんど崩壊しないとされている。放射性原子核もまた放射線を放出することにより、原子核の状態を変えたり、ほかの原子核に変換したりする。これを放射性崩壊、あるいは原子核の崩壊という (⇒核の崩壊)。崩壊の確率を示す定数を崩壊定数といい、素粒子または原子核の寿命に反比例する (⇒寿命、半減期、崩壊定数)。崩壊のしかたには数種類あることもあり、その種類を崩壊様式、その比を分岐比という。

崩壊曲線 [英 decay curve, 独 Zerfallskurve, 仏 courbe de désintégration, 露 кривая распада] 不安定な原子、原子核や素粒子、またはそれらの励起状態は、時間の経過とともに、その数が崩壊により減少する。それを表すグラフを崩壊曲線という。崩壊する原子などの数がその時点で N であるとき、 dt 時間内に崩壊する数 dN は N に比例する。すなわち

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N$$

という微分方程式で表される。 λ を崩壊定数という。時刻

$t=0$ での数 N が N_0 であるとき、時刻 t に残存している数 N_t は $N_t = N_0 e^{-\lambda t}$ と表される。崩壊定数 λ の逆数は、平均寿命に等しい。半減期 $\tau_{1/2}$ と λ との間には $\tau_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0.693 / \lambda$ という関係がある (⇒半減期)。

崩壊系列 [英 decay series, 独 Zerfallsreihe, 仏 chaîne de désintégration, 露 цепочка распада] 原子核が放射性崩壊を起したとき、多くの場合に生成された娘核もまた放射性核であり、再び放射性崩壊を起す。この場合、ある親核から出発して娘核が次々と放射性崩壊を起し最終的に安定核となる過程を 1 つの系列とみなし、放射性核種の崩壊系列とよぶ。放射系列または壊変系列ともいう。たとえば、 ^{238}Th は 10 回の放射性崩壊を繰返した後 ^{206}Pb という安定核に達する。核分裂の結果生成された核分裂破片は通常中性子過剰で数回の β^- 崩壊を続けた後に安定核に至る。これらの崩壊系列のうち大きな原子量 Z をもつ放射性核種は 4 つの系列にまとめることができ、これを四系列といい、このうち自然界にある 3 つの系列を自然放射性核種の三系列という。

方解石型構造 [英 calcite structure, 独 Calcite-Struktur, 仏 structure type calcite, 露 структура типа кальцита] = 硝酸ナトリウム型構造

崩壊定数 [英 decay constant, 独 Zerfallskonstante, 仏 constante de désintégration, 露 постоянная распада] 素粒子や放射性原子核が崩壊する確率 λ [s^{-1}] のこと。これらの粒子が時刻 $t=0$ のとき N_0 個存在すると、崩壊の結果時刻 t には、 $N_0 \exp(-\lambda t)$ の個数が残る。 λ は環境や時刻によってほとんど変わらない。崩壊様式が 2 通り以上あるときは、第 i 番目の様式の崩壊の確率を λ_i とし、 $\lambda = \sum \lambda_i$ で与えられる。粒子の数が半分になる時間を半減期 $\tau_{1/2}$ 、粒子の寿命の平均値を平均寿命 τ といい、 $\lambda = 1/\tau$ および $\tau_{1/2} = 0.693\tau$ の関係がある。

崩壊率 [英 decay rate, 独 Zerfallsrate, 仏 taux de désintégration, 露 скорость распада] α 崩壊や β 崩壊により崩壊する原子核や、 γ 線を放出して崩壊する原子核の励起状態などの単位時間内崩壊する割合を崩壊率とよぶ。崩壊率は、崩壊定数を λ とし、その時点で残存する崩壊する原子核の数を N とするとき λN に等しい。その核種が多様な崩壊をする分岐をもっているとき、それぞれの分岐の崩壊定数を λ_i とするとき、核種の崩壊率は、それぞれの分岐の崩壊率の和となる。すなわち

$$\lambda N = \left(\sum \lambda_i \right) N$$

となる。崩壊率のこの関係は不安定核に限らず、原子の励起状態や、素粒子の崩壊にも成立するのである。

ホウ化ランタン [英 lanthanum boride, 独 Lanthanborid, 仏 borure de lanthanum, 露 бориды лантана] エミッター材料のひとつで、焼結体または単結晶の形で使われる。六ホウ化ランタンが最も安定で、ホウ素 6 個が正八面体状に結合したものがつくる立方体格子の体心にランタンが位置する結晶構造をなす。融点約 2400°C 、電気伝導率 $7 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}$ (300 K)、仕事関数は 2.66 eV 、 140°C で $1 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ の電子電流が得られ、熱的にも安定で、残留気体との反応も比較的遅い優れた熱陰極材料である。昇温状態で金属と接すると、ホウ素が拡散して金属ホウ化物をつくるので、加熱にはグラファイトがよい。点状熱陰極としては $10^6 \sim 10^7 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{str}^{-1}$ で 10^{-4} Pa 以下の圧力下なら数百時間の寿命があるので、電子顕微鏡などの電子ビーム応用

機器用の高輝度エミッターとして使われる。電場放出電子源としては安定性に問題がある。

方向性結合器 [英 directional coupler, 独 Richtungskoppler, 仏 coupleur directionnel] 一次側の伝送線路の進行波と反射波に比例した信号が二次側伝送線路の別々の出口に、それぞれ独立に得られる結合線路。図1に示した

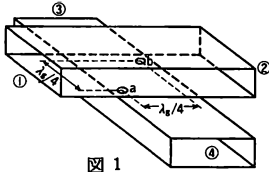


図 1

例では、①から②へ進む波は穴 a, b を通じて腕③, ④へ洩れる。③の方向へ進む波は同位相で重なって伝搬する。しかし④の方向へ進む波については、b を通って行く方の距離が長い、図1のように管内波長 λ_g (導波管) の1/2 にとっておけば a からの波と逆位相で重なって相殺され消える。逆に②から①へ進む波については③への出力は同様の理由で消え、方向性が生じる。いま①に P_1 の入力があり、③で P_3 の出力が得られたとすると、 $C=10 \log P_1/P_3$ を結合度とよぶ。理想的には④への出力 P_4 は0であるが、実際には若干の洩れがあり、 $D=10 \log P_3/P_4$ を方向性とよぶ。結合の方法についてはこの他にも、導波管内の波の位相を利用した種々の方法が考案されている。また結合しないポートを省略し、腕①, ②に対し③だけを備える型の結合器もある。これは主伝送線中のある方向への電力の流れのみを検出すればよい場合に使われるもので、先端がループと抵抗で構成されたピックアップで、図2のよう

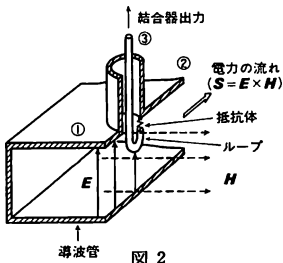


図 2

に導波管や同軸管の側壁に取付けられる。ループはそこを過ぎる磁束による起電力を受けるが、ループの一部は電場に平行に突出しているので、電場による起電力も受ける。ところで管内の電場と磁場は互いに直交しているが、ポインティングベクトル $S = E \times H$ で示されるように電力の進む向きが逆転すれば磁場の向きも逆転する。そこで電場および磁場の起電力の絶対値が等しく、かつそれらの間の位相差が 0° または 180° になるようにループの形状や抵抗の値などを調整すれば、いずれかの方向に進む電力のみが検出され、方向性結合器として使用できる。

方向性効果 [英 directional effect, 仏 effet directionnel, 露 эффект направленности] イオンや電子などの荷電粒子を結晶に照射した場合には、非晶質物質あるいは多結晶に照射した場合と異なり、照射方向によりいくつかの物理現象が変化する。これが方向性効果である。たとえば結晶軸あるいは結晶面に平行に荷電粒子が入射したときはチャネリング効果が現れ、その場合、入射粒子がイオン

であれば、それに対する阻止能は減少し、照射損傷も減少する。またそれが電子であれば逆に阻止能、照射損傷は増大する。また結晶内から荷電粒子が放出される場合も、やはり方向性効果が観測される。たとえばイオンの場合のブロッッキング効果、電子の場合の回折効果がそれである。またスパッタリング現象において結晶軸方向に放出される二次イオンの量は、それ以外の方向に放出される二次イオンの量より増大、あるいは減少する効果も観測されている。

方向量子化 [英 spatial quantization, 独 räumliche Quantelung, 仏 quantification spatiale, 露 пространственное квантование] 軌道角運動量の成分の量子化のこと。空間量子化ともいう。量子力学では軌道角運動量の大きさの二乗は $L^2 = l(l+1)\hbar^2/2\pi$ (l は整数, \hbar はプランク定数) で与えられる離散的固有値をとる (⇒方位量子数)。固有値 L^2 を1つ指定したときに角運動量の成分 (通常 z 成分 L_z をとる) の固有値は $m\hbar/2\pi$ ($m = -l, -l+1, \dots, l$) という $2l+1$ 個の離散的な値をとる。 L_z のこのような量子化を方向量子化という。ベクトル模型では、図1に示し

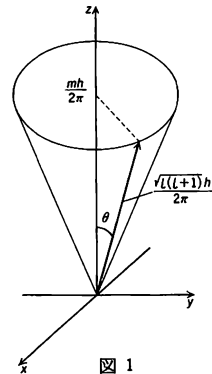


図 1

のように、 z 軸を軸とする高さ $m\hbar/2\pi$ の円錐上の長さ $\sqrt{l(l+1)}\hbar/2\pi$ のベクトルをもって角運動量を表し、このベクトルは円錐上を一様に歳差運動していると考え、角運動量の z 軸に対する傾きを θ とすると、 $\cos \theta = m/\sqrt{l(l+1)}$ ($m = -l, -l+1, \dots, l$) で与えられる。図2に $l=1, 2, 3$ の場合について許されるベクトルの方向を示す。 θ が m の整数値に対応する跳び跳びの値に限定されるので方向量子化とよばれるのである。

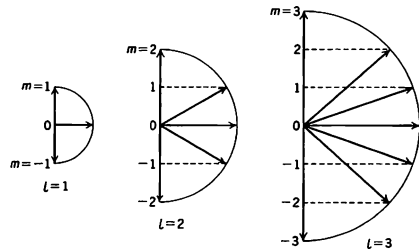


図 2

放射 [英 radiation, 独 Strahlung, 露 излучение] 電磁波や粒子線が物質から放出されること、または放射されたもの。電磁波のときには輻射ともいう。電磁波には γ 線, X 線, 紫外線, 可視光, 赤外線, 電波があり、粒子線には α 線, β 線などがある。これらの放射はエネルギー

ギーと運動量を持ち出し、その分だけ物質のエネルギー、運動量は減少する。 α 線はヘリウム原子核、 β 線は電子なのでこれらの粒子線の放射では質量や電荷も減少し、物質は他の物質に変化する。放射機構によって分類すれば電磁波は荷電粒子の加速度運動、チェレンコフ放射、分子・原子・素粒子などの状態間の遷移などによって放射される。粒子線は原子核反応や素粒子間の反応など物質の変化に伴って放射・吸収される。電磁波や粒子線は物質と多様な相互作用をするが、電離作用、原子・分子の励起、加熱などはかなり一般的な現象であり、応用面の利用価値が大きい(⇒電磁放射, 放射線量)。

放射圧 [英 radiation pressure, 独 Strahlungsdruck, 仏 pression de radiation, 露 давление излучения]

[1] 光が物体面に当って吸収または反射されるとき物体面に及ぼす圧力。光圧ともいう。光(電磁波)が物体面に入射すると電荷に運動を与え、これと電磁波の磁場の作用によって物体に力を及ぼす。量子論的には、光子が物体面に当たると運動量の変化に相当する力を物体に及ぼすとして説明される。したがって放射圧は光の入射角によるだけでなく物体面の性質にも依存する。真空中に置かれた物体面への光の入射角を θ 、放射束密度を $[W \cdot m^{-2}]$ 、エネルギー密度を $w [J \cdot m^{-3}]$ とすれば、面に垂直方向の放射圧 $P [N \cdot m^{-2}]$ は、試料面が黒体で光を完全に吸収する場合は

$$P = \frac{I}{c} \cos^2 \theta = w \cos^2 \theta$$

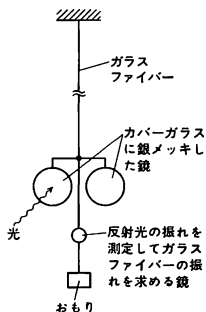
試料が反射率 R (100% 反射する場合は $R=1$) の鏡の場合は

$$P = w(1+R) \cos^2 \theta$$

試料面が完全拡散反射面の場合は

$$P = w \left(\cos^2 \theta + \frac{1}{2} \cos \theta \right)$$

で与えられる。1900年 P. N. Lebedev によって初めて測定が行われ、1901~03年 E. F. Nicols と G. F. Hull は図



に示すような配置を用いファイバーのねじれから放射圧を求めた。その値は光の照射による金属板の温度上昇を熱電対で測定した放射束密度を使って計算した理論値と1%程度の誤差で一致した。太陽光の地球上での放射束密度は $1.35 \times 10^3 W \cdot m^{-2}$ であるので、地表は、完全拡散面と仮定すれば、 $6.8 \times 10^{-6} N \cdot m^{-2}$ の放射圧を受けていることになる。

[2] 音波が物体面に及ぼす静的な圧力。普通の意味での圧力とは異なり、物体が受ける力はその形状や音の入射角によっても変わるので、放射力ともよばれる。密閉された管中を音波が伝わる場合に、その端面に現れるレイリーの

放射圧と、音場中に置かれた物体に作用するランジュバンの放射圧とがあるが、通常は放射圧といえば後者をさす。音速が c の媒質中で音波長より十分に大きい平面板に垂直に働くランジュバンの放射圧 P は、入射する音の強さを I とすると、光の放射圧と同じ式で与えられ、垂直入射の場合は、板の前面上における音のエネルギー密度に等しい。これは液体中の超音波の強さの絶対測定に利用されている。測定装置には、図と同じ構造のトーションペーンのほか吸音性の板や、反射性の角錐などを天秤の一方の腕からつり下げた放射圧天秤や、鋼球を糸でつり下げて、そのふれを読む鋼球放射圧計がある。媒質中の音波表より十分に大きな固体球(断面積 S)に働く放射力 F は、 $F = SI/c$ となるが、音波長と同程度の球では、音の回折と球の振動による再放射の影響を受けて、材質とその寸法に依存する複雑な周波数特性を示す。

放射インピーダンス [英 radiation impedance, 独 Strahlungsimpedanz, 仏 impédance de rayonnement, 露 сопротивление излучения] 媒質中で物体を振動させて音を放射するためには、物体そのものを振動させるための力以外に、物体に対する媒質からの反作用を補うための力が必要である。この余分の力は、物体の振動速度に比例するが、その比例定数(複素数表示)を放射インピーダンスという。いま物体自体の機械インピーダンス Z_m を

$$Z_m = r + j\omega m + \frac{S}{j\omega}$$

ただし、 r は抵抗、 m は質量、 S はスティフネス、 j は虚数単位とし、放射インピーダンス Z_{rad} を

$$Z_{rad} = r_{rad} + jx_{rad}$$

とすると、全体のインピーダンス Z は

$$Z = Z_m + Z_{rad} = (r + r_{rad}) + j\omega \left(m + \frac{x_{rad}}{\omega} \right) + \frac{S}{j\omega}$$

と表される。この式において、 r_{rad} と物体の振動速度の二乗の積の時間平均値は、媒質中に音響エネルギーとして放射されるパワーに相当する。また第二項は、周囲の媒質が物体とともに振動するために、物体の質量がみかけ上 x_{rad}/ω (付加質量)だけ増加したことを表している。

放射エネルギー [英 radiation energy, 独 Strahlungsenegie, 仏 énergie rayonnante, 露 энергия излучения] エネルギーの種類の一つ。放射の運びエネルギーで、ふつう電磁波のエネルギーのことをさす。放射エネルギーともいう。電磁波(γ 線, X線, 紫外線, 可視光, 赤外線, 電波)のエネルギーは単位体積あたり

$$U = \frac{1}{2} (\epsilon |E|^2 + \mu |H|^2)$$

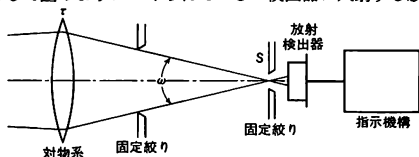
で与えられる。ここで E は電場、 H は磁場、 ϵ, μ はそれぞれ媒質の誘電率、透磁率である。単位面積当りのエネルギー流束はポインティング・ベクトル

$$S = E \times H$$

で与えられる。光源の明るさは、単位時間・単位立体角あたりの光の放射エネルギーで表される。質量をもった粒子の集まりである粒子線の放射エネルギーは粒子の平均的運動エネルギーを指す。

放射温度計 [英 radiation thermometer, 独 Strahlungsthermometer, 仏 thermomètre à radiation, 露 радиационный термометр] 測定対象の特定波長帯域の放射輝度から、対象の温度を測定する温度計の総称。波長帯域を限定して測定された物体の放射輝度が、物体の温度と放射

率によってのみ決る現象を利用して、狭波長帯域のものがプランクの放射法則、全波長帯域のものがシュテファン-ボルツマンの放射法則に基づく温度計とみなせる。測定系は、レンズまたは球面鏡などで構成された対物系、2種類の固定絞り、放射検出器、指示機構を基本の構成要素として図のようにつくられている。検出器に入射する放射



放射温度計の基本構成

束 Φ と測定対象の放射輝度 L との関係が次式で表されること、波長帯域、温度、放射率によって測定対象の放射輝度 L が決ることを利用して温度表示している。

$$\Phi = \tau \omega SL$$

ここで、 τ は光学系の透過率、 ω は立体角、 S は面積である。実際の放射温度計では、図の基本的構成要素のほかに、フィルター、接眼系、ライトチョッパー、参照放射源、放射率補正機構、リニヤリザーなどが付加される場合も多い。測定方式には、レンズと絞り S 間の距離を固定して測定する方式と、レンズを移動して絞り S 面上に実像を結像させて測定する方式の2方式があり、前者は固定焦点型、後者を可動焦点型という。放射温度計の構造、測定する波長帯域、測温性能は、放射検出器に依存する傾向が強く、個々の機種は、検出器の種類を頭につけてよぶ方法で区別されている。現在工業的に多く利用されている放射温度計は、シリコン放射温度計、サーモパイル型放射温度計、PbS 放射温度計の3機種で、そのほかに、Ge, InAs, InSb, Ge(Au), HgCdTe などの半導体系の放射検出器や、サーミスタポロメーター、焦電素子などの熱型検出器を用いたものなどがある。

放射化 [英 *activation*, 独 *Aktivierung*, 露 *активация*] 安定な原子核に、荷電粒子、中性子、 γ 線などを照射して核反応を起させ、放射性核種を生成することをいう。荷電粒子や中性子が原子核に入射して核反応を起す場合には、エネルギーに関係なく放射化による可能性があるが、生成する放射性核種の種類や量は入射粒子のエネルギーによって変わる。いうまでもなく、エネルギーが高いほど放射化の度合は強くなる。 γ 線の場合には、光核反応を起すエネルギー(特殊な核を除けば、一般には、8~10 MeV)以上でなければ放射化は起らない。入射する粒子のエネルギーと放射化の割合がよく知られている場合には、生成する放射性核種の量から入射粒子の数を求めることもある。たとえば、 $^{12}\text{C}(p; pn \text{ または } d)^{11}\text{C}$ 反応 ($p+^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{C}+p+n$ または、 $^{12}\text{C}+d$ 反応) で生じる ^{11}C の量から、入射陽子 p の強度を求める方法は、よく知られている。

放射化学 [英 *radiochemistry*, 独 *Radiochemie*, 仏 *radiochimie*, 露 *радиохимия*] 放射性元素(RI: radio isotope)の化学および物理化学的な性質を研究の対象とした化学の一部門。研究の内容はたとえば核反応、核分裂、RI の分離精製、ホットアトム、RI に関連する宇宙・地球化学、核化学、環境放射能、RI の化学的挙動などが取扱われている。一方、放射化学と混同されやすい放射線化学は α 線、 β 線、 γ 線、X 線、加速電子線など高エネルギー放射線を物質に照射して起る化学反応を研究する分野で

ある(⇒核化学)。

放射化検出器 [英 *activation detector*, 独 *Aktivierungsdetektor*, 仏 *détecteur d'activation*, 露 *детектор активации*] 放射線と原子核の核反応によって生成した核種が放射性核種になり、その誘導放射能を測定することにより元の放射線の強度とエネルギー分布についての情報を得る検出器をいう。放射化箔、ベレットあるいは液状で利用されることが多く、特に中性子の測定に用いられる。

放射型電子顕微鏡 = 電界電子顕微鏡

放射化断面積 [英 *activation cross-section*, 独 *Aktivierungsquerschnitt*, 仏 *section efficace d'activation*, 露 *сечение активации*] 粒子線や γ 線などを物質に照射したときに生成する放射性核種の量を与えるもので、粒子や γ 線が原子核と衝突する断面積のうち、放射性核種を生成する断面積のことをいう。粒子線が物質層を通過するとき、粒子の一部は物質の原子核と衝突して核反応を起し、その結果、放射性核種ができる。いま、毎秒 I 個の粒子が、単位体積中に N 個の原子を含む厚さ t の物質層(標的またはターゲットという)に垂直に入射するとき、毎秒生成する放射性核種の数 n は $n = \sigma INt$ で与えられる。この比例定数 σ が放射化断面積であって、面積の次元をもち、単位としては b (バーン, $1\text{b} = 10^{-28}\text{m}^2$), mb (ミリバーン, $1\text{mb} = 10^{-31}\text{m}^2$) などが用いられる(⇒衝突断面積)。

放射化分析 [英 *activation analysis*, 独 *Aktivierungsanalyse*, 仏 *analyse par activation*, 露 *активационный анализ*] 加速器や原子炉で未知の物質を照射し、未知物質に含まれている安定な同位体を放射性核種に変換し、被検物質中の元素の含量を定量分析する方法を放射化分析とよぶ。定量を目的とする元素の既知量を含む比較試料を同じ条件で照射し、誘導放射能の量を比較し定量を行う。原子炉による照射では、中性子吸収断面積の大きい同位体のある元素では、1g 当り 10^{-12}g 程度まで定量が可能である。一方、中性子吸収断面積の極めて小さい同位体(例、鉛)の定量は不可能である。加速器により加速された荷電粒子による放射化では、原子番号の大きな元素の同位体はクーロン障壁のため、放射化には高いエネルギーの荷電粒子が用いられる。高いエネルギーの荷電粒子による照射では、誘導放射能が多種にわたるが、放射化の断面積は増加しないため定量の効率がよくない。放射化分析では被検試料を原形のまま定量することもできるが、定量の精度を高めるため、化学的、物理的操作を経て、比放射能を高くすることが必要となることがある。

放射計 [英 *radiometer*, 独 *Radiometer*, 仏 *radiomètre*, 露 *радиометр*] 放射輝度、放射発散度、放射照度などの放射に関する諸量を測定する計器の総称。実際に利用されているものは、放射温度計とほぼ同一構造の対象面の放射輝度または分光放射輝度を測定するものが最も多い。ほかに、測定面に到達する放射パワーを測定するものがつくられており、限られた狭い立体角内に存在する熱放射体から測定対象面に到達する放射パワーの量を測定するものと、半空間から測定対象面に到達する放射パワーを測定するものがある。そのほかに、検出器内にヒーターを設置して、検出器に入射する放射パワーとヒーターから発生するパワーとを比較して、検出器自体で入射する放射パワーの絶対値が直接測定できるようにしたものがあり、この構造のものを絶対放射計という。

放射光 [英 *photon radiation*, 独 *Photonenstrahlung*,

仏 radiation photonique, 露 синхротронное излучение] = シンクロトロン放射

放射再結合 [英 radiation recombination, 独 Strahlungsrekombination, 仏 recombinaison radiative, 露 комбинация с излучением] = ルミネッセンス

放射性核種 [英 radionuclide, 仏 Radionuclides, 露 радионуклиды] α崩壊, β崩壊や核分裂などの放射性崩壊を起す核種をいう。自然界にもともと存在する自然放射性核種と, 人工的な核反応でつくられる人工放射性核種に大別される。また, 自然放射性核種の三系列に典型的に見られるような長い連鎖崩壊を起すものと, たとえば $^{14}\text{C} \xrightarrow{\beta^-} ^{14}\text{N}$ のように連鎖をなさず 1 回で崩壊

を終えるものがある。原子核として安定核種をもたない元素を放射性元素といい, Bi より重いすべての元素やテクネチウム Tc, プロメチウム Pm などがこれにあたる。

放射性核種代謝 [英 radionuclide metabolism, 独 Radionuklidstoffwechsel, 露 радионуклидный метаболизм] 生物体は絶えず外界と物質のやりとりをしながら, 生命活動を行っている。これに伴う化学変化のことを物質代謝, または新陳代謝とよんでいるが, これらの化学過程を通して放射性核種が, 生体内に取込まれたり, 生体外へ排泄されたりすることを放射性核種代謝という。

放射性核種の変位法則 [英 displacement law of radionuclide, 独 Verschiebungsgesetz für Radionuklide, 仏 loi de déplacement des éléments radioactifs, 露 закон превращения радиоактивных элементов] 放射性核種の崩壊に際して, 原子番号 Z , 質量数 A がどう変化するかを示す法則。これは, 1913 年に K. Fajans と F. Soddy によって発見され, ファヤンス-ソディ法則といわれる。α崩壊は ^4He の放出で起るため $\Delta Z = -2$, $\Delta A = -4$ の変化をする (例 $^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{222}\text{Rn}$)。β崩壊は陰電子を放出するので $\Delta Z = +1$, $\Delta A = 0$ の変化をする (例 $^{24}\text{Na} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$)。β⁺崩壊は陽電子を放出して, $\Delta Z = -1$, $\Delta A = 0$ の変化をする (例 $^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne}$)。電子捕獲では陰電子を捕獲するので $\Delta Z = -1$, $\Delta A = 0$ の変化をする (例 $^7\text{Be} \rightarrow ^7\text{Li}$)。γ崩壊や内部転換においては A も Z も変化せず核種の変化は起らない。陽子放出では陽子を放出するので $\Delta Z = -1$, $\Delta A = -1$ の変化をする (例 $^{53}\text{Co}^* \rightarrow ^{52}\text{Fe}$)。そのほか核分裂による崩壊では多種類の核種が生じる (例 $^{238}\text{U} \rightarrow ^{139}\text{Sn} + ^{105}\text{Mo}$)。

放射性核種分布 [英 distribution of radionuclides, 独 Verteilung der Radionuklide, 仏 distribution de radionucléides, 露 распределение радиоактивных нуклидов] 放射性核種の自然環境に存在するようす。大気中には地中に存在するウラン系列およびトリウム系列核種のなかで, 気体状の ^{222}Rn と ^{220}Rn が放出されて存在し, またその崩壊生成核種も存在する。わが国における平均的な大気中の ^{222}Rn の濃度は約 $10^{-10}\mu\text{Ci}\cdot\text{cm}^{-3}$ で, ^{220}Rn は約 $10^{-11}\mu\text{Ci}\cdot\text{cm}^{-3}$ である。このほかには, 宇宙線によって大気中に生じる ^3H , ^{14}C , ^7Be , ^{22}Na など, 大気中の濃度は微量であるが最も高いものは ^7Be で約 $2 \times 10^{-14}\mu\text{Ci}\cdot\text{cm}^{-3}$ である。

土壌や水圏中には, ウラン系列, アクチニウム系列およびトリウム系列核種と ^{40}K が存在し, 土壌中に U, Th の濃度の高い地方では, 地下水とのそれらの核種濃度が高く, 温泉水中には高濃度のウラン, トリウム系列核種が存在している例もある。河川水では U, Th は約 $0.6\mu\text{g}\cdot\text{dm}^{-3}$ および約 $2.7\mu\text{g}\cdot\text{dm}^{-3}$ を平均として広く分布し, 海水中では

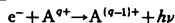
^{40}K がほぼ一定の濃度 $300\mu\text{Ci}\cdot\text{dm}^{-3}$ を示し, ^{238}U が $0.2 \sim 9\mu\text{Ci}\cdot\text{dm}^{-3}$, ^{232}Th が $0.1 \sim 11\mu\text{Ci}\cdot\text{dm}^{-3}$ という濃度を示す測定結果がある。一方, 自然放射性核種は, 農畜産物や海産物に移行し, 食物として人体中に入り, また大気中のものは直接呼吸によって取込まれ人体中にも存在する。人体中の核種濃度に関する資料は少ないが, ^{40}K については調べられており, 成人では 1 人当たり約 $0.1\mu\text{Ci}$ であるといわれている。

放射性気体廃棄物 [英 radioactive gaseous waste, 独 gasförmiger radioaktiver Müll, 仏 déchet gazeux radioactif, 露 радиоактивные газовые отходы] 放射性物質を使用する施設の換気設備から排出される気体状, 液粒状および固体粒子状の放射性同位体を含んだ空気をいう。純粋な気体すなわちガス状の気体廃棄物に対しては現在あまり適当な処理方法がなく, 一部のもの, たとえば水や薬品などに溶けたり, 反応するもの, あるいは極低温で固定することができるとは, これらの方法を用いて除去することができる。一方, ダスト, ヒューム, ミスト, スモーク状の気体廃棄物は適当な除塵装置を備えた排気設備によって大部分除去することができる。

放射性元素 [英 radioactive element, 独 radioaktives Element, 仏 élément radioactif, 露 радиоактивный элемент] ⇨ 放射性核種

放射性固体廃棄物 [英 radioactive solid waste, 独 fester radioaktiver Müll, 仏 déchet solide radioactif, 露 радиоактивные твердые отходы] 放射性同位体使用施設, 加速器, 原子炉で排出される放射性の固体廃棄物。放射化された装置の部品や放射能で汚染された測定器などはもちろんのことであるが, 放射線作業の従事者が放射線作業中に用いた衣服や手袋なども固体廃棄物である。これらのものは, 実際には放射能が極めて微弱であり, 自然放射能と同じ程度であっても, 現在の法律では一般の廃棄物と区別して処理しなければならない。放射性固体廃棄物は可燃性, 不燃性に区別しドラム缶などの所定の容器に入れ, 廃棄物処理機関へ引渡される。可燃性固体廃棄物としては, 手袋, ポリエチレン, 植物などが, また不燃性固体廃棄物としては, 金属, 土砂, ガラス, ビニールなど焼却不能または困難なものが入る。原子力発電の普及に伴い, 年々蓄積するこの種の廃棄物の処理は, 大きな社会的政治的問題となりつつある。また極めて放射能の弱く, 害害がないと考えられる放射性廃棄物を, 一般の廃棄物と同様に処理するための検討も進められている。

放射性再結合 [英 radiative recombination, 独 Strahlungsrekombination, 仏 recombinaison radiative, 露 радиационная рекомбинация] 光の放出を伴う再結合過程。通常, 電子と正イオン (q 価のイオンを考え A^{q+} と書く) の衝突で起る



の過程をいう。光吸収による電離 (光電離) の逆過程である。入射電子の運動エネルギーは任意の値をとれるから, 放出される光は連続スペクトルを形成する。このスペクトルを再結合連続スペクトルとよぶことがある。この過程による再結合の断面積はほかの再結合過程に比べて一般には小さいが, 密度の小さい原子気体では最も主要な再結合過程となる。放射性再結合過程はここで述べたもののほかイオンどうしの衝突の場合もある (⇨再結合, イオン再結合)。

放射性指示薬 [英 radioactive indicator, 独 radioaktiv Indicator, 仏 indicateur radioactif, 露 радиоактивный индикатор] = トレーサー

放射性同位元素 = 放射性同位体

放射性同位体 [英 radioisotope, 独 Radioisotope, 露 радиоактивный изотоп] 放射性の同位体, すなわち原子核中の陽子数は等しいが中性子数を異にする核種のうち安定でないものをいう。固有の半減期をもち, 多くの場合, 核放射線を放出して崩壊する(⇒同位体)。多くは人工のものであるが, Curie 夫妻の発見した ^{226}Ra ははじめとして, ^{40}K , ^{87}Rb , U , Th など天然のものもある。

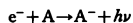
放射性同位体スキャンニング [英 radioisotope scanning, 独 Untersuchung auf Radioisotope, 仏 balayage à radioisotope, 露 радиоактивная развертка] いわゆる核医学診断法の一手段で, 放射性同位体(RI)を標識した薬剤の臓器による特異的な取込みを行わせ, その位置の測定に検出器を走査させるものである。疾病異常があれば, その部位の細胞活性による著明な取込みがあるか, または活性低下による取込みの欠損が見られる。X線診断法が形態的であるのに対して, この方法は機能的な診断である。X線による電算機断層撮影(CT)法に対応して, 主として陽電子放出型の短寿命 RI による CT 法がある。これは, RI を投与した人体の関心領域を含む部位周辺に検出器を回転させ, 多数の角度より陽電子の消滅 γ 線を測定し, その強度分布に基づいて人体の横断像上での RI 分布を求めるものである。

放射性毒害 [英 radiotoxicity, 独 Radiotoxizität, 仏 radiotoxicité, 露 радиотоксичность] 体内に存在する放射性物質が, 生体(臓器)に有害な放射線効果を及ぼす能力。毒性は放射性物質の半減期, 放出される放射線の種類, エネルギーなどによってその強弱が決る。放射性物質を放射性毒害(毒性)によって分類することがある。

放射性廃液 [英 radioactive liquid waste, 独 flüssiger radioaktiver Müll, 仏 déchet liquide radioactif, 露 радиоактивные жидкие отходы] 非密封の放射性物質を使用する施設では, その使用に伴って放射性廃液が発生する。放射性廃液には放射能の強いものもあれば弱いものもあり, またその中に含まれる放射性同位体の種類, あるいは酸性, アルカリなど, その性質もさまざまである。放射性廃液をそのまま河川や下水に放流することは公衆に障害を与えるおそれがあるので, 放射能濃度などについての法的な規制がある。

放射性廃棄物 [英 radioactive waste, 独 radioaktiver Müll, 仏 déchet radioactif, 露 радиоактивные отходы] 放射性同位体を取扱う施設, 加速器, 原子炉などにおいて発生する放射能を含む廃棄物で, 放射性廃棄物は大きく分けて気体廃棄物, 液体廃棄物, 固体廃棄物, そのほかの廃棄物(放射性廃棄物, スラリ一状廃棄物など)に分けられる。

放射性付着 [英 radiative attachment, 仏 attachement radioactif, 露 радиационное прилипание] 電子が中性原子, 分子に付着する場合に光を放射して付着すること。すなわち



の過程である。放出される光は電子親和力に相当する波長を長波長端として波長の短い方へのびる連続スペクトルを形成する。これを電子付着連続スペクトルとよぶことがある。一般に電子親和力は数 eV あるいはそれ以下なので,

この連続スペクトルの主な部分は赤外から可視の領域に入る。ちなみに, 水素原子の放射性付着過程は太陽光球から放出される連続スペクトルの主要部分を構成している。図

放射性物質 [英 radioactive substance, 独 radioaktiver Stoff, 仏 substance radioactive, 露 радиоактивное вещество] 放射能をもつ物質のことで, その物質中に放射性核種が含まれていることに起因する(⇒放射性核種)。放射性核種からは α 線, β 線および γ 線などの放射線が出ており, 放射性物質の取扱いにあたっては放射線被曝に注意しなければならない。天然に存在する放射性核種を含む天然放射性物質と, 人工的につくられた放射性核種を含む人工放射性物質とに大別される。

放射性崩壊 [英 radioactive decay, 独 radioaktiver Zerfall, 仏 désintégration radioactive, 露 радиоактивный распад] ⇒ 核の崩壊

放射性捕獲 [英 radiative capture, 独 Strahlungseinfang, 仏 capture radiative, 露 радиационный захват] 核反応において, 入射粒子が標的核に吸収され, その結果できた複合核が γ 線を放射して崩壊する現象。捕獲される粒子によって中性子捕獲, 陽子捕獲などの種類がある。このなかで低エネルギーの中性子の放射性捕獲は最もよく知られた現象で, 複合核の共鳴反応などで主要な役割を占め, 中性子による分光学的重要な手段となっている。そのほか放射性 μ 粒子捕獲および放射性電子捕獲など素粒子反応や原子衝突などのことばを用いる。

放射線 [英 radiation, 独 Strahlung, 仏 rayonnement, 露 излучение] もともと, 自然放射性元素から放出される α 線, β 線, γ 線のことであったが, 現在では, これらと同程度以上のエネルギーをもって運動している素粒子や原子核, 光子などを総称して放射線という。線とよばれるのは, 粒子の流れに方向性が認められるのが普通だからである。放射線が物質中を通過するとき, 物質原子内の電子を電離する作用をもつものを, 特に電離放射線ということがあるが, 二次的な効果まで含めるとほとんどすべての放射線は電離作用をもっている。

α 線, β 線のように電荷をもっている放射線は, 物質中を通過するとき, 原子内の電子との電気的作用によって電子を電離してイオンを生じる。このような放射線のことを直接電離放射線とよぶこともある。荷電粒子のうち陽子や α 線のような放射線がエネルギーを失うのは, 大部分電離作用によると考えてよく, このエネルギー損失を電離損失という。電子のように軽い荷電粒子は, 物質内原子核の電場によって進行方向が曲げられ, その結果, 光(または X 線)を放出してエネルギーを失う。この現象は制動放射とよばれており, 電子のエネルギーが高いときには, 電離損失より放射損失(制動放射によるエネルギー損失)の方が大きい。放射された X 線のエネルギーが高いときには, X 線は物質中で電子・陽電子対を創生し, その電子や陽電子が再び X 線を放出する。この過程を繰返すと, 多くの電子と陽電子がつくられる。これが電磁カスケードシャワーである。一方, 陽子や α 線などにもエネルギーが高くなると, 物質内の原子核と衝突して, 多くのハドロンを発生し, エネルギーのほとんどを失うことがある。また, 荷電粒子の速度が光速に近くなると, チェレンコフ光を放射する。チェレンコフ光のエネルギーは小さいので, エネルギー損失としては小さいが, 高速粒子に特別な現象であるので, 粒子の検出には利用される。

X線や中性子のように電荷をもたない放射線を間接電離放射線という。X線は、物質中で、光电効果、コンプトン効果、電子対創主などの現象を起し、いずれの場合も、自由電子を生じるので、その結果、電離作用をもつことになる。中性子の場合には、水素原子核(陽子)と弾性衝突をして、その結果、はじき飛ばされた陽子(反跳陽子)が電離作用をもつ。また、中性子は物質中の原子核と反応して、荷電粒子を放出することが多く、これらの荷電粒子の電離作用は中性子の検出に利用されている。

自然界には、放射性元素から放出される α 線、 β 線、 γ 線などの放射線のほか、大空からふりそそいでいる宇宙線(一次宇宙線の大部分は陽子で、そのほかHeなどの軽い原子核が含まれている)が大気中の空気と衝突して生じる各種の粒子、そのうち特に地下深くまで進入する μ 粒子などが存在する。X線はX線発生装置で、また粒子線は加速器でつくられる。中性子は加速器でつくられるほか、原子炉においても多量に発生する。

放射線厚み計 [英 radiation thickness gage, 独 Strahlendickenmesser, 仏 jauge d'épaisseur à rayonnement, 露 радиоактивный толщиномер] α 、 β 、 γ 線やX線などの放射線を測るべき物体に当てて、放射線が通過する間の吸収量を測定するか、または反射する背面(後方)散乱を測定し、物体の厚さを求める装置である。使用される放射線は主として β 線と γ 線(X線)である。透過型厚み計では厚さと密度との積を検出し、密度が一定と仮定して厚さを求める。厚さ d の物体中で、強度 I_0 の放射線は減衰し、通過後の強度 I は近似的に $I = I_0 e^{-\mu d}$ で表され、厚さが厚くなると $I = I_0 B e^{-\mu d}$ となる。ここで μ は吸収係数、 B は再生係数である。測定誤差は $\mu d \approx 1$ で最小となるので、 d に対して $\mu d \approx 1$ となるような μ を与える放射線の種類とエネルギーを選ぶ。対象に接触しないで厚さの測定ができる利点がある。 β 線厚み計は主に 10^{-1} – $1000 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 程度の金属薄膜、ゴム、プラスチックなどに用いられる。線源には主として ^{204}Tl 、 ^{90}Sr が広く用いられ、検出器には電離箱、ガイガー-ミュラー・カウンタ、比例計数管、シンチレーションカウンタなどが用いられる。 γ 線(X線)厚み計は主に金属板に、特に β 線に比べ厚く $2\sim 50 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ に用いる。 γ 線源には ^{60}Co 、 ^{137}Cs など、X線源にはX線管または β 線源による制動放射を用いる。X線管から得られる放射線エネルギーはかなり広範囲なので、同一装置で広範囲の厚さ測定ができる。 α 線厚み計は少ないが、 $1 \text{ mg} \cdot \text{cm}^{-2}$ 以下の高分子薄膜の測定に用いられている。背面散乱形の場合は線源と検出器とを同じ側に置くことができるが、精度が劣る。 β 線によるメッキ層等の厚さを測定するものと、 γ 線のコンプトン散乱による強度とエネルギーの変化を利用するものがある。また、 ^{241}Am などから放出される γ 線を測定物質に入射させ、測定物質から放出される特性X線の強度を測定するという蛍光X線法を応用した厚み計もある。

放射線外部被曝 [英 external radiation exposure, 独 äußerliche Bestrahlung, 仏 exposition à une irradiation externe, 露 внешнее облучение излучениями] 人体の外部にある放射線源から、人体が放射線を受けること。主に透過力の強い γ 線、中性子、高速荷電粒子によって引起され、 α 線、 β 線による影響は少ない。

放射線化学 [英 radiation chemistry, 独 Strahlenchemie, 仏 chimie sous rayonnement, 露 радиационная

химия] 放射線化学は電離放射線の吸収によって物質中に生じる化学的效果を研究する学問である。電離放射線のうち、特に紫外から赤外にわたる光(波長 $0.1 \mu\text{m} \sim 1.0 \mu\text{m}$)によって引起される化学過程は光化学過程とよばれ、これを研究対象とする学問は光化学である。光化学過程では光のエネルギーが比較的小さく、光は単一の分子に吸収されることが多く、かつ、光を吸収した電子は電離されないで単に励起されることが多い。放射線化学で取扱う放射線のエネルギーは、これよりは大きく、電離放射線は物質中を通過する間に、その進行する道筋に沿って、たくさんの分子や原子をイオン化する。したがって、光化学過程と比べて、反応生成物も多岐にわたるのが通例である。また、放射化学とよばれている学問は放射性核種の関与する化学の研究領域で放射線化学とは別の研究分野である。

放射線化学反応 [英 radiation chemical reaction, 独 radiochemische Reaktion, 露 реакция радиационной химии] 物質に放射線を照射し、イオン化あるいは励起によって起す化学反応をいい、通常の光あるいは熱などのエネルギーによるものと反応機構が異なる。たとえば水にX線や γ 線を照射すると、水分子は H_2O^+ と e^- と励起された水分子となり、およそ 10^{-12} 秒内に H^+ 、 OH^- 、 γ 遊離基(水素原子)、 OH 遊離基、水和電子となって熱平衡に達する。そして $\sim 10^{-9}$ 秒で水和電子(2.7)、 H (0.6)、 OH (2.8)、 H_2 (0.45)、 H_2O_2 (0.7)、 H^+ (2.9)、 OH^- (0.2)のような初期生成物ができる。ここで()内は放射線化学収率 G で、吸収された放射線エネルギー 100 eV 当りに生成される分子数である。この場合には5個程度の水分子が分解される。ショ糖は放射線によりグルコースとフルクトースに分解し、アミノ酸からは二酸化炭素やアミンやときにはアンモニアが生成される。酵素は普通、照射線量の増加に対して酵素活性が指数関数的に低下し、DNAでは一本鎖切断と二本鎖切断が起る。放射線化学反応では、極めて高い温度と圧力でなければ生成しないような活性種ができるので、これを利用していくつかの生産過程に応用されている。その中で最も規模の大きいのは、電子線による耐熱電線の製造である。高分子に電子線を照射すると、遊離基当り $16 \sim 30 \text{ eV}$ のエネルギー付与で遊離基が生成する。ポリエチレンでは H が放出されて遊離基が生成し、遊離基相互に橋かけ反応が起る。電子エネルギーは $\sim 2 \text{ MeV}$ で $20 \sim 40 \text{ Mrad}$ の線量が必要である。塗装は一般に有機溶媒を使用するが、環境汚染を避ける目的もあって電子線塗装法が開発された。この場合塗料の層が薄いので電子線の飛程は短くてよく、したがって電子エネルギーは 300 keV どまりである。そのほか発泡ポリエチレンの発泡可能温度範囲の拡大や、メモリー効果を利用した熱収縮フィルム、チューブの製造、タイヤ用ゴムの橋かけなどに利用されている。

放射線カメラ [英 radiation camera, 独 Strahlungskamera, 仏 chambre à radiation, 露 радиационная камера] 臨床医学において放射線を用いて患部の診断を行う撮影装置。放射線としてはX線、 γ 線のほか最近では中性子線も使われる。撮影法には線源を固定し被検体を挟んでフィルムあるいは放射線検出器を設置して行うもの(X線撮影装置)、また、線源と検出器を一直線に並べ、中心に被検体を置いて、その周囲を回転させながら測定を行い、放射線の吸収の度合を電子計算機で読取り、計算を行った後に像を得るもの(電算機断層撮影装置、略称:CT)や被検体内部の患部に集積する性質をもった短寿命の放射性

同位体またはその化合物を投与し、その放射線(γ 線, 陽電子の消滅 γ 線)を検出・撮影して患部の像を得る(シンチレーションスキャナー, 陽電子放出断層撮影装置など, 略称: PET)がある。アイソトープカメラ, ガンマカメラ, シンチカメラともいわれる。

放射線感受性 [英 radiosensitivity, 独 Strahlungsempfindlichkeit, 仏 radiosensibilité, 露 радиочувствительность] 放射線を受けた際の影響の現れやすさ。主として, 放射線の生体に及ぼす効果に用いられる。個体, 器官, 細胞, 分子のいずれのレベルに対しても使用されている。放射線感受性は, 致死, 生理機能の変化など注目する効果の種類により, また, 生体の種類により当然異なるが, 物理的(温度など), 化学的(細胞内の酸素分圧など)あるいは生物的(年齢, ビタミンなどある種の生体必須物質の欠乏など)条件によって影響を受けるので個体によっても異なるのが普通である。このため, 50% 致死線量(LD₅₀)など放射線感受性を表す量は統計的性格を帯びることに注意を要する。

放射線管理 [英 radiation control, 独 Strahlungskontrolle, 仏 contrôle du niveau de rayonnement, 露 контроль уровня излучения] 放射線被曝による障害の発生を防止する目的で, 放射線が存在する場の強度(空間線量率), 人の触れる物体表面の放射性汚染のレベル(表面汚染密度), 空気や水中の放射能濃度, 放射線作業に従事した人の被曝線量などの測定・評価を行い, その結果に基づいて適切な処置を行うこと。

放射線計測 [英 radiation measurement, 独 Strahlungsmessung, 仏 mesure des rayonnements, 露 радиометрия] 放射線, すなわち不安定原子核の崩壊によって生ずる α 線, β 線, γ 線と, 高電圧装置・加速器または原子炉でつくられるX線と種々の粒子線, さらに宇宙線を含めた粒子(X線のような電磁波も含む)の計測をいう。計測は放射線と物質との相互作用を利用して行われ, 計測原理によって物質の電離作用を利用するもの, 物質の励起を利用するもの, 化学反応を利用するものに大別される。電離作用を利用する検出器には, 電離箱, 比例計数管, ガイガー-ミュラー-カウンタ, 半導体検出器, 霧箱, 泡箱, 放電箱などがある。励起を利用する検出器には, シンチレーションカウンタ, チェレンコフ-カウンタ, トランジション検出器などがある。また, 化学反応を利用する検出器には, 写真乳剤(原子核乾板), 化学線量計がある。中性子は物質中の電子と相互作用を行わないので, 中性子の検出には原子核反応が使われる。荷電放射線のエネルギーの測定は物質中での飛程や電磁石を用いたスペクトロメータも使われる(⇒放射線検出器)。

放射線源 [英 radiation source, 独 Strahlungsquelle, 仏 source de rayonnement, 露 источник излучения] 放射線を放出するものの総称。広義には, 環境中の自然放射線物質を含めたすべての放射性同位体, 原子炉, X線発生装置や加速器などの放射線発生装置をさす。狭義には, 単に線源という場合もあるが, 放射性同位体だけの意味に使われることが多い。密封線源, 非密封線源のように放射性同位体の形態に用いられる場合や, 点線源や面線源などのように形状に関して用いられる場合などの線源という語は, 狭義の放射線源の意味で使用されている例である。

放射線検出器 [英 radiation detector, 独 Strahlungsdetektor, 仏 détecteur de radiation, 露 детектор излу-

ния] 放射線が物質中を通過する際に起す現象を利用して放射線を検出する装置の総称で, 粒子検出器とほぼ同義語である。ただ, 粒子検出器は粒子1個1個を観測することを主眼とするので, 多くの放射線をまとめて測定する放射線線量計のようなものは含まない。また, カウンタはエレクトロニクスを利用して粒子を測定する検出器の総称で, 原子核乾板や泡箱などは含まない。

α 線, β 線, 陽子, イオン, π^+ 中間子などの荷電粒子の場合には, 電離作用, 発光現象(シンチレーション光, チェレンコフ光), 写真作用などを利用して検出する。X線や γ 線は電荷をもたないが, 光電効果, コンプトン散乱, 電子対生成などによって二次電子を発生するので, これを測定することによって間接的に検出できる。中性子は, 原子核と衝突して反跳陽子や α 粒子, 核分裂生成物などの荷電粒子を発生するので, これを利用して検出できる。

(1) 放射線検出器の分類: 放射線検出器は多種多様であり, かつ, ひとつの形式の検出器は, 性能や形状を変えることによっていろいろな目的に使用できる。したがって厳密に分類することは困難であるが, 便宜的に表1のように分類できる。

表 1

放射線検出器から出るシグナルによる分類	
電氣的シグナル	(箔)検電器, 電離箱, 比例計数管, G-M管, 核分裂計数管, 半導体検出器, マルチワイヤーチェンバーなど。
光學的シグナル	シンチレーションカウンタ, チェレンコフ-カウンタ, 霧箱, 泡箱, 放電箱, 原子核乾板, TLD など。
普通の場合の使用方法による分類	
粒子の通過でシグナルが出る検出器	電離箱, 比例計数管, G-M管, 半導体検出器, シンチレーションカウンタ, チェレンコフ-カウンタなど。
粒子の飛跡を観測する検出器	霧箱, 泡箱, 原子核乾板, 放電箱, マルチワイヤーチェンバーなど。
シグナルを出す物質による分類	
気 体	電離箱, 比例計数管, G-M管, 霧箱, 放電箱, マルチワイヤーチェンバー, ガスチェレンコフ-カウンタなど。
液 体	液体シンチレーションカウンタ, 液体チェレンコフ-カウンタ, 泡箱など。
固 体	シンチレーションカウンタ, チェレンコフ-カウンタ, 半導体検出器, フィルム, 原子核乾板, TLD など。

(2) 気体を使う検出器(電離箱, 比例計数管, ガイガー-ミュラー-カウンタ(GM 計数管)): これらの検出器は, 気体中における放射線の電離作用によって生ずる電子を電気信号として観測するものである。電子と同時にイオンも発生するが, イオンは気体中での移動速度が遅いので普通は利用しない。検出器の構造としては, 気体を封じ込んだ容器中に正負の平行板電極を挿入するものや, 円筒形の容器そのものを負の電極として用いて, その中心線上に細いワイヤーを張って正の電極とするものなどが代表的である。電極間に加える電圧が高く, 電極間の電場が強いときには, 放射線によって発生した電子が加速されて気体原子を電離して二次電子をつくるので電子の増殖が行われる。したがって, 電場の強さによって検出器の特性が変わってくることになる。最も低い電場で使用するのが電離箱

であって、電子の増殖が起らないようにして放射線の電離作用の大きさそのものを測定するのに使用する。電離箱の歴史は古く、1900年頃すでに C. T. R. Wilson はこれを用いて宇宙線を観測したといわれている。電離箱にはふたとおりの使用方法がある。ひとつは電極間に高抵抗を接続して電離電流によって生ずる電位差を測る方法で(直流電離箱)、もうひとつの方法は電離電子が正電極に収集されたときの総電荷を電気パルスとして測定する方法である(パルス電離箱)。前者の方法では、放射線を1個1個の粒子としてだけでなく、多数の放射線による平均の電離電流も測定できるので、放射線強度や線量の測定に使われる。電極間の電場を強くすると、増殖の程度すなわち電流の大きさが電場に比例するようになる。このような条件で用いるものが比例計数管であって、電離箱より大きい電気シグナルが得られるので放射線の計数に使われる。電圧をさらに高くすると、電子がだれが起るようになり、その結果、放射線が入射するたびに強い電流が流れる。この場合には、電流の大きさは放射線の電離作用に比例しないので、放射線が検出器内で失ったエネルギーを知ることではできないが、入射する放射線の数を知ることができる。これがガイガー・ミュラー・カウンター(GM 計数管)である。

(3) シンチレーションカウンター: ある種の透明物質は放射線が通過するとき光(シンチレーション光)を出す性質がある。このような物質をシンチレーターといい、この光を利用して放射線を検出するのがシンチレーションカウンターである。近代的なシンチレーターは1944年 S. C. Curran らによって発見された。シンチレーションカウンターが普及するようになったのは、光の信号を電流に変える光電子増倍管が実用化されてからである。初期にはシンチレーターとして NaI, CsI などの無機結晶が用いられたが、後になってアントラセン結晶やプラスチックシンチレーター、液体シンチレーターなども使われるようになった。シンチレーションカウンターの主な使用法はふたとおりある。ひとつは、薄いシンチレーターを用いてこれを透過する荷電粒子を観測する方法であり、もうひとつは、十分大きいシンチレーターを用いて、シンチレーター中でエネルギーを失って止まってしまう粒子の全エネルギーを測定する方法である。後者の使い方は、密度の大きい Na や CsI などが有利であるが、大型の単結晶の製作は困難であり、堅牢さにも欠けている。その点、プラスチックシンチレーターは製作、取扱いが容易である。シンチレーションカウンターは、現在最も広く使用されている検出器の一つである。

(4) 飛跡検出器(位置有感検出器): 荷電粒子が通過した位置や飛跡を観測する装置で、霧箱、原子核乾板、泡箱、放電箱、マルチワイヤーチェンバーなどがこれに属する。霧箱は古くから自然放射線や宇宙線の観測に用いられ、二重コプトン散乱の検証や陽電子の発見など物理学への貢献が大きい。ウィルソン霧箱と拡散霧箱の二種があるが、いずれも、過飽和の蒸気中を荷電粒子が通過するとき、粒子の経路に沿って生じたイオンを核として霧滴が発生することを利用している。ウィルソン霧箱の場合には、飽和蒸気の入った霧箱容器をピストンなどを用いて瞬間的に減圧することによって過飽和状態を実現し、それに同期して写真を撮影する。したがって、この瞬間に粒子が入射して、霧箱内で反応を起せば写真上に記録されることになる。これに対して、拡散霧箱の場合には霧箱の上面と下面の温度

差を利用して定常的な過飽和状態をつくるので、粒子が入射すればいつでも観測できるが、過飽和状態になっている空間が霧箱内の一部に限られる欠点がある。1950年代に出現した泡箱は、霧箱が過飽和の気体を用いたのに対し、過熱状態の液体を利用している。液体に圧力を加えて沸点以上に保ち、ウィルソン霧箱と同じように、ピストンによって瞬間的に減圧する。そうすると、液体は沸騰しやすい状態となり、粒子が入射すれば粒子の行路に沿って、小さい泡が発生するので、粒子の飛跡を観測することができる。泡箱の長所は、粒子の飛跡に沿って発生する泡が極めて小さいので、粒子の位置の精度がよいこと、また液体として水素を用いることによって、入射粒子と陽子の反応のような基本的な素粒子反応を観測できることなどである。泡箱が実用化された年代は、あたかも高エネルギー加速器の発展のときにあたり、加速器で発生する各種の高エネルギー粒子を利用して泡箱実験が行われることになった。1960年代には、泡箱実験はカウンター実験とともに、高エネルギー実験の二本柱となった。泡箱は素粒子反応を写真に撮影して記録できるので、まれにしか起らない現象、特に素粒子の崩壊などの研究に威力を発揮している。原子核乾板の歴史は古く、特に宇宙線によって起る素粒子反応の研究には、現在でも不可欠の道具のひとつである。粒子の飛跡測定の精度は、ほかのどの検出器よりも優れているが、欠点としては、乾板上に記録された現象が起きた時刻を知ることができないことである。この欠点を補うため、最近では原子核乾板とカウンターを組合せて加速器の実験に用いている。

高エネルギー実験が精密化するにつれて、カウンター実験においても、粒子の飛跡を観測することが重要となり、シンチレーションカウンター、チェレンコフ・カウンター、電磁石などと組合せて使用できる飛跡検出器として放電箱(スパークチェンバー)が開発された。これは、間隔1cm程度の大きい平行板電極の間に Ne, He などの気体を封じ込めておき、粒子が板に垂直に近い方向から入射したことを別のカウンターで検知して高電圧パルスを電極に印加すると、粒子の飛跡に沿って放電が起ることを利用する。このような放電箱を何層も重ねることによって、粒子の飛跡が観測できた。この方法では、飛跡の記録には写真が用いられたが、放電箱が大型化することによって光学系が複雑になることや、写真ではオンラインの解析ができないなどの理由で、やがて、マルチワイヤーチェンバーが取って代わるようになった。これは金属板の代りに数mmの間隔で細い金属ワイヤーを張り、放電によってワイヤーに流れる電流パルスを信号として取出して処理するものである。この方式の飛跡検出器はその後急速に発展し、今日各種の形式のものが使用されている(⇒マルチワイヤーチェンバー、ドリフトチェンバー)。

(5) 半導体検出器: Si や Ge などの半導体の感度の高い部分を荷電粒子が通過すると電子と空孔の対ができる。適当な電場をかけることによって、パルス電離箱と同じように、電気パルスを取り出すことができる。気体の電離箱の場合には電子とイオンの対を1つづつ作るのに、荷電粒子は約30eVを失うが、半導体の場合には電子と正孔の対を1つづつ作るのに数eVで十分である。したがって、同じエネルギー損失に対しては半導体検出器は約10倍の電流が流れるのでエネルギー測定の精度が極めて高くなる。最初は感度の高い部分をつくるのに pn 接合や表面障壁が用いら

れ、形も小型であったが、1970年代に入ってから Ge の大型結晶がつくれるようになり、Li を混入した pin 接合のものや高純度 Ge の検出器が、荷電粒子や γ 線の測定に広く使用されている。

(6) そのほかのよく使われる検出器：チェレンコフ・カウンターは、速度が真空中の光速に近い高エネルギー粒子の検出には不可欠である (\Rightarrow チェレンコフ・カウンター)。特に鉛ガラスのチェレンコフ・カウンターは、光子や電子が鉛ガラス中で起すカスケードシャワーを利用して、光子や電子の全エネルギーを測定する、全エネルギー検出器 (電磁カスケードシャワーカロリメーター) として使われる。

中性子は、電荷をもたないので、特別の検出器が必要である。一般に用いられている方法は、中性子によって跳ね飛ばされる陽子などの反跳荷電粒子を観測する方法と、核反応 $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ で発生する α 粒子や、中性子による U の核分裂による分裂生成核を観測する方法などである。後者には、BF₃ カウンターおよび核分裂計数管などがあり広く使われている。このほか原子炉計装などで中性子測定に用いられているものに自己出力中性子検出器などがある。主な検出器の性能を表 2 に示す。

表 2

粒子検出器	信号検出の方法	時間分解能	位置分解能
写真乾板 (乳剤、エマルジョン)	化学変化	なし	非常によい (数 μm)
霧箱、泡箱	相転移が起きるのを写真撮影	数 ms ~ 数十 ms	よい (数十 μm)
プラスチック・シンチレーションカウンター	蛍光を光電子増倍管でとらえる	数 ns	なし (多数組合せて可能、数 μm)
チェレンコフ・カウンター	チェレンコフ光	数 ns	なし (ただし方向性あり)
半導体検出器 (固体検出器)	半導体中の電子・正孔対を電氣的に増幅	数十 ns	なし (多電極で可能、数十 μm)
電離箱	気体中の自由電子・陽イオン対を電氣的に増幅	数百 ns	なし (多電極で可能、数 cm)
比例計数管	気体中の自由電子・陽イオン対をガス増幅した後電氣的にも増幅	数十 ns	なし (多電極で可能、数 mm)
ドリフトチェンバー	同上	数十 ns	数百 μm
ガイガー・ミュラー管	同上	数十 μs ~ 数百 μs	なし (多電極で可能、数 μm)

・ タイムプロジェクトンチェンバーを含む。

放射線効果 [英 radiation effect, 独 Strahlenwirkung, 仏 effet de rayonnement, 露 действие излучений] 放射線が物体に作用して引起す効果のこと。着目点の違いにより、物理的效果、化学的效果、生物学的効果 (生体の場合) などに分類できるが、基本的には、放射線の電離作用や核

反応などによって起るものである。これらについてのメカニズム解明、線量・効果間の定量的因果関係の探索などがそれぞれ放射線物理学、放射線化学、放射線生物学などの学問分野を生み出した。

放射線作業 [英 radiation work] 放射線を被曝する可能性のある作業をいう。放射線作業を行う者は、安全を確保するため、各種の防護措置をとることを義務づけられている。したがって、作業を開始する前に、どの程度の放射線を受けるかを予測して、その作業が放射線作業であるかどうか判定することが必要である。しかし、現実には被曝する放射線量を予測することは困難なので、放射線管理区域内で行われる作業はすべて放射線作業と規定している場合が多い。

放射線遮蔽 [英 radiation shielding, 独 Strahlenabschirmung, 仏 blindage contre le rayonnement, 露 радиационная защита] 放射線源から人体の受ける放射線量を低減し、また、構造物や機器の放射線損傷、発熱、放射化を軽減したり、放射線測定器に対する放射線バックグラウンドを低くするために放射線を通ることを放射線遮蔽という。単に、遮蔽または、シールドということもある (\Rightarrow 遮蔽)。また、放射線遮蔽材と同じ意味に使用された場合もある。遮蔽体の設計にあたっては、対象とする放射線の種類、エネルギー、線源の形状や、遮蔽体に対する制約 (スペースの制限、床荷重の制限など) を考慮し、遮蔽材料を選ばなければならない。設計に使用される計算方法としては、簡単な減衰模型に基づくものが中心であったが、大型コンピュータの発達とともに、二次元、三次元の輸送計算が可能となってきた。

放射線遮蔽材 [英 radiation shielding material, 独 Abschirmungsmaterial, 仏 matériel de blindage radioactif, 露 радиационно защитный материал] 放射線を遮蔽するために使用される材料を放射線遮蔽材という。 γ 線の場合は、 γ 線のエネルギーの大小により異なるが、一般に原子番号の大きい重い元素ほど、遮蔽効果が大きい。実用的には、鉄や鉛などが使用されることが多い。微弱な放射能測定のための遮蔽の場合には、遮蔽材中の微少な自然または人工放射能が問題となるので材料の選択に注意が必要である。中性子線に対しては、数 MeV 以下の場合には、水やパラフィンのように水素を多く含んだ物質が有効である。エネルギーが高くなるとともに、非弾性散乱による中性子エネルギーの損失が重要になってくるため原子番号の大きい元素を含んだ材料が効果的となる。原子炉や加速器のように多量の遮蔽が必要な場合には、構造物を兼ねてコンクリートが使用されることが多い。また、重晶石、鉛、鉄の打抜きくずなどを骨材とする重コンクリートが使用されることもある。

放射線重合 [英 radiation-induced polymerization, 独 Strahlungs polymerisation, 仏 polymérisation sous rayonnement, 露 радиационная полимеризация] \Rightarrow 重合

放射線障害 [英 radiation injury, 独 Bestrahlungsschaden, 仏 radiolésion, 露 радиационное поражение] 放射線に被曝することにより生体に現れる悪い影響のこと。身体的影響と遺伝的影響に大別される。前者はさらに早発性障害と後発性障害に分けられる。早発性の障害には、吐き気、嘔吐、全身けん怠、宿酔、白血球増加、リンパ球増加、白血球減少、皮膚の色素沈着、脱毛、紅斑などがあり、晩発性の障害には、加齢現象 (早く年をとるこ

と)、白血病(血液の癌)、その他の発癌、悪性貧血などがある。致死線量を超えて被曝したときには、線量の大きさにより、造血系の損傷、消化器官の内臓損傷、神経系の損傷などが原因となって死に至る。生体組織の放射線感受性に関しては「分裂頻度の高い組織ほど高く、分化の進んだ細胞ほど低い」ことが知られていて、ベルゴニー-トリポンドーの法則とよばれている。

放射線照射 [英仏 irradiation, 独 Strahlenaussetzung, 仏 exposition aux rayonnement, 露 облучение излучениями] 治療・材質改善・分析・放射性同位体製造などのため放射線を物に当てること。小型加速器で α 線・電子線を用いる場合と、 ^{60}Co や ^{137}Cs の γ 線を利用する場合(γ 線照射)が多い。 α 線、 β 線、中性子線を利用することもあり、特に α 線照射、 β 線照射、中性子線照射ということもある。医学的には腫瘍の治療に用いられ、 α 線・ γ 線・電子線・中性子線を外部から照射するか、 Ra 、 ^{60}Co などの密封線源を組織内に挿入する。工業的には高分子材料の開発・医療器具の滅菌・非破壊検査・食品貯蔵などが行われている。また放射化分析・蛍光X線分析のために中性子線と α 線を照射する。農業では突然変異による品種改良、害虫の雄の不妊化飼料による防除に利用されている。これらの照射は普通 $10^3\sim 10^7$ radの線量で行われるが、材料の放射線損傷を調べるときには、 $10^7\sim 10^9$ radの大線量照射を行う。

放射線照射損傷 = 放射線損傷

放射線真空計 [英 radioactive ionization gauge, 独 Ionisationsvakuummeter mit radioaktiver Strahlungsquelle, 仏 manomètre à source radioactive, 露 радиоактивный ионизационный вакуумметр] 電離真空計の一種。気体分子を電離するのに放射性同位体から放出される放射線を用いる形式の真空計である。放射線としては電離能力があれば何でもよいが、最も電離能力の高い α 線が一番多く用いられる。アルファトロンの商品名で市販されている放射線真空計では、 Ra より放出される α 線が用いられる。線源は Au と Ra の合金として小さいカプセルに封入され管球内に取付けられている。生成されたイオンは集イオン電極に集められ、増幅器を通して出力として取出される。熱陰極電離真空計のようにフィラメント焼損の心配がなく、測定可能な圧力範囲は大気圧より 10^{-1} Paである。 α 線の代りに β 線を用いる形式の真空計の例もある。

放射線ストリーミング [英 radiation streaming, 独 Strahlungsstromtransport, 露 прохождение излучения по каналу] γ 線や中性子などの放射線が、ある物質中の特定部分を選択的に透過することを放射線ストリーミングという。遮蔽体内を貫通しているダクトや通路などを通して放射線が漏えいする場合(ダクトストリーミング)と、均一な遮蔽体内のポイドや減衰の少ない媒質を通じて放射線が漏えいする場合がある。特にエネルギーの低い中性子の場合に問題になることが多く、ダクトストリーミングの場合には、あたかも煙が狭いすき間を通して離れた場所に達するのと同じように、中性子の流れが生じ、思いがけない場所で放射線のレベル上昇を起す。原子力船「むつ」の放射線漏れの要因となったのが、この放射線ストリーミングで、原子炉の圧力容器と二次遮蔽体の間の狭いダクトによるダクトストリーミングで上部の中性子レベルが上昇したのである。放射線ストリーミングは、遮蔽の研究上では重要課題のひとつとなっており、遮蔽に関する実験では、なんら

かの形でストリーミングと関係のあるものが多い。計算においては、二次元の輸送計算や、モンテカルロ計算によって、大型計算機を用いればストリーミング現象をかなり詳細に再現できるようにになっている。

放射線生態学 [英 radioecology, 独 Radioökologie, 仏 radioécologie, 露 радиэкология] 環境中に放出された各種の放射性核種が、壊変特性などの物理的性質や化学的性質の違いによってどのような動的および静的挙動を示すかを研究する学問分野。海中、陸上の別を問わず環境中に生存している各種生物系との関係が重要な役割を果たす。

放射線生態学的濃縮 [英 radioecological concentration, 独 radioökologische Konzentration, 仏 concentration radioécologique, 露 радиэкологическая концентрация] 環境中に放出された放射性核種が、そこに生存する生物系により濃縮される現象をいう。たとえば、海洋中に放出された放射性ヨウ素は海草中に、同じく放射性重金属は魚貝類に、それぞれ選択的に吸収・沈着され、問題とする核種の比放射能が海水中のそれに比べて飛躍的に増大することがある。

放射線増感 [英 radiation sensitizing, 独 Strahlungsempfindlichmachen, 仏 sensibilisation radioactive, 露 сенсibilизация излучений] 放射線に対する感受性を増感すること。放射線感受性は細胞の種類によって異なるが、細胞の状態によって放射線感受性が低下する場合がある。線量の時間的(線量率効果)または、空間的(線エネルギー付与依存)な付与形式を変えることにより、そのような低感受性細胞への放射線効果を増感することができる。後者の場合には感受性を低下させる状態を薬剤により、改善することが考えられる。顕著な例として、癌病巣内は低酸素状態によって放射線感受性が低下しているので電子線と力の高い芳香族ニトロ化合物のなかから毒性の低い薬剤を用いて、放射線増感が行われており、癌の放射線治療に用いられている。

放射線測定のための単位 [英 units for ionizing radiation measurement, 独 Einheiten für Messung der Ionisierungsstrahlen, 仏 unités pour la mesure des rayonnements ionisants, 露 единицы для измерения ионизирующего излучения] (電離性)放射線に関する測定で用いられる主数量を4項に分類して列挙し、それぞれに対応するSI(国際単位系)単位を示し、また、常用されてきた非SI単位をいくつか右頁の表に示す。

放射線損傷 [英 radiation damage, 独 Strahlenschaden, 仏 lésion par irradiation, 露 радиационное повреждение] 放射線の照射を受けたときに固体に起る損傷。中性子・核分裂片・ α 線の影響が大きき、 β 線・ γ 線の影響は小さい。主に原子のはじき出しによって結晶の中のできる格子欠陥に伴う現象をいう。この欠陥は焼なましによってある程度は消滅する。金属を照射した場合、降伏強さ・引張強さは増加するが延性の(のびは)低下し脆化する。 NaCl 、 KCl などのイオン結晶は、色中心がつくられ着色するが、イオン結晶では原子のはじき出しがなくても、 β 線、 γ 線による電子励起によって欠陥がつくられる。半導体は、電気伝導率の変化が大きく比抵抗が上がる。原子炉内では高温・高圧で強い放射線にさらされるため燃料被覆材・炉心構造材は複雑な変化を起す。融点の0.3~0.5倍の温度で照射された場合、ポイド(空格子点が集まって空洞状になったもの)やスエリング(材料のふくれ)が起る。

(1) 放射能に関する量とその単位			放射線と物質との作用に関する量 (b)		
量	SI 単位	非 SI 単位(例)	量	SI 単位	非 SI 単位(例)
崩壊 [*] 定数	毎秒 s ⁻¹		G 値 ^{**}	慣用上、無次元として扱う	
平均寿命	秒 s	分 [*] min = 60 s, 時 [*] = 3600 s, 日 d = 86400 s, 年 y	W 値	ジュール J	慣用では電子ボルト ^{***} eV
半減期	秒 s	毎秒 s ⁻¹ = 崩壊 [*] 毎秒 dps = Bq, 毎分 min ⁻¹ = 崩壊 [*] 毎分 dpm = $\frac{60}{Bq}$ Bq, キュリー ^{**} Ci = 3.7×10^{10} Bq	半価層線吸収係数	メートル m	
放射能	ベクレル Bq		質量吸収係数	毎メートル m ⁻¹	
放射能面密度	ベクレル毎平方メートル Bq·m ⁻²	崩壊 [*] 毎秒毎平方メートル dps·m ⁻² , キュリー毎平方メートル Ci·m ⁻²	(3) 放射線の発散・伝播に関する量		
			粒子フルエンス	毎平方メートル m ⁻²	アルファ粒子毎平方メートル α·m ⁻² など
放射能濃度	ベクレル毎立方メートル Bq·m ⁻³	ベクレル毎リットル Bq·l ⁻¹ , 崩壊 [*] 毎秒毎立方メートル dps·kg ⁻¹ , キュリー毎立方メートル Ci·m ⁻³	粒子束密度	毎平方メートル毎秒 m ⁻² ·s ⁻¹	アルファ粒子毎平方メートル α·m ⁻² ·s ⁻¹ など
	質量濃度	崩壊 [*] 毎秒毎キログラム dps·kg ⁻¹ , キュリー毎キログラム Ci·kg ⁻¹	エネルギーフルエンス	ジュール毎平方メートル J·m ⁻²	エルグ毎平方メートル erg·m ⁻²
			エネルギー束密度	ワット毎平方メートル W·m ⁻²	エルグ毎平方メートル毎秒 erg·m ⁻² ·s ⁻¹
(2) 放射線と物質との作用に関する量 (a)			(4) 物質に射した放射線の作用に関する量		
断面積	平方メートル m ²	バーン b = 10 ⁻²⁸ m ² = (10 fm) ²	吸収線量	グレイ Gy	ジュール毎キログラム J·kg ⁻¹ = Gy, ラド ^{**} rad または rd = 10 ⁻² Gy
阻止能	ジュール毎平方メートル J·m ⁻²	電子ボルト毎マイクロメートル eV·μm ⁻¹	カーマ ^{***}	グレイ Gy	
質量阻止能	ジュール平方メートル毎キログラム J·m ² ·kg ⁻¹	電子ボルト平方センチメートル毎マイクログラム eV·cm ² ·μg ⁻¹	吸収線量指数	グレイ Gy	
飛程	メートル m		吸収線量率	グレイ毎秒 Gy·s ⁻¹	ラド毎秒 rad·s ⁻¹ = 10 ⁻² Gy·s ⁻¹
質量飛程	キログラム毎平方メートル kg·m ⁻²		照射線量	クーロン毎キログラム C·kg ⁻¹	レントゲン ^{**} R = 2.58 × 10 ⁻⁴ C·kg ⁻¹
LET	ジュール毎メートル J·m ⁻¹	電子ボルト毎マイクロメートル eV·μm ⁻¹	照射線量率	クーロン毎キログラム毎秒 C·kg ⁻¹ ·s ⁻¹	レントゲン毎秒 R·s ⁻¹ = 2.58 × 10 ⁻⁴ C·kg ⁻¹ ·s ⁻¹
			線量当量	シーベルト Sv	レム ^{**} rem = 10 ⁻² Sv
			線量当量率	シーベルト毎秒 Sv·s ⁻¹	レム毎秒 rem·s ⁻¹

^{*} SI と併用される単位。

^{**} 暫定的に SI とともに維持される単位。

^{***} SI と併用される単位, ただしその値は実験で定められる。

^{*} 崩壊を壊変ということもある。

^{**} 100 eV 当りに生成または変換される分子の数。

^{***} ケルマともいう。

またクリープ変形も生じる。He などの希ガスが存在するときは、これらの現象は拡大し、He 脆化・気泡を生じる。

放射線帯 [英 radiation belt, 独 Strahlungsgürtel, 仏 ceintures de radiation, 露 радиационный пояс] 地球磁場の中に 10 keV から数十 MeV にわたるエネルギー範囲の荷電粒子(捕捉荷電粒子)が存在するという事実は、発足期の宇宙空間観測の大きな発見であり、発見者の名をとってバン・アレン帯とよばれたこともある。図は 1 MeV 以上のエネルギーをもつ陽子(図 1)と電子(図 2)のフラク

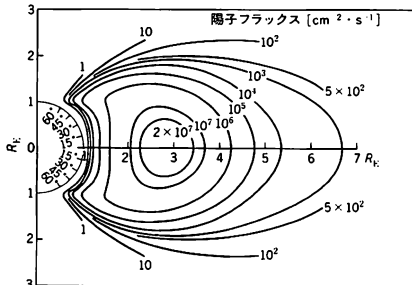


図 1

ス分布である。放射線帯の外側の境界は、赤道面を約 10 R_E (R_E:地球半径)で横切る磁力線とほぼ一致している。放射線帯粒子の起源として最初に考えられたのは、数 GeV を超えるエネルギーをもつ宇宙線陽子が地球大気の子核に衝突して中性子をたたき出し、それがβ崩壊をしてエネルギーの1けた以上低い陽子に変わり、地球磁場に捕えられたのではないかという説であった。しかしその後中性子の計測が行われ、陽子のエネルギースペクトルとの比較がなされると、この機構で説明できるのは約 10 MeV より高いエネルギーをもつ陽子に限られることがわかっ

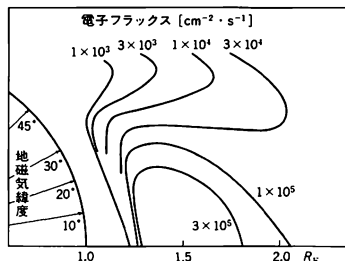


図 2

た。そして結局は、放射線帯粒子の大部分は、磁気圏尾部のプラズマシートを経由して侵入した太陽風粒子だということになった。磁気圏の中には太陽風との相互作用によって電場がつくられているが、この電場によるドリフト運動が粒子を地球の近くまで運び、同時に断熱圧縮によって加熱する(⇒断熱不変量)。木星や土星の磁気圏においても放射線帯が観測されている。

放射線治療 [英 radiotherapy, 独 Strahlentherapie, 仏 radiothérapie, 露 лучевая терапия] 放射線を用いて病気を治すこと。癌や悪性腫瘍の治療が主である。放射線の電離作用を利用するが、熱中性子による¹⁰Bの核崩壊反応や負 α 中間子の核捕獲に伴う核崩壊反応を利用するものも研究されつつある。放射線の発生源としては、X線発生装置やラジウム針(²²⁶Raを白金イリジウム合金の針状容器に封入したもの)、⁶⁰Coリ線源、電子リニアックやベータトロンなどの加速器が使用されている。最近では医用専用のサイクロトロンもつくられており(たとえば放射線医学総合研究所や東京大学医科学研究所のサイクロトロン)、また大型の高エネルギー陽子加速器が利用される例も見られる(たとえば高エネルギー物理学研究所やアメリカのフェルミ国立加速器研究所の陽子加速器)。放射線治療とともに、放射線を用いる診断などの医療も盛んになりつつある。

放射線抵抗性 [英 radioresistance, 独 Strahlungsbeständigkeit, 仏 radiorésistance, 露 сопротивление излучению] 生体や細胞の放射線に対する反応、特に致死効果についての感受性は細胞の種類や状態により異なる。低感受性のものを放射線抵抗性であるというが、この表現は相対的な評価によっている。これが問題となるのは放射線による癌治療の場合で、癌細胞が周囲の正常組織細胞と比較して低感受性であれば、放射線抵抗性癌であるといえ、通常の放射線による治療は役に立たない。一般に癌病巣の中心部には低酸素状態の放射線抵抗性細胞があり、また、腺癌、肉腫、悪性黒色腫なども抵抗性が高いので、これらの放射線治療には高線エネルギー付与(LET)の粒子線が用いられる。

放射線電池 [英 radiation battery, 仏 pile électrique de rayonnement, 露 радиоактивная батарея] = 原子力電池

放射線取扱主任者 [英 radiation safety supervisor, 独 Strahlenüberwacher, 仏 contrôleur de sûreté nucléaire, 露 дозиметрист] 放射線障害防止法(正式には「放射性同位元素等による放射線障害の防止に関する法律」という)により、放射性同位体や放射線発生装置の使用に際しては、放射線障害の防止について監督の任にある者を定めることが義務づけられていて、これを放射線取扱主任者という。放射線取扱主任者になるには、科学技術庁長官の行う国家試験(年1回)に合格して免許をもっていることが必要である。免許には第一種と第二種の2種類があり、密封された放射性同位体のみを取扱う場合には第二種の免許をもつことでよいとされている。

放射線発生装置 [英 radiation generator, 仏 générateur de rayonnement] 荷電粒子を加速することにより放射線を発生させる装置をいう。放射線障害防止法では、(1)サイクロトロン、(2)シンクロトロン、(3)シンクロサイクロトロン、(4)直線加速器、(5)ベータトロン、(6)バン・デ・グラーフ型加速器、(7)コッククロフト

ワルトン型加速器および(8)変圧器型加速器をいう(放射線障害防止法第2条-4、同施行令第2条、昭和39年4月9日科学技術庁告示第4号)。荷電粒子を加速することにより放射線が発生する装置であっても、上の(1)~(8)に該当しないものは放射線障害防止法では放射線発生装置とはいわれない。

放射線被曝 [英 radiation exposure, 仏 exposition aux rayonnements, 露 облучение излучениями] 身体に放射線の照射を受けること。線源が身体の内にあるか外にあるかにより内部被曝または体内被曝と外部被曝または体外被曝に、照射される身体の部分の大きさにより全身被曝と局部被曝に、また、照射の時間分布により急性被曝と慢性被曝に分けられる。関心が身体の方に向けられているとき放射線被曝といい、放射線の方にあるときは放射線照射という。

放射線負荷 [英 radiation burden, 独 Strahlenbelastung, 露 нагрузка излучений] もともと保健物理学や放射線管理学において、ある個人が被曝した放射線の集積線量を表す用語であるが、最近では、特に癌の放射線治療において、放射線を照射すべき病巣周辺の健全な組織が受ける放射線量を意味することが多い。いうまでもなく、癌の放射線治療において、病巣以外の健康な細胞が被曝する量はできるだけ小さいことが望ましいのであるが、スリットを通してきた放射線が散乱などのためある程度の広がりをもっている以上、病巣周辺の組織が若干の被曝を受けることはやむをえない。従来のX線、 γ 線による照射では、周辺の受ける線量(放射線線外の線量)は、病巣が受ける線量(主線線量)の 10^{-3} 以下とされており、スリットやコリメーターを利用して、この条件が満たされていた。しかし、最近よく用いられる速い中性子を用いる治療においては、中性子線はX線に比べて、コリメーターで絞ることが難しく、かつ、人体内で二次放射線を発生するので、周辺の放射線負荷が増大する傾向にある。これに比べて、陽子や重イオンのような荷電粒子線は取扱いが容易であり、コリメーターや磁石などを用いて、正確な照射野が形成できるので、放射線負荷を低減することが可能である。

放射線物理学 [英 radiation physics, 独 Strahlungsphysik, 仏 physique des rayonnements, 露 физика излучений] 文字どおり解釈すれば「放射線の本性を研究する物理学」ということになるが、普通は、「放射線と物質との相互作用に関する物理学」の意味に用いられている。放射線が媒質を通るとき、放射線と媒質を構成する微視的要素間の反応を介してエネルギーの授受が行われ(まれに巨視的系としての媒質を相手にエネルギーの伝達が行われることもある)、結果として放射線は散乱されたり吸収されたりする。放射線のなかには、荷電粒子、中性粒子、X線(γ 線)などが含まれており、物質との相互作用のようすは、粒子の種類やエネルギーなどによってさまざまである。荷電粒子が物質中を進行するとき、もっとも重要な物質との相互作用は、物質内の電子との相互作用であって、原子内の電子を励起したり、電離したりする現象である。これによる荷電粒子のエネルギーの損失のことを電離損失とよんでおり、エネルギーの低い荷電粒子は電離損失でエネルギーを失うと考えるとよい。しかし、エネルギーの高い核子やイオンなどは、物質内の原子核との反応によってエネルギーを失う割合が多くなる。また、電子や μ 粒子のような軽い荷電粒子は、電離損失のほかに、光を放射し

てエネルギーを失う放射損失があり、エネルギーが高いときには後者の方が大きくなる(⇒制動放射, チェレンコフ放射)。中性子の場合には電離作用はないが、物質中の水素と弾性衝突をしたり、原子核と反応してエネルギーを失う。X線の物質との相互作用は、光電効果、コンプトン効果、電子対生成(⇒対生成)などで、エネルギーが高くなればなるほど、この3つの現象のうち後の方が重要になる。これら、放射線と物質との相互作用を研究する分野を放射線物理学とよんでいるが、放射線が物理学・化学・生物学などの分野で研究手段として利用されるばかりでなく、工学・医学・農学などの広い分野で多量に使用されている今日、これらの学問の発展を支える基礎的学問として重要になってきた。放射線物理学は、放射線計測学、放射線計量学(ドシメトリ)、放射線遮蔽学、放射線管理学、放射線化学、放射線生物学、放射線医学、原子核工学などの基礎となっている。

放射線分解 [英 radiolysis, 独 Radiolyse, 仏 radiolyse, 露 радиолиз] 放射線と物質との相互作用の結果、物質を構成する元素間の化学結合が切断あるいは化学反応を起し、ほかの種々の生成物に分解する放射線誘起分解反応をいう。放射線分解の機構についてはまだ未知の部分も多いが、放射線の作用で物質中に生成するイオン、励起種、遊離基が分解生成物を生じる反応の開始剤の役割を果している。

放射線防護 [英 radiation protection, 独 Strahlenschutz, 仏 radio-protection, 露 радиационная защита] 放射線被曝による障害の発生を防止すること。国際放射線防護委員会では、放射線防護の目的を「放射線被曝を伴う行為が確実に正当とされるようになされている」という前提の下に「非確率的な有害な影響を防止し、また確率的影響の確率を容認できると思われるレベルにまで制限すること」と規定している。放射線防護の具体的方策は、外部被曝に対しては放射線防護の三原則ともよばれている次の3点を活用して、また内部被曝に対しては放射性物質を取込まないことを基本としてたてられる。

放射線防護の三原則: (1) 放射線源からできるだけ距離をとる(点状線源の場合放射線の強度は距離の二乗に逆比例)。(2) 放射線に身をさらす時間をできるだけ短くする。(3) 放射線源との間に適当な物質をおき放射線を遮蔽する。

原子力発電所や大型加速器施設などでは、作業者の被曝低減化対策の一環として、材料に放射化されにくいものや誘導放射能により放出される放射線が放射線管理の観点から、より望ましい性質をもつものを選択するなど、線源そのものをコントロールの対象とすることがある。防護の対象には通常ヒトあるいは人類が考えられているが、広く生物全体を含めたり、原子炉や加速器の構造材料などの放射線損傷からの防護まで含めて議論されることもある。ちなみに、国際放射線防護委員会では「もし人間が適切に防護されれば、他の生物もまた十分に防護されるであろう」といっている。

放射線防護剤 [英 radioprotective substance, 独 Strahlenschutzmaterial, 仏 substance radioprotective, 露 радиационно защитное вещество] 放射線に被曝する前に服用あるいは注射により投与を受けて放射線障害を軽減する物質(予防薬)と被曝後に投与を受けて放射線障害からの回復を促す物質(治療薬)とがあり、これらを総称して放射

線防護剤とよんでいる。放射線防護薬ともいう。広義には体内に摂取した放射性核種の排せつを促進する物質を含める場合もある。放射線の生体に及ぼす効果は、生体にとっての最重要物質であるDNA(細胞核に含まれている遺伝物質のデオキシリボ核酸)が放射線により直接的に損傷を受ける直接効果と、損傷を受けたDNAあるいは傷害を受けた細胞などの損傷修復または傷害回復への自立的能力が生化学的や生理学的過程において悪い影響を受けるという間接効果の2つに分けられるが、放射線防護剤はこのうちの間接効果に関するものである。

放射線が生体に作用してつくる「放射線毒」は、各種の不飽和脂肪酸やリポイド状の過酸化物といった反応性に富む生成物で、ラジカル型の連鎖的酸化反応の引金になるといわれている。したがって放射線防護剤としては、これらの反応あるいは反応生成物を強力に抑制する還元物質で、生体に対する毒性のないものが適していることになる。代表的放射線防護剤として今日知られているのは、システイン($\text{NH}_2\text{CH}(\text{COOH})\text{CH}_2\text{SH}$)、システアミン($\text{NH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2\text{SH}$)、WR-2721とよばれる化合物(正式の化合物名 S-2-(3-aminopropylamino)ethylphosphonic acid hydrate; $\text{NH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2\text{CH}_2\text{NHCH}_2\text{CH}_2\text{S} \cdot \text{PO}_3\text{H}_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$)などであり、いずれも NH_2 基と SH 基を含んでいるのが特徴的である。

放射線モニター [英 radiation monitor, 独 Strahlungsmonitor, 仏 moniteur de rayonnement, 露 регистратор излучения] 原子炉、加速器などの放射線を発生する施設や放射性線源、放射性物質を取扱う施設において、作業者や周辺の住民などが不用意に放射線を被曝しないように放射線量や放射能汚染を監視する装置のことで、放射線監視装置ともいう。原子炉や加速器のような大型の施設においては、放射線発生装置の近傍だけでなく、施設の敷地内や敷地境界などでも、放射線の空間線量を監視して、施設に出入りする人々や周辺住民の安全を確保している。監視する対象に応じて、空間線量を測定する線量率計、作業者や施設で使用された器具などの表面汚染を測定する表面汚染計、施設から排出される水や空気の水質汚染を測定する水汚染計や大気汚染計などがある。放射性物質や放射線源を取扱う施設では、監視する放射線は放射性元素から放出される α 線、 β 線、 γ 線であるが、原子炉や加速器では、これらのほかに中性子や μ 粒子など核反応で生成される粒子も含まれる。

放射線量 [英 radiation dose, 独 Strahlungs-dosis, 仏 dose de rayonnement, 露 доза излучения] 放射線照射の度合のことで、略して線量ともいう。物質に照射された放射線が起す物理・化学的あるいは生物学的効果を定量的に評価するために用いられ、照射された放射線の量を、照射された物質の単位質量に吸収されるエネルギーまたはそれに比例する量で表す。物質に吸収された放射線のエネルギーを吸収線量といい、放射線照射の大きさを表す照射線量は吸収線量に基づいて定義される。前者の単位は Gy (グレイ)、後者の単位としては X 線や γ 線に対して R (レントゲン) が用いられる。

放射線ルミネッセンス [英 radioluminescence, 独 Radiolumineszenz, 仏 radioluminescence, 露 радиолюминесценция] 放射線により物体内に持込まれたエネルギーの一部が量子過程を経て主として可視あるいはその付近の光に変換されて放出される現象の総称。放射線ルミネ

センスには、物体内に放射線によって発生した電子の励起状態が極めて短い時間 (10^{-9} – 10^{-8} s) に光子を放出して基底状態に移移する現象で、吸収したエネルギーによって数百ないし数千の光子が閃光として一時に観測されるシンチレーションとよばれるもの、低温で吸収された放射線のエネルギーの一部が物体内に蓄えられ、温度上昇に伴ってそのエネルギーを光子として放射する放射線熱ルミネッセンス、非蛍光性物質が放射線による化学反応や損傷の結果、紫外線などによりルミネッセンスを呈する現象がある。

放射束 [英 radiant flux, 独 Strahlungsfluß, 仏 flux énergétique de rayonnement, 露 поток излучения] ある面を通る放射のエネルギーの単位時間当りの値。放射パワー (radiant power) ともいう。その SI 単位はワット (W) である。測光分野でのこれに対応する量は光束、その SI 単位はルーメン (lm) である (→放射測定のための単位, 測光, 光束, 測光量の単位)。

放射測定のための単位 [英 units for radiometry, 独 Einheiten für Radiometrie, 仏 unités pour la radiométrie] 電磁波が、ある場所で発生し空間中を傳播して他の場所に到達するときの、輸送されるエネルギー、その時間的割合、面積密度、立体角密度などの量的表現 (放射測定) に用いられる単位。主な量の名称、それぞれに対応する国際単位系 (SI) の単位の名称と記号を表に示す。列挙してある

放射測定に用いられる量とその単位

量	単位の名称	単位の記号
放射エネルギー	ジュール	J
放射束*	ワット	W
放射強度	ワット毎ステラジアン	W·sr ⁻¹
放射発散度	ワット毎平方メートル	W·m ⁻²
放射輝度	ワット毎ステラジアン毎平方メートル	W·sr ⁻¹ ·m ⁻²
放射照度	ワット毎平方メートル	W·m ⁻²

* 放射パワーともいう。

量のうち、放射束は単位時間当りの放射エネルギー、放射強度は点状の放射源から単位立体角当りに放散される放射束、放射発散度はひろがりのある放射源の表面からその単位表面積当りに放散される放射束、放射輝度は、ひろがりのある放射源の表面から、その法線と角 θ をなす方向へ単位立体角当り、また表面の単位表面積当りに放散される放射束の $1/\cos\theta$ 、放射照度は、照射される面の単位面積当りに到達する放射束を、それぞれ意味する。

これらの量それぞれの分光密度 (その量の、単位波長区間当りの大きさ) は、量を X 、波長を λ (単位はメートル) で表すと、導関数の値

$$X_\lambda(\lambda_0) = \left(\frac{\partial X}{\partial \lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0}$$

で与えられる。単位は、表の単位それぞれに「毎メートル」を付加したものになる (たとえば放射束の分光密度の単位は、ワット毎メートル W·m⁻¹ である)。

SI 以外の (今日では推奨しがたい) 単位として、CGS 系でのエネルギー単位であるエルグ (erg)、熱工学単位系での (熱) エネルギー単位であるカロリー (cal) や英熱量 B.T.U., およびこれらから誘導的に組立てられる諸単位があげられる。

放射損失 [英 radiation loss, 独 Strahlungsverlust, 仏 perte par rayonnement, 露 потеря на излучение] 荷電粒子は、加速されると電磁波を放出してエネルギーを失

う。これを放射損失という。電荷 Ze をもつ粒子が、真空中を速度 v 、加速度 dv/dt で運動するとき、粒子と観測点を結ぶベクトル r 方向の単位立体角当り放出されるエネルギーは、単位時間当り

$$\frac{d^2E}{dt d\Omega} = \frac{(Ze)^2}{16\pi^2\epsilon_0 c^3} \cdot \frac{r}{r^3} \times \left[\left(r - \frac{r}{c}v \right) \times \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 \right]$$

で与えられる。ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率、 c は光速、 $s=r-(r \cdot v)/c$ である。粒子の速度が光速に比べて十分小さいときには、放射の角分布は双極放射の形になり、全立体角の積分ができて、単位時間当りの放射エネルギーとして

$$\frac{dE}{dt} = \frac{(Ze)^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \left| \frac{dv}{dt} \right|^2 \quad \left(\text{CGS単位系では } \frac{2(Ze)^2}{3c^3} \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 \right)$$

が得られる。すなわち、放出エネルギーは加速度の二乗に比例する。運動中の荷電粒子が外力を受けたときの加速度の大きさは、粒子の質量に反比例するから、放射損失が問題になるのは、主に電子のように軽い荷電粒子の場合である。電子の放射損失の最も代表的なものは、制動放射とシンクロトロン放射である。電子が強い電場によって曲げられたとき電磁波を放出するのが制動放射で、普通、物質中を進行する電子が物質の原子核のクーロン力を受けたときに起る。制動放射は、電子線を重金属に当てて X 線を生ずるのに利用されている。これに対して、磁場によって電子の進行方向が曲げられ、電磁場が放出されるのをシンクロトロン放射とよんでいる。この現象は、最初電子シンクロトロンで観測されたのでこの名があるが、最近では、こうして発生した紫外線や X 線を研究に利用するための電子貯蔵リングが世界各国で稼動している (→制動放射, シンクロトロン放射)。

放射長 [英 radiation length, 独 Strahlungslänge, 仏 longueur de rayonnement, 露 радиационная длина] 高速の電子が、物質中を走行しながら、制動放射によってエネルギーを失い、最初もっていたエネルギーの $1/e$ のエネルギーになるとき、通過物質層の厚さをその物質の放射長または輻射長という。エネルギー E の高速電子が物質中を単位長さで進行するとき制動放射によって失うエネルギーは、近似的には E に比例するので、距離 dx だけ進んだときの制動放射によるエネルギー損失を dE とすれば

$$-\frac{dE}{dx} = aE$$

と表される。これから、電子の電離作用によるエネルギー損失 (電離損失) を無視すれば、最初エネルギー E_0 の電子が物質中を x だけ進んだ後の電子の平均エネルギー $\langle E \rangle$ は

$$\langle E \rangle = E_0 e^{-ax}$$

となる。すなわち、 $L=1/a$ が放射長なのである。制動放射の理論から、 $E_0 \gg mc^2$ の場合には

$$L = \left[\frac{137 m_e^2 c^4}{4Z(Z+1) e^2 N} \right] \cdot \left[\ln(183 Z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right]^{-1}$$

で与えられる。ここで m_e は電子の静止質量、 Z は物質の原子番号、 N は 1g 当りの原子数、 ϵ は物質によって決る定数で、水素の場合 1.40、ウランウムの場合 1.14 である。主な物質の放射長は付録の表に示されている。二種以上の元素の混合物については、元素の含有率を w_i 、その元素の放射長を L_i とすれば $1/L = \sum (w_i/L_i)$ で表される。

上記の L は長さの単位で与えられているが、 L にその物質の密度 ρ を乗じた ρL で放射長を表すこともある。ま

た L あるいは ρL を単位として物質層の厚さを表すことがあり、カスケードユニットまたは放射単位といわれる。カスケードユニットは、カスケードシャワーを取扱うときに便利であることからこの名がある。

放射抵抗 [英 radiation resistance, 独 Strahlungswiderstand, 仏 résistance aux rayonnements, 露 сопротивление к излучению] 放射によって失われるエネルギーを抵抗損失とみなしたとき、同量のエネルギー損失を起す抵抗値。音波や電波の放射では放射インピーダンスの実数部に等しい。アンテナから放射される電波については放射されるエネルギーを P 、アンテナ電流の実効値を I とすると放射抵抗 $R = P/I^2$ である。

放射等級 [英 bolometric magnitude, 独 bolometrische Helligkeit, 仏 magnitude bolométrique, 露 болометрическая величина] ⇨ 等級

放射による減衰 [英 radiation damping, 独 Strahlungsdämpfung, 仏 amortissement radiatif, 露 затухание излучения] 古典電磁気学によると、電荷 e をもつ荷電粒子が加速度 dv/dt で運動すると、電磁波を放射し、単位時間当り

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} |dv/dt|^2$$

のエネルギーを失う。このエネルギー減衰は、荷電振動子が放射する電磁波のスペクトルに、自然幅とよばれる幅を生む原因となる。また、こうした放射による減衰は、古典論によって安定な原子模型をつくることを難しくしている。いま、原子核のまわりの電子の運動を半径 r の円運動とすると、加速度は e^2/mr^2 となり、放射による減衰によって、軌道半径は

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{4}{3} \frac{e^4}{m^2 c^3 r^2}$$

の割合で減少する。初期半径をボーア半径 $a_0 = \hbar^2/me^2$ にとると、約 16 ps で電子は原子核に吸込まれてしまっており、原子はとても安定には存在できない。定常状態と量子的遷移という概念を導入することで、この困難を解決したのがボーアの原子模型である。しかし、上に述べたスペクトル線の自然幅は、量子力学的な取扱でも存在し、摂動論的には、高次の効果として現れる。ある種の高次項を集めて、放射による減衰の効果を摂動的な計算の中に取り入れる処法として、ハイトラーの減衰理論とよばれる方法がある。

放射能 [英 radioactivity, 独 Radioaktivität, 仏 radioactivité, 露 радиоактивность] 物質が自発的に放射線を放出する性質で、物理量としては、不安定核種の崩壊率(単位時間当りの崩壊数)として定義されている。単位としては、従来用いられている Ci (キュリー) が有名であるが、SI 単位系では Bq (ベクレル) が導入されている(放射能は 1896 年 A. H. Becquerel より発見され、1898 年, M. S. Curie により命名された)。

$$1\text{Ci} = 3.7 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$$

$$1\text{Bq} = 1\text{s}^{-1}$$

このほかに rutherford (ラザフォード) という単位もある (1 rutherford = $1 \times 10^{10} \text{s}^{-1}$) が、あまり使われることはない。1 Ci は、平衡状態にある ^{226}Ra 1 g のもつ放射能の大きさにほぼ等しい。核種の崩壊に際しては、必ずしも 1 崩壊につき放射線「粒子」が 1 個放出されるとは限らないことに注意を要する。

放射能汚染 [英 radioactive contamination, 独 radioaktive Verseuchung, 仏 contamination radioactive, 露 радиоактивное загрязнение] 放射性物質が好ましくない状態で存在すること。個人の健康または実験もしくは製品の価値を損なうような量の放射性物質が予期しない所に付着・混入していることをいう。物体あるいは身体の表面が放射性物質によって汚染されることを表面汚染といい、表面汚染には除染が容易な場合とそうでない場合がある。

放射能除染 [英 radioactive decontamination, 独 radioaktive Entseuchung, 仏 décontamination radioactive, 露 радиоактивная очистка] 危険防止のため、あるいは実験の際バックグラウンドの計数の増加を防ぐため、放射性物質で汚染された人体、装置、部屋、施設の汚染を除去することをいう。原子力施設などにおける放射能除染は、除去対象物によって、機器除染、衣料除染、皮膚除染、区域除染などに分けられる。一般に汚染除去には、浸漬、洗浄、研磨などが行われるが、電解除染法、超音波法、ジェットクリーナー法、サンドブラスト法など特殊な装置を使う方法もある。汚染除去剤も対象により使い分けられるが、一般には合成洗剤が用いられ、ほかに有機酸、水酸化ナトリウム、アセトン、酸化チタンペースト、炭酸水素ナトリウム、アルギン酸ナトリウムペーストなどを加えて除染効果を上げる場合が多い。

放射能濃度 [英 radioactive concentration, 独 radioaktive Konzentration, 仏 concentration radioactive, 露 радиоактивная концентрация] 気体や液体中の放射能の強さを表す語で単位容積(通常は cm^3 または m^3) あるいは単位重量(通常は g) 当りに含有されている放射性物質の放射能の強さ。通常 $\mu\text{Ci} \cdot \text{cm}^{-3}$, $\text{dps} \cdot \text{g}^{-1}$, $\text{Bq} \cdot \text{g}^{-1}$ などの単位が用いられる。

放射能平衡 [英 radioactive equilibrium, 独 radioaktives Gleichgewicht, 仏 équilibre radioactif, 露 радиоактивное равновесие] 放射性崩壊の系列に属する特定の核種に注目すると、親核種の崩壊によって生成する原子核数とそれ自身の崩壊によって減少する数が等しいことで、その結果、この核種の存在量是不変となる。放射平衡ともいわれる。放射性崩壊の系列で生成される核種を $X_1 \rightarrow X_2 \rightarrow \dots \rightarrow X_n \rightarrow \dots$ とし、 X_n の原子数を N_n 、崩壊定数を λ_n とすると、この系列については連立の微分方程式

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1$$

⋮

$$\frac{dN_n}{dt} = -\lambda_n N_n + \lambda_{n-1} N_{n-1}$$

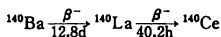
⋮

が成り立つ。ここで、 X_n について、 X_{n-1} の崩壊によって生成する原子核数 $\lambda_{n-1} N_{n-1}$ と、 X_n の崩壊による減少 $-\lambda_n N_n$ が等しいとき、すなわち $(dN_n/dt) = 0$ のとき、 X_{n-1} と X_n は放射平衡にあるといい、 $N_{n-1} : N_n = (1/\lambda_{n-1}) : (1/\lambda_n)$ が成り立つことがわかる。この系列のすべての崩壊過程について平衡関係が成立するとき

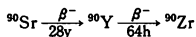
$$N_1 : N_2 : N_3 : \dots = \frac{1}{\lambda_1} : \frac{1}{\lambda_2} : \frac{1}{\lambda_3} : \dots \\ = \tau_1 : \tau_2 : \tau_3 : \dots$$

という関係が成り立つ。ここで τ_n は X_n の半減期である。

いま, 3種の核種から成る崩壊系列 $X_1 \rightarrow X_2 \rightarrow X_3$ を考え, X_3 が安定核であるときには, 微分方程式は容易に解くことができ, $\lambda_2 > \lambda_1$ のときには近似的に $N_2/N_1 = \lambda_1/(\lambda_2 - \lambda_1)$ が成り立つ. このような平衡を過渡平衡という. さらに, $\lambda_2 \gg \lambda_1$ ならば, $N_1:N_2 = (1/\lambda_1):(1/\lambda_2)$ を得る. このような放射平衡を永続平衡という. 前者の例としては



があり, 後者の例としては,



がある.

放射平衡 [英 radiative equilibrium, 独 Strahlungsgleichgewicht, 仏 équilibre radiatif, 露 радиационное равновесие] このことばはさまざまな意味に使われる.

[1] 熱放射の平衡: すべての波長の熱放射を反射する壁で囲まれた空間(空洞)にある放射線の振動は, 基準振動の集まりと考えることができる. 空洞の内部(壁の一部でもよい)にすべての波長の放射線を吸収・射出する物体が極めてわずかも入っていると, いろいろな波長(振動数)の基準振動の間この小物体による吸収・射出を通してエネルギーの交換が行われ, それによって空洞内の放射場は平衡に達する. M. Planck は各基準振動を振動子とみなし, そのエネルギーの値について, 振動数を ν , プランク定数を h とすると

$$E = nh\nu \quad (n: 0, 1, 2, \dots \text{の整数})$$

だけの値をとることができるとして, 熱放射についてのプランクの公式(k はボルツマン定数, c は光速)を導いた.

$$E_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{kT\lambda}\right) - 1}$$

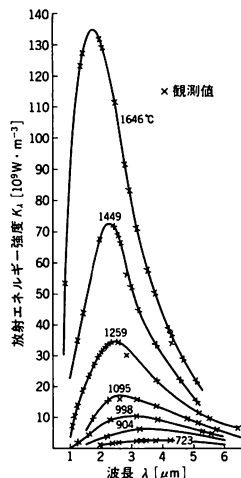
[2] 放射性元素の崩壊系列の平衡

[3] 恒星の内部構造論で用いられるときには, 平衡ということばは, 星の内部で自分自身の重力と圧力の勾配とがついてあって静水圧平衡状態にあることをさす. その際, 恒星の内部で熱エネルギーが流れているが, 放射(光子)によって輸送されている場合には, 放射平衡にあるという. これに対し, 対流によって輸送されている場合には, 対流平衡にあるという.

放射崩壊 [英 radiative decay, 独 Strahlungserfall, 仏 désintégration radioactive, 露 радиоактивный распад] 不安定な素粒子が光子を1個放出して別の素粒子に崩壊する過程. 光子の全角運動量が1, パリティが負のとき, 電気双極子放射 E1, 全角運動量が1, パリティが正のとき, 磁気双極子放射 M1 という. 一般に光子の全角運動量が L , パリティが $(-1)^L$ の場合を電気 2^L 極放射, パリティが $(-1)^{L+1}$ の場合を磁気 2^L 極放射という. たとえばチャーモニウムで $\alpha(3555) \rightarrow J/\psi + \gamma(E1)$ がある.

放射法則 [英 radiation law, 独 Strahlungsgesetz, 仏 loi de rayonnement, 露 закон излучения] 熱平衡にある放射に関する諸法則. 物体の輻射能と吸収能に関するキルヒホッフの放射法則, 黒体からの放射の全エネルギーに関するシュテファン-ボルツマンの法則, 放射のエネルギー密度と波長(または振動数)と温度との関係(黒体放射のエネルギー分布式)を与えるプランクの放射法則, その近似的関係を与えるウィーンの放射法則とレイリー-ジーンズの放射法則がある. 19世紀初頭に熱線が発見され, その

本性をめぐる議論とともに熱線に対する物体の輻射能と吸収能に関する実験的研究が進んだ. G. Kirchhoff は熱線と光について, 輻射能 e と吸収能 a の比が物質の種類によらず一定で波長 λ と温度 T のみに依存する: $e/a = K(\lambda, T)$, という関係を理論的に証明した(1859~60年). その際, 彼は黒体概念を導入し, 黒体放射と空洞放射が同等なことを示した. 放射の全エネルギーに関する法則は, J. Stefan が経験的に求め(1879年), L. Boltzmann がその理論的証明を与えた(1884年). このころから黒体の輻射能, すなわちキルヒホッフの放射法則の普遍関数 $K(\lambda, T)$, または黒体放射のエネルギー密度の波長と温度への依存性(エネルギー分布式)を求める実験的研究が進んだ(図は O.



Lummer と E. Pringsheim による観測結果(1899年)). W. Wien はまず変位則を(1893年), つづいて放射法則を理論的に導いた(1896年). しばらくは実験結果はこのウィーンの放射法則の正しさを確認するようにみえたが, さらに精密な測定がなされるようになり, 1900年にはウィーンの法則は長波長側で実験結果からずれることが決定的となった. その改良として提出されたのがプランクの放射法則である. その理論的導出にあたって M. Planck が導入したエネルギー-量子の考えが量子論の出発点となった. 他方古典論に基づいて放射法則を導くことは, 1900年に, Rayleigh 卿が試みていたがその厳密な理論は J. H. Jeans によって展開された(1905年).

放射補正

[1] [英 radiative correction, 仏 correction de radiation, 露 радиационная поправка] 電磁相互作用による補正のこと. 原子核の β 崩壊では, 電子とニュートリノが放出される. この電子は荷電粒子であるため, 電磁場との相互作用をもっているためエネルギーの小さい光子を出す可能性があり, そのスペクトルは連続的である. また電子から仮想的な光子が放出され, 娘核に再び吸収される過程, 娘核が光子を出す可能性など, いくつかの過程が考えられ, これらを考慮に入れて, β 崩壊の確率を勘定し, 実測値と比べなければならない. 放射補正は β 崩壊から弱い相互作用の結合定数を決めるときに重要となり, 1% の程度とされている. 電子の磁気モーメントは, 10 けたの精度で実測されているので, 放射補正も高次の効果まで計算されてお

り、現在までのところ、量子電磁気学による計算は実験値と完全に一致し、この理論の正当さを示す論拠とされている。最近では、電磁場による光子の放射補正のほかに、弱い相互作用のゲージ場による Z 中間子や W 中間子の放射補正も、現象によってはとり入れる必要が認められてきた。

[2] [英 bolometric correction] 星の等級の波長域による差異を補正するもの(⇒等級)。

放射率 [英 emissivity, 独 Emissionsvermögen, 仏 pouvoir émissif, 露 испускающая способность] 物体の表面から放出される熱放射の輝度を、同じ温度にある黒体のそれで割った比のことを、その物体の放射率とよぶ。放射率は、一般に、物質の種類や厚さ、その表面状態、温度、熱放射の波長に依存する。十分厚く、平らな表面をもっている純粋な物質が孤立して放射しているときの放射率は、固有放射率ともよばれ、 $0.65 \times 10^{-4} \text{ cm}$ の波長に対する値がよく使われる。たとえば、タングステンの固有放射率は、 700°C で 0.46、 2000°C で 0.43 である。

放出スペクトル = 発光スペクトル

膨潤 [英 swelling, 独 Schwellung, 仏 gonflement, 露 разбухание] 高分子固体を溶媒に浸すとき、固体が体積を増加する現象をいう。たとえば橋かけされたゴムは三次元的網目構造をもち、隣りあう橋かけ点の間は長くて曲がりやすい 1 本の高分子鎖から成っている。良溶媒に浸されると、溶媒低分子は網目構造の中に浸入する。圧力、温度一定の下で混合エンタルピーは減少し混合エントロピーは増大する。つまりギブスの混合自由エネルギーは減少する。一方、膨張のため網目間の距離は増すので、網目をつくる高分子鎖は伸びて緊張し、網目構造の弾性自由エネルギーは増加する。この両者の効果のつり合う点で熱平衡状態の体積が実現される。したがって固体が膨潤しないようにするためには、圧力をかけなければならない。これを膨潤圧という。なお高分子が橋かけされていないで、すべて線状高分子から成るときは、良溶媒に完全に溶解した状態になる。ゴム弾性には P. J. Flory の理論で理解されたという認識が流布されてきたが、二次元変形やからみ合い効果などの点から最近見直されており、膨潤に関する現象も再検討する必要が生じている。

棒状模型 [英 rod-like model, 独 stabähnliches Modell, 露 стержневая модель] タバコマザイクウイルスのような棒状剛直な高分子に対する分子模型。周囲の媒質と粘性的に相互作用をする小球を一直線上に等間隔に並べたもの(カークウッド-アウアー模型)や、シガレット形の回転楕円体(シムハ-斉藤-セラガ模型)などが考えられ、その希薄溶液に対する拡散、粘性、粘弾性、流動復屈折などの研究がされている。単純ずり流れでは、棒状模型の重心のまわりの回転運動は流れによる配向効果と熱運動による回転拡散効果の競合から決定する。ずり速度の増加とともに配向効果が優性となり、粘性が減少する非ニュートン性が現れる。また角振動数 ω で微小振動ずり流れ中での棒状分子の固有粘度 $[\eta]$ は、 ω によらない定数項とデバイズ分散項とから成ることが、カークウッド-アウアー模型について示された (1951年)。

$$[\eta] = \frac{\pi N_A L^2 b}{90 m_0 \ln \frac{L}{b}} \left(1 + \frac{3}{1 + \omega^2 \tau^2} \right)$$

ここで L は棒長、 b は小球間隔、 m_0 は小球の質量、ま

た η_0 を溶媒の粘性率として回転緩和時間 τ は $\tau = \pi \eta_0 \times L^3 / 8 k T \ln(L/b)$ で与えられる。これらの事実から棒状分子の形と大きさを実測することができる。最近は有限濃度溶液に対する理論研究が進展しており、この場合、棒状分子どうしの幾何学的相互作用のため、軸方向へは動きやすいが、直角方向への運動や回転運動は大きく制限され、溶液の粘弾性に著しい影響のあることが予想される。高分子系、液晶系に対する実験的研究も期待されている。

防振 [英 vibration proof, 独 Schwingungsisolierung, 仏 isolation des vibrations, 露 виброизоляция] 精密な実験機器には振動を嫌うものが多い。一方、モーターなどの回転機器を運転すると、動的なアンバランスのため振動が発生する。前者の場合には外部からの振動の遮断が、後者の場合には外部への伝播の防止が必要となるが、いずれの場合にも防振という言葉が使われている(前者を除振ということもある)。地盤振動は波動として複雑な経路を通して伝わる。建物の床振動についても同様である。したがって与えられた条件で考えられる伝播の段階のすべて、あるいは効果的な段階で防振対策を講じればよい。防振対策の基本は振動源の振動を抑えることであるが、それができない場合には、振動を吸収あるいは反射することである。いかにいえばインピーダンスのミスマッチングを大きくするのがよいが、それをあらゆる振動数について実現することは不可能であるから、実際に問題となる振動モードを励起しないようなフィルタリングを行うのが効果的である。また、インピーダンスのミスマッチングを大きくすれば、外部から振動のパワーが入りにくい反面、もし装置内部から振動が発生すればそれは外に逃げていく、かえって悪影響を及ぼすおそれがある。

防振材料 [英 vibration-proof material] 防振のために用いられる材料。ゴムのシートや種々の形状に成型したゴムが広く使われている。最近では減衰能の大きい Mn-Cu 系、Cu-Mn-Al 系、Fe-Co 系などの金属合金が防振用に開発されている。このほか 2 枚の鋼板の間に高分子材料を挟んでつくった複合鋼板もある。いずれも内部摩擦が大きく、広い振動数範囲のエネルギーを吸収するので防音材としても用いられる。

防振装置 [英 vibration isolator, 独 Schwingungsisolator, 仏 isolateur des vibrations, 露 виброизолятор] 防振のために使われる装置で、防振台とよばれることが多い。単純なモデルとして図 1 のような 1 自由度の振動系

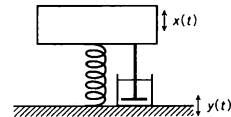


図 1

(サイズモ系)を考えると、テーブルと床の振動振幅の比、すなわち絶対伝達率は図 2 のようになる。 $T(\omega)$ は、テーブルの振幅 $x(t)$ 、床の振幅 $y(t)$ のフーリエ変換を $X(\omega)$ 、 $Y(\omega)$ として $T(\omega) = |X(\omega)/Y(\omega)|$ で表される。図 2 からわかるように $T(\omega)$ は系の減衰比 ζ に依存するが、 ζ の値によらず、床の角振動数 ω_0 が系の固有角振動数 ω_0 の $\sqrt{2}$ 倍以上になると 1 より小さくなる。したがって $\sqrt{2}f_0$ ($f_0 = \omega_0/2\pi$) より大きい振動数に対して防振効果があることになる。地面振動に対しては f_0 を数 Hz 以下にしないといふ効果が得られないので、空気ばねが使われる。テー

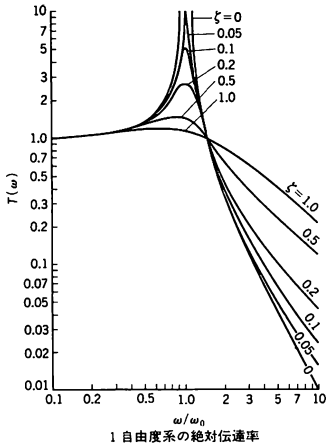


図 2

ブルをロープでつるすことにより f_0 を 1 Hz 以下にできる。テーブルとしては铸铁や大理石の定盤が使われることが多いが、定盤の上で生じる振動が減衰しにくいのが欠点で、最近ではハネカム構造の定盤が使われるようになっている。これはアルミニウムなどのハネカム材の上下に鉄板を貼りつけたもので、軽量で剛性が大きく、減衰特性の優れたテーブルをつくることができる。テーブルの振動を検出し圧電素子などを使って帰還するサーボ防振装置も試作されているが、まだ実用化していない。定盤の上に種々の機器をのせると重量の分布が不均等になって傾くので、水平調整器が取り付けられているものが多いが、レベルセンサーを通じて床の振動が定盤に伝わることもあるので注意を要する。また、空气中を伝播する音波が機器や支持台の振動を励起することがあるので、精密な実験では防振のための防音対策が必要となる。

法線応力 [英 normal stress, 独 Normalspannung, 仏 tension normale, 露 нормальное напряжение] ⇒ 応力

法線加速度 [英 normal acceleration, 独 Normalbeschleunigung, 仏 accélération normale, 露 нормальное ускорение] 空間内を運動している動点があるとき、ある時刻 t における動点の速さを v 、軌道の曲率半径を ρ 、動点の位置から軌道の曲率中心に向かう主法線方向の単位ベクトル(法線ベクトル)を n とするとき、この動点の加速度の主法線方向の成分は

$$a_n = \frac{v^2}{\rho} n$$

で与えられる。 a_n を法線加速度という。動点の従法線方向の加速度成分は 0 であるから、加速度 a は一般に次の形に書くことができる。

$$a = a_t + a_n = \frac{dv}{dt} t + \frac{v^2}{\rho} n$$

ただし、 a_t は接線加速度であって、動点の速さの時間的変化の割合を表し、 a_n は速度の方向の時間的変化を表す。動点の軌道の線素片を $ds(dx, dy, dz)$ とすれば、曲率半径 ρ と、これらの間には次の関係が成り立つ。

$$\frac{1}{\rho} = \sqrt{\left(\frac{d^2x}{ds^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2y}{ds^2}\right)^2 + \left(\frac{d^2z}{ds^2}\right)^2}$$

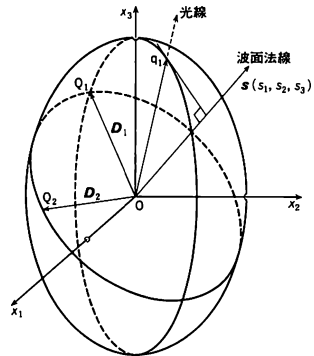
法線速度 [英 normal velocity, 独 normale Geschwindigkeit, 仏 vitesse normale, 露 нормальная скорость] ⇒ 光線速度

法線速度面 [英 normal-velocity surface, 独 Normalenfläche, 仏 surface de normales, 露 поверхность нормалей] ⇒ 光線速度

法線楕円体 [英 ellipsoid of wave normals, 独 Normalenellipsoid, 仏 ellipsoïde des normales d'onde, 露 эллипсоид нормалей] 異方性結晶の主屈折率を n_1, n_2, n_3 とし、電気的主軸系 (x_1, x_2, x_3) を用いて

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1$$

で表される楕円体。屈折率楕円体またはインディカトリックスともいう。図に示すように、結晶内を伝搬する光の波



面法線の単位ベクトルを $s(s_1, s_2, s_3)$ とし、原点を通り s に垂直な平面

$$s_1 x_1 + s_2 x_2 + s_3 x_3 = 0$$

で法線楕円体を切ると、その切口は楕円となる。この楕円の長軸 OQ_1 と短軸 OQ_2 の長さが s 方向に伝搬する 2 つの光に対する屈折率を与える。この 2 つの屈折率に対応する光の電束密度 D_1 と D_2 の振動方向はそれぞれ長軸と短軸の方向と一致し、互いに直交する。したがって、結晶に入射した光は、位相速度の異なる、互いに直交した 2 つの直線偏光(固有偏光)に分れて結晶中を伝搬する、すなわち複屈折を生じる。光線の伝搬する方向、すなわち光のエネルギーの進行方向は法線楕円体の長軸の方向に振動する D_1 成分と短軸の方向に振動する D_2 成分とで異なる。 $D_1(D_2)$ と s を含む平面で法線楕円体を切ったときにできる楕円と s に垂直な平面との接点を $q_1(q_2)$ とすると、 $D_1(D_2)$ 成分の光線が伝搬する方向は $Oq_1(Oq_2)$ の方向になる。 $D_1(D_2)$ 成分の電気ベクトルの振動方向は $D_1(D_2)$ と s を含む平面内にあり、 $Oq_1(Oq_2)$ に垂直な方向である。

法線力 [英 normal component of force, 独 Normalkomponente der Kraft, 仏 composante normale de force, 露 нормальная составляющая сила] ⇒ 接線力

暴走(状態) [英 power burst, 仏 éclatement de puissance] 原子炉の出力が異常に増大して、制御範囲を超えてしまう状態。 ^{235}U 、 ^{239}Pu などの核種は、中性子を吸収すると核分裂を起す。1 回の核分裂に際しては、多量のエネルギーとともに平均としては約 2.5 個の中性子が放出される。この中性子のうち 99% 以上は核分裂と同時に放出される即発中性子であり、1% 未満は核分裂後しばらく遅れ

て(0.4秒〜数分)核分裂生成物の崩壊によって放出される遅発中性子である。原子炉内の中性子数のバランスは、比較的ゆっくり出てくる遅発中性子の存在により、制御棒を出し入れして中性子の吸収割合を調節し、人為的に制御される。しかし遅発中性子の発生をまたず即発中性子のみで臨界(即発臨界)となると人為的な方法で核分裂反応の増加を抑えることが難しくなる。炉心で即発臨界以上に反応度が上昇すると原子炉の出力は制御不能の状態で急上昇し、暴走状態になるのである。

法 則 [英 law, 独 Gesetz, 仏 loi, 露 закон] ヨーロッパ系の語で「法則」を表す語の語源は、いずれも「置かれたもの」の意味をもっている。自然科学での法則は、自然界に置かれたもの、すなわち、自然現象の間に成り立つ関係のことである。自然法則は、一般に、経験法則の性格をもっており、多くの自然現象を観察するうちに見いだされる規則的でかつ不変の関係であって、自然現象を記述する種々の物理量の間の関係式で表されることが多い。法則には、常に厳密に成立するものもあるが、成立するための条件が必要であったり、また、成立するとしても、近似的に成り立つものもある。法則が成り立たない例外のことを、法則の破れとよんでいる。特殊な法則はより一般的な法則から導かれるのが普通であり、特別な問題に対して当てはまる決りは、規則といわれている。ほかの法則から演繹することのできない、最も基本的と考えられる法則を原理という(⇒原理)。なお、数学での基本的な法則は、公理といわれ、自明であって、かつ証明なしに真実であると思われる前提のことである。

膨張宇宙 [英 expanding universe, 独 expandierendes Weltall, 仏 univers en expansion, 露 расширяющаяся вселенная] ⇒ 宇宙の膨張

膨張エンジン [英 expansion engine, 独 Expansionsmaschine, 仏 machine à expansion, 露 расширительная машина] ⇒ 液化機

膨張計 [英 dilatometer, 独 Dilatometer, 仏 dilatomètre, 露 дилатометр] 固体、液体、気体の膨張率を測定する装置の総称。固体の線膨張率を求めるには、異なる温度における物体の長さや望遠鏡、コンパレータなどで測って算出する方法、光波干渉を用いる方法、膨張率が既知の物体との差を求める方法などがある。図1はフィゾーの

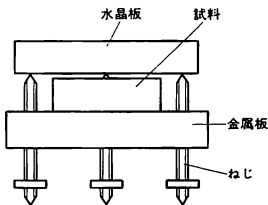


図 1



図 2

光干渉式膨張計である。試料を平行平板とし、これを金属板にのせ、それに対向させた水晶板を三脚ねじで試料に平行にする。水晶板上から波長 λ の単色光を入射させ、両面間の干渉縞をつくり、2温度間を変化させたときの水晶板下面の縞線の通過した縞の数を数え、その伸びまたは縮み量から膨張率を算出する。炉と望遠鏡を用いるときは、炉の観測窓間隔の長さで試料をつくり、温度を変えたときの長さを望遠鏡を用いて測る。また、炉の穴からおもりを

付けた針金で、変化を外に導き、針金上の指標を測微頭微鏡で読取り算出する。低膨張でかつ膨張率が既知の物質でつくった管中に棒状の試料を入れ、伝達棒を介した試料の変化を管に対して求めて算出する(⇒差膨張計)。液体の体膨張率は、異なる温度における浮力の差から求める方法、重量膨張計、体積膨張計などを用いる方法がある。重量膨張計は図2のような形をしたガラス管である。温度 t_1 の液体を毛管の標線まで満たしたときの質量 m_1 、温度 t_2 における質量 m_2 を求める。液体の体膨張率 β は $\beta = (m_1 - m_2) / (m_2(t_2 - t_1)) + r(m_1/m_2)$ によって表される。ここで r は t_1, t_2 間の容器の平均体膨張率である。体積膨張計は重量膨張計に似た装置で、ガラス製の液体留の上に真直な毛管がついている。この毛管に付いている目盛で体積変化を測る。温度 t_1, t_2 におけるそれぞれの体積 v_1, v_2 を求め、 $\beta = (v_2 - v_1) / (v_1(t_2 - t_1)) + r(v_2/v_1)$ で体積膨張率を求める。ここで r は t_1, t_2 間の容器の平均体膨張率である。

気体の体膨張率は気体の圧力を一定に保ち、温度を変化させたときの体積の変化を求める。しかし一般に測定すべき温度で体積を変化させることは困難で、既知の温度にある補助容器の容積を変化させて圧力を一定に保つようにする。気体温度計と同様な方法である。

膨張係数 = 膨張率

膨張率 [英 expansion coefficient, 独 Ausbreitungskoeffizient, 仏 taux d'expansion, 露 коэффициент расширения] 物体の体積が温度の上昇に伴って増大する割合のことを膨張率という。膨張率には、線膨張率と体膨張率とがあり、それぞれ、正確には次のように定義される。線膨張率は固体の場合だけ定義できる量で、 0°C での固体の長さを l_0 、 $\theta[^\circ\text{C}]$ での長さを l とすると

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \left(\frac{dl}{d\theta} \right)$$

によって与えられる。 α は温度に依存する。他方、体膨張率は、固体、液体、気体いずれについても定義でき、圧力一定の下で 0°C での物体の体積を V_0 、 $\theta[^\circ\text{C}]$ での体積を V とすると、体膨張率は

$$\beta = \frac{1}{V_0} \left(\frac{dV}{d\theta} \right)_p$$

で与えられ、一般に、温度や圧力に依存する。等方的固体の場合には、 β と α の間には、 $\beta = 3\alpha$ の関係がある。理論的考察には、 α, β の定義として、 $\alpha = l^{-1}(dl/d\theta)$ 、 $\beta = V^{-1}(dV/d\theta)_p$ がよく用いられる。固体の場合、上の2通りの定義による違いは小さい。

体膨張率の大きさは、固体、液体、気体の順序でけた数が違うくらい大きくなる。固体の場合、たとえば銅では、 $0^\circ\text{C} \sim 1000^\circ\text{C}$ の温度範囲で $\alpha = 20 \times 10^{-6}/\text{K}$ であり、インバー(Ni 36%のニッケル-鉄合金)では $\alpha = 0 \sim 1 \times 10^{-6}/\text{K}$ で非常に小さい。気体の場合には、たとえば理想気体では $\beta = 1/T$ であり、したがって、 0°C では $\beta = (1/273.15)/\text{K}$ で圧力によらない。

風-テブナンの定理 [英 Ho-Thevenin's theorem, 独 Ho-Theveninsches Theorem, 仏 théorème de Ho-Thevenin] 回路網Aの任意の2点a, bにインピーダンスZの回路素子を接続したとき、これに流れる電流Iは

$$I = \frac{V}{Z_0 + Z}$$

で与えられる(図1)。ただし回路網を構成するのは、電圧源とオームの法則に従う回路素子のみとし、 Z_0 は電圧源

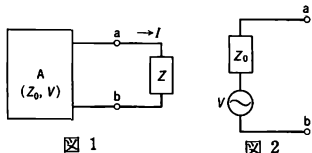


図 1

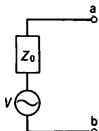


図 2

をとり去って a, b から見た回路網 A のインピーダンスであり、V はインピーダンス Z を接続しないときに、a, b 間に現れる電圧である。これを原-テブナンの定理という。いいかえれば、電圧源を含んだ回路網の端子から見たインピーダンス Z_0 と、その端子を開放したときの電圧 V がわかれば、この回路の等価回路として、起電圧 V と Z_0 の直列回路が得られる(図 2)。このため等価電源の定理ともよばれる。

放電 [英 electric discharge, 独 elektrische Entladung, 仏 décharge électrique, 露 электрический разряд] 一般には、コンデンサーやバッテリーに充電されている状態から、電荷を外部回路に放出して、蓄積されていた電気エネルギーを失うことをいう。しかし慣用的には、気体、液体、固体などで絶縁されていた部分が高電圧のもとで絶縁破壊を起し、導電状態になって電流が流れる場合をさし、それぞれ、気体放電、液体放電、固体放電とよんでいる。なかでもいちばん身近なのが気体放電で、普通に放電といえば気体放電のことをさす。気体放電の形式は、電流の大きさ、電場が一様か否か、気体の圧力、かける電圧が直流かあるいは高周波か、などの条件によってさまざまである。本質的なことは、放電空間にたまたま存在するあるいは陰極から放出された電子が電場で加速され、気体分子と衝突して電離を起し(⇒気体電離)、生成された電子がさらに加速されて電離を起すというなだれの増殖現象にある。生成された正イオンは陰極へ加速されて二次電圧を放出して電子の供給にあずかる。放電は、持続放電、非持続放電、タウンゼント放電、グロー放電、アーク放電、火花放電、コロナ放電のように放電形式の違いにより分類される。また、長ギャップ放電、雷放電、真空放電、浴面放電のような特別な条件下での放電としての分類、トリガー放電やオゾナイザー放電のように実用面からの分類もでき、多様な形態がある。

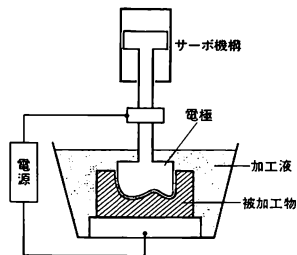
高電圧を扱う機器では絶縁破壊を防ぐ立場から放電を起させないことが重要であるが、放電管、放電スイッチ、溶接アーク、プラズマジェット、放電加工などでは積極的に放電を利用している。プラズマの研究には、放電によって生成されたプラズマ(放電プラズマ)は不可欠であり、トカマク装置もピンチプラズマ装置も、すべて気体放電によってプラズマをつくらしている。原子核実験の分野でも放電を利用した放射線や荷電粒子の検出器が重要な働きをしている。

放電維持電圧 [英 self-sustaining discharge voltage, 独 Spannung für stehende Entladung, 仏 tension de décharge auto-entretenu, 露 напряжение самостоятельного разряда] ⇒ 放電

放電開始電圧 [英 firing voltage, 独 Zündspannung, 仏 tension d'amorçage, 露 напряжение зажигания] ⇒ 放電

放電加工 [英 electro-discharge machining, 独 Elektrofunkenbearbeitung, 仏 usinage par étincelage, 露 электронская обработка] 液体中で放電する際に、電極

が消耗することを利用した加工法で、1940 年代にソ連の Lazarenko 夫妻により発明された。工具電極と被加工材料との間に数十ないし数百 V の電圧を加え、両者を数 μm ないし数十 μm の間隙に近づけると、その間で火花放電が始まる短いアーク放電が発生し放電電流が流れる。この密度の高い電流の熱的作用により、加工液が気化すると同時に被加工材は溶融して吹き飛ばされる。次いでその間隙に加工液が流れ込み絶縁は回復するが、このような放電が 1 秒間に数千ないし数十万回繰返され、徐々に被加工材は除去され加工が進行する。放電加工は、放電が生じる材料ならば、どんなかたい材料でも加工できるのが特徴で、たとえば焼入れした鋼や超硬合金でも加工ができる。また図の



ように電極に合わせて相手材料を除去するので、複雑な曲面の加工が極めて精度よくできる。したがって、金型を製作する加工法としてはうってつけであり、数多く使われている。また細い金属線を電極にして、糸のこぎりのように送りをかけて、くり抜き加工を行うこともでき、これをワイヤー放電加工という。送りは NC 制御されており、板材や抜き型の複雑輪郭形状のくり抜き加工に使われている。

放電管 [英 discharge tube, 独 Entladungsröhre, 仏 tube de décharge, 露 разрядная лампа] 放電現象を利用した電子管の総称。一般の電子管が主として電子の運動、あるいはその流れの性質を利用しているのに対し、放電管は電子、正イオンなど多種類の荷電粒子の総合的な導電特性を利用する。放電管の特色は、放電に特有の電圧-電流特性を利用すること、正負の荷電粒子の存在によって空間電荷が中和されて大電流を通ずることができる、発光または熱作用も利用されることである。グロー放電を利用したものにネオンランプ、定電圧放電管、計数管などがあり、アーク放電を利用したものには熱陰極水銀整流管、タンガー整流管、サイラトロンなどがある。

放電記録 [英 electrosensitive recording, 仏 enregistreur electrosensitif, 露 электроимпульсная запись] 黒い導電層の上に、白色半導体層を設けた放電破壊紙に針状電極で画像を走査した記号電圧を加えて、半導体層を放電破壊して発色させる、機械的な衝撃を伴わない記録技術である。現象、定着が不要で記録速度が速い。印加する電圧は 200~300 V で、多くは単一の記録針を用いるが、数本の針で同時に走査して記録する方法も用いられる。記録法が簡単のため、ファクシミリにも使われている。

放電洗浄法 [英 discharge cleaning, 露 электроразрядная очистка] 真空技術において、放出ガスを少なくするために金属材料などの表面に対して行う表面処理法の一つ。真空容器内壁や容器内に組込まれた装置などに対して行うもので、有機溶剤などで表面を脱脂洗浄し真空中に排気

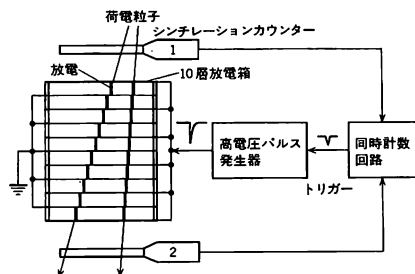
した後、特定のガスを0.1~10 Pa程度の圧力で流しながら、あらかじめ設けられた電極に電圧を印加し、グロー放電を行う。金属材料などの表面は放電に伴う粒子衝撃を受け、吸着分子を放出し清浄化される。放電洗浄法は、加熱脱ガス処理法に比べて脱離エネルギーの大きい吸着分子に対して効果があり、加速器や高温プラズマ発生装置のように、高エネルギー粒子や化学的に活性な状態の粒子が器壁と相互作用をする可能性のある装置に対してよく行われる。用いるガスとしてはArなどの不活性ガス(アルゴン放電洗浄法)のほかに、 H_2 、 O_2 のような活性ガスの場合もある。これは単に物理的な衝撃脱離による効果を期待するばかりでなく、化学反応による清浄作用をも期待する場合に用いられる。ティラー放電洗浄法(TDC)は、普通の放電洗浄に比べて放電電圧、電流を大幅に下げた方式であるが、表面に吸着されている H_2O を除去するのに効果があるといわれている。高温プラズマ装置や加速器では磁場を印加することが容易な場合が多いので、磁場を用いた電子サイクロトロン共鳴(ECR)により放電洗浄が実施される例もある。この場合特に電極は不要であり、グロー放電の場合と同程度の効果が確かめられている。また、トカマク装置などの高温プラズマ装置では、何回かのいよわならし運転(小規模の放電で弱いプラズマを生成させること)を行った後、本格的な実験を行っているが、これも放電洗浄と同様の効果を期待して行うものである。放電洗浄法は、脱離エネルギーの大きい分子を取除くには有効であるが、そのかわりに放電で用いた気体分子が金属表面にめぐり込み、放電終了後放出されるので、放出ガス量の総量を減少させるものとしては、それほどの効果を期待できない場合もある。しかしアルゴンなどの不活性ガスは、加熱脱ガス処理によって比較的容易に取除くことができるので、加熱脱ガスとの併用で大きな効果が期待できる。

放電灯 [英 discharge lamp, 独 Entladungslampe, 仏 lampe à décharge, 露 разрядная лампа] 封入ガス(あるいは金属蒸気)を通じて行われる放電の発光を利用した光源。ガス圧が4000 Pa程度と低いとき、発光は鋭いスペクトルを示し、波長の基準として用いられる。放電管が長いとき陽光柱が伸び、封入ガスによる独特な色を示すので、広告に用いられる(ネオンサイン)。発光効率の点からは封入ガス圧が高い方が有利で、ガス圧が数十~数百万 Paのキセノン、水銀などの放電灯が、紫外、可視光の光源として用いられる。ガス圧をさらに高くすると、スペクトル線が広がって連続スペクトルの割合が増し、照明の目的にはさらに有利になる。電極間距離とガス圧の積(pd 積)は放電現象を規定する大きな要因で、ガス圧が高いと放電のパスは制限され高い発光輝度を得られる。この種の放電灯に、キセノンショートアーク灯、超高圧水銀灯などがある。照明用蛍光灯、色の鮮やかなネオンサイン、照明用高圧水銀灯などでは、放電管または二重外管の内面に蛍光物質の層を付け、放電光のスペクトルを変換して、演色性と発光効率を高めている。放電管に金属ハロゲン化合物を加え、放電熱によって蒸気化して高い蒸気圧を得、発光スペクトルを豊富にし、効率を高めたメタルハライドランプもある(キセノンランプ、水銀灯、ナトリウムランプ、ネオンランプ)。

放電破壊 [英 breakdown, 独 Durchschlag, 仏 rupture, 露 пробой] 非持続放電(暗流)から、持続放電への状態の変化を放電破壊(電気破壊)という。あるいはもっと

広い意味である定常的な放電状態からより電流密度の高い放電状態への移行をさす場合もある。放電破壊には、全路破壊と局部破壊(部分破壊)とがある。全路破壊は火花放電のように導電性の高い放電路がある状態をさし、局部破壊はコロナ放電のように電極間ギャップの一部に発光がみられるような状態をさす。局部破壊の状態を部分放電といい、絶縁体の劣化の原因となる。

放電箱 [英 spark chamber, 独 Funkenkammer, 仏 chambre à étincelles, 露 искровая камера] 放電現象(⇒放電)と荷電粒子による気体の電離作用(⇒電離)を利用した高速荷電粒子の位置測定器で、素粒子実験で大活躍をした。2枚の電極板に挟まれたヘリウムやネオンなどの希ガス層を用意し、粒子の通過直後に高電圧パルスを加えると、電離電子が種となり局所的な放電が起る。この放電を写真に記録して粒子の通過位置を測定する方法は、1950年代終りに福井崇時、宮本重徳によって確立された。1960年代の素粒子実験では、図に示すように、薄い放電箱を多



く並べて軌跡をサンプルするサンプリングチェンバーが主流であった(図参照)。電極板をワイヤー面に置き換えると、放電は特定のワイヤー間に起るので、放電ワイヤーの位置を電気的方法で測るマルチワイヤースパークチェンバーが1960年代後半の主役となった。特に磁歪遅延線による放電位置読出し方法が最も優れていた。放電箱の製作は簡単であり、約0.3 mmの高い位置分解能が得られる。しかし、繰返し使用が毎秒数十回以内に限られ、また計数率が高いと誤放電が多くなる欠点をもち、現在ではドリフトチェンバーとシャルバック・チェンバーにその地位を譲っている。

放物運動 [英 parabolic motion, 独 parabolische Bewegung, 仏 mouvement parabolique, 露 параболическое движение] 地上で物体を投げ上げたり、射出したりするときに起る運動。一般的には軌道は放物線を描く。空気の抵抗が問題となる場合や、射程が大きく重力加速度の変化やコリオリの力が問題となる場合は、運動は放物運動からはずれてくる。

放物面鏡 [英 parabolic mirror, 独 Parabolspiegel, 仏 miroir parabolique, 露 параболическое зеркало] 反射面が回転放物面の一部からなる反射鏡で、その回転軸(光軸)に平行に入射する無限遠からの平行光に対して無収差である。高精度で製作される大きな放物面鏡は天体望遠鏡に用いられる。材料は熔融水晶が多く使われ、表面にはアルミニウムを真空蒸着して反射率を向上させるのが一般的である。コマ収差が大きいため有効視界は非常に狭く、たとえばアメリカ、パロマ山頂の200インチ反射望遠鏡ではわずかに4°、乾板上で直径20 mmにすぎない。

光は鏡面で反射後、入射光線束中に再び戻るので、集め

た光を取出すには鏡の中央部をカットする必要がある。これを避けて、光軸外の一部分を切取った形状のものは軸外放物面鏡とよばれ、色収差、球面収差とも除去された高性能のコリメーターや望遠鏡として使われる。上記はいずれも非球面のため製作が難しいのが欠点である。しかし、たとえば太陽炉のための集光器などは、あまり精度を必要としない。超短波マイクロ波用に金属製のものが、パラボラアンテナとよばれる。電波望遠鏡や人工衛星との通信用に巨大なものがつくられるようになった。

飽和圧力 [英 saturation pressure, 独 Sättigungsdruck, 仏 pression de saturation, 露 упругость насыщения] \Rightarrow p - V 線図

飽和液線 [英 saturation liquid line, 独 linke Grenzkurve, 露 ликвидус насыщения] \Rightarrow p - V 線図

飽和温度 [英 saturation temperature, 独 Sättigungstemperatur, 仏 température de saturation, 露 температура насыщения] \Rightarrow p - V 線図

飽和限界曲線 [英 saturation curve, 独 Sättigungskurve, 仏 courbe de saturation, 露 кривая насыщения] \Rightarrow p - V 線図

飽和磁化 [英 saturation magnetization, 独 Sättigungsmagnetisierung, 仏 aimantation de saturation, 露 намагниченность насыщения] 強磁性体は、磁気の担い手であるスピンの配列によって、内部でひとりでにつくり上げられた自発磁化をもっている。外部磁場を加えると自発磁化の向きが磁場の方向に沿って、これ以上増加しない最大の磁化に到達する。この最大値を飽和磁化という。したがって、飽和磁化は自発磁化と等しい大きさをもつ。強磁性体の重要な量である自発磁化の大きさは飽和磁化を測定して求められる。飽和磁化の大きさは十分強い磁場の下で測定されるが、正確にその大きさを決めるには、飽和付近の磁化曲線についての法則である飽和漸近則を用いる。磁気分極の大きさを J 、飽和磁気分極を J_s とすると、 J は

$$J = J_s (1 - a/H - b/H^2 - \dots) + \mu_0 \chi_0 H$$

という形で磁場 H によって変化する。立方晶からなる多結晶体では $b = 0.0762 K^2 / J_s^2$ で与えられ、結晶磁気異方性定数 K_1 に依存するひとつの物質定数とみなされる。しかし a は結晶磁気異方性以外の原因によるもので、物質固有の性質でない場合が多い。 $\mu_0 \chi_0 H$ は磁化の大きさそのものが磁場によって増加したり、常磁性スピンが含まれている場合に生ずる項である。磁気異方性があまり大きくないとき ($K_1 \sim 10^4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$) には、 $H > 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ の磁場に対し b/H^2 の項は省略できるほど小さくなるので、それ以上の磁場に対する磁化曲線から a/H と $\mu_0 \chi_0 H$ の項の寄与の有無を調べて、前者が存在するときには $1/H$ を 0 に、そして後者が存在するときには H を 0 に補外して飽和磁気分極 J_s を求める。また a/H 、 $\mu_0 \chi_0 H$ の項が小さいと考えられる通常の物質に対しては、異方性が大きくて飽和するだけの十分な磁場をかけることができないとき、 $1/H^2$ を 0 に補外して飽和磁気分極 J_s を求める。 a/H 、 b/H^2 、 $\mu_0 \chi_0 H$ の寄与が同程度の場合、磁化曲線の傾き dJ/dH を $1/H^2$ 、 $1/H^3$ の関数で描き、 $\mu_0 \chi_0 H$ と b/H^3 、または a/H^2 を分離することができ、飽和磁気分極 J_s が求められる。0 K での代表的な強磁性体の飽和磁化は、Fe では $2.18 \text{ Wb} \cdot \text{m}^{-2}$ 、Co では $1.82 \text{ Wb} \cdot \text{m}^{-2}$ 、Ni では $0.639 \text{ Wb} \cdot \text{m}^{-2}$ である。

飽和蒸気 [英 saturated vapor, 独 gesättigter Dampf, 仏 vapeur saturée, 露 насыщенный пар] ひとつの物質

の気体と液体とが共存して平衡状態にあるときの気体のこと。このときの液体は飽和液体とよばれる。共存して平衡状態にあるとは、ミクロに見ると気体から液体へ移る粒子、液体から蒸発して気体となる粒子が同程度にあって、マクロに見ると気体、液体の量が変わらない状態である。また、この状況での気体の圧力が飽和蒸気圧である。飽和蒸気圧は温度のみに依存し、その依存性は物質に特有のものである。このことは2つの相(いまの例では気相と液相)の平衡に関する相平衡の理論から示されることである(\Rightarrow 相律)。

飽和蒸気圧 [英 saturated vapor pressure, 独 Sättigungsdampfdruck, 仏 pression de vapeur saturée, 露 давление насыщенного пара] 一定の温度で同一物質の気相と液相が共存して安定な平衡にあるとき、気相は飽和蒸気とよばれ、その圧力は温度のみによって定まり、共存する液体の量などにはよらない一定値をとる。これを飽和蒸気圧または単に蒸気圧という。飽和蒸気圧の値は温度とともに単調に増加する。水を例にとると、その値は 0°C で 4.58 Torr 、 100°C で 760 Torr である。飽和蒸気圧の温度変化に対してはクラウジウス-クラペイロンの式が適用される。また純粋液体中に不揮発性の溶質を溶解すると、その飽和蒸気圧の値は減少する(\Rightarrow 蒸気圧降下)。たとえば、水に硫酸を10重量%溶解した場合、 100°C で飽和蒸気圧の値は 550 Torr である。特に希薄溶液における蒸気圧降下に対してはラウールの法則が適用される。

飽和蒸気圧曲線 [英 saturated vapor pressure curve, 独 Sättigungskurve des Dampfes, 仏 courbe de pression de vapeur saturée, 露 кривая для давления насыщенного пара] 物質を指定すれば、その液体の飽和蒸気圧 p は温度 T のみで定まるので、 p を T の関数として図を描けば1本の曲線が得られる。この曲線は飽和蒸気圧曲線、または蒸気圧曲線、蒸発曲線などとよばれる。この曲線は、圧力-温度 (p - T) 面における物質の相図中で、気相と液相を分ける相境界線である。通常の物質に対しては、曲線は三重点(ここで昇華曲線および融解曲線と合合している)に端を発し、温度とともに上昇し、臨界点で終る。臨界温度以上の高温では、気相と液相状態の間に本質的差異はない(\Rightarrow 一成分系の相平衡)。一方、分子質量が小さく、また分子間力も弱い He では、量子効果のために昇華は起らず、また融解曲線と蒸気圧曲線の会合もない。一般に飽和蒸気圧曲線の傾きは、クラウジウス-クラペイロンの式 $dp/dT = (S_G - S_L) / (v_G - v_L)$ によって、気相、液相の比容 v_G, v_L とエントロピー S_G, S_L (または蒸発の潜熱 $L = T(S_G - S_L)$) から求められる。

飽和蒸気線 [英 saturation vapor line, 独 rechte Grenzkurve, 仏 ligne de vapeur saturante, 露 линия насыщения паров] \Rightarrow p - V 線図

飽和性(核力の) [英 仏 saturation, 露 насыщение] 原子核の1核子当りの結合エネルギーおよび基底状態の平均密度が核種によらずほぼ一定していることを核の飽和性とよぶ。前者を結合エネルギーの飽和性、後者を密度の飽和性と区別してよぶこともあるが、基本的には、これは核力が斥力芯(\Rightarrow 核力の芯)をもつ短距離力であることに起因しているので、核力の飽和性ともよばれることが多い。原子核の結合エネルギーが、大体質量数 A に比例していることは古くから知られていたが、このことは常識的には理解しがたい事実であった。なぜならば、 A

個の粒子の間に、二体相互作用が働いている場合、相互作用の全エネルギーは $A(A-1) \approx A^2$ に比例すると予想されるからである。そこで、原子核ではなんらかの特殊な事情のため核力が飽和していて、結合エネルギーすなわち相互作用エネルギーが A^2 に比例せず、 A に比例しているのだということがなったが、この飽和性の理論的な説明は長年の間、原子核における難問題の一つとして重要な研究課題であった。1950年代になって、K.Bruecknerらによって、この問題が解明され(⇒ブルックナーの理論)、核力が斥力芯を有する短距離力であるのに加えて、核子に対するパウリの原理のために、核力の作用が抑えられる結果として、原子核の飽和性が生じていることが示された。原子核の結合エネルギーは1核子当たり約8MeVであり、核子密度 ρ_0 は約 1.7×10^{28} 個 $\cdot \text{cm}^{-3}$ であるが、二体相互作用のほかに、三体力や核子相関などの補正を加えると、これらの数値を理論的に与えることができる。密度の飽和性のために、核子密度を ρ_0 から変化させるのには大きいエネルギーを要する。 $A \approx 60$ 核で観測された密度振動により生じる励起状態の励起エネルギーは15~20MeV(約80 $A^{-1/3}$ [MeV])であり、核の変形に起因する回転や振動状態に比べ極めて大きい。

飽和電流 [英 saturation current, 独 Sättigungsstrom, 仏 courant de saturation, 露 ток насыщения]

[1] 二極管(電子管)でカソード温度が一定のとき、プレート電圧とともにプレート電流は増加するが、プレート電圧がある一定値以上では電流は増加せずば一定となる。これを飽和電流とよぶ。この電流の大きさはカソードの温度によって定まり、温度制限電流ともよばれる。

[2] 電離箱で放射線による電離電流は電極間の電圧とともに増加してある値でほぼ一定となる。これを飽和電流とよぶ。これは放射線によって生じたイオン対が再結合せずにすべて電極に集められることによる。

飽和幅 [英 saturated line width, 独 gesättigte Linienweite, 露 насыщенная ширина линии] ⇒ スペクトル線の形

飽和分極 [英 saturation polarization, 独 Sättigungspolarisation, 仏 polarisation saturée, 露 поляризация насыщения] 強誘電体に電場を加え、その強さを増してゆくと、分極はある値以上に増加しない。すなわち、分極は電場に対して飽和する。その飽和性を飽和分極という。

飽和分光法 [英 saturation spectroscopy, 独 Sättigungsspektroskopie, 仏 spectroscopie de saturation, 露 спектроскопия насыщающегося поглощения] ⇒ ドップラーフリー分光法

補外法 [英 extrapolation, 独 Extrapolation, 露 экстраполяция] 関数 $f(x)$ の $(n+1)$ 個のデータ点 x_0, x_1, \dots, x_n (ただし, $x_0 < x_1 < \dots < x_n$ とする) における値 f_0, f_1, \dots, f_n が与えられたとき、それらの値を使って、区間 $[x_0, x_n]$ の外のある x における $f(x)$ の近似値を計算する方法を補外法あるいは外挿法という。特に、次の極限への補外は重要である。 $F(h)$ はきざみ幅 h で計算した近似値で、 $h \rightarrow 0$ としたとき真の値 F_0 に収束することがわかっているとする。 h を小さくすると計算量は増大し、丸め誤差もそれについて大きくなるので、むやみに h を小さくすることは得策ではない。そこで、 $h \rightarrow 0$ としたときの極限値をいくつかの h の値で計算した $F(h)$ の値を用いて補外することを考える。打ち切り誤差 $F(h) - F_0$ が $h \rightarrow 0$ でど

のようなふるまいをするかが知られていることが多い。それを

$$F(h) = F_0 + c_1 h^{p_1} + c_2 h^{p_2} + \dots \quad (p_1 < p_2 < \dots)$$

とする。ここで F_0, c_1, c_2, \dots は未知の係数であるが、 p_1, p_2, \dots は既知であるとする。このとき、 $F(h)$ を異なるきざみ幅 h_1 および h_2 ($h_1 > h_2$) で計算し、それらを用いて誤差の第一項を消去すると

$$F_1(h_2) \equiv F(h_2) - \frac{F(h_1) - F(h_2)}{(h_1/h_2)^{p_1} - 1} = F_0 + c_2 h_2^{p_2} + \dots$$

となつて、 $F_1(h_2)$ は F_0 のよりよい近似値となる。これをリチャードソンの補外法という。数値積分に対するロンバーグ法はこの原理に基づくものである。補外法は数値微分や微分方程式の数値解法にも使われている。

捕獲 [英 仏 capture, 独 Einfang, 露 захват] 原子や原子核がほかの粒子をその内部に獲得する過程のこと。たとえば自由電子が原子内の軌道に入り込む過程や、遅い中性子が原子核に捕まる過程などが捕獲であり、これらの場合、捕獲される粒子がもっていた運動エネルギーは光、 γ 線、電子線となって放出されることもある。このように放射を伴う捕獲を放射捕獲、そうでない場合を無放射捕獲(または共鳴捕獲)という。遅い π 中間子や μ 粒子が原子核に捕獲される過程は、原子や原子核の構造を調べる手段として極めて有効であることが知られている。

捕獲断面積 [英 capture cross-section, 独 Einfangwirkungsquerschnitt, 仏 section efficace de capture, 露 сечение захвата] 捕獲過程に対する断面積(⇒断面積, μ 粒子捕獲)。

捕獲断面積(中性子の) [英 capture cross-section of neutrons, 独 Neutroneneinfangquerschnitt, 仏 section efficace de capture de neutrons] 中性子が原子核と衝突して、原子核に捕獲され γ 線が放出される核反応、すなわち $(n; \gamma)$ 反応に対する断面積のこと。エネルギーの高い中性子、たとえば、 $d-T$ 反応で生ずる14MeV中性子の場合には、中性子の非弾性散乱 $(n; n')$ や、そのほかの核反応 $(n; 2n), (n; p), (n; \alpha)$ など粒子が放出される核反応の断面積が大きく、 $(n; \gamma)$ 反応の断面積はそれらに比べて小さいのがふつうである。中性子のエネルギーが低くなるにつれて、エネルギー的にこれらの粒子の放出が難しくなり、 $(n; \gamma)$ 反応の寄与が大きくなる。熱中性子の場合には、たいていの原子核では捕獲過程 $(n; \gamma)$ の断面積 σ_c は、吸収断面積 σ_a (全断面積 σ_T から弾性散乱の断面積 σ_e を引いたもの: $\sigma_a = \sigma_T - \sigma_e$) にほぼ等しい、すなわち $\sigma_c \approx \sigma_a$ と考えてよい。ただ核分裂性の重い原子核の場合には、核分裂の断面積 σ_f が無視できないので $\sigma_a \approx \sigma_c + \sigma_f$ である。また、 ^{10}B のように、熱中性子に対しても $(n; \alpha)$ 反応の断面積 $\sigma_{n\alpha}$ が大きく、 $\sigma_a \approx \sigma_c + \sigma_{n\alpha}$ の場合もある。熱中性子領域における捕獲断面積のエネルギー依存性は、ブライト-ウィグナーの標準式

$$\sigma_c(E) = \frac{\pi}{k^2} \cdot \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}$$

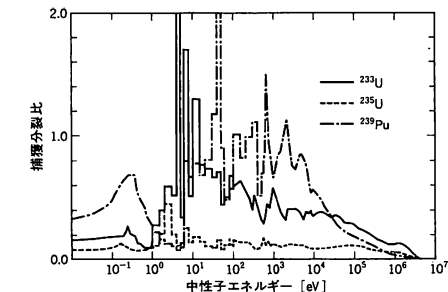
で与えられる。ここで、 E_0 が最低共鳴準位のエネルギー、 E は中性子のエネルギー、 Γ_n, Γ_γ はそれぞれ中性子幅、放射捕獲幅(ガンマ幅)、 Γ は全共鳴幅で $\Gamma \approx \Gamma_n + \Gamma_\gamma$ 、 k は中性子の波数である。ここで Γ_γ は E によらず一定であり、 $\Gamma_n \propto \sqrt{E}$ であるから、 $E \ll E_0$ なる領域においては

$$\sigma_c(E) \propto E^{-1/2} \propto v^{-1}$$

となって、捕獲断面積は中性子速度に反比例する。これを捕獲断面積の $1/v$ 法則という。中性子数が魔法数(2, 6, 8, 14, 20, 28, 50, 82, 126)である原子核に対する捕獲断面積は小さく、逆に、中性子数が魔法数より1つ少ない原子核にたいする捕獲断面積が大きいことが実験的に知られており、原子核の殻構造を立証する1つの根拠となっている。また、中性子が陽子によって捕獲されて重陽子となる過程は、中性子の捕獲過程の特別の例であって、重陽子の光分解の逆過程として理論的には興味が深い。この捕獲断面積 $1/v$ 法則に従うことが示されており、熱中性子に対する断面積は $0.3b$ の程度である。

捕獲反応 [英 capture reaction, 独 Einfangreaktion, 仏 réaction de capture, 露 реакция захвата] 原子核反応において、入射粒子がターゲット核に捕獲され、 γ 線以外の粒子を放出しない場合をいう。低速中性子や陽子の捕獲反応は初期の原子核の研究に大きな役割を果たしばかりでなく、原子炉や核融合などの応用面で重要である(⇒核反応, 複合核, 中性子捕獲)。

捕獲分裂比 [英 capture to fission ratio] 中性子の捕獲断面積と核分裂断面積の比。 α 値ともいう。この比が低いほど核燃料として好ましいといえる。図に ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu の捕獲分裂比の値を示す。図で共鳴エネルギー領域は平均値で与えてある ^{235}U と ^{238}U : $1 \sim 100\text{eV}$, ^{239}Pu : $1 \sim 600\text{eV}$ 。 ^{239}Pu は 10keV 以上で捕獲分裂比が低くなることから高速炉に用いると有利なことがわかる。一方 ^{235}U は低エネルギー領域で捕獲分裂比が非常に小さいことから熱中性子増殖炉に用いられることが考えられている。



^{239}Pu の捕獲分裂比の値を示す。図で共鳴エネルギー領域は平均値で与えてある ^{235}U と ^{238}U : $1 \sim 100\text{eV}$, ^{239}Pu : $1 \sim 600\text{eV}$ 。 ^{239}Pu は 10keV 以上で捕獲分裂比が低くなることから高速炉に用いると有利なことがわかる。一方 ^{235}U は低エネルギー領域で捕獲分裂比が非常に小さいことから熱中性子増殖炉に用いられることが考えられている。

母関数 [英 generating function, 独 erzeugende Funktion, 仏 fonction génératrice, 露 производящая функция] 関数 $g(t)$ が収束級数ないし、漸近級数の意味で $\sum_{n=0}^{\infty} a_n t^n$ と展開されるとき $g(t)$ は $\{a_n\}$ の母関数であるという。いずれの場合でも $g(t)$ から展開係数が一意に定まるからである。たとえば、 e^{-t} は収束半径 ∞ の $\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n t^n / n!$ に展開されるから $\{(-1)^n / n!\}$ の母関数である。 $\int_0^{\infty} e^{-s} (1+st)^{-1} ds$ は漸近級数 $\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n n! t^n$ に展開されるから $\{(-1)^n n!\}$ の母関数である。後者のような場合、収束級数 $\sum_{n=0}^{\infty} a_n t^n / n! = \tilde{g}(t)$ をつくり、指數的母関数(exponential generating function)とよんで用いることもある。母関数は、漸化式で定義された $\{a_n\}$ を定めるのに役に立つ。たとえば

$$a_0 = 0, a_1 = 1, a_{n+1} = a_n + a_{n-1} \quad (n=1, 2, \dots)$$

とする(フィボナッチ数列)。 $g(t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n t^n$ とおき、漸化式に t^n をかけて $n=1$ から和をとれば

$$\frac{1}{t} [g(t) - t] = g(t) + t g(t)$$

となるから、これを解いて

$$g(t) = \frac{t}{1-t-t^2} = \frac{t}{\alpha-\beta} \left[\frac{1}{\alpha-t} - \frac{1}{\beta-t} \right]$$

ただし $\alpha, \beta = (-1 \pm \sqrt{5})/2$ である。右辺を展開して

$$a_n = \frac{1}{\sqrt{5}} \left[\left(\frac{\sqrt{5}+1}{2} \right)^n - \left(\frac{\sqrt{5}-1}{2} \right)^n \right]$$

関数列 $\{f_n(x)\}$ に対しては、ある変域の各 x に対して上と同様の展開 $G(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(x) t^n$ が成り立つなら、 $G(x, t)$ を母関数とよぶ。例えば、ルジャンドルの多項式 $P_n(x)$ ($|x| \leq 1$) は絶対値が1を超えないので、 $\sum_{n=0}^{\infty} P_n(x) t^n$ は収束半径1で(x に関し一様に)収束し、母関数として $1/\sqrt{1-2tx+t^2}$ を定める。この場合、 $|t|, |x| < 1$ に対して

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} P_n(x) t^n \right\} \left\{ \sum_{m=0}^{\infty} P_m(x) s^m \right\} dx \\ = \int_{-1}^1 \frac{dx}{\sqrt{1-2tx+t^2} \sqrt{1-2sx+s^2}} = \frac{1}{\sqrt{ts}} \log \frac{1+\sqrt{ts}}{1-\sqrt{ts}} \end{aligned}$$

となり、左辺では積分と和の順序が交換できるから、右辺のべき展開と等べき項を比較して

$$\int_{-1}^1 P_n(x) P_m(x) dx = \frac{2}{2n+1} \delta_{nm}$$

が得られる。このように、関数列に対する計算が総括的に行えるのが母関数の効用である。この目的には、指數的母関数のほうが便利なることもある。たとえば、 $\{\sqrt{2/\pi} \sin nx\}$ ($0 \leq x \leq \pi$) に対しては

$$G(x, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{t^n}{n!} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sin nx = \frac{1}{2t} \sqrt{\frac{2}{\pi}} (e^{itx} - e^{-itx})$$

($z = e^{itx}$) により正規直交性が容易に確かめられる。関数列の母関数は主要な直交多項式に対して求められている(⇒エルミート多項式, ラゲール多項式, ルジャンドル陪関数)。なお、力学における母関数については(⇒正準変換)。

補間法 [英英 interpolation, 独 Interpolation, 露 интерполяция] 関数 $f(x)$ の $(n+1)$ 個のデータ点 x_0, x_1, \dots, x_n (ただし、 $x_0 < x_1 < \dots < x_n$ とする) における値 f_0, f_1, \dots, f_n が与えられたとき、それらの値を使って区間 $[x_0, x_n]$ の中のある点 x における $f(x)$ の近似値を求める方法を補間法あるいは内挿法という。以下の各種の方法がしばしば用いられる。

(1) ラグランジュ補間: 与えられた $(n+1)$ 個の点 (x_i, f_i) を通る n 次多項式を求めること。ラグランジュの補間多項式は次のように書ける。

$$P(x) = \sum_{i=0}^n f_i l_i(x)$$

ここで

$$l_i(x) = \prod_{\substack{k=0 \\ k \neq i}}^n \frac{x - x_k}{x_i - x_k}$$

である。この公式をそのまま使う代りに、漸化式により順次補間多項式をつくるエイトケン方法がある。分点が等間隔の場合には差分に基づくニュートンの補間公式が便利である。なお、多項式の次数を増しても補間多項式は $f(x)$ に収束するとは限らず、場合によっては $f(x)$ から著しくはなれて振動することがあるので注意する必要がある(ルングの現象)。

(2) チェビシェフ補間: データ点として $(n+1)$ 次のチェビシェフ多項式の零点を採用したもの。 $f(x)$ が連続な

一階導関数をもつ場合には、チェビシェフ補間多項式は $n \rightarrow \infty$ のとき $f(x)$ に収束することがわかっている。

(3) 区分的多項式補間: 全区間に対して1つの多項式を決める代りに、各区間 $[x_i, x_{i+1}]$ においてある次数の多項式に等しく、区間の継ぎ目である階数の導関数まで連続な補間式を求める(⇒スプライン)。

(4) エルミート補間: ラグランジュ補間の拡張として、 $f(x)$ および $f'(x)$ に対するデータ $\{f_i\}$ および $\{f'_i\}$ ($i=0, 1, \dots, n$) が与えられたとき

$$Q(x_i) = f_i, \quad Q'(x_i) = f'_i \quad (i=0, 1, \dots, n)$$

を満たす $(2n+1)$ 次の多項式を求める問題をエルミート補間という。

ホーキング Hawking, Stephen W. 1942.1.8—

、イギリスの宇宙論学者。ロンドンに生れ、オックスフォード大学を卒業した後、ケンブリッジ大学で研究生生活を始める。1966～67年に、R. Penrose が示した星の重力崩壊の際の特異点定理を宇宙初期での特異点定理に発展させ、この研究で博士号を得た。次にそこで用いられた一般相対論における大域的方法を駆使して、ブラックホールの地平線面の面積が時間的に必ず増大するという定理の証明、ブラックホール唯一性定理の証明などの成果をあげ、エディントン・メダルを得たほか、ロンドン王立協会会員などに推された。続いて1974年に、ブラックホールでの量子場のふるまいを調べ、粒子生成によりブラックホールが蒸発するという効果(ホーキング効果)を発見した。また、質量の小さい宇宙原始起源のブラックホールの宇宙論的影響を論じた。その後、重力の量子化を追究し、プランク長さのスケールでの時空泡などの概念を提出している。また、宇宙ビッグバンの本性を種々な方面から研究している。1980年に、ケンブリッジ大学のルカス教授職に、P. Dirac の後任として就任した。Hawking は、1962年ころから運動神経系の病気に侵され、重度の身体障害のなかで活躍している。[主著] *The Large Scale Structure of Space-Time*, 1973。

ホー係数 [英 Ho factor, 独 Ho-Faktor, 仏 facteur Ho, 露 коэффициент Хо] 拡散ポンプなどの移送式高真空ポンプの排気速度をある種の規格化を行って表したものの、吸気口面積 A の真空ポンプのある気体に対する排気速度を S とすると、ホー係数 Ho は

$$Ho = \frac{S}{(1/4)\bar{v}A}$$

で表される。ここで \bar{v} は気体分子の平均熱運動速度、 A はたとえば拡散ポンプではポンプ開口面積より第一段階ジェットの断面積を差引いたもの、すなわち実際に排気機能をもつ面積のことである。上式で $(1/4)\bar{v}A$ は、実効面積 A に入射した分子がすべて排気されるものとしたときの排気速度であるから、 Ho は排気速度 S を同一の大きさの理想的真空ポンプの排気速度で規格化したものである。この考え方はターボ分子ポンプにも適用できる。ホー係数は、油拡散ポンプでは0.4くらい、ターボ分子ポンプではそれよりやや低い値である。

保健物理学 [英 health physics, 独 Strahlenschutzphysik, 仏 radiophysique sanitaire, 露 научные основы радиационной безопасности] 人体を放射線障害から守るのに必要な諸問題を取扱う応用科学の一分野で、放射線施設、放射線発生装置、加速器、原子炉などの放射線安全を確保するために要する基礎および応用研究を含んでい

る。すなわち、放射線量の測定法、放射線の遮蔽、放射能汚染の防止、放射性廃棄物の処理、安全管理や環境衛生など、物理、化学、工学、医学などの分野と関連する研究を行う。1942年、E. Fermi がシカゴ大学で人類最初の原子炉臨界実験を行ったとき、放射線安全を専門的に担当する研究者の必要性を感じ、グループの物理学者のなかから、この任にあたる者を選んだのが始まりといわれている。保健物理でまず第一に必要なことは、放射線量の測定であり、それには物理学者が最も適していたからであろう。このように保健物理学はスタートしたものであるが、今日では、多くの関連分野を含んだ独自の学問分野となっている。ヨーロッパでは「放射線防護学」とよばれることが多い。ちなみにE. Fermi に「保健物理」を担当させられた宇宙物理学専攻であったK. Z. Morgan は、アメリカに保健物理学会を創設したほか、世界の保健物理学の発展に尽力、保健物理学の父とよばれている。

補酵素 [英 coenzyme, 独 Coenzym, 露 кофермент] 酵素にはタンパク質分子だけから成る単純タンパク質と、非タンパク質部分(補欠分子団)を含む複合タンパク質とがある。複合タンパク質の中には、補欠分子団とタンパク質部分とが可逆的に解離、会合するものがある。解離した補欠分子団もタンパク質部分もそれぞれ単独では酵素活性をもたないとき、この補欠分子団を特に補酵素(コエンザイム、コエンチームともいう)とよぶ。また、タンパク質部分をアポ酵素、補酵素とアポ酵素との複合タンパク質をホロ酵素とよぶこともある。ただし、解離しない補欠分子団も、広い意味で補酵素とよばれることがある。補酵素の例としては、金属原子(Cu, Fe, Mn, Co, Zn, Mo, Mg, Ca, K)やビタミンの誘導体(ニコチンアミド、フラビンアミドなど)やヌクレオチドなどがある。

ボコーダー [英 vocoder, 独 Vocoder, 仏 vocodeur, 露 вокодер] 音声分析・音声合成の最も古典的かつ代表的な方式、通信路に音声波の情報を圧縮して伝達するために開発された。音声波を帯域通過フィルター群によって分析してスペクトルエンベロープを抽出し、音源情報として有声音声のパルス系列と無声音声のランダム雑音とに分離する。そしてこのスペクトル情報と音源情報を伝送あるいは記録する。受け側では、音源情報を得て近似的にパルス系列もしくはランダム雑音を発生させ、その周波数成分をスペクトル情報によって振幅変調し、それを分析に用いた帯域通過フィルター群を通してその出力を加えさせて音声波を再現する。大幅な情報圧縮と秘話通信が可能である。この基本的方式をチャネルボコーダーとよび、改良方式にパーソナルボコーダー(またはベースバンドボコーダー)などがある。

ボゴリューボフ Bogoljubov, Nikolaj Nikolaevich
Боголюбов, Николай Николаевич 1909.8.21—

ソ連の理論物理学者、数学者。ニズニ・ノボゴロド(現マキシム・ゴリキー)市に生れた。初めはN. M. Krylov 門下の数学者として変分問題への差分法的应用などを研究、数学博士の学位を取得した(1930年)。1932年以降、Krylov と協力して非線形振動論を展開し、非保存力学系の振動論および漸近解法を確立した。この方法は統計力学に転用され、「統計力学における動力学的問題」(1946年)と題して、気体および液体の古典統計力学に対する現代的基礎づけを与えた。その後は超流動、超伝導、強磁性などの量子力学的多体問題および量子電磁力学、分散理論など

の場の量子論について、新しい数学的方法の導入を中心とする多くの業績をあげてきた。ボーズ不完全気体の超流動性の証明(1947年)、一般化されたハートリー-フォック近似としての超伝導理論(1957年)、対称性が自滅した系の統計力学における準平均概念(1960年)、低次元系の統計力学におけるボゴリューボフ不等式(1962年)、場の量子論におけるくり込み群の導入(1957年)などが有名である。スターリン賞(1947年)、レーニン賞(1958年)などを受け、またドブナの連合原子核研究所長である。

ボゴリューボフ不等式 [英 Bogoljubov's inequality, 仏 inégalité de Bogoljubov, 露 неравенство Боголюбова] 体系のハミルトニアンを H とするとき、 H の固有ベクトルが張る空間の中で定義された2つの物理量を表す演算子 X, Y に対し、次の不等式

$$\frac{1}{2} \langle \{X, X^*\} \rangle \langle [Y, Y^*] \rangle \geq kT \langle [Y, X] \rangle^2$$

が成り立つ。これをボゴリューボフ不等式という。ただし、 k はボルツマン定数、 X^* は X のエルミート共役演算子で、 $[X, Y] \equiv XY - YX$ 、 $\{X, Y\} \equiv XY + YX$ 、また $\langle X \rangle$ は温度 T における X の熱平均値、すなわち $\langle X \rangle = \text{Tr}[X \exp(-H/kT)] / \text{Tr}[\exp(-H/kT)]$ である。ボゴリューボフ不等式を用いて、いくつかの興味ある結果が得られているが、その中で最も有名なものの1つは、N. D. Mermin と H. Wagner (1966年) によって導出されたものである。すなわち「短距離相互作用をもつ一次元および二次元のハイゼンベルク模型の強(反強)磁性体は、有限温度では自発磁化や部分格子の自発磁化をもちえない」というものである。この結論はスピン波理論などによって予想されていたものではあるが、これがボゴリューボフ不等式を用いて厳密に証明されたのである。ただしこの結果は、二次元ハイゼンベルク模型では相転移が存在しないことをただちに意味するものではない。実際、平面回転子模型のように、自発磁化は存在しないが、磁化率がある温度以下で発散するような相転移もありうる(⇒コスタリッツ-サウレス転移)。

ボゴリューボフ変換 [英 Bogoljubov transformation, 独 Bogoljubow-Transformation, 仏 transformation de Bogoljubov, 露 преобразование Боголюбова] 多体系に長距離秩序が生じた場合に、無秩序状態における素励起から秩序状態における素励起を導くためにとられるユニタリー変換をいう。初め、希薄なボース粒子系においてボース-アインシュタイン凝縮が生じた場合の素励起を求めるために、N. N. Bogoljubov により導入された。

多体系に相転移が起り長距離秩序が生じると、系の対称性が変化し、無秩序状態では成り立っていた保存則が破れる。その結果、無秩序状態では保存則により互いに独立であった素励起間に結合が生じる。たとえば超伝導の場合には、電子対凝縮が起きたことにより、電子に

$$\sum_k (d^* a_{k\uparrow} a_{-k\downarrow} + d a_{k\downarrow}^* a_{k\uparrow}^*)$$

のポテンシャルが働く。 $d^* a_{k\sigma}, a_{k\sigma}$ は波数 k 、スピン σ の電子の生成、消滅演算子、 d は凝縮を起した電子対によるポテンシャルである。この場合には電子数の保存則が破れる。そのため、正常状態では電子数保存則により互いに独立であった電子を1個生成させる励起($a_{k\uparrow}^*$)と、電子を1個消滅させる励起($a_{-k\downarrow}$)との間に結合が生じ、それぞれは超伝導状態における素励起ではなくなる。超伝導状態にお

ける素励起は、両者の一次結合をとるユニタリー変換

$$a_{k\sigma} = u_k a_{k\sigma} - v_k a_{-k-\sigma} \quad (1)$$

$$a_{-k-\sigma} = u_k a_{k\sigma} + v_k a_{k\sigma}^*$$

($u_k^2 + v_k^2 = 1$) で与えられる。係数 u_k, v_k は変換されたハミルトニアンが $\sum_k \epsilon_k a_{k\sigma} a_{k\sigma}$ の形になるように決められ、その

とき $a_{k\sigma}, a_{k\sigma}$ が超伝導状態における素励起の生成、消滅演算子になる。式(1)がこのときのボゴリューボフ変換である。一次元電子系にパイエルス転移により波数 q の電荷密度波が生じると、系の並進対称性が変化し、波数 k の電子状態と波数 $(k+q)$ の電子状態の間に結合が生じる。この場合には、その両者の一次結合をとるボゴリューボフ変換により秩序状態の素励起が得られる。

星 [英 star, 独 Stern, 仏 étoile, 露 звезда] 巨大な質量をもったガスの塊で、自己重力により束縛された状態にあり、かつ光学的に厚く表面から光を放射している系のこと。恒星ともいう。太陽は最も標準的な星であり、その質量は $M_\odot \equiv 1.99 \times 10^{30} \text{ kg}$ 、光度は $L_\odot \equiv 3.8 \times 10^{26} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$ である。観測されている星は、質量では $0.1 \sim 10^2 M_\odot$ の範囲内にある。星のエネルギー源は、多くの星では原子核エネルギーが主であるが、主系列以前の段階の星のように重力エネルギーを源とするもの、また、白色矮星や中性子星のように熱エネルギーを主とするものがある。星の大きさは、半径が 10^8 km の巨星から、 10^4 km 程度の白色矮星、 10 km の中性子星までであるが、最も典型的な主系列星は、太陽の $6.96 \times 10^8 \text{ km}$ を単位にして、その $0.1 \sim 10$ 倍の範囲内にある(⇒星の内部構造)。

星形結線 [英 star connection, 独 Sternschaltung, 仏 montage en étoile, 露 соединение звездой] 多相交流の結合方法において一般に用いられている結線法で、発電機や変圧器の各コイルの始端を一点で接続したものをいう(図1)。とくに、最も広く使われている商用三相交流の場合、図2の接続法を三相星形またはY結線という。結合点Oを中性点といい、各相の振幅および位相差の等しい対称交流では零電位となる。 n 相対称交流における星形電圧 E_s と相電圧 E_R との大きさと位相関係は次式のようになる。

$$E_R = 2E_s \sin \frac{\pi}{n}$$

すなわち、 E_R が E_s より遅れる角度は $(\pi/2)(1-2/n)$ となる。三相对称交流では E_R は E_s の $\sqrt{3}$ 倍の大きさとなり、進む位相角は 30° である。

ホジキン-ハックスレーのナトリウム説 [英 Hodgkin-Huxley sodium theory, 仏 théorie de sodium de Hodgkin-Huxley, 露 теория Ходжкина-Гексли] 神経細胞が刺激によって興奮するのは、神経細胞膜の Na^+ イオンにたいする透過性が選択的に急増するためであると、A.

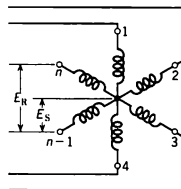


図1 多相星形

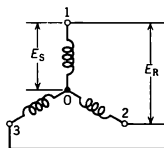


図2 三相Y形

L. Hodgkin と A. F. Huxley が 1951 年から 1952 年にかけて提唱した説。神経細胞の K^+ イオン濃度は外より約 30 倍以上も大きく、逆に Na^+ イオン濃度は細胞の外の方が約 10 倍ほど大きい。また、 Cl^- イオンは外側が 5 倍から 10 倍大きい。このような細胞内外の Na^+ イオンの分布の偏りは、細胞膜中に Na/K ポンプとよばれるものがあって、 Na^+ イオンをくみ出し、 K^+ イオンをくみ入れているといわれる。神経が興奮していない静止時の定常状態では細胞膜の内外で電位差(膜電位)があって、内側は外側に対して約 -70 mV になっている。 K^+ イオンは高濃度の細胞内から外側へ拡散していきこうとするが、 -70 mV の膜電位による電気的引力によって引きとめられる。 Cl^- イオンも同様であるが、 Na^+ イオンについては、濃度的にも電気的にも細胞内へ入ろうとする傾向がある。神経細胞が興奮すると、膜電位がバースタに変化し、ピーク値が約 $+40$ mV にも達して、ほぼ 2ms 後にはもとにもどる。興奮すると、膜の透過性が Na^+ イオンに対して選択的に増加し、 Na^+ イオンは濃度差をなくそうとどっと細胞内へ流れ込み、電位を正にする。その後、 Na^+ イオンの透過性は再び減少して流れなくなる。 K^+ イオンに対する透過性も少し遅れて増加する。膜中に Na^+ イオンを通す孔(Na^+ チャネル)と K^+ イオンを通す孔(K^+ チャネル)があり、それが刺激により閉じたり開いたりすると考えられている。

ポジトロニウム [英 positronium, 独 Positronium, 仏 positronium, 露 позитроний] 一對の電子と陽電子が結合状態にあるときであり、Ps という記号で表される。水素原子の原子核(陽子)が陽電子に代わったものと考えればよく、陽電子が物質中で減速されたときに形成される。ポジトロニウムが存在することはすでに 1934 年に予言されていたが、実験的には 1951 年、フレンガウス中で陽電子崩壊の研究から M. Deutsch によって検証された。水素原子と比べて換算質量が約半分であるから、ポジトロニウムのエネルギー準位は水素原子の約半分であり、逆に軌道半径は 2 倍になる。ポジトロニウムの基底状態のエネルギーは -6.8 eV、半径は 1.06 Å である。陽電子と電子の間には電磁相互作用しか働かない(万有引力は無視できるので)、ポジトロニウムは量子電磁力学にとってはちょうどよい研究対象であり、詳しく調べられている。陽電子と電子はスピン $1/2$ を有するので、スピンが反平行な一重項状態およびスピンが平行な三重項状態で結合することができ、それぞれバラポジトロニウム(p -Ps)およびオルトポジトロニウム(o -Ps)とよばれる。ポジトロニウムが形成されると、一般の原子と同じようにスペクトル線が観測されるはずである。しかしポジトロニウムの研究はもっぱら、崩壊の際に生じる γ 線を観測することによって行われる。陽電子と電子の対消滅(\Rightarrow 対消滅)は、角運動量 $l=0$ の状態すなわち S 状態で起る場合が多く、角運動量、パリティ、荷電共役などの保存則から、 o -Ps は奇数個の γ 線を、 p -Ps は偶数個の γ 線を放出して消滅する。ただし、1 個の γ 線を放出して消滅する過程は、核などの第三者が関与しない限り運動量が保存しないので、めったに起らない。 p -Ps の基底状態は、 1.25×10^{-10} s の寿命で 2γ を放出して消滅し、 o -Ps は、 1.4×10^{-7} s で消滅する。Deutsch がポジトロニウムの存在を確かめたのは、 o -Ps からの消滅 γ 線の観測による。ポジトロニウムの分光学的研究も消滅 γ 線を観測することにより行われており、特に磁場中での消滅 γ 線の研究から、三重項状態と一重項状態のエネルギー

差 ΔE が高い精度で測定されて、 $\Delta E = (\Delta E)/h \approx 2.0338 \times 10^8$ MHz が得られており、有効数字 4 けたまで理論値と一致する。また、消滅 γ 線に先行して放出される光を同時計数法によって観測することで、ポジトロニウムの励起状態 $2p$ から基底状態 $1s$ への紫外線 (ライマン α , 243.0 nm) も検出されている。さらに、微細構造などについての実験も進んでおり、量子電磁気学の精度を検証する点で重要視されている。

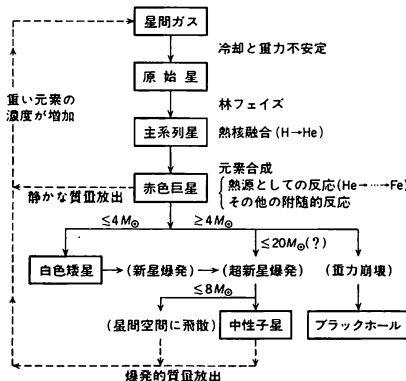
ポジトロン = 陽電子

星の種族 [英 stellar population, 独 Sternpopulation, 仏 population stellaire, 露 звёздное население] 星を重元素含有量、銀河系内の空間分布と運動などを指標として分類したもの。星のポピュレーションともよぶ。1944 年に W. Baade が、星には種族があり、種族 I と種族 II とに大別されると提案した。種族 II の星は、銀河系の中で球状に分布していて、銀河面に垂直な速度成分が大きく、重元素の含有量は太陽の $1/5 \sim 1/100$ と小さい。これに対し、種族 I の星は銀河面に集中していて、銀河面に垂直な速度成分は小さく、重元素含有量は太陽と同程度である。すなわち、重元素含有量と空間分布には関係があり、たとえば、重元素は少ない量が銀河面に集中しているというような種族は存在しない。種族 II の星の典型は、高速度星や球状星団に属する星であり、種族 I の星の典型は、高温の主系列星や散開星団に属する星である。こうしたことから、星の種族は星の年齢を反映した分類であり、種族 II は質量が小さく年齢の古い星であり、種族 I は質量が大きく年齢の若い星であることがわかる。種族 I と II の中間の種族として、円盤種族を導入する意見や、さらに細分化する考えもある。種族は年齢を反映した分類であるから、その指標とされる量は連続的に変化していて、質的に異なった種族にはっきり分けることはできない。星の重元素含有量は、星が生まれた当時の銀河系内の重元素量を示すから、銀河系内の重元素量はしだいに増加したことがわかる。また、銀河系の構造の変化のようすも推察できる。

星の進化 [英 evolution of the stars, 独 Sternentwicklung, 仏 évolution stellaire, 露 эволюция звезд] 恒星が星間ガスから生まれ、エネルギーを光として放出するにつれてその内部構造が変化し、ついには白色矮星になったり超新星爆発をして死ぬ過程を星の進化という。星の放射するエネルギーは、主に原子核融合反応によってまかなわれている。したがって、星の進化は宇宙における元素の起源をも同時に説明するものである。さらにいろいろな性質の天体について、その起源を説明する。こうして現代における広い意味での恒星進化論は、膨張宇宙初期の理論、銀河の起源論に続いて、その後宇宙で起った事がらを説明する体系として豊富な内容をもっている。恒星が進化するという考えは 19 世紀からあって、H. L. von Helmholtz (1854 年) と Kelvin (1861 年) の収縮説(\Rightarrow ケルビン-ヘルムホルツ収縮)とよばれていた。すなわち、星が星間ガスから生れたときには半径の大きい巨星であり、その後重力エネルギーを解放しながら光を放射するにつれて、しだいに収縮して太陽のような矮星になるというものであった。その進化の時間尺度は、たとえば太陽については、その重力エネルギーを光度で割ったもの、すなわち 3×10^7 y 程度になる。ところが 20 世紀になって、放射能による年代測定が行われるようになり、最も古い堆積岩の年齢が 1.3×10^9 y に達することがわかった。その結果、収縮説では太陽

の年齢が若すぎるといふ困難にぶつかった。1919 年になって E. Rutherford が原子核破壊の実験を行い、F.W. Aston が質量分析器を発明して同位体の質量が測定されるようになった。1920 年になって J. Perrin と A. S. Eddington は、太陽のエネルギーは水素がヘリウムに融合される核反応によって解放されるのだらうと考えた。しかし実際にそのような反応の起ることが明らかになるまでには、1930 年代の原子核物理の発展を待たなければならなかった。1938～39 年になって、H. A. Bethe や C. F. von Weizsäcker がそのような核反応として pp チェインや CN サイクル(⇒CNO サイクル)があること、またそれらの反応は主系列星の内部に実現している温度で、ちょうど星の光度をまかなうに足る速さで起こることを示したのである。こうして星の内部構造論(⇒星の内部構造)は元素の起源論と結びつこうになった。収縮説が捨てられると、今度は逆に巨星(⇒赤色巨星)の内部構造はどうかという問題が起った。これはかなりの難問であったが、結局は、星の中心核(芯)と外層で化学組成が異なるものは巨星になるということがわかった。巨星の内部の密度分布は矮星の場合と全く異なり、コア・ハロー構造になっている。すなわち、平均密度がたとえば $10^4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ の中心核(コア)を、 $10^{-4} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ という低密度の外層(ハロー)が取巻いているのである。このように素直でない構造のために、巨星の内部構造は難問だったのである。巨星の中心核となっている化学組成の異なる領域は、主系列段階にある星の中心部で水素がヘリウムに核融合された結果としてできたものである。こうして巨星から矮星へという 19 世紀の収縮説は、主系列矮星から巨星へという近代的な星の進化論に置換えられることになった。

現代における星の進化の描像は図にまとめられている。



星の誕生は星間空間にあるガス雲(⇒星間物質)が自己重力で動的に収縮して起る。生れたばかりの星は原始星とよばれる。星が最初に重力平衡の状態に落ち着いたときには、星の内部全体に対流が起っている。対流による熱輸送のために星はかなり高光度(原始太陽では現在の太陽の 10^3 倍くらいの光度)であり、その後しだいに暗くなっていくが、その過程が林フェイズである。星の内部の対流がおさまると、その後は、星はほぼ一定の光度を保ちながら収縮し、主系列星に到着く。主系列星の光度すなわち核燃料消費率は、星の質量を M とすれば、ほぼ M^4 に比例し(⇒質量光度関係)、いっぽう核燃料は M に比例するから、星が主系

列段階に留まっている寿命は M^{-3} に比例することになる(太陽では 10^{10} 年)。星団が生れるときには、いろいろな質量の星が同時に生れるが、そのなかでも青くて明るい、質量の大きい星は、はやばやと主系列星の寿命を終えて、巨星の方へ進化していく。その様子はヘルツシュプルング・ラッセル図(HR 図)、すなわち星の明るさと表面有効温度の平面上の軌跡で表現される。1950～60 年代には、多くの星団が観測されて HR 図がつくられた。これらは理論的に計算された星団の星の進化と比較され、星団による HR 図の特徴が説明された。特に星団の年齢と、星団を構成している星の質量はこのようにして決められる。

1960 年代後半から 1970 年代には大型電子計算機が急速に進歩したが、それを使って主系列星以後の星の進化と、それぞれの進化段階に起る核反応のようすが詳しく計算されるようになった。1 つの核反応段階が終わったあとでは、中心核は重力収縮をして、その中心部の温度が上がる(⇒重力熱力学的カタストロフィー)。その結果、電荷が大きくてクーロン反発力の大きい核種間でも、融合反応が起るようになる。このようにして重力収縮と核燃焼段階とを繰返しながら星は進化するが、その様子は表にまとめてあ

星の進化における原子核燃焼段階

燃焼段階 (温度)*	主な反応	主 な 生成物	核エネルギー 一放出量**
H (1.5~2)	pp チェイン CNO サイクル	${}^4\text{He}$	60
He (15)	$3{}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$ ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$	${}^{12}\text{C}$ ${}^{16}\text{O}$	6~8
C (70)	${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + \alpha$, ${}^{23}\text{Na} + p$ p , α は他の核と反応	${}^{20}\text{Ne}$ ${}^{24}\text{Mg}$	5
O-Ne (200)	${}^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha){}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma){}^{24}\text{Mg}$ ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{28}\text{Si} + \alpha$, ${}^{31}\text{P} + p$ p , α は他の核と反応	${}^{24}\text{Mg}$ ${}^{28}\text{Si}$	7
Si-Mg (400)	${}^{28}\text{Si} + \gamma \rightarrow {}^{24}\text{Mg} + \alpha$, ${}^{27}\text{Al} + p$ ${}^{24}\text{Mg} + \gamma \rightarrow {}^{20}\text{Ne} + \alpha$, ${}^{23}\text{Na} + p$ 多くの反応チャネルが 開いて熱平衡へ	${}^{56}\text{Ni}$	温度・密度 による
Ni (400)	${}^{56}\text{Ni}(e^-, \nu \gamma)$ ${}^{56}\text{Co}(e^-, \nu)$ ${}^{56}\text{Fe}$	${}^{56}\text{Fe}$	0.9

* 温度は $\times 10^7 \text{ K}$

** 核エネルギー放出量は $\times 10^{17} \text{ erg} \cdot \text{g}^{-1}$

る。ヘリウム燃焼段階以後の星は HR 図上ではほとんど赤色巨星であると考えてよい。このようにして星の内部には元素の層状構造がつくられる。炭素燃焼段階以後では、星の内部でニュートリノの対発生(⇒ニュートリノ損失)が起り、星の進化の時間尺度は著しく短くなる(10^5 年→ 10^3 年)。

星の初期質量によって重力の強さが異なるので、星はそれに対応した死を迎える。初期質量が $4M_{\odot}$ (M_{\odot} は太陽の質量)以下の星はヘリウム中心核が炭素・酸素中心核の段階まで進化し、その中心核は白色矮星になる。白色矮星はその後しだいに冷却して視界から消える。質量がそれ以上のものは超新星爆発をして死ぬ(⇒超新星)。星の質量によ

って爆発のトリガーとなる機構が異なり、その結果として後に残されるものも異なる。初期質量が(4~8) M_{\odot} のものでは、星は完全にこわされて星間空間に飛散る。(8~20) M_{\odot} くらいのものでは、ガスのほとんどが飛散るが、その後には自分自身の深い重力ポテンシャルのなかに落ち込んだ星として中性子星が残される。ただしここでの 20 M_{\odot} という数値はまだ確定的ではない。これより初期質量が大きい星では、中心核はどこまでも収縮してブラックホールになる。

超新星爆発に際して放出されたガスは、それまでの星の進化の過程で、あるいは爆発に伴って合成された、重い元素を含んでいる。このようなガスからまた星が生まれ、同様な進化の過程を繰返す。こうしてガス中に含まれる重い元素の濃度はしだいに上がっていく。実際、銀河の初期に形成されたと考えられる年老いた($\sim 10^{10}$ 年)種族 II の星(\Rightarrow 星の種族)では、炭素以上の重元素の重量濃度は 0.001~0.01 と低い。これに対して、星の進化のサイクルを何度か通ったガスから比較的最近に生れた散開星団の星や重い星など種族 I の星では、その値は 0.01~0.06 と高いのである。

以上は星間空間に単独で存在する星の進化であるが、銀河系の中にも半数程度の星は連星になっている。なかでも 2 つの星が星の半径程度しか離れていない近接連星系では、進化の途中で一方の星が巨星になったときに、自分自身のロッシュ・ローブからあふれるほど大きくなることがある。その結果、2 つの星の間で物質の交換が起り、星の中心核がぼびき出しになったり、中性子星や白色矮星を相手としてもつ特殊な近接連星系になったりする。そのような系でさらにもう一方の星が進化して膨れてくると、ガスは中性子星や白色矮星に流れ込み、X 線星になったり、新星爆発を起したりする。そのような新星爆発を繰返すうちに、白色矮星に流れ込んだガスがしだいに蓄積し、その質量が増加して、ついに超新星爆発に至る場合があると考えられている。このようにして銀河のなかで起っているいろいろな現象は、星の進化というドラマに総合される。

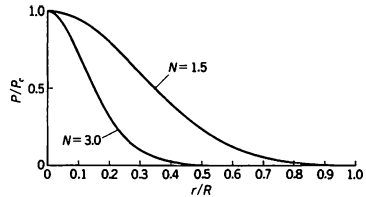
星のスペクトル [英 stellar spectrum, 独 Sternspektrum, 仏 spectre stellaire, 露 звёздный спектр] \Rightarrow スペクトル型

星の誕生 [英 birth of a star, 独 Sterngeburt, 仏 naissance d'une étoile, 露 рождение звезды] \Rightarrow 星の進化

星の等級 [英 stellar magnitude, 独 Sternhelligkeit, 仏 magnitude stellaire, 露 звёздная величина] = 等級

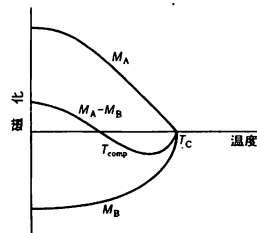
星の内部構造 [英 stellar structure, 独 Sternaufbau, 仏 structure des étoiles, 露 строение звезд] 星の内部におけるガスや放射の圧力 P 、ガスの密度 ρ 、温度 T 、エネルギー流量 L_r の分布のこと。星を球対称とし、半径 r の球の中に含まれるガスの質量を M_r 、 u をガスと放射の単位質量当りの内部エネルギー、 G を重力定数とすると、(1) 星の自己重力と圧力勾配とのつり合いの式 $dP/dM_r = -GM_r/(4\pi r^4)$ 、(2) 連続の式 $d\sigma/dM_r = 1/(4\pi r^2 \rho)$ 、(3) 放射や電子による熱伝導の式 $dT/dM_r = -L_r/(16\pi^2 r^4 \rho \lambda)$ 、(4) エネルギー保存の式 $dL_r/dM_r = \epsilon_n + \epsilon_\nu - (du/dt + P d\rho^{-1}/dt)$ という 4 つの偏微分方程式が星の内部構造とその時間変化を決めている。ここで G の状態方程式と、熱伝導率 λ 、熱核反応による単位質量当りのエネルギー発生率 ϵ_n 、ニュートリノによるエネルギー損失率 ϵ_ν がわかっていれば、式(1)~式(4)と核反応による化学組成の変化の式とを、初期値・境界値問題として解くことで

ける。定圧比熱と定積比熱の比を γ とすると、式(1)と式(2)の積分から、星の全内部エネルギー U と、無限遠での状態を 0 とする重力エネルギー Q との間に、 $3(\gamma-1)U + Q = 0$ 、というビリアル定理が成り立つ。星の全エネルギーは $E = -(3\gamma-4)U$ となる。 $\gamma = 5/3$ の理想気体では、 $E = -U$ となり、星は重力的に束縛されていることがわかる。このような場合、星がエネルギーを失い E が減ると、 U が増えて温度が上がる。星が収縮して Q (< 0) が減少したからであるが、この現象は星全体の見かけの比熱が負であるといわれ、自己重力束縛系の特徴である。一般的な星の構造の特徴は、中心部ほど高圧、高密度となつて重力を支えており、また、主系列星のような星では、中心部ほど高温で、内側から外側へと熱エネルギーが流れている。最も簡単な例として、圧力と密度の間に $P \propto \rho^{1+1/N}$ という関係が成り立つ場合には、式(1)と式(2)だけを解くことにより、図のような星の構造が求められる(図中で P_c は星



の中心における圧力、 R は星の半径を表す)。これを指数 N のポリトロブとよび、19 世紀後半、J. H. Lane と R. Emden によって研究された。星の内部で、 $L_r/(M_r \lambda)$ が一定とすると、星の構造は $N=3$ のポリトロブとなり、これをエディントン模型という。この模型から、エディントン限界が導かれた。超大質量星のように放射圧が全圧力の大部分を占めている場合も、 $N=3$ のポリトロブに近い。また縮退星において、電子が非相対論的に縮退している場合は $N=1.5$ 、相対論的に縮退している場合は $N=3$ のポリトロブとなる。化学組成が一律な星、すなわち、主系列の初期の段階の星の構造は、 $N=1.5 \sim 3$ のポリトロブに近い。星が進化して、化学組成が不均一になると、星の構造は大きく変化し、水素の燃焼殻を境に、半径が $\sim 0.01 R_{\odot}$ 程度のコアと、半径 $10^3 R_{\odot}$ 程度に広がった外層とに分かれた巨星となる (R_{\odot} は太陽の半径)。このとき、コアは外層の力学の影響をほとんど受けず、ひとつの星のようにふるまう(\Rightarrow エディントン限界、超大質量星)。

補償温度 [英 compensation temperature, 独 Kompensationstemperatur, 仏 température de compensation, 露 компенсационная температура] フェリ磁性体で副格子磁化が打消しあい、自発磁化が 0 となる温度。図のように、フェリ磁性体で副格子磁化の温度変化が大きく異なる場合には、0 K とキュリー温度 T_c との中間のある温度



T_{comp} で自発磁化が0を切り、結晶格子に対して、その方向を逆転する。これが補償温度である。このような現象は、スピネル型のリチウムフェライトとリチウムクロマイトの混晶、多くの希土類鉄ガーネットなどで見られる。補償温度付近では、自発磁化が小さくなる一方、磁気異方性は特に大きい変化をしないから、外部から加えた磁場によって磁化の方向を変えることが困難になる。すなわち保磁力が大きくなる。このことは、補償温度が室温付近にあるような磁性材料の薄膜の磁化方向によって情報を記録し、新たに情報を書き込む場合にはレーザー光の照射によって局所的に温度を上げて保磁力を下げる、磁気記録のひとつの方法に利用される(⇒ネールのフェリ磁性理論)。

補償導線 [英 compensating lead wire, 露 компенсационный выводной провод] ⇒ 熱電対

補償の定理 [英 compensation theorem, 独 Kompensationssatz, 仏 théorème de compensation, 露 теорема компенсации] 線形電気回路網の解析における基本的な定理のひとつであり、次のように定義される。[回路網のあるインピーダンス Z に電流 I が流れているとき、この Z を $(Z+\Delta Z)$ に変化した場合、ほかの開路に生じる電流の変化は、回路網中のすべての電源をとり除き、かつ $(Z+\Delta Z)$ に直列に $I\Delta Z$ なる起電力を I と反対方向に加えた場合、その閉路に流れる電流に等しい。 $I\Delta Z$ を補償起電力という。補償の定理は次のように重ね合せの原理によって証明される。図1は ΔZ の追加によって電流が ΔI だけ

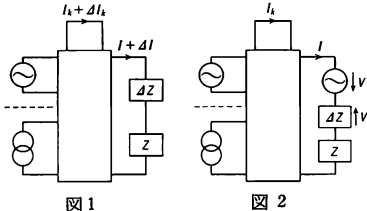


図1

変化し、 k 番目の閉路の電流は ΔI_k だけ変化したことを示す。図2は $V=I\Delta Z$ なる起電力を電流の方向に追加して ΔZ による逆起電力を打消した場合を示し、回路全体はもとの状態と等しい。図3はもとからあった電源をすべて

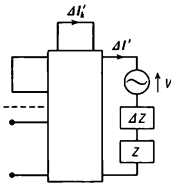


図3

取除き、かつ V の方向を図2と逆にして加えた場合を示す。この場合 k 番目の閉路に $\Delta I_k'$ なる電流が流れたとする。次に図2と図3を重ねれば、加えた起電力 V が打消しあって図1の状態と等しくなるはずである。すなわち $\Delta I = \Delta I'$ 、 $\Delta I_k = \Delta I_k'$ となる。

補償板 [英 compensator, 独 Kompensator, 仏 compensateur, 露 компенсатор]

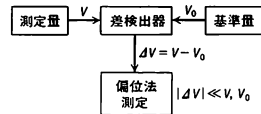
[1] 任意の入射偏光を2つの固有偏光に分解し、その両者の位相差に新しい位相差を付加して打消せるように、位相差を変えることのできる複屈折結晶板でできた素子。可

変な位相差に対応した目盛をつけると、このような補償板によって零位法測定が可能になり、補償量から測定値が求められる。互いに直交した2つの直線偏光の間の位相差を補償する目的のものには、2枚以上の結晶板の中性軸方位を同一に重ねて、一方を横ずらしすることにより、位相差を相加、または相減するバビネの補償板、ソレイユの補償板や結晶板の中性軸方位を光軸に垂直な軸のまわりに回転するベレックの補償板、エーリングハウスの補償板があり、また波長板と偏光子(あるいは検光子)と組合せて、一方を回転させる形式のセナルモンの補償板、ブレースーラーの補償板もある。また偏光面の回転を補償するために、左円偏光と右円偏光の間に位相差を生ずる右旋水晶と左旋水晶のくさび板を組合せたソレイユの水晶くさび補償板がある。

[2] マイケルソン干渉計、レイリー干渉計、ジャマン干渉計などの二光束干渉計で光路長が波長によって変化するのを防ぎ、干渉縞のコントラストを高めたり、あるいは参照光路と試料光路の間に生じた光路差を補償して試料の屈折率を迅速に読取ったりするために光路に挿入するガラス板などを補償板という。

補償法 [英 compensation method, 独 Kompensationsmethode, 仏 méthode de compensation, 露 компенсационный метод] ⇒ 測定

補償法計測 [英 measurement with compensation method, 独 Kompensationsmessung, 仏 mesure en compensation, 露 измерение компенсационным методом] 偏位法計測の測定精度を向上させるためのひとつの方式で、図



に示すように測定する量からそれと近い大きさの基準量を引き去り、その差を偏位法で測定する。基準量の値が正確に知られており、差の大きさをもとの測定量より十分小さくできれば、測定装置の感度を上げることにより測定の最終的な精度が向上する。分銅を用いた両皿天秤による重量測定は補償法的な測定である。高い周波数の信号の周波数を直接測定するかわりに、基準周波数信号とのうなりをとり、低い周波数に変換して測定することは、極短超短波領域の実験で広く用いられる補償法計測である。

補色 [英 complementary color, 独 Komplementärfarbe, 仏 couleur complémentaire, 露 дополнительный цвет] ⇒ 色

補助真空 [英 fore-vacuum, 独 Vorvakuum, 仏 prévide, 露 форвакуум] 蒸気噴射ポンプやターボ分子ポンプなどが正常に動作するためには、その排気口側の圧力(背圧)を大気圧よりも低い一定の圧力以下に保ておくことが必要である。このような場合、背圧を一定値以下に保つための真空ポンプを補助ポンプ、これに対しもとのポンプを主ポンプとよぶ。主ポンプの排気口と補助ポンプの吸気口との空間の圧力を、補助真空とよぶ。

補助単位

[1] [英 supplementary unit, 独 Zusatzeinheit, 仏 unité supplémentaire, 露 вспомогательные единицы] 国際単位系(SI)での、平面角の単位ラジアンと立体角の単位ステラジアンとの総称。SIがこのような扱いをしているこ

との背景には「SI 単位を基本単位と組立単位との 2 階級だけで構成するべきだとの考えもあるが、今は、第三の階級としての補助単位を認めることとし、しかも、補助単位を基本単位として扱うのも組立単位として扱うのも自由だが、当面、無次元の組立量の単位とみなす」との解釈が成立している。

[2] [英 auxiliary unit, 独 Hilfseinheit, 仏 unité auxiliaire] 計量法に定められている計量単位のうち、基本単位または誘導単位に所定の演算をほどこして定義される単位(計量法の第六条, 政令の第三条の二と第四条, 例: 面積の単位アール=100 平方メートル, 体積の単位リットル=(1/1000) 立方メートル), およびその他の計量単位(省令, 第四条など, 例: 吸収線量率のグレイ毎秒)に所定の演算をほどこして定義される単位(省令, 第四条の二, 例: グレイ毎分=(1/60)グレイ毎秒)の総称(法律上の名称は「補助計量単位」)。

補助ポンプ [英 backing vacuum pump, 独 Vorvakuumpumpe, 仏 pompe primaire pour le vide, 露 форвакуумный насос] 拡散ポンプなどのように単独では正常に動作できない形式の真空ポンプの排気口側に付けられ、これらポンプの正常動作を支えるため(⇒粗排気)の真空ポンプを補助ポンプという。これに対して前者を主ポンプとよぶ。補助ポンプは主ポンプの排気口側の圧力(背圧)を一定値以下に保つとともに、主ポンプから排出されるガスを大気側に排出する役割を果たす。ほとんどの場合、油回転ポンプがこれに当てられる。補助ポンプの排気速度や到達圧力が十分でないと、主ポンプの能力が十分に発揮できないことがある。補助ポンプを選定する場合、その排気速度や到達圧力については、十分な吟味を必要とする。

保磁力 [英 coercive force, 独 Koerzitivkraft, 仏 force coercitive, 露 коэрцитивная сила] 強磁性体の磁化過程で得られるヒステリシス曲線上で磁化の強さ M あるいは磁気分極 $J = \mu_0 M$ を 0 とするために加えた逆方向の外部磁場の大きさを保磁力 H_c あるいは H_c とする。また $B-H$ ヒステリシス曲線上で磁束密度 B を 0 にするために加えた逆方向の外部磁場の大きさ H_c をいうこともある。 $B-H$ と $M-H$ の値は異なる。飽和磁化に対する保磁力を、飽和保磁力とよぶ。保磁力は物質の化学組成によって決まる結晶磁気異方性定数および磁歪定数に依存するほか、格子欠陥や不純物などにも影響される構造敏感な性質をもっている。保磁力の小さい材料は軟磁性材料とよばれ磁気異方性定数および磁歪定数の小さいもので、さらに焼なましによって格子欠陥に基づく内部応力および不純物などがよく除かれたものであることが必要である。その要因は主として磁化が磁壁移動によって行われる場合の非可逆性である。その場合、不純物のまわりに形成される補償磁区の影響を考慮する必要がある。この場合得られる保磁力は最高 $10^3 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ 程度までである。保磁力の大きな材料は硬磁性材料とよぶ。その要因は軟磁性材料の逆である。合金の場合、内部応力は合金の析出効果によるもので、磁化ベクトルの回転不可逆性による。しかし、これから期待される保磁力は、たかだか $5 \times 10^4 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ 程度であり、鉄-コバルト合金の $1.4 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ の値は、析出初期に形成される強磁性微粒相による単一磁区効果によるものであろう。また単一磁区構造の粉末では $4 \sim 8 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ が得られている。抗磁力ともいう。

ボース Bose, Satyendra Nath 1894.1.1—1974.2.4

インド・ベンガルの物理学者。カルカッタに生れる。カルカッタのプレジデンシー・カレッジおよびカルカッタ大学を卒業、応用数学で修士号を取り、カルカッタ大学に新設された物理学部で講師となる(1916—21 年)。後、ダッカ大学へ物理学講師として移る。1924 年 6 月、A. Einstein の下へ論文「プランクの法則と光子量子仮説」を送り、その名を歴史に残すことになる。Bose は論文のドイツ語への翻訳を願い、Einstein はみずからドイツ語に訳して Zeit. f. Phys. へ投稿した。光子量子仮説が必ずしも受け入れられていなかった当時、それは L. V. de Broglie の光子気体と共通して、量子論の新しい局面を開くものであった。また、Einstein によって、ボース-アインシュタイン統計として発展させられた。Bose はヨーロッパへ留学するが、物理学教師として実験研究を試み、主に de Broglie 兄弟の実験室で仕事をした。2 年後ダッカに帰り、もっぱら教育に励む。博士論文を提出せず、当時のインドの学者に比べてのメッカであるイギリスへ行かなかった彼は、教授になれなかった。しかし、Einstein の推薦がその道を開く。1927—45 年ダッカ大学教授、1945—56 年カルカッタ大学の物理学のカーウ教授として、母校へ帰った。後、Bose の物理は統一場理論と数論に集中する。またインドのノーベル賞詩人 R. T. Tagore によって創立されたビシュバラハラティ大学の副総長になる。公的生活においても、物理学の指導者、教育者として偉大な役割を果たした。

ボース-アインシュタイン凝縮 [英 Bose-Einstein condensation, 独 Bose-Einstein-Kondensation, 仏 condensation de Bose-Einstein, 露 конденсация Бозе-Эйнштейна] ボース統計に従う粒子(ボソン)系では、同一の粒子状態を無限に多くの粒子が占める。このため低温では、最低エネルギー準位を占める粒子数が巨視的な大きさになる。この現象をボース-アインシュタイン凝縮または単にボース凝縮とよぶ。この場合、物質の波動性が巨視的な規模で現れる。凝縮の起っている粒子状態の波動関数の振幅の二乗は、その状態を占める粒子数に比例する。また、その波動関数の位相の勾配は、凝縮粒子のコーレントな流れに比例し、超流動現象に関連していると考えられている。粒子間に相互作用のある場合には、凝縮の起っているとき渦運動が量子化される(⇒ロトン)。体積 V を一定に保つ場合、ボース-アインシュタイン凝縮は、ある転移温度 T_c より低い温度で起る。理想ボース気体の場合は、 $T_c = (0.335 \text{ h}^2 / m g^{2/3}) (N/V)^{2/3}$ (ただし、 $g = 2S + 1$ 、 S は粒子のスピン(負でない整数)、 h はプランク定数、 m は粒子の質量、 N は全粒子数)となり、また、エネルギー 0 に凝縮している粒子数は、温度を T ($< T_c$) とし $N_0 = N [1 - (T/T_c)^{3/2}]$ で与えられる。この理想ボース気体の場合、 $T = T_c$ で、自由エネルギー、定積比熱などは連続であるが、定積比熱の温度微分には跳びが出る(定積比熱を温度の関数として描くと、 $T = T_c$ で折れ曲る)。したがって、この相転移は、三次転移である。歴史的には、理想ボース気体のボース-アインシュタイン凝縮は、光子の統計に関する S. N. Bose の論文を読んで刺激された A. Einstein が、初めて理論的に指摘したものである。F. London はこれによって液体ヘリウム 4 の λ 転移を説明しようとし、N. N. Bogoliubov は相互作用のある場合に拡張し、R. P. Feynman は超流動との関係を論じた。

ボース-アインシュタイン統計 [英 Bose-Einstein statistics, 独 Bose-Einstein-Statistik, 仏 statistique de

Bose-Einstein, 露 статистика Бозе-Эйнштейна] = ボース統計

ボース-アインシュタイン分布 [英 Bose-Einstein distribution, 仏 distribution de Bose-Einstein, 露 распределение Бозе-Эйнштейна] ⇒ ボース統計

ボース凝縮 [英 Bose condensation, 独 Bose-Kondensation, 仏 condensation de Bose, 露 конденсация Бозе] = ボース-アインシュタイン凝縮

ボース統計 [英 Bose statistics, 独 Bose-Statistik, 仏 statistique de Bose, 露 статистика Бозе] 同種粒子の間の統計性のひとつ。質量, スピンの大きさ, 電荷, …など, 一粒子の属性とみなせる量がすべて等しい粒子を同種粒子という。しかしながら, 量子力学においては, 古典力学の場合とは対照的に, 同種粒子が n (>1) 個存在する場合には, 一粒子の属性以外の新しい性質が全体系に対して出現する。それは同種粒子の不可弁別性の要請によるものであり, その最も簡単な数学的表現は以下のようなもの。すなわち, n 粒子系の波動関数 $\psi(x_1, x_2, \dots, x_n)$ はすべての変数 x_i に関して完全対称, または反対称であることである。ここに x_i は i 番目の粒子の全座標を表す。この前者に対応する場合, 粒子はボース統計 (またはボース-アインシュタイン統計) に従うといい, 後者の場合はフェルミ統計に従うという。一般に, 統計性は粒子固有の性質であり, 時間とともに変わることはない (⇒ フェルミ統計)。ボース統計の場合の ψ を一粒子状態に対する固有関数系 $\{\phi_a(x)\}$ で表すと

$$\psi(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sum_{\text{all } P} P \phi_{a_1}(x_1) \phi_{a_2}(x_2) \cdots \phi_{a_n}(x_n)$$

となる。ただし P は変数 x_1, x_2, \dots, x_n に対する置換演算子である。式に現れる n 個の状態 $\phi_{a_i}(x)$ の中には, 等しいものが何個あってもかまわない。換言すれば, 同一の状態 $\phi_a(x)$ には, 粒子が何個でも入りうることになる (⇒ スピンと統計の関係)。統計力学的に見た場合に, この種の粒子系は, ボース統計固有の特徴的なふるまいを示す。

粒子間相互作用が無視でき, 明確な一粒子状態 r が定義できる場合, そのエネルギーを ϵ_r とすると, その状態を占める粒子の数 n_r は, 0 から ∞ まで取りうるが, 温度 T でのその確率はグランド-カノニカル集団の考え方を用いて, $\exp\{-(\epsilon_r n_r - \mu n_r)/kT\}$ に比例する考え方が導かれる。ここで, μ は系の化学ポテンシャル, k はボルツマン定数, $1/kT$ が n_r の平均値は, $f_B(\epsilon_r) = \{\exp[(\epsilon_r - \mu)/kT] - 1\}^{-1}$ となる。 f_B は, A. Einstein (1924 年) によって最初に導かれたもので, ボース-アインシュタイン分布 (あるいは, 単にボース分布) とよばれる。歴史的には, ボース統計の考え方は, インドの S. N. Bose が, 光子に対する統計として提唱したものであるが, アインシュタインはその重要性を指摘するとともに, この統計に従う粒子 (ボソン) の系が, 低温で, ボース-アインシュタイン凝縮とよばれる現象を起すことを示した。ボース-アインシュタイン統計とよばれるのは, このためである。光子の f_B にあたる分布関数は, Bose がすでに導いていたのであるが, 光子は質量が 0 で, 総数不定のため, $\mu=0$ という特殊な形をしている。質量有限の場合には, 化学ポテンシャル μ は, $\sum_r f_B(\epsilon_r)$ が総粒子数に等しくなるように決められ, 高温では負で, $|\mu/kT| \gg 1$ となるので, ボース分布は, 古典的なマクスウェル-ボルツマン分布に近づく。自

由ボソンの場合の μ は

$$n \left(\frac{h^2}{2\pi m k T} \right)^{-3/2} = F^{3/2}(-\beta\mu) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{x^{1/2} dx}{e^{x-\beta\mu}-1}$$

によって決定される (ただし, $\beta \equiv 1/kT$)。この積分にはエネルギーが 0 の状態は含まれていない。ここで m は一粒子の質量, n は粒子密度, μ はプランク定数である。 f_B は粒子数の平均という意味をもつので, 任意の r に対し $\epsilon_r - \mu > 0$ でなければならないが, $\epsilon_r - \mu$ がある正の有限値より大きい場合, $\sum_r f_B(\epsilon_r)$ が全粒子数に満たないこと

がある。このときは, 最低エネルギー ϵ_0 に対し, $\epsilon_0 - \mu$ が全粒子数の逆数程度の大きさになっており, 最低エネルギー準位を巨視的な数の粒子が占めている。これを, ボース-アインシュタイン凝縮とよぶ。この凝縮が起っているときには, 物質の波動性が巨視的な規模で現れ, 凝縮状態の波動関数の絶対値は, 凝縮粒子数の平方根に比例し, 位相の勾配は, 凝縮粒子のコヒーレントな流れに比例する。ボース-アインシュタイン凝縮は, 液体ヘリウム 4 の λ 転移や超流動現象に関係があると考えられている。光子や ^4He などのほかに, ボース統計に従う粒子 (あるいは準粒子) としては, 格子振動を量子化したフォノン, 磁性体におけるスピン波, また素粒子では, スピンが 0 の π 中間子などがある。2つのフェルミオンが結合してできる励起子 (電子と正孔の束縛状態), 超伝導体におけるクーパー対なども, 近似的な意味でボース統計に従うと考えられる。

ポストニュートン近似 [英 post-Newtonian approximation, 露 пост-ньютоновское приближение] 一般相対性理論は GM/c^2 の一次の近似ではニュートンの重力理論と一致する。これはポテンシャルでいうと, G の一次の万有引力を与える項を考えたことに等しい。その次のポテンシャルでいうと, G^2 および物体の速度 v を考えて $G(v/c)^2$ に比例する項の効果を取り入れたものがポストニュートン近似である。一般相対性理論をはじめとする時空の各理論に用いられる。レッドシフト, レーダー観測, 電磁波の屈折, 近日点の移動, ジョイロスコープなどの一般相対性理論の実験的検証は現在のところこの近似に対して行われる。

ボース粒子 [英 Bose particle, 独 Bose-Teilchen, 仏 particule Bose, 露 частица Бозе] = ボソン

ボース流体 [英 Bose-liquid, 独 Bose-Flüssigkeit, 仏 liquide de Bose, 露 бозе-жидкость] ボース統計に従う粒子から成り, 量子効果が著しい, いわゆる量子流体をいう。顕著な特徴は, 量子統計の凝縮を起すことである。その凝縮体が量子効果を巨視的スケールで見せることである。ヘリウム (^4He) の液体, また強い磁場がかかっている水素 (^1H) の液体がその例である。前者はすでに半世紀も研究され, その超流動現象は周知であるが, 後者の研究は最近始まったばかりである。

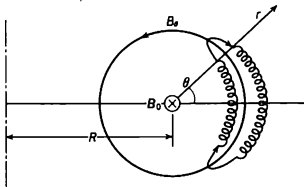
補正 [英 correction, 独 Korrektion, 露 поправка] 測定において, より真に近い値を求めるために, 読取った値または計算値にある値を加えること, またはその値を補正という。後者は偏りの推定値の符号を変えたものに相当する。数値計算や理論式の取扱いにおいても, 同様な意味で使われる言葉である。厳密に言えば補正は完全には行えないので, 補正の不確かさが残る。精密な測定ではこの不確かさを見積ることが重要である。

補正レンズ (加速器の) [英 correction lens, 独 Korrekt-

turlinse, 仏 lentille de correction, 露 линза корректировки] 加速器や荷電粒子にビームが直線的に進むシステムにおいて、電磁石の誤差を補正する電磁石。これらの電磁石系の基本要素は偏向電磁石と四極電磁石である。前述の電磁石によってつくられる磁場には、電磁石製作上の寸法誤差、鉄芯材料の特性のばらつき、あるいは据付の誤差のために、磁場の強度にばらつきが生じたり、本来あってはならない磁場の成分がでたりする。このような磁場の誤差成分は、ビームの軌道の変形やベータatron振動数の変化などの有害な影響を及ぼす。そこで、各種の小型電磁石を使って、ビームの運動の安定化をはかる。この目的で用いられる補正用の電磁石をまとめて補正レンズまたは補正電磁石という。補正レンズには、軌道の位置を修正するためのステアリング電磁石(偏向電磁石の役目をする小型電磁石)とベータatron振動の微調整を行うための多極電磁石がある。

捕捉荷電粒子 [英 trapped charged particle, 仏 particule chargée capturée] ⇒ 放射線帯

捕捉粒子 [英 trapped particle, 独 gefangene Teilchen, 仏 particule piégée, 露 запертая частица] 磁場の弱いトラスの外側に捕捉される粒子。トカマク磁場の大きさ B はトラスの外側で小さく、内側で大きくなる。図



に示すように、トラス大半径を R 、プラズマ小半径を r とすると、トラス磁場の大きさは、磁力線に沿う長さを l とするとき $B = B_0 R / (R + r \cos \theta) \approx B_0 [1 - (r/R) \cos \theta] = B_0 [1 - (r/R) \cos \kappa l]$ となる。ただし $\kappa = l / (2\pi R)$ で l は回転変換角である。磁場に行および垂直方向の速度 v_{\parallel}, v_{\perp} の比が $(v_{\parallel}/v_{\perp})^2 < r/R$ の場合、磁力線に沿って磁気面をぐるぐる回ることができず、トラス外側の磁場の弱い領域に捕捉される。このような粒子を捕捉粒子という。捕捉粒子の案内中心の軌道をプラズマ断面に投影すると、ちょうどバナナの形を描くのでバナナ粒子ともいう。バナナの幅は $mv_{\parallel}/qB_0 \approx (2\pi/\kappa)(r/R)^{-1/2} mv/qB_0 \approx (2\pi/\kappa)(r/R)^{-1/2} \rho_L$ となる。ここで q は電荷、 B_0 はボロイダル磁場、 ρ_L はトラス磁場に対する荷電粒子のラーモア半径である。捕捉されないでトラスをぐるぐる回る粒子の軌道が磁気面からずれる量は $(2\pi/\kappa)\rho_L$ であるので、捕捉粒子が磁気面からずれる量は $(r/R)^{-1/2}$ 倍大くなる。このことは新古典拡散係数が、バナナ領域で大きくなる原因となっている。

捕捉粒子不安定性 [英 trapped particle instability, 独 gefangene Teilchen-Instabilität, 仏 instabilité de particule piégée, 露 неустойчивость на запертых частицах] 環状磁場の外側の磁場の弱い領域に捕捉されるプラズマ粒子によって引き起こされる不安定性。環状磁場の大きさ B は、トラス半径を R 、プラズマ小半径を r とすると $B = B_0 R / (R + r \cos \theta) \approx B_0 [1 - (r/R) \cos \theta]$ で与えられ、トラス系の外側では磁場は弱くなる。したがってトラスの外側に局所的なミラー磁場ができ、磁力線に平行な速度成分

v_{\parallel} が $(v_{\parallel}/v)^2 < r/R$ の粒子は局所的なミラー磁場に捕捉されてしまう(⇒捕捉粒子)。この捕捉粒子の数は全体の $(r/R)^{1/2}$ 程度で、 $r/R \sim 0.2$ の場合 40% 程度が捕捉粒子になる。これらの粒子は磁力線の悪い曲率の領域(プラズマの外側に対して凸の曲率の領域で、トラスの外側に滞在することになり、交換不安定性を起す原因となりうる。ただ、通常のミラー磁場ではプラズマの全体の粒子が捕捉粒子であるが、トラス系においては磁力線に沿ってトラスを周回する捕捉されない粒子(untrapped particle)が存在し、これらの粒子が大きな誘電率をもつ媒質の役割を果たす点がミラー磁場の場合と異なる。したがって、捕捉粒子によって生ずる振動電場のかんりの部分を捕捉されない粒子が打消すので、不安定性の成長率は小さくなるが、無衝突捕捉粒子不安定性、散逸性捕捉粒子不安定性などが引き起こされる。

ボソン [英 boson, 独 Boson, 露 бозон] ボース統計に従う粒子をいう。スピンと統計の関係により、ボソンに対しては、スピンの大きさ S はすべて \hbar の整数倍である(ちなみにフェルミ統計に従う粒子をフェルミオンとよび、これらにすべて $S = \hbar \times (\text{半奇数})$ のスピンをもつ)。たとえば原子核は、 $S = (1/2)\hbar$ の核子より構成されているので、質量数 A が偶数(奇数)であるものがボソン(フェルミオン)である。他方、素粒子においては、 $S = 0$ の π, K 中間子や、 $S = \hbar$ の光子、 ρ, ω 中間子などはボソンである。同種のボソン n 個を考え、 i 番目($i = 1, 2, \dots, n$)の粒子に属するすべての座標をまとめて x_i と書く(位置座標以外の座標があればそれらをも x_i に含める)。このとき、全系の波動関数 $\psi(x_1, x_2, \dots, x_n)$ は変数 x_i に関して完全対称関数でなければならない。二種以上のボソンが共存するときには、上記の ψ の性質は、それぞれのボソンに対して成り立っている必要がある。

量子力学的状態 α にある粒子の生成消滅演算子を、 $a_{\alpha}^{\dagger}, a_{\alpha}$ とすると、その交換関係は $[a_{\alpha}, a_{\alpha}^{\dagger}] \equiv a_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} - a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} = \delta_{\alpha\alpha'}$ となる($\delta_{\alpha\alpha'}$ はクロネッカーの δ 記号である)。この性質のためボソン系では、多数の粒子が同一の状態を占めることが可能で、熱力学的極限では低温でボース-アインシュタイン凝縮を起す。

保存系 [英 conservative system, 独 konservatives System, 仏 système conservatif, 露 консервативная система] 力学系に作用する力が保存力だけの場合、力学的エネルギーの保存則が成り立つので、この系のことを保存系という(⇒保存力)。質量が m の 1 個の質点の場合には、位置座標を (x, y, z) 、力の成分を (X, Y, Z) として、運動方程式は $m d^2 x/dt^2 = X, m d^2 y/dt^2 = Y, m d^2 z/dt^2 = Z$ である。微小時間 dt 内における運動エネルギー $T = (m/2) \{ (dx/dt)^2 + (dy/dt)^2 + (dz/dt)^2 \}$ の微小変化は、 $d(T/dt) = (d^2 x/dt^2) dt, (dx/dt) dt = dx$ などにより

$$dT = \left(m \frac{dx}{dt} \frac{d^2 x}{dt^2} + m \frac{dy}{dt} \frac{d^2 y}{dt^2} + m \frac{dz}{dt} \frac{d^2 z}{dt^2} \right) dt \\ = X dx + Y dy + Z dz$$

となることがわかるが、一方、力は保存力なのでポテンシャル ϕ から $X = -\partial\phi/\partial x, Y = -\partial\phi/\partial y, Z = -\partial\phi/\partial z$ で導かれるから、結局

$$dT = - \left\{ \left(\frac{\partial\phi}{\partial x} \right) dx + \left(\frac{\partial\phi}{\partial y} \right) dy + \left(\frac{\partial\phi}{\partial z} \right) dz \right\} = -d\phi$$

となり、 $d(T+\phi) = 0$ つまり $T+\phi$ が一定という力学的エネルギーの保存則が成立する。多数の質点からできている

一般の系でも、外力のポテンシャル ϕ のほかに、相互作用の力(内力)がポテンシャル $\phi(x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \dots)$ から

$$X_i = -\frac{\partial \phi}{\partial x_i}, \quad Y_i = -\frac{\partial \phi}{\partial y_i}, \quad Z_i = -\frac{\partial \phi}{\partial z_i}$$

のようにして導かれる保存力のときには、上と同様にして

$$\sum_i \frac{1}{2} m_i \left\{ \left(\frac{dx_i}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy_i}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dz_i}{dt} \right)^2 \right\}$$

$$+ \phi(x_i, y_i, z_i) + \phi = \text{一定}$$

を求めることができる。なお、この場合の系の全ポテンシャルエネルギーは、 $V = \sum_i \phi(x_i, y_i, z_i) + \phi$ である。

ボソン展開 [英 boson expansion, 仏 expansion de boson, 露 бозонное разложение] 多粒子系の集団運動を扱うひとつの方法。多粒子系の安定な平衡状態のまわりに生じる揺動(ゆらぎ)は、微小であれば近似的に調和振動として扱える。フェルミ粒子系の安定な平衡状態に生じる微小なゆらぎは、基底状態からフェルミ粒子が1個励起し、1個の空孔と1個の粒子が生じた状態の重ね合せに対応している。この粒子と空孔の一对はあたかもボース粒子であるかのように扱うことができる(⇒乱雑位相近似, 集団運動)。フェルミ粒子の数が非常に多い系においてはゆらぎは微小であるが、粒子数がたかだか300ぐらいの原子核のような有限系では、ゆらぎは大きく、粒子と空孔の対も数多くなり、その対の間の相互作用も重要な働きをする。これは非調和効果とよばれている。ボソン展開の方法は粒子と空孔の一对をボース粒子に対応させた考えを拡張し、対の間の相互作用をボース粒子間の相互作用として表す。そのために、偶数のフェルミ粒子の状態空間と1対1の対応をもつボース粒子の状態空間を構成し、フェルミ粒子系のハミルトニアンをボース粒子系のハミルトニアンに変換する。変換されたハミルトニアンは2個のボース粒子間の相互作用だけではなく、一般に無限個のボース粒子間の多体相互作用をも含むが、多体力効果を小さくするようにボソンの取りかたを選ぶ可能性も追求されている。ボソン展開の方法の利点は、対の数が多いときに扱いが困難になるパウリの原理が効かないことである。ボソン展開の収束性は、ほかの非集団的運動のボース粒子の効果の考慮やフェルミ粒子系の状態に対応しないボース粒子系の状態の消去によって改良されてきた。原子核においては2⁺のボソンが基本的役割を果たしているが、0⁺や3⁻のボソンも重要である(⇒相互作用するボソン模型)。

保存ベクトルカレント [英 conserved vector current, 独 erhaltender Vektorstrom] 場の理論において、カレント $J_\mu(x)$ が連続の式 $\sum_{\mu=0}^3 \partial J_\mu(x) / \partial x_\mu = 0$ を満たすとき、 J_μ は保存するという。連続の式が成り立つときは、時間成分 $J_0(x)$ を全空間で積分した量は保存量であり、時間がたっても変化しない。電磁カレントは典型的な保存ベクトルカレントであり、 $J_0(x)$ の全空間積分は全電荷である。 β 崩壊や π 中間子の崩壊などの奇妙さを変えない弱い相互作用は、アイソスピンを1だけ変えるベクトルカレントと軸性ベクトルカレントによって記述されるが、この弱い相互作用のベクトルカレントも保存すると考えられ、これを特に保存ベクトルカレント(略してCVC)という。この仮定をおくとも β 崩壊のベクトル部分の結合定数の普遍性が自然に理解できる。保存則を確かめるには、電磁カレントに含まれる異常磁気モーメントの項が弱い相互作用においても存在するかどうか調べればよく、実際、 β 線の

スペクトルや角分布の精密測定によってそのような効果(弱い相互作用の磁気項とよばれる)が見いだされた。ハドロンがクォークから構成されていれば、弱い相互作用のベクトルカレントが保存カレントであることは自然に導かれる。軸性ベクトルカレントの方は近似的にのみ保存されると考えられている(⇒PCAC)。

保存法則 [英 law of conservation, 独 Erhaltungsgesetz, 仏 loi de conservation, 露 закон сохранения] ある物理量が空間的、時間的に変化してもその総量が不変であるという法則で、不変則または不滅則ともいわれる。また、エネルギーのように、物理量の形態が変わってもその総和不変であるときにも、保存法則(または保存則)が成り立つという。質量保存の法則は化学反応の前後において反応物質と生成物質の質量が不変であることから、質量不変の法則ともいわれて古くから知られている。また、力学的エネルギーや熱エネルギーなどを含むエネルギー保存の法則も19世紀に確立した法則である。しかしながら、A. Einsteinの相対性理論によって、質量とエネルギーが相互に転換しうることが示され、質量保存とエネルギー保存は、いずれも厳密には保存しないで、質量をも含めた広義のエネルギー保存が成り立つことが明らかになった(⇒物質不滅の法則)。ただ、一般の化学反応などにおいては質量の変化は無視できるほど小さいので、原子核反応や素粒子反応を除けば、質量の保存は成り立つとして差支えない。

一般に保存法則は古典力学においても量子力学においてもなんらかの変換に対する系の不変性・対称性と密接な関係をもつ(⇒対称性)。運動量の保存則は空間の平行移動不変性、エネルギーの保存則は時間の平行移動不変性、角運動量保存則は空間の回転不変性にそれぞれ対応する。電荷の保存もまた物理学における重要な保存則のひとつである。この法則が成り立つのは、物理学の基礎理論がゲージ変換に対して不変であるということに由来している(⇒ゲージ不変性)。そのほか、力学でよく知られている運動量や角運動量の保存をはじめ、物理学には多くの保存法則があるが、なかには近似的には成立するが、部分的に破れているものもある。

保存量 [英 conserved quantity, 独 Erhaltungsgröße, 露 сохраняющееся количество] 物理量が空間的、時間的に移動しても総量が不変であること、保存量であるという。すなわち、ある瞬間に物理量を測定し、そのあと時間がたつて自然に変化してから、もう一度この量を測定してみると同じ値を得るものが保存量である。エネルギー、運動量、角運動量、電荷などは最も基本的な保存量である。古くは、質量は保存量であると考えられていたが、相対性理論によって質量とエネルギーは同等であることが示され、質量の保存はエネルギーの保存に含まれることになった。化学反応においては質量の変化は極めて小さいので、質量は近似的に保存量であると考えられている。しかし、原子核反応や素粒子反応においては、質量を含めた上でエネルギーの保存が成り立つ。エネルギーはさまざまな形態をとるが、形が変わってもその値は不変である。電気量は極めて普遍的な物理量のひとつであり、最初連続的に任意の値をとる保存量であると考えられていた。しかし、電気素量 e の存在が明らかになり、 e の整数倍の値しか存在しないことが示されて、電荷の保存が確立した。分子、原子、原子核、素粒子などを対象とする微視的な物理

学においても、エネルギー、運動量、角運動量、電荷などは保存量である。それ以外に、パリティ、アイソスピン、バリオン数、レプトン数、奇妙さなど、いくつかの保存量が現れるが、これらの物理量は限られた適用範囲でのみ保存することが知られている(⇒保存法則、運動量保存則、エネルギー保存則)。

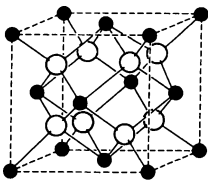
保存力 [英 conservative force, 独 konservative Kraft, 仏 force conservative, 露 консервативная сила] 位置 r だけのスカラー関数 $V(r)$ があって、その空間内の物体に働く力 $F(r)$ が V の勾配ベクトル $\text{grad } V$ に負符号を付けたもので与えられるとき、すなわち

$$F = -\text{grad } V$$

のとき、この力を保存力という。保存力の作用する空間を力場という。万有引力、重力、弾性力、静電力などは保存力の例であり、万有引力場、重力場、静電(力)場などは力場の例である。保存力の場で、物体を点 P から点 Q に移動するとき、保存力のなす仕事は $V(Q) - V(P)$ で与えられ、途中の道筋にはよらない。また V の次元はエネルギーに等しいので、 V のことを位置エネルギーまたはポテンシャル(エネルギー)という。

ポータブル線源 [英 portable source, 独 tragbare Quelle, 仏 source portable, 露 переносный источник] 小型の放射線の密封線源。特に $100 \mu\text{Ci}$ 以下のものは法律上の放射性同位体に該当しないため、チェックソースとしてよく用いられる。 α 線源としては ^{241}Am 、 ^{238}Pu の箔状のものが多い。 β 線は低エネルギーの ^3H 、 ^{14}C と高エネルギーの ^{90}Sr – ^{90}Y 、 ^{106}Ru – ^{106}Rh 等を用いる。 X 線は ^{55}Fe 、 γ 線は ^{60}Co と ^{137}Cs が多い。中性子源は $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$ 反応を利用する $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ 、 $^{226}\text{Ra}/\text{Be}$ が多いが、最近では ^{252}Cf の自発核分裂を利用するものも多くなっている。

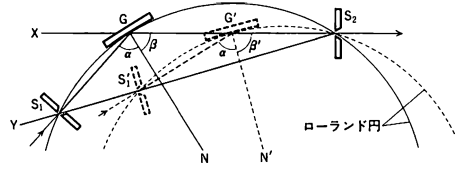
蛍石型構造 [英 fluorite structure, 独 Fluoritstruktur, 仏 structure fluorinée, 露 структура типа флюорита] 化学式が AX_2 で示される化合物結晶に見られる一構造型。立方晶系に属し、空間群は $Fm\bar{3}m$ 。単位胞中に 4 個の化学単位(AX_2)を含む。図において、黒色球は A 原子、白



色球は X 原子を表す。CaF₂ を例にとると、Ca 原子は 8 個の F 原子で形成される立方体の体心に位置し(配位数 8)、F 原子は 4 個の Ca 原子によって正四面体配位される。この構造型を示す化合物は広く存在し、イオン半径の大きな 2 価の正イオン(Ca, Sr, Ba など)のフッ化物、大きな 4 価の正イオン(Ce, Zr, Th など)の酸化物、Mg₂Ge、Ga₂Pt、Al₂Au などの金属間化合物などがある。また、A₂X で表される化学式をもつ化合物に見られる一構造型に逆蛍石型構造がある。たとえば Li₂O の場合、8 個の Li 原子が、O 原子に立方体配位し、4 個の O 原子が Li 原子に正四面体配位している。逆蛍石型構造を示す化合物は、Li, Na, K の酸化物、硫化物、セレン化物、テルル化物などに見られる。

ボダール・マウンティング [英 Vodar mounting,

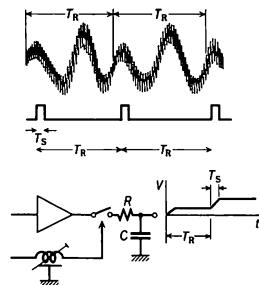
独 Vodar-Aufstellung, 仏 montage de Vodar, 露 установка решётки по Водару] 凹面回折格子のマウンティング(配置のしかた)のひとつで、斜入射型モノクロメータに使用される。1960 年に B. Vodar と J. Romand によって考案された。図のように、凹面回折格子 G と入射ス



リット S_1 は $\overline{GS_1} = R \cos \alpha$ (R は凹面回折格子の曲率半径、 α は入射角)になるように棒の上に固定され、射出スリット S_2 は $90^\circ - \alpha$ の角で斜交する 2 本のレー線 XS_2 と YS_2 の交点に固定されている。このレー線に沿って棒 GS_1 を動かせば $G \cdot S_1 \cdot S_2$ は常にローランド円上に保たれ、回折角 β 、したがって射出光の波長が変化する。入射角一定、射出スリット固定、射出光方向一定という利点があり、大型試料槽などを射出スリットの後につける場合に便利である。 S_2 を入射スリット、 S_1 を射出スリットとしたものを逆ボダール型という。

北極光 [英 northern light, 独 Nordlicht, 仏 aurore boréale, 露 северное сияние] ⇒ オーロラ

ボックスカー積分器 [英 box-car integrator] 微小振幅の周期的な信号波形を検出するための回路。信号の周期がわかっている場合には、その周期の一定の位相で信号の値を多数回サンプリングして積分回路に入れる。積分回路はサンプリングによって得られたパルス列を平均化するので、サンプリング周期(信号周期)と周期が一致しない周波数成分の雑音出力は打消し合って小さくなり、サンプリング位相における信号の値が残る。サンプリングの位相を順番にずらしていくことによって信号の波形を一周期全体にわたって得ることができる。図はこの原理を示したもの

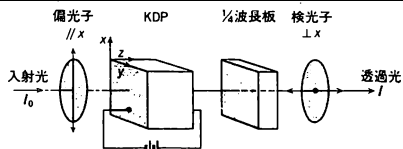


T_R : 信号の周期 T_S : サンプリング時間

で、信号対雑音比の改善率は $\sqrt{RC/T_S}$ で与えられる。積分出力が箱車の連続のように見えるので、ボックスカーとよばれる。波形をオシロスコープやレコーダーに描かせるには、横軸にサンプリング周期に比例した電圧、縦軸に積分回路の出力電圧を与えればよい。

ポッケルス効果 [英 Pockels effect, 独 Pockels-Effekt, 仏 effet Pockels, 露 эффект Поккельса] ⇒ 電気光学効果

ポッケルス・セル [英 Pockels cell, 独 Pockels-Zelle, 仏 cellule de Pockels, 露 ячейка Поккельса] ポック



ルス効果(⇒電気光学効果)を示す結晶に電極を付け、光変調素子として使えるようにしたものを、ポッケルス・セルという。電場のかかたには、光の進行方向と直角に電場をかける横型光強度変調方式と、平行に電場をかける縦型光強度変調方式がある。後者では、電極が光路をふさがないように、リング状電極や、透明電極が使われる。用いられる結晶には、リン酸二水素カリウム(KDP)、リン酸二水素アンモニウム(ADP)、ニオブ酸ナトリウムバリウム(BNN)、タンタル酸リチウム(LiTaO₃)などのポッケルス効果の大きい圧電結晶が多い。印加電圧は数kVの程度で高周波でも使用が可能であるが、圧電共振周波数付近では必ず分散を伴うので、周波数特性を平坦にすることは不可能である。光変調を行うには、直交した偏光子間にこのセルを挿入する。一軸結晶を使ったセルを例にとると、電場を光軸方向に印加すると複屈折を生じ、セルに入射した直線偏光は、楕円偏光に変換され、セルを出た光の一部は後方の偏光子を透過する。電場を切ったときは、セルは一軸性で光は全く透過しないので、電場印加時にのみ光を透過させることで光変調が行える。ただし、この場合は、透過光量は印加電場按比例せず、比例させるためには、さらに1/4波長板をセルと後方の偏光子の間に入れなければならない。ほかの光変調素子としては、カー効果を利用したカー・セル、ファラデー効果を利用したファラデー・セルなどがある。

ポグゲンドルフ Poggendorff, Johann Christian 1796. 12.29—1877.1.24 ドイツの実験物理学者、物理学史家および物理学・物理学者・物理学史に関する文献の編集者。生地ハンプルクとその近郊で初級教育を受けたが、フランス軍のハンプルク占領で父が財を失ったため、15歳で薬屋の徒弟となった。しかし向学の志をかたぐ、旧友F. F. Runge (後に化学者となり、染料やクロマトグラフィーを研究した)の勧めに従ってベルリンのP. Ermanの下で実験科学を学んだ。1820年 鋭感な検流計を考案し、1926年にこれに反射鏡を加えて性能を向上させたものがC. F. Gaussの磁気観測に活用された。実験物理学への寄与は、電圧・抵抗の計測方法や硝酸銀の電気分解による電流の標準計測器、水銀を用いた排気ポンプなど多方面にわたるが、G. S. Ohmがいわゆるオームの法則を発見したときに使った起電力源(BiとCuの熱電対)も、Poggendorffの示唆で試用され、好結果を導いたのである。1823年 Poggendorffはベルリン科学アカデミーの気象観測員の地位を得たが、翌年L. W. Gilbertの死に伴ってその後を継ぎ、学術誌 Annalen der Physik und Chemie (1790年 Journal der Physik の名で創刊、1900年 Annalen der Physik と改称)の編者となり、以来52年にわたってこの職に精励し、論文発表と外国文献紹介の誌面160巻(通称 Poggendorff's Annalen)を世に送った。彼は、必要により脚注を加えるなどして投稿者を助けたが(Ohmの場合がその例)、反面、実験的基礎があらわでない論文は思弁的であるとして掲載を拒否した(J. R. von Mayer, H. L. F. von Helmholtz, E. Machの場合がその例)。1830年以降は教職も担

当し、1834年からベルリン大学の員外教授として主に物理学史を講じた。[著] *Biographisch-literarisches Handwörterbuch zur Geschichte der exakten Wissenschaften* 1863(生存中2巻、没後に多数の後続巻)。

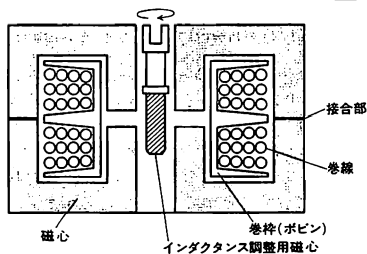
ポッツ模型 [英 Potts model, 独 Potts Modell, 仏 modèle de Potts, 露 модель Потта] イジング模型の一般化のひとつとして提出された模型。結晶格子の各格子点に双極子が並び、この双極子は n 個の方向、 $\varphi = (2\pi/n)k$ ($k=0, 1, \dots, n-1$)のみをとりうるものとし、しかも最近接格子点間のみに相互作用が働くものとする。そのエネルギーを $\varphi_i = \varphi_j$ のとき ϵ 、 $\varphi_i \neq \varphi_j$ のとき0とする($\epsilon < 0$ が強磁性的、 $\epsilon > 0$ が反強磁性的な場合である)。最初R. B. Pottsが $n=3$ の模型を提案し、後に一般の n に対する模型を木原太郎が提出した(標準ポッツ模型(Ashkin-Teller-Potts-Kihara模型)。またそのエネルギーが $\epsilon = J \cos(\varphi_i - \varphi_j)$ で与えられるとした模型が、平面ポッツ模型(ベクトル・ポッツ模型、時計模型))である。 $n=2, 3$ に対しては、標準ポッツ模型および平面ポッツ模型は等価となる。どちらの場合も、スピンの大きさ S が $2S+1=n$ である、一般化された等価なイジング模型をつくらることができる。標準ポッツ模型は二次元で二次相転移、三次元で一次相転移を示すことが知られている。また臨界温度は双対変換によって求められている。さらに、 $n=4$ の平面ポッツ模型は、半分の相互作用をもつ2つの独立なイジング模型と等価であり、この等価性は格子の次元や型によらない。

ホットアトム [英 hot atom, 独 heißes Atom, 仏 atome chaud, 露 горячий атом] 原子核反応の結果生成する放射性原子は、反応の前後における運動量保存の法則から、放出される粒子または電磁波(X線や γ 線)によって反跳を受け、運動エネルギーを付与される。この反跳原子の運動エネルギーは通常の化学結合エネルギーより非常に大きく、したがって化学的に反応性に富む。このような反応性に富んだ放射性原子をホットアトムまたは反跳原子という。また、ホットアトムの化学的性質を研究する分野をホットアトム化学という。

ホットエレクトロン = 熱い電子

ホットケープ [英 hot cave] 核燃料サイクル施設および実験施設などにおいて、高放射性物質を取扱うよう遮蔽を設置した部屋(セル)をいう。一般にホットセルとは同意語に用いられることがあるが、大型ホットセルあるいはホットセルの組合せをさすことが多い。遮蔽材料としては大型ケープでは、重コンクリートあるいは普通コンクリートであり、 α (超ウラン元素、TRU)系放射性物質を扱う場合には、内部に気密箱(インナーボックス)が設けられている。ホットケープの操作は、マニピュレーターなどを用いて遠隔的に行われ、ケープ内は放射性物質の漏洩を抑えるため常時負圧に保たれ、放射性物質の性状および量に応じた所要の換気回数が維持される。ホットケープは、ホットラボの重要施設であり、原子燃料によるエネルギー確保上必要不可欠な施設である。

ポットコア [英 pot-core, 仏 noyau en forme de pot, 露 горшковый магнитный сердечник] 通信機または計測用の高周波変成器、高周波チョーク、パルス変成器などに利用される磁心で、つば形磁心ともいう(図参照)。材料は、特性および加工の容易さから、おもにフェライト、ダストコアが用いられている。特徴は、外部に対する磁気シールド効果がある、インダクタンスの調整が可能である、



実効透過率が大きく、巻線が容易であるなどで、磁心として理想的な構造といえる。したがって、特に小型化を重視した電子回路に活用されている。

ホットセル [英 hot cell, 独 heiße Zelle, 仏 cellule chaude, 露 горячая камера] 多量の放射性同位体を取扱う場合、作業者を放射線被曝から保護するために鉛やコンクリートの遮蔽材で囲んだセルをいう。ホットセルの大きさ、設備などは、使用目的、取扱う放射性同位体の種類、量、形状、作業内容などによって異なる。通常、遮蔽窓、扉、マジックハンド、コンベヤー、試料出入孔、実験孔プラグ、試料貯蔵孔などや、電気、水、ガスなどの供給ライン、照明、換気、排水系統などの設備が必要である。

ホットバンド [英 hot band, 独 heiße Bande, 仏 bande chaude, 露 горячая полоса] 分子の吸収スペクトルまたはラマンスペクトルのなかで、電子的基底状態の振動量子数 v の値が 1 以上の振動単位からの遷移に対応するバンド。通常、分子の振動単位のエネルギー間隔は、 $0.1 \sim 0.3 \text{ eV}$ ($2 \sim 6 \text{ kcal} \cdot \text{mol}^{-1}$) 程度であるので、熱平衡を考えると、 1000 K 以上の温度でないと $v=1$ 以上の振動単位には分子がほとんど存在しないといえる。したがって通常の吸収スペクトルでは $v=0$ の振動単位からの吸収しか現れないが、温度が非常に高くなると $v=1$ 以上の振動単位からの吸収バンドが現れるようになるので、それらのバンドはホットバンドとよばれる。多原子分子では振動モードがいくつもあり、そのなかには振動単位の間隔が非常に小さいもの(常温での熱エネルギー程度またはそれ以下)もあるので、このような分子では常にホットバンドが現れる。2 原子分子でもガス圧が高くなると、常温でホットバンドが現れる。また、多原子分子の i 番目および j 番目の振動モードの振動量子数を v_i, v_j とすると、たとえば、 $v_i=0, v_j=1$ (そのほかの振動量子数はすべて 0) の状態から $v_i=1, v_j=1$ (そのほかのモードの振動量子数はすべて 0) の状態への遷移に対応する吸収バンドまたはラマンバンドもホットバンドとよばれる。

ホットラボラトリー [英 hot laboratory, 独 heißes Laboratorium, 仏 laboratoire chaud, 露 горячая лаборатория] 強い放射性物質を安全に取扱って、各種の試験、検査や実験、化合物の合成などを行うための特別な研究施設。施設は取扱う放射性物質の種類と量、使用方法を考え、作業が能率的に行われるよう設計されるとともに、放射線障害防止のために放射線の遮蔽、放射能汚染を配慮して設計される。高放射性物質の取扱いは十分に遮蔽されたフード、ホットセルなどで行われ、マジックハンドなどを使った遠隔操作装置も使用される。

ホッピング積分 [英 hopping integral] 分子または固体で電子がある原子から別の原子へ量子力学的トンネル効果によって遷移するときの遷移行列要素を与える積分。

トランスファー積分ともいう。

ホッピング伝導 [英 hopping conduction, 仏 conduction par saut] ある種の固体で実現する電気伝導の機構。通常の金属や半導体における自由電子による電気伝導に対して、低温度型の半導体の不純物伝導や、非晶質半導体、ある種のイオン結晶(たとえば Li を含む NiO)内では、電子は大部分の時間を局在状態で過し、時々 1 つの局在状態から隣接する局在状態に跳躍(ホッピング)することによって電流が運ばれている。この種の電気伝導をホッピング伝導という。電子の運動状態は自由電子の場合とは異なっており、不連続的な跳躍の積重ねなので、ホール効果が測定できなかったり、交流で測った抵抗が直流で測ったものよりずっと小さかったりする。またホッピング伝導では電子の平均自由行程は原子間距離(不純物伝導では不純物原子間距離)の程度である。さらに電子の跳んでいく先の局在状態が空である必要があるが、これは不純物伝導では不純物補償により、 NiO では Li を入れることにより満たされる。このことは同時に、物質中にポテンシャルの変動を生じ、隣接する局在状態間にエネルギー差を与える。電子が跳ぶ際には、このエネルギーは原子の熱振動から得られる。これが電子の移動度の(したがって電気伝導率の)温度変化に見いだされる活性化エネルギーの原因であり、電気伝導率 σ の温度変化は、活性化エネルギーを ΔE として、 $\sigma = \exp(-\Delta E/kT)$ の形に表される。ここで k はボルツマン定数である。

ホッペ・ザイラー Hoppe-Seyler, Felix 1825.12.26 - 1895.8.10 ドイツの生化学者。フライブルクに生れる。元來の名は Ernst Felix Immanuel Hoppe であったが、幼くして両親を失い義兄 Seyler に養育され、1864 年養子となって Hoppe-Seyler と改姓した。ハレ、ライプチヒ、ベルリンで医学を学んだ後、ブラハで臨床経験を積み、ベルリンで医務につく。またグライフスワルトで解剖助手を務めたりもしたが、研究に専念することを望み、やがて R. Virchow の率いる病理学研究所の化学実験室主任となつて、活発な研究を展開した。1860 年ベルリン大学医学部助教授、1861 年チュービンゲン大学医学部教授、普仏戦争後の 1872 年にはシュトラズブルク(当時はドイツの支配下)大学生理化学教授と、歴任したが、一貫性のある研究を続け、血液や尿の化学分析、ヘモグロビンの吸収スペクトルによる分光分析、生体中での酸化機構の解明、ヘモクロゲン、ヘマトボルフィリン、ホスファチルコリン(レシチン)、コレステリン(コレステロール)などの物質の化学的性質の研究などを行った。1877 年には学術誌 Zeitschrift für physiologische Chemie を発刊したが、これは彼の没年からは Hoppe-Seyler's Zeitschrift für... とよばれるようになった。

ボーテ Bothe, Walther Wilhelm Georg 1891.1.8 - 1957.2.8 ドイツの物理学者。ベルリンに近いオラニエンブルクの商家の出身。ベルリン大学で学び、M. Planck の指導の下に分子論的光学の研究で学位を取得、第一次世界大戦ではロシア軍に捕えられたが、復帰後に H. W. Geiger の勧めでベルリンの国立物理工学研究所の放射線研究室に勤め続けた。1920 年からベルリン大学の講壇に立ち、1931 年にギーゼン大学の教授、1934 年にハイデルベルクのカイザー・ウィルヘルム研究所の所長になった。第二次世界大戦中にはドイツの核エネルギー利用計画に携わったが、晩年は宇宙線や電子散乱の研究に従事し、ハイデルベ

ルクで没した。

初期の業績は、 α 線および β 線の散乱に関するものであるが、1924年に至りガイガー・カウンターの改良してコインシデンスの方法を実用化し、放射と物質との相互作用の際のエネルギーおよび運動量の素過程での保存則を、コンプトン効果を素材として確証、N. H. D. Bohrらの統計的解釈を否定した。同じ実験手法は、宇宙線研究にも活用された(W. Kolhörsterと共同、1929年)。一方、1926年からは原子核反応の研究を進め、1930年には、H. Beckerとともに、 α 粒子を当てたベリリウムから出る透過力の強い放射を観測した。彼らはそれを γ 線と解したが、1932年にJ. Chadwickが示したとおり、それは γ 線とは別のもの(中性子)であった。Botheらのこの方面の研究はその後も組織的に続けられ、「原子核反応と γ 線についての研究」に対し、1954年のノーベル物理学賞が贈られた。

ボーデの法則 [英 Bode law, 独 Bodesches Gesetz, 仏 loi de Bode, 露 закон Боде] 太陽から諸惑星への距離が幾何級数的に並んでいることを見つけた純経験的法則。

$$\text{距離 } A = 0.3 \times 2^n + 0.4 [\text{AU}]$$

と表現できる。ここで、水星、金星、地球、火星、木星、土星にはそれぞれ $n = -\infty, 0, 1, 2, 4, 5$ があてはまる。J. D. Titius が 1766 年に C. Bonnet の著書「自然の瞑想」、*Contemplation de la nature* の訳書に注として述べ、J. E. Bode が 1772 年に公表したもので、ティティウス・ボーデの法則ともいわれる。また、C. F. Gauss も独立に発見したとされる。この法則では $n=3$ にあたるものが欠けていたが、1801年に発見された小惑星セレスはその位置にあり、さらにほかの小惑星も同じ距離に見つかったため、これらの小惑星は1つの惑星が壊れて分解したものと解釈されるようになった。1781年にはW. Herschelが $n=6$ の位置に惑星を見つけ、Bodeはそれに天王星の名を与えた。ただしその後発見された海王星、冥王星はこの法則に従わない。

ポテンシャル [英 potential, 独 Potential, 仏 potentiel, 露 потенциал] 一般的にはスカラーポテンシャルとベクトルポテンシャルの二種類がある。ポテンシャルエネルギー(位置エネルギー)のことを略してポテンシャルということもある。物理学で最もよく使われるのは、力に關係するスカラーポテンシャルで、保存力の場において単位の質量や電荷などを基準の位置(無限遠にとることが多い)から、その地点まで動かすのに必要な仕事の量として定義される。したがってポテンシャルは位置 r の関数 $\varphi(r)$ として表され、力 F は、その傾きとして $F = -\text{grad } \varphi(r)$ (または $\text{grad } \varphi(r)$)で与えられ、 $\text{rot } F = 0$ が成り立つ。このような関数 $\varphi(r)$ を導入したのはJ. L. Lagrange (1773年)であり、ポテンシャルという名前はG. Green (1828年)による。重力ポテンシャル、電位ポテンシャル、磁位ポテンシャル、ばねの弾性ポテンシャルなどはその例である。これらは力の場が外部から与えられている場合であるが、質点系で粒子間に内力が働くとき、2つの質点の位置 r_1, r_2 の関数 $\varphi(r_1 - r_2)$ から、 $-\partial\varphi/\partial x_1, -\partial\varphi/\partial y_1, -\partial\varphi/\partial z_1$ を三成分とするベクトル $-\text{grad}_1\varphi(r_1 - r_2)$ によって質点1が質点2から受ける力が導かれ、逆に $-\text{grad}_2\varphi(r_1 - r_2)$ によって2が1から受ける力が導かれる場合、 $\varphi(r_1 - r_2)$ はこの二質点間に働く力のポテンシャルとよばれる。この場合、質点系全体の内力ポテンシャル(エネルギー)

$$G_i) = \sum_j \sum_i (1/2) \varphi(r_i - r_j) \text{ で与えられる } (\Rightarrow \text{保存系}) \cdot \text{こ}$$

のようなスカラーポテンシャルに対して、ベクトル G の場で、 $\text{div } G = 0, G = \text{rot } A$ なる關係を満たす A が存在するとき、 A のことばをベクトルポテンシャルという。一般のベクトル場は、常にスカラーポテンシャル φ とベクトルポテンシャル A から求められるベクトル $-\text{grad } \varphi$ と $\text{rot } A$ の和として表すことができる(\Rightarrow 電磁ポテンシャル)。これらは、いずれも位置の関数として与えられるポテンシャルであるが、位置ではなくて物体の状態を問題にするときにも、ポテンシャルという概念を用いることがある。たとえば、熱力学的ポテンシャルは、物体が保有している熱エネルギーを表す量として使われている。

ポテンシャルエネルギー [英 potential energy, 独 potentielle Energie, 仏 énergie potentielle, 露 потенциальная энергия] 質量 m の質点に働く力 F が、ポテンシャル $\varphi(r)$ から $F = -\nabla\varphi$ によって導かれるときには、運動方程式 $m\ddot{r} = -\nabla\varphi$ に \dot{r} をかけたものを t で積分することによって

$$\frac{1}{2} m \dot{r}^2 + \varphi(r) = \text{一定}$$

となる。第一項を運動エネルギー、第二項をポテンシャルエネルギー、または位置エネルギーという。力の場 $F(r)$ を与える一般的な位置の関数とみたときの $\varphi(r)$ を単にポテンシャルとよび、運動する質点が運動エネルギーとともに $\varphi(r)$ とみた場合の $\varphi(r)$ をポテンシャルエネルギーとよんで区別するのが普通である。ポテンシャルエネルギーとよぶときの $\varphi(r)$ の r は一般の位置でなく、質点の位置 $r(t)$ である(\Rightarrow 保存系, ポテンシャル)。

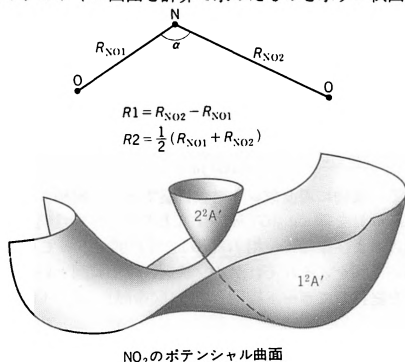
ポテンシャル曲線 [英 potential curve, 独 Potentialkurve, 仏 courbe de potentiel, 露 потенциальная кривая] ポテンシャル曲面で特定の1つの変数に着目し、その変数だけの関数として図示したものをポテンシャルエネルギー曲線、または、単にポテンシャル曲線とよぶ(\Rightarrow ポテンシャル曲面)。

ポテンシャル曲線の非交差則 [英 non-crossing rule of potential curves, 独 Regel der nichtüberschneidenden Potentialkurven, 仏 règle de non-croisement de courbes de potentiel, 露 правило непересечения потенциальных кривых] 偶然縮退を除いて同じ対称性をもつ電子状態のポテンシャル曲線は互いに交わることがないという規則。単に非交差則ともいう。一電子二原子分子はこの規則が成立しない例外である。ポテンシャル曲線とよばれるものにはいくつかあるが、ここで考えているポテンシャル曲線は二原子分子の電子のエネルギーを核間距離 R の関数として描いた曲線である(\Rightarrow ポテンシャル曲線)。この規則は次のように証明される。電子の波動関数としての境界条件を満たし、同じ対称性をもっている独立な関数が2つあるとする。この関数は必ずしも電子のハミルトニアン H の固有関数であるとは限らない。固有値を求める永年方程式は

$$\begin{vmatrix} H_{11} - E & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} - E \end{vmatrix} = 0$$

である。ここで、 $H_{11}, H_{22}, H_{12}(=H_{21}^*)$ は電子のハミルトニアン H の行列要素でパラメーターとして核間距離 R を含む。この永年方程式が等根をもつには2つの条件 $H_{11} = H_{22}, H_{12} = 0$ が同時に成立しなければならない。しかし、1つのパラメーター R を変化させて2つの条件を同時に

満足させることは一般にはできない。したがって、2つのポテンシャル曲線は一般には交差しない。2つの条件を満足することがあればそれは偶然であり偶然縮退とよばれる。証明は2つの状態に対して2つの独立な波動関数を考えてなされたが、その他の状態の波動関数はすでに電子のハミルトニアン固有関数に選んであると考えればこの証明は一般的である。一方2つの電子状態の対称性が異なれば常に $H_{12}=0$ が成立するので条件は1つとなりポテンシャル曲線は交差できる。また、一電子二原子分子には特別の事情があり非交差則は成立せず、同じ対称性の電子状態のポテンシャル曲線であっても交差することがある。上記の証明は電子のハミルトニアンをハートリー-フォック演算子に変えても全く同じように成立する(⇒ハートリー-フォック近似)。したがって、軌道エネルギーに関しても非交差則が成立する。軌道エネルギーの非交差則は対応図(相関図)を作製するときによく用いられる(⇒対応図)。多原子分子に対し非交差則が成立するかどうかは明確ではないが一般に成立しているようである。例として NO_2 分子のポテンシャル曲面を計算で求めたものを示す。紙面内の



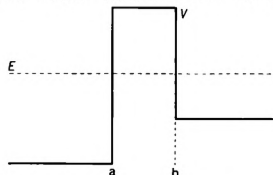
横軸に頂角 α 、紙面に垂直に2つのNO距離の差 $R1$ 、紙面の縦軸に断熱ポテンシャルエネルギーをとってある。2つのNO距離の平均 $R2$ の値はそれぞれの点でいちばんよい値、つまりエネルギーが極小になるように選んである。図の1点でポテンシャル曲面が錐状に交差しているがこれは非交差則のやぶれと見なすことはできない。交差する点の原子核の配位は二等辺三角形となり、ほかの点の配位に比べて対称性が高く、その点では2つの電子状態の対称性は異なっているからである。

ポテンシャル曲面 [英 potential surface, 独 Potentialfläche, 仏 surface de potentiel, 露 потенциальная поверхность] 力学ではポテンシャルエネルギーを座標の関数として図示したものをポテンシャルエネルギー曲面、または、単にポテンシャル曲面とよぶ。座標が1つのみのときはポテンシャルエネルギー曲線、またはポテンシャル曲線である。分子では電子のハミルトニアン H_0 の電子状態 Ψ に対する期待値 $\langle E \rangle = \langle \Psi | H_0 | \Psi \rangle / \langle \Psi | \Psi \rangle$ は原子核の配位の関数である。この $\langle E \rangle$ を原子核の配位の関数として図示したものをポテンシャルエネルギー曲面、または単にポテンシャル曲面という。電子状態として電子のハミルトニアン固有状態をれば、 $\langle E \rangle$ は原子核の運動に対しポテンシャルエネルギーの役割をするものとなり、ポテンシャル曲面は断熱ポテンシャル曲面となる(⇒断熱ポテ

ンシャル曲面)。また、透熱状態をとれば透熱ポテンシャル曲面となる(⇒透熱ポテンシャル)。単にポテンシャル曲面とよぶ場合には断熱ポテンシャル曲面をさすことが多い。

ポテンシャル散乱 [英 potential scattering, 独 Potentialstreuung, 仏 diffusion potentielle, 露 потенциальное рассеяние] 与えられたポテンシャル場による粒子の散乱。原子による電子の散乱など複合粒子による散乱であっても、近似的有効ポテンシャルを導いて、ポテンシャル散乱として扱う場合がある(⇒弾性散乱, 形状共鳴, オービティング)。

ポテンシャル障壁 [英 potential barrier, 独 Potentialwall, 仏 barrière de potentiel, 露 потенциальный барьер] 粒子の衝突・散乱過程において、図のように、



入射粒子の(運動)エネルギー E よりも高いポテンシャル V を通称ポテンシャル障壁という。古典的粒子の場合には、転回点($V=E$ が成立する点。図では a と b)を越えて $E>V$ の領域から $E<V$ の領域に進入することは不可能だが、量子力学的粒子は(ポテンシャルの高さと幅が有限であれば) $E<V$ の領域に進入することができる。さらに、その領域を通過して反対側の $E>V$ の領域に進入することさえ可能である。これを「トンネル効果」という。原子核の α 崩壊はトンネル効果の典型的な例として知られている。自発核分裂も同じようにトンネル効果によって説明できる。そのときのポテンシャル障壁を特に核分裂障壁とよぶこともある。また、金属や半導体からの電子放出現象および異種の金属や半導体の接触面に起る諸現象において、ポテンシャル障壁やトンネル効果の豊富な実例を見ることができる。

ポテンシャル流 [英 potential flow, 露 потенциальное течение] = 渦なし運動

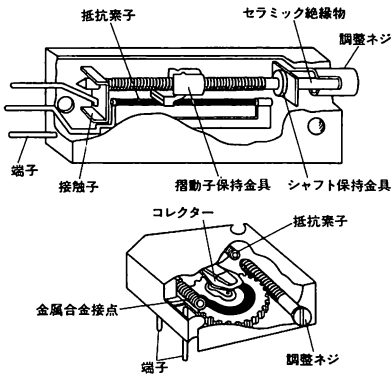
ポテンシャル論 [英 theory of potential, 独 Potentialtheorie, 仏 théorie de potentiel, 露 теория потенциала] ポテンシャルの考え方は、斜面をころがり落ちる物体の運動についての Galileo の発想に始まるといわれるが、現在では、ポテンシャル論といえば、近代解析学的发展とともに確立されたポテンシャルに関する数学理論のことをいう。一般に、渦なしのベクトル場はスカラーポテンシャルから導かれる。すなわち $\text{rot } v=0$ なら $v=\text{grad } \phi$ を満たすスカラー関数 ϕ が存在する。このベクトル場 v が領域内に湧き口をもたなければ、ポテンシャル ϕ はラプラス方程式 $\Delta \phi = 0$ を満たし、湧き口をもつ場合には ϕ はポアソン方程式 $\Delta \phi = \rho$ を満たすことになる。 ρ は場の源となる物理量の分布密度、すなわち重力場なら質量、静電場なら電荷、定常温度場なら熱源の強さ、などの密度である。すなわち、ポテンシャル論とは、具体的にはラプラス方程式あるいはポアソン方程式の境界値問題の理論であるといえる。ここでは調和関数、ラプラス方程式の基本解やグリーン関数などの諸性質が重要な役割を演じる。また、特に二次元のポテンシャル論は、複素解析関

数の理論によって美しい形にまとめられる。

ポテンシオメーター [英 potentiometer, 独 Potentiometer, 仏 potentiomètre, 露 потенцио́метр]

[1] = 電位差計

[2] 精密に電圧を分割する目的でつくられた可変抵抗器。図のように直線型、回転型がある。温度、湿度、振



動、衝撃、加速度などに対する安定性を向上した構造で、通常多回転式でネジで抵抗値を調整する方式。可動部の両端では摺動子に遊び機構があり、回し過ぎによる破損を防止できる。また超高精度調整用の可変抵抗器には、らせん状に巻いた抵抗線上を摺動して抵抗を変化するヘリカルポテンシオメーターがあり、手動またはステッピングモーターなどで抵抗値を調整する。

ホドグラフ [英 hodograph, 独 Hodograph, 仏 hodographe, 露 голограф] 速度ベクトルは自由ベクトルであるから、任意に平行移動することができる。質点が軌道上の各点でとる時々刻々の速度ベクトルを表す矢印を1点Oから引くとき、これらのベクトルの先端が描く曲線という。ホドグラフ上で速度ベクトルの先端がもつ速度はもとの運動の加速度に等しい。

ホドグラフ法 [英 hodograph method, 独 hodographische Methode, 仏 méthode hodographique, 露 метод голографа] 二次元の定常流を示す xy 平面(物理面)で、各方向の速度成分を (u, v) とするとき、 (x, y) の代りに (u, v) を独立変数として流れを解析する方法。縮む流体の流れでは、粘性の影響を無視すると、基礎方程式が (u, v) を両軸とするホドグラフ面で線形化されるので、2つ以上の解を重ね合わせて新しい解を得ることができる。図1は平面

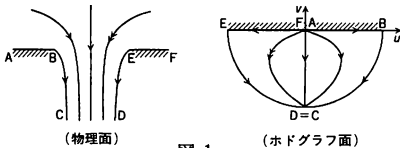


図1

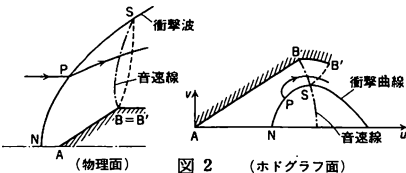


図2

壁にあげた二次元孔から流出する縮まない流体の流れに対応し物理面とホドグラフ面の対応を示したもので、このホドグラフ面の解は縮む流体の解に拡張することができる。一様な超音速流中に生じた衝撃波直後の速度は、衝撃波の傾き角 α をパラメーターとして一義的に定まるので、 α を変えていくと上流のマッハ数ごとに1つずつの曲線(衝撃曲線)がホドグラフ面上で確定する。その代り、物体形は一般に不定となるが直線壁をもつような場合は確定するので、ホドグラフ面で境界値問題を考えることができる。図2はくさびを過ぎる縮む流体の超音速流を示したもので、くさびの肩で生じる膨張波のところまで完全な対応が得られる(⇒カルマンの超音速相似法則)。

ホドスコープ ⇒ カウンターホドスコープ

ボード線図 [英 Bode diagram, 独 Bode-Diagramm, 仏 diagramme de Bode, 露 диаграмма Бо́де] 自動制御系の周波数特性を表す図のひとつで、制御系の安定判別に用いられる。自動制御系の伝達関数を $G(s)$ とすると、これに $s=j\omega$ を代入して得られる $G(j\omega)$ は

$$G(j\omega) = \operatorname{Re} G(j\omega) + j \operatorname{Im} G(j\omega)$$

というように実数部と虚数部に分離して表現できるから、これを図に表すことを考える。上式は

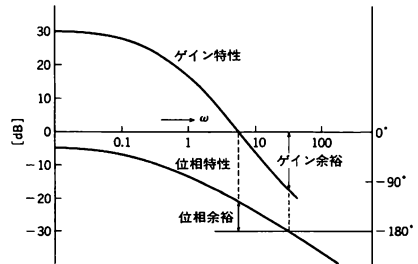
$$G(j\omega) = |G(j\omega)| / \angle G(j\omega)$$

とも書ける。ただし

$$|G(j\omega)| = \sqrt{\{\operatorname{Re} G(j\omega)\}^2 + \{\operatorname{Im} G(j\omega)\}^2}$$

$$\angle G(j\omega) = \tan^{-1} \frac{\operatorname{Im} G(j\omega)}{\operatorname{Re} G(j\omega)}$$

である。横軸に周波数 ω を対数目盛でとり、縦軸にはゲイン $|G(j\omega)|$ を $20 \log_{10} |G(j\omega)|$ すなわちデシベル目盛でとった図、および縦軸に位相 $\angle G(j\omega)$ を度目盛でとって $G(j\omega)$ を描いた図を、それぞれゲイン線図、位相線図といい、これらを総称してボード線図という(図参照)。ボード線図を



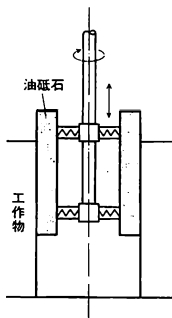
使って自動制御系の安定性が判別できるので重要な表現方法のひとつである(⇒位相余裕)。また電氣的に系のボード線図を描かせるためのゲインフェーズメーターという測定器もつくられている。

ボトム粒子 [英 bottom particle, 仏 particule bottom, 露 ботомная частица] b クォーク数が0でない素粒子の総称。b クォーク(b)または反b クォーク(\bar{b})を構成要素として含む素粒子のことであるが、T 粒子($b\bar{b}$)のように同数の b と \bar{b} を含む素粒子はボトム粒子とはよばない。ボトム粒子としては、たとえば、中間子族に属する $(b\bar{u})$, $(b\bar{d})$ 状態やバリオン族に属する (buu) 状態などが考えられる。最も軽いボトム粒子はボトム中間子 $B(b\bar{u})$ と $\bar{B}^0(b\bar{d})$ で質量は 5271 および $5274 \text{ MeV}/c^2$ である。

ほとんど自由な電子の近似 [英 nearly free electron approximation, 独 Näherung des fast freien Elektrons, 仏

approximation d'électron presque libre, 露 почти свободное электронное приближение] ⇒ バンド理論

ホーニング [英 honing, 独 Honen, 仏 rodage, 露 хонингование] 棒状の(油)砥石をばねまたは油圧圧力などにより工作物の表面に押しつけながら、砥石を縦横両方向に回転運動あるいは往復運動させて、工作物表面の寸法・精度を正確に仕上げる加工法である(図参照)。この加工法の特徴は、仕上げ面に交差状の送りマークが現れることである。ホーニングは主としてエンジンなど円筒内面の研磨に用いられ、この作業を行う工作機械をホーニング盤という。ホーニング盤には内面ホーニング盤のほか、平面ホーニング盤、歯車ホーニング盤などがある。ホーニング用の砥石としては、粒度 #300~500 (平均粒径 50~30 μm) で結合度 H あるいは G のやわらかいのが用いられる。



ボビュレーション(星) [英仏 population, 独 Population, 露 население] ⇒ 星の種族

ホプキンソン効果 [英 Hopkinson effect, 独 Hopkinson-Effekt, 仏 effet Hopkinson, 露 эффект Гопкинсона] 強磁性体の初透磁率がキュリー温度のすぐ下の温度で鋭い極大をもつ現象。現実の強磁性体の磁化過程はキュリー温度以下では磁壁の移動、各磁区の内部の磁化の増大、磁区の磁化の回転がからんでいる。ホプキンソン効果の原因は複合的で十分に解明されていないが、これらの原因がからんだものと考えられている。この効果は実用的には重要である。適当なキュリー温度をもつ強磁性体を利用して、その初透磁率が極大となる付近で使えば、単に透磁率が大きいというばかりでなくその温度係数を0に近くしうるからである。

ホフスタッター Hofstadter, Robert 1915.2.5—

アメリカの実験物理学者。ニューヨークに生れる。1938年プリンストン大学で博士号を取得、同大学およびペンシルベニア大学で研究の後、1941年国立標準局(NBS)を経てノーデン研究所に勤務し、1946年プリンストン大学助教授、1950年スタンフォード大学準教授、1954年同大学正教授。1948年タリウムで活性化したヨウ化ナトリウム NaI(Tl)が優れたシンチレーション・カウンタとして働くことを発見、1950年には、 γ 線や荷電粒子のエネルギーの精密測定の可能性を示した。1953年から、スタンフォードの電子線型加速器を用いて高エネルギー電子散乱の実験を始め、原子核や核子の電荷分布、磁気モーメント分布を測定、核子の内部構造を初めて実験的に分析した。この研究に對し、1961年ノーベル物理学賞が与えられた。1970年代以降、大規模な NaI 測定器を用いて電子・陽電子衝突実験を行っている。

ボーム Bohm, David Joseph 1917.12.20—

ペンシルベニア州に生れる。ペンシルベニア州立大学、カリフォルニア工科大学、カリフォルニア大学バークレー校に学び、1943年に博士号を取得した。カリフォルニア大学放射線研究所(1943~46年)、プリンストン大学(1946~51年)において、プラズマ物理、量子系多体問題の研究に重要な業績をあげた後、サンバロロ大学(1951~

55年)、マイバ工科大学(1955~57年)、ブリストル大学(1957~61年)、ロンドン大学(1961年以降)などで、物理学の基礎理論に関する研究・教育を続ける。よく知られた業績の一つに、「ボーム拡散」の提唱がある。これは、磁場を横切るプラズマの拡散現象に関する一つの経験則で、カリフォルニア大学放射線研究所で、同位体分離に関する放電現象の研究から見いだされた。ボーム拡散の係数は、通常の衝突拡散係数と比べて、磁場強度や温度等の依存性が異なっており、絶対値が大きい。もしこのボーム拡散現象がプラズマの普遍的な特性であるならば、磁場による閉じ込めを基調とする核融合エネルギーの制御計画は、ほとんど実現不可能に近くなる。したがって、核融合研究の初期から、このボーム拡散現象の解明が、重要課題になっていた。ボーム拡散は、個々の荷電粒子間の散乱効果のみでは理解できないので、プラズマ中の集団運動が関与しているものと考えられる。プリンストン大学時代には、E. P. Gross とともに、プラズマを荷電粒子の個別運動から成るビームの重ね合せとみなす取扱いを発展させ、ボーム-グロスの分散式とよばれるプラズマ振動数の表式を導出した。さらに1950年代前半に、D. Pines と一緒に、ボーム-パインスの理論とよばれる一連の論文を発表した。この理論では、荷電多粒子系にプラズマ振動を表す集団座標を導入する。さらに、正準変換を通じて等価ハミルトニアンをつくると、残された個別の荷電粒子座標は、プラズマの衣により長距離相互作用部分が減殺されたものになる。多粒子系のふるまいを、その相互作用を取込んだ集団運動とその結果遮蔽を受けた個別運動に分けることができることを示した点で、多体問題発展の初期における基礎理論のひとつと見られている。[主著] *Quantum Theory*, 1951; *Causality and Chance in Modern Physics*, 1955; *Special Theory of Relativity*, 1965。

ボーム拡散 [英 Bohm diffusion, 独 Bohm-Diffusion, 仏 diffusion de Bohm, 露 бoмoвская диффузия] ⇒ 異常拡散

ボーム-パインス理論 [英 Bohm-Pines theory, 独 Bohm-Pines-Theorie, 仏 théorie de Bohm-Pines, 露 теория Бома-Пайнза] 高密度電子ガス系中における、電子間クーロン相互作用に基づく多体効果を調べるため、1951~53年の一連の論文で D. J. Bohm と D. Pines により展開された理論。一般に多粒子系は、個別的運動と集団運動の両側面からのふるまいを示すこと、集団運動(プラズマ振動とよばれる)の自由度を分離すると、残りの個別運動は、周囲の分極場の溜物を着た電子が遮蔽された短距離相互作用を及ぼしあいながら運動するという描像で解釈できることなどを明らかにし、現実の金属内伝導電子系が示す一電子的ふるまいを理解する手がかりを与えとともに、集団運動としてのプラズマ振動の存在とその分散関係を提示した。この理論は、多電子効果を取扱う最初の系統的理論として金属電子論の分野で重要な寄与をただけでなく、集団運動を表現するための集団座標の導入、ノーマルモード間の相互作用に対するランダムフェイズ近似(RPA)の方法など、この理論で導入された手法は一般の多体系の議論にも拡張され、その後の多体問題の理論的発展に大きく貢献した。

ボーム度 [英 degree Baumé, 独 Baumé-Grad, 仏 degré Baumé, 露 градус Бoме] 比重 d を変数とする協約式で求められる値であって、次の2種がある。いずれ

も、フランスの化学者 A. Baumé により 1784 年に導入され化学工業で用いられてきており、計量法は、関連する省令でこれを定めている。式の定数 Q の値は、国によりまた分野により異なる。(1) 重ボーマ度: 水よりも比重の大きい液体に適用される。その値には記号 Béh または Bh を添える。定義式は $Q(d-1)/d$ (Q は計量法では 144.3)。(2) 軽ボーマ度: 水よりも比重の小さい液体に適用される。その値には記号 Béi または Bi を添える。定義式は $Q(d-1)/d+10$ (Q は計量法では 144.3)。

ポメランチュク効果 [英 Pomeranchuk effect, 独 Pomerantschuk-Effekt, 仏 effet de Pomerantchouk, 露 эффект Померанчука] 液体ヘリウム 3 を断熱的に圧縮固化すると温度の下がる効果。フェルミ粒子である ^3He 原子は核スピン $1/2$ をもつ。したがって十分低い温度領域での固体ヘリウム 3 (^3He) のエントロピーは、主としてこの核スピン系が担っていると考えられる。このエントロピーが急激に消失する温度領域は、核スピン間の相互作用の大きさで定まる。固体ヘリウム 3 では零点運動が大きいため、比較的大きな交換相互作用が存在し、核スピン系の磁気秩序が出現する温度領域は 1 mK ($=10^{-3}\text{ K}$) 程度である。一方、液体ヘリウム 3 (^3He) は、フェルミ流体であって、そのフェルミ温度は 1.6 K 程度である。したがって、これより十分低い温度領域では、フェルミ縮退しており、そのエントロピーはほぼ T (温度) に比例する。以上のことを S - T 線図で示すと、図 1 のようになる。この図からわかるように

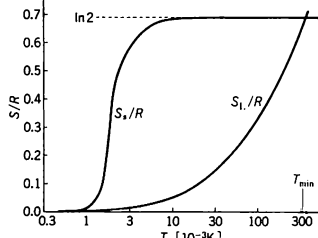


図 1

~ $1\text{ mK} < T < 300\text{ mK}$ の温度領域では、液体状態の方が固体状態よりエントロピーが小さいという奇妙なことが実現している。したがって、液体ヘリウム 3 を 300 mK 以下で断熱的に圧縮して固化すれば低温を得ることができる。これをポメランチュク効果あるいはポメランチュク冷却という。 $N_3[\text{mol}]$ の液体ヘリウム 3 を等温圧縮固化するとき周囲から吸収する熱量 Q は、液相、固相のモル当りの

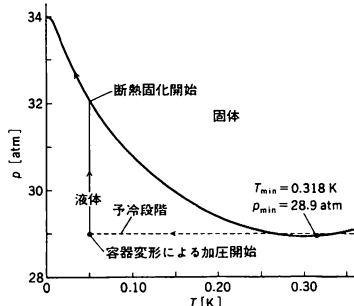


図 2

エントロピーをそれぞれ S_l, S_s として、 $Q = N_3 T \{S_s(T) - S_l(T)\}$ である。 ^3He の融解曲線 P_{melt} は 300 mK 付近に極小をもち、その傾き $(dP/dT)_{\text{melt}}$ は、ポメランチュク冷却が起る温度領域では負である(図 2)。したがって、 $T < 300\text{ mK}$ で液体ヘリウム 3 を圧縮固化するには少くふうがいがいる。通常はベローズ(弾性に富む金属の薄肉円筒の表面を、提灯のように波状にして、円筒軸方向の伸縮自由度をもたせたもの)を用い、外からの力によって変形可能つまり体積の増減が可能な容器を使用する。最初ポメランチュク容器内の液体ヘリウム 3 を、外部からの充填により $P_{\text{melt, min}} \approx 29\text{ atm}$ 付近まで加圧して予冷した後、容器を変形してさらに加圧するという 2 段階の手段をとる。

ポメランチュクの定理 [英 Pomeranchuk theorem, 独 Pomerantschuk-Theorem, 仏 théorème de Pomerantchouk, 露 теорема Померанчука] 素粒子の全断面積の高エネルギー極限に関する定理。1958 年, I. Pomeranchuk と宮沢弘成はそれぞれ独立に、共通の標的に関する粒子の全断面積と反粒子の全断面積は、それぞれが有限の値に近づくならば、高エネルギー極限で等しくなると予想した。つまり A (または \bar{A}) 粒子と B 粒子の散乱の全断面積を $\sigma_{\text{tot}}^A(s)$, $\sigma_{\text{tot}}^{\bar{A}}(s)$ とし、 $\lim_{s \rightarrow \infty} \sigma_{\text{tot}}^A(s) < \infty$, $\lim_{s \rightarrow \infty} \sigma_{\text{tot}}^{\bar{A}}(s) < \infty$ ならば $\lim_{s \rightarrow \infty} \{\sigma_{\text{tot}}^A(s) - \sigma_{\text{tot}}^{\bar{A}}(s)\} = 0$ である。この予想は Pomeranchuk により最初の証明が与えられ、ポメランチュクの定理とよばれる。この定理は公理的場の理論から導かれる散乱振幅の基本的性質のみからは証明不可能であるが、

(1) 分散式, (2) $\lim_{s \rightarrow \infty} \{\sigma_{\text{tot}}^A(s) - \sigma_{\text{tot}}^{\bar{A}}(s)\} = \text{一定}$, (3) 高エネルギーで (前方散乱振幅の実数部)/(前方散乱振幅の虚数部) < 1 , という 3 つの条件があれば証明できることがわかった。その後この定理はさまざまに拡張されている。

ポメランチュク冷却 [英 Pomeranchuk cooling, 仏 refroidissement de Pomerantchouk, 露 охлаждение Померанчука] = ポメランチュク効果

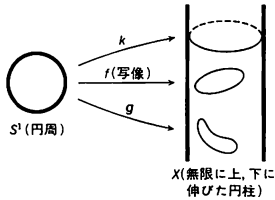
ポメロン [英 pomeron, 独 Pomeron, 仏 poméron, 露 померон] 素粒子の散乱振幅の高エネルギー極限に関するポメランチュクの定理と、それに関連した定理を、自動的に満たすレジェ理論を構成するため、1961 年, G. Chew と S. Frautschi が複素角運動量平面に導入した特異性のこと。ポメランチュク特異性、またはポメランションともよぶ。ポメロンはレジェ極の一種であり、真空の量子数(パリティ+, $I=0, S=0$)をもち、 $t=0$ のとき $I=1$ を通り、すべての二体散乱の全断面積が高エネルギーで対数因子を除いて一定であることを保証する。また $t < 0$ では、すべての二体散乱の回折散乱の山の幅は、エネルギーの増大とともに対数的に減少することを预言する。しかしその後の実験においてこの簡単な预言よりも、もっと複雑であることが示されている。ポメロンはすべてのレジェ極のなかで特異な位置を占めており、その力学的性質や解析的構造は、ユニタリ性の飽和の問題に関係していることはわかっているが、まだよくわかっていない。

ホモダイン [英仏 homodyne, 露 гомодинное детектирование] ⇨ ヘテロダイン

ホモトピー [英 homotopy, 独 Homotopie, 仏 homotopie, 露 гомотопность] 理論物理学でしばしば使われる幾何学用語。 n 次元多様体の連続変形で不変な性質はホモロジーによって記述される。曲面の位相的性質の分類は

これで十分だが、一般的には不十分であって、それを補うものとしてホモトピーの概念が導入された。ホモトピーは、与えられた2つの多様体(一般には位相空間)の間のいろいろな写像が連続変形によって互いに移れるかどうかを調べるものである。

2つの連続写像 f と g があるとき、もし区間 $[0, 1]$ に属するパラメーター t を含む連続写像 h_t があって、 h_t が t について連続(正確には写像と t とを同時に考えた連続性が必要で、かつ $h_0 = f, h_1 = g$ とすることができれば、 f と g はホモトープであるという。ホモトープは同値概念であるから、これによって写像がホモトピー類に類別される(図参照)。



ホモトピーの例。写像 f と g はホモトープであるが、 f と k はホモトープではない。

与えられた n 次元多様体 X の位相的性質を調べるために、特に p 次元球面 S^p から X への連続写像を考える。このとき、 S^p 上の特定の1点を、 X 上のあらかじめ指定された1点 O (これを基点という)に写すようにする。このような写像のホモトピー類のつくる群を、 O を基点とする X の p 次元ホモトピー群という。特にそれが O のとり方によらないならば、 $\pi_p(X)$ と記す。 $p=1$ の場合は基本群とよばれ、一般には非可換群であるが、 $p \geq 2$ のときは常に可換群である。球面 S^n やコンパクトリーマン多様体のホモトピー群は詳しく調べられている。

四次元ユークリッド空間におけるコンパクト・リーマン多様体 G の非可換ゲージ理論において、古典論の真空に相当するものとして、ゲージ場 $A_\mu^a(x)$ が純粋にゲージの自由度だけで書ける場合を考える。このようなゲージ場は互いに連続的なゲージ変換で移れるとは限らず、ゲージ関数を四次元ユークリッド空間の無限遠方 S^3 から G への写像とみたときのホモトピー類、すなわち $\pi_3(G)$ の元によって類別される。特に G が $SU(2) \cong S^3$ のときには、 $\pi_3(S^3)$ は整数全体 \mathbb{Z} と同型なので、巻き数とよばれる整数 n によって分類されることになる(⇒インスタントン, ソリトン)。

ホモメトリック構造 [仏 *homométric structure*, 独 *homometrische Struktur*, 英 *structure homométrique*, 露 *гомометрическая структура*] 結晶構造の決定は通常 X 線回折法で行われるが、実験によって得られる X 線回折強度データから導きうる構造は一般的には唯一でない。すなわち、対掌体を除いて、2つ以上の互いに異なる構造が厳密に同一の X 線回折強度分布を与えることが可能であり、これら互いに異なる構造をホモメトリック構造という。これは、 X 線回折強度が位相的情報を失っていることによって生じる。また結晶構造のつくるベクトルセット(パターン関数)と X 線回折強度分布の対応は一義的であるので、ホモメトリック構造とは互いに異なる構造でありながら、同一のベクトルセットをもつということもできる。最初に発見された例はピクスビ鉱($(\text{Fe}, \text{Mn})_2\text{O}_3$)であ

り、その後ポリタイプについて多くの例が見いだされている。

ホモロジー [英 *homology*, 独 *Homologie*, 仏 *homologie*, 露 *гомология*] 理論物理学でしばしば用いられる位相幾何学的な概念。位相幾何学は一般に連続変形によって不変な性質を調べる数学である。特に、与えられた幾何学的対象に属する閉じた図形の、連続変形に対して不変な性質を調べるのがホモロジー論である。たとえば、トーラスのような曲面上の2つの閉曲線は、両者を合わせたものがちょうどある面分の境界になっているときのみ、連続変形で互いに移りかわりうる。これに閉曲線の向きや何回もまわることで考慮すると、ホモロジー群の概念が得られるのである。

$(n+1)$ 個の頂点をもつ n 次元多面体を n 次元単体という。たとえば、0次元単体は点、一次元単体は線分、二次元単体は三角形である。与えられた n 次元多様体 X を、まず n 次元多面体によって近似し、次にこれを n 次元単体に分割する。ただし、ここですべての p 次元単体 ($1 \leq p \leq n$) に向きづけがなされ、相隣する単体は常に向きが逆になるよう接合されているものとする。単体の形式的な代数的一次結合を鎖という。特に1つの $(k+1)$ 次元単体 Δ をとり囲む k 次元単体の、向きを考慮した和を Δ の境界といい、 $\partial\Delta$ で表す。鎖 C の境界 ∂C は、それを構成するそれぞれの単体の境界の一次結合として定義される。任意の鎖 C の境界 $\partial\partial C$ は常にゼロである。境界がゼロに等しい鎖を輪体という。 $\partial\partial=0$ により境界は必ず輪体であるが、輪体は必ずしも境界であるとは限らない。輪体で境界だけの差を度外視して得られる概念をホモロジーという。すなわち、 p 次元輪体のつくる加群(加法で表示する可換群)の、 p 次元境界のつくる加群に関する商群を p 次元ホモロジー群といい、 $H_p(X)$ と記す。ホモロジー群は、単体分割の仕方に依存せず、もとの X の位相幾何学的性質(ベッチ数、向きづけ可能性など)で決まる概念である。二次元曲面の位相幾何学的性質は、そのホモロジー群によって完全に記述される。

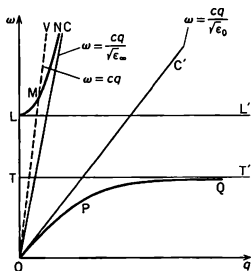
一般相対性理論では、時空は四次元多様体であるが、これが位相幾何学的性質をもっている場合を考えるには、ホモロジー論が必要である。1957年ころ、C. W. Misner と J. A. Wheeler はホモロジー論に基づいた重力場と電磁場の統一理論を構成した。彼らによれば、電荷は時空の「虫くい穴」を外から見ていることになる。

解析関数の積分は、コーシーの定理により、正則な領域内にある任意の閉曲線に沿ってはゼロになる。このことから、積分路をホモロジー論について考えるのが合理的であることがわかる。多変数解析関数の多重積分の解析性については、ホモロジー論に基づく数学理論が構成されており、この性質は物理学ではファインマン積分の特異点の構造を調べるのに応用されている。

ぼやけバンド [英 *diffuse band*] 分子スペクトルのバンドの1本1本の回転線の幅が広がったり、ぼやけてしまったりして連続スペクトルのように見えるバンド。これは、そのバンドに関係する分子のエネルギー準位の一方が、電離連続状態(分子の電離エネルギーより上のエネルギー状態)、または解離連続状態(分子の解離限界より上のエネルギー状態)のなかにあって、それらの連続状態との相互作用の結果、その準位の分子が短い時間で電離してしまう(⇒自動電離)か、構成原子に解離してしまう(⇒前期解離)

かすために、その準位の寿命が非常に短くなり、エネルギー準位の幅が広くなって、極端な場合は隣どうしのエネルギー準位が互いに重なり合うようになってしまうために起る。このように光を出さないでほかの状態へ移ってしまうことを無放射遷移という。ぼやけバンドはそのような無放射遷移が起っていることを示している。このようなぼやけバンドは主として吸収スペクトルで観測されるが、まれには発光スペクトルで見られることもある(⇒逆前期解離)。

ポラリトン [英仏 polariton, 独 Polariton, 露 поляритон] 光学フォノンと光子との結合によって生じる連成振動。イオン結晶の光学的モードの格子振動(⇒光学的モード)は、赤外または遠赤外領域の光を放射し、一方、赤外または遠赤外光は、光学的モードの格子振動を励振する。すなわち、光学フォノンは、結晶中の光子と結合する。ポラリトンの周波数 ω (量子力学的にはエネルギー $\hbar\omega$)と波数 q (量子力学的には運動量 $\hbar q$)の間に存在する関係(これを分散関係という)を図に太線で示す。もし光子とフォノンとの間に結合がないとすれば、 \overline{OV} は真空中の光子、 \overline{OC} は結晶中の光子、 $\overline{LL'}$ は縦波光学フォノン、 $\overline{TT'}$ は横波光学フォノンの分散曲線をそれぞれ表す。光子とフォノンとの間の結合を考慮すると、分散曲線は、2つの分枝、LMN, OPQとなる。 q の大きい領域では、ポラリトンの下分枝は横波光学フォノンの分散曲線 $\overline{TT'}$ に近づく、上分枝は光子の分散曲線 \overline{OC} に近づく。 q が0に近づくとき、上分枝は縦波光学フォノンの分散曲線 $\overline{LL'}$ と一致し、下分枝はマイクロ波の分散曲線 $\overline{OC'}$ と一致する。赤外、遠赤外の ω の付近では、LMN, OPQは光子、フォノンの直線からはずれ、光子でもなく、フォノンでもない素励起としてふるまう。図に示すように、 ϵ_0 はマイクロ波領域の誘電率、 ϵ_∞ は光の領域の誘電率で、図は ϵ_0 と ϵ_∞ が大きく異なる場合を描いてある。

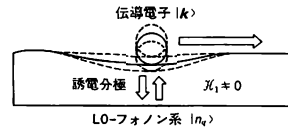


ポラロイド [英 polaroid, 独 Polaroid, 仏 polaroïde, 露 поляроид] ⇒ 偏光板

ポラログラフイー [英 polarography, 独 Polarographie, 仏 polarographie, 露 полярография] ポルタンメトリー分野で、1925年チエスロバキアのJ. Heyrovskyが当時留学中の志方益三とともに開発したものである。水銀電極の過電圧が大きいことを利用し、滴下水銀電極と対極(水銀池)を対として電気分解を行い(通常の三極式ポテンシオスタット形式のものでは、さらに参照電極を加えて)、電流-電圧曲線を描かせる(⇒参照電極)。この曲線はポーログラムとよばれる。滴下水銀電極は典型的な分極性電極である。ポーログラムの半波電位は支持電解質pHなどが決れば、電解されたイオン種に特定の値をとるから、この値と、拡散電流値によって定性・定量分析

が可能となる(⇒ポルタンメトリー、半波電極)。原理的には上記のようであるが、その後、印加電圧に交流を重ねたり、矩形波としたり、高周波(0.1~4 MHz)を重ねたりして、いろいろと改良が加えられている。パルスポーログラフイーやオシロポーログラフイーなど、迅速な電極反応の解析によって極めて不安定な物質の分析ができるようにしたものもある。

ポーラロン [英仏 polaron, 独 Polaron, 露 полярон] イオン性結晶のように誘電率 ϵ が十分大きい連続媒質の内部に、電荷 e 、慣性有効質量 m^* をもち、自由に運動できる伝導電子を導入すると、そのまわりの媒質には電気分極が誘起され、その反作用がまた伝導電子の状態に影響を及ぼすため、伝導電子の媒質内の運動はいつも電気分極の影を伴っている(図参照)。そこで、この伝導電子とその影のような電気分極の雲をひとまとめにした複合粒子をポーラロンとよんでいる。



ポーラロンの概念は、最初、誘電体やイオン結晶内の伝導電子とそのまわりの分極による自縛自縛に近い状態としてL. D. Landauによって導入されたが、これは半径が小さいため、現在では小さなポーラロンとよばれている。一方、上記のように格子間隔に比べてその半径が大きく、また比較的自由に運動しうるポーラロンを大きなポーラロンとよび、その概念はH. Fröhlichによって確立された。この問題はより一般的には、物理学の基本フェルミ粒子(波数ベクトル k の状態 $|k\rangle$)と、強い相互作用 H_I をもつ場の素励起であるボソン系(波数ベクトル q の粒子数 $|n_q\rangle$)との複合粒子($|k \pm q, \pm n_q\rangle$)などとして理解され、固体物理学では伝導電子LO-フォノン場(縦型光学的モード)またはマグノン場、原子核物理学では核子-中間子場、量子電磁力学(QED)では自由電子-真空分極場の間の相互作用などを通して、あらゆる分野に多少性格は異なるものの類似の問題が出現する。

理論的には、ポーラロン問題は上記LO-フォノン場とのクーロン相互作用の場合でも、 $q \approx 0$ での発散の困難を伴うため近似的に解かれているに過ぎない。弱い結合定数(定数 $\alpha \ll 1$)の場合には、Fröhlichによる二次摂動法での取扱いがほぼその特色をとらえている。逆に強い結合の極限の場合には、電子のまわりの分極を断熱的に考慮し、それを自己無撞着に決める方法がある。しかし、この問題の本質を含むより広い範囲になると近似法が複雑になり、中間結合の場合にはユニタリー変換と変分法による中間結合法(リーローバーバインズ理論)、より一般的にはR. P. Feynmanによる経路積分法と彼の模型を用いた変分原理などによって取扱われている。いずれの場合も、粒子と場の相互作用のためポーラロンの基底状態は $-\alpha \hbar \omega_{LO}$ 程度下がる自己エネルギーを生じるとともに、相互作用をくりこんだ結果 m^* が変化したポーラロン質量 $m_p^*(k)$ となることが知られている。しかし、フォノンどうしの相関や反跳を考えに入れた厳密な波動関数やその固有値を求めることは至難で、ポーラロン問題は未解決のままである。

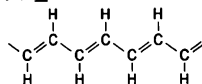
実験的には、極低温の超高純度イオン結晶(NaCl, Ag

Cl, AgBr など)絶縁体試料に光子を照射して伝導電子をつくると、それらが結晶格子と相互作用を起し、そのまわりにフォノンをまとうことによってポーラロンが形成される。基底状態に近い遅い伝導電子の移動度はパルス光伝導測定によって、またポーラロン質量 $m_p^*(k)$ の波数ベクトル k による変化などがマイクロ波から遠赤外領域にわたるサイクロトロン共鳴吸収の実験によって観測されているほか、1-LO-フォノンとの結合状態付近は分光学的方法によってもよく調べられている。また励起子や励起子分子におけるポーラロン効果の研究も行われている。そのほか、ポーラロンの概念は、Fröhlich による伝導電子・フォノン相互作用の潜在的な重要性の指摘を通して現存の超伝導理論の発展にも大きな影響を与えたり、超音波増幅現象の解明などの固体電子工学の基礎知識の確立にも貢献している。

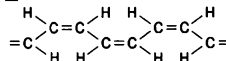
ポリアクリルアミドゲル電気泳動 [英 polyacrylamide gel electrophoresis, 独 Polyacrylamidgelelektrophorese, 仏 électrophorèse en gel de polyacrylamide, 露 полиакриламидный гелевый электрофорез] ディスクゲル電気泳動法ともいう。タンパク質の純度検定、同定、分子量推定などに多用される実験技術で、L. Ornstein の理論の有用性の指摘に基づき、B. J. Davis がタンパク質試料にこの技術を適用して、その有効性を実証した。アクリルアミドを重合させ、ガラス管に分離用の下層ゲルと濃縮用の上層ゲルをつくるが、両ゲルの pH は異なっており、界面には pH の不連続面ができる。ガラス管に試料と電解液を加え、電圧をかけて試料を泳動させる。このとき、適当な緩衝液と pH の選択が重要である。たとえば、電解液にはトリス-グリシン(pH 8.3)、濃縮ゲルにはトリス-HCl(pH 6.9)、分離ゲルにはトリス-HCl(pH 8.9)を用いて、下層を陽極につかない電圧をかけると、負イオンである Cl^- は移動度が大きいものに対して、グリシンは濃縮ゲル中では実効電荷が 0 に近い等電点が酸性のいかなるタンパク質よりも移動度が小さい。そこでタンパク質は、濃縮されて Cl^- とグリシンに挟まれ、薄い層となって分離ゲルに達する。分離ゲルの pH では、グリシンはアミノ基の解離が抑えられているために実効電荷が増し、タンパク質を追いこす。そして、濃縮されたタンパク質は、それぞれの移動度に従って移動し、分離される。ディスクという言葉は、分離能が優れているためタンパク質がゲル内で円盤状に分離されること、不連続な(discontinuous) pH の緩衝溶液をうまく使っていることをかけたものだとわかる(⇒ SDS ポリアクリルアミドゲル電気泳動)。

ポリアセチレン [英 polyacetylene, 独 Polyacetylen, 仏 polyacétylène, 露 полиацетилен] C と H から成る高分子化合物の一種で化学式 $(\text{CH})_x$ で表される。厳密には $(-\text{CH}=\text{CH}-)_x$ と書くべきであり、名称もポリビニレンであるが、アセチレンを重合して合成されるため慣例としてポリアセチレンとよぶ。有機高分子化合物としては異例の高い電気伝導率をもつため、特に応用の観点から関心もたれている。構造を図に示す。炭素鎖に水素が付加した構造をとり、2 種類の異性体がある。図の分子鎖が平行に並んで、太さ 200 Å 程度の繊維状結晶をつくる。実際には、この結晶繊維が絡みあって巨視的寸法のフィルムが得られる。シス型フィルムは任意の方向に長さを 2~3 倍に引伸すことができ、引伸した方向に結晶繊維がほぼそろう。純粋のポリアセチレンは 1.5~2eV 程度の禁止帯をも

トランス型



シス型



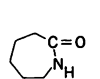
ポリアセチレンの構造

つ真性半導体である。ドナーまたはアクセプターの性格をもつ各種の不純物を添加すると、それぞれ n 型および p 型半導体となる。不純物濃度が約 5% を超えると、室温での電気伝導率が $10 \sim 10^5 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ にも達する。引伸したフィルムでは伸した方向の電気伝導率が $5 \times 10^5 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ 程度に増加する。物理的興味的是、不純物濃度が 0.1% 程度以下の領域での炭素鎖に沿って動く中性ソリトンとよばれるスピンキャリアがどのような挙動を示すか、また、数%程度の濃度領域で荷電ソリトンとよばれる新しいキャリアが生じているかどうかという点にある。応用の観点からは、プラスチック太陽電池など、半導体素子としての可能性に関心がもたれている。

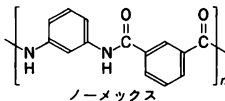
ポリアミド [英 film polyamide, 独 Polyamid, 露 полиамид] 酸アミド結合 $-\text{CONH}-$ をもつ重合体の総称。二塩基酸とジアミンとの重縮合反応から W. H. Carothers によりはじめてつくられた重合体で、特にヘキサメチレンジアミン $\text{H}_2\text{N}(\text{CH}_2)_6\text{NH}_2$ とアジピン酸 $\text{HOOC}(\text{CH}_2)_4\text{COOH}$ との重縮合で得られるナイロン 6-6 $[-\text{OC}(\text{CH}_2)_4\text{CONH}(\text{CH}_2)_6\text{NH}-]_n$ は最初に成功した合成繊維として有名である。ポリアミドは上記の方法以外に、環状ラクタムの開環重合あるいは ω -アミノカルボン酸の自己重縮合で得られる $[-\text{CONH}(\text{CH}_2)_m\text{CO}-]_n$ 型の物もある。酸アミド結合は容易に水素結合をつくり、そのためポリアミドは融点が高く結晶性が高い。カプロラクタムの開環重合で得られるナイロン 6、および前記ナイロン 6-6 は合成繊維として世界各地で大量に生産される。ラクタムからのナイロンはラクタムの C 数 m のとき、ナイロン m という。また C 数 m の二塩基酸と C 数 n のジアミンからのナイロンをナイロン $m-n$ という。ナイロン 2 は α -アミノ酸の重合物であり、一般にポリアミドに分類せず、ポリペプチドとして独立に扱う。

種々の m あるいは $m-n$ のナイロンがつくれ、開発が行われた。そのなかでナイロン 6-10 は剛毛用として、ナイロン 11、ナイロン 12 はプラスチックとして開発されている。

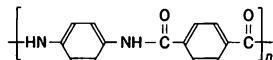
芳香族環を主鎖に含む芳香族ポリアミドは Aramide とよばれ、耐熱性でヤング率の大きい重合物として注目される。これらは融点が高くて、通常のポリアミドのように熔融状態で重縮合できないので、界面重縮合という新技術の開発によって初めて高分子量の重合体を得られるよ



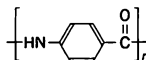
カプロラクタム



ノーメックス



ケブラー 29

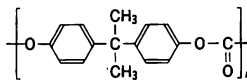


ケブラー 49

うになった。これらのうちノーメックスは耐熱塗料、耐熱繊維として用いられる。またクブラーは耐熱、難燃、高強度、高モジュラス繊維としてタイヤコードその他の用途に開発されつつある。

ポリウレタン [英仏 polyurethane, 独 Polyurethan, 露 полиуретан] ウレタン結合 $-NHCOOR-$ をもつ重合体。ジイソシアナート $OCN-R-NCO$ とジアルコール $HO-R'-OH$, ジアミン $H_2N-R-NH_2$ と二塩基酸塩化物 $ClOOC-R'-OCOCl$, ジカルバメート $ROOCH-R-NHCOOR$ とジアルコール $HO-R'-OH$, ω -アミノアルコール $H_2N-R-OH$ とホスゲン $COCl_2$, などの反応によりつくられる。R, R' を種々変えることにより硬軟各種の性能の樹脂が得られる。ゴムとして自動車用品, 工業用品に用いられ, 射出成型品は電気絶縁部品に用いられる。接着剤, 塗料などにも使われる。重合の時に水を加えるとイソシアナート基が分解し, 二酸化炭素を発生して発泡樹脂が容易に得られ, ポリウレタンフォームとして各種の用途がある。ヘキサメチレンジイソシアナートとブタンジオールの重付加で得られるポリウレタンは熔融紡糸して剛毛として使われる。ポリエーテルまたはポリエステルオリゴマーを一成分として得られるポリウレタンは, 乾式または熔融紡糸してゴム状繊維にされ, 染色性, 耐光性, 抗酸化性のゴム糸として, ファウンデーション, スポーツ外衣, インテリア用に, また医療用機材など多方面に使われる。

ポリエステル [英仏 polyester, 独 Polyester, 露 полиэфир] 主鎖中にエステル結合をもつ高分子の総称。脂肪族ポリエステルと芳香族ポリエステルとがある。脂肪族ポリエステルは融点が 100°C 以下で加水分解されやすいが, 芳香族ポリエステルは高融点で耐水性である。エチレングリコール, グリセリンのような多価アルコールとコハク酸, フタル酸などの多塩基酸との重縮合反応, 同一分子内に水酸基とカルボン酸基をもつ単量体の重縮合反応, あるいは, ラクトンのような環状エステルの開環重合により得られる。テレフタル酸とエチレングリコールとにより生成するポリエチレンテレフタレート (PET) は熔融紡糸して性能の優れた繊維となり, ポリエステル繊維として合成繊維のなかで最も多く生産されている。PET はまた, 押出し成型してフィルムとし, カセットテープ, ビデオテープなど情報記録用テープとしても用いられる。PET のエチレングリコールをブチレングリコールに変えたポリブチレンテレフタレートはプラスチック成型材料として開発されている。不飽和結合をもつ二塩基酸と二価アルコールの重縮合反応で得られる不飽和ポリエステルは, ビニル単量体と混合して共重合させると, 橋かけ反応が起こり, 三次元の硬化した樹脂となる。この種の熱硬化性樹脂は繊維強化プラスチック用の樹脂として広く用いられる。グリセリンと無水フタル酸, あるいはマレイン酸との重縮合でつくられるポリエステルはアルキド樹脂といい, 塗料, 接着剤に使われる。ビスフェノール A と二酸化炭素よりなるポリカーボネート (図参照) もポリエステル的一种であり, エンジニアリングプラスチックとして使われる。

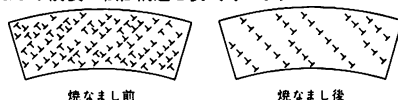


ポリカーボネート

ポリクロメーター [英 polychromator, 独 Polychromator, 仏 polychromateur, 露 полихроматор] 分光素

子を固定し, その焦点面上に複数個の射出スリットと検出器を設け, 多波長同時測定を可能にした分光器で, 多波長分光器ともいう。分光写真器も一種のポリクロメーターであるが, 一般に光電測定用のもののみをポリクロメーターという。凹面回折格子を用いたポリクロメーターは鉄鋼の分光分析などに広く用いられている。位置敏感検出器の発達とともに, 今後これらの検出器を写真乾板の代りに用いた新しいポリクロメーターが普及するものと思われる。

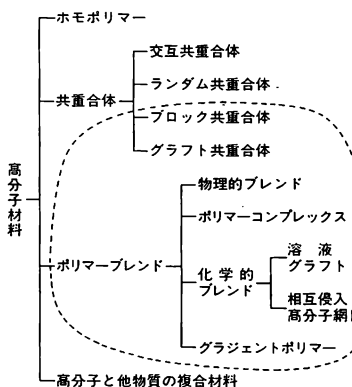
ポリゴン化 [英 polygonization, 独 Polygonisation, 仏 polygonisation, 露 полигонизация] 結晶に比較的小さな塑性ひずみを与えた後に焼なますと, 個々の結晶粒がわずかに結晶方位の異なる微小部分に細分化される。これをポリゴン化という。単結晶について X 線ラウエ写真を撮ると, ひずみによって伸びた個々のラウエ斑点が, 焼なまし後は, ポリゴン化によって多数の微小斑点に分割する。この現象は, 塑性ひずみによって導入された乱雑に分布する多量の転位が, 焼なましによってエネルギーの低い状態に再配列を起し, 結晶粒内で多数の亜粒界を形成することによって生じる。図に, 単結晶の曲げ変形に対する焼なまし前後の転位構造を模式的に示す。



ポリソーム [英仏 polysome, 独 Polysom, 露 полисома] \Rightarrow タンパク質

ポリタイプ [英 polytype, 独 Polytypie] \Rightarrow 多形

ポリマーアロイ [英 polymer alloy] 高分子材料には同一単量体が重合したホモポリマー, 2 種類以上の単量体が重合した共重合体, 異なる高分子どうしを物理的・化学的方法で混合したポリマーブレンドなどがある (図参



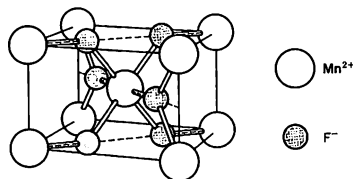
照)。ポリマーアロイは, このうち, ミクロに見て高分子を 2 種類以上含んだ多成分系を意味し, 図中の点線範囲が該当する。たとえば, ブロック共重合体やグラフト共重合体は 1 つの分子鎖中に異なる高分子鎖が共有結合で組み込まれており, 物理的ブレンドは異なる高分子どうしを熔融状態で混合したり共通溶媒からキャストして得られる。最も簡単な物理的ブレンドの場合でも, 異なる高分子鎖どうしはその高分子性のために混合エントロピーの寄与が少なく, 熔融状態でも互いに溶けあわずに相分離している例が多い (\Rightarrow 相溶性)。この点で金属の合金とは異なり, ポリマ

ーアロイという用語自身に対しては異論が多かった。しかし、最近いくつかのポリマーブレンド系では、温度や圧力により相溶状態、相分離状態を可逆的に示す相図をもつことが明らかになってきただけでなく、高分子の特徴をもつ核生成・成長およびスピノーダル分解による相分離が実際に観察されるようになった(⇒スピノーダル分解)。しかし、高分子の場合は、結晶状態、無定形状態を容易にとるので、アロイといっても金属の合金とは異なりかなり複雑な状況となる。ポリマーアロイの相図は混合する高分子の分子量や分子量分布によって移動するが、図に示した多くの系はその作成過程でこのような相図がからんだ現象が起きていると考えられている。また、非相溶系で当初から相分離していたとしても、高分子の状態の多様性(結晶性・非晶性など)、橋かけなどの反応のしやすさなどを利用して、その組合せが有用な性質を示すことが多く、耐衝撃性プラスチック、熱可塑性ゴムなどポリマーアロイの適用範囲は拡張しつつある。

ポールリング Pauling, Linus 1901.2.28—

アメリカの化学者。オレゴン州ポートランドに生れる。オレゴン州立大学、カリフォルニア工科大学に学ぶ。1925年 結晶のX線回折の研究によって博士号を得た後、1926～27年ヨーロッパに赴き A. Sommerfeld, E. Schrödingerらの下で量子力学を修得した。1927年カリフォルニア工科大学助教授に任ぜられ、1929年 准教授、1931年 正教授となり35年間同大学に勤務した。1931～33年には「化学結合の本性」と題した数編の論文を発表し、1939年に同じ題目の単行書を刊行した。この書物によって量子力学の化学に対する応用の大道が開かれ、また彼の考えだした新概念「共鳴」は化学者間に浸透した。なお E. B. Wilson との共著で量子力学の化学者に対する入門書を書いた。彼の実験的研究はX線回折に始まったが、1932年以降 L. O. Brockway らとともに行った電子線回折による気体分子の構造決定に発展した。彼はさらに分子構造論の考察を生体の複雑な分子に適用した。1940年 免疫抗体の生成と構造を探究し、1950年以降の研究はタンパク質の構造やヘモグロビン分子の構造などに関するものが多い。このほか、彼は人類の存続のために核兵器の排除を強く主張している。1954年ノーベル化学賞、1963年ノーベル平和賞を受けた。ほか、多くの学術賞、名誉博士号を与えられた20世紀における化学界の巨人である。[主著] *Introduction to Quantum Mechanics* (E. B. Wilson と共著)、1935; *The Nature of the Chemical Bond*, 1939; *No More War*, 1958。

ポールリングの原理 [英 Pauling principle, 独 Pauling-Prinzip, 仏 principe de Pauling, 露 принцип Паулинга] イオン結晶では、イオン間に働く静電的な力(クーロン力)が凝集力の起源として重要な寄与をもっている。したがって、結晶ではこのクーロン力を最も有効に利用できるように正および負イオンが並ぶことになる。そのためイオン結晶の結晶構造には次のような一般の規則が見いだされる。すなわち、1つのイオンから出た静電的な電気力線はすべてその隣接する異符号のイオンに入ることである。これをポールリングの原理という。具体的には、1つのイオンは必ず異符号のイオンに取囲まれており、おのおののイオンのまわりの配位数はイオンの価数とつじつまがあうようになっている。例として MnF_2 の結晶構造を図に示す。ここで、 Mn^{2+} イオンは6個の F^- イオンに、 F^-



イオンは3個の Mn^{2+} イオンに取囲まれている。 Mn^{2+} イオンから隣接する6個の F^- イオンに電気力線を引けば、1本の電気力線は $+e/3$ の電荷から $-e/3$ の電荷に向かうものと解釈できる。実際そうした電気力線が F^- イオンに3本入っており、 F^- イオンが全部で $-e$ の電荷をもつこととつじつまがあう。同じ AB_2 結晶でも MnF_2 型と異なる結晶構造をとることがあるが、それはイオンの殻どうしの反発力によるものである。したがって、どの結晶構造が安定であるかを判断するには、ポールリングの原理のほかに、正および負イオンのイオン半径の比を考慮しなければならない。

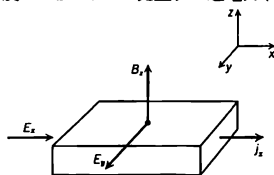
ホール Hall, Edwin Herbert 1855.11.7—1938.11.20 アメリカの物理学者。メイン州の出身。1895年ハーバード大学の物理学教授となる。電流の流れている板に垂直な磁場をかけると電流と磁場の両者に垂直な方向に電場が発生する現象(ホール効果)を発見した(1879～80年)。

ホール移動度 [英 Hall mobility, 独 Hall-Beweglichkeit, 仏 mobilité de Hall, 露 подвижность Холла] 半導体や金属の電気伝導率 σ とホール定数 R の積 $\mu_H = \sigma R$ をいう。ホール定数を用いず、電気伝導率だけから定義されるドリフト移動度 μ_D との比 $r = \mu_H / \mu_D$ は、キャリアの統計的性質や散乱機構によって異なる。金属では $r=1$ 、半導体では、格子散乱によるとき $r=3\pi/8=1.18$ 、イオン化不純物散乱によるとき $r=315\pi/512=1.93$ となる。

ホール角 [英 Hall angle, 独 Hall-Winkel, 仏 angle de Hall, 露 угол Холла] ホール効果において、磁場によるローレンツ力のためキャリアの軌道が曲げられる割合を表す角。電流方向の電場を E_x 、ホール電場を E_y とするとホール角 ϕ は $\tan \phi = E_y / E_x$ で与えられる。自由電子モデルでは、磁場が弱いときは $\phi = \omega_c \tau$ の関係があり、ホール角は、サイクロトロン振動数 ω_c で磁場のまわりに回転運動をするキャリアが、散乱と衝突するまでの平均自由時間 τ の間に描く円軌道の中心角を表す。強磁場の極限では、ホール角は 90° となる。

ホール係数 [英 Hall coefficient, 独 Hall-Koeffizient] ⇒ ホール効果

ホール効果 [英 Hall effect, 独 Hall-Effekt, 仏 effet Hall, 露 эффект Холла] 金属や半導体に電流が流れているとき、電流に直角に磁場をかけると、両者に直角な方向に起電力が生ずる現象。1879年、E. H. Hall が金属の針金でこの効果を初めて発見した。図のように電流密度 j_x と磁束密度 B_z をとると、発生する起電力(ホール電場)



E_y は, j_x と B_z に比例し, ホール定数 $R = E_y / (j_x B_z)$ は, 試料の特性や温度によって決る. ホール効果は x 方向の電流と z 方向の磁場から生ずるローレンツ力がキャリアーの運動方向を曲げようとするために起る. キャリアーの濃度を n , 電荷を e とすると, 自由電子模型では $R = 1/(ne)$ となる. Na, K のような単純金属や n 型半導体ではこのモデルが成り立ち, キャリアーは負の電荷をもった伝導電子なので, R は負となり, 起電力は図で $-y$ の方向に発生する. Be, Cd のような多価金属や p 型半導体では, 正孔がキャリアーとなっていて R は正となる. このような関係があるので, ホール定数の測定は, キャリアーの種類と濃度を定める最も簡単な手段である. J. J. Thomson によって電子の存在が確立される (1897 年) 以前に, ホール効果が金属内の電流は負に帯電した粒子によって運ばれることを証明したことの歴史的意義は大きい. 電子と正孔が共存するときや複雑な電子構造をもつ金属においては, ホール電場は, 温度, 磁場の強さ, 結晶学的方位などとともに複雑な変化を示し, 符号を変えることもある. これは, フェルミ面に関する情報獲得の有力な手段として利用されている. 磁性体では, 局在した磁気エネルギーが存在するので, 印加した磁場のほかに, 磁化 M によるローレンツ力がキャリアーに働いて異常ホール効果を生ずる. この場合 $E_y/j_x = R_0 B_z + R_1 M_z = R_0 \mu_0 H_z + R_1 M_z$ (μ_0 は真空の透磁率, H_z は磁場の z 成分, $R_1 = R_0 + R_s$) の関係がある. R_0 は正常ホール定数とよばれ, 非磁性体のものとあまり変わらない. R_1 または R_s は異常ホール定数とよばれ, 温度によって磁気的性質とともに著しく変化する. 強磁性を示す Ni で $R_0 = -5 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{C}^{-1}$, $R_1 = -60 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{C}^{-1}$, 室温で常磁性の希土類金属 Dy で $R_0 = -10 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{C}^{-1}$, $R_1 = -200 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{C}^{-1}$ の程度である. 最近, 半導体と酸化物の界面にできる反転層におけるように二次元的に束縛された電子の集団に, 低温で運動面に垂直に強い磁場をかけてホール効果を観測すると, アンダーソン局在のため, 電子濃度あるいは磁場の関数としてホール抵抗 E_y/j_x (j_x は二次元の電流密度) が離散的な値 $h/(e^2 N)$ (h はプランクの定数, e は電子の電荷, N は自然数) をとる現象が見いだされている. この現象は量子ホール効果とよばれ, 離散的な抵抗値は装置や物質の定数によらないので微細構造定数の精密測定に利用されている.

ホルシュタイン-プリマコフの方法 [英 Holstein-Primakoff method, 独 Holstein-Primakoff-Methode, 仏 méthode de Holstein-Primakoff, 露 метод Гольштейна-ПРИМАКОВ] 強磁性体や反強磁性体のハイズンベルク模型を扱う方法で, T. Holstein と H. Primakoff によって 1940 年に提案されたものである. この方法は, スピンの基底状態が正確に(たとえば強磁性体), またはかなり正確に(たとえば反強磁性体)わかっている場合に, 励起状態を計算するものである. 強磁性体の場合を例にとると, 基底状態では, すべてのスピンの(その量子数を S とする) z 方向を向いている. このときはスピンの z 成分の S からのずれ ΔS^z は 0 である. 格子点 i において ΔS^z を 1 だけつくったり消したりする演算子をボース統計に従う生成演算子 a_i^* および消滅演算子 a_i とする. すると格子点 i のスピン演算子 S_i は次のように置換えられる.

$$\begin{aligned} S_i^+ &= S_i^+ + iS_i^z = \sqrt{2S} f_{a_i} \\ S_i^- &= S_i^- - iS_i^z = \sqrt{2S} a_i^* f_i \\ S_i^z &= S - a_i^* a_i \end{aligned}$$

$$f_i = \left(1 - \frac{a_i^* a_i}{2S}\right)^{1/2} = 1 - \frac{a_i^* a_i}{4S} - \frac{a_i^* a_i a_i^* a_i}{32S^2} - \dots$$

$$[a_i, a_j^*] = \delta_{ij}, \quad [a_i, a_j] = [a_i^*, a_j^*] = 0$$

これを強磁性体のハイズンベルク模型のハミルトニアン H に適用してみる. 演算子の四次以上の項を省略し, a_i, a_i^* をフーリエ変換したものを a_k, a_k^* で表すと

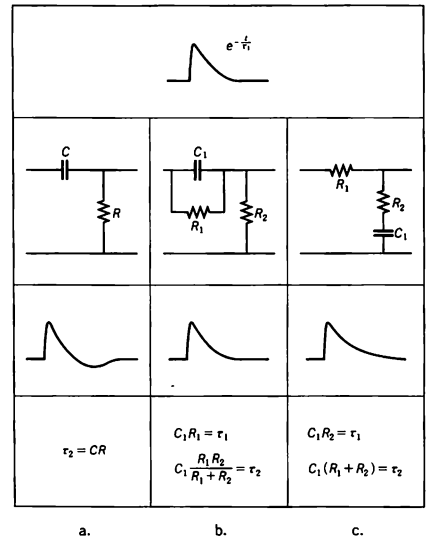
$$H = -zJS^2N + \sum_k \epsilon_k a_k^* a_k$$

$$\epsilon_k = 2zJS(1 - \gamma_k)$$

$$\gamma_k = z^{-1} \sum_{\rho} e^{ik \cdot \rho}$$

と書ける. J は交換積分, N はスピンの総数, ρ は最隣接格子点へ向かうベクトルで, z はその数である. H の第一項は基底状態のエネルギー, $a_k^* a_k$ は波数ベクトル k をもつマグノン(スピン波)の数で, そのエネルギーは ϵ_k である. 省略した演算子の四次以上の項は, マグノンどうしの散乱を表し, 低温では省略してよい場合が多い. 反強磁性体の場合には, 各副格子についてボース演算子を区別して用いる.

ポールゼロ補償 [英 pole-zero cancellation] バルス信号が増幅, 波形整形などのため CR 結合回路を通ると望ましくないアンダーシュートを生じ(図 a), 増幅器の過負



荷時に回復時間が増大する. これを除く方法のひとつがポールゼロ補償である. 入力信号が時定数 τ_1 の減衰波形のとき, 時定数 $\tau_2 = CR$ の微分回路を通ると, ラプラス変換で波形を表すと

$$V_0 \frac{1}{P + \left(\frac{1}{\tau_1}\right)} \cdot \frac{P}{1 + \left(\frac{1}{\tau_2}\right)}$$

となり単純な指数減衰でなくなりアンダーシュートを生ずる. そこでこれを図 b の回路で置換えると

$$V_0 \frac{1}{P + \left(\frac{1}{\tau_1}\right)} \cdot \frac{P + \left(\frac{1}{\tau_1}\right)}{1 + \left(\frac{1}{\tau_2}\right)} = \frac{V_0}{P + \left(\frac{1}{\tau_2}\right)}$$

となり極と零点が相殺され単純な指数減衰波形となり、また任意の減衰時間のパルスに整形することができ、パルス幅を長くしたい場合は図cの回路を使用する。

ホール素子 [英 Hall generator, 独 Hall-Generator, 仏 générateur à effet Hall, 露 генератор Холла] 半導体内の電流の流れの方向と直角に磁場がある場合、ホール効果により電流および磁場と直角方向に電流と磁場に比例する起電力を生じる現象をもつ素子で、磁場測定、アナログ計算器などに利用される。素子の材料としてはGe, Si, In, Sb, InAsなどが用いられる。これらの素子は性能の温度依存性は大きい、ガリウムと素エビタキシャルホール素子は温度依存性は小さく、素子の電力出力を決定するホール係数(=出力/電流・磁場)も大きい利点がある。

ホルター Gorter, Cornelius Jacobus 1907.8.14—1980.3.30 オランダの物理学者。ユトレヒトの生れ。ライデン大学でW. J. de Haas と P. Ehrenfest の下に学び、1932年「塩類の常磁性の性質」で博士号を取得。引続き、ハーレムのテイラー財団で5年過ごした後、フローニンゲン大学講師を経て1940年アムステルダム大学教授となる。1946年ライデン大学教授となり、1973年に病をえて引退するまでカマリング・オネス研究所長を務めた。彼の研究は、主に低温磁性、特に常磁性緩和に関するものであるが、断熱消磁、超伝導、液体ヘリウム4の超流動にも及ぶ幅広い分野にわたり、理論・実験物理学両面で重要な業績を残している。1933年、当時 Ehrenfest が考えていた二次相転移の概念を初めて超伝導転移に適用し、臨界磁場の熱力学的公式を導いた。この計算は、2、3ヵ月後に発見されたマイスナー効果を前提としたもので、マイスナー効果とNature誌に発表し、引続き H. Casimir とともに秩序パラメーターの概念を導入して、超伝導状態の熱力学的性質を二流体モデルを用いて論じている(1934年)。1930年代半ばからは常磁性緩和の研究を始めていたが、その成果は、第二次世界大戦末期の苦しい時代に書かれた名著、*Paramagnetic Relaxation* にまとめられている。また常磁性緩和の研究に関連して、早くから核磁気共鳴の検出を試みたが、核スピンの緩和時間が非常に長い試料(LiCl, KF)を用いたため、成功を見ずに終わっている。1937年にはアメリカを訪れて、当時分子線で核磁気モーメントを決定する研究を行っていた I. I. Rabi に共鳴法の利用を提案し、2年後の成功を生むきっかけをつかった。Gorter の先駆的な仕事は、戦後 E. Purcell や F. Bloch らに引継がれて実を結んでいる。このほか断熱消磁の提案(1935年)、超流動ヘリウム4の熱伝導の実験の解析より超流動・常流動成分間の相互摩擦を導入したホルター・メリンク方程式の導出(1949年)、 $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ における反強磁性共鳴の初めての観測など広い分野にわたって先駆的な業績をあげている。[主著] *Paramagnetic Relaxation*, 1947。

ボルタ Volta, Alessandro Giuseppe Antonio Anastasio 1745.2.18—1827.3.5 イタリアの物理学者。コモの生れ。初め文学方面に関心をもっていたが、やがて化学や電気現象に興味を向け、コモの王立学院を卒業してその物理学教授となった(1764年)。その後しばらくスイスにいったが、1779年パヴィア大学教授に迎えられた。初期には気体の研究、「沼気」の研究、ユーディオメーターの製作などがあるが、1769年に「電気火の引力について」という論文を書きライデン瓶の機能を明らかにし、次いで静電誘導を用

いた「電気盆」を考案(1775年)、さらに蓄電器「コンデンサトール」の製作(1782年)や微量の電気を検出する検電器の創製(1782年)など、電気学の研究を進め、優れた業績をあげて世に知られるようになった。1791年にはロンドン王立協会の外国会員に推されている。

1791年 L. Galvani が有名な「カエルの脚の実験」の報告を提出すると、Volta は直ちにこの問題に取り組んだ。彼はこの現象を、動物電気すなわち生命現象の一端としてよりも、むしろ物質的なものに起源を発するものと考え、少なくとも電流が神経だけを通過すれば、それと結びつく筋肉のけいれんが生じることを確かめて、筋肉=ライデン瓶説を批判し、異種金属の接触という点に関心を向けた。2種の金属を接触させると舌に特有の感覚を生ずるという Sulzer の実験をもこの線で解釈し、1792年 異種金属の接触による電流の発生機構を考察した。動物電気説との論争はしばらく続いたが、Volta は金属の電位差(電気化学系列)をつくり(1794年)、次いで接触電圧の概念に到達(1796年)、1800年には「ボルタの電堆」を考案して、初めて「持続する電気の流れ」を得た。これは電池の発明の発端といえるもので、単に動物電気説への決別というだけでなく、定常的な電流を対象とする電気学の時代の開幕を示すものであった。

1815年以降パドバ大学教授を兼ね、晩年は伯爵、元老院議員となり、栄誉のうちに生涯を終った。ロンドン王立協会のコプリ・メダル、フランス政府からはレジオン・ド・ヌール章のクロアを受けている。

ボルダ Borda, Jean-Charles 1733.5.4—1799.2.19 フランスの物理学者、数学者。ランド県ダクスの名門の出身。同地で教育を受けた後、ラ・フレッシュのイエズス会の学校とメジールの工兵学校で学んだ。海軍に入り大佐まで昇進したが、1782年 小艦隊を率いて西インド諸島に出撃した際イギリス軍に捕えられ、以後、健康を害した。アカデミー・デ・シアンスのメンバー(1756年)と、経度局の要員(1795年)に選出された。終生ついに結婚せず、パリで死去した。彼が最も深く研究したのは流体力学である。特に流体抵抗の問題では、船舶・銃砲・ボールなどの諸例について研究し、抵抗力が相対速度の二乗に比例する場合もあることを示した。ボルダの吹出し口は、彼が理論と実験の両面から研究したもの(1766年)で、いわゆるくびれの係数は、この場合、理論的に考えられる最小値0.5になる。実験とくに計測技術の上での貢献としては、振り子の周期の測定に有用な合致の方法、針金と金属球とで構成されている、1つの剛体による実体振り子(物理振り子)と同等の振動をする振り子(ボルダの振り子)、腕の長さが完全に等しくない天秤を使うときダミー分銅を用いて誤差を消去する方法の考案(ボルダの秤量法)があげられるが、そのほかに彼が考案し、E. Lenoir が製作・改良した反復式の測地および天測用反照測角儀(1777年ころ完成)は、1792—98年に用いられた J. B. J. Delambre と P. F. A. Méchain による大測量に活用され、地球子午線長を決定しメートルという単位を基礎を築く一助となった。このメートル法制定事業において、Borda は P. S. de Laplace らとともに長く推進役を務め、秒振り子実験を担当した。また、彼が用いた運動エネルギー(当時は活力 vis viva とよばれた)の保存という考えは、N. L. S. Carnot の父 L. N. M. Carnot の機械学、ひいては子 Carnot の熱理論に、なにがしかの影響を与えたといわれる。

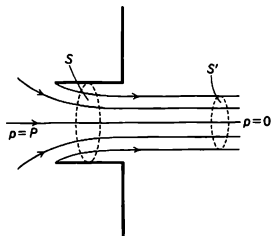
ホルタ Porta, Giambattista della 1535.11.15—1615.

2.4 イタリアの自然学者。主にナポリで活動した。修学期のことは定かでない。いくつかのアカデミーと関係し、1580年よりやや早い時期にアカデミア・デイ・セグレティを設立したといわれる。このアカデミーでは、自然の秘密についての討議や研究を行ったが、宗教上では異端視されたらしい。彼自身は多才なルネッサンス人のひとりであり、魔術、奇蹟、暗号、観相、天文、植物、農事などを考究・編述した。物理学上で重要なのは、光の屈折の研究で、凹レンズと凸レンズの組合せについてさまざまな実験をしている。ただし望遠鏡の発明者とはよびがたい。[主著] *Magiae naturalis* (1558年の4巻本、1589年の10巻本)。なお未刊の *De telescopiis* および *Taumatologia* の2書は手稿の形で保管・研究され、一部分は刊行された。

ボルタ効果 [英 *Volta effect*, 独 *Volta-Effekt*, 仏 *effet de Volta*, 露 *эффект Вольты*] 絶縁した金属を接触させて引き離すと、互いに反対符号に帯電する。これをボルタ効果という。1797年、A. Volta が発見した(⇒接触電気, 接触電位差)。

ボルタ電池 [英 *voltaic cell*, 独 *Voltasche Kette*, 仏 *élément voltaïque*, 露 *гальванический элемент*] 1800年に A. Volta が発表したボルタの電堆を改良したもので希硫酸を電解液とし、その中に銅と亜鉛の電極を入れた一次電池である。亜鉛電極(陰極)では $\text{Zn} = \text{Zn}^{2+} + 2\text{e}^-$, 銅電極(陽極)では $2\text{e}^- + 2\text{H}^+ = \text{H}_2$ の変化が起り、電子が外部導体の中を亜鉛から銅の方に流れる。起電力は約1.1Vである。陽極付近で発生した水素ガスの泡は銅板を覆って、希硫酸との接触を妨げ、また H^+ イオンは負に帯電した亜鉛板の方へも移動するので、電流を流しているうちに起電力が下がり実用にならない。これを改良したのがダニエル電池で、両電極の間を素焼の隔壁で仕切り、亜鉛電極側には希硫酸電解液を、銅電極側には硫酸銅飽和液を入れたもので、亜鉛電極側の反応 $\text{Zn}^{2+} + \text{H}_2\text{SO}_4 \rightarrow \text{ZnSO}_4 + 2\text{H}^+$ によって発生した H^+ イオンが隔壁を通り、 $2\text{H}^+ + \text{CuSO}_4 \rightarrow \text{H}_2\text{SO}_4 + \text{Cu}^{2+}$ の反応によりできた Cu^{2+} イオンが銅電極に付着して正電気を与える。この電池は可逆電池で充電が可能である。

ボルダの吹出し口 [英 *Borda's mouthpiece*, 独 *Borda-Mündung*, 仏 *embouchoire de Borda*, 露 *насадка Борда*] 容器内部に差込んだ短い管を吹出し口にしたもので、吹出し口の断面積を S , 流出後の液体の断面積を S' とするとき、くびれの係数 $k = S'/S$ が理論的に考えられる最小の値(1/2)をもつもの。J.-C. Borda(1766年)が理論的に求め実証したので、この名前が付いている。図のように密度 ρ の流体が静止しているとみなせる容器内の圧力を P , 外圧を 0, 流出速度を q とすれば、運動量の保存則から $PS \leq \rho q^2 S'$, ベルヌーイの定理から $P = (1/2)\rho q^2$ が得



られ、これから $k \geq 1/2$ が得られる。

ボルダの振り子 [英 *Borda's pendulum*, 独 *Borda-Pendel*, 仏 *pendule de Borda*, 露 *маятник Борда*] 1790年 J. C. Borda が考案した実体振り子で、金属球を金属線でするし、頭部にナイフエッジ K をつけて、かたい台の上で振動させるもの(図参照)。回転軸 K のまわりのエッジまで含む振り子の慣性モーメントを I , K と振り子の重心の間の距離を h , 振り子の質量を M , 重力加速度を g とすれば、周期 T は

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{Mgh} \left(1 + \frac{\theta_0^2}{16}\right)}$$

で与えられる。ただし θ_0 は振り子の半振幅に相当する角(ラジアン)である。 T を精密に測ってその地点の重力加速度を求めるのに利用された。

ボルタの法則 [英 *Volta law*, 独 *Volta-Gesetz*, 仏 *loi de Volta*, 露 *закон Вольты*] A, B, C の3種の金属があり、A-B 間の接触電位差($V_A - V_B$) = V_{AB} , 同じく($V_B - V_C$) = V_{BC} , ($V_A - V_C$) = V_{AC} とすると

$$V_{AC} = V_{AB} + V_{BC}$$

が成り立つ。これをボルタの法則といい、1700年代の終りに A. Volta によって発見されたのにちなんでこうよばれる。Volta はこの原理を使って亜鉛板と銅板を交互におき、その間にぬらした布をはさんでボルタ電池をつくった。

ボルタンメトリー [英 *voltammetry*, 独 *Voltammetrie*, 仏 *voltammétrie*, 露 *гальванометрия*] 指示電極を用いて電気分解を行い、電解電圧と電解電流の両方の情報に基づいて、定性分析、定量分析を行うような電気分析の一分野は総称してボルタンメトリーとよばれ、ポーログラフィー、アンペロメトリー、クロノポテンシオメトリーなどが含まれる(⇒定性分析, 定量分析)。電極電位を一定に保持したままで電解電流の時間による変化、あるいは化学的操作に伴う変化を観測する方法と、逆に電解電流を一定とし、電極電位の変化を見る方法、さらに両方ともに変化するような条件下で両者の関係を観測する方法(たとえばポーログラフィー)などがあり、溶液内の研究において重要な手法である(⇒ポーログラフィー)。

ボルツマン Boltzmann, Ludwig Eduard 1844.2.20—1906.9.5 オーストリアの物理学者。ウィーンに生れる。1867年ウィーン大学で学位を取得、2年間 J. Stefan の助手を務めた後、グラーツ大学の数理物理学教授となる。その後ミュンヘン、ライプチヒ、ウィーンなどの大学教授を歴任。このうちウィーン大学では1903年から E. Mach の後継者として、自然科学の方法などの哲学的問題についても講義した。彼は音楽を愛し、みずからピアノを弾き、作曲家 A. Bruckner から音楽のレッスンを受けたこともある。1906年神経衰弱のため自殺した。G. Ambrosi の手になる胸像がウィーン市内にあるが、その台には彼の業績を象徴する式 $S = k \log W$ が彫られている(⇒エントロピー)。

彼の業績のうち筆頭にあげられるのは、気体運動論、統計力学の分野におけるものである。1866年に、彼は熱力学第二法則と最小作用の原理との間に直接的な関係をうち立てようと試みたが、2年後の論文では統計的考察を導入

して, J. C. Maxwell が 1859 年に求めた速度分布式を拡張, 外力のある場合について分布式を求めた。このときにボルツマン因子も導入された。どんな速度分布から出発しても最終的にはマクスウェル-ボルツマン分布に到達することの証明をめざした 1872 年の論文では, ボルツマン方程式を定式化し, H 定理($\Rightarrow H$ 定理)によってエントロピー増大に対する解析的証明を与えることに成功したと彼は考えた。しかし 1876 年 J. Loschmidt が可逆パラドックスを, 1896 年に E. Zermelo が再帰パラドックスを提起して Boltzmann の考えを批判した(可逆パラドックス, 再帰パラドックスという名は P. Ehrenfest 夫妻の 1911 年の論文の中で与えられた)。このうち, Loschmidt の批判は, 分子の個々の衝突過程は可逆的であるという前提と, 多くの分子から成る系に対する H 定理が非可逆性を示していることの間の矛盾を指摘するものであった。これに対して Boltzmann は過程の非可逆性を論じるには初期条件を考慮しなければならぬこと, したがってまた Loschmidt がいうように, 非平衡状態から平衡状態に到達した系の質点の速度をすべて逆にしてやれば, エントロピーが減少するような初期条件となることを認めうて, 次のように反論した(1877 年)。「Loschmidt の批判は, とてもありそうにない状態へと導く初期条件が存在することを示すだけで, 圧倒的多数の初期条件がエントロピーの増大をもたらすことを排除するものでない。なぜなら, すべての可能な状態の大多数が平衡状態であるから」。一方, 再帰パラドックスは, 1890 年に H. Poincaré が発表した「全エネルギー一定のままで有限空間中で運動する力学系は, 任意の初期状態にいつかは再び戻る」という定理に基づいて提出されたものである。すなわち Zermelo は, ある時点でエントロピーが増大していても, いつかは再び小さなエントロピーをもつ状態に戻ると主張したのである。これに対して Boltzmann は確率的考察によって反論した。このように彼は, 両者の批判に答える過程で, 熱力学の分子論的解釈において確率的把握が不可避であることを理解していたのである。彼はまた, 1871 年に多原子分子から成る気体の熱平衡を論じる際にエルゴード仮説を導入し, 1877 年にはボルツマンの原理に到達していた。1880 年代には輸送現象についての論文も多数発表している。

著作 *Vorlesungen über Gastheorie* (1896~98 年)に集大成されたこれらの研究のほかにも, 放射のエネルギーが絶対温度の四乗に比例するという, Stefan がすでに実験的に得ていた結果を, 1884 年熱力学第二法則とマクスウェルの電磁理論から理論的に導出しているし, 1890 年代にはマクスウェルの電磁理論に関する著作を公刊して大陸にマクスウェル理論を広めるのに寄与している。さらに 1890 年代末には, アトミスティック(原子論)の主唱者として, Mach らの反原子論者あるいはエネルギーテーク(エネルギー論)を主張する W. Ostwald らとの間に, 力学的自然観をめぐる激烈な論争を戦わせた。[主著] *Vorlesungen über Maxwells Theorie der Elektrizität und des Lichtes* (全 2 巻), 1891~93; *Vorlesungen über die Prinzipien der Mechanik* (全 3 巻), 1897~1920; *Vorlesungen über Gastheorie* (全 2 巻), 1896~98; *Populäre Schriften*, 1905; *Wissenschaftliche Abhandlungen* (全 3 巻), 1909。

ボルツマン因子 [英 Boltzmann factor, 独 Boltzmann-Faktor, 仏 facteur de Boltzmann, 露 больцмановский фактор] 熱平衡の統計力学によれば, 系がエネルギー

E の状態に存在する確率は, $\exp(-E/kT)$ に比例する。ただし, k はボルツマン定数。一般に, この $\exp(-E/kT)$ の形の因子をボルツマン因子という。

ボルツマン定数 [英 Boltzmann constant, 独 Boltzmann-Konstante, 仏 constante de Boltzmann, 露 постоянная Больцмана] 気体定数(理想気体 1 mol が従う状態方程式 $PV=RT$ における定数 R)をアボガドロ数で割ったもので, k と書く。 $k=1.380658 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ 。統計力学の論理構造としては, 巨視的な系が内部エネルギー E をもって熱平衡にあるとき, ボルツマンの原理

$$S = k \ln \Omega$$

によって, 系の状態密度 Ω とエントロピー S とを結び付けている定数 k , というのがボルツマン定数の基本的な定義である。系が絶対温度 T の熱平衡にあるとき, エネルギー E の状態に系が見いだされる確率はボルツマン因子 $\exp(-E/kT)$ に比例する。これを k の基本的な定義と見てもよい。 k はエネルギーと温度の換算因子であることがわかる。

ボルツマン統計 [英 Boltzmann statistics, 独 Boltzmann-Statistik, 仏 statistique de Boltzmann, 露 статистика Больцмана] 一般的には, 古典統計力学をボルツマン統計という。すなわち N 個の同種粒子から成る力学系について, エネルギー H が, E と $E+\Delta E$ の間にあるような力学状態に対応する位相空間の体積を $N!$ で割ったものを $\Omega(E) \cdot \Delta E$ と書くとき, エントロピーがボルツマンの原理によって, $S = k \ln(\Omega(E) \cdot \Delta E)$ で与えられる場合の統計力学のことである。ただし, k はボルツマン定数。なお, 古典力学では, この $N!$ の必然性はわからず, パラドックスであった。相互作用が無視できる場合の統計力学は, 一体分布関数 $f(p, r)$ を与えさえすれば, すべての情報を引出すことができるが, 熱平衡状態では, $f(p, r)$ がマクスウェル速度分布則で与えられるとするのがボルツマン統計ということになる。

ボルツマンの原理 [英 Boltzmann principle, 独 Boltzmann-Prinzip, 仏 principe de Boltzmann, 露 принцип Больцмана] ボルツマンの原理は系の力学構造と熱力学との間の橋渡しをするものである。閉じた系のエネルギーの値が E と $E+\Delta E$ の間にある独立なエネルギー固有状態(量子状態)の数を $\Omega(E) \cdot \Delta E$ とするとき, エントロピー $S = S(E)$ が

$$S = k \ln(\Omega(E) \cdot \Delta E)$$

で与えられるというのがボルツマンの原理である。ここで k はボルツマン定数である。エントロピーは熱力学でいう示量変数で, 系の粒子数 N に比例して大きくなるので, $\Omega(E)$ は 1 より大きい数 a の N 乗にならなければならない。したがって, ΔE を極端に小さな値にしない限り, 一粒子当りのエントロピー(S/N)は, ΔE の選び方によらない。

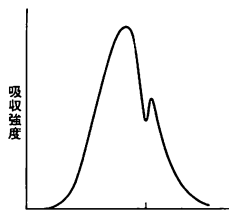
さらに, $W(E) \equiv \int_{E_0}^E \Omega(x) dx \approx$ [エネルギーが E 以下であるようなすべての量子状態の数]を用いても, $S = k \ln W(E)$ となる。ここに, E_0 は系の最低エネルギーである。古典統計力学では, $W(E) \equiv$ [エネルギーが E 以下であるような位相空間の領域の体積]としてやれば上の関係が成り立つと期待される。これでは, 作用のスケールの選び方に依存してしまいそうであるが, 極端に大きかったり小さかったりしなければ, スケールの選び方は $N^{-1} \ln W$ にはきかない。粒子数の異なる状態間のエントロピー差に

記号は VA. 電気回路に実効値が 1V の電圧を加えたとき、実効値が 1A の電流が流れる場合、皮相電力は 1VA である。

ボルドニー・ピーク [英 Bordononi peak, 独 Dämpfungsmaximum von Bordononi, 仏 pic Bordononi, 露 пик Бордонни] 結晶を塑性変形した後、温度の関数として内部摩擦を測定すると、比較的低温に緩和型のピークが見いだされる。このピークは、最初に実験を行ったイタリアの研究者、P.G.Bordononi の名を冠してボルドニー・ピークとよばれる。このピークは、塑性変形によって導入された転位が原因となって生じるもので、A. Seeger は次のような機構を提案している。「パイエルス・ポテンシャルの底に横たわっている転位が応力を受けて移動するとき、全長にわたって一度に山を越えるのではなく、まずキンク対が形成され、続いてこれが両側に広がるという過程を経る。ボルドニー・ピークはこのキンク対の形成と移動による緩和効果である」。この考えかたによると、ボルドニー・ピークの緩和時間、活性化エネルギーは、パイエルス・ポテンシャルに関する情報を与えることになり、この期待のもとに金属結晶の塑性、転位の性質を理解するために内部摩擦測定が広く行われてきている。

ボルト毎メートル [英 volt per meter, 独 Volt pro Meter, 仏 volt par mètre, 露 вольт на метр] 電場の強さの SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一。単位記号は $\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$ または V/m (⇒電磁気量の単位)。

ホールバーニング [英 hole burning, 露 выгорание провалов] 強い単色レーザー光(周波数 ν)の飽和吸収によって、不均一な幅をもつスペクトル線に図のようなくぼ



ホールバーニング効果

み(ホール)が現れる現象。ヘリウム-ネオンレーザーについて W. R. Bennett, Jr. が発見したことからネットホールともよばれる。たとえば、低圧気体状態では、個々の原子あるいは分子の可視領域の見掛けの吸収スペクトルは、ドップラー効果により、それぞれの熱運動速度の(レーザー光の進行方向の)成分に比例した周波数シフトを示すので、気体全体としては、速度成分分布と相似したガウス型のスペクトル線形を示す(⇒スペクトル線の形)。このような場合、単色光はその周波数 ν に対応する特定の速度成分をもつ原子・分子だけによって吸収される。したがって、光が十分強ければ、 ν に対応する原子・分子のみが飽和吸収するので、その部分の吸収強度が減少し、スペクトル線にくぼみを生ずる。このようなくぼみは、ある特定の速度成分の原子・分子のみによるものなので不均一な広がりはなく、その幅は緩和による均一幅に飽和による広がり重なったものとなる。

ホールバーニングにおけるくぼみは、特定の速度の原子(あるいは分子)を選びだして、スペクトル線として観測したものにあたるので、ドップラーフリー分光法のひとつと

して利用される。また、レーザー媒質に生じるホールは、レーザーの多モード化に影響を及ぼし、単一モードレーザーにおけるラム・ディップの原因ともなる。

ボルヒェルス類 [英 Borchers class, 独 Borchersche Klasse, 仏 classe de Borchers, 露 класс Боркхерса] 場の理論におけるある種の同値類。すべての n についてワイトマン関数 W_n が弱局所可換である場を弱局所場という(⇒ヨスト点)。あるエルミートな弱局所スカラー場 $\phi(x)$ が巡回的な真空ベクトルをもつとする。もう 1 つの場 $\psi(x)$ があって、 ψ と ϕ が互いに弱局所的であるとは、 ψ と ϕ の任意個の混合積の真空期待値が弱局所可換であることをいう。いま、 ϕ が固有ボアンケ群に関して ϕ と同じ表現 $U(a, A)$ に従って変換し、 ψ と同じ定義域をもつとする。さらに、任意の自然数 n と $0 \leq j \leq n$ なる整数 j に対して、等式

$$\begin{aligned} & (\Psi_0, \phi(x_1) \cdots \phi(x_j) \psi(x) \phi(x_{j+1}) \cdots \phi(x_n) \Psi_0) \\ &= (\Psi_0, \phi(x_n) \cdots \phi(x_{j+1}) \psi(x) \phi(x_j) \cdots \phi(x_1) \Psi_0) \end{aligned}$$

がヨスト点

$$(x_1 - x_2, \dots, x_j - x_{j+1}, x - x_{j+1}, \dots, x_{n-1} - x_n) \in J_n$$

において成り立つとする。このとき、 ϕ と ψ は共通の CPT 演算子もち、したがって、(1) 場 ϕ は弱局所的であり、(2) ϕ と ψ は互いに弱局所的である。さらに、 ϕ と互いに弱局所的な 2 つの場 ψ_1 と ψ_2 はお互いどうしも弱局所的であることがわかる。この意味で、互いに弱局所的であるという性質は推移的である。ただし、上記の ϕ が巡回的な真空ベクトルをもつとは限らない。

このようにして、真空が巡回ベクトルになっている弱局所場 ϕ を含む互いに弱局所的な場の全体を考え、これを ϕ のボルヒェルス類という。同一のボルヒェルス類に属する場はすべて同じ S 行列を与えることが示される。 ϕ と ψ が互いに局所的であれば、すなわち、 $(x-y)^2 > 0$ のとき $[\phi(x), \psi(y)] = 0$ であれば、もちろん弱局所的であるから、上に述べたことはそのまま互いに局所的な場にも当てはまる。たとえば、局所場 $\phi(x)$ のカレント $j(x) = (\square - m^2)\phi(x)$ は ϕ と局所的に可換であり、 ϕ と同じボルヒェルス類に属する局所場となる。ボアンケ群のある特定の表現に従って変換する局所場の全体に制限しても、ボルヒェルス類だけで与えられた S 行列をもつ場の全体を尽くしているわけではない。W. Heisenberg のプログラムに従って 1943 年に登場した S 行列は、観測可能な量のみで素粒子論を構築しようとするものであったが、ボルヒェルス類の発見で、同じ S 行列を内挿する場としてかなり広い範囲のものがあることが明らかになった。

ポールホード [英 仏 polhode, 独 Polhodie, 露 полодня] ⇒ ボアンソーの定理

ボルマン吸収 [英 Borrmann absorption, 独 Borrmann-Absorption, 仏 absorption de Borrmann, 露 поглощение Борманна] X 線が非常に完全な単結晶に入射してブラッグ反射を起こすとき、多重散乱により結晶内に 2 種類のブロッホ波が発生する。各ブロッホ波は透過波とブラッグ反射波から成り立つ。両者の干渉によって、各ブロッホ波は定在波を形成し、その強度は反射格子面に平行な極大と極小をもつ。これら定在波の吸収係数は正常値と大きく異なる。ブロッホ波の一方は、原子位置で振幅の極大をもつので、通常の場合、正常値の約 2 倍、他のブロッホ波の振幅は原子の位置で極小となるので、吸収係数は正常値の 1/10 あるいはそれ以下になる。後者は異常透過現

象を示す。この現象をボルマン吸収という。粒子線についても同様な現象がある(⇒異常透過)。

ボルマン線 [英 Borrmann line, 独 Borrmann-Linie, 仏 ligne de Borrmann, 露 линия Боррманна] ⇒ コッセル線

ホルマント [英仏 formant, 独 Formant, 露 формант] 音声波形, 特に定常的な母音音声の場合には, そのスペクトル上で特定の周波数範囲にエネルギーが集中して観察される。これをホルマントといい, その範囲の中央値的な振幅最大の周波数をホルマント周波数とよぶ。これは, 声帯によって生じた声帯波が, 声道の共鳴によって, 特定の周波数のエネルギーが増強された結果であって, ホルマント周波数の低いものから順に, 第一ホルマント, 第二ホルマント, …という。声帯波の基本周波数の高調波の周波数と声道の共振周波数とが必ずしも一致するとは限らないから, 実際に音声波のスペクトル上で観測されるエネルギーの集中する振幅最大の周波数が厳密には声道の共振周波数と一致しないことが多い。母音の音響的性質として第一〜第三ホルマント周波数の値が, 母音の違いの特徴をかなりよく表すために重要視される。

ホルモン [英仏 hormone, 独 Hormon, 露 гормон] 広い意味では個体内の細胞間情報伝達物質をホルモンという。狭い意味では, 特定の組織器官(一般には内分泌腺)で合成され分泌され, 体液によって体のほかの部位に運ばれて, 特定の組織・器官(標的器官)の活性に特定の変化を与える物質をいう。広い意味でのホルモンである植物ホルモン, 非腺性組織から分泌される傷ホルモン, アセチルコリン, アドレナリンなどの場合には, それらを分泌する特定の器官がない。また, かなり広い範囲の細胞・組織で合成され分泌される場合は, 狭い意味でのホルモンではない。ホルモンを化学的に分類すれば, タンパク質・ペプチド系(インシュリン, グルカゴン, 脳下垂体の諸ホルモン, 視床下部の神経分泌細胞から放出されるホルモン放出因子など), フェノール誘導体(アドレナリン, 甲状腺ホルモン), ステロイド系(男性ホルモン, 女性ホルモン, 副腎皮質ホルモン, 昆虫の前胸腺ホルモン), 炭水素系(昆虫アラタ体の幼若ホルモン), プリン誘導体(ヒト生殖巣刺激ホルモン)などである。タンパク質ホルモンはほとんどが糖タンパクである。これらのホルモンのうち, 疎水性のステロイド系ホルモンはリン脂質膜を容易に通り抜け, 細胞内にあるホルモンレセプター(タンパク質)と結合し, その複合体が染色質と結合して転写の活性化を起し, 新たにタンパク質を合成して細胞機能の変化を引き起す。ペプチド系のホルモンはリン脂質膜を通過らず, 膜に存在するホルモンレセプターと結合して, アデニレートサイクリック AMP を介してホルモン作用を引き起す。

ホール-ワイトマンの定理 [英 Hall-Wightman theorem, 独 Hall-Wightman-Theorem, 仏 théorème de Hall-Wightman, 露 теорема Холла-Уайтмана] 場の量子論におけるワイトマン関数の解析性を知るうえに重要な定理である。 $f(z_1, \dots, z_n)$ が, 管状領域 $T_n = \{(z_1, \dots, z_n); z_j = \xi_j + i\eta_j; \eta_j \in V^+\}$ で解析的で, 順次ローレンツ変換 $L^1 = \{A; A \geq 1\}$ に対して不変であるとする。すなわち, $A \in L^0$ ならば

$$f(Az_1, \dots, Az_n) = f(z_1, \dots, z_n)$$

このとき, f は z_j と z_k のローレンツ不変なスカラー積

$(z_j, z_k) = -z_j^0 z_k^0 + z_j^1 z_k^1 + z_j^2 z_k^2 + z_j^3 z_k^3$ ($1 \leq j, k \leq n$) のみの関数で, (z_1, \dots, z_n) が T_n を動いたときスカラー積の動く多様体 M_n 上で解析的である。これをホール-ワイトマンの定理という。ワイトマン関数は超関数であり, ローレンツ不変な超関数には原点のみに台をもつものも含まれるのでこの定理は自明ではない。 $n=1$ のときには, 不変関数 $f(z)$ は $\xi = z^2$ のみの関数となり, その解析域は負の実軸にカットの入った ξ 平面である。 $n=2$ のときには, 独立な変数として $\xi_1 = z_1^2$, $\xi_2 = z_2^2$, $\xi_3 = (z_1 + z_2)^2$ の3つが選べるが, 解析域 M_3 はカットをもつ3枚の面の積にはならないで, その境界は負の実軸にカットの入った ξ_1 面および ξ_2 面と, 次の方程式で定まる2枚の解析的超曲面からなることがわかっている。

$(\text{Im} \xi_1)(\text{Im} \xi_2) > 0$ のとき

$$\xi_3 = \xi_1 + \xi_2 + r + \frac{\xi_1 \xi_2}{r}, \quad 0 < r < \infty$$

$(\text{Im} \xi_1)(\text{Im} \xi_2) < 0$ のとき

$$\xi_3 = \xi_1(1-K) + \xi_2\left(1 - \frac{1}{K}\right), \quad 0 < K < \infty$$

公理論的場の理論における応用としては, 局所可換性の問題, 一般化されたバークの定理などがある。弾性散乱振幅の一般形の決定などはその実際の応用のひとつである。

ボルン Born, Max 1882.12.1-1970.1.5 ドイツ・イギリスの理論物理学者。生地ブレスラウのギムナジウムを経て, ブレスラウ, ハイドェルベルク, チューリヒ, ゲッティンゲンの各大学で, J. Rosanes, A. Hurwitz, F. Klein, D. Hilbert, H. Minkowski に学び, 1907 年弾性論の研究で学位取得。半年間のケンブリッジ遊学後ブレスラウに戻り, 相対論的電子の自己エネルギーの論文が機縁となって, ゲッティンゲンで Minkowski の相対論的研究を手伝う(1908 年)。Minkowski の死後(1909 年), 遺稿を整理出版, 自身もまた相対論における剛体の定義, 相対論的弾性論を論じた(1910-11 年)。T. von Kármán とともに固体比熱に対するアインシュタインの公式からのずれを調べ(1913 年)(その結果は W. H. Nernst により実証), 結晶格子の概念に基づいて結晶物性を統一的に論ずるという構想(1912 年)の下に得られた諸成果を *Dynamik der Kristallgitter* (1915 年)にまとめた。後年(1954 年)の Kun Huang との共著, *Dynamical Theory of Crystal Lattice* はその量子論的拡大版である。1919 年フランクフルト大学の教授となり, 原子線による気体定数の直接測定, 分子の平均自由行程測定の方法を開発。P. J. W. Debye の後任としてゲッティンゲンに移り(1921-33 年), 結晶の熱力学の研究を続けたが, まもなくボーア-ゾンマーフェルト理論の精細な検討を行い(主著, 1925 年), W. Heisenberg の与えた量子論的転移規則が行列の計算規則と同じであることに着目, Heisenberg, P. Jordan と共同して行列力学を建設(1925 年)。波動力学を使って衝突過程を扱い, ボルン近似の方法と波動関数の統計的解釈を与え(1926 年), この業績で 1954 年度ノーベル物理学賞を受賞。分子および化学結合の量子論を展開(1927-32 年)。1933 年ナチス政府の人種政策をケンブリッジに避け, L. Infeld と非線形電磁力学を共同研究(1933-36 年)。エジンバラ大学デイト教授職に就任(C. G. Darwin の後任, 1936-53 年), K. Fuchs, H. S. Green らの協力を得て, 相反性原理に基づく素粒子の波動方程式(1940 年)および質量スペクトル(1949 年), 凝縮系の統計力学(1937-38 年), 結晶格子と X 線

散乱の理論(1942~43年), 液体論(1946~47年)など, 広範活発な研究活動を示した。

1954年ドイツに帰り, パート・ビルモントに定住, ラッセル-アインシュタイン宣言(1955年)の署名者のひとりであり, リンダウ声明, ゲッティング声明(1957年)の主唱者でもあった。[主著] *Die Relativitätstheorie Einsteins und ihre physikalischen Grundlagen*, 初版 1920, 4版 1964 (「アインシュタインの相対性原理」, 1971); *Vorlesungen über Atommechanik* 1, 1925 (「原子力学」, 1935); *Elementare Quantenmechanik* (P. Jordan と共著), 1930; *A General Kinetic Theory of Liquids* (H.S.Green と共著), 1949; *Principles of Optics* (E. Wolf と共著), 初版 1959, 5版 1975 (「光学の原理 I, II, III」, 1974~76); *Ausgewählte Abhandlungen* (全2巻), 1963; *My Life and My Views*, 1968 (「私の物理学と主張」, 1973); *Albert Einstein, Hedwig und Max Born: Briefwechsel 1916-1955, kommentiert von Max Born*, 1969 (「アインシュタイン・ボルン往復書簡集」, 1976)。

ボルン-オッペンハイマー近似 [英 Born-Oppenheimer approximation, 独 Born-Oppenheimer-Näherung, 仏 approximation de Born-Oppenheimer, 露 приближение Борна-Оппенгеймера]

[1] 分子や固体を取扱うときに用いられる近似法で, 1927年に M. Born と J. R. Oppenheimer により発表された。この取扱法を後に Born が再定式化しボルン近似, すなわち, 断熱近似ができた(⇒断熱近似)。厳密な意味ではボルン-オッペンハイマー近似と断熱近似は異なる。しかし, 考えかたおよび取扱法がほとんど同じであるため2つの語は混同して使用されることがある。原子核の質量は電子の質量に比べて非常に大きい。したがって, 電子の運動は原子核の運動に比べて非常に激しく, 原子核がわずかに動く間に電子は大きく動く。このため, 静止している原子核のつくる場のなかで電子の運動を取扱い, その電子のつくる平均の場で原子核の運動を記述してもよい近似となることを期待できる。この考えに基づいて開発された近似法がボルン-オッペンハイマー近似である。詳しくは(⇒断熱近似)。

[2] 原子衝突の分野では, 1928年 J. R. Oppenheimer により, 衝突論におけるボルン近似に電子交換の効果を取り入れる方法が考案された(⇒ボルン近似)。これもボルン-オッペンハイマー近似とよばれる。水素原子に電子を衝突させる場合を例にとって説明する。ボルン近似では, 基底状態の水素原子に電子が衝突し, 水素原子が電子状態 α に遷移する場合の散乱振幅 $f_{\alpha}^B(\theta, \phi)$ は

$$f_{\alpha}^B(\theta, \phi) = -\frac{2m}{4\pi\hbar^2} \iint \exp[-ik_0 \cdot r_1] \Psi_{\alpha}^*(r_2) \times \left(-\frac{e^2}{r_1} + \frac{e^2}{r_{12}} \right) \exp[ik_0 \cdot r_1] \Psi_0(r_2) dv_1 dv_2 \quad (1)$$

で与えられる。ここで, k_0 , k_{α} は入射電子および散乱電子の波数ベクトル, Ψ_0 , Ψ_{α} は水素原子の基底状態および状態 α での波動関数である。ボルン近似では電子交換を考えていない。量子力学では2つの電子, すなわち, 入射電子と水素の原子核に束縛されている電子は区別できない(⇒パウリの原理)。したがって, 系の波動関数は電子の座標 r_1 と r_2 の交換に対し一重項であれば対称, 三重項であれば反対称でなければならない(⇒一重項状態, 三重項状態)。ボルン近似で用いた波動関数はこの条件を満たして

いない。波動関数を対称または反対称化してボルン近似を用いるとボルン-オッペンハイマー近似が得られる。散乱振幅(1)に対するボルン-オッペンハイマー近似の式は

$$f_{\alpha}^B(\theta, \phi) = f_{\alpha 0}^B(\theta, \phi) \pm g_{\alpha 0}(\theta, \phi) \quad (2)$$

$$g_{\alpha 0}(\theta, \phi) = -\frac{2m}{4\pi\hbar^2} \iint \exp[-ik_0 \cdot r_1] \Psi_{\alpha}^*(r_2) \times \left(-\frac{e^2}{r_1} + \frac{e^2}{r_{12}} \right) \Psi_0(r_1) \exp[ik_0 \cdot r_2] dv_1 dv_2 \quad (3)$$

である。式(2)で+は一重項を, -は三重項を示す。入射電子のエネルギーが高いときは電子交換の項(3)は小さい。また, エネルギーが低いときはそもそもボルン近似が成立しないので, ボルン-オッペンハイマー近似もよい結果を与えなくなる。したがって, ボルン-オッペンハイマー近似が有効となるエネルギー領域は非常に狭い。

ボルン-カルマンの境界条件 [英 Born-Kármán boundary condition, 独 Born-Kármán-Randbedingung, 仏 condition aux limites de Born-Kármán, 露 краевое условие Борна-Кармана] ⇒ 周期的境界条件

ボルン近似 [英 Born approximation, 独 Born-Näherung, 仏 approximation de Born, 露 борновское приближение] 量子力学的粒子の衝突・散乱過程において, 散乱や反応を引き起す相互作用の効果が十分弱いときに用いられる近似法であり, 最初 M. Born によってくふうされた。一般に, ボルン近似とは, 相互作用ハミルトニアン^{の強さ}を表すパラメーターについて散乱振幅や遷移確率振幅をべき級数展開して最初の少数項(普通は最低次項)のみをとる近似法をいう。質量 μ の非相対論的粒子が固定ポテンシャル $V(r)$ によって散乱されて運動量は $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}'$ と変わる場合, 散乱振幅(⇒散乱理論)のボルン近似は

$$F(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = -\frac{1}{4\pi} \frac{2\mu}{\hbar^2} \int V(r) e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} / \hbar} d^3r$$

である。 $\mathbf{Q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$ は運動量移行。この近似は通常高エネルギー粒子の散乱に対して用いられるが, 低エネルギー散乱でもポテンシャルが十分弱ければ成立する場合がある。核反応などでは歪形波ボルン近似(DWBA)が用いられている。

ボルン-マイヤー・ポテンシャル [英 Born-Mayer potential, 独 Born-Mayer-Potential, 仏 potentiel de Born-Mayer, 露 потенциал Борна-Майера] イオン・原子衝突におけるポテンシャルのひとつのモデル。1932年, M. Born と L. Mayer によって提案された次式のような指数関数型のポテンシャルをいう。

$$V(r) = A \exp(-r/a)$$

A および a は, それぞれエネルギーおよび長さを表す量

ボルン-マイヤー・ポテンシャル定数

元 素	A[eV]	a[Å]
Al	4513	0.269
Fe	11860	0.279
Cu	13700	0.281
Mo	23115	0.284
Ag	26916	0.286
W	49742	0.289
Pt	51300	0.2892
Au	52828	0.2893
Pb	55290	0.2895
U	68000	0.2897

で、衝突系に応じて決定されるパラメーターである。ポテンシャルが指数関数的に減衰するため、遠隔衝突(たとえば $0.05 \sim 0.2 \text{ nm}$ 程度の領域)での相互作用ポテンシャルとして使われ、相互作用がクーロン・ポテンシャル型となる近接衝突での近似はよくない。同種原子間の衝突に対して用いられる場合が多く、同種原子間衝突に対する A, a の値をいくつか表に示す(A. A. Abrahamson, 1966 年)。

ボレル総和可能 [英 Borel summable, 独 Borel-summierbar, 露 суммируемый по Борелю] 発散級数に意味づけするための総和法のひとつ。たとえば $\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n n! z^n$ は $z \neq 0$ のどんな値に対しても発散するが、 $\int_0^{\infty} \eta^n e^{-\eta} d\eta = n!$ を代入して積分と和の順序を形式的に交換すると

$$\int_0^{\infty} d\eta e^{-\eta} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (n!) z^n = \int_0^{\infty} \frac{e^{-\eta}}{1 + \eta z} d\eta$$

となり、少なくとも $z \geq 0$ ではよく定義された関数になる。さらに z を複素変数とみて複素 z 平面上で実軸の負の部分 $z < 0$ を除く全域 D に解析接続することもできる。このとき $\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n n! z^n$ は D でボレル総和可能といい、得られた関数をボレル和といつて

$$\sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n n! z^n = \int_0^{\infty} \frac{e^{-\eta}}{1 + \eta z} d\eta \quad (B)$$

のように(B)を添えて書く(E. Borel, 1899 年)。パラメーター λ をもつ自己共役演算子 $H = H_0 + \lambda H'$ の固有値問題 $Hu = Eu$ を摂動論で解き固有値 E を形式的なべき級数 $E = E_0 + \lambda E_1 + \dots$ の形に求めると、これは発散することが多い。量子力学的な非調和振動子のハミルトニアン

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m \omega^2 x^2 + \lambda x^4$$

の場合もそうであるが、エネルギー固有値の摂動級数は複素 λ 平面から実軸の負の部分を除いた全域でボレル総和可能であり、ボレル和は $\lambda > 0$ で H の固有値を正しく与える(B. Simon, 1970 年)。一般に、ある $B, \varepsilon > 0$ が存在して $E(\lambda)$ が複素 λ 平面の領域 $|\lambda| < B, |\arg \lambda| < \pi/2 + \varepsilon$ で解析的であり、さらにある $C, \sigma > 0$ が存在し、その領域で

$$E(\lambda) - \sum_{n=0}^N a_n \lambda^n \leq C \sigma^{N+1} \left[\frac{1}{2} (N+1)! \right] |\lambda|^{N+1}$$

が任意の N に対して成り立つなら、 $|\lambda| < B, |\arg \lambda| < \varepsilon$ において $E(\lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \lambda^n$ のボレル和に等しい(ワトソンの定理, G. Watson, 1912 年)。

ポロイダル磁場 [英 poloidal magnetic field, 独 poloidales Magnetfeld, 仏 champ polôidal, 露 полярное поле] \Rightarrow 環状磁場

ホロ陰極放電 [英 hollow cathode discharge, 独 Hohlkatodenentladung, 仏 décharge de cathode creuse, 露 разряд в трубке с полым катодом] グロー放電の一種。2枚の平行平板を対向させた形状、あるいは円筒状の陰極で放電をさせ、陰極前面に生じる負グローが一体となるような構造・配置にすると陰極降下で低減され、陰極面の電流密度が上昇する。その結果冷陰極でありながらあたかも熱陰極のような電流密度が得られ、陰極面のスペクトリングにより陰極材質の原子スペクトルやイオンスペクトルが高輝度で得られる。このことを用いて、紫外から真空紫外領域のスペクトル光源として利用されている。強い励起作用の起っている負グローからの放射が陰極面で囲まれている

構造なので、陰極面からの光電子放出が大きな働きをしているものと考えられる。

ホログラフィー [英 holography, 独 Holographie, 仏 holographie, 露 голография] 波動の干渉性を利用してもとの像を再生する新しい写真法。1948 年 D. Gabor が W. H. Bragg の X 線回折による結晶構造決定(特にフーリエ合成法)の研究をヒントに、当時球面収差の大きかった電子顕微鏡の像改良を目的に考案した。二段階からなり、第一段階では点源から発散する電子線束の中に物体、またこれから十分離れた位置に乾板をおく。物体が大部分透明ならば、乾板上の任意の点には点源から出て物体をそのまま透過する電子線と物体上の散乱点で回折、散乱した電子線が到達し、これら(ド・ブroy波と考える)は互いに干渉して乾板上に一種の干渉パターンが記録される。これをホログラムとよぶ。第二段階では、明暗を反転したホログラムを点光源で照明すると、干渉パターンが一種の回折格子として作用して光の進行方向を変え、その方向はもとの物体によって決めるのでもとの物体像が再生する。これを波面再生という。当時ホログラフィーは斬新な原理で注目されたものの、(1) 大部分透明な物体にしか適用できない、(2) 反転処理など現像処理がやっかいである、(3) 直接像(真の像ともいう)、共役像という2つの像が再生され、一方に注目したとき他方のぼけた像が重なって見える、(4) 当時は干渉性のよい電子線源、光源が得られなかったなどの理由で、その後約10年間大幅な発展がなかった。

1962~1964 年 E. N. Leith, J. Upatnieks は物体をそのまま透過する波動の代りに、物体を通らず直接乾板面に達する参照波とよばれる光波を、乾板面で物体からの散乱、回折波(物体波または信号波という)と干渉させる二光線束法(オフアクシスホログラフィーという)を考案し、また当時ようやく実用可能になった干渉性のよいレーザーを使用して画期的に高質な像再生に成功した。第一段階において、図1に示すような透過物体を考え、これをコヒーレン

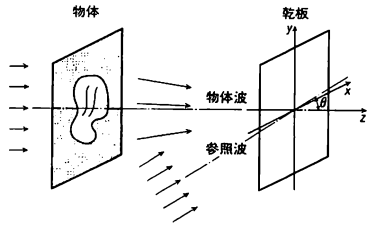


図1

ト光で照明すると乾板面には物体でフレネル回折した物体波が入射する。乾板面におけるこの光の複素振幅は一般に

$$O(x, y) = o(x, y) \exp\{-i\phi(x, y)\}$$

と表される。進行方向が yz 面内であって z 軸と θ をなす平面波を参照波とすれば、乾板面での参照波の複素振幅は

$$R(x, y) = r \exp\left\{-i\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) y \sin \theta\right\}$$

で与えられる。ただし r は定数、 λ は用いた光の波長である。物体波、参照波が干渉性をもつとき、乾板面での光の強度 $I(x, y)$ は

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |O(x, y) + R(x, y)|^2 \\ &= |O(x, y)|^2 + |R(x, y)|^2 + O(x, y) R^*(x, y) \\ &\quad + O^*(x, y) R(x, y) \\ &= [|o(x, y)|^2 + r^2] \end{aligned}$$

$$+2r\phi(x,y)\cos\left[\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)y\sin\theta-\phi(x,y)\right]$$

ここで*は共役複素数を表す記号である。上式の最後の表示の第三項は干渉項とよばれるもので、 x 軸に平行な空間周波数 $\nu=\sin(\theta/\lambda)$ をもつ等間隔干渉縞が搬送波になって、これが物体波の振幅 $o(x,y)$ および位相 $\phi(x,y)$ で変調されてそれぞれ縞のコントラストおよび間隔を変え、物体波の振幅、位相が確かに乾板に記録されることになる。露光時間を適当に選り、現像処理後の乾板、すなわちホログラムの振幅透過率 $T(x,y)$ が $I(x,y)$ に比例するようにする。第二段階として、このホログラムを図2のように、も

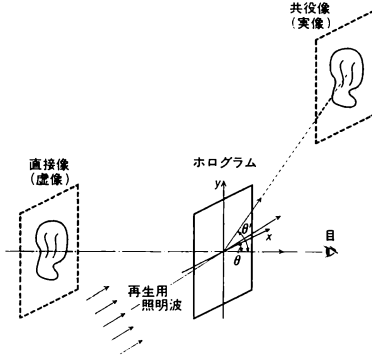


図 2

との参照波と同じ光波で照明する場合を考える。このときホログラムを透過する光の複素振幅は $R(x,y)T(x,y)$ で与えられるので

$$\begin{aligned} R(x,y)T(x,y) &\propto R(x,y)I(x,y) \\ &= r\{[o(x,y)]^2 + r^2\} \exp\left\{-i\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)y\sin\theta\right\} \\ &\quad + r^2 o(x,y) \exp\{-i\phi(x,y)\} \\ &\quad + r^2 o(x,y) \exp\{i\phi(x,y)\} \exp\left\{-i\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)2y\sin\theta\right\} \end{aligned}$$

第一項は z 軸と θ をなす方向に進む、すなわちそのまま直進する光を表し、いままの場合興味がない項である。第二項は比例定数 r^2 を除けばもとの物体波とまったく同じ形があるので、この波面はもとの物体があった位置に虚像を再生する。この像は直接像とよばれる。第三項は角 $\theta' = \sin^{-1}(2\sin\theta)$ の方向へ射出しホログラムの前方に実像を再生する。この場合、再生する複素振幅は物体波と共役な $o(x,y)\exp\{i\phi(x,y)\}$ に比例するので共役像とよばれる。上で述べた第一、二、三項は進行方向が違うので、たとえば図の位置に目をおくと、ほかの方向に進む光に邪魔されず、直接像だけがホログラムを通して虚像として見える。ホログラフィーの過程は、物理的には第一段階が干渉縞の形成過程、第二段階は干渉縞が一種の回折格子として作用し、そのまま透過する光波(0次の回折波)のほかに、照明波の方向と搬送波の空間周波数によって決る方向に回折する2つの光波(± 1 次の回折波)を生ずる過程として説明される。この回折波は物体波で変調されており、直接像、共役像が再生されるのである。図では物体として透過物体を考えたが、レーザーのように干渉性の非常に高い光源を用いると三次元的な反射物体、しかも鏡のような物体だけでなく拡散反射物体を用いてもホログラムの作成、波面再生が可能である。図3は、拡散反射物体を対象としてつくった

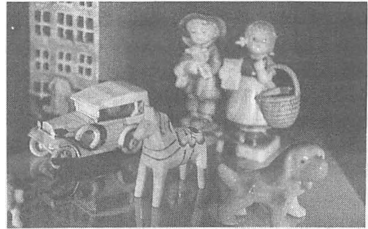
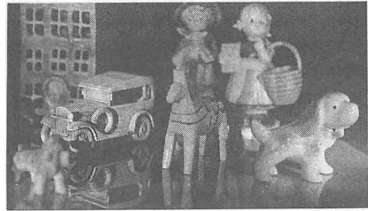


図 3

1枚のホログラムからの再生像を見る位置を変えてとった写真である。像が立体的に再生していることがわかる。ホログラムは用いる波動、記録・再生方式、記録の次元、作成配置の相違によって多くの種類に分けられる。図1でつくられるホログラムは、光波を用いる振幅、透過、平面型のフレネル・ホログラムである。ホログラフィーは情報処理、計測、ディスプレイなどに応用される。大容量のオプティカルメモリーや磁気テープの代りにビニールテープに型押しでつくる Holo Tape とよばれるビデオシステムも考えられたが、これらは実用に至らなかった。計測の例としてはホログラフィー干渉が実用化され、またディスプレイには白色光でも再生可能なリップマン・ホログラム、レインボーホログラム、マルチプレックスホログラムなどが最近多用されている。

ホログラフィー干渉法 [英 holographic interferometry, 独 holographische Interferometrie, 仏 interférométrie holographique, 露 голографическая интерферометрия] ホログラフィーでは波面が複素振幅の形で再生されるので干渉性をもっており、この波面を用いる干渉法をホログラフィー干渉法という。いろいろな測定法が考案されており、図1の配置で物体が微小な変位、変形をする前後で各1回露光を行うものを二重露光法という。物体を取除き、現像処理したホログラムを参照波で再生すれば、変

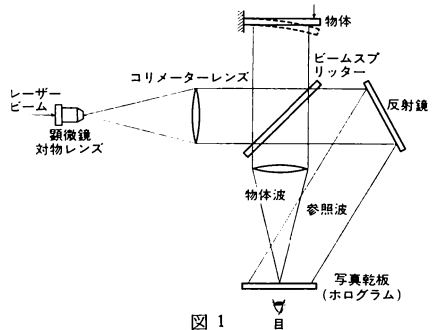


図 1

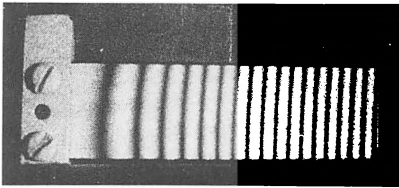


図 2

位，変形前後の物体が同時に再生し，この2つの光波は干渉して物体面上に変位，変形に応じた図2のような干渉縞をつくる。この縞の解析から，物体の変位，変形量を知ることができる。実時間法では，まず図の配置で一度露光し，現像処理したホログラムをもとの乾板があった位置に正確に戻す。今度は物体を取除かないで再生を行うと，再生された物体とレーザーで照明された実物体が同時に見え，これらの光波は干渉し，変位，変形につれて変化する干渉縞が実時間で観測される。このほか，物体の形状の測定に用いる二波長法，振動物体の振動振幅や位相の測定などに用いる時間平均法，ストロボ法などもある。ホログラフィー干渉法は，拡散反射性の実物体にそのまま適用できる，異なる時刻の光波を重ね合わせて干渉させることができる，共通光路干渉計なので安定である。計算機ホログラムを用いれば，実在しない物体からの光波をつくって干渉させられるなどの特徴をもっている。

ホログラフィック回折格子 [英 holographic diffraction grating, 独 holographisches Gitter, 仏 réseau holographique, 露 голографическая дифракционная решётка] 基板上に塗布した感光性樹脂に干渉縞を記録し，現像処理で格子溝を形成するという光学的方法で製作した回折格子。製作にあたっては，レーザー光をビームスプリッターで2光束に分け，それぞれを平行光束または発散光束とし，2方向からボジ型(ネガ型)フォトレジストを塗布した平面または凹面ガラス基板表面に照射すると，フォトレジスト中に干渉縞が記録される。これを現像すると感光(未感光)部分が溶解し，干渉縞の強度分布に応じて正弦波状断面をもつ格子溝が形成される。この表面にアルミニウムなどを蒸着すれば，反射型回折格子となる。これをもとにしてレプリカ回折格子をつくることもできる。レーザー光には，アルゴンイオンレーザーの457.9nm, 488nm, あるいはヘリウム-カドミウムレーザーの441.6nm, 325nmの線がよく用いられる。このようにしてつくられた回折格子では，発散光束をつくる2つの点光源A, B (A, Bが無縁遠にあれば平行光束となる)を焦点とし，直線ABを回転軸とする回転双曲面群と基板表面との交線が溝となるので，平行光束を用いる場合を除けば，溝は一般に等間隔にならない。有効格子定数 d (\Rightarrow 格子定数)はレーザー波長 λ_0 ，基板表面の中心Oへのレーザー光の入射角 γ, δ ($>\gamma$)に依存し， $d=\lambda_0/(\sin\delta-\sin\gamma)$ で与えられる。発散光束の干渉で凹面回折格子をつくる場合，A, Bの位置を設計理論に従って設定することによって，特定の1~3波長で収差を完全に除去したり，ある与えられた波長範囲で収差を低減させることができる。しかし，この収差補正特性はホログラフィック回折格子に特有なものではなく，それ以上の性能をもつものが機械刻線によって日立中央研究所で製作されている。ホログラフィック回折格子の溝断面形状は正弦波状であるが，それをマスクとしてイオンエッチングで溝断面形状を三角形状に加工してブレース特性を

もたせたり，ガラス基板に直接溝を刻むこともできる。

ホログラム [英 hologram, 独 Hologramm, 仏 hologramme, 露 голограмма] ホログラフィーにおいて，物体を透過または反射した波に参照波を加えて干渉させ，この干渉パターンを記録材料に記録したもの。ホログラムからものと物体が，二次元であっても三次元であっても，完全に再生されるので，物体についての情報，すなわち振幅，位相がすべて記録されているという意味で，D. Gaborはギリシア語が語源の「すべて」を意味する $\delta\lambda\sigma$ (hólos)と「書かれたもの，記録されたもの」を意味する $\gamma\rho\acute{\alpha}\mu\mu\alpha$ (grámma)を組合せてこれをホログラムと命名した。作成配置の相違によってフレネルホログラム，フラウンホーファー・ホログラム，フーリエ変換ホログラム，イメージホログラムなど，記録方式の相違によって振幅ホログラムと位相ホログラム，記録の次元の相違によって平面ホログラムと体積ホログラム，再生方式の相違によって透過型ホログラムと反射型ホログラムに分類される。ホログラム作成には普通干渉性のよい光源であるレーザーが用いられるが，マイクロ波，音波や，さらに電子線を用いることもある。また電子計算機を使ってホログラムをつくる計算機ホログラムもある。

ホロノーム系 [英 holonomic system, 独 holonomes System, 仏 système holonome, 露 голономная система] k 個の質点からできている力学系の運動は，一般に $3k$ 個の座標の時間変化で記述されるが，それら $3k$ 個の座標の間に， $f_i(x_1, y_1, z_1, \dots, x_k, y_k, z_k, t)=0$ ($i=1, 2, \dots, j$)で表される束縛条件があると，独立なものは $n=3k-j$ 個に減少する。たとえば，2つの質点間の距離が常に一定という条件， $(x_1-x_2)^2+(y_1-y_2)^2+(z_1-z_2)^2=l^2$ があるときには，この系を表すのに，重心の座標 X, Y, Z と，2質点を結ぶ線分の方向を表す角 θ, ϕ の5個を用いることができる。このように，任意に変化させても束縛条件をやぶらずに力学系の運動を完全に記述できる $n=3k-j$ 個の一般化座標 q_1, q_2, \dots, q_n を定めることができるとき，この系をホロノーム系といい，上記のような束縛条件をホロノームな束縛条件といふ。このとき系の自由度は n である。物体が剛体であるという条件は，構成する質点間の距離がすべて一定という束縛条件なのでホロノームであり，剛体は，たとえば重心座標 X, Y, Z とオイラー角 θ, ϕ, ψ という6個の一般化座標で記述されるホロノーム系である。半径 a の球が固定した平面上を運動するとき，たとえば $Z=a$ というホロノームな束縛条件で Z を除き，残りの X, Y, θ, ϕ, ψ が任意に変化できれば，この系はやはりホロノーム系で，平面が滑らかならば自由度は5になる。ところが，平面が完全に粗くて球が滑らない場合には，接触点の変位が0という条件がさらに必要になるが，これは X, Y, θ, ϕ, ψ の間の関数関係という形では表現できず， $A\delta X+B\delta Y+C\delta\theta+D\delta\phi+E\delta\psi=0$ という形の，積分不能な微分間の関係式2つで与えられることが示される。この場合の自由度は，任意の変化が許される変数の数5-2で定義されるが，ホロノーム系のときのように運動を3個の変数で記述することはできず，一般にはやはり5個が必要である。このような系を非ホロノーム系，座標間の関数関係で表せない束縛を非ホロノームな束縛という。

ボロメーター [英 bolometer, 独 Bolometer, 仏 bolomètre, 露 болометр] 電気抵抗の温度による変化を利用して，温度変化を伴う現象を測定する検出器。熱型放射検

出器、ビラニゲージ(⇒真空計)、電気マイクロメーターなどに採用されている。ただし、単にボロメーターという場合はボロメーター式の放射検出器をさす場合が多く、この検出器には、金属の箔または蒸着膜を用いた金属ボロメーター、サーミスターを用いたサーミスターボロメーター、低温で動作させるゲルマニウムボロメーター、超伝導ボロメーター、誘電率の変化を利用する誘電ボロメーターなどがある。これらの放射検出器は、放射加熱による温度上昇を利用しており、放射を効率よく吸収するように受光面がつけられ、かつ、熱容量を小さくして、応答性を高めている。

ホン [英 phon, 独 Phon, 仏 phone, 露 фон] 音の大きさを対数目盛で表す指標の一種。周波数 1000 ヘルツ(Hz)の純音については、その音の強さ(進行方向に垂直な平面の単位面積を単位時間に通過するエネルギー)をデシベル目盛で表したものをいふ。周波数 1000 Hz 以外の音については、聴感に関して補正した音の強さをデシベル目盛で表したものをいう。一般に、音圧実効値(またはその補正された値)が 2×10^{-5} パスカル(Pa)のときを 0 デシベルとする。1937 年、国際的な承認がなされた。聴感に関する補正は、普通、規格化された数表と数式とでなされるが、実用上では、騒音計の電気回路に所定の特性(いわゆる A 特性)をもたせることによって処理される。計量法では、騒音レベルの計量単位をホンまたはデシベルとすることを定め、上述の内容に則して(2×10^{-5} Pa を 0 デシベルとし、補正のための数表と数式を示して)定義を与え、記号(法律でいう「単位の略字」)は dB としている。より実際の騒音レベル測定のための基準は、日本工業規格 JIS Z 8731 に示されているホンをフォンとよぶこともあり、また、騒音レベルの表現にはホン、音の大きさのレベルの表現にはフォンというように使い分けることもある(⇒音の大きさ、音の強さ、純音、デシベル、騒音レベル)。

本質的に自己共役な演算子 [英 essentially self-adjoint operator, 仏 opérateur essentiellement auto-adjoint, 露 существенно самосопряжённый оператор] ⇒ 自己共役演算子

本初子午線 [英 first meridian, 独 Anfangsmeridian, 仏 méridien origine, 露 нулевой меридиан] = グリニッジ子午線

本多光太郎 Honda, Kotaro 1870.2.23—1954.2.12 日本の磁気物理学、鉄鋼分野での先駆者。愛知県碧海郡矢作町に生れる。1897 年 東京帝国大学理科大学物理学科卒業。この間、田中館愛橘、長岡半太郎に師事。1907 年より、G. Tammann (ゲッテンゲン)の下で磁性体の金相学的研究を行い、また 1910 年 H. Du Bois (ペリル)の下で、元素の磁化率と周期律との関係を究明した。1911 年 東北帝国大学教授。1916 年 同大に臨時理化学研究所第二部創設。まもなく鉄鋼研究所、さらに 1922 年 金属材料研究所に改組。それぞれ主任あるいは所長となる。1915 年 村上武次郎とともに鉄鋼の A_n 変態を発見、続いて鉄の強磁性消失は温度上昇による物性の連続的変化であり、結晶転移などによるものでないことを主張した。さらに鉄鋼の焼入理論を展開し、また 1916 年 高木弘とともに KS 磁石鋼(耐久磁石)を開発した。この研究は増本量、白川勇記の協力により新 KS 磁石鋼の発見につながるが、この間、大久保準三とともに分子磁石という概念を導入し、強磁性体の不可逆的磁化過程などの説明を試みのかたわら、

1922 年 茅誠司、増本量らとともに鉄、コバルトなどの単結晶の磁気的研究を行った。これらの功績により、1916 年 帝国学士院賞、イギリス鉄鋼協会ベッセマー賞、1931 年 アメリカ・フランクリン協会エリオット・クレッソン金牌、1937 年 文化勲章を受ける。1931 年 東北帝国大学総長、1949 年 東京理科大学学長。本多は金属材料研究所を設けることにより、金属材料を化学的・冶金学的な研究方法だけでなく、物性構造などを併せて考え、総合的に研究を推進することに努めるとともに、物理冶金学など新分野の開拓に尽力した。また基礎科学として磁気の研究などを推し進めるとともに、耐久磁石鋼や焼入れ技術の研究などを進め、学問と実社会との距離を縮めようと努力したことなどがその学風の特徴といえる。[主著] *Magnetic Properties of Matter*, 1928.

ポンド [英 pound, 独 Pfund, 仏 livre, 露 фунт] ヤード・ポンド法の質量の単位。3 衡に分かれるが、基本になるのは常用ポンド(avoirdupois pound)であり、単にポンドという場合、通常これをさす。大きさは 1959 年 7 月以降、実効上、厳密に 0.45359237 キログラムである。キログラム原器に準拠するこの大きさのポンドは、英語圏諸国の主な標準機関で採用され、国際ポンド(international pound)とよばれる。単位記号は lb または lb av. (常用)ポンドは日常品の計量に用いられ、その倍量単位・分量単位は表のとおりである。その分量単位であるオンスやドラム

ポンドの倍量単位および分量単位	
[連合王国系常衡]	[米国慣用系常衡]
グレーン(gr) = (1/7000) lb	グレーン = (1/7000) lb av
ドラム(dr) = (1/16)オンス	ドラム(dr av) = (1/16) oz av
オンス(oz) = (1/16)ポンド	オンス(oz av) = (1/16) lb av
ポンド = 0.45359237 kg	常用ポンド = 0.45359237 kg
ストーン = 14 ポンド	ハンドレッドウェイト
クォーター = 2 ストーン	(cwt) = 100 常用ポンド
ハンドレッドウェイト	トン(米トン・ショートトン)
(cwt) = 4 クォーター	= 20 cwt
トン(英トン) = 20 cwt	= 2000 常用ポンド
= 2240 ポンド	ロングトン = 2240 常用ポンド
セントル = 100 ポンド	[英 衡]
[トロイ衡(金衡)]	スクールブル = 20 グレーン
ペニーウェイト(dwt) = 24 gr	薬用ドラム = 3 スクールブル
トロイ・オンス = 20 dwt	薬用オンス = 8 薬用ドラム
トロイ・ポンド = 12 oz tr	薬用ポンド = 12 薬用オンス

とは全く独立に、(常用)ポンドの 1/7000 として、グレーン(grain)が定義され、そのグレーンを基に貴金属用のトロイ衡と薬局用の薬衡が表のように構成される。トロイ・ポンド(troy pound)と薬用ポンド(apothecaries' pound)はともに 5760 グレーンに等しく、およそ 0.37324 kg、単位記号はそれぞれ lb tr, lb ap.

国際ポンドの採用以前は、イギリスでは 1855 年の法律で採用された白金製のポンド標準器 P.S.1844 の質量によってポンドが定義され、英国標準ポンド(imperial standard pound)とよばれた。この質量は当初 0.45359243 kg であったが、1883 年から 1933 年までの約 50 年間に、国際キログラム原器の質量に対して約 2×10^{-7} だけ減少し、0.453592338 kg になった。他方アメリカでは 1866 年の法律でメートル法が認められ、1 kg = 2.2046 lb av の換算関係が定められた後、1893 年のメンデンホール令によりキログラム原器を標準とし、1 kg = 2.204622 lb の換算関係が採用された。これにより常用ポンドは約 0.45359249 kg

となった。国際ポンドの値はこの両者の中間にあり、ゲレーンとの関係から7で割切れる上記の数値が選ばれたのである。なお、イギリスではトロイ衡はトロイ・オンスのみ使用し、端数は十進法小数で表され、また葉衡は1976年の法律で廃止された。

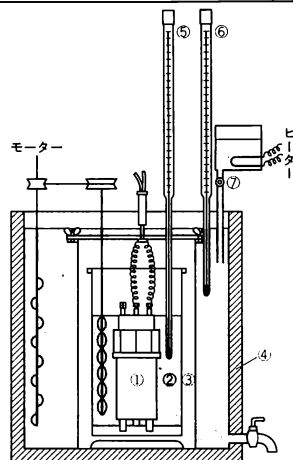
ポンド交代 = 結合交代

ポンドダイオード [英 bonded type diode, 独 Bond-diode, 仏 diode à liaison, 露 сварной диод] 半導体に、金属の細い線を電流を流すことにより融着させてpn接合をつくり、これをガラスに封入してつくられたダイオード。接合部の電気容量は1~2pFと小さく約100MHzまで使用できる。半導体にGe(またはSi)を用い、金属線にp型不純物のGaが添加されたAuを使用したものはゴールドポンドダイオードとよばれ、順方向の電圧1Vで順方向電流が50~200mAと大きいのが特色である。ほかに銀線を用いたシルバーポンドダイオードがある。

ポンピング [英 pumping, 独 Pumpen, 仏 pompage, 露 накачка] 光などの外場を加えることにより、低いエネルギー状態の原子や分子をより高いエネルギー状態へくみ上げることをいう。その結果、エネルギー分布を熱平衡から大きくずらすことができる。レーザー、メーザーなどの動作に必要な反転分布は通常このようにしてつくられる。特に光を用いたポンピングでは、その偏光や波長を適当に選ぶことによって非常に近接した準位間にも非平衡分布をつくることことができる(⇒光ポンピング)。また光パラメトリック増幅、発振におけるポンピングは、仮想状態への励起とみることができる(⇒光パラメトリック効果)。

ホーンベック-モルナー過程 [英 Hornbeck-Molnar process, 独 Hornbeck-Molnar-Prozeß, 仏 processus de Hornbeck-Molnar, 露 процесс Горнбека-Молнара] 高励起状態にある希ガス原子などが、基底状態にある原子と反応(衝突)して分子イオンを生じる過程をいい、結合性イオン化または結合性電離ともいう。J. A. HornbeckとJ. P. Molnarが最初にこの過程が重要であることを具体的に示したことからこのようによばれている(⇒結合性電離, 化学イオン化)。

ボンベ熱量計 [英 bomb calorimeter, 独 Bombenkalorimeter, 仏 bombe calorimétrique, 露 калориметрическая бомба] 固体、液体物質の燃焼熱の測定用熱量計であって、試料を完全燃焼させるため密閉耐圧容器中で加圧酸素の下で燃焼させるが、この耐圧容器をボンベといい、こ



れを主体とした熱量計をいう。この燃焼法は1848年、T. Andrewsによって考案されてから、P. E. M. Berthelot, E. Mahler, S. W. Parrなどによって、改良され今日に至っている。現在では、ポンベの材質として18-8クロムニッケル鋼、モネルメタル、インコネルメタルなどが用いられ、内容量は300~500cm³である。試料はボンベ中の高圧(2.5~3.0MPa)酸素中で電気点火で燃焼される。ボンベ熱量計のボンベ以外の構造は水熱量計で、測定時の室温の影響を構造的に遮断するか否かによって断熱式熱量計と非断熱式熱量計に分けられるが、現今使用される熱量計はほとんど前者である。わが国ではJIS、計量法によって固体燃料、液体燃料の発熱量測定法が定められており、燃研式断熱熱量計によることとなっている。図は燃研式B型熱量計で、①ボンベ、②内筒、③中間筒、④外槽で、試料はボンベ内で燃焼し、その熱は円筒水温を上昇させるが、これを⑤のベックマン温度計で読取り、熱量を算出する。その際、外槽水温度を内筒水温度と同温度になるように、⑥の外槽用ベックマン温度計を観測しつつ、温水を⑦の弁によって外槽中に注加して外槽水を加温し、同温度として相対断熱の目的を達する。固体、液体燃料のほか食品、廃棄物、飼料などの熱量測定に用いられる。この熱量計では装置の熱当量(水当量)の補正が必要である。

ま

マイカコンデンサー [英 mica capacitor, 仏 condensateur à mica, 露 слюдяной конденсатор] ⇒ 固定コンデンサー

マイクロ [英仏 micro, 独 Mikro, 露 микро] 単位の名前に付ける接頭語のひとつで、 10^{-6} 倍を意味する。1870 年ごろから電気技術者の間で慣用されてきたが、1960 年の国際度量衡総会の決議 12 によって、SI 接頭語のひとつとして採用され、記号 μ で表すことが協約された。たとえば、工率、電力の SI 単位はワット(記号は W)であるが、その 10^{-6} 倍をマイクロワットとよび、記号 μW で表す。この語は、小さいことを意味するギリシア語 *micro* から選ばれたといわれる。

マイクロアンペア [英 microampere, 独 Mikroampere, 仏 microampère, 露 микроампер] 電流の単位であるアンペア(単位記号は A)の、分量単位のひとつ。 10^{-6} A に等しい。記号は μA (⇒アンペア)。

マイクロオーム [英仏 microhm, 独 Mikrohm, 露 микро] 電気抵抗の単位であるオーム(単位記号は Ω)の、分量単位のひとつ。 $10^{-6}\Omega$ に等しい。記号は $\mu\Omega$ (⇒オーム)。

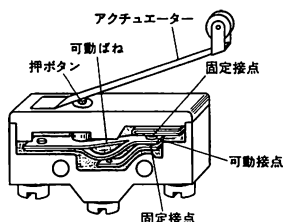
マイクログラム [英 microgram, 独 Mikrogramm, 仏 microgramme, 露 микрограмм] 質量の単位であるグラム(単位記号は g)の、分量単位のひとつ。 10^{-6}g に等しい。記号は μg (⇒グラム)。

マイクロケルビン [英仏 microkelvin, 独 Mikrokelvin, 露 микрокельвин] 熱力学温度およびその差(間隔)の単位であるケルビン(単位記号は K)の、分量単位のひとつ。 10^{-6}K に等しい。記号は μK (⇒ケルビン)。

マイクロコンピューター [英 microcomputer, 独 Mikrocomputer, 仏 microordinateur, 露 микро-ЭВМ] マイクロプロセッサを基本として、それに記憶装置および外部機器への入出力制御機構を接続した超小型計算機システム。いちおう汎用ではあるが、その小型性を活かして特殊目的に使用される場合が多い。したがって、各種装置の自動制御用に当該装置の一部として組込まれる場合がある。現在では、自動車、家庭用電気製品などあらゆるところに用いられている。

マイクロジュール [英仏 microjoule, 独 Mikrojoule, 露 микроджоуль] エネルギー、仕事、熱量、電力量の単位であるジュール(単位記号は J)の、分量単位のひとつ。 10^{-6}J に等しい。記号は μJ (⇒ジュール)。

マイクロスイッチ [英 microswitch, 独 Mikroschalter, 仏 micro-interrupteur, 露 микровыключатель] 微小な接点間隔とはねかえり機構をもち、接触力を大きくすることと切替速度を高速化することにより、小型で比較的大容量の電流切替えが可能な小型スイッチである。また、図のようなアクチュエーターとよばれる外力を内部のばねに伝達する機構を備えているのが特徴である。小型ながら長期間安定に動作するので各種制御装置のオン・オフ制御に広く利用されている。



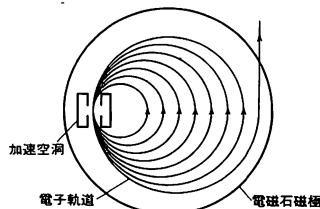
マイクロストリップ [英 microstrip, 独 Mikrostreifenleiter, 仏 microbande, 露 полосковая линия] 開放型ストリップ線路(⇒ストリップ線路)の別称である。接地導体表面に誘電体をはさんでストリップをのせた構造で、平行線、またはレヘル線の考えを発展してマイクロ波の伝送に使えるようにしたものである。導波管のように遮断周波数が存在しないので、使用周波数と関係なくいくらでも寸法を小さくできる。したがって、回路基板中にコンパクトにマイクロ波回路を組むときに使われる。

マイクロ電極 [英 micro-electrode, 独 Mikroelektrode, 仏 micro-électrode, 露 микроэлектрод] ⇒ 電極

マイクロドシメトリー [英 microdosimetry, 独 Mikrodosimetrie, 仏 microdosymétrie, 露 микродозиметрия] 微視的線量学とも訳すべき用語で、放射線が物質の系に作用するときエネルギー付与の形態を微視的尺度で論じようとするものである。通常の放射線量測定では、放射線が物体に及ぼす効果の因果関係を定量的に記述するための原因の量として、エネルギー吸収密度(吸収線量)という巨視的量を用いているが、放射線の種類や性質の違いにより単位線量当りの効果の大きさが異なるのが通常である。このメカニズムを探り、放射線の物質系に及ぼすもろもろの効果を微視的立場で統一的に理解したいというのがマイクロドシメトリーの目標である。

マイクロトル [英仏 microtorr, 独 Mikrotorr, 露 микроторр] 圧力の単位であるトル(単位記号は Torr または torr)の分量単位のひとつ。 10^{-6} トルに等しい。記号は μTorr または μtorr (⇒トル)。

マイクロトロン [英仏 microtron, 独 Mikrotron, 露 микротрон] 加速器の一種で電子を直流磁場の中で円運動をさせながら軌道の一部の高周波空洞で加速する。電子が加速されるごとに軌道半径はステップ状に増大するが、軌道の一部は常に高周波空洞を通過する。電子の回転周期は加速とともに長くなるが、加速周波数は一定で、加速空洞に到達するごとに高周波が常に正しい位相になるように設計されている。位相安定性により加速が続けられ、20〜30 MeV までの加速が行われる。加速ビームの引出しが容易で、電子シンクロトロンの入射器などに用いられる。



マイクロ波 [英 microwave, 独 Mikrowelle, 仏 micro-onde, 露 микроволна] 波長が 1 mm (周波数 300

GHz)程度から1 m(周波数 300MHz)程度までの電磁波。極超短波ともいう。水などに吸収され易く、光のように指向性が高い。通信、高周波加熱、レーダーなどに利用される。通信手段として使う場合、電離層によって反射されないで、直接見通しのできる範囲しか電波が届かないが自然雑音は少ない。電波望遠鏡はマイクロ波のこの性質を利用して地球の外の天体からの情報を得ようとするものである。

・マイクロ波加熱 [英 microwave heating, 独 Mikrowellenheizung, 仏 chauffage par micro-onde, 露 СВЧ-нагрев] ⇒ 高周波加熱

・マイクロパスカル [英仏 micropascal, 独 Mikropascal, 露 микропаскаль] 圧力, 応力の単位であるパスカル(単位記号は Pa)の, 分量単位のひとつ。 10^{-6} Pa に等しい。記号は μ Pa(μパスカル)。

・マイクロ波スペクトル [英 microwave spectrum, 独 Mikrowellenspektrum, 仏 spectre de micro-ondes, 露 микроволновый спектр] 物質によるマイクロ波の吸収あるいは放出スペクトルの総称。電子スピン共鳴や常磁性共鳴この意味ではマイクロ波スペクトルを与えることになるが、大部分は気体の原子・分子によるもので、吸収スペクトルがその大半を占める。分子のマイクロ波スペクトルは、アンモニア分子の反転スペクトルなどわずかな例外を除くと、回転状態間の遷移に対する回転スペクトルで、その解析から分子構造について精密詳細な情報が得られる。一般にマイクロ波は発振器によって発生されること、また自然幅やドップラー幅がマイクロ波領域では極めて小さいことから高い分解能が容易に得られ、スペクトルの微細構造、超微細構造が分離観測される。電子のスピンや軌道角運動量の消失している通常の分子では、核四極子モーメントとそれを取りまく非球対称電荷分布との相互作用、すなわち核四極子効果がその代表例である。電子スピンや軌道角運動量がある場合には、それらに回転を加えた角運動量の間に磁気的相互作用があり、スペクトル線が分裂する。その解析から分子内の電子のふるまいについて情報が得られる。一般にシュタルク効果やゼーマン効果を観測することは容易で、前者からは分子の電気的雙極子モーメントが決定される。さらに分子内回転や反転など大きな振幅をもつ分子内運動についても詳細な知見が得られる。またスペクトル線の幅から分子間力を論ずることもできる。電波望遠鏡により 50 種以上の分子のマイクロ波スペクトルが観測されており、星の生成消滅機構などについて天文学上重要な知見を与えている。

・マイクロ波ダイオード [英 microwave diode, 独 Mikrowellendiode, 仏 diode à micro-onde, 露 СВЧ-диод] マイクロ波の検波, ミキサー, 周波数増倍, パラメトリック増幅などに使用するダイオード。比較的低周波にはシリコン, 高周波には主にガリウムヒ素が用いられ, 点接触型は検波に, pn 接合はパラメトリック増幅, 周波数増倍に, ショットキー接合はミキサー, 検波に使用される。マイクロ波における浮遊容量やインダクタンスを小さくするために構造の設計に細心の注意がはらわれ, 回路との整合を考慮, 同軸型になっている。

・マイクロ波超音波 [英 microwave ultrasound, 独 Mikrowellenultraschall, 仏 micro-onde ultrasonore] ⇒ 極超音波

・マイクロ波通信 [英 microwave communication, 独

Mikrowellenkommunikation, 仏 communication à micro-onde, 露 СВЧ-связь] 周波数 300MHz 以上 30GHz くらいまでの電磁波を一般にマイクロ波とよんでおり, この周波数帯の電磁波を利用する通信をマイクロ波通信という。マイクロ波は光と同様に直進性をもち, 規則的な反射をすることで, 電話, テレビジョン信号, データなどの短距離伝送, 中継による超多重長距離通信, レーダーなどに利用されている。マイクロ波通信の特徴は, (1) 伝搬特性が安定で高品質回線ができる, (2) 広帯域伝送ができる, (3) 外部雑音源が少ない, (4) 小型で高利得アンテナが使えることなどであり, 近年広く用いられている。長距離通信の場合の中継間隔はフェージング(空間伝搬路の差や反射による信号強度の変動), 雑音などを考慮して 3~50km 程度になる。変調方式は伝送路の雑音の影響を受けにくい周波数変調, パルス変調などが用いられている。さらに周波数が高いミリ波帯(30~300GHz)になると, 大気や雨による吸収や散乱が大きくなる。静止衛星が中継ステーションに使用可能となって地球の全表面が通信範囲となった。

・マイクロ波電子管 [英 microwave tube, 独 Mikrowellenröhre, 仏 tube à micro-onde, 露 СВЧ-лампа] マイクロ波の発振および増幅に使用される特殊な電子管類のこと。約 100MHz 以上のマイクロ波領域では波長が管球やその付属回路と比べ同程度か, はるかに小さくなるので, 波の位相を通常に入れないと正常な動作が期待できない。大別して, 通常の電子管で高周波特性を改善したもの, 電子ビームをマイクロ波の周期に比べ長時間走行させてマイクロ波エネルギーを得る型がある。前者では電極間の電子走行時間を短縮し, 高周波の位相変化によるビームと波との相互作用の低下を防ぎ, かつ外部に空洞共振器(特に同軸共振器)が取り付けやすいように電極構造を改良した板極管類がある。後者は電子ビームに密度変調を生じさせ, それがマイクロ波回路中に誘起する高周波電力を利用するもので, BK 管やクライストロンのように 1 個ないし数個の空洞を利用するものと, 進行波管や後進波管のようにビーム速度と電波の位相速度を合致させるための遅延回路(⇒進行波管)を用いてビームと波との連続的相互作用により高周波エネルギーを得るものがある。また直流磁場で電子を円運動させ, 円形状のプレートに並んだ遅延回路との相互作用で発振を起すマグネトロンまたは増幅するアンブリロンがある。最近の動向としては, 円環状の空洞を用いて電子の集群率を高め, 高周波変換効率が 90% 近くにもなるジャイロン, 円筒導波管中の円偏波と電子サイクロトロン運動の共鳴を利用した数十 GHz で強い出力を得るジャイロトン増幅管など, 古くからあった考えが実用化され成果を上げている。しかし出力 100W 以下の低電力高周波用には, すべての周波数帯にわたって, 電界効果トランジスタなどの固体素子に置換えられ, 電子管はほとんど用いられない。

・マイクロ波トランジスタ [英 microwave transistor, 独 Mikrowellentransistor, 仏 transistor à micro-onde, 露 СВЧ-транзистор] マイクロ波の発振, 増幅に用いられるトランジスタ。マイクロ波とは, 周波数が 300MHz から 30GHz (波長にして 1m から 1cm)の電磁波をいう。マイクロ波トランジスタとしては, シリコンバイポーラトランジスタとガリウムヒ素電界効果トランジスタの 2 種類がある。8GHz 以下の周波数にはシリコンバイポーラトランジスタが使われ, 8GHz 以上 20

GHz くらいまでの周波数にはガリウムヒ素電界効果トランジスタが使われる。20GHz 以上の周波数にはダイオードが使用される。寄生性容量を減らすために半導体チップの寸法は極力小さく、キャリアーの移動時間を短くするために、バイポーラトランジスタのベース幅や電界効果トランジスタのゲート長は $1\mu\text{m}$ 以下につくられる。さらに、半導体チップを入れるパッケージやチップと外部リードを結ぶ金属リードは付加的な容量やインダクタンスの原因となるので特別な注意が払われる。

マイクロ波不安定性 [英 microwave instability, 独 Mikrowelleninstabilität, 仏 instabilité micro-onde, 露 микроволновая неустойчивость] ⇒ ビーム不安定性

マイクロ波分光 [英 microwave spectroscopy, 独 Mikrowellenspektroskopie, 仏 spectroscopie en micro-ondes, 露 микроволновая спектроскопия] ⇒ 電波分光

マイクロバンス [英仏 microbalance, 独 Mikro- waage, 露 микровесы] 固体表面上での吸着, 脱離, 酸化, 蒸発などに伴う重量変化を天秤を用いて測定することができる。この天秤を総称してマイクロバンスという。石英線を用いたねじり秤が最も高感度で, 10^{-9}g 程度の変化まで検出するものが製作可能である。そして超高真空中で用いることができる。表面上の単原子層吸着はほぼ $1 \times 10^{15}\text{cm}^{-2}$ の原子が吸着するから, 下地の表面積を 1cm^2 とし, 酸素分子が単分子層吸着すると, $5 \times 10^{-9}\text{g}$ の重量変化を伴う。金属原子などでは重量変化はさらに大きくなる。したがって, 上記の感度がいかに高感度かわかるであろう。ねじり秤のほかに, 感度は落ちるが, 石英製のコイルを用いたばね秤, ビット秤も用いられる。

マイクロバル [英仏 microbar, 独 Mikrobar, 露 микробар] 圧力の単位であるバル(単位記号は bar, 場合により b)の, 分量単位のひとつ。 10^{-6}bar に等しい。記号は mbar (場合により mb) (⇒ バール)。

マイクロ秒 [英 microsecond, 独 Mikrosekunde, 仏 microseconde, 露 микросекунда] 時間の単位である秒(単位記号は s)の, 分量単位のひとつ。 10^{-6}s に等しい。記号は μs (⇒ 秒)。

マイクロファラド [英仏 microfarad, 独 Mikrofarad, 露 микрофарада] 静電容量の単位であるファラド(単位記号は F)の, 分量単位のひとつ。 10^{-6}F に等しい。記号は μF (⇒ ファラド)。

マイクロプログラム [英 microprogram, 独 Mikroprogramm, 仏 microprogramme, 露 микропрограмма] 電子計算機の構成要素としてしばしば使われるもので, その実体は一連のマイクロ命令であり, 専用の記憶装置または記憶域に記憶して使用される。電子計算機や類似装置の演算制御部は論理素子の組合せて構成されることも多いが, また種々の要件から特にその制御部を, 論理素子と一種のプログラムの組合せて実現することがある。本来, 制御部は読み込まれた命令(通常は機械語命令とよばれるレベルのもの)を解釈し, その内容に基づいて一連の制御動作を行うが, 1つの命令の内容は実はさらに基本的な動作の組合せてつくられていることが多い。論理素子によって, この基本的な動作を行うハードウェアを作成し, その1つ1つの基本的な動作を指示する命令(これをマイクロ命令という)の組合せ, すなわちマイクロプログラムによってこのハードウェアを動作させれば, 通常の命令が実行され

たことになる。論理素子とマイクロプログラムで装置を構成することをファームウェア化という。マイクロプログラムは通常専用の制御記憶装置に蓄えられるが, 主記憶装置の一部に置くこともあり, また読出し専用メモリー(ROM)を使うこともある。

マイクロヘンリー [英仏 microhenry, 独 Mikrohenry, 露 микрогенри] インダクタンスの単位であるヘンリー(単位記号は H)の, 分量単位のひとつ。 10^{-6}H に等しい。記号は μH (⇒ ヘンリー)。

マイクロボルト [英仏 microvolt, 独 Mikrovolt, 露 микровольт] 電圧, 電位の単位であるボルト(単位記号は V)の, 分量単位のひとつ。 10^{-6}V に等しい。記号は μV (⇒ ボルト)。

マイクロホン [英仏 microphone, 独 Mikrophone, 露 микрофон] 音響信号を機械的振動系によって電気信号に変換する電気音響変換器のことで, その機械-電気変換の原理の違いから, 動電型, 電磁型, 静電型, 圧電型, 接触抵抗型などに分けられる。そのうち動電型と静電型とが最も広く用いられている。動電型マイクロホンは, 磁場中に置かれた導体が振動したときに電磁誘導作用によって導体の両端に起電力が生じることを利用したもので, 導体の形状からムービングコイル型(ダイナミック型)とリボン型に分けられる。前者は図1に示すように, 受音面として

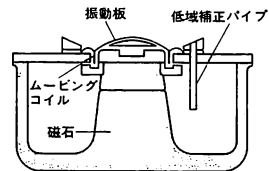


図1 ムービングコイル型マイクロホンの構造

球殻状にした振動板にムービングコイル(ボイスコイル)を取付け, それが磁場内で振動する構造となっている。後者は図2に示すように, 受音面としてアルミ箔などの導体を

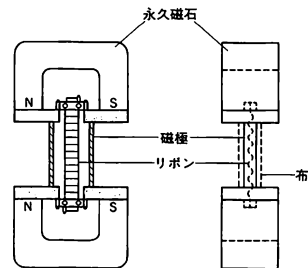


図2 リボン型マイクロホンの構造

ひだのついたリボン状にして磁場内に支持した構造となっている。静電型マイクロホンはコンデンサーマイクロホンともよばれ, 図3に示すように, 振動膜(金属薄膜や合成樹脂薄膜に金属を蒸着あるいはメッキしたもの)を固定電極(背極)からごくわずかに離して張ることによってコンデンサーを形成させ, 両者の間に成極電圧をかけて振動膜の振動による容量変化を起電力として取出す構造となっている。最近ではコンデンサーマイクロホンの一種として, エレクトレットの性質をもつ誘電体を振動膜あるいは背極に使用し, 成極電圧を不要にしたエレクトレットコンデンサ

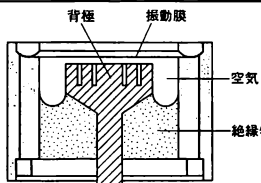
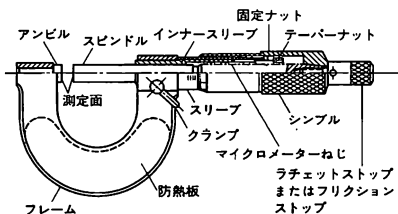


図3 コンデンサー型マイクロホンの構造

マイクロホンが広く使われている。

マイクロホンを動作原理から分類すると、音圧に比例した出力を生じる圧力型と、媒質の粒子速度に比例した出力を生じる速度型(圧力傾度型)とがある。またこれらはそれぞれ、出力が振動板の振動速度に比例するようにした型と振動変位に比例するようにした型とがあり、変換機構ごとに振動系に抵抗制御、質量制御、スティフネス制御を施して振動板の機械インピーダンスを調節し、出力の周波数特性を平坦化している。図1, 3のマイクロホンは、振動板の前面からだけ音圧が加わる構造の圧力型マイクロホンで、一般に無指向性である。図2は、振動板の両面での音圧差に感じる圧力傾度型マイクロホンで、前方と後方からの音には感じるが、側方からの音には感じない両指向性を示す。圧力型マイクロホンの背面に空隙をつけて適度に音を導入するなどの方法で無指向性と両指向性を組合せると単一指向性が得られる。また、側面に穴をあけた長い音響管を圧力型マイクロホンの前につけると、より鋭い単一指向性が得られる。マイクロホンの特性としては、感度、周波数特性、指向特性、最大許容入力音圧レベル、固有(自己)雑音などが重要である。このうち感度は、周波数 1000 Hz、音圧 1 Pa の音が正面から入射したときに生じる開放起電力を 1 V を基準としてデシベル表示することになっているが、以前は基準音圧として 0.1 Pa (1 μb) が用いられていた(⇒音圧校正(法)、音場校正(法))。

マイクロメーター [英 micrometer, 独 Mikrometer, 仏 micromètre, 露 микрометр] 「おねじ」と「めねじ」をはめ合わせて回転すると、軸方向の相対的移動距離は相対的な回転角に比例する。回転角によってねじの移動距離を求める原理の測定器を広くマイクロメーターとよぶ。ねじは、巻付たたくさびと考えられ、斜面による拡大を利用した測定器である。ねじピッチを小さくすれば、ねじの回転の移動量は小さく、1 回転内を任意の数に分割することによって、1 ピッチの小数をも得ることができる。また、回転角の値は同一であっても、目盛を施した円筒の半径を大きくすれば1目の幅が広がる。外側マイクロメーターは、図に示すように、測定用ねじをフレームに取付けたもので、アンピルとスピンドルの測定面間に品物を挟んで測る。測定力を一定にするラチェットストップまたはフリクションストップがシンプルな一端についている。一般に、



ねじのピッチは 0.5 mm、シンプルなドラムの目盛は 1 回転を 50 等分し、目量は 0.01 mm である。スピンドルの有効行程は 25 mm が普通であるから、測定範囲は 0~25 mm、25~50 mm というように 25 mm とびになっている。最大測定長 3 m ぐらいのものでまで作られている。0~25 mm の外側マイクロメーターで金属製機械部品の外径や厚さを標準状態に近い環境条件で測定したときの総合誤差は 4 μm くらいである。マイクロメーターは測定する対象によって各種のものがある。大別すると、外側マイクロメーター、内側マイクロメーター、デプスマイクロメーター、指示マイクロメーター、ハイトセッティングマイクロメーターおよびマイクロメーターヘッドなどである。

マイクロメーターは測微器という意味にも使われる。たとえば、電気マイクロメーター、空気マイクロメーターなどである。

マイクロメートル [英 micrometer, 独 Mikrometer, 仏 micromètre, 露 микрометр] 長さの単位であるメートル(単位記号は m)の、分量単位のひとつ。10⁻⁶ m に等しい。記号は μm。この単位をミクロン(記号は μ)とよぶことは、国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい(⇒メートル)。

マイクロモル [英 仏 micromole, 独 Mikromol, 露 микромоль] 物質量の単位であるモル(単位記号は mol)の、分量単位のひとつ。10⁻⁶ mol に等しい。記号は μmol (⇒モル)。

マイクロラジアン [英 仏 microradian, 独 Mikroradian, 露 микрорадиан] 平面角の単位であるラジアン(単位記号は rad)の、分量単位のひとつ。10⁻⁶ rad に等しい。記号は μrad (⇒ラジアン)。

マイクロラド [英 仏 microrad, 独 Mikrorad, 露 микрорад] 電離性放射線の吸収線量の単位であるラド(単位記号は rad または rd)の、分量単位のひとつ。10⁻⁶ ラドに等しい。記号は μrad または μrd。国際単位系(SI)では、10⁻⁸ Gy(グレイ)すなわち 10 nGy(ナノグレイ) (⇒ラド, グレイ)。

マイクロリットル [英 microliter, 独 Mikroliter, 仏 microlitre, 露 микролитр] 体積の単位であるリットルの分量単位のひとつ。10⁻⁶ リットルに等しい。記号は μl, μL または μL (⇒リットル)。

マイクロルーメン [英 仏 microlumen, 独 Mikrolumen, 露 микролюмен] 光束の単位であるルーメン(単位記号は lm)の、分量単位のひとつ。10⁻⁶ lm に等しい。記号は μlm (⇒ルーメン)。

マイクロレントゲン [英 microroentgen, 独 Mikroröntgen, 仏 microroentgen, 露 микрорентген] X線またはγ線の照射線量の単位であるレントゲン(単位記号は R)の、分量単位のひとつ。10⁻⁶ R に等しい。記号は μR (⇒レントゲン)。

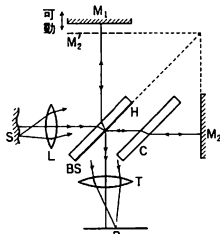
マイクロワット [英 仏 microwatt, 独 Mikrowatt, 露 микроватт] 工率、電力、放射束の単位であるワット(単位記号は W)の、分量単位のひとつ。10⁻⁶ W に等しい。記号は μW (⇒ワット)。

マイケルソン Michelson, Albert Abraham 1852. 12. 19~1931. 5. 9 アメリカの実験物理学者。ドイツのシュトレノに生れ、カリフォルニア州パサデナで死去。幼時にアメリカへ移住。サンフランシスコで初等および高等教育を受け、1873 年 海軍兵学校を卒業。1879 年まで海軍兵

学校で物理学と化学を教え、1879年 海軍水路部に配属された。1880年ドイツに留学、ベルリン大学大学院、1881年にはハイデルベルク大学で学び、この時期に、今日マイケルソン干渉計とよばれる精密でしかも用途の広い干渉計を考案した。1881年にはこの干渉計を用いて、光の媒質と考えられていたエーテルの運動を検証する実験を試みた。1882年コレージュ・ド・フランスおよびエコール・ポリテクニクに移ったが、1883年アメリカに戻り、クリーブランドの応用科学ケース学校の教授を1889年まで務めた。そこで、E. W. Morleyと共同で、エーテルの存在を否定する有名なマイケルソン-モーレーの実験の結果を発表し(1887年)、また1889年には長さの標準としてスペクトル線の波長を使うことを提案した。1889年クラーク大学教授、1892年シカゴ大学教授となり、1892~93年に初めてメートル原器の長さとかドミウム線の波長との精密比較を行い、この結果に基づいて1907年国際オングストロームが制定された。彼は回転鏡を用いる光速の測定を1878年に行って以来、絶えず装置や測定法を改良して実験し、その測定値は1924年ころから死後の1935年に至るまで、多数発表されている。これらの干渉計の考案とそれを応用した研究により、1907年ノーベル物理学賞を受賞した。

マイケルソン干渉計 [英 Michelson interferometer, 独 Michelson-Interferometer, 仏 interféromètre de Michelson, 露 интерферометр Майкельсона] 絶対静止系を探すため(⇒マイケルソン-モーレーの実験)、1881年にA. A. Michelsonが組立てた二光束干渉計。この干渉計の発明によって、干渉させられる二光束の光路が初めて明確に分離され、各々別の光路を通ることになった。応用範囲が広く、多くの改造型のものになった重要な干渉計である。

装置は、図のように広がった光源Sからの光を、片面



が半透鏡面Hになっている平行平面ガラス板などのビームスプリッターBSで振幅分割し、各々を平面鏡M₁とM₂で反射させ、H面で再び重ね合わせ、レンズTで結像するものである。焦点面につくられる光源の像は、二光束の光路差によって干渉縞を伴ったものになる。M₂は固定され、M₁は精密ねじで前後に動かせる。コリメーターレンズLは用途によりあるときも無いときもある。白色干渉縞を利用する場合には、二光束がガラス板を通過する回数の違いを補正するため、BSと同じ材質・形状をもつ補償板Cを一方の光路の中にBSと平行に置く。

M₂のBSによる虚像をM'₂とすると、観測される干渉縞は、M₁とM'₂の間の空気層によるものであり、M₁とM'₂が傾いていれば等厚干渉縞、平行ならば無限遠に局在する等傾角干渉縞である。このとき縞の明暗は、二光束の位相差で決まるが、その値はM₁、M₂の位置のみでなく、H面での反射によって生じる位相差πの影響も受けること

に注意する必要がある。

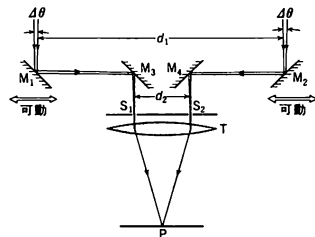
光源に単色光を用い、M₁を移動させながら、視野の1点での明暗の繰返しを数えて、M₁の移動距離を光の波長精度で知ることができる(⇒エタロン)。多色光光源の場合、M₁を移動させ観測点Pでの強度変化を記録すると、干渉曲線が得られる。これを数学的に処理して光源のスペクトルが求められる(⇒フーリエ分光法)。そのほか、スペクトル線の幅の測定、微細構造の検知、またはコヒーレンスに関する研究などに広く使用されている。

マイケルソン恒星干渉計 [英 Michelson stellar interferometer, 独 Michelson-Interferometer für Sternbeobachtung, 仏 interféromètre stellaire de Michelson, 露 звёздный интерферометр Майкельсона] 二重星の間隔や星の視直径を測定するため、1920年にA. A. Michelsonが考えた二光束干渉計。複スリットからの回折で、光源が小さな角 $\Delta\theta$ だけ離れて2ヵ所にあると、スクリーン上につくられる回折像は、各々の光源からの光がつくる複スリットによる回折縞の強度を加え合わせたものになる。このとき、複スリットの間隔を増してゆくと、回折縞の縞のコントラストが周期的に変化する。両光源からの光の波長を λ とし、縞のコントラストが初めて極小を示したときの複スリットの間隔を d_0 とすると、 $\Delta\theta$ との間に

$$d_0 = \frac{K\lambda}{\Delta\theta}$$

の関係がある。ここでKは光源の性質によって決る定数で、角距離 $\Delta\theta$ の二点光源に対して0.5、角直径 $\Delta\theta$ の円板状光源に対して1.22などの値をもつ。このように d_0 を測定することにより $\Delta\theta$ が求められる。

天文観測の場合のように $\Delta\theta$ が極めて小さいと、 d_0 が著しく大きくなる。一方、回折縞の間隔は d_0 に反比例するので、大きな d_0 のとき密になりすぎ測定が不可能になってしまう。この困難を克服するため、Michelsonは図のよ

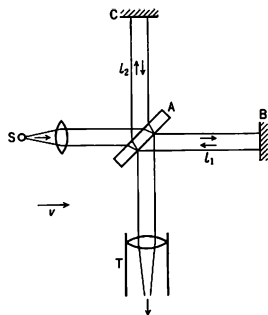


うな装置をつくった。望遠鏡Tに複スリットS₁、S₂をつけ、その前に平面鏡M₁、M₂、M₃、M₄をもってくる。このうち、M₁とM₂は対称に可動になっている。この装置では、回折縞の間隔は複スリットの間隔 d_2 によって決り、縞のコントラストはM₁とM₂の間隔 d_1 に関係している。で、大きな d_1 と適当な d_2 で小さな $\Delta\theta$ が測定できる。

Michelsonは $d_1 \sim 6$ mで、100インチ望遠鏡を使って、初めてベテルギウスの視直径0.047秒を測定した。以後この型式の干渉計は電波領域でも用いられるなど、天体物理学の分野で活躍している(⇒電波干渉計)。

マイケルソン-モーレーの実験 [英 Michelson-Morley experiment, 独 Michelson-Morley-Versuch, 仏 expérience de Michelson-Morley, 露 опыт Майкельсона-Морлея] 地球の進行方向と、直角な方向の、光速の差から、地球とエーテルの相対運動を検出しようとした

実験、マイケルソン干渉計を用いる。1881年、A. A. Michelson が腕の長さ 1.2m の干渉計で、1887 年には E. W. Morley が加わり、腕の長さを 11m に伸ばして実験を行った。結果として相対運動は確認されず、後に特殊相対性理論の実験的基礎とみなされるようになった。図は原理



を示すもので、光源 S から出た光は、薄くメッキしたガラス板 A で 2 方向に分けられ、それぞれ鏡 B, C までを往復した後、再び A を経て望遠鏡 T に入る。このとき光路差により、干渉が起る。まず装置がエーテルに対して AB の方向に速度 v で進んでいるとする。エーテルに対する光速を c とすると、光が AB 間を往復するのに要する時間は

$$t_1 = \frac{l_1}{c-v} + \frac{l_1}{c+v} = \frac{2l_1}{c} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1} \approx \frac{2l_1}{c} \left(1 + \frac{v^2}{c^2}\right)$$

である。AC を往復する光は、エーテルに対し $(v, \pm \sqrt{c^2 - v^2})$ の速度成分をもつことから、往復に

$$t_2 = \frac{2l_2}{\sqrt{c^2 - v^2}} = \frac{2l_2}{c} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} \approx \frac{2l_2}{c} \left(1 + \frac{v^2}{2c^2}\right)$$

を要する。2つの光線の光路差は $\Delta = c(t_1 - t_2)$ で与えられる。次に装置を 90° 回転させる。そのときの光路差を Δ' とすると

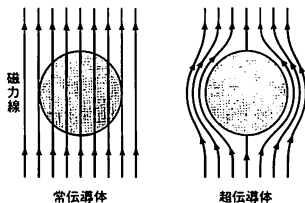
$$\Delta - \Delta' \approx (l_1 + l_2) \frac{v^2}{c^2}$$

となり、これに相当する干渉縞の移動が起るはずである。1887 年の実験では $l_1 = l_2 = 11\text{m}$, 光は Na の黄色光であり、 v として地球の公転速度を考えると、 $\Delta - \Delta'$ は光の波長の 0.4 倍と期待された。ところが結果はその $1/40$ 以下であった。相対性原理によれば、干渉計の上では光速は全方向で c であり、 $\Delta - \Delta'$ は生じえない。1930 年まで同じタイプの実験が繰返され、 v^2/c^2 の上限として、公転によるものの $1/375$ という値が求められていたが、1979 年、A. Brillet と J. L. Hall はレーザー実験により、これに相当するものとして 5×10^{-7} を得ている。

マイコン = マイクロコンピュータ

・マイスナー-オクセンフェルト効果 [英 Meissner-Ochsenfeld effect, 独 Meißner-Ochsenfeld-Effekt, 仏 effet de Meissner-Ochsenfeld, 露 эффект Мейснера-Оксеньфельда] = マイスナー効果

マイスナー効果 [英 Meissner effect, 独 Meißner Effekt, 仏 effet de Meissner, 露 эффект Мейснера] 超伝導体に磁場を加えたとき、磁場の強さが臨界磁場より小さい限り、磁力線が超伝導体の内部に侵入しない現象をマイスナー効果(あるいはマイスナー-オクセンフェルト効果)という。1933 年、R. Meissner と W. Ochsenfeld によ



って発見された。マイスナー効果は、電気抵抗の消失とともに超伝導の基本的な性質のひとつである。

常伝導にある物体を冷やして転移温度以下にすると、物体中にあった磁力線はすべて外部に押出される。これは超伝導体が完全反磁性の性質をもつことを示す。ただし、超伝導体の表面では、わずかに磁力線が侵入するが、その深さは通常 $10^{-5} \sim 10^{-6}\text{cm}$ の程度である(⇒侵入深さ)。マイスナー効果の起る原因は、超伝導体に磁場を加えたときその表面に超電流(マイスナー電流)が流れ、この電流のつくる磁場が超伝導体の内部でちょうど外部磁場を打消すためである。

超伝導体に磁石を近づけると、マイスナー効果のため、磁石は強い斥力を受ける。その結果、超伝導体の上で磁石は浮きあがったままとなり、浮き磁石の状態が実現する。

マイスナー電流 [英 Meissner current, 独 Meißner-Strom, 仏 courant de Meissner, 露 ток Мейснера] ⇒ マイスナー効果

マイスナー・トラップ [英 Meissner trap, 独 Meißner-Falle, 仏 piège de Meissner, 露 ловушка Мейснера] 一種のコールドトラップ。銅管をコイル状に密に巻き、中に液体窒素などの冷却剤を流す。強力なコールドトラップとして働き、水蒸気などに対しては極めて効果が大である。銅パイプを曲げることによって任意の形状のものができ、表面積も大きくとれることは有利である。ベルギーを用いた高真空装置などに最適である。液体窒素などの冷却剤の使用量がやや多いことが難点である。

マイトナー Meitner, Lise 1878.11.7 - 1968.10.27 オーストリア出身の物理学者。ウィーンの法律家の娘として生れ、ウィーン大学で学び、1905 年に非物質物体中の熱伝導の研究によって、女性としては同大学で 2 番目の理学博士となった。その後、L. Boltzmann の下で 1 年以上研究を続けてから、1906 年にベルリン大学に移り、ここで、放射能についての長年にわたる O. Hahn との共同研究が開始された。1913 年からは新設されたベルリン-ダーレムのカイザー・ウィルヘルム化学研究所の所員を兼ね、1917 年には、放射線物理部の設立を任せられ、翌年、初代の物理部長となった。1938 年のドイツのオーストリア併合に際し、ユダヤ系の彼女は、外国の友人たちの援助によって直ちにドイツを去り、コペンハーゲンを経て、M. Siegbahn が新たに設立したストックホルムのノーベル物理学研究所に落着いた。1947 年にここを退職してからは、スウェーデン王立工学アカデミーの研究所で研究を続けた。

彼女は、1917 年に Hahn とともに、91 番元素プロトアクチニウム Pa を発見した。これは、第一次世界大戦中の彼女の X 線取扱看護婦としての従軍と Hahn の軍務による研究の中断の後のことであった。1938 年のクリスマス休暇中、甥の O. R. Frisch と出会ったところに、Hahn から中性子によるウランの照射の結果を知らせる手紙が届いた。Meitner と Frisch は、これが核分裂であるとする説

明を与え、原子力利用への大きな布石となった。

彼女は、第二次世界大戦中も、原子爆弾開発研究への参加を拒んでスウェーデンにとどまり、サイクロトロンでつくられた人工放射性同位体の性質の解明と取組んだが、学生と同僚も少なく、孤立気味であった。1960年にイギリスのケンブリッジに移り、この地で没した。

マイヤー, J.L. Meyer, Julius Lothar 1830.8.19—1895.4.11 ドイツの化学者。オルデンブルクに医者の子として生れる。医学を志し、24歳で医学の博士号を受けた。生理学に関心をもち、血液に吸収される酸素の量と一酸化炭素中毒の研究から、一酸化炭素と酸素の両方と化学結合する血液の成分があると考えたが、それは、1864年 F. Hoppe-Seyler によってヘモグロビンとして発見された。医学から生理学、化学へと興味を広げていった Meyer は、1859年ブレスラウ大学の物理学および化学の私講師となった。1866年エバースバルデの林業専門学校に招聘され、1868年にはカールスルーエ工科大学の化学教授となった。1876年チュービンゲン大学へ移り、1894~95年の1年間、同大学の総長をも務めた。

Meyer は、1860年カールスルーエで開かれた第一回化学国際会議で、S. Cannizzaro のアボガドロ仮説をもとにした原子量、分子量の決定に関する講演を聞いた。彼は、D. I. Mendeleev と同じく、自分の教科書「化学の近代理論」*Die modernen Theorie der Chemie* は元素分類系に基礎をおいたものでなければならぬと考え、1864年に出版された本の中で、有機官能基の同族列との比較から、原子価に従った28の元素から成る体系を示している。注目すべき点は、「いわゆる原子」(Sog. Atome) といふ、元素はさらにもっと基本的なものでできていると考えていたことである。また、この体系には Si と Sn との間に空欄をおいたが、これは Mendeleev が予言したエカケイ素であり、後に Ge の入る所である。1868年には、先の教科書第二版の準備のなかで周期系をつくるのに成功していたが、諸々の事情で出版が遅れ、この体系は未発表に終わった。1869年、Mendeleev の決定的な論文が発表される。1870年、Mendeleev の論文を読んだ後に書かれた Meyer の論文には、有名な原子容(原子量/密度)のグラフが載っており、また Mendeleev の論文には見られないいくつかの長所を含んでいる。教科書第二版は1872年に出版され、これをもって周期系発見の期間は終わったものと考えることができる。

1882年 周期律の業績により、Mendeleev とともにロンドン王立協会のデービー・メダルを受賞。彼はまた各国の学会の会員でもあり、1892年にはビュルテンベルクの貴族の称号を与えられた。彼の教科書「化学の近代理論」は、当時 化学の基礎概念を最もよく提示したものとして知られ、第五版まで出版され、英語、フランス語、ロシア語にも翻訳された。[主著] *Die moderne Theorie der Chemie*, 1864.

マイヤー, J.R. Mayer, Julius Robert von 1814.11.25—1878.3.20 ドイツの医師、物理学者。ビュルテンベルク地方ハイルブロンで生れる。同地およびシエンタルで教育を受け、1832年に資格を得てチュービンゲン大学医学部に入り、1838年 医学の博士号を取得、州の医師試験にも合格した。パリ旅行の後、1840年2月から1年間オランダ商船の船医として東インド諸島へ航海、帰国後は生地ハイルブロンに定住して医業につき、いくつかの公職も務

めた。1848年の三月革命に際し保守的立場をとったためしばらく過激派に捕えられ、兄と不和になるなどの事情が生じた。また学問上の業績が認められないことも重なって1850年に自殺を企て、精神異常の症状群を見せるに及んで数次にわたり病院に収容された。1860年代いくらかずつ世に知られるようになったが、やがて結核で没した。

船医時代、ジャカルタで見た患者の静脈血が、寒冷地で見たものより鮮やかな赤色であることに気づき、そこから運動と熱との相互転換可能性の着想を得た。彼は帰国してすぐ論文 *Über die quantitative und qualitative Bestimmung der Kräfte* (1841年)を書き、事象の第一原因としての根源力(Urkraft)の不滅を論じ、これを雑誌 *Annalen der Physik und Chemie* に送った。しかし編者 J. C. Poggen-dorff に掲載を拒否され、Mayer は失望しつつも自著の欠陥に気づいて考察を深め、表現を改めて第二論文 *Bemerkungen über die Kräfte der unbelebten Natur* を書いた。これが1842年5月に J. von Liebig の *Annalen der Chemie und Pharmacie* に掲載され、後に、エネルギー保存則の最初の論文として重視されることになる。この論文には、熱の仕事当量のおよその計算値も示されていた。

1845年に至って Mayer は、医師としての生理学的関心から、第三論文 *Die organische Bewegung in ihrem Zusammenhang mit dem Stoffwechsel* を私費出版した。これは、広い視野からの優れた論述であったが、Liebig に批判を投げかけるものもなった。続いて1846年にアカデミー・デ・シヤンスへ *Sur la production de la lumière et de la chaleur du Soleil* を投稿、1848年に私費で *Beiträge zur Dynamik des Himmels in populären Darstellungen* を発表、太陽エネルギーの起源を論じた。

彼は概念的思考(中期以後は実証主義的傾向の)に秀でていたが、しろうと学者風で、学界の習慣や制度になじまなかった。エネルギー保存則定式化の先取権に関し J. P. Joule との間に争いを生じたが、H. L. F. von Helmholtz, R. J. E. Clausius, 次いで J. Tyndall によって初期の論文を認められて、1860年代以後正に評価されるようになり、ロンドン王立協会のゴプリ・メダルやアカデミー・デ・シヤンスのボンズレ賞の対象となった。

マイヤーの関係 [英 Mayer relation, 仏 relation de Mayer, 露 соотношение Мейера] 理想気体の定積モル比熱 C_V と定圧モル比熱 C_p の間に成り立つ

$$C_p = C_V + R$$

をマイヤーの関係という。この式で R は気体定数である。気体を熱して温度を上昇させるとき、圧力を一定にしておく、熱膨張によって気体は外に仕事をするから、体積を一定に保って同じ温度だけ上昇させる場合に比べ、よけいな熱が必要になる。理想気体の体積膨張率が $1/T$ であること、圧力 p の気体の体積が ΔV だけ増加するとき外部になす仕事は $p\Delta V$ であることから、温度が ΔT だけ上昇するとき気体が外部になす仕事は $R\Delta T$ となり、マイヤーの関係式が導かれる。

マイル [英 mile, 独 Meile, 仏 mille, 露 миля] ヤード・ポンド法の長さの単位で、主として陸上の距離を表すのに用いられる。1760ヤード、すなわち8ファロングに等しく、約1.6093 km である。単位記号は mi であり、法定されているため法定マイル(statute mile) ともいう。倍量単位としては現在は法定されていないが、3マイルのリーグがある。また海里(nautical mile)のことを単

にマイルということもあり、注意を要する(海里=1.852 km)。

巻線抵抗器 [英 wire-wound resistor, 独 Drahtwiderstand, 仏 résistance bobinée, 露 проволочный резистор] セラミックまたは合成樹脂の支持体に金属の細い線を巻き、合成樹脂またはホウロウなどで保護被覆をほどこしたものである。用途により精密用と電力用がある。精密用は Cu-Ni, Cu-Mn 系の抵抗材料を用い、抵抗値精度が良く、低温度係数、低雑音、過負荷特性にすぐれている。巻線であるため高抵抗値のものがつくれない。また抵抗線のインダクタンスと巻線間容量とが共振を起すので高周波用としては適さない。温度係数は 5~15ppm 程度、使用周波数範囲は 1MHz 以内である。電力用はセラミック管にニクロム線などの抵抗線を巻き、ホウロウ被覆したもので、通称ホウロウ抵抗とよばれる。

膜 [英 film membrane, 独 Membran, 露 мембрана] 曲げに対する抵抗(曲げ剛性)が面の伸縮に対する抵抗に比べて無視できる一様な二次元材料で、太鼓の膜のように薄くたわみやすい弾性板の横振動を調べるためのモデル。振動に伴う微小変位による弾性力の変化は無視できるので、振動の性格は、膜の形と大きさ、周辺にかけられた張力、および面密度(単位面積当りの質量)により決る。

膜構造 [英 membrane structure, 独 Membranstruktur, 仏 structure de membrane, 露 мембранная структура] いろいろな機能を示す高分子膜の構造には大別して次の3つがある。(1) 緻密膜あるいはミクロ孔膜: 孔径が 3 nm 以下の膜で、通常の高分子フィルムがこれに当る。ロール延伸したり、溶液からキャストしたりしてつくる。高分子鎖の分子運動によって生じる自由体積を通して低分子が通過する。(2) 多孔性膜あるいはマクロ孔膜: 孔径が 5 nm~1 μm 程度であり、孔の大きさをそろえて高分子を分離することができる。(3) 繊維質膜: 孔径が ~2 μm 以上の膜で、沓紙のように繊維がからみ合っていて、さらに、これらの複合した膜があり、その代表的なものは非対称膜で、これは厚さ 1 μm 以下の緻密膜と、それを支えている孔径 10 nm 程度の多孔膜の二層構造をしている。非対称膜は、塩の水溶液に圧力を加えて、濃縮するのに用いられている。浸透圧に逆らって圧力を加えるので逆浸透膜ともいわれている。

マクスウェル [英 Maxwell, 独 Maxwell, 露 максвелл] 磁束の CGS 電磁単位またはガウス単位、J.C. Maxwell (⇒マクスウェル)に由来する。単位記号は Mx。1 Mx=1 G·cm²。SI 単位であるウェーバー(単位記号は Wb)との関係は 1 Mx=1×10⁻⁸ Wb。

マクスウェル Maxwell, James Clerk 1831.6.13—1879.10.5 イギリスの古典電磁気学の法則をまとめた物理学者。エジンバラに生れ、10歳のときからエジンバラ・アカデミーの会合に出席、16歳でエジンバラ大学に入学した。1850年からケンブリッジ大学に学び、G. G. Stokes, W. Whewell, Kelvin 卿らと知り合う。1855年同大学トリニティー・カレッジのフェローになる。1856年から65年まで、正規のアカデミックポストから退き、*Treatise on Electricity and Magnetism* を執筆。1856年結婚。1866年からケンブリッジの卒業試験(Mathematical Tripos)の試験委員となり、試験制度の改革を行う。1871年ケンブリッジに新設された実験物理学講座の教授として、キャンディッシュ研究所の計画と整備にあたる。1879年 腹部

の痛のため 48 歳で死去。

Maxwell の最初の論文は、エジンバラの装飾職人 P. R. Hay が問題にしていた卵形曲線の作図法をめぐる幾何学の仕事で、エジンバラ王立協会に投稿された。14歳のときである。それに続く幾何光学の論文では魚眼レンズの原理を発見している。1847年 W. Nicol の実験室を訪れ、1組のプリズムをもらいうけたのが発端で、ステンドグラスに生じる誘導複屈折の研究を始める。A. Cauchy と Stokes の弾性体論を読み、弾性体のひずみ関数と誘導複屈折とを結びつけた理論をつくる。彼はこの仕事を通して、連続体の力学について多くを学んだ。エジンバラ時代に開始されたもうひとつの研究は、色彩の理論である。彼は H. L. F. von Helmholtz と独立に、T. Young の色についての3つの感覚説を復活させ、後に「マクスウェルのこま」とよばれる回転する色板による色混合の実験を行った。顔料の三原色と光の三原色の違い、色盲の原因などを解明し、最初のカラー写真もつくっている。ケンブリッジに来てからは、土星の輪の安定性の問題を研究し始める。初めは剛体の、次いで変形可能な輪について研究し、どちらの場合も安定に存在しないとの結論を得る。互いに相互作用しあう小衛星の集合体という最後に残った可能性についても研究を発展させているが、気体分子の集団に統計分布を適用する分子運動論の研究はこの直後に始まっている。

電磁気学の基礎方程式がほぼ現在の形式を与えられたのは、1865年 Maxwell の「電磁場の動力学的理論」と題された論文によるとされている。しかしながら、これによって物質と独立した場というものの存在が、直ちに一般に認められるようになったわけではなかった。熱や光を、それが伝わる媒質の力学的な運動として説明しようという研究の流れの中において、マクスウェルの電磁理論は A. J. Fresnel の波動光学と矛盾しない結果をもたらす、唯一の成功した光学理論としての地位をまず獲得するのである。以後 Maxwell は光が伝わる媒質としてのエーテルと自分の電磁理論との関係について、終始慎重な態度をとり続けるのであるが、彼が電磁場の運動方程式にたどりつく過程を見ると、そのような媒質の力学運動をひとつのアナロジーとして、極めて具体的に研究していたことがわかる。彼はまず、M. Faraday による実験的研究をつぶさに調べ、Faraday が電磁力の伝搬を説明するため導入した力線の概念を非圧縮性流体の流線とみなすことにより、その数学的表現を与える。電流の磁気作用についてはトムソンによる流体の渦についての解析学的定理(ストークスの定理とよばれるもの)を援用し、今日のベクトルポテンシャルに当る量を導入して、A. M. Ampère や F. N. Neumann の電気力学の結果を再現してみせる。次に最初の流線モデルを、磁場を表す流体の渦の集合と、そのすき間を遊び歯車のように自転しながら連結している電荷粒子に置換える。渦が一定の回転を続けるかぎり粒子は自転をするだけだが、渦の回転速度が変化すると、粒子は公転運動を促すような力を受ける。これが誘導起電力である。導体中で粒子が実際に公転運動をするのが伝導電流であり、真空を含む絶縁体中では、この力が渦流体の弾性的変形を引起し静電エネルギーとして蓄えられる。この変形による電荷粒子のずれも一種の電流(変位電流)として磁気作用を引起すと考えられ、これによって磁場の誘導起電力→変位電流→磁場というサイクリックな相互作用の連鎖が完結し、渦流体の横波弾性波として光の速度で伝播することが結論された。

ところで、Maxwell が渦と遊び歯車から成る電磁場モデルを考えるきっかけとなったのは、エジンバラでの同級生 W. J. M. Rankine の気体分子運動論である。同じ時期に Maxwell は R. J. E. Clausius の気体分子運動論を読み、この新分野の研究に着手した。Clausius は気体の圧力を分子の並進運動の速さで表し、ランキン流の分子の自転運動のエネルギーと並進運動のエネルギーの間に一定の比が存在すること(等分配則の一例)を証明した。さらに、圧力式の中の分子速度の大きさ(毎秒数百メートル)が、観測される拡散速度に比べて大きすぎるとの批判に答えて、分子は衝突によって向きを変え、まっすぐに進める平均的な距離(平均自由行程)は十分小さいと予想した。Maxwell の最初の仕事は、この平均自由行程を用いて、気体の粘性係数と拡散係数とを表すものであった。彼は、Stokes の振り子の減衰より得た粘性係数の値と J. Graham による拡散定数の実験値とから、先の関係式を用いてそれぞれ平均自由行程を算出し、両者の値が一致することをもって自分の理論の正しさを確信することができた。また、粘性の大きさが気体の圧力の大小によらないという一見予想外な結果も得られ、妻との共同の実験によって、この予想のまちがいないことを確かめている。ここで用いられた方法は、気体分子がいろいろな速度をとるその確率分布をあらかじめ導き、これを使って計算に必要な速度のさまざまな平均値を算出するという革新的なものであった。その導出したのは、彼がエジンバラ時代に読んでいた J. Herschel の確率論の影響が見られる。次の論文では、それまでの気体モデルを、中心からの距離の n 乗に比例する力を及ぼしあう、点状分子というモデルに置換える。そして $n = -5$ の場合(マクスウェルの分子)に問題を解き、粘性の大きさや温度との関係についての実験と一致する結果を得る。新しい気体モデルでは、Clausius の平均自由行程という概念は自然な意味を失ってしまう。そこで Maxwell は、Stokes による粘性と弾体との関係を論じた議論を参考にして、緩和時間という平均自由行程に代る概念を導入し、より体系的に議論を展開させた。

実験との比較が容易な粘性についての結果に比べて、統計分布を用いるという Maxwell の新しい方法は、多くの人々にすぐ受け入れられたわけではなかった。この点に関して Maxwell 自身の考えは、有名な「選別悪魔」の議論から推測できる。フレイネルの波動光学の場合と同様に、熱力学の法則に対しても、それを物質の力学的運動から導き出そうという試みが、Clausius をはじめとする人々によって行われていた。Maxwell はこれらの試みに対して、以下に述べるようなウィットに富んだたとえ話で警告を与えている。すなわち、熱い気体と冷たい気体を入れた2つの箱を細い管でつなぎ、そこに分子の速さの大小を見極めて管を閉じたり開いたりする番人を置けば、熱力学第二法則に反して、熱い方をより熱くし、冷たい方をより冷たくすることができる。しかもこの番人の存在は、力学法則になんら違反しない——つまり熱力学第二法則というのは、このような番人が存在しないという、力学法則とは独立した自然のあり方を述べたものなのである。Maxwell はこのようにして、自然界のあるレベルにおいて統計的法則性というものが存在することをすでに十分承知していたようである。しかし統計力学を体系的につくりあげたのは、彼に続く人々であった。[主著] *Theory of Heat*, 1870; *Treatise on Electricity and Magnetism*, 1873; *Matter and*

Motion, 1877; *Elementary Treatise on Electricity*, 1881; *The Unpublished Electrical Writings of Hon. Henry Cavendish*, 1879.

マクスウェル-アンペールの法則 [英 Maxwell-Ampère law, 独 Maxwell-Ampère-Gesetz, 仏 loi de Maxwell-Ampère, 露 закон Максвелла-Ампера] 定常電流によってつくられる磁場 \mathbf{H} が $\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J}$ で与えられることを M. Ampère が示した。ここで \mathbf{J} は電流密度である。J. C. Maxwell は、アンペールの法則を、非定常な電流についても適用させるため、電気量保存の法則と矛盾しないように次のように拡張した。

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

ここで \mathbf{D} は電束密度である。この方程式をマクスウェル-アンペールの法則とよぶ。実際にこの式の発散をとれば、ガウスの法則により

$$\text{div } \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

という電気量保存の法則が得られる。ここで ρ は電荷密度である。電流がない場合を考えてみると、電束密度 \mathbf{D} の時間的変動が磁場を発生させている。これはファラデーの電磁誘導の逆が起ることを示している。また、マクスウェルがつけ加えた $\partial \mathbf{D} / \partial t$ という項は、電流と同じ効果があるために、電束電流または変位電流とよばれている。マクスウェル-アンペールの法則は電磁誘導の法則とガウスの法則と共に電磁場の基礎方程式系すなわちマクスウェル方程式を構成する。

マクスウェル効果 [英 Maxwell effect, 独 Maxwell-Effekt, 露 эффект Максвелла] = 流動複屈折

マクスウェル速度分布則 [英 Maxwell's velocity-distribution law, 独 Maxwell-Geschwindigkeitsverteilungsgesetz, 仏 loi de distribution de vitesse de Maxwell, 露 закон распределения скоростей Максвелла] \Rightarrow マクスウェル-ボルツマン分布

マクスウェルの応力 [英 Maxwell stress, 独 Maxwell-Spannung, 仏 tension de Maxwell, 露 максвеллово напряжение] = 電磁場の応力

マクスウェルの関係式 [英 Maxwell relations, 独 Maxwell-Relationen, 仏 relations de Maxwell, 露 соотношения Максвелла] 一般に2つの独立な状態量 x, y の変化 dx, dy を伴う熱的過程において、量 z の変化が $A(x, y)dx + B(x, y)dy$ で表され、関数 A, B が全微分条件 $\partial A / \partial y = \partial B / \partial x$ を満たすとき、 z も状態量である。たとえば気体を考えると、体積 V , 圧力 p , エントロピー S , 温度 T のいずれか2つを独立変数とする状態量として、内部エネルギー($U = U(S, V)$), エンタルピー($H = H(S, p)$), ヘルムホルツおよびギブスの自由エネルギー($F = F(T, V)$), $G = G(T, p)$)がある。これらの変化は

$$dU = TdS - pdV, \quad dH = TdS + Vdp$$

$$dF = -SdT - pdV, \quad dG = -SdT + Vdp$$

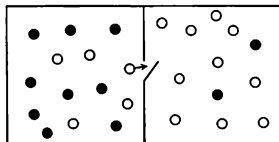
と表される。全微分条件より

$$(\partial T / \partial V)_S = -(\partial p / \partial S)_V, \quad (\partial T / \partial p)_S = (\partial V / \partial S)_p,$$

$$(\partial S / \partial V)_T = (\partial p / \partial T)_V, \quad (\partial S / \partial p)_T = -(\partial V / \partial T)_p,$$

が成り立つ。これらがマクスウェルの関係式とよばれるもので、熱力学的表式中より、たとえばエントロピーの量を消去し、これを容易に測定しうる量で表現する目的によく用いられる。

マクスウェルのデモン [英 Maxwell's demon, 独 Maxwellseher Dämon, 仏 démon de Maxwell, 露 демон Максвелла] J. C. Maxwell によって提出された熱力学に関するパラドックス。図のように、気体を入れた容器に



● 遅い粒子 ○ 速い粒子

仕切りをつくり、それに小さな穴をあけ、気体分子の中で、速度が速く運動エネルギーの大きい分子だけを一方方向にのみ通す装置を仮につくったとする。これをマクスウェルのデモンという。もしこれが可能だとすると、仕切りの片側の温度はどんどん下がりが、もう一方側の温度はどんどん上がることになる。ここで、マクスウェルのデモンそれ自身は、分子の速さをより分けるだけでエネルギーやエントロピーの変化を伴わないとすると、体系のエントロピーだけを小さくすることができることになり、熱力学第二法則に反することになる。すなわち、マクスウェルのデモンが存在するならば、第二種の永久機関が可能になるはずである。しかし、これは不可能であると考えられているので、マクスウェルのデモンも存在しない。実際、分子1個程度の速さの違いによって開閉するような弁は、それ自身、分子の大きさ程度のミクロな物でなければならず、それはゆらいでいるから、粒子を一方通行だけにすることは不可能である。

マクスウェルの電磁理論 [英 Maxwell's electromagnetic theory, 独 Maxwellische elektromagnetische Theorie, 仏 théorie électromagnétique de Maxwell, 露 теория электромагнетизма Максвелла] J. C. Maxwell はその時代までに現れていた電磁気の諸説を補完して、電磁理論をつくりあげた。すなわち電磁気の作用が連続媒質によって伝達されるという M. Faraday の考え方を定着させ、誘電体が電場の中で分極するのと同じように真空も分極するとして電束密度 D を導入し、電磁場の応力テンソルを考えて Faraday の思想に数学的表現を与えた。またアンペールの法則に変位電流 $\partial D/\partial t$ の項を加えて、連続の方程式と両立するように書き改めたが、このようにしてできたマクスウェルの方程式から電磁波の存在を予見した。マクスウェルの電磁理論は特殊相対論とも両立し電磁気を扱う基礎になっている。

マクスウェル物体 [英 Maxwell body, 独 Maxwell-Körper, 仏 corps de Maxwell, 露 твёрдое тело Максвелла] \Rightarrow 粘弾性

マクスウェル・ブリッジ [英 Maxwell bridge, 独 Maxwell-Brücke, 仏 pont de Maxwell, 露 мост Максвелла] 低周波でのインダクタンスの測定に広く用いられる方法で、 LL 型と LC 型を図 1, 2 に示す。 LL 型は標準自己インダクタンス L_0 と比較して自己インダクタンス L_x を求めるのに使用する。平衡条件は $L_x/L_0 = A/B = r_x/(r_0 + r)$ 。ただし r_x, r_0 は L_x, L_0 の直列抵抗分であり、2 つの独立な条件式を同時に満足させるために可変抵抗 r を図 1 のように L_0 側に入れたときの式である。 L_0 と L_x の相互インダクタンス M は測定誤差の原因となる。 L_0 を 180° 回転して平衡をとり、平衡に変化がない場合は問題ない

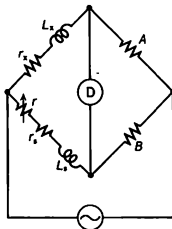


図 1 LL 型

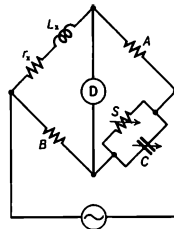


図 2 LC 型

が、違いが生じた場合は両位置での測定値の平均をとるなどの方法で近似値を得る。一般には、 M の影響は消えないので、 M を十分小さくするように配置などに注意する必要がある。 LC 型は自己インダクタンス測定のための最も一般的な方法で、測定範囲も広く誤差も入りにくい。図 2 において標準コンデンサー C と抵抗 S を調整して平衡をとる。平衡条件式 $L_x = CAB$, $r_x = AB/S$ から L_x, r_x を求めることができる。

マクスウェル分布 [英 Maxwell distribution, 独 Maxwell-Verteilung, 仏 distribution de Maxwell, 露 распределение Максвелла] = マクスウェル-ボルツマン分布

マクスウェル-ヘルツの電磁方程式 [英 Maxwell-Hertz electromagnetic equations, 独 Maxwell-Hertzsche elektromagnetische Gleichungen, 仏 équations électromagnétiques de Maxwell-Hertz, 露 электромагнитные уравнения Максвелла-Герца] = マクスウェル方程式

マクスウェル方程式 [英 Maxwell equations, 独 Maxwell-Gleichungen, 仏 équations de Maxwell, 露 уравнения Максвелла] 電磁場の基礎方程式であり、1864 年、J. C. Maxwell によって提出された。通常、次のように表される。マクスウェル-ヘルツの電磁方程式とよぶこともある。

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{i} \quad (2)$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho \quad (3)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

ここで、 \mathbf{E} は電場、 \mathbf{H} は磁場、 \mathbf{D} は電束密度、 \mathbf{B} は磁束密度、 ρ は電荷密度、 \mathbf{i} は電流密度である。電磁場が物質に及ぼす力は、単位体積あたり $\rho \mathbf{E} + \mathbf{i} \times \mathbf{B}$ である。

電束密度は電場と

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$$

の関係で結ばれている。ここで、 ϵ_0 は真空の誘電率とよばれる定数で、 \mathbf{P} は電気分極あるいは単に分極とよばれ、単位体積あたりの電気双極子モーメントである。磁束密度と磁場との関係は

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J}$$

と書かれる。 \mathbf{J} は磁気分極とよばれ、単位体積あたりの磁気双極子モーメントである。 μ_0 は真空の透磁率とよばれる定数である。あるいは

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M})$$

と書かれることもある。 \mathbf{M} を磁化とよぶ。磁化と磁気分極との関係は $\mathbf{J} = \mu_0 \mathbf{M}$ である。真空中には、磁化も分極も存在しない。通常の物質では、分極は電場に比例し

$$\mathbf{P} = \chi_e \mathbf{E}$$

が成り立つ。 χ_e は電気感受率とよばれる。このとき、電束密度は電場に比例することになり

$$D = \epsilon E$$

と書かれる。ここで、 $\epsilon = \epsilon_0 + \chi_e$ は誘電率とよばれる。常磁性体では、磁気分極は磁場に比例し

$$J = \chi_m H$$

と表される。 χ_m は磁気感受率あるいは磁化率とよばれる。このとき、磁束密度は、 $\mu = \mu_0 + \chi_m$ を使って

$$B = \mu H$$

と表される。 μ を透磁率という。磁化と磁場との関係は

$$M = \chi H$$

となり、この χ を磁化率あるいは比磁化率とよぶ。真空の透磁率は

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N} \cdot \text{A}^{-2}$$

と定義される。真空の誘電率は、真空中の光速 c を用いて

$$\epsilon_0 = c^{-2} \mu_0^{-1}$$

と求められている。

マクスウェル方程式の第一式は、電磁誘導の法則とよばれ、1831年にM. Faradayによって発見された。第二式は、マクスウェル-アンペールの法則とよばれる。この法則は、定常電流の閉回路がつくる磁場を決めるアンペールの法則(1820年)、あるいは定常電流の電流素片がつくる磁場を決めるビオ-サバールの法則(1820年)に、電束密度の時間変化 $\partial D/\partial t$ つまり電束電流の寄与を追加したものである。第三式は、電場に関するガウスの法則とよばれる。第四式は、磁場に関するガウスの法則とよばれ、磁気量が存在しないことを示している。マクスウェル方程式はローレンツ変換に対して不変である。電磁場にどんな次元を与えるかによって、マクスウェル方程式の形は変わる。ここでは国際単位系(SI)の方式に従っている。SIでは、電流の次元を基本次元とする。他の単位系では、電流の次元を質量・長さ・時間の3つの次元から組立てる。組立て方の主なものに、静電単位系方式と電磁単位系方式とがある。それらの方式で定義された量を、SIで定義された量で表したものを表に示す。対称系は、電気に関する量を静電系方式で定義し、磁気に関する量を電磁系方式で定義する方式である。ガウス系ともいう。

電磁量の定義

電磁系	量	対称系(ガウス系)		量	静電系
		静電系	電磁系		
$\sqrt{\frac{\mu_0}{4\pi}} \rho$	電荷密度	$\frac{\rho}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}}$			
$\sqrt{\frac{\mu_0}{4\pi}} i$	電流密度	$\frac{i}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}}$			
$\sqrt{\frac{4\pi}{\mu_0}} E$	電場	$\sqrt{4\pi\epsilon_0} E$	$\sqrt{4\pi\mu_0} H$	磁場	$\sqrt{\frac{4\pi}{\epsilon_0}} H$
$\sqrt{4\pi\mu_0} D$	電束密度	$\sqrt{\frac{4\pi}{\epsilon_0}} D$	$\sqrt{\frac{4\pi}{\mu_0}} B$	磁束密度	$\sqrt{4\pi\epsilon_0} B$
$\sqrt{\frac{\mu_0}{4\pi}} P$	電気分極	$\frac{P}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}}$	$\frac{J}{\sqrt{4\pi\mu_0}}$	磁気分極	$\sqrt{\frac{\epsilon_0}{4\pi}} J$
$\frac{\mu_0}{4\pi} \chi_e$	電気感受率	$\frac{\chi_e}{4\pi\epsilon_0}$	$\frac{\chi_m}{4\pi\mu_0}$	磁気感受率	$\frac{\epsilon_0}{4\pi} \chi_m$
$\mu_0 \epsilon$	誘電率	$\frac{\epsilon}{\epsilon_0}$	$\frac{\mu}{\mu_0}$	透磁率	$\epsilon_0 \mu$

以下に、表の使い方の例を示す。いま、ローレンツ力

$$f = \rho E + i \times B$$

を、対称系での表式に変える場合を考える。静電系の電荷密度を ρ' 、電場を E' 、電流密度を i' 、電磁系での磁束密度を B'' と書くと、表から $\rho = \sqrt{4\pi\epsilon_0} \rho'$ 、 $B = \sqrt{\mu_0/4\pi} B''$ などが得られる。これらを上の式に代入して、対称系でのローレンツ力

$$f = \rho' E' + c^{-1} i' \times B''$$

と表されることがわかる。数値は次のようにして求められる。たとえば $B = 1 \text{ T}$ のとき、 B'' は

$$B'' = \sqrt{4\pi\mu_0^{-1}} B = \sqrt{10^7 \text{ N}^{-1} \cdot \text{A}^2 \text{ N} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}} \\ = \sqrt{10^7 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}} = 10^4 \sqrt{\text{dyn} \cdot \text{cm}^{-2}} = 10^4 \text{ G}$$

である。同様に、 $i = 1 \text{ A} \cdot \text{m}^{-2}$ のとき、 $i' = c \times 10^{-5} \text{ dyn}^{1/2} \cdot \text{cm}^{-2}$ であるから、 $iB = 1 \text{ N} \cdot \text{m}^{-3} = 10^{-1} \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-3} = i' B''/c$ となる。他の量の数値の関係については付録の表を参照。

対称系方式で書かれた電磁気学の文献も多いので、そのマクスウェル方程式を示しておく。静電系方式の量に'をつけ、電磁系方式の量に''をつける。

$$\text{rot } E' + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} B'' = 0$$

$$\text{rot } H = \frac{1}{c} \frac{\partial D'}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} i'$$

$$\text{div } D' = 4\pi \rho'$$

$$\text{div } B'' = 0$$

$$D' = E' + 4\pi P' = (1 + 4\pi \chi_e') E' = \epsilon' E'$$

$$B'' = H'' + 4\pi J'' = (1 + 4\pi \chi_m'') H'' = \mu'' H''$$

ここで、 $c = 2.99792 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ は真空中の光速度である。なお、この方式では磁気分極 J'' と磁化 M'' とは同じ量になる。

マクスウェル-ボルツマン分布 [英 Maxwell-Boltzmann distribution, 独 Maxwell-Boltzmann-Verteilung, 仏 distribution de Maxwell-Boltzmann, 露 распределение Максвелла-Больцмана] 古典的な分布。気体、液体、固体のいずれをとってみても、多数の粒子(分子または原子)から成っているが、特に気体や液体中の粒子の並進運動については、極低温のヘリウムを除くと、だいたいにおいて量子性は無視してよく、粒子が古典力学に従って運動していると考えてよい。半導体の伝導電子も、極低温を除くと量子性を無視して考えてもよい。このような古典力学に従う粒子の熱平衡状態における一体分布関数は

$$f(p) = C \exp\left(-\frac{p^2}{2mkT}\right)$$

となる。ただし p は粒子の運動量、 m は粒子質量、 T は絶対温度、 k はボルツマン定数、 C は規格化

$$\int \cdots \int f(p) dx dy dz dp_x dp_y dp_z = [\text{全粒子数}]$$

によって決る定数で、 $C = [\text{粒子密度}]/(2\pi mkT)^{3/2}$ である。上のような $f(p)$ をマクスウェル-ボルツマン分布とかマクスウェルの速度分布という。単にマクスウェル分布とかボルツマン分布ということもある。

単位体積の中で、速度 $v = (v_x, v_y, v_z)$ が $v_x^{(0)} \leq v_x \leq v_x^{(1)} + dv_x$ 、 $v_y^{(0)} \leq v_y \leq v_y^{(1)} + dv_y$ 、 $v_z^{(0)} \leq v_z \leq v_z^{(1)} + dv_z$ であるような粒子の数を $f(v^{(0)}) dv_x dv_y dv_z$ と書くことがある。このときは

$$f(v) = C' \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)$$

$$C' = [\text{粒子密度}] \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}$$

で、この $f(v)$ のことをマクスウェル速度分布という。

J. C. Maxwell は対称性だけを用いた簡単な議論からこ

の分布を導き、L. Boltzmann はボルツマン方程式の解の行き着く先がこの分布になることを示した。

マクスウェル模型 [英 Maxwell model, 独 Maxwell-Modell, 仏 modèle de Maxwell, 露 модель Максвелла]

⇒ 粘弾性

マグデブルクの半球 [英 Magdeburg hemispheres, 独 Magdeburger Halbkugeln, 仏 hémisphères de Magdebourg, 露 магдебургские полушария] 大気圧の存在を示すために行われた有名な公開実験「マグデブルクの半球の実験」を意味することが多い。あるいはその公開実験が意味する内容とか実験に用いられた半球そのものをさすこともある。1654年、当時マグデブルク市(東ドイツ)の市長であったO. Guerickeは、レーゲンスブルク市において、大気圧の存在を示すため、ドイツ皇帝などの要人達の前で大規模な実験を行った。彼はまず、直径約40 cmの2個の銅製半球殻を用意し、間にテレペン油やワックスを含ませた革をガスケットとして挟んでから合わせて球形とし、彼の発明による手動の真空ポンプで排気した。大気圧によって強く密着した2つの半球は、16頭の馬を用いて両端から引っ張っても引き離すことができなかったため、Guerickeは大気圧の強さを広く認識させることに成功した。真空ポンプの構造およびガスケットの性能から見て、球の内部の圧力はそれほど低かったとは思われないが、大気圧に比べれば十分低く、半球を引離すには1 tくらいの力を要したと推定される。

膜電位 [英 membrane potential, 独 Membranpotential, 仏 potentiel membrane, 露 мембранный потенциал] 膜を隔てて電解質溶液が相接した際に、膜の両側に生じる電位差を膜電位という。膜電位の主な要因としては、ドナ膜電位と拡散電位が挙げられる。ドナ膜電位は、膜不透過性のイオンが存在することによって、膜透過性イオンが膜の両側で不均等分布を示すことに由来する電位である。平衡状態でも生じ、1個イオンの場合には $\phi = (RT/F) \ln(c^I/c^II)$ で表される。ここに、 R は気体定数、 T は絶対温度、 F はファラデー定数、 c^I と c^{II} はそれぞれ膜を隔てた溶液相 I と II におけるイオンの濃度(厳密には活量)である。一方、拡散電位はイオンの移動度の違いによって生じる電位であり、ドナ膜電位と異なり平衡電位ではない。1個イオンのみの場合には、

$$\phi = \frac{RT}{F} \ln \left(\frac{\sum_i P_i c_i^I}{\sum_i P_i c_i^{II}} \right)$$

で表される。ここに、 P_i は膜中での i 種イオンの透過係数、 c^I と c^{II} はそれぞれ溶液相 I と II における i 種イオンの濃度である。興奮性細胞における静止電位はほぼ拡散電位によって説明できる。

マクドウェル対称性 [英 MacDowell symmetry, 独 MacDowellsche Symmetrie, 仏 symétrie de MacDowell, 露 симметрия МакДовелла] π 中間子と核子の弾性散乱の部分波振幅には

$$F_{1/2,1/2}^+(\omega) = -F_{1/2,1/2}^-(\omega)$$

という関係があることを、1959年にS. W. MacDowellは証明した。 ω は重心エネルギーである。角運動量は同じだが、パリティの違う状態のこの関係を、マクドウェルの相反関係という。一般のボソンとフェルミオン散乱の部分波振幅の相反関係は原康夫によって導かれた。この相反関係を使って、パリティの逆なフェルミオンと結びつい

た、2本のレッジェ軌跡には、関係

$$\alpha^+(W) = \alpha^-(-W)$$

があることが証明できる。これをマクドウェル対称性という。

マグニチュード(地震の) [英仏 magnitude, 独 Magnitude, 露 магнитуда] ⇒ 地震

マグヌス Magnus, Heinrich Gustav 1802.5.2—1870.

4.4 ドイツの物理学者、化学者。1822年にベルリン大学に入り、学位取得後1年間ほどスウェーデンのJ. J. Berzeliusの研究所で研究、その後ベルリン大学で私講師を経て、1833年准教授、1845年工学と物理学の教授に就任。1840年にはベルリン科学アカデミー会員となり、1868年ドイツ化学会の結成に参画して、その一員に加わった。Berzeliusの研究所では、白金アミノ化合物(マグヌス緑色塩 $[Pt(NH_3)_4][PtCl_4]$)とそのカリウム塩 $[K_2PtCl_4]$ を発見した。また1833年には過ヨウ素酸とその塩を発見、1839年までは有機化学に興味をもち、1837年から1845年までは血液中に含まれている酸素と二酸化炭素の研究を行う。以後、物理化学、物理学へ転じ、熱理論、気体の膨張、液体の沸騰、電気分解、誘導電流、熱電流、光、液体、磁気、力学で優れた研究を残したマグヌス効果は最も著名である。

マグヌス効果 [英 Magnus effect, 独 Magnusscher Effekt, 露 эффект Магнуса] ⇒ クッター-ジューコフスキーの定理

マグネシウム乾電池 [英 magnesium dry cell, 独 Magnesiumtrockenzelle, 仏 cellule sèche au magnésium, 露 сухая магниевая батарея] マンガン乾電池(ル克蘭シュ乾電池)の陰極の亜鉛をマグネシウムに代えたものであり、構成は、陰極がMg、電解液は $MgBr_2$ または $Mg(ClO_4)_2$ 、陽極は MnO_2 である。起電力は1.9~1.95V、作動電圧は1.5Vである。高温、高湿度に耐え、貯蔵性がマンガン電池に比べて長い。電解液の湿度を適度に保ち、同時に放電中に発生する水素を逃がすため特別の技術が要求される。

マグネタイト [英 magnetite, 独 Magnetit, 仏 magnétite, 露 магнетит] 天然鉱物磁鉄鉱の英語名。スピネル型構造をもち、イオン配列は $Fe^{3+}[Fe^{2+}Fe^{3+}]O_4$ の逆スピネルで、四面体位置のA位置に Fe^{3+} イオンが入り、八面体位置のB位置には Fe^{2+} イオンと Fe^{3+} イオンが同数入っている。A位置のスピンとB位置のスピンは互いに反対向きのスピン配列をとり、正味の磁気モーメントはB位置の Fe^{2+} イオンから生じ、1分子当り $4\mu_B$ (μ_B はボーア磁子)で、キュリー温度が858Kのフェリ磁体である。電気伝導率は室温付近で約 $250 \Omega^{-1} \cdot cm^{-1}$ と低く酸化物質に比べて非常に大きいのが特徴である。これはB位置にある Fe^{2+} イオンと Fe^{3+} イオンの間で電子がホッピングするためと考えられている。温度を下げていくと、123K付近で電気伝導率に約2けたの減少を伴う一次転移が生じる。このとき、潜熱、格子ひずみが観測され、磁気異方性などが変化する。この転移はフェルベー転移とよばれ、B位置の Fe^{2+} イオンと Fe^{3+} イオンがB位置のなかで規則的に配列することに起因しているが、どのような配列になっているかはまだ確定していない。磁化容易方向は、130K以上で〈111〉方向、フェルベー転移温度以下では冷却するときの磁場方向に最も近い立方晶軸のひとつの〈100〉から 0.23° ずれた単斜晶の c 軸方向になる。飽和磁化は転

移に際して 0.1% 減少する。結晶は立方晶から低対称の単斜晶へ変わるが、4.2K で観測された電気磁気効果の結果から、さらに低対称の三斜晶になっていることが示唆されている。

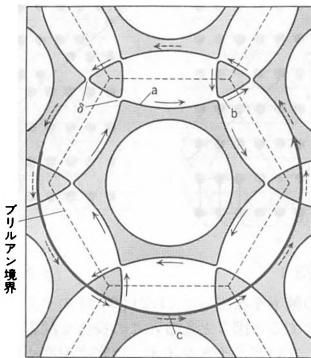
マグネティックスペクトロメーター [英 magnetic spectrometer, 独 Magnetspektrometer, 仏 spectromètre magnétique, 露 магнитный спектрометр] ⇒ スペクトロメーター

マグネティックブレイクダウン [英 magnetic break-down, 独 magnetischer Durchbruch, 仏 disruption magnétique, 露 магнитный пробой] 金属の電子エネルギーバンドのフェルミ準位近傍で、2つのバンドがごく小さいエネルギーギャップ ($\leq 10^{-2}$ eV) を隔てているため、2種のフェルミ面どうしが逆格子空間でごく接近した部分をもつような場合がある。このとき、磁場の下で周囲軌道を運動している電子は、磁場が十分強く (≥ 1 T) になると1つのフェルミ面をめぐる軌道から、ほかのフェルミ面をめぐる軌道へと乗り移る確率が大きくなる。その確率 P は、

$$P = \exp \left[- \left(\frac{H_0}{H} \right) \right]$$

$$H_0 = \frac{kmcE_g^2}{\hbar e E_F}$$

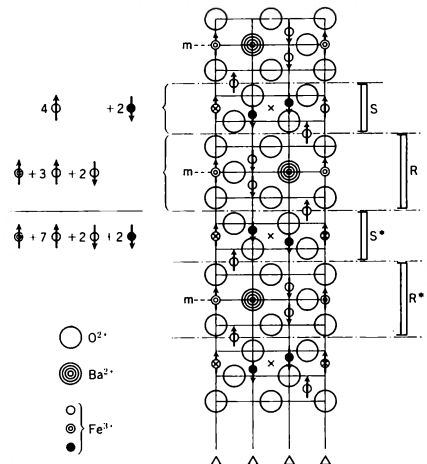
と表される。ここで e, m は電子の電荷と質量、 c は光速、 E_g はエネルギーギャップ、 E_F はフェルミ・エネルギー、 k は 1 のオーダーの定数である。この確率によって1つの軌道からほかの軌道へ乗り移ることをマグネティックブレイクダウンあるいはマグネティックブレイクスルーという。日本語には磁気開通と磁気貫通などと意識されている。



図は最密六方構造の2価金属である Mg のフェルミ面の c 軸に垂直な中心断面を反覆ゾーンで描いたものである。a の正孔軌道と b の電子軌道が微小な逆格子空間の隔た δ で隔たっている。c 軸方向の磁場によるブレイクダウンで、c の巨大軌道(ゾーン境界でのブリルアン反射なしの自由電子2個を収容する球形フェルミ面を周回)に乗り移ることが知られている。図

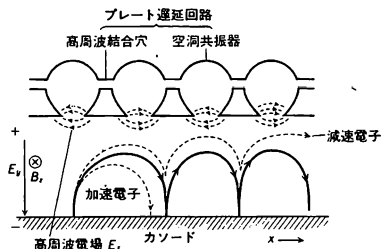
マグネトブランバイト [英 magnetoplumbite, 仏 magnétoplumbite, 露 магнитоплюмбит] 天然鉱物として分子式 $\text{PbFe}_{7.5}\text{Mn}_{3.5}\text{Al}_{0.5}\text{Ti}_{0.5}\text{O}_{19}$ で示される六方晶最密構造の結晶を元来マグネトブランバイトという。1938年 V. Adlasköld はこの鉱物と同じ結晶構造の $\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$, $\text{SrO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$, $\text{PbO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$ (それぞれ BaM, SrM, PbM と略す)

という3種の酸化物を合成した。1952年フィリップス社から BaM がバリウムフェライト磁石として発表され、永久磁石材料としての性能および経済性が優れていることから、このマグネトブランバイト型フェライトについて数多くの研究がなされた。また、その誘導体である W ($\text{BaMe}_2\text{Fe}_{16}\text{O}_{27}$, Me は 2 価金属), Z ($\text{Ba}_3\text{Me}_2\text{Fe}_{24}\text{O}_{41}$), Y ($\text{BaMeFe}_6\text{O}_{11}$) などは、高周波用フェライトとして利用されている一連の物質である。BaM などが優れた永久磁石材料である原因のひとつは、 c 軸方向を磁化容易方向とするための $3 \times 10^7 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ の一軸性結晶磁気異方性エネルギーの存在による。一方、Y 型などのものでは c 面が磁化容易面となっている。この場合には結晶の対称性による磁気双極子間相互作用により $-5 \sim -7 \times 10^8 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ の結晶磁気異方性エネルギーが生じるため c 面方向を磁化が向く。一例として BaM の結晶構造と Fe^{3+} イオンの磁化方向(c 軸を含む断面)を図に示す。ABAB... の配列の六方最密構造の



R ブロックと ABCABC... の面心立方の S ブロックが、それぞれ c 軸と $\langle 111 \rangle$ 軸を共有して1分子をつくり、この軸に関し 180° 回転した R^* , S^* ブロックと合わせて2分子で1単位胞となる。Fe³⁺ イオンはこのなかで5種類の副格子を占め、1分子中に含まれる12個の Fe³⁺ イオンのうち、8個が上向き、4個が下向きの磁気モーメントをもつので、0K では差引き4個分の磁気モーメント $5 \times 4 = 20 \mu_B$ をもつフェリ磁性体である。

マグネトロ [英 magnetron, 独 Magnetron, 仏 magnétron, 露 магнетрон] 同軸円筒のうち内部円筒をカソード、外部をプレートとして二極管を形成し、軸方向に直流磁場をかけて高周波の発振を行わせるマイクロ波電子管。1921年アメリカの A. W. Hull により電子運動の研究が始められたが、1924年チエコスロバキアの A. Zákec, ドイツの E. Habann, 1926年日本の岡部金治郎、八木秀次らによって、電子のサイクロトロン運動による両極間での往復運動が高周波の発振につながることが見いだされた。1935年になり、イギリスの K. Posthumus が、電子の旋回運動に伴ってプレートの表面沿いに生じる電磁波の研究を始めたが、第二次大戦中にこれがプレートとして結合共振空洞による遅延回路(⇔進行波管)を使用する型に発展されるにおよび、出力と効率が飛躍的に向上した。二極管の一



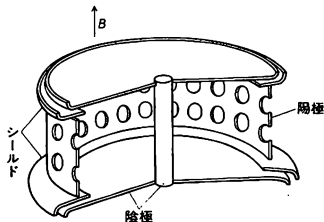
部を簡単のために曲率を無視した図に示す。直流電場および磁場をそれぞれ E_y, B_z とすると、カソードより y 方向に出た電子の軌道は

$$y = \frac{E_y}{\omega_c B_z} (1 - \cos \omega_c t)$$

$$x = \frac{E_y}{\omega_c B_z} (\omega_c t - \sin \omega_c t)$$

となる。ここで ω_c はサイクロトロン角周波数で電子の質量 m , 電荷 $-e$ によって $\omega_c = eB_z/m$ と表される。これにより軌道は平均の y 位置が $E_y/2\omega_c B_z$, x 方向への平均速度が E_y/B_z のサイクロイドとなる。ここでプレート沿いに空洞共振器が並び、それによる E_x 成分が存在するとすると E_x で減速される位相の電子は徐々にプレートよりにずれながら x 方向へ進むが、加速位相の電子は半回転でカソードに戻って衝突し消える。こうして減速位相の電子が残って電子群に疎密が生じる。もし空洞間を伝わる高周波の E_x 成分の速度が (E_0/B_z) に等しいと、電子群は常に減速されつづけ、高周波にエネルギーを与えて、発振が生じる。高周波の伝搬速度は周波数により異なるので、直流電圧または磁場を変えることにより発振周波数を調整できる。

マグネトロンゲージ [英 magnetron vacuum gauge, 独 Magnetronvakuummeter, 仏 jaugage magnétron, 露 магнетронный вакуумметр] 電場と磁場とを併用した電離真空計の一種。冷陰極と陽極とを備えており、電磁場をかけることによって安定な放電が得られる。そのときの放電電流が圧力にほぼ比例することから、これより圧力を求める。電磁場の分布、電極の構造などが、マイクロ波発振管のマグネトロと似ていることから、マグネトロンゲージとよばれる。図のように糸巻形の陰極(冷陰極)と円筒状の



陽極とを同軸状に配置し、軸方向に磁場(約数百 G)をかけ、陰極、陽極間に約 5 kV を印加して動作させる。カソードで発生した電子は、マグネトロと同じように軸対称の直交電磁場内を運動することになるが、ドリフト運動を伴う旋回運動のため容易に陽極には到達できず、空間に蓄積されて陰極と陽極間の空間に電子雲を形成する。放電電流は、電子雲として運動している電子が残留気体分子を電離して生じたイオン、およびそれに見合うだけの電子が、

それぞれ陰極、陽極に流れ込むことで得られ、ほぼ圧力に比例する。図中に示すシールド電極は、電界放出による電子電流(圧力に無関係)を放電電流から分離する目的で設けられたものである。このくふうにより測定可能な圧力の下限は 10^{-8} Pa となる。冷陰極であるため、フィラメント焼損の心配がなく、またペンチングゲージに比べると放電が安定である。しかし、逆マグネトロンゲージに比べると放電のモード変化などがあり、放電電流と圧力との対応がやや不確定なこともある。

マグネトン [英 magneton, 独 Magneton, 仏 magnéton, 露 магнетон] ⇒ 核磁子

マグネリ構造 [英 Magnéli structure, 独 Magnelische Struktur, 仏 structure de Magnéli, 露 структура Маргнели] マグネリ相ともいう。Ti, V, Mo, W などの遷移金属酸化物の中にマグネリ構造とよばれる特異な結晶構造と物性を示す一群の化合物がある。これらの構造はスウェーデンの Magnéli 氏を中心に詳細に研究されてきた。この一群には Ti_nO_{2n-1} , V_nO_{2n-1} , Mo_nO_{2n-1} , W_nO_{2n-1} (n は正整数)などの化合物が属するが、種々の n 値の構造は密接に関連している。これらの構造は TiO_2 (ルチル型), ReO_3 , MoO_3 構造を基本としたせん断構造と考えられる。すなわち上述の基本格子から酸素イオンのみの原子面を規則正しく周期的に抜取り(この面をせん断面という)接合させるが、この際金属イオンどうしや酸素イオンどうしの反発をできるだけ避けるように、特定の方向に一定の距離だけすべらせた構造をつくる。図 1 は正方晶 TiO_2 (ルチル型)の理想化された構造を [100] 方向から見たもので、白丸、黒丸はそれぞれ酸素、チタンイオンを示す。

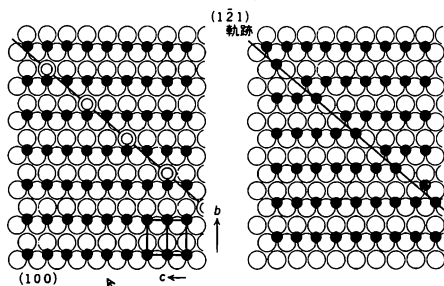


図 1

図 2

二重丸印の酸素を抜去って $(1/2)[011]$ のベクトルだけずらせて接合すると図 2 となる。この操作で酸素イオンの配列は変化しないが、チタンイオンは密度が高くなり、かつ配列の狂いが生じ、ちょうど規則合金の逆位相関係と同じように位相がずれている。 Ti_nO_{2n-1} はこの $(1/2)$ せん断面がチタンイオンの n 層ごとに 1 枚入った構造として理解できる。 V_nO_{2n-1} も同様に考えられ、また $Mo-O$, $W-O$ 系マグネリ構造は ReO_3 を基本格子としたせん断構造と考えられる。マグネリ構造はまた磁氣的、電気的性質もよく調べられており、磁化率や電気抵抗が特定の温度 T_1 を境にして不連続的に大きな変化を示すことがわかった。ことに電気抵抗は T_1 より低温では大きく半導体的であり、 T_1 より高温では抵抗が急激に減少し金属的となる。この現象は金属・半導体転移とよばれ、その原因についても理論的に種々検討されている。

マグノン [英仏 magnon, 独 Magnon, 露 магнон]

量子化されたスピン波で、強磁性体や反強磁性体などに生ずる素励起である。1930年にF. Blochによって初めて理論的に考えだされ、このときスピン波と名づけられた。強磁性体においては交換相互作用のため基底状態では、すべてのスピンは一方にそろい、磁化は飽和している。このとき1つのスピンのが乱れると、この乱れが交換相互作用のため、隣から隣へと波動の形で伝播していく。これがスピン波である。この現象を第二量子化法で扱うと、スピン波はボース統計に従う粒子として表されるので、最近ではマグノンという名でよばれることが多い。反強磁性体には2つの副格子があるので、2種類のマグノンが存在する。熱平衡状態ではマグノンは絶対零度では存在しないが、温度上昇とともに増加していく。しかしマグノンどうしの衝突が激しくなるので、個々のマグノンの寿命は短くなる。強磁性体ではマグノンが生じると、磁気モーメントを減らすので、磁化は温度 T の上昇とともに減少していく。その減少量は $T^{3/2}$ に比例し、これはブロッホの $T^{3/2}$ 則といわれ、マグノンの数を反映したものである。マグノンのエネルギースペクトルは、異方性が無視できるとき強磁性体では $\epsilon_k \propto k^2$ 、反強磁性体では $\epsilon_k \propto |k|$ と波数ベクトル k に対する依存性が異なるので、両者の熱力学的諸量の温度変化も異なる。普通の強(反強)磁性共鳴吸収では振動磁場からエネルギーが吸収されて、波数0のマグノンが発生する。強(反強)磁性体における中性子の非弾性散乱に際しては、マグノンの発生や消滅が伴う。

マグノン散乱(中性子の) [英 magnon scattering]
⇒ 非弾性散乱

膜平衡 [英 membrane equilibrium, 独 Membrangleichgewicht, 仏 équilibre de membrane, 露 мембранное равновесие] 2相を仕切る膜を隔てての成分物質 i の平衡を支配する熱力学的状態変数は2相の化学ポテンシャル差 $\Delta\mu_i$ で、等温系に対して

$$\Delta\mu_i = \mu_i^{\text{II}} - \mu_i^{\text{I}} = V_i(p^{\text{II}} - p^{\text{I}}) + z_i F(\varphi^{\text{II}} - \varphi^{\text{I}}) + RT \ln \frac{a_i^{\text{II}}}{a_i^{\text{I}}}$$

で与えられる。ここで、 V_i は部分モル体積、 p は圧力、 z_i は価数、 F はファラデー定数、 φ は電位、 a_i は活動度で、添字I, IIは膜で隔てられる2相を示す。この系の平衡条件は膜の性質によるが、特に高分子電解質溶液がこれを通さない半透膜を隔てて低分子電解質溶液と接触するとき成り立つ平衡をドナンの膜平衡という。このとき2相の圧力差(膨潤圧)は

$$\Pi = p^{\text{II}} - p^{\text{I}} = -\frac{RT}{V_w} \ln \frac{a_w^{\text{II}}}{a_w^{\text{I}}}$$

で与えられる。ここで添字wは水を示す。2相の電位差(ドナン電位)は

$$E_D = \varphi^{\text{II}} - \varphi^{\text{I}} = -\frac{RT}{z_i F} \left(\ln \frac{a_i^{\text{II}}}{a_i^{\text{I}}} + \frac{\Pi V_i}{RT} \right)$$

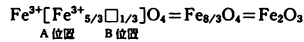
で与えられ、さらに電気的中性条件から、1-1型電解質の場合

$$\frac{a_+^{\text{I}} a_-^{\text{I}}}{(a_w^{\text{I}})^2} = \frac{a_+^{\text{II}} a_-^{\text{II}}}{(a_w^{\text{II}})^2} \quad \left(r = \frac{V_s}{V_w} \right)$$

となる。これをドナンの膜平衡式という。ここで添字+, -はそれぞれ正イオン、負イオンを、sはその塩を示す。イオン交換樹脂のように固定電荷密度の高い樹脂が低分子電解質溶液と接触するとき、仮想的な半透膜で隔てられた樹脂相と溶液相との間にドナンの膜平衡式が成り立つ。この結果、樹脂相では固定電荷と同符号のイオン、したがっ

て自由な塩の濃度は非常に低くなり、これをドナン排除という。イオン交換膜のような荷電膜が固定電荷と異なる符号をもつイオンに対し選択的透過性を示すのも同じ理由による。

マグヘマイト [英 maghemite, 独 Maghemit, 仏 maghémite, 露 маггемит] 磁赤鉄鉱といふこともある γ 型酸化鉄で結晶学的にはスピネル型構造をもつ。magnetite (磁鉄鉱)とhematite (赤鉄鉱)との合成語である。スピネル型結晶構造には鉄族イオンが入る位置にA, Bの2種類あり、通常のフェライトでは、おのおのの位置全部に鉄族イオンが入っているが、 $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ では



のようにB位置に□で示される空格子点があることが特徴である。磁気的には通常のフェライトと同様に常温においてフェリ磁性を示し、磁気テープ用磁性粉として最も広く使われている。この磁性粉は $\alpha\text{-FeOOH}$ を還元、脱水して Fe_3O_4 とした後、250℃程度の温度で酸化して針状の粒子として成長させ、その針状形状磁気異方性を利用して角型磁化曲線の特性を得ていることに特色があり、経済性も高い。

マーク-ホウリンク-桜田の式 [英 Mark-Houwink-Sakurada's formula, 独 Mark-Houwink-Sakurada-Formel, 仏 formule de Mark-Houwink-Sakurada, 露 формула Марка-Ховвинка-Сакурады] ⇒ 粘度式

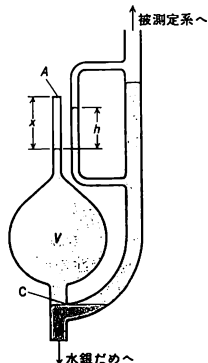
マグマ [英 magma, 独 Magma, 露 магла] 地球内部で、自然条件の下に発生する高温(1400~650℃)融解物質。岩漿ともいう。ほとんどはケイ酸塩融解物であり、上昇、固化して火成岩となる。地表まで達せず、深部で固まるときは貫入岩、地表に噴出したものは溶岩とよばれる。溶岩は固化して火山岩(噴出岩)となる。完全に液体の部分だけをマグマという場合もあるが、液体のほかに共存する結晶(カンラン石、輝石、斜長石など)や気相(H_2O , CO_2 など)をも含むこともある。マグマはその化学組成(主として SiO_2 の含有量)によって玄武岩質マグマ、安山岩質マグマ、花こう岩質マグマなどに大別される。このように異なる種類のマグマが生ずる理由は複雑だが、次のように考えられる。マグマを生ずるには、地球内部が何らかの理由で、発熱するか、物質上昇や揮発成分の添加などによって融点降下を起し、温度が融点以上とならねばならない。花こう岩質マグマの場合には、それが起るのは地殻内である可能性が高いが、ほかはおそらく、マントル(数十km以深)である。マントル物質は主としてカンラン岩であり、温度が融点を超えると、部分融解や分別融解を起し、最終的に貫入や噴出をする前には、結晶作用や分別結晶作用を行い、それらが火成岩の多様性の原因になると考えられる。マグマはその化学組成に応じて、密度や粘性などの物理的性質も異なる。温度にもよるが、噴出時には玄武岩質マグマに比べて安山岩質マグマや花こう岩質マグマは、粘性が高く、火山活動をより爆発する傾向がある。また、マグマ物性の圧力変化も著しく、特に、マグマの粘性は圧力とともに減少することが久城育夫によって見いだされている。

マクミラン McMillan, Edwin Mattison 1907.9.18 — アメリカの原子核物理学者、加速器物理学者。カリフォルニア州リードンドビーチに生れる。1928年カリフォルニア工科大学を卒業、物理学を専攻、1929

年 同大学院修士コース終了後、プリンストン大学大学院に進み、1932 年 博士号を取得、同年カリフォルニア大学バークレー校の助手となる。1934 年からは同大学放射線研究所研究員となり、E. O. Lawrence の下で研究、1941 年 同大学準教授、1946 年 教授となり、1954~58 年の間ローレンス放射線研究所副所長を、また 1958~73 年には同研究所所長を務めた。この間第二次世界大戦中はマサチューセッツ工科大学放射線研究所、海軍無線通信音響研究所に勤め、さらに 1942~45 年にはロスアラモス研究所でマンハッタン計画に加わり、世界最初の原子爆弾製造に参画した。1940 年春、彼は P. H. Abelson と共同で、中性子をウランに照射し、最初の超ウラン元素である原子番号 93 のネプチニウム(Np)を発見した。さらに、その翌年には、次の超ウラン元素である原子番号 94 のプルトニウム(Pu)を G. T. Seaborg らと共同で発見した。この業績により、1951 年には Seaborg とともにノーベル化学賞を受賞。一方、Lawrence の指導の下でサイクロトロン建設や開発研究に協力し、1945 年には高周波加速における位相安定の原理、いわゆるシンクロトロンの原理を発見した。このシンクロトロンの原理は、同時に、ソ連の V. I. Veksler によっても発見され、シンクロサイクロトン、さらにはシンクロトロンの開発に応用され、素粒子物理学の実験的研究の主流としての高エネルギー物理学という新しい研究分野を開く端緒となった。

マーク読み取り装置 [英 mark reader, 独 Markenleser, 露 устройство-считывания знаков] 計算機の入力装置のひとつ。専用の用紙に印刷された所定の位置につけられたマークに対応するコードを計算機システムに入力し、または、そのコードによって、用紙群の分類を行う装置。

マククラウド・ゲージ [英 McLeod gauge, 独 McLeod-Vakuummeter, 仏 jauge de McLeod, 露 вакуумметр МкЛеода] 液体を使って気体を圧縮してから、液柱差で圧力を測り、ボイルの法則からもとの圧力を求める真空計。液柱真空計より測定の下限が低い絶対真空計である。水銀を使うものの主要部分は、図のように、細管付ガラス



球および毛管降下を等しくするため細管と同径にした比較用側管から構成される。水銀を下げて気体を取り入れ、液面を上げて C 点で体積 V だけを切り離して細管の中へ圧縮する。このときの圧力は ρgh となり、圧縮前の圧力は $\rho ghx A/V$ となる。ここで A は細管の内断面積、 g は重力加速度、 ρ は液の密度で、 h, x は図による。 $V \approx 10^{-3} \text{ m}^3$, $A/V \approx 10^{-8} \text{ mm}^{-1}$ のとき $1 \sim 10^{-3} \text{ Pa}$ が測れるので電離真

空計の校正にも使える。誤差は最良で $\pm 3\%$ 程度で、これは毛管降下のばらつきが主因である。また、被測定系との間に冷却トラップを入れたときはドラッグ効果による誤差を低減するくふうが必要となる。蒸気圧の低い油を使ったマククラウド・ゲージは、小型軽量で、感度も水銀の数倍以上とれるが、ガスの吸収、放出と細管中の油の流れが遅いことなどの問題点がある。

マクロ = 巨視的

マクロブラウン運動 [英 macroscopic Brownian motion, 独 makroskopische Brownsche Bewegung, 仏 mouvement brownien macroscopique, 露 макроскопическое брауновское движение] われわれが観測する巨視的な物理量は、常に有限な温度をもつ熱浴に浸っているが、熱浴の中ではすべての微視的な力学量がその温度に応じた熱運動を行っているので、観測される巨視的な量はこれらとの相互作用の結果、必ず不規則な運動をすることになる。これをマクロブラウン運動という。R. Brown の発見した花粉から出た微粒子が液体内で行う不規則な運動(最も極限された意味でのブラウン運動)、オルンシュタイン-ウレンベック過程(⇔確率過程)として記述される多くの物理量の(普通の意味での)ブラウン運動、抵抗体の両端に発生する不規則な電位差(ジョンソン雑音)などは、マクロブラウン運動の簡単な例である。

マクローリン楕円体 [英 Maclaurin spheroid, 独 Maclaurin-Sphäroid, 仏 ellipsoïde de Maclaurin] 自己重力の作用下において、自転している流体の平衡形状を論じるときに言及されるもので、回転流体の平衡形状のひとつ。密度が一様で非圧縮性の流体が一様自転して、自己重力と遠心力によるポテンシャルを考慮して表面が等ポテンシャル面となり、その形が回転楕円体となるものをマクローリン楕円体という。回転軸を含む断面の形は回転軸を短軸とする楕円である。角運動量が大きくなると離心率($e = [1 - (b/a)^2]^{1/2}$, a は長軸の長さ, b は短軸の長さ)は大きくなる。マクローリン楕円体は e が 0.81267 以下では、振動に対して永年安定である。離心率の値がそれより大きくなると、平衡形状としての解は存在するが、永年不安定になり、安定な平衡形状はヤコビ楕円体の系列へ分岐する。

曲げ剛性 [英 flexural rigidity, 独 Biegesteifigkeit, 仏 rigidité à la flexion, 露 жёсткость при изгибе] はりあるいは板殻部材に曲げモーメントを作用させたとき、たわむことによって曲率変化が生じる。フックの法則が成立する範囲では曲率 κ は加えた曲げモーメント M に比例する。この比例係数を曲げ剛性という。はりの場合は

$$M = -EI\kappa \quad (1)$$

である。ここで EI が曲げ剛性とよばれ、 E はヤング率、 I は断面二次モーメントである。式(1)は応力-ひずみ関係

$$\sigma = E \cdot \epsilon \quad (2)$$

を一般化したものと考えられる。平板や曲率の小さい殻の場合は、はりの EI に対し

$$D = \frac{E \cdot t^3}{12(1-\nu^2)}$$

が曲げ剛性と一致する。 t は板厚、 ν はポアソン比である。板殻の板厚中央面上に x, y 軸をとり、単位長さ当りの x 軸まわり、 y 軸まわりのモーメント、あるいはねじれモーメント $m_x = \int \sigma_x z dz$, $m_y = \int \sigma_y z dz$, $m_{xy} = \int \tau_{xy} z dz$ と定

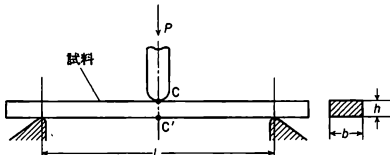
義する。このとき、弾性の範囲では

$$\begin{aligned} m_x &= D(\kappa_x + \nu \kappa_y) \\ m_y &= D(\kappa_y + \nu \kappa_x) \\ m_{xy} &= D(1 - \nu) \kappa_{xy} \end{aligned} \quad (3)$$

ここで $\kappa_x, \kappa_y, \kappa_{xy}$ は対応する曲率変化である。式(3)は平面応力の場合の応力とひずみの関係を一般化したものである。一般の殻は式(3)あるいはより複雑な式を用いて解析する。

曲げ振動 [英 flexural vibration, 独 Biegungsschwingung, 仏 vibration de flexion, 露 колебания изгиба] 弾性体の曲げ変形として現れる振動。曲げ振動では波動の伝播方向は変位の方向と直交する。一様断面のまっすぐなはり为例にとると、 x を中心線に沿ってとった座標、 y を x 軸に直交な方向の変位、 ρ をはりの密度、 E を縦弾性係数、 I をはりの断面二次モーメント、 A をはりの断面積とすると、はりが細長い、すなわちその断面積が長さに比して小さい場合には、はりの曲げ振動の方程式は $\rho A (\partial^2 y / \partial t^2) + EI (\partial^4 y / \partial x^4) = 0$ である。変位に関する四階の微係数が現れるので、ねじり振動の場合とは異なり、 $y = F(x \pm ct)$ という形の解は存在しない。つまり、はりの曲げ振動の場合は変形の形状は伝播につれて変化する。この波動の場合、振動数 f の正弦波の伝播速度は $(4\pi^2 EI f^2 / \rho A)^{1/4}$ であり、振動数によって異なるから分散性がある。有限長のはりでは波動は境界によって反射され、定在波を生じ、共振現象を生ずる。共振振動数は境界条件によって異なる。実際のはりや板では純粋の曲げだけが生ずるのではなく、一様断面のはりの場合でも厚さや断面積が長さに比して小さくない場合、せん断変形を無視できない。また曲がりはりではねじり変形も同時に生ずる。

曲げ強さ [英 bending strength, 独 Biegefestigkeit, 仏 résistance à la flexion, 露 прочность на изгиб] 曲げ荷重によって破断するときの最大応力をいう。ここで最大応力は図に示すように曲げられる試料の応力の最大値 σ_{1B}



であって、普通は両端自由支持した細長い板状試料の中央部に荷重を与えて破断させる測定により、次式から求められる。

$$\sigma_{1B} = \frac{3PL}{2bh^2}$$

ここで、 P は荷重、 L は支持点間距離、 b は試料断面の幅、 h は試料断面の厚さを表す。この式は試料の応力-ひずみ関係の線形性を仮定して成り立つが、JIS 試験法などではこうした仮定とは無関係にこの式から得られる σ_{1B} によって曲げ強さとしている。

曲げモーメント [英 bending moment, 独 Biegemoment, 仏 moment de flexion, 露 изгибающий момент] 棒または板の断面を考えたとき、その断面の応力の合モーメント。図1のはりを考える。断面を yz 平面とし、断面の深さ方向を z 軸とし、中立面を $z=0$ とする。長手方向の垂直応力を σ_x とすると、曲げモーメントは次式で与えられる。

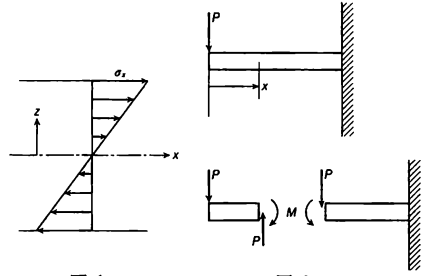


図 1

図 2

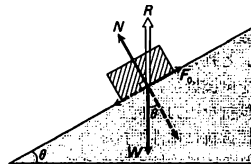
$$M = \iint \sigma_x z dy dz$$

この曲げモーメントはもちろん、外力とつり合うように断面に生じる。たとえば、図2のような一端を固定されたはりの他端にせん断力 P をはりの軸と垂直に作用させることを考える。原点から x までの部分を考え、 x の位置のまわりでモーメントのつり合いを考えると、

$$M = P \cdot x$$

なる曲げモーメントが x の断面に生じている。

摩擦 [英 friction, 独 Reibung, 仏 frottement, 露 трение] 2つの物体が接触したまま相対運動を始めようとするとき、あるいは相対運動をしているとき、接触面で運動を阻止しようとする力が面の接線方向に働く。この現象を摩擦といい、接触物体が互いに相手から受ける力を摩擦力という。摩擦は相対運動があるかないかによって静止摩擦と運動摩擦あるいは動摩擦に、また接触界面における相対運動の種類によって滑り摩擦と転がり摩擦とに分けられる。摩擦の概念を拡張し、固体に限らず2つの部分が接触して行う相対運動や1つの連続体の内部での相対運動において、力学的エネルギーが熱に変化するような現象を摩擦あるいは内部摩擦という。2つの物体の接触面に働く摩擦力の大きさ F と、接触面を垂直に押している力すなわち垂直抗力の大きさ N との比 $\mu = F/N$ を摩擦係数という。静止摩擦係数 μ_0 と(運)動摩擦係数 μ の区別があり、さらに滑り摩擦と転がり摩擦の場合がある。静止摩擦力は相対運動を起そうとする力の条件によって0から最大(静止)摩擦力までのうちの任意の値をとる。斜面上に静止している物体は、斜面からの垂直抗力 N と、斜面上方に向かう静止摩擦力 F_0 を受ける。 N と F_0 の合力 R を物体に対する面の抗力という。いま斜面上に物体をのせたまま、



斜面の傾き θ をしだいに大きくしていくと、ある傾き θ_0 で物体は滑り出す。 θ_0 のことを摩擦角といい、静止摩擦係数 μ_0 との間に $\mu_0 = \tan \theta_0$ の関係がある。物体が静止していれば、 $0 < \tan \theta < \mu_0$ 。一般に $0 < F_0 < \mu_0 N$ の関係が成り立つ。物体が面上を滑っているときは(運)動摩擦係数 μ が働き、垂直抗力 N と次の関係にある。

$$F = \mu N$$

同じ接触面どうしの場合、 $\mu < \mu_0$ である。転がり摩擦に

ついても慣習上 F/N を摩擦係数とて、静止摩擦係数 μ_0 と(運動摩擦係数 μ を区別する。 $0 < F_0 < \mu_0 N$, $\mu_0 = \tan \theta_0$, $\mu < \mu_0$ などの関係は同様に成り立つ。摩擦係数 μ_0 や μ は接触する2物体の材料の組合せのほか、面の清浄度や潤滑材の有無、あるいは温度や湿度にも関係し、大きく値を変えるので、物質定数と見ることはできない。しかしこれらの条件が一定ならば、質量の大小や接触面積の大小、あるいは相対速度の大きさに関係なく一定である。これをアモントンの法則あるいはクーロンの法則とよぶこともある。摩擦の主な原因として次の3つが挙げられる。(1) 見かけの接触面積の内部の何点かで分子間の接触が起り凝着する。相対運動の場合は次々に凝着の破断と形成が起る。(2) 運動に伴って一方の物体が相手の面の凹凸を上下する際、力学的エネルギーの一部が熱として失われる。(3) 一方の面の凸部が相手の面を掘り起していく事、凝着が主因となるような滑らかな面どうしの摩擦の場合、 μ は2物体のうち、やわらかい方の物体の破断の強さを E 、かたさを H とすると、 E/H の比に近く、この場合に近似的に、摩擦力 F は垂直抗力の大きさ N だけにより、物体の質量や接触面積、相対速度などによらないことが結論される。

摩擦角 [英 angle of friction, 独 Reibungswinkel, 仏 angle de frottement, 露 угол трения] \Rightarrow 摩擦

摩擦係数 [英 coefficient of friction, 独 Reibungskoeffizient, 仏 coefficient de frottement, 露 коэффициент трения] \Rightarrow 摩擦

摩擦振動 [英 frictional oscillation, 独 Reibungsschwingung, 仏 oscillation par frottement, 露 фрикционное колебание] 摩擦が原因で発生する一種の自動振動。運動摩擦力は一般に摩擦物体間の相対速度が非常に小さいとき、相対速度の増加とともに減少する。特に静止摩擦の状態から運動摩擦の状態へ移行する際には不連続的な摩擦力の減少が起る。力学的な振動系において、このような負抵抗があると、系は一般に発振を起して振幅が大きくなり、きしきし音を立てたりする。黒板にチョークで字を書き始めたときのチョークと黒板の間のきしき、バイオリンの弓をこすり始めたときに起るきしき、コップの縁を指の腹でこするとき発する音などはその例である。潤滑剤を加えた粘性摩擦の状態にすると、摩擦振動は起らなくなる。

摩擦抵抗 [英 frictional drag, 独 Reibungswiderstand, 仏 résistance par frottement, 露 сопротивление по длине потока] 流体中を運動する物体は流体から力を受けるが、この力の物体の運動方向と逆方向の成分を抵抗という。なお、物体表面が流体から受ける力は接線応力および法線応力であり、これらのうち接線応力だけが働くとして計算される抵抗を摩擦抵抗、また、法線応力だけが働くとして計算される抵抗を圧力抵抗という。接線応力は粘性力であるから、摩擦抵抗は粘性抵抗ともいわれる。レイノルズ数が大きい流れの中に物体が置かれている場合、円柱や球のような鈍い物体では圧力抵抗は摩擦抵抗よりはるかに大きい、流線形物体では、衝撃波を生じない程度の速さであれば、逆に摩擦抵抗が圧力抵抗より著しく大きくなる。なお、層流境界層は乱流境界層と比較して摩擦抵抗が相当小さい(⇒ブラジウスの流れ)、摩擦抵抗が抵抗の大部分を占める流線型物体では、層流境界層があるべく多くの部分を占めるような形を選べば抵抗が小さくなる。しかし、鈍い物体では、境界層が乱流になると境界層の剥離

点が後方に移動し、伴流および圧力抵抗とともに小さくなるため、層流境界層の場合より抵抗係数の下がることがある。レイノルズ数の小さい流れの中に物体が置かれたときには、鈍い物体の場合でも、摩擦抵抗と圧力抵抗とは同程度である(⇒ストークスの法則)。

摩擦電気 [英 triboelectricity, 独 Triboelektrizität, 仏 triboélectricité, 露 трибoэлектричество] 物体を互いにこすり合わせるとき、一方が正に、他方が負に帯電する現象。この性質によって物質を分類できる。コハクを絹でこすったときコハクは正に、絹は負に帯電する。

摩擦の法則 [英 law of friction, 独 Reibungsgesetz, 仏 loi du frottement, 露 закон трения] 2つの物体の接触面に働く摩擦力 F はこの面に垂直な垂直抗力 N に比例する、すなわち $F = \mu N$ という法則。 μ のことを2つの物質の間の摩擦係数という。上式に示されるように、 μ は垂直抗力の大きさにも、見かけの接触面積の大きさにも、さらに運動摩擦係数の場合、相対速度の大きさにもよらない(⇒摩擦)。このように μ は2つの物質の種類にだけ関係する定数であるが、実際には温度あるいは接触面がぬれているかいないかにも関係する。 N があまりに大きかったり、小さかったりするとき、また運動摩擦の場合で、相対速度が小さいときには、 μ の値は大きく変わることがある。この意味で摩擦の法則は近似的な経験法則というべきもので、摩擦係数は通常物理定数として挙げられていない。摩擦の法則は歴史的には1699年にG. Amontionが発見し、1781年にC. Coulombが補って導いたので、アモントンの法則あるいはアモントン-クーロンの法則とよばれることもある。接触面が滑らかで、摩擦の主因が接触面内の何点かにおける分子の凝着部の形成による場合、摩擦の法則は理論的にほぼ説明できる。

摩擦力 [英 friction force, 独 Reibungskraft, 仏 force de frottement, 露 сила трения] \Rightarrow 摩擦

摩擦ルミネッセンス [英仏 triboluminescence, 独 Tribolumineszenz, 露 трибoлюминесценция] \Rightarrow メカノケミストリー

マジック T [英 magic T, 独 magisches T, 仏 T magique, 露 двойной волноводный тройник] 4つのポートをもつマイクロ波分岐回路(図1)。①に関し②, ③が磁

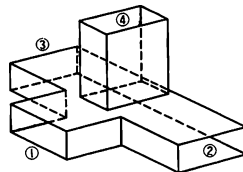


図1

場型 T 分岐、④に関し②, ③が電場型 T 分岐となり、①, ④の中央面に関し対称な構造になっている。任意の3つのポートを整合負荷で終端した場合、残りのポートからの入力は反射が起らないように整合されている。TE₀₁モード(⇒導波管)で①から入ったマイクロ波は②と③に等分されて出力されるが、④を伝わるモードにとっては電場が直角に向いているので④には出力されない。一方、④からの入力の場合②と③に等分された出力力が得られるが、電場の向きが直角であることから①へは現れない。可逆素子であるので、結局①→②の線路に対し③→④の線路が結合度1/2の方向性結合器を形成していることがわかる。

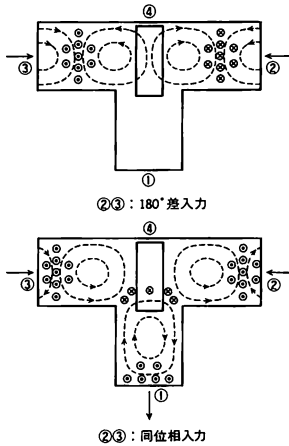


図 2

図2で示すように②と③から入る電力の等しいマイクロ波の電場の向きが同じであれば①のみへ出力され、逆向きの場合④のみへ出力される。この性質を利用して、2つのマイクロ波の位相差を検出する回路や、サーキュレーターの一部に使用される。

マジックナンバー = 魔法数

マジックハンド [英 magic hand, 仏 main-robot]

原子炉、核燃料あるいは放射性物質を取扱う設備において放射能被曝の危険を避けるため遠隔操作に用いる機器をいう。ホットセルやグローブボックス内にある高放射性物質を遮蔽壁外から遠隔操作して取扱うときに使用する道具で、マニピュレーターともよばれる。操作者の手の動きをワイヤー、鋼製ベルト、てこおよび滑車などの伝達機構を介してセル内のスレーブハンドに伝えてつかんだり、離したり、回転させたり、移動させたりする複雑な動作が可能のように設計されている。

マスキング [英 aural masking, 独 Verdeckung des Schalls, 仏 masquage aural, 露 слуховая маскировка]

ある音に対する最小可聴値が、ほかの音の存在によって上昇する現象、あるいは、ある音に対する最小可聴値がほかの音の存在によって上昇するときの上昇量をdBで表したものをマスキングという。第一音に対してほかの第二音があると、一般に第一音が聴きとりにくくなる。これは第一音に対して耳の感度が低下するため、その感度低下を最小可聴値の上昇で表しているわけである。第一音と第二音が同時存在する(同時マスキング)とくに限らず、第一音と第二音が継時的であってもマスキングは生じ(継時マスキング)、第一音が先行する場合を後向性マスキング、第二音が先行する場合を前向性マスキングという。マスキングは、第二音の強さが強いほど、第一音と第二音の振動数比が1に近いほど大きい。一方の耳と他方の耳との間には、ほとんどマスキングは生じない。

マッシュェル [英 mass shell, 独 Massenschale, 仏 couche de masse, 露 массовая оболочка] 質量 m の粒子の運動量・エネルギー空間内の $p_a^2 = -(mc)^2$ で定義される曲面。場の理論より求めた散乱などの確率振幅は、相対論的形式(ファインマン-ダイソンの計算法)では入射および散乱粒子の波動関数と、いろいろなグリーン関数(この

場合高次の放射補正を行った一体のグリーン関数を用いることもある)の適当な積の和で記述される。またはいくつかのブロック形式をつなげたもので表されることがある。この各ブロックを継ぐグリーン関数を運動量表示に展開すると(その四元運動量を $p_a = (p, iE/c)$ とする)。一般には $p_a^2 \neq -(mc)^2$ である。このブロックの性質を調べるのに $p_a^2 = -(mc)^2$ とおく操作を行うことがある。これをマッシュェルにおいたという。たとえば一体の高次の補正を入れたグリーン関数で $p_a^2 = -(mc)^2$ とおくとグリーン関数の分母は0となる。逆に0になる点の p_a^2 の値から繰込んだ質量を求めることができる。

また入射粒子および粒子の散乱波動関数のフーリエ成分は常にマッシュェルにいるが、理論で赤外発散の困難があるとき、この入射粒子のフーリエ成分をマッシュェルからずらして、赤外発散をさせて解析する方法が用いられる。

マスター・レージ = 大容量記憶装置

マスター方程式 [英 master equation, 独 Mastergleichung, 仏 équation maître, 露 мастер-уравнение] 体系の自由度のうち、体系の巨視的状態を表すのに必要な自由度に対する分布関数(古典系の場合)あるいは密度行列(量子系の場合)の時間発展を記述する基礎方程式をマスター方程式とよぶ。一般的には過去の状態に依存して時間発展するが、時間の尺度の粗視化を行うことにより、現在の巨視的状態によって次の時間発展が決まるというマルコフ過程の形

$$\frac{\partial}{\partial t} P(a, t) = - \sum_{a'} W(aa') P(a, t) + \sum_{a'} W(a'a) P(a', t) \quad (1)$$

になる。ここで a は巨視的体系の状態を表すパラメーターで $P(a, t)$ は時刻 t における状態 a の確率である。 $W(aa')$ は遷移確率とよばれるものである。このマスター方程式の定常解 $P_0(a)$ が存在して

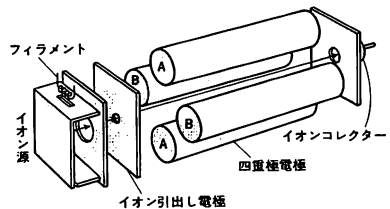
$$W(aa') P_0(a) = W(a'a) P_0(a') \quad (2)$$

であり(⇒詳細つり合い)、 $\{W(a, a')\}$ がいくつかの既約な部分空間に分離されない場合には任意の初期条件から出発して、 $t \rightarrow \infty$ で、定常解 $P_0(a)$ に到達する。なぜなら

$$H(t) = \sum_a \log \left(\frac{P(a, t)}{P_0(a)} \right) \cdot P(a, t) \quad (3)$$

という量を定義すると、 $H(t) \geq 0$ であり、かつ、 $\dot{H}(t) \leq 0$ (H 定理)であるから、 $t \rightarrow \infty$ で $H(t)$ はある一定値に収束することになるからである。

マスフィルター [英 mass filter, 独 Massenfilter, 仏 filtre de masse, 露 фильтр масс] 高周波と直流電場を併用して動作する高性能質量分析計。磁場を全く用いないことがひとつの特徴である。原理は図に示すように正確に配置された4本のロッドを電極とし、それぞれ対向どうしを接続し(AおよびB)、直流と高周波電圧を重ねて印加すると、ロッドで囲まれた空間に直流成分と高周波成分とを



有する四極電場ができる。このような四極電場中を中心軸に沿ってイオンが通過すると、イオンは速度と直角方向に集束力と発散力とを繰返し受けることになる。そのときの中心軸に垂直な面内での運動方程式はマチュー方程式となり、イオン軌道の集束性、発散性を決める条件は、高周波の周波数 f 、直流および高周波の電圧 U 、 V 、イオンの電荷と質量の比 q/m によって与えられる。したがって上記のパラメーター f 、 U 、 V のなかで適当なものを選んで一定のタイムスケジュールで変化させることにより、質量数の小さいイオンから順に集束条件を満足させてやり、イオンコレクターに達するようにすることができる。実際には f を固定し U および V を一定の比率に保ったまま、 $0V$ から一定の率で増加させる。 U または V の最大値によって、分析可能なイオン質量の最大値が与えられる。既述のように四極子質量分析計は、磁場を必要としないので、小型軽量である。また、イオン源からのイオンの初速度や、イオンビームの太さや広がり(いわゆるビームエミッタンス)に関係なく集束条件が得られるので、印加電圧 U 、 V を精密に調整することによって高い分解能が得られる。分析可能な最大質量数は500程度、一方、分解能は3000程度の高性能のものも市販されている。

マスロフの定理 [英 Maslov theorem, 独 Maslov-Theorem, 仏 théorème de Maslov, 露 теорема Маслова] 量子力学における粒子の存在確率密度は、 $\hbar \rightarrow 0$ では古典力学的な軌道に沿って伝播するという定理。B. П. Маслов が1961年に証明した。詳しくいえば、シュレーディンガー方程式

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x)}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^n \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + V(x) \right] \psi(x)$$

$[x = (x_1, \dots, x_n)]$ の、初期データ $\varphi_0(x) = \varphi_0(x)e^{iS_0(x)/\hbar}$ ($\varphi_0 > 0$, S_0 は実数値関数)の解からつくられる存在確率密度に対して

$$|\psi(x)|^2 d^n x \underset{\hbar \rightarrow 0}{\sim} |\varphi_0(a)|^2 d^n a$$

が成り立つ。ただし、 x は、ポテンシャル $V(x)$ の場で時刻 $t=0$ に点 a を運動量 $p_0 = (\partial S_0(a)/\partial a_1, \dots, \partial S_0(a)/\partial a_n)$ で出発した古典力学的粒子が、時刻 t に到達する位置 $x = x_{\text{古典}}(t; a)$ である。時刻 $t=0$ に空間の各点 a から密度分布 $|\varphi_0(a)|^2$ で出発したそのような粒子が時刻 t に実現する密度分布に向かって、 $|\psi(x)|^2$ は $\hbar \rightarrow 0$ で漸近するわけである。漸近 \sim の意味も詳しくわかっていて、それは

$$\psi(x, t) = \varphi_0(a(x, t)) \sqrt{Y} e^{iS(x, t)} + \eta_{\text{古典}}(x, t)$$

で $\|\eta_{\text{古典}}(\cdot, t)\| \underset{\hbar \rightarrow 0}{\rightarrow} 0$ となることである。 $a(x, t)$ は $x_{\text{古典}}(t; a)$ の逆関数で、その存在を保証するため $Y = \det(\partial a_k / \partial x_i) \neq 0$ が仮定される。 S は、ハミルトン-ヤコビの方程式 $\partial S / \partial t + (1/2m) \sum (\partial S / \partial x_i)^2 + V(x) = 0$ の初期データ $S(x, 0) = S_0(x)$ に応ずる解である。

マチュー関数 [英 Mathieu functions, 独 Mathieu-Funktionen, 仏 fonctions de Mathieu, 露 функции Маттье] 二次元ヘルムホルツ方程式を楕円柱座標で変数分離したときに現れるマチュー方程式

$$w'' + (\lambda - 2h^2 \cos 2z)w = 0 \quad (\lambda, h: \text{定数})$$

を満足する周期 2π の周期関数の総称。マチュー関数は、偶関数で $w(z+\pi) = \pm w(z)$ のもの、および奇関数で $w(z+\pi) = \pm w(z)$ のもの、という4種類の関数に分類される。特に、 $h \rightarrow 0$ の極限で $\cos 2mz$, $\cos(2m+1)z$, $\sin 2mz$,

$\sin(2m+1)z$ ($m=0, 1, 2, \dots$)に収束する関数を、 $ce_{2m}(z; h^2)$, $ce_{2m+1}(z; h^2)$, $se_{2m}(z; h^2)$, $se_{2m+1}(z; h^2)$ と書く。

マツキンレー-フェッシュバツハの散乱公式 [英 Mckinley-Feshbach's scattering formula, 独 Mckinley-Feshbach-Streuungsformel, 仏 formule de diffusion de Mckinley-Feshbach, 露 формула рассеяния Макинлея-Фешбаха] スピン $1/2$ 、質量 m 、電荷 Ze をもつ相対論的な粒子が、電荷 $Z'e$ のつくるクーロン・ポテンシャルで散乱するときの微分断面積を表す公式。入射粒子の速度を v として $\beta = v/c$ (c は光速)とし、散乱角を θ 、また $a_1 = ZZ'e^2/\hbar c$ と書くとき、これは次式で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R \left\{ 1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} - \pi a_1 \beta \sin \frac{\theta}{2} (1 - \sin \frac{\theta}{2}) \right\}$$

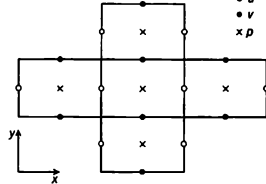
ここで

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R = \left(\frac{ZZ'e^2}{2mv} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} (1 - \beta^2)$$

はラザフォードの微分断面積であって、第一、第二因子の積が、よく知られた古典的なラザフォードの公式、第三因子 $(1 - \beta^2)$ はローレンツ収縮を表す。□

MAC 法 [英 MAC method, 独 MAC-Methode, 仏 méthode MAC, 露 метод MAC] 非圧縮性流体に対する差分近似解法のひとつ(F. H. Harlow と J. E. Welch による)。Marker-and-Cell 法の略。未知関数としては速度と圧力を用いる。差分格子点の選び方、マーカー粒子の利用、連続の式の処理法などに特色がある。空間方向の微分には基本的には中心差分近似を用い、また時間微分には前進差分近似を用いるので、条件付安定なスキームである。

二次元長方形格子の場合、速度の x 成分 u 、 y 成分 v 、圧力 p に対する格子点はすべて異なり、図に示したよう



になる。各格子点で微分方程式の差分近似式を立てるが、必要な格子点で値が定義されていない場合には周囲の格子点での値の適当な平均値を使う。なお圧力に対する式はノイマン境界条件を伴うポアソン方程式を用いるが、各時間ステップでの連続の方程式に対する残差項を考慮して、誤差の累積を防ぐようにくふうする。また流れに伴って移動する仮想的粒子(マーカー)を考える。これは計算による流れの様子を視覚的に理解するのに便利だけでなく、特に自由表面をもつ流れを扱う際には本質的な役割を果たす。二次元問題の場合、格子で囲まれた各長方形セル内には通常は4~5個程度のマーカーが配される。

MAC 法は非圧縮性流体の解法として最もよく用いられる方法のひとつで、自由表面をもつ三次元流の解析のような大規模な計算にも利用されている。

マッセイ Massey, Sir Harrie Stewart Wilson 1908—1983. 11. 27 オーストラリア出身の物理学者。メルボルンに近い田舎で生まれた。1925年メルボルン大学に入学。物理学、化学を修得して卒業し大学院に進んだが、翌年数学の学士号も得ている。大学在学中の彼はスポーツ選手でもあり、またビリヤードも得意であった。これが、後の原

子衝突研究につながったのかもしれない。1929 年 奨学金を得てケンブリッジ大学に留学した。ここで彼は電子・原子散乱の実験を行い、角度分布に極大・極小があることなどを見いだした。また理論的にも、電子・原子衝突のひずみ波近似や、イオン・原子衝突でのいわゆる PSS 法(⇨ PSS 法)など一連の論文を発表した。これらの研究は、N. F. Mott と共著の *Theory of Atomic Collisions* にとり入れられている。1933 年ペルファストのクイーンズ・ユニバーシティーの数理物理学講師、1939 年にはロンドンのユニバーシティー・カレッジの応用数学教授となり、31歳の若さでロンドン王立協会のフェローとなった。第二次世界大戦中は戦時研究にも従事することになり、アメリカに渡ってマンハッタン計画に理論チームの責任者として参加した。戦後ロンドンへ戻り、1950 年に物理学教室の主任教授となる。この後 20 年あまりにわたって原子衝突・原子核衝突・宇宙科学の 3 分野を中心に、同教室の研究・教育を指導した。彼自身についていえば、原子衝突ではペルファスト時代から負イオンと電離層中の原子過程の研究を行い、核に関しても、戦時中の通動列車の中で中性子と重陽子の衝突の計算をして論文を書いている。宇宙科学の面では、オーストラリアで実施した一連のロケット実験を指導し、国際組織 COSPAR(宇宙空間研究委員会)が発足するとイギリス代表としてこれに参加して現在に至っている。これらの功績により、1960 年ナイトの爵位を与えられた。このほか、Council on Science Policy の委員長を務めたのをはじめ、科学行政上も多くの貢献がある。[主著] *Theory of Atomic Collisions*(N. F. Mott と共著)、初版 1933、2 版 1949、3 版 1965; *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, 初版(E. Burhop と共著、全 1 巻)1952、2 版(E. Burhop, G. Gilbody と共著、全 5 巻)1969—74; *Negative Ions*, 初版 1938、2 版 1950、3 版 1976。

マッセイの判別基準 [英 Massey criterion, 独 Massey-Kriterium, 仏 critère de Massey, 露 критерий Мессе] 原子や分子の間の非弾性衝突の断面積についてその大を推定する基準。1940 年代に H. S. W. Massey が初めて使ったのでこの名がある。非弾性衝突を引起す相互作用の到達距離(1 Å 程度ととることが多い)を a 、衝突の相対速度を v 、相対運動と原子・分子の内部運動との間でやりとりするエネルギーの絶対値を ΔE 、プランク定数 h を 2π で割ったものを \hbar とするとき、もし

$$\frac{\Delta E}{\hbar v} \gg 1 \quad (1)$$

であれば非弾性衝突の確率は極めて小さいものである。上式が成り立つような低速度衝突では内部状態が断熱的に変化し衝突後はもとの状態に戻ってしまうためである。式(1)の左辺はマッセイ・パラメーターとよばれることがある。式(1)は単純な振動論第一次近似から導かれる関係で、断熱ポテンシャル曲線に擬交差がある場合には当てはまらない。なお、衝突速度が大きすぎると相対運動と内部運動との間でエネルギーや運動量をやりとりする時間がないので、非弾性衝突の確率は再び小さくなる。それでごくおおまかには

$$\frac{\Delta E}{\hbar v} \sim 1 \quad (2)$$

となる速度のあたりで非弾性衝突の断面積が最大になる。電子状態の励起や電離では ΔE が数 eV から 10 eV 以上になるので、比較的軽い陽子との衝突でさえ 1 keV の衝突エ

ネルギーでは断面積は通常小さい。室温気体中の分子衝突で、回転遷移に対しては式(2)が当てはまり衝突遷移が起りやすいが、二原子分子の振動では式(1)の場合に相当し、励起がエネルギー不足で起らないばかりでなく脱励起も気体温度を上げないと起りにくい。図

末端間距離 [英 end-to-end distance, 独 End-End-Abstand, 仏 distance bout à bout] 鎖状高分子の両末端間の距離のことで、通常 R で表す。両末端に外力などが加わっていないときには、空間の等方性から末端間距離ベクトル R のあらゆるコンフォーメーションに関する平均は $\langle R \rangle = 0$ である。ガウス鎖では

$$\langle R^2 \rangle = \left(\frac{2}{3\pi}\right)^{1/2} N^{1/2} b, \quad \langle R^{-1} \rangle = \left(\frac{6}{\pi}\right)^{1/2} N^{-1/2} b^{-1}$$

となる。ここに、 N は要素の総数、 b は要素 1 個当りの長さである。両末端に伸長力 f が働いていれば、力が小さい範囲では

$$\langle R \rangle \approx \frac{Nb^2}{3kT} f$$

となり、 $\langle R \rangle$ は伸長力に比例する。ただし、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度を表す。 N が大きくなると伸び切り効果が見れてきて、鎖が完全に伸び切れば $\langle R \rangle = N b f / |f|$ である。末端間距離ベクトルを一方の末端における要素の長さの方向へ射影し、 $N \rightarrow \infty$ としたときのその平均値 a を持続長とよぶ。この持続長 a が要素長 b に比べて長いものはかたい鎖であるが、全鎖長 Nb が a に比べて十分長ければ、鎖の広がりには屈曲性の鎖状高分子($a \approx b$)の場合とあまり違わない。

マッチング = 整合

マツハ Mach, Ernst 1838. 2. 18—1916. 2. 19 オーストリアの物理学者、物理学史家、科学哲学者。モラビア地方チュラス(現チェコスロバキア領)の出身。教養ある両親の下で教育され、古典語、数学、歴史などのほか、工芸、農事の作業も学んだ。1853 年に入学したギムナジウムでは、博物と地理に興味を抱き、また J. B. P. A. Lamarck の進化論にも接した。続いてウィーン大学で数学、物理、哲学を学び、1860 年に「放電と電磁誘導」の論文で学位を取得。一方、同大学の A. von Ettingshausen の研究室で音や光のドップラー効果の本性について実験を行ったり、発光スペクトルを分子論の立場から考察した。1863 年には「一般物理講義」Compendium der Physik für Mediziner を刊行し、原子分子論や気体運動論を、論評しつつも前面に押出して講述している。この時期以後、しだいに生理学、心理学への関心を強め、原子観への疑いを深めてゆく。1864 年グラーツ大学教授(数学、次いで物理)となり、視覚に関する所見(⇨マツハ帯)を発表した。1867 年ブラハ大学へ移り、光学(干渉、回折、偏光など、⇨マツハ・ツェンダー干渉計)、波動(電磁的、機械的、光学的その他)、流体(高速の気流や飛行体、⇨マツハ数、マツハ波)の諸分野で業績をあげ、また心理物理にも寄与を続け、加えて物理学史の研究と著述に力を投入し始めた。同大学で 2 年にわたり学長を務めた後、1895 年ウィーン大学に転じ哲学を担当、帰納科学の歴史と理論を講じた。1897 年に卒中にかかり、1901 年教授職を引退、しばらく政治に関与し、ミュンヘン近郊のハーレで没した。

上述の実験上の貢献のほか、物理の基本概念の分析(力、質量、マツハの原理、エネルギー、温度、熱量など)、科学理論の構造の分析(形而上学的な要素の弊害、作業仮説

の効用, 感覚要素と理論との関係など), 科学の歴史的展開の様相の分析(前科学的・魔術的な知見の意義と限界, 偶然性の支配, 擬人的自然観の功罪など)も, ユニークな業績と考えられる。この方面での論著は, 偏狹な観念論的実証主義とも評されるが, 時空構造, 因果性の考察では相対論や量子力学の形成に役を演じたと解され, また実体観や思考経済説は認識論上ひとつの特色ある主張をなすと見られる。[主著] *Die Mechanik in ihrer Entwicklung historisch-kritisch dargestellt*, 初版 1883, 9 版 1933(「力学の発達とその歴史的批判的考察」, 1931; 「マッハ力学」, 1969; 「マッハ・力学史」, 1976); *Die Prinzipien der Wärmelehre historisch-kritisch entwickelt*, 初版 1896, 4 版 1923(「熱学の諸原理」, 1978); *Die Analyse der Empfindungen und das Verhältnis des Physischen zum Psychischen*, 初版 1886, 7 版 1918(「感覚の分析」, 1971); *Die Prinzipien der physikalischen Optik historisch und erkenntnispsychologisch entwickelt*, 1921。

マッハ円錐 [英 Mach cone, 独 Machscher Kegel, 露 конус Маха] ⇒ マッハ波

マッハ数 [英 Mach number, 独 Machsche Zahl, 仏 nombre de Mach, 露 число Маха] 高速気流の速さをその点の音速 c で割った値 M をマッハ数という。気体の圧縮性の影響をみるための重要なパラメーターである。一般に, 流速, 音速とも場所によって異なるから, M も場所によって違った値をもつ。また, 物体が気体中を一定の速さ U で飛ぶときは静止気体中の音速 c_∞ を用いたマッハ数が $M_\infty = U/c_\infty$ として使われるが, 両者を区別するため前者を局所マッハ数ということがある。音速は絶対温度の平方根に比例して変わるので, 航空機が上空に上がると対地速度が同じでも局所マッハ数は大きくなる。地表の音速は約 $1200 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$ であるから, これを基準にすると赤道における地球の自転速度はマッハ数にして約 1.4 である。圧縮性をもたない流体では, 圧力変化が直ちに流体各部に伝わるので音速 ∞ に対応する。したがって非圧縮性流体の流れは $\nu=0$ であっても $M=0$ の流れと考えられる。

マッハ-ツェンダー干渉計 [英 Mach-Zehnder interferometer, 独 Mach-Zehnder-Interferometer, 仏 interféromètre de Mach-Zehnder, 露 интерферометр Маха-Цендера] 気体力学の研究のために L. Mach (1892 年) と L. Zehnder (1891 年) が独立に考えた二光束干渉計。装置は図 1 のように 2 枚のビームスプリッター BS_1 と BS_2 ,

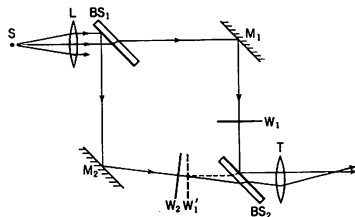


図 1

および 2 枚の平面鏡 M_1 と M_2 が長方形の頂点の位置に, ほぼ平行に置かれている。このため二光束が大きく分けられ, その通路に風洞など大きなものが導入できる。

よく補正されたレンズ L で平行にされた光源 S からの単色光は BS_1 で分割され, それぞれ M_1 と M_2 で反射されたのち, BS_2 のところで再び重ね合わされる。その結果で

きる干渉縞を望遠鏡 T で観測する。 M_1 と BS_2 の間にある平面波の波面 W_1 の BS_2 による虚像を W_1' , W_1 と同位相で M_2 と BS_2 の間にある波面を W_2 とすると, 観測される干渉縞は W_1' と W_2 の間隔が単色光の波長 λ だけ変わるとに 1 本の線が現れる等厚干渉縞である。このとき, M_2 と BS_2 を反対の向きに微小角回転させると, M_2 と BS_2 の間の任意の場所に局在する干渉縞をつくることができる。この局在した干渉縞に乱れがあれば, 干渉縞のずれから気体などの局所的な屈折率の変化が測定できる。またその場所に置かれたガラス板などの透明物体は干渉縞と重なって観測されるので, その面の検査が可能となる。

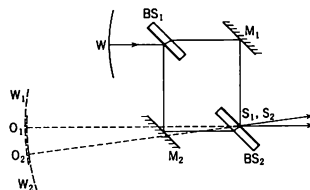
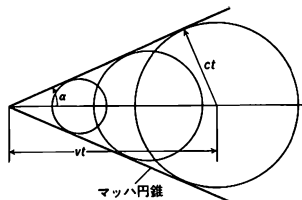


図 2

図 2 のように第二のビームスプリッター BS_2 の上に焦点 S_1, S_2 を結ぶように収束波面 W が入射するとき, 4 反射面が完全に平行ならば, 2 虚波面 W_1 と W_2 は一致して観測視野は一様な明るさになる。 BS_2 を回転させて, 図のように 2 虚波面 W_1 と W_2 を変位させた状態にすると, W_1 と W_2 の重なり合う部分に干渉縞が観測される。この干渉縞は波面にひずみがあると乱れるので, それを利用して波面の収差が検出できる(⇒シアリング干渉計)。マッハ-ツェンダー干渉計をもとにした, この方式をベイツのシアリング干渉計という。

マッハの原理 [英 Mach's principle, 独 Mach-Prinzip, 仏 principe de Mach, 露 принцип Маха] 物体の慣性質量はそれを取巻くすべての物体により, またそれだけにより決定されるという考え方。これがヒントになって, A. Einstein は彼の重力の法則にたどりついたといわれている。I. Newton は *Principia* のなかで実験室が回転しているかどうかは, 遠心力やコリオリ力を感じるかどうかで区別できると主張している。これは彼が絶対的な運動の存在の例証として述べたのである。E. Mach は彼の力学史のなかで Newton を批判し, 宇宙全体との相対的な関係だけが問題なのであって, 宇宙全体が回転することによって遠心力やコリオリ力が起きるといった可能性が否定できないと述べている。アインシュタインの一般相対性理論の範囲でこのような可能性は, H. Thirring がコリオリ力について示している。しかし一般相対性理論はマッハの原理と両立しない面があり, マッハの原理を満たさない解の存在も知られている。立場としては, (1) 一般相対性理論だけを信用する。(2) マッハの原理を満たす新しい理論をつくる。(3) 一般相対性理論のなかでマッハの原理をひとつの選択原理として使うという 3 つがありうる。

マッハ波 [英 Mach wave, 独 Mach-Welle, 仏 onde de Mach, 露 волна Маха] 気体中の一点に生じた微小な密度変動は音波の速さで進み, その点を中心にした同心球面を画いて広がっていく。いま, 微小物体が気体中を音速 c より速い速度 v で動くと, 径路の各点から出る密度変動の伝わる球面が互いにずれて, 図に示すように物体を頂点とする円錐をつくり, 圧力変動の伝わるのはこの円錐の内



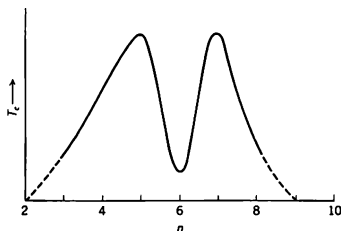
部に限られる。この円錐面はすべての球面の包絡面であって、實際上、圧力変動はこの面上に集中し、物体位置から見ると圧力変動はこの上を伝わっていく。この円錐をマッハ円錐といい、圧力の微小変動の伝わる波面をマッハ波という。この円錐の半頂角 α をマッハ角というが

$$\sin \alpha = \frac{c}{v} = \frac{1}{M}$$

の関係が成り立つ。 M はマッハ数である。物体が有限な大きさをもち各点で生じるマッハ波が重なりあうときは、実際には衝撃波で置き換わり、その上で圧力、密度などの有限なジャンプを生じる。飛んでいる弾丸や超音速の噴流のシュリーレン写真などでは物体表面や境界面から出ているしわのような波として観測される(⇒頭部波)。

マティアス Mathias, Émile Ovide Joseph 1861.8.15—1942.3.7 フランスの物理学者。パリに生れる。クレルモン大学教授、ピュイ・ド・ドーム気象台長を務めた。1890年 J. P. Cailletet の実験に基づき、臨界点の近くの状態に関して、蒸気の密度と液体の密度との平均値が熱力学温度の一次関数で表されるとするカイユテ-マティアスの法則を見いだした。また地球物理の分野では、地磁気、地電流、大気中の電荷などの研究がある。後年、オランダのライデン大学で H. Kamerlingh-Onnes らとともに低温物性の詳しい測定実験に従事した。[著書] *Traité d'électricité atmosphérique et tellurique*, 1924。

マティアスの法則 [英 Matthis rule, 独 Matthisasche Regel, 仏 règle de Matthis, 露 закон Матисасена] 磁性体でない遷移金属とその合金の多くは、超伝導を示す。1957年, B. T. Matthis は、それらの超伝導移温度 T_c と、価電子数(1原子当りの平均伝導電子数) n との間に、図に示すような規則性が存在することを示した。 T_c は n



が5と7で山を、6で谷をもつ。山の両側では、 T_c は減少し、 $n \leq 2$ と $n > 9$ では超伝導は現れない。その後、化合物での研究が進むと、必ずしもこの規則性は成立しなくなったが、結晶構造を同じくする化合物群の T_c を価電子数 n で整理すると、一連の規則性が見いだされる場合がある。また非晶質超伝導体では、 $n=6.4$ に山があるのみである。このため T_c と n との関係のマティアスの法則とよぶことが多い。

マティーセンの規則 [英 Matthiessen rule, 独 Mat-

thiessen-Regel, 仏 règle de Matthiessen, 露 закон Матиссена] 常温付近の金属に不純物を入れてつくった試料の電気抵抗率 ρ は、絶対温度を T として、 $a+bT$ と書けて、 b は母体金属のみによるのに対し、 a は、不純物の濃度に比例するというのが本来のマティーセンの規則で、1864年に, A. B. Matthiessen と C. Vogt によって発表された。その後の固体物理学の発展とともに、電気抵抗率の温度変化や不純物あるいは格子欠陥が電気抵抗率に及ぼす影響などについての認識が深まるにつれ、マティーセンの規則のもつ意味は、次のように拡張された。すなわち、金属試料の電気抵抗率は、その試料の絶対零度における電気抵抗率、すなわち、残留電気抵抗 ρ_{res} と、母体金属が化学的に純粋でしかも格子欠陥を全く含まないときの抵抗率 ρ_{ideal} との和で書ける、といい表している。この表しかたでは、 ρ_{res} が元来マティーセンの規則の a に対応し、 ρ_{ideal} が bT に対応するが、 ρ_{ideal} の温度変化は、特に低温では、さまたまふるまいを示す。マティーセンの規則が成立立つ理由は、(1) 電気抵抗率は、電場方向に動く伝導電子が、不純物、格子欠陥、フォノンなどによって散乱されときの散乱の頻度と比例する、(2) 2種類以上の散乱体によって散乱されるとき散乱の頻度は、それらの散乱過程が独立であれば、個々の散乱体による散乱頻度の和になる、という2つの事実による。そこで、マティーセンの規則は、1つの試料の電気抵抗率 ρ は、母体金属が完全結晶状態にあるときのフォノン散乱による電気抵抗率 ρ_{ideal} と、不純物や格子欠陥による ρ_{imp} の和になると、もう一段拡張した意味で使われることもある。 ρ_{imp} が温度にやらない場合には、これが ρ_{res} と等しく、したがって、今日、普通に使われているマティーセン規則になるが、磁性不純物による近藤効果や、結晶転位の振動が熱的に励起される場合には、 ρ_{imp} も温度変化を示すので、これは、絶対零度においてのみ ρ_{res} と等しくなる。

マーデルング定数 [英 Madelung constant, 独 Madelung-Konstante, 仏 constante de Madelung, 露 постоянная Маделунга] イオン結晶中の各イオン位置における静電ポテンシャルを、隣りあう反対符号のイオン間のクーロン・ポテンシャルの形で表したときの比例定数。NaCl のように異種イオンの電荷 Z が同じ場合には、異種イオン間の最短距離を d とすれば、ある格子点での静電ポテンシャルは

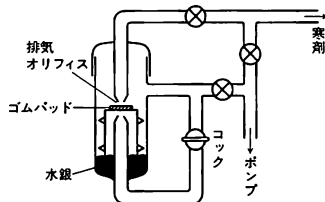
$$\varphi = -\frac{\alpha Ze}{4\pi\epsilon_0 d}$$

で与えられる。この式における α がマーデルング定数である。1つの格子点のまわりの各イオンからの静電ポテンシャルへの寄与は、距離を r として $Z\epsilon/4\pi\epsilon_0 r$ (—は反対符号のイオンからの寄与で、+は同種イオンからの寄与)で表されるが、これらをすべて加えると上記の形にまとめられるのである。 α の値はイオンの配列の形によって定まり、塩化ナトリウム型構造では1.7476、閃亜鉛鉱型構造では1.6381である。CaF₂のように異種イオンの電荷が異なる場合にも、 α は同様にして定義されている。この静電ポテンシャルで定まる静電エネルギーがイオン結晶の格子エネルギーの主な原因である。またこのポテンシャルは、結晶中のイオンのまわりの電子のエネルギー準位の値と真空中の値との相対差を与えるものであり、各イオンに属する電子のとりエネルギーバンドの相対的な位置を定める。化合物半導体のようにイオン結合性を部分的に含む場

合には、Zeを有効電荷 Z^*e で置換えればよい。

マニピュレーター [英 manipulator, 独 Manipulator, 仏 télémanipulateur, 露 манипулятор] = マジックハンド

マノスタット [英 fl. manostat, 独 Manostat, 露 маностат] 寒剤とする液体の中に試料または試料の入ったセルを浸して測定する時、その液体と熱平衡にある蒸気圧を制御して温度を制御する装置をマノスタット(恒気圧装置)とよぶ。液体の温度はクラウドス-クラベイロンの式によって蒸気圧と関係づけられる。蒸気圧を制御して得られる制御温度の範囲は、およそ飽和蒸気圧として 1 atm から三重点圧力までの範囲であって、寒剤として液体酸素では 90~54 K, 液体窒素では 77~63 K, 液体水素では 20~14 K であり、三重点のない液体ヘリウム 4 (^4He) では 4.2~0.9 K, 液体ヘリウム 3 (^3He) では 3.2~0.25 K 程度である。図に代表的な例として広く使われ制作が容易なカ



ーテシアン・マノスタットを示す。まずポンプで制御圧力を p_0 につくる。寒剤の蒸気圧 p と p_0 の差圧と水銀の浮力でゴムパッドの部分が上下し、オリフィスの開閉により排気を制御する。温度制御の精度は圧力で $\Delta p/p_0 \approx 0.5\%$ 、液体ヘリウム 4 では λ 点近傍および 10 Torr 以下の低圧力ではあまり精度がよくないが、それ以外では温度で 1 mK の程度である。そのほか液体ヘリウム 4 で 1.2~4.2 K の全範囲で 1 mK の精度で制御できるものとして、蒸気圧を電気容量などで正確に測定してコントロールバルブを電気的に制御して圧力を一定に保つものもある。寒剤内にヒーターを入れ蒸発速度も制御することにより、より精度を上げられる。

マノメーター = 圧力計

マフィン・ティン・ポテンシャル [英 Muffin-Tin potential, 露 потенциал Маффина-Тинна] \Rightarrow APW 法

魔法数 [英 magic number, 独 magische Zahl, 仏 nombre magique, 露 магическое число] 極めて安定な原子核の陽子数あるいは中性子数は特定の数になること。原子核から 1 個の中性子を引離すのに必要なエネルギーは、中性子数が 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 からそれぞれ 1 個増加したところで極小になる。これらの数は中性子に対する魔法数で、中性子は閉殻をつくると考えられる。陽子に対しても同様に、2, 8, 20, 28, 50, 82 が魔法数となっている核の第一励起準位エネルギーの値は中性子あるいは陽子数が魔法数のときはほかの場合に比べて大きい。これらの核が閉殻を形成し、これを壊して励起状態をつくるのに大きなエネルギーが必要である。魔法数の存在はほかにも元素の存在頻度と核種の存在比、励起準位の密度などにおいても現れている。

摩耗 [英 wear, 独 Abnutzung, 仏 usure, 露 износ] 2つの物体が負荷を受けて接触するとき、作用により物体表面から物質が連続的にはく離するために生ずる機械的表面損傷をいう。過酷な条件下で使用する機械工や

機械部品、長期間使用する機械にとっては、摩耗を減少させることによる機械寿命の延長は永遠の課題ともいえる。連続的にはく離には大別すると次の4つの形式があるが、実際の現象は組合わさった形で生じている。(1) 凝着摩耗: 物体表面が接触しあうとき、凸部どうしでの真実接触部分での高い圧力と変形に凝着を起し、それが原因で凝着部分がはく離する摩耗。(2) ひっかき摩耗: 両者の物体のかたさにかかなりの差があるとき、かたさの高い物体表面の凸部が相手物体に押し込まれ、相対運動によって削り取られる摩耗。(3) 腐食摩耗: 水や潤滑油などの液体中の酸や化学的な腐食成分により、物体表面が酸化されもろくなつて摩擦によってはく離する摩耗。(4) 疲労摩耗: 接触表面での繰返し圧縮応力の負荷により、物体表面近くに疲労クラックが生じて、はく離する摩耗。

摩耗は接触面での負荷と摩擦距離に比例して増大するので、摩耗を減少させるには、まず潤滑を増すことが最も効果的である。摩耗量を比較する尺度として、単位荷重当り、単位摩擦距離当りの摩耗容積をとり、比摩耗量として表す。

マヨラナ Majorana, Ettore 1906.8.5~1938.3(?) イタリアの理論物理学者。シチリアのカターニアに生れ、幼少のときから数学に対する才能が抜きんでていた。工学を学び、ローマに出て、1928年の初めに、物理に興味を移し、1929年にE.Fermiの指導の下で、放射性原子核の力学についての論文によって、理学博士の学位を受けた。1931年には原子スペクトル、化学結合などの論文を発表、1932年にはローマ大学の私講師の資格を得た。この年には、核力の飽和性を説明するため、2核子間の位置座標の交換を伴う力の存在を提唱。後にこの力はマヨラナ型交換力といわれるに至った。続いて彼は、任意のスピンをもつ粒子の相対論的取扱いを発表。1933年1月から秋の初めまで、彼はライプチヒとコペンハーゲンの研究所を訪ねたが、W.HeisenbergやN.Behrを中心に活気を呈していた雰囲気なかで、周囲にとけこむことができなかった。1937年には、スピン1/2をもち、粒子と反粒子が等しいという性質をもつマヨラナ粒子の理論を発表。ここで使われた δ 行列の表示はマヨラナ表示、スピノールはマヨラナ・スピノールと名づけられた。このころ、彼は家にとじこもりがちであり、政治経済学などに興味を寄せた。1937年11月にはナポリ大学物理学教授に任ぜられ、翌年1月に着任したが、その後間もなく、3月下旬にシチリアのパレルモからナポリへ向かう汽船から消息を断った。1960年代から、シチリアのエリーチュエで毎年、Ettore Majoranaの名を冠した国際的な夏の学校が開催されるようになり、1970年代には他分野も含めた国際科学交流センターに発展した。

マヨラナ・スピノール [英 Majorana spinor, 独 Majorana-Spinor, 仏 spineur de Majorana, 露 майорановский спинор] ローレンツ変換のもとでディラック・スピノールとして変換する ψ が、これに荷電共役変換をほどこして得られる ψ^c と同一である場合、すなわち $\psi = \psi^c$ のとき、特にこれをマヨラナ・スピノールとよぶ。ただし $\psi^c = C\bar{\psi} = (C^{-1}\gamma^4)^* \psi^*$ であって、 $\gamma^4 = \gamma^0$ の転置行列とすると、行列 C は $C^{-1}\gamma^4 C = -\gamma^4$ で定義される(→荷電共役変換)。一般のディラック・スピノールが4個の複素数を用いて書かれるのに対し、マヨラナ・スピノールは上の条件のため2個の複素数または4個の実数で書かれるこ

とになる。 r 行列の表示として、 r^μ ($\mu=1,2,3,4$) をその行列要素がすべて実数であるような行列に選ぶと、 ψ の各成分を実数にすることができる。これは $\psi^c = \psi^*$ となることによるもので、このような r 行列の表示はマヨラナ表示とよばれる。マヨラナ・スピノール場で表される粒子をマヨラナ粒子という。マヨラナ粒子は電磁相互作用をしない。質量をもたないマヨラナ粒子の場合は 2 成分のワイルのスピノールと同値である (\Rightarrow ファン・デル・ウェルデンのスピノール)。もし、ニュートリノが質量をもつマヨラナ粒子であれば、ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊、たとえば、 $^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe} + e^- + e^-$ のような過程が存在することになる。

マヨラナ場 [英 Majorana field, 独 Majoranafeld, 仏 champ de Majorana, 露 майорановское поле] \Rightarrow マヨラナ・スピノール

マヨラナ粒子 [英 Majorana particle, 仏 particule de Majorana, 露 майорановская частица] \Rightarrow マヨラナ・スピノール

マヨラナ力 [英 Majorana force, 独 Majorana-Kraft, 仏 force de Majorana, 露 сила майорана] \Rightarrow 交換力

マリオット Mariotte, Edmé 1620 ころ—1684. 5. 12 フランスの物理学者。生い立ちや学歴は不詳。生地は多分デジョンだが、1670 年代にパリへ移り、以後同地で暮らした。フランスに実験物理学を導入した人物として名高く、創立直後の 1666 年からアカデミー・デ・シエンス会員に選ばれ、生涯その中心者だった。アカデミーへの最初の報告は植物生理学だったが、1668 年簡単な実験で視覚の盲点を発見した。その実験は、暗い背景に 2 つの白い小さな点 (1 つは中心に、もう 1 つは中心線よりやや低く 2 フィート右に) を置き、左目をふさいで右目を中心の点に合わせたまま後退してゆくと、9 フィートほど離れたとき第二の点が完全に消え、中心の点だけが残るというものがあった。この問題については多少の論争が続いたが、彼自身は、物体の重さ、氷の生成、水準器、物体の衝突、空気の性質、気圧と風の関係、水への空気の溶解、虹、レンズや小開けによる水の屈折などの多方面に研究を拡張し続け、論理 (特に実験からの帰納的論理) についても考察を進めた。なお、彼の衝突論は C. Huygens に、また気体論は R. Boyle に、それぞれ負うところが多いが、気体の圧力と体積の関係は Boyle とは別個に法則化したので、フランスでは Boyle の法則はマリオットの法則とよばれる。25 年にもわたってアカデミーの有力メンバーであった彼は、広い交際圏をもち、共同研究も行った。I. Newton はその著書 *Principia* の中で Mariotte の名をあげている。G. W. Leibniz ともしばしば文通した。

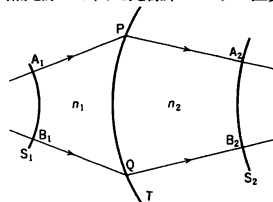
マリケン Mulliken, Robert Sanderson 1896. 6. 7—

アメリカの化学者、物理学者。マサチューセッツ州ニューバリーポートに生れる。父 Samuel はマサチューセッツ工科大学の有機化学の教授。1917 年 同大学で有機化学を学んだ後、シカゴ大学で同位体分離の研究を行って、1922 年 博士号取得。その後 同大学とハーバード大学で二原子分子のバンドスペクトルを研究した。1925 年と 1927 年にヨーロッパを旅行して各地の学者と交流し、分子分光学と分子構造の分野で、量子力学に基礎をおいた理論的・実験的研究を開始した。ニューヨーク大学助教授から、1928 年シカゴ大学物理教室準教授を経て物理学教授・化学教授として、55 年以上教授職にあって研究を続け

ている。主要な研究業績は、分子の電子構造について、現在最も広く用いられている「分子軌道理論」を F. Hund とともに創始したことに始まる。すなわち二原子分子の電子スペクトルと化学結合の本性に関して、分子軌道理論による解析を発展させて、電気陰性度、電荷密度分布解析などの重要な概念を導入し、また電子計算機の発達とともに、長足の進歩を遂げた非経験的分子軌道計算法の基礎を確立した。さらに共役二重結合をもつ有機化合物について、 π 電子理論を発展させ、特にこれらの分子の示す強い電子スペクトルの理論的解析を行った。1952 年には、電子供与体と電子受容体の分子の間に働く分子間力について、「電荷移動」の新しい概念を提出したが、この理論は化学反応理論、光化学をはじめとする化学の広い分野と、有機固体物性、生物物理学などの各分野の発展の基礎となっている。これらの研究に対して、アメリカ化学会のルイス賞、リチャード賞、デバィ賞、カーウッド賞、ギブス賞が与えられた。1966 年には「化学結合と分子の電子構造に対する分子軌道法による基礎的研究」に対し、ノーベル化学賞が授与され、1982 年にはプリーストリー賞が与えられている。[主著] *Molecular Complexes. A Lecture and Reprint Volume* (W. B. Person と共著), 1969; *Diatomc Molecules : Results of Ab initio Calculations*, 1977. [論文集] *Selected Papers of Robert S. Mulliken* (D. A. Ramsay, J. Hinze 共編), 1975.

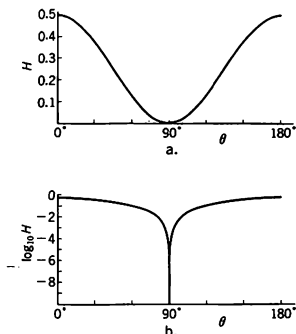
マリウス Malus, Étienne Louis 1775. 7. 23—1812. 2. 24 フランスの光学者。パリに生れる。1793 年メジエールの軍事学校に入学、翌 1794 年エコール・ポリテクニクの第一期生のひとりに抜擢されて科学教育を受け、1796 年技術将校となる。Napoléon 一世のエジプト、シリア遠征に参加したほか、リールやアンペール、ストラスブールを転々とした後、1808 年パリにもどった。1805 年にエコール・ポリテクニクの試験官になってからはパリに長期滞在することが可能になり、他の物理学者たちとの交流をもつようになった。1810 年エコール・ポリテクニクの第一部会のメンバーに選ばれ、翌 1811 年にはロンドン王立協会からラムフォード・メダルを受賞した。彼は、直交面をもつ光線束は反射・屈折を繰返した後も直交面をもつとするマリウスの定理の発見者として知られているが、彼自身は 1808 年の論考 *Traité d'optique* において、1 回の反射・屈折についての一般的な法則が成り立つと考えていた。マリウスの法則の一般的な形で証明は、W. R. Hamilton らによって行われた。Malus はまた、複屈折についての実験的研究も行い、さらに近距離力を想定し、最小作用の原理を用いることによって複屈折現象に関する法則を導出した。反射光の偏りの現象を発見した (1808 年) ことでも知られている。

マリウスの定理 [英 Malus theorem, 独 Malus-Satz, 仏 théorème de Malus, 露 теорема Малюса] 均質な媒質において、点光源から出た光線束のように直交面をもつ光



線束は、任意回数の屈折、反射を行った後も直交面をもつことを述べた法則。1808年 E. L. Malus によって初めて発表され、Dupin (1816 年)、L. A. T. Quetelet、J. D. Geogonne (1825 年) によって一般化された。図に示すように、たとえば屈折率 n_1, n_2 の 2 つの媒質の境界面を T としたとき、直交面 S_1 をもつ任意の光線束は、T で屈折した後も S_2 で示されるような直交面をもつ。この定理は変分法の原理を使って説明され、2 つの直交面間の各光線、たとえば $A_1 \rightarrow P \rightarrow A_2, B_1 \rightarrow Q \rightarrow B_2$ に沿って測った光路長が一定であることから導かれる。ここで述べた直交面は、物理光学的に考えれば波面(等位相面)に対応し、この定理はホイヘンスの原理に相当している。

マリウスの法則 [英 Malus law, 独 Satz von Malus, 仏 théorème de Malus, 露 закон Малюса] 一組の直線偏光子の透過軸のなす角 θ を変えたとき、透過強度は $\cos^2 \theta$ に比例するといふ法則。1808 年に E. L. Malus が見いだしたのでこうよぶ。直線偏光子を 2 個、一直線上に並べ、偏っていない光を通すと、透過率 H と θ との間には $H = 0.5 \cos^2 \theta$ の関係が成り立つ。ただし、この場合、偏光子の表面反射と透過率最大方向の吸収を無視している。上式は偏光子を実験に用いる場合に大変重要な式である。直交ニコルの状態を決めるときに、方位角に対する精度が非常に高いこともこの式からわかる。この式をそのまま図示する



と図 a のようになり、 θ を決める精度は $\theta = 45^\circ$ 近辺で最も高いように思いがちだが、 H を図 b のように対数で表してみると、 $\theta = 90^\circ$ の直交ニコルの部分が感度最大になることがわかる。実際の偏光子では、 $\theta = 90^\circ$ でも H は完全には 0 にならず、有限の値をもつため、感度も制限されるが、それでも 1 分程度の精度は簡単に得られる。この法則は、一組の偏光子に対して記述してあるが、それぞれの偏光子に着目すると、自然光が入射した場合は、透過率が 0.5 であり(第一の偏光子)、直線偏光が入射した場合、振動面と偏光子の透過軸とのなす角が θ であれば、透過率は $\cos^2 \theta$ である(第二の偏光子)と解釈できる。

マルコーニ Marconi, Guglielmo 1874. 4. 25 - 1937. 7. 20 イタリアの電気技師。ボローニャに生れる。父は大地主で、個人教授による教育を受けた。少年時代から物理と電気に興味をもち、J. C. Maxwell, H. R. Hertz らの論文を勉強した。21 歳のとき、父の領地の実験室で 1 マイル半の無線電信に成功し、その装置を持ってイギリスに渡り、1896 年末には世界初の無線電信方式の特許を得た。その後マルコーニ無線電信株式会社を設立し、1899 年英仏海峡横断の無線電信を確立。また 1901 年には大西洋横

断 2100 マイルの無線電信の実験に成功し、その 6 年後には大西洋横断の商用無線電信を始めた。第一次世界大戦の始まった 1914 年にはイタリア陸軍中尉に任命され、その後海軍に転じ中佐まで昇進、1919 年にはパリ平和会議のイタリア代表となった。軍隊で働いているときに短波の研究を再開、長距離通信用としてビーム方式を完成し、イギリス政府はこの方式を用いてイギリスとカナダを結ぶ最初のビーム局を 1926 年に開局した。1909 年 K. F. Braun とともにノーベル物理学賞受賞。また 1903 年ローマ市の名誉市民権を受け、1914 年にはイタリア上院議員、1929 年には世襲侯爵の位に列せられた。このほかイギリスからビクトリア勲位のナイトの称号を授けられている。

マルコフ過程 [英 Markoff process, 独 Markowscher Prozeß, 仏 processus de Markoff, 露 марковский процесс] 勝手な時刻 t_0 より以後の確率過程のふるまい、すなわち $t > t_0$ に対する確率分布関数が、 t_0 とそこでの値だけで決まり、 $t < t_0$ においてその過程がどんな履歴をたどってきたかということにはよらないとき、過程はマルコフ過程であるという。離散的な確率過程 $\{Y_n\}$ の場合ならば、 Y_m の確率分布関数が、 m の値と Y_{m-1} がとった値だけから決り、 $n \leq m-2$ に対して Y_n がとった値によらないとき、 $\{Y_n\}$ はマルコフ過程であるという(あるいはマルコフ連鎖またはマルコフ鎖ともいう)。連続的な確率過程 $Y(t)$ の場合には、 $t > t_0$ に対する $Y(t)$ の確率分布関数が t_0 の値と $Y(t_0)$ のとった値のみに依存し、 $t < t_0$ に対して $Y(t)$ がとった値によらないとき、 $Y(t)$ はマルコフ過程である。

単純な酔歩、白色雑音、狭義のブラウン運動を記述するオルンシュタイン-ウーレンベック過程などはマルコフ過程の簡単な例である。調和振動子のブラウン運動は、振動子の位置 $X(t)$ を変数と考えたとき、すなわち三次元の確率過程と考えたときはマルコフ過程ではないが、振動子の位置 $X(t)$ とその速度 $U(t)$ とを組合せて、六次元の確率過程と考えればオルンシュタイン-ウーレンベック過程として記述でき、したがってマルコフ過程となる。ランジュバン方程式

$$\frac{dX(t)}{dt} = f(X(t), t) + G(X(t), t)P(t)$$

($f(x, t)$ は d 次元のベクトル、 $G(x, t)$ は $d \times m$ 行列、 $P(t)$ は m 次元の白色雑音)で記述される拡散過程もマルコフ過程である。

マルコフ鎖 [英 Markoff chain, 独 Markowsche Kette, 仏 chaîne de Markoff, 露 марковская цепь] 元来は確率論の概念で、マルコフ過程に従う連鎖のことをいう。離散的な確率過程 $\{Y_n\}$ において、 Y_m の確率分布関数が m の値と Y_{m-1} がとった値だけから決り、 $n \leq m-2$ に対する Y_n の値によらないとき、 $\{Y_n\}$ はマルコフ鎖であるという。 Y_{m-1} だけでなく、 Y_{m-k} ($k \neq 1$ 、ただし有限)までに依存するもので、容易に拡張できる。高分子鎖のある結合のコンフォメーションが隣の結合のコンフォメーションに依存するペンタゴン効果(\Rightarrow コンフォメーション)や、高分子の生長反応で、ある単量体単位のコンフィグレーションが 1 つ手前のモノマー単位のコンフィグレーションに依存する前末端基効果など、高分子物理学や高分子化学でしばしば用いられたる模型にはマルコフ鎖であるものが多い。反面、高分子物理学には、排除体積効果のように、無限個手前の要素の確率に依存するものもある。これはマルコフ鎖に対し、非マルコフ鎖とよばれる。

マルター効果 [英 Malter effect, 独 Malter-Effekt, 仏 effet Malter, 露 эффект Малтера] 二次電子放出が異常に大きくなる現象で, L. Malter が見いだした。アルミニウム板を酸化させ, Al_2O_3 膜を約 200 nm の厚さでつくり, セシウムで覆い, 加熱, 酸化させ, $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Cs}_2\text{O}$ の系をつくる。2~300eV の電子を照射すると, 入射電子電流の 1000 倍もの二次電子放出が起きる。電子放出が最大になるのは電子照射開始後しばらくしてからであり, 照射を止めると, 電子放出はまず急減するが, あとはゆっくり減少し, 24 時間後でも電子放出が観測できる。この現象は Al_2O_3 酸化膜が絶縁体であるため, 電子照射による二次電子放出により酸化膜上に正電荷がたまり, また酸化膜は分極し, 強い電場勾配が生じて $\text{Al}, \text{Al}_2\text{O}_3$ から電界放出が起きるからだと説明されている。すなわち, 薄膜での電界放出現象と考えられている。この現象は MgO などでも起る。

MULTAN [英 MULTAN] multiple-solution tangent formula の略称。複雑な構造の自動解析を目的として, P. Main, M. M. Woolfson, G. Germain らがつくった直接法の電子計算機 FORTRAN プログラム・システム。直接法で複雑な構造を解析するためには一般にかなりの経験の積み重ねが必要であるが, MULTAN ではその過程を徹底的に解析し, 人が経験で判定していたものをほとんど全部電子計算機に代行させて成功した。規格化構造因子の計算から E マップの解釈まで全段階を自動的に実行できるようにしている。直接法ではまず最初に数個の重要な反射を選び出し, 位相角を割り当て, それをもとにしてセイヤーの式あるいはタンジェント式(⇒直接法)で他の反射に位相角を与えるが, 最初の重要な反射の選択と位相角の割り当てが最も重要な段階である。MULTAN では最初の反射の選択は収束という巧妙な手段で解決している。一方, 位相角は多くの可能な組合せを与え, 全部試して途中経過あるいは結果から良い組を選び出すという方式をとっている。これが多重解(multiple-solution)の語源である。近年, 従来は考えられなかったような複雑な有機化合物(重原子を含まない, かつ数十個以上もの原子を含む)の結晶構造が容易に解析できるようになったのはこのプログラムに負うところが大きい(⇒規格化構造因子)。

マルタン領域 [英 Martin domain, 独 Martinsche Domäne, 仏 domaine de Martin, 露 область Мартина] 湯川型ポテンシャルによる散乱振幅は散乱される粒子の波数 k と, 運動量変化 $\hbar\Delta$ の 2 変数の関数 $f(k^2, \Delta^2)$ である。 $f(k^2, \Delta^2) - f^{(1)}(\Delta^2)$ に対する分散式が成り立つ Δ^2 の領域, すなわち, $\text{Im}f(k^2, \Delta^2)$ が k^2 について正則である領域, $|\Delta^2| < 4\mu_0^2$ をマルタン領域という。ここで $f^{(1)}(\Delta^2)$ は第一ボルン近似での散乱振幅, $1/\mu_0$ はポテンシャルの到達距離である。

マルチスリット分光法 [英 multislit spectrometry, 独 Mehrspaltspektrometrie, 仏 spectrométrie à multi-fentes, 露 мультищелевая спектроскопия] 1 個の入射スリットを使ってスペクトル像を個々に計測する基本的な分光法に対し, 入・出射スリットをそれぞれ, 単一スリット幅の整数倍の色々な幅の多数のスリットで構成した入・出射マスクで置換え, 分解能をおとさずに, 明るさを増大させる分光法。1951 年 M. J. E. Golay によって実現された。

図 1 のように, 入射マスクは A と B の 2 部分に分か

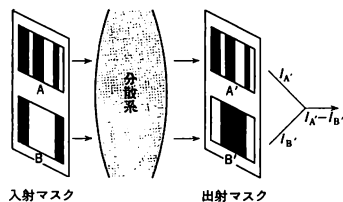


図 1

れ, それに対応して出射マスクも A' と B' に分かれていて, A と A' はスリットの開閉が同じ ($A'=A$) で, B と B' はそれが逆 ($B'=-B$) になっている。いま分散系で分光された波長 λ の光が作る入射マスクのスペクトル像がちょうど出射マスクに重なっている(波長 λ に同調)とする。この同調波長については, A を通った光束はすべて A' を通過し, B を通った光束は B' ですべて遮られる。このとき同調波長でない波長の光がつくる入射マスクのスペクトル像は出射マスクからずれている。このような光に対しては, A' を通過する光量と B' を通過する光量が常に等しくなるよう, マスクのスリット配列がコード化されている。したがって, A' と B' からの出力の差 $I_{A'} - I_{B'}$ は, 波長の光の強さに比例している。この方法では, スペクトルの分解度は最小幅スリットと同じ幅のスリット分光器のそれと同じで, 明るさは A の面積(スリットの面積より 2 けた大きくするのはやさしい)で決る。

上の条件を満たすスリット配列は Golay により 4 通り与えられている。1 組の基本配列 $\{a_n\}$ と $\{b_n\}$ (n は単位幅スリットの数)がわかれば, $\{a_{2n}\} = \{a_n\} \{b_n\}$, $\{b_{2n}\} = \{a_n\} \{-b_n\}$ というシルベスターの拡大法則によって, 限りなく複雑なマスクをつくることができる。ここで負符号はスリット開閉を逆にすることを意味する。また, こうしたマスクコードとアダマール行列との関係が明らかになっているので, 多くの種類のマスクを設計することができる。図 2 は, Golay の相補配列とよばれる基本コード $\{a_{10}\} = 1001010001$, $\{b_{10}\} = 100000110$ を 3 回拡大して作ったマスクである。ここで 1 は開スリットを, 0 は閉スリットを表す。

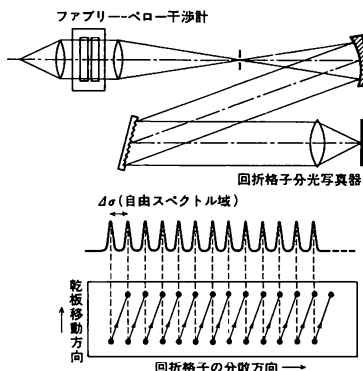


図 2

上述の方法は, 静的マルチスリット法とよばれる。これに対して, 入射マスクのスペクトル像のところでコード化

されたマスクを回転させ、交流出力として信号を取り出す方法を、動的マルチスリット法とよぶ。また、マスクをスロット配列ではなく、ある種のパターンに代えた方式もある(⇒グリッド分光器)。スペクトル分散の方向に、アダマール・マトリックスにしたがって作られたマスクを走査し、その出力を数学的に処理してスペクトルを求める方法も考えられている(⇒アダマール変換分光器)。この方式ではスペクトルの明るさと分解度の両方が向上する。また、原理はまったく異なるが、多重スリットを利用する方式に、相関分光法とよばれるものがある。

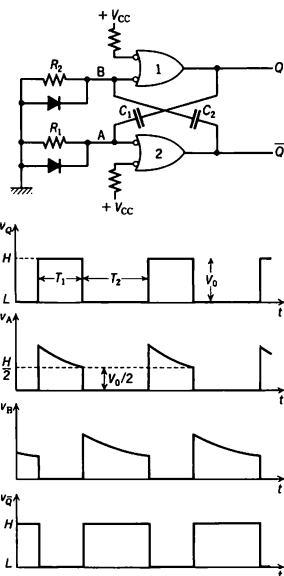
マルチチャネル干渉分光器 [英 multichannel interferometric spectrometer, 独 interferometrisches Vielkanalspektrometer, 仏 spectromètre interférentiel multicanal, 露 мультисканальный интерферометрический спектрометр] R. Chabbal らの考案による、ファブリー-ペロー干渉計を用いたマルチチャネル方式の干渉分光器で、SIMAC とよばれる。この考案では図に示すようにファブリー-ペロー干渉計



ブリー-ペロー干渉計の後に回折格子分光器を置き、その焦点面に写真乾板もしくは撮像管など空間分解能のある面状の受光器を置く。ファブリー-ペロー干渉計の光路差を変化させると同時に、回折格子の分散方向と直角方向に乾板を移動させると、マルチチャネルの掃引が可能で、スペクトルが完成する。高分解能、高分散のスペクトルを狭い面積に収めることができる。また、吉永弘らのリアルタイムオンライン方式のフーリエ分光器は、インターフェログラム作成の途中までのデータからフーリエ変換を実行して常時スペクトルに変換しておき、光路差の小さい未熟のスペクトルから次第に正規の光路差のスペクトルへ完成してゆく仕組みで、これも一種のマルチチャネル方式と見られる。

マルチチャネル波高分析器 = 多重波高分析器

マルチバイブレーター [英 multivibrator, 独 Multivibrator, 仏 multivibrateur, 露 мультивибратор] バルス波形を得る発振回路のひとつ。原理は、フリップフロップ(双安定マルチバイブレーター)の2つの出力の状態(Q , \bar{Q}) = (H , L)および(Q , \bar{Q}) = (L , H)をともに準安定、すなわち一定時間しかその状態を保持できないようにしたもので、無安定マルチバイブレーターまたは非安定マルチバイブレーターともよばれる。NOR 回路を用いて構成したマルチバイブレーターを図に示す。出力の状態を反転させるのに必要な入力電圧がちょうど出力電圧 H の $1/2$ であると仮定する。 Q の出力が H になったとき、A 点の電圧 v_A



は H になるが、 R_1 を流れる電流で C_1 が充電され v_A は徐々に下降する。 v_A が $H/2$ になったときゲート 2 が反転し \bar{Q} が H になる。この変化は C_2 を経由し B 点の電圧 v_B を H にする。したがって、 Q は反転し L になる。 R_2 を流れる電流で C_2 が充電され v_B は徐々に電圧が降下し、 v_B が $H/2$ になったとき再度反転が起こり、 Q が H になる。周期は、 $T_1 \approx C_1 R_1 \ln 2$, $T_2 \approx C_2 R_2 \ln 2$ より近似的に求められる。ダイオードは v_A, v_B が負になることを防ぐクランプ用のものである。

マルチバクターリング [英 仏 multipactoring] $V = V_0 \sin \omega t$ の高周波電場が印加されている 2 枚の平行電極において、一方の電極から出発した電子が加速されて対向電極に衝突し、1 個以上の二次電子放出を生じ、電子の走行時間が $(n+1/2)(2\pi/\omega)$ ($n=0, 1, 2, \dots$) に等しいと二次電子も対向電極へ加速され、さらに二次電子を発生する。このようにして放出電子数が増加し続け、放電にいたる現象をマルチバクターリングという。極間距離を l とすれば電子の運動方程式 $m d^2 x / dt^2 = (e V_0 / l) \sin \omega t$ より、 $x=0$ を $dx/dt = 0$ で出発する電子が上記の走行時間を満たすには $(\omega l)^2 = (2\pi e V_0 / m)(n+1/2)$ となる。 ωl = 一定では $n=0$ の場合に V_0 が最大となり、電子エネルギーが高いので放電が起りやすい。 ω を MHz, l を cm, V_0 を V で表すと $n=0$ について $\omega l \approx 75 \sqrt{V}$ となる。この現象は加速器の高周波加速空洞で時折みかけられ、たとえば 20 MeV くらいの陽子を加速するアルバレー型加速空洞では $\omega/2\pi = 200 \text{ MHz}$, $l \approx 5 \text{ cm}$ であるので、 $V = 7 \text{ kV}$ と加速電圧に比べ極めて小さい。したがって高周波電力を印加するときはギャップ電圧が早くこの値を超えるように立上りを速やかにする必要がある。また対向している電極表面に凹凸をつけるなどして平行度を悪くすることなどによって電子の往復の条件をかえて、マルチバクターリングを回避することもある。

マルチプレクサーチャネル [英 multiplexor channel, 独 Multiplexkanal, 仏 canal multiple, 露 мультип-

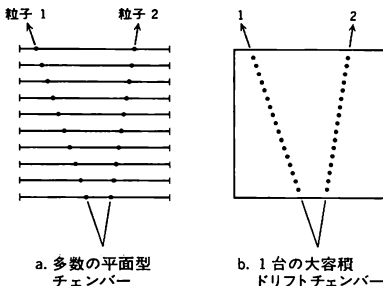
лексный канал] 電子計算機の入出力チャネルの一種で、複数台の入出力装置(入出力制御装置を含む)を接続し、それらを同時に動作させることができるもの。紙テープ装置やラインプリンターなど、中、低速の入出力装置を接続し、データを1〜数バイト単位で時分割的に転送するものを、単にマルチプレクサーチャネル、またはバイトマルチプレクサーチャネルとよぶ。磁気テープ装置や磁気ディスク装置など、データの転送速度の速い装置を接続するのにはこのチャネルは不適当であり、ブロックマルチプレクサーチャネルを使う。ブロックマルチプレクサーチャネルでは、1〜数バイトの制御データも転送されるが、数百バイト程度の単位でデータが転送されることが多い。転送単位の間空き時間があると、このチャネルに接続された他の装置がアクセスされる。こうすることによって、たとえば磁気ディスク装置のシーク時間や磁気テープ装置のサーチ時間の損失が吸収される。

マルチプレックスの利得 [英 multiplexing advantage, 独 Vorteil des Multiplexsystems, 仏 avantage multiplex, 露 выигрыш одновременного модулирования несущей независимыми звуковыми каналами] = フェルグットの利得

マルチプロセッシング [英 multiprocessing, 独 Mehrrechnersystem, 仏 multitraitement, 露 многопроцессорная обработка] 複数個の処理装置をもつ1つのデータ処理システムにおいて、いくつかの仕事を分担して並列的に実行すること。多重処理ともいう。並行処理の形態はいくつかあるが、マルチプロセッシングという場合はオペレーティングシステムと記憶装置を共用するものをさす。オペレーティングシステムは複数になるが、システムの信頼性の向上、処理能力の増大、システム資源の有効利用などの要望が強い場合に用いられ、汎用大型計算機で実現されることが多い。主記憶を共有するため、複数の処理装置からのアクセス(読出しと書込み)に競合が起り、また主記憶上の同じ位置をほぼ同時に複数の処理装置がアクセスすることによって、データが混乱するおそれがあるので、このような問題を解決することも肝要である。2台の処理装置を置くことで、処理能力上では1台の場合の1.5〜1.8倍になることが知られている。

マルチポール磁場 [英 multipole field, 独 Multipol-feld, 仏 champ multipolaire, 露 мультипольное поле] ⇒ 内部導体系

マルチワイヤーチェンバー [英 multiwire chamber, 仏 chambre à plusieurs fils, 露 многонитная камера] 多数の細いワイヤーをガス中に張って局所的な高電場を用意し、電子なだれを信号発生機構に利用する高速荷電粒子



a. 多数の平面型
チェンバー

b. 1台の大容量
ドリフトチェンバー

用位置測定器の総称。歴史的にはワイヤー面を電極とした放電箱も含まれるが、現在では主としてシャルバック・チェンバーとドリフトチェンバーとを意味する。主に素粒子実験で使用され、荷電粒子の飛跡を多くの面で調べ、個々の素粒子反応を再構成することを目的としており、オンライン電子計算機による信号読出しと記録が不可欠なことも特徴のひとつである。使用形態には、図aのように多数の平面型チェンバーで飛跡を調べる方法と、図bのように大容器内にワイヤーを張って平面型ドリフトチェンバーを一体に集積化する方法とがある。図中の黒丸は記録された粒子の通過点を表す。後者では、よけいな構造物をなくした分だけ密に調べることができる利点がある。どちらも信号が発生したワイヤー面の位置、ワイヤー番号またはワイヤーへの電子のドリフト時間、そしてワイヤーに沿った信号の位置を求めることができ、全体として三次元の飛跡測定が可能である。

マルチワイヤープロポーションナルチェンバー = 多線式比例計数箱(⇒飛跡検出器)

マルティンゲール [英仏 martingale, 独 Martingal, 露 мартингал] $\{X_i\}$ を確率過程とする。ここで i は離散的でよ連続的でもよい。このとき、任意の有限個の点列 $t_{(1)} < t_{(2)} < \dots < t_{(n+1)}$ に関して、次の条件付期待値に関する式

$$E(X_{i(t_{n+1})} | X_{i(t_1)} = a_1, \dots, X_{i(t_n)} = a_n) = a_n \quad (\forall a_1, a_2, \dots, a_n)$$

が成立するとき、 $\{X_i\}$ をマルティンゲールとよぶ。すなわち、 $t_{(n)}$ を現時点と考え、 $X_{i(t_n)}$ をその時点における興味ある対象の状態を表すものとみれば、マルティンゲールは次の時点でのその状態の期待値は、過去のふるまいには無関係で現時点における状態に等しい過程のことである。賭けにおけるプレイヤーの所持金額を状態とみなせば、1回の賭けの後の所持金の期待値が賭けの直前の所持金であるということであり、これは公平な賭けを意味する。また、直線上の単純な酔歩(ランダムウォーク)を考え、粒子は確率 p で1歩右へ、確率 $q (=1-p)$ で1歩左へ移動するとし、 n 歩後の粒子の位置を X_n で表すとき、 $\{(q/p)^{X_n}\}$ はマルティンゲールをなすことがわかる。さらに、 $p=1/2$ のときには $\{X_n\}$ 自身がマルティンゲールとなるが、これはより一般に

$$X_n = Z_1 + Z_2 + \dots + Z_n \quad (n=1, 2, \dots)$$

において、 Z_i が独立で平均0の確率変数のときに、 $\{X_n\}$ がマルティンゲールとなることから明らかである。

上記の期待値に関する等式の等号を \geq で置換したものを劣マルティンゲール、 \leq で置換したものを優マルティンゲールとよぶ。たとえば劣マルティンゲールはプレイヤーにとって有利な賭けを意味している。

なお、厳密なマルティンゲールの定義には、 σ 代数の表現を用いる。

マルテンサイト [英仏 martensite, 独 Martensit, 露 мартенсит] オーステナイトとよばれる高温相領域から焼入れてかたくなった鋼の中に存在する非常に細密な組織を最初マルテンサイトと名づけた。その細密な組織が板状またはレンズ状の小さな結晶から成っていて、その一つ一つが原子の拡散なしに面心立方構造のオーステナイトから同素変態(⇒同素体)した体心立方構造の単一相であることがわかってからは、板状またはレンズ状の変態生成物をマルテンサイト、オーステナイト相からマルテンサイト相への変態をマルテンサイト変態とよぶようになった。その

後、これに似た原子拡散を伴わない相変態が鋼以外の金属および合金、化合物やセラミックスでも見いだされたので、現在では固体における相転移のひとつの形式の名称として、マルテンサイト型変態ということばが広く使用されている。

マルテンサイト型変態の最も基本的な特徴は、それが原子の連携運動に基づく母相格子のせん断(せん断面に垂直な膨張成分もあるので、厳密には擬せん断)変形によることである。母相内のある体積部分の原子が個々ばらばらでなく、全体として連携を保ちながら「将棋倒し式」にせん断変形して板状またはレンズ状のマルテンサイトに変態する。この特徴によりマルテンサイトは以下の性質をもつ。(1) 侵入型または置換型固溶体の単一相である。(2) 溶質原子濃度が母相のものと同じ(無拡散変態)であるから、それが過飽和な場合は準安定相で、焼戻し処理により2相に分解する。(3) 隣接原子間の相互関係は不変であるから、母相が規則格子を形成しているときはマルテンサイトも規則格子を形成する。(4) 変態した部分には母相格子のせん断変形に応じた外形変化が現れる。(5) 合金の種類に応じた特定の晶癖面(変態の際のせん断面)がある。(6) 母相との間には合金の種類に応じた特定の結晶方位関係がある。(7) 母相との界面(晶癖面)は変態の全過程を通じて不変面であるから、両格子間の整合ひずみを緩和するためマルテンサイト晶内にはすべり、積層不整合あるいは双晶による変形が起る。その結果、転位、積層欠陥あるいは微細な双晶などの格子欠陥が存在する。マルテンサイト変態は M_s 点(成分および加工や熱処理で調整可能)とよばれる温度で始まり、 M_f 点とよばれる温度で完了して、母相のすべてがマルテンサイト相になる。それを加熱した場合、溶質原子を過飽和に固溶するときは2相に分解する(前述)が、そうでないときはマルテンサイト相から母相への逆変態が A_s 点とよばれる温度で始まり、 A_f 点とよばれる温度で終了してすべてが母相になる。この逆変態過程には可逆的なものと非可逆的なものがある。

マルテンサイト変態は母相格子のせん断変形によって起るから、 M_s 点より上の温度で母相格子に応力を負荷しても、マルテンサイト変態を起させることができる。これを応力誘起マルテンサイト変態とよぶが、応力そのものでなく変形によって生じたひずみがマルテンサイト晶核の生成を促進するともいわれ、この場合はひずみ誘起マルテンサイト変態とよばれる。温度が M_s 点より低下するに従ってマルテンサイト量は増加するが、増加のしかたに2通りある。すでに生成した一つ一つのマルテンサイト晶が温度低下とともに大きく成長する場合と、それら一つ一つのマルテンサイト晶は瞬時(10^{-7} 秒程度)に生成・成長してそれ以上には大きく成長せず、別のマルテンサイト晶が温度低下とともに新たに生成・成長する場合とである。前者を熱弾性型マルテンサイト変態、後者を非熱弾性型マルテンサイト変態とよぶが、前者は貴金属基などの規則格子合金で、後者は鋼や鉄合金などの不規則格子合金で起る。前者の変態の特徴は、 M_s 点と A_s 点の温度差が小さいこと、変態の際の体積変化が非常に小さいこと、母相への逆変態は可逆的であること、などである。一方、後者のものの M_s 点と A_s 点の温度差は1けた大きく、変態の際の体積変化は数%あり、また母相への逆変態は一般に非可逆的である。多くの金属では温度が低下するときだけ変態量が増加するが、 M_s 点以下の一定温度に保持したときでも、時

間とともに変態量が増加する金属もある。このような場合、前者を非等温マルテンサイト変態、後者を等温マルテンサイト変態とよぶ。

鉄鋼材料におけるマルテンサイトはフェライトと同様に体心立方構造をもっている。これを焼戻すとき種々の炭化物を析出しながら体心立方構造に変化し、材料の強度や靱性に大きな影響をもたらす。一方、貴金属基などの規則格子合金における熱弾性マルテンサイトは、形状記憶効果や変態弾性などの興味ある機能的性質をもたらす。

マルテンサイト変態 [英 martensitic transformation, 独 Martensitumwandlung, 仏 transformation martensitique, 露 мартенситное превращение] ⇨ マルテンサイト

丸め誤差 [英 roundoff error, 独 Rundungsfehler, 仏 erreur d'arrondissement, 露 ошибка округления] 数値計算の誤差のひとつ。電子計算機では実数を表現するのに浮動小数点表示を用いる。これは、 β 進 l けたの小数部(仮数部) m と指数部 e から成り、実数は $\pm m \cdot \beta^e$ の形の数で近似される。このような l けたの浮動小数点数どうしの演算を行うと一般に l けた以上になるが、それを l けたの浮動小数点数で近似しなければならぬ。けた数の長い数を l けたで近似する操作を丸めといい、そのために生ずる誤差を丸め誤差という。丸めの方法には切り上げ、切り捨て、四捨五入がある。丸め誤差は浮動小数点演算に伴う誤差であるが、浮動小数点演算における現象として重要なものにけた落ちと情報落ちがある。値の近い数の引き算で有効数字の上位のけたが0になることをけた落ちという。けた落ちによって絶対誤差は変らないが、相対誤差が増大するので注意を要する。また、大きな数とけたがいに小さな数を加えると、小さな数の下位の有効数字が丸めによって失われてしまう。これを情報落ちという。情報落ちとけた落ちが重なると精度が著しく悪くなることがあるので、数値計算ではこれらの現象に十分気をつける必要がある。

マンガン乾電池 [英 manganese dry cell, 独 Mangantrockenzelle, 仏 cellule sèche au manganèse, 露 сухая марганцовая батарея] = ルクリンシェ電池

マンガンバス [英 manganese sulphate bath, 独 Mangansulfatbad, 仏 bain de sulfate de manganèse] 高速中性子の絶対測定に用いられる装置。1 m³ 程度の水槽に硫酸マンガン MnSO₄ の飽和水溶液(水 1 dm³ 当り 3.4 mol 程度)を入れたもの。高速中性子が減速され熱中性子となり、⁵⁶Mn(天然の核種、存在比 100%)に吸収されてできる短寿命の放射性核種⁵⁶Mn(半減期 2.58 時間)の放出する β 線と γ 線(ともに 1 MeV 程度のエネルギーをもつ)を計数する。⁵⁶Mn の熱中性子捕獲断面積は、13.3b(バーン)で、上記の飽和水溶液では⁵⁶Mn に吸収される中性子数と、¹H によって散乱される中性子数はほぼ等しい。実際には、(1)線源による熱中性子の漏えい、(2)高速中性子の水槽(実際には球型タンク)よりの漏えい、(3)O や S による高速中性子の吸収、などの補正を必要とするが、ほかにの方法に比較して精度が高いので一次標準の手段などに用いられる。

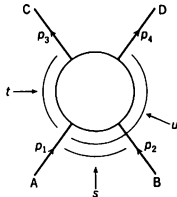
マンガンバスは、わが国では、電子技術総合研究所にある。

慢性効果 [英 chronic effect, 独 chronischer Effekt, 仏 effet chronique, 露 хронический эффект] 急性効果

に対して用いられる語で、放射線の照射を受けた後、放射線の影響が現れる可能性が長時間続く効果のことをいう。晩発性効果と混合して使われることが多い(⇒急性効果)。

慢性照射 [英 chronic irradiation, 独 chronische Bestrahlung, 仏 irradiation chronique, 露 хроническое облучение] 放射線照射の時間的線量配分の一形式で、長期間にわたり連続的に行われる照射であり、急性照射や分割照射に対比した表現である。一般に慢性とは、意図せずに長期にわたって生じる病状を意味するもので、その意味から、慢性照射とは意図せずに低線量連続照射を受けるとと解すべきである。たとえば、放射線発生施設における漏えい放射線による長期の被曝や、高バックグラウンド地域住民の被曝がこれに該当する。

マンデルスタム表示 [英 Mandelstam representation, 独 Mandelstam-Darstellung, 仏 représentation de Mandelstam, 露 представление Мандельштама] 素粒子の散乱振幅の積分表示のひとつ。二体反応 $A+B \rightarrow C+D$ の振幅はエネルギーと移行運動量のように2つの独立な変数の関数である。そこでS. Mandelstam は上記2変数の関数としての散乱振幅の解析性を表す表示を提案した。これがマンデルスタム表示とよばれる。Mandelstam は図に示



すような $A+B \rightarrow C+D$ という反応を考え、 $s=-(p_1+p_2)^2$, $t=-(p_1-p_3)^2$, $u=-(p_1-p_4)^2$ という3変数を導入した。これらをマンデルスタム変数とよぶが、 $s+t+u=m_A^2+m_B^2+m_C^2+m_D^2$ で結びついているので独立な変数は2個である。 $A+B \rightarrow C+D$ を s チャンネルの反応とよび、変数 s は A と B の重心系におけるエネルギーの二乗を表し、 t は A から C への(移行運動量)²を表し、 u は A から D への(移行運動量)²を表す。マンデルスタム表示で重要なのは、この表示が同時に次の2つの反応 $A+C \rightarrow D+B$, $A+\bar{D} \rightarrow C+\bar{B}$ (\bar{B} , \bar{C} , \bar{D} はそれぞれ B , C , D の反粒子)を表すことである。 $A+C \rightarrow D+B$ を t チャンネルの反応とよび、 $A+\bar{D} \rightarrow C+\bar{B}$ を u チャンネルの反応とよぶ。反応振幅は互いに解析接続で結ばれている。3つの反応の振幅 $A(s, t, u)$ は $\rho_s(s, t)$, $\rho_{su}(s, u)$, $\rho_{tu}(t, u)$ というスペクトル関数を使って

$$A(s, t, u) = \frac{1}{\pi^2} \int \int ds' dt' \frac{\rho_s(s', t')}{(s'-s)(t'-t)} + \frac{1}{\pi^2} \int \int ds' du' \frac{\rho_{su}(s', u')}{(s'-s)(u'-u)} + \frac{1}{\pi^2} \int \int dt' du' \frac{\rho_{tu}(t', u')}{(t'-t)(u'-u)}$$

の形に書くことができる。

マンデルスタム変数 [英 Mandelstam variable, 独 Mandelstamsche Variable, 仏 variable de Mandelstam, 露 переменная Мандельштама] ⇒ マンデルスタム表示

マントル [英 mantle, 独 Erdmantel, 仏 manteau, 露 оболочка Земли] 地球内部は、半熟卵のような成層構造をもっているが、その白味に相当する部分、中間層あるいは外とう部ともいう。地表最表層の地殻(陸地では厚さ数十km、海洋では海底数km)の下面(モホロビッチ不連続面またはモホ面)から、核の表面(深さ2900km)までの部分で、地球全積の83%を占める。地殻とマントルはモホ面での地震波速度の急増によって区別される(マントル最上部のP波速度≒8km・s⁻¹)。主として地震波伝播の研究から、マントルは上部マントル、B層(35〜300km)、C層(300〜1000km)および下部マントルD層(1000〜2900km)に分かれる。B、D両層での物性の深さ変化は、温度や圧力の増大によってほぼ説明されるが、C層では物質変化を考える必要がある。高圧実験の結果も参照して、そこでは、上部マントルを構成しているカンラン石(主としてMg₂SiO₄)がオリビン相から高圧相(スピネル相)に転移したり、MgOやSiO₂(ステイションバイト相)に分解したりしていると考えられている。楕状地をのぞく大部分の地域では深さ70〜250kmあたりで、地震波伝播速度が少し(0.2km・s⁻¹程度)遅くなっている。これを上部マントル低速度層という。圧力増大にもかかわらず、地震波速度が減少するのは異常であり、また、この層では地震波の減衰も大きい(横波のQ値にして100〜200)ので部分融解の可能性がある。アイソスタシーの研究などからは、独立にこのあたりの深さに低粘性率(10²⁰〜10²²P)の層があるとの推定もあり、この層はやわらかいと推定される。これらの理由から、プレートテクトニクスにおけるアセノスフェア(部分融解層)は低速度層と同じであろうとされている。リソスフェアはほとんど完全弾性体であるが、アセノスフェアのさらに下にあるD層は、地震波の減衰も小さく(Q≒400)、粘性率は、10²⁴〜10²⁶P程度ではないかといわれているが、一意的ではない。粘性率の分布は、マントル対流が上部マントル(アセノスフェア)内に限定されるか、全マントル的になるか、という問題などにとって重要である。

マントル対流 [英 mantle convection, 独 Konvektionsströmung, 仏 courant dans le manteau] ⇒ プレートテクトニクス

マントルレイリー波 [英 mantle Rayleigh wave, 仏 onde Rayleigh dans le manteau] 地震波の長周期レイリー波。マントルの名称は、長周期表面波がマントル中のチャネル波と考えられたことによる。レイリー波は表面波(⇒G波)の一種で波の進行方向を含む鉛直面内で楕円を描いて振動する。その向きは楕円の上部で波の進行方向と逆向きである。地球振動の伸び縮み振動に対応している。一様な半無限弾性体でもレイリー波はみられ、速度分布の構造にはよらない。表面波のエネルギーは波長と同程度の深さまで地球内部に入り込む。地球は一般に深部ほど弾性波速度が速い。このため表面波の波長が長く周期が長いほど、位相速度や群速度が大きい。表面波のうちマントルの構造に大きく依存するものの周期は、おおよそ100s〜10minである。これは地球の基準振動の次数にして、 $n=10\sim100$ に対応する。

み

ミオグロビン [英 myoglobin, 独 Myoglobin, 仏 myoglobine, 露 миоглобин] ⇒ ヘムタンパク質

見かけの力 [英 apparent force, 独 Scheinkraft, 仏 force apparente, 露 кажущаяся сила] ⇒ 慣性力

見かけの膨張 [英 apparent expansion, 独 scheinbare Ausdehnung, 仏 dilatation apparente, 露 видимое расширение] 容器に入れた液体の温度を上昇させると膨張が起るが, 容器の膨張を差引いた液体の膨張のことを見かけの膨張という. 液体の体膨張率を β , 容器固体の体膨張率を β' とすれば, 見かけの膨張率 τ は

$$\tau = \beta - \beta'$$

である.

右円偏光 [英 right-handed circularly polarized light, 独 rechts polarisiertes Licht, 仏 lumière polarisée circulaire à droite, 露 правоукруго поляризованный свет] ⇒ 円偏光

右ねじの法則 [英 right-handed screw rule, 独 Rechte-Hand-Regel, 仏 règle de vis à droite] ⇒ アンペールの法則

ミクサーダイオード [英 mixer diode, 独 Mischdiode, 仏 diode mélangeuse, 露 смесительный диод] 半導体接合での非直線抵抗を利用して, 高周波信号を局部発振信号と混合して中間周波数に変換するダイオード. シリコンの点接触ダイオード, ガリウム-ヒ素のショットキー接合が用いられる.

ミグダル近似 [英 Migdal approximation, 独 Migdalsche Näherung, 仏 approximation de Migdal, 露 приближение Мигдала] 電子・フォノン相互作用の効果をフайンマン・ダイアグラムで表すと, その素過程は, 図

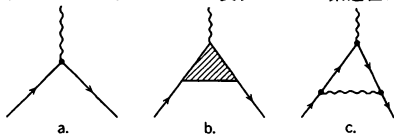


図 1

1a のようになる. この図の黒丸は, 相互作用のパラメーター g に対応し, 実線は電子, 波線はフォノンのプロパゲーターを表す. 一般に, ダイアグラム中, 入ってくる電子線と出ていく電子線それぞれ 1 本ずつとフォノン線 1 本の端子をもつ部分を結節部分という (図 1b). この結節部分のうち, 一番簡単なものが図 1a であるが, そのほか, 図 1c のように, 多数のフォノン線と電子線が絡みあったダイアグラムからの寄与がある. しかし, 電子の質量を m , イオンの質量を M とするとき, 結節部分のうち, 図 1a 以外の項の寄与は, 図 1a の寄与の $\sqrt{m/M}$ にすぎないというのがミグダルの定理で (1958 年), 結節部分として図 1a の寄与のみを取入れる近似をミグダル近似という. 図 1a と図 1c を比較すると, ミグダルの定理は, 電子・フォノン相互作用が弱いために, 摂動の高次の項が無視できることを意味しているように考えられるが, これは正しくない



図 2

い. たとえば, 電子の自己エネルギーに対する図 2a のようなグラフの寄与は無視できるが, 図 2b のように, 電子線やフォノン線のくりこみは行わなくてはならない. なお, 電子間のクーロン相互作用を無視すると, 低温で結節部分のなかのある種のグラフの寄与の和がフォノンの運動量とエネルギーが小さい領域で発散する. これは, そのような低温では, 超伝導状態が安定になることを意味している. その場合でも, BCS 理論の準粒子とフォノンとの相互作用の効果を, 準粒子線とフォノン線で表せば, やはりミグダル近似が有効であると考えられる.

ミグダル-ワトソンの理論 [英 Migdal-Watson theory] ⇒ 終状態相互作用

ミクロ = 微視的

ミクロカノニカル集団 [英 micro canonical ensemble, 独 mikrokanonische Gesamtheit, 仏 ensemble microcanonique, 露 микроканонический ансамбль] 孤立した巨視的体系の熱平衡状態では, 体系の微視的状态にわたる確率分布はミクロカノニカル分布によって与えられる (⇒ ミクロカノニカル分布). この分布を確率分布とする統計的集団をミクロカノニカル集団という (⇒ 統計的集団).

ミクロカノニカル分布 [英 microcanonical distribution, 独 mikrokanonische Verteilung, 仏 distribution microcanonique, 露 микроканоническое распределение] 孤立した巨視的体系の熱平衡状態において, 微視的状态の確率分布をミクロカノニカル分布という. 孤立した体系は, エネルギー保存則により, ある一定のエネルギー E をもつ. 簡単のため, 体系は固定された容器に入れられ, ハミルトニアン $H(q, p)$ がただ 1 つの加算的な運動の定数であるとする. エネルギー E に対して許される, 体系のすべての量子状態の集合を \mathcal{S} , その総数を $W(E)$ とすれば, 熱平衡状態において体系がある量子状態 l に見いだされる確率は

$$\rho_l = \begin{cases} 1/W(E) & (l \in \mathcal{S}) \\ 0 & (l \notin \mathcal{S}) \end{cases} \quad (1)$$

によって与えられる. つまり, 許される微視的状态の各々に同等の確率をもって見いだされる. 古典統計力学では, 体系の微視的状态は位相空間の 1 点によって表され, その位相分布関数 (⇒ 位相平均) は

$$\rho(q, p) = \delta(H(q, p) - E) / \omega(E) \quad (2)$$

によって与えられる. ここに δ はディラックの δ 関数を表し, 規格化因子 $\omega(E)$ は

$$\omega(E) = \int \cdots \int \delta(H(q, p) - E) dq dp$$

と与えられる. 式 (1) および (2) で表される確率分布をミクロカノニカル分布という. とともに等重率の原理を表す. 統計熱力学はこの原理の上につくられているといえる. エルゴード定理はこの原理を力学の運動方程式の性質として導出することを目的としているが, まだ成就してはいない. しかし, この原理から得られる諸種の結果が深く実証されている現在, この原理の有効性を疑う人はいない.

ミクロ磁気学 [英 micromagnetics, 独 Mikromagnetismus, 仏 micromagnétique, 露 учение о микромагнетиз-

me] 巨視的な大きさをもった強磁性体のなかの局所的な磁化 $M(r)$ の分布を取扱う。磁性物理の一分科。強磁性体の各点の回りに、原子的尺度よりは十分に大きい体積をとって、局所的な磁化を定義したとき、その試料内の空間的变化を対象とする。すなわち、磁区の分布、磁壁の構造、微粒子のなかの磁化分布などに関する物理をいう。しかし、特に W. F. Brown, Jr. らがマイクロマグネティックスと名づけて提唱しているのは、通常の磁区、磁壁の理論(⇒磁区、磁壁)と違って、「局所的な磁化の大きさは自発磁化に等しい一定値である」という唯一の仮定から出発し、熱力学、静磁気学などの基本法則だけを用いて、磁化分布を厳格な基礎の上に導こうとする体系である。

ミクロソーム [英 *microsome*, 独 *Mikrosom*, 露 *микросома*] 細胞をショ糖中ですりつぶして、遠心分離すると、核やミトコンドリアがまず沈降し、続いて直径 20~30 nm の球胞成分が沈降する。これをミクロソームという。上澄みには細胞質の可溶性成分が含まれる。ミクロソームは主として小胞体の破碎産物とリボソームから成り、ほかにゴルジ体膜や細胞膜の破碎物を含む。

マイクロフォトメーター [英 *microphotometer*, 独 *Mikrophotometer*, 仏 *microphotomètre*, 露 *микрофото-метр*] 写真原板のような平板試料の光学的濃度または透過率分布を顕微鏡を用いて測定する装置。一定の明るさで照明された試料の拡大像を対物レンズでつくり、像面に置かれた小さなピンホールまたは矩形スリットとその後ろに置かれた光電子増倍管で像の明るさを一点一点ごとに測定し、これによって試料の光学的濃度または透過率を計算して表示する。試料を光軸に垂直な方向に一定速度で移動して走査することにより濃度分布を自記記録できる装置もある。対物レンズの分解能に比べれば十分大きい、視野の大きさに比べれば十分に小さい不透明部分が 1 ヲあるような場合、試料中での散乱や光学系での内面反射の影響でかぶりを生じ、不透明部分が真暗になるとは限らない。このような場合でも正しく濃度を測定するには照明は測定部分のみに限定する必要がある。したがって高精度のマイクロフォトメーターでは照明系の光路中で物体面と共役な位置にピンホールまたは矩形スリットをおいて測定部分のみを照明するようになっている。この場合、試料のどの部分を測定しているかわからないので、別に照明系を設けて照明スポットと試料全体が同時に見えるように切替えて測定位置を確認できる装置がついている。マイクロフォトメーターはスペクトル写真、X 線フィルム、原子核乾板、ストライプフィルターなどの測定および解析、あるいは生物標本での計測および病理説明、スクリーニングに利用されている。

ミクロブラウン運動 [英 *microscopic Brownian motion*, 独 *mikroskopische Brownsche Bewegung*, 仏 *mouvement microbrownien*, 露 *микроскопическое броуновское движение*] 有限温度をもつ物質のすべての構成粒子、あるいはその物質の微視的状态を記述するすべてのミクロな変数は熱運動を行っている。巨視的な物理量がこれらとの相互作用の結果行うブラウン運動をマクロブラウン運動とよぶのに対して、ミクロな変数自身の熱運動をミクロブラウン運動とよぶことがある。

ミクロン [英 *micron*, 独 *Mikron*, 露 *микрон*] 長さの単位(単位記号は μ)であって、 10^{-6} メートル(m)に等しい。1879 年に国際的に認められ、近年まで広く使わ

れてきたが、国際単位系(SI)では、SI 接頭語の活用によってこれらをマイクロメートル(単位記号は μm)と表すべきであるから、ミクロンという名称および μ という単位記号は 1967 年の国際度量衡総会で廃止された(⇒マイクロメートル, ミリミクロン)。

ミー散乱 [英 *Mie scattering*, 独 *Mie-Streuung*, 仏 *diffusion de Mie*, 露 *Ми-рассеяние*] レイリー散乱が、波長より十分小さな直径の誘電体球による光の散乱であるのに対し、波長に對し無視できない大きさの誘電体球による散乱をミー散乱という。G. Mie と P. J. W. Debye は、マクスウェル方程式を解くことにより、平面波の散乱強度を、散乱角、誘電体球の屈折率と半径、球の半径 a 、光の波長 λ に對し $2\pi a/\lambda$ で定義されるサイズ因子などの関数として表す理論式を導いた。

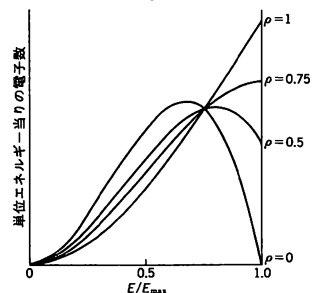
ミシェル・パラメーター [英 *Michel parameter*, 独 *Michelscher Parameter*, 仏 *paramètre Michel*, 露 *параметр Мишеля*] μ^- 粒子の崩壊における電子のエネルギー分布を表す際用いられるパラメーターで、崩壊の相互作用に依存する係数。 μ^- 粒子は電子と 2 つのニュートリノ(ν)に崩壊する。すなわち、

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$

この崩壊における電子のエネルギー分布は、電子の質量を 0 と近似して次のように表すことができる。

$$N(x)dx = 4x^2 \left\{ 3(1-x) + \frac{2}{3}\rho(4x-3) \right\} dx$$

ここで、 $x = E/E_{\text{max}}$ (E は電子のエネルギー)。上式の中で、 ρ はミシェル・パラメーターとよばれ、この崩壊の相互作用における種々の結合定数を含んだものである。もし μ^- 粒子の崩壊において電子とともに放出されるのが 2 つのニュートリノまたは 2 つの反ニュートリノと仮定すると ρ の値は 0 となる。もし放出されるのが 1 つのニュートリノと 1 つの反ニュートリノだとするならば、 ρ の値は 3/4 となる。図は $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ 崩壊における種々の ρ の値に



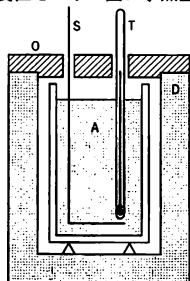
対応する電子のエネルギー分布を示す。現在までの実験の結果は $\rho \approx 0.75$ という値を与えており、 μ^- 粒子の崩壊においては、電子とニュートリノおよび反ニュートリノが放出されることが確かめられている。このことはまた、 μ^- は電子と同符号のレプトン数をもつ粒子であることをも示している。

水均質炉 [英 *aqueous homogeneous reactor*, 独 *wäßrig-homogener Reaktor*, 仏 *réacteur homogène aqueux*, 露 *водный гомогенный реактор*] ⇒ 液体燃料炉

水当量 [英 *water equivalent*, 独 *Wasserwert*, 仏 *équivalent d'eau*, 露 *водный эквивалент*] ある物体の熱容量がいくら質量の水の熱容量に相当するかを表したもので

ある。したがって、その物体の熱容量 $[J \cdot K^{-1}]$ を水の比熱 $c_w [J \cdot g^{-1} \cdot K^{-1}]$ で割ったものが水当量である。温度 T_1 にある水当量 m_1 と温度 T_2 にある水当量 m_2 の2つの物体を接触させたときの平衡温度 T_0 は、 $T_0 = (m_1 T_1 + m_2 T_2) / (m_1 + m_2)$ で与えられる(ただし、化学反応は起らないものとする)。水熱量計を用いて、温度 T_1 にある質量 m_1 の水の中に温度 T_2 の水当量を求めたい物体を投入し、そのときの平衡温度 T_0 を測定することにより、上の式に従い水当量 m_2 が求められる(⇒水熱量計)。その物体の質量を m とすると、比熱は $m_2 c_w / m$ で与えられる。上の測定では、水を入れる容器その他の付属物の熱容量を水当量に換算し水の質量 m_1 の中に含める。

水熱量計 [英 water calorimeter, 独 Wasserkalorimeter, 仏 calorimètre à eau, 露 водяной калориметр] 容器に水を入れて、熱を水に伝え、その温度変化と質量から熱量を測定する装置をいう。図は水熱量計の略図で、A



は薄い銅または銀製の容器、O はそのふたである。D は水を入れて保温している銅製の容器で、この槽のない熱量計もある。T は温度計で、水熱量計では温度変化の精密な測定が必要で、ベックマン温度計、抵抗温度計、または電位差計式温度計などが用いられる。S は攪拌器である。いま、熱量計外で $\theta [^{\circ}C]$ に加熱された試料を $\theta_1 [^{\circ}C]$ の熱量計水中に投入し、攪拌して温度が $\theta_2 [^{\circ}C]$ になったとすると、測定試料の質量を $m[g]$ 、水の質量を $W[g]$ 、熱量計の水当量を $w[g]$ 、熱の出入補正を θ' とすると、次式によって比熱 $c [J \cdot g^{-1} \cdot K^{-1}]$ が求められる。

$$c = \frac{4.186(W+w)(\theta_2 - \theta_1 + \theta')}{m(\theta - \theta_2)}$$

水熱量計は、熱量計の基本的なものであって、これに応用することによってボンベ熱量計、混合熱量計などがつくられている。また、D の外槽水温を A の温度と等しくできるようにした断熱熱量計もある。

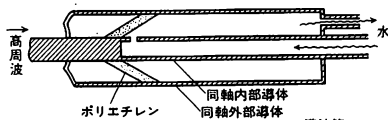
水の三重点 [英 triple point of water, 独 Trippelpunkt des Wassers, 仏 triple point d'eau, 露 тройная точка воды] ⇒ 三重点

水の波 = 水面波

スフィット転位 = 不整合転位

水負荷 [英 water load, 露 водяная нагрузка] 大電力の高周波の伝送系において整合をとるため、または高周波電力の測定に用いられる負荷(⇒立体回路)の一種である。水の分子振動に起因する誘電損失を利用するもので、損失の大きくなる 500 MHz 以上に使われるが、塩類などを添加すればさらに低い周波数帯でも使用できる。形としては図1のような同軸型と導波管型がある。水で満たされた同軸構造中の波の伝搬を例にとると、 $e^{-\alpha x}$ (x は進行方向)のような形の角周波数 ω の進行波の伝搬定数 γ は、水

a. 同軸型水負荷



b. 導波管型水負荷

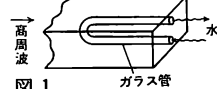


図1

の誘電率を $\epsilon = \epsilon_1 + j\epsilon_2$ と表したとき

$$\frac{\gamma}{k_1} = -j \frac{k_1}{2\beta} \tan \delta + \left\{ \frac{(1 + \tan^2 \delta)^{1/2} + 1}{2} \right\}^{1/2}$$

で与えられる。ただし、 $k_1 = \omega \sqrt{\mu \epsilon_1}$, $\tan \delta = \epsilon_2 / \epsilon_1$ である。 ϵ_1 , ϵ_2 は図2に示すように ω とともに変化するが、 $\omega / 2\pi$

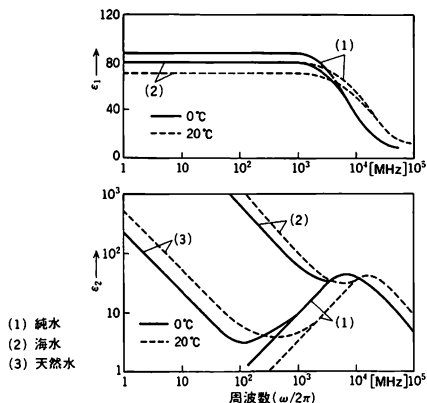


図2 水の誘電率

= 500 MHz での 20°C の純水の場合では $\epsilon_1 \sim 66$, $\epsilon_2 \sim 1.6$, $k_1 \sim 0.85 \text{ cm}^{-1}$ より $\alpha \sim 1 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ の減衰定数がえられる。したがって、図1のように一端が完全反射端になっているときに、入力に対し反射波が1%以下に減衰するには、約115cmの水で満たされた同軸部が必要となる。

ミーゼスの降伏条件 [英 Mises yield criterion, 独 Misessche Fließbedingung, 仏 critère de déformation de Mises, 露 условие пластичности Мизеса] ⇒ 降伏条件

ミセル [英 micelle, 独 Micelle, 露 мицелла] 一方に極性基、他方に非極性基をもつ分子から成る界面活性剤は、水に溶けてミセルとよばれる会合体をつくる。親水性の極性基を外側に、疎水性の非極性基を内側に向けて会合し、球状や円筒状を成すことが多い(図1)。界面活性剤の濃度が低いときには分子として水に溶解しているが、臨界ミセル濃度(CMC)を超えると、数十～数百の分子から成るミセルが出現する。ミセルはコロイドの一種である

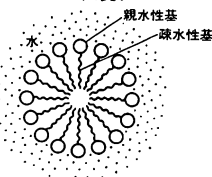


図1

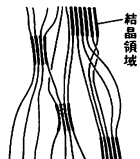


図2

が、コロイドとしてはかなり小さなもので、ひとつの相とはみせない。しかし、分子集合体としての高次構造をもつので粒子コロイドと区別してミセルコロイドともよばれる。有機溶媒中でのミセルを非水系ミセルとよぶ。非水系ミセルは会合数が少なく、臨界ミセル濃度は必ずしも明確でない。非極性の有機溶媒中では、ミセル内の分子の配向は水中の場合とは逆に、疎水性の部分が外側に、そして親水性の部分が内側に向いているので、逆ミセルともよばれる。一方、これとは別に、鎖状高分子が局所的に配向してできた結晶領域のこともミセルという(図2)。ポリエチレンやテフロンはこの種のミセルを形成する典型的な結晶性鎖状高分子である。

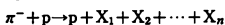
ミセルコロイド [英 micelle colloid, 仏 colloïde micelle, 露 мицеллярный коллоид] ⇒ コロイド

見出し系

乱れた系 [英 random system, 仏 système de désordre] 一般には無秩序系をいうが、さらに広い意味では、非周期系をさすこともある(⇒無秩序系)。

乱れたプラズマ [英 turbulent plasma, 独 turbulentes Plasma, 仏 plasma turbulent, 露 турбулентная плазма] プラズマ中に、プラズマ温度で決まる熱的ゆらぎ以上の密度変動があり、それら変動の位相がランダムである状態をいう。それらの密度変動に応じて、一般には温度、プラズマ電位、さらには磁場強度などにも変動が生じる。乱れのエネルギーは、プラズマ内を流れる電流、磁場配位およびその中でプラズマの状態、密度勾配などにより引き起こされるプラズマ不安定性から供給され、種々の非線形効果により不安定の成長の飽和が起り、定常な乱れスペクトル状態に達する。乱れたプラズマの程度を定量的に表現するのは、プラズマの平均密度 \bar{n} に対する密度変動の大きさ \bar{n} の比 \bar{n}/\bar{n} 、または単位体積当りのプラズマの内部エネルギー nkT に対する乱れのエネルギー密度 W の比 W/nkT などが用いられる。乱れたプラズマ中では、変動電位により電子が散乱される結果、電子の実効衝突周波数が増えるいわゆる異常抵抗現象や、変動電位による電場 \vec{E} と外部から印加した磁場 B による $\vec{E} \times B$ ドリフトにより、磁場を横切るプラズマの拡散が増大する異常拡散現象など、種々の異常輸送過程が生ずる。これら異常輸送過程は乱流加熱、衝撃波加熱などを通じて利用されることもある一方、磁場によるプラズマ閉じ込めを予想より劣化させ制御核融合達成の障害にもなっている。宇宙プラズマでも、太陽風と地球磁気双極子の衝突によって生じる弓状の無衝突衝撃波など、乱れたプラズマ過程によって決る現象が数多く観測されている。

ミッシングマススペクトロメーター [英 missing mass spectrometer, 仏 spectromètre à masse manquante] 素粒子の実験においては、反応の結果生成する粒子のすべてについて、そのエネルギー、質量などを検知することは非常に難しい。反応の結果生成される粒子の1つに着目してそのエネルギーおよび運動量を正確に知ることができれば、残りの粒子系の質量およびエネルギー運動量を、「エネルギーおよび運動量の保存則」を使って知ることができる。この原理を応用して未知の粒子(共鳴状態)の質量を測定するための装置をミッシングマススペクトロメーターとよぶ。たとえば π^- 中間子を陽子(p)に衝突させた反応について考える。



この反応において、反応後の陽子(p)のエネルギーおよび運動量は正確に測定できる装置を作製する。 $X_1 \sim X_n$ についてはどのような粒子がどのようなエネルギー運動量で生成されているかは測定しない。しかし実験者は反跳陽子に関する情報から $X_1 \sim X_n$ の粒子系のもつ質量、エネルギーおよび運動量を知ることができる。

密度 [英 density, 独 Dichte, 仏 densité, 露 плотность] 一般に密度とは、ある量が空間、面または線上に分布されているとき、その微小部分に含まれる量の、体積・面積・長さに対する比をいう。それぞれ体積密度、面密度、線密度と名づけてこれらを区別する。各種の物理量、たとえば質量や電気量(電荷、電流、磁力線など)の分布の度合を表すために用いられる。質量の場合には、薄板、フィルム、紙などは単位面積当りの質量として面密度が、また、金属細線や繊維などの場合には単位長さ当りの質量として線密度がよく使われる。一方、幾何学的に点が空間、面または線上に分布しているときや、平行な線が面上に分布しているときにも、上述の密度を同様に定義することもある。広義では、密度はこのような意味をもつが、単に密度といえば、単位体積当りの質量をさすのが普通である。

密度行列 [英 density matrix, 独 Dichtematrix, 仏 matrice densité, 露 матрица плотности] 量子力学における最も一般の状態(混合状態)を表す演算子。「行列」の名は、その行列表現にちなむ。詳しくいえば、密度行列 ρ とは、その状態で任意の力学量 A を観測するときの観測値の期待値 ρ と A の積のトレース $\text{Tr}[\rho A]$ として与えるような正定値の演算子である。ただし規格化条件 $\text{Tr} \rho = 1$ をおく。特に純粋状態は状態ベクトル ψ でも表せるが、この状態の密度行列は、 $\rho^2 = \rho$ を満たし、状態空間で ψ の方向に正射影をする射影演算子 P_ψ にほかならない。絶対温度 T の正準分布を表す密度行列は、系のハミルトン演算子 H を用いて $e^{-\beta H} / \text{Tr}[e^{-\beta H}]$ と書かれる($\beta = 1/(kT)$, k はボルツマン定数)。スピンをもつ粒子に対する観測で初期状態のスピン ω_1 の向き(上向き)の確率 ω_1 、下向き ω_1 に関して平均をとる場合、密度行列は $\omega_1 P_1 + \omega_1 P_1$ となる。密度行列を統計演算子とよんで最初に導入したのは J. v. Neumann で、1927年に(1)力学量はヒルベルト空間の線形演算子で表現されること、(2)観測値の期待値が満たすべき一般的条件(線形性、正値性)とから最も一般の状態に対する表現を求めて、これに到達したのである。その後、要請(1)は量子論理の公理で置換えられた(G. Birkhoff and Neumann, 1936年; K. Husimi, 1937年; C. Piron, 1964年)。他方、1927年 L. D. Landau は相互作用する2つの系の合成状態の時間発展を調べて、状態の行列表示を導いたが、これは純粋状態の場合に属する。1930年、P. A. M. Dirac は波動関数 $\Psi(r_1, \dots, r_N)$ をもつ N 体系に対して

$$\rho^{(1)}(r, r') = \int \Psi(r, r_2, \dots, r_N) \Psi^*(r', r_2, \dots, r_N) dr_2, \dots, dr_N$$

を1体の密度行列とよび、同様に2本の $\rho^{(2)}$ を定義してハートリー近似などを定式化した。 $N\rho^{(1)}(r, r)$ が系の粒子密度を与える。一般に $n < N$ として

$$\rho_n(r'_1, \dots, r'_n; r''_1, \dots, r''_n; t) = \int dr_{n+1} \cdots dr_N \rho_N(r'_1, \dots, r'_n, r_{n+1}, \dots, r_N; t) \\ r''_1, \dots, r''_n, r_{n+1}, \dots, r_N; t)$$

を縮約された密度行列(または統計マトリックス)という。統計力学では混合状態を考えることによって、互いに独立な $\Psi_j(r_1, r_2, \dots, r_N; t)$ ($j=1, 2, \dots$) を用いて

$$\rho(r'_1, r'_2, \dots, r'_N; r''_1, r''_2, \dots, r''_N; t) = \sum_j \omega_j \Psi_j(r'_1, r'_2, \dots, r'_N; t) \Psi_j^*(r''_1, r''_2, \dots, r''_N; t)$$

を密度行列と名づける。ただし、 $\omega_j > 0$ で、 $\sum_j \omega_j = 1$ を満たす。純粋状態の場合と同様に、縮約された密度行列も定義される。

密度計 [英 densimeter, 独 Dichtemesser, 仏 densimètre, 露 денсиметр] 物質の密度を測る測定器で、次の測定原理によるものがある。

(1) 浮力法: (a) 測定試料が固体の場合には、浮力発生のための液体として密度既知の液体を用い、また、液体、気体には体積既知の物体(シンカーという)を用いて、大気中と液体中などにおける浮力の差を天秤で測定することにより密度を得る。天秤法ともいわれ、密度の基本的な測定法として知られる。(b) 浮秤(⇒比重計)。

(2) 浮遊法: 密度の異なる2液をシリンダー中で拡散現象などによって得た下部より上部に向かい密度が順次小さくなるような密度勾配をもつ液性を利用する。密度既知の、たとえば中空ガラスや合成樹脂球で直径数 mm 程度の幾種類かのフロートを入れ、それぞれの静止位置から密度勾配線を求め、この勾配線をもとに試料(固体)を入れたときの静止位置から密度を得る。合成樹脂などの密度測定に利用される。

(3) 体積法: 比重瓶(ピクノメーターともいう)はこの代表的なものである。球形または円筒形状でガラス製である。比重瓶内の体積を蒸留水で求め、これと同体積の試料の質量の測定から密度を得る。

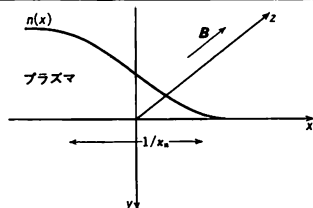
(4) 振動法: バイブまたは円筒形状の振動子を流体中で振動させたときに、振動子には等価的に質量が付加されたと同じ効果を生ずる。その結果、振動子の振動数が流体の密度に対応して変化するので、この原理を用いて密度を得る。これにより密度の連続測定ができる。

(5) 流出法: 気体の密度の測定には、グレアムの法則、すなわち、一定圧力下の気体を小孔から噴出させたときの流出速度は密度の平方根に反比例する、を利用した方法。

(6) その他の方法: 流体中の磁石を浮かせるためのコイル電流の変化を利用する磁気式や、放射線、あるいは音波を利用した方法などもある。

密度勾配不安定性 [英 density gradient instability, 独 Dichtegradienteninstabilität, 仏 instabilité par gradient de densité] 有限の大きさのプラズマで、中心付近で密度が大きく温度は高く、境界付近で密度は小さく温度が低いのが普通であるから、密度勾配あるいは温度勾配が必然的に存在する。このような不均一性によって引き起こされる不安定性を、それぞれ密度勾配不安定性、温度勾配不安定性という。また有限なプラズマの密度勾配、温度勾配は一般的であるのでユニバーサル不安定性ともいう。

いま z 方向に磁場 B があり、 x 方向に密度勾配 ∇n があって、 x の正の方向に向かって密度が減少するとする。そして密度勾配の大きさ $\kappa_n \equiv -\nabla n / n > 0$ を定義する(図参照)。これは勾配の特徴的な長さの逆数である。プラズマをイオンと電子の二流体と考えたとき、密度勾配によってイオンおよび電子のドリフト速度 $v_{di} = -k_B T_i \kappa_n / eB$, $v_{de} = k_B T_e \kappa_n / eB$ が y 方向に現れる。ただし k_B はボルツマ



ン定数, T_i, T_e はイオン温度, 電子温度である。次に y 方向に k_x , z 方向に k_z の成分をもつ伝搬ベクトルをもつ波を考え、 $\omega \approx k_x v_{de}$ をドリフト振動数とすると、 $\omega \approx \omega_B$ の分散式をもつドリフト波が存在することが導かれる。磁力線方向(z 方向)のドリフト波の位相速度 ω/k_z がイオンの熱速度 $v_{Ti} = (k_B T_i / m_i)^{1/2}$ より大きく、電子の熱速度 $v_{Te} = (k_B T_e / m_e)^{1/2}$ より小さい場合(そのような k_z をもつ波を考える場合)、シアなどの安定化作用がなければドリフト波は成長して不安定となる。温度勾配がある場合も同様にドリフト波が不安定になりうる。したがってこれらの不安定性をドリフト不安定性ということもある。

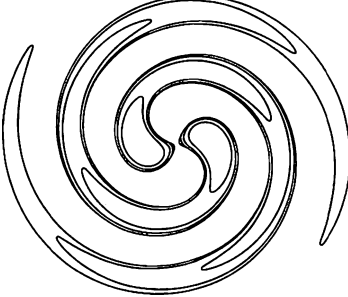
密度勾配法 [英 density gradient method, 独 Dichtegradientenmethode, 仏 méthode de gradient de densité, 露 метод в градиенте плотности] 超遠心法の一つで、密度勾配遠心法ともいう。大別して2つの方法がある。ひとつは、ゾーン遠心法といい、ショ糖やグリセロールなどの濃厚溶液であらかじめ密度勾配をつくっておき、セルの上部に目的の溶質粒子を含む溶液を薄層として重ね、遠心する。遠心力により粒子はゾーンをつくって移動する。異なる密度をもつ溶質粒子は異なるゾーンをつくるので、適当な遠心時間後、セルの上部あるいは底部より順次分離して取出することができる。これは遠心分画法のひとつでもある。もうひとつは密度平衡法である。これはまず CsCl や RbCl などの重金属塩と溶質粒子とから、一様な溶液をつくる。次に、適当な遠心力場の下で沈降平衡の状態をつくると、重金属塩の密度分布ができ、溶質粒子はそれと等しい密度のところ狭い帯状(ゾーン)を形成して集まる。この方法は1958年に、M. Meselson と F. W. Stahl によって用いられた。彼らはまず ^{15}N を含む媒質中で大腸菌を培養し、次にそれを ^{14}N を含む媒質中に移して培養し、DNA を抽出精製して CsCl の密度勾配中で遠心分離した。そのとき、それぞれ ^{14}N と $(^{14}\text{N}/^{15}\text{N})$ と ^{15}N を含む DNA に対応した3つの帯ができることから、二重らせんである DNA が複製される場合には一本一本に解離するということを証明した。

密度の飽和性 [英 saturation of density, 独 Dichtesättigung, 仏 saturation de densité, 露 насыщение плотности] ⇒ 飽和性

密度波(銀河における) [英 density wave, 独 Dichtewelle, 仏 onde de densité] 密度の疎密が波状に伝播していく現象。気体中に伝わる音波はそのような疎密波の典型例である。円盤状の銀河に見られる渦状の構造(⇒渦状腕)も一種の疎密波と考えられており、その波動を特に密度波とよぶ。銀河回転の角速度は銀河中心に近いほど速い。そのため、渦状腕がいつも同じ星やガスからなる実体腕であるとすると、渦状腕は数回転のうちに幾重にも巻込んでしまはずである。ところが、渦状腕の形は、銀河のバルジ(中央部の球状の恒星系)の大きさでだいたい決っていて、バルジの大きさは数回転では変化しないから、渦状腕の寿

命も数回転より長いはずである。この矛盾は、渦状腕を、入れかわり立ちかわり通り過ぎていく星やガスが演じる波動現象とみなして、波の伝搬速度と銀河回転速度とを区別することにより、回避することができる。

密度波の性質を左右する力は主に3つある。波自身の重力は波を不安定化し、遠心力と圧力は波を安定化する。不安定化効果が安定化効果を上回ると、波は自発的に発振する。銀河全体で密度波がどんな模様になるかは、銀河の質量分布、圧力分布と銀河回転のようすで決る。一般的には、図のような渦状のモードが不安定で成長率大きい。



(図は、波の振幅の等高線を表している)。密度波の振幅が大きくなると、濃い部分では星の誕生が盛んに起り、明るくOB型星集団やH II領域が生れる。密度波の濃密部分へのガスの流入速度が音速を超えると、衝撃波が発生して、星の誕生がさらに盛んに起り、銀河全体を見ると、渦状腕として明るく際だって見えるようになるものと考えられている。棒渦状銀河を特徴づける棒構造も一種の密度波とみなすことができる。

密度変調 [英 density modulation, 独 Dichtemodulation, 仏 modulation de densité, 露 модуляция по плотности] ⇨ クライストロン

密度流 [英 density current, 独 Dichtestrom, 仏 courant à densité, 露 течение по плотности] 主に海水中で密度が場所によって変わっているために生じる流れをいう。密度差の生じる原因としては淡水(逆に塩水)の流入、降水、蒸発、結水、融解などがある。浮力、圧力勾配、拡散、不安定性などによって引起されるものと考えられる。

密封線源 [英 sealed source, 独 versiegelte Quelle, 仏 source scellée, 露 запаянный источник] 放射線源として使用する目的で、放射性物質を金属やプラスチック製のカプセルなどに密封したもの、シールド線源ともいう。密封するのは、放射性物質の散逸による放射能汚染を防止するためである。 α 線源や β 線源として使用するものは、放出放射線の性質を損ねずに密封する必要がある。放出部の被覆には薄膜が用いられる。非密封の放射性同位体(RI)を使用する場合に比較して、安全対策上の規制は緩いが、総量で(個数は問わない)100 μ Ciを超えるRIを密封線源として使用する場合には放射線障害防止法に従って科学技術庁長官に届出る(非密封のRI, 総量で100mCiを超えるRI, 放射線発生装置のいずれもをばかに使用していない場合)か、許可を得るかなければならない。届出使用の場合には第二種の、許可使用の場合には第一種の放射線取扱主任者の有資格者を放射線取扱主任者に選任しなければならない。なお、放射性物質が核燃料物質・核原料物質の

場合には原子炉規制法により使用が規制されている。密封線源の使用に際しては、使用前に密封の状態に異常のないことを確かめるとともに、使用中に密封の状態を損ねることのないよう注意しなければならない。特に注意を要するのはRa線源、 α 線源、低エネルギー β 線源、低エネルギーX線源である。万一破損などの異常に気づいたときは溶融パラフィンで封じ込め、アイソトープ協会などの専門機関に処理を依頼する。

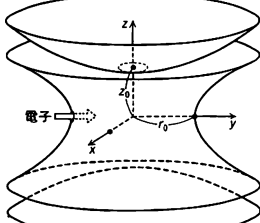
密封端子 [英 vacuum tight electric feedthrough, 独 elektrische Vakuumdurchführung, 露 электрический вакуумный ввод] 真空容器あるいはフランジなどに取付け、外部と真空容器内部との間で電気信号や電力の授受が可能な端子。最も簡単な構造ではエラストマーや樹脂により金風棒を密封し目的を達するが、このような型式では加熱脱ガスができず放出ガス量も多く超高真空装置では使えない。加熱脱ガスが可能で超高真空装置にも使えるものは、電気絶縁材としてはアルミナセラミックを用い、これに精密な穴加工やメタライズ処理(セラミックなどの表面に強固な金風層をつくる処理)を施した後、ろう付けによって端子電極、外部導体そのほかを接合したものである。この形式のものには、小型でしかも実装密度の高いもの(直径3cmくらいで20ピン)や高周波特性のよい同軸端子など、高性能のものもある。密封端子は真空以外の気密性容器にも用いることができる。

ミトコンドリア [英 mitochondria, 独 Mitochondrien, 仏 mitochondries, 露 митохондрии] ミトコンドリアは呼吸を主要な機能とする細胞器官であり、複雑に折れ曲った構造(クリスティとよばれる)をもつ内膜と、外膜とから構成されている。リン脂質およびタンパク質の含量が高い。肝臓では1細胞当たり約2500個、植物細胞では100~200個含まれている。ミトコンドリアにはTCAサイクルとよばれる系と、フラビンタンパク質や、ナフトキノンであるコエンザイムQ(CoQ), 鉄を含むタンパク質であるチトクローム群から成る呼吸鎖が存在し、電子が、TCA回路での物質酸化に伴って還元されたニコチン酸アミドアデニンジヌクレオチド(NAD)から、フラビンタンパク質, CoQ, チトクローム c_1, c, a_3 を経て酸素に伝達される。この間ミトコンドリアの外にプロトン(H^+)が放出され、その濃度差と、実験的にはATPアーゼ作用(ATP: アデノシン三リン酸)をもつ共役因子により、アデノシン三リン酸(ADP)がリン酸化されてATPになる(酸化的リン酸化)。脂肪酸はアシルCoA(CoA: コエンザイムA)となり、ニコチン酸アミドアデニンジヌクレオチド還元型(NADH)から電子を受取るフラビンタンパク質とは別種のフラビンタンパク質を還元し、みずからは酸化される(β 酸化)。その後の電子伝達はNADHからの電子伝達の場合と同じである。細胞膜と同じく、ミトコンドリア膜も選択的透過性を示す。ミトコンドリア内に還元物質を流入するマレーンシャトルや、ミトコンドリア外で生成されたアシルCoAをミトコンドリア内に移送するカルニチンシャトルなどが知られている。また、ミトコンドリアは能動的・選択的に K^+ , Ca^{++} , PO_4^{--} を取込む。ミトコンドリアには独自のDNAやRNAが存在し、DNAポリメラーゼやRNAポリメラーゼも存在する。ミトコンドリアのDNAは長さ約5 μ mの二本鎖が環状を成したものである。RNAとしてはm-RNAやr-RNAやt-RNAが存在し、一部のアミノ酸の暗号が異なっているが、タンパク質の合

成を行っている。しかし、ミトコンドリア内の多くのタンパク質は、ミトコンドリア外で合成されてミトコンドリアに供給されたものである。ミトコンドリアは半独立の自己増殖系である。DNAをはじめとして、ミトコンドリアのこれらの系はバクテリアのものと類似しているため、進化の初期には独立生物であったものが寄生して、ミトコンドリアになったという考えもある。

南の不定性 [英 Minami ambiguity, 仏 ambiguïté de Minami, 露 неоднозначность Минами] \Rightarrow 部分波解析

ミニQ [英仏 mini-Q, 独 Mini-Q, 露 мини-Q] 三次元高周波電場を利用した小型の質量分析計型分圧計で、図のような構造である。主電極は環状の回転双曲面 ($x^2 +$



$y^2 - 2z^2 = r_0^2$)と、これに共役な一対の双曲面 ($x^2 + y^2 - 2z^2 = -r_0^2$)とで構成される。上下電極と環状電極との間に高周波と直流電圧とを重ね印加すると、この電極間の荷電粒子の運動は、マスフィルターと同様に、マチュー方程式で記述されるものとなる。周波数と交流直流電圧とその比によって決まる特定の質量電荷比の粒子だけが電極に当らず、振動運動を続ける。-y方向から電極間に入射した電子の衝撃によって生ずる気体のイオンのうち、この条件を満たすものは、電極間に蓄積されるので、上下電極間にパルス電圧を加えz方向へ取出し、二次電子増倍管などで増幅検出すれば、気体種の分析ができる。ゴルフボール大、 $z_0 = 8\text{mm}$ のミニQで、1.8MHz、0~2000 Vの高周波を用いたとき、質量分析範囲1~50、 10^{-8}Pa 台の分圧が検出された。高周波電圧だけを印加すれば全圧計としても使用できる。

ミニコンピュータ [英 minicomputer, 独 Minicomputer, 露 мини-ЭВМ] 一般的に各装置が最小構成であり、広範な応用機能をもっている計算機システム。半導体、集積回路など電子技術の発達によって、小型コンピュータ、マイクロコンピュータとの区別がだんだんと不明確となってきた。語構成も、ミニコンピュータの特徴の1つであった16ビットから32ビットのスーパーミニコンピュータへと移りつつある現状では、いっそうその感が深い。技術、研究、制御用に主として用いる構成システムをミニコンピュータ(ミニコン)とよび、事務処理用構成システムを特に、オフィスコンピュータ(オフコン)という。

ミニマックス近似 [英 minimax approximation, 独 Mini-Max-Näherung, 仏 approximation de minimax, 露 приближение минимакса] \Rightarrow 関数近似

ミニマックス原理 [英 minimax principle, 独 Mini-Max-Prinzip, 仏 principe de minimax, 露 принцип минимакса] 演算子の固有値に関する定理。近似計算や2つの演算子のスペクトルの比較などの際に有用である。下に有界な自己共役演算子でスペクトルの下端が離散的なもの

をAとし、その定義域を D_A とする。スペクトルの下端を $\lambda_1 \leq \dots \leq \lambda_n < \dots$ 、対応する固有ベクトルを u_1, \dots, u_n, \dots とする。 $\psi \in D_A$ に対し $R[\psi] = \langle \psi, A\psi \rangle / \langle \psi, \psi \rangle$ をAのレイリー商(Rayleigh quotient)とよぶ。ミニマックスの原理とは、下から(縮退度も含めて)n番目の固有値 λ_n が、 $(n-1)$ 個の $\phi_1, \dots, \phi_{n-1} \in D_A$ とそれらすべてに直交する $\psi \in D_A$ とを動かすとき

$$\lambda_n = \max_{\phi_1, \dots, \phi_{n-1}} \left\{ \min_{\psi \perp (\phi_1, \dots, \phi_{n-1})} R[\psi] \right\}$$

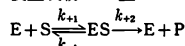
によって与えられることをいう。その基礎は、 ψ が u_1, \dots, u_{n-1} に直交する部分空間を動くとき $\min R[\psi] = \lambda_n$ となること(レイリーの原理)にある。

AとBを下に有界な自己共役演算子とし、それぞれの定義域を D_A, D_B とする。 $D_B \supset D_A$ で、任意の $\psi \in D_A$ に対し $\langle \psi, A\psi \rangle \geq \langle \psi, B\psi \rangle$ であるとき、A, Bそれぞれのスペクトルを $\lambda_1 \leq \dots \leq \lambda_n \leq \dots, \mu_1 \leq \dots \leq \mu_n \leq \dots$ とするならば $\lambda_n \geq \mu_n$ が成り立つ。

ミニマムB磁場 = 極小磁場

ミニマルな相互作用 [英 minimal interaction, 仏 interaction minimale, 露 минимальное взаимодействие] \Rightarrow ゲージ理論

ミハエリス-メンテンの式 [英 Michaelis-Menten equation, 独 Michaelis-Mentensche Gleichung, 仏 équation de Michaelis-Menten, 露 уравнение Михаэлиса-Ментена] 酵素反応の機構を表現する式で、1913年にL. MichaelisとM. L. Mentenによって提唱され、その後1925年に、G. E. BriggsとJ. B. S. Haldaneによって修正された。彼らによれば、まず酵素Eと基質Sとが可逆的に結合して、酵素・基質複合体(ES complex)が形成され、その後生成物Pが生じる。すなわち



ここで k_{+1}, k_{-1}, k_{+2} は各ステップの反応速度定数である。反応開始後すみやかに定常状態($d[ES]/dt = 0$)に達するが、そこでの反応速度 $d[P]/dt = v$ は

$$v = \frac{v_m[S]}{K_m + [S]}$$

となる。この式をミハエリス-メンテン(あるいはミカエリス-メンテン)の式という。ここで $v_m \equiv k_{+2}[E_0]$ ($[E_0]$ は全酵素濃度)は最大反応速度であり、 $K_m \equiv (k_{-1} + k_{+2})/k_{+1}$ はミハエリス定数とよばれ、各酵素に固有の定数である。 $k_{+2} \ll k_{-1}$ という条件下では、 K_m は酵素・基質複合体の解離定数 $K_d \equiv k_{-1}/k_{+1}$ (基質定数ともいう)と一致する。ミハエリス-メンテンの式に基づいて各酵素反応の v_m と K_m を実験的に求めるには、式を $1/v = (K_m/v_m)(1/[S]) + 1/v_m$ あるいは $v/[S] = -v/K_m + v_m/K_m$ のように変形し、それぞれ $1/v$ と $1/[S]$ 、あるいは $v/[S]$ と v との一次関係を測定値によって作図し、この直線の傾きや縦軸、横軸の切片を求めればよい。前者をラインウィーバー-バーク・プロット、後者をイーディー-ホフステイー-プロットとよぶ。

脈動(地磁気の) [英 microseisms, 独 Mikrobeben, 仏 microsismes, 露 микросейсм] \Rightarrow 地磁気脈動

μ -e普遍性 [英 μ -e universality, 仏 universalité μ -e, 露 μ -e универсальность] レプトン族に属する素粒子である μ 粒子(μ)と電子(e)は、質量の違いを別にすれば、ほかの性質はまったく同じであると考えられている。

これを μ - e 普遍性という。 τ 粒子発見後は、クォークにおける対応する関係とともに世代の概念に一般化された。

ミュオニウム [英 *muonium*, 独 *Myonium*, 露 *мюоний*] 水素原子の中心粒子陽子を正に帯電した μ 粒子(ミュオン)で置換えた原子。原子の大きさは軌道粒子の換算質量によって決るから、ミュオニウムの大きさはほぼ水素原子の大きさに等しい。これは軌道粒子を電子以外の粒子で置換えたエキゾティック原子との大きさを相違点である。ミュオニウムは質量数(核子の数)0でかつ放射性(中心粒子が β 崩壊 $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ を行う)をもつ水素の同位体 ^1H であるとなすこともできる。正電荷をもつ μ 粒子が物質中に入射すると急激にエネルギーを失い、その寿命に比べ短い時間の間に電子を捕捉してほぼすべてがミュオニウムを形成する。また μ 粒子の一部は物質中の原子や分子と化学反応を起し、分子やその中に捕捉される。

ミュオニウムはレプトンどうしが電磁相互作用をしている二体系であるから、水素原子同様量子電磁力学の検証のためのよい標本である(たとえば微細構造定数の精密測定)。また物質中に捕捉された単独の μ 粒子やミュオニウム中の μ 粒子を試験体として、物質中の微視的環境を探ることができる($\Rightarrow \mu$ 粒子スピン回転)。ミュオニウムはトレーサのついた水素原子とみなされ、水素の起す化学反応を模倣することができる。

ミュオン [英 *muon*, 独 *Muon*, 露 *мюон*] = μ 粒子

μ 空間 [英 *μ space*, 独 *μ -Raum*, 仏 *espace μ* , 露 *μ -пространство*] 一種類の分子からなる気体における、分子1個の位相空間のこと。P. Ehrenfest (1909年)が分子(molecule)の頭文字に当るギリシア文字としてこの名称を使ったことに由来する。気体全体の位相空間は Γ 空間という($\Rightarrow \Gamma$ 空間)。

ミュッセンブルーク Musschenbroek, Petrus van 1692.3.14—1761.9.19 オランダの物理学者。ライデンの実業家の出で、祖父はランプや度量衡、又は鋳物や計測器の仕事をした。父の没後は、理化学機器メーカーである兄の配慮のもとにライデン大学で学び、1715年に医学の学位を取得した。ロンドンでJ. T. Desaguliers に会い、帰郷後、医学を実習、哲学の学位も得て、デュイスブルクで数学と哲学の教授になる。1723年からはユトレヒトで自然哲学と数学(後には天文学も)を担当。W. J. 's Gravesande や I. Newton の見解に依拠した実験哲学を講じた。1739年ライデン大学教授となり、H. Boerhaave 以来この大学が築いてきた実験科学上の名声を、いっそう高めた。彼が行った剛体力学、空気圧、熱、凝集、毛管現象、リン光、電磁気の実験は、著書に図入りで記述され、教育用実験の典拠とされた。なお彼自身は温度計の製作は行わなかったものの、G. D. Fahrenheit の作品などを使って、金属棒の膨張を拡大して見せる装置を考案し、高温計と名づけた(実物がユトレヒト大学博物館に現存する)。世間の関心を最も強く引きつけたのは、いわゆるライデン瓶の実験である。吊り下げた銃身を摩擦電気で帯電させ、銃身からの導線を瓶中の水に触れさせておき(水は帯電状態になっていた)、助手 A. Cunaeus が片手で瓶を外から握り、別の手で導線に触ったところ、激しいショックを受けた(1746年)。この話は R. A. F. de Réaumur, A. J. A. Nollet らを介してアカデミー・デ・シアン스에伝えられセンセーシ

ョンを引起了。この実験には先行者もあったが注目されていなかった。翌年 B. Franklin は、早くもこの「ミュッセンブルーク氏の不思議な瓶」に言及し、その帯電作用を論じている。

ミュラー型顕微鏡 [英 *Müller type microscope*, 仏 *microscope de type Müller*, 露 *микроскоп мюллеровского типа*] = 電界電子顕微鏡

ミュラー行列 [英 *Mueller matrix*, 独 *Mueller-Matrix*, 仏 *matrice de Mueller*, 露 *матрица Мюллера*] 偏光素子や散乱体での偏光状態の変化を扱うための行列で、強度を次元とする4つの実測可能量で偏光状態を表現したとき、それがどう変化するかを計算するための要素をもった4行4列の行列である。1940年代の初期に H. Mueller によって考え出されたミュラー計算に使われる。ミュラー計算を行うには、入射光の偏光状態をストークス・パラメーターで表し、それを光路中の偏光子や位相板、散乱体、その他の光学素子の性質を表すミュラー行列に掛けてやれば、出射光の偏光状態がストークス・パラメーターとして得られる。たとえば、単位の強さの偏っていない光が、方位角 0° で直交二軸成分の透過率が p_1 および p_2 である部分偏光子 P_0 を通り、進相軸の方位角 θ 、位相差 δ の移相子 C_θ を通ったときは、入射ストークス・ベクトルを S として $T_\theta \cdot C_\theta \cdot T_{-\theta} \cdot P_0 \cdot S$ となる。 C_θ は旋光子行列 T_θ を用いて $T_\theta \cdot C_0 \cdot T_{-\theta}$ と分解できる。具体的な形はそれぞれ

$$S = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad P_0 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} p_1^2 + p_2^2 & p_1^2 - p_2^2 & 0 & 0 \\ p_1^2 - p_2^2 & p_1^2 + p_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2p_1p_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2p_1p_2 \end{bmatrix}$$

$$T_\theta = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & -\sin 2\theta & 0 \\ 0 & \sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad C_0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta & \sin \delta \\ 0 & 0 & -\sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix}$$

となる。これを直線偏光子($p_1=1, p_2=0$)と方位角 $\theta=45^\circ$ の1/4波長板($\delta=90^\circ$)で考えると、 $T_{45} \cdot C_0 \cdot T_{-45} \cdot P_0 \cdot S$ は

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

となつて、右回りの円偏光となることがわかる。完全偏光の偏光状態だけが問題であり、偏光解消作用を伴わない場合は、2行2列の行列を利用するジョーンズ計算が有利である(\Rightarrow ジョーンズ行列)。

μ 粒子 [英 *μ meson*, 独 *μ -Meson*, 仏 *mésion μ* , 露 *μ -мезон*] レプトンの一種。ミュオンともいう。質量105.65839 MeV/ c^2 、スピン1/2。電荷 ± 1 に $\bar{\nu}_\mu, \nu_\mu$ と書く。寿命 2.19714×10^{-6} s。主な崩壊は $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ 、磁気モーメント1.001165923 μ_B 。磁子。 μ 粒子の発見には若干の混乱があった。1934年湯川秀樹は核力を媒介する中間子の存在を予言し、1937年 C. D. Anderson と S. H. Neddermeyer は宇宙線中にそれらしき粒子を発見した。実はそれが μ 粒子であった。実験と予言された中間子の性質の間に大きな矛盾があったので、坂田昌一、谷川安孝の二中間子論が提案され、湯川中間子が π 中間子、1937年発見のものが μ 粒子であることがわかった。このため、以前は μ 中間子というよび名が用いられたことがあった。

μ 粒子原子 [英 *muonic atom*, 独 *Myonatom*, 仏 *a-*

tome muonique, 露 мюонатом] 軌道粒子が負電荷の μ 粒子であるエグゾティック原子。 μ 粒子は原子核と強い相互作用をもたないから、平均寿命に比べて十分短い時間のうちに最低準位へ落ちる。最低準位では μ 粒子の原子核捕獲と自然崩壊の過程が競合するが、原子番号がほぼ 10 より大きい核では捕獲の確率の方が大きくなる。

μ 粒子は軌道粒子として電子よりもずっと核に接近し、かつ電子と同様に電磁相互作用をもつから、核の電磁構造すなわち電荷・磁気モーメント・四極子モーメントの広がりによって、準位のエネルギーが補正を受ける。これを実験と比較して核種の電磁構造を詳しく知ることができる。また一部の重い核では核の励起状態と μ 粒子の低い原子軌道 ($2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$) が結合し、X 線の放出の代りに核の励起が起る。これから励起状態の μ 粒子分布を知ることができる。

μ 粒子スピン回転 [英 muon spin rotation, 仏 rotation de spin muonique, 露 поворот мюонного спина] μ 粒子は、スピン 1/2 のフェルミ粒子で、陽子の約 3.2 倍の大きさの磁気モーメントをもっているため、磁場の中におかれるとラーモア歳差運動をする。これを μ 粒子スピン回転という。 μ 粒子の磁気モーメントはよく知られているので、 μ 粒子スピン回転を観測すると、その周期から物質中の内部磁場やナイト・シフトなどが決定でき、また回転バターンの減衰のようすからスピン緩和に関する情報が得られるなど、物性研究の手段として核磁気共鳴法と比肩されるほど広い応用の道がある。 μ 粒子スピン回転の観測は次のように行われる。まず、高エネルギー原子核反応で生成される π 中間子のビームをつくり、 π 中間子が崩壊の際放出する偏極 μ 粒子をビーム状に集める。標的物質に入射後静止した μ 粒子は 2.2 μ s という寿命をもっている弱い相互作用により電子とニュートリノに崩壊するが、このとき電子は μ 粒子のスピン方向に対して非対称に放出されるので電子の分布を測ることにより μ 粒子スピンの向きを知ることができる。 μ 粒子が入射したという信号をスタートパルスとして放出される電子の時間スペクトルを測ると、磁場がないときは 2.2 μ s の特定数をもつ指数関数的スペクトルが得られる。磁場を印加すると μ 粒子スピンの回転に対応し、指数関数に正弦関数が重畳したスペクトルになる。その周期からラーモア振動数が決められ、正弦関数部分の減衰状況からスピンの緩和時間が決められる。 μ 粒子には μ^+ と μ^- があるが、 μ 粒子が物質中に入ると、 μ^- は μ 粒子原子をつくる。これは物質を形成している原子の番号を Z とすると、その中に原子番号 (Z-1) の原子を不純物として注入したことになる。 μ^+ は軽い陽子として物質中に入り、物質中で捕えられたり、拡散したりする。あるいは μ^+ と e^- が結合してミュオニウムを形成する場合もある。それぞれに特徴があつて、物性研究のよい手段になっている。 μ 粒子スピン回転のことを μ SR (muon spin relaxation) とよんでいるが、 μ SR はこのほかに muon spin relaxation とか muon spin resonance の省略でもある。

μ 粒子族数 [英 muon number, 独 Myonenzahl, 仏 nombre muonique, 露 мюонное число] μ^- とそれに伴うニュートリノ ν_μ に 1 を与え、それらの反粒子には -1、ほかの粒子には 0 を与え、この数をその粒子の μ 粒子族数という。素粒子反応では、レプトン数保存に加えて、電子族数、 μ 粒子族数、 τ 粒子族数が別々に保存する。それによって、レプトンがひとつの世代からほかの世代に移行することを禁止している。たとえば $\mu^- \rightarrow e^- \gamma$ は禁止である。

μ 粒子ビーム [英 muon beam, 独 Myonenstrahl, 仏 faisceau de muons, 露 мюонный пучок] π 中間子などの崩壊で得られる μ 粒子をまとまった線束として得られるようにしたものを μ 粒子ビームとよぶ。 μ 粒子は宇宙線中に含まれるが、静止している μ 粒子は 2.2 μ s の寿命で電子とニュートリノに崩壊するから、 μ 粒子のビームをつくるには高エネルギー加速器を用いて π 中間子をつくり、その崩壊によって μ 粒子を線束として取出す方法がとられている。こうして、つくられた μ 粒子は、速度が大きいので、その寿命は静止しているものに比べてはるかに長い。

μ 粒子は β 崩壊や原子核による捕獲反応、さらには、 μ 粒子核子散乱など素粒子および原子核物理の研究において重要な役割を果たしている一方、 μ 粒子スピン回転法などにより物性研究の面でも重要な手段を提供している。このように多岐にわたる有用性のため、高エネルギー加速器の進歩とともに中間子工場とよばれる大強度の陽子加速器や 100 GeV 級の陽子シンクロトロンなどにより良質の μ 粒子ビームを得る努力がなされてきた。

一般に μ 粒子ビームは次のようにして得られる。まず、高エネルギー陽子ビームを原子核ターゲットにあって、そこで得られる π 中間子をビーム状に集める。 π 中間子は静止寿命が 26 ns と μ 粒子の約 100 分の 1 の短い寿命で μ 粒子とニュートリノに崩壊するので、飛行中の π 中間子の崩壊からつくられる μ 粒子を効率よく集める。この際一般には μ 粒子は分散してしまうので π 中間子ビームの進行方向にソレノイドの強い磁場や四極磁石などを配置して、そこに π 中間子を導き、その中で崩壊させて μ 粒子ビームを取出す。 π 中間子の崩壊は弱い相互作用によるものであるから、生成された μ 粒子は進行方向に関して偏極している。したがって π 中間子の運動量を選んだうえで、 μ 粒子の運動量をも選んでやることにより、容易に偏極 μ 粒子ビームも得られ、特徴ある研究に利用されている。

μ 粒子捕獲 [英 muon capture, 独 Myoneneinfang, 仏 capture de muon, 露 захват мюонов] 負電荷の μ 粒子 (μ^-) が原子または原子核に捕獲される過程のこと。エネルギーの低い μ^- が原子核のクーロン場に捕捉され μ 粒子原子を形成する過程を μ 粒子の原子捕獲という。原子捕獲された μ 粒子は、その寿命に比べて短い時間のうちに μ 粒子原子の基底状態に達し、ときには原子核に吸収されるか自然崩壊をする。 μ 粒子が原子核に捕獲される過程を μ 粒子の原子核捕獲という。 μ 粒子の原子核捕獲は、核内の陽子が μ^- を吸収して中性子に変じ、ニュートリノを放出する反応、すなわち $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ であつて、K 電子捕獲と同じ弱い相互作用を通じて起る。 μ 粒子が消失することによって解放される μ 粒子の質量エネルギー 106 MeV の大部分はニュートリノが運動エネルギーとしてもち去り、核に与えられるエネルギーは 30 MeV 程度である。捕獲に引き続く残留核から放出される γ 線のエネルギーと強度を測れば、捕獲により核が特定の終状態へ遷移する反応確率(部分確率)を知ることができる。また μ 粒子の消失する時間を測ることによって、核がすべての終状態へ遷移する反応確率の和(全捕獲率)を知ることができる。 μ 粒子原子内での μ 粒子の軌道半径は電子の約 1/200 であつて、原子核の近くに存在するため、原子核の構造について、電子捕獲よりも良質の情報が得られる。また、原子核に与えられるエネルギー 30 MeV は、原子核の巨大共鳴エネルギーとほぼ等しいので、巨大共鳴を含む高い励起状態について重

要な知識が得られる。

ミラー Miller, William Hallowes 1801.4.6—1880.5.20 イギリスの結晶学者、鉱物学者。ウェルズのランダバリーに生れる。1826年ケンブリッジ大学セント・ジョンズ・カレッジを、数学の第五位一級合格者として卒業。1829年セント・ジョンズ・カレッジ評議員；1832年 W. Whewell の後を継いで鉱物学の教授となった。1844年結婚のため評議員を退いたが、1875年新規則の下で再び評議員となった。1876年病気のため引退。1838年ロンドン王立協会会員に選ばれた。度量衡の新標準を制定するための委員会(1843年)、国際メートル法委員会(1870年)に指名された。またケンブリッジ哲学協会会長(1857～59年)、ロンドン王立協会の外務事務局長(1856～73年)を務めた。彼は結晶学の基礎を築いたひとりとされる。1839年結晶面を表すために Whewell の考えを継いでミラー指数として知られる整数の組(hkl)を用いた。それによって C. S. Weiss の晶帯の法則を単純化し、晶帯の記号をよく知られた形に定めた。Miller は、結晶面を、それが結晶軸を切る点の長さの比を $a/h : b/k : c/l$ (a, b, c は軸率)としたときの整数(hkl)で表したが、ドイツ学派の C. F. Naumann と Weiss は、それを $ah : bk : cl$ としたときの整数(hkl)で表した。ミラー指数は多くの形態的観察の分類によく使われたが、その結晶学的優位性は、A. Bravais が 1848 年 R. J. Haüy の格子概念を発展させてから明確になり、Bragg 父子による X 線回折の解釈(1912年)が出るに及んで完全に評価された。鉱物学では W. Phillips の教科書を H. J. Brooke とともに大幅に改訂増補し(1852年)、記述鉱物学の教科書の模範とした。1870年ロイヤル・メダル受賞。[著者] *A Table of Mineralogical Species*, 1833; *A Treatise on Crystallography*, 1839; *William Phillips, An Elementary Introduction to Mineralogy* (H. J. Brooke と共編), 1852; *A Tract on Crystallography*, 1863。

ミラ型変光星 [英 Mira variable, 独 Mira-Veränderlicher, 仏 variable du type Mira Ceti, 露 переменная звезда типа Миры Кита] ⇨ 変光星

ミラー効果 [英 Miller effect, 独 Miller-Effekt, 仏 effet Miller, 露 эффект Миллера] 電圧増幅度 A の位相反転増幅器で、図 1 のように入力と出力の間にコンデン

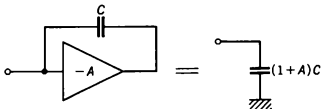


図 1

サー C を接続すると、入力側から見た等価的な入力容量は $(1+A)C$ となる。これをミラー効果という。トランジスタや電子管をエミッター接地やカソード接地で使い、増幅度 A の増幅回路を構成すると、入力容量はミラー効果のためにベース、コレクター間またはグリッド、プレート間内部結合容量の $(1+A)$ 倍だけ増加する。ミラー効果は位相反転増幅回路では必然的に生ずるものであり、増幅器の周波数帯域幅を狭める大きな原因となる。広帯域増幅器や高周波増幅器では、ミラー効果を避けるためにカソード接続や非反転型差動増幅器がよく用いられる。一方、大容量の静電容量が必要なきはミラー効果は積極的に利用され、ミラー積分回路としてよく用いられる。演算増幅器を用いて図 2 のようなミラー積分回路を構成すると、増幅度が大きいため増幅器の入力の電圧はほとんど 0 のまま

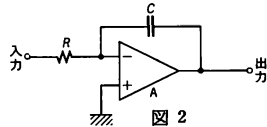


図 2

であるため、抵抗 R を流れる電流すなわちコンデンサー C を充電する電流は入力電圧に比例するので理想に近い積分ができる。これは、ミラー効果によってコンデンサー C が十分大きなコンデンサーとして働いているためと考えるもよい。このような回路は直線性のよい三角波やのこぎり波の発生によく用いられる。

ミラー指数 [英 Miller indices, 独 Miller-Indizes, 仏 indices de Miller, 露 миллеровские индексы] 結晶面と結晶軸との交点の原点からの距離が、それぞれ pa, qb, rc (a, b, c は軸長)のとき、 p, q, r の逆数の整数比 $h : k : l$ で結晶面の方向を表し(hkl)と記して、結晶面を表す指数とする。これをミラー指数という。1839年、W. H. Miller が用い始めた。結晶網平面を表すときにも用いられる。同等な結晶面、あるいは網平面全体を表す際には $\{hkl\}$ と記す。網平面によるブラッグ反射を指定する場合にも、 hkl を用いるが、この場合には習慣上、 $()$ を使わない。

ミラー磁場 [英 mirror field, 独 Spiegelfeld, 仏 champ magnétique miroir, 露 пробочное зеркальное поле] プラズマ物理・核融合研究の分野で、最も古くから使われてきたプラズマ閉じ込め磁場配位である。2 個の円環コイルを図 1a のように配置して同一方向に電流を流すと、中心軸付近では同図に示されるような磁力線分布が得られ、磁束密度分布は図 1b のように、両端のコイル付近では強く、中央面では弱くなり、プラズマが中央に閉じ込められる。磁場が強くなっている所、あるいはしばしば、図 1b のように 2 つの山をもった磁場配位全体をミラー磁場または磁気鏡とよぶ。

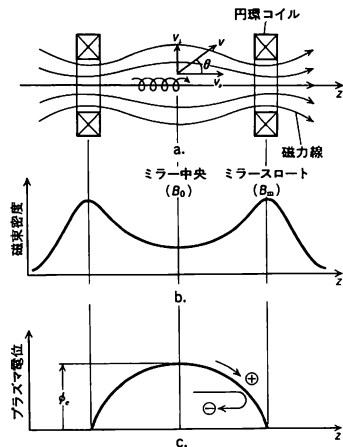


図 1

荷電粒子は磁力線に巻きつきながら、らせん状に運動する。ミラーの中央面の磁束密度を B_0 、両端の強い部分(ミラーズロート)のそれを B_m とし、中央面を通過するときの粒子速度を v_0 、磁力線とのなす角度(ピッチ角)を θ_0 とする。荷電粒子の磁気モーメント $\mu \equiv mv_0^2/2B$ と全運動エネルギー $\varepsilon \equiv (mv_0^2 + mv_\perp^2)/2$ (ここで $v_\parallel = v \cos \theta$, $v_\perp = v$

$\sin \theta$)は保存されるとすると、ミラー中央からスロートに向かって進むに従い磁場が強くなるので、垂直方向の運動エネルギーは大きくなり、平行方向の運動エネルギーは小さくなっていく。ミラーの最大磁場 B_m より小さい磁場の所で $v_{\parallel}=0$ となるとその点で粒子は反射される。これがミラーとよばれる理由である。ミラー磁場の最大値 B_m と最小値 B_0 の比をミラー比とよぶ。ミラーズロートでちょうど反射される粒子のピッチ角を θ_L とし、ミラー比を R とすると、保存則から次式が得られる。

$$R = \frac{B_m}{B_0} = \frac{1}{\sin^2 \theta_L}$$

θ_L より小さいピッチ角を有する粒子は最大磁場 B_m の点でも v_{\parallel} が 0 にならないからミラーから外へ出てしまい、閉じ込められない。速度空間 $(v_x, v_y, v_{\parallel})$ 中で、 $\theta < \theta_L$ の条件を満たす粒子は、図 2a に示されるように、 v_{\parallel} を中心軸とし半頂角が θ_L の円錐の内部に存在する。この円錐を損失円錐(ロスコーン)とよび、 θ_L を損失円錐角とよぶ。

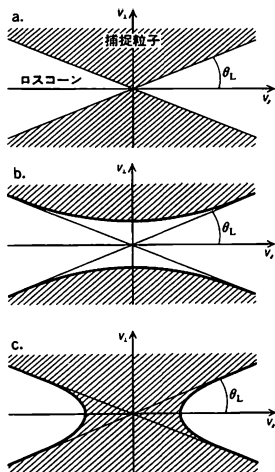


図 2

ミラー磁場によるプラズマの閉じ込め時間は、粒子がクーロン衝突で散乱され、損失円錐に落ち込むまでの時間で与えられ、粒子密度 n [cm⁻³]、イオンおよび電子の質量、温度をそれぞれ M, m, T_i, T_e とし、90° クーロン散乱時間を τ_{ii}, τ_{ee} とすると、次のように表される。

$$T_i \approx \tau_{ii} \log_{10} R$$

$$T_e \approx \tau_{ee} \log_{10} R$$

ここで τ_{ii} [s] = $2.5 \times 10^{11} T_i^{3/2} [\text{keV}] M^{1/2} / Z^n n [\text{cm}^{-3}] \cdot \ln \Lambda$, τ_{ee} [s] = $1.1 \times 10^{10} T_e^{3/2} [\text{keV}] / n [\text{cm}^{-3}] \ln \Lambda$ で、 $\ln \Lambda$ はクーロン対数とよばれ、核融合プラズマでは 10~20 である。

したがって、 $\tau_{ii}/\tau_{ee} = (M/m)^{1/2} (T_i/T_e)^{3/2} Z^n$ (Z はイオンの荷電数)であり、 $M \gg m$ でかつ $T_i \gg T_e$ の場合が多いから、イオンの閉じ込め時間のほうがはるかに長い。すなわち、電子のほうが速くミラーから逃げようとするので、ミラー中に正の両極性電位 (ambipolar potential) ϕ_s が図 1c のように形成され、電子とイオンの損失が等しくなって定常状態が保たれる。 ϕ_s は通常 4~5 (kT_e/e) となる。このような正の両極性電位が形成されると損失円錐は変形され、イオンと電子に対して図 2b, c にそれぞれ示すようになる。境界線は反曲線で表され、イオンの損失領域

は広がり、電子のそれは狭められる。

ロスコーン分布をしたプラズマの速度分布関数は非等方的であるため、種々の微視的不安定 (microscopic instability) がプラズマ中に発生する。これらを総称してロスコーン不安定とよぶ。その代表的なものとしてプラズマの径方向の密度勾配により励起されるドリフト波とイオンサイクロトロン波とが結合したドリフト・サイクロトロン・ロスコーン (DCLC) 不安定がある。ロスコーン不安定が発生すると、閉じ込められていた粒子が、励起された波の電場により散乱され、ロスコーン中に落ち込むため閉じ込めは急速に悪くなる。このロスコーン不安定を抑制する方法は、ロスコーンを埋めるような速度成分をもったエネルギーの低いプラズマを外部からミラー中に打ち込んだり、ミラー中央部付近に電位の谷を強制的につくり低エネルギーイオンを閉じ込めてやる方法がある。前者は極小ミラー装置 2X II B およびタンデムミラーで用いられ、後者は電子ビームやマイクロ波によりミラー中央部に高温の電子をつくってやったり、あるいは中性粒子ビームを磁力線に斜めに入射し、2つの山をもった密度分布を強制的につくってやることにより、実現できることが実験的にも確かめられている。

なお、図 1a に示したミラーは、単純ミラーあるいは軸対称ミラーとよばれており、目視的にプラズマは不安定になるので、極小ミラー磁場(極小磁場)が考案された。

ミラー積分回路 [英 Miller integrator, 独 Miller-Integrator, 仏 intégrateur de Miller, 露 интегратор Миллера] ⇒ ミラー効果

ミラーの実験 [英 Miller's experiment, 独 Miller-scher Versuch, 仏 expérience de Miller, 露 опыт Миллера] 1953 年, S. L. Miller は $\text{CH}_4, \text{NH}_3, \text{H}_2, \text{H}_2\text{O}$ から成る還元性の混合気体(酸素を含まない)をガラス容器中に封じ、火花放電させて、一週間後にグリシン、アラニンなどのタンパク質構成アミノ酸や非タンパク質性アミノ酸、各種のオキシ酸、尿素などが合成されることを示した。この実験は原始地球上で起りえた反応を実験室内で再現した研究の代表的なものとして有名である。その後も紫外線、各種放射線、熱など、原始地球上で得られたであろういろいろなエネルギー源や $\text{CO}_2, \text{CO}, \text{N}_2$ などさまざまな素材を用いて実験が行われ、出発時に系全体が還元型であれば同様な結果が得られることが明らかにになった。このようにミラーの実験は、もし原始地球の大気組成が還元型であったとすれば、簡単なしかし生物には必須の有機物が合成されうことを示したものである。化学進化の一段階を明らかにし、その後の化学進化や生命の起源の研究の端緒を開いた。

ミラー比 [英 mirror ratio, 独 Spiegelverhältnis, 仏 rapport de miroir, 露 коэффициент отражения магнитного зеркала] ⇒ ミラー磁場

ミリ [英 milli, 独 Milli, 露 милли] 単位の名称に付ける接頭語のひとつで、 10^{-3} 倍を意味する。フランスでは、メートル法の初期の 1793 年から用いられてきたが、しだいに普及し、1960 年の国際度量衡総会の決議 12 によって、SI 接頭語のひとつとして採用され、記号 m で表すことが協約された。たとえば電圧の SI 単位はボルト(単位記号は V)であるが、その 10^{-3} 倍をミリボルトとよび、記号 mV で表す。この語は、1/1000 を意味するラテン語 *milliesimus* から選ばれたといわれる。

ミリアンペア [英 milliampere, 独 Milliampere, 仏 milliampère, 露 миллиампер] 電流の単位であるアンペア(単位記号は A)の, 分量単位のひとつ。 10^{-3} A に等しい。記号は mA(⇒アンペア)。

ミリオーム [英仏 milliohm, 独 Milliohm, 露 миллиом] 電気抵抗の単位であるオーム(単位記号は Ω)の, 分量単位のひとつ。 $10^{-3}\Omega$ に等しい。記号は m Ω (⇒オーム)。

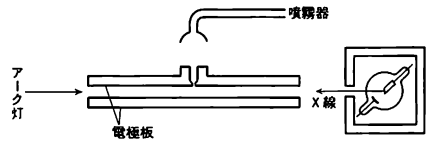
ミリオン電子ボルト = メガ電子ボルト

ミリガル [英仏 milligal, 独 Milligal, 露 миллигаль] 加速度の単位であるガル(単位記号は Gal)の, 分量単位のひとつ。 10^{-3} Gal に等しい。記号は mGal(⇒ガル)。

ミリカン Millikan, Robert Andrews 1868.3.22 — 1953.12.19 アメリカの物理学者。イリノイ州モリソンで宣教師の次男として生れた。1891 年オウバリー・カレッジを卒業, 2 年後 修士号を得て, さらにコロンビア大学に学び, 1895 年 博士号を得た。1895 年から, Postdoctoral Fellow としてベルリンおよびゲッティンゲン大学に学んだが, 1896 年シカゴ大学の助手となり, 1902 年 助教授, 1910 年 教授となる。Millikan は教師として極めて優れた人であり, 多くの物理学の教科書を著している。彼は, J. J. Thomson や C. T. R. Wilson の水滴に付着する電荷の研究をさらに発展させて, 1907 年 水滴を自然落下させる方法で, 電子の電荷を測定する実験を開始した。そして 1909 年には水滴で, 1912 年には油滴を用いて電気素量 e を決定することに成功したのである。次いで, 光電効果の研究を進め, 1916 年には, 光の振動数と電子のエネルギーの間の関係, すなわちアインシュタインの関係式が成り立つことを検証し, プランク定数 h の値を決定した。近代物理学における重要な基本定数 e と h の決定に対して, 1923 年ノーベル物理学賞を授与された。1920 年代になってから, I. S. Bowen と各種の元素の放電スペクトルの研究を進め, 1924 年までに比較的軽い元素の紫外線スペクトル領域に約 1000 本の新しいスペクトル線を確定した。1921 年カリフォルニア工科大学に移り, 1945 年まで在職したが, その間, 大学の行政委員会の議長を務め, 大学の発展に貢献し, 同大学を世界有数の研究センターにまで育てた。カリフォルニアに移ってから, 宇宙線の研究を開始し, 1934 年には高山, 鉱山, 湖底などを含め, 全世界にわたって組織的に宇宙線強度の測定を行った。cosmic rays の名づけ親でもある。同様な測定を行った A. H. Compton との宇宙線の起源に関する論争は有名である。彼は生涯に 300 編近い論文を発表し, その功績に対して, 科学アカデミーのコムストック賞, ロンドン王立協会のヒューズ・メダル, アメリカ電気技術者協会のエジソン勲章, ロンドン化学協会のファラデー・メダルなど数々の賞を贈られ, また多くの大学から名誉博士号を贈られている。宗教や哲学にも深い関心をもっていたことが, 講演や著書からうかがわれる。アメリカ物理学会長をはじめ行政面でも活躍した。カリフォルニア州サンマリノにて死去した。

ミリカンの油滴実験 [英 oil-drop experiment of Millikan, 独 Millikanscher Öltröpfchenversuch, 仏 expérience de Millikan avec la gouttelette d'huile, 露 опыт Милликена] R. A. Millikan が電気素量の存在を証明し, その精密な値を決定した実験。H. A. Wilson が 1903 年に電気素量を決めるために考案した水滴を用いる実験と同じ原

理に基づいている。水平に置いた電極板の間に帯電した霧を入れ, 電圧をかけたときとかけないときの霧の沈下の最終速度を測定し, 水滴の質量をストークスの法則を用いて求めると, 2 つの速度の比から電荷を計算することができる。Millikan は 1906 年からこの方法を用いて電気素量を定める実験に取りかかったが, この方法では水滴が徐々に蒸発するために精密な結果が得にくいことに気づき, 水より蒸発しにくい油の霧を使用することにした。さらにストークスの法則からのずれを実験的に見いだしてその補正を考慮したり, 一個一個の油滴のふるまいを顕微鏡で観測するなど 1909 年から 1916 年にかけて実験に改良を加え, 実際に個々の油滴に付着した電荷が素量の整数倍になることを証明した。こうして最終的に Millikan の得た素量の値は $e = (1.590 \pm 0.002) \times 10^{-19}$ C であった。図は Millikan の装置の主要部である。アーク灯からの光で照らされた油滴



を紙面に垂直な方向から顕微鏡で観測する。電場をかけないときの最終落下速度 v_0 の観測とストークスの法則から $v_0 = (2/9)(g a^2 (\rho - \rho') / \eta) = k m g$ が得られ, これから油滴の半径 a , したがって質量 m が決まる。ここで ρ, ρ' は油滴および媒質の密度, g は重力定数, η は媒質の粘性係数, k は定数。電場 E をかけたときの最終落下速度 v_E は, q を油滴の電荷とすると, $v_E = k(mg + Eq)$ で与えられる。X 線の照射によって油滴の電荷を変え, 2 回落下速度 $v_{E(1)} = k(mg + Eq_1)$ および $v_{E(2)} = k(mg + Eq_2)$ を観測し, $q_2 - q_1 = (1/kE)(v_{E(2)} - v_{E(1)}) = (mg/Ev_0)(v_{E(2)} - v_{E(1)})$ を求めると, それが素量 e の整数倍になることが何回もの観測から確かめられ, e が決められる。

ミリグラム [英 milligram, 独 Milligramm, 仏 milligramme, 露 миллиграмм] 質量の単位であるグラム(単位記号は g)の, 分量単位のひとつ。 10^{-3} g に等しい。記号は mg(⇒グラム)。

ミリケルビン [英仏 millikelvin, 独 Millikelvin, 露 милликельвин] 熱力学温度およびその差(間隔)の単位であるケルビン(単位記号は K)の, 分量単位のひとつ。 10^{-3} K に等しい。記号は mK(⇒ケルビン)。

ミリジュール [英仏 millijoule, 独 Millijoule, 露 миллджоуль] エネルギー, 仕事, 熱量, 電力量の単位であるジュール(単位記号は J)の, 分量単位のひとつ。 10^{-3} J に等しい。記号は mJ(⇒ジュール)。

ミリストークス [英仏 millistokes, 独 Millistokes, 露 миллистокс] 動粘性率の単位であるストークス(単位記号は St)の, 分量単位のひとつ。 10^{-3} St に等しい。記号は mSt(⇒ストークス)。

ミリトル [英仏 millitorr, 独 Millitorr, 露 миллиторр] 圧力の単位であるトル(単位記号は Torr または torr)の, 分量単位のひとつ。 10^{-3} トルに等しい。記号は mTorr または mtorr(⇒トル)。

ミリパスカル [英仏 millipascal, 独 Millipascal, 露 миллипаскаль] 圧力, 応力の単位であるパスカル(単位記号は Pa)の, 分量単位のひとつ。 10^{-3} Pa に等しい。記号は mPa(⇒パスカル)。

ミリバル [英仏 millibar, 独 Millibar, 露 миллибар] 圧力の単位であるバル(単位記号は bar, 場合により b)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} bar に等しい。記号は mbar (場合により mb) (⇒バル)。

ミリ秒 [英 millisecond, 独 Millisekunde, 仏 milliseconde, 露 милли-секунда] 時間の単位である秒(単位記号は s)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} s に等しい。記号は ms (⇒秒)。

ミリアラド [英仏 millifarad, 独 Millifarad, 露 миллифарада] 静電容量の単位であるファラド(単位記号は F)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} F に等しい。記号は mF (⇒ファラド)。

ミリヘンリー [英仏 millihenry, 独 Millihenry, 露 миллигенри] インダクタンスの単位であるヘンリー(単位記号は H)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} H に等しい。記号は mH (⇒ヘンリー)。

ミリポアズ [英仏 millipoise, 独 Millipoise, 露 миллипуаз] 粘性率の単位であるポアズ(単位記号は P)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} P に等しい。記号は mP (⇒ポアズ)。

ミリボルト [英仏 millivolt, 独 Millivolt, 露 милли-вольт] 電圧, 電位の単位であるボルト(単位記号は V)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} V に等しい。記号は mV (⇒ボルト)。

ミリミクロン [英仏 millimicron, 独 Millimikron, 露 миллимикрон] 長さの単位であるミクロン(単位記号は μ)の, 分量単位のひとつ, $10^{-3}\mu$ に等しい。記号は $m\mu$ 。国際単位系(SI)の立場からすれば, ミクロンと同様にこの単位も推奨しがたい。SI で表せば 10^{-3} マイクロメートル(μ m)すなわちナノメートル(nm) (⇒ミクロン)。

ミリメートル [英 millimeter, 独 Millimeter, 仏 millimètre, 露 миллиметр] 長さの単位であるメートル(単位記号は m)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} m に等しい。記号は mm (⇒メートル)。

ミリモル [英仏 millimole, 独 Millimol, 露 милли-моль] 物質量の単位であるモル(単位記号は mol)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} mol に等しい。単位記号は mmol (⇒モル)。

ミリラジアン [英仏 milliradian, 独 Milliradian, 露 миллирадиан] 平面角の単位であるラジアン(単位記号は rad)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} rad に等しい。記号は mrad (⇒ラジアン)。

ミリラド [英仏 millirad, 独 Millirad, 露 миллирад] 電離性放射線の吸収線量の単位であるラド(単位記号は rad または rd)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} ラドに等しい。記号は mrad または mrd。国際単位系(SI)では, 10^{-5} Gy(グレイ)すなわち 10μ Gy(マイクログレイ) (⇒ラド, グレイ)。

ミリリットル [英仏 millilitre, 独 Milliliter, 露 миллилитр] 体積の単位であるリットルの, 分量単位のひとつ, 10^{-3} リットルに等しい。記号は ml , ml , $m\ell$ または mL (⇒リットル)。

ミリルーメン [英仏 millilumen, 独 Millilumen, 露 миллилюмен] 光束の単位であるルーメン(単位記号は lm)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} lm に等しい。記号は mlm (⇒ルーメン)。

ミリレントゲン [英 milliroentgen, 独 Milliröntgen,

仏 milliroentgen, 露 миллирентген] X線または γ 線の照射線量の単位であるレントゲン(単位記号は R)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} R に等しい。記号は mR (⇒レントゲン)。

ミリワット [英仏 milliwatt, 独 Milliwatt, 露 милливатт] 工率, 電力, 放射束の単位であるワット(単位記号は W)の, 分量単位のひとつ, 10^{-3} W に等しい。記号は mW (⇒ワット)。

ミルクィング [英 milking, 露 выделение дочернего изотопа] 比較的長い半減期をもつ親核種から生じる娘核種を親核種より分離して取出す方法。親核種をイオン交換樹脂などに吸着させておき(これをカウ(cow)という), 適当な期間を置いてこれに溶解液を加えて娘核種を抽出する。親牛から一定期間ごとに牛乳をとるのにたとえた用語である。

ミンコフスキー Minkowski, Hermann Минковский, Герман 1864.6.22—1909.1.12 ロシア生れの数学者。リトアニアのコブノ(現カウナス)近くのアレクソタスに生れ, 後ケーニヒスベルクへ移る。1880年ケーニヒスベルク大学で, 次いでベルリン大学で数学と物理学を学ぶ。1883年「自然数を5つの平方数の和として表す」という問題に応募し, バリ・アカデミーの数理学大賞を受ける。この年ケーニヒスベルクに戻り, D. Hilbert と友人になった。1886年にはボンで教員資格を獲得, このころより物理学への関心を深める。1894年ケーニヒスベルク大学で Hilbert の後を継ぎ助教授となり, さらに翌年 Hilbert のゲッティンゲン大学転出の後任として教授となった。1896年チューリヒの連邦工科大学の教授に就任したが, ここの講義はあまり評判がよくなかった。このときの学生のなかに A. Einstein がいた。1902年にゲッティンゲン大学に新しく教授席ができ, Hilbert の努力で着任した。1904年の夏, Hilbert とともに運動する物体の電気力学・電子論のゼミナールをもったが, この機会に論じられたことが後の四次元理論の基礎となった。この Minkowski の発想は, Einstein の相対論の拡張と深化に役だち, 不可欠なものとなった。特に1908年9月21日のドイツ自然研究者と医師の集会(ケルン)での「空間と時間」と題する報告は, 相対論力学, 電気力学の四次元定式化と時空概念の新しい理解を与えるものであった。Minkowski は極めて新気な性格であったが, 純粋であり, 天才的な人物であった。彼のあまりにも早すぎた死は, 彼を知る多くの人々を悲しませた。

ミンコフスキーの時空 [英 Minkowski space-time, 独 Minkowski-Welt, 仏 espace-temps de Minkowski, 露 пространство-время Минковского] 特殊相対性理論で取扱う慣性座標系の四次元時空。四次元リーマン空間の計量テンソル g_{ij} が, ミンコフスキー型の計量, すなわち $g_{00} = -1$, $g_{\alpha\alpha} = 1 (\alpha = 1 \sim 3)$, ほかは0, で与えられる場合である(⇒慣性座標系)。したがってクリストッフェルの記号はすべて0となる。慣性座標系間の, すなわち, ミンコフスキー時空の間の座標変換はローレンツ変換である。一般相対性理論の四次元時空においても, 時空の一点における測地線座標系をとれば, その点における局所的なミンコフスキーの時空, 局所慣性座標系, が得られる。しかし時空の有限な領域でミンコフスキーの時空と一致するような座標系は一般には存在しない。

む

無安定マルチバイブレーター [英 astable multivibrator, 仏 multivibrateur nonstable, 露 неустойчивый мульти vibrator] = マルチバイブレーター

無響室 [英 anechoic room, 独 schalltoter Raum, 仏 chambre sourde, 露 безэховая камера] 内部空間に自由音場が実現できる室。無響室は、マイクロホン、スピーカーなどの音響機器や楽器の音響特性の計測、機械類など各種騒音源の騒音性状の計測、聴感についての生理あるいは心理実験など、非常に広い範囲の用途をもった室であり、音響実験室として最も重要な設備のひとつである。自由音場を実現するために、無響室の内装には音の反射の非常に小さい吸音層が使われる。こうした吸音層には多くの種類があるが、最も一般的に使われているのは、吸音くさびである。これはグラスウールなど多孔質吸音材料を、図1に

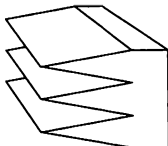


図 1

示すようにくさび状に成形したものである。無響室用吸音層の性能表示には、垂直入射音圧反射率 r が使われている。音圧反射率と吸音率 α との関係は、 $\alpha = 1 - r^2$ となるので、音圧反射率は吸音率が1に近い吸音層の性能を詳細に表示するのに適している。吸音くさびの特性の例を図2に示す。普通には、音圧反射率0.10以下(吸音率0.99以

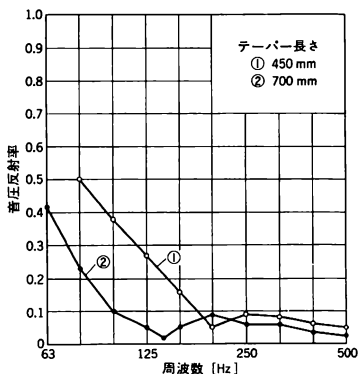


図 2

上)の範囲が、無響室の吸音層として適したものとして取扱われる。そのために、音圧反射率 $r=0.10$ になる周波数を遮断周波数といい、吸音くさびの性能表示に使われている。遮断周波数を低くするためには、吸音くさびを長くすることが必要である。

無響室の中でも吸音層の近傍においては、反射音の影響によって自由音場とみなすことができなくなる。こうした

無響室の性能を表示するためには、室内に置かれた点音源による音場について、逆二乗則の成り立つ範囲を求める方法が使われている。無響室では、すべての面を同じ吸音層で内装することが原則であるが、実際の無響室では人の歩行や機器などの設置のための床が必要である。この床構造が音場に影響を与える反射面とならないように、ピアノ線を格子状に張った床や、鉄丸棒でつくったすのこ状の床が使われている。さらに、大型機械や車両の騒音計測設備として、床面だけを反射性のかたい構造にした無響室がある。これを半無響室という。

無極性分子 [英 nonpolar molecule, 独 unpolares Molekül, 仏 molécule nonpolaire, 露 неполярная молекула] 外部電場のない状態では極性をもたない分子、すなわち分子内の正電荷の中心と負電荷の中心とが一致し、双極子モーメントが0の分子をいう。等核二原子分子、メタン、ベンゼンなどは代表的な例である。一般に、無極性分子はベンゼン、ヘキサンのような無極性溶媒には可溶であるが、水、エタノール、ジメチルホルムアミドのような極性溶媒には不溶か難溶である。また、四塩化炭素のような極性結合をもつ分子(このような分子は極性分子とよばれることもある)を除き、一般には分子内の結合は電気陰性度の差の小さい原子間の結合から成り共有結合の寄与が大きい分子が多い(⇒極性分子、等極結合)。

無極放電 [英 electrodeless discharge, 独 elektrodenlose Entladung, 仏 décharge sans électrodes, 露 безэлектродный разряд] ⇒ 高周波放電

無限運動量系 [英 infinite momentum frame, 露 система бесконечно больших импульсов] 素粒子反応は、関与する粒子の運動量を用いて記述され、座標系(実験室系、重心系など)を決めることによって、反応の微分断面積などの具体的表式が求められる。素粒子反応において着目している粒子の運動量の大きさが非常に大きくなるような座標系を、無限運動量系という。この座標系は、カレント代数やパートン模型において有用な系である。ハドロンがパートンからなるとするパートン模型では、高エネルギー反応に関与するパートンは、ハドロンの中でほとんど自由粒子のようにふるまい、ハドロン反応の断面積はパートンの断面積のインコヒーレントな和として与えられる。すなわち、衝撃近似がよく成り立っていると考えられる。これを正当化するのに、ハドロンの無限運動量系をとれば便利である。

無限小回転 [英 infinitesimal rotation, 独 infinitesimale Drehung, 仏 rotation infiniment petite, 露 бесконечно малое вращение] 量子力学での軌道角運動量演算子は、空間座標系の無限小回転に対応する自己共役演算子で与えられる。したがってある力学系のハミルトニアンが空間座標系の回転に対して不変であれば、軌道角運動量演算子とハミルトニアンは交換し、その系の軌道角運動量は保存される。三次元ユークリッド空間 R^3 の x 軸、 y 軸、 z 軸のまわりの回転角 θ の回転は、それぞれ

$$a(\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & -\sin\theta \\ 0 & \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}, \quad b(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 & \sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta & 0 & \cos\theta \end{pmatrix},$$

$$c(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta & 0 \\ \sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

で表される。 $A=a'(0), B=b'(0), C=c'(0)$, すなわち

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad B = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$C = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

という行列を考えると, x 軸のまわりの無限小角 $\delta\theta$ の回転は $I+\delta\theta A$ という行列で表される。 y 軸, z 軸のまわりの無限小回転も, B, C を使って同様に表せる。 A, B, C をそれぞれ x 軸, y 軸, z 軸のまわりの無限小回転行列という。一般の回転は A, B, C を用いて次のように表される。すなわち, R を恒等変換と異なる任意の回転とすれば, R はただ1つの回転軸をもつので, その方向余弦を λ, μ, ν とし, 回転角を θ とすれば,

$$R = \exp[\theta(\lambda A + \mu B + \nu C)]$$

と表される。

さて, A, B, C は回転群 $SO(3)$ のリー環 $\mathfrak{so}(3)$ の基底をなし, 次の交換関係を満たす。

$$[A, B] = C, \quad [B, C] = A, \quad [C, A] = B$$

R^3 上で定義された複素数値無限微分可能関数の全体がつくるベクトル空間を $C^\infty(R^3)$ で表し, $\mathfrak{so}(3)$ の各元 X に対して $C^\infty(R^3)$ における一次変換 $\rho(X)$ を

$$(\rho(X)f)(x, y, z) = \left[\frac{d}{dt} f(x, y, z) \exp(tX) \right]_{t=0}$$

$$(\forall f \in C^\infty(R^3), \forall (x, y, z) \in R^3)$$

によって定義すれば, 写像 $\rho: X \rightarrow \rho(X)$ は $\mathfrak{so}(3)$ の $C^\infty(R^3)$ 上の表現である。特に

$$\rho(A) = z \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial z}, \quad \rho(B) = x \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial x},$$

$$\rho(C) = y \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial y}$$

量子力学においては, $i\hbar\rho(A), i\hbar\rho(B), i\hbar\rho(C)$ がそれぞれ軌道角運動量の x 成分, y 成分, z 成分を表す演算子として用いられる (\Rightarrow 回転群の表現, 軌道角運動量)。

無限小変換 [英 infinitesimal transformation, 独 infinitesimale Transformation, 仏 transformation infinitésimale, 露 инфинитезимальное преобразование] 平行移動や回転のような連続パラメーターに依存する変換において, そのパラメーターの値が無限小であるような変換, たとえば, 無限小距離の平行移動, 無限小回転角の回転などを無限小変換という。パラメーターの値が有限の変換は, こうした変換の積み重ねて表せるので, 変換の性質の多くは無限小変換の性質を調べることでわかる。特に, 変換による系の不変性は, 無限小変換に対する不変性というかたちで示されることが多い。特に量子力学では, 無限小変換による状態ベクトルの変化は, その変換の生成演算子を状態ベクトルに作用した結果に比例するので, 系の不変性は, 生成演算子とハミルトニアンが可換であるというかたちで表現できる。運動量演算子や角運動量演算子などは, 平行移動や回転の生成演算子に比例しており, こうした量の保存則と系の平行移動不変性や回転不変性が対応している (\Rightarrow 生成演算子)。無限小平行移動や無限小回転による波動関数の変化は微分演算子で表せる。三次元ユークリッド空間 R^3 での平行移動を例にとる: $a = (a_1, a_2, a_3)$ 方向の無限小平行移動 $x_k \rightarrow x_k + \delta\lambda a_k$ は, R^3 上で定義された解析

関数 $f(x)$ に対して, $f(x) \rightarrow f(x + \delta\lambda a) = (1 + \delta\lambda a \cdot \nabla) f(x)$ という変換を引き起す。すなわち, a 方向の無限小平行移動は $a \cdot \nabla$ という演算子で表される (三次元空間の無限小回転については, \Rightarrow 無限小回転)。無限小変換は, 最も一般的には, 解析的多様体 M の点 p に対し, 点 p における M の接ベクトル $X(p)$ を対応させる写像として定義される。物理に現れる例では, M がリー群になっている場合が多い。

無効電流 [英 reactive current, 独 Blindstrom, 仏 courant réactif, 露 реактивный ток] 交流回路で負荷に加わる電圧と位相が 90° ずれて流れる電流のことで, これは電力損失とならないのでこの名がある。コイルやコンデンサーのようなリアクタンス分を含む一般の回路に交流起電力を加えると, その電圧 V と電流 I との間に位相差 θ を生じる。図に示すように, この電流の電圧と直角成分 $I \sin \theta$ を電流の無効成分, すなわち無効電流という。電圧と同成分の電流 $I \cos \theta$ を有効電流といい, これと電圧 V との積が有効電力であり, 無効電流と電圧 V との積が無効電力という。無効電力は電力の消費を伴わず, 電源と負荷との間を半周期ごとに行き来する。

無効電力 [英 reactive power, 独 Blindleistung, 仏 puissance réactive, 露 реактивная мощность] 正弦波交流において, 電圧と電流の位相差が 90° である場合の電力。交流の電圧, 電流の実効値を E_e および I_e とし, 負荷のインピーダンスが $Z = r + j[\omega L - (1/\omega C)] = r + jx$ である交流回路に, 電圧 E_e を印加した場合を例にとれば, E_e と I_e との間の位相角は $\phi = \tan^{-1}(x/r)$ となり, E_e を基準とした図1では E_e と直角方向の I_e の分力は $I_e \sin \phi$ で与

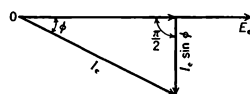


図1

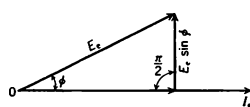


図2

えられる。同様に I_e を基準とした図2で, I_e と直角方向の E_e の分力は $E_e \sin \phi$ で示される。これらの場合の無効電力 P_r は, 次式で与えられる。

$$\begin{aligned} P_r &= E_e (I_e \sin \phi) \\ &= (E_e \sin \phi) I_e \\ &= E_e I_e \sin \phi \end{aligned}$$

無効電力 P_r は次のように書き表すこともできる。

$$P_r = I_e^2 |\hat{Z}| \sin \phi = I_e^2 \sqrt{r^2 + x^2} \cdot \frac{x}{\sqrt{r^2 + x^2}} = I_e^2 x$$

P_r の単位はワットである。無効電力は負荷に消費される有効電力と異なり, リアクタンスのなかに静電または磁氣的に蓄えられる電力であり, ジュール熱として消費されることはなく, 電源と負荷リアクタンスの間を往復するのみの電力である。これが無効電力といわれる理由である。無効電力が大きいと, 受電所の設備容量が大きくな

り、設備費用も高価となる。したがって受電所では力率を1に近づけるために進相コンデンサの調節により効率の向上を図る。

無次元量 [英 dimensionless quantity, 独 dimensionslose Größe, 仏 quantité sans dimensions, 露 относительная величина] 次元をもたない物理量のことで、無次元数ともいう(次元)。どのような物理量が無次元となるかは、われわれがどの物理量を基本量とするかによって変わってくる。長さ、質量、時間を基本量とする三次元系では、[平面角]=[円周上の長さ]/[半径]、[立体角]=[球面上の面積]/[半径²]となるので、無次元量である。また、ポアソン比のように同種の量の比として定義されている量も無次元量である。無次元量が重要になってくるのは、いくつかの物理量を組合せてできる無次元量(無次元積)を使って、物理学の関係式が表せる場合である。このような場合には、その関係式は、単位系によらない普遍式となるのである。たとえば、流体力学で使われるレイノルズ数は、無次元量のひとつであるが、流体の運動を特徴づける極めて大切な量である。また、微細構造定数 $e^2/\hbar c \approx 1/137$ は、物理学における基本的な定数で、 \hbar , e を使ってつくることができる無次元積のひとつであるが、極めて重要な定数となっている。

無重力状態 [英 null gravitational state, 独 gravitationsfreier Zustand, 仏 état sans gravitation, 露 нулевое гравитационное состояние] 万有引力や遠心力も含めた広範な重力の働く空間で、1つの実験室(航空機や人工衛星など)全体が自由運動を行う場合、実験室内の観測者は慣性力のため、あたかも重力がまったく働いていないかのように感ずる。この状態を無重力状態といい、そこでは人間が自由に空間を遊泳でき、水は球状になって空間に漂ったりする。

無衝突衝撃波 [英 collisionless shock wave, 独 stoßfreie Stoßwelle, 仏 onde de choc non-collisionnel, 露 бесстолкновительная ударная волна] 衝撃波面での温度、密度、圧力などの遷移層の幅(衝撃波厚さ)は、媒質のそれら諸量の有限振幅に基づく非線形性による急峻化過程と、熱伝導、粘性等散逸による平坦化過程とのバランスで決る。したがって、気体中の衝撃波厚さは気体分子の平均自由行程の数倍以上は必要であるが、プラズマ中の衝撃波の中には厚さが二体衝突の平均自由行程よりずっと小さいものが発見された。後者は二体衝突によつてはそこでの平坦化を説明できないという意味で無衝突衝撃波とよばれた。その後の研究により明らかになったことは、諸量の急峻化による急激な変化を自由エネルギーとしてプラズマ乱れが引き起こし、それによる無衝突散逸により平坦化がもたらされることである。衝撃波面での諸量の非線形成長の過程で高調波が発生し、それら高調波の伝搬の分散性により、波面での諸量が振動的な形を示すこともある。無衝突衝撃波はプラズマ乱れと密接に関連しており、衝撃波前後では一線な静かでないプラズマの境界条件を実現できるので、プラズマ不安定の成長とその飽和の結果の乱れスペクトルに関する有用な実験的研究対象になってきた。また狭い衝撃波幅内でもプラズマ加熱を行うことができるので、衝撃波加熱に利用されてきたが、その物理過程は以上から明らかなように乱流加熱である。宇宙空間では太陽風と地球磁気双極子との衝突によってできる弓状衝撃波が無衝突衝撃波の例としてよく知られているが、ほかにも多く

の現象がそれによって説明されている。

無衝突プラズマ [英 collisionless plasma, 独 stoßfreies Plasma, 仏 plasma non-collisionnel, 露 бесстолкновительная плазма] プラズマの構成粒子は、互いにクーロン力により相互作用するので、たとえ二粒子間の相互作用(二体衝突)が無視できるプラズマにおいても、電磁場を通じての集団的な相互作用により種々の散逸過程が可能である。そのような二体衝突が無視できるプラズマを無衝突プラズマ、そこで起きる散逸過程を無衝突散逸過程とよぶ。気体および二体衝突が支配的なプラズマ中での散逸過程の数学的記述に、ボルツマン方程式が用いられるのに対して、無衝突プラズマのそれにはブロッツ方程式を基礎とする式が用いられる。宇宙物理学、制御核融合研究の進展により、現在では無衝突散逸は、高温プラズマでは多かれ少なかれ普遍的な現象であることが理解されており、プラズマの乱流加熱、磁場を横切る粒子の異常拡散、さらには無衝突衝撃波など、実験室プラズマおよび宇宙プラズマの諸現象を説明するのに用いられている。

娘核 [英 daughter nucleus, 独 Folgekern, 仏 noyau fils, 露 дочерное ядро] 不安定な原子核が放射性崩壊を経て別の原子核に変わる場合に、崩壊によりつくられた原子核をいい、これに対してもの原子核を親核という。自然放射性核種の三系列などでは、放射性崩壊が連鎖的に生じ(連鎖崩壊)、最初の始祖核から10個程度の娘核を経て最終的に特定の安定核になり崩壊が終る。崩壊定数の間に特定の条件が満たされる場合には、種核の間に放射平衡が成り立ち、存在比が一定になる。

娘軌跡 [英 daughter trajectory, 露 дочерная траектория] ⇒ レジュー理論

無声音 [英 unvoiced sound, 独 stummer Klang, 仏 son sans voix] 音声のうちで、発声に際し声帯振動を伴わないものを無声音という。母音は原則的に声帯振動を伴うので、無声音ではないが、子音に声帯振動を伴うものと伴わないものがあり、後者を無声子音という。なお、日本語母音の場合、イとエは特定の子音にはさまった場合に無声音になる場合があり、これを母音の無声化とよぶ。また、ささやきは母音も無声音となる。

無接点スイッチ [英 contactless switch, 独 berührungsloser Schalter, 仏 interrupteur sans contact, 露 бесконтактный переключатель] ⇒ 電子スイッチ

無線報時 [英 radio time service, 独 Radiozeitnormal, 露 радиовещательная служба времени] 周波数、時間および時刻の標準は、国の関係機関(日本の場合は郵政省電波研究所)が保管運転している一次標準器(原子周波数標準器)に基づく。この標準器は標準電波として放射され、周波数および時量の標準の国際比較のために用いられているが、同時に一般の利用者もこれを発振器あるいは時計の校正に用いることができる。送信局での偏差は 5×10^{-11} 以下である。標準電波には正確な時間と時刻を示すための報時信号がのせてあり、無線に時間と時刻を知らせるという意味で無線報時とよばれる。この報時信号は放送局などの報時用水晶時計の標準としても用いられている。変調周波数および1秒の時間間隔は前述の一次標準器に基づくが、時刻は協定世界時による標準時である。標準電波 JJY の短波は電離層の影響による周波数変動が大きく、条件のよいときを選んでも 10^{-6} 程度の比較が限度である。さらに精度を要するときは、受信側の安定な発振器の周波数を分局

して秒信号を出し、標準電波の秒信号と長時間かけて位相比較することにより、より精密な周波数測定を行うことができる。また長波の標準電波(JG2AS, 40kHz)は一般に雑音レベルは大きい、標準電波としての受信精度の点ではたいへん優れている。

無秩序運動 [英 chaotic motion, 独 chaotische Bewegung, 仏 mouvement chaotique, 露 хаотическое движение] = カオス

無秩序系 [英 disordered system, 独 ungeordnetes System, 仏 système de désordre, 露 неупорядоченная система] 結晶の秩序が壊れ、原子が規則正しい結晶格子をつくらぬ物質をいう。結晶に対して非結晶、ランダム系、あるいは乱れた系などともいわれる。無秩序系では、結晶のもつ秩序のうち短距離秩序は残っているが、長距離秩序は失われている。秩序の乱れかたによって2つに分類することができる。ひとつは置換型の乱れといわれるもので、結晶格子は組んでいるが、格子点上にくる原子の種類が規則的ではないものである。例としては不規則二元合金、混晶などが挙げられる。もうひとつはトポロジ型の乱れといわれるもので、この場合には原子は結晶格子を組んでいない。このような乱れをもつ物質は、結晶、混晶と区別して非晶質とよばれており、例としては非晶質金属、非晶質半導体、液体半導体などが挙げられる。トポロジ型の乱れをもつ物質は、熱力学的に熱的平衡にあるものと、非平衡にあるものとに分けることができる。前者の例としては液体金属、液体半導体などが挙げられる。また後者は非晶質固体、無定形固体ともよばれている。

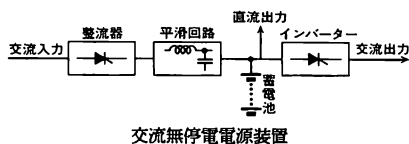
無秩序度 [英 disorder parameter, 独 Unordnungsparameter, 仏 paramètre de désordre, 露 параметр беспорядка] 秩序度に対比して、無秩序の度合いを表すことば。特に、統計力学や格子ゲージ理論では、秩序相が双対変換によって無秩序相に変換されるとき、秩序度も双対変換によって変換される。この変換された量を無秩序度という(⇒秩序度)。

無調整発振回路 [英 non-adjusting oscillator] ⇒ 水晶発振回路

無定位 [英 astatic, 独 astatistisch, 仏 astatique, 露 астатический] ⇒ 定位

無定形質 [英 amorphous substance, 独 amorphe Substanz, 仏 substance amorphe, 露 аморфное вещество] = 非晶質

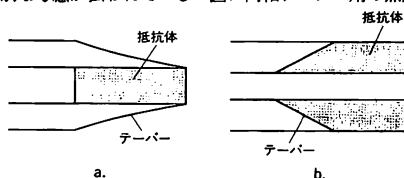
無停電電源装置 [英 no service interruption power supply] 交流商用電源が停電したときも引続き負荷に電力を供給する装置。電力源として大容量の蓄電池を用いるものとディーゼル発電機を用いるものがある。蓄電池による装置には出力が直流と交流の二種類ある。前者は発電所の遮断器投入、引出し用あるいは非常灯の電源として古くから利用され、後者は定電圧定周波電源(CVCF)の機能をもつことができるので、電子計算機、計装、通信システムをはじめ瞬時の停電も許されない装置の非常電源として使用されている。図は蓄電池による無停電電源装置の例で、



直流出力は通常負荷電流は整流電源が供給し、蓄電池は浮動充電電圧(電池の寿命が一番長い端子間電圧)で充電しておく。停電時には蓄電池が負荷に電力を供給する。交流出力は蓄電池からの直流電力をインバータにより交流に変換し定電圧定周波で負荷に供給される。定格電力で使用して5~30分間可能なものがあり、さらに長時間の電力供給が必要な場合は、ディーゼル発電機を用いる。

ムーニー粘度 [英 Mooney viscosity, 独 Mooney-Viskosität, 仏 viscosité de Mooney, 露 вязкость Муоней] 回転粘度計で測定される一種の粘度であり、一定温度の高分子試料中で回転子を一定速度で回転させるのに必要なトルクの測定によって得られる。素練り、または混練り中のゴムの流動特性、配合、押出し等のゴムの加工性を検討するのに有力な指標と考えられている。1934年、M. Mooneyによって試作された粘度計にちなんでこの名前があり、現在では仕様や測定法も規格化されている(ASTM D 927-55T)。一般にローターの回転数が2rpmで、温度100°C、予備加熱1minの条件下でローターの回転開始後4min経過したときの指度を、通常、ムーニー粘度とよび、品質管理の重要な指標としている。

無反射終端 [英 reflection-free termination, 独 reflexionsfreier Abschluß, 仏 terminal sans réflexion, 露 оконечная поглощающая нагрузка] 伝送線を用いて、信号の伝送を行うとき、負荷のインピーダンスが伝送線の特性インピーダンスと等しくないときは、送られてくる信号の一部が反射して送信側に戻っていく。これに対し、負荷のインピーダンスが特性インピーダンスと等しく、反射が起らないとき、これを無反射終端という。これを実現するために、無反射終端器が使われる。無反射終端器は、抵抗体により構成されるが、リアクタンス成分をもたないように特別な考慮が払われている。図に同軸ケーブル用の無反射



終端器の構造の例を示す。aは、テーパー中の任意の点で右をみたインピーダンスは周波数に無関係にその点の特性インピーダンスになるようにつくられている。bは、抵抗体にテーパーをつけて、反射を少なくしようとする例である。導波管用の無反射終端器として、種々のテーパーのついた抵抗板や抵抗体が使われる。抵抗材料にはカーボン、金属薄膜などが用いられる。

無ハンダ接続 [英 solderless connection, 独 lötfreie Verbindung, 仏 connexion sans soudure, 露 беспаечное соединение] ハンダを使用しないで線材を端子または他の線材に接続する方法。代表的な方法にワイヤーラッピングと圧着接続がある。ハンダ付けの場合にはフラックスにより線材や部品が腐食するおそれがあるが、これらの無ハンダ接続では化学的障害の心配がない。また多極コネクタや電話交換機の継電器などの端子に線材を接続するときは、配線密度が高いためハンダ付け接続が困難である。このような配線密度が高い場合にはワイヤーラッピングで作業能率のよい、信頼性の高い接続を行うことができる。ワイヤーラッピングは、1946年に米国のベル電話研究所で

開発され、ウェスタン・エレクトリック社のクロスバー交換機に使用されたのが最初だといわれている。ワイヤーラッピングによる接続は、加圧接続とよばれる接続方法の一種で、2ヵ所以上の角をもつ端子にこすられるように巻きつけられた線材の圧着力で保持される。この状態は一種の冷間溶接で、端子と線材間の接触抵抗は $1\text{m}\Omega$ 以下の値となる。圧着端子による接続の場合もほぼ同じ値になる。圧着端子は軟銅でできており、線材を端子に挿入し圧着することにより接続する。圧着接続も一種の冷間溶接状態で機械的な接続が強固で線材が抜けることがなく、熱的に安定である。

リボンケーブルをコネクタに接続する方法として、被覆剥通型接続がある。これは鋭い先端と溝をもつ U 字形の端子を押しつけ、リボンケーブルの被覆を突き破って端子の溝の間に導線を圧入する。専用のコネクタが必要であるが、端末処理の省力化に役立つ。

無反跳共鳴 [英 recoilless resonance, 独 rückstoßfreie Resonanz, 仏 résonance sans recul, 露 безотдачный резонанс] \Rightarrow メスbauer-効果

無反跳遷移 [英 recoilless transition, 独 rückstoßfreier Übergang, 仏 transition sans recul, 露 переход без отдачи] \Rightarrow メスbauer-効果

無放射遷移 [英 radiationless transition, 独 strahlungsloser Übergang, 仏 transition non-radiative, 露 безызлучательный переход] 光の放射を伴わないでエネルギーを失う電子遷移のこと。この際、エネルギーは格子振動、分子振動、分子回転など、同じ物質のほかの自由度に流出する。無放射遷移には2つの断熱ポテンシャル曲線が交差する付近での非断熱効果や、2つの断熱ポテンシャルの等エネルギー点の間のトンネル効果などが重要な役割を果たす。このようすを図1に示す。2つの断熱ポテンシャル1, 2があり、光の吸収により $1 \rightarrow 2$ へ励起された電子が再び1の状態に戻る過程を考える。 $B' \rightarrow B$ のような遷移は発光を伴う遷移であるが、断熱ポテンシャル1, 2の交差領域で $2 \rightarrow 1$ の乗換えが起れば、これが無放射遷移であ

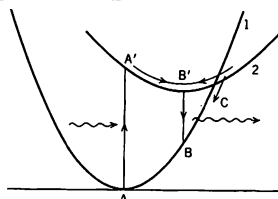


図 1

る。光化学反応で重要な前期解離の機構も、励起電子準位間の無放射遷移によっている。すなわち、図2で、2つの断熱ポテンシャル面が AB および $A'B'$ の2つの電子状態に対応するとする。このときエネルギー E_0 の状態は AB に対しては束縛状態、 $A'B'$ に対しては散乱状態になっている。ポテンシャルの交差領域 R_c 付近で束縛状態 AB から散乱状態 $A'B'$ へ遷移が起れば、放射を伴わずに AB の分子が A^+ と B^- に電離した状態へ移行することになる。高いエネルギー状態にある電子がそれよりも低いエネルギー状態に遷移するとき、ほかの電子にエネルギーを与えて電子放出を行うオージェ効果も広い意味での無放射遷移とみなせる (\Rightarrow 断熱ポテンシャル曲線、オージェ効果)。

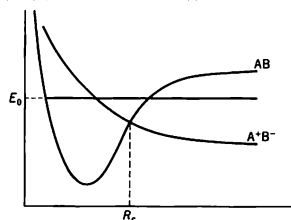


図 2

無誘導抵抗器 [英 non-inductive resistance, 独 induktionsfreier Widerstand, 仏 résistance anti-inductive, 露 безындукционный резистор] \Rightarrow 高周波抵抗器

め

目(眼球) [英 eye, 独 Auge, 仏 œil, 露 глаз] 眼科学的には眼球と視神経に加えて、眼球の支持、保護、運動に関係する眼窩とその内容諸器官および眼瞼などを含め、さらに視覚や瞳孔、眼球運動などと関係する神経経路や中樞もその対象とする。ここでは一般的に「物を見る器官」とし、特にその一部である眼球の構造とその光学的性質を記述する。人間の眼球は、発生学的にみると脳の一部分と考えられている。図1のように、外側から強膜、脈絡

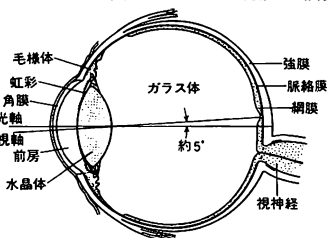


図1 ヒトの右眼の水平断面

膜、網膜という3種の層膜で囲まれた直径約24mmほどの球状をなしている。前面部分のみが透明な角膜でできており、ここから光が入り、前房水、水晶体、ガラス体などの透光体を通して眼底の網膜に達する。

(1) 光軸と視軸：光学的な対称軸である光軸と、視線の方向を示す視軸(視力最大になる網膜中心窩部分と結像系節点を結ぶ方向)とは一般に異なり、そのずれは約5°である。両眼の視軸が交差する位置は顔前約50cmほどであり、したがって調節状態は約2D(ディオプトリー)となる。

(2) 角膜：眼球光学系の最前部にある角膜は外界との屈折率差が大きく、したがって屈折力の最も大きなレンズ面を構成する。眼球全体の屈折力(全屈折力)は約60Dであるが、そのうち角膜の屈折力は45Dほどである。このため角膜の形状ひずみが屈折異常の起因になることが多い。角膜上皮はさらに涙液で覆われている。角膜の平均屈折率は約1.375、涙液は約1.336である。角膜形状は一般に横楕円面であり、縦径10mm、横径11mmほどで、前面の曲率半径は7.5~8.0mmである。視軸と角膜の切点を中心に4mm以内ではほぼ球面と考えられ、この部分をグルストランドの光学帯とよぶ。

(3) 前房と前房水：角膜と水晶体の間を前房とよび、前房水という眼内液で満たされている。前房水は角膜と水晶体の栄養供給にあたり、結像に関しては重要な役割はしていない。

(4) 瞳孔：虹彩といわれる色素に富んだ瞳で囲まれた孔の部分であり、カメラの絞りに相当する。開口直径は2~7mmくらいの範囲で、光量に応じて狭くなったり(縮瞳)開いたり(散瞳)する。また感情やふくそう、さらに交感神経刺激、副交感刺激などでも変化する。瞳孔の大きさは焦点深度や収差など結像性能にも影響を与える。

(5) 水晶体：眼球結像系において調節能力をもつレンズである。屈折力は角膜より小さいが、焦点合せという機能上重要な役割を果たす。通常の写真レンズと異なる特徴は次の2点である。第一に、均一の屈折率をもつ構造ではなく、中心部から周辺部に向かって屈折率がわずかなずつ小さくなっていて、いわゆる屈折率分布型レンズを構成している。第二にガラスのように硬質のものでなく、変形しやすい粘弾性体であるという点も写真レンズと異なる。このような特長ある構造によって、外界の物体距離に応じて変形とそれに伴う屈折率分布変化を起し焦点距離を変化し、巧みな焦点調節を行う。中心部の屈折率は約1.41、周辺部皮質では約1.38程度である。

(6) ガラス体：水晶体後方はガラス体といわれる液体で満たされており、その屈折率は前房水とほとんど同じで約1.335ほどである。

(7) 網膜：網膜は10層からなる多層膜構造であって、受光部を形成している。網膜の奥の方に視細胞層がある。光を受容する視細胞には、錐体細胞と桿体細胞があり、前者は明所視($10^1 \sim 10^4$ lx程度の明るい状態で物を見る場合)での明るさと色の情報を検出し、後者は暗所視($10^{-3} \sim 10^{-1}$ lx程度)での明るさのみの検出を行う。桿体細胞は約1億個、錐体細胞は約7千万個であり、錐体は視力の最もよい網膜中央部(黄斑部)に集中して分布している。これら各視細胞によって受容された光は電気信号に変換され、双極細胞など網膜各層を構成する機能的諸細胞によって必要情報が統合処理されたのち、視細胞を通じて大脳に伝達される。視力をはじめ、物を見るという能力の重要な特性は網膜内での信号処理機能が重要な役割を果たしている。

(8) 両眼視：目の大きな特徴は、これが2個あって一対として機能している点である。対となっている器官は人体では肺や腎などの内臓諸器官をはじめ数多くあるが、目はこれらに比べ左右眼の協力関係が極めて緊密である。視覚の神経路は図2のように視交差で半分ずつ左右視索に分か

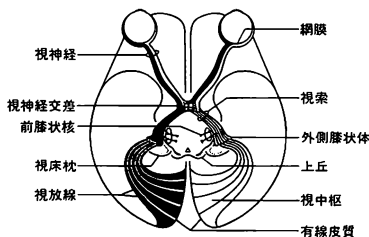


図2 頭部の視覚過程

れ、両眼の対応する視覚情報を大脳後頭部の視中枢に伝達する。また、ふくそう運動や眼球運動あるいは立体視などは、左右眼が常に対として有機的に連繫していることを示す具体例である。

(9) 視野と視力：外界の一点に視線を固定して見るとき、その周囲に見える範囲を静視野とよぶ。図3の左側に示すようになりに広い範囲が見える。しかし、この視野の中で、比較的視力が高く、色彩まで含めて細かい部分まで判別して見えるのは、ほぼ中央部のわずかな部分に限られる。図3の右図は、中心視力1.0の眼の視力分布を示したものであるが、視力は中心からわずかに離れただけでも急激に低下するものである。細かいものを見るときには、眼球運動によって常にこの視力の高い部分(網膜中央部)に物

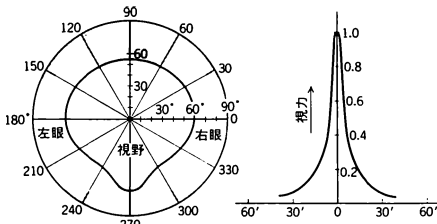
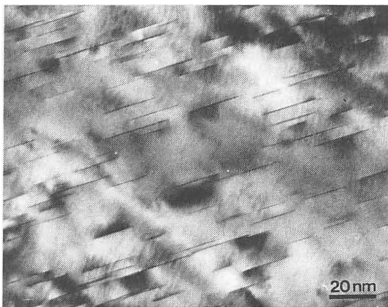


図3 ヒトの視野と視力の分布

体像ができるように制御される。

迷光 [英 stray light, 独 Streulicht, 仏 lumière diffusée, 露 рассеянный свет] 各種光学機器において、目的とする光以外に信号として検出される望ましくない光を迷光という。その原因は、外部からの光もれは別として、装置の内壁や構成部品による反射・散乱によって生じる場合が多く、蛍光などもその原因となる。モノクロメーターの場合射出される光のうち、所要の波長以外の成分の光強度と所要の波長の光強度との比で迷光の度合を表す。紫外領域は、注目している波長にモノクロメーターをセットして、強度 I_1 を測定し、次にその波長以下をシャープカットするフィルターを入れて通過光強度 I_2 を測り、 I_2 と I_1 の比で迷光を表すことがしばしば行われる。

明視野像 [英 bright field image, 独 Hellfeldbild, 仏 image sur fond clair, 露 светлостольное изображение] 電子顕微鏡の結像において、対物レンズの後焦平面上には試料によるフ라운ホーファーの回折図形(電子回折図形)が形成されている。この位置に対物絞りを入れ、試料を透過した電子線を用いて結像した像を明視野像という。試料によって散乱された電子線は対物絞りで除かれるため、散乱を起す試料部分は暗いコントラストを与える。このようなコントラストを散乱吸収によるコントラストという。図は Al-4%Cu 合金にみられる G.P. ゾーンの析出物を示す明視野像である(⇨暗視野像)。



明所視 [英 photopic vision, 独 Tagesehen, 仏 vision photopique, 露 дневное зрение] 正常眼が数カンデラ毎平方メートル以上の輝度レベルに順応している状態での視覚。昼間のもとり、夜間でも通常の照明下での視覚は明所視である。このときは網膜で光電変換を行う一次神経細胞、すなわち視細胞のうち、錐状体が主に働く。錐状体には3種類あり、それぞれ波長に関する相対分光感度が異なるので放射に対して互いに異なる応答をし、これによって色の感覚が生じ、明暗の感覚に伴う。色覚を度外視した、目の波長に関する相対分光感度を比視感度と称し、正常眼

の平均的な比視感度を明所視標準比視感度として国際的に規約しており、これに基づいて明所視の測光量が定義されている。暗所視や薄明視の測光は実用化されていないので、測光といえば一般に明所視の測光量の測定をさす(⇨比視感度)。

命題算 [英 propositional calculus, 独 Aussagenkalkül, 仏 calcul propositionnel, 露 исчисление высказываний] = 論理演算

メイヤー Mayer, Maria Goeppert 1906.6.28 - 1972.2.20 アメリカの理論物理学者。ドイツ(現ポーランド西部)のカトビツに生れる。1924年から、当時量子力学の重要な中心であったグッチンゲン大学で学び、1930年「単一の原子遷移における2個の光子の放出確率について」により博士号を取得した。このとき博士論文審査委員会には3人のノーベル賞受賞者 M. Born, J. Franck および A. Windaus がいた。同年、Franck と共同研究していたアメリカ人の物理化学者 J. E. Mayer と結婚し、移民としてアメリカに渡った。当時は不景気な時代で教授夫人を雇用しようという大学は皆無であったが、彼女は物理学のおもしろさのためだけに研究を続けた。最初は K. F. Herzfeld や夫とともに、有機分子の色に関する研究など化学物理的な仕事を行った。1939 年からは、主にコロンビア大学の H. C. Urey の下で研究を続け、第二次世界大戦中はマンハッタン計画に加わって、光化学反応によるウラン同位体の分離法について研究した。1946 年シカゴ大学に移って、初めて物理学科および原子核研究所の教授となり、またアーゴン国立研究所の上級研究員になった。シカゴでは E. Teller ら、特に E. Fermi から強い影響を受けたが、当時 Fermi は原子核の魔法数に興味をもっていた。1948 年に Mayer は Fermi とともにこの魔法数に関する仕事に着手したが、1949 年にはドイツの J. H. D. Jensen らとは独立に、強いスピン・軌道結合に基づく jj 結合殻模型に到達し、魔法数をはじめ原子核の多くの基本的性質の説明に成功した。この研究を行っていたある日、Fermi は Mayer の研究室を去りながら、「スピン・軌道結合の兆候は何かありますか？」と尋ねた。彼女が即座に、「はい、もちろん。すべてはそれで説明されるでしょう」と答えたとき、Fermi は懐疑的であった。しかし1週間たつて、彼女が得た結果の綿密な報告書を見たときには、彼はもはや疑いをさしはさまなかった。Mayer は 1960 年夫とともにカリフォルニア大学に移り、1972 年に死去するまで教授であった。1963 年 原子核の殻模型によって Jensen とともにノーベル物理学賞を受けた。[主著] *Statistical Mechanics*, 1940; *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure* (J. H. D. Jensen と共著), 1955。

明瞭度 [英 articulation, 独 Verständlichkeit, 仏 net-teté, 露 артикуляция] 話し手により発声された音声が生しく聴き手に聴きとれた割合を、音節とか単語とかの音声単位に着目し、パーセントで表したものの。着目する音声単位が音節である場合は音節明瞭度、着目する音声単位が単語である場合は単語明瞭度、着目する単位が母音あるいは子音である場合を、それぞれ母音明瞭度あるいは子音明瞭度という。また、着目する音声単位が意味のある単語または文章の場合は了解度という。

命令ミックス [英 instruction mix, 露 смесь инст-кций] 計算機システムの処理能力を比較するために用いる数値(単位は μs など)。プログラムのなかでよく使用され

る命令を選び、それに対応する重み(たとえば、当該命令の出現頻度に関する値)に、処理時間を乗じて得られる数の和をミックス値といって、計算機システムの処理能力を比較する値として利用する。したがって、その値が小さいほど、処理速度が速いと考えられる。代表的なミックスとして、J. C. Gibson によって与えられたギブソン・ミックスを表に示す。

命令の種類	重み値 [%]
データ移動	31.2
固定小数点加・減算	6.1
固定小数点乗算	0.6
固定小数点除算	0.2
浮動小数点加・減算	6.9
浮動小数点乗算	3.8
浮動小数点除算	1.5
分岐	16.6
比較	3.8
演算 (レジスター不利用)	5.3
けた送り	4.4
論理演算	1.6
指標レジスター	18.0
合計	100.0

このほか、メーカー独自の重み値があり、その対象によって、コマーシャルミックス、サイエンティフィックミックス、システムミックスなどがある。

メガ [英 mega, 独 Mega, 仏 méga, 露 mega] 単位の名称に付ける接頭語のひとつで、 10^6 倍を意味する。1870 年ごろから電気技術者の間で慣用されてきたが、1960 年の国際度量衡総会の「決議 12」によって、SI 接頭語のひとつとして採用され、記号 M で表すことが協約された。たとえば圧力の SI 単位はパスカル(Pa)であるが、その 10^6 倍をメガパスカルとよび、記号 MPa で表す。同様に、電気抵抗の SI 単位はオーム(Ω)であるが、その 10^6 倍をメガオーム(またはメグオーム)とよび、記号 M Ω で表す。この語は、大きいことを意味するギリシア語 *μεγας* から選ばれたといわれる。

メガオーム [英 megohm, 独 Megohm, 仏 mégohm, 露 мегаом] 電気抵抗の単位であるオーム(単位記号は Ω)の、倍量単位のひとつ。 $10^6 \Omega$ に等しい。記号は M Ω 。SI 接頭語のメガをオームの前に付けるとき、英語では megaohm のような母音の連続を避けるために a を省くので、日本でもそれに準じてメガオームともいう(⇒オーム)。

メガカロリー [英 megacalorie, 独 Megakalorie, 仏 mégacalorie, 露 мегакалория] 熱量の単位であるカロリー(単位記号は cal)の、倍量単位のひとつ。 10^6 cal に等しい。記号は Mcal (⇒カロリー)。

メガサイクル [英 megacycle, 独 Megahertz, 仏 mégacycle] 周波数の単位であるメガサイクル毎秒の略称。記号 Mc で表される。国際単位系(SI)のメガヘルツ(MHz)に等しい(⇒メガサイクル毎秒, メガヘルツ)。

メガサイクル毎秒 [英 megacycle per second, 独 Megahertz, 仏 mégacycle par seconde] 周波数の単位であるサイクル毎秒(単位記号は c/s)の、倍量単位のひとつ。 10^6 c/s に等しい。記号は Mc/s。国際単位系(SI)では、メガヘルツ(MHz)という(⇒サイクル毎秒, ヘルツ)。

メガダイン [英 megadyne, 独 Megadyn, 仏 mégadyne, 露 мегадина] 力の単位であるダイン(単位記号は dyn)の、倍量単位のひとつ。 10^6 dyn に等しい。記号は

Mdyn (⇒ダイン)。

メガ電子ボルト [英 megaelectronvolt, 独 Megaelektronenvolt, 仏 mégaelectronvolt, 露 мегаэлектронвольт] 素粒子などのエネルギーの単位である電子ボルト(単位記号は eV)の、倍量単位のひとつ。 10^6 eV に等しい。記号は MeV。この記号はミリオン電子ボルトの記号と解することもあるが、ビリオン電子ボルト(記号 BeV)と同様にミリオン電子ボルトというよび方も避けるほうがよい(⇒電子ボルト)。

メガトン [英 megaton, 独 Megatonne, 仏 mégatonne, 露 megatonna] 質量の単位であるトン(単位記号は t)の、倍量単位のひとつ。 10^6 t に等しい。記号は Mt。国際単位系(SI)では、テラグラム(Tg)という(⇒トン)。原子核エネルギーを軍事に利用するときの破壊能力を、それに対応する TNT 火薬の質量で表すことがあり、その場合にもこの単位がしばしば用いられる。

メカニカルフィルター [英 mechanical filter, 独 mechanisches Filter, 仏 filtre mécanique, 露 механический фильтр] 鋭い周波数選択性や不要な周波数帯域を急峻に減衰させる必要のある時に用いる機械的振動素子で、LC 共振回路に比べて振動の Q 値が極めて高い。電気振動を機械振動に変換することによって Q 値が高く安定な共振特性を実現することができる。そのような機械共振素子としては水晶振動子、圧電セラミック素子、フェライト振動子などがよく用いられるが、特にエリンバー(elinvar)やバイブロイ(vibralloy)その他の振動損失が小さく温度係数の小さい恒弾性金属振動子を用いたフィルターをメカニカルフィルターという。共振を利用しているので当然帯域通過型フィルターになる。電気振動と機械振動の変換には小型のものでは圧電素子などが用いられる。共振の Q 値としては $10^3 \sim 10^4$ 程度のものが多く、また振動子を複数個結合して複合共振系を構成することで種々の周波数特性のものをつくることができる。周波数範囲としては 0.3~600 kHz 程度のものがよく用いられ、低い周波数では LC フィルターに比べて小型化できるので有効な場合が多い。

メカニカルブースターポンプ [英 mechanical booster pump, 独 mechanische Zusatzpumpe, 仏 pompe additionnelle mécanique, 露 двуххотортный вакуумный насос] ⇒ ブースターポンプ

メガネレンズ [英 spectacle lens, 独 Brillenglas, 仏 verre des lunettes, 露 очковое стекло] 13 世紀のころ、凸レンズの拡大力の発見からメガネレンズが用いられるようになった。初めは凸レンズが老眼鏡として用いられ、ついで凹レンズが近視矯正用として使用された。19 世紀に至って初めて乱視が解明され、それに伴ってメガネレンズの科学的基礎が確立した。

現在メガネレンズは機能的に分類すると、(1)屈折異常(近視、遠視、乱視)矯正用、(2)老視用、(3)不等像視矯正用、(4)弱視用、(5)眼保護用(サングラスなど)がある。さらに材料的には (1)ガラスレンズ、(2)プラスチックレンズの 2 種類が使用されている。眼球の光学的結像特性を考慮して、一般にはメニスカス球面単レンズが用いられるが、乱視用には円柱レンズあるいはトーリック面レンズが使用される。

通常メガネレンズの機能を表すには頂点屈折力を用いる。これはレンズ後面頂点から後側焦点位置までの距離、つまりバックフォーカスをメートル単位で測定し、その逆

数を持ったものである。この単位をディオプトリー(Dと略す)とよぶ。メガネによって矯正を要する非正視眼の屈折異常度数から、必要とするメガネレンズの度数を容易に求められるという利点があるためである。メガネレンズの設計に当っては、眼球の回転中心を計算に入れて、特に非点収差を除く努力がされ、さらに各収差係数のバランスをとるような考慮がされている。したがって、メガネの装用に当っては、目とメガネの相対位置関係を正しく保つことが必要である。

高齢者用の老眼鏡には、1枚のレンズの上下部分に異なる頂点屈折力をもった遠用と近用を兼ねたバイフォーカルレンズがある。また中間距離用を含んだトライフォーカルレンズ、さらにはこれらを連続させたプログレッシブパワーレンズなども最近は多く利用されている。

メカノケミカルシステム [英 mechano-chemical system, 独 mechano-chemisches System, 仏 système mécano-chimique, 露 механохимическая система] 化学的エネルギーを、熱エネルギーを経ずに直接力学的エネルギーに変換する系のことをいう。生体系における典型的な例としては、骨格筋、平滑筋などの筋肉(⇒筋収縮)や微生物のべん毛、繊毛などの運動系が挙げられる。筋肉の場合にはミオシンとアクチン、また、べん毛、繊毛の場合にはダイニンとチューブリンというタンパク質の相互作用によって、化学物質ATPのリン酸結合に蓄えられた化学的エネルギーが、収縮や運動に必要な力学的エネルギーに変換される。エネルギー変換効率は最適条件下で50%にも達する。人工的なメカノケミカルシステムの例としては、コラーゲン分子や合成高分子電解質でつくられた系やゲルがある。塩濃度やpHを変えることによって可逆的に収縮と伸長(膨潤)を繰返すことができる。このような系では、イオンの結合解離の化学的エネルギーの一部が力学的エネルギーに変換される。

一方、メカノケミストリーという化学の一分野がある。これは固体に機械的な作用を加えたときに生じる化学的変化を研究する分野であり、メカノケミカルシステムとは直接関係ない。生体系には力学的エネルギーを化学的エネルギーに変換する仕組みはないといってよいので混同することはないが、上記の意味ではケモメカニカルシステムとよぶ方がふさわしいかもしれない。

メカノケミストリー [英 mechanochemistry, 独 Mechanochemie, 仏 mécanochimie, 露 механохимия] 固体物質に機械的エネルギーを加えた場合、主として固体の表面に物理化学的な変化が起り、その結果として周辺に存在する気相・液相中の物質と直接に反応を起したり、あるいは、外周相中の分子に化学変化を起させたりすることがある。この現象をメカノケミストリーという。機械的エネルギーとしては、せん断・圧縮、粉碎・衝撃・延伸・曲げなどである。腐食や触媒活性などの面で重要性が大きい。摩擦熱ニセックス(石英などの固体を摩擦したり破碎したりするときに生じる発光現象で、トリが発光ともいう)なども、これに関連した事項である。

一方、化学エネルギーを直接に力学的エネルギーに変換する物質系を、メカノケミカルシステムとよぶ。たとえばポリビニルアルコールとポリアクリル酸からフィルムをつくり適当な処理を加えたものは、アルカリ溶液中ではアクリル酸のカルボキシル基が解離するので静電反発力のために伸びるが、酸性では電離が抑えられるので収縮する。つ

くり方によっては、このフィルムの伸縮によりかなりの重量のものを持上げることも可能となる。筋収縮のモデルでもある。

メガパスカル [英 megapascal, 独 Megapascal, 仏 mégapascal, 露 мегапаскаль] 圧力、応力の単位であるパスカル(単位記号はPa)の、倍量単位のひとつ。10⁶Paに等しい。記号はMPa(⇒パスカル)。

メガバール
[1] [英 megabar, 独 Megabar, 仏 mégabar, 露 мегабар] 圧力の単位であるバール(単位記号はbar, 場合によりb)の、倍量単位のひとつ。10⁶barに等しい。記号はMbar(場合によりMb)(⇒バール)。

[2] [英 megavar, 独 Megavar, 仏 mégavar, 露 мегавар] 無効電力の単位であるバール(単位記号はvar)の、倍量単位のひとつ。10⁶varに等しい。記号はMvar(⇒バール)。

メガヘルツ [英 megahertz, 独 Megahertz, 仏 mégahertz, 露 мегагерц] 周波数の単位であるヘルツ(単位記号はHz)の、倍量単位のひとつ。10⁶Hzに等しい。記号はMHz(⇒ヘルツ)。

メガボルト [英 megavolt, 独 Megavolt, 仏 mégavolt, 露 мегавольт] 電圧、電位の単位であるボルト(単位記号はV)の、倍量単位のひとつ。10⁶Vに等しい。記号はMV(⇒ボルト)。

メガボルトアンペア [英 megavoltampere, 独 Megavoltampere, 仏 mégavoltampère, 露 мегавольтампер] 皮相電力の単位であるボルトアンペア(単位記号はVA)の、倍量単位のひとつ。10⁶VAに等しい。記号はMVA(⇒ボルトアンペア)。

メガラド [英 megarad, 独 Megarad, 仏 mégarad, 露 мегарад] 電離性放射線の吸収線量の単位であるラド(単位記号はradまたはrd)の、倍量単位のひとつ。10⁶ラドに等しい。記号はMradまたはMrd。国際単位系(SI)では、10⁴Gy(グレイ)すなわち10kGy(キログレイ)(⇒ラド, グレイ)。

メガレントゲン [英 megaröntgen, 独 Megaröntgen, 仏 mégaröntgen, 露 мегарентген] X線またはγ線の照射線量の単位であるレントゲン(単位記号はR)の、倍量単位のひとつ。10⁶Rに等しい。記号はMR(⇒レントゲン)。

メガワット [英 megawatt, 独 Megawatt, 仏 mégawatt, 露 мегаватт] 工率、電力、放射束の単位であるワット(単位記号はW)の、倍量単位のひとつ。10⁶Wに等しい。記号はMW(⇒ワット)。

メガワット時 [英 megawatt-hour, 独 Megawattstunde, 仏 mégawattheure, 露 мегаваттчас] 電力量(広義にはエネルギー)の単位であるワット時(単位記号はWh)の、倍量単位のひとつ。10⁶Whに等しい。記号はMWh。国際単位系(SI)の立場からすれば、キロワット時と同様にこの単位も、限られた場合にのみ認容されるべきものである。SIで表せば、3600MJすなわち3.6GJ(⇒ワット)。

メグオーム = メガオーム

メザー [英仏 maser, 独 Maser, 露 мазер] 電磁波の誘導放射によるマイクロ波増幅作用を意味する英語(microwave amplification by stimulated emission of radiation)のイニシャルをとってつくられた語である。通常、

波長が1または2mmより長い電磁波の誘導放射を利用する増幅器、発振器、分光計などをレーザーとよび、同じ原理でそれより短波長(赤外, 可視, あるいは紫外)で働く装置をレーザーという。

2つのエネルギー準位の間に正味の誘導放射を得るためには、上の準位の原子数が下の準位の原子数よりも大きくなければならない。これは熱平衡において下の準位の原子数の方が大きいとは反対であるから反転分布とよぶが、負温度の状態とよばれることもある(⇒反転分布, 負温度分布)。反転分布をつくってレーザー作用を実現する方法には何種類もあるが、高真空中の分子ビームまたは原子ビームを用いる方法(⇒分子線レーザー)と磁場の中の常磁性結晶などの三準位を用いる方法が主なものである。

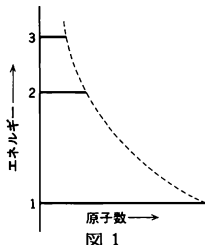


図 1

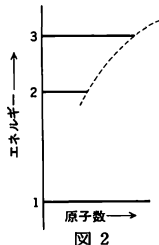
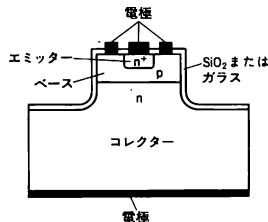


図 2

熱平衡状態で三準位の原子分布は図1のようにになっているが、準位1と3との間の遷移に共鳴する強いマイクロ波で飽和させると、図2のような原子分布になる。このとき準位3と2との間には反転分布を生じているので、この2つの準位の間に正味の誘導放射を起すことができる。これが三準位レーザーであって、磁場の中のルビーを媒質とする三準位レーザーは同調可能な低雑音増幅器として、電波望遠鏡や宇宙通信の受信機に用いられている。

そのほか、低圧の気体原子を光ポンピングしたレーザー、反転分布でない媒質でラマン効果によって誘導放射を起すラマン・レーザーなどもある。また、宇宙空間にある分子(OH , H_2O , SiO など)がレーザー作用をして、それぞれの波長のマイクロ波を放出していることが知られているが、その詳しい機構にはまだ不明の点が多い。

メサ型トランジスタ [英 mesa transistor, 独 Mesa-transistor, 仏 transistor mesa, 露 мезатранзистор] 台地(メサ)の形状をしたトランジスタ。npnシリコンメサ型トランジスタの断面を図に示す。メサ型トランジスタ



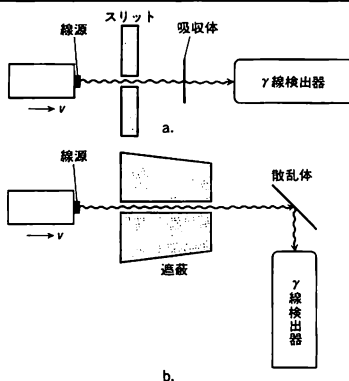
一ではコレクター接合面が平面で電場の集中が起らない。そのためにこのトランジスタは高耐圧の用途に適している。不純物拡散によりpn接合を形成し、エッチング処理によりメサをつくり、酸化あるいはガラスの被着により表面を覆う。初期のトランジスタはすべてメサ型であったが、現在では高耐圧で高出力のパワートランジスタはメサ型、それ以外のトランジスタはプレーナー型と役割分

担が明瞭になっている。

メスバウアー Mössbauer, Rudolf Ludwig 1929.1.31 — ドイツの物理学者。ミュンヘンに生れる。1949年ミュンヘン工科大学に入学して物理学を専攻し、1952年学位資格試験に合格。1955年から2年間ハイデルベルクのマックス・プランク医学研究所で、物質による β 線の吸収の研究を行い、無反跳核共鳴吸収の現象を初めて実験的に観測した。1958年にミュンヘン工科大学において博士号を取得後も同研究所で研究を続け、 γ 線の無反跳核共鳴吸収(メスバウアー効果)の存在の直接の実験事実を発見した。翌年ミュンヘン工科大学研究助手、1960年カリフォルニア工科大学に招かれ、研究員、主任研究員を経て、1961年同大学教授。同年 無反跳核共鳴吸収に関する研究と実験的証明に対し、ノーベル物理学賞を授与される。1964年ミュンヘン工科大学の新設の物理学教室に迎えられた。メスバウアー効果を用いた原子核や固体物理の研究を行っている。

メスバウアー効果 [英 Mössbauer effect, 独 Mößbauer Effekt, 仏 effet Mössbauer, 露 эффект Мёсбауэра] 原子核の励起状態が γ 線を放出して基底状態に移るとき、その γ 線はほかの同じ原子核が共鳴吸収して励起状態にある確率は一般に非常に小さい。それは γ 線の放出、吸収の際に原子核が反跳を受け、そのために生ずるエネルギーのずれが励起準位の自然幅よりはるかに大きくなるためである。しかし原子核が結晶格子などに束縛されていると、反跳を結晶全体として受けとめ、したがって、エネルギーのずれが極めて小さくなるので、 γ 線でも共鳴吸収(再放出される γ 線を観測する場合は共鳴散乱)が起りうる。この事実は1958年R. L. Mössbauerによって明らかにされたので、メスバウアー効果とよばれる。実際は結晶格子に束縛された原子核は格子振動をしているので、 γ 線による反跳エネルギーはデ바이温度の熱エネルギーに比べて小さくなければならない。 γ 線の放出体、または吸収体を動かし、その速度を変えながら吸収量を測定すると、メスバウアー効果による吸収曲線が得られる。外から与えた速度による γ 線のドップラー効果は非常に小さいので、これは γ 線のエネルギーを極めて精度よく微調したことに相当する。このことを利用して、励起状態の自然幅を測定したり、外部環境による原子核の励起エネルギーのわずかなずれや励起準位の磁気量子数の縮退が解けるようすを知ることができる。したがってメスバウアー効果は、原子核の磁気モーメントや四極子モーメントの測定、内部磁場や結晶電場の測定、異性体シフトや相対論の実験的検証など、広い応用範囲をもつ。

メスバウアー分光法 [英 Mössbauer spectroscopy, 独 Mößbauer Spektrometrie, 仏 spectrométrie de Mössbauer, 露 мёсбауэровская спектроскопия] メスバウアー効果を利用する分光法をいう。メスバウアー効果は原子核の基底準位と励起準位の間の共鳴現象であり、固体(および、粘性の大きい液体)で観測されることから、この方法は主として固体物性の研究に用いる。励起準位の自然幅 Γ が狭いため、その観測は同種の原子核を含む線源と吸収体(散乱体)の組合せで行われる。線源、吸収体および γ 線検出器を図Aのように配置して、透過 γ 線を計数する方法が広く用いられている(吸収法)。線源または吸収体の一方に速度 v を与えると、 γ 線のエネルギー E_γ はドップラー効果によって、その進行方向に $(v/c)E_\gamma$ だけずれる。速



度 v を変えながら透過 γ 線を計数すると、線源原子核と吸収体原子核のエネルギーが一致する速度を中心に $2v$ の幅をもつ吸収が観測される。すなわち、ドップラー速度の関数としてメスbauer・スペクトルが得られる。物質中の原子核はまわりと相互作用をするので、そのエネルギー準位は、原子核の属する原子のおかれた環境によって、わずかながらずれたり分裂したりする。したがって、物質が異なれば原子核のエネルギー準位も異なっている。観測に広く用いられているのは、基底準位と励起準位に分裂を生じない物質中の原子核を線源として基準にとり、調べたい物質を吸収体としてメスbauer・スペクトルを測定する方法である。スペクトルの重心のずれ(異性核シフト)から原子核の位置における電子密度についての情報が、また、スペクトル線の間隔から原子核の位置における磁場および電場勾配が求められる。単結晶試料を用いれば、 γ 線に指向性があることから、磁場および電場勾配の結晶軸に対する配向も求められる。上記の情報量を総合して、イオンの価数や共有性、電子状態、磁性、誘電性、相転移、分子構造など、さまざまな物性の微視的研究に広く応用される。吸収法のほかに、吸収体(散乱体)から再放出される γ 線を計数する方法もある(散乱法、図b)。この方法は、回折の位相解析や物質表面の研究などに有効であるほか、試料を非破壊で測定できるなどの特徴がある。しかし、技術的には吸収法に比べてはるかに難しい。このほか、無反跳分率の測定から格子力学力学的な知見も得られる。なお、この分光法は、メスbauer効果の観測される核種に限られており、 ^{57}Fe 、 ^{119}Sn が代表的な核種である。 ^{57}Fe では、メスbauer・スペクトルの観測に必要なドップラー速度は $\pm 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 程度である。

メソン [英 meson, 独 Meson, 仏 méson, 露 мезон] = 中間子

メソンファクトリー = 中間子工場

メタ磁性 [英 metamagnetism, 独 Metamagnetismus, 仏 métamagnétisme, 露 МЕТАМАГНЕТИЗМ] メタ磁性という語は、1930年代の終りに、 FeCl_2 などの遷移元素の無水ハロゲン化物および Fe^{2+} を含む炭酸塩などが強磁性体と反強磁性体の両方の特徴を兼ね備えた磁性を示すので、メタ磁性体と名づけられたことに始まる。すなわち、(1) 室温付近での磁化率は正の θ をもつキュリー-ワイスの法則 $\chi = C/(T - \theta)$ に従う。(2) 低温での磁気相転移点以下の状態は磁化が0に近い。(3) しかし磁場をかけると、物質によって程度の差はあるが、磁化が磁場に対して

非線形的に増加し、 FeCl_2 などでは比較的低磁場で強磁性状態程度の磁化に達する。このように定義があいまいであるために、今日では、秩序状態で磁場0のときには磁化が0であるが、磁場に対して非線形的に磁化が増加し、しかも磁場の増減に対してヒステリシスが小さいときに、そのふるまいをメタ磁性的であると形容する以外には用いられない。命名の発端となった FeCl_2 および Fe^{2+} を含む炭酸塩は、いずれも層状の結晶構造をもつ反強磁性体で、隣りあう層の磁化は磁場0では互いに反平行となっている。層間の反強磁性的な交換相互作用が小さいために磁場がある臨界値に達すると強磁性状態へ転移することがメタ磁性の原因である。なおこの場合は、異方性エネルギーが大きいためスピントロップは起らない。スピントロップの場合も磁化が非線形的に増加するので、メタ磁性的のなかに分類されたこともあった。

メタセンター [英 metacenter, 露 метациентр] = 傾きの中心

メタルハライドランプ [英 halide lamp, 独 Halogen-Metaldampflampe, 仏 lampe aux halogénures, 露 металлологическая лампа] 発光金属を、ハロゲン化物の形で放電管内に封入した高圧放電灯。ハロゲン化物は放電熱によって金属単体より高い蒸気圧となるから、発光効率が高まる。また、種々の金属ハロゲン化物を封入して発光スペクトルを豊富にすることにより演色性が改善される。形状的には、二重管型高圧水銀灯、キセノンショートアーク灯に類似。

メッセンジャー RNA [英 messenger RNA, 独 Boten-RNS, 仏 ARN messenger, 露 информационная РН К] \Rightarrow RNA

メートル [英 meter, 独 Meter, 仏 mètre, 露 метр] 長さの単位。国際単位系(SI)のなかで、7つあるSI基本単位の一つとして、筆頭にあげられている。単位記号はm。このメートルにSI接頭語を付けた単位としては、キロメートル($1 \text{ km} = 10^3 \text{ m}$)、センチメートル($1 \text{ cm} = 10^{-2} \text{ m}$)、ミリメートル($1 \text{ mm} = 10^{-3} \text{ m}$)、マイクロメートル($1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$)、ナノメートル($1 \text{ nm} = 10^{-9} \text{ m}$)がよく用いられる。ミクロンやフェルミも長さの単位として使われているが、これらは $1 \mu = 1 \mu\text{m}$, $1 \text{ fermi} = 1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ (f はフェムトというSI接頭語の記号)であって、SIではミクロン、フェルミを一般には推奨しがたいとしている。

メートルの定義が最初に国際的に制定されたのは、1889年の第一回国際度量衡総会のときであり、白金イリジウム製の国際メートル原器が承認された。この原器が制定される前には、1790年のフランスでのメートル法制定の動きに端を発した、地球の子午線の長さの測定と、それによる「アルシープのメートル」とよばれるようになった原器の製作とがなされた。国際メートル原器は、この「アルシープのメートル」をもとに製作され、1960年にメートルの定義が変わるまで、途中1927年に、より明確な条件指定が加えられはしたが、70年間にわたって用いられてきた。1960年に、クリプトン86原子の光によるメートルの定義が採択され、それが1983年まで使用されてきた。国際度量衡総会で採択された定義は次のとおりであった。「メートルは、クリプトン86の原子の準位 $2P_{10}$ と $5d_5$ との間の遷移に対応する光の、真空中における波長の1650763.73倍に等しい長さである」。この長さを実現させるための実験条件は別途に詳しく規定され、条件が満たされるときに

得られる長さの相対誤差は 4×10^{-9} より小さいと評価されていた。この定義に用いられた波長以外にも、クリプトン 86 の他の遷移、カドミウム 114、水銀 198 の遷移に対応するいくつかの波長が長さ測定用の第二次標準波長群として決められていた。

一方、レーザーが出現して以来、より優れた長さの標準をレーザーを用いてつくり出す努力がなされてきた。これには、メタンやヨウ素分子の飽和吸収スペクトル線を基準にレーザーの波長および周波数を安定化するという方法がとられる。このようなレーザーの周波数が、時間標準となっているセシウム 133 の遷移に対応する周波数を基準にして測定できるようになったので、その周波数として、クリプトン 86 の波長を基準にして同時に測定したそのレーザーの波長との積から光速を精度よく求めることが可能になり、その値として $299792458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ が確認されるに至った。これは、光速度という定数と時間という量とから長さという量を導くことができることを意味しており、新しいメートルの定義が検討された結果、1983 年の国際度量衡総会で次のような新定義が採択された。「メートルは 1 秒の 299792458 分の 1 の間に、光が真空中を伝わる行程に等しい長さである」。新しいメートルの実現には次の方法が勧告されている。それらは、(1) 時間 t の間に平面電磁波が真空中を伝わった距離 l による方法：すなわち l を測定し、光速度値 $c = 299792458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ から、 $l = c \cdot t$ で長さを求めるという、最も定義に近い形のもの、(2) 周波数 f の平面電磁波の波長 λ を用いる方法：周波数 f を測定し、 $\lambda = c/f$ で波長を求めるもの、(3) 国際会議で配られた表にあげた光のいずれかを用いる方法、の 3 つである。(3) の表には、前述の分子の飽和吸収による安定化レーザーの光が 5 種類示されているほかに、従来のクリプトン 86 の光と第二次標準波長群も示されており、定義は変更されても、メートルの実現には従来の方法も使用できるようになっている。この表には、それぞれの光の実現の条件と周波数値、波長値、および条件が満たされたときの相対的な不確かさがあげられている。飽和吸収安定化レーザーについて表に与えられた周波数値(f)と波長値(λ)は次のとおりである(付録の表参照)。

- (1) 吸収分子 CH_4 、遷移 ν_3 , P(7), $\text{F}(1)$; He-Ne レーザー, $f = 88376181608 \text{ kHz}$, $\lambda = 3392231397.0 \text{ fm}$,
- (2) 吸収分子 $^{127}\text{I}_2$ 、遷移 $17-1$, P(62), o; 色素レーザー(または周波数を 2 倍した He-Ne レーザー), $f = 520206808.51 \text{ MHz}$, $\lambda = 576294760.27 \text{ fm}$,
- (3) 吸収分子 $^{127}\text{I}_2$ 、遷移 $11-5$, R(127), i; He-Ne レーザー, $f = 473612214.8 \text{ MHz}$, $\lambda = 632991398.1 \text{ fm}$,
- (4) 吸収分子 $^{127}\text{I}_2$ 、遷移 $9-2$, R(47), o; He-Ne レーザー, $f = 489880355.1 \text{ MHz}$, $\lambda = 611970769.8 \text{ fm}$,
- (5) 吸収分子 $^{127}\text{I}_2$ 、遷移 $43-0$, P(13) a_2 (別称 s); Ar^+ レーザー, $f = 582490603.6 \text{ MHz}$, $\lambda = 514673466.2 \text{ fm}$ 。

また表には、これらのレーザー光は周波数差が精度よく測定されれば他の光に置換えることもできると記されている。

メートル条約 [英 Meter Convention, 独 Meterkonvention, 仏 Convention du Mètre, 露 Метрическая конвенция] メートル法の国際的な統一とその完成を確保するために 1875 年パリにおいて締結された国際条約。本条約とそれと同等の効力をもつ付則から成る。フランスは 1840 年にメートル法専用国になり、メートル法の国際化

を各国に働きかけていたが、国際測地会議などの学術組織から要請があり、それを受けて、1869 年に国際メートル委員会(Commission International du Mètre)を招集した。この委員会は 1870 年と 1872 年の 2 回にわたって会議を開き、その間、予備調査委員会を設けて討議した結果、30 か国が集った 1872 年の会議で、この委員会に常置委員会を設けること、この委員会のためのフランスの組織であるフランス部会(Section Française)がこの常置委員会の協力を得てメートル法の国際原器と各国用の原器を作ること、その国際原器を維持する国際度量衡局を設立すること、またそれに必要な条約を締結するよう各国に働きかけることなどを決議した。この常置委員会が原器の製作費用や膨大な比較測定の実施に関して国際会議を要請したため、1875 年 3 月にメートル法外交会議が招集され、5 月 20 日に 17 か国がメートル条約に調印、翌年 1 月発効した。この条約は、締約国が共同の費用で国際度量衡局を設立・維持し、パリに常置して学術上の事業を司らせること、その指揮監督を国際度量衡委員会が行うこと、その委員会は締約国の代表で構成される国際度量衡総会の支配を受けること、および締約国の義務などを定めている。国際度量衡局の任務は、当初、新製原器の比較検査、国際原器の保管、各国原器の定期検査、各種度量衡標準器の比較検査、および必要な技術の調整の確保などに限定していたが、科学技術の発展に伴い、業務の拡張が国際学術団体から要請され、1921 年に条約と付則の一部改訂が行われた。その概要は、国際度量衡局は国際度量衡総会の議決により電気単位を設定し比較検査を行うこと、物理定数に関する決定と調整を行うことなどであり、これに伴って国際度量衡委員会に関連問題についての諮問委員会を設置できることになった。なお付則は、国際度量衡局、国際度量衡委員会および国際度量衡総会の組織ないし構成と権限および義務、分担金の規定などを定めている。条約締約国は 1984 年現在、46 か国であり、日本は 1885 年(明治 18 年)に加入した。

メートル法 [英 metric system, 独 metrisches System, 仏 système métrique, 露 метрическая система] 18 世紀末のフランス革命の際に度量衡の単位を世界的に統一することを目標に制定された計量単位系、およびそこから発展した計量単位系の総称であり、制定当初メートルを単位系全体の基本であるとしたためこの名がある。科学技術のさまざまな分野に普及し、基本単位の選び方や誘導単位のつくり方の違いから、いくつかの単位系に分化した。単位の構成面から規定する場合、一般的には長さの単位メートルと質量の単位キログラムを基本単位として含む単位系であるといえるが、質量の代りに力の単位としてキログラムを用いる単位系もあり、全体としては長さの単位メートルを基本単位のひとつとして含む十進法による計量単位系であるといえよう。その現代型が国際単位系(SI)である。

市民革命以前のフランスの度量衡単位は、古代エジプトやメソポタミアに起源をもち古代ギリシア・ローマを経て伝えられた単位がさらに分化したものであって、単位とその倍量単位、分量単位が一定の倍数関係になく、また各単位が他と無関係に固有の名称をもち、しかも単位の大きさと名称など単位系の構成が都市や地域ごとと異なり、また職種や計量対象により差があるという、錯雑とした状態であった。これは度量衡制定権が領主に握られていたためであり、産業や交易の発展からその不便は早くから認識され、絶対王制の下で改革も再三試みられたが、その影響は

限られたものであった。しかしその間にも改革の理念は徐々に醸成されていた。アラビア数字による十進法の記数法がヨーロッパに伝わったのは12世紀のことであるが、15世紀にはそれを用いた記数法や算法が広く普及し、1585年にはオランダのS. Stevinが十進法小数を紹介し、度量衡と貨幣の単位に十進法を導入するよう提案しており、また1670年にはフランスのG. Moutonが世界共通の長さの単位の基準として、初め地球子午線の長さを、次いで秒打ち振り子の長さを提唱し、単位の名称に接頭語をつける方式をも提示している。

1789年にフランス革命が起るや、1790年には国民憲法議会に対してC. M. de Talleyrand-Périgordによって度量衡単位の世界的統一に関する提案がなされ、イギリスの王立協会(Royal Society)とフランスのアカデミー・デ・シアンス(Académie des Sciences)が共同で委員会をつくり、度量衡単位全体の不変の標準をつくることを求める決議がなされた。アカデミー・デ・シアンスは、長さの標準を決めるにあたり、当時考えられていた自然の標準の中で、秒打ち振り子(周期2秒)による方法は長さの標準が長さとは無関係な時間および重力の強さに依存することになるためこれを排し、長さと同じ性格をもつ地球の弧を利用することとした。そのうち赤道は均斉度が子午線より確かでなく、測量のために近づくことが困難であることから、長さの標準としては赤道から北極までの地球子午線の四分弧が採用された。標準設定作業は最終的にフランス単独で実施されることになり、三角測量が北緯45°をさむダンケルク・バルセロナ間で行われることになったが、当時の社会情勢から困難に直面しまったく進歩しなかったため、議会はとりあえず1793年の法律で新しい単位系の構成を定めた。この時にメートルが定義されたが、その他の単位は現行のものと同名称や大きさも異なっている。1795年に議会はこれを改正し、単位の名称と大きさを定め、十進法の接頭語を用いて倍量単位、分量単位の名称も決め、かつ、以前の測量結果から新旧単位の予備的な数値関係を与えて、「共和度量衡」すなわち後のメートル法を制定した。1798年に所定の三角測量が終了し、これに基づく新しいメートル尺とキログラム分銅が作られ、1799年の法律によりメートル法と旧単位の関係が最終的に確定された。この法律に初めて「メートル法」に当る表現が現れ、その標語である「あらゆる時代に、あらゆる人々に」という言葉が記されている。メートル法の使用はしかし人々の抵抗にあり、フランスで専用化されたのは1840年のことである。

メートル法の国際化は1816年のオランダの採用が始まり、1875年のメートル条約の締結とそれに基づく国際度量衡局の設立、1889年の第一回国際度量衡総会による国際メートル原器、国際キログラム原器の採用および各国原器の配布によって一応完成し、メートル法は標準の国際的な維持供給組織を有する世界共通の単位系となり、急速に普及していく。しかしこの度量衡単位の統一は日常的な長さ、質量、時間などの単位とその標準の範囲に限られていた。この単位系の科学技術への応用はC. F. Gaussによる地磁気の絶対測定に始まるが、やがて単位系の構成が複雑になり、さまざまな分化していった。その主なものは、CGS単位系、電気の実用単位系、工學用の重力単位系、MKS単位系などである。この混乱の解決策として国際単位系(SI)がつくられた。この単位系は1901年にイタリアのG. Giorgiによって提唱されたMKS単位系を体系的に

整備したものであり、1960年の国際度量衡総会によって採用された。その後1971年の国際度量衡総会により化学の領域に適用できるよう拡張され、今日に至っている。その国際単位系もまだ完成した単位系とはいいがたいが、この単位系の採用による計量単位の統一が、ヤード・ポンド法使用国も含めて、世界中の国々で推進されている。なお、この間の科学技術の進歩により基本単位の定義と標準はその時々々の最高精度のものが得られるよう随時変更されている。

メトロポリス法 [英 Metropolis method] ⇨ モンテカルロ法

メニスカス [英 meniscus, 独 Meniskus, 仏 ménisque, 露 мениск] 液体の表面から細い管を差込むと、液体の表面は管の内部である曲面を形成する。これをメニスカスとよぶ。液面が管壁と交わる角度をメニスカスの角というが、これは接触角のひとつにほかならない。一般に、液体が管壁をぬらすときは、メニスカスは下に凸の曲面になり(接触角 $\theta < 90^\circ$)、ぬらさないときは上に凸の曲面になる($\theta > 90^\circ$) (⇨接触角, 毛管現象)。

メーバー [英仏 mavar, 独 Mavar] 非線形リアクトンを用いたマイクロ波増幅用パラメトリック増幅器(microwave amplifier by variable reactance)の略称(⇨パラメトリック増幅)。

メモリー = 記憶

メモリースコープ = 蓄積型オシロスコープ

メラ-散乱 [英 Møller scattering, 独 Møller-Streuung, 仏 diffusion de Møller, 露 рассеяние Мёллера] 量子電磁気学で、電子どうしの弾性散乱を相互作用についての最低次(二次)の摂動で求めた式をメラ-散乱の公式という。クーロンのほかに、遅延力の効果、同種粒子の効果(フェルミ統計による干渉効果)が入っていて、C. Møllerによって1931年提出された。電子・電子の弾性散乱実験の結果をよく説明する。それからのずれはあるが(高次の摂動や弱い相互作用による寄与などと考えられる)、そのずれは高エネルギー衝突でも全体の2%以下である。メラ-散乱の終状態の電子のスピンについて加えたときの微分断面積は重心系で次式で与えられる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = a^2 \frac{\hbar^2}{4\epsilon_0^2 \sin^4 \theta} \left\{ \left(\frac{e_0^2}{p^2} + 1 \right)^2 (4 - 3 \sin^2 \theta) + \sin^4 \theta + 4 \sin^2 \theta \right\}$$

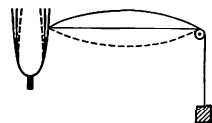
ここで a は微細構造定数、 ϵ_0 , p はそれぞれ電子のエネルギーおよび運動量、 θ は散乱角である。

メリジナル光線 [英 meridional ray, 独 Meridionalstrahl, 仏 rayon méridien, 露 меридиональный луч] 共軸光学系の光軸を含む平面のことを子午面(メリジナル面またはタンジェンシャル面)という。常に子午面内にある光線のことをメリジナル光線という。メリジナル光線は共軸光学系内で反射・屈折を受けた後も同じ子午面内にあるから、その光線追跡は平面幾何学でよい。光線追跡が一般のサジタル光線に比べて容易であるので、電子計算機の出現前には、もっぱらメリジナル光線の追跡のみが行われ、光学系の性能が判断された。電子計算機が発達した現在では、一般の光線はスキュー光線として追跡されている。非点収差、像面の曲がりがある場合は、1本の主光線のまわりの無限小光線束に属するメリジナル光線による像面とサジタル光線による像面とは、軸上では接していて、軸外では離れた別々の曲面となる。

メルセンヌ Mersenne, Marin 1588.9.8—1647.9.1

フランスの神学者、哲学者、音楽学者。メヌ地方のワザに生れる。イエズス会の主宰するラ・フレーシュの学院を卒業してから、パリ大学で神学を学び、1611年に規律の厳格なミニモ修道会に加わった。1614年から1619年までネーベルで哲学と神学を教えたが、1620年にパリに出て、それ以降イタリアやオランダへの短期間の旅行を除いて、終生パリのアムンシアード僧院に住み続けた。多数の著作を著すとともに、フランス内外の主要な学者たちと広範囲な文通を交わした。なかでも、ラ・フレーシュの学院の後輩であったR. Descartesとの文通は有名である。また彼の僧院では定期的の会合が開かれ、神学、哲学、科学などに関するさまざまな問題が討議された。このようにして彼は、学術雑誌のまだ存在しなかった17世紀前半において、学術交流の中心として大きな役割を果たした。現在、彼の浩瀚な往復書簡集 *Correspondence du P. Marin Mersenne* (1945年〜) が十数巻刊行されているが、これは当時の科学的・哲学的状況をいきいきと反映した文献として高く評価されている。B. Pascalの鋭い寸評によれば、「彼は優れた問題を提起することにかけては、おそらく余人の追従を許さぬ極めて特殊な才能を有していたが、これらの問題を解決する点では同様な幸運に恵まれていなかった」。確かに彼は一流の学者ではなかったにせよ、振り子の周期の二乗が紐の長さに比例することをGalileoよりも早く発見するという業績などをいくつか残している。彼が最も没頭した分野は音響学で、弦楽器の音の高さが弦の振動数のみによって定まることを洞察するとともに、その振動数と弦の長さ、密度、張力との依存関係を数学的に正しく定式化し、種々の実験によってそれを確かめた。[主著] *Harmonie universelle*, 1636。

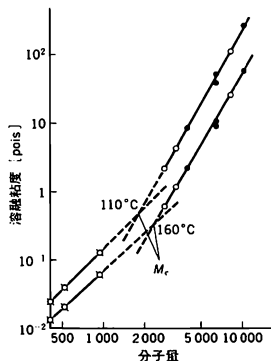
メルテノの実験 [英 Melde's experiment, 独 Melde-Versuch, 仏 expérience de Melde, 露 опыт Мельде] 図に示すように、弦の一端を音叉に固定し、その他端に滑車を介しておもりを付け、張力をかける。音叉を振動させておいて、弦の長さや張力を調整すると、弦の固有振動数が音叉の振動数の1/2になるところで、弦は激しく振動する。これはブランコの運動と同じ機構であり、外からのエネルギーによって振動の成長が起る一方式であって、パラメトリック共振とよばれる(⇒弦の振動)。



メルトインデックス [英 melt index, 独 Schmelzindex, 露 индекс расплава] 流動性の尺度として樹脂の成形加工性を予想する重要な値。さらに規格表示や品質管理の目的で広く使用されている。一定温度で溶融した熱可塑性樹脂を、規定の長さや直径をもつ円形ダイ(オリフィス)から一定荷重をかけて押出するとき、10分間の流量をグラム数で表した数値である。この数値(MI)を求めるための試験機をメルトインデクサーとよび、毛管粘度計の一種である。メルトインデックス(MI)は一定応力で測定した粘度の逆数に比例するものであり、分子量が高いほどその値は小さい。樹脂の成形加工性は粘性のみならず弾性によって大きく左右されることが判明し、弾性的性質をも表現する規格試験法の確立が望まれている。MIは元来ポリエチレンの流動性を表す数値として採用 (ASTM D1238-52T,

ASTM D1238-57T, JIS K 6760)された。さらに、ポリプロピレン(JIS K 6758), セルロースアセテート(JIS K 6791), ポリスチレン (JIS K 6870) などにも同様の試験法が適用され、得られた数値はメルトフローインデックス(MFI)とよばれている。急激に増加する樹脂の種類とグレードの多様化に対応するため、ASTM D1238-70やJIS K 7210-1976によって一般的な熱可塑性樹脂の流れ試験法が規格化されている。これらの規格ではメルトインデクサーを使用して、種々の温度(125~300°C)と荷重(0.325~21.6 kgf すなわち 3.19~211.82 N)を組合せた試験条件を樹脂ごとに指定している。得られた値は10分間に流出したグラム数で表し、メルトフローレート(MFR), MFI, MI などとよばれる。数値を表示するときには、試験条件を付す必要があるが、ポリエチレンで古くから使用された条件、すなわち温度 190°C, 荷重 2.16 kgf を使用し、それを単に MI 値として表示する場合も多い。

メルトレオロジー [英 melt rheology, 独 Schmelzfluß, 露 реология расплава] 鎖状高分子化合物は室温では固体であるが、加熱するとしだいに軟化し、ついには流動するようになる。流動状態の高分子溶融物(メルト)のレオロジーは、流動の粘性と弾性が、高分子の分子量、化学構造とどのように関係するかを調べるものである。一方、高分子溶融物は適当な形のノズルやスリット(ダイ)から、圧力をかけて押出して冷却させると、糸、棒、フィルム、パイプなどいろいろの形に成形することができる。溶融物のレオロジーはこれらの成形技術にとっても重要な役割をもつ。高分子溶融物は鎖状分子の集合体であるが、分子は互いにかみ合っている。流動すると、高分子は互いに滑りあって変形を続けるが、からみ合いのところは分子がくっついていて流動に抵抗する。このからみ合いの効果は分子量 M に依存しており、臨界値 M_c 以下ではからみ合いが存在しない。高分子溶融物の粘性率 η の対数と M の対数とをプロットすると、図のポリエチレンの例に見られ



るように、ある M を境として2つの直線に分れる。境の M が M_c である。直線の傾きから M_c 以上の分子量では、高分子溶融物の粘性率 η は $M^{3.4}$ に比例することがわかる。これを3.4乗則という。 M_c 以下では傾きはずっと小さくなる。高分子溶融物は著しい弾性を示すので、ダイから押出したとき、ノズルから出たところで弾性回復が起って、材料の太さはダイの孔径より大きくなる。これをダイ膨張という。

面角一定の法則 [英 law of constancy of angles, 独

Winkelkonstanzgesetz, 仏 loi de la constance des angles, 露 закон постоянства двугранных углов] N. Steno (N. Stensen, 1699 年)は、さまざまな産地の水晶の形態を研究し、面の発達の様相は個体ごとに違うが、対応する面どうしのなす角は常に一定であることを発見した。その後 R. Delisle (Romé de l'Isle, 1772 年)により、この法則はほかの鉱物結晶でも成り立っている一般的な法則であることが見いだされ、面角一定の法則とよばれている。面角不変の法則ともいう。

面角不変の法則 = 面角一定の法則

面間隔 [英 spacing of lattice planes, 独 Abstand der Gitterebenen, 仏 distance de plans réticulaires, 露 межплоскостное расстояние] 結晶は三次元の周期をもって規則正しく繰返す内部構造をしている。したがって、結晶面 (hkl) も周期的に繰返している。(hkl) 面の面間隔とはこの周期のことであり $d_{(hkl)}$ と記す。

格子定数を a, b, c ; α, β, γ とすると

$$\frac{1}{d_{(hkl)}^2} = \frac{h^2\sigma_{11} + k^2\sigma_{22} + l^2\sigma_{33} + 2kl\sigma_{23} + 2lh\sigma_{31} + 2hk\sigma_{12}}{V^2}$$

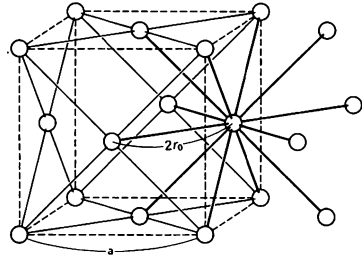
となる。ここで、 $\sigma_{11} = b^2c^2 \sin^2 \alpha$, $\sigma_{22} = c^2a^2 \sin^2 \beta$, $\sigma_{33} = a^2b^2 \sin^2 \gamma$, $\sigma_{23} = a^2bc(\cos \beta \cos \gamma - \cos \alpha)$, $\sigma_{31} = ab^2c(\cos \gamma \cos \alpha - \cos \beta)$, $\sigma_{12} = abc^2(\cos \alpha \cos \beta - \cos \gamma)$; V は単位胞の体積で、 $V = abc(1 - \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta - \cos^2 \gamma + 2\cos \alpha \cos \beta \cos \gamma)^{1/2}$ である。結晶系の対称性が高くなると、この関係式は非常に簡単になる。

面欠陥 [英 plane fault, 独 Flächenfehler, 仏 défaut de plan réticulaire, 露 дефект плфскострей] 結晶内に存在する平面状または曲面状の格子欠陥の総称。面欠陥には、結晶境界、双晶境界、積層欠陥、逆位相境界などがある。結晶境界は最も一般的に見られる面欠陥で、多結晶体の内部に存在する結晶方位の異なる領域間の境界である。双晶境界は、結晶方位が双晶関係にある 2 つの結晶の間の境界で、結晶境界の特殊な場合である。積層欠陥は、結晶を構成する原子面の積み重なり方に生じたくらいで、低指数の結晶面に平行な平面状の欠陥である。逆位相境界は規則合金の中に存在し、原子の種類の周期性の位相が相互にずれている 2 つの領域の境界である。逆位相境界は、そのエネルギーが境界面の方に依存するため、低指数の結晶面に平行な平面から構成されていることが多い。面欠陥は、結晶表面の腐食、X 線トポグラフィー、透過電子顕微鏡法などを用いて観察することができる。

面心格子 [英 face-centered lattice, 独 flächenzentriertes Gitter, 仏 réseau à face centrée, 露 гранецентрированная решётка] 結晶格子(空間格子)のひとつ。斜方、立方のブラベ格子に存在する複合格子。単位胞となる平行六面体の各頂点のほか、それぞれの面の中心にも格子点が存在するもの。記号は F で示す。

面心立方構造 [英 face-centered cubic structure, 独 kubisch-flächenzentriertes Gitter, 仏 structure cubique à face centrée, 露 гранецентрированная кубическая структура] 立方晶系に属し、結晶内の原子の配列が面心格子をつくる場合、その構造が面心立方構造となる。球の最密充填を考えると同立方と六方のそれぞれ三層、二層構造になるが(ただしこの両者の任意の組合せによる長周期最密充填も可能)、このうちの立方最密充填は面心立方構造をとる。面心立方の最も簡単な構造は 1 種類の原子が格子点位置のみを占める場合で、この場合には立方最密構造とな

り、元素のうち Al, Ca, Ni, Cu, Sr, Rh, Pd, Ag, Ir, Pt, Au, Pb, Ac, Th, Ce, Yb の 16 種が常温でこの構造をとる。これらにおいては、原子半径を r_0 、格子定数を a とすると、 $a = 2\sqrt{2} r_0$ となり、各原子は $\sqrt{2} a/2$ の距離に 12 個の最隣接原子をもち、配位数 12 である(図参照)。NaCl を



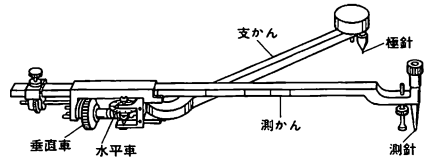
はじめ塩化ナトリウム型構造の KCl, NaF など、また閃亜鉛鉱型 ZnS, CaF_2 (螢石), MgAl_2O_4 をはじめとするスピネル族などもこの構造をとる。fcc 構造ともよばれる。格子定数の例を示すと、Al 4.04958, Au 4.07825, Ni 3.52387 Å (いずれも 25°C) である。

面積強度 [英 integrated intensity, 独 integrale Intensität, 仏 intensité intégrée, 露 интегральная интенсивность] 物質の吸光係数の表示法のひとつ。ランベルト-ベールの法則から波長 λ における物質のモル吸光係数 ϵ_λ は物質層への入射光強度を $I_{0\lambda}$ 、透過光強度を I_λ としたとき

$$\epsilon_\lambda = \frac{1}{dc} \log \left(\frac{I_{0\lambda}}{I_\lambda} \right)$$

で与えられる(d は物質層の厚さ、 c はモル濃度)。ここで物質のモル吸光係数を表すのに吸収帯のピークの波長 λ_0 における上式の値を用いることもあるが、この値は測定に用いる分光計のスリット幅そのほかによって多少変化する。このため $\log(I_{0\lambda}/I_\lambda)$ の代りに、吸収帯の両すその波長を λ_1, λ_2 としたとき $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \log(I_{0\lambda}/I_\lambda) d\lambda$ を用いることがあり、この場合の積分値を見かけの面積強度という。またこの積分の上限、下限を 0 と ∞ にとった値を絶対面積強度という。

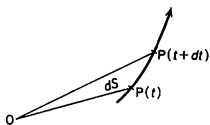
面積計 [英 planimeter, 独 Planimeter, 仏 planimètre, 露 планиметр] 機械的に面積を測る計器で、プランメーターともいう。極式、直線式などいろいろあるが、図はアムスラー型極式面積計である。極針のまわりに



回転できる支桿の他端に、自由に動く関節機構をもち、その関節機構を経て測針を他端にもつ測桿と連結している。関節機構の付近に垂直車とその回転数を示す水平車がある。極針を紙面上に固定し、測針を測ろうとする閉曲線に沿って動かすと、垂直車が紙面との摩擦により回転する。垂直車の転動した距離が面積に比例する。実際には垂直車の移動距離と測針と関節までの距離との積に面積計で決る

定数を加えて求める。皮革類面積計はピン付き円板を多数並べ、皮に当ってピンが押上げられた間の円板の移動距離を、全円板について積算して指示計に指示するものである。ローラ式のものもある。

面積速度 [英 areal velocity, 独 Flächengeschwindigkeit, 仏 vitesse aérolaire, 露 секторная скорость] 図のように一平面内で点 P が原点 O のまわりの運動をしているとき、動径 OP が時間 dt の間に描く面積を dS とすると dS/dt をこの運動の時刻 t における面積速度という。



質点に対し、原点 O に向かう中心力だけが働く場合、この質点の面積速度は一定である(≡ケプラーの法則)。質点の質量を m とすれば $2mdS/dt$ は原点 O のまわりの角運動量の大きさに等しいから、その内容は角運動量保存則と同じである。

面積の単位 [英 units of area, 独 Einheiten der Fläche, 仏 unités de superficie, 露 единицы площади]

面積の単位は、特定の面積そのもの(規格化された量 1 枚の面積、ある家畜で半日に耕せる農地の面積、ある種の核反応での衝突の断面積など)で定められることもできるが、現在では、次の考えに基づいて、[長さの単位]²およびこれに数係数を掛けたものによって定義される。そして、長さの単位の選び方および数係数の選び方に応じ、いくつもの系列の面積単位が考えられ用いられてきている。

(1) 国際単位系(SI): SI 組立単位のひとつとして平方メートル(m^2)をあげ、SI 以外の単位だが暫定的に SI と併用する単位として、アール(a)= $(10\text{ m})^2=100\text{ m}^2$ 、ヘクタール(ha)= $10^2a=10^4\text{ m}^2$ 、バーン(b)= 10^{-28} m^2 をあげ、バーンは、核物理で有用断面積を表すのに用いるとしている。

(2) ヤード・ポンド法の単位: 平方ヤード(yd^2)、平方インチ(in^2)、平方フット(ft^2)、平方マイル($mile^2$)などがある。SI の立場からは全く推奨しがたい。

(3) 尺貫法の単位: 平方尺、平方寸、平方分; 歩または坪、勺、畝、反、町などがある。SI の立場からは全く推奨しがたい。

上記の諸単位およびそれぞれの倍量単位、分量単位のうち、国際規格や法律にあげられているものは、次のとおりである。

(4) 国際標準化機構の規格 ISO 1000(1981 年)での単位: 平方メートルのほか平方キロメートル(km^2)、平方デシメートル(dm^2)、平方センチメートル(cm^2)、平方ミリメートル(mm^2); アール、ヘクタール。

(5) 計量法での法定計量単位: 平方メートルのほか平方キロメートル、平方デシメートル、平方センチメートル、平方ミリメートル; アール、ヘクタール。なお、施行法に掲げられているヤード・ポンド法の平方ヤード、平方インチ、平方フット、平方マイルは、極めて狭く限定された場合にのみ、当分の間、法定計量単位とみなされるが、尺貫法の平方尺その他は現在では全く無効である。

面積分 [英 surface integral, 独 Oberflächenintegral, 仏 intégrale de surface, 露 поверхностный интеграл] 曲面にわたっての積分。曲面積分ともいう。曲面 S と、 S

上の各点 P で定義された関数 $f(P)$ が与えられたとする。 S を S_1, S_2, \dots, S_N の部分に分割し、各 S_k (面積 $\Delta\sigma_k$) 上に点 P_k をとる。分割を限りなく細かくしていったとき $\sum_{k=1}^N f(P_k) \Delta\sigma_k$ の極限値があるならば、それを S にわたる f の面積分とよんで $\int_S f(P) d\sigma$ と書く。面 S に表裏の区別がつけられる場合には、表側を S_+ 、裏側を S_- と書き

$$\int_S f d\sigma = \int_{S_+} f d\sigma = - \int_{S_-} f d\sigma$$

と約束しておくと便利である。

三次元ユークリッド空間の直角座標を (x_1, x_2, x_3) 、曲面 S 上にとった任意の座標を (u_1, u_2) とすると、 f の面積分は

$$\int_S f(P) d\sigma = \iint_D f(x_1, x_2, x_3) \sqrt{g} du_1 du_2$$

と表すことができる。ただし、 D は S に対応する (u_1, u_2)

の領域、 $g = g_{11}g_{22} - g_{12}^2$, $g_{ij} = \sum_{k=1}^3 (\partial x_k / \partial u_i) (\partial x_k / \partial u_j)$ である。 $\sqrt{g} du_1 du_2$ を S の面積要素という。

表裏の区別ができる曲面 S を含む領域で定義されたベクトル場 v があるとき、 S の各点での単位法線ベクトルを n とすれば、 v の法線成分 v_n の面積分 $\int_S v_n d\sigma = \int_S v \cdot n d\sigma$ が定義される。特に S が閉曲面で、 v が S の内部の領域全体で定義されているならば、上記の面積分に対してガウスの定理が成り立つ。

メンデレーエフ Mendeleev, Dmitry Ivanovich Менделеев, Дмитрий Иванович 1834. 2. 8 — 1907. 2. 2 ロシアの化学者。シベリアのトボリスクに生れる。父は教師、母はガラス工場を所有していた。1850 年ベテルブルグ高等師範学校で学び、1855 年 中学の教師となる。物質の分析化学的研究を行う一方、工業新聞などにも記事や評論を書いた。1857 年ベテルブルグ大学化学講師となり、1859 年から 2 年間 ハイデルベルクの R. W. Bunsen の下へ留学した。1861 年 有機化学の教科書を出版。1863 年には石油事情研究のためコーカサス地方のバクーへ出張している。1864 年ベテルブルグ大学工業化学教授となる。1867 年 一般化学教授へ転任。1868 年にはロシア化学協会創設に参加、また工業部門でもロシア国内やアメリカへ視察をしまわった。1890 年にベテルブルグ大学を辞め、官僚の仲間入りをし、1893 年 度量衡管理局長を務めた。

彼は周期系の発見者の最後に位置する。1860 年カルスルーエで開かれた第一回化学国際会議で、S. Cannizzaro によってアボガドロ仮説をもとにした原子量、分子量の決定に関する講演が行われた。これをきっかけに、原子量を用いて元素を体系的にまとめようという試みが多くの人々によってなされた。Mendeleev は教科書「化学原論」Основы химии (1869~71 年)を執筆するなかで、元素の関係を体系づけることを考え、1869 年 3 月に発表した論文で周期系を示した。最も大きな特徴は、3 つの未発見元素を予言していることである。エカ・アルミニウムは 1875 年 L. de Boisbaudran の Ga 発見によって、エカ・ホウ素は 1879 年 L. F. Nilson の Sc 発見によって、エカ・ケイ素は 1886 年 C. A. Winkler の Ge 発見によって裏づけられた。こうして周期系が多くの人々によって受け入れられるようになり、Mendeleev は当時科学の遅れていると見られていたロシアに明るい希望をもたらした。一方、J. L. Meyer のように独立に周期系を発見した人々たちを認め

たがらなかった。1894年オックスフォード、ケンブリッジ両大学から名誉博士号を受け、1905年には、ロンドン王立協会のコプリ・メダルを受けた。また彼はロシアをはじめ他の国々のアカデミーの会員でもあった。1907年心臓麻痺のためペテルブルグで死去した。葬式の行列は、周期表を高く掲げて進んだという。〔主著〕*Основы химии* (全2巻), 1869~71。

面電荷 [英 surface charge, 独 Oberflächenladung, 仏 charge superficielle, 露 поверхностный заряд] 幾何学的な面の上に分布している電荷。電場の中に置かれた導体などの表面に誘導される電荷は、分布の厚みを無視して、面電荷とみなされる(⇒表面電荷)。導体表面の面電荷の電荷密度は、表面での電場の法線成分の ϵ_0 倍である(ϵ_0 は真空の誘電率)。

メンデンホール Mendenhall, Thomas Corwin 1841. 10.4—1924.3.22 アメリカの物理学者。オハイオ州のハノバートンの近くに生れる。当時のオハイオは開拓期であり、教育施設が十分整っていなかったで、正規の高等教育を受けることができず、独学で数学、物理学、天文学を勉強する。その後、ペンシルベニア州のレバノンにあるサウスウェスト師範学校に学び、「聖書」を地学上のテーマとして取扱った卒業論文を書き、大学制度をまねて設けられた Institutur Normalis という学位を得て卒業し、コロンバスの高校で、数学、天文学、物理学、化学を教えた。1873年オハイオ州に農工大学(その後オハイオ州立大学と改称)が設立されたとき、その才能を認められて初代の工学および物理学の教授に任命される。日本に進化論を紹介した動物学者 E. S. Morse の勧めで、1878年10月、東京大学物理学教師として来日、理学部の学生に物理学を教えるとともに、数学物理学星学科の数人の特別学生のために

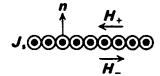
実験指導を行った。この特別学生のなかに、田中館愛橋、田中正平、藤沢利喜太郎がいた。Mendenhall が日本で行った研究の一つに重力測定がある。これは、田中館ら特別学生の協力によるもので、まず東京で絶対測定が行われ、それを基準にして富士山頂で相対測定が行われた。これをきっかけとして田中館らは独自に日本各地の重力測定にのりだしてゆくのである。そのほか、Mendenhall の日本での研究には、確率論の実験、音速に関する実験、太陽光線のスペクトル解析、気象観測がある。1881年7月に帰国した後、オハイオ州立大学の物理学教授となる。その後、陸軍通信隊教授、ロウズ工科大学学長、海岸陸地測量局長、ウースター工科大学学長を歴任し、1924年3月に逝去した。日本学士院のメンデンホール記念賞は、彼の遺言により贈られた寄付金で設けられたもので、第1回は、菊池正士の「電子の回折に関する研究」に与えられた。〔主著〕*A Century of Electricity*, 1887。

面電流 [英 surface current, 独 Oberflächenstrom, 仏 courant de surface, 露 поверхностный ток] ある曲面上にのみ分布している電流をいう。導体表面のみを流れる高周波電流や単層巻きのコイルを流れる電流などがその例である。アンペールの法則を適用すると、磁場 \vec{H} は面電流の流れる面の両側で不連続であることが分かる。電流の面密度を \vec{J}_s 、面の法線を \vec{n} とし、 \vec{n} の向いた側を＋、反対側を－とすれば、磁束密度の法線成分は連続であるが、磁場は面に平行な成分が不連続で、その跳びは

$$\vec{H}_+ - \vec{H}_- = \vec{J}_s \times \vec{n}$$

でえられる。

面密度 [英 surface density, 独 Flächendichte, 仏 densité superficielle, 露 поверхностная плотность] ⇒ 密度



も

モ — [英仏 mho, 独 Mho, 露 мо] コンダクタンスまたはアドミッタンスの単位。単位記号は Ω^{-1} 。ジーメンズ(単位記号は S)に等しい。1971年の国際度量衡総会でジーメンズが採用されるまでは、SI単位に準じて用いられた。 $1\Omega = 1S = 1\Omega^{-1}$ 。モ—という名称は1883年5月の土木工学者の会合で、Kelvin卿が使った。オーム(ohm)の逆つづりから考案された。

モアレ [英仏 moiré, 独 Moiré, 露 муар] 布にローラーで圧力をかけて目をつぶす仕上げ加工を、フランス語でモワール(moire)といい、転じて、そのような加工を受けて光った部分と光を散乱する部分がで、縞模様を呈するリンネルをもこの名でよぶ。モアレとは、このような加工を受けたという過去分詞の形容詞であるが、その布の特性という名詞にも用いられる。モアレ縞の語源。

モアレ縞 [英 moiré fringes, 独 Moiréstreifen, 仏 franges moirées, 露 полосы при муаровом эффекте] モアレはもともと織物のことばで、レースのカーテンがゆれると波打って見える模様をさして、二枚の細かい縞が重なったときに見える粗い模様のことである。互いに関わりあうことなく接近して並んでいる直線群または曲線群を2つ重ね合すと、それらの線の交点を通る間隔の粗い曲線の縞模様が見れる。たとえば、間隔が d の直線群を2つ小さな角度 α で重ねると、図1のように間隔 $D=d/\alpha$ の縞が生

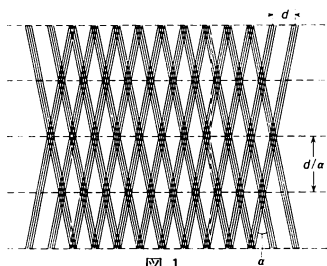


図1

ずる。モアレ縞にはいろいろな応用がある。上の例で、一方の直線群をそれ自身に直角の方向に動かすとき、距離 d だけ移動するとモアレ縞も動いて隣の縞に移る。モアレ縞の間隔は直線の間隔の $1/\alpha$ 倍だから、その移動を測定すればもとの直線群の移動を $1/\alpha$ 倍精密に測定することができる。あるいは、直線群の間隔がすべて等しくないとモアレ縞が直線でなくなるから、その等間隔の精度をチェックするのに利用できる。さらに、モアレ縞を使った面内応力変形の二次元測定、モアレトポグラフィとよばれる三次元形状を測定する方法が開発されている。このことを電子顕微鏡像に適用すると、分解能の低い顕微鏡で、結晶格子の知見が顕微鏡像から得られる。 d_1, d_2 の2つの異なる間隔の格子を平行に重ねた場合、これに平行にモアレ縞が見れ、 $D=d_1d_2/|d_1-d_2|$ で与えられる(平行モアレ図形)。図2の例は回転モアレ図形といわれる。平行モアレと回転モアレが混じった場合

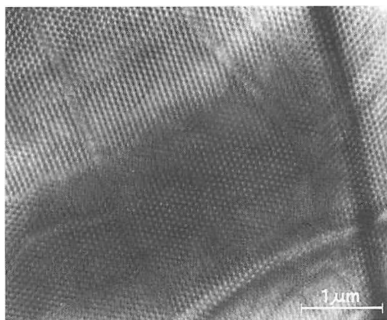


図2

$$D \approx \frac{d_1 d_2}{\{(d_1 - d_2)^2 + d_1 d_2 \alpha^2\}^{1/2}}$$

である。格子間隔に対するモアレ縞の拡大率 $M=D/d$ は、 $d \approx d_1 \approx d_2$ のとき、平行モアレでは $M=d/|d_1-d_2|$ 、回転モアレでは $M=1/\alpha$ である。したがって、 d が電子顕微鏡の分解能以下であっても、 D は分解能より大きくなり、電子顕微鏡像として縞が観測できるようになる。そのため、結晶成長過程の観察をする際に、下地結晶の格子定数、方位がわかっていると、下地上の結晶の格子間隔、方位を顕微鏡像から容易に求めることができる。さらに試料に転位が存在すると、平行モアレ図形に転位をそっくり拡大したモアレ図形が現れるので、転位を直接観察できる。図2はグラファイト薄片からの透過電子顕微鏡写真の回転モアレ図形である。

モアレ図形 [英 moiré pattern, 独 Moirémuster, 仏 figure de moiré, 露 картина муара] ⇔ モアレ縞

モアレ像干渉縞 [英 moiré-image interference fringes, 独 Moiré-Interferenzstreifen, 仏 frange d'interférence à image de moiré, 露 интерференционные полосы изображения муара] = モアレ縞

毛管 [英 capillary tube, 独 Kapillarröhre, 仏 tube capillaire, 露 капиллярная трубка] 毛细管ともいい、一般的には毛管現象が認められる程度の細い内径をもつ管をいう。毛管は、毛管現象を利用した液体の表面張力の測定、毛管電気現象を利用した吸着現象などの解明や、ボアズイユの法則を応用した毛管による気体または液体の粘度測定、気体の微小流量発生部、あるいはマクラウド真空計やガラス製温度計の細管部など、利用面が多くある。

毛管現象 [英 capillarity, 独 Kapillarität, 仏 capillarité, 露 капиллярность] 液体中に入れた細い管の内部や固体壁間の狭いすき間などで、液面が外側の自由表面より上昇(下降)する現象。この作用は、液体が固体表面をよくぬらす(ぬらさない)ほど強いし、またすき間が狭いほど強い。ここで固体表面をよくぬらすとは、空気と固体の界面エネルギー(界面の単位面積当たりがもつエネルギー、図2の γ_3)より液体と固体の界面エネルギー(図2の γ_2)が低いことを意味する。代表的な毛管現象として、図1のように液体に鉛直に差込んだ半径 r の円管の場合を考えてみる。いま管内の液面が外側に対して h だけ高くなったとする。液体の密度を ρ 、重力加速度を g とすると、管内の液体は $(1/2)\rho\pi r^2 h^2 g$ の位置エネルギーをもつ。一方、液体が管の内壁をぬらしたことによって空気固体界面エネルギーが $2\pi r h \gamma_3$ だけ低くなり、液体固体界面エネルギーが

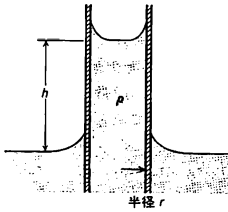


図 1

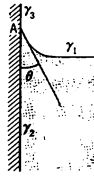
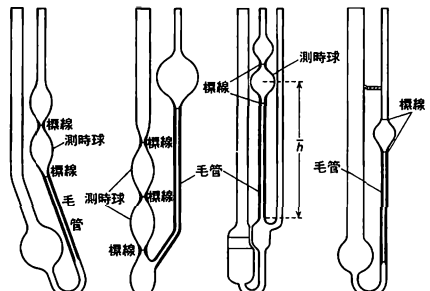


図 2

$2\pi r h r_2$ だけ高くなる。これら3つのエネルギーの合計が最小になるように高さ h が決り、 $h=2(r_3-r_2)/r\rho g$ となる。一方、上昇した液面はメニスカスの角 θ をもち(図2)、液体の表面張力 r_1 の上向き成分 $r_1 \cos \theta$ は管内の液体をもち上げる作用をしている。ところが、この力は界面エネルギーの差から生じる力 r_3-r_2 とつり合っている($r_1 \cos \theta = r_3-r_2$)。すなわち、表面張力は液体の重力と界面から生じる力を仲介しているだけであって、毛管現象の起源(≡メニスカス)にとっては重要ではない。薬剤による防水加工は、図2の r_2 の値を大きくして $r_2 > r_3$ とし、毛管現象によって水が浸透していくのを防いでいるのである。

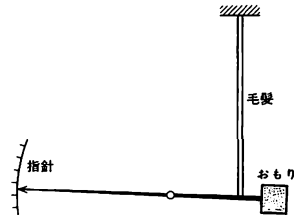
毛管電気現象 [英 capillary electrical phenomenon, 独 kapillarelektische Erscheinung, 仏 phénomène électrique capillaire, 露 электрокапиллярное явление] 毛管中の界面で接している二つの液体に電位差を与えると、界面張力が変化する現象で、界面電気現象のひとつ。電気毛管現象ともいう。1873年 G. Lippmann により研究された。例えば水銀を電極として、水銀と電解質溶液の界面張力を γ 、電位差を E 、水銀表面の電荷密度を σ とすると、溶液相の組成は一定とすると、 $\partial \gamma / \partial E = -\sigma$ が成り立つ。これをリップマン-ヘルムホルツの式という。 $E=0$ のとき、わずかに溶液中に存在する Hg^{2+} イオンの析出により、水銀表面は正に帯電しているから、 E を減少するにつれて、この正電荷の中和がおこり、 γ は増大し、 $\sigma=0$ の時、 γ は極大となる(この電位を電気毛管極大電位、または、電荷零点電位という)。さらに E を減らすと、負に帯電するために γ は減少する。この γ と E の関係を表す曲線を電気毛管曲線という。この現象を用いて、水銀柱の長さを変えることによって界面張力 γ を求め、電気毛管曲線によって電位差を求めることができる。これを毛管電位差計とよぶ。

毛管粘度計 [英 capillary viscometer, 独 Kapillarviskosimeter, 仏 viscosimètre capillaire, 露 капиллярный вискозиметр] 毛管中の流体の流れを関係づけるポアズイユの法則を応用したもので、一般には、一定体積量の液体が液柱差を利用して、自重により毛管を通して流出するのに要する時間 t の測定から、動粘度 ν を求める方式の粘度計をいう。図に代表例を示す。測定の原理式は、ポアズイユの法則に、液体が加速されることによって発生する粘性抵抗以外に費される運動エネルギーの補正を考慮して $\nu = C_1 t - C_2/t$ で表される。ここで C_1 は粘度計定数、 C_2 は粘度計係数といひ、 $C_1 = \pi r^4 g h / (8(l + \pi r))$ 、 $C_2 = mV / (8\pi(l + \pi r))$ である(π は円周率、 r は毛管の半径および長さ、 g は重力の加速度、 h は平均有効液柱高さ、 V は測時球の体積、 m, n は係数で、それぞれ 0~1.2 程度)。 C_1, C_2 は粘度既知の標準液で実験により前もって決めておく。なお、運動エネルギーの補正項 C_2/t は、低粘度の液



体でしかも一定体積量に対する流出時間 t が小さいとその影響は比較的大きいが、高粘度の場合には小さくなり、この項は無視できる。そのほかの方式に、加圧して液体を毛管中に強制流動させるものや、毛管中に一定流量で流したときの毛管両端の圧力差の測定によるものなどがある。また、粘度の絶対測定にも利用される。

毛髪湿度計 [英 hair hygrometer, 独 Haarhygrometer, 仏 hygromètre à cheveu, 露 волосяной гигрометр] 毛髪の吸・脱湿による伸縮性を利用するもので、その伸縮を拡大して相対湿度を指示または記録する計器。毛髪の伸びは湿度 10% 以上では、相対湿度の対数にほぼ比例するといわれている。伸びの量としては湿度が 20% から 90% に変わったとき、約 1% 増加する程度である。一般に毛髪にはヒステリシスがあるので、湿度計には脱脂、圧延、化学処理によりヒステリシスや伸縮特性を改善したものを使用している。(1) 簡易な構造の湿度計：毛髪 10~20 本を束ねたものを感湿体とし、その一端を固定して他端をおもりかばねをつけて引張り、湿度による伸縮量をてこまたはプーリーで拡大して指針を動かし(図参照)、相対湿度を知る。商品名にポリメーターといわれるものがある。



(2) 自記毛髪湿度計：カムを用いた指示機構により伸縮が拡大されて、相対湿度が円筒に巻かれた等間隔湿度目盛の記録紙上に連続記録できる構造のものがある。円筒部はぜんまいにより等速回転し、一日または一週間の記録ができる。毛髪は 30~50 本を束ねたものが使われる。毛髪湿度計は、取扱いが簡単、相対湿度の直示や連続記録ができるなどの理由でよく利用されるが、たとえばほこりの付着や乾燥などによる経年変化で指示が狂うなどの誤差要因があり、精度を必要とする測定には不向きな面がある。なお、毛髪のほかに湿度による伸縮を利用したものに、羊や牛の腸の粘膜に利用したゴールドビータスキンといわれる湿度計や、ナイロン、プラスチックを用いた湿度計などがある。毛髪より伸縮性はよいが、温度の影響やヒステリシスが大きいなどの欠点がある。

木星型惑星 [英 Jovian planet, 独 jupiterähnlicher

Planet, 仏 *planète jupitérienne*] 木星と似た組成をもつ惑星の総称。木星、土星、天王星、海王星がこの仲間に入る。冥王星はおそらく木星型惑星には属さないであろう。木星型惑星は地球型惑星に比べて一般に大型で、平均比重が低い。木星、土星、天王星、海王星の質量は地球の質量を1とすると、それぞれ、317.9, 95.09, 14.56, 17.24であり、平均比重は1.33, 0.68, 1.7, 1.6である。木星、土星の大部分は分子水素、金属化したHおよびHeからなるが、中心には岩石質+H₂Oの中心核があると考えられている。天王星、海王星では金属水素の層はなく、H, HeよりもH₂O, CH₄の水が主成分である。また木星型惑星は一般に多くの衛星をもっており、木星、土星、天王星にはそれぞれ惑星を取囲む環がある。

目的関数 [英 *objective function*, 独 *Zielfunktion*, 仏 *fonction économique*, 露 *целевая функция*] ⇨ 数理計画法

目的プログラム = オブジェクトプログラム

模型実験 [英 *model test*, 独 *Modellversuch*, 仏 *essai sur modèle*, 露 *модельный опыт*] 物理現象を調べるとき、研究対象となる実物が大きすぎ(または小さすぎ)る場合に、実物を縮小(または拡大)した同形のものを使って実験をすることをいう。一般に物理現象は、現象が起る実体の大きさによって変化することが多いので、模型実験で得られた結果を実物に適用するときには注意が必要である。模型実験が有効なのは、実物と模型における物理量の空間的分布を一樣な縮小または拡大によって全く重ね合わせることができる場合、すなわち、実物と模型が物理的に相似である場合である。実物と模型がどのような場合に物理的に相似であるかは、無次元積を用いて判定できる。いま、問題とする物理量から、できるだけ多くの独立な無次元積(物理量の組合せによってつくることができる無次元数)をつくり、これらの無次元積を用いて物理量の分布や基礎方程式を表す。こうして得られた分布関数や方程式は、単位の違いにかたに関係なく、大小いかなる系に対しても成り立つ。したがって、実物と模型の幾何学的な大きさが違っても、対応する無次元積の値を等しくするようにできれば、この2つの系は物理的に相似となり、模型実験の結果から、実物で起る現象を知ることができる。模型実験は、流体力学、地球物理学、土木工学などで重要な役割を果たし、ヌセルト数、レイノルズ数などは、流体力学で有用な無次元積の例である。

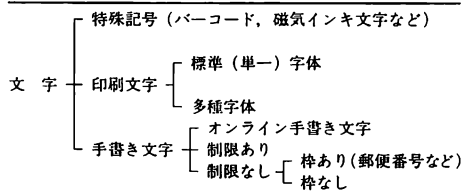
モザイク結晶 [英 *mosaic crystal*, 独 *Mosaikkristall*, 仏 *crystal mosaïque*, 露 *мозаичный кристалл*] 日常語として「モザイク」はガラス、貝殻、石などをちりばめた装飾品や構造物をさす。一見単結晶と見える結晶も、多くの場合、微結晶がわずかずつ向きを変えてちりばめられたような組織をもつと考え、このような結晶を日常的用語法にならぬモザイク結晶とよぶ。もともと1920年代に、現実結晶のX線回折における積分反射強度 R が、完全結晶に対する反射強度 R_0 (⇨動力学的回折理論)および運動学的回折理論から期待される反射強度 R_K の中間値をとる実験事実を説明するために提案された。特に $R < R_K$ を消費現象とよぶ。このように、回折強度に関連して現象論的に導入された概念であるから、実体的立場からはやや不明確な概念である。事実、転位や結晶粒界に関する構造が明確になってきた今日、文字どおりのモザイク結晶が存在すると思える人は少ない。それにもかかわらず、不完全結晶あ

るいは現実結晶に対する数学的模型として、今日もおお、X線・中性子線回折の分野で用いられている。回折強度から、この模型に基づいて微結晶の大きさや微結晶の傾きの角度幅を推定することができる。通常、前者は1~0.1 μm 程度で、後者は5分~数度程度であることが多い。しかし、これらの数値はあくまで統計的実効値にすぎない。

モザイク構造 [英 *mosaic structure*, 独 *Mosaikstruktur*, 仏 *structure mosaïque*, 露 *мозаичная структура*] 方位のそろった微小結晶が集合して、1つの結晶を形造っている場合に、その結晶組織をモザイク構造という。この構造については、個々のモザイク片の大きさやそれらの方位の分布、モザイク片の境界の構造などが問題にされる。しかし、元来この語は結晶組織を述べるよりも、X線の回折に関連して用いられてきた。構造の周期性が完全に近い結晶から回折されるX線の強度は極めて微弱であることが知られているが、通常の単結晶を用いた実験でははるかに強い回折強度が観測される場合が多い。シリコン、ゲルマニウムなどの半導体材料の結晶育成技術が進歩する以前は、ダイヤモンドなどの宝石や、特に結晶性のよい岩塩や大理石などの例外を除けば、X線の回折強度の分布が、微小結晶のモザイク的な集合のモデルで計算した強度分布の理論値によく合うので、一般の結晶はモザイク構造をもつといならわされてきた。それらは、文字どおりのモザイクによる場合もあるが、偏析によるひずみや転位など、別種の結晶欠陥のため、回折強度に類似的効果が現れている場合が多い。

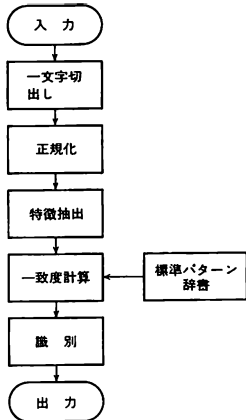
文字 [英 *character*, 独 *Zeichen*, 仏 *caractère*, 露 *символ*] 情報処理の分野においては、文字は図形文字(*graphic character*)と制御文字(*control character*)とに分類される。前者が一般に考えられる文字の概念に近く、0~9の数字、A~Z, a~zの英字、漢字、片かな、平かな、間隔文字(空白ともいい sp と略される)、その他の特殊文字(たとえば、. : ; ¥ & % など)を含む。制御文字は制御機構の開始、停止または変更を示す文字で、データの伝送を制御または容易にする伝送制御文字、印字、表示または記録されるデータの位置を制御する書式制御文字(後退文字BS, 復帰文字CR, 改行文字LFなど)、コード拡張文字およびその他の制御文字(たとえばベルを鳴らすベル文字BEL, 取消し文字CAN)などがある。

文字認識 [英 *character recognition*, 独 *Zeichenerkennung*, 仏 *reconnaissance de caractères*, 露 *распознавание знаков*] 手書きの文字や印刷された文字を機械によって識別させ、コード情報に変化させて、計算機や通信装置などの入力に利用するが、機械による文字パターンの認識である。これを実現する装置はOCR(optical character reader)とよばれる。小切手に用いられる特殊記号である磁気インキ文字の自動読取りは、1950年代に実用化された。その後、認識可能な対象は、印刷文字から手書き文字文字認識の対象



へと進み、認識対象字種数も多くなりつつある。

文字認識の処理は、一般に図のようなフローで行われる。



文字認識の処理

文字表示装置 = キャラクターディスプレイ

モジュレーターゲージ [英 modulator type vacuum gauge, 独 Bayard-Alpert-Ionisationsvakuummeter mit Modulator, 仏 manomètre à modulateur] 熱陰極電離真空計の一種の超高真空計。測定可能な圧力範囲を下げるため、ベアード-アルパート・ゲージなどにモジュレーター電極を追加し、それに印加する電圧を変えることによって、測定限界の主要な原因となっている軟 X 線効果による光電子電流を、変調法の原理に従って、イオン電流(圧力に比例)より分離できるようにくふうされている。測定限界は、モジュレーター電極のない普通のベアード-アルパート・ゲージに比べて約 1 けた低く、約 10^{-10} Pa である。

モースかたさ [英 Mohs hardness, 独 Mohs-Härte, 仏 dureté de Mohs, 露 твердость по Моосу] ⇒ かたさ

MOS 構造 = MOS(エムオーエス)構造

MOS 集積回路 [英 MOS integrated circuit] MOS 電界効果トランジスタ、コンデンサー、抵抗、ダイオードにより構成される集積回路。MOS は metal-oxide semiconductor の略である。抵抗には MOS トランジスタがよく使われる。バイポーラー集積回路と比較して、製造プロセスが容易、素子間分離が容易などの特徴をもつ。さらに MOS トランジスタは比例縮小することで素子自身の動作は高速となること、性能指数(=速度×電力)がバイポーラー集積回路より有利であることなどから大規模、高集積に適している。しかし駆動能力は小さいため、負荷容量による速度の低下は著しく、これが大きい回路ではバイポーラー集積回路の方が容易に高速となる。使用されるトランジスタにより P チャンネル MOS 集積回路、N チャンネル MOS 集積回路、CMOS 集積回路に分類される。高集積、高速という点では NMOS 型がよく、低消費電力、高速という点では CMOS 型がよい。ゲート電極材料によりアルミニウムゲート構造とシリコンゲート構造に区別される。後者はゲート、ソース、ドレインが自己整合的に行けるといって特徴をもちおりソース、ドレインとゲート電極との重なり容量が少なく高性能、高集積が期待できる。さらに高性能集積回路として誘電体による素子間分離構造の

ものがある。代表的なものに、SOS(silicon on sapphire)構造が知られている。現在、大規模集積回路の大部分が MOS 集積回路である。回路的にはデジタル回路が主であり、特に電卓用大規模集積回路、マイクロプロセッサ、大容量記憶装置などに使用されている。

MOS ダイオード [英 MOS diode] 基板半導体にシリコン、絶縁膜に SiO_2 膜を用いた MOS(metal-oxide semiconductor)構造の表面金属と基板半導体に電極をつけたダイオードである(図 1)。 SiO_2/Si 界面の電気的特性を

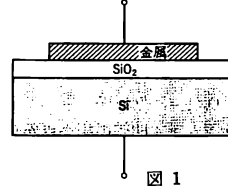


図 1

調べる有力な構造である。現在の半導体素子における重要な基本構造のひとつである MIS(metal-insulator semiconductor)構造のなかで MOS 構造は最も代表的なものである。MOS ダイオードの基本的特性は容量-電圧特性である。基板に p 型シリコンを用いた場合の基本的な容量-電圧特性を図 2 に示す。表面金属電極に印加される電圧

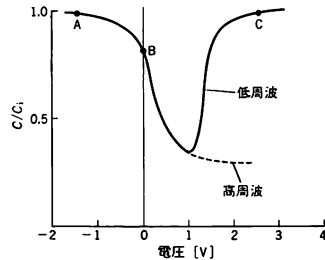


図 2

V が負の値より正の方向に次第に増大するとき、基板シリコン表面は表面に過剰の正孔(多数キャリア)が蓄積した状態(A)より、基板内の電位が SiO_2/Si 界面まで平坦になり基板内の正味の電荷が 0 になるフラットバンド(B)、表面近傍より正孔が遠ざけられた空乏の状態を経て、さらに基板表面に電子(少数キャリア)の蓄積した反転(C)の状態に変化する。蓄積の状態では表面近傍に正孔が蓄積するため MOS ダイオードの容量はほぼ絶縁膜の容量 C_i に一致する($C/C_i=1$)。基板結晶内部に電荷の変動を伴うフラットバンドおよび空乏状態では、これらの電荷応答に伴う容量が絶縁膜容量に直列に加わるため全体の容量は低下する。反転層中の電子密度の変化の応答速度は主に反転層下の空乏層中における少数キャリアの発生・再結合速度に支配される。したがって低い周波数で容量を測定すると、表面近傍における反転層中の電子密度の変化が応答するため容量は絶縁膜容量にほぼ一致し(図 2 の実線)、高周波による測定では反転層下の空乏層端における正孔密度の変化として応答するため、容量は低い値をとる(図 2 の破線)。

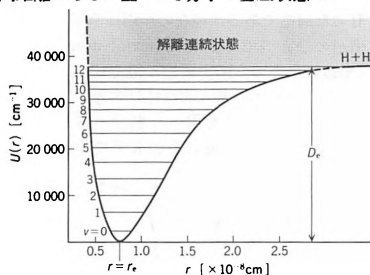
MOS 電界効果トランジスタ [英 MOS field-effect transistor] 電界効果トランジスタの一種で、ゲート絶縁型電界効果トランジスタともいわれ、ゲートをシ

リコン酸化膜で基板の Si から絶縁されたものである。ゲートに電圧を加えると Si 内部に誘導電荷が生じて、伝導チャネルを大きくし、ドレイン電流が増加する。ゲートの絶縁性が極めてよく、 $10^{16}\Omega$ に達するものもある。ゲートのバイアス電圧は正負両極性で使用できる特色がある。

モース・ポテンシャル曲線 [英 Morse potential curve, 独 Morse-Potentialkurve, 仏 courbe de potentiel de Morse, 露 потенциальная кривая Морса] 二原子分子のポテンシャルエネルギー曲線を、P. M. Morse によって提案された近似式を用いて表したもの。Morse は核間距離 r の相当広い範囲にわたって実際のポテンシャル曲線とよく合う式として、次のモース関数といわれる式を提案した。

$$U(r) = D_e(1 - e^{-\beta(r-r_e)})^2$$

ここで D_e はポテンシャル曲線の極小点から測った解離エネルギー、 β は振動定数から導き出される定数、 r_e は平衡核間距離である。図に H_2 分子の基底状態のモース・ポ



テンシャル曲線を示す(振動準位もともに示してある)。式からわかるようにこの曲線は $r = \infty$ で $U(\infty) = D_e$ となり、 $r = r_e$ で $U(r_e) = 0$ を与える。 $r = 0$ で $U(0)$ が無限大にならない点が実際のポテンシャルと違うが、現実には $r = 0$ の近くはあまり問題にならない。さらに Morse は上の式をポテンシャルとして採用すれば、二原子分子の振動に対する波動方程式を厳密に解くことができることを示した。得られた振動準位の式から β の値は

$$\beta = 1.2177 \times 10^7 \omega_e \sqrt{\frac{\mu_A}{D_e}}$$

として求められる。ここで ω_e は実験的にバンドスペクトルの間隔から求められる振動定数であり、 μ_A は原子量単位での 2 原子分子の換算質量である。また D_e は波数単位 $[cm^{-1}]$ である。モース曲線は r_e, D_e, β の実測値を用いて簡単にしかも核間距離 r の広い範囲で使える近似式として今日でもよく使われている(⇒ポテンシャル曲線)。

モーゼレー Moseley, Henry Gwyn Jeffreys 1887. 11. 23—1915. 8. 10 イギリスの物理学者。ドーセットシャーのウェイマスに生れる。オックスフォード大学トリニティー・カレッジに学ぶ。1910 年秋マンチェスター大学物理学学科の実験助手(任期 2 年)、奨学生を経て、1913 年 11 月オックスフォードに移り、J. S. E. Townsend の新設の電気研究室に入室を借りて私費により実験を続けていたが、第一次世界大戦勃発とともに志願して陸軍通信士官となりガリポリで戦死した。E. Rutherford の下での高真空技術と放射能の実験技術の訓練を終えたとき、M. von Laue による X 線回折実験成功のニュースが届いた。彼はリーズ大学の W. L. Bragg に教えを受けるとともに C. G. Darwin の協力を得、X 線回折実験を開始した。Moseley

と Darwin は、Bragg 父子にやや遅れて同様の結果を得た。反射 X 線強度の角分布を測定し、その理論的研究を Darwin が、K および L 特性 X 線の波長の系統的測定を Moseley が分担した。その結果、元素の原子番号と特性 X 線の振動数との間に簡単な関係のあることを導いた(1913 年)。

この関係は、後にモーゼレーの法則として知られるようになった。彼はボーアの原子模型によるこの法則の説明を試み、原子核電荷数、したがって原子内電子数が原子番号に等しいことを主張した。モーゼレーの法則によって、当時周期律表の中で空所になっていた未発見元素の予測、希土類元素の正確な順序づけが可能となった。

モーゼレーの法則 [英 Moseley's law, 独 Moseley'sches Gesetz, 仏 loi de Moseley, 露 закон Мозли] 種々の元素について特性 X 線の対応するスペクトル線(たとえば K_α 線)を調べると、振動数 ν が原子番号 Z に対して $\sqrt{\nu} = A(Z-s)$ に従って変化するという法則。ただし式中で A, s はスペクトル線の種類によって決る定数である。この法則は H. G. J. Moseley が 1913 年、Al から Sn までの K スペクトルについて初めて見いだした。モーゼレーの法則は、各 X 線項についても成り立ち、したがって X 線吸収スペクトルにおける吸収端の振動数(それから換算して波長)についても成り立つ法則である。

モーター [英 motor, 独 Motor, 仏 moteur, 露 мотор] 磁場中の電流が受ける力を利用して電気エネルギーを回転などの機械エネルギーに変換する装置で、電動機ともいう。直流機と交流機があり、いずれも可逆的電気機器である。外部から電力を供給するとモーターとなり、回転動力を発生する。また、外部から原動機で機械的動力を与え回転させると発電機となり、電力を発生する。直流モーターは磁場を与える磁極 NS をもつ固定子、電機子コイルと整流子からなっている回転子、整流子に電力を供給するためのブラシから構成された回転機である。図 1 はそ

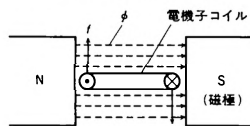


図 1

の原理を示したもので、電機子コイルに図の方向に電流を流すと、フレミングの法則により矢印の方向に電磁力が働きコイルは力を受ける。この力によって回転動力を得る。図 2 に誘導モーターの原理を示す。磁石の運動は回転磁場をつくることができ、回転磁場の回転方向とコイルの回転方向とは一致する。

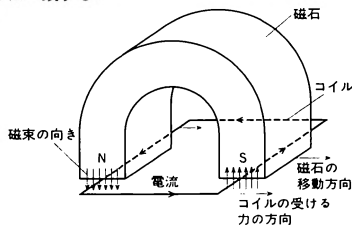


図 2

モッテルソン Mottelson, Ben R. 1926. 7. 9—

デンマーク(アメリカ出身)の理論物理学者。シカゴに生れる。1947年バデュー大学を卒業し、1950年ハーバード大学で博士号を取得した。その後1957年までコペンハーゲンの理論物理学研究所(現在のニールス・ボーア研究所)の客員研究員を務め、1957年NORDITA(北欧理論原子物理学研究所)の創立とともに同研究所教授に就任した。また、カリフォルニア大学バークレー校の客員教授などを歴任した。1950年にコペンハーゲンに移ってからは、A. Bohrに協力して、同年Bohrが提唱した原子核の集団運動模型の発展に寄与し、特に、膨大な実験データとの比較を通して、その理論の正しさを立証するのに貢献した。最も劇的なものは、多くの原子核で回転スペクトルが存在することを明らかにしたことである。このほか、BohrやD. Pinesとともに核物質が超伝導に似た性質をもつことを示すなど、核構造に関する幾多の重要な仕事をした。これらの仕事により、1975年Bohr, J. Rainwaterとともにノーベル物理学賞を受けた。[著書] *Nuclear Structure I*, 1969; *Nuclear Structure II* (A. Bohrと共著), 1975。

モッテルソン-バラティン効果 [英 Mottelson-Valatin effect, 独 Mottelson-Valatin-Effekt, 仏 effet Mottelson-Valatin, 露 эффект Моттельсона-Валатина] 原子核の回転によって生じるコリオリ力がエネルギーギャップや相転移に及ぼす効果のこと。変形核の基底状態は、核子間の強い対相関のために、超伝導状態になっている。このため、回転運動を特徴づける慣性モーメントの値は、剛体的回転の場合と比較すると、 $1/2 \sim 1/3$ 程度に減少している。しかし回転運動の角速度が増大すると、核の内部状態に作用するコリオリ力のために対相関が弱められ、やがては超伝導状態から正常状態への転移が起こると考えられる。コリオリ力によるエネルギーギャップの減少や相転移の臨界点についての最初の理論的予測は1960年にB. R. MottelsonとJ. G. Valatinにより与えられた。1970年代以降、重イオン複合核反応により高スピン状態をつくりだすことができようになり、この効果に対する実験的研究が急速に進展した。コリオリ力が対相関を打ち消す事情は、超伝導体に対する磁場の作用と類似しているが、原子核の殻構造のために、現実の転移の過程は最初の子想よりもはるかに豊富な様相を呈している。

モット Mott, Sir Nevill Francis 1905.9.30—

イギリスの理論物理学者。リーズに生れる。プリストルのクリフトン・カレッジ、ケンブリッジのセント・ジョンズ・カレッジで数学および理論物理学を学ぶ。マンチェスター大学講師、ケンブリッジ大学講師を経て、1933年プリストル大学理論物理学教授となる。第二次世界大戦中はロンドンで軍事研究に従事、1954年から1971年の退職までケンブリッジ大学物理学教授を務める。その間、プリストル大学H. H. ウィルス研究所所長、ケンブリッジ大学キャベンディッシュ研究所所長となる。イギリス国内のみでなく、国際的にも研究組織のリーダーとして活躍、イギリス物理学会会長、国際物理学連合会長などを歴任する。また、物理学教育、科学教育をはじめ、各種の政府機関および学会関連の委員会の委員あるいは委員長としても幅広い活躍をしている。1965年にはケンブリッジで開催されたバグウォッシュ会議の議長を務めた。1977年ノーベル物理学賞受賞。主な研究業績としては、初期には、原子による電子の散乱への相対論的效果、スピン偏極の効果についての先駆的な研究(モットの散乱公式として知られ

る理論)など、散乱理論や原子核理論の仕事がある。プリストル大学に移った後は、主に固体物理学の研究に転じ、金属および合金、半導体、イオン結晶など幅広い物質を対象に、光学的性質、電気的性質などの電子の性質の研究をはじめとして、合金の硬度、結晶塑性などの力学的性質の研究、さらには写真の潜像や半導体の整流作用などの応用的分野に至るまで、数々の仕事を発表し、固体の諸物性をミクロの立場から量子論的に研究するという現代物性論の基礎を築くのに大いに貢献した。第二次世界大戦後の活躍も目覚ましく、遷移金属の電気伝導や磁性などの理論、種々の環境条件の変化に伴って生じる金属-絶縁体転移の機構、特に現在モット転移の名で知られる電子間のクーロン相関により生じる転移機構の提唱、さらに近年にはノーベル賞受賞の対象となったアモルファス半導体などランダム系についての研究がある。特にランダム系の研究では、1934年金属の融解と液体金属の電気抵抗を論じた論文を発表したのをはじめ、未開拓分野のパイオニアとして世界の研究をリードし、新しい現象や概念(たとえば、易動度端、最小金属伝導度、可変領域ホッピングなど)を著々と提案している。多くの優れたバウベルの教科書の著者として知られる。[著書] *The Theory of Atomic Collisions* (H. S. W. Masseyと共著), 1933; *The Theory of the Properties of Metals and Alloys* (H. Jonesと共著), 1936; *Electronic Processes in Ionic Crystals* (R. W. Gurneyと共著), 1940; *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials* (E. A. Davisと共著), 1971; *Metal-Insulator Transitions*, 1974。

モット散乱 [英 Mott scattering, 独 Mott-Streuung, 仏 diffusion de Mott, 露 моттовское рассеяние] 陽子と陽子の衝突反応をその間の相互作用としてクーロン力だけを考え、同種粒子の効果(フェルミ統計による干渉効果)を入れた散乱式をモット散乱公式といい1930年N. F. Mottが導いた。重心系での散乱微分断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{4\pi m v} \right)^2 \left[\frac{1}{\sin^4(\theta/2)} + \cos^2(\theta/2) - \frac{1}{\sin^2(\theta/2) \cos^2(\theta/2)} \times \cos \left(\frac{e^2}{\hbar v} \left| \tan \frac{\theta}{2} \right| \right) \right]$$

ここで m は陽子の質量、 v, θ は重心系での陽子の速度と散乱角である。図

モット絶縁体 [英 Mott insulator, 独 Mottscher Isolator, 仏 isolant de Mott, 露 изолятор Мотта] 結晶内を運動する電子間のクーロン反発力による電子相関に起因する絶縁体。簡単のために水素原子を格子点に並べ、格子間隔を変化させようものとしよう。格子間隔が十分大きいときには、各原子が $1s$ 軌道に1個の電子をもつ基底状態が実現される。電子を隣の原子上に移すためには、1つの原子が2個の電子をもつことになるので、原子内での電子間の反発エネルギーに打ち勝つほどの励起エネルギーを必要とする。その結果電子は各原子に局在することになる。これがモット絶縁体で、ハイトラー-ロンドン型の絶縁体ともよばれる。一方、格子間隔を小さくしてゆくと電子の波動関数の重なりが大きくなり、電子の跳び移りのエネルギーは大きくなるが反発エネルギーはほぼか電子による遮蔽のため小さくなる。この状況では電子相関の効果は無視できて、通常エネルギーバンドの考えが適用でき金属状態が生じる。NiOなどの遷移金属元素を含む絶縁体や、ある領域の不純物濃度をもつ半導体の不純物伝導状態がモ

ット絶縁体の例と考えられている。なお前述の絶縁体と金属の2つの状態間の一次の相転移がモット転移である。

モット転移 [英 Mott transition, 独 Mottscher Übergang, 仏 transition de Mott, 露 переход Мотта] NiOのような磁性化合物が絶縁体になることは、固体電子のバンド理論からは説明されない。これは強い電子相関の効果によってNiのd電子が各原子の位置に局在するためであると考えられている。したがって電子相関の強さをしだいに弱めていくと、どこかで電子は局在状態から結晶中に広がった過渡状態に移り、絶縁体から金属への転移が起る。この現象はR. E. Peierlsの示唆によりN. F. Mottが初めて理論的に取扱ったものであり、モット転移とよばれる。また強い電子相関による電子の局在に起因する磁性絶縁体化合物(ハイトラー-ロンドン型の絶縁体)をモット絶縁体とよぶことがある。遷移金属の磁性化合物で絶縁体になるものはほとんどすべてモット絶縁体であり、局在磁気モーメントをもち、その間の相互作用は原則として反強磁性的である。モット転移は現実には圧力や温度の変化によって引き起こされることがあり、そのような性質を示す代表的な物質としては V_2O_5 を代表とするバナジウム酸化物のあるもの、 NiS_2 などが挙げられる。

MODEM [英 MODEM] 通信施設を経由して伝送される信号を、変調したり、復調したりする装置。modulator-demodulatorの略。変復調装置ともいう。

モード [英仏 mode, 独 Modus, 露 мода]

[1] 振動体における基準振動あるいは、基準振動を振動の様式にしたがって分類したものをいう(⇒基準振動)。一般に振動は空間座標と時間の複雑な関数であるが、これを分解すると振動数の異なる多くの単振動(または単振動と空間部分を表す三角関数の積)の重ね合せとして表される。これらのひとつひとつが基準振動であって、振動のモードという。この用語は、空洞や導波管中の電磁波についても用いられる(⇒振動モード)。また、多粒子系の振動においては、個々の構成粒子の振動の様式をモードと称することもある。

[2] 統計学においては、分布の最高値に相当する変量の値で、最も頻度の多い変量のことをモードという。

モード結合 [英 mode coupling, 独 Modenkopplung, 仏 couplage de mode, 露 взаимодействие мод] 一般に、波動の共振器のモードは互いに独立であるが、共振器中に非線形媒質が存在すると、モードの独立性が破れ、それらの間に非線形媒質を通じて間接的な相互作用が生じる。これがモード結合である。その結果、ひとつのモードの振動エネルギーが他のモードへ移行する可能性が生じ、パラメトリック効果の原因となる。レーザー共振器の場合には、レーザー媒質の非線形性によってモード結合が起り、モード結合が強い場合に各モードの発振が独立でなくなり、同時に安定な発振をしなくなったり、同時に発振しても発振周波数が共振周波数からずれたりする現象が見られる。また、多数のモードが強く結合し、相互に一定の位相関係を保って発振する場合には、モード同期発振となる。

モード選択 [英 mode selection, 独 Modenauswahl, 仏 sélection de mode, 露 селекция мод] ⇒ 単一波長レーザー

モード同期レーザー [英 mode-locked laser, 独 stabilisierter Laser, 仏 laser à mode bloqué, 露 лазер с синхронизованными модами] モード同期法によって、主と

してピコ秒領域の超短光パルス(⇒ピコ秒光パルス)を発生するレーザーをいう。レーザーの発振スペクトルは一般には近接した多数の周波数成分(モード)から成っている。その成分の間の位相関係が全く不規則であれば、出力光は不規則な振幅変化をもつ時間的に連続した光になる。しかし、ある時刻に各成分の波の山が一致するような規則的な位相関係があると、出力光は鋭いパルスになる。発振の全周波数幅を $\Delta\nu$ 、隣接モードの周波数間隔を δ とすると、理想の場合、出力は時間幅約 $(\Delta\nu)^{-1}$ 、時間間隔 δ^{-1} のパルス列になる。これをモード同期という。

モード同期状態を実現するには何らかの非線形効果によるモード間の相互作用が必要である。具体的には、レーザー共振器内に、電気光学効果や光学音響効果を利用した変調器を入れて周波数 δ の外部信号を加える方法(強制または能動モード同期)、および飽和吸収体を入れる方法(受動モード同期)が一般的である。レーザー媒質自体の非線形性によって自動的にモード同期がかかる場合もある(自己モード同期)。また、上記パルス列の間隔 δ^{-1} と同じ周期をもつ他のパルスレーザーを励起源に用いる同期励起法もよく用いられる。

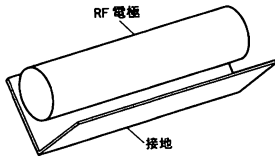
代表的なモード同期レーザーとして、まず色素レーザーが波長可変性、連続パルス列や最短パルスが発生しやすい点で有用である。ルビー、Nd-ガラス、Nd-YAGなどの固体レーザーは大出力($10^8 \sim 10^{12}$ W)のピコ秒パルス発生に適している。気体レーザーでは短パルス化はあまり望めないが、 CO_2 、He-Ne、イオンレーザーなどがモード同期レーザーとして使われる。出力は小さいが、小型で短パルス性の半導体レーザーも重要なモード同期レーザーとなる。

モードパターン [英 mode pattern, 独 Modenstruktur, 露 модовая структура] ⇒ 光共振器

モノクロメーター [英 monochromator, 独 Monochromator, 仏 monochromateur, 露 монохроматор] 入射光のなかから所要の十分に狭い波長幅の光を分離して取出す分光器で、単色計ともいう。光学素子の配置のしかたで種々の形式のものがあるが、一般に入射スリット、コリメーター、分散素子、結像素子(レンズ、凹面鏡など)、射出スリットから成る。分散素子自身が結像特性をもつ(たとえば凹面回折格子)場合には、コリメーターと結像素子が不要となる。入射および射出スリットが固定で、分散素子の回転のみで波長走査を行うものを定偏角モノクロメーターといい、広く用いられている。分散素子としてプリズム、回折格子、結晶を用いたものをそれぞれプリズム・モノクロメーター(赤外、可視、紫外用)、回折格子モノクロメーター(赤外、可視、紫外、真空紫外用)、結晶モノクロメーター(軟X線、X線用)という。可視用には波長可変フィルターを用いた簡易型モノクロメーターもあるが、分解能は極めて低い。粒子線の場合、そのエネルギーを選別して所要の狭いエネルギー幅の粒子を取出す速度選別器をモノクロメーターという。

モノポール = 磁気単極子

モノポール型質量分析計 [英 monopole mass spectrometer, 独 Monopolspektrometer, 仏 spectromètre à masse monopolaire, 露 монополярный масс-спектрометр] マスフィルター(四極子型質量分析計)と同じ原理で動作する高性能質量分析計。マスフィルターでは四極電場をつくるのに正確に配置された4本のロッドを用いるのに対し、



モノポールでは1本のロッドと直角アングル状の一對の電極で行うもの。ロッドには直流電圧と高周波電圧とを重ねて印加し、直角アングルは接地される。この場合、直角アングルとロッド状電極で囲まれる空間に四極電場ができ、この空間に軸と平行に入射するイオンの運動方程式は、マスフィルターの場合同様、マチュー方程式で与えられる。イオンが運動できる空間はマスフィルターの場合に比べて1/4に制限されるので、それに応じてイオンがコレクターに到達できるための条件は、やや変わったものとなるが、特性はマスフィルターとほとんど同じであり、分解能などの性能もあまり変わらない。

モノリシック回路 [英 monolithic circuit, 仏 circuit monolithique, 露 монолитная схема] 1枚のシリコン結晶板の表面近くにトランジスター、ダイオード、抵抗、コンデンサーをシリコンエピタキシャルプレーナートランジスターをつくるのと同じ方法で、一体化してつくったもので、この方法でつくられた回路はモノリシック集積回路(IC)とよばれる。モノリシックとはギリシア語で一枚岩のことである。モノリシックICにはデジタルICとリニアICがある。モノリシックICではトランジスターやダイオードのいろいろな特性のものが自由に設計できる。その大部分はnpn構造である。抵抗は拡散抵抗とよばれる半導体抵抗が使われ、抵抗値は0.1Ωから100kΩ程度まで可能である。コンデンサーはpn接合部の接合容量を使い、容量値は50pF～100pF程度である。モノリシックICは0.1mm²から1mm²の面積に数個から数十個のトランジスターなどが集積化される。また部品間の距離が極めて短いため高速化が実現できる。低電力化、高集積化、高速化が進み2500ゲートのECLのLSIモノリシックICもつくられている。モノリシック回路と対比するものとして混成回路がある。

モビリティ = 移動度

モファット渦 [英 Moffatt's vortex, 仏 vortex de Moffatt, 露 вихрь Моффата] 静止した壁が角をもつとき、角に十分近いところの粘性流体では、粘性による減衰のため、角または壁に向けて速度が単調に減少すると考えられていた。しかしH. K. Moffatt (1964年)は、静止した壁をもつくさび形領域内、くさびの頂点に十分近いところの遅い流れをストークス近似で解析したところ(壁に十分近い流れでは速度が遅くストークス近似が有効である)、その解はこの領域に無限個の渦列が存在しなければならないことを示した。このような渦列をモファット渦とよび、それは以下の特徴をもつ。(1)図1,2で示されるように、くさびの中心線に対し逆対称および対称の2種類の

流れが存在する。くさびの頂角を α とおいて、 $\alpha < 146^\circ$ のとき図1の形の渦列が、また $\alpha < 159^\circ$ のとき図2の形の渦列が存在可能であり、くさびの頂点に十分近いところの流れは上述の2種類の渦列の重ね合わせで表される。(2)

これらの渦は頂点に近づくにつれて大きさ、強さともに減少するが、特に、強さの減少が著しい。以上のような無限個の渦は、くさび形の領域に限らないで、角をもつ静止壁のまわりの流れにおいても現れる。実際、Moffattのこの研究以来、二次元あるいは三次元の角をもつ種々の形の静止壁のまわりの流れがストークス近似で解析され、角に十分近いところで無限個の渦を示す解が得られている。たとえば、静止している円錐内の流れの解析において、円錐の頂角が約 162° より小さいときには図2に相当する無限個の渦輪の存在が、また、頂角が約 149° より小さいときには、図1に相当するような無限個の三次元渦の存在が示されている。

モフィット-ヤンの式 [英 Moffitt-Yang equation, 仏 équation de Moffitt-Yang, 露 формула Моффитта-Янга] W. Moffitt が1956年に提出したポリペプチドの旋光分散についての式をモフィットの式という。Moffitt は α -らせんポリペプチドのアミド基の光吸収バンドが、らせん軸に垂直な成分と平行な成分に分裂するとし、それぞれが旋光分散のドルーデの式を満たすとして、残基当りの旋光度を

$$[m'] = \frac{a_{\parallel} \lambda_0^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} + \frac{a_{\perp} \lambda_0^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2}$$

で表した。ここで、 $\lambda_{\parallel}, \lambda_{\perp}$ はそれぞれ平行、垂直バンドの吸収波長、 a_{\parallel}, a_{\perp} は定数である。 $\lambda_{\parallel}, \lambda_{\perp}$ の差が小さいのでその平均値を λ_0 として、残基のみの不斉炭素による寄与を加えて

$$[m'] = \frac{a_0 \lambda_0^2}{\lambda^2 - \lambda_0^2} + \frac{b_0 \lambda_0^4}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2}$$

という式を得た。これがモフィットの式である。また、Moffitt と J. T. Yang は合成ポリペプチドについて実測し、 $\lambda_0 = 212 \text{ nm}$ とすると α -らせんポリペプチドの旋光分散の挙動をよく表すこと、L-アミノ酸から成るポリペプチドの右巻き α -らせんに対して b_0 は実験的に $b_0 = -630$ となり、ランダムコイル状態では0であることを見いだした。実験から得た b_0 と -630 との比から α -らせんの分率が求まる。この場合には、モフィット-ヤンの式という。

モーペルテュ Maupertuis, Pierre Louis Moreau de 1698.9.28～1759.7.27 フランスの物理学者、数学者、生物学者。イル・エ・ビレーヌ県サン・マロで生れ、16歳でパリに遊学したが、普通の教科と肌が合わず、音楽、次いで数学に転じた。1723年アカデミー・デ・シヤンスのメンバーに選ばれた。そのとき提出した論文は、楽器の形に関するものであった。数学や生物についての論文数編を発表の後、1728年イギリスへ赴いて、I. Newtonの力学に接し、以後ずっとフランスにおける強烈なニュートン力学支持者となつて、啓蒙思想家F. M. A. Voltaireの知遇を得た。地球の形に関する論争に判定を下すための遠征測量隊2班が編成されたとき、MaupertuisはA. C. Clairaut, A. Celsiusらを率いて北方ラップランドで16ヵ月間の作業に従事した(1736～37年)。1734年アカデミー・フランセーズのメンバーに選ばれた。それに先立つ1738年、Voltaireの推荐でプロイセンのFriedrich二世(大王)に拝謁、1745年からベルリンに住み、大王の意を体して

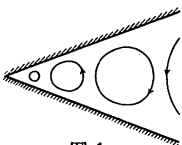


図 1

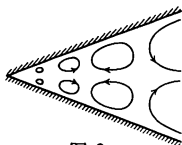


図 2

プロイセン科学アカデミーの発展に尽力, 1746 年から会長に就任した。その後, 学説の盗用などをめぐる世事に関与, 健康を害し, 旅先のバーゼルで死んだ。前記の遠征測量の結果は Newton の説を支持するものであったから, Maupertuis は英雄視された。プロイセンのアカデミーへの最初の寄与は, 最小作用の原理の素朴な形で提示(1744 年の着想)であり, この考えは, 引続いて L. Euler, W. R. Hamilton によって厳密に定式化されたが, Maupertuis 自身は, この原理を, 神の存在の証明に適用しようとした(1750 年)。そのほか遺伝や進化の試論, 宇宙論にも言及するところがあった。著作集全 4 巻(1752~68 年, 復刊 1964 年)がある。[主著] *Sur la figure de la terre*, 1738。

モーヘルテュイの原理 [英 Maupertuis' principle, 独 Maupertuisches Prinzip, 仏 principe de Maupertuis, 露 принцип Мопертюи] 最小作用の原理を 1 個の質点に適用すると, 運動エネルギーを $T=mv^2/2$, 速さを $v=ds/dt$ として

$$0=\delta\int 2T dt=\delta\int mv^2 dt=\delta\int m\frac{ds}{dt} dt=\delta\int mvd s$$

と変形される。 ds は運動の経路を細かく分けた一片の長さ, 積分は経路上の任意の 2 点間である。この式は, 「実現される運動経路は, それに沿ってとった mv (運動量の接線成分) と ds の積の和(積分)が最小(一般には停留値)になるようなものである」ことを示す。これは, 幾何光学におけるフェルマーの原理に触発された P. L. M. Maupertuis によって 1747 年に提出されたので, モーヘルテュイの原理とよばれるが, 彼はこれに神学的な意味を付けて唱道したといわれる。これをさらに数学的に完全なものにし, 一般の質点系へ拡張したのは L. Euler, J. L. Lagrange, W. R. Hamilton である(⇒最小作用の原理, ハミルトンの原理)。なお, 経路上の各点における位置エネルギーを V とし, 質点のもつ全エネルギーを E (定数)とくと, $(mv^2/2)+V=E$ が成り立つから, モーヘルテュイの原理は $\delta\int\sqrt{2m(E-V)}ds=0$ と表すこともできる。これらは, 空間の各点における屈折率を $n(x, y, z)$ として表したフェルマーの原理 $\delta\int n(x, y, z)ds=0$ と対比される。

モホロビッチ不連続面 [英 Mohorovičić discontinuity, 独 Mohorovičić-Diskontinuität, 仏 discontinuité de Mohorovičić, 露 разрыв Мохоровичича] 地球の地殻とマントルとの境界をなす地震波速度の不連続面。1909 年ユーゴスラビアの地震学者 A. Mohorovičić により最初に見いだされた。モホ面, M 不連続面, M 面などと呼ばれることがある。地殻中の P 波速度は $6\sim 7\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ であるのに対し, マントル最上部の P 波速度は約 $8\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ である。この違いは, 地殻とマントルが化学的に異なるためと一般に考えられている。上部地殻は花こう岩質, 下部地殻は斑レイ岩質(玄武岩質ともいう)の岩石(密度 $\approx 2.7\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$)より成るが, マントルはカンラン岩のような Fe や Mg に富む岩石(密度 $\approx 3.4\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$)より成ると思われる。モホロビッチ不連続面に沿ってマントル最上部を伝播する P 波は P_n 波とよばれる。 P_n 波はマントル最上部で屈折される頭部波である。通常は震央から $100\sim 200\text{ km}$ の臨界距離を超えると地殻中を伝播する直達 P 波(\bar{P} 波または P_d 波とよばれる)よりも P_n 波が先に到達する。 P_n 波は \bar{P} 波よりも一般に振幅が小さく, より長周期成分を含む。同様に下部地殻の最上部で屈折した P 波を P^* 波とよび, 上部地殻中の直達波である \bar{P} 波とさらに区別する。

P_n 波に対応する S 波は S_n 波とよばれる。同様に \bar{S} 波(または S_d 波), S^* 波が定義される。

モーメント [英 *moment*, 独 *Moment*, 露 *момент*] 原点から点 P に向かう位置ベクトル r と, 点 P におけるベクトル量 A とのベクトル積 $r\times A$ を A の原点のまわりのモーメント(または能率)という。 A が力の場合は力のモーメント, A が運動量の場合は運動量のモーメント(または角運動量), A が力積の場合は力積のモーメントという。固定軸がある場合, 軸のまわりのモーメントを考えることもある。軸 g のまわりのモーメントとは, g 上の任意の点に関する A のモーメントの, この軸に垂直な平面への射影に等しい。偶力を形成する一対の力の任意の点のまわりのモーメントは, その方向が 2 つの力を含む面に垂直で, その大きさが, 力の大きさと 2 力間の垂直距離の積に等しい。これを偶力のモーメントという。剛体に働く偶力は, モーメントが等しければどの位置にも平行移動することができる。すなわち偶力のモーメントは自由ベクトルである。質点系や剛体に働く力の効果は, すべての力が重心に集まったと考えた場合の重心に働く 1 つの力と, おおのの力が重心のまわりにもつモーメントの和で表すことができる。質点系や剛体の角運動量の時間的変化の割合は, この系に働く外力のモーメントの和に等しい。スカラー量についてもモーメントが考えられる。たとえば一対の点電荷 $q, -q$ に向かう位置ベクトルをそれぞれ, r_1, r_2 とするとき, $qr_1+(-q)r_2=qd$ を電気双極子モーメントという。ただし $d=r_1-r_2$ である。

モーメント展開 [英 *moment expansion*, 仏 *expansion de moment*, 露 *моментное разложение*] あるランダムな変数 x に対して平均操作を $\langle \rangle$ と書く。そうすると ξ をパラメーターとして

$$\langle e^{\xi x} \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\xi^n}{n!} \right) \mu_n$$

で定義される量 μ_n を n 次のモーメントという。具体的に書けば

$$\mu_1 = \langle x \rangle, \quad \mu_2 = \langle x^2 \rangle, \quad \dots$$

となる。確率分布が正規型のときは, μ_1, μ_2 を与えれば分布全体が決定される。この意味で, 低次のモーメントの知識から, 実験データを解析して物理的に有用な結果を得るのにこの方法はしばしば使われている。このように, モーメントを用いて展開するとことをモーメント展開という。モーメント展開法がこのように有効に使われた例としては, 核磁気共鳴におけるモーメント法がある(バン・ブレックの方法)。また光吸収分野でも用いられて成功している。統計力学における高温展開法も, このモーメント展開の一方法であり, 臨界現象の研究に使われ成功を収めている。

モリエー線図 [英 *Mollier diagram*, 独 *Mollier-Diagramm*, 仏 *diagramme de Mollier*, 露 *диаграмма Молье*] ⇒ 線図

モリエール・ポテンシャル [英 *Molière potential*, 独 *Molière-Potential*, 仏 *potentiel de Molière*, 露 *потенциал Молиера*] オイオン・原子衝突間の相互作用ポテンシャルとして, G. Molière により提案された次のようなポテンシャルをいう。

$$\bar{V}(r) = (Z_1 Z_2 e^2 / r) \varphi(r/a)$$

$$\varphi(r/a) = \sum_{i=1}^3 a_i \exp(-\beta_i r/a)$$

$$\{a_i\} = \{0.1, 0.55, 0.35\}$$

$$\{\beta_i\} = \{6.0, 1.2, 0.3\}$$

ただし, Z_1, Z_2 はイオンおよび標的原子の原子番号, e は電気素量, a は遮蔽半径を表す. $\varphi(r/a)$ は遮蔽の度合を表すフェルミ関数である. $i=1, 2, 3$ はそれぞれ標的原子の内殻, 中殻, 外殻電子からの寄与に対応する. モリエール・ポテンシャルは, 長距離部分でトーマス・フェルミ・ポテンシャル(数値解として得られる)よりも速く減少して, ハートリー近似に近くなり, より実際のポテンシャルを与える. モリエール・ポテンシャルは, 解析的な関数で記述されるポテンシャルとして広く引用されている. なお, a は厳密には, イオン・原子, 原子・原子衝突系に依存したフィッティングパラメーターであるが, $a=0.8853 a_0$ ($Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}$)^{-1/2} (N. Bohr.), あるいは $a=0.8853 a_0 (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{-2/3}$ (O. B. Firsov.) が一般に広く用いられている (a_0 はボーア半径). 図

モリブデン酸ガドリニウム [英 gadolinium molybdate, 独 Gadoliniummolybdat, 仏 molybdate de gadolinium, 露 молибдат гадолиния] 酸化ガドリニウム Gd_2O_3 と酸モリブデン MoO_3 を混合焼成して得られる化合物 $Gd_2(MoO_4)_3$. 結晶は結晶引上げ法でつくられる. 融点は 1157°C . 常圧下で融点直下に α 相とよばれる相があり, 温度を下げると β 相に移転し, さらに 850°C 以下では α 相となる. しかし冷却速度を早くすると β 相は室温まで安定に存在する. よく調べられているのはこのようにして得た β 相の結晶であり, GMO と略称され強誘電体として著名である. 比重 4.56, キュリー点は 159°C . キュリー点以上で正方晶系, 空間群 $P4_2m-D_{2h}$. キュリー点以下で c 方向に自発極をもち, 斜方晶系, 空間群 $Pba2$, 単位胞が常誘電相の 2 倍になる. 室温の格子定数は $a=10.388$, $b=10.419$, $c=10.701 \text{ \AA}$, c 方向の誘電率は室温で 10, キュリー点近傍でも 12 程度であり, 通常の強誘電体の場合のようなキュリー・ワイスの法則は全く成立しない, この原因は, この相転移はゾーン境界上の M 点におけるソフトモードの凍結によるゾーン境界相転移であり, 強誘電性はそれによって誘起されるためと考えられている(外性強誘電相転移とよばれる). また, 薄い酸で表面をエッチングすると, 反位相境界(=逆位相境界)が観察される. これは本物質と同様の構造をもつ $Tb_2(MoO_4)_3$ などでも観測されており, この系統の物質に特有の現象である.

モル [英仏 mole, 独 Mol, 露 моль] 国際単位系(SI)における物質量の基本単位(単位記号は mol). 1971 年の国際度量衡総会で採択された定義は次のとおりである. (1) モルは 0.012 キログラムの ^{12}C のなかに存在する原子の数と同数の要素体を含む系の物質量である. (2) モルを用いる場合, 要素体が明示されていなければならない. その要素体は原子, 分子, イオン, 電子, その他の粒子あるいは明示されたこの種の粒子の組合せであってよい(定義文中の「要素体」(elementary entities)は構成要素, 物質粒子, 構成粒子, 単位粒子, 要素粒子などとも翻訳されているが, ここでは粒子という語の二義性を避けるために要素体と訳してある).

ある物質の物質量は, その物質に含まれている種の特定された要素体の絶対数であり, モルは次の 2 通りに理解される. (1) 0.012 kg の ^{12}C に含まれる原子の数を N_A とすれば, モルは N_A 個の要素体の集りとなり, ある物質に含まれる要素体の数が N であるとき, その集りは N/N_A [mol] と表される. この理解は本質的な理解であるが,

N_A も n も具体的にわからないから実際のでない. (2) 定義文中の 0.012 kg というのは, 国際単位系の質量の基本単位がキログラムであることからきた表現であって, 12 g のことであり, その 12 が炭素 ^{12}C の原子量である 12 に対応している. ^{12}C の 12 g に含まれる原子の数が 1 mol であるから, 原子量, 分子量あるいはそれらを一般化した化学式量が M である物質の $M [\text{g}]$ に含まれる要素体の数は 1 mol である. したがってその物質の $m [\text{g}]$ に含まれる要素体の数は $m/M [\text{mol}]$ である. この理解は, 最も簡単でかつ最も精密な値の得られる質量測定を介して要素体数すなわち物質量を知ることができる点で, 実際のである.

モルという単位は, 従来, 分子についてのみ用いられ, グラム分子と同じ意味であったが, 国際単位系では, 粒子の結合形態のいかんを問わず, 物質一般の単位として採用し, グラム原子, グラム分子, グラムイオンなどを用いない. しかしながら, モルという単位を用いる場合は, 物質に含まれる要素体が何であるかは化学式などを用いてあらかじめ明示されなければならない. それは, たとえば酸素原子 1 mol と酸素分子 1 mol の場合, それぞれの要素体である O と O_2 は同じ数だけ含まれるが, 原子の数としては後者は前者の 2 倍を含み, 質量もそれに応じて異なるからである. したがって, 要素体の区別のない酸素 1 mol というような表現は避けなければならない. 他方, 要素体が明示されれば, モルは合金や空気などの混合物にも, また要素体を構成する粒子が実際には存在しない場合にも, 適用して差支えない. モルの大きさ, すなわち 1 mol 中に含まれる要素体の個数はアボガドロ定数とよばれる.

モル音速度 = 分子音速度

モル吸光係数 [英 molar extinction coefficient, 独 molarer Extinktionskoeffizient, 仏 coefficient d'extinction molaire, 露 молярный коэффициент экстинкции] \Rightarrow ランベルト-ベールの法則, 吸光度

モル磁化率 [英 molar susceptibility, 独 Molsuszeptibilität, 仏 susceptibilité molaire, 露 молярная магнитная восприимчивость] 物質 1 mol 当りの磁化率をいい, 物質 1 mol 当りの磁化を外部磁場で割った値で与えられる. 物質が相互作用のない磁性分子(またはクラスター)で構成されている常磁性体では, 磁性分子の有効ボーア磁子数を P_{eff} とすると, モル磁化率 χ_m は

$$\chi_m = \frac{N_A \mu_B^2 P_{\text{eff}}^2}{3kT}$$

のように与えられる. ここで N_A はアボガドロ数, μ_B はボーア磁子, k はボルツマン定数, T は絶対温度である. このように, χ_m が温度に逆比例することはキュリー-則として知られている. 反磁性体では χ_m はほとんど温度によらない.

モル体積 [英 molar volume, 独 Molarvolumen, 仏 volume molaire, 露 молярный объем] 化学物質の 1 mol の占める体積. 単体の場合は原子体積または原子容といい, 化合物の場合は分子体積または分子容という. 理想気体の 0°C , 1 atm (標準状態)のモル体積は 22.414 dm^3 である.

モル伝導率 [英 molar conductivity, 独 molare Leitfähigkeit, 仏 conductibilité molaire, 露 молярная электропроводность] 電解質溶液の電気伝導率 σ を, 溶質の濃度で割った商で, 分子伝導度ともいう. 単位(SI)は $\text{S} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$ である. 無限に希釈した極限のモル伝導率 Λ_∞ を無

限希釈度におけるモル伝導率とよぶ。強電解質に対しては、 Λ, Λ_∞ , 濃度 c の間に $\Lambda = \Lambda_\infty - (\text{定数}) \times \sqrt{c}$ の関係があることが、F. W. G. Kohlrausch により見いだされた (1869~1880 年)。また、無限希釈度における正イオンおよび負イオンのモル伝導率を $\lambda_+^\infty, \lambda_-^\infty$ とすると、関係式 $\Lambda_\infty = \lambda_+^\infty + \lambda_-^\infty$ (コールラウシュのイオン独立移動の法則) が成り立つ。イオンのモル伝導率は、移動度の絶対値とファラデー定数との積である。第十四回国際度量衡総会 (1971 年) までは当量伝導度とよばれていた。

モールの応力円 [英 Mohr's stress circle, 独 Mohr-scher Spannungskreis, 仏 cercle de Mohr, 露 круг напряжений Мора] 弾性体内のある 1 点において、任意の傾きをなす断面に作用する垂直応力およびずり応力を作図的に求める際に使用する円のこと。二次元物体中の任意の点において主応力 σ_1, σ_2 が与えられているとする。法線方向が σ_1 と θ の角度をなす面上では、垂直応力 σ とずり応力 τ は

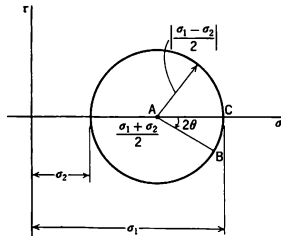
$$\sigma = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \cos 2\theta$$

$$\tau = -\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \sin 2\theta$$

で与えられるため、 θ を消去すると

$$\left(\sigma - \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \right)^2 + \tau^2 = \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2} \right)^2$$

となる。上式は、 σ と τ を直交座標系にとると、中心を $((\sigma_1 + \sigma_2)/2, 0)$ 、半径 $|(\sigma_1 - \sigma_2)/2|$ とする図のような円になる。傾き θ の断面に作用する σ および τ の値は、 $\angle CAB = 2\theta$ となる点 B の座標を読み取ることににより図式的に得られる。



モル比熱 [英 molar heat, 独 Molwärme, 仏 chaleur molaire, 露 молярная теплоёмкость] 1 グラム分子当りの熱容量, すなわちある物質の比熱と分子量の積をいう。モル熱, 分子熱ともいう。固体のモル比熱は 1 分子を構成する原子の原子熱の和にほぼ等しい (⇒ ノイマン-コップの法則, デュロン-プティの法則)。外部条件により, 定圧モル比熱, 定積モル比熱がある。

モル比量 [英 partial molar quantity, 独 partielle molare Größe, 仏 quantité molaire partielle, 露 парциальная молярная величина] ある物質が n_1, n_2, \dots mol の成分からできている場合, 体積 $V(T, p, n_1, n_2, \dots)$ に関して

$$V_1 = \left(\frac{\partial V}{\partial n_1} \right)_{T, p, n_2, n_3, \dots}, \quad V_2 = \left(\frac{\partial V}{\partial n_2} \right)_{T, p, n_1, n_3, \dots}, \quad \dots$$

を部分モル体積といい (T は温度, p は圧力), 一般に体積 V , 内部エネルギー U , エンタルピー H , エントロピー S , ギブスの自由エネルギー G などの示量変数に対して各成分のモル数に関する一次偏微分係数をモル比量という。部分モル量ともいう。温度, 圧力を一定としたとき, たと

えば体積 V は n_1, n_2, \dots に関する一次のオイラーの同次関数であるから

$$V = n_1 V_1 + n_2 V_2 + \dots$$

の関係が成立する。したがって, 25°C , 1 atm で 1 cm^3 のエタノールに 1 cm^3 の水を混ぜたとき, 2 cm^3 ではなく約 1.9 cm^3 になることは, 上の同次関係式で 2 変数 n_1, n_2 とし, 部分モル体積 V_1, V_2 を用いて説明される。混合によるエントロピーの変化 (⇒ 混合のエントロピー), またエンタルピーの変化 (⇒ 混合熱) もそれぞれの部分モルエントロピーおよび部分モルエンタルピーから求められる。特に, 部分モルギブスの自由エネルギー G_1, G_2, \dots は化学ポテンシャル μ_1, μ_2, \dots に等しい。この場合, 混合系のギブスの自由エネルギーは, 温度, 圧力一定の下に

$$G = n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2 + \dots$$

となる。この系に成分 1 を $dn_1 \text{ mol}$, 成分 2 を $dn_2 \text{ mol}$, \dots を加えたとき, ギブスの自由エネルギーの増加は

$$dG = \mu_1 dn_1 + \mu_2 dn_2 + \dots$$

となる。これと上の混合系のギブスの自由エネルギーの全微分から

$$n_1 d\mu_1 + n_2 d\mu_2 + \dots = 0$$

という関係式が得られる (⇒ ギブス-デュエムの関係)。

モル分極 [英 molar polarization, 独 Molpolarisation, 仏 polarisation molaire, 露 молярная поляризация] 誘電体中では分子は外部電場に加えてほかの分子の双極子モーメントがつくる内部電場 (ローレンツの電場) を感じる。誘電率 ϵ はクラウジウス-モソットィの式

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{M}{\rho} = \frac{1}{3\epsilon_0} N_A \alpha$$

(M は分子量, ρ は密度, α は分子の分極率, N_A はアボガドロ定数, ϵ_0 は真空の誘電率) を満たす。この左辺で定義される量をモル分極という。分子分極ともいう。ローレンツの内部電場の仮定がよい近似となる場合は, 上式で示されるようにモル分極は単位電場に対する 1 mol 当りの分極に相当する。このとき分極率 α は電子分極, 原子分極および永久双極子の配向分極からの寄与の総和とみなすべきである。永久双極子モーメントをもたないような分子に対しては分極率は温度や分子の密度にはあまり依存しないと考えられるので, モル分極は温度あるいは密度 (したがって圧力) の変化に対してあまり変化しないはずである。しかし実際には温度あるいは密度の変化に伴う分子間相互作用の変化により, 分子の電子状態が影響を受けるため, 分極率にわずかな変化が生ずる。こうした事情を逆に利用して, モル分極の温度依存性の精密測定により分子間相互作用の変化を見積ることができる。また, 永久双極子モーメントをもつ分子については配向分極による分極率が強い温度依存性

$$\alpha = \frac{\mu^2}{3kT}$$

(μ は永久双極子モーメントの大きさ, k はボルツマン定数, T は絶対温度) をもつために, これがモル分極の温度依存性を支配する (⇒ クラウジウス-モソットィの式, 電子分極, 原子分極, 配向分極)。

モル分度数 = アボガドロ定数

モル分率 [英 molar fraction, 独 Molenbruch, 仏 fraction molaire, 露 молярная доля] 溶液などの系の組成を表す量で, ひとつの成分のモル数 (n_i) を系全体のモル数で割ったもの。すなわち $x_i = n_i / (n_1 + n_2 + \dots)$ のことをい

う。

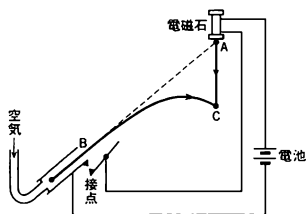
モル毎リットル [英 mole per liter, 独 Mol pro Liter, 仏 mole par litre, 露 моль в литре] 物質質量濃度の単位のひとつ。体積 1ℓ につき物質質量 1mol のときの物質質量濃度をいう。単位記号は $\text{mol}\cdot\ell^{-1}$, $\text{mol}\cdot\text{L}^{-1}$ など。SI 単位のモル毎立方メートル ($\text{mol}\cdot\text{m}^{-3}$) との関係は $1\text{mol}\cdot\ell^{-1}=10^3\text{mol}\cdot\text{m}^{-3}$ 。なお、計量法ではモル毎リットルを濃度の補助計量単位のひとつにあげている。

モル毎立方メートル [英 mole per cubic meter, 独 Mol pro Kubikmeter, 仏 mole par mètre cube, 露 моль в кубическом метре] 物質質量濃度の SI 単位。国際単位系 (SI) の組立単位の一つである。単位記号は $\text{mol}\cdot\text{m}^{-3}$ または mol/m^3 。なお、計量法ではこれを濃度の計量単位のひとつにあげている。

モレキュラーシブ [英 molecular sieve, 独 Molekularsieb, 仏 tamis moléculaire, 露 молекулярное сито] 人工的につくられた多孔質物質で、人工ゼオライトともよばれる粒状または粉末状の吸着剤。 $\text{Na}_2\text{O}\cdot\text{Al}_2\text{O}_3\cdot n\text{SiO}_2\cdot x\text{H}_2\text{O}$ で表されるアルミノケイ酸塩で、Si 原子, Al 原子と四面体をつくり、 O_2 を共有して三次元的につながっている構造をとり、内面に空孔を有する。空孔の平均孔径の違いにより、3A, 4A, 5A, 13X などの種類があり、孔径はそれぞれ 3\AA , 4\AA , 5\AA , 10\AA , 内表面積 $500\sim 800\text{m}^2\cdot\text{g}^{-1}$ である。このモレキュラーシブを液体窒素温度まで冷却すると N_2 , O_2 , Ar, CH_4 に対して約 $10\text{Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{g}^{-1}$ 程度の吸着能力を発揮するが、 H_2 , Ne, He に対しては平衡圧が 10^3Pa のときにそれぞれ $1\text{Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{g}^{-1}$, $10^{-1}\text{Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{g}^{-1}$, $10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{m}^3\cdot\text{g}^{-1}$ と吸着能力が劣る。また冷却温度に対する吸着分子数は O_2 の場合、温度に逆比例的に増加するのにに対し、 N_2 では -100°C , Ar では -150°C の温度付近で、空孔当り分子 4 個程度の最大値をとる。

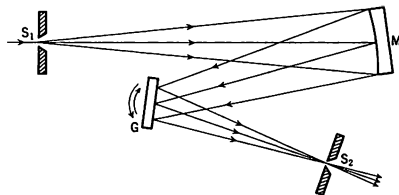
モワレ = モアレ

モンキーハンティング [英 monkey hunting, 仏 chasse au singe] 放物運動は発射方向の等速度運動と、その直線からの自由落下運動とに分解できる。図のように空



気銃で発射された弾が B 点を通して瞬間に、電磁石の働きで、A 点にある鉄の球を落下させれば、両者は必ず C 点で衝突する。木にぶら下がっているサルを撃つとき、サルが驚いて手を放すところちょうど命中する状況に似ているので、この装置をモンキーハンティングという。

モンク・ギリソン・マウンティング [英 Monk-Gillieson mounting, 独 Monk-Gillieson-Aufstellung, 仏 montage Monk-Gillieson, 露 установка решётки по Монку-Гиллисона] 平面回折格子のマウンティング (配置のしかた) のひとつで、モノクロメーターに使用される。これは 1928 年に G. S. Monk によって考案されたが、A. H. C. P. Gillieson がこのことを知らずに 1949 年に再び研究したのでこの名がある。このマウンティングの特徴は、



図のように、入射スリット S_1 から入射した光を凹面鏡 M で集光し、収束光を平面回折格子 G に照射することで、結像鏡なしに射出スリット S_2 上にスペクトルを結像させる点にある。波長走査は G の回転のみで行う。回転軸を G の面の中心を通る鉛直軸にとると収差が大きく、よいスペクトル像が得られない。しかし、軸を適当にずらすことで、分解能を向上させる。このマウンティングの変形として、光路を逆に、 S_2 から G に発散光を入射させる方式のものも使用されている。

問題向き言語 [英 problem oriented language, 独 problemorientierte Sprache, 露 проблемно-ориентированный язык] 計算機のプログラミング言語のなかで、ある特定の範囲の問題を解くのを目的としてつくられた言語。それに対して計算機の機能、性能を十二分に活用するのを主目的につくられた言語が計算機向き言語である。問題向き言語の例としては、科学技術計算用の FORTRAN, 事務処理計算用の COBOL, もっと範囲を限定したものとしてシミュレーション用言語、数式処理用言語、電気回路解析用言語などがある。このなかで、FORTRAN や COBOL などを、手続き向き言語 (procedure oriented language) といひ、これは、問題を解く手続き (アルゴリズム) を記述するための言語である。これに対して、シミュレーション用言語や数式処理用言語などは、問題を解く手続きでなく問題そのものを記述する言語であり、その言語プロセッサがその問題を解いてくれる。狭義には後者をとくに問題向き言語ということもある。

モンテカルロ法 [英 Monte Carlo method, 独 Monte-Carlo-Methode, 仏 méthode de Monte Carlo, 露 метод Монте-Карло] 乱数を用いる数値計算法の総称で、電子計算機の発達に伴い多くの分野においてさまざまな形で利用されている。モンテカルロ法という名は、1945 年ごろ J. von Neumann と S. M. Ulam によって導入された。確率的な現象のシミュレーションとして用いられる場合と、本来決定的な多次元積分などの近似計算に用いられる場合とがある。いずれの場合にも、解には必ず確率のなやぐに由来する誤差が含まれるので、これをいかに小さくするかが問題である。一般に、生成した各乱数がなるべく平等に結果に寄与するようにすれば、ゆらぎは小さくなる。以下に物理に関係のある典型的な応用例を示す。

(1) 多粒子系の時間発展: 多粒子系のふるまいを、確率的な外力や相互作用を含む運動方程式によって、電子計算機で追跡する。各粒子は、一定の分布に従う距離だけ運動した後、ある確率で相互作用を行う。これらの各ステップを支配する分布関数を与えれば、各粒子のふるまいを追跡することができ、多数回の結果から、種々の分布や物理量が計算できる。具体例としては、遮蔽の計算、原子核・高エネルギー実験の測定器の設計、原子核中や大気中での高エネルギー粒子のカスケードの計算、原子炉や核兵器の設計、固体中の電子の運動、核融合装置内のプラズマの運動

など限らない。

(2) 統計的平衡状態の実現：多体系の温度 T のボルツマン分布を実現するには、状態 i から状態 j への遷移確率 P_{ij} が詳細釣り合い

$$P_{ij}/P_{ji} = \exp[-(E_j - E_i)/kT]$$

を満たすような過程を繰返せばよい。ただし E_i は状態 i のエネルギー、 k はボルツマン定数である。普通は状態 j として状態 i の中の 1 粒子のみを変化させた状態を考える。上式を満たす P_{ij} のとり方は種々あるが、熱浴法とメトロポリス法がよく用いられる。熱浴法では i に無関係に $P_{ij} \propto \exp(-E_j/kT)$ となるよう状態 j を生成する。メトロポリス法では、まず均一にランダムに j を選び、同時に確率

$$p = \min[\exp\{-(E_j - E_i)/kT\}, 1]$$

を計算する。次に一様乱数を用いて、確率 p で新しい状態 j を採用し、確率 $(1-p)$ で j を捨て前の状態 i のまま留める。熱浴法に比べて状態の生成は容易であるが、低温で p が小さくなりすぎることも多く、独立な状態に到達するまでに多数回のステップが必要になる。具体的な例としては、スピン系、格子ゲージ理論、分子の運動、化学反応な

どに応用される。

(3) 数値計算への応用： n 次元空間における定積分

$$I = \int_a^b f(x) dx^n$$

は、領域 Q の中において確率密度 $p(x)$ で分布する N 個の乱数 $\{x_i\}$ を用いて

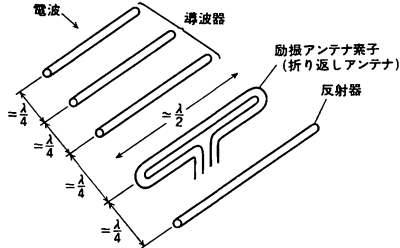
$$\hat{I} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [f(x_i)/p(x_i)]$$

によって近似できる。 \hat{I} の誤差は $p(x) \propto |f(x)|$ の場合に最小になる。すなわち $|f|$ の値の大きい領域を重点的にサンプルすれば誤差は小さくなる。数値積分のほか、偏微分方程式、積分方程式、連立一次方程式、最適化問題などにも用いられる(⇒乱数、酔歩)。

匁 尺貫法における質量の単位。(1/1000)貫に等しく、正確に 3.75 g である。分量単位は(1/10)匁の分、(1/10)分の厘、(1/10)厘の毛があり、倍量単位は 1000 匁の貫のほか、160 匁の斤がある。歴史的には中国唐代の貨幣開元通宝錢を分銅の代りに用いたことに由来する。匁は錢のあざなどである。なお、養殖真珠の取引用の単位 momme としては今でも世界中で使われている。

や

八木アンテナ [英 Yagi antenna, 独 Yagi-Antenne, 仏 antenne Yagi, 露 антенна Уда-Яри] VHF, UHF 帯で広く用いられている指向性の鋭いアンテナ。1926 年に八木秀次と宇田新太郎によって発明されたもので八木-宇田アンテナともよばれる。励振アンテナ素子の前方約 $1/4$ 波長のところに半波長より短め(半波長の $0.8 \sim 0.9$ 倍)の導体棒をおけば導波器となり、後方約 $1/4$ 波長のところに半波長よりやや長めの導体棒をおけば反射器となる原理を用いている(図参照)。導波器、反射器の素子数を増



せば利得をダイポールアンテナの数倍程度にあげることができるが、入力インピーダンスが低くなるので、励振素子として折返しアンテナを用いて入力インピーダンスを上げる。このアンテナは、(1) 指向性が鋭い、(2) 利得が大きい、(3) 構造が極めて簡単、(4) 安価である。などの長所をもっているため、テレビ受信用にはほとんどこのアンテナあるいは若干変形したものが用いられている。

焼入れ [英 quenching, 独 Abschrecken, 仏 refroidissement, 露 закалка] 高温に加熱した材料を急冷し、組織を非平衡状態にして材質改善処理をする操作をいう。鉄系材料では硬化するが、非鉄合金の場合軟化することが多い。またガラスなどでも焼入れが行われ、その強化に利用されている。鋼材の場合、高温で安定な面心立方晶が、冷却されることにより体心立方晶に変態するが、拡散ではなく結晶格子のずれが主因の変態(マルテンサイト変態)である。マルテンサイト相は炭素を多量に固溶しているのが非常に多い。同時に比重はわずかに減少し、比熱はわずかに増加し、電気抵抗、残留磁化、抗磁力などは著しく増加する。鋼の場合 A_1 変態点以上に加熱し、オーステナイト化してから水中または油中で急冷する焼入れをすると、かたさは $3 \sim 4$ 倍に向上する。したがってこの焼入れによって鋼材は強く、変化に富んだ使いかたができる。鋼材の焼入れのしやすさを焼入れ性といい、標準径の棒材を焼いたときの硬化深さで表すが、添加合金元素によって大きい影響を受ける。厚い鋼材をあまり急速に冷却すると組織変化による急激な膨張により内部応力が発生し、焼割れが生ずることがあるが、 $180 \sim 300^\circ\text{C}$ 程度の恒温塩浴中で焼入れしその後は空冷させる恒温焼入れ法により防ぐことができる。

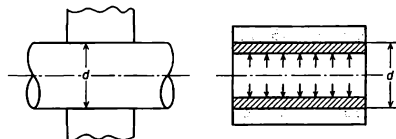
焼なまし [英 annealing, 独 Ausglühen, 仏 recuit, 露 отжиг] いったん加熱した金属材料を徐冷し軟化させ

る熱処理のことをいう。金属材料は、常温における塑性変形が進むに伴って、加工硬化を起し変形にくくなる。これを軟化させ延性を回復するには再加熱により、転位を再配列させたり、新しく結晶粒を再結晶させる必要がある。これらの過程はすべて焼なましとよばれ、再結晶焼なまし、ひずみ取り焼なまし、塑性加工を継続するため途中で軟化させる中間焼なましなどがある。

低加工度の材料を再結晶温度よりかなり高い温度で低加工度の材料を焼なますと、結晶粒が成長し粗大化するため、かえって材質が低下することがある。また非鉄金属の低温焼なまし処理では、転位と溶質原子の相互作用によるひずみ時効などのため硬化するものもある。鋼材の場合、焼なましによる均質化は後の焼入れ性やそのほかの性質に密接に関連する。鋼材の A_1 変態点以上の高温で行う焼なましは、鍛造時の凝固過程に生じた偏析を拡散によって除去し、成分を均質化する目的で行うもので、拡散焼なましとよばれる。加工硬化した鋼材を軟化させるだけでなく、加工によって生じた組織の変化などを完全に解消する目的で、オーステナイトの温度で十分な時間保持した後、徐冷する操作を完全焼なましという。焼なましは大部分がこの種の目的のために行われるので、単に焼なましといえば完全焼なましをさすのが普通である。標準組織の鋼材では、焼なましにより層状、針状または網状をなすセメンタイトを球状化させることもできる。この球状化焼なまし材は軟化の程度も大きく塑性加工性が高い。なお高分子のアニーリングについては(⇒アニーリング)。

焼ならし [英 normalizing, 独 Normalglühen, 仏 normalisation, 露 нормализация] 鋼をその状態図で γ 固溶体(オーステナイト領域)の範囲に加熱し適当な時間保持した後、空冷する熱処理をいう。粗大で不均質な組織をもつ鋼材に焼ならしを施すことにより、ひずみを除去すると同時に組織を均一化、微細化し材質改善ができる。特に鑄造品や鍛造品で成形後に焼入れや焼もどしの熱処理を行うものは、焼ならしによりあらかじめ組織を微細化しておくことが望ましい。鋼を鍛練した後で焼ならした組織は、標準組織といい、炭素量 0.85% 以下の炭素鋼では、顕微鏡で観察するパーライトの量と炭素含有量とが比例する。 0.85% の炭素を含み全部がパーライトからなるものを共析鋼、 0.85% 以下の炭素を含み初析フェライトとパーライトからなるものを亜共析鋼、 0.85% 以上の炭素を含み初析セメンタイトとパーライトからなるものを過共析鋼という。

焼ばめ [英 shrink fit, 独 Schrumpfsitz, 仏 calage à retrait, 露 горячая посадка] 丸棒または中空丸棒の外側に円孔のあいた部材たとえば円板や円筒などを取付ける場合(図参照)、接触面の直径 d に関し、内側の寸法を外



a. 軸と円板の焼ばめ

b. 焼ばめ円筒

側の寸法をわずかに大きく加工しておき、外側の部材を高温に熱して熱膨張させて組立て、冷却した状態で両部材を固着させる方法を、焼ばめという。これは単に固着を目的とするのみでなく、焼ばめによって生じる残留応力を積

極的に利用することもある。すなわち図6のように焼ばめによってつくった組合せ円筒では、内筒に圧縮の残留応力が生じているから、これを高い内圧を受ける压力容器として使用すれば、内圧によって内壁部に生じる高い引張応力を緩和することができる。

焼もどし [英 tempering, 独 Anlassen, 仏 revenu, 露 отпек] 鋼材を焼入れするとマルテンサイト組織となつて、極めてかたくなる反面、もろくなってそのままでは使用に適さない場合がある。この鋼に適当な強度を保持しつつ、靱性を回復させるため、焼入れ鋼を共析温度(A_1 変態点)以下の適当な温度に再加熱する熱処理を焼もどしという。マルテンサイト組織は炭素原子を過飽和に含む非平衡相であるため、焼もどしにより、炭化物を析出して、より安定な状態へ移行する。また焼入れた鋼材に高温組織であるオーステナイトが一部残留している場合には、強度と耐摩耗性に問題があるため、焼もどしよりマルテン化を図り、強化することができる。通常の焼もどしでは、かたさや強度をほとんど低下させずに靱性をある程度回復させるのであるが、600°C前後で高温焼もどしを行い、強度やかたさなど多少犠牲にしても、靱性を著しく高めるため、600°C前後で高温焼もどしを行う処理を特に調質という。また特定成分の炭素鋼では、ある温度下での焼もどしを行うとかえって脆性化することがあり、これを焼もどし脆性という。

YAG レーザー [英 YAG laser] 動作物質として $Y_3Al_5O_{12}$ (yttrium aluminum garnet の頭文字をとって YAG と略す) 結晶を用いるレーザーをいう。通常は活性中心として Nd^{3+} イオンが使われる。代表的な固体レーザーの一つ。YAG は機械的に丈夫であり、光学的に均一な結晶が得られ、熱伝導率も $0.030 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ と高い。また3個のランタニドイオンがイオン半径がほぼ等しい Y^{3+} を置換するため結晶に入り易く、しかも蛍光線のスペクトル幅がかなり狭いなど、レーザー媒質の母体として大変に優れた性質をもっている。 Nd^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+} , Yb^{3+} などを活性中心としてレーザー発振が成功してゐるが、最もよく使われるのは Nd^{3+} イオンの ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ 遷移による $1.064 \mu\text{m}$ 線である。この場合、遷移の下準位 ${}^4I_{11/2}$ が基底準位から約 2000 cm^{-1} と大きく離れているため、そこでの分布が室温でも非常に少なくなっており、負温度分布が容易に実現される。発振に要する励起強度が低くつむので、連続動作や繰返しの速いパルス動作に適し、実用的には機械加工、レーザーレーダーその他に使われている。

夜光雲 [英 noctilucens cloud, 独 leuchtende Nachtwolke, 仏 nuage nocturne lumineux, 露 мезосферное облако] 高層大気中に見られる薄い雲。夏季、高緯度地方で日没後(または日出前)大気下層には太陽光があたり、夜光雲の存在する高度 80 km には光がとどく状況(太陽高度が地平線下 $6^\circ \sim 16^\circ$)において観測される。出現時期は北半球の場合 $3 \sim 10$ 月、なかでも $6 \sim 8$ 月が最も多く、出現高度は $80 \sim 85 \text{ km}$ 、雲の厚さは $1 \sim 2 \text{ km}$ である。青みがかった白色をしている。ロケットによる観測の結果、直径 $0.3 \mu\text{m}$ 程度の微細な氷晶で、 $10^{-2} \sim 1$ 個 $\cdot \text{cm}^{-3}$ 程度の数密度であることがわかった。氷晶の中には鉄、ニッケルなどからなる核があり、流星塵が起源と考えられている。夏季にしか現れないのは見えなからではない。この高度では冬に高温、夏に低温となり、特に低い気温になったときはじめて水蒸気が飽和圧に達し、昇華が可能となるから

である。その温度は 135 K 以下で、実際のロケット観測から高緯度では夏期にときどきこのような低温が観測されている。

ヤコビ楕円体 [英 Jacobi ellipsoid, 独 Jacobi-Ellipsoid, 仏 ellipsoïde de Jacobi, 露 эллипсоид Якоби] 自己重力の作用下にある回転流体の平衡形状のひとつ。一様密度非圧縮の流体が一樣に自転している場合に圧力と遠心力ポテンシャルを考慮して表面が等ポテンシャル面となり、その形が3軸不等の楕円体となるものをヤコビ楕円体という。角運動量が小さいヤコビ楕円体の解は存在せず、安定な平衡形状は2軸の等しい回転楕円体すなわちマクローリン楕円体である。角運動量が大きくなると、マクローリン楕円体は不安定となり、平衡形状の解はヤコビ楕円体へ分岐する。さらに角運動量が大きくなると、ヤコビ楕円体も安定ではなくなり、J. H. Poincaré によって発見された西洋梨型系列へ分岐する。西洋梨型の分岐点における3軸の大きさ a, b, c は同一密度 ρ の球にあるときとの半径 r_0 を用いて、 $a/r_0 = 1.88583$, $b/r_0 = 0.81498$, $c/r_0 = 0.65066$, また回転角速度 ω は $\omega^2/(2\pi G\rho) = 0.14200$ と表される(G は重力定数)。

ヤコビの恒等式 [英 Jacobi's identity] \Rightarrow リー環

ヤッフェー・キッテルの磁気構造 [英 Yafet-Kittel magnetic structure, 独 Yafet-Kittel-magnetische Struktur, 仏 structure magnétique de Yafet-Kittel, 露 магнитная структура Яфета-Киттеля] = 三角磁気構造

ヤード [英 ft yard, 独 Yard, 露 ярд] ヤード・ポンド法における長さの基本単位。1959年7月以降、実効上、正確に 0.9144 メートルである。メートル原器に準拠することの大ききヤードは英語圏諸国の主要標準機関で採用され、国際ヤード(International Yard)とよばれる。単位記号は yd。この統一以前、イギリスでは1855年に採用された青銅製の標準器「No. 1 Standard Yard」に基づいて長さの標準、英国標準ヤード(Imperial Standard Yard)が定められていたが、この長さは国際メートル原器との比較において1895年に 1 m が 39.370113 インチであったが、1947年に 39.370186 インチとなり、この52年間に約 2×10^{-6} だけ縮んだ。これに対しメートル原器は光波長との比較で1893年から1940年までの47年間に $\pm 3 \times 10^{-7}$ で安定していた。他方アメリカでは、1866年の法律により 1 m が 39.37 インチと定められており、上記の国際ヤードにはこの両者の中間の値が採用されている。ヤードの倍量単位・分量単位はいくつかの系統に分かれ、あるいは単独に定義されているが、英語圏諸国でほぼ共通である。その主なものは次のとおりである。

インチ = $(1/12)$ フート	測地: リンク* = 0.01 チェーン
フート = $(1/3)$ ヤード	深さ: ファゾム* = 6 ファート
ヤード = 0.9144 m	スパン* = $(1/8)$ ファゾム
ロッド' = $5\frac{1}{2}$ ヤード	太さ: ミル* = $(1/1000)$ インチ
チェーン = 22 ヤード	
ファローグ = 10 チェーン	↑ パーチ、ポールともいう。
マイル = 8 ファローグ	イギリスでは1976年に廃止。
	* イギリスでは非法定単位。

ヤード・ポンド法 [英 foot-pound-second system, 独 Yard-Pfund-System, 仏 système pied-livre, 露 система фут-фунт-секунда] 長さの単位ヤード、質量の単位常力ポンドおよび時間の単位セカン(秒)を基本単位として構成された英語圏諸国の計量単位系。元来はイギリスの度量衡単位系であり、その起源は古くかつ多元的で、古代エ

ジブト・メソボタミアの度量衡単位が古代ギリシア・ローマなどを経て伝わり、発展したとされている。エリザベス一世の時代の1580年代に近代化が始まり、1824年の度量衡法により現在の形に近いものになった。この法律の基になった黄銅製のヤード標準器とトロイ・ポンド標準器は1758年ごろに製作されたものであるが、1834年の議事堂の火災により損壊し、新たに青銅製のヤード標準器と白金製の常用ポンド標準器が作られ、1855年に採用された。これに基づく1878年の度量衡法で制定されたのが現在の連合王国系(British Imperial System)である。その特徴は容量の単位に液量・乾量の別がなく、その基本単位として一定質量の水の体積を選び、質量の単位をトロイ・オンスを除き常衡に一本化したことである。

イギリスの歴史的發展により、その度量衡も世界中に広まったが、植民地の独立によりヤード・ポンドも分化する。そのなかで重要なのはアメリカの米国慣用系(U. S. Customary System)である。この単位系は法定されたものではなく、1830年の上院の決議に基づいて全国の慣用単位を調査し、1832年に財務省が採用したものであって、その特徴は容量の単位が液量と乾量に分かれ、液量の基本単位にワイン・ガロンを、乾量の基本単位にウィンチェスター・ブッシェルを用いたこと、質量の単位が3衡に分かれていることである。これらは1824年より前のイギリスの度量衡に基づいている。ただし常用ポンドの倍量単位であるハンドレッドウェイトは十進化されている。米国慣用系のヤードとポンドの大きさはイギリスの標準器に合わせる努力がなされてきたが、1866年にメートル法が認められ、米国慣用系との換算関係が法定されたことと、1893年に出されたメンデンホール令により米国慣用系を含めたアメリカの度量衡の基礎標準として国際メートル原器とキログラム原器が採用されたことから、独自のものになった。

その後、イギリスのヤード標準器とポンド標準器がそれぞれ国際メートル原器、キログラム原器に対して変化していることがわかったため、アメリカ・イギリス・オーストラリア・カナダ・ニュージーランド・南アフリカの各国の標準機関の協議によりヤードとポンドを統一することになり、1959年7月以降、実効上、国際ヤードと国際ポンドに統一された。しかし容量の単位の統一は見送られた。

ヤード・ポンド法の特徴は、単位と倍量単位・分量単位

ヤード・ポンド法の主な単位 (*英国単位, †英で廃止)

[長さ]	[容 量 ・ 体 積]		[質量]	
インチ	[英容量]	[米液量]	[米体積]	[常衡]
フート	ミニム†	ミニム	ボード-	グレイン
ヤード	スクルー・プル†	—	フート	ドラム
ロッドなど†	ドラム†	ドラム	コード	オンス
チェーン	オンス	オンス	トン	ポンド
ファローング	ジル	ジル	[米乾量]	ストーン*
マイル	バイント	バイント	バイント	クォーター*
リーグ†	クォート	クォート	クォート	セントラル*
[面積]	ガロン	ガロン	—	ハンドレッ-
ルード	ベック†	—	ベック	ドウェイト
エーカー	ブッシェル†	—	ブッシェル	トン
[力]	クォーター†	バレル	バレル	[薬衡]
バウングル	[温度]	[トロイ衡]	スクルー・プル†	
重量ポンド	華氏度	ベニューウェイト†	薬用ドラム†	
[工率]	[熱量]	トロイ・オンス	薬用オンス†	
英馬力	英熱量	トロイ・ポンド†	薬用ポンド†	

の間の倍数関係が一定でなく、十進法によらないことにあり、日常生活に便利な面もあるが、科学技術に不向きで、各国は国際単位系の採用によるメートル法化を進めている。

やわらかい芯 [英 soft core, 独 weicher Kern, 仏 cœur mou, 露 мягкий о́стов] ⇒ 核力の芯

ヤン Yang, Chen-Ning 楊振寧 1922.9.22—

アメリカ(中国出身)の理論物理学者。清華大学の数学教授の長男として安徽省に生れ、昆明の雲南大学を卒業、清華大学の修士の称号を得た後、同大学の奨学金により渡米、シカゴ大学で E. Fermi に学び、1948年 博士号を獲得、1年間シカゴ大学専任講師、翌年よりプリンストン高等研究所に移り、1955年 終身所員となる。1960年からは、ニューヨーク州立大学ストーニー・ブルック分校の教授。

研究分野は素粒子論、核物理学、高エネルギー素粒子反応、統計力学と広く理論物理学の深奥をきわめている。まず Fermi との共同論文において π 中間子を核子と反核子の結合系とみなしうるかという問題を提起し、素粒子の複合模型のひな型を作った。その後対称性の研究に進み、1956年 コロンビア大学の中国人教授 T. D. Lee (李政道) と協力して、弱い相互作用における空間反転の対称性の破れをテストしうる公式を導いた。Lee のコロンビア大学の同僚 C. S. Wu および L. M. Lederman がその公式を実証し、Yang と Lee の理論が裏書された。これは古来の偶奇性保存に対する信念を打ち破るものとして注目をひいた。1957年 Yang と Lee は「素粒子についての重要な発見をもたらした偶奇性の法則についての洞察的な研究について」の功績によりノーベル物理学賞を受賞した。

Yang の研究分野は、弱い相互作用の中子論など素粒子の基礎理論に止まらず、強磁性体の統計力学、原子核反応論および高エネルギー衝突など広い分野にわたっている。性格は温和で堅実、後進の指導にも熱心である。アメリカ物理学会と中国科学院との特別会員。また1957年アインシュタイン賞を受賞、1958年プリンストン大学名誉学位を受けた。1953年の国際理論物理学会議以来、数回来日し、日本の学界に多大な感銘を与えた。

ヤング Young, Thomas 1773.6.13—1829.5.10 イギリスの物理学者、古典学者、考古学者。サマセット州ミルバートンの実業家の第二子として生れる。両親や祖父に影響されて幼時から語学、文芸、理学に才能を発揮、ヨーロッパの主要言語と古典語、東方圏のいくつかの古語に通じ、一方では知人から科学器械技術を学んだ。1792年からロンドン、エジンバラ、ゲッティングデンで医学を修め、1796年に学位を取得した。この間1794年にロンドン王立協会のメンバーとなっている。医事に携った後、1801年王立科学研究所の自然哲学教授に就任、一般向けの講義を1年余り担当した。1810年以降セント・ジョージ病院の医師、1824年以降 生命保険会社の医事および計算監理となる。このほか海軍本部顧問、王立度量衡委員会幹事、経度局秘書を務めた。また1827年には、フランスのアカデミー・デ・シエンス外国会員に選出されている。ロンドンで没した。

古代エジプト文字の解釈、血液循環の理論、度量衡委員会での秒振り子の提唱、弾性論へのヤング率の導入(1807年)など、彼の業績は多岐にわたるが、物理学上の最高の功績は、光学の近代化、特に光の波動論の基礎づけに関す

るものである。諸著作のうち生理光学の論文(1791～1801年)では、眼球の調節機構についての仮説とその実験的検証の結果が明快に述べられている。また色に関するいわゆる三原色説を提示(1801, 07年)、これは後に J. C. Maxwell や H. L. F. von Helmholtz の手で拡張される。

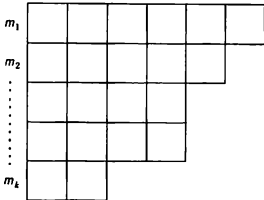
光の波動論に対する Young の関心は、発音体の振動現象の観察から生れたといわれるが、1800 年の論文で早くも C. Huygens の光の波動論の優位を強調、1801 年に光の干渉をまず仮説として、次いで実験的事実として述べ、「放散する光は、発光エーテルの波動より成る」とした。1802～04 年には、光路差と干渉光の強弱との関係を論じた。ただしその所論は必ずしも厳密でなく、干渉の数学的理論の展開は A. J. Fresnel によって 1810 年代後半になされるのであるが、光を粒子の発散と解そうとした I. Newton の業績に密着しながら、あえて光の波動説への道を開いたところに、Young の光学理論の歴史的意義が認められる。

なお、それまでの活力(vis viva, living force)の代りにエネルギーという語を導入した(1807年)のも彼の功績であるが、これもまた、一般性のある所論ではなく、あまり顧みられなかった。この語の正当な再導入は、1850 年代 W. J. M. Rankine, Kelvin 卿の登場の後に初めて可能となる。総じて Young の語法や学風は折衷的で旗幟不鮮明の感を伴うが、これは彼の専門化敬遠の性向に由来するものと解されよう。

ヤング図 [英 Young diagram, 独 Youngsches Diagramm, 仏 diagramme de Young] n 次の対称群 S_n (⇔ 対称群)の既約表現をすべて求める問題は、ヤング図を用いて解決される。 S_n の同値でない既約表現の総数は、不定方程式

$$n = m_1 + m_2 + \cdots + m_k \\ (m_1 \geq m_2 \geq \cdots \geq m_k > 0, 1 \leq k \leq n)$$

の整数解 (m_1, m_2, \dots, m_k) の個数に等しい。そこで 1 つの解 (m_1, m_2, \dots, m_k) に対して、 n 個の正方形を図のように、第 i



行に m_i 個ずつ ($i=1, 2, \dots, k$) 左端をそろえて並べる。このような図形を (m_1, m_2, \dots, m_k) 型のヤング図という。次に 1 つのヤング図 D が与えられたとき、その各正方形に 1 から n までの数字を 1 ずつづつ記入したものを D 上の盤という。1 つのヤング図からは $n!$ 個の盤が得られる。1 つの盤 B に対して、 S_n の元のうちで、 B の各行(列)の文字はその行(列)の中だけで移すものを、 B の水平置換(垂直置換)という。すべての水平置換の集合を $H(B)$ で、すべての垂直置換の集合を $V(B)$ で表すことにし、これらを用いて S_n の群多元環 $C(S_n)$ の元 e_B を

$$e_B = \sum_{\substack{p \in H(B) \\ q \in V(B)}} \text{sgn}(q) \delta_p \delta_q$$

によって定義する。ここに $\text{sgn}(q)$ は、 q が偶置換ならば 1, q が奇置換ならば -1 となる関数を意味し、 δ_p は

$$\delta_p(x) = \begin{cases} 1 & (x=p \text{ のとき}) \\ 0 & (x \neq p \text{ のとき}) \end{cases}$$

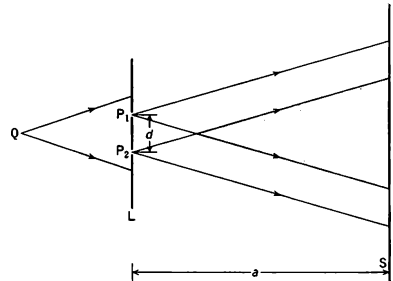
によって定義される $C(S_n)$ の元を表す。 e_B を盤 B に対応するヤングの対称子という。

$C(S_n)$ の部分環 $C(S_n)_{e_B}$ は S_n の左正則表現に関して不変であり、左正則表現の $C(S_n)_{e_B}$ 上への部分表現は既約である。このようにして任意の盤 B に対して、 $C(S_n)_{e_B}$ を表現空間とする S_n の既約表現が得られる。これを B に対応する既約表現という。逆に、 S_n の任意の既約表現はある盤に対応する既約表現に同値である。異なる盤に対応する既約表現が同値であるための必要十分条件は、それらの盤が同一のヤング図に属することである。 (m_1, m_2, \dots, m_k) 型のヤング図上の 1 つの盤に対応する既約表現の次元 d は

$$d = n! \frac{l_i! l_j!}{l_1! l_2! \cdots l_k!}$$

で与えられる。ここに $l_i = m_i + k - i$ ($i=1, 2, \dots, k$) とする。

ヤングの実験 [英 Young's experiment, 独 Youngscher Versuch, 仏 expérience d'Young, 露 опыт Юнга] 図のように、点光源 Q からの光で 2 つのピンホール P_1, P_2 をもった不透明板 L を照らすと、球面波が P_1, P_2 から出てくる。それらが重なりあって干渉を起すため、適当な位置にスクリーン S を置けば、明暗の干渉縞が観測さ

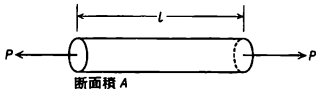


れる。この実験は 1807 年 T. Young が行ったもので、光の波動説の基礎となった。 S 上の干渉縞は、 P_1, P_2 を結ぶ直線に平行な S 上の直線に垂直で、 P_1, P_2 から等距離の線上に 0 次の明い縞がある。 P_1, P_2 の間隔を d , L と S との距離を a , 光の波長を λ とすると、 S 上の干渉縞の間隔は $\lambda a/d$ である。したがってこの間隔を測定すれば光の波長を知ることができる。この実験は現在では波長測定の実験としてよりも、むしろコヒーレンスの理論を説明するための実験として用いられることが多い。いま、光源が点光源でなく有限な広がりをもっており、その各点から放出される光は互に関連性がないとすると、 P_1 と P_2 とにおける光の振動は完全な相関性を失うこととなり、 S 上の干渉縞のコントラストが低下する。この場合、 P_1 と P_2 との光波の複素コヒーレンス度(⇨コヒーレンス)の絶対値が S 上の干渉縞のコントラストに等しく、その位置のずれがその位相を表す。このようにして複素コヒーレンス度という抽象的な量が実験的に決定できる。この実験で、ピンホールの代りに図面に垂直な短いスリットを用いても、スクリーン上で図面の近くの干渉縞の模様はほとんど変わらない。そのとき、一方のスリットの各点からの光がコヒーレントの場合とインコヒーレントの場合がある。前者は

複スリットによるフラウンホーファー回折などであり、後者はフレネルの複プリズムによる干渉実験などである。スリットが十分細ければ同じ明暗の縞が得られる。

ヤング表 [英 Young tableau, 仏 tableau Young, 露 таблица Юнга] ⇨ 対称群

ヤング率 [英 Young's modulus, 独 Youngscher Elastizitätsmodul, 仏 module d'Young, 露 модуль Юнга] 単軸引張りあるいは単軸圧縮状態における応力とひずみの比例定数。一様な断面 A の棒の両端を力 P で引張る(あるいは押す)とき、棒に生じる垂直応力は $\sigma = P/A$ である。



この力 P によって長さ l の棒が u だけ伸びた(あるいは縮んだ)とすると、ひずみは $\varepsilon = u/l$ となる。フックの法則が成立するとき、応力とひずみは比例する。

$$\sigma = E \cdot \varepsilon$$

ここで比例係数 E は物質固有の値であり、ヤング率とよばれる。1807年 T. Young によって導入された。

ヤーン-テラー効果 [英 Jahn-Teller effect, 独 Jahn-Teller-Effekt, 仏 effet Jahn-Teller, 露 эффект Яна-Теллера] 多原子分子あるいは固体中の原子団で、原子核の配置(以下核配置と略記)が幾何学的に高い対称性をもつとき、電子系のエネルギー準位は縮退していることが多い。しかしながらこの場合には後で述べる多少の例外を除いて一般には原子核の幾何学的配置が変わって対称性が下がると電子状態の縮退がとけ、分れた状態のひとつは対称性の高い配置での状態よりもエネルギーが低く安定であることが示される。このことは1937年に H. A. Jahn と E. Teller とによって証明されたので、ヤーン-テラーの定理とよばれる。彼らは電子と原子核との相互作用を、対称性の高い配置からの原子核の変位について一次の項までを考慮に入れ、あらゆる可能な点対称の場合について群論的方法を用い、しらみつぶしに調べることによってこの定理が成立することを示した。ヤーン-テラーの定理によって分子の対称性が下がり、電子のエネルギー準位の縮退がとけて、安定化された状態が実現することをヤーン-テラー効果という。あるいは後述の動的ヤーン-テラー効果と区別するために、静的ヤーン-テラー効果ともいう。

上記の例外とは次の場合である。(1) 直線分子では電子状態が縮退しているときでも、前述の核の変位の一次の項までを考える限り、軸対称を破るように変形した配置が安定な配置とはならない。(2) 電子状態の縮退のうちでも、クラマス縮退(⇨クラマースの定理)はヤーン-テラーの定理とは無関係である。また縮退が電子系のスピン角運動量の方向の違いのみによる場合も、ヤーン-テラー効果による対称性の低下はほとんど起きないで、実際上例外と考えてよい。それは原子核の座標と電子スピンとの間の結合はスピン・軌道相互作用と電子・核振動相互作用とを通じた高次の効果で初めて起きるので弱く、仮にヤーン-テラー効果による変形が生じたとしても、その大きさの程度が核運動の零点振動の振幅に比べてたい違いに小さいからである。(1)について付言するところ、核の変位について二次の項を考慮に入れると軸対称性を破る方がエネルギーが低くなることもある。これをレーナー効果という。一般にヤーン-テラー効果によって得られる対称性の低下した安定

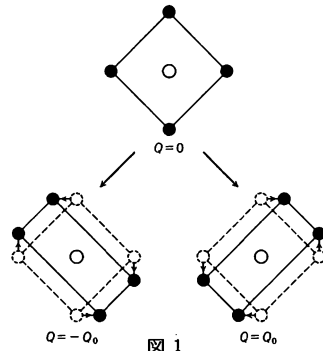


図 1

な核配置にはいくつかの等価な配置がある。図1はそのひとつの例である。この場合の電子エネルギー E の原子核の位置座標 Q (以下核座標と略記)に対する依存性は図2のようになる。 $Q=0$ は対称性の高い配置、 Q_0 と $-Q_0$ とは静的ヤーン-テラー効果によって対称性の下がった安定な2個の配置の核座標を表す。静的ヤーン-テラー効果とは分子が $Q=\pm Q_0$ で表される核配置をとり、図1の下の図形のような形になることである。

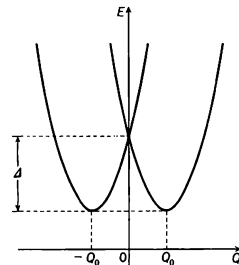


図 2

以上の議論はいわゆるボロン-オッペンハイマー近似の下で、原子核の運動を考えず安定な核配置を求める場合についてのことであった。原子核の運動を考慮に入れると事情はもっと複雑になる。図1あるいは図2の場合でいうと、核配置 Q_0 の状態と $-Q_0$ の状態との間に、量子力学的共鳴(⇨共鳴)が生じることにより、分子の形は図1の下の2つの図形の間を移り変わらうことになる。このことは核振動のエネルギーが、ポテンシャルエネルギー障壁 A (図2)より大きい場合には激しく起るが、 A より小さくてもトンネル効果によって起りうる。 Q を長さで測ると Q_0 はほぼ 10^{-8} cm で通常の分子の大きさより1けたほど小さく、 A は 10^{-2} eV 程度で温度で表すと数百 K くらいである。このように分子の形が(静的)ヤーン-テラー効果によって得られる安定で等価な核配置の近傍の間を移り変わる現象を動的ヤーン-テラー効果とよぶ。この場合原子核の運動と電子状態の間には特別な結合が生じ、系の波動関数は核振動の波動関数と電子波動関数との単純な積では表せなくなる。動的ヤーン-テラー効果は振動・電子相互作用の代表的な例である。電子状態に縮退があること、それらの状態の間を移り変わるのにエネルギーを要しないことであり、電子状態が容易に原子核の運動とともに変化することであつて、振動・電子相互作用の効果が顕著になるのである。ただ核の振動エネルギー量子 $\hbar\omega$ (ω は図2で

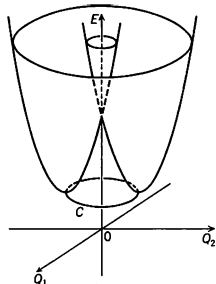


図 3

$\pm Q_0$ の近くでの振動の角振動数, \hbar は $\hbar/2\pi$ で \hbar はプランク定数)がポテンシャルの障壁 I より十分小さければトンネル効果の影響は小さく, 核配置はほぼ Q_0 または $-Q_0$ の近くにあると考えられているので, 低温では静的ヤーンテラ効果が期待される。図 3 に, 二重に縮退した電子状態に対して, 振動数の等しい 2 つの基準座標 Q_1, Q_2 がヤーンテラ効果に関与する場合のエネルギー曲面の例を示す。図 4 はこのような基準座標の一例である。この場合エネルギー極小の配置は連続的に変わりうるので(図 3 の曲線 C), 動的ヤーンテラ効果は非常に顕著になる。高次の項を考慮に入るとエネルギー曲面の谷底に起伏がつき, 上述した静的・動的の移り変わりが期待される。動的ヤーンテラ効果が起こると, スピン・軌道相互作用や電子スピン共鳴(ESR)の g 因子が動的ヤーンテラ効果のない場合に比べて減少することが F. S. Ham によって示され, ハム効果といわれている。

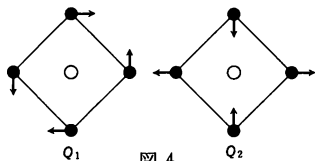


図 4

ヤーンテラ効果は初め $\text{CuSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ の ESR の実験で確認されたが, 現在では広く分子や固体で見いだされている。特に遷移金属化合物や結晶中の不純物中心, ハロゲン化アルカリ結晶の色中心またはハロゲン化アルカリ結晶に入れた重金属イオンなどの周囲で起っている。これらの物質の示光スペクトルの複雑な分裂や形状, ESR スペクトルのふるまいなどには, ヤーンテラ効果によって説明される部分がある。血液中のヘモグロビンの働きに対してもヤーンテラ効果による説明が試みられている。また結晶構造のひずみ, たとえば鉄族酸化物のスピネル構造のひずみはヤーンテラ効果によって理解されて

いる(\Rightarrow ヤーンテラ変態)。最近ではもっと広く, 変位型相転移による結晶構造の変化をヤーンテラ効果に基づいて説明することが試みられている。[図]

ヤーンテラ変態 [英 Jahn-Teller transformation, 独 Jahn-Tellersche Transformation, 仏 transformation de Jahn-Teller, 露 преобразование Яна-Теллера] ヤーンテラ効果に基づき協力現象によって引起される結晶格子の変態をヤーンテラ変態という。分子などのヤーンテラ効果と同じく, 基底状態に軌道縮退をもつイオンがあると, 結晶格子が変形しイオンの位置の結晶場の対称性を下げて縮退をとく。変形による弾性エネルギーの増加を考慮してもなおエネルギーが低下するとき, 結晶は低温において変形する。しかし, 高温ではエントロピー項のため変形しない格子の方が自由エネルギーは低い。そこで対称性の低い低温相から, 対称性の高い高温相への転移(結晶格子変態)が起る。この転移は二次または一次である。例として銅フェライト CuFe_2O_4 を挙げれば, これは低温ではスピネルの変形した正方晶であるが, 360°C 以上では立方晶スピネルに変わる。

ヤーンフェルドマン方程式 [英 Yang-Feldman equation, 独 Yang-Feldman-Gleichung, 仏 equation de Yang-Feldman, 露 уравнение Янга-Фельдмана] 場の理論の理論形式のひとつ。C. N. Yang と D. Feldman が 1950 年にハイゼンベルク表示での場の理論を展開し, S 行列を導く方式を提出した。ハイゼンベルク表示の場の量 $\varphi_H(x) (x=(r,t))$ と $t \rightarrow -\infty$ (または $+\infty$) で一致する自由場の場の量 $\varphi_{in}(x) (\varphi_{out}(x))$ を定義し, $\varphi_H(x)$ の運動方程式を次の積分形で与えた。

$$\varphi_H(x) = \varphi_{in} + \int_{(out)} D^{ret(adv)}(x-x') d^4x' j(x') \quad (1)$$

ここで $j(x)$ は φ_H の source, $D^{ret(adv)}$ は遅延(前進)グリーン関数である。これをヤーンフェルドマン方程式という。 $\varphi_{in}(x)$ とうしの交換関係と $\varphi_{out}(x)$ とうしの交換関係は同じなので, ユニタリ変換 S で両者は結びつけられる。

$$\varphi_{out}(x) = S^{-1} \varphi_{in}(x) S \quad (2)$$

j の振動展開で式(1)より求めた S 行列がこの S と一致することが示される。相互作用表示での場の理論では, 一般的には相互作用ハミルトニアン密度は x だけでなく, 空間的な面 σ の取りかたによることになり ($H'(x, \sigma)$), その形を積分可能条件より求める必要があるが, この方法ではその手続きは必要なく見やすい利点があり, またファインマン-ダイソンの計算法の形に帰着させることもできる。

ヤーンミルズ理論 [英 Yang-Mills theory, 独 Yang-Mills-Theorie, 仏 théorie de Yang-Mills, 露 теория Янга-Миллса] \Rightarrow 非可換ゲージ理論

ゆ

油圧式調節器 [英 hydraulic controller, 独 hydraulische Regelung, 仏 contrôleur hydraulique, 露 гидравлический регулятор] 自動制御系の機構に使用される機器のひとつ。油圧式調節器は制御量を力として検出して、力平衡をとるような機構を利用して、偏差のある間は操作用ピストンを圧力の低い側に向かって一定速度で動くように考えられた調節器である。通常、積分動作として使用する。

ユージング Ewing, Sir James Alfred 1855.3.27—1935.1.7 イギリスの物理学者。スコットランドのダンディーに生れる。エジンバラ大学に入学し、P. G. Tait と、工学教授で発明家としても知られている F. Jenkin に学ぶ。卒業後、ワット協会で工員向けの初等工学を講義する。Jenkin の紹介により、Kelvin 卿と知り合い、大西洋横断の海底ケーブル敷設に協力する。1878年9月 Jenkin の推薦により、東京大学理学部の機械工学教師として来日した。工学科の学生に機械学、蒸気機関学などを講義する一方、数学物理学星学学科の学生に力学、熱力学、電気学、磁気学を講義する。1880年4月に日本地震学会が設立されたが、Ewing も創立者のひとりであり、翌年には水平振動型の地震計を考案し、日本の地震学の基礎を築いた。Ewing は、在日中に磁気に関する実験的研究を行い、鉄および鋼鉄の磁気的性質について詳しく調べた。その結果、彼が「ヒステリシス」と名づけた現象を発見した。この現象自体は、少し前にドイツの E. G. Warburg により独立に発見されていたが、ヒステリシスということばは、Ewing が日本で 1881 年に書いた論文のなかで初めて使われたのである。これらの研究は、当時理学部の学生だった田中館愛橘、田中正平らの助力を得て行われた。Ewing のオリジナルな研究を手伝うことが、そのまま彼らの卒業研究にもなったのである。1883年6月、スコットランドに帰り、生れ故郷のダンディーに新設された大学の工学教授となり、1890年にはケンブリッジ大学の機械工学および応用力学の教授に迎えられた。帰国後も磁気の研究を続け、W. E. Weber の磁気理論に基づいて磁気分子説を提唱した。また第一次世界大戦中には、海軍教育部長となって暗号解読の研究も行っている。1916年から1929年にかけて、エジンバラ大学副総長を務めた。1911年には功績を認められナイトに叙せられている。[著書] *Magnetic Induction in Iron and Other Metals*, 1892; *Steam Engine and Other Heat Engines*, 1894; *The Strength of Materials*, 1899; *Thermo dynamics for Engineers*, 1920.

融液成長 [英 melt growth, 独 Schmelzwachstum, 露 рост плава] 物質を加熱したときに熱分解することなく溶ける場合、これを融液という。融液をそのまま徐冷すると、種子結晶を挿入して引上げるなどの方法によって結晶を育てることができる。これを融液成長という。結晶作成の場合、固化の方法の違いによって、結晶引上げ法、ブリッジマン法、帯溶融法、レビテーション法など、いろいろなよび方に分類されているが原理的にはすべて融液成長である。

融解 [英 melting, 独 Schmelzung, 仏 fusion, 露 плавление] 固体が加熱された液体に転移する現象を融解という。一次相転移のひとつである。融解は一定圧力の下では、物質に固有な一定温度で起る。この温度をその物質の融点あるいは融解点という。融点は一般に圧力に依存する。圧力を指定せずに、単にある物質の融点という場合には、1 atm の下での値をさす。融解に伴って吸収される熱を融解熱という。融解においては一般に体積の変化を伴う。大多数の物質では融解に伴って体積が増大するが、氷、Ga, Ge, Sb, Bi などでは逆に減少する。融解の際に体積の増大する物質では融点は圧力の増大に伴って上昇するが、減少する物質では逆に降下する(⇒クラウジウス-クラベイロンの式)。氷では融点は 133 atm で -1°C に達する。無定形固体は一定の融点を示さず、温度の上昇に伴って、粘性の大きい状態を経て液体の状態に達する。融解のミクロなメカニズムについては、いろいろな説が提出されているが、まだ定説といってよいほどのものはない。

液体の状態を平衡にある固体の状態と比較すると、一般に体積は増大しており、したがって(平均)核間距離は増大し、結合エネルギーは減少している。他方核間距離が増大すれば、振動運動を引起す復元力は弱まり、したがって振動数は減少し、振幅は増大する。その結果として振動運動のエントロピー、したがってまた「束縛エネルギー」(絶対温度) \times (エントロピー)は増大する。他方振動が調和的であるとする限り、振動のエネルギーは変わらない。結合エネルギーの減少と振動の束縛エネルギーの増大とが兼合ったところで、液相と固相の平衡が成立する。しかし、この説明は液相と固相との間の平衡の成立の条件を与えるだけで、なぜ固相が一定温度で不安定になって、液相に移行するのかという疑問には何も答えていない。そのメカニズムについては、温度の上昇に伴って原子の振動の振幅が増大して、それが核間距離の一定の割合に達すると、結晶格子が不安定となり、融解を起すとする説がある。この考え方によると融点 T_m とデバイ温度 θ との間には

$$\theta = D \left(\frac{T_m}{MV^{2/3}} \right)^{1/2}$$

の関係があることが導かれる。 M は分子量、 V はモル体積であり、係数 D はおよそ $120 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{K}^{1/2}$ の値をもつ定数である。この式をリンデマンの融解則といい、実験的事実をかなりよく再現している。しかしこの説明でも、原子の振動の振幅が増大してある値に達すると、なぜ結晶格子が不安定化するのかについては何もいっていない。この点に関しては、振幅の増大に伴って復元力中の非調和力の比重が増大することが本質的役割を演じているとする説がある。

ある種のイオン結晶では、固体のままで、そのイオン伝導率が溶融塩に匹敵するほどの大きさ($\leq 1(\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$)をもった状態に相転移を起す。このような状態を超イオン伝導状態という。この種の物質を超イオン伝導体あるいは固体電解質という(⇒超イオン導電体)。正イオンがイオン伝導にあずかる超イオン伝導体(例としては AgI)についていえば、正イオンは負イオンのつくる結晶格子の格子間位置を巡りながら運動している。超イオン伝導相への相転移 (AgI では 419 K で起る)のエントロピーは、通常のイオン結晶の融解のエントロピーのほぼ半分である。また超イオン伝導状態では、正イオンの二体分布関数は液体金属におけるものと類似していることが知られている。このよう

な事実から、超イオン伝導状態への相転移は、正イオンのつくる副格子の部分融解であると考えられている。なお、部分融解に伴って負イオン格子も構造変化を起すことが多い。

有界演算子 [英 bounded operator, 独 beschränkter Operator, 仏 opérateur borné, 露 ограниченный оператор] ⇒ 演算子

融解曲線 [英 melting curve, 独 Schmelzkurve, 仏 courbe de fusion, 露 кривая плавления] 物質の融点は圧力に依存する。横軸に圧力、縦軸に融点をとって、両者の関係を図示した曲線を融解曲線という。熱力学の見地からは、融解曲線は液相と固相との間の熱平衡の条件、すなわち、温度 T と圧力 p の関数としての液相と固相の化学ポテンシャル、 $\mu_L(T, p)$ と $\mu_S(T, p)$ が等しいという条件

$$\mu_L(T, p) = \mu_S(T, p)$$

によって与えられる。融解曲線は三重点で蒸気圧曲線(⇒ 蒸気圧)および昇華曲線(⇒ 昇華)と会合する。融解曲線の傾きはクラウジウス-クラペイロンの式で与えられる。なお、融解曲線の半経験式としてはサイモンの式がある。

融解点 = 融点

融解熱 [英 heat of fusion, 独 Schmelzwärme, 仏 chaleur de fusion, 露 теплота плавления] 固相から液相への相転移の潜熱を融解熱という。ただし融解は一定圧力の下で、したがってまた一定温度の下で進行するものとする。熱力学第一法則によれば、融解熱 L は液相と固相とのエントロピー、 H_L と H_S の差、 $\Delta H = H_L - H_S$ に等しい。すなわち

$$L = \Delta H = \Delta U + p\Delta V$$

ΔU は融解に伴う内部エネルギーの増加であり、 p は圧力、 ΔV は体積の増加である。通常は体積増加に伴って外界に対してなす仕事 $p\Delta V$ は、内部エネルギーの増加 ΔU に比べてはるかに小さい。したがって融解熱は融解に伴う内部エネルギーの増加に近似的に等しいとしてよい。

他方、熱力学第二法則によれば、融解熱 L は融解に伴うエントロピーの増加 $\Delta S = S_L - S_S$ (S_L , S_S はそれぞれ固相と液相のエントロピー)と

$$L = T\Delta S$$

の関係で結ばれている。 T は融点である。融解熱のこの2つの定義が同等であることは、熱力学的平衡の条件によって保証されている。融解熱は圧力 p に依存し、したがって融点の温度 T に依存する。融解熱の温度依存性は

$$\frac{dL}{dT} = \Delta C_p + \frac{L}{T} \left[1 - \left(\frac{\partial \ln \Delta V}{\partial \ln T} \right)_p \right]$$

で与えられる。 ΔC_p は融点での液相と固相の定圧熱容量の差である。 $(\partial \ln \Delta V / \partial \ln T)_p$ は1に比べてはるかに小さいから、この式は近似的に

$$\frac{dL}{dT} = \Delta C_p + \frac{L}{T}$$

と書ける。圧力を指定しないで、ある物質の融解熱という場合には1 atm における値をいう。

有機超伝導体 [英 organic superconductor, 独 organischer Supraleiter, 仏 supraconducteur organique, 露 органический сверхпроводник] 通常、超伝導を示す物質は無機物であると考えられているが、最近ある種の有機金属が超伝導体になることが発見された。これらを有機超伝導体という。 $10^3 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$ 以上の高い電気伝導率を示す有機金属(TMTSF) $_2$ X系(TMTSFはテトラメチルテトラセ

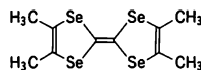


図 1

ノフルバレン(図1)が、デンマークのコペンハーゲン大学の K. Bechgaard らにより合成されたのは1979年であった。そして翌1980年には、(TMTSF) $_2$ PF $_6$ が高圧下で超伝導になることが、フランスのバリ南大学の D. Jérôme らにより見いだされた。さらに、1981年 Bechgaard らは (TMTSF) $_2$ ClO $_4$ が常圧下で超伝導を示すことを観測した。高圧下で、すでに X=PF $_6$, AsF $_6$, SbF $_6$, NbF $_6$, ClO $_4$, ReO $_4$, NO $_3$ の超伝導が確認されているが、このほかにも、TMTSF 中の Se を S などに一部置換した合金系や負イオン X を変えた系でも超伝導現象が期待されている。これらの系の超伝導遷移温度は、1.0 K から 1.4 K の間にあり、試料によらずほぼ一致した値を示している。結晶構造は、(TMTSF) $_2$ 分子がほぼ (bc) 面上にあり、この面に垂直な a 軸方向に積み重なり配列している。そしてこの分子の電子軌道中で a 軸方向にのびた π 電子軌道が、上下の面の分子の π 軌道と結合して、異方的な伝導電子帯をつくっている。このために、a 軸方向の電気伝導率は、そのほかの結晶軸方向の値に比べて100倍以上も大きい。超伝導もこの電子状態を反映して、a 軸方向での臨界磁場 H_{c2}^a が、それに垂直な方向の H_{c2}^b に比べて10倍以上も大きく、異方性の大きな第二種超伝導体として理解されている。有機超伝導体(TMTSF) $_2$ X系のもうひとつの大きな特徴は、超伝導状態と競合する状態として、磁気秩序(スピン密度波)状態の存在である。一例として、図2に温度と圧力を変数と

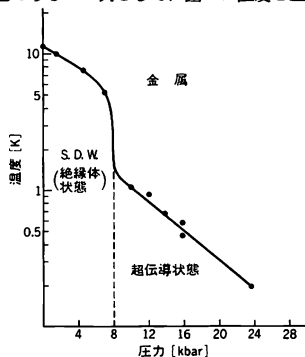


図 2

した(TMTSF) $_2$ PF $_6$ の状態図を示す。超伝導とスピン密度波状態が隣接して存在している。また常圧下で超伝導を示す(TMTSF) $_2$ ClO $_4$ でも、超伝導状態を大きな外部磁場を加えて破壊すると、スピン密度波状態が実現することが観測されている。

誘起電荷 [英 induced charge, 独 induzierte Ladung, 仏 charge induite, 露 индуктированный заряд] ⇒ 静電誘導

有機半導体 [英 organic semiconductor, 独 organischer Halbleiter, 仏 semiconducteur organique, 露 органический полупроводник] 半導性を示す有機化合物で、室温における電気伝導率は $10^2 \sim 10^{10} \text{ } \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$ 程度である。電流を担うものは主に π 電子または不対電子である。 π 電子がキャリアーとなるものとしては、多環芳香族化合

物やフタロシアン、ポリアセチレンなどの共役二重結合をもつ高分子半導体が代表的であり、不対電子がキャリアとなるものとしては、電荷移動錯体や遊離基をもつ有機物がある。主として分子性結晶に属し、ホッピング伝導によって電荷が移動するが、無機化合物の半導体のようなバンド模型で考えられるものもある。電子、正孔の移動度は $1\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ 以下で無機化合物の半導体と比べて著しく小さい。結晶構造に由来している電気伝導の大きな異方性は有機半導体のひとつの特徴でもある。また不純物や格子欠陥の影響を受けやすく、さらに各化合物に特有な光電効果を示す。これらのことは、有機化合物は成型しやすいこととあいまって、光電池をはじめ種々の応用面への利用が考えられている。

有機極電器 [英 polarized relay, 仏 relais polarisé, 露 поляризованное реле] 電信用極電器として開発されたものであるが、数 mW 程度の微小電力で動作し、応答速度も速く 1ms 程度で、電話交換器、搬送通信装置、各種制御回路などに用いられている。永久磁石を内蔵し、コイルの起磁力と永久磁石の磁束の積に比例する力によって接点の動作方向が決る高感度な極電器である。

有機性液体 [英 polar liquid, 独 polare Flüssigkeit, 仏 liquide polaire, 露 полярная жидкость] 電気双極子モーメントをもつ分子(極性分子)で構成される液体をいう。水、アルコール、アンモニア、エーテルなどがその例である。無極性の液体に比べて誘電率が大きく、分極率が温度によって変化する。また、電波に対して異常分散や吸収を起す。これらの測定値から分子の双極子モーメントを決定することができるが、これは分子の構造を推定するに当っての1つの有力な方法を与える。

有機性分子 = 極性分子

有限エネルギー和則 [英 finite energy sum rule, 仏 règle de somme d'énergie finie, 露 конечно-энергетическое правило сумм] \Rightarrow 双対性

有限温度の場の量子論 [英 thermo field dynamics] 有限温度の多体系を記述する場の量子論の形式。場の統計力学ともよばれる。場の量子論は、もともと素粒子の現象を記述する理論としてつくられたため、その最初の形式には温度の概念が入っていなかった。その後、場の量子論が、物性物理、原子核物理、宇宙物理などの広範な分野の多体問題に応用されるようになり、温度の概念を場の量子論に導入することが必要となった。しかし、場の量子論の全形式を有限温度で定式化することは容易でなかったために、まず温度グリーン関数の理論が展開された(\Rightarrow 温度グリーン関数)。1960年代の中頃より、荒木不二洋、R. Haag らにより、 C^* 代数を用いた議論によって、有限温度の場の量子論というものがあることが示された。実際問題の計算に役に立つ形に、有限温度の場の量子論を定式化する仕事は、海沢博臣、高橋康、松本秀樹らによって行われ、量子場の熱理論(thermo field dynamics)と名づけられた。この理論と前述の C^* 代数の理論との同等性は、1982年、小嶋泉によって示された。

この理論では、場の方程式は温度パラメーターを含んでいないが、場の演算子を表現するフォック表現(したがって、その真空状態)が温度に依存する。もう少し詳しく述べると、この理論では、物理量 A の真空期待値が、その熱平均(グランドカノニカル集団での平均)に一致するように「温度に依存する真空」 $|0\rangle$ が選ばれる。

$$\langle 0|A|0\rangle = \text{Tr} e^{-\beta H} A / \text{Tr} e^{-\beta H}$$

こうした真空をつくるために、場の自由度が2倍に増やされる。この真空 $|0\rangle$ に、生成演算子を繰り返し作用させてつくった状態ベクトルからつくられるフォック空間が、量子場の熱理論が用いる表現空間である。

この理論の特徴は、通常の「温度のない」場の理論の形式と方法のほとんどすべてが、そのままの形で有限温度の系に適用できることである。たとえば、有限温度のウォード-高橋恒等式も、温度のない場合とほとんど同じ形に書かれ、有限温度における対称性のやぶれと秩序状態の分析に有効な方法を提供する。実際の計算においては、通常の場の演算子の変換が行いえること、松原振動数のような不連続振動数を計算する必要のないこと、時間に依存する観測量の計算が簡単になることなどの便利さがある。

この理論の形式が、密度行列に対するリウビル方程式の超演算子の形式と密接な関係にあることが示されている。さらに、この理論の振動展開が、J. Schwinger, L. Keldysh, R. Mills らによって開発された複素時間平面上の経路積分を用いたファイマン・ダイアグラム展開と同じものであることが、海沢らによって示されている。

有限群 [英 finite group, 独 endliche Gruppe, 仏 groupe fini, 露 конечная группа] 群 G に含まれる元の数を G の位数という。位数が有限である群、すなわち、有限個の元からなる群を有限群という。それに対し、位数が有限でない群は無限群という。結晶構造や分子の構造の記述に使われる点群は、物理学に現れる有限群の例である(\Rightarrow 点群)。点群は、反転を含む広義の回転群の有限位数の部分群になっており、32種類の群があることがわかっている。そのほかに有限群の典型的な例としては、有限個の元の間の置換の全体がつくる対称群、およびその部分群である置換群があり、その表現を求めることは、多粒子からなる量子力学系の状態の分類に重要である(\Rightarrow 対称群)。

有限群 G の表現 $g \rightarrow D(g)$ については次のことが知られている(\Rightarrow 群の表現)。(1) すべての表現はユニタリー表現と同等である。(2) 表現は完全可約である。(3) 既約表現は指標 $\chi(g) \equiv \text{tr } D(g)$ で特徴づけられる。(4) 既約ユニタリー表現の表現行列要素 $D_{ij}(g)$ について、直交関係

$$\sum_{g \in G} D^{\alpha}_{ij}(g) D^{\beta}_{kl}(g) = \frac{|G|}{d_{\alpha}} \delta_{\alpha\beta} \delta_{ik} \delta_{jl}$$

が成り立つ。 α, β は既約表現を区別する添字、 $|G|$ は G の元の個数、 d_{α} は表現 $D^{(\alpha)}$ の次元を表す。これから、指標についての直交関係

$$\sum_{g \in G} \chi^{\alpha}(g) \chi^{\beta}(g) = |G| \delta_{\alpha\beta}$$

が導かれる。任意の表現 D の指標を $\chi(g)$ とすると、 D に既約表現 $D^{(\alpha)}$ が含まれる回数は、この直交性から

$$n_{\alpha} = \sum_{g \in G} \chi^{\alpha}(g) \chi(g)$$

で与えられる。したがって、既約表現の指標がわかっているか、任意の表現 D がどんな既約表現の直和になっているかを知ることができる。応用上重要な有限群については、既約表現の指標が具体的に求められている。(5) 同値でない既約表現の個数は G の共役類の個数に等しい(\Rightarrow 共役類)。

連続群の場合にも、コンパクト群については(1)~(4)が成り立つ。ただし、その場合、(4)における g での和を適当な積分に置換える必要がある。

有限振幅音波 [英 finite amplitude sound, 仏 son à d'amplitude finie, 露 звуковая волна конечной амплитуды] ⇒ 非線形音響学

有限要素法 [英 finite element method, 独 Finit-Element-Methode, 仏 méthode des éléments finis, 露 метод конечных элементов] 有限要素法(F.E.M.)は主に偏微分方程式の数値解法として、1950年代半ばから固体力学を中心として発達してきた手法であるが、現在では流体力学、電磁気学、伝熱論など連続体力学の各分野で用いられている。この手法は基本的には変分原理に基づくリッツ・ガレキン法の一種と考えられるが、近似関数の構成法に大きな特色がある。すなわち、解析したい連続体の占める領域を単体(線分、三角形、四面体)のような単純な形状の多数の副領域(有限要素または要素)に分割し、各要素上で、多項式などの簡単な関数により、求めたい未知関数を近似する。また近似関数は、要素上のいくつかの点(節点)を補間点とする補間関数として表示するので、関数の節点値が基本的な未知数となる。この点は差分法と同様である。

有限要素法は各種の境界値問題、固有限値問題、初期値問題に適用でき、また線形問題のみならず、さまざまな非線形問題にも用いられる。さらに要素分割を細かくしていったときの収束などの数学的研究もなされている。この手法の特色として、近似関数の構成法からもわかるように、かなり複雑な形状の領域も扱えること、変分原理に基づくため自然境界条件の処理が容易なこと、補間関数を用いるため基本境界条件も近似しやすいことなどがあげられるが、その反面、大量の未知数を扱わなければならない、本質的に電子計算機向きの解法である。

固体力学分野では、かなり一般の問題を扱える汎用プログラムが利用できる状態にあるが、必要な連立一次方程式の解法としては、ガウスの消去法のような直接法が主に用いられている。また大量の入力・出力の処理用のプログラムを併用しないと実用規模の問題は解きにくい。なお関連する手法として、領域境界上の積分方程式を要素分割を用いて解く境界要素法がある。

有効イオン電荷 [英 effective ionic charge, 独 effektive Ionenladung, 仏 charge effective des ions, 露 эффективный заряд ионов] イオン結晶の分極を表す量のひとつ。イオン結晶の分極は正負構成イオンの相対変位による部分と、各イオンの電子雲が電場によって変形する部分から成る。このような分極を見かけ上イオンの相対変位のみ比例すると考えたとき、その比例係数である電荷を有効イオン電荷という。この電荷の大きさはイオンが実際にもっている電荷とは異なり、一般には分極の波の振動数と波数ベクトルとの関数となる。電子の質量はイオンの質量に比べて軽く、イオンの相対変位による分極の固有振動数は光の赤外領域にあり、可視領域にある電子雲の変形による分極の固有振動数に比べて極めて小さいのが普通である。固有振動数が異なる2種の分極が、ローレンツ局所電場を介して相互作用しているとすれば、イオンの相対変位による分極の固有振動数の近くで有効イオン電荷はイオンが実際にもっている電荷を光の振動数における誘電率で補正したものと、一定値と近似することができ、有効イオン電荷は静電誘電率、光の振動数における誘電率とともに、イオン結晶の誘電体としての性質を特徴づける量である。

有効温度 [英 effective temperature, 独 effektive Temperatur, 仏 température effective, 露 эффективная температура] ⇒ スペクトル型

有効回転定数 [英 effective rotational constant, 仏 constante de rotation effective, 露 эффективная вращательная постоянная] ⇒ 回転定数

有効核電荷 [英 effective nuclear charge, 独 effektive Kernladung, 仏 charge nucléaire effective, 露 эффективный ядерный заряд] 原子番号 Z の原子において、内殻電子のエネルギー準位の値を、電子を1個だけもっている核電荷 Z_{eff} の水素様原子の非相対論的エネルギー $-Z_{\text{eff}}^2/2n^2$ (原子単位, n は主量子数) に等置したとき、 Z_{eff} をエネルギーに対する有効核電荷という。また上述の準位に対応する自己無撞着な波動関数、核電荷 Z' の水素様原子の波動関数で近似されるとき、 Z' を波動関数に対する有効核電荷という。したがって Z' は $Z-s$ に等しい。ここに s は考えている軌道の内部遮蔽定数である(⇒遮蔽定数)。一方エネルギーの値には外部遮蔽定数も寄与するので Z_{eff} の値は一般に Z' の値より小さい。たとえば $\text{Na}(Z=11)$ の $1s$ 準位の Z_{eff} は 8.91 で Z' は 10.7 、 $2s$ 準位の Z_{eff} は 4.56 で Z' は 6.85 である。上述の定義は確定したのではない。 Z の大きな原子については、水素様原子の相対論的エネルギー値を用いて Z_{eff} は定められる。また波動関数を変分法を用いて決める場合、変分パラメーターの選びかたによって Z' の値は多少変わる(⇒スレーター則、スレーター型軌道関数)。図

有効距離 [英 effective range, 独 effektiver Bereich, 仏 distance effective, 露 эффективный пробег] 到達距離の短い中心力ポテンシャルによる粒子的量子力学的散乱の低エネルギーでのふるまいを記述するパラメーターのひとつ。 s 波(角運動量0)の散乱の位相のずれを δ とし、波数ベクトルの大きさを k ($k = \sqrt{2mE}/\hbar$ で、 m, E は入射粒子の質量とエネルギー)とすると、次のような k についての展開式が成り立つ。

$$k \cot \delta = -\frac{1}{a} + \frac{r}{2} k^2 + O(k^4) \quad (1)$$

式(1)は有効距離展開とよばれ、 a を散乱半径、 r を有効距離とよぶ。 r はポテンシャルの到達範囲の目安を与えてくれる定数である。式(1)の展開を k^2 の項までで切ると、ポテンシャルの形と無関係に a と r を適当に選ぶことによって、低エネルギー散乱の実験値を再現することができる。このため、この近似をポテンシャルの形によらない近似(shape independent approximation)とよぶ。

有効結合長さ [英 effective bond length, 独 effektive Bindungslänge, 仏 distance de liaison effective, 露 эффективная длина связи] 鎖状高分子を長さ b の N 個のボンド(主鎖結合)が自由接手で連結されたものとみなせば、遠距離相互作用のない場合に平均二乗鎖長は $\langle R^2 \rangle = Nb^2$ である。これは酔歩の問題との類推でランダムコイル模型ともよばれる。しかし、実際の高分子では近距離相互作用のために、ランダムコイルのとりの分子形態が実現するわけではないが、高分子鎖が十分長ければ θ 溶媒(⇒温度)中で $\langle R^2 \rangle$ は主鎖結合の数に比例し、その比例定数を b^2 とおいて求めた b は主鎖結合1個当りに換算した結合の長さである。これを有効結合長さという。一定の結合角 θ 、内部回転の束縛ポテンシャル $V_i(\theta)$ をもった一定の結合長さ b の鎖では、岡小天の式(1942年)により有効結合長さが

$$b \left(\frac{1 - \cos \theta}{1 + \cos \theta} \right)^{1/2} \left(\frac{1 + \langle \cos \theta \rangle}{1 - \langle \cos \theta \rangle} \right)^{1/2}$$

で与えられる。ここで

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_{-\pi}^{\pi} \cos \phi \exp \left\{ -\frac{V_1(\phi)}{kT} \right\} d\phi}{\int_{-\pi}^{\pi} \exp \left\{ -\frac{V_1(\phi)}{kT} \right\} d\phi}$$

である。有効結合長さには近距離相互作用が繰り込まれるから、一般には側鎖の立体障害なども含まれている。

融合原子 [英 united atom, 独 vereinigtes Atom, 仏 atome uni, 露 объединённый атом] いくつかの原子核を含む分子で原子核が融合してできる原子をいう。たとえば CH_4 系の融合原子は Ne である。分離原子の対語(⇒分離原子)。たとえば二原子分子において核間距離が小さくなり内殻電子の軌道の内側に2つの原子核が入ると電子は2つの原子核が融合したかのように感じる。したがって、このような電子状態を各原子の特性が残っている LCAO 近似で取扱うのは不適当である(⇒LCAO 近似)。むしろ、2つの原子核が融合して原子番号の大きい新しい原子ができたとして取扱う方がより適切となる。分子において核間距離が0の極限をその分子の融合原子極限とよぶ。核間距離が小さいところでの分子の電子状態を融合原子極限での電子状態で近似する方法を融合原子極限の近似とよぶ。また、分子における電子状態を融合原子のいくつかの原子軌道を用いて展開する方法を—中心展開法という。この方法は核間距離が小さいとき特に有効であるが、計算が容易であるため、ときには平衡核間距離の近くでも試みられている。—中心展開法は融合原子近似ともよばれる。イオン・原子衝突で適当な衝突エネルギーと衝突径数を選ぶと2つの原子核が近づき瞬間的にあたかも融合原子に相当する新しい原子ができたかのようになる(⇒超重準原子)。

有効 g 値 [英 effective g -value, 独 effektiver g -Wert, 仏 valeur g effective, 露 эффективная величина g] スピン・軌道相互作用とゼーマン効果が、結晶場に比べて弱い場合には、電子の g 値は g テンソルで表される(⇒ g テンソル)。 g テンソルは、結晶場の対称性を反映している。 g テンソル g_{eff} に対角化する座標を x, y, z 軸に選び、その主値を g_x, g_y, g_z とする。外部磁場を \mathbf{H}_0 とし(その強さを H_0 とする)、いまスピン $1/2$ の場合を例にとると、ゼーマン・エネルギー U は次のように表される。

$$U = \vec{g} \cdot \mu_B \cdot \mathbf{H}_0$$

(θ, φ) を磁場方向とすると、 \vec{g} は

$$\vec{g} = \sqrt{g_x^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + g_y^2 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi + g_z^2 \cos^2 \theta}$$

で与えられる。この \vec{g} を有効 g 値とよぶ。この関係は任意の大きさのスピンについても成立する。 g テンソルが結晶場の対称性あるいはバンド構造を反映していることから、 \vec{g} を実験で測定することによって、種々の情報を得ることができる(⇒磁気回転比)。

有効質量 [英 effective mass, 独 effektive Masse, 仏 masse effective, 露 эффективная масса] 固体内の電子は比較的弱い電場 \mathbf{E} 、磁場 \mathbf{B} の中では

$$m^* \left(\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{\mathbf{v}}{\tau} \right) = -e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

に従って運動することが知られている。ここで e は電子の電荷の絶対値、 τ は衝突による緩和時間であり、 m^* が電子の有効質量である。固体内の電子は結晶の周期ポテンシャルの影響を受けて運動し、いわゆるエネルギーバンドを

つくるので有効質量 m^* は自由電子質量とは一般に異なる。電子のバンドエネルギーを $E(k)$ とすると(⇒バンド理論)、 m^* は有効質量テンソルとして、次式

$$\left(\frac{1}{m^*} \right)_{\alpha\beta} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E(k)}{\partial k_\alpha \partial k_\beta} \quad (\alpha, \beta = x, y, z) \quad (2)$$

で与えられる。たとえば、価電子帯の上端では一般に $E(k)$ は負曲率をもつので、式(2)から決まる m^* は負の値をもつ。しかし、この場合に実際に問題になるのは充滿帯から電子が抜けた状態で、これは有効質量が正で、かつ、正電荷 e をもった粒子(⇒正孔)の運動として表される。有効質量は電子・フォノン相互作用や電子・電子相互作用などの多体効果により一般に多少とも変化を受ける。その代表例がポーラロンである。有効質量を直接測定する方法としてはサイクロトロン共鳴やド・ハース-ファン・アルフェン効果などを利用する方法がある。

核子においても同様な事情がある。核子が原子核内をほかの核子との相互作用を平均として受ける効果を表す一休場の中を運動するとき、核子はあたかも実際の質量 m より小さい有効質量の粒子のようにふるまう。原子核を理想化した核物質とみなすと、殻模型はフェルミ・ガス模型に移行し、運動量 p の核子は p^2 の関数である平均ポテンシャル $U(p)$ を感じる。有効質量 m^* は、1 体エネルギー $\epsilon(p) = p^2/2m + U(p)$ より、 $d\epsilon(p)/dp \equiv p/m^*$ の関係で定義される。フェルミ運動量($p_F \approx \hbar \times 1.4 \text{ fm}^{-1}$)以下の核子については、 $U(p) \approx U(0) + c_2 p^2$ ($c_2 > 0$) でかなりよく近似できて、 $\epsilon(p) \approx p^2/2m^* + U(0)$ ($m^* = \text{定数} < m$) とかける。核子の運動は、 $U(0) \sim 100 \text{ MeV}$ の一定の引力ポテンシャル中の $m^* = (0.6 \sim 0.7)m$ の質量をもつ粒子の運動と等価になる。 $U(p)$ の p^4 項まで考慮すると、フェルミ球の底からフェルミ表面に移るにつれ、 m^* は増加する傾向をもつ。 $m^* < m$ となる理由は、全体として引力を与える核力の直接項に対応する交換項より生ずる。減少した有効質量で表される核物質中の伝播効果なくしては飽和性をうることはできないし、有効質量近似で簡明に理解できる問題も少なからずある。

有効質量方程式 [英 effective mass equation, 仏 équation de masse effective, 露 уравнение для эффективной массы] 結晶内の電子(または正孔)が外からの電場、磁場や不純物イオンからのクーロン力などを受けたときの運動は、電子の真質量 m がその物質のバンド構造で決まる有効質量 m^* に置換わるだけで、そのほかの点では真空中の電子(陽電子)と同じ法則に従う。より正確にいうと、エネルギーが還元波数 k の関数として $E(\hbar k)$ で与えられるバンドのなかにある電子(正孔)が、空間的には格子定数に比べてなだらかに変動し、時間的には僅かのバンドとのエネルギー差に相当する振動数に比べてゆっくりと変動するスカラーポテンシャル $\phi(\mathbf{r}, t)$ およびベクトルポテンシャル $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ を受けたときの実効的な波動方程式は、真空中と同様、(擬)運動量 $\hbar k$ を演算子に置換えたい形、すなわち $[\pm E(-i\hbar \text{grad} - (\mp e/c)\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)) + (\mp e)\phi(\mathbf{r}, t)]\Psi(\mathbf{r}, t) = i\hbar \{\partial \Psi(\mathbf{r}, t)/\partial t\}$ の形となる。ここで複号は上号が電子、下号が正孔に対応し、 Ψ は真の波動関数をワニエ関数で展開したときの係数すなわち包絡波動関数である。この式を有効質量方程式とよぶ。これは $E(\hbar k) = (\text{定数}) \pm \hbar^2 k^2/2m^*$ という最も簡単な場合に上に述べた結果になることによる。有効質量 m^* は一般にテンソルである。縮退したバンドの場合は $E(k)$ および Ψ は行列となる。

有効磁場 [英 effective magnetic field, 独 effektives magnetisches Feld] 磁気共鳴や磁性体の秩序状態の記述の際有用な概念で、磁性体において着目するスピンの対する他のスピンの影響などが実質的に磁場と同等なものとなせるとき、その磁場を有効磁場という。たとえば、スピン S_i と S_j の間に $-JS_i \cdot S_j$ という交換相互作用が働くときは、スピン S_i に着目するならば、このスピンの磁気モーメント $M_i = g_i \mu_B S_i$ が、 $B_{\text{eff}} = JS_j / g_i \mu_B$ という有効磁場を受けているとみなせる。 B_{eff} の統計平均を分子場という。同様に、超微細相互作用や異方性エネルギーについてもこれを着目する磁気モーメントに対する有効磁場とみなすと便利ながあり、後者の場合は異方性磁場とよばれる。

有効磁場の概念は、さらに、角振動数 ω で回転する磁場の中にある磁気モーメントの運動を記述する場合に有用である。このとき、座標系を静止系から ω で回転する座標系に移すと、座標変換の効果は、磁気モーメントに ω / γ (γ は磁気回転比) の大きさの回転面に垂直方向の磁場がかかっていることと同等になる。この磁場も有効磁場のひとつで、磁気共鳴の解析において用いられる概念である。

有効数字 [英 significant digit, 独 bedeutsame Ziffer, 仏 chiffre significatif, 露 значащая цифра] 数値の表現において、誤差を含まない数字または誤差の影響を受けない数字。たとえば円周率 $\pi = 3.141592\cdots$ に対する以下の近似値の有効数字は下線部である。

$$3.14205, \underline{3.141571}, \underline{3.141611}, 0.0314157 \times 10^2$$

一般に、実数 x に対する近似値が p 進法において

$$d_m d_{m-1} \cdots d_0 . d_{-1} d_{-2} \cdots \quad (\text{ただし } d_m \neq 0)$$

と表され

$$d_m d_{m-1} \cdots d_{l+1} (d_l - 1) < x < d_m d_{m-1} \cdots d_{l+1} (d_l + 1)$$

が成立し、かつ

$$d_m d_{m-1} \cdots d_l (d_{l-1} - 1) < x < d_m d_{m-1} \cdots d_l (d_{l-1} + 1)$$

が正しくないか、確言できないとき、 $l \leq i \leq m$ の数字 d_i を有効数字といい、 d_m を最上位数字、 d_l を最下位数字という。また $m-l+1$ を有効数字のけた数または単に有効けた数という。測定値 12.345 が有効数字 4 けたをもつとは、 $d_3 = 5$ が 1 以上の誤差を含む可能性があることを意味する。電子計算機における数値計算においては、内部表現が有限けたであるために生じる誤差について有効数字を定義する。たとえば、通常の 32 ビット十六進浮動小数の有効数字は十六進で 6 けた、十進法で 6~7 けたである。

有効相互作用 [英 effective interaction, 独 effektive Wechselwirkung, 仏 interaction efficace, 露 эффективное взаимодействие] 原子核は、複雑な核力 v で相互作用する核子の多体系であり、その真の波動関数 Ψ は、ハミルトニアン $H = \sum_i T_i + \sum_{ij} v_{ij} (T_i \text{ は運動エネルギー演算子})$ の固有関数 ($H\Psi = E\Psi$) で大変複雑なものである。一方、原子核では、殻模型、集団模型、クラスター模型など、ある特徴的側面をみごとにそなえた模型が成功している。このことは、適切な相互作用 V_{eff} を選べば、模型的ハミルトニアン $H_{\text{eff}} = \sum_i T_i + V_{\text{eff}}$ の固有関数として比較的簡単な模型波動関数 Φ で、真の固有エネルギー E を与えることができることを示唆している。このような V_{eff} を、この模型(模型空間)に伴う有効相互作用といい、 H_{eff} を有効ハミルトニアンという。有効相互作用 V_{eff} をもとの核力 v

から導く道筋を与えるのが有効相互作用理論である。原子核に対する有効相互作用理論は、核力の特徴をそなえたブルックナー理論を基礎に具体化された。 G 行列は有効相互作用に対する第 0 近似を与えるといえる。しかし、模型による現象の分析から得られた有効相互作用の性質と理論的に導かれたものとが一致するためには、より多くの多体効果を考慮に入れなければならないが、まだ完全な成功はみていない(⇒有効ハミルトニアン)。

有効電荷 [英 effective charge, 独 effektive Ladung, 仏 charge effective, 露 эффективный заряд] 結晶中の電子の周囲には、電子に伴う電場により電気的分極が発生する。このため、電子の見かけの電荷が状況によりさまざまな値をとる。これを有効電荷という。あるいは、イオン結晶の有効イオン電荷をさすこともある(⇒有効イオン電荷)。

同様な事情は原子核においても見いだされる。閉殻核に一核子を付け加える(または取去る)と、閉殻がゆがみ、このゆがみの効果は原子核の電磁気的性質に影響を与える。四極子モーメントなどの電気的モーメントに対しては、このゆがみの効果は付加された(取去られた)核子による単一粒子モーメントに補正を与え、その補正は単一粒子の電荷への繰込みとして表現される。このようにして補正された単一粒子の電荷を、有効電荷という。また有効電荷と核子の電荷の差を、偏極電荷という。有効電荷は一般に考えている電気的モーメントの多重度によるが、たとえば四極子モーメントの場合は陽子に対しては $e_{\text{eff}} \approx 2e$ 、中性子に対しては $e_{\text{eff}} \approx e$ 程度である。理論的には有効電荷は、タム-ダンコフ近似や乱雑位相近似で、かなり定量的に理解される。閉殻核から離れた核に対しては、有効電荷の概念はしばしば使われる。

有効電力 [英 active power, 独 Wirkleistung, 仏 puissance active, 露 активная мощность] 電源から供給され負荷の抵抗分のなかで消費される単位時間当りのエネルギーの量を表したもので、一周期の平均電力に比例し、単に交流の電力ともいう。たとえば、正弦波交流において電圧、電流の実効値を E_e, I_e とし、 $Z = r + j\omega L - (1/\omega C)$ $= r + jx$ という負荷インピーダンスに電圧 E_e を加えた場合を考える。 L はインダクタンス、 C は静電容量、 r は抵抗分、 x はリアクタンス分、 ω は角速度で、 $\omega = 2\pi f$ (f は周波数)である。電圧・電流間の位相角は $\phi = \tan^{-1}(x/r)$ となり、 E_e を基準にした図 1 では E_e と同相である I_e

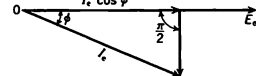


図 1

の分力は $I_e \cos \phi$ である。同様に I_e を基準にした図 2 では I_e と同相である E_e の分力は $E_e \cos \phi$ で示され、このとき有効電力 W は次式で与えられる。

$$W = E_e (I_e \cos \phi) = (E_e \cos \phi) I_e = E_e I_e \cos \phi$$

$$= I_e^2 Z |\cos \phi| = I_e^2 \sqrt{r^2 + x^2} \frac{r}{\sqrt{r^2 + x^2}} = I_e^2 r$$

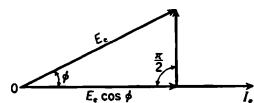


図 2

ここで $\cos\phi$ は力率とよばれ、電力消費の有効さを表す。

有効ハミルトニアン [英 effective Hamiltonian]

一般に、もとの複雑なハミルトニアンから、その系の特徴を記述するために簡単化された便宜的なハミルトニアンをいう。実効ハミルトニアンともよばれる。すなわち、あまり重要でない部分を消去した(またはくりこんで)、実質的に有効な部分だけを取り出したハミルトニアンのことであり、多体問題で広く使われている。たとえば、臨界現象の統計力学では、波数の大きい相互作用の部分の消去して、ある波数以下の粒子だけの相互作用として表現したハミルトニアンを有効ハミルトニアンとして、くりこみ群の理論の出発点にする。原子核では、ある特徴を説明するモデルを考え、それに対するハミルトニアンをもとの系の有効ハミルトニアンという。

融合反応 [英 fusion reaction, 独 Fusionsreaktion, 仏 réaction de fusion, 露 реакция синтеза] 原子核どうしが融合して安定な核をつくるいわゆる「核融合反応」を拡張して用いられる専門用語であり、比較的低い入射エネルギーの重イオン核反応で、入射重イオン核と標的重イオン核が複合核を形成し、熱平衡に達した後、軽イオン核の蒸発や重イオン核分裂によって崩壊する反応のことをいう。この融合反応の断面積は入射重イオン核、標的重イオン核の質量数や入射エネルギーなどの量に強く依存することが知られている。超重元素の生成や、どの程度高いエネルギーまで複合核が存在するかなどの興味から、融合反応が調べられている。

有効ボーア磁子 [英 effective Bohr magneton, 独 effektives Bohr-Magneton, 仏 magnéon de Bohr effectif, 露 эффективный магнетон Бора] (1) ボーア磁子 $\mu_B = e\hbar/2m$ の中の電子の質量 m を有効質量 m^* に置換えて得られる $\mu_B^* = e\hbar/2m^*$ をしばしば有効ボーア磁子とよぶ。

(2) これと似た有効ボーア磁子数ということばは別の意味に使われる。全角運動量量子数が J の状態にある自由原子(あるいはイオン)系の磁化率はキュリー則に従うが、それを

$$\chi = N\mu_0 \frac{p^2 \mu_B^2}{3kT}$$

(N は単位体積中の原子数, k はボルツマン定数, μ_0 は真空の透磁率)と書いたときの p を有効ボーア磁子数という。 p はランデの g 因子 g_J を使すと $p = g_J \sqrt{J(J+1)}$ で与えられる。希土類イオンを含む塩での p の実験値は、パン・ブレック常磁性が重要になる二三の例外を除き、上の理論とよく合う。鉄族イオンの場合には、 d 電子の軌道は広がっているため、結晶中では配位子場の影響を受けて軌道角運動量が消失して、有効ボーア磁子数はむしろ $p = 2\sqrt{S(S+1)}$ でよく記述される。

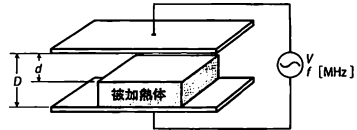
有声音 [英 voiced sound, 独 stimmhafter Klang, 仏 son de voix] 音声のうちで、発声に際し声帯振動を伴うものを、有声音という。有声音には、母音、半母音および有声音がある。

優先方位 [英 preferred orientation, 独 Vorzugsorientierung, 仏 orientation préférentielle, 露 преимущественная ориентация] 金属材料などの凝固組織、加工組織、再結晶組織を構成する結晶粒の方位が、無秩序に分布していないで、特定の方向に向く度合いが強い場合に、その結晶方位を優先方位(あるいは選択方位)とよび、そのような組織を集合組織という。融液成長法あるいはひずみ焼鈍法に

よる単結晶の作成においては、特定の方位の結晶のみが選択的に成長(選択成長)する場合も多く、その方位のことも優先方位または優先成長方位とよぶ。

融点 [英 melting point, 独 Schmelzpunkt, 仏 point de fusion, 露 точка плавления] 固体が加熱されてある温度に達すると融解が始まる。圧力が一定に保たれる限り、融解は一定温度の下で進行する。この温度をその物質の融点(または融解点)という。融点是一般に圧力に依存する。圧力を指定しないで単にある物質の融点という場合には、1 atm の下での値をさす。熱力学の見地からすれば、融点は与えられた圧力の下で固相と液相が平衡して共存する温度である。融解に伴って体積の増大する物質では、融点は圧力の増大に伴って上昇し、体積の減少する物質では逆に下降する(⇒クラウジウス-クラペイロンの式)。

誘電加熱 [英 dielectric heating, 独 dielektrische Erwärmung, 仏 chauffage diélectrique, 露 диэлектрический нагрев] 高周波加熱の一種で、被加熱物の誘電体(電気絶縁物)が高周波電場中におかれると、誘電損失によって発熱する現象。使用周波数が GHz 帯に及んでいることから、この帯域のものをマイクロ波加熱ともいう。図のよ



うに平行電極板間に誘電体力率 $\tan\delta$, 比誘電率 ϵ_r なる物体を置き、電極板間距離 D [cm] に周波数 f [MHz], 電圧 V [V] の電源を接続するとき、物体に吸収される単位体積当りの電力 P は被加熱体と電極の間の空隙 $d=0$ の場合次式で与えられる。

$$P = \frac{5}{9} f \epsilon_r \tan\delta \left(\frac{V}{D}\right)^2 \times 10^{-12} \text{ [W} \cdot \text{cm}^{-3}]$$

高周波電源は三極管を用いた自動発振器によるものが最も多く、その電力は、数十 W から数百 kW 程度のものである。使用周波数は、木材乾燥、合板の接着、ゴムの加硫などは 5~30 MHz, プラスチックシートや紙の急速加熱は数十 MHz, 食品熱処理は 1~3 GHz である。利点は、一様加熱が可能、温度上昇が速く制御が容易、冷却が速い、過熱のおそれが少なく含水率に左右されない、などである。

誘電緩和 [英 dielectric relaxation, 独 dielektrische Relaxation, 仏 relaxation diélectrique, 露 диэлектрическая релаксация] 誘電体に外部電場を印加したとき、電束密度の変化は外部電場には追従できず遅延現象を示す。これを誘電緩和現象という。周波数 ω で変動する外部電場を誘電体に印加したとき、その複素誘電率 $\epsilon(\omega)$ は線形近似の範囲内で

$$\epsilon(\omega) = \epsilon(\infty) + [\epsilon(0) - \epsilon(\infty)] \int_0^\infty f(u) e^{-i\omega u} du$$

と書ける。ここで $\epsilon(\infty)$, $\epsilon(0)$ はそれぞれ周波数無限大、周波数 0 (静的)に対する誘電率である。上式第一項は、電場に直ちに追従する応答を、第二項は遅れの効果を表す。積分中の $f(u)$ は余効関数とよび、誘電体の種類により種々の形が考えられており、その物質の誘電率の周波数依存性を記述する場合、重要な意味をもつ。余効関数を $f(t) = e^{-t/\tau}$ と仮定すれば

$$\epsilon(\omega) = \epsilon(\infty) + \frac{\epsilon(0) - \epsilon(\infty)}{1 + i\omega\tau}$$

となる。ただし τ は定数で緩和時間とよばれる。 $\epsilon(\omega)$ を $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) - i\epsilon''(\omega)$ と書けば、実部 $\epsilon'(\omega)$ と虚部 $\epsilon''(\omega)$ はそれぞれ

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon(\infty) + \frac{\epsilon(0) - \epsilon(\infty)}{1 + \omega^2\tau^2}$$

$$\epsilon''(\omega) = \frac{[\epsilon(0) - \epsilon(\infty)]\omega\tau}{1 + \omega^2\tau^2}$$

となる。このような誘電率の分散はただ1つの緩和時間により特徴づけられているので、これで記述できる系を単分散系またはデバイ緩和という。上式より ω を消去すると、 $\epsilon' - \epsilon''$ 平面上で、 ϵ' 軸上 $[\epsilon(0) + \epsilon(\infty)]/2$ に中心をもち半径が $[\epsilon(0) - \epsilon(\infty)]/2$ の半円が得られる (\Rightarrow コール-コールの円弧則)。このような分散性は極性分子を含む希薄溶液でよく成立する。またあまり低温でない氷や、一部の強誘電体の常磁電相でも成立することが多い。強誘電体では高温側から相転移点に温度を近づけると、 τ が急激に増大することがある (\Rightarrow 臨界緩和)。上述のような余効関数は最も簡単な近似であり、一般にはむしろ成立しないことが多い。これは物質内の応答を単一の緩和時間で表すことが無理なためである。系に複数の緩和時間 τ_i がある場合は、

$$f(t) = \sum_i y_i e^{-t/\tau_i} / \tau_i \text{ のようにとり、このような系を多分散系とよぶ。}$$

緩和時間の分布は、複素誘電率を $\epsilon(\omega) = [\epsilon(0) - \epsilon(\infty)]/[1 + (i\omega\tau)^\beta]$ と書き、 β の値が1からずれることで特徴づけるのが普通である ($\beta=1$ は単分散系)。この場合は、コール-コールの図形は完全な半円にはならない。強誘電性相転移点の近傍では、初め単分散で記述できていた応答が多分散に移行することが多い。これは転移点近傍での複雑な結晶構造の変化を反映している。有極性高分子のように複雑な構造をもつ物質では、必然的に多分散系が実現している。この場合、高分子主鎖中での永久双極子のつぎ方により多様な緩和が存在する。また高分子主鎖のミクロブラウン運動に由来する緩和もある。これらの物質では、力学的刺激に対する緩和も多様である。誘電緩和は、それと合わせて、高分子鎖運動研究の有力手段となっている。

誘電性 [英 dielectric property, 独 dielektrische Eigenschaft, 仏 diélectricité, 露 диэлектрическое свойство] 電場によって誘電分極を生ずる性質。絶縁体は持続的に電場の作用の下で誘電分極を生ずるが、導体はその内部に静電場を維持しえないので誘電性を示さない。誘電性の起因には電場による永久双極子の配向、イオンの変位、原子・分子の電子分極などがある。誘電性に深い関係のある性質としては誘電率、誘電損失などのほかに空間電荷、圧電効果、焦電効果(ピロ電気)、強誘電性、反強誘電性、弾塑性など多くの性質がある (\Rightarrow 誘電体)。

誘電正接 [英 dielectric loss tangent, 独 dielektrischer Verlustwinkel, 仏 perte tangente diélectrique, 露 тангенс диэлектрической потери] 誘電損失を表す量 (\Rightarrow 誘電損失)。

誘電増幅 [英 dielectric amplification, 仏 amplification diélectrique] 強誘電体の分極 P と電場 E の関係は強磁性体の $B-H$ 特性と同じように飽和特性を示す。そこで磁気増幅器のように、強誘電体の誘電飽和特性を利用した非線形リアクタンスを交差することによって増幅作用を

行わせることができる。これを誘電増幅という。非線形リアクタンスとしてチタン酸バリウムなどの強誘電体を利用した非線形コンデンサーを用いる。図1に基本原理を示

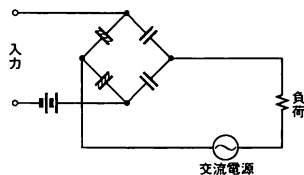


図1

す。コンデンサーで構成したブリッジの2辺に非線形コンデンサーを使用し、バイアス電圧と直列に入力信号電圧を加える。非線形コンデンサーは印加される電圧で静電容量が変化するので、入力電圧によって出力回路の交流リアクタンスが変わる。したがって信号電圧に応じた交流出力を得ることができ増幅器として働く。変圧器や図2のような回路を交流電源の周波数に共振させた共振形誘電増幅器を用いて、電圧増幅度を上げることができる。

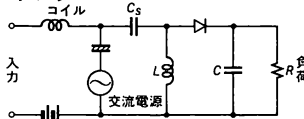


図2

誘電損失 [英 dielectric loss, 独 dielektrischer Verlust, 仏 perte diélectrique, 露 диэлектрическая потеря] 誘電体に交流電場を加えるとき、電気エネルギーの一部が熱となって失われる現象、またはその量をいう。これは分極 P が電場 E の変化に追従できず、電束密度 $D = \epsilon_0 E + P$ が電場 E に対し位相の遅れを生ずることによって起る。 P が電場 E の変化に追従できないのは、双極子の回転に対する抵抗(デバイ緩和)、イオンの運動におけるエネルギー損失(格子力の非線形性)、電子やイオンの運動による電気伝導などの原因によって起る。 D の E に対する位相のずれは、 $D = \epsilon(\omega)E$ の関係における応答関数 $\epsilon(\omega)$ が複素関数 $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega)$ で与えられることによって表される。誘電体に加えられる電場を $E_0 e^{-i\omega t}$ とすると

$$D = (\epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega))E_0 e^{-i\omega t} \quad (1)$$

いま、 $\epsilon(\omega)$ の絶対値を $|\epsilon|$ とし、 $|\epsilon|\cos\delta = \epsilon'(\omega)$ 、 $|\epsilon|\sin\delta = \epsilon''(\omega)$ (したがって $\tan\delta = \epsilon''(\omega)/\epsilon'(\omega)$) で与えられる δ を導入すると、式(1)は

$$D = |\epsilon|E_0 e^{-i\omega t}$$

となる。これは、明らかに、 D が E よりも δ だけ位相が遅れていることを示している。 δ を損失角、 $\tan\delta = \epsilon''/\epsilon'$ を誘電正接(loss tangent)またはタンデルタといい、 $\tan\delta$ によって材料の誘電損失特性を表す。誘電損失によって、一定体積の誘電体から、単位時間内に散逸するエネルギーは $\omega\epsilon''(\omega)$ に比例する。

高周波回路に用いるコンデンサーの $\tan\delta$ が大きいと共振回路の Q 値は低下する。ゴム、ビニール、ペークライトなどは、直流や低周波では、絶縁性が高いが、100 MHz 程度以上の高周波では、誘電損失が大きく、コンデンサー材料として使用できない。高周波用誘電材料としては、有機物ではポリスチレン、ポリエチレンなどの合成樹脂、無機物では MgO を主成分とするステアタイトなどが

適する。

強誘電体に電場を加えて自発分極を反転させると、ヒステリシスによる損失が生じる。

誘電損失を利用した高周波加熱は種々の用途がある。電子レンジはその一例である。

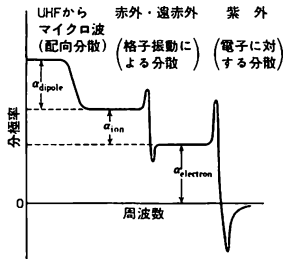
誘電体 [英 dielectric, 独 Dielektrikum, 仏 diélectrique, 露 диэлектрик] 絶縁体を電場のなかに置くと、正電荷は電場ベクトルの方向に、負電荷は反対方向に微小変位し、物質の構成要素は電気双極子モーメントをもつようになる。この現象を誘電分極(⇒分極)といい、誘電分極が起る物質を誘電体という。誘電分極は次の3つの原因によって生ずる。(1)電子殻が原子核に対して変位する(電子分極)。(2)イオン結晶において、正イオンが負イオンに対して変位する(イオン分極)。(3)永久双極子モーメントをもつ分子(極性分子)または基が電場の下で配向する(配向分極)。誘電体の外部から電場 E を加えると、誘電体内部の原子または分子には局所電場 F が働き、原子または分子は分極して双極子モーメント p が生ずる。 p は F に比例し

$$p = \alpha F$$

と表される。この比例定数 α を分極率という。平行平板コンデンサーに、比誘電率 ϵ の誘電体を充填すれば、その静電容量は、誘電体を充填しない場合に比べて ϵ 倍になる(⇒誘電率)。比誘電率 ϵ は、分極率 α と局所電場係数 r が与えられれば、次のクラウジウス-モソッティの式から求められる(⇒クラウジウス-モソッティの式)。

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{1}{3\epsilon_0} \sum_j N_j \alpha_j$$

分極率は、3つの部分に分けることができる。すなわち電子分極率(α_{electron})、イオン分極率(α_{ion})、配向分極率(α_{dipole})である(⇒配向分極)。図に、これらの3つの部分



が、どの周波数領域で分極率に寄与するかを模式的に示す。光学周波数においては、イオンや分子の慣性のために、イオン分極率、配向分極率は分極率に寄与しない。したがって、光学周波数領域では、電子分極率のみが寄与する。紫外領域に、電子に対する共鳴型の分散がある。遠赤外領域からマイクロ波領域にかけては、電子分極率のほかにイオン分極率が寄与する。遠赤外ないし赤外領域に、結晶の格子振動による共鳴型の分散が存在する。メートル波(VHF)より低い周波数では電子分極率、イオン分極率、配向分極率のすべてが寄与する。デシメートル波(UHF)ないしマイクロ波領域に、デバイ型(緩和型)の分散が見れる(⇒配向分極)。

誘電体のなかには、強誘電体とよばれる多数の結晶があり、物性物理学的に内容の豊富な研究が行われている(⇒強誘電体)。強誘電体は、温度を変化させると、強誘電相

転移をするという特徴がある(⇒強誘電相転移)。ところで、強誘電相転移は構造相転移の一種である(⇒構造相転移)。誘電体のなかには、強誘電相転移以外の構造相転移をする結晶も多数あり、これらに対しても、物性物理学的に内容の豊富な研究が行われている。

誘電定数 = 誘電率

誘電分極 = 電気分極

誘電分散 [英 dielectric dispersion, 独 dielektrische Dispersion, 仏 dispersion diélectrique, 露 дисперсия диэлектрической проницаемости] 誘電体の誘電率が、電場の振動数によって変化する現象を誘電分散とよぶ。誘電体中の慣性の大きい分子は高い振動数の電場に対しては、誘電率への寄与が少なく慣性の小さい電子が大きな寄与をする。このようにして誘電率が振動数に依存する。誘電分散があると、誘電率は複素数で表される。高分子溶液の誘電分散は、重合度・一節の長さ・溶媒の粘性率・温度などに依存し、高分子物性の測定に利用される(⇒分散現象)。

誘電率 [英 dielectric constant, 独 Dielektrizitätskonstante, 仏 constante diélectrique, 露 диэлектрическая постоянная] 電場 E と電束密度 D との線形関係を表す物質定数で、誘電体の特徴を示し、誘電定数ともよばれる。電場に対する誘電体の影響力を表す量として、M. Faraday によって導入された。誘電率を ϵ とすると

$$D = \epsilon E$$

と表される。電気感受率を χ_e 。真空の誘電率を ϵ_0 とすると、 $\epsilon = \chi_e + \epsilon_0$ の関係がある。もし誘電体に異方向があれば、 ϵ は2階のテンソルになる。時間空間的に変化する場では、フーリエ変換された電場と電束密度とに同様の関係が成り立つ。この場合、誘電率は振動数と波数とに依存する。線形関係が成り立たない物質もある。

誘電率楕円体 [英 ellipsoid for dielectric constants, 独 Ellipsoid der Dielektrizitätskonstanten, 仏 ellipsoïde de constantes diélectriques] 電気的主軸系を x_1, x_2, x_3 とし、媒質の主誘電率(⇒主屈折率)を $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ としたとき、

$$\epsilon_1 x_1^2 + \epsilon_2 x_2^2 + \epsilon_3 x_3^2 = 1$$

によって表される一重の楕円体面を誘電率楕円体という。光線楕円体ともいう。この楕円体を主屈折率を用いて表したときにはフレネル楕円体という。原点 O と楕円体面上の点 A を結ぶ線分の長さは、 OA 方向を向いている電場に関する誘電率の平方根の逆数を表し、点 A で楕円体面に接する平面に原点 O から下ろした垂線の方向は、 OA 方向を向いている電場に関する電束密度の方向を表す。

誘導加熱 [英 induction heating, 独 induktive Erwärmung, 仏 chauffage par induction, 露 индукционный нагрев] 高周波加熱の一種で、交流磁場内に被加熱体として金属のような電気良導体を置くと、電磁誘導作用により渦電流損失と磁性体の場合はヒステリシス損失も生じ、被加熱体は発熱する。これを誘導加熱という。実用面では歯車、クランク軸、ミシン針、平板、金属圧延ロールなどの表皮焼入れや、全体を加熱するものとして金属材料の鍛造、押出し、圧延の熱加工がある。短時間に、任意の深さまで加熱ができ均一製品が得られるのが特徴である。形や硬化層の厚さは表皮効果により磁場の周波数で決められる。また、処理法が決れば熟練を要しない長所がある。非導電体の場合は導電体の容器に被加熱体を入れ加熱する。電源としては商用周波数から数百kHzまで広範囲に広がり、その出力電力は約1000kW程度まで実用化され

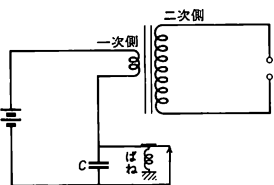
ている。

誘導起電力 [英 induced electromotive force, 独 induzierte elektromotorische Kraft, 仏 force électromotrice induite, 露 индуцированная электродвижущая сила]

閉回路を貫く磁束 Φ が時間的に変化すると、ファラデーの誘導法則により、その変化率に比例する起電力 $V = -d\Phi/dt$ が現れる。これを誘導起電力という。回路自身が速度 v で動いている場合には、磁束の時間変化による起電力の他に、回路の各部に $v \times B$ (B は磁束密度) の電場を生ずる。

誘導係数 [英 coefficient of induction, 独 Induktionskoeffizient, 仏 coefficient d'induction, 露 коэффициент индукции] = インダクタンス

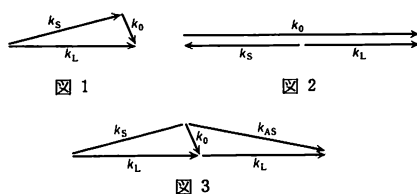
誘導コイル [英 induction coil, 独 Induktionsspule, 仏 bobine d'induction, 露 индукционная катушка] 低電圧直流電源から高電圧の交流を得る装置で、一種の変圧器。応感コイルともいう。鉄芯に数回巻かれた一次コイルと、この上の多数回巻かれた二次コイルとからなる。一次コイルと直列に接点がありこの接点の金属片は、鉄芯が磁化していなければ、ばねにより接点を閉じているが、鉄芯が磁化すると引きつけられて、一次回路の直流を切るようにつくられている。したがって、一次コイルに直流電源をつなぐと、接点が断続し、相互誘導により、二次側に高電圧を発生する。接点が開くときに磁場のエネルギーの一部を貯えて、自己誘導起電力による火花放電を防ぐために、接点に並列にコンデンサーをつなぐ。また、変圧器の原理と、共振現象を利用して、高電圧高周波を得るテスラ・コイルの一次側入力として、誘導コイルの振動電圧が用いられることがある。



誘導コンプトン散乱 [英 stimulated Compton scattering, 独 stimulierte Compton-Streuung, 仏 diffusion de Compton stimulée, 露 вынужденное комптоновское рассеяние] 電子によるコンプトン散乱で発生する散乱光と、コヒーレントな入射光の非線形結合によって生ずる電子密度の揺動は、散乱光と一定の位相関係を保持し、入射光を散乱し、コヒーレントな散乱光を発生する。これを誘導コンプトン散乱とよぶ。波長の長い場合には誘導トムソン散乱ともよばれる。また、非線形結合により生じた電子の密度揺動の波数および周波数が電子系の減衰の小さい集団運動の分散関係を満たすようになると、電子による誘導ラマン散乱に移行する。レーザー光のようにコヒーレンスのよい入射光では、その強度があるしきい値を超えると、散乱光も電子の密度揺動も指数関数的に成長する。その成長率は入射光強度に比例し、散乱光もしくは電子の密度揺動に伴う非線形効果が無視できなくなるまで成長し、散乱光はコヒーレントに強く励起される。

誘導散乱 [英 stimulated scattering, 独 stimulierte Streuung, 仏 diffusion stimulée, 露 вынужденное рассеяние] ラマン散乱など種々の光散乱において、コヒーレ

ントなレーザー光を入射して強くした場合に、特定の散乱線が誘導放出効果によって急激に強くなり、コヒーレントな放出となる現象。誘導ラマン散乱、誘導ブリルアン散乱、誘導レイリー散乱(レイリーウイング、熱レイリー、濃度レイリー散乱も含む)が知られている。たとえば誘導ラマン散乱の場合、入射光(周波数 ν_L , 波数ベクトル k_L)の散乱によって散乱光のストークス線(ν_S, k_S)が放出されると、分子振動($\nu_0 = \nu_L - \nu_S$)が光路に沿って波状($k_L - k_S$)に励起される。この分子振動の波は再び入射波と結合して散乱波を発生する。もともと分子振動は入射光と散乱光の結合によって励起されているので、結局、散乱光発生の確率はそこに存在する散乱光の強度に比例することになり、したがって散乱光自身の誘導効果になっている。この散乱確率は入射強度にも比例するから、散乱光は入射光強度に比例した利得係数で、媒質内の進行に伴い指数関数的に増大する。



誘導散乱では、散乱光は $k_S = k_L - k_0$ 方向に鋭い指向性をもつ。誘導ラマン散乱の場合には、 k_S は k_L に平行方向に最大強度をもつ(図1)。ブリルアン散乱では音速を v_0 , 散乱角を 2α とすると、 ν_0 は $v_0 \sin \alpha$ に比例するので、通常後方散乱($\alpha = 90^\circ$)で観測される(図2)。分子振動がさらに強く励起されると、ストークス線の他に反ストークス線($\nu_{AS} = \nu_L + \nu_0$)の誘導放射も起る(図3)。さらに $\nu_L \pm n\nu_0$ ($n = 1, 2, \dots$) で与えられる高次の誘導散乱も生ずる。有機溶媒や水素ガスなどでは、 n は八次までの高次が得られることもあり、広い波長範囲の二次レーザー光源として利用されている(⇒ラマン・レーザー)。

誘導磁化 [英 induced magnetization] ⇒ 磁気誘導

誘導磁気異方性 [英 induced magnetic anisotropy, 独 induzierte magnetische Anisotropie, 仏 anisotropie magnétique induite, 露 индуцированная магнитная анизотропия] ⇒ 磁気異方性

誘導質量 = 仮想質量

誘導単位 [英 derived unit, 独 abgeleitete Einheit, 仏 unité dérivée, 露 производная единица]

[1] 組立単位の別称(⇒組立単位)。

[2] 計量法に定められている計量単位のうち、基本単位に次ぐ第二のグループに含められている単位の総称(⇒計量単位)。現行の計量法は、第五条で、44種類の量に対する単位をあげ、それらを誘導単位とよんで、「法定計量単位」に含めている。その大部分はSI組立単位であるが、SI以外の単位や(力の単位重量キログラム、無効電力の単位バルなど)、無次元量の基準(濃度の質量百分率など)、および対数尺度での量の基準(濃度のピーエッチなど)も含んでいる。

誘導電流 [英 induced current, 独 Induktionsstrom, 仏 courant induit, 露 индуцированный ток] 誘導起電力によって流れる電流。起電力と磁束密度の変化との関係は、電磁誘導の法則により与えられる。また、誘導電流の

向きについては、レンツの法則およびフレミング右手の法則が成り立つ。渦電流も誘導電流のひとつである。

誘導トムソン散乱 [英 stimulated Thomson scattering, 独 stimulierte Thomson-Streuung, 仏 diffusion de Thomson stimulée, 露 вынужденное томсоновское рассеяние] \Rightarrow 誘導コンプトン散乱

誘導発電機 [英 induction generator, 独 Induktions-generator, 仏 générateur inductif, 露 индукционный генератор] 三相誘導モーターの固定子コイルを三相交流電源に接続し、回転子を電源の周波数で決める同期速度 N_s より速く回転した場合、モーターから電源側へ電力を逆送することが可能となる。この状態ではモーターは発電していることになる。これが誘導発電機である。誘導発電機には主としてかご型誘導機が使用され、安定度が高く保守が簡単である。

誘導表現 [英 induced representation, 仏 représentation induite, 露 индуцированное представление] 群 G の部分群 H の、ある表現が知られているときに、それを使って、一定の方法にしたがって、 G の 1 つの表現をつくらることができる。そうしてつくられた G の表現を(与えられた H の表現から誘導された)誘導表現という。 G を有限群、 H をその部分群とし、 H の 1 つの表現 U が与えられているとする。 U の表現空間を \mathcal{U} とする。 G を定義域として、 \mathcal{U} に値をとる関数で、任意の $x \in H$ 、 $y \in G$ に対し $f(xy) = U(x)f(y)$ を満たすものの全体 \mathcal{F} はベクトル空間をつくる(線形演算は、 $(f+g)(x) = f(x) + g(x)$ 、 $(\lambda f)(x) = \lambda f(x)$ 、 $x \in G$ 、 $\lambda \in \mathbb{C}$ で定義する)。 G の任意の元 x を 1 つ固定し、 $f \in \mathcal{F}$ に対して、 $f_x(y) = f(xy)$ で定義される関数 f_x も \mathcal{F} の元になる。そこで $V(x)f = f_x$ によって $V(x)$ を定義すると、これは \mathcal{F} の上の線形変換であり、しかも、 $x \mapsto V(x)$ は G の表現になっている。この表現が、 H の表現 $U(x)$ から誘導された G の誘導表現である。 U が H の既約表現であっても、それから誘導される G の表現 V は既約とは限らない。しかし、 V の既約分解に関して、フロベニウスの相互律とよばれる次の命題が成立する： G の既約表現 V_i を H に制限して得られる H の表現 \hat{V}_i の既約分解での既約表現 U の重複度は、 U から誘導された G の表現 V の既約分解での V_i の重複度に等しい。

誘導表現という考えは、 G が有限群でない場合にも拡張できる。 G を局所コンパクトな位相群とし、 H を G の閉部分群とする。右剰余空間 G/H のボレル集合族を \mathfrak{B} とし、 \mathfrak{B} 上で定義された測度 μ について、 G の各元 x に対して μ_x を

$$\mu_x(E) = \mu(Ex) \quad (\forall E \in \mathfrak{B})$$

で定義する。ここで $Ex \equiv \{Mx; M \in E\}$ 。そして任意の x に対して $\mu_x(E) = 0 \Leftrightarrow \mu(E) = 0$ が成立するならば、 μ は準不変であるという。 G/H は自明でない準不変測度を必ずもつことが知られている。そこで、その 1 つを μ とする。 (U, \mathcal{F}) を H のユニタリー表現(ただし \mathcal{F} は可分)とし、 G から \mathcal{F} への写像 f で、次の二条件

$$(1) f(xy) = U(x)f(y) \quad (\forall x \in H, \forall y \in G)$$

$$(2) \int_{G/H} \|f(y)\|^2 d\mu(\hat{y}) < +\infty \quad (\hat{y} = Hy)$$

を満たすものの全体を \mathcal{F} とし、 \mathcal{F} には

$$(f, g) = \int_{G/H} (f(y), g(y)) d\mu(\hat{y}) \quad (\forall f, g \in \mathcal{F})$$

によって内積を導入すれば、 \mathcal{F} はヒルベルト空間となる。

次に G の各元 x に対して、 G/H から $[0, +\infty)$ への μ 可測な関数 ρ_x で

$$\mu_x(E) = \int_{G/H} \rho_x(\hat{y}) d\mu(\hat{y})$$

を満たすものをつくり

$$(V(x)f)(y) = \sqrt{\rho_x(\hat{y})} f(yx) \quad (\forall f \in \mathcal{F}, \forall y \in G)$$

によって、 \mathcal{F} における一次変換 $V(x)$ を定義すれば、写像 $V: x \mapsto V(x)$ は G の \mathcal{F} 上のユニタリー表現となる。これを U によって誘導された G の誘導表現という。フロベニウスの相互律はこの場合にも成立する。

N が G の可換な不変部分群で、 $G = HN$ 、 $H \cap N = \{e\}$ となっている (G が H と N の半直積になっている)場合には、誘導表現の方法は特に有力であり、空間群やボアンカレ群の表現の構成に利用されている。

誘導ブリルアン散乱 [英 stimulated Brillouin scattering, 独 stimulierte Brillouin-Streuung, 仏 diffusion de Brillouin stimulée, 露 вынужденное бриллюэновское рассеяние] \Rightarrow 誘導散乱

誘導放射 [英 induced emission, 独 induzierte Emission, 仏 émission induite, 露 индуцированное излучение] 原子などの量子力学系が、電磁場との相互作用の振動によって、ある励起状態からより低いエネルギーの励起状態あるいは基底状態に遷移して、光を放射する過程には、2 種類のものがある。ひとつは、系のまわりにすでに外場としての電磁波が存在する場合で、その遷移確率は、対応する遷移振動数に等しい振動数の入射電磁波の強度に比例する。いわば、外場としての電磁波からの刺激によって遷移が起り、光が放射される過程であって、これを誘導放射という。これに対し、外界に電磁波がない場合には、遷移によって 1 個の光子を放射する過程がある。この放射は自発放射とよばれる。誘導放射の遷移確率は、逆の過程、すなわち、光の吸収を伴う遷移の遷移確率と等しく、初期状態 ϕ_i から、 ω だけエネルギーのちがう終状態 ϕ_f に遷移する確率は、波数ベクトルを k 、単位角振動数当りの入射電磁波の強度を $I(\omega)$ として

$$\frac{4\pi e^2}{m^2 \omega^2} I(\omega) |\langle \phi_f | e^{-ik \cdot r} e^{i\omega t} | \phi_i \rangle|^2$$

で与えられる。ただし、 $e^{i\omega t}$ は偏極ベクトルを表す。

原子などの量子力学系の集団で、エネルギーの高い励起状態にある系の数が、低い励起状態にある系の数よりも多いという状況が実現されると、誘導放射が吸収よりも多く起り、入射光とコヒーレントな光が放出され、光の増幅という現象が生じる。メーザーやレーザーの発振は、この原理を利用している。

誘導放射能 [英 induced radio activity, 独 induzierte Radioaktivität, 仏 radioactivité induite, 露 индуцированная радиоактивность] 物質を加速器や原子炉などにより照射したとき、それに含まれている同位体が原子核反応を起すことにより生成される放射能。照射物質中に単位体積当たり、 M 個の原子数をもつ同位体が照射によって、崩壊定数 λ の放射性同位体が生成される断面積を σ 、加速器または原子炉から物質に入射される粒子束を ϕ 、その時点までに生成された放射性同位体の原子数を N とすると、 dt 時間に生成される原子数は $\sigma \phi M dt$ 、一方生成された核種は同時に崩壊するが、その崩壊率は λN であるから、放射性核種の生成率 dN/dt は $\sigma \phi M - \lambda N$ に等しくなる。 T 時間照射したとき生成される放射性同位体核の原子数

は、 $(\sigma\phi M/\lambda)(1-e^{-\lambda t})$ となる。照射を停止した瞬間の崩壊率は $\sigma\phi M(1-e^{-\lambda t})$ である。 $\sigma\phi M$ は無限時間照射を行って得られる放射能強度で、飽和強度といい、 $(1-e^{-\lambda t})$ を飽和因子という。

誘導モーター [英 induction motor, 独 Induktionsmotor] 交流モーターの一種。図1のようにコイルに対し、磁石が矢印の方向に移動すると、コイルに起電力が誘

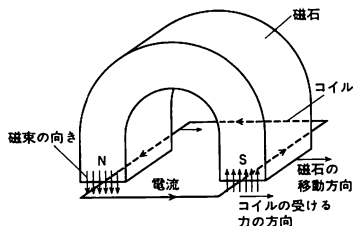


図1

起されて電流が流れ、磁場による力を受け、コイルは磁石と同じ矢印の方向に動く。これが誘導モーターの原理である。実用上動く磁石をつくるには、交流による回転磁場を利用し、この磁場のなかに導体(コイル)を置き、それに働く力により導体(かご型回転子)を回転させる。コイルが力を受けて回転するためには、コイルは回転磁場(回転数 N_0)より遅い速度(回転数 N)で回転しなければならない。その速度の差をすべり(スリップ)といい、 $(N_0-N)/N_0$ で表す(通常3~8%)。実用機には巻線型とかご型の2種類がある。かご型誘導モーターは良好な運転特性、取扱いが容易、簡単な構造、低価格などの優れた利点があり最も広く普及している交流モーターである。その構造は、巻線型と等しい固定子と、かご型回転子(図2)で構成されている。

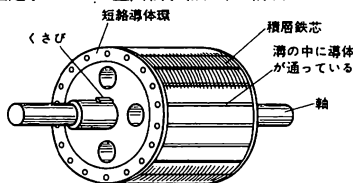


図2

誘導容量 [英 inductive capacity, 独 induktive Kapazität, 仏 capacité inductive, 露 индуктивная ёмкость] 電気誘導容量と磁気誘導容量があるが、それぞれ誘電率、透磁率と同じ。

誘導ラマン散乱 [英 stimulated Raman scattering, 独 stimulierte Raman-Streuung, 仏 diffusion de Raman stimulée, 露 вынужденное комбинационное рассеяние] ⇒ 誘導散乱

誘導リアクタンス [英 inductive reactance, 独 induktive Reaktanz, 仏 réactance inductive, 露 индуктивное сопротивление] ⇒ リアクタンス

誘導レイリー散乱 [英 stimulated Rayleigh scattering, 独 stimulierte Rayleigh-Streuung, 仏 diffusion de Rayleigh stimulée, 露 вынужденное рэлеевское рассеяние] ⇒ 誘導散乱

誘発双極子モーメント [英 induced dipole moment, 独 induziertes Dipolmoment, 仏 moment dipolaire induit, 露 индуцированный дипольный момент] ⇒ 双極子モー

メント

遊離基 [英 free radical, 独 freies Radikal, 仏 radical libre, 露 свободный радикал] 多くの分子の安定な基底状態では、電子の全スピンの大きさに対する量子数 S は0であって、その波動関数は、各分子軌道に2電子ずつ占めさせた閉殻構造でよく近似できる。ところがある種の分子では、閉殻構造では近似できず、不対電子をもつ電子構造が基底状態となっている。このような分子種を遊離基とよぶ。したがって遊離基では S は0でない。分子中で共有結合で結ばれている原子(団)を基とよぶ。たとえば、エタン $\text{CH}_3\text{-CH}_3$ で、 $-\text{CH}_3$ はメチル基である。C-C結合が切れて、 $\cdot\text{CH}_3$ だけの分子に「遊離」したのが遊離基である。水素原子 H は最も簡単な遊離基といえる。遊離基は化学反応性に富んでいる。気相で比較的安定な遊離基は大気や宇宙空間の原子・分子過程に重要な役割を果たしている。溶液中の遊離基は反応性に富んでいるので寿命が短く、反応中の中間体としてのみ存在が推定されていたが、電子スピン共鳴法や高速閃光スペクトル法によって、存在が確認され、構造も決められるようになった。また、剛体溶媒中で分子に光や放射線を照射して遊離基をつくり出して長時間安定に保存する方法も確立して、詳細な研究が可能になった(⇒不対電子)。

有理指数の法則 [英 law of simple rational indices, 独 Gesetz der rationalen Indizes, 仏 loi des indices rationnels simples, 露 закон рациональных параметров] 結晶を三次元の周期をもつて配列した格子点の集合とみると、結晶の外形に現れる面は格子点を通る種々の平面である。そのような面は整数比のミラー指数(hkl)で記述することができる。特に結晶の外形によく現れる面は、小さな整数のミラー指数で表現できる。これを有理指数の法則、あるいは、アユイの法則という。その理由は、格子点密度の大きな面ほど現れやすいことにある。

有理単位系 [英 rationalized system of units, 独 rationale Einheitensystem, 仏 système rationnel d'unités, 露 рационализованная система единиц] 電磁気諸量の単位の設定方には、多くの種類があるが、それらは、2種に大別できる。ひとつが有理単位系で、いまひとつが非有理単位系である。有理単位系では、マクスウェル方程式をはじめ、電磁気諸量の関係を表す方程式から、数係数 4π が消える。その代りに、電磁気量と力学量、特に力との関係を示す方程式に 4π が現れる。有理単位系はO.Heavisideによって提案され(1882年)、A. H. Lorentzがガウス単位系に採用したものがローレンツ-ヘビサイド単位系とよばれている。現在用いられている国際単位系(SI)は有理単位系に属している。SIでは電場 E 、磁場 H 、電束密度 D 、磁束密度 B 、電流密度 j の関係を表すマクスウェル方程式は

$$\text{rot } E = -\frac{\partial B}{\partial t}$$

$$\text{rot } H = j + \frac{\partial D}{\partial t}$$

のように、数係数 4π を全く含まない形に書けるが、距離 r だけ離れた2点間の電荷 Q_1, Q_2 の相互作用を表すクーロンの法則は

$$F = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon r^2}$$

のように 4π を含んだ形に書かれる。有理単位系では、電

微気諸量の関係を記述する方程式から、めんどろな数係数が消えるという利点がある。

U 過程 [英 U-process, 独 U-Prozess, 仏 processus U₂, 露 U-npouecc] = ウムクラップ過程

湯川記念財団 [英 Yukawa Memorial Foundation] 湯川秀樹のノーベル賞受賞(1949年)を記念し、氏を中心とする理論物理学および関連する基礎科学の研究を援助促進し、その進歩発展をはかり、もって世界文化の発展に貢献することを目的として設立された財団法人。財団は1956年4月5日に京都大学元総長 鳥養利三郎を初代理事長として発足した。事業としては、(1)基礎科学の研究に対する奨学金の交付ならびに研究室の補助、(2)基礎科学の研究のうち優秀な成果に対する表彰、(3)基礎科学に関する学術講演会、研究討論会などの開催および援助、(4)基礎科学に関する文献の刊行および刊行書の援助、(5)外国学者の招聘および外国への学者派遣に対する補助などを行っている。(1)の事業は「湯川奨学生」制度として広く知られており、奨学生の選考(毎年度約3名)は、財団の委嘱により京都大学基礎物理学研究所運営委員が行っている。湯川秀樹没後(1981年)、財団の英語名に Memorial の一語を加え、財団の事業を継承し、いっそうの充実をはかるべく努力がなされつつある。財団の理事長は、鳥養の後をうけ湯浅祐一が1974年に就任した。事務所は京都市左京区に置かれている。

湯川相互作用 [英 Yukawa interaction, 独 Yukawa-Wechselwirkung, 仏 interaction de Yukawa, 露 взаимодействие Юкавы] 場の理論における相互作用の型のひとつ。広義での湯川相互作用は、ディラック場 ψ とボース場 ϕ あるいは ϕ_m との間の最も簡単な相互作用である。すなわち、相互作用ラグランジアン密度が

$$\mathcal{L}_S = g\bar{\psi}\gamma_5\psi\phi$$

$$\mathcal{L}_F = ig\bar{\psi}\gamma_\mu\psi\partial_\mu\phi$$

$$\mathcal{L}_V = ig\bar{\psi}\gamma_\mu\psi\phi_\mu$$

$$\mathcal{L}_A = ig\bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi\phi_\mu$$

のいずれかか与えられる場合をさす。狭義での湯川相互作用は、特に \mathcal{L}_F の場合をさす。中間子論では、これにさらにアイソスピンを考慮して

$$\mathcal{L}_V = ig\sum_{a=1}^3\bar{\psi}\gamma_\mu\tau^a\psi\phi^a$$

を相互作用ラグランジアン密度とする。ここに ψ はアイソスピン 1/2 のディラック場、 ϕ^a はアイソスピン 1 の擬スカラー場で、 τ^1, τ^2, τ^3 はアイソスピンに関するパウリ行列である。

湯川相互作用は、ゲージ理論以外でくりこみ可能な相互作用(=くりこみ理論)の代表的なものである。くりこみを遂行するためには ϕ^4 相互作用($\Rightarrow\phi^4$ 理論)をも導入することが必要である。

湯川秀樹 Yukawa, Hideki 1907.1.23—1981.9.8 日本の理論物理学者。地理学者 小川琢治の三男として東京に生れる。1932年に結婚して湯川姓を名のる。1929年京都帝国大学理学部を卒業、同大学副手となる。1932年同講師、翌年大阪帝国大学講師、1936年同助教授、1939年京都帝国大学教授、1970年定年退官。この間、1940年に学士院恩賜賞、1943年に文化勲章を受賞。1949年には中間子理論により日本人として初めてノーベル物理学賞を受けた。

湯川の学生時代は量子力学の形成期であり物理学の変革

の時期であった。この新しい理論体系に魅せられて、彼は高校(旧制)、大学を通じて同期であった朝永振一郎とともに、ほとんど独学でこの理論に熱中した。彼は研究目標を相対論的量子力学の建設と、当時まだその構成要素さえ明らかでなかった原子核構造の解明とにおいた。湯川の最初の論文は、水素原子ベクトルの微細構造を P. A. M. Dirac の相対論的電子論を用いて考察したものであったが、これは当時の主任教授の机の中に眠ったままとなり、日の目を見なかったといわれている。1932年に中性子が発見され、原子核は陽子と中性子とから成ると考えられたが、これら粒子間の力(核力)の起源は未解決であった。湯川は核力を電子場によって説明しようとしたが、結果は不満足であった。そのため彼は、この「電子」をボース粒子とする可能性を考えていた方々である。1933年春の学会で彼の発表を聞いた仁科芳雄も、この可能性を示唆したという。1934年に E. Fermi により β 崩壊の理論が提出され、核子と電子・ニュートリノ対との相互作用が定式化された。この電子・ニュートリノ対を核力の場の粒子と考える試みは、力の到達距離が長すぎ、強さも不足していた。湯川は新しいボース粒子の場を仮定し、その媒介により核力が生じるとした。この粒子の質量は、それが力の到達距離に逆比例することから電子質量の約200倍であると結論された(1934年)。これが中間子である。このころ湯川は新設の大阪帝国大学理学部に移っていたが、その若々しい雰囲気大きな刺激を受けたと後に回想している。同じところに彼は、坂田昌一とともに β 崩壊における K 電子捕獲の可能性を予言している。このほか、湯川は菊池正士の原子核実験グループに協力して、中性子の減速、中性子衝突による核変換、重陽子による中性子散乱、 r 線計数管の効率などに関する論文を発表した。

中間子理論に関する反響はほとんどなかった。1936年に C. D. Anderson らが撮影した霧箱中の宇宙線粒子的飛跡を見て、湯川はこれが彼の予言した粒子だろうと考えたが、一般には受け入れられなかった。翌1937年に Anderson は新粒子的発見を発表し、湯川の指摘も日の目を見ることになった。J. R. Oppenheimer らも同様な見解を発表した。湯川は直ちに坂田、武谷三男、小林稔らとともに精力的に仕事をし、中間子理論の一連の論文を発表した。この中間子理論により、後に湯川はノーベル賞を受賞したが、そのニュースは戦後の困難な時期にあった日本人の心に明るい希望の灯をともしたといわれている。また、1937年10月に仁科らによって組織された中間子討論会は、第二次世界大戦中の1944年まで続けられ、わが国の素粒子物理学の研究討論の場となった。

このころから、湯川の主眼は相対論的場の理論の建設と場の発散の困難の克服に向いていった。1948年彼はプリンストン高等研究所に招かれ、翌年コロンビア大学教授となったが、ここで彼は非局所場の理論を提唱し、一連の論文を発表した。これは素粒子に広がりを与えたものとも理解できるが、湯川はこれを「実体的な場で多種の素粒子を統一して暗に含みうるようなもの」と考えていたようである。帰国後もこの方向の追求は続けられ、片山泰久らの協力を得て素領域の理論へと発展した。

湯川のノーベル賞受賞を記念する施設として、1952年京都大学に湯川記念館が作られ、それが母胎となって翌年基礎物理学研究所がわが国初の共同利用研究所として設立された。湯川は請われて初代所長となり、定年退官す

るまで所長として同研究所を運営し、数多くの研究会を主催するなど後進の指導にあたった。また、天体核物理、生物物理など新しい研究分野に理解を示し、積極的に後援した。

また、戦争による国際学術社会との断絶を解消するため、湯川は戦後の困難な経済情勢のなかで欧文学術雑誌 *Progress of Theoretical Physics* を発刊(1946年)し、終生その編集長としてわが国の研究成果の紹介に尽力した。また、1953年に戦後初の大規模な国際会議を主催したのをはじめ、数多くの国際会議の開催に協力してわが国の学界的国際的地位の向上に大きく貢献した。

湯川は、元来は物理学に関係すること以外の社会的活動に積極的ではなかった。一時、原子力委員に任命されたが1年ほどで辞任している。その彼はしかし第二次世界大戦での原爆の出現、それに続く水爆の開発に大きなショックを受け、科学者の社会的責任を感じざるを得なかった。彼は、同じ事態を憂えた A. Einstein と B. Russell の呼びかけに応じて1955年のラッセル-アインシュタイン宣言の署名者となり、第一回以来何回かバグウォッシュ会議にも出席した。国内においても朝永、坂田らとともに数回にわたり科学者京都会議を主催して核兵器の廃絶、戦争の絶滅を訴え続けた。その平和への情熱は死の床に至るまで衰えなかった。

湯川はまた東西の思想や哲学に通じ、幅広い学識をもっていた。書をよくし、和歌をたしなんだ。専門の学問以外にも数多くの著書がある。「旅人」(1958年)は、青年時代までの彼の内面をうかがわせる自伝である。

湯川ポテンシャル [英 Yukawa potential, 独 Yukawa Potential, 仏 potentiel de Yukawa, 露 потенциал Ю-кавы] 到達距離の短い核力の性質を理解するため、1935年湯川秀樹は、核子と核子が質量 m をもつ粒子(中間子)を交換することによって力が生じるという考えを提唱し、これによって導いたのが

$$-\frac{f^2}{4\pi\hbar c} m c^2 \frac{\exp(-r/\lambda)}{(r/\lambda)}$$

なる関数形のポテンシャルで、これを湯川ポテンシャルという。 $\lambda = \hbar/mc$ は中間子のコンプトン波長、 f は核子と中間子の結合定数である(c は光の速さ、 $\hbar = 2\pi\hbar$ はプランク定数)。質量のない光子の交換によって生じるクーロン・ポテンシャルは到達距離が $1/r$ 長くなる関数で表されるが、到達距離の短い湯川ポテンシャルは有限質量の粒子の交換から生れるわけである。湯川は、この考えに基づいて中間子の存在を予言したのである。

雪 [英 snow, 独 Schnee, 仏 neige, 露 cher] 水蒸気の凝結によって大気中に生じた氷晶が成長して地表に落下してくるもの。0°C 以下の大気中で氷晶が発生する機構としては、(1) 氷晶核、(2) 過冷却水滴が凍結する際に放出する水の微粒子、(3) 成長した雪結晶の破片、などを核として氷晶が生成すると考えられている。氷晶核とは氷晶が生長しやすい固体の微粒子で、粘土や火山灰が多い。低温になるほど氷晶核として働く微粒子の数は多くなるが、雲頂温度が $-5 \sim -10^\circ\text{C}$ の雲では、氷晶の数が氷晶核の数より $10^3 \sim 10^4$ 倍多いので、(1)以外の過程が重要であると考えられている。成長した雪結晶は図1に示すようなさまざまな形があり、結晶習性によられる。結晶習性は、氷晶が成長する大気中の温度と湿度(氷に対する過飽和度)に支配される。図2はその関係を示したもので、中谷宇吉郎

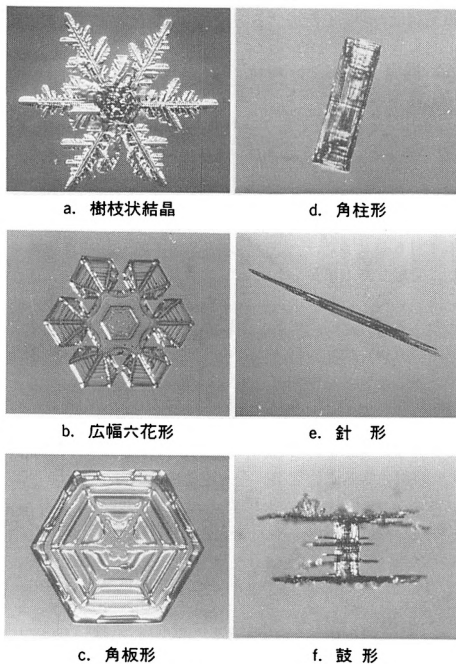


図1 雪結晶の形(北海道大学 前野紀一 提供)

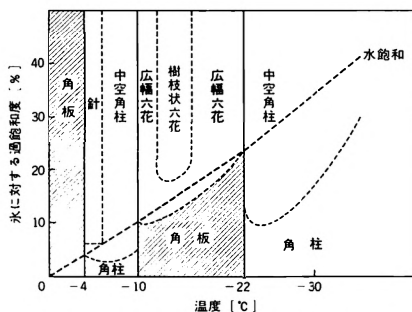
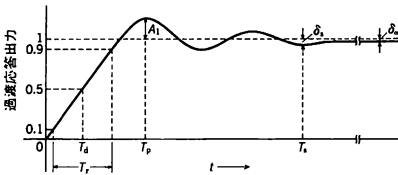


図2 雪結晶の形と温度・過飽和度との関係

(1954年)が最初に研究し、その後、何人かの研究者が改良したものである。雪結晶が成長しながらさまざまな温度と湿度の空気を通過する場合は、これらの結晶形が組合されて複雑な形になる。また結晶どうしが付着して雪片(ぼたん雪)となって降ることもある。雪結晶が過冷却雲を通過する場合は、結晶に雲粒について凍結し(雪粒付結晶)、その量が多くなると結晶が凍結した雲粒で覆われてしまう(雪あられ)こともある。

雪かき模型 [英 snowplow model, 独 Schneepflugsmodell, 仏 modèle de chasse-neige] $\Rightarrow \theta$ ピンチ

行き過ぎ時間 [英 peak time] 自動制御系に段階状入力加わり、過渡応答が図のような振動波形を示すとき、最初に生じる過渡偏差の最大値までの時間 T_p をいう。なお、図における T_d は遅れ時間、 T_r は立上がり時間、 A_1 は行き過ぎ量、 T_s は $\delta_s\%$ 整定時間、 δ_n は定常偏



差である。

ユークリッド空間 [英 Euclidean space, 独 euklidischer Raum] 日常の現象が体験される平面や空間については、ユークリッド幾何の公理、時に、「1点を通り与えられた直線に平行な直線はただ1つ存在する」という平行線の公理が成立する。これらの平面や空間は、それぞれ二次元および三次元のユークリッド空間である。一般に、ユークリッド幾何の公理が成り立つ(有限次元)空間をユークリッド空間という。

n 次元ユークリッド空間 E_n は、直角座標系を導入することにより実数体 R の直積 R^n で表現される。このとき、 E_n の点 P と、それに対応する $(x_1, x_2, \dots, x_n) \in R^n$ を同一視して $P = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ のように、さらに $E_n = R^n$ のように書く。 $P = (x_1, x_2, \dots, x_n)$, $Q = (y_1, y_2, \dots, y_n)$ の間の距離 PQ は $\sqrt{(x_1 - y_1)^2 + (x_2 - y_2)^2 + \dots + (x_n - y_n)^2}$ で与えられる。さらに、原点 $O = (0, 0, \dots, 0)$ に対して、有向線分 \overrightarrow{OP} , \overrightarrow{OQ} のなす角 θ は

$$\cos \theta = (x_1 y_1 + x_2 y_2 + \dots + x_n y_n) / (\overrightarrow{OP} \cdot \overrightarrow{OQ})$$

で与えられる。特に、 \overrightarrow{OP} , \overrightarrow{OQ} が直交するための条件は $x_1 y_1 + x_2 y_2 + \dots + x_n y_n = 0$ である。

ユークリッドの場の理論 [英 Euclidean field theory, 独 euklidische Feldtheorie, 仏 théorie euclidienne des champs, 露 эвклидова теория поля] 時間を純虚数にとり、時空間をユークリッド化した場の理論。ワイトマン関数 W_n は各時間変数を複素平面に解析接続すると、純虚数軸上で2つの変数が一致する点を除いて1つの解析関数が定義され、 W_n はその実軸での境界値になっている。J. S. Schwinger は(中野重夫も独立に)、この解析関数が純虚数軸上でユークリッド変換に対して不変な方程式を満たし、ユークリッド場が存在してその真空期待値が上の関数になっていることを示した。そこで、時間の純虚数軸上のワイトマン関数をシュウィンガー関数とよんでいる。

M. Gell-Mann と F. Low は 1951 年に、場の理論におけるグリーン関数を相互作用表示の2つの真空期待値の比で表したゲルマン-ローの関係式をつくったが、この公式はその後 P. T. Matthews と A. Salam によって汎関数積分の形に書き換えられた(マッシュューズ-サラムの公式)。1966 年に K. Symanzik はマッシュューズ-サラムの公式のユークリッド版をつくったが、少なくともボース場について、それがある種の古典系の統計力学的相関関係になっていることを示した。場の理論における n 点グリーン関数を汎関数積分で表したものをファインマン-カッツの公式という。物理的応用に刺激されて関数空間上の測度の研究が盛んになり、R. A. Minlos は核型空間に双対な空間(たとえば S')上の完全加法的なガウス測度の定義に成功した。この結果、量子力学におけるシュレーディンガー一流の表現に相当する場の理論における表現が可能となった。すなわち、場 $\phi(x)$ は $\phi(x)$ をかける演算子で、共役運動量 $\pi(x)$ は $-i\hbar \delta/\delta\phi(x)$ なる汎関数微分で表現される。これを Q 空間法といって、 $P(\phi)_2$ 場の理論の構成に使われた。

ハミルトニアン法および Q 空間法による場の理論の構成が複雑化の一途をたどるところ、ユークリッド法が登場して局面がにわかに開けた。自由なユークリッド場は互いに可換で、その場の理論はミンロスの定理によって定義される測度を確率測度とする確率超過程として記述され、シュウィンガー関数 S_n はこの測度によるユークリッド場の n 次のモーメントとなる。1971 年に E. Nelson は自由なユークリッド場はマルコフ性をもつことを見いだした。空間を任意の部分 θ とその残り θ^c に分け、その境界を $\partial\theta$ としよう。 θ で場の様子がわかっているときの ϕ における場に関する予測が、 $\partial\theta$ のみで場を与えたときの ϕ と同じならば、場はマルコフ性をもつという。Nelson はマルコフ性を使って $P(\phi)_2$ 理論のファインマン-カッツ公式に数学的解釈を与えた。そこで、この種の公式をファインマン-カッツ-ネルソンの公式とよぶことがある。Nelson はさらに、ある条件のもとでユークリッド場から相対論的な場が再構成されてワイトマンの公理系を満たすことを示した。そのネルソンの公理とは、(N1) 場はネルソン内積をもつソボレフ空間上の確率超過程である、(N2) ユークリッド変換群(反転を含む)のもとで共変、(N3) マルコフ性をもつ、(N4) 並進に対してエルゴード的である、(N5) ある種の正則性をもつ。ただし、ワイトマンの公理系からネルソンの公理系が必ずしも従わないことは反例によって明らかになっている。

ユークリッド法の有効性は、F. Guerra (1972 年)および K. Osterwalder と R. Schrader (1973 年)の仕事によって決定的なものとなった。Guerra はユークリッド法では簡単に読みとれる空間のカットオフ・パラメーターと(ユークリッドの)時間のカットオフ・パラメーターに関するネルソンの対称性を利用して、 $P(\phi)_2$ 理論の真空のエネルギ密度が体積無限大の極限で存在することを巧妙に導いた。また、Osterwalder と Schrader はシュウィンガー関数からワイトマン関数を再構成するための条件を与えた。シュウィンガー関数に関するオステルワルダー-シュラーダーの公理は(E0) 超関数としての性質(一種の正則性)、(E1) ユークリッド共変性、(E2) 正值性、(E3) 対称性、(E4) クラスター性、である。これらはワイトマン関数に関する公理(\Rightarrow 公理的場の理論)に対応している。ただ、スペクトル条件に対応するものがないが、それは(E0)と(E1)から出る。その後、少し緩い正則性(くりこみ可能性と関係がある)の場合を含めて、オステルワルダー-シュラーダーの公理とワイトマンの公理の等価性が証明されている。

ユークリッド法のプログラムは、(1) 自由場はガウス超過程となり、その測度 $d\mu_0$ はミンロスの定理によってガウス測度として定まる、(2) 相互作用はユークリッド的ゲルマン-ローの関係式によって導入され、相互作用のあるときの測度 $d\mu$ が定義される、(3) シュウィンガー関数 S_n は $d\mu$ に関する n 次のモーメントとして計算され、(4) S_n がオステルワルダー-シュラーダーの公理を満たすことを確かめる。このプログラムを実行するには、普通、格子近似をとり、しかも適当な境界条件を課した有限格子を考える。その結果、たとえば ϕ^4 理論においては、ラプラスの差分近似から $d\mu_0$ に強磁性型の最近接相互作用が現れたとみることができて、イジング模型との対応がつく。なお、個々の S_n を問題にする必要はなく、生成汎関数にまとめて考えればよい(オステルワルダー-シュラー

ダーの公理は生成汎関数に関する公理に焼き直せる)。究極理論を得るためにカットオフを除去するのは、統計力学の方で熱力学的極限をとることに相当し、そこですでに開発されている種々の相関不等式やクラスター展開法などが利用できる。

理論の存在が明らかになっているのは $P(\phi)_2, (\phi^4)_3, Y_2$ 、二次元可換ヒグス模型などである。 Y_2 は二次元湯川相互作用の理論であって、相互作用がフェルミ場の二次式であるので、フェルミ場に関する積分が実行できる。理論の存在だけでなく、理論に含まれているパラメーターを変化させたときの様子も調べることが可能になった。たとえば $P(\phi)_2$ 理論において、結合定数 λ は統計力学的温度 β と対比できるが、高温近似でファインマン流の摂動展開が漸近級数であることや、散乱が実際に起こることがいえる。逆に低温近似では、 $P(\phi)_2$ の形によっては、ある臨界値 λ_c より小さい λ で真空は一意、 λ_c より大きい λ については2つ以上の真空があって自発的対称性のやぶれが起ることが証明されている。また、 $(\phi^4)_3$ 理論を含めて、くりこみ後の有限な質量パラメーターは状況によって臨界値をもち、その前後で転位が起ることがわかった。そのほかに、ソリトン解をもつサイン・ゴールドン場やゲージ場の模型もユークリッド的場の理論で論じられている。これらの興味ある事実は四次元理論についてはわかっていない。逆に、J. Fröhlich は、 $(\phi^4)_n$ 理論 ($n > 5$) ではシュウィンガー関数はすべて二点関数の積で書かれることを示して、この理論が自明であること、つまり、一般化された自由場の理論であることを証明した。さらに $(\phi^4)_4$ 理論については、それが自明でないならば、くりこまれた摂動級数は漸近級数とはなりえないことを示した。

U 字管圧力計 [英 U-tube manometer, 独 U-Rohr-Manometer, 仏 manomètre à tube en U, 露 U-образный манометр] ⇒ 液柱圧力計

輸送過程 [英 transport process, 独 Transportprozeß, 仏 processus de transport, 露 процесс переноса] = 輸送現象

輸送係数 [英 transport coefficient, 独 Transportkoeffizient, 仏 coefficient de transport, 露 коэффициент переноса] 巨視的体系のマクロな運動方程式、たとえば流体力学の方程式などで、熱や物質を運ぶ際の力学的エネルギーの散逸を表す項の係数のことを一般に輸送係数とよぶ。たとえば物質、運動量および熱の輸送に関して、それぞれ拡散係数、粘性率および熱伝導率がある。このような巨視的法則に現れる係数を分子論的に理解することは、統計力学における古くからの大きな問題である。近年、これらの輸送係数をゆらぎの時間相関関数の時間積分として表す、いわゆる相関関数表式が確立したことによって、この問題に対するわれわれの理解は格段に深まった。しかし液体など凝縮系の輸送係数の問題にはまだ未解決の事柄が多い。

輸送現象 [英 transport phenomenon, 独 Transportphänomen, 仏 phénomène de transport, 露 явление переноса] 温度や化学ポテンシャルなどが空間的に不均一なために、力学エネルギーの熱エネルギーへの散逸を伴って巨視的保存量が移動する現象。最も典型的なものは、流体において物質、および内部エネルギーの移動の関与する、それぞれ、拡散、および熱伝導である。これらの現象を記述する巨視的法則は、流体力学など個々の場合につい

ては古くから確立されているが、これらの現象を熱平衡からのずれが小さい線形の範囲で一般的に定式化することは、不可逆過程の熱力学によって完成を見た。しかし平衡からのずれが小さくないいわゆる非線形輸送現象については、そのような一般的定式化として確立されたものはまだない。

輸送断面積 [英 transport cross section, 独 Transportquerschnitt, 仏 section efficace de transport, 露 сечение переноса] 原子炉核物質中の中性子の輸送過程を、熱伝導における熱の拡散と同じように考えて、近似的に扱う中性子の拡散近似(⇒中性子拡散理論)では、中性子の流れの密度 J と中性子束 ϕ の間には、 $J = -D \text{grad} \phi$ というフィックの法則が成り立つ。ここで、 D は中性子の拡散係数で、 $D = 1/(3\Sigma_{tr})$ で与えられる。この Σ_{tr} は輸送断面積といい、拡散近似が成り立つ範囲では

$$\Sigma_{tr} = \sum_j N_j (\sigma_{tj} - \bar{\mu}_j \sigma_{sj})$$

で与えられる。ここで、 N_j は核種 (j) の密度、 σ_{tj}, σ_{sj} は、それぞれ全断面積および散乱断面積で $\bar{\mu}_j$ は実験室系での散乱角の余弦の平均値である。核物質の中性子に対する吸収の断面積が小さい場合 ($\sigma_{tj} \approx \sigma_{sj}$)、 $\lambda_{tr} \equiv 1/\Sigma_{tr}$ で定義される。この量を、平均自由行程とよんでいる。

輸送方程式 [英 transport equation, 独 Transportgleichung, 仏 équation du transport, 露 уравнение переноса] 不可逆過程を伴いながら物理量(物質、運動量、エネルギーなど)が移動する現象(輸送現象)を記述する巨視的方程式。例としては拡散方程式、ナビエ-ストークス方程式などがある。これとは少し異なった意味で、気体論などで、一粒子の位相空間での分布関数の時間変化を記述する式を、輸送方程式とよぶこともある。この典型的な例はボルツマン方程式である。

u チャンネル [英 u-channel, 仏 canal u, 露 u-канал] ⇒ マンデルスタム表示

ユニジャクシヨントランジスター = 単接合トランジスター

ユニタリー演算子 [英 unitary operator, 独 unitärer Operator, 仏 opérateur unitaire, 露 унитарный оператор] 量子力学において、状態ベクトルの時間発展や、相対論的場の量子論における固有ローレンツ変換のもとでの状態ベクトルの変換などはユニタリー演算子で与えられる。 $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$ をヒルベルト空間($\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_2$ の場合も含める)、 $(\cdot, \cdot)_1, (\cdot, \cdot)_2$ をそれぞれの内積とする。 \mathcal{H}_1 の上から \mathcal{H}_2 への有界演算子 U (⇒演算子)が

$$(Ux, Uy)_2 = (x, y)_1 \quad (x, y \in \mathcal{H}_1)$$

を満たすとき、 U は等距離的な演算子であるという。特に U の値域(⇒演算子)が \mathcal{H}_2 であるとき、 U をユニタリー演算子という。 U が \mathcal{H}_1 から \mathcal{H}_2 へのユニタリー演算子であることを演算子の等式として表せば

$$U^*U = I_1, \quad UU^* = I_2$$

となる。ここで、 U^* は U の共役演算子であり、 I_1, I_2 はそれぞれ、 $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$ の恒等演算子である。

ユニタリー群 [英 unitary group, 独 Unitaritätsgruppe, 仏 groupe unitaire, 露 унитарная группа] ⇒ 古典群

ユニタリー構造因子 [英 unitary structure factor, 独 unitärer Strukturfaktor, 仏 facteur de structure unitaire, 露 унитарный структурный фактор] 原子を大きさの

ない点に置換えたときの結晶構造因子で

$$U(h, k, l) = \sum_{j=1}^N n_j \exp\{2\pi i(hx_j + ky_j + lz_j)\}$$

$$n_j = \frac{f_j}{\sum_{j=1}^N f_j}$$

で表される。ここで h, k, l は回折の指数, f_j は熱振動の影響を含めた原子構造因子, x_j, y_j, z_j は原子座標, N は単位格子内の原子の総数である。 U は D. Harker と J. S. Kasper による不等式法による位相決定のときに導入されたものである。これは F と違って回折の角度が大きくなっても減少しないで原子の座標だけの影響ははっきり現れるので直接法に用いられていたが、現在では規格化構造因子 E とよばれるよく似てはいるが別の表式が用いられることが多い(\Rightarrow 規格化構造因子)。 $|U|$ の大きさは

$$0 \leq U(h, k, l) \leq 1$$

の間に限られる。 $|U|=1$ となるのはすべての原子からの寄与が同じ位相になる場合である。

ユニタリー性 [英 unitarity, 独 Unitarität, 仏 unitarité, 露 унитарность] 量子力学系の時間発展を記述する演算子, すなわち時刻 t_1 の状態 $|\psi(t_1)\rangle$ から $|\psi(t_2)\rangle = U(t_2, t_1)|\psi(t_1)\rangle$ によって時刻 t_2 の状態に結びつける演算子 $U(t_2, t_1)$ の満たすべき基本的性質のひとつ。シュレーディンガー方程式に従うことも U の基本的性質だが、もうひとつはユニタリー性すなわち $U^\dagger U = UU^\dagger = I$ を満たすことである(U^\dagger は U の共役演算子)。これは確率の保存の表現といってもいいし、時間軸方向の並進がユニタリー変換であることといってもよい。シュレーディンガー方程式は、 U に関して線形であり、また系の構造つまりハミルトニアンに依るのに対して、ユニタリー性は、 U に関して非線形であり、かつ系の構造に依らぬ点に特色がある。ユニタリー性から導かれる制限は、比較的緩いものではあるが、基本的であるという意味において強力である。物理系の散乱や反応を問題とするときは、 $t_1 = -\infty$ で独立な粒子系になる系が、やがて相互作用して $t_2 = +\infty$ でまた独立な系に戻る。その状況を記述する S 行列つまり $U(\infty, -\infty) \equiv S$ のユニタリー性を、なんの相互作用もしない部分を差引いた T 行列 $iT \equiv S - I$ を用いて書く

$$i(T' - T) = T^\dagger T$$

となる。これは散乱や反応の振幅の満たすべき基本的性質のひとつである(\Rightarrow 光学定理)。

ユニタリー対称性 [英 unitary symmetry, 独 unitäre Symmetrie, 仏 symétrie unitaire, 露 унитарная симметрия] 一般にはユニタリー変換に対する対称性をいうが、特殊ユニタリー群($\Rightarrow SU$ 群)に関する素粒子の内部対称性をさすことが多い($\Rightarrow SU(3)$ 対称性, $SU(3)$ 模型, $SU(5)$ 模型, $SU(6)$ 模型)。

ユニタリティー極限 [英 unitarity limit, 仏 limite d'unitarité, 露 предел унитарности] 球対称ポテンシャルによって散乱される粒子の波動関数は、球面波を基底にとると部分波 l の成分は δ_l の位相のずれを受ける。このときの散乱行列 S は各 l に対して対角化され、その l 波の対角要素は δ_l と

$$S_l = e^{2i\delta_l}$$

の関係にあり、粒子の全散乱断面積は

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l$$

で与えられる。 k は電子の動径方向の運動量である。このとき、ユニタリー行列 S_l の位相角の最大値、すなわち $\delta_l = \pi/2$ をユニタリティー極限という。 δ_l のこの値に対して散乱断面積は最大値をとる。フリーデルの総和則を考慮すればこの位相のずれはスピンを考慮に入れて $2l+1$ 個の局在電子数に相当している。

ユニタリー同値 [英 unitary equivalent, 仏 équivalent unitaire, 露 унитарный эквивалент] G を位相群(\Rightarrow 連続群), K を複素数体 C または実数体 R として, V を K 上のバナッハ空間とすると, G の各元 x に V から V への有界線形演算子 $T(x)$ が対応して, 次の2つの条件

(1) $T(xy) = T(x)T(y)$ ($\forall x, y \in G$), $T(e) = I_V$ (e は G の単位元, I_V は V における恒等演算子)

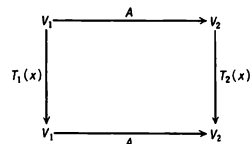
(2) $v \in V$ を任意にとって固定したとき, G から V への写像 $x \mapsto T(x)v$ は連続である

が満足されるならば, 写像 $T: x \mapsto T(x)$ を G の V 上の表現といい, V を T の表現空間という。対 (T, V) を G の表現ともいう。そして K が C または R の場合に従って, T をそれぞれ複素表現または実表現という。また V がヒルベルト空間で, どの $T(x)$ も V におけるユニタリー演算子の場合には, (T, V) を G のユニタリー表現という。

さて, (T_1, V_1) および (T_2, V_2) を位相群 G の2つの表現とすると, V_1 から V_2 への有界線形演算子 A が

$$AT_1(x) = T_2(x)A \quad (\forall x \in G)$$

を満たすならば, A を (T_1, V_1) から (T_2, V_2) への網絡演算子という。そして全単射でかつ有界な逆演算子をもつ網絡演算子が存在すれば, (T_1, V_1) と (T_2, V_2) とは同値であるという。



次に表現空間 V_1, V_2 がともにヒルベルト空間で, (T_1, V_1) から (T_2, V_2) へのユニタリーな網絡演算子が存在すれば, (T_1, V_1) と (T_2, V_2) とはユニタリー同値であるという。実は, 2つのユニタリー表現が同値なものとユニタリー同値なことは同じである。ユニタリー同値という概念は, 群の表現に対してだけでなく, より一般に代数系の表現に対しても, 上と同様にして定義される。たとえば, 正準交換関係の2つの表現がユニタリー同値であるか否かを調べることは, 場の量子論の重要な問題のひとつである。

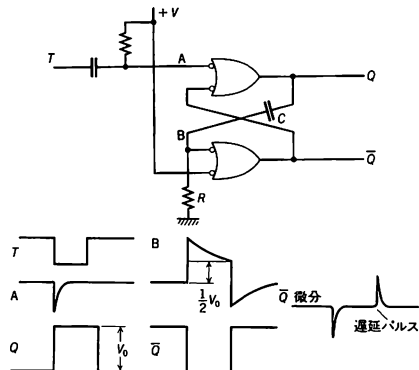
ユニタリー変換 [英 unitary transformation, 独 unitäre Transformation, 仏 transformation unitaire, 露 унитарное преобразование] ヒルベルト空間 \mathcal{H} から \mathcal{H}' への写像で, (1) その値域が \mathcal{H}' 全体であって(「上へ」の写像), (2) ベクトルの長さを変えないものをいう(\mathcal{H} と \mathcal{H}' は同一でもよい)。(2)から, この変換が1対1であることがわかる。この変換を U とすれば, 任意の $\psi \in \mathcal{H}$ に対して, (2)から $\langle U\psi, U\psi \rangle = \langle \psi, \psi \rangle$ 。したがって, U のエルミート共役を U' とし \mathcal{H} から \mathcal{H} 自身への恒等変換を I とすれば $U'U = I$ 。これに左から U から ψ をかけて得られる式 $UU'(U\psi) = U\psi$ を考えると, (1)により $U\psi$ は \mathcal{H}' 全体を動くので, \mathcal{H}' から \mathcal{H}' 自身への恒等写像を I' とすれば $UU' = I'$ 。逆に $U'U = I, UU' = I'$ を満たす

変換 U がユニタリーであることも証明される。実 x 軸上の二乗可積分関数の全体を \mathcal{M} , 実 k 軸上のそれを \mathcal{M}' とすれば、フーリエ変換

$$g(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-ikx} dx \quad (f \in \mathcal{M})$$

はユニタリー変換である。また、実数 a に対して関数 $f(x) \in \mathcal{M}$ を $f(x-a) \in \mathcal{M}$ に変える変換は \mathcal{M} から \mathcal{M} 自身へのユニタリー変換の例である。 \mathcal{M} が有限次元のとき、 \mathcal{M} で定義されたエルミート行列は適当なユニタリー変換によって対角化される。量子力学における表示の変換および時間推進は無限次元ヒルベルト空間におけるユニタリー変換によって行われる。

ユニバイブレーター [英 uni-vibrator, 独 Univibrator, 仏 univibrateur, 露 одновибратор] 入力パルス信号の振幅、パルス幅に無関係に一定の時間幅のパルスを出力する回路。パルス整形回路やパルス遅延回路として利用される。原理は、フリップ・フロップ(双安定マルチバイブレーター)の片方の状態(図では $(Q, \bar{Q}) = (H, L)$ の状態)



を準安定にして、一定の時間しかその状態を保持できないようにしたので、単安定マルチバイブレーターまたはワンショットマルチバイブレーターともよばれる。図で負のパルス入力があると Q は直ちに H になる。このとき B 点も Q と同電圧になるが、 R を流れる電流で C が充電され B 点の電圧は下降する。この電圧が、ゲート回路の反転する電圧以下になると \bar{Q} が H になり、 Q は L となる。これは T に負のパルスが入力されるたびに繰り返す。ゲート回路の出力が反転するときの入力電圧が、出力 H のときの電圧の $1/2$ であったとすると、出力のパルス幅 T は、 $CR \ln 2$ で与えられる。 Q あるいは \bar{Q} を微分すると遅延パルスが得られる。

ユニバーサリティー = 普遍性

ユニバーサル不安定性 [英 universal instability, 独 universelle Instabilität, 仏 instabilité universelle, 露 универсальная неустойчивость] \Rightarrow 密度勾配不安定性

ユニポーラ集積回路 [英 unipolar integrated circuit, 独 unipolarer integrierter Schaltkreis, 仏 circuit intégré unipolaire, 露 униполярная интегральная схема] \Rightarrow MOS 集積回路

ユニポーラートランジスター [英 unipolar transistor, 独 unipolarer Transistor, 仏 transistor unipolaire, 露 униполярный транзистор] = 電界効果トランジスタ

$U(4)$ 対称性 [英 $U(4)$ symmetry, 独 $U(4)$ Symmetrie, 仏 symétrie $U(4)$, 露 симметрия $U(4)$] 原子核において、その構成粒子である核子のスピン対称性とアイソスピン対称性を総合した対称性で、1937 年 E. P. Wigner が導入した。1つの核子は、スピン $\pm 1/2$ とアイソスピン $\pm 1/2$ に対応して 4 個の状態があるので、1核子の波動関数は四次元複素空間のベクトルで表現される。 n 核子系は n 階のテンソルとなり、 $U(4)$ 群の既約表現に分解することにより定まった対称性をもつ波動関数が得られる。波動関数に共通な位相の自由度を取り除けば $SU(4)$ 対称性となる。核子はフェルミ統計に従うので、スピン・アイソスピン波動関数と軌道波動関数の全体について完全反対称でなければならない。この関係を通じてスピン・アイソスピン波動関数が状態のエネルギーに関連することになり、準位に多重度が生じる。これを超多重項という。核子間の相互作用が、対称状態で引力のマヨナカ(空間交換力)であるときには、対称性の考察から、多重度の小さい超多重項の方が低いエネルギーをもつことがわかる。これは原子スペクトルの理論におけるフントの規則に対応する。さらに $U(4)$ 対称性は β 崩壊の許容転移において、異なる超多重項間の遷移を禁止する選択則を導く。

ゆらぎ [英 fluctuation, 独 Fluktuation, 露 флуктуация] 体系の巨視的状态を記述する物理量は、すべて微視的量の長時間または統計的集団についての平均という意味をもっている。したがってこれらの量の各瞬間における値は平均値とは一般に異なっている。この差のことをゆらぎと称する。一般に巨視的体系では、ゆらぎの相対的大きさは体系の大きさを表す量の平方根の逆数に比例し、非常に小さな量であるので、かつてはあまり注意されることがなかった。しかしゆらぎの二乗平均が、体系の、外からの擾乱に対する応答に密接にかかわりあっていることからいろいろな方面から認識されるようになり、ゆらぎの研究の重要性が近年特に高まってきている。これはさらにゆらぎのスペクトルが直接放射線の散乱などによって測られるようになったことにもよる。また相転移など体系の不安定性が、ゆらぎの性質に敏感に反映されることから、ゆらぎの研究はこれらの現象の研究に欠かせないものとなっている。

ユーリー Urey, Harold Clayton 1893.4.29—1981.1.5 アメリカの化学者。インディアナ州のウォークートンに生れる。初め、モンタナ大学で動物学を学ぶ。その後、化学に興味をもち、カリフォルニア大学の G. N. Lewis のもとで研究を行い、博士号を取得した。1923 年コペンハーゲンに留学して N. Bohr のもとで学ぶ。帰国後ボルチモアのジョンズ・ホプキンス大学で教えた後、1928 年コロンビア大学に移り、1934 年に教授となった。そのころ、重水素の研究に着手した Urey は、1932 年に液体水素を少しずつ蒸発させて残りのスペクトルを調べ、普通の水素とは異なるスペクトル線を発見した。この重水素の発見により、1934 年にノーベル化学賞を受けた。次いで、他の同位体の分離法の研究を行い、重い同位体は軽いものよりわずかに反応速度が遅いことを利用して、同位体 C^{13} や N^{15} の分離に成功した。同位体の分離法の研究は、天然ウランから U^{235} を分離するのに大いに役立った。第二次世界大戦中の原子爆弾の製造に利用された。また、重水素は水素爆弾の開発に重要な役割を果たした。戦後、シカゴ大学教授を経て、1952 年カリフォルニア大学教授となった Urey

は、自分の研究が核兵器の開発に利用されることに心をいため、化学から地球物理学の研究に転向した。地球物理学の研究にも同位体の知識を応用し、地質時代の海水の温度変化に関する研究を行っている。また、創生期の地球の大気は、主として水素・メタン・アンモニアから成り、木星の大気と似ていると主張した。このような大気の中で有機化合物が生じうること、彼の弟子の S. L. Miller が実験によって証明した。そのほか、惑星の起源に関する研究では、C. F. B. von Weizsäcker と同じく低温の宇宙塵が凝集してきたとする立場をとり、地球以外にも生物が存在すると主張している。〔主著〕 *Atoms, Molecules and Quanta* (A. E. Ruark と共著), 1930 ; *The Planets*, 1952.

ユリウス日 [英 Julian day, 独 Julianischer Tag, 仏 jour julien] ユリウス日は、紀元前 4713 年 1 月 1 日グリニッジ正午から数えた通日をいう。ユリウス通日、ユリウス積日ともいわれる。略して JD と書く。変光星や連星などの天体観測、年代学で用いる記日法である。暦法は異なった時代や文化圏によりさまざまなものが使われてきた。中国や日本で使われてきた干支紀年記日法もそのひとつである。それらの間に連絡をはかるため、どれでもよいから何か一つのものを共通して用いる方が便利である。そこで 1849 年, J. Herschel の起案に基づいて、ユリウス周期 ($15 \times 19 \times 28 = 7980$ 年)の元期第一日の年初であり、朔日であり、週の第一日(月曜日)である日を積日の元期に選んだ。そこでこの元期からの日を数えておけば、その日数から直ちに週日、月齢、回帰年における季節がわかる。時刻まで必要な場合は小数部分を付ける。

輸 率 [英 transport number, 独 Überführungszahl, 仏 nombre de transport, 露 число переноса] あるイオンの電気泳動による部分電流密度の、全イオンによる電流

密度に対する比をそのイオンの輸率という。J. W. Hittorf により提案されたものであり、そのためにヒットルフの輸率ということもある。いま、イオン価の等しい正・負両イオンの当量電気伝導率をそれぞれ l_+ , l_- とすると、正イオンの輸率は $n_+ = l_- / (l_+ + l_-)$ となり、負イオンの輸率は $n_- = l_+ / (l_+ + l_-)$ となる。多数のイオンが共存する時には、 i 番目のイオンのイオン価を z_i , 濃度を m_i とおくと i 番目のイオンの輸率 n_i は

$$n_i = \frac{z_i m_i l_i}{\sum_j z_j m_j l_j}$$

で与えられる。各イオンの輸率の総和は 1 である。

$U(1)$ の問題 [英 $U(1)$ problem, 独 $U(1)$ -Problem, 仏 problème $U(1)$, 露 проблема $U(1)$] 素粒子論で 1970 年代に議論された問題のひとつ。 n 種類の香り(フレーバー)をもったクォーク系のラグランジアンは、クォーク質量を 0 にした極限(カイラル極限)でカイラル $SU(n) \times SU(n)$ 対称性をもっているが、さらに $U_A(1)$ 対称性が存在する。ただし A の添字は $U(1)$ の生成演算子が軸性ベクトル荷電であることを表している。 $SU(n) \times SU(n)$ 対称性は自発的にやぶれて $SU(n)$ まで落ち、そのとき $(n^2 - 1)$ 個の南部・ゴールドストーン・ボソンが現れる。一方ハドロン の質量スペクトルから $U_A(1)$ もやぶれているはずだが、それに対応するボソンは実験的に存在しない。この一見矛盾するように見える事実が $U(1)$ の問題とよばれるものである。 $U_A(1)$ カレントはアドラーの三角形異常によってカイラル極限でも保存しない点、 $SU(n) \times SU(n)$ の軸性ベクトルカレントと大きく異なる。アドラーの三角形異常が消えずに残るのは、非可換ゲージ理論に特徴的なトポロジ的な自由度のためであると考えられている。

よ

よいプログラム [英 good program, 独 gutes Programm, 露 хорошая программа] 計算機のプログラムがよいプログラムであるかどうかを測る絶対的な規準はないが、よいプログラムであるといえるための条件をいくつか列挙すれば以下になる。それらの条件の間では互いに矛盾する可能性もある。各条件をどの程度満たすのがよいプログラムであるかはそのプログラムの使われ方によって異なる。

(1) 正しい: そのプログラムの目的とする機能を正しく実行すること。これは絶対条件であるといいたいが大きなプログラムでは実現は難しい。

(2) わかりやすい: 読みやすいといってもよい。わかりやすくなければ正しいかどうかの判定も困難である。わかりやすくなければそのプログラムの保守、改良も困難である。わかりやすいといえるためにはプログラムの構造がわかりやすいことが必要である。それを目指すひとつの方法が構造的プログラミングである。

(3) 使いやすい: 入力データの与え方が簡単である。正しい入力データに対して正しい答を返すだけでなく、誤ったデータに対しても親切なメッセージを出す。出力はわかりやすく表示する。使用者の気まぐれにも親切に反応する。ただし「小さな親切、大きなお世話」といわれないよう相手によって親切度を変えるのがよい。

(4) 柔軟性、汎用性が高い: プログラムに対する要求は時間とともに変化していくものである。それを見越して、変化に耐えうる設計をするのが望ましい。汎用性が高ければ利用度も高くなる。

(5) 速い: 実行時間は短い方がよい。特に長時間計算機を使うプログラムや、システムプログラムのように高頻度で使われるプログラムは速いことが重要である。

(6) 小さい: 不必要に大きなプログラムはよくない。特にマイクロコンピュータなどで記憶容量の小さい場合は小さいことが重要になる。小さければ(1)や(2)も実現しやすい。

よい量子数 [英 good quantum number, 独 gute Quantenzahl, 仏 bon nombre quantique, 露 хорошее квантовое число] 量子力学では物理量は自己共役演算子で表され、その固有値および固有関数はそれぞれその物理量の観測値および物理量がその値をとる固有状態を表す。ある物理量の固有状態が同時に定常状態にもなっているとき(このためには、その物理量の演算子と系のハミルトニアンが交換しなければならぬ)、その物理量の固有値をよい量子数という。原子では電子系の全角運動量はよい量子数である。しかし、スピン角運動量、軌道角運動量は、 LS 結合のときはよい量子数になるが、 j 結合のときはよい量子数とはならない。

陽イオン [英 cation, 独 Kation, 露 катион] = 正イオン

溶液重合 [英 solution polymerization, 仏 polymérisation en solution, 露 растворная полимеризация] ⇒ 重合

溶液成長 [英 solution growth, 独 Lösungswachstum] 溶液を過飽和の状態にして、溶け込んでいる溶質を結晶として析出させる過程が溶液成長である。溶解度の温度変化を利用し、たとえば飽和溶液を冷却させながら結晶を成長させる方法、別の容器で用意した過飽和溶液を結晶のまわりに循環させて結晶を太らせる方法、溶媒を蒸発させて結晶を生成する方法がある。水溶液となる物質は多いが、そのようなときには水溶液成長という。圧電性結晶のロッシェル塩、リン酸二水素カリウムなどは水溶液成長により大きな単結晶がつくられている。有機物質の場合には有機溶媒による溶液成長が広く用いられている。また、高温では溶解した金属や無機化合物を溶媒として用いることができるが、これはフラックス成長とよばれている。

溶液論 [英 theory of solution, 独 Lösungstheorie, 仏 théorie de solution, 露 теория растворов] 2種以上の化学物質の混合物で、完全に均一な液体になっているものを溶液といい、その物理的・化学的性質を論じるのが溶液論である。溶液の特徴である浸透圧現象は1748年(J. A. Nollet)、凝固点降下は1788年(C. Blagden)に発見されており、M. Faradayが有名な電気分解の法則を見いだしたのは1833年である。その後、溶液論を含む物理化学の分野は熱力学の導入によって飛躍的に発展したが、それはG. R. Kirchhoff(1858年)によって始められ、H. L. F. Helmholtzがこれを本格的に行った。なお、1892年にW. Ostwaldがドイツ語に訳して紹介するまで認められなかったが、アメリカでJ. W. Gibbsが有名な相律を含む論文を1874~78年に発表しており、そこに述べられているギブス・デュエムの関係は、溶液論では極めて重要である。

F. M. Raoultは、希薄溶液の蒸気圧降下が溶質のモル分率に比例するというラウールの法則を経験的に発見したが(1888年)、浸透圧を凝固点降下、蒸気圧降下(沸点上昇)と結びつけ、気体との類似に着目してその意味づけを与えたのはJ. H. van't Hoffであった。この考えかたは希薄溶液に限定されるものであったが、1908年に出した重要な論文のなかでG. N. Lewisは、逃散能、活動度(活量)、部分モル量という概念を導入して、溶液論を浸透圧から開放した。なお、1890年にJ. D. van der Waalsは、2種の流体を混ぜたもののファン・デル・ワールス定数 a 、 b を、成分流体のそれらで表す式を求め、J. J. van Laarも同様な試みを行い混合熱の表式を出したりしている(1906年)。また、ラウールの法則からのはずれを分子の重合で説明しようという試みもなされた(F. Dolezalek)。

分子論的立場から統計力学を用いて溶液を論じることが液体論と同様に容易でないので、まず格子理論などのモデルを適用して理想溶液を調べることが行われた。J. H. Hildebrandは1929年に、理想溶液よりは一步実在に近い正則溶液というものを導入し、E. A. Guggenheim, R. H. Fowler, G. S. Rushbrookらがこれを発展させた。H. C. Longuet-Higginsは格子理論によらないモデルとして規則溶液(conformal solution)というものを考え(1951年)、I. Prigogineらは液体論の細胞模型を溶液に適用することを試みた(1953年)。しかしこれらはあくまでもモデルであって実在溶液でないことはR. L. ScottやHildebrandらが指摘しておりである。液体のエントロピーは、トルーテンの規則およびそれを修正したヒルデブランドの規則から求めることができるが、その値は液相が完全無秩序状態であることを示す。これは最近の電子計算機によるシ

ミュレーションでも確かめられているので、溶液の研究もそのような方向でなされる必要がある。

ファント・ホッフの浸透圧の法則は、砂糖のような有機化合物に当てはまるが、塩類溶液には適用できず、浸透圧はそれよりずっと大きい。S. A. Arrhenius はこれを電離説で説明し(1887年)、W. Ostwald はそれを実験的に裏づけるとともに、それを用いて希釈律を導いた(1888年)。電解質を電離させる溶媒として最も普通なのは水であるが、そのほかに液体アンモニア、フッ化水素などがあり、いずれも大きな誘電率をもち、分子の電気双極子モーメントの大きい極性液体である。電解質に関してよく知られているのは、デバイーヒュッケルの理論(1923年)である。この理論の統計力学的基礎づけはいろいろに行われているが、水という物質が非常にデリケートであるため、イオンのまわりには水分子がどのようにくっついているのか、電場でイオンが水の中をどのように動くのか、といった多くの難問が解決を待っている(⇒水溶液)。また、溶質が高分子の場合には溶液挙動はさらに複雑である(⇒高分子溶液、高分子電解質)。

溶解 [英 *dissolution*, 独 *Auflösung*, 露 *растворение*] 広義には気体、液体、固体状の物質を他の物質と分子のレベルまでよく混合する現象をいうが、特に固体状の物質を液体または固体状の物質と混合して、均一相の溶液または固溶体をつくる現象をいうことが多い。ある液体に他の物質を溶解して溶液とすること、もとの液体を溶媒、溶解した物質を溶質という。溶解により理想溶液をつくる場合、溶解はエントロピーの増大(これを混合エントロピーという)を伴い、自発的に進行し、エンタルピー変化はない。しかし実際にはほとんどの場合、成分間の相互作用のためにエンタルピー変化が起り、これが溶解熱である。特に溶質間、溶媒・溶質間に静電相互作用、水素結合力など比較的強い相互作用が働くとき、理想性からのずれが大きい。ある組成範囲でのみ溶解が起り、一定の溶解度を示すようになる。

溶解性パラメーター [英 *solubility parameter*, 独 *Löslichkeitsparameter*, 仏 *paramètre de solubilité*, 露 *параметр растворимости*] 液体の溶解性を推定するために用いられるパラメーターで、 $\delta \equiv (E/V)^{1/2}$ で定義される。ここで、 δ は溶解性パラメーター、 E は蒸発のエネルギー、 V は分子体積である。溶解性は混合の自由エネルギー $\Delta G = \Delta H - T\Delta S$ で評価されるが、一般に、溶解に伴う混合のエントロピー ΔS は正の大きな値をもつので、多くの場合、混合のエントロピー ΔH の大きさが ΔG の符号、したがって溶解性を決めるといえる。すなわち ΔH が小さければ、 ΔG が負となり溶解性があるといえる。J. H. Hildebrand は ΔH に対し次式を提案した。

$$\Delta H = V_M \left\{ \left(\frac{E_1}{V_1} \right)^{1/2} - \left(\frac{E_2}{V_2} \right)^{1/2} \right\}^2 \phi_1 \phi_2 \\ = V_M (\delta_1 - \delta_2)^2 \phi_1 \phi_2$$

ここで、 V_M は混合物の体積、 ϕ は体積分率、添字 1, 2 は成分 1, 2 を示す。この式に従えば、 δ_1 と δ_2 が近いものほど ΔH は小さくなり、したがって溶解しやすいことになる。そのために δ が溶解性を見る目安として用いられる。蒸発熱を直接測定することのできない高分子物質では、蒸発のエネルギー E は低分子物質に対する値と分子構造から推定されたり、ほかの溶液の性質から推定される。溶解性パラメーターの考え方の有効範囲を広げるため、分散

力、双極子間相互作用、水素結合力などの相互作用の種類に応じて δ を別々に評価する方法などもとられる。しかし、溶解性パラメーターの考え方は上式から明らかなように、 $\Delta H \geq 0$ の系にしか適用できないのをはじめ、種々の仮定に基づいているのでおのずから限界がある。

溶解速度 [英 *solution velocity*, 独 *Auflösungsgeschwindigkeit*, 仏 *vitesse de solution*, 露 *скорость растворения*] 液相(あるいは固相)中に固体が溶解する速度は、単位時間当りの固体物質の溶解量で表される。固体物質が溶媒に接するとき、界面で溶解が起り、飽和濃度に近い境界膜(拡散層)が形成され、この部分から溶質分子が拡散によって溶媒中に均一に広がっていく。溶解速度はどの段階が律速であるかによって異なる。界面における溶解が速度を律しているときは、溶解速度は界面の大きさに依存し、拡散段階が律速のときは、溶解速度は拡散定数や拡散層の厚さに依存し、攪拌によって溶解速度の増大が見られる。

溶解度 [英 *solubility*, 独 *Löslichkeit*, 仏 *solubilité*, 露 *растворимость*] 溶液が溶質と共存し、平衡にあるとき、その溶液を飽和溶液といい、飽和溶液中の溶質の量を溶解度という。溶解度は飽和溶液の濃度で表され、その溶質が溶媒にどれだけ溶解するかを示す。固体の液体に対する溶解度は、溶媒 100 g に最大限溶解する溶質の量(単位 g)で表されることが多い。固体の溶解度は温度のみの関数で、この関係を示すのが溶解度曲線である。特に理想溶液をつくるとき、シュレーダーの式

$$\ln x = -\frac{\Delta H_f}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_f} \right)$$

が近似的に成り立ち、固体の溶解度(飽和溶液中のモル分率 x で表される)はその融点 T_f と融解熱 ΔH_f のみにより、溶媒の種類によらない。

気体の液体に対する溶解度は温度のほか、気体の圧力(分圧)にもよる(⇒ヘンリーの法則)。気体の溶解度は、気体の分圧が 1 atm (760 Torr) のとき 1 cm³ の液体に最大限溶解する気体の体積を 0°C、1 atm に換算した値(cm³ 数)で表されることが多く、これをベンゼンの吸収係数という。ヘンリーの法則によると、圧力のあまり高くない範囲で一定温度の気体の溶解度はその分圧に比例するので、分圧 p [Torr] における溶解度は吸収係数の値に $p/760$ を乗じて求められる。

溶解度積 [英 *solubility product*, 独 *Löslichkeitsprodukt*, 仏 *produit de solubilité*, 露 *произведение растворимости*] 難溶性の塩 $M_{\nu_+}X_{\nu_-}$ がその溶液と共存するとき、固相と溶液相の間に電離平衡が成り立ち、この平衡に質量作用の法則を適用することにより、飽和溶液中の正イオン M^{+} および負イオン X^{-} の濃度の積 $[M^{+}][X^{-}] = K_{sp}$ は与えられた温度で一定値を示すことが導かれる。この積 K_{sp} を溶解度積または溶解度積定数という。塩 $M_{\nu_+}X_{\nu_-}$ の溶解度を飽和溶液のモル濃度 S で表すと、 $K_{sp} = (\nu_+^{\nu_+} \nu_-^{\nu_-}) S^{(\nu_+ + \nu_-)}$ となる。難溶性塩の純水に対する溶解度は飽和溶液の電気伝導率の測定などにより求められ、これから溶解度積が求められる。また電池の起電力測定によっても求められる。例えば AgCl について、 $K_{sp} = [Ag^{+}][Cl^{-}] = 1.6 \times 10^{-10}$ (mol·dm⁻³)²、BaSO₄ について、 $K_{sp} = [Ba^{2+}][SO_4^{2-}] = 1 \times 10^{-10}$ (mol·dm⁻³)² である。溶解度のようによく共通イオンの存在によって影響を受けず、また沈殿生成の条件は $[M^{+}][X^{-}] > K_{sp}$ によって与えられるので、沈殿滴定において重要な量である。しかし、化合物によ

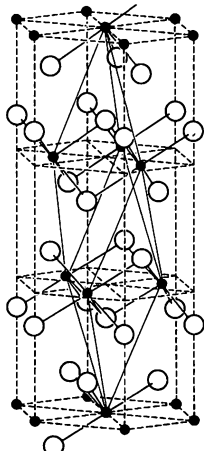
ては加水分解，錯イオン形成，会合などのために複雑な存在状態を示し，この場合には一定の溶解度積を示さないことがある。

溶解熱 [英 heat of solution, 独 Lösungswärme, 仏 chaleur de dissolution, 露 теплота растворения] 一定温度で純溶質を溶媒中に溶解するとき発生・吸収する熱量で，溶質，溶媒の種類のほか，温度，圧力，濃度などにも依存する。特に，一定温度で溶質 1 mol を溶媒に溶かし，指示された濃度の溶液をつくるときの溶解熱をモル溶解熱，あるいは積分溶解熱という。積分溶解熱を各成分の物質で偏微分した量を部分モル溶解熱あるいは微分溶解熱という。たとえば，溶質の部分モル溶解熱は与えられた濃度で溶媒の量を一定に保ち，微量の溶質を加えたときに生じる熱を溶質 1 mol 当りに換算した量で，無限大量の溶液に溶質 1 mol を加えたときの溶解熱に等しい。二成分溶液に対して，積分溶解熱 ΔH_{soln} は，

$$\Delta H_{\text{soln}} = n_1 \Delta h_1 + n_2 \Delta h_2 \\ = (n_1 h_1 + n_2 h_2) - (n_1 h_1^0 + n_2 h_2^0)$$

となる。ここで， $\Delta h_1 = h_1 - h_1^0$ ， $\Delta h_2 = h_2 - h_2^0$ は成分 1, 2 の微分溶解熱， h_1, h_2 は溶液中の成分 1, 2 の部分モルエンタルピー， h_1^0, h_2^0 は純溶媒 1, 純溶質 2 のモルエンタルピーである。溶解を二成分の混合とみると，積分溶解熱は積分混合熱ともよばれ，混合エンタルピー関数に等しい。

ヨウ化カドミウム型構造 [英 cadmium iodide structure, 独 Cadmiumjodidstruktur, 仏 structure de type iodure de cadmium, 露 структура типа йодистого кадмия] 化学式が AX_2 で示される化合物結晶に見られる一構造型。三方(菱面体)晶系に属し，空間群は $P\bar{3}m1$ 。単位胞中に 1 個の化学単位を含む。図において，黒色球は A 原子，白色球は X 原子を表す。 CdI_2 を例にとると，I 原子自身は



ほぼ理想的な六方最密充填構造を形成し，その I 原子に Cd 原子が八面体配位している。この CdI_2 で構成される層が上下の層と相対的に弱いファン・デル・ワールス力で結びついて層構造をつくりあげている。この構造型を示す化合物は広く存在し，2 価の金属元素 (Ca, Cd, Mg, Mn, Fe, Co など) の臭化物，ヨウ化物，水酸化物，また 4 価の金属元素 (Ti, Zr, Pt など) の硫化物，セレン化物，テルル化物などがある。

陽極 = アノード

陽極暗部 [英 anode dark space, 独 Anodendunkelraum, 仏 espace obscur anodique, 露 анодное тёмное пространство] ⇒ グロー放電

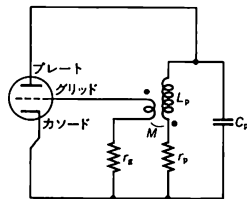
陽極グロー [英 anode glow, 独 Anodenglimlicht, 仏 leur anodique, 露 анодное свечение] ⇒ グロー放電

陽極降下 [英 anode fall, 独 Anodenfall, 仏 chute anodique, 露 анодное падение] 気体の直流放電において，陽極の前に陽光柱が存在する場合，陽極の直前に生じているほぼ電離電圧程度の電位差のことをいい，この領域を陽極降下部とよぶ。陽極に流れ込む電流が電子の熱運動速度で決まるランダム電流より大きいときには，陽極前面でなんらかの形で電子の補給が必要となる。そこで陽極前面に正の陽極降下が生じ，その電場で加速された電子による衝突電離が起って，生成された電子とイオンとが放電の維持に寄与する。そこでは気体分子の励起や電離が盛んであるため，周辺部よりも強い発光が見られる。これを陽極グローとよび，これと陽極との間の暗部を陽極暗部とよんでいる (⇒ グロー放電)。

陽極降下で加速された電子による電離が進むと電子のエネルギー損失が増し，同時に陽極降下を下げる結果となり電離の進行が抑えられる。そうすると改めて陽極降下が生じて電離が進むという弛緩振動が起る場合がある。これは陽極振動とよばれ，直流放電管の電位変動や密度変動の原因のひとつになっている。そこで，陽極の形状を陽光柱の中の等電位面に合わせ，その前面に同じく等電位面の形に合わせたグリッドを置いて陽極降下を強制的に固定しようとする Q-tube とよばれる放電管がつくられ，陽極振動を抑えた静かなプラズマの生成に用いられている。

陽極線 [英 anode rays, 独 Anodenstrahlen, 仏 rayons anodiques, 露 анодные лучи] 真空放電で陽極から出てくる正電荷をもった陽イオンまたは各種の分子イオンなどの粒子線を総称していう。初めは真空放電で陰極に小孔(カナル)をあけて，出てくる正電荷をもった粒子線をカナル線とよび，カナル線は陽極線の一つであった。現在は各種の陽極線源が開発され，各種の陽極線を強度の高い陽極線として得られるようになり，物理実験，材料科学または医学などにまで応用されている。蒸気や液体，固体の中性原子または分子をイオン化し，加速して陽極線とするが，各種の多荷イオンまたは分子イオンが混在するので，単一なイオンに分離したいときは，質量分析器を用いて選別し，単一化された陽極線として用いる。

陽極同調発振回路 [英 tuned-plate oscillator, 露 генератор с настроенным контуром в анодной цепи] 図のようにプレートに LC の並列共振回路をもつ発振回路で，



回路中の高周波電圧を適当な結合方法でとり出し，グリッドに入れる。その結果プレートに現れる電圧が回路の振動電圧を強めるような正の帰還になっていれば，発振を起す。発振周波数 ω は電子管を含むループ全体の利得が最大の点に落着くので，単独の LC 回路の共振周波数から若干

ずれる。また発振の振幅は、振幅の増大とともに減少する電子管の振幅率とつり合う点で決る。等価回路法(⇒発振器)によれば、図の L_p に含まれる抵抗分を r_p 、結合回路の相互インダクタンスを M 、電子管の増幅率および内部抵抗を各々 μ 、 r_i とすれば、発振状態では、 $\omega^2 = (1 + r_p/r_i)/C_p L_p$ 、 $\mu = (r_i r_p C_p + L_p)/M$ が成立している。

陽光柱 [英 positive column, 独 positive Säule, 仏 colonne positive, 露 положительный столб] 気体中で直流のグロー放電を起させると、電極間にはいくつかの特徴的な領域が現れる(⇒グロー放電)。このうち負グローからファラデー暗部を隔てて陽極の前面までほぼ一様に発光している領域を陽光柱とよぶ。電極間隔を変えると陽光柱の長さのみが変わる。この領域では、管軸方向の緩やかな電場によってエネルギーを得た電子は励起や電離にエネルギーを費し、電離によって生成された電子が管壁方向への拡散で失われる電子を補い、全体としてのバランスが保たれている。管壁方向への拡散は、電子の熱運動速度がイオンに比べてはるかに大きいことから、半径方向に負の電場を生じ、両極性拡散が起っている。電離が電子密度に比例して起きているという単純化されたモデルを使うと、電子密度の半径方向分布 $n(r)$ は、0 次のベッセル関数 $n(r)/n_0 = J_0(2.4r/R)$ となる(R は管の内半径)。拡散損失を補うだけの電離を維持するために必要な電子温度 T_e を、気体分子の電離断面積が電離エネルギー E_i 以上でエネルギーとともに直線的に増加するという近似のもとに計算すると、 $kT_e/eE_i = f_1(cpR)$ となる。ここで c は気体の種類によって決まる定数、 p は気体の圧力である。同様に管軸方向電場 E を求めると、 $E/p = f_2(pR)$ が得られる。これらの関係は詳細な実験によりほぼ確かめられている。

陽光柱には、気体の種類、圧力、放電電流の大きさによっては明暗の縞模様が見ることがあり、放電縞とよばれている(⇒定常縞, 移動縞)。

陽子 [英仏 proton, 独 Proton, 露 протон] 素粒子の一種で、水素原子の原子核。記号は p 、または H^+ で表す。水素イオン H^+ も実体としては同じものである。質量は $1.6726231 \times 10^{-27}$ kg、電子ボルト単位に換算して 938.2723 MeV/ c^2 、スピン $1/2$ 、アイソスピン $1/2$ 、電荷は正で、大きさは 1 電気素量、すなわち $1.6021773 \times 10^{-19}$ C。バリオン数は 1、クォーク模型では uud の結合状態である。中性子とアイソスピン二重をつくる。陽子と中性子を合わせれば核子という。陽子は中性子とともに原子核をつくり、電子と原子核とで物質を形成している。その意味で重要な物質の構成要素のひとつである。真空放電の研究から、カナル線とか陽極線とかよばれる正電荷をもつ粒子線が存在することは 19 世紀の終りごろに知られていたが、水素イオンすなわち陽子の質量を最初に測定したのは J. J. Thomson (1909 年) である。陽子は安定であるため加速器で加速され、原子核や素粒子の研究の重要な手段であるばかりでなく、広い分野の研究に応用されている。最近、素粒子の大統一理論が提唱され、陽子が $p \rightarrow e^+ \pi^0$ という崩壊をする可能性が論じられている。それが正しければ陽子の寿命は $10^{30} \sim 10^{33}$ y である。

陽子核磁気共鳴 [英 proton nuclear magnetic resonance, 独 kernmagnetische Resonanz des Protons, 仏 résonance magnétique nucléaire de proton, 露 протонный ядерный магнитный резонанс] ⇒ 高分解能核磁気共鳴, 核磁気共鳴

陽子照射 [英 proton irradiation, 独 Protonenbestrahlung, 仏 irradiation par protons, 露 облучение протонами] 陽子を物体に照射することであるが、放射性同位体製造や医学療法などを目的とすることが多い。ことに最近、癌の放射線治療の手段として有力になっている。陽子の物質中での電離損失は飛程の終りで鋭いピークをもつ(ブラッグ・ピーク)。すなわち、飛程終端部での線量付与が最大になる。この性質を利用すれば、体内の深部にある癌の治療に極めて有効である。陽子のエネルギーを調整することは容易なので、陽子が癌細胞のところまで止まらせることが可能だからである。また、X 線と比較して陽子線は体内に入射した後の側方散乱が小さいことから重要臓器に近接した腫瘍の照射に適している。また磁場による照射場形成が容易であり、電算機制御によるスポットビーム走査により、二次元および三次元の任意形状の照射場を形成することができ、不整形病巣への線量局在化を図る照射が可能である。

陽子シンクロトロン [英 proton synchrotron, 独 Protonsynchrotron, 仏 synchrotron à proton, 露 протонный синхротрон] 陽子を光速に近い高エネルギーまで加速するための電磁石をリング状に並べた加速器、すなわちシンクロトロン。原子核のイオンを加速するためのシンクロトロンも陽子シンクロトロンに概念的に含まれる。シンクロトロンとは粒子が位相安定性により高周波電場で加速されエネルギーが大きくなるとともに、電磁石の磁場を強くし、一定のほぼ円形の軌道を保つ方式である。この高周波電場が常に加速の状態にあるためには、その周波数が粒子の軌道回転周波数の整数倍でなければならない。電子のような軽い粒子は、シンクロトロンが用いられるような高エネルギー領域ではほぼ光速に等しく、回転周波数は加速とともにほとんど変化しないが、陽子やイオンのような重い粒子では、容易には光速に近づかず軌道回転周波数はエネルギーとともに増大する。したがって高周波電場の周波数を加速とともに変調する必要がある。この点が電子シンクロトロンとおおいに異なる点である。現在の世界最大の陽子シンクロトロンは、バタビア(アメリカ)にあるフェルミ国立加速器研究所(FNAL)の Main Ring およびジュネーブ(スイス)にあるヨーロッパ連合原子核研究機関(CERN)の SPS であり、最大エネルギーは約 400~500 GeV である。また FNAL では、超伝導電磁石を用いて 1 TeV に達するシンクロトロンがほぼ完成した。日本では高エネルギー物理学研究所に、12 GeV の陽子シンクロトロンがある。

陽子診断 [英 proton diagnosis, 独 Protonendiagnose, 露 протонная диагностика] 人体を通過するエネルギーをもつ陽子線を用いて従来の X 線撮影の代りにいわゆる陽子線撮影を行い、疾病を診断することが可能である。従来の X 線写真画像と比較して、陽子線画像は軟部組織の微細な異常を描出し、体表面および密度の異なる臓器辺縁を明瞭に表現できるなど密度分解能が優れている。さらに、撮影に要する被曝線量も X 線の数分の 1 に低減する。しかしながら、X 線診断は骨組織や原子番号の高い異物の検出に優れ、密度分解能が優れていることは 1 枚の画像での診断適用範囲が陽子線診断より広い。よって、陽子線の使用は X 線診断と併用して臓器癌のようなわずかな密度の変化による決定診断に適用されるものである。さらに人体の回転横断像を求めるいわゆる電算機断層撮影(CT)

法への適用も行われている。

陽子線型加速器 [英 proton linear accelerator, 独 Protonenlinearbeschleuniger, 仏 accélérateur linéaire de protons, 露 протонный линейный ускоритель] 陽子を高周波電場で直線的に加速する装置で、主として陽子シンクロトロン入射器として用いられてきた。入射器としてのエネルギーは20~200MeVがほとんどである。電子と異なり陽子のように重い粒子の速度は、その運動エネルギーが20MeVで0.2c(cは光速)、200MeVで0.57c、1GeVになっても0.88cであるから、高いエネルギーを得ようとすれば、同一の型の加速器だけでは効率が悪い。エネルギーが200MeVまでの低速度領域では、通常200MHzを使うアルバレ型加速空洞が用いられ、それ以上の高速度領域ではサイドカップル型加速空洞等が使われている。アルバレ型への前段入射器としては、これまで500~750keV直流型加速器が主として用いられてきたが、最近、数十keV~数百MeVの領域で集束、加速が同時に行える高周波四極型空洞(RFQ)が開発されつつあるので、将来は、数十keVの直流型、高周波四極型、アルバレ型といった構成かとれるであろう。

200MeV以上の陽子線型加速器は非常に少ない。ロスアラモスにある中間子発生用800MeVのものが最大で、その構成は、750keV直流型、150MeVアルバレ型(200MHz)、それ以上がサイドカップル型(800MHz)である。

最近医療用として、30keV直流型、高周波四極型(440MHz)、アルバレ型(440MHz)、ディスク-ワッシャー型(1320MHz)を組合せた650MeVの加速器が提案されている。陽子シンクロトロン入射器としての200MHzアルバレ型では、ピークビーム電流値が200mAを超え、ビーム負荷の影響が無視できなくなってきた。ビーム入射と同時にビーム負荷に相当する高周波電力を追加供給するビーム負荷補償や、エネルギーの安定性やエネルギーの広がりを改善するためのデバンチャーが併用されるのが普通である。

陽子反跳検出器 = 反跳陽子検出器

陽子・反陽子衝突 [英 proton-antiproton collision, 独 Proton-Antiproton-Stoß, 仏 collision de proton-antiproton, 露 протон-антипротонное соударение] 衝突ビーム型加速器で陽子ビームと反陽子ビームを衝突させることをいう。反陽子ビームは二次粒子ビームなので一次粒子ビームに比べると強度が極めて低い。しかし近年、反陽子ビームの広がりを濃縮しさらに蓄積する方法が考案され、高い強度をもつ反陽子ビームをつくることができるようになった。陽子と反陽子は質量が同一で荷電が正反対なので、1つの加速器の中で反対方向に同時に加速することができ、したがって、電子・陽電子衝突の場合と同じように1つの加速器リングで衝突を実現できる。これに反して、陽子・陽子衝突の場合は互いに交差する2つの加速器リングが必要となり高価になる。陽子ビームと反陽子ビームのエネルギーをEとすると、衝突での重心系エネルギーは2Eである。エネルギーEの反陽子を固定した水素標的に衝突させるときの重心系エネルギーは高エネルギー領域で約 $\sqrt{2ME}$ (Mは陽子の質量)なので、衝突型の場合、重心系エネルギーは約 $\sqrt{2E/M}$ 倍だけ大きい。たとえばアメリカのフェルミ国立加速器研究所の陽子・反陽子衝突型加速器(1983年建設中)では、 $E=1\text{TeV}$ ($=10^6\text{MeV}$)なので重心系エネルギーは2TeVとなり、これを固定標的

を得るためには2000TeVのエネルギーが必要になる。

陽子ビーム [英 proton beam, 独 Protonenstrahl, 仏 faisceau de protons, 露 пучок протонов] 陽子、すなわち水素原子核でできている粒子線をいう。種々の加速器で加速された陽子を直接使う一次陽子ビームと、高エネルギー加速器で加速された粒子(陽子または電子)を標的に照射したときに生ずる二次粒子の中の陽子を使う二次陽子ビームがある。ときにはスピンの方向を一定の方向に整列した偏極陽子ビームも使われる。

陽子崩壊 [英 proton decay, 独 Protonenzerfall, 仏 désintégration protonique, 露 протонный распад] 陽子は中性子とともに原子核を構成する最も基本的な素粒子の一種で、電子、ニュートリノと並んで、最も安定な素粒子のひとつと考えられている。しかし、陽子の寿命は無限に長く、絶対に安定な粒子であるという理論的な保証はない。陽子の質量は電子の約2000倍、 π 中間子の約7倍であり、したがって、エネルギー的には、十分電子や π 中間子を放出して自然消滅することは可能である。このように陽子がある種の相互作用により、電子や μ 粒子と π 中間子などの粒子に転化する過程を、陽子崩壊とよび、これについては素粒子の相互作用における大統一理論の最も重要な検証の実験として、現在、日本のグループを含む世界の数ヵ所の実験チームにより、検証実験が進められている(⇒大統一理論)。

原子核の構成要素、核子である陽子と中性子はバリオンとよばれる素粒子群のなかでは、最も軽かつ安定な粒子である。これらの核子が質量のうえでは、さらに軽い π 、K中間子や μ 粒子、電子などを放出して崩壊する過程は、バリオン数保存則(⇒バリオン数)により禁止され、したがって既知の通常の相互作用の下では起らないものと考えられ、実物質の安定性は、これによって保証されているものと考えられてきた。

しかし、バリオン数の保存則は電荷の保存則とは異なり、特にその裏づけはなく、確実なものでもない。素粒子の相互作用に関する最も標準的な考え方によれば、現在知られている3つの相互作用のうち、強い相互作用は、量子色力学により、また電磁相互作用と弱い相互作用は、いわゆるワインバーグ-サラムの電磁弱統一相互作用(⇒ワインバーグ-サラム模型)によって記述されると考えられている。そこでこれらの考え方をさらに推し進めて、より高いエネルギーにおいては、これらの3つの相互作用も究極的には唯一の相互作用定数をもった、より統一的な相互作用として記述されるものとする。この非可換ゲージ理論は大統一理論とよばれ、その理論の特長のひとつとしてバリオン数非保存の相互作用が存在し、陽子や中性子が 10^{30} ~ 10^{32} 年程度の有限な寿命をもつてバリオン数保存を破る崩壊を示すことが期待される。陽子崩壊の様式としては、 $p \rightarrow e^+ \pi^0$, $\mu^+ \pi^0$, $e^+ K^0$, $\mu^+ K^0$, νK^+ その他の可能性が期待され、原子核内の中性子についても、ほぼ同様な過程が可能となる。そこでもし陽子の寿命が、 10^{31} 年程度とすると1000tの物質中では1年間に数十個の陽子や中性子の崩壊が起るはずであり、極めて高感度の検出装置によっては観測が可能である。

陽子崩壊の実験は、このため数百~10000tに及ぶ物質を含む大型の検出器が必要となるが、同時に、宇宙線からの μ 粒子の影響を逃れるため、地下1000m程度の地中に検出器を設置して観測を行うことが必要である。実際の検

出器としては、純水を検出器物質として用い、崩壊生成粒子である e^+ , μ^+ , π^+ などが純水中で発するチェレンコフ光(⇒チェレンコフ放射)を利用して検出する水チェレンコフ検出器と、鉄板と比例計数管または放電箱を交互に組合せて、粒子の飛跡とエネルギーを測定するサンドウィッチ型飛跡検出器、さらには、液体シンチレーターを検出器として利用する方法などが考えられ、1984 年現在世界各地で、4〜5 つの実験が進行中であり、さらに大型の実験装置の計画も進行中である。これまでのところ、陽子および中性子のいずれについても核子崩壊の決定的な証拠は見つかっておらず、陽子の寿命はたとえば、 $p \rightarrow e^+ \pi^0$ の場合、少なくとも $\sim 10^{31} \text{y}$ 以上であることはほぼ確実である。

陽子励起 X 線分析 [英 proton induced X-ray analysis, 独 protoneninduzierte Röntgenanalyse, 仏 analyse de rayons X produits par protons, 露 анализ рентгеновскими лучами индуцированными протонами] 陽子を固体に照射して、放出する特性 X 線を分光分析して、固体表面の微量な元素分析や状態分析を行う方法。電子を照射する場合と異なった特長は、(1) 陽子のほうが固体中に侵入する深さが浅いため、表面の研究に適すること、(2) 陽子によって発生する連続 X 線の強度は、電子に比べ非常に小さく、陽子のエネルギーが十分高ければ、特性 X 線の強度は電子に比べ小さくないことから、SN 比が高いスペクトルが得られること、(3) 軽元素の X 線の強度が高いことなどがあげられる。しかし、欠点は加速エネルギーが電子に比べ非常に高くなることで、 $\text{CuK}\alpha$ X 線を測定する場合に、電子で 20 keV で得られるスペクトルは陽子では 1.5 MeV に対応する。数 MeV の陽子で X 線分析すると SiK α の信号とバックグラウンド比は 200000 : 1 に達し、 10^{-12}g の微量分析が特定の元素についてできることが知られている。検出できる質量濃度も 1 ppm 以下に達する。陽子に対しては電子と同様マイクロプローブをつくるのが試みられている。加速器が大型になるため、電子プローブ X 線分析ほど一般的に普及していない。

陽性元素 [英 positive element, 独 elektropositives Element, 仏 élément positif, 露 положительный элемент] 電気陰性度の低い元素。長周期型周期表(⇒周期律)で B と At とを結ぶ線の左下が一般に陽性元素といえるが、厳密には陰性元素との境は定めがたい場合もある。単体は金属である場合が多く、酸化物はおおむね塩基性である。同族元素の場合、周期表で下にあるものほど一般に陽性が強く、同一周期では原子番号が小さいものほど陽性が強い。陽性の強い元素は陰性の強い元素とイオン性の化合物をつくる傾向がある。この場合、陽性元素は正イオンとなっている(⇒金属元素)。

容積移送式(真空)ポンプ [英 positive displacement pump, 独 mechanische Pumpe, 仏 pompe volumétrique, 露 объёмный вакуумный насос] ⇒ 真空ポンプ

溶接 [英 welding, 独 Schweißen, 仏 soudage, 露 сварка] 複数の金属部材の局部を加熱あるいは加圧し、またはこれら両者を併用して冶金的に接合すること。溶接は、局部を溶融させて接合する融接、局部的に機械的圧力を加えて接合する鍛接、接合する金属より融点が高いろうを用いるろう付けとに大別される。鍛接はさらに、熱源によってアーク溶接、ガス溶接、テルミット溶接、エレクトロスラグ溶接、エレクトロンビーム溶接などに分類され、鍛接はガス炎で加熱して加圧するガス圧接、接合する

金属どうしの接触部に流す電流により発生する抵抗熱で加熱してから接合部に圧力を加える抵抗溶接、加熱せず加圧だけで接合する冷間圧接その他に分類される。

たとえば厚さ数 mm 程度以下の金属板の溶接には、電気抵抗溶接が広く用いられ、板の厚みが大きくなるにしたがってタングステンイナートガスアーク溶接(TIG 溶接)、メタルイナートガスアーク溶接(MIG 溶接)、被覆溶接棒を用いるアーク溶接、フラックス内でアークを発生させるサブマージドアーク溶接、そしてエレクトロスラグ溶接が用いられる。

溶接施工条件が不適当であったり、溶接者の技術が劣っていると、気孔、スラグの巻き込み、不溶着部の存在、微小な割れ目などの溶接欠陥を生じやすいため、十分に注意する必要がある。また溶接後に接合部を放射線や超音波などで非破壊的に検査することも大切である。

溶接アーク [英 welding arc, 独 Schweißlichtbogen, 仏 arc de soudage, 露 сварочная дуга] ⇒ アーク放電

要素波 = 素元波(⇒ホイヘンスの原理)

陽電荷 = 正電荷

陽電気 = 正電荷

陽電子 [英 positron, 独 Positron, 仏 positon, 露 позитрон] 電子の反粒子。質量は電子と同じだが、電磁的性質は符号が逆になる。ディラック方程式からその存在が予言されていたが、1932 年 C. D. Anderson によって宇宙線の霧箱写真中にその存在が確認され、電子がディラック方程式に従うことが実証された。電子と衝突して消滅し、2 個または 3 個の光子となる。また、光子が物質と相互作用をして電子と陽電子の対生成をする。

陽電子消滅 [英 positron annihilation, 独 Positronenannihilation, 仏 annihilation du positon, 露 аннигиляция позитронов] 陽電子を物質のなかに投じてそのなかの電子と対消滅を起させ、その際に発生する γ 線を手がかりとして、その物質の物理的ないし化学的性質を探ろうとする研究手段ないし分野をいう。より広い意味では、低エネルギー陽電子の気体分子による散乱や、ポジトロン CT (電算機断層撮影)による癌診断・物質代謝の研究などもこのなかに含めることがある。

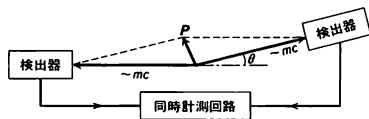
このような一見荒っぽい手段が物質研究にとって有効でありうるのは、固体や液体中に投入された陽電子(通常は ^{22}Na , ^{58}Co , ^{64}Cu などの β 崩壊による陽電子を利用)がまず急速にその運動エネルギーを失い周囲とほぼ熱平衡に達してから消滅するからである。対消滅に当っては電子対のスピンが反平行か平行かに応じ、2 本または 3 本の γ 線が放出される(二光子消滅と三光子消滅)。後者は前者より高次の過程であるからその断面積は 2 けた小さい。したがって金属中のように陽電子がすべて自由な状態から消滅する場合には前者が圧倒的に多いが、絶縁物のなかでよく見られるように、陽電子の一部が特定の電子と結合してポジトロニウム(Ps と略す)とよばれる水素様原子をつくるようになると後者の割合が増加する。いずれの場合にも消滅した電子対の全エネルギー・運動量は γ 線にそのまま受け継がれる。これらの γ 線を用いて測定される主な量は次のとおりである。(1) 陽電子の入射時刻を始点とする陽電子の崩壊曲線(陽電子の寿命スペクトル)。陽電子の寿命は陽電子の見る電子密度の逆数に比例。たとえば金属中の寿命は $(1 \sim 4) \times 10^{-10}$ 秒程度。(2) 二光子消滅における 2 本の γ 線の間の角相関(電子対の運動量分布)。(3) 二光子消滅にお

ける γ 線エネルギーのドップラー効果による広がり。通常、半導体検出器により測定。

陽電子はその正電荷のために原子核からクーロン斥力を受けるから、熱運動のエネルギー程度まで減速された陽電子の対消滅の相手として選ばれるのはほとんどの場合原子核から遠い外殻電子であり、また同じ理由で陽電子は原子核が欠如した部分に捕われやすい。したがって陽電子消滅は金属・合金中の伝導電子の研究や格子欠陥の研究において特に威力を発揮する。なかでも上記の角相関測定に基づく伝導電子のフェルミ運動量の決定は、希薄でない合金にも適用可能なほとんど唯一のフェルミ面決定手段として知られている(⇒フェルミオロジー)。また、結晶中の空格子点やその数個のクラスターのように、電子顕微鏡では観測の難しい小さな格子欠陥の微視的立場からの研究においても陽電子消滅の果す役割は大きい。

種々の多粒子系のなかにおける軽い不純物としての陽電子やPsのふるまいも物性研究上興味深い。陽電子が電子ガスを分極する結果として大幅に対消滅の確率が增大する現象は、直接比較しうる実験に乏しい短距離電子相関の理論に対し貴重な実験データを提供する。液体ヘリウム中でPsは、直径約40Åの泡をつくって住み、逆に低温ヘリウムガス中の陽電子のまわりには局所的凝縮が起る。最近発見されたハロゲン化アルカリ中のPsは液体窒素温度程度以下ではブロッホ状態にあるが、温度上昇とともに急速に局在化する。また、Psの生成機構とPsの引起す化学反応の研究はポジトロニウム化学として知られている。

その精度の高さのために陽電子消滅を代表する測定法とみなされるのは二光子の角相関の測定である。低エネルギー電子対の二光子消滅ではおよそ $2mc^2 (=1.022\text{ MeV})$ のエネルギーが図のように、運動量 p の2本の γ 線の θ に分れてほぼ反対方向に放出される(図の θ は通常 1° 以下)。



したがって2台の検出器を用いて同時計測法により個々の対消滅事象を識別しながら θ を測定すれば、電子対の運動量 P の γ 線伝播方向に垂直な成分が

$$P_{\perp} = mcs \sin \theta \approx mc \theta$$

により求められる。一対の細長い検出器を用いて P の1成分のみを追うものを一次元測定、多対の検出器や位置敏感検出器を用いて同時に2成分を捕えるものを二次元測定という。最近では後者が次第に普及するようになってフェルミ面研究などに格段の威力を発揮するようになった。また寿命と γ 線エネルギーなどを同時に調べる2パラメータ測定や、入射陽電子のエネルギーをそろえる技術なども進展をとげ、陽電子消滅は重要な物性研究手段となりつつある。

陽電子線チャネリング [英 positron channeling, 独 Positronenchannelling, 仏 canalisation de positons, 露 канальный эффект позитронов] 陽電子が結晶の軸もしくは面にほぼ平行に入射したとき、イオンの場合と同様に陽電子は結晶原子とあまり衝突することなく原子間をその軸もしくは面に沿って進んでゆく。これを陽電子チャネリングという(⇒チャネリング)。チャネリング効果の起る角度範囲および、結晶原子により高角度散乱された陽電子の角

度分布などは、イオンによるチャネリング効果のときと同じであるが、質量がイオンに比べて小さいためチャネリングしている陽電子は深さとともに急速に減少する(⇒ディチャネリング)。また電子線チャネリングの場合ほどではないが、比較的低エネルギーで原子番号の小さい原子の結晶では、回折現象が観測される(⇒電子線回折)。

相対論的速度の陽電子がチャネリングするとき、その軌道に応じて特定波長をもった制動放射光, すなわちチャネリング放射光を出す。

陽電子・電子衝突 [英 electron-positron collision, 独 Elektron-Positron-Stoß, 仏 collision d'électron-positon, 露 электрон-позитронное соударение] 電子の反粒子である陽電子と電子とを衝突させること。素粒子物理学の分野では、高エネルギーに加速された陽電子ビームと電子ビームとを正面衝突させ、陽電子と電子との散乱現象を調べることで量子電磁気学やそのほかの素粒子理論を検証したり、陽電子と電子とが消滅して生じる光子の各種素粒子への崩壊現象を通して、素粒子に関する各種理論の検証や新素粒子の探索などの研究を行う。このような陽電子ビームと電子ビームとの衝突を可能にするためには、貯蔵リングとよばれるビーム衝突装置が必要である。この装置はビームを長時間にわたり貯蔵し、陽電子ビームと電子ビームとを繰返し衝突させるものである。現在、衝突エネルギー数十GeVの領域で陽電子・電子ビーム衝突実験が行われている(付録の表を参照)。

陽電子ビーム [英 positron beam, 独 Positronenstrahl, 仏 faisceau de positons, 露 позитронный пучок]

多数の陽電子からなる線束のこと。また陽電子は電子の反粒子で、電子がマイナス電荷をもつに対して、正電荷をもつ以外は、質量、スピンなどに関しては電子とまったく同じ粒子である。陽電子は、通常、電子の質量の2倍を超えるエネルギーの γ 線や電子線を物質に入射させることによりつくられる。これは γ 線や電子線が、物質を構成している原子核のクーロン場の存在の下で、電子・陽電子の対を生成するからである。陽電子ビームは、素粒子物理学の分野においては、粒子ビーム貯蔵装置である貯蔵リングの中にためられ、同様にためられる電子ビームと正面衝突させ、陽電子・電子衝突実験による物理学を研究するために使われる。

陽電子放射 [英 positron emission, 独 Positronausendung, 仏 émission de positons, 露 позитронное излучение] β^+ 崩壊の中で、核内の陽子が中性子に変わり、同時に陽電子とニュートリノを放出する($p \rightarrow n + e^+ + \nu$) β^+ 崩壊では、原子核から陽電子が放射される。これを陽電子放射という。この場合、原子核の陽子数が1つ減るので、中性元素に対しては軌道電子も1つ余るため、結局 e^+ と e^- との両方をつくるのに十分なエネルギー差がない限り、換言すれば β^+ 崩壊の Q 値が $2m_e c^2$ より大きくないと、陽電子放射は起らず軌道電子捕獲のみが起る。放射に際し、低いエネルギーの陽電子は核外に出るときのクーロン障壁で押えられ、核外に出てからは原子核とのクーロン力で加速されるので、陽電子の連続スペクトルは、 β^- 崩壊で放射される電子のスペクトルと比べてやや高い方にずれる。陽電子放射核は、固体内での陽電子消滅の実験に利用する線源として重要であり、強力な線源を得るために小型でビーム強度の大きい加速器が必要である(⇒ β 崩壊, 軌道電子捕獲, 陽電子消滅)。

揺動 = ゆらぎ

揺動散逸定理 [英 fluctuation-dissipation theorem, 仏 théorème de fluctuation-dissipation, 露 флуктуационно-диссипативная теорема] 熱平衡は、エントロピー最大の状態で多数の微視的状态を内包し、それら微視的状态の間の統計的つり合いの状態にある。そのため、熱平衡およびその近傍の巨視的性質は微視的立場から揺動(ゆらぎ)によって決定されることになる。線形散逸過程もその例外ではない。事実、散逸のある所に揺動が発生し、その揺動の平均回帰は、線形不可逆過程と同じ法則に従う(L. Onsager, 1931 年)。揺動と散逸とのこのような関係を一般に揺動散逸定理という。その定式化として 2 種類の関係式が知られている。第一は、ブラウン運動の拡散係数 D と移動度 μ との関係式(⇒アインシュタインの関係式)およびそれを一般化したものである。たとえば、角振動数 ω で振動する電場に対する電気伝導率は、等方的な場合

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{kT} \int_0^\infty \langle J(t) | J(0) \rangle e^{-i\omega t} dt \quad (1)$$

と書ける。ここで J は電流の一分成であり、括弧は J のカノニカル相関である。これは電気伝導率を電流の揺動で表す式で、 $\omega=0$ のとき、中野藤生(1956 年)により、一般の場合、久保亮五(1957 年)により見いだされた。第二は、ブラウン運動の摩擦抵抗 $\zeta = 1/\mu$ と揺動力との関係式(⇒ランジュバン方程式)およびそれを一般化したものである。たとえば、式(1)を $\sigma(\omega) = C/[i\omega + \Gamma(\omega)]$ ($C \equiv \langle J^2 \rangle / kT$) とおけば

$$\Gamma(\omega) = \frac{1}{\langle J^2 \rangle} \int_0^\infty \langle f(t) | f(0) \rangle e^{-i\omega t} dt \quad (2)$$

となる。ここで $f(t)$ は電流 J の揺動力であり、揺動力の一般論(森肇, 1965 年)から求められる(⇒揺動力)。 $\Gamma(\omega)$ は電気抵抗であり、式(2)は散逸機構そのものを揺動で表す。式(1)および(2)は一般の線形輸送現象および線形不可逆過程に一般化された(⇒線形応答理論、揺動力)。

揺動力 [英 fluctuating force, 仏 force de fluctuation, 露 колеблющаяся сила] 熱平衡は、ミクロのスケールで見れば、絶え間のない運動の状態にあり、系の力学量がその平均値からのゆらぎと平均値への回帰とを繰返している。このゆらぎを引起す有効力を揺動力という。この概念は、1908 年、P. Langevin により液体中に浮かぶ微粒子のブラウン運動の駆動力として導入された(⇒ランジュバン方程式)。これは諸々の問題に応用され、1953 年、L. Onsager と S. Machlup により、熱力学変数のゆらぎの確率過程論の物理的基礎として一般化された。

揺動力の特徴は必ずエネルギーを散逸させる項と組合さっていることである。この揺動力を統計力学の立場から定式化することは、1965 年、森肇によってなされた。力学量 A の時間変化 $A(t)$ を決める運動方程式は厳密に

$$\frac{dA}{dt} = iQ A - \int_0^t M(s) A(t-s) ds + f(t) \quad (1)$$

と書けるのである。ここで、カノニカル相関の括弧記号(⇒カノニカル相関)を使えば、 $iQ = \langle A | A \rangle / \langle A | A \rangle$ であり、第三項の $f(t)$ について $\langle f(t) | A(0) \rangle = 0$

$$\langle f(t_1) | f(t_2) \rangle = M(t_1 - t_2) \langle A | A \rangle \quad (2)$$

が成り立つ。ただし $\langle A \rangle = 0$ と設定した。 $f(t)$ は、射影演算子 $\mathcal{P}G = \langle G | A \rangle \langle A | A \rangle^{-1} A$ を使えば

$$f(t) = \exp[t(1-\mathcal{P})iL] (1-\mathcal{P})iL A \quad (3)$$

と与えられる。ここで L はリウビル演算子である。この

$f(t)$ が揺動力、式(1)の第二項が散逸項にほかならない(⇒記憶効果)。それらは式(2)によって結ばれている。 $f(t)$ の特徴は、その時間発展演算子 $\exp[t(1-\mathcal{P})iL]$ が力学法則によるもの $\exp[iL]$ とは異なることである。ここに確率過程の物理的起源がある。

溶媒和電子 [英 solvated electron, 独 solvatisiertes Elektron, 仏 électron solvaté, 露 сольватированный электрон] 水、アルコール、アンモニアのような極性溶媒中に、高エネルギー粒子線または短波長の光の照射、電極反応、化学反応などの方法で電子を生成させると、周囲の分子との相互作用によってエネルギーを失って熱平衡化した電子は、これらの極性分子の双極子によって囲まれて安定化する。このとき、電子は溶媒和された状態にあるといひ、この電子を溶媒和電子という。水の場合には特に水和電子とよぶ。溶媒和電子は光吸収スペクトル、電子スピン共鳴吸収スペクトル、電気伝導率などによって観測されている。理論上は、電子に対する局所的な分子双極子の配向ならびに配置と液体の誘電媒質としての性質を考慮して電子の状態を記述して、これらのスペクトルの説明が行われている。光吸収スペクトルはどの溶媒の場合も構造がなく幅の広い非対称形を示す。吸収極大を示す波長は溶媒によって異なるが、500~900nm の範囲内の場合が多い。吸収極大におけるモル吸光係数はおよそ $(1\sim 2) \times 10^4 (\text{mol} \cdot \text{dm}^{-3})^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ 、振動子強度はおよそ 0.5~0.9 と大きい。吸収極大の位置は、溶媒の誘電率が大きいほど、つまり極性が大きいほど短波長側となる。これらの溶媒は多くの化合物を溶解することができ、溶液を形成する。純粋な溶媒についてだけでなく、これらの溶液についても溶媒和電子が生成され、溶質との反応性が調べられている。溶質としては、無機塩類、錯塩およびこれらが溶解して生じるイオン、これらの溶媒に可溶性の多くの有機化合物、そして N_2O 、 O_2 などの気体分子が取上げられ溶媒和電子との反応の速度定数が求められている(⇒水和電子)。

羊斑 [英 flocculus, 独 Flocculus, 露 флоккул]

⇒ 太陽

溶融 = 融解

溶融塩炉 [英 molten salt reactor, 独 Salzschnmelzenreaktor, 仏 réacteur à sels fondus] ⇒ 液体燃料炉

溶融高分子 [英 molten high polymer, 独 geschmolzenes Hochpolymer, 露 расплавленный высокополимер] 結晶性あるいは無定形高分子固体をそれぞれの融点あるいは軟化点以上の温度に加熱した場合や、また、ある観察のタイムスケールにおいてそれら高分子の挙動が粘性的変形で支配されている場合、それら高分子を溶融高分子とよぶ。溶融高分子では高分子鎖は個々の化学結合のまわりの回転運動によってたえず形態を変えており、分子鎖各部の運動(⇒ミクロブラウン運動)の時間的尺度は $10^{-10} \sim 10^{-11}$ 秒といわれている。したがって、分子鎖どうしのからみ合いや相互作用によって準粘性流動(⇒非ニュートン流動、構造粘性)を示し、粘度 η はせん断速度 $\dot{\gamma}$ またはせん断応力 S の増加とともに小さくなる。このとき、 $\dot{\gamma}$ または S が小さくなる η と η_0 は一定の極限値 η_0 に近づく。 η_0 は重量平均分子量 M_w と η_0 の関係にある。

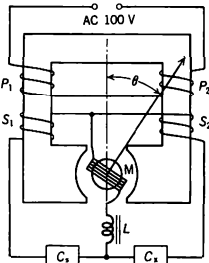
$$\ln \eta_0 = k + a \ln M_w \quad (1)$$

式(1)の a は $M_w > M_c$ で $a \approx 3.4$ 、 $M_w < M_c$ で $a = 1.0 \sim 2.0$ となり、この M_c を臨界分子量という。 M_c 以下の M_w ではほぼニュートン流動を示す。 M_c は高分子の構造によつ

て異なるが、天然ゴムで3000~5000、シス-1,4-ポリブタジエンで約3000と比較的小さいのに対して、ポリジメチルシロキサンでは約29000に達する。溶融高分子の粘度は温度にも強く依存し(⇒WLF式)、また、普通のニュートン液体には見られない多くの現象、たとえば、法線応力効果(⇒ワイゼンベルグ効果)、膨張効果(パラス効果)、メルトラクチュアなどを示す。これらは繊維の紡糸やプラスチックの成形などの加工工程において重要な現象である。

容量 = 電気容量

容量計 [英 capacitance meter, 独 Kapazitätsmesser, 仏 capacimètre, 露 фарадметр] 静電容量の測定装置。簡単な測定には直読型の容量計が便利である。図は誘導型電流計を用いたもの。励磁コイル P_1, P_2 は、交流電源



(100V)に接続する。二次コイル S_1, S_2 は C_0, C_x とともにブリッジを構成する。ここで C_0 は標準コンデンサー、 C_x は未知コンデンサーで、 M は可動コイル、 L はインダクタンスである。 S_1, S_2 は巻数が等しく、等しい起電力が生ずる。 $C_0 = C_x$ でない場合は M に不平衡電圧 E が生じ電流が流れる。このとき磁場の作用で M にトルクが生じて傾く。傾いた M は磁束と交差するため、 E と反対方向の起電力 E_m が生じ $E = E_m$ のときバランスがとれて静止する。この位置 θ により C_x の値を読みとることができる。 L は不平衡電圧の位相を調整しトルクを増すためのものである。1000 pF 以下の小容量を測定するには水晶共振子式容量計が用いられる。共振周波数は100 kHz付近のものが多く、感度は非常に高いので発振回路のわずかな変化も検知でき0.1 pFの精度は容易に得られる。また Q メーターにより置換法で未知静電容量を簡単に求めることができる。静電容量の精密測定には各種の交流ブリッジが目的に応じて使われる。市販の万能ブリッジには数個の標準コンデンサーを内蔵し測定範囲により切換えて平衡をとる手動型のものがあるが、帰還回路により平衡点を自動的に求め、容量値、損失抵抗値をデジタル表示する完全自動型が測定範囲も広く便利である。

容量係数 [英 coefficient of capacitance, 独 Kapazitätskoeffizient, 仏 coefficient de capacité, 露 ёмкостный коэффициент] 静電場中で絶縁された導体のもつ電荷は、その導体の電位に比例する。その比例係数が容量係数とよばれ、導体の形と配置によって決まる定数である。いま n 個の導体の電位をそれぞれ $V_1, V_2, V_3, \dots, V_n$ とすれば、各導体の電位は重ね合せの原理によって次のように表される。

$$Q_i = \sum_{k=1}^n q_{ik} V_k \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

係数 q は次のような意味をもっている。いま導体 i のみを

単位電位、他の導体を零電位に保った場合を考えると、 q_{ii} は導体 i に流れ込む電荷であり、 q_{ki} ($k \neq i$) は導体 k の表面に誘導される電荷である。このことから q_{ii} は容量係数、 q_{ki} は誘導係数とよばれる。両者をまとめて容量係数とよぶこともある。この係数は次のような性質をもつ。

$$q_{ii} > 0, \quad q_{ki} = q_{ik} \leq 0 \quad (i \neq k)$$

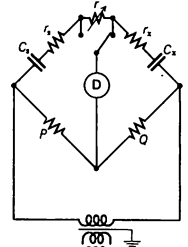
$$\sum_{i=1}^n q_{ik} \geq 0 \quad (k=1, 2, \dots, n)$$

容量係数および誘導係数は電位係数から次の行列演算によって求められる。

$$q_{ik} = \frac{\Delta_{ki}}{\Delta} \quad (i, k=1, 2, \dots, n)$$

ここで Δ は電位係数の行列であり、 Δ_{ki} は Δ の第 k 行、第 i 列要素に対する余因数である。導体系の容量係数と誘導係数とがわかれば、電荷と電位との関係が求まるわけであるが、実際はもう少し便利な形にした静電容量という表し方が一般に用いられている。容量係数と誘導係数の単位は F (ファラド) である。

容量ブリッジ [英 capacitance bridge, 独 Kapazitätsbrücke, 仏 pont de capacités, 露 ёмкостный мост] コンデンサーの静電容量と損失抵抗を精密に測定するためのブリッジで、直列抵抗ブリッジ、シェーリングブリッジ、変成器ブリッジなどがあり、既知の標準容量および抵抗と比較測定する。変成器ブリッジは容量の比較測定、特にシールド付き三端子コンデンサーの精密測定に最適である。変成器の2つの巻線がブリッジの比例辺を構成して高精度を得やすく、対地インピーダンスの影響が少なく、測定範囲が広くとれるなどの特徴がある。シェーリングブリッジは電源と検出器の接続の仕方により、高電圧での測定にも適し容量の比較測定のほか、誘電損失の測定に、また小容量から大容量までの精密測定に広く用いられている。図は直列抵抗ブリッジで、平衡条件は $C_x = C_0 P/Q$, $r_x = (r_0 + r_1) Q/P$ で、標準コンデンサー C_0 を測定範囲に応じて切換え P と Q で平衡をとる。精密な測定には接地装置を付加し、素子にシールドをして標準コンデンサーと一辺で置換する方法をとる。また従来平衡条件を手動で探していたのを、容量ブリッジの原理とフィードバック回路を用いて自動的に平衡をとり、容量値と損失抵抗値をデジタルで表示するタイプのものが測定範囲も広く、操作が簡単であるため普及している。



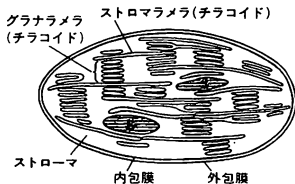
容量分析 [英 volumetric analysis, 独 Maßanalyse, 仏 analyse volumétrique, 露 объёмный анализ] 化学分析における定量分析の一方法である。あらかじめ正確に濃度を定めた標準溶液を調製しておき、これと、定量を目的とする物質とを反応させる。通常はビュレットを用いて標準溶液を一定量の試料溶液中に滴下する方法をとる。反応終点(当量点)を適当な方法で検出し、終点までに要した標準溶液の体積と濃度の積から、試料中に存在した目的物質の量を求める(⇒滴定)。通常の場合、滴定と容量分析とはほとんど同義語であるが、厳密には容量分析の方が範囲は広い。たとえば、気体の体積変化を利用するガス分析なども広い意味の容量分析に含まれる。

しかし、現在ではこのように広い意味で用いることはまれである。

容量リアクタンス [英 capacitive reactance, 独 kapazitiver Blindwiderstand, 仏 réactance capacitive, 露 ёмкостное сопротивление] 交流回路において、コンデンサーの両端の電圧とそれを流れる電流の関係を表す量で、 $-1/(\omega C)$ で与えられる。ここで $\omega = 2\pi \times$ (周波数), C は静電容量である。一般に交流回路では回路素子の両端の電圧を V , 両端間に流れる電流を I とすると, $V = ZI$ で素子のインピーダンス Z が定義される。直流の場合と異なり, この量は複素量で $Z = R + jX$ (R は抵抗, X はリアクタンス) と表され, 純粋の容量の場合は $Z = -j/(\omega C)$ となる。これは電流が電圧より 90° 位相が進んでいることを示している。コイルの場合は誘導リアクタンスとよび, ωL で表す。

揚力 [英 lift, 独 Auftrieb, 仏 portance, 露 подъёмная сила] 流体中を進行する物体, 特に翼に働く力の中で進行方向に垂直な成分をいう。特に完全流体中の流線形の翼に働く力はほとんど揚力であり, 音速より遅く流れとの傾き(傾き角 α) が小さい限り揚力係数 C_L (揚力 L を $(1/2)\rho U^2 S$ で割った無次元量, ρ は流れの密度, U は流速, S は翼面積) は $\sin \alpha$ に比例する。一般に物体のまわりの渦度の総和を循環 Γ で表せば, L が $\rho U \Gamma$ に等しくなるというのがクッター-ジュコフスキーの定理であり, 揚力が流れを押し下げて下向きの運動量を与えることに対応する。

葉緑体 [英 chloroplast, 独 Chloroplast, 仏 chloroplaste, 露 хлоропласт] 高等植物や藻類など真核光合成生物の細胞小器官で, 光合成を行うもの。図に葉緑体の模式図を示す。二重の外膜(外包膜と内包膜)によって囲まれ



ており, 高等植物では普通長径 $5 \mu\text{m}$, 短径 $2 \sim 3 \mu\text{m}$ 前後の回転楕円形である。内部は, 光合成色素, 極性脂質, タンパク質などから成る袋状の膜系(チラコイド)と, 可溶性分画のストローマから成る。チラコイドには, 光化学反応, 電子伝達, 光リン酸化の活性があり, ストローマにはカルビン・サイクルなど炭酸同化系の活性がある。チラコイドが多量積み重なった部分をグラナという。葉緑体には DNA があり, 葉緑体タンパク質の一部はこの DNA を遺伝情報として合成されるが, 残りは核 DNA の情報による(⇒光合成)。

翼 [英 wing, 独 Flügel, 仏 aile, 露 крыло] 流体中を物体が運動するとき, 揚力(翼を上へ引張り上げる力)を生じさせる働きをする部分。鳥の羽, 飛行機の主翼や尾翼, 船の舵, プロペラや送風機の羽などはすべて翼である。揚力と抵抗力との比(揚抗比)をどれだけ大きくとれるかが性能判定の基本となる。

航空機の翼について, 翼の左右両端を結ぶ最大の長さを翼幅 b , 翼を平面図で見た最大投影面積を翼面積 S , 前縁と後縁との前後方向を結んだ直線(下面が凹の翼形では,

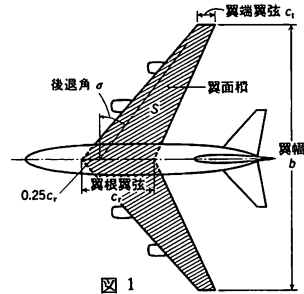


図 1

翼下面に引いた接線)を(翼)弦あるいは(翼)弦線, その長さを(翼)弦長 c という(図 1)。翼弦長は一般に, 翼根部で大きく翼端で小さいのが普通で, $c = S/b$ で平均弦長を, また $A = b/c = b^2/S$ でアスペクト比を, さらに翼端での弦長 c_t と翼根部での値 c_r との比 $\lambda = c_t/c_r$ で先細比を定義する。前縁もしくは前縁から $1/4$ 弦長の点を連ねる線が翼幅方向となす角を後退角 σ , 水平面となす角を上反角 δ という。飛行の際の速度方向, あるいは逆に翼が受ける風の方向と弦線との角を迎え角 α という。抗力 D , 揚力 L を, それぞれ動圧と翼面積との積 $(1/2)\rho V^2 S$ で割った係数を抗力係数 C_D , 揚力係数 C_L というが, 翼の形, 迎え角あるいは流れのマッハ数 $M_\infty = V/a$ (a は音速)によって変化する。通常の飛行機の翼では, 一般に迎え角を増すと C_L はほぼ直線的に増大し, その勾配は A が大きいほど大きくなる。 C_L を最大とする迎え角を失速角といい, この角度を超えると揚力係数はかえって減少する(⇒失速)。

飛行機の初期の時代の翼は平面翼でしかもほとんど長方形であったが, 誘導抗力(有限翼の場合に後縁から生ずる渦のため翼の付近で下向きの流れを生じ, そのため揚力の方向が傾くための見かけの抗力で, 理論上の誘導抗力係数 $C_L/(\pi A)$)はアスペクト比 A が大きいほど小さく, また翼の平面形が楕円形のとき最小であることがわかって(L. Prandtl, 1918 年), 普通の飛行機で $A = 5 \sim 10$ の先細翼が用いられるようになった。また A が大きいほど迎え角の大きいところでの誘導抗力が小さいので, グライダーや遠距離機では A が 20 以上のものがある。一方, 音に近い速度の高速機では空気の圧縮性による衝撃波失速を避けるために, 後退角がつけられるようになった(A. Busemann, 1935 年, R. T. Jones, 1946 年)。特に超高速機では A を大きくする利点がないので, 大きい後退角で A や先細比 λ の小さい翼, 場合によっては三角翼が用いられる。

翼の断面の形を翼形という。翼の前縁は通常丸みをもっていて, 翼弦線の定義に当たっては前縁の定義が不明確で, 図 2 のような例が起りうる。翼弦線に垂直に測った上面と下面との距離を肉厚, その 2 等分点(他の定義もある)の軌跡を平均キャンパ(反りまたは矢高)線または中心線, これと翼弦線との距離を反りという。反りの最大値の翼弦長との比を最大反りといい, 通常数%以下である。同様に最大肉厚と翼弦長との比である翼厚比は, $10 \sim 18\%$ 程度で, その位置は前縁から 30% 付近のことが多い。いわゆる層流翼形は, この位置を 50% 程度まで下げて, 翼面での最大速度の点でできるだけ後方にもつてくするようにして高速機用に開発されたものである。亜音速の領域では, 迎え角を変えても失速しないように前縁に丸みをつけるが, 超音速領域では前縁をくさび形にした薄翼のほうが有利であ

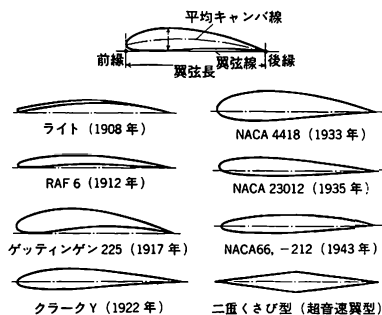


図 2 翼形の変遷

る。理論的研究の対象としての翼形は、平板、楕円柱、円弧翼のほかにもジュコフスキー翼、さらにこの翼形の後縁角が0であることを改良した Kármán-Trefftz 翼(1918年)や、双曲線を単位円で反転させた翼形(1937年)などがある。

遷音速の領域での空気の流れを理論的に分析するのは極めて困難である。翼の設計は胴体を切離すことはできず、主翼や胴体を含めた飛行機の断面積の変化をできるだけ滑らかにするという経験法則(R. T. Whitcomb, 1952年)が有力な指導原理となっている。将来の話題として、今までのような左右対称な翼でなく斜め翼(1970年)の構想は、SST(超音速輸送機)でいちばん大きな問題であるソニックブームの発生を避けようということから出発したものであるが、抗力も著しく小さい点で注目されている。この案は、超音速機での後退翼効果を発見したアメリカ航空宇宙局(NASA)の R. T. Jones によるものである。

翼形抵抗 [英 profile drag, 露 профильное сопротивление] ⇒ 断面抵抗

抑制格子 [英 suppressor grid, 独 Bremsgitter, 仏 grille suppressive, 露 защитная сетка] = サプレッサーグリッド(⇒五極管)

余弦法則 [英 cosine law, 独 Kosinusgesetz, 仏 loi du cosinus, 露 закон косинуса]

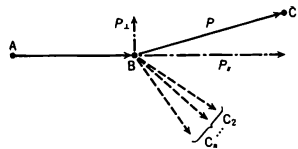
[1] 気体分子が反射や脱離によって表面から空間へ飛出してくる場合最も単純な考え方は、面上の微小面積 dS の法線より θ だけ傾いた方向へ単位時間に飛出す分子の数(強度) $I(\theta)$ が $dS \cos \theta$ に比例する。これを余弦法則という。温度が一樣な容器にある気体分子は、容器壁へ入射角に対し等確率で入射し、微小面積 dS への入射強度が $dS \cos \theta$ に比例する。このことは、平衡状態では容器壁の各部分において、微視的に見ても入射強度と飛出しの強度が釣り合っていることを意味し、平衡状態での気体分子の速度分布が、容器内いたる所一様とすの要請にも矛盾しない。この表面からの飛出しの強度が余弦法則に従うことに基づいて、真空系の解析が行われてきたが、理論と実験結果とにおいて矛盾はない。しかし最近行われた、試料面からの脱離の角度分布測定によれば、解離吸着する分子の場合には余弦法則に従わない結果が得られている。

[2] ⇒ ランベルトの法則

余効関数 [英 after-effect function, 独 Nachwirkungsfunktion, 仏 fonction d'effet retardé, 露 функция последования] ⇒ 応答関数

横運動量 [英 transverse momentum, 独 Querimpuls,

仏 impulsion transversale, 露 поперечный импульс] 粒子 A が粒子 B に衝突して、多数の粒子 C_1, C_2, \dots, C_n が発生する反応において、粒子 C_1 に注目する。 C_1 の運動量 (P) は入射粒子 A の運動量と平行な成分 (P_{\parallel}) と垂直な成分 (P_{\perp}) とに分解することができる(図参照)。 P_{\parallel} を縦運動



量または縦運動量、 P_{\perp} を横運動量または横運動量とよぶ。高エネルギー素粒子反応では発生する粒子の横運動量は入射粒子のエネルギーや発生した粒子の種類にあまり関係なく、その平均値が $0.4 \sim 0.8 \text{ GeV}/c$ の値となっていることが知られている。この現象は、ジェット現象といわれ、高エネルギー宇宙線実験の解析から、1955年、西村純らによって見いだされたが、その後1970年代に入ってから高エネルギー加速器による実験の分析でも定量的にも確立された。

さらに、高エネルギー加速器での実験から横運動量 P_{\perp} の大きいところでの分布は P_{\perp}^2 で顕著な尾を引き、素粒子反応の機構を調べる重要な手がかりとなっている。またその粒子比などに特徴があり、素粒子を構成している基本粒子どうしの衝突としていろいろな理論が提出されている。

また、この反応において、仮に質量の大きな共鳴状態が生成されて、そこから崩壊してきた粒子が観測されたとした場合には、この横運動量は非常に大きな値をとることが予想される。したがって横運動量の分布は実験者が新しい粒子を発見するための重要な情報を与えることが多い。

横エネルギー保存 [英 conservation of transverse energy, 独 Konservierung der Querenergie, 露 сохранение поперечной энергии] チャネリング粒子は、チャネルを形成する原子列がつくる図1のような等ポテンシ

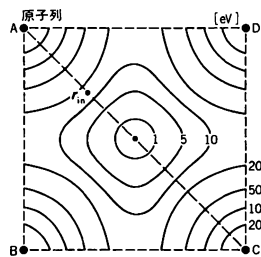


図 1

ル曲線内を、原子列に沿って運動する。図1のAC面内の運動だけに注目すると、ポテンシャルの低い領域を往復運動し、図2のようにその軌道は進行方向に対して振動状態となる。粒子の運動中のエネルギー損失が、その運動エネルギーに比べて十分小さいとき、原子列に垂直な面内における粒子のエネルギー(横エネルギー)が保存される。このことを横エネルギー保存とよぶ。原子列ポテンシャルを $U(r)$ 、粒子のエネルギーを E_0 、結晶表面における入射角を ϕ_{in} 、表面における入射位置を r_{in} とすると、粒子の横エネルギー E_{\perp} は

$$E_{\perp} = U(r_{in}) + E_0 \phi_{in}^2 = U(r) + E_0 \phi^2(z)$$

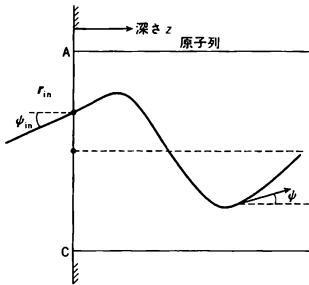


図 2

で表される。粒子は表面を通過後、 $E_{\perp} \leq U(r)$ を満たす等ポテンシャル曲線内を運動する。式の右辺は、粒子がチャンネル内で原子列に対してとる角度 $\psi(z)$ が、その位置 r に依存することを示している。また、このことは面チャンネルングに対しても成り立つ。

横緩和 [英 transverse relaxation, 独 transversale Relaxation, 仏 relaxation transversale, 露 поперечная релаксация] 電子スピンあるいは核スピンの集団である磁性体に外部磁場 H が働いた場合、熱平衡状態ではスピン系は H の方向に磁化 M をもつ。いま磁場の方向をある角度だけ傾けると M は新しい磁場の方向を軸としてラーモア回転を始めるが、十分時間がたてば、 M は再び磁場の方向に落着く。この過程を横緩和とよび、磁場変化が H に平行に生じた場合の縦緩和と区別して用いる。横緩和はスピン共鳴吸収の線幅と密接な関係をもつ。横緩和は磁化の外部磁場に垂直な成分 M_{\perp} が消失する過程であってスピン系のゼーマン・エネルギーの変化を伴わない。スピン系の個々のスピンのば外部磁場のほかにスピン間の双極子相互作用によって場所的・時間的に変動する局所磁場が働いている。磁化の垂直成分の消失は、スピンのラーモア回転の周波数が局所磁場の違いにより個々のスピンのによって少しずつ異なっており、時間が経過するとスピンの回転の位相に乱れが生じてくることによって起ると考えられる。この現象をスピン・スピン緩和といい、それに要する時間をスピン・スピン緩和時間という。これは位相記憶時間または T_2 (ティーーツ)ともよばれ、共鳴スペクトルの幅は $\Delta\nu = 1/T_2$ で与えられる。双極子相互作用が大きいほど T_2 は短くなるが、交換相互作用は位相をそろえようとし、 T_2 を長くする。 T_2 の量子力学的取扱いには久保・富田理論によって正確に行われている。

横振動 [英 transverse vibration, 独 Transversalschwingung, 仏 vibration transversale, 露 поперечное колебание] 振動現象で、媒質の変位が、波の進行方向に垂直の方向に起る場合をいう。いいえれば、横波は横振動の伝播である。棒の弾性振動で各部分の変位が長さの方向に垂直であるもの、剛性によって生じるたわみ振動などは横振動である。まっすぐに張られた弦が、長さの方向と垂直に振動する場合の横振動は、張力を T 、弦の線密度を σ とすれば、速さ $\sqrt{T/\sigma}$ の横波として伝播する。

横波 [英 transverse wave, 独 Transversalwelle, 仏 onde transversale, 露 поперечная волна] 媒質の振動的変位の方向が波の進行方向に垂直な波。弾性波や水波には媒質(固体、液体)の物理的な運動を伴う横波成分がある。地球内部を伝わる地震のS波はこの例である。弾性波の横波成分は体積変化を伴わない変形が伝播している。電磁

波は、振動する電場および磁場が進行方向に垂直な面内にあり、横波である。この垂直な面内での電場の振動方向が一定している場合、すなわち、進行方向を含む1つの面に常に垂直である場合、その電磁波はその面に対して偏っているという。光の場合には直線偏光といい、その名称がほかの場合にも使われることが多い。

横ひずみ [英 lateral strain, 独 Querdehnung, 仏 dilatation transversale, 露 поперечная деформация] \Rightarrow ひずみ

横偏極 [英 transverse polarization, 独 transversale Polarisation, 仏 polarisation transversale, 露 поперечная поляризация] 粒子の進行方向に対して垂直な向きの偏極。素粒子反応におけるいわゆる偏極パラメータとは、散乱平面に垂直にビームまたは標的粒子を偏極した場合の散乱の左右非対称性であるから、その測定には粒子の進行方向に対して垂直な横偏極を必要とする。これまでに素粒子反応における偏極パラメータを測定することによって核力の性質を決めたり、ハドロンスピンの、パリティの正確な決定がなされた。また数GeV～数十GeV領域におけるハドロン・ハドロン反応機構の解明にも横偏極は重要な役割を演じた。さらに原子核反応におけるスピン依存性の研究も広く行われている。

横偏極の陽子ビームをシンクロトロンなどの円型加速器で加速する場合、磁場の不均一性によって起る偏極のくずれ、または減速ベータトロン振動と陽子の歳差運動の振動との共鳴による減極作用を避けるくふうが必要である。一方、高エネルギー電子シンクロトロンでは電子はシンクロトロン放射によって自然に垂直に偏極する。

素粒子反応での標的粒子をビーム軸と垂直に偏極するには偏極標的が用いられる。陽子ビームや散乱陽子の横偏極の測定は炭素、ヘリウム、または水素との散乱の左右非対称性を測定することによって行われる。なお電磁波は横波なので、その進行方向と垂直な電場面が偏極(偏光)面となる(⇒縦偏極)。

横向き運動量 = 横運動量

横モード [英 transverse mode, 独 Transversalmode, 仏 mode transversal, 露 поперечная мода] \Rightarrow 光共振器

四次元空間 [英 four-dimensional space, 独 vierdimensionaler Raum, 仏 espace de quatre dimensions, 露 четырёхмерное пространство] 4つの自由度をもつ空間。相対性理論では、空間(位置)の自由度3と時間の自由度1をまとめて、4つの自由度をもつ空間、時空として取扱い、この時空の四次元空間を単に四次元空間という。1907年H. Minkowskiが導入した。時間軸を第4軸として空間座標の後に置く表現と、第0軸として空間座標の前に置く表現とがあるが、両者は同値である。特殊相対性理論では、すべての物理量はこの空間のスカラー、ベクトル、テンソルとして表され、ローレンツ変換にしたがって変換される。すべての物理法則は、ローレンツ変換に対して不変な形に書かれる。一般相対性理論では、時空は四次元リーマン空間と考えられ、物理法則はこの空間の一般座標変換に対して不変な形に書かれる。

四次元空間群 [英 four-dimensional space group, 独 vierdimensionale Raumgruppe, 仏 groupe d'espaces à quatre-dimensions, 露 четырёхмерная пространственная группа] 空間的4次元の結晶構造(四次元空間に並進周期をもつ構造)での対称操作がつくる群。高次元における

空間群の研究は、1910 年 L. Bieberbach や G. F. Frobenius がヒルベルトの問題に関連して、「 n 次元空間では空間群型は有限種類である」ことを証明して以来、多くの学者により手がけられ、その一部は導かれていた。最終的な四次元空間群の全リストは H. Wondratschek, R. Bülow, J. Neubüser, H. Zassenhaus, H. Brown らにより 1973 年までに導かれた。それによると、四次元の空間群型は対掌体を区別しない立場に立つと 4783 種類(三次元の場合は 219)あり、対掌体を区別する立場に立つと 4895 種類(三次元の場合は 230)になる。四次元空間群の対称操作では、三次元では存在しなかった位数 5, 8, 10, 12 などのものも可能となる。

四次構造 [英 quaternary structure, 独 quaternäres Gefüge, 仏 structure quaternaire, 露 четвертичная структура] ⇒ タンパク質の構造

ヨスト関数 [英 Jost function, 独 Jost-Funktion, 仏 fonction de Jost, 露 функция Йоста] 短距離中心力による量子力学的粒子の弾性散乱問題では、部分波展開が広く利用されているが、部分波散乱振幅の数学的構造を解明するための補助手段として導入されたのがヨスト関数である。散乱状態固有関数の部分波展開における動径部分関数 $x_l(r) = r^{-1} \phi_l(k, r)$ の満たす方程式は

$$\frac{d^2 \phi_l}{dr^2} + \left[k^2 - U(r) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] \phi_l = 0 \quad (1)$$

であるが(k は入射粒子の波数, $V(r) = (\hbar^2/2\mu)U(r)$ はポテンシャル, μ は粒子の質量), $\phi_l(k, r)$ は $r \rightarrow 0$ で r^{l+1} に比例し, $U \rightarrow 0$ で自由粒子解 $\hat{j}_l(kr) = (kr)j_l(kr)$ に一致する正則解でなければならない(j_l は球ベッセル関数)。この正則解は、式(1)と同形の方程式を満足し、 $r \rightarrow \infty$ で $\phi_l(k, r) \rightarrow \exp(i(kr - l\pi/2))$ となり $U \rightarrow 0$ で $\hat{h}_l^{(1)}(kr) = (kr)[-n_l(kr) + i j_l(kr)]$ は球ノイマン関数)に一致する解 $\phi_l(k, r)$ が求められたとすれば

$$\phi_l(k, r) = \frac{1}{2i} [f_l(-k) \phi_l(k, r) - (-1)^l f_l(k) \phi_l(-k, r)] \quad (2)$$

と書くことができる。ただし

$$f_l(k) = \frac{2^l l!}{(2l)!} \lim_{r \rightarrow 0} (kr)^l \phi_l(k, r) \quad (3)$$

であり、これをヨスト関数という。 $f_l(k) = k^{-1} W[\phi_l, \phi_l]$ (W はロンスキヤン)または $f_l(k) = 1 + k^{-1} \int_0^\infty \hat{h}_l^{(1)}(kr) U(r) \phi_l(k, r) dr$ と書くこともできる。 $r \rightarrow \infty$ に対する式(2)の漸近形から、ただちに S 行列要素 $S_l(k) = f_l(-k)/f_l(k)$ が得られ、したがって、散乱振幅(⇒散乱理論, 部分波展開)が求められる。条件 $\int_0^\infty r |U(r)| dr < +\infty$, $\int_0^\infty r^2 |U(r)| dr < +\infty$ を満足するポテンシャル(さらに必要ならば湯川型の重ね合せというポテンシャル)に対して、 $f_l(k)$ および $S_l(k)$ の k または l についての解析的性質が詳しく調べられている。

ヨスト点 [英 Jost point, 独 Jost-Punkt, 仏 point de Jost, 露 точка Йоста] 場の量子論において、ワイトマン関数の解析性を論ずる際に現れる特定の時空点で、以下のように定義される。 V^+ を前方光円錐の内点の集合とする。すなわち, $x \in V^+$ は $x^0 = -(x^1)^2 + x^2 < 0$ かつ $x^0 > 0$ を意味する。 z_j ($j=1, \dots, n$) を n 本の四元ベクトルとしたとき、管状領域 $T_n^+ = \{(z_1, \dots, z_n); z_j = \xi_j + i\eta_j, \eta_j \in V^+\}$

を考える。定義から明らかなように、 T_n^+ には実点は含まれない。固有複素ローレンツ群 $L_n(\mathbb{C})$ によって T_n^+ から得られる領域 $\mathcal{T}_n = \bigcup_{A \in L_n(\mathbb{C})} A T_n^+$ は拡大管状領域とよばれる。 \mathcal{T}_n に含まれる実点をヨスト点といい、その全体を J_n で表す。実点 (ξ_1, \dots, ξ_n) , $\xi_j \in \mathbb{R}^4$ がヨスト点であるための必要十分条件は、任意の負でない数の組 $(\lambda_1, \dots, \lambda_n)$ (すべての $\lambda_j = 0$ の場合を除く)に対して、ベクトル $\rho = \lambda_1 \xi_1 + \dots + \lambda_n \xi_n$ が空間的、すなわち、 $\rho^2 > 0$ となることである。

n 点のワイトマン関数は

$$\{x_1 - x_2, \dots, x_{n-1} - x_n\} \in J_{n-1} \quad (1)$$

なる実点 (x_1, \dots, x_n) において解析的である。ワイトマン関数 $W_n^{\dots a_n}(x_1, \dots, x_n)$ があるヨスト点(1)の近傍において

$$W_n^{\dots a_n}(x_1, \dots, x_n) = i^F W_n^{\dots a_n}(x_n, \dots, x_1)$$

を満たすならば、場は弱局所可換であるという。ここで、 F は半整数スピンの場の演算子の総数である。スペクトル条件を満たす理論において、弱局所可換性は CPT 不変性(⇒CPT 定理)と等価である。このほかに、ヨスト点は公理的理論の理論において一般的命題を証明する過程で重要な役割を果たしている、たとえば、 $\psi_a(x)$ が局所場の成分ならば、真空ベクトル Ψ_0 に対する条件 $\psi_a(x) \Psi_0 = 0$ から $\psi_a(x) \equiv 0$ が出ることや、一般化されたハークの定理の証明に使われている。

予測子修正子法 [英 predictor-corrector method]

常微分方程式の初期値問題 $y'(x) = f(x, y(x))$, $y(a) = y_0$ に対する数値解法のひとつ。きざみ幅を h とし、分点 $x_n = a + nh$ ($n=0, 1, \dots$) における解の近似値を y_n とする。一般に数値解法は陽解法と陰解法に大別される。陽解法とは、 y_{n+1} がそれまでに得られている結果からすぐに計算できるものをいう。最も簡単な例はオイラー法である。陰解法は、 y_{n+1} が関数 f の中に含まれていて一般に非線形方程式を解いてはじめて y_{n+1} が求められる型のものをいう。たとえば台形法がそれである。陰解法を用いて、しかも非線形方程式を直接解くことを避けるために、これを陽解法と組合せて反復的に解く手法が予測子修正子法である。簡単な例についてアルゴリズムを示す。まず陽解法(オイラー法)を予測子として用いて y_{n+1} に対する出発値 $y_{n+1}^{(0)}$ を計算する。

$$y_{n+1}^{(0)} = y_n + hf(x_n, y_n)$$

次に、陰解法(台形法)を修正子として用いてこの値を逐次修正する。

$$y_{n+1}^{(k+1)} = y_n + (h/2) \{f(x_n, y_n) + f(x_n, y_{n+1}^{(k)})\}$$

アダムス・バッシュフォースの公式を予測子とし、アダムス・スムルトンの公式を修正子とする方法がよく用いられる。これらはともに多段階法である。四次の方法を次に示す。

$$\text{予測子: } y_{n+1} = y_n + \frac{h}{24} (55f_n - 59f_{n-1} + 37f_{n-2} - 9f_{n-3})$$

$$\text{修正子: } y_{n+1} = y_n + \frac{h}{24} (9f_{n+1} + 19f_n - 5f_{n-1} + f_{n-2})$$

ただし、 $f_i = f(x_i, y_i)$ である。

ヨッフエ Ioffé, Abram Fedorovich Иоффе, Абрам Фёдорович 1880.10.29 - 1960.10.14 ソ連の実験物理学者。ウクライナのロムヌイに生れる。郷里の実科学校を終えて、1897 年ベテルブルグの工業高専に学ぶ。在学中「実習」の名で海軍工廠や鉄橋架設で体験した帝政ロシア

の官僚技術者の意憤に反発して基礎科学研究に志を転じ、1902年 半年分の学費を持ってドイツに留学、ミュンヘン大学の W. K. Röntgen の下に学び、素質を認められて助手となる。1905年 最優秀博士の学位を得、1906年 第一次革命後のロシアに帰国、ペテルブルグ工科大学で教職に就き、1913年 助教授、1915年 正教授となる。彼の学生指導は後進国ロシアの古い殻を破ったものであり、その門下からは、P. L. Kapitza, Y. I. Frenkel, N. N. Semënov などの英才が輩出した。十月革命後、レーニンラードに理工学研究所を興し、その所長となる。1918年 科学アカデミー通信会員、1920年 正会員に選ばれた。第一次世界大戦および十月革命でとだえていた西ヨーロッパとの科学交流の復活に力を尽した(たとえば Kapitza をイギリスの E. Rutherford の下に学ばせるなど)。1924年にはソルベイ会議で固体の電気的および力学的性質に関する研究の報告を行った。1926〜27年、アメリカのマサチューセッツ工科大学およびカリフォルニア大学に招かれて講義をし、1929年ボストン科学アカデミーの名誉会員。1930〜48年にはソルベイ会議国際委員会の委員を務めた。晩年はいろいろな国の科学アカデミーや学会の名誉会員に選ばれ、国際的科学交流機構におけるソ連代表とされた。このほか、1952年 科学アカデミー半導体実験室として創設され、1955年に半導体研究所となった機関の所長として、半導体の研究を推進した。

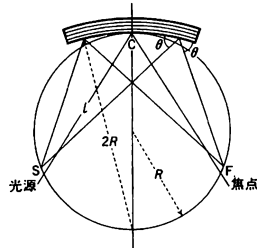
ヨッフエ効果 [英 Ioffé effect, 独 Joffé-Effekt, 仏 effet Joffé, 露 эффект Иоффе] NaCl や KCl のような水溶性のイオン結晶を温水中で変形させると、空気中では脆いこれらの物質の延性が著しく増加し、また破壊強度も高まるという現象。発見者である A. F. Ioffé は、表面のグリフィス割れ目が溶解によって消失するためであると考えたが、やわらかくなった結晶も空気中に放置して水分が乾燥すれば再び脆く弱くなってしまうため、この説には最初から疑問が強かった。しかし真空中や不活性気体中で乾燥させると、再び脆くはならない。現在ではヨッフエ効果は、次のような原因が協力的に働いて生じると考えられている。まず、塩化ナトリウム型のイオン結晶内部では元来すべり転位は動きやすいが、表面においては加工硬化や吸着気体の拡散などによってかたい層ができていると考える。水の中に浸すと表面が溶解するため、(1) すべり転位の運動に対する妨害物が除去され、(2) 表面転位源やそれを固着する原因が除かれ、(3) 変形の過程で加工硬化した表面層が除かれる。また Ioffé のいうように、(4) グリフィス割れ目の除去という意味もあり、(5) グリフィス割れ目の周囲で応力の差が溶解度の差を生じ、側壁で溶解した NaCl 分子が尖端に析出して、グリフィス割れ目そのものを修復するという効果も考えられている。

ヨッフエ磁場 [英 Ioffé's magnetic field, 独 Joffés Magnetfeld, 仏 champ magnétique de Joffé] = 極小磁場

よどみ点 [英 stagnation point, 独 Staupunkt, 仏 point de stagnation, 露 точка торможения скорости] 完全流体の流れの中にある物体(または壁)の表面上で、それに相対的な流速が 0 であるような点、および流体の内部で流速が 0 である点。よどみ点では一般に流線が分岐(または合流)するから、岐点ともよばれる。よどみ点における圧力をよどみ圧という。粘性流体の場合には、物体や壁の表面ではいたるところで相対流速が 0 となるから、流線が

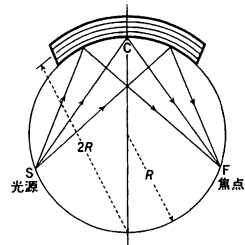
分岐したり合流したりする点だけをよどみ点という。

ヨハン型結晶法 [英 Johann type crystal method, 仏 méthode de cristal à type Johann, 露 кристаллический метод Йоганна] 湾曲型結晶モノクロメーター(⇒湾曲結晶法)の一種。H. H. Johann が 1931 年に考案した反射型モノクロメーターである。格子面に平行な板状結晶を、曲率半径 $2R$ で曲げ、図に示すように半径 R の円に接する



ように配すると、円周上の 1 点 S から出た X 線のうち、湾曲結晶面でブラッグ反射の条件を満たす X 線のみが、再び対称な円周上の点 F に集まる。S から結晶面の中心 C までの距離を l とすると、ブラッグ反射角を θ_0 として $l = 2R \sin \theta_0$ の関係がある。結晶の格子間隔を d とし、単色化される X 線の波長を λ とし、 $l = R \cdot \lambda / d$ も書換えられる。この場合、非点収差があって S から出た波長 λ の X 線は厳密にはすべて F に集まらない。この点を改良したものがヨハンセン型結晶法である。フッ化リチウム結晶は高温(400〜500°C)で十分焼なましした後、雌雄の金属型の間に入れて除々に押すと、よく曲げることができる。水晶やシリコンなどの場合は弾性的に曲げて用いることができる。また、結晶表面を格子面に対して傾けたものをつくと、光源と結晶の距離 SC と結晶と焦点までの距離 CF の異なるモノクロメーターとすることができる。これを非対称ヨハン型結晶モノクロメーターという。

ヨハンセン型結晶法 [英 Johansson type crystal method, 仏 méthode de cristal à type Johansson, 露 кристаллический метод Йогансона] ヨハン型結晶モノクロメーター(⇒ヨハン型結晶法)と同様の反射型湾曲結晶モノクロメーター(⇒湾曲結晶法)である。ヨハン型結晶法では収差があるため、厳密には 1 点から出た X 線を 1 点に集束させることはできない。J. W. M. Du Mond と P. Kirkpatrick (1930 年)は図に示すように結晶の格子面を $2R$ で曲げ



た結晶板の表面を半径 R の焦点曲面に合うように削ったものをつくと、収差のない収束型のモノクロメーターをつくることができると指摘した。このデザインに沿って C. H. Johansson が 1932 年実現したのがこのモノクロメーターである。この湾曲結晶モノクロメーターは理想的なものであるが製作するのが困難である。一般に結晶表面を

2R の半径であらかじめ削った結晶板を用意し、それを R の曲率で曲げることによってつくることができる。フッ化リチウム、水晶を用いてこの型の湾曲モノクロメーターをつくった例がある。

ヨリー Jolly, Philipp Johann Gustav von 1809. 9. 26—1884. 12. 24 ドイツの物理学者。マンハイムに生れる。ハイデルベルク、ウィーン、ベルリンの各大学でまず工学、次いで主に数学、物理学を学び、1839 年ハイデルベルク大学の数学教授、1846 年物理学教授に就任。1854 年にミュンヘン大学へ移り、長く教職を務めて、退職後もなく同市で没した。彼は測定装置や測定方法の開発を通じて、実験物理学者としてよく知られる。ばね秤、気体の膨張係数を測定するための空気温度計(1874 年)、ユージオメーター、水銀空気ポンプのほか多くの測定装置を製作した。また、秤の精度を上げて地球の重力加速度、密度を測定した(1878—81 年)。そのほか、空気の酸素含有量が変りうることを証明し、北風の酸素含有量が南風のそれより大きいことを見いだした。1872 年にはメートル条約締結に先立って開かれたメートル国際委員会にドイツ代表として出席していた。実験物理学のみでなく物理学の基礎にも関心を寄せ、著書 *Die Prinzipien der Mechanik gemeinfaßlich dargestellt* (1852 年)を刊行、またハイデルベルク時代には J. R. von Mayer の望みにこたえて「水を揺すれば暖かくなる」などの討論を通じ、エネルギー保存則の定式化に力を貸した。ミュンヘン時代には、バイエルン州の科学アカデミーや技能教育にも寄与した。

ヨルダン Jordan, Ernst Pascual 1902. 10. 18—1980. 7. 31 ドイツの物理学者。ハノーバーに生れる。ゲッティンゲン大学に学び、1924 年「量子放射の理論について」により博士号を取得する。翌年、M. Born との共著論文「量子力学について」において、位置座標と運動量を行列で表し、それらにいわゆる交換関係が成り立つことを初めて示した。1927 年、当時明らかにされていた量子力学の 4 つの形式、すなわち行列力学、E. Schrödinger の波動力学、Born と N. Wiener の演算子法、P. A. M. Dirac の q 数の理論を特殊な場合として含む一般的な理論、いわゆる変換理論を発表した。しかし、この変換理論は数学的に厳密な要請を満たしていなかった。量子力学の数学的に厳密な定式化は、J. von Neumann によって行われる。1928 年ロストック大学の準教授になり、1935 年には教授に就任した。このころから、場の量子化の研究に着手し、1928 年には E. P. Wigner と共同で反交換関係を満足する量子力学的な固有振動について研究し、それが多粒子系の反対称な解と等価であることを示した。また、W. Pauli と共同で、真空中の電磁場に関する四次元の量子化を行い、不変 Δ 関数を導入した。その後、一般相対性理論における重力場の理論に興味をもち、宇宙論へと進んでいった。Jordan は、初め定常宇宙論を支持していたが、1965 年の 3 K の黒体放射の見解によりそれを取下げた。そのほか、重力理論に基づく地球の膨張に関する研究、A. L. Wege-ner の大陸移動説の理論的補強といった地球物理学の研究を行っている。また、N. Bohr と同じく量子生物学の創始者のひとりでもあり、ヨルダン代数など数学上の業績もある数学者でもあった。なお、1944 年にベルリン大学教授となり、1951 年にはハンブルク大学に転任した。〔主著〕 *Elementare Quantenmechanik* (M. Born と共著)、1932; *Anschauliche Quantentheorie*, 1936; *Die Physik und*

das Geheimnis des organischen Lebens, 1941; *Schwerkraft und Weltall*, 1952; *Die Expansion der Erde*, 1966。

ヨルダン-ウィグナー変換 [英 Jordan-Wigner transformation, 独 Jordan-Wignersche Transformation, 仏 transformation de Jordan-Wigner, 露 преобразование Иордана-Вигнера] 大きき $1/2$ のスピン演算子とフェルミオンの演算子を 1 対 1 対応させる変換のひとつ。1928 年 P. Jordan と E. Wigner によって得られたものでその具体的な表現は以下で与えられる。

$$S_i^+ = a_i^\dagger Q_i, \quad S_i^- = Q_i a_i, \quad S_i^z = a_i^\dagger a_i - \frac{1}{2}$$

ここで $Q_i = \exp(i\pi \sum_{j=1}^i a_j^\dagger a_j) = \exp(i\pi \sum_{j=1}^i S_j^z S_j^z)$ であり、 $S_i^\pm = S_i^\pm \pm iS_i^z$, S_i^z は l 番目の格子点上のスピン演算子、 a_i^\dagger, a_i はフェルミオンの生成、消滅演算子である。 Q_i はスピン演算子の交換関係、反交換関係を満たすフェルミオン演算子を用いて与えるために必要な演算子で、そこに現れた和 $\sum_{j=1}^i$ のためこの変換が威力を発揮するのは一次元系であり、そこではよく用いられている。たとえば一次元 XY スピン模型はこの変換により相互作用のない一次元フェルミオン系に、またハイゼンベルク・スピン模型は相互作用のあるフェルミオン系に変えられる。二次元イジングスピン模型の解法にも応用されている。

ヨーロッパ物理学会 [英 European Physical Society] ヨーロッパ内の国境を超えた研究協力と交流を促進するための国際組織。1968 年にイタリアのフィレンツェにおいて発足した。1983 年現在、東西ヨーロッパ 30 ヶ国からの 3500 人ほどの個人会員と、29 の物理学会、アカデミーが加入している。3 年に 1 度 総会を各地で開いており、1984 年の第六回はプラハにおいて開催。7 つの分科(天文学および天体物理・原子分子物理・固体物理・高エネルギーおよび素粒子物理・核物理・プラズマ物理・量子エレクトロニクス)と計算物理グループがあり、それぞれが国際会議を企画運営している。そのほかに物理学と社会の関係についての各種シンポジウム、中・高校レベルの物理教育の改善を目ざす共同研究などが行われ、大学院レベルの集中講義のための「移動教師」の各地への派遣などのユニークな活動も始められている。会の運営は、個人会員から選出された代表と、加盟している物理学会、アカデミーから指名された代表とから成る評議会によって行われる。刊行物には、企画国際会議の記録のほか、European Conference Abstracts, European Journal of Physics, European Physics News, Europhysics Education News などがある。

弱い強磁性 [英 weak ferromagnetism, 独 weicher Ferromagnetismus, 仏 ferromagnétisme faible, 露 слабый ферромагнетизм] 広義には単に自発磁化の値が非常に小さい強磁性という意味であるが、弱い原因として以下の 3 つの場合があり、(1)と(2)はしだいにそれぞれの名称が使われるようになって、現在は(3)の場合の短縮語として使われることが多い。(1)傾いた反強磁性: 反強磁性体で反対称交換相互作用などのために反平行スピンのために傾いてスピン軸と垂直方向に小さい強磁性モーメントが発生している反強磁性。キャント磁性ともいう。(2)寄生強磁性: 反強磁性の 2 つの副格子に空格子点などが均等に分布しないため生じた強磁性。(3)弱い過渡電子強磁性(過渡型弱強磁性): 強磁性のもとになる電子スピンのもった電子の結晶中の状態に関するひとつの極限は原子軌道状態に

近い局在電子状態で、そのときの強磁性が局在磁気モーメント型強磁性である。これに対し、逆の極限にあたる結晶中の各原子の上を遍歴して動きまわっている状態の電子が示す強磁性が弱い遍歴電子強磁性である。この強磁性の特徴を示す典型的物質として $ZrZn_2$ が挙げられる(⇒二重鉛化ジルコニウム)。

弱い相互作用 [英 weak interaction, 独 schwache Wechselwirkung, 仏 interaction faible, 露 слабое взаимодействие] 素粒子の間に働く基本的な相互作用の一種。核力や電磁気的な力より著しく弱いため、弱い相互作用といい、その結合定数 $G=G_F$ は $(1.43582 \pm 0.00004) \times 10^{-42} \text{ J} \cdot \text{m}^3$ である。弱い相互作用の本質は、主として β 崩壊の諸現象を通じて明らかにされてきた。最近ではニュートリノによる反応現象によっても研究が進められている。1930 年 W. Pauli は、原子核のスピンと統計および β 崩壊の際のエネルギー保存則を満たすために、ニュートリノ仮説を唱えた。1934 年 E. Fermi は、原子核内の中性子 n が電子 e と同時に反ニュートリノ $\bar{\nu}_e$ を放出し、陽子 p に変換するとして、 β 崩壊の理論を組立て、 β 線が連続スペクトルになることを示した。Fermi は、電磁相互作用とに類推から、時空四次元空間の 1 点において、4 個のフェルミ粒子が直接に相互作用し、核子(n と p)の四次元ベクトルカレント(⇒ベクトルカレント)とレプトン(e^- と $\bar{\nu}_e$)のベクトルカレントとの積をとった。さらに結合定数 G_F を掛けてその強さを表した。これをフェルミ相互作用という。また 4 個のフェルミ粒子が関与するので、四体フェルミ相互作用ともいう。この形の相互作用は、相対論的不変量であるという制限のもとに拡張することができ、スカラ型 S 、ベクトル型 V 、テンソル型 T 、軸性ベクトル型 A 、擬スカラ型 P の 5 種が考えられた。これらの相互作用は、狭義ローレンツ変換のみならず、空間反転に対しても不変であり、パリティが保存する。しかし、相互作用に狭義ローレンツ変換に対する不変性だけを要求し、空間反転に対する不変性については特に要請をおかなければ、フェルミ相互作用はさらに拡張することができ、たとえばベクトル型の核子カレントと、ベクトル型ならびに軸性ベクトル型の和をとったレプトンカレントの積なども許容される。このような相互作用によって引起される β 崩壊では、空間反転に対して非対称な現象が期待される、パリティが保存しない。1956 年 T. D. Lee と C. N. Yang は、当時発見されていた K 中間子が 2 個もしくは 3 個の π 中間子に崩壊することより、弱い相互作用におけるパリティ非保存を仮定して、先に述べたパリティ非保存のフェルミ相互作用を導き、 β 崩壊その他の現象において、空間反転非対称性を確かめる実験を提案した。C. S. Wu らは、偏極した ^{60}Co から放出される β 線の角分布が、理論的に可能な最大限の非対称性を示していることを確かめた。これをパリティ非保存の発見という(⇒パリティのやぶれ)。この事実はまたニュートリノがほぼ完全に偏極していることを示し、荷電共役変換での不変性を破る、二成分ニュートリノ理論の論拠ともなった。パリティ非保存は、 μ 粒子崩壊の際の電子の角分布、 Λ 粒子崩壊の際の陽子または π 中間子の角分布など、数多くの弱い相互作用に基づく現象に見られた。

弱い相互作用の型は、 β 崩壊のとき放出される電子とニュートリノの角度相関の実験によって、ベクトル型と軸性ベクトル型が必要であることがわかった。中性子の β 崩壊

における寿命、各種の角分布を測定することにより、軸性ベクトル型の結合定数はベクトル型の結合定数 G_V の約 1.25 倍であり、相対的に異符号であることがわかった。これを $V-A$ 相互作用という。

フェルミ相互作用は、 β 崩壊のみならず原子核による μ 粒子の捕獲や、 μ 粒子の自然崩壊にも適用できる。この 3 現象において、それぞれの結合定数がほぼ同じであることが、1948 年以来 G. Puppi や他の人達によって相ついて指摘された(プッピの三角形)。その後、相互作用の型はいずれも $V-A$ であることが確かめられ、弱い相互作用の普遍性といわれている。精密な測定によると、 μ 粒子の場合の結合定数 G が G_V より約 2% 大きく、通常 $G_V = G \cos \theta$ と表し、 θ をカビボ角という。 θ の大きさは現象論的に求められる。 Λ 粒子の β 崩壊など、奇妙さが変化するときの結合定数は $G \sin \theta$ 程度である。 π 中間子の自然崩壊など、1 個のボース粒子と 2 個のフェルミ粒子が関与する弱い相互作用の場合にも、適当な質量で規格化すれば、結合定数がほぼ G に等しいことが示される。

1935 年湯川秀樹は、核力が π 中間子によって媒介されるという中間子論を唱えた。この論文において、核子とレプトン間に中間子が交換されることにより、 β 崩壊が起るとした。これを湯川型の β 崩壊という。実際、 π 中間子の自然崩壊、あるいは μ 粒子捕獲の現象の一部分は、このような相互作用に基づいている。湯川の考えは拡張され、現在では、質量が極めて大きい W ボソンが交換されることにより、弱い相互作用の諸現象が起るとされている。フェルミ型相互作用との差異は、極めて高エネルギーにならないければ現れない。

今までに述べた弱い相互作用は、すべてレプトン、または核子の電荷が変化する場合であるが、電荷が変化しない場合を考えることもできる。これを中性カレントという。1967 年 S. Weinberg と A. Salam は独立に、電磁相互作用と弱い相互作用の類似性を強調することによって、両者を融合した統一場の理論を組立てることに成功したが、この理論のなかには中性カレントの積の形の相互作用が含まれている。この項は Z^0 ボソンの交換によって生じる。 Z^0 ボソンは、荷電カレントを媒介する W ボソンと同様に質量が約 $90 \text{ GeV}/c^2$ である。中性カレントの存在は、ニュートリノと電子の散乱現象において確認された。さらに電子の核子や重陽子による散乱でのバリティーのやぶれ、原子から放出される光の偏光面の回転、原子核から放出される γ 線の円偏光、中性子横偏極の回転など、数少ない物理量の精密測定によって検証されている。

弱い相互作用の特徴は、このようにバリティーのやぶれをはじめとする、各種対称性のやぶれである(⇒素粒子の相互作用)。

弱い普遍性 [英 weak universality, 仏 universalité faible, 露 слабая универсальность] ⇒ 普遍性

四因子公式 [英 four factor formula, 独 Vierfaktorformel, 仏 formule des quatre facteurs, 露 формула четырех сомножителей] 熱中性子炉の増倍率を 4 つの因子で表現する公式。無限大の大きさをもつ熱中性子炉の増倍率(無限増倍率: k_∞ と書く)は、図に見られるように、1 回の熱中性子核分裂によって発生した中性子数 $N(0)$ に対するこの中性子が次に熱中性子核分裂を起したときの発生中性子数 $N(4)$ の比で定義される。すなわち $k_\infty = N(4)/N(0)$ 。一方、この間の中性子の挙動を順を追って見ていくと、図

の自動補正, 像再生, 実時間ホログラフイー, 光波の増幅・発振, 光ゲートなどである。

四光波混合の他の重要な応用として各種の非線形分光法がある。入出力の周波数のほか, $2\nu_1$, $\nu_1 - \nu_2$ などを物質の遷移周波数または緩和定数に近づけて分光を行い, 混合媒質の物性を研究する。コヒーレント反ストークスラマン分光, 共鳴レイリー型光混合などがその例で, さらに過渡現象を取り入れることにより豊富な情報が得られる。

4 スピン交換相互作用 [英 four spin exchange interaction, 独 Vierspinwechselwirkung, 仏 interaction d'échange à quatre spins, 露 четырёхспинное обменное взаимодействие] 磁性体においてスピンの間に働く相互作用のひとつ。一般に結晶の各格子点に局在したフェルミ粒子のスピンの間には

$$\sum_{P \neq Q} \delta_P J_P P^Q \quad (1)$$

という交換相互作用が働く。ここに J_P は

$$J_P = \int \psi^*(r_1, r_2, \dots, r_N) (H - E_0) \times P \psi(r_1, r_2, \dots, r_N) dr_1 \dots dr_N \quad (2)$$

で与えられる積分で通常交換積分とよばれる。 $\psi(r_1, r_2, \dots, r_N)$ は格子点に局在した N 粒子系の波動関数, P は N 個の粒子の座標についての置換演算子であり, P^Q はスピン座標についての置換演算子である。 δ_P は置換が偶置換の場合には +1 を, 奇置換の場合は -1 をとる。 J_P は常にマイナス符号をもつ。 E は恒等置換を意味し, E_0 は各局在粒子の一体のエネルギーの和である。 H は粒子間の相互作用を含んだ全系のハミルトニアンである。式(1)において P^Q として最近接スピン間の交換をとれば

$$P_{12}^2 = \frac{1}{2} (1 + 4(S_1 \cdot S_2)) \quad (3)$$

のように P_{12}^2 は 2 つのスピン演算子によって表される。この場合通常の直接交換相互作用が導かれる。最近, 固体ヘリウム $3(^3\text{He})$ の核スピンの間には 4 スピン交換相互作用が働いていて, これが固体ヘリウム 3 の反強磁性スピン構造に重要な役割を担っていることが明らかになった。このスピンの相互作用は, 体心立方格子の最近接 ^3He 原子をつないでできる菱形の頂点に位置した 4 つのスピンを S_1, S_2, S_3, S_4 として

$$-2J_P \{ (S_1 \cdot S_2)(S_3 \cdot S_4) + (S_1 \cdot S_4)(S_2 \cdot S_3) - (S_1 \cdot S_3)(S_2 \cdot S_4) \} \quad (4)$$

のように表される。このようなスピン交換相互作用は式(1)における P^Q として P_{1234}^2 をとり, $P_{1234}^2 = P_{12}^2 P_{13}^2 P_{14}^2$ において, P_{12}^2 として式(3)の関係をを用いて理論的に導かれる。固体ヘリウム 3 においてこのような高次の交換相互作用が効いてくるのは, ^3He 原子がハードコアをもつという特殊事情による。また, 局在電子系反強磁性体のあるもの, たとえば NiS_2 などにおいても, 4 スピン交換相互作用の存在が確認されている。3 スピン交換 P_{123}^2 の場合には $P_{123}^2 = P_{12}^2 P_{13}^2$ において式(3)の関係をを用いれば, 2 スピン相互作用の和に帰着し, 新しい型の相互作用は現れない。

四体フェルミ相互作用 [英 four-fermion interaction, 独 Vierfermionenwechselwirkung, 仏 interaction de quatre fermions, 露 четыре-фермионное взаимодействие] \Rightarrow 弱い相互作用

四端子回路 [英 four-terminal network] = 二端子

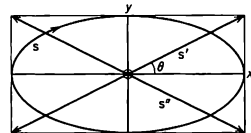
対回路

4 π 計数 [英 4 π detection, 独 4 π -Detektor, 仏 détecteur 4 π , 露 4 π -детектор] 放射線源もしくは原子核, 素粒子反応の起った点からすべての方向に放出される粒子や γ 線を全立体角で計数すること。4 π 型の検出器は構造上検出効率, 幾何学的効率ともにほぼ 100% 近くなる。 α 線や β 線を 4 π 計数するには計数すべき線源をガスフロー型のカウンターの内部に入れるものが多く, いわゆる絶対測定によく用いられる。特に微弱な放射線の測定に利用されることが多い。また線源をシンチレーションカウンターや半導体検出器で取囲む方法も用いられている。原子核, 素粒子反応の生成物の測定は装置が大がかりなので 4 π 計数は容易でない。しかし反応の際多くの粒子を発生する多重発生測定, スピン依存性などの測定には全立体角を覆う 4 π 計数がどうしても必要である。一方, 反応断面積の小さい現象の測定の場合には検出効率をあげるうえで 4 π 計数に近い立体角を覆う検出器が望ましい。

泡箱は標的自身が検出器なので 4 π 計数を行うことができる。一方, カウンターを用いた実験では標的のまわりをシンチレーションカウンターホドスコープ, マルチワイヤーチェンバーなどの計測器で取囲む方法がとられている。これらの標的と計測器をそっくり大型の電磁石の中に入れて反応生成粒子の運動量を測定するスペクトロメーターも建設された。またビーム衝突型加速器に備えつけられる測定器はおおむね 4 π に近い立体角を覆うものが多く, 主としてビームの方向を軸としたソレノイドコイルの外内にドリフトチェンバー, プロポーションアルチェンバー, シンチレーター, チェレンコフ・カウンターを組込んで, ビーム衝突によって発生した粒子をとらえている。

一方, 反応の際発生する全 γ 線, 電子などを測定することを目的としてシンチレーションカウンターなどで反応発生点を球型で取囲むクリスタルボール型の 4 π 計数器もつくられている。

1/4 波長板 [英 quarter-wave plate, 独 Lambda-Viertel-Plättchen, 仏 lame quart d'onde, 露 четвертьволновая пластинка] 互いに垂直な方向に振動する直線偏光間の光路差を 1/4 波長だけ変化させる波長板 (\Rightarrow 移相子)。光軸に平行に研磨した水晶の平行平板や白雲母でつくられる (\Rightarrow 1/2 波長板)。図に示すように, 1/4 波長板の中性



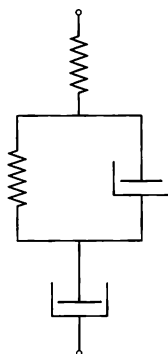
軸 x とある角 θ をなす直線偏光 s' が紙面の裏側から垂直上向きに入射すると, 1/4 波長板を透過した光は中性軸 x ともう 1 つの直交する中性軸 y 方向に長軸と短軸をもつ楕円偏光 s となる。楕円偏光の回転の向きは, y 軸が速い軸のときは, 図に示されているよう右まわりとなる。 x 軸が速い軸のときは左まわりとなる。もし入射直線偏光が中性軸と 45° の角をなすときは円偏光になる。

逆に任意の楕円偏光が 1/4 波長板に入射するとき, 波長板の中性軸を楕円偏光の主軸に合わせると, 楕円偏光の楕円率に相当した方位をもつ直線偏光に変換されるので, これは楕円偏光の解析 (\Rightarrow 偏光解析法) の基本的な素子となる。入射楕円偏光が右まわりか左まわりかは, 1/4 波長板

の速い軸を 90° 以下の回転で射出直線偏光の透過軸方向に重ねたとき、その回転方向が光に正対して反時計まわりなら右まわり、時計まわりなら左まわりである。図の s' は右まわり楕円偏光が、 x 方向に速い軸を有する $1/4$ 波長板に紙面の裏面から垂直上向きに入射した場合の射出直線偏光に相当する。もし、入射楕円偏光が左まわりで x 方向が速い軸のとき、あるいは入射楕円偏光が右まわりで y 方向が速い軸に相当するときは、射出直線偏光の方位は楕円偏光を囲む長方形の s' でないもう一つの対角線方向 s'' となる。

四要素模型 [英 four element model, 独 Vierendelement-Modell, 仏 modèle à quatre éléments, 露 модель четырёх элементов] ばねとダッシュボットの要素を直列に結合したマクスウェル模型と、並列に結合したフォークト

模型とをさらに直列に結合した4つの要素から成る力学模型を、四要素模型またはパーガース模型という。この模型は、応力を加えたときの瞬間的な弾性変形やその後の定常流動とともに、中間段階として遅れ弾性の性質を表すことができる。これらの性質は、高分子の粘弾性体のもつ最も基本的な性質であり、四要素模型はこれを実現する最も簡単な模型である。4つの要素には別の結合のしかたもあるが、等価なものと考えられる。



ら

ライデン瓶 [英 Leyden jar, 独 Leidener Flasche, 仏 bouteille de Leyde, 露 лейденская банка] 1745年にE. G. van Kleistが、翌年オランダのライデン市のP. van Musschenbroekが独立に初めて電気を蓄えることに成功した。その装置が今日ライデン瓶とよばれているものである。その構造はガラス瓶の内と外の面に金属箔を張ったものであり、今でいうコンデンサーである。このライデン瓶の発明により多量の電気を蓄え、それを一瞬に使うことができるようになった。ライデン瓶の放電が振動的であることは1860年ごろ確認され、H. R. Hertzによって、電磁波の発生に応用された。

ライトガイド [英 lightguide, 独 Lichtleiter, 仏 guide de lumière, 露 световод] = ライトパイプ

ライトコーン = 光円錐

ライトパイプ [英 light pipe, 独 Lichtleiter, 仏 conduit de lumière, 露 светопровод] 発光体または蛍光体内などで発生した光を別の点に移す機能をもったものをいい、ライトガイドともいわれる。たとえばシンチレーションカウンターの場合、シンチレーターで発生した光を光電子増倍管まで送るもので、ガラスやアクリルの板がよく使われる。ライトパイプに要求される性質としては、光の透過率のよいもの、加工性のよいもの、屈折率が、発光体や受光体とあまり変わらないもの、放射線に強いものなどがある。最近では、ガラスファイバー、プラスチックファイバーなども場合によっては使われている(⇒シンチレーションカウンター)。

ライトペン [英 write pen, 独 Schreibfeder, 露 световое перо] 計算機の表示装置の表示面上の位置に関する情報を、制御装置を経て計算機システムに伝送させるペン状の電子機器。先端のセンサーにより入力が行われる。

ライプニッツ Leibniz, Gottfried Wilhelm 1647.7.1—1716.11.14 ドイツの哲学者、数学者。ライプツヒの生れ。恵まれた知的環境の中で育てられ、幼少時代から哲学書に親しむという早熟ぶりを示した。ライプツヒ大学とイエナ大学で学んだ後、1666年にアルトドルフ大学で法学博士の学位を取り、かたから当地の鍊金術家達とも親密な関係を結んだ。そしてこの交友が機縁となり、マイニン選帝侯の臣となった。1672年 政治的任務を帯びてパリに赴き、太陽王 Louis 十四世にエジプト遠征を献策したが、不成功に終わった。だが数年に及ぶパリ滞在は、彼の思想的発展における重要な転機となった。第一級の学者たちの知遇を得て、唯物論、原子論、デカルト主義などの思想的諸潮流を直接体験することができたからである。なかでも実り豊かな成果をもたらしたのは、C. Huygens に師事し、当時の最高水準の数学と物理学を修得したことである。1672年にドイツに戻り、ハノーバー侯家に仕えた。1700年にはベルリンに招かれ、当地にアカデミーを創立するのに重要な役割を果たした。だが晩年は疎んじられ、不遇のうちに生涯を閉じた。

彼の科学的業績は主として力学と数学に分けられる。力

学では、「動力学」(羅 *dynamica*) という新語をつくるとともに、Huygens の衝突理論を思想的に発展させ、1686 年以降 活力(羅 *vis viva*)、つまり質量と速度の二乗との積が保存されることを主張し、運動量、つまり質量と速度の積が保存されるとするデカルト主義者やニュートン主義者に反対した。これはある意味ではエネルギー保存則への予感を秘めた重要な問題提起でもあった。また数学では、1673 年ころから「固有三角形」の概念を基盤として、微積分法の完成に努め、それを 1684 年と 1686 年に初めて公表した。そのほかに論理計算法や、点の計算による位置解析法を着想したことも見逃せない。論文集として *Mathematischen Schriften* (全 7 巻, 1849—63 年)と *Die philosophischen Schriften* (全 7 巻, 1875—90 年)がある。

ライブラリー関数 [英 library function, 露 библиотечная функция] FORTRAN などの高級言語を用いてプログラムを書くときに、言語処理系で用意されているためにプログラマーが定義しないで使ってよい関数をいう。標準関数ということもある。ライブラリー関数には ABS のような組み込み関数と SQRT や EXP のような基本外部関数の 2 種類がある。前者は開いたサブルーチンとして目的プログラムの中に組み込まれるのに対し、後者はプログラマーが定義した関数副プログラムと同じ扱いの閉じたサブルーチンである。普通の使用法ではこの区別はほとんど問題にならないが、注意すべきことは、組み込み関数を副プログラムの実引数とすることが許されていないことである。

雷放電 [英 lightning discharge, 独 Blitzenladung, 仏 décharge de la foudre, 露 грозовой разряд] 大気中に発生する巨大な放電現象で、一般には、(1) 雲内放電、(2) 雲間放電、(3) 大地間放電、(4) 大気放電の 4 つに分類される。これらの放電形式については、その観測の困難さから不明の点が多いが、そのうち大地間放電の大部分は次のような過程で起ると考えられている。まず、負の電荷に帯電した雷雲より大地に向かって先駆放電が発生し、これが段階的に成長しながら繰返して大地・雷雲間を結ぶと、地表より正のストリーマーが上昇して放電路を形成する。この放電路を通して大地側から帰還電撃が上昇して、先駆放電による負電荷を中和する。さらにしばらくの後、同一の放電路を通して雲から矢型先駆放電が走り、再び大地より帰還電撃が雲へ向かいこれが繰返される。一方、帰還電撃の後、しばらく弱い電流と発光を伴う連続放電をたどる場合もあり、一般に大地雷電ではこれら 2 つが複合して発生しているといわれている。

ライマン Lyman, Theodore 1874.11.23—1954.10.11 アメリカの実験物理学者。ボストンの生れ。ハーバード大学で学位取得(1900 年)。キャベンディッシュ研究所、ゲッチンゲンで研究。1907 年 ハーバード大学助教授、1910—47 年 同大学ジェファーソン物理学研究所所長、1917—26 年 同大学教授。学位論文では、H. A. Rowland の凹面格子による測定の際、周期的な誤差によって現れるスペクトル線(ライマン・ゴースト)を分類。凹面格子とシューマン乾板を使って、遠紫外部領域、いわゆる波長 1200—600 Å の「ライマン領域」のスペクトル研究を行い、1914 年「ライマン系列」を発表、1917 年にはこの領域を 500 Å にまで広げた。アメリカ芸術科学アカデミーのラムフォード・メダル、アメリカ哲学学会のエリオット・クレッソン・メダル、アメリカ光学会のフレデリック・アイブズ・メダル受賞。その他、アメリカのいくつかの学会の

会長も務めた。[著書] *The Spectroscopy of the Extreme Ultra-Violet*, 1914.

ライマン α 線 [英 Lyman α line, 独 Lyman α Linie, 仏 raie Lyman α] H 原子の主量子数が2のエネルギー準位($2P$)と1のエネルギー準位($2S$, 基底状態)との間の遷移によって生じる波長(121.5nm)の2本のスペクトル線。ライマン系列の最も長波長の線である。ライマン系列の波長は $\lambda^{-1} = R_H(1/1^2 - 1/n^2)$ ($n=2, 3, 4, \dots$, $R_H=109677.6 \text{ cm}^{-1}$) で表される。ライマン α 線は H 原子のスペクトル線の中では最も強く、宇宙を構成する元素の大部分は H であるから、天体の放射するスペクトル線として重要である。特に恒星の外層大気(彩層)におけるエネルギーのつり合い、恒星の放射と星間ガスの相互作用、銀河の中心核などにおける放射損失において重要な役割をもっている。H より重い原子についての水素線イオンからのライマン α 線の波長は 121.5 Z² nm (Z は原子番号)で与えられる。鉄の水素線イオンからのライマン α 線(0.178 nm)までが天体の高温プラズマからの放射として見つかった。

ライマン系列 [英 Lyman series, 独 Lyman-Serie, 仏 série de Lyman, 露 серия Лаймана] \Rightarrow 水素原子のスペクトル

ライマン・ゴースト [英 Lyman ghost, 独 Lyman-Geist, 仏 ghost de Lyman, 露 дух Лаймана] \Rightarrow ゴースト

ライル Ryle, Sir Martin 1918.9.27—1984.10.14
イギリスの電波天文学者。イギリスに生れ、第二次世界大戦中は軍用レーダーの研究に従事。終戦後ケンブリッジ大学キャンベディッシュ研究所研究員となり、1959年初期の電波天文学教授となる。1982年に引退するまで同研究所に勤務した。彼は電波干渉計技術としての、位相切換え法、開口合成法の創始者である。前者により電波干渉計は非常に高感度・高精度となり、数百個の電波源を発見した。また、電波源の位置を正確に測定し光学的な天体と特定した。それらのなかには白鳥座 A、カシオペア座 A などがあり、その後の研究の発展につながった。開口合成法では、電波源の輝度分布が詳しく測られるようになる。銀河中心核の爆発によって高エネルギー粒子の雲が宇宙空間に放出されるようすが初めて明らかになった。また、多くの電波源の数を数えて宇宙の初期には多くの銀河がさかんに爆発していたことを明らかにした。この業績が1974年のノーベル物理学賞の直接の受賞理由となった。彼に率いられたケンブリッジ大学の電波天文学研究は大いに発展した。パルサーを発見して Ryle と同時にノーベル賞を受賞した A. Hewish もこのグループのメンバーである。また Ryle は、ノーベル賞以外にも国際電学科学連合バンデルポール・メダル、ロンドン王立協会ゴールド・メダルなどの受賞歴がある。

ラインプリンター [英 line printer, 独 Zeilendrucker, 露 строчно-печатающее устройство] 計算機の出力装置の一種。インパクトプリンターの代表的なもので、各けた対応に独立した印字機構をもっていて1行を一度に印字できることから、行印刷装置ともいう。活字が円筒状に並んだものと、チェーン状に並んだものがある。いずれも該当の活字が印字位置に来たときに裏面にハンマー状のもので、当該活字に衝撃を与えることにより目的を達する。その印字速度は毎分2000~3000行のものが多く、これに反して、1文字ずつ印字するプリンターを、シリアル

プリンターという。

ラウエ Laue, Max Theodor Felix von 1879.10.9—1960.4.24 ドイツの理論物理学者。コブレンツ近郊に生れる。ベルリン大学に学び M. Planck に師事。1903年に論文「平行平面板における干渉現象」によって学位を取得した。1905年 Planck の助手になり、次いで1909年ミュンヘン大学の私講師となった。X 線回折の発見は同大学に在任中の1912年になされた。原子的尺度の周期の格子構造をもつと想像される結晶に、この周期と同程度の波長の波動を当てれば、ある種の回折現象が現れるのではないかという予想を、実験家の W. Friedrich と P. Knipping とともに追求して結晶による X 線回折の観察に成功した。これによって X 線の波動性と結晶の格子構造とを同時に実証し、その成果により1914年度のノーベル物理学賞を得た。1912年にチューリヒ大学の物理学員外教授、1914年にフランクフルト大学の物理学教授となった後、1919年にベルリン大学の物理学教授に就任し、1943年まで在職した。X 線、電子線の結晶による回折現象、光学、相対性理論、熱力学、超伝導などに関する多数の論文がある。ナチスには同調せず、ナチスによって解任された科学者の救済、亡命の援助などの努力をひそかに続け、みずからはドイツの将来の復興に備えて国内にとどまった。第二次世界大戦の終結後直ちに西ドイツのドイツ物理学会の再建、国立物理学研究所の再編成、マックス・プランク協会の復興などに努力を注いだ。1951年以降ベルリンのマックス・プランク協会フリッツ・ハーバー研究所長であった。交通事故のため、80歳で急逝した。

ラウエ・カメラ [英 Laue camera, 独 Laue-Kamera, 仏 chambre de Laue, 露 камера Лавэ] 単結晶による X 線の回折像をラウエ法により記録する装置。入射線側よりコリメーター、結晶支持台、フィルムカセットによって構成される。試料結晶は細いガラス棒の先端に取付けられ、ゴニオメーターヘッドにより保持され、方位の調節をすることができる。フィルムは普通、平面フィルムが使用される。大きな結晶や塊状の結晶の回折像を記録するためには、フィルムカセットが入射線側に置かれた背面ラウエ・カメラが利用される(\Rightarrow ラウエ法)。

ラウエ関数 [英 Laue function, 独 Laue-Funktion, 仏 fonction de Laue, 露 функция Лавэ] M. von Laue の X 線回折理論に現れる関数。彼は可視光が二次元格子によって回折される現象との類推から、X 線がアングストローム程度の波長をもつ電磁波であるならば、結晶の三次元格子によって回折されるだろうと予想し、W. Friedrich 及び P. Knipping とともに有名な X 線回折現象を発見した(1912年)。彼はその最初の論文の第一部で、結晶による X 線回折現象に理論的根拠を与えた(\Rightarrow 運動学的回折理論)。すなわち、回折斑点の中心を与える条件や斑点の大きさと結晶の大きさとの関係を導いた。これらの事柄を記述する関数 L (式(4))をラウエ関数とよぶ。

結晶格子の格子点に散乱振幅 σ をもつ散乱体(原子)が規則正しく配列するならば、結晶全体による散乱波の振幅は、各原子からの散乱波の総和として

$$\Psi \cdot \frac{e^{-ikR}}{R} \sum_m \sum_n \sum_p \exp i(k(a_0 - a_s) \cdot R_{mnp}) \quad (1)$$

で与えられる。ここに R は結晶から十分離れた観測点までの距離、 k は散乱波の波数($2\pi/\lambda$)で、 a_0 および a_s はそれぞれ入射波および散乱波の方向を表す単位ベクトルであ

る。 R_{mnp} は格子点の位置ベクトルで、 (a_1, a_2, a_3) を格子の基本ベクトルとすると

$$R_{mnp} = ma_1 + na_2 + pa_3 \quad (2)$$

と書かれる。 (m, n, p) は 0 を含む正負の整数である。 $a = a_0 - a_3$ と書き、 $A = k(a \cdot a_1)$ 、 $B = k(a \cdot a_2)$ 、 $C = k(a \cdot a_3)$ とすれば、式(1)は

$$\Psi \frac{e^{-ikR}}{R} \sum_m \sum_n \sum_p \exp i\{mA + nB + pC\} \quad (3)$$

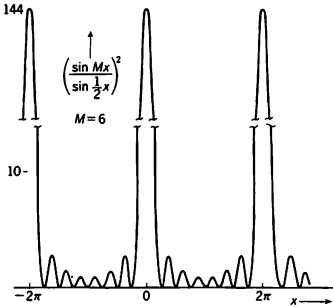
となる。 Laue は、簡単のため、 (m, n, p) が $(-M, M)$ 、 $(-N, N)$ 、 $(-P, P)$ の範囲にあるとした。 すなわち結晶の外形が基本格子と相似な平行六面体であると仮定した。 この場合、回折強度は $|\Psi|^2 \cdot (1/R^2) \cdot L$ で与えられる。 ただし

$$L = \left\{ \frac{\sin MA}{\sin(1/2)A} \right\}^2 \left\{ \frac{\sin NB}{\sin(1/2)B} \right\}^2 \left\{ \frac{\sin PC}{\sin(1/2)C} \right\}^2 \quad (4)$$

$\{\sin Mx / \sin(1/2)x\}^2$ は図のような関数である。 (h_1, h_2, h_3) を 0 を含む正負の整数とすると

$$A = 2\pi h_1, \quad B = 2\pi h_2, \quad C = 2\pi h_3 \quad (5)$$

のとき L が鋭い最大値をとることがわかる。式(5)が有名なラウエの回折条件である (\Rightarrow ラウエの回折条件)。



ラウエ関数の例 ($M=6$ の場合)

ラウエ群 [英 Laue group, 独 Laue-Gruppe, 仏 groupe de Laue, 露 группа Лавэ] 単結晶による X 線回折強度像の対称性を表す点群。キューリーの原理として知られる一種の因果律によると、結晶で観測される物理現象の対称性(結果)には、結晶構造の対称性(原因)はすべて反映されるはずである。したがって、結晶構造の点群を G_{cryst} 、この結晶による X 線回折強度像の点群を G_X とすると、 $G_{\text{cryst}} \leq G_X$ となる。これは、結晶構造に存在しない対称要素でも、その結晶の X 線回折強度像には出現することがあることを示している。実際、結晶構造が特別な条件を満たせば、X 線回折強度対称が上昇することが知られている。しかし、どのような結晶構造であろうとも、異常分散がない限り、X 線回折強度像の対称性には必ず $\bar{1}$ (対称心)が存在することは、フリーデル則として知られているから、X 線回折強度像の対称性は結晶点群のうち $\bar{1}$ を部分群として含む 11 の点群 $\bar{1}$ 、 $2/m$ 、 mmm 、 $4/m$ 、 $4/mmm$ 、 $\bar{3}$ 、 $3m$ 、 $6/m$ 、 $6/mmm$ 、 $m\bar{3}$ 、 $m\bar{3}m$ のどれかに限られる。これらをラウエ群という。ある結晶による X 線回折強度像の対称性が、ラウエ群 G_X であれば、その結晶の構造は G_X の部分群であるはずである。

ラウエ図形 [英 Laue pattern, 独 Laue bild, 仏 figure de Laue, 露 фигуры Лавэ] \Rightarrow ラウエ斑点

ラウエ・ゾーン [英 Laue zone, 独 Laue-Zonen, 仏

zone de Laue, 露 зона Лавэ] 薄い単結晶からの高速電子線回折図形に現れる環状の領域の名称。この回折図形はエワルドの反射球の曲率半径が大いためと入射電子と結晶との相互作用が強いため、同時反射 (\Rightarrow 偶発的の同時反射、系統的同時反射) が起きやすいことに起因している。いま、かりに電子線が晶帯軸 $[hkl]$ に平行に入射したとすると、この晶帯に属する結晶格子面群による逆格子点の集合は逆空間内に 1 つの面をつくる。さらに図 1 のようにこれに平

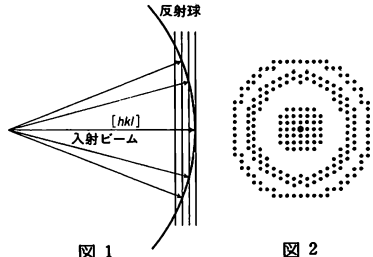


図 1

図 2

行な面が得られ、エワルド反射球は第一の面に接したのち、次々と面を切つてゆく。この切り口付近の逆格子点による回折点は図 2 のように環状の領域で回折図形に形成する (\Rightarrow エワルドの作図)。これらの領域は内側より、第 0、第一、第二、… ラウエ・ゾーンとよばれる。

ラウエの回折条件 [英 Laue conditions, 独 Lauesche Bedingungen, 仏 conditions de Laue, 露 условия Лавэ] X 線、粒子線など波長の短い波動が結晶格子によって著しい強度の回折波として散乱される条件。1912 年 M. von Laue が導いた。結晶軸(結晶格子の単位胞の一隅で交わる 3 つの稜)をそれぞれ a, b, c とし、入射波の進行方向が a, b, c とする角をそれぞれ $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ 、同じく回折波の進行方向が a, b, c とする角をそれぞれ α, β, γ とするとき、ラウエの回折条件は

$$a(\cos \alpha - \cos \alpha_0) = \lambda h_1, \quad b(\cos \beta - \cos \beta_0) = \lambda h_2,$$

$$c(\cos \gamma - \cos \gamma_0) = \lambda h_3$$

の 3 個の等式で与えられる。ただし λ は波長、 h_1, h_2, h_3 はそれぞれ 0 を含む正または負の整数である。これらの等式が満たされるとき結晶の構造単位を代表する各格子点からの散乱波が同位相になって強められる。ラウエの回折条件はブラッグの回折条件と同等である (\Rightarrow ブラッグの法則)。 h_1, h_2, h_3 をラウエ指数あるいは反射指数という (\Rightarrow ブラッグ反射)。

ラウエの定理 [英 Laue theorem] 単位エネルギー当りの電子の密度は電子を閉じ込めている容器の表面にあまり近くない限り容器の中のどこでも同じで、表面の形によらないエネルギーの関数として与えられる。しかし、着目しているエネルギー E に対応する波長程度に壁に近づくとき境界としての壁の影響が現れる。以上のことは熱放射の問題に関連して、電磁波の場合について M. von Laue が議論したのでもラウエの定理とよばれている。この定理はすべての波動力学の問題、例えば、電磁波(フォトン)、フォノン、結晶の周期ポテンシャル中の電子、さらには、不純物原子を一種の境界と考えることによって希薄合金の問題にも適用できる。

ラウエ斑点 [英 Laue spot, 独 Laue-Fleck, 仏 tache de Laue, 露 пятно на лауэграмме] 薄い結晶片に連続 X 線の細束を当て、後方に写真フィルムを置いて露出すれば

ば、多くの回折斑点からなる回折像が得られる。この像をラウエ図形といい、斑点をラウエ斑点とよぶ。1912年に M. von Laue らが実験的に発見した。この実験条件では結晶内の各格子面と入射 X 線束との間の角は固定されているが、連続的な波長分布の中からそれぞれ適当な波長の X 線が選択的にブラッグの回折条件を満足しうる。ラウエ斑点はそれぞれある格子面によるブラッグ反射によってつくられ、その波長成分は斑点の位置と異なる。X 線が結晶のある対称軸に沿って入射するとき、ラウエ斑点の分布もこの対称軸に対応する対称性を示す。ラウエ図形は結晶の方位ならびに結晶の対称性の判定にしばしば利用される。

ラウエ法 [英 Laue method, 独 Laue-Methode, 仏 méthode de Laue, 露 метод Лавэ] 試料単結晶を動かさずに、連続 X 線を用いて、前方に置かれた平面フィルムにラウエ斑点を記録する方法。強い入射線が必要であるのでタングステン対陰極の X 線管がよく用いられる。ラウエ法は回折図形上に直接現れる結晶の対称要素を調べたり、既知結晶の方位を見いだすのに利用される。また、大きい結晶や、塊状の結晶を試料とする場合には、入射線コリメーターに貫かれた平面フィルムを入射線側に置き、後方に回折された X 線を記録する背面ラウエ法がある。また、単色 X 線を使用して散漫散乱を調べることもできる。

ラウエーランジュバン研究所 [英 The Institute Laue-Langevin, 独 Das Institut Laue-Langevin, 仏 l'Institut Laue-Langevin] 原子炉から出る中性子を用いた各種の研究を行うため、フランス、西ドイツ、イギリスの3ヵ国が共同で運営している研究所で、フランスのグルノーブルにある。ILL と略称される。1967年にフランスと西ドイツが研究所を創設し、それぞれの国の代表的な物理学者 P. Langevin と M. von Laue の名を冠して研究所名とした。イギリスは1973年から参加した。全所員は430名、そのうち専門の研究者は100名、技術者は270名である。全所員中、イギリスおよび西ドイツ国籍のものは、それぞれ約70名であって、残りはフランス国籍である。研究者100名については、3ヵ国の人数はほぼ同数である。年間予算は、1.94億フラン(1981年)で、3ヵ国が1/3ずつ出資している。西ドイツはカールスルーエの核研究センター(KFK)、イギリスは科学技術会議(SERC)を通じて分担金を支払っており、フランスは原子力委員会(CEA)と国立科学研究センター(C.N.R.S.)がそれぞれ半分ずつ分担している。研究所の中心施設である原子炉は、研究用としてはヨーロッパ最大の出力(57MW)を有し、放出される中性子の強度は、 10^{18} 個/s・cm²に達する。この中性子を用いて、同時に30ないし40の実験を行うことが可能である。主な研究分野は、固体物理学および物質科学、化学、生物学、核物理学および素粒子物理学の4つである。原子炉は、年6回44日連続、合計1年に264日運転されており、故障率は1.5%と極めて低い。年間来所する研究者の数は1600ないし1800で、毎年700近い実験が行われている。これらの研究を支えるために、研究所は原子炉の運転保守、測定機器の整備などを担当するとともに、研究所自身の研究部門があって研究を進めている。3ヵ国以外の諸国からの来訪者も多く、国際的な研究センターとして重要な役割を果たしている。

ラウス模型 [英 Rouse model, 独 Rouse-Modell, 仏 modèle de Rouse, 露 модель Пауса] 長くて屈曲しやす

い高分子を抽象して、 $(N+1)$ 個の小球と N 個のばねを交互に、互いに自由回転できるように連結した鎖をラウス模型、またはばね鎖模型という(P. E. Rouse, 1954年)。ガラス転移点以上にあるとき、あるいは溶液中のポリスチレンのような場合、主鎖のC-C結合のまわりの隣接部分の分子内回転はかなり自由で、分子内で激しい熱運動が起っており、高分子のコンフォメーションは時々刻々変化している。そこで化学結合長、結合角、内部回転障害など分子の微細構造は無視して、連続した主鎖炭素原子20個程度の部分をひとつの小球とし、小球間はフックの法則に従うばねで代表させる。この要素をセグメントともいう。ラウス模型は、セグメントの二乗平均長 l^2 、その個数 N 、および溶媒に対する小球の摩擦係数 ζ などで特徴づけられる。 N は高分子の分子量 M に比例し、ばねはエン트로ピー弾性に起因し、そのばね定数は $3kT/b^2$ に等しい。また小球は質点として取扱ひ、溶媒、同じ高分子内、およびほかの高分子とはこの小球を通して作用しう。たとえば小球は溶媒との相対速度に比例する抵抗を受けると仮定する。ラウス模型を基礎として、高分子物質のゴム弾性を初めとする力学的、熱力学的、電気的性質、また粘性、粘弾性など種々の物性が論じられた。分子内、分子間相互作用のないとき、両端間距離 R はガウス分布に従い、その二乗平均は $\langle r^2 \rangle = Nb^2$ となる。またこのとき鎖は、 $\tau_n = \tau_0/n^2$ ($n=1, \dots, N$)で与えられる緩和時間分布をもち、最大緩和時間 τ_0 は N^2 に比例し、その固有粘度 $[\eta]$ は N に比例する。小球どうしの相互作用を考慮すれば排除体積効果も取扱ひえて、 $\langle r^2 \rangle \propto N^{2\nu}$ とすると、 $0.5 < \nu \leq 0.6$ が予想される。またガウス鎖で、流体力学的相互作用の強いときは $[\eta] \propto N^{1/2}$ となる(\Rightarrow 流体力学的相互作用)。

J. G. Kirkwood は1949年に主鎖原子間の結合長、結合角、内部回転障害をも含めた一般論を提案していたが、その理論は測定値と比較できる具体的結果を得るに至らなかった。ラウス模型は近似的ではあるが、この難点を解決した意味でも重要である。最近、 $N \rightarrow \infty$, $b \rightarrow 0$, $Nb =$ 有限とする連続鎖の模型についての研究も進み、スケールン法則やくりこみ群理論の適用もされている。

ラウドネス = 音の大きさ

ラウールの法則 [英 Raoult law, 独 Raoult'sches Gesetz, 仏 loi de Raoult, 露 закон Рауля] 溶液がそれぞれの成分の蒸気の混合した気体と平衡にあるとき、各成分の蒸気の分圧は溶液のその成分のモル濃度に比例するという法則。フランスの物理化学者 F. M. Raoult より1888年に発見された。具体的には次のようなものである。ある温度で各成分が純粋に存在するときの蒸気圧を p_1^0, p_2^0, \dots とすると、各成分のモル濃度が x_1, x_2, \dots のときの分圧は

$$p_1 = x_1 p_1^0, \quad p_2 = x_2 p_2^0, \dots$$

で与えられる。この法則がどの濃度でも成り立つのは溶液が理想溶液で蒸気が理想気体の場合であるが、十分希薄な溶液の場合には、一般に溶媒の蒸気圧について上記の法則が成り立ち、これは溶媒の蒸気圧降下を記述することになる。

ラカー Racah, Giulio 1909.2.9—1965.8.29 イスラエルの理論物理学者。イタリアのフィレンツェで生れ、フィレンツェ大学を卒業して同大学で理学博士の学位を得た後、ローマ大学の E. Fermi の下と、チューリヒ連邦理工科大学の W. Pauli の下で研究を行った。1932年には、23歳の若さでフィレンツェ大学の正教授となり、6年間この

地で過した後、ピサ大学に移ったが、イタリア政府の反ユダヤ人政策のため同国を去ることを強いられ、翌 1939 年にイスラエルに移った。彼は直ちにエルサレムのヘブライ大学の理論物理学教授となり、物理学教室主任に任命された。先祖が、紀元 1 世紀にパレスチナの地を追われイタリアに移住したこともあり、Racah は 1948 年のイスラエル建国の前には、地下武装組織ハガナに参加して、イスラエルのために戦った。1950 年にはアメリカに行き、プリンストン高等研究所とワシントンの国立標準局(NBS)に 1 年間滞在した。1960—63 年には、イスラエル科学人文アカデミーの科学部長を務め、1961 年には、ヘブライ大学学長に選出されるなど活躍を続けたが、生地フィレンツェでガス中毒事故により 56 歳で死去した。

彼の業績は、原子の超微細構造や陽電子論への貢献に始まり、分子・原子・原子核・素粒子の分野から、液体の比熱論にまで及んでいる。その中心は分光学であり、角運動量の量子論におけるラカー係数の導入と展開は特に有名である。〔主著〕*Irreducible Tensorial Sets* (U. Fano と共著), 1959。

ラカー係数 [英 Racah coefficient, 独 Racah-Koeffizient, 仏 coefficient de Racah, 露 коэффицент Рака] 3 個の角運動量を異なる順序で結合した状態間の交換係数。結合方式 $J_1+J_2=J_{12}$, $J_{12}+J_3=J$ に対応する固有関数 $\psi(j_1j_2(j_{12})j_3jm)$ は $\psi(j_1j_2j_{12}m_{12})$ と $\psi(j_3m_3)$ の積にクレブシュ-ゴルダン係数を乗じて和をとって得られる (\Rightarrow クレブシュ-ゴルダン係数)。もうひとつの結合方式 $J_2+J_3=J_{23}$, $J_1+J_{23}=J$ にたいしても同様に固有関数 $\psi(j_1j_2j_3(j_{23})jm)$ が $\psi(j_1m_1)$ と $\psi(j_2j_3j_{23}m_{23})$ の積にクレブシュ-ゴルダン係数を乗じた和として得られる。この 2 つの合成状態の間の交換

$$\begin{aligned} & \psi(j_1, j_2j_3(j_{23})jm) \\ &= \sum_{j_{12}} \psi(j_1j_2(j_{12})j_3jm) \psi(j_2j_3(j_{23})j_1j_1, j_2j_3(j_{23}))_j \end{aligned}$$

の右辺の展開係数によって、6 個の引数 $j_1, j_2, j_3, j_{12}, j_{23}, j$ をもつラカー係数、すなわち W 係数が定義される。

$$\begin{aligned} & \sqrt{(2j_{12}+1)(2j_{23}+1)} W(j_1j_2j_3; j_{12}j_{23}) \\ &= (j_1j_2(j_{12})j_3j_1, j_2j_3(j_{23}))_j \end{aligned}$$

ラカー係数は、再結合係数ともよばれる。 $\psi(j_1m_1)$ などが規格直交系であることを考えると、ラカー係数は 4 個のクレブシュ-ゴルダン係数の積の和によって表すことができる。

$$\begin{aligned} (j_1j_2(j_{12})j_3j_1, j_2j_3(j_{23}))_j &= \sum_{m_1m_2} (j_1m_1j_2m_2j_1j_2j_{12}m_{12}) \\ & \times (j_{12}m_{12}j_3m_3j_{12}j_3jm) (j_2m_2j_3m_3j_2j_3j_{23}m_{23}) \\ & \times (j_1m_1j_{23}m_{23}j_1j_{23}jm) \end{aligned}$$

和は与えられた m に対して可能な m_1 および m_2 について行う。ただしこの記法からもわかるように、変換係数は m によらない値をもつ。この結合方式間の変換は直交変換であるので、ラカー係数についても直交性関係がある。

$$\sum_e (2e+1) W(abcd; ef) W(abcd; ef') = \frac{\delta_{f,f'}}{2f+1}$$

右辺の $\delta_{f,f'}$ はクロネッカーの δ 記号である。ラカー係数の対称性の関係の基本的なものは

$$\begin{aligned} W(abcd; ef) &= W(badc; ef) = W(cdab; ef) = W(acbd; fe) \\ &= (-1)^{e+f-a-d} W(efcb; ad) = (-1)^{e+f-b-c} W(aefd; bc) \end{aligned}$$

である。これらを組合せて全部で 24 通りの引数の配列の間の関係が得られる。ラカー係数は殻模型で多電子(多粒

子)系の反対称化された波動関数を得るときに利用される (\Rightarrow CFP 係数)。

E. P. Wigner により定義された $6j$ 記号はラカー係数と

$$\begin{Bmatrix} j_1j_2j_3 \\ j_4j_5j_6 \end{Bmatrix} = (-1)^{j_1+j_2+j_3+j_4+j_5+j_6} W(j_1j_2j_3j_4j_5j_6)$$

の関係にある。 $6j$ 記号は列の任意の取替えに対して不変である。また 2 行目の任意の 2 つの j を 1 行目の対応するものと取替えても不変である。さらに T. Regge の発見した対称性

$$\begin{Bmatrix} j_1j_2j_3 \\ j_4j_5j_6 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} j_1\frac{1}{2}(j_2+j_3-j_5+j_6)\frac{1}{2}(j_2+j_3+j_5-j_6) \\ j_4\frac{1}{2}(-j_2+j_3+j_6+j_5)\frac{1}{2}(j_2-j_3-j_5+j_6) \end{Bmatrix}$$

がある。ラカー係数におけると同様に直交性関係が成り立つ

$$\sum_{j_6} (2j_6+1)(2j_3+1) \begin{Bmatrix} j_1j_2j_3 \\ j_4j_5j_6 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} j_1j_2j_3 \\ j_4j_5j_6 \end{Bmatrix} = \delta_{j_3j_3'}$$

すなわち、

$$\sqrt{(2j_3+1)(2j_3'+1)} \begin{Bmatrix} j_1j_2j_3 \\ j_4j_5j_6 \end{Bmatrix}$$

は j_3 および j_6 を行と列を与える添字とみなすとき、直交行列となる。ウィグナーの $3j$ 記号によって、 $6j$ 記号は

$$\begin{Bmatrix} j_1j_2j_3 \\ j_4j_5j_6 \end{Bmatrix} = \sum (-1)^s \begin{pmatrix} j_1j_2j_3 \\ m_1m_2m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_1j_5j_6 \\ m_1m_5-m_6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_4j_2j_6 \\ -m_4m_2m_6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_4j_5j_3 \\ m_4-m_5m_3 \end{pmatrix}$$

と表せる。ただし $S=j_4+j_5+j_6+m_4+m_5+m_6$ はすべての m について行う。実際には、それぞれの $3j$ 記号において m の和は 0 であるから、6 個の m のうち 2 個が独立であり、たとえば上式で m_1 と m_2 について和を行う場合には右辺に $(2j_3+1)$ を乗じなければならない。また、この関係からも明らかのように、 $(j_1j_2j_3)$, $(j_4j_5j_6)$, $(j_1j_5j_6)$, $(j_4j_2j_6)$ のいずれの組も三角条件を満たしていなければ、 $6j$ 記号は 0 になる。また特別な場合として、 j のうちの 1 つが 0 になると簡単になる。たとえば

$$\begin{Bmatrix} j_1j_2j_3 \\ 0j_5j_6 \end{Bmatrix} = (-1)^{j_1+j_2+j_3} \frac{1}{\sqrt{(2j_2+1)(2j_3+1)}}$$

ラカー代数 [英 Racah algebra, 独 Racah-Algebra, 仏 algèbre de Racah, 露 алгебра Рака] 多数の角運動量の合成された状態で、テンソル演算子をはさんだ行列要素を計算するための組織的な方法。G. Racah が原子スペクトルの理論に関連して発展させた算法である。

ベクトル演算子 (r, p, l など) を一般化して、テンソル演算子 $T_q^{(k)}$ を座標軸の回転に対して球関数 $Y_{kq}(\theta, \phi)$ と同様に変換するものと定義する。これを角運動量の固有状態 $\psi(jm)$, $\psi(a'jm')$ (a, a' は角運動量以外の量子数など) ではさんだ行列要素に対しては、ウィグナー-エッカルトの定理

$$\begin{aligned} \langle ajm | T_q^{(k)} | a'jm' \rangle \\ = \langle aj || T^{(k)} || a'j' \rangle (2j+1)^{-1/2} \langle j'm'kq | jm \rangle \end{aligned}$$

が成り立つ。ただし $\langle j'm'kq | jm \rangle$ はクレブシュ-ゴルダン係数(ウィグナーの $3j$ 記号)である。これから出発して 2 つの角運動量 j_1, j_2 の合成された状態 $\psi(rj_1j_2jm)$ に対しテンソルのスカラ-積 $(T^{(k)} - U^{(k)}) = \sum (-1)^q T_q^{(k)} U_q^{(k)}$ の行列要素を次のように求めることができる(ただし、 $T^{(k)}$ は j_2 , $U^{(k)}$ は j_1 と変換するものとする)。

$$\langle rj_1j_2jm | T^{(k)} \cdot U^{(k)} | rj_1'j_2'jm' \rangle$$

$$=(-)^{j_1+j_2-j} \sum_{j'} \langle r_{j_1 j_2} \| T^{(k)} \| r_{j' j_1'} \rangle$$

$$\times \langle r_{j' j_2} \| U^{(k)} \| r_{j_2 j_2'} \rangle W(j_1 j_2 j_1' j_2'; j k)$$

右辺の $W(\cdots)$ はラカー係数である。 $\langle r_{j_1 j_2} \| T^{(k)} \| r_{j' j_1'} \rangle$, $\langle r_{j' j_2} \| U^{(k)} \| r_{j_2 j_2'} \rangle$ のような要素も容易に求められる。

落差 [英 head drop, 独 Gefälle, 仏 chute, 露 напор] 主としてエネルギー利用の立場から, 高度の異なる2つの液面間の標高差を特に落差という。水力発電所などに設けられるダムや水路は, 自然に存在する落差を人工的に短区間に集中させて効果的に活用するための施設にほかならない。実際には幾何学的な落差のエネルギーがすべて利用できるわけではなく, 粘性その他により流路内で失われる回収不能な損失落差を差し引いたものが有効落差となる。なお, ポンプの場合はその前後における液面の高低差をふつう揚程とよんでいる。

ラグランジアン [英 Lagrangian, 独 Lagrangesche Funktion, 仏 lagrangien, 露 лагранжиан]

[1] 運動ポテンシャルということもある。ハミルトンの原理によれば, すべての力学系に対して作用積分という積分が存在して, 現実には力学系の行う運動はこの積分が停留値をとる場合に対応することが示される。このとき作用積分の被積分関数 L のことをラグランジアン(または, ラグランジュ関数)という。ニュートン力学で, 力がポテンシャルから導かれる場合には, $L=T-U$ (T は運動エネルギー, U はポテンシャルエネルギー)となり, 相対論的力学では, $L=-m_0 c^2(1-v^2/c^2)^{1/2}$ (m_0 は静止質量, c は光速, v は物体の速度)と書かれる。ラグランジアンは, 一般化座標 q_1, q_2, \dots , その時間微分係数 $\dot{q}_1, \dot{q}_2, \dots$ および時間 t の関数である(⇒ラグランジュの運動方程式)。

[2] 素粒子の運動や相互作用を取り扱う理論として, 現在, 最も有力でかつ一般的だと考えられているのは, 素粒子を量子化された場によって記述する場の量子論である。そこでは, 個々の素粒子の間の相互作用の特徴づけは, それらの粒子に対応する場の運動を規定するラグランジアンを設定することで行われるのが普通である。より正確には, 問題にしている粒子の場 $\phi_a(x)$ と, その時空変数による微分 $\partial\phi_a(x)/\partial x_\mu$ の関数として, ラグランジアン密度 $\mathcal{L}(\phi_a(x), \partial\phi_a(x)/\partial x_\mu)$ を与えることで理論が定められる。ラグランジアン L は, このラグランジアン密度 \mathcal{L} の空間積分 $L=\int \mathcal{L} dx$ で定義される。通常は, 局所相互作用の立場にたつて, 同一時空点での $\phi_a(x)$ や $\partial\phi_a(x)/\partial x_\mu$ の積からなる多項式で \mathcal{L} が与えられることが多い。個々の具体的な場合に, ラグランジアン密度の形を決めるアブリオリな原理はないが, 時空や内部対称性に関する変換での不変性は, その形を決めるための有力な指針となる。特にゲージ理論では, 局所ゲージ変換に対する不変性を要求することで, 自由粒子のラグランジアン密度から出発して, その粒子とゲージ場の相互作用や, ゲージ場自身の運動を定めるラグランジアン密度を, 一般的な方法によって定めている。ラグランジアン密度 \mathcal{L} が与えられると, 場の運動方程式は, 変分式 $\delta \int \mathcal{L} dx=0$ によって表される。また, 量子化の際に基本的な役割を果たす $\phi_a(x)$ に正準共役な場 $\Pi_a(x)$ は, やはり \mathcal{L} を使って $\Pi_a(x)=\partial\mathcal{L}/\partial(\partial\phi_a(x)/\partial x_0)$ と定義される。ファインマンの経路積分を使って量子化された場の理論を定式化しよう, という試みにおいても, ラグランジアンは重要な役割を果たす量となっている。

ラグランジュ Lagrange, Joseph Louis 1736.1.25—1813.4.10 イタリアのトリノに生れ, 生地での大学で古典や法律を修めたが, 17歳のとき, ある光学の問題の解析的取扱いの論文に触れてから, 数理論理学の分野に転向した。独学で数学を学び, 2年後にはトリノの砲兵学校の教官となった。等周問題の一般的取扱いの論文を L. Euler に送り, その方法を評価され, また J. R. d'Alembert の推薦によって Euler の後任としてベルリン科学アカデミーに招かれ数学部長の地位も用意されたが, 20歳の彼は, しりごみして辞退してしまった。当時トリノの若手科学者グループで出していた「トリノ論議」に多く寄稿し, 変分問題や積分計算の問題を盛んに扱っている。しかし1766年から1787年までの約20年間はほとんどベルリンに滞在して, 主としてダランベールの原理を仮想変位または仮想仕事の原理に結合させ, それを変分原理の下で一般的に展開するという, 後年「解析力学」としてまとめあげる力学の壮大な一般化と取組んだ。それは P. S. Laplace あての書簡などから, すでに1782年ころにはほとんど完成していたことがわかる。1787年には, 以前から外国会員であったアカデミー・デ・シアンズの年金会員としてパリに移った。翌1788年, 長年練り上げてきた「解析力学」*Mécanique analytique* がついに出版され, 力の概念に重きを置かず, 用いる座標の種類にも依存しない新しい力学の形式が提出されたのである(⇒解析力学)。まもなくフランス革命が起ったが, 新政府下で新しい度量衡法の制定委員会ができたとき, 彼はその委員長となった。1795年新設のエコール・ノルマルの教授, 1797年エコール・ポリテクニクの教授に就任, 初代学長となった。そのほか, 整数論, 微分方程式論, 楕円関数論, 不変式論, 三体問題など, 数学およびその物理学への応用における広範な業績を残した。Napoléon 一世時, 上院議員となり伯爵位を得た。

ラグランジュ括弧 [英 Lagrange brackets, 独 Lagrange-Klammer, 仏 crochet de Lagrange, 露 скобка Лагранжа] 一般化座標 q_i および一般化運動量 p_i ($i=1, 2, \dots, n$) の任意の関数を u, v とするとき

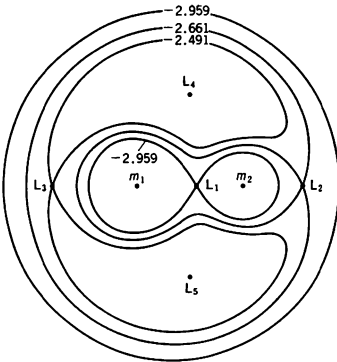
$$[u, v] = \sum_k \left(\frac{\partial q_k}{\partial u} \frac{\partial p_k}{\partial v} - \frac{\partial p_k}{\partial u} \frac{\partial q_k}{\partial v} \right)$$

をラグランジュ括弧という。これもポアソン括弧と同様正準変換に対して不変であるが, 現在では主として歴史的な興味の対象となっている(⇒ポアソン括弧)。容易にわかるように次の関係が成り立つ。

$$[p_i, p_j] = [q_i, q_j] = 0, \quad [q_i, p_j] = \delta_{ij}$$

ラグランジュ関数 [英 Lagrangian function, 独 Lagrangesche Funktion, 仏 fonction de Lagrange, 露 функция Лагранжа] = ラグランジアン

ラグランジュ点 [英 Lagrangian points, 独 Lagrange-Punkt, 仏 point de Lagrange] 質量が m_1, m_2 の2つの星からなる連星系において, 公転周期と同じ角速度で回る回転座標系では遠心力と重力の等ポテンシャル面は軌道面上で図のようになる。ただしこの図は $m_2/m_1=0.5$ の場合であり, 図に示されているポテンシャルの値は Gm_1/a (G は万有引力定数, a は2星間の距離)を単位としている。それぞれの星の近傍では重力ポテンシャルが, 遠方では遠心力ポテンシャルがきく。点 $L_1 \sim L_5$ はポテンシャルの鞍点または極小点となっていて, ラグランジュ点とよばれる。 L_1 点を含む等ポテンシャル面を三次元的に表せば袋状の閉曲面となり, ロッシュローブとよばれる。ロッシュ



ローブ内はそれぞれの星の重力の支配する領域であり、ロッシュローブと L_2 を含むポテンシャル面で囲まれた領域は2星に共通の重力圏となる。これより大きなポテンシャルをもった物体やガスは連星系外に逃げる。

ラグランジュの渦定理 [英 Lagrange's vortex theorem, 露 теорема вихря Лагранжа] \Rightarrow ヘルムホルツの渦定理

ラグランジュの運動方程式 [英 Lagrange's equations of motion, 独 Lagrangesche Bewegungsgleichungen, 仏 équations de mouvement de Lagrange, 露 уравнения движения Лагранжа] 自由度が n の力学系を一般化座標 q_1, \dots, q_n で表す。力学系に対する束縛力が、与えられた瞬間における系の無限小の変位に際して仕事をせず、また力がポテンシャルから導かれるという条件の下で、力学系のふるまいは次の方程式で記述できる

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0 \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

この方程式をラグランジュの運動方程式といい、関数 $L(q_i, \dot{q}_i, t)$ のことをラグランジアン(またはラグランジュ関数)とよぶ。このようなラグランジュ形式が最も有効なのは力学系がホロノーム系の場合である。ラグランジアン L は $L = T - V$ (T は運動エネルギー, V はポテンシャルエネルギー)と表される。

ラグランジュのこま [英 Lagrange top, 独 Lagrangesches Kreisel, 仏 toupie de Lagrange, 露 волчок Лагранжа] \Rightarrow こま

ラグランジュの未定乗数法 [英 Lagrange's method of undetermined multipliers, 独 Lagrangesche Multiplikationmethode, 仏 méthode des multiplicateurs indéterminés de Lagrange, 露 лагранжевы метод неопределённых множителей] たとえば, xy 平面上の2点 (a, b) , (a', b') の間に与えられた長さ l の糸を張って、糸と x 軸と2直線 $x=a$, $x=a'$ とで囲まれる図形の面積を最大にするには、糸はどのような形に張るべきか。一般に、糸の形を $y=y(x)$ とすれば, $y(a)=b$, $y(a')=b'$ であって、問題の面積は

$$J[y] = \int_a^{a'} y(x) dx$$

という y の汎関数で表され、糸の長さが l であることは

$$K[y] = \int_a^{a'} \sqrt{1 + (dy/dx)^2} dx - l = 0$$

と表される。そこで $K[y]=0$ を満たす関数 $y=y(x)$ のう

ちで $J[y]$ を最大にするものを求めることが課題となる。一般に、関数 $y=y(x)$ ($a \leq x \leq a'$; $y(a)=b$, $y(a')=b'$) の汎関数 $J[y]$ と $K_i[y]$ ($i=1, 2, \dots, n$) が与えられ, $K_i[y]=0$ なる付加条件のもとで $J[y]$ を停留にする y を求める問題に一般的解法を与えるのがラグランジュの未定乗数法である。すなわち、まず未定の乗数 λ_i を導入し、付加条件は考慮せずに

$$I_{\lambda_1, \dots, \lambda_n}[y] = J[y] + \sum_{i=1}^n \lambda_i K_i[y]$$

を停留にする $y=y_{\lambda_1, \dots, \lambda_n}$ を求める。それには通常の変分法の処方に従って $I_{\lambda_1, \dots, \lambda_n}[y]$ に対するオイラー-ラグランジュの方程式を境界条件 $y(a)=b$, $y(a')=b'$ のもとに解けばよい。そうしたうえで付加条件 $K_i=0$ から λ_i を決定するのである。この方法は未知関数が2つ以上ある場合にもそのまま拡張される。

また、2つの未知関数 $y=y(x)$, $z=z(x)$ に依存する汎関数 $J[y, z]$ を停留にする問題で、付加条件が $g(y(x), z(x), x)=0$ ($a \leq x \leq a'$) の形をしている場合には、これを

$$K_\varepsilon[y, z] = \int_a^{a'} g(y(x), z(x), x) \delta(x-\varepsilon) dx = 0$$

と書いて $a \leq \varepsilon \leq a'$ の各 ε とに課せられた無限個の付加条件とみなせば想像されるように

$$I_\lambda = J[y, z] + \int_a^{a'} \lambda(x) g(y(x), z(x), x) dx$$

を考えて上と同様に解き進めばよいことが証明できる。ここではラグランジュの未定乗数は関数 $\lambda(x)$ となっている(\Rightarrow 変分法)。

ラグランジュの流体運動方程式 [英 Lagrange's hydrodynamic equations, 仏 équations hydrodynamiques de Lagrange, 露 гидродинамические уравнения Лагранжа] 流体粒子の運動を追跡する立場(ラグランジュの方法, \Rightarrow 流体の運動)に立った流体の運動方程式。独立変数として時間と各流体粒子を指定する量(たとえば時刻 $t=0$ における位置 $a=(a_1, a_2, a_3)$ (直交座標で))がとられ、流体粒子の各時刻での位置 $X=(x_1, x_2, x_3)$ 、密度 ρ 、圧力 p などは従属変数とみなされる。特に完全流体に対しては

$$\rho \sum_{j=1}^3 \frac{\partial x_j}{\partial a_i} \left(\frac{\partial^2 x_j}{\partial t^2} - K_j \right) = - \frac{\partial p}{\partial a_i} \quad (i=1, 2, 3)$$

の形をとる。ただし $K=(K_1, K_2, K_3)$ は単位質量当りの外力である。

実際に流体の運動を議論するには、完全流体でも連続の方程式

$$\rho \frac{\partial (x_1, x_2, x_3)}{\partial (a_1, a_2, a_3)} = \rho_0 \quad (=一定)$$

と状態方程式(たとえば $\rho=\rho(p)$)とを連立させて論じる必要がある。

ラグランジュ方程式 [英 Lagrange's equations, 独 Lagrangesche Gleichungen, 露 уравнения Лагранжа] \Rightarrow ラグランジュの流体運動方程式, ラグランジュの運動方程式

ラゲール多項式 [英 Laguerre's polynomial, 独 Laguerresches Polynom, 仏 polynôme de Laguerre, 露 полным Лагерра] $n=0, 1, 2, \dots$ に対して、次の式で定義される n 次の多項式

$$L_n(x) = \frac{e^x}{n!} \frac{d^n}{dx^n} (e^{-x} x^n)$$

をいう。 $L_n(x)$ は微分方程式(ラゲール方程式)

$$xu'' + (1-x)u' + nu = 0$$

を満たし、母関数 $e^{-x/(1-t)}/(1-t)$ をもつ。 $\varphi_n(x) = e^{-x/2} L_n(x)$ と置くと、関数系 $\{\varphi_n(x)\}$ は $(0, \infty)$ で二乗可積分な関数の空間において完全正規直交系をなす。また、次の n 次多項式

$$L_n^{(m)}(x) = \frac{e^{-x} x^{-m}}{n!} \frac{d^n}{dx^n} (e^{-x} x^{n+m}) \quad (m: \text{正整数})$$

をラゲール陪多項式という。これらの多項式は、量子力学におけるクーロン場での一粒子問題の固有関数の中に見れる。

ラザフォード Rutherford, Sir Ernest 1871.8.30—1937.10.19 イギリスの物理学者。ニュージーランドのネルソン近郊の生れ。奨学金によりニュージーランド大学カンタベリー・カレッジに学んだ後、1895年に再び奨学金を得てイギリスに渡り、ケンブリッジ大学キャベンディッシュ研究所研究生となった。1898年セントリオールのマギル大学教授、次いで1907年 A. Schuster の後任としてマンチェスター大学教授となる。1919～37年には J. J. Thomson の後を継いでキャベンディッシュ研究所所長を務め、トリニティー・カレッジ評議員、1921年からは王立科学研究所教授も兼任。ロンドン王立協会会員(1903年)、同会長(1925～30年)。キャベンディッシュ研究所の研究生時代、J. J. Thomson との共同研究の中で X 線が気体を電離させ、正負のイオンをつくることを発表(1896年)。1899年放射線をその透過力の違いにより、 α 線、 β 線の2種に分類した。またトリウムから出る気体状の放射性物質をトリウムエマネーションとよび、トリウムの放射性沈殿物(誘導放射性能)を発見。1902年磁場で α 線を曲げることに成功、 α 線が正電荷の重い物質粒子であることを示し、翌年 F. Soddy とともに「放射性変換説」を提出。ここに原子が永久不変であるという考えは打ち破られた。1908年 α 線がヘリウムイオンであることを T. Royds とともに実験的に立証。1911年 H. Geiger, E. Marsden によって見いだされた金属箔による α 粒子の大角度散乱現象を単一散乱の理論により説明、 10^{-13} cm 程度の大きさの原子核の存在を結論。このモデルは、N. Bohr が量子論を導入したことにより、ラザフォード-ボーアの有核原子模型として知られるようになった。1914年 E. N. C. Andrade とともに第三の放射線(γ 線)が電磁波であることを証明。1919年窒素が α 線によって破壊され、水素原子核(陽子と命名)が生じることを発見。これは人工的核反応の可能性を示した最初の実験であった。1920年には中性子の存在を予言したが、1932年に弟の J. Chadwick が発見して、その正しさを証明した。ロンドン王立協会のラムフォード・メダル(1904年)、コプリ・メダル(1922年)受賞。1908年「元素の壊変および放射性物質の化学に関する研究」でノーベル化学賞を受賞した。[主著] *Radioactive Transformation*, 1906; *Radioactive Substances and Their Radiations*, 1913; *Radiations from Radioactive Substances* (C. D. Ellis, J. Chadwick と共著), 1930。

ラザフォード散乱 [英 Rutherford scattering, 独 Rutherford-Streuung, 仏 diffusion de Rutherford, 露 рассеяние Резерфорда] 原子核のクーロン電場による荷電粒子の散乱をいう。1909年, H. Geiger と P. L. Marsden は、自然放射性元素(Po)から放出される α 線を厚さが 10^{-4} cm のアルミニウム箔にあてて、散乱現象を観測した。その結果、J. J. Thomson が提唱した原子の正電荷が原子

全体に一樣に分布しているような原子模型(\Rightarrow トムソンの原子模型)で計算されるよりもはるかに高い確率で、 α 粒子が大角度(90° 以上)へ散乱されることが示された。1911年, E. Rutherford は、原子の正電荷が原子の中心(原子核)に集中している模型を提案し、点電荷のつくるクーロン場による荷電粒子の散乱断面積を古典力学で計算し、それが実験とよく一致することを示し原子核の存在を立証した。こうして今日の原子模型が確立したので、この散乱のことをラザフォード散乱とよぶようになった。Rutherford は、 α 線を用いて種々の元素について散乱実験を行い、原子核の電荷を Ze とおいたときの Z (現在の原子番号)の値を決定した。原子核の電荷を Ze 、散乱粒子の電荷を $Z'e$ とすると、両者の間のクーロン力のポテンシャルは、 $ZZ'e^2/4\pi\epsilon_0 r$ で与えられる。この力の場により、入射粒子は双曲線軌道を描いて運動し、入射方向からそれた方向に出てゆく。入射粒子の運動エネルギーを E とすると、入射方向から θ だけそれて出てゆく(θ =散乱角)微分断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{ZZ'e^2}{16\pi\epsilon_0 E} \right)^2 / \sin^4 \frac{\theta}{2}$$

で与えられる。ここで、衝突径数の小さいほど θ は大きくなる。これはラザフォードの散乱公式とよばれるが、(非相対論的)量子力学を用いて計算しても全く同じ結果が得られる。入射粒子のエネルギーが大きいときには、相対論的補正を加えた式

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{ZZ'e^2}{16\pi\epsilon_0 E} \right)^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) / \sin^4 \frac{\theta}{2}$$

が用いられる。 v は入射粒子の初速度で、この式もモットの散乱公式とよばれる(\Rightarrow モット散乱)。

ラザフォード散乱分光法 [英 Rutherford scattering spectroscopy, 仏 spectroscopie de diffusion de Rutherford, 露 спектроскопия резерфордского рассеяния] 一定のエネルギーをもつ平行イオンビームを試料表面に入射させ、特定の散乱角方向に散乱されたイオンビームの強度をエネルギーの関数として測定するのがイオン散乱分光法とよばれる手法である。このうち、入射イオンのエネルギーが 100 keV 程度以上(通常の実験では ~ 1 MeV)の場合を高速度イオン散乱分光法またはラザフォード散乱分光法とよぶ。高速イオンは標的原子に極めて接近しうるので、その相互作用は標的原子の核間のクーロン・ポテンシャルでよく近似でき(ラザフォード散乱)、標的原子の後方に生じるシャドウコーンとよばれる影は 0.1 \AA 程度の大きさになる。また高速イオンは、物質中を通過する際に電子によって中性化される確率が小さいため、この方法を用いて固体試料を 1000 \AA 程度の深さまで分析することが可能である。この方法を試料表面の解析に使うには、イオンを単結晶の低指数方向から入射させ、シャドウコーンの効果を用いる。表面第一層の原子のシャドウコーンに入って第二層以下の原子は散乱に寄与しないが、もし第一層の原子が結晶格子位置から変位していれば、第二層以下の原子も散乱に寄与することを利用するわけである。構造解析だけでなく、散乱イオンのエネルギーの入射イオンのそれからのずれを測ることによって散乱に寄与した表面原子の質量を決定することも可能となる(\Rightarrow イオン散乱分光法)。

ラザフォードの原子模型 [英 Rutherford atom model, 独 Rutherfordsches Atommodell, 仏 modèle atomique de Rutherford, 露 атомная модель Резерфорда]

E. Rutherford が 1911 年に α 線の大角度散乱の現象を説明するために導入した原子模型。有核模型ともいう。 α 線の散乱現象を調べていた H. Geiger と E. Marsden は、極く薄い金属箔によって α 線が跳ね返されるような現象が予想以上の頻度で起る(たとえば 0.00004 cm の金箔で 90° 以上曲げられる α 粒子は入射粒子数の $1/20000$ 程度)ことを見いだした(1909 年)。1910 年に J. J. Thomson は β 線についていわゆる複合散乱の理論を提出し、 β 線の散乱角分布を β 線が物質内で小角度の散乱を多数回受けた結果として説明した。Rutherford は、この Thomson の理論では Geiger と Marsden の結果を説明できないことを示し、1 回の衝突で大角度散乱が起るとする理論を提出した。そのためにトムソンの原子模型では具合が悪いと考えた Rutherford は、質量と陽電荷球(または球内に散在する電子)を原子の中心のほとんど 1 点に集中させた原子模型を仮定した。 α 粒子がそのような原子に向かって正面衝突した場合に原子内で静止するまでに粒子が進む距離を計算すると $3 \times 10^{-12}\text{ cm}$ となった。彼は中心電荷の大きさをこの値以下であると推定した。さらに彼は α 線の散乱の角分布(⇒ラザフォード散乱)を求め、これから中心電荷または原子内電子数が実験的に確定されることを示した。こうした原子核とそのまわりの電子とからなる原子模型の重要性は、Rutherford 自身よりも、当時 Rutherford のもとで放射能の実験的訓練を受けていた N. Bohr によって認識された。Bohr は、放射能現象は原子核に、化学的光学的性質はまわりの電子に起因するということをもとて、この原子に量子論を適用した(1913 年)。

ラジアン [英 radian, 独 Radiant, 露 радиан] 角度(詳しくは平面角)の単位のひとつ。単位記号は rad。国際単位系(SI)のなかの SI 補助単位(すなわち無次元の組立量の単位)のひとつに位置づけられ、独立した性格が付与されている。一方、度、分、秒は SI と併用される角度の単位として、従属的に扱われる。ラジアンは、円の周上でその半径の長さに等しい長さの弧を切り取る 2 本の半径の間に含まれる平面角である。ミリラジアンはラジアンの分量単位のひとつであり、 10^{-3} ラジアンに等しく、単位記号は mrad。マイクロラジアンもラジアンの分量単位のひとつで、 10^{-6} ラジアンに等しく、単位記号は μrad 。ラジアンと度(単位記号は $^\circ$)との換算関係は $1^\circ = (\pi/180)\text{rad}$ で与えられる。

ラジオアイソトープ = 放射性同位体

ラジオアイソトープ電池 [英 radioisotope battery, 独 Radioisotopenbatterie, 仏 pile radioisotopique, 露 радиоизотопная батарея] = 原子力電池

ラジオ波スペクトル [英 radio wave spectrum, 独 Radiowellenspektrum, 仏 spectre des ondes de radio, 露 спектр радиоволн] ラジオ波は電波のうち波長が比較的に長いものをいう。ラジオ波は可視光などとともに重要な情報伝達者である(⇒電波分光学)。特に宇宙電波のスペクトル観測は、遠方にある天体の物理的・化学的狀態を知るうえで貴重な手段となっている。

宇宙で発生する電波の波長依存性(⇒スペクトル)は、連続波スペクトルと線スペクトルの 2 つに分けて考えられる。連続波スペクトルは、いわば白色雑音のように、特定の細かい周波数構造をもたない電波のスペクトルであるが、その発生機構により、大きな波長範囲ではある傾向を示す。すなわち非熱的電波(⇒シンクロトロン放射)において

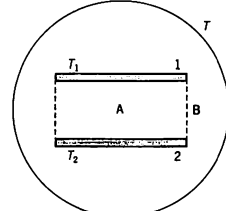
は一般に波長とともに強度を増し、一方熱的電波の場合は波長に対して平坦ないしは波長とともに強度が減少する傾向をもっている。これによって、連続波電波源が爆発天体であるか、あるいは星の紫外線で熱せられたプラズマ雲(H II 領域)であるのかを、観測からかなり明瞭に区別できる。

電波領域における線スペクトルには、天文学上基本的な重要性をもつ水素原子の 21 cm 電波スペクトル線、プラズマ状態のガス雲から放射される原子の再結合線のほか、極めて多岐にわたる分子化合物の放射する線スペクトルがある(⇒電波分光学, 核磁気共鳴)。

ラジオ星 [英 radio star, 独 Radiostern, 仏 étoile radio, 露 радиозвезда] ⇒ 電波星

ラジオメーター = 放射計

ラジオメーター力 [英 radiometric force, 独 Radiometerkraft, 仏 force radiométrique, 露 радиометрическая сила] ガラス製の真空容器内に熱的に絶縁した 2 枚の板を互いに平行に対向させて取付けておき、これに光を照射すると、光はガラスを透過し内部の板に吸収され、2 枚の板だけが光のエネルギーを吸収し、温度が上昇する。このときの温度上昇によって、2 枚の板は互いに反発力を及ぼす。この反発力を測定することによって、もとの光の放射エネルギーを求める形式の放射計がある。このときの 2 枚の板の間に働く力が、ラジオメーター力である。上述のように、ラジオメーター力は外部からの放射エネルギーに依存するとともに、ガラス容器内の残留気体の圧力にも依存し、十分低い圧力範囲では圧力に比例する。クヌーセン・ゲージは、2 枚の板を光で照射する代りに電気的に板を一定の温度に加熱し、そのときのラジオメーター力を測定することによって圧力を求める形式の真空計である。ラジオメーター力の大きさは、次のような考察に基づいて求められる。すなわち図に示すように 2 枚の板(1 および 2)



が互いに平行に対向に置かれていて、それぞれの温度を T_1 , T_2 とし、ガラス容器の温度を T とする。残留気体分子の平均自由行程は、ガラス容器の大きさに比べて十分大きいものとし、また、2 枚の板の間隔は板の大きさに比べて十分小さいとする。気体分子の熱的適応係数を 1 とすれば、2 枚の板のそれぞれの面における入射分子、反射分子の平均速度は一義的に T , T_1 , T_2 および分子量によって与えられる。一方 2 枚の板で囲まれる空間(A 部)と外部(B 部)の分子密度 n_A , n_B は熱遷移現象によって、 $n_A \bar{v}_A = n_B \bar{v}_B$ (\bar{v}_A , \bar{v}_B はそれぞれの点における分子の平均速度)の関係で規定される。以上の考察から、それぞれの板に働く力(圧力)が算出でき、2 枚の板は $\Delta p = p_A - p_B$ なる圧力差で互いに反発しあうことが示される。 Δp は

$$\Delta p = \frac{p}{2} \left\{ \left(\frac{T_1}{T} \right)^{1/2} + \left(\frac{T_2}{T} \right)^{1/2} - 2 \right\}$$

で与えられる。この関係は気体の種類によらず 2 枚の板の

温度とガラス容器の温度のみに依存することが特長である。

ラジカル = 遊離基

ラジカル重合 [英 radical polymerization, 仏 polymérisation radical, 露 радикальная полимеризация] ⇒ 重合

ラセミ体 [英 racemic form, 独 racemische Form, 仏 forme racémique, 露 рацемическая форма] 光学の右旋光性と左旋光性の異性体を等量含み, 光学異性の消失している物質をラセミ体という。異性体である右旋光性の分子と左旋光性の分子が, それぞれ1対1に結合して複合分子を形成している場合と, 単に混合しているにすぎない場合がある。ブドウに含まれている酒石酸は L. Pasteur の研究で有名であるが, これには右旋光性, 左旋光性, ラセミ体の3種類の成分が含まれており, 溶液から成長させた結晶では外形にそれぞれの特徴が現れるので目で見て区別することができる。

らせん運動 [英 screw motion, 独 Schraubenbewegung, 仏 mouvement hélicoïdal, 露 винтовое движение] 1つの軸のまわりの回転と, 軸の方向の並進を同時に行う運動。円柱座標 (r, θ, z) をとれば, 軌道は式 $r=a, z=h\theta/(2\pi)$ で表され, a を半径, h をピッチ, $a=2\pi a/h$ をピッチ角という。運動は $\theta=\theta(t)=\omega t$ で表される。一様な磁場中の荷電粒子の運動はその一例である。

らせん磁気構造 [英 helical spin structure, 仏 structure de spin hélicoïdal, 露 винтовая магнитная структура] 結晶内の磁性原子のスピンの磁気モーメントが, 結晶のある方向(伝播ベクトル Q の方向)に沿って回転している構造をいう。強磁性, 反強磁性を含む, より一般的な磁気構造である。スクリュー磁気構造, ヘルカル磁気構造ともよばれる。1958年, MnO_2 について吉森昭夫が見いだしたのが初めである。その周期 λ は, 交換エネルギーのフーリエ変換 $J(Q)$ (⇒磁気構造)の極大を与える Q の値を用いて, $\lambda=2\pi/Q$ によって決定される。 Q と垂直な面内で回転するらせん磁気構造をプロバースクリューとよび, Q を含む面内で回転する構造をサイクロイドスクリューとよぶ。このほかに楕円型スクリュー構造とか円錐型スクリュー構造が現れることもあるが, これらは結晶構造と磁気異方性によって生ずる。らせん磁気構造形成の原因として次の2つが挙げられる。(1) 磁性原子間に2種類以上の隣接対間の交換相互作用が働き, 平行・反平行のスピンの配列と整合しない場合で, たとえば正方晶や六方晶のような層状の結晶において, 最隣接層間に強磁性($J_1>0$), 次の層間に反強磁性($J_2<0$)の相互作用が働くとき, 隣りあった層間のスピンの回転角, $\theta=Qa$ (a は層間距離)は, 上の $J(Q)$ の極小値より, $\cos\theta=J_1/4|J_2|\leq 1$, で与えられる。 Q の方向は層面と垂直である。この種の例として MnO_2 , MnP や Tb, Dy, Ho などが挙げられる。(2) 結晶内磁性原子間に通常の交換相互作用のほかに, 反対称交換相互作用 $D\cdot(S_i\times S_j)$ が働くとき, (1)と同じ模型でスピンの配列が層内にあり, D が面に垂直な場合, $\tan\theta=D/J_1$ の角度をもって回転する。ここで J_1 は, 層間の交換エネルギーである。例としては, $CsCuCl_3$, $MnSi$ が挙げられる。

らせん軸 [英 screw axis, 独 Schraubachse, 仏 axe hélicoïdal, 露 винтовая ось] 1つの軸のまわりの回転 C と, その軸に沿っての並進 τ を連続して行う空間群の対称操作(図参照)。回転とその回転軸方向の並進はどちらを

先に行っても結果は同じである。ザイツ演算子記号で表すと $[C|\tau]$ 。回転操作 C の位数を $n(C^n=1)$ とすると, $[C|\tau]^n=[1|n\tau]$ であるので, らせん軸が空間群の対称操作であるためには, $n\tau$ が回転軸方向の基本並進 T の整数倍である必要がある。このため, $\tau=(m/n)T$ (m は, $m<n$ なる自然数)という制限が生じる。 n 回回転操作から生じるものを n 回らせん軸とよび, n_m と記述することもある。らせん軸により自分自身に変換されるような状態をらせん対称という。

らせん対称 [英 screw symmetry, 独 Schraubensymmetrie, 仏 symétrie hélicoïdale, 露 винтовая симметрия] ⇒ らせん軸

らせん転位 [英 screw dislocation, 独 Schraubenversetzung, 仏 dislocation hélicoïdale, 露 винтовая дислокация] ⇒ 転位

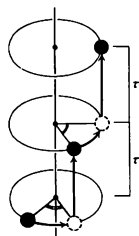
落下運動 [英 falling, 独 Fallbewegung, 仏 mouvement de chute, 露 падение] 地球重力の作用のもとで起る運動。重力加速度 g が一定で, 空気抵抗を無視できる場合は初速度を含む鉛直な一平面(xz 面)内の等加速度運動となり, 軌道は1つの鉛直線を軸とする放物線となる。 z 軸を鉛直上方として

$$x=v_0t\cos\theta, \quad y=0, \quad z=-\frac{1}{2}gt^2+v_0t\sin\theta$$

$$z=x\tan\theta-\frac{g x^2}{2v_0^2\cos\theta}$$

空気抵抗がある場合や, 速さが大きい場合には抵抗力やコリオリの力が働く。またロケットのように高度変化が大きい場合の軌道は地球中心を焦点とする楕円になる。

落球粘度計 [英 falling-sphere viscometer, 独 Fallkugelviskosimeter, 仏 viscosimètre à chute de bille, 露 вискозиметр с падающим шариком] 粘性流体中の球の運動に関するストークスの法則を応用した粘度計。円筒管中に試料を入れ, 鉛直に置いた円筒管の中心軸上に球を落下させ, 一定距離を球が落下するのに要する時間の測定から粘度を求める。このストークスの法則が成り立つ条件の下で球を粘度 η なる試料流体中に一定速度 v で落下させると, この球の気体の粘性によって受ける抵抗力 f_1 は, $f_1=3\pi\eta v d$ で表される。一方, 球の重力の作用による力 f_2 は, 球の浮力を考慮すれば, $f_2=\pi d^3g(\rho_0-\rho)/6$ である。ここで π は円周率, d は球の直径, g は重力の加速度, ρ_0, ρ はそれぞれ球および流体の密度である。一定速度で落下していることから $f_1=f_2$ が成立し, これより $\eta=d^2(\rho_0-\rho)g/18v$ を得る。ストークスの法則では流体は無限に広がっているという仮定が含まれているが, 実際には有限の大きな円筒管を使うので管壁の影響に関する補正が必要となる。この補正係数を f_w で表し, $\eta=d^2(\rho_0-\rho)gf_w/18v$ を粘度計の原理式とする。この式の成立条件を満たすには落下速度を小さく, すなわちレイノルズ数 ($Re=vd\rho/\eta$) を小さくする必要がある。また, このような条件下では f_w はファクセンの理論式によれば, $f_w=1-2.104(d/D+2.09(d/D)^3-0.95(d/D)^5)$ で表される。ここで d は円筒管の内径で一般に $d/D<0.2$ を満たすことが望ましい。粘度計の構造と寸法が決れば $K=d^2gf_w/18l$ は一定値となり, あらかじめ粘度既知の標準液で K の値を実験的に定



めておけば、粘度 η は、 $\eta = K(\rho_0 - \rho)t$ の関係から求められる。ここで、 l は落下距離、 t は距離 l を球が落下する時間である。落球粘度計は、比較的高粘度の液体の粘度測定に適用されることが多く、また、毛管粘度計と同様に原理式が確立されているので粘度の絶対測定に利用されることもある。測定上の諸注意については JIS Z 8803 粘度測定方法が参考になる。

ラックス-ウェンドロフの差分方程式 [英 Lax-Wendroff's finite difference scheme, 仏 équation aux différences fines de Lax-Wendroff, 露 разностное уравнение Лакс-Вендроффа] P. D. Lax と B. Wendroff により提出された、一階双曲型偏微分方程式の初期値問題を解くための近似差分式。圧縮性流体の解法として最も多く用いられる手法のひとつ。原理を示すため、次の線形双曲系を考える。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + A \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

ただし $u = u(x, t)$ は n 成分ベクトル値関数、 A は n 次実定数行列で、 n 個の実固有値 c_m ($m = 1, 2, \dots, n$) をもつとする。 k を時刻 t に関する差分間隔とし、 $u(x, t+k)$ をテイラー展開すると、

$$u(x, t+k) = u(x, t) + k \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{k^2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + O(k^3)$$

ここで式(1)を用いれば、次式を得る。

$$u(x, t+k) = u(x, t) - kA \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{k^2}{2} A^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + O(k^3) \quad (2)$$

x に関する差分間隔を h とし、式(2)で $\partial u / \partial x$, $\partial^2 u / \partial x^2$ を中心差分で近似し、 $O(k^3)$ の項を落したものがラックス-ウェンドロフの差分式となる。これは陽な公式である。式(1)の近似としての打ち切り誤差は k/h が一定のとき $O(k^2)$ で、二次精度である。式(2)の右辺第三項は人工粘性項ともみよせるが、通常の一次精度の人工粘性項とは性格が異なる。安定性に関する J. von Neumann の(必要)条件は $|c_m| k/h \leq 1$ ($1 \leq m \leq n$) となり、Courant-Friedrichs-Lewy の条件と一致する。またこの方法の変形として二段階ラックス-ウェンドロフ法が提案されており、これは特に多次元問題に有効である。

ラックス-ウェンドロフ法は圧縮性流れに現れる $\partial u / \partial t + \partial F(u) / \partial x = 0$ の型の方程式にしばしば応用されるが、衝撃波の近傍に強い数値的オーバーシュートが現れるのが難点である。そのため、高次の人工粘性項を加えるなど、多種のくふうが提案されている。

ラッシュブルク不等式 [英 Ruschbrooke's inequality, 独 Ruschbrookesche Ungleichung, 仏 inégalité de Ruschbrooke, 露 неравенство Рушбрукка] \Leftrightarrow 臨界指数の不等式

ラッセル Russell, Henry Norris 1877.10.25—1957.2.18 アメリカの天体物理学者。ニューヨーク州に生れ、プリンストン大学とケンブリッジ大学に学ぶ。1911年プリンストン大学教授。主な業績は星のスペクトル関係の幅広い開拓的な仕事で、そのひとつは原子の多重項の強度比を計算する LS 結合(ラッセル-ソンドース結合)という近似法を考案し、これを星にも応用したことである。1920年代には、吸収線の強度を有効原子数に換算する方法(一部は W. S. Adams による)を開発し、太陽大気的化学組成(希ガス、ハロゲン、一部の重金属を除く 56 の元素の比量)を決定した。これは Russell mixture (ラッセル組成)と

よばれ、水素以外の値は今でもあまり変わっていない。1934年には星の大気分子の解離平衡を考察し、 TiO , C_2 など諸分子のふるまいを説明した。分子間シュタルク効果、ラッセル-アダムス現象(低温の巨星、超巨星で水素や金属の高励起線が強くなる現象)など、絶対等級効果に関する研究も開拓した。また食連星の光度曲線から星の半径、面輝度の比、軌道面傾斜角などを算出する方法の考案と定式化(1910年代)、星の二次元表示に関するヘルツシュプルング-ラッセル図の考案(1913年)、力学視差決定法の定式化と3000組の連星系の視差決定(C. E. Moore と共同、1940年)など多方面にわたる。いづれも観測的、実務的な業績が多く、D. Struve は彼への追悼文の中で「後進のために天体物理学の王道をつくり、しかもそれを舗装した」と述べている。彼はまた、星の進化論(1913年)や太陽系起源論(1930年代)を提唱した。これらの学説は現在では改変を余儀なくされているものの、長期にわたって学界の主流を占め、科学的には極めて興味深いものである。[主著] *Astronomy* (全2巻, R. S. Dugan, J. Q. Stewart と共著), 1927。

ラッセル-ソンドース結合 [英 Russell-Saunders coupling, 独 Russell-Saunders-Kopplung, 仏 couplage de Russell-Saunders, 露 связь Рассела-Саундерса] = LS 結合

ラuttingenジャーの定理 [英 Luttinger theorem, 独 Luttingerscher Theorem, 仏 théorème de Luttinger, 露 теорема Луттингера] 金属結晶中の電子のフェルミ面に対する電子間相互作用の影響に関する基本定理。通常の一様近似でのフェルミ面の定義は、基底状態において電子によって占められている状態と空いている状態との間の、波数空間(k 空間)における境界面として与えられる。現実の金属中の電子系は、結晶格子のポテンシャル場の中を相互作用しながら運動するフェルミ粒子の多体系(フェルミ液体)であり、その素励起状態を記述する準粒子スペクトルはフェルミ準位の近傍でしか本来意味をもたないもので、上述のフェルミ面の定義は近似的にしか適用できない。しかし、この場合にも、基底状態において占められている準粒子状態と空いている準粒子状態との k 空間での境界面をはっきりと定義することができ、この準粒子のフェルミ面は、対応する一様近似のフェルミ面と比較して、その形状は一般に異なるが、面により囲まれる(準粒子により占められている側の) k 空間の領域の体積は等しいということが一定の条件のもとで証明できる。この事実は、1960年に J. M. Luttinger により示され、ラuttingenジャーの定理とよばれる。

ラットレス [英 rat race] 周の長さが管内波長 λ_0 (\Rightarrow 導波管)の3/2倍になる伝送線リングにおいて、図1のように $3\lambda_0/4$, $\lambda_0/4$, $\lambda_0/4$, $\lambda_0/4$ ずつ離れた点に4つの入出力用伝送線を結合したマイクロ波の分岐回路である。外部伝送線の固有インピーダンスをリングのその $\sqrt{2}$ 倍にとると、いずれか3つの伝送線を整合負荷で終端した場合、残りの伝送線からの入力も反射されずに伝わる。図1で②, ③, ④を整合負荷で終端し①から入力すると、リング内を左右に別れたマイクロ波は②と④で同位相で合流するが、③では逆位相になっている。したがって出力は②と④に等分されて現れるが、③には現れない。同様に②から入力すると①と③に出力され④には現れない。すなわち① \leftrightarrow ②の線路に対し③ \leftrightarrow ④の線路が結合度 $1/2[3\text{dB}]$ の方向

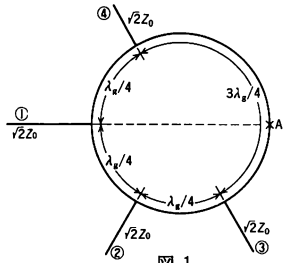


図 1

性結合器となり、マジック T と同じ働きをする。リング内には特殊な定在波が立ち波の流れが生じるが、リングそのものは $3\lambda_g/2$ の周長であるので、共振器とはなっていない。同軸ケーブルを使ったリングでの電圧・電流分布の例を図 2 に示す。②と④における電流の不連続分が外部ケーブルへ流出する電流となっている。

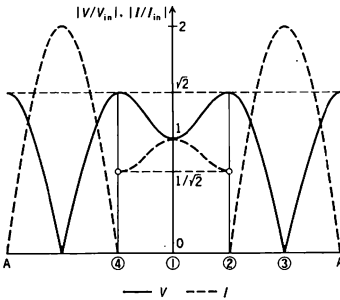
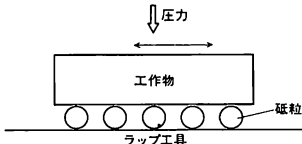


図 2

ラッピング [英 lapping, 独 Läppen, 仏 rodage à l'abrasif libre, 露 притирка] 工作物とラップ工具との間に、粒度の極めて細かい砥粒を入れてすり合せ、工作物の表面を非常に精度よく平滑に仕上げる精密加工法で、ラップ仕上げともいう(図参照)。研削などにより荒仕上げされ



た工作物表面(平面・円筒面・球面など)の寸法精度・形状精度・表面あらさなどをより向上させるために用いる。このラッピングを行うための工作機械をラップ盤という。ラッピングには通常埋め込まれていない遊離砥粒を使用し、またラップ工具としては、铸铁・銅・鉛・木材など工作物よりやわらかい材料を用いる。ラッピングの方法としては、油・グリース・セッケン水などの潤滑油を強制的に加えて行う湿式ラッピングと、ほとんど加えないで行う乾式ラッピングとがある。

ラフニング転移 [英 roughening transition] 結晶の表面は、低温では熱的ゆらぎの影響が小さく滑らかであると考えられている。しかし、結晶表面の平衡位置からのゆらぎの大きさ(二乗平均をとる)は温度とともに増大し、ある有限温度で体系の大きさの対数に比例して発散を示す。これをラフニング転移という。このことは、この温度(ラフニング転移温度)以上で表面はもはや滑らかでは

なく、微視的な凹凸が無数に存在する粗い状態に転移することを意味すると考えられている。実験的には、このラフニング転移はもとも結晶成長の速度が低温相におけるアレニウス型の遅い状態から化学ポテンシャルの差に比例する速い状態に移行する境目の温度として導入されたが、理論的には、この転移は二次元 XY 磁性体や二次元超流動ヘリウムなどと同じ性質のものであることが知られている。なお、ごく最近では、この転移が高エネルギー物理学におけるクォークの閉じ込め問題にも関連するであろうと推測されている。

ラディエーションゲージ [英 radiation gauge, 独 Strahlungseichung, 仏 jauge de radiation, 露 калибровка излучения] = クーロン・ゲージ ⇨ ゲージ変換

ラティス(加速器の) [英 lattice, 独 Gitter, 仏 réseau, 露 решётка] シンクロトロン加速器を構成する偏向用磁石、集束用磁石の配列構造のこと。さらにそれによって決まるベータトロン関数や運動量分散関数の形も含めてラティスとよぶことがある。シンクロトロンがノーマルセルだけ用いた周期性の高い構造に製作されていたという歴史的背景によって、ラティス(格子)のもつ規則的構造にぞらえて命名されたものであろう。ラティスを選ぶことで必要ビーム口径やビームの性質を決めることができ、加速器に求められる性能に応じて多様な型が生れている。二極や四極の線形磁石配列に特に限るときは線形ラティスとよび六極や八極など非線形磁場をもつ磁石の配列構造をさすときは非線形ラティスと称している。

ラテックス [英 latex, 独 Latex, 露 латекс] 広義には天然高分子や合成高分子のコロイド分散系をさす。前者を天然ラテックス、後者を合成ラテックスとよぶ。狭義にはゴムを生産する植物の樹脂や水中に分散したゴム粒子のコロイド分散系をいう。天然ゴムラテックス(ヘベアラテックス)はゴムの樹の中で生産されるが、合成ゴムラテックスはほとんどの場合、乳化重合あるいは合成ゴム溶液を水中に分散させることによって製造される。天然ゴムラテックスや多くの合成ゴムラテックスの粒子は負の電荷を有しており、ゴムの樹の切付けにより得られる新鮮な天然ゴムラテックスの pH は約 7.0、等電点は pH=4.8、粒子は球形でその径は大体 $0.1 \sim 4 \mu\text{m}$ の分布をもち、平均粒子径は約 $0.5 \mu\text{m}$ 。それらの粒子はせっけんやタンパク質からなる天然保護層で覆われ、安定化されている。天然ゴムラテックスの粘度は $4 \sim 7 \text{cps}$ 、表面張力は約 40dyn 、水分 $55 \sim 65\%$ 、タンパク質 $2 \sim 2.7\%$ 、ステロールエステル、脂肪酸、フィトステロールなどが $1.5 \sim 3.5\%$ 、糖類 $1 \sim 2\%$ 、灰分 $0.4 \sim 0.7\%$ 、ステロールやグリコシドが $0.07 \sim 0.47\%$ 。そのほか、各種の酵素やアミノ酸を含んでいる。ラテックスの自然凝固を防ぐため通常アンモニアが加えられ、pH を $10 \sim 11$ にして保存される。天然ゴムラテックスや多くの合成ゴムラテックスを酸性にするとゴム粒子が凝固し、乾燥すると固形ゴムが得られ、これを原料として各種のゴム製品が製造される。ラテックスから直接ゴム製品を製造するには、加硫促進剤や加硫剤を加えた配合ラテックスに型を浸せきして成形を行う浸せき成形法や、配合ラテックスを型に流し込んで成形を行うキャストイング法などがある。ラテックスはこれら成形品のほかに接着剤やコーティング剤などに用いられる。

ラド [英 rad, 独 Rad, 露 рад] 吸収線量の単位のひとつで、単位記号は rad または rd。この名称は

radiation absorbed dose に由来する。1 ラドは 10^{-2} グレイ (Gy) に等しい。すなわち、電離性放射線により物質が、質量 1kg 当り 10^{-2} J のエネルギーを吸収した時の量である。以前には 1 ラドは質量 1g 当り 100erg のエネルギーを吸収したときの量として定義されていた (1 rad = 100 erg \cdot g $^{-1}$ = 10^{-2} J \cdot kg $^{-1}$ = 10^{-2} Gy)。ラドは SI 単位ではなく、吸収線量の SI 単位であるグレイにとって代わられるべきもので、暫定的に使用される単位である。

ラトガーの関係式 [英 Rutgers formula, 独 Rutgersche Formel, 仏 formule de Rutgers, 露 формула Рутгерса] 超伝導体の転移温度 T_c における熱容量の不連続値と, T_c 、体系の体積 V 、臨界磁場の温度微分との間に成り立つ関係式。マイスナー効果の発見される前に, A. J. Rutgers により実験的に導かれた (1933 年)。この関係式は、熱力学の立場から次のようにして導出される。外部磁場はないとして、常伝導状態、超伝導状態におけるギブスの自由エネルギーをそれぞれ G_n , G_s とすれば

$$G_n - G_s = \frac{1}{2} \mu_0 V H_c^2 \quad (1)$$

が成り立つ。ここで μ_0 は真空の透磁率, H_c は熱力学的臨界磁場である。式(1)を絶対温度 T で微分し, $\partial G / \partial T = -S$ (S はエントロピー) に注意すると

$$S_s - S_n = \mu_0 V H_c \frac{dH_c}{dT} \quad (2)$$

となる。一般に等積の場合の熱容量 C が $C = T(\partial S / \partial T)$ で与えられることを用いると、式(2)から

$$C_s - C_n = T \mu_0 V \left[H_c \frac{d^2 H_c}{dT^2} + \left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2 \right] \quad (3)$$

が得られる。特に, $T = T_c$ では $H_c = 0$ であるから

$$C_s - C_n = T_c \mu_0 V \left(\frac{dH_c}{dT} \right)^2_{T=T_c} \quad (4)$$

が成り立つ。式(4)がラトガーの関係式である。たとえば、スズの場合、式(4)の左辺の実測値は $0.0101 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ であるが、 T_c , V , dH_c/dT などの測定値から右辺を計算すると $0.0096 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ となり、両者はよく一致していることがわかる。

ラービ Rabi, Isidor Isaac 1898.7.29—1988.1.11 アメリカの実験物理学者。オーストリアのレイマノフに生れる。1899 年 家族とともにアメリカに移住。1919 年 コーネル大学を化学の学士号を受けて卒業した。科学以外の職業で 3 年を過ごした後、1921 年にコーネル大学の物理学の大学院に入学、次いで、コロンビア大学に移る。1927 年に結晶の磁気的性質に関する研究により博士号を受けた。2 年をヨーロッパで過ごし、A. Sommerfeld, N. Bohr, W. Pauli, O. Stern, W. K. Heisenberg らとともに研究に従事。1929 年 帰来してコロンビア大学の理論物理の講師となり、1937 年に教授となる。彼の初期の研究であった結晶の磁気的性質を測定する手段として、1930 年に Stern の分子線の方法を発展させ、精度を向上させて原子核の磁気的性質の研究を開始した。彼は共鳴の原理を応用して、磁場中で原子系がもつラーモア歳差運動の振動数と同一の振動数をもつ電磁振動を発生させて、原子、分子の回転状態を検出し、測定して原子核の磁気的性質を解明した。1940 年 マサチューセッツ工科大学の放射研究所の副所長になり、レーダーおよび原子爆弾の開発に従事した。1945 年 コロンビアに戻り、また、ブルックヘブン国立研究所で研究を行った。第二次世界大戦後、原子線の方法に

よる原子スペクトルの超微細構造の精密測定により、電子の異常磁気モーメントを初めて決定し、量子電磁気学の発展に大いに寄与した。1944 年 原子核の磁気的性質を記録するために発見した共鳴法に対してノーベル物理学賞を受賞した。

ラビディティー [英 rapidity, 独 Rapidität, 仏 rapidité, 露 быстрота] 高エネルギー陽子・陽子などの衝突で発生した多数の高速の中間子などの分布を分析するのに用いられる物理量で、発生粒子のエネルギーを $E = \epsilon c$, 運動量を p としたとき次式で与えられる。

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{\epsilon + p_{||}}{\epsilon - p_{||}}$$

y はラビディティー, $p_{||}$ は特別な軸(ラビディティー軸といい、たとえば入射粒子の方向にとる)方向の運動量射影成分, $\epsilon = \sqrt{p^2 + (mc)^2}$ 。

粒子のラビディティー分布はラビディティー軸方向のローレンツ変換に対しては平行移動するだけなので、相対的分布は不変である。変換後のラビディティー y' は

$$y' = y - y_0, \quad y_0 = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + v_0/c}{1 - v_0/c}$$

となる(v_0 は新しい座標系のもとの座標系に対する速度)。

また運動量のラビディティー軸に垂直な成分 p_{\perp} (これもローレンツ不変量)を用いて

$$y = \ln \frac{\epsilon + p_{||}}{m_1}, \quad m_1 = \sqrt{p_{\perp}^2 + (mc)^2}$$

とも書ける。高エネルギー衝突反応ではジェット現象を起し、入射エネルギーが増えたと粒子数も増えるが p も大きくなる。しかし p_{\perp} はほぼ 600 MeV/c の平均値をもち、また粒子の p_{\perp} 分布はほとんど変わらない。このときは

$$y \approx \ln \frac{2\epsilon}{m_1} \quad \text{または} \quad y \approx \ln \left(\cot \frac{\theta}{2} \right)$$

(ただし θ はラビディティー軸と発生粒子の方向の角)と近似でき、角分布よりエネルギー分布のようすを推定できる。ある系(たとえば衝突の重心系、または発生した粒子群の重心系)で粒子が球対称に出たとすると、 y 分布は等間隔になる。一般に実験では全体の重心の速度で与えられるラビディティーのまわりに一様か、ゆるやかなガウス分布に近い。これは発生した粒子群が局所的に熱平衡を保っていることを示している(ランダウ模型)。

$$\tilde{y} = \ln \left(\cot \frac{\theta}{2} \right)$$

を擬似ラビディティーという。

ラブ波 [英 Love wave, 独 Love-Welle, 仏 onde Love, 露 волна Лява] 弾性表面波の一種で、半無限弾性体上に、それより横波音速の小さい層状媒質がある場合に、表面付近を伝播する SH 波(振動方向が表面に平行で、波の進行方向に直角な弾性波)が存在することが 1911 年ころ A. E. H. Love によって示され、ラブ波とよばれるようになった。この波は振動数によって音速が変わる分散性の波であり、低周波では基盤の音速に、高周波では層状媒質の音速に近づく。地殻における地震波の伝播にこの波が現れる。また、高周波のラブ波は弾性表面波デバイスとしてフィルターなどに応用される(⇒弾性表面波)。

ラプラシアン [英 Laplacian, 独 Laplacescher Operator, 仏 laplacien, 露 лапласиан] 三次元空間の各点 r でスカラー関数 $f(r)$ (スカラー場)が定義されているとき、直角座標 (x, y, z) において

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad} f) = \frac{\partial^2}{\partial x^2} f + \frac{\partial^2}{\partial y^2} f + \frac{\partial^2}{\partial z^2} f$$

を f のラプラシアンといい、 Δf 、または、記号 ∇ (ナブラ) を用いて $\nabla \cdot \nabla f = \nabla^2 f$ と表す。 Δ をラプラスの演算子という。物理的にいうと、点 P における Δf は、 P のまわりの f の値の平均値が P における f の値よりどれだけ大きいかの目安を与える量である。一般に、直交曲線座標系 $\{u_i\}$ においては、線素を $ds^2 = \sum_{i=1}^3 h_i^2 du_i^2$ と表すとき

$$\Delta f = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left\{ \frac{\partial}{\partial u_1} \left(\frac{h_2 h_3}{h_1} \frac{\partial f}{\partial u_1} \right) + \frac{\partial}{\partial u_2} \left(\frac{h_3 h_1}{h_2} \frac{\partial f}{\partial u_2} \right) + \frac{\partial}{\partial u_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_3} \frac{\partial f}{\partial u_3} \right) \right\}$$

である。ベクトル関数 $A(r)$ に対して、 ΔA を直角座標 (x, y, z) における $\Delta A = (\Delta A_x, \Delta A_y, \Delta A_z)$ によって定義する。また、一般に $\operatorname{rot}(\operatorname{rot} A) = \operatorname{grad} \operatorname{div} A - \Delta A$ の関係が成り立つから、これによって他の座標系での ΔA の表現が与えられる。たとえば、真空中の静電場を E 、電位を ϕ とすると、 $E = -\operatorname{grad} \phi$ 、 $\operatorname{div} E = 0$ であるから $\Delta \phi = 0$ である。この形の方程式をラプラス方程式といい、その解を調和関数という。

ラプラス Laplace, Pierre Simon, Marquis de 1749. 3.28—1827.3.5 フランスの数学者、天文学者。ノルマンジの片田舎ポーモンの貧農の子として生れた。18歳のときパリに出て J. R. d'Alembert に才能を認められ、彼の助力でパリの陸軍士官学校の数学の教官になる。1773年アカデミー・デ・シヤンスに送った最初の論文で、微分方程式の特殊解と惑星の平均運動を論じ、アカデミー会員に推挙された。1784年エコール・ノルマルの教授になる。1799年には Napoléon 一世の内相にもなり、伯爵位を受けた。日和見主義だった彼は権力におもねて、王政復古の1817年には侯爵ともなった。彼の科学への貢献は、第一には天体力学の分野であり、月の平均運動の長周期加速の説明、木星と土星の摂動の解明、木星の衛星の運行の不規則性の解明、土星の環の説明、歳差・章動の計算法の改善、彗星の運動、諸惑星・衛星の質量の計算、星雲説の提唱、太陽系生成の考察など、I. Newton 以来のこの分野の総括的研究を行ったことにある。これらは、5巻から成る大著「天体力学」*Traité de mécanique céleste* (1799—1825年)にまとめられている。同書には、潮汐論も含まれ、潮汐変化を長周期変化・日周変化・半日変化の基本要素に分解して初めて力学的に詳細に論じた。彼の第二の貢献は確率論の研究である。それは「確率の解析的理論」*Theorie analytique des probabilités* (1812年)にまとめられ、確率論への解析学の応用、母関数の概念の導入、C. F. Gauss に先がけての誤差法則の発見などこの分野を大きく前進させた。また、熱現象の実験的研究で A. L. Lavoisier とともに比熱の測定を行ったほか、表面張力についての分子論的説明、断熱変化からの音速の導出、静電場の理論、気圧式など多方面の貢献がある。

ラプラスのデモン [英 Laplace's demon, 独 Laplace-scher Dämon, 仏 démon de Laplace, 露 демон Лапласа] 古典力学的自然観によって宇宙を有限自由度の古典力学的系とみなすと、自然の変化はニュートンまたはラグランジュの方程式で記述されるから、宇宙に働く力のすべて(またはラグランジアン)が知られていて、任意の時刻(たとえ現在)における宇宙の力学的状態が与えられると、少なくともも原理的には未来の森羅万象をすべてあいまいさなく

予知することができることになる。P. S. Laplace は、自然界のあらゆる力と宇宙全体のある時点での状態を完全に把握することができ、かつこれらの資料を完璧に解析する能力をもった仮想的な知的存在を考え、「この知的存在にとっては宇宙の中で何ひとつとして不確定なものはなく、未来のことを完璧な正確さで予見することが可能である」とした(「確率の解析的理論」, 1812)。この知的存在のことを後にラプラスのデモンとよぶようになった。

ラプラス変換 [英 Laplace transform, 独 Laplace-Transformation, 仏 transformation de Laplace, 露 преобразование Лапласа] 区間 $(0, \infty)$ で定義された関数 $f(t)$ に対して

$$F(s) = \int_0^\infty f(t) e^{-st} dt = \mathcal{L}\{f(t)\} \quad (s: \text{複素数})$$

で表される F をいう(\Rightarrow 積分変換)。 $\operatorname{Re} s > \sigma_c$ であるすべての s で F が収束するとき、 σ_c を収束座標という。 F は $\operatorname{Re} s > \sigma_c$ で複素数 s の関数として正則である。 f が t の近傍で有界変動ならば逆変換が存在する。これを反転公式とよび

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} F(s) e^{st} ds = \begin{cases} \frac{1}{2} [f(t-0) + f(t+0)] & (t > 0) \\ 0 & (t < 0) \end{cases}$$

と表される。ただし $c > \max(\sigma_c, 0)$ である。左辺の積分はブロムウィッチ積分とよばれる。ラプラス変換はフーリエ変換の特別な場合と考えてよい。ラプラス変換の主な性質として

$$(1) \mathcal{L}\{af(t) + bg(t)\} = aF(s) + bG(s) \quad (\text{線形性})$$

$$(2) \mathcal{L}\{f^{(n)}(t)\} = s^n F(s) - \sum_{k=0}^{n-1} s^{n-k-1} f^{(k)}(0)$$

$$(3) \mathcal{L}\left\{\int_0^t \cdots \int_0^t f(u) (du)^n\right\} = \frac{1}{s^n} F(s)$$

$$(4) \mathcal{L}\{e^{at} f(t)\} = F(s-a)$$

$$(5) \mathcal{L}\{t^n f(t)\} = (-1)^n \frac{d^n}{ds^n} F(s)$$

$$(6) \mathcal{L}\left\{\int_0^t f(t-u)g(u)du\right\} = F(s)G(s) \quad (\text{たたみこみ})$$

などがある。これらの性質や公式(表参照)を利用して微積分方程式の初期値問題を代数的な演算によって解くことが可能である。このことが演算子法の基礎となっている(\Rightarrow 演算子法)。

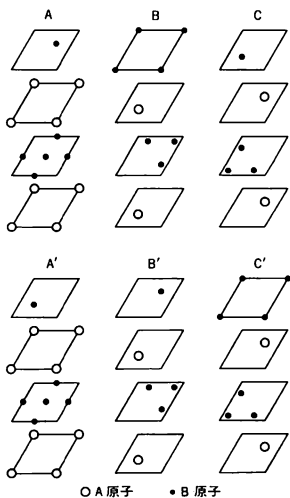
ラプラス変換の公式

$f(t)$ ($t < 0$ で恒等的に 0)	$F(s)$
デルタ関数: $\delta(t)$	1
ステップ関数: $u(t) = 0, t < 0$ $= 1, t > 0$	$1/s$
e^{-at}	$1/(s+a)$
e^{at}	$1/(s-a)$
$1 - e^{at}$	$a/(s(s+a))$
$(t^n/n!) e^{-at}$	$1/(s+a)^{n+1}$
$(1/a-b)(e^{-bt} - e^{-at})$	$1/(s+a)(s+b)$
$\int_0^t f(t) dt$	$F(s)/s$
$f(t-t_0)$	$F(s) e^{-st_0}$
$f(at)$	$(1/a)F(s/a)$

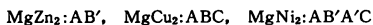
ラプラス方程式 [英 Laplace equation, 独 Laplace-

sche Gleichung, 仏 *équation de Laplace*, 露 *уравнение Лапласа*) 偏微分方程式 $\Delta u = 0$ ($\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$ はラプラス演算子) のことをいう。二階楕円型偏微分方程式の最も基本的なものである。スカラー関数に対しては $\Delta = \text{div grad}$ であるから、過しない発散が 0 のベクトル場のスカラーポテンシャルはラプラス方程式を満たす。この意味で、ラプラス方程式はまたポテンシャル方程式ともよばれる。縮まない完全流体の速度ポテンシャル、重力ポテンシャル、静電ポテンシャル、定常温度場などはすべてラプラス方程式に従う。ラプラス方程式を満たす関数を調和関数という。ラプラス方程式は基本解として $(1/2\pi) \ln r$ (二次元), $-1/4\pi r$ (三次元) をもつ。

ラーベス相 [英 *Laves phase*, 独 *Laves-Phase*, 仏 *phase de Laves*, 露 *фаза Лавеса*] ラーベス相は二元合金系で AB_2 の組成をもつ金属間化合物に現れる一群で、今日まで数百種以上が知られており、金属間化合物中で最多種のひとつとなっている。A, B 原子の半径比は約 1.2:1 で、大きさの異なる球の最密構造と考えられる。ラーベス相には $MgZn_2$, $MgCu_2$, $MgNi_2$ で代表される極めて類似した 3 種の構造がある。このうち $MgZn_2$, $MgCu_2$ は J. B. Friedauf より, $MgNi_2$ は F. Laves と H. Witte により結晶構造解析がなされたが、その後スイスの Laves らが多くの合金系について、結晶学的、冶金学的にこの相を詳しく研究したので、ラーベス相とよばれるようになった。 $MgCu_2$ は面心立方格子で Mg はダイヤモンド格子を組み、Cu はそのすき間に 4 個の正四面体をつくって配置している。 $MgZn_2$, $MgNi_2$ は六方格子でそれぞれ 4 個の分子、8 個の分子が単位格子中に含まれている。構造の組立ては層構造としてみるとわかりやすい。図に示す A, A', B,



B', C, C' の 6 種類の積層基本単位の積重ねとして記述すると



と表される。ラーベス相構造の成因は第一義的にはサイズの異なる原子の最密つめ込み構造であるが、第二次因子として [電子/原子] 比が重要な役割を演じていることが Laves と Witte により明らかにされ、さらに小村幸友らは Mg 系擬二元合金系の研究により数種類のさらに長周期の

積層構造を発見し、これらを含めて [電子/原子] 比が構造の安定性と密接に関連していることを見いだした。ラーベス相にはこのほか遷移金属どうしの化合物や希土類金属化合物が多く見いだされており、磁気的研究も盛んで、ラーベス相の電子状態や原子間相互作用についても新しい知識が得られている。また高い転移点をもつ超伝導化合物もいろいろ発見され、実用的見地からも注目されている。

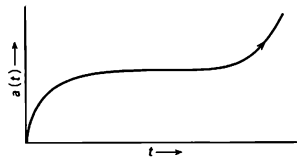
ラベル [英 *label*, 独 *Kennung*, 仏 *étiquette*, 露 *метка*] 情報処理においては、次の 2 つの意味に使われる。(1) データの項目をさすために用いられる一連の文字の列。(2) ボリュームやファイルの始まりまたは終りにあつて、そのボリュームやファイルを識別したり、境界を定めたりするために用いられるブロック。その内容は、そのボリュームやデータセットの通し番号、名前、レコード形式などであり、一定の形式に従って書かれる。しかし、場合によってはラベルなしのファイルやデータセットが作られることもある。

ラボアジェ Lavoisier, Antoine Laurent 1743.8.26—1794.5.8 フランスの化学者、物理学者、地学者、行政官。バリの生れ。幼時に母を失い叔母のもとで成長し、コレージュ・ド・キャトル・ナシオン(通称コレージュ・マザラン)と法科大学を卒業したが、気象、地質、天文、化学などに熱中。1766 年に街路照明の問題の懸賞論文で受賞して世に知られ、1768 年にはアカデミー・デ・シアンズの会員に加えられた。一方、同年に徴税請負人、1775 年に火薬管理人、1785 年に農業委員会委員、1791 年に度量衡委員会の質量実験と会計事務の担当者およびアカデミーの会計官などの公職にも就任した。この間フランスは大革命を迎え、彼は動乱のさなかにも科学および行政の上での指導的立場を放棄しなかったが、徴税の職歴その他が罪科とみなされて、バリの革命広場(現在のコンコルド広場)でギロチンにかけられた。彼の化学上の業績は、セッコウの研究(1760 年)、燃焼の研究(酸素の性質の検証とフロギストン説の否定、1770 年)、水の組成の解明(1783 年)、質量保存則の確認などにわたり、また物質命名法の体系化にも及んで、化学史上の革命的段階を画するものであった。一方、物理学の面では、P. S. Laplace らとともに熱測定(比熱・潜熱・反応熱などの精密な測定)の新領域を開拓し、またメートル法の質量単位を制定するための水の密度の精密測定を手がけた。なお多年にわたり気象観測も続けたが、成果のまとはなされなかった。[主著] *Opusculs physiques et chimiques*, 1773; *Traité élémentaire de chimie*, 1789 (「化学のはじめ」, 1973)。

ラポルテの規則 [英 *Laporte rule*, 独 *Laportesche Regel*, 仏 *règle de Laporte*, 露 *правило Лапорта*] 原子スペクトルにおいて、光を放射・吸収するときの始めの状態と終りの状態の間に成り立っている選択規則のひとつ。原子内電子の波動関数が、反転対称操作により、符号を変えるのを奇電子状態、符号を変えないのを偶電子状態という。ハートリー-フォック近似では、原子内のすべての電子についての方位量子数の和は奇電子状態では奇数、偶電子状態では偶数となる。原子スペクトルでは、奇電子状態を表す項を奇項、偶電子状態を表す項を偶項とよぶ。双極放射においては、スペクトル線の放射・吸収は、奇項と偶項との相互間においてのみ可能である。この規則をラポルテの規則という(⇒奇項)。

ラマトル宇宙 [英 *Lemaître universe*] 一般相対

性理論の宇宙項を含む重力場の方程式に基づく、正の空間曲率をもつ一様な宇宙の中で、スケール因子 $a(t)$ が非常に長い間静止に近い中間状態を続けて最終的にはどこまでも膨張し続ける宇宙モデル(図参照)。一様宇宙が完全に



静的であるのは、正の空間曲率をもち、かつ宇宙定数がある値 Λ_0 に等しい場合に限る(アインシュタインの宇宙)。ラマート宇宙は宇宙定数 Λ_0 よりわずかに大きい場合に対応する(⇒フリードマン方程式)。

ラマン Raman, Sir Chandrasekhara Venkata 1888. 11.7—1970.11.21 インドの物理学者。南インドのティルチラーパリの学者の家に生れる。マドラスのプレジデンシー・カレッジに入学し、16歳で首席で卒業、1907年には最優秀の成績で修士課程を修了した。健康上の理由でイギリス本国の大学に行くことができなかったで、インド財務省に入り、主にカルカッタで勤務した。仕事のかたわら同地の科学育成インド協会において、振動や音響に関する実験を続け30編の論文を発表した。1917年カルカッタ大学の新設の物理学教授のポストに招聘され、1933年まで在職。1921年地中海を航行中に海の青さに感懐してその原因を追求し、翌年「光の分子回折」を発表。1924年にロンドン王立協会の会員となる。1926年 Indian Journal of Physics を創刊。1928年には物質に光を当てると長波長側にずれた光が放出されることを発見し、直ちに発表したが、この現象は同じころソ連の G. Landsberg と L. Mandelshtam も独立に発見したが、現在ラマン効果とよばれている。この功績により1929年ナイトの称号を受け、1930年ノーベル物理学賞を受賞。1933年バンガロールに移り、インド科学研究所の所長(1933—37年)および物理部長(1933—48年)を務める。1934年インド科学アカデミーを創設し、初代総裁となり、共同研究者とともに、液体中の超音波による光の散乱、結晶格子の力学などについて研究。1948年バンガロール近郊に設立されたラマン研究所の所長に就任。ダイヤモンドの構造と性質、種々の宝石や鉱物の光学的ふるまいについて研究。晩年は視覚、特に色の認識について研究し、J. C. Maxwell の三原色説に反対した。同地で死去。

ラマン活性 [英 Raman active, 独 Raman-aktiv, 仏 actif en Raman, 露 раман-активный] ⇒ 赤外活性

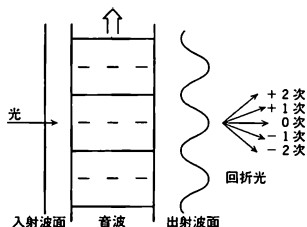
ラマン顕微鏡 [英 Raman microscope, 独 Raman-Mikroskop, 仏 microscope de Raman, 露 микроскоп Рамана] ラマン・マイクロプローブの一種で、集束されていないレーザ光を試料に入射し、発生するラマン光を分離して映像増幅し、顕微鏡像として検出するものである。化合物、原子団の二次元的な分布を知ることができる。分解能は通常の光学顕微鏡と同程度である(⇒ラマン・マイクロプローブ)。

ラマン効果 [英 Raman effect, 独 Raman-Effekt, 仏 effet Raman, 露 эффект Рамана] 1928年、C. V. Raman および K. S. Krishnan によって発見された現象。振動数 ν の光を物質に照射するとき、振動数 ν の散乱光のなかに

ν と少し振動数の異なる散乱光がまぎって観測されることがある。この現象をラマン効果という。散乱光のうち、振動数 ν のものはレイリー散乱によるものである。ラマン効果は、入射光子と物質との間にエネルギーの授受が行われるために起る。授受するエネルギーはその物質の2つの準位間のエネルギー差 $h\nu$ (h はプランク定数) に等しいので、ラマン効果による散乱光の振動数のずれ $\Delta\nu$ は入射光の波長によらず、その物質のエネルギー準位に関する情報を与える。物質に $h\nu$ のエネルギーを与えた残りの $\nu - \Delta\nu$ の振動数のものをストークス線あるいはストークス光、物質から $h\Delta\nu$ のエネルギーを受けて加算された $\nu + \Delta\nu$ の振動数のものを反ストークス線という。反ストークス成分は弱いのが普通である。 $h\nu$ が物質の電子エネルギー、振動エネルギー、回転エネルギーのいずれかに関係するとき、それぞれ電子ラマンスペクトル、振動ラマンスペクトル、回転ラマンスペクトルという。電子状態間のエネルギー差は、可視・近紫外の刺激光に比べて一般に大きいからラマン効果として現れる場合は少ないが、希土類元素などで小さなエネルギー差についての、また X 線刺激によるラマン効果の報告がある。可視光線または紫外線によって通常の(一次の)ラマン効果が生ずるためには、分子内原子の振動もしくは分子の回転に起因して、物質分子の電子分極率が変化することが必要であるが、このほかラマン選択則がありこれに従う。分子振動では調和振動の範囲で、振動量子数を ν として $\Delta\nu = \pm 1$ の遷移について許されるが、分子の対称性によっても制限される。振動に非調和性に加わると選択則は緩められ別の遷移についても現れる。分子の回転では、回転量子数 J について直線状分子では $\Delta J = 0, \pm 2$ が許容され、非対称こま形分子では $\Delta J = 0, \pm 1, \pm 2$ となり、さらに対称こま形分子では別の回転量子数 K について $\Delta K = 0, \pm 1, \pm 2$ が加わる。液体については気体の場合とほぼ同様であると考えられる。結晶では格子振動に対してラマン効果が現れるが、対称性によって許容が選択される。ラマン効果は赤外分光とともに分光の一翼を担うものである(⇒ラマン分光)。ラマン効果は多光子遷移のひとつと見ることもできるが、優れたレーザ光源の出現によってラマン効果の測定が著しく容易になったほか、反転ラマン効果、コヒーレント反ストークスラマン分光法(CARS)、ハイパーラマン散乱、表面ラマン散乱、共鳴ラマン散乱、誘導ラマン散乱、ラマン・レーザ、スピンプリップラマン・レーザなどの新分野が開拓された。

ラマン散乱 [英 Raman scattering, 独 Raman-Streuung, 仏 diffusion Raman, 露 комбинационное рассеяние] ⇒ 光散乱

ラマン・ナース回折 [英 Raman-Nath diffraction, 独 Raman-Nath-Brechung, 仏 diffraction de Raman-Nath] 超音波による光の回折効果のうち、超音波が光学的に完全な位相格子とみなせる場合をいう。1936年 C. V. Raman と N. S. N. Nath がこの近似のもとで回折光の強さの簡単な表示式を導いた。等方体中の縦波音波は疎密波であるから、光学的には屈折率の周期的変動であり、図のように音波の進行方向に垂直に光の平面波が入射すると、屈折率の高い部分を通る光の位相は低い部分を通る光より遅れる。後述のような条件を満たしていれば音波による光線の屈折は無視できるので、出射光の強さは一様のままで、波面だけが波打った位相格子になる。位相格子の振幅を $\epsilon[\text{rad}]$ とすると、音波の幅が L 、屈折率振幅を δn 、光波



長を λ において

$$v = \frac{2\pi\delta nL}{\lambda} \quad (1)$$

となる。 v を位相格子パラメーターまたはラマン・ナース・パラメーターという。波打った波面は多くの平面波の和として表され、これが回折光になる。入射光の強さを 1 としたとき、 m 次の回折光の強さ I_m は

$$I_m = J_m^2(v) \quad (2)$$

となり、 m の正負に対して対称である。ここで、 J_m は m 次のベッセル関数である。また、回折角 θ_m は音波長を λ として $\sin \theta_m = m\lambda/\Lambda$ となる。さらに、回折光の振動数は音波の進行によるドップラー効果を受け、音波の振動数の m 倍だけ増減する。位相格子理論が成り立つのは、媒質の屈折率を n として

$$Q = \frac{2\pi L\Lambda}{\Lambda^2 n} \leq 0.5, \quad v \leq 6, \quad Qv \leq 2 \quad (3)$$

の範囲であるとされており、この範囲を超えると位相格子に強度格子が混入してくるため、回折光の強さは式(2)からしだいにずれてくる。

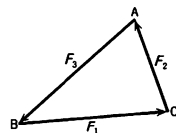
ラマン分光 [英 Raman spectroscopy, 独 Raman-Spektroskopie, 仏 spectroscopie Raman, 露 рамановская спектроскопия] 物質に振動数 ν_0 の単色光を当てて散乱させると、ラマン効果によってストークス線 ν_s と反ストークス線 ν_a のラマン線が現れる。ラマン線の波長や散乱強度を測定して、物質のエネルギー準位を求めたり、物質の同定や定量を行う分光法をラマン分光とよぶ。ラマン線を生じる遷移の中間エネルギー状態は仮想状態であるが、これがたまたま分子の実在のエネルギー状態と一致すると非常に強い散乱が起り、共鳴ラマン散乱とよばれる。この共鳴ラマン散乱を用いるとき共鳴ラマン分光とよぶ。測定には、光源および試料照射部と分光器、散乱光検出器で構成されるラマン分光光度計が用いられる。ラマン散乱の断面積が小さいため散乱光は弱いので、ラマン分光用励起光源にはレーザーが用いられている。また、ラマン散乱光は通常種々の原因の強い迷光を伴うので、分光器の迷光レベルをできるだけ低くするためにダブルモノクロメーターがよく用いられる。ラマン分光の特徴として、赤外吸収分光では測定が困難な水溶液のスペクトルが容易に測定でき、しかも微量の試料でよいことから、水溶液の定性、定量分析にも適している。また、強誘電体の相転移機構や結晶体の格子振動などの固体の物性研究にも応用されている。

ラマン・マイクロプローブ [英 Raman microprobe, 独 Ramanische Mikrosonde, 仏 microsonde de Raman, 露 микропроба Рамана] レーザー・ラマン分光の応用例のひとつである。細いレーザー光束を試料上に導き、表面を走査する。表面物質によりいろいろなラマン散乱スペクトルが発生するが、これを集光してから分光し、スクリーン上あるいは記録紙上に再構成する。特定の物質に相当す

るラマン線の波長で試料表面を観察していることになり、表面上の分布状態を知ることができる(⇒顕微鏡ラマン分光)。電子プローブ X 線マイクロアナライザー(EPMA)や蛍光 X 線分析と同様に、試料からの情報をラマン・スペクトルの形で得ることになる。微小部分に強力なレーザー光を照射するので試料が分解を起す可能性もあるが、この点を解決するためには下記の 3 種類の方法がとられている。(1) レーザービームを試料上の直線に沿って迅速に走査する。試料は走査方向とは直角に移動できるようにする。各部分から散乱した光は、検出しようとするラマン線の波長にセットしたモノクロメーターに導いて分光し、増幅後試料上の測定箇所と同期させたテレビ型の走査系によってオシロスコープ上に表示する。(2) 円筒レンズを利用して、入射光を試料上に直線状に照射し、散乱光のスポットもモノクロメーターのスリット上に直線状の数百個の点として集められるようにする。この場合は試料の移動だけで全体のラマン像が得られる。(3) 集束されていないレーザー光を測定しようとする試料の部分に照射するもので、ラマン顕微鏡とよばれるものである。ラマン線は可変のバンド・パス・フィルターで分離した後、映像増幅器とカメラによって顕微鏡鏡像として検出される。光学顕微鏡と同程度の分解能(514.5nm の入射光に対して数 μm)がある。

ラマン・レーザー [英 Raman laser, 独 Raman-Laser, 仏 laser de Raman, 露 комбинационный лазер] 強力なレーザー光によって誘起される誘導ラマン効果を用いた二次レーザー光源。一次および高次のストークス線・反ストークス線を用いて広い波長範囲に強いコヒーレント光源が得られるのが特徴である。励起用のレーザーとしては Q スイッチレーザーや Q スイッチ Nd-YAG (またはガラス)レーザー、あるいはその高調波などが用いられる。ラマン媒質としては、ベンゼン(ラマン・シフト 992 cm^{-1})、ニトロベンゼン(1345 cm^{-1})などの有機液体、また水素(4160 cm^{-1})や重水素(2993 cm^{-1})、メタン(2914 cm^{-1})などの気体が必要な波長に依って用いられる。

ラムの定理 [英 Lami's theorem, 独 Lamischer Satz, 仏 théorème de Lami, 露 теорема Лами] 1 つの質点に働く 3 つの力 F_1 , F_2 , F_3 が平衡を保っているとき、その大きさ F_1 , F_2 , F_3 の間には次の関係が成り立つ。 $F_1 : F_2 : F_3 = \sin(F_2, F_3) : \sin(F_3, F_1) : \sin(F_1, F_2)$ ただし (F_i, F_k) は F_i と F_k の間の角を表す。



RAM [英 RAM] アドレス(記憶番地)を指定すればただちにその内容を取り出し、変更することができる記憶素子のこと。random access memory の略称。メモリーの内容をいつでも書きかえたり、読出したりできる意味で読出し書込みメモリー RWM(read/write memory)ということもある。RAM の種類には磁性メモリーと半導体メモリーがある。これらの RAM は読出しのときに内容が変わらない非破壊読出しになっている。磁性メモリーの特徴は電源を切ってもメモリー内容が消えないことである。半導体メモリーの場合には電源を切ると内容が消える。磁性メモリーには磁心記憶、磁性線記憶、磁性バブル記憶がある。前二者は高集積化、低価格化が難しい。磁気バブルは低重力、高密度、高安定、低価格などの特徴があり低速、大容量の記憶媒体に適している。半導体メモリーにはスタ

ティック方式(S-RAM)とダイナミック方式(D-RAM)の2種類がある。TTLの半導体メモリーはほとんどS-RAMである。MOS型にはS-RAMとD-RAMの両方の種類がある。D-RAMはコンデンサーに蓄えた電荷を記憶情報としており、一定周期でリフレッシュしなければならないが、消費電力が少なく、構成素子数も少ないので大容量に適している。しかしリフレッシュの期間はメモリーをアクセスすることができない。MOSのS-RAMは16Kビット、D-RAMは64~128Kビットのものがつくられている。CCD(charge coupled device)やBBD(bucket brigade device)などの電荷転送素子も中速度のRAMとして用いられる。

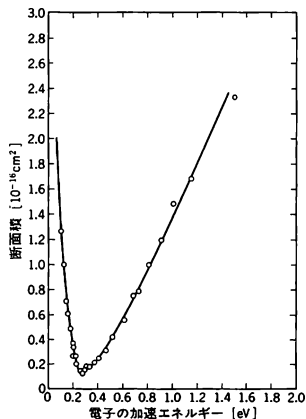
ラム Lamb, Willis Eugene, Jr. 1913. 7. 12—

アメリカの物理学者。ロサンゼルスに生れ、1930年カリフォルニア大学バークレー校入学。化学を専攻、1934年学士となり、J. R. Oppenheimerの指導で理論物理学の研究を始める。1938年原子核の電磁的性質についての論文で学位取得。コロンビア大学に移り、1948年物理学教授に昇任。その後1951年からスタンフォード大学、1953年からハーバード大学、1956年からオックスフォード大学、1962年からエール大学と各大学の教授を歴任。1973年以降アリゾナ大学に籍をおいている。主要な業績のひとつは、コロンビア大学時代にR. Retherfordと共同で行った、水素原子の微細構造についての研究(ラム・レザフォードの実験)である。彼らは準安定水素の原子線を用いた巧妙なマイクロ波分光法によって測定を行い、それまでP. A. M. Diracの理論では完全に縮退していると考えられていた水素の第一励起状態の $2^2S_{1/2}$ と $2^2P_{1/2}$ の2準位が、実はわずかにずれていることを実証した(1947年)。微細構造準位のずれは、電磁場の零点振動(真空)が原子内電子に作用を及ぼす結果、原子核と電子の間の相互作用が変化するために生じるものと解釈され、今日彼の名を冠してラム・シフトとよばれている。この研究は量子電磁気学を導くなど、物理学に広範な影響を及ぼし、この業績により彼は1955年のノーベル物理学賞をP. Kuschとともに受賞した。1963年には気体レーザーの半古典論から、レーザー共振器の共鳴周波数を同調していくと、飽和効果のためレーザー出力がドップラー幅の中心で鋭く減少する現象(ラム・ディップ)の存在を導いた。ラム・ディップは高分解能分光学、レーザーの安定化、波長・周波数標準などの分野で実用上大きな意味をもっている。このほか、 β 崩壊の理論、核分裂の理論、宇宙線シャワー、核磁気共鳴、マイクロ波分光からマグネトロンの理論や設計までも手がけている。また、最近の国際会議などでは、量子論では手がつけられないほど複雑な問題に対して、場合によっては古典的・直観的なアプローチが有効になるというような意見をしばしば述べていることは興味深い。光子という概念や分子の量子力学を用いずに光電効果や分子の光解離を説明しようとする試みも提案している。彼は理論家ではあるが、常に実験家と接触あるいはこれを指導し、具体的実験方法を提案するなど積極的に物理実験に関与している。1953年ラムフォード賞、1954年ペンシルベニア大学名誉博士号、1955年研究協会賞を受ける。国立科学アカデミー会員。アメリカ物理学会名誉会員。[主著] *Laser Physics*, 1974。

ラムザウアー Ramsauer, Carl 1879. 2. 6—1955. 12. 24 ドイツの実験物理学者。1912年からダンチヒの工科大学の物理学教授。1928年にベルリンの電気総合研究所

長。1945年からはベルリン工科大学教授。電子の気体による散乱、および物質の光学的性質について研究し、1914年に、電子の気体分子による散乱微分断面積が、ある値以下のエネルギーの電子では、はなはだしく小さくなることを発見。この現象はラムザウアー効果と命名された。

ラムザウアー効果 [英 Ramsauer effect, 独 Ramsauer-Effekt, 仏 effet Ramsauer, 露 эффект Рамзауэра] 低速電子と原子、分子との衝突の断面積が、あるエネルギー範囲で異常に小さくなる現象。一般に粒子間の衝突は衝突エネルギーが小さくなるほど角運動量量子数 l の小さい部分波のみが散乱にきくようになり、ついには $l=0$ の s 波のみが散乱されるようになる。電子と原子の衝突では1eV程度の衝突エネルギーになると、ほぼこのような状態が実現される場合がある。このとき、衝突断面積 σ は s 波の位相のずれ δ_0 を用いて $\sigma = (4\pi/k^2) \sin^2 \delta_0$ で表される。ここで、 k は入射電子の波数ベクトルの大きさである(⇒部分波展開)。そこで、もし δ_0 が $n\pi$ ($n=1, 2, 3, \dots$) の値をとる場合があると $\sigma=0$ となる。こうした現象が実際C. RamsauerやJ. S. TownsendらによってNeより重い希ガスや、 NH_3 , CH_4 のような対称性のよい分子と電子との衝突で検出されており、ラムザウアー効果(またはラムザウアー・タウンゼンド効果)とよばれている。図はArにおけるラムザウアー効果の例であって、衝突エネルギーが0.2eV付近で衝突断面積に深い極小ができているのが見られる(⇒ラムザウアー・タウンゼンド効果)。[図]



ラムザウアー・タウンゼンド効果 [英 Ramsauer-Townsend effect, 独 Ramsauer-Townsend-Effekt, 仏 effet Ramsauer-Townsend, 露 эффект Рамзауэра-Таунсенда] 重い希ガス原子による低速電子の散乱断面積が、速度の関数として著しく変化すること。ラムザウアー効果と同義にも用いられる。

J. S. E. Townsendとその協力者たちは、気体中での電子集団のふるまいについて研究し、電子の平均自由行程が平均エネルギーの関数として著しく変化すること、Arでは平均0.4eVのあたりで平均自由行程が著しく長くなる(衝突がほとんど起らない)ことを見いだした。一方、C. RamsauerとR. J. G. Kollathは、気体による電子線散乱の断面積を測定し、ArについてTownsendの発見をいっそう精密に再確認した。これからラムザウアー・タウンゼ

ンド効果のよび名が生れた(⇒ラムザウアー効果)。

ラム・シフト [英 Lamb shift, 独 Lambsche Verschiebung, 仏 déplacement de Lamb, 露 лембовское смещение] 水素原子の $2S_{1/2}$ と $2P_{1/2}$ の束縛状態のエネルギーの差。ディラックの電子論では、両者のエネルギーはまったく等しいことが示された。1947 年 W. E. Lamb と R. C. Retherford は、超短波の磁気共鳴でその間に差 (S 状態のエネルギーが振動数にして 1050 Mc だけ高い) があるのを見いだした。福田博, 宮本米二, 朝永振一郎, N. M. Kroll, W. E. Lamb は電子に対する電磁的な高次の摂動補正(場の反作用という)で生ずるエネルギー準位のずれであることを, くりこみ理論を展開して求めて実験を説明し, また在来の場の理論の困難を解決した。

ラムゼー Ramsay, Sir William 1852.10.2—1916.7. 23 イギリスの化学者。スコットランドのグラスゴーに生れる。1866 年グラスゴー大学に入学, 化学を修めた。1870 年ドイツに留学, チュービンゲン大学の R. Fittig の下で有機化学を研究, 2 年後学位を得て帰国。1874 年グラスゴー大学助手となる。グラスゴー時代(1874—80 年)の重要な業績は, ビリジンおよび関連化合物に関する研究であるが, この時期の後半からは, しだいに物理化学分野に関心をもち始めた。1880 年ブリストル大学教授, 次いで学長となり, 当時苦境にあった大学の経営再建に優れた手腕を発揮した。研究面では S. Young と共同して液体・気体の臨界状態について研究。有機化学を離れ, 物理化学者としての業績をあげはじめた。1887 年ロンドンのユニバーシティ・カレッジの教授に招かれ, 初めの数年間はブリストル時代の延長として物理化学を研究。J. Shields と共同で液体の表面エネルギーに関するラムゼー-シールズの式を導いた。1894 年 Rayleigh 卿の窒素の密度異常に関する研究に注目してこの研究に参加, 大気中に新元素アルゴンを発見した。このアルゴンの性質を研究中の翌年, 地球上の鉱物から新元素ヘリウムを発見, さらにその研究が発展して, 1898 年にはクリプトン, ネオン, キセノンの 3 新元素を大気空気から発見した。この 5 つの新元素は化学的不活性という点において化学界に大きな問題を投げかけ, また周期表に 0 族元素という新しい族を加えることになった。0 族元素の不活性(安定構造)は, 後の原子構造, 化学結合の理論の発展に重要な役割を果たしたので, この一群の元素の発見は極めて大きい意義があった。1901 年から, 彼は新しい分野である放射能の研究に転じ, ラドンからのヘリウムの生成を観察して元素の転換を実験的に立証(1903 年), またラドンの密度測定などの業績をあげた。しかし一方, 晩年には放射線の化学作用に関心した実験を行ったりしたこともある。1912 年ユニバーシティ・カレッジ教授職から引退したが, 研究は逝去するまでやめなかった。彼は化学教育に関しても極めて熱心で, 彼に直接学んだ日本人化学者に小川正孝がある。また, 彼の没後ラムゼー基金が設けられ, これによってイギリスに留学した日本人も多い。1888 年ロンドン王立協会会員。1902 年叙位。1904 年希ガスの発見に対してノーベル化学賞受賞。

ラムゼー共鳴 [英 Ramsey resonance, 独 Ramsey-Resonanz, 仏 résonance de Ramsey, 露 резонанс Рамзея] 原子ビームや分子ビームを用いて不均一広がりのないラジオ波またはマイクロ波スペクトルを観測するとき, スペクトル線の幅は被測定原子や分子が入射電波と相互作用する

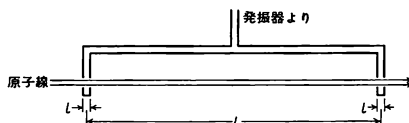


図 1

時間の逆数に比例する。1 ヵ所の相互作用域を長くして狭い線幅を得る代りに, 図 1 に示すように長さ L だけ離れた 2 ヵ所の長さ l の領域でコヒーレントに相互作用させると, 図 2 に示すように幅広いスペクトル線の中心に鋭い共鳴が現れる。この方法は N. F. Ramsey が 1949 年に提案し, 1950 年に実証したのでラムゼー共鳴とよばれる。原子や分子の速度を v とすれば, 幅広いスペクトル線の周波数幅はおおよそ v/L , ラムゼー共鳴の幅は v/L になる。

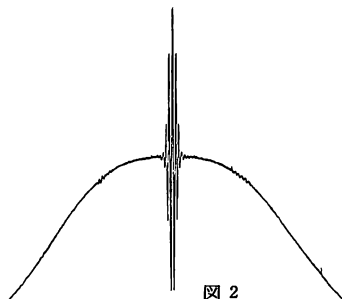


図 2

この共鳴は, 高精度のセシウム原子周波数標準などに用いられている。また, 不均一ドップラー広がりのある光や赤外のスペクトルに対しては, 3 ヵ所でレーザー光と相互作用させて, 鋭い共鳴を観測する光領域ラムゼー共鳴もある。

ラムダ [英独仏露 λ] 体積の単位。 10^{-8} 立方メートル (m^3) に等しい。メートル法に属する単位のひとつとして(厳密に言えば, ラムダ lambda という名称ではなく λ という記号だが) 1880 年の資料に現れたが, 国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい表現法である。

A 型二重項 [英 A -type doublet, 独 A -Dublett, 仏 doublet de type A , 露 A -удвоение] 分子の電子状態に関する二重項の一種で, 二原子分子および直線形多原子分子において現れる。軌道角運動量 (L) の分子軸方向の成分 (A) が 0 でない電子状態 (${}^1\Pi, {}^1\Delta, \dots$ など) では, A が分子軸に沿ってどちらを向いてもエネルギーは等しい。すなわち $|A|$ の値で定義される電子項には 2 つの項が縮退して存在する。この縮退は電子の運動と核の回転運動との相互作用によりとけるが, 分離したときのエネルギー差 ($hc\bar{\nu}$, $\bar{\nu}$ は波数) は回転準位間のエネルギー差に比べてはるかに小さく, 各振動・回転準位がわずかに分れた二重項として現れる。核の回転が速くなるほど, すなわち全角運動量の量子数 J が増すほど, この相互作用は大きくなり, $4\bar{\nu}$ が増える。その増えかたは A の値, 多重度および多重項の成分により異なる。一般に $4\bar{\nu}$ は, $J(J+1)$ の多項式として近似されるが, ${}^1\Pi$ では $4\bar{\nu} = qJ(J+1)$ ($q = \pm 1 \times 10^{-2} \sim \pm 1 \times 10^{-4} cm^{-1}$) が十分よい近似となり, $q \approx 2B_e/\bar{\nu}_e$ (B_e は平衡核間距離における波数単位で表した回転定数, $\bar{\nu}_e$ はこの ${}^1\Pi$ と同じ L をもち, 最も近いエネルギーをもつ Σ とこの ${}^1\Pi$ 項との項値の差) で表される。A 型分離により振動・回転の各準位は全波動関数が対称 (+) な項と反対称 (-) な項と

に分れ、光の放出、吸収は十項と一項の間でのみ許容される。エネルギー準位図における十項と一項の並びかたを見るとパリティの相反する2つの電子項がごくわずかに分離して存在することがわかる(⇒I型二重項, ρ 型二重項)。

△型二重分離 [英 Δ -type doubling, 独 Δ -Typ-Aufspaltung, 仏 $dédoublement$ du type Δ , 露 Δ -удвоение] ⇒ Δ 型二重項

λ点 [英 λ point, 独 λ -Punkt, 仏 point λ , 露 λ -точка] 液体ヘリウム4に一定の圧力をかけたまま温度を変えていくと、特定の温度で常流動相と超流動相の間の相転移(⇒λ転移)が見られるが、その温度をλ点といい、 T_λ と書く。圧力 ≈ 0 (ほんとうに0なら気体になってしまう)で $T_\lambda \approx 2.2$ Kであり、圧力を上げるにつれ直線的に T_λ の減少が見られ、30 atm 近くになって固体になるぎりぎりのところでは $T_\lambda \approx 1.8$ Kである。この相図で見る限りλ点というよりはλ線というのがふさわしく、実際ヘリウム4では、λ線という呼び名が一般的である。他の例でも二次相転移が、ある(温度などの)パラメーターの値のセットで起るとき、このパラメーターの値のセットをλ点ということもできるが、現在ではあまり使われなくなった用語である。むしろ臨界点、臨界温度、キュリー点、キュリー温度、ネール温度などの用語が場合に依じて用いられている。

λ転移 [英 λ transition, 独 λ -Übergang, 仏 transition λ , 露 λ -превращение] 二次相転移では、臨界点近傍で比熱が異常に大きくなる。比熱を縦軸に温度を横軸に描いたグラフが、あたかもギリシア文字λに似ているといわれている(逆λ型)。この意味で、二次相転移はまたP. Ehrenfest によってλ転移ともよばれた。現在では測定の精度が増して、純粋金属の超伝導転移を除き、高温側から $T \rightarrow T_c$ としたときも、低温側から $T \rightarrow T_c$ としたときも、比熱が発散することが確かめられている。液体ヘリウム4を除いて、比熱のグラフは、λという文字から想像されるよりずっと鋭く無限に上方にとがっている。λ転移は狭い意味では、液体ヘリウムの超流動転移をさして使われる。そこでの比熱の異常はまさにλ型で、以前は対数発散($\alpha=0$)といわれてきた。その後の研究により、現在ではカスプ($\alpha=-0.01$)ということになっている。

Λハイパー核 [英 Λ -hypernuclei, 仏 hypernoyaux Λ , 露 Λ -гиперядро] ⇒ ハイパー核

Λ粒子 [英 Λ particle, 独 Λ -Hyperon, 仏 particule Λ , 露 Λ -гиперон] バリオン的一种。質量 1115.60 MeV/c², スピン 1/2, アイソスピン 0, 電荷 0, 奇妙さ -1, 寿命 2.632×10^{-10} s である。主な崩壊は $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $n\pi^0$ 。クォーク模型では uds の結合状態。核子 N, Λ 粒子, Σ 粒子, Ξ 粒子でスピン 1/2 の SU(3) 群の八重項をつくる。

ラム・ディップ [英 Lamb dip, 独 Lamb-Dip, 仏 inclinaison de Lamb, 露 лэмбовский провал] 単一モードレーザーにおいて、発振波長を変化させた場合に見られる山形の強度変化曲線の中央に見られるくぼみを理論的に予測した W. E. Lamb, Jr. の名をとって、ラム・ディップとよぶ。レーザー媒質のスペクトルは、発振波長のレーザー光によるホールバーニング効果によって常に発振波長を中心とした鋭い幅のくぼみ(ホール)をもっている。このくぼみは、レーザーの発振波長がスペクトル線の中心に合致したところで最も深くなるので、発振波長を変えて出力を測

定した場合に、中心部のくぼみとして観測される。光共振器中で、スペクトルの中心部においてホールの深さが最も大きくなるのは、ドップラー効果で広がったスペクトル線の中央(すなわちドップラー・シフト 0)に対応する原子・分子は、共振器中の定在波を構成する反対方向に進む2つの光の双方と相互作用するからである。ラム・ディップは、レーザー光の周波数をスペクトル線の中心に合せて安定化するため、あるいはドップラーフリー分光法的手段などに応用される。

ラム波 [英 Lamb wave, 独 Lamb-Welle, 仏 onde de Lamb, 露 волна Лэмба] 無限に広い固体の平面板を伝わる弾性波を板波というが、そのうち、板に接する音響媒質が存在せず、振動変位の方向が波の進行方向に平行な成分と板面に垂直な成分とが共存するような波動をラム波という。これは波長によって音速度が異なる分散性の強い弾性波である。その分散方程式は Rayleigh 卿(1889 年)によって初めて導かれたが、W. E. Lamb (1917 年)がその数値解析を行ったことから、この波をラム波とよぶようになった。

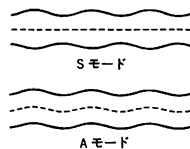


図 1

ラム波の振動モードには図1のように対称モード(Sモード)と反対称モード(Aモード)とがあり、それぞれに高次のモードが存在する。各モードの位相速度は板材の無限媒質中での縦波と横波の音速、および振動数と板厚によって決る。アルミニウム板における位相速度を図2に示

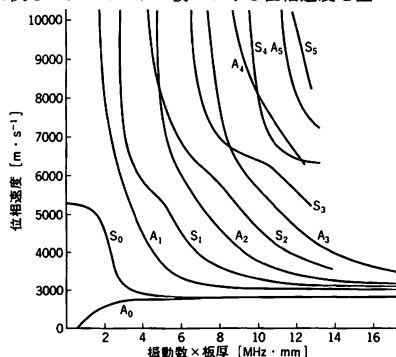


図 2

す。ラム波の位相速度は0から無限大まで存在するが、その群速度は縦波音速を超えない。A₀モードとS₀モードの位相速度は高周波極限ではレイリー波の音速に一致するが、高次モードはいずれも横波音速に近づく。板が液体などに接していると、板中を進行する波は周囲の媒質に音を放射して減衰する。このような波を漏洩ラム波という。ラム波は板材の超音波探傷に利用されている。

ラムフォード Rumford, Count (Thompson, Benjamin) 1753.3.26—1814.8.21 アメリカ出身の応用物理学者。生地マサチューセッツ州ウォバーンでは正規の学校教育はほとんど受けなかった。やがてニューハンプシャー州

コンコードに出て、1772年 富裕な未亡人と結婚。米英の各地で政治や軍事に関与し、George 三世からナイトの称号を受けた。次いでドイツのバイエルン選定侯に仕え、陸軍高官となり、1793年に神聖ローマ帝国の伯爵位を受けて Rumford 伯と名のつた(Rumfordの名はコンコードの旧称であるが、起源は定かでない、要するに旧家らしく響く名を選んだものと思われる)。妻と死別後、1880年ころパリに赴きやがて定住。化学者 A. L. Lavoisier の未亡人と結婚した。しかし不首尾で4年ほど後に別れ、以後パリ近郊オートウイユに引きこもって著述などの仕事を続け、同地で没した。彼の研究は、火薬の成分と弾丸の速度の関係(弾道振り子で計測)に始まり、次いで火薬爆発の際に砲身内で発生する熱を観察し、ひいては、熱は物質ではなく運動(具体的には振動)であるとの説の発表に進む。しかし最も著名なのは、ミュンヘン軍需工場で砲身中ぐり過程での熱の際限のない発生を確認した実験(1798年発表)であり、こうして彼は、他の実験をも論拠として、熱を物質と見る説を否定したのである。ただし、彼は熱とエネルギーとの関連には言及していない。また、さまざまな温度計、熱量計、光度計、放射計を考案した。そのほか、衣服の断熱性、食品の栄養や調理法(オーブンの改良)、暖房(スチームや放射の利用)、照明などの研究も手がけ、ジャがいもやコーヒーの摂取を奨励した。熱・光に関する業績に贈られるラムフォード賞(1796年設定)、イギリスの王立科学研究所(1799年に彼が創立)、ハーバード大学のラムフォード教授職のポスト(1812年の遺言による)は、彼の情熱的な生涯の余光である。

ラメ Lamé, Gabriel 1795.7.22—1870.5.1 フランスの物理学者、数学者、土木技術者。トゥールの出身。エコール・ポリテクニクを1817年に卒業。続いて国立鉱山学校で学び、1820年に卒業した。修学中から幾何学に才能を示した。卒業の年に、学友 B. P. E. Clapeyron とともにロシアに赴き、ペテルブルグで教育(解析学、物理学、機械学、化学)、建設事業(道路や橋)および研究に従事した。1832年に帰国、再び Clapeyron とともに、機械技術の実務に携わったが、同年、誘われて、エコール・ポリテクニクの物理学の教授に就任した。教職と平行して技術コンサルタントの仕事も続け、鉄道建設などに力を貸した。1843年アカデミー・デ・シアンズのメンバー、1844年に降パリ大学と関係をもち、1851年から数理物理、確率論の教授となる。1862年に聴覚を失い退職、引退生活の後パリで没した。

在学中の幾何学論文2編、ロシア勤務中の教科書 *Traité élémentaire du calcul intégral* (P. D. Bazaine と共著、1825年)や工学論文(アーチの安定性、歯車のかみ合いなど)に続いて、多面体での熱伝導(1833年)、温度平衡にある均質固体の等温面(1837年)を論じ、その際、曲線座標およびいわゆるラメ関数を導入。さらに、これらの数学的手段を構内体一般論・結晶光学・弾性論などに適用し、特に弾性論では、一般化された弾性率(ラメの定数)を定義し(1852年の著書)活用した。著書としてこのほかに「物理教科書」*Cours de physique de l'École Polytechnique* (全2巻、1836—37年)、「超越関数と等温面」(1852年)、「曲線座標とその応用」(1859年)、「熱伝導論」(1861年)、「数理物理教程」(1865年)がある。Laméの学風について、数学者たちは「実用的すぎる」と評し、科学者たちは「理論的すぎる」と評したという。

ラメの定数 [英 Lamé's constant, 独 Lamésche Konstante, 仏 constante de Lamé, 露 постоянная Ламе] 等方的な弾性体内の応力テンソルの成分を τ_{ij} 、ひずみテンソルの成分を ε_{ij} とするとき ($i, j=1, 2, 3$)、フックの法則 $\tau_{ij} = \lambda \left(\sum_{k=1}^3 \varepsilon_{kk} \right) \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}$ に比例定数として現れる弾性率 λ 、 μ をいう。ただし、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタ。工学上広く用いられる弾性率であるヤング率 E 、剛性率 G 、体積弾性率 K 、およびポアソン比 ν との間に次の関係がある。 $\lambda = E\nu / [(1+\nu)(1-2\nu)] = 3\nu K / (1+\nu)$, $\mu = G = E / [2(1+\nu)]$ 。

ラメラ [英 lamella, 独 Lamelle, 仏 lamelle, 露 пластинка] 葉緑体では、厚さ数 nm の膜が平らな円板状(直径約 $0.5 \mu\text{m}$)の袋を形成し、それが幾層にも積重なって層状構造を成している。平らな袋状のものをラメラあるいはチラコイドとよび、層状構造をグラナとよぶ。葉緑体内部は、水と水溶性物質(低分子、タンパク質、核酸など)から成るストロマとよばれる部分とラメラの部分とから成っている。ラメラには光合成色素(クロロフィルなど)、酸化還元物質、リン酸化反応に関与する酵素などが存在しており、光合成の明反応を行っている(\Rightarrow 光合成、光合成色素)。

ラメラ格子干渉分光器 [英 lamellar grating interferometer, 仏 interféromètre à réseau lamellaire, 露 интерферометр пластинчатой решётки] 長方形の溝断面形状をもつ回折格子(ラメラ格子という)を用いた遠赤外用干渉分光器の一種。ラメラ格子の表面および溝の底面は全体としてそれぞれ1つの平面を形成することになり、入射光束はこの2面から反射(回折)する2光束に分割され、その光路差は溝の深さ d 、幅 $a/2$ および回折角 α で決まる(図1参照)。干渉分光器としては溝の深さを可変にして光

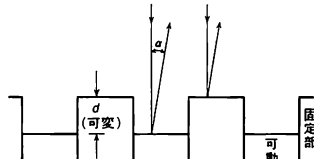


図1 干渉分光用ラメラ格子

路差走査を行う。格子面に垂直入射の場合、波長を λ 、溝数を N とすると、回折光強度 I は、

$$I \propto \left[\frac{\sin \{ (\pi a \sin \alpha) / 2\lambda \}}{(\pi a \sin \alpha) / 2\lambda} \right]^2 \times \left[\frac{\sin \{ (N \pi a \sin \alpha) / \lambda \}}{\sin \{ (\pi a \sin \alpha) / \lambda \}} \right]^2 \left[\cos \left(\frac{\pi}{\lambda} \delta \right) \right]^2$$

ここで、 δ は光路差で、 $\delta = d \{ (1 + \cos \alpha) + (a/2d) \sin \alpha \}$ である。干渉条件については、 m を干渉の次数として、 $a \sin \alpha = m\lambda$ で与えられる。この格子では、 $m=0, 1, 3, \dots$ のとき図2に示す相対強度の回折光が存在し、 $m=2, 4, \dots$ では存在しないこと、また $m=0$ の光は $\alpha=0$ 方向に回折(反射)し、 $m=1$ の光は $\alpha=\alpha_1$ の方向($a \sin \alpha_1 = \lambda$)に回折するが、それらは d の変化に対して位相差 $\pi/2$ をもって周期的に変化するが特徴である。

J. Strong らによって始められたラメラ格子を使う干渉分光器では、 $m=0$ のとき、マイケルソン型と同様にフーリエ分光器として機能し、単色光を用いると図2における $m=0$ の干渉曲線が得られる。光束分割に伴う光損失が

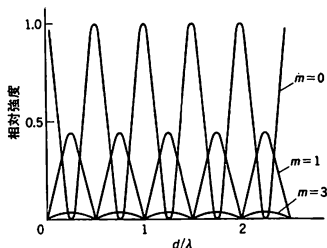


図2 ラーモア格子による
回折次数強度比較

ないことが最大の特徴である。しかし、スリット幅(孔の直径)を s 、コリメーターの焦点距離を F とすると、許される最大回折角は約 s/F となる。 s を大きくして $\sin\alpha_1 = \lambda/a < s/F$ になると $m=1$ の回折光を取込み、干渉曲線の変調効率が低下する。このため波長 $100\mu\text{m}$ 以上の長波長域で使用される。溝幅に対して波長があまり大きくなるとキャビティ効果が生じるため、一定溝幅に対しては長波長側にも制限がある。格子面を球面状にした球面ラーモア格子の提案もある。

ラーモア Larmor, Sir Joseph 1857.7.11～1942.5.19 イギリスの理論物理学者。北アイルランドのアントリウム州マザラゴールに生れる。ペルファストのクイーン大学で学士と修士を受け、1877年ケンブリッジ大学セント・ジョンズ・カレッジに入学。1880年に、数学優等生試験で首席一級合格者となり(J. J. Thomsonが第二位)、また、スミス賞を受け、セント・ジョンズのフェローとなる。5年間ゴールウェイのクイーンズ・カレッジで自然哲学教授を務める。1885年セント・ジョンズの講師。1903年ルカス教授職としてG. G. Stokesの後を継ぐ。1932年引退。生涯独身であった。1892年ロンドン王立協会のフェロー。1901年から1912年まで書記、ロンドン数学協会の顧問(1887～1912年)、会長(1914～15年)を務めた。このほか副会長、財務理事も務める。1915年ロンドン王立協会からロイヤル・メダル、1921年コプリ・メダルを受賞。また1914年にはロンドン数学協会からド・モルガン・メダルを受賞。1909年ナイトに叙せられる。1911年から1922年まで、ケンブリッジ大学区選出国会議員でもあった。彼の科学的業績は電磁理論、光学、解析力学、地球物理学に集中している。その電子論はJ. MacCullaghの光エーテルを発展させ、電磁気と光学の新しい融合をもたらした。H. A. Lorentzに並ぶものであった(⇒ローレンツの電子論)。磁場中のモーメントの歳差運動(1897年)に関するラーモアの定理(1899年、⇒ラーモアの定理)、ゼーマン効果の説明、加速度運動を行う電荷の放射エネルギーの公式を与えたことなどで知られる。晩年は無線電信に関する仕事などがあり、Lorentzとは違って、後の世代と密着することはなかった。ただし、科学者の著作集、伝記などを多く編集し世に残した功績は大きい。彼自身、物理学のスコットランド・アイルランド学派の伝統のなかにあったといえる。[主著] *Æther and Matter*, 1900。

ラーモア回転 [英 Larmor rotation, 独 Larmor-Drehung, 仏 rotation de Larmor, 露 вращение Лармора] ⇒ ラーモアの定理

ラーモア歳差運動 [英 Larmor precession, 独 Larmorsche Präzession, 仏 précession de Larmor, 露 прецес-

сия Лармора] 磁気モーメント μ 、したがって角運動量 J をもつ荷電粒子に磁束密度 B が作用すると、磁気モーメントは B の方向を軸としてこまの首振り運動のようにそのまわりに一定の角速度で回転する。これをラーモア歳差運動とよぶ。これは、古典的な角運動量の方程式でトルク($\mu \times B$)が働くとした場合に得られる運動と同じで、回転の角速度 ω_L は、 $\omega_L = egB/(2m)$ で与えられる。ここで g は、ランダウの g 因子である。量子論が古典論と異なるところは、 B と J のなす角が $(2l+1)$ 個の離散的な値に限られることである。

ラーモア振動数 [英 Larmor frequency, 独 Larmor-Frequenz, 仏 fréquence de Larmor, 露 частота Лармора] ⇒ ラーモアの定理

ラーモアの定理 [英 Larmor theorem, 独 Larmor-Theorem, 仏 théorème de Larmor, 露 теорема Лармора] 一様で定常な磁場の中におかれた単原子分子の電子の運動に関して、1899年にJ. J. Larmorによって導かれた定理。この定理によると3つの条件、(1)原子核は静止している、(2)電子系全体に対するポテンシャルエネルギーは、定磁場 H の方向を軸としてすべての電子を同時に回転したとき、変わらない、(3)磁場 H はあまり強くはないとして、 H^2 の程度の影響は無視できるものとする、が許されるとき、磁場がかけられた場合の電子系の運動方程式は、 H を軸として角速度 $\omega_L = eB/2mc$ (B は磁束密度)で回転する座標系から見れば、磁場のないときの運動方程式と同じである。ただし、 e は素電荷、 m は電子の静止質量、 c は光速である。 ω_L をラーモア振動数という。また、見かけ上、磁場の効果が消えるような座標系の回転をラーモア回転とよぶこともある。この定理は、磁場によるローレンツ力、 ω_L で回転する系に移ることにより生じるコリオリの力と打消しあうことにより成立するものである。この定理と断熱定理(⇒断熱定理)とによれば、磁場を0からゆっくりと増加させていくと、上記の条件が満たされているとき、原子の内部状態である電子の運動は磁場のないときとそれと変わらないまま、全体として ω_L で回転(⇒ラーモア歳差運動)することになる。ラーモアの定理は元来は単原子分子に対して導かれたものであるが、もっと一般に条件(2)が満たされている電子系について成立するものであり、原子物理学や磁性理論の基礎となるものであって、古典力学によっても量子力学によっても証明することができる。[註]

ラーモア半径 [英 Larmor radius, 独 Larmor-Radius, 仏 rayon de Larmor, 露 ларморовский радиус] 磁場 B 中における荷電粒子(質量 m 、電荷 q)の運動方程式は $m dv/dt = q(v \times B)$ で与えられる。したがって角振動数 $\Omega_c = -qB/m$ 、半径 $\rho_L = v/|\Omega_c| = mv/qB$ の円運動をすることが導かれる。この関係式は、遠心力 mv^2/ρ_L とローレンツ力 qvB のバランス、および $v = \rho_L |\Omega_c|$ より求めることもできる。 Ω_c をサイクロトロン角振動数、 ρ_L をラーモア半径あるいは旋回半径という。 Ω_c は電荷の符号によって正負となり電子の場合、右まわり(電子の回転する方向に右ねじをまわしたとき進む方向が、磁場の向きになる)、正イオンの場合、左まわりとなる。温度 T の粒子の熱速度 v_r は $mv_r^2 = kT$ で与えられる。またサイクロトロン振動数 f_c は $f_c = |\Omega_c|/2\pi$ である。温度 T のイオンおよび電子のラーモア半径 ρ_L 、サイクロトロン振動数 $|f_c|$ の値は $\rho_{Le} = 2.38 \times 10^{-6} (kT_e/e)^{1/2} B^{-1} [\text{m}]$; $f_{ce} = 2.8 \times 10^6 B [\text{s}^{-1}]$,

$\rho_{Li}=1.02 \times 10^{-4} (AkT_i/e)^{1/2} z^{-1} B^{-1} [m]$; $f_{ci}=1.52 \times 10^7 (z/A) B [s^{-1}]$ となる。ただし、 A, z はイオンの原子量および電荷数である。 $B=5T$, $kT/e=10 \text{ keV}$ のときは、 $\rho_{Le}=0.048 \text{ mm}$; $f_{ce}=140 \text{ GHz}$, 重水素イオン ($A=2, z=1$) の場合、 $\rho_{LD}=2.9 \text{ mm}$; $f_{cD}=38 \text{ MHz}$ である。

ラーモア反磁性 [英 Larmor diamagnetism, 独 Larmor-Diamagnetismus, 仏 diamagnétisme de Larmor, 露 диамагнетизм Лармора] \Rightarrow 反磁性

ラリタ-シュウィンガー方程式 [英 Rarita-Schwinger equation, 独 Rarita-Schwinger-Gleichung, 仏 équation de Rarita-Schwinger, 露 уравнение Рариты-Швингера] 場の理論における、半整数スピンの粒子の波動方程式。ローレンツ変換の下での S 階テンソル $U_{\mu_1\mu_2\cdots\mu_S}$ は一般にスピン整数 ($\leq S$) の粒子を記述する。角運動量の合成則から明らかなように、スピン半整数の粒子を記述するためには、上記の $U_{\mu_1\mu_2\cdots\mu_S}$ とディラック・スピノールとの直積をつくらばよい。W. Rarita と J. S. Schwinger が 1941 年に提出した半整数スピン $S+(1/2)$ ($S=0, 1, 2, \cdots$) の粒子に対する理論では、波動関数としてスピノール・テンソル $\psi_{\mu_1\mu_2\cdots\mu_S}(x)$ を採用する。ただし ψ は S 階の対称テンソルであると同時に、各 $\psi_{\mu_1\mu_2\cdots\mu_S}$ は 4 行 1 列のディラック・スピノールである (ただしスピノールインデックスは省略)。波動方程式および付加条件として

$$\left(\sum_{\lambda} \gamma_{\lambda} \partial_{\lambda} + \kappa\right) \psi_{\mu_1\mu_2\cdots\mu_S} = 0, \quad \sum_{\mu} \gamma_{\mu} \psi_{\mu\mu_1\mu_2\cdots\mu_S} = 0$$

を仮定する。ただし γ_{λ} はディラック行列、 $\partial_{\lambda} \equiv \partial/\partial x_{\lambda}$, κ は実の定数で、粒子の質量 m と $\kappa = mc/\hbar$ の関係にある。この場合、 $\sum_{\mu} \partial_{\mu} \psi_{\mu\mu_1\mu_2\cdots\mu_S} = 0$, $\sum_{\mu} \psi_{\mu\mu_1\mu_2\cdots\mu_S} = 0$ が成り立つので、 $\psi_{\mu_1\mu_2\cdots\mu_S}$ の独立な成分の数は $2(S+1)$ となることが示される。このことは、スピン演算子を具体的に試みることによっても確かめられる。とくにスピン $3/2$ の場合には、波動関数は $\psi_{\mu}(x)$ となり、取扱いが大変便利なので、広く用いられている。この場合、上記の波動方程式と付加条件を同時に与えるようなラグランジアンをつくるのが可能である。ただし $\kappa=0$ の場合には、ラグランジュ形式は多少の変更を要する。スピンと統計の関係により、この種の場の量子化は反交換関係によらねばならず、その結果得られる場の量子すなわち粒子はフェルミ統計に従うことになる。

ランキン Rankine, William John Macquorn 1820. 7. 5—1872. 12. 24 イギリスの物理工学者。エジンバラの技術者の子として生れる。エジンバラ大学の J. D. Forbes に師事した後、父の助手として鉄道の仕事に携わるなどの経験を積んだ。1854 年にキース・メダルを受賞、1855 年から没年までグラスゴー大学の土木・機械工学の教授を務めた。彼は物理学の面では、分子運動説の立場から熱理論を考察し、Kelvin 卿、R. J. E. Clausius と同時期に熱力学第二法則への道を進み、エントロピー増大の正しい認識には達しえなかったものの、熱機関の効率などについての有用な定量的知見を導出・集成した。また気体中の衝撃波について彼が導出した公式は、後に P. H. Hugoniot が一般化し、ランキン-ユゴニオの式とよばれる。1853—55 年には熱力学 (絶対) 温度や絶対零度の値の議論を進め、ここから、華氏度の系統の熱力学温度のランキン度という名称 (イギリス規格での記号は "R") が与えられた。彼はまた、新しい概念や術語の導入に熱心で、potential energy, sci-

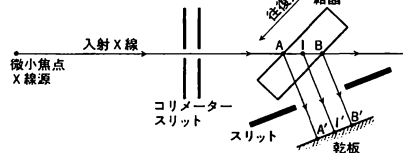
ence of energetics などの語を創案している。熱機関の定量的論究で Kelvin 卿や Clausius をはるかにこえる克明な仕事をした Rankine は、理論的諸科学の成果を工学に応用することにも熱意と見識をもち続けた。なお、1873—82 (明治 6—15) 年まで日本で滞在した工学担当の英人教師 Henry Dyer が彼の弟子であった関係で、Rankine の説や著書は日本でも広く受容され、邦訳も出た。[主著] *Manual of Applied Mechanics*, 1858; *A Manual of the Steam Engine and Other Prime Movers*, 1859 (文部省訳「蘭均氏汽機学」, 1886); *Useful Rules and Tables Relating to Mensuration Engineering, Structures, and Machines*, 1866。

ランキン度 [英 degree Rankine, 独 Grad Rankine, 仏 degré Rankine, 露 градус Ранкина] W. Rankine (\Rightarrow ランキン) が 1853—55 年に提唱した、ランキン目盛で表される温度の単位で、単位記号は "R"。ランキン目盛は、華氏目盛で、熱力学温度を測ったものであり、 $t_R = t_F + 459.67$ が定義される。ただし、 t_R , t_F はそれぞれランキン目盛、華氏目盛での値を示す。国際単位系 (SI) に属さない単位であり、日本工業規格 (JIS) にも採用されていない。

ランキン-ユゴニオの関係 [英 Rankine-Hugoniot relations, 独 Rankine-Hugoniot'sche Gleichung, 仏 relations de Rankine-Hugoniot, 露 соотношение Гюгоньо] \Rightarrow 衝撃波

ラング・カメラ [英 Lang camera, 独 Lang-Kamera, 仏 chambre de Lang, 露 камера Лэнга] \Rightarrow ラング法

ラング法 [英 Lang's method, 独 Langsche Methode, 仏 méthode de Lang, 露 метод Лэнга] Lang より開発され、結晶の欠陥や二次構造の観察に応用される X 線回折顕微鏡法の一つ。図に示すように、微小焦点 X 線源から出てコリメーター用スリットを通過し平行に近い線束となった入射線の中の特性 X 線に対して、ブラッグ反射を起す方位に結晶を設定する。結晶の後のスリットによって入射方向に進む透過波を除去し、ブラッグ反射を受けた回折線のみを写真乾板に記録すれば、入射線の結晶中の通路上の点 AIB からのブラッグ反射強度が写真乾板 (またはフィルム) 上でそれぞれ点 A' I' B' に記録される。得られた像をセクショントポグラフとよぶ。結晶と乾板との位置関係を保ったまま、両者だけを図中で矢印で示した方向に往



復運動させれば、写真乾板上に結晶の各部分から回折されたブラッグ反射線による結晶像を得る。ブラッグ反射強度は格子欠陥などに付随する格子ひずみに依存するから、トポグラフ上には欠陥像が観察される。セクショントポグラフは、欠陥の深さ方向の情報を含み、詳細な解析に対し有効である。特性 X 線として通常 K_{α} 線を用いるが、波長の近い $K_{\alpha 2}$ 線による二重像を避けるため入射線の開角を十分小さくする。さらに解像度をよくするために、乳剤粒子が細かくかつ高密度である原子核乾板を用い、結晶と乾板との間隔を可能な限り短くする方法により、1

μm 程度の解像度が得られる。この方法のための装置をラング・カメラという。

ラングミュア [英 *langmuir*, 独 *Langmuir*, 露 *ленгмюр*] 固体表面を、ふり注ぐ気体分子にさらすときの単位で、 $1.33 \times 10^{-6} \text{Pa}$ ($=1 \times 10^{-6} \text{Torr}$) の気体に 1 秒間さらしたときのさらし量を 1 ラングミュアという。気体分子が熱運動しているとき容器壁などの単位面積に入射する気体分子の数は、気体分子の密度 n 、熱運動による分子の平均の速さ \bar{v} を用いて $(1/4)n\bar{v}$ で与えられる。また気体の圧力 p はボルツマン定数 k と温度 T を用い $p=nkT$ と表せるが、300K の窒素の場合 $(1/4)n\bar{v}$ は $5.1 \times 10^{22} \text{p} [\text{Pa} \cdot \text{個} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}]$ ($3.8 \times 10^{20} \text{p} [\text{Torr} \cdot \text{個} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}]$) になり、1 ラングミュアは $3.8 \times 10^{14} \text{個} \cdot \text{cm}^{-2}$ の気体分子にさらしたことを意味する。固体表面の単位面積に並ぶ原子の数は種類によって異なるが $10^{14} \sim 10^{15}$ 個であり、1 ラングミュアは入射気体分子の吸着確率が 1 の場合おおよそ単分子吸着層を形成するのに必要な入射量といえ、真空中での酸化、還元処理などの問題を扱う場合に便利な単位である。しかしこの定義にはあいまいな点(気体の種類や温度など)も多いため厳密な理論計算にはあまり用いられていない。

ラングミュア *Langmuir*, Irving 1881.1.31 ~ 1957.8.16 アメリカの物理化学者。ニューヨーク州ブルックリンに生れる。コロンビア大学の鉱山学科を卒業後、ドイツのゲッティンゲン大学で W. H. Nernst の指導の下で高温低圧の気体の一時平衡を研究し博士号を得た(1906 年)。帰国後、一時化学教師となったが、1909 年ジェネラル・エレクトリック社(G. E.)の研究所(ニューヨーク州スキネクタディ)に入社、1950 年までの 41 年間同所で研究を続けた。入社当時の G. E. では、電球の中のタンガスステンフィラメントの短寿命の原因を研究中であったが、*Langmuir* は学位論文の研究経験を生かしてこの問題を解決すると同時に、電球内と似た条件下にある高温金属-低圧気体の系で生ずる物理的現象(熱イオン放射など)、化学的現象(気体分子の解離などの)機構へ研究を進めた。彼はまたま W. H. Bragg の結晶構造解析に関する講演を聞いて、原子間、または分子間力について啓発され、それを自己の研究主題と結びつけ、単分子吸着層の概念を得た(1916~17 年)。それから界面の物理化学という新しい研究分野が開拓され、それがノーベル化学賞(1932 年)の対象となった。彼は、アメリカにおける企業内の研究者としては最初のノーベル賞受賞者であった。彼の研究は多方面にわたっているが、彼の名のついた吸着式、触媒機構、核外電子配置のモデル(リュイス-ラングミュアの八偶子説)は現在でもテキストの中に見ることができ。電磁流体としての“プラズマ”も、彼が水銀アークに関係して行った放電現象の研究の際に初めて用いたことが今日使われているのである。第二次世界大戦中に煙の研究を行い、次いで人工降雨の研究を行ったこともよく知られている。[全集] *The Collected Works of Irving Langmuir* (C. G. Smits 編), 1960~62。

ラングミュアの式 [英 *Langmuir isotherm*, 独 *Isothermengleichung von Langmuir*, 仏 *isotherme de Langmuir*, 露 *изотерма Ленгмюра*] \Rightarrow 吸着等温式

ラングミュア・プローブ [英 *Langmuir probe*, 独 *Langmuir-Sonde*, 仏 *sonde Langmuir*, 露 *зона Ленгмюра*] 図 1 に示すようにプラズマ中に小電極を挿入し、その電極に印加する電圧に対する流入電流の特性(プローブ

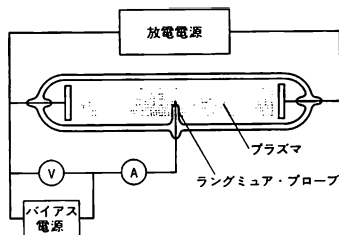


図 1

特性)を取れば、プラズマの温度、密度、空間電位などを求めることができる。この小電極をラングミュア・プローブまたは単にプローブ(探針)とよぶ。磁気探針と区別するため静電探針とよぶこともある。プラズマの空間電位を V_s 、プローブの電位を V で表すと、(1) $V > V_s$ では、プローブへの正イオンの流入を妨げる向きに電場が生じ、電子のみがプローブに流入する。しかし電子の空間電荷のためプローブ前面に電子シースが形成され、プラズマからシース境界に流れ込む電子のランダム電流、すなわち電子の熱運動により境界面に跳び込みうる電子束によって電流値は制限され、飽和特性を示す。この領域を電子電流飽和領域とよび、飽和値を電子飽和電流とよぶ。(2) $V < V_s$ では、逆にイオン飽和電流がプローブに流れ込むが、電子もそれがもつ大きな熱運動速度のため減速電場に打勝ってかなりの量が流入する。したがって、電子電流流入領域とよばれるこの領域でのプローブ特性は、電子の速度分布関数の形を反映したものになる。(3) $V < V_s$ では、電子電流はほとんどプローブに流入せず、イオン電流のみとなって飽和特性を示す。この領域をイオン電流飽和領域とよぶ。理想化したプローブ特性を図 2 に示す。特性が不連続的

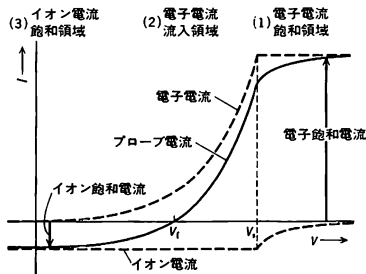


図 2

に変わる(1)と(2)の接点から空間電位を、(2)の特性から電子温度を、そして得られた電子温度と(1)または(3)の飽和電流値から電子密度を求めることができる。プローブに流入する電子電流がイオン電流に等しくなる電位 V_i では、見かけ上プローブ電流は 0 となる。この電位を浮遊電位、壁電位または絶縁電位とよぶ。電子温度 T_e のマクスウェル分布をしたプラズマでは、 $V_s - V_i$ は kT_e/e の数倍の値をとる。プローブのまわりにはイオンシースが形成され、プラズマからプローブをシールドすることになるが、浮遊電位でのこのシースの厚さはデバイの長さの数倍程度である。

ラングミュア・プローブには、ダブルプローブ、トリプルプローブ、マルチグリッドプローブ、磁場中プラズマのイオン温度を求めることのできるイオンセンシティブプロ

ープ、高周波探針、共鳴探針、電子放出プローブなど、種々の変形があり、広く用いられている。ダブルプローブと区別するため、プローブを1本だけ用いるとき、シングルプローブまたは単探針とよぶこともある。プローブ電圧に微小振幅の交流を重ね合わせ、(2)の領域の電流の電圧に対する二階微分をとって電子のエネルギー分布関数の形を求めることも行われている。プローブの形状も、平面、円柱、球状のものが、それぞれによって飽和特性がやや異なってくる(⇒イオン飽和電流)。

ラングリー Langley, Samuel Pierpont 1834.8.22 - 1906.2.27 アメリカの物理学者。ボストンに生れる。土木技師、建築技師として働いた後(1851~64年)、1年間ハーバードの天文台で助手を務め、1866年海軍兵学校の数学教師、翌年アリゲニ天文台長とペンシルベニアのウェスタン大学(後のピッツバーグ大学)の物理学および天文学教授となる。1887年スミソニアン協会理事に就任。彼は、波長の関数として放射のエネルギーを測定することの必要性を認識し、1879年から1881年の間に、放射検出装置(ボロメーター)を改良・実用化して、1秒の露出により10⁻⁵°Cの温度差を1%以下の誤差で測定することを可能にしたと伝えられる。この装置を用いて発見した太陽スペクトルの長波域と極大域、大気を選択吸収、月面放射の性質は、太陽の放射や地球におけるその効果の研究への寄与となった。M. Planckの放射法則を促した1890年代後半の長波長放射の研究も、部分的にはボロメーターの測定に基づいている。彼自身、すずを塗った金属体の熱放射の波長分布を調べ、高い評価を受けたが、波長校正に不備があったために一時期誤説を招来した。1887年ごろからは航空力学の研究も始め、1903年には人が乗れる大きさのモデルで飛行に成功したが、結局人を乗せられず、発展の主流はWright兄弟のものとなった。

乱雑位相近似 = ランダムフェイズ近似

乱雑行列 [英 random matrix, 独 Zufallsmatrix, 露 случайная матрица] 行列要素は乱雑に与えられ、ただ演算子の対称性の制約のみに従って分布しているとしてつくられる行列。1950年代にE. P. Wignerによつてじめて原子核物理学に用いられ、その後、M. L. Mehta, F. J. Dyson, C. E. Porterらにより理論が發展した。非常に多くの複合核単位が関与する反応、たとえば熱中性子の原子核による散乱などを解析するとき、中性子放出幅、放射幅、準位の間隔などの核の平均的性質を知る必要がある。そこで、十分に複雑な系では、限られたエネルギー領域における準位の統計的な性質は、乱雑行列の固有値の性質と同じであると仮定する。この仮定のもとに、準位間隔の分布など、準位の分布の統計的な性質を調べる。他方、原子核の準位分布を実験から求め、それが標準的な分布からずれている度を調べる。その度合から、ずれの性質や原因を究明することができる。準位間隔の分布として、ウィグナー分布が知られているが、これは確率論より推測したものである。実験とよりよく一致する式を得たために1962年にWignerは乱雑行列の理論を發展させた。最近、金属微粒子のエネルギー分布や乱れた磁性体、特にスピングラスのエネルギー状態密度の計算にも使われている。

乱視 [英 astigmatism, 独 Astigmatismus, 仏 astigmatisme, 露 астигматизм] ⇒ 屈折異常

ランジュバン Langevin, Paul 1872.1.23 - 1946.12.19 フランスの物理学者。パリに生れる。エコール・ノル

マル・シュペリエールに学んだ後、ケンブリッジ大学に留学し、キャベンディッシュ研究所のJ. J. Thomsonの下でX線によるイオン化の研究を行う。帰国後もX線の二次効果の研究を続け、1902年ソルボンヌ大学のP. Curieの下で、イオン化した気体の研究により学位を取得した。1904年コレージュ・ド・フランスの教師となったLangevinは、翌年磁性に関する理論を発表した。それは、1897年にJ. J. Thomsonが発見した電子の概念に基づいて、A. M. AmpèreとW. E. Weberの「分子モデル」に正確な意味を与えることを意図したものである。つまり、それぞれの分子が電子の軌道運動による磁気モーメントをもつとして、Curieが1895年に得た常磁性と反磁性に関する実験結果を理論的に裏づけた。そのほか、ブラウン運動や相対性理論に関する研究を行っている。1909年にはソルボンヌ大学の教授となった。1914年に第一次世界大戦が始まったとき、Langevinは水中の潜水艦を探索するために、Curieが1880年に発見したピエゾ効果により発生させた超音波を利用することを考えた。しかし、実際に使われる前に戦争は終結した。1925年に物理化学工業学校の校長に就任し、教育にも従事している。第二次世界大戦中は、ナチスを批判し迫害を受けたが、スイスに逃れレジスタンス運動に加わるなど、政治的にも活躍した。戦後は教育改革委員長として、フランスの国民教育の再建に尽力した。

ランジュバン関数 [英 Langevin function, 独 Langevin-Funktion, 仏 fonction de Langevin, 露 функция Ланжевена] 一定の大きさの磁気(または電気)双極子の集団の磁化率がキュリーの法則に従うことを示したP. Langevinの理論に現れる関数で、 $L(x) = \coth x - 1/x$ で定義される。したがって、ブリュアン関数 $B_S(x)$ で、 $S \rightarrow \infty$ において得られる関数になっている。いま磁気モーメントの大きさを μ とすると、絶対温度 T で強さ H の外部磁場によってその方向に誘起されるモーメントの平均値は、古典統計理論により

$$\langle \mu \rangle = \mu L(\mu H / kT)$$

で与えられる。ここに k はボルツマン定数である。 x の小さいとき $L(x) \approx x/3$ となることから、磁化率 χ は双極子の数を N として

$$\chi = \frac{N\mu^2}{3kT}$$

となり、キュリー則が導かれる。

ランジュバン振動子 [英 Langevin transducer, 独 Langevin-Wandler, 仏 transducteur Langevin, 露 вибратор Ланжевена] 2つの金属ブロックの間に圧電板をサンドイッチ状に接着し、全体としての共振振動数で超音波の送受波を行う形式の圧電変換器。1917年にP. Langevinが高価な圧電水晶板を節約するため、安価な銅板と組合せて低周波の水中超音波送受波用として考案した。最近では、水晶の代りに圧電磁器を用いるが、小型のものはフィルターの構成部品として用いられる。大型で高出力用には、引張応力に弱い磁器の欠点を補うため、接着の代りにボルトを用いて磁器にプレストレスを加えたボルト締めランジュバン振動子があり、10~30kHzの振動数で超音波加工機、超音波プラスチック溶接機などに用いられている(⇒圧電変換器)。

ランジュバン方程式 [英 Langevin equation, 独 Langevin-Gleichung, 仏 équation de Langevin, 露 уравне-

ние Ланжевена] マクロブラウン運動を記述する方程式のうち、マクロブラウン運動のでたらめさを引起す揺動力の項をもち、マクロブラウン運動を記述する変数すなわち着目している確率過程自身を従属変数とするもの。たとえばオルンシュタイン-ウーレンベック過程(⇒確率過程)として記述されるブラウン運動 $U(t)$ に対するランジュバン方程式は

$$m \frac{dU}{dt} + \zeta U = F(t)$$

の形をとる。 m, ζ はそれぞれ質量と摩擦係数に対応するパラメーター。 $F(t)$ が揺動力で、今の場合は白色雑音である。マクロブラウン運動を引起すのは、着目する巨視的変数と相互作用している熱浴の微視的変数の熱運動であるが、その一部分は平均的(因果的)な摩擦力として現れ、残りの部分がそれからのゆらぎを引起す力として働く。前者がランジュバン方程式の摩擦の項を与え、後者が揺動力の項として現れるのである。すなわち、ランジュバン方程式においては、ブラウン運動の平均的(因果的)な部分を引起す力と、それからのゆらぎの部分(でたらめな部分)を引起す力とが明瞭に分離されて現れている。さらにいへば、ブラウン運動の確率的な要素が揺動力の項に凝縮されているのである。白色雑音は因果的な要素を全く含まない「純粋に」でたらめな確率過程であるから、上式で $F(t)$ が白色雑音になっているのは、この意味で自然なことである。

狭義のランジュバン方程式は上式の形のことを意味するが、はじめに定義した広義のランジュバン方程式は、一般にもっと複雑な形をもち、微積分方程式になる場合もあれば、非線形項をもつ場合もある。揺動力も必ずしも白色雑音とは限らないが、ランジュバン方程式における上述のような揺動力の役割を考えるならば、白色雑音であることが望ましい。多くの系においては、実際、十分に長い時間で眺めれば近似的に揺動力が白色雑音になるようなランジュバン方程式を導くことができる。広義のランジュバン方程式はまた、確率微分方程式ともよばれる。

乱数 [英 random numbers, 独 Zufallszahlen, 仏 nombres aléatoires, 露 случайные числа] ある分布をもつ母集団から無作為に抽出された数列。乱数は自然界や社会における確率現象のシミュレーションやモンテカルロ法による計算などに用いられる。基本となるのは $[0, 1]$ 上の一様分布に従う一様乱数である。これは、すべての数の出現確率が等しい乱数である。分布関数 $f(x)$ をもつ乱数は、原理的には y を一様乱数として $x = f^{-1}(y)$ によって交換すれば得られる。実際には、分布関数の性質を利用した種々の方法が考案されている。正規乱数、ポアソン乱数、指数乱数などがよく用いられる。一様乱数を生成する方法は大別すると3通りある。

(1) 乱数表を用いる方法: 種々の関数表や円周率なども乱数表として利用できる。

(2) 物理乱数: 原子核の崩壊に伴う放射線や電気的なホワイトノイズなどを利用したもの。これら(1),(2)の乱数を計算機で用いるときには、あらかじめ磁気テープなどに書込んでおかなければならない。

(3) 算術乱数: 算術演算によって生成するもの。これは必要に応じていつでも生成できるので便利であり、最もよく利用されている。しかし、完全な乱数とはいえないので疑似乱数とよばれている。現在広く用いられている方法は

合同式法で、整数型乱数を $X_{k+1} = aX_k + c \pmod{m}$ でつくり、 $x_k = X_k/m$ によって $[0, 1]$ 上の一様乱数を得る。 $c=0$ のときを乗算合同法、 $c \neq 0$ のときを混合合同法という。二進けたの整数の場合、 m は通常2にする。周期のできるだけ長い。よい乱数を得るための a, c の選び方が研究されている。たとえば D. E. Knuth によれば、 a は、 $a \bmod 8 = 5$ 、 $m/100 < a < m - \sqrt{m}$ を満たし、その二進表示が特殊なパターンをもたないこと。 c は、 $c/m \approx 1/2 - \sqrt{3}/6 \approx 0.21132$ となる奇整数がよいとされている。

ランダウ Landau, Lev Davidovich Ландау, Лев Давидович 1908. 1. 23—1968. 4. 1 ソ連の理論物理学者。バクーに生れ、14歳でバクー大学物理学系入学、後にレーニングラード大学に移って1927年に卒業した。この年に、量子統計力学の基本概念である密度行列を(J. von Neumann とは独立に)発見している。1929—31年にヨーロッパの指導的理論物理学者を歴訪、この間に磁場中の自由電子の量子力学を研究して「ランダウ準位」や「ランダウ反磁性」という物理用語を残し、R. E. Peierls と不確定性原理の相対論的拡張を論じた。1932年ハリコフの物理工学研究所理論物理部長に就任、有名な「理論ミニマム」と称するカリキュラムをつくって、ソ連における理論物理学者の養成に乗り出し、門下に多くの後秀を生むことになった。ハリコフ時代には、強磁性体の磁区構造、磁気共鳴、超伝導体の中間状態、液晶の可能性、中性子星の可能性、二次相転移の一般論など、多彩な問題について先駆的な業績を残した。1937年モスクワの物理学問題研究所理論部長に採用され、同研究所長 P. Kapitza の発見した液体ヘリウム4の超流動現象の理論的解明に取りかかったが、スパイ容疑で約1年間投獄され、Kapitza の職を賭しての抗議によって救出された。1941年に発表された論文は、超流動の理論的説明をすると同時に、凝縮系量子論の基本概念である素励起(準粒子ともいう)概念を意識的に導入したものとして有名である。この概念は1956年「フェルミ液体論」として液体ヘリウム3にも適用された。これらの業績に対し、1962年度ノーベル物理学賞が与えられた。これより先、1950年には彼自身の二次相転移理論を V. L. Ginzburg とともに超伝導に適用し、超伝導の特徴がゲージ対称性の自発的なやぶれであることを明らかにした。

このほか、Landau の業績は物理学のほとんどあらゆる分野に及び、第二次世界大戦中は流体力学、燃焼、爆発を研究、衝撃波や乱流の理論に貢献し、1946年にはプラズマ振動について「ランダウ減衰」という用語を残した。1953年には高エネルギー領域での粒子の多重発生について有名なモデルを提出し、また量子電磁力学における摂動級数の漸近的性質を論じ、さらにファインマン図形やグリーン関数法を凝縮系の多体問題に応用することを提唱した。1962年不慮の自動車事故で瀕死の重傷を負い、奇跡的に蘇生したが、物理学界に復帰することなく1968年に没した。なお、E. Lifshitz との共著「理論物理学教程」(全9巻)、*Курс Теоретической Физики* (1938—) は世界的に普及し、20世紀の代表的な科学書に数えられている。

ランダウ-ゲージ [英 Landau gauge, 独 Landau-Eichung, 仏 jauge de Landau, 露 калибровка Ландау]

⇒ゲージ固定

ランダウ減衰 [英 Landau damping, 独 Landau-Dämpfung, 仏 amortissement de Landau, 露 затухание Лан-

day]

1) プラズマ中の空間電荷波が、粒子との共鳴的な相互作用により振幅の減衰を受ける現象で、1946年 L. D. Landau がプラズマ振動について、プラゾフの方程式の解から予知した。波数ベクトル k 、振動数 ω_k の空間電荷波と粒子の共鳴条件は $\omega_k = k \cdot v$ である (v は粒子速度)。共鳴粒子のうち、波の位相速度より少し速いものは波から減速を受けエネルギーを失い、逆に波の位相速度より少し遅い粒子は加速を受ける。したがって、プラズマ波の振幅減衰率 γ_k は速度分布関数の位相速度での微係数に比例し

$$\gamma_k = -\frac{\pi \omega_p^2}{2k^2} \left[\frac{\partial f_1(v)}{\partial v} \right]_{v=\omega_k/k}$$

で与えられる。 ω_p はプラズマ振動数、 $f_1(v)$ は k 方向での一次元速度分布関数を表し、 v で積分すると 1 となるように規格化されている。温度 T のマクスウェル分布をもつプラズマでは

$$\gamma_k = \left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \left(\frac{m}{kT}\right)^{3/2} \frac{\omega_p^3}{k^3} \exp\left[-\frac{\omega_k^2}{2k^2(kT/m)}\right]$$

となる。 m はプラズマ粒子の質量、 k はボルツマン定数である。非平衡プラズマで速度分布がマクスウェル分布からずれる、ある速度領域で $\partial f_1(v)/\partial v$ の符号が変わると、減衰率 γ_k が負となり、プラズマ波の増大を意味するようになる。これを逆ランダウ減衰型の不安定性とよぶ。

[2] 加速器において、個別粒子の振動数の広がりのため、ビームの不安定性(電荷密度分布の平衡値からのずれによって起る一種の波動と考えられる)が抑えられる現象をランダウ減衰という。ビームの回転周波数、ベータatron 振動数およびシクロトロン振動数が単一の値で真空壁やそのほかビームを取巻く装置とビームとの相互作用によって、ビーム不安定性が起りうる場合でも、ビームのエネルギーに広がりがあり、またそれらの振動が非線形性になり振動数の広がりをもつ場合に、初期に与えた粒子の電荷密度の振動が減衰しビーム不安定性が抑えられる。これはプラゾフの方程式を正しく扱うことにより示される。

ランダウ準位 [英 Landau level, 独 Landau-Niveau, 仏 niveau de Landau, 露 уровень Ландау] 一様な磁場が存在する真空中に置かれた荷電粒子は、古典力学によると磁場に直角方向にはサイクロトロン運動とよばれる等速円運動を、磁場方向には等速直線運動をする。この円運動を量子力学で扱うと、粒子のエネルギー準位は量子化され離散的な $(n+1/2)\hbar\omega_c$ で与えられる。この量子化された準位をランダウ準位とよぶ。それぞれの準位は単位面積当たり $1/2\pi l^2$ 重に縮重していて、さらに磁場方向の運動の自由度をもつ。ここで、 ω_c と $\hbar\omega_c$ はそれぞれサイクロトロン振動数、サイクロトロンエネルギーとよばれ、 $\omega_c = QB/m$ で与えられる。負でない整数 n はランダウ量子数とよばれ、 l は基底ランダウ準位 ($n=0$) の軌道半径で $\sqrt{\hbar/QB}$ で与えられる (Q は電荷、 B は磁束密度、 m は質量で \hbar はプランク定数の $1/2\pi$ である)。ランダウ量子数 n の状態は古典力学での半径 $\sqrt{2n+1}l$ のサイクロトロン運動に対応する。相対論的領域や結晶中の電子などほかの場合でも、一様磁場により磁場直角方向の運動が量子化された準位を一般的にランダウ準位とよぶ。たとえば、ディラック電子のランダウ準位のエネルギーは静止エネルギーを含めて

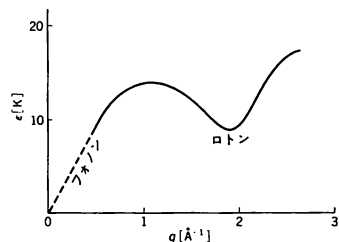
$$\sqrt{(mc^2)^2 + 2mc^2 \left[\left(n + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c + \frac{p^2}{m} \right]}$$

で与えられる。ここで、 c は光速、 p は磁場方向の運動量

である。複号士は、それぞれ磁場に平行、反平行のスピン状態に対応して、同じランダウ量子数 n をもつ 2 つの準位のエネルギー差はゼーマン分離を表す。また結晶中の電子はバンド効果を受けるが、バンド構造に極値をとるところがあれば、それぞれの極値に伴ったランダウ準位を近似的に考えることができる。バンドを考慮して磁場方向の運動量一定の断面内で、等エネルギー線が閉じているときには、エネルギー (ϵ) と運動量との関数として運動量空間の断面積 (A) が定義できる。このとき、サイクロトロン有効質量 $m^* = (1/2\pi)(\partial A/\partial \epsilon)$ が定義でき、考えているエネルギーと運動量の近傍ではランダウ準位の間隔は $\hbar\omega_c^*$ である。 ω_c^* は、この場合のサイクロトロン振動数で QB/m^* で定義される。断面に複数の等エネルギー線の閉曲線が存在するときには、それぞれに属するランダウ準位間の相互作用が問題になることもある (\Rightarrow マグネティックブレイクダウン)。

ランダウ条件 [英 Landau condition, 独 Landau-Bedingung, 仏 condition de Landau, 露 условие Ландау] 結晶において二次相転移が許されるための必要条件のひとつ。「二次相転移が許されるためには、転移パラメータの属する既約表現の対称立方に恒等表現が含まれてはならない」というのがランダウ条件である。対称立方に恒等表現が含まれる場合には、自由エネルギーを転移パラメータのべき級数に展開したもののの中に三次項が出現し、そのために、その転移パラメータの属する既約表現で誘起される低対称相への転移は一次相転移となる。

ランダウ・スペクトル [英 Landau spectrum, 独 Landau-Spektrum, 仏 spectre de Landau, 露 спектр Ландау] 液体ヘリウムの低いエネルギーの固有状態は、フォノンとよばれる音波の量子と、ロトンとよばれる後流を伴った一粒子(準粒子)の 2 種の素励起の集合として記述できる。これは、L. D. Landau が 1941 年流体力学を量子化する発想に基づいて導入し、1947 年その統計的性質と、熱容量の観測値を照合することにより、一分枝の励起スペクトルとして確定した。このスペクトルをランダウ・スペクトルという。中性子の非弾性散乱を利用すると、このスペクトルを実験的に測定することができる(図参照)。図で

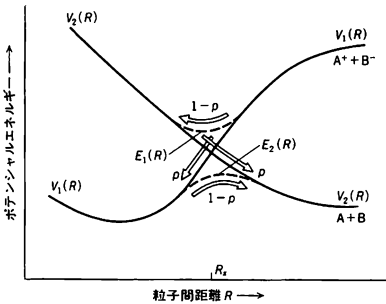


小さな波数領域における直線(破線)部分はフォノン、2 \AA^{-1} 付近に見られる極小部分はロトンを表す。多体的な波動関数によるその分子論的な構造の分析は R. P. Feynman によってなされた (\Rightarrow ファインマン・スペクトル)。その結果これはボース統計に特有な構造であることが示された。

ランダウ-ゼナーの理論 [英 Landau-Zener theory, 独 Landau-Zener-Theorie, 仏 théorie de Landau-Zener, 露 теория Ландау-Зинера] 比較的低エネルギーの原子衝突過程によって起る電子状態の変化は衝突粒子間の距離を止めて得られる断熱ポテンシャル曲線 (\Rightarrow 断熱ポテ

ンシャル曲線)に対応する状態の間の遷移として取扱われる。これを非断熱遷移という。ランダウ-ゼナーの理論は非断熱遷移に関する基礎理論である。

$A^+ + B^- \rightarrow A + B$ という衝突過程の場合、原子の電離エネルギーは一般に電子親和力より大きいので A^+B^- 系のポテンシャルエネルギー $V_1(R)$ は無限遠方 ($R=\infty$) では、 AB 系のエネルギー $V_2(R)$ より大きい。ところが原子が互いに近づくとき $A^+ - B^-$ 間のクーロン引力のためにポテンシャルは急に下がり、 AB 系のそれと交差する (図参照)。



衝突による状態変化はこのような交差点で起こりやすい。 A^+B^- の状態と AB の状態の間には、実際には相互作用 $V(R)$ があるので、断熱ポテンシャルは

$$E_{1,2}(R) = \frac{1}{2}(V_1(R) + V_2(R)) \pm \sqrt{(V_1(R) - V_2(R))^2 + 4V^2(R)}$$

で与えられる。 $E_1(R) = E_2(R)$ となることはないが $V_1(R) = V_2(R)$ となる点 R_x の近傍では両者は互いに近づく。これを断熱ポテンシャルの擬交差という (⇒擬交差)。上述のようにクーロン引力が直接現れる場合でなくとも断熱ポテンシャルの擬交差が起ることはよくあり、非断熱遷移はそこで局所的に起る。非断熱遷移の原因は原子が有限の速度で動いていること、いいかえると電子状態の波動関数が R に依存することにある。

1932年に L. D. Landau, C. Zener, E. C. G. Stückelberg はそれぞれ独立にこの非断熱遷移の確率を与える表式を導いた。Landau と Zener は擬交差を 1 回通過するときに断熱ポテンシャル間を乗り移る確率の近似式として

$$p_{LZ} = \exp(-2\delta_{LZ}), \quad \delta_{LZ} = \frac{\pi |V(R_x)|^2}{\hbar v \left| \frac{d\Delta V}{dR} \right|_{R_x}} \quad (1)$$

を導いた。ただし、 $\Delta V = V_1(R) - V_2(R)$ で v は $R=R_x$ での動径方向の相対速度である。実際の衝突過程では原子は擬交差点を通過して最近接距離まで近づいてから互いに遠ざかり再度擬交差点を通過して無限遠方に飛び去る。したがって、最終的に状態変化を起す確率は次式で与えられる (図参照)。

$$P_{LZ} = 2p_{LZ}(1 - p_{LZ}) \quad (2)$$

通常、式(1)あるいは式(2)をランダウ-ゼナーの公式とよんでいる。式(1)からわかるとおり、 $v \rightarrow 0$ で $p_{LZ} \rightarrow 0$ 、すなわち低エネルギーの極限では断熱状態間遷移は起らず、一方 $v \rightarrow \infty$ では $p_{LZ} \rightarrow 1$ 、すなわち高エネルギー極限では断熱状態間の乗り移りが確率 1 で起る。式(1)は ΔV が R または衝突時間の一次式で、しかも相互作用 $V(R)$ が R によらない場合に成り立つ公式であるので、一般の場合には必ずしも定量的に良い結果を与えない。

その後、一般のポテンシャル形への拡張が行われ、最も正確な解析公式として次式が得られている (原子単位系を用いてある)。

$$P = 4p(1-p)\sin^2(\sigma_1 + \sigma_2 + \phi)$$

$$p = \exp(-2\delta)$$

$$\sigma_1 + i\delta = \int_{R_c}^{R_*} \{k_2(R) - k_1(R)\} dR \quad (3)$$

$$\sigma_2 = \int_{R_2}^{R_c} k_2(R) dR - \int_{R_1}^{R_c} k_1(R) dR$$

$$k_j(R) = \sqrt{2m(E - E_j(R))}, \quad k_j(R_j) = 0 \quad (j=1,2)$$

ただし、 m は衝突系の換算質量、 E は衝突エネルギー、 R_* は断熱ポテンシャルの差の複素零点 $\Delta E(R_*) \equiv E_1(R_*) - E_2(R_*) = 0$ 、 R_c は R_* の実部 $R_c = \text{Re}(R_*)$ である。実数の R では $\Delta E(R) = 0$ となることはないので R_* は複素数である。 ϕ は位相の補正項である。 p はいままでと同様に擬交差を 1 回通過するときに断熱状態間を乗り移る確率に等しい。式(3)で ΔV や $V(R)$ に対して前述の近似を用いさらに乱雑位相近似 $\sin^2(\sigma_1 + \sigma_2 + \phi) \approx 1/2$ を使うと古いランダウ-ゼナーの公式(1), (2)が得られる。式(3)のように \sin^2 の項を含む公式は Stückelberg 法にもシュレーディンガー方程式に WKB 近似 (⇒WKB 法) などを用いることにより求められた。そこで、 \sin^2 の項を含む公式をランダウ-ゼナー-シュテュッケルベルクの公式とよぶことがある。いずれにしろ断熱ポテンシャルを用いて表現した式(3)が最も正確な公式である。

式(3)からも想像されるように、断熱ポテンシャルの差 $\Delta E(R)$ の複素零点 R_* が重要な点である。しかも、非断熱結合項が同じ場所 R_* に 1 位の極をもつことが示される。このために非断熱結合項に関する単なる摂動展開はよい近似とならない。式(1)~(3)のように摂動項が陰にくり込まれてあらわに入ってこない式を使うことが必要なのである。

非断熱遷移は R_c の所で十分よく局在して起るので、上述の公式を一般の多状態間の遷移の問題に拡張することができる。断熱ポテンシャル曲線に沿って衝突の始状態から終状態に至る可能な経路を数えあげ、経路ごとに遷移確率振幅を求めて重ね合わせると全体の確率振幅が求まる。遷移確率はその絶対値の二乗である。経路ごとの遷移確率振幅は断熱ポテンシャルに沿った断熱的の傳播に対応する位相項 ($e^{i\theta}$ の形) と擬交差点での断熱状態間の乗り移りの確率の平方根 (\sqrt{p} あるいは $\sqrt{1-p}$) の積の形で与えられる。これはファインマンの経路積分法の一応用と考えられる (⇒ファインマンの経路積分)。

非断熱遷移のもうひとつの典型例としてローゼン-ゼナー (あるいはデムコフ) の公式がある。これはランダウ-ゼナーの場合とは対照的な

$$\Delta V(R) = \text{一定}$$

$$V(R(t)) \propto \text{sech}[\alpha(t - t_0)] \quad (\text{あるいは } e^{-a|t|})$$

というモデル (a は定数) に対応する。ここで t は時間であり、 R は t の関数であると考え、断熱ポテンシャルの間にもランダウ-ゼナーのときのような顕著な擬交差はなく遷移の局在性も悪いが、 $\Delta E(R)$ の複素零点が重要であることは同じである。式(3)に対応する一般公式は次式で与えられる。

$$P = 4p(1-p)\sin^2(\sigma_1 + \sigma_2) = \text{sech}^2 \delta \cdot \sin^2(\sigma_1 + \sigma_2)$$

$$p = \frac{1}{1 + \exp(2\delta)}$$

$\sigma_1, \sigma_2, \delta$ の定義は前と同じである。 δ が大きいときにはランダウ-ゼナーの公式と大差ないが、 δ が小さいときには違いが現れる。

ここで説明した非断熱遷移は、衝突原子の動径方向 (R 方向) の相対運動と電子の運動とが結合することによって生じる遷移で動径結合による非断熱遷移とよばれる。このほかに回転運動と電子の運動との結合すなわちコリオリ相互作用による電子状態間遷移がある。これを回転結合による非断熱遷移とよぶ。なお、非断熱遷移の理論は原子衝突過程に限らず分子や固体内におけるエネルギー緩和の問題や化学反応過程の理解においても重要な役割を演ずる (⇒ 断熱近似)。

ランダウのフェルミ流体理論 [英 Landau theory of Fermi liquid] ⇒ フェルミ流体論

ランダウのゆらぎ [英 Landau fluctuations, 独 Landau-Schwankungen, 仏 fluctuations de Landau, 露 флуктуации Ландау] ⇒ 電離ゆらぎ

ランダウの臨界速度基準 [英 Landau criterion for critical velocity, 露 критерий Ландау для критической скорости] 管の中を超流体が速度 v で流れているとき、管壁との相互作用により流体の内部運動が励起されると、流速が小さくなる。流体の素励起のエネルギースペクトルを $\epsilon(p)$ としたとき、運動量 p の間に

$$\min_p \frac{\epsilon}{p} > v$$

が成立する限り、素励起は励起されず、したがって永久流は減衰しない。上の条件をランダウの臨界速度基準といい、上式の左辺の値が臨界速度を与える。この関係は、静止している流体中に運動量 p の素励起をつくるとき要するエネルギーが $\epsilon(p)$ であるのに対し、同じ素励起を流速 v で流れている流体中につくるのに要するエネルギーは

$$\epsilon(p) + p \cdot v$$

であることによる。管も流体も絶対零度であれば、このエネルギーが正である限り、素励起はつくられない。エネルギーの供給源がないからである。液体ヘリウム II の場合これによって求めた臨界速度は、フォノンに対しては音速 (約 $200 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)、ロトンに対して $70 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ であって、いずれも実測される永久流が破れる速度 (通常の装置では $0.01 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ の程度) に比べて大きい。渦輪が励起されるとしてこの基準を当てはめると、ほぼ正しい値が得られる。

ランダウ-パイエルス公式 [英 Landau-Peierls formula, 独 Landau-Peierlsche Formel, 仏 formule de Landau-Peierls, 露 формула Ландау-Пайерлса] 電子の軌道運動に伴う磁化率は、古典論の範囲では存在しないが (ボア-ファン・リューエンの定理)、量子力学的には有限となる。自由電子に対してこれを最初に導いたのが L. Landau (1930 年) である。結晶中のブロッホ電子の軌道運動に伴う磁化率の表式は一般には複雑であるが、R. E. Peierls (1933 年) が提唱した簡単化された表式がある。この両者を合わせてランダウ-パイエルス公式とよぶ。パイエルスの式は、各ブロッホバンド n のエネルギー $\epsilon_n(k)$ のみで表現されており、 $\epsilon_n(k) = \hbar^2 k^2 / 2m$ とおけば、ランダウの式が導かれる。しかし、パイエルスの式では周期ポテンシャルについての取扱いが近似的であり、特に磁場によるバンド間遷移の効果が無視されている。軌道磁性には、バンド間遷移が重要な役割を果すことがありパイエルスの式を適用する場合には注意が必要である。バンド間遷

移が本質的な役割を果す例としては、大きな反磁性を示す半金属 Bi がある。

ランダウ・パラメーター [英 Landau parameter, 独 Landauscher Parameter, 仏 paramètre de Landau, 露 параметр Ландау] ⇒ フェルミ流体論

ランダウ反磁性 [英 Landau diamagnetism, 独 Landauscher Diamagnetismus, 仏 diamagnétisme de Landau, 露 диамагнетизм Ландау] 自由電子に一樣な弱い静磁場をかけたとき、電子のサイクロトロン運動によって生じる磁化は、磁場と逆方向を向いている。すなわち、磁化率は負である。これをランダウ反磁性という。この効果は純粋に量子力学的なものであって、古典統計からは出てこない (⇒ ボア-ファン・リューエンの定理)。温度が電子系のフェルミ・エネルギーより十分低いとき、磁化率 χ_L は

$$\chi_L = -\frac{2}{3} \mu_B^0 \mu_0 N(\epsilon_F)$$

(μ_B はボア磁子、 $N(\epsilon_F)$ は自由電子系での一方方向のスピンのフェルミ準位での状態密度、 μ_0 は真空の透磁率) で与えられ、これは電子のスピンのパウリのスピン常磁性磁化率 χ_F と $\chi_L = -\chi_F/3$ の関係にある。周期ポテンシャルの下にある金属中の伝導電子の場合には、上の χ_L の代りにランダウ-パイエルス公式がしばしば用いられるが、これは近似式であるので注意を要する。

なお、磁場が強くなると磁化率は磁場について振動項を含むようになり、それはド・ハース-ファン・アルフェン効果として観測される。

ランダウ-ポメランチュク効果 [英 Landau-Pomeranchuk effect, 独 Landau-Pomerantschuk Effekt, 仏 effet Landau-Pomeranchouk, 露 эффект Ландау-Померанчука] 非常に高いエネルギーの電子が制動放射をする場合、あるいは非常に高エネルギーの γ 線が電子・陽電子対創生をする場合に、標的の密度が高いと反応確率が減少する密度効果のひとつ。高エネルギーでは粒子の進行方向の運動量遷移 Δp_{\parallel} は大変小さくなりうる。不確定性関係により、 $\Delta x \approx \hbar / \Delta p_{\parallel}$ の区間における反応は量子力学的に干渉しあうが、この区間で電子のクーロン多重散乱が無視できないほど Δx が長くなると、干渉が負のほうに寄って反応確率を減少させる。制動放射の場合には、電子のエネルギーを E_e 、放出光子のエネルギーを E_γ とすると、 $\Delta x = 2\hbar E_e (E_e - E_\gamma) / m_e^2 E_\gamma c^3$ が放射長 λ_0 の $(\frac{m_e c^2}{21 \text{ MeV}})^2$ 倍より長くなるとこの効果が顕著になる。L. Landau と I. Ya. Pomeranchuk により提案され (1953 年)、A. B. Migdal が詳しく計算した (1954~56 年)。

ランダウ-ルーマー損失 [英 Landau-Rumer loss, 独 Landau-Rumerscher Verlust, 仏 perte de Landau-Rumer, 露 потеря Ландау-Румера] 固体中の横波超音波が、熱的に励起されたフォノンによって吸収される過程であって、L. D. Landau と G. Rumer とが最初に理論的に扱ったのでこの名称がある。ただし、超音波の角振動数 ω と熱フォノンの寿命 τ が $\omega \tau \gg 1$ を満足する場合で、超音波の横波フォノンが縦波の熱フォノンに吸収されて縦波のフォノンに転化する遷移確率から超音波の吸収係数が次のように求められている。

$$\alpha = \frac{\pi k^4 \tau^2}{80 \rho \hbar^2 v_l^2} \left[1 - \left(\frac{v_l}{v_t} \right)^2 \right] \omega T^4$$

k はボルツマン定数、 $2\pi \hbar$ はプランク定数、 ρ は固体の密度、 T は絶対温度、 v_l, v_t は縦波および横波の音速、 τ は

グリーナイゼン定数であってフォノンの間の三次の相互作用を表す。なお、 $\omega\tau \ll 1$ の場合には、超音波は局所的な弾性定数の変化を引起し、熱フォノンの局所的熱平衡分布が有限な緩和時間 τ でこれに追従すると考えて次の吸収係数が得られる。

$$\alpha = \frac{\gamma^2 \omega^2 T}{\rho v_s^2} \kappa$$

v_s は異方性を無視したときの音速、 κ は固体の熱伝導率である。この表式は A. Akhieser が導いたので、アキーズー損失とよばれる。

ランタナイド [英 lanthanides, 独 Lanthaniden, 露 лантаниды] \Rightarrow 希土類元素

ランタノイド [英 lanthanoids, 独 Lanthanoiden, 仏 lanthanoïdes, 露 лантаноиды] \Rightarrow 希土類元素

ランダムウォーク = 酔歩

ランダム共重合体 [英 random copolymer] \Rightarrow 共重合体

ランダムコイル [英 random coil, 露 беспорядочный клубок] 高分子がガラス転移温度以上の状態や溶液中にあるとき、高分子全体としての並進および回転運動(マクロブラウン運動)以外に、主鎖原子間の共有重結合のまわりの局所的分子内回転のために、高分子はその形態を次第に激しく変えている(ミクロブラウン運動)。この状態にある高分子を、無秩序に形を変える長くて曲がりやすい糸状のものという意味で、ランダムコイルまたは糸まり状高分子という。ランダムコイル状態の存在は、たとえばゴム状物質に対する核磁気共鳴吸収の運動による幅の減少として直接検証されている。この状態では、その瞬間的形態、形状は問題でなく、両端間距離、回転半径の分布等が重要となり、それらの統計的平均が、浸透圧、光散乱、溶液粘度などの測定値と関連してくる。希薄溶液中にある孤立した高分子で、分子内の一次構造の規則性、水素結合の有無、高分子と溶媒分子間の相互作用、温度、pH などの条件によって、必ずしもランダムコイルになるとは限らず、高分子の構成要素が稠密に詰った粒状状態(グロビュル状態)になったり、またタンパク質分子で見られるように、ヘリックス構造の状態になったりする。いずれの状態が実現するかは、与えられた条件で、系の自由エネルギーの高低によって決る。また、ヘリックス-コイル転移、コイル-グロビュル転移の研究が、分子内転移の問題として最近発展しつつある。

ランダムコイル模型 [英 random coil model, 仏 modèle de la pelote, 露 модель беспорядочного клубка] 長くて屈曲性に富むというランダムコイル状態にある高分子を抽象した分子模型をいう。最も簡単なものは、分子構造の詳細を全く無視して、構造単位を太さのない一定の長さ b のボンド(結合)で表し、その N 個をつぎつぎ結合し、結合点では自由に回転でき、ボンドの重なりや交差を許したもので、これを狭義のランダムコイル模型、あるいは酔歩模型という。この模型の両端間距離 r の二乗平均 $\langle r^2 \rangle$ は Nb^2 に等しい。また N が20程度以上で、 $r \ll Nb$ ならば、 r の分布は近似的にガウス分布になる(\Rightarrow ガウス鎖)。

結合角や分子内回転障害ポテンシャルの制限を近距離相互作用という。この作用は考慮するが、ボンドの重なりを許す場合、 $N \gg 1$ ならば $\langle r^2 \rangle$ は N に比例する。ボンドの空間的重なりや交差は、鎖に沿って離れているボンド間の作用という意味で長距離相互作用とか排除体積効果とい

い、これを考慮したものを自己逃避ランダムコイル模型(self avoiding random walks, 略称:SAW)という。この模型では、 $N \gg 1$ でも非ガウス鎖となり、 $\langle r^2 \rangle = N^{2\nu}$ の関係で、平均力場理論からは $\nu=0.6$ 、またくりこみ群理論からは $\nu=0.570$ が予想されている。以上の模型はラウス模型、ガウス鎖模型とともに、広義のランダムコイル模型といえる。

ランダム収量 [英 random yield, 露 случайный выход] イオンが結晶の軸もしくは面にはば平行に入射したとき、チャネリング効果が起り、結晶原子と衝突して高角度に散乱する入射粒子の収量は減少する(\Rightarrow チャネリング)。これに対し、結晶軸や結晶面から十分離れた方向(ランダム方向)から粒子が入射したとき、原子との近接衝突により高角度散乱した入射粒子の収量をランダム収量という。しかし完全にチャネリング効果を避けることは困難で、正確にランダム収量を求めるためには、結晶を回転しながら測定するとか、結晶原子と同種の原子を結晶に照射して非結晶化し、その散乱収量を求めるようなくふうがなされている。

ランダムフェイズ近似 [英 random phase approximation, 独 Näherung der zufallsverteilten Phasen, 仏 approximation des phases distribuées au hasard, 露 приближение беспорядочно распределённых фаз]

[1] プラズマあるいは固体プラズマにおける多電子相関効果(特に、遮蔽効果と集団運動)を調べるために、D. J. Bohm と D. Pines により展開された理論(\Rightarrow ボーム-ピンス理論)において導入された近似法。RPA と略称でよばれることが多い。波数ベクトル k の電子密度のゆらぎ $\rho(k) = \sum_i \exp(ik \cdot r_i)$ (r_i は i 番目の電子の位置ベクトル、和はすべての電子についてとる)の運動方程式において、電子間クーロン相互作用の効果は、 $-(mV)^{-1} \sum_{k'} v(k') \cdot (k - k') \rho(k - k')$ という形で現れる(m は電子質量、 V は系の体積、 $v(k) = e^2/(\epsilon_0 k^2)$ はクーロン相互作用ポテンシャルのフーリエ成分)。このうち、 $k = k'$ の項、 $-\omega_p^2 \rho(k)$ ($\omega_p = (ne^2/(\epsilon_0 m))^{1/2}$ はプラズマ振動数、 $n = N/V$ は電子数密度)と比較して、 $k \neq k'$ の項を小さいものとして無視する近似がランダムフェイズ近似である。これは、異なる波数の密度ゆらぎの間の結合を無視することに相当する。

名の由来は、 $k \neq k'$ の項に現れる因子 $\rho(k - k') = \sum_i \exp\{i(k - k') \cdot r_i\}$ の各項の位相がランダムで、和の各成分が互いに打消しあうという物理的考察を模範にこの近似が提案されたことによっている。この近似は、高密度で妥当な近似であることが証明されており、また、外場に対する遮蔽効果をハートリー近似でセルフ-consistent に取入れる方法(平均場近似)と同等であること、多体問題の一般的手法に従えば、クーロン相互作用の高次効果として気泡型のダイアグラムをすべて加えた結果と一致すること、が示されている。RPA の誘電関数は、リンハードの式とよばれることもある。多電子系の密度ゆらぎに対するRPAと同じ精神で、多体系の素励起の異なるノーマルモード間の相互作用を無視する近似法も、一般にRPAとよばれている。

[2] 原子核の集団状態を微視的に記述する理論で、その適用限界を問題にしないかぎり、理論は無矛盾で一般的であり、実際計算も簡単に行える理論でもある。与えられた

多粒子系のハミルトニアンに対して、まずハートリー-フォック(ないしゴリューボフ)近似で密度行列の平衡値を決定する。次に求められた平衡値のまわりの時間的変動を取扱う。その際、その時間的変動を決定する方程式は非線形であるため、変動が微小であるとして線形化を行うのがこの近似法のエッセンスである。近似された線形方程式は時間変動の振動数を固定値とする固有方程式となり、これを解くと集団振動の振動数が決定される。この近似法はタム-ダンコフ法と比較して次のような優れた点をもっている(⇒タム-ダンコフ近似)。(1) タム-ダンコフ法では励起状態にのみ集団の相関が導入されているのに対して、この近似では、本来備えていなければならない集団励起状態を生み出す素質、すなわち基底状態相関が基底状態の中に入れている(⇒基底状態相関)。(2) 遷移行列要素に関して、本来のハミルトニアンが満足しているエネルギー加重された和則を満足している。(3) 本来のハミルトニアンが満足している保存則(たとえば粒子数、角運動量)がこの近似の範囲内で満足されている。このことはこの近似がハートリー-フォック近似で破られた保存則を回復させるのに十分な相互作用の効果をすでに含んでいることを意味する。このようにこの理論はタム-ダンコフ法にはないすぐれた特徴をもっているが、この近似も密度行列の時間的変動が大きくなると非線形項が無視しえなくなり、その意味で大振幅集団運動を現在の形式では記述することはできない。

ランダムプロセス [英 random process, 独 Zufallsprozess, 露 случайное блуждание] = 確率過程

ランデ Landé, Alfred 1888.12.13—1975.11. ドイツ、アメリカの理論物理学者。エルバーフェルトに生れる。ミュンヘンおよびゲッチンゲン大学に学び、1914年A. Sommerfeldの下で「量子論における固有振動の方法について」により博士号を取得した。その2週間後に第一次世界大戦が勃発、赤十字に奉仕したが、M. Bornに呼ばれてベルリンの鉄砲検査委員会でBornとともに音波探知法の研究に従事した。戦後フランクフルト大学の私講師となり(1920年)、チュービンゲン大学の員外教授(1922年)を経て、1931年オハイオ州立大学の教授となった。1960年引退。学生時代ゲッチンゲンでD. Hilbertの家庭教師(物理学上の最新の情報を提供するた)をしたことがある。前期量子論と原子構造の諸問題、量子力学の基礎的研究に寄与した。戦時中Bornとの共著論文で、N. Bohrの平面電子軌道模型の妥当性を論破したことは有名である。教授資格取得論文「ヘリウムの摂動論」によりフランクフルト大学の私講師となったが、その年(1920年)、ボーア研究所で炭素原子模型について報告を行い、そのとき異常ゼーマン効果に関するBohrの考えに刺激されて、当時スペクトル線の磁気分裂と分子ビームの研究の中心となっていたフランクフルトの物理学教室において、異常ゼーマン効果のあらゆる問題の研究に集中した。その努力の結果がスペクトル線の微細構造と超微細構造を決める g 因子の発見である(1922年)。同じ年には多重線の分岐の間隔規則も見いだした。彼は量子力学の解釈に関してコペンハーゲン解釈を支持していたが、1950年代の初めにその考えを撤回し、熱烈なる反対者となった。そして自分の解釈を粒子一論解釈とよび、その理論の精密化に努めた。[主著] *Zeemaneffekt und Multiplettstruktur der Spektrallinien* (E. Backと共著)、1925, *Principles of Quantum*

Mechanics, 1937; *Quantum Mechanics*, 1950; *Foundations of Quantum Theory*, 1955; *From Dualism to Unity in Quantum Theory*, 1960; *New Foundations of Quantum Mechanics*, 1965.

ランデの間隔則 [英 Landé interval rule, 独 Landésche Intervallregel, 仏 règle de Landé, 露 правило интервалов] LS 結合が成り立つ場合には、多重項の隣り合う成分間、すなわち全角運動量の量子数 J の成分と $(J-1)$ の成分間のエネルギー間隔は J に比例するという規則。与えられた軌道角運動量の量子数 L とスピン量子数 S をもつスペクトル項は、スピン・軌道相互作用によりエネルギーが変わり、多重項分離を起す。その相互作用エネルギーは

$$\frac{1}{2} A \{J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)\}$$

である。 L と S は与えられているから、上式から、量子数 J と $J-1$ で指定される成分準位のエネルギー間隔は J に比例し、

$$\Delta E_J - \Delta E_{J-1} = A L_S J$$

と書け、ランデの間隔則が得られる。ここで、 $A L_S$ は L と S とだけにより、 J には独立な多重項分離定数である。 $A L_S > 0$ のとき、可能な最小 J 値、すなわち $|L-S|$ をもつ多重項成分が最小のエネルギーをもち、正常多重項となる。 $A L_S < 0$ のとき、可能な最大の J 値、すなわち $L+S$ をもつ成分が最小エネルギーをもち、逆転多重項となる。また、 LS 結合からずれてくると、この規則もだんだん成り立たなくなる。

ランデの g 因子 [英 Landé g -factor, 独 Landéscher g -Faktor, 仏 facteur g de Landé, 露 g -фактор Ланде]

⇒ 磁気回転比

ランデの g 公式 [英 Landé g -formula, 独 Landésche g -Formel, 仏 formule g de Landé, 露 формула Ланде для g -фактора] 弱い磁場中におかれた原子のエネルギー準位は、磁場との相互作用により、磁場 H 、磁気量子数 M に比例するエネルギー変化、すなわち

$$\Delta E = g \mu_B H M$$

を生じるが、その比例係数 g (ランデの g 因子とよぶ)は、 LS 結合の場合

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

となり、この式をランデの g 公式という。ここで μ_B はボーア磁子、 L は軌道角運動量、 S はスピン角運動量、 J は全角運動量の量子数である。ランデの g 公式はゼーマン効果のスペクトル解析で重要な役割を果たす。

ランドルト Landolt, Hans Heinrich 1831.12.5—1910.3.15 ドイツの化学者。チューリヒの生れ。生地大学で化学を修め、プレスラウ、ベルリン両大学を経て、1855年ハイデルベルク大学のR. W. E. Bunsenの下で研究、次いでプレスラウに戻って私講師となる。さらに、1857年ボン大学員外教授、1869年アーヘン工科大学教授、1880年ベルリンの農業大学教授、1891年ベルリン大学化学教授となり、1905年引退。物理化学分野における先駆者のひとり、物質の化学組成と物理的性質との関係について研究、特に有機化合物の分子屈折に関する研究、光学活性、旋光能に関する研究について名をあげた。彼の著書 *Das optische Drehungsvermögen organischer Substanzen* (1879, 98年)は、この分野の標準的文献であり、古典と

もなっている。ボン、アーヘン時代が研究者として最も活発な時期であったが、ベルリンでは R. Börnstein と協力して「物理化学定数表」*Physikalisch-chemische Tabellen* (1883 年 第一版, 1905 年 第三版)を編集した。これは初め学生の参考用につくったものであったが、しだいに拡充され、ついには世界的な標準書となった。また彼は *Zeit. Instrumentenkunde* 誌の創刊(1880 年)に尽力したことで知られる。彼の最後の、そして最も有名な実験的研究は、質量保存の法則の検証であったが、これは 1890 年からほとんど 20 年間にわたる研究であり、細心の注意と周到な準備の下に行われ、精密測定の前とされている。この研究により、彼は「検討した反応のいずれについても重量の変化は認められなかった。仮に変化が生じるとしても、それは化学者にとって実際的重要性をもつほど大きいものではない」と結論した。

ランビエ絞輪 [英 Ranvier's constriction, 独 Ranvierscher Knoten, 仏 étranglement de Ranvier] ⇒ 神経繊維

ランベルト Lambert, Johann Heinrich 1728.8.26—1777.9.25 ドイツの物理・数学・天文・哲学の学者。アルザス地方のミュルハウゼン(現在フランス領ミュルーズ)で 2 代続いた洋服屋に生れた。12 歳で学校を離れ独修、数学や認識論に関心を寄せていたが、20 歳でスイス東部クール市に家庭教師の職を得、かたわら天象・気象の観測を続け、手製の装置で熱の実験を行い論文を出した。1756 年からゲッティンゲン、ユトレヒト、ハーグ、パリ、マルセイユなどを旅し、P. van Musschenbroek, J. d'Alembert らに会う。その後バイエルンやベテルブルグのアカデミーに関わったり、二三の著述を出したりしながら遍歴を続け、1764 年ベルリンに到着、1765 年に同市のプロイセン科学アカデミー会員に選ばれて研究を続け、同市で没した。哲学上では I. Kant の前駆ともよばれ、一方、批判哲学の系列からは除外されるべきだともいわれるが、G. W. Leibniz に近い立場から、論理(とその記号演算形式)、形而上学、科学的論証法などを論じ、批判期の哲学を予見させることがあった。天文学では、彗星軌道、銀河系の議論に特色を見せ、また研究協力体制に新機軸を開いた。数学での業績としては、 π と e の非有理性の証明、素数、三角法、透視画法、地図作製法、平行線論などに関するものがある。物理学上の研究は、測光、湿度測定、高温測定の方面を中心としており、いずれも、概念の明晰、厳密な測定、定量的表現の 3 点に特徴がある。特に測光では、光度計の原理、拡散性放射面の輝度の一様性(ランベルトの法則)、気体中の光の吸収の指数的関係(ランベルト-ベールの法則)を明らかにし、P. Bouguer とは独立に測光学の基礎を築いた。[主著] *Photometria sive de mensura et gradibus luminis, colorum et umbrae*, 1760; *Essai d'hygrométrie*, 1774—75; *Pyrometrie oder vom Masse des Feuers und der Wärme*, 1779.

ランベルトの法則 [英 Lambert law, 独 Lambert'sches Gesetz, 仏 loi de Lambert, 露 закон Ламберта]

[1] 強度 I_0 の単色平行光が厚さ d の均一な物質層を透過したとき、透過光の強度 I は

$$I = I_0 e^{-kd}$$

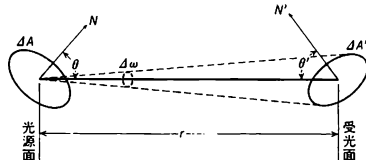
で与えられるという法則。ここで、 k は吸収物質に特有な定数で吸収係数とよばれ、入射光の波長の関数である。上式を変形して

$$\ln \frac{I_0}{I} = kd$$

と書くと、この法則は、入射光強度と透過光強度の比の対数が吸収層の厚さ d に比例することを示すものといえる。[2] 完全拡散または均等拡散性の光源(またはほかの光源で照明された二次光源)面の法線に対して角 θ をなす方向の光度 I_θ が次式で表されることを示す法則。

$$I_\theta = I_n \cos \theta = B \cos \theta \Delta A$$

ここで I_n は光源面の法線方向の光度、 B は輝度、 ΔA は微小面積である。ランベルトの余弦則ともよばれ、上式を満足する反射面はランベルト面ともいわれる(⇒拡散反射)。図に示すように、法線が光源面の方向と θ' をなす受



光面が上で述べた光源面で照明されるとき、光源面から立体角 $d\omega$ 内に発散する光束 dF は

$$dF = B \cos \theta \Delta A d\omega = \frac{B \cos \theta \cos \theta' \Delta A \Delta A'}{r^2}$$

したがって受光面の照度 E は

$$E = \frac{dF}{\Delta A'} = \frac{1}{r^2} B \cos \theta \cos \theta' \Delta A$$

で与えられる。ここで r は光源面から受光面までの距離、 $\Delta A'$ は受光面の微小面積である。

ランベルト-ベールの法則 [英 Lambert-Beer law, 独 Lambert-Beersches Gesetz, 仏 loi de Lambert-Beer, 露 закон Ламберта-Бера] 光の吸収に関して、一様な吸収層に入射した単色平行光と、透過した光の強度の関係を表す法則で、ランベルトの法則とベールの法則を合わせたものである。気体または溶液の濃度を c 、吸収層の厚さを d 、入射光の強度を I_0 、透過光の強度を I とすると、この法則は次式で表される。

$$I = I_0 \exp(-\epsilon c d) \quad (1)$$

ここで ϵ は吸光係数とよばれ、物質および入射光の波長に依存する定数で、濃度には無関係な量である。 ϵ の表しかたにはいろいろな表現があり、 c をモル濃度とし、常用対数を用いて

$$\log_{10} \left(\frac{I_0}{I} \right) = \epsilon c d \quad (2)$$

とした表現形式では、 ϵ をモル吸光係数または分子吸光係数という。また気体では、式(1)で $-\epsilon c d = -kx$ とおき、 x をその気体 1 atm での層の厚さとしたとき、 k を吸収係数という。また $k = \sigma n_0$ とおき、 n_0 をその気体 1 atm での 1 cm^3 中の粒子数としたとき、 σ を吸収断面積(単位は cm^2)という。固体では式(1)の $-\epsilon c d = -kd$ とおき、 d をその固体の厚さとして、 k をやはり吸収係数とよぶ。いずれも二次散乱を考慮しなくてもよいような、光学的に希薄な場合についてよく成立する。光の波長を変数として、 ϵ の変化を曲線で表したものは分光吸光曲線とよばれる。

乱歩 = 酔歩

乱流 [英 turbulent flow, 独 turbulente Strömung, 仏 écoulement turbulent, 露 турбулентное течение] 柱を過ぎる(高いレイノルズ数の)流れの背後や噴流の中に見

られるような流体の不規則な流れをいう。流れの模様は一般に、流れの場を代表する無次元数であるレイノルズ数 Re の値とともに変化する。 Re が比較的小さい場合には流れは規則的な層流であるが、 Re の極めて大きな値に対しては乱流となる。層流から乱流への遷移は、 Re のある臨界値(臨界レイノルズ数)において急激に起こる場合と、臨界値以上の Re の値のある範囲にわたっていくつかの間段階を経て緩やかに起こる場合とがある。円管の中の層流(⇒ポアズイユの流れ)が臨界レイノルズ数を境にして乱流に変わるのは急激な遷移の典型的な例であり、同心同軸円管間の層流(⇒クエットの流れ)が無次元パラメーター(⇒テイラー数)の増加とともに、まず定常な渦流の周期列(⇒テイラーの流れ)に変わり、ついでこれに方位角方向に周期的ないくつかの波が加わり、最後に乱流に移行するのは緩やかな遷移の一例である。

現実には層流の状態が保たれるのは、それが外部擾乱に対して安定である場合であり、一方、層流が維持されなくなるのはそれが擾乱に対して不安定になるためである。いろいろな層流の微小擾乱に対する安定性は流れの安定性理論(⇒オア-ゾンマーフェルトの方程式)によって詳しく調べられており、現在、実際に重要なほとんどのすべての層流について臨界レイノルズ数などの安定特性が求められている。層流の不安定性は、流体力学方程式(⇒ナビエ-ストークス方程式)の層流解の分岐に対応している。上の例での定常な渦流列の発生のように、分岐した解が定常解である場合が通常の分岐、これに対して、波動の発生のように周期解が分岐する場合をホップ分岐という。このようないくつかの分岐を経た後、乱流の状態が実現する。この状況はまたカオスともいうが、カオスは乱流よりも広く、非線形回路、化学反応、生態系などにおける類似の現象を表すのにも用いられる(⇒カオス)。

乱流は不規則な現象であるから、それを支配する原理は統計法則の形で与えられる。乱流の速度 $u=(u,v,w)$ を平均速度 $U=\bar{u}$ と変動速度 $\hat{u}=u-U$ ($\bar{\hat{u}}=0$) とに分解すれば、平行流 $U=(U(y),0,0)$ の場合、平均速度 U は方程式

$$\mu \frac{\partial U}{\partial y} = \rho \bar{u}\bar{v} + y \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \tau_w \quad (1)$$

によって決る。ここで、 μ は粘性率、 ρ は密度、 \bar{p} は平均圧力、 $\tau_w = \mu(\partial U/\partial y)_{y=0}$ は、固体壁 $y=0$ における粘性応力を表す。式(1)の右辺第一項は乱流速度による応力を表し、これをレイノルズ応力という。

固体壁に沿う乱流境界層(⇒境界層)においては、壁に接して、乱流速度 $\bar{u} \approx 0$ で粘性の作用が優越する領域が存在し、これを層流底層とよぶ。そのすぐ外側に、かなりの範囲にわたってレイノルズ応力がほぼ一定の領域が存在する。この領域では粘性の影響を無視でき、式(1)の右辺は乱れの強さ $|\bar{u}|^2$ と壁からの距離 y だけに依存すると考えられる。このとき、次元解析により

$$\frac{\partial U}{\partial y} = A(|\bar{u}|^2)^{1/2}/y \quad (2)$$

と書ける。ただし、 A は無次元定数である。式(2)は直ちに積分できて

$$U(y) = A(|\bar{u}|^2)^{1/2} \log y + \text{定数} \quad (3)$$

となる。式(3)は対数速度分布といい、境界層に限らず、レイノルズ応力一定の領域においてあらゆる乱流について普遍的に成り立つ法則である。一般の乱流においては、適当な物理的仮定を用いてレイノルズ応力を平均速度と関係

づけ、式(1)を解いて平均速度を求める(⇒混合距離、渦粘性、交換係数)。

乱流速度 \hat{u} の統計分布が空間的に一様な一様乱流については、より精密な統計理論が可能である。乱流の速度場をさまざまな波数 k のフーリエ成分の合成と考え、乱流のエネルギー $\mathcal{E} = (1/2)|\hat{u}|^2$ のスペクトル分解を $E(k)$ ($k = |k|$) とすれば

$$\mathcal{E} = \int_0^\infty E(k) dk \quad (4)$$

と書くことができる。乱流のエネルギーは、波数空間内の比較的低波数の領域 $k \approx k_0$ において励起され、波数成分間の非線形相互作用によって、逐次、より高波数の領域に伝達され、最終時には極めて高波数の領域 $k \approx k_d \gg k_0$ において粘性によって散逸される。乱流のレイノルズ数 $Re = (|\bar{u}|^2)^{1/2} \rho / (\mu k_0)$ が極めて大きい場合には、両波数帯 k_0, k_d の間には、粘性散逸にも影響を受けない波数領域(⇒慣性領域)が励起機構に現れ、そこではコルモゴロフ・スペクトル

$$E(k) = C \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (5)$$

が実現する。ここで、 $\varepsilon = -d\mathcal{E}/dt$ は粘性によるエネルギー散逸率を表し、 C は無次元定数で実験的に $C \approx 1.5$ とされている。コルモゴロフ・スペクトルは、一様乱流に限らず現実のさまざまな乱流において普遍的に成立するが、空間的に二次元の乱流および一次元のモデル乱流(⇒バーガース模型)においては成立しない。

乱流拡散 [英 turbulent diffusion, 独 turbulente Diffusion, 日 diffusion turbulente, 露 турбулентная диффузия] 乱流状態にある流体の中に浮遊する粒子の集りが流れによって広がる現象。粒子の熱運動によって生じる分子拡散と区別される。粒子の集りの広がり大きさをその空間分布の分散 I_x^2 で表し、 I_x^2 の時間微分によって拡散係数 D を

$$D = \frac{1}{6} \frac{dI_x^2}{dt}$$

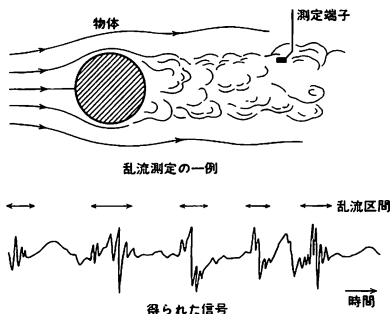
と定義すると、通常の分子拡散では D は粒子の平均自由行程および平均自由時間で決る定数であるが、乱流拡散の場合、 D は I_x に依存する。1926 年 O. W. Richardson は大気中における気球や火山灰の拡散のデータから拡散係数 D が I_x の $4/3$ 乗に比例する ($D \propto I_x^{4/3}$) という経験則を導いた。これがリチャードソンの法則(あるいはリチャードソンの $4/3$ 乗則)とよばれるものである。これは、粒子の空間分布の分散が時間の三乗で増大する ($I_x^2 \propto t^3$) とを意味する。分子拡散において分散が時間に比例する ($I_x^2 = 6Dt$) のと対照的である。

乱流拡散は、流体に浮遊する 2 個の粒子の間の相対距離 l の二乗平均 (l^2) によっても特徴づけられる。これを相対拡散とよぶことがある。粒子の集りの広がり I_x との間には $\langle l^2 \rangle = 2I_x^2$ という関係がある。発達した乱流ではエネルギー散逸速度 ε だけが現象を支配するパラメーターであるとするコルモゴロフの相似仮説を仮定すると、次元解析から $\langle l^2 \rangle \propto \varepsilon t^3$ が導かれて、リチャードソンの法則の結果が与えられる。乱流拡散は煙の拡散など日常見られるいろいろな自然現象に現れるが、特に天体現象では本質的な役割をする。天体では長さのスケールが大きいため乱流が発生しやすいこと、また平均場自身に物理量(運動量密度、エネルギー密度など)の勾配があって、そこでの乱流による物理量の輸送、すなわち乱流輸送が問題になるからであ

る。

乱流加熱 [英 turbulent heating, 独 turbulente Heizung, 仏 chauffage turbulent, 露 турбулентный нагрев] 乱れたプラズマの状態をつくり出し、そこでの異常輸送過程を利用してプラズマを加熱する方法。当初は、プラズマ中に大電流を流し、電子とイオン間の相対運動によりイオン音波不安定性または二流体不安定性に基づくプラズマ乱れを誘起し、電子がその乱れによる電場で散乱されて実効衝突周波数が増える、いわゆる異常抵抗 κ^* により単位体積当りの加熱率 ηj^2 (j は電流密度)を増加させるプラズマ加熱法をこようんだ。その後、プラズマ中に電子ビーム、イオンビームなどを打込み、また円筒状配位で方位角方向の $E \times B$ ドリフト(B は軸方向、 E は半径方向に印加)により、同様の過程を起させるもの、さらにはプラズマの高周波加熱などにおいても乱れたプラズマ過程を介してのプラズマの温度上昇が行われるものも乱流加熱とよぶようになった。実験室プラズマでプラズマ加熱法として利用されるのみでなく、宇宙プラズマの加熱過程にも乱流加熱で説明されるものが多い。

乱流の間欠性 [英 intermittency of turbulence, 仏 intermittence de la turbulence, 露 прерывность турбулентности] 乱流の不規則性が一様でなく時間空間的にとぎれる現象。流体が不規則に運動し、その流速分布を細部にわたるまで決定することが不可能とみなせる流れを乱流とよぶ。乱流はいろいろなスケールの渦運動を不規則に重ね合わせたものと考えることができるが、乱流の中に流速測定端子を入るとそれに応じていろいろな波長の波を不規則に重ね合わせたような信号が得られる。ところでこの信号をよく見ると、小さな渦に対応する小さな波長の変動は時間的に一様に分布しているのではなく、ある区間に限られ、その区間が断続的に現れているのがわかる(図参照)。このような性質を間欠性とよぶ。間欠性は、1943



年に S. Corrsin によって初めて乱流噴流の周辺部に見いだされたが、一般的にあらゆる乱流に見られるもので、特に流体の中で乱流領域と層流領域の境目のあたりに著しい。測定端子からの信号は、ある不規則な空間的パターンが端子を通り過ぎることによって生じたと解釈することができる(テイラーの仮説)、上に述べた信号の中の間欠性から乱流の中の小さな渦の空間的分布について推定することができる。乱流の中の小さな渦は空間的に一様に分布しているのではなく、いくつかの狭い領域に局在していて、それらの領域が不規則に分布していると考えられる。つまり、乱流とは完全に不規則なものではなく、ある程度決った内部構造をもっている。このことから、乱流の組織構造という概念が導かれた。このような空間的な間欠性は、流れの可視化による乱流の観察からも確かめられているし、数値実験も同様の傾向を示している(⇒乱流の組織構造)。

乱流の組織構造 [英 organized structure of turbulent flow] 流体の乱れた運動、すなわち乱流は、平均流とよばれる時間的に平均された流速分布にいろいろなスケールの渦運動が不規則に重ね合わせられたものと考えられる。ところが、平均流以外の渦運動のうち、比較的大きなスケールをもつものは完全に乱雑なふるまいをするのではなく、ある程度の秩序を伴う内部構造をもち、決定論的な運動をする場合がある。ただ、その出現の位置、あるいは時刻が不規則性をもつために、単純な時間平均をとると消えてしまい、測定結果を見るかぎりには完全に乱雑な成分と思われやすい。このような大スケールの渦運動を組織構造、あるいは秩序構造(コヒーレントストラクチャー)とよぶが、いまだにより明確な定義はない。組織構造の代表的な例としては、流速が不連続に変わる境界(混合層ともよばれる)に現れる1列に並んだ渦列、乱流境界層の固体壁のごく近辺から発生するバーストとよばれる急激な上昇流、噴流の中に見られる乱れた渦の輪などがある。これらは平均流からエネルギーを受取ることにより、小さなスケールの乱れによる秩序の崩壊に逆らっているものと考えられる。組織構造を検出する実験的技術としては、可視化法(流体に他の物質を注入して流れの様子を目で見えるようにする方法)、条件サンプリング法(組織構造が通過したことを第一の測定端子で検出し、それを引金にして第二の測定端子のスイッチを入れてその内部構造を調べる方法)などがある。理論的に取扱う場合は、乱流中の流速分布 u を、平均流部分 U 、組織構造部分 \bar{u} 、および小さなスケールの乱雑部分 \tilde{u} に分けて

$$u = U + \bar{u} + \tilde{u}$$

と書表すことが提案されている。



里 尺貫法における長さないし距離の単位。12960 尺に等しく、約 3.927 km である。これは 1891 年(明治 24 年)制定の度量衡法で、1 町=60 間、1 里=36 町と定められたことによる。

リー Lee, Tsung-Dao 李政道 1926.11.25—

中国の物理学者。上海に生れる。1943 年に、貴州の国立浙江大学に入学し、1945 年からは雲南省の国立西南大学に移る。1946 年 中国政府の奨学金を得てシカゴ大学に留学し、1950 年に「白色矮星における水素含有量」によって博士号を取得。同年 同大天文学教室の研究員となり、1950~51 年にはカリフォルニア大学バークレー校の助手、講師を務め、引続きプリンストン高等研究所の研究員となった。このころ C. N. Yang とともに共同研究を行い、相転移の数学的性質について研究。ハードコアをもつ気体がイジング模型で記述できることを示し(1952 年)、状態和の零点分布の性質(リー-ヤンの円定理)を与えた。翌年 F. E. Low および D. Pines とともに、ボラロンに中間結合の理論を応用した。1953 年にコロンビア大学の助教授に任命され、1955 年には準教授、1956 年には教授となった。1954 年 厳密解が得られる場の理論模型(リー模型)を与えた。1956 年 Yang とともに、弱い相互作用においてパリティがやぶれている可能性を示す一連の論文を発表し、1957 年 31 歳の若さで Yang とともにノーベル物理学賞を受けた。同年 K. Huang と Yang とともに、ハードコアをもつボース粒子系の低温における性質を擬ポテンシャルによって議論し、1960 年にかけて、ボース粒子系やフェルミ粒子系について Yang とともに一連の研究を行った。同じく 1957 年には、R. Oehme と Yang とともに、粒子と反粒子の寿命が等しいことを証明した。1961 年には、Yang とともにグローバル対称性を提唱し、強い相互作用の対称性の理論の先駆となった。その後も、統計力学、素粒子論、核物理、宇宙物理など広い領域にわたって、精力的な研究活動を行っている。

リアクター [英 reactor, 独 Reaktanzspule, 仏 bobine de réactance, 露 реактор] 交流回路で誘導性リアクタンスをもつ素子。電力線路に直列に挿入されるものは、直列リアクトルまたは限流リアクトルともよばれ、電力系統において過渡現象や短絡による過大電流を防ぐ。並列リアクトルは容量性リアクタンスをもつ素子と並列に接続して、そのリアクタンスを打消して容量性リアクタンス素子への充電電流を打消すために使用される。

リアクタンス [英 reactance, 独 Reaktanz, 仏 réactance, 露 реактанс] インピーダンス $Z=R+jX$ の虚数部の X で表される量。単位は Ω (オーム)。例えば、純インダクタンス L は ωL 、純容量 C は $-1/\omega C$ (ω は交流の角振動数)のリアクタンスをもつ。正のリアクタンスを誘導リアクタンス、これをもつことを誘導性、負のリアクタンスを容量リアクタンス、これをもつことを容量性という。誘導性のリアクタンスは電流の位相を電圧の位相より遅らせ、容量性のリアクタンスは進ませる。

リアクタンス関数 [英 reactance function, 独 Reaktanzfunktion, 仏 fonction de réactance, 露 функция реактивности] \Rightarrow インピーダンス関数

リアルタイム処理 = 実時間処理

リウビル演算子 [英 Liouville operator, 独 Liouville-Operator, 仏 opérateur de Liouville, 露 оператор Лиувилля] リウビル方程式は、座標 $\{q_j\}$ と運動量 $\{p_j\}$ に関する微分で表されるポアソンの括弧 $\{, \}$ を用いて

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \{H, \rho\} \equiv \sum_j \left(\frac{\partial H}{\partial q_j} \frac{\partial \rho}{\partial p_j} - \frac{\partial H}{\partial p_j} \frac{\partial \rho}{\partial q_j} \right)$$

と書かれるが、 $\{H, \rho\}$ を ρ に対する 1 つの演算子であるとみなすと、形式的に

$$\{H, \rho\} \equiv i\mathcal{L}\rho$$

と書ける(i は虚数)。この演算子 \mathcal{L} を、リウビル演算子という。 H が $\{q_j\}, \{p_j\}$ だけの関数で、 t によらなければ

$$\rho(t) = \exp(i\mathcal{L}t)\rho(0)$$

という形式で、位相分布関数 $\rho(t)$ の時間発展が形式的には解かれたことになる。

リウビルの定理 [英 Liouville's theorem, 独 Liouville-Satz, 仏 théorème de Liouville, 露 теорема Лиувилля]

[1] 複素関数論における定理のひとつ。複素関数 $f(z)$ が $|z| < \infty$ で正則かつ有界ならば、 $f(z)$ = 定数 になるというもの。これを拡張すると、無限遠点を含む複素平面全体で正則な関数は定数でなければならない、という定理も成立する。

[2] 力学系のひとつの力学状態は、位相空間の中の代表点 (q, p) で指定される。ここに q は力学系の広義の座標 (q_1, q_2, \dots) をひとまとめにして表したもので、 p はこれに正準共役な運動量 (p_1, p_2, \dots) をひとまとめに表したものである。代表点はハミルトンの運動方程式に従って位相空間の中を運動して行く。その結果、ある時刻 t_0 における位相空間内のある領域 Ω_0 は、時刻 t には領域 Ω_t に写像されることになる。このとき、写像された領域の体積 $\int_{\Omega_t} dq dp$ は、元の体積 $\int_{\Omega_0} dq dp$ に等しい、というのが、リウビルの定理である(ただし、 $dq \equiv dq_1 dq_2 \dots$, $dp \equiv dp_1 dp_2 \dots$)。数学的にいえば、位相空間内のルベグ測定は時間が終わっても保存されるという定理である。

リウビル方程式 [英 Liouville equation, 独 Liouville-Gleichung, 仏 équation de Liouville, 露 уравнение Лиувилля] 古典力学では、力学系の広義の座標 q_1, q_2, \dots (これをまとめて q と書く)と、それらに正準共役な運動量 p_1, p_2, \dots (これをまとめて p と書く)とを決めれば、その力学系の 1 つの力学状態が指定される。すなわち 1 つの力学状態は位相空間の中の一点 (q, p) で代表される。この意味で (q, p) を代表点とよぶことにする。この力学系を巨視的に記述しようとするとき、任意の時刻において、力学系の 1 つの力学状態だけを考えるのではなく、たくさんの方の力学状態を思い浮べると便利である。特にわれわれの巨視的観測は、力学系の微に入り細をうがった構造に比べれば甚だしく粗大なものであって、ある瞬間におけるたった 1 つの力学状態を捕えることはできない。このとき、1 つの力学系についての巨視的観測値は、その力学系がたくさんの方の力学状態についての当該物理量のある種の平均を見ているのだと考えたくなる。この平均をとるとき、1 つの熱力学的状態に対応して、いろいろな力学状態がどのように分

布しているかを決めなければならないが、それを決めるのが位相分布関数 $\rho = \rho(q, p; t)$ である。物理量 f のある時刻における巨視的観測値は、 $\iint f(q, p) \rho(q, p; t) dq dp$ ということになる。ただし、 $\iint \rho(q, p; t) dq dp = 1$ としておく。 ρ の時間発展を記述する方程式がリウビル方程式で

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = - \sum_j \left\{ \frac{\partial H}{\partial q_j} \frac{\partial \rho}{\partial p_j} - \frac{\partial H}{\partial p_j} \frac{\partial \rho}{\partial q_j} \right\} \equiv \{H, \rho\}$$

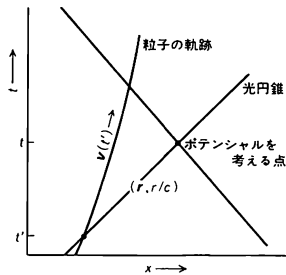
と書かれる。これはリウビルの定理から直ちに結論される。ここで H は力学系のハミルトニアンである。 $\{H, \rho\}$ は、 H と ρ の間のポアソン括弧とよばれている。

リエナール-ウィーヘルト-ポテンシャル [英 Liénard-Wiechert potential, 独 Liénard-Wiechert-Potential, 仏 potentiel de Liénard-Wiechert, 露 потенциал Лие-нара-Вихерта] 運動する荷電粒子がつくる電磁場を記述する電磁ポテンシャル。荷電粒子の影響が、観測点まで到達するのに有限の時間を要するので、現在の電磁場の様子を定めているのは過去の荷電粒子の運動であり、 ϕ, A をスカラーポテンシャル、ベクトルポテンシャルとすれば

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \frac{q}{1 - (r \cdot v)/rc}$$

$$A = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{r} \frac{qv}{1 - (r \cdot v)/rc}$$

である。 q は荷電粒子の電荷、 ϵ_0, μ_0 は真空の誘電率と透磁率、 c は真空中の光速、 r, v は粒子の位置と速度である。ただし r や v は現在の時刻 t よりも r/c だけ前の時刻 $t' = t - r/c$ における値をとるものとする。



リエントラント空洞 [英 reentrant cavity, 仏 cavité réentrante, 露 проходной резонатор] \Rightarrow 加速空洞

リोटロピック液晶 [英 lyotropic liquid crystal, 仏 cristal liquide lyotropique, 露 лиотропный жидкий кристалл] \Rightarrow 液晶, 高分子液晶

リー環 [英 Lie algebra, 独 Liesche Algebra, 仏 algèbre de Lie, 露 алгебра Ли] リー群の無限小変換の全体がつくる環をリー環という。リー代数ともよばれる。考えている力学系のハミルトニアンが、あるリー群の変換に対して不変であれば、この群の無限小変換で与えられる力学量は保存量となる。この意味で、系の対称性を規定するリー群よりも、リー環のほうが物理的には重要である。数学的にも、リー環はリー群の局所構造を決定する基本的な概念である。しかも、線形化された対象なので、リー群より取扱いがたやすい。また、リー群の有限次元表現はリー環の有限次元表現に帰着できるという意味でも、リー環は重要である。リー環の厳密な定義は、次のように与えられる。

G をリー群とし、 G 上の左不変無限小変換の全体の集合を \mathfrak{g} とする。 \mathfrak{g} は無限小変換の通常のおよび実数倍

の意味で実ベクトル空間となるが、次式

$$[X, Y]f = X(Yf) - Y(Xf)$$

(f は G 上の任意の実数値解析関数)によって、 \mathfrak{g} の2つの元 X, Y の積 $[X, Y]$ を定義すれば、 $[X, Y]$ は左不変なので $[X, Y] \in \mathfrak{g}$ となる。このように線形演算と積 $[X, Y]$ の演算が導入された \mathfrak{g} を G のリー環という(昔は \mathfrak{g} のことを G の無限小変換群とよんだ)。 G が線形リー群すなわち $GL(n, C)$ の閉部分群の場合には、 \mathfrak{g} は

$$\mathfrak{g} = \{X \in M(n, C); \exp(tX) \in G, \forall t \in R\}$$

で与えられ、積 $[X, Y]$ は

$$[X, Y] = XY - YX$$

となる。以下、リー環を表すのにもとの線形リー群を表す文字に対応するドイツ小文字を用いることにする(シュベレーの記法)。三次元回転群 $SO(3)$ のリー環である $\mathfrak{o}(3)$ は角運動量の演算子をつくる環になっており、リー積がいわゆる角運動量の交換関係を与える(\Rightarrow 無限小回転)。

さて、積 $[X, Y]$ の演算は次の3つの性質をもつ。

(1) 複零律 $[X, X] = 0$

(2) 双線形律

$$[aX + bY, Z] = a[X, Y] + b[Y, Z] \quad \forall a, b \in R$$

$$[X, aY + bZ] = a[X, Y] + b[X, Z] \quad \forall X, Y, Z \in \mathfrak{g}$$

(3) ヤコビの恒等律

$$[X, [Y, Z]] + [Y, [Z, X]] + [Z, [X, Y]] = 0$$

(3)の関係式はヤコビの恒等式ともよばれている。

一般に、 K を C または R とし、 \mathfrak{g} を K 上のベクトル空間とすると、 \mathfrak{g} の中で閉じている演算 $(X, Y) \rightarrow [X, Y]$ で上の3つの性質をもつものをリー積または交換子積という(このとき a, b は K の任意の元とする)。リー積の定義された \mathfrak{g} を K 上の抽象リー環という。 \mathfrak{g} のベクトル空間としての次元を \mathfrak{g} の次元という。 $K=C$ の場合には \mathfrak{g} を複素リー環といい、 $K=R$ の場合には \mathfrak{g} を実リー環という。

主な線形リー環

線形リー群	リー環	次元
$GL(n, C)$	$\mathfrak{gl}(n, C) = M(n, C)$	$2n^2$
$GL(n, R)$	$\mathfrak{gl}(n, R) = M(n, R)$	n^2
$SL(n, C)$	$\mathfrak{sl}(n, C) = \{X \in M(n, C); \text{Tr}(X) = 0\}$	$2(n^2 - 1)$
$SL(n, R)$	$\mathfrak{sl}(n, R) = \{X \in M(n, R); \text{Tr}(X) = 0\}$	$n^2 - 1$
$O(n, C)$	$\mathfrak{o}(n, C) = \{X \in M(n, C); X^* + X = 0\}$	$n(n - 1)$
$O(n)$	$\mathfrak{o}(n) = \{X \in M(n, R); X^* + X = 0\}$	$\frac{n(n - 1)}{2}$
$O(p, q)$	$\mathfrak{o}(p, q) = \{X \in M(p + q, R); X^* I_{p, q} + I_{p, q} X = 0\}$	$\frac{(p + q)(p + q - 1)}{2}$
$Sp(2m, C)$	$\mathfrak{sp}(2m, C) = \{X \in M(2m, C); X J_{2m} + J_{2m} X = 0\}$	$2m(2m + 1)$
$Sp(2m, R)$	$\mathfrak{sp}(2m, R) = \{X \in M(2m, R); X^* J_{2m} + J_{2m} X = 0\}$	$m(2m + 1)$
$U(n)$	$\mathfrak{u}(n) = \{X \in M(n, C); X^* + X = 0\}$	n^2
$U(p, q)$	$\mathfrak{u}(p, q) = \{X \in M(p + q, C); X^* I_{p, q} + I_{p, q} X = 0\}$	$(p + q)^2$
$SO(n, C)$	$\mathfrak{so}(n, C) = \mathfrak{o}(n, C)$	$n(n - 1)$
$SO(n)$	$\mathfrak{so}(n) = \mathfrak{o}(n)$	$\frac{n(n - 1)}{2}$
$SO(p, q)$	$\mathfrak{so}(p, q) = \mathfrak{o}(p, q)$	$\frac{(p + q)(p + q - 1)}{2}$
$SU(n)$	$\mathfrak{su}(n) = \mathfrak{sl}(n, C) \cap \mathfrak{u}(n)$	$n^2 - 1$
$SU(p, q)$	$\mathfrak{su}(p, q) = \mathfrak{sl}(p + q, C) \cap \mathfrak{u}(p, q)$	$(p + q)^2 - 1$
$USp(2m)$	$\mathfrak{usp}(2m) = \mathfrak{sp}(2m) \cap \mathfrak{u}(2m, C)$	$m(2m + 1)$

リー一群のリー環は上の意味で実リー環である。表中，特に $gl(n, C)$, $l(n, C)$, $o(n, C)$, $sp(2m, C)$ は複素リー環でもある。表中の次元は実ベクトル空間としての次元の意味である。

力学 [英 mechanics, 独 Mechanik, 仏 mécanique, 露 механика] 物体間に働く力とそれによる運動との関係を調べる物理学の分野。運動の特別な場合として静止状態を扱い，静止を続けるための力のつり合いの条件などを論ずるものを静力学といい，運動を主として論ずる動力学と区別することがある。動力学(dynamics)は静力学をも含むので，力学全体を dynamics とよぶことも多い。また，運動の原因である力には言及しないで，運動そのものの記述，速度や加速度の定義やその計算法などを扱う分野を運動学(kinematics)という。静力学はギリシア時代やそれ以前からかなり発達し，てこの原理や，現在仮想仕事の原理として知られている考えかたなどが古くから使われていた。これに対し，動力学の発達はずっと遅れ J. Kepler や Galileo の先駆的な仕事をもとに I. Newton が彼の力学を確立して「プリンキピア」の初版を出版したのは 1687 年 8 月であった。質量とか力の概念が導入され，時間変化を定量的に追う数理学の典型としての古典力学の基礎がここに確立された。主として質点や質点系を扱う形になっていたニュートンの力学を拡張して，大きさのある物体を論じる形にすることは L. Euler によって始められ，流体に対するオイラーの運動方程式(1755 年)，剛体の回転に関するオイラーの運動方程式(1760 年)などが導出された。著書「解析力学」(1788 年)で一般化座標を導入し，ラグランジュの運動方程式を与えて力学を大きく進展させたのは J. L. Lagrange である。19 世紀になると解析力学は，W. R. Hamilton その他の人々によってさらに発展させられて美しい古典力学の体系が完成し，残された問題は方程式を数值的に解くことだけだと信じられるほどになった。

物質は微粒子からできていると考えればすべての現象は力学的に説明できるはずであるという力学的自然観は，熱の分子運動論として成功し，統計力学が建設された。しかし光の媒質と考えられたエーテルに対しては同様の考えは成り立たず，20 世紀初頭に相対性理論によってこの問題が解決されると同時にニュートン力学の限界も明らかになり，大きな速度をもつ物体に対しては相対論の力学を適用しなければならぬことがわかった。熱の分子運動論も低溫の比熱などで矛盾が現れ，熱放射や原子の諸現象からも古典物理学の限界がしだいに明らかとなり，微視的現象を支配する量子力学が形成され(1925～26 年)，物理学は革命的な変化を遂げた。

しかし，すべてを量子力学で扱うというのはむしろ誤りであって，巨視的現象には古典力学が不可欠である。それも対象によってそれに適した形式がつくられており，質点力学，質点系力学，剛体の力学，弾性体力学，流体力学などとしてそれぞれ体系化されている。また，荷電粒子の運動を論じる分野は電気力学とよばれる理論を形成している。そのほか，特殊な対象を扱う応用分野として，天体力学，航空力学，空気力学，格子力学などがある。熱力学はここでいう力学の一分野とはみなしがたいが，不可逆過程の熱力学には流体力学が取り入れられている。なお，波動力学と行列力学はそれぞれ量子力学の一形式につけられた名前である。

力学緩和 [英 mechanical relaxation, 独 mechanische

Relaxation, 仏 relaxation mécanique, 露 механическая релаксация] 一般に，時間に依存する刺激を物体に与えたとき，それに対する応答が時間的に遅れるような現象を緩和現象という。このとき，ひずみや応力などの力学的な現象についての緩和を特に力学緩和とよび，これらは粘弾性体特有な現象である。たとえば，刺激として一定ひずみを与えた場合，応力の時間的低下現象が起り(⇒応力緩和)，また，一定荷重を与えたときはひずみの時間的増加現象が起る(クリープ)。最も簡単な力学模型として前者にはマクスウェル模型，後者にはフォークト模型(⇒粘弾性)があり，応力緩和およびクリープ現象に対して，それぞれ式(1)，および(2)で示される。

$$\sigma(t) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (1)$$

$$r(t) = \frac{\sigma_0}{G} \{1 - \exp(-t/\lambda)\} \quad (2)$$

ここで， $\sigma(t)$ は緩和応力， $r(t)$ は緩和ひずみ， G はずり弾性率， τ は緩和時間， λ は遅延時間である。これらの力学緩和現象は高分子物質の重要な物性のひとつとなっている。

力学視差 [英 dynamical parallax, 独 dynamische Parallaxe, 仏 parallaxe dynamique, 露 динамический параллакс] ケプラーの法則の第三法則を利用して求めた実視連星系の視差。連星の周期 P (年) と，軌道半径 A (天文単位) を地球から見た角度 a (秒) とを観測から求め，連星の質量和を既知とする。 a は連星の視差 p と， $p = a/A$ の関係にあるから，質量和と P および a をケプラーの第三法則に入れると，視差が計算され連星までの距離がわかる。このようにして決めた視差を力学視差という。質量和がわからない場合，連星の質量を太陽の質量に等しいと仮定する。見かけの光度がわかれば主系列星の質量光度関係を利用してより確かな質量を推定できる場合がある。月までの距離は，現在ではレーダーおよびレーザーによって直接測定ができるが，それまでは地球，月系を連星と考えて力学視差によって決定していた。

力学的エネルギー [英 mechanical energy, 独 mechanische Energie, 仏 énergie mécanique, 露 механическая энергия] 力学量として定まるエネルギー。一般に運動エネルギーと位置エネルギーをさす，弾性エネルギーなどまで含む場合もある。質量 m の質点が速さ v で，位置エネルギー(ポテンシャル) V の保存力の場を運動しているとき，その運動エネルギーは $(1/2)mv^2$ ，位置エネルギーは V で与えられる。そして保存力以外の力が働いていなければ， $(1/2)mv^2 + V = \text{一定}$ である。これを力学的エネルギー保存則という。熱力学の対象となる原子分子のエネルギーも運動エネルギーや位置エネルギーから成り立つが，これらは巨視的な力学的エネルギーと区別し，内部エネルギーという。力学的エネルギーが摩擦を通じて内部エネルギーに変わったり，発電機によって電気的エネルギーに変わったりは，体系の力学的エネルギーは保存されないが，エネルギーの総和は保存され，決して新たに生じたり，消滅したりすることはない。これが広義のエネルギー保存則である(⇒エネルギー保存則)。

力学的エネルギー保存則 [英 law of conservation of mechanical energy, 独 Gesetz der Erhaltung der mechanischen Energie, 仏 loi de la conservation de l'énergie mécanique, 露 закон сохранения механической энергии] ⇒

力学的エネルギー

力学的自然観 [英 mechanical world view of nature, 独 mechanisches Weltbild, 仏 vue universelle de la nature mécanique] 全自然界を力学的な描像に基づいて理解しようという立場,あるいはその描像の正しさを確信する立場という。自然をどのような姿としてとらえるかが自然観であるが,それは自然を人間と対置し,人間の外の,独立な外界,客観化された存在とみることから,はじめて自然学との結びつきをもつようになり,そして近代科学への道を歩み始めた。その場合,自然の動き,その様態を律する何ものかの存在を予想することが自然観の重要な一部をなすことになるが,それがいわば自然の法則性の発見(すなわち自然にはそれを律するひとつの法則性があるということの発見)によって獲得されて以来,その法則性の内容づけがさまざまな自然観を特徴づけることになる。力学的自然観とはこの法則性を力学的法則性の中に見いだそうとするものであって,その意味では,かなり一般的,概括的である。通常は, I. Newton による力学の大成がなされたあと,その応用と発展とによって天体力学の諸問題が次々と解決され,その広範な適用性と美しい理論の斉合性と共に世に迎えられて,力学をすべての自然科学の基礎に置こうとする思潮が広く行き渡った時代の,力学的な考えかたをさしていることが多い。すなわち,18世紀後半から19世紀前半へかけての,体系化されたニュートン力学の描像を中心として,その概念,その論理を自然像および自然界を支配する論理の基礎とみる見かたである。

力学の初期の思想を形づくったデカルト主義とニュートン主義の2つの潮流は,地球の形状を巡る論争によってニュートン主義に軍配が上がったとき,ニュートンの描像によって,すなわち粒子的世界とそれを隔てる空間によって世界を理解する形にまとめられた。力学的世界観の中心には粒子的描像が置かれ,一方機械論的な考え方は,因果的決定性という形で力学的世界像を動かしていくものとなる。連続的世界は,時間と空間という枠組の中に生かされることになる。世界の連続観と不連続観とは物質の粒子的描像と,それと独立な時間,空間とによって,いったん分離した形で融和両立させられることになった。

よくいわれるように,力学的自然観の顕著な特徴はその決定論的因果性にある。ニュートン方程式が示すように,ひとたび力がある瞬間に与えられれば,それはその直前および直後の運動状態(ここでは速度)を,1つの定数を除いて決定しているものである。このことは同時に,いま1つの定数を除いて,物体の位置を直前および直後の時刻において決定していることを意味する。これら2つの定数(積分定数)は,初期条件を形づくり,ニュートンの運動記述は,その運動方程式において運動の必然的連関を,その初期条件においてその偶然的媒介を与えるものとなっている。いいかえれば,ひとたび力が定められ,ある瞬間の位置と速度が与えられるならば,運動は未来永劫にわたり,あるいは無限の過去に遡って全く決定されていることになる。万有引力を設定した創造主の「最初の一撃」が,太陽を巡る諸惑星の運行を永劫にわたって決定しているわけである。ただしこの因果性は,もし力が時間を含まないか時間について対称性をもつなら,時間的前後の概念を含まないものである。因果性は本来,原因が結果に先行するものとして考えられるはずであろうが,その意味では力学は決定論的ではあっても完全に因果的ではなかった。ここから

現れる運動の可逆性が,のちに熱力学第二法則の示す非可逆性との関連で,力学的自然観に対し,厳しい批判を向けさせるものとなった。

古典力学の最大の弱点は,力の概念の曖昧さにあったといえるであろう。E. Mach の指摘をまづまでもなく,ニュートンの式は力と質量の2つの概念を1つの式で定義し,その意味では同義反覆となっている。Mach は二体問題を考察することでこの同語反覆を避け,質量の比を改めて精確に再定義したが,力の概念の不分明さは依然として残った。19世紀になって実証主義的思考が科学界を支配するようになったとき,力学概念への反省と批判はこの力の概念に集中し,全く消去しようとする G. R. Kirchhoff の力学, Mach の力学批判,そしてその傾向をさらに徹底させた H. R. Hertz の力学を生んだ。

こうして19世紀末には,力学的自然観は,熱力学を背景とするエネルギー論や,電磁気学の成立による電磁的自然観や,また上記の力学の内部的批判を含めて厳しい批判にさらされたが,やがて相対性理論,量子論などの成立によって古典力学の成立限界が明らかとなり,その意味で力学的自然観も正しい古典性を獲得して今日に至っている。いづれにしても,近代科学の範としてみられた古典力学を背景とした力学的自然観は,その物質像,時空像と要素的,分析的思考,そして決定論的法則性の示唆とによって,物理学の発展に大きく貢献した。

力学的素過程 [英 elementary dynamical process, 独 elementarer dynamischer Prozeß, 仏 processus élémentaire dynamique, 露 элементарный динамический процесс] 接触する2物体間の熱の伝導はこれらの物体を構成する原子や分子の衝突によるエネルギーのやりとりがもとになっている。化学反応は分子の衝突による原子の組合せの変化によって生じる。このように,巨視的な変化のもとになっている微視的粒子間の力学的過程を力学的素過程という。力学的素過程を古典力学で扱えることもあるが,対象が微視的な系なので量子論を必要とすることが多い。

力学的対称性 [英 dynamical symmetry, 独 dynamische Symmetrie, 仏 symétrie dynamique, 露 динамическая симметрия] 運動量,位置,スピンなどの空間の自由度に関連した対称性が,回転対称性のような空間そのものの対称性によるのではなく,力の特殊な性質に由来する場合にこれを力学的対称性という。たとえば水素原子のようにはクーロン力が働く系では,空間対称性による $SO(3)$ 対称性より大きい $SO(4)$ 対称性がある。この対称性はクーロン型ポテンシャルの特殊な形に由来する。素粒子物理学における $SU(6)$ 対称性($\Rightarrow SU(6)$ 模型)を力学的対称性と呼ぶこともある。また,対称性が自発的にやぶれた系では,非線形変換に対して不変な有効ラグランジアンを書くことができる場合があるが,このような場合を力学的対称性と呼ぶこともあるようである。

力積 [英 impulse, 独 Impuls, 仏 impulsion, 露 импульс] 力 F と,これが作用した時間 t との積をいい,インパルスともよばれる。力が時間的に変化する場合には積分 $\int F dt$ で定義される。撃力の場合には力積でその力学の効果が測られることが多い。ある物体に加えられた力積は,それを受けた物体の,その時間内の運動量の変化量に等しい。

力積モーメント [英 moment of impulse, 独 Moment des Impulses, 仏 moment d'impulsion, 露 момент импуль-

ca) 力積ベクトルが原点 O のまわりにもつモーメントのこと。原点 O から力積ベクトル $\int F dt$ の着点 P に引いた位置ベクトルを r とするとき、両者のベクトル積 $r \times \int F dt$ で与えられる。力積を受けた物体の角運動量の変化は、力積モーメントに等しい。物体が軸 g のまわりに回転を行うような場合には軸 g のまわりの物体の角運動量の変化量は、力積モーメントの軸 g に垂直な平面への射影に等しい。

力線 [英 line of force, 独 Kraftlinie, 仏 ligne de force, 露 силовая линия] ベクトル場を曲線群で表すとき、それらの曲線を力線とよぶ。これらの曲線の接ベクトルの方向はその点でのベクトルの方向と一致する。ベクトルの大きさを曲線群の密度で表現する。もしベクトル場が渦なし場すなわちスカラーポテンシャルの傾きで表されるならば、力線と等ポテンシャル面は直交する。磁力線、電気力線などがその例である。

力対 = 偶力

力率 [英 power factor, 独 Leistungsfaktor, 仏 facteur de puissance, 露 коэффициент мощности] \Rightarrow 交流

力率計 [英 power-factor meter, 独 Leistungsfaktormesser, 仏 compteur de facteur de puissance, 露 измеритель коэффициента мощности] 交流電力の力率を計測する計器で、回転磁場型(磁化鉄片型または可動鉄片型ともいう)、トランスデューサー型(位相弁別型)、電流力計型(電流力計型計器)の3種類がある。回転磁場型力率計は回転磁場中に可動鉄片を設けたもので、図1にその構造

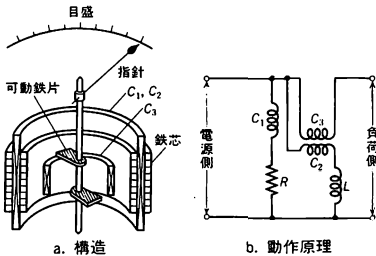


図1

(a)と動作原理(b)を示す。図中コイル C_1, C_2 は空間的に 90° の角度で配置され、これに流れる電流の位相は抵抗 R とインダクタンス L で 90° 異なるようにしてあるので、 C_1 と C_2 の中央に回転磁場が発生する。また、コイル C_3 は負荷電流で励磁されるから、 C_3 の電流による磁場で可動鉄片は磁化する。制動ばねをもたない可動鉄片は回転磁場による磁化と平均値が0となる点で止まり、負荷電圧と電流間の位相差すなわち力率を示すことになる。この型

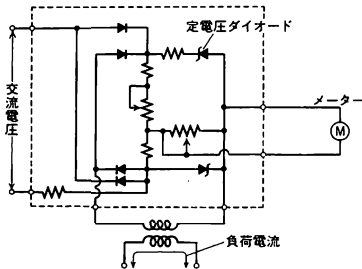


図2

は単相交流用である。トランスデューサー型力率計は交流の測定諸量を直接駆動力とせず、半導体回路で直流値に変換し測定するようにしたもので、図2は位相弁別回路による力率トランスデューサー回路である。これは定電圧ダイオードに同時に電圧、電流の半波を印加することによって得られる直流出力が、交流の電圧と電流の位相角に比例することを利用している。

リーギールデック効果 [英 Righi-Leduc effect, 独 Righi-Leduc-Effekt, 仏 effet Righi-Leduc, 露 эффект Риги-Ледюка] 導体に温度勾配を与え、熱流を起させ、その流れに直交する方向に磁場をかけたとき、熱流と磁場の双方に直交する方向に温度勾配が生じる現象をいう。熱流が伝導電子によって運ばれているために磁場との相互作用が生じることが原因である。熱流と磁場と電流の存在のもとで起る多彩な効果のうちの、熱流磁気効果のひとつである。熱流の方向を u , 磁場 H の方向を z とすると

$$\frac{\partial T}{\partial y} = m \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) H$$

としてリーギールデック係数 m が定義される。

リーク [英 leak, 独 Leck, 仏 fuite, 露 течь] 漏れのこと。一般には気密容器が不完全な場合、容器内への流体の侵入あるいは容器からの流体の噴出を意味するが、物理学関連技術ではリークに対して特に関心しい真空容器に限定して用いられることが多い。この場合、流体は気体に限定され、単位時間に侵入あるいは噴出する気体の量をもって、リークの大きさとする。実用的なリークの単位としては、気体温度を 0°C と想定し、この温度における圧力と体積の積をもって気体量と考え、 $\text{Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\text{Torr} \cdot \text{dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\text{atm} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ などが用いられる。真空技術ではリーク量に関して10%程度の誤差はあまり問題にしない場合が多く、気体温度が常温の範囲では先に述べたリークの単位を用いて特に問題は起らない。ただし、気体温度が極端に常温から外れる場合には、それなりの補正を要する。

リークディテクター [英 leak detector, 独 Lecksucher, 仏 détecteur de fuite, 露 течеискатель] 真空容器など気密性の容器がリーク(漏れ)のない完全なものかどうかを調べるリークテストにおいて、リークを検知し、かつリークの大きさをメーターなどで指示する専用の機器。漏洩検出器ともいう。リークの検知には特定のガスをプローブガスとして用い、リークディテクターには、このガスに敏感な検出器が備えてある。機種によっては真空排気系や真空計も内蔵している。リークディテクターを操作させるには、容器にリークディテクターを取付け真空に排気した後、外部よりプローブガスを吹付け、あるいはプローブガスで完全に覆うなどして、リークより侵入したプローブガスを検出器で検出する。検出器の種類によっていろいろなリークディテクターがある。ヘリウムリークディテクターやハロゲンリークディテクターなどがよく知られている。

リークテスト [英 leak test, 独 Leckprüfung, 仏 essai d'étanchéité, 露 проверка герметичности] 真空容器などの気密を必要とする容器について、その気密性が完全であるかどうか、つまりリーク(漏れ)があるかどうかを調べ、かつリークがある場合にはその箇所を突止める作業。場合によってはリークの存在の有無のみを調べてリークの箇所を突止めることは省略することもある。簡単なリークテストは、特に専門の機器を用いなくてもできるが、微量

のリークを調べるには専用のリークディテクターを用いる。原理はテストしようとする容器を減圧あるいは加圧して、容器への気体の侵入あるいは容器からの気体の噴出を調べることである。一般に、最も厳密に気密を必要とするものは真空容器であり、リークテストは真空技術のなかで最も重要な手続きのひとつである。しかし、そのほかの一般容器の場合でも厳密なリークテストが必要な場合もある。容器に侵入あるいは容器から噴出する気体をいかに検出するかで、いくつかのリークテストの方法があり、それに応じてリーク検出の感度が決まる。一般に容器を減圧し侵入する気体を検出する方が、容器を加圧する方法に比べて感度がよいので、本格的なリークテストではほとんど減圧法が採用されている。主なリークテストの方法は次のように分類される。(1) 加圧放置法: 容器を加圧密閉したまま一定時間放置して、容器内圧力の低下の有無を調べる。リークの有無の確認ができるだけで、リークの箇所はわからない。(2) 加圧発泡法: 容器を加圧して外部からセッケン水などを塗布することによって泡の発生を調べ、リークの有無を調べる。 $10^{-8} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ($10^{-8} \text{ Torr} \cdot \text{dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) 程度以上のリークなら検出可能。(3) 真空放置法: 容器を真空中に排気密閉したまま一定時間放置し、圧力上昇の有無を調べる。容器壁からの放出ガスによる圧力上昇との区別がたいせつである。(4) 変色法: 特定ガスと指示薬(たとえばアンモニアガスとフェノールフタレイン)の組合せによって、気体の侵入(減圧法)あるいは噴出(加圧法)を指示薬の変色によって調べる。使用ガスの腐食性について要注意。 $10^{-7} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ($10^{-6} \text{ Torr} \cdot \text{dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) 程度以上のリークなら検出可能。(5) ガイスラー管法: 容器を真空中に排気し、局部に液体あるいは気体(アルコール、プロパンガスなど)を塗布あるいは吹付け、ガイスラー管の放電の色の変化を調べる。もしリークがありアルコールの蒸気やプロパンガスが容器内に侵入すれば放電の色が変化する。 $10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ($10^{-5} \text{ Torr} \cdot \text{dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) 程度以上のリークなら検出可能。(6) ブローブガス法: 特定気体(ブローブガス)とそれに適合した検出器との組合せによって行うリークテストの方法: 容器を真空中に排気し局部にブローブガスを吹付け、容器内へのブローブガスの侵入を検出器によって調べる。

ブローブガスと検出器の選定によってリークの検出感度は大幅に改善され、ヘリウムガスと質量分析計との組合せでは、 $10^{-12} \text{ Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ($10^{-11} \text{ Torr} \cdot \text{dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) 以上のリークなら検出可能である。広い意味ではガイスラー管法もブローブガス法のひとつといえる。主なブローブガスと検出器の組合せとしては、プロパンガスと電離真空計、ヘリウムあるいは水素とピラニ-ゲージ、ヘリウムと質量分析計などがある。専用機として開発されたリークディテクターは、ほとんどこの原理による。特にヘリウムと質量分析器との組合せによるものは最も性能がよく、ヘリウムリークディテクターとして広く使用されている。実際のリークテストでは、用いるリークディテクターの性能も重要であるが、リークテストの対象である容器の容積や排気を用いる真空ポンプの排気速度、到達圧力、あるいはリークディテクターの接続のしかたによって検出感度や検出器の応答の特定数が大幅に変わってくるので注意を要する。

リーク弁 [英 leak valve, 仏 soupape de fuite, 露 на-текатель] 真空容器内に気体を導入するための弁。普通の真空弁では開いた状態でのコンダクタンスの大きいことが要求されるのに対して、リーク弁では一度に大量の気体

が真空容器内に侵入することのないよう、開放時のコンダクタンスを適当に制限してある。単に真空容器内に空気を導入するだけのものは構造も簡単で、弁を開くことによって大気から空気が真空容器に導入される。特定の気体の純度を保ったまま真空容器内に導入するためのリーク弁は、気体導入弁ともいい、気体の供給口(弁の入口)からリーク口(出口)に至る経路は外界との気密が保たれており、供給口にパイプを連結することによって任意の気体を真空中に導入できる構造となっている。特に気体の純度を厳密に保つ用途のものは、ガasket材やそのほかからのガス放出を少なくするため、全金属製で加熱脱ガスの可能なものもある。

リーク量 [英 amount of leak, 独 Größe des Lecks, 仏 quantité de fuite, 露 величина натеканий] \Rightarrow リーク

リー群 [英 Lie group, 独 Liesche Gruppe, 仏 groupe de Lie, 露 группа Ли] 回転群 $SO(3)$ の行列を $R(g)$ と表す。ただし $g = (g_1, g_2, g_3) = (\theta, \theta\mu, \theta\nu)$ は回転角 θ と回転軸の方向余弦 (λ, μ, ν) を指定するパラメーターである。こ

のとき $R(g)$ は $R(g) = \exp(g \cdot X)$, $g \cdot X = \sum_{i=1}^3 g_i X_i$ と表される (X_i の形については、 \Rightarrow 回転群)。 $SO(3)$ の各元はこのように3つのパラメーター (g_1, g_2, g_3) の実解析的関数になっている。また群の演算、すなわち積 $R(h)R(g) = R(k)$ をついたり、逆 $R(g)^{-1} = R(\bar{g})$ ($\bar{g} = -g$) をとる演算も h, g などのパラメーターについて実解析的である。

群 G がこのような性質をもつとき、すなわち G が元を指定するパラメーター(座標ともいう)について実解析的であり (G が実解析的多様体)、積や逆をとる演算も実解析的な写像になっている場合、 G をリー群という。古典群とよばれる行列群はいずれもリー群である (\Rightarrow 古典群)。

リー群の特徴は、任意の元 g の近傍の性質・構造が、その単位元の近傍(リー群芽 G_0) のそれを反映していることにある。以下に述べるように、 G_0 はさらにその単位元での接ベクトルの集合(リー環)の構造から定められることがわかっている。

リー群の元 g の座標を $g = (g_1, g_2, \dots, g_r)$ (単位元 $e = (0, 0, \dots, 0)$) としよう。元の積 $k = hg$ に対してパラメーター t に依存する元 $g(t)$ を考え、群元 $x = (x_1, x_2, \dots, x_r)$ の任意の関数 $F(x)$ に対し、 $g(t)F(x) = F(x, g(t)) = F(\phi(x, g(t)))$ で演算子としての $g(t)$ を定義する(行列群のときは $g(t)$ を行列 $g(t)$ そのものと考えることができる)。 $g(0) = e$ とし $X = d/dt g(t)|_{t=0} = (\sum \lambda_i \psi_i(x) (\partial/\partial x_i), \lambda_i = \dot{g}_i(0), \psi_i(x) = (\partial/\partial y_i) \phi(x, y)|_{y=e})$ を曲線 $g(t)$ の単位元 e での接ベクトルという。

リー群の単位元での接ベクトルの集合は環(リー環) \mathfrak{g} をつくり、逆に \mathfrak{g} を与えると G_0 はこれから(局所)同型の範囲で定まることが示される。しかしこのとき G のものは一意的には決らない。たとえば $SO(3)$ の環 $\mathfrak{o}(3)$ は、角運動量演算子のつくる環と同型であり、これはまたパウリ行列のつくる行列環 $\mathfrak{su}(2)$ と同型である。群 $SU(2)$ と $SO(3)$ とは単位元の近傍では同型であるが、全体としての $SO(3)$ は $SU(2)/D$ と同型であることが知られている。ここで D は二次元単位行列 E と $-E$ (回転角 2π の回転に対応) とからなる位数2の群。このようにリー環 \mathfrak{g} を与えると、これをリー環とする連結かつ単連結なリー群 \hat{G} (普遍被覆群) がただ1つ定まり、 \mathfrak{g} をリー環とする一般

のリー群 G は、多重連結であって商群 \bar{G}/D と同型になる。ただし D は \bar{G} の中心 (G のすべての元と可換な元の全体) に含まれる離散的な不变部分群で、被覆変換群 (または基本群 $\pi_1(G)$) とよばれる。

リサージュ Lissajous, Jules Antoine 1812.3.4—1880.6.24 フランスの物理学者。ベルサイユに生れ、パリのエコール・ノルマル・シュペリエールに学び、1847 年に教師資格を取得し、1850 年はサン・ルイ高等学校の物理学教授となった。主として振動と波動に興味をもち、固体の振動の光学的方法による観測で、重要な業績を残した。この過程で重要な役割を果たしたリサージュの図形は、整数比をもつ 2 つの周波数の互いに垂直な方向の正弦振動の重ね合せである。すなわち、 $x=a_1\cos(n_1t+q_1)$, $y=a_2\cos(n_2t+q_2)$ で表される平面図形である。ただし、 n_1, n_2 は整数、 a_1, a_2, q_1, q_2 は定数である。Lissajous の研究の特徴は、物体の振動状態を測定するのに機械的要素を接続することによる悪影響を除くため、振動物体に固定した軽い鏡からの光の反射を使った点である。反射光を回転鏡で反射することにより、スクリーン上に振動波形を描く方法と、互いに垂直な方向に振動する音叉に取りつけた 2 つの鏡で次々に反射し、リサージュの図形を描かせる方法をとった。1874 年にシャンペリー、翌年にブザンソンの大学の学長となり、1879 年にパリ学士員の通信会員に選出された。また、1873 年にラカース賞を授与されている。

リサージュ図形 [英 Lissajous figures, 独 Lissajous-Figuren, 仏 figures de Lissajous, 露 фигуры Лиссажу] 互いに垂直な方向の単振動を合成して得られる二次元運動の軌道の示す図形をいう。2 つの単振動を x 軸, y 軸方向にとって、

$$x=A_x\cos(\omega_x t+\varphi_x), \quad y=A_y\cos(\omega_y t+\varphi_y)$$

とする。角振動数が $\omega_x=\omega_y$ の場合、軌道の曲線は楕円 ($\varphi_y-\varphi_x=n\pi, n=0, \pm 1, \dots$ のときは直線, $A_x=A_y, \varphi_y-\varphi_x=m\pi/2, m=\pm 1, \pm 3, \dots$ のときは円)

$$\frac{x^2}{A_x^2} + \frac{y^2}{A_y^2} - 2\frac{x}{A_x}\frac{y}{A_y}\cos(\varphi_y-\varphi_x) = \sin^2(\varphi_y-\varphi_x)$$

となる (→楕円振動)。この場合、軌道の形から 2 つの振動の位相差がわかる。角振動数 (振動数) の比 $\omega_x:\omega_y$ が有理数のときは、その値に応じていろいろな閉じた図形が現れる。この性質を利用して、一方を既知の振動数、他方を未知の振動数とすれば、図形の特徴からその未知の振動数の値を求めたり、校正したりすることができる。振動数の比が無理数のときは閉じた図形にならず、時間がたつにつ

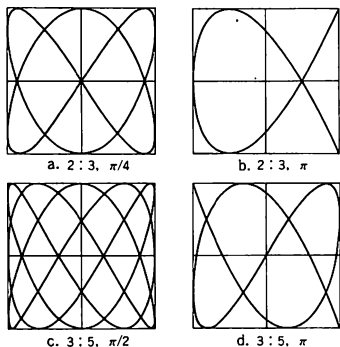


図 1

れ図の面はぬりつぶされていく。オシログラフの横軸, 縦軸に正弦波形の信号を与えたときや、ブラックバーンの振り子を用いた砂図などで、このような図形が観測される。 $A_x=A_y, \varphi_x=0$ として $\omega_x:\omega_y, \varphi_y$ の値のいくつかの場合を図 1 に示す。また、 x 軸方向の単振動をいれて合成すれば、それは三次元のリサージュ図形となる (図 2 は、 $\omega_x:\omega_y:\omega_z=3:3.5:4$ のステレオ図である)。

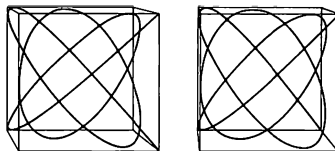


図 2

離散的エネルギー準位 [英 discrete energy level, 独 diskretes Energieniveau, 仏 niveau d'énergie discret, 露 дискретный уровень энергии] 量子力学系においてハミルトニアン H の固有値が離散的であるとき、その固有値を離散的エネルギー準位という。原子、分子、原子核において束縛状態のエネルギー準位は離散的エネルギー準位である。

離散的固有値 [英 discrete eigenvalue, 独 diskreter Eigenwert, 仏 valeur propre discrète, 露 дискретное собственное значение] A を線形空間に作用する線形演算子とする。0 でないベクトル x に対し $Ax=\lambda x$ を満たす複素数 λ が存在するとき λ を演算子 A の固有値といい、固有値の集合が離散集合を含むとき離散的な部分を離散的固有値という。量子力学では物理量は自己共役演算子で表され、固有値は実数で、その物理量の観測値に対応する。束縛状態のエネルギー準位、角運動量の値などはそれぞれハミルトニアンと角運動量の大きさの演算子の離散的固有値である。数学的に厳密に言えば、固有値とはこでいう離散的固有値に限るわけであるが、物理では A の連続スペクトルに属する数 λ を A の連続固有値とよぶのが普通であるので、それに対して点スペクトルに属する数である本来の固有値を離散的固有値とよぶわけである。

リジッドバンド模型 [英 rigid band model, 仏 modèle de bande rigide, 露 модель жёсткой связи] 金属やその合金の電子構造を問題にする場合に、元素の種類や組成によらない共通の電子状態密度関数を仮定し、平均電子数の変化によって、フェルミ準位が定まるとするものが、リジッドバンド模型である。このモデルを用いて合金の物理量の組成依存性などを議論することができる。これは非常に簡便なモデルではあるが、しばしば実験結果をよく説明できることがある。しかしながら、それは見かけ上のことであることが多い。合金 A_xB_{1-x} (x は組成 A の規格化濃度) において、電子が A 原子によって散乱される散乱振幅と、 B 原子によって散乱される散乱振幅は、一般に著しく異なることから、 A 原子と B 原子の局所状態密度に大きな差が生じる。リジッドバンド模型の欠点を克服するために原子の種類による電子散乱の違いを考慮したコヒーレントポテンシャル近似 (CPA) という近似が導入され多くの成功を収めている。

リスク [英 risk, 独 Risiko, 仏 risque, 露 риск] 放射線、放射性物質、化学的有害物質など、人体に有害な効果をもたらす因子の危険の程度を示す尺度のこと。通常は人間が今後 1 年間生命を維持し続ける確率の減少として定義される。具体的には、1 人・年当りの (その因子による) 。

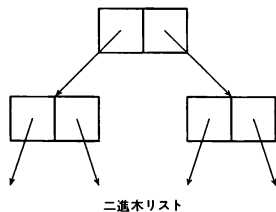
死亡者数の期待値として示されることが多い。たとえば、「現在わが国で自動車を使用することによって受けているリスクは 1×10^{-4} である」といったときには、自動車事故により1年間に1万人当たり1人程度の死が予想されるということである。死に至らない障害や遺伝的障害にも適当な加重係数あるいは変換係数を導入して定義に取入れるべきだといふもっともな意見もあり、その方向での改良の試みも少なくない。しかしこのような量の導入には、どこかで大胆な仮定を行うことが必要になることも事実である。要は量の概念が明確に規定されていて、人々がそれを正しく理解して使用することができるかどうかということである。

リースの定理 [英 Riesz's theorem, 独 Riesz'sches Theorem, 仏 théorème de Riesz, 露 теорема Ризца] ヒルベルト空間の任意の連続線形汎関数(⇒共役空間, 汎関数)が内積によって表されることを主張し、ヒルベルト空間の共役空間を特徴づける定理である： \mathcal{H} をヒルベルト空間, $(\cdot, \cdot), \|\cdot\|_{\mathcal{H}}$ をそれぞれ, その内積およびノルムとする。 T を \mathcal{H} 上の任意の連続線形汎関数, すなわち, \mathcal{H} の上から C への有界線形演算子とすると, ただ1つのベクトル $y_T \in \mathcal{H}$ が存在して, すべての $x \in \mathcal{H}$ に対して

$$Tx = (y_T, x)$$

が成立し, $\|T\| = \|y_T\|_{\mathcal{H}}$ となる。ここで, $\|T\|$ は T の演算子としてのノルム(⇒演算子)を表す。リースの定理から次の系が得られる： $F(\cdot)$ を \mathcal{H} 上の半双線形形式とし, ある正定数 C が存在して, すべての $x, y \in \mathcal{H}$ にたいして $|F(x, y)| \leq C \|x\|_{\mathcal{H}} \|y\|_{\mathcal{H}}$ が成立しているとする。このとき, \mathcal{H} 上のただ1つの有界線形演算子 A が存在して $F(x, y) = (Ax, y)$ となる。この系を使うと \mathcal{H} 上の任意の有界線形演算子 A の共役演算子が \mathcal{H} 上の有界線形演算子として存在することが証明される： $F(x, y) = (x, Ay), x, y \in \mathcal{H}$ と定義すれば, F は \mathcal{H} 上の半双線形形式であり, $|F(x, y)| \leq \|A\| \|x\|_{\mathcal{H}} \|y\|_{\mathcal{H}}$ を満たす。したがって, 上の系によって, $(x, Ay) = (\tilde{A}x, y), x, y \in \mathcal{H}$ となる \mathcal{H} 上の有界線形演算子 \tilde{A} がただ1つ存在する。 \tilde{A} は A の共役演算子 A^* にほかならない。

LISP [英 LISP] 計算機の高水準プログラム言語のひとつ, list processorの略称。1960年から1962年ごろにかけて, J. McCarthyによって開発されたリスト処理用プログラム言語である。ここでリストというのは図のよう



二進木リスト

なポインターでつながれた二進木(binary tree)のことをさしている。LISPの応用目的とする分野は人工知能の分野であり, その分野での基本的なプログラム言語として使われている。LISPはラムダ計算法に基づいた単純な構造の言語であり, 記号処理などが容易にできる。LISPの短所はLISPプログラムの処理時間や占有記憶量が大きいことであったが, それはハードウェアの進歩により緩和されている。REDUCEなどの数式処理システムはLISPで書

かれているものも多い。

リー積 [英 Lie product, 独 Liesches Produkt, 仏 produit de Lie, 露 произведение Ли] ⇒ リー環

理想気体 [英 ideal gas, 独 ideales Gas, 仏 gaz idéal, 露 идеальный газ] 完全気体ともいう。熱力学では, 状態方程式がボイル-シャルルの法則に従うような気体をこのようによぶ。熱力学の理論により, 理想気体の内部エネルギーと定積比熱は体積によらず温度だけになることが導かれる。定積比熱が温度にもよらず一定であることを理想気体の性質のひとつとして付け加えることもある。実在気体の性質は, 密度を小さくした極限では, 理想気体の性質に近づく。気体を分子運動論的に考える統計力学の立場では, 相互作用の全くない分子からなる気体を理想気体とよぶ。狭義の理想気体では, 分子が単原子分子である場合をさす。理想気体を古典統計力学で扱うときには, 導かれる性質は熱力学における理想気体の性質と同じものになる。しかし, 量子統計力学によって扱う場合には, 分子がボース統計に従うかフェルミ統計に従うかによって, 導かれる性質に違いがあり, それぞれ, 熱力学における理想気体の性質とは違ったものになる。これらの相違は, 温度が低ければ低いほど, 密度が大きければ大きいほど著しい。金属内の自由電子はフェルミ統計に従うが, これを理想気体とみなして計算すると, 低温で絶対温度に比例する比熱が導かれる。また, ボース統計に従う理想気体は, 低温でボース凝縮とよばれる特異な性質を示す。

理想的完全結晶 [英 ideally perfect crystal, 独 Ideal-kristall, 仏 cristal parfait, 露 идеальный кристалл] 数学的立場では, 三次元の周期性が完全で, 無限に広がった格子図形を理想的完全結晶と定義する。自然界にはそのような結晶が存在しないことは自明である。何をもちて完全結晶と評価するかは, 物理的関心のちがひ, 実験手段とその精度に依存する。ここでは例として, X線回折の立場を述べる。まず, 完全結晶に対する動力学的回折理論の結果と実験結果が一致するとき試料結晶が完全であると評価する。古くは反射曲線(⇒ロッキング曲線)が比較されたが, 近年では回折頭微法に見られるペンデル縞も理論と実験の比較に使われる。特に後者の場合, オングストローム程度のX線の干渉現象であるから, 結晶格子の食違いがオングストローム程度であっても, 歴然と格子欠陥として認めることができる。しかし, 乱れている領域が, 頭微法の分解能($\sim 1 \mu\text{m}$)以下であると観測にわからない。この場合, 電子頭微鏡が有力である。また, 動力学的回折現象は結晶の時間的・空間的に平均された状態を反映するから, 格子振動をしている結晶と静止している結晶との間で, 実験結果に本質的な差は期待されない。構造因子がデバイ-ワラー因子だけ小さくなるので, 定量的実験を行って初めて差異を認めることができる。微小欠陥や, 格子振動に対してはむしろ散漫散乱のほうが動力学的現象よりも敏感である。さらに, 着色中心などのように, 電子構造上の欠陥を伴っている場合は, 回折実験よりも光学的実験や電子スピン共鳴(ESR)のような共鳴を用いる実験法がより直接的である。逆に, これらの手法では結晶格子の完全さを評価しがたい。

このように, 実験的立場で現実結晶の完全さを評価するには, いろいろな見方を必要とする。また, 各実験手段のもつ特徴と限界を心得て評価しなければならない。他方, 理論的立場で, 結晶のモデルとして, 理想的完全結晶を考

えることは有益である。特に、回折の実験では、このモデルで期待される現象を基準として、実験結果を分析することが多い。現在、最も完全に近い結晶は浮遊溶融法で育成されたシリコン単結晶であるといわれている。

理想的不完全結晶 [英 ideally imperfect crystal, 独 idealer Mosaikkristall, 仏 cristal idéalement imparfait, 露 идеально-мозачный кристалл] 現実の結晶はなんらかの意味で格子欠陥を含んでいる。したがって、不完全結晶とは現実結晶であるともいうことができる。字義通りに解釈すると「理想的不完全結晶」は非晶質(アモルファス)物質と理解されがちであるが、回折結晶学では特別な意味をもって使われる。X線あるいは中性子線回折において、積分反射強度が運動学的理論の結果と一致する場合、そのような結晶を「理想的不完全結晶」とよぶ。結晶の乱れ方によって、反射曲線(反射強度と結晶方位の関係)の形状はまちまちであるから、その形状は問題としない。粉末結晶の集合体は、各微結晶が十分小さければ($\leq 1\mu\text{m}$)、理想的不完全結晶である。単結晶に近くても、上記の規準にかなえば、理想的不完全結晶とみなす。モザイク結晶のモデルでは、微結晶ブロックが十分小さく、かつ各ブロックの方位が十分広い立体角範囲に連続的に分布しているならば、ブロック内およびブロックどうしの多重回折が無視するので、そのような結晶は規準に該当する。この場合、理想的モザイク結晶とよぶこともある。結晶性がよくなると、多重回折効果、すなわち消衰効果が見れる。ただし、通常は積分反射強度の実測値は、完全結晶に対する動力学的回折理論の予知する値より大きい。この場合、結晶を単に不完全結晶と評価する。さらに結晶性がよく、完全結晶に対し期待される回折現象が認められて初めて理想的完全結晶と評価する。理想的不完全結晶は結晶性物質の粹内で、理想的完全結晶と対極する概念である。

理想溶液 [英 ideal solution, 独 ideale Lösung, 仏 solution idéale, 露 идеальный раствор] 次の性質をもつ溶液のことを理想溶液といい、溶液の熱力学的理論において、気体における理想気体のような、ひとつの理想化されたモデルとしての役割を演ずる。

温度、圧力、濃度のいかによらず、(1) 溶液が各成分 $n_1, n_2, \dots \text{mol}$ から成るとき、その全体積が、各成分の純粋液体 1 mol の体積 V_1^0, V_2^0, \dots によって

$$V = n_1 V_1^0 + n_2 V_2^0 + \dots$$

と書ける。(2) 溶液の内部エネルギー U が、各成分の純粋液体 1 mol の内部エネルギー U_1^0, U_2^0, \dots とそのモル数 n_1, n_2, \dots によって

$$U = n_1 U_1^0 + n_2 U_2^0 + \dots$$

と書ける。(3) 溶液の各成分の化学ポテンシャル μ_1, μ_2, \dots が、純粋液体での値 μ_1^0, μ_2^0, \dots と成分の濃度 x_1, x_2, \dots を用いて

$$\mu_1 = \mu_1^0 + RT \ln x_1, \quad \mu_2 = \mu_2^0 + RT \ln x_2, \dots$$

で与えられる(R は気体定数)。

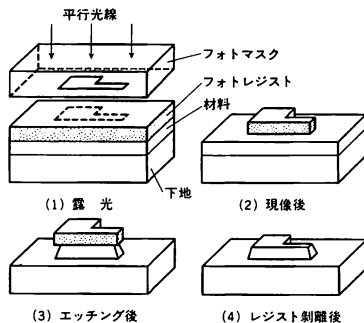
理想溶液は理論的モデルであるが、これに近いものが現実にある。2つの同位体の混合物、ヨウ化エチレンとヨウ化プロピレンの混合物などがそれである。また、一般に希薄溶液は理想溶液に近い。

理想流体 [英 ideal fluid] = 完全流体

リソグラフィ [英 lithography, 独 Lithographie, 仏 lithographie, 露 литография] 加工技術の一種。基本的には腐食液による食刻であって、その点はエッチング

(腐食銅版画)の作製と変わらない。これらの作製にあたっては銅板などの素材に耐食被覆を施しておいてから手描きで図を描き、食刻をした。現在最も多用されている光を用いるリソグラフィ(フォトリソグラフィ)は、耐食被覆にフォトレジストを用い、写真法で図形を転写することにより印刷用の図版を作製するのらいて始まった技術である。現在リソグラフィで用いられる加工形態には次の3種類がある。(1) 厚板表面を彫刻(印刷用製版)、(2) 基板にはり付けた膜状物(厚さ最大数十 μm)を加工(プリント配線基板、集積回路)、(3) ケミカルミリーングともいい、1mm以下の板材を両面からエッチして打抜く(ブラウン管用シャドウマスク)。

工程は(a) 材料板の洗浄、乾燥、(b) レジスト被覆、(c) 前段の加熱処理(プレベーク)、(d) フォトマスクからの図形の転写、(e) 現像、(f) 後段の加熱処理(ポストベーク)、(g) エッチング、(h) レジスト剝離、である(図参照)。



リソグラフィは微細加工が特徴で、その限界は光の回折で決められる。この打破のため電子線、軟X線、イオンビームが導入された。もうひとつの限界を決める要因はアンダーカット(エッチングが等方的ならば、レジスト膜下側にも進み、材料図形が台形に細ること)であり、この解決には垂直方向エッチ速度を強調する反応性イオンエッチ、レジスト図形被覆後のメッキなどが導入された。この結果、工業的に1~2 μm 、実験的には20nm幅の線が加工できるようになった。超微細加工の例には軟X線領域におけるフレネルのゾーンプレート、回折格子、紫外部の格子状偏光板などがある。

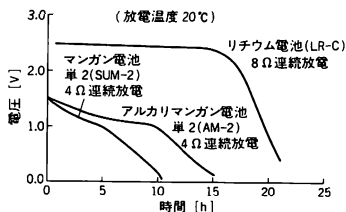
リソグラフィの第二の特徴は製品寸法が小さいとき、原版に製品図形を繰返し配列した繰返し原版を用い、一度に多数個の(トランジスターでは数千個)製品を一括処理できることである。このようにして量産すれば原価が歩留りという意味で有利になる。しかし少数個の生産では原版の製作を必要とするため割高となる。この原版の製作には光学的な図形発生機、あるいは電子線描画装置を用いる。

リゾチーム [英 lysozyme, 独 Lysozym, 露 лизоцим] ⇨ タンパク質

リーダー [英 leader, 独 Leader, 露 лидер] 電極間ギャップが数十~数百cmの長ギャップ放電においてみられる、電気伝導性の極めて高い動的プラズマ状態をいう。電流密度などからみればアーク放電に似ているが、動的プラズマ状態であることからストリーマーともみなすことができ、その本質についてはまだ不明点が多い。

リー代数 = リー環

リチウム電池 [英 lithium cell, 独 Lithiumzelle, 仏 cellule de lithium, 露 литиевая батарея] 陰極活物質にリチウムを用いる乾電池で、電解液に有機電解液 (LiClO_4 のプロピレンカーボネート溶液, LiBF_4 のア-ブチロラクトン溶液など) や固体電解質 (LiI) などの非水電解質を用いる。陽極の活物質は、公称電圧 3 V 用はフッ化炭素、二酸化マンガン、ヨウ素など、1.5 V 用は酸化銅、硫化鉄を用いる。陽極にフッ化炭素を用いたものは、放電の進行に伴い、導電性炭素粉末に変わり、電池の内部抵抗の増大を防ぎ、放電特性が平坦になる。陽極で生成したフッ素イオン (F^-) は陰極で生成したリチウムイオン (Li^+) と結合し極めて安定な LiF となる。エネルギー密度はマンガン電池の 5～10 倍と高く、耐漏液性にすぐれ、自己放電が極めて少ないので長期使用の電源として信頼性が高い。低温特性も良く -20°C でも使用可能である。腕時計、電卓、半導体メモリー、電気浮子などに用いられる。図にリチウム電池と従来の電池との放電特性の比較を示す。



リチャーズ Richards, Theodore William 1868.1.31—1928.4.2 アメリカの物理化学者。25 種以上に及ぶ種々の元素の原子量の精密測定を行い、1914 年その功績によりアメリカ人として初めてのノーベル化学賞を受賞した。

ペンシルベニア州ジャーマンタウンに生れ、母親の英才教育主義の下で幼少のころより学問に興味をもち、特に化学が好きで、家族の知己であったハーバード大学化学教室の J. P. Cooke 教授に師事して 1886 年 18 歳の若さでハーバード大学を卒業、その後大学院に進み、Cooke の指導により水分子中の水素と酸素の原子量の相対比の精密測定を行った。その結果この比がそれまで考えられていた整数比ではなく、1:15.96 であることを示し、原子量精密測定の重要性を示した。これにより 1888 年博士号を取得、1891 年ハーバード大学講師、1894 年助教授となり、1901 年からは正教授として、没年まで多くの優秀の教育にも大きな足跡を残した。この間 1901 年ころから化学反応を用いての種々の元素の原子量の秤量法に多くの改良を加え、特に当時標準となっていた J. S. Stas の原子量測定値に不正確さのあることを示し、25 種以上に及ぶ各種の元素の原子量の精密な値を求めた。また各種の元素の物理常数の決定などの一連の研究を行い、ウラニウム鉱石中から採出した鉛が、通常の鉛と異なる原子量をもっていることを示し、同位元素の概念を示唆する論文を発表した (1907 年)。この原子質量の異なる同位元素の存在は 1919 年イギリスの F. W. Aston による Ne の同位元素の発見へと引継がれていった。

Richards の教育者としての功績も大きく、彼の指導の下での多くの優秀が輩出し、ハーバード大学の彼の教室は、当時の世界の物理化学および分析化学のメッカとなった。

リチャードソン Richardson, Sir Owen Willans 1879.4.26—1959.2.15 イギリスの物理学者、電子工学者。ヨークシャーのデュズベリ出身。ケンブリッジ大学トリニティー・カレッジに入り、キャベンディッシュ研究所の J. J. Thomson らの下で研究、1904 年に学位を受けた。1906 年プリンストン大学物理学教授となり、1913 年ロンドン大学に戻った。1928 年にノーベル物理学賞、1939 年にナイトの称号を受けた。1944 年ロンドン大学を退き、ハンブシャーで没した。彼は練達の実験物理学者であり、20 世紀前半の電子論、量子論の推進者のひとりでもあった。1900 年ころから、熱せられた金属フィラメントが放出する荷電流の研究を続け、熱電子放出の理論 (thermionics) の基礎を築いた。ノーベル賞は熱電子現象に関する業績、特に彼の名前のついた法則 (リチャードソン効果、リチャードソン-ダッシュマンの式) に対して贈られた (⇒エジソン効果、熱電子放出)。その受賞記念講演によれば、初期の研究では手動の真空ポンプしか使えず、また 1913 年以前には加工可能なタングステンが利用できなくて、実験は困難を極めたという。2 度の世界大戦では、無線の電信、電話からレーダー、ソナー、マグネトロン、クライストロンまで手がけた。[主著] *The Electron Theory of Matter*, 1914; *The Emission of Electricity from Hot Bodies*, 1916; *Molecular Hydrogen and its Spectrum*, 1934。

リチャードソン効果 [英 Richardson effect, 独 Richardson-Effekt, 仏 effet Richardson, 露 эффект Ричардсона] = エジソン効果

リチャードソン-ダッシュマンの式 [英 Richardson-Dushman's formula, 独 Richardson-Dushmansche Formel, 仏 formule de Richardson-Dushman, 露 формула Ричардсона-Дэшмана] ⇒ 熱電子放出

リチャードソンの法則 [英 Richardson law of dispersion, 独 Richardsonsches Dispersionsgesetz, 仏 loi de dispersion de Richardson, 露 закон дисперсии Ричардсона] リチャードソンの $4/3$ 乗則ともよばれ、乱流流体中に浮遊する粒子の拡散に関する経験則である (⇒乱流拡散)。

リッカーチ方程式 [英 Riccati's equation, 独 Riccatische Gleichung, 仏 équation de Riccati, 露 уравнение Риккати] 右辺が未知関数の二次式である一階常微分方程式

$$\frac{dy}{dx} = p(x)y^2 + q(x)y + r(x) \quad (1)$$

をリッカーチの微分方程式という。式 (1) は $p(x) \equiv 0$ の場合は線形であり、 $r(x) \equiv 0$ の場合は変数変換 $y = 1/z$ によって線形に変換され、 p, q, r がすべて定数のときは変数分離形になるのでいずれも解くことができるが、それ以外の場合は一般には求積法で解くことはできない。しかしこの方程式は次のような顕著な性質をもつ。

(1) 1 次分数変換 $y = (a(x)z + b(x)) / (c(x)z + d(x))$ を行うと z の満たす方程式はやはりリッカーチ方程式である。

(2) $y_k(x)$ ($k=1, 2, 3, 4$) を式 (1) の 4 つの解とすれば複比

$$\frac{(y_1(x) - y_3(x))(y_2(x) - y_4(x))}{(y_1(x) - y_4(x))(y_2(x) - y_3(x))}$$

は定数である。

(3) 式 (1) の一般解は

$$y = \frac{Cf(x) + g(x)}{C\phi(x) + \psi(x)} \quad (C: \text{任意定数})$$

のような形をもつ。逆に一般解がこの形で表される微分方程式はリッカチ方程式である。

(4) 式(1)の特解 $y(x)$ が1つ求められれば変数変換 $z=1/(y-y(x))$ により, 式(1)は z についての線形方程式に変換され, したがって解くことができる。

(5) 変数変換

$$y = -\frac{du/dx}{p(x)u}$$

により式(1)は u に関する二階線形方程式に変換される。

リッグド・ヒルベルト空間 [英 rigged Hilbert space, 露 оснащенное гильбертово пространство] 平面波を表す関数 $\phi_k(x) = \exp(ikx)$ は, $\int |\phi_k(x)|^2 dx < \infty$ を満たさないので, 波動関数の全体がつくるヒルベルト空間の元にはならない。しかし関数 $\phi_k(x)$ は運動量の「固有状態」を表す波動関数として, 量子力学のいろいろな場面で頻繁に使われているのも事実である。そこで $\phi_k(x)$ のような関数をも含むより広い枠組をつくる試みとして, リッグド・ヒルベルト空間という概念を用いた定式化がある。一般にあるヒルベルト空間 \mathcal{H} (たとえば, 波動関数のつくるヒルベルト空間) の中に, 他のヒルベルト空間 \mathcal{G} が埋め込まれていて, (1) \mathcal{G} は \mathcal{H} の中で稠密, (2) \mathcal{G} から \mathcal{H} への埋め込みの演算子は連続, という2つの条件が満たされているとする。このとき, \mathcal{G} は \mathcal{H} の共役空間 \mathcal{H}' の中に自然な方法で埋め込まれる。すなわち, $\mathcal{G} \subset \mathcal{H} \subset \mathcal{H}'$ という三つ組が得られる。このような三つ組をリッグド・ヒルベルト空間ともいい, 初めに述べたように, 量子力学の数学的定式化などに応用されている。たとえば, \mathcal{G} を適当に選ぶことで, $\phi_k(x)$ が \mathcal{G} に含まれるようにすることができ, それと同時に \mathcal{G} の演算子である物理量を \mathcal{G} に制限したものの共役演算子として, \mathcal{H}' 上に物理量を拡大定義して, $\phi_k(x)$ のような関数を含む演算を数学的にも認められるものにしうというのである。より一般には上の(1), (2)の条件を満たす空間の列 $\dots \subset \mathcal{G}_2 \subset \mathcal{G}_1 \subset \mathcal{H} \subset \mathcal{G}_1' \subset \mathcal{G}_2' \subset \dots$ があって, 埋め込み $\mathcal{G}_{k+1} \rightarrow \mathcal{G}_k$ がすべて核型演算子(トレース族の演算子)とよばれる演算子であるとき, これらの空間の組をリッグド・ヒルベルト空間という。

リッター Ritter, Johann Wilhelm 1776.12.16—1810.1.23 ドイツの物理学者, 化学者, 生理学者。ラテン語学校を卒業した後, 薬種商に従事奉公し, 仕事のかたわら化学を独学した。1796年イェナ大学に入学。F. H. A. von Humboldt の影響を受けてガルバニズム(ガルバーニ電気)の研究を始め, 1803~04年にはイェナ大学でガルバニズムについて講じた。1804年ミュンヘンのバリア科学アカデミーの正会員となり科学研究を続けたが, 肺疾患で没した。彼は, 自然界に生起するすべての現象が相互に連鎖しあって一つの統一体を構成しているという観念ならびに極性(polarity)の概念を中軸に据えた。F. W. J. von Schelling, J. W. von Goethe らのロマン主義的自然哲学の影響を強く受けている。たとえば, 1800年にF. W. Herschel が赤外線を発見した後, 彼は極性の概念に導かれて, スペクトルの紫外領域にも不可視光線があるに違いないと確信し, 1801年塩化銀の還元元によって紫外線の存在を示すのに成功した。自然哲学は彼の研究範囲を広範なものにしたが, その反面では, 思弁の哲学が実験データと混在することによって, 彼の研究成果に対する正当な評価を妨げる一

因ともなった。1799年電池を用いて水を電気分解することにより, 摩擦電気とガルバーニ電気とが同一であることを示し, さらに電池の分極作用についても実験的研究を進めた。乾電池(1802年)と蓄電池(1803年)を製作したほか, 金属の伝導性や熱電流についても研究した。また, 筋肉や感覚器官を電気的に刺激するという方法で, 生理学の実験的研究を行っている。1806年以降はミュンヘンの神秘家 F. von Baader の影響もあって, 魔術にも手を染めた。

立体異性 [英 stereoisomerism, 独 Stereoisomerie, 仏 stéréo-isomérisie, 露 стереоизомерия] 同一構造をもつ化合物のなかの原子または原子団の空間的配列が互いに異なることによって生じる異性を立体異性, またこのときのそれぞれの化合物を互いに立体異性体であるという。立体異性には分子内の回転操作で互いに交換できる回転異性, 回転鏡映操作で交換できる光学異性体がある。回転異性において, 異性体の間を相隔てるポテンシャルエネルギー障壁が大きくなると, 異性体は安定となって単離可能となる。このとき特に幾何異性とよばれる。立体異性体では立体効果の利きかたが違うため物性や反応性に差異が現れるのが普通である。

立体異性体 [英 stereoisomer, 独 Stereoisomer, 仏 stéréo-isomère, 露 стереоизомер] ⇨ 立体異性

立体回路 [英 microwave circuit, 独 Wellenleiterzirkulator, 仏 circulateur en guide d'ondes, 露 СВЧ-контур] 通常の回路では回路要素(素子)の間を電線で結ぶ平面的な構成をとるが, マイクロ波回路では要素間の距離が波長にくらべ無視できなくなるので, 導波管やストリップ線路などその断面を伝わる電波の姿態(モード)が本質的であるものを用いて構成され, 立体的なひろがりをもつことになる。すなわち立体回路は, マイクロ波の伝送, 分岐, インピーダンスの変換, 反射波の吸収などの目的に使用される各種導波管およびそれらの立体的な複合体を指し, 広い意味では空洞共振器, アンテナなども含まれる。最も一般的な TE₀₁ モードで使用される矩形導波管では, まず電力を外部へ洩らさずかつ反射が生じないように伝送するための導波管として直管の他に, 回路の立体的な配置に応じ, E ベンド(bend), H ベンド, E コーナー(corner), H コーナー, ねじれ導波管があり, 配管での合せ誤差や熱膨張

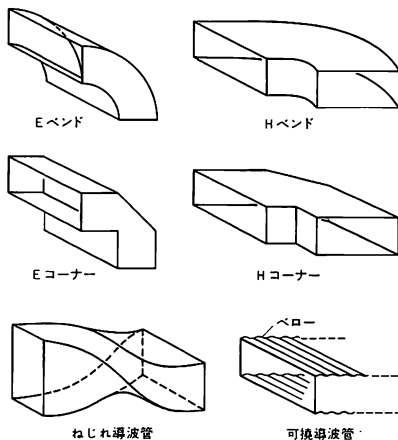


図 1

などによる機械ひずみを吸収するための可撓導波管がある(図1)。これらの導波管の接続はフランジ結合によるが、管の幅広の面では表面電流が軸方向に流れるので、接合面での接触が悪くならないように注意されている。また図2

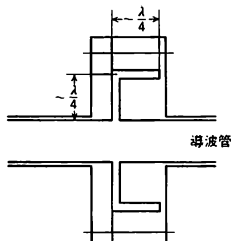


図2 チョーク型フランジ結合

のようにチョーク型の接合もよく用いられるが、これはフランジの接触面が導波管の縁より $\lambda/4$ (λ は自由空間の波長)奥にあって表面電流がちょうど0になり、接触の良否に影響されないためである。第二に負荷と接続する際に、負荷に固有な導波管系との変換が必要となる。例えば、矩形導波管と同軸伝送線、寸法の異なる導波管などの間を変換する特殊導波管類で、広い周波数範囲にわたって整合をとるために形状の変換をゆるやかに行っている。また加速空洞のように真空中で使う負荷にはセラミックスなどで仕切られた真空窓が必要である。第三に負荷へ送るマイクロ波を調整するための素子が必要である。減衰器は電力を変えるためのもので、抵抗体が導波管内に挿入される構造になっている。位相を変えるための移相器は、誘電体を挿入する構造であるが、大電力用には3dB(方向性)結合器を使用することがある(図3)。ポート①～④はマジックTと

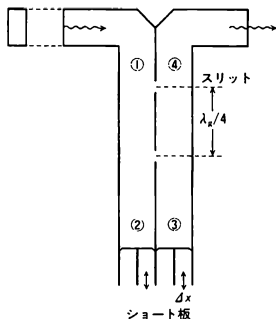
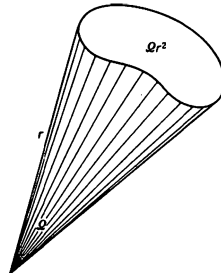


図3 3dB 結合器による大電力移相器

同じマイクロ波特性をもつので、①からの入力によるショート板での反射波はすべて④へ出力される。電力を分岐するにはT型分岐回路、方向性結合器(マジックT、ラットレースを含む)などがある。負荷との整合をとるためには誘導性または容量性のスリットなどを用いる。図3の場合移相量は $\Delta\phi = 4\pi\Delta x/\lambda_g$ である。第四は、導波管中の電力や定在波比を検出する素子で、主として方向性結合器を用いて検波する。第五はジャイロ磁気回路素子で、波の伝搬方向により異なる性質をもつ非可逆な素子である。アイソレータやサーキュレータは反射波を信号源の方へ戻さないためのものであり、ジャイレータは方向性のある移相器である。最後に、負荷に代わるものとして整合のとれたダミーロード(擬似負荷)が、電力試験の時や、正規の回

路中での余分な電力を吸収するために用いられる。小電力用には抵抗体が内蔵されたものが用いられるが、大電力用には水負荷が使われる。 N 個の導波管ポートをもつ素子で各導波管 n ($n=1, 2, \dots, N$) を伝わるモード(\Rightarrow 導波管)が1つだけであれば、非可逆回路以外の回路は、固有インピーダンス Z_n をもつ伝送線と合成された多端子回路網で表現できる。とくに損失のない立体回路の各導波管ポートにおける入射波と反射波の関係は、対称ユニタリー行列で記述され、立体回路を表すインピーダンス行列が得られる。これを利用して、回路特性の形状や周波数依存性を推量することができる。

立体角 [英 solid angle, 独 Raumwinkel, 仏 angle solide, 露 телесный угол] 錐体の頂点の部分がつまみ立体的な広がりを表示する無次元量。これは1点から1つの面を見たときにその面がつまみ広がりを表す量ということもできる。半径 r の球面上の面積 S の部分が球面の中心に対して張る立体角を Ω とするとき、 $\Omega = S/r^2$ と定める。このように測った立体角の単位をステラジアン(単位記号 sr)という。O を中心とする極座標 (r, θ, ϕ) を用いると、 $(\theta, \theta+d\theta)$ 、 $(\phi, \phi+d\phi)$ で表される四角錐の立体角は $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ であって、球面全体の立体角は $4\pi[\text{sr}]$ となる。



点Oを含まない有限の大きさの(表裏の区別のある)曲面 S を考える。ここでベクトル場 \mathbf{a} を任意の点 P で $\mathbf{a}(P) = \mathbf{r}/r^2$ ($\mathbf{r} = \mathbf{OP}$) のように定義し、 \mathbf{n} を曲面 S 上の正の向き

$$\Omega(\mathbf{O}, S) = \iint_S \mathbf{a} \cdot \mathbf{n} d\sigma$$

は S を含む最小の錐の (\mathbf{n} により正負を区別した) 立体角である。これを曲面 S がOに対して張る立体角という。 \mathbf{a} と \mathbf{n} のなす角を ψ とすると

$$\Omega(\mathbf{O}, S) = \iint_S \frac{\cos\psi}{r^2} d\sigma$$

と書ける。

立体規則性 [英 stereoregularity, 独 Stereospezifität, 仏 stéréorégularité, 露 стереорегулярность] 高分子の主鎖結合を構成する繰返し単位に、結合状態で2種の立体異性が存在する場合、立体異性を生じる部位の主鎖に沿っての配列に規則性があるとき、その規則性を特に立体規則性または立体特異性という。規則性をもつ高分子を立体規則性高分子または立体特異性高分子とよぶ(\Rightarrow 立体規則性高分子)。立体規則性を生じる典型的な単量体 $\text{CH}_2=\text{CXY}$ (X と Y は相異なる原子または基) からのビニル型重合体では、高分子鎖に方向を与えたと $-\text{CXY}-$ に図1に示す2



図1

種の立体異性が生じる。これらの立体異性を一般の光学異性体の表示法に準じて仮に D および L で表すと、隣接する 2 個の単量体単位の配列様式には立体配置が同じになる場合 (DD または LL) と異なる場合 (DL または LD) の 2 通りがあり、これらはそれぞれアイソタクチックダイアドとシンジオタクチックダイアド、あるいはメソダイアド (m と表示) とラセミダイアド (r と表示) とよばれる。連続する 3 個の単量体単位の配列様式には DDD (または LLL), DDL と LLD (または DLL と LDD) および DLD (または LDL) の 3 通りがあり、これらはダイアド表示により mm, mr または rm および rr と表され、それぞれアイソタクチックトライアド、ヘテロタクチックトライアドおよびシンジオタクチックトライアドとよばれる。同様に 4 個以上の単量体単位の配列の規則性を定義できそれらの連鎖をテトラド、ペンタドなどとよぶが、ダイアド、トライアドの場合のような各連鎖の特定の名称を付けず、m と r の組合せで表示されることが多い。1 本の高分子鎖が複数の立体配置からなる場合、その立体規則性の定量的表示をタクシティーあるいは立体規則度という。同一の立体異性だけからなる高分子 (mm...mm) をアイソタクチック高分子、2 立体異性が交互に規則的に配列した高分子 (rr...rr) をシンジオタクチック高分子、また例は少ないがヘテロタクチックトライアドの組成が非常に大きい高分子 (mrmmr...mrmmr) をヘテロタクチック高分子とよび、このような立体規則性をもたない高分子をアタクチック高分子という。α,β-置換エチレン CHX=CHY からの重合体では同種および異種置換基間の立体配置関係により、図 2 に示す 3 通りの立

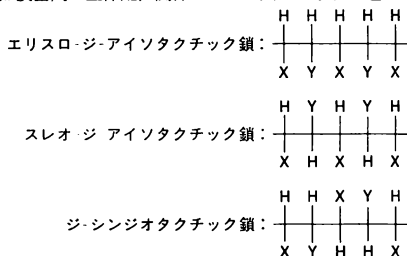


図 2

体規則性連鎖が生じる。ポリエン化合物、環状単量体などからの重合体でも重合方法により立体規則性を生じる。たとえば最も簡単なポリエンであるブタジエンの重合では図 3 に示す 3 種類の構造が生じる。1 位と 2 位の炭素の間の二重結合が開裂して重合する 1,2 重合では、前記のビニル型重合体と同様の立体規則性を定義できる。1 位と 4 位の炭素の付加により重合する 1,4 重合の場合には、生成する重合体の幾何異性により、シス-1,4-およびトランス-1,4-構造をもつ立体規則性重合体が生成する。立体規則性は一種類の単量体よりなる重合体 (単独重合体) ばかりでなく共

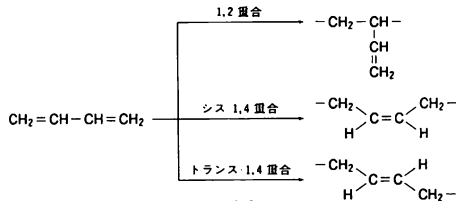
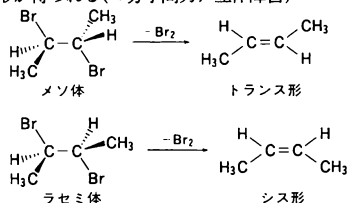


図 3

重合体でも定義される。たとえば 2 種類のビニル単量体 CH₂=CHX と CH₂=CHY とからなる共重合体では、隣りあう単位の CHX 炭素と CHY 炭素の立体配置が同じ場合と異なる場合を、それぞれコアイソタクチックダイアド、コシンジオタクチックダイアドとよぶ。

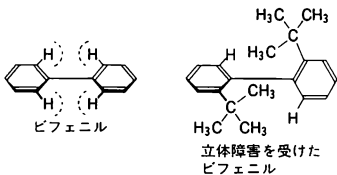
立体規則性高分子 [英 stereoregular polymer, 独 stereospezifisches Polymer, 仏 polymère stéréorégulière, 露 стереоспецифический полимер] 重合体主鎖中の立体的な配列に規則性をもつ高分子を、立体規則性高分子あるいは立体特異性高分子という。これらの高分子を生成する重合反応を立体規則性重合あるいは立体特異性重合という (⇒立体規則性)。主鎖骨格の立体的配列に関して規則性をもつ多くのタンパク質、多糖類などの天然高分子 (生体高分子) も広義には立体規則性高分子に含める。天然ゴムはほぼ 100% のシス-1,4-結合ポリイソプレンより成るよく知られた立体規則性高分子である。

立体効果 [英 steric effect, 独 räumlicher Effekt, 仏 effet stérique, 露 стерический эффект] 分子内のある原子や原子団の特別な空間的配列が原因となって、化合物の構造、物性および反応性が影響を受ける場合、これを立体効果とよぶ。立体効果には非結合原子間の直接の相互作用による効果と、化学結合の指向性による立体電子効果とがある。分子系の非結合原子間 (原子間距離 ρ) のポテンシャルエネルギーは、引力を生ずる $-A/\rho^6$ 型の項と斥力を生ずる B/ρ^{12} または $\beta e^{-\rho/\rho_0}$ 型の項の和で近似的に表しうる。ρ がおよそ 2.8 Å より大きいとき引力が強く、それより距離が小さくなると斥力が強くなる。したがって分子内で非結合原子または原子団はある程度以上接近することは妨げられる。このため正常な分子で観測される原子価の方向性がひずみを受けたり、分子内回転、共鳴効果、反応性などが妨げられる場合が多い。これは特に立体障害とよばれる。また立体障害は不安定化を促進するので解離や分解反応などが促進されることもある。これを立体加速という。立体電子効果は、電子状態への共鳴などの影響がある特定の立体異性体に強く現れることなどと関係し、反応の選択性を支配する一因となる。たとえば、2,3-ジブロモブタンからの臭素の脱離反応は、トランス脱離という立体電子効果を受けるので、メソ体およびラセミ体の 2,3-ジブロモブタンからそれぞれ選択的に 2-ブテンのトランス形とシス形が得られる (⇒分子間力、立体障害)。



立体障害 [英 steric hindrance, 独 sterische Behinderung, 仏 empêchement stérique, 露 стерическое препятствие] 分子における立体効果の一種。分子系において原子または原子団が相互に接近すると (<2.8 Å) 大きな交換反発力 (⇒交換相互作用) が働く。このため分子が不安定になるか、そうでなくとも本来起るはずの分子内回転や、共鳴効果 (⇒共鳴) などが妨げられたりすることがある。分子間でも会合や反応が阻害されたり、またそのために本来ならば速度論的に不安定な化合物が安定化されたり

することがある。このような現象を立体障害という。一般に立体障害の有無は問題となる原子または原子団のファン・デル・ワールス半径の重なりがどの程度かで判定できる。図はビフェニル分子の2つのベンゼン環の間の共役が、大きな原子団のために立体障害を受けるようすを模式的に示したものである。



立体特異性 [英 stereospecificity, 独 Stereospezifität, 仏 stéréospécificité, 露 стереоспецифичность] 複数の立体配座をとうる分子において特定の構造のみが優先される場合、あるいは化学反応において特定の立体構造をもつ分子または基が選択的に反応するような場合、これらの特異性を一般に立体特異性という。狭義には特定の繰返し単位からなる高分子の主鎖を構成する原子または基の立体配置の規則性に関して使用される用語で、この場合、立体規則性ともいう。化学反応における立体特異性は反応特異性とよぶこともあり、また特定の立体構造をもつ基質のみに酵素が作用する酵素反応の立体特異性は特に基質特異性とよぶことが多い。

立体配座 = コンフォーメーション

立体配置 = コンフィグレーション

リッチ・テンソル [英 Ricci tensor, 独 Ricci-Tensor, 仏 tenseur de Ricci, 露 тензор Риччи] リーマン・テンソル $R^i_{\ jk}$ を縮約して得られる二階のテンソル, $R_{ij} = R^k_{\ kji}$ (この項ではアインシュタインの規約に従う)。対称性 $R_{ij} = R_{ji}$ をもち、クリストッフェルの記号を $\Gamma^i_{\ jk}$ とすれば

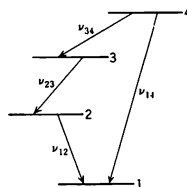
$$R_{ij} = -\frac{\partial \Gamma^k_{\ ij}}{\partial x^k} + \frac{\partial \Gamma^k_{\ ik}}{\partial x^j} - \Gamma^k_{\ mk} \Gamma^m_{\ ij} + \Gamma^m_{\ ik} \Gamma^k_{\ jm}$$

(書物によっては、リーマン・テンソルの符号が逆であったり、リッチ・テンソルが $R_{ij} = R^k_{\ ijk}$ と定義されることがある)。リッチ・テンソルを縮約すると $R^i_i = R$ で、スカラ曲率が得られる。

リッツ Ritz, Walther 1878.2.22 - 1909.7.7 物理学者。スイスに生る。1897年チューリヒの工業高校に入る。この年の秋 技師への希望を断念し、W. Voigt や G. F. B. Riemann の本を読む。1901年ゲッティンゲン大学に転じ Voigt に学ぶ。M. Abraham, D. Hilbert らと親交を結んだ。1902年スペクトル項の研究により学位を受ける。この論文で Ritz は、スペクトル項について、J. R. Rydberg の与えた式をより実験に合う形に修正した(リュードベリ-リッツの公式)。その後ライデン、ボン、パリを転じチューリヒに戻った。1908年ゲッティンゲン大学で私講師となる。この年、一般のスペクトル線の振動数がリュードベリ-リッツ項の差で与えられるとするリッツの結合原理を与えた。この論文で Ritz は、スペクトル系列を与える振動が純粋に磁気力のみによるとし、原子内に棒状の磁石があり、電子がこの作用を受けて振動するというモデルを考えた。この原子モデルは当時有望な考えとされた。同年 相對論に関して、先進ポテンシャルを非物理的として、それを消去する試みをした。そのため光源に対する光粒子の速

度を光速とし、慣性観測者に対しては光源と観測者の間の相対速度がつけ加えられると仮定した。この理論はマイケルソン-モーレイの実験には適合したが、H. L. Fizeau の実験とは合わなかった。1909年ディリクレの原理についての Hilbert の仕事を用いて微分方程式の境界値問題、数値解法を取扱い、いわゆるリッツの方法を提出した。Ritz は重症の肺結核にかり、医師からサナトリウム入りを勧められたがこれを無視し、1909年 病状の悪化でゲッティンゲンの病院に入院、若くして死んだ。

リッツの結合則 [英 Ritz combination principle, 独 Ritzsches Kombinationsprinzip, 仏 principe de combinaison de Ritz, 露 комбинационный принцип Ритца] ある条件(選択規則)のもとで、原子の任意の2つの項の差はその原子のスペクトル線の波数を与えるという経験則で、リュードベリ-リッツの結合則とよばれることもある。この結合則によって、量子論の出現以前すでに、原子のスペクトル線は項という概念で整理された。その後量子論によって、項値は準位のエネルギー値であり、結合則が成立するためのある条件というのは遷移の選択規則であることが示された。真空紫外領域では干渉計が使用できないため、スペクトル線の波長を正確に測定することに困難である。しかし、リッツの結合則を利用することによって、干渉計で正確に測定した可視・紫外のスペクトル線の波長から真空紫外のスペクトル線の波長を正確に決定することができる。たとえば、図で準位1-2, 2-3, 3-4, 1-4間の遷移が許



されており、1-2, 2-3, 3-4の遷移によるスペクトル線(それぞれの波数を ν_{12} , ν_{23} , ν_{34} とする)が可視領域または紫外領域に現れ、それらの波長が干渉計で正確に測定されているものとする、遷移1-4で真空紫外領域に現れるスペクトル線の波数 ν_{14} は、リッツの結合則から

$$\nu_{14} = T_4 - T_1 = (T_4 - T_3) + (T_3 - T_2) + (T_2 - T_1) \\ = \nu_{34} + \nu_{23} + \nu_{12}$$

で与えられる。ここで T_i ($i=1, 2, 3, 4$) は準位1, 2, 3, 4の項値である。このようにして定められた波長は大変正確なもので、真空紫外領域の標準波長として使われる。リッツの結合則で決定した波長標準をリッツ標準という。

リッツの公式 [英 Ritz formula, 独 Ritzsche Serienformel, 仏 formule de Ritz, 露 формула Ритца] スペクトル線系列の上位準位の項値 T_n を準位の主量子数 n , リュードベリ定数 R および有効核電荷 ζ を用いて、

$$T_n = \frac{R\zeta^2}{(n-\delta)^2}$$

と表すとき、量子欠損 δ を項値 T_n の一次式として与える式

$$\delta = a + bT_n \quad (a, b: \text{定数})$$

をリッツの公式という。多くのスペクトル線系列では、主量子数の大きいところで量子欠損はリッツの公式でよい近似で与えられる。しかし、主量子数の小さいところではリッツの公式は近似が悪いため、拡張したリッツの公式

$$\delta = a + bT_n + cT_n^2 + \dots \quad (a, b, c, \dots: \text{定数})$$

を用いて、広い範囲の主量子数での量子欠損を表す。項値 T_n の代りに、有効主量子数 n^* ($=n-\delta$) の二乗 n^{*2} および主量子数の二乗 n^2 で表したのもリッツの公式という。量子欠損がリッツの公式または拡張されたリッツの公式で表されるスペクトル線系列を正常系列といい、表せないものを異常系列という。正常系列では主量子数の大きいところでリッツの公式が非常によく成り立つので、量子欠損が項値の一次式になるように項値を決めることにより正確なイオン化限界の値を求めることができる。

リッツ法 [英 Ritz's method, 独 Ritzsches Verfahren, 仏 méthode de Ritz, 露 метод Ритца] \Rightarrow 偏微分方程式の数値解法

リットル [英 liter, litre, 独 Liter, 仏 litre, 露 литр] メートル法の体積または容量の単位。単位記号は l または L である。国際単位系 (SI) の単位ではないが、それとの併用が認められており、現行の定義では、「リットルは立方デシメートルの特別の名称」である。この特別の名称 (special name) というのは別名または別称のことであり、リットルの大きさは立方デシメートルに等しい。その定義には次のような歴史的な変遷があった。まずフランスでメートル法が制定された当初の 1795 年の法律では「立方デシメートル」(メートルの 10 分の 1 の立方体の体積) と定義され、その大きさはグラムの定義から、最大密度にある蒸留水 1 kg の体積に等しかった (法律の条文では水の温度が「水の融けつつある温度」となっているが、これは怠慢による誤記である)。しかしながらメートル法の国際化に伴い、メートルもキログラムも自然物とは無関係に国際メートル原器・国際キログラム原器に基づいて定義されたため、リットルの大きさに関する上記の相等関係は成り立たなくなった。そこで 1901 年の国際度量衡総会はリットルを「1 atm の下で最大密度にある純粋な水 1 kg の占める体積」であると定義しなおし、これを精密測定用の体積の単位とした。このためリットルと立方デシメートルの数値的な関係は実験によって求めるべき量となり、国際度量衡局により、4°C における水 1 kg の体積として 1.000027 dm³ の値が得られ (1910 年)、後にこの値は 1.000028 dm³ に修正された (正式には 1950 年の国際度量衡委員会による)。リットルの 1901 年の定義は長年用いられていたが、測定精度の向上とともにリットルと立方デシメートルを混同した結果の影響が大きいため、1964 年の国際度量衡総会はリットルの定義をこの項の冒頭に記したように立方デシメートルに改め、1901 年の定義を廃止し、同時にリットルという名称を体積の精密測定に表示に使用しないよう勧告した。なお、リットルという名称はフランスで使われていた体積の単位 litron に由来しており、人名とは無関係であるから、表記法の原則に従えば、記号は小文字の l でなければならない。歴史的にもそのとおりであったが、この記号が数字の 1 とまぎらわしく、また、すでにいくつかの国で大文字の L を採用していることを考慮し、1979 年の国際度量衡総会はリットルについて用いてよい記号として例外的に 2 つの記号 l と L を認めた。ただし将来再考することになっている。なお、日本の計量法ではリットルの略字が斜体の l になっているが、これは国際的に認められた記号ではない。記号 ℓ を用いることもある。

リッパマン Lippmann, Gabriel Jonas 1845.8.16 – 1921.7.13 フランスの実験物理学者。ルクセンブルクに

生れ、パリに移住。エコール・ノルマル・シュペリエールを卒業後、ドイツにおいて科学教育を受ける。1878 年パリ大学理学部に就職、1883 年 数理物理学教授、1886 年 J. C. Jamin の後任として実験物理学教授に就任、終生研究所長を務めた。物理学の各方面、特に電気、熱力学、光学および光化学の分野において独創的な研究を行った。ハイデルベルグ留学中、高感度の毛细管電位計の開発を行った。1886 年より干渉による定在波に基づくカラー写真法の研究に着手し、1891 年アカデミー・デ・シアン스에論文を発表、1893 年色再現に成功した。1895 年写真記録によって 2 つの振子の周期を比較する方法を考案、またシーロスタットの発明により天文学にも貢献した。1883 年アカデミー・デ・シアン스会員、1912 年同総裁を務めた。1908 年には「干渉現象により写真に色を再現する方法」に対してノーベル物理学賞が授与された。E. Becquerel は塩化銀の薄膜を塗布した銀板に光を当てると、用いた光に対応する着色が生じることを見いだした。この説明は 1868 年 W. Zenker らによって与えられ、1890 年 O. Wiener の精密な実験によって、波動である光の定在波によることが確定された。この色は不安定で退色しやすかったが、Lippmann は次のようにして安定化に成功した。すなわち平面ガラス板上に硝化銀、臭化カリウムを含むゼラチン乳剤を塗り、その上に反射鏡になるように水銀の層をつくる。ガラス側から露光し、現象・定着するとゼラチン層中に用いた光の波長の 1/2 に対応する間隔の還元銀粒子の層が生じる。これを白色光で照明すれば、各層からの反射光の干渉によって色が再現される。

リッパマン・シュウィンガー方程式 [英 Lippmann-Schwinger equation, 独 Lippmann-Schwinger-Gleichung, 仏 équation de Lippmann-Schwinger, 露 уравнение Липмана-Швингера] 量子力学的粒子の定常的散乱は一般に全ハミルトニアン $H = H_0 + V$ (H_0 は自由粒子ハミルトニアン, V は相互作用ハミルトニアン) の散乱状態固有関数 $u_a^{(\pm)}$ によって記述されるが、 $u_a^{(\pm)}$ の満足する積分方程式

$$u_a^{(\pm)} = u_a^{(0)} + \frac{1}{E_a - H_0 \pm i\varepsilon} V u_a^{(\pm)} \quad (1)$$

をリッパマン・シュウィンガー方程式という。ただし、 $u_a^{(0)}$ はエネルギー E_a をもつ初期自由粒子状態であり、方程式 $H_0 u_a^{(0)} = E_a u_a^{(0)}$ の解である。 $u_a^{(\pm)}$ は $u_a^{(0)}$ が V によって乱されて生れた散乱状態固有関数であるが、外向き散乱波をもつものが $u_a^{(+)}$ であり、内向き散乱波をもつものが $u_a^{(-)}$ であり、いずれも定常的シュレディンガー方程式 $H u_a^{(\pm)} = E_a u_a^{(\pm)}$ を満足する。この場合、エネルギー固有値 E_a は $u_a^{(0)}$ と $u_a^{(\pm)}$ に対して共通であり、連続の実数値をとる。式(1)において ε は小さな正数であるが、演算終了後 0 にとるという約束の下で、前の符号の正負がそれぞれ外向き波条件と内向き波条件を表している。例として、運動量 $p = \hbar k$ と質量 μ をもつ非相対論的粒子の固定ポテンシャルによる散乱をとれば、 $E_a = \hbar^2 k^2 / 2\mu$, $H_0 = -(\hbar^2 / 2\mu) \nabla^2$ だから、 $\langle r | (E_a - H_0 \pm i\varepsilon)^{-1} | r' \rangle = -(2\mu / \hbar^2) (4\pi |r - r'|)^{-1} \exp(\pm i k |r - r'|)$ であり、式(1)は

$$u_a^{(\pm)}(r) = u_a^{(0)}(r) - \frac{2\mu}{\hbar^2} \int \frac{1}{4\pi |r - r'|} e^{\pm i k |r - r'|} \times V(r') u_a^{(\pm)}(r') d^3 r' \quad (2)$$

となる。現実の散乱に対応するものは $u_a^{(+)}$ であり、式(1)または(2)の第二項の漸近形から散乱振幅を求めることが

できる(⇒散乱理論)。一般にリップマン-シュウィンガー方程式が解ければ、波動演算子 $W^{(+)}$ がわかり、それから S 行列 $S=W^{(-)†}W^{(+)}$ が求められて、散乱問題はすべて解決する。

リップマン・ホログラム [英 Lippmann hologram, 独 Lippmann-Hologramm, 仏 hologramme de Lippmann, 露 голограмма Липпмана] 体積ホログラムの一種で、物体波と参照波を感光材料の表と裏から 180° に近い角度をなすように入射してつくったホログラムをいう。記録された干渉縞に対してブラッグの法則を満足するように特定の波長で選択的に像が再生されるので、レーザーのようなコヒーレント光を用いなくても、白色光で再生が行える特徴がある。青、緑、赤の波長をもつレーザーでホログラムをつくれば、黒白の感光材料を用い、白色光照明でカラー像が再生でき、この再生の過程は、1891年 G. Lippmann によって考案されたリップマンのカラー写真と類似しているのでこの名がある。リップマン-ブラッグ・ホログラムともよばれる。

リップル [英 ripple, 独 Welligkeit, 仏 ondulation, 露 пульсация] 交流電源から整流して得られた直流電源の出力に含まれる電圧、電流の電源交流に同期した脈流成分をリップル電圧あるいはリップル電流という。リップルは出力直流電圧を利用する電子回路に悪影響を与えるので一般に平滑回路で減衰させるが、それでも不十分の場合はシリースレギュレーターなどによってさらに減衰させている。図1から図4はそれぞれ整流方式による直接出力の電

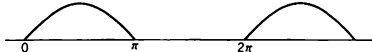


図1 単相半波整流回路出力



図2 単相全波整流回路出力

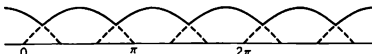


図3 三相半波整流回路出力

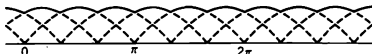


図4 三相ブリッジ整流回路出力

圧波形を示したもので、このリップル成分は非正弦波となるので基本波のほかに高調波の電圧を含んでいる。入力交流周波数を f とし、基本波の周波数と平均直流電圧に対する基本波の含有率を表に示す。

表からわかるように、半波より全波整流の方が、また多相多段ブリッジ整流の方が基本周波数が高いがリップル含有率は小さい。

リップルの基本波周波数と含有率

	基本波周波数	リップル含有率 (RMS)
単相半波整流	f	1.11
単相全波整流	$2f$	0.471
三相半波整流	$3f$	0.177
三相ブリッジ整流	$6f$	0.0404
十二相整流	$12f$	0.00989

立方晶系 [英 cubic system, 独 kubisches System, 仏

système cubique, 露 кубическая система] ⇒ 結晶系

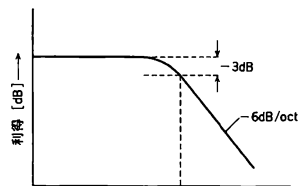
立方メートル [英 cubic meter, 独 Kubikmeter, 仏 mètre cube, 露 кубический метр] 体積のSI単位。国際単位系(SI)の組立単位の一例。単位記号は m^3 (⇒体積の単位)。

リデーン・ザックス-テラーの関係式 [英 Lyddane-Sachs-Teller relation, 独 Lyddane-Sachs-Teller-Beziehung, 仏 relation de Lyddane-Sachs-Teller, 露 соотношение Лиддэна-Сакса-Теллера] 誘電体を静電誘電率 $\epsilon(0)$ 、可視光線の振動数における誘電率 $\epsilon(\infty)$ 、長波長の光学モードの縦波フォノンの角振動数 ω_L および横波フォノンの角振動数 ω_T の4つの量で特徴づけるとき、これらの間に成り立つ次の関係式をいう。

$$\frac{\epsilon(0)}{\epsilon(\infty)} = \frac{\omega_L^2}{\omega_T^2}$$

イオン結晶の赤外スペクトルから残留線波長とよばれる ω_T に対応した波長を実験的に求めることができるが、この波長と、理論から導かれた関係式とから光学的には測定できない縦波の角振動数 ω_L を推定することができる。光の角振動数 ω が $\omega_T < \omega < \omega_L$ のときには反射率が高くなり結晶内に伝播する電磁波が存在しない。中性子散乱などにより直接 ω_L を測定して、この関係式が実験的にも成り立つことが確かめられている。一般に、ある分極の振動子は、その固有振動数より高い振動数の電磁波には追従できないが、低い振動数の電磁波には追従する。したがって固有振動数 ω_T なる振動子は、それより高い固有振動数をもつすべての振動子の影響 $\epsilon(\infty)$ を受けて振動し、それより低い振動数の誘電率 $\epsilon(0)$ は $\epsilon(\infty)$ と問題としている振動子からの寄与との和、 $\epsilon(0) = \epsilon(\infty) + \omega_L^2 \epsilon(\infty) / \omega_T^2$ となる。ここに $\omega_L^2 \epsilon(\infty)$ は振動子と電磁波との相互作用の強さで、 ω_T はプラズマ振動数とよばれる。光学モードのフォノンのように、固有振動数が有限の大きさである振動子の集合について、励起される長波長の横波が ω_T で振動するとき、同じ振動子の縦波は自身の分極電荷による影響を受けて異なる固有振動数 ω_L 、 $\omega_L^2 = \omega_T^2 + \omega_p^2$ で振動する。この両式を連立させれば、リデーン・ザックス-テラーの関係式が導かれる。

利得帯域幅積 [英 gain-bandwidth product, 仏 produit gain-largeur de bande, 露 произведение коэффициента усиления на ширину полосы пропускания] トランジスターや電子管などを用いた増幅回路では、増幅素子内部の接合容量や電極間容量のために、一般に図のようにある周波数以下では利得は周波数によらず、一定の値 G となるが、高い周波数領域では周波数に比例して増幅度が減少する。特に帰還を施すことを前提としている演算増幅器では帰還の安定性を確保するため図のような周波数特性を有している。利得が 3dB 減少する遮断周波数、すなわち増幅器の周波数帯域幅 B と利得 G の積を利得帯域幅積と



周波数 (対数目盛) →

いう。この値は一般に増幅素子固有の値となり増幅度にはよらない。すなわち負荷抵抗の値を変えたり、帰還量を変えて増幅度を変えても利得帯域幅積は常に一定である。

リード効果 [英 Read effect, 独 Read-Effekt, 仏 effet Read, 露 эффект Рида] ⇨ 衝突後効果
リードベルグ定数 = リュードベリ定数

リード・ポテンシャル [英 Reid potential, 独 Reid-Potential, 仏 potentiel de Reid, 露 потенциал Рейда]
現象論的核力ポテンシャルとして1968年にP. V. Reidによって提出されたもので、その時点での核子・核子散乱と重陽子に関するデータをよく再現するので、多くの核構造理論の中で用いられてきた。ポテンシャルは中心力、テンソル力、スピン・軌道相互作用、二次型のスピン・軌道相互作用からなり、それぞれ $\exp(-n\mu r)/r$ ($n=1, 2, \dots, 7$) なる湯川型関数の重ね合わせで表されている。 μ は π 中間子のコンプトン波長の逆数である。 $n=1$ の部分には、 1π 中間子交換力が用いられている。核力の芯については、かたい芯($r_c=0.4\text{ fm}$)とやわらかい芯(湯川型関数)の2種類のものが提出されている。

リードリレー [英 reed relay, 独 Readrelais, 仏 relais sec à anche, 露 язычковое реле] 接点とスプリングをかねた強磁性体のリード片の一对を対向させたリードスイッチの接点を、駆動コイルによる外部磁場で開閉するもので、図1にその構造を示す。リード片の残留磁気を利用し

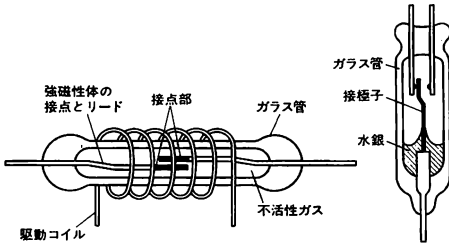


図 1

図 2

た自己保持形もある。図2は接点のばたつき防止、長寿命化、大電流用として水銀を封入した水銀接点リレーである。通常の開放形接点リレーは、腐食性ガスやほりなどの環境条件によって接触不良を起しやすい。リードリレーは、接点をガラス管内に窒素などの不活性ガスと共に封入し、環境条件の影響を受けず、電氣的にも機械的にも寿命が長く($\sim 10^5$ 回以上)安定で、また形状も小型にでき、接点の開閉速度も速い($\leq 200\mu\text{s}$)。

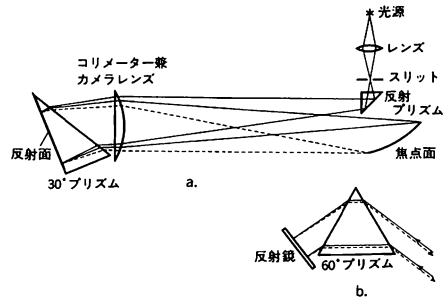
リトルグループ [英 little group, 露 малая группа]
特定の四次元ベクトルを不変に保つようなローレンツ変換の全体のなす群。1939年E. P. Wignerによって導入された。ポアンカレ群は、並進群とローレンツ群とを合併して得られる群である。素粒子を表す状態は、ポアンカレ群の既約なユニタリ表現で表されるので、それを構成することが重要である。ポアンカレ群の部分群である並進群は可換群であって、その既約表現は一次元表現しかない。すなわち、時空座標を a_μ だけずらせる変換は $\exp(ia_\mu p_\mu)$ のように表現される。ここに p_μ はその状態の四次元運動量にほかならない。残りの部分群であるローレンツ群の表現を構成する際には、この p_μ を変えないようにしなければならない。したがって、考えている表現では、 p_μ を不変にするローレンツ変換に対してのみ変換することが許され

る。こうして結局、ポアンカレ群の既約表現を構成する問題は、 p_μ を不変にするリトルグループの既約表現を構成する問題に帰着する。

p_μ がどのような四次元ベクトルであるかにしたがって、リトルグループは異なった構造をもつ群になる。リトルグループは、 p_μ が時間的ベクトル($p_\mu p_\mu < 0$)のとき三次元回転群 $SO(3)$, p_μ が光円錐上のベクトル($p_\mu p_\mu = 0$, $p_\mu \neq 0$)のとき二次元ユークリッド群 $E(2)$, p_μ が空間的ベクトル($p_\mu p_\mu > 0$)のとき三次元ローレンツ群 $SO(2,1)$, $p_\mu = 0$ のときとのローレンツ群それぞれ自身になる。第一および第二の場合は、それぞれ素粒子の質量が正の場合と0の場合にあたる。そしてその有限次元ユニタリ表現は、スピンによって特徴づけられる。第三の場合が空想的なタキオン、第四の場合が真空である。

リトロ型分光器 [英 Littrow spectroscope, 独 Littrow-Spektroskop, 仏 spectroscopie de Littrow, 露 спектроскоп Литтрова] ⇨ リトロ・マウンティング

リトロ・マウンティング [英 Littrow mounting, 独 Littrow-Aufstellung, 仏 montage de Littrow, 露 установка решётки по Литтрову] プリズムおよび平面回折格子のマウンティング(配置のしかた)の一種で、O. Littrowの考案による。図aのように、1枚のレンズでコリメータ



ーレンズとカメラレンズの役割を兼ねさせ、分散素子として裏面に鏡面コーティングを施した30°プリズムを用い、オートコリメーション形式にしているのが特徴である。プリズムの代りに、平面回折格子もよく用いられる。いずれも、長焦点レンズを使用し、高分散を与えるようにした分光写真器に広く用いられている。この方式の分光器をリトロ型分光器という。入射スリットと焦点面が接近しているために生じる迷光や、レンズ表面からの反射光・散乱光が問題となるので、それらの処理に十分注意が必要がある。赤外プリズム分光器では、図bのように60°プリズムと平面鏡を組合せたものがよく用いられている。プリズム中を最小偏角で通った光が平面鏡に垂直に入射する方式はオートコリメーション形式であるため、F. L. O. Wadsworthの考案によるものであるが、これも一般にリトロ・マウンティングともよばれている。

リニアゲート [英 linear gate, 仏 porte linéaire, 露 линейный вентиль] 2つの異なる抵抗の状態 R_{on} , R_{off} をもち、いずれの状態でも電圧、電流の関係は直線的で、 R_{off} で信号を遮断、 R_{on} で接続する電子的に制御されるスイッチである(図1)。制御入力端子は信号の入・出力端子とは電氣的に隔離されており、制御端子から入・出力端子に電流は流れない。アナログ信号の切換え、サンプルホールドなどに用いられる。スイッチ素子としては R_{off} の大

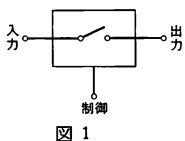


図 1

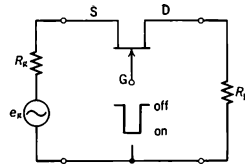


図 2

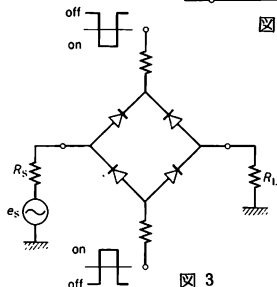


図 3

きい ($10^9 \sim 10^{14} \Omega$) 電界効果トランジスタ (FET) が用いられる。 R_{on} は $50 \sim 500 \Omega$ 程度である (図 2)。ナノ秒以下の高速スイッチングが要求されるときはダイオードゲートを用いる (図 3)。

リニアック [英 linac] = 線型加速器

リニアピンチ = 直線ピンチ

リニアモーター [英 linear motor, 独 Linear motor, 仏 moteur linéaire, 露 линейный двигатель] 通常のモーターは回転子が回転運動するのに対して直線運動するモーターをいう。すべての種類のモーターに対応するリニアモーターが考えられるが、実用性と構造の単純化に重点を置くと、交流機である誘導モーター型と同期モーター型の 2 種類がある。用途のひとつは高速度交通機関である。小型のものは直線駆動装置として実用されている。リニアモーターは直線平面状の固定子と走行子とから構成され、普通のモーターの固定子と回転子を切り開き直線状に展開したものと原理的に同じで電磁力によるものである。走行子 (回転子に相当するもの) は水平に敷かれた固定子の上に一定の高さのギャップを保持するように浮上しながら、平行に走行する。すなわち、固定子は軌道 (二次), 走行子は車両 (一次) に対応する。図 1 は片側式リニア誘導モーター型、図 2 はリニア同期モーター型の原理構造を示したものである。

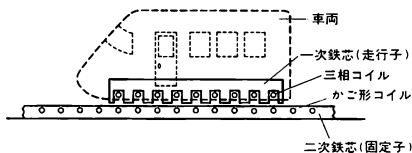


図 1

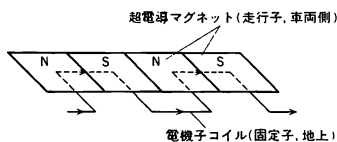
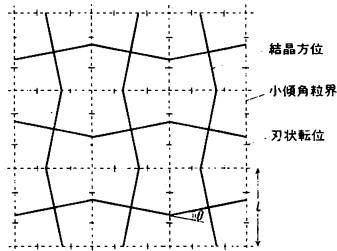


図 2

リニエージ構造 [英 lineage structure, 独 Verzweigungsstruktur, 仏 lineage, 露 полосчатость] ブリッジマ

ン法などによる融液成長での育成結晶にみられる不完全構造の一種。試料表面の外見では、一軸成長の成長方向にほぼ平行な綫状領域の光沢の差として識別されるが、内部的には成長方向に伸びたいくつかの柱状領域の集合組織をもつ。それぞれの領域の幅は $l \approx 10 \text{ Å}$ 程度で、隣接する領域の結晶方位は、成長方向を回転軸として、交互に角 $\theta \approx 0.5 \sim 4^\circ$ 程度傾いている (図参照)。この組織は、凝固初期



成長方向に垂直な断面の模式図

よりも末期になるほど発達するので、なんらかの引継ぎ (リニエージ) があるものと考えられる。高温、長時間の熱処理に対して安定であるのも、この組織の特徴である。組織の成因としては、普通、融点に近い高温から低温になるまで固体内にもち込まれた過剰の空格子点が、まず平面状に凝集して二次欠陥としての刃状転位に変換され、その後転位間の弾性相互作用によるポリゴン化を起し、最終的に柱状領域間の小傾角粒界 (図参照) を形成するものとされている。しかし、この二次欠陥説には、組織をつくるために必要とされる空格子点濃度に対して、有効な過剰空格子点濃度がけた違いに少なすぎるといった量的な難点があり、これに代わる考え方として、融液固有の欠陥に注目した残留欠陥説が提案されている。

リバースフィールドピンチ = 逆転磁場ピンチ

リビー Libby, Willard Frank 1908.12.17 -

アメリカの放射化学者。コロラド州グラッドバレーに生れ、カリフォルニア大学バークレー校化学科を卒業、1931年に理学士 (B. S.) を、1933年に同じくバークレー校で博士号を取得し、1933~45年にはバークレー校で、化学を教えるかわり放射化学の研究に従事、この間、1941~45年にかけては、マンハッタン計画にも参加し、ここでは主としてガス拡散法による ^{235}U - ^{238}U の分離法についての開発研究に協力した。1945年シカゴ大学に迎えられ、化学教室およびシカゴ大学エンリコ・フェルミ原子核研究所教授として研究・教育活動に従事した。この間、彼の学生とともに開発した、 CO_2 などを用いたガス計測法に基づく ^{14}C の絶対計測法から、切り出したばかりの材木中の ^{14}C の量は、炭素 1 グラム当たり毎分 15.3 個の β 崩壊を示すのに、古い年代の、たとえば化石となっている炭素からの放射能は、 ^{14}C の半減期とその年数により期待される分だけ減っていることを示し、 ^{14}C を用いて木材の化石などにより各種の年代決定を行えることを実証した。これが、現在 $\text{C}14$ 年代測定法として、考古学などへの応用をはじめ重要な古世代の年代決定の技術となっている。この功績により、彼は 1960 年度のノーベル化学賞を受賞した。このほかシカゴ大学在職中には放射化学の研究および核反応、特に中性子捕獲反応の際の水溶液内原子の電子交換反応の研究などで顕著な業績を上げ、1955 年から 1959 年ま

でアメリカ原子力委員を務め、1959 年からはカリフォルニア大学ロサンゼルス校化学科の教授である。

リヒター Richter, Burton 1931.3.22—

アメリカの実験物理学者。ニューヨークで生れ、1952 年にマサチューセッツ工科大学を卒業。最初、同大学の大学院で、原子核実験と取組んだが、まもなく素粒子実験に移った。1956 年に、水素によるガンマ・パイ生成についての論文で学位を得た。この年に、電子線型加速器をもつスタンフォード大学に移り、 π 線による電子・陽電子対発生 の分析を行い、量子電磁気学が短距離まで成立していることを確かめた。彼は、G. K. O'Neill の着想をもとにして、協力して最初の電子・電子衝突装置を完成させた。これは 1964 年のことであり、建設には 6 年を費やした。その間の 1960 年に、彼はスタンフォード大学物理学教室の助教授になり、1963 年には、スタンフォード線型加速器研究所(SLAC)の准教授となった。Richter は、この装置を使って量子電磁気学の検証を進めるかたわら、高エネルギー電子・陽電子衝突装置の設計を完成し、1965 年に予算申請を行った。この予算は 1970 年に認められ、1973 年には SPEAR と名づけられた装置を完成させ、1974 年秋に、チャームクォークの対である J/ψ 粒子の生成と確認に成功したのである。この業績により、彼は、S. C. C. Ting とともに、1976 年のノーベル物理学賞を得た。1975~76 年には CERN の ISR による実験を行うかたわら、200 GeV の電子・陽電子衝突装置 LEP の設計に参加した。その後 SLAC において、SPEAR よりエネルギーの高い同種の装置 PEP を完成させ、SLAC の中心的研究者として、素粒子実験の研究を続けている。

リヒテンベルク図 [英 Lichtenberg figure, 独 Lichtenbergsche Figur, 仏 figure de Lichtenberg, 露 фигура Лихтенберга] 針対平板電極のように非一様な電場のもとで放電させたときの放電の道筋を、写真乾板や、絶縁物の板にまかれた軽い粉末などを用いて電荷分布の形で視覚化したものをいう。平板電極の上に写真乾板を置き、その上に小さな電極を置いて電圧を印加すると沿面放電が起る。このとき電子がなだれなどのため、放電路に沿って感光剤が化学変化を起すので、現象すれば放電に伴う電荷分布が美しい枝別れた放射状の模様として記録される。乾板上の電極が正の場合と負の場合とで模様は異なり、放電したときにかかっていた電圧によって図形の大きさが決まる。また、さらに印加電圧を上げると沿面火花コロナに移行し、1 本あるいは数本の太い道筋が進展し、その先が枝別れた図形になる。

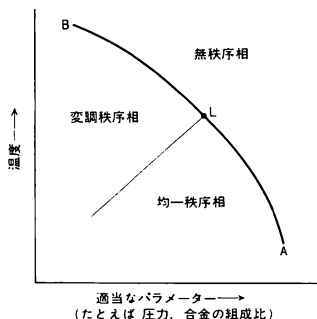
リビングポリマー [英 living polymer, 独 lebendes Polymer, 仏 polymère vif, 露 живой полимер] 付加重合において重合体の生長末端が安定であって、重合中は停止反応も移動反応も起らず、単量体が消費された後も生長末端の活性が持続している重合体をリビングポリマー、このような重合をリビング重合という。厳密には、リビング重合では開始反応が生長反応より速く、重合初期にすべての開始剤が完全に消費されていなくてはならない。この条件で得られた重合体は分子量分布が狭くポアソン分布に従い、重量平均分子量と数平均分子量との比は 1 に近い。ステレン、ブタジエン、イソプレンなどの無極性単量体のアニオン重合で生じた生長鎖は安定であり、リビングポリマーが得られている。これに対して、カチオン重合、ラジカル重合では生長鎖が不安定で、リビングポリマーが得ら

れた例は極めて少ない。

リビング重合は分子量分布の狭い重合体を生成するほか、種々の重合体の合成に利用されている。すなわち、最初に単量体 A をリビング重合し、すべての A の重合後単量体 B を加えると、重合体 A_m と B_n の結合した重合体 A_m-B_n (ブロックポリマー) が生成する。 $A_m-B_n-A_m$ 型の重合体は熱可塑性弾性体として利用されている。また、両末端で生長するリビングポリマーに種々の試薬を反応させることにより、両末端に官能基をもつ重合体を合成することが可能であり、これらは反応中間体として利用されている。

リフシッツ条件 [英 Lifshitz condition, 独 Lifshitz-Bedingung, 仏 condition de Lifshitz, 露 условие Лифшица] 結晶において二次相転移が許されるための必要条件のひとつ。「二次相転移が許されるためには、転移パラメーターの属する既約表現の反対称二乗に、ベクトル成分の属する既約表現(ベクトル表現)が含まれてはならない」というのがリフシッツ条件である。換言すれば、転移パラメーターの属する既約表現の反対称二乗が、ベクトル表現を含む場合には、その転移パラメーターの属する既約表現で誘起される相への転移は、一次相転移である。なお、上記のような場合には、自由エネルギーの表式のなかに、リフシッツ不変式とよばれる項が存在し、そのため転移パラメーターが空間的に変調を受けた、いわゆる非整合相が出現することがある(⇒リフシッツ不変式)。

リフシッツ点 [英 Lifshitz point, 仏 point de Lifshitz, 露 точка Лифшица] 無秩序相、均一秩序相(秩序変数のもつ波数 k が 0 である相)、変調秩序相($k \neq 0$ の相)で構成される三重点(図参照)。二次相転移線を A から B に沿うとき、リフシッツ点 L で k は 0 から連続的に増加し始める。リフシッツ条件は、無秩序相から各秩序相への転移に関するものであり、リフシッツ点とは異なる。



リフシッツ不変式 [英 Lifshitz invariant, 仏 invariant de Lifshitz, 露 инвариант Лифшица] 二次相転移の議論に用いる不変式。秩序変数 ϕ_i (i は既約表現の基底の番号)の一路の座標微分は、自由エネルギー $\int \phi_i dV$ (dV は体積素片)の ϕ_i に、 $L = (\phi_i \nabla \phi_j - \phi_j \nabla \phi_i)$ を通じてのみ寄与する。L をリフシッツ不変式という。その既約表現で表される相へ二次相転移するためには、リフシッツ不変式が存在してはならない(リフシッツ条件)。

リプレッサー [英 repressor, 独 Repressor, 仏 repressur, 露 репрессор] 調節遺伝子によって生産されるタンパク質で、その標的オペロンのオペレーター部位に結合して、そのオペロンに属する構造遺伝子群から伝令 RNA

への遺伝情報の転写を抑制する(⇒オペロン)。リプレッサーは分解酵素系オペロンの場合と合成酵素系オペロンの場合とで性質が異なる。たとえば大腸菌のラクトースオペロンのような分解酵素系の場合、調節遺伝子によって生産されるリプレッサーはそのままで活性であり、酵素生産を抑制する。基質であるラクトースが培地に加えられればリプレッサーはそれと結合して不活性化され、酵素生産が誘導される。一方、大腸菌のヒスチジオペロンのような合成酵素系オペロンの場合には、調節遺伝子の生産物はそれ自体では不活性のアポリプレッサーで、酵素系の最終産物であるヒスチジンがそれに結合したときだけリプレッサーとして働く。この場合のヒスチジンのように、アポリプレッサーに結合してそれを活性化する物質をコリプレッサーとよぶ。一般に、分解酵素系オペロンではリプレッサーがその酵素系の基質によって不活性化され、酵素生産が誘導される。一方、合成酵素系オペロンでは、リプレッサーがその酵素系の最終産物によって活性化され、酵素生産が抑制される。そこで、分解酵素系を誘導酵素系、合成酵素系を抑制酵素系ともいう。

リブロン [英 *libron*, 独 *Libron*, 露 *либрон*] 分子結晶における分子の角度座標の振動, すなわち天秤運動が主成分をなす格子振動モードを量子化した準粒子。分子の重心運動モードと内部振動モードとともにフォノンの1分枝である。ラマン散乱およびほかの自由度との混成の結果, 赤外吸収によって存在が認められている。低次元導体である TTF-TCNQ においては X 線の異方性温度因子から, 代表的な角度振幅は $2\sim 4^\circ$, 固有エネルギーは $30\sim 150\text{cm}^{-1}$ と与えられている。固有エネルギーが低いため低温の比熱などに明確な効果を示すと考えられている。同様な多くの低次元導体の電気抵抗において低温まで残る顕著な温度依存性が見られるが, これはリブロンによる電子の散乱が原因であるとする説がある。

リベット [英 *rivet*, 独 *Niete*, 露 *кляпка*] 構造部材を締結するために使用される機械要素。形状は円形断面の棒に半球状または円板状の頭部をつけたものである。使用に当っては, 締結すべき部材を貫通する穴を設け, リベットを通し, 頭部を押えておいて反対側に出た棒の端部をたたいてつぶす。したがってリベットで締結した部材は分解できない。一般にはリベットを熱しておいて作業が行われる。リベットによる鋼構造物の締結は近年では溶接に置換えられ, ほとんど行われなくなった。

リボ核酸 [英 *ribonucleic acid*, 独 *Ribonukleinsäure*, 仏 *acide ribonucléique*, 露 *рибонуклеиновая кислота*] = RNA

リボソーム [英 *ribosome*, 独 *Ribosom*, 露 *рибосома*] 2種のサブユニットから構成され, いずれも40%のタンパク質と60%のRNAを含んでいる。リボソーム上でペプチドの合成が行われる。真核細胞ではリボソームは沈降係数が80Sで, 60Sと40Sのサブユニットから形成されている。60Sサブユニットは28S, 7Sまたは5.7S, および5SのRNAを含む。40Sサブユニットは18SのRNAをもつ。60Sと40Sのサブユニットはともにタンパク質を40%含み, その種類はどちらのサブユニットでも約40種ある。一方, 原核細胞では, リボソームは沈降係数が70Sで, 50Sと30Sのサブユニットから成る。50Sのサブユニットは34種のタンパク質および23Sと5SのRNAをもち, 30Sサブユニットは21種のタンパク質

と16SのRNAから成る。タンパク質合成の際には, m-RNAが40Sまたは30Sのサブユニットと結合し, かつm-RNAのアンチコドンをもつアミノアシル-t-RNAが, そのアンチコドン部位でm-RNAと, またほかの部位で60Sまたは50Sのサブユニットと結合する。t-RNA結合部位はリボソーム当り2個あり, それぞれP部位およびA部位とよばれている。ミトコンドリアや葉緑体にも, その細胞のリボソームとは異なるリボソームが存在している。電子顕微鏡下では電子密度の高い直径15~20nmの粒子として観察される。真核細胞中には, 粗面小胞体に付着したものと, 付着せずに細胞質内に遊離して存在しているものがある。

リボソームRNA [英 *ribosomal RNA*, 独 *ribosomale RNS*, 仏 *ARN ribosomal*, 露 *рибосомная РНК*] ⇒ RNA

リボヌクレアーゼ [英 *ribonuclease*, 独 *Ribonuclease*, 仏 *ribonucléase*, 露 *рибонуклеаза*] 核酸に作用して, ヌクレオチド間のリン酸ジエステル結合を加水分解する一群の酵素を一般にヌクレアーゼとよび, 特にRNA(リボ核酸)に作用するものをリボヌクレアーゼとよぶ。ホスホリラーゼに属する。微生物・動植物に広く存在し, 特異性は酵素によって異なる。分子の一端から分解を進めるものをエキソヌクレアーゼ, 分子鎖の内部を切るものをエンドヌクレアーゼとよぶ。エンドヌクレアーゼには, 特定のヌクレオチドあるいは特定のヌクレオチド配列(塩基配列)に対して特異性を示すものがある。脾臓のリボヌクレアーゼAはピリミジン-3'-リン酸(3'-UMP, 3'-CMP)を3'末端にもつオリゴヌクレオチドを, またコウジ菌のリボヌクレアーゼT1はグアノシン-3'-リン酸(3'-GMP)を3'末端にもつオリゴヌクレオチドを生じる。特定の塩基配列を認識して切断するヌクレアーゼは一般に制限酵素とよばれる。リボソームRNAや転移RNAの前駆体に作用して不利用部分をトリミングする酵素はその一例である。リボヌクレアーゼAは1963年にその124個の全アミノ酸配列が明らかにされた。分子量が比較的小さく, 安定であり, 精製しやすいので, タンパク質の構造と活性との関係を研究する際に好材料とされてきた。

リーマン *Riemann*, *Georg Friedrich Bernhard* 1826. 9.17~1866.7.20 ドイツの数学者。ハノーバーの田舎プレレンツに牧師を父として生れる。1846年ゲッティンゲン大学神学科に入学, やがて数学科に転じた。ゲッティンゲン大学, ベルリン大学でC. F. Gauss, P. G. L. Dirichlet, K. G. J. Jacobiらに学び, この間J. F. Herbartの哲学に関心をいくだ。1851年 複素関数論の基礎についての論文で学位を得た。これは等角写像の基本定理を与えたもので, 数学の新たな一分野を開くこととなった。1854年の就職論文においてリーマン積分を定義し, 三角級数の収束のための条件を見いだした。同年6月の就職講演「幾何学の基礎にある仮説について」において, n 次元多様体やリーマン空間の概念を導入し, リーマン幾何学を創始した。そのほかアーベル関数についての論文でリーマン面の概念を導入するなど幾何学的視点から数学上の問題に取組み, その結果は数学だけでなく物理学の上にも大きな影響を残した。またW. Weberの影響の下で理論物理学に関心をいだし, 電磁現象と重力とを統一的に説明しようと試みた。特に電磁現象については近接作用の考えに立った。また物理学に現れる偏微分方程式についてのRiemannの講義を

Weber が編集した本も有名である。1859 年 Dirichlet の後任としてゲッティンゲン大学教授となったが、肺結核のため若くして没した。[全集] *B. Riemann's gesammelte mathematische Werke und wissenschaftlicher Nachlaß* (R. Dedekind, H. Weber 共編), 1892。

リーマン幾何学 [英 Riemannian geometry, 独 Riemannsche Geometrie, 仏 géométrie de Riemann, 露 риманова геометрия] ⇨ リーマン空間

リーマン空間 [英 Riemann space, 独 Riemannscher Raum, 仏 espace riemannien, 露 риманово пространство] n 次元微分可能多様体で、各点において計量テンソル g_{ij} ($i, j=1, 2, \dots, n$) が定義され、座標が微少量 dx^i ($i=1, 2, \dots, n$) だけ離れた 2 点間の距離 ds が

$$ds^2 = \sum_{i,j=1}^n g_{ij} dx^i dx^j$$

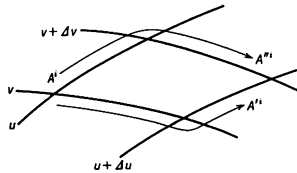
で与えられる空間を、G. F. B. Riemann にちなんでリーマン空間という。われわれの住む時空は、四次元のリーマン空間と考えられる(⇨計量テンソル)。

リーマン・クリストッフェルのテンソル [英 Riemann-Christoffel tensor, 独 Riemann-Christoffelscher Tensor, 仏 tenseur de Riemann-Christoffel, 露 тензор Римана-Кристоффеля] ⇨ リーマン空間

リーマン・テンソル [英 Riemann tensor, 独 Riemannscher Tensor, 仏 tenseur de Riemann, 露 тензор Римана] リーマン空間において、クリストッフェルの記号 Γ^i_{jk} から定義される四階のテンソル。

$$R^i{}_{jkl} = \frac{\partial \Gamma^i_{jl}}{\partial x^k} - \frac{\partial \Gamma^i_{jk}}{\partial x^l} + \Gamma^i_{mk} \Gamma^m_{jl} - \Gamma^i_{ml} \Gamma^m_{jk}$$

(この項ではアインシュタインの規約に従う)。リーマン・クリストッフェルのテンソルともいう。図のように曲



面 $x^i = x^i(u, v)$ を考え、反変ベクトル A^i をこの曲面上で $(u, v) \rightarrow (u+du, v) \rightarrow (u+du, v+dv)$ および $(u, v) \rightarrow (u, v+dv) \rightarrow (u+du, v+dv)$ と平行移動したものを A', A'' とすると、

$$A' - A'' = -\frac{1}{2} R^i{}_{jkl} A^j d\sigma^k$$

となる。ここで

$$d\sigma^k = \left[\left(\frac{\partial x^k}{\partial u} \right) \left(\frac{\partial x^i}{\partial v} \right) - \left(\frac{\partial x^i}{\partial u} \right) \left(\frac{\partial x^k}{\partial v} \right) \right] du dv$$

は曲面上で 2 つの道筋の囲む面積に対応し、 $R^i{}_{jkl}$ は空間の曲率半径の二乗の逆数にあたる。同様に共変ベクトル A_i に対しては

$$A'_i - A''_i = \frac{1}{2} R^j{}_{ikl} A_j d\sigma^k$$

となる。一般相対性理論の四次元時空では $4^4=256$ の成分があるが、 $R_{ijkl} = g_{im} R^m{}_{jkl}$ (g_{ij} は計量テンソル) は対称性 $R_{ijkl} = -R_{jikl}$, $R_{ijkl} = -R_{jilk}$, $R_{ijkl} = R_{klij}$, $R_{ijkl} + R_{iklj} + R_{jlik} = 0$ をもつため独立な成分の数は 20 である。リーマン・テンソルはこれらの対称性のほかに、ビヤンキの公式

を満足する(書物によっては、リーマン・テンソルを上記と反対の符号をもつ量として定義することがある)。

リミッター [英 limiter, 独 Begrenzer, 仏 limiteur, 露 ограничитель] 一般にものの大きさを制限するものを意味する。たとえばトカマクではプラズマの大きさを制限するダイアフラムのことで、電子回路では信号の振幅がある大きさ以下に制限する回路(振幅制限回路)である。

リミットサイクル [英 limit cycle, 独 Grenzzykel, 仏 cycle-limite, 露 предельный цикл] ⇨ 相軌道

リー模型 [英 Lee model, 独 Lee-Modell, 仏 modèle de Lee, 露 модель Ли] 2 種のフェルミオン N, V とボソン θ が、反応式 $V \rightleftharpoons N + \theta$ に従って相互作用する場の量子論の解ける模型。1954 年に T. D. Lee によって提唱された。N と V は座標原点に静止していて、相互作用ハミルトニアンは

$$H_I = g_0 \int [v^*(k) a(k) \alpha' \beta + v(k) a'(k) \beta' a] dk$$

と書ける。 g_0 は結合定数、 $\alpha, \beta, a(k)$ およびこれらのエルミート共役はそれぞれ V, N, θ の消滅および生成算子、 $v(k)$ は相互作用の広がりを与える関数のフーリエ変換、 $v^*(k)$ はその複素共役である。この模型は相対論的不変性を破り、交差対称性をもっていない(N と V を同一のフェルミオンとすれば中性スカラーの静的模型となって、交差対称性は回復されるが、物理的にはほとんど自明になってしまふ)。相互作用の形から直ちに粒子数

$$N_1 = N_V + N_N \quad \text{および} \quad N_2 = N_V + N_\theta$$

の保存がいえる。したがって、状態空間(ヒルベルト空間)は粒子数の組 (N_1, N_2) がそれぞれ一定値をとる部分空間の直和に分解され、真空は相互作用が入っても変わらない。これがリー模型の解ける理由である。区分(1, 1)は V 状態のくりこみ、 N_θ 散乱に関連して特に詳しく調べられている。

V 粒子の質量のくりこみは、区分わけとは無関係に、全ハミルトニアンの定義の問題として厳密に行える。N 粒子の質量 m_N と θ 粒子の質量はくりこみの必要がない。V 粒子のくりこまれた質量を m とすれば、V 粒子の安定性の条件は $m < m_N + \mu$ である。結合定数のくりこみに関してはおもしろい結果が得られている。くりこまれた結合定数の二乗 g^2 がある臨界値 g_c^2 を超えると、V 粒子状態は負のノルムをもつことが要求され、いわゆる「お化けの状態」が出現する。相互作用因子の $k=|k|$ の大きいところでのふるまいが $v(k) \sim k^{-1/2}$ 以下の減少しか示さないときは、 $g_c^2=0$ となるのでお化けは必ず現れる。点相互作用はこの場合に含まれている。このような $v(k)$ をもつ全ハミルトニアンは自由場のヒルベルト空間のどのベクトルに対しても定義されず、その正しい取扱いは、たとえば、 C^* 環上の状態をつくり、点相互作用の場合への極限をとることによって、GNS 再構成定理を利用して行われる。

リモートバッチ処理 [英 remote batch processing, 露 дистанционная пакетная обработка] 中央計算機システム以外の端末システムから、プログラムとデータを一括して中央計算機システムに伝送し、一括処理を行う方式。当該端末システムは、通常、入出力装置と伝送のための制御装置から構成されている。利用者は中央計算機システムの設置場所まで行く必要はないが、中央と端末間のデータ伝送速度が遅い場合には、多量の入出力を伴うデータ処理には適さない。

リャブーノフ関数 [英 Lyapunov function, 独 Lyapunowsche Funktion, 仏 fonction de Lyapunov, 露 функция Ляпунова] n 次元ユークリッド空間を R^n で表す。 $t \in R^1, x \in R^n$ において定義された微分方程式

$$\frac{dx}{dt} = F(t, x) \quad (x = (x_1, \dots, x_n), F = (F_1, \dots, F_n)) \quad (1)$$

において、 F は t, x について連続、 x について連続微分可能とする。 $x = x(t)$ は式(1)の解で $a < t < \infty$ で定義されているものとする。また $t = \tau (> a)$ で $x = \xi$ となる式(1)の解を $x = \varphi(t, \tau, \xi)$ と書く。このとき τ と $\xi > 0$ を任意に与えたと、それに応じて $\delta > 0$ が定まり、 $\|\xi - x(\tau)\| < \delta$ ならば $\tau \leq t < \infty$ において $\|\varphi(t, \tau, \xi) - x(t)\| < \varepsilon$ が成り立つとき、解 $x(t)$ は安定(正確には正にリャブーノフ安定)であるという($\|\cdot\|$ は R^n のノルム)。

$x = x(t) + u$ において変数を u に変換すれば、 $x(t)$ は零解 $u=0$ に変換されるから、はじめから $x(t) \equiv 0$ と考えておく。

次の性質をもつ関数 $V(t, x)$ が存在すれば、式(1)の解 $x \equiv 0$ は安定である。このとき $V(t, x)$ を(解 $x \equiv 0$ に対する)リャブーノフ関数とよぶ。

(1) $V(t, x)$ は $t \in R^1, \|x\| < K$ ($K > 0$) で定義され、連続微分可能である(K はいくら小さくてもよい)。

(2) $\|x\| < K$ で定義された連続関数 $w(x)$ で、 $w(0) = 0$, $w(x) > 0$ ($x \neq 0$) であるものが存在し、 $V(t, x) \geq w(x)$ 。

(3) $V(t, 0) = 0$

$$(4) \frac{\partial V}{\partial t} + \sum_{k=1}^n \frac{\partial V}{\partial x_k} F_k \leq 0$$

たとえば微分方程式

$$\frac{dx_1}{dt} = -x_1 + x_2, \quad \frac{dx_2}{dt} = -x_1 - x_2$$

において $x_1^2 + x_2^2$ は解 $x_1 = x_2 = 0$ に対するリャブーノフ関数である。

リー-ヤンの円定理 [英 Lee-Yang circle theorem] 強磁性体の状態和をフガシティー $z = \exp(-\mu_B H / kT)$ の関数とみてその零点を調べると、すべて複素平面上の単位円周上にあるという定理。したがって、外磁場 H が零でないときは、強磁性体の自由エネルギーは、温度 T に関して解析的であることがわかり、相転移は外磁場 H が 0 のときにみ起りうる。

この定理は、最初、1952 年 T. D. Lee と C. N. Yang によって、強磁性イジング模型(スピン 1/2)に対して証明された。後に一般スピンの強磁性イジング模型、量子的強磁性ハイゼンベルグ模型でも円定理は証明されている。

リュイス Lewis, Gilbert Newton 1875. 10.25 - 1946. 3.23 アメリカの物理化学者。ボストン市郊外に生れる。少年時代ネブラスカ州に移り、同地の大学を経て 1893 年からハーバード大学に学ぶ。1899 年電気化学ポテンシャルの研究によって同大学より博士号を得た。次いでドイツで W. Nernst と W. Ostwald に学び、1901 年ハーバード大学の教職に就いた。彼は早熟な英才で、1902 年には原子価の八隅子説の萌芽ともいふべき着想を得ている。彼はアメリカ東部の保守的学風になじまず、マサチューセッツ工科大学に勤務(1905~12 年)の後、1912 年バークレーのカリフォルニア大学の教授となり、以後 34 年間同大学の化学教育と研究とを主宰することとなった。彼は熱力学を学び、これをいかにして多くの化学物質に適用しうるかを探究し、1923 年には M. Randall とともに熱力学の古典と

いわれる大著を出版した。この著によってアメリカ化学界の熱力学研究の水準は著しく向上した。彼は 1916 年に、化学結合は結合する 2 原子が共有する電子対により形成されるとする仮説を提出し、1923 年この仮説を中心にして化学結合一般を論ずる単行書を刊行した。そして、彼の主張は L. Pauling より量子力学に基づく化学結合論に発展した。1933 年 Lewis は重水素の分離に成功、1938 年酸塩基に新しい定義を与え、1938~46 年蛍りん光を中心とする光化学に寄与するところがあった。彼の指導下で博士号を得たものは約 290 名に及び、アメリカ化学界に与えた彼の影響は甚大であった。[主著] *Thermodynamics and the Free Energy of Chemical Substances* (M. Randall と共著), 1923; *Valence and the Structure of Atoms and Molecules*, 1923。

リュイス-ラングミュアの原子価理論 [英 Lewis-Langmuir's theory of valence, 独 Lewis-Langmuir-Bindungstheorie, 仏 théorie de la valence de Lewis-Langmuir, 露 теория Льюиса-Ленгмюра о валентности] \Rightarrow 原子価の理論

粒界 [英 grain boundary, 独 Korngrenze, 仏 joint de grain, 露 граница зёрен] 結晶粒と結晶粒の境界を粒界または結晶粒界という。2つの結晶粒が結晶構造、格子定数または化学組成を異にする場合、境界面は異相境界とよばれるが、これも広義の粒界に属する。粒界は転位のすべり運動やき裂の進展に対する障害となりうるため、多結晶材料の力学的性質(降伏応力、破壊靱性など)は結晶粒度に依存する場合が多い。幾何学的には粒界は5個の方位パラメーターにより記述される。すなわち、2つの結晶の相対的な方位関係は2角により決る軸 u のまわりの回転 θ によって規定され、粒界面方位はやはり2角により決る法線 n によって規定される。回転軸ベクトル u と法線ベクトル n の関係により、粒界は、傾角粒界($u \perp n$)、ねじれ粒界($u // n$)、混合粒界(u と n が垂直でも平行でもない場合)に分類される。傾角粒界のうち、両側の結晶格子が粒界に関して鏡面对称にあるものを対称傾角粒界といい、鏡面对称にないものを非対称傾角粒界という。また、回転角 θ が小さい傾角粒界は小傾角粒界とよばれ、その構造は回転軸 u に平行で間隔が b/θ (b はバークス・ベクトルの大きさ)である刃状転位列と等価である。

粒界拡散 [英 grain boundary diffusion, 独 Korngrenzendiffusion, 仏 diffusion intergranulaire, 露 диффузия по границам зёрен] \Rightarrow 固体内拡散

粒界すべり [英 grain boundary sliding, 独 Korngrenzengleitung, 仏 glissement intergranulaire, 露 межкристаллическое скольжение] 応力下で、粒界を挟む2つの結晶が粒界に沿って相対的なせん断変位を生ずる現象をいう。特定のすべり面とすべり方向をもつ結晶学的すべりとは異なり、粒界すべりが起る面および方向は不特定である。ただし、粒界すべりの起りやすさは粒界構造に依存し、一般にランダム粒界に比べてコインシデンス粒界はすべりにくい傾向がある。また、多結晶における粒界すべりでは、粒界構造のほか周囲結晶粒からの拘束を考慮しなければならない。粒界すべりは高温におけるクリープ強度の低下をもたらすから、粒界にき裂や空洞などの欠陥を形成して材料の延性を下げる要因となりうる。他方、超塑性とよばれる大きな延性は、微細結晶粒材料の高温変形下で支配的となる粒界すべりに起因した現象と考えられている。

粒界割れ [英 intergranular fracture, 独 Korngrenzenbruch, 仏 rupture intergranulaire, 露 межкристаллический излом] 粒界におけるき裂や空洞の形成, 成長が起りやすい条件の下では, 材料は粒界に沿って破断する。これを粒界割れという。粒界割れは多くの場合延性の低下を伴い, 材料の靱性や熱間加工性を損なう原因となる。この種の延性低下の代表的なものとして, 焼戻し脆性と高温脆性が挙げられる。焼戻し脆性は, 本来は焼入れ鋼に延性をもたせるために行われる焼戻し処理によって, かえって材料の低温延性が低下する現象で, たとえば 500°C 付近で焼戻したときに生ずる高温焼戻し脆性は, 旧オーステナイト粒界への不純物元素(P, Sn, Sb など)の偏析が原因と考えられている。高温脆性は, 高温変形時に粒界でのき裂や空洞の形成・成長・合体により生ずる粒界割れに基づくもので, これら欠陥の成長は主に空孔の拡散によって支配されるものと考えられている。また, 母相よりも低い融点をもつ粒界介在物の融解に起因する液膜脆化(たとえば鋼の赤熱脆性)も粒界割れを伴う。

流管 [英 stream-tube] ⇨ 流線

硫酸アンモニウム [英 ammonium sulfate, 独 Ammoniumsulfat, 仏 sulfate d'ammonium, 露 сульфат аммония] アンモニアと硫酸を中和して得られる化合物($\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ で硫酸と略称される。水溶液から無色透明の結晶が析出する。大型結晶を得るには微量の硝酸コバルトを添加した水溶液から育成すればよい。空気中で約 120°C 以上で分解する。 β - K_2SO_4 型の構造をもち, 斜方晶系に属し, 格子定数 $a=7.782$, $b=10.636$, $c=5.993$ Å (室温)。 a 面でへき開する。比重 1.55。約 -50°C にキュリー点をもつ強誘電体である。この相転移はかなり激しい一次転移であり, これを通過させる結晶が割れることが多い。キュリー点以下の空間群は $Pna2_1-C_{2v}$, c 方向に自発分極をもつ。キュリー点以上で $Pnam-D_{2h}$ 。真性強誘電相転移をする強誘電体と異なり, 常誘電相でキュリー-ワイスの法則に従わず, キュリー点近傍でも誘電率はただか 50 程度にしかならない。自発分極の温度依存性も変わっており, キュリー点直下で最大となり, それ以後減少してゆき, 約 -180°C 付近で符号を反転する。斜方晶系の結晶ではあるが, 単位胞のとりかたを変えれば六方晶系に近い構造をもっている。それを反映して普通に育成した結晶では a 軸のまわりに 60° 回転した双晶が見られる。室温で応力を加えると, これらの双晶面が移動することが観察される。この現象は強弾性とよばれており, 本物質のような結晶構造をもつ物質に共通して見られる現象である。近年, このような見地から本物質に関する研究が急速に進展した(⇨強弾性, 原型相)。

粒子 [英 particle, 独 Teilchen, 仏 particule, 露 частица] ⇨ 素粒子

粒子移行反応 [英 particle-transfer reaction, 独 Teilchenübertragungsreaktion, 仏 réaction de transfert de particule, 露 реакция переноса частицы] 入射粒子 a が標的核 A に衝突して, 粒子 b が放出され, 残留核 B が残る原子核反応 $A(a, b)B$ において, a と A との間でそれらを構成する粒子の一部が移行する反応をいう。この反応を分析することにより, 核 A または B の中における移行粒子の状態を調べることができる。

移行する粒子の数によって, 一粒子移行反応, 二粒子移行反応などに分けられる。また移行のしかたによって, ス

トリッピング反応, ビックアップ反応, ノックオン反応などいくつかの種類に分類される(⇨粒子移行反応)。

粒子・回転子結合 [英 particle-rotor coupling, 仏 couplage de particule-rotor, 露 частица-роторная связь] 陽子数(Z), 中性子数(N)ともに魔法数から十分離れた変形領域の原子核のうち, Z, N ともに偶数である偶偶核は, 軸対称な量子力学的回転子(こま)と似たエネルギー準位構造をもつことが知られている。さらに電磁的な遷移強度なども回転子としてよく説明できることがわかっている。そこで偶偶核を量子力学的な回転子とみなし, これに陽子あるいは中性子を結合させて奇数核(Z または N が奇数であるような原子核)を記述しようとするのが粒子・回転子結合模型である。 Z および N がともに奇数である奇奇核も陽子, 中性子, 回転子を結合させた模型によって記述される。この模型は, 奇数核, 奇奇核の構造を, 対応する偶偶核の性質と結びつけて分析するうえで便利であるばかりでなく, 回転によって生じるコリオリ力の粒子運動への影響, 粒子を付け加えることによる慣性モーメントの変化など, 原子核の回転運動を微視的に理解するうえでも重要な役割を果たしている。

粒子・空孔相互作用 [英 particle-hole interaction, 独 Teilchen-Loch-Wechselwirkung, 仏 interaction de particule-trou, 露 частица-дырочное взаимодействие] 多粒子系を殻模型で表して, 粒子と空孔が生じるとき, その間に働く相互作用をいう。原子核の状態を表すために, 準粒子模型を基礎にした表式がしばしば用いられる。理想的な基底状態として, 粒子がフェルミ準位以下の状態を占有しているスレーター行列式をとれば, 基底状態以外の状態はフェルミ準位以下に空孔が生じフェルミ準位以上で粒子が生じた多粒子・多空孔状態として表現できる。その際, 系のハミルトニアンを一粒子の部分と多粒子の部分に分割すると, 一粒子の部分は粒子および空孔の粒子ポテンシャルを含めた一粒子エネルギーとなり, 多粒子の部分は残留相互作用となる。残留相互作用は, 粒子間相互作用, 空孔間相互作用, 粒子・空孔相互作用および, 粒子または空孔の散乱による粒子・空孔対生成(消滅)などになる。一粒子近似がよいと考えられる場合, 低い励起状態では一粒子・一空孔状態が主要素で, 存在残留相互作用として粒子・空孔相互作用のみが存在するため, これが重要視される。集団運動は粒子・空孔相互作用と可干渉(コヒーレント)になる粒子間の相関によって励起されると考えられる。多粒子系での準粒子間相互作用は, 多様な相関, 多体効果が繰込まれたいわゆる有効相互作用と考えられる。ランダウの液体論ではその有効相互作用が密度行列の二階の汎関数微分として導かれるが, これは形式的に粒子・空孔相互作用を与える。

粒子・空孔変換 [英 particle-hole transformation, 独 Teilchen-Loch-Transformation, 仏 transformation de particule-trou, 露 частица-дырочное преобразование] 多粒子系に関する粒子・空孔理論において粒子の演算子と空孔の演算子との間の変換関係をいう。ハートリー-フォック近似などの一粒子近似では, 基底状態を一粒子状態関数の 1 つのスレーター行列式で表す。原子や原子核の閉殻はそのように表される。この基底状態から励起した状態は, いくつかの粒子が占有状態から非占有状態へ励起した状態の重ね合わせで表される。このような励起により, 占有状態に空孔が, 非占有状態に粒子が対で生成されるとみな

すことができ、占有状態については粒子の消滅演算子を、空孔の生成演算子に置換えることができる。その際、空孔状態を指定する量子数として、対応する占有状態 ν を時間反転してできる状態の量子数 $\bar{\nu}$ を指定すれば、空孔の生成はその量子数をもった準粒子の生成と考えてよい。粒子・空孔交換では、空孔の生成演算子は時間反転で得られる対応状態の粒子の消滅演算子になる。すなわち

$$b_{\bar{\nu}}^{\dagger} = a_{\nu}^{\dagger} \quad \text{または} \quad b^{\dagger} \bar{\nu} = -a_{\nu}$$

である。

粒子・空孔理論 [英 particle-hole theory, 独 Teilchen-Loch-Theorie, 仏 théorie de particule-trou, 露 частица-дырочная теория] 多粒子系の粒子の配位を殻模型に基づいて粒子と空孔で記述する理論。原子核などの量子多粒子系の状態を記述する際に、殻模型を一般化した準粒子模型がしばしば用いられる。この理論の枠組の中では、非振動の基底状態の状態関数として1つのスレーター行列式をとり、それ以外のすべての励起状態は占有状態に N 個の空孔が生成し、非占有状態に N 個の粒子が生成した N 粒子・ N 空孔状態を表す。その際、系のハミルトニアンの中の相互作用項は粒子・空孔交換によって、粒子間相互作用, 空孔間相互作用, 粒子・空孔相互作用, 粒子または空孔の散乱による粒子空孔対生成(または消滅)の諸項になる。これを粒子・空孔理論という。この理論にはいくつかの有用な定理がある。

(1) $|\phi_0\rangle$ を1つのスレーター行列式とし、その基底で定義された粒子の生成演算子 a_m^{\dagger} および空孔の生成演算子 $b_{\bar{m}}^{\dagger}$ とすると、任意のスレーター行列式 $|\phi\rangle$ は

$$|\phi\rangle = \exp \left[\sum_m (f_m a_m^{\dagger} b_{\bar{m}}^{\dagger} - f_{\bar{m}}^{\dagger} b_m^{\dagger} a_m) \right] |\phi_0\rangle$$

で表される。ただし f_m は粒子空孔対振幅を表す。

(2) スレーター行列式がある連続変数 x で表されているとき、その微分演算子 \hat{P}

$$-i \frac{\partial}{\partial x} |\phi(x)\rangle \equiv \hat{P} |\phi(x)\rangle$$

は一粒子演算子 $\hat{P} = \sum_m (P_m a_m^{\dagger} b_{\bar{m}}^{\dagger} + P_{\bar{m}}^{\dagger} b_m^{\dagger} a_m)$ の形で表される。

(3) $|\phi\rangle$ がスレーター行列式の空間で変分方程式

$$\delta \langle \phi | \hat{H} | \phi \rangle = 0$$

を満たせば、任意の一粒子演算子 \hat{Q} について

$$\langle \phi | [\hat{H}, \hat{Q}] | \phi \rangle = 0$$

が成立する。

これらの定理はハートリー-フォック近似をもとにした理論でしばしば用いられる。

粒子検出器 [英 particle detector, 独 Teilchendetektor, 仏 détecteur de particules, 露 детектор частиц] \Rightarrow 放射線検出器

粒子・振動子結合 [英 particle-vibration coupling, 仏 couplage de particule-trou, 露 частица-колебательная связь] 陽子数(Z)または中性子数(N)が魔法数であるような原子核および Z, N がともに魔法数に近い原子核は、その平衡形状が球形であると考えられている。このような球形領域に属する原子核で、 Z, N ともに偶数である偶偶核には、エネルギー準位の構造や電磁的遷移強度などから、その形が球対称な平衡形状のまわりに微小振動することに対応する集団運動状態と考えられる励起状態があることが知られており、振動状態とよばれている。代表的なものには、四極変形に対応する角運動量2の四極振動、八

極変形に対応する角運動量3の八極振動などがある。偶偶核をこのような集団運動をする振動子とみなし、これと陽子または中性子を結合させて奇数核を記述しようとするのが粒子・振動子結合模型である。たとえば、 Z, N ともに魔法数の ^{208}Pb には励起エネルギー2.61 MeVの 3^{-} 準位があり、八極振動状態と考えられているが、 Z が1多い ^{209}Bi の励起エネルギー2.5~2.7 MeVにある $3/2^{+} \sim 15/2^{+}$ の七重項は、基底状態に対応する $h_{9/2}$ 軌道の陽子と八極振動との結合によって説明されている。この模型は、また、振動という原子核の集団運動を微視的に解明するうえでも重要な役割を果たしている。

粒子スペクトル [英 particle spectrum, 独 Teilchenspektrum, 仏 spectre des particules, 露 спектр частиц] 素粒子の質量分布をいう。素粒子はレプトンとハドロンに、ハドロンはさらに中間子とバリオンに大別されるが、おののグループ内での粒子スペクトルは素粒子の分類のうえから重要である。大きな対称性のもとでは理論的に粒子の間に質量差を生じないが、その対称性がやぶれることによって質量差が生じ粒子スペクトルができる。ハドロンを構成するクォークの種類によってもハドロンの質量が変わる。

粒子線 [英 particle beam, 独 Teilchenstrahl, 仏 faisceau des particules, 露 пучок частиц] 粒子ビームと同義語で、電子線、中性子線、陽子線、陽電子線などの総称。特に、これらを用いた研究がなんらかの共通点があるとき、個々の名称を使わず粒子線とよばれることが多い。たとえば、電子線回折と中性子回折とは、散乱因子が異なるだけで、その現象は基本的には同じである。この場合、粒子線回折と総称されることが多い。また、電子線による二次電子放射と陽電子による二次電子放射(二次電子)でも、現象は極めて似ている。このため、「粒子線による二次電子放射」という形で用いられる。しかし、粒子線を用いた研究や応用の面においてこれらに共通点が多くあるからといって、その特徴を無視されてよい訳はない。たとえば主に回折には電子線、中性子線が用いられるが、このときのエネルギーは格段に異なる。電子線の場合、10 eV以上、中性子線の場合、0.05 eV程度である。このために、格子振動との相互作用が大きく異なる。また、中性子線の場合、磁気モーメントをもっており、磁気散乱、磁性体の回折現象が特徴的である。陽電子線と電子線とは、物質との相互作用が極めてよく似ている。たとえば阻止能は数%の誤差で一致している。結晶中でのチャネリング現象(\Rightarrow チャネリング)では陽電子と陽子とは同じであるが、電子線の場合はこれらと少し異なってくる。ただ、チャネリング放射光という点では、陽電子と電子はほとんど変わるところはない。陽電子は陽電子消滅を行うことが特徴的で、この点はほかの粒子線と異なる大きな特徴である。粒子線を物質に当て、これから放出される光子、二次電子などを用いて物質の研究を行う分野も注目されているが、この場合には、陽子線、電子線と主に用いられる。しかし、これらの粒子線と物質との相互作用に、共通点があり、理論的な取扱いでいかに似ていようとも、これら粒子線の発生源、発生装置はまるで異なる。電子線は電子顕微鏡、加速器、低速電子回折装置などでつくられ、それぞれにあった研究内容をもち、陽子線は、主に加速器から取出される。中性子線は原子炉から放出される熱中性子として利用される。陽電子は β 崩壊する核種からの放射線

を用い、これを加速したり減速したりして用いる。各粒子線の研究は、理論的には共通点があるが、実験はそれぞれ特有の装置や方法によって行われている。

粒子線分光 [英 beam spectroscopy, 仏 spectroscopie à faisceau] 中性の粒子(原子や分子など)あるいは荷電粒子(イオンや電子など)を原子・分子に衝突させて生ずる散乱粒子のエネルギー分析、質量分析、散乱強度の角度分布、さらには内部状態の選別を行うことにより、原子・分子の内部状態に関する知見、散乱素過程に関与する相互作用のポテンシャルの特性、ポテンシャルの異なる状態間の遷移などに関する詳しい情報を得る手段を総称して粒子線分光とよぶ。したがって、粒子線分光は通常の光についての分光とは直接関係はない。標的が固体で、その表面から放出される電子を対象とする場合には電子分光とよばれる。原子の量子力学的な定常状態の存在を最初に立証したフランク・ヘルツの実験(1914年)は粒子線分光の端緒である。最近では粒子線の実験技術が進歩して、散乱波の量子論的な共鳴や干渉などの散乱断面積への効果が測定にかかるようになり、このことを利用して、上記の事項が詳しく調べられている。弾性散乱に見られる虹散乱やグローリ散乱の微分断面積に見られる振動構造は1つのポテンシャルだけが関与した干渉効果であり、そのほか2つのポテンシャルが関与して微分断面積に振動構造をもたらすシュテュッケルベルク振動、3つのポテンシャルが関与して積断面積に振動構造をもたらすローゼンタール振動など、いずれも散乱波の干渉効果の現れであり、これらの振動構造からポテンシャルに関する詳しい知見が得られている。共鳴現象は主として電子散乱に見られるが、原子衝突においても斜交ビーム法を用いて重心系における相対速度を小さくし、水素原子と希ガス原子の衝突系でオービティング共鳴が観測されている。最近では偏極粒子線を用いて、相互作用のポテンシャルの非対称性効果なども調べられている。

粒子測定 [英 particle measurement, 独 Teilchenmessung, 仏 mesure corpusculaire, 露 корпускулярная диагностика] イオン、電子などの荷電粒子や原子・分子などの中性粒子を直接検出し、そのエネルギー、運動量、強度などを測定すること。特にプラズマ計測で、分光測定や

プラズマの巨視的ふるまいの結果放射されるマイクロ波測定と対比して、プラズマから放出される中性分子・原子、イオン、電子などを直接測る測定法を粒子測定とよぶ。プラズマから放射される粒子はプラズマ中のいろいろな情報をもっているため、これらのエネルギー分布、粒子密度を測定しプラズマの密度、温度、プラズマのエネルギー密度などを知ることができ、特に核融合プラズマを対象とした計測では粒子の分析や検出が楽になり適用が容易になるため重要な計測である。磁場閉じ込めのプラズマでは荷電粒子は軌道を磁場で曲げられ、検出、解析が複雑になるため中性粒子の測定が用いられる。粒子測定装置は主として粒子エネルギー、質量数、電荷数などを分析する分析器とこれに続く検出器から構成されている。これら分析器としては、電場、磁場中でのローレンツ力 $e\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c$ による $e\mathbf{E}$ の荷電粒子の軌道偏向がエネルギー、運動量に比例することを利用したエネルギー分析器、質量分析器が用いられる。また検出器はシンチレーターと光電子増倍管、ファラデー・カップ、チャネルトロンなどが用いられる。

粒子速度 [英 particle velocity, 独 Teilchengeschwindigkeit, 仏 vitesse de particule, 露 скорость частицы] 音波によって媒質の微小部分が振動する速度。粒子速度の記号は v または u であり、その単位は $[m \cdot s^{-1}]$ である。粒子速度の瞬時値は時間の関数になるので、普通にはその実効値 $v = \left[(1/T) \int_0^T v^2 dt \right]^{1/2}$ で示される。粒子速度と音圧との関係は、一般に

$$v(t) = -\frac{1}{\rho} \int \frac{\partial p(t)}{\partial r} dt$$

で与えられる。特に平面自由進行波の場合には、 $p = \rho c v$ となる。 ρc はその媒質の固有音響抵抗である。

粒子多重度 [英 multiplicity, 独 Multiplizität, 仏 multiplicité, 露 мультиплетность] 高エネルギーの素粒子反応で生成する粒子数のこと。素粒子反応において重心系のエネルギー \sqrt{s} が数 GeV の領域に達すると π 中間子等の比較的軽い素粒子が多数放出されるようになる。このような素粒子反応における多重粒子発生現象は、高エネルギー領域における素粒子の相互作用や素粒子の構造を調

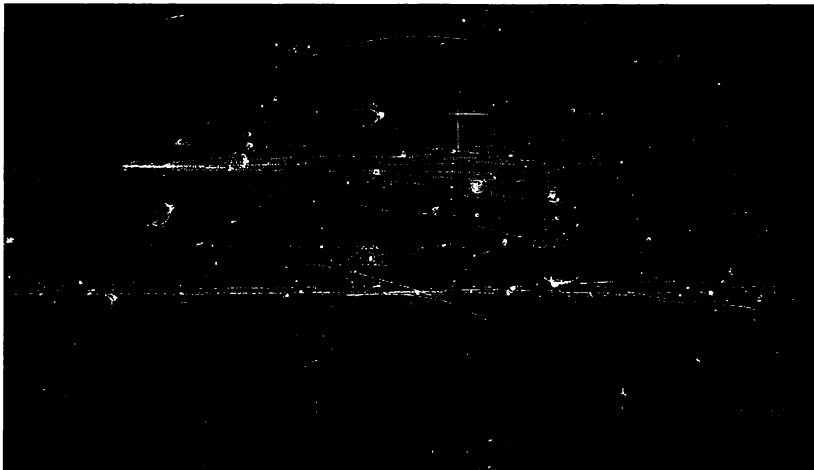


図1 多重粒子発生の際泡写真

べるうえでの重要な手がかりとなっている。多重度は、このような現象を解析する際に用いられる物理量のひとつである。多重度は素粒子反応を起す粒子の種類にも依存するが、大きな特徴として、その反応の重心系エネルギー \sqrt{s} に依存したふるまいを示すことが知られている。反応で生成する粒子のうち中性粒子の検出は困難であるので、実験の解析では、多重度を表す目安として荷電粒子の平均多重度を使うことが多い。最近の高エネルギー陽子・陽子反応および陽電子・電子反応においては、荷電粒子の平均多重度の \sqrt{s} 依存性は非常に類似していることが知られており、ハドロンを構成しているクォークとクォークの間に働く強い相互作用のゲージ粒子(グルーオンとよばれる)の高エネルギーでのふるまいを知る上で重要な特徴となっている。図1は、アメリカ、フェルミ加速器研究所の500GeV陽子シンクロトロンからの300GeV/c陽子ビームを75cm水素泡箱に入射し、高エネルギーハドロン反応による多重粒子発生現象の観測を行った泡箱写真。写真は中性粒子・陽子反応による25ブロングイベントを示している。高エネルギーのハドロン反応において荷電粒子の平均多重度(これを $\langle n_{ch} \rangle$ で表す)が反応に関与するようすによらず一定の分布となることを示した法則にKNOスケールリング則がある。KNOスケールリング則によると、横軸に $n_{ch}/\langle n_{ch} \rangle$ をとり、縦軸に $\langle n_{ch} \rangle \sigma_n / \sigma_{inel}$ をとると、種々の素粒子からの粒子多重度が1つのカーブで表される。ここで $\langle n_{ch} \rangle$ は荷電粒子平均多重度、 σ_n は粒子多重度 n の反応断面積、 σ_{inel} は、非弾性散乱の断面積をそれぞれ表す。図2は147GeV/cの(p+p)、(K^+ +p)および(π^+ +p)の反応の多重度が1つのカーブで表されることを示す。

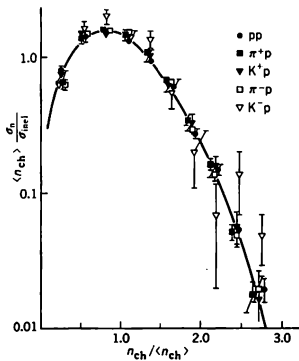


図2

粒子・反粒子変換 [英 particle-antiparticle conjugation, 独 Teilchen-Antiteilchen-Paarung, 仏 conjugaison de particule-antiparticule, 露 сопряжение относительно частицы и античастицы] = 荷電共役変換

粒子ビーム = 粒子線

粒子ビーム核融合 [英 particle beam nuclear fusion, 独 Kernfusion durch Teilchenstrahlen, 仏 fusion nucléaire par faisceaux corpusculaires, 露 пучковый термоядерный синтез] ⇒ 慣性核融合

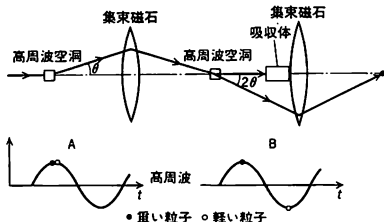
粒子分析 [英 particle analysis, 独 Teilchenanalyse, 仏 analyse de particules, 露 анализ частиц] コロイド粒子や粗大な粒子を含む分散系中の粒子の大きさを明らかにすることであるが、同様に素粒子系で素粒子の荷電や質量および運動量などを測定し、これにより素粒子を識別する

ことをいう。荷電をもった高エネルギー粒子の場合、まずはじめに電磁石と飛跡検出器で運動量 p を測定し、飛行時間法やチェレンコフ・カウンタによって粒子の速度 v を測定する。次に、 $v=pc/\sqrt{m^2c^2+p^2}$ の関係から粒子の質量 m が決められる。また、物質中での多重クローン散乱によるエネルギー損失(電離損失)が粒子の荷電、質量および速度などの関数になっていることも利用される。不安定粒子の場合は、崩壊生成粒子の測定から粒子分析が行われる。 π 中間子と μ 粒子は質量が近接しているが、この場合は μ 粒子が強い相互作用を行わないので、物質中での透過力が大きいことも利用される。高エネルギー電子の場合は質量が小さいために物質中でのカセードシャワーの分布がほかの粒子と異なることも、その識別に使われる。

粒子分離装置 [英 particle separator, 独 Teilchenseparator, 仏 séparateur de particules, 露 сепаратор частиц] 高エネルギー加速器で十分高いエネルギーに加速された電子や陽子のビーム(これを一次粒子ビームとよぶ)を原子核標的(これを一次標的とよぶ)に衝突させると、素粒子反応によって、 π 中間子、 K 中間子や陽子、反陽子などの二次粒子が、同時に多数発生する。高エネルギー原子核や素粒子の実験では、これらの二次粒子の中から特定の粒子のみを選別分離し、より純粋な二次粒子ビームを用いて実験することが必要である。そのため、これらの特定の二次粒子ビームをつくるために利用される装置を粒子分離装置とよんでいる。この粒子分離装置には、利用できるビームの運動量の範囲に応じて次の二種類の分離装置が用いられている。

(1) 静電型粒子分離装置: 一次標的から発生する二次粒子の種類、運動量およびその角度分布は、入射する一次粒子ビームのエネルギーによって変わり、その運動量分布は発生する粒子ごとのある範囲の分布を示す。そのため、このような数種類の二次粒子群の中から特定の素粒子ビームを取出すためには、まず、二次粒子群を一樣な磁場をもった電磁石に導き、磁場によって荷電粒子の軌道を偏向し、一定の偏向角をもつ荷電粒子群のみをスリットにより選び出す。これによって、荷電の正または負と運動量の決った二次粒子ビームが得られる。素粒子の質量 m とその速度 v および運動量 p の間には、真空中の光速を c として、 $p=mv\{1-(v/c)^2\}^{-1/2}$ の関係が成り立っているので一定の運動量をもつ粒子は、その質量によって速度が異なる。そこで運動量の一定な二次粒子を、運動方向に直角を一樣な高電場に入射すると、電場によって荷電粒子は偏向され、この際、偏向する角度はその速度に反比例するので、二次粒子の偏向角の違いにより、粒子をその質量にしたがい分離することができ、この質量の違いによる分離を静電場を用いて行うところから、この方式の粒子分離装置を静電型粒子分離装置とよぶ。実際の高電場としては、電場の強さが最大約100kV \cdot cm $^{-1}$ 、電極間隙としては10cm程度まで、その粒子進行方向の長さはたかだか20m程度であり、したがって K 中間子と π 中間子を分離できるのは、運動量にして約5GeV/cの程度までである。

(2) 高周波型粒子分離装置: 静電型の粒子分離装置より高いエネルギーの粒子を分離するには、高周波の電場を利用する方式がとられており、これを高周波型粒子分離装置とよぶ。その原理は図に示す通りである。ビーム進行方向前後の2つの高周波空洞内には、同一周波数の高周波電場が印加され、入射する二次粒子に同期して、これを偏向さ



せるモードに位相調整が行われる。いま一定の運動量をもった二種類の二次粒子が、最初の高周波空洞に、図に示す位相で入射したとすると、角度 θ だけ粒子は偏向を受ける。これらの粒子は2つの高周波空洞の間に設置された四極電磁石の組合せによる集束作用によってしばられ、次の後段高周波空洞に導かれる。2つの高周波空洞の間隔を適当に長くとおけば、質量の異なる二種類の二次粒子は、その速度の違いに応じて、重い粒子は軽い粒子に比べて、ちょうど高周波の半波長だけ遅れて到着するように調整することが可能である。その結果、軽い粒子はもとの進行方向にもどり吸収体に吸収され、一方重い粒子はさらに θ だけ偏向を受け、図に示すように吸収体にあたることなく、そこを通り抜け、ビームとして分離されて出てくる。通常の高周波型分離装置では 3×10^8 MHz の高周波を用い、約 40~50m の長さを用いている。この方式で K 中間子のエネルギーにして約 10 GeV/c の運動量領域の粒子の分離に成功している。

粒子変位 [英 particle displacement, 独 Teilchenverschiebung, 仏 déplacement des particules, 露 смещение частиц] 音波によって媒質の微小部分が振動するときの平衡の位置からの変位。粒子変位の記号には ξ, η, ζ などが使われ、その単位は m である。

粒子弁別 [英 particle separation, 仏 séparation de particules, 露 разделение частиц] 粒子の区別を行うことを粒子の弁別または粒子の同定(identification)とよぶ。素粒子や原子核の実験では、粒子の飛跡や運動量を測定して、反応の運動学的解析を行うが、その場合求められた粒子の運動量や飛跡に対してそれぞれの粒子の種別すなわち荷電および質量を知ることが必要である。高エネルギー物理学実験では、複雑な多重粒子発生反応などの解析には粒子弁別が決定的に重要な役割を果たすところから、実験上の重要な手法として種々の粒子弁別法のくふうがなされている。荷電粒子の場合、電子、 μ 粒子、 π 中間子、K 中間子、陽子およびこれらの反粒子があり、その弁別が必要となる。それぞれの粒子はその質量によって区別されるが、粒子と反粒子はその電荷の符号により弁別できる。粒子をその質量の差によって区別することは、運動量と速度との組合せにより行い、粒子のエネルギーが低く、その速度が光速の半分以下の場合には飛行時間法などで粒子の弁別ができる。粒子のエネルギーがこれを超えると、この方法での分離は容易ではない。一方、荷電粒子が物質中で電離作用によって失うエネルギー損失がその速度によって異なることを利用して、エネルギー損失を精密に測定することにより粒子弁別を行うこともできる(⇒飛行時間法、電離損失)。

電子は物質と電磁相互作用をして電磁シャワーを起すので、シャワーの形による分離が可能である。 μ 粒子は物質と強い相互作用をせず、厚い物質も通り抜けることができ

るので、適当な吸収フィルターを用いてほかと分離できる。 π 中間子、K 中間子、陽子の分離はすでに述べた電離によるエネルギー損失を利用して行いが、1 GeV/c 以上の運動量領域では分離が難しくなり、相対論的効果の効く数 GeV/c 領域ではエネルギー損失の精密な測定が不可欠である。荷電粒子弁別のもうひとつの重要な方法としてチェレンコフ・カウンターを利用する方法がある。特に高エネルギー粒子の場合ガス・チェレンコフ・カウンターを用いてエネルギー領域に対応してガスの種類、圧力を変える方法などがとられている(⇒チェレンコフ・カウンター)。

中性の粒子には、ニュートリノ、光子(γ 線)、中性 K 中間子、中性 Λ 粒子などがある。このうち、ニュートリノは物質との相互作用が非常に弱く、ニュートリノ反応を利用する以外、一般的にはほとんど検出は不可能である。 γ 線は物質と電磁相互作用をするので、シンチレーションカウンターやシャワー検出器などのエネルギーに応じて適当な検出方法がとられる。中性 K 中間子(K^0 中間子)および中性子はエネルギーが低い場合はシンチレーションカウンターと飛行時間法などで検出可能であり、 K^0 中間子と Λ 粒子は崩壊した場合はともに V 粒子として検出されるが、その際崩壊粒子の質量分析と横運動量などの分析で弁別する。しかし、高いエネルギーになるとこれらの粒子の場合も区別はより難しくなってくる。

粒子モデル(光の) [英 corpuscular model, 独 Korpuskelmodell, 仏 modèle corpusculaire, 露 корпускулярная модель света] ⇒ 光

粒状度 [英 granularity, 独 Grobkörnigkeit, 仏 granulosité, 露 зернистость] 写真画像は細かに観察すると、ざらざらして見え、特に画像を拡大した場合に著しい。画像を構成している粒状構造の粗密を、視覚により判断した程度を心理的粒状性あるいは単に粒状性と呼ぶ。粒状性の測定は心理的に行われるが、主として一対比較法、粒状構造が知覚され始める拡大倍率あるいは観察距離を求める方法などが用いられる。粒状性は測定法および測定精度などに問題はあるが、画像のざらつきの感覚とはよく対応する。一方、粒状度は画像の粒状性を物理的に表現したものであり、普通微小面積の測定開口をもつ濃度計により測定される。画像の粒状構造の粗密は、光学濃度の変動として測定されるが、粒状度はこの変動を統計的に処理し RMS 粒状度あるいはセルウィンの粒状度などとして表示される。粒状度は物理的粒状性ともよばれ、心理的粒状性と比較して客観的であり測定精度も高いので、一般に広く使用されている。また目的に応じて、測定された濃度変動のフーリエ解析を行い、ウィナースペクトル(あるいはパワースペクトル)を求め、粒状度の振動数成分を解析することも行われている。

粒状斑 [英 granulation, 独 Granulation, 露 гра-нуляция] ⇒ 太陽

粒子・粒子相関 [英 particle-particle correlation, 独 Teilchen-Teilchen-Beziehung, 仏 corrélation de particule-particule, 露 частица-частичная корреляция] 多粒子系における 2 粒子間の相対関係を意味し、多粒子間の相対関係を多粒子相関という。原子核は、第 0 近似として殻模型などで代表される独立粒子模型で記述される。現実には、原子核の波動関数は、独立粒子模型からずれているが、そのずれを相関とよぶ。このように、相関そのものは、ベースとする独立粒子模型により、ある程度の任意性

をもっている。相関の中で重要なものは粒子・粒子相関であり、この相関には次のものがある。まず、核力には短距離斥力の芯があり、これに起因する短距離相関がある。これは2核子が、近距離($\approx 0.5\text{ fm}$)に近づくことを強く妨げる。核力には強いテンソル力があり、この力によって、中距離($\approx 1\text{ fm}$)のテンソル相関、特にd波の相関が生じされる。また核力には中・長距離($\geq 0.7\text{ fm}$)で引力として働き、斥力芯の効果も含めて、結局残留相互作用として、2核子間にはs波に弱い引力が残る、このために対相関が生じる。対相関の反映として、原子核の質量の奇偶効果がある。一方、短距離相関やテンソル相関などは、電子散乱や中間子吸収などさまざまな反応に影響を与えていると考えられるが、その実験ならびに理論的把握は、まだ十分とはいえない。

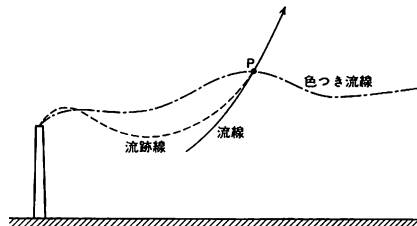
流星 [英 meteor, 独 Meteor, 仏 météore, 露 meteor] 太陽系空間を運動している小さな固体粒子が地球大気に高速で突入し発光する現象。晴れた夜空に突然、光の筋が現れ、瞬時にして消滅する。この固体粒子自体を流星物質または流星体というが、これを単に流星ということもある。流星物質が、地球大気に突入するときの速さは $11\sim 72\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ におよぶ。こうした高速の粒子は大気との衝突によって減速され、運動エネルギーは熱に変わって粒子を加熱する。そのため粒子は急速に融け、気化する。これらの物質は大気と混じりあって高温のプラズマとなり、経路に沿って発光するのである。流星の発光の高さは、普通の場合、地上 $110\sim 80\text{ km}$ ぐらいである。流星物質の大部分は彗星核から放出された固体粒子であると推定される。その証拠として、流星物質の軌道で彗星の軌道とほとんど一致しているものがいくつもあることが挙げられる。彗星起源の流星物質の密度は $0.2\sim 0.3\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ぐらいであり、もうい多孔隙質のものも推定されている。しかし、なかには小惑星と類似した軌道をもつ $2\sim 3\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ の高密度のものもあり、これらは大きさが小さいだけで隕石と同様のものと考えられている。通常目に見える流星の本体の質量は大部分が 1 g 以下の小さいものである。毎年決った日に、星座の特定の1点から周囲へ放射するように、かなり多数の流星が出現することが知られている。このように出現する流星全体を流星群といい、星座上の1点を放射点という。これは彗星から放出された固体粒子が一群となって運動しているところを地球が通過するために見られるもので、8月12日ごろのペルセウス座流星群、12月13日ごろのふたご座流星群などはよく知られている。

流星飛跡 [英 meteor train, 独 Schweif des Meteors, 仏 traînée du météore, 露 метеорный след] 流星が出現すると、その後しばらくの間、経路に沿った空間に、物理的、化学的にみて、周囲の大気とかなり異なった状態になることができる。これを流星飛跡という。流星飛跡ができていることは、それが発光することおよび電波を散乱することからわかる。発光は流星によって生じた高温のプラズマが冷却するまでの1秒以内のことが多くこれは短痕とよばれる。しかし、流星が非常に明るい場合には、ときに数秒～数分にわたって発光が続くこともあり、この場合の発光は永続痕といわれる。永続痕は高層大気の流れによってしだいに屈曲、拡散するが、その経過は肉眼でも観察できる。発光が長く続く原因はよくわかっていない。一方、流星は原子や分子を電離するので、流星飛跡中にはたくさんの自由電子ができていく。この電子は入射する電波を散乱

させる。この性質によって、 $10\sim 100\text{ MHz}$ の電波を使って流星を観測することもできる。また、この散乱によって、通常は直接には電波の到達しない遠距離の地点にまで電波が届くようになるので、短時間の無線交信をすることもできる。

流跡線 [英 path line] \Rightarrow 流線

流線 [英 streamline, 独 Stromlinie, 仏 ligne de courant, 露 линия тока] 各時刻に流体の内部に引いた曲線で、その上の各点での接線が流速ベクトルの方向と一致しているものを流線という。また側面がこうした流線から成る管状の流体部分を流管という。これに対して、流体の各粒子の運動経路を流跡線という。流体の中にたとえばアルミニウムの粉末をまいて写真を撮ると、短時間露出では流線が、長時間露出では流跡線が得られる。流体の内部あるいは境界上の特定の点を通して流体粒子が同一時刻に占めている点を連ねた曲線のことを色つき流線という。1点から流体内に色素を注入し続ければ色つき流線を見ることができる。流線、流跡線、色つき流線は一般には互いに全く異なるものであるから注意を要する。しかし定常な流れでは三者は完全に一致する。図に煙突の背後の気流の



様子を示す。鎖線は煙の形で、これは煙突の出口を通る色つき流線である。また、破線はいま点Pにある流体粒子の流跡線、実線はPを通る流線である。気流が非定常であることを反映してこの3本の曲線は一致していない。

流線形 [英 streamline shape, 独 Stromlinienform, 仏 carène, 露 удобообтекаемая форма] \Rightarrow ダランベールのパラドックス

流速計 [英 current meter, 独 Strömungsmesser, 仏 courantomètre, 露 гидрометрическая вертушка] 流体の速さを測定する装置。空気の流れの測定に用いられる装置は風速計ともよばれる。測定の原理は、ベルヌーイの定理を利用し全圧と静圧の差(動圧)と流速の間の関係を利用するピトー静圧管、加熱物体の冷却率の関係を利用する熱線風速計、ホットフィルム流速計、サーミスター風速計、ファラデーの電磁誘導の法則を利用する電磁流速計、翼車の回転数と流速の関係を利用する翼車流量計、超音波の伝播速度の差異を利用する超音波流速計、レーザー光や超音波のドップラー効果を利用する超音波ドップラー流速計、レーザー流速計(LDV)、カルマン渦の周期性を利用した渦流速計などがある。ピトー静圧管は液体、気体の実験に、熱線風速計、サーミスター風速計は気体に、ホットフィルム流速計は液体に、翼車流速計は液体、気体に用いられる。電磁流速計は導電性のある流体の流速測定に用いられる。超音波流速計、レーザー流速計は液体に用いられることが多い。

流束密度 [英 flux density, 露 плотность потока] \Rightarrow 流れの関数

流体 [英 fluid, 独 Flüssigkeit, 仏 fluide, 露 жидкость] 一定の形をもたず、外力をかけると容易に変形し、外力を除いても変形が残る物体を流体といい、このような変形を流れまたは流動とよぶ。気体と液体がこれに属するが、固体の中にも大きな時間、空間のスケールで見れば流動的性質を示すものがある(⇒固体、液体、気体、塑性、粘弾性、レオロジー)。流体が全体として静止しているか、または一様な並進運動をしている場合、流体中にとった任意の面を通して両側の部分が力(応力)を及ぼしあう。このとき、この応力はその面に垂直で、押しあう方向に働く。すなわち圧力(一般的には法線応力)だけが働き接線応力は存在しない。しかし、流体が運動する場合は、一般に粘性のため接線応力が現れる。普通、流体中に任意に面をとり、面の両側に生じる接線応力と、面に垂直な方向の速度勾配との関係によって流体を次のように分類する。どのような運動においても接線応力が現れない仮想的な流体を完全流体(または理想流体)とよび、接線応力と速度勾配が比例するような流体をニュートン流体、それ以外の流体を非ニュートン流体とよぶ。水や空気に代表される普通の流体はニュートン流体とみなされることが、流れの状況によっては、完全流体として取扱うことが許される。そのほか、密度変化を伴う流体を圧縮性(縮む)流体、そうでないものを非圧縮性(縮まない)流体とよんで区別する。高速で運動する気体は前者に属する。

流体静力学 [英 hydrostatics, 独 Hydrostatik, 仏 hydrostatique, 露 гидростатика] ⇒ 流体力学

流体素子 [英 fluid control device, 独 Fluidikgerät, 仏 logique pneumatique] 流体を作動体として制御する機器の要素に対する総称。広義には圧力調整弁や水門のゲートも含まれることがあるが、通常、自動制御用機器に限定して用いられる。さらに機械的に動く部分を用いない純流体素子(fluidic device)を、しばしば(狭義の)流体素子とよび、主にこれを用いて検出、演算、増幅、制御、操作などの機能を行う系に関する工学分野をフレイディクスという。純流体素子の基本動作原理であるコマンダ現象は、噴流がその近傍に置かれた側壁との間に低圧の渦をつくり、このため側壁に付着する現象で、H. Coanda (1932年)により発見された。しかしながら歴史的にみると、すでに L. Prandtl (1904年)のディフューザーや Tesla (1916年)の流体ダイオード(Valvular Conduit)、Heim (1929年)の渦巻形ダイオードをはじめ、いろいろな素子が実際的には開発されていた。しかし本格的な開発は、Horton (1959年)の優先権主張と航空機制御・音声拡大装置への応用を示唆した一連の特許申請以来爆発的になされた。

純流体素子はデジタル素子あるいは純流体論理素子と、アナログ素子あるいは純流体増幅素子とに分類される。純流体素子は、温度、湿度、放射能、振動、電気ノイズなどの外部環境に左右されず、電気の場合のように他の変換系を用いずに、直接に検出、指令、動作が可能であり、可動部分がないため長寿命で保守は容易であって、エッチングモールドの手法を用いて小型安価である。一方、電気系と比べると回路の応答速度は遅く、波形のひずみが著しく、伝達距離が大きくとれない、また電源と比べると、流体源の設備ならびに非稼働時の消費なども考慮しなければならないし、装置の配線変更やテスターでの回路チェックに相当することも困難である。しかしながら、純流体素子への期待は、エレクトロニクスの時代にあって今後

ますます増大するであろう。

流体動力学 [英 hydrodynamics, 露 гидродинамика] ⇒ 流体力学

流体の運動 [英 motion of fluid, 独 Flüssigkeitsbewegung, 仏 mouvement de fluide, 露 движение жидкости и газа] 流体の運動は流れともよばれ、時空の中で連続的な移動を特質とする。これを記述するには、それに付随する密度、圧力、速度などの諸量を時空の連続的な関数すなわち場の量としてとらえるやり方(オイラーの方法)と微小な実質(流体粒子)の集合としてその軌道とその上の移動による諸量の変化とを追跡するやり方(ラグランジュの方法)の2つが典型的なやり方になっている。微粒子や色素、泡などを用いて流れを可視化したとき、各瞬間での流線は前者を特徴づけるものであるが、その包絡線は流体粒子の軌道(流跡線)を与える。特に定常な流れ(定常流)では流線と流跡線とが一致する(⇒流れの可視化)。1点の近傍での流体の運動はそれを取り囲む球面の中心速度での並進運動、高度の1/2の角速度での回転運動、楕円体へのひずみ運動(主軸方向への伸び縮みで、変形速度テンソルで表される)に分解して考えることができる。高度が0の流れを渦なしの流れといふ。渦度の不規則な時間変動を伴う流れが乱流であって、流れの変動がない定常流、あるいはあってもかなり規則的な層流と区別される。

流体の波 [英 waves in fluids, 独 Flüssigkeitswellen, 仏 ondes de moles fluides, 露 волны в жидкостях] 一様な単純静止流体中を伝播することのできる微小振幅の波は流体の圧縮性が復元力として働く疎密波としての音波であり、密度 ρ が圧力 p だけの関数であるバロトロピー流体では微小振幅の波の伝搬速度 c は $c=(dp/d\rho)^{1/2}$ で与えられる。ただ渦度が流れとともに運ばれることに注意し、これを伝搬速度が流速に等しい広義の(横)波とみなすこともある(⇒オア-ゾンマーフェルトの方程式)。エントロピーについても同様である。

重力のような外力の場合の中で自由表面や、界面が存在すれば、水面波のように重力(あるいは表面張力)が復元力となった表面波や浅水波の伝播が可能となし、密度やエントロピーの上下の不均一があれば(⇒成層流体)、浮力を復元力とする内部波が可能となり、一般に局在したあるいは分布した渦を伴う。現実には山を越える風によるリーウェイ(風下波)や速度不連続面に現れるヘルムホルツ波のように流れとの相互作用が伴う。さらに回転している流体では遠心力やコリオリの力が復元力となるが、地球の表面の海や大気層では、面に垂直な回転速度の場所による変化が影響する。大規模なうねり波であるロスビー波やプラネタリー波はその一例である(⇒水面波、内部波、成層流体、回転流体)。

単純でなくかけ離れた性質の流体の混合流体では新しい自由度、たとえば相対運動に伴う波が現れ、また解離、電離などの効果によって著しく影響されるモードの分離や結合が起る。超流動を示す液体ヘリウムの第二音波もその一例で、いわゆる常流体と超流体との相対運動によるエントロピー波とみなせる。電離気体すなわちプラズマは電子とイオンの集合体であって、電磁波の分散や共鳴を起し、また磁力線を復元力をもつ弦とみなすことのできるアルペーン波などの異方性の波を生じる(⇒電磁流体)。

以上のように他の場の介在による波は微小振幅の場合に限っても複雑で一般にその伝搬速度が波長に依存する分散

性波動であるばかりでなく、方向にも著しく依存する異方向性あるいは指向性をもった波となる。

さらに振幅が微小でない波は非線形の波とよばれるが、有限振幅の波では振幅によって伝搬速度の差があり、正弦波が陰しくなる傾向を示す。有限振幅の音波、あるいは物体を過ぎる超音速の流れでは、このような擾乱が成長し、散逸効果とバランスして、有限振幅の衝撃波を形成するが、分散性の波の起りうる媒質では成分波ごとの群速度の違いによる分散効果とバランスして、安定な孤立波いわゆるソリトンの形成も可能となる。

流体模型 [英 fluid model, 独 Flüssigkeitsmodell, 仏 modèle de fluide, 露 МГД модель] プラズマは数多くのイオンと電子の集まりから成り立っている。このような多体系は非常に多くの自由度をもっており、したがって単純化されたモデルを用いることによってプラズマの挙動を解析することができる。そこでプラズマの質量密度、電流密度、電荷密度、流体速度、圧力など、速度空間での平均量を考えると、これらの量は空間座標 r と時間 t の関数であり、その間の関係は、プラズマの速度空間分布関数に関する基礎方程式であるボルツマン方程式を速度空間 v において積分し、平均操作を行うことによって導くことができる。このようにプラズマを流体模型としてとらえ、解析するのが電磁流体力学である。したがって速度分布関数の形に関与する現象、たとえばランダウ減衰のようなものは取扱えないが、プラズマの平衡、電磁流体力学的安定性の問題はみごとに解析できる。

流体力学 [英 fluid mechanics, 独 Strömungsmechanik, 仏 mécanique des fluides, 露 динамика жидкостей] 気体や液体は、わずかな力で変形運動を起し、いわゆる流れを生じるという意味で、総称して流体とよばれる。このような流体の静止および運動を論じるのが流体力学であって、容器内や外力、表面張力などの下での流体の静止やつり合いを論じる流体静力学と、さらに、運動する物体や流れの中にある物体の場合を含めて運動の状態や物体に働く力などを論じる流体動力学とに区別される。

現実の気体や液体は、微視的に見れば複雑多様な内部構造をもつものであるが、流体力学の対象となるのは個々の分子の運動ではなくいわゆる流れであり、一体化した連続的な記述を特徴とする。そこで問題にするのは、(平均距離、平均自由行程や平均衝突時間、緩和時間などで代表される)微視的尺度に比べるとはるかに大きい、巨視的に見ればはるかに小さな時空領域にわたっての平均量である。流体の密度・速度・圧力・応力などの諸量がそれであって、われわれの感覚や測器がそれぞれの尺度に応じて感知し、指示する量である。このような量は、一般に時間の滑らかな関数として取扱うことができる反面、流体の界面は確然とした(区分的に)滑らかな不連続面として把握され、粘性流体中の固体面の速度とそれに接する流体の速度が一致する(滑りなし)などの境界条件を生む。

流れの基本法則を見いだすことは空間内に適当な閉曲面を考え、それに囲まれた領域内に含まれる質量、運動量、エネルギーなどの総和の時間的変化を追求することから始まる。通常の単純な流体に対する連続、運動、エネルギー方程式はこのようなして導かれる。ただ、このようにして導かれたものは枠組みであって、平均量あるいはその空間的勾配などの間の関係を表す関係式(状態方程式、構成方程式)を補足する必要がある。これらは現象論的あるいは

統計力学的手法によって導かれるものであり、たとえば粘性のない、完全流体の流れを支配するオイラーの方程式や、粘性応力が変形速度(ひずみ速度)の一次関数である(熱流は温度勾配に比例)ニュートン流体に対するナビエーストックス方程式などが導かれている。

しかし、このような方程式群があったとしても、それで流れがわかったことにはならない。現実の流れは、これを適当な初期値および境界条件の下で解くことによって、初めて理解できるものである。いろいろな理想化された状況や、近似と実験との対応から生れる多くの概念は、流れの本質を表すものとして、それ自身で興味があるばかりでなく、正しい数値解法や意味のある観測に指針を与え、現象の適確な予見や解釈を与えるのに必要である。渦、種々の波のモードや分散関係、孤立波、衝撃波や不連続面、境界層や伴流、レイノルズ応力、レイノルズ数、マッハ数などの無次元量とそれに関連した種々の相似則などがそれぞれあって、適切な概念やモデルの与える効果は大きいものがある。

科学としての流体力学は、流体静力学のアルキメデスの原理(前250年)以後、Leonardo da Vinci, Galileo, E. Torricelliを経てI. Newtonがそれまでの実験結果を整理し、運動物体に働く抵抗を慣性抵抗と粘性抵抗とに分けるまでかなりの空白があった。特に連続体の力学として問題をとらえ、圧力という流体独特の概念の上に立つ組織的な研究は、絡まない流体についてのベルヌーイの定理(1738年)やオイラーの運動方程式(1755年)に始まる。いずれも粘性のない完全流体に対するものであり、理論の美しさから多くの数学者や数理論理学者が参加して高いレベルの理論が生れたが、水理学者らによる実験的事実との関連は薄く、ダランベールのパラドックスなど実在流体との違いによる困難も現れた。

実在流体についてニュートンの粘性則を取入れ、オイラーの方程式を初めて修正したのがC. L. M. Navier(1822年)であり、これを大成したG. G. Stokes(1845年)の名を加えてナビエーストックスの方程式とよばれる方程式は、オイラーの方程式を特別な場合として含み、流体力学の基礎方程式の基本的なものといえる。この方程式は非線形であって、その厳密解を得ることは一般に困難なばかりでなく、たとえば円管内の流れの厳密解として得られる層流(G. H. L. Hagen, 1839年, J. L. M. Poiseuille, 1840年)に対するO. Reynoldsの実験(1883年)や、多くの日常事実で示唆されるように、レイノルズ数 R がある臨界値を超すと乱流に移行するという特性をもつが、密度一定の場合にはRayleigh卿が示したように、レイノルズ数に基づくレイノルズの相似則で整理できる。Stokesは $R \rightarrow 0$ の極限としてストークスの方程式を導き、粘性流体中を一定速度で進行する微小球に働く力についてストークスの抵抗法則を導いたが、近似の精密化や円柱への適用は失敗した。C. W. Oseenは物体から遠い所での慣性の影響を取入れたオセーソンの方程式によってこれを救い、物体後方に生じる伴流の存在を理論的に示したが(1910年)、柱に働くモーメントと伴流との関係の困難(L. N. G. Filon, 1928年)の今井功による解決(1951年)、楕円柱に働く揚力の困難(D. Meksyn, 1932年)の今井、橋本英典による解決(1953年)に見られるように多くの問題を含み、流れの全域にわたる完全な見通しはI. Proudman, J. R. A. Pearson, S. Kaplanの融合漸近展開(1957年)やA. Thom(1933年)、川口光年

(1953 年), C. J. Apelt (1961 年), 高見 顕郎, H. B. Keller (1966 年) に始まる (円柱を過ぎる流れの) 数値計算を待たなければならなかった。

一方, 空気の圧縮性がきてくる高速気流, 特に超音速の流れでは擾乱が円錐状のマッハ波を形成し, 有限振幅の音波に対するリーマンの理論に対応して, その重なりによって衝撃波を形成することが C. J. Doppler や E. Mach によって観測され (1847, 87 年), マッハ数によって流れが支配されるという L. Euler の予想を確かめた。

今世紀初頭以来の航空機の発達, 風洞や種々の測器そしてジェットエンジンの開発とともに, 翼の抵抗が完全流体と翼面の粘性層の組合せから導かれるという L. Prandtl の境界層理論 (1904 年), 翼の揚力が翼まわりの循環によるという クッター-ジュコフスキーの定理 (1902, 06 年) によるものが大きく, E. N. Jacobs, 谷一郎の層流翼型を生んだ (1939, 40 年)。また, Prandtl, H. Glauert, J. Ackeret らの薄翼に対する高速気流の理論は今井によって大成され, 1947 年に超音速飛行が実現されるころには遷音速流に対する友近晋, 玉田 珩の無衝撃波翼型や T. Kármán の相似則など, 超音速翼理論の成果との握手の糸口が見えていた。

乱流の発生と遷移については, Rayleigh 卿による熱対流の安定性や, G. I. Taylor (1923 年) による同心二重円筒間の流れなどの外力型不安定に対しては, 実験とある程度合う結果が得られたが, ベナール対流との関連や, 二次, 三次の分岐やカオスに導く過程については, なお今後の問題となっている。古くから多くの研究者を悩ました平板境界層の微小擾乱による不安定性については, 1940 年 G. B. Schubauer, H. K. Skramstad により, W. Tollmien, H. Schlichting の理論 (1929, 33 年) が初めて立証されたものの, 乱流斑点の発生や種々の組織構造の存在など今日なお未解明の点が多い。また第二次世界大戦中から戦後にかけて提出された A. N. Kolmogorov の乱流の統計的平衡理論 (1941 年) は, 数値計算を含む多くの実験で確認されたといえ, それからのずれや二次元乱流での違いは, 挑戦の対象となっている。

近年における技術革新の波は宇宙科学, 核融合, 生物科学など多くの分野の結びつきを生んだが, 古い浅水波の孤立波の理論やベナール対流やテラー流に対する研究が発掘され, 見直されて広い分野におけるいろいろなソリトンやカオスの研究の源となっている。

一方, 電離した気体と電磁場との関連における電磁流体力学 (磁気流体力学); 燃焼・解離などいわゆる相変化や化学変化を伴う気体を取扱う反応性流体力学 (化学流体力学) のように, 他の場との相互作用, エネルギー変換, 混合拡散など力学の範囲から離れた取扱いも必要とされている。さらに, 強い衝撃波の内部や希薄な気体では, 熱平衡からのずれが大きく, 平均自由行路のスケールで非ニュートン流体同様, 構成方程式や境界条件が複雑化し希薄流体力学の対象となるし, 懸濁質など微粒子の集合体では, ブラウン運動を度外視しても統計的処理が必要となる (ミクロ流体力学, ⇨混相流)。

流体力学の相互作用 [英 hydrodynamic interaction, 独 hydrodynamische Wechselwirkung, 仏 interaction hydrodynamique, 露 гидродинамическое взаимодействие] 一般に粘性流体の中にある物体の存在が, ほかの物体の位置における流れを乱して, その物体に付加的な力を及ぼす

ことをいう。溶媒の流れの場の中にある鎖状高分子の j 番目の構造要素 (セグメント) は, 溶媒に対する相対速度に比例した抵抗力 F_j を溶媒に及ぼすが, それらの力の影響で i 番目の要素の位置における溶媒の流速 v_i は, 高分子が存在しなかったときの流速 v_i^0 とは異なってくる。この違いは, 慣性力を無視したストークス近似では, i, j 両要素の相対位置ベクトルを R_{ij} , 溶媒の粘性率を η_0 とすると, C. W. Oseen により

$$v_i - v_i^0 = \frac{1}{8\pi\eta_0} \sum_{j \neq i} \frac{1}{|R_{ij}|} \left\{ F_j + \frac{R_{ij}(R_{ij} \cdot F_j)}{|R_{ij}|} \right\}$$

この流体力学の相互作用により, 通常の鎖状高分子では溶媒の流れがほとんど高分子内部に浸み込まない非すぬけ状態になっていると考えられ, 高分子を剛体球模型で近似して, 剛体球の大きさに排除体積効果を考慮して計算した固有粘度が実験結果をよく説明する。流体力学の相互作用は同一分子内の要素間に働くので, 希薄溶液でも分子量が大きければ常に大きい効果をもっているが, 濃度が増すとほかの分子の要素との相互作用が加わってくるため, 見かけ上流体力学の相互作用は遮蔽されて, 溶媒の粘性率 η_0 が変わる効果はあっても, すぬけ状態になるとみなすことができる。

流体力学模型 (原子核の) [英 hydrodynamical model, 独 hydrodynamisches Modell, 仏 modèle hydrodynamique, 露 гидродинамическая модель] 原子核は流体でできているとする原子核の模型。原子核は, その構成粒子の間の相互作用が強いので, 全体として液滴の性質をもつという考えのもとに原子核の液滴模型が提唱され, 原子核の質量公式や原子核分裂のエネルギーしきい値の算出などに用いられた。その後, 液滴模型をさらに発展させ, 核子の集団運動状態や核反応を流体力学を用いて記述することが試みられた。よく知られた流体力学模型には, 1950 年に H. Steinwedel と J. H. D. Jensen が唱えた中性子流体と陽子流体の双極振動による巨大共鳴や 1952 年に A. Bohr が唱えた原子核の回転運動 (⇨回転準位) の理論がある。

流体の局所的な密度の濃淡について波動方程式をたて, 核物質の圧縮率を用いると, 核の密度振動運動の固有振動数が求まるが, それは実験から得られる四極振動の振動数 $\hbar\omega = 63A^{-1/2}$ MeV と合わない。このことが原因となって, 原子核の流体力学模型の研究が深められた。核のエネルギーを核子密度の汎関数であると仮定して, オイラーの運動方程式と連続の方程式を用いると, 表面振動と密度振動の振動数がともに求まる。これを第一音波という。この理論では局所平衡を基本的な仮定としているので, 結果はそれまでの流体力学的な取扱いの結果とあまり変わらない。そこで, フェルミ流体に関するランダウの理論を有系にも適用できるようにし, フェルミ面のひずみに起因するゼロ音波に相当する振動を得て, 密度振動運動の上記の振動数の測定値が再現された。そのほか, 高エネルギー重イオン衝突 (核子当り 20~200 MeV) の解析にも用いられ, その結果がハートリー-フォック模型による解析の結果とよく一致することが報告されている。高エネルギー重イオン衝突により異常に高密度の状態が生成する可能性もこの模型で検討されている。

流動応力 [英 flow stress, 露 напряжение пластического течения] 流体によって生じる応力 (⇨流体, 応力)。

流動電位 [英 streaming potential, 独 Strömungspo-

tential, 仏 *potentiel de courant*, 露 *потенциал течения*] 界面動電現象のひとつ。電解質液体と固体との界面に、電気二重層が形成されているとき、界面に平行に圧力を加えて、液体の流れをつくりだすと、二重層の電荷が運ばれ、電位差が生じる。この電位差を流動電位という。この電位差は上の電荷の流れと逆方向の流動電流を生じ、定常状態では、これらの電流はつりあい、両端の電位差 E と圧力差 P は比例する。比例係数は、流体の粘性係数を η 、電気伝導率を σ 、誘電率を ϵ とし、流体の境界から十分遠いところで電位を 0 とし、二重層で流れの速度が 0 となる面(すべり面という)の電位を ξ とすれば $E/P = \epsilon\xi/\eta\sigma$ (ヘルムホルツ-スモルコフスキーの式)で与えられる。この現象は、界面に平行な電位差を与えて、流体の流れをつくりだす電気浸透の逆の現象であり、この場合の流動電流量と電流の比と上記の E/P は等しく、オンサーガーの相反定理の一例とみなされる。

流動電流 [英 *streaming current*, 独 *Strömungsstrom*, 仏 *courant d'écoulement*, 露 *ток течения*] ⇒ 流動電位

流動二色性 [英 *flow dichroism*, 独 *Fließdichroismus*, 仏 *dichroïsme d'écoulement*, 露 *дихроизм в потоке*] 速度勾配のある溶液中では、球対称形でない溶質分子は回転運動が一様でなくなり、熱運動による無秩序化とつり合う方向に配向を起す。分子が光学的にも非球対称であれば、その結果溶液に光学的異性が見れる。この際の吸収の異性が流動二色性であり、屈折率の異性が流動複屈折である。二色性の測定から、回転拡散係数 θ や原子団の遷移モーメントの方向 α などが求められ、また分子の屈曲性に対する知見も得られる。通常、2つの透明同心円筒の間に満たされた試料溶液に対し、一方の円筒だけを回転させることによって速度勾配を与え、流れに平行および直交な方向の電気ベクトルをもつ偏光に対する吸収係数 $\epsilon_{\parallel}, \epsilon_{\perp}$ を測定する。剛体分子に対する二色性 $\Delta\epsilon (= \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp})$ は速度勾配、 α, θ の関数として計算されており、速度勾配を変えたときの測定値と理論曲線との重ね合せから α, θ が求められる。二色性の測定は複屈折と異なり、1つの原子団に着目できる利点がある。

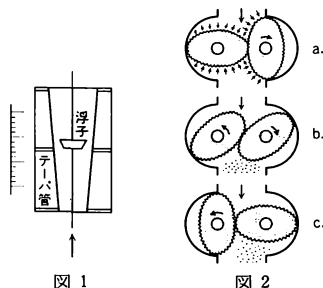
流動複屈折 [英 *flow birefringence*, 独 *Strömungsdoppelbrechung*, 仏 *biréfringence d'écoulement*, 露 *двойное лучепреломление в потоке*] 流体がずり運動をするときに見られる複屈折をいう。J. C. Maxwell (1874 年) がカナダバラムを用いてこれを発見したのでマクスウェル効果ともよばれる。流動複屈折は低分子液体でも見られるが、幾何学的および光学的異性をもつ高分子やコロイド粒子を含む溶液では顕著に現れる。それは、ずり速度による分子の配向のためであり、その回転拡散係数(粒子の軸比による)に依存する。鎖状高分子の溶液でも変形および配向による複屈折が起る。

一般に、このような粒子は、速度勾配のある溶液中では回転運動が一様でなくなり、熱運動による無秩序化とつり合う方向に配向を起す。その結果溶液の屈折率に異性を生じるのである。剛体回転楕円体の回転拡散係数 θ の測定に用いられるほか、鎖状分子の粘弾性や屈曲性などの知見を得るために用いられる。分子の主軸と光線とのなす角(消光角 χ)、および分子の主軸方向とそれに直交する方向での屈折率の差(複屈折 Δn)が測定される。剛体回転楕円体の θ と $\chi, \Delta n$ の関係が理論的に求められており θ を決

定できる。屈曲性のある鎖状分子の理論的取扱いは、鎖の伸長と分極率の異方向との関係を知る必要があり複雑である。糸まり状高分子を変形しうる粘弾性球とみなすモデルや垂鈴モデル、ばねモデルに関し理論計算が行われている(⇒粘弾性)。測定の際、速度勾配を得るには通常同心二重円筒が用いられるが、流れを急に止めたときの Δn の緩和から θ を求める方法もあり、このときは二重円筒の代りに細管も用いられる。 θ の値をほかの流体力学的測定結果と組合せることにより、分子の大きさ、形状を求めることも可能である。

流動率 [英 *fluidity*, 独 *Fluidität*, 仏 *fluidité*, 露 *текучесть*] 粘性率の逆数で、流体の流れやすさを表す。次元は、[時間×長さ/質量]で、CGS 単位系ではリー(Rhe)という。

流量計 [英 *flowmeter*, 独 *Durchflußmesser*, 仏 *débitmètre*, 露 *расходомер*] 移動している流体中に仮想の断面を考え、その断面を単位時間に移動する流体の量すなわち流量を測定する装置。単位時間に移動する流体の質量を測定する質量流量計、体積を測定する体積流量計がある。また流体が流れる管路が円形や長方形断面で、しかもその管路を満たして流れている場合に用いる閉管路流量計と、溝や河川などの開水路を液体が自由表面をもって流れている状態の流量を測定する開水路流量計という区別もある。測定原理からは、流量を直接に測定する方式と流速の測定から流量を算出する方式に大別される。管路の断面積を F 、体積流量を q 、平均流速を \bar{v} とすれば $q = F \cdot \bar{v}$ の関係があるので、なんらかの方法で平均流速を測定できれば体積流量を求められる。質量流量は流体の密度を ρ として、 ρq で与えられる。平均流速を測定する流量計としては、管路に置かれた絞りやオリフィスなど障害物の前後に発生する差圧と平均流速の関係を利用する差圧流量計、物体に働く抵抗力と流速の関係を利用する面積流量計(たとえば、図 1 に示すようなテーパ付円管にこれと同心状の浮

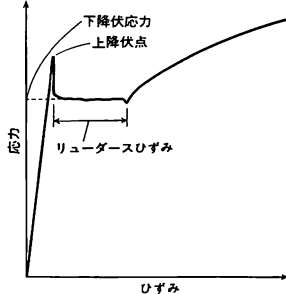


子を入れたものに、下方から流体を通すと、浮子とテーパ管の間の面積は流量の大小によって変化するので、浮子の位置によって流量を知ることができる。この方式は普通、浮子の追従性をよくするために、浮子が回転するようにしてあるので、ロータメータともよばれる)、翼車の回転角速度と流速の関係を利用するタービン流量計、金属細線や薄膜などを電流で加熱された物体の冷却率と流速の関係を利用する熱式流量計、電磁流量計、超音波流量計、カルマン渦の周期性を利用する渦流量計などがある。また容積流量計といって、液体をますで測るとのと同じように、一定体積の中に流体が単位時間に何杯分流れ込んできたかを数えることによって流量を知る方法もある。ロータリーピスト

ン式流量計やオーバル歯車式流量計(図2)はその例である。絞り流量計,面積流量計,タービンメーター,渦流量計は工業用に,超音波流量計は水の大流量の測定に,電磁流量計は導電性液体,熔融金属の流量測定に使用される。

流量密度 [英 flux density] ⇨ 流れの関数

リューダース帯 [英 Lüders band, 独 Lüders-Band, 仏 bande Lüders, 露 полоса Людерса] 軟鋼を引張って変形させると,試料全体が均一に塑性変形を開始することではなく,試料の端部からまず塑性変形領域が発生し,その境界における応力集中によって塑性域が伝播するというかたちで塑性変形が進行する。このような伝播する塑性域を,観察者 W. Lüders (1860 年) の名にちなんでリューダース帯という。リューダース帯は応力-ひずみ曲線上の上下伏点で発生し,下降伏応力で伝播を続け,試料全体がリューダース帯で覆われると加工硬化が始まる(図参照)。リ



ューダース帯の伝播によるひずみ量をリューダースひずみとよび,その大きさは結晶粒径,ひずみ速度などに依存し,数%から10%以上に達することもある。このような変形初期の不均一変形は,すべりの発生,すなわち転位の増殖に応力集中の助けを必要とする場合に生じる。

リュードベリ Rydberg, Johannes Robert 1854. 11. 8 - 1919. 12. 28 スウェーデンの物理学者。ハルムスタッドに生れ, 1873 年 Lund 大学入学, 1876 年 同大学助手となる。1879 年 数学で学位を取り, 同大学の数学の講義を担当した。1882 年 摩擦電気の研究で物理の講師資格を得る。1897 年 同大学臨時教授, 1901 年 同大学正教授, 1919 年 定年退官。分光学の研究が有名。各元素が固有のスペクトル線を放出することが 1860 年に R. W. Bunsen と G. R. Kirchhoff の共同実験で精確に示され, これ以後, ささまざまな元素についてのスペクトル線が観察されたが, このスペクトル線の並び方の規則性を見いだすことは困難であった。ところが, 1885 年 J. J. Balmer により水素元素のスペクトル線の並び方の関係(Balmer の公式)が発見され, Rydberg はこの Balmer の公式を, 他の元素のスペクトル線にも当てはまるように一般化しようと試み, この結果, スペクトル線を主(P)系列, 鈍(D)系列, 鋭(S)系列の3に分け, それぞれの系列に共通した公式(リュードベリの公式), そしてさらに, すべての系列に共通の普遍定数(リュードベリ定数)を 1890 年に提出した。また彼は, 異なった系列間の関係を考察し, 1896 年にはいわゆるリュードベリ-シュースターの規則を提出した。また 1908 年 W. Ritz により明確にされた結合原理(リュードベリ-リッツの結合原理)を一手前まで研究していた。彼のこれらの研究は, N. Bohr が原子構造論を研究するうえで重要な役割を果たし, 特にリュードベリ定数は, Bohr が

理論的に導出した値と一致したため, Bohr の理論の正当性を示すことになった。

リュードベリ系列 [英 Rydberg series, 独 Rydberg-Serie, 仏 série de Rydberg, 露 серия Ридберга] ⇨ リュードベリ状態

リュードベリ原子 [英 Rydberg atoms, 独 Rydberg Atom, 仏 atomes de Rydberg, 露 атом Ридберга] 原子にイオン化エネルギーよりわずかに小さいエネルギーを与えると1つの電子だけが主量子数 n の大きな軌道に入る。この電子状態をリュードベリ状態といい, この状態にある励起原子をリュードベリ原子という(⇨リュードベリ状態)。リュードベリ原子を $+e$ の素電荷をもつ点電荷と1個の電子から成る系とみなせるとすれば水素原子と同じとなり, そのエネルギー準位は波数単位で

$$E_n = -\frac{R}{n^2} \quad (1)$$

ここで, $R(=1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1})$ はリュードベリ定数である。水素原子として求めたリュードベリ原子の基本的な性質を n が 30 と 250 の場合について表に示す。半径は n^2 に比例

リュードベリ原子の性質

原子の性質	n	30	250
半径 r_n	$n^2 a_0$	$4.8 \times 10^{-8} \text{ m}$	$3.3 \times 10^{-6} \text{ m}$
結合エネルギー $ E_n $	R/n^2	15 meV	0.22 meV
最近接レベル間隔 $E_n - E_{n-1}$	$2R/n^3$	1 meV	$1.7 \times 10^{-3} \text{ meV}$ (= 420 MHz)

ボーア半径: $a_0 = 0.529 \times 10^{-8} \text{ cm}$

リュードベリ定数: $R = 13.6 \text{ eV}$

して増大し, 通常の原子, 分子の大きさ (1 \AA 程度) に比べて非常に大きな原子になっている。この励起原子の放射の寿命は電子の軌道角運動量 l を固定したとき n^3 に比例して増大し, $n=30, l=1$ で寿命は $5 \times 10^{-8} \text{ s}$ で, 通常の励起状態の寿命 ($\approx 10^{-8} \text{ s}$) に比べて長い。また, 電子の結合エネルギーが非常に小さいのでわずかな振動で壊れてイオンとなりやすい。水素様以外の原子では厳密にはイオン芯を点電荷とみなせない。1つの外殻電子が緩く結合されているアルカリ金属原子では外殻電子による内殻電子の分極の影響および内殻電子と外殻電子との交換相互作用などの効果を取り入れると, エネルギー準位は

$$E_{nl} = -\frac{R}{(n-\delta_l)^2} \quad (2)$$

のように修正される。ここで δ_l は n によらない補正項で量子欠損とよばれる。アルカリ金属原子以外の原子や分子でも n が十分大きいならば同じようなエネルギー準位の表式が成り立つ。一般に同じ原子に対しては l が小さいほど δ_l は大きくなる。これは l が小さい状態では励起電子が原子核の近くまで入り込み純粋クーロン場からのずれをよりよく感じるためである。たとえば Na の $1s^2 2s^2 2p^6 n l$ 電子配置では $l \geq 3$ のとき $\delta_l \approx 0$ とする。

n が大きいと隣接エネルギー準位間のエネルギー差が小さいため, 特定の n をもったリュードベリ原子だけをつくることは難しいが, 1970 年代半ばより $n=10 \sim 50$ くらい範囲で特定の n, l をもったリュードベリ原子ビームを波長可変の色素レーザーで励起することにより生成することができるようになった。超高真空になっている星間空間では $n=50 \sim 250$ の水素のリュードベリ原子が存在することが, その電子遷移(たとえば $n=251 \rightarrow 250$)に伴って放出さ

れる電波 ($\nu=30\text{GHz}\sim 400\text{MHz}$) が観測されることにより確認されている。このリュードベリ原子は、陽子と電子の放射性再結合によってつくられるものと考えられている。なお、リュードベリ原子とよべるための n はどのくらいであるかについて、はっきりした基準はないが、一般の原子・分子ではエネルギー準位が式(2)で与えられるような場合で、少なくとも $n \geq 5$ くらいに使われているようである (\Rightarrow 量子欠損)。

リュードベリ状態 [英 Rydberg state, 独 Rydberg-Zustand, 仏 état de Rydberg, 露 состояние Ридберга] 原子または分子のエネルギー状態が、主量子数 n と量子欠損 δ とで指定される次の形の項で記述できるような状態をいう (\Rightarrow リュードベリ補正, リュードベリ定数)。

$$T_{n,\delta} = \frac{RZ^2}{(n-\delta)^2}$$

ここに $-T_{n,\delta}$ は波数単位 (cm^{-1}) で表された準位のエネルギー値, R はリュードベリ定数, Z はイオン価に 1 を加えた値, つまり中性原子や分子では 1, 1 価のイオンでは 2 をとる。 $T_{n,\delta}$ の値は, 主量子数 n が小さいときは n と δ に依存し, n が大きくなるとともに n の二乗に逆比例して小さくなり, $n \rightarrow \infty$ で 0 になる。 δ のある値に対し, n が異なる $T_{n,\delta}$ は 1 つの系列 (項のリュードベリ系列) をつくる。電子軌道の半径は n^2 に比例するので, n が無限大ということとは, 電子軌道の半径が無限大になることで, イオン化に対応している。つまり $-T_{n,\delta}$ はイオンの状態を基準にして, リュードベリ状態のエネルギーを測っていることになる。エネルギー状態を上式で表す考えかたは, 水素原子 ($\delta=0$) やアルカリ原子のように, そのスペクトルに関係する状態が, 主として 1 個の外殻電子だけで決定されるような場合に適用できる式として 1886 年に J. R. Rydberg と A. Schuster によって別々に見いだされた。一般に原子では 2 個以上の電子がエネルギー状態に関係するのが普通で, 上式のような簡単な一電子近似はそそのエネルギー状態を記述することはできない。しかし一般の原子でも, 1 個の電子のみが主量子数 n の高い値に励起されると一電子近似が可能となり, n の値とともにそのエネルギー状態に対応する項は系列 (項のリュードベリ系列という) を形づくる (\Rightarrow リュードベリ原子)。リュードベリ系列を形成する準位の間の遷移 (リュードベリ遷移という) によって生じるスペクトル線はその波数が

$$\bar{\nu} = RZ^2 \left(\frac{1}{(n' - \delta')^2} - \frac{1}{(n - \delta)^2} \right)$$

の形で表される。 n, n' はそれぞれ上位および下位準位の主量子数 ($n > n'$) で, δ, δ' はそれぞれ上位および下位の量子欠損である。特定の n' に対し n の異なる多くのスペクトル線は系列を形成する。この式をリュードベリ・シュースターまたは単にリュードベリの公式といい, このようなスペクトル線の系列をスペクトル線のリュードベリ系列という。この系列の極限 ($n \rightarrow \infty$) の波数は n', δ' 準位の項値を与える。

分子の場合でも, 1 つの電子がエネルギーの非常に高い状態に励起されると, その電子の軌道は基底状態の分子の大きさよりほかに大きくなり, その電子に対して分子内のほかの電子および原子核がつくるポテンシャルは, 原子の場合と同じような, 一中心のポテンシャルに近いものになり, したがってその電子の状態は原子のリュードベリ状態に近くなり, エネルギーは主としてその電子の主量子

数 n で指定され, そのエネルギー準位は項のリュードベリ系列を形づくる。このようなリュードベリ系列は主として真空紫外領域での吸収スペクトルで観測される。分子の基底状態から各リュードベリ状態への遷移 (リュードベリ遷移という) によって生じるバンドスペクトルの原点の波数 $\bar{\nu}$ は, アルカリ原子スペクトルと同じような

$$\bar{\nu} = A - \frac{R}{(n - \delta)^2}$$

の形のリュードベリの公式で表せ, n の種々の値に対応してバンドスペクトルの系列が形成される。このバンドスペクトルの系列を分子のリュードベリ系列という。ここに A は系列の極限とよばれる定数で, 電離エネルギーを波数単位で表したものである。分子の場合に観測されるリュードベリ状態は, n の値にして 3~30 程度の値が多い。通常の二原子分子では, 電子の運動を支配するポテンシャルは原子核を結ぶ分子軸を対称軸とするポテンシャルであるため, 電子状態は 1 つの電子の主量子数 n だけでなく, 角運動量の分子軸方向の成分などのほかの量子数によって大きく支配される。したがって分子の通常の電子状態は, リュードベリ状態ではないのが普通である。リュードベリ系列がよく観測される真空紫外領域のスペクトルでは, リュードベリ状態でない一般の分子の電子状態を特に非リュードベリ状態とよぶこともある。図

リュードベリ遷移 [英 Rydberg transition, 独 Rydberg-Übergang, 仏 transition de Rydberg, 露 переход Ридберга] \Rightarrow リュードベリ状態

リュードベリ定数 [英 Rydberg constant, 独 Rydberg-Konstante, 仏 constante de Rydberg, 露 постоянная Ридберга] 原子またはイオンのリュードベリ状態間の遷移による光のスペクトルの波数 $\bar{\nu}$ (波長の逆数) は次のようなリュードベリの公式で表される (\Rightarrow リュードベリ状態)。

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left[\frac{1}{(n' - \delta')^2} - \frac{1}{(n - \delta)^2} \right]$$

ここで λ は cm を単位とした真空中での波長, Z は中性原子では 1, 1 価のイオンでは 2, 2 価のイオンでは 3, ... のような整数, n, n' はスペクトルに関係する 2 つの状態の主量子数, δ, δ' は一般に正の値をもち量子欠損とよばれるスペクトル系列固有の定数であり, そして R がリュードベリ定数とよばれる原子またはイオンに固有の定数である。上式はもともと J. R. Rydberg が種々の元素のスペクトル系列に適用できる近似式としてつくったものを量子力学的観点から多少修正した式である (\Rightarrow リュードベリ補正)。右辺の 2 つの項はスペクトル項とよばれ, それぞれが原子またはイオンのエネルギー準位に対応しており, その値は電離エネルギーからその準位までのエネルギー間隔を波数単位で測ったものになっている。 R は後に量子力学によって, 電子質量 m , 原子核質量 M , 電子の電荷 e , プランク定数 h , 真空中での光速 c を用いて次の関係にあることが明らかにされた。

$$R = \frac{2\pi^2 \mu e^4}{ch^3}, \quad \frac{1}{\mu} = \frac{1}{m} + \frac{1}{M}$$

ここで μ は換算質量とよばれ, 原子, イオンの種類により多少変化するもので, R もそれに応じて原子量が大きいほどわずかに大きくなる。水素原子では $R_H = 109677.5854 \pm 0.0083 \text{ cm}^{-1}$ であり, $M = \infty$ ($\mu = m$ に相当) のときは $R_\infty = 109737.3153 \pm 0.0001 \text{ cm}^{-1}$ となる。一般に, R_∞ の値

をリュードベリ定数とよぶことが多い。また慣習的にリドベリ定数とよぶ人も多いが、日本では原語の発音に従ってリュードベリ定数というのが標準となっている。図

リュードベリの公式 [英 Rydberg series formula, 独 Rydberg Serienformel, 仏 formule des séries de Rydberg, 露 формула Ридберга] 原子または分子のリュードベリ状態間の遷移のスペクトルの波数を与える公式をリュードベリの系列公式という。リュードベリ状態の項値自身を与える公式のことをリュードベリの公式というが、リュードベリの系列公式を略してリュードベリの公式ということも多い(⇒リュードベリ状態, リュードベリ定数, リュードベリ補正)。

リュードベリ補正 [英 Rydberg correction, 独 Rydberg-Korrektion, 仏 correction de Rydberg, 露 поправка Ридберга] スペクトル線の系列を表すリュードベリの公式中に使われている補正定数をいう。J. R. Rydberg は水素原子のスペクトル線系列を表すバルマーの公式を整理拡張して、一般の元素に適用できるリュードベリの公式とよばれる実験式を提案した。それはスペクトル線の波数を $\bar{\nu}$ とすれば

$$\bar{\nu} = RZ^2 \left[\frac{1}{(m_2 + a_2)^2} - \frac{1}{(m_1 + a_1)^2} \right]$$

で与えられるというものである。ここに R はリュードベリ定数, Z は中性原子であれば 1, イオンではそのイオン価に 1 を加えた値, すなわち 1 価のイオンでは 2, 2 価のイオンでは 3 とする。 m_1, m_2 はそのスペクトルに關係する原子の 2 つのエネルギー状態に対応する整数値であり, a_1, a_2 が 1 つのスペクトル系列に固有のリュードベリ補正といわれる定数であって, 1 より小さな正, または負の小數値であるが, 負の値をとることが多い。その後リュードベリの公式は, 量子力学によって原子の 2 つの定常状態のエネルギーの差として表すことで理論的に導くことができた。その際上式の 2 つの項のうちの $(m_1 + a_1)^2, (m_2 + a_2)^2$ は $(n_1 - \delta_1)^2, (n_2 - \delta_2)^2$ で置換えられ, n_1, n_2 はスペクトルに關係する電子の主量子数, δ_1, δ_2 は主量子数にはあまりよらず, 電子の軌道角運動量でほぼ決る定数であることが明らかにされた。 δ_1, δ_2 は特別の場合を除いて 1~0 の間の正の小數で量子欠損という名前でよばれている(⇒量子欠損理論)。リュードベリ補正の値が負の値であるときは, たいいてい場合その符号を変えたものが量子欠損と同じ値になり, m_1, m_2 は電子の主量子数 n_1, n_2 に等しい。また, $n_1 - \delta_1, n_2 - \delta_2$ を有効主量子数という。

リュードベリ-リッツの結合則 [英 Rydberg-Ritz combination principle, 独 Kombinationsprinzip von Rydberg-Ritz, 仏 principe de combinaison de Rydberg-Ritz, 露 комбинационный принцип Ридберга-Ритца] = リッツの結合則

リュームコルフ Rühmkorff, Heinrich Daniel 1803. 1. 15-1877. 12. 20 ドイツで生れ, フランスで活躍した技術者。生地ハノーバーで 18 歳まで機械工の徒弟として働いた後, 2 年間ドイツを放浪, バリで 1 年半 物理学講師の助手を務め, 1824 年イギリスに渡って実験器機製作の仕事をした。1827 年帰国, 再びパリに出て光学機器商に職を得, 1855 年自分の店を構えた。この店の電気装置は品質の良さで有名になったが, 彼は貧窮のうちに没したといわれる。最もよく知られている発明は, 0.3 m 以上の長さの火花をつくることのできる誘導コイルである。これは高

電圧の実験室などで便利な電源として広く利用された(1860 年代以降)。すでに, 小規模な誘導コイルは C. G. Page が 1838 年に製作しており, 電流断続機構も A. de La Rive が考案していた。こうした成果をもとに, 彼は 1851 年に手ごらな誘導コイルを製作したのである。

量 [英 quantity, 独 Quantität, 仏 quantité, 露 количество] 質に対する語で, 物理学においては物理量と同義語である。「どれだけ」という質問に対して, 物体や物質のありかた, たとえば, 個数, 大きさ, 重さ, 速さなどを一定の単位で数量的に与えるものである。量を数として表すために単位は不可欠であり, 量の種類ごとに単位の種類があっても差支えない。しかし, メートルという長さの単位から, 平方メートルという面積の単位が導かれるように, 物理学全体を通じて, 基本になる単位の種類は少なくてもよい。単位が決れば, 量は数として表され, 数に対しては加減乗除をはじめ数学の演算方法が適用される。物理学の諸法則は数量的な関係として表されることが多いが, これも数式を用いて書くことができる。物理量を数として表す場合に, その性質に応じて, 実数のほかに虚数, ベクトル, テンソルなども用いられる。量子力学においては, 物理量はすべて演算子として表され, 非可換な 2 つの演算子によって表される 2 つの物理量は同時に測定することができない。

両極性拡散 [英 ambipolar diffusion, 独 ambipolare Diffusion, 仏 diffusion ambipolaire, 露 амбиполярная диффузия] プラズマは, 電荷量にしてほぼ等量のイオンと電子から成る電氣的に中性の媒質である。したがって密度勾配などにより拡散する場合, イオンまたは電子が独立に拡散することにはならない。たとえばイオンが速く拡散して失われようとするプラズマは負に帯電し, 内部にイオンの拡散移動を妨げ電子の拡散速度を大きくする電場が発生して, イオン, 電子の損失を等しくし電氣的中性が維持されるようになる。この拡散過程を両極性拡散という。磁場のない場合について考えるとプラズマ内部の電場を E , イオンおよび電子の拡散係数, 移動度をそれぞれ D_i, D_e, μ_i, μ_e , 密度勾配を ∇n としたとき(ここで簡単のためプラズマは 1 価のイオンと電子から成るとし, イオン密度は電子密度に等しく n とする), イオンおよび電子の拡散流量 Γ_i, Γ_e は

$$\Gamma_i = n\mu_i E - D_i \nabla n, \quad \Gamma_e = -n\mu_e E - D_e \nabla n \quad (1)$$

と表される。 $\Gamma_e = \Gamma_i = \Gamma \equiv -D_a \nabla n$ としてまとめた形式では

$$D_a = \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i}$$

となる。これを両極性拡散係数という。イオン, 電子の温度を T_i, T_e , さらに移動度と拡散係数のアインシュタインの関係式 $\mu = |e|D/kT$ (e は電荷, k はボルツマン定数)を用い, 簡単のため $T_e = T_i$ とすると, $D_a = 2D_i$ となる。プラズマは遅いほうの拡散係数 D_i で拡散していく。これは式(1)の中の E (両極性電場)の効果である。強磁場中弱電離プラズマ(中性粒子との衝突が支配的)の磁場を横切る拡散は, 通常 $D_{\perp} = \nu_e \rho^2 \ll D_{\parallel} = \nu_i \rho^2$ ($\rho = (kT/m)^{1/2}/(|e|B/m)$ でラーモア半径とよばれる)で, D_{\perp} も $D_{\perp} \sim D_{\perp} (1 + T_i/T_e)$ であり遅いほうの拡散係数となる。なお強磁場中完全電離プラズマの磁場を横切る拡散は, 衝突が電子・イオンの間のみで起り, プラズマ全体として運動量は保存するので, 電子, イオンは同じ速さで拡散する本質的両極

性拡散であるので電場は生じない。ただしこれはイオン・イオンなどの同種粒子の衝突は拡散に寄与しないという近似に基づいている。

量 子 [英仏 quantum, 独 Quantum, 露 квант] 物理量が常にある単位量の整数倍の値しかとれないとき、この単位量を量子とよぶ。M. Planck は、振動数 ν をもつ放射のエネルギーが、連続的な量ではなく、 $h\nu$ という有限の値の整数倍 ($m h\nu$) という「飛び飛びの値」しかとれないことを発見し、量子力学に至る発展の端緒となった。この例のように、古典的には連続的な値をとる量が、量子力学では、ある素量の整数倍という値しかとりえない場合に、その素量を、考えている量の量子という。エネルギー量子、作用量子、角運動量の量子などがその例である。また、ある量が量子の整数倍という形に表されることを、その量が量子化されているという。エネルギーが量子化されることに対応するある種の運動の素励起を、その運動の量子ということもある。格子振動の量子、プラズマ振動の量子などがその例である。

量子色力学 [英 quantum chromodynamics, 独 Quantenchromodynamik, 仏 chromodynamique quantique, 露 квантовая хромодинамика] 素粒子の強い相互作用を、ハドロンの構成子であるクォークの力学として記述しようという理論。クォークは、色の自由度とよばれる観測にからない自由度をもち、その自由度が $SU(3)$ 群の対称性を示す。この $SU(3)$ 対称性を局所的対称性とみなすことによって、クォーク系に対する非可換ゲージ理論を構成することができ、この理論に付随するゲージ場として、クォーク間の相互作用を伝えるグルーオンが得られる。このように、クォークの色の自由度に基づく非可換ゲージ理論を量子色力学 (略称 QCD) とよぶ。chromo は色のことであり、量子電磁気学 (quantum electrodynamics, 略称 QED) との類比から、M. Gell-Mann によってこのように命名された。

量子色力学がクォークの力学であると信じられる主な理由は、色の自由度の存在を示す実験事実、クォークの力学に要求される漸近的自由の性質を量子色力学がもつことと、クォークの閉じ込めの可能性があることである。1969 年にレプトンとハドロンの深非弾性散乱実験で、ブジョルケン・スケリングが成り立つことが示され、これによって、ハドロンの深奥部ではそれを構成するクォークは点状で、ほとんど自由粒子のようにふるまっていることがわかった。このように、相互作用が近距離で弱くなるという性質をもつとき、これを漸近的自由性という。クォークの力学を場の理論で記述しようとするとき、それは漸近的自由性をもたねばならない。四次元の場合の理論で漸近的自由性をもつものはなかなか見つからなかったが、1973 年になって、D. J. Gross と F. Wilczek および H. D. Politzer によって、非可換ゲージ理論がまさにこのような理論であることが見いだされ、S. Coleman と Gross によってこれが唯一であることも示された。さらにこの理論の基礎となる非可換群として、種々の実験から要求されているクォークの色の自由度に対応させればよいことが、H. Fritzsch, M. Gell-Mann, Minkowski によって示された。

量子電磁気学は可換ゲージ理論であり、光子がそのゲージ場である。この理論では、荷電粒子 (電子) が存在しなければ、光子間の相互作用はない。量子色力学は非可換ゲージ理論であり、そのゲージ場であるグルーオンは 8 個の色

の自由度をもち、物質場 (クォーク) が存在しなくても、グルーオンどうしの相互作用をする。この相互作用が漸近的自由性の原因であり、クォーク場の存在はむしろこれを壊すように働く。漸近的自由性を保つためには、クォークは 16 種類以上存在してはならない。量子電磁気学では、1 個の電荷のまわりには電子対が誘起され、電荷のシールド効果 (スクリーニング) があるため、遠方から見ると電荷は弱まり、近づけば近づくほど電荷は強く見える。すなわち、力は遠距離で弱く、近距離で強い。これに対して、量子色力学では、色電荷のまわりには発生するグルーオン対が色電荷に引きつけられるため、色電荷は雪だるま式に大きくなり、遠方から見るとたいへん大きく、近づけば近づくほど小さくなる。すなわち、力は遠方で強く、近くで弱くなる。これが漸近的自由性の原因であるが、他方、力が遠方で強いということのために、ハドロンの中に束縛されたクォークがハドロンの外に出ようとするとき、強大な力が働き、ハドロンの中に引戻されてしまう。これがクォークの閉じ込めである。クォークの閉じ込めは、非振動的現象であり、まだ完全に解かれてはいない問題であるが、空間を格子とみなす格子ゲージ理論においては自然に導かれる現象である。非振動現象の特徴的な例としては、A. M. Polyakov らによって見いだされたインスタントンがある。

量子色力学は漸近的自由性をもつため、クォークの相互作用は近距離で弱くなる。このためクォークの近距離相互作用に基づくと考えられる素粒子反応に対しては、摂動的計算を用いることができる。実際、種々の近距離素粒子反応が摂動法で計算され、このような分野を特に摂動的量子色力学 (perturbative quantum chromodynamics) とよんでいる。摂動的量子色力学はパートン模型の基礎づけとなっている。

量子渦 [英 quantized vortex, 仏 tourbillon quantique, 露 квантованный вихрь] → 渦糸

量子液体 [英 quantum liquid, 独 Quantenflüssigkeit, 仏 liquide de quantique, 露 квантовая жидкость] 量子統計の効果の強い、液体状態の多粒子系。粒子がボース粒子のときボース液体、フェルミ粒子のときフェルミ液体とよぶ。量子統計の効果は低温で重要になり、その目安の温度は $\hbar^2 n^{2/3} / mk$ (m は粒子の質量, n は粒子の数密度, k はボルツマン定数, \hbar は $h/2\pi$ で h はプランク定数) の程度である。普通の物質ではこの温度は 1K 以下の低温になり、そのような低温で物質は固体になるので、量子液体とはならない。ヘリウムの場合は例外で、低压では絶対零度まで液体のままである。質量が小さいために比較的高い温度で量子効果が重要になり、液体ヘリウムは数 K 以下の温度領域で量子液体になる。普通の液体とは異なるが、金属中の伝導電子、中性子星の内部における中性子の系なども一種の量子液体としてふるまう。量子流体ということもある。

量子エレクトロニクス [英 quantum electronics, 独 Quantenelektronik, 仏 électronique quantique, 露 квантовая электроника] 原子、分子、イオンなどと電磁波との相互作用を利用して、マイクロ波、赤外線、可視光あるいは紫外線を増幅したり、発振したり、制御したりする技術およびその応用技術をいう。量子力学の効果が直接的に関与するエレクトロニクスの技術であるということもできる。

量子エレクトロニクスでは、各種のレーザー、メーザ

一、および非線形光学効果を利用する光検出器、変調器、偏向器、周波数変換器などが主要な素子であって、それらを通常のエレクトロニクスおよび光学素子と組合せて、いろいろな装置が作られる。ジョセフソン効果の応用を量子エレクトロニクスに含めることもあるし、除外することもある。

量子エレクトロニクスという用語は、1954年にメーザーを発明したC. H. Townesがメーザーとレーザーを主題とする国際会議を1959年に開催し、これを量子エレクトロニクス国際会議とよんだのに始まる。量子エレクトロニクスの発展につれて、これと多少重複して関連の深い分野を表す用語として、オプトエレクトロニクス、量子光学、非線形光学、コヒーレント光学などの用語もよく用いられるようになった。

量子化 [英 quantization, 独 Quantelung, 仏 quantification, 露 квантование] 一般には、古典論から量子論に移る手続きをいう。具体的には、そうした移行のために、物理量の間にある種の関係式を設定することを意味する。量子力学の一般論によると、物理量は線形演算子であり、それらが働きかける被演算子としての、ヒルベルト空間のベクトルは、物理系の物理的状態を表す。線形演算子としてどのような代数関係を設定するかを議論するのが量子化の問題である。したがって量子化の問題は、量子力学の一般的数学的スキーム自身の議論に比べると、特殊な物理系に当てはまる特殊な問題の議論になる。

P. Diracは、古典論が正準形式で書かれる場合、2個の物理量の間に成り立つポアソン括弧の性質が、それらに対応する量子力学的演算子の間の交換関係と同様の性質をもつことから、量子化の問題を古典論におけるポアソン括弧の値から計算する処方提唱した。たとえば、古典論における2つの物理量 F と G をとったとき、ポアソン括弧を

$$[F, G]_{\text{P.B.}} \equiv \sum_r \left(\frac{\partial F}{\partial q_r} \frac{\partial G}{\partial p_r} - \frac{\partial F}{\partial p_r} \frac{\partial G}{\partial q_r} \right)$$

で定義すると、明らかに

$$[F, G]_{\text{P.B.}} = -[G, F]_{\text{P.B.}}$$

$$[F, F]_{\text{P.B.}} = 0$$

が成り立つ。これらは2つの演算子 F と G の交換子

$$[F, G] \equiv FG - GF$$

の間に成り立つ関係

$$[F, G] = -[G, F]$$

$$[F, F] = 0$$

と同様である。したがって、ポアソン括弧の値を $i\hbar$ 倍(\hbar は、プランク定数 h を 2π で割ったもの)したものを、交換子に等しいと仮定すると

$$[F, G] = i\hbar [F, G]_{\text{P.B.}}$$

であり、特に、 F が一般化座標 q_r で、 G が一般化運動量 p_s の場合には

$$[q_r, p_s] = i\hbar [q_r, p_s]_{\text{P.B.}} = i\hbar \delta_{rs} \quad (1)$$

となる。これを正準交換関係という。またこのようにして、ポアソン括弧を手がかりにして量子化を行うやり方を正準量子化という。この場合、正準運動方程式は

$$i\hbar \frac{d}{dt} F = i\hbar [F, H]_{\text{P.B.}} = [F, H]$$

と書かれる。ここに、 H はハミルトニアンである。これがほかならぬハイゼンベルクの運動方程式であって、交換理論により、シュレーディンガー方程式と同一内容のもの

である。ハイゼンベルクの運動方程式によって、エネルギー H を対角的にする表示における F の行列要素(行列力学に出てくる F の行列要素) $F_{nn'}(t)$ が

$$F_{nn'}(t) = F_{nn'}(0) \exp[i(E_n - E_{n'})t/\hbar]$$

と表されることになる。すなわち、 $F_{nn'}$ の角振動数が $(E_n - E_{n'})/\hbar$ となる。ハミルトニアン H は式(1)を満たす演算子で表されているから、それは量子力学的演算子であり、その固有値が E_n である(すなわち、量子力学の一般論により、系のエネルギーを測定すると、 E_n のどれかが得られるはずである)。

交換関係(1)は、一般化座標と運動量の間におかれた一般的関係であるから、電磁場や物質場のような抽象的な系に対しても、それらが正準変数で書かれている限り適用できるはずのものである。場の量を代表する一般化座標に対して式(1)を仮定すると、その場合は、ボース統計に従う粒子の集団と同じエネルギースペクトルが得られる。フェルミ統計に従う粒子の集団と同じエネルギースペクトルを得るには、式(1)の代りに、反交換関係

$$\{q_r, p_s\} \equiv q_r p_s + p_s q_r = i\hbar \delta_{rs} \quad (2)$$

を用いなければならない(ここでは、ボアソン括弧との関係が失われる)。そのほか、粒子のスピンを表す変数に対しても、正準形式は成り立たないから、式(1)の処方は用いられない。

では、与えられた物理系を量子力学的に扱うためには、一般的にどのような条件を要求して、物理量の間の代数関係を設定するか(つまり量子化するか)が問題になる。その条件を最も一般的に表現すると、次のようになる。すなわち、ハミルトニアン H が一般に力学変数 $\xi_a(t)$ ($a=1, 2, \dots, n$)で表されている場合、 ξ_a が正準変数であろうとなかろうとに無関係に、それらの代数が、ハイゼンベルクの運動方程式

$$i\hbar \frac{d}{dt} \xi_a(t) = [\xi_a(t), H] = \xi_a(t)H - H\xi_a(t) \quad (3)$$

と矛盾しないようにしなければならない。この式が成り立つ限り、 $\xi_a(t)$ の振動数とエネルギー固有値の間に、プランク定数を比例定数とした比例関係が成り立つからである。この条件を満たすように決めた $\xi_a(t)$ の代数が、 H の固有値を決定する。この固有値が、実験的に観測される値と一致しなければならないことはいうまでもない。

この式(3)を相対論的場の量に適用すると、物理的に許されるエネルギースペクトルが得られるのは、電磁場や中間子場のように整数スピンをもった場に対しては、式(1)を仮定したときであり、また電子や核子の場のように半整数をもった場に対しては、反交換関係式(2)を仮定したときである。つまり、整数スピンの場はボース粒子の集団であり、半整数スピンをもった場はフェルミ粒子の集団であるということになる。これを、スピンと統計に関するパウリの定理とよぶ(非相対論的領域では、パウリの定理は証明できない)。

さて、正準交換関係(1)は純数学的には不満足な点が多い。たとえば、式(1)を満たす量 q_r は無限の行列であり、しかも有界でない。この点を避けるためにH. Weylは、式(1)の代りに

$$U(\alpha)V(\beta) = V(\beta)U(\alpha)\exp(-i\alpha\beta)$$

$$U(\alpha)U(\beta) = U(\alpha+\beta) \quad (4)$$

$$V(\alpha)V(\beta) = V(\alpha+\beta)$$

によって定義される演算子を考えることを提案した。ただ

し

$$U(a) \equiv \exp i \sum_r a_r q_r$$

$$V(a) \equiv \exp i \sum_r a_r p_r$$

で、 a_r はすべて実数である。式(1)のことをワイル型の正準交換関係という。演算子 U と V とは、常に有界である。J. L. von Neumann は、ワイル型の交換関係を用いて、運動量に対するシュレーディンガー表示

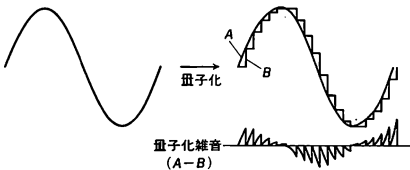
$$p_r = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial q_r}$$

が事実上、(ユニタリ変換による任意性を除いて)ユニークな表現であることを証明した。

量子化の方法としては、このほかに、経路積分による方法や、確率過程を用いた方法など、上記の方法とは異なった発想に基づくものが提唱されている(⇒フラインマンの経路積分、ユークリッド場の理論、確率過程量子化)。

量子化学 [英 quantum chemistry, 独 Quantenchemie, 仏 chimie quantique, 露 квантовая химия] 原子・分子の構造から反応にいたる諸問題を量子力学的手法で解明しようとする理論化学の一分野。現在この分野の中心的問題として、原子構造、化学結合、分子の静的および動的構造、分子分光の基礎、分子間相互作用、化学反応などが扱われてきたが、量子統計力学による液体・固体の問題への応用などの分野もひろげつつある。量子生物学、量子有機化学などの分野は、量子化学から発展分化したものと考えられる。近年電子計算機のハードウェアとソフトウェアの急速な進歩によって、原子・分子の構造や素反応の問題を定量的に追跡するいわゆる量子化学的計算が盛んになっている。その際の近似やパラメーターの選び方によって、非経験的・半経験的・経験的方法に分かれる(⇒物理化学、分子科学、化学物理学、分子物理学)。

量子化雑音 [英 quantizing noise, 独 Quantisierungsgerauschen, 仏 bruit de quantification, 露 шум квантования] 連続的に変化する信号電圧を数値化すると、図のように信



号電圧は数値化の最小単位で不連続にきざられる。このような不連続性はもとの信号にはなかったものであって雑音と考えられる。このように数値化によって必然的に発生する雑音を量子化雑音という。

量子化雑音 = (真の値) - (数値化された値)

数値化の最小単位が小さいほど量子化雑音は小さくなる。電子計算機を用いたデータ処理などでは量子化雑音が問題となることがあるので注意が必要である。

量子仮説 [英 quantum hypothesis, 独 Quantenhypothese, 仏 hypothèse de quantum, 露 квантовая гипотеза] M. Planck は、彼自身が半経験的に導出した黒体放射のエネルギー分布式(⇒プランクの放射法則)を理論的に基礎づけるために、1900年にひとつの仮説を導入した。それは、放射を放出吸収する振動子のもつエネルギーは、振動子の振動数 ν とある自然定数(プランク定数) h との積 $h\nu$ の整数倍に限られるというもので、量子仮説とよばれた。量子

論の展開の発端となったエネルギー量子という考えは、こうして導入された。

量子極限における輸送現象 [英 transport phenomena in quantum limit, 仏 phénomène de transfert à limite quantique, 露 явления переноса в квантовом пределе]

半導体、半金属では伝導電子、あるいは正孔(ホール)のキャリアー濃度は金属に比べ非常に小さいため、比較的容易な高磁場、低温で最低のランダウ準位のみをキャリアーが占有しており、かつキャリアーが散乱体と衝突することにより生じる準位のだけが、サイクロトロンエネルギーに比べて十分小さい状況を実現できる。この状態を(高磁場下の)量子極限とよぶ。MOS (metal-oxide-semiconductor)系や、半導体の超格子系などの二次元的な系では、面垂直方向の運動の自由度はすでに量子化され失われているので、面に垂直に磁場が加わった場合、量子極限の条件は容易に満たされる。散乱体との衝突により生じる準位のだけがサイクロトロンエネルギーより小さければ状態密度のスペクトルは離散的である。このためキャリアーが複数のランダウ準位を占めていても温度がランダウ準位の間隔より十分に低ければ量子極限とよぶ。この量子極限における輸送現象には、状態密度の離散的であることが反映して量子性が顕著になるとか、量子化により運動の自由度が失われているため多体効果が顕著になるなど特異な興味ある現象が数多い。代表的な例として、二次元的な系での量子ホール効果がある。

量子クロモ力学 = 量子色力学

量子結晶 [英 quantum crystal, 独 Quantenkrystall, 仏 cristal quantique, 露 квантовый кристалл] = 量子固体

量子欠損 [英 quantum defect, 独 Quantendefekt, 仏 défaut quantique, 露 квантовый дефект] ⇨ 原子スペクトル、リュードベリ補正、量子欠損理論

量子欠損理論 [英 quantum defect theory, 独 Theorie des Quantendefektes, 仏 théorie du défaut quantique, 露 теория квантового дефекта] 多電子原子のリュードベリ状態(リュードベリ原子)では主量子数 n 、方位量子数 l のリュードベリ電子のエネルギーは近似的に $\epsilon_n = -R_\infty / (n - \mu_l)^2$ と表される。ただし、 R_∞ はリュードベリ定数である。 μ_l は1より小さい正の数で量子欠損とよばれる。リュードベリ電子の感じるポテンシャルは遠距離では原子核におかれた $+e$ の電荷のつくるクーロン引力のポテンシャルと一致するが原子芯に内部構造があるために近距離ではそれとは異なっている。量子欠損はこの近距離型の力によるエネルギー補正を表している。分子の場合に核間距離 R を固定した断熱近似の範囲内で得られる同様な量 $\mu_l(R)$ を断熱的量子欠損という。量子欠損からリュードベリ電子の波動関数の遠方で形が決められる。したがって量子欠損を用いてリュードベリ電子の主として遠方でふるまいに依存する現象を取扱うことができる。このための理論を量子欠損理論という。

リュードベリ電子には負のエネルギーの可付番無限個の束縛状態と、正のエネルギーの連続無限個の非束縛状態があって一見全く別の取扱いをする必要があるように見えるが、 ϵ に関する解析関数としてのクーロン関数を用いることにより両者は形式的には同様に取扱える。両者の違いは電子座標が無限大になったときの境界条件にあるだけである。連続状態を特徴づける位相のずれ η_l (近距離型ポテン

シャルによって生じる位相のずれ、 \Rightarrow 位相のずれ)と量子欠損 μ_1 とは $\epsilon=0$ では $\eta_1=\pi\mu_1$ の関係にある。一方、量子欠損はリュードベリ状態に関するスペクトルデータから求められる。したがって、 μ_1 から η_1 を知ることができ電子と正イオンの低エネルギー衝突過程や原子の光電離過程の断面積を評価することができる。以上の取扱いは電離エネルギーのごく近傍のエネルギーではよいが、もう少し高いエネルギー領域での現象を調べようとすると不十分である。それは原子芯に内部構造があるためにその励起状態に対応する別のリュードベリ系列が存在し、本質的にマルチチャネルの問題になるからである。2チャネルの場合の模式の様子を図に示す。 ϵ_a と ϵ_b はそれぞれ原子芯の状態が



a, b の場合の電離エネルギーである。両チャネル間の相互作用のために $\epsilon < \epsilon_a$ にある a, b 両系列の離散状態は互いに擾動を受けて再配列し、 $\epsilon_a < \epsilon < \epsilon_b$ にある b 系列の状態は自動電離を起す共鳴状態となる (\Rightarrow 自動電離)。量子欠損理論はこのような場合にも拡張されている。分子の場合には振動と回転の自由度が加わるためにさらに複雑となる。リュードベリ電子が分子芯の近く(内部領域)にある場合には、分子イオン芯と一体になって運動すると考えられ、電子の状態は断熱的量子欠損を用いた断熱的な状態 (\Rightarrow ボルン-オッペンハイマー近似)での展開で表現される。一方、電子が分子イオン芯から離れた所(外部領域)にある場合にはイオン芯とはむしろ独立に運動するという描像がよいはずで、その状態は緊密結合形の展開 (\Rightarrow 緊密結合法)で記述される。内部領域と外部領域が重なる中間の領域で両者が等しくなること、および無限遠方での境界条件を緊密結合形の展開で表した波動関数が満たすことの2つの条件が課される。この条件を用いると、図の $\epsilon < \epsilon_a$ のエネルギー領域では再配列した離散状態のエネルギーが、また $\epsilon_a < \epsilon < \epsilon_b$ や $\epsilon > \epsilon_b$ では散乱の位相のずれが断熱的量子欠損を用いて表現されることになる。これを多チャネル量子欠損理論という。離散のエネルギー準位の決定だけでなく分子の自動電離、光電離、光解離、衝突過程などへの幅広い応用が可能である。

量子欠損理論は固体の価電子帯のエネルギーバンド理論にも適用されたが、原子・分子の場合と比較して2つの問題点が生じる。第一は、原子・分子では離散のエネルギーをもつ状態が、固体内では連続的に固有エネルギーの分布したエネルギーバンドをつくることによる。したがって、離散的なエネルギー ϵ_n の中間の任意のエネルギーでの μ_1 が必要となる。単純金属とよばれる Na や Al などでは、異なる ϵ_n に対する μ_1 の変化がスムーズであり、任意のエネルギーでの μ_1 は内挿や外挿で求められる。第二の問題

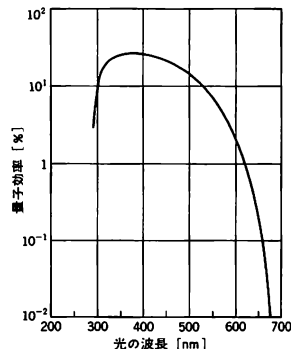
点は、エネルギーバンドを知るには、ウィグナー-ザイツ・セル表面での原子の波動関数と波動関数の空間座標についての微分が必要なることに起因する。このためには原子芯と見せるものの大きさがウィグナー-ザイツ・セルの大きさに比べて十分に小さくなくてはならない。単純金属はこの点についても問題はない。一方、遷移金属の $l=2$ の状態は上記2点について不都合が生じるため ϵ_n に d_{nl} という余分な項を加えることによって、遷移金属の量子欠損理論の拡張も試みられた。

量子欠損理論の概念の拡張として、ハイン-アバレンコフモデルポテンシャルが導入され、単純金属の電子論の発展に大きな寄与があったが、1970年代後半からは量子欠損理論は固体論ではあまり使われなくなった。

量子効果 [英 quantum effect, 独 Quanteneffekt, 仏 effet quantique, 露 квантовый эффект] 一般に、量子力学に特有の効果という意味で用いられる。特に、巨視的な量に対して、プランク定数を0にする極限で消えてしまうような補正、すなわち、古典的な取扱からのずれとして現れる量子力学的な効果をさすことが多い。現象を担う粒子のコンプトン波長やエネルギー準位の間隔が、考えている物理系を特徴づける長さやエネルギーに比べて無視できないような場合に、こうした効果は顕著に現れる。微粒子や薄膜に見られる量子サイズ効果、低温高密度の系での量子縮退などが典型的な例としてあげられる。

量子光学 [英 quantum optics, 独 Quantenoptik, 仏 optique quantique, 露 квантовая оптика] コヒーレントな光と物質との相互作用において、量子力学的遷移の共鳴効果が現れてくるような光学をいう。広義には、レーザー光のようなコヒーレント光の光学すべてをさすこともあるが、狭義には、媒質の屈折率や吸収率のようなマクロの性質だけで記述できる光学は含めなくて、媒質の原子や分子の固有エネルギー準位の間の遷移のミクロな効果で左右される光学をさす。スペクトル線の飽和、光章動、自由誘導緩和、自己誘導透過、光エコー、自己集束、自己位相変調、位相共役、超放射、光バリエーション効果などとこれらの現象の組合せがある。したがって超短パルスの光学現象はたいてい量子光学である。量子光学現象のほとんどすべてが非線形光学効果を伴うので、非線形光学と分離することはできない (\Rightarrow 非線形光学)。

量子効率 [英 quantum efficiency, 独 Quantenausbeute, 仏 rendement quantique, 露 световой выход] 光が物質にあたって電子を出したり、粒子が物質中でエネルギーを一部失う際に発生する光などの放出効率をいう。光電



子増倍管には、光を電子に変えるために、陰極に、透明なセシウム、アンチモンなどを蒸着して、光電面をつくっている。この場合の量子効率(入射光子数に対する発生電子数の%で変換効率ともいわれる)は、光の波長によって変わるが最大25%程度である。図は光電子増倍管の量子効率の光の波長への依存性を示しており、一般に可視光に対しての感度が高いことがわかる。

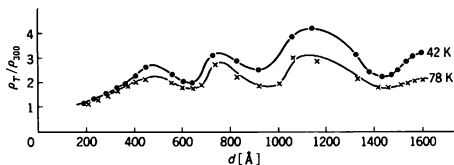
量子固体 [英 quantum solid, 独 Quantenfestkörper, 仏 solide quantique, 露 квантовое твёрдое тело] 量子効果の強い固体、量子結晶ともいう。普通の固体では、原子は原子間相互作用のエネルギーを最も低くする位置に配列する。量子力学によると、原子は絶対零度でも完全には静止せず零点振動を行う。原子の質量を M , 原子間相互作用のポテンシャルの深さを ϵ , 広がりを a とすれば、零点振動の振幅は $(\hbar^2 a^2 / M \epsilon)^{1/4}$ の程度と見積られる。したがって

$$\eta \equiv \frac{\hbar^2}{M \epsilon a^2} \ll 1$$

のとき、零点振動の振幅は原子間隔(a と同程度)に比べて小さく、原子は相互作用エネルギーを最小にする位置に静止すると見えてよい。Ar では $\eta \approx 0.0009$ であるから、古典的描像が成り立ち量子効果は小さい。それに対し、He では相互作用が弱く(ϵ が小さい)、質量が小さいので、 η が大きくなる。 ^4He では $\eta \approx 0.18$, ^3He では $\eta \approx 0.24$ である。したがって、固体ヘリウムは量子固体になる。量子固体では零点振動の振幅が大きいため、隣り合う原子どうしがトンネル効果により位置を交換しあう確率が高い。このため、原子は各格子点に局在せず、ブロッホ軌道にある固体電子のように、固体全体に広がった状態にあると考えられる。量子固体中の不純物も格子点に局在せず、固体内を動きまわる(\Rightarrow ディフュージョン)。原子が ^3He のようにスピンをもつときには、スピン間に強い交換相互作用が生じる。このように、量子固体では原子の運動に種々の強い量子効果が現れる。固体ヘリウムのほか、固体水素でも量子効果は無視できない。中性子星の深部で中性子が量子固体的な状態にある可能性もある。

量子サイズ効果 [英 quantum size effect, 独 Quanteneffekt der Abmessungen, 仏 effet quantique de taille, 露 квантовый эффект размеров] 固体試料のサイズが、そのなかの伝導電子や正孔のド・ブロイ波長程度になったとき、熱力学量や輸送係数にサイズ依存性が現れることを量子サイズ効果という。試料のある方向に測ったサイズを d とすると、その方向の粒子の波長は、 s を自然数として $2d/s$ 程度になり、また、その運動エネルギーは、 $E_s = \epsilon s^2$, $\epsilon = \hbar^2 \pi^2 / 2md^2$ 程度に量子化される。なお、結晶格子の影響で s には上限があり、波長の下限は、原子間隔 a の程度になる。一般に、 d が十分小さくなると、バルクな試料中ではほぼ連続に分布していたエネルギー準位に間隔ができ、 $\epsilon > kT$ となるような低温では熱力学的性質がバルクな試料のそれからずれてくる(k はボルツマン定数)。特に、 d がド・ブロイ波長程度になると、熱力学量の d に対する依存性が際だってくるのである。金属中の電子のド・ブロイ波長はイオン間隔の程度なので、量子サイズ効果は、クラスターとよばれる超微粒子でないと観測できないが、Bi のような半金属では、元来、伝導電子や正孔のド・ブロイ波長が長いことと、また薄膜にして厚さ d を小さくしていくと、これらの粒子密度を小さくし、ド・プロ

イ波長を長くすることができるために、量子サイズ効果を観測しやすい。実際、Bi の化学ポテンシャル μ は、 d によらず一定で、 $\mu < \epsilon$ となるような薄膜では、Bi は絶縁体になり、 d を大きくしていくと、 $E_g = \mu$ を満足する厚さのところで、電子と正孔の密度が急激に増加する。その結果、熱力学量や輸送係数を d に対してプロットすると周期的な変動を示す。実際の観測例として、Bi の薄膜の電気抵抗率を 300 K での抵抗率で割った ρ_T / ρ_{300} の値と、膜厚 d の値の関係を図に示しておく。



量子雑音 [英 quantum noise, 独 Quantenrauschen, 仏 bruit quantique, 露 квантовый шум] 電磁波の増幅器や発振器、あるいは検出器で生じる雑音には、外来雑音や、媒質の温度で決まる熱雑音のほかに、電磁波と媒質との相互作用における量子力学的効果に直接由来する雑音があり、これを量子雑音という。誘導放出を利用してマイクロ波または光を増幅したり発振したりするメーザーまたはレーザーでは、励起原子(または分子など)からの自然放射が主となって量子雑音を生じて、メーザーや、レーザーの出力振幅のゆらぎや位相のゆらぎに寄与する。検出器においては、入射光によって起る光電変換における光電子数のゆらぎによる雑音はショット雑音といい、これも量子雑音である。さらに一般に電磁波でなくとも、フォノンの増幅におけるゆらぎなども量子雑音ということがある。

量子収率 [英 quantum efficiency, 独 Quantenausbeute, 仏 rendement quantique, 露 квантовый выход] 光化学反応を起した原子または分子の個数 m と、吸収された光子の個数 n との比 m/n を、量子収率または量子収量という。この量を過程にするときは、光吸収の初期段階とそれに続く反応過程とを、はっきり区別する必要がある。なぜならば、光によって活性化された分子が必ず反応に関与するとは限らないし、また逆に光を吸収していない分子が反応を起すこともあるからである。したがって、量子収率の値が1になることはめったになく、通常はそれ以下である。しかし、活性化された分子が連鎖反応を引き起こすような場合には、その値が1に比べて著しく大きくなる(たとえば H_2 と Cl_2 の光化学反応の場合には、 10^6 にも達する)。量子収率は照射光の波長にもよるが、特に反応の種類・条件に著しく左右される。なお、蛍光・リン光や光電子放出の場合には、放出された光子や光電子の個数を m として、 m/n を量子収率という。

量子重力 [英 quantum gravity, 仏 gravité quantique, 露 квантовая теория гравитации] 重力は一般相対性理論により、リーマン空間の計量テンソル $g_{\mu\nu}(x)$ で記述されることが確立している。他方、電磁場も含めすべての素粒子の場合は、量子化された場(\Rightarrow 場の理論)である。したがって、自然の統一的記述を得るためには、重力場 $g_{\mu\nu}(x)$ は量子化されなければならない、量子化された重力場の理論を、量子重力と略称する。重力場の量子化の難しさは、その古典論の一般共変性に基因する。すなわち、 $g_{\mu\nu}(x)$ は4つの座標変換の自由度のほかに、4つの非物理的自由

度を含み、それが重力場の方程式のもつ高度の非線形性のため、まともには分離できないという事情に基づく。重力場の正準量子化は、1958 年以後 1960 年代にかけて P. A. M. Dirac, R. Arnowitt, S. Deser, C. W. Misner, J. A. Wheeler, B. S. DeWitt により種々な方法で精力的に研究された。しかし、これらのアプローチはいずれも最初から四次元の共変性をこわす理論構成であるため、見通しは悪く複雑である。他方、ファインマンの経路積分に基づく重力場の量子化は、ゲージ固定により一般共変性は破れるとはいえ、明白なローレンツ共変性は保たれる。しかし、汎関数積分の測度の定義が不明であって、 S 行列の摂動展開を与える以上には理論の構造が明らかでない。

四次元の共変性をもつ重力場の正準量子論が、1978 年中西襄により提起された。この理論では、非物理的自由度も物理的自由度と同様に正準量子化するため、 B 場(⇒中西-ルート自由形式)と一対のファデー-エフ・ポボフ・ゴーストの 3 つのベクトル場が導入され、九後-小嶋形式(⇒非可換ゲージ理論)とまったく同様に、物理的 S 行列のユニタリ性がハイゼンベルク表示で証明される。この理論において最も著しい結果は、時空 x_μ , B 場および一対のファデー-エフ・ポボフ・ゴーストの間に 16 次元のポアンカレの超対称性が存在することである。

量子条件 [英 quantum condition, 独 Quantenbedingung, 仏 condition quantique, 露 квантовое условие]

⇒ ポアー-ゾンマーフェルトの量子条件

量子状態 [英 quantum state, 独 Quantenzustand, 仏 état quantique, 露 квантовое состояние] 一般的には、力学系の量子力学的な状態を意味する(⇒純粋状態, 混合状態)。ハミルトニアン固有状態、すなわち、定常状態の意味でこの言葉を用いる場合もある。

量子数 [英 quantum number, 独 Quantenzahl, 仏 nombre quantique, 露 квантовое число] 量子力学的な系の状態を指定する数、あるいは、数の組をいう。詳しくは、次のようにいる。1 つの量子力学系を固定すると、一般に、その系の互いに交換する観測量の完全な組すなわち極大観測量が存在する。極大観測量の固有値の組、あるいはそのそれぞれを、系の量子数という。一組の固有値には、対応する固有状態が 1 つだけ決まるから、これをその状態の量子数ともいう。固有値が離散的な場合には、適当な整数で固有値を指定し、固有値そのものでなく、その整数(あるいは半整数)を量子数とよぶことが多い。極大観測量の選び方は一義的ではないが、ハミルトニアンを含むものをとるのが普通であり、そうするとほかの観測量もハミルトニアンと可換、つまり保存量となる。この場合には、量子数とは系の状態を指定する保存量の固有値といえることができる。素粒子論では、電荷やアイソスピンなどのように時空における運動と直接には結びつかない量の固有値を、内部量子数ともいう。

量子生物学 [英 quantum biology, 独 Quantenbiologie, 仏 biologie quantique, 露 квантовая биология] 分子生物学の発展に伴い、細胞レベルの基本的諸過程の機構や、それらを担う分子群の物性や相互作用の機構などを、電子のレベルで量子論的に解明しようとする研究が次第に発達してきている。このような研究分野を量子生物学または分子下生物学という。ときには電子生物学とよばれることもある(⇒分子生物学, 生物物理学, 光生物学)。

両耳聴 [英 binaural audition, 仏 audition biauriculai-

re, 露 бинауральное восприятие звука] 両耳を使って聴くこと、あるいはそれに関連する事象。普通、われわれは両耳を使って音を聴いているが、この状態を取りたてて両耳聴とはいわない。両耳聴は、むしろ単耳聴に対応する状態という意味で用いられる。両耳を使って聴くことは、われわれにとって自然な聴きかたであるが、それにより不自然なことも起きる。すなわち、両耳に別々に加えられた異なった音のマスクングに関する両耳マスクング、両耳に別々に加えられた音の干渉に関する両耳ビートなど、単耳聴には見られない現象がある。両耳にまったく同一の音を加えられる場合をダイオティック、両耳に異なった音を加えられる場合をダイコティックとよぶ。

量子電気力学 [英 quantum electrodynamics, 独 Quantenelektrodynamik, 仏 électrodynamique quantique, 露 квантовая электродинамика] = 量子電磁気学

量子電磁気学 [英 quantum electrodynamics, 独 Quantenelektrodynamik, 仏 électrodynamique quantique, 露 квантовая электродинамика] 電子と光子から成る体系を記述する相対論的な量子論、QED と略して使われることも多い。アインシュタイン因果律を満たす古典子間の力は媒達論である電磁気学を用い、また電子を古典波動場として、まず古典理論を組立てる。波動場の量子化は 1929 年に W. K. Heisenberg と W. Pauli によってなされた。すなわち波動場とそれに正準共役な場を正準形式で表し、それらを時間によらない演算子(シュレーディンガー表示という)とみなし、それらで書いた全ハミルトニアン演算子 H の作用する状態ベクトル(量子力学の波動関数に対応) Ψ を導入し、基本の波動方程式(量子力学におけるシュレーディンガー方程式に対応するもの)とする。

$$H\Psi(t) = i\hbar \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t}$$

波動場を量子化して新たな波動方程式を与えるので第二量子化とよんでいる。この量子化で波動場が粒子性をもつ。

相互作用ハミルトニアン密度 H' はローレンツ不変量で、電子の波動場 ψ , 電磁ポテンシャル A_μ , ϕ を使って

$$H' = J_\mu A_\mu \quad (J_\mu = -ie\bar{\psi}\gamma_\mu\psi, A_\mu = (A, i\phi))$$

と表される。この相互作用で光子が発生したり吸収されたりし、また電子と陽電子の対生成、消滅も起る。したがって、全体系を記述するにはいろいろの光子数、電子と陽電子の対の数を含んだ状態の和で状態ベクトルが記述され多粒子系の量子力学といえる。理論の相互作用は媒達論で扱っているの、状態ベクトルはローレンツ条件演算子を Ψ に作用させると 0 になる($(\partial A_\mu/\partial x_\mu)\Psi = 0$ を満たす)状態のみ物理的に意味のある解とする。

相互作用を小さいとして摂動論を用いると、最低次の摂動近似ではコンプトン散乱、メラー散乱などは実験とよく一致する答を得る。しかし、さらに高次の摂動を行うと中間状態に電子対や光子の数の多い状態が現れ、その自由度が大きいとき答が無限大になる場合が生じ、これを場の発散の困難という。朝永振一郎, J. S. Schwinger はこの発散は電子の質量と電荷の変更のみによって処理できることを見だし、いわゆるくりこみ理論を提出して量子電磁気学を完成させた。

水素原子のラム・シフト、異常磁気能率の測定をはじめ多くの実験が高い精度で行われているが、量子電磁気学の計算結果はこれらの実験結果と極めてよく一致しており、量子電磁気学は物理学における最も正確な理論といえる。

量子統計力学 [英 quantum statistical mechanics, 独 statistische Quantenmechanik, 仏 mécanique statistique quantique, 露 квантовая статистическая механика] マクロな系の力学構造を知ったときに, その系の熱力学的観測値を, 理論的に説明したり予知したりすることが統計力学の第一の課題であるが, 前提となる力学構造が量子力学である場合の統計力学を量子統計力学という。これに対し, 古典力学に従う系の統計力学を, 特に, 古典統計力学という。

常温付近での不活性気体の統計力学は, 原子をバチンコの玉のように考えたときの古典力学の与える古典統計力学でよい。気体や液体は, ほとんどすべての場合(ただし液体金属の電子集団や, 極低温における液体ヘリウムを除く), 原子間ないし分子間相互作用を与えてしまえば, そのポテンシャルの下で古典力学に従って運動する原子ないし分子の集団として扱ってよい。これに反し, 金属内の伝導電子, 真性半導体内の電子や正孔の集団は, 量子統計力学によって記述されなければならない。また超流動ないしその近くでの ^4He の集団や, 1K前後より低温での液体 ^3He なども, 量子統計力学による記述を必要とする。

量子統計力学が物理学の世界に初めて登場したのは, M. C. E. L. Planck による熱放射ないし空洞放射の理論であって, これは実に量子力学が現在のような形式で認識される以前のことであった。空洞の中に閉じ込められて, 空洞の壁と熱平衡になっている電磁波の集団に古典統計力学を適用すると, エネルギー等分配の法則により, 各単色光成分が, 平均としては, いずれも kT なるエネルギーをもつことになる。ここで, k はボルツマン定数で, T は壁の絶対温度である。しかしこれでは, 空洞内の電磁波のスペクトル分布がまったく実験と合わないばかりか, 空洞内のエネルギーも熱容量も無限大になってしまう。量子論では, 振動数 ν の単色光成分のとりうるエネルギーの値が $h\nu$ の整数倍に限られるので, この成分のエネルギーの平均値は $h\nu/(e^{h\nu/kT}-1)$ となる。ただし $\beta=1/(kT)$, また h はプランク定数である。これでわかるように, 高い振動数 ($h\nu > kT$) の電磁波は, 古典統計力学の記述から, 著しくはずれるのが真相である。

同様な問題は, 固体内格子振動でも見られる。古典統計力学によると, 線形近似の下で, 各原子が平均して $3kT$ だけのエネルギーをもつことになるので, 固体の比熱は 1 mol 当り $3R$ ということになるが, 低温になるにつれて, 実際の比熱はこれより著しく小さくなり, 絶縁体の結晶の例では, 比熱が低温では T^3 に比例していることが知られている。これも, 格子振動を量子化して, 量子統計力学によってみごとに説明される。

電磁場の光子や, 格子振動のフォノンのように, 量子数の一定でない問題と異なり, 液体ヘリウム 4 のように, 粒子数が保存されるボース粒子の集団の場合, 極低温では, ボース-アインシュタイン凝縮が起こることも量子統計力学の特徴のひとつである。

量子力学を学んでいない読者には単純な見方を提供する。多粒子系や格子振動などの問題で, 古典統計力学ならばマクスウェル-ボルツマン分布が登場するところをすべて, フェルミ粒子系の場合(電子や ^3He)はフェルミ分布(\Rightarrow フェルミ分布)に, ボース粒子系の場合はボース分布(\Rightarrow ボース統計)にすり替えただけで, 量子統計になると思っても, 大ざっぱな用は足る。

系の力学構造と平衡状態の熱力学とを結びつけているのは, ボルツマンの原理で, それはエントロピーの定義 $S = k \ln W$ である。量子統計力学では, W はエネルギーが E と $(E+\Delta E)$ の間にある量子状態の総数である。この定義により, 平衡状態でエントロピーが決して負にならないことは明らかである。また, 系の基底状態が極めて大きな(巨視的な数の)縮退をもっていない限り, E が最低値をとれば, 一自由度当りのエントロピーは 0 になるはずである。これが熱力学第三法則であり, 量子統計力学ではまったく自然に理解される。これに対し, 古典統計力学では, エントロピーの値そのものを確定することができず, 第三法則も説明できない。

分配関数の対数をとることによって得られるヘルムホルツの自由エネルギーは, 相互作用があつて複雑な多粒子系の場合でも, 古典統計力学では運動エネルギーからの寄与が分離して, これだけによって一般的に簡単な表式で与えられてしまうのに反し, 量子統計力学では, 自由エネルギーが運動エネルギー部分と, ポテンシャルエネルギー部分とに分離するわけにはいかない。しかし場の量子論におけるファインマン・ダイアグラム法と似た手法で, 自由エネルギーの近似的算出は可能である。

論理的に言えば, 量子力学では対象としている系はひとつの量子状態にあり, それはヒルベルト空間における状態ベクトル(確率振幅) Ψ によって表され, この Ψ が系についての可能な限りの情報を内蔵していると考えられているのに対し, 量子統計力学では, 系のひとつのマクロ状態に対応する量子状態は極めて多数あるのであつて, このマクロ状態を混合状態と名づけ, それは密度行列 ρ によって表されると考えている。物理量 f の熱力学的観測値は, $f\rho$ の, ヒルベルト空間における対角和によって与えられるものと考えられる。この最後の命題は, 熱力学の意味での熱平衡状態や非平衡プロセスなるものを, 経験が教えるとおりにして認めてしまえば, 難なく理解される。しかし, これはあくまでも力学法則から証明されるべきものであるとする潔癖派にとっては, 下記の難問が残されている。

問題を単純化して, 孤立系を考えてみる。任意の初期条件(例外はあつても, 位相空間内での測度はゼロの点に限られている)から出発した力学系について, 物理量 f の長時間平均 \bar{f} が, f の観測値であると仮定してしまうと, 上記の命題にとってはもの足りないが, 問題の数学性は明確になる。古典統計力学では, これはノイマン-ヒンチンのエルゴード問題といわれている。孤立した力学系の保存量はエネルギーだけであるという仮定(metric indecomposability)の下では, \bar{f} が位相空間内の等エネルギー面上での f の平均値に等しくなることが証明されている。量子統計力学では, これほど後退したエルゴード定理すら確立されていない。問題をさらにもっと後退させて, J. L. von Neumann や W. Pauli が, 量子統計力学のエルゴード問題を論じたこともあつたが, あまりに後退させたため, いささか同義語反復の感がある。量子統計力学のエルゴード問題はほとんどまったく未発展のままである。

量子ビート分光法 [英 quantum beat spectroscopy, 仏 spectroscopie de battement quantique] 光パルスによって過渡的に蛍光準位を励起し, 蛍光に重畳する時間的変調を解析して, 原子や分子の励起状態の細かい分裂を調べる高分解能分光法。図 1 のような基底準位 g と, 小さな分裂のある励起準位 e_1, e_2 をもつ原子を, 短い光パルスで

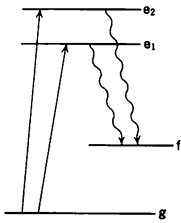


図 1

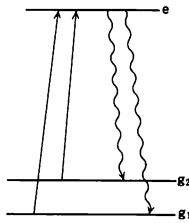


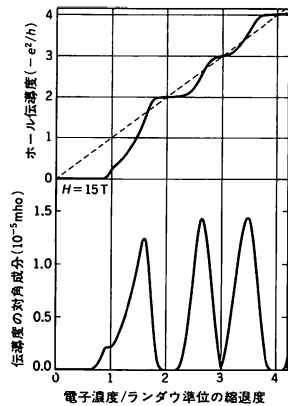
図 2

励起すると、 g と e_1, e_2 の線形重ね合せ状態ができる。この状態から蛍光を放出して、原子は終状態 f に遷移すると、放射光は e_1 という状態から放出されたのか、 e_2 状態から放出されたのか区別できない。量子力学の一般則によって、この2つの経路の確率振幅の和の二乗を求めると干渉項が現れ、2つの放出周波数 $(E_1 - E_f)/h$ と $(E_2 - E_f)/h$ の間のビートが生じる。したがって、自然放出寿命で減衰する蛍光に周波数 $(E_2 - E_1)/h$ の変調が乗ることになる。これは単一原子について起るビートで、そのため光学遷移に不均一広がりのある固体や気体で観測されている。原子や分子のゼーマン分裂における g 因子や微細分裂、超微細分裂の測定、あるいは衝突過程の研究に用いられる。

さらにある条件下では、2原子間でもビートが生じる。すなわち、図1で f 準位が g 準位に一致している場合には、2つの原子のうちどちらが光を放出したか区別がつかなくなると、このような協同効果が生じる。このようなビートが観測できるためには、2つの原子の光学周波数に差がなく、位相がそろっていること(すなわち光学的な原子間のコヒーレンス)、などが必要である。このときには、図2のように基底準位の分裂もビートとして観測される。このような2原子間のビートは単純な蛍光観測では困難で、フォトンエコーなどで観測されている。なお、量子ビートと同じ原理はビームフォイル分光法などにも用いられている。

量子物理学 [英 quantum physics, 独 Quantenphysik, 仏 physique quantique, 露 квантовая физика] 量子力学の上に立つ物理学、あるいは、量子力学を使う物理学というような意味で、古典物理学ということばと対照的に用いられる。原子・分子、原子核、素粒子を対象とする物理学はもちろん、固体物理学の大部分、量子光学、量子流体の物理学など現代物理学の多くの分野がこのなかに含まれる。

量子ホール効果 [英 quantum Hall effect, 独 quantisierte Halleffekt, 仏 effet de Hall quantique, 露 квантовый эффект Холла] 強磁場下の二次元電子系では軌道運動が完全に量子化され、エネルギー・スペクトルが完全に離散的なランダウ準位の構造をもつ。各ランダウ準位は散乱体のため有限の幅をもつが、中心付近の状態を除きその波動関数は空間的に局在する(アンダーソン局在)。フェルミ準位がそのような局在状態にあるときの絶体零度の非対角ホール伝導度 σ_{xy} が $-e^2/h$ の整数倍の値をとる。これを量子ホール効果といい、その可能性は1975年、安藤恒也、松本幸男、植村泰忠により理論的に示唆されていたが、1979年 K. von Klitzing らにより Si 表面反転層において初めて観測された。抵抗標準として応用されるほか、微細構造定数 e^2/hc の決定にも使われる。R. B. Laughlin はゲージ不変性を用いて一応の理論的説明を与えたが、量子ホ



ール効果の厳密な意味での証明はまだないようである。図に川路紳治、若林淳一により測定された Si 表面反転層の量子ホール効果の一例を示す。伝導度の対角成分 σ_{xx} が 0 となる領域でホール伝導度が $-e^2/h$ の整数倍に量子化されている。

GaAs-Al_xGa_{1-x}As ヘテロ構造の二次元電子系では、 σ_{xy} が $-e^2/h$ の非整数倍 (1/3, 2/3, 1/5 など) に量子化される新しい現象も発見されている。これは電子間相互作用による新しい超流動相の出現を示している。図

量子ゆらぎ(加速器の) [英 quantum fluctuation, 独 Quantenfluktuation, 仏 fluctuation quantique, 露 квантовая флуктуация] 電子シンクロトロン、電子あるいは陽電子貯蔵リングにおいて、シンクロトロン放射がランダムに走るので平衡軌道のまわりの振動が励起される現象。円型加速器を回る多数の粒子はその間に運動量の小さなばらつきがあり、それに応じておのおの異なる平衡軌道のまわりを振動しながら走っている。陽子の場合はこの振幅は一定と考えてよいが、電子の場合はシンクロトロン放射によって変化する。これは無振動の初期条件でもランダムな放射によるエネルギー損失の度ごとに、平衡軌道の位置が変化し、それに伴って振動が起るためである。ただしこのエネルギー損失の軌道1周当りの平均値は一定である。以上はベータトロン振動の励起であるが、エネルギー変動によって当然シンクロトロン振動も励起される。

一方、このエネルギー損失を補ってビームエネルギーを一定に保つために、エネルギー損失の平均値より大きな電圧を高周波加速空洞によって電子に加えることにより、振動の減衰(放射減衰)も同時に起る。ランダムな効果による励起と平均的な加速による減衰により、ビーム全体としてはその平均振動振幅はある平衡値に落ち着く。現在の電子貯蔵リングではその時定数は、数〜数十 ms である。したがって、電子貯蔵リングの場合、入射後間もなく電子は入射時の情報を失って、リングの大きさとビームエネルギーで決まるビームサイズになる。

量子力学 [英 quantum mechanics, 独 Quantenmechanik, 仏 mécanique quantique, 露 квантовая механика] 電子、原子・分子、原子核などの微視的な現象では、波動と粒子の二重性が顕著である。このような微視的現象を一般的に取扱う理論体系を量子力学という。量子力学は、物質粒子の数が変わらない現象に対してあてはまるが、さら

に粒子数の変わるような現象(放射, 吸収, 崩壊など)を扱うには, それを場の量子論まで拡張しなければならない。

量子力学と, その拡張としての場の量子論の応用分野は, 現代物理学のほとんどすべてにわたる。まず, 原子・分子構造の理論は, 化学, 生物学, 天体物理学などに本質的である(量子化学, 量子生物学)。また, 原子と放射の相互作用の理論は, 化学, 生物学への応用はもちろんのこと, 量子光学(レーザーやレーザ)という活発な応用分野を生んだ。原子核の理論は, 本質的に量子力学的多体問題であり, 物性論的多体問題, 高エネルギー物理学, 量子統計力学などは, 場の量子論なしには成り立たないといっても過言ではない。

量子力学の概念形式の源となった主要な問題は, 歴史的にみて次のようなものである。

(1) M. Planck による空洞放射の分析(エネルギー量子概念の導入)

(2) E. Rutherford による原子模型と, N. Bohr による原子内電子運動の分析(定常状態概念の確立)

(3) W. Heisenberg, M. Born, E. P. Jordan による行列力学の定式化

(4) L. V. de Broglie と E. Schrödinger の物質波理論の提唱

(5) Born による散乱過程の分析(物質波の確率的解釈)

(6) コンプトン効果, 光電効果(光の粒子性の確立)

(7) パウリの原理と電子のスピンを導入(周期律表の説明)

(8) P. Dirac と Jordan による変換論(確率振幅の概念の一般化)

(9) Dirac による相対論的電子方程式の発見

以上を経て,

(10) Heisenberg と W. Pauli の場の理論

(11) くりこみ理論による量子電磁力学の完成

となる。量子力学は, これらの歴史の中で, 抽象的な数学的道具だてと, 物理的内容をもった広大な体系に仕上げられた。古典力学が, 微積分学という数学的道具だての上に組立てられていることに對し, 量子力学は, ヒルベルト空間における線形演算子の理論によって記述されている。以下, 歴史的な順序を一応無視して, 量子力学で用いられることばをまず説明し, それから具体的なシュレーディンガー方程式について述べる。

ヒルベルト空間の定義などは, ここでは既知とするほかないが, まず二三の定義と記号を導入しよう。ヒルベルト空間中のベクトルを, Dirac に従い, ケット $| \rangle$ で表す。いろいろなベクトルを区別するには, ケットのなかに字を入れ, $|a \rangle$ と $|b \rangle$ などと書く。また, ケットベクトル $| \rangle$ の共役ベクトルを, ブラベクトル $\langle |$ と書く。そして, 任意のベクトル $|a \rangle$ と $|b \rangle$ の内積を, $\langle b|a \rangle$ ($= \langle a|b \rangle^*$) で表す。

多くのベクトル $|f_n \rangle$ ($n=1, 2, 3, \dots$) が

$$\langle f_m|f_n \rangle = \delta_{mn} = \begin{cases} 1 & (m=n) \\ 0 & (m \neq n) \end{cases} \quad (1)$$

を満たすとき, $|f_n \rangle$ を正規直交系という。任意のベクトル $| \rangle$ が, 常に $|f_n \rangle$ で展開できるとき, すなわち

$$| \rangle = \sum_n |f_n \rangle a_n \quad (2)$$

が成り立つとき, $|f_n \rangle$ は完全であるという。特に, 式(1)を満たす完全系を, 完全正規直交系といい, このとき a_n

$= \langle f_n| \rangle$ である。

演算子 A が与えられたとき, ある特定のベクトル $|A' \rangle$ が存在して, $A|A' \rangle$ が $|A' \rangle$ の A' 倍になっているとき, すなわち $A|A' \rangle = A'|A' \rangle$ が成り立つとき, この特定のベクトル $|A' \rangle$ を, 演算子 A の固有ベクトル, また, 数 A' を, 演算子 A の固有値とよぶ。もし A が自己共役演算子なら, 固有値 A' は常に実数である。与えられた A に対し, 固有ベクトルは1個とは限らない。また, 2個の演算子 A と B は, 一般には, 交換しないが, もし交換するなら, A と B は, 共通の固有ベクトルをもつ。

上の数学と, 物理の間に, 次の対応をおく。

(1) ヒルベルト空間の規格化されたベクトルは, 物理系の物理的状態を表す。

(2) 物理系の観測可能な力学量は, 固有ベクトルが完全系を張るような自己共役演算子に対応する。

微視的現象を支配する量子力学的法則は, 上のことばを用いて, 次の3つにまとめられる。

(1) ある力学量の観測値は, その力学量に対応する自己共役演算子の可能な固有値に限られる。観測の結果, 固有値 A' が得られたならば, 観測後, 物理系は, 物理的状態 $|A' \rangle$ に準備される。

(2) 物理系が, 状態 $|A' \rangle$ にあるとき, 別の物理量 B を観測して, 値 B' が得られる確率は

$$W(A', B') = |\langle A'|B' \rangle|^2$$

である。

(3) 力学量に対応する演算子 A の, 時刻 t における値を $A(t)$ とするとき, その時間的変化は

$$i\hbar \frac{d}{dt} A(t) = A(t)H - HA(t) \equiv [A(t), H] \quad (3)$$

で与えられる。このとき, 状態ベクトルは, 時間的に変化しない。 H は, ハミルトニアンに対応する演算子である(ハイゼンベルク表示による記述)。

命題(3)と等価な表現として, シュレーディンガー表示による記述も可能で,

(3') 時刻 t における状態ベクトル $|t \rangle$ の時間的変化は

$$i\hbar \frac{d}{dt} |t \rangle = H|t \rangle \quad (4)$$

で与えられる。この場合, 力学量に対応する演算子は, 時間に依存しない。

量子力学においては, 力学量の観測結果は, 本質的に確率的であり, ある物理状態 $| \rangle$ にある系において, 力学量を何度も観測するとき, 観測結果の平均値(期待値)は $\langle A| \rangle$ である。 $| \rangle$ は, A の固有状態 $|A' \rangle, |A'' \rangle, \dots$ で展開できるから, その展開係数を a_1, a_2, \dots とすると

$$| \rangle = |A' \rangle a_1 + |A'' \rangle a_2 + |A''' \rangle a_3 + \dots$$

である ($a_1 = \langle A'| \rangle, a_2 = \langle A''| \rangle, \dots$)。したがって

$$\langle A| \rangle = A'|a_1|^2 + A''|a_2|^2 + \dots \quad (5)$$

すなわち, 状態 $| \rangle$ にある物理系で, 力学量 A を何度も観測した場合, $|a_1|^2$ の割合で値 A' が, $|a_2|^2$ の割合で値 A'' が, \dots 得られることになる。展開式(5)は, 量子力学の状態 $| \rangle$ が, 確率振幅 a_1 の割合で $|A' \rangle$ を, a_2 の割合で $|A'' \rangle$ を, \dots 含んでいることを示している。

いま, A の, 状態 $| \rangle$ に対する期待値を簡単に $\langle A \rangle \equiv \langle A| \rangle$ と書き, 観測のばらつきを

$$\Delta A \equiv \sqrt{\langle (A - \langle A \rangle)^2 \rangle}$$

で定義しよう。別の力学量 B の, 同じ状態 $| \rangle$ におけるばらつきを同様に定義すると, ヒルベルト空間における内積

の性質から、不確定性関係

$$(\Delta A)^2(\Delta B)^2 \geq -\frac{1}{4}[\langle A, B \rangle]^2 \quad (6)$$

が導かれる。したがって、2つの力学量 A, B が交換可能でないときは、 ΔA と ΔB とを同時に 0 とすることができない。上の関係を、粒子の位置の演算子 x_i ($i=1, 2, 3$) と運動量の演算子 p_i ($i=1, 2, 3$) の間にあてはめてみると、よく知られた不確定性関係

$$\Delta x_i \Delta p_i \geq \frac{1}{2} \hbar$$

が得られる。なぜなら、量子力学においては、交換関係

$$p_i x_j - x_j p_i = [p_i, x_j] = -i \hbar \delta_{ij}$$

が成り立っているからである (\Rightarrow 準交換関係)。

さて、以上の量子力学の抽象的な定式化を、変換理論を用いて具体化し、ポテンシャル $V(x)$ 中の 1 粒子にあてはめると、命題 (3') は、そのまま、よく知られたシュレーディンガー方程式

$$i \hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(x) \right] \psi(x, t) \quad (7)$$

に帰する (m は考えている粒子の質量)。また、命題 (3) は、ハイゼンベルクの行列力学となる (\Rightarrow 変換理論)。

シュレーディンガー方程式 (7) を水素類似原子にあてはめ、無限の遠方で、波動関数 $\psi(x, t)$ が 0 になるという境界条件で解くと、水素類似原子のエネルギー準位

$$E_n = -(Z^2 m e^4 / 2 \hbar^2) (1/n^2) \quad (n=1, 2, 3, \dots, \infty)$$

が得られる (e は電子の電荷、 $-Ze$ は原子核の電荷)。散乱問題を解くには、やはり式 (7) を用い、無限の遠方で入射波と散乱波が存在するという境界条件を課せばよい。

量子力学が、Heisenberg (行列力学) と Schrödinger (波動力学) によって提出された初期の頃、数学的形式および哲学的解釈の問題は別として、人々の信用を勝ち得たのは、水素原子のエネルギー準位の問題のほか、G. Gamow による、核の α 崩壊の説明、また多粒子系に対するパウリの原理や、電子のスピンを、波動関数の性質のなかに無理なく導入できたという事実によるといってよい。また、分子結合に対するハイトラー-ロンドンの理論のほか、前期量子論においては、アドホックに要請されなければならない種々の仮定が、量子力学によって説明され、上記の多くの応用分野を生むことになった。

量子流体 [英 quantum fluid, 独 Quantenflüssigkeit, 仏 fluide quantique, 露 квантовая жидкость] = 量子液体

量子論 [英 quantum theory, 独 Quantentheorie, 仏 théorie quantique, 露 квантовая теория] \Rightarrow 量子力学

量子論理 [英 quantum logic, 独 Quantenlogik, 仏 logique quantique, 露 квантовая логика] 量子力学に特有の論理。物理学における観測・測定行為はある命題の真偽を問う yes-no 実験を通して行われる場合が多い。たとえば、運動量測定装置は、通常「粒子の運動量が値 p を中心とする幅 Δp の領域 D 内の値をもつ」という命題に対して、yes-no の応答を与えるように設計されている。物理系には、このような観測命題が多数あり、また 1 つの観測命題に対しても等価な yes-no 実験が多数存在する。観測命題とその集合の数学的表現をその物理系の「論理」という。当然のことながら、「論理」の数学的構造にはその物理系を支配する力学法則が反映する。量子力学系の純粋状態はヒルベルト空間の射線ベクトルで表されるが、一

般に、量子力学系の「論理」はヒルベルト空間の(閉線形)部分空間の全体である。たとえば、上記の命題に対する yes-no 実験は、状態ベクトル全体のつくるヒルベルト空間の部分空間 $\mathcal{M}_D = \{ \sum_{p \in D} c_p u_p \mid \sum_{p \in D} |c_p|^2 < +\infty \}$ (ただし、 u_p

は運動量演算子の固有値 p に属する固有関数、 c_p は p の複素数値関数)への射影を行うことに対応している。そこで、 \mathcal{M}_D をその命題の数学的表現と考えてよいわけである。量子力学の「論理」は、量子論理とよばれており、G. Birkhoff と J. von Neumann によって研究が始められた。「論理」は数学的には束 (lattice) をつくるので、束論的な量子論理の研究が広く行われている。

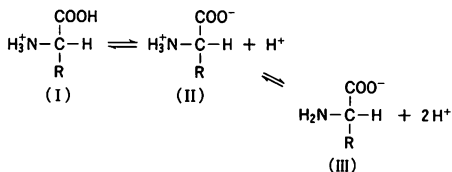
量子論理と古典力学の「論理」の間には際立った相違がある。古典力学の純粋状態は相空間の 1 点によって表されるから、古典力学系では、どのような状態(純粋状態)をとっても、上記の観測命題は、(i) 確定して yes であるか、(ii) 確定して no であるか、の 2 つの場合しかない。これに対して、状態(純粋状態) Ψ にある量子力学系では、(i) と (ii) の場合のほか、(iii) どちらでもない、という場合がありうる。なぜならば、任意の状態 Ψ は、(1) $\Psi = \Psi_D \in \mathcal{M}_D$ 、(2) $\Psi = \Psi_D \in \mathcal{M}_D^\perp$ 、(3) $\Psi = \Psi_D + \Psi_D^\perp$ ($\Psi_D \neq 0$, $\Psi_D^\perp \neq 0$) のいずれかであるが、(1) であれば (i)、(2) であれば (ii)、(3) であれば (iii) となるからである。古典論理では 1 つの命題が yes と no の値しかとらないが、量子論理はそれ以外の中間値をとる多値論理なのである。多値性の背景には、不確定性原理などに代表される量子力学特有の性質があり、それが量子論理と古典論理の束論的性質の相違にも反映している。

ひとまず「論理」の具体的表現を捨象して、観測命題の集合 $\mathcal{Q} = \{a, b, c, \dots\}$ を考える。観測命題であるからには、 \mathcal{Q} には部分的に順序関係が存在する。すなわち、 a が真であるときはいつでも b が真であれば、 a と b には順序があるといひ、 $a \leq b$ と書く。順序関係 \leq には次の性質がある：(1) すべての命題に対して $a \leq a$ 、(2) $a \leq b$ であり $b \leq c$ であれば $a \leq c$ 。なお、 $a \leq b$ かつ $b \leq a$ であるとき、 a と b は等価であるといひ、 $a = b$ と書く。この場合、 a と b は同一内容の命題を表す。さらに、集合 \mathcal{Q} には複合命題をつくる命題算 \cap と \cup が存在するはずである： $a \cap b$ は命題「 a かつ b 」を表す a と b の「交わり」(または積)、 $a \cup b$ は命題「 a または b 」を表す a と b の「結び」(または和)。いずれも、観測命題として具体的な観測操作の裏付けをもっていなければならない(一般に観測操作は系の状態を乱すので、「交わり」 $a \cap b$ の構成には注意を要する。しかし、古典力学系では原理上状態を乱さない観測が可能なので、 $a \cap b$ が観測命題として確定していると考えてよい。一方、量子力学系ではそうはいえないが、その場合にも「交わり」 $a \cap b$ を構成する方法がくふうされている。 $a \cap b$ は上に述べた順序 \leq に関して a と b の最大下界であり、 $a \cap b \leq a$ と $a \cap b \leq b$ が成立する。一方、 $a \cup b$ は a と b の最小上界であって $a \leq a \cup b$ と $b \leq a \cup b$ が成立する。以上のような性質をもつ集合を束という。一般に、物理系の「論理」を表す命題集合 \mathcal{Q} は、すべての命題 $a \in \mathcal{Q}$ に対して次のような性質をもつ命題 \bar{a} (a でないという命題)が存在する完全直補束であると考えられている：(1) $(\bar{\bar{a}}) = a$ 、(2) $\bar{a \cap b} = \bar{a} \cup \bar{b}$ 、(3) $a \leq b \Leftrightarrow \bar{b} \leq \bar{a}$ (モルガンの法則)。ただし $\emptyset = \bigcap_{a \in \mathcal{Q}} a$ は常に no である命題を表す、なお、 $I = \bigcup_{a \in \mathcal{Q}} a$ は常に yes

である命題を表す。

こまでは古典力学と量子力学の「論理」として共通の性質であるが、両者の本質的相違は命題の両立性の有無にある。古典力学の「論理」は相空間の点集合の集りで表されるが、系の状態を乱さない観測が原理上可能であるため、命題の両立性が保証されており、点集合としての分配則が命題算に対しても成立する。すなわち $a \cap (b \cup c) = (a \cap b) \cup (a \cap c)$, $a \cup (b \cap c) = (a \cup b) \cap (a \cup c)$ 。分配則をもつ完全直補束をブール束という。古典力学の「論理」はブール束であった。これに対して量子論理では、不確定性原理など量子力学特有の性質が反映して、一般に命題の両立性は存在せず、分配則は成立しない。量子論理はブール束ではなく直モジュラ束と考えられている。しかし、数学的構造はブール束ほど明らかではなく、現在も研究が続けられている。

両性電解質 [英 amphoteric electrolyte, 独 amphoterer Elektrolyt, 仏 électrolyte amphotère, 露 амфотерный электролит] 酸と塩基の両方の性質をもつ化合物のこと。たとえばアミノ酸の場合、pH に依存して (I)~(III)



のような3種類のイオンとなる(Rは側鎖、これが解離基をもつ場合は4種類)。酸性側では(I)、アルカリ性側では(III)が増して、それぞれ酸と塩基の性質を示す。(II)のように1分子中に正負両電荷をもつイオンを、両性イオンあるいは双極子イオンとよぶ。また、水分子の場合は、 $2\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_3\text{O}^+ + \text{OH}^-$ のように解離するが、オキソニウムイオン H_3O^+ は酸(通常は H^+ で表す)で、 OH^- は塩基である。

両端間距離 = 末端間距離

両振り応力 [英 reversed stress, 独 umgekehrte Beanspruchung, 仏 tension à revers, 露 знакопеременное напряжение] ⇨ 繰返し応力

菱面体晶系 [英 rhombohedral system, 独 rhomboedrisches System, 仏 système rhomboédrique, 露 ромбоэдрическая система] = 三方晶系(⇨結晶系)

良溶媒 [英 good solvent] ⇨ 高分子溶液

リラクタンス [英 reluctance, 独 Reluktanz, 仏 réluctance, 露 магнитное сопротивление] = 磁気抵抗

リレー [英 relay, 独 Relais, 仏 relais, 露 реле]

電気信号入力でコイルに電流を流して電磁石を励磁し、機械的に電気回路の接点を開閉するものをいう。電磁継電器ともいう。特徴は、入力回路(コイル)と出力回路(接点)が電気的に全く独立しており、交流、直流などがいかに異質の電気信号回路でもよい。したがって制御信号の絶縁用にも使用される。

リレーの種類は用途や機能によって多種多様であるが、一般用リレーのほかには、リードリレー、ワイヤスプリングリレー、水銀リレー、有極リレー、遅延リレーなどがある。リレーの接点を使用する場合に、負荷に誘導性のものを接続したり、大電流のものを接続すると接点を開放にすると負荷に発生する逆起電力によって、アーク放電を生

じ接点の溶着もしくは焼損をするので、CR火花消去回路またはバリスター、ダイオードなどを接点に並列に挿入する必要がある。リレーと同様な動作をするものに、トランジスター、サイリスター、ソリッドステートリレーなどがある。

リレー放電管 [英 relay discharge tube, 露 тиратрон тлеющего разряда] ⇨ 冷陰極放電管

理論 [英 theory, 独 Theorie, 仏 théorie, 露 теория] 個々の実験事実や現象を統一的に説明することのできる普遍性をもつ知識の体系のことで、少数の原理や仮説を土台にして、それから導き出されるのが普通である。理論とよばれているものの中には、マクスウェルの電磁理論やアインシュタインの相対性理論のように極めて一般的で広い範囲の現象を説明することのできるものもあるが、特別な個別の現象を理解し説明する理論もある。後者に属するものの中には、理論だけでは決定することのできない物理量の大きさを実験と理論の比較によって決定し、事象を解析する、いわゆる現象理論とよばれるものもある。

理論物理学 [英 theoretical physics, 独 theoretische Physik, 仏 physique théorique, 露 теоретическая физика] 実験物理学が観察・実験などを通じ、直接自然界に働きかけることによって得た自然現象に関する経験事実をもとに、現象の背後に潜む法則性やその起源を明らかにし、それらを、より統一的・普遍的な数学的理論の形にまとめてゆくことが、理論物理学の目的とすることである。理論物理学者は、新しい物理的模型や数学的仮定を導入することにより、ひとつの理論をつくりあげるが、その正否は、もちろん理論的帰結が経験事実と十分合致するか否かによって判断される。さらに理論は、単に既知の事実を再現しうのみならず、未知の現象を予言する能力をも備えていなければならない。これらの予言は実験物理学者に新しい実験の可能性を示唆し、その検証を要請することになる。より多くの正しい予言をなしうる理論が、よりよい、より強力な理論であるといふべきであろう。理論と実験とは、このように、互いに他を助け、補い合いながら発展していく。一方が進みすぎたため、かえって物理学全体の発展が遅延させられたという事例すらある。

理論物理学自体の内的発展の様式を科学的観点より説明したものととして、武谷三男の三段階論がある。彼は、現象論的段階、実験論的段階を経過し、本質論的段階に至って理論は完成すると説く。他方、S. T. Kuhn によれば、理論の発展とは、ひとつのパラダイムより、それを超克する新しいパラダイムへの革命的飛躍である。ハイゼンベルク流にえば、このパラダイムとはひとつの閉じた理論体系のことである。理論がより完全であればあるほど、その各部分が互いに緊密に論理的に関連しあっており、その枠外に出ることは容易ではなくなる。したがって、新しい、閉じた理論への移行は、必ずしも論理的段階を経るものではなく、従来の理論の内部矛盾とか、実験による新事実の発見とかを契機とした、非論理的な要素すら含む、ひとつの創造的飛躍であるといつてよからう。

現代の理論物理学の方法は、物質を分子・原子・素粒子…などの基礎的粒子より構成されるものとする、いわゆる原子論的物質観を、相対性理論、量子力学および統計力学を用いて数学的理論に具体化することにあるといえる。その内容についていえば、一方では、相対論的量子力学に基づ

いて、物質の究極的構造を追求する素粒子物理学があり、また他方では、量子力学・統計力学に基づいて物質の巨視的性質を原子論的に説明しようとする物性物理学があって、この両者が純粋理論物理学の2本の大きな柱となっている。ここの成果はさらに他の分野にも広く応用されており、宇宙物理学や生物物理学などの発展を促している。上述の方法論は、「物理的世界の統一像の確立へ」という物理学本来の目的には確かに適切であったと思われるが、その版図を(生命・精神などの)非物理的現象の解明にまで拡大するとき、それがはたしてどの程度有効なものであるのか、このことについては今のところ明らかではない。

理論物理学刊行会 [英 Progress of Theoretical Physics, Publication Office] 1946年7月に、湯川秀樹によって創刊された欧文学術雑誌 Progeress of Theoretical Physics を刊行する目的で、1948年に設立された組織。当初京都大学理学部内におかれたが、1952年から京都大学湯川記念館に移り、今日に至っている。Progress は創刊後数年で月刊誌となったが、そのほかに別シリーズとして、1955年以来 Supplement of The Progress of Theoretical Physics が年3~4冊程度刊行されている。さらにシンポジウムや国際会議の記録なども随時の刊行物として発行されてきた。

Progress には、現在、本論文と Progress Letters の欄があり、レフェリーの意見を参考にして、編集委員会が認めた投稿論文だけが掲載される。投稿は、日本国内の研究者が主であるが、海外からの投稿も少なくない。湯川は、海外生活とその後のしばらくの期間を除き、創立時から1981年の逝去まで、刊行と編集の代表者を務めた。

臨界性 [英 criticality, 独 Kritikalität, 仏 criticalité, 露 критичность] 原子炉で核分裂による中性子の生成数と吸収や漏洩による消失数が等しく、すなわち実効増倍率 $k_{\text{eff}}=1$ で、時間的に定常的な中性子束密度が保持されている状態のこと。この臨界が達成されるための条件を臨界条件といい、理論的には、中性子バランスの方程式から帰結される。

臨界圧 [英 critical pressure, 独 kritischer Druck, 仏 pression critique, 露 критическое давление] \Rightarrow 臨界点

臨界エネルギー [英 critical energy, 独 kritische Energie, 仏 énergie critique, 露 критическая энергия]

[1] チャネリングにおける臨界エネルギー：高速イオンが結晶軸もしくは面にほぼ平行に入射したとき、チャネリング効果が生じる(\Rightarrow チャネリング)。この場合、入射したイオンは結晶中で結晶軸に平行な原子列もしくは結晶面に平行な原子面を横切ることなく小角散乱しながら結晶中を進行する。しかしイオンの結晶軸あるいは面に垂直な方向のエネルギーが、ある一定値を超えると、このイオンはこれら原子列もしくは原子面を横切って進み、このイオンはチャネリング効果を示さない。このエネルギーを臨界エネルギーという。

イオンのもっている運動エネルギーを E 、原子番号 Z_1 、結晶原子の原子番号 Z_2 、そのトーマス-フェルミ半径を a 、原子列での原子間隔を d とすると、Lindhard によれば、軸チャネリングの場合、臨界エネルギーは、 E が $2Z_1Z_2e^2d/da^2$ より大きいときには、 $2Z_1Z_2e^2/d$ で与えられる。したがって、エネルギー E_0 で結晶軸方向に入射したイオンがチャネリング効果を示す入射方向と結晶軸とのなす角の最大値、すなわち、チャネリングの臨界角は

$\sqrt{2Z_1Z_2e^2/Ed}$ である。またチャネリングしているイオンが結晶中で電子と衝突したり、原子の熱振動により、その進行方向に対する横方向のエネルギーが増加し、臨界エネルギーを超える現象がディチャネリングである(\Rightarrow ディチャネリング)。

[2] シンクロトロン放射の臨界エネルギー(\Rightarrow シンクロトロン放射)。

[3] 荷電粒子のエネルギー損失における臨界エネルギー(\Rightarrow エネルギー損失)。

臨界温度 [英 critical temperature, 独 kritische Temperatur, 仏 température critique, 露 критическая температура] \Rightarrow 臨界点

臨界角 [英 critical angle, 独 kritischer Winkel, 仏 angle critique de canalisation, 露 критический угол в канальном эффекте]

[1] 全反射の臨界角のこと(\Rightarrow 全反射)。

[2] 結晶の低指数原子列に小さい角度で衝突する粒子は、原子列を形成する個々の原子により、順次小さい角度で散乱されるため、原子列に近づけない。この現象をチャネリングとよぶ。粒子の原子列と衝突する角度が大きくなると、粒子の原子列に対する接近距離が、臨界接近距離以下になる。このため、粒子のチャネリングは起らない。粒子のチャネリングが生じるこの臨界の角度を臨界角とよぶ。臨界角 ψ_c は、理論的には、臨界接近距離 r_c を与える式

$$U(r_c) = E_1 \equiv E_0 \psi^2$$

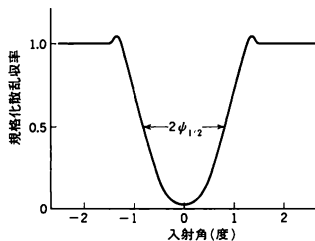
と、原子列ポテンシャルの観念が適用できる条件

$$r_c/d \geq \psi$$

とから決定できる。ここで、 $U(r)$ は原子列ポテンシャル、 E_0 は粒子の運動エネルギー、 ψ は粒子の原子列に対する衝突角、 E_1 は横エネルギーとよばれ、運動エネルギーの原子列に垂直な成分、 d は原子列内の原子の平均間隔である。リントハルトは格子振動のない静止原子列ポテンシャルを用いた場合、軸チャネリングの臨界角 ψ_1 は

$$\psi_1 = \sqrt{2Z_1Z_2e^2/dE_0}$$

で表されることを示した。ここで Z_1, Z_2 は粒子および結晶原子の原子番号である。これに対して臨界角の実験値は、結晶にコリメートした粒子ビームを衝撃し、チャネリングしない粒子が結晶原子と起す接近衝突(ラザフォード散乱、核反応、X線放出など)の収率の測定から決定されている。ラザフォード散乱収率の入射角(原子列に対する衝突角 ψ)依存の曲線の概略図を示す。入射角が大きいと



き、すべての粒子がチャネリングしないので散乱収率は大きく、図のように入射角に依存せず、平坦となる。入射角が小さくなるとともにチャネリングする粒子の割合が増加するので、散乱収率が減少する。入射角が0のとき、つまり粒子ビームが原子列と平行に入射するとき、散乱収率は

最小になる。臨界角の実験値 $\psi_{1/2}$ はこの収率曲線ディップの半値幅の半分として求められている。図

臨界緩和 [英 critical relaxation, 仏 relaxation critique, 露 критическая релаксация] 臨界点近傍で起る緩和現象。臨界点近傍では、秩序度を表すモードは不安定化され、緩和時間が異常に長くなる。これを一般に臨界緩和という。緩和現象には磁気緩和、誘電緩和、温度緩和などいろいろあり、それに応じて臨界緩和にもいろいろな種類があるが、本質的には、振動数 ν の外場に対応する応答 $\chi(\nu)$ が

$$\chi(\nu) \propto \frac{\chi(0)}{1 + i\nu\tau} \quad (1)$$

のように表され、緩和時間 τ が、 $T = T_c$ (転移点) で発散することによって臨界緩和が特徴づけられる。波数 κ に対する応答をみると、式(1)はさらに

$$\chi(\kappa, \nu) \propto \frac{1}{\chi(\kappa)^{-1} + i\nu} \quad (2)$$

と拡張され、分子場理論では、 $\chi(\kappa)^{-1} \propto \kappa^2 + a|T - T_c|$ となるから、 $T \rightarrow T_c$ 、 $\kappa \rightarrow 0$ につれて、緩和時間が長くなる。これは、転移点に近くなるにつれて、大きなクラスターが励起され、その時間的変動がクラスターのサイズが大きくなるにつれて遅くなるためである。このように直観的には、臨界緩和現象は、平衡系のゆらぎが大きくなることによって起る現象として理解される。これを熱力学的臨界緩和ということもある。

最近、非平衡系に固有なゆらぎが存在し、熱力学的臨界緩和と異なる、もっと遅い臨界緩和が存在することが、運動学的なイジング模型で見いだされている。通常の臨界緩和は、線形応答理論の範囲で考えているので、線形臨界緩和ともよばれ、初期値が平衡系から遠く離れた場合の非線形臨界緩和と区別される。

臨界緩和現象 = 臨界緩和

臨界共溶現象 [英 critical consolute phenomenon]

全組成領域にわたっては完全に溶解しない2種の液体が共存2相を成している混合溶液において、温度(あるいは圧力)を変化させると溶解性が増して共存2相の組成がしだいに近づき、ある温度(あるいは圧力)で完全に溶解して1相安定となる現象をいう。この時の温度を臨界共溶温度といい、この温度、組成(⇔臨界点)近傍で種々の物性に異常が見られる(⇔臨界現象)。温度を上昇すると溶解する場合(高温溶解型)、その温度を上限臨界共溶温度とよび、温度を下降すると溶解する場合(低温溶解型)、これを下限臨界共溶温度とよぶ。上限および下限臨界共溶温度の存在は、混合のエントロピー(厳密にはエントロピーの組成に対する二次の微分の符号を変えたもの)がそれぞれ正および負であることを示している。多くの溶液は高温溶解型であるが、トリエチルアミン-水のように低温溶解型のものや、ニコチン-水のように高温で上限臨界共溶温度、低温で下限臨界共溶温度と両者をもつ系もある。また高分子溶液においては、普通、上限臨界共溶温度を示すが、温度をさらに上昇すると再び相分離が起り高温側に下限臨界共溶温度をもつのが一般的である。また、ポリスチレン-ポリビニルメチルエーテルなど高分子-高分子混合系でも下限臨界共溶現象が見られる。高分子系での下限臨界共溶現象は、混合の際の自由体積(⇔自由体積の理論)の変化に伴うエントロピーの減少がその原因とされている。たとえば高分子溶液では、低分子溶媒が高分子に比べて熱運動が激しくよ

り膨張しているのを、自由体積も大きくそれによる大きなエントロピーをもっているが、高分子との混合により溶媒の自由体積が減少するために、そのエントロピーの多くが失われて混合のエントロピーを負にさせると考えられている。

臨界結合 [英 critical coupling, 仏 couplage critique, 露 критическая связь] ⇔ 中間周波変成器

臨界現象 [英 critical phenomenon, 独 kritische Erscheinung, 仏 phénomène critique, 露 критическое явление] 二次相転移の転移点近傍で、一般にゆらぎが異常に大きくなる現象。二次相転移は、図1のように一般に協

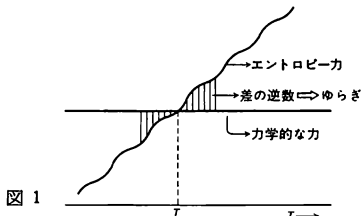


図 1

力的な力学的な力とエントロピー力とのつり合いによって起る現象で、そのつり合いの点が臨界現象であり、ゆらぎは両者の差が小さくなるにつれて大きくなる。したがって、転移点 T_c ではゆらぎは一般に発散する。たとえば、図2、図3のように、比熱や磁化率が T_c で発散する。比熱は、エネルギーのゆらぎで表され、磁化率は、磁化のゆらぎで表される。また自発磁化のような秩序の度合を表す秩序度は、図4のように、 T_c 以下で0でない値をもつようになる。このような臨界現象は、体系の非線形性に由来

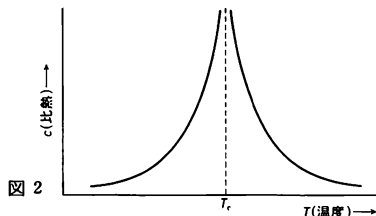


図 2

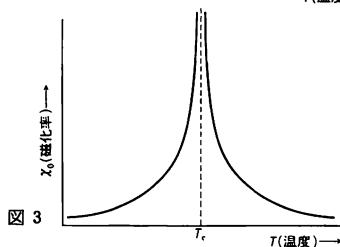


図 3

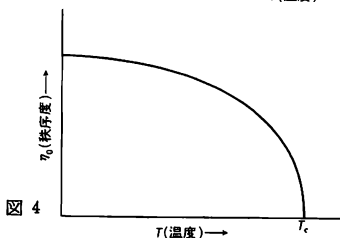


図 4

するものであり、それを最も簡単に理解するために、いま磁性体を例にして現象論的に説明する。外から与えた磁場 H に比例して、磁性体が磁化 M をもつ場合には、 $H=aM$ (a は比例定数) と表される。最低の非線形効果として磁化 M の三乗の項を追加して、 $H=aM-bM^3$ としてみる。この状態方程式で、 $H=0$ のとき自発磁化 M_0 が現れるためには、 $aM_0-bM_0^3=0$ が実数解をもたねばならない。これは、 a が $T=T_c$ を境にしてその符号を変える場合に実現される。すなわち、 $a \propto T_c - T_0$ 。零磁場の磁化率 χ_0 は

$$\chi_0 = \left(\frac{M}{H} \right)_{H \rightarrow 0} = \frac{1}{a} \propto |T_c - T|^{-1}$$

となつて、 T_c で発散することになる。物理的にいうならば、 T_c で自発磁化が現れ、対称性が自発的にやぶれ、不安定性が現れ、それがゆらぎの発散となつて応答係数の異常性として観測にかかってくることになる。以上は、統計力学的に言えば分子場近似であるが、本質的にはこれで尽きている。最近、ゆらぎの効果をもっときちんと取り入れるために、くりこみ群の理論 (\Rightarrow 展開) が K. G. Wilson (1971 年) によって提案され、数多くの応用が行われ、臨界現象の研究が一段と進展した。

この臨界現象で非常に重要な点は、スケーリング則と普遍性が成立することである (\Rightarrow カタノフ変換、普遍性)。この結果、一見全く異なった体系とみえる場合にも同一の臨界現象が観測されることもあり、どの普遍性のクラスに属するかを見つけることが重要な研究課題になっている。このような臨界現象は平衡系のみならず、非平衡系にも現れる。平衡系の転移点 T_c 近傍で、動的なふるまいを調べると、平衡系からのずれが非常に小さく、線形応答理論が使えらる範囲で、やはり、動的現象にも転移点近傍で、系の不安定性に伴って異常性が現れる。これを動的臨界現象という。緩和時間が異常に長くなる臨界緩和現象が最も基本的であり、これはさらに、一般の輸送係数の異常性として観測される。

臨界減衰 [英 critical damping, 独 kritische Dämpfung, 仏 amortissement critique, 露 критическое затухание] \Rightarrow 減衰振動

臨界減衰回路 [英 critical damping circuit, 独 kritisch gedämpfter Kreis, 仏 circuit d'amortissement critique, 露 критическая демпфирующая цепь] 電気振動が臨界減衰を起す状態にある振動回路をいう。回路の微分方程式

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2r \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0$$

において、 $r^2 - \omega_0^2 = 0$ のとき臨界減衰回路となる (\Rightarrow 減衰振動)。インダクタンス L 、電気容量 C 、抵抗 R からなる直列 LCR 回路では、電荷 q についての微分方程式は

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0$$

であるから、 $(R/2L)^2 - 1/LC = 0$ すなわち $R^2 = 4L/C$ のとき臨界減衰回路となる。

臨界散乱 [英 critical scattering, 仏 diffusion critique, 露 критическое рассеяние] 臨界点近傍では秩序変数のゆらぎの空間的スケールが異常に増大する。このことは、光や放射線の伝播する媒質の性質が大きなスケールにわたって変化していることを意味する。このために光、中性子線などの放射線がこのような状態にある媒質を通過する際には異常に大きな散乱が見られ、特に前方向で鋭い極大を

示す。このような現象を一般に臨界散乱とよぶ。昔から知られている液体の臨界タンパク光もそのひとつである。現在ではこのほかにも磁性体や強誘電体など二次相転移を起す多くの物質についてこの現象が知られている。臨界散乱のもうひとつのきわだった特徴はその振動数スペクトルである。臨界点近傍におけるゆらぎはその空間的広がりが大きくなるとともにその運動も異常に緩慢となる。それに対応して振動数スペクトルの線幅が異常に狭くなる。逆に臨界散乱のスペクトル強度から臨界点におけるゆらぎの静的動的性質についての重要な手がかりが得られている。

臨界指数 [英 critical exponent, 独 kritischer Exponent, 仏 exposant critique, 露 критический показатель] 二次相転移の転移点 T_c 近傍での物理量の異常性の特徴づける指標を臨界指数という。 $\epsilon = (T - T_c)/T_c$ を用いて比熱 C の異常性を $C \sim \epsilon^{-\alpha}$ と仮定し、比熱の臨界指数を定義する。特に比熱が対数発散 $C \sim \log \epsilon$ のときは $\alpha = 0$ (対数) と表現する。自発磁化 M_0 の温度依存性を $M_0 \sim |\epsilon|^\beta$ と書いて、 M_0 の臨界指数 β を定義する。以下同様に、磁化率 $\chi_0 \sim \epsilon^{-\gamma}$ 、臨界点での磁化 $M(T_c)$ の磁場 H に対する異常性 $M(T_c) \sim H^{1/\delta}$ 、 R だけ離れた 2 点間の T_c での相関関数 $C(R) \sim R^{-(d-2+\eta)}$ (ただし、 d は系の次元)、相関距離 $\xi \sim \epsilon^{-\nu}$ によって、それぞれ、 $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \nu$ などを定義する。分子場近似 (\Rightarrow 臨界現象) では、 $\alpha = 0, \beta = 1/2, \gamma = 1, \delta = 3, \eta = 0, \nu = 1/2$ である (\Rightarrow オルンシュタイン-ゼルニク理論)。ゆらぎの効果が重要になると、一般に、これらの臨界指数は分子場近似の値とは違ったものになる。臨界指数の間には、スケーリングの関係式 $\alpha + 2\beta + \gamma = 2, \alpha + \beta(1 + \delta) = 2, \gamma = \nu(2 - \eta), d\nu = 2 - \alpha, d\gamma = (2 - \alpha)(2 - \eta), \eta = 2 - d(\delta - 1)/(\delta + 1)$ が成立するものと、スケーリング理論よりくりこみ群の理論から推論されている。

臨界指数の不等式 [英 inequalities of critical exponents, 仏 inégalité d'exposants critiques, 露 неравенства для критических показателей] 臨界指数の間には、適当な条件の下で、いろいろな不等式が導かれている。たとえば、ラッシュブルク不等式 $\alpha' + 2\beta + \gamma' \geq 2$ 、ジョセフソン不等式 $d\nu' \geq 2 - \alpha', d\nu \geq 2 - \alpha$ 、グリフィス不等式 $\alpha' + \beta(1 + \delta) \geq 2$ などがある。ただし、 $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \nu$ は、それぞれ、比熱、自発磁化、磁化率、臨界的での磁化、および相関距離の臨界指数を表す。また、 d は系の次元、 α', γ', ν' は、それぞれ $T < T_c$ での比熱、磁化率、相関距離の臨界指数を表す。

臨界実験 [英 critical experiment, 独 kritisches Experiment, 仏 expérience critique, 露 критический опыт] 概念設計により、原子炉の炉心の主要な構成が決められる。すなわち、燃料体、減速材、冷却材、反射材などの材料と寸法・配置が定められる。この段階で炉心の炉物理特性確認を目的として、臨界実験装置に核的な模擬炉心を構成して炉物理特性の確認実験を行う。この実験を臨界実験という。測定項目は臨界質量のほか、中性子束分布、制御棒反応度係数、反応度温度係数、動特性パラメーター、転換比などであつて、核特性の設計計算精度を把握することができる。また、この臨界実験から、概念設計段階における炉特性についてのねらいが詳細設計において実現される見通しを得る機会になっている。臨界実験による確認が終ると、詳細設計に入るが、詳細設計終了時点でさらに臨界実験を行う場合もある。また、実証済みの炉型であつても、改良のために、臨界実験を行うこともある。

臨界質量 [英 critical mass, 独 kritische Maß, 仏 masse critique, 露 критическая масса] 臨界状態にある原子炉の核燃料物質の質量のこと, 核分裂性物質, たとえば ^{235}U や ^{239}Pu だけの質量についていう場合が多い. 熱中性子炉では, 核燃料物質を減速材中に, 均質ないし非均質に配置して, 核分裂中性子を減速させて熱中性子にしてから核燃料物質と反応させるようになっている. 一般に, 減速材の割合を大きくすると, 減速の途中で ^{238}U などに共鳴吸収される確率が小さくなり, 多くの核分裂中性子が熱中性子まで減速されるようになるが, 一方熱中性子のうち, 核燃料物質に吸収される確率が減少して, 減速材に吸収される確率が増加するようになる. また, 原子の外部に漏れてしまう確率は, 原子炉の体積が大きくなるほど, また核燃料物質の割合を大きくするほど小さくなる. 以上の理由により, 臨界質量は, 核燃料物質と減速材の割合に依存するとともに, 炉心部の周囲に取付ける反射体の有無に強く影響される. ^{235}U だけの球では臨界質量は約 50 kg, このときの半径は約 8 cm である.

臨界磁場 [英 critical magnetic field, 独 kritisches Magnetfeld, 仏 champ magnétique critique, 露 критическое магнитное поле] 超伝導体に外部から磁場を加えたとき, その強さ H がある値より大きくなると超伝導から常伝導へ変わる. この境目の磁場を臨界磁場という. 第一種超伝導体の場合には, 長い棒状の物体に軸と平行な磁場を加えると, H が臨界磁場 H_c に達するまで磁束が内部に侵入せず完全反磁性を示す. また, H_c は絶対温度 T の関数で, 両者の関係は近似的に $H_c(T) = H_0[1 - (T/T_c)^2]$ と表される. ただし, H_0 は $T=0$ での臨界磁場, T_c は転移温度である. これに対して, 第二種超伝導体では多少, 事情が異なり, 超伝導が常伝導に変わる磁場を上部臨界磁場とよんでいる. この場合には, それより小さな下部臨界磁場で磁束が内部に侵入し, 完全反磁性が失われる. 普通, 下部臨界磁場を H_{c1} , 上部臨界磁場を H_{c2} で表す. 一方, 熱力学の立場では, 常伝導状態と超伝導状態での, 磁場 0 におけるギブスの自由エネルギーを, それぞれ G_n , G_s として

$$G_n - G_s = \frac{1}{2} \mu_0 V H^2$$

の関係により, 臨界磁場 H_c を導入する. ここで μ_0 は真空の透磁率, V は体系の体積である. このようにして定義された H_c を熱力学的臨界磁場という. 第一種超伝導体では, この H_c は上で述べたものと一致する. しかし, 第二種超伝導体では, $H_{c1} < H_c < H_{c2}$ の関係が成り立つ. なお, H_0 , H_{c2} の具体的な数値については, 付録の表を参照.

臨界集合体 [英 critical assembly, 独 kritische Anordnung, 仏 assemblage critique, 露 критическая сборка] 原子炉物理および原子炉の核特性の研究ならびに教育のために使用される実験装置. 原子炉と同様に減速材中に燃料棒を配置して炉心部を構成し, これを取囲むように反射体を配置する. また, 起動用中性子源のほか制御・安全装置として, 制御棒・安全棒なども取付けられていて, 臨界にすることができ. 炉心の燃料棒の種類, 形状, 配置などを簡単に変更することができるようになっている. 臨界質量, 中性子束分布, 反応度などの測定を行い, 核計算の精度の実証のほか, 最適な原子炉の構成の決定, 核的安全性に関する研究を行う. 一般に, 熱出力は, 10~1000 W

程度で運転されるので, 熱除去の装置はついていないことが多い.

臨界条件 [英 critical condition, 独 kritische Bedingung, 仏 condition critique, 露 критическое условие] 原子炉中で核分裂による中性子の生成数と吸収や漏洩による消失数が等しく, すなわち実効増倍率 $k_{eff}=1$ で時間的に定常的な中性子束密度が保持されている状態を臨界といい, この臨界が達成されるための条件を臨界条件という. 広義には, 原子炉の制御棒の挿入長さ, 水位, ならびに温度など, 原子炉の反応度を変化させる要因について, 臨界条件を定めることができる. しかし, 一般には, 中性子のバランスの方程式から帰結される炉物理量間の関係式として, 臨界条件を記述する場合が多い. たとえば, 年齢拡散理論では, 臨界条件は次式で表現される.

$$\frac{k_{\infty}}{1 + B_g^2(L^2 + \tau)} = 1$$

ここに, k_{∞} は無限体系の中性子増倍率, B_g は形状バッキング, L は拡散距離, τ は中性子年齢.

臨界状態 [英 critic state, 仏 état critique, 露 критическое состояние] = 臨界点

臨界制動 [英 critical damping] \Rightarrow 減衰振動

臨界接近距離 [英 critical approaching distance, 独 kritischer Annäherungsabstand, 仏 distance critique d'approche, 露 критическое расстояние сближения] チャネリング粒子と原子列との衝突において, チャネリング粒子が原子列に接近する距離の最小値をいう. 図 1 に示すチャネリング粒子と原子列との衝突過程は, 原子列に垂直な面上に投影すると, 図 2 のように見える. 図 2 は, 相互

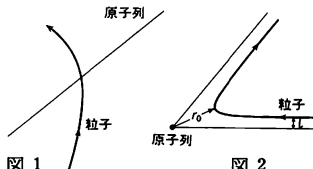


図 1

図 2

作用ポテンシャル $U(r)$ をもつ原子列と横エネルギー $E_1 (=E_0\psi^2)$ をもつ粒子との衝突と同等である. ここで, E_0 は粒子の運動エネルギー, ψ は粒子が原子列となす角度である. 衝突係数を l とすると, エネルギーと角運動量に関する保存条件から, 粒子の原子列に対する接近距離 r_0 は

$$1 - \frac{U(r_0)}{E_1} = \frac{l^2}{r_0^2} = 0$$

で与えられる. 原子列ポテンシャル $U(r)$ は r の増加とともに単調に減少するので, r_0 は $l=0$ のとき最小値をとる. したがって臨界接近距離 r_c は $E_1 = U(r_c)$ で与えられる.

臨界せん断応力 [英 critical shear stress, 独 kritische Schubspannung, 仏 tension de cisaillement critique, 露 критическое напряжение сдвига] \Rightarrow 降伏条件

臨界速度 [英 critical velocity, 独 kritische Geschwindigkeit, 仏 vitesse critique, 露 критическая скорость] 管の中を流れる超流体も, その速度が一定値 v_c 以上になると管壁との間に摩擦が生じ, 永久流動を止め, 流れは減衰する. この境界の速度を臨界速度とよぶ. 実測された臨界速度は管の半径によって値が変わる. これは減衰が, 渦輪を形成する素過程によることを示している (\Rightarrow ランダウの臨界速度基準). 特に λ 転移点近傍では, 凝縮体密度の

ゆらぎにより渦輪が発生成長し、凝結体の位相が管に沿って 2π だけ抜け落ちるという機構によって、速度が減少する。この内在的減衰は線状超伝導体においても起きる。

臨界タンパク光 [英 critical opalescence, 独 kritische Opaleszenz, 仏 opalescence critique, 露 критическая опалесценция] 気体や溶液が臨界点付近で発する乳白光をいい、その光はオパール(タンパク石)の輝きに似ている。これは、臨界点付近で起る異常に大きな密度や濃度のゆらぎにより強い散乱光がでるため、臨界現象一般に見られる臨界散乱の一種である。気体や溶液においては、臨界タンパク光の測定により、臨界点近傍のゆらぎの静的および動的な構造(圧縮率または浸透圧圧縮率、相関距離、拡散など)を知ることができる。臨界温度における散乱角 0 における散乱光強度の発散のしかたは、圧縮率、磁性体の磁化率などのそれと同じである。

臨界遅延現象 = 臨界緩和

臨界超過 [英 super critical, 独 überkritisch, 仏 sur-critique, 露 надкритический] 原子炉中で核分裂による中性子の生成数が吸収や漏洩による消失数を上まわっている状態のこと。臨界超過の状態では、中性子増倍率 k_{eff} は 1 より大きくなり、中性子束数は時間的に増大し続ける。過渡状態の後、中性子束密度 ϕ は一定の炉周期 ω^{-1} で増大するようになる ($\phi \propto e^{\omega t}$)。炉周期 ω^{-1} を測定して、次の逆時間方程式から、原子炉の反応度 ρ を求めることができる。

$$\rho = \frac{\Lambda \omega}{\Lambda \omega + 1} + \frac{1}{\Lambda \omega + 1} \sum_{i=1}^m \frac{\omega \beta_i}{\omega + \lambda_i}$$

ここに、 Λ, β_i および λ_i は中性子世代時間 i 群の遅発中性子分率および先行核の減衰定数であり、 m は遅発中性子の全群数を示している (\Rightarrow 反応度)。

臨界点 [英 critical point, 独 kritischer Punkt, 仏 point critique, 露 критическая точка] 一般に二次相転移の起る転移点の近傍では、ゆらぎが異常に大きくなり臨界揺動が起るので、この二次相転移点を臨界点という。図1は、気相・液相転移の臨界点を表し、図2は、強磁性体の臨界点を表している。臨界点 T_c は、秩序をつくろうとする相互作用の強さ J と秩序を壊そうとするエントロピー

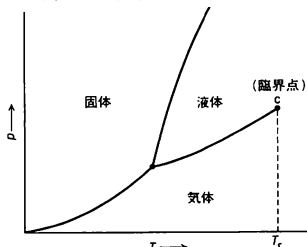


図1

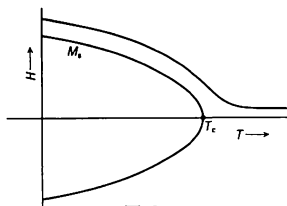


図2

の力 kT が同じ程度の大きさになってバランスする条件から、 $kT_c \sim J$ として決る。一般に、相互作用すなわちハミルトニアンを与えてその系の T_c を求めることは難しい問題であるが、くりこみ群の方法を用いると、くりこみ群演算子の固定点から T_c が原理的に求められる。また、相関距離 ξ が無限大になるところとして T_c を定義することもできる。一般に、臨界点 T_c では、秩序変数の応答は発散する。たとえば、強磁性体の磁化率 χ_0 は T_c で発散する。特に蒸気圧曲線は図1のように有限の温度で終る。この端の点が臨界点で、それを表す熱平衡状態が臨界状態である。圧力 p と比体積 v を座標軸にとった図3で見ると、臨

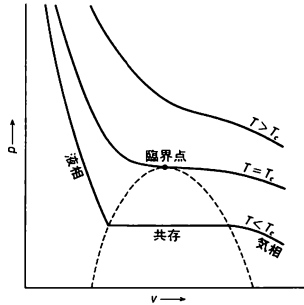


図3

界温度以下の一定の温度に対応する等温線は、液相と気相の曲線の間、液相と気相の共存に対応する圧力一定の直線部分がある。これが温度上昇とともに短くなり、臨界温度 T_c ではついに変曲点となる。すなわち、 $(\partial p / \partial v)_T = 0$ 、 $(\partial^2 p / \partial v^2)_T = 0$ 。このときの圧力 p_c を臨界圧、また、そのときの比体積 v_c を臨界比体積とよぶ。 T_c 以上の温度では等温線は滑らかに変化し、液相と気相との区別がない。つまり連続的な変化しか起らない。この臨界状態は一般に他の一次の相変化の場合にもありうるが、液相と気相のように、対称性が同一でない存在しない。臨界点を回って連続的に移行できなければならないからである。この意味で固相と液相の相平衡には臨界状態がありえない。臨界状態に近づくと、2つの相を区別していた変数(液相と気相の場合には密度)のゆらぎが限りなく大きくなる。液相・気相の相平衡の場合には、これが強い光散乱を起し、いわゆる臨界タンパク光として観測される。

臨界電流 [英 critical current, 独 kritischer Strom, 仏 courant critique, 露 критический ток] 超伝導状態は、超伝導体を通る電流を強くしていくと常伝導状態になってしまう。この超伝導状態が壊れる限界の電流の強さを臨界電流という。臨界電流の原因のひとつは、それをつくる磁場が試料の表面で臨界磁場を超えてしまうことで、試料の形に依存する。第二の原因は微視的なもので、電流を運ぶクーパー対が電流が強くなるとともに不安定になることが考えられるが、これによる臨界電流の値は実験値に比べて大きすぎるため、ほかの原因によるものと考えられている。

臨界背圧 [英 critical backing pressure, 独 maximal zulässiger Vorvakuumdruck, 仏 pression critique de refluxement, 露 критическое противодавление] \Rightarrow 背圧

臨界比体積 [英 critical specific volume, 独 kritisches spezifisches Volumen, 仏 volume spécifique critique, 露 критический удельный объем] \Rightarrow 臨界点

臨界方程式 [英 critical equation, 独 kritische Gleichung, 仏 équation critique, 露 критическое уравнение] 原子炉中で核分裂による中性子の生成数と吸収や漏洩による消失数が等しく, すなわち実効増倍率 $k_{\text{eff}}=1$ で時間的に定常的な中性子束密度が保持されている状態を臨界状態といふ, 原子炉中の中性子の挙動に関する核反応による中性子の生成・消失の期待値についてのバランスを記述する方程式を臨界方程式という。たとえば, 最も簡単な一群拡散理論方程式は

$$-D\nabla^2\phi(r) + \Sigma_0\phi(r) = \nu\Sigma_f\phi(r)$$

ここに, D , Σ_0 , Σ_f および ν は, それぞれ中性子の拡散係数, 吸収断面積, 核分裂断面積および核分裂当りの中性子の発生数を示し, $\phi(r)$ は中性子束を示している。この式から

$$\frac{k_\infty}{1+B_g^2(L^2+\tau)}=1$$

が得られる。これが臨界方程式である。ここに k_∞ は無限増倍率, τ は中性子年齢, L は拡散距離, B_g は形状バッキングである。この式の左辺は実効増倍率にほかならず, 臨界ではこれが1であることを示している(⇒実効増倍率)。また, 初めの中性子バランスを表す拡散方程式自体を臨界方程式という場合もある。

臨界ミセル濃度 [英 critical micelle concentration, 独 kritische Micellebildungskonzentration, 仏 concentration critique pour la formation des micelles, 露 критическая концентрация мицеллы] ⇒ ミセル

臨界未満 [英 subcritical, 独 unterkritisch, 仏 sous-critique, 露 подкритический] 原子炉中で核分裂による中性子の生成数が吸収や漏洩による消失数を下まわっている状態のこと。臨界未満の状態では, 中性子増倍率 k_{eff} は1より小さく, 中性子束密度は時間的に減少する。定常的な中性子源を原子炉中に投入すると, 固有の大きさの中性子束密度 ϕ [中性子数・ $\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$] を生ずる。 ϕ は k_{eff} が1に近いほど大きくなり

$$\phi \propto \frac{S}{1-k_{\text{eff}}}$$

ここに, S は定常的な中性子源の強度 [発生中性子数・ s^{-1}] を表している。したがって, ϕ を測定して, k_{eff} を求めることができる。この中性子増倍率の測定方法を中性子源増倍法という(⇒臨界)。

臨界揺動 [英 critical fluctuation, 独 kritische Fluktuation, 仏 fluctuation critique, 露 критическая флуктуация] 臨界点近傍になると, ゆらぎ(すなわち揺動)はますます大きくなり, ちょうど臨界点では発散する。これを臨界揺動という。これは臨界現象にとって最も基本的な現象である。これがもとになって, 臨界点近傍ではいろいろな物理量に異常性が現れる。磁気転移では, 磁化率 χ_0 は磁化 M のゆらぎ $\langle M^2 \rangle$ に比例して臨界点で発散する。気相・液相転移では密度のゆらぎが発散し, したがって圧縮率が発散する。一般に, 秩序変数の応答係数は, 臨界点で発散する。もっと詳しく臨界揺動の機構を理解するには, L. D. Landau に従って, 自由エネルギー f を秩序変数 η に関して

$$f = f_0 + A\eta^2 + B\eta^4 + \cdots - \eta h$$

と展開し, $A \propto a(T - T_c)$ と T_c のところで符号が変わることに注意すれば, 外場 h に関する応答は

$$\frac{\partial f}{\partial \eta} = 2A\eta - h + \cdots = 0$$

より, η が小さい領域では, $4B\eta^3$ 以上の高次の項を無視して

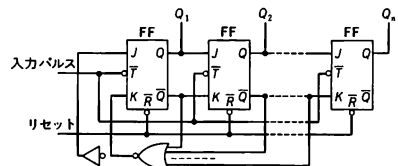
$$\chi_0 \equiv \frac{\eta}{h} = \frac{1}{2A} \propto (T - T_c)^{-1}$$

となる。すなわち, 磁化率 χ_0 が T_c で発散するのは, 秩序変数 η が $T < T_c$ で0でない値をもつようになる必然の結果であることがわかる。

リングング [英 ringing, 露 ударное возбуждение] ⇒ バルス

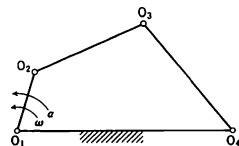
リンク [英 link, 独 Verbinden, 仏 lier, 露 связь] 計算機においてプログラムを連結すること。リンクには次の2通りの意味がある。(1) 2つ以上のプログラムを結び合わせる。たとえば, 独立にコンパイル(コンパイラによって翻訳)された複数個のオブジェクトプログラムをまとめて1つの実行可能なプログラムとすること。このようなリンクをするプログラムはリンケージエディタ(linkage editor)ともいわれる。(2) 呼出されたプログラムからものとプログラムへ戻ることを可能にするための手段。

リングカウンタ [英 ring counter, 独 Ringzähler, 仏 compteur annulaire, 露 кольцевой счётчик] 計数回路の一種で, シフトレジスターの最終段の出力を第一段の入力に戻し環状に接続したものである。第一段の1または0の論理情報がレジスターの各段を順次通過して, 周期 n (レジスターの段数) で繰返される。 n 個の要素のうち1個のみを動作状態にさせる必要のある回路, n 進計数回路などに利用される。図において FF はフリップフロップでリ



セット直後出力 $Q_1 \sim Q_n$ は0である。次に入力パルスがあると Q_1 のみが1となる。さらに入力パルスがあると Q_1 の出力1は Q_2, Q_3 へと移動していく。図の回路では $n+1$ 番目のパルスで再び Q_1 が1となるようになっている。

リンク機構 [英 linkage, 独 Gelenkette, 仏 système articulé, 露 шарнирная система] 一般に機械の運動部分は, 必要な相互運動を行えるよう組合せた対偶とよばれる部分の組合せによって構成されるが, 複数の対偶を組合せた機構をリンク機構という。対偶2つからなるリンクを単節という。対偶には部分相互の接触が表面になる面対偶, まわり対偶, すべり対偶, 点と線で接触する点線対偶などがある。図のようにまわり対偶の単節4個を結合したリンク機構を四節回転連鎖という。この機構によって, 早もどり運動, 平行運動, 直線運動, 間欠運動など各種の機械の運動部分に欠かせない各種の運動が実現される。リンク機構の運動の特性は, 瞬間中心, 各部の速度・加速度,



慣性作用などを明らかにすることによって記述される。回転するリンクをクランク、往復角運動をするリンクをレバ—または てこ という。

リングサイクロトロン [英 ring cyclotron, 独 Ring-Zyklotron, 仏 cyclotron en anneau, 露 кольцевой циклотрон] AVF サイクロトロン的一种で、磁場の谷部で $B_v = 0$ にしてフラッターを最大にするために、磁極がセクターごとに分離しているので分離セクター型サイクロトロン(separated sector cyclotron, SSC)ともよばれる。普通の AVF サイクロトロンよりも高いエネルギーの加速に適し、加速空洞をセクターの間に配置できるので磁極の間隔を狭くできるが、平均軌道半径が大きくなるので、イオン源から出てきたイオンの初期加速が難しく、予備加速用の入射器を必要とする。1970 年代に π 中間子を利用するために世界で 3 台の 500~800 MeV の陽子加速器が運転を開始した(付録の表を参照)。そのうちスイス原子核研究所(SIN)に建設されたのはセクター数 8 の 590 MeV リングサイクロトロンで、磁石重量 1988t, 磁極間ギャップ 5 cm, 最大磁場 2.09 T, 50 MHz, 200 kW の 4 台の加速空洞により 1 周で最大 2 MeV のエネルギー利得をもつ。軸方向の集束は、主として図 1 の円弧で近似した極磁の線による

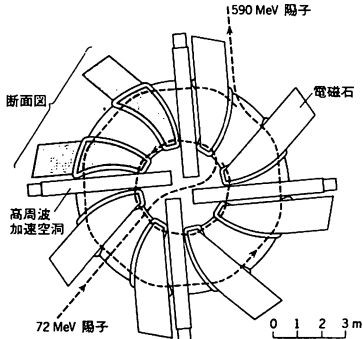


図 1 SINらせん型セクターリングサイクロトロン

(らせん型セクター)。また共鳴点を早く通過するのでビーム不安定が成長しない。100 μ A のビーム強度が得られるが入射器の 72 MeV, AVF サイクロトロンによってビーム強度は決められる。SIN のリングサイクロトロンは最初の SSC で 1974 年に完成した。これに対してトーマス集束のみを用いた、磁石の縁が直線の放射型セクターをもつリングサイクロトロンが、1975 年にアメリカのインディアナ大学でつくられた(図 2)。これは陽子を 200 MeV,

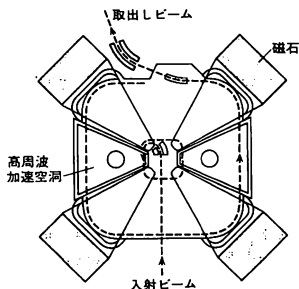


図 2 放射型セクターリングサイクロトロン

そのほか重陽子、 α 粒子その他のイオンを加速する。セクター数 4, セクター角 36°, 磁石重量 2010t, 磁極間隔 7.6 cm, 最大磁場 16 kG で 2 個の高周波加速空洞がある。放射型セクターは磁石の形状が簡単のために多く建設され、わが国では 1980 年 理化学研究所で線型加速器を入射器とする重イオン用リングサイクロトロンの建設を開始した。

リングレーザー [英 ring laser, 独 Ringlaser, 仏 laser à anneau, 露 кольцевой лазер] ⇨ レーザー

リン光 [英 phosphorescence, 独 Phosphoreszenz, 露 фосфоресценция] ルミネッセンスのうち、その原因となる外部刺激が切れた後まで十分長くその強度が持続する(時定数 $\tau > 10^{-3}$ s)ものをいう。多くは、リン光の直接の起源となる電子励起状態と光学遷移する終状態との間の遷移確率が小さい場合、たとえば電子励起状態がスピン三重項状態などの場合に観測される。

リン酸二水素アンモニウム [英 ammonium dihydrogenphosphate, 独 Ammoniumdihydrogenphosphat, 仏 phosphate d'ammonium dihydrogéné, 露 моноаммонийфосфат] リン酸二水素カリウム(KDP)と同形の結晶で、室温では正方晶系、空間群 $I42d$, $a = 7.502 \text{ \AA}$, $c = 7.546 \text{ \AA}$ の透明結晶である。ADP と略す。化学式は $(\text{NH}_4)_2\text{PO}_4$ 。水溶液より単結晶を育成することができる。 $T_c = 148 \text{ K}$ に一次相転移がある。高温相では a および c 軸方向の誘電率はキュリー-ワイスの法則 $\epsilon = C/(T - T_0)$ に従うが、KDP やチタン酸バリウムの場合と違い、キュリー-ワイス温度 T_0 は 0 K 以下である。1952 年 永宮健夫は KDP のスレーター模型を用いて、低温相は反強誘電相であることを推論した。すなわち c 軸を立てて考えると、 PO_4 の四面体の上 1 本と下 1 本の水素結合線上を陽子が PO_4 に近づき、その結果電気双極子は a 方向に向く。この双極子が c 面内で反平行な配列をする秩序状態であると考えた。この構造は 1973 年 A. W. Hewat による粉末試料を用いた中性子回折で確認された。148 K の転移は強い一次転移で、したがって転移点における種々の物理量の不連続性が大い。高温相から転移点を通してと自発ひずみのために結晶は細かく割れ、そのために低温相の単結晶による測定は困難である。まれに割れない場合でも、反強誘電体の特徴とされる二重ヒステリシス曲線は観測されず、強電場まで副格子の分極は反転しない。しかし反平行な双極子の配列があり、また 148 K で対称性の高い原型相への転移があるので、反強誘電体の分類に入れられている。圧電率が非常に高いので圧電素子として利用される。

リン酸二水素カリウム [英 potassium dihydrogenphosphate, 独 Kaliumdihydrogenphosphat, 仏 phosphate de potassium dihydrogéné, 露 первичный кислый фосфат калия] KDP と略す。化学式は KH_2PO_4 。123 K において正方相(常誘電相)から斜方晶(強誘電相)へ転移する。1935 年に強誘電性が発見されて以来、代表的な強誘電体のひとつとして、数多くの研究がなされている。特に、陽子配列の秩序化と強誘電性出現の関係を統計力学的に扱ったスレーター理論(1941 年)は、理論家の注目を集め、以後の研究に多大の刺激を与えた。KDP における転移現象で特に興味をひいたのは、重水素置換の効果によって、 KD_2PO_4 (DKDP と略す)では、転移温度が著しく上昇し、213 K となることである。これは 1960 年代以来、KDP では水素結合中における陽子のトンネル効果により、秩序配列ができにくく、転移温度が低くなっているのに対し、

DKDP では重陽子のトンネル効果がないために、転移温度が高いのであると説明されてきた。KDP には減衰の大きなソフトモードが存在することが、ラマン散乱によって確認されている。また、キュリー点(強誘電相転移点)は、静水圧を加えると、約 $5\text{K}\cdot\text{kbar}^{-1}$ の割合で低下することが知られている。なお、KDP は常誘電相、強誘電相とも圧電性を示す。また非線形光学効果も比較的大きく、光二次高調波発生素子として実用に供されている。

リン脂質 [英 phospholipid, 独 Phospholipid, 仏 phospholipide, 露 фосфолипид] 糖脂質とともに複合脂質に分類され、生体膜の構成成分として重要な物質(⇒脂質, 複合脂質)。

リンデ Linde, Carl von 1842.6.11-1934.11.16 ドイツの物理学者、技術者。ベルンドルフで生れ、中級学校に進んだところから機械技術に強い興味を抱き、チューリヒのスイス連邦工科大学に入学、R. Clausius, G. A. Zeuner らに師事し、1864年に卒業した。ベルリン近郊のボルジッ社やミュンヘンの車両会社で実務を経験した後、1872年にミュンヘン工業学校で教職に就任、1875年にはドイツ最初の工学実験所を同校に設立した。1870年から低温の研究を始めたが、1879年に至って教職を離れ、ビースバーデンで会社を営営して低温産業の開拓を図った。1891年ミュンヘンに戻り、教育と研究に専念、ジュール-トムソン効果と対向流による熱交換の方法を利用して、能率的な空気液化の道を開いた(1895年)。続いて純粋な酸素と窒素の大量採取を実用化し(それぞれ1902年と1903年)、これを企業化した。その間、ミュンヘン工業学校は工科大学になり、彼は同大学で主として冷凍機理論を講じるとともに、同大学付属の(これもドイツで最初の)応用物理研究所(1902年設立)で活発な研究を続け、同地で生涯を閉じた。

リンデ液化サイクル [英 Linde cycle, 独 Linde-Prozess, 仏 cycle de Linde, 露 цикл Линде] ⇒ 液化機

リンデ則 [英 Linde rule, 仏 règle de Linde, 露 правило Линде] 金属中の残留電気抵抗の不純物原子による寄与 $\Delta\rho$ は、母体金属と不純物原子の価電子数の差を Z とするとき

$$\Delta\rho = a + bZ^2$$

と書ける。ここに a および b は、母体金属によるが、不純物原子に関しては、その元素が周期表の何段目にあるかということだけによる。これがリンデ則で、1931年に発表された。不純物として入り込んだイオンは、母体金属の1原子当りの電子数と等しい数の電子に取替わっているために、不純物原子は、 Ze の電荷をもつ点電荷として金属の伝導電子に静電気力を及ぼす。その事実と、電子の散乱断面積が、散乱中心の電荷の二乗に比例するというこのために Z^2 が現れる。

リンデマンの融解則 [英 Lindemann's criterion of melting, 仏 critère de fusion de Lindemann, 露 критерий плавления Линдемана] 1910年に F. Lindemann が提唱した固体の融解に対する経験則。各原子の格子点からの位置のずれを δR としたとき、 $(\delta R)^2$ の熱平衡状態での平均 $\sqrt{\langle(\delta R)^2\rangle}$ が格子間隔 R_0 と同じ程度にある温度で融解が起ると考える。すなわち、 $\gamma = \sqrt{\langle(\delta R)^2\rangle}/R_0$ としたとき、融点での γ の値 γ_m は、いろいろの物質で同様の値を取ると主張する。この経験則は、アルカリ金属や貴金属でよく成立し、 $\gamma_m \approx 1/16$ となっている。しかし、すべての物質

の融解現象がこのような簡単な経験則に従っているわけではない。

リントハルトの式 [英 Lindhard relation, 仏 relation de Lindhard, 露 формула Линдхарда] 電子ガス系に角振動数 ω 、波動ベクトル q の電場を与えたときの誘電率は $\epsilon(q, \omega)$ とするとき、これは、ランダムフェイズ近似で

$$\frac{\epsilon(q, \omega)}{\epsilon_0} = 1 + \frac{e^2}{\epsilon_0 q^2} \sum_k \frac{f(k) - f(k+q)}{\epsilon(k+q) - \epsilon(k) - \hbar\omega + i\delta}$$

となる。これが MKS 単位系で書いたリントハルトの式である。ここに $\epsilon(k)$, $f(k)$ は、運動量が $\hbar k$ の粒子のエネルギーとフェルミ関数であり、 δ は、正の微小量である。 $\omega=0$ で、 $\epsilon(q, \omega)$ は実数で、 $x=q/2k_F$ とすると

$$\epsilon(q) = 1 + \frac{1}{2(q\lambda_{TF})^2} \left[1 + \frac{1}{2x} (1-x^2) \ln \left| \frac{1+x}{1-x} \right| \right]$$

となる。ここに λ_{TF} は、トーマス-フェルミの遮蔽距離である。この式の右辺の傾きが $x=1$ で発散することは、点電荷の周辺の電位の RKKY 振動や金属中のフォノンのスペクトルのコーン異常と深い関係がある。 ω を有限にして $q \rightarrow 0$ とすると

$$\text{Re} \epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

となる。ここに、 $\omega_p^2 = n_0 e^2 / \epsilon_0 m$ はプラズマ振動数で n_0 は、電子ガスの密度である。

リントハルトの理論 [英 Lindhard theory, 独 Lindhard-Theorie, 仏 théorie de Lindhard, 露 теория Линдхарда] 高速荷電粒子が、低指数面にほぼ平行に入射したとき、荷電粒子と結晶系との各種衝突過程(弾性散乱、飛程、エネルギー損失過程、電荷移行過程、X線放出過程、核反応、二次電子放出過程など)の断面積は、結晶の軸や面指数に強く依存する。結晶の軸や面構造を反映しないランダム方向に入射した場合に比べ、エネルギー損失値は減少し、飛程は長くなる。こうした現象をチャネリングといい、同じ現象を古典力学により明らかにした理論をリントハルトの理論という(1965年)。チャネリング効果は、結晶の低指数軸、低指数面にほぼ平行に入射した荷電粒子の速度 v が、 d/τ (d は軸や面を構成する格子間隔のオーダーを与える長さ、 τ は結晶内の原子系領域での衝突時間)に比べて十分大きくなるために現れる。この条件のもとでは、結晶軸や面によりつくられるポテンシャルを、荷電粒子の入射方向に沿って平均した有効ポテンシャルとして取扱うことが十分よい近似となる。これを連続ポテンシャルという。結晶軸や面に対する入射角が大きくなるとともに、荷電粒子の運動は結晶の低指数軸や面の構造を反映しない方向に遷移する。これをディチャネリングという。チャネリング過程が起るための軸や面に対するぎりぎりの角度を臨界角という。結晶の格子原子から放出される α 粒子は、軸や面上の隣接する格子原子によって運動をブロックされ、結晶軸や面に沿った方向への収量が減少する。これをブロッキングといい、弾性散乱の枠内でチャネリングと相反関係にある(⇒相反定理)。他に最少収量、コンベンションの現象があるが、これらはすべてリントハルトの理論である程度まで取扱うことができる。

リントハルト・ポテンシャル [英 Lindhard potential, 独 Lindhard-Potential, 仏 potentiel de Lindhard, 露 потенциал Линдхарда] ⇒ 連続ポテンシャル

る

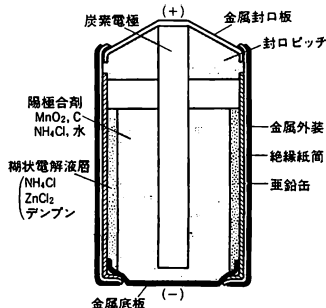
累積膜 [英 built-up films, 独 Mehrfachschichten, 仏 couches multimoléculaires, 露 мультимолекулярные плёнки] 炭素数 12 以上の炭化水素基をもった長鎖の極性分子は、水面で分子の配向した単分子膜(凝縮膜)をつくる。この膜をそのままの状態で固体表面に移しとり、何枚も重ね合わせることができる。これが累積膜である。この膜は nm 単位の周期構造をもち、かつ一定の厚さとかかなりの広がりをもった一種の単結晶とみなすことができる。そのため軟 X 線の波長測定に利用されるほか、種々の基礎研究に用いられている。

ルクス [英 lux, 独 Lux, 露 люкс] 照度の単位で、単位記号は lx。国際単位系(SI)では固有の名称をもつ組立単位として扱っている。面積が 1 m^2 の表面が一様に 1 lm の光束の光で照射されるとき、その面上の各点の照度を 1 lx と定める。すなわち $1\text{ lx} = 1\text{ lm} \cdot \text{m}^{-2} = 1\text{ cd} \cdot \text{sr} \cdot \text{m}^{-2}$ である。ある平面上の点 P において、この面に立てた垂線上に点光源があるとし、P 点の照度を $E[\text{lx}]$ 、光源の P 点方向の光度を $I[\text{cd}]$ 、光源と P 点との距離を $s[\text{m}]$ とすると、よく知られた逆二乗の法則 $E = I/s^2$ が成り立つ。したがってルクスの大きさは光度(単位はカンデラ)の標準電球により具現される。

ルクセンブルク効果 [英 Luxemburg effect, 独 Luxemburg-Effekt, 仏 effet Luxemburg, 露 люксембургский эффект] 大振幅の電波によるほかの電波への干渉という一種の非線形現象をいう。交差変調ともいう。この現象は 1933 年に B. D. H. Tellegen によって発見された。すなわち彼がオランダにおいてスイスのベロミュンスタ局の放送(650 kHz)を受信しているとき、夕方になるとしばしば送受信点のちょうど中間にあたるルクセンブルク局の放送(252 kHz)が混信して聞こえることに気がついた。このような中間局による混信現象はその後ヨーロッパ各地で認められ、現在ではルクセンブルク効果とよばれている。強力な妨害波によって電離層内の電子の運動エネルギーすなわち電子温度が上昇すると、電子が中性粒子と衝突する頻度は増加する。このような状態のところへ電波がくると、その波の受ける吸収は衝突回数に比例するので、妨害波の変調にしたがって変動することになる。この効果を意図的につくり、変調度が減衰率の変化、すなわち電子密度に比例することを利用して、高度 65~85 km の領域での電子密度を観測する実験が行われている。

ルークランシェ電池 [英 Leclanché cell, 独 Leclanché-Element, 仏 élément Leclanché, 露 элемент Лекланше] 二酸化マンガ電池ともいい、化学一次電池として 1868 年に G. Leclanché により考案され、1888 年に C. Gassner が最初に乾電池の形として、円筒状の亜鉛缶を用いた。その価格の低廉性と、使用上の簡便さのために今日なお広く用いられている。構成は、陰極は Zn、電解液は ZnCl_2 、 NH_4Cl 、 H_2O 、陽極は MnO_2 、C である。反応式は陰極で $\text{Zn} + 2\text{NH}_4\text{Cl} \rightarrow \text{Zn}(\text{NH}_4)_2\text{Cl}_2 + 2\text{H}^+ + 2\text{e}^-$ 、陽極では $2\text{MnO}_2 + 2\text{H}_2\text{O} + 2\text{e}^- \rightarrow 2\text{MnOH} + 2\text{OH}^-$ 、全反応は $\text{Zn} + 2\text{NH}_4\text{Cl} +$

$2\text{MnO}_2 \rightarrow \text{Zn}(\text{NH}_4)_2\text{Cl}_2 + 2\text{MnOH}$ 、起電力は 1.5~1.7 V である。灯火用筒形乾電池の構造を図に示す。乾電池は使わなくても自己放電による寿命がある。構造を扁平にし直列に積層して高い電圧を得る積層乾電池も広く利用されている。



ルシフェラーゼ [英 luciferase, 独 Luciferase, 仏 luciférase, 露 люцифераза] ⇨ 生物発光

ルシフェリン [英 luciferin, 独 Luciferin, 仏 luciférine, 露 люциферин] ⇨ 生物発光

ル・シャトリエ Le Chatelier, Henri Louis 1850.10.8 - 1936.9.17 フランスの化学者。パリに生れる。エコール・ポリテクニクに入学後、普仏戦争に従軍、その後国立鉱山学校に再入学した。1873年に卒業し鉱山技師となったが、1877年に国立鉱山学校の一般化学教授となり、後には工業化学、冶金学担当教授として、1919年まで在任した。その間 1887年に博士号を取得し、1887年より 1908年までコレージュ・ド・フランスの化学教授、1907年より 1925年までソルボンヌ大学の一般化学教授を兼任した。彼は、母方の祖父が人工水硬石灰を製造していたことから、水硬セメントに関心を抱いていたので、セッコウのか焼条件、セメントの化学組成の同定などを研究し、次いで、高温を正確に決定する必要性から熱電対を改良し、また溶鉱炉内における高温下の化学反応を研究した。彼は、高温における化学反応、特に炭酸カルシウムの解離の問題から出発して、化学反応における平衡に関心をもち、1884年にル・シャトリエの原理を発表し、1888年に再度それを総括した。彼が自分の原理を構想するにあたっては、J. H. van't Hoff による温度が平衡の移動に与える影響についての研究、閉回路の運動を妨げる方向に電流が流れるというレンツの法則、熱と仕事の相互変換についてのカルノーの定理などから着想を得た。彼は自分の原理を力学の分野にも拡張し、「作用に対する反作用の対抗の法則」とよんだ。彼は、学生時代に A. Comte の実証哲学の影響を受け、そのために原子論を否定し、エネルギー論的信念をもっていた。それゆえ彼は、すべての可逆現象は、エネルギー変換という観点から見ればみな同一であるとみなし、平衡移動の原理は、物理学・化学を問わずあらゆる現象に適用できると信じた。また、終生を通じて工業化学に関心をもち、冶金学やケイ酸塩の研究に従事し、第一次世界大戦では政府の顧問として活躍した。[主著] *Leçons sur le carbone, la combustion, les lois chimiques*, 1908; *Le chauffage industriel*, 1912; *La silice et les silicates*, 1914; *De la méthode dans les sciences expérimentales*, 1936 (『実験科学方法論』, 1951)。

ル・シャトリエの原理 [英 Le Chatelier's principle,

独 Le Châteliersches Prinzip, 仏 principe de Le Châtelier, 露 принцип Ле Шателъе] 熱平衡状態にある体系に外から強制力が作用すると、その強制力の作用を弱めるような過程を促進する。これをル・シャトリエの原理(または法則)という。フランスの H. L. Le Châtelier によって提出され(1884年)、その後 K. F. Braun により発展された。ル・シャトリエの原理は、系の熱力学的安定性の条件から出てくる不等式の物理的解釈ともいえる。たとえば、熱平衡状態にある体系をより高温の熱源に連結すると熱が流入するとする。この場合、温度差が強制力になっている。系は温度差が小さくなる状態、すなわち、初めより高温の状態になっていくが、そのためには比熱が正($C_p > 0, C_v > 0$)であることが要請される。この比熱が正という条件は熱力学的安定性の条件にほかならない(⇒熱力学的安定性)。

ルジャンドル関数 [英 Legendre function, 独 Legendresche Funktion, 仏 fonction de Legendre, 露 функция Лежандра] 複素 z 面における周回積分で与えられる次の関数

$$\begin{cases} P_\nu(z) = \frac{1}{2\pi i} \oint_{C_1} \frac{(t^2-1)^\nu}{c_1 2^\nu (t-z)^{\nu+1}} dt \\ Q_\nu(z) = \frac{1}{4i \sin \nu\pi} \oint_{C_2} \frac{(t^2-1)^\nu}{c_2 2^\nu (t-z)^{\nu+1}} dt \end{cases}$$

をそれぞれ第一種、第二種のルジャンドル関数という。ただし、積分路 C_1 はその内部に点 z と 1 を含んで -1 を含まない正の向きの閉曲線、 C_2 は点 z を内部に含まないようにして 1 を負の向きに、 -1 を正の向きに一周する閉曲線である。特に ν が 0 または正の整数のときには、 $P_\nu(z)$ は z の多項式となるので、ルジャンドルの多項式とよばれる。

また、 m を正整数とすると

$$\begin{cases} P_m^\nu(z) = (z^2-1)^{m/2} \frac{d^m P_\nu(z)}{dz^m} \\ Q_m^\nu(z) = (z^2-1)^{m/2} \frac{d^m Q_\nu(z)}{dz^m} \end{cases}$$

で定義される関数をそれぞれ第一種、第二種のルジャンドル陪関数という($m=0$ とおいたのがルジャンドル関数である)。ルジャンドル陪関数は、三次元ラプラス方程式を極座標で変数分離したとき天頂角部分に対して現れる微分方程式(ルジャンドル陪方程式)

$$(1-z^2)w'' - 2zw' + \left\{ \nu(\nu+1) - \frac{m^2}{1-z^2} \right\} w = 0$$

の解である。

ルジャンドル多項式 [英 Legendre polynomial, 独 Legendresches Polynom, 仏 polynôme de Legendre, 露 полином Лежандра] 第一種ルジャンドル関数 P_ν は指数 ν が整数 n ($n=0, 1, 2, \dots$) のとき n 次の多項式となる。これをルジャンドル多項式という。指数 n のルジャンドル多項式は

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^2-1)^n$$

のように表すことができる。 $P_n(x)$ は微分方程式(ルジャンドル方程式)

$$(1-x^2)u'' - 2xu' + n(n+1)u = 0$$

を満たし、母関数 $(1-2xt+t^2)^{-1/2}$ をもつ、いま $\varphi_n(x) = \sqrt{2n+1}/2 P_n(x)$ とおけば、関数系 $\{\varphi_n(x)\}$ は $[-1, 1]$ で二乗可積分な関数の空間において完全規格直交系をなす。

ルジャンドル陪関数 [英 associated Legendre func-

tion, 独 zugeordnete Legendresche Funktion, 仏 fonction associée de Legendre, 露 ассоциированная функция Лежандра] ⇒ ルジャンドル関数

ルジャンドル変換 [英 Legendre transformation, 独 Legendresche Transformation, 仏 transformation de Legendre, 露 преобразование Лежандра] 力学ではラグランジュ形式からハミルトン形式へ移るとき、熱力学では状態変数を代替えるときに用いられる数学的変換。いま、 x の関数 $\phi(x)$ があって、それが下に凸の関数($\phi''(x) > 0$)であるとする。別の変数 X を考え、それに1つの値を与えておいて、 x の関数 $Xx - \phi(x)$ の最大値を求めると、それは X の値に依存するから $\Phi(X)$ と記することができる。この方法で、 x の関数 $\phi(x)$ から X の関数 $\Phi(X)$ を導くのがルジャンドル変換である。 $Xx - \phi(x)$ の最大値を求めるためにこれを x で微分して 0 とおくと、 $X = d\phi/dx$ が得られるから、新しい変数 X は $d\phi/dx$ にほかならないことがわかる。そうすると、 $d\phi = Xdx$ と書けるが、それを $\Phi = Xx - \phi$ の微小変化 $d\Phi = Xdx + x dX - d\phi$ に代入すると、 $d\Phi = x dX$ となる。つまり、ルジャンドル変換は、 $\phi \rightarrow \Phi$ によって x と X の役目を交換する変換である。多変数 x_1, x_2, \dots, x_n の関数 $\phi(x_1, x_2, \dots, x_n)$ の微小変化の式は $X_i = d\phi/dx_i$ として

$$d\phi = \sum_i X_i dx_i$$

と表されるが、変数を X_1, X_2, \dots, X_n に変えるには、

$$\Phi = \sum_i X_i x_i - \phi$$

とおけば、上と同様にして

$$d\Phi = \sum_i x_i dX_i \quad (\because x_i = \frac{\partial \Phi}{\partial X_i})$$

が得られることになる。

(1) 力学では ϕ としてラグランジアン $L(\dot{q}_1, \dots, \dot{q}_n)$ をとり(変数中の q_1, \dots, q_n と t は省略)、 x_i に相当するのは \dot{q}_i であると考え、 X_i には $\partial L/\partial \dot{q}_i$ すなわち一般化運動量 $p_i \equiv \partial L/\partial \dot{q}_i$ が対応する。そして Φ に対応するのは $\sum_i p_i \dot{q}_i - L \equiv H$ で定義されるハミルトニアンである。

(2) 熱力学では (x_i, X_i) は、符号を別にして、互いに共役な示量変数と示強変数の組である。自由度2の標準的な場合に、 ϕ として内部エネルギー U をとり、 x_1 と x_2 をそれぞれエントロピー S と体積 V にとると、熱力学第一法則

$$dU = TdS - pdV$$

が $d\phi = \sum_i X_i dx_i$ に対応するから、 $X_1 = T$ (温度)、 $-X_2 = p$ (圧力)になっている。ルジャンドル変換で変数を x_1, x_2 (S と V) から X_1, X_2 (T と V) に移すには

$$\Phi = X_1 x_1 - \phi \quad \text{すなわち} \quad TS - U$$

を導入する必要があるが、熱力学ではこれの符号を変えたヘルムホルツの自由エネルギー $F \equiv U - TS$ を用いる。そうすると

$$dF = -SdT - pdV$$

が得られる。さらに x_2 も X_2 に変えるには、ギブスの自由エネルギー $G \equiv U - TS + pV$ を導入すれば

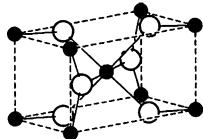
$$dG = -SdT + Vdp$$

となる。

ルーダーマン-キッテルの振動 [英 Ruderman-Kittel oscillation, 独 Ruderman-Kittelsche Schwingung,

仏 oscillation de Ruderman-Kittel, 露 колебание Рудермана-Киттеля] = RKKY 振動

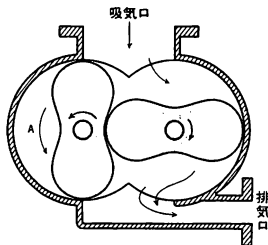
ルチル型構造 [英 rutile structure, 独 Rutilstruktur, 仏 structure type rutile, 露 структура типа рутила] 化学式が AX_2 で示される化合物結晶に見られる一構造型。正方晶系に属し、空間群は $P4_2/mmm$ 。単位胞中に 2 個の化学単位 (AX_2) を含む。図において、黒色球は A 原子、



白色球は X 原子を表す。TiO₂ (ルチル) を例にとると、Ti 原子は体心格子を形成し 6 個の O 原子によって八面体配位されており、O 原子は 3 個の Ti 原子に配位されている。Ti 原子のまわりの八面体は、c 軸方向の隣接する八面体と互いに稜を共有して無限鎖をつくっている。この構造型を示す化合物には、Mg, Zn, Mn, Fe, Co, Ni などのフッ化物、Ti, Ge, Sn, Pb, Mn, Cr, V などの酸化物がある。

ルーツブローア [英 roots blower, 独 Roots-Gebläse, 仏 soufflerie de Roots, 露 воздуходувка Рутса] = ルーツポンプ

ルーツポンプ [英 Roots pump, 独 Roots-Pumpe, 仏 pompe de Roots, 露 насос Рутса] $10^3 \sim 10^{-1}$ Pa のいわゆる中真空領域で優れた排気特性を有する代表的な機械的真空ポンプ。構造は図に示すように、2 個のインペラー



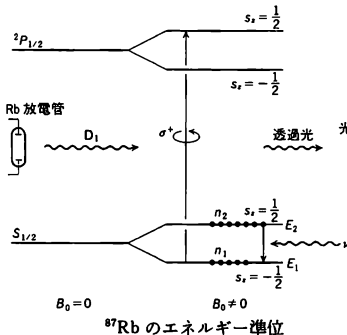
とよばれる藟形断面形状の回転子が、ポンプケーシング、および互いの狭いすき間 (~ 0.5 mm 以下) を保ちながら、接触することなく互いに逆向きに回転するようになっている。インペラーの回転によって、インペラーとポンプケーシングで囲まれる空間 (A) が気体を閉じ込めたまま、吸気口より排気口側へと移動することによって、排気作用が得られる。運転には補助ポンプを要し、普通油回転ポンプが用いられる。インペラーとポンプケーシングのすき間に対して分子条件が満たされる圧力範囲では、すき間を通しての気体の逆流が減少し、優れた排気特性が得られる。排気速度はおおよそ $10 \sim 10^4 \text{ dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ の範囲でかなり大きい。主に大型の拡散ポンプと油回転ポンプの間に取付けられ、ブースターポンプとして用いられるので、メカニカルブースターポンプ (\Rightarrow ブースターポンプ) とよばれている。

ルニョー Regnault, Henri Victor 1810.7.21—1878.1.19 フランスの実験物理学者、化学者。アーヘン(エクス・ラ・シャペル)生れ。1830 年エコール・ポリテクニクに入学、留学などの後 同校に戻り、1836 年から 4 年間 J. L. Gay-Lussac の助手として化学を研究。1840 年アカデミー・デ・シアンズの化学部門に選出された。1841 年コ

レージュ・ド・フランスの物理学教授、1854 年セールの磁器製造所長に就任。1834 年から 1842 年には、固体・液体の広い範囲での比熱の体系的実験を行い、デュロンプティの法則が近似的なものであることを示した。1842 年気体の熱的性質の研究を始め、1853 年までに、気体の性質によって膨張率が変化することを示し、ボイルの法則からのずれを詳細に研究した。彼が集積した標準的なデータは熱力学の開拓者たちにとって不可欠のものであったが、彼自身は慎重すぎて、真に創造的な寄与をなすには至らなかった。なお 1830 年代には化学の研究に携わり、塩化ビニル、ジクロロエチレン、四塩化炭素などを発見、J. von Liebig らから高く評価された。

ルビア Rubbia, Carlo 1934.3.31— イタリアの実験物理学者。ピサの高等師範学校を卒業、1955 年ピサ大学で博士号を取得。その後ピサ大学 (1957—58 年)、アメリカのコロンビア大学 (1958—59 年)、ローマ大学 (1959—60 年) を経て、1960 年以降 CERN (ヨーロッパ連合原子核研究機関) に在職。弱い相互作用をはじめ多くの高エネルギー実験のグループリーダーを務める。特に、CERN の SPS 加速器を陽子・反陽子の衝突実験に用いることを強く主張し、みずからも UA1 グループを率いて、W ボソン、Z ボソンの発見に導いた。

ルビジウム磁力計 [英 rubidium magnetometer, 独 Rubidiummagnetometer, 仏 magnétomètre à rubidium, 露 рубидиевый магнитометр] Rb の気体原子のゼーマン・エネルギーを非常に感度の高い光検波 ESR の方法で決定することによって地球磁場のように弱い磁場でも正確に測定できる磁力計。セルに封入された Rb 気体に、別に用意された Rb 放電管から出る光の D_1 線をたとえば右円偏光にして照射し、図の σ^+ だけを選択的に励起する。もとも



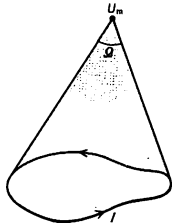
と基底状態 $S_{1/2}$ のゼーマン分離は小さく、 E_1, E_2 の占拠数 n_1, n_2 はほぼ等しかったのが光励起によって $n_1 < n_2$ になり、定常状態では光の吸収が最初の状態 $n_1 \approx n_2$ のときより減り透過光が増す。一方セルに巻かれたコイルによって交流磁場を静磁場 B_0 と直交してかけ周波数 ν を変化させると、ちょうど $h\nu = g\mu_B B_0$ (h はプランク定数、 g はランデの g 因子、 μ_B はボーア磁子) を満足したとき E_1 と E_2 の間に遷移が起り、再び $n_1 \approx n_2$ になる。そのとき透過光が減るのでそれを光電管で観測して、そのときの ν を測定すれば B_0 が求まる。

ルビーレーザー [英 ruby laser, 独 Rubinlaser, 仏 laser à rubis, 露 рубиновый лазер] 動作物質としてルビーを用いたレーザーで、固体レーザーの代表的なものであ

る。レーザー発振が初めて成功したのはこのルビーレーザーで、1960年6月にアメリカ、ヒューズ研究所のT. H. Maimanによって実験が行われた。ルビーは不純物として Cr^{3+} イオンを少量含む Al_2O_3 結晶であるが、通常レーザーに用いられるのは Cr_2O_3 の重量比が0.05%程度のピンクルビーである。ルビーは410nmと560nmを中心とする幅広い吸収帯をもち、これらへの光吸収によって R_1 線、 R_2 線(室温での波長はそれぞれ694.3nmと692.9nm)の2本のスペクトル幅の狭い蛍光線が高い効率で励起される。レーザー発振は、通常この R_1 線で起る。ルビーは六方晶系に属するため、吸収・発光スペクトルとも著しい偏光特性を示し、ルビーの光学軸(c軸)が共振器の軸と平行でない場合は、発振光はほぼ $E \perp c$ の直線偏光となる。励起には多くの場合キセノンフラッシュランプが使われ、発光準位の寿命が数msと長いのでQスイッチングがきわめて有効である。ルビーレーザーは、発振波長が暗赤部にあって目に見えるので便利であるし、材料としても非常に安定なので、高出力用のレーザーとして適する。なお、ピンクルビーよりも1けた程度 Cr^{3+} 濃度の高い結晶を使うことによって、 Cr^{3+} イオン対により生ずる N_1 および N_2 線(704.1nm, 700.9nm)での発振も77°Kで成功している。

ループ [英 loop, 独 Schleife, 露 петля] ⇒ ファインマン・ダイアグラム

ループ電流 [英 loop electric current, 独 elektrische Stromschleife, 露 петлевой ток] 環状に流れる電流をループ電流または環電流、円形電流ともいう。電流 I のループ電流がある点につく磁位 U_m は、その点から環をみた立体角 Ω に比例し、 $U_m = I\Omega/4\pi$ で与えられる。特に平面上の面積 S の微小なループ電流は真空の透磁率を μ_0 として、大きさ $\mu_0 I S$ で、面に垂直で、電流の向きに右ねじを回すとき、右ねじの進む向きを向いた磁気双極子と等価である。



ルベグ積分 [英 Lebesgue integral] まず、数直線 R^1 上の実数値関数の積分について述べる。微積分学でふつう扱われるリーマン積分は、本質的には連続関数の積分を対象としている。たとえば、区間 $I=[a, b]$ において有界な関数 f が、 I 上でリーマン積分可能であるための条件は、 f がほとんどすべての x において連続であることである。ただし、ある性質 $P(x)$ がほとんどすべての x に対して(ほとんどいたるところで)成り立つとは、 $P(x)$ が成り立たないような例外点の集合が測度0の集合、すなわちゼロ集合をなすことである(⇒測度)。

これに対し、ルベグ積分は、解析学でふつうに必要な程度までの不連続関数を積分するために考案されたものである。

まず、関数 $f(x)$ が可測であるとは、任意の実数 t に対して集合 $\{x|f(x)>t\}$ が可測集合となることである。 f が有界ならば、この条件は、ほとんどいたるところで $\varphi_n(x) \rightarrow f(x)$ となるような連続関数の列 φ_n の存在と同値である。 f が非負の可測関数であるとき、 $f(x)$ の R^1 上でのルベグ積分(やはり $\int_{-\infty}^{\infty} f(x)dx$ と表す)は、ほとんどいたるところで $0 \leq \varphi(x) \leq f(x)$ を満足する連続関数 φ のリ

ーマン積分 $\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x)dx$ (φ を動かした時の)上限として定義される。符号が変化するような関数 f の積分は、その正部分、負部分それぞれの積分の差をとる。 $\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)|dx < +\infty$ のとき、可測関数 f は R^1 上で(ルベグ)可積分であるという。多次元空間 R^n 上のルベグ積分の定義も同様である。リーマン可積分な関数はルベグ可積分であって、両積分の値は一致する。ルベグ可積分な関数列に対する積分と極限の順序交換の条件(ルベグの収束定理)および重複積分の順序交換の条件(フビニの定理)は、リーマン積分の対応する条件よりもはるかに緩やかである。

ルーベンス Rubens, Heinrich 1865.3.30—1922.7.17 ドイツの物理学者。ウィースバーデンに生れる。工科から理科に転じ、ベルリン、シュトラスブルクで学んだ後ベルリン大学で学位を取り、工科大学や国立物理工学研究所(PTR)に奉職、1906年ベルリン大学実験物理学教授としてP. K. L. Drudeの後を継いだ。理論(弾性、流体、マクスウェル電磁論、物理学史)の講義も担当した。研究の面では、放射(とりわけ赤外域の)の発生・分光・強度測定という実験を多角的に展開、個性的な貢献をした。まず1892年にボロメーターと金属回折格子を用いて、極めて長い波長域では偏光が逆転することを示した。これは赤外線線の電磁理論を確立するうえでの第一歩となった。また1896年E. F. Nicholsとともに残留線の発生・検出に成功。F. Kurlbaumと共同の長波長黒体放射の実験(1900年)では、極めて具体的にM. Planckの放射法則への示唆を与えた。赤外放射の性質と光の電磁理論との関係については、E. Hagenとの共同研究がある。光学的放射と電気的放射との隔りが埋められて遠赤外域が研究されるようになったのは、主としてRubensの見識と技量によるといえる。放射能、音波、光電効果、ポテンシャルの概念についても寄与するところがあった。[著書] *Die selective Reflexion der Metalle*, 1889。

ルミネッセンス [英 fluorescence, 独 Lumineszenz, 露 люминесценция] 熱放射以外の物質の発光現象の総称。狭義には可視光領域の発光現象をさすが、広義には赤外から紫外領域にわたる広い領域での発光現象をさす。ルミネッセンスの原因となる外部刺激の違いによって、光(またはX線)ルミネッセンス、陰極線ルミネッセンス、エレクトロルミネッセンス(電界発光)、化学ルミネッセンス、生物ルミネッセンス(生物発光)などさまざまな名称がある。しかし、原理的には外部刺激によって物質を構成する分子、イオン、原子などの電子の基底状態が励起され、それが再び安定な状態へ移るときに、その余分のエネルギーが光として外部へ再放出される現象として統一的に理解される。ルミネッセンスは、原因となる外部刺激がなくなった後、その強度が比較的早く減衰する蛍光と十分長く後まで持続するリン光に大別されるならわしがあるが、両者を厳密に区別する必要はない。

ルミネッセンススペクトル = 発光スペクトル

ルミネッセンス線量計 [英 luminescence dosimeter, 独 Lumineszenzdosimeter, 仏 dosimètre luminescent, 露 люминесцентный дозиметр] 放射線ルミネッセンスを利用して放射線の線量を測定する道具で、放射線化学反応や放射線損傷の結果、非蛍光性の物質が紫外線などによりルミネッセンスを呈する現象を利用した個人被曝線量測定な

どに使用される固体線量計。現在、線量計として実用化されているものに銀活性リン酸ガラスがあり、このガラスの蛍光量は照射線量のかなり広い範囲にわたって、照射線量と比例関係をもっていることが知られている。

ルミノシティー [英 luminosity, 仏 luminosité, 露 светимость] 素粒子あるいは原子核の散乱実験において、ある特定の終状態 a の起る頻度は $L\sigma_a[s^{-1}]$ で表される。ここで σ_a は終状態 a の散乱断面積で事象ごとに異なる。これに対し、 L はビームあるいは標的の巨視的な性質(太さ、厚さ、密度など)によって決り、終状態の種類には無関係で、ビームを供給する加速器の性能を表すパラメーターのひとつである。この L をルミノシティーとよび、 $[L^2T^{-1}]$ の次元をもつ。固定標的の場合は

$$L = Nnt$$

で表せる(N は単位時間当りのビーム側の粒子数、 n は標的粒子の単位面積当りの数、 t は標的の厚さ)。衝突型加速器の場合は衝突の形式によって種々表現が異なるが、粒子群(バンチ)がおのおの1つの場合

$$L = \frac{f n_1 n_2}{S}$$

と書くことができる(f は1つの衝突点において2つのバンチが単位時間に出会う回数、 n_1, n_2 はおのおののバンチ内の粒子数で一律な分布とする、 S は両バンチが重なりあう部分の有効断面積)。通常用いられる液体や固体の標的に比べてビームは粒子密度がはるかに低いので、衝突型加速器では、エネルギーの高さの代償としてルミノシティーは非常に小さい。現代の高エネルギー衝突型加速器では $10^{31} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 前後(散乱断面積 $1 \text{ nb} = 10^{-33} \text{ cm}^2$ の事象が100秒に1回)のものが多い。与えられた衝突型加速器でルミノシティーを高くするには衝突点付近でビームを絞って数密度を高くすればよいが、ビーム間の相互作用でビームが不安定になる効果も増大するのでこれには限度がある。

ルーメン [英 lumen, 独 Lumen, 露 люмен] 光束の単位で、単位記号は lm 。国際単位系(SI)では特別の名称をもつ組立単位として扱っている。SIでは光度の単位カンデラ(cd)が基本単位であるから、 $1 \text{ lm} = 1 \text{ cd} \cdot \text{sr}$ と表せる。すなわち、すべての方向に1 cdの光度をもつ光源が1 srの立体角内に放出する光束が1 lmである(1948年国際度量衡総会)が、より直接的に物理量の単位と関係づけて表すこともできる。すなわちカンデラの定義をもとにして、1周波数が $540 \times 10^{12} \text{ Hz}$ (標準的な空気中で波長が555 nmに相当)で、その放射束の大きさが1/683 Wの単色放射が、1 lmの光束である」と言い直すことができる。他の波長 λ では、規約されている標準比視感度 $V(\lambda)$ の値を用いて、1/683 Wの放射束が $V(\lambda)[\text{lm}]$ の光束に相当ことになるので、単色放射の集りである複合放射についても光束値が定まる。光束を $\Phi_v[\text{lm}]$ 、放射束の分光密度を $\Phi_{e,\lambda}[\text{W} \cdot \text{m}^{-1}]$ とすると

$$\Phi_v = K_m \int_0^\infty V(\lambda) \Phi_{e,\lambda}(\lambda) d\lambda$$

である。ここに K_m は最大視感度を表し、その値は683 $\text{lm} \cdot \text{W}^{-1}$ である。ルーメンの大きさは通常ガス入りまたは真空の全光束標準電球で維持される(⇒光束)。計量法では、計量単位ルーメンのほかに補助計量単位としてミルルーメン(単位記号は mIm) およびマイクロルーメン(単位記号は μIm) を掲げている。1 $\text{mIm} = 10^{-3} \text{ lm}$ 、1 $\mu\text{Im} = 10^{-6} \text{ lm}$ である。以上は実用上用いられている明所視のルーメンで

あるが、暗所視ルーメンも上と同じ定義で暗所視カンデラから導かれる。しかしいまだ実用されていない(⇒カンデラ)。

ルンキスト数 [英 Lundquist number, 仏 nombre de Lundquist] 電磁流体力学(磁気流体力学)で磁場と流体運動の相互作用を示す無次元数の一種、磁気レイノルズ数 $R_m = \sigma \mu U L$ (σ は流体の電気伝導率、 μ は透磁率、 L は代表長)の中で、代表速度 U としてアルペーン波の伝播速度 $V_a = B/\sqrt{\rho \mu}$ (ρ は流体の密度、 B は磁束密度)をとったもの。 $k = \sigma B \sqrt{\mu/\rho}$ と表される(⇒電磁流体力学、磁気レイノルズ数)。

ルンゲ-クッタ法 [英 Runge-Kutta method, 独 Runge-Kutta-Verfahren, 仏 méthode de Runge-Kutta, 露 метод Рунге-Кутты] 常微分方程式の初期値問題の数値解法のひとつで、代表的な高次一段法である。微分方程式 $y'(x) = f(x, y(x))$ を初期条件 $y(a) = y_0$ のもとで解くことを考える。きざみ幅を h とし、分点 $x_n = a + nh$ ($n = 0, 1, \dots$) における解の近似を y_n とする。

ルンゲ-クッタ法は、1ステップの区間 $x_n \leq x \leq x_{n+1}$ の内部にさらに $f(x, y)$ を計算する点を付加することにより精度を上げる一連の解法の総称であるが、単にルンゲ-クッタ法という次の公式をさすことが多い。

$$\begin{aligned} k_1 &= hf(x_n, y_n) \\ k_2 &= hf(x_n + h/2, y_n + k_1/2) \\ k_3 &= hf(x_n + h/2, y_n + k_2/2) \\ k_4 &= hf(x_n + h, y_n + k_3) \\ y_{n+1} &= y_n + (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)/6 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} k_1 &= hf(x_n, y_n) \\ k_2 &= hf(x_n + h, y_n + k_1) \\ y_{n+1} &= y_n + (k_1 + k_2)/2 \end{aligned}$$

累積打ち誤差は h^4 に比例するので、これは四次の公式である。もっと簡単な二次の公式として、簡易ルンゲ-クッタ法あるいはヘイン法とよばれるものがある。それは

である。

ルンゲ-レンツ-パウリのベクトル [英 Runge-Lenz-Pauli vector, 独 Runge-Lenz-Pauli-Vektor, 仏 vecteur de Runge-Lenz-Pauli, 露 вектор Рунге-Ленца-Паули] 大きさが距離の二乗に反比例する中心力の場に特有な保存量。一般に、中心力場の中を運動する粒子の軌道は、角運動量保存則のため、角運動量ベクトルに垂直な平面内に限られる。さらに、エネルギー保存則により、束縛状態の軌道は2つの同心円の間の環状領域に限定されるが、一般には、軌道が閉じるとは限らない。すべての束縛軌道が閉曲線となるのは、クーロン力や万有引力の場のような距離の二乗に反比例する力の場と、調和振動のような距離に比例する力の場だけである(ベルトランの定理)。実際に解いてみると、いずれの場合にも軌道は楕円となる。そうすると、楕円の向きを指定するベクトルは時間がたつても変わらない量つまり保存量となるはずである。具体的にクーロン場 a/r では、角運動量 L を使って

$$A = \frac{x}{|x|} + \frac{1}{a} (v \times L)$$

が確かに保存量となっている。これをルンゲ-レンツ-パウリのベクトルという。調和振動ではこの保存量はテンソルとなる。1926年 W. Pauli がこのベクトルを活用して、水素原子のエネルギー準位を求め、生れたばかりの量子力学の正しさを印象的に立証してから、この名でよばれるよ

うになった。もっとも、すでに P. Laplace がこの保存量を見いだしており、天体力学ではラプラスのベクトルとして知られている。水素原子のエネルギー準位が、普通の中心力場よりも縮退度が高いのは、この保存量が存在するため、つまり球対称性よりも高い対称性が存在するためである。

ルンマー Lummer, Otto Richard 1860.7.17—1925.7.5 ドイツの物理学者。チューリンゲンのゲラで生れた。1884 年 H. L. F. von Helmholtz の助手となる。1887 年新設されたベルリンの国立物理工学研究所 (PTR) に Helmholtz とともに赴き、1889 年にはその一員となり、1894 年に教授の地位を得たが、ベルリン大学で講義をする資格は 1901 年になって与えられた。1904 年ブレスラウ (現ポーランド領ブロツラフ) 大学教授に就任。優れた講義を続け、同地で没した。1884 年多重反射光線が雲母板から出てくる際の干渉縞を、W. K. Haidinger, E. E. N. Mascart に続いて発見。この結果をもとに 1902 年 E. Gehrcke とともにルンマー-ゲルケ干渉計を製作した。PTR での彼の仕事は光度の適切な国際的基準の基礎をつくりだすことであり、1889 年 E. Brodhun とともにルンマー-ブロードゥンの立方体とよばれる精密な輝度比較装置を完成させた。また 1900 年には、赤外域 (波長 $\sim 18 \mu\text{m}$ の範囲) の黒体放射が W. Wien の分光式と一致しないことを E. Pringsheim とともに空洞放射実験で確かめ、同年末の M. Planck の放射公式および量子仮説の着想に強い刺激を与えた。[主著] *Die Lehre von der strahlenden Energie (Optik)* in *Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik und Meteorologie*, 1909.

ルンマー-ゲルケ干渉計 [英 Lummer-Gehrcke interferometer, 独 Lummer-Gehrcke-Interferometer, 仏 interféromètre de Lummer-Gehrcke, 露 интерферометр Люммера-Герке] ルンマー-ゲルケ板の表面または裏面からでてくるコヒーレント (⇒コヒーレント光) な多光束をレンズ L で集め、その焦点面にできる多光束干渉縞を観測する干渉計 (図参照)。多光束干渉であるため縞が鋭い (⇒フィネス) ので、高分解能の分光に用いられる。図に見

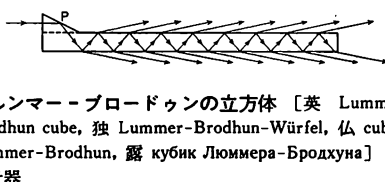
られるように、光束がでてくる角を θ , 周囲および平行平面板の屈折率をそれぞれ n および n' , 平行平面板の厚さを h とすると、その光束がつくる干渉の次数 m は、光の波長が λ なら

$$m = \frac{2h}{\lambda} \sqrt{n^2 - n'^2 \sin^2 \theta}$$

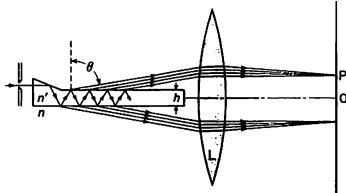
となる。干渉縞是一群の双曲線であって、その中心 $\theta = \pi/2$ では縞は平行平面板の面に平行な直線になる。干渉縞の間隔は $\sqrt{\lambda/h}$ に比例する。

水晶でつくったルンマー-ゲルケ板を使用した干渉計は紫外部で用いられるもっともよい多光束干渉計であるが、水晶のもつ複屈折性のため、入射光線のある一定の偏光面をもつものにしなければならない。ルンマー-ゲルケ干渉計もファブリー-ペロー干渉計と同じく高分解能であるが、次数の重なりなく使用できるスペクトル範囲が狭いので通常補助の分光系とともに使われる。厚さが 5 mm, 長さが 200 mm くらいのルンマー-ゲルケ板を用いて約 5×10^5 の分解能が得られている。これは最大級の回折格子分光器の分解能に相当する。

ルンマー-ゲルケ板 [英 Lummer-Gehrcke plate, 独 Lummer-Gehrcke-Platte, 仏 plaque de Lummer-Gehrcke, 露 пластинка Люммера-Герке] コヒーレント (⇒コヒーレント光) な多光束を得るため 1903 年 O. Lummer と E. Gehrcke が考えた光学素子で、ガラスまたは水晶の平行平面板の一端にプリズムをつけたもの。屈折率の高い媒質中では、界面への光線の入射角が臨界角に近くなると全反射に近い状態、すなわち反射率が 1 に近くなり、何回も反射を繰返す、いわゆる多重反射が起る。1 回の反射ごとに平行平面板の外へ透過する少量の光線はすべて平行で、コヒーレントな多光束を形成する。一方、このように大きな入射角で光線を平行平面板の中へ効率よく導入することは、反射損失が大きいため困難である。これを克服するため、平行平面板の一端にプリズム P が取り付けられており、そこから光線を導入するようになっている (図参照)。通常、厚さ 5~10 mm, 長さ 200 mm 程度の大きさのものが使われている。



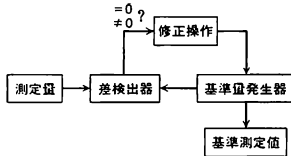
ルンマー-ブロードゥンの立方体 [英 Lummer-Brodhun cube, 独 Lummer-Brodhun-Würfel, 仏 cube de Lummer-Brodhun, 露 кубик Люммера-Бродхуна] ⇒ 測光器



れ

零位法 [英 null method, 独 Nullmethode, 仏 méthode de zéro, 露 нулевой метод] ⇒ 測定

零位法計測 [英 measurement with null method, 独 Nullabgleichung, 仏 mesure à méthode nulle, 露 измерение нулевым методом] 補償法計測よりもさらに精度の高い



測定法。図のように、測定量と既知の基準量を比較して、その差が0になるように基準量を調整する方法である。差検出器は信号の差が0であるか否かのみ検出できればよいので、感度を高くすることができる。また信号差が0になったときは、差検出器が測定対象から取出すエネルギーは極めて小さくできるので、測定対象の状態をほとんど乱さない測定ができる。電位差計による電位差測定は検流計を差検出器として用いる零位法計測である。

冷陰極電離真空計 [英 cold cathode ionization gauge, 独 Kaltkathodenionisationsvakuummeter, 仏 manomètre à cathode froide, 露 ионизационный вакуумметр с холодным катодом] 高い圧力でフィラメントを焼損しやすいという熱陰極電離真空計の欠点を補うため、冷陰極からの放出電子によって動作する電離真空計。冷陰極のため十分な電子電流が得られないので、その対策として電子の走行距離を長くすることによって電離の効率を高めることが必要となる。電子の走行距離を長くするのに電場、磁場の組合せを用いる。ペニング・ゲージ、マグネトロンゲージ、逆マグネトロンゲージなどはいずれもこの型式の真空計で、電場、磁場の組合せと電極構造によって分類されている。それぞれ動作圧力範囲(およそ 10^{-1} Pa 以下の圧力)で安定に放電を持続し、放電電流はほぼ圧力に比例するので、放電電流より圧力を求めることができる。この形式の真空計は高い圧力でとも陰極焼損がなくじょうぶであるが、反面放電の安定性、圧力-電流特性など、熱陰極電離真空計に比べて多少劣る点もある。

冷陰極放出 [英 cold cathode emission, 独 Kaltkathodenemission, 露 холодная эмиссия катода] ⇒ 電界電子放出

冷陰極放電管 [英 cold cathode tube, 独 Kaltkathodenröhre, 仏 tube à cathode froide, 露 лампа с холодным катодом] 放電管は種々の放電特性を利用しているので多様多様であり、動作形態も一定していないが、一般には加熱陰極からの熱電子放出を利用するものと、陰極を加熱しないで使用するものとに分け、後者を冷陰極放電管といい、前者を熱陰極放電管という。冷陰極放電管では熱陰極放電管と異なり、陰極はそれ自身では電子放出を行わない。放電の結果生ずる光や、イオンによる陰極からの二次

電子放出を利用するのである。冷陰極放電管にもまた、多種類のものがあるが、目的によって (1) 定電圧放電管, (2) ネオンランプ, (3) 計数放電管, (4) 表示放電管, (5) プラズマディスプレイ, (6) リレー放電管(グリッドグロー管ともいう), (7) 閃光放電管, (8) 切換放電管, (9) ガイガーカウンター, (10) 水銀整流器, などが代表的である。

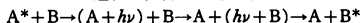
例外型リー群 [英 exceptional Lie group, 仏 groupe de Lie exceptionnel, 露 исключительная группа Ли] E. Cartan の分類によると、単純リー代数には古典リー代数 ($SU(n)$, $SO(n)$, $Sp(2n)$) に属さない 5 種類の例外型が存在することが知られている。それらは例外型単純リー代数とよばれ、 G_2 , F_4 , E_6 , E_7 , E_8 と命名されている。添字の数字はそれぞれの階数を表す。例外型リー群はこれらの例外型リー代数に対応する群である。物理学において例外型リー群が現れることはまれであるが、最近では、素粒子の相互作用の大統一理論において、 E_6 群に基づくゲージ理論が注目されている。また、例外型リー代数は八元数と密接な関係があり、理論に八元数を導入する試みと関連して使われることがある。

冷間加工 [英 cold working, 独 Kaltbearbeitung, 仏 travail à froid, 露 холодная обработка] 金属材料の再結晶温度以下の温度で加工することを冷間加工といい、主として塑性加工に対して使われる。冷間加工は普通、金属材料を常温で加工することをいい、特に冷却して行うものではない(再結晶温度以下で加熱した状態で行うものを温間加工という場合もある)。たとえば、鉛は常温で加工するとき、再結晶温度以上であるため、作業としては冷間加工のようであるが、物理的には熱間加工になる。冷間加工では材料の変形抵抗が大きく、変形により加工硬化が生じ、また結晶のすべりに優先方向があるために集合組織による異方性が生じるが、熱間加工に比べると冷間加工による収縮がないため製品寸法精度が高く、表面肌もきれいで工具の摩耗も少ないなど多くの利点をもつ。

励起 [英 excitation, 独 Anregung, 露 возбуждение] 基底状態にある量子力学系が、光の吸収や粒子の非弾性散乱によって、外部からエネルギーを受け、より高いエネルギーをもつ他の定常状態(励起状態)に遷移することを励起という。この際に外部から受けたエネルギー、すなわち終りの状態と始めの状態のエネルギーの差を励起エネルギーという。ある種の系の励起を、あたかも準粒子の発生とみなすこともでき、そうした準粒子を励起子とよぶ。フォノン、プラズモン、マグノン、ポーラロン、サーフオンなどはその例である。また、これらの励起を、第二量子化の処法で得られた準粒子の生成演算子で表すことがある。大きな電荷をもつ原子核を他の原子核と散乱させ、強いクーロン力によって標的核を励起することをクーロン励起とよぶ。

励起移行 [英 excitation transfer, 独 Anregungsübertragung, 仏 transfert d'excitation, 露 переход возбуждения] 原子または分子の励起状態の励起エネルギーがほかの原子・分子へ移行する過程をいい、励起移動ともいう。励起状態には原子・分子の電子状態のほか、分子の振動状態や回転状態の場合がある。気体での励起状態にある原子・分子は基底状態にある原子・分子と衝突してその原子・分子が励起状態に励起され、自分は基底状態に戻る。この衝突における励起移行を引き起す相互作用は大きく分けて 2 種類考えられる。その第一は原子や分子が接近してい

わば直接触れあうことによる相互作用である。電子状態が励起されている原子・分子と基底状態にある原子・分子とは電子の交換相互作用によって、すなわち電子が入れ換わることによって励起移行する。振動状態や回転状態もほかの原子・分子が近くに存在するための励起分子に加わる振動によって励起移行が起る。いずれの場合にもそれぞれの原子や分子の電子雲が多少とも重なっていることが必要である。第二は第一の場合に比べると比較的遠く離れている原子や分子の間で起る相互作用による過程である。これは双極子相互作用による過程といわれるものであって、励起原子・分子と基底状態の原子・分子の間に働く分子間力の相互作用によるものである。いま励起原子・分子 A^* が基底状態の原子・分子 B と衝突するとき $A^* \rightarrow A$ の遷移で電気的雙極子が誘起され、これが $B \rightarrow B^*$ の遷移による電気的雙極子を生み、 A が基底状態になり B が励起状態となる。ただしこの過程は実際に光子を発生、吸収する過程

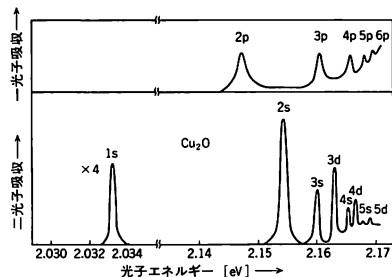


(ただし $h\nu$ は光子を意味する) (⇔共鳴放射の閉じ込め)、との区別はつけにくい。双極子どうしの相互作用の大きさは AB 間の距離 R の三乗に反比例するが、光の発光吸収を媒介にする場合には A と B との相互作用の大きさは R の一乗に反比例する。前者は擬光子の過程、後者を実光子の過程といっている。 A, B が遠く離れていれば実光子の過程、近ければ擬光子の過程が主となる。その境の R は通常 $10^{-6} \sim 10^{-5} \text{ cm}$ くらいである。光子励起以外の振動・回転の励起状態に対しても擬光子過程がある。一般に直接衝突による過程の衝突断面積は原子・分子の大きさの程度で $10^{-16} \sim 10^{-18} \text{ cm}^2$ である。これに対して双極子相互作用(擬光子)の過程はこれより $10 \sim 10^3$ 倍大きい。気体以外の凝縮相でも励起移行は起るがこれは励起子とよばれる(⇔励起子)。

励起エネルギー [英 excitation energy, 独 Anregungsenergie, 仏 énergie d'excitation, 露 энергия возбуждения] ⇔ 励起

励起関数 [英 excitation function, 独 Anregungsfunktion, 仏 fonction d'excitation, 露 функция возбуждения] 原子核反応の全断面積あるいは微分断面積は、一般に入射粒子のエネルギーとともに変化するが、これらを入射エネルギーの関数と見て励起関数とよび、核反応の解析や核反応光において広く用いられる。これに対して、核反応による放出粒子のエネルギー分布は、エネルギースペクトルとよばれる。

励起子 [英仏 exciton, 独 Exciton, 露 экситон] 非金属結晶中の代表的な電子励起状態の量子で、光などによって価電子帯の電子を伝導帯に励起したとき、価電子帯に生成される正孔と伝導電子とのクーロン相互作用により生じる束縛状態である。励起子のエネルギーは正孔と電子の重心運動のエネルギーと相対運動のエネルギーから成っている。励起子の重心運動において、励起子は正孔と電子から成る1つの電気的に中性な自由な複合粒子として、その励起エネルギーを結晶中に運ぶことができる。相対運動の波動関数の広がり、格子間隔に比べてかなり大きい場合、すなわち正孔と電子が緩く束縛されている場合はワニエ励起子という。その束縛エネルギー準位は水素様となり、光吸収スペクトルに明瞭な水素様系列として現れる。多くのイオン結晶やイオン性半導体の励起子はこの型に属する。このような励起子による光の吸収を励起子吸収という。図



は Cu_2O における典型的なワニエ励起子による光吸収スペクトルの例である。この物質では、伝導帯、価電子帯および相対運動の波動関数の対称性から、一光子吸収では p 系列のみが強く現れ、一方、二光子吸収では一光子吸収では見られなかった s 系列、 d 系列が見られる。相対運動の波動関数の広がり、格子間隔に比べて小さい場合はフレンケル励起子とよばれ、励起状態はほとんど格子点の原子またはイオンの励起状態に近い。この場合は励起子は格子点を共鳴的に移動する。分子性結晶の励起子はこの型に属するものが多い。しかし、一次元ポリマーのなかには分子性結晶ながらワニエ型と思われるものも見つかっている。いずれにせよ、ワニエ型、フレンケル型の違いは極限的なモデルであり、実際の物質の励起子は両者の中間に属する(⇔ワニエ励起子, フレンケル励起子)。

励起子吸収 [英 excitonic absorption, 独 Excitonabsorption, 仏 absorption excitonique, 露 поглощение экситонов] ⇔ 励起子

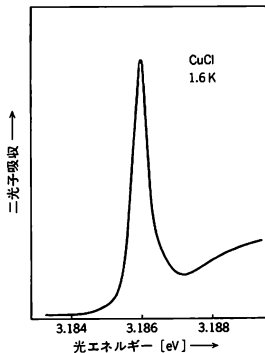
励起子凝縮 [英 exciton condensation, 独 Exciton-kondensation, 仏 condensation d'exciton, 露 конденсация экситонов] 励起子はフェルミ粒子である電子と正孔が結合したボース粒子と近似的にみなすことができる。したがって、液体ヘリウム $4(\text{He}^4)$ で見られるように低温である濃度以上に励起子ができると、ボース-アインシュタイン凝縮が起ると考えられてきた。その臨界濃度 N_c は励起子を理想ボース気体と仮定すると

$$N_c = \frac{2.61}{(4\pi)^{3/2}} \left(\frac{2MkT}{\hbar^2} \right)^{3/2}$$

となる。ここで M は励起子の質量で電子と正孔の有効質量の和である。一方、励起子の濃度 N がもっと高くなり、ある臨界濃度 N_M に達するとモット転移が生じるから、励起子が凝縮するとしても $N_c < N < N_M$ の範囲でのみ可能となる。ところが多くの半導体では励起子間には引力が働いており、 N が N_c に達する前に励起子は励起子分子を形成する。したがって、このような物質では励起子自身が凝縮する可能性は少ない。その代り、励起子分子を2個ずつの電子と正孔からできたボース粒子とみなせるから、励起子分子の濃度が高くなれば凝縮が起るのもよさそうである。この場合の臨界濃度は先の式の M を励起子分子の質量とすればよい。直接遷移の励起子では振動子強度が大きく、励起子による分極場と放射場との相互作用のために、励起子はポラリトンという粒子になる。この粒子の最低エネルギー状態は光そのものの性質をもっており、そのような状態・励起子の凝縮という概念を拡張すること是不適当となる。その点間接遷移の励起子では光との相互作用は弱く、そのような励起子が存在可能な物質では励起子の凝縮が実現する可能性が強い。しかし、今日なお励起子、励起

子分子系で凝縮相が実現したという確証は得られていない。最近、非晶質半導体での光構造変化の機構に関連して、励起子の凝縮相が寄与している可能性も報告されており、励起子凝縮の問題は今後に残された興味ある問題といえる。

励起子分子 [英 excitonic molecule, 独 Excitonmolekül, 仏 molécule excitonique, 露 экситонная молекула] 励起子が2つ集まって二原子分子のように結合したものであり、レーザー光のような強い光で半導体のバンドギャップ付近を励起したときに結晶中にできる。今日これがすべての半導体で安定な電子励起状態として存在していることが理論的に予想されており、CuCl, CuBr, CdS, ZnSe, ZnO, PbI₂などで存在が確認されている。励起子分子の存在は、それが生成してから再び1個の励起子と1個の光子に分解することによって見られる発光スペクトルの解析から知ることができるが、より直接的かつ正確には、1個の励起子分子を二光子吸収過程を経てつくることによって調べられる。すなわち、励起子分子のエネルギーを E_M とすると、 $E_M = 2E_X - E_m^0$ で与えられる。ここで E_X は1個の励起子のエネルギー、 E_m^0 は励起子分子の束縛エネルギーである。 $\hbar\Omega$ のエネルギーをもつ光子2個で1個の励起子分子をつくれば、 $E_M = 2\hbar\Omega$ となるから $\hbar\Omega = E_X - E_m^0/2$ となり、一光子による励起子吸収帯から $E_m^0/2$ だけ長波長側に励起子分子を1個つくることによる二光子吸収帯が現れるはずである。図はCuClの場合のこの二光子吸収帯を示し



ており、この吸収帯の位置からCuClの励起子分子の束縛エネルギーは34 meVであることが求められた。一方、この二光子吸収過程に伴う発光スペクトルは2個の励起子の非弾性衝突過程によってできた励起子分子からの発光スペクトルとは違って、鋭い構造が見られるのが特徴である。この発光過程の研究から、励起子分子準位を中間状態とする二光子共鳴ラマン過程、多光子混合過程、共鳴発光過程、それらを利用した励起子分子や励起子ボロリトンの分散の決定など、多くの励起子分子準位の関与する非線形光子過程の研究が行われている。

励起状態 [英 excited state, 独 angeregter Zustand, 仏 état excité, 露 возбуждённое состояние] 量子力学系には、決ったエネルギー固有値をもつ定常状態がある。それらの定常状態のなかで、最もエネルギーの低いものを基底状態というのに対し、エネルギー的に高い他のすべての定常状態を励起状態という。光の吸収や粒子の非弾性散乱などによって、系を基底状態から励起させ、励起状態を

生成することができる。励起状態にある系は、自発的に光を放出したり、励起移動によって他の系にエネルギーを与え、よりエネルギーの低い励起状態や基底状態に遷移することができる。この遷移が何かの理由で禁止されている場合、励起状態に長い時間とどまることがあり、この状態を準安定状態という。

励起スペクトル [英 excitation spectrum, 独 Anregungsspektrum, 仏 spectre d'excitation, 露 спектр возбуждения] 原子のような量子力学系に、エネルギーの決った粒子が衝突し、非弾性散乱が起ったとする。ある散乱角での散乱粒子のエネルギーは、散乱体の反跳エネルギーと系を励起するのに要したエネルギー(励起エネルギー)の分だけ最初のエネルギーより小さくなっている。したがって散乱後の粒子のエネルギー分布は、非弾性散乱による励起の遷移確率強度と励起エネルギーの関係を示している。このように、一般にある反応による励起の遷移確率強度を、励起エネルギーを変数として表した分布のことを励起スペクトルという。たとえば、白色光による吸収スペクトルは光反応の励起スペクトルを示している。

励起電圧 [英 excitation potential, 独 Anregungspotential, 仏 potentiel d'excitation, 露 потенциал возбуждения] 原子・分子の基底状態と励起状態とのエネルギー差をeVの単位で表したものをいう。したがって、たとえば電子衝突を用いて原子を励起する場合、特定の励起状態は、電子を加速するのに用いられる電圧の大きさが、その励起状態の励起電圧の大きさより大きくなって初めてつけられるようになる。図

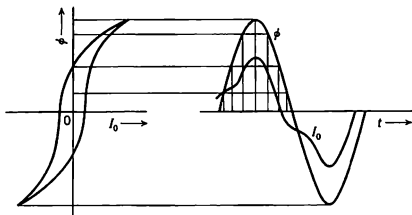
冷却材(原子炉の) [英 coolant, 独 Kühlmittel, 仏 fluide caloporteur, 露 теплоноситель] 原子炉を構成する主要材料のひとつであり、燃料で発生した熱を原子炉の外へ出す機能がある。軽水炉の場合は軽水、CANDU型の重水炉の場合は重水、ガス冷却炉の場合はヘリウムまたは炭酸ガスのようなガス、液体金属炉冷却高速炉の場合は液体ナトリウムがそれぞれ冷却材であり、冷却材が炉型を区別する主な基準となっていることが多い。

軽水と重水の特性については、減速材としてのものと同様である。ヘリウムは高価であるが、ほかのガスより優れている。炭酸ガスはヘリウムに次ぐものである。ガス冷却材の最大の難点は循環に大きな動力が必要なこと、熱容量が小さいことである。ナトリウムは水やガスに比べて減速能が小さく、熱伝導度や熱容量が大きく優れた特性をもっている。しかし腐食と質量移行などの化学的問題がある。原子炉はほかのボイラーなどと比較して出力密度がけたはずれに大きく、燃料で発生した熱を冷却材によりいかに有効かつ確実に取出すかは原子炉の性能および安全性の両面から極めて重要である。

冷却材喪失事故 [英 loss of coolant accident, 独 Kühlmittelverlustunfall, 仏 accident de manque de refroidisseur] 軽水型原子炉の安全性を検討するため想定される事故のうち最も重要なものであり、この事故に対する安全防護策である非常用炉心冷却系の設計基準事故(=仮想事故)となっている。原子炉圧力容器につながる一番大きな口径をもっている再循環系配管の瞬時完全破断を想定する。そうすると多量の冷却材が漏出し、通常の給水系の能力では原子炉圧力容器内の水位が維持できず、燃料が蒸気雰囲気中に露出するような事態になる可能性がある。燃料が露出すると冷却能力が低下し、被覆管表面温度が上昇を

開始し、被覆管が破損して多量の核分裂生成物が格納容器内に放出されることになる。このような事態に立ち至るのを防ぐため、非常用炉心冷却系が設けられている。この系統は冷却材喪失事故に伴い一次冷却系から喪失した冷却材を補給するためのものであり、冷却材喪失事故に対して炉心を冷却可能な状態に維持できるように設計される。

励磁電流 [英 exciting current, 独 erregender Strom, 仏 courant d'excitation, 露 ток возбуждения] 変圧器やモーターなどで鉄芯の磁性体を磁化するための電流をいう。変圧器の一次コイルに正弦波交流電圧を供給した場合、二次コイルが無負荷のとき、一次コイルに流れる電流で、図に示すように主磁束 ϕ は正弦波であっても、変圧器



鉄芯にヒステリシス現象や磁気飽和があるため、励磁電流 I_0 は高調波電流を含み正弦波形にはならない。また、励磁電流は、鉄損を供給する有効分(鉄損電流)と、鉄芯中に磁束を維持するための無効分(励磁電流)とから成り立つ。励磁電流は全負荷電流に対する百分率で表され、電圧が低いほど、また、容量が大きいくと小さくなり、1kV・Aで15%程度、数千〜数十MV・A範囲では0.5〜2%程度である。変圧器を回路に投入した瞬間に相当大きな電流が流れる。この電流を励磁突入電流という。励磁突入電流は、変圧器の投入スイッチを入れたとき、直ちに定常電流にならないで過渡現象を起し、波高値は定格負荷電流の数倍にも達することがある。

励振 [英仏 excitation, 独 Erregung, 露 возбуждение] 振動系に振動を起させること。たとえば、単振動をする系に初期条件として変位や変位の時間変化率を与えることは励振の一種である。振動系の固有振動数と異なる振動数をもつ外力が励振となって、この振動系の振動が持続するような状態を自励振動の状態という。負の抵抗をもつファン・デル・ポール方程式で表される系には自励振動の解がある(⇒自励振動)。振動系に含まれるパラメーターを周期的に変化させることにより系に振動を持続させることをパラメーター励振という。単振動の系の長さをパラメーターにとった場合はこの例で、ブランコを振らすときの重心移動はこの原理に対応している。

冷中性子 [英 cold neutron, 独 kaltes Neutron, 仏 neutron froid, 露 подтепловой нейтрон] エネルギーが約0.002eV(速度で600m・s⁻¹)以下の熱中性子をいう。さらに速度200m・s⁻¹以下の中性子を特にVCN(very cold neutron)、また10m・s⁻¹以下の超低速中性子をUCN(ultra cold neutron)と称して細区分することもある。これらの中性子は、ふつう原子炉中にも熱中性子分布の低エネルギー側のすそとして混じっているが、その数があまり少ないので、そのままではビーム実験用として十分な強度が得られない。そこで減速材体系を冷却し、温度を人為的に下げて熱平衡にある中性子のマクスウェル分布を低エネルギー側にずらすことによって中性子数の利得を増やすことが

行われている。繰返し周期が極端に長い固体や生体系に対する逆格子空間は、密に詰まっていて観測分解能が悪くなるが、逆格子空間は使用する中性子の波長で規格化されているので、冷中性子を用いて実験すれば、波長が長いぶんだけ逆空間を拡大し分解能を上げた測定ができる。同様の理由によって、小角散乱などでも、小さな散乱ベクトルをなるべく大きな角度で精度よく測るために冷中性子が有効に利用される。

零点エネルギー [英 zero-point energy, 独 Nullpunktsenergie, 仏 énergie au zéro absolu, 露 нулевая энергия] ⇒ 零点振動

零点振動 [英 zero-point oscillation, 独 Nullpunktschwingung] 調和振動子を量子力学で扱うと、最低エネルギーの状態(基底状態)でも、平衡点に静止したと仮定した場合に比べて $\hbar\omega/2$ だけ高いエネルギーをもつ。 \hbar はプランク定数、 ω は古典力学で扱ったときの振動数である。これは、不確定性原理により、平衡点での静止は許されず、最低エネルギーの状態でもなんらかの振動が行われているからであると考えて、これを零点振動とよぶ。調和振動に限らず、非調和振動や回転運動においても同様な運動が考えられ、これを一般に零点運動という。そして基底状態のエネルギーは平衡点に静止したと仮定した場合よりも高くなる。これを一般に零点運動による零点エネルギー(またはゼロ点エネルギー)とよぶ。

零点振動核反応 [英 pycnonuclear reaction, 独 pyknonukleare Reaktion, 仏 réaction pycnoculaire] 絶対温度0度でも、結晶をつくっている原子核の零点振動があるために起る核反応。超高密度の恒星内部で起る。反応率が密度にのみ依存し、高密度になるほど高くなるので、ギリシア語で高密度を意味する pyknos をとって、pycnonuclear reaction とよばれる。高密度の下では反応する2つの原子核間のクーロン場が、電子によって遮蔽されるため、比較的小さい零点振動でも、トンネル効果による反応率が高くなる。非常に低温の白色矮星の内部では、密度が10¹⁰g・cm⁻³程度以上で、この零点振動によって炭素どうしの核融合反応が起る。ヘリウムの零点振動核反応は5×10⁹g・cm⁻³以上で重要となる。実際の星の進化においては、連星系の一員である白色矮星が、相手の星から流入するガスのアクリンションによって高密度となり、零点振動核反応が始まることがある。

冷凍効果 [英 refrigerating effect, 独 Kühlwirkung, 仏 effet réfrigérant, 露 охлаждающее действие] ⇒ 冷凍サイクル

冷凍サイクル [英 refrigeration cycle, 独 Kältekreisprozeß, 仏 cycle frigorifique, 露 цикл охлаждения] 作業物質に力学的な仕事を加え、低温熱源から高温熱源へ熱を移動させるようなサイクル。冷凍機としての機能をもつのでこの名があり、一般的には熱機関のサイクルを逆転させたものである(⇒熱機関のサイクル)。基本的な可逆冷凍サイクルを温度・エントロピー(T-S)線図で表したのが図1である。図1aは2つの等温過程と断熱過程(等エントロピー過程)より成るサイクルで、逆カルノー・サイクルという。作業物質が気体の場合、高温度 T_1 における等温過程では、高温熱源と熱接触させて一定温度を保ちながら気体の圧力を p_1 から p_2 に上げる(等温圧縮)。この過程で気体のエントロピーは ΔS だけ減少し、熱 $Q_1 = T_1 \Delta S$ が高温熱源に排出される。次に、熱源と熱接触を断ち、断熱

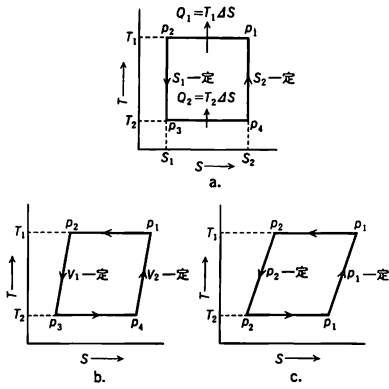


図1 基本冷凍サイクル

的に圧力を p_2 から p_3 に下げる(断熱膨張)ことにより、温度は T_2 に下がる。ここで被冷却体を含む低温熱源と熱接触させ、一定温度で圧力を p_3 から p_4 に下げる(等温膨張)と気体のエントロピー増加 ΔS に相当する熱量 $Q_2 = T_2 \Delta S$ が低温熱源から吸収される。この熱量 Q_2 を冷凍効果という。引続き、断熱的に気体を圧力 p_4 から p_1 に圧縮し、温度を T_1 に戻すことによってサイクルは完了する。図1bは図1aの断熱過程を等容(作業気体の体積 V を一定に保つ)過程に置換えたサイクルで、逆スターリング・サイクルまたはカーク・サイクルという。図1cは同様に断熱過程を圧力 p 一定の等圧過程に置換えたサイクルで、エリクソン・サイクルという。カーク・サイクルでは、低温度 T_2 における等温膨張で冷却された気体が等容的に高温度 T_1 に戻るとき、適当な熱交換器を用いて、膨張機に等容的に流入する気体を T_1 から T_2 に冷却する。エリクソン・サイクルでも同様に2つの等圧過程の間の熱交換が必要である。熱交換器としては、等容過程間に対しては蓄冷器、等圧過程間に対しては対向流熱交換器が用いられている。

実際に気体を等温圧縮または膨張することは困難で、むしろ圧縮、膨張過程(特に膨張過程)は断熱的に近い状態で行われる。図2のようにエリクソン・サイクルにおける等

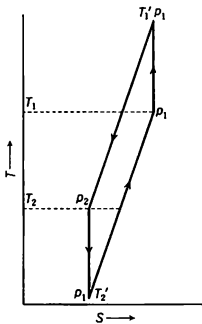


図2

温過程を断熱過程に置換えたものをブレイトン・サイクル、同様の置換えをカーク・サイクルに対して行ったものをオットー・サイクルという。これらのサイクルでは高温、低温熱源との熱交換は一定温度ではなく、ある温度範囲にわたって行われる。

気体冷凍機の多くはこれらの基本サイクルを組合せたも

の、あるいは機構的に変形したもので、圧縮機を切離してカーク・サイクルの圧縮・膨張過程を弁の開閉で操作するギフォード・マクマホン・サイクルや、圧縮過程を熱的に行うブルマイヤー・サイクルなどがある。また、ブレイトン・サイクルにジュール・トムソン膨張過程を組合せたものをクロード・サイクルといい、ヘリウム液化機(⇒液化機)に用いられている。

家庭冷蔵庫やクーラーのように室温近傍で動作する冷凍機では主として蒸気圧縮サイクルを利用する。このサイクルでは圧縮された気体を冷却して液化し、液体が蒸発する際の蒸発潜熱を冷媒に利用する。蒸発した気体は圧縮機の低圧側に戻されて再び圧縮される。このサイクルの作業物質としてはアンモニアまたはフロンが用いられる。このほかに、たとえばアンモニア水溶液を加熱してアンモニアを蒸発させ、冷却と膨張によってアンモニア液をつくり、液が蒸発する際の蒸発潜熱を利用する吸収冷凍サイクルがある。蒸発したアンモニアを再び水に溶解し、水溶液を加熱器に戻すことによってサイクルが完了する。

冷凍サイクルの性能は低温度 T_2 で吸収される熱量 Q_2 とそれに要する外部仕事 W の比 $\epsilon = Q_2/W$ で測られる。 ϵ を成績係数という(動作係数ともよばれている)。熱力学第一法則より

$$\epsilon = \frac{Q_2}{W} = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2}$$

であり、図1に示した可逆サイクルでは2つの等温過程でのエントロピー変化 ΔS は等しいので

$$\epsilon = \epsilon_c = \frac{T_2}{T_1 - T_2}$$

となる。 ϵ_c は原理的に得られる成績係数の最大値である。 ϵ_c の逆数は冷媒 Q_2 を得るための最小冷凍仕事を表す。実際の成績係数は $\epsilon < \epsilon_c$ なので、冷凍機の性能を比 $(\epsilon/\epsilon_c) \times 100$ を用いて表すことがある。これをパーセントカルノーという。

冷凍トン [英 ton of refrigeration, 独 Tonne Eis, 仏 tonne de réfrigération, 露 тонна охлаждения] ⇒ 冷凍能力

冷凍能力 [英 refrigeration capacity, 独 Kühlfähigkeit, 仏 capacité de réfrigération, 露 производительность холодильника] 単位時間に冷凍機が被冷凍物(冷凍される物質)から吸収する熱量をいう。冷凍能力に対し、1サイクル(冷凍サイクル)当りに冷凍機が吸収する熱量を冷凍効果という。冷凍効果は冷凍を生成する作業流体(⇒冷媒)の単位質量当りの吸収熱量 $[\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}]$ で表す。冷媒の循環量を $G [\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}]$ とし、冷凍効果を q とすれば、冷凍能力 Q は $Q = qG [\text{kW}]$ で表される。製氷、冷房などの工業的用途では冷凍能力を $\text{kcal} \cdot \text{h}^{-1}$ で表すことが多く、実用上の単位として日本とアメリカでは冷凍トンが用いられている。日本冷凍トンは、 0°C の純水 1t を24時間で 0°C の水にするのに要する熱量で1日本冷凍トン = $3320 \text{ kcal} \cdot \text{h}^{-1}$ である。アメリカは純水 2000 lb (907.2 kg) を基準にしているので1米冷凍トン = $3024 \text{ kcal} \cdot \text{h}^{-1}$ である。

レイノルズ Reynolds, Osborne 1842.8.23 - 1912.2.21 イギリスの応用物理学者。ペルファストに生れ、ケンブリッジ大学を卒業(1867年)、ロンドンの土木事務所に短期間勤務の後、マンチェスター大学に新設の土木および機械工学講座の教授に任命され(1868年)、病気のため退任(1905年)するまでこの地位にあった。彼のマンチェス

ター大学任命は、既成の実験技術者で占められていた工学の教授に新例を開くものであったが、数学の才能、物理学の原理への直観、実験の技術などの生得の能力はまさに期待に答え、物理学と工学の広い領域で重要な貢献を加えたばかりでなく、J. J. Thomsonをはじめ多数の俊英を育成して世に送った。代表的な研究は管の中の乱流に関するもので、層流から乱流への遷移が、長ささと速度と動粘性係数からつくられる無次元パラメーターの定まった値で起ることを実験によって示した(1883年)。またさらに進んで、乱流における速度の変動が運動量を輸送する結果として、見かけの応力を生じることや、層流の不安定に伴う擾乱が見かけの応力によって粘性消散を上回るエネルギーを獲得するとき、乱流への遷移が起ることなどを明らかにしている(1895年)、そのほかの主要業績として、流体中の熱伝達と摩擦抵抗の類推の指摘(1874年)、クルックスのラジオメーターの気体論による考察とその拡張(1876, 79年)、結合力の弱い粒から成る媒質のダイラタンシー(1885年)、軸受の潤滑油の運動の解析(1886年)、河口潮汐の縮尺模型による実験(1887~91年)などが挙げられる。ロンドン王立協会のメダルをはじめ多くの荣誉を受けているが、その最高のものは、上記の無次元パラメーターがレイノルズ数とよばれるようになったことであろう。[論文集] *Papers on Mechanical and Physical Subjects* (全3巻), 1900~03。

レイノルズ現象 [英 Reynolds phenomenon, 独 Reynolds-Erscheinung, 仏 phénomène de Reynolds, 露 явление Рейнольдса] = ダイラタンシー

レイノルズ数 [英 Reynolds number, 独 Reynolds-Zahl, 仏 nombre de Reynolds, 露 число Рейнольдса]

流体力学において現れる最も代表的な無次元量のひとつで、流れの慣性力の大きさと粘性力の大きさの比を表す。流れの中にある物体の代表的な長さ l 、代表的な速さを U 、密度を ρ 、粘性率を μ とすると、流れの運動方程式であるナビエ-ストークス方程式は $\rho(\partial v/\partial t + v \cdot \text{grad } v) = -\rho^{-1} \cdot \text{grad } p + \mu \Delta v$ であり、速度 v を U 、圧力 p を ρU^2 、長さおよび時間 t をそれぞれ l 、 l/U で無次元化すると、上式は $\partial v/\partial t + (v \cdot \text{grad } v) = -\text{grad } p + Re^{-1} \Delta v$ の形になる。ここに $Re = \rho U l / \mu = U l / \nu$ で、 ν を動粘性率、 Re をレイノルズ数という。上式から理解されるようにレイノルズ数は、運動方程式の左辺第二項の慣性項 $\rho v \cdot \text{grad } v$ と、右辺第二項の粘性項 $\mu \Delta v$ との比の大きさを表す無次元量で、運動方程式が速度 v について非線形形で、レイノルズ数 Re によって流れの様子が著しく変わるために、レイノルズ数は流れを特徴づけるパラメーターとして重要である。

一例として、速さ U の一樣流に垂直におかれた半径 a の円柱の場合、代表的な長さとして円柱の直径を選ぶと、レイノルズ数 $Re = 2aU/\nu$ である。いわゆる層流域であっても流れの様子が Re により著しく変化する様子を図1に示す。また円柱の単位長さ当りの抵抗 D を動圧と断面積との積で割った抵抗係数 $C_D = D / \{ (1/2) \rho U^2 \cdot 2a \}$ と Re との関係を図2に示す。層流から乱流への遷移領域を超えた $Re > 4 \times 10^5$ では、平均的な意味で流れは再び安定となり、円柱の表面粗さだけに依存するようになる。

空気および水の 20°C における動粘性率 ν は、それぞれ 15.0×10^{-6} 、 $1.00 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ である。空気中を落下する雨滴の場合、レイノルズ数を球の直径と落下速度でつくと、 0.1 mm 、 $0.30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ で $Re = 2$ 、 1 mm 、 $3.7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ で Re

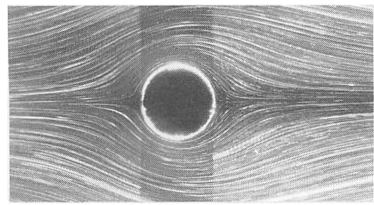
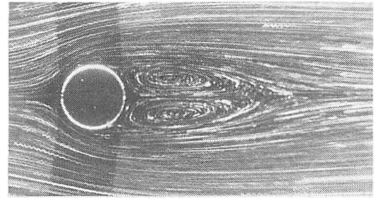
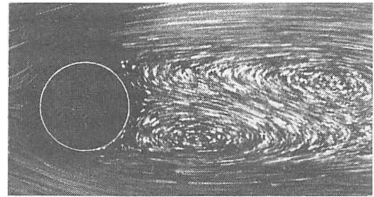
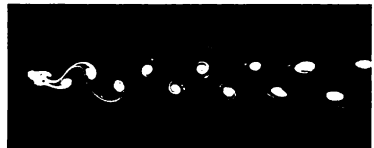
円柱 $Re = 1.1$  $Re = 38.6$  $Re = 55.5$  $Re = 107$

図 1

= 250 程度になる。一樣流に平行に置かれた半無限平板に沿う境界層流については代表的な長さを決めがたい。気流の速さ $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 、前縁からの距離 1 m の点で、これらによってつくった $Re = 6.7 \times 10^4$ であるが、代表的長さとしてこの点での境界層厚さ 1.9 cm を選ぶとレイノルズ数は約1300になる。

レイノルズ数は、1880年代に円管内の流れの状態や抵抗

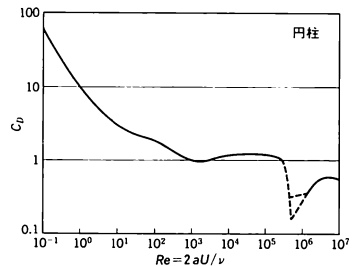


図 2

抗について研究を行った O. Reynolds にちなんで名づけられたもので、境界の形ならびに流れに対する配置が相似な 2 つの流れにおいて、(流速が音速と比べて無視できる程度に小さい、すなわちマッハ数の影響がないかぎり) レイノルズ数が一致すれば流れの場全体が力学的に相似になる点で極めて有用である。このことは模型実験、とりわけ風洞実験の意義につながり数値解法の整理にも役立つものであるが、一面、流れが完全に乱流となると、時間平均的な意味で流れや力はそのときのレイノルズ数にほとんどよらなくなることも実験上重要である。なお上述の例のように、レイノルズ数は代表的な長さや速度の選び方によるから何をとったかに注意しなければならない。

レイノルズの相似法則 [英 Reynolds' law of similitude, 独 Reynoldssches Ähnlichkeitsgesetz, *Reynoldssches Ähnlichkeitsgesetz*] 相似形物体を過ぎる粘性流体の流れを関係づける法則。2 つの定常な縮まない粘性流体の流れについて、境界は幾何学的に相似であり、境界で与えられた速度ベクトルは、対応する各点で同じ比例定数の下で比例しているものとなる。境界として無限遠を含んでいてもよい。すると、この 2 つの流れ(流線)が相似であるための条件は対応する代表的長さ、速さおよび各々の動粘性率でつくったレイノルズ数が等しいことである。これをレイノルズの相似法則といい、ナビエ-ストークス方程式と上記の境界条件から得られる数、無次元の量で表した抵抗係数などの諸量はレイノルズ数だけの関数となる(⇒粘性流体, レイノルズ数)。

冷媒 [英 refrigerant, 独 Kältemittel, 仏 agent frigorifique, 露 хладагент] 冷凍機の作業物質として用いられる物質をいう。室温の近傍から -50°C 程度の間で働く蒸気圧縮サイクル(⇒冷凍サイクル)で用いられる冷媒の代表的なものアンモニアとのフロン族化合物である。アンモニアは蒸発熱が大きく、冷媒として好適であるが、銅および銅合金に対し腐食性があり、また蒸気は刺激性と臭気有しているので、中型、大型の産業用機に広く用いられているが、家庭などの環境には向かない。フロン族冷媒は R-12 (CCl_2F_2), R-13 (CClF_3), R-13B1 (CBrF_3) など多種類があるが、最も広く用いられているのは沸点が -29.8°C の R-12 である。フロン族冷媒は金属類に対する腐食性や臭気もなく、毒性も少ないので広く用いられるようになってきた。液体空気温度以下のクーク・サイクル(⇒冷凍サイクル)のような閉サイクル冷凍機の冷媒としてはヘリウムガスが用いられることが多い。クーク・サイクル、ギフォード-マクマホン・サイクルなどヘリウムを使用する場合の実用的な温度下限は現在のところ $10\sim 15\text{K}$ である。いわゆる液化機では空気、水素、ヘリウムなどの冷媒が一部液化され、液体状で利用される。

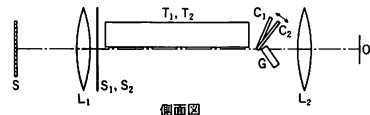
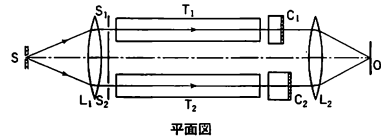
冷フィルター [英 cold filter, 独 kaltes Filter, 仏 filtre froid, 露 холодный фильтр] ⇒ 中性子フィルター

レイリー Rayleigh, Lord (John William Strutt) 1842. 11. 12—1919. 6. 30 イギリスの物理学者。エセックス州に生れる。男爵家の子で、子供のときは身体が弱かったので教育は何度も病気のために中断された。1865 年ケンブリッジのトリニティー・カレッジを卒業し、翌年そのフェローとなった。1871 年に結婚、1872 年にひどいリウマチ熱に侵されてエジプトとギリシアに転地療養した。主にこの間に書いた *Theory of Sound* は 1877 年から 1878 年の間

に 2 巻に分けて出版された名著である。1873 年 Rayleigh 卿となり、ロンドン王立協会会員となった。1879 年 J. C. Maxwell の後を継いでケンブリッジのキャベンディッシュ研究所長となり、在職 5 年で退いた。1897 年から 1905 年まで J. Tyndall の後継者として王立科学研究所の自然哲学教授を務めた。Rayleigh 卿の数学的な研究は音響、振動(レイリーの原理)、表面波(レイリー波)、対流(レイリー数)、光の散乱(レイリー散乱)、熱放射(レイリー-ジーンズの式)など物理のすべての分野にわたっている。また、精密な実験においても優れ、窒素の密度の測定からアルゴンを発見し(1894 年)、これによってノーベル物理学賞を受けた(1904 年)。あらゆる面において同時代の科学者よりも一歩深い理解に達し、科学者として静かに輝かしい研究の生涯を送った数少ないひとりである。

レイリー干渉計 [英 Rayleigh interferometer, 独 Rayleigh-Interferometer, 仏 interféromètre de Rayleigh, 露 интерферометр Рэлея] = レイリー屈折計

レイリー屈折計 [英 Rayleigh refractometer, 独 Rayleigh-Refraktometer, 仏 réfractomètre de Rayleigh, 露 рефрактометр Рэлея] 気体の屈折率を測定するために 1896 年 J. W. S. Rayleigh がつくった二光束干渉計。よく補正されたレンズ L_1 で平行光束にした光源 S からの波長 λ の単色光は、スリット S_1 と S_2 により波面分割され、それぞれ気体管 T_1 と T_2 に導入される(図参照)。気体管通



過後、二光束はレンズ L_2 により再び重ね合わされ、その焦点面にスリットに平行な干渉縞をつくる。両光束が通過した光路長が等しければ中心 O に 0 次の縞がくるが、もし光路差 Δl があると干渉縞の間隔の $\Delta m (= \Delta l / \lambda)$ 倍だけそれが変位する。気体管 T_1, T_2 の長さともに l で、その内部にそれぞれ屈折率が n および n' の気体が入っていれば、 $\Delta m = l(n' - n) / \lambda$ である。 $\Delta m, l, \lambda$ および n から両気体管の内部の気体の屈折率の差が求められる。

新しい型の装置では、側面図のように気体管が装置の上半分に置かれ、下半分は 0 次の縞を O につくり、それを標準の干渉縞として用いるようになっている。また、縞の変位を測定するより、光路差を補正の方が技術的に便利のため、補償板(ガラスの平行平面板) C_1, C_2 をそれぞれ T_1, T_2 のあとに入れている。 C_1 は固定で、 C_2 を光軸に垂直な水平軸のまわりに回転することにより光路長が変えられる。その回転角と光路長の変化量の関係はあらかじめ検定しておく。測定にあたって、まず両気体管をともに真空にし、 C_2 を回して上部の干渉縞を下部の標準干渉縞に合わせておく(白色干渉縞を使用する)。次に片方の気体管に測定すべき気体を導入したのち、干渉縞の変位を C_2 の回転によりもとに戻し、(この場合も白色干渉縞を利用する)、その回転角から Δl を求める。装置の下部にあるガ

ラス板 G は下部の規準干渉縞を上部の干渉縞に近づけ、観測を容易にするためのものである。長さ 100 cm は気体管と波長 550 nm の光を使って 10^{-8} の精度の測定が可能である。この屈折計は溶液の屈折率のわずかな差を測定するのに用いられる。

レイリー散乱 [英 Rayleigh scattering, 独 Rayleigh-Streuung, 仏 diffusion de Rayleigh, 露 рассеяние Рэлея] 波長より小さい微粒子による光の散乱(⇒光散乱)。レイリー散乱は一様な媒質中に微粒子がランダムに存在しているときに特に重要で、その場合には全散乱波の強度は、おのおの微粒子による散乱波の強度の和で与えられる。等方的に分布した微粒子による偏光していない光についてレイリー公式

$$\frac{\text{散乱波強度}}{\text{入射波強度}} = \frac{8\pi^4 N a^2 (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2}$$

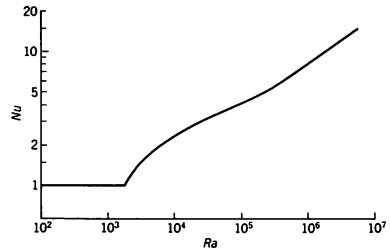
が成立つ。ここで、 N は微粒子の数、 a は分極率、 θ は散乱角、 λ は波長、 r は散乱体から観測点までの距離である。レイリー散乱は、入射光によって微粒子に電場が作用し、微粒子内に電気双極子モーメントが誘起されることによると考えられ、その特徴は、散乱波の強度が微粒子の数に比例し、微粒子の形に依存しないことである。J. W. Rayleigh は、レイリー散乱によって、光の散乱に関する J. Tyndall の実験を説明した。空の青色、日没時の空の赤色などは、レイリー散乱によって説明される(⇒光散乱)。

レイリー-ジーンズの放射法則 [英 Rayleigh-Jeans' law of radiation, 独 Rayleigh-Jeans'sches Strahlungsgesetz, 仏 loi de rayonnement de Rayleigh-Jeans, 露 закон излучения Рэлея-Джинса] Rayleigh 卿および J. H. Jeans により古典論に基づいて導かれた黒体放射のエネルギー分布式。絶対温度 T の黒体放射の振動数(または波長)が ν と $\nu + d\nu$ (または λ と $\lambda + d\lambda$) の間にあるときの放射のエネルギー密度を $w_\nu d\nu$ (または $w_\lambda d\lambda$) とすると、 $w_\nu = 8\pi^2 \nu^2 kT / c^3$ (または $w_\lambda = 8\pi kT / \lambda^4$) となるという法則。ここで k はボルツマン定数、 c は真空中での光速、Rayleigh 卿は 1900 年空洞放射を立方体の容器の中の空気の振動で類推し、後者の振動のモードの数 $\nu^2 d\nu$ (または $\lambda^{-4} d\lambda$) に比例することを示し、それにエネルギー等分配則を適用することによって、空洞放射のエネルギー分布式が $\nu^2 T$ (または $\lambda^{-4} T$) に比例することを示し、完全な式として $w_\lambda = b\lambda^{-4} T e^{-a/\lambda T}$ (a および b は定数) を提出した。ここで彼が指数因子 $e^{-a/\lambda T}$ をつけ加えたのは、全エネルギーが無限大になること、つまりシュテファン-ボルツマンの放射法則に合わないことを防ぐため、ウィーンの放射法則の式の指数因子と同じものである。その後 1905 年に Jeans は放射の電磁理論に基づいて、立方体内の放射について ν と $\nu + d\nu$ (または λ と $\lambda + d\lambda$) の間の振動のモードの数を計算し、それにエネルギー等分配則を適用してレイリー-ジーンズの式を導いた。これは長波長または高温の範囲で測定結果とよく合うが、古典論による放射法則導出の限界を示すものである。プランクの放射法則の式の長波長、高温での近似として得られる。

レイリー数 [英 Rayleigh number, 独 Rayleigh-Zahl, 仏 nombre de Rayleigh, 露 число Рэлея] 水平に置かれた平行板の間の静止流体を、下面から熱するとき生ずる自然対流に関して Rayleigh 卿(1916 年)により導入された無次元量。上下板の間隔 l 、重力加速度の大きさ g 、流体の密度 ρ 、粘性率 μ 、動粘性率 $\nu = \mu/\rho$ 、定圧比熱 c_p 、熱

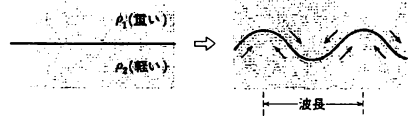
伝導率 λ 、温度伝導率 $a = \lambda/(\rho c_p)$ 、体膨張率 τ 、下面と上面の温度差 $\Delta T = T_2 - T_1$ を用いると、レイリー数 Ra は $Ra = l^3 g \tau \Delta T / (a \nu)$ で表される。またこの量はグラスホフ数 $Gr = l^3 g \tau \Delta T / \nu^2$ とプラントル数 $Pr = \nu / a$ との積 $Ra = Gr \cdot Pr$ とも表される。対流の流速 U 、代表的な時間の長さ $t = l/U$ を用いて、現象を支配する 4 つの量、浮力 $F_b = \rho l^3 g \tau \Delta T$ 、粘性力 $F_v = \mu l$ 、蓄積熱 $Q_c = \rho l^3 c_p \Delta T$ 、伝導熱 $Q_a = \lambda l \Delta T$ の組合せ $(F_b/F_v) \cdot (Q_c/Q_a)$ とも考えられる。

上面が固体壁の場合、 Ra が臨界値 1708 以下では流れは静止して対流を生じない。これを超えると、いわゆるベナール対流とよばれる規則的なセル状の運動、すなわち自然対流が生じる。さらに 5×10^4 付近で規則性が失われて不規則な乱れとなり、 10^8 以上で完全に乱流となる。下面から上面への熱伝達率 h の程度を表すヌセルト数 $Nu = h l / a$ とレイリー数 Ra との関係は図のよう、水、空気を含めて流体の種類にほとんど依存しない。



文献によってはレイリー数を別の概念に用いていて、表面張力 σ の液体の、噴流の分散に現れるウェーバー数 $We = \rho u^2 / (\sigma / l)$ の平方根をレイリー数とよぶことがある。

レイリー-テイラーの不安定 [英 Rayleigh-Taylor instability, 仏 instabilité de Rayleigh-Taylor, 露 неустойчивость Рэлея-Тейлора] 二種類の密度の異なる流体が平面状の境界で接していて、重い方が上側にあるとき、重い方の流体が軽い方の流体の下側へ滲り込もうとすることによる不安定。ただし、最初、境界が完全に水平で両方の流体が静止していれば力のつり合いが成り立ち、静止状態が可能である。ところが、わずかの乱れや、境界の凹凸があると図のような上下方向の流れが必ず生じるので、こ



のつり合い状態は常に不安定である。また、軽い流体から重い流体に向かって一様な加速度がかかっている場合も同様である。これをレイリー-テイラーの不安定とよぶ。ただし、境界に表面張力が働いている場合は、図中の波長がある臨界値より長くないと不安定にはならない。時間的増幅率は

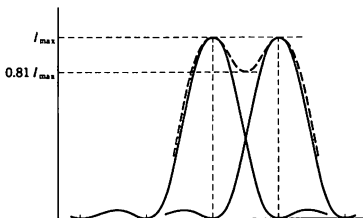
$$\left[\frac{gk}{\rho_2 + \rho_1} \left(\rho_2 - \rho_1 - \frac{k^2 T}{g} \right) \right]^{1/2}$$

で与えられる。ただし g は重力の加速度、 k は波数 $2\pi/\text{波長}$ 、 ρ_2, ρ_1 はそれぞれ上、下の流体の密度、 T は表面張力である。ただし長い波長の乱れは必ず存在するので、臨界波長の半分程度の細い幅の格子や管を除けば、実際には不

安定である。表面張力がなくても良電導性流体で一様な水平磁場 H が働いているときは、上式であたかも $T = \mu H^2 \cos^2 \theta / (2\pi k)$ の表面張力があるような安定化がある。ただし μ は透磁率、 θ は擾乱波の水平磁場となす角。鉛直磁場のときも短波長 ($k \rightarrow \infty$) に対しても増幅率が有限 ($\rho_1^2 - \rho_2^2 / (\rho_1 + \rho_2)^{1/2}$ に留まるなどの安定化が行われる。はっきりした境界面がなく、1つの流体中で上に行くほど徐々に密度が高くなっている場合も同様の不安定がある。この現象は対流不安定と似ているが (\Rightarrow 対流不安定)、熱伝導の効果がないだけで簡単である。

レイリーの解像限界 [英 Rayleigh resolution limit, 独 Rayleighsche Auflösungsgrenze, 仏 limite de résolution de Rayleigh, 露 дифракционный предел разрешения Рэлея] = レイリーの基準

レイリーの基準 [英 Rayleigh criterion, 独 Rayleigh-Kriterium, 仏 critère de Rayleigh, 露 критерий Рэлея] 光学系による接近した2つの点像が2つの像として分解されているかどうかを判定するための J. W. Rayleigh が提案した基準。すなわち、点像は光学系の開口が有限であるため回折像となるが、第一の点像である回折像の最初の強度極小の位置に第二の点像である回折像の強度の主極大が重なるとき2つの点像は分解している(2つの主極大がこれより接近すると2つの点像は分解できない)と判定する(図参照)。この場合には、同じ強度の2つの点像の合成強



度分布の中央にくぼみができ、そこでの強度は主極大強度 I_{\max} の $8/\pi^2 (\approx 0.81)$ である。分光器の場合には、強度が等しく波長差の小さな2つの単色光によるスリット像について同様の判定をする。この基準は望遠鏡、顕微鏡などの結像系や分光器の分解能を定義するとき用いる。もうひとつの基準としてスパロー(C. Sparrow)の基準がある。それは2つの接近した回折像の合成強度分布にくぼみがなくなるときまで分解していると判定する。

レイリーの原理 [英 Rayleigh's principle, 独 Rayleighsches Prinzip, 仏 principe de Rayleigh, 露 принцип Рэля] \Rightarrow ミニマックス原理

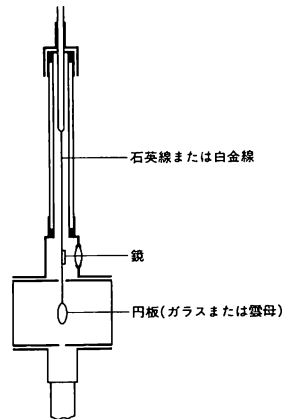
レイリーの流れ [英 Rayleigh's flow, 独 Rayleighsche Strömung, 仏 écoulement de Rayleigh, 露 течение Рэлея] 平面壁 ($y=0$) によって限られた半無限の領域 ($y>0$) を静止した粘性流体で満たし、時刻 $t=0$ で急に平面壁をその平面内で x 方向に一定速度 U で動かしたとき起きる流れ (x, y は直交座標を表す)。 x 方向の流速 u は $u = U \operatorname{erfc}(y/(2\sqrt{\nu t}))$ ($y, t > 0$, $\operatorname{erfc} x = 2/\sqrt{\pi} \int_x^\infty e^{-\xi^2} d\xi$)

で表される (ν は動粘性率)。これはナビエ-ストークス方程式の厳密解である。一般に無限に長い柱状物体の軸方向の運動による流れも、軸方向の流速を温度、動粘性率を温度伝導率に対比させた熱伝導の方程式を用いて議論することができる。境界層の発達を示す例として提唱され

た。この流れは、G.G. Stokes によってすでに議論されていたものであるが、また平板を一定の振動数をもつ速度 $Ue^{i\omega t}$ で、その平面内で動かすときの流れをストークスの流れ(振動流)といい、速度分布 $u = U \exp[i\omega t - \sqrt{i\omega/\nu} y]$ をもつ。

レイリー波 [英 Rayleigh wave, 独 Rayleigh-Welle, 仏 onde de Rayleigh, 露 волна Рэлея] 平面で境された半無限弾性体の表面を伝播する波で、J. W. Rayleigh (1885年)によって理論的に提唱された。表面近くの弾性体の実質部分は槽口振動を行い、振幅は表面からの距離とともに指数関数的に減少し、この減少は短波長になるほど著しい。伝播速度は、弾性体の密度・剛性率・ポアソン比によって決まるが、特にポアソン比が $1/4$ のとき、普通の横波 (\Rightarrow 弾性波) の速さの約 0.92 倍というように、ポアソン比が $0, 1/2$ であるときの値 0.87 と 0.96 の間にある。なお、相異なる弾性体から成る層状媒質の場合には、レイリー波以外にラブ波とよばれる波も伝播しうようになり、しかもその速さは波長によって異なり分散を示すようになる。地震波や層状複合材料中の波の伝播の研究にはこれらの波が重要な役割を演じる。

レイリー板 [英 Rayleigh disc, 独 Rayleigh-Scheibe, 仏 disque de Rayleigh, 露 диск Рэлея] 音の強さの絶対測定に古くから使われてきた小さな円板で、これに音波が斜入射すると、板面が音の波面と平行になるような偶力を受ける。実際のレイリー板は直径 5mm 、厚さ 0.1mm 程度のガラスまたは雲母の円板で、図に示すようにこれを直



径 $3 \sim 5 \mu\text{m}$ の細い石英線または白金線で作るして円筒の中心に設置される。音波が円板に到達するとそのモーメントによって円板が回転し、石英線のねじれによるモーメントとつり合ったところで止まるので、振れの角度を線にはりつけた鏡によって拡大して測定すれば、音の強さが求められる。

レイリー分布 [英 Rayleigh distribution, 独 Rayleighsche Verteilung, 仏 distribution de Rayleigh, 露 распределение Рэлея] 定数倍を除けば、自由度 p の χ^2 分布、あるいはその平方根の分布である x 分布のことである ($\Rightarrow I$ 分布)。前者をレイリーのパワーの分布、後者を振幅の分布とよんで区別することもある。特に $p=2$ のときに限って(このとき χ^2 分布は定数倍を除いて指数分布に一致する)、レイリー分布とよぶこともある。

レイリー分布は、ランダムに変動するベクトルを無限に合成していったときの、合成ベクトルのノルムの極限分布として、J. W. S. Rayleigh によって導かれた。ベクトルの次元が自由度 p に一致するが、ここでは $p=2$ の場合を例にとり説明する。

$$R_i = (R_i \cos A_i, R_i \sin A_i) \quad (i=1, 2, \dots, n)$$

は独立な二次元ベクトルで、 R_i と A_i とは独立、 A_i は $[0, 2\pi)$ の一様分布に従うとする。さらに R_i の分散を σ_i^2 、

$$\sigma^2 = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2, \text{ 合成ベクトルを}$$

$$R = \sum_{i=1}^n R_i = (X, Y)$$

とする。すると適当な正則条件の下で、 X/σ 、 Y/σ の分布は互いに独立な標準正規分布に収束する (\Rightarrow 中心極限定理)。このときの

$$Z = X^2 + Y^2$$

あるいは $R = Z^{1/2}$ の分布の収束先がレイリー分布である。密度関数は $r = 2\sigma^2$ として、それぞれ

$$f(z) = \frac{1}{r} \exp(-z/r)$$

$$f(r) = \left(\frac{2r}{r}\right) \exp(-r^2/r)$$

で与えられる。

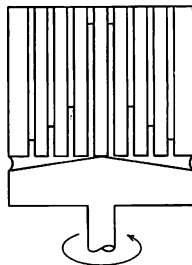
レイリー・リッツの方法 [英 Rayleigh-Ritz method, 独 Ritzsche Verfahren, 仏 méthode de Ritz, 露 метод Рэлея-Ритца] \Rightarrow 変分法

レインウォーター Rainwater, James 1917.12.9 - 1986.5.31 アメリカの実験物理学者。アイダホ州に生れる。1939年にカリフォルニア工科大学を卒業、第二次世界大戦中は J. R. Dunning の下でマンハッタン計画に参加した。1946年コロンビア大学で博士号を取得、以後同大学で教鞭をとり、1952年に教授となった。またネービス・シンクロサイクロトロン研究所の所長を務め、同研究所のシンクロトロンを、いわゆる中間子工場に変える仕事を指導した。1942年以後の主要な研究テーマは中性子断面積の測定である。しかし、1950年ころには、原子核の電気四極子モーメントの実験データが急速に蓄積し、その希土類元素の値は殻模型の予想値よりはるかに大きいことが明らかになった。1950年彼はこれを説明するために、原子核の変形が単一粒子運動エネルギーに及ぼす影響を考察することにより、希土類元素などの原子核は回転楕円体形に変形することを示した。同じような考えは、当時ちょうど客員研究員としてコロンビア大学に滞在していた A. Bohr によってもほぼ同時に発表された。これらのアイデアは、その後おおいに発展した原子核の集団運動模型の基礎をなすものである。また、1953年には V. L. Fitch とともにミューオン原子から放出される X 線の研究を行い、現在一般に認められている原子核の荷電半径の値を確立した。1975年には、集団運動模型により、Bohr, B. Mottelson とともにノーベル物理学賞を受けた。Rainwater は自分自身を実験物理学者と考えていたので、ノーベル賞授賞の恒例の早朝電話を受けたとき、最初、その対象が Fitch と共同で行ったミューオン原子に関する実験ではないかと思ったそうである。

レインボー散乱 = 虹散乱

レオゴニオメーター [英 rheogoniometer, 独 Rheogoniometer, 仏 rhéogoniomètre, 露 реогониометр] 法

線応力効果(ここではワイセンベルク効果)を測定できる装置をいう。円錐平板型、平行円板型のものが通常用いられる。円錐平板型の装置では、図に示すように半径 R の円



板の中心に頂点を接して頂角の大きな円錐を置き、円錐部分を回転させる。このとき速度勾配がいたるところで一定になるのが特徴である。法線応力効果により試料流体中に半径方向に沿って圧力分布が生じ、その大きさは円板にあけた細管中を上昇する流体の高さを測定して求められる。円錐軸を極軸とする極座標 (r, θ, ϕ) をとれば、測定される圧力 p は応力 σ を用いて、

$$-\frac{dp}{d(\ln r)} = \sigma_{\phi\phi} + \sigma_{\theta\theta} - 2\sigma_{rr}$$

と表せる。さらに、円板と円錐を引離そうとする全圧力

$$p = \frac{\pi}{2} R^2 (\sigma_{\phi\phi} - \sigma_{\theta\theta})$$

を測定すれば、第一 $(\sigma_{\phi\phi} - \sigma_{\theta\theta})$ 、第二 $(\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{rr})$ 法線応力差が求められる。平行円板型の装置は、円錐の代りにもう1枚の円板を用いるもので、 r 方向の速度勾配が一定でなくなるので解析がより複雑である。

レオスタット [英 rheostat, 仏 rhéostat, 露 реостат] = 可変抵抗器

レオナルド・ダ・ビンチ Leonardo da Vinci 1452.4.15 - 1519.5.2 イタリアの画家。フィレンツェとピサとの間にある村ビンチに生れる。フィレンツェに出て、A. del Verocchio の工房に入門、同門に S. Botticelli がいた。1472年フィレンツェの画家の「聖ルカのギルド」に登録される。1482 - 99年ミラノに行き、L. Sforza (Il Moro) の後援を受けて、「岩窟の聖母子」(1483 - 86年)、「最後の晩餐」(1495 - 98年)を描き、ブロンズ彫刻「フランチェスコ・スフォルツァ騎馬像」の制作にあたる。このころ、数学者 L. Pacioli と交わる。1500年民主政治のフィレンツェに帰り、「アンギアーリの戦い」(1503 - 06年)、「モナ・リザ」(1504 - 05年)、「聖アンナと聖母子」(1509 - 10年)を描く。一時期、C. Borgia に仕え、N. Machiavelli と行をともにする。晩年、François 一世に招かれてフランスに赴き、アンボワーズの城で没した。

著書としては、「絵画論」*Trattato della pittura* があり、1498年には脱稿していたことが知られている。ミラノのアンプロジアーノ図書館に所蔵されているアトランテイコ手稿をはじめ、多くの遺稿が、イタリア、フランス、イギリス、スペインなどに保存されている。

物理学については、まず、彼が永久運動を否定していたことをあげなければならない。彼は「ああ、永久運動をもてあそぶ空論者たちよ、これを求めて、なんじらはいかに多くのいたずらなる企みをなしたることか。行け、そして黄金を求める者たち(錬金術師)の仲間になれ」と述べてい

る。力学では、力のモーメントの概念を把握していた。てこの両端に働く力が平行でない場合、支点から力の方向に下した垂線がてこの腕の役目を果たすことを知り、これを潜勢的な腕とよんでいる。さらに、てこと車輪、斜面とくさびとねじを、それぞれ、力学的に等価なものとして扱え、これら単一機械の研究に基づいて、ウォームギアの改良、ボールベアリングの考案など、機械工学に優れた着想を示している。また、鳥の飛翔を調べて、飛行機を作ろうとした。水の力学の研究は、運河の土木工事という実用的な目的と同時に、地質学の研究とあいまって、河川や山の営みという、自然の地球物理学的な理解に迫ろうとするものであった。解剖学にも手を染め、人間の精神と身体との構造との対応を見いだそうとした。

Leonardoの手稿から、自然の研究についての彼のことが引用しよう。「経験の弟子レオナルド・ダ・ビンチ」「知恵は経験の娘である」「その理論が経験によって確証されないあの思想家たちの教訓を避けよ」「自然の不可思議の通訳者は経験である。経験は決してあざむかない。ただわれわれの解釈のみが往々にして、みづからをあざむくのである。われわれは種々の場合やさまざまな状況の下で経験と相談しつつ、そこから初めて一般的規則を引出すことができる。自然は原因をもって始まり、実験をもって終るが、われわれはその反対の道をとらねばならない。すなわち、われわれは実験をもって始まり、実験をもって原因を探究しなければならない」。

Leonardoは、ルネッサンスが理想とした「万能の人」であった。絵を描くことは、あらゆる知識と技術とを必要とする活動だったのである。なぜなら、Leonardoにとって、絵は自然の本質を描くものであり、さらに、彼自身の世界を描くことであったからである。彼は、彼の思想を、世界観を、ことばで語るのではなく、絵に描いたのだ。それは、彼の世界が、絵によってしか表現することのできないものだったからである。P. Valéryのいうように、Leonardoは「画家であることにおいて哲学者であった」。

レオノーマス [英 rheonomous, 独 rheonom, 仏 rhéonome, 露 реономный] 力学系に課せられた束縛条件が時間 t を直接含む場合をレオノーマスな条件といい、スクレロノーマスな場合と区別する。たとえば水平面内で、一端のまわりに一定角速度で回転している管の中を自由に動きうるよう束縛された質点の運動の場合がこれに当る。

レオベクシー [英 rheopexy, 独 Rheopexie, 仏 rhéopexie, 露 реопексия] ゲル状の物質に力を加えて流動させた後、単に放置しないで適当に振動または流動を与えると、固化が著しく速くなる現象をいう。ゲルを構成する粒子が棒状または平板状であるとき、これに適当な力学的刺激を与えて粒子の配向を促すとゲル化が速くなるためである。流動後放置すると、再び固まって流動性を失うチクソトロピーとは逆の現象である。これらの現象との類推から、流動中に見かけ上粘度が減少するのをチクソトロピーとよび、見かけ上粘度が増加することをレオベクシーとよぶこともある。

レオミュール Réaumur, René Antoine Ferchault de 1683. 2. 28—1757. 10. 18 フランスの科学者、技術者。シャラント・マリティーム県ラ・ロシュルの由緒ある家系の長男として生れたが、生後 19 ヶ月で父を失い、母や親族の

手で養育された。20 歳でパリに出て数学者 P. Varignon の知遇を得、幾何学の論文を発表した。以後、動物学、実験的科学、実験の技術に広く関与を続ける。1708 年アカデミー・デ・シアンズ会員になる。創立初期にあったこのアカデミーは、Louis 十四世の財務大臣 J. B. Colbert の指示で、産業百科全書の編集に着手したが、このテクノクラートのな仕事に Réaumur は熱中し、金、宝石をはじめ鉄鋼の諸問題から、スズめっき鉄板(ブリキ)、陶磁器のことまで手広く調査・研究を展開した。

物理の面で最もよく知られている業績は、温度計の目盛(列氏度)の考案であらう。当時 G. D. Fahrenheit の温度目盛がイギリス、オランダに普及し始めていたが、ガラス管内の感温液の上端の高さに着目し、2つの温度定点での高さの差を等分割するという Fahrenheit らの目盛方法では管の内径の一様性が必要なので、その困難を考慮した Réaumur は、体積膨張から直接に目盛を定めようとした(1730—31 年)。すなわち、いり通りの体積基準(ビペット)を用意し、1000 単位の体積をもつ水(または水銀)を入れて水点に保ったときの液の上端の高さに 0 度とし、その上下に、体積の増減 1 単位分ごとの高さに $\pm 1, \pm 2, \dots$ と目盛を付け、あらためてアルコールを封入して温度計とした。この温度計でアルコールの沸点を測ると(体積目盛で 1080 すなわち)彼の温度目盛で 80 度であった。彼は、この値でアルコールの質を基準化しようと考えたが、伝承に混乱があって水の沸点を 80 度とする目盛と解されたまま、アカデミーの権威に支えられて 20 世紀初頭までフランスなどで広く用いられた。

そのほか動物学(特に昆虫学、発生学)への寄与も多く、科学情報の交流(たとえば P. van Musschenbroek によるライデン瓶の発明の告知)にも貢献した。落馬が原因となって、サン・ジュリアン・デュ・テールで没した。

温度計の論文は、*Règles pour construire des Thermomètres dont les degrés soient comparables, et qui donnent une idée d'un Chaud ou d'un Froid qui puissent être rapportés à des mesures connues*(1730 年)と *Second mémoires sur la construction des thermomètres, dont les degrés sont comparables, avec des expériences et des remarques sur quelques propriétés de l'air*(1731 年)、Mémoires de l'Académie Royale des Sciences, Paris である。

レオメーター [英 rheometer, 独 Rheometer, 仏 rhéomètre, 露 реометр] レオロジーの対象となる変形と流動の現象を測定する計器の総称。流動の測定に用いられる粘度計、粘弾性の応力緩和・クリープ・遅れ弾性などの測定器、振動による動的粘弾性測定器、これらを組合せたレオゴニオメーターなどがある。狭い意味では、回転型の粘度計をレオメーターとよぶことが多い。非ニュートン流動の測定に用いられる(\Rightarrow 回転粘度計)。

レオロジー [英 rheology, 独 Rheologie, 仏 rhéologie, 露 реология] 物質の変形と流動の科学をいう。ギリシア語の $\rho\acute{\epsilon}\omega\varsigma$, rheo(流れる)に由来する。流動学、流性学、流変学などの訳語が用いられることもあるが、一般には英語のままレオロジーということが多い。物質に外力を加えたときの変形挙動は物質の種類、内部構造などに関係しているので、変形を調べてこれらの性質との関連を求めることができる。1929 年アメリカの E. C. Bingham によってレオロジー学会(Society of Rheology)が設立されたのが起りである。Bingham はライブチヒの W. Ostwald

の所に学び、液体の流動、特に粘度について興味をもった。アメリカに戻って、国立標準局(NBS)で水の粘度の絶対値測定について業績を上げ、ついでペンシルベニア州のラファイエット・カレッジにおいて、物質の流動性と塑性について研究した。単純な液体、水、アルコール、グリセリンなどの流動性は粘性率に差はあるが、いずれもニュートン粘性を示す。これに対して、比較的複雑な構造をもつドロドロした液体、ペンキ、練り歯みがき、靴クリーム、マヨネーズなどの流動は、流動に降伏値があり、外力が一定の値を超えないと流動が始まらない。この現象は、金属、土壤などが示す塑性と類似しており、物質の種類が流動性に影響をもつと同時に、その挙動に共通の点が見いだされることがBinghamの興味をひいた。これらのやわらかい物質の示す塑性をビンガム塑性という。Binghamは1925年より3回にわたって物質の流動性と塑性に関するシンポジウムを開き、流体力学者から金属の塑性学者に至るまで広範囲の研究者の間で討論する場をつくった。1929年、彼はこれらの人々を結集して、レオロジー学会を組織し、Journal of Rheologyを発刊し、みづからその編集者となった。アメリカにできたこのレオロジー学会は、多少の変遷を経たが、今日まで続いており、1979年には盛大な50周年記念会を開催した。レオロジーはこのように初めは流動性と塑性を中心として行われた。

1930年代に入って合成高分子が登場し、その性質の研究が始まった。高分子溶液の粘性率は、高分子化学創始者のH. Staudingerと弟子の野津竜三郎によって分子量決定の方法とされたし、その後、高分子溶液の流動の流体力学的研究は高分子の鎖の形態の研究手段として広く用いられ、マーク-ホウィング-桜田の法則として有用である。一方、高分子の製品は、プラスチック、フィルム、繊維、ゴムなどいずれもある程度のかたさや柔らかさを兼ね備えた独特の力学的性質を示す固体である。これらの性質は粘性と弾性とを共有するようなもので、高分子のレオロジー研究を生んだ。高分子の粘性は、ニュートン粘性とフック弾性を両極限としてこれらの中間にあり、それぞれダッシュポットとばねで表す力学模型を用いれば、これらの線形結合として、応力緩和を示すマクスウェル模型、遅れ弾性を示すフォークト模型、およびこれらの結合した四要素模型など、しだいに複雑な力学的模型によって表される。応力緩和の時定数である緩和時間および遅れ弾性の時定数としての遅延時間は、物質の粘弾性挙動を示すパラメーターとして導入されたものであり、これらの分布を考えることにより複雑な力学的挙動の表現が可能である。このため、高分子のレオロジーは初めは力学模型による表現が重視されたが、現在ではこれらの分布関数の表現の方が一般的に用いられている。

高分子の粘弾性は時間効果があり、測定時間のタイムスケールと、物質の緩和(または遅延)時間分布との関係によって力学挙動が決る。一方、緩和(または遅延)時間は温度に依存するので、粘弾性の温度依存性を求めることも重要である。これらの測定より、高分子の緩和(または遅延)時間分布はある温度では測定時間に対していくつかの特異なスペクトルを示す。代表的なものはガラス転移に対応する緩和と主分散または α 分散という。そのほかにガラス状態における高分子の側鎖、主鎖の局所などに起因する副分散があり、 β 分散、 γ 分散などとして記述される。温度依存性についても同様の分散が対応して見いだされている。分

散の全容をみるには、 $10^{15} \sim 10^{20}$ 倍くらいの広い時間範囲での測定が必要である。振動的方法により1Hzから超音波域までの粘弾性率の測定が行われ、これとクリープ、応力緩和による遅い測定を組合せて広い時間領域がカバーされる。一方、温度を変えると、これは測定時間を変えたのと同じ効果をもち、一般に速い測定は低温の測定と同じ挙動を示す。そこで、比較的狭い周波数範囲の動的粘弾性率の周波数依存性を、広く温度を変えて測定すれば、ある温度を基準として、曲線を左右にずらして母曲線を得ることができる。これにより基準温度に対して広い周波数範囲をカバーした曲線が得られる。このような重ね合わせによる母曲線ができる高分子は熱レオロジー的に単純であるとされる。固体または液体を液体中に懸濁した分散系は、Binghamが初めに取扱ったときには軟塑性体として主としてその流動性が研究された。しかし、後になって振動測定によりこれらも粘弾性を示すことがわかり、弾性効果の測定が行われるようになった。しかし、一般に分散系の粘弾性は、高分子のように線形ではなく、非線形であり、その内容は複雑である。さらにチクソトロピーのような時間効果も現れるので、分散系のレオロジーについては、理論的説明が遅れている。

高分子の成形は、一般に溶液または融液として流動状態に変形させ、冷却して固化することに基づく。そこで、高分子の濃厚溶液および融液の流動のレオロジーは、加工技術の基礎として広く研究されている。特に流動に伴う弾性効果は、外力から開放された後の形状変化を示すので、これらの弾性を考慮した流動の解明が必要である。近年のレオロジーはこれらを包含する広い範囲の変形と流動の学問である。わが国では、1926年に初めてレオロジー討論会が、日本化学会、高分子学会、日本物理学会の共催で開かれ、今日まで毎年秋に開かれている。また、1971年には日本レオロジー学会が設立された。レオロジーは本来力学の挙動を対象としており、物理学、化学、応用物理学の部門として関連するところが多い。

暦表時 [英 ephemeris time, 独 Ephemeridenzeit, 仏 temps des éphémérides, 露 эфемеридное время] 太陽の公転運動の理論式を観測結果とよく一致するようにいったん定めれば、逆に太陽の黄道上の位置の観測からこの位置にいる時刻が決定できる。このようにしてつくられた時刻系を暦表時(ET)とよぶ。暦表時は、周期的な変動を除いて平均化された太陽の位置 L と時間 T との関係を表すS. Newcombによる観測式

$$L = 279^{\circ}41'48''.04 + 129602768''.13T + 1''.089T^2$$

に基づいている。ただし、 L は春分点から黄道上で東へ測った角度、 T は1900年1月0日12時から、ユリウス世紀(36525日)を単位として測った世紀数である。実際には、太陽はガス体であるため、太陽の位置の観測精度は悪いので、太陽の動きより大きく動く月を観測して暦表時が決められている。

レギュレーター [英 regulator, 独 Regulator, 仏 régulateur, 露 регулятор] ⇨ くりこみ理論, 正則化法

レコード [英 record, 独 Datensatz, 仏 enregistrement, 露 запись] 情報処理の目的で、1単位として取扱われる関連した項目、欄(フィールド)または語の集まり。また入出力動作におけるデータ処理の単位もCOBOLではレコードという(FORTRANでは記録という)。具体的には次のようなものである。(1) データベース内のデータ

を応用プログラム相互の間で授受する単位であって、1つ、あるいは複数のデータ項目から構成されるもの。(2) 磁気記憶装置(磁気ディスク、磁気テープなど)においてデータを取扱う場合の、あるまとまった量のデータの集まり。レコードの大きさは、たとえばソースプログラムの1行分、データカード1枚分といった程度であり、応用プログラムによっては、その大きさを規定する場合もある。このようなレコードが複数集まってブロックを形成する。

レーザー [英仏 laser, 独 Laser, 露 лазер] 誘導放射によって、光の増幅や発振を行う装置の総称。メーザーの動作原理を光の領域に拡張したもので、「誘導放射による光の増幅」を意味する英語(light amplification by stimulated emission of radiation)のイニシャルをとってつくられた語。多くの場合レーザー発振器を意味する。初期の段階では、可視光とその周辺の波長のもののみを意味したが、その後あらゆる波長のものを総称となった。メーザーと同様に、負温度媒質中で電磁波が増幅されることを応用したものである。1958年 C. H. Townes と A. L. Schawlow によって可能性が予測され、1960年に T. H. Maiman がルビーレーザーの発振に、1961年に A. Javan と W. R. Bennette, Jr. らがヘリウム・ネオンレーザーの発振にそれぞれ成功したのが始まりである。その後、多種類の気体、液体、固体(透明な結晶やガラスにイオンを溶解したもの)、半導体がレーザー媒質として知られるようになった。110nmの真空紫外から数mmのミリメートル波に及ぶ広い波長領域に多数の発振線が発見されており、そのなかにはある範囲で波長可変性をもつものも少なくない。

レーザーの特徴は、励起された物質からの自然放射による通常の光源と異なり、光の発振器であることで、したがってレーザーからの出力光は、単色性、指向性、収束性、干渉性などに際立って優れている。レーザーの基本構成は図1に示すように、光共振器中に負温度分布をもつ媒質を



図 1

置いたものである。負温度媒質中で発生する自然放射光が共振器中を往復しながら増幅され、利得が損失より大きいとき、発振が立ち上がり、ほぼ指数関数的に振幅が増大するが、同時に飽和により増幅率が次第に減少し、損失と利得がつり合ったところで一定の振幅の定在波となる。誘導放射の基本的性質により、増幅された光は入射光と同一位相、同一周波数をもつので、あるひとつのモードで自然放射光から立ち上がった光の定在波は、位相のそろったコヒーレントな光波である。普通の大きさの光共振器では、高い周波数密度でモードが分布しているので、レーザー物質の発光スペクトルの幅のなかに多数のモードが存在し、そのままでいくつかのモードで同時に発振が起きる。単一周波数の発振を行うには、まず共振器中に絞りを入れるなどして、基本モードのみで発振が起るように調節しておく。これを単一横モード発振という。さらに、エタロンなど、分解能の高い波長選別器を共振器内に置くことによって、単一のモードのみで発振するように工夫したのが単一(縦)モードレーザー(単一周波数レーザー)である。レーザー発振器には、図2のような3個以上の反射鏡を使ったリング型共振器も用いられ、リングレーザーとよばれる。リ

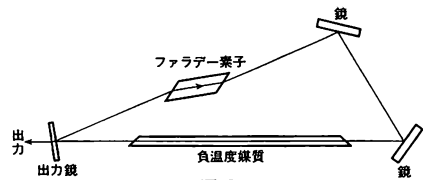


図 2

ングレーザーでは右まわりのモードと左まわりのモードとが独立に存在し、等しい共振周波数をもって(すなわち縮退して)いる。共振器が回転しているときには、縮退がとけて、共振周波数の差は回転速度に比例するので、ジャイロスコープとして応用される。しかし、共振器中のレーザー媒質によって縮退したモードが競合発振を行い、出力が不安定になるので、安定な発振を行うためには、ファラデー効果を利用して、一方向にまわるモードだけで発振するように工夫する必要がある。理想的な単一モードレーザーの出力は、完全な平面波あるいは球面波となるので、光学系を使って回折限界まで集光したり平行光束にしたりすることができる。また周波数も電磁場のゆらぎによって決るわずかな幅しかたないので、きわめて高い単色性をもつ。しかし、実際の単一モードレーザーの出力スペクトルは、共振器の機械的不安定によるゆらぎによって決められる。これを安定化するためには、共振器の内あるいは外に鋭い吸収スペクトルをもつ吸収セルや恒温に保ったエタロンなどの周波数標準を置き、レーザーの発振周波数をそれに合わせるように共振器を制御する。このようにして、レーザーの発振周波数を 10^{-7} 以上、特に高安定を追及したものでは 10^{-12} 以上に高めることができる。

レーザーの出力波形は、一定振幅の連続出力を発生するもの(CW レーザー)と、断続するパルス波形出力を発生するもの(パルスレーザー)とに大別される。CW レーザーは、周波数安定性にすぐれ、また平均出力を高くとることができるが、高いピーク出力が必要な場合には、パルスレーザーが用いられる。種々のレーザー線のなかには、CW 発振もパルス発振も可能なものも少なくないが、パルス発振だけが可能なものも多い。特に下のレーザー準位の寿命が上の準位より長い場合は、定常的な発振が原理的に不可能なので、自己終止型レーザー(self terminating laser)とよばれ、短パルス発振のみが可能である。安定した短パルス出力を得るために特別なくふうをしたものとしては、Qスイッチレーザーやモード同期レーザーが重要である。

光共振器の異なるモードの電磁場は、互いに独立であるが、レーザー媒質が存在するときは、その非線形性を通じてモード間の相互作用が生じる。相互作用が弱い場合は、多モードの同時発振が安定に起るが、強い場合には、不安定となる。CW レーザーおよび比較的長いパルス出力のレーザーでは、このようなモード競合により、出力のパワーおよびスペクトルは不安定になる場合が多い。多モードレーザーの出力は、同時に多数の周波数のコヒーレント光を含み、出力波形には干渉(光ビート)による周期的変化が見られる。

レーザー媒質となりうる材料としては、気体、液体、固体のいずれもが用いられている。これらのなかで、気体レーザー材料は、発振波長、出力、その他の性質について最も多様であって、代表的なものとしてはエキシマー、希ガスイオン、ヘリウム・ネオン混合系、HF、CO、CO₂、H₂O、

HCN などがある。液体レーザー材料としては、溶媒で希釈した有機色素が重要である。習慣上、固体レーザー材料とよばれるのは、透明な結晶あるいはガラスに活性イオンを溶解したもので、代表的なものにルビー (Al_2O_3 に Cr^{3+} を溶解したもの)、YAG やガラスに Nd^{3+} を溶解したものなどがある。半導体は、最も広い応用が期待されるレーザー材料である。

レーザーにおける負温度分布発生法(ポンピング法、励起法)としては、まず気体媒質の場合連続あるいはパルス放電(放電型気体レーザー、GDL, 300keV~1MeV の電子線(相対論的電子ビーム, REB)の照射(電子ビームあるいは REB 励起レーザー)、化学反応の利用(化学レーザー)、断熱膨張の利用(ガスダイナミックレーザーあるいは GDL)などがある。各種の放電管やレーザーを用いた光ポンピング法は、あらゆる種類のレーザー媒質に対して広く用いられる。半導体レーザーでは、電子ビームや光による励起も用いられるが、実用上最も重要なのは、pn 接合に順方向電流を流すことにより接合部に負温度の電子分布を発生する注入型レーザーである。また、気体レーザーに対する特殊な方法として、中性子によって起きる核反応の生成物によって励起を行うもの(核励起レーザー)もある。

レーザーの応用分野はきわめて広く、分光学、精密計測、加工、光通信、ホログラフィー、情報処理、臨床医学、エネルギー工学などが含まれる。

レーザーアニーリング [英 laser annealing, 仏 recuisson par laser, 露 лазерный отжиг] 固体の表面に大出力レーザー光を照射して加熱する手法。電気炉による加熱に比べて、表面だけ(数千 Å 以下)、しかも任意の場所だけを局所的に加熱できること、短時間に処理できること(1μs 以内)が特徴である。Si, Ge および化合物半導体において、最近、単結晶基板上への蒸着やイオン注入による非晶質層の単結晶化などの研究にこの方法が活発に用いられている。レーザーアニーリングには大別して2つの方法がある。ひとつは、Ar, Kr, YAG および CO_2 などの連続発振レーザーを用いるものである。レーザー光を直径 10~100μm 程度に集光し、数 $\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ の速度で表面を走査する。この場合、試料の有効照射時間は 1ms 以上と長く、導入されるエネルギー密度は $10^3 \text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ 程度となり、結晶化の機構は熱による固相エピタキシー成長と考えられている。もうひとつは、Q スイッチをかけたルビーあるいは YAG などのパルスレーザーを用いる方法である。光のパルス幅は数十 ns、導入されるエネルギー密度は $1 \text{J} \cdot \text{cm}^{-2}$ 程度である。この場合の結晶化の機構には2つの考えかたがあるがどちらの考えかたが正しいかについて結論は得られていない。ひとつは、レーザー光エネルギーが数十 ns 以内に熱に変換されて、固体表面に溶融層が生じ、この溶融層が液相エピタキシー成長すると考えるものである。もうひとつは、パルス励起によって生じた高密度電子・正孔プラズマ (10^{20}cm^{-3} 以上) が数百 ns 以上にまで生き残り、このプラズマによる非熱的效果によって結晶化が起るとするものである。単結晶化を実現するためのエネルギー密度にはしきい値があり、密度が低すぎると多結晶になり、高すぎると表面損傷が生じてしまう。

レーザー核融合 [英 laser nuclear fusion, 独 Laserkernfusion, 仏 fusion nucléaire par laser, 露 лазерный термоядерный синтез] ⇒ 慣性核融合

レーザー共振器 [英 laser resonator, 独 Laserresono-

nator, 仏 résonateur de laser, 露 лазерный резонатор] ⇒ 光共振器

レサジー [英 lethargy, 独 Lethargie, 仏 léthargie, 露 летаргия] 中性子のエネルギーを表す変数で、中性子の減速理論で用いられる(⇒中性子の減速)。最初のエネルギー E_0 の中性子がエネルギー E まで減速されたとき、レサジー u は、 $u = \ln(E_0/E)$ で定義される。 E_0 は一般には u が正になるような適当な値でよいが、最初のエネルギーにとるのが普通である。エネルギー E の中性子が質量数 A の原子核との1回の弾性散乱で失うエネルギー ΔE の平均値は

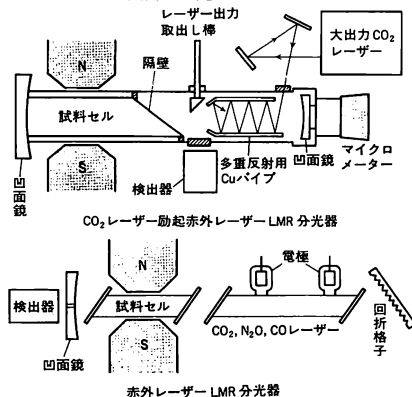
$$-\left(\frac{\Delta E}{E}\right) = \frac{1}{2}(1-\alpha), \quad \alpha = \left(\frac{A-1}{A+1}\right)^2$$

であって、その E に対する割合は E によらず一定となる。そのときのレサジーの平均値 \bar{u} は、対数減衰率とよばれ

$$\bar{u} = 1 + \frac{\alpha \ln \alpha}{1-\alpha}$$

となって一定となる。

レーザー磁気共鳴 [英 laser magnetic resonance, 仏 résonance magnétique de laser, 露 лазерный магнитный резонанс] 常磁性物質のゼーマン効果を利用し、磁場掃引によってその物質のもつ遷移と波長固定レーザー線との共鳴吸収を観測する分光法である。波長領域は遠赤外または赤外部が主で、前者では水およびシアン化水素レーザーのほか、大出力炭酸ガスレーザー・励起気体レーザーが、後者では CO_2 , N_2O , CO のレーザーが光源として用いられている。吸収の光路長を大きくしたり、ラム・ディップを観測するために吸収セルはレーザー共振器内におかれることが多い。半導体などに応用された例もあるが、大部分の試料は気体分子で、遠赤外部では回転遷移が、赤外部では振動回転遷移が観測される。光源のレーザー線の波長または振動数はすでに精密に測定されているので、容易に高い精度の結果がえられる。常磁性分子の検出法としてはもっとも高い感度の分光法の一つとして知られ、これらの分子の関与する化学反応機構の研究にも用いられている。



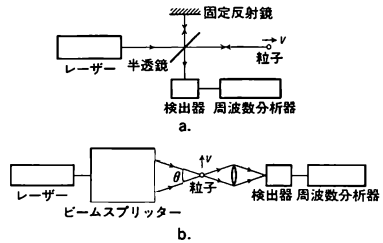
レーザージャイロスコープ [英 laser gyroscope, 独 Lasergyroskop, 仏 gyroscope de laser, 露 лазерный гироскоп] 系の慣性系に対する回転速度を検出するレーザー回転計を利用し構成されたジャイロスコープ。レーザー回転計には、通常 リングレーザーが用いられる。静止したリング共振器の右まわり、左まわりの光に対する共振周

波数は縮退している。しかし、共振器全体が角速度 ω で回転すると、それぞれの光は逆方向のドップラー・シフトを受け、共振周波数にずれを生ずる。このずれの大きさ Δf は共振器の光路長を L 、リングの面積を A 、光の波長を λ とすれば、 $\Delta f = (4\omega A)/(\lambda L)$ で与えられる。したがって、右まわり、左まわりのレーザー発振光の周波数ビートを計測すれば、 ω を知ることができる。レーザージャイロスコップは従来の機械的ジャイロスコップに比べ可動部分を全くもたないのが大きな特長である。

レーザー・シュタルク分光法 [英 laser Stark spectroscopy, 独 Laser-Starkspektroskopie, 仏 spectroscopie de Stark à laser, 露 лазерная штарковская спектроскопия] ⇨ シュタルク分光法

レーザー同位体分離 [英 laser isotope separation, 独 Laserisotopenrennung, 仏 séparation d'isotope à laser, 露 лазерное разделение изотопов] 原子・分子の吸収スペクトルが同位体によって異なることを利用して、同位体混合物の中から、着目する同位体を含む原子・分子のみをレーザー光で選択的に励起し、続いて不可逆的な物理変化または化学的变化の過程を施し、他の同位体原子・分子とは異なった形態に変換して同位体を分離すること。実際にレーザーで同位体分離を行うためには、次のような条件が満たされなければならない。(1) 吸収スペクトルに明確な同位体差(同位体シフト)があること。(2) 励起に必要な波長と出力を有するレーザーがあること。(3) 励起した原子・分子のみを同位体混合物から容易に分離しうるような形態に変換できる物理的または化学的過程があること。たとえば、励起種のみが進行するような光イオン化、光解離、光化学反応、多光子解離などの過程を利用すると、非励起同位体と区別しうる化学種に変換される。(4) 励起の選択性が分離過程を通して保持されること。選択的に励起された原子・分子が他方の同位体原子・分子と衝突して共鳴的に励起エネルギーの移乗を行ったり、非放射的緩和により系の温度上昇をもたらすときには選択性が失われることになる。したがって、一般に気体試料の操作圧力を高くすると分離度は低下する。この同位体分離法の特長は、処理量が多くとれないが、一回当りの分離度が極めて大きいこと、また、3つ以上の同位体が存在する場合、中間の質量の同位体の分離に有利であることなどである。現在までにこの方法で、D をはじめ T, ^{14}C , ^{235}U などの放射性同位体を含む十数種の元素の同位体について分離が行われた。

レーザー・ドップラー流速計 [英 laser doppler velocimeter, 露 лазерный доплеровский измеритель скорости] 移動する粒子にレーザー光を照射したとき、粒子で散乱する光の周波数がドップラー効果により周波数シフトする量を検出して粒子の移動速度を求める装置。1964年 Y. Yeh と H. Z. Cummins によってはじめて考案された。移動粒子の速度ベクトルを v 、入射光、散乱光の波数ベクトルを k_1, k_2 としたとき、周波数シフト量 $\Delta\nu$ は $\Delta\nu = (k_2 - k_1) \cdot v / 2\pi$ で与えられる。測定光学系の構成により参照光法と自己比較法に大別され、いろいろな配置のものが考えられている。図 a は参照光法の例で、粒子でドップラー・シフトを受けて後方散乱する光と固定鏡でそのまま反射する光を重ね合わせて検出器で受け二乗検波するとき、 $\Delta\nu = 2\nu/\lambda$ (λ は入射光の波長)だけ周波数シフトした成分がビート信号として得られる。図 b は自己比較法の例で、差動型ともよばれ、この場合の周波数シフト量 $\Delta\nu$ は $(2\nu/\lambda)\sin(\theta/2)$



2)で与えられる。これらの方法では特定方向の速度の絶対値しか求められないが、入射光の周波数をあらかじめある周波数だけシフトした光を並用すると速度の向きが、また3つの方向で測定を行うと速度ベクトルの大きさと方向が求められる。レーザー・ドップラー速度計は、(1) 散乱粒子を特に注入することなく自然に浮遊する散乱体で普通測定できる、(2) 非接触測定で測定対象を乱さない、(3) 原理的に $10^{-4} \sim 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 程度の広い範囲の測定が可能である、(4) 速度と測定周波数シフト量との間の直線性がよい、(5) 空間分解能が高く数十 μm^2 程度の微小部分に関する測定ができる、などの特徴をもち、風速、超音流、火炎速度、紡糸速度、生体の血流など各種の測定に用いられている。

レーザー波長計 [英 laser wavelength meter, 独 Laserwellenlängenmesser, 仏 ondemètre à laser, 露 измеритель длины волны лазера] レーザーの発振波長の計測器。波長可変のレーザーを光源とする分光計測や、レーザー発振波長の制御に用いられるもので、6けたまたはそれ以上の高い精度の計測が可能なものを指す場合が多い。レーザー波長の最も一般的な計測法は、干渉計の光路差をある距離だけ変えたときに光検出器で測定されるフリンジ移動の数 n を求める方法である。実際には距離を決める代りに既知波長 λ_s の標準光を同じ干渉計に入れてフリンジ移動 n_s を測り、波長は $(n_s/n)\lambda_s$ から求めることができる。光路差の機械的掃引の線形性がよければ、光検出器からとり出せる電流変化をそのままかぞえることをせず、周波数倍倍してからかぞえて、波長決定することもできる。干渉計はマイケルソン形に構成し、反射鏡の代りにコーナークーブを掃引させると機械的揺動の影響が緩和される。この測定法はレーザーのように輝度の高い光源では比較的容易であるが、機械的掃引を伴うのでパルスレーザーには事実上適用できないのが欠点である。パルスレーザーに対しては、干渉フリンジを空間的な像に投影し、そのパターンから波長を計算する方法がある。このとき測定すべき波長の近似値があらかじめわかっているならば、干渉計によるフリンジの次数を決定することができ、また干渉距離の近傍におけるフリンジの位置を測定することによって、フリンジ次数の端数を求めれば、より高い精度で波長を計算することができる。たとえば分解能のこぼるファブリー・ペロー・エタロンを数枚用意し、低分解能のエタロンで求めた波長から次のエタロンの次数と、波長のより高い近似値を求める逐次近似法が便利である。

レーザープラズマ [英 laser produced plasma, 独 Lasererzeugtes Plasma, 仏 plasma produit par laser, 露 лазерная плазма] レーザーにより生成したプラズマ。レーザー光をレンズなどで集光すると局所的に非常に高電場、高温度を達成することができ、すべての物質を容易に

プラズマ化できる。レーザーによるプラズマ化とプラズマの加熱は次の過程による。(1) プラズマ化に必要な初期電子が多光子吸収過程により生成される。(2) この初期電子が逆制動放射過程により加速され、原子やイオンとの衝突により電離が進展しプラズマが生成されるとともに加熱が起る。角振動数 ω の光子電子プラズマ振動数 $\omega_{pe} = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ の点までしか侵入できず、逆制動放射過程による吸収係数 κ は

$$\kappa = \frac{z^2 e^4 n_e n_i \ln \Lambda}{3 \omega^2 \epsilon_0^2 (2 \pi m_e k T)^{3/2} \{1 - (\omega_{pe} / \omega)^2\}^{1/2}}$$

で与えられるため $\omega = \omega_{pe}$ の遮断密度近傍で強い加熱が起る。ここで c は光速、 ϵ_0 は真空の誘電率、 k はボルツマン定数、 T はプラズマ温度、 m_e は電子質量、 e は電子の電荷量、 z はイオンの電荷数、 n_e, n_i は電子、イオンの数密度、 $\ln \Lambda$ はデバイの長さや衝撃パラメータの比の自然対数である。さらに光電場 E が強くなり、光電場による振動速度 $v_e = eE / m_e \omega$ が電子の平均熱速度 $v_{th} = (2kT / m_e)$ に近づくとき遮断密度点近傍でパラメトリック崩壊過程により電子の集団加熱が起る。またレーザー光がプラズマの密度勾配に対して斜めに入射すると P 偏光に対して $\omega = \omega_{pe}$ の点で共鳴吸収が起り、高エネルギー電子が生成される。プラズマ生成には高出力が得られるルビーレーザー、ガラスレーザー、炭酸ガスレーザーが主に用いられる。また慣性核融合プラズマの生成法として使用されている。

レーザープリンター [英 laser printer, 独 Laserdrucker, 露 лазерное печатающее устройство] 電子的写真を利用した出力装置の一種。光源にレーザービームを使用し、点の集りによって出力を描く。レーザービームプリンターともいう。印字速度は、極めて速く、毎分 10000～15000 行に達する。一般的にこの種のプリンターでは、点を細くしてきれいな出力を得ようとする出力速度が下がるという、相反する問題をかかえている。

レーザー分光学 [英 laser spectroscopy, 独 Laserspektroskopie, 仏 spectroscopie par laser, 露 лазерная спектроскопия] レーザーを光源とした分光法およびそれから得られる成果について論じる分野をレーザー分光学とよぶ。レーザー分光法はレーザーの性能向上と密接な関係をもつて発展してきた。レーザー自身が分光学の中から生み出されたことから分るように、この分野の研究は、レーザー過程の解明と新レーザーの開発をめざし、まずレーザー遷移自身の分光学的研究より始められた(1960年代)。連続発振で比較的高い出力が得られるようになってから、ラム・ディップやホールバーニング効果を利用した高分解能分光の研究が始められた。二光子吸収分光法によって禁制遷移が調べられ、またシュタルク効果やゼーマン効果で分子遷移をレーザー線に同調させる分光法が開発された。

1970年代に入ると、広い範囲で発振波長を変化させられる色素レーザーや半導体レーザーが利用できるようになり、レーザー分光法が適用できる対象が大きく広がられた。可視域におけるラム・シフトや超微細構造の研究、パリティ非保存遷移の検出、高励起状態(リュッドベリ状態)の研究などに成果があげられている。レーザーパルスの時間幅がナノ秒からピコ秒、そして最近ではサブピコ秒にまで短縮され、高速緩和現象、分子内エネルギー移動、光化学反応の初期過程なども研究の対象になっている。

レーザー分光法の特徴：レーザー光のエネルギーは、ス

ベクトル的にも、時間的にも、空間的にも非常に狭い範囲に集中させることができる。その結果レーザー光は、(1) 単色性がよい、(2) パワー密度が大きい、(3) 指向性がよい、(4) コヒーレンスがよい、(5) 時間的に非常に短いパルスがつくれるなど従来利用されていた光にはない優れた性質をもっている。これらの性質を活用すると、分光学の三要素である感度、分解能、精度のいずれか、あるいはそのうちのいくつかを同時に著しく向上させることができる。また新しい分光法もいくつか開発されている。

感度：赤外遷移をコヒーレントなレーザー光で検出する例について検討してみる。レーザーパワーを P 、検出器の入力等価雑音パワーを P_n 、吸収長を L とすると、検出可能な吸収係数は $\alpha_{min} = (2/L) \sqrt{P_n/P}$ となり、 \sqrt{P} に反比例する。しかし P があまり大きくなり飽和効果のため吸収係数自身が小さくなってしまふ。 P の最適値を代入した場合の検出可能分子数は $N_{min} = (8u/L) \sqrt{\epsilon_0 P_n / \pi c u A}$ となる。ここで双極子モーメント $\mu = 0.1$ D (デバイ)、緩和時間 $\tau = 10^{-8}$ s、分子速度 $u = 3 \times 10^4$ cm \cdot s $^{-1}$ 、検出器の受光面積 $A = 0.1$ cm 2 、 $P_n = 10^{-18}$ W を代入してみると $N_{min} = 10^4$ cm $^{-3}$ という小さな値が得られる。よい検出器が得られる可視域では、さらに高い感度が得られる。二重共鳴法は励起状態に原子や分子の分布をつくりだすので、ボルツマン項 $\exp[-W/kT]$ (W は励起エネルギー)を打消すだけの増感を行うことに相当する。増感度は振動項励起の場合 10^8 、電子項励起の場合は 10^{30} になる。

分解能：レーザー光源のスペクトル純度は実用上、気体レーザーで 10^{-14} 、色素レーザーで 10^{-10} 、半導体レーザーで 10^{-11} 程度である。レーザー分光法では分光器は本質的な役割を演じていない。したがって分解能を決めるのは、測定のための装置ではなく測定対象自身がつくスペクトル幅である。ドップラー広がりをもつスペクトル線では、分解能は 10^6 の程度である。飽和分光法やドップラーフリー二光子分光法(ドップラーフリー分光法)によれば分解能は均一幅に相当する $10^8 \sim 10^{10}$ の程度にまで向上させられる。この程度になるとレーザービームの太さが有限であるために生じる不確定幅が問題になる。ラムゼー共鳴の方法によれば分解能はさらに $10^{10} \sim 10^{12}$ まで向上できる。

精度：レーザー光はスペクトル純度が高いが、発振周波数の絶対値は必ずしも精度高く決められていない。周波数標準はマイクロ波領域にあるので、一般にレーザー線の周波数を高い精度で求めることは困難な仕事である。波長 10μ m 帯の CO_2 レーザー線の周波数は 10^{-8} の精度で決められている。安定化されたHe-Neレーザー線との比較で、可視域の色素レーザーの発振周波数は $10^{-7} \sim 10^{-8}$ の精度で決められる。

分子の振動励起状態の回転定数などの決定精度は飛躍的に向上している。多価イオンのラム・シフトなども赤外レーザーを用いて高精度で測定されている。水素原子などの可視-紫外遷移から超微細構造、ラム・シフトなどが直接求められているが、その精度はまだ十分とはいえない。

レーザー分光法の種類：一光子過程による線形的相互作用を主として利用する分光法に、吸収分光、レーザー・シュタルク分光、レーザー磁気共鳴、光音響分光、オプトガラルバク分光、熱レンズ分光などがある。これらは高感度あるいは高精度の分光を目的としている。

多光子過程あるいは非線形相互作用を利用する分光法には、飽和分光、ドップラーフリー二光子分光、二重共鳴分

光、蛍光分法、ラマン分光などがある。これらは主として高分解能、高感度の分光を目的としている。

超短パルスのレーザー光あるいはコヒーレンスのよいレーザー光を利用した時間分解分光法として、ナノ秒・ピコ秒分光、量子ビート法、コヒーレント過渡分光などがあげられる。これらは主として物質の動的性質を解明するために新しく開発された分光法である。

他の分光法と組合せたものに、レーザー分子線分光、レーザーイオン化分光、レーザー光電子分光などがあげられる。粒子加速器とレーザーを組合せて、エキゾテック原子を調べる分光法も最近注目されている。

レーザー放電 [英 laser discharge, 独 Laserentladung, 仏 décharge de laser, 露 лазерный разряд] 気体レーザーにおいて、ポンピング、すなわち粒子間の衝突によるエネルギー移行によって励起原子の分布が熱平衡状態と逆の反転分布をつくるための気体放電をいう。レーザー放電では、単一気体の場合のように主に電子衝突による電離によるものと、混合気体のように励起電子との衝突による励起の移行、イオンとの衝突による電荷移行、ペニング効果などによるものがある。レーザー放電によく用いられる放電としては、熱陰極あるいは冷陰極直流放電、高周波放電、パルス放電などがある。

レーザー誘起化学反応 [英 laser-induced chemical reaction, 独 Laser-induzierte chemische Reaktion, 仏 réaction chimique induite par laser, 露 химическая реакция инициируемая лазерным излучением] レーザー光との相互作用で生じた励起状態にある分子が関与する化学反応をいう。レーザー光のもつ高出力、高単色性、高コヒーレンスなどの性質により、通常的光源による励起では実現しづらい励起状態からの反応や、状態選択した反応が誘起され、また非平衡状態で反応が進行する可能性があり、次のように反応の型を分類できる。

(1) 強力な通常光源が得がたかった短波長領域において、たとえば、エキシマーレーザー光による多原子分子の光分解反応が多数知られるようになった。

(2) S_F をはじめ、多数の多原子分子において、強力な赤外パルスレーザーの多光子吸収によって実現される高振動励起状態の化学反応が起る。この反応では、同位体選択性もある(⇒多光子解離)。

(3) 非常に弱い吸収帯の高密度励起により誘起される反応。たとえば、CH 高次倍音振動の直接励起に基づく反応。

(4) レーザー光吸収によって生じた単一(回転)振動準位からの化学反応。たとえばホルムアルデヒドの \bar{A}_1A_2 状態の分解速度や分岐比は、(回転)振動準位に依存する。

(5) 振動単位を選択励起した分子が関与する2分子反応における加速現象。たとえば、 $Br + HCl^* \rightarrow HBr + Cl$, $O_3^* + NO \rightarrow NO_2^*$ (≠は振動励起を、*は電子状態励起を表す)。振動単位を励起した場合、熱励起に比べ数けた大きい二次反応速度数を与える例が知られている。レーザー促進反応(laser augmented reaction)ともいう。レーザー光照射は、特定の自由度の特定の準位へ分子を励起できるので、反応断面積を反応分子の状態の関数として決定することができる。これらのデータは、反応分子のポテンシャル曲面上の力学的な理論解析と関連づけられる。

レーザー誘起蛍光分光法 [英 laser-induced fluorescence spectroscopy, 独 Laser-induzierte Fluoreszenzspekt-

roskopie, 仏 spectroscopie de fluorescence induite par laser, 露 лазерная флуоресцентная спектроскопия] レーザー光の単色性の良い点を利用すれば、原子や分子を特定の準位へ励起できる。この準位から発する蛍光を検出することを原理とする分光法をいう。実験的には、レーザー光路中におかれた試料から発する蛍光をレーザー光に垂直な方向へ集め、適当なフィルター、または分光器を通して測定する。この分光法の主な目的は2つある。第一は、励起準位に関する分光であり、第二は、基底状態の振動回転状態解析である。前者の蛍光分光は、従来、水銀灯を代表するような通常の光源で行われていたものである。色素レーザーのように、波長可変レーザーによって任意の励起単位を選択励起することが可能になり、その分光解析によって励起状態、とくに電子励起状態に関する精密な分子構造についての情報が得られるようになった。また、 $ns \sim$ 数psのレーザー光を用いて分子を電子励起状態の特定の回転振動単位へ励起し、その蛍光の時間変化を測定すれば、励起準位の放射寿命や分子内・分子間エネルギー緩和について研究することができる。すなわち、分子の動的な性質について検討する材料を得ることができる。一方、レーザー照射によって生成する蛍光をレーザー光よりも長波長を透過するフィルターを通して検出し、その出力をレーザー光の波長の関数として測定したものを蛍光励起スペクトルといい、吸収スペクトルと対応するものが得られる。ただし、吸収スペクトルに比べると、バックグラウンドがないので、ずっと高感度で、検出の下限は対象や条件によって異なるが、 $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ に達するといわれている。特定の波長のレーザー光の照射によって発する蛍光のうちには、電子基底状態の励起振動回転準位にある分子によるものがある。すなわち、赤外線スペクトルによる振動回転状態解析は、感度の点から非常に難しいが、電子励起状態への遷移を使えば高感度で基底状態の状態解析が可能となる。化学反応やエネルギー緩和過程にある分子のエネルギー状態を定めるのに応用されている。

レーザー理論 [英 laser theory, 独 Theorie des Lasers, 仏 théorie de laser, 露 теория генерации лазера] レーザー作用を記述する理論形式は、レート方程式に基づく初等的なものから半古典論的な理論に発展し、さらに1970年代初頭には、量子統計力学手法に基づく精密で一般的な理論が確立された。レート方程式による理論は、光および媒質との相互作用における波動的な性質・位相情報を無視し、光共振器内に存在する光子の数、および各々のレーザー準位にある原子(分子)の数の時間的な変化の割合(レート)に着目するもので、1956年にN. Bloembergenによって三準位メーザーの動作を記述するために与えられ、H. StatzやC. L. Tangらによってレーザーの過渡動作や緩和振振の研究に適用された。光をマクスウェル方程式に従う古典的な電磁場として扱い、光と媒質との相互作用を量子力学的に取扱う理論は、半古典的理論とよばれ、1963年にH. HakenとH. Sauermanによって、また1964年にW. E. Lamb, Jr.によって与えられた。特に後者は気体レーザーの動作を詳しく解析し、ラム・ディップの出現やモード競合などを論じた。

電磁場を量子化して取扱った量子統計力学的な理論は、各種の物理量の期待値ばかりでなく、期待値のまわりでのゆらぎやそのスペクトルなどの情報を与える最も高精度の理論である。Hakenおよびその共同研究者らのランジュ

バン方程式による定式化, M. O. Scully と Lamb による密度行列を用いた理論, また H. Risken ほかの Haken 学派の研究者によるフォッカー-プランク方程式を用いる理論などがこれに含まれる。

レーザー冷却 [英 laser cooling, 仏 refroidissement de laser, 露 лазерное охлаждение] レーザー光が気体の原子・分子やイオンに吸収されるとき働く力(⇒放射圧)を利用して, これらの粒子の運動エネルギー, すなわち温度を下げる方法をレーザー冷却という。粒子の熱運動によりその吸収線はドップラー効果により広げられるが(⇒ドップラー・ブロードニング, ドップラー幅), レーザーのスペクトルを吸収線の中心から低周波側のすそ全体を覆うようにすれば, 光源方向に運動するすべての粒子はレーザーからの光子を吸収し, 1 光子の吸収当り運動量 $\hbar k$ が与えられ速度が $\hbar k/m$ だけ減少する(\hbar はプランク定数/ 2π , k は波数ベクトル, m は粒子の質量)。励起された粒子の自然放射の過程では光子はすべての方向に等しい確率で放出され, 運動量の変化は平均してゼロである。このような光子の吸収・放出を繰返すことにより光源方向に運動する粒子を速度ゼロ近くまで減速することができる。同様のレーザー光を直交 3 軸の正負の方向から同時に与えれば, すべての原子の速度の全ベクトル成分を減少させることも可能である。種々の型の電磁ポテンシャルで空間的に捕捉した原子やイオンに対しレーザー冷却が行われているが, 室温から 1 K 以下まで冷却することに成功している。

レジスター [英 register, 独 Register, 仏 registre, 露 регистр] 電子計算機においては, 1 ビットまたは複数ビットを保持する機構で, 極めて短い時間でその内容を取り出して利用できるようになっているものをいう。多くの電子計算機の中央処理装置はかなり多数のレジスター, たとえば命令レジスター, アドレスレジスターなど専用目的をもったレジスターや, いくつかの目的に共用に使える汎用レジスターなどを備え, これらを利用して演算やシステムの制御などを行う。入出力制御装置などにもレジスターをもつものが多い。プログラムによって指定して使えるもののほかに, プログラムには現れないレジスターが用意されている装置もある。これらのレジスターに書込まれるデータは, 主記憶装置から(キャッシュメモリーをもつ装置ではそれを通して)移されるか, または演算の結果生じるかしたものである。このことからわかるように, レジスターは記憶階層の最上位(記憶容量は少ないが, 最も高速に動作する記憶要素)の位置に該当する。レジスターは論理要素で構成される。なお, このようにレジスターを中央処理装置の動作の中核にもつ, いわゆるレジスターマシン以外に, スタックという特殊記憶機構を動作の中核としたスタックマシンとよばれる構造の計算機もある。

レスポンス関数 [英 response function, 独 Antwortfunktion, 仏 fonction de réponse, 露 характеристическая функция] = OTF

レゾネイティンググループ法 = 共鳴群法

レゾルベント [英 resolvent, 独 Resolvente, 仏 résolvante, 露 резольвента] 考える体系のハミルトニアンを H と書き, z を複素数の変数とすると, 演算子

$$R(z) = \frac{1}{z - H}$$

をレゾルベントという。これは, 多体系の摂動計算にも使われたことがあるが, 一粒子系のグリーン関数がこのレゾ

ルベントの行列要素に帰着するために, 今日では, 散乱理論やランダム系の統計物理学でよく使われており, その分野では, これをグリーン関数, あるいは, グリーンの演算子とよぶことがある。一粒子系の温度グリーン関数, 遅延グリーン関数, 先進グリーン関数のフーリエ係数, フーリエ変換をそれぞれ, $G^i(\epsilon_n), G^i(\omega), G^o(\omega)$ と書くと, それらは, レゾルベントと次のような関係にある。

$$G^i(\epsilon_n) = R(\epsilon_n)$$

$$G^i(\omega) = R(\omega + i\delta)$$

$$G^o(\omega) = R(\omega - i\delta)$$

ここに, δ は正の微小量である。散乱問題では, H を非摂動部 H_0 と, 散乱体との相互作用を表す H_1 とに分離し, $R^0(z) = (z - H_0)^{-1}$ を使って

$$R(z) = R^0(z) + R^0(z)t(z)R^0(z)$$

という形に書き, $t(z)$ を T 行列とよぶ。また, $H_0 = -\nabla^2$ の場合, $R^0(E+i\delta)$ の r 表示の行列要素

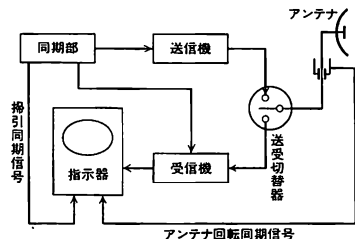
$$G^i(r, r') = \langle r | R^0(E+i\delta) | r' \rangle$$

は, r' を波源とし, 波動ベクトルの大きさが \sqrt{E} の球面波(二次元では円筒波)を表す。これは, キルヒホッフの回折理論に出てくるグリーン関数になっている。レゾルベントを使って, H で表される体系の状態密度 $\rho(E)$ は, 次のように表される。

$$\rho(E) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \{ \text{Tr} R(E+i\delta) \}$$

ここに, Tr は, 一粒子系の状態についての対角和を意味する。

レーダー [英仏 radar, 独 Radar, 露 радиолокация] 電波の反射を利用して物体を検出し, その位置を正確に決定するための装置。radio detection and ranging の略語。電波を目標物体(船舶, 航空機, 雨雲など)に当てて, その反射波または目標物体から再放射された電波を受け, その往復時間, アンテナの指向特性などから目標物体の位置を測定する。使用周波数は数 MHz から数十 GHz 以上にわたるが, 次のような理由で 1 GHz 以上のマイクロ波が多く使用されている。(1) 回折が少ないので, 往復時間と距離とが比例する。(2) 波長が短いほど鋭なビームが得られる。(3) 混信や空電の妨害が少ない。一次レーダーと二次レーダーがあり, 前者は目標物体からの反射を, 後者はレーダービーコンからの信号を帰還信号として使用する。一次レーダーはパルスレーダーと連続波レーダーに分けられる。パルスレーダーの構成を図に示す。送信



機としてはマグネトロン, 送受切替器にはガス放電管あるいはサーキュレーター, アンテナにはパラボラアンテナ, 受信機にはスーパーヘテロダイン方式が用いられることが多い。指示方式としては, アンテナの回転とブラウン管の掃引を同期させて, 目標物体の位置をブラウン管上の輝点として表す PPI 方式が多く用いられている。連続波レー

ダーは周波数変調を加えて用いることが多く、超近距離の測定、高い精度での距離測定(たとえば電波高度計)などに应用されている。移動する物体からの反射波のドップラー効果を利用して速度計にもなる。

レチナール [英 retinal, 独 Retinal, 仏 rétinale, 露 ретиналь] ⇒ 視物質

劣化 [英 degradation, 独 Degradation, 仏 dégradation, 露 деградация] 材料が熱, 光, 機械的摩擦, 化学薬品, 微生物などの作用を受け, 構造の破壊, 変質を起し, 所要の性質が低下し, ついには実用に耐えられなくなっていく現象を, 劣化という。有機系の構造形成材料の代表である高分子材料では, 主として次のような反応によって分解, 劣化が起る。(1) 熱分解: 高分子の分子鎖が切断されて分子量が低下する。切断は分子の任意の位置で起る場合と, 分子の末端から順に起る場合とがある。鎖の切断に先立って種々の原子団が外れていくこともある。(2) 熱酸分解: 酸素の存在ではその反応性のために熱分解はより容易に起る。いろいろの酸化生成物がでてくる。(3) 光分解: 高分子中の C—C 結合は太陽光のエネルギーで切断されないうでであるが, 少量の発色原子団が存在すればその光吸収により分解が始まる。実用条件下ではこれらの分解反応が併発し, また相乗的に働くことも多い。これらの反応による劣化を防ぐ目的で高分子材料には劣化防止剤(安定剤)が添加されることが多い。

劣化ウラン [英 depleted uranium, 独 abgereichertes Uran, 仏 uranium appauvri, 露 обеднённый уран] ^{235}U の同位体存在比が天然ウランの場合の存在比 0.720% より小さくなったウランのこと。ウラン濃縮を行った際の廃棄物質として得られるほか, 使用済み核燃料の再処理からも得られる。日本語では depleted uranium を減損ウランと訳す場合もあるが, これは核燃料として原子炉に装荷運転した結果 ^{235}U の同位体存在比が当初のものより減少したウランをいう。したがって当初が濃縮ウランであれば, 天然ウランより高い ^{235}U 同位体比のウランであっても減損ウランとなりうる。劣化ウランは増殖炉のブランケットへ装荷し, 燃料の増殖に使用される。

レッジェ・カット [英 Regge cut, 独 Regge-Schnitt, 仏 coupe de Regge, 露 разрез Редже] 湯川ポテンシャルによる非相対論的散乱問題を, シュレーディンガー方程式を使って解いたとき, 複素角運動量の関数としての散乱振幅の特異点としては, 1 位のレッジェ極しか存在しない。しかし素粒子物理における一般の相対論的散乱問題を考えると散乱振幅の特異性は, 複素角運動量平面で 1 位の極のみでなく, 分岐点やそれに付随するカットも存在する。この複素角運動量平面での散乱振幅のカットをレッジェ・カットとよぶ。

レッジェ軌跡 [英 Regge trajectory, 独 Regge-Trajektorie, 仏 trajectoire de Regge, 露 траектория Редже] 量子力学的な散乱における複素角運動量平面上の極の軌跡。T. Regge は, 湯川ポテンシャルによる非相対論的な散乱問題を考え, 自然数のときのみ, 物理的意味のある角運動量 l を一般の複素数に対して拡張しても散乱振幅が定義でき, l の関数としての散乱振幅の特異点は, 複素角運動量平面での 1 位の極のみであることを見いだした。この複素 l 平面上の極をレッジェ極といい, この極の位置はエネルギーとともに, $l = \alpha(E)$ のように動く(⇒レッジェ理論)。エネルギーとともに動くこのレッジェ極の軌跡

$l = \alpha(E)$ のことをレッジェ軌跡という。素粒子どうしの相対論的散乱の場合には, マンデルスタム変数 s (または t) を使ってレッジェ軌跡は, $l = \alpha(s)$ (または $\alpha(t)$) のように表される。 $\text{Re} \alpha(s)$ が整数値 l をとるとき $\text{Re} \alpha(s = M^2) = l$ を満たす質量 M_l をもつスピン l の束縛状態や共鳴状態が現れる。

レッジェ極 [英 Regge pole, 独 Regge-Pol, 仏 pôle de Regge, 露 полюс Редже] ⇒ レッジェ理論

レッジェ的ふるまい [英 Regge behavior, 露 реджевское поведение] 湯川ポテンシャルの重ね合わせで与えられるポテンシャルによる散乱振幅 $f(E, \theta)$ は, (非物理的な領域の) $|\cos \theta| \rightarrow \infty$ で

$$f(E, \cos \theta) \rightarrow \beta(E) P_{\alpha(E)}(-\cos \theta)$$

のようにふるまう。ただし, $\alpha(E)$ は, $\text{Re} \alpha$ のいちばん大きなレッジェ極を意味する。このことを T. Regge が証明したので, この式を散乱振幅のレッジェ的ふるまいという。このふるまいは高エネルギーでのハドロン反応断面積の研究で間接的に確かめられている(⇒レッジェ理論)。

レッジェ理論 [英 Regge theory, 独 Reggesche Theorie, 仏 théorie de Regge, 露 теория Редже] すべてのハドロンをレッジェ極と考える素粒子の理論。1959 年, T. Regge は, 非相対論的な湯川ポテンシャルによる散乱のシュレーディンガー方程式の解をさがし, 軌道角運動量 l を連続的な複素変数とみなせば, 散乱振幅の特異点は複素角運動量平面での 1 位の極のみであることをいじだした。たとえば, 湯川ポテンシャルによる非相対論的な散乱問題を考えると, 引力が十分強ければエネルギー E_s のところへ s 波の束縛状態ができ, 引力がもっと大きくなると, もっと高い角運動量の状態に $\dots E_d > E_p > E_s$ の順に束縛状態または共鳴状態ができる。問題を一般化し同じ境界条件の下で任意の複素変数の l についてシュレーディンガー方程式の解を求めてみる。その場合解の全体は S 行列の l に関する極の E の関数としての連続的な動き $l = \alpha(E)$ によって表される。この l の実数部分が整数値をとるときに, 物理的に意味のある束縛状態や共鳴状態が現れる。この複素角運動量 l 平面で E の関数として動く 1 位の極をレッジェ極とよぶ。原子物理学では, 同じ現象をただ異なった角度から眺めただけで何も新しいことはなく, ただ教育的意義しかもっていない。ところがハドロンのブートストラップ理論ではハドロンどうしの散乱においてもハドロン交換による一般化されたポテンシャルを考えることができるので, この場合にもレッジェ極が存在するという類推を考えることができる。これがいわゆるレッジェ仮説で, この仮説をとれば相対論的散乱のときは, 低エネルギーでの束縛状態や共鳴状態を説明すると同時に高エネルギー散乱を記述することもわかった。すべてのハドロンがレッジェ極だと仮定して, 低エネルギー共鳴状態や高エネルギー反応を取扱う理論をレッジェ理論とよぶ。レッジェ理論では, すべてのハドロンは複合粒子だと考える。 $l = \alpha(E)$, あるいは $\alpha(m)$ (m はハドロンの質量) をレッジェ軌跡という。レッジェ軌跡 $\alpha(m)$ には, $m=0$ で下の方に 1 ずつ離れた位置を通る軌跡も存在し, これを娘軌跡という。また特殊な場合には S 行列に複素角運動量平面で E とともに動かない固定極も存在する。

列氏度 [英 degree Réaumur, 独 Grad Réaumur, 仏 degré Réaumur, 露 градус Реомюра] R. Réaumur (⇒ レオミュール) が 1730~31 年に提案した列氏目で表され

る温度の単位で、単位記号は $^{\circ}\text{R}$ または $^{\circ}\text{R}$ 。列氏目盛では、氷点が0度、水の沸点(1気圧)が80度となる。したがって

$$t_{\text{R}} = \frac{4}{5} t_{\text{C}}$$

の関係にある。ただし、 $t_{\text{R}}, t_{\text{C}}$ はそれぞれ列氏目盛、セルシウス目盛での値を表す。国際単位系(SI)に属さない単位であり、日本工業規格(JIS)にも採用されていない。

レッドシフト [英 red shift, 独 Rotverschiebung, 仏 décalage vers le rouge, 露 красное смещение] スペクトル線の波長が、ドップラー効果や重力による効果のために、長波長側にずれること。四次元時空の中で、観測者の四元速度ベクトルを u 、電磁波の四元波数ベクトルを k とすると、観測者から見た電磁波の角振動数 ω は、 $\omega = k \cdot u \equiv g_{\mu\nu} k^{\mu} u^{\nu}$ で与えられる。ここで ω は座標系にはよらない量であるが、任意の座標 x^{μ} ($\mu=0\sim 3$)を与えた場合の成分による式が最右辺に書いてある。この座標系の計量は $g_{\mu\nu}$ によって、 $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^{\mu} dx^{\nu}$ で与えられる。そこで、光源における波長 λ_s と観測者による波長 λ_o とは

$$\frac{\lambda_o}{\lambda_s} = \frac{\omega_s}{\omega_o} = \frac{(g_{\mu\nu} k^{\mu} u^{\nu})_s}{(g_{\mu\nu} k^{\mu} u^{\nu})_o}$$

の関係がある。ここで、 S や O はそれぞれ光が発せられ、受信される世界点における値であることを表す。いくつかの例をあげると

(1) 平坦な空間で、光源に対する相対速度 v の場合

$$\omega_o = \omega_s \frac{1 - \frac{n \cdot v}{c}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

(n は光の伝播方向の単位ベクトル)

(2) 宇宙膨張によるレッドシフト: 宇宙時 t_1 に波長 λ_1 で放射された光を t_2 ($> t_1$)で受信した場合の波長を λ_2 とすると

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \equiv 1 + z = \frac{R(t_2)}{R(t_1)}$$

である。 $R(t)$ は、膨張宇宙の中で長さのスケールを与える関数で、宇宙時 t とともに増加する。

(3) 静的重力場に対して静止している光源と観測者の場合

$$\frac{\omega_o}{\omega_s} = \sqrt{\frac{(g_{00})_s}{(g_{00})_o}} \approx 1 + \frac{1}{c^2} (\phi_s - \phi_o)$$

(ϕ はニュートンの重力ポテンシャル)

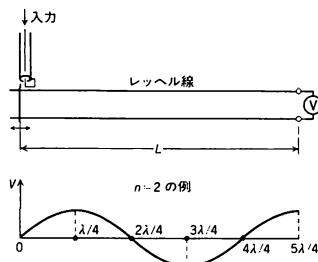
これは、重力場によるレッドシフトとよばれ、A. Einsteinによって、一般相対性理論の検証実験のひとつとされたが、実際には、等価原理と局所的ローレンツ不変性のみから導かれるため、等価原理の検証に利用されている。

レッドヘッドゲージ [英 Redhead gauge, 独 Redhead-Vakuummeter, 仏 jauge de Redhead, 露 инверсион-магнетронный вакуумметр] = マグネトロンゲージ

レッヘル線 [英 Lecher wire, 独 Lecher-Leitung, 仏 fil de Lecher, 露 лехерская линия] 断面の形が一定の2本の導体を平行に並べたもので高周波の共振回路や信号の伝送路に用いられる。導体に沿って伝わる電磁波は、進行方向 z に垂直 (x, y) を成分しきもたないTEM波とよばれるもので、伝搬速度および波長 λ は自由空間のそれと等しい。電磁波の横方向成分は $E_i(x, y)e^{j(\omega t - kz)}$, $H_i(x, y)e^{j(\omega t - kz)}$ ($k=2\pi/\lambda$)であるが空間的な姿態(モード) E_i, H_i

は z 方向の単位ベクトルを e_z とすれば $Z_0 H_i = E_i \times e_z$ (ただし $Z_0 = \sqrt{\mu/\epsilon}$)であり、かつ E_i は、 $(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2)\phi(x, y) = 0$ を満たし、導体面上で $\phi = \pm \phi_0$ ($\phi_0 = \text{定数}$)となる二次元ポテンシャル ϕ によって $E_i = \nabla_i \phi(x, y)$ と表せる。すなわち各導体が大きさの等しい正負の電荷で帯電したときの静電場の電気力線と E_i 、および等電位線と H_i が同じ形になる。電磁場のエネルギーは導体間に主に集中しているので、周囲の物体の影響を受けにくく、損失の少ない伝送線として使用される。特に $n\lambda/2$ ($n=1, 2, \dots$)で両端を短絡するか、 $(n+1/2)\lambda/2$ の長さで一端を短絡、他端を開放状態にすれば、定在波を生ずるので、簡便な波長計(\Rightarrow レッヘル線波長計)や、増幅回路との組合せで発振回路として使用できる。通常、導体間の間隔は λ より十分に短くして、TEMモード以外のモードの発生を抑制している。また導体間に誘電率の高い物質を置き、電磁場をより集中させたテレビジョンフィーダー線やストリップ線路(特にマイクロストリップ)はレッヘル線を発展させたものであるが、空気中と誘電体中では光の伝搬速度が異なるため E_z や H_z 成分がわずかに現れる。

レッヘル線波長計 [英 Lecher wire wavemeter, 独 Lecherleitung wellenmesser, 仏 ondemètre à fil de Lecher] レッヘル線の長さを変えながら入力高周波に共振する点を求めて、その波長を知る装置。図のようにレッヘル線の一端をショートし他端には開放状態に近い高抵抗の電圧計を



つける。入力高周波の周波数を f とし、レッヘル線がおかれている媒質中の光速を c とすれば、波長 λ は c/f となり、レッヘル線の長さ L が

$$L = \frac{\lambda}{4} + \frac{n\lambda}{2} \quad (n: \text{整数})$$

のときに共振を起して電圧計のふれが最大になる。 n および $(n+1)$ に対応する L の値を読んでその差を求めれば、波長を知ることができる。

レドックス重合 [英 redox polymerization, 仏 polymérisation d'oxydo-réduction, 露 редоксная полимеризация] = 酸化還元重合(\Rightarrow 重合)

レート方程式 [英 rate equation] \Rightarrow 反応速度定数

レートメーター = 計数率計

レーナー効果 [英 Renner effect, 独 Renner-Effekt, 仏 effet Renner, 露 эффект Реннера] \Rightarrow ヤーン-テラー効果

レーナード・ジョーンズ Lennard-Jones, Sir John Edward 1894.10.27—1954.11.1 イギリスの理論物理学者、理論化学者。ランカシャー州に生れる。マンチェスター大学で数学を学んだ。第一次世界大戦中は近衛航空隊に勤務し、後に数学の講師としてマンチェスターに帰った。そこで彼は、数学と自然哲学の教授 S. Chapman との交際

を通じて気体運動論に興味をもつようになった。次いでケンブリッジ大学に移り、1924年希ガスの分子間力の研究で博士号を取得した。1925年 Kathleen Mary Lennard と結婚、それまでの姓 Jones を Lennard-Jones と改めた。同年、彼はブリストル大学の数理論理学の助教授 (reader) に選ばれたが、後に同大学の理論物理学講座の初代教授となった。

現在、彼の仕事として最も有名なのは、分子間力に関する研究である。1931年に提出された近似式 $V = -A/r^6 + B/r^{12}$ はレナード・ジョーンズ・ポテンシャルとよばれ、現在もよく使われている。1932年彼はケンブリッジ大学に新設された理論化学担当のプランマー記念教授職に就任し、イギリス初の公認「理論化学者」となった。そこで彼は、分子軌道法に基づいて量子力学を分子の構造や性質の研究に応用しようとした。1930年代の終りには臨界現象と状態方程式に興味をもち、液体の格子模型を發展させた。これらの功績に対して、1953年ロンドン王立協会からデービー賞が与えられた。また彼は優れた行政的手腕をもっており、第二次世界大戦中には軍需省兵器研究所所長を務めたほか、1948年から2年間ファラデー協会会長であった。1953年新しいノース・スタッフォードシャー大学学長となり、さまざまな計画の実現に努力したが、それは1年後の彼の死によって中断された。[主著] *The Forces between Atoms and Ions* (一部は B. M. Dent と共著)、1926; *The Interaction of Atoms and Molecules with Solid Surfaces* (一部は A. F. Devonshire と共著または単独著)、1936-37。

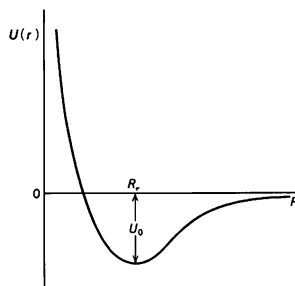
レナード・ジョーンズ・ポテンシャル [英 Lennard-Jones potential, 独 Lennard-Jones Potential, 仏 potentiel de Lennard-Jones, 露 потенциал Леннарда-Джонса] J. E. Lennard-Jones は、分子間ポテンシャルエネルギーは分子間距離 R の関数であり

$$U(r) = -\frac{\mu}{R^m} + \frac{\nu}{R^n} \quad (1)$$

のかたちに書けるとした(1924年)。ここで μ, ν は正の定数, m, n は正の整数で $n > m$ である。このポテンシャルエネルギーのことをレナード・ジョーンズの (m, n) ポテンシャルとよぶ。希ガス原子のように中性で球対称な分子の間には R が大きいときは、いわゆるファン・デル・ワールス力が働き、そのポテンシャルエネルギーを $1/R$ のべきで展開すると、第一項は $-C/R^6$ (C は定数) である。一方 R が小さいときは分子間に強い斥力が働く。したがってポテンシャルエネルギーは R が小さくなると急激に増大することになる。これらのことを勘案して(1)の関数形が選ばれた。希ガス原子に応用した結果および計算上の便宜により、(6, 12)ポテンシャルが特によく用いられている。式(1)を書き直して

$$U(r) = U_0 \left\{ \frac{m}{n-m} \left(\frac{R_e}{R} \right)^n - \frac{n}{n-m} \left(\frac{R_e}{R} \right)^m \right\} \quad (2)$$

とすると、ポテンシャルエネルギーは図のようになり、 $R = R_e$ で最小値 $-U_0$ をとる。式(2)のポテンシャルを用いて、第二ビリアル係数、粘性係数、熱伝導率などを計算することができるので、計算値がなるべくよく実測値を再現するように U_0 と R_e を決めれば、分子間ポテンシャルが半経験的に求められたことになる。表に希ガス原子の単一気体の場合の(6, 12)ポテンシャルのパラメーターの値を挙げておく。(a)の列は第二ビリアル係数を使って決めた値、



レナード・ジョーンズの(6, 12)ポテンシャルのパラメーター*

	U_0/k [K]**		R_e [Å]	
	(a)	(b)	(a)	(b)
He	10.3		2.91	
Ne	35.8	43	3.09	3.06
Ar	119	135	3.83	3.77
Kr	167	193	4.13	4.01
Xe	225	256	4.57	4.40

* (a) は第二ビリアル係数。

(b) は粘性率と熱伝導率を用いて決めた値。

** k はボルツマン定数。

(b)の列は粘性率と熱伝導率を使って決めた値である。このように決めたポテンシャルは、それぞれの場合で都合のよいようにとった一種の有効ポテンシャルであると考えられる。2つの方法で決めたポテンシャルが異なるのはこのモデルの近似の粗さによるものといえよう(⇒分子間力、原子間力、ファン・デル・ワールス力、ビリアル係数、輸送係数)。

レナルト Lenard, Philipp Eduard Anton 1862.6.7 - 1947.5.20 ドイツの実験物理学者。オーストリア・ハンガリーのプレスブルク(現チエスロバキア領ブラチスラバ)の酒造家の家庭に生れた。父は家業を継ぐことを期待したが、1883年ハイデルベルクで R. W. Bunsen の講義を聴いたのがきっかけとなり、ハイデルベルクおよびベルリン大学で物理学を学んだ。1886年学位を得、ハイデルベルクで助手として研究生活に入った。1891年にはボン大学の H. R. Hertz の下にあったが、Hertz が見いだした陰極線が金属箔を透過するという事実を用い、1892年にいわゆる「レナルトの窓」をもった陰極線管(レナルト管)を製作した。これにより陰極線を外へ出すことが可能になり、その後の実験研究に新紀元を開出した。

陰極線の本性については、彼は「負の荷電粒子」説をとっていたので、「電子」の発見について J. J. Thomson らと先取権を争ったこともある。また原子に対しディナミド模型を提出して原子模型の形成に貢献した。このころから、彼はその性質の紹介を示し、W. K. Röntgen による X 線の発見(1895年)の後には、レナルト管を使用したと思われる Röntgen が彼の名を引用しなかったため、レントゲン線という呼称を拒否するなどのふるまいがあった。

1894年プレスラウ大学助教授。以後アーヘン、ハイデルベルク、キール大学を経て1907年ハイデルベルク大学教授となり、物理学および放射線の実験室を主宰した。この間1902年に光電効果の重要な研究をしている。また、

1905年には陰極線の実験的研究に対してノーベル物理学賞が与えられた。

ハイデルベルク大学の新研究所は第一次世界大戦の直前に完成したが(後にレーナルト研究所と命名された), Lenardの国家主義的傾向が顕著になったのは1914年ころからだった。ドイツ人の研究を故意に覆い隠しているとしてイギリスの科学者を非難する攻撃文書を書き、戦後はワイマール共和国の施政に反対してしばしばトラブルを起した。また反ユダヤ主義を唱え、1920年の学会でA. Einsteinに対する攻撃を行ったことは有名である。ナチズムが台頭するとこれに共鳴し、一般相対論をユダヤ物理学として排撃し、ドイツ民族主義に基づくアーリア物理学を推進した。第二次世界大戦を境とするドイツ物理学の衰退の一因をLenardに帰する意見もある。

レニングァー効果 [英 Renninger effect, 独 Renninger-Effekt, 仏 effet Renninger, 露 эффект Реннингера] ⇨ 同時反射

レビンソンの定理 [英 Levinson theorem, 独 Levinson-Theorem, 仏 théorème de Levinson, 露 теорема Левинсона] 短距離中心力ポテンシャルによる量子力学的粒子の定常的散乱を表す l 番目部分波(⇨部分波展開)の「位相のずれ」 $\delta_l(E)$ (E は入射粒子のエネルギー)と、そのポテンシャルがもつ軌道角運動量 l の束縛状態の数 n_l との間に、関係式 $\delta_l(0) - \delta_l(\infty) = n_l \pi$ が存在する。これをレビンソンの定理という。ただし、ポテンシャル $V(r)$ は条件 $\int_0^\infty r|V(r)|dr < +\infty$, $\int_0^\infty r^2|V(r)|dr < +\infty$ を満足しているものとする。一般に「位相のずれ」は不定性をもつが、その不定性を $\delta_l(\infty) = 0$ とおいて除けば、レビンソンの定理は $\delta_l(0) = n_l \pi$ となる。なお、 $E = 0$ のところに束縛状態が現れる特殊な場合には、 $l = 0$ に対して、この定理を $\delta_0(0) = (n_0 + 1/2)\pi$ のように変更しておく必要がある。

レビンダー効果 [英 Rebinder effect, 独 Rebinder-Effekt, 仏 effet de Rebinder] オレイン酸やセチルアルコールのような有機物質を含むパラフィン油の中で、鉛やスズなどがわからか金属の降伏強度・加工硬化率・破壊強度などが低下する現象をいう。P. A. Rebinderをはじめてとするソ連のグループによって最初から集約的に研究され、彼らは物理吸着による表面エネルギーの減少としてレビンダー効果を説明した。一方、欧米側の追試では傾向は必ずしも確認されず、疑問視する向きもあったが、現在では欧米でも認められているといってよい。原因は、脂肪酸の分子が表面で反応して金属塩が生じ、そのせっけん分子が溶解するからであるという説がある。

レプトン [英 lepton, 独 Lepton, 露 лептон] 素粒子を大きく分類すると、ゲージ粒子、レプトン、ハドロンの三族になる。レプトンは弱い相互作用と電磁相互作用しかない。スピン $1/2$ 、バリオン数0の素粒子で、軽粒子ともいう。 (e^-, ν_e) , (μ^-, ν_μ) , (τ^-, ν_τ) およびそれらの反粒子の6種類がある。このうち ν_τ は ν_e や ν_μ と異なっていることが予想されているが、実証されていない。 (e^-, ν_e) を第一世代、 (μ^-, ν_μ) を第二世代、 (τ^-, ν_τ) を第三世代の粒子という。第四、第五、…の世代があるかどうかかわからないが、あったとしても上限があるという説がある。素粒子反応ではある世代の粒子の数は保存される。レプトンの語源はギリシア語のλεπτός(薄い、小さな)からきてい

る。

レプトン数 [英 lepton number, 独 Leptonenzahl, 仏 nombre leptonique, 露 лептонный заряд] 量子数のひとつ。レプトンは $+1$ 、反レプトンは -1 、光子やハドロンは0のレプトン数をもつと定義する。素粒子反応ではレプトン数は厳密に保存されると考えてきたが、素粒子の大統一理論の提案とともに、再検討されている。 $p \rightarrow e^+ \pi^0$ などがあれば、レプトン数保存は近似的な保存則になる。なお、レプトンを各世代に分ければ、電子族数、 μ 粒子族数なども別々に保存する。

レプトンビーム [英 lepton beam, 独 Leptonenstrahl, 仏 faisceau de lepton, 露 пучок лептонов] レプトンからできている粒子線をいう。電子、 μ 粒子、ニュートリノ、およびこれらの反粒子のレプトンビームがこれまでに素粒子実験などで使用されている。 μ 粒子ビーム、 μ ニュートリノビームとその反粒子ビームは、高エネルギー加速器からの陽子ビームを標的に照射したときに生ずる荷電 π 中間子とK中間子の崩壊から生まれるレプトンを利用する。電子ビームは一般に加速器の一次ビームとしてつくられるが、超高エネルギーの電子ビーム(≥ 50 GeV)と、陽電子ビーム(電子の反粒子)は、高エネルギー陽子ビーム(≥ 200 GeV)を標的に照射したときに生ずる高エネルギー π 線(主に π^0 の崩壊から生れる)を物質との相互作用で電子に変換することによってつくられる。通常、陽電子ビームは一次電子ビームを標的に照射したときに生ずる陽電子を加速器で加速することによってつくられる。電子ニュートリノビームは原子炉の中で、中性子と不安定原子核の崩壊から生れる電子ニュートリノを使う。 τ レプトンと τ ニュートリノは生成確率が極めて小さいこと、 τ レプトンの場合には崩壊時間が短い($\sim 10^{-13}$ s)ことのために、まだビームとして使用されるに至っていない。

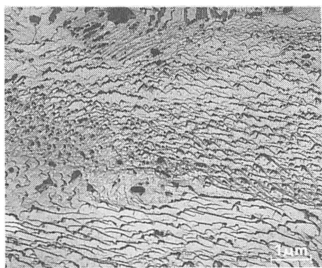
レプリカ回折格子 [英 replica grating, 独 Gitterkopie, 仏 copie de réseau, 露 копия решётки] 機械刻線回折格子もホログラフィック回折格子も極めて高価なものであり、市販されているものはそれらの複製品である。この複製品をレプリカ回折格子という。光学的性能はオリジナル回折格子に比べて劣らない。ただ樹脂の薄層が使用されているので、熱や溶剤に対して弱いという欠点がある。オリジナル回折格子に離型剤を極めて薄く蒸着し、その上にAlなどを蒸着する。平面回折格子か凹面回折格子かによって平面あるいは凸面のガラス板を樹脂接着剤で接着する。重合が完了してから、離型剤の層を境として分離し、レプリカ回折格子が得られる。凹面回折格子の場合にはまずレプリカ凸面回折格子を作り、さらにこれからレプリカをつくればレプリカ凹面回折格子が得られる。機械刻線回折格子の場合には一般に凸面回折格子を製作し、これから凹面のレプリカを製作する。

レプリカ法 [英 replica method, 独 Abdruckverfahren, 仏 méthode des répliques, 露 метод отпечатка]

[1] 不規則系の物理を取扱う一般的な統計力学理論。乱れた体系(不規則ポテンシャル中の電子の運動、スピングラスの相転移、高分子の配位の問題など)では乱れた分布に関して物理量を平均して観測値を求めるが、この平均操作を理論上ではできるだけ計算の早い段階で行って一様な系の統計力学の問題に変換する方法。数学的には系の状態数 Z に対する関係式 $\langle \ln Z \rangle = \lim_{n \rightarrow 0} \langle Z^n \rangle / n$ ($\langle \rangle$ は乱れた分布に關

する平均)を使用して自由エネルギーの平均値を求めるが、実際上は n を自然数として n 個の全く同じ体系(これをもとの系のレプリカ(複製)という)が乱れを媒介として相互作用をしている多体問題を取扱ひ、最後に $n \rightarrow 0$ の極限法則を調べることになる。1972年に P. G. de Gennes はこの方法で高分子の排除体積効果の問題が磁性体の二次相転移点での臨界現象の問題に等価であることを示した。その後、1975年に S. F. Edwards と C. D. Anderson はスピングラスの相転移を特徴づける秩序変数がこの方法で理解できることを示して分子場理論を展開した。一方、要素がランダムに確率分布する行列の固有値分布(状態密度)を求める問題にも適用され、半円定理などの結果が統一的観点から、この方法で導出できることがわかり、不規則系の電子状態の研究がこの視点から整理されつつある。その反面、数学的には、(1) 自然数 n で得た結果を $n \rightarrow 0$ に解析接続するときの一意性が保障されていない。(2) 熱力学的極限(系の自由度 $\rightarrow \infty$) と $n \rightarrow 0$ 極限の順序の可換性が保障されていない。(3) 問題によりレプリカ空間での対称性がやぶれる(各レプリカが等価でない)ことがある(例: スピングラス)などのあいまいさが残っていて基礎づけが未完成である。

[2] 電子顕微鏡法における試料作製技術のひとつで、試料表面の地形の構造を型にとり、薄膜に転写して観察する方法。この方法には、試料表面から直接カーボン膜などに転写してレプリカ膜をつくる方法と、一度プラスチック膜に表面の地形を転写して、これを型にして薄膜をつくる方法とがあり、それぞれ一段法および二段法とよばれている。いずれの方法でも、像のコントラストを高め、かつ立体的情報を得るため、斜め方向から試料表面に重金属を蒸着する。この手法は一般にシャドウイングとよばれている。図は硝酸腐食をした銅表面の二段レプリカの例である。



REB 励起レーザー [英 REB pumped laser] ⇨ 電子ビーム励起レーザー

レベデー Lebedev, Pyotr Nikolaevich Лебедев, Пётр Николаевич 1866.2.24—1912.3.1 ロシアの物理学者。モスクワで裕福な商人の家に生れる。実業学校を終えた後モスクワの高等技術学校に入学したが、技術者の道は自分に不適であると考え、1887年シュトラズブルク大学に入って A. Kundt の下で学んだ。1891年モスクワに戻り、当時モスクワ大学物理学部長であった A. G. Stoletov の招きにより同大学で物理学を教え始めた。1900年に学位を得、次いでモスクワ大学物理学教授となったが、1911年時の教育相が大学の自治を侵したことに抗議して他の多くの教授たちとともに辞職した。しかし、その後も、P. P. Lazarev や S. I. Vavilov などソビエト物理学の優れた後

継者を養成した。1898年ごろ彼は、J. C. Maxwell の光の電磁波説によって存在が理論的に示されていた光圧を実験的に確かめようとした。真空中に吊りした小物体に光を照射して光圧を測定するという方法で、残留気体の対流やラジオメーター効果(ラジオメーターを動作させる効果)などを除くために細心の注意を払い、Maxwell の理論に一致する結果を得て 1899 年発表した。彼の実験の才は斜方晶系イオウの天然結晶を用いて、初めて電磁波での複屈折について研究している(1895年)ように、優れたものであった。またこれより先 1891 年ごろには、彗星の尾が常に太陽から遠ざかることを光圧で説明したが、これは太陽風が発見されるまで正しい考えとして受け入れられていた。

レベル [英 level, 独 Niveau, 仏 niveau, 露 нивелир] = 水準儀

レーマン-ジマンツィク-ツィンマーマン形式

[英 Lehmann-Symanzik-Zimmermann formalism, 仏 formalisme de Lehmann-Symanzik-Zimmermann, 露 формализм Лемана-Симанцка-Циммермана] = LSZ 形式

レーマンの楕円 [英 Lehmann ellipse, 独 Lehmann-Ellipse, 仏 ellipse de Lehmann, 露 эллипс Лемана] 2 粒子の重心系でのエネルギーを W , 散乱角を θ とすると、散乱振幅 $f(W, \cos \theta)$ は

$$f(W, \cos \theta) = \int_0^\infty dx \int_0^{2\pi} da \frac{\varphi(x, \cos a; W)}{x - \cos(\theta - a)}$$

という形のスペクトル表示で与えられる。ただし x_0 は W の関数で、 $x_0(W) > 1$ である。この関数 f は、複素 $\cos \theta$ 平面上で ± 1 を焦点とし、 x_0 を長半径、 $(x_0^2 - 1)^{1/2}$ を短半径とする楕円内で正則である。このように素粒子の散乱振幅の解析性に関連した楕円をレーマンの楕円という。散乱振幅の虚数部分 $\text{Im} f$ については、ユニタリティーから上の楕円よりもさらに広い領域で正則であることがいえる。それは $y_0(2x_0^2 - 1)$ と $(y_0^2 - 1)^{1/2}$ を両半径とする楕円である。散乱振幅がもつこの解析的性質によって、非前方分散の非物理的領域に現れる振幅を一意的に決めることができる。

レーマン表示 [英 Lehmann representation, 独 Lehmann-Darstellung, 仏 représentation de Lehmann, 露 представление Лемана] スカラー場を例にとると、そのグリーン関数はスカラー場の T 積の真空期待値

$$D'_F(x-y) \equiv \langle 0 | T \{ \phi(x), \phi'(y) \} | 0 \rangle$$

で定義される。H. Lehmann は一般的な要請からこの関数に対するスペクトル表示

$$D'_F(x) = \int_0^\infty ds \rho(s) D_F(x; \sqrt{s})$$

を導いた。ここに $D_F(x; m)$ は質量 m の自由なグリーン関数で、またスペクトル関数 $\rho(s)$ は決して負にはならない。このような場の理論における、2点グリーン関数の積分表示をレーマン表示という。上式をフーリエ変換すると、

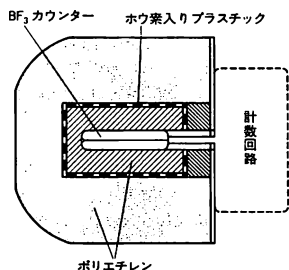
$$D'_F(k) = \int_0^\infty ds \rho(s) \frac{-i}{k^2 + s - i\epsilon}$$

という形に書ける。ただし ϵ は無限に小さい正の数を意味する。

レム [英 rem, 独 Rem, 露 бэр] 線量当量の単位のひとつで単位記号は rem。この名称は roentgen equivalent man or mammal に由来する。線量当量は吸収線量にその放射線の種類およびエネルギーによって定まる線質係数およびそのほかの修正係数を乗じて得られる量である。

線質係数は1~20までの値、修正係数は1とするよう国際放射線防護委員会(ICRP)によって定められている(ICRP Publication 21, 1971 および 26, 1977)。これらの係数は無次元の値であり、したがって線量当量は吸収線量と同じ次元の量である。吸収線量を単位ラド($1\text{rad}=10^{-2}\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$)で表したときに得られる線量当量の値が単位レム($1\text{rem}=10^{-2}\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$)での値となる。また、吸収線量を単位グレイ($1\text{Gy}=1\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$)で表したときの線量当量の値は単位シーベルト($1\text{Sv}=1\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$)での値である。したがって、 $1\text{rem}=10^{-2}\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}=10^{-2}\text{Sv}$ である。線量当量は放射線防護関係のみ使用される量である。レムはSI単位ではなく、線量当量のSI単位であるシーベルトにとって代わられるべき単位であり、暫定的に使用されるものである。

レムカウンター [英 rem-counter, 独 REM-Zähler, 仏 compteur rem] レム等価線量を直読できる中性子線量計。中性子を減速させる減速材(通常ポリエチレンが使用される)と熱中性子検出器から構成されている。中性子の生物効果はエネルギーによって異なる(単位中性子束当りの線量当量の形で国際放射線防護委員会より勧告が出されており、レム応答関数とよんでいる)ので、検出器の応答がレム応答関数に等しくなるようにするために、内部吸収材を用いたり、厚さの異なる減速材を組合せたりするくふうがなされている。内部吸収材としてはボロンプラスチックやカドミウムが使用され、形状としては円筒形状(アンダーソン-ブラウン型という、図参照)と球形状(直径



21 cm のものを特にハーウェル型という)に大別できる。減速材を組合せる方式のものは、ボナーボール型とよばれ、スペクトル測定も可能である。熱中性子検出器としては、BF₃ カウンター、ヘリウム3検出器(ヘリウム3カウンター)やLiIシンチレーションカウンターなどが一般に使用されている。中性子用サーベイメーターとして使用できるように、バッテリー方式で手軽に持ち歩き、メーターも対数指示計などがついているものが多い。

レーメル Römer, Ole Christensen 1644. 9. 25~1710.

9. 19 デンマークの天文学者。オールフスの商人の家に生れる。1662年コペンハーゲン大学に入学し、復屈折の発見者として著名なE. Bartholinus(Berthelsen)家に寄宿した。1671年ベーン島にあるT. Braheの天文台の位置を精確に決定するためにアカデミー・デ・シヤンスから派遣されたJ. Picardとともに同島に行き、木星の第一衛星イオの食を数カ月間観測した。その後Picardの勧めで彼とともにパリに赴き、王立天文台に居をあてがわれてそこに9年間滞在した。その間、Louis 十四世の皇太子の家庭教師をするかわり、フランス各地で天文観測を続けた。1679年イギリスに渡ってI. Newton, J. Flamsteed, E. Halleyらに会った後、1681年デンマークに戻り、コペンハー

ゲン大学数学教授となった。さらに王立天文台長の職務を受け、さまざまな公務に忙殺されながらも多くの観測データを残した。彼は、地球が木星から遠ざかっているときはイオの食の間隔が長く、逆のときは短いという周期的変化に気づき、1676年11月9日の食の時刻を正しく予言した。彼はこの現象を光速度が有限であるために生じると解釈し、観測データから光速度の値として約220000 km·s⁻¹を得た。しかし当時は、光は瞬間的に伝播するというR. Descartesの考えが支配的であり、光速度の有限性という考えは、1729年にJ. Bradleyが年周光行差を発見するに至って、ようやく広く受容されるようになった。彼はまた子午儀を考案し、Bartholinusを助けてBraheの未刊の手稿を編集した。

レーメルの方法 [英 Römer's method, 独 Römer-Methode, 仏 méthode de Römer, 露 метод Ремера] ⇒ 光速度測定

レモ型コネクター [英 LEMO connector, 仏 connecteur LEMO] 小型のワンタッチロック機構のコネクターで、同軸、高圧、多極の各種類がある。スイスのレモ(LEMO)社で最初につくられたため、こうよんでいる。高エネルギー実験や原子核実験などで標準的に使用されている。CAMAC規格の計測機器にはほとんどこの同軸コネクターが使用されている。周波数範囲がDC~8 GHz, VS WRが1.04~1.70, 接触抵抗が8mΩ以下の性能が保証されている。レモ型高圧コネクターはBNC型より小型で、使用最大電圧が3~30kVまで各種類ある。

レリッヒ-ディキシエの定理 [英 Rellich-Dixmier theorem, 独 Rellich-Dixmiersches Theorem, 仏 théorème de Rellich-Dixmier, 露 теорема Релиха-Диксиера] ⇒ 正準交換関係の表現

連合原子核研究所(ドウブナ) [英 Joint Institute for Nuclear Research, 露 Объединённый Институт Ядерных Исследований] 原子核物理学や原子力の平和利用のための国際共同研究を進めるために、ソ連をはじめ社会主義国11ヶ国が1956年に設立した研究所。モスクワ北方のボルガ河岸の小都市ドウブナにある。現在の参加国は、ソ連のほか、ベトナム、ブルガリア、ハンガリー、東ドイツ、朝鮮民主主義人民共和国(北朝鮮)、モンゴル、ポーランド、ルーマニア、チェコスロバキアの9ヶ国である。最初、中国が参加していたが、途中から脱退した。研究所の予算の大半(75%)はソ連が負担し、その他の諸国は経済力に応じた金額を支出している。680MeVシンクロサイクロトロンのある原子核物理研究所、10GeVシンクロトロン(シンクロファゾトロン)のある高エネルギー物理研究所、理論物理研究所、中性子物理研究所、計算機および自動計測研究所などいくつかの研究所から成り立っている。専門の科学者約400名、その他所員1400名を擁する国際的な研究センターである。これまで、加速器を用いて、原子番号100以上のいわゆる超重元素に関する研究などで業績をあげているが、最近では、セルプコフの高エネルギー物理研究所の70GeV陽子シンクロトロンや、さらに外国の加速器を使う研究に実験チームを派遣している。また、新しい加速器の開発研究や、重イオンや中間子を応用する広い分野の研究にも意欲を見せている。1984年現在の所長はA. M. Baldinである。

連鎖反応 [英 chain reaction, 独 Kettenreaktion, 仏 réaction en chaîne, 露 цепная реакция] = 核分裂連鎖反

応

レンズ [英 lens, 独 Linse, 仏 lentille, 露 линза]

ガラスやプラスチックのような透明媒質を2つの球面で取囲んだものを単レンズという。2つの球面の曲率中心を結ぶ直線のことを単レンズの軸という。1個の単レンズおよび数個の単レンズを組合せた複合レンズを総称してレンズとよぶ。レンズの性能は焦点距離によって指定される。単レンズの2つの屈折球面の曲率半径を r_1, r_2 , 透明媒質の空気に対する屈折率を n , 2つの球面の頂点間の距離を d とすると

$$\frac{1}{f'} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) - \frac{(n-1)^2}{n r_1 r_2} d$$

で与えられる量 f' を、単レンズの焦点距離という。 f' の値が正の単レンズを凸レンズ、負のものを凹レンズという。1個以上の単レンズが軸を共通にして組合された複合レンズでは、焦点距離 f' の求めかたは複雑である。 f' が正のときを正レンズ、負のときを負レンズという。

単レンズと複合レンズに共通な性質をレンズの性質として記述する。平行光線がレンズの軸に平行に入射すると、正のレンズではレンズの後側の点に集束し、負のレンズではレンズの前側の点から発散するように進む。これらの点をそれぞれのレンズの像側焦点という。近軸光線について考えると、1点から出発した光線束はレンズを通過したのち、1点に集束または1点から発散するように進む。光が出发点の点を物点、後者の点を像点という。互いに物点と像点の関係にある点の組を共役点、それらの点は互いに共役であるという。焦点は軸上無限遠の点の像点である。光線の向きを逆にして考えると、正のレンズでは前側の空間、負のレンズでは後側の空間に、もうひとつの焦点が存在することがわかる。これを物体側焦点という。焦点を通り軸に垂直な平面のことを焦平面という。物点の集合を物体と考えると、像点の集合は像である。レンズを通過後、光が集束し像のところで集束するとき、この像を実像、光が発散し光線を逆向きに延長すると像で交わるとき、この像を虚像という。フィルムを実像の位置における像は記録されるが、虚像の位置においても記録されない。軸に垂直な物体の像の大きさの物体の大きさに対する比を横倍率または単に倍率という。横倍率が+1になる軸上の共役点の組を主点という。主点を通して軸に垂直な平面を主平面という。共役点の一方に入射し、他方から射出する光線の軸に対する傾きの角 u, u' の比 u'/u を、その共役点に対する角倍率という。角倍率が+1である共役点の組を節点、節点を通り軸に垂直な平面を節平面という。物体側節点に入射した光線は、レンズを通過後像側節点を通り、入射光線に平行に射出する。以上の角倍率の定義は、光学器械などで用いられる角倍率の定義とは違っている。

焦点、主点、節点をレンズの主要点という。2つの焦点は互いに共役ではない。主点から焦点までの距離を焦点距離という。2つの主点、焦点があることに対応し、2つの焦点距離がある。物体側、像側のものをそれぞれ物体側焦点距離 f 、像側焦点距離 f' で表す。 f' のことを単にレンズの焦点距離とよぶ。

物点、像点までの距離をそれぞれ物体側、像側主点から測って s, s' , レンズの焦点距離を f' とすると

$$\frac{1}{s'} - \frac{1}{s} = \frac{1}{f'}$$

が成立する。このとき軸方向の距離は、光線の進む向きに

測ったときを正にとる。横倍率は $m=s'/s$ で与えられる。 m が正のときは像は正立、負のときは倒立である。

単レンズの厚さ d が、 r_1, r_2 に比べて無視できるとき、これを薄レンズといい、 $d=0$ とおくと薄レンズの公式が得られる。この場合、主点および節点はレンズの中心と一致する。屈折率 n は、物質の分散のため波長によって変化する。このためレンズの焦点距離、倍率なども光の波長によって変化する。白色光を使用すると像に色収差が生じる。色収差を除去するには、分散の異なる2種類のガラスでつくった2つの単レンズで複合レンズ(ダブルレット)を構成する。2枚のレンズの分散が打消しあって、2つの波長に対する焦点距離を一致させることができる。これをアクロマートという。色収差を補正したレンズのことを色消しレンズという。

もっと高級なレンズは、5, 6枚以上の単レンズで構成されており、色収差のほか各種の収差を実用に差支えない程度にまで小さくしてある。このうち球面収差とコマ収差を除去したレンズのことをアプラナートという。また非点収差と像面の曲がりに対して補正がなされたレンズのことをアナステigmatという。レンズの性能を表す量としては焦点距離のほか、焦点距離と無限遠に対する入射ひとみの直径の比、 F ナンバーが用いられる。この量はレンズを通過する光の量を定めるもので、写真レンズの場合露出時間は F ナンバーの二乗に比例する。また像面が完全に最良の像面と一致しなくてもその前後若干の範囲内ではシャープに結像していると考えることができる。これを焦点深度という。焦点深度は F ナンバーに反比例する。焦点を含めた像点のことを焦点またはフォーカスとよぶいいかたがあり、これに対応して焦点面ということばもある。

連星 [英 binary star, 独 physischer Doppelstern, 仏 étoile binaire, 露 физическая двойная звезда] 2つの星が互いの重力に引かれて共通重心のまわりを公転するもの。2星間の距離が接近して公転周期が短く数十日以内のものに近接連星という。2星が望遠鏡で分離して見える連星は、時間の経過とともに位置の変化を観測できる。このような連星を実視連星とよぶ。2星が分離できないときでも、軌道運動によるドップラー効果でスペクトル線の波長が周期的に変動し、連星であることが確認できる。これは、分光連星とよばれる。また、連星の軌道面が観測方向に沿っているかそれに近い場合には、2星が重なって見える食現象が起きる。食の期間は明るさが低下するため、周期的な明るさの変化が見られる。このような連星は食連星とよばれる。正確な周期でX線のパルスを放射する中性子星と恒星とが連星となっている場合がある。軌道運動によるドップラー効果でX線のパルス周期が規則的に変動することから連星であることがわかり、X線連星とよばれる。実視連星では、観測で2星の軌道を決めることができる。分光連星ではスペクトル線のずれから軌道運動の視線速度が求められる。連星の軌道面に立てた法線と視線方向との間の角度を i とすれば、2星ともに視線速度が求められる場合には $m_1 \sin i$, $m_2 \sin i$ が求められる。一方の星が明るすぎて、暗い星の視線速度が求められる場合には、質量関数とよばれる $m_2^3 \sin^3 i / (m_1 + m_2)$ のみが得られる。ただし m_1 は視線速度がわかっている星の質量である。

連成振動 [英 coupled oscillations, 独 gekoppelte Schwingungen, 仏 oscillations couplées, 露 связанные колебания] 複数個の振動子の間になんらかの結合が存在し、エネルギーのやりとりをしながら全体として振動を行う系のこと。結合(または相互作用)の形としては、各振動子がばねで結ばれている場合や、物体によるのではなく波の伝播による結合などがある。古典的には二重振り子などの例があるが、ミクロの世界で多原子分子や固体内の原子の振動も近似的に連成振動として扱える。連成振動で、各振動子がすべて共通の振動数でそろって単振動を行う状態をこの振動系の基準振動という。この場合、各振動子の変位はある特定の比となる。またこのときの振動の図形をノーマルモードとよぶ。一般に、 n 個の粒子からなる系の連成振動では、基準振動の個数は $3n$ である。連成振動系を各振動子の変位を座標とする空間内的一点で表すと、各基準振動のようすは原点を通る直線上の単振動で表される。この各基準振動に対応する直線を軸とする座標系をこの振動の基準座標といい、この座標で表すと連成振動系の振動の方程式は、基準座標ごとに分離された標準的な単振動の方程式に帰着する。系の一般の振動は、これらの基準振動がいくつか重ね合わされた状態である。

連続 X 線 [英 continuous X-rays, 独 kontinuierliche Röntgenstrahlen, 仏 rayons X continus, 露 непрерывные рентгеновские линии] 加速された荷電粒子を物質に衝突させると、一般に波長幅の狭い特性 X 線のほかに制動放射による連続波長分布をもつ X 線が得られる。これを連続 X 線あるいは白色 X 線、制動 X 線とよぶ。通常の X 線発生装置では、荷電粒子として電子を、陽極(対陰極)として金属を用いる(⇒制動 X 線)。

連続 X 線 は荷電粒子が対陰極内の原子核の近くに急激に曲げられるために発生するが、光速に近い電子を電磁場で曲げるとやはり同様な X 線が得られる(たとえば、シンクロトロン放射光)。この場合に生ずる X 線は、特徴的な偏光性をもつ。通常の X 線発生装置では、 λ_c の波長付近以外では、ほぼ自然偏光に近い。ただし、偏光性、波長による強度分布は対陰極の物質にも依存し、さらに、厚い物質であるか薄膜であるかにも依存する。

連続エネルギー準位 [英 continuous energy level, 独 kontinuierlichen Energieniveau, 仏 niveau d'énergie continu, 露 непрерывный уровень энергии] 量子力学系において、ハミルトニアン固有値がある領域にわたり連続的な値をとるとき(⇒連続固有値)、その領域にある固有値を連続エネルギー準位という。粒子の衝突問題では、入射粒子のエネルギーとして、ある領域での任意の値を与えることができるので、散乱状態のエネルギーは連続エネルギー準位である。

連続群 [英 continuous group, 独 kontinuierliche Gruppe, 仏 groupe continu, 露 непрерывная группа] 大ざっぱに言えば、いくつかの連続的なパラメーターに依存する元からなる群のことである。量子力学の基本的な観測量はある連続群の無限小変換の関数として表される。たとえば、運動量は空間座標系の平行移動がつくる群から得られ、軌道角運動量は空間座標系の回転がつくる群から得られる。またある観測量が保存量であるか否かは、力学系のハミルトニアンがその連続群の変換で不変であるか否かで定まる。このように連続群は物理学において基本的な役割を演ずる。

連続群の正確な定義は次のように与えられる。抽象群 G が同時に位相空間であり、その群演算が連続なとき、すなわち $G \times G$ から G への写像 $(x, y) \mapsto xy$ が連続であり、かつ G から G への写像 $x \mapsto x^{-1}$ が連続であるとき、 G を連続群(または位相群)という。通常 G には、1 点からなる集合は閉集合であるという条件を課す。次に G が連続群であって、 G の単位元の近傍がユークリッド空間のある開集合と同相でかつその近傍に適当な座標系を導入すれば、群演算が解析的となると、 G をリー群という。

物理学に登場する無限群はほとんどリー群であり、その大部分がベクトルまたは行列からなるリー群である。これらをそれぞれベクトル群または線形リー群という。重要なものに、並進群、回転群、特殊ユニタリ群、ローレンツ群などがある。特殊ユニタリ群は素粒子の対称性の記述に、ローレンツ群は相対論的波動方程式の記述に用いられる。

主な線形リー群

名 称	記 号	内 容
一般線形群	$GL(n, C)$	$\{A \in M(n, C); \det A \neq 0\}$
	$GL(n, R)$	$\{A \in M(n, R); \det A \neq 0\}$
特殊線形群	$SL(n, C)$	$\{A \in M(n, C); \det A = 1\}$
	$SL(n, R)$	$\{A \in M(n, R); \det A = 1\}$
直交群	$O(n, C)$	$\{A \in M(n, C); A^t A = I_n\}$
	$O(n)$	$\{A \in M(n, R); A^t A = I_n\}$
擬直交群	$O(p, q)$	$\{A \in M(p+q, R); A^t I_{p,q} A = I_{p,q}\}$
斜交群	$Sp(2m, C)$	$\{A \in M(2m, C); A^t J_{2m} A = J_{2m}\}$
	$Sp(2m, R)$	$\{A \in M(2m, R); A^t J_{2m} A = J_{2m}\}$
ユニタリ群	$U(n)$	$\{A \in M(n, C); A^* A = I_n\}$
擬ユニタリ群	$U(p, q)$	$\{A \in M(p+q, C); A^* I_{p,q} A = I_{p,q}\}$
特殊直交群	$SO(n, C)$	$SL(n, C) \cap O(n, C)$
	$SO(n)$	$SL(n, R) \cap O(n)$
特殊擬直交群	$SO(p, q)$	$SL(p+q, R) \cap O(p, q)$
特殊ユニタリ群	$SU(n)$	$SL(n, C) \cap U(n)$
特殊擬ユニタリ群	$SU(p, q)$	$SL(p+q, C) \cap U(p, q)$
ユニタリ斜交群	$USp(2m)$	$U(2m) \cap Sp(2m, C)$

表において、 $M(n, C)$ はすべての n 次複素正方行列の集合を表し、 $M(n, R)$ はすべての n 次実正方行列の集合を表す。そして I_n は n 次の単位行列を意味し

$$I_{p,q} = \begin{pmatrix} I_p & 0 \\ 0 & -I_q \end{pmatrix}, \quad J_{2m} = \begin{pmatrix} 0 & I_m \\ -I_m & 0 \end{pmatrix}$$

である。ちなみに、回転群は $SO(3)$ のことであり、ローレンツ群は $O(3, 1)$ のことである。

連続減速モデル [英 continuous slowing down model, 独 Modell der kontinuierlichen Bremsung, 仏 modèle du ralentissement continu, 露 модель непрерывного замедления] 放射線粒子が物質中を通過し、励起・電離などの非弾性衝突によってエネルギーを失っていくようすを、平均化して扱う近似法。粒子の軌道に沿っての運動エネルギー E の減少率は

$$-\frac{dE}{dx} = \sum_i n_i \sum_l (dE)_{li} \sigma_{li}(E)$$

によって計算される。 n_i は物質を構成する i 番目の成分

(原子または分子)の数密度, σ_{li} は入射粒子とこの成分粒子との間の種類 i の衝突の有効断面積, $(\Delta E)_{li}$ はこの衝突によって入射粒子が失うエネルギーである。物質中での非弾性衝突によるエネルギー損失において, 1 回の非弾性衝突で入射粒子が失うエネルギーは有限量であるから, 個々の粒子の減速はとびとびの時刻に不連続に起る。上式を解いて得られるのは一種の平均値である。しかし, エネルギー E が 1 回当りのエネルギー損失 ΔE に比べて十分大きく, 個々の粒子についての値が平均値からはずれる程度(ストラグリング)が著しくないならば, すべての入射粒子が連続的にエネルギーを失っていくとする近似が有効となる。この考えに基づいて上式を積分すれば, 物質中に入ってから距離 x の関数として粒子のエネルギーが一義的に決る。これから, エネルギー E が 0 になる距離としてその物質中での飛程が求められるし, 運動の道筋に沿って特定の衝突が起る頻度を計算することもできる。たとえば 10 MeV の宇宙線陽子が, 大きくて密度の比較的高い星間分子雲に入射したとき, 止まるまでに何回原子・分子を電離するかとか, 大気の外側から 10 keV の電子が降下したとき(オーロラのモデル), N_2 分子の電離・励起による 391.4 nm の光を各高度でどのような強度で放出させるかなどの計算に用いられる。入射粒子が低速電子線である場合はエネルギーの値とその平均値との差が大きいため, このような平均的取扱いの近似は悪くなる。

連続固有値 [英 continuous eigenvalue, 独 kontinuierlicher Eigenwert, 仏 valeur propre continue, 露 непрерывное собственное значение] 線形演算子 A の固有値(⇒離散的固有値)が, ある領域にわたり連続的な値をとるとき, その領域内の固有値を A の連続固有値という。量子力学系における散乱状態のエネルギーはハミルトニアンの連続固有値である。数学的に厳密にいえば, A の連続スペクトルに属する数のことであるが, 物理では普通, 上のようなよびかたをする(⇒一般化された固有関数)。

連続スペクトル [英 continuous spectrum, 独 kontinuierliches Spektrum, 仏 spectre continu, 露 непрерывный спектр] どのような分解能のよい分光器で観測しても, ある特定の波長範囲内で, 波長に関して連続的な強度分布を示すスペクトル。黒体放射のスペクトル, 固体や液体の発光, 吸収スペクトルなどは連続スペクトルを示す。また, 原子は一般に線スペクトル, 分子はバンドスペクトルを生じるが, 原子や分子でも遷移の前後の状態が片方または両方とも連続状態であるような場合には連続スペクトルを呈する。たとえば光吸収によって原子や分子が電離されるような場合(イオン化連続スペクトル), イオンと電子が再結合して光を出す場合や原子が 2 個以上結合して分子をつくる過程で光を放出する場合(再結合連続スペクトル), 分子が光を吸収または放出してその構成原子に解離する場合(解離連続スペクトル)などがある。これらのほかに特殊な場合として高速荷電粒子が媒質によって進路を曲げられるときに放出する光(⇒シンクロトロン放射), 高速荷電粒子が物質に衝突してそのエネルギーを失う際に放出する光(⇒制動放射)などがある。

連続体 [英仏 continuum, 独 Kontinuum, 露 непрерывная среда] 物質はすべて原子あるいは素粒子からできているが, 巨視的な扱いをする場合にはそのような粒子的構造を平均化して, 空間を連続的に満たす「連続媒質」からできているように考えることが多い。物質のこのよう

なモデルを連続体という。剛体, 弾性体, 流体, 導体などの概念はすべて, この連続体の持つ特性に対して与えられた名称である。このときいろいろな物質定数(密度, 弾性率, 比熱, 誘電率など)も位置の連続関数とみなす。連続体を扱う普通の方法は, それを微小部分に分けて考え, それについては位置や物質定数を一定とみなせるので, 基本的な関係(質点として扱うとか, 質量=密度×体積 が成り立つなど)を適用するというやりかたである。流体力学の方程式などはこのようにして導出される。必要ならば有限な全体についての積分を行えば, たとえば質量は $M = \iiint \rho(r) dv$ (ρ は密度, dv は体積素片)として求められる。このときの微小部分は, 巨視的には十分小さいが, 中に多数の原子などを含むという意味で微視的には十分大きいものと考えねばならない。そのようなことのできない希薄気体などでは普通の流体力学は使えない。

連続の方程式 [英 equation of continuity, 独 Kontinuitätsgleichung, 仏 équation de continuité, 露 уравнение непрерывности] 流体の運動を支配する方程式の中で質量の保存則を表すもの。流体の密度を ρ , 速度を v とすれば

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho v) = 0$$

で表され, 流体内の任意の静止閉曲面 S に囲まれた体積 V 内の流体の質量の変化率が, 単位時間当りの表面からの流入量に等しいという関係式

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = - \int_S \rho(v \cdot dS)$$

から導かれる。ここで dS は S の外向き表面素片を表す。

特に縮まない流体では, 流体粒子の密度が不変で

$$\frac{D\rho}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \cdot \text{grad} \right) \rho = 0$$

であるから, ソレノイダル条件 $\text{div} v = 0$ が満足される。

連続ポテンシャル [英 continuum potential, 独 Potential des Kontinuums, 仏 potentiel de continuum, 露 непрерывный потенциал] 結晶の低指数軸, 低指数面にほぼ平行に入射した高速イオンは, 原子列や原子面との小角多重散乱によりチャネリングする。チャネリング状態では, 原子列や原子面によってつくられるポテンシャルを, イオンの進行方向に沿って平均化したものとして扱うことが十分に近似となる。これを連続ポテンシャルという。軸チャネリングおよび面チャネリング過程に対応した連続ポテンシャルを, 軸ポテンシャル(axial potential または string potential)および面ポテンシャル(planar potential)という。軸ポテンシャルに関して, J. Lindhard により導出された

$$\bar{V}(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{d} \ln \left\{ \left(\frac{cr}{a} \right)^2 + 1 \right\}$$

をリントハルト・ポテンシャル, あるいは標準ポテンシャル(standard potential)という。ここで Z_1, Z_2 はそれぞれ荷電粒子, 結晶内原子の原子番号, e, a, d はそれぞれ電気素量, 遮蔽半径, 軸を構成する原子の格子間隔であり, $c \approx \sqrt{3}$, r は軸からの距離を表す。面ポテンシャルは, 軸ポテンシャルに比較して温度依存性が小さく, したがって面チャネリング, 面ディチャネリング過程(⇒ディチャネリング)の温度依存性も, 軸過程に比べて十分小さい。□

レンツ Lenz, Emil Khristianovich (Heinrich Friedrich Emil) Ленц, Эмилий Христианович 1804. 2. 24—1865. 2.

10 ロシアの物理学者。ドルバト(現エストニア共和国タールツ)に生れる。ドルバト大学(1820年入学)で、物理学と化学を修めたが、その才により物理学教授 G. F. Parrot の注目をひき、その推薦で O. Kotzebue の観測航海に地球物理学担当の研究員として参加した。その後ペテルブルグ科学アカデミーの初級助手などを経て、1836 年にはペテルブルグ大学教授となり、1840 年からは数学、物理学の部長を務め、1865 年に卒中で急死するまでその職にあった。この間、海軍兵学校、砲兵学校、中央教育研究所などでも物理学を講じている。彼の電磁気学研究は 1831 年ころに始まる。電気に関するさまざまな現象——たとえば電気的熱現象、電気化学的現象、電磁的現象など——の関連を検討し、エネルギー保存則の特殊ケースにあたる関係を記述したのをはじめ、彼の研究は電気現象に関する多方面の問題にわたっている。測定法、装置の開発、ウェーバー理論の批判的検討、電流による熱発生(J. P. Joule と独立)、ペルティエ効果、抵抗の温度依存性、電流の分岐の法則(4 年後に G. R. Kirchhoff が一般化したキルヒホッフの法則の一部分)などであり、それらのうち特に知られるのが、1833 年にペテルブルグの学会で報告されたレンツの法則である。一方、地球物理学の分野では、観測データの系統的集積に努め、その組織者として活動し、また大洋において赤道の南北に塩分の最大値があることを見だし、その説明を与えるなどの業績がある。

レンツ・イェンゼン・ポテンシャル [英 Lenz-Jensen potential, 独 Lenz-Jensen Potential, 仏 potentiel de Lenz-Jensen, 露 потенциал Ленца-Иенсена] イオンと原子の間に働く静電ポテンシャル(遮蔽クーロン型)の一種。W. Lenz と H. Jensen は、トーマス-フェルミ模型を用いて、原子番号 Z_2 の原子核から距離 r の位置にある原子番号 Z_1 の原子に働くポテンシャル $V(r)$ を次のように得た。

$$V(r) = \frac{Z_1(Z_2 - N_2)e^2}{r} + \frac{Z_1 N_2 e^2}{r} e^{-t} \sum_{i=0}^{3n+1} c_i t^i$$

$$t = \left(\frac{r}{a_0 Z_2^{-1/3} / \lambda} \right)^{1/2}$$

ここで N_2 は原子番号 Z_2 の原子の電子数、 a_0 はボーア半径、 c_i と λ は定数、 n は近似の次数である。 $n=1$ の場合、 c_i 、 λ は次式で与えられる。

$$c_0 = c_1 = 1, \quad c_2 = (27a^3 + 15a^2 + 3a)/P,$$

$$c_3 = (7a^3 + 3a^2)/P, \quad c_4 = a^3/P$$

$$a = 0.632 - 0.367N_2/Z_2, \quad P = 60a^3 + 36a^2 + 9a + 1,$$

$$\lambda = 31.93 - 21N_2/Z_2$$

$N_2 = Z_2$ とすれば中性原子に対するポテンシャルが得られる。 $n=1$ の場合、定数は以下のように与えられる。

$$c_0 = c_1 = 1, \quad c_2 = 0.3344, \quad c_3 = 0.0485, \quad c_4 = 0.0265,$$

$$\lambda = 10.93$$

レンツ・イェンゼン・ポテンシャルはトーマス-フェルミ模型に基づくポテンシャルの厳密な数値解に対する 1 つの解析的近似解となっている。モリエール・ポテンシャルと同様に、レンツ・イェンゼン・ポテンシャルはイオン・原子衝突問題に広く利用されている。☒

レンツの法則 [英 Lenz law, 独 Lenzsche Regel, 仏 loi de Lenz, 露 правило Ленца] 電磁誘導による起電力および誘導電流は、回路を貫く磁束の変化を妨げる向きであり、磁束の変化が回路の運動による場合は、誘導電流に働く力は、この運動を妨げる向きであるという法則。1834

年に H. Lenz により発見された。電磁誘導は、マクスウェル方程式のひとつ、 $\text{rot } \mathbf{E} = -(\partial \mathbf{B} / \partial t)$ (\mathbf{E} , \mathbf{B} はそれぞれ電場、磁束密度)で表されるがレンツの法則はこの式の右辺に負号がついていることに対応する(⇒電磁誘導)。

レントゲン [英 roentgen, 独 Röntgen, 仏 roentgen, 露 рентген] 照射線量の単位のひとつ。すなわち、ある場所における X 線や γ 線が空気に対して有する電離能力を表す単位であり、単位記号は R。この名称は X 線の発見者 W. C. Röntgen (⇒レントゲン)に由来する。1 レントゲンは、X 線または γ 線により空気 1 キログラム当りから発生した電子(陰電子や陽電子)が空气中で生成するイオン対のうち、一方の符号の全電荷が正確に 2.58×10^{-4} クーロンとなる照射線量である($1 \text{ R} = 2.58 \times 10^{-4} \text{ C} \cdot \text{kg}^{-1}$)。以前には 1 レントゲンは空気 0.001 293 グラム(標準状態の乾燥空気 1 立方センチメートルの質量)当りの電荷が 1 CGS 静電単位となる照射線量であると定義されていた。照射線量の測定は電子平衡が成立している条件で行われることが普通であり、また、上記のイオン電荷には二次電子が放射する制動 X 線に起因するイオン電荷は含まれないことになっている。これらのことからエネルギーが数メガエレクトロンボルト(MeV)以上および数千エレクトロンボルト(keV)以下の X 線や γ 線の照射線量の正確な測定は困難である。レントゲンは SI 単位ではないために暫定的に使用される単位とされており、将来、照射線量は SI 単位であるクーロン毎キログラム($\text{C} \cdot \text{kg}^{-1}$)で表すこととされている。

レントゲン Röntgen, Wilhelm Conrad 1845.3.27—1923.2.10 ドイツの物理学者。レネプ生れ。チューリヒ連邦工科大学に学び、気体の状態の研究で学位取得(1869 年)後、A. Kundt の助手。1871 年から Kundt とともにデュッセルドルフ、シュトラスブルクの各大学に移る。1875 年ホーエンハイム農芸アカデミー教授、1876 年シュトラスブルク大学教授、1879 年ギーセン大学教授、1888 年デュッセルドルフ大学教授、物理研究所所長、1894 年同大学学長、1900—20 年ミュンヘン大学教授、物理研究所所長。1888 年 静電場内で誘電体を運動させると、周囲に磁気効果を生じることを証明、マクスウェル理論のひとつの確証となった。その際、流れる電流は、H. A. Lorentz によってレントゲン電流と命名された。1895 年 黒い紙で包んだクルックス管による陰極線の実験の際、近くにある白金シアン化バリウムを塗った紙が蛍光を発しているのを発見。この作用は、陰極線が放電管のガラス壁に当たって一種の放射線が出るためであり、この線はエーテル中の縦振動であると考え、X 線とよんだ。また、X 線は磁石によって曲がらず、透過作用、感光作用をもつことを見いだした。後に M. Laue らは、X 線が電磁波であることを立証した(1912 年)。Röntgen は、ほかに気体の比熱の決定(1870—73 年)、気体による赤外線吸収(1884 年)、液体の圧縮率(1886 年)、結晶中のピロ電気、ピエゾ電気の研究も行った。1896 年にはロンドン王立協会のラムフォード・メダル、1901 年には「X 線の発見」により第一回ノーベル物理学賞を受賞している。

レントゲン線 [英 Röntgen lines, 独 Röntgenlinien, 仏 lignes de Röntgen, 露 рентгеновские линии] = X 線

レントゲン電流 [英 Röntgen current, 独 Röntgen-Strom, 仏 courant de Röntgen, 露 ток Рентгена] 誘電体が電場の中を運動するときに現れる電流。電気分極 P

をもつ物体が、速度 v で運動することは、誘電体内の分極電荷 $\rho_p = -\operatorname{div} P$ が v で動くことであるから電流 $\rho_p v = (\partial P / \partial t) - \operatorname{rot}(v \times P)$ が流れる。この電流は、分極の時間的変化と、 $M = v \times P$ の磁化に等価な電流の和と考えることができる。誘電体が電場内を運動するときに現れるこのような電流は、W. C. Röntgen による、帯電コンデンサー極板内で、ガラスまたはエポキシ樹脂板を回転する実験により 1888 年に発見されたので、レントゲン電流という。Röntgen による発見当時にはこの電流が $\operatorname{rot}(v \times P)$ とする理論 (H. A. Lorentz による) と $\operatorname{rot}(v \times D)$ とする理論 (H. R. Hertz による。D は電束密度) があり、Röntgen の実験では、どちらが正しいか確かめることができなかった。A. Eichenwald は、1903 年に、コンデンサー極板を誘電体とともに回転する実験を行って、レントゲン電流が $\operatorname{rot}(v \times P)$ であることを示した。これをエーフェンワルトの実験という。逆に、磁化 M が存在して、等価電流 $i_M = \operatorname{rot} M$ があるとき、この物体が速度 v で運動すると、分極 $P' = v \times M / c^2$ および分極電荷 $-\operatorname{div} P' = (1/c^2) v \cdot \operatorname{rot} M$ が現れる。これらの関係は、分極 P と磁化 M からつくられる二階共変反対称テンソル $M_{ij} (M_{0a} = -P_a, a=1, 2, 3, M_{23} = -M_1/c, M_{31} = -M_2/c, M_{12} = -M_3/c, c$ は光速) がローレンツ変換に従うことに自然に含まれている (≡運動体の電気力学)。

連立一次方程式の数値解法 [英 numerical solution of linear equations, 独 numerische Lösung von linearen Gleichungen, 露 численное решение линейных уравнений] $n \times n$ 行列 A と n 次元ベクトル b が与えられたとき、行列方程式 $Ax = b$ を満たす n 次元ベクトル x を数値的に計算すること。数学的にはクラメル公式により解 x は四則演算のみで計算できる形で与えられている。しかし、 $n \geq 4$ でそれをそのまま用いることは演算量の点で実用的ではない。また、 $x = A^{-1}b$ として、 A の逆行列を計算してからそれを b にかけるのもよくない。この方法は連立一次方程式を解くのに比べて演算量も多く精度も悪いからである。連立一次方程式の数値解法は、係数行列 A の性質によって異なる。 A が密なとき、すなわち A のすべての要素が 0 でないときには消去法が適している。 A が疎なとき、すなわち A の要素の大部分が 0 であるときには反復法が有利である。ただし、後で述べるように反復法は、どんな行列に対しても収束するわけではない。しかし、物理現象を表す偏微分方程式を離散化して導かれる連立一次方程式に対しては、たいていの場合反復法が適用できる。疎行列であっても帯行列 ($|i-j| > m$ のとき $a_{ij} = 0$) の場合には消去法が使える。

(1) ガウスの消去法: 1 ステップごとに 1 つの列の対角から下の要素を 0 にするような変換を行い、上三角行列を係数とする方程式に変形する。行列で書くと、 $L^{-1}Ax = Ux = L^{-1}b$ となる。 L は下三角行列、 U は上三角行列であ

る。解 x は、 $Ly = b$ と $Ux = y$ を解くための前進代入と後退代入を実行することにより得られる。上式からわかるように、ガウスの消去法は $A = LU$ と分解することに相当するので LU 分解法または三角分解法ともよばれる。実際には、誤差の拡大を防ぐためにピボット選択 (行交換) が必要である。ガウスの消去法の変種として、 $A = LU$ を満たす L と U の要素を直接計算する方法がある。このとき、 L の対角要素をすべて 1 にするか U の対角要素をすべて 1 にするかによって、ドリトル法またはクラウト法と名づけられている。 A が対称正定値なら $U = L^T$ となるのでコレスキー分解 $A = LL^T$ を用いることができる。この場合は、行交換をしなくても安定である。

(2) 反復法: 一般に、 $A = B - C$ と分離して、 $Ax = b$ を $Bx = Cx + b$ と変形し、 $Bx^{(k+1)} = Cx^{(k)} + b$ とするのを反復法という。もちろん、 B を係数とする方程式が比較的容易に解けるような B を選ぶわけである。 $A = D - L - U$ 、ただし D は対角行列、 L と U はそれぞれ対角要素が 0 の下三角と上三角行列としたとき、 $B = D, C = L + U$ と選んだものがヤコビの反復法、 $B = D - L, C = U$ としたものがガウス-ザイデルの反復法である。 $B = (1/\omega)D - L, C = ((1-\omega)/\omega)D + U$ と選ぶと SOR 法 (逐次加速緩和法) が得られる。ただし、 ω は $1 < \omega < 2$ で加速パラメーターとよばれる。反復法が収束するための条件は、反復行列 $B^{-1}C$ のスペクトル半径 (絶対値最大の固有値の大きさ) が 1 より小さいことである。実際、(a) 対称正定値行列、

(b) 優対角行列、 $|a_{ii}| > \sum_{j \neq i} |a_{ij}|$, (c) $D > 0, L + U > 0$ の行列、などの場合には上記の反復法が収束することが知られている。

(3) 共役傾斜法: A が $n \times n$ 対称正定値行列のときを考えると、 $Ax = b$ の解は $f(x) = (1/2)(x, Ax) - (x, b)$ の最小点を与えることがわかる。この最小化問題を逐次近似法で解くことを考える。第 $k+1$ 近似 $x^{(k+1)}$ を $x^{(k+1)} = x^{(k)} + \alpha_k p^{(k)}$ と表す。修正ベクトル $p^{(k)}$ を決めると、その方向にどれだけ修正するかを表す量 α_k は、 $f(x^{(k)} + \alpha_k p^{(k)})$ を α_k で微分したものを 0 とおいて得られる。修正ベクトル $p^{(k)}$ は A に関して直交系をなす (共役となる) ように決める。 $p^{(0)}, \dots, p^{(k)}$ が定まったとしたときには、残差 $r^{(k+1)} = b - Ax^{(k+1)} = r^{(k)} - \alpha_k Ap^{(k)}$ を用いて、 $p^{(k+1)} = r^{(k+1)} + \beta_k p^{(k)}$ とおく。ここで、 β_k は $p^{(k+1)}$ と $p^{(k)}$ が A に関して共役、すなわち $(p^{(k+1)}, Ap^{(k)}) = 0$ を満たすように決める。任意の初期ベクトルを $x^{(0)}$ とすると、解は $x = x^{(n)} = x_0 + \sum_{i=0}^{n-1} \alpha_i p^{(i)}$ によって得られる。なぜなら、 n 次元空間のベクトルは n 個の線形独立なベクトル $p^{(0)}, \dots, p^{(n-1)}$ の線形結合で表すことができるからである。このことは n 回の反復で厳密解が得られることを示している。

ろ

ロイドの鏡 [英 Lloyd mirror, 独 Lloyd-Spiegel, 仏 miroir de Lloyd, 露 зеркало Ллойда] 波面分割により二光束干渉縞を得る一つの方法。図1のように平面鏡Mを

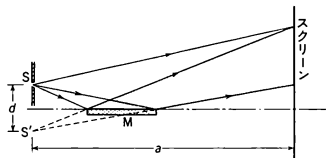


図1

含む面より少し高く光源S(通常はスリット)を設置する。光源Sからの光束は、Mで反射される部分と直接広がっていく部分に分けられる。この両者が重なり合う図の陰影部分にスクリーンを置くと、どこでも干渉縞が見られる。この干渉はSとS'のMによる虚像S'をコヒーレントな二光源としたヤングの実験と同じで、SとS'を結ぶ線からaの距離にあるスクリーン上では、波長λの光がつくる干渉縞の間隔は $\Delta x = a\lambda/d$ になる。ここでdはSとS'の間隔を示す。この装置では光は鏡にすれすれに入射するので、極端紫外線やX線に対しても高い反射率が得られ、それらの干渉縞を撮影することができる。図2はロイドの鏡で撮影された極端紫外線の干渉縞である。

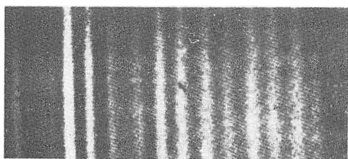


図2

静かな水面を鏡とみなし、海岸の崖の上に観測点をつくとロイドの鏡と同じことになり、太陽から観測点に到達する電波は直接のものと海面で反射されたものとなる。この両者を同時に検出器に入れ、その出力を太陽の高度変化とともに記録すると、干渉縞を走査したのと同じことになる。これを断崖干渉計(cliff interferometer)という。

ロイヤル・ソサエティ = ロンドン王立協会

漏洩検出器 = リークディテクター

漏洩電流 [英 leakage current, 独 Leckstrom, 仏 courant de fuite, 露 ток утечки] 電圧を絶縁物に加えたときに流れるわずかの電流。抵抗が無限大の理想的な絶縁物は存在しないので、絶縁物の抵抗による電流が流れるが、絶縁物の表面を流れる成分とその内部を流れる成分がある。通常の絶縁物では表面を流れる成分が大きい。漏洩電流は湿度や周囲の湿度に影響され、また電圧との関係はオームの法則を満たさないことが多い。通常の電気回路では0と考えられているが、精密な測定や超高電圧回路では考慮する必要がある(⇒絶縁抵抗)。

漏洩変圧器 [英 leakage transformer, 仏 transforma-

teur à fuite, 露 трансформатор с рассеянием] ⇒ 変圧器
老 化 = 劣化

ろう付け [英 brazing, 独 Hartlöten, 仏 brasage fort, 露 пайка твёрдым припоем] 互いに接合しようとする金属の接触面に、その金属よりも融点の低い金属または合金を溶融添加して接合する方法。添加する金属または合金をろうとよび、その融点が450℃以上のものを硬ろう、以下のものを軟ろうとよぶ。はんだ付けは軟ろう付けに属する。ろうは接合する金属の材質に応じ銀合金、銅合金、アルミニウム合金などでそれぞれいろいろな成分をもつものが用いられる。接合する金属の母材とろう金属との融合部は、ろうが母材中にわずかに拡散しているか、あるいは両者が薄い合金層をなしている。ろう付けは、接合面のすき間またはその入口にろうを置き、これをガス炎、炉熱、電気抵抗熱、電気誘導熱、高熱のこてなどで加熱して融合する。融合部の高熱酸化を防ぐため還元性または中性の雰囲気中でろう付けを行うか、あるいは大気中で行うときには酸化物を溶解除去するためにフラックスを用いる。

ρ型二重項 [英 ρ-type doublet, 独 ρ-Dublett, 仏 doublet de type ρ, 露 ρ-удвоение] 二原子分子の電子項のなかで、特に²Σ項のスピンによる分離をρ型二重項という。分光学の初期のころ、電子の軌道角運動量Lの分子軸方向の成分をσ(今日ではΛに変わっている)、これに垂直方向の成分をρとして記したことに由来する名称である。二重項分離の間隔は(N+1/2)(Nは核の運動によって生じる角運動量Nの量子数)に比例しており、この比例定数rを波数単位で表しスピン結合定数とよぶ。rは回転定数(B_v)に比べると極めて小さく(r ≈ ±10⁻² ~ ±10⁻⁴ cm⁻¹)、²Σ状態の各振動回転準位にわずかな分離を生じる。この分離の原因としてはスピン磁気モーメントと相互作用する次の2つの磁気モーメントが考えられる。ひとつは核の運動による磁気モーメントでNの方向を向く。もうひとつは電子の軌道角運動量Lに由来する磁気モーメントである。Σ項の場合、Lは分子軸に垂直な方向を向き、分子軸のまわりに歳差運動をしている。分子の回転が速くなると、Lの歳差運動の速度は一樣でなくなり、平均としてNの方向に磁気モーメントを生じる。計算の結果一般に後者の寄与は前者より大きく、分離の主な原因となる。3つ以上の原子から成る直線分子の²Σ電子項についても、二原子分子の場合と同様な分離を生じ、これもρ型二重項分離とよばれる。直線形多原子分子の縮退した振動が励起されてできる振動・電子項の²Σ項の二重項分離もr(N+1/2)で表される。しかしこの場合の分離定数rには、振動のない場合の電子項(²Π, ²Δなどの)のスピン軌道結合定数(A)、振動状態v'での回転定数(B_v)、振動定数(ω)、レナ-パラメーター(ε)などが関係し、²Σ電子項のrよりはるかに大きくなる。たとえばBO₂のX²Π_g項ではA = -148.5 cm⁻¹、ε_ω = -92.2 cm⁻¹で、(010)振動により生じる²Σ_u振動・電子項のrは0.163 cm⁻¹となり、回転定数B_v = 0.3308 cm⁻¹の1/2に達する(⇒Δ型二重項、I型二重項)。[S]

6j記号 [英 6j symbol, 独 6j-Symbol, 仏 symbole 6j, 露 6j-символ] ⇒ ラッカー係数

六重項状態 [英 sextet state, 独 Sextettzustand, 仏 état sextet, 露 секстетное состояние] 原子、分子の電子数が奇数のときに生じる電子状態で、スピン量子数Sが5/2に等しい多重項である(⇒多重度)。Mn原子の基底

項は六重項である(⇒フントの規則)。分子では, CrH, MnO の基底項が六重項で, これらの分子では六重項系列が確認されている。六重項をもつ原子, 分子では四重項, 二重項も存在する。

ログタンプロット [英 log tan-plot, 仏 diagramme logtan] 高エネルギー素粒子反応において散乱粒子の運動学的記述のために利用されるパラメーター分布のひとつ。高エネルギー素粒子反応, 特にハドロン-ハドロン散乱において, その衝突を記述する量として入射ビーム方向を y 軸とすると, 散乱後の粒子のエネルギーを E とし, その運動量の y 方向成分を p_y とする。このとき

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_y}{E - p_y}$$

を, この散乱または生成粒子のラビディティーとよび, 散乱粒子が衝突の中心領域から見てどの領域に分布するかを目安とすることができる。衝突ビーム型素粒子反応では衝突の運動学的記述は常に重心系の取扱いとなり, 重心系でのラビディティーが使われるが, 加速された入射粒子が固定された標的にあてられ反応を起す固定標的型高エネルギー実験では, 重心系の記述と同時に実験室系での量による記述も便利に利用される。いま散乱粒子の実験室系における散乱角を θ とすると, これは散乱粒子の運動量方向と入射粒子の方向(y 軸)となす角として定義され, この θ は, 非常にエネルギーの高い反応では, 散乱粒子の実験室系でのラビディティーに対して

$$Y \approx -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)$$

が近似的に成り立つ。この実験室系での散乱角 θ は実験的には直接的に求められるところから便利に利用でき, その $\tan(\theta/2)$ の対数分布をログタンプロットとよび, しげしげラビディティー分布と同じような量として高エネルギー散乱の運動学的解析に利用される。非常に高いエネルギーの反応で, 入射および散乱粒子の種類したがって質量の同定が難しい場合の反応の近似的取扱いとして特に重要な記述である。

ロケット [英 rocket, 独 Rakete, 仏 fusée, 露 ракета] なんらかの方法で物質(ガス)を噴出し, その物質の運動量変化に相当する反力によって逆方向に推進するエンジン。あるいは, そのようなエンジンによって運航する飛行体のこと。ロケットの推進原理は, 噴出ガスがほかの物質を押しつけることによる反力に基づくものではなく, 噴出ガスとロケットだけの孤立系について運動量保存則を適用すれば導かれるものであるから, 宇宙空間のような真空中でも推進が可能である。

ロケットが噴射する物質を推進剤という。現在, ミサイルや人工衛星の打上げ, 宇宙航行などに使われているロケットのエンジンは, 化学燃料を推進剤として用いているので, これらは化学ロケットとよばれているが, 原子核反応をエネルギー源とする原子力ロケットや, 電気力によりイオン噴射を行うイオン推進ロケットなども将来には出現するものと予想される。現在の化学推進剤には, 固体のもの, 液体のものおよびこれらを組合せたものがある。ミサイル用ロケットには固体燃料を用いているものもあるが, 宇宙ロケットなどでは, 燃焼を制御しやすいことが重要なので, 液体燃料(たとえば, 液体酸素と液体水素の組合せ)が用いられている。

ロケット観測 [英 observation with rockets, 独 Rake-

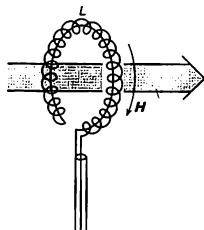
tenbeobachtung, 仏 observation avec les fusées, 露 наблюдение с ракет] 地球を世界的規模で総合的に観測しようとする国際地球観測年(IGY)から, ロケットを科学観測に使うことがまずアメリカとソ連によって活発に始められた。その結果, まず 100km にわたる大気高層の構造と組織, それまでは地上からの電波パルスによる探測でしか知られていなかった 100~1000km にいたる電離層が, 直接その場で観測されるようになった。また電離層のはるか外に放射線の強い領域があることから, 後に放射線帯(バンアレン帯)の存在が発見された。それと同時に, ロケットを使って高度 100km 程度を超える大気圏外からの天文観測も始められた。こうして厚い大気層によって遮られていた宇宙からの各種の放射線, すなわち赤外線, 紫外線, X 線, γ 線などが観測されるようになった。なかでも 1962~63 年に初めてロケット観測によって行われた太陽系外からくる X 線の観測は, 20 年足らずで光の天文学や電波天文学にならぶ大きな新しい分野に発展した。わが国では IGY のころから東京大学生産技術研究所のあとを受けた東京大学宇宙航空研究所(現在は宇宙科学研究所)でロケット技術が独自の発展をとげ, 1970 年以降はほぼ年 1 機の割合で科学衛星が打上げられている。この間ロケット観測も平行して行われ, 上層大気の組成, 電離層の標準構造の確立, X 線天文学観測などで実績をあげている。

露光量 [英 light exposure, 独 Belichtung, 仏 exposition lumineuse, 露 количество освещения] 写真感光材料の感光面における照度の時間積分値。露光量 H は次式によって与えられる。

$$H = \int_{t_1}^{t_2} E(t) dt$$

ただし, t_1 は露光開始時刻, t_2 は露光終了時刻, $E(t)$ は写真感光材料の感光面における照度。写真感光材料の感光特性は露光量に対する黒化度によって表される。

ロゴスキー・コイル [英 Rogowski coil, 独 Rogowski-Spule, 仏 bobine de Rogowski, 露 ронос Пороскоро] 電流 I が流れている導体あるいはプラズマの周囲を囲むループ L に関して, $\oint_L H dl = \int_S j dS = I$ の関係があり, L で囲まれた面積 S を通る電流密度 j の積分, すなわち電流値 I は $\oint_L H dl$ を測定することによって求めることができる。図に示すように小断面面積 A , ループ L に沿い単位長

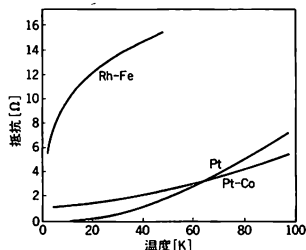


さ当りの巻数 n を一定にしたコイルの全出力電圧 V_R は, $V_R = (d/dt) \oint_L \mu_0 H A n dl = n \mu_0 \oint_L H dl = n \mu_0 dI/dt$ となり, V_R を積分すれば I を求めることができる。このようなコイルをロゴスキー・コイルという。

炉雑音 [英 reactor noise, 独 Reaktorrauschen, 仏 bruit du réacteur, 露 шум реактора] 原子炉内の諸量, たとえば中性子束, 温度, 圧力, 冷却材流量などは種々の原因により絶えずゆらいており, たとえ原子炉が定常運転

を行っている場合でも、これらの諸量はその平均値のまわりで微少にゆらいでいる。このようなゆらぎを総称して炉雑音あるいは原子炉雑音とよぶ。具体的な量のゆらぎをさす場合には、たとえば中性子雑音、温度雑音、流量雑音のよういうが、これら諸量のゆらぎは原子炉の内部状態や動特性によって左右される。したがってこれら諸量のゆらぎや、相互の相関を調べると、原子炉の運転状態や動特性の詳細な情報が得られる。そこでこれらの正常時と異常時の関係を明らかにしておけば、炉雑音を観測することにより、運転を妨げずに原子炉の異常を発見できる。

ロジウム-鉄抵抗温度計 [英 rhodium-iron resistance thermometer, 独 Rhodium-Eisen-Widerstandsthermometer, 仏 thermomètre à résistance de rhodium-fer, 露 термометр сопротивления из родия-железа] 低温用の合金抵抗温度計。一般に金属の電気抵抗は、伝導電子と格子振動との衝突、電子どうしの衝突、不純物による衝突などが原因で生ずると考えられているが、温度依存性は主として格子振動との衝突で決り、低温域では T^5 で減少してしまう。また、電子どうしの衝突によるものは一般に前者より小さい影響しかもたない。一方不純物による衝突は、融点近傍では空孔などの変化に伴い温度依存性が生ずるが、一般には一定の値を示す。この残留抵抗は、希薄合金が磁性をもつ場合には温度依存性を示すことがある(近藤効果など)。これらの希薄合金のうち、温度-抵抗特性の滑らかなもの、安定度の高いものとしてロジウム-鉄合金(0.7mol% 程度の鉄)があり、30K 以下、約 1K までの抵抗温度計として使用されている。温度計の形状はカプセル型白金抵抗温度計(⇒白金抵抗温度計)とほぼ同じである。抵抗-温度特性を図に示す。一般に、合金は経年変化するため、定期的に校正する必要があるが、ロジウム-鉄抵抗温度計では、経年変化が $0.1 \text{ mK} \cdot \text{y}^{-1}$ 程度のものが得られている。ロジウム-鉄抵抗温度計の欠点は、合金の製作が困難な点と成分の一様性が得られにくい点などである。低温では、他の合金も考えられているが温度特性の良さや感度の点から標準用計器として使用できるものがない。図に、ロジウム-鉄合金の温度特性とあわせて、白金および白金・コバルト合金の温度特性を示す。



ロジック回路 = 論理回路

露出計 [英 exposure meter, 独 Belichtungsmesser, 仏 posemètre, 露 экспонометр] 写真撮影の露光条件を決めるために、被写体上の照度もしくは被写体の輝度を測定する器具。照度測定式は入射光式ともよばれ、被写体の主要部分において光源に向けて測る。受光素子の前に半球型の乳白板などを置いているものが多い。照度 $E[\text{lx}]$ による被写体の輝度は $\tau E/\pi [\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}]$ で与えられる。ここに τ は拡散反射率で、戸外の風景では 0.2 が平均といわれている。スタジオ撮影などでは被写体の特別な場所、たとえ

ば顔などに適正露光を合わせるにはこの方式が便利である。

輝度測定式は反射光式ともよばれ、カメラの位置から被写体に向けて測定する。小さいレンズやフードにより視野を制限して、被写体からの光を重点的に測光するもので、撮影レンズの焦点面で像の照度を直接測定する。いわゆる TTL 測光方式(through the lens)はこの方式をより一層精密化したものと考えてよい。像面照度から被写体輝度がわかると、適正露光条件は

$$\frac{A^2}{T} = \frac{1}{K} BS$$

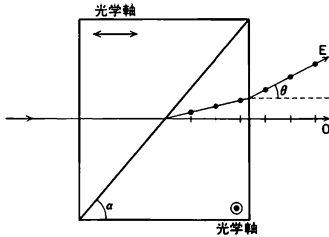
で与えられる。ここに A はレンズの F ナンバー、 T は露光時間[s]、 B は被写体輝度 $[\text{cd} \cdot \text{m}^{-2}]$ 、 S はフィルムの露光指数(いわゆる ASA 感度)、 $K=10.76$ 、 k は定数で 1.0~1.3 である。受光器としては、従来のセレン光電池や光電導セルに代って、各種フォトダイオードが用いられるようになった。

ロシュミット Loschmidt, Johann Joseph 1821.3.15 - 1895.7.8 オーストリアの物理学者、化学者。ボヘミア地方の農家に長子として生れる。1839 年からブラハの大学で言語学と哲学を学び、1841 年からはウィーンで自然科学を学んだ。1843 年に卒業したものの教職に就くことができず、事業を営もうと試みたりしたが成功せず、再び科学研究に戻った。1856 年初め教員資格を得、同年秋からウィーンの実業学校で化学、物理学、代数学を教えるかたわら暇をみては研究を続けたが、やがてウィーン大学物理学研究所長の J. Stefan に才能を認められ、研究所の実験室や図書館の利用の便を供された。1868 年にはウィーン大学の物理学準教授に任ぜられた。1867 年ウィーン科学アカデミーの通信会員、1870 年正会員となったほか、1869 年には Stefan とともに化学物理学会を創設している。彼は気体運動論の確立に大きな寄与をなした。1865 年の論文「気体分子の大きさについて」では、気体運動論的考察から、分子の直径 s と、ある体積の気体中で気体分子自身が占める体積の割合 ϵ 、および平均自由行程 l の間に $s=8\epsilon l$ の関係があることを示し、これから空気分子の大きさを $9.7 \times 10^{-7} \text{ mm}$ と算出した。また 1867 年の論文では 1 mm^3 中の気体分子数として 8.66×10^{18} (今日のロシュミット数の約 30%) を与えている。さらに、L. Boltzmann が H 定理を提出するや直ちに可逆パドックスを提起して批判(1876 年)、これを解決する過程で Boltzmann は、熱力学の分子論的解釈において確率的理解が不可避であることを理解するに至った(⇒ H 定理)。また化学分野では、1861 年に彼の最初の著作 *Chemische Studien I* を自費出版し、二重結合・三重結合の表示法やオゾンが 3 個の酸素原子から成ることを示したほか、ベンゼンの環状構造(ただし二重結合の存在については否定的であった)を示唆的に述べるなど、構造化学に少なからぬ寄与をなしていたが、1913 年に Ostwalds Klassiker 中の 1 冊として再刊されるまで、ほとんど知られることはなかった。

ロシュミット数 [英 Loschmidt's number, 独 Loschmidtsche Zahl, 仏 nombre de Loschmidt, 露 число Лосмидта] ⇒ アボガドロ定数

ロション・プリズム [英 Rochon prism, 独 Rochon-Prisma, 仏 prisme de Rochon, 露 призма Рошона] 同じくさび角をもつ二片の複屈折結晶くさびをはり合わせ、それらの光軸が図のように互いに直交するようにな

っている偏光プリズム。常光線 O は直進し色の分散はないが、異常光線 E は進行方向を異にし分散によって色づく。方解石プリズムと水晶プリズムでは異常光線の偏向方向は異なり、図は方解石プリズムの場合を示している。プ



リズムのくさび角を α 、二光線の分離角を θ とすると、方解石プリズムでは、波長 589.3nm において $\alpha=60^\circ$ のとき $\theta=5^\circ 50'$ 、 $\alpha=45^\circ$ のとき $\theta=10^\circ 35'$ 、 $\alpha=30^\circ$ のとき $\theta=22^\circ 35'$ である。水晶プリズムでは、波長 198.0nm と 263.0nm において $\alpha=20^\circ$ のとき $\theta=2^\circ 05'$ と $1^\circ 40'$ 、 $\alpha=10^\circ$ のとき $\theta=3^\circ 40'$ と $3^\circ 10'$ となる。ロション・プリズムは円偏光二色性測定用の分光光度計や旋光計に偏光子、検光子として使われ、常光線 O が用いられる。

炉心(原子炉の) [英 reactor core, 独 Spaltzone, 仏 cœur du réacteur, 露 активная зона] 原子炉において、核燃料が装荷され、核分裂連鎖反応が主に行われている領域で、核燃料のほか、減速材、冷却材、制御材なども設置される。原子炉の中心的領域で、その発熱の 80% (大型炉)~100% (小型炉)がこの領域で生じている。この炉心の周辺に、親物質からの核燃料生産を主に行うブランケット、中性子の漏洩を防止する反射体を配置し、さらにこれらの周囲に放射線の遮蔽壁を設けて、原子炉を構成する。

ロスコーン [英 loss cone, 独 Verlustkegel, 仏 cône de perte, 露 конус потери] ⇒ ミラー磁場

ロスコーン不安定性 [英 loss-cone instability, 独 „loss-cone“-Instabilität, 仏 instabilité par cône de perte, 露 конусная неустойчивость] ⇒ ミラー磁場

ローズ・シム [英 Rose shim, 仏 cale en acier de Rose, 露 корректировочный стержень] サイクロトロンにおいて、磁場の強さが均一な領域を広げるために、磁極のまわりに沿って突起(シム)をつけたものを、発明者 M. E. Rose の名にちなんで、ローズ・シムという。現在では、必ずしもサイクロトロンに限らず、磁場の一様性を高めるために磁極の端部につけるシムのことをよぶことがある。サイクロトロンで電磁石の磁極は、図1のようにほぼ円柱形をしている。このような電磁石の磁場の分布は、中心部では強さ一定であるが、端に近づくにつれて磁

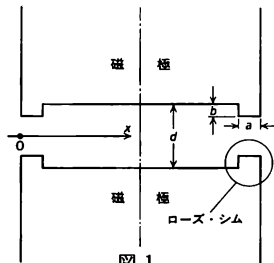


図 1

場は弱くなる。したがって、一定半径内で一様な磁場を得るためには、それより大きな面積の磁極を必要とすることを意味する。これに対して、ローズ・シムをつけると端部における磁束密度の減少の割合が緩やかになるので、シムのない場合に比べて小さい面積の磁極で同じ広さの磁場一定の領域を実現することができる。シムの有無による磁束密度の分布の違いは図2に示すとおりで、最適に設計されたシムに対しては均一な領域が広がっている。図3に必要なシムの寸法の一例を示す(寸法単位は磁極間隔の 1/2)。

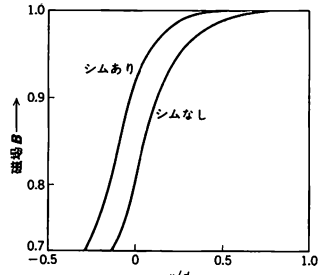


図 2

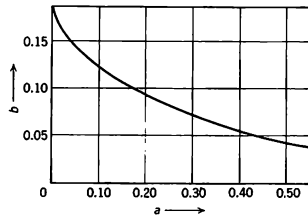


図 3

ロスビー波 [英 Rossby wave, 独 Rossby-Welle, 仏 onde de Rossby, 露 волна Россби] 大気、海洋のような回転する球面上の薄い流体層中に生じる波動で、回転ベクトルの鉛直成分が緯度によって変ることが復元作用の源となっている。1939 年 C. G. Rossby によってこのような波動が可能であることが示された。簡単のため地球上を一定の深さで覆う非圧縮性流体を考え、水平面(球面)内の二次元運動を取扱う。このとき静止系からみた渦度(⇒絶対渦度)の鉛直成分に対する保存則は

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + v \cdot \nabla (\nabla^2 \psi + 2\Omega \sin \varphi) = 0$$

と書かれる。ただし ψ は流線関数、 Ω は自転角速度、 φ は緯度であり、 v は ψ から導かれる速度である。簡単のため緯度 φ_0 の点の接平面上に局所直角座標をとり、 x を東向き、 y を北向き座標として上式の近似式をつくると、

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi + \frac{\partial (\psi, \nabla^2 \psi)}{\partial (x, y)} + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0$$

となる。ここに $\beta = [\partial(2\Omega \sin \varphi) / \partial y]_{\varphi_0} = 2\Omega \cos \varphi_0 / a$ で、ロスビーの β とよばれる量である(a は地球の半径)。この式は $\exp[i(kx + ly - \omega t)]$ という形の波動解をもち、その分散関係は次のようになる。

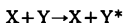
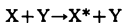
$$\omega = -\frac{\beta k}{k^2 + l^2}$$

これがロスビー波である。分散関係が示すように、位相速度は西向きに限られる。速度は波長の長い(k の小さい)も

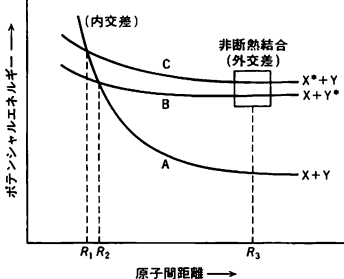
のほど大きく、 $l=0$ の場合、 $k=2\pi/(7000 \text{ km})$ で西進速度 $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ほどである。大気中には常に偏西風が吹いているので、それに逆らって動き、適当な波長の波は地面に対して停止し、地形に起因する波源によって共鳴的に成長しうる。大気中では地球全体にまたがる規模の波なのでプラネタリ波とよばれることが多い。海洋中ではもっと小スケールの波でも β 効果がきく。プラズマ中のドリフト波と数学的に同一である。

ロゼット運動 [英 rosette motion, 独 Rosettenbewegung, 仏 mouvement de rosette, 露 движение розетта] 高速電子が結晶に、その軸にわずかに傾いた方向から入射したとき、軸に平行な原子列に対して角運動量をもった一部の電子はその原子列のポテンシャルに捕獲され、原子列のまわりをからみながら、結晶中を進む。その電子の軌道の原子列に垂直方面への投影は、A. Sommerfeld が水素原子の p, d, \dots 軌道に対応して提唱した古典的軌道のロゼット運動と同様であることから、電子線のロゼット運動という。このような運動をする電子は原子列と衝突することがないためチャネリング効果を示す(⇒電子線チャネリング)。ロゼット運動をしている電子が相対論的速度をもつとき、放射光を放出する。これをチャネリング放射光という。量子論的には、これらのロゼット運動をする電子は、原子列に対する角運動量子数に対応して p, d, \dots 状態の分布をもつ。

ローゼンタール振動 [英 Rosenthal oscillation, 仏 oscillation de Rosenthal, 露 колебание Розенталя] 低エネルギーの原子と原子、あるいはイオンと原子の衝突過程で、3つのポテンシャル曲線が関与するとき、どの衝突経路を通ったかによって散乱波に位相差を生じ、量子論的干渉効果で積分断面積(厳密には全断面積であるが、前方に強く散乱される場合には、ある散乱角までとった積分断面積で、これに代えることが多い)が衝突エネルギーの関数として振動することがある。この現象を最初の提唱者の名にちなんでローゼンタール振動という(1969年)。この現象は X, Y 2つの原子が外殻電子の励起を伴う2つの過程



で散乱される場合に見られる。図は透熱ポテンシャルエ



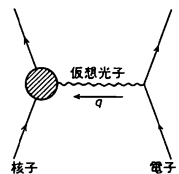
ルギー曲線で、A, B, C はそれぞれ核間距離 $R \rightarrow \infty$ で $X+Y, X+Y^*, X^*+Y$ となる状態のエネルギー曲線であるとする。最近接距離に近い核間距離 R_1 および R_2 で A と C, A と B は交差し、始状態 A から2つの終状態 B, C に遷移が起きる(内交叉)とし、さらに比較的大きな核間距離 R_3 で曲線 B と C が接近している(外交叉)とすると、電子

状態 B と電子状態 C で散乱される波の間に位相差を生じ干渉効果が現れる。ただし、すべての散乱角にわたって積分すると位相差による干渉効果は普通は相殺されて現れないので、微分断面積に干渉構造の現れる例は多いが、積分断面積に干渉構造の現れる例は少ない。しかし内交叉と外交叉が離れているとき、状態 B で散乱される波と状態 C で散乱される波の位相差は近似的に3つのポテンシャル曲線 A, B, C で囲まれた部分の面積に比例することが示され、衝突経数にあまり依存しなくなる。衝突経数は散乱関数を通して散乱角に対応づけられるので、これは散乱角依存性が弱くなることを意味し、積分断面積にも干渉構造が見られるようになる(⇒透熱ポテンシャル)。

ローゼンブルースの公式 [英 Rosenbluth formula, 独 Rosenbluth-Formel, 仏 formule de Rosenbluth, 露 формула Розенблута] 電子・核子弾性散乱微分断面積を、形状因子で表した公式、ハドロン(強い相互作用をする素粒子)の構造を調べるには、点状で無構造と考えられかつ相互作用のよくわかった粒子、すなわちレプトンを散乱させ、その微分断面積を詳しく測定すればよい。このような目的で、核子(陽子と中性子)と電子の大角度弾性散乱断面積の測定が行われてきた。電子・核子弾性散乱微分断面積 $d\sigma/d\Omega$ は、核子が構造をもつために、核子を点状電荷としたときの微分断面積 $(d\sigma/d\Omega)_0$ からずれて、実験系では

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left[F_1^2 + \frac{q^2}{4m^2c^2} \left\{ 2(F_1 + \kappa F_2)^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} + \kappa^2 F_2^2 \right\} \right]$$

となる。これをローゼンブルースの公式という。ただし、 F_1 と F_2 は核子の構造を表す q^2 の関数であり、 q^2 は図に示すような移行四元運動量 q の二乗、 θ は電子の実験系散乱角、 m は核子の質量、 κ はボーア核磁子単位として測った核子の異常磁気モーメントである。ここでは、電子の電磁相互作用については摂動の最低次をとった。核子の強い相互作用の効果は、図の左側の円形部分で表され、関数 F_1 と F_2 によって記述される。 F_1 と F_2 は核子の構造を表すので、形状因子とよばれる。



ローソン条件 [英 Lawson criterion, 独 Lawson-Kriterium, 仏 critérium de Lawson, 露 критерий Лоусона] 核融合炉からエネルギーを取出すことができるために必要な炉心プラズマの満たすべき条件。核融合炉において対象となるプラズマは、温度が高くイオン間に働くクーロン反発力に抗して互いに衝突して、核融合反応が起りうるものでなくてはならない。たとえば重水素、三重水素を用いる核融合炉の場合、イオン温度は数千万度から1億度の高温でなくてはならない。また核融合反応によって生ずるエネルギーは、その効率を考慮に入れたうえでその高温プラズマの状態を保つに必要なエネルギーより大きくなければならない。そこでいま、どの程度の確率で核融合反応が起きるかを調べてみよう。

いま、重水素(D)、三重水素(T)が同じ割合で混じっているとする。全体のイオンの密度を n とするとそれぞれ密度は $n/2$ である。D-T 核融合反応の衝突断面積を σ とすると、1つの重水素が三重水素と1秒間に衝突する確率は $(n/2)\sigma v$ である。ただし v は相対速度である。したがって単位時間、単位体積当りに起る核融合反応の数は、

$(n/2)^2 \langle \sigma v \rangle$ である。ただし $\langle \sigma v \rangle$ はいろいろな速度 v で平均した値である。イオンの速度は温度 T のマクスウェル分布をしているときの $\langle \sigma v \rangle$ の値をいくつかの核融合反応(\Rightarrow 核融合)について示したのが図1である。D+T=

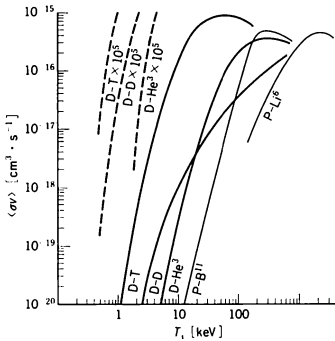


図 1

$\text{He}^4(3.52\text{ MeV}) + n(14.06\text{ MeV})$ の D-T 反応式より、1 回の反応で生ずるエネルギー Q_T は、 He^4 および中性子 n のエネルギー $Q_\alpha = 3.52\text{ MeV}$ 、 $Q_n = 14.06\text{ MeV}$ の和 $Q_T = Q_\alpha + Q_n = 17.58\text{ MeV}$ であるから、密度 n の高温プラズマの単位体積、単位時間に発生する核融合エネルギー P_{NF} は $P_{NF} = (n^2/4) \langle \sigma v \rangle Q_T$ となる。

一方プラズマのエネルギー閉じ込め時間を τ_E (\Rightarrow プラズマ閉じ込め) とすると熱伝導やプラズマ粒子の損失で単位時間、単位体積当りのプラズマから失われるエネルギー P_L は $P_L = 3nkT/\tau_E$ となる。ただし k はボルツマン定数で、電子およびイオンの温度は等しいとした。このほか、プラズマ中の電子がイオンと衝突するときに放射する制動放射損失がある。プラズマの単位時間、単位体積の制動放射損失 P_b は、 $P_b = 1.5 \times 10^{-38} z_{\text{eff}} n^2 (kT/e)^{1/2} (w/m^3)$ で与えられる。 z_{eff} は等価的なイオン電荷数で、不純物イオンが入らない水素プラズマの場合は $z_{\text{eff}} = 1$ であるが、不純物イオンの混入があればときに 1 より大きくなる。ここで n は m^{-3} 単位、 kT/e は eV 単位で表した温度で、1 eV は $T = 1.16 \times 10^4 \text{ K}$ ($= e/k$) に対応する。したがって、プラズマから失われるエネルギーは $(P_L + P_b)$ ということになる。

核融合炉においては、核融合反応によって発生するエネルギー P_{NF} で発電し、プラズマの損失エネルギーを補うように加熱をしたうえで、余分のエネルギーが取出せればよい。簡単なエネルギーの流れを示したのが図2である。プラズマのまわりにあるブランケットで、プラズマから出てくるエネルギーは熱エネルギーに変わる。熱交換器により蒸気を生じさせ、発電タービンを回転させて発電する。その電気エネルギーへの変換効率を η_e とすると、 $\eta_e = 0.4$

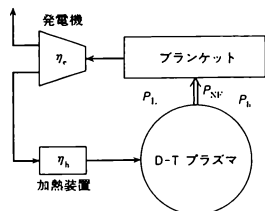


図 2

~ 0.5 の程度である。電気エネルギーでプラズマ加熱装置を動かしプラズマを加熱するときの加熱効率を η_h とすると、加熱方法によって変わるが、 $\eta_h = 0.3 \sim 0.8$ を期待する。したがって D-T 炉のエネルギー収支は

$$P_b + P_L < \eta_h \eta_e [P_{NF} + P_b + P_L]$$

$$an^2 \left(\frac{kT}{e} \right)^{1/2} + \frac{3n(kT/e)}{\tau_E} \leq \frac{\eta_h \eta_e}{1 - \eta_h \eta_e} \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle \frac{Q_T}{e}$$

すなわち

$$\begin{aligned} n\tau_E &> \frac{3(kT/e)}{\{\eta_h \eta_e / (1 - \eta_h \eta_e)\} (Q_T/e) \langle \sigma v \rangle_{DT} - a(kT/e)^{1/2}} \\ &= f \left(\frac{kT}{e} \right) \end{aligned}$$

が必要となる。上記の右辺は温度だけの関数となる。これが $n\tau_E$ - T ダイアグラムにおける D-T 炉のローソン条件といわれるものである。 $\eta_h \eta_e = 0.38, 0.17$ の場合についてのローソン条件を図3に示す。プラズマの温度が 10 keV ($\sim 10^8 \text{ K}$) のとき、 $n\tau_E$ の積は $(1 \sim 3) \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}$ 以上でなければならない。

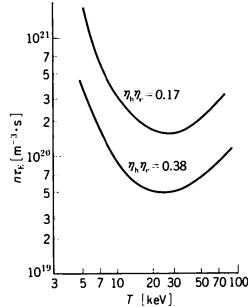
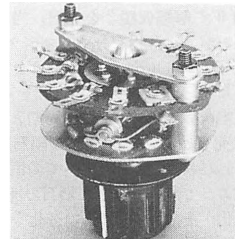


図 3

同様な議論が D-D 核融合反応を用いる核融合炉(D-D 炉)にも適用でき、イオン温度が 50 keV 付近で $n\tau_E > (1 \sim 2) \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \cdot \text{s}$ が必要となる。

ロータリースイッチ [英 rotary switch, 独 Drehschalter, 仏 interrupteur rotatoire, 露 поворотный переключатель] 回路の切換えに用いる手動操作の回転式の多極切換えスイッチ。構造は写真のように絶縁材の円板上に端



子を兼ねた固定接点が取付けられ、摺動接触板が主軸に固定され、主軸を回すことにより、接点を選ばれる。接点数の多いものでは、一基板当たり 24 接点のものもあり、また基板を多段に重ねて切回路数を増やすことができる。

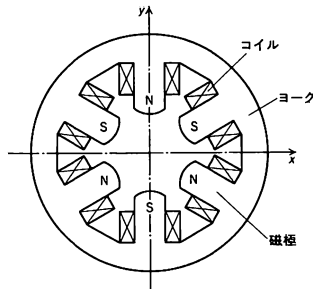
ロータリーポンプ = 油回転ポンプ

ρ 中間子 [英 ρ meson, 独 ρ-Meson, 仏 méson ρ, 露 ρ-мезон] 中間子の一種。質量 $769 \text{ MeV}/c^2$, スピン 1. ハリティー負, アイソスピン 1. 電荷 +1, 0, -1 に

応じて ρ^+ , ρ^0 , ρ^- と書く。共鳴幅 154 MeV。主として強い相互作用で 2 個の π 中間子に崩壊する。1961 年に $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ の 2 個の π 中間子の有効質量スペクトルから存在を確認した。中間子 ρ , ω , K^* , \bar{K}^* で $SU(3)$ 群の八重項をつくる。粒子の混合があるので、 ϕ も含めて九重項をつくる。また、核子の電磁形状因子に寄与する。

ロツキヤ Lockyer, Sir Joseph Norman 1836.5.17 - 1920.8.16 イギリスの天文学者。ウォーリックシャーのラグビーに生れる。古典教育を中心に受けたが、父が外科医、薬剤師で、家庭に科学的雰囲気があったことや、スイス、フランスへの旅行が彼の見聞を広め、後の多才さを用意した。1857 年に陸軍省に入り書記となる。1865 年 Devonshire 侯の科学教育の委員会の書記を経て、サウスケンジントンに開設された太陽物理学天文台長の永久職に指名(1885 年)されるまで、アマチュア天文家として過ごした。1911 年 同天文台がケンブリッジに移転し失望とともに引退して、デボンシャーのソルカム・リースの自宅近くに、後にノーマン・ロツキヤ天文台とよばれるようになる天文台(ヒル天文台)を開設した(1913 年)。現在これはエクセター大学に付属している。彼の関心は非常に広がったが、科学的信念として「科学の人類の福祉への理念」に支えられていた。1858 年に結婚、7 人の子供をもうけるが、1879 年 妻が死に、1903 年 再婚した。娘の Winifred と共同で「自然の探究者、詩人としてのテニソン」*Tennyson as a Student and a Poet of Nature* (1910 年)を著す。また、彼は英国国教会に目以上に関心を示し、一方「ゴルフのルール」の本を書いた。彼の長い活動的な生涯のなかで種々の科学団体から多数の名誉を受けており、グラスゴー、アバジーン、エジンバラ各大学から名誉法学博士を、ケンブリッジ、シェフィールド、オックスフォード各大学から博士号を受けた。1869 年 ロンドン王立協会フェロー。1873 年 アカデミー・デ・シアンズ会員。1868 年 スペクトロスコープを使った皆既日食の観測(10 月 20 日)により、Jules Janssen (8 月 18 日、於インド)とともにアカデミー・デ・シアンズから 2 人の肖像を刻んだメダルを送られる。太陽の紅炎を観測して影層を発見し、紅炎を prominence、影層を chromosphere と名づける。また紅炎のスペクトル中の黄線の観測から、太陽のなかに未知の元素ヘリウムを予言し、1895 年 W. Ramsay によって、それは確認された。1878 年「解離仮説」を提唱。当時流行した渦原子とは対立したが、化合物や分子のスペクトルがより基本的な分子、原子、sub-atomic なものによるという仮説は周期律の考えにも一致し、大きな意味をもった。「元素進化説」をも提唱。太陽黒点の 11 年周期と地球の気候の関係について研究を始めた。1866 年の隕石の著しい陣列に遭遇し、「隕石仮説」を提出、すべての恒星は隕石の大群あるいは熱によって蒸気となった隕石の塊によるという説は「無機進化」を論じ、「天体の進化」を論じる源となった。ストーン・ヘンジをはじめ巨石文化と天文学の関係論じた現代の天文学考古学の創始者でもある。彼はまた、科学者組合を創設したほか、週刊雑誌 *Nature* の創刊者としても知られ、1869 年から 1919 年まで 50 年間その編集長を務めた。[著書] *Contributions to Solar Physics*, 1874; *Chemistry of the Sun*, 1887; *The Meteoritic Hypothesis*, 1890; *The Dawn of Astronomy*, 1894; *Inorganic Evolution*, 1900; *Stonehenge and Other British Stone Monuments Astronomically Considered*, 1904。

六極電磁石 [英 sextupole magnet, 独 Sextupolmagnet, 仏 aimant sextupolaire, 露 секстольный магнит] 6 個の磁極をもつ電磁石で、極性が 1 つごとに異なるものをいい、シンクロトロンや貯蔵リングのような円型加速器や一直線にビームが進むシステム系の中に用いられる。こ



れらの装置では、ビームの集束は主に四極電磁石で行われるが、この場合、粒子に与える集束、発散の力の大きさは運動量に依存する。このため、円型加速器の場合には、ベータatron振動数の運動量依存性(クロマティシティという)が生じたり、運動量分析装置の場合には、焦点の位置が運動量によって異なる、いわゆる色収差が生ずる。六極電磁石の磁場分布は、 x 軸上では $B_y = kx^2$ という形をしており、運動量に比例した集束、発散力が得られるので、クロマティシティや色収差を補正することができ。

ロッキング曲線 [英 rocking curve, 独 Schwenkkurve, 仏 courbe oscillate, 露 колеблющаяся кривая] 単色の X 線を一定方向から単結晶板に入射させ、結晶をブラッグ角の付近で回転したときに得られる回折強度の変化を表す曲線。特に完全性のよい結晶に対し精密なロッキング曲線を得るためには、複結晶スペクトロメーターを用いる。その際には、1 個あるいは 2 個の分光結晶によって単色性や平行性をよくした X 線束を、試料結晶に入射する。回折線が結晶の表側の面から出る場合(ブラッグ・ケース)のロッキング曲線を反射曲線ともいう(=反射線)。完全結晶に対し吸収が無視できるときは、反射曲線の形状はシルクハットの形をしており、その角度幅は波長に依存し、また結晶構造因子 $|F_0|$ に比例する。通常、1 秒から十数秒程度である。反射率は 100% である。吸収があるとき反射率が 95% 前後で反射線の片側がややつぶれた非対称な形になる。回折線が結晶の裏側から出る場合(ラウエ・ケース)は回折方向と透過方向でロッキング曲線が得られ、その形は吸収の大きさ、 $|F_0|$, λ と結晶の厚さによって変わる。ロッキング曲線の形には結晶の完全性が敏感に反映する。反射曲線では方位や不純物原子の析出などがあると、ピーク値は下がり幅は広がる。ロッキング曲線の測定には普通、平行配置の二結晶スペクトロメーターが用いられる。この場合には入射 X 線の波長の広がりには曲線の形に影響しない。第一結晶に非対称反射を用いて第二結晶への入射線の発散角を狭くすれば、試料である第二結晶に固有な曲線が測定できる。

ロックイン増幅器 [英 lock-in amplifier, 独 „lock-in“-Verstärker, 仏 amplificateur cohérent, 露 синхронный усилитель] 非常に微小な交流信号や広い周波数帯域幅で観測した場合に雑音に埋もれてしまっ

感検波器ともいう。相関のない不規則な雑音の平均値は観測する周波数帯域幅の平方根に比例することから、ロックイン増幅器では位相検波を用いて入力信号に対する実効的な周波数帯域幅を狭くして信号対雑音を改善し、微小交流信号の振幅成分を検出する。図1のように信号を $V_s \cos \omega t$

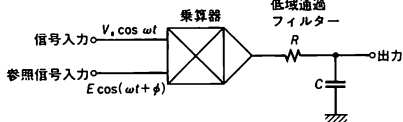


図1

とし、アナログ乗算器でそれと同じ周波数の参照信号 $E \cos(\omega t + \phi)$ との積をとってから周波数帯域幅 Δf ($\ll \omega$ とする)の低域フィルターを通すと、 Δf より高い周波数で振動する成分はフィルターで減衰してしまい、 $V_s E \cos \phi$ に比例する直流電圧出力が得られる。入力信号と参照信号の周波数差が Δf より大きいときは、乗算器の出力は Δf より高い周波数で振動するので、フィルターで減衰してしまう。したがって、入力信号に対する実効的な周波数帯域幅は低域通過フィルターの帯域幅 Δf の2倍となる。 Δf を小さくすることは容易であり、非常に狭い帯域幅を実現することができる。実際の構成は図2であり、不要な周波数

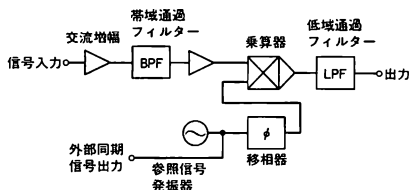


図2

成分を除去して回路の動作範囲を広くするため、入力信号を帯域通過型の周波数選択特性をもった交流増幅器で増幅し、乗算器で参照信号との積をとる。参照信号には矩形波が用いられることが多く、その場合は乗算器は参照信号の周期で開閉するスイッチ回路であることが多い。一般に参照信号用の発振器を内蔵しており、参照信号の位相を調整できるようになっている。参照信号は外部へ取出され、それと同じ周波数の被測定信号をつくるのに用いられる。また参照信号用発振器の周波数を信号周波数に同期させる自動同期回路をもつものもある。このようなロックイン増幅器を用いることで $10^{-10}V$ 程度の微小信号を検出することもできる。

ロックウェルかたさ [英 Rockwell hardness, 独 Rockwell-Härte, 仏 dureté de Rockwell, 露 твердость по Роквеллу] ⇨ かたさ

ロツシ Rossi, Bruno Benedetto 1905.4.13—

イタリア、アメリカの物理学者。ベネチア生れ。パドバ大学(1923~25年)、ボローニャ大学(1925~27年)に学び、1928年フィレンツェ大学助教授、1932年パドバ大学教授となったが、ユダヤ人迫害が始まったため、1939年イギリスに逃れ、P. M. S. Blackettの援助によりマンチェスター大学にしばらく滞在、さらにアメリカに移りシカゴ大学に滞在後、1940年コーネル大学準教授となった。ロスアラモスで戦時研究に従事した後、1945年にマサチューセッツ工科大学(MIT)教授となった。1970年に定年後、同大学名誉教授として研究を継続するとともに、ロー

マ大学、バレルモ大学教授を兼ねた。ガイガー計数管を使って宇宙線を観測する方法をドイツの W. Bothe に学び、フィレンツェでイタリアの宇宙線研究を創始した。宇宙線粒子が2個以上の計数管を通過する事象を真空管回路を利用して記録する方法(ロッシ・コインシデンス)を開発し、これを用いて宇宙線の諸性質を解明した。宇宙線が物質層を通過するとき、その厚さが増加するとともに粒子数が増し、極大を経て減少する関係は、ロッシ遷移曲線とよばれる。粒子増加の原因がシャワー現象によることを発見した。E. Fermi とともに地球磁場に影響される宇宙線の運動を論じ、東西効果の実験を行って、一次宇宙線が主に陽電荷であることを見いだした。ボローニャ時代には宇宙線の硬成分を発見し、シカゴ時代には宇宙線中間子の寿命が約 10^{-6} 秒であることを確認した。コーネル時代には中間子の寿命の直接測定に成功し、MIT 時代には宇宙線による中間子発生を研究するとともに反陽子現象を発見した。空気シャワーの観測を発展させ、宇宙線の起源を論じた。1960年太陽風を構成するプラズマの直接測定に初めて成功し、1962年宇宙X線を発見した。暖かい性格で、イタリア、アメリカのみならず世界的に多くの弟子を養成した。[主著] *Ionization Chambers and Counters*, 1949; *High Energy Particles*, 1952; *Optics*, 1957; *Cosmic Rays*, 1964.

ロツジ Lodge, Sir Oliver Joseph 1851.6.12—1940.

8.22 イギリスの物理学者。スタッフォードシャー、ベンクフルの生れ。1881年リバプール大学教授、1887年ロンドン王立協会会員。1900年より1919年までパーミンガム大学教授。主として光学、初期のラジオなどでの実験的研究を行い、エーテル問題について第一級の権威をもち、非常に尊敬された。その多才な機智に富んだ文学的文章は、彼の書物のポピュラー性を強めたという。1891年 Lodge は、物体がその移動に際して、隣接するエーテルをいっしょに運びうるかという問いに対する答を与えるための実験を行った。この実験は否定的の結果を与えたが、Lodge のエーテルに対する信念は変わらなかった。このエーテルの存在についての信念は、彼の終生変らぬものであった。1893年 Lodge は、E. Branly がヘルツ波の検波管として発明したコヒーラーを改良したが、これはその後しばらく広く使用された。1898年にロンドン王立協会のラムフォード・メダル、1932年には電気技術者協会のファラデー・メダルを受けた。晩年の Lodge は、宗教や心霊術に凝って、神秘的な傾向を帯び、しだいに同僚からもエキセントリックと思われるようになっていった。[主著] *The Ether of Space*, 1909; *A Series of Discourses on the Many Functions of the Ether of Space*, 1925.

ロツシエル塩 [英 Rochelle salt, 独 Rochellesalz, 仏 sel de Rochelle, 露 сегнетова соль] L-酒石酸ナトリウムカリウム($\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$)の別名。17世紀中期フランスのラ・ロシェルで、A. Seignette によりつくられたといわれ、この名がある。セニエツト塩ということもある。酒石酸ナトリウムと酒石酸カリウムの水溶液より、または酒石酸水素カリウムに炭酸ナトリウムを加えることにより得られる。特級試薬が市販されている。水溶液蒸発法により無色透明な結晶が得られる。無水塩としての水に対する溶解度は $62\text{g}/100\text{g}$ (18°C)常温では、湿度が高いと潮解し、湿度が低いと風解する。比重は1.767。 55°C 以上に加熱するとナトリウム塩、カリウム塩、水に分解する。古く

は用途は医薬品であったが19世紀末に大きな圧電性、電気光学効果が見いだされて物性が注目された。さらに1921年J. Valasekにより自発分極の外部電場による反転が見いだされ、強誘電性という概念が本物質において初めて確立された。強誘電性(ferroelectricity)をSeignette-electricityなどというのはこれにちなむ。キュリー点を -18°C と 24°C にもち、この間のみで強誘電性を示す。結晶系は高温相で斜方晶系、空間群 $P2_12_12_1$ 、強誘電相で単斜晶、 $P2_1$ 。低温相は斜方晶、空間群は高温相と同じであるとされている。格子定数は、 $a=11.87$, $b=14.24$, $c=6.21\text{ \AA}$ (20°C)。a方向に自発分極し、その最大値は $0.24\times 10^{-2}\text{ C}\cdot\text{m}^{-2}$ (3°C)。誘電率は3方向とも大きい。a方向のそれはキュリー点近くで5000以上に達する。また3相ともに顕著な圧電性を示し、圧電素子として利用される。特に圧電定数 d_{11} は大きく、上のキュリー点近くでは、 $2000\times 10^{-12}\text{ C}\cdot\text{N}^{-1}$ 以上となる。最初に発見された強誘電体ではあるが、2つの温度の間でのみ自発分極をもつという性質は現在数多く知られている強誘電体のなかでも極めて特異なものである。その原因は結晶中に反転可能な2種類の双極子(水酸基)が含まれており、その間に働く力のバランスが熱擾乱により微妙な影響を受けるためとされている。水を重水素Dで置換したのも2つのキュリー点(-22°C , 35°C)をもつ強誘電体である。またカリウムをアンモニウムイオンで置換した $\text{NaNH}_4\text{C}_4\text{H}_9\text{O}_6\cdot 4\text{H}_2\text{O}$ はアンモニウムロッシェル塩とよばれ、強誘電性を示すキュリー点は1つしかない。

ロツシユ限界 [英 Roche limit, 独 Rochesche Grenze, 仏 limite de Roche, 露 расстояние Роша] 質量の異なる星による連星では、互いの星が近づきすぎると、潮せき作用によって小質量の星は平衡であり得なくなる。一様密度の星を考え、大質量星と小質量星の密度をそれぞれ ρ_1 , ρ_2 、大質量星の半径を r_1 とすると、2星の距離が

$$R > R_{cr} \equiv 2.45 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{1/3} r_1$$

でなければ、小質量星に平衡形状は存在しない。 R_{cr} をロツシユ限界という。普通の連星では星間距離は R_{cr} より十分遠いが、惑星の衛星には R_{cr} に近いものがある。たとえば、土星の環は $(1.23\sim 2.27)r_1$ の範囲にあり、ロツシユ限界内に存在する。土星の衛星ミマスの軌道半径は $3.07r_1$ で、ロツシユ限界よりわずかに外にあり、衛星として存在可能である。ロツシユ限界は自己重力で凝集した天体についてのみ適用できるもので、隕石や人工衛星などの自己重力以外の力によって結合されている物体には適用されない。

ロツシユ・ローブ [英 Roche lobe, 独 Rochesche Keule] 連星系においてラグランジュ点 L_1 を含む等ポテンシャル面はそれぞれの星を含む袋状の2つの閉曲面となる。この閉曲面のそれぞれがロツシユ・ローブとよばれる。ロツシユ・ローブの大きさ、すなわち星の中心から L_1 点までの距離は2星間の距離に比例する。したがって、2星が近接した連星系ではロツシユ・ローブは小さい。恒星は進化するにつれて膨張する。また、質量の大きい星ほど膨張が始まるまでの時間が短い。質量の異なる2星からなる近接連星系では、質量の大きい星がロツシユ・ローブを満たすまで膨張することがある。さらに膨張が続くとロツシユ・ローブからあふれた星のガスは相手の星に流入する。このような質量移動の結果、2星の質量の大小関係が

逆転することも起る。当然のことながら、このような近接連星系では、それぞれの星が単独の星とは異質の進化を経ることになる。星の進化の理論を試すための興味ある天体現象を提供しているとも考えられる。また、質量を失った星が中性子星やブラックホールとなる場合もあることが理論的に確かめられている。質量を受取った星もそのうちに進化する。そして今度は中性子星やブラックホールへの質量流入が始まり、強いX線を放射する星として観測される(\Rightarrow アクリションディスク)。

六方晶系 [英 hexagonal system, 独 hexagonales System, 仏 système hexagonal, 露 гексагональная система] \Rightarrow 結晶系

炉定数セット [英 nuclear reactor constants set] 原子炉の核計算では、興味あるエネルギー範囲をいくつかの典型的なエネルギー区間に分割し、エネルギー変数を ν と ν の点で代表させて中性子や γ 線の輸送方程式(\Rightarrow 中性子輸送理論)を解く(多群(組)計算法)を用いる。各群における方程式に現れるパラメーター(\Rightarrow 多群拡散理論) ν , Σ , Σ_s ($E' \rightarrow E$, $\nu \sigma \rightarrow \nu \sigma$) $\Sigma_f(E) \Sigma_f(E)/4\pi$ を各群のなかでは一定値で代表させ、これを群定数という。群定数を正確に与えるためには、実は中性子束があらかじめ知られてなければならないが、中性子束は一般には原子炉組成、温度、燃料の配列のしかた(非均質性)など炉型に依存する。群定数の原子炉組成、温度や非均質性などに対する依存性はこれを表すパラメーターを導入することによって、より正確な補正値が与えられるようにしてある。こうして原子炉組成、燃料配置、温度などが与えられると、計算に必要な諸定数がただちに得られるように、あらかじめ表にまとめた完備した定数表がある。これを炉定数セットという。

露点 [英 dew point, 独 Taupunkt, 仏 point de rosée, 露 точка росы] 空気は温度が下がっていくと、ある点で、空気中の水蒸気の圧力が飽和水蒸気圧に達する。この温度を露点という。この温度で飽和水蒸気と接している物体の表面では水蒸気が露ができる。

オートロー [英 rototrol, 露 роторол] 自動制御系に用いられる回転型増幅器。一種の直流発電機で、制御巻線の電流のわずかな変化で界磁線輪の自励作用により発電機の出力が大きく変化するようにになっている(\Rightarrow アンプリダイン)。

ロドプシン [英 rhodopsin, 独 Rhodopsin, 仏 rhodopsine, 露 родопсин] \Rightarrow 視物質

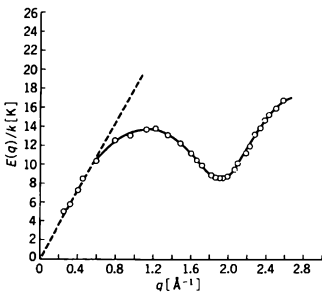
ロードモジュール [英 load module, 独 Lademodul, 仏 module de chargement, 露 загрузочный модуль] 計算機において、1個以上のオブジェクトプログラム(オブジェクトモジュール)をリンク(リンカージェネレーターによって連結)して得られるのがロードモジュールである。プログラムAの中でプログラムBを呼出しているとき、AとBのオブジェクトモジュールをリンクすればAの中でBを呼出している命令(オブジェクトモジュールの中で先行が定まらず不完全であった命令)がBの先頭番地をさすようにして完成される。必要なプログラムをすべてリンクして得られるロードモジュールは実行可能な形をしており、それを主記憶にのせれば(ロードすれば)実行可能である。必要なプログラムの一部だけをリンクして得られるロードモジュールは他のロードモジュールやオブジェクトモジュールとリンクすることによって実行可能な形とするこ

とができる。

ロトン [英仏 roton, 独 Roton, 露 рошон] 液体ヘリウム 4 (^4He) の諸性質を説明するため, 1941 年, L. D. Landau により提唱された一種の素励起。液体ヘリウム 4 の低い励起状態は, ほとんど独立に運動する準粒子の集団として記述することができる。この準粒子の波数を q とし, それに対するエネルギーを $E(q)$ とすると, q が小さいとき, $E(q) = \hbar c q$ (c は第一音速) となり, $E(q)$ はフォノンの励起として表される。しかし, $q \approx 2 \text{ \AA}^{-1}$ で $E(q)$ は極小を示し, この近傍で $E(q)$ は

$$E(q) = \Delta + \frac{\hbar^2}{2\mu}(q - q_0)^2$$

で与えられる。Landau は, このような励起は量子化された渦運動に対応するものと考え, それをロトンとよんだ。フォノンやロトンのスペクトルは, 中性子の非弾性散乱を利用して実験的に観測することができる。図は 1.12 K に



おける実験結果で, 原点を通る直線は $c = 237 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ に相当したフォノンのスペクトルを示す。このような観測結果から, 上式中の Δ , q_0 , μ は, $\Delta/k = 8.67 \text{ K}$, $q_0 = 1.94 \text{ \AA}^{-1}$, $\mu = 0.15M$ と測定されている。ただし, k はボルツマン定数, M は ^4He 原子の質量である。ロトンスペクトルを理論的に導出する試みもいくつかあり, たとえばファイマンの理論 (\Rightarrow ファインマン・スペクトル) がその一例である。

ロバスト手法 [英 robust method] 仮定したモデルと現実のデータとの間に若干のずれがあったとしても有効性をさほど失わないような, そして同時に, 仮定したモデルが正しい場合には最適な手法と比較しても遜色がないような統計的手法のことをロバストであるという (ロバストとは頑健の意)。例として, 線形回帰モデルのパラメータ推定の問題を取りあげよう。モデルは

$$Y_\alpha = \beta_0 + \beta_1 x_{\alpha 1} + \cdots + \beta_p x_{\alpha p} + \varepsilon_\alpha \quad (\alpha = 1, 2, \dots, n) \quad (1)$$

と表現される (\Rightarrow 回帰分析)。ただし, Y は目的変数, x_1, \dots, x_p は説明変数であり, 添字 α は α 番目の観測値に対する値であることを示している。 ε は誤差であり, 通常は (1) 観測値ごとの独立性, (2) 0 のまわりの対称性, (3) 等分散性, (4) 正規性が仮定される。 $\beta_0, \beta_1, \dots, \beta_p$ は推定すべき未知パラメータである。特に, 繰返し測定における「真」の値の推定問題は, 未知母数が β_0 のみの場合, すなわち

$$Y_\alpha = \beta_0 + \varepsilon_\alpha \quad (\alpha = 1, 2, \dots, n) \quad (2)$$

と書ける場合に帰着する。

さて, 誤差に関する仮定 (1)~(4) が正しい場合には, 最小二乗推定量, すなわち

$$\sum_{\alpha} (Y_\alpha - \beta_0 - \beta_1 x_{\alpha 1} - \cdots - \beta_p x_{\alpha p})^2 \quad (3)$$

を最小にする推定量が「最良」の推定量である (式 (2) の場合には算術平均が最小二乗推定量となる)。実際, 最小二乗推定量は最小分散不偏推定量であるし, 最尤推定量にも一致する (\Rightarrow 統計的推定)。しかし, 実は, この命題の逆も成立し, 最小二乗推定量がこれらの意味で「最良」なのは, 仮定 (1)~(4), 特に正規性が成立する場合に限られることも知られている。そして, 最小二乗推定量は, 分布型のわずかなずれに極めて敏感であり, 急速にその良さを失ってしまう。

最小二乗推定量あるいは算術平均に代わるロバストな推定法は 1960 年代半ばから精力的に研究され, 膨大な数の推定量が提案され一部実用化もされている。たとえば, 日本人自然科学者によって開発された最小二乗法パッケージ SALS は, ロバスト推定法の採用を大きな特徴としている。

なお, 分布型の仮定 (通常は正規性の仮定) に関してロバストであることを distributionally robust とよぶが, 単にロバストといえば, このことをさす場合が多い。また, 現実のデータにおいても起こりやすく, かつ正規性を仮定した推測法への影響が大きいくずれの方向は, 分布の裾の重さ, すなわち外れ値 (outlier) の生じやすさである。したがって, ロバストであることは, 外れ値に対して抵抗性のあることと考えても, 実用上はほぼ差支えない。

式 (2) の場合のロバスト推定量としては, Y を大きさの順に並べた順序統計量 (\Rightarrow 記述統計) の重みつき平均で表される L 推定量, 後述の M 推定量などが代表的である。一般の回帰の場合には, 適用の容易さから, M 推定量が用いられることが多い。また, 分布型に応じ推定法を調整する適応型の推定法も提案されている。

M 推定量とは, 式 (3) を最小化する代りに適当な関数 ρ とばらつきの尺度 τ を選び

$$\sum_{\alpha} \rho((Y_\alpha - \beta_0 - \beta_1 x_{\alpha 1} - \cdots - \beta_p x_{\alpha p})/\tau)$$

を最小化することによって導かれる推定量である。 ρ とし $|x|^p$ (一般に $1 \leq p < 2$ であり, この型の推定量は τ に依存しない) を採用したものを L_p 型,

$$\rho(x) = \begin{cases} x^2/2 & (|x| \leq c) \\ c|x| - c^2/2 & (|x| > c) \end{cases}$$

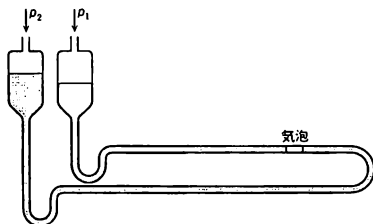
としたものをフーバー型などという。 M 推定量は, 残差の大きさに応じて各観測値の重みを調整する重みつき最小二乗法の反復によって求められるのが普通である。

さて, M 推定量の値は ρ や τ の選択に応じて大きく変化することがしばしばある。また最小二乗法とは異なり, 回帰係数に関する検定法や, 残差を検討するための明確な規準がロバスト推定法には存在しない。したがって最小二乗法をロバスト推定法で完全に置換えてしまうべきではないし, また, ロバスト推定法を, ただ一組の推定値を求めるためだけに用いることは危険でさえある。 M 推定量の場合には, ρ を変化させて結果の安定性を調べることも行うべきであろう。

ロバストな手法は探索的データ解析 (\Rightarrow 統計的方法) の重要な道具である。そこでは, 外れ値に影響されないようにデータの大部分を要約し, 逆にそれを通じて外れ値を検出するためにロバストな手法が利用される。このような使い方をする限り, ロバストな手法は極めて実用的なデータ解

析の道具と考えられる。

ロバーツ圧力計 [英 Roberts micromanometer, 独 Roberts-Mikromanometer, 仏 micromanomètre de Roberts, 露 микроманометр Робертса] 液柱差を利用した微圧計の一種。図のように U 字管の下側を毛管にして水



平に曲げ、管内に液体を入れる。水平部分の毛管内に小さな気泡を残しておき、両液面に圧力を加えると、圧力差に応じて液面に高さの差が生ずると同時に、気泡が水平方向に移動する。液面の変位は気泡の変位量として毛管と液面部のそれぞれの管径の比の二乗倍に拡大され、気泡の変位量から圧力差が求められる。水銀または油を用い、約 0.1 Pa (約 1×10^{-3} mmHg) の微差圧まで測定できる。

ロバ電子 [英 donkey electron, 独 Eselselektron, 仏 électron d'âne] 相対論的な電子をディラック方程式によって記述するとき、その負のエネルギー解の電子を G. Gamow はこのように命名した。ディラックの理論によれば、光速を c と書くとき、運動量が p 、質量が m の負エネルギー状態の電子のエネルギーは $E = -c\sqrt{m^2c^2 + p^2}$ で与えられる。そのため、 p 方向に外力を加えて運動量を増加させるとそのエネルギーは減少するが、エネルギーの保存則によってこれは負の仕事がなされたことを意味する。すなわち、負エネルギーの電子は加えられた力とは反対の方向に移動することになり、手綱を引いて前に進めようとするとかえって後ずさりするロバのようなふるまいを示すというのがこの命名の理由である。負のエネルギーにまつわるこの奇妙な性質は、ディラックの空孔理論の出現によって克服されることになった(空孔理論)。

ロバートソン-ウォーカーの計量 [英 Robertson-Walker metric, 独 Robertson-Walker-Metrik, 仏 métrique de Robertson-Walker, 露 метрика Робертсона-Уолкера] 四次元の時空において、三次元の空間部分に一様かつ等方という性質を課すると、その計量は

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t) \left(1 + k \frac{x^2 + y^2 + z^2}{4} \right)^{-2} (dx^2 + dy^2 + dz^2)$$

の形になる。 $k=0$ は空間部分が三次元ユークリッド空間に一致する場合、 $k=+1$ は三次元の超球面、 $k=-1$ は超擬球面の場合である。この計量をロバートソン-ウォーカーの計量とよび、宇宙論で宇宙の大きさの時間的変化を論ずるときに使われる。

ロビンソン風速計 [英 Robinson anemometer, 独 Robinsonsches Anemometer, 仏 anémomètre de Robinson, 露 анемометр Робинсона] 回転軸に垂直に固定した 3 ないし 4 本の腕の先端に半球形のカップを取付けると、カップは風を受けて回転する。その回転を減速し、腕の回転数あるいは回転角速度を求める。測定できる風速は $1 \sim 50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ と非常に範囲が広い。風速とカップの速さの比をロビンソン係数というが、この大きさは風速によって異なり、正確な測定を行うにはあらかじめこの係数を求めてお

かなくてはならない。

ロボット [英仏 robot, 独 Roboter, 露 робот] 複雑な動作を自動的に行う機械の総称。ロボットということばは、1920 年に発表されたチェコスロバキアの劇作家 K. Capek の作品に初めて登場した。チェコスロバキア語の奴隷労働を意味する robota に由来するといわれる。その後、1950 年に I. Asimov がその作品の中に、人間のために存在し、人間と共存する自動機械の行動原理として「ロボット三原則」を発表した。これらの SF のの中では、ロボットは、人間のような動きをする自動機械として描かれている。

ロボットの研究は、コンピューター、制御工学、機構学などの立場から、人間や動物のような高度な機能を有する機械の実現を目ざして進められている。ロボットの研究テーマを人間の各器官ごとに分類したのが表 1 である。産業

表 1 ロボットの研究テーマ

器官	研究テーマ	
	ハードウェア	ソフトウェア
手	マニピュレーター (アーム, ハンド), 接触センサー, 制御方式	
足	車による移動機構, 歩行のメカニズム, 接触センサー, 制御方式	
口	スピーカー, 音声合成	
耳	マイクロホン, 音声認識, 自然言語理解	
目	イメージセンサー, 画像処理, パターン認識, 情景解析, その他センサー, 信号処理, 環境認識	
頭	コンピューター, 問題解決, 学習機能, 知識の表現, 人工知能	

用ロボットは、従来人間が行っていた作業を代行する自動機械である。最近では、FMS (flexible manufacturing system) の一環として位置づけられ、急速に開発と利用が進んでいる。実用化されている産業用ロボットは、溶接、溶断、塗装、組立てなどの作業を行うマニピュレーターを中心としたものが多い。産業用ロボットは、その制御方式に従って表 2 のように分類されている。

表 2 産業用ロボットの制御方式

名 称	制御の方法
固定シーケンスロボット	あらかじめ設定されたシーケンスに従って動作を順次進める
可変シーケンスロボット	シーケンスを比較的自由に変更できる
ブレイバックロボット	オペレーターがロボットを動かして動作を指示し、それを繰返して再生する
数値制御ロボット	数値制御機械 (NC) と同様の原理で制御を行う
適応型ロボット	センサーをもち、外界の環境の変化に適応できる
知能ロボット	高度の判断を伴う作業を行う

ローマー模型 [英 Lomer model, 独 Lomersches Modell, 仏 modèle de Lomer, 露 модель Ломера] 金属の反強磁性、特にスピニン密度波の発生機構に関するモデルのひとつ。フェルミ面が電子と正孔の 2 つの部分から成り、それらが波数空間における変位ベクトル Q の平行移動によって重なるとき (ネスティングという)、波数 Q の

振動磁場に対する磁化率は対数発散を示す。この場合、電子間相互作用の強さによらず、波数 Q のスピン密度波が発生する。Cr のフェルミ面がこのネスティング条件を近似的に満たして、それが Cr のスピン密度波の起源となりうることを W. M. Lomer が指摘したのでローマー模型とよばれる。

ROM [英 ROM] read-only memory の略称。記憶すべき内容を一度書込んだら、内容を変えないで読出し専用として使用する記憶素子。ROM は読出し専用メモリーともよばれる。現在、使用されている ROM はすべて半導体メモリーである。半導体 RAM の場合には電源を切るとメモリーの内容が消えてしまうが、ROM の場合にはその問題がない。この特長を活かして、電子計算機や計測機器に磁心記憶素子の代りに ROM が大量に使用されている。ROM にはメーカー側ですでに一定の内容を書込んだプログラム済み(programmed)のもの、ユーザーが自由に書込むことのできるプログラム可能(programmable)のものがある。プログラム可能なものには、メーカーでチップ配線のマスクをユーザーの書込み内容リストに合わせて製作するマスクプログラマブルとユーザーが自由に書込みのできるフィールドプログラマブルとがある。このフィールド P-ROM を普通 P-ROM とよんでいる。またこの P-ROM には紫外線や電気的な処理により、一度書込んだ内容を後で自由に何回でも書きかえできる EP(erasable programmable)-ROM と EEPROM(electric erasable programmable)-ROM とがある。EP-ROM や EEPROM はプログラム変更の自由度が増し、使いやすい ROM であるが、だいたい5年ぐらいでメモリー内容が消えてしまう場合があるので、注意する必要がある。MOS, TTL, ECL の各 IC にはいろいろな種類の ROM が開発されている。現在 MOS の EP-ROM では 32K ビットの容量が一般的に使用されている。

ロラン [英仏 loran, 独 Loran, 露 лоран] 船舶の電波航法(電波を用いて自分の現在位置を求める航法)の一種で long range navigation の略。2つの固定局から放射されたパルス電波を受けた場合、到来電波の時間差一定つまり固定局からの距離差一定の位置の軌跡は、双曲線上にあることを利用した航法で双曲線航法ともよばれる。他の一対 R, U と併せて位置が決る。図1のように R, S 2局を考

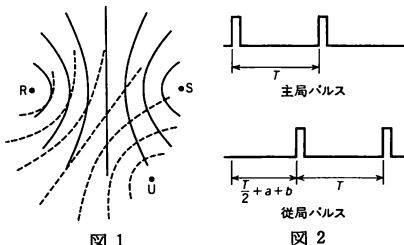


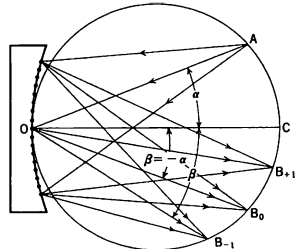
図1

え、両局からの距離差一定の点の軌跡は R, S を焦点とする双曲線群(実線)になる。船舶が RS の垂直二等分線のどちらの側にいるかを知るために、実際には R 局を主局, S 局を従局とし、従局は主局の出た信号を受けてから、ある一定の時間だけ遅らせて信号を出している(図2)。周波数は 2MHz および 100kHz のシステムがあり、100kHz で 1000 海里的のサービスエリアがある。これより遠距離の測位には VLF 帯(10~14kHz)を使用するオメガシステ

ム、あるいは人工衛星を利用した衛星航法がある。

ローランド Rowland, Henry Augustus 1848.11.27 - 1901.4.16 アメリカの物理学者。ペンシルベニア州に生れる。母親は彼が聖職に就くことを望んでいたが、幼少のころから化学や電気の実験に親しんでいた彼自身は科学研究を志し、1870 年レンスラー工科大学を土木工学の学位を得て卒業した。鉄道技師やウースター大学の教師を経て、1872 年レンスラーに戻り、物理学の講師となる。1875 年新たに設立されたジョンズ・ホプキンス大学の物理学教授となり、例示用ではなく研究用の実験装置を備えた当代一流の実験室をつくりあげた。彼の最大の業績は凹面格子の考案である。彼は、格子の溝を切るときに用いるねじを精確に製造する方法を開発し、1インチ当たり 43000 本もの溝を切ることができるようになった。さらに、平面ではなく凹面に溝を切れば、レンズを使わずに紫外線の研究を行えるだけでなく、実験操作も簡単になるなどの利点があることに気づいた。こうして凹面格子が考案されたのであるが、それは、これまで数日を要した実験も数時間で済むというほどの威力を発揮し、彼自身の製作した 100 個以上もの凹面格子が世界各地の物理学者の手に渡った。彼はまた、この凹面格子を用いて太陽スペクトルを精確に測定し直した。そのほかにも、荷電粒子の運動が電流と同じように磁気的効果を生じさせることを初めて実験的に示したほか、熱の仕事当量の測定や水の比熱の温度による変化などの測定においても、実験の才を発揮した。

ローランド円 [英 Rowland circle, 独 Rowland-Kreis, 仏 cercle de Rowland, 露 круг Роуланда] 凹面回折格子の焦点曲線のひとつ。図で C を凹面の曲率中心、



O を凹面の中心とし、紙面を O, C を含む凹面回折格子の溝に直交する平面とする。このとき OC を直径とする円をローランド円という。ローランド円上の任意の点 A にスリットを置き光を入射させると、入射光は回折格子面で回折した後、ローランド円上にスペクトルとなって結像する。このような性質があるので、凹面回折格子を分散素子として分光器を組立てると、レンズ、凹面鏡などの光学素子は全く不要となる。入射スリットがローランド円の少し外側(内側)に位置すると、像はローランド円の少し内側(外側)に結ばれる。しかしローランド円から外れるほど収差が大きくなる。いまローランド円上の任意の点にスリットを置き、入射角を α として、回折角 β の方向に波長 λ のスペクトル像ができたすると、次の関係(回折格子の式)が成り立つ。

$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{m\lambda}{d} \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

ここで d は格子定数、 m はスペクトルの次数を表す。 β は OC に関して α と同じ側にあるときは正、反対側にあるときは負にとる。 $\beta = -\alpha$ の方向には波長のいかににか

わらず0次の像ができる。0次の像の両側には、ローランド円に沿って、+1次、+2次、…、-1次、-2次、…などの像ができる(図参照。B₀, B₊₁, B₋₁はそれぞれ0次、+1次、-1次の像点である)。

ローランド・ゴースト [英 Rowland ghost, 独 Rowland-Geist, 仏 ghost de Rowland, 露 духи Роулан-да] ⇒ ゴースト

ローリツェン検電器 [英 Lauritsen electroscope, 独 Lauritsen-Elektroskop, 仏 électroscope de Lauritsen, 露 электроскоп Лауритсена] 金メッキをした水晶の細い線を用いた静電力による反発型の検電器である。図1に

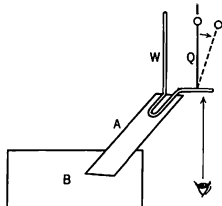


図1

示すように金属製の台Bに琥珀のようなよい絶縁物Aをとりつける。この絶縁物にL字型をした針金Wをうめこみ、Wに片もちて水晶の糸Qを接着する。琥珀はおよそ直径1mm、長さ3mmの円筒形状で、水晶の糸は直径3μm、長さ6mm程度の大きさである。WおよびQが帯電すると、Qは点線で示すように曲がる。水晶の糸の偏位の観測のためにQの先端に図で紙面に対して垂直の方向の枝をつけておき、その動きを下から20~30倍の顕微鏡で読みとる。水晶の偏位に伴って、電荷の反発力や水晶糸の弾性による復元力および帯電系の静電容量が変化するが、これらが複雑にからみ合って結果として水晶の偏位と帯電量との間にかなりよい直線関係が得られる。重力の影響が小さくできることとQの電気容量を0.2pFぐらいに小さくできること、電荷の変化に対する感度が高いことが特徴である。この装置はもともと図2のように電離箱の中

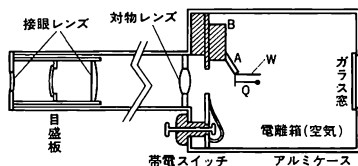


図2

に組みこんで微弱な放射線の測定をするために考えられた。はじめQを100~200Vに帯電させて偏位させておく。そして放射線が電離箱中につくるイオン対による放電でQの偏位が減少するので放射線の積分測定ができる。全体を小さくできるので1mR・hr⁻¹以上のポケット線量計としても広く使われている。

ローレンス, E. O. Lawrence, Ernest Orlando 1901. 8.8—1958.8.27 アメリカの物理学者。サウスダコタ州カントンの教育長の家庭に生れた。16歳のとき奨学金を得て、1年間ミネソタ州のセント・オウラフ・カレッジで学び、1919年サウスダコタ大学に移り、そこで物理学に興味をもつようになった。ミネソタ大学で修士号を得た後、指導教授であったW. F. G. Swannとともにシカゴ大学、

さらにエール大学に移り、1925年 博士号を取得した。引き続きエール大学の研究員として電離現象の研究を続け、1928年 助教授に昇進した。1929年カリフォルニア大学バークレー校の準教授、次いで2年後、29歳の若さで正教授に任ぜられた。Lawrenceはバークレーに着任してから、J. R. Oppenheimerらと協力して、同大学が物理学の世界的な中心のひとつとなる基礎を築いた。当時、人工的に加速された荷電粒子による原子核反応の実験が試み始められた時期であった。Lawrenceは、適当な間隔で並べた電極に高周波電圧を加えてイオンを加速したR. Widerøeの論文(1928年、今日の線型加速器の草分け)に着目し、磁場の併用でさらに高いエネルギーを得る研究を開始した。1931年D. H. Sloanとともに線型加速器によって水銀イオンを1.25MeVに加速し、M. S. Livingstonとサイクロトロン共鳴を実証した。この年、1000ドルの研究補助金を得て最初のサイクロトロン建設に着手し、翌1932年1月、陽子を1.22MeVに加速することに成功した。これは、同じ年キャンベディッシュ研究所のJ. D. CockcroftとE. Waltonが得た静電加速器の0.5MeVをはるかに超えるものであった。1934年 重陽子を5MeVに加速することに成功し、³H, ¹¹C, ²⁴Ma, ²³⁸Uなどの放射性同位体がつくられた。

Lawrenceは1936年 放射線研究所の所長となり、死去するまでその職にあった。その間、門下に多くの人材を得て、次々と大きな加速器を建設し、物理学の新分野を開拓した。第二次世界大戦中はマンハッタン計画(原爆製造計画)に参加して指導的役割を果たしたが、戦後、再び加速器の建設に戻り、E. M. McMillanの考えを採用して、直径184インチのシンクロサイクロトロンを建設し、初めて人工中間子の生成に成功した(1948年)。さらに、陽子を6.2GeVまで加速できるシンクロトロン(ベクトロン)を完成し、反陽子の発見へと導いた。Lawrenceは、1939年のノーベル物理学賞のほか、アメリカ・アカデミーのコムストック賞、ロンドン王立協会のヒューズ・メダルなどを授与されている。放射線研究所では数々の目覚ましい業績があげられており、彼の死後、研究所の名称はローレンス・バークレー研究所と改名された。そのほか、ローレンス・リバーモア研究所、超ウラン元素ローレンシウム(原子番号103)など彼の名を冠したものも多く残っている。1958年ジュネーブで開催中の核爆発の探知に関する会議にアメリカ側委員として出席中、急病で帰国し、8月27日カリフォルニア州パロウアルトウにて死去。

ローレンス, L. V. Lorenz, Ludwig Valentin 1829. 1.18—1891.6.9 デンマークの物理学者。コペンハーゲンのデンマーク工業大学に学び、技術者としての教育課程を経た後、陸軍大学校およびコペンハーゲン教育大学で教職にあった。

彼の光学研究はエーテル内の弾性波としての光の研究に出發する。これは最終的には矛盾にぶつかり、結局は現象論的記述へ移らざるを得ないものとなったが、光波のベクトルに対し彼が得た波動方程式から、位相速度が空間の周期関数であれば、複屈折の説明が与えられることを示した(1863年)。後に光の電磁波説も扱い、ベクトルポテンシャル、スカラーポテンシャルを導入し、遅延効果を考察した(1867年)。最も有名な仕事であるローレンツ-ローレンスの式は、1869年にLorenzによって提出され、翌年H. A. Lorentzが独立に同じ式を得たものである。金属内の

熱伝導については、G. H. Wiedemann, R. Franz の後をうけて熱伝導率と電気伝導率の比が温度に比例し、その比例定数はすべての金属に対し同一であること(ローレンスの法則)を見だし、また熱伝導に関連してナビエ-ストークスの式の解を示して数理論理学に寄与した。そのほか、電話ケーブル内の電流の理論があり、そこでは減衰をインダクタンスの増加により減らせることを論じ、ケーブルの改良を考案したが、これは未発表となっている。この提案は独立に O. Heaviside によってなされて成功したものであった。また、Lorentz には数学の分野での研究もあるが、当時 高名な物理学者であったにもかかわらず、その研究は十分に理解されなかった。それはおそらく、その発想のユニークさと表現の難解さ、数学的取扱いの高度さがもたらしたもののなのであろう。孤高の研究者としてコペンハーゲンに没した。

ローレンツ Lorentz, Hendrik Antoon 1853.7.18—1928.2.4 オランダの物理学者。アルンヘムに生れ、ライデン大学に学ぶ。学位取得(1875年)の3年後、ライデン大学に新設された理論物理学講座の教授となる。1912年ティール財団物理学研究部部長およびオランダ科学協会幹事に就任後も員外教授としてとどまり、有名な月曜講義を終生続けた。

ローレンツの電子論は、光の電磁説と物質の分子論の統合という研究構想(ライデン大学就任講演)に始まり、ローレンツ-ローレンスの公式を含む光の分散の理論(1878年)を与えながら、運動物体における電磁的光学的現象の検討を通じて形成された。静止エーテル仮説に立ってエーテルと物質の構成粒子とを力学的に分離独立させ、エーテルを電磁場の担体とし、電磁気現象は物質中に含まれる正負荷電微粒子の変位によって生ずると考え、電磁場と物質とを電磁的相互作用(ローレンツ力)によって関連づける(1892年)。これを電磁場に対するエーテル中のマクスウェル方程式と荷電微粒子に対するニュートンの運動方程式を基本方程式とする形で定式化(1895年)した。ゼーマン効果の説明に応用し、電子の絶対電荷と質量を算出して(1897—98年)、電子の存在の確立に寄与、この業績で P. Zeeman とともに 1902 年度ノーベル物理学賞を受賞。静止エーテルに対する地球の相対運動の電磁的光学的現象に及ぼす効果が観測にかからぬことを(運動速度と光速度の比について一次および二次の効果(マイケルソン-モーレーの実験)の場合は 1895, 99 年に説明)、ローレンツ変換に対するマクスウェル方程式の不変性に基づいて説明し(1904年)、特殊相対性理論の直接的先駆となった。

ソルベイ会議議長を死の前年(1927年第五回会議)まで続けたほか、数々の国際会議を主催、国際連盟知の協力委員会委員(1923年, 1925年以降委員長)。母国においても、ゾイデル海締切調査委員会委員長に推され、予想水位の理論的計算を行い(1918—26年)、教育審議会高等教育部議長(1921年以降)、応用科学研究振興会の組織に尽力した。[主著] *The Theory of Electrons, and Its Application to the Phenomena of Light and Radiant Heat*, 初版 1909, 2 版 1916 (「ローレンツ電子論」, 1973, 1974); *Lessen in de theoretische natuurkunde*, 1919—25; *Beginnselen der natuurkunde* (全 2 巻), 1893 (「ローレンツ物理学」, 1913); *Leerboek der differentiaal en integraalrekening en van de eerste beginselen der analytische meetkunde*, 1882 (「ローレンツ微積分学」, 1920)。[全集] H. A. Lorentz, *Collect-*

ed Papers (P. Zeeman, および A. D. Focke 編, 全 9 巻), 1935—39。

ローレンツ因子 [英 Lorentz factor, 独 Lorentz-Faktor, 仏 facteur de Lorentz, 露 фактор Лоренца] 結晶による X 線の積分反射強度の式に現れる因子のひとつで、結晶の有限性に起因する逆格子点の広がりのために生じる。したがって、実験条件、すなわち入射 X 線に対して試料をどのような方位で、どのように動かして積分反射強度を求めるかによって異なる。以下にローレンツ因子 L の逆数を代表的な実験法についてあげる。ここで θ_B はブラッグ角, μ は傾斜角である。

ラウエ法 $L^{-1} = \sin^2 \theta_B$

回転結晶法, ワイセンベルク法

$$\begin{cases} \text{赤道線反射} & L^{-1} = \sin^2 \theta_B \\ \text{等角傾斜法} & L^{-1} = \sin^2 \theta_B / \sin^2 \theta_B - \sin^2 \mu / \sin \theta_B \end{cases}$$

粉末法 $L^{-1} = \sin^2 \theta_B \sin \theta_B / 2$

ローレンツ・ガス [英 Lorentzian gas, 独 Lorentz-gas, 仏 gaz Lorentzian, 露 газ Лоренца] 多数の荷電粒子からなる系の拡散や移動度を考えるとき、それを取扱う簡単なモデルとして、荷電粒子が多くの固定された(動かない)点で散乱を受ける場合を考える。このような荷電粒子系をローレンツ・ガスという。このモデルは、重い中性ガス(たとえばアルゴンガス)が弱電離された場合の電子ガスに適用できる。すなわち、電子は中性原子と衝突して散乱されるが、重い中性原子はほとんど動かない。また電子相互間、電子とイオンとの衝突効果は弱電離のため無視できるからである。ただし、ローレンツ・ガスのモデルは完全電離プラズマには適用できない。ローレンツ・ガスにおける拡散係数や移動度は簡単に導くことができ、磁力線に垂直および平行方向の拡散係数 D_{\perp}, D_{\parallel} はそれぞれ

$$D_{\perp} = \frac{kT}{m} \frac{\nu_m}{\omega_e^2 + \nu_m^2}, \quad D_{\parallel} = \frac{kT}{m} \frac{1}{\nu_m}$$

で与えられ、拡散係数 D と移動度 μ との間にはアインシュタインの関係 $D = (kT/q)\mu$ がある。ただし m, q, T はローレンツ・ガスの質量, 電荷, 温度であり, ν_m は衝突周波数, $\omega_e = eB/m$ はサイクロトロン振動数, k はボルツマン定数である。

ローレンツ型共鳴曲線 [英 Lorentz resonance curve, 独 Lorentz-Resonanzkurve, 仏 courbe résonnant de Lorentz, 露 резонансная кривая Лоренца] 自由振動状態において、一定の割合で振幅が減少する減衰調和振動を行う系の示す共鳴曲線。このような系を強制振動状態におくと、固有角振動数が ω_0 、周期的な外力 $f(t, \omega)$ の角振動数が ω の場合、微分方程式

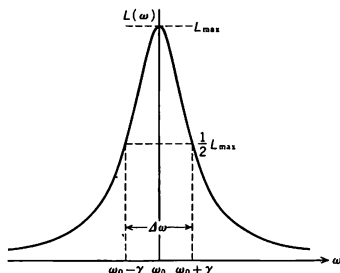
$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = f(t, \omega)$$

の解として導かれる定常状態では、振幅の二乗、入力のパワー、蓄積されたエネルギーなどの時間平均が角振動数 ω の変化に対して $\omega \sim \omega_0$ の近傍で極大となり、共鳴現象を起すことが示される。これらの共鳴曲線は、 $\omega \sim \omega_0$ の近傍では減衰が小さい、すなわち $\gamma \ll \omega_0$ のとき、いずれも

$$L(\omega) = \frac{\gamma^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2}$$

に比例する関数形で近似することができる。このような角振動数(あるいは振動数)依存性をもつ共鳴曲線はローレンツ型共鳴曲線とよばれる。また、核物理学ではブライトウィグナー共鳴曲線とよばれる。この曲線 $L(\omega)$ は $\omega =$

$\omega_0 \pm \gamma$ のとき、最大値の $1/2$ になり、半値幅は $\Delta\omega = 2\gamma$ ($2\gamma = \Gamma$ とおけば $\Delta\omega = \Gamma$) となる (図参照)。



ローレンツ共変性 [英 Lorentz covariance, 独 Lorentz-Kovarianz, 仏 covariante de Lorentz, 露 ковариантность Лоренца] \Rightarrow ローレンツ変換

ローレンツ局所電場 [英 Lorentz local field, 独 Lorentzsches Lokalfeld, 仏 champ de Lorentz local, 露 локальное поле Лоренца] 等方体または単純立方構造結晶の誘電体内の原子に働く電場は

$$F = E + \frac{1}{3\epsilon_0} P$$

で与えられる。この電場をローレンツ局所電場という (\Rightarrow 局所電場)。

ローレンツ群 [英 Lorentz group, 独 Lorentz-Gruppe, 仏 groupe de Lorentz, 露 лоренцовая группа] 相対論において、ローレンツ変換の全体がつくる群をいう。

四次元実ベクトル空間 $V = \mathbb{R}^4 \times \mathbb{R}$ に、次の非退化双一次形式 $\langle x, y \rangle = -x^0 y^0 + x^1 y^1 + x^2 y^2 + x^3 y^3$ が賦与されているとき、 V をミンコフスキー空間という。ただし x^1, x^2, x^3 は空間座標を表し、 x^0 は時間座標を表すものとする。 V における一次変換 L が $\langle Lx, Ly \rangle = \langle x, y \rangle$ ($\forall x, y \in V$) を満たすならば、 L をローレンツ変換という。 V におけるすべてのローレンツ変換の集合は群をなす。これをローレンツ群という。一次変換を行列で表示するならば、この群は $O(3, 1)$ (\Rightarrow 連続群) と同一視でき、以下そのようにする。

ローレンツ群は次の 4 つの連結成分をもつ。

$$G_0 = \{L \in O(3, 1); \det L = 1, L^0_0 \geq 1\}$$

$$G_1 = \{L \in O(3, 1); \det L = -1, L^0_0 \geq 1\}$$

$$G_2 = \{L \in O(3, 1); \det L = 1, L^0_0 \leq -1\}$$

$$G_3 = \{L \in O(3, 1); \det L = -1, L^0_0 \leq -1\}$$

G_0 は単位元を含む連結成分で、これだけで $O(3, 1)$ の不変部分群をなし固有ローレンツ群という。他の 3 つの成分は部分群をなさないが、

$$S = \begin{pmatrix} +1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad T = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

を用いれば、 G_0 から次のように構成される。

$$G_1 = \{SL; L \in G_0\}, \quad G_2 = \{TL; L \in G_0\},$$

$$G_3 = \{-SL; L \in G_0\}$$

S を空間反転、 $-S$ を時間反転、 T を全反転という。

$O(3, 1)$ のリー環 $\mathfrak{o}(3, 1)$ の元の一般形は

$$\begin{pmatrix} 0 & b_1 & b_2 & b_3 \\ b_1 & 0 & -a_3 & a_2 \\ b_2 & a_3 & 0 & -a_1 \\ b_3 & -a_2 & a_1 & 0 \end{pmatrix} \quad (a_i, b_i \in \mathbb{R}; i = 1, 2, 3)$$

である。 $a_i = 1$ とおき他のパラメーターをすべて 0 とおいて得られる行列を A_i とし、 $b_i = 1$ とおき他のパラメーターをすべて 0 とおいて得られる行列を B_i とすれば、 A_i, B_i ($i = 1, 2, 3$) は $\mathfrak{o}(3, 1)$ の基底をなし、次の交換関係を満たす ((i, j, k) は輪環の順)。

$$[A_i, A_j] = A_k, \quad [B_i, A_j] = B_k, \quad [B_i, B_j] = -A_k$$

(A_1, A_2, A_3) は $\mathfrak{o}(3)$ に同型な $\mathfrak{o}(3, 1)$ の部分環の基底をなしている。一様数部分群 $\{\exp(\theta B_i)\}$ の元は下の形をもつ。

$$\begin{pmatrix} \cosh \theta & \sinh \theta & 0 & 0 \\ \sinh \theta & \cosh \theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \cosh \theta & 0 & \sinh \theta & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ \sinh \theta & 0 & \cosh \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} \cosh \theta & 0 & 0 & \sinh \theta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \sinh \theta & 0 & 0 & \cosh \theta \end{pmatrix}$$

これらは有界でないから、 $O(3, 1)$ はコンパクトでない。

固有ローレンツ群 G_0 の任意の元 L は

$$L = \exp(\theta_1 B_1 + \theta_2 B_2 + \theta_3 B_3) R \quad (\exists R \in SO(3))$$

の形に一通りに表される。

ローレンツ群の表現 [英 representation of Lorentz group, 独 Darstellung der Lorentzschsen Gruppe, 仏 représentation du groupe de Lorentz, 露 представление группы Лоренца] ローレンツ群 $O(3, 1)$ の単位元を含む連結成分 G_0 の表現について考察する。これは G_0 の普遍被覆群 $SL(2, \mathbb{C})$ の表現に帰着させて論ぜられる。

二次の反エルミート行列全体の集合を V とする。 V の元 X は

$$X = \begin{pmatrix} i(x_0 + x_3) & -x_2 + ix_1 \\ x_2 + ix_1 & i(x_0 - x_3) \end{pmatrix} \quad (x_1, x_2, x_3, x_0 \in \mathbb{R})$$

の形に一通りに表すことができる。したがって V は四次元実ベクトル空間をなす。そして

$$\det X = x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 - x_0^2$$

したがって、上式を計量にすることによって、 V をミンコフスキー空間とみなすことができる。 $SL(2, \mathbb{C})$ の任意の元

$$A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \quad (ad - bc = 1)$$

に対して、 V における一次変換 $f(A)$ を

$$f(A)X = AXA^{-1} \quad (\forall X \in V)$$

によって定義すれば、 $\det(f(A)X) = \det X$ を満たすから、 $f(A)$ はローレンツ変換である。そして A を動かすことによって定義される写像 $f: A \mapsto f(A)$ は $SL(2, \mathbb{C})$ から G_0 の上への準同型写像となり、 $\text{Ker}(f) = \{\pm E\}$ が成立する (E は単位行列)。したがって $SL(2, \mathbb{C})/\{\pm E\}$ は G_0 と同型である。

さて、 (D, W) を G_0 の任意の表現 (W は表現空間) とすれば

$$T(A) = D(f(A)) \quad (\forall A \in SL(2, \mathbb{C}))$$

によって、 $SL(2, \mathbb{C})$ の W 上の表現 T が定義される。逆に、 $SL(2, \mathbb{C})$ の任意の表現 (T, W) が与えられたときは、 T が $T(-E) = I$ を満たすならば、上式によって、 G_0 の W 上の表現 D が定義される。そして D が既約なことから T が既約なことは同値である。ちなみに、 T が $T(-E) = -I$ を満たすときは、 T は G_0 の二価表現とよばれてい

る。

以下、 $SL(2, C)$ の有限次元表現について述べる。 m, n を負でない整数とし、複素変数 z とその共役変数 \bar{z} との多項式 $p(z, \bar{z})$ で、 z については m 次以下、 \bar{z} については n 次以下となるものの全体の集合を W_{mn} とする。 W_{mn} は $(m+1)(n+1)$ 次元複素ベクトル空間をなす。 $SL(2, C)$ の各元 A に対して、 W_{mn} における一次変換 $T_{mn}(A)$ を

$$(T_{mn}(A)p)(z, \bar{z}) = (bz+d)^m(\bar{b}\bar{z}+\bar{d})^n p\left(\frac{az+c}{bz+d}, \frac{\bar{a}\bar{z}+\bar{c}}{\bar{b}\bar{z}+\bar{d}}\right)$$

によって定義すれば、写像 $T_{mn}: A \rightarrow T_{mn}(A)$ は $SL(2, C)$ の W_{mn} 上の既約表現となる。これを $SL(2, C)$ のスピノール表現という。 $SL(2, C)$ の任意の有限次元既約表現はあるスピノール表現と同値になる。またスピノール表現はすべてユニタリ表現と同値にならない。 $m+n$ が偶数のときは、 T_{mn} は $D_{mn} \circ f = T_{mn}$ によって G_0 の既約表現 D_{mn} を定義する。 G_0 の有限次元既約表現はこの D_{mn} で尽くされる。 $m+n$ が奇数のときは、 T_{mn} は G_0 の二価表現となる。

ローレンツ・ゲージ [英 Lorentz gauge, 独 Lorentz-Eichung, 仏 condition de Lorentz, 露 калибровка Лоренца] \Rightarrow ゲージ変換

ローレンツ収縮 [英 Lorentz contraction, 独 Lorentz-Kontraktion, 仏 contraction de Lorentz, 露 сокращение Лоренца] 物体の静止系で測られた長さ L_0 に比べて、それに対して速度 v で運動する座標系から測った長さは、運動の方向に $\sqrt{1-(v/c)^2}$ 倍だけ縮むことをいう。この関係は、電磁気に関するマクスウェル方程式を不変に保つようなガリレイ変換の修正として H. A. Lorentz や G. Fitzgerald によって得られたので、フィッツジェラルド-ローレンツ収縮ともよばれる。ローレンツ収縮の物理的意味は、A. Einstein により特殊相対性理論の中で明らかにされた。それによると、同時性という概念は座標系に依存した相対的なものであって、静止している座標系で長さを測定する場合の同時刻が、運動している座標系では同時刻にならないために、測定している時刻と位置が異なれば長さの違いを生ずるのである (\Rightarrow ローレンツ変換)。

ローレンツ条件 [英 Lorentz condition, 独 Lorentz-Bedingung, 仏 condition de Lorentz, 露 условие Лоренца] 電磁場はスカラーポテンシャル ϕ とベクトルポテンシャル A によって表されるが、ポテンシャルの定め方には任意性があり (\Rightarrow ゲージ変換)、条件をつけることができる。

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \phi + \text{div} A = 0 \quad (1)$$

をローレンツ条件といい、この条件があるとマクスウェルの方程式は

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi - \Delta \phi = \frac{1}{\epsilon_0} \rho \quad (2)$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A - \Delta A = \mu_0 J \quad (3)$$

となる。式(1)、(2)、(3)はローレンツ変換に対して不変な形をしているので理論的な取扱いに便利である。

ローレンツの力 [英 Lorentz force, 独 Lorentz-Kraft, 仏 force de Lorentz, 露 сила Лоренца] 電場 E 、磁束密度 B の中を速度 v で運動する電荷 q の粒子は

$$q(E + v \times B)$$

の力を受ける。これをローレンツの力という。

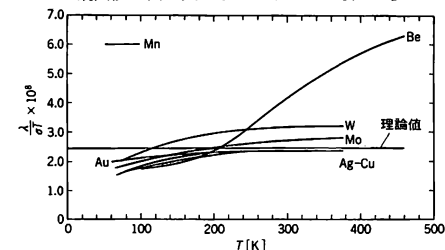
ローレンツの電子論 [英 Lorentz theory of electrons, 独 Lorentzsche Elektronentheorie, 仏 théorie des électrons de Lorentz, 露 теория электронов Лоренца] H. A. Lorentz は、物質中には、自由な電子と束縛を受けた電子があり、個々の電子にはローレンツの力が働くものと考えた。ミクロな電磁場は真空に対するマクスウェルの方程式に従うと考えて、金属や誘電体の電氣的・光学的・熱的現象を説明した。ミクロな立場からの固体論の始まりであり、量子論と結びついて、今日の物性物理学の基礎となった。

ローレンツの分子電場 [英 Lorentz molecular electric field, 独 Lorentzsches Molekularfeld, 仏 champ électrique moléculaire de Lorentz, 露 молекулярное электрическое поле Лоренца] \Rightarrow 分子電場

ローレンツ比 [英 Lorentz ratio, 仏 rapport de Lorentz, 露 отношение Лоренца] 一つの金属試料の熱伝導率を λ 、電気伝導率を σ 、その試料の絶対温度を T とするとき、 $\lambda/\sigma T$ をローレンツ比、あるいは、ローレンツ数という。温度が一定のとき λ/σ が金属の種類によらないことを見いだしたのは、G. H. Wiedemann と R. Franz であるが(1853年)、 λ/σ が絶対温度に比例することは、1872年に H. A. Lorentz によって発表された。ローレンツ比は、すべての電子が単一の緩和時間を持ち、熱伝導が伝導電子のみによって行われ、しかも、その電子系がフェルミ縮退していることと仮定すると

$$\frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e}\right)^2 \approx 2.45 \times 10^{-8} \text{ V} \cdot \text{deg}^{-2}$$

になり普遍定数だけで書かれる。いくつかの金属のローレンツ比の観測値の例を図に示してある。一般に、多くの金



属のローレンツ比の値は、室温付近で、上述の理論値にかなり近い値をとる。また、温度の低下とともに、ローレンツ比が小さくなることも、かなり一般的なことのようにある。この比は P. K. L. Drude が仮定したように、電子がボルツマン統計で扱えるとしても、 $3(k/e)^2$ になることが示せ、実験値を説明できる。そのため、古典的なドルーデの金属電子論(1900年)は、しばらくの間、疑われることなく受容された。

ローレンツ不変性 [英 Lorentz invariance, 独 Lorentz-Invarianz, 仏 invariance de Lorentz, 露 лоренц-инвариантность] \Rightarrow ローレンツ変換

ローレンツ-ヘビサイド単位系 [英 Heaviside-Lorentz's system of units, 独 Heaviside-Lorentz'sches Einheitensystem, 仏 système Heaviside-Lorentz d'unités, 露 система единиц Лоренца-Хевисайда] 電磁気の諸量を表すための単位系の一種で、絶対単位系・CGS 単位系に属し、ガウス単位系と同じく電氣的な量には静電単位系の単位を用い、磁氣的な量には電磁単位系の単位を用いる構

成で、しかも有理単位系になっている。O. Heaviside (⇒ヘビサイド)が1882~83年に提案し(1893年の電磁論の著書で述べ)、後に H. A. Lorentz (⇒ローレンツ)が再構成した。この単位系では、電場 E 、磁場 H 、電束密度 D 、磁束密度 B 、電流密度 j の関係を表すマクスウェル方程式は、真空中の光速を c とすれば

$$\text{rot } E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}$$

$$\text{rot } H = j + \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}$$

となり、数係数 4π を含まない。その反面、距離が r である2つの電荷 Q_1 と Q_2 、または磁荷 m_1 と m_2 の相互作用の力(それぞれ F_e 、 F_m とする)に関するクーロンの式は

$$F_e = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi r^2} \quad \text{または} \quad F_m = \frac{m_1 m_2}{4\pi r^2}$$

となり、真空の誘電率や透磁率は含まないが数係数 4π を含む。有理化という手順を導入した最初の単位系として注目され、一時期ひろく用いられたが、後に提案されたもうひとつの有理単位系(G. Giorgi の MKSA 単位系)のほうが主流を占めるに至った。

ローレンツ変換 [英 Lorentz transformation, 独 Lorentz-Transformation, 仏 transformation de Lorentz, 露 преобразование Лоренца] 慣性座標系の間の時間・空間の座標変換。最も一般には、座標軸の原点の移動、原点のまわりの回転、空間・時間のそれぞれの反転、時刻 $t=0$ で原点が重なるような一つの空間軸の方向への等速度運動、およびこれからの重ね合わせである。座標軸の原点の移動を含む一般のローレンツ変換を非斉次ローレンツ変換、移動を含まないローレンツ変換を斉次ローレンツ変換といい、後者を単にローレンツ変換ということが多い。座標系 S が座標系 S' に対して x 方向に速度 v で運動している、時刻 $t=t'=0$ で両座標系が重なったとすると、2つの座標系における座標は変換

$$\begin{bmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix}$$

によって変換される。 $\beta=v/c$, $\gamma=1/\sqrt{1-\beta^2}$ 。原点のまわりの座標軸の回転は3行3列の空間回転の行列 $R(3 \times 3)$ により

$$\begin{bmatrix} ct' \\ x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & R(3 \times 3) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ct \\ x \\ y \\ z \end{bmatrix}$$

で与えられる。また、空間反転は行列

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}$$

時間反転は行列

$$\begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

で与えられ、斉次ローレンツ変換はこれらの行列の積で与えられる。斉次ローレンツ変換の行列を L とすると、 L は

$$'LGL=G, \quad G = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$'L$ は L の転置行列を満たす。斉次および非斉次ローレンツ変換は群をなし、それぞれ、ローレンツ群、ポアンカレ群とよばれる。

特殊相対性理論においてはすべての慣性座標系が同等であるから、物理法則はローレンツ変換に対して不変形、すなわちローレンツ変換に対して同じ変換性をもつ量の間の関係式として与えられなければならない。このことをローレンツ不変性、またはローレンツ共変性をもつという。座標系間の速度 v が光速に比べて十分小さいときには、ローレンツ変換はガリレイ変換に帰着する。すなわち上記の変換のうち、はじめのものは $t'=t$, $x'=x-vt$, $y'=y$, $z'=z$ となる。ローレンツ変換の名は、H. A. Lorentz にちなんでいる。

ローレンツ模型 [英 Lorentz model, 独 Lorentz-Modell, 仏 modèle de Lorentz, 露 модел Лоренца] 気象学の立場から大気の大気対流を論ずるにあたり、E. N. Lorenz (1963年)が流体力学の方程式を単純化し、モードの数を3個に限定して導いた次の非線形常微分方程式をいう。

$$\dot{x} = -\sigma(x-y), \quad \dot{y} = -xz + rx - y, \quad \dot{z} = xy - bz$$

ここに、 $\sigma = \nu/\kappa$ はプラントル数、 $r = R/R_c$, $R = g\alpha d^3 \Delta T / \kappa \nu$ はレイリー数、 R_c は対流のはじめて出現する際の値である。また、系の流体は垂直距離 d だけ離れた2枚の平板にはさまれており、下方の平板の温度のほうが ΔT だけ高いとしている。いま σ, b を一定に保ち、 r (たとえば温度差 ΔT) を変化させていけば、以下のような相が順次現れる。

- (1) $r < 1$: 流体は静止したまま熱伝導が起る。
- (2) $r > 1$: この領域で r を増していけば、順次に次のような現象が現れる。

- (2.1) 熱対流が起る。ただし、流体の回転運動の向きは正逆2方向が可能である。
- (2.2) 熱対流の向きが周期的に逆転する。
- (2.3) 熱対流の向きは非周期的に逆転する。
- (2.4) 熱対流の向きが周期的に逆転する。
- (2.5) 熱対流の向きは非周期的に逆転する。

… この運動を繰返し、最終的に($r \rightarrow \infty$)周期的となる。

ここで熱対流の方向が非周期的に逆転する場合には、軌道の安定性が失われ、物理的な意味で運動の再現を保証することが難しく(大気の状態であれば、予報を行うことが原理的に難しい)、確率的予想だけが意味をもつようになる。これは、非線形微分方程式において、自由度は小数でも、その解として非周期解(⇒カオス)が存在しうること示した最初の例として著名であり、その奇妙なアトラクターはよく調べられている。

ローレンツ-ローレンスの関係 [英 Lorentz-Lorentz formula, 独 Lorentz-Lorenzsche Gleichung, 仏 formule de Lorentz-Lorentz, 露 формула Лоренца-Лоренца] 光の屈折率 n と物質を構成している分子あるいは原子の分極率 α との関係式である。単位体積あたりの分子あるいは原子の数を N 、真空の誘電率を ϵ_0 とするとき

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}$$

という関係式をいう。L. V. Lorenz が 1869 年に弾性論の立場から導いた。また、電磁気現象における物質の役割と真空の役割を分離して H. A. Lorentz が 1878 年に導出した。屈折率 n を誘電率 ϵ で $n^2 = \epsilon/\epsilon_0$ と表し、上の関係式を

$$\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}$$

と書き直した式をクラウジウス-モソッティの式とよぶ。この式は分極された分子間の双極子相互作用が小さいとき、したがって N が小さいときに成り立つ。

また、 π 中間子・原子核による散乱を記述する光学ポテンシャルは、ただ単に原子核内の核子密度分布 $\rho(r)$ による π -核子散乱長の重ね合せ (\Rightarrow キスリンガー・ポテンシャル) だけで表されず、多重散乱による影響も加わる。これは、外部から π 中間子場が与えられたために核子分極が生じ、それによって π 中間子場が新たに誘起するためであると考えられることもできる。このために、光の屈折率の場合との類似性から、この効果をローレンツ-ローレンス効果とよぶ。また、この類似性を指摘した T. E. O. Eliscson 夫妻にちなんで、エリクソン-エリクソン効果とよぶこともある。

ローレンツ-ローレンスの式 = ローレンツ-ローレンスの関係

ロングカウンター [英 long counter, 独 Langzählrohr, 仏 <long> compteur, 露 длинный счётчик] 中性子検出器の一種。 $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ 反応を利用して中性子を検出するために、 $^{10}\text{BF}_3$ (フッ化ホウ素) ガスを充填した比例計数管 (BF_3 カウンター) は、反応の断面積が中性子エネルギーが高くなるにつれ減少するので、速中性子に対しては効率が低下する。しかし、 BF_3 カウンターの周囲を適当な厚さと形状のパフイオン、ホウ素などの減速材、吸収材で囲んでやると、10 keV から 3 MeV 程度の範囲にわたって検出効率が入射中性子のエネルギーにほとんど依存しない検出器をつくることができる。これをロングカウンターという (\Rightarrow 中性子検出器, 比例計数管)。

ロンドン London, Fritz 1900.3.7 - 1954.3.30 ユダヤ系の理論物理学者。理論化学、極低温物理で著名。ドイツのプレスラウ (現ポーランド領プロツラフ) に生れ、アメリカ、ノースカロライナ州のダラムで心臓病のため没した。父は数学者。ボンでギムナジウム、心臓病のため没した。父は数学者。ボンでギムナジウム、心臓病のため没した。ミュンヘン各大学で物理、数学、哲学を学ぶ。最初の学問的問題意識は哲学にあり、1921 年論文「純粋に理論的な認識の外的諸条件について」で哲学博士号を獲得。E. Husserl の「哲学と現象学の研究のための年報」VI (1923 年) に掲載された。ギムナジウムの教職を経て、1925 年新しい物理学に魅せられミュンヘンの A. Sommerfeld 門下に入る。シュツットガルトで P. P. Ewald の助手、チューリヒ、ベルリンで E. Schrödinger の助手を務めた。1927 年にはハイトラウ-ロンドンの理論を提出し、交換積分の概念を導入、化学結合論の基礎を築いた。1928 年 化学反応を活性化過程として扱う。1929 年 芸術家 Edith Caspary と結婚。1932 年分子理論の著書を完成させていたが未刊に終る。1933 年ナチ政権成立に伴い亡命、オックスフォードで 2 年、バリのアンリ・ポアンカレ研究所で 2 年、研究に従事した。芳香族化合物の反磁性の研究はその後も続くが、弟 Heinz London の低温研究ともあいまって、研究の方向を転換。1933 年マイスナー効果が発

見される (\Rightarrow マイスナー効果)。1935 年 弟とともに第二のロンドン方程式 $\mathbf{H} = -c \text{rot}(\mathbf{A}_s)$ を提出。超伝導の現象論的理論を展開した。磁束の量子化に気づき、London の磁束の単位は $hc/e \sim 4 \times 10^{-7} \text{gauss} \cdot \text{cm}^2$ 。1937 年パリ大学から「超伝導の新しい概念」で物理学博士号取得。1937 年ベンゼン環の研究から長距離秩序の概念を形成し始める。ちなみに第一のロンドン方程式 $\mathbf{E} = \mathbf{A}(\partial \mathbf{j}_s / \partial t)$ 、ロンドンの秩序パラメーター $\Delta = m/n_s e^2$ 、侵入度 $\lambda = \sqrt{\Delta/4\pi}$ は弟 Heinz の提出である。1939 年 渡米、デューク大学理論化学 (後に化学物理) 教授。1938 年 超流動が P. L. Kapitza, J. F. Allen, A. D. Misener らにより同時発見され、彼は 1924 年の A. Einstein によるボース-アインシュタイン凝縮の理論を復活させ、液体ヘリウム II の転移温度の測定値 2.19 K に対し 3.13 K を与える。超伝導と超流動を類比させる視点は、その後生続けることになる。1953 年 6 月 27 日、ローレンツ・メダルを受賞。死後の 1957 年に、優れた低温研究に対するフッツ・ロンドン賞が設立された。[主著] *Superfluids* (vol. 1 *Macroscopic Theory of Superconductivity*, 1950; vol. 2 *Macroscopic Theory of Superfluid Helium*, 1954) (「超流体」I 巻「超伝導のマクロ理論」、II 巻「超流体 He のマクロ理論」、1974)。

ロンドン王立協会 [英 Royal Society of London for Improving Natural Knowledge] イギリス最古の学会。1601 年に設立されたローマのアカデミア・デイ・リンチェイに次いで古い歴史をもつ。当時の大学は古い伝統を守るばかりで、新しい科学な進歩に役だっていなかったもので、ロンドンでは大商人、地主、知識人などの自然研究愛好家のサークルがいくつも生れていた。なかでも、1645 年ごろからロンドンのグresham・カレッジで定期的に会合していた、J. Wilkins, J. Wallis, R. Boyle, W. Petty などの自然哲学者のグループ、インディブル・カレッジは最も活発であった。市民革命の余波で、このグループは一時活動の舞台をオックスフォードに移したが、1660 年には再びロンドンに戻った。こうした変動の中で、法的に保護された団体となることを願って準備を始めた。特許状は王政復古の後の 1662 年 国王 Charles 二世からおり、ここに Brouncker 卿を初代会長として、「自然についての知識を増進させるためのロンドン王立協会」が設立された。王立といっても、国王の特許を得たという意味であって、会員の自主的な設立と運営による自治的な団体として発足した。ロンドン王立協会は、多くの委員会を置いて、自然と技術についての知識を集め、会合を催し、さらに 1665 年には *Philosophical Transaction* という雑誌を創刊した。発足当初には、光の本性をめぐる I. Newton と R. Hooke の論争がここを舞台として行われた。1800 年には年間の総合報告として、*Proceedings of the Royal Society* を創刊した。ロンドン王立協会は創立以来、政府の諮問機関として科学技術政策に関する答申や勧告を行い、グリーン王立天文台の管理、暦の改良、J. Cook をはじめ海外への探検隊の派遣、度量衡の制定、天文、地磁気、重力の観測など多くの事業に関与している。

ロンドン・ゲージ [英 London gauge, 仏 jauge de London, 露 калибровка Лондона] \Rightarrow ロンドン理論

ロンドン超伝導体 [英 London superconductor, 独 Londonscher Supraleiter, 仏 supraconducteur de London, 露 сверхпроводник типа Лондона] ロンドン理論の適用できる超伝導体。超伝導体の磁気的性質は、磁場の侵入深

さ λ とコヒーレンスの長さ ξ の大小によって大きく異なり、 $\xi > \lambda$ のものを第一種、 $\xi < \lambda$ のものを第二種超伝導体とよぶが、後者に対してはロンドン理論が適用できるので、ロンドン超伝導体ともいう。あるいは、非理想第二種超伝導体と対比して、これを真性第二種超伝導体ということもある。

ロンドンの侵入深さ [英 penetration depth of London, 独 Londonsche Eindringtiefe, 仏 profondeur de pénétration de London, 露 глубина проникновения Лондона] 超伝導体では、外からの磁場は排除され、十分内部では磁場は常に0である(完全反磁性、マイスナー効果)。詳しく調べると磁場は表面から連続的に減少し、およそ λ の深さになるとほとんど0になる。この λ を磁場の侵入深さといい、これをロンドン理論によって求めたものを、ロンドンの侵入深さという。ロンドンの第二方程式

$$H = -c \text{rot}(\Delta j_s)$$

(ここで、 j_s は超伝導電流密度、 $\Delta = m/n_s e^2$; m, e は電子の質量および電荷、 n_s は超伝導電子の数密度)と、マクスウェルの方程式で電場 E を0とおいて

$$\text{rot} H = \frac{4\pi}{c} j_s$$

とを連立させ、超伝導体の表面を $x=0$ 、 $x<0$ は真空中で磁場は表面に平行に H_0 で、 $x>0$ は超伝導体が占めているとして、超伝導体内の磁場 H を求めると、 $x>0$ での解は

$$H = H_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right), \quad \lambda_L = \left(\frac{c^2 \Delta}{4\pi}\right)^{1/2}$$

となり、この λ_L がロンドンの侵入深さである。図

ロンドン方程式 [英 London equation, 独 London-Gleichung, 仏 equation de London, 露 уравнение Лондона] \Rightarrow ロンドン理論

ロンドン理論 [英 London theory, 独 Londonsche Theorie, 仏 théorie de London, 露 теория Лондона] 超伝導体の電磁気的性質を説明するため、F. London および H. London 兄弟が1935年に提唱した理論。超伝導体内の超伝導電流密度 j_s と、電場 E 、磁場 H との関係を表す次の2つの方程式(ロンドン方程式)より成る。

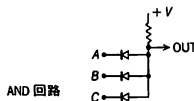
$$E = \Delta \frac{\partial j_s}{\partial t} \quad (1)$$

$$H = -c \text{rot}(\Delta j_s) \quad (2)$$

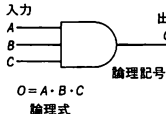
ただし、 $\Delta = m/n_s e^2$ 、 m, e は電子の質量および電荷、 n_s は超伝導電子の数密度である。式(1)は、 j_s が E によって加速され、電気抵抗なしに電流が流れることを表している。式(2)が完全反磁性(マイスナー効果)を表していることは、これとマクスウェル方程式を組合せると、磁場 H は表面から $\lambda = (c^2 \Delta / 4\pi)^{1/2}$ 程度以上内部では0になることからわかる。この λ を磁場の侵入深さという。式(2)はベクトルポテンシャル A ($H = \text{rot} A$)を、 $\text{div} A = 0$ という条件(ロンドン・ゲージ)で用いると、 $A = -c \Delta j_s$ となり、 $j_s(r)$ が同じ点の $A(r)$ で決ることになる。これはすべての超伝導体にはあてはまらず、B. Pippardはコヒーレンスの長さ ξ を導入してロンドン理論を一般化した。一般に超伝導体の磁気的性質は、 ξ と λ の大小関係によって大きく異なり、 $\xi > \lambda$ の超伝導体を第一種、 $\xi < \lambda$ のものを第二種超伝導体とよんでいる。ロンドン理論は、 $\xi < \lambda$ の場合には適用でき、後者をロンドン超伝導体ともよぶ。図

論理演算 [英 logical operation, 独 logische Operation, 仏 opération logique, 露 логическая операция] 情報処理において、四則演算以外の演算をいう。論理和、論理積、排他論理和、論理否定、比較、特定ビットの値のチェックや変更などのほか、レジスター内部のデータのけた送りやデータの転送も含まれる。論理演算そのものを実行する応用プログラムでももちろんであるが、四則演算を実行する応用プログラムにおいても、プログラムや、処理するデータの動きを自動的にに行わせるために、こういった論理演算の命令が数多く使われるので、どのような論理演算命令をもっているかが処理効率を大きく左右することになる。なお論理演算装置という場合には四則演算と論理演算とをあわせて実行する装置をさす。

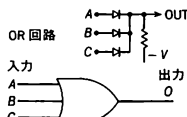
論理回路 [英 logic circuit, 独 logischer Schaltkreis, 仏 circuit logique, 露 логическая схема] 電子計算機やディジタル制御などに用いられる基本回路で、単独または複数の入力信号レベルの組合せを判断して出力信号レベルをきめる回路。最も一般的な回路では信号レベルが2つの値、1と0をもつ、いわゆる二値論理である。電圧の高い状態を1、低い状態を0とするのを正論理、逆の場合を負論理という。基本となる論理回路はAND(論理積)回路、OR(論理和)回路、NOT(否定回路)の3種で、これらの組合せで各種の論理回路が構成される。図にこの基本論理回路の例、論理記号、論理式および入出力の関係を示す真



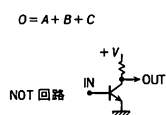
AND 回路



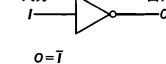
論理式



OR 回路



論理式



NOT 回路

論理式

真値表

A	B	C	O
0	0	0	0
1	0	0	0
0	1	0	0
1	1	0	0
0	0	1	0
1	0	1	0
0	1	1	0
1	1	1	1

A	B	C	O
0	0	0	0
1	0	0	1
0	1	0	1
1	1	0	1
0	0	1	1
1	0	1	1
0	1	1	1
1	1	1	1

I	O
0	1
1	0

理値表を示す。回路はスイッチング動作をする素子、たとえばリレー、ダイオード、トランジスタなどを用いてつくることができるが、現在は半導体集積回路として多種類の論理集積回路がつけられている。回路構成や1、0に対応する電圧、電流の値の差異により、TTL、ECL、CMOSなどいくつかのグループに分れるが同一グループ内では電氣的仕様が統一されており、基本回路を組合せて容易に高度な論理回路が構成できる。

わ

YAG レーザー = YAG (ヤグ) レーザー

Y 行列 [英 Y matrix, 独 Y-Matrix, 仏 matrice Y, 露 Y-матрица] ⇨ アドミッタンス行列

歪曲(像の) [英 仏 distortion, 独 Verzerrung, 露 дисторсия] 回転対称軸をもつ光学系のサイデルの 5 収差のうち, 球面収差, コマ収差, 非点収差, 像面曲がりの 4 つの収差は, すべて像の鮮鋭度に関係した収差であるが, 歪曲は像の形状の再現性の欠陥を表す収差である(図 1)。この収差があると, たとえば物体面上の正方形が像面上では相似形の正方形にはならず, 図 2 に示すような,

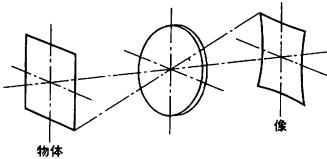


図 1

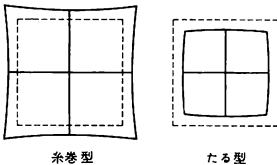


図 2

たる型または, 糸巻型になる。この収差はひとみ位置の球面収差に原因があり, 歪曲を除去して物体と像とを相似形にするためには横倍率 β が主光線の傾角 θ にかかわらず一定になればよく, 図 3 について次の式が成立する。

$$\frac{p'}{p} \frac{\tan \theta'}{\tan \theta} = \beta$$

これを正像条件という。

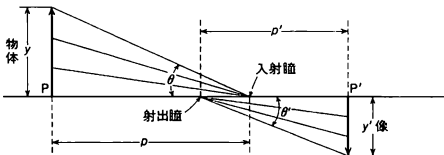


図 3

物体が無限遠にあるとき, 歪曲はひずみのない理想的な位置

$$y' = f \tan \theta$$

(ここに f は焦点距離, 物体が無限遠でないときは, $y' = \beta \times$ 物体高さ) から実際の y' が何 % 片寄っているかを次式のように表す。

$$\frac{(y' - y_0')}{y_0'} \times 100$$

歪曲は光学系を絞ってもまったく変わらないので寸法の正

確な再現を要求する写真では最も嫌われる収差である。歪曲は主光線が光軸となす角 θ の三乗に比例する性質があるので画角が小さければ, その影響を無視できる。最近はその魚眼レンズに見られるように, 意図的に歪曲収差を利用した光学系の開発も進んでいる。

歪曲波インパルス近似 [英 distorted wave impulse approximation, 仏 approximation d'impulsion à onde distordue, 露 импульсное приближение с искажённой волной] 入射粒子と原子核との非弾性散乱を, 多重散乱理論に基づきインパルス(衝撃)近似で記述する理論で, 入射エネルギーが高い(≥ 100 MeV)反応に対して特に有効な近似理論である(\Rightarrow 多重散乱理論, 衝撃近似)。すなわち, 入射粒子と核内核子との散乱を表す T 行列に, 自由空間におけるそれを用いる一方, 核全体が関与する散乱・吸収の効果は入射・放出粒子と核との相対運動の波動関数のひずみとして取り入れるもので, 歪曲波理論の一種である($\Rightarrow T$ 行列, 歪曲波理論)。 π 中間子など核子以外の入射粒子と核との反応にも適用されている。

歪曲波ボルン近似 [英 distorted wave Born approximation, 独 Bornsche Näherung mit gestörter Welle, 仏 approximation de Born à onde distordue, 露 борновское приближение с искажённой волной] 原子核反応をボルン近似で扱い, 核全体による散乱・吸収の効果は入射粒子の波のひずみとして扱う理論。DWBA と略称する。入射粒子と標的核の間と, 放出粒子と残留核の間の平均ポテンシャル(歪曲ポテンシャル)と, 核の遷移を引起す残留相互作用とを考え, 入射粒子はまず歪曲ポテンシャルの中を進んだ後に, 残留相互作用によって 1 回遷移を起したのち, 放出粒子が歪曲ポテンシャルの中を通して出ていくと考える。歪曲ポテンシャルによってひずんだ波動関数を歪曲波とよぶ。残留相互作用が非常に弱い場合には, これはよい近似であるが, 始状態と終状態, あるいは中間状態が互いに強く結合している場合には, 高次の結合効果を取り入れたチャネル結合法(\Rightarrow チャネル結合理論)で取扱わなければならない。また始状態, 終状態にそれぞれいくつもの状態が強く結合し, これらの 2 つの群の状態間の遷移は弱いときは, チャネル結合ボルン近似(CCBA)が有効である(\Rightarrow ボルン近似)。

歪曲波理論 [英 distorted wave theory, 仏 théorie d'onde distordue, 露 теория искажённых волн] 歪曲波ボルン近似, 歪曲波インパルス近似の総称。ときには二次の歪曲波ボルン近似やチャネル結合理論をこれに含めることもある(\Rightarrow 歪曲波ボルン近似, 歪曲波インパルス近似, チャネル結合理論)。

Y 結線 [英 Y-connection, 独 Y-Schaltung, 仏 connexion en Y, 露 соединение звездой] = 星型結線

Y3 変形 [英 Y3-deformation, 仏 déformation Y3, 露 Y3-деформация] = 八極変形

ワイス Weiss, Pierre 1865.3.25—1940.10.24 フランスの物理学者。アルザス地方のミュルーズに小間物商の子として生れる。一家は普仏戦争(1870~71 年)の後も当地に残った。チューリヒの高等工業学校(後の工科大学)を, 1887 年に機械工学の学位で卒業。フランス市民権を選択。基礎研究を志して, 1888 年エコール・ノルマル・シュペリエールに入学。1893 年 教授資格者となり, 実験助手を務めた。1895 年レンヌ大学講師。1896 年 論文「結晶した磁鉄鉱と鉄とアンチモンのいくつかの合金の磁

化についての研究」で学位獲得。1902年チューリヒ高等工業学校教授。1918年まで磁性研究の物理学実験室を指導。第一次世界大戦中、2年間 開発局で戦時研究に従事し、敵の銃の位置を捜し出す音響学的方法(コッソーン・ウィスの方法)を創る。1919年アルザスのフランス返還に伴い、ストラスブール大学教授となり、物理学研究所を創設、同研究所は磁性研究の中心地となり、当時の学生のなかには L. Néel がいた。1926年アカデミー・デ・シアンズ会員に選出される。1936年 引退。1940年 第二次世界大戦の始まりで疎開していたリヨンで、癌のために死去。A. Ewing の理論的研究と、P. Curie の「種々の温度での物体の磁気的性質」(1895年)に影響を受け、強磁性の複雑な現象に興味をもつ。磁鉄鉱、磁硫鉄鉱の単結晶を研究し、磁気異方性、磁化容易方向を発見。磁化が磁場から、磁化の磁化困難方向への射影成分に比例した「構造磁場」をベクト的に差引いて決めることを示した。P. Langevin の常磁性の理論(1905年)を発展させ、「構造磁場」の概念を拡張した分子場(⇒分子場近似)によって強磁性を説明する。「分子場の仮説と強磁性の性質」(1907年)がそれである(⇒キュリー-ウィスの法則)。自発磁化の概念、磁区の概念を提出する。1908年 磁気比熱を示し、1918年には磁気熱量効果(⇒断熱消磁法)を発見した。1911年に磁子概念を提出し、それがボーア磁子の1/5であることを論じたが、後の量子力学はその基礎を提供しなかった。[主著] *Le Magnétisme* (G. Foëx と共著), 1926。

ウィス温度 [英 Weiss temperature, 独 Weiss-Temperatur, 仏 température de Weiss, 露 темпeратура Вейсса] キュリー温度より高温における強磁性体の磁化率は

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}$$

で表され、この θ をウィス温度という。分子場近似では θ はキュリー温度と一致する。この式は反強磁性体の高温の磁化率を表すときにも役立つが、その場合 $\theta < 0$ であることが多い。 θ は、一般には、物質の相転移温度の意味をもたず、相互作用の総和に比例した量である。

ウィス近似 [英 Weiss' approximation, 独 Weiss Näherung, 仏 approximation de Weiss, 露 приближение Вейсса] ⇒ 分子場近似

ウィスコップ Weisskopf, Victor Frederick 1908.9. 19— アメリカ(オーストリア出身)の理論物理学者。ウィーンに生れ、ウィーン大学、ゲッチンゲン大学で学び、1931年スペクトル線の自然幅についての研究により博士号を取得した。当時は就職難で、W. K. Heisenberg の所で無給研究員になったり、E. Schrödinger の臨時助手を務めたり、ハルコフに出入りした行ったりしたが、ロックフェラー財団の奨学金を得て、コペンハーゲンとケンブリッジで1年間研究に専心する機会を得ることができた。

彼は1933年にチューリヒの W. Pauli の助手になって3年間を過した。そこでは、スカラ-波動方程式の量子化や電子の電磁気的自己エネルギーの研究を行っている。1935年ころから原子核の研究に主力を注ぎ、N. Bohr の複合核模型に關連して、原子核の温度の概念を導入して、いわゆる蒸発模型を提唱した。このころからナチの台頭によって、ヨーロッパでの研究生生活が困難となったので、コペンハーゲンに1年滞在の後、1937年渡米してロチェスター大学の講師となった。第二次世界大戦中はロスアラモスに

招かれて、原子爆弾の研究に参加した。

1946年 戦争終了とともにマサチューセッツ工科大学に招かれて物理学の教授となった。大学院生 B. French とラム・シフトの計算を始め、正しい答を得たが、発表を躊躇したためノーベル賞を逸した。一方、H. Feshbach と原子核の研究を行い、有名な曇り水晶模型により、核子の核による散乱をみごとに説明した。また原子核の殻模型の基礎の研究を行ったりしたが、大著、「原子核理論」*Theoretical Nuclear Physics* の完成とともにまた高エネルギー物理にかかわった。

1960年スイスの CERN (ヨーロッパ連合原子核研究機関)所長となり、5年間研究所の運営に尽力した。その後アメリカ芸術科学アカデミーの総裁を務め、マックス・プランク・メダル、ガモフ賞など多くの賞を受けた。[主著] *Theoretical Nuclear Physics* (J. M. Blatt と共著), 1952。

ウィスコップ単位 [英 Weisskopf unit, 独 Weisskopf-Einheit, 仏 unité de Weisskopf, 露 единица Вейскопфа] 励起した原子核が γ 線を放射する(⇒ γ 崩壊)確率を与える行列要素を、V. F. Weisskopf が近似的に求めたもので、 γ 崩壊の確率を大ざっぱに見積るのに有用である。原子核の r 崩壊の確率は、始状態が J_i 、終状態が J_f 、放出 γ 線(光子)のエネルギーが $\hbar\omega = E_i - E_f$ で、その多重極が電気(磁気) 2^L 重極であるときには

$$T(E(M)\lambda; J_i \rightarrow J_f) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!]^2} \left(\frac{1}{\hbar} \frac{1}{c} \right)^{2L+1} \times B(E(M)\lambda; J_i \rightarrow J_f)$$

で与えられる。ここで終状態の磁気量子数 M_f および多重極の成分の μ について和をとっている。 B は換算遷移確率といわれ

$$B(E(M)\lambda; J_i \rightarrow J_f) = \sum_{\mu M_f} | \langle I_f M_f | \mu (E(M)\lambda) | I_i M_i \rangle |^2 = \frac{| \langle I_f || \mu (E(M)\lambda) || I_i \rangle |^2}{2I_i + 1}$$

となるので、電気(磁気)多極子モーメントに関する核行列要素によって定まる。なお電気および磁気多極子モーメントは原子核の大きさに比べて放出 γ 線の波長が相当に長い場合にはそれぞれ

$$\mu(E\lambda\mu) = \sum_k \left(\frac{e}{2} - t_z(k) \right) r_k^L Y_{\lambda\mu}(\theta_k \varphi_k)$$

$$\mu(M\lambda\mu) = \frac{e\hbar}{2Mc} \sum_k \left\{ g_s(k) s_k + \frac{2g_l(k) l_k}{\lambda + 1} \right\} \times \nabla \times (r_k^L Y_{\lambda\mu}(\theta_k \varphi_k))$$

と与えられる。ここに $e\hbar/2Mc$ は核磁子で、 g_s は核子の g 因子(陽子では 5.58, 中性子では -3.82)で g_l は陽子に対してのみで中性子では 0 である。多極子モーメントに対する核行列要素を求めるためには、原子核の波動関数を必要とするが、精密な波動関数を知ることには困難で通常一粒子状態について核行列要素を計算して r 転移確率の実験値との比較が行われている。一粒子波動関数による行列要素もかなり複雑になるので、次のような近似を行ったものをウィスコップ単位として用いることが多い。その近似は、動径波動関数としては核半径 $R = 1.2A^{1/3}$ fm まで一定とし、角運動量としては始状態を $\lambda + 1/2$ 、終状態を $1/2$ とし、さらに $\lambda^2(g_s - 2g_l(\lambda + 1))^2$ を 10 とおく。その結果は

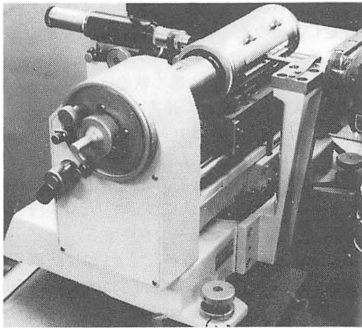
$$B_W(E\lambda) = \frac{(1.2)^{2\lambda}}{4\pi} \left(\frac{3}{\lambda + 3} \right)^2 A^{2\lambda/3} e^2 (\text{fm})^{2\lambda}$$

$$B_w(M\lambda) = \frac{10}{\pi} (1.2)^{2\lambda-2} \left(\frac{3}{\lambda+3} \right)^2 A^{(2\lambda-2)/3} \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 (f_m)^{2\lambda-2}$$

と与えられる。

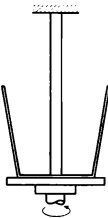
矮星 [英 dwarf star, 独 Zwergstern, 仏 étoile naine, 露 звезда-карлик] 小行星という意味。1905 年に E. Hertzsprung が恒星の光度・表面温度の相関図 HR 図(⇒ヘルツシュプルング・ラッセル図)を初めて描き、恒星には巨星と矮星という二種類の星があることを示した。矮星は巨星に比べると同じスペクトル型(同じ表面温度)でありながら絶対等級が大きく(暗く)、表面積の小さな星と考えられることから、「矮星」と名づけられた。矮星と巨星の違いは起源的なものではなく、星が進化するにつれて起る内部構造の相違に基づくものである。恒星の種類を I から VII までに分類した光度階級(ヤークス分類)では、矮星をさらに赤色矮星(V, ⇒主系列星), 準矮星(VI), 白色矮星(VII)に細分している。単に矮星という場合には、恒星全体の約 90% を占める主系列星のことをさす(⇒巨星)。

ワイセンベルク・カメラ [英 Weissenberg camera, 独 Weissenberg-Kamera, 仏 chambre de Weissenberg, 露 камера Вайсберга] 単純な回転結晶法では、逆格子の網平面が 1 本の層線に投影される(⇒回転結晶法)。網平面は二次元図形であるから、フィルム上に二次元的に展開して記録することが望ましい。この機構をもつ単結晶回折用カメラをワイセンベルク・カメラという(図参照)。1924



年に K. Weissenberg により考案された。記録すべき 1 つの層線に対して、他の層線を遮蔽するため円筒形のスクリーンを用い、その外側に円筒形のフィルムを装てんするようになっている。このとき、展開すべき逆格子網平面はフィルムと直交する。また、展開は、結晶の回転と、それに同期したフィルムの結晶回転軸方向の水平移動の組合せで行われる。このため、得られる逆格子網平面は特有の変形を示すが、用意されているチャートを用いて、回折斑点の指数づけ、あるいは逆格子網平面の幾何学的特徴の解析などを簡単に行うことができる。

ワイゼンベルク効果 [英 Weissenberg effect, 独 Weissenberg-Effekt, 仏 effet Weissenberg, 露 эффект Вайсберга] 同軸二円筒の間に粘性流体を入れ、内筒を固定して外筒を一定の角速度で回転させるとき、自由表面の内筒に近い部分が盛上がる効果で、あたかも液体が内筒に巻付いたようになる(図参照)。K. Weissenberg (1947 年)が初めて



指摘したものである。一般に内外の円筒が相対的な角速度をもつ場合に見られ、弾性の強い液体では顕著である。これは、定常ずり運動で弾性変形部分が大きいと、流線方向に働くずり応力のほかに、非等方的な法線応力が付け加わり、その結果、液体を中心方向に締めつける圧力が発生することによる。

ワイツゼッカー Weizsäcker, Carl Friedrich von 1912. 6. 28— ドイツの物理学者、哲学者。キールに生れる。ライプツヒ大学に学び学位取得。ベルリン、ストラスブール、ベルリンのカイザー・ウィルヘルム研究所などを経て、1957 年より 1967 年までハンブルク大学教授、のちシュタルンベルクのマックス・プランク「科学技術の世界における生活条件」研究所長。第二次世界大戦前には、理論物理学、天文学に業績を残したが(1935 年、ワイツゼッカーの半経験式、ワイツゼッカー-ウィリアムズ近似)、特に 1938 年 H. A. Bethe と独立に展開した恒星エネルギーの源泉としての熱核反応論、1943 年の惑星系の成因論は顕著である。戦後は、科学哲学の分野に多くの論著がある。1957 年 4 月の西ドイツ核武装反対の「ゲッテンゲン宣言」署名者のひとり。1957 年のマックス・プランク・メダル受賞ほか、多くの名誉博士号を受けている。[主著] *Zum Weltbild der Physik*, 1943; *Atomenergie und Atomzeitalter*, 1957; *Die Einheit der Natur*, 1971.

ワイツゼッカー-ウィリアムズ近似 [英 Weizsäcker-Williams approximation, 独 Weizsäcker-Williamsche Näherung, 仏 approximation de Weizsäcker-Williams, 露 приближение Вейцекера-Виллиамса] 荷電粒子と荷電粒子の衝突で光子を放出(制動放射)したり、あるいは電子・陽電子対の生成や、電気力による π 中間子発生などの過程を半古典的に求める近似で、1935 年 C. F. v. Weizsäcker および E. J. Williams によって提出された。高速の荷電粒子が相手の粒子と相互作用している間はずっと曲がらず等速直線運動をしていると仮定し、その生じる電場および磁場を相対論的に求める。この電磁場をフーリエ分解し、振動数 ν の成分のエネルギー流れベクトルの入射粒子の進行方向の成分を計算する(ただし軌道のすぐ近く(コンプトン波長くらい)の寄与はこの近似が正しくないで除く)。このエネルギー流を $h\nu$ の光子(同値光子という)の個数に換算する($\propto (1/\nu) \ln(E/h\nu)$, E は入射エネルギー)、この個数にコンプトン散乱の断面積などをかけて全過程の断面積とする。入射粒子の質量を M とすると、この近似がよいための条件は

$$E \gg Mc^2, E \gg h\nu$$

で与えられる。また $E \sim h\nu$ のときで標的の粒子への移行運動量が小さいときには逆のローレンツ系(今までの入射粒子を標的粒子にするようなローレンツ座標系)で同じように計算するとよい結果が得られる。両方の近似がともに悪い場合でも、両系で計算したものを同じローレンツ系に変換して加えると比較的良好な結果が得られる。

ワイツゼッカーの質量公式 [英 nuclear mass formula of Weizsäcker, 独 Weizsäcker'sche Massenformel, 仏 formule des masses nucléaires de Weizsäcker, 露 ядерная массовая формула Вейцекера] 原子核や原子の質量や結合エネルギーを原子番号などの関数として表す公式を質量公式または原子質量公式という。そのうちの基本的なものがワイツゼッカーの質量公式であり、これは原子核の結合エネルギーを核子数 A と陽子数 Z の関数として表す半

実験の質量公式である。ペーテワイツェッカーの質量公式ともよばれる：結合エネルギー $B(A, Z)$ を次の式で表す。

$$B(A, Z) = b_v A - b_s A^{2/3} - \frac{1}{2} b_{\text{sym}} \frac{(A-2Z)^2}{A} - b_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

係数の値は $b_v \approx 16 \text{ MeV}$, $b_s \approx 17 \text{ MeV}$, $b_{\text{sym}} \approx 50 \text{ MeV}$, $b_c \approx 0.7 \text{ MeV}$ である。第一項が結合エネルギーの主要部であり、体積に比例するエネルギーを表すので、体積エネルギー項とよばれる。結合エネルギーがほぼ核子数 A に比例することは、原子核の密度が A にほとんど依存しないこととともに原子核の飽和性を表している (\Rightarrow 飽和性)。 b_v は原子核物理における多体問題、特に核物質の理論において着目され、核子・核子散乱を記述する核力をもとにした理論的計算により、ほぼ定量的に説明されている。第二項は表面エネルギー項とよばれ、核表面では一核子のまわりにおける他核子の数が少なく、結合が弱くなることを表している。第三項は、中性子数 N と陽子数 Z の差の二乗に比例するエネルギーを表し、対称エネルギー項とよばれる。原子核のアイソバー（同重核）の間では陽子数と中性子数がほぼ等しい核がより安定であることを反映している。フェルミ・ガス模型により、 b_{sym} のうちの約半分は核子の運動エネルギーが寄与し、残りの半分は核力が寄与していると説明されている。第四項はクーロン・エネルギーを表す。

原子核の結合エネルギーは上式でだいたいよく再現されるが、少し詳しくみると細かな核子数依存性もち、偶偶核（陽子、中性子ともに偶数）、奇核（陽子あるいは中性子のどちらかが奇数）、奇奇核（陽子、中性子ともに奇数）の順で結合エネルギーが大きいく、このために対称エネルギー項 $\delta(A, Z)$ を $B(A, Z)$ に付け加える場合がある。

$$\delta(A, Z) = \begin{cases} \Delta & \text{偶偶核} \\ 0 & \text{奇核} \quad \Delta \approx 12/A^{1/2} [\text{MeV}] \\ -\Delta & \text{奇奇核} \end{cases}$$

原子核の質量 $M(A, Z)$ は結合エネルギー $B(A, Z)$ を用いて

$$M(A, Z) = Z \cdot M_p + (A - Z) \cdot M_n - \frac{1}{c^2} B(A, Z)$$

と表せる。ただし M_p は陽子の質量、 M_n は中性子の質量である。

ワイトマン関数 [英 Wightman function, 独 Wightman-Funktion, 仏 fonction de Wightman, 露 функция Уайтмана] n 個の場の演算子 $\phi_a(x)$ の積の真空期待値

$$W_0^{a_1 \cdots a_n}(x_1, \cdots, x_n) = \langle \Psi_0, \phi_{a_1}(x_1) \cdots \phi_{a_n}(x_n) \Psi_0 \rangle$$

を n 点ワイトマン関数という。より正確な言い方をすれば、ワイトマン超関数である (a は場の種類および成分を表す添字とする)。本来 $\phi_a(x)$ は演算子に値をとる超関数であるので、 $W_0^{a_1 \cdots a_n}(x_1, \cdots, x_n)$ は各変数について超関数であるが、核定理によって、 n 変数の超関数となる。ワイトマンの再構成定理によって、すべての自然数 n について考えた $W_0^{a_1 \cdots a_n}(x_1, \cdots, x_n)$ の組は、ヒルベルト空間とその上に作用する場の演算子の理論と等価である (\Rightarrow GNS 再構成定理)。

ワイトマン関数は解析関数の境界値である。この性質は公理的場の理論において多くの一般的な結果を導くのに使われる。ワイトマン関数を相対座標について時間の純虚数軸まで解析接続して得られる関数は、変数が一致する点を除いて実解析的でシュウィンガー関数とよばれる。これ

らの状況を質量 m , スピン 0 の自由場についてみることにする。二点ワイトマン関数は

$$W_2^0(x, x') = \frac{1}{2(2\pi)^3} \int \frac{1}{\omega(k)} e^{-i\omega(k)\xi^0 + ik\xi} dk \quad (1)$$

と書ける。ここで $\omega(k) = \sqrt{k^2 + m^2}$ かつ $\xi = (\xi^0, \xi) = x - x'$ である。 ξ^0 の代りに $\xi^0 - i\eta^0$ においてみると、この関数は $\eta^0 > 0$ で解析的であることがわかる。 $x^0 - x'^0 = -i\eta^0$ のとき η^0 軸上で定義される関数

$$S_2^0(x, x') = \frac{1}{2(2\pi)^3} \int \frac{1}{\omega(k)} e^{-i\omega(k)\eta^0 + ik\xi} dk \quad (2)$$

は x と x' について対称で、式 (1) はこの関数を接続して実数軸の上から近づけたときの境界値になっている。実数軸の下から近づけたときの境界値は $W_2^0(x', x)$ である。式 (2) はまた

$$S_2^0(x, x') = \frac{1}{2(2\pi)^3} \int \frac{1}{\omega(k)} e^{-i\omega(k)R} dk$$

と書換えられる。ただし、 $R = \sqrt{(\eta^0)^2 + \xi^2}$ 。この形から明らかなように、 $S_2^0(x, x')$ はユークリッド変換に対して不変であって、 $\xi=0$ でない限り η^0 軸のいたるところで実解析的となる。これが自由場の二点シュウィンガー関数である。

ワイトマンの公理系 [英 Wightman axioms, 独 Wightman-Axiome, 仏 axiomes de Wightman, 露 аксиомы Уайтмана] 1957 年に A. S. Wightman は量子論と相対論の要請から場の量子論が当然満たすべき次のような条件を設定し、その上に場の量子論を組立てることを提唱した。ゴーディング-ワイトマンの公理系ともよばれる。

公理 I (スペクトル条件) 場の状態はヒルベルト空間 \mathcal{M} の単位射線で表され、 \mathcal{M} 上にボアンカレ群のユニタリー表現 $U(a, \Lambda)$ (a は並進、 Λ はローレンツ変換) が存在する。 $U(a, 1) = \exp(i a_\mu P^\mu)$ と書くとき、 $P_\mu P^\mu \leq 0$ かつ $P^0 \geq 0$, すなわち、 P^μ のスペクトルは前方光円錐上およびその内部に限られる。あらゆる a と Λ について $U(a, \Lambda) \Psi_0 = \Psi_0$ を満たす状態 Ψ_0 (真空) がただ一つ存在する。

次は場に関する公理であるが、場 $\varphi(x)$ は演算子を値にもつ超関数である。すなわち、急減少かつ十分滑らかな関数 $f(x) \in \mathcal{S}(\mathbf{R}^4)$ でならした $\varphi(f)$ が \mathcal{M} の演算子となる。場が成分 a をもつ場合には

$$\varphi(f) = \sum_a \int f_a(x) \varphi_a(x) dx, \quad f_a \in \mathcal{S}(\mathbf{R}^4)$$

と考えればよい。

公理 II (場の定義) $\varphi(f)$ の定義域 D はすべての $f \in \mathcal{S}$ に共通、 \mathcal{M} において稠密で

$$U(a, \Lambda) D \subseteq D, \quad \Psi_0 \in D$$

$$\varphi(f) D \subseteq D, \quad \varphi(f') D \subseteq D$$

を満たしている。ここに、 $\varphi(f)'$ は $\varphi(f)$ の共役演算子である。さらに、 $\varphi(f)$ は f について線形、かつ場がエルミートならば $\varphi(f)' = \varphi(f^*)$, また、 $\emptyset, \Psi \in D$ のとき、内積 $\langle \emptyset, \varphi(f) \Psi \rangle$ は f について連続な線形汎関数である。

公理 III (ボアンカレ共変性) D 上で $\varphi(f)$ はボアンカレ変換に対して

$$U(a, \Lambda) \varphi(f) U(a, \Lambda)^{-1} = \varphi(\{a, \Lambda\} f)$$

と変換される。ただし

$$\{a, \Lambda\} f_a(x) = \sum_\beta S_{\beta a}(\Lambda^{-1}) f_\beta(\Lambda^{-1}(x - a))$$

行列 S はローレンツ群の既約表現である。

公理 IV (局所可換性) $(x - y)^2 < 0$ のとき $f(x)g(y) = 0$

とすると、 D 上で

$$[\varphi(f), \psi(g)]_{\pm} = [\varphi(f), \psi(g)]'_{\pm} = 0$$

この公理IVは、因果律の要請とみることができる。

以上がワイトマンの設定した公理である。ワイトマン関数に対するこれらの公理はシュウィンガー関数に対する公理に翻訳される(⇒公理論的場の理論, ユークリッド場の理論)。散乱問題を公理論の枠内で取扱うには、公理Iを少し修正し、漸近的完全性の公理を付け加える必要がある(⇒ハーゲ-リュエルの散乱理論)。

Y2変形 [英 Y2-deformation, 仏 déformation Y2, 露 Y2-деформация] = 四極変形

Y2-Y2相互作用 [英 Y2-Y2 interaction, 仏 interaction Y2-Y2, 露 Y2-Y2 взаимодействие] = 四極-四極力

yパラメーター [英 y-parameter, 仏 paramètre y, 露 y-параметр] ⇨ トランジスター

ワイブル分布 [英 Weibull distribution, 独 Weibull-Verteilung, 仏 distribution de Weibull] 次の分布関数をもつ確率変数の分布をワイブル分布という。

$$F(x) = \begin{cases} 1 - \exp[-\{(x-\theta)/\tau\}^r] & (x > \theta) \\ 0 & (x \leq \theta) \end{cases}$$

ただし、 $-\infty < \theta < \infty$, $\tau > 0$, $r > 0$ 。ワイブル分布は極値分布の1つであるが、スウェーデンの物理学者 W. Weibull が鋼棒の破壊強さのデータに用いて以来、特に信頼性工学の分野で寿命(故障)時間データの解析に広く使われるようになった。

多くの場合 θ は既知なので、以下では $\theta = 0$ とする。故障関数は $\lambda(x) \equiv F'(x)/(1-F(x)) = r\tau^{-r}x^{r-1}$ となり、 $r > 1$, $1 < r < 1$ に応じてそれぞれ単調増加、一定、単調減少である。原点のまわりの k 次のモーメントは $\tau^k \Gamma(1+k/r)$ ($k=1, 2, \dots$)。 $\log[-\log[1-F(x)]] = r(\log x - \log \tau)$ だから、横軸には $\log x$ のところに x を目盛り、縦軸には $0 < u < 1$ に対して $\log[-\log(1-u)]$ のところに u を目盛ったグラフ用紙(ワイブル確率紙)の上では、 $u = F(x)$ のグラフは直線になる。そこでデータ x_1, \dots, x_n が与えられたとき、これを大きさの順に並べた順序統計量を $x_{(1)} \leq x_{(2)} \leq \dots \leq x_{(n)}$ とし、適当な p_i 、たとえば $p_i = (i-1/2)/n$ 、に対して点 $(\log x_{(i)}, p_i)$ をワイブル確率紙の上にプロットして、それがほぼ一直線上に並ぶかどうかを見ることにより、母集団分布がワイブル分布であるかどうかを判定することができる(p_i としては上述のもののほかに $p_i = i/(n+1)$ などいくつかのものが提案されている。これは Q-Q 確率プロットの種類である。⇒記述統計)。プロットした点がほぼ一直線上に並んでいる場合、その直線の勾配、切片から r, τ を推定することもできる。

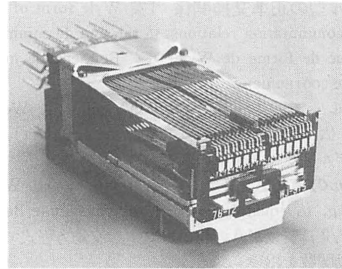
ワイヤーグレーティング [英 wire grating, 独 Drahtgitter, 仏 réseau de transmission à fils, 露 проволочная решётка] 細い金属線を等間隔に並べた一次元的な格子(グリッド)や、網状に織った二次元的な格子(メッシュ)をワイヤーグレーティングという。

一次元格子は赤外全領域で偏光器として用いられる。たとえば直径 $10 \mu\text{m}$ のタングステン線を、中心間隔 $25 \mu\text{m}$ に並べた格子は $3 \sim 220 \text{ cm}^{-1}$ の領域でフーリエ分光器の光束の偏光面分割用素子として使用されている。ポリメチルメタクリレートおよびポリエチレンのレプリカ回折格子にアルミニウムを斜めに蒸着した格子は、回転が容易で、光路のずれもなく、 30° くらいまでの開き角の光に対しても

十分よい偏光特性を示す。これらの物質は $750 \sim 1500 \text{ cm}^{-1}$ の間に吸収バンドがあるので透過率に変動があり、この間では実用上難点がある。

二次元格子である金属製の網は長波長域で赤外光をよく反射し、短波長側を散乱するので反射フィルターとして使用される。金網は簡単に入手できること、取扱いが容易なこと、二次元的なためその特性が入射光の偏光面によって影響を受けないことなどの利点がある。通常の型の金網を誘導型メッシュ、またこの金属部分と空隙部分を反転したものを容量型メッシュといい、互いに相補的なものである。後者は透明支持薄膜で形状を保つ。これらを用いてファブリー-ペロー干渉計や帯域通過・低域通過などの遠赤外フィルターが作製される。なお、孔を十字型にした網をレゾナントメッシュ(またはクロスメッシュ)といい、これにも誘導型、容量型がある。

ワイヤーสปリングリレー [英 wire spring relay, 仏 relais à ressort de fil, 露 реле с проволочными контактными пружинами] 電話のクロスバー交換機の制御用として開発されたリレーで、量産化に適した構造と高速(1 ms)、高感度(0.3W)、長寿命(10億回)、調整が容易などの特徴をもっている。接点が円形断面の線状(ワイヤー)のスプリングに取付けられており、ワイヤーのスプリング効果を利用したことにより、接極子やスプリング質量が少ないので、駆動電力が少なく、動作速度も速い。また、接点のばたつきも少ないなどの利点がある。また構造面でもワイヤーばね群をモールドし、高密度化が可能なことから多極化に適している。



ワイヤーチェンバー [英 wire chamber, 仏 chambre à fils, 露 проволочная камера] ⇨ プロポーションアルワイヤーチェンバー, マルチワイヤーチェンバー, ドリフトチェンバー, マルチワイヤープロポーションアルチェンバー

ワイヤラッピング [英 wire wrapping, 仏 guipage d'en câble, 露 соединение накруткой] ⇨ 無ハンダ接続

Y4変形 [英 Y4-deformation, 仏 déformation Y4, 露 Y4-деформация] = 十六極変形

ワイル Weyl, Hermann 1885.11.9-1955.12.8 ドイツの数学者。北ドイツのエルムスホルンに生れる。ゲッティンゲン大学に学び、1908年積分方程式論で学位取得。チューリッヒ連邦工科大学、ゲッティンゲン大学、プリンストン大学、プリンストン高等研究所などの教授を歴任。チューリッヒで没した。その業績は数学全般にわたる。また哲学、物理学にも造詣が深い。特に彼のゲージ理論は有名である。一般相対性理論が完成されるや、これに続いて電磁場も重力場と同様に時空の幾何学的性質によって表現しようとする試み、すなわち統一場理論の研究が始まった。彼の

ゲージ理論はこの種の研究の先駆けである。電磁場を表現するための自由度をもつ時空として彼が考えたものは、ものさし(ゲージ)を時空内で移動させると、その長さが変化するという特性をもつ空間であった。それには各点に、その場所における長さの変化の割合を規定する数値を付与する必要がある。すなわち、ゲージの変化率の場をもつ時空を提案した。この場をゲージ場という。これを電磁場と同一視することが彼の統一場理論の基本である。しかし、この理論によれば、ものさしを地球の赤道に沿って世界一周させると、地球磁場の影響で、一周後のものさしは出発前のそれに比べて、その長さが異なることになる。その結果、磁場の中では長さの定義が不可能という致命的困難が生れる。このため、彼の理論は目的を果さなかったが、彼の考えは現代のゲージ理論に生かされている。物理学に関する著書には、*Raum-Zeit-Materie* (1918 年)、*Gruppentheorie und Quantenmechanik* (1928 年)があり、ともに名著として、また難解の書として有名である。

ワイル解 [英 Weyl solution, 独 Weylsche Lösung, 仏 solution de Weyl, 露 решение Вейля] 真空中で中心に質量があるときその周囲の時空をアインシュタイン方程式の解として求めてみると、球対称を仮定すればシュワルツシルトの外部解が得られるが、このとき球対称の制限をゆるめて軸対称性だけを要求するとワイル解とよばれる一連の解が得られる。ワイル解は中心の質量のひずみに相当するパラメーターを含む。ワイル解の中心質量は回転していないが、これが回転している場合には富松-佐藤解となる。

ワイル型の正準交換関係 [英 Wyle form of the canonical commutation relations, 仏 relation de commutation canonique de forme de Wyle, 露 Вейлевское перестановочное соотношение] \Leftrightarrow 量子化

ワイル・スピノール [英 Weyl spinor, 独 Weylscher Spinor, 仏 spineur de Weyl, 露 спинор Вейля] = ファン・デル・ウェルデンのスピノール

ワイルの方程式 [英 Weyl equation, 独 Weylsche Gleichung, 仏 équation de Weyl, 露 уравнение Вейля] スピン 1/2, 質量が 0 の粒子に対する波動方程式で、2 成分の波動関数を用い

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \varphi(x) = c \sigma p \varphi(x) \quad (1)$$

または

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \varphi(x) = -c \sigma p \varphi(x) \quad (2)$$

と書かれる。ここで、 $p = -i\hbar \nabla$ は運動量の演算子、 σ はパウリ行列である。式(1)の正エネルギー解はスピンの常運動量の方向を向いた状態を、また式(2)のそれはスピンの運動量とは逆方向を向いた状態を表す。式(1)および(2)における波動関数は連続的なローレンツ変換のもとで、それぞれファン・デル・ウェルデンの共変および反変スピノールとしての変換性を示し、波動方程式を不変にする。しかし、 φ について線形で式(1)または(2)を不変にするような空間反転の変換は存在しない。

$\varphi(x)$ を場とみなして量子化すると、式(1)の場合導かれる粒子および反粒子のスピンの向きはそれぞれ進行方向またはそれとは逆方向になり、これに対して式(2)の場合には、粒子・反粒子のスピンの向きはこれとは入れかわったものとなる。電子または μ 粒子に伴うニュートリノの自由

場は、十分に近似で式(2)に従うことが知られている。 $\psi(x)$ をディラック・スピノールとすると、 $m=0$ のディラック方程式に射影演算子 $(1 \pm \gamma_5)/2$ をかけて得られる下記の式(1'), (2')は、それぞれ式(1), (2)と同等である。

$$r^\mu (1 - \gamma_5) \frac{\partial}{\partial x^\mu} \psi(x) = 0 \quad (1')$$

$$r^\mu (1 + \gamma_5) \frac{\partial}{\partial x^\mu} \psi(x) = 0 \quad (2')$$

ワイルの方法 [英 Weyl's method, 独 Weylsche Methode, 仏 méthode de Weyl, 露 метод Вейля] 古典力学における座標 q と運動量 p の任意の実関数 $F(p, q)$ から、対応する量子力学的なエルミート演算子を構成する一般的規則。 p, q は量子条件 $\hat{p}\hat{q} - \hat{q}\hat{p} = -i\hbar$ によって、量子力学の観測量 \hat{p}, \hat{q} に読替えられるが、この場合、 $ap + \beta q$ には $a\hat{p} + \beta\hat{q}$ を対応させればよい。ところが、古典論では $pq = qp$ なので pq に対応する量は一義的に決められない。 $pq \rightarrow (1/2)(\hat{p}\hat{q} + \hat{q}\hat{p})$ とすればよいだろうというのが H. Weyl の答であり、対称化のおかげでエルミート演算子が得られる。これを拡張し、一般的な規則としては

$$F(p, q) = \int \tilde{F}(a, \beta) \exp\{i(a\hat{p} + \beta\hat{q})\} da d\beta$$

とフーリエ変換した式の右辺で、 $ap + \beta q \rightarrow a\hat{p} + \beta\hat{q}$ としたものを量子力学における演算子 $\hat{F}(\hat{p}, \hat{q})$ の定義とする。 $F = pq$ のときは $\tilde{F} = -(\partial\delta(a)/\partial a)(\partial\delta(\beta)/\partial\beta)$ であり、上の結果と一致する。自由度が多い場合も同様である。

ワインバーグ Weinberg, Steven 1933. 5. 3—

アメリカの理論物理学者。ニューヨークで生れ、15～16 歳までに、理論物理学を志すことを心に決めていた。ブロンクス理科高校を経て、1954 年にコーネル大学を卒業。高校、大学を通じての友人に、後にノーベル物理学賞を同時に受けた S. L. Glashow がいた。コペンハーゲン大学理論物理学研究所にて、D. Frisch と G. Källén の指導の下で素粒子論研究を始め、1 年間の大学院生活を送った。帰国後、プリンストン大学大学院において、S. Treiman の指導の下での「弱相互作用の過程に対する強相互作用の効果へのくりこみ理論の応用」の研究によって 1957 年に理学博士の学位を受けた。その後、彼は、コロンビア大学で 2 年間、カリフォルニア大学バークレー校で 8 年間、研究教育に従事した。この間に彼の興味は、素粒子論から、重力理論、宇宙論に広がる。1966 年から 1969 年にかけて、ハーバード大学講師、マサチューセッツ工科大学客員教授。1969 年には、V. Weisskopf の後任として同大学の教授に迎えられる。1973 年には、J. Schwinger の後任としてハーバード大学に移るとともに、スミソニアン天文台の上級研究員となる。さらに 1982 年には、テキサス大学に移った。

彼の数多くの業績のなかで、ワインバーグ-サラム理論といわれる素粒子の弱相互作用と電磁相互作用の統一ゲージ理論に対しては、A. Salam, Glashow とともに 1979 年のノーベル物理学賞が与えられた。その他、オッペンハイマー賞(1973 年)、D. ハイネマン賞(1977 年)など幾多の賞を得ているが、そのなかには、「最初の三分間」に対する 1977 年アメリカ物理学協会-アメリカ鉄鉱道科学著作賞も含まれている。1954 年に学生結婚をした妻 Louise は、テキサス大学法学部教授。[主著] *Gravitation and Cosmology*, 1971; *The First Three Minutes*, 1977 (「宇宙

創成はじめの三分間」, 1977)。

ワインバーグ角 [英 Weinberg angle, 独 Weinberg-Winkel, 仏 angle de Weinberg, 露 угол Вайнберга] 素粒子の弱い相互作用と電磁相互作用を統一するワインバーグ-サラム模型では、4つの基本的なゲージ場が導入される。すなわち、荷電カレントを仲介しフェルミ相互作用を引き起すWボソンを含む3つ組(W^+ , W^- , W^0)と、電磁相互作用の原型となるゲージ場(ここでは B^0 と記す)である。ワインバーグ-サラム理論での基本的な仮定は、 W^+ , W^- は超伝導体中の光子場と類似のメカニズムにより非常に大きな質量($M_W \approx 80 \text{ GeV}$)を得ることにある。このメカニズム(ヒッグス機構)では、 W^0 と B^0 の間に混合が起り、 $Z^0 \equiv W^0 \cos \theta_W - B^0 \sin \theta_W$, $A \equiv W^0 \sin \theta_W + B^0 \cos \theta_W$ という2つの直交成分に分れる。ここに、 Z^0 は中性カレントを媒介する Z^0 ボソンの場であり、 A は質量をもたない光子との意味での光子場である。ここに現れた角 θ_W がワインバーグ角とよばれているものである。ワインバーグ-サラム模型では、 θ_W は弱い相互作用の基本的な結合定数 g と陽子の電荷 e との関数を与え、 $e = g \sin \theta_W$ 、さらに、Wボソンおよび Z^0 ボソンの質量も決める。 $M_W = 37.5 / \sin \theta_W \text{ GeV}/c^2$ および $M_W/M_Z = \cos \theta_W$ 。またクォークおよびレプトンの中性カレントは、ワインバーグ角 θ_W を決めると一意的に決る。この最後の性質から、実験的に θ_W が決められ、 $\sin^2 \theta_W = 0.215 \pm 0.040$ とすると実験データはワインバーグ-サラム模型の予言とよく一致することが知られている。ワインバーグ角 θ_W を理論的に計算する試みも多くあるが、現在のところ、未解決の問題といえる。

ワインバーグ-サラム模型 [英 Weinberg-Salam model, 独 Weinberg-Salam-Modell, 仏 modèle de Weinberg-Salam, 露 модель Вайнберга-Салама] レプトンとクォークの電磁および弱い相互作用をゲージ場(ヤンミルズ場)とヒッグス機構という観点から定式化したくりこみ可能な場の理論。これら2つの相互作用を完全に統一したとはいえないが、弱電磁相互作用の統一理論ともよばれるように、同一のレベルでとらえられており、したがって弱い相互作用と電磁相互作用の基本的な結合定数はほぼ同じ大きさになっている。

現在の素粒子物理学では、レプトンとクォークが物質の基本的構成要素と考えられており、少なくとも6種のレプトンとクォークが存在するものと考えられている。

$$\begin{array}{ll} \text{レプトン} & \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} & \text{電荷は} \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \text{クォーク} & \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \\ b \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} & \text{電荷は} \begin{pmatrix} 2/3 \\ -2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix} \end{array}$$

普遍的V-Aカレント・カレント結合型のフェルミ理論から想定される弱い相互作用を媒介する W^\pm という荷電をもつベクトル場(Wボソン)は、これらレプトンおよびクォークの組の中で互いの遷移を仲介しているものとみなされる。たとえば、 $\mu^- \rightarrow W^- + \nu_\mu$ という仮想的Wボソンの放出とそれに続く $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ という崩壊の結果として、 μ 粒子の崩壊 $\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e$ が理解される。同様に、中性子の β 崩壊は、 $d \rightarrow u + W^-$ と $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ の組合せ $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$ あるいは核子のレベルでは $n(udd) \rightarrow p(uud) + e^- + \bar{\nu}_e$ とみなされる。このようにWボソンを導入すると、弱い相互作用の普遍性はWボソンの結合の普遍性に置換えられる。他方、量子電磁気学におけるベクトル粒子(電磁場)には、結合力の普遍性があることがよく

知られており、その数学的表現として電磁場をゲージ場とみなす立場が伝統的である。このように、ゲージ場は結合力に普遍性をもつベクトル粒子の場であるので、Wボソンの場も一種のゲージ場とみなすことは自然な考え方と思われる。事実、ワインバーグ-サラム模型では、ゲージ場の3つ組(W^+ , W^- , W^0)と1つ組 B^0 の4つのゲージ場を基本的な場として導入する。この考えは、以前からJ. S. Schwinger, S. L. Glashow, A. Salam, J. C. Wardらによって試みられていたものである。

ところで、弱い相互作用は電磁相互作用(あるいは強い相互作用)に比べて非常に短距離力であって、Wボソンの質量は非常に大きいことが知られている。ゲージ場は一般に質量0のベクトル粒子に対応するので、Wボソンをゲージ場とみなすことに困難があるように思われる。しかし、この問題は物理学が対象とする「真空」というものは、ある種の超伝導体のようにになっているという考えでW. K. Heisenbergや南部陽一郎などが解決した。すなわち、超伝導におけるマイスナー効果において電磁場が見かけの質量をもつように、ゲージ場 W^\pm も、一種の超伝導体である「真空」中で大きな質量をもつと考えられる(ヒッグス機構)。しかも、ヒッグス機構により質量を得たゲージ場の理論は、くりこみ可能であることがG. 't Hooftにより証明された。このようにして、弱電磁相互作用の普遍性をゲージ場という観点から定式化する道具だてがそろった。弱い相互作用にはまたバリティーの破れとかクォーク場の混合(\Rightarrow GIM機構, 小林・益川理論)といった重要な性質があるが、これらの性質をうまくヒッグス機構に取入れることができる非可換ゲージ場の群を見つけることが問題となる。この目的にそって数多くのゲージ模型が提案されたが、結局、最初に1967年に考えられた $SU(2) \times U(1)$ という群に基づくワインバーグ-サラム模型が実験と一番よく合致することがわかった。

具体的には、ワインバーグ-サラム模型では4つのゲージ場のうち W^0 と B^0 がヒッグス機構の後で

$$\begin{aligned} Z^0 &= W^0 \cos \theta_W - B^0 \sin \theta_W \\ A &= W^0 \sin \theta_W + B^0 \cos \theta_W \end{aligned}$$

という中性カレントを媒介する Z^0 ボソンの場と本当の意味での光子場Aにわかれる。ここに、 θ_W はワインバーグ角とよばれているもので、 $\cos \theta_W = g / \sqrt{g^2 + (g')^2}$ あるいは $e = g \sin \theta_W$ と、群 $SU(2)$ の結合定数 g と群 $U(1)$ の結合定数 g' により表され、Wボソンおよび Z^0 ボソンの質量とも $M_W = (37.5 / \sin \theta_W) \text{ GeV}/c^2$, $M_W/M_Z = \cos \theta_W$ と関係している。 Z^0 ボソンの源となる中性カレントも、たとえば電子の系に対しては

$$j^\mu = i e \bar{\psi} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \psi e - i e \bar{\nu} \gamma^\mu (1 + \gamma_5) \nu e - 4 \sin^2 \theta_W j_{\text{em}}^\mu$$

と θ_W をパラメーターとして表される。ここに、 j_{em}^μ は電子に対する電磁カレントである。Wボソンの結合による荷電カレント現象は、普遍的フェルミ相互作用においてカピボ-GIMの理論で与えられるものと低エネルギーでは同一の結果に導く。

ワインバーグ-サラム模型の検証は、中性カレント現象により行われたが、ニュートリノ散乱、電子・重水素核散乱のすべてのデータが、 $\sin^2 \theta_W = 0.215 \pm 0.040$ とすると矛盾なく説明できることが示された。したがって $M_W \approx 80 \text{ GeV}/c^2$ および $M_Z \approx 90 \text{ GeV}/c^2$ となる。このような質量の W^\pm および Z^0 ボソンは1983年にヨーロッパ連合原子核研究機関(CERN)SPSにおける陽子・反陽子衝突におい

て実際に実験室で作り出された。ヒグス機構により予言されている真空のゆらぎとしてのスカラー粒子(ヒグス粒子)を見つけることは、将来に残された重要な課題である。

わき出し [英 *仏 source*, 独 *Quelle*, 露 *источник*]

[1] 流体の占めている領域内の1点を取囲む微小な閉曲面を通して正味の流出量(または流入量)があるとき、この点にはわき出しがあるという。わき出しの強さは、この閉曲面を単位時間当りに外向きに通過する流体の体積によって表される。たとえば縮まない流体については、わき出しの強さ Q は

$$Q = \iint v_n dS$$

で与えられる。ここで v_n は流速ベクトルの外向き法線成分、 dS は閉曲面の面要素である。また、強さが負のわき出しを吸い込みとよぶ。

わき出しが連続的に分布している場合には、ガウスの定理によって

$$\iint v_n dS = \iiint \operatorname{div} v dV$$

と書けるから、 $\operatorname{div} v$ がわき出しの強さの密度を与える。

[2] 一般のベクトル場についても、上記の流速場と同様にわき出しの強さ(またはその密度)が定義される。たとえば静電場のわき出しは電荷の存在に、重力場のわき出しは質量の存在に、それぞれ対応する。わき出しのない場をソレノイド場ということもある。

惑星 [英 *planet*, 独 *Planet*, 仏 *planète*, 露 *планета*] ⇒ 地球型惑星

惑星間空間 [英 *interplanetary space*, 独 *interplanetarischer Raum*, 仏 *espace interplanétaire*, 露 *межпланетное пространство*] 太陽系空間はまた惑星間空間でもある。20世紀前半までここには惑星間塵以外のものは存在しないと思われていた。しかし太陽風プラズマが太陽から吹き出し、惑星間空間を満たしていることが、彗星の尾のなびきかなどから推測されるようになった。その後、金星探査機パイオニア号によってその存在が実証された。

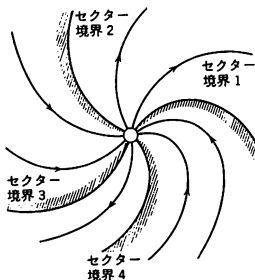
風速 V 、密度 n の太陽風プラズマは、地球近傍では

$$\frac{\partial(r^2 n V_r)}{\partial r} = 0$$

を満たしていると近似してよい。ここで r は太陽からの距離である。地球近傍での平均数密度は 5cm^{-3} である。惑星間空間は、惑星近傍を除くと、太陽の重力が圧倒的に支配する空間であるが、平均速度 $320\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ の太陽風の圧力も無視できない。またこの太陽風と惑星の磁場との相互作用によって惑星周辺にはさまざまな電磁現象が引き起こされる。たとえば地球の赤道環電流やオーロラ活動も、惑星間空間プラズマの変動と惑星間磁場の様相に大きく支配されている。惑星間空間には、遠く銀河系外から 10GeV 以上の高エネルギーの宇宙線が侵入してくる。比較的低いエネルギーの宇宙線は惑星間磁場によってその侵入が遮られる。

惑星間磁場 [英 *interplanetary magnetic field*, 独 *interplanetarischer Magnetfeld*, 仏 *champ magnétique interplanétaire*, 露 *межпланетное магнитное поле*] 惑星間に広がる一般磁場。太陽の双極子磁場の磁束密度は太陽からの距離の三乗に反比例して弱くなる事が観測されている。これに対し惑星間磁場は距離の二乗に比例して弱くなる。これはプラズマに凍結された太陽の磁場が太陽風によって惑

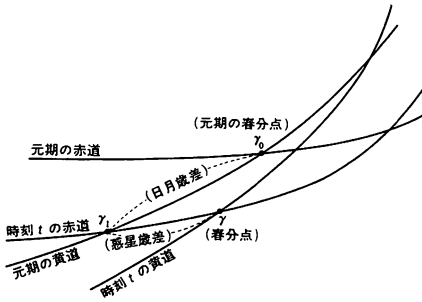
星間空間に運び出されたものである。惑星間プラズマ中では、電気伝導率は非常に高く、電場は定常的には存在しない。また、プラズマは磁場からローレンツ力を受けないように流れているので、磁場とプラズマ流の方向は平行になっている。これは力の作用しない磁場(*force-free field*)ともよばれる。太陽は自転しているので、プラズマ流も磁場も図に示すような渦状構造になっている。ある領域では



磁場ベクトルは太陽から外側に向かい、他の領域では逆に太陽に向かっていて、それぞれ領域はセクターとよばれる。また太陽の磁気赤道面より北側と南側では磁場の方向は逆になっていることが観測されている。惑星間磁場は、さまざまな時間変動をしている。長周期では太陽の黒点数変動を基調とした22年周期の変動がある。最も短時間の変動はアルベーン波で、特に磁気赤道面に垂直な磁場成分は、その方向までも、数分〜数時間で変動を繰返している。

惑星間物質 [英 *interplanetary matter*, 独 *interplanetarische Materie*, 仏 *matière interplanétaire*, 露 *межпланетное вещество*] 惑星間空間には太陽風のプラズマ流のほか、黄道光やKコロナをつくる惑星間塵が浮遊している。これらの密度は太陽から離れるにしたがって減少する。太陽近傍の黄道光の解析によると、そのサイズは $0.01\mu\text{m}\sim 1\text{mm}$ である。粒径が $0.07\sim 1.5\mu\text{m}$ までの惑星間塵は太陽からの光圧を受けるが、その結果逆に太陽に落ち込む(⇒ポインティング-ロバートソン効果)。過去の太陽系には、非常に濃密に星間塵が分布していたが、やがて合体して微天体に、そして微惑星、さらに惑星に成長した。惑星間塵は現在も地球に降下してくる。その量は1日につき $10^8\sim 10^7\text{kg}$ と見積られている。太陽の近くに飛来する彗星は蒸発し、 H_2O 、 CO_2 、 CO などのガスと同時にケイ素や鉄、そのほかの金属類を含んだ粒子を彗星核から放出する。これらも宇宙塵となる。

惑星歳差 [英 *planetary precession*, 独 *Planetenpräzession*, 仏 *précession planétaire*, 露 *прецессия от планет*] 春分点(赤道と黄道の交点)の歳差運動のうち、惑星の影響によるものを惑星歳差という。地球の赤道面は月と太陽の潮力力によって強制運動していて、永年変化の部分を歳差、周期的変化の部分を章動という。ほかに自由章動(チャンドラー運動ともよばれていて、その周期は約14ヵ月)とか気象変化による年周や半年周などの周期項がある。時刻 t_0 における黄道(空間に対して静止して、元期 t_0 の黄道という)上での春分点の移動(図の r_0, r_1)を日月歳差といい、角度にして100年間で $5039''$ 動く。黄道(地球の軌道)は惑星の摂動でゆっくり変化するので、春分点は r となる。 r_1, r のことを惑星歳差といい、角度にして



100 年間で $11''$ 動く。惑星の直接の効果は非常に小さい。黄道が動くことによる力学的効果は、 γ_{12} を時間について展開した二乗の項により表される。一般相対論の効果による歳差を測地歳差といい、その大きさは 100 年間で $1.9''$ である。

惑星状星雲 [英 planetary nebula, 独 planetarischer Nebel, 仏 nébuleuse planétaire, 露 планетарная туманность] 銀河系内星雲の一種である。名前はこの星雲を望遠鏡で見たときに、惑星に似た緑がかった円盤状に見えることに由来する。他の散光星雲に比べて格段に小さく、ガス雲の直径は $0.03 \sim 0.6 \text{ pc}$ (パーセク)、質量は太陽質量 ($M_{\odot} = 2 \times 10^{30} \text{ kg}$) の $0.04 \sim 0.2$ 倍程度である。ガス雲中の原子密度は $10^8 \sim 10^6 \text{ m}^{-3}$ である。現在のところ約 1000 個見つかったおり、銀河系全体では約 6000 個ほど存在すると思われる。ガス雲の中心には表面温度が $4 \times 10^4 \sim 10^5 \text{ K}$ の高温星(主に O 型星)があり、ガス雲はこの星の放射する紫外線を吸収して、約 10^4 K の電離ガスとなって輝いている。ガス雲は中心の高温星からその外層が放出されたものであり、星雲スペクトル線のドップラー速度の観測から、約 $20 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ という膨張速度が得られている。進化論的には、太陽質量の $0.6 \sim 4$ 倍の星が赤色巨星から白色矮星へ進化する途中、約 5 万年程度の期間、質量放出をしている姿と考えられている。赤色巨星中でヘリウム芯(中心核)が燃え、炭素・酸素芯ができる、中心部での核反応は終わり、中心核は重力収縮を始める。薄い殻状となったヘリウム層は熱的に不安定であり、核反応の暴走(殻フラッシュ)を繰返す。この殻フラッシュによって外層は大きく膨らみ、質量放出に至る。放出の具体的な機構についてはいまだに解明されていないが、ガス雲が炭素過多であるという観測などから、殻フラッシュが質量放出に関与していることは確からしい(⇒赤色巨星)。

惑星大気 [英 planetary atmosphere, 独 planetarische Atmosphäre, 仏 atmosphère planétaire, 露 планетная атмосфера] 太陽系にある 9 つの惑星のうち、金星、地球、火星、木星、土星、天王星、海王星の 7 つは、かなりの量の大气をもっている。後の 4 つを木星型惑星といい、それらの大気の主成分は、 H と He で、太陽の組成に近い。これらの惑星が成長する際に、周辺にあったガスを大重力で引きつけて取込んだものと思われる(一次大気とよばれる)。それに対し、初めの 3 つを、地球型惑星といい、それらの大気主成分は、 CO_2 と N_2 など、木星型惑星大気の場合とはかなり異なっており、惑星内部からの脱ガスによって形成されたものとされている(二次大気とよばれる)。地球大気の主成分は N_2 と O_2 であり、一見、上記の話と違っているようだが、実はこの惑星には水(海洋)があ

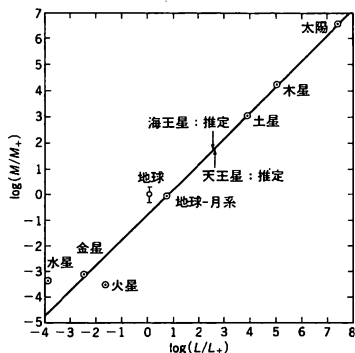
り、その中に CO_2 を溶かし、 Ca などと反応させて石灰岩をつくらせてしまうこと、植物の発生にともなう O_2 の発生や蓄積があるからである。逆に火星と金星に水が見当たらない理由としては、前者の低温による凍結(凍土や極冠として)、後者の強い太陽放射線による水の光分解(それに伴う H の散逸と O の地表下への吸収)などがあげられている。金星の場合は、初期の高温のため、原材料に水が入らなかったためとする説もある。木星型惑星の場合にも、木星、土星グループとほかの 2 つでは、やや異なり、特に H と CH_4 の比は、後者においてかなり小さい。何らかの形で惑星形成当時の周辺のガスから H が欠けていた可能性があり、近くの星に照らされ、熱せられたためともいわれている。このほか、最近の惑星探査機の活躍で、大気中の元素の同位体比、雲の成分などいろいろな知見が集積しており、これらを手がかりにして、太陽系の形成過程についての議論が盛んになりつつある(⇒太陽系の起源と進化)。

惑星地質学 [英 planetary geology, 独 Planetargeologie, 露 планетная геология] ロケットなどによる月および惑星の探査の進展に伴い新しく発展している学際的領域で、地質学の手法と原理を、太陽系の惑星としての地球のみでなく、かたい表面をもつ惑星とその衛星にまで適用しようとする学問である。地質学は各地域の個別的研究からプレートテクトニクス理論などグローバルな学問へと発展してきたが、さらに惑星地質学へ発展しようとしている。その観測は、解像度は悪いが地球から望遠鏡で惑星の全体像を見ることに始まり、惑星探査機による近傍の通過、周囲軌道による表面の観察、着陸しての視察へと進行する。このような探査の結果、得られた惑星の表面地形、表層物質の化学組成、地球物理的テーマをもとに、惑星とその衛星の化学組成、表層構成物質とその分布、惑星の形成過程とその変遷などを明らかにする。さらに質量、直径、太陽からの距離などの異なる天体を比較することによって、地質過程の一般性を解明しようとするものである。月や水星などでは、その形成当初のおよそ 6 億年間にわたって表面を隕石様物体が襲ったが、それによってつくられたクレーター地形とその形成機構の研究が行われている。また、惑星形成後の火山活動による溶岩流地形の形成、火星や金星に見られる火山性の高い山の形成、侵食、堆積地形の研究など多くの研究テーマがある。特に惑星初期に起きた大規模な化学的物理的分化が、各惑星とその衛星でどのように異なった過程を通ったのか、また初期の形成過程がその後の惑星の進化にどのような影響を及ぼしたのかを追求する。地球で得られた地質学的原因が、ほかの惑星でも通用するものがあるかどうか、現在の地球で起きていることがほかの惑星でも過去に起きたという記録があるかどうか、そして、地球上では失われてしまった過去の記録に相当するものを他の惑星で読みとれるかどうかということなどを通して、惑星地質学は、地球の地質学への発展にとっても重要な貢献をするものと期待される。硫黄に富む木星の衛星イオや、木星と土星の衛星に多く見られる氷の表面をもつ天体など、地球とは異なった種類の天体の研究も行われている。

惑星内部構造 [英 internal constitution of planets, 独 innerer Aufbau der Planeten, 仏 structure interne de planètes, 露 внутреннее строение планет] 惑星はその内部の高温、高圧の状態と 45 億年間にわたる化学分化のため

表層と中心部では、物質の状態と化学組成が異なっている。このような惑星の内部で物理的、化学の状態がどのように変化しているかを調べることは、惑星内部構造論の主題である。惑星の内部構造を観測的に求める最も直接的な方法は、地震の波を使う音響学的探査である。この方法は地球および月に応用され、かなり詳しく内部構造が決められている。地震学的方法が使えない場合には、理論的推定に頼らざるをえない。この場合、理論的制約条件となるものは、惑星の半径、質量、慣性モーメントや重力ポテンシャルである。また表面の化学組成は、その惑星全体の組成を知り、理論に使われる惑星物質の状態方程式を選択するのに役立つ。惑星内部の熱的状態を推定するには、現在の惑星表面において観測される熱流量(地球型惑星では地殻熱流量とよばれる)や惑星表面物質の U, Th, ^{40}K などの放射性元素の存在度が重要な役割を果たす。また地球型惑星では、惑星表面に見られる地形から推定される、その惑星の地質活動の変遷なども、惑星の進化と内部構造を推定するために用いられる。一般に、地球型惑星は、岩石質からなる地殻とマントル、Fe を主体とする金属質物質からなる中心核で構成されている。木星型惑星は、H, He のマントルと、岩石質(水+金属)の中心核をもつ。木星型惑星における H はその内部の高圧力によって金属質になっていると考えられている。

惑星内部磁場 [英 internal magnetic field of planet, 独 inneres Magnetfeld im Planet, 仏 champ magnétique intérieur du planète, 露 внутреннее магнитное поле планеты] 惑星磁場のうち、惑星内部に原因のあるものをいう。外部磁場が電離層プラズマ中の電流に主因があるのに対し、内部磁場は惑星内部の熔融金属からなる核(コア)内で発生する電流に主因がある。惑星の自転によって核内に乱流の対流が発生し、磁場が誘起される。磁場のトロイダル成分は惑星内部に閉じ込められるが、ポロイダル成分は惑星外部に双極子磁場として湧出する。図は測定された磁



場の強度と各惑星の自転角運動量の関係を示す(M は磁気モーメント、 L は自転角運動量で、地球の値 M_{\oplus} , L_{\oplus} との比で表してある)。特に土星については、土星全体の角運動量でなく、核の部分の角運動量に対してプロットした(全体の角運動量に対してプロットすると、図の直線と比べて4倍小さい値となる)。このようにすると土星も図の直線に乗るが、このことは、磁場発生の原因が惑星の核にあるとすれば理解できる。同様な考えから、F. H. Busse は $M \propto \sqrt{\rho \Omega R_c^3}$

という関係式を提案している。ここで ρ , Ω , R_c はそれ

ぞれ、惑星の核部分の密度、自転速度、半径である。木星は大きく発達した金属水素核をもち、しかも高速で自転しているため、強い磁場をもっている。これに対し、金星は自転がゆるやかで、弱い磁場しかない。

惑星の進化 [英 evolution of planets, 独 Entwicklung der Planeten, 仏 évolution des planètes, 露 эволюция планет] 惑星はその誕生以後、45~46 億年の間にさまざまな内的・外的要因によって変化を受け、現在の姿に至ったと考えられる。このような変遷の歴史をまとめて惑星の進化とよんでいる。惑星の進化を決めている要因としては次のようなものがあげられる。(1) 惑星の大きさ: 重力ポテンシャルエネルギーと熱的時定数が惑星の大きさによって大きく異なることによる。(2) 惑星の化学組成: 特に惑星の熱源となる U, Th, ^{40}K のような放射性発熱元素の存在度、鉄とケイ酸塩の比、 H_2O や CO_2 のような揮発性元素の存在度などが惑星の熱史や分化、内部の運動に影響を与えたと思われる。(3) 外的要因による熱源: 惑星の集積にともなった熱、隕石の衝撃による加熱、潮汐摩擦による加熱、電磁的效果による加熱などが挙げられる。上で述べた各種の要因による影響を互いに結びつけるものとして重要なものに、惑星のリソスフェア(地殻)がある。惑星の内部、外部から与えられる応力に対して反応する程度がリソスフェアの厚さや流動特性によって変化するからである。またリソスフェアの運動によって生じた地形は、惑星の進化を推定する重要な情報源となっている。

惑星波動 [英 planetary wave, 仏 onde planétaire] = プラネタリー波

ワグナー Wagener, Gottfried 1831.7.5—1892.11.8 ドイツの化学技術者。ハノーバーに生れる。ゲッティングゲン大学で C. F. Gauss, W. E. Weber に学び、次いでベルリン大学で J. C. Poggendorff に物理学を学んだ。1852 年ゲッティングゲン大学で学位を取得した後、パリに出てコレージュ・ド・フランスで分子量の気体密度測定法の考案者として知られる。B. J. Dumas の化学の講義を聴講する。さらに、数学、物理学を独習するがたたら、フランス語をはじめイタリア語、スペイン語などの外国語を習得する。その後、パリ中央電信局の翻訳官、スイスの工業学校の教師を歴任する。パリ滞在中に知り合った外交官 R. Lindau の紹介で、アメリカのラッセル商會が計画した長崎の石鹼工場の建設を技術指導するため、1868 年 5 月に来日した。結局この建設計画は失敗に終わったが、まもなく佐賀藩主鍋島侯の委嘱を受け、肥前有田において日本最初の陶磁器を焼く石炭窯を築く。廃藩置県とともに職を解かれ、東京にある大学南校、大学東校のお雇い外人教師となり、数学、物理学、化学、語学を教授した。また日本の伝統文化に興味を抱き、講義のかたわら、各種の工芸品を収集し、その研究を始める。1873 年ウィーンで開かれる万国博覧會に日本も参加することになり、Wagener は技術顧問を依頼され尽力した。博覧會事業は、明治政府の殖産興業政策のひとつとして重要な意義をもっており、彼はその技術指導により、日本の産業の振興に大きな役割を果たしたのである。その後京都に赴き、舎密局で化学を講義するとともに、陶磁器、七宝の釉薬、ガラスなどの製造技術の改良に取組んだ。京都滞在中には地震計の設計と改良も行っている。京都の舎密局が廃止された 1881 年、東京大学理学部の製造化学教師となる。東京職工学校(東京工業大学の前身)に陶器玻璃工科が設立されると製造化学教師に任ぜられ、窯業

の教育研究に従事した。なお、淡紫色の素地に精描彩色し薄釉をかけて焼く旭焼とよばれる陶器は、彼が創始したものである。日本の工業教育と近代産業の発展に尽した功績を認められ、勲三等瑞宝章が授与された。1892年11月、駿河台の自宅で永眠し、青山墓地に葬られた。

ワグナー接地 [英 Wagner ground, 独 Wagner-Erdung, 仏 mise à terre de Wagner, 露 заземление Вагнера] 四端子ブリッジ回路につけて対地アドミッタンスの影響を除く方法で、図1の \dot{Y}_2, \dot{Y}_4 と \dot{Y}_5, \dot{Y}_6 を調整しながら

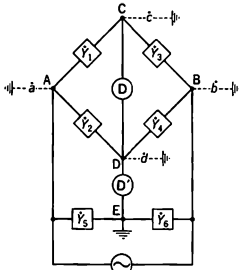


図 1

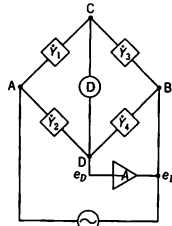


図 2

ら検出器 D の電流が 0 となるよう平衡をとる。A, B, C, D はそれぞれ対地アドミッタンス $\dot{a}, \dot{b}, \dot{c}, \dot{d}$ をもつが、このときの平衡条件は

$$(\dot{Y}_2\dot{Y}_3 - \dot{Y}_1\dot{Y}_4) + \frac{\dot{Y}_3\dot{a}\dot{d} + \dot{Y}_2\dot{b}\dot{c} - \dot{Y}_1\dot{b}\dot{d} - \dot{Y}_4\dot{a}\dot{c}}{\dot{a} + \dot{b} + \dot{c} + \dot{d}} = 0$$

第2項は対地アドミッタンスの関係する項で対地条件により平衡が変化する部分である。この項が 0 という条件を得るためには $\dot{a}/\dot{b} = \dot{Y}_1/\dot{Y}_3 = \dot{Y}_2/\dot{Y}_4$ が成り立てばよい。 \dot{a}, \dot{b} は \dot{Y}_5, \dot{Y}_6 に含まれるので、電流検出器 D, D' の電流値が同時に 0 になるように \dot{Y}_2, \dot{Y}_4 と \dot{Y}_5, \dot{Y}_6 を調整すれば C および D 点はともに大地電位となり、 \dot{a}, \dot{b} の影響はなくなるので $\dot{Y}_1/\dot{Y}_2 = \dot{Y}_3/\dot{Y}_4$ が正確なものになる。検出器 D' は、実際には四端子ブリッジの検出器 D をスイッチで切替えて使用する。検出器として受話器を用いることが多いが、大地電位であるため人体との静電容量を通して大地に電流が流れることがなくなる。図2は自動接地装置で、増幅度 A の逆相増幅器を DB 間に接続する。ブリッジを調整して平衡をとったとき、D, B 点の電位をそれぞれ e_D, e_B とすると $e_D = -e_B/A$ となり、A が十分大きければ $e_D \approx 0$ となり、D の電位は近似的に大地電位となり、対地アドミッタンスの影響を除去できる。

ワーズワース・マウンティング [英 Wadsworth mounting, 独 Wadsworthsche Gitteraufstellung, 仏 montage de Wadsworth, 露 установка решётки по Уодсворта] 凹面回折格子およびプリズムのマウンティング(配置のしかた)の一種で、前者は 1896 年に、後者は 1895 年に、ともに F. L. O. Wadsworth によって考案された。凹面回折格子のワーズワース・マウンティングは、図1に示すように、凹面鏡(または軸外し放物面鏡) M を使って平行光線を凹面回折格子 G に入射させ、その真正面 N の近傍にフィルムまたは乾板を置き、スペクトル写真を撮れるようにしたもので、非点収差のない明るいスペクトルが得られるのが特徴である。この場合、焦点面はローランド円ではなく、放物線に近い形の曲線となる。凹面回折格子を回転すると撮影する波長範囲を変えることができるが、焦点面の形も変化するので調整が面倒である。図2のように、プリ

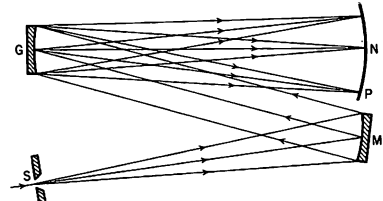


図 1

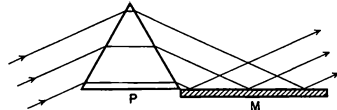


図 2

ズム P の底辺に接して平面鏡 M を置いた配置をプリズムのワーズワース・マウンティングという。プリズム中を最小偏角で通る光に対しては、プリズムへの入射光と M からの反射光とは平行となり、直視プリズムと同等の働きをする。この配置は赤外プリズム分光器によく用いられる。

和 則 [英 sum rule, 独 Summenregel, 仏 règle des sommes, 露 правило сумм] 水素原子の問題のように理論的に完全に解けてしまうものはむしろ自然界では数少ない例であり、一般にはラグランジアンがわかっていても正確には解かず、摂動論などのような近似法に頼って物理量を計算するのが普通であり、場合によってはラグランジアンすらわからないこともある。このような場合に物理量を直接正確に計算できなくても、その物理量を含む総和とか積分とかが正確にわかれば、実験的チェックができるなどの点で役に立つ。このように、ある物理量の積分または総和が既知の数値で表されているとき、これを和則という。和則は、その物理量に対する理論的拘束条件と考えることもできる。たとえば、 π^2 中間子と陽子との全断面積に対して、カレント代数を用いてアロー-ワイズバーガーの関係式を導くことができる。

原子核の高い励起状態に現れる巨大共鳴の最も重要な特徴は、原子核が量子力学的体系である限り模型によらずに成立する和則値を、1 つの状態ではほとんど尽すことである(⇒巨大共鳴)。和則の典型例としてアイソスカラーの多重極遷移の場合を挙げると、基底状態 $|0\rangle$ から励起エネルギー ω_n 、角運動量 λ 、パリティ $(-1)^\lambda$ の励起状態 $|\omega_n\rangle$ への遷移行行列に ω_n の重みを乗じた総和は、次のような簡単な形に書ける。

$$\sum_n \omega_n |\langle \omega_n | a_{\lambda\mu} | 0 \rangle|^2 = \left(\frac{3\lambda}{8\pi m} \right) A R^{2\lambda-2} \quad (\lambda \geq 2)$$

ただし、 $a_{\lambda\mu} = \sum_{i=1}^A r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(F_i)$ で、 m, A, R はそれぞれ核子質量、核子数、核半径である。ここで使用した本質的な仮定は、核子間相互作用は運動量によらないという条件のみである。このように、相互作用や状態の詳細によらず成立するエネルギーの重みをかけた和の表式を和則という。中重核でのアイソスカラー E2 巨大共鳴では、E2 遷移の約 90% を占め、低励起の 2^+ 状態への和は高々 10% 程度である。和則値のほとんどを尽す状態は、集団性の強い状態である。アイソスピン遷移やスピン、アイソスピンの励起の場合の和則は、相互作用への依存性をもつ項が現れてくる。1950 年ころから研究されてきた有名な例は、E1 の

光吸収断面積のエネルギー積分で

$$\int \sigma_T(E) dW = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{mc} \cdot \frac{A}{4} (1 + \kappa)$$

となるが、和則値を約2倍大きくする因子 $(1 + \kappa)$ の κ は、テンソル力や交換流などが寄与している。このような場合には、核内の有効相互作用や中間子効果を研究するのに和則は有効である。原子・分子、統計力学などの研究分野では、和則に相当するものを総和則とよぶことが多い(⇒総和則)。

ワット [英 *watt*, 独 *Watt*, 露 *ватт*] 工率, 電力, 放射束の単位。国際単位系(SI)では、特別の名称をもつ SI 組立単位のひとつにあげられている。単位記号は *W*。1 *Watt* (⇒ワット)に由来する。ワットは、1sにつき1Jの工率(およびそれに相当する電力, 放射束)である。すなわちワットは、ジュール毎秒という単位の特別な名称として導入されたものであり、これを用いれば諸量の単位の表現が簡明になる。

ワット *Watt*, James 1736. 1. 19—1819. 8. 25 イギリスの技術者。スコットランドのグリーンノックで生れる。科学機器製作を志して郷里を離れ、商工業の中心となりつつあったグラスゴーで、同地の大学の機械技師となる。J. Black らと知り合い、1765年にニューコメン式蒸気エンジン用の外部凝気器を考案し、1769年に特許を取った。1766年に大学の仕事をやめ、グラスゴーで測量と土木の会社を設立、1774年まで土木技師として働いた。1775年にロンドンへ移ったが、健康上の理由から翌年スコットランドへ戻った。晩年にはパーミングで蒸気機関の事業をし、それを息子に譲った後ヒースフィールドで没した。その間、速度調節機構の発明、複動原理の蒸気機関への応用、シリンダー内の圧力を計測するためのインジケーターの開発など、精力的な活動を見せたほか、化学への寄与も多いが、最大の業績は、蒸気機関の改良を通じて産業革命の広域化に貢献したことにある。彼の生涯は、技術と科学との連携という点で示唆するところが多い。

ワット時 [英 *watthour*, 独 *Wattstunde*, 仏 *watt-heure*, 露 *ватт-час*] 電力量, エネルギー, 仕事, 熱量の単位。3.6×10³ ジュール(J)に等しい。単位記号は *Wh*。この単位およびその倍量単位であるキロワット時(単位記号は *kWh*)などは、電力量の取引に広く用いられ、法律(計量法)や規格(ISO, JIS)でも(二次的な扱いながら)採り上げられている。しかし国際単位系(SI)の立場からは推奨しがたい単位である(⇒エネルギーの単位, キロワット時)。

ワット毎ステラジアン [英 *watt per steradian*, 独 *Watt pro Steradian*, 仏 *watt par stéradian*] 放射強度の SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一例。単位記号は *W·sr⁻¹* または *W/sr* (⇒放射測定のための単位)。

ワット毎平方メートル [英 *watt per square meter*, 独 *Watt pro Quadratmeter*, 仏 *watt par mètre carré*]

[1] 熱流密度(熱流束または単に熱流ともいう)の SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一例。単位記号は *W·m⁻²*。面積1m²またはW/m²当り時間1s当りに熱量1Jが流れるときの熱流密度をいう(⇒熱学量の単位)。

[2] 放射照度および放射発散度の SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一例。単位記号は *W·m⁻²* または *W/m²* (⇒放射測定のための単位)。

ワット毎平方メートル毎ステラジアン [英 *watt*

per square meter steradian, 独 *Watt pro Quadratmeter Steradian*, 仏 *watt par mètre carré stéradian*] 放射輝度の SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一例。単位記号は *W·m⁻²·sr⁻¹* または *W/(m²·sr)* (⇒放射測定のための単位)。

ワット毎メートル毎ケルビン [英 *watt per meter kelvin*, 独 *Watt pro Meter Kelvin*, 仏 *watt par mètre kelvin*] 熱伝導率の SI 単位。国際単位系(SI)の組立単位の一例。単位記号は *W·m⁻¹·K⁻¹* または *W/(m·K)*。面積1m²当り、温度勾配1K·m⁻¹当り、時間1s当りに熱量1Jが伝導されるときの熱伝導率をいう(⇒熱学量の単位)。

ワード = 語

ワトソン・クリック模型 [英 *Watson-Crick model*, 独 *Watson-Crick-Modell*, 仏 *modèle de Watson-Crick*, 露 *модель Ватсона-Крика*] ⇒ DNA

ワニエ関数 [英 *Wannier function*, 独 *Wannier-Funktion*, 仏 *fonction de Wannier*, 露 *функция Ванье*] プロッホ関数 $b_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ のフーリエ変換

$$a_{\mathbf{v}}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) = N^{-1/2} \sum_{\mathbf{k}} \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_n) b_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$$

をワニエ関数という。ただし N は結晶中の単位胞数, \mathbf{R}_n は格子点の座標, \mathbf{k} の和は還元波数域内で行う。プロッホ関数を原子波動関数 $\phi_{\mathbf{v}}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n)$ の一次結合

$$b_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \sim N^{-1/2} \sum_n \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}_n) \phi_{\mathbf{v}}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n)$$

で近似する場合から類推されるように, $a_{\mathbf{v}}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n)$ は \mathbf{R}_n 近傍に局在する原子波動関数に似た性格をもつが, 指数 (\mathbf{v}, n) に関し完全直交系をつくるため, n に関し非直交の $\phi_{\mathbf{v}}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n)$ より便利ことがある。 $b_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ は位相因子すなわち $\exp\{i\theta_{\mathbf{v}}(\mathbf{k})\}$ の任意性をもつから, 関数 $\theta_{\mathbf{v}}(\mathbf{k})$ を適当に選んで $a_{\mathbf{v}}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n)$ になるべく局在ようにすることもできる。G. Wannier (1937 年) がフレンケル励起子に電荷移動配置も併せ考えた, より一般的な励起子(⇒ワニエ励起子)を論じるときに導入した。

ワニエ励起子 [英 *Wannier exciton*, 独 *Wannier-Exciton*, 仏 *exciton de Wannier*, 露 *экситон Ванье*] 半導体や絶縁体では, 電子を価電子帯から伝導帯へ励起するのにはバンドギャップ E_g 以上のエネルギーを必要とするが, 多電子系の励起状態としては, 伝導帯に励起された電子と価電子帯に発生した正孔とが水素原子のようにクーロン引力で結びついたままの状態も考えられる。このような複合粒子は, フレンケル励起子に電荷移動配置も併せ考えた一般化として G. Wannier (1937 年) が導入したもので, ワニエ励起子とよばれる。そのエネルギーは有効質量近似(⇒有効質量方程式)で

$$E_{nk} = E_g - \frac{R^*}{n^2} + \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \quad (n=1, 2, \dots)$$

と与えられる。ここで $R^* = me^4/2\epsilon^2 \hbar^2$ は有効リュードベリ定数, $M \equiv m_e + m_h$ および $M \equiv (m_e^{-1} + m_h^{-1})^{-1}$ は電子・正孔対の重心および換算質量(m_e, m_h は伝導帯電子, 価電子帯正孔の有効質量), \hbar は重心運動の波数, ϵ は誘電率である。結晶の光吸収スペクトルは, ワニエ励起子をつくることに対応した吸収線系列 E_{n0} (吸収される光の波数 k は逆格子に比べ無視できる)と, バンド間遷移による E_g 以上の連続帯とから成る。励起子に対するこのような複合粒子像は, 相対運動の有効ボーア半径 $a^* = \epsilon \hbar^2 / \mu e^2$ が格子定数 d に比べて大きいときに成り立つが, 逆の極限($a^* \ll d$)は

フレンケル励起子に対応する。分子結晶では各バンドが狭く μ が大きいから a^* は d より小さいが、半導体ではバンドギャップが小さく ϵ が大きいゆえに、各バンドは広く μ が小さいので、 a^* は d よりはるかに大きくなることが多い (\Rightarrow 励起子, フレンケル励起子)。☒

ワラー積分 [英 Waller integral, 独 Waller-Integral, 仏 intégrale de Waller, 露 интеграл Валлера] 完全結晶による X 線の積分反射強度を与える公式。回折 X 線が吸収の無視できる結晶を透過する場合に対して適用できる。平行平板結晶に平面波が入射するとき、動力学的回折理論によれば積分反射強度 I は次式で与えられる。

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(A\sqrt{1+W^2})}{1+W^2} dW = \pi \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n A^{2n+1}}{(2n+1)(n!)^2} \quad (1)$$

$$A = \frac{r_e \lambda F_0 C}{\sqrt{r_0 r_s}}$$

ここで W はブリュッ条件からのずれを表すパラメーターである。 r_e, λ, F_0, l_0 はそれぞれ古典電子半径, X 線の波長, 結晶構造因子, 結晶厚である。 C は入射 X 線の偏光による因子であり, 入射 X 線の偏光ベクトルが網平面に垂直な場合は $C=1$ となり, 平行な場合は $C=\cos 2\theta_B$ となる。ただし θ_B はブリュッ角を表す。 r_0, r_s は入射波および回折波の方向と結晶表面の垂線のなす角の余弦である。式(1)は 1926 年に Waller によって与えられたので, ワラー積分とよばれる。 I はまた

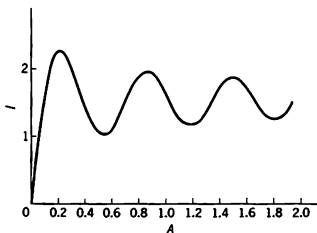
$$I = \frac{\pi}{2} \int_0^{2A} J_0(\rho) d\rho = \pi \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(2A) \quad (2)$$

とも表される。ここで J_m は m 次のベッセル関数である。式(2)も通常ワラー積分とよばれる。通常の光電吸収およびボルマン吸収がある場合にも適用できる積分反射強度は、次式で与えられる。

$$I = e^{-\mu_0 h} \frac{\pi}{2} \left\{ \int_0^{2A} J_0(\rho) d\rho + I_0(h) - 1 \right\} \quad (3)$$

$$h = t_0 \sqrt{\mu_0^2 \left(\frac{1}{r_0} - \frac{1}{r_s} \right)^2 + \frac{\mu_0^2}{r_0^2}}$$

ここで I_0 は 0 次の変形されたベッセル関数である。 μ_0 は通常の吸収係数, μ_0 はボルマンの異常吸収係数である。入射波が球面波である場合にも積分反射強度は(1), (2)あるいは(3)で表される (\Rightarrow 球面波理論)。☒にワラー積分のグラフを示す。 A が小さい領域では I は A に比例し, 運動学的理論で与えられる結果と一致する。



ワラーのパラドックス [英 Waller's paradox, 独 Waller-Widerspruch, 仏 paradoxe de Waller, 露 парадокс Валлера] \Rightarrow トムソン散乱

割込み [英 interrupt, 独 Unterbrecher, 仏 interrupteur, 露 прерывание] 情報処理において 1 つのプログラムの実行をハードウェア的手段で中断し, あとで再開できるようにして他のプログラムの実行に移ること。割込

みが起る原因としては, 内部割込みといわれる, 記憶装置のバリエーエーラ, 演算結果のオーバーフロー, 内部タイマーからの要求, 特権命令の実行などと, 外部割込みといわれる, 入出力動作の完了, 電源異常, 外部タイマーからの要求, あるいはセンサーなどを接続したシステムにおいて, 特定の情報が検知されることなどがある。これらの原因事象が起ると, そのときまで実行されていたプログラムが中断されて, 割込み処理プログラムが起動され, それぞれの原因に基づいた処理が行われる。割込処理が終了した場合, もとのプログラムに戻るか, 他の新しいプログラムに移行するかは, あらかじめ格納されているプログラムと, 割込処理の結果によって決る。しかしいったん中断されたプログラムはいずれ再開されなければならないから, 割込みが起ったときのレジスターの内容などは, 主記憶などに退避して保存しておかなければならない。なお PL/I ではある条件が発生したとき, 処理の流れを変更することを割込みという。

ワルトン = ウォルトン

ワールブルク Warburg, Emil Gabriel 1846.3.9—1931.7.28 ドイツの物理学者。ハンブルク近郊の生れ。ハイデルベルク大学に入り G. R. Kirchhoff の講義に感銘を受ける。続いてベルリン大学に移って学位を取得, A. A. E. Kundt と知り合い, 以後長く交際した。1872 年シュトラスブルク(ストラスブール)に新設されたカイザー・ウィルヘルム大学の員外教授になり, 同時に正教授になった Kundt と再会して共同研究を始めるが, 1876 年に Warburg がフライブルク大学教授に転じたため, 共同時代は終わる。業績が次第に広く認められて, 1895 年にはベルリン大学の実験物理学教授となり, 子息の Otto Heinrich Warburg (ノーベル生理学医学賞受賞者) を始めとする多数の弟子を育てた。国立物理工学研究所の第二代所長 F. W. G. Kohlrausch に認められて 1905 年から同研究所所長に就任した。また 1897 年にはベルリン物理学会会長となり, 1899 年にこの学会をドイツ物理学会に移行させて 1905 年まで会長を務めた。1922 年に公職から離れたが, なお研究を続け, 80 歳代でも論文を発表した。バイロイト近郊で没した。

研究分野は, 振動, すべりなどの力学的問題をはじめ, 気体運動論(平均自由行程が容器の寸法と同程度になる希薄気体の粘性, 熱伝導その他), 強磁性体のヒステリシス, 弾性余効, 電気伝導, 電解, 気体放電, 光化学にまで及ぶ。教授として(特にベルリン大学で)多数の学者(特に実験家)を育てたこと, 研究所長として組織, 設備, 制度の改善に寄与したことも, 重要な業績である。[主著] *Lehrbuch der Experimentalphysik*, 1893(「実験物理学」, 1902~03); *Über die kinetischen Theorie der Gase*, 1901。

ワーロツクの仮説 [英 Worlock's conjecture, 仏 conjecture de Worlock] 結晶の構造相転移において, 「ソフトモード」は, 低温相では常に全対称モードであり, したがって必ずラン活性である」ことをワーロツクの仮説という。1971 年に J. M. Worlock によって最初に指摘された。ソフトモードは, 定義より, そのモードの原子の変位が凍結することによって低温相が出現するのであるから, 当然低温相では全対称モードでなければならない。一方, ある振動モードがラン活性か否かは二階対称テンソルである分極率 a の, そのモードの基準座標 Q に対する変化率 $|\partial a / \partial Q|$ が 0 か否かで決定される。したがって a の対角成

分には必ず恒等表現に属するものがあることに注意すると、全対称モードであるソフトモードがラマン活性であることは明瞭であり、仮説でなく定理といっても差支えない。ただし、高温相でのソフトモードが縮退したモードである場合は、低温相では縮退が解けて全対称モード以外のモードも生じることになるが、それらのモードも含めて低温相のソフトモードがすべてラマン活性になることは保証されない。その場合もこれまで観測されている例では、すべてラマン活性になっていることが知られている。なお、この仮説の前半部はサブダクション条件と本質的に同一のものである。

湾曲結晶法 [英 curved crystal method, 仏 méthode de cristal courbé] X線管から得られるX線は発散して出てくるために、これを単結晶平板からのブラッグ反射を用いて単色化すると(⇒X線の単色化)、格子面でブラッグの回折条件を満たす一部分のみが反射され、X線を有効に利用できない欠点がある(図1)。ブラッグ条件を満た

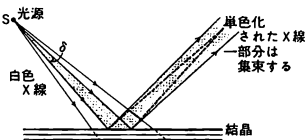


図 1

す角度幅 δ は結晶の完性度によって異なるが、シリコンなどの完全結晶の場合は秒の大きさ、フッ化リチウムなどのモザイク結晶の場合は5〜6分の程度である。そこで、結晶格子面を適当な曲率で曲げたものを用いると、有効な反射領域は増し、かつ発散X線を集束させることができる(図1,2)。このような目的で考えられたX線の単色化を

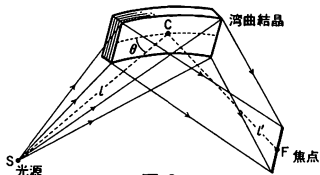


図 2

湾曲結晶法という。結晶の切出し方にはヨハン型、ヨハンセン型、およびコーシュア型などがある。前二者は反射法で用いられ、後者は透過法で用いられる。

反射法では結晶表面と反射にあずかる格子面が平行の場合(対称切断の場合)、X線源Sから結晶表面Cまでの距離 l と結晶から焦点までの距離 l' は同じになる。これに対し、結晶表面と格子面を傾けておくと、 l および l' の距離の異なるモノクロメーターをつくることができる。前者を対称型湾曲結晶、後者を非対称型湾曲結晶とよぶ。湾曲化していない非対称型のモノクロメーターをファンクーヘン切断のモノクロメーター(Fankuchen cut monochromator)という。この場合にも、ある程度X線を集束するので有効なモノクロメーターとなる。

湾曲モノクロメーターは、通例横方向の反射領域を増すように用いるが、縦方向に置くと、縦方向の集束も可能である。結晶を縦横両方向に曲げたものを二重湾曲結晶という。このようにして1点より出たX線を単色化し、かつ1点に集中させることができる。結晶の曲率半径(横方向を R_1 、縦方向を R_2)と焦点までの距離 l の間には、ブラッグ角を θ_B とすると、対称切断の場合

$$R_1 = \frac{l}{\sin \theta_B}$$

$$R_2 = l \sin \theta_B = R_1 \sin^2 \theta_B$$

の関係がある(図3)。湾曲結晶を用いる際、単に集束を目

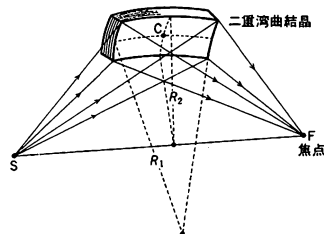


図 3

的とするか、試料による回折・散乱に有効な線束を得ることを目的とするかに応じ、線源、湾曲結晶、特にそのモザイク性、試料結晶の散乱特性を検討し、バランスのとれた光学系を設計する必要がある。

ワンショットマルチバイブレーター [英 one-shot multivibrator, 独 unselbständiger Multivibrator, 仏 multivibrateur à un coup, 露 одновибратор] = ユニバイブレーター

付 録

基礎物理定数	2300	表45	金属・合金・化合物の電子比熱	2335
物理公式集	2301	表46	元素・単体・化合物の臨界温度と臨界圧力	2336
表 1 国際単位系	2309	表47	太陽の諸定数	2336
表 2 国際単位系(SI)以外の諸単位および それらと SI の単位との関係	2310	表48	標準の単色放射の波長と周波数	2337
表 3 温度定点	2312	表49	標準比視感度 $V(\lambda)$ および $V'(\lambda)$	2337
表 4 1968 年国際実用温度目盛の定義	2313	表50	結晶点群表	2338
表 5 原子量表	2314	表51	元素の結晶データ	2340
表 6 元素の周期表	2315	表52	化合物の結晶データ	2342
表 7 元素の電子配置	2316	表53	仕事関数	2347
表 8 元素の存在度	2318	表54	半導体のエネルギーギャップ	2347
表 9 わが国各地の地磁気要素	2318	表55	原子の電子親和力と電離(イオン化) エネルギー	2348
表10 わが国各地の重力実測値	2318	表56	その他の主な中性原子の電子親和力と 電離エネルギー	2348
表11 元素単体の密度	2319	表57	原子の分極率	2348
表12 惑星の諸定数	2319	表58	分子の分極率	2349
表13 固体の力学的性質	2320	表59	原子のエネルギー準位 a	2350
表14 液体の力学的性質	2320	表60	原子のエネルギー準位 b	2350
表15 気体の力学的性質	2321	表61	特性 X 線スペクトル	2352
表16 国際単位系(SI)による電磁気諸量の単位	2322	表62	X 線の吸収係数(質量吸収係数)	2354
表17 CGS 単位系での数値を国際単位系(SI) での数値に変換するための因子	2322	表63	分子の構造	2358
表18 電磁気諸量の次元	2323	表64	分子の電気双極子モーメントと電気四重極 モーメント	2359
表19 導体の電気抵抗	2324	表65	分子の電子親和力	2359
表20 絶縁体の電気抵抗	2325	表66	分子の電離(イオン化)エネルギーと解離 エネルギー	2360
表21 絶縁体の表面抵抗	2325	表67	分子の回転定数	2360
表22 溶融金属の電気抵抗	2325	表68	分子の基準振動	2361
表23 ホール係数	2326	表69	電磁波・エネルギー・量子の換算表	2363
表24 強磁性体・反強磁性体の性質	2327	表70	各種レーザーの主要な発振波長	2364
表25 元素の帯磁率	2328	表71	電離断面積	2365
表26 化合物の帯磁率	2328	表72	物質中における電子の飛程	2366
表27 異方帯磁率を有する元素	2328	表73	物質中における粒子の飛程と電離損失	2367
表28 合金の帯磁率	2328	表74	物質中における γ 線の吸収係数(質量 吸収係数)とエネルギー	2368
表29 水の沸点と圧力との関係	2329	表75	物質中における高エネルギー放射線の性質	2369
表30 a 水の蒸気圧と温度との関係 ($-10\sim 108^{\circ}\text{C}$)	2329	表76	安定核種表	2370
表30 b 水の蒸気圧と温度との関係 ($100\sim 370^{\circ}\text{C}$)	2329	表77	不安定核種表	2375
表31 水の蒸気圧と温度との関係	2329	表78	自然放射性核種の崩壊系列	2376
表32 元素と単体の蒸気圧と温度との関係	2330	表79	世界の主なシンクロトロン	2377
表33 無機化合物の蒸気圧と温度との関係	2331	表80	世界の主な電子線型加速器	2377
表34 有機化合物の蒸気圧と温度との関係	2331	表81	世界の主な中間子工場	2377
表35 固体の熱伝導率	2332	表82	世界の主な衝突型加速器	2378
表36 断熱材の熱伝導率	2332	表83	世界の主な放射光源用電子貯蔵リング	2378
表37 液体の熱伝導率	2332	表84	これまでに活躍した世界のおもな水素泡箱	2379
表38 気体の熱伝導率	2333	表85	素粒子表	2380
表39 固体の線膨張率	2333	表86	代表的な素粒子反応の断面積	2382
表40 種々の物質の線膨張率	2333	表87	ノーベル賞受賞者一覧	2383
表41 液体の体膨張率	2333	表88	付録のための参考文献	2386
表42 元素の比熱	2334			
表43 種々の物質の比熱	2334			
表44 物質のデバイ温度	2335			

基礎物理定数*

重力定数	G	6.67259(85)	$10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$
真空中の光の速さ	c	2.99792458	$10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (定義値)
真空の透磁率	μ_0	$4\pi = 12.5663706$	$10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$
真空の誘電率	ϵ_0	8.85418782	$10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$
電気素量	e	1.60217733(49)	10^{-19} C
	e^*	4.8032068(15)	10^{-10} e.s.u.
プランク定数	h	6.6260755(40)	$10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
	\hbar	1.05457266(63)	$10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
電子の質量	m_e	9.1093897(54)	10^{-31} kg
		5.48579903(13)	10^{-4} u
陽子の質量	m_p	1.6726231(10)	10^{-27} kg
		1.007276470(12)	u
陽子と電子の質量比	m_p/m_e	1836.152701(37)	
中性子の質量	m_n	1.6749286(10)	10^{-27} kg
		1.008664904(14)	u
原子質量単位	$m_u = 1 \text{ u}$	1.6605402(10)	10^{-27} kg
微細構造定数	α	7.29735308(33)	10^{-3}
	α^{-1}	137.0359895(61)	
リュードベリ定数	R_∞	1.0973731534(13)	10^7 m^{-1}
ボーア半径	a_0	5.29177249(24)	10^{-11} m
ボーア磁子	μ_B	9.2740154(31)	$10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$
核磁子	μ_N	5.0507866(17)	$10^{-27} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$
電子の磁気モーメント	μ_e	9.2847701(31)	$10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$
陽子の磁気モーメント	μ_p	1.41060761(47)	$10^{-26} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$
陽子の磁気回転比	γ_p	26752.2128(81)	$10^4 \text{ s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$
アボガドロ定数	N_A	6.0221367(36)	10^{23} mol^{-1}
気体定数	R	8.314510(70)	$\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
理想気体のモル体積 (273.15 K, 101325 Pa)	V_m	22.41410(19)	$10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$
ボルツマン定数	k	1.380658(12)	$10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
シュテファン-ボルツマン定数	σ	5.67051(19)	$10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$
ファラデー定数	F	9.6485309(29)	$10^4 \text{ C} \cdot \text{mol}^{-1}$
0°Cの絶対温度	T_0	273.15	K
標準大気圧	P_0	1.01325	10^5 Pa
\AA^* と \AA との比 (\AA^* は K_α 線の波長を 0.209100 \AA^* と定義)	$\text{\AA}^*/\text{\AA}$	1.00001481(92)	

* 国際学術連合会議 (ICSU) の科学・技術データ委員会 (CODATA) による 1986 年調整値より。

物理公式集

1 力学

1.1 速度・加速度

$$\text{速度 } v = \frac{dr}{dt}, \quad \text{加速度 } a = \frac{dv}{dt}$$

2次元極座標による表示

$$v_r = \frac{dr}{dt}, \quad v_\theta = r \frac{d\theta}{dt}, \quad a_r = \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2$$

$$a_\theta = 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} + r \frac{d^2 \theta}{dt^2} = \frac{1}{r} \frac{d}{dt} \left(r^2 \frac{d\theta}{dt} \right)$$

1.2 ニュートンの運動法則

第一法則: 慣性の法則

第二法則: 運動方程式 $\frac{dp}{dt} = F, \quad p = mv$ 第三法則: 作用・反作用の法則 $F_{12} = -F_{21}$
(F_{ij} は物体 i が物体 j に及ぼす力)

1.3 万有引力と天体の運動

$$F = -G \frac{mM}{r^2} \cdot \frac{r}{r}$$

$$G = 6.6726 \times 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2} \quad (\text{万有引力定数})$$

角運動量保存則 $L = r \times p = \text{一定}$ (中心力の場合)(中心力の場合: 平面内 $r^2(d\phi/dt) = \text{一定}$, 面積速度一定の法則)

エネルギー保存則

$$\frac{1}{2}mv^2 - G \frac{Mm}{r} = \text{一定} (E)$$

極座標で表した惑星の軌道

$$L = mr^2 \dot{\theta} = mh \text{ とすると}$$

$$r = \frac{1}{1 + \varepsilon \cos \theta} \left(\frac{h^2}{GM} \right)$$

$$\text{ここに } \varepsilon = \left(1 + \frac{2Eh^2}{G^2 M^2 m} \right)^{1/2} \quad (\text{離心率})$$

- (i) $0 < \varepsilon < 1$ ($E < 0$) 楕円軌道
- (ii) $\varepsilon = 1$ ($E = 0$) 放物線軌道
- (iii) $\varepsilon > 1$ ($E > 0$) 双曲線軌道

1.4 慣性力

遠心力 $F = -m\omega \times (\omega \times r)$ (大きさ $F = mr\omega^2$)コリオリの力 $F = -2m\omega \times \frac{dr}{dt}$ ω の時間変化による力 $F = -m \frac{d\omega}{dt} \times r$

1.5 仕事, エネルギー

$$W = \int_C F \cdot ds \quad (\text{仕事の定義})$$

$$F = -\text{grad } V \quad (\text{ポテンシャルエネルギー } V \text{ の定義})$$

$$\frac{1}{2}mv^2 + V = \text{一定} (E) \quad (\text{エネルギー保存則})$$

1.6 二体問題, 多体問題

質量中心 $r_0 = \frac{m_1 r_1 + m_2 r_2}{m_1 + m_2}$ $\dot{r}_0 = \text{一定}$ (外力が 0 のとき)相対運動 $\mu \frac{d^2 r}{dt^2} = F_{12} \quad (r = r_1 - r_2)$ ここに μ は換算質量 $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ 衝突問題 $p_1 + p_2 = p_1' + p_2'$ (運動量保存則)

1.7 剛体の運動

回転の運動方程式 $I \frac{d\omega}{dt} = N$ ここで N は力のモーメント $= r \times F$, I は慣性モ

$$\text{メント} = \sum_i m_i r_i^2 = \int \rho r^2 d^3 r \quad (\equiv Mk^2)$$

 $(k$ は回転半径, M は剛体の質量)平行軸の定理 $I = I_G + Mh^2$ $(I_G$ は重心を通り, 考えている軸に平行な軸のまわりの慣性モーメント. h はそれらの 2 本の軸の間の距離)

平板の慣性モーメント

$$I_z = I_x + I_y$$

(板に垂直な軸を z 軸とする. I_z はその軸のまわりの慣性モーメント)

エネルギー保存則

$$\frac{1}{2}Mv^2 + \frac{1}{2}I\omega^2 + \text{位置エネルギー} = \text{一定}$$

剛体振り子 (実体振り子, 物理振り子)

$$\text{周期 } T = 2\pi \sqrt{\frac{I}{Mgh}} = 2\pi \sqrt{\frac{k^2}{gh}}$$

(ここに h は水平軸と重心との距離, k は相当単振り子の長さ)

1.8 解析力学

一般化された速度 $\dot{q}_i = \frac{dq_i}{dt}$ (ここに q_i は一般化された座標)

ラグランジュ関数

$$L(q, \dot{q}, t) = T(q, \dot{q}, t) - V(q, t)$$

(ここに T は系の運動エネルギー, V はポテンシャルエネルギー)

ホロノーム系の運動方程式 (第二種ラグランジュ方程式)

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_i} = Q_i \quad (\text{一般化された力})$$

ホロノーム系の運動方程式 (保存力場のとき)

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_i} = 0$$

ハミルトン関数 $H(q, p, t) = \sum_i p_i \dot{q}_i - L$ (ここに $p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}$ は一般化された運動量)保存系のとき $H = T + V$

ハミルトンの正準運動方程式

$$\dot{q}_i = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial H}{\partial q_i}$$

1.9 振動, 非線形振動

ばねの振動

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0, \quad \omega_0^2 = \frac{k}{m} \quad (k \text{ はばねの定数})$$

単振り子

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \left(\frac{g}{l}\right)\theta = 0 \quad (l \text{ はひもの長さ})$$

$$\text{周期 } T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$$

減衰振動

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0$$

(解) (a) $\gamma < \omega_0$, 減衰振動

$$x = Ce^{-\gamma t} \cos(\sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}t + \alpha)$$

(b) $\gamma > \omega_0$, 過減衰

$$x = e^{-\gamma t} \{ A e^{\sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2}t} + B e^{-\sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2}t} \}$$

(c) $\gamma = \omega_0$, 臨界減衰

$$x = e^{-\gamma t} (A + Bt)$$

強制振動

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\gamma\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = F_0 \cos \omega t$$

(特解)

$$x = \frac{F_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2\omega^2}} \cos(\omega t - \delta)$$

$$\tan \delta = \frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

 $(\omega = \sqrt{\omega_0^2 - 2\gamma^2} \text{ で共鳴, 共振})$ パラメータ-励振 (単振り子の長さ l を周期的に変化させる)

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \omega_0^2(1 + a \sin \omega_0 t)\theta = 0 \quad (\text{マチュー-方程式})$$

 $\omega_0 = n\omega_0 \quad (n=2, 4, 6, \dots)$ のときパラメータ-振動

非線形振動 (単振り子で振幅が大きいとき)

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{g}{l} \sin \theta = 0$$

$$\text{周期 } T = 4\sqrt{\frac{l}{g}} K(k)$$

 $(K(k) \text{ は第一種完全楕円積分})$

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{dz}{\sqrt{(1-z^2)(1-k^2z^2)}}$$

(ここに k は $k = \sin(\alpha/2)$, α は最大ふれの角)

2 変形する物体の力学

2.1 弾性体の変形

のび・ちぢみ (図1, 図2)

$$\frac{F}{S} = E \frac{\Delta l}{l} \quad (E: \text{ヤング率}, S \text{ は断面積})$$

$$\frac{\Delta w}{w} = \frac{\Delta h}{h} = -\sigma \frac{\Delta l}{l} \quad (\sigma \text{ はポアソン比})$$

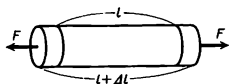


図 1

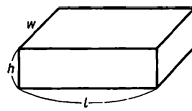


図 2

体積ひずみ

$$\frac{\Delta V}{V} = -\frac{1}{K} p \quad (p: \text{静水圧})$$

$$\left(K = \frac{E}{3(1-2\sigma)} : \text{体積弾性率}, \frac{1}{K} = \kappa : \text{圧縮率} \right)$$

す れ (図3)

$$\frac{F}{S} = p = G\theta \quad \left(G = \frac{E}{2(1+\sigma)} : \text{剛性率} \right)$$

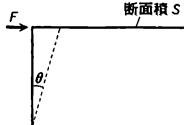


図 3

2.2 一般化されたフックの法則

$$\sigma_i = \sum_{j=1}^6 C_{ij} e_j \quad (i=1 \sim 6)$$

ここに σ_i は応力テンソル

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 & \sigma_6 & \sigma_5 \\ \sigma_6 & \sigma_2 & \sigma_4 \\ \sigma_5 & \sigma_4 & \sigma_3 \end{pmatrix}$$

の成分, e_j はひずみを表すテンソル

$$\begin{pmatrix} e_1 & e_6 & e_5 \\ e_6 & e_2 & e_4 \\ e_5 & e_4 & e_3 \end{pmatrix}$$

の成分である。 C_{ij} は一般化された弾性率 $C_{ij} = C_{ji}$ である。さらに、等方的弾性体では $(1/2)(C_{11} - C_{12}) = C_{44}$ の関係がある。 $\lambda = C_{12}$, $\mu = C_{44}$ と選びこれをラメの定数という。

2.3 流体の運動 (粘性のないとき)

連続の式 (質量保存)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\rho \text{ は密度}, \mathbf{v} \text{ は速度})$$

非圧縮流体 ($\rho = \text{一定のとき}$)

$$\text{div} \mathbf{v} = 0$$

定常流 ($(\partial \rho / \partial t) = 0$ のとき)

$$\text{div}(\rho \mathbf{v}) = 0$$

運動方程式 (オイラーの式)

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \mathbf{F}$$

 $(\mathbf{F} = -\text{grad } \phi \text{ はポテンシャル力}, p \text{ は圧力})$ ベルヌーイの定理 (非粘性で、密度 ρ が圧力のみの関数のとき) 定常流の流線に沿って

$$\frac{1}{2} v^2 + \phi + \int \frac{dp}{\rho} = C (\text{定数})$$

トリチェリーの定理

$$v = \sqrt{2gh} \quad (h \text{ は流体面と穴との距離})$$

2.4 粘性流体

$$\text{レイノルズ数 } Re = \frac{\rho V L}{\eta} = \frac{V L}{\nu}$$

(η : 粘性率, $\nu = \eta/\rho$: 動粘性率, V : 代表的速さ, L : 代表的長さ)

運動方程式 (ナビエ-ストークスの方程式)

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \text{grad}) \cdot \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \Delta \mathbf{v} + \mathbf{F}$$

(非圧縮性流体)

ポアズユの法則 (非圧縮性流体が半径 a の円管を流れるとき)

$$\text{流量 } Q = \frac{\rho \pi a^4}{8 \eta l} (p_1 - p_2)$$

(($p_1 - p_2$) は円管両端の圧力差, l は円管の長さ)

抵抗力

(i) Re が小さいとき 半径 a の剛体球の受ける抵抗力

$$F = 6\pi\eta a v \quad (\text{ストークスの法則})$$

(ii) Re が大きいとき

$$F = \alpha \rho a^2 v^2 \quad (\alpha \text{ は剛体球のとき } \pi/4 \text{ である})$$

3 熱, 熱力学, 統計力学の基礎

3.1 熱膨張

$$\text{体膨張率 } \alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

$$\text{線膨張率 } \beta = \frac{1}{l} \left(\frac{\partial l}{\partial T} \right)_p$$

3.2 熱伝導

$$\text{熱拡散 } j_T = -D_T \left(\frac{dT}{dx} \right) \cdot \frac{1}{T}$$

(D_T は熱拡散係数, T は温度, x は位置)

熱伝導

$$\text{熱の流れ } q = -\kappa \frac{dT}{dx} \quad (\kappa \text{ は熱伝導率})$$

$$\text{熱伝導の方程式 } \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \nabla^2 T$$

($\chi = \kappa / \rho c_p$: 温度伝導率)

3.3 熱力学の基本法則

第0法則 (温度の存在の法則)

3つの系 A, B, C において, A と B が熱平衡でそれぞれ温度 T_A , T_B が等しいとする。また B と C も同様であるとすると, A と C も熱平衡で $T_A = T_C$ である。

第一法則 (エネルギー保存則)

$$\Delta U = Q - W$$

(ΔU は内部エネルギーの増加, Q は系に与えられた熱量, W は外部に対して系が行う仕事)

微小状態変化では $dU = \delta Q - \delta W$ (圧力一定な外部に対しての仕事 $\delta W = p dV$)

第二法則「第二種の永久機関はない」(トムソンの原理)

「サイクルによって低温の物体から高温の物体へ熱を移し, それ以外になんの変化も残さない装置は存在しない」(クラウジウスの原理)

第三法則 (ネルンストの定理)

「絶対温度 $T=0$ (K) では, エントロピー $S=0$ である」

3.4 熱機関と不可逆過程

$$\text{熱機関の効率 } \eta = \frac{W}{Q_2} \leq \eta_c = \frac{T_2 - T_1}{T_1} \quad (\text{等号は可逆のとき})$$

(Q_2 は熱機関が受取った熱量, W は外部になした仕事, 3.6 カルノー・サイクル参照)

$$\text{クラウジウスの不等式 } \oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad (\text{等号は可逆のとき})$$

エントロピー (無秩序さの尺度)

$$S = \frac{U}{T} + k \ln F \quad (\text{もっと一般的定義は 3.10})$$

エントロピー増大の法則

「孤立系において不可逆過程が生じると系のエントロピーは増大する」

$$dS \geq \frac{\delta Q}{T} \quad (\text{等号は可逆のとき})$$

(この法則は制限つきで熱力学第二法則を基礎づける)

3.5 状態方程式

理想気体の場合

$$pV = nRT \quad (\text{ボイル-シャルルの法則})$$

(p: 圧力, V: 体積, R: 気体定数, T: 温度,

n: モル数)

理想気体でない場合 (1 mol につき)

$$\left(p + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT$$

(ファン・デル・ワールスの状態方程式)

$$\frac{pV}{RT} = 1 + \frac{A(T)}{V} + \frac{B(T)}{V^2} + \dots$$

(カミング-オネスの状態方程式)

(A(T): 第二ビリアル係数)

(B(T): 第三ビリアル係数)

3.6 いろいろな熱力学過程

断熱過程 $pV^\gamma = \text{一定}$, $TV^{\gamma-1} = \text{一定}$

$$\left(\gamma = \frac{C_p}{C_v} : \text{比熱比} \right)$$

等エントロピー過程

$$H = U + pV \text{ が不変の過程}$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_H = \left\{ T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p - V \right\}$$

(ジュール-トムソン係数)

カルノー・サイクル

(可逆サイクル)

1-1', 2-2' 等温過程 (図4)

1'-2, 2'-1 断熱過程 (図4)

オットー・サイクル (図5)

V=一定で燃焼するサイクル

ディーゼル・サイクル (図6)

p=一定で燃焼するサイクル

3.7 熱力学関数

エントルピー

$$H = U + pV$$

ヘルムホルツの自由エネルギー

$$F = U - TS$$

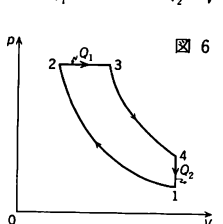
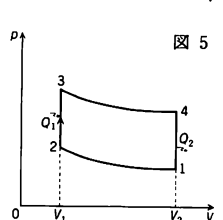
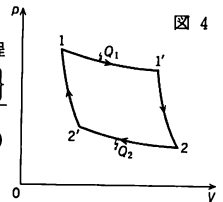
ギブスの自由エネルギー

(熱力学的ポテンシャル)

$$G = F + pV$$

T, p, S などの表現

$$T = \left(\frac{\partial U}{\partial S} \right)_V = \left(\frac{\partial H}{\partial S} \right)_p$$



$$p = -\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_s = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T$$

$$V = \left(\frac{\partial H}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_T$$

$$S = -\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_p$$

$$\mu = \left(\frac{\partial U}{\partial N}\right)_{S,V} \quad (\text{化学ポテンシャルの定義})$$

マクスウェルの関係

$$\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_V = -\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_p = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_S, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$$

3.8 熱容量の表現

定積熱容量

$$C_V = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V$$

定圧熱容量

$$C_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_p$$

C_p と C_V の関係

$$C_p - C_V = -T \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p^2 = TV \frac{\alpha^2}{\kappa^2}$$

(α : 体膨張率, κ : 等温圧縮率)

$$C_p - C_V = nR$$

(理想気体のとき, マイヤーの関係)

C_V の値 (1mol 当り)

$$\text{単原子気体 } C_V = \frac{3}{2}R, \quad \text{二原子気体 } C_V = \frac{5}{2}R$$

$$\text{多原子気体 } C_V = 3R, \quad \text{固体 } C_V = 3R$$

(固体の温度が低くないとき, デュロン-プティの法則)

3.9 統計力学の基礎

$$\text{分子・原子の平均自由行程 } \lambda = \frac{1}{\sqrt{2} n_0 \sigma}$$

(n_0 : 分子数・原子数密度, σ : 有効断面積)

古典統計における分布則

エネルギー E_i をもつ微視的状态に存在する確率

$$p(E_i) = \exp\left(\frac{-(E_i - \mu)}{kT}\right) \quad (\text{ボルツマン分布})$$

(k : ボルツマン定数, μ : 化学ポテンシャル)

$$n(v_x, v_y, v_z) = N \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2}$$

$$\times \exp\left\{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}\right\} \quad (\text{マクスウェル分布})$$

(N : 分子の総数, m : 分子の質量)

3.10 カノニカル, ミクロカノニカル分布

古典的カノニカル分布

$$dw(E) = \frac{e^{-E/kT}}{Z} dQ(E)$$

$dQ(E)$ は E と $(E + dE)$ のエネルギー範囲にある状態の数, Z は状態積分

$$Z = \int e^{-E/kT} Q(E) dE$$

ギブスの量子的カノニカル分布

$$w(E_i) = \frac{e^{-E_i/kT} Q(E_i)}{Z} \quad (Z = \sum_i e^{-E_i/kT} Q(E_i))$$

ギブスのミクロカノニカル分布

閉じたマクロな系のいろいろな状態の確率分布

エントロピーの一般的定義

$$S = -k \sum_i p_i \ln p_i$$

$$\left(\text{ここに } p_i = \frac{N_i}{N}, N_i \text{ はミクロカノニカルアンサンブルの占有数 } N = \sum_i N_i\right)$$

4 波動

4.1 波の一般的性質

波数 k , 波長 λ , 振動数 ν , 角振動数 ω の関係

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad 2\pi\nu = \omega$$

$$\nu\lambda = v \quad (\text{位相速度}), \quad \omega = vk$$

定常波 (両端を固定した長さ L の弦)

$$k_n L = n\pi \quad (n \text{ はモードの番号})$$

縦波と横波

k が振動方向と平行のとき縦波, それが垂直のとき横波

(横波の偏り)

図 7

波の屈折 (図 8)

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_r} = n \quad (n: \text{屈折率, スネルの法則})$$

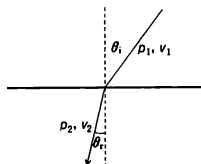
$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_r} = \frac{p_2}{p_1}$$

(p_1, p_2 は異なる媒質の運動量. 光の場合, $p_1 = h/\lambda_1 \propto 1/v_1$, よって $n = v_1/v_2$)

$$\text{群速度 } v_g = \frac{d\omega}{dk}$$

波の重ね合せの原理

任意の点の媒質の変位はベクトル的な合成をすることができる。



4.2 回折, 干渉

ホイヘンスの原理

図 8

波面はもとの波面のあらゆる場所が新たな球面波の波源となってつくられる。

フレネル回折: 波源 S とスクリーン (観測器) O が近い場合 (図 9)

フラウンホーファー回折: S と O が遠い場合, S と O が無限に離れているとき幅 d の 1 本のスリットの場合

$$\text{強度 } I_1 \propto \frac{1}{k^2 \sin^2 \theta} \sin^2 \left(\frac{k d}{2} \sin \theta \right)$$

(k : 波の波数, θ : 回折角)

回折格子 (スリット間の距離 D)

上の強度プロファイル I_1 は, $\sin \theta_m = m\lambda/D$ で変調される。つまり, $\lambda/D, 2\lambda/D, 3\lambda/D$ にピークができるが, このピークの高さは I_1 のカーブにのる。

ヤングの実験 (図 10)

$$\text{しまの間隔 } \Delta x = \frac{D}{d} \lambda$$

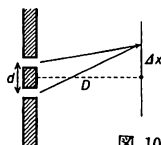


図 10

4.3 ドップラー効果

光以外の波動のドップラー効果

$$\nu' = \nu \frac{v + v_0}{v - v_s}$$

(ν : 音速 (波動の速さ), v_0 : 観測者が波源に近づく速さ, v_s : 波源が観測者に近づく速さ)

光のドップラー効果

$$\lambda' = \lambda \left(1 \pm \frac{v}{c} \right)$$

(c : 光速, v : 光源と観測者の相対速度)

4.4 偏光

直線偏光, 円偏光, 楕円偏光: 電場ベクトル E の方向.
鏡面反射による偏光: ブルースター角 $\tan \theta_1 = n$ のとき, 表面に平行な偏光が得られる.

4.5 レンズ, プリズムなど

フェルマーの原理

2点間の光の道筋はその所要時間を最小にするようなものである.

球面による屈折 (n : 屈折率, R : 球面半径, $PO=a$, $P'O=b$) (図 11)

$$\frac{n}{b} - \frac{1}{a} = \frac{n-1}{R}$$

凸面の場合, R は負

レンズの公式

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

(f : 焦点距離 凸レンズ $f > 0$, 凹レンズ $f < 0$,
 a : 物体の座標, b : 像の座標)

プリズムの公式 (図 12)

$$n = \frac{\sin \{(\theta + \delta)/2\}}{\sin (\theta/2)}$$

(δ : ぶれの角, θ : プリズムの頂角)

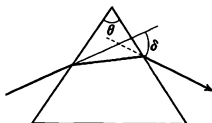


図 11

図 12

5 電磁気学

5.1 電場

クーロンの法則

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq'}{r^2} \cdot \frac{r}{r}$$

ここに,

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 8.98755 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{C}^{-2}$$

または, $\epsilon_0 = 8.8542 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \cdot \text{N}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$

電場と力 $F = qE$ ガウスの法則 $\epsilon_0 \oint E_n dS = \int \rho dV$ (ρ : 電荷密度)

5.2 静電ポテンシャル

静電ポテンシャル ϕ $E = -\text{grad } \phi$

静電ポテンシャルの例 (点電荷 q から, 距離 r だけ隔てた点での ϕ)

$$\phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r}$$

電気双極子をつくるポテンシャル

$P = ql$ (図 13, 双極子モーメント) とすると

$$\phi = \frac{P}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\cos \theta}{r^2}$$

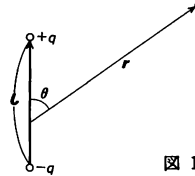


図 13

電気双極子の受ける偶力 $\tau = P \times E$ (E : 一様な外場)

5.3 コンデンサー

電気容量 (キャパシタンス)

$$C = \frac{Q}{V}$$

平行平板のコンデンサーの電気容量

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{d} \quad (S: \text{板の面積}, d: \text{板の間隔})$$

孤立している系の電気容量

例: 導体球 (半径 a) が孤立しているとき

$$C = 4\pi\epsilon_0 a$$

5.4 電束密度

電束密度

$$D = \epsilon E = \epsilon_0(1 + \chi_e)E = \epsilon_0 E + P$$

(ここに, $\epsilon_r = 1 + \chi_e$ は比誘電率, χ_e は比電気感受率,

P は分極ベクトル, $P = \chi_e \epsilon_0 E$)

電束密度に対するガウスの法則

$$\oint D_n dS = \int \rho dV \quad (\rho: \text{真電荷の密度})$$

5.5 電流

$$\text{オームの法則} \quad j = \sigma E, \quad \sigma = \frac{ne^2}{m} \tau$$

(ここに σ は電気伝導率, m と e はそれぞれキャリアの質量と電荷, n はキャリアの密度, τ は緩和時間)

長さ l , 断面積 S の導線に関するオームの法則

$$I = \frac{V}{R}, \quad R = \frac{\rho l}{S}$$

(ここに R は電気抵抗)

ジュール熱 (導線で単位時間に発生する熱量)

$$W = RI^2 = \frac{V^2}{R}$$

もっと一般的に

$$W = \sigma E^2 = j \cdot E$$

5.6 電流のつくる磁場

ビオ-サバールの法則

電流素片 ($I dl = I dl$) が r につくる磁束密度 (真空中)

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl \times r}{r^3} \quad (\mu_0: \text{真空の透磁率})$$

アンペールの法則 (真空中)

$$\oint (\mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}) = \oint B_t dl = \mu_0 I$$

ソレノイドの内部磁場

大きさ: $B = \mu_0 n I$ (n : 単位長さ当りの巻数)

方向: 中心軸に向かって右ねじの進む方向

5.7 ローレンツ力, 電流に働く力

速度 v の荷電粒子 (電気量 q) に働く力 (ローレンツ力)

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

電流 (I) に働く力

$$\mathbf{F} = I \mathbf{l} \times \mathbf{B}$$

(I : 電流方向の長さベクトル, B : 磁束密度)

5.8 磁性体

磁気双極子の磁気モーメント

$$\mathbf{P}_m = IS\mathbf{n}$$

(S : 電流ループの面積, n : 電流ループ面の法線方向の単位ベクトル)外部磁場 \mathbf{B} があるとき磁気双極子に働く偶力

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{P}_m \times \mathbf{B}$$

磁化 (微小体積 ΔV 中の原子 (分子) のつくる磁化)

$$\mathbf{M} = \frac{\sum \mathbf{P}_{m,j}}{\Delta V} = \chi_m \mathbf{H}$$

($\mathbf{P}_{m,j}$ は j 番目の原子 (分子) のつくる磁気モーメント, $\chi_m (= \mu_r - 1)$ は比磁化率, μ_r は比透磁率, $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$, $\mu = \mu_r \mu_0$)

磁性体

 $\chi_m > 0$ 常磁性体, $\chi_m < 0$ 反磁性体, $\chi_m > 0$ で値が大きいとき強磁性体

5.9 マクスウェル方程式

$$\begin{cases} \operatorname{div} \mathbf{D} = \rho, \operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \end{cases}$$

静電ポテンシャル (スカラーポテンシャル) φ に対して

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (\text{ポアソン方程式})$$

ベクトルポテンシャル \mathbf{A} に対して

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}, \mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

ローレンツ・ゲージをとると

$$\operatorname{div} \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$$

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{A} \equiv \square \mathbf{A} = -\mu \mathbf{j}$$

$$\square \varphi = -\rho/\epsilon$$

(\square はダランベルシアン, \mathbf{j} も ρ も 0 のとき, $\square \mathbf{A} = \square \varphi = 0$. これは波動方程式)

クーロン・ゲージでは

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$$

$$\text{このとき } \square \mathbf{A} = \operatorname{grad} \left(\frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) - \mu \mathbf{j}$$

$$\Delta \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon}$$

(ただし, $c = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$)

5.10 電磁波 (真空中)

$$\square \mathbf{E} = 0, \square \mathbf{B} = 0, \square \mathbf{A} = 0$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

電磁波のエネルギー

$$U = \frac{1}{2} \int (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) dV$$

エネルギーの流れ

$$\frac{dV}{dt} = -\int \sigma E^2 \cdot dV - \int \operatorname{div} \mathbf{S} \cdot dV$$

ここに $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ (ポインティング・ベクトル)

$$\text{電磁波の運動量 (密度)} \quad \mathbf{P} = \frac{\mathbf{S}}{c^2}$$

$$\text{同軸ケーブル 伝送速度 } v = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$$

(C_0 : ケーブルの単位長さ当りの電気容量 L_0 : 自己インダクタンス)

$$\text{導波管 遮断波長 } \lambda_c = \frac{c}{f_c} = 2a \quad (a: \text{管の長さ})$$

$$\text{管内波長 } \lambda_g = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (f_c/f)^2}}$$

6 特殊相対性理論

6.1 (特殊) 相対性原理

あらゆる慣性系で物理法則は同等である。

(特殊相対性原理)

光の速さ c は光源および観測者の運動に無関係で一定値。

$$c = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

(光速度不変の原理)

6.2 ローレンツ変換

2つの慣性系 S, S' 系があって, S' 系が S 系の x 軸の正の方向に一定の速さ v で移動しているとき, S と S' の間には次の関係が成り立つ。ここで $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v/c$ とする。

座標の関係

$$x' = \gamma(x - vt), \quad y' = y, \quad z' = z$$

$$t' = \gamma \left[t - \left(\frac{vx}{c^2} \right) \right]$$

あるいは

$$\begin{bmatrix} x'_1 \\ x'_2 \\ x'_3 \\ ict' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & 0 & 0 & i\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -i\beta\gamma & 0 & 1 & \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ ict \end{bmatrix}$$

速度の加法則

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - (vu_x/c^2)}$$

$$u'_y = \frac{u_y}{\gamma \{1 - (vu_x/c^2)\}}$$

$$u'_z = \frac{u_z}{\gamma \{1 - (vu_x/c^2)\}}$$

運動量とエネルギーの関係

$$\begin{bmatrix} E' \\ cp'_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & -\gamma v/c \\ -\gamma v/c & \gamma \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E \\ cp_x \end{bmatrix}$$

$$p'_y = p_y$$

$$p'_z = p_z$$

$$p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 - \left(\frac{E}{c}\right)^2 = p_x'^2 + p_y'^2 + p_z'^2 - \left(\frac{E'}{c}\right)^2$$

$$= -(mc)^2 = \text{一定}$$

ここで (x, y, z, ict) を四元座標ベクトル, $(p_x, p_y, p_z, iE/c)$ を四元運動量ベクトルという。

6.3 相対論的力学

いま, S' 系で静止している静止質量 m_0 の粒子を S 系からみた場合には, $E' = m_0 c^2$, $p'_x = 0$ とおいて

$$E = \gamma m_0 c^2$$

$$p = \gamma v m_0 c$$

が得られる。これが相対論におけるエネルギーと運動量に対する式である。 E と p の間には, 次の関係式が成り立つ。

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$$

6.4 ローレンツ収縮

長さ (空間の収縮)

S' , S 系における長さをそれぞれ L' , L とすると

$$\gamma L' = L$$

時間の伸び $t' = \gamma t$ (t' は S' 系での時間間隔)

6.5 相対論的運動学

原子核, 素粒子の反応や崩壊の研究でしばしば用いられる実験室系と重心系の変換式を示しておく。重心系に關係した量には*印をつけ, 実験室系に關係した量には印をつけないことにする。

(1) 二体衝突: 実験室系で, 静止している質量 m_2 の粒子 2 に, エネルギー E_1 , 運動量 p_1 , 質量 m_1 の粒子 1 が衝突する。

重心系での全エネルギー

$$E^{*2} = m_1^2 c^4 + m_2^2 c^4 + 2E_1 m_2 c^2 = (E_1^* + E_2^*)^2$$

重心系での粒子 1, 2 のエネルギー

$$E_1^* = \frac{(m_1^2 c^4 + E_1 m_2 c^2)}{E} = \frac{(E^2 + m_1^2 c^4 - m_2^2 c^4)}{2E}$$

$$E_2^* = \frac{(m_2^2 c^4 + E_1 m_2 c^2)}{E} = \frac{(E^2 + m_2^2 c^4 - m_1^2 c^4)}{2E}$$

重心系での運動量 (粒子 1, 2 に対し, 大きさは同じで方向は反対)

$$k = p_1 \left(\frac{m_2 c^2}{E} \right)$$

重心系の実験室系に対する相対速度

$$v^* = \frac{p_1 c^2}{(E_1 + m_2 c^2)}$$

二体衝突によって質量 m_3 , m_4 の粒子 3, 4 が発生した場合 (すなわち $1+2 \rightarrow 3+4$ の場合)

重心系での粒子 3, 4 のエネルギー

$$E_3^* = \frac{(E^2 + m_3^2 c^4 - m_4^2 c^4)}{2E}$$

$$E_4^* = \frac{(E^2 + m_4^2 c^4 - m_3^2 c^4)}{2E}$$

重心系での運動量 (粒子 3, 4 に対して大きさは同じで方向は反対)

$$ck' = (E_3^{*2} - m_3^2 c^4)^{1/2} = (E_4^{*2} - m_4^2 c^4)^{1/2}$$

実験室系で p_1 と p_3 の間の角を θ_3 , 重心系で k' と k との間の角を θ_3^* とすると

$$\tan \theta_3 = \frac{1}{(E_1 + m_2 c^2)/E} \cdot \frac{\sin \theta_3^*}{\cos \theta_3^* + (v^*/v_3^*)}$$

ここで, v_3^* は重心系における粒子 3 の速度で $v_3^* = k' c^2 / E_3^*$

(2) 二体崩壊: 質量 m の粒子が 2 つの粒子 m_1 , m_2 に崩壊する場合;

m の静止系における 2 つの粒子のエネルギーは

$$E_1^* = \frac{(m^2 + m_1^2 - m_2^2) c^2}{2m}$$

$$E_2^* = \frac{(m^2 + m_2^2 - m_1^2) c^2}{2m}$$

粒子 1, 2 の運動量 k は, 大きさが等しく方向が反対で

$$ck = (E_1^{*2} - m_1^2 c^4)^{1/2} = (E_2^{*2} - m_2^2 c^4)^{1/2}$$

7 量子力学

7.1 光の粒子性

光電効果 $\frac{1}{2} m v^2 = h\nu - W$

(W : 仕事関数, $E = h\nu$: 光子のエネルギー, h : プランク定数)

コンプトン効果 (自由電子による光の散乱)

$$\lambda \lambda' = \lambda_1 - \lambda_0 = \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta)$$

$$= \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

($h\nu/c = h/\lambda$: 光子の運動量, θ : 散乱角, λ_1 : 散乱光の波長, λ_0 : 入射光の波長)

コンプトン波長 $\lambda_c = \frac{h}{mc}$

7.2 水素原子スペクトルとボーアの理論

リュードベリの公式

水素原子について

$$\frac{1}{\lambda} = R_\infty \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (m < n)$$

リュードベリ定数 $R_\infty = 1.097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$

($m=1$: ライマン系列, $m=2$: バルマー系列, $m=3$: パッシェン系列, $m=4$: ブラケット系列)

ボーアの理論

$$\begin{cases} L = mvr = n\hbar \\ E = \frac{1}{2} m v^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \end{cases}$$

エネルギー単位

$$E_n = -\frac{me^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \cdot \frac{1}{n^2} \quad (n=1, 2, \dots)$$

ボーア半径

$$a_0 = \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2} = 0.529 \times 10^{-10} \text{ m}$$

ボーア速度

$$v_0 = 2.18 \times 10^6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

7.3 波動力学

シュレーディンガー方程式

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) \right\} \psi$$

$$\psi = u(r) \exp\{-i(E/\hbar)t\} \text{ として}$$

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(r)\right\} u(r) = Eu(r)$$

不確定性原理

位置 x と運動量 p の不確定性

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq \hbar$$

時間 t とエネルギー E の不確定性

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq \hbar$$

運動量演算子 $p = -i\hbar \nabla$ 角運動量演算子 $L = (r \times p)$

7.4 確率と規格化

 $|\psi|^2$ は時刻 t で位置 r に粒子を見いだす確率
規格化条件

$$\int |\psi(r, t)|^2 dV = 1$$

確率密度

$$P = |\psi(r, t)|^2$$

確率流密度

$$S = \frac{\hbar}{2mi} (\psi^* \text{grad } \psi - \psi \text{grad } \psi^*)$$

確率の保存

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \text{div } S = 0$$

7.5 角運動量, スピン, 磁気モーメント

原子内電子の角運動量 L

$$L = |L| = \sqrt{l(l+1)} \hbar$$

$$(l=0, 1, \dots, n-1)$$

$$L_z = m_l \hbar \quad (-l \leq m_l \leq l)$$

(l : 方位量子数, m_l : 磁気量子数)

軌道磁気モーメント

$$\mu_L = \frac{\mu_0 e \hbar}{2m} \cdot \frac{L_z}{\hbar} = \mu_B m_l$$

$$\left(\mu_B = \frac{\mu_0 e \hbar}{2m} : \text{ボーア磁子} \right)$$

電子のスピン角運動量 S

$$S = |S| = \sqrt{s(s+1)} \hbar \quad (s=1/2)$$

$$S_z = m_s \hbar \quad (m_s = -1/2, 1/2)$$

(s : スピン量子数, m_s : スピン磁気量子数)

スピン磁気モーメント

$$\mu_s = 2\mu_B m_s$$

パウリのスピン行列

$$S = \frac{1}{2} \sigma \quad (S, S_z \text{ を対角化する表示で})$$

$$\sigma_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$$

7.6 一次元調和振動子の例

$$E_n = \hbar \omega \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (n=0, 1, 2, \dots)$$

 $n=0$ のとき

$$E_0 = \hbar \omega \times \frac{1}{2} \quad (\text{ゼロ点振動})$$

固有関数

$$u_n(x) = \left(\frac{\alpha}{\sqrt{\pi} 2^n n!} \right)^{1/2} H_n(\alpha x) \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha^2 x^2\right)$$

(ここに $\alpha = (m\omega/\hbar)^{1/2}$, $H_n(\alpha x)$ はエルミート関数)

7.7 水素原子の例

$$\psi = R_{nl}(r) Y_l^m(\theta, \varphi)$$

$$R_{10}(r) = a_0^{-3/2} 2 \exp\left(-\frac{r}{a_0}\right)$$

$$R_{20}(r) = (2a_0)^{-3/2} \left(2 - \frac{r}{a_0}\right) \exp\left(-\frac{r}{2a_0}\right)$$

$$R_{21}(r) = (2a_0)^{-3/2} \left(\frac{r}{\sqrt{3} a_0}\right) \exp\left(-\frac{r}{2a_0}\right)$$

7.8 摂動論

時間を含まない場合 (縮退していない場合)

$$E_k = E_k^0 + \langle k | H_1 | k \rangle + \sum_{n \neq k} \frac{|\langle n | H_1 | k \rangle|^2}{E_k^0 - E_n^0} + \dots$$

$$\phi_k = \phi_k^0 + \sum_{n \neq k} \frac{\langle n | H_1 | k \rangle}{E_k^0 - E_n^0} \phi_n^0 + \dots$$

(H_1 : 摂動ハミルトニアン)

時間を含む場合

$$\phi_k^0 \rightarrow \phi_k^t \text{ への遷移確率 } W_{k \rightarrow i}$$

$$W_{k \rightarrow i} = |C_i(t)|^2$$

$$\text{ここで, } C_i(t) = \frac{1}{i\hbar} \int_0^t dt' \langle \phi_i^0 | H_1(t') | \phi_k^0 \rangle \times e^{i(E_i^0 - E_k^0)t'/\hbar}$$

7.9 散乱問題

散乱振幅

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos \theta)$$

(δ_l : 位相のずれ)

部分断面積

$$\sigma_l = \frac{4\pi}{k^2} (2l+1) \sin^2 \delta_l$$

全断面積

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l$$

ポルン近似

$$f(\theta) = -\frac{m}{2\pi} \int d^3 r e^{i(k_i - k_f) \cdot r} V(r)$$

(k_i と k_f はそれぞれ入射, 散乱の波数ベクトル)

クーロン場による散乱

$$f(\theta) = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 m v^2} \text{cosec}^2 \frac{1}{2} \theta$$

表 1 国際単位系 (Système International d'Unités, 略称 SI; 英語 International System of Units)

A. SI 基本単位 (unité SI de base, 英語 SI base unit)

物理量	単位の名称	単位記号	定 義
長 さ	メートル	m	光が (1/299 792 458) s の間に真空中を伝わる行程に等しい長さ ¹⁾
質 量	キログラム	kg	国際キログラム原器の質量
時 間	秒	s	¹³³ Cs の原子の基底状態の 2 つの超微細単位の間遷移に対応する放射の 9 192 631 770 周期の継続時間
電 流	アンペア	A	真空中に 1 m の間隔で平行に置かれた無限に小さい円形断面積を有する無限に長い 2 本の直線状導体のそれぞれを流れ、これらの導体の長さ 1 m ごとに 2×10^{-7} N の力を及ぼし合う一定の電流
熱力学温度	ケルビン	K	水の三重点の熱力学温度の 1/273.16
物質質量	モ ル	mol	0.012 kg の ¹² C の中に存在する原子の数と同数の要素体 ²⁾ を含む系の物質質量
光 度	カンデラ	cd	周波数 540×10^{12} Hz の単色放射を放出し、かつ、ある方向での放射強度が (1/683) W/sr であるような光源の、その方向での光度

1) 1983 年の新定義。それ以前の定義は、“⁸⁶Kr の原子の単位 2p₁₀ と 5d₅ との間に遷移に対応する放射の、真空中での波長の 1 650 763.73 倍に等しい長さ。” 2) entité élémentaire の訳。

B. SI 補助単位 (unité SI supplémentaire, 英語 SI supplementary unit)

物理量	単位の名称	単位記号	定 義
平面角	ラジアン	rad	円の周上でその半径に等しい長さの弧を切りとる 2 本の半径の間に含まれる平面角
立体角	ステラジアン	sr	球の中心を頂点とし、その球の半径を 1 辺とする正方形の面積に等しい面積をその球の表面上で切りとる立体角

C. SI 組立単位 (unité SI dérivée, 英語 SI derived unit) のうち特別の名称をもつもの

物理量	単位の名称	単位 記号	基本単位、補助単位の乗べきの積で表 した場合の乗べきの数値									他の SI 単位での 表現(例)
			m	kg	s	A	K	mol	cd	rad	sr	
周波数	ヘルツ	Hz			-1							
力	ニュートン	N	1	1	-2							
圧力、応力	パスカル	Pa	-1	1	-2						N・m ⁻²	
エネルギー、 仕事、熱量	ジュール	J	2	1	-2						N・m	
仕事率 ¹⁾ 、放射束	ワット	W	2	1	-3						J・s ⁻¹	
電気量、電荷	クーロン	C			1	1						
電圧、電位(差)、 起電力	ボルト	V	2	1	-3	-1					W・A ⁻¹	
電気容量 ²⁾	ファラド	F	-2	-1	4	2					C・V ⁻¹	
電気抵抗	オーム	Ω	2	1	-3	-2					V・A ⁻¹	
(電気の)コンダクタ ンス	ジーメンズ	S	-2	-1	3	2					A・V ⁻¹	
磁束	ウェーバ	Wb	2	1	-2	-1					V・s	
磁束密度	テスラ	T		1	-2	-1					Wb・m ⁻²	
インダクタンス	ヘンリー	H	2	1	-2	-2					Wb・A ⁻¹	
セルシウス温度	セルシウス度	°C					1					
光 束	ルーメン	lm							1		1	
照 度	ルクス	lx	-2						1		1 lm・m ⁻²	
(放射性核種)の放射 能	ベクレル	Bq			-1							
吸収線量、 質量エネルギー分与、 カーマ ³⁾ 、 吸収線量指標	グレイ	Gy	2		-2						J・kg ⁻¹	
線量当量、 線量当量指標	シーベルト	Sv	2		-2						J・kg ⁻¹	

D. SI 接頭語

(préfix SI,
英語 SI prefix)

接頭語	記号	倍数
エクサ	E	10 ¹⁸
ペタ	P	10 ¹⁵
テラ	T	10 ¹²
ギガ	G	10 ⁹
メガ	M	10 ⁶
キロ	k	10 ³
ヘクト	h	10 ²
デカ	da	10
		1
デシ	d	10 ⁻¹
センチ	c	10 ⁻²
ミリ	m	10 ⁻³
マイクロ	μ	10 ⁻⁶
ナノ	n	10 ⁻⁹
ピコ	p	10 ⁻¹²
フェムト	f	10 ⁻¹⁵
アト	a	10 ⁻¹⁸

保健のために認められた特別の名称をもつ組立単位

1) 工率ともいう。 2) 静電容量ともいう。 3) ケルマともいう。

表 2 国際単位系 (SI) 以外の諸単位およびそれらと SI の単位との関係 (1)

太字は SI と併用される単位, 下線付は暫定的に SI との併用を許される単位, その他は, SI の立場からは推奨しがたい単位. = : 定義または協約として正確に等しい, \approx : 近似的に等しい.

A. 空間・時間

メートル系 (ただし SI 以外)			ヤード・ポンド系			尺貫系		
量	単位 (記号)	SI での値	量	単位 (記号)	相互関係 SI での値	量	単位	相互関係 SI での値
長	フェルミ =	1 fm	長	ミル mil = 10^{-3} in	$\approx 25.4 \mu\text{m}$	長	厘 =	0.1 分 $\approx 0.303 \text{ mm}$
	X線単位 \approx	100.2 fm		インチ in = (1/12) ft	$\approx 25.4 \text{ mm}$		分(ぶ) =	0.1 寸 $\approx 3.030 \text{ mm}$
	オングスト \approx	0.1 nm		フート ft	$\approx 30.48 \text{ cm}$		寸 =	0.1 尺 $\approx 30.303 \text{ mm}$
	ローマン Å			ヤード yd = 3 ft	$\approx 91.44 \text{ cm}$		尺 =	(10/33)m $\approx 30.303 \text{ cm}$
	マイクロン μ =	1 μm	さ	ファゾム = 6 ft	$\approx 1.829 \text{ m}$		間 =	6 尺 $\approx 1.818 \text{ m}$
さ	海里 M, nm, =	1.852 km		チェーン = 22 yd	$\approx 20.117 \text{ m}$	さ	丈 =	10 尺 $\approx 3.030 \text{ m}$
	天文単位 AU =	149.597 870 Gm		マイル mile = 1760 yd	$\approx 1.609 \text{ km}$		町 =	60 間 $\approx 109.09 \text{ m}$
	光年 l.y. \approx	9.461 Pm	面積	エーカー acre = 4840 yd ²	$\approx 4.047 \text{ m}^2$		里 =	36 町 $\approx 3.927 \text{ km}$
	パーセク pc \approx	30.857 Pm		英・液用オンス oz fl \approx	28.413 cm ³		鯨尺厘 =	0.1鯨尺分 $\approx 0.379 \text{ mm}$
	バーン b =	10 ² fm ²		英パイント pt \approx	568.26 cm ³	面積	鯨尺分 =	0.1鯨尺寸 $\approx 3.788 \text{ mm}$
面積	アール a =	10 ² m ²		英クオート qt \approx	1.137 dm ³		鯨尺寸 =	0.1鯨尺尺 $\approx 37.879 \text{ mm}$
	ヘクタール ha =	10 ⁴ m ²		英ガロン gal \approx	4.546 dm ³		鯨尺尺 =	(5/4) 尺 $\approx 37.879 \text{ cm}$
	λ =	10 ⁻⁹ m ³	体積	米・液用オンス oz fl \approx	29.57 cm ³		合 =	0.1 坪 $\approx 0.331 \text{ m}^2$
体積	リットル l, L =	1 dm ³		米・液用パイント liq pt \approx	473.18 cm ³	体積	坪(ぶ) =	" \approx "
	ステール st =	1 m ³		米・穀用パイント dry pt \approx	550.61 cm ³		畝(せ) =	30 歩 $\approx 0.992 \text{ dam}^2$
	分(ぶん) min =	60 s		米・液用クオート liq qt \approx	0.946 dm ³		反 =	10 畝 $\approx 9.917 \text{ a}$
時間	時 h =	3 600 s		米・穀用クオート dry qt \approx	1.101 dm ³		町 =	10 反 $\approx 0.992 \text{ hm}^2$
	日 d =	86 400 s	積注)	米ガロン gal \approx	3.785 dm ³	体積	石 =	10立方尺 $\approx 0.278 \text{ m}^3$
角	秒 " = ($\pi/648 000$) rad \approx	4.848 μrad		米ブッシュェル bu \approx	35.239 dm ³		立坪 =	(6 尺) ³ $\approx 6.011 \text{ m}^3$
	分 ' = ($\pi/10 800$) rad \approx	0.291 mrad		米・液用バレル bbl \approx	119.24 dm ³		勺 =	0.1 合 $\approx 18.039 \text{ cm}^3$
	度 ° = ($\pi/180$) rad \approx	17.453 mrad		米・石油バレル bbl \approx	158.99 dm ³		合 =	0.1 升 $\approx 180.39 \text{ cm}^3$
	点 pt = ($\pi/16$) rad \approx	0.196 rad		米・穀用バレル bbl \approx	115.63 dm ³		升 =	64 827 分 ³ $\approx 1.803 9 \text{ dm}^3$
	直角 \angle = ($\pi/2$) rad \approx	1.571 rad		ガロン [計量法] \approx	3.785 43 dm ³		斗 =	10 升 $\approx 18.039 \text{ dm}^3$
度	グラード $^{\circ}$ =	$\frac{\pi}{200} \text{ rad} \approx 15.71 \text{ mrad}$					石 =	10 斗 $\approx 180.39 \text{ dm}^3$
	ゴン gon							

B. 運動

メートル系 (ただし, SI 以外)			ヤード・ポンド系		
量	単位 (記号)	SI での値	量	単位 (記号)	SI での値
速 度	メートル毎分 m/min	$\approx 1.666 7 \text{ cm/s}$	速 度	フート毎秒 ft/s	$\approx 0.304 8 \text{ m/s}$
	メートル毎時 m/h	$\approx 0.277 8 \text{ mm/s}$		フート毎分 ft/min	$\approx 5.08 \text{ mm/s}$
	キロメートル毎時 km/h	$\approx 0.277 8 \text{ m/s}$		マイル毎時 mile/h	$\approx 0.447 0 \text{ m/s}$
	ノット = 1 海里毎時 = 1.852 km/h	$\approx 0.514 4 \text{ m/s}$	加速度	フート毎秒毎秒 ft/s ²	$\approx 0.304 8 \text{ m/s}^2$
角速度	秒毎秒 "/s	$\approx 4.848 \mu\text{rad/s}$		立方フート毎秒 ft ³ /s	$\approx 28.317 \text{ dm}^3/\text{s}$
	分毎秒 '/s	$\approx 0.291 \text{ mrad/s}$		立方フート毎分 ft ³ /min	$\approx 0.472 \text{ dm}^3/\text{s}$
	度毎秒 °/s	$\approx 17.453 \text{ mrad/s}$		立方フート毎時 ft ³ /h	$\approx 7.866 \text{ cm}^3/\text{s}$
加速度	ガル Gal =	0.01 m/s ²		英ガロン毎秒 gal/s	$\approx 4.546 \text{ dm}^3/\text{s}$
	ミリガル mGal =	0.01 mm/s ²		英ガロン毎分 gal/min	$\approx 75.768 \text{ cm}^3/\text{s}$
角加速度	秒毎秒毎秒 "/s ²	$\approx 4.848 \mu\text{rad/s}^2$		英ガロン毎時 gal/h	$\approx 1.263 \text{ cm}^3/\text{s}$
	分毎秒毎秒 '/s ²	$\approx 0.291 \text{ mrad/s}^2$		米ガロン毎秒 gal/s	$\approx 3.785 \text{ dm}^3/\text{s}$
	度毎秒毎秒 °/s ²	$\approx 17.453 \text{ mrad/s}^2$		米ガロン毎分 gal/min	$\approx 63.090 \text{ cm}^3/\text{s}$
	サイクル毎秒 c/s, c, ~	= 1 Hz		米ガロン毎時 gal/h	$\approx 1.052 \text{ cm}^3/\text{s}$
体 積 流 量	立方メートル毎分 m ³ /min	$\approx 16.667 \text{ dm}^3/\text{s}$		ガロン毎秒 [計量法]	$\approx 3.785 43 \text{ dm}^3/\text{s}$
	立方メートル毎時 m ³ /h	$\approx 0.278 \text{ dm}^3/\text{s}$		米・石油用バレル毎秒	$\approx 158.99 \text{ dm}^3/\text{s}$
	リットル毎秒 l/s, L/s	= 1 dm ³ /s		米・石油用バレル毎分	$\approx 2.650 \text{ dm}^3/\text{s}$
	リットル毎分 l/min, L/min	$\approx 16.667 \text{ cm}^3/\text{s}$		米・石油用バレル毎時	$\approx 44.163 \text{ cm}^3/\text{s}$
	リットル毎時 l/h, L/h	$\approx 0.278 \text{ cm}^3/\text{s}$			

注) 英, 米を区別する記号 UK, US は省略する.

表 2 国際単位系 (SI) 以外の諸単位およびそれらと SI の単位との関係 (2)

C. 質量・密度

メートル系 (ただし SI 以外)			ヤード・ポンド系			尺貫系		
量	単 位 (記 号)	SI での値	量	単 位 (記 号)	SI での値	量	単 位	SI での値
質 量	グラム ¹⁾ g	$= 10^{-3}$ kg	質 量	グレーン gr	≈ 64.799 mg	質 量	厘	$= 0.1$ 分 $= 37.5$ mg
	トン t	$= 10^3$ kg		(常用) オンス oz	≈ 28.350 g		分(ふ)	$= 0.1$ 匁 $= 375$ mg
量	(統一)原子質量単位 ²⁾ u	$\approx 1.660\,57 \times 10^{-27}$ kg	量	薬用オンス oz ap	≈ 31.104 g	量	匁 ⁴⁾	$= 10^{-3}$ 貫 $= 3.75$ g
	カラット ³⁾ car, ct	$= 200$ mg		(常用) ポンド lb	$\approx 0.453\,6$ kg		斤	$= 160$ 匁 $= 600$ g
密 度	グラム毎立方センチメートル g/cm ³	$= 1$ Mg·m ⁻³	密 度	薬用ポンド lb ap	≈ 0.373 kg	質 量	貫	$= \left(\frac{15}{4}\right)$ kg $= 3.75$ kg
	キログラム毎リットル kg/l	$= 1$ Mg·m ⁻³		ポンド [計量法] lb	$= 0.453\,592\,43$ kg		1) SI 単位の 10 の整数乗倍の 1 つ。 2) 値は実験で定められる。ここに示すのは 1981 年文書の値。 3) メートル系カラット。 4) 記号 mon で表すことがある。	
度	トン毎立方メートル t/m ³	$= 1$ Mg·m ⁻³	密 度	英トン	≈ 1.016 Mg			
				米トン	≈ 0.907 Mg			
				(常用) ポンド毎立方フット lb·ft ⁻³	≈ 16.02 kg·m ⁻³			

D. 力 学

絶対系 (ただし SI 以外)			重力 (工学) 系		
メートル系			ヤード・ポンド系		
量	単 位 (記 号)	SI での値	量	単 位 (記 号)	SI での値
力	ダイン dyn	$= 10^{-5}$ N	力	重量キログラム kgf, kgw	$= 9.806\,65$ N
	メガダイン Mdyn	$= 10$ N		重量グラム gf, gw	$= 9.806\,65$ mN
圧	ステークス sn	$= 1$ kN	圧	重量トン tf, tw	$= 9.806\,65$ kN
	バー bar, b	$= 0.1$ MPa		重量キログラム毎平方メートル kgf·m ⁻²	$= 9.806\,65$ Pa
力	ミリバー mb	$= 1$ hPa	力	重量キログラム毎平方センチメートル kgf·cm ⁻²	$= 98.066\,5$ Pa
	水銀柱ミリメートル ¹⁾ mmHg	≈ 133.3 Pa		工学気圧 at	$= 98.066\,5$ kPa
力	トル ¹⁾ Torr, torr	≈ 133.3 Pa	力	水銀柱フット ftHg	≈ 40.64 kPa
	水銀柱メートル mHg	≈ 133.3 kPa		水銀柱インチ inHg	≈ 3.386 kPa
仕 事	水柱ミリメートル mmH ₂ O	≈ 9.807 Pa	仕 事	水柱フット ftH ₂ O	≈ 2.989 kPa
	水柱メートル mH ₂ O	≈ 9.807 kPa		水柱インチ inH ₂ O	≈ 0.249 kPa
事 率	気圧 atm	$= 101.325$ kPa	事 率	1) mmHg と Torr とは事実上では等しいが、密度 $\rho = 13\,595.1$ kg/m ³ 、重力加速度 $g = 9.806\,65$ m/s ² 、高さ $h = 1$ mm の液柱の圧力 $\rho gh = 133.322\,387\,4$ kPa、一方、 1 atm $= 101.325$ kPa の $1/760 = 133.322\,368\,4$ kPa。	
	電子ボルト ²⁾ eV	$\approx 1.602\,18 \times 10^{-19}$ J		重量キログラムメートル kgf·m	$= 9.806\,65$ J
仕 事	ワット時 Wh	$= 3.6$ kJ	仕 事	重量キログラムメートル毎秒 kgf·m·s ⁻¹	$= 9.806\,65$ W
	キロワット時 kWh	$= 3.6$ MJ		仏馬力 PS $= 75$ kgf·m·s ⁻¹	≈ 735.5 W
度	エルグ	$= 10^{-7}$ J	度	[計量法]	$= 735.5$ W
	エルグ毎秒 erg·s	$= 0.1$ μ W		重量キログラム秒毎平方メートル kgf·s·m ⁻²	$= 9.806\,65$ Pa·s
粘 度	ボアズ P	$= 0.1$ Pa·s	粘 度	重量キログラム秒毎平方インチ lb _f ·s·in ⁻²	≈ 6.895 kPa·s
	センチボアズ cP	$= 1$ mPa·s		2) 値は実験で定められる。ここに示すのは 1981 年文書の値。	
動 粘 度	ストークス St	$= 10^{-4}$ m ² ·s ⁻¹	動 粘 度	3) 工率ともいう。	
	センチストークス cSt	$= 10^{-6}$ m ² ·s ⁻¹		平方フット毎秒 ft ² ·s ⁻¹	$\approx 9.290 \times 10^{-2}$ m ² ·s ⁻¹

E. 熱

メートル系		ヤード・ポンド系	
量	単 位 (記 号)	単 位 (記 号)	SI での値
温 度	セルシウス度 = ケルビン	(カ氏温度 $t_F - 32$) $\times (5/9)$	
	また 度 K	= セルシウス温度 t (°C)	
度	(セルシウス温度 $t + 273.15$)	ランキン温度 $t_R \times (5/9)$	
	熱力学温度 T (K)	= 熱力学温度 T (K)	
熱 量	カロリー ¹⁾ cal	英熱量 BTU, Btu	≈ 1.055 kJ
	カロリー毎キログラム毎度 cal/(kg·°C)	英熱量毎ポンド毎ランキン度 BTU/(lb·°R)	≈ 4.187 mJ/(kg·K)
比 熱	カロリー毎キログラム毎度 cal/(kg·°C)	英熱量毎ポンド毎ランキン度 BTU/(lb·°R)	≈ 4.187 mJ/(kg·K)
	カロリー毎キログラム毎度 cal/(h·m ² ·°C)	英熱量毎ポンド毎ランキン度 BTU/(h·ft ² ·°F)	≈ 1.731 W/(m ² ·K)
熱 伝 導 率	カロリー毎キログラム毎度 cal/(h·m ² ·°C)	英熱量毎ポンド毎ランキン度 BTU/(h·ft ² ·°F)	≈ 1.731 W/(m ² ·K)
	カロリー毎キログラム毎度 cal/(h·m ² ·°C)	英熱量毎ポンド毎ランキン度 BTU/(h·ft ² ·°F)	≈ 1.731 W/(m ² ·K)

1) さまざまな定義がある。これは、いわゆる 15°C カロリーの値。

F. 電磁気 (付録の表 16 を見よ)

G. 測 光

量	単 位 (記 号)	SI での値
照 度	フォト ph	$= 10^4$ lx
	ニト nt	$= 1$ cd·m ⁻²
輝 度	スチルブ sb	$= 10^4$ cd·m ⁻²
	アボスチルブ asb	$= (1/\pi)$ cd·m ⁻²

H. 電離性放射線

量	単 位 (記 号)	SI での値
放 射 能	キュリー Ci	$\approx 3.7 \times 10^{10}$ Bq
照射線量	レントゲン R	$\approx 2.58 \times 10^{-4}$ C·kg ⁻¹
吸収線量	ラド rad, rd	$= 10^{-2}$ Gy
線量当量	レム rem	$= 10^{-2}$ Sv

表 3 温度定 点

大字は国際実用温度目盛 IPTS-68 の定義定點、下線付は同左の二次基準點、他は 1977 年までの公表値の平均、
注記したものおよび三重点と記したものの以外は、圧力 101.325 kPa (= 1 atm) の値。

物 質	平衡状態	IPTS-68 での温度	
		$T_{\text{ss}} [\text{K}]$	$t_{\text{ss}} [^{\circ}\text{C}]$
平衡 H_2 ¹⁾	三重点	<u>13.81</u>	<u>-259.34</u>
標準 H_2 ²⁾	三重点	<u>13.956</u>	<u>-259.194</u>
平衡 H_2 ¹⁾	沸 騰 ³⁾	<u>17.042</u>	<u>-256.108</u>
平衡 H_2 ¹⁾	沸 騰	<u>20.28</u>	<u>-252.87</u>
標準 H_2 ²⁾	沸 騰	<u>20.397</u>	<u>-252.753</u>
O_2	固相 α - β ⁴⁾	<u>23.867</u>	<u>-249.283</u>
Ne	三重点	<u>24.561</u>	<u>-248.589</u>
Ne	沸 騰	<u>27.102</u>	<u>-246.048</u>
O_2	固相 β - γ ⁵⁾	<u>43.801</u>	<u>-229.348</u>
O_2	三重点	<u>54.361</u>	<u>-218.789</u>
N_2	三重点	<u>63.146</u>	<u>-210.004</u>
N_2	沸 騰	<u>77.344</u>	<u>-195.806</u>
Ar	三重点	<u>83.798</u>	<u>-189.352</u>
Ar	沸 騰	<u>87.294</u>	<u>-185.856</u>
O_2	凝縮点	<u>90.188</u>	<u>-182.962</u>
CH_4	三重点	<u>90.685</u>	<u>-182.464</u>
Kr	三重点	<u>115.770</u>	<u>-157.380</u>
Kr	沸 騰	<u>119.800</u>	<u>-153.350</u>
Xe	三重点	<u>161.389</u>	<u>-111.761</u>
Xe	沸 騰	<u>165.060</u>	<u>-108.090</u>
CO_2	昇 華	<u>194.674</u>	<u>-78.476</u>
CO_2	三重点	<u>216.580</u>	<u>-56.570</u>
Hg	三重点	<u>234.307</u>	<u>-38.842</u>
Hg	凝 固	<u>234.314</u>	<u>-38.836</u>
H_2O	水 点 ⁶⁾	<u>273.15</u>	<u>0</u>
H_2O	三重点	<u>273.16</u>	<u>0.01</u>
フェノキシベンゼン ⁷⁾	三重点 ⁸⁾	<u>300.01</u>	<u>26.86</u>
Ga	融 解	<u>300.921</u>	<u>29.771</u>
H_2O	沸 騰	<u>373.15</u>	<u>100</u>
安息香酸	三重点	<u>395.52</u>	<u>122.37</u>
In	凝 固	<u>429.784</u>	<u>156.634</u>

物 質	平衡状態	IPTS-68 での温度	
		$T_{\text{ss}} [\text{K}]$	$t_{\text{ss}} [^{\circ}\text{C}]$
Sn	凝 固	<u>505.118 1</u>	<u>231.968 1</u>
Bi	凝 固	<u>544.592</u>	<u>271.442</u>
Cd	凝 固	<u>594.258</u>	<u>321.108</u>
Pb	凝 固	<u>600.652</u>	<u>327.502</u>
Hg	沸 騰	<u>629.81</u>	<u>356.66</u>
Zn	凝 固	<u>692.73</u>	<u>419.58</u>
S	沸 騰	<u>717.824</u>	<u>444.674</u>
Cu - Al	共融合金の融解	<u>821.41</u>	<u>548.26</u>
Sb	凝 固	<u>903.905</u>	<u>630.755</u>
Al	凝 固	<u>933.607</u>	<u>660.457</u>
Cu - Ag	共融合金の融解	<u>1 052.75</u>	<u>779.6</u>
Ag	凝 固	<u>1 235.08</u>	<u>961.93</u>
Au	凝 固	<u>1 337.58</u>	<u>1 064.43</u>
Cu	凝 固	<u>1 358.03</u>	<u>1 084.88</u>
Fe	溶 融 ⁹⁾	<u>1 670</u>	<u>1 397</u>
Ni	凝 固	<u>1 728</u>	<u>1 455</u>
Co	凝 固	<u>1 768</u>	<u>1 495</u>
Fe	融 解	<u>1 808</u>	<u>1 535</u>
Pd	凝 固	<u>1 827</u>	<u>1 554</u>
Zr	溶 融 ¹⁰⁾	<u>1 940</u>	<u>1 667</u>
Pt	凝 固	<u>2 042</u>	<u>1 769</u>
Zr	凝 固	<u>2 128</u>	<u>1 855</u>
Rh	凝 固	<u>2 236</u>	<u>1 963</u>
Al_2O_3	融 解	<u>2 327</u>	<u>2 054</u>
Nb	溶 融 ¹⁰⁾	<u>2 425</u>	<u>2 152</u>
Mo	溶 融 ⁹⁾	<u>2 531</u>	<u>2 258</u>
Ir	凝 固	<u>2 720</u>	<u>2 447</u>
Nb	融 解	<u>2 750</u>	<u>2 477</u>
Mo	融 解	<u>2 896</u>	<u>2 623</u>
W	融 解	<u>3 695</u>	<u>3 422</u>

- 1) オルト水素とバラ水素との沸騰点での平衡組成 (0.21 : 99.79).
- 2) オルト水素とバラ水素との常温での平衡組成 (75 : 25).
- 3) 圧力 33.330 6 kPa ($= \frac{25}{76}$ atm) の値。
- 4) 固体 O_2 の α - β 遷移。
- 5) 固体 O_2 の β - γ 遷移。

- 6) 空気で飽和された氷と水との平衡状態。
- 7) ジフェニルエーテルともいう。
- 8) IPTS-68 の二次基準点の表に示されている $T = 300.02 \text{ K}$ および $t = 26.87 ^{\circ}\text{C}$ よりも、本表の値のほうが正しいと判断される。
- 9) 波長 653 nm での輝度温度。
- 10) 波長 650 nm での輝度温度。

(注意) この表には、物性定数としてよりはむしろ計測標準の実技上のデータとしての温度定點の値が示されている。融解と凝固とを区別し、また、凝縮点、溶融といった表現を混在させているのも、実技上の配慮にもとづいている。詳細は、雑誌 *Metrologia*, 12-1 (1976), 1~21 および 13 (1977), 197~206 を参照。これらの文献には、平衡温度と圧力との関係を表す式も示されている。なお、1976 年暫定の低温 (0.5 K~30 K) 目盛の参照点については、本文の「温度定點」の項目 (特に表) を参照。

表 4 1968 年国際実用温度目盛の定義

温度範囲	補間計器	補間公式																
1 064.43℃ 以上		$\frac{L_{\lambda}(T_{98})}{L_{\lambda}(T_{Au})} = \frac{\exp\left[\frac{C_2}{\lambda T_{Au}}\right] - 1}{\exp\left[\frac{C_2}{\lambda T_{98}}\right] - 1}$ <p>$T_{Au}=1\,337.58\text{ K}$, $C_2=0.014\,388\text{ K}\cdot\text{m}$, $L_{\lambda}(T_{98})$ は温度が T_{98} にある黒体の放射輝度の波長 λ での分光密度。</p>																
1 064.43℃ ∩ 630.74℃	白金-10 % ロジウム/白金 熱電対 条件: 1. $E(T_{Au})=(10\,334\pm30)\,\mu\text{V}$ 2. $E(T_{Au})-E(T_{Ag})$ $-0.17(E(T_{Au})-10\,334\,\mu\text{V})$ $=(1\,186\pm3)\,\mu\text{V}$ 3. $E(T_{Au})-E(630.73^\circ\text{C})$ $-0.63(E(T_{Au})-10\,334\,\mu\text{V})$ $=(4\,782\pm5)\,\mu\text{V}$	$E(t_{98})=a+bt_{98}+ct_{98}^2$ <p>$E(t_{98})$: 熱電対の起電力 a, b, c は金, 銀の凝固点での起電力, および 630.74℃ での起電力から決定される。</p>																
630.74℃ ∩ 0℃	白金抵抗温度計 条件: $W(100^\circ\text{C})\geq 1.392\,5$ ただし, $W(T_{98})=R(T_{98})/R(0^\circ\text{C})$ $R(T_{98})$ は温度 T_{98} での抵抗値	$t_{98}=t'+0.045\left(\frac{t'}{100^\circ\text{C}}\right)\left(\frac{t'}{100^\circ\text{C}}-1\right)$ $\times\left(\frac{t'}{419.58}-1\right)\left(\frac{t'}{630.74^\circ\text{C}}-1\right)$ <p>ただし, $W(t'_{98})=1+At'+Bt'^2$, $R(0^\circ\text{C})$, A, B は亜鉛の凝固点 (あるいはスズの凝固点) および水の三重点での抵抗値から決定される。</p>																
273.15 K ∩ 90.188 K	$T_{98}=\left[\sum_{j=1}^{20}a_j\left(\frac{\ln W_{\text{CCT-98}}+3.28}{3.28}\right)^j\right]^\circ\text{K}$ <p>ただし $W_{\text{CCT-98}}=W(T_{98})-\Delta W(T_{98})$, $\Delta W(T_{98})$ は右欄, a_j は下表</p>	$\Delta W(T_{98})=B_4(T_{98}-273.15\text{ K})$ $+C_4(T_{98}-273.15\text{ K})^3$ $\times(T_{98}-373.15\text{ K})\cdots(1)$ <p>係数は酸素の凝縮点 (あるいはアルゴンの三重点) および水の沸点での ΔW から決定される。</p>																
90.188 K ∩ 54.361 K	<table><tr><th>j</th><th>a_j</th></tr><tr><td>0</td><td>38.592 76</td></tr><tr><td>1</td><td>43.448 37</td></tr><tr><td>2</td><td>39.108 87</td></tr><tr><td>3</td><td>38.693 52</td></tr><tr><td>4</td><td>32.568 83</td></tr><tr><td>5</td><td>24.701 58</td></tr><tr><td>6</td><td>53.038 28</td></tr></table>	j	a_j	0	38.592 76	1	43.448 37	2	39.108 87	3	38.693 52	4	32.568 83	5	24.701 58	6	53.038 28	$\Delta W(T_{98})=A_3+B_3T_{98}+C_3T_{98}^2\cdots(2)$ <p>各係数は酸素の三重点, 酸素の凝縮点 (あるいはアルゴンの三重点) での ΔW および酸素の凝縮点での式(1)との導関数の連続条件から決定される。</p>
j	a_j																	
0	38.592 76																	
1	43.448 37																	
2	39.108 87																	
3	38.693 52																	
4	32.568 83																	
5	24.701 58																	
6	53.038 28																	
54.361 K ∩ 20.28 K	<table><tr><td>7</td><td>77.357 67</td></tr><tr><td>8</td><td>-95.751 03</td></tr><tr><td>9</td><td>-223.528 92</td></tr><tr><td>10</td><td>239.502 85</td></tr><tr><td>11</td><td>524.649 44</td></tr><tr><td>12</td><td>-319.799 81</td></tr><tr><td>13</td><td>-787.606 86</td></tr></table>	7	77.357 67	8	-95.751 03	9	-223.528 92	10	239.502 85	11	524.649 44	12	-319.799 81	13	-787.606 86	$\Delta W(T_{98})=A_2+B_2T_{98}+C_2T_{98}^2$ $+D_2T_{98}^3\cdots(3)$ <p>各係数は, 酸素の三重点, ネオンの沸点, 平衡水素の沸点での ΔW および酸素の三重点での式(2)との導関数の連続条件から決定される。</p>		
7	77.357 67																	
8	-95.751 03																	
9	-223.528 92																	
10	239.502 85																	
11	524.649 44																	
12	-319.799 81																	
13	-787.606 86																	
20.28 K ∩ 13.81 K	<table><tr><td>14</td><td>179.547 82</td></tr><tr><td>15</td><td>700.428 32</td></tr><tr><td>16</td><td>29.486 66</td></tr><tr><td>17</td><td>-335.243 78</td></tr><tr><td>18</td><td>-77.256 60</td></tr><tr><td>19</td><td>66.762 92</td></tr><tr><td>20</td><td>24.449 11</td></tr></table>	14	179.547 82	15	700.428 32	16	29.486 66	17	-335.243 78	18	-77.256 60	19	66.762 92	20	24.449 11	$\Delta W(T_{98})=A_1+B_1T_{98}+C_1T_{98}^2$ $+D_1T_{98}^3\cdots(4)$ <p>各係数は, 平衡水素の沸点, 17 K 点, 三重点での ΔW および平衡水素の三重点での式(3)との導関数の連続条件から決定される。</p>		
14	179.547 82																	
15	700.428 32																	
16	29.486 66																	
17	-335.243 78																	
18	-77.256 60																	
19	66.762 92																	
20	24.449 11																	

表 5 4 桁の原子量表 (12Cの相対原子量=12)

元 素 名	元 素 記 号	原子番号	原子量	元 素 名	元 素 記 号	原子番号	原子量
アインスタイニウム Einsteinium	²⁵² Es	99	252.1	鉄 Iron	Fe	26	55.85
亜鉛 Zinc	Zn	30	65.39*	テルビウム Terbium	Tb	65	158.9
アクチニウム Actinium	²²⁷ Ac	89	227.0	テλλウリウム Tellurium	Te	52	127.6
アスタチン Astatine	²¹⁰ At	85	210.0	銅 Copper	Cu	29	63.55
アメリシウム Americium	²⁴³ Am	95	243.1	トリウム Thorium	Th	90	232.0
アルゴン Argon	Ar	18	39.95	ナトリウム Sodium(Natrium)	Na	11	22.99
アルミニウム Aluminium	Al	13	26.98	鉛 Lead	Pb	82	207.2
アンチモン Antimony(Stibium)	Sb	51	121.8	ニオブ Niobium	Nb	41	92.91
硫黄 Sulfur	S	16	32.07	ニックル Nickel	Ni	28	58.69
イットルビウム Ytterbium	Yb	70	173.0	ネオジム Neodymium	Nd	60	144.2
イットリウム Yttrium	Y	39	88.91	ネオン Neon	Ne	10	20.18
イリジウム Iridium	Ir	77	192.2	ネプツニウム Neptunium	²³⁷ Np	93	237.0
インジウム Indium	In	49	114.8	ノーベリウム Nobelium	²⁵⁹ No	102	259.1
ウラン Uranium	U	92	238.0	バークリウム Berkelium	²⁴⁷ Bk	97	247.1
エルビウム Erbium	Er	68	167.3	白金 Platinum	Pt	78	195.1
塩素 Chlorine	Cl	17	35.45	バナジウム Vanadium	V	23	50.94
オスミウム Osmium	Os	76	190.2	ハフニウム Hafnium	Hf	72	178.5
カドミウム Cadmium	Cd	48	112.4	パラジウム Palladium	Pd	46	106.4
ガドリニウム Gadolinium	Gd	64	157.3	バリウム Barium	Ba	56	137.3
カリウム Potassium(Kalium)	K	19	39.10	ビスマス Bismuth	Bi	83	209.0
ガリウム Gallium	Ga	31	69.72	ヒ素 Arsenic	As	33	74.92
カリホルニウム Californium	²⁵² Cf	98	252.1	フェルミウム Fermium	²⁵⁷ Fm	100	257.1
カルシウム Calcium	Ca	20	40.08	フッ素 Fluorine	F	9	19.00
キセノン Xenon	Xe	54	131.3	プラセオジウム Praseodymium	Pr	59	140.9
キュリウム Curium	²⁴⁷ Cm	96	247.1	フランシウム Francium	²²³ Fr	87	223.0
金 Gold	Au	79	197.0	プルトニウム Plutonium	²³⁹ Pu	94	239.1
銀 Silver	Ag	47	107.9	プロトアクチニウム Protactinium	²³¹ Pa	91	231.0
クリプトン Krypton	Kr	36	83.80	プロメチウム Promethium	¹⁴⁵ Pm	61	144.9
クロム Chromium	Cr	24	52.00	ヘリウム Helium	He	2	4.003
ケイ素 Silicon	Si	14	28.09	ベリリウム Beryllium	Be	4	9.012
ゲルマニウム Germanium	Ge	32	72.61*	ホウ素 Boron	B	5	10.81
コバルト Cobalt	Co	27	58.93	ホルミウム Holmium	Ho	67	164.9
サマリウム Samarium	Sm	62	150.4	ポロニウム Polonium	²¹⁰ Po	84	210.0
酸素 Oxygen	O	8	16.00	マグネシウム Magnesium	Mg	12	24.31
ジスプロシウム Dysprosium	Dy	66	162.5	マンガン Manganese	Mn	25	54.94
臭素 Bromine	Br	35	79.90	メンデレビウム Mendelevium	²⁵⁸ Md	101	256.1
ジルコニウム Zirconium	Zr	40	91.22	モリブデン Molybdenum	Mo	42	95.94
水銀 Mercury	Hg	80	200.6	ユーロピウム Europium	Eu	63	152.0
水素 Hydrogen	H	1	1.008	ヨウ素 Iodine	I	53	126.9
スカンジウム Scandium	Sc	21	44.96	ラジウム Radium	²²⁶ Ra	88	226.0
スズ Tin	Sn	50	118.7	ラドン Radon	²²² Rn	86	222.0
ストロンチウム Strontium	Sr	38	87.62	ランタニウム Lanthanum	La	57	138.9
セシウム Caesium	Cs	55	132.9	リチウム Lithium	Li	3	6.941*
セリウム Cerium	Ce	58	140.1	リン Phosphorus	P	15	30.97
セレン Selenium	Se	34	78.96†	ルテチウム Lutetium	Lu	71	175.0
タリウム Thallium	Tl	81	204.4	ルテニウム Ruthenium	Ru	44	101.1
タングステン Wolfram(Tungsten)	W	74	183.9	ルビジウム Rubidium	Rb	37	85.47
炭素 Carbon	C	6	12.01	レニウム Rhenium	Re	75	186.2
タンタル Tantalum	Ta	73	180.9	ロジウム Rhodium	Rh	45	102.9
チタン Titanium	Ti	22	47.88†	ローレンシウム Lawrencium	²⁶⁰ Lr	103	260.1
窒素 Nitrogen	N	7	14.01	104番元素 (Element 104)		104	
ツリウム Thulium	Tm	69	168.9	105番元素 (Element 105)		105	
テクネチウム Technetium	⁹⁹ Tc	43	98.91	106番元素 (Element 106)		106	

(注) 原子量は同位体の混合比によるので、場所によって必ずしも一定の値をとるものではない。信頼度は特に表示のない限り有効数字の4桁目で±1以内であるが、*印のついている場合は±2以内、†のついている場合は±3である。安定同位体がなく、特有の天然同位体組成を示さない元素は、その元素のよく知られた放射性同位体の中から一種を選んで元素記号の左肩にその質量数をつけ、その相対原子質量とともに表示してある。日本化学会・原子量小委員会(1987)による。

表 6 元素の周期表

族 周期	I A	II A	III A	IV A	V A	VI A	VII A	VIII	I B	II B	III B	IV B	V B	VI B	VII B	0		
1	1 H 水素															2 He ヘリウム		
	原子番号→ <div><div>24</div><div>+2</div></div> <div><div>Cr</div><div>+6</div></div> <div>酸化数</div> <div>元素記号→<div><div>Cr</div><div>+6</div></div><div>元素名→<div><div>クロム</div></div></div></div>																	
2	3 Li リチウム	4 Be ベリリウム														0		
3	11 Na ナトリウム	12 Mg マグネシウム														0		
	19 K カリウム	20 Ca カルシウム	21 Sc スカンジウム	22 Ti チタン	23 V バナジウム	24 Cr クロム	25 Mn マンガン	26 Fe 鉄	27 Co コバルト	28 Ni ニッケル	29 Cu 銅	30 Zn 亜鉛	31 Ga ガリウム	32 Ge ゲルマニウム	33 As ヒ素	34 Se セレン	35 Br 臭素	36 Kr クリプトン
5	37 Rb ルビジウム	38 Sr ストロンチウム	39 Y イットリウム	40 Zr ジルコニウム	41 Nb ニオブ	42 Mo モリブデン	43 Tc テクネチウム	44 Ru ルテチウム	45 Rh ロジウム	46 Pd パラジウム	47 Ag 銀	48 Cd カドミウム	49 In インジウム	50 Sn スズ	51 Sb アンチモン	52 Te テルル	53 I ヨウ素	54 Xe キセノン
	55 Cs セシウム	56 Ba バリウム	57~71 ランタノイド	72 Hf ハフニウム	73 Ta タンタル	74 W タングステン	75 Re レニウム	76 Os オスミウム	77 Ir イリジウム	78 Pt 白金	79 Au 金	80 Hg 水銀	81 Tl タリウム	82 Pb 鉛	83 Bi ヒスマス	84 Po ポロニウム	85 At アスタチン	86 Rn ラドン
7	87 Fr フランシウム	88 Ra ラジウム	89~103 アクチノイド	104 Rf ラジウム	105 Db タンタル	106 Sg タングステン	107 Bh セシウム	108 Hs オスミウム	109 Mt イリジウム	110 Ds 白金	111 Nh 金	112 Fl 水銀	113 Nh タリウム	114 Nh 鉛	115 Nh ヒスマス	116 Nh ポロニウム	117 Nh アスタチン	118 Nh ラドン

原子番号→24 +2
元素記号→Cr +3
酸化数 +6
元素名→クロム

ランタノイド	57 La ランタン	58 Ce セリウム	59 Pr プラセオジム	60 Nd ネオジム	61 Pm プロメチウム	62 Sm サマリウム	63 Eu ユウロピウム	64 Gd ガドリウム	65 Tb テルビウム	66 Dy ジスプロシウム	67 Ho ホルミウム	68 Er エルビウム	69 Tm ツリウム	70 Yb イッテルビウム	71 Lu ルテチウム
アクチノイド	89 Ac アクチン	90 Th トリウム	91 Pa プロトアクチン	92 U ウラン	93 Np ネプツニウム	94 Pu プルトニウム	95 Am アメリシウム	96 Cm キュリウム	97 Bk バークリウム	98 Cf カリホルニウム	99 Es アインスタイン	100 Fm フェルミウム	101 Md メンデルレービウム	102 No ノーベリウム	103 Lr ローレンシウム

表 7 元素の電子配置 (1)

電子殻		K	L			M			N				O				P			Q
主量子数 (n)		1	2			3			4				5				6			7
方位量子数 (l)		0	0	1		0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	3	0	1	2	0
電子軌道		1s	2s	2p		3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d	7s
周期	原子番号	原子																		
1	1 2	H He	1 2																	
2	3	Li	2	1																
	4	Be	2	2																
	5	B	2	2	1															
	6	C	2	2	2															
	7	N	2	2	3															
	8	O	2	2	4															
	9	F	2	2	5															
	10	Ne	2	2	6															
3	11	Na	2	2	6	1														
	12	Mg	2	2	6	2														
	13	Al	2	2	6	2	1													
	14	Si	2	2	6	2	2													
	15	P	2	2	6	2	3													
	16	S	2	2	6	2	4													
	17	Cl	2	2	6	2	5													
	18	Ar	2	2	6	2	6													
4	19	K	2	2	6	2	6		1											
	20	Ca	2	2	6	2	6		2											
	21	Sc	2	2	6	2	6	1	2											
	22	Ti	2	2	6	2	6	2	2											
	23	V	2	2	6	2	6	3	2											
	24	Cr	2	2	6	2	6	5	1											
	25	Mn	2	2	6	2	6	5	2											
	26	Fe	2	2	6	2	6	6	2											
	27	Co	2	2	6	2	6	7	2											
	28	Ni	2	2	6	2	6	8	2											
	29	Cu	2	2	6	2	6	10	1											
	30	Zn	2	2	6	2	6	10	2											
	31	Ga	2	2	6	2	6	10	2	1										
	32	Ge	2	2	6	2	6	10	2	2										
	33	As	2	2	6	2	6	10	2	3										
	34	Se	2	2	6	2	6	10	2	4										
	35	Br	2	2	6	2	6	10	2	5										
	36	Kr	2	2	6	2	6	10	2	6										
5	37	Rb	2	2	6	2	6	10	2	6			1							
	38	Sr	2	2	6	2	6	10	2	6			2							
	39	Y	2	2	6	2	6	10	2	6	1		2							
	40	Zr	2	2	6	2	6	10	2	6	2		2							
	41	Nb	2	2	6	2	6	10	2	6	4		1							
	42	Mo	2	2	6	2	6	10	2	6	5		1							
	43	Tc	2	2	6	2	6	10	2	6	5		2							
	44	Ru	2	2	6	2	6	10	2	6	7		1							
	45	Rh	2	2	6	2	6	10	2	6	8		1							
	46	Pd	2	2	6	2	6	10	2	6	10									
	47	Ag	2	2	6	2	6	10	2	6	10		1							
	48	Cd	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2							
	49	In	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	1						
	50	Sn	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	2						
	51	Sb	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	3						
	52	Te	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	4						
	53	I	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	5						
	54	Xe	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6						

表 7 元素の電子配置 (2)

電子殻			K	L			M			N				O				P				Q
主量子数 (n)			1	2			3			4				5				6				7
方位量子数 (l)			0	0	1	0	1	2	0	1	2	3	0	1	2	3	0	1	2	0		
電子軌道			1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d	7s		
周期	原子番号	原子																				
6	55	Cs	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6			1					
	56	Ba	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6			2					
	57	La	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6	1		2					
	58	Ce	2	2	6	2	6	10	2	6	10	1	2	6	1		2					
	59	Pr	2	2	6	2	6	10	2	6	10	3	2	6			2					
	60	Nd	2	2	6	2	6	10	2	6	10	4	2	6			2					
	61	Pm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	5	2	6			2					
	62	Sm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	6	2	6			2					
	63	Eu	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6			2					
	64	Gd	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6	1		2					
	65	Tb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	9	2	6			2					
	66	Dy	2	2	6	2	6	10	2	6	10	10	2	6			2					
	67	Ho	2	2	6	2	6	10	2	6	10	11	2	6			2					
	68	Er	2	2	6	2	6	10	2	6	10	12	2	6			2					
	69	Tm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	13	2	6			2					
	70	Yb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6			2					
	71	Lu	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1		2					
	72	Hf	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	2		2					
	73	Ta	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	3		2					
	74	W	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	4		2					
	75	Re	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	5		2					
	76	Os	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	6		2					
	77	Ir	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	7		2					
	78	Pt	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	9		1					
	79	Au	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		1					
	80	Hg	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2					
	81	Tl	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	1				
	82	Pb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	2				
	83	Bi	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	3				
	84	Po	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	4				
	85	At	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	5				
	86	Rn	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6				
	7	87	Fr	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6		1	
88		Ra	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6		2		
89		Ac	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6	1	2		
90		Th	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10		2	6	2	2		
91		Pa	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	2	2	6	1	2		
92		U	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	3	2	6	1	2		
93		Np	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	4	2	6	1	2		
94		Pu	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	6	2	6		2		
95		Am	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	7	2	6		2		
96		Cm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	7	2	6	1	2		
97		Bk	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	9	2	6		2		
98		Cf	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	10	2	6		2		
99		Es	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	11	2	6		2		
100	Fm	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	12	2	6		2			

表 8 元素の存在度 (Si=10⁶)

原子番号	元素	Cameron (太陽系)	Ross, Aller (太陽大気)	原子番号	元素	Cameron (太陽系)	Ross, Aller (太陽大気)	原子番号	元素	Cameron (太陽系)	Ross, Aller (太陽大気)
1	H	2.66×10 ¹⁰	2.24×10 ¹⁰	33	As	6.2		65	Tb	0.076	
2	He	1.8×10 ⁹	1.41×10 ⁹	34	Se	67		66	Dy	0.37	0.257
3	Li	60	0.22	35	Br	9.2		67	Ho	0.092	
4	Be	1.2	0.316	36	Kr	41.3		68	Er	0.23	0.13
5	B	9	<2.8	37	Rb	6.1	8.91	69	Tm	0.035	0.041
6	C	1.11×10 ⁷	9.33×10 ⁶	38	Sr	22.9	17.8	70	Yb	0.20	0.2
7	N	2.31×10 ⁶	1.95×10 ⁶	39	Y	4.8	2.8	71	Lu	0.035	0.13
8	O	1.84×10 ⁷	1.55×10 ⁷	40	Zr	12	12.6	72	Hf	0.17	0.14
9	F	780	813	41	Nb	0.9	1.8	73	Ta	0.020	
10	Ne	2.6×10 ⁵	8.32×10 ⁵	42	Mo	4.0	3.2	74	W	0.30	1.1
11	Na	6.0×10 ⁴	4.27×10 ⁴	43	Tc	*		75	Re	0.051	≤0.01
12	Mg	1.06×10 ⁶	8.91×10 ⁵	44	Ru	1.9	1.5	76	Os	0.69	0.11
13	Al	8.5×10 ⁴	7.41×10 ⁴	45	Rh	0.40	0.56	77	Ir	0.72	0.16
14	Si	1.00×10 ⁶	1.00×10 ⁶	46	Pd	1.3	0.71	78	Pt	1.41	1.26
15	P	6500	7.08×10 ³	47	Ag	0.46	0.16	79	Au	0.21	0.13
16	S	5.0×10 ⁵	3.6×10 ⁵	48	Cd	1.55	1.58	80	Hg	0.21	<2.8
17	Cl	4740	7.1×10 ³	49	In	0.19	1.00	81	Tl	0.19	0.18
18	Ar	1.06×10 ⁵	2.2×10 ⁴	50	Sn	3.7	2.2	82	Pb	2.6	1.91
19	K	3500	3.24×10 ³	51	Sb	0.31	0.22	83	Bi	0.14	<1.8
20	Ca	6.25×10 ⁴	5.01×10 ⁴	52	Te	6.5		84	Po		
21	Sc	31	25	53	I	1.27		85	At		
22	Ti	2400	2510	54	Xe	5.84		86	Rn		
23	V	254	234	55	Cs	0.39	<1.8	87	Fr		
24	Cr	1.27×10 ⁴	1.15×10 ⁴	56	Ba	4.8	2.75	88	Ra		
25	Mn	9300	5900	57	La	0.37	0.302	89	Ac		
26	Fe	9.0×10 ⁵	7.08×10 ⁵	58	Ce	1.2	0.794	90	Th	0.045 [†]	0.04
27	Co	2200	1780	59	Pr	0.18	0.102	91	Pa		
28	Ni	4.78×10 ⁴	4.27×10 ⁴	60	Nd	0.79	0.380	92	U	0.027 [†]	<0.089
29	Cu	540	260	61	Pm	*		93	Np	**	
30	Zn	1260	631	62	Sm	0.24	0.12	94	Pu	**	
31	Ga	38	14	63	Eu	0.094	0.1	95	Am	**	
32	Ge	117	71	64	Gd	0.42	0.295	96	Cm	**	

† 太陽系形成時の値にもどしてある。 * 人工的存在, ** 大部分人工的存在

(参考文献) A. G. W. Cameron, *Essays in Nuclear Astrophysics*, eds. C. A. Barnes *et al.*, Cambridge Univ. Press, p.23(1981). なお E. Anders and M. Ebihara, *Geochim. Cosmochim. Acta* 46, 2363(1982)も参照のこと。 J. E. Ross and L. H. Aller, *Science*, 191(1976), 1223.

表 9 わが国各地の地磁気要素 (1980.0年値)

地名	緯度 (N)	経度 (E)	偏角	伏角	水平分力 [G]
稚内	45°22'.7	141°43'.3	9°43'.2	58°58'.8	0.26146
帯広	42°59'.2	140°20'.1	8°16'.3	56°20'.4	0.27030
八戸	40°23'.7	141°37'.6	7°15'.7	54°2'.0	0.28203
館山	34°55'.7	139°54'.6	6°24'.2	47°35'.6	0.30499
松本	36°15'.9	137°52'.9	6°42'.7	49°20'.9	0.30376
姫路	34°57'.9	134°49'.7	6°40'.2	48°15'.6	0.31213
広島	34°29'.6	132°19'.4	6°25'.2	48°2'.9	0.31646
高知	33°38'.5	133°48'.8	6°17'.0	46°45'.4	0.31773
鹿児島	31°23'.7	130°10'.8	5°30'.6	44°6'.3	0.33058

地磁気双極子モーメント: $7.98 \times 10^{25} \text{ G} \cdot \text{cm}^3$ 。双極子の向き: 78°.6 N, 70°.1 W を通る。地磁気赤道における水平分力 0.31 G。地磁気の極における垂直分力: 北極 0.58 G 南極 0.68 G (参考文献) 東京天文台編, 理科年表 1983, 丸善。C. W. Allen, *Astrophysical Quantities*, 3rd ed., 1976, The Athlone Press.

表 10 わが国各地の重力実測値

地名	緯度 (N)	経度 (E)	高さ [m]	重力実測値 [cm·s ⁻²]
札幌	42°58'.6	141°20'.7	32.8	980.59651
仙台	38°14'.9	140°50'.8	140	980.06583
東京	35°38'.6	139°41'.3	28.0	979.76319
名古屋	35°9'.1	136°58'.3	45	979.73254
京都	35°1'.6	135°47'.2	59.9	979.76775
広島	34°22'.1	132°28'.1	2	979.65866
高知	33°33'.5	133°30'.6	17.0	979.62479
福岡	33°35'.7	130°22'.7	31.3	979.62859
鹿児島	31°34'.4	130°33'.2	4.5	979.47215

(参考) 赤道および極付近の重力実測値

シロガポール	1°17'.8N	103°51'.0E	8.2	978.06604
昭和基地	69°0'.3S	39°35'.4E	14	982.5256

表 11 元素単体の密度 (固相)

* 単結晶のX線回折からの計算値; それ以外は多結晶についての実測値

元 素	記号	密 度 [$\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$]	元 素	記号	密 度 [$\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$]
亜鉛	Zn	7.04*, 6.92 (20℃, 真空精製)	タンタル	Ta	17.1*, 16.6
アルゴン	Ar	1.645* (-253℃), 1.65 (-233℃)	チタン	Ti	4.58*, 4.5 (18℃)
アルミニウム	Al	2.692*, 2.70 (20℃, 硬質地金)	窒素	N	1.14 (-273℃)
アンチモン	Sb	6.73*, 6.62 (20℃, 真空精製)	鉄	Fe	7.92*(α -), 7.86
イオウ	S	2.02*, 2.07 (斜方), 1.96 (単斜)	テルル	Te	6.26*, 6.25
イットリウム	Y	3.8	銅	Cu	8.95*, 8.933 (20℃, 真空精製)
イリジウム	Ir	22.8*, 22.42 (17℃)	トリウム	Th	12.0*, 11.00 (17℃)
インジウム	In	7.43*, 7.28	ナトリウム	Na	0.954*, 0.9712 (20℃)
ウラン	U	18.7 (13℃)	鉛	Pb	11.48*, 11.342 (20℃, 真空精製)
エルビウム	Er	4.77	ニオブ	Nb	8.4 (20℃)
塩素	Cl	2.2 (-273℃)	ニッケル	Ni	9.04*, 8.8
オスミウム	Os	22.8*, 22.5	ネオジウム	Nd	7.00
カドミウム	Cd	8.56*, 8.65 (20℃, 真空精製)	ネオン	Ne	1.204 (-245℃)
カリウム	K	0.87 (20℃)	白金	Pt	21.5*, 21.37
ガリウム	Ga	5.93 (23℃)	バナジウム	V	5.98*, 5.87 (15℃)
カルシウム	Ca	1.54*, 1.55 (20℃)	ハフニウム	Hf	11.3*, 13.3 (20℃)
金	Au	19.4*, 18.88 (20℃, 真空精製)	パラジウム	Pd	12.25*, 12.16
銀	Ag	10.49*, 10.492 (20℃, 真空精製)	バリウム	Ba	3.5 (20℃)
クリプトン	Kr	3.4 (-273℃)	ビスマス	Bi	9.86*, 9.78 (20℃, 真空精製)
クロム	Cr	7.22*, 7.14 (20℃)	ヒ素	As	5.75*, 5.73 (14℃, 結晶質)
ケイ素	Si	2.32*, 2.42 (20℃)	フッ素	F	1.5 (-273℃)
ゲルマニウム	Ge	5.38*, 5.46	ブラセオジウム	Pr	6.48 (20℃)
コバルト	Co	8.67*, 8.71 (21℃)	ヘリウム	He	0.19 (-273℃)
サマリウム	Sm	7.7~7.8	ベリリウム	Be	1.83*, 1.85 (20℃)
酸素	O	1.568 (-273℃)	ホウ素	B	2.535 (結晶質)
水銀	Hg	14.193 (-38.8℃)	マグネシウム	Mg	1.71*, 1.74 (20℃)
水素	H	0.0763 (-260℃)	マンガン	Mn	7.21*(α -), 7.3
スカンジウム	Sc	3.02 (?)	モリブデン	Mo	10.20*, 9.01
スズ	Sn	7.30*, 7.29 (20℃, 白色正方晶)	ヨウ素	I	4.94 (20℃)
ストロンチウム	Sr	2.60	ラジウム	Ra	5(?)
臭素	Br	4.2 (-273℃)	ランタン	La	6.15
ジルコニウム	Zr	6.47*, 6.44	リチウム	Li	0.534*, 0.534 (20℃)
セシウム	Cs	1.873 (20℃)	リン	P	1.83 (白), 2.20 (赤), 2.69 (黒)
セリウム	Ce	6.90*(cub.), 6.73*(hex.), 6.90	ルテニウム	Ru	12.1 (19℃)
セレン	Se	4.86*, 4.82	ルビジウム	Rb	1.53 (20℃)
タリウム	Tl	11.7*, 11.86	レニウム	Re	20.53
タングステン	W	19.3*, 19.3	ロジウム	Rh	12.44
炭素	C	3.52 (ダイヤモンド, 20℃) 1.25 (グラファイト, 20℃)			

American Institute of Physics Handbook, 3rd ed. McGraw-Hill (1972) による。とくに表示のない場合の温度は標準室温。

表 12 惑星の諸定数

	水 星	金 星	地 球	火 星	木 星	土 星	天王星	海王星	冥王星
質量 [10^{27} g]	0.33	4.87	5.977	0.640	1899	568.8	86.67	103	0.012 ?
赤道半径 [km]	2439	6052	6378	3397	71398	60000	25400	24300	1210 ?
平均密度 [$\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$]	5.43	5.24	5.52	3.93	1.33	0.70	1.30	1.76	1.6 ?
軌道長半径 [AU]	0.3871	0.7233	1.00000	1.5237	5.2026	9.5549	19.2184	30.1104	39.5399
離心率	0.2056	0.0068	0.0167	0.0934	0.0485	0.0555	0.0463	0.0090	0.2490
軌道傾斜角(黄道面)[度]	7.006	3.395	0.002	1.851	1.304	2.489	0.773	1.770	17.145
軌道平均速度 [$\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$]	47.36	35.02	29.78	24.08	13.06	9.65	6.81	5.44	4.66
公転周期 [年]	0.2409	0.6152	1.0000	1.8809	11.862	29.458	84.022	164.774	248.534
自転周期 [日]	58.65	243.01	0.9973	1.0260	0.414	0.444	0.649	0.768	6.387
赤道傾斜角[度]	~0	177.4	23.44	25.19	3.1	26.7	97.9	29.6	118 ?
反射能(可視光)	0.06	0.78	0.30	0.16	0.73	0.77	0.84	0.68	0.54 ?
極大光度	-2.4	-4.7	—	-3.0	-2.8	-0.5	+5.3	+7.8	+13.6
衛星数	0	0	1	2	>16	>17	15	2	1

(参考文献) 東京天文台編, 理科年表 1988, 丸善. C.W. Allen, *Astrophysical Quantities*, 3rd ed., 1976, The Athlone Press.

表 13 固体の力学的性質

物質名	密度 [g·cm ⁻³]	縦波の速度 ¹⁾ [km·s ⁻¹]	横波の速度 ²⁾ [km·s ⁻¹]	ヤング率 ³⁾ [10 ¹⁰ Pa]	ずり弾性率 ⁴⁾ [10 ¹⁰ Pa]	ポアソン比	圧縮率 [10 ⁻¹¹ Pa ⁻¹]
亜鉛	7.12	4.21	2.44	10.5	4.34	0.25	1.4
アルミニウム	2.70	6.42	3.04	6.8~7.1	2.61	0.355	1.33
ウラン(α-)	18.7	3.37	1.94	21.47*	4.65*	—	—
塩化ナトリウム	2.17	4.79 ⁷⁾	2.44 ⁷⁾	4.87*	1.24*	—	—
黄銅(70Cu, 30Zn)	8.53	4.70	2.11	10.4	3.73	0.374	0.89
カドミウム	8.65	2.78	—	4.95	1.92	0.300	2.4
ガラス(クラウン)	2.2~3.6	5.10	2.84	7.13	2.92	0.22	2.4
金	19.3	3.24	1.20	8.12	2.7	0.42	0.46
銀	10.49	3.65	1.61	7.5	3.03	0.38	0.97
く り	0.5~0.6	4.45	—	10	—	—	—
ゲルマニウム	5.4	5.94	3.56	12.89*	4.83*	—	—
ゴム(天然)	0.91~0.96	1.50 ⁵⁾	0.12 ⁵⁾	~10 ⁻⁴	10 ⁻⁴ ~10 ⁻⁵	~0.5	35
氷	~0.91	3.23	1.60	0.9~1.1	0.2~0.3	0.34	9
コンスタンタン	8.9	5.18	2.63	16.1	6.12	0.327	0.64
シリコン	2.33	8.43	5.84	16.57*	6.39*	—	—
ジュラルミン(17S)	2.79	6.32	3.13	7.15	2.67	0.335	—
水晶(α-)	2.65	5.72	—	8.7*	0.70*	—	—
スズ	7.3	3.32	1.67	5.5	1.84	0.34	1.72
ステンレス鋼(SUS347)	7.91	5.79	3.10	19.6	7.57	0.30	—
タンダステン	19.3	5.41	2.64	36.2	13.5	0.35	—
チタン	4.58	5.99	3.13	11.6	4.38	0.32	0.93
鉄(電解)	7.86	5.95 ⁶⁾	3.24 ⁶⁾	20.6 ⁶⁾	8.03 ⁶⁾	0.29	0.59
銅	8.93	5.01	2.27	12.1~12.8	4.83	0.37	0.72
ナイロン 6-6	1.11	2.62	1.07	0.355	0.122	0.4	—
鉛	11.34	1.96	0.69	1.5~1.7	0.56	0.43	2.2
ニッケル	8.9	6.04	3.00	19.9~22.0	7.6~8.4	0.30~0.34	0.53~0.57
白金	21.37	3.26	1.73	16.7	6.1	0.30	0.44
ベリリウム	1.84	12.89	8.88	29	14.7	0.05	—
ポリエチレン(軟質)	0.90	1.95	0.54	0.076	0.026	0.46	—
ポリスチレン	1.056	2.35	1.12	0.360	0.143	0.35	25.0
熔融石英	2.2	5.97	3.76	7.29	3.12	0.17	2.7

1) 無限に大きい媒質中の縦波の速度 v_l の意味。ヤング率を E 、ずり弾性率を G 、体積弾性率(圧縮率の逆数)を K 、密度を ρ とすると、 $v_l = \sqrt{\left(K + \frac{4}{3}G\right)/\rho}$ 。 2) 無限に広い媒質中の横波の速度 v_t の意味。 $v_t = \sqrt{G/\rho}$ 。 3) ヤング率の欄で・印の付してある値は、弾性スティフネス c_{11} を表わす。 4) ずり弾性率の欄で・印の付してある値は c_{12} の意味。 5) 分散が大きい。1MHz の値。 6) 組成により敏感に変わる。 7) 音波の進行方向は $\langle 100 \rangle$ 。

表 14 液体の力学的性質(特記以外は 1 気圧, 20℃ の値)(1)

物質名	化学式	密度 [g·cm ⁻³]	音速度 ¹⁾ [m·s ⁻¹]	吸収定数 ²⁾ [10 ⁻¹⁷ s ² ·cm ⁻¹]	圧縮率 [10 ⁻¹¹ Pa ⁻¹]	粘性率 [10 ⁻³ Pa·s]	表面張力 [10 ⁻³ N·m ⁻¹]
アセトン	(CH ₃) ₂ ·CO	0.791	1190	22 (25℃)	126 ³⁾	0.32	23.3
アニリン	C ₆ H ₅ ·NH ₂	1.022	1659	50 (25℃)	45 ³⁾	4.39	42.5 ¹⁴⁾
アルゴン(液化)	Ar	1.403 ⁵⁾	837 ⁵⁾	—	99 ^{4), 5)}	—	13.2 ⁶⁾
エタノール	C ₂ H ₅ OH	0.789	1168	52.0	111 ³⁾	1.20	22.3
エチルエーテル	(C ₂ H ₅) ₂ O	0.714	1006	44.5	187 ³⁾	0.24	17.1
オリーブ油	—	~0.91	1440	—	58.7 ⁴⁾	90	32
キシレン(m-)	C ₆ H ₄ (CH ₃) ₂	0.864	1343	74	64.2 ⁴⁾	0.61	28.6
ギシレン	C ₆ H ₅ (OH ₂)	1.261	1923	2.7×10 ³¹⁰⁾ (21.7℃)	21 ³⁾	1.5×10 ³	63.4
クロロホルム	CHCl ₃	1.487	1001	418	101 ³⁾	0.58	27.3
酢酸	CH ₃ COOH	1.049	1159	8×10 ^{4 10)}	91 ³⁾	1.22	27.6
四塩化炭素	CCl ₄	1.594	937.8	533 (23.5℃)	106 ³⁾	0.97	27.6
重水	D ₂ O	1.105	1388	32.0	47 ³⁾	1.25	—
水銀	Hg	13.55	1451.0	6 (25℃)	3.50 ⁴⁾	1.56	487 ¹⁵⁾
石油 ¹¹⁾	—	~0.83	1295 ¹³⁾	—	74.5 ⁴⁾	—	26
トルエン	C ₆ H ₅ ·CH ₃	0.865	1328	82	91 ³⁾	0.59	28.5

表 14 液体の力学的性質 (特記以外は1気圧, 20℃の値) (2)

物質名	化学式	密度 [g·cm ⁻³]	音速度 ¹⁾ [m·s ⁻¹]	吸収定数 ²⁾ [10 ⁻¹⁷ s ² ·cm ⁻¹]	圧縮率 [10 ⁻¹¹ Pa ⁻¹]	粘性率 [10 ⁻³ Pa·s]	表面張力 [10 ⁻³ N·m ⁻¹]
ナトリウム(融解)	Na	0.93 ⁷⁾	2395 ⁷⁾	—	17.7 ⁴⁾ ⁷⁾	—	28.5 ⁷⁾
鉛(融解)	Pb	~11	1790 ⁸⁾	—	2.92 ⁴⁾ ⁸⁾	—	442 ⁹⁾
ニトロベンゼン	C ₆ H ₅ NO ₂	1.207	1473	72 (25℃)	38.2 ⁴⁾	2.01	43.4
二硫化炭素	CS ₂	1.264	1158	5.7×10 ³ ¹⁰⁾ (25℃)	93 ³⁾	0.37	35.3
ひまし油	—	~0.96	1523	6.5×10 ³ ¹⁰⁾	—	986	—
ベンゼン	C ₆ H ₆	0.879	1324	825	95 ³⁾	0.65	28.9
ペンタン (n-)	C ₅ H ₁₂	0.626	1032.3	—	149.9 ⁴⁾	0.23	16.0
水	H ₂ O	0.999	1483	25.3	45 ³⁾	1.00	72.8
メタノール	CH ₃ OH	0.792	1121	33.7	123 ³⁾	0.61	22.6
硫酸 ¹²⁾	H ₂ SO ₄	~1.83	1327	—	~33 ³⁾	27	55.1

- 1) 液体の場合、可聴音からかなり高い超音波まで分散のないものが多い。
 2) 単位長さあたりの音の吸収係数 α を [cm⁻¹] または [neper/cm] で表わし、音の振動数を [Hz=s⁻¹] で表わしたとき、 α/f^2 を意味する。始めの音の強度を I_0 、 d cm 先で I_d に減少するときには、 $\alpha=(1/2d) \ln(I_0/I_d)$
 3) 等温圧縮率 β_T } $\{\beta_T - \beta_S = (\alpha^2 T)/(\rho C_p)$ の関係がある。ここで ρ は液体の密度、 T は絶対温度、 C_p は等圧比熱、 α は
 4) 断熱圧縮率 β_S } 等圧下における体膨張係数。
 5) 87K, 6) -188.1℃, 7) 98~100℃, 8) 327℃, 9) 350℃, 水素雰囲気
 10) これらの液体では f により α が大きく異なり、 α/f^2 を一定とは見なしにくい。
 11) 産地や精製法により密度も 0.7~1.0 の範囲、燈油で 0.80~0.83。表中のデータは一例にすぎない。
 12) 98% 程度の濃硫酸、13) 34℃, 14) 26.2℃, 15) 15℃。

表 15 気体の力学的性質

物質名	化学式	密度 [kg·m ⁻³] ¹⁾	粘性率 [μ P= 10 ⁻⁷ Pa·s] ²⁾	音速 [m·s ⁻¹] ³⁾	平均自由 行程 [mm] ⁴⁾
亜酸化窒素	N ₂ O	1.977	145.6	263	—
アセチレン	C ₂ H ₂	1.173	93.5 (0℃)	341 (25℃)	7.2
アルゴン	Ar	1.7837	222.86	319	6.8
アンモニア	NH ₃	0.7710	97.4	415	4.7
一酸化炭素	CO	1.250	175.3	338	6.0
一酸化窒素	NO	1.340 (10℃)	189.8	324 (10℃)	13.6
エタン	C ₂ H ₆	1.356 (10℃)	91.0	308 (10℃)	3.2
エチレン	C ₂ H ₄	1.260	100.0	317	8.3
塩化水素	HCl	1.639	142.5	—	4.3
塩素	Cl ₂	3.214	133.0	206	3.0
キセノン	Xe	5.89	227.40	—	3.7
空 気	—	1.2929	181.92	331.45	6.5
クリプトン	Kr	3.74	249.55	—	4.5
酸素	O ₂	1.429	203.31	316	6.9
重水素	D ₂	0.180	124.68	890	11.77
水蒸気	H ₂ O	0.598 (100℃)	121.2 (100℃)	494 (134℃)	4.3
水素	H ₂	0.0899	88.73	1284	11.77
窒素	N ₂	1.2506	175.69	334	6.5
二酸化イオウ	SO ₂	2.927	125.0	213	3.1
二酸化炭素	CO ₂	1.977	146.63	259	4.3
ネオン	Ne	0.9003	313.81	435	13.4
プロパン	C ₃ H ₈	2.009	80.0	—	2.3
ヘリウム	He	0.1785	196.14	965	19.2
メタン	CH ₄	0.7168	109.8	430	5.2
硫化水素	H ₂ S	1.539	116	289	—

- 1) 0℃, 1気圧 (=1.013×10⁵ Pa) 2) 20℃, 1気圧 3) 0℃, 1気圧
 4) 20℃, 1 Pa 主として真空技術諸表 (真空技術講座 12 巻, 日刊工業新聞社, 1965 年) の分子直径から求めた計算値。

表 16 国際単位系 (SI) による電磁気諸量の単位

物理量	SI 単位		SI 基本単位の乗べきの積で表した場合の乗べきの数値				他の SI 単位による表現 (例)	備考 (欄外説明を参照)
	名 称	単位記号	m	kg	s	A		
長 さ	メートル	m	1	0	0	0		基本
質 量	キログラム	kg	0	1	0	0		基本
時 間	秒	s	0	0	1	0		基本
周波数	ヘルツ	Hz	0	0	-1	0	s ⁻¹	組・特
力	ニュートン	N	1	1	-2	0	m・kg・s ⁻²	組・特
仕事, エネルギー, 電力量	ジュール	J	2	1	-2	0	Nm	組・特
仕事率 ¹⁾ , 電力	ワット	W	2	1	-3	0	J・s ⁻¹	組・特
電 流	アンペア	A	0	0	0	1		基本
電流密度	アンペア毎平方メートル	A・m ⁻²	-2	0	0	1		組
電位, 電位(差) ²⁾ , 起電力	ボルト	V	2	1	-3	-1	W・A ⁻¹	組・特
電気抵抗	オーム	Ω	2	1	-3	-2	V・A ⁻¹	組・特
電気抵抗率 ³⁾	オームメートル	Ωm	3	1	-3	-2		組
(電気の)コンダクタンス	ジーメンズ	S	-2	-1	3	2	Ω ⁻¹	組・特
電気伝導率 ⁴⁾	ジーメンズ毎メートル	S・m ⁻¹	-3	-1	3	2		組
電気量, 電荷	クーロン	C	0	0	1	1	As	組・特
電場の強さ ⁵⁾	ボルト毎メートル	V・m ⁻¹	1	1	-3	-1	N・C ⁻¹	組
電気容量 ⁶⁾	ファラド	F	-2	-1	4	2	C・V ⁻¹	組・特
電束密度 ⁷⁾	クーロン毎平方メートル	C・m ⁻²	-2	0	1	1		組
電気双極子モーメント ⁸⁾	クーロンメートル	Cm	1	0	1	1		組
(電気)分極	クーロン毎平方メートル	C・m ⁻²	-2	0	1	1		組
誘電率	ファラド毎メートル	F・m ⁻¹	-3	-1	4	2		組
磁束, 磁荷, 磁極 ⁹⁾	ウェーバ	Wb	2	1	-2	-1	Vs	組・特
起磁力	アンペア	A	0	0	0	1		基本
磁場の強さ ¹⁰⁾	アンペア毎メートル	A・m ⁻¹	-1	0	0	1		組
磁 化	アンペア毎メートル	A・m ⁻¹	-1	0	0	1		組
インダクタンス	ヘンリー	H	2	1	-2	-1	Wb・A ⁻¹	組・特
磁束密度	テスラ	T	0	1	-2	-1	Wb・m ⁻²	組・特
磁気双極子モーメント	ウェーバメートル	Wbm	3	1	-2	-1		組
磁気分極	テスラ	T	0	1	-2	-1	Wb・m ⁻²	組・特
透磁率	ヘンリー毎メートル	H・m ⁻¹	1	1	-2	-2		組

1) 工率ともいう。2) 電圧ともいう。3) 比電気抵抗ともいう。4) 電気伝導率ともいう。5) 電場、電界または電界の強さともいう。6) 静電容量ともいう。7) 電気変位ともいう。8) 電気双極子能率ともいう。9) 磁極の強さともいう。10) 磁場、磁界または磁界の強さともいう。

基本: SI 基本単位
組: SI 組立単位
組・特: 特別な名称をもつ SI 組立単位

表 17 CGS 単位系での数値を国際単位系 (SI) での数値に変換するための因子 (1)

CGS の 3 種の単位系のどれかで表された数値を, SI での数値に変換するには, この表の該当欄の因子を乗ずればよい。ただし, $c = 299\,792\,458 \approx 3 \times 10^8$ (無次元の数)

物理量注)	CGS 静電系での数値を SI での数値に変えるとき	CGS ガウス系での数値を SI での数値に変えるとき	CGS 電磁系での数値を SI での数値に変えるとき
長 さ	10^{-2}	10^{-2}	10^{-2}
質 量	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}
時 間	1	1	1
周波数	1	1	1
力	10^{-5}	10^{-5}	10^{-5}
仕事, エネルギー, 電力量	10^{-7}	10^{-7}	10^{-7}
仕事率 ¹⁾ , 電力	10^{-7}	10^{-7}	10^{-7}
電 流	$c^{-1} \times 10^{-1}$	$c^{-1} \times 10^{-1}$	10^1
電流密度	$c^{-1} \times 10^3$	$c^{-1} \times 10^3$	10^5
電位, 電位(差) ²⁾ , 起電力	$c \times 10^{-6}$	$c \times 10^{-6}$	10^{-8}
電気抵抗	$c^2 \times 10^{-9}$	$c^2 \times 10^{-9}$	10^{-9}
電気抵抗率 ³⁾	$c^2 \times 10^{-7}$	$c^2 \times 10^{-7}$	10^{-11}
(電気の)コンダクタンス	$c^{-2} \times 10^5$	$c^{-2} \times 10^5$	10^9
電気伝導率 ⁴⁾	$c^{-2} \times 10^7$	$c^{-2} \times 10^7$	10^{11}
電気量, 電荷	$c^{-1} \times 10^{-1}$	$c^{-1} \times 10^{-1}$	10^1
電場の強さ ⁵⁾	$c \times 10^{-4}$	$c \times 10^{-4}$	10^{-6}
電気容量 ⁶⁾	$c^{-2} \times 10^5$	$c^{-2} \times 10^5$	10^9

表 17 CGS 単位系での数値を国際単位系 (SI) での数値に変換するための因子 (2)

CGS の 3 種の単位系のどれかで表された数値を, SI での数値に変換するには, この表の該当欄の因子を乗すればよい。ただし, $c=299\,792\,458 \approx 3 \times 10^8$ (無次元の数)

物理量注)	CGS 静電系での数値を SI での数値に変えるとき	CGS ガウス系での数値を SI での数値に変えるとき	CGS 電磁系での数値を SI での数値に変えるとき
電束密度 ⁷⁾	$(4\pi c)^{-1} \times 10^9$	$(4\pi c)^{-1} \times 10^9$	$(4\pi)^{-1} \times 10^5$
電気双極子モーメント ⁸⁾	$c^{-1} \times 10^{-3}$	$c^{-1} \times 10^{-3}$	10^{-1}
(電気)分極	$c^{-1} \times 10^3$	$c^{-1} \times 10^3$	10^5
誘電率	$(4\pi c^2)^{-1} \times 10^7$	$(4\pi c^2)^{-1} \times 10^7$	$(4\pi)^{-1} \times 10^{11}$
磁束, 磁荷, 磁極 ⁹⁾	$c \times 10^{-8}$	10^{-8}	10^{-8}
起磁力	$(4\pi c)^{-1} \times 10^{-1}$	$(4\pi)^{-1} \times 10^1$	$(4\pi)^{-1} \times 10^1$
磁場の強さ ¹⁰⁾	$(4\pi c)^{-1} \times 10^1$	$(4\pi)^{-1} \times 10^3$	$(4\pi)^{-1} \times 10^3$
磁 化	$(4\pi c)^{-1} \times 10^1$	$(4\pi)^{-1} \times 10^3$	$(4\pi)^{-1} \times 10^3$
インダクタンス	$c^2 \times 10^{-5}$	10^{-9}	10^{-9}
磁束密度	$c \times 10^{-2}$	10^{-4}	10^{-4}
磁気双極子モーメント	$4\pi c \times 10^{-6}$	$4\pi \times 10^{-10}$	$4\pi \times 10^{-10}$
磁気分極	$4\pi c \times 10^{-2}$	$4\pi \times 10^{-4}$	$4\pi \times 10^{-4}$
透磁率	$4\pi c^2 \times 10^{-3}$	$4\pi \times 10^{-7}$	$4\pi \times 10^{-7}$

注) 別称については表16を参照。

表 18 電磁気諸量の次元 (選ばれた基本量それぞれの乗べきの数値)

L: 長さ, M: 質量, T: 時間, I: 電流, ϵ : 誘電率, μ : 透磁率

物理量注)	国際単位系 (SI)				CGS 静電単位系				CGS ガウス単位系				CGS 電磁単位系			
	L	M	T	I	L	M	T	ϵ	L	M	T		L	M	T	μ
長 さ	1				1				1				1			
質 量		1				1				1				1		
時 間			1				1				1				1	
周波数			-1				-1				-1				-1	
力	1	1	-2		1	1	-2		1	1	-2		1	1	-2	
仕事, エネルギー, 電力量	2	1	-2		2	1	-2		2	1	-2		2	1	-2	
仕事率 ¹⁾ , 電力	2	1	-3		2	1	-3		2	1	-3		2	1	-3	
電 流				1	3/2	1/2	-2	1/2	3/2	1/2	-2	1/2	1/2	-1	-1/2	
電流密度	-2			1	-1/2	1/2	-2	1/2	-1/2	1/2	-2	-1/2	1/2	-1	-1/2	
電位, 電位(差) ²⁾ , 起電力	2	1	-3	-1	1/2	1/2	-1	-1/2	1/2	1/2	-1	3/2	1/2	-2	1/2	
電気抵抗	2	1	-3	-2	-1		1	-1	-1		1		1		-1	1
電気抵抗率 ³⁾	3	1	-3	-2			1	-1			1		2		-1	1
(電気の)コンダクタンス	-2	-1	3	2	1		-1	1	1		-1	-1	1		1	-1
電気伝導率 ⁴⁾	-3	-1	3	2			-1	1			-1	-2		1		-1
電気量, 電荷				1	3/2	1/2	-1	1/2	3/2	1/2	-1	1/2	1/2		-1/2	
電場の強さ ⁵⁾	1	1	-3	-1	-1/2	1/2	-1	-1/2	-1/2	1/2	-1	1/2	1/2	-2	1/2	
電気容量 ⁶⁾	-2	-1	4	2	1			1	1		-1		2		-1	
電束密度 ⁷⁾	-2		1	1	-1/2	1/2	-1	1/2	-1/2	1/2	-1	-3/2	1/2		-1/2	
電気双極子モーメント ⁸⁾	1		1	1	5/2	1/2	-1	1/2	5/2	1/2	-1	3/2	1/2		-1/2	
(電気)分極	-2		1	1	-1/2	1/2	-1	1/2	-1/2	1/2	-1	-3/2	1/2		-1/2	
誘電率	-3	-1	4	2				1				-2		2		-1
磁束, 磁荷, 磁極 ⁹⁾	2	1	-2	-1	1/2	1/2		-1/2	3/2	1/2	-1	3/2	1/2	-1	1/2	
起磁力				1	3/2	1/2	-2	1/2	1/2	1/2	-1	1/2	1/2	-1	-1/2	
磁場の強さ ¹⁰⁾	-1			1	1/2	1/2	-2	1/2	-1/2	1/2	-1	-1/2	1/2	-1	-1/2	
磁 化	-1			1	1/2	1/2	-2	1/2	-1/2	1/2	-1	-1/2	1/2	-1	-1/2	
インダクタンス	2	1	-2	-2	-1		2	-1	1			1			1	
磁束密度		1	-2	-1	-3/2	1/2		-1/2	-1/2	1/2	-1	-1/2	1/2	-1	1/2	
磁気双極子モーメント	3	1	-2	-1	3/2	1/2		-1/2	5/2	1/2	-1	5/2	1/2	-1	1/2	
磁気分極	1		-2	-1	-3/2	1/2		-1/2	-1/2	1/2	-1	-1/2	1/2	-1	1/2	
透磁率	1	1		-2	-2		2	-1								1

注) 別称については表16を参照。

表 19 導体の電気抵抗

金属名	原子 番号	元素 記号	温度 [°C]	電気抵抗率 [$10^{-8}\Omega\cdot m$]	温度係数 [$10^{-3}K^{-1}$]	温度範囲 [°C]	備 考
亜 鉛	30	Zn	20	6.1	3.7	18~100	半金属
アルミニウム	13	Al	0	2.62	4.05	0~100	
アンチモン	51	Sb	0	39	5.1	0	
イリジウム	77	Ir	27	5.2	4.1	0	
インジウム	49	In	0	8.37	4.9	0	
インパー合金			0	75	2	0~100	
ウラン	92	U	0	32	2.0	0~200	
オスミウム	76	Os	27	8.2	5.1	0~100	
カドミウム	48	Cd	20	7.57	4.0	0~100	
カリウム	19	K	20	8.0	5.81	0	
ガリウム	31	Ga	0	13.6	3.0	0~ 20	Ni 36%, Fe 64%
カルシウム	20	Ca	20	3.8	4.1	0~200	
金	79	Au	20	2.3	3.7	0~100	
銀	47	Ag	0	1.62	4.10	0	
クロム	24	Cr	27	15	2.2	0~200	
コバルト	27	Co	20	6.5	6.0	0~200	
ジルコニウム	40	Zr	27	46	3.3	0~200	
水 銀	80	Hg	0	95.76	0.9	0~ 20	
スズ	50	Sn	20	11.3	4.5	0~100	
ストロンチウム	38	Sr	0	20	5.2	0~200	
セシウム	55	Cs	0	18.2	6.0	0~ 18	純度 99.95%程度
タリウム	81	Tl	0	15	5.17	0	
タングステン	74	W	27	5.6	5.0	0~200	
			1527	51			
タンタル	73	Ta	27	15	3.47	0	
チタン	22	Ti	27	58	3.0	0~ 20	
鉄	26	Fe	20	10	6.25	0~200	
(鋼)				10~20	1.5~5	0~100	
(鋳)				57~114			
銅	29	Cu	20	1.7	4.33	0	鉄を含まない 鉄を含む
トリウム	90	Th	0	19	4.0	0~100	
ナトリウム	11	Na	0	4.74	4.34	0	
鉛	82	Pb	0	19	4.2	0	
ニクロム			20	109	0.1	0~100	
			20	95~104	0.3~0.5	0~100	
ニッケル	28	Ni	20	7.5	6.7	0	
白金	78	Pt	27	11	3.7	0~100	
			1527	57			
白金-ロジウム			20	22	1.4	0~100	Pt 90%, Rh 10%
パラジウム	46	Pd	20	13	3.1	0~100	
バリウム	56	Ba	0	60	3.6	0	
ビスマス	83	Bi	0	109	4.2	0	
ヒ 素	33	As	0	33.3	3.9	0	
プルトニウム	94	Pu	20	146	0.21	25	
ベリリウム	4	Be	20	6.6	6.6	0~100	
ポロニウム	84	Po	0	40	4.6	0~ 50	
マグネシウム	12	Mg	20	4.0	4.3	0~100	
マンガン	25	Mn	0	258	1.7	0	Cu 86%, Mn 12%, Ni 2%
マンガニン			20	42~48	-0.03~0.02	0~100	
モリブデン	42	Mo	27	5.0	4.33	0	
洋 銀			常温	17~41	0.4~0.38	0~100	
リチウム	3	Li	20	9.39	4.3	0~100	
リン青銅			常温	2~6			
ルテニウム	44	Ru	20	7.5	5.4	0~200	
ルビジウム	37	Rb	0	11.6	4.7	0~ 20	
ロジウム	45	Rh	0	4.5	5.3	0~ 25	

表 20 絶縁体の電気抵抗

抵抗率を Ωm を単位として表わした数の常用対数で表わしてある。常温の値。

物質名	抵抗率の 常用対数	備 考	物質名	抵抗率の 常用対数	備 考
単 体			エポキシ樹脂	11~15	
硫 黄 S	14~15		エポナイト	13~16	
ケイ素 Si	-5~ 4	半導体	乾燥木材	8~12	
ゲルマニウム Ge	~-1	半導体	クロロブレン	10~11	
セレン Se	-1~ 3	半導体	ケイ素樹脂	9~11	
炭素 (グラファイト)	-7~ 5	半金属	酢酸セルロース	9~11	
(ダイヤモンド)	~12		シリコンゴム	12~13	
テルル Te	~-3	半導体	シリコン油	11~13	
ホウ素 B	~4		シリコンワニス	14~15	
ヨウ素 I	~13		絶縁紙	7~10	
リン (白) P	~15		絶縁用鉱油	13~17	
(黒)	~-3	半導体	セルロイド	8~10	
無機物			テフロン	14~17	
雲 母 (白)	12~15		天然ゴム	12~15	
(金)	11~13		ナイロン	10~13	
ガラス (石英)	>15		尿素樹脂	10~12	
(繊維)	8~11		パラフィン	14~17	
(ソーダ石灰)	9~12		フェノール樹脂	10~12	
(ホウケイ酸)	13~15	硬質ガラス	ブチルゴム	13~14	
磁 器 (アルミナ)	12~13		不飽和ポリエステル樹脂	10~13	
(ステアタイト)	11~13		ポリエチレン	>14	
(長石質)	10~12		ポリ塩化ビニル	9~14	
炭酸カルシウム CaCO_3	~12		ポリカーボネート	14~15	
二酸化ケイ素 SiO_2	12~14		ポリスチレン	15~17	
硫酸銅 $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	12.8		ポリテトラフルオロエチレン	~16	
有機物			メラミン樹脂	10~12	
アクリル樹脂	12~15		みつろう	11~14	
アスファルト	13~15		ワセリン	9~13	

表 21 絶縁体の表面抵抗 (室温)

物質名	表面抵抗率 $[\Omega]$		物質名	表面抵抗率 $[\Omega]$	
	相対湿度 20%	相対湿度 90%		相対湿度 20%	相対湿度 90%
雲 母 (相対湿度 30%)*	$10^{13} \sim 10^{14}$	$\sim 10^9$	パラフィン	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{14}$
ガイシ	5×10^{12}	7×10^{10}	ポリエチレン	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^{11}$
ガラス (ナトリウム)	$\sim 10^{10}$	$\sim 10^7$	ポリテトラフルオロエチレン	$2 \sim 5 \times 10^{16}$	$5 \sim 8 \times 10^{16}$
(バイレックス)	5×10^{12}	8×10^9	ポリビニルアルコール	$\sim 10^9$	$\sim 10^8$
(石英)	$\sim 10^{15}$	$\sim 10^9$	ポリメタクリル酸メチル	6×10^{17}	1×10^{15}
シリコン油皮膜	10^{14}	10^{13}	マイラー	4×10^{16}	1×10^{15}

表 22 熔融金属の電気抵抗

金属名	原子 番号	元素 記号	電気抵抗率 $[10^{-8}\Omega\text{m}]$	温度 [$^{\circ}\text{C}$]	金属名	原子 番号	元素 記号	電気抵抗率 $[10^{-8}\Omega\text{m}]$	温度 [$^{\circ}\text{C}$]
亜 鉛	30	Zn	37.4	420	水 銀	80	Hg	91	-20
アルミニウム	13	Al	24.2	660	ス ズ	50	Sn	48	410
			24.7	700	セシウム	55	Cs	36.0	30
アンチモン	51	Sb	113.5	640	タリウム	81	Tl	73.1	303
インジウム	49	In	33.1	156	ナトリウム	11	Na	9.6	100
カドミウム	48	Cd	33.7	330	鉛	82	Pb	95	400
カリウム	19	K	13.0	65	バリウム	56	Ba	134	710
			38.34	415	ビスマス	83	Bi	128	300
ガリウム	31	Ga	25.8	30	マグネシウム	12	Mg	27.4	1284
ケイ素	14	Si	~71	1410	リチウム	3	Li	25	180
ゲルマニウム	32	Ge	~73	937	ルビジウム	37	Rb	22.0	40

表 23 ホール係数

物質名	化学式	温度 [K]	R_0 ($10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{C}^{-1}$ $= 10^{-13} \text{ V} \cdot \text{cm} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{G}^{-1}$)	R_s	試料の条件 単：単結晶 rr：残留抵抗比	磁場方向と 磁束密度 [T]	その他	文献
亜鉛	Zn	297	+14 -2.8		単	// [0001] ⊥ [0001]		L
アルミニウム	Al	300 4.2	-3.5 +10.2		rr $\approx 2 \times 10^4$	3.5	強磁場極限	Gほか
アンチモン	Sb	273	$+2.47 \times 10^3$ $+2.22 \times 10^3$		単	// [0001] ⊥ [0001]		O
インジウム	In	300	-0.22					
カドミウム	Cd	297 4.2	+14 +3.9 -20		単 rr $\approx 1.3 \times 10^4$	// [0001] ⊥ [0001] // [0001], 0.14		L S
カリウム	K	300 4.2	-42 -44		rr $\approx 1 \times 10^4$ (F)	0.5~2.0 (F)	Gはヘリコン法	F, G
ガドリニウム	Gd	300	-540 -140	-5540 -1220	単, rr ≈ 40	// [0001] ⊥ [0001]	2~3 常磁性領域	LL, R
金	Au	300	-7.2					
銀	Ag	300	-8.8					
ジスプロシウム	Dy	330	-37 -3.0	-230 -180	単	// [0001] ⊥ [0001]	常磁性領域	
スズ	Sn	300	+0.22					
鉄	Fe	293	+2.0	+68	rr ≈ 20		強磁性	
銅	Cu	300	-5.1					
ナトリウム	Na	300 4.2	-21 -23.4			≈ 3.5	ヘリコン法	G
鉛	Pb	300	+0.98					
ニッケル	Ni	300	-5.6	-50	rr ≈ 2000	0~3.0	強磁性	H
白金	Pt	300	-2.2					K
ヒ素	As	300	+450					
ビスマス	Bi	300	-5.4×10^4					
ベリリウム	Be	290	-76 +148		単	// [0001] ⊥ [0001]		SH
マグネシウム	Mg	300	-9.0 -6.7		単	// [0001] ⊥ [0001]		M

表中 R_0 は、ローレンツ力に伴われる通常のホール係数、 R_s はスピン-軌道共鳴散乱がある場合の、異常ホール係数である。ホール係数は今や定数ではない。それは温度によるばかりでなく、磁場の強さ、試料の純度・結晶方位はもちろん、その形状や磁気ヒステリシスにもよることがある。したがって、この表は数値だけでなく、参考文献をも活用するとよい。(参考文献)

F : R. Fletcher, *J. Phys. F* **10** (1980) 477.

G : J. M. Goodman, *Phys. Rev.* **171** (1968) 641.

H : R. Huguenin and D. Rivier, *Helv. Phys. Acta* **38** (1965) 900.

K : W. Köster, W. Gmöhling and D. Hagmann, *Z. Metalk.* **54** (1963) 325.

L : G. S. Lane, A. S. Huglin and J. Stringer, *Phys. Rev.* **135** (1964) A 1060.

LL : R. S. Legvold, *Phys. Rev.* **162** (1967) 431.

M : S. P. Mc Alister, J. E. A. Alderson and C. M. Hurd, *Canad. J. Phys.* **55** (1977) 1621.

R : J. J. Rhyne, *Phys. Rev.* **172** (1968) 523.

S : H. Schwarz, *Phys. Stat. Sol.* **39** (1970) 515.

SH : I. Shiozaki, *Phys. Lett.* **50A** (1974) 203.

O : Ö. Öktü and G. A. Saunders, *Proc. Phys. Soc.* **91** (1967) 156.

その他

C. M. Hurd "The Hall effect in metals and alloys", Plenum 1972 (The International Cryogenics monograph series, ed. K. Mendelssohn F. R. S.)

"物理定数表" (朝倉書店, 編・飯田修一 外, 1969)

佐藤隆夫 "金属伝導測定" (朝倉書店「物理測定技術」編・飯田修一 外, 4. 電気的測定, 第一章, 1966)

C. Kittel "Introduction to solid state physics", 4th ed. p.176 (John Wiley & Sons, 1971)

表 24 強磁性体・反強磁性体の性質

 T_C : キュリー点, T_N : ネール点, θ_b : 常磁性キュリー点, μ_{eff} : 有効磁子数, μ_a : 原子当りの磁子数

強磁性物質 (単体)	化学式	結晶型	T_C [K]	T_N [K]	θ_b [K]		μ_{eff} [μ_B]	μ_a [μ_B]	空間群
					$H \parallel C$	$H \perp C$			
鉄	Fe	bcc	1043		1047			2.221	O_h^2-Im3m
コバルト	Co	hcp	1400		1422		2.93	1.716	$D_{6h}^2-P6_3/mmc$
ニッケル	Ni	fcc	637		645		1.62	0.606	O_h^2-Fm3m
ガドリニウム	Gd	hcp	293.2		317			7.95	
テルビウム	Tb	hcp	224	230	195	239		9.7	
ジスプロシウム	Dy	hcp	85	178.5	121	169		10.64	
ホルミウム	Ho	hcp	20	132	75	91.5		10.89	
エルビウム	Er	hcp	19.6	85	63	33		9.5	
ツリウム	Tm	hcp	25	58	41	-17		7.62	
反強磁性物質 (単体)									
セリウム (β)	Ce	dhcp		12.5	-51			2.51	$D_{6h}^2-P6_3/mmc$
ネオジム	Nd	dhcp		19.2	7.5 $H \parallel [110]$			3.3	$D_{6h}^2-P6_3/mmc$
サマリウム	Sm	trig.		14				1.74	$R\bar{3}m$
ユーロビウム	Eu	bcc		94.3	108			7.12	O_h^2-Im3m
強磁性物質									
セメントタイト	Fe ₃ C	Fe ₃ C	485	233			3.89	1.78	D_{6h}^2-P6nm
鉄三アルミニウム	Fe ₃ Al	Fe ₃ Al	700					1.46 Fe I 2.14 Fe II 3.0Fe, 1.9Co	O_h^2-Fm3m
鉄コバルト	FeCo	CuZn	1390						O_h^2-Pm3m
フッ化カリウム銅	K ₂ CuF ₄	K ₂ NiF ₄	6.25						無色透明
コバルトバイライト	CoS ₂	FeS ₂	124	220			1.76	0.84	T_d^2-Pa3
マンガantalミニウム	MnAl	CuAuI	650	650			2.31		$D_{6h}^2-P_6/mmm$
アルミホイスラー	Cu ₂ MnAl		630						$Fm3m$
ジルコニウム亜鉛	ZrZn ₂	MgCu ₂	22	30			1.3	0.12	O_h^2-Fd3m
パーマロイ	FeNi ₃	AuCu ₃	983					2.99Fe, 0.62Ni	高透磁率磁性材料
酸化クロム (VI)	CrO ₂	SnO ₂	391±2						磁気テープ材料
インバー合金	Fe _{0.85} Ni _{0.35}	fcc	505						熱膨張率=0(室温)
アルニコ 5	8Al, 14Ni	fcc	1170						永久磁石材料
アモルファス金属	Fe _{0.8} B _{0.2}	非晶質	647					2.0	軟磁性材料
ユロビウム硫化物	EuS	NaCl	16.2	19			7.80		イオン結晶的
サマリウムコバルト 5	SmCo ₅	CaCu ₅	1020					7.7	永久磁石材料
プラセオジムコバルト 2-17	Pr ₂ Co ₁₇	Th ₂ Zn ₁₇	1171					31.10†	永久磁石材料
ユロビウム六ホウ化物	EuB ₆		8.8	-0.5			7.9		強磁性半導体
フェリ磁性物質†									
ピロタイト	Fe ₇ S ₈	NiAs	578	-2700			5.93		D_{6h}^2-P6/mmc
鉄クロムカルコゲナイドスピネル	FeCr ₂ S ₄	MgAl ₂ O ₄	193	-290					
マグネタイト	Fe ₃ O ₄	MgAl ₂ O ₄	860					1.4	
バリウムフェライト	BaFe ₁₂ O ₁₉		723					1.67	永久磁石材料
テルビウム鉄	TbFe ₂	MgCu ₂	711					4.72	巨大磁気ひずみ(室温)
反強磁性物質									
フッ化マンガン(II)	MnF ₂	TiO ₂	67.34		~ -80				イオン結晶的
フッ化カリウム銅(II)	KCuF ₃	CaTiO ₃	38						一次元反強磁性
フッ化カリウムニッケル(II)	K ₂ NiF ₄	K ₂ NiF ₄	97.1						二次元反強磁性
メタ磁性物質									
塩化鉄(II)	FeCl ₂	CdCl ₂	23.5	48					
水ニマンガ	MnAu ₂	CaC ₂	370	451				3.49	ヘリカルスピン構造
氷銀クロムカルコゲナイドスピネル	HgCr ₂ S ₄	MgAl ₂ O ₄	25	137					ヘリカルスピン構造
磁性超伝導物質									
エルビウムロジウムホウ化物††	ErRh ₄ B ₄	変形 NaCl	~0.9	~8.7			~0.3	~2.0	$T < 0.9$ 強磁性
ガドリニウムモリブデン硫化物	GdMo ₆ S ₈	変形 CsCl						~0.8	$T_N = 0.8$ K 反強磁性
超常磁性物質									
鉄チタン	FeTi	CuZn						0.061	O_h^2-Pm3m
非磁性物質(常磁性・反磁性)									
常 磁 率 [emu·g ⁻¹]									
バイライト	FeS ₂	FeS ₂			-0.21×10 ⁻⁶				反磁性
ウランコバルト	UCo ₂	MgCu ₂			1.00×10 ⁻⁶				常磁性

† フェリ磁性の μ_a はネットの磁子数. †† $T_c < T < T_c$, 超伝導.

表 25 元素の磁化率(室温)

χ_s (グラム磁化率) $=10^{-6}\text{emu}\cdot\text{g}^{-1}$, χ_M (モル磁化率) $=10^{-6}\text{emu}\cdot\text{mol}^{-1}$
 物質の比重を d , 分子量を M とすると, $\chi_s = \kappa/d$, $\chi_M = M \cdot \chi_s$ (κ : 磁化率)

元 素	χ_s	χ_M	元 素	χ_s	χ_M	元 素	χ_s	χ_M	元 素	χ_s	χ_M
Ag	-0.181	-19.6	Dy	+637		Na	+0.664	+15.3	Si	-0.111	-3.12
Al	+0.61	+16.4	Er	+265		Nb	+2.25	+209	Sm	+12.1	
Am	+4.1		Eu	+224		Nd	+39.0		Sn(α)	-0.31	-37
Ar	-0.490		Ga	-0.31	-21	Ne	-0.334		Sn(β)	+0.026	
As(結晶)	-0.07	-5	Ge	-0.1060	-7.69	O	+107.8		Sr	+1.05	+92
As(非結晶)	-0.31	-23	H	-1.99		Os	+0.052	+9.9	Ta	+0.849	+153
Au	-0.142	-28.0	He	-0.47		P	-0.86		Tb	-917	
B	-0.62	-0.67	Hf	+0.42	+75	Pb	-0.107	-22.2	Tc	+2.7	+270
Ba	+0.147	+20.2	Hg	-0.167	-33.5	Pd	+5.23		Te	-0.31	-39
Be	-1.0	-9	I	-0.35		Pr	+35.6		Th	+0.57	+132
Bi	-1.34	-280	In	-0.089	-10.2	Pt	+0.97		Ti	+3.19	+153
Br	-0.353		Ir	+0.133		Pu	+2.35		Tl	-0.249	
C	-0.49	-5.9	K	+0.532	20.8	Rb	+0.228	+19.5	Tm	+151	
Ca	+1.1	+44	Kr	-0.344		Re	+0.30	+56	U	+1.72	+410
Cd	-0.175	-19.7	La	+0.73	+101	Rh	+0.133	+25.7	V	+4.5	+230
Ce	+17.3		Li	+3.8	+25	Ru	+0.427	+43.4	W	+0.32	+59
Cl	-0.57		Mg	+0.26	+6.3	S	-0.483		Xe	-0.334	
Cr	+3.17	+165	Mn	+8.9	+490	Sb	-0.81	-98	Y	+2.15	+191
Cs	+0.226	+30	Mo	+0.93	+89	Sc	+7.0	+315	Zn	-0.14	-9.2
Cu	-0.086	-5.46	N	-0.43		Se	-0.32		Zr	+1.34	

表 26 化合物の磁化率

化合物	χ_s	χ_M	化合物	χ_s	χ_M	化合物	χ_s	χ_M	化合物	χ_s	χ_M
Ag ₂ Al		-46.1	CdO		-35.7	H ₂ O ₂		-17.0	γ -PdCd		-63.6
Ag ₃ Al	-0.53		CdP ₂	-0.21		HgBr ₂		-94.8	γ -PdHg		-37.1
AgBr		-59.7	Cd ₃ P ₂	-0.16		HgCl ₂		-115.2	γ -PdZn		-64.5
AgCd	-0.20		CdS		-49.57	HgO		-44.6	PtZn ₂	-0.2	
Ag ₅ Cd ₈		-67	CdSb	-0.18		InAs	-0.2714		Sb ₂ Se ₃		-184
AgCl		-49.0	CsAu		-85.8	InBi	-0.265		Sb ₂ Te ₃		-250
AgF		-36.5	CsBr		-67.2	In ₂ Bi	-0.127		SiC		-12.8
AgHg		-50.1	Cs ₃ Sb		-136	InBi ₃	-0.106		SnCl ₂		-68.8
AgO		-19.6	Cu ₉ Al ₄		-70.4	InN		-41.2	SnTe	-0.15	
Ag ₂ O	-0.5		CuAu		-25	InP		-45.6	SrO		-35.0
γ -AgSi		-39.2	Cu ₃ Au		-22.5	InS		-28	V ₃ Au	+2.7	
AgZn	-0.62		Cu ₅ Cd ₈		-60.1	InSb	-2.847		V ₃ Ga	+5.2	
Ag ₅ Zn ₈		-52.3	CuIn	-0.2		KBr		-49.1	V ₃ Ge	+4.2	
Al ₂ O ₃		-37.0	γ -CuIn		-22.8	KHg		-23	V ₃ Pt	+2.4	
AsBr ₃		-96.92	CuO		3.4	KHg ₂		-3	V ₃ Sb	+2.5	
As ₂ O ₃		-41.34	Cu ₂ O	-0.155		LaB ₆		-60	V ₃ Si	+5.6	
AuCl		-67	Cu ₅ Si		-34.5	MgCu ₂		+33	V ₃ Sn	+3.4	
Au ₅ Zn ₈		-39.3	Cu ₃ Sn	-0.43		MgF ₂		-22.7	Zn ₃ As ₂	-0.150	
BaO		-29.1	Cu ₃₁ Sn ₈		-28.7	MgO		-18.23	ZnO	-4.66	
BeO		-11.93	Cu ₅ Zn ₈		-60.3	MgZn ₂		+10	Zn ₂ P ₂	-0.120	
Bi ₂ S ₃		-123.4	GaAs		-33.3	Na ₂ Cs		+13	ZnS		-25.4
Bi ₂ Te ₃		-323	GaN		-27.8	NaCl		-30.0	ZnSb	-0.083	
CaCl ₂		-54.43	GaP		-30.0	NaHg		-12	Zn ₃ Sb ₂	-0.115	
CaO		-15.0	GaSb		-38.4	NaHg ₂		-30	ZnSe		-46.8
CdAs ₂	-0.258		GeO ₂		-34.3	Na ₂ Te ₃		-137			
CdI ₂		-112.7	H ₂ O		-13.1	PbTe	-0.050				

表 27 異方磁化率を有する元素

元 素	$\chi_{ }$	χ_{\perp}	元 素	$\chi_{ }$	χ_{\perp}
As	+38.2	-20.2	In	-0.121	-0.054
Bi	-1.05	-1.48	Sb	-1.40	-0.50
C	-22.8	-0.4	Sn(β)	+0.0241	+0.0270
Cd	-0.243	-0.142	Ti	+3.35	+3.07
Hg(80K)	-0.112	-0.121	Tl	-0.420	-0.164

(注) $\chi_{||}$: $H \parallel C$ 軸, χ_{\perp} : $H \perp C$ 軸

表 28 合金の磁化率(室温)

合 金	χ_M	合 金	χ_M
Al+1% Cu	+15.9	Cu+5% As	-7.3
Al+1% Ga	+16.7	Cu+5% Ga	-6.4
Al+1% Li	+14.4	Cu+5% Ge	-6.8
Al+1% Mg	+15.8	Cu+5% Sn	-7.6
Al+1% Zn	+15.8	Cu+5% Zn	-5.9
Au+5% Cr	+380	Cu+8.7% Al	-5.8
Au+5% Ti	+15.0	Cu+10% Mn	+1.4 $\times 10^3$
Au+5% V	+50		

表 29 水の沸点 [°C] と圧力 [Torr] との関係

圧力→ ↓	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
700	97.714	97.753	97.792	97.832	97.871	97.910	97.949	97.989	98.028	98.067
10	98.106	98.145	98.184	98.223	98.261	98.300	98.339	98.378	98.416	98.455
20	98.493	98.532	98.570	98.609	98.647	98.686	98.724	98.762	98.800	98.838
30	98.877	98.915	98.953	98.991	99.029	99.067	99.104	99.142	99.180	99.218
40	99.255	99.293	99.331	99.368	99.406	99.443	99.481	99.518	99.555	99.592
50	99.630	99.667	99.704	99.741	99.778	99.815	99.852	99.889	99.926	99.963
60	100.000	100.037	100.074	100.110	100.147	100.184	100.220	100.257	100.293	100.330
70	100.366	100.403	100.439	100.475	100.511	100.548	100.584	100.620	100.656	100.692
80	100.728	100.764	100.800	100.836	100.872	100.908	100.944	100.979	101.015	101.051
90	101.087	101.122	101.158	101.193	101.229	101.264	101.300	101.335	101.370	101.406
800	101.441									

* 近似値として $t = 100.00 + 0.0367 \times (p - 760) - 0.000023(p - 760)^2$ が用いられる。t は温度 [°C]、p は圧力 [Torr] である。

表 30 a 水の蒸気圧 [Torr] と温度との関係 [°C] (−10～108°C)

°C	0	2	4	6	8
−10	2.149	1.834	1.560		
−0	4.579	3.956	3.410	2.931	2.514
0	4.579	5.294	6.101	7.013	8.045
10	9.209	10.518	11.987	13.634	15.477
20	17.535	19.827	22.377	25.209	28.349
30	31.824	35.663	39.898	44.563	49.692
40	55.324	61.50	68.26	75.65	83.71
50	92.51	102.09	112.51	123.80	136.08
60	149.38	163.77	179.31	196.09	214.17
70	233.7	254.6	277.2	301.4	327.3
80	355.1	384.9	416.8	450.9	487.1
90	525.76	566.99	610.90	657.62	707.27
100	760.00	815.86	875.06	937.92	1004.42

表 30 b 水の蒸気圧 [Torr] と温度との関係 [°C] (100～370°C)

°C	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
100	760	1074.56	1489.14	2026.16	2710.92	3570.48	4636.00	5940.92	7520.20	9413.36
200	11659.16	14305.48	17395.64	20978.28	25100.52	29817.84	35188.00	41261.16	48104.20	55799.20
300	64432.80	74024.00	84686.80	96512.40	109592.00	124001.60	139893.20	157692.40		

表 31 氷の蒸気圧と温度との関係

温度 [°C]	蒸気圧 [Torr]	温度 [°C]	蒸気圧 [Torr]	温度 [°C]	蒸気圧 [Torr]	温度 [°C]	蒸気圧 [Torr]
−90	0.000070	−29	0.317	−19	0.854	−9	2.131
−80	0.00040	−28	0.351	−18	0.939	−8	2.326
−70	0.00194	−27	0.389	−17	1.031	−7	2.537
−60	0.00808	−26	0.430	−16	1.132	−6	2.765
−50	0.02955	−25	0.476	−15	1.241	−5	3.013
−40	0.0966	−24	0.526	−14	1.361	−4	3.280
−30	0.2859	−23	0.580	−13	1.490	−3	3.568
		−22	0.640	−12	1.632	−2	3.880
		−21	0.705	−11	1.785	−1	4.217
		−20	0.776	−10	1.950	0	4.579

表 32 元素と単体の蒸気圧と温度との関係

1 気圧以下は Torr 左段, 1 気圧以上は atm 右段, 温度は °C

物質名	記号	Torr					atm				
		1	10	100	400	760	2	5	10	20	40
亜鉛	Zn		590	730	840	907	970	1090	1180	1290	
アルゴン	Ar	-218.2	-210.9	-200.5	-190.6	-185.6	-178.6	-166.7	-154.9	-141.3	-124.9
アルミニウム	Al	1540	1780	2080	2320	2467	2610	2850	3050	3270	3530
アンチモン	Sb		960	1280	1570	1750	1960	2490			
硫黄	S		246	333	407	445	493	574	640	720	—
イリジウム	Ir	2830	3170	3630	3960	4130	4310	4650			
インジウム	In				1960	2080	2230	2440	2600		
ウラン	U	2450	2800	3270	3620	3800	4040	4420			
塩素	Cl ₂	-123	-101	-71	-46	-34	-17	9	30	55	97
カドミウム	Cd	393	486	610	710	765	830	930	1030	1120	1240
カリウム	K			590	710	770	850	950	1110	1240	1420
ガリウム	Ga	1350	1570	1850	2060	2180	2320	2560	2730		
カルシウム	Ca	800	970	1200	1390	1490	1630	1850	2020	2290	
キセノン	Xe	-168.5	-152.8	-132.8	-117.1	-108.0					
金	Au	1880	2160	2520	2800	2940	3120	3490	3630	3890	
銀	Ag	1310	1540	1850	2060	2210	2360	2600	2850	3050	3300
クリプトン	Kr	-199.3	-187.2	-171.8	-159.0	-152.0					
クロム	Cr	1610	1840	2140	2360	2480	2630	2850	3010	3180	
ゲルマニウム	Ge		2080	2440	2710	2830	2970	3200	3430		
コバルト	Co	1910	2170	2500	2760	2870	3040	3270			
酸素	O ₂	-219.1	-210.6	-198.8	-188.8	-183.1	-176.0	-164.5	-153.2	-140.0	
臭素	Br ₂	-60	-30	9	39	59	78	110	139.8	174.0	216.0
水銀	Hg			260	330	356.9	398	465	517	581	657
水素	H ₂	-263.3	-261.3	-257.9	-254.5	-252.5	-250.2	-246.0	-241.8		
スズ	Sn	1610	1890	2270	2580	2750	2950	3270	3540	3890	
ストロンチウム	Sr	740	900	1100	1280	1380	1480	1670	1850	2030	
セシウム	Cs		373	513	624	690					
セレン	Se		429	547	640	685	750	850	920	1010	1120
タリウム	Tl		1000	1210	1370	1470	1560	1750	1900	2050	2260
タングステン	W	3980	4490	5160	5470	5940	6260	6670	7250	7670	
炭素*	C	3586	3946	4373	4660	4827					
チタン	Ti	2180	2480	2860	3100	3260	3400	3650	3800		
窒素	N ₂	-226.1	-219.1	-209.7	-200.9	-195.8	-189.2	-179.1	-169.8	-157.6	
鉄	Fe	1780	2040	2370	2620	2750	2900	3150	3360	3570	
テルル	Te	520	633	792	900	962	1030	1160	1250		
銅	Cu		1870	2190	2440	2600	2760	3010	3500	3460	3740
ナトリウム	Na	440	546	700	830	890	980	1120	1230	1370	
鉛	Pb	970	1160	1420	1630	1740	1880	2140	2320	2620	
ニッケル	Ni	1800	2090	2370	2620	2730	2880	3120	3300	3310	
ネオン	Ne	-257.3	-254.6	-251.0	-248.1	-246.0	-243.8	-239.9	-236.0	-230.8	
白金	Pt	2600	2940	3360	3650	3830	4000	4310	4570	4860	
バナジウム	V	2290	2570	2950	3220	3380	3540	3800			
パラジウム	Pd	1470	2290	2670	2950	3140	3270	3560	3840		
バリウム	Ba	860	1050	1300	1520	1640	1790	2030	2230		
ヒ素	As	380	440	510	580	610					
フッ素	F ₂			-203	-193	-188	-180.7	-169.1	-159.6		
ヘリウム	He	-271.7	-271.3	-270.3	-269.3	-268.6					
ベリリウム	Be	1520	1860	2300	2770	2970	3240	3730	4110	4720	5610
ホウ素	B	2660	3030	3460	3810	4000					
マグネシウム	Mg	620	740	900	1040	1110	1190	1330	1430	1560	
マンガン	Mn		1510	1810	2050	2100	2360	2580	2850		
モリブデン	Mo	3300	3770	4200	4580	4830	5050	5340	5680	5980	
ヨウ素	I ₂	40	72	115	160	185	216	265			
ランタン	La				3230	3420	3620	3960	4270		
リチウム	Li	750	890	1080	1240	1310	1420	1518			
リン	P		127	199	253	283	319				
ルビジウム	Rb		390	527	640	700					
ロジウム	Rh	2530	2850	3260	3590	3760	3930	4230	4440		

* グラファイトの値.

表 33 無機化合物の蒸気圧と温度との関係

1 気圧以下は Torr 左段, 1 気圧以上は atm 右段, 温度は℃. 数値の肩付 S は
固体状態を, D はその温度で分解することを示す.

物質名	化学式	Torr					atm				
		1	10	100	400	760	2	5	10	20	40
アンモニア	NH ₃	-109.1 ^S	-91.9 ^S	-68.4	-45.4	-33.6	-18.7	4.7	25.7	50.1	78.9
一酸化炭素	CO	-222.0 ^S	-215.0 ^S	-205.7 ^S	-196.3	-191.3	-183.5	-170.7	-161.0	-149.7	
塩化アンモニウム	NH ₄ Cl	160.4 ^S	209.8 ^S	271.5 ^S	316.5 ^S	337.8 ^S					
塩化水素	HCl	-150.8 ^S	-135.6 ^S	-114.0	-95.3	-84.8	-71.4	-50.5	-31.7	-8.8	17.8
塩化ナトリウム	NaCl	865	983	1220	1379	1465					
オゾン	O ₃	-180.4	-163.2	-141.0	-122.5	-111.9					
過酸化水素	H ₂ O ₂	15.3	50.4	97.9	137.4 ^D	158.0 ^D					
五酸化リン	P ₂ O ₅	384 ^S	442 ^S	510 ^S	556 ^S	591 ^S					
三フッ化ホウ素	BF ₃	-154.6 ^S	-141.3 ^S	-123.0	-108.3	-100.7	-89.4	-72.6	-57.7	-40.0	-19.0
シアン化水素	HCN	-71.0 ^S	-47.7 ^S	-17.8 ^S	10.2	25.9	45.8	75.8	102.7	135.0	169.9
四塩化炭素	CCl ₄	-50.0 ^S	-19.6	23.0	57.8	76.7	102.0	141.7	178.0	222.0	276.0
四フッ化炭素	CF ₄	-184.6 ^S	-169.3	-150.7	-135.5	-127.7					
シラン	SiH ₄	-179.3	-163.0	-140.5	-122.0	-111.5					
水酸化ナトリウム	NaOH	739	903	1111	1286	1378					
水素化ゲルマニウム	GeH ₄	-163.0	-145.3	-120.4	-100.2	-88.9					
二酸化炭素	CO ₂	-134.3 ^S	-119.5 ^S	-100.2 ^S	-85.7 ^S	-78.2 ^S	-69.1 ^S	-56.7	-39.5	-18.9	5.9
二酸化硫黄	SO ₂	-95.5 ^S	-76.8	-46.9	-23.0	-10.0	6.3	32.1	55.5	83.8	118.0
二硫化炭素	CS ₂	-73.8	-44.7	-5.1	28.0	46.5	69.1	104.8	136.3	175.5	222.8
硫化水素	H ₂ S	-134.3 ^S	-116.3 ^S	-91.6 ^S	-71.8	-60.4	-45.9	-22.3	-0.4	25.5	55.8
硫酸(95%)	H ₂ SO ₄	125	170	226	267	288					

表 34 有機化合物の蒸気圧と温度との関係

1 気圧以下は Torr 左段, 1 気圧以上は atm 右段, 温度は℃. 数値の肩付きの s は固体状態であることを示す.

物質名	Torr					atm				
	1	10	100	400	760	2	5	10	20	40
アセチレン	-142.9 ^S	-128.2 ^S	-107.9 ^S	-92.0 ^S	-84.0 ^S	-71.6	-50.2	-32.7	-10.7	16.8
アセトン	-59.4	-31.1	7.7	39.5	56.5	78.6	113.0	144.5	181.0	214.5
エタノール	-31.3	-2.3	34.9	63.5	78.4	97.5	126.0	151.8	183.0	218.0
エタン	-159.5	-142.9	-119.3	-99.7	-88.6	-75.0	-52.8	-32.0	-6.4	23.6
エチレン	-168.3	-153.2	-131.8	-113.9	-103.7	-90.8	-71.1	-52.8	-29.1	-1.5
塩化メチル	—	-92.4	-63.0	-38.0	-24.0	-6.4	22.0	47.3	77.3	113.8
クロロホルム	-58.0	-29.7	10.4	42.7	61.3	83.9	120.0	152.3	191.8	237.5
酢 酸	-17.2 ^S	17.5	63.0	99.0	118.1	143.5	180.3	214.0	252.0	297.0
酢酸エチル	-43.4	-13.5	27.0	59.3	77.1	100.6	136.6	169.7	209.5	—
ジエチルエーテル	-74.3	-48.1	-11.5	17.9	34.6	56.0	90.0	122.0	159.0	—
シクロヘキサン	-45.3 ^S	-15.9 ^S	25.5	60.8	80.7	106.0	146.0	184.0	228.4	400.0
ジクロロフルオロメタン	-91.3	-67.5	-33.9	-6.2	8.9	28.4	59.0	87.0	121.2	162.6
トリクレン	-43.8	-12.4	31.4	67.0	86.7					
トルエン	-26.7	6.4	51.9	89.5	110.6	136.5	178.0	215.8	262.5	—
ブタン	-101.5	-77.8	-44.2	-16.3	-0.5	18.8	50.0	79.5	116.0	—
プロパン	-128.9	-108.5	-79.6	-55.6	-42.1	-25.6	1.4	26.9	58.1	94.8
ペンゼン	-36.7 ^S	-11.5 ^S	26.1	60.6	80.1	103.8	142.5	178.8	221.5	—
メタノール	-44.0	-16.2	21.2	49.9	64.7	84.0	112.5	138.0	167.8	203.5
メタン	-205.9 ^S	-195.5 ^S	-181.4	-168.8	-161.5	-152.3	-138.3	-124.8	-108.5	-80.3

表 35 固体の熱伝導率 λ [$\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$] (25°C 付近における値)

一般に純度の高い金属では、その熱伝導率は低温になるにしたがい大きくなり、 $70\sim 20\text{ K}$ で最大となり、それ以下では減少する。

物質名	化学式	λ	物質名	化学式	λ
亜鉛	Zn	1.16	窒素 ²⁾	$\text{N}_2(\text{固})$	0.017
アルミニウム	Al	2.37	鉄	Fe	0.804
アンチモン	Sb	0.244	銅	Cu	4.01
硫黄	S (poly)	0.0027	ナトリウム	Na	1.42
インジウム	In	0.818	鉛	Pb	0.353
ウラン	U	0.275	ニオブ	Nb	0.537
カドミウム (多結晶)	Cd	0.969	ニッケル	Ni	0.909
ガドリニウム	Gd	0.10	白金	Pt	0.719
カリウム	K	1.025	バナジウム	V	0.307
カルシウム	Ca	2.01	バリウム ³⁾	Ba	3.184
金	Au	3.18	ビスマス	Bi (poly)	0.0792
銀	Ag	4.29	プルトニウム	Pu	0.067
クロム	Cr (poly)	0.939	プラセオジウム	Pr	0.125
ケイ素	Si	1.49	プロトアクチニウム	Pa	0.718
ゲルマニウム	Ge	0.602	ヘリウム ³⁾	$^3\text{He}(\text{固})$	0.02
コバルト	Co (poly)	1.00	ヘリウム ⁴⁾	$^4\text{He}(\text{固})$	0.245
ジルコニウム ¹⁾	Zr	0.227	ベリリウム	Be	2.01
水素 ²⁾	$\text{H}_2(\text{固})$	0.0158	ホウ素	B	0.274
スズ	Sn (poly)	0.668	マグネシウム	Mg	1.56
セリウム	Ce	0.113	マンガン	Mn	0.078
セレン(アモルファス)	Se (amor)	0.00519	モリブデン	Mo	1.38
炭素			ヨウ素	I (固)	0.0045
グラファイト	C (層 \perp)	0.057	ラジウム	Ra	0.186
グラファイト	C (層 \parallel)	19.6	ランタン	La	0.134
ダイヤモンド	C, I	9.9	リチウム	Li	0.848
ダイヤモンド	C, II _a	23.2	リン(黒)	P	0.121
ダイヤモンド	C, II _b	13.6	ルテニウム	Ru	0.582
タングステン	W	1.73	レニウム	Re	0.480
タンタル	Ta	0.575	ロジウム	Rh	1.50
チタン	Ti	0.219			

1) 27°C の値, 2) 10 K の値, 3) 22°C の値, 4) 1 K の値。

表 36 断熱材の熱伝導率 λ [$\text{cal}\cdot\text{sec}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$] (室温)

d : 材料密度 [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]

物質名	λ	d	物質名	λ	d
カボック	0.0099	26.8	バイレックス	0.0012	107
ガラス	0.02~0.025	—	ガラスウール		
コルク	0.0010	144	フェルト	0.0010	311
コンタリート	0.025~0.037	—	ロックウール	0.0010	160

表 37 液体の熱伝導率 λ [$\text{cal}\cdot\text{sec}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$]

物質名	温度 [$^\circ\text{C}$]	$\lambda\times 10^{-6}$	物質名	温度 [$^\circ\text{C}$]	$\lambda\times 10^{-6}$
アセトン	-80	475	酢酸	20	410
液体酸素	-207~-178	50	四塩化炭素	20	247
液体窒素	-196	340	ジクロロジフルオロメタン	0~75	231
エタノール	20	399	トルエン	-80	380
塩化メチル	-15~30	459	ヘキサン	30~100	328
クロロジフルオロメタン	40	231	ベンゼン	22.5	378
クロロホルム	16	289	ペンタン	30	322

表 38 気体の熱伝導率 λ [$\text{cal}\cdot\text{sec}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot^\circ\text{C}^{-1}$] (26.7°C)

物質名	化学式	$\lambda\times 10^{-8}$	物質名	化学式	$\lambda\times 10^{-8}$
アセチレン	C_2H_2	50.83	ジクロロジフルオロメタン	CCl_2F_2	22.73
アルゴン	Ar	42.57	重水素	D_2	334.74
アンモニア	NH_3	58.68	水 素	H_2	446.32
一酸化炭素	CO	59.92	窒 素	N_2	62.40
エタン	C_2H_6	51.24	二酸化炭素	CO_2	39.67
エチレン	C_2H_4	49.18	二硫化炭素	CS_2	19.01
塩化水素	HCl	33.89	ネオン	Ne	115.71
空 気	—	62.20	フッ素	F_2	64.06
クロロジフルオロメタン	CHClF_2	28.10	ヘリウム	He	360.36
酸 素	O_2	63.64	メタン	CH_4	81.83

表 39 固体の線膨張率 β (1 atm, 25°C) $\beta=(1/l)(dl/dT)$ (l は長さ, T は温度 $^\circ\text{C}$)

物質名	記号	$\beta\times 10^6$	物質名	記号	$\beta\times 10^6$	物質名	記号	$\beta\times 10^6$
亜 鉛	Zn	35	コバルト	Co	12	ニッケル	Ni	13
アルミニウム	Al	25	ジルコニウム	Zr	5.4	ニオブ	Nb	7
アンチモン	Sb	9	ス ズ	Sn	20	白 金	Pt	9
イリジウム	Ir	6	セレン	Se	37	バナジウム	V	8
インジウム	In	30.5	タングステン	W	4.5	パラジウム	Pd	約11
ウラン	U	13.4	炭 素	C	1.2	バリウム	Ba	18
オスミウム	Os	5	ダイヤモンド	C	0.6~4.3	ビスマス	Bi	13
カドミウム	Cd	30	グラファイト	C	0.6~4.3	プルトニウム	Pu	54
カリウム	K	83	タンタル	Ta	6.5	ベリリウム	Be	12
カルシウム	Ca	22	チタン	Ti	8.5	マグネシウム	Mg	25
金	Au	14.2	鉄	Fe	12	マンガン	Mn	22
銀	Ag	19	銅	Cu	16.6	モリブデン	Mo	5
クロム	Cr	6	トリウム	Th	12	リチウム	Li	56
ケイ素	Si	3	ナトリウム	Na	70	ロジウム	Rh	8
ゲルマニウム	Ge	6	鉛	Pb	29			

表 40 種々の物質の線膨張率 β [$^\circ\text{C}^{-1}$]

物質名	$\beta\times 10^6$	物質名	$\beta\times 10^6$	物質名	$\beta\times 10^6$
エボナイト	50~80	水晶 (⊥軸)	13.7	バイレックスガラス	3~3.6
ガラス	8~10	ステンレス (18-8)	16.4	砲金 (80 Cu-20 Sn)	17~18
水	51*	青銅 (Cu-Sn)	17.8	マンガニン	18.1
コンクリート	6.8~12.7	石英ガラス	0.4	木材 (//軸)	3~5
ジュラルミン	21.9~23.8	炭素鋼	約 11	木材 (⊥軸)	35~60
真鍮 (68 Cu-32 Zn)	19	ニッケル鋼	0~1	モネル	15.9~16.7
水晶 (//軸)	7.5	(36% Ni インパール)		リン青銅	17

* $-20^\circ\text{C}\sim-1^\circ\text{C}$ 平均表 41 液体の体膨張率 (20°C , 1 atm) $\alpha=(1/V)(dV/dT)$ (V は体積, T は温度 $^\circ\text{C}$)

物質名	$\alpha\times 10^3$	物質名	$\alpha\times 10^3$	物質名	$\alpha\times 10^3$
アセトン	1.48	クロロホルム	1.273	テルペン油	0.973
エーテル	1.656	酢 酸	1.07	二硫化炭素	1.22
エタノール (99.3%)	1.12	四塩化炭素	1.236	ベンゼン	1.237
塩酸 (33.2%溶液)	0.455	水 銀	0.18186	ペンタン	1.608
グリセリン	0.505	石油 (密度 0.8467)	0.955	水	0.207

表 42 元素の比熱 $[\text{cal}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}]$ (25℃)

元素名	元素記号	比 熱	元素名	元素記号	比 熱	元素名	元素記号	比 熱
亜鉛	Zn	0.0928	スズ(α)	Sn	0.0510	ハフニウム	Hf	0.035
アルゴン	Ar	0.124	スズ(β)	Sn	0.0530	パラジウム	Pa	0.0584
アルミニウム	Al	0.215	臭素	Br	0.113	バリウム	Ba	0.046
アンチモン	Sb	0.049	ジルコニウム	Zr	0.0671	ビスマス	Bi	0.0296
硫黄	S	0.175	水素	H ₂	3.41	ヒ素	As	0.0785
イットリウム	Yb	0.0346	ストロンチウム	Sr	0.0719	フッ素	F ₂	0.197
イットリウム	Y	0.068	セシウム	Cs	0.057	ブラセオジウム	Pr	0.046
イリジウム	Ir	0.0317	セリウム	Ce	0.049	プロトアクチニウム	Pa	0.029
インジウム	In	0.056	セレン	Se	0.0767	プロメシウム	Pm	0.0442
ウラン	U	0.0276	タリウム	Tl	0.0307	ヘリウム	He	1.24
エルビウム	Er	0.0401	タングステン	W	0.0317	ベリリウム	Be	0.436
塩素	Cl ₂	0.114	炭素(グラファイト)	C	0.170	ホウ素	B	0.245
オスミウム	Os	0.0312	炭素(ダイヤモンド)	C	0.124	ポロニウム	Po	0.030
カドミウム	Cd	0.0555	タンタル	Ta	0.0334	ホロニウム	Ho	0.0393
ガドリニウム	Gd	0.055	チタン	Ti	0.125	マグネシウム	Mg	0.243
カリウム	K	0.180	窒素	N ₂	0.249	マンガン(α)	Mn	0.114
ガリウム	Ga	0.089	ツリウム	Tm	0.0382	モリブデン	Mo	0.0599
カルシウム	Ca	0.156	テクネチウム	Tc	0.058	ユーロビウム	Eu	0.0421
キセノン	Xe	0.0378	鉄	Fe	0.106	ヨウ素	I	0.102
金	Au	0.0308	テルビウム	Tb	0.0437	ラジウム	Ra	0.0288
銀	Ag	0.0566	テルル	Te	0.0481	ラドン	Rn	0.0224
クリプトン	Kr	0.059	銅	Cu	0.092	ランタン	La	0.047
クロム	Cr	0.107	トリウム	Th	0.0271	リチウム	Li	0.85
ケイ素	Si	0.168	ナトリウム	Na	0.293	リン(赤)	P	0.160
ゲルマニウム	Ge	0.077	鉛	Pb	0.038	ルテシウム	Lu	0.037
コバルト	Co	0.109	ニオブ	Nb	0.064	ルテニウム	Ru	0.057
サマリウム	Sm	0.043	ニッケル	Ni	0.106	ルビジウム	Rb	0.0861
酸素	O ₂	0.219	ネオジム	Nd	0.049	レニウム	Re	0.0329
ジスプロシウム	Dy	0.0414	ネオン	Ne	0.246	ロジウム	Rh	0.0583
水銀	Hg	0.0331	白金	Pt	0.0317			
スカンジウム	Sc	0.133	バナジウム	V	0.116			

表 43 種々の物質の比熱 $C=[\text{cal}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}]=[\text{cal}\cdot\text{g}^{-1}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}]$

物質名	適用温度 [℃]	比 熱 [$\text{cal}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]	物質名	適用温度 [℃]	比 熱 [$\text{cal}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]
液 体			紙	0~100	0.279~0.32
アニリン	15	0.513	花こう岩	20~100	0.19~0.20
あまに油	20	0.44	ガラス	10~50	0.186~0.12
エタノール	0	0.55	玄武岩	20~100	0.20~0.239
オリーブ油	7	0.47	氷	-26~-1	0.478~0.50
海水	17	0.937	ゴム	15~100	0.27~0.48
グリセリン	18~50	0.58	コンクリート	常温	0.2
ジエチルエーテル	18	0.56	コンスタンタン	18	0.097
トルエン	18	0.399	磁器	15~200	0.255
パラフィン油	20~60	0.51~0.54	真鍮(20% Zn)	0	0.088
ひまし油	20	0.51	水晶	0	0.174
ベンゼン	10	0.34	ステンレス鋼	50~100	0.121
メタノール	12	0.60	石英ガラス	15~100	0.200
固 体			大理石	18	0.21
石綿	20~100	0.200	ハンダ	—	0.042
エポナイト	20~100	0.329	ポリエチレン	20	0.52
塩化カリウム	4	0.177	ポリスチレン	20	0.320
塩化ナトリウム	10	0.210	木材	20	約 0.3
			洋銀	0~100	0.095

表 44 物質のデバイ温度 θ [K]

物質名	化学式	θ	物質名	化学式	θ	物質名	化学式	θ
非金属			ヨウ化カリウム	KI	235	タングステン	W	400
アルゴン	Ar	93	ヨウ化ルビジウム	RbI	165	タンタル	Ta	240
塩 素	Cl ₂	115	硫化亜鉛	ZnS	315	チタン	Ti	420
塩化銀	AgCl	183	金 属			鉄	Fe	467
塩化カリウム	KCl	235				銅	Cu	343
塩化ナトリウム	NaCl	321	亜 鉛	Zn	327	トリウム	Th	163
ケイ素	Si	640	アルミニウム	Al	426	ナトリウム	Na	158
ゲルマニウム	Ge	370	アンチモン	Sb	211	鉛	Pb	105
三酸化二鉄	Fe ₂ O ₃	660	イリジウム	Ir	420	ニオブ	Nb	275
酸化マグネシウム	MgO	946	インジウム	In	108	ニッケル	Ni	450
酸 素	O ₂	91	ウラン	U	207	白 金	Pt	240
水 素	H ₂	105	カドミウム	Cd	209	バナジウム	V	380
臭化カリウム	KBr	174	ガドリニウム	Gd	195	ハフニウム	Hf	252
臭化銀	AgBr	144	カリウム	K	100	パラジウム	Pd	274
臭化ルビジウム	RbBr	131	ガリウム	Ga	320	バリウム	Ba	110
重水素	D ₂	97	カルシウム	Ca	230	ビスマス	Bi	119
炭素(グラファイト)	C	420	金	Au	165	ベリリウム	Be	1440
炭素(ダイヤモンド)	C	2230	銀	Ag	225	マグネシウム	Mg	400
窒 素	N ₂	68	クロム	Cr	630	マンガン	Mn	410
二酸化ケイ素	SiO ₂	470	コバルト	Co	445	モリブデン	Mo	450
二酸化チタン	TiO ₂	760	ジルコニウム	Zr	291	ランタン	La	142
ネオン	Ne	75	水 銀	Hg	71.9	リチウム	Li	344
フッ化カルシウム	CaF ₂	510	ス ズ (白)	Sn	199	ルビジウム	Rb	56
ヘリウム 4	⁴ He(hcp)	26.4	ストロンチウム	Sr	147	レニウム	Re	430
ヘリウム 3	³ He(bcc)	16	セシウム	Cs	38	ロジウム	Rh	480
ヨウ素	I ₂	106	タリウム	Tl	78.5			

表 45 金属・合金・化合物の電子比熱 γ [$\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-2}$]

極低温ではその比熱は電子からの寄与が大きく、
 $C_v = \gamma T$ となる。 γ はゾンマーフェルト定数。

物質名	化学式	$\gamma \times 10^6$	物質名	化学式	$\gamma \times 10^6$	物質名	化学式	$\gamma \times 10^6$
亜 鉛	Zn	9.6	水 銀	Hg	8.926	白 金	Pt	34.1
アルミニウム	Al	50.4	スカンジウム	Sc	237.49	ハフニウム	Hf	12.08
アンチモン	Sb	0.928	スズ(白色)	Sn	14.7	パラジウム	Pd	88
イリジウム	Ir	16.03	ストロンチウム	Sr	41.06	バリウム	Ba	19.79
インジウム	In	15.8	セシウム	Cs	24.07	ビスマス	Bi	0.10
ウラン	U	42.00	タリウム	Tl	7.19	ヒ 素	As	2.513
オスミウム	Os	12.54	タンタル	Ta	31.5	ベリリウム	Be	18.84
カドミウム	Cd	6.1	タングステン	W	7	マグネシウム	Mg	54
カリウム	K	53.50	チタン	Ti	71	マンガン(α)	Mn	254
ガリウム	Ga	8.40	鉄(α)	Fe	90	モネル	—	108
カルシウム	Ca	72.02	銅	Cu	10.81	モリブデン	Mo	20.8
金	Au	3.49	トリウム	Th	18.02	ランタン	La	72.28
銀	Ag	6.02	ナトリウム	Na	60.04	リチウム	Li	234.9
クロム	Cr	28.3	鉛	Pb	15.1	ルテニウム	Ru	32.50
コバルト	Co	78.08	ニオブ	Nb	85	ルビジウム	Rb	28.07
コンスタンタン	—	113	ニオブ三スズ	Nb ₃ Sn	32.9	レニウム	Re	12.35
ジルコニウム	Zr	30.73	ニッケル	Ni	120	ロジウム	Rh	48

表 46 元素・単体・化合物の臨界温度と臨界圧力

(K-273.15=℃, MPa×9.8692=atm)

物質名	化学式	臨界温度 [K]	臨界圧力 [MPa]	物質名	化学式	臨界温度 [K]	臨界圧力 [MPa]
元素および単体							
アルゴン	Ar	150.8	4.94	セシウム	Cs	2051	11.73
硫 黄	S	1314	20.7	セレン	Se	1766	27.2
塩 素	Cl ₂	416.9	7.977	窒 素	N ₂	126.2	3.39
オゾン	O ₃	261.1	5.57	ナトリウム	Na	2508	25.64
カリウム	K	2220	16.39	ネオン	Ne	44.40	2.76
キセノン	Xe	289.73	5.998	ヒ 素	As	1673	22.3
クリプトン	Kr	209.4	5.50	フッ素	F ₂	144.3	5.755
三重水素	T ₂	40.0	1.89	ヘリウム 4	⁴ He	5.19	0.227
酸 素	O ₂	154.58	5.043	ヘリウム 3	³ He	3.33	0.119
臭 素	Br ₂	575	12.76	ヨウ素	I ₂	819	11.75
水 銀	Hg	1765	160.8	ラドン	Rn	377	6.28
水 素 (ノーマル)	H ₂ (n)	33.2	1.314	リチウム	Li	3223	68.9
水 素 (平衡)	H ₂ (e)	32.98	1.286	リン	P	994	—
重水素 (ノーマル)	D ₂ (n)	38.4	1.66	ルビジウム	Rb	2105	14.54
重水素 (平衡)	D ₂ (e)	38.2	1.65				

無機化合物

アンモニア	NH ₃	405.6	11.399	二酸化硫黄	SO ₂	430.95	7.87
一酸化炭素	CO	133.1	3.49	二酸化炭素	CO ₂	304.1	7.386
一酸化窒素	NO	180.1	6.59	二酸化窒素	NO ₂	430.9	10.132
塩化ゲルマニウム	GeCl ₄	550.0	3.85	二硫化炭素	CS ₂	552.1	7.90
塩化水素	HCl	324.5	8.32	フッ化水素	HF	461.1	6.70
四塩化スズ	SnCl ₄	591.8	3.75	水	H ₂ O	647.2	22.12
シアン化水素	HCN	456.6	5.39	硫化水素	H ₂ S	373.5	9.11
シラン	SiH ₄	269.7	4.892				

有機化合物

アセチレン	C ₂ H ₂	308.6	6.24	テトラフルオロメタン	CF ₄	227.4	4.19
エタノール	C ₂ H ₅ OH	516.0	6.38	プロパン	C ₃ H ₈	369.9	4.25
エタン	C ₂ H ₆	305.3	4.88	ベンゼン	C ₆ H ₆	562.0	4.96
エチレン	C ₂ H ₄	282.65	5.12	ペンタン (n)	C ₅ H ₁₂	469.7	3.37
クロロホルム	CHCl ₃	535.1	5.532	メタノール	CH ₃ OH	513.1	7.95
酢 酸	CH ₃ COOH	594.7	5.78	メタン	CH ₄	191.0	4.64
ジクロロメタン	CH ₂ Cl ₂	510.1	6.08				

表 47 太陽の諸定数

質 量	1.9891×10 ³³ g	スペクトル型	G2V
半 径	6.9599(7)×10 ¹⁰ cm	実視等級	-26.74
平均密度	1.409 g・cm ⁻³	太陽定数*	1.37×10 ⁶ erg・cm ⁻² ・s ⁻¹
表面重力	2.7398(4)×10 ⁴ cm・s ⁻²		(=1.96 cal・cm ⁻² ・min ⁻¹)
総放射量	3.85×10 ³³ erg・s ⁻¹	自転周期	25.38 日
有効温度	5780 K	極付近の平均磁場 (黒点極小期)	1~2 gauss

* 地球大気圏外で太陽光線に垂直な単位面積が単位時間当りに受ける太陽の放射総量。

(参考文献) C. W. Allen, *Astrophysical Quantities*, 3rd ed., 1976, The Athron Press.

東京天文台編, 理科年表 1983, 丸善.

表 48 標準の単色放射の波長と周波数

A. 原子スペクトルの波長

光 源	真空中での波長 [nm]	工業標準状態 ¹⁾ での波長 [nm]	不確かさ	光 源	真空中での波長 [nm]	工業標準状態 ¹⁾ での波長 [nm]	不確かさ		
⁸⁶ Kr	605.780 2102	605.615 70	$\pm 4 \times 10^{-9}$	Cd	644.024 91	643.850 37	1~2 $\times 10^{-7}$		
	645.807 20	645.632 15	2×10^{-8}			508.584 90			
	642.280 06	642.105 94				479.993 44			
	565.112 86	564.959 02				467.817 51			
	450.361 62	450.237 71	He	667.999 4 501.707 7 492.330 5 471.446 4	667.818 4	1~2 $\times 10^{-7}$			
¹⁹⁸ Hg	579.226 83	579.069 29			5×10^{-8}		501.570 2		
	577.119 83	576.962 84					492.195 5		
	546.227 05	546.078 16					471.316 8		
	435.956 24	435.836 05	Kr		645.632 33	1~2 $\times 10^{-7}$			
¹¹⁴ Cd	644.024 80	643.850 22			7×10^{-8}			605.615 88	
	508.723 79	508.584 71						564.959 22	
	480.125 21	479.993 57						450.237 88	
	467.945 81	467.817 34							

1) 温度 20℃, 圧力 101.325 kPa (=1 atm), 水蒸気分圧
1.33 kPa (=10 mmHg), 炭酸ガス含有率 0.03%.

B. レーザー (分子の飽和吸収スペクトルに安定化されたもの) の波長と周波数

レーザー	吸収分子	吸収スペクトル	真空中での波長 [nm]	周波数 [THz]	不確かさ
He-Ne	CH ₄	遷移 ν_3 , P(7), 成分 F ₂ ⁽²⁾	3 392.231 397 0	88.376 181 608	$\pm 1.3 \times 10^{-10}$
色素*	¹²⁷ I ₂	遷移 17-1, P(62), 成分 o	576.294 760 27	520.206 808 51	$\pm 6 \times 10^{-10}$
He-Ne	¹²⁷ I ₂	遷移 11-5, R(127), 成分 i	632.991 398 1	473.612 214 8	$\pm 1 \times 10^{-9}$
He-Ne	¹²⁷ I ₂	遷移 9-2, R(47), 成分 o	611.970 769 8	489.880 355 1	$\pm 1.1 \times 10^{-9}$
Ar*	¹²⁷ I ₂	遷移 43-0, P(13), 成分 a ₃ **	514.673 466 2	582.490 603 6	$\pm 1.3 \times 10^{-9}$

* または周波数 2 倍 He-Ne

** s ともいう。

表 49 標準比視感度 $V(\lambda)$ および $V'(\lambda)$

(参照項目: 測光量の単位, カンデラ, ルーメン, 視感度, 比視感度, 明所視, 暗所視, 薄明視)

波 長 λ (単位: nm)	標準比視感度		波 長 λ (単位: nm)	標準比視感度		波 長 λ (単位: nm)	標準比視感度	
	明所視 $V(\lambda)$	暗所視 $V'(\lambda)$		明所視 $V(\lambda)$	暗所視 $V'(\lambda)$		明所視 $V(\lambda)$	暗所視 $V'(\lambda)$
360	0.000 004	—	520	0.710 000	0.935 0	680	0.017 000	0.000 1
370	0.000 012	—	530	0.862 000	0.811 0	690	0.008 210	—
380	0.000 039	0.000 6	540	0.954 000	0.650 0	700	0.004 102	—
390	0.000 120	0.002 2	550	0.994 950	0.481 0	710	0.002 091	—
400	0.000 396	0.009 3	560	0.995 000	0.328 8	720	0.001 047	—
410	0.001 210	0.034 8	570	0.952 000	0.207 6	730	0.000 520	—
420	0.004 000	0.096 6	580	0.870 000	0.121 2	740	0.000 249	—
430	0.011 600	0.199 8	590	0.757 000	0.065 5	750	0.000 120	—
440	0.023 000	0.328 1	600	0.631 000	0.033 2	760	0.000 060	—
450	0.038 000	0.455 0	610	0.503 000	0.015 9	770	0.000 030	—
460	0.060 000	0.567 0	620	0.381 000	0.007 4	780	0.000 015	—
470	0.090 980	0.676 0	630	0.265 000	0.003 3	790	0.000 007	—
480	0.139 020	0.793 0	640	0.175 000	0.001 5	800	0.000 004	—
490	0.208 020	0.904 0	650	0.107 000	0.000 7	810	0.000 002	—
500	0.323 000	0.982 0	660	0.061 000	0.000 3	820	0.000 001	—
510	0.503 000	0.997 0	670	0.032 000	0.000 1	830	0.000 000	—

$V(\lambda)$ の 1 nm おきの値は, 国際照明委員会の刊行物 CIE Publications No. 18 (1970), p. 43 および No. 15 (1971), p. 93 に所載。

表 50 結 晶 点 群 表 (1)

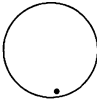
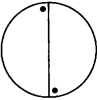
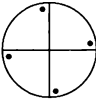
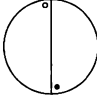
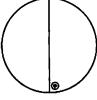
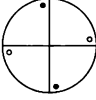
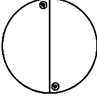
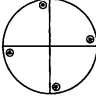
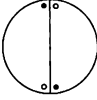
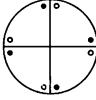
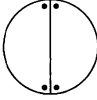
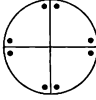
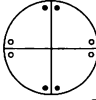


	三 斜	単斜および斜方	正 方
N	 1	 2	 4
\bar{N}	 $\bar{1}$	 $m (= \bar{2})$	 $\bar{4}$
N/m		 $2/m$	 $4/m$
$N/2$		 222	 422
Nm		 $2mm$	 $4mm$
$\bar{N}m$			 $\bar{4}2m$
$N/m\bar{m}$		 mmm	 $4/m\bar{m}m$

表 50 結 晶 点 群 表 (2)

左：同価な一般位置のステレオ投影

右：対称要素のステレオ投影

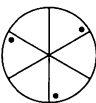
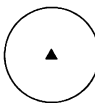
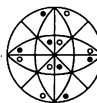
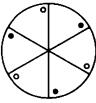

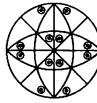

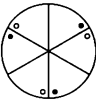
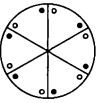
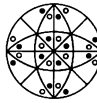
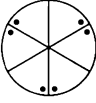
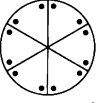
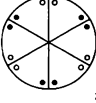




三方および六方		立 方	
 3	 6	 23	N
 $\bar{3}$	 $\bar{6}$	 $m\bar{3}$	\bar{N}
$3/m = \bar{6}$	 $6/m$	$m\bar{3}$	N/m
 32	 622	 432	$N/2$
 $3m$	 $6mm$		Nm
 $\bar{3}m$	 $\bar{6}2m$	 $\bar{4}3m$	$\bar{N}m$
$\bar{6}2m$	 $6/mmm$	 $m\bar{3}m$	N/mmm

表 51 元素の結晶データ* (1)

* 高圧型は含まず。

元素名	元素記号	晶系	a[Å]	b[Å]	c[Å]	β , ()内は測定条件	結晶構造
アインスタイニウム	Es						
亜鉛	Zn	六等	2.6649		4.9468	(25℃)	hcp-Mg型
アクチニウム	Ac	六等	5.31				fcc-Cu型
アメリシウム	Am	六等	3.474		11.25		ネオジム型, Am-Am=3.47 Å
アルゴン	Ar	六等	5.256			(4.2K)	fcc-Cu型
アルミニウム	Al	六等	4.0494			(25℃)	fcc-Cu型
アンチモン	Sb	六等	4.307		11.273	(26℃)	ヒ素型, Sb-Sb=2.87 Å
硫黄(α -型)	S	斜方	10.467	12.870	24.493	(25℃)	Fddd, S ₈ 環状分子, S-S=2.048 Å
(β -型>95.6℃)		単斜	10.92	10.98	11.04	β =83.27°	P2 ₁ /c
イットリウム	Yb	六等	5.4862			(20℃)	fcc-Cu型
イットリウム	Y	六等	3.6474		5.7306	(20℃)	hcp-Mg型
イリジウム	Ir	六等	3.8394			(26℃)	fcc-Cu型
インジウム	In	正三方	3.2517		4.9459	(26℃)	
ウラン(α -型<640℃)	U	斜方	2.858	5.877	4.945	(25℃)	Cmcm, U-U=2.76, 2.85 Å
(β -型, 660°-760℃)		正三方	10.759		5.656	(720℃)	P4 ₂ nm, U-U=2.53 Å
(γ -型>775℃)		六等	3.48			(760℃)	bcc-W型
エルビウム	Er	六等	3.5588		5.5874	(20℃)	hcp-Mg型
塩素	Cl	斜方	6.24	8.26	4.48	(-160℃)	Bmab, Cl-Cl=2.02 Å (分子内), 3.34 Å (分子間)
オスミウム	Os	六等	2.7341		4.3197	(26℃)	hcp-Mg型
カドミウム	Cd	六等	2.9793		5.6181	(26℃)	hcp-Mg型
ガドリニウム	Gd	六等	3.6360		5.7826	(20℃)	hcp-Mg型
カリウム	K	六等	5.247			(-195℃)	bcc-W型
ガリウム	Ga	斜方	4.524	4.523	7.661	(25℃)	Abma, Ga-Ga=2.44 Å
カルシウム(α -型<250℃)	Ca	六等	5.582			(20℃)	fcc-Cu型
(β -型, 250-450℃)		六等	3.94		6.46	(300℃)	hcp-Mg型
(γ -型>450℃)		六等	4.38			(500℃)	bcc-W型
キセノン	Xe	六等	6.197			(-215℃)	fcc-Cu型
金	Au	六等	4.0786			(26℃)	fcc-Cu型
銀	Ag	六等	4.0862			(27℃)	fcc-Cu型
クリプトン	Kr	六等	5.721			(-215℃)	fcc-Cu型
クロム	Cr	六等	2.8839			(25℃)	bcc-W型
ケイ素	Si	六等	5.43088			(25℃)	ダイヤモンド型
ゲルマニウム	Ge	六等	5.65754			(25℃)	ダイヤモンド型
コバルト(α -型<450℃)	Co	六等	2.5072		4.0697	(20℃)	hcp-Mg型
(β -型>450℃)		六等	3.5447			(25℃)	fcc-Cu型
サマリウム	Sm	三方	3.629		6.390		R $\bar{3}$ m, Sm-Sm=3.63 Å, 3.59 Å
酸素(α -型<23.5K)	O	斜方	8.050	14.072	8.329	(20℃)	Pmmm
ジスプロシウム	Dy	斜方	5.50	3.82	3.44		他に β -, γ -型報告あり
臭素	Br	斜方	3.5903	8.737	5.6475	(20℃)	hcp-Mg型
ジルコニウム(α -型<862℃)	Zr	六等	6.692		4.498	(-106℃)	塩素型, Br-Br=2.27 Å (分子内), 3.30 Å (分子間)
(β -型>862℃)		六等	3.2312		5.1476	(20℃)	hcp-Mg型
水銀	Hg	三方	3.6069				bcc-W型
水素(<1.3K)	H ₂	六等	3.464		6.677	(-195℃)	R $\bar{3}$ m, Hg-Hg=3.00 Å
(1.3K--259.1℃)		六等	5.312				fcc型
スカンジウム	Sc	六等	3.761		6.105		hcp型, H-H=0.74 Å
スズ(α -型, 13.2℃)	Sn	六等	3.302		5.246	(20℃)	hcp-Mg型
(β -型>13.2℃)		正三方	6.5041				ダイヤモンド型
			5.8313		3.1812	(25℃)	I4 ₁ /amd, Sn-Sn=3.02, 3.17 Å
ストロンチウム(α -型)	Sr	六等	6.07			(25℃)	fcc-Cu型
(β -型, 215-605℃)		六等	4.31		7.05	(300℃)	hcp-Mg型
(γ -型>605℃)		六等	4.84			(614℃)	bcc-W型
セシウム	Cs	六等	6.14			(-10℃)	bcc-W型
セリウム	Ce	六等	5.1615				fcc-Cu型
セレン	Se	三方	4.3662		4.9536	(26℃)	P3 ₂ 1, Se-Se=2.32 Å
タリウム(α -型<230℃)	Tl	六等	3.4560		5.5248	(20℃)	hcp-Mg型

表 51 元素の結晶データ (2)

元素名	元素 記号	晶系	$a[\text{\AA}]$	$b[\text{\AA}]$	$c[\text{\AA}]$	$\beta, ()$ 内は 測定条件	結晶構造
タリウム (β -型>230℃)	Tl	等	3.874			(262℃)	bcc-W 型
タングステン	W	等	3.16522			(21℃)	$Im\bar{3}m$, W-W=2.741 Å
炭 素 (グラファイト)	C	六	2.4612		6.7079	(20℃)	$P6_3/mmc$, C-C=1.42 Å (層 内), 3.40 Å (層間)
(グラファイト)		三方	2.4612		10.0618	(20℃)	$R\bar{3}m$
(ダイヤモンド)		等	3.56703			(18℃)	$Fd\bar{3}m$, C-C=1.545 Å, 高圧型
タンタル (α -型)	Ta	等	3.3058			(26℃)	bcc-W 型
(β -型)		正	10.194		5.313		β -ウラン型
チタン (α -型<880℃)	Ti	六	2.9504		4.6833	(25℃)	hcp-Mg 型
(β -型>880℃)		等	3.3065			(900℃)	bcc-W 型
窒 素 (<35.6K)	N ₂	等	5.644			(4.2K)	$Pa\bar{3}$,
(>35.6K)		六	4.036		6.630	(50K)	hcp-Mg 型
ツリウム	Tm	六	3.5375		5.5546	(20℃)	hcp-Mg 型
テクネチウム	Tc	六	2.741		4.400		hcp-Mg 型
鉄 (α -型<906℃)	Fe	等	2.8663			(20℃)	bcc-W 型
(γ -型, 906-1401℃)		等	3.6467			(916℃)	fcc-Cu 型
(δ -型>1401℃)		等	2.9315			(1389℃)	bcc-W 型
テルビウム	Tb	六	3.6010		5.6936	(20℃)	hcp-Mg 型
テルル	Te	三方	4.4565		5.9268	(25℃)	$P3_121$, セレン型, Te-Te=2.86 Å
銅	Cu	等	3.6150			(25℃)	$Fm\bar{3}m$, Cu-Cu=2.556 Å
トリウム (α -型<1360℃)	Th	等	5.0843			(25℃)	fcc-Cu 型
(β -型>1360℃)		等	4.11			(1450℃)	bcc-W 型
ナトリウム	Na	等	4.2906			(20℃)	bcc-W 型
(γ -型<-222℃)		六	3.767		6.154	(-268℃)	hcp-Mg 型
鉛	Pb	六	4.9505			(25℃)	fcc-Cu 型
ニオブ	Nb	等	3.3007			(20℃)	bcc-W 型
ニッケル	Ni	等	3.5238			(26℃)	fcc-Cu 型
ネオジム	Nd	六	3.655		11.796		$P6_3/mmc$, Nd-Nd=3.62, 3.66 Å
ネオン	Ne	等	4.429			(4.2K)	fcc-Cu 型
ネプツニウム (α -型)	Np	斜	4.723	4.887	6.663	(20℃)	$Pmcn$, Np-Np=2.60~2.64 Å
(β -型, 278-540℃)		正	4.897		3.388	(313℃)	$P4_212$, Np-Np=2.76 Å
(γ -型>550℃)		等	3.52			(600℃)	bcc-W 型
白 金	Pt	等	3.9231			(26℃)	fcc-Cu 型
バナジウム	V	等	3.0274			(25℃)	bcc-W 型
ハフニウム	Hf	六	3.1969		5.0583	(23℃)	hcp-Mg 型
パラジウム	Pd	等	3.8898			(26℃)	fcc-Cu 型
バリウム	Ba	等	5.025			(26℃)	bcc-W 型
ビスマス	Bi	三方	4.546		11.860	(25℃)	ϵ 素型, Bi-Bi=3.10 Å
ヒ 素	As	三方	3.760		10.548	(26℃)	$R\bar{3}m$, As-As=2.52, 3.16 Å
ブラセオジム (α -型)	Pr	六	3.6725		11.8354		fcc-Cu 型
(β -型)		等	5.16				$P2_1/m$
プルトニウム (α -型)	Pu	単	6.1835	4.8244	10.973	$\beta=101.8'$ (21℃)	$I2/m$
(β -型, 122-206℃)		単	9.284	10.463	7.859	$\beta=92.13'$	$I2/m$
(γ -型, 206-319℃)		斜	3.1603	5.7624	10.41	(210℃)	Fdd
(δ -型, 319-451℃)		等	4.6370			(320℃)	fcc-Cu 型
(δ' -型, 451-476℃)		正	4.701		4.489	(465℃)	$I4/mmm$
プロトアクチニウム	Pa	正	3.925		3.238		
ヘリウム	He	六	3.57		5.83	(-271℃)	hcp-Mg 型
ベリリウム	Be	六	2.2856		3.5843	(20℃)	hcp-Mg 型
ホウ素	B	正	8.73		5.03	(25℃)	$P4_2/nmm$, B-B=1.74~1.85 Å
ホルミウム	Ho	六	3.577		5.616		hcp-Mg 型
ポロニウム	Po	三方	5.078		4.916	(75℃)	$R\bar{3}m$,
		等	3.345			(10℃)	$Fm\bar{3}m$
マグネシウム	Mg	六	3.2094		5.2103	(25℃)	$P6_3/mmc$, Mg-Mg=3.20 Å
マンガン (α -型<742℃)	Mn	等	8.912			(20℃)	$I\bar{4}3m$, Mn-Mn=2.24~3.00 Å
(β -型, 742-1095℃)		等	6.470			(750℃)	$P4_32$, Mn-Mn=2.36~2.67 Å
(γ -型, 1095-1134℃)		等	3.863			(1100℃)	fcc-Cu 型

表 51 元素の結晶データ (3)

元素名	元素記号	晶系	$a[\text{\AA}]$	$b[\text{\AA}]$	$c[\text{\AA}]$	β , ()内は測定条件	結晶構造
マンガン (δ -型 >1134°C)	Mn	等 六	3.081			(1140°C)	bc \bar{c} -W 型
モリブデン	Mo	等 六	3.1472			(26°C)	bcc-W 型
ユーロビウム	Eu	等 六	4.606			(20°C)	bcc-W 型
ヨウ素	I	等 斜	7.270	9.793	4.790	(26°C)	塩素型, I-I=2.70 Å (分子内), 3.54 Å (分子間)
ラジウム	Ra	等 六	5.15				bcc-W 型
ランタン (α -型)	La	等 六	3.761		6.061	(20°C)	hcp-Mg 型
(β -型)		等 六	5.30				fcc-Cu 型
リチウム (α -型)	Li	等 六	3.5089			(20°C)	bcc-W 型
(β -型)		等 六	3.111		5.093	(-195°C)	hcp-Mg 型
リン (黄リン)	P	等 六	18.8				$I\bar{4}3m$
(赤リン)		等 斜	11.31				$P4_3$
(黒リン)		等 斜	3.31	4.38	10.50		$Cmca$, P-P=2.17 Å
ルテチウム	Lu	六 六	3.503		5.551		hcp-Mg 型
ルテニウム	Ru	六 六	2.7058		4.2819		hcp-Mg 型
ルビジウム	Rb	六 六	5.70			(20°C)	bcc-W 型
レニウム	Re	六 六	2.760		4.458	(26°C)	hcp-Mg 型
ロジウム	Rh	等 六	3.8031			(20°C)	fcc-Cu 型

表 52 化合物の結晶データ (1)

* α , β , γ 値はその旨明記してある。

名称と化学式	晶系	$a[\text{\AA}]$	$b[\text{\AA}]$	$c[\text{\AA}]$	β^*	結晶構造, 鉱物名など
硫化物, リン化物, ヒ化物						
ウルツァイト α -ZnS	六 等	3.814		6.257		閃亜鉛鉱と多形, 2H 型, 高温型
黄鉄鉱 FeS_2	等 六	5.417				白鉄鉱と多形, 高温型
黄銅鉱 CuFeS_2	正 六	5.28		10.41		閃亜鉛鉱関連型
閃亜鉛鉱 β -ZnS	等 六	5.406				
白鉄鉱 FeS_2	等 斜	4.436	5.414	3.381		
ヒ化ガリウム GaAs	等 六	5.653				閃亜鉛鉱型
ヒ化ニッケル NiAs	六 六	3.609		5.019		紅ヒニッケル鉱
硫化アンチモン Sb_2S_3	斜 六	11.22	11.30	3.84		輝安鉱
硫化カドミウム CdS	六 六	4.136		6.715		グリーンノカイト, ウルツァイト型
硫化カリウム K_2S	等 六	7.36				CaF_2 型
硫化ビスマス Bi_2S_3	斜 六	11.13	11.27	3.97		Sb_2S_3 型
硫化銀 Ag_2S	単 六	4.23	6.91	7.87	99.6°	針銀鉱
硫化銀 Ag_2S	等 六	4.89				輝銀鉱, 高温型
硫化水銀 (II) α - HgS	三方	4.14		9.49		辰砂, NaCl 関連型
硫化スズ (II) SnS	斜 六	4.33	11.18	3.98		
硫化鉄 (II) FeS	等 六	5.962		11.750		トロイライト, NiAs 関連型
硫化ナトリウム Na_2S	等 六	6.539				CaF_2 型
硫化鉛 PbS	等 六	5.936				方鉛鉱, NaCl 型
硫化ヒ素 (III) As_2S_3	単 六	11.48	9.58	4.26		オーピメント, 雄黄
硫化ヒ素 (II) As_4S_4	単 六	9.33	13.57	6.59	106.4°	鶏冠石
硫化マグネシウム MgS	等 六	5.203				NaCl 型
硫化モリブデン MoS_2	等 六	3.16		12.32		モリブデナイト, 輝水鉛鉱
リン化ガリウム GaP	等 六	5.447				閃亜鉛鉱型
ハロゲン化合物						
塩化アンモニウム NH_4Cl	等 六	3.876				CsCl 型
塩化銀 AgCl	等 六	5.556				NaCl 型
塩化カリウム KCl	等 六	6.293				シルピン, NaCl 型
塩化カルシウム CaCl_2	斜 六	6.22	6.41	4.13		
塩化セシウム β - CsCl	等 六	4.121				低温型 (高温型は NaCl 型)
塩化水銀 (I) Hg_2Cl_2	正 六	4.478		10.91		甘コウ
塩化水銀 (II) HgCl_2	斜 六	5.96	12.76	4.32		昇コウ
塩化ナトリウム NaCl	等 六	5.6402				岩塩
塩素酸カリウム KClO_3	単 六	7.10	5.59	4.65	109.7°	

表 52 化合物の結晶データ (2)

* α , β , γ 値はその旨明記してある。

名称と化学式	晶系	$a[\text{\AA}]$	$b[\text{\AA}]$	$c[\text{\AA}]$	β°	結晶構造, 鉱物名など
フッ化カルシウム CaF_2	等	5.463				はたる石
フッ化ナトリウム NaF	等	4.628				NaCl 型
フッ化リチウム LiF	等	4.026				NaCl 型
ヨウ化カドミウム CdI_2	三方	4.24		6.83		2H 型
ヨウ化カリウム KI	等	7.0655				NaCl 型
酸化物, 水酸化物						
オキシ水酸化アルミニウム $\alpha\text{-AlO(OH)}$	斜	4.401	9.421	2.845		ダイアスポア
オキシ水酸化アルミニウム $\gamma\text{-AlO(OH)}$	斜	3.70	12.23	2.868		ベーム石
オキシ水酸化鉄 $\alpha\text{-FeO(OH)}$	斜	4.587	9.937	3.015		針鉄鉱
オキシ水酸化鉄 $\gamma\text{-FeO(OH)}$	斜	3.86	12.50	3.06		レビドロソサイト
オキシ水酸化マンガン $\gamma\text{-MnO(OH)}$	正	5.27	5.24	5.27	114.5°	水マンガン鉱
過酸化バリウム $\text{BaO}_2 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$	単	6.495		11.44		
五酸化二バナジウム V_2O_5	斜	4.371	11.51	3.559		
五酸化二リン P_2O_5	斜	8.12	16.3	5.25		
酸化亜鉛 ZnO	六	3.242		5.176		紅亜鉛鉱, ウルツァイト型
酸化アルミニウム Al_2O_3	三方	4.757		12.99		コランダム, 鋼玉
酸化ウラン UO_2	等	5.469				閃ウラン鉱
酸化カルシウム CaO	等	4.812				NaCl 型
酸化カドミウム CdO	等	4.695				NaCl 型
酸化クロム(III) Cr_2O_3	三方	4.960		13.59		コランダム型
酸化クロム(IV) CrO_2	正	4.41		2.86		ルチル型
酸化ケイ素(オパール) $\text{SiO}_2 \cdot n\text{H}_2\text{O}$	非晶質					蛋白石
(α -クリストバライト) SiO_2	正	4.960		6.920		低温型
(β -クリストバライト) SiO_2	等	7.13				高温型
(コーサイト) SiO_2	単	7.16	12.39	7.16	120.0°	
(α -石英) SiO_2	三方	4.9031		5.3937		低温型
(β -石英) SiO_2	六	4.999		5.457		高温型
(α -トリジマイト) SiO_2	単	18.54	5.00	23.83	105.7°	低温型
(β -トリジマイト) SiO_2	斜	8.74	5.04	8.24		高温型
酸化ゲルマニウム GeO_2	三方	4.972		5.648		石英型
酸化ジルコニウム ZrO_2	単	5.30	5.26	5.17	99.8°	ジルコニア
酸化スズ SnO_2	正	4.740		3.185		スズ石, ルチル型
酸化チタン(IV) $\alpha\text{-TiO}_2$	正	4.597		2.961		ルチル, 高温型
酸化チタン(IV) $\beta\text{-TiO}_2$	正	3.82		9.56		アナターズ
酸化チタン(IV) $\gamma\text{-TiO}_2$	斜	5.44	9.20	5.14		ブルッカイト
酸化鉄(II) FeO	等	4.299				ウスタイト, NaCl 型
酸化鉄(III) $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$	三方	5.033		13.74		赤鉄鉱, コランダム型
酸化銅(I) Cu_2O	等	4.261				赤銅鉱
酸化銅(II) CuO	単	5.129	3.425	4.684	99.47°	黒銅鉱
酸化トリウム ThO_2	等	5.584				CaF ₂ 型
酸化鉛(II) PbO	正	3.947		4.988		リザージュ
酸化鉛(II) $\beta\text{-PbO}$	斜	5.476	5.876	4.743		マシコット
酸化鉛(IV) PbO_2	正	4.955		3.383		ブラトネライト, ルチル型
酸化バナジウム(III) V_2O_3	三方	4.99		13.98		カレリアナイト, 赤鉄鉱型
酸化バリウム BaO	等	5.539				
酸化ヒ素 As_2O_3	単	5.339	12.984	4.540	94.27°	
酸化ベリリウム BeO	六	2.698		4.377		α -ベリリア, ウルツァイト型
酸化マグネシウム MgO	等	4.213				ペリクレーズ, NaCl 型
酸化マンガン(II) MnO	等	4.448				緑マンガン鉱, NaCl 型
酸化マンガン(III) $\alpha\text{-Mn}_2\text{O}_3$	三方	4.9		14.3		$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 型
酸化マンガン(IV) $\beta\text{-MnO}_2$	正	4.380		2.856		バイロルース鉱, ルチル型
三酸化硫黄 SO_3	単	9.27	4.06	6.20	109.15°	
四酸化三鉄 Fe_3O_4	等	8.391				磁鉄鉱, スピネル族
四酸化三鉛 Pb_3O_4	正	8.815		6.565		
四酸化三マンガ Mn_3O_4	正	5.71		9.37		
水酸化アルミニウム $\gamma\text{-Al(OH)}_3$	単	8.676	5.070	9.721	94.57°	ハウスマナイト, スピネル関連構造
水酸化カリウム $\alpha\text{-KOH}$	斜	4.03	11.4	3.95		ギブサイト
水酸化カルシウム Ca(OH)_2	三方	3.593		4.909		カセイカリ
水酸化鉄(II) Fe(OH)_2	三方	3.24		4.47		
水酸化鉄(III) Fe(OH)_3	単	9.92	5.12	8.99		CdI ₂ 型

表 52 化合物の結晶データ (3)

* α , β , γ 値はその旨明記してある。

名称と化学式	晶系	$a[\text{\AA}]$	$b[\text{\AA}]$	$c[\text{\AA}]$	β°	結晶構造, 鉱物名など
水酸化銅(I) CuOH	等	11.15				
水酸化銅(II) $\text{Cu}(\text{OH})_2$	斜	5.256	10.59	2.949		
水酸化ナトリウム $\alpha\text{-NaOH}$	斜	3.397	11.32	3.397		カセイソーダ
水酸化マグネシウム $\text{Mg}(\text{OH})_2$	三方	3.114		4.735		ブルーサイト
水酸化マンガン $\text{Mn}(\text{OH})_2$	三方	3.322		4.734		パイクロローアイト, $\text{Mg}(\text{OH})_2$ 型
ケイ酸塩						
アナラサイト $\text{NaAlSi}_2\text{O}_6 \cdot \text{H}_2\text{O}$	等	13.73				方沸石
アノーサイト(灰長石) $\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$	三斜	8.18	12.88	14.17	$\alpha=93.2^\circ$ $\beta=115.9^\circ$ $\gamma=91.2^\circ$	アルバイトを他端とする斜長石系列
アルバイト(曹長石) $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$	三斜	8.14	12.79	7.16	$\alpha=94.3^\circ$ $\beta=116.6^\circ$ $\gamma=87.7^\circ$	
アルマンディン $\text{Fe}_3^{2+}\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$	等	11.526				ざくろ石(ガーネット)族
アンドラダイト $\text{Ca}_3\text{Fe}_3^{2+}\text{Si}_3\text{O}_{12}$	等	12.048				ざくろ石(ガーネット)族
ウバロバイト $\text{Ca}_3\text{Cr}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$	等	12.00				ざくろ石(ガーネット)族
エンスタタイト MgSiO_3	斜	8.81	18.23	5.18		フェロシライトを他端とする斜方輝石系列
カオリナイト $\text{Al}_4\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_8$	三斜	5.15	8.95	7.39	$\alpha=91.8^\circ$ $\beta=104.8^\circ$ $\gamma=90.0^\circ$	二層構造
滑石(タルク) $\text{Mg}_3\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_2$	単	5.27	9.12	18.85	100.0°	三層構造
擬けい灰石 $\beta\text{-CaSiO}_3$	三斜	6.90	11.78	19.65	$\alpha=90.0^\circ$ $\beta=90.8^\circ$ $\gamma=119.0^\circ$	SiO_4 三員環, けい灰石と多形, 高温型
クリノエンスタタイト MgSiO_3	単	9.38	8.83	5.19	103.3°	単斜輝石系列の端成分
クリノフェロシライト FeSiO_3	単	9.72	9.09	5.24	108.4°	単斜輝石系列の端成分
黒雲母 $\text{K}(\text{Mg}, \text{Fe})_3(\text{AlSi}_3\text{O}_{10})(\text{OH})_2$	単	5.31	9.23	20.36	99.3°	$(\text{Mg}, \text{Fe})_3 \rightarrow \text{Mg}_3$ 金雲母
グロッシュラー $\text{Ca}_3\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$	等	11.855				ざくろ石(ガーネット)族
けい灰石 $\alpha\text{-CaSiO}_3$	三斜	7.94	7.32	7.07	$\alpha=90.0^\circ$ $\beta=95.37^\circ$ $\gamma=103.43^\circ$	SiO_4 鎖構造
けい線石 $\text{Al}_2\text{O}(\text{SiO}_4)$	斜	7.486	7.674	5.770		高温型
紅柱石 $\text{Al}_2\text{O}(\text{SiO}_4)$	斜	7.794	7.899	5.559		けい線石, 藍晶石と多形
蛇紋石 $\text{Mg}_6\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_8$	単	5.3	9.2	7.3	93°	
十字石 $\text{Fe}_3^{2+}\text{Al}_3\text{O}_6(\text{SiO}_4)_4(\text{O}, \text{OH})_2$	単	7.871	16.62	5.656	90.0°	
ジルコン ZrSiO_4	正	6.62		6.02		
白雲母 $\text{KAl}_2(\text{AlSi}_3\text{O}_{10})(\text{OH})_2$	単	5.189	8.996	20.10	95.18°	
スベサルティン $\text{Mn}_3^{2+}\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$	等	11.621				ざくろ石(ガーネット)族
スポジューメン $\text{LiAlSi}_2\text{O}_6$	単	9.449	8.386	5.215	110.1°	リシア輝石
正長石 $(\text{K}, \text{Na})\text{AlSi}_3\text{O}_8$	単	8.564	13.03	7.175	116.0°	
テフロアイト Mn_2SiO_4	斜	6.17	10.57	4.84		マンガンかんらん石
電気石 $\text{Na}(\text{Mg}, \text{Fe})_3\text{Al}_6(\text{BO}_3)_3\text{Si}_6\text{O}_{18}(\text{OH}, \text{F})_4$	三方	15.9		7.2		トーマリン, SiO_4 六員環
透輝石 $\text{CaMgSi}_2\text{O}_6$	単	9.678	8.891	5.252	105.3°	
トパーズ $\text{Al}_2\text{SiO}_5(\text{F}, \text{OH})_2$	斜	8.394	8.791	4.648		黄玉
ナトロライト $\text{Na}_2\text{Al}_2\text{Si}_2\text{O}_{10} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	斜	18.30	18.63	6.60		ソーダ沸石
ネフェリン $\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$	六	10.01		8.405		
パイロプ $\text{Mg}_3\text{Al}_2\text{Si}_3\text{O}_{12}$	等	11.459				ざくろ石(ガーネット)族
パイロフィライト $\text{Al}_2\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_2$	単	5.15	8.92	18.59	99.9°	葉ろう石, 三層構造
バラけい灰石 CaSiO_3	単	15.42	7.32	7.07	95.4°	けい灰石と多形
ヒューランダイト $\text{CaAl}_2\text{Si}_7\text{O}_{18} \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	単	17.73	17.82	7.43	116.3°	輝沸石
ファイアライト Fe_2SiO_4	斜	10.477	6.086	4.821		鉄かんらん石
フェロシライト FeSiO_3	斜	9.08	18.43	5.24		『石系列 エンスタタイトを他端とする斜方輝石系列
フォルステライト Mg_2SiO_4	斜	10.198	5.982	4.755		マグネシウムかんらん石
普通角閃石 $\text{NaCa}_2(\text{Mg}, \text{Fe}^{2+}, \text{Al})_5(\text{Si}, \text{Al})_8\text{O}_{22}(\text{OH})_2$	単	9.9	18.0	5.3	105°	
ヘデン輝石 $\text{CaFeSi}_2\text{O}_6$	単	9.85	9.02	5.26	104.3°	
マイクロクリン $(\text{K}, \text{Na})\text{AlSi}_3\text{O}_8$	三斜	8.578	12.96	7.211	$\alpha=90.3^\circ$ $\beta=115.9^\circ$ $\gamma=89.1^\circ$	微斜カリ長石, 低温型
ムライト $2\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{SiO}_2$	斜	7.583	7.681	2.885		

表 52 化合物の結晶データ (4)

* α , β , γ 値はその旨明記してある。

名称と化学式	晶系	$a[\text{\AA}]$	$b[\text{\AA}]$	$c[\text{\AA}]$	β°	結晶構造, 鉱物名など
モンモリロナイト $\text{Al}_2\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_2 \cdot n\text{H}_2\text{O}$	単	5.17	8.94	9.95		パイロフィライト型
藍晶石 $\text{Al}_2\text{O}(\text{SiO}_4)$	三斜	7.119	7.847	5.572	$\alpha=89.98^\circ$ $\beta=101.21^\circ$ $\gamma=106.01^\circ$	けい線石, 紅柱石と多形, 高圧型
緑柱石(ベリル) $\text{Al}_2\text{Be}_3\text{Si}_6\text{O}_{18}$	六	9.202		9.183		エメラルド, SiO_4 六員環
緑泥石 (Mg, Fe, Al) $_6$ (Si, Al) $_4\text{O}_{10}(\text{OH})_8$	単	5.3	9.3	14.3	96.3°	
緑れん石 $\text{Ca}_2(\text{Al, Fe}^{3+})_3\text{Si}_3\text{O}_{12}(\text{OH})$	単	8.9	5.6	10.2	115.4°	
ロードナイト MnSiO_3	三斜	7.66	12.27	6.68	$\alpha=86.0^\circ$ $\beta=93.2^\circ$ $\gamma=111.1^\circ$	ばら輝石
炭酸塩, 硝酸塩, 硫酸塩, タングステン酸塩, リン酸塩, ヒ酸塩						
あられ石(アラゴナイト) CaCO_3	斜	5.741	7.968	4.959		方解石と多形, 高圧型
アンモニウム硝石 NH_4NO_3	斜	5.44	5.75	4.94		
灰重石 CaWO_4	正	5.25		11.40		
くじゃく石(マラカイト) $\text{Cu}_2(\text{OH})_2\text{CO}_3$	単	9.48	12.03	3.21	98°	
硬石膏 CaSO_4	斜	6.22	6.97	6.96		
舎利塩 $\text{MgSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	斜	11.96	12.05	6.88		
重晶石 BaSO_4	斜	8.878	5.450	7.152		
硝酸銀 AgNO_3	斜	7.33	10.12	6.99		
硝石 KNO_3	斜	5.43	9.19	6.46		あられ石型
石膏 $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	単	5.68	15.18	6.29	113.8°	
ソーダ硝石 NaNO_3	三方	5.06		16.78		方解石型
炭酸水素ナトリウム NaHCO_3	単	7.49	9.71	3.51	93.93°	
炭酸ナトリウム $\text{Na}_2\text{CO}_3 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$	単	12.76	9.009	12.57	115.8°	
炭酸バリウム BaCO_3	斜	5.26	8.85	6.55		あられ石型
胆ばん $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	三斜	6.12	10.69	5.96	$\alpha=97.58^\circ$ $\beta=107.1^\circ$ $\gamma=77.55^\circ$	カルカンサイト
チオ硫酸ナトリウム $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	単	7.52	21.57	5.94		
鉄重石 FeWO_4	単	4.71	5.70	4.94	103.9° 90.00°	
鉄明ばん $\text{KFe}_3^{2+}[(\text{OH})_6(\text{SO}_4)_2]$	三方	7.21		17.03		
トルコ石 $\text{Cu}(\text{Al, Fe})_6(\text{OH})_6(\text{PO}_4)_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$	三斜	7.48	9.95	7.69	$\alpha=111.6^\circ$ $\beta=115.4^\circ$ $\gamma=69.43^\circ$	
ドロマイト $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$	三方	4.807		16.01		
白鉛鉱 PbCO_3	斜	5.15	8.47	6.11		あられ石型
菱苦土鉱(マグネサイト) MgCO_3	三方	4.58		14.84		方解石型
菱鉄鉱 FeCO_3	三方	4.69		15.37		方解石型
菱マンガン鉱 MnCO_3	三方	4.777		15.67		方解石型
フッ素リン灰石 $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_3\text{F}$	六	9.39		6.89		
方解石 CaCO_3	三方	4.989		17.06		
ぼう硝 $\text{Na}_2\text{SO}_4 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$	単	12.82	10.35	11.48	107.7°	
明ばん $\text{KAl}_3[(\text{OH})_6(\text{SO}_4)_2]$	三方	6.97		17.38		
モナザイト $(\text{Ce, La})\text{PO}_4$	単	6.79	7.04	6.47	104.4°	
硫酸アンモニウム $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$	斜	7.78	10.64	5.99		
硫酸鉛 PbSO_4	斜	8.47	5.39	6.94		BaSO_4 型
リン灰ウラン鉱 $\text{Ca}(\text{UO}_2)_2(\text{PO}_4)_2 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$	正	7.00		20.67		
リン酸一水素カルシウム $\text{CaHPO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	単	6.24	15.18	5.81	116.4°	
リン酸ナトリウム $\text{Na}_3\text{PO}_4 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	三方	12.02		12.66		
リン酸二水素カルシウム KH_2PO_4	正	7.43		6.95		KDP
リン酸二水素カルシウム $\text{Ca}(\text{H}_2\text{PO}_4)_2 \cdot \text{H}_2\text{O}$	三斜	6.26	11.89	5.61	$\alpha=96.6^\circ$ $\beta=114.3^\circ$ $\gamma=92.9^\circ$	
リン銅ウラン鉱 $\text{Cu}(\text{UO}_2)_2(\text{PO}_4)_2 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$	正	7.06		20.5		

表 52 化合物の結晶データ (5)

* α , β , γ 値はその旨明記してある。

名称と化学式	晶系	a[Å]	b[Å]	c[Å]	β°	結晶構造, 鉱物名など
その他の複酸化物, スピネル族, 炭化物, 窒化物						
YIG Y ₃ Fe ³⁺ O ₁₂	等	12.376				ざくろ石(ガーネット)型
カーバイド CaC ₂	三斜	7.26	7.27	3.94	α=94.2° β=91.3° γ=70.8°	
過マンガン酸カリウム KMnO ₄	斜	7.41	9.09	5.72		
クロム酸カリウム K ₂ CrO ₄	斜	7.61	10.40	5.92		クロム黄 青酸カリ, NaCl 型
クロム酸鉛 PbCrO ₄	単	7.12	7.43	6.79	102.4°	
シアニ化カリウム KCN	等	6.51				
重クロム酸カリウム K ₂ Cr ₂ O ₇	三斜	7.49	13.47	7.41	α=98.00° β=90.85° γ=96.22° (26°C)	正スピネル ヘルシナイト, 正スピネル マンガンスピネル, 逆 亜鉛スピネル, 正 磁鉄鉱, 逆スピネル ヤコブサイト, 正スピネル トレボライト, 逆スピネル マグネシウムクロム鉄鉱, 正スピネル ウルボスピネル, 正 モアッサナイト, ウルツァイト型 イルメナイト, 赤鉄鉱型
スピネル MgAl ₂ O ₄	等	8.080				ざくろ石(ガーネット)型
Fe ²⁺ Al ₂ O ₄	等	8.15				
MnAl ₂ O ₄	等	8.26				
ZnAl ₂ O ₄	等	8.08				
Fe ²⁺ Fe ³⁺ O ₄	等	8.39				
MnFe ³⁺ O ₄	等	8.50				
NiFe ³⁺ O ₄	等	8.34				
MgCr ₂ O ₄	等	8.33				
Fe ³⁺ TiO ₄	等	8.53				
炭化ケイ素(6H型) SiC	六	3.08		15.10		
チタン鉄鉱 FeTiO ₃	三方	5.09		14.07		
ペロプスカイト CaTiO ₃	斜	5.367	7.644	5.444		
ほう砂 Na ₂ B ₄ O ₅ (OH) ₄ ・8H ₂ O	単	11.86	10.63	12.32	106.7°	
YAG Y ₃ Al ₅ O ₁₂	等	12.003				
ロダンカリ KSCN	正	6.70		7.73		
有機物						
アントラセン C ₁₄ H ₁₀	単	9.439	6.036	8.561	103.52°	D-フルクトース
果糖 C ₆ H ₁₂ O ₆	斜	9.12	11.70	9.07		
クエン酸 C ₆ H ₈ O ₇ ・H ₂ O	斜	9.32	15.39	6.29		
酢酸ナトリウム CH ₃ COONa・3H ₂ O	単	12.32	10.42	10.38	111.7°	ロッジェル塩
酒石酸ナトリウムカリウム KNaC ₄ H ₄ O ₆	三斜	9.80	9.66	8.21	α=110.9° β=101.5° γ=119.7°	
ショウノウ C ₁₀ H ₁₆ O	等	10.1				
ショ糖 C ₁₂ H ₂₂ O ₁₁	単	10.89	8.69	7.77	103.0°	サッカロース 2,4,6-トリニトロトルエン
TNT(A型) H ₃ C・C ₆ H ₂ (NO ₂) ₃	斜	19.70	6.04	14.86		
(B型)	単	39.40	6.04	14.86	90°	
(C型)	単	118.2	6.04	14.86	90°	
ナフタリン C ₁₀ H ₈	単	8.235	6.003	8.080	115.9°	
尿素 OC(NH ₂) ₂	正	5.66		4.71		β-マルトース
麦芽糖 C ₁₂ H ₂₂ O ₁₁ ・H ₂ O	単	10.7	15.2	4.9	97.5°	
ピクリン酸 C ₆ H ₂ OH(NO ₂) ₃	斜	9.68	19.08	9.25		
ヒドロキノン HO・C ₆ H ₄ OH	三方	16.24		5.53		α-D-グルコース
ブドウ糖 C ₆ H ₁₂ O ₆	斜	10.36	14.84	4.97		

表 53 仕事関数 ϕ [eV]

結晶面の指定のないものは多結晶, (a): 活性化処理後, (u): 活性化の未処理, (77K): 測定温度が 77K

物質名	結晶面	測定法			測定法：光電子放出		測定法：熱電子放出	
		熱電子放出	電界放出	光電子放出	物質名		物質名	
W	100	4.58±0.08	5.2	4.32	K	2.217±0.004	CaB ₆	2.86
	110	5.30±0.12	5.84±0.05		Ti	3.57	SrB ₆	2.67
	111	4.40±0.03	4.40±0.01		Cr	4.44	BaB ₆	3.15
	112	4.80±0.05	4.65～4.88		Mn	4.08	LaB ₆	2.66, 2.76
	116	4.30±0.03			Fe	4.60	TiC	2.35, 3.46
	013		4.34±0.02		Co	4.97		3.60, 4.09
Mo	100	4.40±0.05		Ni (100)	5.22	ZrC	2.18, 3.24	
	110	5.10±0.05		Cu	5.02±0.09		4.22, 3.8	
	111	4.15±0.05		Zn	4.33	MoC	3.54, 2.92	
Ta	110	4.75±0.06		Ga	4.45	TaC	3.14, 3.97	
	112	4.35±0.01		As	4.79	W ₂ C	4.58±0.88	
測定法：接触電位差					Nb (110)	4.66	TiN	2.92
基準：多結晶タングステン (φ=4.55 eV)					Mo	4.41	ZrN	2.92
物質名		物質名		Pd	4.95	MgO(100)	3.55	
Li	2.32±0.03	Ag	4.34±0.05	Ag	4.44	CaO	1.6±0.2	
Be	3.90±0.05	Cd	4.22±0.01	In	4.08, 3.85	SrO	1.25	
Mg	3.61±0.03	Sn	4.42±0.05	Sn	4.29±0.01	BaO	1.6	
Al	4.19±0.03	Ba	2.66±0.01	Sb	4.56	TiO ₂ (a)	3.87	
Fe (100)	4.24±0.02	Ta	4.22±0.02	Cs (77K)	2.14±0.05	(u)	6.21	
Ni	5.25±0.03	W (110)	5.05±0.02	Ta	4.16	ZrO ₂ (a)	3.12, 4.11	
Cu	4.51±0.03	(113)	4.66±0.03	W	4.55	(u)	5.80	
Zn	4.11±0.03	Au	5.32±0.10	Pt	5.63	ThO ₂ (a)	1.66, 2.71	
Nb	4.37±0.05	Pb	3.83±0.02	Pb	4.00±0.02	(u)	6.32	
Mo	4.21±0.04	Th	3.71±0.01	Bi	4.26	BaS	2.05±0.15	
Ru	4.86±0.01					CdS	4.0～4.1	
						LaS	0.58	

表 54 半導体のエネルギーギャップ

半導体				エネルギーギャップ		半導体		エネルギーギャップ			
結晶形 ¹⁾				遷移 ²⁾		結晶形 ¹⁾		遷移 ²⁾			
				$E_g(T)$ [eV]		$E_g(T)$ [eV]					
				0 K		0 K					
				300 K		300 K					
元素半導体						AlSb	立方 Z	d	2.20 ³⁾	—	
ダイヤモンド	C	立方 D	i	5.51	5.47			i	1.65	1.52	
グラファイト	C	六方 黒鉛	i	0.0	—	GaN	六方 W	d	3.3	—	
ケイ素	Si	立方 D	d	3.45	—	GaP	立方 Z	d	2.88 ³⁾	—	
			i	1.17	1.14			i	2.32 ³⁾	2.26	
ゲルマニウム	Ge	立方 D	d	0.89	—	GaAs	立方 Z	d	1.52	1.43	
			i	0.74	0.67			i	1.85 ³⁾	—	
灰色スズ	α -Sn	立方 D	d	0.00	0.00	GaSb	立方 Z	d	0.81	0.78	
黒リン	P	斜方 層状		0.278 ³⁾	0.326	InN	六方 W	d	2.4	—	
セレン	Se	三方 らせん	i	1.85	—	InP	立方 Z	d	1.42	1.35	
テルル	Te	三方 らせん	d	0.33	—	InAs	立方 Z	d	0.43	0.35	
						InSb	立方 Z	d	0.236	0.18	
IV-IV化合物半導体						II-VI化合物半導体					
β -SiC	立方 Z	i	2.39	—		ZnO	六方 W	d	3.436	3.2	
α -SiC	多型 4H	i	3.26	—		ZnS	立方 Z	d	3.84	3.6	
IV-VI化合物半導体							ZnS	六方 W	d	3.910	3.6
PbS	NaCl	d	0.29	~0.4		ZnSe	立方 Z	d	2.83	2.68	
PbSe	NaCl	d	0.165	0.27		ZnSe	六方 W	d	—	2.795	
PbTe	NaCl	d	0.190	0.3		ZnTe	立方 Z	d	2.6	—	
III-V化合物半導体							ZnTe	六方 W	d	2.39	—
BN	立方 Z	i	6.4~8	—		CdS	立方 Z	d	—	2.55	
BN	六方 黒鉛	d	5.8	—		CdS	六方 W	d	2.582	2.55	
BP	立方 Z	d	5.0	—		CdSe	立方 Z	d	1.9	—	
		i	2.0±0.2	2.0		CdSe	六方 W	d	1.84	1.74	
AlN	六方 W	d	4.6	—		CdTe	立方 Z	d	1.607	1.45	
AIP	立方 Z	i	—	2.42		HgSe	立方 Z	d	-0.24	—	
AlAs	立方 Z	d	2.77	—		HgTe	立方 Z	d	-0.30	—	
		i	2.25	2.13							

- 1) D=ダイヤモンド型, 黒鉛=グラファイト型, W=ウルツ鉱型, らせん=らせん鎖構造, 4H=W, Z各 50%の多形構造.
 2) d=直接(光学)遷移, i=間接遷移. 3) $T=77$ Kでの測定.

表 55 原子の電子親和力と電離

I は中性原子, II は 1 価イオン, III は 2 価イオン, …を表す。表の数字は、負イオン(電子親和力の場合)、中性原子(I)、あるいは正イオン(II, III, …)から最外殻の電子 1 個をとりだすに要するエネルギー。

Z	元 素	電子親和力	I	II	III	IV	V	VI
1	H	0.7542	13.598					
2	He	<0	24.587	54.416				
3	Li	0.620	5.392	75.638	122.451			
4	Be	<0	9.322	18.211	153.893	217.71		
5	B	0.28	8.298	25.154	37.930	259.37	340.22	
6	C	1.268	11.260	24.383	47.887	64.49	392.08	489.98
7	N	≤0	14.534	29.601	47.448	77.47	97.89	552.06
8	O	1.462	13.618	35.116	54.934	77.41	113.90	138.12
9	F	3.399	17.422	34.970	62.707	87.14	114.24	157.16
10	Ne	<0	21.564	40.962	63.45	97.11	126.21	157.93
11	Na	0.546	5.139	47.286	71.64	98.91	138.39	172.15
12	Mg	<0	7.646	15.035	80.143	109.24	141.26	186.50
13	Al	0.46	5.986	18.828	28.447	119.99	153.71	190.47
14	Si	1.385	8.151	16.345	33.492	45.14	166.77	205.05
15	P	0.743	10.486	19.725	30.18	51.37	65.02	220.43
16	S	2.0772	10.360	23.33	34.83	47.30	72.68	88.05
17	Cl	3.615	12.967	23.81	39.61	53.46	67.8	97.03
18	Ar	<0	15.759	27.629	40.74	59.81	75.02	91.01
19	K	0.5012	4.341	31.625	45.72	60.91	82.66	100.0
20	Ca	<0 (?)	6.113	11.871	50.908	67.10	84.41	108.78
21	Sc	<0	6.54	12.80	24.76	73.47	91.66	111.1
22	Ti	0.2*	6.82	13.58	27.491	43.27	99.22	119.36
23	V	0.5*	6.74	14.65	29.310	46.71	65.23	128.12
24	Cr	0.66	6.766	16.50	30.96	49.1	69.3	90.56
25	Mn	<0 (?)	7.435	15.640	33.667	51.2	72.4	95
26	Fe	0.25*	7.870	16.18	30.651	54.8	75.0	99
27	Co	0.7*	7.86	17.06	33.50	51.3	79.5	102
28	Ni	1.15	7.635	18.168	35.17	54.9	75.5	108
29	Cu	1.226	7.726	20.292	36.83	55.2	79.9	103
30	Zn	<0 (?)	9.394	17.964	39.722	59.4	82.6	108

表 56 その他の主な中性原子の電子親和力 (EA)

Z	元 素	EA	IE	Z	元 素	EA	IE	Z	元 素
32	Ge	1.2	7.899	38	Sr	<0	5.695	48	Cd
35	Br	3.364	11.814	40	Zr	0.5*	6.84	50	Sn
36	Kr	<0	13.999	42	Mo	1.0*	7.099	51	Sb
37	Rb	0.4860	4.177	47	Ag	1.303	7.576	53	I

* 不確かさ大

(参考文献) 電子親和力 H. Hotop and W. C. Lineberger, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 4, 539 (1975) 電離エネルギー Ch. E. Moore, *Ionization potentials and ionization limits derived from the analyses of optical spectra*, [NSRDS-NBS, 34 (1970)]

表 57 原子の分極率 α [\AA^3]

原 子	α	文献	原 子	α	文献	原 子	α	文献	原 子	α	文献
H	0.6668	(1)	N	1.13	(1)	K	41.3	(1)	Xe	4.044	(1)
He	0.2050	(1)	O	0.77	(1)	Ca	25	(3)	Cs	59.6	(4)
He(2^1S_0) ^a	108.	(2)	Ne	0.3946	(1)	Kr	2.480	(1)	Ba	39.7	(5)
He(2^3S_1) ^a	44.6	(2)	Na	24.4	(1)	Rb	47.3	(4)	Hg	5.03	(1)
Li	23.97	(1)	Ar	1.641	(1)	Sr	25	(1)			

(参考文献) 1) R. R. Teachout and R. T. Pack, *Atomic Data* 3, 195 (1971). 2) D. A. Crosby and J. C. Zorn, *Phys. Rev. A* 16, 488 (1977). 3) T. M. Miller and B. Bederson, *Phys. Rev. A* 14, 1572 (1976). 4) R. W. Mof, H. L. Schwartz, T. M. Miller and B. Bederson, *Phys. Rev. A* 10, 1131 (1974). 5) H. L. Schwartz, T. M. Miller and B. Bederson, *Phys. Rev. A* 10, 1924 (1974).

* 準安定励起状態 ($1\text{\AA}^3 = 10^{-30}\text{m}^3$)

(イオン化) エネルギー [eV]

(1 eV = 1.6022×10^{-19} J). 電離エネルギーは分光学的データから $1 \text{ cm}^{-1} = 0.000123981 \text{ eV}$ として導かれた。

VII	VIII	IX	X	XI	XII	XIII	XIV	Z
								1
								2
								3
								4
								5
								6
								7
667.03								8
739.32	871.39							9
185.18	953.89	1103.09						10
207.27	239.09	1195.80	1362.16					11
208.47	264.18	299.87	1465.09	1648.66				12
224.94	265.90	327.95	367.53	1761.80	1962.61			13
241.43	284.59	330.21	398.57	442.07	2085.98	2304.08		14
246.52	303.17	351.10	401.43	476.06	523.50	2437.68	2673.11	15
263.22	309.41	371.73	424.50	479.57	560.41	611.85	2816.94	16
280.93	328.23	379.10	447.09	504.78	564.65	651.63	707.14	17
114.20	348.28	400.05	455.62	529.26	591.97	656.69	749.74	18
124.32	143.46	422.44	478.68	538.95	618.24	686.09	755.73	19
117.56	154.86	175.81	503.44	564.13	629.09	714.02	787.13	20
127.7	147.24	188.54	211.27	591.25	656.39	726.03	816.61	21
138.0	158.7	180.02	225.32	249.83	685.89	755.47	829.79	22
140.8	168.5	193.2	215.91	265.23	291.50	787.33	861.33	23
150.17	173.7	205.8	230.5	255.04	308.25	336.27	895.58	24
161.1	184.7	209.3	244.4	270.8	298.0	355	384.30	25
119.27	196.46	221.8	243.3	286.0	314.4	343.6	404	26
125	151.06	235.04	262.1	290.4	330.8	361.0	392.2	27
129	157	186.13	276	305	336	379	411	28
133	162	193	224.5	321.2	352	384	430	29
139	166	199	232	266	368.8	401	435	30
134	174	203	238	274	310.8	419.7	454	

と電離エネルギー (IE) [eV]

EA	IE	Z	元 素	EA	IE	Z	元 素	EA	IE
< 0 (?)	8.993	54	Xe	< 0	12.130	78	Pt	2.128	9.0
1.25	7.344	55	Cs	0.4715	3.894	79	Au	2.3086	9.225
1.05	8.641	56	Ba	< 0	5.212	80	Hg	< 0	10.437
3.061	10.451	74	W	0.6*	7.98	82	Pb	1.1*	7.416

表 58 分子の分極率 α [\AA^3] $\alpha_{||}$ は分子軸方向の分極率, α_{\perp} はそれに垂直な方向の分極率, $\alpha = \frac{1}{3}(\alpha_{||} + 2\alpha_{\perp})$ は平均分極率. ($1 \text{\AA}^3 = 10^{-30} \text{ m}^3$)

物質名	化学式	α	$\alpha_{ } - \alpha_{\perp}$	文献	物質名	化学式	α	$\alpha_{ } - \alpha_{\perp}$	文献
水 素	H ₂	0.802	0.300	1)	二硫化炭素	CS ₂	8.21	8.70	2)
窒 素	N ₂	1.74	0.66	2)	シアニ化水素	HCN	2.59	2.00	4)
酸 素	O ₂	1.598	1.10	3)	アンモニア	NH ₃	2.26	0.24	4)
塩 素	Cl ₂	4.61	2.60	3)	メタン	CH ₄	2.60	0	4)
一酸化炭素	CO	1.977	0.533	3)	塩化メチル	CH ₃ Cl	4.44	1.46	2)
酸化窒素	NO	1.74	0.845	3)	クロロホルム	CHCl ₃	8.34	-2.52	2)
塩化水素	HCl	2.60	0.311	3)	四塩化炭素	CCl ₄	10.5	0	4)
臭化水素	HBr	3.61	0.91	4)	アセチレン	C ₂ H ₂	3.36	1.75	2)
一酸化二窒素	N ₂ O	2.93	2.83	2)	ベンゼン	C ₆ H ₆	10.00	-5.19	2)
二酸化炭素	CO ₂	2.59	2.03	2)	アセトニトリル	CH ₃ CN	4.37	2.15	2)
硫化カルボニル	OCS	5.09	3.89	2)	(シアニ化メチル)				

(参考文献) 1) W. Kolos and I. Wolniewicz, *J. Chem. Phys.* **46**, 1426 (1966), 2) G. M. Alms, A. K. Burnham and W. H. Flygare, *J. Chem. Phys.* **63**, 3321 (1975), 3) N. J. Bridge and A. D. Buckingham, *Proc. Roy. Soc. A* **295**, 334 (1966), 4) Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik, Technik*, I Band. *Atom- und Molekular-Physik*, 3 Teil. *Molekeln* II (1951).

表 59 原子のエネルギー準位 a

宇宙における存在量の多い元素から、種類を選び、それぞれ基底状態から上、適当な区切りまでの単位を、エネルギーの低いものから順に掲げた。励起エネルギー E は、基底状態が微細構造をもつ場合、その最低単位から測っている。分光学的データから $1\text{ cm}^{-1}=1.23985\times 10^{-4}\text{ eV}$ として換算されたものである。基準状態で ΔE が0でないのは、微細構造単位の荷重平均エネルギーである。 f は基底状態からの光吸収に対する振動子強度。0となっているのは禁

止遷移で、光の吸収が全く起こらないとは限らないが確率はきわめて小さい。「遷移」欄には主たる発光の型(電氣的双極・四極、および磁氣的双極遷移をそれぞれE1, E2, M1とした)と、遷移する先の単位を示してある。なお、寿命の欄で1.55(−8)などとあるのは 1.55×10^{-8} などを意味する。微細構造をもつ状態においては各単位からの遷移確率の平均値の逆数を「寿命」欄に記入した。

E [eV]	電子配置	f	寿命 [s]	遷 移	E [eV]	電子配置	f	寿命 [s]	遷 移
H (文献 (1), (3))					Na (文献 (2))				
0.0	1s ^2S	—	—	—	0.0	3s ^2S	—	—	—
10.199	2s ^2S	0	8.23	2光子($\rightarrow 1^2\text{S}$)	2.1037	3p $^2\text{P}^o$	0.982	1.59(−8)	E1($\rightarrow 3^2\text{S}$)
10.199	2p $^2\text{P}^o$	0.416	1.60(−9)	E1($\rightarrow 1^2\text{S}$)	3.1914	4s ^2S	0	3.98(−8)	E1($\rightarrow 3^2\text{P}^o$)
12.088	3s ^2S	0	1.58(−7)	E1($\rightarrow 2^2\text{P}^o$)	3.6170	3d ^2D	0	2.02(−8)	E1($\rightarrow 3^2\text{P}^o$)
12.088	3p $^2\text{P}^o$	0.0791	5.27(−9)	E1($\rightarrow 1^2\text{S}, 2^2\text{S}$)	3.7531	4p $^2\text{P}^o$	0.0142	1.08(−7)	E1($\rightarrow 3^2\text{S}, 4^2\text{S}, 3^2\text{D}$)
12.088	3d ^2D	0	1.55(−8)	E1($\rightarrow 2^2\text{P}^o$)	4.1164	5s ^2S	0	1.39(−7)	E1($\rightarrow 3^2\text{P}^o, 4^2\text{P}^o$)
He (文献 (1), (4))					Mg (文献 (2), (12), (13), (14))				
0.0	1s ^2S	—	—	—	0.0	3s ^2S	—	—	—
19.819	1s2s ^3S	0	5.78(3)	M1($\rightarrow 1^1\text{S}$)	2.7141	3s3p $^3\text{P}^o$	0	4.5(−3)*	E1($\rightarrow 1^1\text{S}$)
20.615	1s2s ^1S	0	1.95(−2)	2光子($\rightarrow 1^1\text{S}$)	4.3458	3s3p $^1\text{P}^o$	1.56	2.35(−9)	E1($\rightarrow 1^1\text{S}$)
20.964	1s2p $^3\text{P}^o$	0	9.78(−8)	E1($\rightarrow 2^3\text{S}$)	5.1079	3s4s ^3S	0	1.01(−8)	E1($\rightarrow 3^3\text{P}^o$)
21.217	1s2p $^1\text{P}^o$	0.276	5.55(−10)	E1($\rightarrow 1^1\text{S}$)	5.3937	3s4s ^1S	0	3.85(−8)	E1($\rightarrow 1^1\text{P}^o$)
C (文献 (1), (5), (6), (7))					Si (文献 (2))				
0.0037	2p $^2\text{P}^o$	—	—	—	0.0186	3p $^2\text{P}^o$	—	—	—
1.2639	2p ^2D	0	3.07(3)	M1($\rightarrow 3^2\text{P}$)	0.7810	3p ^2D	0	2.70(2)	M1, E2($\rightarrow 3^2\text{P}$)
2.6841	2p ^2S	0	1.89	E2($\rightarrow 1^1\text{D}$)	1.9087	3p ^2S	0	1.19	E2, M1($\rightarrow 3^2\text{P}, 1^1\text{D}$)
4.1827	2s2p $^3\text{S}^o$	0	1.76(−1)	—	4.1319	3s3p $^3\text{S}^o$	$\sim 10^{-5}$	2.27(4)	E1($\rightarrow 3^2\text{P}$)
7.4854	2p3s $^3\text{P}^o$	0.17	2.4(−9)	E1($\rightarrow 3^2\text{P}$)	4.9420	3p4s $^3\text{P}^o$	0.155	6.10(−9)	E1($\rightarrow 3^2\text{P}$)
7.6849	2p3s $^1\text{P}^o$	0	2.6(−9)	E1($\rightarrow 1^1\text{D}, 1^1\text{S}$)	5.0824	3p4s $^1\text{P}^o$	0	5.21(−9)	E1($\rightarrow 1^1\text{D}, 1^1\text{S}, 3^2\text{P}$)
N (文献 (1), (8))					S (文献 (2))				
0.0	2p $^3\text{S}^o$	—	—	—	0.0243	3p $^3\text{P}^o$	—	—	—
2.3838	2p $^3\text{D}^o$	0	9.35(4)	E2, M1($\rightarrow 4^3\text{S}^o$)	1.1455	3p $^3\text{D}^o$	0	2.81(1)	M1($\rightarrow 3^3\text{P}$)
3.5757	2p ^3S	0	1.19(1)	E2, M1($\rightarrow 4^3\text{S}^o, 2^3\text{D}^o$)	2.7502	3p ^3S	0	4.67(−1)	M1, E2($\rightarrow 3^3\text{P}, 1^1\text{D}$)
10.333	2p ^3S	0.271	2.39(−9)	E1($\rightarrow 4^3\text{S}^o$)	6.5246	3p ^3S	$\sim 10^{-5}$	1.18(−5)	E1($\rightarrow 3^3\text{P}$)
10.687	2p ^3S	0	2.16(−9)	E1($\rightarrow 2^3\text{D}^o, 2^3\text{P}^o$)	6.8602	3p ^3S	0.12	1.41(−9)	E1($\rightarrow 3^3\text{P}$)
O (文献 (1), (9), (10), (11))					Ca (文献 (15), (16), (17))				
0.0097	2p ^4S	—	—	—	0.0	4s ^2S	—	—	—
1.9674	2p ^4D	0	1.48(2)	M1($\rightarrow 3^2\text{P}$)	1.8924	4s4p $^3\text{P}^o$	$\sim 10^{-5}$	5.5(−4)*	E1($\rightarrow 1^1\text{S}$)
4.1898	2p ^4S	0	7.63(−1)	E2($\rightarrow 1^1\text{D}, 3^2\text{P}$)	2.5239	4s3d ^3D	0	1.8(−8)	E1($\rightarrow 3^2\text{P}^o$)
9.1461	2p ^3S	0	1.80(−4)	E1($\rightarrow 3^2\text{P}$)	2.7090	4s3d ^1D	0	2.3(−3)	($\rightarrow 1^1\text{S}, 3^2\text{P}^o$)
9.5214	2p ^3S	4.8(−2)	1.82(−2)	E1($\rightarrow 3^2\text{P}$)	2.9325	4s4p $^1\text{P}^o$	1.75	4.6(−9)	E1($\rightarrow 1^1\text{S}$)

* $^3\text{P}^o$ に対するもの。 $^3\text{P}^o$, $^3\text{P}^o$ の寿命は長い。

表 60 原子のエネルギー準位 b (1)

Ne, Ar では、表59の諸元素とは異なり、1電子が励起した残りの部分でスピン軌道相互作用が強くなるため、事情が複雑になっている。そのため別の表にした。単位の指定

にししばしば用いられる Paschen 記号(P欄)、Racah 記号(R欄)をあわせて掲げた。

E [eV]	P	電子配置	R	J	f	寿命 [s]	遷 移	文献
Ne								
0.0		2p 6	^1S	0	—	—	—	
16.619	1s $_6$	2p $^5(^2\text{P}_{1/2}^o)3s$	$\left[1\frac{1}{2}\right]^o$	2	0	2.44(1)	(\rightarrow 基底状態)	(18)
16.671	1s $_4$	"	"	1	0.0118	2.10(−8)	E1(\rightarrow 基底状態)	(1)
16.716	1s $_3$	2p $^5(^2\text{P}_{1/2}^o)3s$	$\left[1\frac{1}{2}\right]^o$	0	0	4.30(2)	M1, E2($\rightarrow 1s_4, 1s_6$)	(18)
16.848	1s $_2$	"	"	1	0.162	1.51(−9)	E1(\rightarrow 基底状態)	(1)

表 60 原子のエネルギー準位 b (2)

E [eV]	P	電子配置	R	J	f	寿命[s]	遷 移	文献
18.382	2p ₁₀	2p ⁵ (² P _{1/2} ^o)3p	$\left[\frac{1}{2} \right]$	1	0	2.63(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₃ , 1s ₄ , 1s ₅)	(19)
18.556	2p ₉	"	$\left[2\frac{1}{2} \right]$	3	0	2.13(-8)	E1 (→1s ₅)	(19)
18.576	2p ₈	"	"	2	0	1.90(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₄ , 1s ₅)	(19)
18.613	2p ₇	"	$\left[1\frac{1}{2} \right]$	1	0	2.1 (-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₃ , 1s ₄ , 1s ₅)	(19)
18.637	2p ₆	"	"	2	0	1.90(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₄ , 1s ₅)	(19)
18.694	2p ₅	2p ⁵ (² P _{1/2} ^o)3p	"	1	0	1.92(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₃ , 1s ₄ , 1s ₅)	(19)
18.704	2p ₄	"	"	2	0	1.98(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₄ , 1s ₅)	(19)
18.712	2p ₃	2p ⁵ (² P _{1/2} ^o)3p	$\left[\frac{1}{2} \right]$	0	0	1.65(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₄)	(20)
18.727	2p ₂	2p ⁵ (² P _{1/2} ^o)3p	"	1	0	1.98(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₃ , 1s ₄ , 1s ₅)	(19)
18.966	2p ₁	"	"	0	0	1.45(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₄)	(20)
Ar								
0.0	1p ₀	3p ⁶	¹ S	0	—	—	—	
11.548	1s ₅	3p ⁵ (² P _{1/2} ^o)4s	$\left[1\frac{1}{2} \right]^o$	2	0	5.59(1)	(→基底状態)	(18)
11.624	1s ₄	"	"	1	0.061	8.40(-9)	E1 (→基底状態)	(2)
11.723	1s ₃	3p ⁵ (² P _{1/2} ^o)4s	$\left[\frac{1}{2} \right]^o$	0	0	4.49(1)	M1, E2 (→1s ₄ , 1s ₅)	(18)
11.828	1s ₂	"	"	1	0.254	2.0 (-9)	E1 (→基底状態)	(2)
12.907	2p ₁₀	3p ⁵ (² P _{1/2} ^o)4p	$\left[\frac{1}{2} \right]$	1	0	4.22(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₃ , 1s ₄ , 1s ₅)	(21)
13.076	2p ₉	"	$\left[2\frac{1}{2} \right]$	3	0	3.01(-8)	E1 (→1s ₅)	(21)
13.095	2p ₈	"	"	2	0	3.28(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₄ , 1s ₅)	(21)
13.153	2p ₇	"	$\left[1\frac{1}{2} \right]$	1	0	2.98(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₃ , 1s ₄ , 1s ₅)	(21)
13.172	2p ₆	"	"	2	0	2.70(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₄ , 1s ₅)	(21)
13.273	2p ₅	"	$\left[\frac{1}{2} \right]$	0	0	2.0 (-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₄)	(22)
13.283	2p ₄	3p ⁵ (² P _{1/2} ^o)4p	$\left[1\frac{1}{2} \right]$	1	0	3.32(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₃ , 1s ₄ , 1s ₅)	(21)
13.302	2p ₃	"	"	2	0	2.76(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₄ , 1s ₅)	(21)
13.328	2p ₂	"	$\left[\frac{1}{2} \right]$	1	0	2.65(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₃ , 1s ₄ , 1s ₅)	(21)
13.480	2p ₁	"	"	0	0	2.20(-8)	E1 (→1s ₂ , 1s ₄)	(22)

(表59と表60の参考文献)

エネルギー値および電子配置はすべて C. B. Moore, *Atomic Energy Levels as Derived From the Analysis of Optical Spectra* (NSRDS-NBS 35) vol. I. ¹H to ²³V (1971) による。その他は：

(1) W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Glennon, *Atomic Transition Probabilities*, vol. I. *Hydrogen through Neon* (NSRDS-NBS 4) (1966). (2) W. L. Wiese, L. W. Smith and B. M. Miles, *Atomic Transition Probabilities*, vol. II. *Sodium through Calcium* (NSRDS-NBS 22) (1969). (3) L. Spitzer, Jr. and J. L. Greenstein, *Astrophys. J.* **114**, 407 (1951). (4) C. D. Lin, W. R. Johnson and A. Dalgarno, *Phys. Rev. A* **15**, 154 (1977). (5) H. Nussbaumer and C. Rusca, *Astron. & Astrophys.* **72**, 129 (1979). (6) C. A. Nicolaides, *Chem. Phys. Letters* **17**, 436 (1972). (7) C. Stuck and B. Wende, *Phys. Rev. A* **9**, 1 (1974). (8) P. D. Dumont, E. Biemont and N. Grevesse, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **14**, 1127 (1974). (9) A. Corney and O. M. Williams, *J. Phys. B (Atom. Mol. Phys.)* **5**, 686 (1972). (10) G. Nowak, W. L. Borst and J. Fricke, *Phys. Rev. A* **17**, 1921 (1978). (11) W. H. Smith, J. Bromander, L. J. Curtis, H. G. Berry and R. Buchta, *Astrophys. J.* **165**, 217 (1971). (12) P. S. Furchinitti, J. J. Wright and L. G. Balling, *Phys. Rev. A* **12**, 1123 (1975). (13) G. V. Zhuvikin, N. P. Penkin and L. N. Shabanova, *Optika i Spektroskopiya* **41**, 713 (1976); *Optics & Spectry* **41**, 425 (1976). (14) T. Andersen, L. Mølhave and G. Sørensen, *Astrophys. J.* **178**, 577 (1972). (15) L. Pasternack, D. M. Silver, D. R. Yarkony and P. J. Dagdigian, *J. Phys. B (Atom. Mol. Phys.)* **13**, 2231 (1980). (16) R. N. Diefenderfer, P. J. Dagdigian and D. R. Yarkony, *J. Phys. B (Atom. Mol. Phys.)* **14**, 21 (1981). (17) W. H. Smith and H. S. Liszt, *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 938 (1971). (18) N. E. Small-Warren and L.-Y. Chow Chiu, *Phys. Rev. A* **11**, 1777 (1975). (19) R. S. F. Chang and D. W. Setser, *J. Chem. Phys.* **72**, 4099 (1980). (20) S. Inatsugu and J. R. Holmes, *Phys. Rev. A* **11**, 26 (1975). (21) R. S. F. Chang and D. W. Setser, *J. Chem. Phys.* **69**, 3885 (1978). (22) M. J. G. Borge and J. Campos, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **24**, 263 (1980).

表 61 特性 X 線スペクトル (1)

(単位はÅ)

元素 記号	K_{α_2}	K_{α_1}	K_{β_1}	K_{β_2}	L_{α_2}	L_{α_1}	L_{β_1}	L_{β_2}
H								
He								
Li	240							
Be	113							
B	67							
C	44							
N	31.60							
O	23.71							
F	18.31							
Ne	14.616		14.464					
Na	11.909		11.617		407.6			
Mg	9.8889		9.558		251.0			
Al	8.33916	8.33669	7.981		169.8			
Si	7.12773	7.12528	6.7681		123			
P	6.1549		5.8038					
S	5.37471	5.37196	5.03169					
Cl	4.73050	4.72760	4.4031					
Ar	4.19456	4.19162	3.8848					
K	3.74462	3.74122	3.4538		(42.7)			
Ca	3.36159	3.35825	3.0896		36.32		35.95	
Sc	3.03452	3.03114	2.7795		31.33		31.01	
Ti	2.75207	2.74841	2.51381		27.39		27.02	
V	2.50729	2.50348	2.28434		24.26		23.85	
Cr	2.29351	2.28962	2.08480		21.67		21.28	
Mn	2.10568	2.10175	1.91015		19.45		19.12	
Fe	1.93991	1.93597	1.75653		17.567		17.255	
Co	1.79278	1.78892	1.62075		15.968		15.667	
Ni	1.66169	1.65784	1.50010	1.48861	14.566		14.279	
Cu	1.54433	1.54051	1.39217	1.38102	13.330		13.053	
Zn	1.43894	1.43511	1.29522	1.28366	12.257		11.985	
Ga	1.34394	1.34003	1.20784	1.19595	11.290		11.023	
Ge	1.25797	1.25401	1.12890	1.11682	10.435		10.174	
As	1.17981	1.17581	1.05726	1.04498	9.671		9.414	
Se	1.10875	1.10471	0.99212	0.97986	8.990		8.736	
Br	1.04376	1.03969	0.93273	0.92064	8.375		8.125	
Kr	0.9841	0.9801	0.87845	0.86609	(7.822)		(7.574)	
Rb	0.92963	0.92551	0.82863	0.81641	7.3249	7.3181	7.0757	
Sr	0.87938	0.875214	0.78288	0.77076	6.8694	6.8625	6.6237	
Y	0.83300	0.82879	0.74068	0.72874	6.4555	6.4485	6.2117	
Zr	0.79010	0.78588	0.70170	0.68989	6.0776	6.0702	5.8358	5.5861
Nb	0.75040	0.74615	0.66572	0.65412	5.7317	5.7240	5.4921	5.2377
Mo	0.713543	0.70926	0.632253	0.62099	5.41406	5.40625	5.17679	4.9230
Tc	0.67927	0.67493	0.60141	0.59018	(5.1212)	(5.1126)	(4.8782)	(4.635)
Ru	0.64736	0.64304	0.57246	0.56164	4.85343	4.84552	4.62041	4.3715
Rh	0.617610	0.613245	0.54559	0.53509	4.60528	4.59727	4.37392	4.1305
Pd	0.589801	0.585415	0.52052	0.51021	4.37572	4.36760	4.14596	3.9087
Ag	0.563775	0.559363	0.49701	0.48701	4.16269	4.15412	3.93443	3.70307
Cd	0.53941	0.53498	0.475078	0.46531	3.96482	3.95628	3.73808	3.51407
In	0.51652	0.51209	0.454514	0.444963	3.78060	3.77191	3.55520	3.33832
Sn	0.49502	0.49056	0.435216	0.425900	3.60873	3.59987	3.38478	3.17519

表 61 特性 X 線のスペクトル (2)

元素 記号	K_{α_2}	K_{α_1}	K_{β_1}	K_{β_2}	L_{α_2}	L_{α_1}	L_{β_1}	L_{β_2}
Sb	0.47479	0.470322	0.417060	0.407950	3.44828	3.43915	3.22559	3.02333
Te	0.455751	0.451263	0.399972	0.391080	3.29835	3.28909	3.07666	2.88207
I	0.437805	0.433293	0.383884	0.37547	3.15780	3.14849	2.93733	2.75043
X	0.42043	0.41596	0.36846	0.35989	(3.026)	(3.016)	(2.807)	(2.627)
Cs	0.404812	0.400268	0.354347	0.346084	2.9016	2.8920	2.6834	2.5115
Ba	0.389646	0.385089	0.340789	0.332745	2.7849	2.7752	2.5674	2.4042
La	0.375279	0.370709	0.327959	0.32024	2.6743	2.6651	2.4583	2.3026
Ce	0.361665	0.357075	0.315792	0.30826	2.5703	2.5612	2.3558	2.2086
Pr	0.348728	0.344122	0.304238	0.29690	2.4726	2.4627	2.2584	2.1191
Nd	0.356487	0.331822	0.293274	0.28631	2.3804	2.3701	2.1666	2.0355
Pm	0.3249	0.3207	0.28209	(0.2761)	2.2925	2.282	2.0796	1.9557
Sm	0.31365	0.30895	0.27305	0.26629	2.2102	2.1994	1.9976	1.8819
Eu	0.30326	0.29850	0.26360	0.25697	2.1316	2.1206	1.9202	1.8118
Gd	0.29320	0.28840	0.25445	0.24812	2.05677	2.0460	1.8462	1.7454
Tb	0.28343	0.27876	0.24601	0.23960	1.9863	1.9755	1.7763	1.6824
Dy	0.27430	0.26957	0.23758	0.23175	1.91983	1.90875	1.7100	1.6231
Ho	0.26552	0.26083	(0.2302)	(0.2244)	1.8558	1.8447	1.6468	1.5669
Er	0.25716	0.25248	0.22260	0.21715	1.79564	1.78428	1.58729	1.51399
Tu	0.24911	0.24436	0.21530	(0.2101)	1.7374	1.7263	1.5299	1.4631
Yb	0.24147	0.23676	0.20876	0.20363	1.68268	1.6719	1.47556	1.41530
Lu	0.23405	0.22928	0.20212	0.19689	1.63019	1.61943	1.42350	1.37002
Hf	0.22699	0.22218	0.19554	0.19081	1.58038	1.56955	1.37402	1.32631
Ta	0.220290	0.215484	0.190076	0.18508	1.53283	1.52187	1.32697	1.28447
W	0.213813	0.208992	0.184363	0.17950	1.48742	1.47635	1.28176	1.24458
Re	0.207598	0.202778	0.178870	0.17415	1.44387	1.43286	1.23853	1.20658
Os	0.201626	0.196783	0.173607	0.16899	1.40226	1.39113	1.19723	1.16978
Ir	0.195889	0.191033	0.168533	0.16404	1.36250	1.35130	1.15783	1.13534
Pt	0.190372	0.185504	0.163664	0.15928	1.32438	1.31298	1.11984	1.10196
Au	0.185064	0.180185	0.158971	0.15471	1.28777	1.27639	1.08356	1.07021
Hg	0.17992	0.17504	0.15439	0.15020	1.25258	1.24114	1.04861	1.03966
Tl	0.175028	0.170131	0.150133	(0.1461)	1.21879	1.20735	1.01519	1.01033
Pb	0.170285	0.165364	0.145980	0.14201	1.18644	1.17504	0.98222	0.98297
Bi	0.165704	0.160777	0.141941	0.13807	1.15531	1.14385	0.95197	0.95514
Po	0.1608	0.1559	0.1382	0.1333	1.12556	1.11377	0.92219	0.92930
At	(0.1570)	(0.1521)	(0.1343)	(0.1307)	(1.0966)	(1.0850)	(0.8936)	(0.9043)
Rn	(0.1529)	(0.1479)	(0.1307)	(0.1271)	(1.0689)	(1.0572)	(0.8659)	(0.8805)
Fr	(0.1489)	(0.1440)	(0.1272)	(0.1236)	(1.0421)	1.030	0.840	0.858
Ra	(0.1450)	(0.1401)	(0.1237)	(0.1203)	1.01650	1.00468	0.81370	0.83532
Ac	(0.1414)	(0.1364)	(0.1205)	(0.1172)	(0.9917)	(0.9799)	(0.7890)	(0.8140)
Th	0.137820	0.132806	0.117389	0.11416	0.96771	0.95598	0.76517	0.79352
Pa	(0.1344)	(0.1294)	(0.1143)	(0.1112)	0.9446	0.9328	0.7422	0.7737
U	0.130962	0.125940	0.111386	0.10864	0.92242	0.91053	0.71999	0.75466
Np	(0.1278)	(0.1226)	(0.1085)	(0.1055)	0.9010	0.8893	0.6984	0.7362
Pu	(0.1246)	(0.1195)	(0.1058)	(0.1029)	0.8802	0.8682	0.6777	0.7185
Am	(0.1215)	(0.1165)	(0.1031)	(0.1003)	0.8602	0.8481	0.6576	0.7014
Cm	(0.1186)	(0.1135)	(0.1005)	(0.0978)	(0.8406)	(0.8287)	(0.6388)	(0.6849)
Bk	(0.1157)	(0.1107)	(0.0980)	(0.0953)	(0.8219)	(0.8098)	(0.6203)	(0.6688)
Cf	(0.1130)	(0.1079)	(0.0956)	(0.0930)	(0.8036)	(0.7917)	(0.6023)	(0.6534)
Es	(0.1103)	(0.1052)	(0.0933)	(0.0907)	(0.7861)	(0.7740)	(0.5850)	(0.6385)
Fm	(0.1077)	(0.1026)	(0.0910)	(0.0885)	(0.7691)	(0.7570)	(0.5682)	(0.6236)

International Tables for X-ray Crystallography による。

表 62 X線の吸収係数(質量

ターゲット 特性X線 λ [Å]		Ag		Pd		Rh		Mo		Zn		Cu	
		K _α 0.5608	K _β 0.4970	K _α 0.5869	K _β 0.5205	K _α 0.6147	K _β 0.5456	K _α 0.7107	K _β 0.6323	K _α 1.4364	K _β 1.2952	K _α 1.5418	K _β 1.3922
吸収体													
H	1	0.371	0.366	0.373	0.368	0.375	0.370	0.380	0.376	0.425	0.414	0.435	0.421
He	2	0.195	0.190	0.197	0.192	0.199	0.194	0.207	0.200	0.347	0.306	0.383	0.333
Li	3	0.187	0.177	0.192	0.181	0.197	0.185	0.217	0.200	0.611	0.492	0.716	0.571
Be	4	0.229	0.208	0.239	0.215	0.251	0.224	0.298	0.258	1.25	0.959	1.50	1.15
B	5	0.279	0.244	0.295	0.256	0.314	0.270	0.392	0.327	1.97	1.49	2.39	1.81
C	6	0.400	0.333	0.432	0.356	0.469	0.383	0.625	0.495	3.76	2.81	4.60	3.44
N	7	0.544	0.433	0.595	0.471	0.658	0.515	0.916	0.700	6.13	4.56	7.52	5.60
O	8	0.740	0.570	0.821	0.628	0.916	0.696	1.31	0.981	9.34	6.92	11.5	8.52
F	9	0.976	0.732	1.09	0.815	1.23	0.913	1.80	1.32	13.3	9.86	16.4	12.2
Ne	10	1.31	0.969	1.48	1.09	1.67	1.22	2.47	1.80	18.6	13.8	22.9	17.0
Na	11	1.67	1.22	1.89	1.38	2.15	1.56	3.21	2.32	24.5	18.1	30.1	22.3
Mg	12	2.12	1.54	2.40	1.74	2.73	1.97	4.11	2.96	31.4	23.2	38.6	28.7
Al	13	2.65	1.90	3.01	2.16	3.42	2.45	5.16	3.71	39.6	29.3	48.6	36.2
Si	14	3.28	2.35	3.73	2.67	4.25	3.04	6.44	4.61	49.4	36.6	60.6	45.1
P	15	4.01	2.85	4.56	3.25	5.20	3.71	7.89	5.64	60.5	44.8	74.1	55.2
S	16	4.84	3.44	5.51	3.92	6.29	4.48	9.55	6.82	72.8	54.1	89.1	66.5
Cl	17	5.77	4.09	6.57	4.67	7.51	5.34	11.4	8.14	86.3	64.3	106	79.0
Ar	18	6.81	4.82	7.76	5.50	8.87	6.29	13.5	9.62	101	75.3	123	92.4
K	19	8.00	5.66	9.11	6.46	10.4	7.39	15.8	11.3	117	87.6	143	107
Ca	20	9.28	6.57	10.6	7.50	12.1	8.58	18.3	13.1	133	100	162	122
Sc	21	10.7	7.57	12.2	8.64	13.9	9.89	21.1	15.1	152	114	184	139
Ti	22	12.3	8.70	14.0	9.93	16.0	11.4	24.2	17.3	172	130	208	158
V	23	14.0	9.91	15.9	11.3	18.2	12.9	27.5	19.7	193	146	233	178
Cr	24	15.8	11.2	18.0	12.8	20.6	14.6	31.1	22.3	216	164	260	199
Mn	25	17.7	12.6	20.2	14.3	23.0	16.4	34.7	24.9	237	181	285	219
Fe	26	19.7	14.0	22.4	16.0	25.6	18.2	38.5	27.7	258	198	308	238
Co	27	21.8	15.5	24.8	17.7	28.3	20.2	42.5	30.6	278	214	<u>313</u>	257
Ni	28	24.1	17.1	27.3	19.5	31.1	22.3	46.6	33.7	<u>297</u>	230	45.7	<u>275</u>
Cu	29	26.4	18.8	30.0	21.4	34.1	24.4	50.9	36.9	43.1	<u>246</u>	52.9	39.3
Zn	30	28.8	20.6	32.7	23.4	37.2	26.7	55.4	40.2	49.1	36.3	60.3	44.8
Ga	31	31.4	22.4	35.6	25.5	40.4	29.1	60.1	43.7	55.3	40.9	67.9	50.5
Ge	32	34.1	24.4	38.6	27.7	43.8	31.6	64.8	47.3	61.6	45.6	75.6	56.2
As	33	36.9	26.5	41.7	30.1	47.3	34.2	69.7	51.1	68.0	50.4	83.4	62.1
Se	34	39.8	28.6	45.0	32.4	50.9	36.9	74.7	54.9	74.6	55.3	91.4	68.1
Br	35	42.7	30.8	48.3	34.9	54.6	39.7	79.8	58.8	81.3	60.4	99.6	74.4
Kr	36	45.8	33.1	51.7	37.5	58.3	42.5	84.9	62.8	88.2	65.6	108	80.7
Rb	37	48.9	35.4	55.1	40.1	62.2	45.5	90.0	66.9	95.4	71.0	117	87.3
Sr	38	52.1	37.8	58.6	42.8	66.0	48.4	95.0	70.9	103	76.6	125	94.0
Y	39	55.3	40.3	62.1	45.5	69.9	51.5	<u>100</u>	75.0	110	82.3	134	101
Zr	40	58.5	42.8	65.6	48.3	73.7	54.5	15.9	79.0	118	88.2	143	108
Nb	41	61.7	45.3	69.1	51.0	77.4	57.5	17.1	<u>82.9</u>	126	94.3	153	115
Mo	42	64.8	47.8	72.5	53.8	<u>81.1</u>	60.5	18.4	13.1	134	101	162	123
Tc	43	<u>67.9</u>	50.3	<u>75.8</u>	56.5	13.0	63.5	19.7	14.1	142	107	172	131
Ru	44	10.7	52.8	12.2	59.2	13.9	<u>66.4</u>	21.1	15.1	151	114	183	139
Rh	45	11.5	55.2	13.1	61.8	14.9	10.6	22.6	16.2	161	121	194	148

吸収係数 μ/ρ [$\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$] (1)

Ni		Co		Fe		Mn		Cr		Ti	
$K_{\bar{\alpha}}$	K_{β_1}	$K_{\bar{\alpha}}$	K_{β_1}	$K_{\bar{\alpha}}$	K_{β_1}	$K_{\bar{\alpha}}$	K_{β_1}	$K_{\bar{\alpha}}$	K_{β_1}	$K_{\bar{\alpha}}$	K_{β_1}
1.6591	1.5001	1.7902	1.6208	1.9373	1.7565	2.1031	1.9102	2.2909	2.0848	2.7496	2.5138
0.448	0.431	0.464	0.443	0.483	0.459	0.510	0.480	0.545	0.507	0.658	0.595
0.430	0.368	0.491	0.414	0.569	0.474	0.674	0.554	0.813	0.661	1.26	1.01
0.851	0.673	1.03	0.804	1.25	0.978	1.56	1.21	1.96	1.52	3.26	2.53
1.82	1.39	2.25	1.71	2.80	2.13	3.53	2.69	4.50	3.44	7.64	5.88
2.93	2.21	3.63	2.74	4.55	3.44	5.76	4.37	7.38	5.61	12.6	9.67
5.68	4.26	7.07	5.31	8.90	6.69	11.3	8.54	14.5	11.0	24.8	19.1
9.31	6.95	11.6	8.70	14.6	11.0	18.6	14.0	23.9	18.2	41.0	31.5
14.2	10.6	17.8	13.3	22.4	16.8	28.5	21.5	36.6	27.8	62.5	48.1
20.3	15.1	25.4	19.0	32.1	24.0	40.8	30.8	52.4	39.8	89.4	68.8
28.4	21.1	35.4	26.5	44.6	33.5	56.7	42.8	72.8	55.3	124	95.4
37.3	27.8	46.5	34.8	58.6	44.0	74.4	56.2	95.3	72.5	162	125
47.7	35.6	59.5	44.6	74.8	56.3	94.8	71.8	121	92.4	204	158
60.1	44.9	74.8	56.2	93.9	70.9	119	90.2	152	116	255	198
74.9	56.0	93.3	70.1	117	88.3	148	112	189	144	315	245
91.5	68.5	114	85.5	142	108	180	137	229	175	381	297
110	82.4	136	103	170	129	214	164	272	209	450	352
130	97.6	161	122	200	152	252	193	318	246	522	410
151	114	187	142	232	177	291	223	366	284	593	469
175	132	215	164	266	204	332	256	417	325	667	531
198	150	243	186	299	231	371	288	463	363	728	585
223	170	273	210	336	260	414	324	513	405	794	643
252	193	308	237	377	293	463	364	571	453	98.4	75.8
282	217	343	266	419	327	513	405	68.4	502	116	89.6
314	242	381	296	463	363	62.3	447	79.8	60.7	135	104
343	265	414	323	57.2	395	72.6	54.9	93.0	70.8	157	122
370	288	52.8	349	66.4	50.0	84.3	63.8	108	82.2	182	141
49.0	310	61.1	45.8	76.8	57.8	97.4	73.8	125	95.0	210	163
56.5	42.2	70.5	52.8	88.6	66.7	112	85.1	144	109	242	187
65.5	48.9	81.6	61.2	103	77.3	130	98.5	166	127	280	217
74.6	55.7	93.0	69.7	117	88.0	148	112	189	144	318	246
83.9	62.7	105	78.4	131	98.9	166	126	212	162	356	276
93.4	69.8	116	87.3	146	110	184	140	235	180	393	306
103	77.0	128	96.2	160	121	203	154	258	198	430	335
113	84.5	140	105	175	133	221	168	281	216	467	364
123	92.1	152	115	190	144	240	183	305	234	503	394
133	99.9	165	124	206	156	258	198	327	252	538	422
143	108	177	134	221	168	277	213	351	271	573	451
154	116	190	144	236	180	296	227	373	289	606	479
165	124	203	154	252	193	315	243	396	308	638	506
176	133	216	165	268	205	334	258	419	326	669	533
187	142	230	175	284	218	353	273	441	345	699	559
198	151	243	186	300	231	372	289	463	363	727	584
210	160	257	197	316	244	391	305	485	382	753	609
223	170	272	209	334	259	412	322	509	403	784	637
236	180	288	222	352	274	433	340	534	424	814	665

表 62 X線の吸収係数(質量)

ターゲット 特性X線 λ [Å]	Ag		Pd		Rh		Mo		Zn		Cu	
	K_{α}	K_{β_1}	K_{α}	K_{β_1}	K_{α}	K_{β_1}	K_{α}	K_{β_1}	K_{α}	K_{β_1}	K_{α}	K_{β_1}
0.5608	0.4970	0.5869	0.5205	0.6147	0.5456	0.7107	0.6323	1.4364	1.2952	1.5418	1.3922	
吸収体												
Pd 46	12.3	<u>57.5</u>	14.0	9.91	15.9	11.3	24.1	17.3	170	129	206	157
Ag 47	13.1	9.29	14.9	10.6	17.0	12.1	25.8	18.5	181	137	218	166
Cd 48	14.0	9.91	15.9	11.3	18.2	12.9	27.5	19.7	191	145	231	176
In 49	14.9	10.6	17.0	12.1	19.4	13.8	29.3	21.0	202	154	243	186
Sn 50	15.9	11.3	18.1	12.8	20.6	14.7	31.1	22.3	213	162	256	197
Sb 51	16.9	12.0	19.2	13.7	21.9	15.6	33.1	23.8	225	172	270	207
Te 52	17.9	12.7	20.4	14.5	23.3	16.6	35.0	25.2	236	180	282	218
I 53	19.0	13.5	21.6	15.4	24.6	17.6	37.1	26.7	247	189	294	228
Xe 54	20.1	14.3	22.9	16.3	26.1	18.6	39.2	28.2	257	198	306	238
Cs 55	21.3	15.1	24.2	17.2	27.5	19.7	41.3	29.8	268	207	318	248
Ba 56	22.5	16.0	25.5	18.2	29.1	20.8	43.5	31.4	278	215	330	258
La 57	23.7	16.9	26.9	19.2	30.6	21.9	45.8	33.2	289	224	341	268
Ce 58	25.0	17.8	28.4	20.3	32.3	23.1	48.2	34.9	299	233	352	278
Pr 59	26.3	18.8	29.9	21.4	34.0	24.4	50.7	36.7	309	242	363	288
Nd 60	27.7	19.8	31.4	22.5	35.7	25.7	53.2	38.6	320	252	374	298
Pm 61	29.1	20.8	33.1	23.7	37.6	27.0	55.9	40.6	331	261	386	308
Sm 62	30.6	21.9	34.7	24.9	39.5	28.4	58.6	42.6	341	271	<u>397</u>	319
Eu 63	32.2	23.0	36.5	26.2	41.4	29.8	61.5	44.8	352	280	<u>425</u>	329
Gd 64	33.8	24.2	38.3	27.5	43.5	31.3	64.4	47.0	<u>364</u>	290	<u>439</u>	340
Tb 65	35.5	25.4	40.2	28.9	45.6	32.9	67.5	49.2	385	301	273	<u>352</u>
Dy 66	37.2	26.6	42.1	30.3	47.8	34.5	70.6	51.6	<u>397</u>	312	286	<u>369</u>
Ho 67	39.0	27.9	44.1	31.7	50.0	36.1	73.9	54.0	250	<u>322</u>	128	231
Er 68	40.8	29.3	46.2	33.3	52.4	37.9	77.3	56.6	<u>261</u>	<u>329</u>	134	242
Tm 69	42.8	30.7	48.4	34.9	54.9	39.7	80.8	59.2	116	210	140	<u>252</u>
Yb 70	44.8	32.2	50.7	36.5	57.4	41.5	84.5	61.9	121	219	146	111
Lu 71	46.8	33.6	53.0	38.2	60.0	43.4	88.2	64.7	127	229	153	116
Hf 72	48.8	35.1	55.2	39.8	62.5	45.3	91.7	67.4	132	<u>238</u>	159	121
Ta 73	50.9	36.7	57.5	41.6	65.1	47.3	95.4	70.2	137	104	166	126
W 74	53.0	38.2	59.9	43.4	67.8	49.3	99.1	73.1	143	109	172	132
Re 75	55.2	39.8	62.3	45.1	70.4	51.2	103	75.9	149	113	179	137
Os 76	57.3	41.4	64.7	46.9	73.1	53.2	106	78.7	155	118	186	143
Ir 77	59.4	42.9	67.0	48.6	75.6	55.2	110	81.4	161	122	193	148
Pt 78	61.4	44.5	69.2	50.3	78.0	57.1	113	83.9	167	127	200	154
Au 79	63.1	45.8	71.0	51.8	80.0	58.7	115	86.0	173	132	208	160
Hg 80	64.7	47.1	72.7	53.2	81.8	60.2	117	87.9	180	137	216	166
Tl 81	66.2	48.4	74.3	54.6	83.5	61.7	119	89.5	187	143	224	172
Pb 82	67.7	49.8	75.9	56.1	85.0	63.2	120	91.0	194	148	232	179
Bi 83	69.1	51.1	77.1	57.4	86.1	64.6	120	92.0	201	154	240	185

International Tables for X-ray Crystallography による。

吸収係数) μ/ρ [$\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$] (2)

Ni		Co		Fe		Mn		Cr		Ti	
K_{α}	K_{β_1}	K_{α}	K_{β_1}	K_{α}	K_{β_1}	K_{α}	K_{β_1}	K_{α}	K_{β_1}	K_{α}	K_{β_1}
1.6591	1.5001	1.7902	1.6208	1.9373	1.7565	2.1031	1.9102	2.2909	2.0848	2.7496	2.5138
250	191	304	235	371	289	455	358	559	446	845	694
264	203	321	248	391	305	478	377	586	468	876	723
279	215	338	262	412	322	502	398	613	492	908	753
294	227	356	277	432	339	525	417	638	514	935	781
309	239	373	291	451	356	547	436	662	536	<u>957</u>	805
324	251	391	306	472	373	570	457	688	559	<u>1100</u>	<u>832</u>
339	263	407	320	490	389	589	474	707	578	<u>557</u>	899
352	275	422	333	506	404	606	490	<u>722</u>	594	214	<u>919</u>
366	286	436	346	521	418	620	505	<u>763</u>	609	245	<u>511</u>
378	298	450	358	534	431	<u>632</u>	518	<u>793</u>	<u>621</u>	274	215
391	309	463	370	546	444	<u>675</u>	531	<u>461</u>	661	302	237
403	320	475	382	557	456	394	542	202	<u>681</u>	329	259
414	331	486	394	<u>601</u>	468	<u>418</u>	582	219	<u>409</u>	356	281
426	342	<u>497</u>	405	<u>359</u>	<u>479</u>	<u>188</u>	<u>603</u>	236	<u>183</u>	381	302
437	353	<u>543</u>	416	<u>379</u>	519	201	366	252	196	405	322
<u>448</u>	364	327	<u>428</u>	172	<u>538</u>	214	<u>385</u>	268	209	429	342
<u>487</u>	375	344	461	182	<u>328</u>	227	176	284	222	452	361
299	<u>386</u>	156	<u>478</u>	193	<u>344</u>	240	186	299	234	473	379
<u>313</u>	412	165	295	203	157	252	196	314	247	495	397
141	<u>426</u>	173	<u>309</u>	214	165	265	206	329	259	516	415
149	267	182	140	224	173	277	216	344	271	536	433
156	<u>278</u>	191	146	234	181	289	226	359	283	555	450
163	125	199	153	245	190	301	236	373	295	574	466
170	130	208	160	255	198	314	246	387	307	592	483
178	136	217	167	265	206	326	256	401	319	610	499
185	142	226	174	276	215	338	266	416	331	628	515
193	148	235	181	286	223	350	276	430	343	645	532
201	154	244	189	297	232	363	287	444	355	662	547
208	160	253	196	308	241	375	297	458	368	679	563
216	167	262	204	319	250	388	308	473	380	696	579
225	173	272	212	330	259	401	319	487	393	712	595
233	180	282	219	341	269	414	330	502	406	729	611
241	187	291	228	353	278	427	341	517	419	745	628
250	194	302	236	365	288	441	353	532	432	761	644
259	201	312	245	377	298	455	364	547	446	777	660
268	209	323	253	389	309	469	377	563	460	794	677
278	216	334	262	402	319	483	389	579	474	810	694
288	224	346	272	415	330	498	402	596	489	827	712

表 63 分子の構造 (1)

(1) 無機化合物の構造

$\text{Al}_2\text{Cl}_6 (D_{2h})$ $\text{Cl}_a \searrow \text{Al} \begin{matrix} \nearrow \text{Cl}_b \\ \searrow \text{Cl}_b \end{matrix} \text{Al} \begin{matrix} \nearrow \text{Cl}_a \\ \searrow \text{Cl}_a \end{matrix}$ $[\text{Al}(\text{Cl}_a)_2, \text{Al}(\text{Cl}_b)_2 \text{ 直交}]$ $\text{Al}-\text{Cl}_a$ [Å] 2.04 $\text{Al}-\text{Cl}_b$ [Å] 2.24 $\angle \text{Cl}_b \text{AlCl}_b$ [°] 87 $\angle \text{Cl}_a \text{AlCl}_a$ [°] 122 $\text{BBr}_3 (D_{3h})$ $\text{B}-\text{Br}$ [Å] 1.893 2 $\text{BCl}_3 (D_{3h})$ $\text{B}-\text{Cl}$ [Å] 1.742 1 $\text{BF}_3 (D_{3h})$ $\text{B}-\text{F}$ [Å] 1.311 $\text{B}_2\text{Cl}_4 (D_{2d})$ $\text{B}-\text{B}$ [Å] 1.702 0 $\text{B}-\text{Cl}$ [Å] 1.750 0 $\angle \text{ClBCl}$ [°] 118.65 $\text{B}_2\text{H}_6 (D_{2h})$ $\text{H}_a \searrow \text{B} \begin{matrix} \nearrow \text{H}_b \\ \searrow \text{H}_b \end{matrix} \text{B} \begin{matrix} \nearrow \text{H}_a \\ \searrow \text{H}_a \end{matrix}$ $[\text{B}(\text{H}_a)_2, \text{B}(\text{H}_b)_2 \text{ 直交}]$ $\text{B}-\text{H}_a$ [Å] 1.200 _s $\text{B}-\text{H}_b$ [Å] 1.320 _a $\text{B}\cdots\text{B}$ [Å] 1.762 _a $\angle \text{H}_a\text{BH}_a$ [°] 121.0 $\angle \text{H}_b\text{BH}_b$ [°] 96.2 BaO [Å] 1.939 692 $\text{BrCN} (C_{\infty v})$	$\text{C}-\text{N}$ [Å] 1.157 $\text{C}-\text{Br}$ [Å] 1.790 BrH [Å] 1.414 43 _s $\text{CCl}_4 (T_d)$ $\text{C}-\text{Cl}$ [Å] 1.766 7 CN [Å] 1.171 8 ₂ CO [Å] 1.128 323 $\text{COS} (C_{\infty v})$ $\text{C}-\text{O}$ [Å] 1.157 2 $\text{C}-\text{S}$ [Å] 1.560 6 $\text{CO}_2 (D_{\infty h})$ $\text{C}-\text{O}$ [Å] 1.159 79 CS [Å] 1.535 15 $\text{CS}_2 (D_{\infty h})$ $\text{C}-\text{S}$ [Å] 1.552 56 C_2 [Å] 1.242 5 ₃ $\text{C}_3\text{O}_2 (D_{\infty h})$ $\text{C}-\text{O}$ [Å] 1.163 2 $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.289 _a ClH [Å] 1.274 55 ₂ $\text{ClO}_2 (C_{2v})$ $\text{Cl}-\text{O}$ [Å] 1.470 01 $\angle \text{OClO}$ [°] 117.389 Cl_2 [Å] 1.987 _s $\text{Cl}_2\text{O} (C_{2v})$ $\text{Cl}-\text{O}$ [Å] 1.695 91 $\angle \text{ClOCl}$ [°] 110.876 FH [Å] 0.916 808 F_2 [Å] 1.411 93	$\text{F}_3\text{N} (C_{3v})$ $\text{N}-\text{F}$ [Å] 1.364 8 $\angle \text{FNF}$ [°] 102.37 HI [Å] 1.609 09 HO [Å] 0.969 66 H_2 [Å] 0.741 44 $\text{H}_2\text{O} (C_{2v})$ $\text{O}-\text{H}$ [Å] 0.957 5 $\angle \text{HOH}$ [°] 104.51 $\text{H}_2\text{O}_2 (C_2)$ $\text{O}-\text{O}$ [Å] 1.475 $\angle \text{OOH}$ [°] 94.8 $\angle \text{内部回転角}$ [°] 120.0; 116.1 $\text{H}_2\text{S} (C_{2v})$ $\text{H}-\text{S}$ [Å] 1.335 6 $\angle \text{HSH}$ [°] 92.12 $\text{H}_2\text{S}_2 (C_2)$ $\text{S}-\text{S}$ [Å] 2.055 $\text{S}-\text{H}$ [Å] 1.327 $\angle \text{HSS}$ [°] 91.33 $\angle \text{内部回転角}$ [°] 90.60 $\text{H}_3\text{N} (C_{3v})$ $\text{N}-\text{H}$ [Å] 1.011 6 $\angle \text{HNNH}$ [°] 106.68 $\text{H}_3\text{P} (C_{3v})$ $\text{P}-\text{H}$ [Å] 1.420 02 $\angle \text{HPH}$ [°] 93.345 4 $\text{H}_4\text{N}_2 (C_2)$	$\text{N}-\text{H}$ [Å] 1.022 $\text{N}-\text{N}$ [Å] 1.449 $\angle \text{HNNH}$ [°] 106.0 $\angle \text{HNN}$ [°] 112.0 $\angle \text{内部回転角}$ [°] 90.0 $\text{H}_4\text{Si} (T_d)$ $\text{Si}-\text{H}$ [Å] 1.481 11 I_2 [Å] 2.666 ₃ NO [Å] 1.150 77 $\text{NO}_2 (C_{2v})$ $\text{N}-\text{O}$ [Å] 1.193 89 $\angle \text{ONO}$ [°] 133.857 N_2 [Å] 1.097 68 ₅ O_2 [Å] 1.207 52 $\text{O}_2\text{S} (C_{2v})$ $\text{S}-\text{O}$ [Å] 1.430 76 $\angle \text{OSO}$ [°] 119.33 $\text{O}_2\text{Se} (C_{2v})$ $\text{Se}-\text{O}$ [Å] 1.607 6 $\angle \text{OSeO}$ [°] 113.83 $\text{O}_3 (C_{2v})$ $\text{O}-\text{O}$ [Å] 1.271 7 $\angle \text{OOO}$ [°] 116.783 $\text{O}_3\text{S} (D_{3h})$ $\text{S}-\text{O}$ [Å] 1.419 8 S_2 [Å] 1.889 2
--	--	---	---

(2) 有機化合物の構造

$\text{アセチレン } \text{C}_2\text{H}_2 (D_{\infty h})$ $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.060 8 $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.203 1 $\text{アセトアルデヒド } \text{CH}_3\text{CHO}$ $\text{H}-\text{C}-\text{C}=\text{O}$ H $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.515 $\text{C}-\text{O}$ [Å] 1.210 C_b-H [Å] 1.107 C_a-H [Å] 1.128 $\angle \text{CCO}$ [°] 124.1 $\angle \text{HCH}$ [°] 109.8 $\angle \text{C}_b\text{C}_a\text{H}$ [°] 115.3 $\text{アセトニトリル } \text{CH}_3\text{CN} (C_{3v})$ $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.107 $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.468 $\text{C}-\text{N}$ [Å] 1.159 $\angle \text{CCH}$ [°] 109.7 $\text{アセトン } (\text{CH}_3)_2\text{CO} (C_{2v})$ $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.520 $\text{C}-\text{O}$ [Å] 1.214 $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.103 $\angle \text{CCO}$ [°] 122.0 $\angle \text{HCH}$ [°] 108.4 $\text{アレン } \text{CH}_2\text{CCH}_2 (D_{2d})$ $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.087 2 $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.308 4	$\angle \text{HCH}$ [°] 118.17 $\text{エタノール } \text{C}_2\text{H}_5\text{C}_a\text{H}_2\text{OH}$ $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.512 $\text{C}-\text{O}$ [Å] 1.431 $\text{O}-\text{H}$ [Å] 0.971 C_a-H [Å] 1.098 C_b-H [Å] 1.090 $\angle \text{CCO}$ [°] 107.8 $\angle \text{COH}$ [°] 105.4 $\angle \text{C}_b\text{C}_a\text{H}$ [°] 110.7 $\angle \text{HC}_a\text{H}$ [°] 108.0 $\angle \text{C}_b\text{C}_a\text{H}$ [°] 110.3 $\angle \text{HC}_b\text{H}$ [°] 108.7 $\text{エタン } \text{C}_2\text{H}_6 (D_{3h})$ $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.094 0 $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.535 1 $\angle \text{CCH}$ [°] 111.17 $\text{エチレン } \text{C}_2\text{H}_4 (D_{2h})$ $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.086 9 $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.339 1 $\angle \text{CCH}$ [°] 121.28 $\text{塩化ビニル } \text{CH}_2\text{CHCl} (C_s)$ $\text{H}_c \searrow \text{C}=\text{C} \begin{matrix} \nearrow \text{Cl} \\ \searrow \text{H}_a \end{matrix}$ H_b C_b-H_c [Å] 1.09 ₀ $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.33 ₂ $\text{C}-\text{Cl}$ [Å] 1.72 ₆ C_a-H_a [Å] 1.07 ₉	C_b-H_b [Å] 1.07 ₈ $\angle \text{H}_b\text{C}_a\text{C}_b$ [°] 123.8 $\angle \text{CCCl}$ [°] 122.3 $\angle \text{C}_b\text{C}_a\text{H}_b$ [°] 119.5 $\angle \text{C}_a\text{C}_b\text{H}_c$ [°] 121.0 $\text{塩化メチル } \text{CH}_3\text{Cl} (C_{3v})$ $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.090 $\text{C}-\text{Cl}$ [Å] 1.785 4 $\angle \text{HCH}$ [°] 110.75 $\text{酢酸 } \text{HCOOH} (C_s)$ $\text{O}=\text{C}-\text{O}-\text{H}$ H $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.097 $\text{C}=\text{O}$ [Å] 1.202 $\text{C}-\text{O}$ [Å] 1.343 $\text{O}-\text{H}$ [Å] 0.972 $\angle \text{O}=\text{C}-\text{O}$ [°] 124.9 $\angle \text{H}-\text{C}-\text{O}$ [°] 124.1 $\angle \text{C}-\text{O}-\text{H}$ [°] 106.3 $\text{クロロホルム } \text{CHCl}_3 (C_{3v})$ $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.100 $\text{C}-\text{Cl}$ [Å] 1.758 $\angle \text{ClCCl}$ [°] 111.3 $\text{ケテン } \text{H}_2\text{CCO} (C_{2v})$ $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.077 $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.314 $\text{C}-\text{O}$ [Å] 1.161	$\angle \text{HCH}$ [°] 122.2 $\text{シアン化水素 } \text{HCN} (C_{\infty v})$ $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.065 49 $\text{C}-\text{N}$ [Å] 1.153 21 $\text{シクロブタン } (\text{CH}_2)_4 (D_{2d})$ $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.555 $\angle \text{内部のCCC面の間の角}$ [°] 35 $\text{シクロプロパン } \text{C}_3\text{H}_6 (D_{3h})$ $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.512 $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.083 $\angle \text{HCH}$ [°] 114.0 $\text{ジシアン } (\text{CN})_2 (D_{\infty h})$ $\text{C}-\text{N}$ [Å] 1.162 $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.391 $\text{ジフルオロメタン } \text{CH}_2\text{F}_2 (C_{2v})$ $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.093 ₄ $\text{C}-\text{F}$ [Å] 1.357 ₄ $\angle \text{HCH}$ [°] 113.6 ₇ $\angle \text{FCF}$ [°] 108.3 ₂ ジメチルエーテル $\text{CH}_3\text{OCH}_3 (C_{2v})$ $\text{C}-\text{O}$ [Å] 1.410 $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.097 $\angle \text{COC}$ [°] 111.7 $\angle \text{OCH}$ [°] 109.6 $\angle \text{HCH}$ [°] 109.3
---	---	--	---

表 63 分子の構造 (2)

(2) 有機化合物の構造			
ニトロメタン CH_3NO_2 $\text{C}-\text{N}$ [Å] 1.489 $\text{N}-\text{O}$ [Å] 1.224 $\angle \text{NCH}$ [°] 107.2 $\angle \text{ONO}$ [°] 125.3 プロパン C_3H_8 (C_{2v}) C_aH_3 C_aH_2 C_bH_3 C_a-H [Å] 1.107 C_b-H [Å] 1.107 $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.532 $\angle \text{HC}_a\text{H}$ [°] 107.1	$\angle \text{HC}_b\text{H}$ [°] 107.7 $\angle \text{CCC}$ [°] 112.0 ベンゼン C_6H_6 (D_{6h}) $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.083 1 $\text{C}-\text{C}$ [Å] 1.396 4 ホルムアミド NH_2CHO $\text{H}-\text{N}-\text{C}=\text{O}$ (平面形) H $\text{C}-\text{O}$ [Å] 1.219 $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.125 $\text{N}-\text{H}$ [Å] 1.001 6	$\text{C}-\text{N}$ [Å] 1.352 $\angle \text{NCO}$ [°] 124.7 $\angle \text{CNH}$ [°] 119.3 ホルムアルデヒド H_2CO (C_{2v}) $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.116 1 $\text{C}-\text{O}$ [Å] 1.207 8 $\angle \text{HCH}$ [°] 116.5 メタノール CH_3OH $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.094 $\text{O}-\text{H}$ [Å] 0.945 $\text{C}-\text{O}$ [Å] 1.425	$\angle \text{HCH}$ [°] 108.6 $\angle \text{COH}$ [°] 108.5 メタン CH_4 (T_d) $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.0870 メチルアミン CH_3NH_2 $\text{N}-\text{H}$ [Å] 1.010 $\text{C}-\text{N}$ [Å] 1.471 $\text{C}-\text{H}$ [Å] 1.099 $\angle \text{HNH}$ [°] 107.1 $\angle \text{HCN}$ [°] 110.3 $\angle \text{HCH}$ [°] 108.0

表 64 分子の電気双極子モーメント μ と電気四重極モーメント Q μ の単位は D (デバイ) $= 10^{-18}$ cgs esu \cdot cm, Q の単位は 10^{-26} cgs esu \cdot cm 2

分 子	μ	Q^*	文献	分 子	μ	Q^*	文献	分 子	μ	Q^*	文献
H_2	0	0.662	4	NaF	8.1558	-2.0	1	NH_3	1.47	-2.32	2, 1
HD	5.9×10^{-4}	0.64	1, 4	KF	8.585	-9.3	1	PF_3	1.13	24	1
D_2	0	0.649	4	RbF	8.5465	-12	1	CH_3Br	1.81	3.6	2, 1
Li_2	0	13.8	4	CsF	7.8839	-17	1	CH_3I	1.62	5.4	2, 1
N_2	0	-1.52	4	TlF	4.2282	-11	1	$\text{CH}_3\text{C}\equiv\text{CH}$	0.7804	4.82	1
O_2	0	-0.39	4	CsCl	10.387	-15	1	H_2O	1.8546	$Q_{aa}=2.63$ $Q_{bb}=-0.13$ $Q_{cc}=-2.50$	3, 1
F_2	0	0.88	4	TlCl	4.5430	-12	1				
CO	0.112	-2	2, 1	HCN	2.940	4.4	1, 4	SO_2	1.634	$Q_{aa}=-5.3$ $Q_{bb}=1.3$ $Q_{cc}=4.0$	1
NO	0.1587	-1.8	1, 4	CO_2	0	-4.3	1				
HF	1.8262	2.34	1	N_2O	0	-3.0	1, 4	O_3	0.5324	$Q_{aa}=-17$ $Q_{bb}=9$ $Q_{cc}=8$	1
HCl	1.1086	3.84	1	OCS	0.7152	-0.786	1				
HBr	0.8280	4	1, 4	OCSe	0.754	-0.3	3, 1				
HI	0.4477	6	1, 4	$\text{HC}\equiv\text{CF}$	0.73	3.96	2, 1				
BF	0.5	-4.5	1, 4	$\text{HC}\equiv\text{CCI}$	0.44	8.8	2, 1				

* 非対称こま型分子の四重極は単一のモーメントによっては特徴づけられず、テンソル量になる。非対称こま型分子に対して値を与えてある Q_{aa} ($g=a, b, c$) は慣性主軸系での成分を表す。

(参考文献) (1) Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Neue Serie* II/6. *Molecular Constants* (Springer Verlag, 1974). (2) R. D. Nelson, Jr., D. R. Lide, Jr. and A. A. Maryott, "Selected Values of Electric Dipole Moments for Molecules in the Gas Phase", NSRDS-NBS 10 (1967). (3) F. J. Lavas, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 7, 1445 (1978). (4) D. E. Stogryn and A. P. Stogryn, *Mol. Phys.* 11, 371 (1966).

表 65 分子の電子親和力 [eV]

分 子	値	分 子	値	分 子	値	分 子	値
C_2	3.54	Cl_2	2.4	NH	0.38	NO_2	3.10
O_2	0.440	Br_2	2.6	NH_2	0.78	SO	1.09
O_3	2.103*	I_2	2.5	OH	1.829	SO_2	1.10
F_2	3.0	CH	0.74	CN	3.82	ICI	1.43
S_2	1.66	CH_3	1.08	NO	0.024	IBr	2.7

(注) H_2 , N_2 , CO などは安定な負イオンをつくらない。

B. L. Moiseiwitsch, *Atomic Processes and Applications*, ed. by P. G. Burke and B. L. Moiseiwitsch, chapter 9 (North-Holland Publishing Company, 1976) による。ただし*印は S. E. Novick, P. C. Engelking, P. L. Jones, J. H. Futrell and W. C. Lineberger, *J. Chem. Phys.* 70, 2652 (1979) による。

表 66 分子の電離(イオン化)エネルギー I と解離エネルギー D

() 内は解離による生成物の小さい方を表す。†印は 298K における値、その他は 0K における値。

分 子	I [eV]	D [eV]	分 子	I [eV]	D [eV]	分 子	I [eV]	D [eV]
H ₂	15.427	4.4795	CH ₂	10.396	4.3 (H)	CO	14.013	11.12
C ₂	12.0	6.2	CH ₃	9.83	4.872 (H)	CO ₂	13.769	5.453 (O)
N ₂	15.576	9.7646	CH ₄	12.6	4.41 (H)	NO	9.25	6.539*
O ₂	12.063	5.118	NH	13.10	3.7	N ₂ O	12.894	4.92 (N)
F ₂	15.7	1.6	NH ₂	11.4	3.9 (H)	O ₃	12.3	1.0** (O)
Cl ₂	11.48	2.49	NH ₃	10.2	4.47 (H)	SO ₂	12.34	5.67 (O)
Br ₂	10.54	1.972	OH	13.17	4.39	CS ₂	10.080	4.0 (S)
I ₂	9.28	1.545	H ₂ O	12.6	5.12 (H)	C ₂ H ₂	11.4	10* (CH)
HF	15.77	5.86	H ₂ O ₂	11.0	2.15 (OH)	H ₂ CO	10.88	3.3 (H)
HCl	12.74	4.44	BH	9.77	3.4	CH ₃ OH	10.84	3.8 (OH)
HBr	11.62	3.76	H ₂ S	10.4	3.9 (H)	CH ₃ F	12.85	4.7' (F)
HI	10.39	3.05	CN	14.3	7.6	HCOOH	11.05	4.2' (OH)
CH	11.13	3.5	HCN	13.8	5.5 (H)	C ₆ H ₆	9.24	4.78* (H)

解離エネルギーで・印のものと電離エネルギーは *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, R. C. Weast, ed., 62 edition (CRC Press, Inc., 1981) による。解離エネルギーで無印のものは E. B. Darwent, NBS (National Bureau of Standards) NSRDS 31 "Bond Dissociation Energies in Simple Molecules" (1970), ** 印は G. Herzberg, *Molecular Spectra and Molecular Structure III. Electronic Spectra and Electronic Structure of Polyatomic Molecules*, (D. van Nostrand Co., 1966) による。1 kcal·mol⁻¹ = 4.33849 × 10⁻² eV とした。

表 67 分子の回転定数 (振動基底状態での値、単位は cm⁻¹)

分 子	B	分 子	B	分 子	A	B	C	分 子	A	B	C
2 原子分子				対称こま型分子				HDO			
H ₂	59.326	CO	1.9225	NH ₃	9.9443	9.9443	6.196	H ₂ S	10.3599	9.0156	4.7315
HD	44.6628	CS	0.8171	BF ₃	0.3529	0.3527	0.1764	F ₂ O	1.9608	0.3635	0.3058
D ₂	29.911	NO	1.6960	CH ₃ F	5.08	0.8518	0.8518	O ₃	3.5535	0.4453	0.3948
N ₂	1.9898	SiO	0.7242	CH ₃ Cl	5.14	0.4434	0.4434	SO ₂	2.0274	0.3442	0.2935
O ₂	1.4378	直線分子		CH ₃ Br	5.129	0.3192	0.3192	HNO	18.4792	1.4115	1.3071
Cl ₂	0.2433	CO ₂	0.3902	CF ₃ I	0.1910	0.0508	0.0508	NOF	3.1752	0.3951	0.3505
I ₂	0.0373	CS ₂	0.1092	CH ₃ CN†	5.3600	0.3353	0.3353	H ₂ CO	9.4053	1.2953	1.1342
CH	14.190	HCN	1.4782	球対称こま型分子				HNCO	30.6	0.3693	0.3639
OH	18.513	OCS	0.2029	CH ₄	5.2412	5.2412	5.2412	H ₂ O ₂	10.068	0.8740	0.8384
HF	20.557	NNO	0.4190	CD ₄	2.6329	2.6329	2.6329	HNO ₃	0.4340	0.4036	0.2088
HCl	10.4398	HCNO*	0.3826	SnH ₄	2.169	2.169	2.169	N ₂ O ₃ *	0.4154	0.1410	0.1052
HBr	8.3482	C ₂ H ₂	1.1766	非対称こま型分子				HCOOH	2.5855	0.4021	0.3474
HI	6.4265	HC ₃ N	0.1517	H ₂ O	27.8778	14.5092	9.2869	C ₂ H ₄	4.828	1.0012	0.8282
		HC ₃ Cl*	0.0458								

*印は Landolt-Börnstein, *Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Neue Serie* II/6. *Molecular Constants* (Springer Verlag, 1974). †は M. S. Cord, J. D. Petersen, M. S. Lojko and R. H. Haas, NBS (National Bureau of Standards) Monograph No. 70-4 "Microwave Spectral Tables. Polyatomic Molecules Without Internal Rotation" (1968). それ以外は *American Institute of Physics Handbook*, 3rd ed. (McGraw-Hill, 1972) による。

表 68 分子の基準振動

(1) 2 原子分子の調和振動数 (ω_e) と非調和定数 ($\omega_e x_e$)

分 子	H ₂	D ₂	C ₂	N ₂	O ₂	F ₂	Na ₂	S ₂	Cl ₂
ω_e [cm ⁻¹]	4401.21 ₃	3115.50	1854.71	2358.57	1580.19 ₃	916.64	159.124 ₅	725.65	559.7 ₂
$\omega_e x_e$ [cm ⁻¹]	121.33 ₈	61.82	13.34 ₀	14.324	11.98 ₁	11.236	0.7254 ₇	2.844	2.67 ₅
分 子	Br ₂	I ₂	CH	CD	OH	OD	HF	HCl	HBr
ω_e [cm ⁻¹]	325.321	214.50 ₂	2858.5	2099.7 ₅	3737.76 ₁	2720.24	4138.32	2990.946 ₃	2648.975
$\omega_e x_e$ [cm ⁻¹]	1.0774	0.614 ₇	63.0 ₂	34.02	84.881 ₃	44.055	89.88	52.8186	45.217 ₅
分 子	HI	CN	CO	CS	NO	SiO	SO		
ω_e [cm ⁻¹]	2309.01 ₄	2068.59	2169.81358	1285.1537	1904.20 ₄	1241.54304	1150.710		
$\omega_e x_e$ [cm ⁻¹]	39.643 ₅	13.087	13.28831	6.5021	14.075	5.97391	6.3505		

(2) 多原子分子の基本振動数

(i) 直線 YXY 型分子 ($D_{\infty h}$)

分 子	CO ₂	CS ₂	BO ₂	C ₃	CO ₂ ⁺	CS ₂ ⁺
ν_1 (Σ_g^+) [cm ⁻¹]	1333	658.000	1056.4	1224.5	1280	617
ν_2 (Σ_u^+) [cm ⁻¹]	667.380	395.988	447.4	63	513	348
ν_3 (Σ_u^+) [cm ⁻¹]	2349.14325	1535.354	1278.2585	2038	1469	1203

(ii) 直線 XYZ 型分子 ($C_{\infty v}$)

分 子	HCN	FCN	CiCN	BrCN	ICN	HNC	OCS	NNO	NCO	CiBO
ν_1 (Σ^+) [cm ⁻¹]	3311.472	2323	2125.582	2198	2188	3652.6	2062.20127	2223.7562	1920.61	1958
ν_2 (Π) [cm ⁻¹]	713.461	451.32	378.423	342	305	477	520.41	588.76817	535.4	404
ν_3 (Σ^+) [cm ⁻¹]	2096.839	1076.52	714.018	575	486	2029	858.9677	1284.90329	1275	676.0368

(iii) 直線 YXXY 型分子 ($D_{\infty h}$)

分 子	C ₂ H ₂	C ₂ D ₂	C ₂ N ₂	C ₂ Cl ₂	C ₂ Br ₂	C ₂ I ₂
ν_1 (Σ_g^+) [cm ⁻¹]	3372.838	2705.160	2330.512	2234	2185	2118
ν_2 (Σ_g^+) [cm ⁻¹]	1974.317	1764.796	845.4	477	267	190
ν_3 (Σ_u^+) [cm ⁻¹]	3294.8424	2439.244	2157.8271	988	832	720
ν_4 (Π_g) [cm ⁻¹]	612.883	511.469	502.931	333	311	296
ν_5 (Π_u) [cm ⁻¹]	730.33177	538.629	233.727	172	137	132

(iv) 平面正三角形 XY₃ 型分子 (D_{3h})

分 子	BF ₃	BCl ₃	BBr ₃	SO ₃	NO ₃
ν_1 (A_1') [cm ⁻¹]	888	472	279	1068	1060
ν_2 (A_2'') [cm ⁻¹]	719.287	455	371	497.55	
ν_3 (E') [cm ⁻¹]	1503	954	801	1389.86	1492.3970
ν_4 (E'') [cm ⁻¹]	481.108	243	151	530.18	380

(v) ピラミッド XY₃ 型分子 (C_{3v})

分 子	NH ₃	ND ₃	PH ₃	NF ₃	PF ₃	PCl ₃	AsF ₃
ν_1 (A_1) [cm ⁻¹]	3336.7	2420.4	2321.1314	1031.91	891.919	512	740.546
ν_2 (A_1) [cm ⁻¹]	949.88093	745.5997	992.1301	647.16	487.718	260.5	341
ν_3 (E) [cm ⁻¹]	3443.8	2564.0	2326.8766	907	859.9	505	644
ν_4 (E) [cm ⁻¹]	1626.79	1191	1118.3131	493.43	346.6	186.8	274

(vi) XYZ₃ 型分子 (C_{3v})

分 子	CH ₃ F	CH ₃ Cl	CH ₃ Br	CH ₃ I	CHF ₃	CHCl ₃	CHBr ₃	CClBr ₃	CBrCl ₃
ν_1 (A_1) [cm ⁻¹]	2964.4	2967.777	2973.184	2953.2	3035.4	3032.9	3048.3	747	716
ν_2 (A_1) [cm ⁻¹]	1459.3722	1354.904	1305.907	1250.8	1141.3	680	541	329	422
ν_3 (A_1) [cm ⁻¹]	1048.61078	732.852	611.112	533.2	700.1009	363	222	210	247
ν_4 (E) [cm ⁻¹]	3006.1	3039.28639	3056.4037	3060.022	1377.84576	1220	1149	675	775
ν_5 (E) [cm ⁻¹]	1467.8129	1452.395	1442.885	1434.686	1157.5	774	669	211	295
ν_6 (E) [cm ⁻¹]	1182.67605	1018.0685	954.86721	882.6797	507.8228	261	155	141	193

(viii) 正四面体 XY_4 型分子 (T_d)

分 子	CH_4	CD_4	SiH_4	CF_4	SiF_4	CCl_4	$SiCl_4$	$GeCl_4$	OsO_4
$\nu_1 (A_1)$ [cm^{-1}]	2916.50	2108.9	2186.873	909.0720	800	459	424	396	965.2
$\nu_2 (E)$ [cm^{-1}]	1533.3296	1091.657	970.961	435.27	268	217	150	134	333.1
$\nu_3 (F_2)$ [cm^{-1}]	3019.49	2260.081	2189.1901	1283.71933	1031.5452	776	621	453	960.1
$\nu_4 (F_2)$ [cm^{-1}]	1310.7606	997.876	913.473	631.2003	388.4298	314	221	172	329

(vii) X_2Y_6 型分子 (D_{3h})

分 子	C_2H_6	C_2D_6	C_2F_6	C_2Cl_6	C_2Br_6
$\nu_1 (A_{1g})$ [cm^{-1}]	2954	2083	1228	975	940
$\nu_2 (A_{1g})$ [cm^{-1}]	1388	1155	807	431	255
$\nu_3 (A_{1g})$ [cm^{-1}]	995	843	348	170	120
$\nu_4 (A_{1u})$ [cm^{-1}]	289	208	67.5	61	51
$\nu_5 (A_{2u})$ [cm^{-1}]	2896	2087	1117	675	559
$\nu_6 (A_{2u})$ [cm^{-1}]	1379.163	1077	714	372	254
$\nu_7 (E_u)$ [cm^{-1}]	2985.39	2235	1251	778	656
$\nu_8 (E_u)$ [cm^{-1}]	1471.391	1081	520	271	168
$\nu_9 (E_u)$ [cm^{-1}]	821.737	594	220	114	82
$\nu_{10} (E_g)$ [cm^{-1}]	2977.76	2226	1250	859	768
$\nu_{11} (E_g)$ [cm^{-1}]	1468	1041	619	340	204
$\nu_{12} (E_g)$ [cm^{-1}]	1190	970	372	223	139

(ix) 正六面体 XY_6 型分子 (O_h)

分 子	PF_6	VF_6	AsF_6
$\nu_1 (A_1')$ [cm^{-1}]	816	718	734
$\nu_2 (A_1')$ [cm^{-1}]	648	608	644
$\nu_3 (A_2'')$ [cm^{-1}]	946.372	784	787
$\nu_4 (A_2'')$ [cm^{-1}]	575.511	331	400
$\nu_5 (E')$ [cm^{-1}]	1024	810	811
$\nu_6 (E')$ [cm^{-1}]	533	282	372
$\nu_7 (E'')$ [cm^{-1}]	174	109.4	123
$\nu_8 (E'')$ [cm^{-1}]	520	336	386

(x) 正八面体 XY_6 型分子 (O_h)

分 子	SF_6	SeF_6	MoF_6	WF_6	UF_6
$\nu_1 (A_{1g})$ [cm^{-1}]	774.5445	707	742	771	667
$\nu_2 (E_g)$ [cm^{-1}]	643.35	659	652	677	533
$\nu_3 (F_{1u})$ [cm^{-1}]	947.988	780	741	712	626
$\nu_4 (F_{1u})$ [cm^{-1}]	614.5	437	264	258	186
$\nu_5 (F_{2g})$ [cm^{-1}]	523.5	405	318	320	202
$\nu_6 (F_{2u})$ [cm^{-1}]	347.0	264	116	127	142

(xi) 非直線 XY_2 型分子 (C_{2v})

分 子	H_2O	D_2O	H_2S	D_2S	H_2Se	D_2Se	F_2O	Cl_2O	O_3
$\nu_1 (A_1)$ [cm^{-1}]	3652.47 ₄	2668.10 ₆	2614.409 ₃	1896.38	2344.362 ₄	1630	928	638.6	1103.140 ₇
$\nu_2 (A_1)$ [cm^{-1}]	1594.7 ₆	1178.379 ₄	1182.575 ₃	855.45	1034.2	745	461	296.4	700.93 ₇
$\nu_3 (B_1)$ [cm^{-1}]	3755.9294 ₈	2787.718 ₀	2628.440 ₂	1999	2357.66 ₂	1696	831	685.9	1042.084 ₃
分 子	SO_2	NO_2	ClO_2	NH_2	CF_2	SiF_2	NF_2	SF_2	CCl_2
$\nu_1 (A_1)$ [cm^{-1}]	1151.71352	1319.7954	945.604	3219.371	1225.0793	855.010	1074.9879	838.53	721
$\nu_2 (A_1)$ [cm^{-1}]	517.75	749.6537	447.4	1497.3216	667	345	573.4	357	333
$\nu_3 (B_1)$ [cm^{-1}]	1362.00	1616.8535	1110.5	3301.110	1112	870.405	935	813.04	748

(xii) 非直線 XYZ 型分子 (C_s)

分 子	$HO\dot{F}$	$HO\dot{Cl}$	$H\dot{C}O$	$H\dot{N}O$	HO_2	$F\dot{N}O$	$Cl\dot{N}O$	$Br\dot{N}O$
ν_1 [cm^{-1}]	3578.5	3609.2	2442	2683.9438	3436.1951	1844.099	1799.7	1799.0
ν_2 [cm^{-1}]	1354.8	1238.62422	1868.1714	1565.345	1391.7540	765.8	595.8	542.0
ν_3 [cm^{-1}]	889.0	725	1080.7621	1500.818	1097.6258	519.9	331.9	266.4
分 子	NSF	$NSCl$	FOO	$ClOO$	FSO	FCO	$ClCO$	
ν_1 [cm^{-1}]	1372	1324.5	1490	1443	1217.1882	1861.6372	1877	
ν_2 [cm^{-1}]	640	414.8	584	407	757.50660	1026.1283	570	
ν_3 [cm^{-1}]	370.83	271.6 ₅	376	373	396	627.5	281	

(xiii) 平面 $X_2Y=YX_2$ 型分子 (D_{2h})

分 子	C_2H_4	C_2D_4	C_2F_4	C_2Cl_4	C_2Br_4
$\nu_1 (A_g)$ [cm^{-1}]	3022.03	2251	1872	1571	1535
$\nu_2 (A_g)$ [cm^{-1}]	1622.9	1515	778	447	265
$\nu_3 (A_g)$ [cm^{-1}]	1343.54	981	394	237	144
$\nu_4 (A_g)$ [cm^{-1}]	1026.35	729.62	190	110	66
$\nu_5 (B_{1g})$ [cm^{-1}]	3083.36	2304	1340	1000	880
$\nu_6 (B_{1g})$ [cm^{-1}]	1222	1009	551	347	208
$\nu_7 (B_{1u})$ [cm^{-1}]	948.7707	719.768	406	288	245
$\nu_8 (B_{2g})$ [cm^{-1}]	939.6	780	508	512	464
$\nu_9 (B_{2u})$ [cm^{-1}]	3104.941	2341.858	1337	908	766
$\nu_{10} (B_{2u})$ [cm^{-1}]	825.9225	595.5	218	176	119
$\nu_{11} (B_{3u})$ [cm^{-1}]	2988.653	2200.9783	1186	777	635
$\nu_{12} (B_{3u})$ [cm^{-1}]	1442.470	1076.980	558	310	188

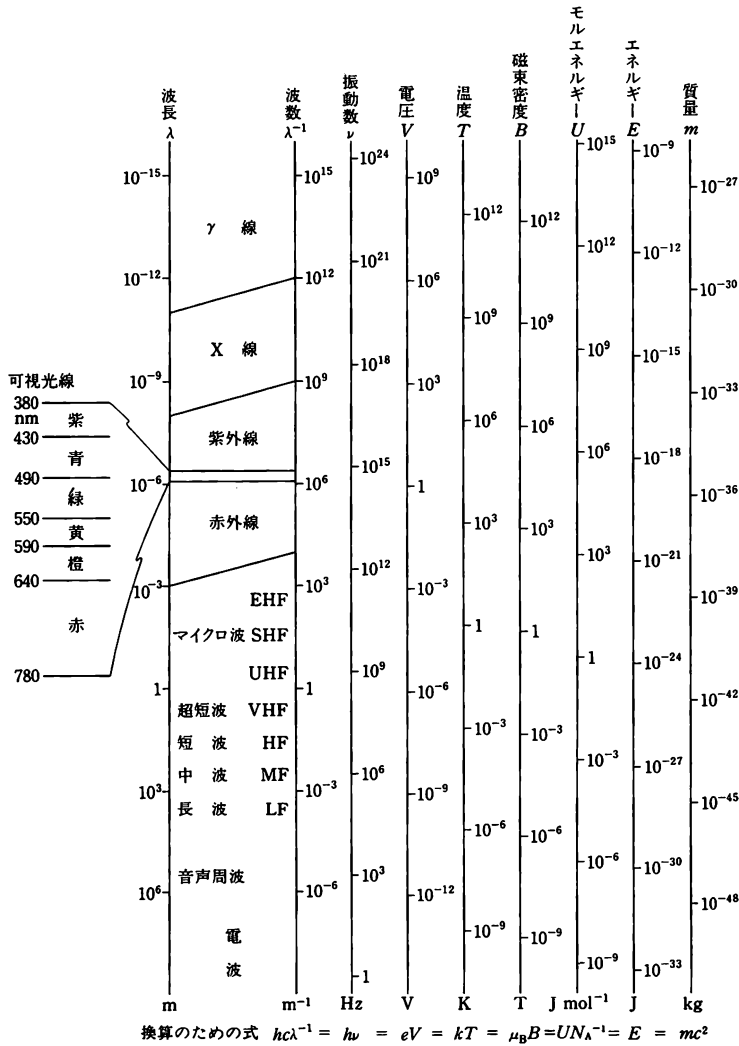
(xiv) 90° XYX 型分子 (C_2)

分 子	H_2O_2	H_2S_2	F_2S_2
$\nu_1 (A)$ [cm^{-1}]	3599.2	2555.7777	717.0
$\nu_2 (A)$ [cm^{-1}]	1402	883	614.6
$\nu_3 (A)$ [cm^{-1}]	877	509	319.8
$\nu_4 (A)$ [cm^{-1}]	370.7; 242.8	416	182.5
$\nu_5 (B)$ [cm^{-1}]	3607.9	2558.6427	680.8
$\nu_6 (B)$ [cm^{-1}]	1266	886	301

(xv) 硝酸 HNO_3 (C_s)

分 子	HNO_3	
$\nu_1 (A')$ [cm^{-1}]	3550	$\nu_8 (A'')$ [cm^{-1}] 647
$\nu_2 (A')$ [cm^{-1}]	1709.5676	$\nu_7 (A')$ [cm^{-1}] 579
$\nu_3 (A')$ [cm^{-1}]	1331	$\nu_8 (A'')$ [cm^{-1}] 762
$\nu_4 (A')$ [cm^{-1}]	1325	$\nu_9 (A'')$ [cm^{-1}] 456
$\nu_5 (A')$ [cm^{-1}]	879	

表 69 電磁波・エネルギー・量子の換算表



プランク定数	$h = 6.626076 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$
真空中の光速	$c = 2.99792458 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
電気素量	$e = 1.6021773 \times 10^{-19} \text{ C}$
ボルツマン定数	$k = 1.380658 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$
ボーア磁子	$\mu_B = 9.274015 \times 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$
アボガドロ定数	$N_A = 6.0221367 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

表 70 各種レーザーの主要な発振波長

1. 気体原子レーザー (特に断わらない限り波長は空気中の値を示す)

種類	波長 [nm]	帰 属	出 力	備 考	種類	波長 [nm]	帰 属	出 力	備 考	
Ar III	333.614		2.5 W	純粋な Ar 気体で大電流放電を行うことによって CW 発振する。	Kr II	468.045		0.8 W	純粋な Ar 気体で大電流放電を行うことによって CW 発振する。	
	334.478					1.0 W				
	335.852					1.0 W				
	351.113					2.0 W				
	363.786					3.0 W				
Ar II	454.504	1.5 W	同 上	Ne II		568.192		2.5 W		
	457.936	2.8 W				647.10		7.0 W		
	465.795	1.5 W				676.457		2.5 W		
	472.689	2.5 W				752.5		3.0 W		
	476.488	6.0 W				799.30		1.2 W		
	479.986	14.0 W		Ne I	332.379		同 上			
	496.509	5.5 W			337.833					
	501.717	3.5 W			339.286					
	514.533	15.0 W			632.82			$3s_2 \rightarrow 2p_4$	50 mW	He との混合気体の放電で発振するので He-Ne レーザーとよぶ。すべて CW 発振。
	528.7	1.2 W			1,152.276			$2s_2 \rightarrow 2p_4$	10 mW	
Kr III	350.742	2.0 W	同 上	Xe I	1,152.502	$2s_4 \rightarrow 2p_7$	15 mW			
	356.420	2.4 W			3,391.3	$3s_2 \rightarrow 3p_4$	5 mW			
	406.736				3,507.0	$3d_4 \rightarrow 2p_7$	He との混合気体の放電によって CW 発振する。			
	413.138				3,684.9	$3d \rightarrow 2p_6$				
	415.445				3,995.5	$3p_6 \rightarrow 2p_{10}$				
	5,573.9		$3d_4 \rightarrow 2p_6$							

2. 金属蒸気レーザー

種類	波 長 [nm]	帰 属	出 力	備 考
Cu I	510.5 578.2		平均 70 W	高繰返しパルス発振
Pb I	722.9	$3p^1 1D_2$	平均 0.1 W	高繰返しパルス発振
Cd II	325.0 441.6		10 mW (CW)	He との混合気体の放電によって発振するので He-Cd レーザーとよばれる。すべて CW 発振。

4. 主要な固体レーザー

活性イオン	ホスト材料	主要な発振波長 [μm]
Cr ³⁺	Al ₂ O ₃ (ルビー)	0.6943 (常温において)
	BeAl ₂ O ₄ (アレキサン ドライト)	0.7~0.8 (波長可変)
Nd ³⁺	ガラス	~1.06 (ガラスの種類により変化)
	YAG	1.0648 (他にも発振線あり)
Ho ³⁺	YLF	1.047 (π), 1.053 (σ)
	YAG	2.0975
Ni ²⁺	YLF	2.0672
	MgF ₂	1.61~1.74 (波長可変)
Co ²⁺	MgO	1.32~1.41 (波長可変)
	MgF ₂	1.63~2.08 (波長可変)

5. 各種の接合型半導体レーザー

種 類	波 長 [μm]	種 類	波 長 [μm]
Ga (As, P)	0.61~0.90	In (As, Sb)	3.1~5.4
(Al, Ga) As	0.63~0.90	InSb	5.2
GaAs	0.84	PbTe	6.5
InP	0.91	PbSe	8.5
Ga (As, Sb)	0.9~1.5	Pb (S, Se)	3.9~8.5
In (As, P)	0.9~3.2	(Pb, Sn) Te	6~28
GaAs	1.55	(Pb, Sn) Se	8~30
(In, Ga) As	0.85~3.1		

3. 放電型エキシマーレーザー

種類	波 長 [nm]	単一パルス出力	平均出力	備 考
ArF	198	0.5 J	10 W	1~数気圧の混合気体の大電流短パルス放電によって発振する。ガスの高速循環により高繰返し可能。
KrCl	222	0.06 J		
KrF	248	1.0 J	25 W	
XeCl	308	0.5 J	14 W	
XeF	351	0.4 J	8 W	

6. 放電型気体分子レーザー

種類	波 長	帰 属	出 力	備 考
CO	5.07807 μm	6-5, P(11)		高速流で気体を冷却循環することにより高出力を得ることができる。
	5.14530	7-6, P(11)	CW と P	
	5.21410	8-7, P(11) × 'Σ'		
	5.28465	9-8, P(11) 振動回転帯		
	5.35695	10-9, P(11)		
	他 4.74~8.26 μm	に約 560 本		
CO ₂	9.6211 μm	001-020, P(28) × Σ ⁺		同 上 また放電型の外にガス・ダイナミック型がある。
		振動回転帯		
	10.6324 μm	001-100, P(24) その他 9.07~11.25 μm に約 200 本	数 W~数十 kW (CW) 1~数十 J (P)	
H ₂	111.515~ 161.658 nm (V) に 約 110 本	C-X, B-X	P	大電流パルス放電または高電圧電子ビーム励起。
N ₂	337 nm 付近に約 40 本	C-B	数 kW { MW (P)	短パルス大電流放電励起。
H ₂ O	11.83~350.20 μm に約 80 本			低圧水蒸気の放電励起。
HCN	81.554~773.5 μm に約 30 本		CW	低圧力気体の放電励起。

(注) 出力の欄にある数値は市販品の典型的な最大値で、研究室における試作機や特殊仕様の製品はこのかぎりではない。

表 71 電 離 断 面 積

電子衝突における全電離断面積の例を示す(⇒電離断面積). 1 keV では D. Rapp and P. Englander-Golden [*J. Chem. Phys.* **43**, 1464 (1965)] の測定値を, それ以上では B.L. Schram, F. J. de Heer, M. J. van der Wiel and J. Kistemaker [*Physica*, **31**, 94 (1965)] の値を用い, 両者が滑かにつながるように 1 keV 付近で両者を若干修正した.

入射エネルギーが十分大きくなると, 荷電粒子による電離の断面積は比較的簡単な漸近形をもつ. たとえば電子入射

の際の計数電離断面積(⇒電離断面積)の漸近形は入射速度を v として

$$\sigma_{e,i} = 4\pi \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^2 \left(M^2 x + \frac{C}{\beta^2} \right)$$

$$x = \frac{1}{\beta^2} \ln \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} - 1, \quad \beta = \frac{v}{c}$$

である. c は光速, $4\pi (\hbar/m_e c)^2 \cong 1.874 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$. 若干の原子・分子に対する M^2 , C の測定値を下表に掲げる.

標 的	M^2	C	標 的	M^2	C
Ne	2.02	18.17	O ₂	4.20	38.84
Ar	4.22	37.93	CO ₂	5.75	57.91
Kr	6.90	52.38	CH ₄	4.23	41.85
Xe	8.04	72.35	C ₂ H ₄	6.75	68.82
H ₂	0.695	8.115	C ₆ H ₆	17.54	162.4
N ₂	3.74	34.84	C ₂ H ₅ OH	9.94	97.66

F. F. Rieke and Wm. Prepejchal, *Phys. Rev. A* **6**, 1507 (1972).

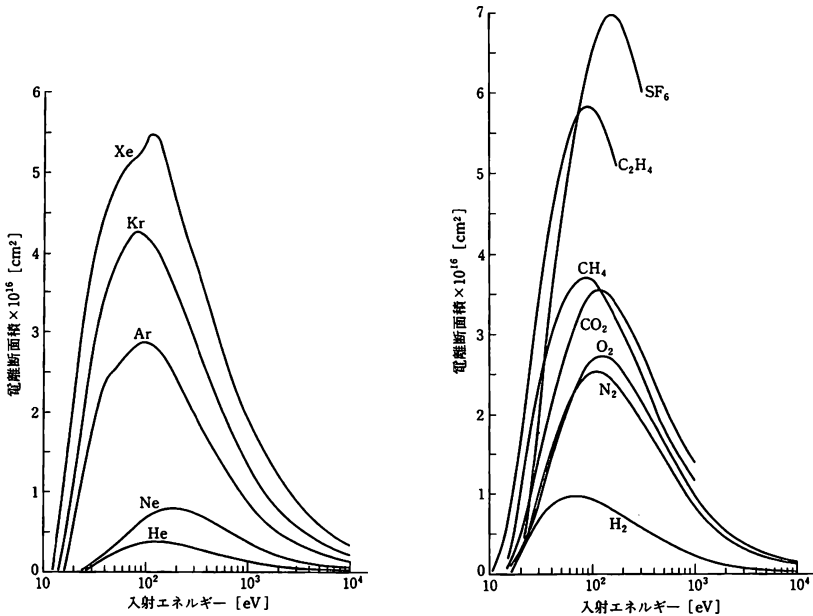


表 72 物質中における電子の飛程

電離損失と放射損失を考慮して計算してあるが、電子の場合には、飛程のゆらぎが大きいので、個々の電子の飛程は、グラフで与えられる平均飛程とは大きくずれることがある。また、実際に物質層中で観測される電子の到達距離（入射点と静止点の距離）は、平均飛程より短くなる。これは物質中での電子の飛跡が、多重クーロン散乱のためジグザグになるからである。図中、Hは液体水素、Cは炭素、Cuは銅、Pbは鉛。

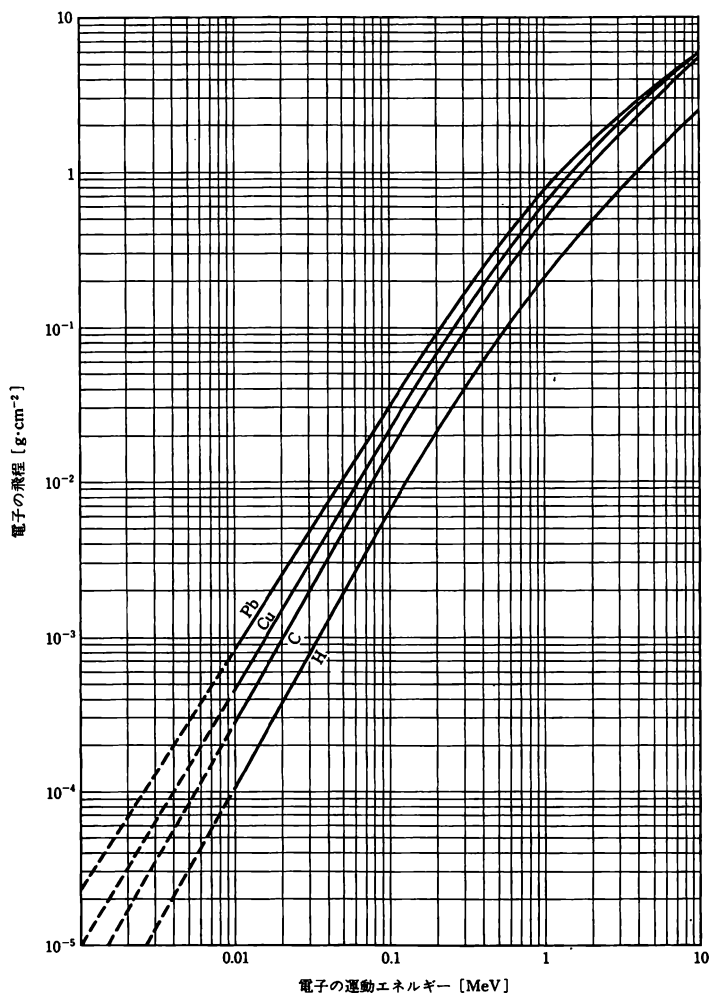


表 73 物質中における粒子の飛程と電離損失

電離損失はベレー-ブロッホの式を用いて計算されており、用いられた平均の電離ポテンシャルの値は、Pb: 820eV, Cu: 320eV, Al: 166eV, C: 77.5eVである。粒子が物質中では多重クーロン散乱を受けるため、観測される到達距離は、グラフで与えられる平均飛程より短い(重い元素で1~2%)。

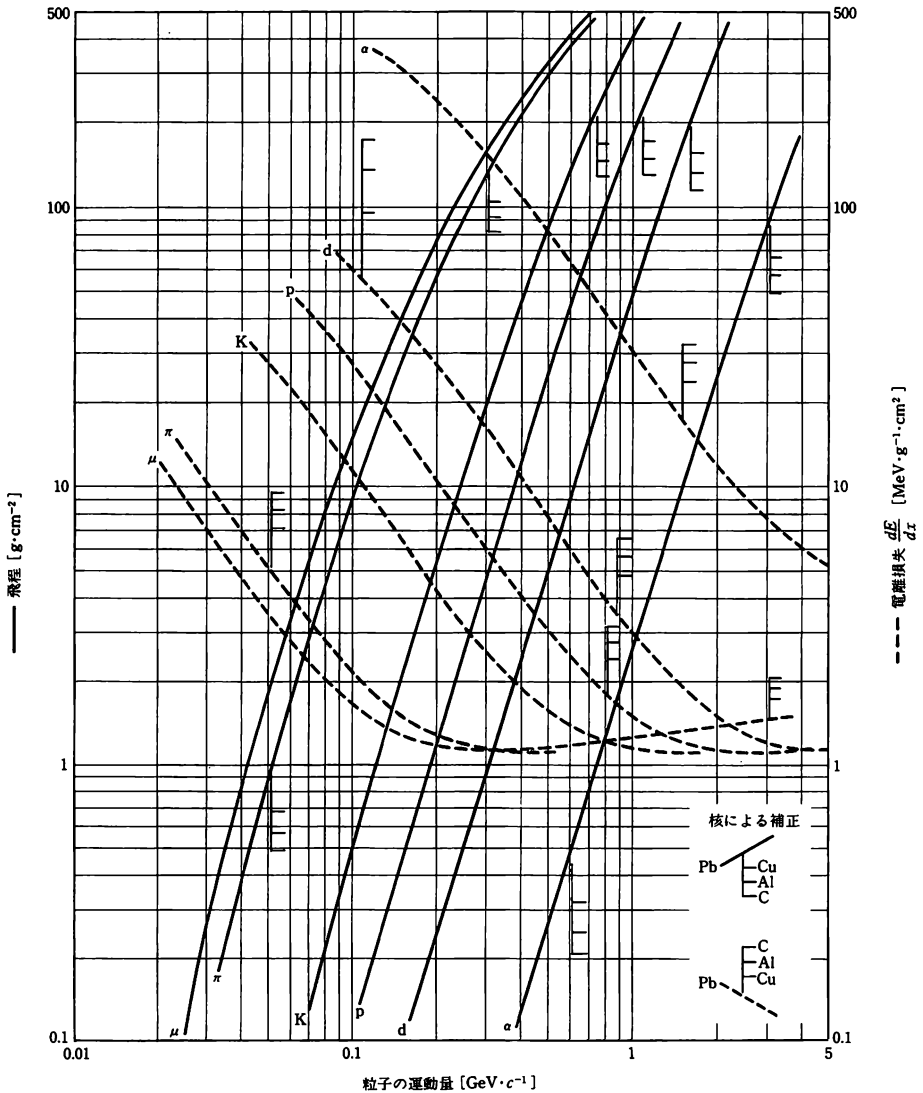


表 74 物質中における γ 線の吸収係数 (質量吸収係数) とエネルギー

強度 I_0 の γ 線 (または X 線) が物質に入射して距離 x だけ進行したときの強度を $I = I_0 \exp(-\mu x)$ とすると、質量吸収係数は (μ/ρ) で与えられる (ρ は物質の密度). (μ/ρ) に、エネルギーを失う割合を乗じた量が----- 示してある.

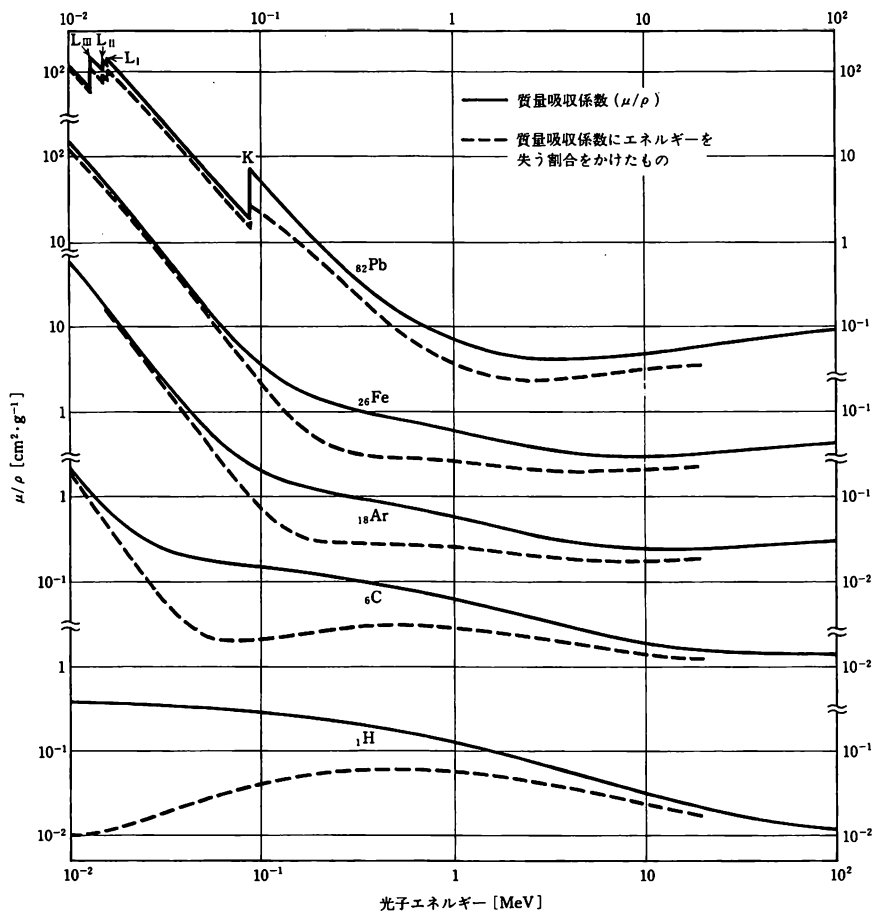


表 75 物質中における高エネルギー放射線の諸性質 (放射長, 最低電離損失, 平均自由行程)

物 質	密 度* [g·cm ⁻³] ()内はガス の密度 [g/l]	放 射 長 (radiation Length) [g·cm ⁻²] [cm] ()はガス		最低電離損失 dE/dx (minimum ionization) [$\frac{\text{MeV}}{\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}}$] [$\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$]		nuclear collision length** [g·cm ⁻²]	nuclear interaction length*** [g·cm ⁻²]
H ₂	0.070 8 (0.090)	63.05	890	4.12	0.292	43.3	52.4
H ₂ (26 K 液体)	0.063	63.05	≈1000	4.12	≈0.26	43.3	52.4
D ₂	0.165	126.1	764	2.07	0.342	45.7	53.8
He	0.125 (0.178)	94.32	755	1.94	0.243	49.9	60.9
Li	0.534	82.76	155	1.58	0.843	53.8	72.9
Be	1.848	65.19	35.3	1.61	2.97	55.8	75.2
C	≈2.265	42.70	18.8	1.78	4.03	60.2	86.3
N ₂	0.808 (1.25)	37.99	47.0	1.82	1.47	61.4	88.8
O ₂	1.14 (1.43)	34.24	30.0	1.82	2.07	63.2	92.2
Ne	1.207 (0.90)	28.94	24.0	1.73	2.09	66.7	98.5
Al	2.70	24.01	8.9	1.62	4.37	70.6	106.4
Ar	1.40 (1.78)	19.55	14.0	1.51	2.11	78.0	119.7
Fe	7.87	13.84	1.76	1.48	11.6	83.3	131.9
Cu	8.96	12.86	1.43	1.44	12.9	85.6	134.9
Sn	7.31	8.82	1.21	1.26	9.2	100.2	165.5
W	19.3	6.76	0.35	1.16	22.4	110.3	185.1
Pb	11.35	6.37	0.56	1.13	12.8	116.2	193.7
U	≈18.95	6.00	≈0.32	1.09	≈20.7	117.0	199.3
H ₂ O	1.00	36.08	36.1	2.03	2.03	60.1	84.9
空気 (20℃)	0.001 205 (1.29)	36.66	(30 423)	1.82	0.0022	62.0	90.0
CO ₂	(1.79)	36.2	(20 220)	1.82	0.0033	62.4	90.5
SiO ₂ (水晶)	2.2	27.05	12.3	1.72	3.78	67.0	99.2
NaI	3.67	9.49	2.59	1.32	4.84	94.8	152
BGO (Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂)	7.1	7.98	1.12	1.27	9.0	97.4	156
ポリステレン (CH)	1.032	43.8	42.4	1.95	2.01	58.4	82.0
ポリエチレン (CH ₂)	0.92~0.95	44.8	≈47.9	2.09	≈1.95	56.9	78.8
マイラー (C ₅ H ₄ O ₂)	1.39	39.95	28.7	1.86	2.58	60.2	85.7
コンタリット	2.5	26.7	10.7	1.70	4.25	67.4	99.9

* ()内はガス (0℃, 1 atm) の密度。それ以外は, 固体または沸点点での液体の密度。

** 80~240 GeV 中性子の全断面積から計算した値。

*** 60~375 GeV 中性子の非弾性衝突全断面積から計算した値。

表 76 安定核種表 (1)

(質量数の欄で*印は不安定核種, M は質量, A は質量数)

原子番号	原子核	質量数	存在比 [%]	質量偏差 $\Delta = M - A$ [MeV]	スピン I^*	磁気モーメント [nm]	四極子モーメント [barn]
0	n	1*	—	8.0714	1/2 ⁺	-1.9130	0
1	H	1	99.985	7.2890	1/2 ⁺	+2.7929	0
		2	0.015	13.1358	1*	+0.8574	+0.0029
2	He	3	1.38×10 ⁻⁴	14.9313	1/2 ⁺	-2.1276	0
		4	100	2.4249	0*	0	0
3	Li	6	7.5	14.087	1*	+0.8220	-0.0006
		7	92.5	14.908	3/2 ⁻	+3.2564	-0.04
4	Be	9	100	11.348	3/2 ⁻	-1.1776	+0.032
5	B	10	19.8	12.052	3*	+1.8007	+0.085
		11	80.2	8.6679	3/2 ⁻	+2.6886	+0.04
6	C	12	98.89	0	0*	0	0
		13	1.11	3.125	1/2 ⁻	+0.7024	0
7	N	14	99.63	2.8634	1*	+0.4038	+0.016
		15	0.366	0.1015	1/2 ⁻	-0.2832	0
8	O	16	99.76	-4.7370	0*	0	0
		17	0.038	-0.8099	5/2 ⁺	-1.8938	-0.026
		18	0.204	-0.7830	0*	0	0
9	F	19	100	-1.4874	1/2 ⁺	+2.6289	0
10	Ne	20	90.51	-7.0430	0*	0	0
		21	0.27	-5.7331	3/2 ⁺	-0.6618	+0.1030
		22	9.22	-8.0261	0*	0	0
11	Na	23	100	-9.5296	3/2 ⁺	+2.2175	+0.11
12	Mg	24	78.99	-13.9306	0*	0	0
		25	10.00	-13.1908	5/2 ⁺	-0.8555	+0.22
		26	11.01	-16.2124	0*	0	0
13	Al	27	100	-17.1943	5/2 ⁺	+3.6415	+0.15
14	Si	28	92.23	-21.4912	0*	0	0
		29	4.67	-21.8937	1/2 ⁺	-0.5553	0
		30	3.10	-24.4317	0*	0	0
15	P	31	100	-24.4395	1/2 ⁺	+1.1316	0
16	S	32	95.02	-26.0151	0*	0	0
		33	0.75	-26.5859	3/2 ⁺	+0.6437	-0.06
		34	4.21	-29.9313	0*	0	0
		36	0.017	-30.6659	0*	0	0
17	Cl	35	75.77	-29.0137	3/2 ⁺	+0.8219	-0.082
		37	24.23	-31.7618	3/2 ⁺	+0.6841	-0.065
18	Ar	36	0.337	-30.2313	0*	0	0
		38	0.063	-34.7150	0*	0	0
		40	99.60	-35.0402	0*	0	0
19	K	39	93.26	-33.8062	3/2 ⁺	+0.3915	+0.054
		40*	0.0117	-33.5352	4 ⁻	-1.298	-0.07
		41	6.73	-35.5597	3/2 ⁺	+0.2149	+0.060
20	Ca	40	96.94	-34.8468	0*	0	0
		42	0.647	-38.5439	0*	0	0
		43	0.135	-38.4054	7/2 ⁻	-1.317	<0.23
		44	2.09	-41.4660	0*	0	0
		46	0.0035	-43.1382	0*	0	0
		48	0.187	-44.216	0*	0	0
21	Sc	45	100	-41.0665	7/2 ⁻	+4.7565	-0.22
22	Ti	46	8.2	-44.1227	0*	0	0
		47	7.4	-44.9310	5/2 ⁻	-0.7885	+0.29
		48	73.7	-48.4877	0*	0	0
		49	5.4	-48.5587	7/2 ⁻	-1.1042	+0.24
		50	5.2	-51.4321	0*	0	0
23	V	50*	0.250	-49.2193	6*	+3.347	0.07
		51	99.750	-52.1991	7/2 ⁻	+5.151	-0.05
24	Cr	50	4.35	-50.2580	0*	0	0
		52	83.79	-55.4153	0*	0	0

表 76 安定核種表 (2)

原子 番号	原子核	質量 数	存在比 [%]	質量偏差 $\Delta=M-A$ [MeV]	スピン I^π	磁気モー メント [nm]	四極子モ ーメント [barn]
24	Cr	53	9.50	-55.2837	3/2 ⁻	-0.4745	0.03
		54	2.36	-56.9313	0 ⁺	0	0
25	Mn	55	100	-57.7100	5/2 ⁻	+3.443	+0.4
26	Fe	54	5.8	-56.2514	0 ⁺	0	0
		56	91.8	-60.6041	0 ⁺	0	0
		57	2.15	-60.1790	1/2 ⁻	+0.0904	0
		58	0.29	-62.1518	0 ⁺	0	0
27	Co	59	100	-62.2264	7/2 ⁻	+4.62	+0.4
28	Ni	58	68.3	-60.2243	0 ⁺	0	0
		60	26.1	-64.4702	0 ⁺	0	0
		61	1.13	-64.2191	3/2 ⁻	-0.7500	+0.16
		62	3.59	-66.7454	0 ⁺	0	0
		64	0.91	-67.0979	0 ⁺	0	0
29	Cu	63	69.2	-65.5785	3/2 ⁻	+2.223	-0.2
		65	30.8	-67.2615	3/2 ⁻	+2.382	-0.2
30	Zn	64	48.6	-66.0012	0 ⁺	0	0
		66	27.9	-68.8983	0 ⁺	0	0
		67	4.10	-67.8796	5/2 ⁻	+0.8755	+0.15
		68	18.8	-70.0063	0 ⁺	0	0
		70	0.62	-69.5599	0 ⁺	0	0
31	Ga	69	60.1	-69.3215	3/2 ⁻	+2.017	+0.17
		71	39.9	-70.1415	3/2 ⁻	+2.562	+0.11
32	Ge	70	20.5	-70.5614	0 ⁺	0	0
		72	27.4	-72.5826	0 ⁺	0	0
		73	7.8	-71.2935	9/2 ⁺	-0.8795	-0.17
		74	36.5	-73.4221	0 ⁺	0	0
		76	7.8	-73.2135	0 ⁺	0	0
33	As	75	100	-73.0339	3/2 ⁻	+1.439	+0.29
34	Se	74	0.87	-72.2127	0 ⁺	0	0
		76	9.0	-75.2592	0 ⁺	0	0
		77	7.6	-74.6061	1/2 ⁻	+0.534	0
		78	23.5	-77.0315	0 ⁺	0	0
		80	49.8	-77.7613	0 ⁺	0	0
		82*	9.2	-77.586	0 ⁺	0	0
35	Br	79	50.69	-76.0700	3/2 ⁻	+2.106	+0.29
		81	49.31	-77.976	3/2 ⁻	+2.271	+0.27
36	Kr	78	0.356	-74.150	0 ⁺	0	0
		80	2.27	-77.897	0 ⁺	0	0
		82	11.6	-80.591	0 ⁺	0	0
		83	11.5	-79.9846	9/2 ⁺	-0.971	+0.26
		84	57.0	-82.4319	0 ⁺	0	0
		86	17.3	-83.263	0 ⁺	0	0
37	Rb	85	72.17	-82.1588	5/2 ⁻	+1.353	+0.27
		87*	27.83	-84.5957	3/2 ⁻	+2.751	+0.13
38	Sr	84	0.56	-80.641	0 ⁺	0	0
		86	9.8	-84.5121	0 ⁺	0	0
		87	7.0	-84.8689	9/2 ⁺	-1.093	+0.36
		88	82.6	-87.9106	0 ⁺	0	0
39	Y	89	100	-87.6953	1/2 ⁻	-0.1374	0
40	Zr	90	51.5	-88.7646	0 ⁺	0	0
		91	11.2	-87.8925	5/2 ⁺	-1.304	—
		92	17.1	-88.4561	0 ⁺	0	0
		94	17.4	-87.2639	0 ⁺	0	0
		96	2.80	-85.4447	0 ⁺	0	0
41	Nb	93	100	-87.2090	9/2 ⁺	+6.171	-0.2
42	Mo	92	14.8	-86.807	0 ⁺	0	0
		94	9.3	-88.4123	0 ⁺	0	0
		95	15.9	-87.7121	5/2 ⁺	-0.942	-0.019
		96	16.7	-88.7949	0 ⁺	0	0
		97	9.6	-87.5445	5/2 ⁺	-0.9335	-0.10

表 76 安定核種表 (3)

原子 番号	原子核	質 量 数	存在比 [%]	質量偏差 $\Delta=M-A$ [MeV]	スピン I^{π}	磁気モー メント [nm]	四極子モ ーメント [barn]
42	Mo	98	24.1	-88.1154	0 ⁺	0	0
		100	9.6	-86.189	0 ⁺	0	0
43	Tc	99*	—	-87.3262	9/2 ⁺	+5.68	+0.3
44	Ru	96	5.5	-86.075	0 ⁺	0	0
		98	1.86	-88.226	0 ⁺	0	0
		99	12.7	-87.6198	5/2 ⁺	-0.63	+0.076
		100	12.6	-89.2216	0 ⁺	0	0
		101	17.0	-87.9516	5/2 ⁺	-0.71	+0.44
		102	31.6	-89.1005	0 ⁺	0	0
		104	18.7	-88.099	0 ⁺	0	0
45	Rh	103	100	-88.024	1/2 ⁻	-0.0884	0
46	Pd	102	1.0	-87.925	0 ⁺	0	0
		104	11.0	-89.400	0 ⁺	0	0
		105	22.2	-88.422	5/2 ⁺	-0.642	+0.8
		106	27.3	-89.913	0 ⁺	0	0
		108	26.7	-89.523	0 ⁺	0	0
		110	11.8	-88.335	0 ⁺	0	0
47	Ag	107	51.83	-88.404	1/2 ⁻	-0.1136	0
		109	48.17	-88.722	1/2 ⁻	-0.1306	0
48	Cd	106	1.25	-87.131	0 ⁺	0	0
		108	0.89	-89.251	0 ⁺	0	0
		110	12.5	-90.349	0 ⁺	0	0
		111	12.8	-89.254	1/2 ⁺	-0.5949	0
		112	24.1	-90.5779	0 ⁺	0	0
		113*	12.2	-89.0503	1/2 ⁺	-0.623	0
		114	28.7	-90.0196	0 ⁺	0	0
		116	7.5	-88.7176	0 ⁺	0	0
49	In	113	4.3	-89.372	9/2 ⁺	+5.523	+0.8
		115*	95.7	-89.541	9/2 ⁺	+5.541	+0.86
50	Sn	112	1.01	-88.658	0 ⁺	0	0
		114	0.67	-90.560	0 ⁺	0	0
		115	0.38	-90.0351	1/2 ⁺	-0.919	0
		116	14.8	-91.5261	0 ⁺	0	0
		117	7.75	-90.3989	1/2 ⁺	-1.001	0
		118	24.3	-91.6536	0 ⁺	0	0
		119	8.6	-90.0667	1/2 ⁺	-1.047	0
		120	32.4	-91.1018	0 ⁺	0	0
		122	4.56	-89.946	0 ⁺	0	0
		124	5.64	-88.240	0 ⁺	0	0
51	Sb	121	57.3	-89.5884	5/2 ⁺	+3.364	-0.3
		123	42.7	-89.2175	7/2 ⁺	+2.550	-0.26
52	Te	120	0.091	-89.404	0 ⁺	0	0
		122	2.5	-90.304	0 ⁺	0	0
		123	0.89	-89.1655	1/2 ⁺	-0.7368	0
		124	4.6	-90.5183	0 ⁺	0	0
		125	7.0	-89.019	1/2 ⁺	-0.8883	0
		126	18.7	-90.066	0 ⁺	0	0
		128*	31.7	-88.9923	0 ⁺	0	0
		130*	34.5	-87.348	0 ⁺	0	0
53	I	127	100	-88.980	5/2 ⁺	+2.813	-0.79
54	Xe	124	0.096	-87.45	0 ⁺	0	0
		126	0.090	-89.162	0 ⁺	0	0
		128	1.92	-89.8612	0 ⁺	0	0
		129	26.4	-88.6975	1/2 ⁺	-0.7780	0
		130	4.1	-89.8811	0 ⁺	0	0
		131	21.2	-88.421	3/2 ⁺	+0.6919	-0.12
		132	26.9	-89.286	0 ⁺	0	0
		134	10.4	-88.125	0 ⁺	0	0
		136	8.9	-86.425	0 ⁺	0	0

表 76 安定核種表 (4)

原子 番号	原子核	質量 数	存在比 [%]	質量偏差 $\Delta = M - A$ [MeV]	スピン I^π	磁気モー メント [nm]	四極子モ メント [barn]
55	Cs	133	100	-88.089	7/2 ⁺	+2.582	-0.003
56	Ba	130	0.106	-87.303	0 ⁺	0	0
		132	0.101	-88.453	0 ⁺	0	0
		134	2.42	-88.968	0 ⁺	0	0
		135	6.59	-87.8707	3/2 ⁺	+0.838	+0.18
		136	7.85	-88.906	0 ⁺	0	0
		137	11.2	-87.733	3/2 ⁺	+0.938	+0.28
		138	71.7	-88.273	0 ⁺	0	0
57	La	138*	0.089	-86.52	5 ⁻	+3.714	+0.51
		139	99.911	-87.231	7/2 ⁺	+2.783	+0.22
58	Ce	136	0.190	-86.50	0 ⁺	0	0
		138	0.254	-87.565	0 ⁺	0	0
		140	88.5	-88.081	0 ⁺	0	0
		142	11.1	-84.535	0 ⁺	0	0
59	Pr	141	100	-86.018	5/2 ⁺	+4.3	-0.06
60	Nd	142	27.2	-85.949	0 ⁺	0	0
		143	12.2	-84.000	7/2 ⁻	-1.08	-0.48
		144*	23.8	-83.746	0 ⁺	0	0
		145	8.3	-81.430	7/2 ⁻	-0.66	-0.25
		146	17.2	-80.923	0 ⁺	0	0
		148	5.7	-77.407	0 ⁺	0	0
		150	5.6	-73.682	0 ⁺	0	0
62	Sm	144	3.1	-81.964	0 ⁺	0	0
		147*	15.1	-79.265	7/2 ⁻	-0.814	-0.18
		148*	11.3	-79.335	0 ⁺	0	0
		149	13.9	-77.135	7/2 ⁻	-0.67	+0.06
		150	7.4	-77.049	0 ⁺	0	0
		152	26.6	-74.761	0 ⁺	0	0
		154	22.6	-72.454	0 ⁺	0	0
63	Eu	151	47.9	-74.650	5/2 ⁺	+3.47	+1.1
		153	52.1	-73.363	5/2 ⁺	+1.53	+2.9
64	Gd	152*	0.20	-74.703	0 ⁺	0	0
		154	2.1	-73.704	0 ⁺	0	0
		155	14.8	-72.071	3/2 ⁻	-0.259	+1.5
		156	20.6	-72.536	0 ⁺	0	0
		157	15.7	-70.825	3/2 ⁻	-0.34	+2.0
		158	24.8	-70.691	0 ⁺	0	0
		160	21.8	-67.943	0 ⁺	0	0
65	Tb	159	100	-69.536	3/2 ⁺	+2.01	+1.3
66	Dy	156	0.057	-70.527	0 ⁺	0	0
		158	0.100	-70.410	0 ⁺	0	0
		160	2.3	-69.674	0 ⁺	0	0
		161	19.0	-68.056	5/2 ⁺	-0.47	+2.4
		162	25.5	-68.181	0 ⁺	0	0
		163	24.9	-66.382	5/2 ⁻	+0.66	+2.46
		164	28.1	-65.967	0 ⁺	0	0
67	Ho	165	100	-64.896	7/2 ⁻	+4.17	+3.5
68	Er	162	0.14	-66.335	0 ⁺	0	0
		164	1.56	-65.940	0 ⁺	0	0
		166	33.4	-64.921	0 ⁺	0	0
		167	22.9	-63.286	7/2 ⁺	-0.567	+2.83
		168	27.1	-62.985	0 ⁺	0	0
		170	14.9	-60.104	0 ⁺	0	0
69	Tm	169	100	-61.269	1/2 ⁺	-0.232	0
70	Yb	168	0.135	-61.565	0 ⁺	0	0
		170	3.1	-60.759	0 ⁺	0	0
		171	14.4	-59.302	1/2 ⁻	+0.494	0
		172	21.9	-59.250	0 ⁺	0	0
		173	16.2	-57.546	5/2 ⁻	-0.6799	+2.8
		174	31.6	-56.940	0 ⁺	0	0

表 76 安定核種表 (5)

原子番号	原子核	質量数	存在比 [%]	質量偏差 $\Delta = M - A$ [MeV]	スピン I^{π}	磁気モーメント [nm]	四極子モーメント [barn]
70	Yb	176	12.6	-53.490	0 ⁺	0	0
71	Lu	175	97.39	-55.159	7/2 ⁺	+2.23	+5.6
		176*	2.61	-53.381	7 ⁻	+3.19	+8.0
72	Hf	174*	0.16	-55.830	0 ⁺	0	0
		176	5.2	-54.567	0 ⁺	0	0
		177	18.6	-52.879	7/2 ⁻	+0.79	+4.6
		178	27.1	-52.434	0 ⁺	0	0
		179	13.7	-50.462	9/2 ⁺	-0.64	+5.2
		180	35.2	-49.779	0 ⁺	0	0
73	Ta	180*	0.0123	-48.98	—	—	—
		181	99.9877	-48.425	7/2 ⁺	+2.37	+3.9
74	W	180	0.13	-49.624	0 ⁺	0	0
		182	26.3	-48.228	0 ⁺	0	0
		183	14.3	-46.347	1/2 ⁻	+0.118	0
		184	30.7	-45.687	0 ⁺	0	0
		186	28.6	-42.498	0 ⁺	0	0
75	Re	185	37.40	-43.802	5/2 ⁺	+3.187	+2.3
		187*	62.60	-41.205	5/2 ⁺	+3.220	+2.2
76	Os	184	0.018	-44.233	0 ⁺	0	0
		186*	1.6	-42.987	0 ⁺	0	0
		187	1.6	-41.208	1/2 ⁻	+0.065	0
		188	13.3	-41.125	0 ⁺	0	0
		189	16.1	-38.978	3/2 ⁻	+0.6599	+0.8
		190	26.4	-38.699	0 ⁺	0	0
		192	41.0	-35.875	0 ⁺	0	0
77	Ir	191	37.3	-36.698	3/2 ⁺	+0.146	+1.3
		193	62.7	-34.519	3/2 ⁺	+0.159	+1.1
78	Pt	190*	0.013	-37.318	0 ⁺	0	0
		192*	0.78	-36.283	0 ⁺	0	0
		194	32.9	-34.765	0 ⁺	0	0
		195	33.8	-32.802	1/2 ⁻	+0.6095	0
		196	25.3	-32.652	0 ⁺	0	0
		198	7.2	-29.921	0 ⁺	0	0
79	Au	197	100	-31.150	3/2 ⁺	+0.1457	+0.59
80	Hg	196	0.15	-31.846	0 ⁺	0	0
		198	10.0	-30.964	0 ⁺	0	0
		199	16.8	-29.557	1/2 ⁻	+0.5059	0
		200	23.1	-29.514	0 ⁺	0	0
		201	13.2	-27.672	3/2 ⁻	-0.5602	+0.46
		202	29.8	-27.356	0 ⁺	0	0
		204	6.9	-24.703	0 ⁺	0	0
81	Tl	203	29.5	-25.769	1/2 ⁺	+1.6223	0
		205	70.5	-23.837	1/2 ⁺	+1.638	0
82	Pb	204	1.42	-25.117	0 ⁺	0	0
		206	24.1	-23.795	0 ⁺	0	0
		207	22.1	-22.463	1/2 ⁻	0.59	0
		208	52.3	-21.759	0 ⁺	0	0
83	Bi	209*	100	-18.268	9/2 ⁻	+4.111	-0.37
90	Th	232*	100	35.4472	0 ⁺	0	0
91	Pa	231*	—	33.4231	3/2 ⁻	2.01	—
92	U	233*	—	36.9147	5/2 ⁺	0.55	+3.5
		234*	0.0054	38.1426	0 ⁺	0	0
		235*	0.720	40.9164	7/2 ⁻	-0.35	+4.1
		238*	99.275	47.3070	0 ⁺	0	0
93	Np	237*	—	44.8693	5/2 ⁺	+3.3	+4.1
94	Pu	239*	—	48.5851	1/2 ⁺	+0.203	0
95	Am	243*	—	57.1701	5/2 ⁻	1.61	+4.9
96	Cm	247*	—	65.530	9/2 ⁻	0.37	—
97	Bk	247*	—	65.484	(3/2 ⁻)	—	—
98	Cf	252*	—	76.031	0 ⁺	0	0

表 76 安定核種表(6)

原子番号	原子核	質量数	存在比 [%]	質量偏差 $\Delta=M-A$ [MeV]	スピン I^{π}	磁気モーメント [nm]	四極子モーメント [barn]
99	Es	254*	—	81.992	(7 ⁺)	2.90	3.7
100	Fm	253*	—	79.346	1/2 ⁺		
101	Md	254*	—	83	—		
102	No	254*	—	84.729	0 ⁺		
103	Lr	257*	—	92.97	—		
104		260*	—	99.23	0 ⁺		
105		260*	—	103.65	—		
		261*	—	104.46	—		

表 77 不安定核種表

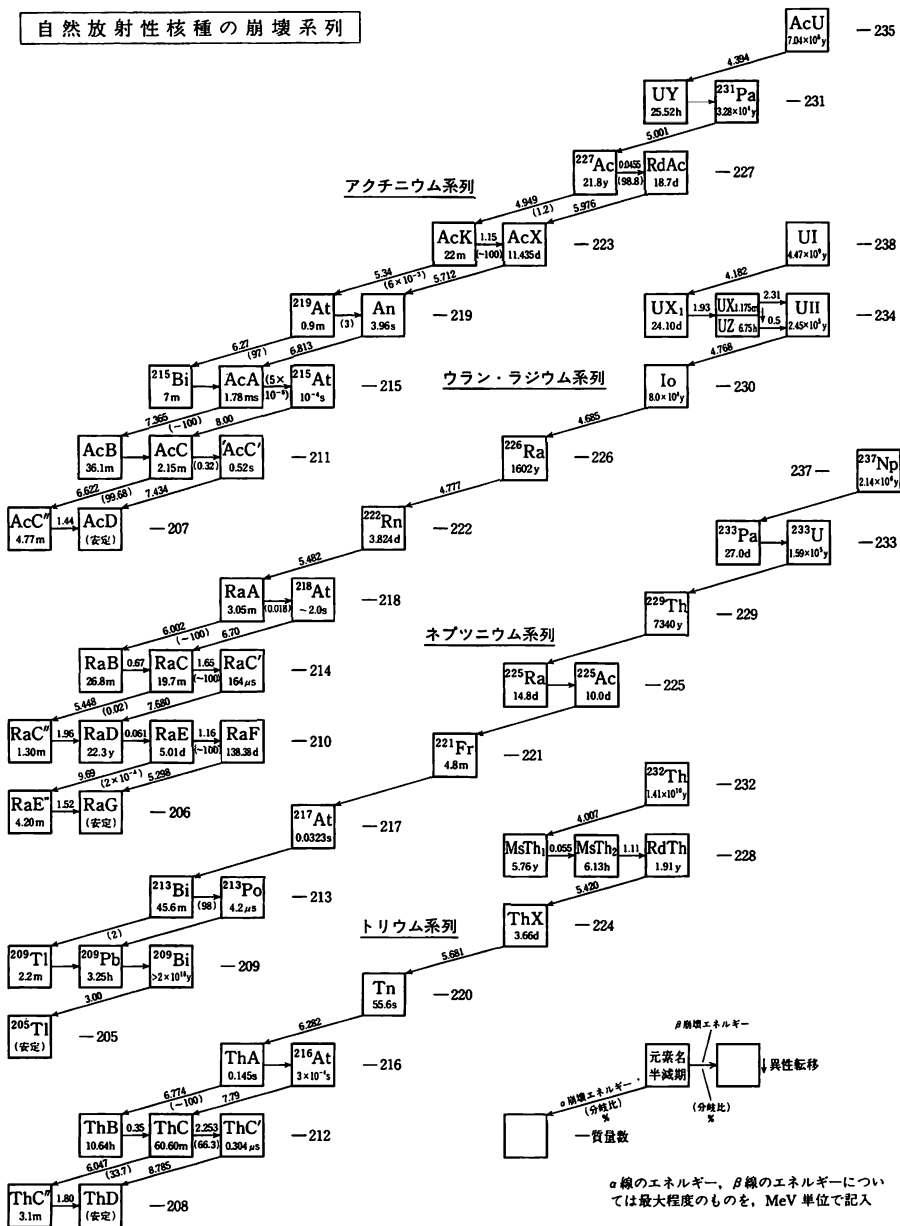
原子番号	原子核	質量数	半減期	スピン	磁気モーメント [核磁子]	四極子モーメント [barn]	原子番号	原子核	質量数	半減期	スピン	磁気モーメント [核磁子]	四極子モーメント [barn]
1	H	3	12.33y	1/2 ⁺	+2.9790	0	58	Ce	139	137.2d	3/2	0.86	—
11	Na	22	2.602y	3	+1.746	—	61	Pm	144	349d	5	1.69	—
	Na	24	15.02h	4	+1.6903	—		Pm	147	2.623y	7/2	+2.58	+0.74
15	P	32	14.28d	1	-0.2524	—		Pm	148m	41.3d	6	1.82	—
16	S	35	87.4d	3/2	+1.00	+0.045	62	Sm	145	340d	7/2	0.92	—
17	Cl	36	3.00×10 ⁵ y	2	+1.2855	-0.0180	63	Eu	152	13y	3	-1.9414	+3.16
18	Ar	37	35.0d	3/2	+0.95	—		Eu	154	8.5y	3	2.005	+3.9
	Ar	39	269y	7/2	-1.3	—	65	Tb	160	72.1d	3	+1.702	+3.0
21	Sc	46	83.80d	4	+3.03	+0.119	69	Tm	170	128.6d	1	0.2476	0.574
23	V	49	330d	7/2	4.47	—		Tm	171	1.92y	1/2	0.2303	0
24	Cr	51	27.70d	7/2	(-)0.934	—	77	Ir	192	74.2d	4	+1.41	—
25	Mn	54	312d	3	+3.28	+0.40	79	Au	195	183d	3/2	0.14	—
27	Co	56	78.8d	4	3.830	—	80	Hg	203	46.8d	5/2	+0.85	0.40
	Co	57	271d	7/2	+4.7	+0.52	81	Tl	204	3.77y	2	0.0908	—
	Co	58	70.8d	2	+4.04	+0.22	83	Bi	205	15.3d	9/2	+5	—
	Co	60	5.271y	5	+3.79	+0.44	84	Po	209	102y	1/2	+0.77	0
29	Cu	64	12.70h	1	-0.282	—	89	Ac	227	21.77y	3/2	+1.1	+1.7
30	Zn	65	244.1d	5/2	+0.7690	-0.023	90	Th	229	7.3×10 ⁵ y	5/2	+0.4	+4.3
32	Ge	71	11.2d	1/2	+0.547	0	91	Pa	231	3.28×10 ⁴ y	3/2	2.01	—
34	Se	75	118.5d	5/2	0.67	+1.0		Pa	233	27.0d	3/2 ⁻	+3.5	-3.0
37	Rb	83	86.2d	5/2	+1.43	+0.27	92	U	233	1.592×10 ⁵ y	5/2	+0.55	+3.5
	Rb	86	18.8d	2	-1.6920	+0.20		U	235	7.038×10 ⁸ y	7/2 ⁻	-0.35	+4.1
	Rb	87	4.8×10 ¹⁰ y	3/2 ⁻	+2.751	+0.13	93	Np	237	2.14×10 ⁶ y	5/2 ⁺	+3.3	+4.2
39	Y	91	58.5d	1/2	0.1641	0	94	Pu	239	2.41×10 ⁴ y	1/2	+0.203	0
41	Nb	95	35.0d	9/2	6.123	—		Pu	241	14.4y	5/2	-0.714	+5.6
47	Ag	105	41.3d	1/2	0.1014	0	95	Am	241	433y	5/2	+1.61	+4.9
	Ag	110m	252d	6	+3.607	1.65	96	Cm	245	8.5×10 ³ y	7/2	0.5	—
	Ag	111	7.45d	1/2	-0.146	0							
48	Cd	109	453d	5/2	-0.8278	+0.69							
	Cd	113m	14y	11/2	-1.0878	-0.71							
	Cd	115m	44.8d	11/2	-1.0410	-0.54							
49	In	111	2.83d	9/2	+5.53	+0.87							
50	Sn	113	115.1d	1/2	0.880	0							
51	Sb	124	60.20d	3	1.26	—							
	Sb	125	2.7y	7/2	+2.630	—							
53	I	125	60.2d	5/2	3.0	-0.889							
55	Cs	134	2.062y	4	+2.9937	+0.389							
	Cs	137	30.17y	7/2	+2.8413	+0.05							

表 78 自然放射性核種の崩壊系列

原 子 番 号

81 82 83 84 85 86 87 88 89 90 91 92 93

自然放射性核種の崩壊系列



81 Tl 82 Pb 83 Bi 84 Po 85 At 86 Rn 87 Fr 88 Ra 89 Ac 90 Th 91 Pa 92 U 93 Np

表 79 世界の主なシンクロトロン(エネルギー 1 GeV 以上)

加速器所在研究機関 略 称 (国 名)	加速器略称	エネルギー [GeV]	ビーム強度 [粒子数/秒]	直 径 [m]	建設開始年 —完成年	備 考
陽子シンクロトロン						
フェルミ国立加速器研究所 FNAL (アメリカ)	(略称なし) Tevatron II	200/500 800~1 000	2×10^{12} —	2 000 2 000	1968—1972	加速テスト中
ヨーロッパ連合原子核研究機関 CERN (スイス)	CPS SPS	28 450	5×10^{12} 2×10^{12}	200 2 200	1955—1959 1970—1976	
セルプコフ高エネルギー研究所 IHEP (ソ 連)	(略称なし) UNK	76 3 000	9×10^{11} —	472 6 000	1961—1967	建設中
ブルックヘブン国立研究所 BNL (アメリカ)	AGS	33	7×10^{12}	256.9	1953—1960	
アルゴン国立研究所 ANL (アメリカ)	ZGS	12.7	8×10^{11}	54.7	1959—1963	1978 年運転 停止
高エネルギー物理学研究所 KEK (日 本)	KEK-PS	12	2×10^{12}	108	1971—1976	
ドブナ合同原子核研究所 JINR (ソ 連)	Synchro- phasotron	10	1×10^{11}	66.2	1952—1957	
理論・実験研究所 ITEP (ソ 連)	U-10	10	1.9×10^{11}	20	—1961	
ラザフォード研究所 RL (イギリス)	NIMROD	8	1.1×10^{12}	53.27	1957—1963	1978 年運転 停止
ローレンス・バークレイ研究所 LBL (アメリカ)	Bevatron	p 6.2 α 7.1	8×10^{11} 8×10^9	38.23 38.23	1949—1954 1971—1974	入射器改造後 ^{56}Fe まで加速
サックレイ研究所 CEN-Saclay (フランス)	Saturne- I Saturne- II	p 3 α 2.6	6×10^{11} 1.8×10^{12}	22 33.6	1955—1958 1974—1978	p 加速, 改造 後 d, α 加速
電子シンクロトロン						
コーネル大学 (アメリカ)	(略称なし)	12	6×10^{12}	240	1965—1967	
ドイツ電子シンクロトロン研究所 DESY (西ドイツ)	DESY	7.5	1×10^{11}	100.84	1959—1964	
エレバン物理研究所 GKA E (ソ 連)	ARUS	6	5×10^{12}	68.98	1962—1967	
ボン大学物理研究所(西ドイツ)	(略称なし)	2.5	4×10^{12}	22.15	1965—1967	
東京大学原子核研究所 INS (日 本)	INS-ES	1.3	1×10^{12}	11.06	1957—1961	
トムスク科学技術大学核物理研究所 (ソ 連)	Syrius	1.3	2.5×10^{11}	10.47	1958—1965	

表 80 世界の主な電子線型加速器(リニアック)(エネルギー 1 GeV 以上)

加速器所在研究機関, 略称 (国名)	エネルギー [GeV]	ビーム強度 [粒子数/秒]	全 長 [m]	建設開始年 —完成年
スタンフォード線型加速器センター, SLAC (アメリカ)	22	2×10^{14}	3050	1962—1966
高エネルギー物理学研究所, KEK (日本)	2.5	1.5×10^{13}	320	1978—1981
オルセー線型加速器研究所, LAL (フランス)	2.3	1×10^{14}	230	1956—1959
ハルコフ理工学研究所 (ソ連)	2.0	5×10^{12}	240	1958—1964

表 81 世界の主な中間子工場(メソンファクトリー)

加速器所在研究機関 略 称 (国 名)	加速器略称	加速器種類 規 模	エネルギー [MeV]	ビーム強度 [粒子数/秒]	建設開始年 —完成年
ロスアラモス科学研究所, LASL (アメリカ)	LAMPF	陽子線型加速器 全長 785 m	800	4×10^{15}	1968—1972
三大学連合メソンファクトリー TRIUMF (カナダ)	(略称なし)	陽子サイクロトロン 平均直径 17.17 m	520	6×10^{14}	1970—1974
スイス核物理研究所 SIN (スイス)	(略称なし)	陽子リングサイクロトロン	590	6×10^{14}	1969—1974

表 82 世界の主な衝突型加速器 (エネルギー 1 GeV 以上)

加速器所在研究機関 略 称 (国 名)	加速器名称	粒子	エネルギー [GeV]	平均直径 [m]	建設開始年 —完成年	備 考
フェルミ国立加速器研究所 FNAL (アメリカ)	Tevatron I	\bar{p}, p	1000	2000	—1986	建設中
ヨーロッパ連合原子核研究機関 CERN (スイス)	ISR	\bar{p}, p	28	300	1966—1971	運転停止
	SPS	\bar{p}, p	270	2 200	1970—1981	
	LEP	e^+, e^-	50	8 486	1984—1988	建設中
高エネルギー物理学研究所 KEK (日本)	TRISTAN	e^+, e^-	30	960	1981—1986	建設中
スタンフォード線型加速器センター SLAC (アメリカ)	SPEAR*	e^+, e^-	4.2	80	1970—1972	
	PEP	e^+, e^-	18	700	1976—1980	
	SLC	e^+, e^-	50	600	1983—1986	建設中
ドイツ電子シンクロトロン研究所 DESY (西ドイツ)	DORIS*	e^+, e^-	5.1	91.7	1970—1973	
	PETRA	e^+, e^-	21	732	1976—1978	
	HERA	e^-, p	$e^-, 30; p, 800$	2 054	1984—1990	計画中
コーネル大学 (アメリカ)	CESR*	e^+, e^-	8	240	1978—1979	
ノボシビルスク核物理研究所 (ソ連)	VEPP-4	e^+, e^-	3.1	116.6	—1979	
高エネルギー研究所 (中国)	BEPC	e^+, e^-	2.8	76.4	1983—1988	建設中
オルセー線型加速器研究所 LAL (フランス)	DCI*	e^+, e^-	1.8	30.1	1971—1976	
フラスカッティ国立研究所 INFN (イタリア)	ADONE*	e^+, e^-	1.5	33.42	1964—1969	

* 放射光源用貯蔵リングとしても使用されている加速器

表 83 世界の主な放射光源用電子貯蔵リング

国 名	加速器所在研究機関	加速器名称	電子 エネルギー [GeV]	電 流 (目標値) [mA]	光子 エネルギー [keV]	完成年
日 本	東京大学物性研究所	INS-SOR II	0.4	450	0.13	1975
	高エネルギー物理学研究所	Photon Factory	2.5	200(500)	4.00	1982
	分子科学研究所	UV-SOR	0.6	(500)	0.22	1984
	電子技術総合研究所		0.66	100	0.32	1981
アメリカ	ウィスコンシン大学	TANTALUS-I	0.24	150	0.048	1968
	ウィスコンシン大学	ALADDIN	1.0	500	1.07	1981
	スタンフォード線型加速器センター	SPEAR*	4.0	100	11.2	1974
	連邦基準局	SURF-II	0.24	40	0.037	1976
	コーネル大学	CESR*	8.0	100	35.0	1979
	ブルックヘブン国立研究所	NLSL-UV	0.7	500	0.40	1981
西ドイツ	ブルックヘブン国立研究所	NLSL-X	2.5	(500)	4.24	1984
	ドイツ電子シンクロトロン研究所	DORIS*	5.0	100	22.9	1974
イギリス	ベルリン放射光電子リング研究所	BESSY	0.8	500	0.62	1982
	ダレスベリー研究所	SRS	2.0	100	3.20	1980
フランス	オルセー線型加速器研究所	ACO	0.54	150	0.32	1973
	オルセー線型加速器研究所	DCI*	1.8	150	3.39	1976
イタリア	フラスカッティ国立研究所	ADONE*	1.5	60	1.50	1978
ソ 連	モスクワ大学	PAKHRA	1.3	300	1.22	1980
	ノボシビルスク核物理研究所	VEPP-3	2.25	100	4.11	1977
	クルチャトフ原子力研究所	(詳細不祥)	2.5			

* 完成年は、放射光源としての完成時期

表 84 これまでに活躍した世界のおもな水素泡箱

1956年以来世界で建設され、素粒子・原子核の実験に使用され、活躍した水素泡箱のうちのおもなもの、フレノンなどの重液体を用いる重液体泡箱はこの表に含まれていない。

略 称	泡箱所在研究機関 (国 名)	泡箱略称	容量 ⁽¹⁾ [cm ³]	寸 法 [cm]	磁場の強さ [kG]	注
ローレンス・バークレイ研究所 LBL	(アメリカ)	LBL-15"	50 ×10 ³	—	—	(2)
ブルックヘブン国立研究所 BNL	(アメリカ)	BNL-20"	60 ×10 ³	50×25×23	17	
ローレンス・バークレイ研究所 LBL	(アメリカ)	LBL-25"	90 ×10 ³	60 ^φ ×30	23	
ヨーロッパ連合原子核研究機関 CERN	(スイス)	Saclay-80 ^{cm}	127 ×10 ³	80×30×30	19	
ブルックヘブン国立研究所 BNL	(アメリカ)	Columbia-BNL-30"	180 ×10 ³	75 ^φ ×35	14	
アルゴンヌ国立研究所 ANL	(アメリカ)	ANL/FNAL-30" (1971年より FNAL)	180 ×10 ³	75 ^φ ×37	30	(3)
ヨーロッパ連合原子核研究機関 CERN	(スイス)	EHS-RCB	200 ×10 ³	80 ^φ ×40	30	(4)
ドイツ電子シンクロトロン研究所 DESY	(西ドイツ)	DESY-85 ^{cm}	220 ×10 ³	85×40×40	15	
スタンフォード線型加速器センター SLAC	(アメリカ)	SHF-SLAC-40"	400 ×10 ³	100 ^φ ×45	25	(4)
高エネルギー物理学研究所 KEK	(日本)	KEK-1 ^m	450 ×10 ³	100 ^φ ×45	18.5	
ローレンス・バークレイ研究所 LBL	(アメリカ)	LBL-72" (後SLAC-82")	600 ×10 ³	205×50×40	18	(5)
ヨーロッパ連合原子核研究機関 CERN	(スイス)	CERN-2 ^m	1000 ×10 ³	200×60×50	15	
ブルックヘブン国立研究所 BNL	(アメリカ)	BNL-80"	1500 ×10 ³	200×70×60	18	
セルブコフ高エネルギー物理学研究所 IHEP	(ソ連)	Mirabelle	8600 ×10 ³	160 ^φ ×460	20	(6)
ブルックヘブン国立研究所 BNL	(アメリカ)	BNL-7'	9000 ×10 ³	210 ^φ ×360	25	(7)
アルゴンヌ国立研究所 ANL	(アメリカ)	ANL-12'	30,000 ×10 ³	370 ^φ ×230	20	(7)
ヨーロッパ連合原子核研究機関 CERN	(スイス)	CERN-BEBC	30,000 ×10 ³	350 ^φ ×300	35	(7)
フェルミ国立加速器研究所 FNAL	(アメリカ)	FNAL-15'	36,000 10 ³	400 ^φ 球型	34	(7)

(1) 容量は泡箱用の液体水素の量を表すが、必ずしも有効容積を表していない。

(2) ローレンス・バークレイ研究所に建設された初期の泡箱には、この他数種類あるが、割愛した。

(3) アルゴンヌ研究所の ZGS 陽子加速器での計画終了後、1971年よりフェルミ加速器研究所に移設された。

(4) 複合型泡箱装置として建設された、10～20サイクル程度の早いくり返して膨張運転される。

(5) ローレンス・バークレイ研究所で LBL-72" 泡箱として活躍の後、スタンフォード線型加速器センターに移設、改造大型化され、SLAC-82" 泡箱として活躍した。

(6) フランス-ソ連技術協力の下でフランスで製作、ソ連のセルブコフ高エネルギー物理学研究所に設置され、ソ連ヨーロッパ共同研究チームにより実験に利用されている。

(7) いずれもニュートリノビームによるニュートリノ実験を主目的に建設された大型泡箱。

表 85 素 粒 子 表

詳細は *Reviews of Modern Physics* あるいは *Physics Letters* に偶数年の 4 月に出版される Particle Data Group の作成した *Reviews of Particle Properties* 表 (RPP 表という) を参照のこと。(表 85 は 1986 年版より) () は未確認粒子

表 85 a レプトンとクォーク

世代	粒子名	記 号		スピン	質 量 [MeV・c ⁻²]	寿 命 [s]	主な崩壊	クォーク		
		粒子	反粒子					記号	電荷	スピン
1	ニュートリノ	ν_e	$\bar{\nu}_e$	1/2	<0.000046	安 定		u	2/3	1/2
	電 子	e^-	e^+	1/2	0.5110034 ± 0.0000014	安 定 ($>2 \times 10^{22} \text{y}$)		d	-1/3	1/2
2	ニュートリノ	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	1/2	<0.25	安 定		c	2/3	1/2
	ミュー粒子	μ^-	μ^+	1/2	105.65916 ± 0.00030	$(2.19703 \pm 0.00004) \times 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	s	-1/3	1/2
3	ニュートリノ	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$	1/2	<70			(t)	2/3	1/2
	タウ粒子	τ^-	τ^+	1/2	1784.2 ± 3.2	$(3.3 \pm 0.4) \times 10^{-13}$	RPP表参照	b	-1/3	1/2

表 85 b ゲージ粒子

粒子名	記 号	スピン・パリティ	質量 [GeV・c ⁻²]	寿 命 [s]
光 子	γ	1 ⁻	0 ($<3 \times 10^{-33}$)	安 定
W ボソン	W^\pm	1 ⁻	81.8 ± 1.5	$>1.0 \times 10^{-25}$
Z ⁰ ボソン	Z^0	1 ⁻	92.6 ± 1.7	$>1.4 \times 10^{-25}$
グルーオン	g	1 ⁻		

表 85 c バリオン 8 重項

粒子名	記 号		粒子の構造	スピン	アイソスピン	質量 [MeV・c ⁻²]	寿 命 [s]	主な崩壊
	粒子	反粒子						
陽 子	p	\bar{p}	uud	1/2	1/2	938.2796 ± 0.0027	安定 ($\geq 10^{31} \sim 3 \times 10^{32} \text{y}$)	
中性子	n	\bar{n}	udd	1/2	1/2	939.5731 ± 0.0027	898 ± 16	$n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ 100 %
ラムダ粒子	Λ	$\bar{\Lambda}$	uds	1/2	0	1115.60 ± 0.05	$(2.632 \pm 0.020) \times 10^{-10}$	$\Lambda \rightarrow p \pi^-$ (64.2 ± 0.5) % $\rightarrow n \pi^0$ (35.8 ± 0.5) %
シグマ粒子	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	uus	1/2	1	1189.37 ± 0.06	$(0.800 \pm 0.004) \times 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$ (51.64 ± 0.30) % $\rightarrow n \pi^+$ (48.36 ± 0.30) %
	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	uds	1/2	1	1192.46 ± 0.08	$(5.8 \pm 1.3) \times 10^{-20}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$ 100 %
グザイ粒子	Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	dds	1/2	1	1197.34 ± 0.05	$(1.482 \pm 0.011) \times 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$ 100 %
	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	uss	1/2	1/2	1314.9 ± 0.6	$(2.90 \pm 0.10) \times 10^{-10}$	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda \pi^0$ 100 %
	Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	dss	1/2	1/2	1321.32 ± 0.13	$(1.642 \pm 0.015) \times 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda \pi^-$ 100 %

表 85 d その他の長寿命のバリオン

粒子名	記 号		粒子の構造	スピン	アイソスピン	質量 [MeV・c ⁻²]	寿 命 [s]	主な崩壊
	粒子	反粒子						
オメガ粒子	Ω^-	$\bar{\Omega}^-$	sss	3/2	0	1672.45 ± 0.29	$(0.822 \pm 0.013) \times 10^{-10}$	$\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$ (67.8 ± 0.7) % $\rightarrow \Xi^0 \pi^-$ (23.6 ± 0.7) % $\rightarrow \Xi^- \pi^0$ (8.6 ± 0.4) %
ラムダシー粒子	Λ_c^+	$\bar{\Lambda}_c^+$	cud	1/2	0	2281.2 ± 3.0	$(2.3^{+0.8}_{-0.3}) \times 10^{-13}$	RPP 表参照

表 85 e メソン 8 重項 (1)

粒子名	記号	粒子の構造		スピンパリティ	アイソスピン	質量 [MeV・c ⁻²]	寿 命 [s]	主な崩壊
		粒子	反粒子					
パイ中間子	π^+	u \bar{d}	d \bar{u}	0 ⁻	1	139.5685 ± 0.0010	$(2.6030 \pm 0.0023) \times 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ 100 %
	π^0	(u \bar{u} - d \bar{d})/ $\sqrt{2}$	(d \bar{d} - u \bar{u})/ $\sqrt{2}$	0 ⁻	1	134.9642 ± 0.0038	$(0.87 \pm 0.04) \times 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (98.799 ± 0.030) %
	π^-	d \bar{u}	u \bar{d}	0 ⁻	1	π^+ の反粒子		
イータ中間子	η	(u \bar{u} + d \bar{d} - 2s \bar{s})/ $\sqrt{6}$	(d \bar{d} + u \bar{u} - 2s \bar{s})/ $\sqrt{6}$	0 ⁻	0	548.8 ± 0.6	$(6.3 \pm 1.0) \times 10^{-19}$	$\eta^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (38.9 ± 0.4) % $\rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ (31.90 ± 0.35) % $\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (23.7 ± 0.5) %
ケイ中間子	K^+	u \bar{s}	s \bar{u}	0 ⁻	1/2	493.667 ± 0.014	$(1.2371 \pm 0.0026) \times 10^{-8}$	$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ (63.51 ± 0.16) % $\rightarrow \pi^+ \pi^0$ (21.17 ± 0.15) %
	K^-	s \bar{u}	u \bar{s}	0 ⁻	1/2	K^+ の反粒子		

表 85 e メソン 8 重項 (2)

粒子名	記号	粒子の構造	スピン パリティ	アイソ スピン	質量 [MeV・c ⁻²]	寿 命 [s]	主な崩壊
ケイ中間子	K ⁰	d \bar{s}	0 ⁻	1/2	497.72±0.07 K ⁰ の反粒子	} 崩壊は K _S ⁰ , K _L ⁰ を見よ (0.8923±0.0022)×10 ⁻¹⁰	K _S ⁰ →π ⁺ π ⁻ (68.61±0.24) % →π ⁰ π ⁰ (31.39±0.24) % K _L ⁰ →π ⁺ π ⁻ ν _e (38.7±0.6) % →π ⁺ μ ⁺ ν _μ (27.1±0.4) % →π ⁰ π ⁰ π ⁰ (21.5±1.0) % →π ⁺ π ⁻ π ⁰ (12.40±0.20) %
	\bar{K}^0	s \bar{d}	0 ⁻	1/2			
	K _S ⁰		0 ⁻	1/2			
	K _L ⁰		0 ⁻	1/2		(5.183±0.040)×10 ⁻⁸	

表 85 f その他の長寿命のメソン

粒子名	記号	粒子の構造	スピン パリティ	アイソ スピン	質量 [MeV・c ⁻²]	寿 命 [s]	主な崩壊
ディー中間子	D ⁺	c \bar{d}	0 ⁻	1/2	1869.3±0.6 D ⁺ の反粒子	(9.2 ^{+1.3} _{-1.0})×10 ⁻¹³	RPP 表参照
	D ⁰	d \bar{c}	0 ⁻	1/2			
	\bar{D}^0	c \bar{u}	0 ⁻	1/2			
	D _s ⁺	u \bar{c}	0 ⁻	1/2		(4.3 ^{+0.5} _{-0.4})×10 ⁻¹³	
ディーエス中 間子 (以前は F 中間子)	D _s ⁻	c \bar{s}	0 ⁻	0	1970.5±2.5 D _s ⁺ の反粒子	(2.8 ^{+1.6} _{-0.7})×10 ⁻¹³	RPP 表参照
	D _s ⁰	s \bar{c}	0 ⁻	0			
	B ⁻	b \bar{u}	0 ⁻	1/2			
	B ⁰	u \bar{b}	0 ⁻	1/2			
ビー中間子	B ⁺	d \bar{b}	0 ⁻	1/2	5275.2±2.8 B ⁰ の反粒子	(14.2±2.7)×10 ⁻¹³ 未分離	RPP 表参照
	B ⁰	b \bar{d}	0 ⁻	1/2			
	B ⁻	b \bar{u}	0 ⁻	1/2			

表 85 g メソンの略表

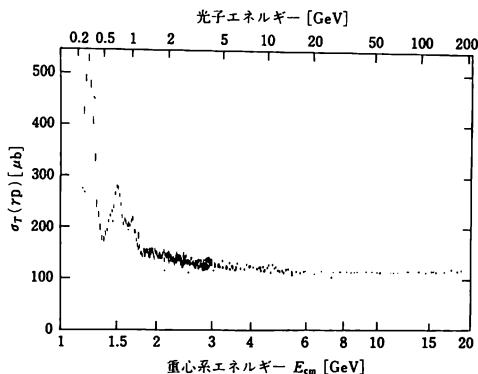
粒子記号(質量) [MeV・c ⁻²]	スピン パリティ	アイソ スピン	幅 [MeV]	おもな崩 壊生成物	粒子記号(質量) [MeV・c ⁻²]	スピン パリティ	アイソ スピン	幅 [MeV]	おもな崩 壊生成物
通常のメソン					χ ₁ (3510)	1 ⁺	0	<1.0	ハドロン
π (表85eを見よ)	0 ⁻	1			π ₂ (1680)	2 ⁻	1	250	f ₂ (1270)π
η (表85eを見よ)	0 ⁻	0			f ₂ (1270)	2 ⁺	0	176	ππ
η' (958)	0 ⁻	0	0.24	ηππ	a ₂ (1320)	2 ⁺	1	110	ρπ
π (1300)?	0 ⁻	1	200~600	ρπ	f ₂ (1525)	2 ⁺	0	70	K \bar{K}
η _c (2980)	0 ⁻	0	11	ハドロン	χ ₂ (3555)	2 ⁺	0	2.9	ハドロン
η _c ' (3590)	0 ⁻	0		ハドロン	ω ₃ (1670)	3 ⁻	0	166	ハドロン
f ₀ (975)	0 ⁺	0	33	ππ	ρ ₃ (1690)	3 ⁻	1	200	4π
a ₀ (980)	0 ⁺	1	54	ηπ	f ₄ (2030)	4 ⁺	0	200	
f ₀ (1300)	0 ⁺	0	150~400	ππ	ストレンジネス ±1 のメソン				
χ ₀ (3415)	0 ⁺	0		ハドロン	K (表85eを見よ)	0 ⁻	1/2		
ρ (770)	1 ⁻	1	153	ππ	K _s [*] (1350)	0 ⁺	1/2	250	Kπ
ω (783)	1 ⁻	0	9.8	πππ	K [*] (892)	1 ⁻	1/2	51.1	Kπ
φ (1020)	1 ⁻	0	4.22	K \bar{K}	K ₁ (1280)	1 ⁺	1/2	90	Kρ
ρ (1600)	1 ⁻	1	260	4π	K ₁ (1400)	1 ⁺	1/2	184	K [*] (892)π
φ (1680)?	1 ⁻	0	130	K [*] \bar{K} +K K [*]	K ₂ (1770)	2 ⁻	1/2	200	K ₂ [*] (1430)π
J/ψ (3097)	1 ⁻	0	0.063	ハドロン	K ₂ [*] (1430)	2 ⁺	1/2	99	Kπ
φ (3685)	1 ⁻	0	0.215	ハドロン	K ₃ [*] (1780)	3 ⁻	1/2	150	Kππ
φ (3770)	1 ⁻	0	25	D \bar{D}	チャーム・メソン				
φ (4030)	1 ⁻	0	52	ハドロン	D (表85fを見よ)	0 ⁻	1/2		
φ (4160)	1 ⁻	0	78	ハドロン	D [*] (2010)	1 ⁻	1/2	<2	Dπ
φ (4415)	1 ⁻	0	43	ハドロン	F (表85fを見よ)	0 ⁻	0		
T (9460)	1 ⁻	0	0.043						
T (10023)	1 ⁻	0	0.030						
T (10355)	1 ⁻	0	0.012						
T (10575)	1 ⁻	0	24						
h ₁ (1190)	1 ⁺	0	320	ρπ					
b ₁ (1235)	1 ⁺	1	150	ωπ					
a ₁ (1270)	1 ⁺	1	316	ρπ					
f ₁ (1285)	1 ⁺	0	25	ηππ					
f ₁ (1420)	1 ⁺	0	56	K \bar{K} π					

表 85 h バリオンの略表

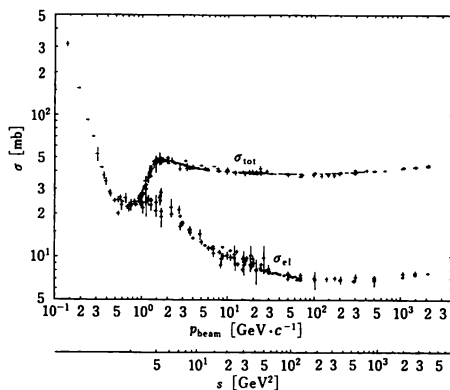
粒子記号(質量) [MeV・c ⁻²]	スピン パリティ	アイソ スピン	幅 [MeV]	おもな崩 壊生成物	粒子記号(質量) [MeV・c ⁻²]	スピン パリティ	アイソ スピン	幅 [MeV]	おもな崩 壊生成物
$I=1/2$ の核子の共鳴					$S=-1, I=0$ の Λ の共鳴				
p, n (表85cを見よ)	1/2 ⁺	1/2			Λ (表85cを見よ)	1/2 ⁺	0		
N (1440)	1/2 ⁺	1/2	200	N π	Λ (1405)	1/2 ⁻	0	40	$\Sigma\pi$
N (1520)	3/2 ⁻	1/2	125	N π	Λ (1520)	3/2 ⁻	0	15.6	N \bar{K}
N (1535)	1/2 ⁻	1/2	150	N η	Λ (1600)	1/2 ⁺	0	150	$\Sigma\pi$
N (1650)	1/2 ⁻	1/2	150	N π	Λ (1670)	1/2 ⁻	0	35	$\Sigma\pi$
N (1675)	5/2 ⁻	1/2	155	$\Delta\pi$	Λ (1690)	3/2 ⁻	0	60	$\Sigma\pi$
N (1680)	5/2 ⁺	1/2	125	N π	Λ (1800)	1/2 ⁻	0	300	N \bar{K}
N (1700)	3/2 ⁻	1/2	100	N $\pi\pi$	Λ (1800)	1/2 ⁺	0	150	N $\bar{K}^*(892)$
N (1710)	1/2 ⁺	1/2	110	N ρ	Λ (1820)	5/2 ⁺	0	80	N \bar{K}
N (1720)	3/2 ⁺	1/2	200		Λ (1830)	5/2 ⁻	0	95	$\Sigma\pi$
N (2190)	7/2 ⁻	1/2	350		Λ (1890)	3/2 ⁺	0	100	
N (2220)	9/2 ⁺	1/2	400		Λ (2100)	7/2 ⁻	0	200	N \bar{K}
N (2250)	9/2 ⁻	1/2	300		Λ (2110)	5/2 ⁺	0	200	N $\bar{K}^*(892)$
N (2600)	11/2 ⁻	1/2	400						
$I=3/2$ の核子の共鳴 (スピン 7/2 以下のもの)					$S=-1, I=1$ の Σ の共鳴				
Δ (1232)	3/2 ⁺	3/2	115	N π	Σ (表85cを見よ)	1/2 ⁺	1		
Δ (1620)	1/2 ⁻	3/2	140	N $\pi\pi$	Σ (1385)	3/2 ⁺	1	36	$\Lambda\pi$
Δ (1700)	3/2 ⁻	3/2	250	N $\pi\pi$	Σ (1660)	1/2 ⁺	1	100	N \bar{K}
Δ (1900)	1/2 ⁻	3/2	150		Σ (1670)	3/2 ⁻	1	60	$\Sigma\pi$
Δ (1905)	5/2 ⁺	3/2	300	N $\pi\pi$	Σ (1750)	1/2 ⁻	1	90	$\Sigma\eta$
Δ (1910)	1/2 ⁺	3/2	220	N $\pi\pi$	Σ (1775)	5/2 ⁻	1	120	N \bar{K}
Δ (1920)	3/2 ⁺	3/2	250		Σ (1915)	5/2 ⁺	1	120	
Δ (1930)	5/2 ⁻	3/2	250		Σ (1940)	3/2 ⁻	1	220	
Δ (1950)	7/2 ⁺	3/2	240		Σ (2030)	7/2 ⁺	1	180	
					$S=-2, I=1/2$ の Ξ の共鳴				
					Ξ (表85cを見よ)	1/2 ⁺	1/2		
					Ξ (1530)	3/2 ⁺	1/2	9.1	$\Xi\pi$
					Ξ (1820)	3/2 ⁻	1/2	26	$\Lambda\bar{K}$
					Ξ (2030)	1/2 ⁻	1/2	20	$\Sigma\bar{K}$

表 86 代表的な素粒子反応の断面積*

代表的な素粒子反応 (主として陽子標的) の断面積を Review of Particle Properties (1982) から抜粋したものである。これは、各データ収集者が最良もしくは最も代表的と考えるデータを示すもので、必ずしも世界中の全データを集めたものではない。原著論文の出典などについては文献*を参照のこと。



光子・陽子全断面積 (収集者: G.M. Lewis)



陽子・陽子全断面積および弾性断面積

† ここに掲載した図は Particle Data Group のご好意により転載。

* Particle Data Group, *Phys. Letters* 111B (1982).

表 87 ノーベル賞受賞者一覧 (物理学を中心として) (1)

受賞年	氏 名	受賞理由	受賞年	氏 名	受賞理由
1901	レントゲン W. C. Röntgen	X線の発見	1920	ギョーム C. E. Guillaume	ニッケル鉄合金(インバー)の異常性の発見による精密測定への貢献
1902	ファント・ホッフ J. H. van't Hoff	(化)化学熱力学の法則および溶液の浸透圧の発見		ネルンスト W. H. Nernst	(化)熱化学の研究
	ローレンツ H. A. Lorentz	磁気放射現象に及ぼす影響	1921	アインシュタイン A. Einstein	数物理学への功績, とくに光電効果の発見
	ゼーマン P. Zeeman			ソディ F. Soddy	(化)放射性物質の化学への貢献と同位体の存在および性質に関する研究
1903	ベクレル H. A. Becquerel	自然放射能の発見	1922	N. ボーア N. Bohr	原子の構造とその放射に関する研究
	キュリー夫妻 P. Curie, M. Curie	ベクレルの発見した放射現象に関する研究		アストン F. W. Aston	(化)質量分析器による, 多くの非放射性物質における同位体の発見, とくに整数法則の発見
	アレニウス S. A. Arrhenius	(化)電解質溶液理論	1923	ミリカン R. A. Millikan	電荷の単位と光電効果に関する業績
1904	レイリー卿 Lord Rayleigh	気体密度の研究とアルゴンの発見	1924	M. シュバーン M. Siegbahn	X線領域の分光学的発見と研究
	ラムゼー W. Ramsay	(化)空气中に含まれる希ガス諸元素の発見と周期律におけるその位置の決定	1925	J. フランク J. Franck	原子と電子の衝突を支配する法則についての発見
1905	レーナルト P. E. A. Lenard	陰極線の性質の研究		G. L. ヘルツ G. L. Hertz	
1906	J. J. トムソン J. J. Thomson	気体の電気伝導に関する理論的実験的研究	1926	ペラン J. B. Perrin	物質の不連続構造の研究, とくに沈殿平衡の発見に対して
1907	マイケルソン A. A. Michelson	精密干渉計の考察と, それを用いた分光学およびメートル原器に関する研究	1927	コンプトン A. H. Compton	コンプトン効果の発見
1908	リップマン G. Lippmann	干渉現象に基づくカラー写真再生法		C. T. R. ウィルソン C. T. R. Wilson	霧箱を用いて荷電粒子の飛跡を見る方法の研究
	ラザフォード E. Rutherford	(化)元素の崩壊および放射性物質の化学に関する研究	1928	リチャードソン O. W. Richardson	熱電現象の研究, とくにそれに関する法則の発見
1909	マルコニ G. Marconi	無線電信の開発への寄与	1929	ド・ブロイ L. V. de Broglie	電子の波動性の発見
	K. F. ブラウン K. F. Braun		1930	ラマン C. V. Raman	光の散乱についての研究とラマン効果の発見
	オストワルド F. W. Ostwald	(化)触媒作用に関する研究および化学平衡と反応速度の条件に関する研究	1932	ハイゼンベルク W. Heisenberg	量子力学の確立とオルト-パラ水素の発見
1910	ファン・デル・ワールス J. D. van der Waals	気体および液体の状態方程式の研究		ラングミュア I. Langmuir	(化)界面化学における発見と研究
1911	ウィーン W. Wien	熱放射の法則に関する発見	1933	シュレーディンガー E. Schrödinger	新形式の原子理論の発見
	M. キュリー M. Curie	(化)ラジウムとポロニウムの発見と金属状態ラジウムの分離ならびにこの元素の性質の研究		ディラック P. M. A. Dirac	
1912	ダレン N. G. Dalén	燈台や燈浮標の照明用のガス貯蔵器につける自動調節機の発明	1934	ユリー H. C. Urey	(化)重水素の発見
1913	カマリング・オネス H. Kamerlingh-Onnes	低温における物性の研究, とくに液体ヘリウムの生成に対し	1935	チャドウィック J. Chadwick	中性子の発見
1914	ラウエ M. von Laue	結晶中でのX線回折の発見		ジョリオ・キュリー夫妻 F. Joliot-Curie, I. Joliot-Curie	(化)放射性物質の人工生成
	リチャーズ T. W. Richards	(化)多数の元素の原子量の精密測定	1936	V. F. ヘス V. F. Hess	宇宙線の発見
1915	ブラッグ父子 W. H. Bragg, W. L. Bragg	X線による結晶構造研究への貢献		C. D. アンダーソン C. D. Anderson	陽電子の発見
1917	バークラ C. G. Barkla	元素の特性X線の発見		デバイ P. J. W. Debye	(化)分子の双極子モーメントおよびX線・電子線回折の研究による分子構造の解明への貢献
1918	プランク M. Planck	エネルギー量子の発見	1937	デビッソン C. J. Davisson	結晶による電子の干渉現象の実験的発見
1919	シュタルク J. Stark	陰極線のドップラー効果と電場の中でのスペクトル線の分散の発見		G. P. トムソン G. P. Thomson	

表 87 ノーベル賞受賞者一覧 (2)

受賞年	氏 名	受賞理由	受賞年	氏 名	受賞理由
1938	フェルミ E. Fermi	中性子照射によってつくられる新放射線元素の発見と遅い中性子による原子核反応の発見	1957	リー Lee, T.-D. ヤン Yang, C.-N.	素粒子のバリティ非保存についての研究
1939	E. O. ローレンス E. O. Lawrence	サイクロトロン の発明と開発とそれによる研究、とくに人工放射性元素に関する成果	1958	チェレンコフ P. A. Cherenkov タム I. E. Tamm I. M. フランク I. M. Frank	
1943	シュテルン O. Stern ヘベシー G. Hevesy	分子線の方法の開発と陽子の磁気モーメントの発見 (化)化学反応研究に対するトレーサーとしての放射性同位体利用に関する研究	1959	セグレ E. Segrè チェンバレン O. Chamberlain	チェレンコフ効果の発見と解釈 反陽子の発見
1944	ラービ I. I. Rabi ハーン O. Hahn	原子核の磁気的性質を記録するための共鳴法の発見 (化)原子核分裂の発見	1960	グレーザー D. A. Glaser リビー W. F. Libby	泡箱の発見 (化)炭素 14 による年代決定方法の発見
1945	パウリ W. Pauli	排他原理の発見	1961	ホフスタッター R. Hofstadter	原子核による電子散乱の研究およびそれにもなう核子の構造の発見
1946	ブリッジマン P. W. Bridgman	超高压発生装置の発明と高压物理学分野における発見		メスバウアー R. Mössbauer	ガンマ線の共鳴吸収の研究とメスバウアー効果の発見
1947	アップルトン E. V. Appleton	高層大気の物理的性質の研究とくにアップルトン層の発見		カルビン M. Kalvin	(化)植物における炭酸ガス同化の研究
1948	ブラケット P. M. S. Blackett	霧箱の開発と、それを用いた原子核および宇宙線物理学分野の発見	1962	ランダウ L. D. Landau ケンドルー J. C. Kendrew ペルutz M. F. Perutz	凝縮した物質、とくに液体ヘリウムの理論 (化)球状タンパク質の構造に関する研究
1949	湯川秀樹 ジョーク W. F. Giaque	核力の理論的研究による中間子の予言 (化)化学熱力学への貢献、とくに極低温における物質の性質の研究		クリック F. H. C. Crick ワトソン J. D. Watson ウィルキンス M. H. F. Wilkins	(生医)核酸の分子構造および生体内での情報伝達に果す意義の発見
1950	パウエル C. F. Powell	原子核乾板法の開発とそれを用いた中間子の発見	1963	ウィグナー E. P. Wigner メイヤー M. G. Mayer イェンゼン J. H. D. Jensen	原子核と素粒子の理論、とくに対称性の基本原理の発見とその応用 原子核の殻構造の発見
1951	コッククロフト J. D. Cockcroft ウォルトン E. T. S. Walton シーボーグ G. T. Seaborg マクミラン E. M. McMillan	人工的に加速した粒子による原子核変換 (化)超ウラン元素の発見	1964	タウンズ C. H. Townes バソフ N. G. Basov プロホロフ A. M. Prokhorov ホジキン D. C. Hodgkin	レーザー、レーザーの原理にもとづく発振器と増幅器の作成に導いた量子エレクトロニクス分野の研究 (化)X線回折による生体物質の分子構造の決定
1952	ブロッホ F. Bloch パーセル E. M. Purcell	核磁気共鳴吸収法の開発とこれを用いた発見	1965	朝永振一郎 シュウィンガー J. Schwinger ファインマン R. P. Feynman	量子電磁力学の基礎研究
1953	ゼルニケ F. Zernike	位相差法の発見と位相差顕微鏡の発明	1966	カストレル A. Kastler	原子のラジオ波共鳴の研究のための光学的方法の発見と開発
1954	ボルン M. Born ボーテ W. Bothe ボーリング L. C. Pauling	量子力学の基礎研究、とくに波動関数の統計的解釈 コインシデンス法とこれを用いた発見 (化)化学結合の本性ならびに複雑な分子の構造に関する研究		マリケン R. S. Mulliken	(化)分子軌道法による化学結合および分子の電子構造についての基礎研究
1955	ラム W. E. Lamb クッシュ P. Kusch	水素スペクトルの微細構造に関する発見 電子の磁気モーメントの精密測定	1967	ベーテ H. A. Bethe	原子核反応理論への寄与、とくに星のエネルギー生成に関する発見
1956	ショックレー W. Shockley バーディーン J. Bardeen ブラッタン W. H. Brattain	半導体に関する研究とトランジスター効果の発見			

表 87 ノーベル賞受賞者一覧 (3)

受賞年	氏 名	受賞理由	受賞年	氏 名	受賞理由
1968	アルバレ L. W. Alvarez	水素泡箱の使用とデータ解析技術の開発による多数の共鳴状態の発見	1979	グラシヨウ S. L. Glashow ワインバーグ S. Weinberg サラム A. Salam	弱い相互作用と電磁相互作用の統一理論への貢献、とくに弱い中性カレントの予言 (生医) コンピューターを用いたX線断層撮影技術の開発
1969	オンサーガー L. Onsager	(化) 不可逆過程の熱力学における基本的な相反定理の発見		ハウズフィールド G. N. Hounsfield コーマック A. M. Cormack	
	ゲルマン M. Gell-Mann	素粒子の分類とそれらの相互作用についての寄与と発見	1980	クロニン J. W. Cronin フィッチ V. L. Fitch	中性K中間子の崩壊におけるCP対称性の破れの発見 レーザー分光学への貢献
	デルブルック M. Delbrück	(生医) ウイルスの増殖サイクルおよび細菌やウイルスにおける遺伝物質の役割に関する発見	1981	ブレンマーゲン N. Bloembergen ショーロウ A. L. Schawlow	
1970	ハーシェイ A. D. Hershey	電磁流体力学の基礎的発見とプラズマ物理などへの応用		K. ジーグバーン K. Siegbahn	高分解能電子分光学への貢献 (化) 化学反応過程への量子力学の応用
	ネル L. Néel	反強磁性およびフェリ磁性に関する研究と発見		福井謙一 ホフマン R. Hoffmann	
1971	ガボール D. Gabor	ホログラフィー法の発明とその後の発展	1982	K. G. ウィルソン K. G. Wilson	相転移にともなう臨界現象の理論 星の構造と進化にとって重要な物理的過程の理論的研究
	ヘルツバーク G. Herzberg	(化) 分子とくに遊離基の電子構造および幾何学的構造の解明	1983	チャンドラセカール S. Chandrasekhar W. A. ファウラー W. A. Fowler	
1972	バーディーン J. Bardeen	BCS 理論とよばれる超伝導理論	1984	ルビア C. Rubbia ファン・デル・メル S. van der Meer	弱い相互作用を伝える場の粒子 W, Z の発見に導いた大計画に対する貢献 量子ホール効果の発見
	クーパー L. N. Cooper			フォン・クリッツィング K. von Klitzing	
1973	シュリーファー J. R. Schrieffer	固体内におけるトンネル効果の発見		ハウプトマン H. A. Hauptman カール J. Karle	(化) 結晶構造決定のための直接的方法の開発に対する貢献 電子光学の基礎研究と最初の電子顕微鏡の設計
	江崎玲於奈 G. I. Gaever	トンネル通過の超電流効果の発見	1986	ルスカ E. Ruska ビーニツヒ G. Binnig ローラー H. Rohrer	
	ジョセフソン B. Josephson	流の性質とジョセフソン効果の理論的予想	1987	ベドノルツ G. Bednorz ミューラー A. Müller	走査型トンネル電子顕微鏡の設計 新超伝導物質の発見
1974	ライル M. Kyle	電波観測とくに開口合成技術の発見			
	ヒューイッシュ A. Hewish	天文学の発見			
	フローリー P. J. Flory	(化) 高分子物理学における実験・理論両面にわたる基本的貢献			
1975	A. ボーア A. Bohr	原子核内核子の集団運動の関数の発見と原子核構造の理論			
	モッテルソン B. R. Mottelson				
	レインウォーター J. Rainwater				
1976	ティン S. C. C. Ting	重い新素粒子 J/ψ の発見			
	リヒター B. Richter				
1977	P. W. アンダーソン P. W. Anderson	磁性体と無秩序系の電子構造の研究			
	バン・ブレック J. H. Van Vleck				
	モット N. F. Mott	(化) 非平衡熱力学とくに散逸構造の研究			
	プリゴジン I. Prigogine	低温物理における基礎的発明と発見			
1978	カピッツァ P. L. Kapitza	3K 宇宙黒体放射の発見			
	ペンジアス A. A. Penzias				
	R. W. ウィルソン R. W. Wilson				

表 88 付録のための参考文献

物理一般

- American institute of physics handbook*, 3rd ed. D. E. Gray 編, McGraw-Hill, 1972.
AIP 50th anniversary physics vade mecum., H. L. Anderson 編, A. I. P., 1981.
 物性定数, 1集~10集, 化学工学協会編, 丸善, 1963~72.
 物理定数表・新版, 飯田修一他編, 朝倉書店, 1978.
CRC handbook of chemistry and physics, 63rd ed., R. C. Weast 編, CRC Press, 1982.
International critical tables of numerical data, physics, chemistry and technology, E. W. Washburn 編, McGraw-Hill, 1926~1933.
 化学便覧(基礎編)改訂3版, 日本化学会編, 丸善, 1984.
Landolt-Börnstein numerical data and functional relationship in science and technology, new series, K. H. Hellwege 編, Springer, 1961~.
Tabellen zur angewandten Physik: Elektronenphysik, Ionenphysik, Vakuumphysik, Kernphysik, medizinische Elektronik, Hilfsgebiete 2 Aufl., M. von Ardenne, VEB, 1973.
Tables of physical and chemical constants, 14th ed. G. W. C. Kaye and T. H. Laby, Longman, 1973.

原子・分子

- Atomic energy levels as derived from the analysis of optical spectra*, Vol. I. ^1H to ^{23}V , Vol. II. ^{24}Cr to ^{41}Nb , Vol. III. ^{42}Mo to ^{57}La , ^{72}Hf to ^{89}Ac [NSRDS-NBS 35(1971)].
Atomic energy-level and Grottrian diagrams, Vol. I. Hydrogen I—Phosphorus XV, 1975; Vol. I. Addenda, 1978; Vol. II. Sulfur I—Titanium XXII, 1978; Vol. III. Vanadium I—Chromium XXIV, 1981; Vol. IV. Manganese I—XXI, 1982; S. Bashkin and J. O. Stoner, Jr., North-Holland.
Atomic energy levels—The rare earth elements, the spectra of Lanthanum, Cerium, Praseodymium, Neodymium, Promethium, Samarium, Europium, Gadolinium, Terbium, Dysprosium, Holmium, Erbium, Thulium, Ytterbium and Lutetium [NSRDS-NBS 60 (1978)].
Atomic energy levels; data for parametric calculations, S. Fraga, K. M. S. Saxena, J. Karwowski, Elsevier, 1979.
Atomic transition probabilities, Vol. I. Hydrogen through Neon, W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Glennon [NSRDS-NBS 4 (1966)].
Atomic transition probabilities, Vol. II. Sodium through Calcium, W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Miles [NSRDS-NBS 22 (1969)].
CIAMDA—An index to the literature on atomic and molecular collision data relevant to fusion research—, IAEA, 1980.
Coincidence tables for atomic spectroscopy, J. Kuba 他, Elsevier, 1965.
MIT wavelength tables, Vol. 2, Wavelengths by element, F. M. Phelps III, MIT Press, 1982.
Molecular spectra and molecular structure, IV: Constants of diatomic molecules, K. P. Huber and G. Herzberg, Van Nostrand Reinhold Co., 1979.
Spectroscopic data relative to diatomic molecules (International tables of selected constants, No. 17), B. Rosen, Pergamon Press, 1970.

熱力学データ

- Cryogenic materials data handbook*, Air Force Materials Laboratory, 1970.
Handbook of heat transfer, M. W. Rohsenow, J. P. Hartnett 編, McGraw-Hill, 1973.
Heat transfer and fluid flow: Data books, R. H. Norris 編, General Electric, 1979.
Properties of materials at low temperature (Phase 1): a compendium, V. J. Johnson 編, Pergamon, 1961.
Thermocouple reference tables based on the IPTS—68: reference tables in degrees fahrenheit for thermoelements versus platinum (Pt-67), R. L. Powell and G. W. Burns, NTIS, 1975.

物性物理

- Handbook on materials for superconducting machinery: mechanical, thermal, electrical and magnetic properties of structural materials*, Metals and Ceramics Information Center, 1974.
CRC handbook of materials science, 3 vols., CRC Press, 1974~1975.
Crystal data determinative tables, 3rd ed., Vol. 1: Organic compounds, J. D. H. Donnay and H. M. Ondik 編, National Bureau of Standards, and the Joint Committee on Powder Diffraction Standards, 1972.
International tables for x-ray crystallography, Vol. 1: Symmetry groups, F. M. Norman and Kathleen Lonsdale 編, The Kynoch Press, 1969.
International tables for x-ray crystallography, Vol. 2: mathematical tables, J. S. Kasper and K. Lonsdale, The Kynoch Press, 1972.
International tables for x-ray crystallography, Vol. 3: physical and chemical tables, K. Lonsdale 編, The Kynoch Press, 1968.
International tables for x-ray crystallography, Vol. 4: revised and supplementary tables to vol. 2 and 3, J. A. Ibers and W. C. Hamilton 編, The Kynoch Press, 1974.
International tables for crystallography, Vol. A: Space-group symmetry, T. Hahn 編, D. Reidel Pub. Co., 1983.
Metals reference book, 5th ed., C. J. Smithells 編, Butterworths, 1976.
Wavelengths of x-ray emission lines and absorption edges, Y. Cauchois, Pergamon, 1978.

Powder diffraction file, sets 1~5. (Joint Committee on Powder Diffraction Standards : JCPDS) International Centre for Diffraction Data, 1974.

Powder diffraction file, sets 6~10. JCPDS, International Centre for Diffraction Data, 1967.

Powder diffraction file, sets 19~20. JCPDS, International Centre for Diffraction Data, 1979.

Powder diffraction data, JCPDS, Associateship at the National Bureau of Standards, Pennsylvania, 1976.

Selected powder diffraction data for metals and alloys data book, 1st ed, 3 vols. JCPDS, International Centre for Diffraction Data, 1978.

素粒子・原子核

CINDA (computer index of neutron data) : *The index to literature and computer files on microscopic neutron data*, IAEA, 1974~.

CRC handbook of radiation measurement and protection, sect. A, Vol. 1 : *Physical science and engineering data*, CRC Press, 1978.

Droplet model of atomic nuclei, W. D. Myers 編, IFI/Plenum, 1977.

Handbook of pion-nucleon scattering, G. Hohler 編, Fach-Information-Zentrum, 1979.

Neutron activation tables, G. Erdmann, Verlag Chemie, 1976.

Neutron cross sections, Vol. 1 : *Resonance parameters*, S. F. Mughabghab and D. I. Garber, 1973 ; Vol. 2 : *Curves*, D. I. Garber and R. R. Kinsey, 1976.

Neutron cross sections, Vol. 1 : *Neutron resonance parameter and thermal cross sections*, S. F. Mughabghab, M. Divadeenam and N. E. Holden, Academic Press, 1981.

Nuclear level schemes A=45 through A=257 from nuclear data sheets, Nuclear data group of Oak Ridge National Laboratory 編, Academic, 1973.

Nuclear tables, Part. 2 : *Nuclear reactions*, W. Kunz and J. Schintlmeister, Pergamon, 1967.

Nuklidkarte. 4 Aufl. W. Seelmann-Eggebert G. Pfennig, H. Münzel 編, Gersbach u. Sohn Verlag, 1974.

Particle data, Particle Data Group LBL, California, 1984.

Review of Particle properties, *Rev. Mod. Phys.* 56 No. II, Vol. II, 1984.

Table of Isotopes. 7th ed. C. M. Lederer and V. S. Shirley 編, John Wiley, 1978.

Table of specific gamma ray constants, D. Nachtigall, Verlag Karl Thiemeig, 1969.

Tables of the Clebsch-Gordan coefficients, The Institute of Atomic Energy, Academia Sinica, Science Press, 1965.

Tables of the Racah coefficients, T. Ishizu 編, Pan-Pacific Press, 1960.

その他

Handbook of optics, W. G. Driscoll 編, McGraw-Hill, 1978.

Vacuum manual, N. Holland, W. Steckelmacher and J. Yarwood 編, E & F. N. Spon, 1974.

Wavelength tables with intensities in arc, spark, or discharge tube of more than 100,000 spectrum lines, G. R. Harrison, M. I. T. Press, 1969.

索引

1. 項目見出しの外国語欄にある外国語のうち、英語を収録した。ただし、人名項目見出しの外国語は人名索引として別に収録してある。なお、解説文中にある主要な略称を英語索引に収録した。
2. 語の配列は原則としてアルファベット順とした。
3. 2つ以上の語からなる語の配列は、まず第一語によってまとめ、次に第二語によって配列した。ハイフン、ビリオドで区切られた語は、それぞれ独立の語と考えて配列した。
4. アポストロフィー（'）などの補助記号や数字および数学記号は無視して配列した。また、添字も無視して配列した。
5. ギリシア文字を接頭記号にもつ語、または語中に含む語については、ギリシア文字を次のようにローマ字に対応させて配列した。

α	β	γ	δ	ϵ	ζ	η	θ	ι	κ	λ	μ
A	B	G	D	E	Z	E	T	I	K	L	M
ν	ξ	\omicron	π	ρ	σ	τ	υ	ϕ	χ	ψ	ω
N	X	O	P	R	S	T	U	P	C	P	O

英語索引

A

- a* 40
a-cutoff frequency 41
a decay 42
a dispersion 41
a method 41
a particle 42
a-particle model 42
A phase 171
*A*₁ phase 149
a posteriori probability 829
a priori probability 842
a-process 41
a-ray irradiation 41
a-ray spectrometer 41
a-rays 41
a relaxation 41
a-structure 41
*A*15 structure 165
A-weighted equivalent continuous sound pressure level 1433
A-weighted sound pressure level 1118
 Abbe number 18
 Abel conversion 27
 Abelès method 27
 Abelian group 27
 aberration 642,885
aB theory 41
 ABM state 197
 abnormal glow discharge 71
 abnormal grain growth 71
 abnormal liquid 71
 abnormal series 71
 Abrikosov's structure of flux lines 27
 absolute configuration 1084
 absolute counting 1083
 absolute differential 1085
 absolute electrometer 1084
 absolute humidity 1084
 absolute magnitude 1085
 absolute measurement 1084
 absolute motion 1083
 absolute refractive index 1083
 absolute rest frame 1084
 absolute rotation 1083
 absolute system of units 1084
 absolute temperature 1083
 absolute vacuum gauge 1083
 absolute vorticity 1083
 absolute zero 1085
 absorbance 449
 absorbed dose 453
 absorptiometry 449
 absorption 450
 absorption band 454
 absorption coefficient 451,452
 absorption cross section 453
 absorption edge 453
 absorption factor 451
 absorption hygrometer 452
 absorption model 454
 absorption refrigerating cycle 452
 absorption spectrum 452
 absorption wavemeter 451
 absorptive potential 454
 absorptive power 454
 abstraktes "Ich" 1282
 abundance of elements 619
 AC ammeter 679
 AC bias 679
 AC circuit 678
 AC corona 678
 AC-DC converter 165
 AC motor 680
 AC potentiometer 679
 Academy of Sciences, USSR 1148
 accelerating electrode 352
 accelerating tube 349
 accelerating voltage 352
 acceleration 352
 acceleration cavity 351
 accelerator 350
 accelerator breeding 351
 accelerator science 351
 accelerometer 352
 acceptance 8
 acceptor 8
 acceptor level 8
 accidental error 519
 accidental reflection 519
 accommodation coefficient 1341, 1535
 accretion 9
 accretion disk 10
 accumulation layer 1249
 accumulation point 889
 accumulation ring 1250
 accuracy 1064
 accurate X-ray structure analysis 1068
 acetylcholine 12
 achromat 10
 achromatic lens 104
 achromatic quarter wave prism 104
 acoustic array 249
 acoustic compliance 250
 acoustic coupler 249
 acoustic diffraction 261
 acoustic effect 250
 acoustic electron spin resonance 252
 acoustic emission 10
 acoustic far-field 213
 acoustic filter 253
 acoustic Fraunhofer field 1816
 acoustic Fresnel field 1853
 acoustic impedance 249
 acoustic inductance 249
 acoustic interference 261
 acoustic interferometer 250
 acoustic materials 250
 acoustic measurement 251
 acoustic measuring instrument 250
 acoustic microscope 1281
 acoustic mode 251
 acoustic near-field 505
 acoustic ohm 249
 acoustic reactance 254
 acoustic receiver 910
 acoustic resistance 251
 acoustic transducer 254
 acoustic transformer 254
 acoustic tube 249
 acoustical designing 251
 acoustical holography 254
 acoustical properties of materials 262
 acoustically induced birefringence 253
 acousto-electric current 252
 acousto-electromotive force 250
 acousto magnetoelectric effect 251
 acousto-optic effect 250
 acoustoelectric amplification 252
 acoustoelectric effect 262
 acoustooptic devices 1673
 acre 151
 actinides 8
 actinium series 8
 actinoid elements 8
 actinoid nuclei 8
 actinometry 680
 action 765
 action at a distance 212
 action integral 765
 action potential 358
 action spectrum 764
 action through medium 509
 action variable 764
 activated complex 358
 activation 1967
 activation analysis 1967
 activation cross-section 1967
 activation detector 1967
 activation energy 357
 active electric circuit 1557
 active element 1558
 active filter 1558
 active power 851,2110
 active transport 1558
 activity 359
 activity coefficient 359
 actual stress 960
 acute effect 455
 acute irradiation 455
 A-D converter 184
 Ada 149
 Adair's analysis 22
 adaptation 923
 adaptive control 1342
 addition polymerization 1784
 additional heating 1312
 additive process 370
 adenosine triphosphate 21
 adhesion 1085,1799
 adhesion tension 851
 adiabatic approximation 1228
 adiabatic change 1231
 adiabatic compressibility 1228
 adiabatic compression 1228
 adiabatic demagnetization 1230
 adiabatic expansion 1231
 adiabatic free expansion 1230
 adiabatic hypothesis 1228
 adiabatic invariant 1231
 adiabatic lapse rate 1229
 adiabatic magnetic susceptibility 1230
 adiabatic nuclear demagnetization 317
 adiabatic potential 1232
 adiabatic potential curve 1232
 adiabatic potential surface 1232
 adiabatic process 1228
 adiabatic theorem 1231
 adjoint differential equation 1001
 adjoint operator 481
 Adler anomaly 22
 Adler-Weisberger relation 22
 admittance 22
 admittance matrix 22
 adrenalin 23
 adsorption 456
 adsorption equilibrium 457
 adsorption isotherm 456
 adsorption probability 456
 adsorption structure 456
 adsorption time 456
 advance of perihelion 506
 advanced gas-cooled reactor 296
 advanced Green function 1107
 advection 102
 aeolian tone 151
 aerodynamics 518
 aeronomy 1288
 aerosol 146
 AES 1400
 after-effect function 2134
 after shrinkage 22
 afterglow 26,770
 AG focus 165
 age determination 1553
 age-hardening 827
 age of cosmic ray irradiation 132
 age of the universe 134
 aging 148,827
 aglycone 9
 AGR 346
 Aharonov-Bohm effect 26
 Ahrens prism 45
 AIP 32
 air 516
 air capacitor 516
 air cell 517
 air glow 1163
 air monitor 518
 air temperature 413
 Airy formula 145
 Airy functions 145
 Airy pattern 145
 Airy points 145
 Airy's disk 145
 Airy's stress function 145
 Akhiezer loss 7
 ALARA 32
 albedo 43
 alcohol thermometer 38
 Alder transition 39
 Alfvén-Klein cosmology 43
 Alfvén number 43
 Alfvén velocity 43
 Alfvén wave 43
 algebraic equation 1170
 algebraic group 1169
 ALGOL 38
 Algol variable 38
 algorithm 38
 alignment 1071
 alkali halide 1634
 alkali metal 36
 alkaline battery 36
 alkaline cell 36
 alkaline-earth metal 36
 allosteric effect 45
 allosteric regulation 45
 allotropy 1449
 allowable stress 496
 allowed β -decay 496
 allowed transition 496
 allowed vibration 714
 alloy-diffused transistor 641
 alloy-junction diode 642
 alloy-junction transistor 641
 alphasat vacuum gauge 41
 ALS structure 151
 alternate missing of lines 644
 alternating current 678
 alternating current amplifier 678
 alternating-current bridge 679
 alternating-current Josephson effect 952
 alternating-current power 679
 alternating load 544
 alternating voltage 678
 alternative copolymer 644
 aluminum electrolytic capacitor 44
 Alvarez type accelerator cavity 40
 amagat 29
 Amagat manometer 29
 ambipolar diffusion 2211
 American Institute of Physics 32
 amino acid 30
 amino-acid metabolism 31
 ammeter 1426
 ammonia maser 56
 ammonium dihydrogenphosphate 2229

- ammonium sulfate 2199
 amoeboid movement 32
 Amontons' law 32
 amorphous ferromagnetic material 1696
 amorphous metal 1696
 amorphous semiconductor 1697
 amorphous state 1696
 amorphous substance 2072
 amount of information 946
 amount of leak 2182
 amount of substance 1802
 ampere 54
 Ampère circuital law 55
 Ampère force 65
 Ampère law 55
 ampere per meter 55
 ampere turn 55
 ampere-turn per meter 55
 amphoteric electrolyte 2222
 amplitudyne 54
 amplification factor 1133
 amplified spontaneous emission 844
 amplifier 1132
 amplitude 987
 amplitude analysis 987
 amplitude discriminator 988
 amplitude grating 987
 amplitude limiter 987
 amplitude mode 988
 amplitude modulation 988
 amplitude reflectance 988
 amplitude transmittance 988
 analog circuit 23
 analog computer 23
 analog signal 23
 analog switch 23
 analog-to-digital conversion 23
 analogue state 23
 analysing power 1936
 analysis 269
 analysis of variance 1873
 analytic continuation 270
 analytic function 270
 analytic function of several variables 1209
 analytic perturbation theory 270
 analytic solution 270
 analytic vector 270
 analytical mechanics 270
 analyticity 270
 analyticity of the S matrix 168
 analyzer 597
 analyzer magnet 143
 anastigmat 23
 AND circuit 53
 Anderson Hamiltonian 50
 Anderson localization 50
 Anderson model 50
 Anderson orthogonality theorem 50
 Anderson transition 50
 Anderson-Yuval theory 51
 Andromeda nebula 53
 anechoic chamber 1415
 anechoic room 2069
 anelasticity 429
 anemometer 1765
 anergie 24
 aneroid barometer 24
 angle of deviation 1934
 angle of diffraction 272
 angle of friction 2042
 angle of minimum deviation 742
 angle of reflection 1641
 angle of refraction 526
 angle variable 328
 ångström 254
 angular acceleration 308
 angular correlation 316, 319
 angular dispersion 325
 angular distribution 319
 angular frequency 316
 angular momentum 307
 angular momentum of electromagnetic field 1396
 angular momentum operator 307
 angular momentum transfer 70
 angular velocity 316
 angular width of reflection curve 1643
 anharmonic oscillation 1711
 anharmonic oscillator 1711
 anharmonic term 1711
 anharmonicity 1711
 anion 105
 anionic polymerization 24
 anisotropic exchange interaction 100
 anisotropic fluid 100
 anisotropic Hamiltonian 100
 anisotropic superfluid 100
 anisotropy 100
 anisotropy constant 100
 anisotropy energy 100
 anisotropy magnetic field 100
 annealing 24, 2099
 annihilation radiation 948
 anode 24
 anode dark space 2126
 anode fall 2126
 anode glow 2126
 anode rays 2126
 anomalous diffusion 71
 anomalous dimension 72
 anomalous dispersion 74
 anomalous dispersion method 74
 anomalous electric resistivity 72
 anomalous Hall effect 74
 anomalous magnetic moment 72
 anomalous propagation 73
 anomalous skin effect 73
 anomalous threshold 72
 anomalous transmission 73
 anomalous transmission of electrons 1390
 anomalous Zeeman effect 72
 anomaly of X-ray absorption edge 175
 antenna 52
 anti-linear 1644
 anti-Stokes line 1644
 anti-unitary operator 1663
 antibonding orbital 1639
 anticodon 51
 anticoincidence circuit 443
 anticommutation relation 1639
 antiferroelectric crystal 1637
 antiferroelectricity 1637
 antiferromagnet 1636
 antiferromagnetic resonance 1636
 antiferromagnetism 1636
 antigen-antibody reaction 642
 antimatter 1662
 antimetrical circuit 1131
 antineutron 1647
 antineutrino 1635
 antiparticle 1664
 antiphase boundary 439
 antiphase domain 440
 antiproton 1663
 antiproton beam 1664
 antiprotonic atom 1664
 antireflection coating 1643
 antiresonance 1637
 antisymmetric 1645
 antisymmetric exchange interaction 1645
 antisymmetric rotational level 1645
 antisymmetric space 1645
 Antoinette rule 53
 anvil 54
 aperiodic system 1695
 aperture ratio 642
 aperture synthesis 24, 267
 aperture synthesis interferometer 268
 aphelion 215
 APL 197
 applanat 26
 apodization 29
 apparatus for measuring X-ray intensity 175
 apparent expansion 2056
 apparent force 2056
 apparent power 1707
 appearance potential 906
 applied mechanics 225
 applied physics 224
 approximate solution 605
 approximation of functions 394
 APS 32
 APW method 198
 aqueous homogeneous reactor 2057
 aqueous solution 1003
 aqueous solution method 1003
 arc 7
 arc-back 441
 arc characteristics 9
 arc discharge 9
 arc furnace 10
 arc lamp 9
 arc light source 7
 arc line 8
 arc spectrum 7
 Archimedes principle 37
 architectural acoustics 620
 arc 34
 areal velocity 2084
 Argand diagram 7
 argon gas discharge cleaning 39
 argon instability 38
 argon laser 39
 argument 1934
 arithmetic circuit 214
 array processor 45
 arrester 44
 Arrhenius equation 45
 arsenic structure 1708
 articulation 2075
 artificial activity 973
 artificial conversion of nuclei 970
 artificial intelligence 971
 artificial radioactive isotope 973
 artificial radionuclide 973
 artificial rain fall 970
 artificial satellite 970
 ASCII 11
 ASE 844
 ASHMEAD 1005
 aspect ratio 11
 aspherical diffraction grating 1688
 aspherical lens 1688
 aspirator 11
 assembler language 12
 Assmann aspiration psychrometer 12
 associated Legendre function 2232
 associated production process 1001
 associated wave 658
 association 267
 associative detachment 577
 associative ionization 578
 assumption about the number of collisions 943
 astable multivibrator 2069
 astatic 2072
 asthenosphere 12
 astigmatism 1715, 2167
 Aston dark space 11
 astron 11
 astronomical constants 1421
 astronomical pendulum 1421
 astronomical spectroscopy 1411
 astronomical telescope 1412
 astronomical time 1420
 astronomical unit 1421
 astronomy 1420
 astrophysical plasmas 1411
 astrophysics 135, 1410
 asymmetric carbon 1799
 asymmetric rotor model 1708
 asymmetric top 1708
 symmetric two molecule 1708
 asymmetric two-port pair 1708
 asymmetry parameter of photoionization 1682
 asymptotic completeness 1099
 asymptotic evaluation method 1100
 asymptotic expansion 1099
 asymptotic field 1099
 asymptotic freedom 1099
 asymptotic series 1099
 asymptotic solution 1099
 AT 606
 atactic polymer 12
 atmospheric ion 1162
 atmospheric pressure 1162
 atmospheric radiation 1164
 atmospheric refraction 1163
 atmospheric science 1163
 atmospheric wave 1163
 atom 597
 atomic absorption spectrochemical analysis 605
 atomic and molecular process 611
 atomic beam 610
 atomic beam magnetic resonance 608
 atomic beam scattering 607
 atomic bomb 610
 atomic clock 609
 atomic collision 606
 atomic core 606
 atomic core polarization 607
 atomic energy 599, 612
 atomic fluorescence analysis 605
 atomic form factor 605
 atomic frequency standard 606
 atomic fuel 610
 atomic heat 609
 atomic mass 606
 atomic mass formula 606
 atomic mass unit 606
 atomic model 611
 atomic nucleus 599
 atomic number 610
 atomic orbital 604
 atomic physics 610
 atomic polarization 611
 atomic radius 610
 atomic reaction 610
 atomic scattering factor 606
 atomic spectrum 607
 atomic structure 605
 atomic time 606
 atomic volume 608
 atomic weight 612
 atomism 615
 atomospherics 520
 ATP 21
 ATR 184
 attachment 1800
 attenuation coefficient 616
 attenuation constant 617
 attenuation distortion 617
 attenuation length 616
 attenuator 616
 atto 22
 attofarad 22
 attractive force 112
 Atwood's machine 22
 audio frequency 356
 audio-frequency transformer 1327
 audiometer 230
 audiometry 1300
 auditory lateralization 257
 Auger effect 229
 Auger electron 230
 Auger electron spectroscopy 230
 aural masking 2043
 aurora 247
 autocollimator 236
 autocorrelation function 830
 autodyne 237
 autoionization 859
 automatic analysis of amino acids 31
 automatic control 858
 automatic diffractometer 858
 automatic frequency control 858
 automatic gain control 859
 automatic null balancing electrical recorder 859
 automatic powder diffractometer 1893
 automatic theorem proving 1339
 automaton 237, 238
 autonomic nervous system 958
 autoradiography 238
 autoregressive model 829
 autotransformer 1236
 auxiliary equipment of nuclear power plant 613
 auxiliary unit 1995

- available energy 163
 avalanche chamber 26
 avalanche diode 25
 avalanche effect 25
 avalanche photodiode 25
 average minimum B field 1896
 average molecular weight 1898
 average potential 1899
 average power 1898
 average sequence length 1899
 averaged nucleon distance 1896
 AVF cyclotron 198
 Avogadro constant 28
 Avogadro law 28
 avoided crossing 645
 Avrami's equation 27
 axial flow pump 826
 axial ratio 826
 axial vector 822
 axial vector current 822
 axial vector meson 822
 axiomatic field theory 680
 axis of rotatory inversion 289
 axis of rotatory reflection 264
 axis of symmetry 1167
 axon 822
 Azbel-Kaner effect 12
 Azbel-Kaner resonance 12
 azetropoly 474
 azimuth polarimeter 1103
 azimuth rotator 1103
 azimuthal quantum number 1963
- B**
- β 1908
 B-A gauge 1668
 β -cut off frequency 1909
 β decay 1911
 β dispersion 1911
 B-H curve 1668
 B phase 1707
 b quark 1690
 β -ray 1909
 β -ray exposure 1910
 β -ray spectrometer 1910
 β -ray spectroscopy 1910
 β -ray thickness gauge 1909
 β relaxation 1909
 β source 1909
 β stability line 1909
 β -structure 1909
 β value 1910
 β vibration 1909
 Babinet compensator 1616
 Babinet principle 1616
 back diffusion 440
 back up 1599
 backbending 1599
 background 1599
 background job 1599
 background noise 49
 background radiation 1599
 backing pressure 1562
 backing vacuum pump 1995
 backscattering 677
 backscattering method 677
 Backus-Naur form 1598
 backward diode 443
 backward-wave tube 655
 bacteriophage 1584
 bacteriorhodopsin 1585
 baffle 1605
 baffle board 1605
 bag model 1599
 baking 365
 balance 1420, 1582
 balance-unbalance converter 1900
 balanced filter 1623
 balanced to unbalanced transformer 1632
 balanced type cable 1899
 Balescu-Guernsey-Lenard collision term 1633
 ballast lamp 52
 ballistic curve 1227
 ballistic galvanometer 928
 ballistic mode 1624
 ballooning instability 1632
 Balmer series 1632
 Banach space 1612
 banana particle 1613
 band 1159, 1650
 band crossing 1656
 band gap 1656
 band group 1164
 band head 1657
 band model 1658
 band noise 1657
 band origin 1657
 band-pass filter 1159, 1657
 band spectrum 1656
 band strength 1655
 band structure 1656
 band system 1656
 band theory of solids 1658
 bandwidth 1159
 bar 1625
 Bara't-Lichten theory 1623
 Bardeen-Cooper-Schrieffer theory 1606
 bare mass 1695
 Bargmann's bound 1586
 barium sodium niobate 1497
 barium titanate 1253
 barium titanate capacitor 1253
 Barkas effect 1581
 Barkhausen effect 1626
 Barkhausen-Kurz oscillation 1626
 barn 1635
 Barnett effect 1613
 barometer 410
 barometric altimetry 410
 barrel 1634
 barrier 946
 Bartlett force 1611
 Barus effect 1621
 baryon 1623
 baryon number 1624
 baryon resonance 1624
 baryonium 1623
 base 1908
 base-centered lattice 1336
 base pressure 1908
 base unit 438
 BASIC 1907
 batch processing 1603
 bathochromic effect 974
 battery 1413
 baud 1954
 Bauschinger effect 1576
 Baxter model 1584
 Bayard-Alpert gauge 1895
 Bayes' theorem 1902
 Bayesian inference 1902
 BBD 1365
 BBGKY hierarchy equation 1721
 bcc structure 1694
 BCS model 1693
 BCS theory 1693
 beacon 1692
 beam 1623, 1723
 beam channel 1724
 beam current monitor 1724
 beam dump 1724
 beam extraction flow 1724
 beam-foil spectroscopy 1725
 beam instability 1725
 beam line 1726
 beam load 1725
 beam monitor 1726
 beam monitor of transformer type 1475
 beam-plasma system 1726
 beam spectroscopy 2201
 beam splitter 1723
 beam stopper 1723
 beam transport system 1726
 bearing 821
 beat 136
 beat frequency 137
 Beckmann's thermometer 1912
 becquerel 1907
 Beer law 1929
 Bell inequalities 1929
 bell type manometer 1925
 bellows 1932
 Belousov-Zhabotinski reaction 1932
 belt generator 1928
 Bénard convection 1916
 benchmark test 1946
 bend contours 1436
 bending magnet 1942
 bending moment 2041
 bending strength 2041
 bending vibration 1934
 Benedicks effect 1918
 Benjamin-Feir instability 1945
 Bennett hole 1918
 bent-stem thermometer 487
 Berek compensator 1932
 Berg-Barrett method 1924
 Bernoulli theorem 1928
 Bernstein-Greene-Kruskal solution 1644
 Bernstein wave 1644
 Bernstein's membrane theory 1931
 beryllium filter 1924
 Berzelius theory of valence 1925
 Bessel function 1912
 BET isotherm 1667
 BET method 1667
 beta distribution 1911
 betatron 1919
 betatron acceleration 1910
 betatron function 1910
 betatron oscillation 1910
 Bethe approximation 1913
 Bethe-Boltz formula 1915
 Bethe-Goldstone equation 1914
 Bethe-Hulthén theory 1915
 Bethe hypothesis 1913
 Bethe lattice 1913
 Bethe-Peierls' method 1915
 Bethe potential 1915
 Bethe-Salpeter equation 1914
 Bethe's dynamical theory 1914
 Beutler-Fano effect 1961
 Beutler mounting 1961
 BeV 1741, 1919
 bevel protractor 318
 BF₃ counter 1669
 BGK solution 1694
 BGO 977
 Bhabha scattering 1615
 Bianchi identity 1726
 bias 1562
 biaxial crystal 1501
 bifilar suspension 1515
 bifurcation phenomenon 1866
 bifurcation process 1877
 big-bang 1712
 bile pigment 1218
 biliprotein 1218
 Billet split half lens 1669
 billion electron volt 1741
 bimetal 1574
 bimetallic thermometer 1574
 binary collision model 1510
 binary counting circuit 1510
 binary encounter approximation 1510
 binary notation 1510
 binary star 2251
 binocular audition 2217
 Bingham flow 1745
 Bingham plasticity 1745
 binomial distribution 1499
 biochemical sensor 1066
 bioelement 1050
 biological dosimetry 1066
 biological half life 1066
 biological radiation effect 1066
 bioluminescence 1066
 biomembrane 1059
 bion 1564
 bionics 1564
 biophysics 1066
 biopolymer 1059
 biosensor 1564
 biot 1670
 Biot-Savart's law 1670
 bipolar integrated circuit 1574
 bipolar transistor 1574
 biquadratic exchange interaction 1131
 Biram's vane anemometer 1740
 Birkhoff theorem 1689
 birth and death processes 906
 birth of a star 1993
 bistable multivibrator 1116
 bit 1713
 Bitter pattern 1712
 Bjerknes' circulation theorem 920
 Bjorken scaling 1798
 BK oscillation 1691
 BK tube 1690
 BL Lac objects 1456
 black-and-white group 554
 black body 688
 black body radiation 689
 black box 1830
 black hole 1830
 black-nucleus model 553
 Blackburn's pendulum 1830
 blank test 1834
 blanket 1836
 Blasius' flow 1818
 Blasius' formula 1818
 blaze 1850
 blaze angle 1850
 blaze wavelength 1851
 blazed grating 1851
 Blears effect 1838
 blister 1841
 blistering 1841
 Bloch equation 1862
 Bloch function 1861
 Bloch-Nordsieck method 1861
 Bloch orbit 1861
 Bloch theorem 1861
 Bloch wall 1862
 block 1859
 block copolymer 1860
 block diagram 1860
 block gate 1860
 block 1859
 blocking 1859
 blocking dip 1859
 blocking oscillator 1859
 blueshift 1068
 BNC connector 1669
 BNN 1497
 Bode diagram 2004
 Bode law 2002
 body 1804
 body burden 976
 body-centered cubic structure 1169
 body-centered lattice 1168
 body-fixed system of coordinates 1804
 body force 1172
 Bogoljubov transformation 1990
 Bogoljubov's inequality 1990
 Bohm diffusion 2005
 Bohm-Pines theory 2005
 Bohr atom model 1956
 Bohr magneton 1954
 Bohr quantum condition 1957
 Bohr radius 1957
 Bohr-Sommerfeld quantum condition 1955
 Bohr theorem 1957
 Bohr-van Leeuwen theorem 1957
 Bohr velocity 1955
 boiling 1804
 boiling point 1804
 boiling water reactor 1804
 bolometer 2022
 bolometric correction 1981
 bolometric magnitude 1979
 Boltzmann constant 2015
 Boltzmann distribution 2016
 Boltzmann equation 2016
 Boltzmann factor 2015
 Boltzmann principle 2015
 Boltzmann statistics 2015
 Boltzmann transport equation 2016
 bomb calorimeter 2024
 bond 576
 bond alternation 577
 bond angle 576
 bond dissociation energy 578
 bond distance 577
 bond energy 576
 bond length 579
 bond moment 579
 bond order 577
 bonded type diode 2024
 bonding orbital 577
 Boolean algebra 1848
 Boolean lattice 1848

boost 1798
 booster 1798
 booster vacuum pump 1798
 bootstrap 1808
 Borchers class 2017
 Borda's mouthpiece 2014
 Borda's pendulum 2014
 Bordon peak 2017
 Borel summable 2020
 Born approximation 2019
 Born-Kármán boundary condition 2019
 Born-Mayer potential 2019
 Born-Oppenheimer approximation 2019
 Borrmann absorption 2017
 Borrmann line 2018
 Bose condensation 1996
 Bose-Einstein condensation 1996
 Bose-Einstein distribution 1996
 Bose-Einstein statistics 1995
 Bose-liquid 1996
 Bose particle 1996
 Bose statistics 1996
 boson 1997
 boson expansion 1998
 bottom particle 2004
 bouncer 1679
 bound-bound transition 1140
 bound electron 1140
 bound exciton 1140
 bound-free transition 1140
 bound state 1140
 boundary condition 463
 boundary layer 463
 boundary layer equation 463
 boundary lubrication 463
 boundary value problem 463
 bounded operator 2106
 Bourdon-tube pressure gauge 1850
 Boussinesq approximation 1796
 bow wave 1454
 box-car integrator 1999
 box normalization 1589
 Boyle-Charles law 1962
 Boyle law 1962
 Boyle-Mariotte law 1963
 BPHZ theory 1720
 BP1 500
 Brace-Köhler compensator 1850
 brachistochrone 743
 bracket 1817
 Brackett series 1818
 Bragg diffraction 1827
 Bragg-Gray principle 1828
 Bragg reflection 1829
 Bragg-Williams approximation 1827
 Bragg's law 1829
 brain stem and spinal cord 1557
 branches of band 1657
 branching filter 1890
 branching ratio 1866
 Braun tube 1815
 Bravais lattice 1832
 Bravais lattice point 1832
 Brayton cycle 1850
 brazing 2266
 breakdown 1985
 breakdown of Friedel's law 1844
 breakdown voltage 673
 breaking arc 874
 breather 1841
 breeder reactor 1126
 breeding 1125
 breeding gain 1126
 breeding ratio 1125
 Breit equation 1814
 Breit Hamiltonian 1814
 Breit-Wigner formula 1814
 bremsstrahlung 1065
 Brewster angle 1847
 Brewster angled window 1848
 Brewster law 1847
 Brewster's fringes 1847
 bridge method 1842
 Bridgman method 1843
 bright field image 2076
 brightness 7, 1814
 Brillouin function 1846

Brillouin scattering 1846
 Brillouin theorem 1847
 Brillouin zone 1846, 1847
 Brinell hardness 1845
 British Thermal Unit 1714
 brittle fracture 1057
 brittleness 1056
 Brownian motion 1815
 BRS transformation 1667
 Bruckner theory 1849
 Brunt-Väisälä frequency 1836
 BSN 1497
 bubble chamber 46
 bubble chamber film analysis 47
 bubble density 47
 bubble diagram 437
 bubble domain 1616
 buckling 752
 buffer amplifier 1605
 buffer solution 394
 buffer storage 1604
 build up and decay scheme of fuel nuclides 320
 building-up principle 531
 buildup factor 1742
 built-up films 2231
 bulk getter 1625
 bulk modulus 1171
 bulk polymerization 269
 bulk strain 1172
 bulk magnet 1662
 bumpy torus 1661
 bunch 1646
 buncher 1646
 bunching action 884
 bundle of rays 658
 buoyancy 1846
 buoyant frequency 1846
 Burgers model 1581
 Burgers vector 1581
 burn-up equation 1552
 Burstein-Moss effect 1593
 bushel 1801
 Butler approximation 1610
 butterfly resonator 1595
 BW state 1708
 BWR 568
 byte 1571

C

C*-algebra formulation of quantum mechanics 839
 χ^2 -distribution 268
 C-invariance 863
 C-magnet 793
 c number 838
 C transformation 864
 CA thermocouple 788
 Cabibbo theory 367
 cable 590
 cache memory 444
 cadmium cell 364
 cadmium iodide structure 2126
 cadmium ratio 364
 calcite structure 1964
 calcium carbide structure 1216
 calculus of variations 1951
 calibration 656
 calibration curve 625
 calibration method of vacuum gauges 963
 Callan-Symanzik equation 378
 calorific theory 386
 calorie 386
 calorimeter 386, 1547
 calorimetric dosimeter 1698
 calorimetry 1548
 Calvin cycle 383
 cam 372
 CAMAC 371
 Cambridge catalogue 624
 camera 373
 camera for aerial photography 642
 Campbell bridge 447
 Canadian deuterium type reactor 364
 candela 400
 candela per square meter 401
 candle 950
 canonical commutation relation

1053
 canonical correlation 366
 canonical distribution 1053
 canonical ensemble 366
 canonical equations 1054
 canonical quantization 1054
 canonical transformation 367, 1054
 canonical variable 1054
 canted spin structure 563
 capacitance bridge 2132
 capacitance meter 2132
 capacitive reactance 2133
 capacitor 445
 capillarity 2086
 capillary electrical phenomenon 2087
 capillary tube 2086
 capillary viscometer 2087
 capillary wave 1738
 capsule 445
 capture 1987
 capture cross-section 1987
 capture cross-section of neutrons 1987
 capture reaction 1988
 capture to fission ratio 1988
 carat 377
 carbon cycle 1224
 carbon dating 371
 carbon dioxide laser 1217
 carbon-film resistor 1225
 carbon resistance thermometer 1225
 carbon steel 1224
 card 362
 Carnot cycle 381
 Carnot efficiency 381
 Carnot's theorem 382
 carotenoid 386
 carrier 446
 carrier compensation 447
 carrier free 447
 carrier injection 446
 carrier life time 446
 carrier wave 1645
 CARS 708
 Cartesian diver 359
 cascade accelerator 343
 cascade connection 343
 cascade liquefaction 343
 cascade process 343
 cascade radiation 344
 cascade shower 343
 cascade transformer 343
 cascade unit 344
 cascade amplifier 344
 case hardening 1734
 Casimir operator 342
 Cassegrain focus 347
 cast molding 444
 Castiglino theorem 344
 catalogue of celestial bodies 1410
 catalyst 950
 catastrophe 355
 catastrophic hypothesis 1122
 cathetometer 347
 cathode 363
 cathode dark space 106
 cathode fall 106
 cathode follower 353
 cathode glow 106
 cathode ray 106
 cathode ray diffraction 106
 cathode-ray luminescence 106
 cathode-ray tube 106
 cathode spot 106
 cation 2124
 cationic polymerization 356
 cat's-eye 444
 CATV 787
 Cauchy's type crystal method 692
 Cauchy determinant 692
 Cauchy distribution 692
 Cauchy number 691
 Cauchy problem 692
 Cauchy-Riemann equation 693
 Cauchy's dispersion formula 692
 causal Green function 105
 causality 105

caustic 347
 caustic surface 373
 cavitation 445
 cavity dumping 445
 cavity resonator 520
 cavity wavemeter 520
 CC 833
 CC thermocouple 834
 CCD 1365
 CCD 1104
 CDD pole 858
 celestial body 1409
 celestial mechanics 1412
 celestial sphere 1372
 cell 745, 1413
 cell adhesion 747
 cell membrane 747
 cell model theory 747
 cell nucleus 746
 cell recognition 746
 cell structure 1091
 cellular interaction 746
 Cenco type rotary vacuum pump 1105
 center of buoyancy 1798
 center of gravity 887
 center of mass 855
 center of mass coordinate system 856
 center-of-mass effect 887
 center-of-mass motion 887
 center-of-mass system 887
 center of percussion 1195
 center of pressure 19
 center of symmetry 1167
 centi 1111
 centimeter 1112
 centimeter mercury column 992
 centimeter water column 999
 centipoise 1112
 centistokes 1112
 central field approximation 1263
 central force 1263
 central limit theorem 1262
 central mode 1112
 central nervous system 1263
 central peak 1112
 central processing unit 1259
 centrifugal barrier 307
 centrifugal distortion 216
 centrifugal force 216
 centripetal acceleration 655
 centripetal force 656
 cepstrum 590
 ceramic capacitor 1090
 ceramic filter 1091
 ceramic foil 1090
 ceramic oscillator 1091
 CERN 1092
 cesium chloride structure 213
 CGL approximation 833
 CGS system of units 833
 chain reaction 2260
 chalcogenide 380
 chalcogenide glass 380
 Chandrasekhar limit 1259
 channel 1257
 channel plate 1258
 channelled spectrum 1258
 channeling 1257
 channeling radiation 1267
 chaos 299
 chaotic motion 2072
 Chapman-Kolmogorov equation 1256
 character 2088
 character display 446
 character recognition 2088
 characteristic curve 872, 1459
 characteristic energy of electron swarms 1009
 characteristic function 1469
 characteristic impedance 1458
 characteristic vibration 712
 characteristic X-rays 1458
 charge conjugation 359
 charge-coupled device 1365
 charge density 1365
 charge density wave 1365
 charge-exchange 360
 charge-exchange injection 361
 charge exchange potential 360

- charge exchange reaction 360
 charge-exchanging process 361
 charge independence 360
 charge sensitive amplifier 361
 charge symmetry 360
 charge transfer 1362
 charge-transfer complex 1364
 charge transfer device 1365
 charge transfer polymerization 1364
 charge-transfer spectrum 1364
 charged current 359
 charged particle 362
 charging up with corona discharge 721
 Charles law 878
 charm 1258
 charm particle 1259
 charm quark 1259
 charmonium model 1259
 Charpak chamber 877
 Charpy impact test 877
 Chattock gauge 1257
 Chebyshev polynomial 1240
 Chekovani chamber 1251
 chemi-ionization 300
 chemical accelerator 300
 chemical bond 301
 chemical control of nuclear reactor 302
 chemical dosimeter 302
 chemical dosimetry 302
 chemical equilibrium 304
 chemical equivalent 303
 chemical evolution 302
 chemical kinetics 1659
 chemical laser 305
 chemical modification 301
 chemical physics 304
 chemical potential 304
 chemical radiation detector 303
 chemical radiation effect 303
 chemical reaction 303
 chemical relaxation method 301
 chemical separation 302
 chemical shift 301
 chemical vapor deposition 302
 chemiluminescence 305
 chemiosmotic hypothesis 302
 chemisorption 301
 chemorheology 591
 Cherenkov counter 1240
 Cherenkov light 1240
 Cherenkov radiation 1240
 Chevrel compounds 789
 Chew-Frautschi plot 1277
 Chew-Low theory 1278
 chimera 439
 chiral dynamics 293
 chirality 293
 Chladni's figures 539
 chlorophyll 558
 chlorophyll-protein complex 558
 chloroplast 2133
 choke-coil 1302
 cholesteric phase 720
 chopper stabilized amplifier 1309
 Christoffel symbol 545
 chromatic aberration 104
 chromatic polarization 105
 chromaticity 557
 chromaticity diagram 812
 chromatin 566
 chromatography 557
 chromatophore 557
 chromel-alumel thermocouple 557
 chromel-constantan thermocouple 557
 chromel-copper thermocouple 557
 chromite 556
 chromium 557
 chromium potassium alum 557
 chromosphere 742
 chronic effect 2084
 chronic irradiation 2055
 chromitron 555
 chymotrypsin 439
 CI method 784
 circuit 296
 circuit element 296
 circuit tester 1343
 circular accelerator 214
 circular current 213, 214
 circular dichroism 219
 circular method 704
 circular motion 212
 circular pendulum 219
 circularly polarized light 219
 circularly polarizing plate 220
 circulation 920
 circulation quantum 921
 circulator 751
 cis-form 838
 cistron 839
 citric acid cycle 522
 clamp circuit 543
 Clarke number 536
 class A amplification 162
 class AB amplification 197
 class B amplification 1688
 class C amplification 818
 classical absorption 703
 classical diffusion coefficient 702
 classical electron radius 703
 classical groups 703
 classical mechanics 704
 classical physics 703
 classical quantum theory 704
 classical statistical mechanics 703
 classification of elementary particles 1153
 Claude cycle 555
 Clausen factor 536
 Clausius-Clapeyron equation 535
 Clausius inequality 535
 Clausius-Mosotti's relation 535
 Clausius theorem 535
 clean surface 1055
 cleavage 1903
 cleavage surface 1903
 Clebsch-Gordan coefficient 553
 clinometer 567
 clock paradox 1461
 clock-pulse 554
 close collision 509
 close-coupling method 512
 close-packed structure 747
 closed-circuit television 834
 closed loop 1461
 closed-loop control 1903
 closed operator 1895
 closed orbit 1896
 closed orbit distortion 1896
 closed shell 1895
 closed system 1461
 closed system of magnetic field 1461
 closed tube 1896
 closure approximation 554
 cloud 531
 cloud chamber 497
 cloud form 139
 cluster 537
 cluster expansion 538
 cluster integral 537
 cluster model 538
 cluster model of nuclei 321
 cluster of galaxies 504
 cluster property 537
 clutch 539
 21 cm radio wave 1506
 CMA diagram 789
 CMOS inverter 866
 Cnare's method 527
 CNO method 788
 CNO cycle 788
 co-repressor 716
 coacervate 626
 coalescence model 626
 coarse graining of time 796
 coating 702
 coaxial cable 1446
 coaxial connector 1445
 coaxial resonator 1444
 coaxial switch 1445
 coaxial wavemeter 1445
 cobalt 705
 COBOL 710
 Cockcroft-Walton accelerator 700
 Cockcroft-Walton high voltage generator 700
 cocktail party effect 318
 code 704
 code conversion 704
 codon 704
 coefficient of capacitance 2132
 coefficient of cubical expansion 1179
 coefficient of electrostatic induction 1064
 coefficient of fractional parentage 788
 coefficient of free molecule viscosity 896
 coefficient of friction 2042
 coefficient of induction 2114
 coefficient of inertia 395
 coefficient of linear expansion 1114
 coefficient of performance 1057
 coefficient of potential 1359
 coefficient of restitution 1561
 coefficient of static friction 1053
 coefficient of thermal expansion 1542
 coefficient of viscosity 1552, 1555
 coenzyme 1989
 coercive force 655, 1995
 coexistence curve 473
 coherence 706
 coherence factor 707
 coherence length 707
 coherence time 305
 coherent anti-Stokes Raman spectroscopy 708
 coherent bremsstrahlung 708
 coherent light 707
 coherent potential approximation 709
 coherent production 708
 coherent representation 708
 coherent scattering 393, 707
 coherent state 708
 coherent system of units 90
 coherent transient spectroscopy 707
 cohesion 469
 cohesive energy 467
 coil 626
 coiled polymer 99
 coincidence boundary 627
 coincidence circuit 1446
 coincidence effect 627
 coincidence method 358, 1446
 cold cathode discharge indicator tube 1729
 cold cathode emission 2237
 cold cathode ionization gauge 2237
 cold cathode tube 2237
 cold filter 2243
 cold neutron 2240
 cold plasma 1315
 cold trap 717
 cold working 2237
 Cole-Cole's circular arc law 717
 Coleman theorem 719
 collagen 714
 collective coordinate 890
 collective effect accelerator 890
 collective excitation 891
 collective model 891
 collective motion 890
 collective rotational motion 890
 collective vibration 891
 collector 720
 collector cut-off current 720
 collector loss 720
 colliding beam 943
 colliding-beam accelerator 941
 colliding-beam experiment 943
 collimator 716
 collision 940
 collision cascade 940
 collision cross-section 943
 collision density 944
 collision frequency 943
 collision of the second kind 1177
 collision rate 944
 collision strength 941
 collisional-radiative recombination 944
 collisionless plasma 2071
 collisionless shock wave 2071
 colloid 720
 colloid chemistry 720
 colon bacterium 1173
 color 102
 color center 104
 color code 374
 color degree of freedom 105
 color hologram 377
 color mixture 724
 color photography 374
 color sensitivity 394
 color system 377
 color temperature 103
 colored-symmetry space groups 105
 colorimetry 1135
 Colpitts oscillator 718
 column approximation 715
 column chromatography 378
 coma 710
 combination defect 530
 combination difference 530
 combination relation 530
 combination tone 576
 combined-function type synchrotron 435
 combined resistance 657
 combined stress 530
 combustion 1551
 comet 995
 command 711
 commensurate-incommensurate transition 1051
 commensurate reflection 1051
 commensurate structure 1051
 Committee on Space Research 129
 common-base circuit 1908
 common-collector circuit 720
 common-drain circuit 1480
 common-emitter circuit 202
 common-gate circuit 589
 common-source circuit 1142
 communication control unit 1314
 commutation relation 637
 commutative group 305
 commutator 638, 1070
 commutator motor 1070
 compact group 730
 compact operator 729
 comparative planetology 1672
 comparator 730
 comparison spectrum 1671
 compass needle type frequency meter 836
 compatibility 1134, 1342
 compensating lead wire 1994
 compensation of impurities 1797
 compensation temperature 1993
 compensation theorem 1994
 compensator 1994
 compiler 729
 complementarity 1134
 complementary circuit 733
 complementary color 1994
 complete experiment 397
 complete orthonormal system 398
 complete system 397
 completely polarized light 399
 completeness 402
 complex 752
 complex admittance 1790
 complex amplitude 1792
 complex current 1793
 complex dielectric constant 1794
 complex dielectrics 1790
 complex function 1791
 complex impedance 1790
 complex index of refraction 1792
 complex inner potential 1793
 complex magnetic susceptibility 1792
 complex modulus 1793
 complex number 1792
 complex plane 1794
 complex potential 1794

- complex power 1793
 complex representation 1793
 complex sound 1787
 complex sound velocity 1791
 complex velocity 1793
 complex velocity potential 1793
 complex viscosity 1794
 complex voltage 1793
 complex wave number 1794
 compliance 732
 component of force 1244
 composite cable 1788
 composite material 1789
 composite particle 1790
 composite-particle model of Fermi and Yang 1772
 composite vibration 657
 composition of forces 1244
 II - VI compound 1524
 III - V compound 770
 compound elastic scattering 1788
 compound lattice 1789
 compound lipid 1789
 compound mirror 1795
 compound nucleus 1787
 compound pendulum 1795
 compound semiconductor 340
 compressibility 15
 compressibility factor 14
 compressible fluid 1253
 compression ratio 15
 compression wave 1149
 compressive strength 15
 compressive stress 15
 compressor 15
 Compton effect 731
 Compton electrometer 732
 Compton-Getting effect 731
 Compton-Raman scattering 732
 Compton scattering 731
 Compton wavelength 732
 computability 565
 computational complexity 566
 computational error 566
 computer 565
 computer generated hologram 566
 computer output microfiche 730
 computer tomography with NMR 186
 computerized tomography 1375
 concave diffraction grating 224
 concave grating 224
 concave mirror 224
 concentration of amount of substance 1802
 condensate 469
 condensation 464, 469
 condensation coefficient 469
 condensation nucleus 464
 condensed film 470
 condensed matter physics 1803
 condenser 727
 condenser lens 885
 condenser mirror 728
 Condon parabola 729
 conductance 727
 conduction band 1414
 conduction current 1414
 conduction electron 1414
 conduction of heat 1539
 conductive fluid 1452
 conductor 1449
 conductor wire 1448
 confidence interval 989
 confidence level 989
 configuration 730
 configuration interaction 1570
 configuration mixing 1569
 configuration space 1562
 configurational entropy 1562
 confinement time 1461
 confining magnetic field 1461
 confocal 470
 conformal mapping 1433
 conformal transformation 464
 conformation 731
 congruent melt 722
 conical pendulum 216
 conical refraction 216
 conical surface 1002
 conjugate class 482
 conjugate momentum 481
 conjugate wave 482
 conjugated bond 481
 connector 705
 cosonose 705
 conservation law of localized electrons 488
 conservation laws in elementary particle reactions 1154
 conservation of probability 334
 conservation of transverse energy 2134
 conservative force 1999
 conservative system 1997
 conserved quantity 1998
 conserved vector current 1998
 console 726
 consonant 785
 conspiracy 725
 constant 1328
 constant current power supply 1334
 constant-deviation monochromator 1336
 constant-deviation prism 1336
 constant pressure gas thermometer 1317
 constant voltage constant frequency power supply 1333
 constant voltage power supply 1333
 constant voltage transformer 1333
 constant volume gas thermometer 1336
 constellation 725
 constrained motion 1139
 constraining force 1140
 constraint 1140
 constructive field theory 657
 contact angle 1082
 contact electricity 1082
 contact interaction 1082
 contact ionization 1082
 contact potential 1082
 contact problem 1082
 contact resistance 1082
 contact transformation 1082
 contactless switch 2071
 continental drift theory 1188
 contingency 519
 continuous eigenvalue 2263
 continuous energy level 2262
 continuous group 2262
 continuous slowing down model 2262
 continuous spectrum 2263
 continuous-wave oscillation 848
 continuous X-rays 2262
 continuum 2263
 continuum potential 2263
 contrast 728
 contravariant 1663
 contravariant vector 1663
 control engineering 1049
 control material 1049
 control rod 1049
 controlled valency 602
 convection 1188
 convective diffusion 1189
 convective zone 1189
 convergence 1791
 convergence in improbability 334
 convergent beam electron diffraction 889
 conversational processing 296
 conversion 1934
 conversion factor 390
 conversion filter for color temperature 104
 conversion ratio of nuclear fuel 320
 converter 730, 1366
 convex function 1462
 convex mirror 1464
 convex set 1462
 convolution 1203
 Conwell-Weisskopf's formula 722
 coolant 2239
 Coolidge tube 545
 Cooper minimum 528
 Cooper pair 528
 cooperative phenomena 485
 coordinate bond 1562
 coordinate representation 759
 coordinate system at rest 1052
 Coordinated Universal Time 473
 coordinates 758
 Copenhagen interpretation 710
 copolymer 468
 copolymerization 467
 copper calorimeter 1452
 copper-constantan thermocouple 1444
 copper ratio 1454
 Corbino disk 719
 core 626
 core of the earth 1247
 core polarization 989
 Coriolis' force 715
 corner cube 705
 Cornu spiral 718
 corona 720
 corona discharge 721
 corona model 722
 coronagraph 721
 coronal equilibrium 721
 coronal hole 722
 coronal line 721
 corpuscular model 2203
 correction 1996
 correction lens 1996
 correlation analysis 1120
 correlation coefficient 1119
 correlation diagram 1161
 correlation energy 1118
 correlation equalities 1119
 correlation function 1118
 correlation inequalities 1119
 correlation interferometer 1118
 correlation length 1119
 correlation time 1119
 correspondence principle 1160
 corrosion 1797
 corrosion fatigue 1797
 coset 949
 cosine law 2134
 cosmic background radiation 134
 cosmic dumping 133
 cosmic dust 130
 cosmic γ rays 128
 cosmic maser 135
 cosmic neutrinos 133
 cosmic radio source 133
 cosmic radio spectroscopy 133
 cosmic radio waves 133
 cosmic ray physics 132
 cosmic ray spectrometer 132
 cosmic rays 130
 cosmic velocity 132
 cosmic X-ray 128
 cosmogony 130
 cosmological constant 133
 cosmological principle 129
 cosmological term 130
 cosmological time 130
 cosmology 135
 COSPAR 129
 Coster-Kronig transition 693
 Cotton effect 701
 Cotton-Mouton effect 701
 Cottrell atmosphere 701
 coude focus 527
 Couette flow 522
 coulomb 558
 Coulomb approximation 559
 Coulomb barrier 560
 Coulomb-Born approximation 560
 Coulomb collision 559
 Coulomb energy 558
 Coulomb energy difference 559
 Coulomb excitation 560
 Coulomb force 560
 Coulomb gauge 559
 Coulomb integral 560
 Coulomb law 560
 Coulomb logarithm 560
 coulomb per kilogram 560
 coulomb per square meter 560
 Coulomb potential 560
 Coulomb scattering 559
 count type analog-to-digital conversion 569
 counter 299, 568
 counter electrode 1164
 counter electromotive force 440
 counter hodoscope 299
 couple of forces 521
 coupled oscillations 2262
 coupled resonance 577
 coupling 576, 822
 coupling coefficient 577
 coupling constant 578
 coupling transformer 579
 covalent bond 482
 covalent crystal 483
 covalent structure 483
 covariant 475
 covariant differentiation 475
 covariant vector 475
 coverage factor 1722
 covering group 1722
 Cowley-Moodie's dynamical theory 299
 CP invariance and CP violation 863
 CPA 709
 CPT theorem 862
 CPU 1259
 Crab Nebula 364
 crack extension force 500
 cracking pattern 539
 crank 543
 cranking model 542
 crazing 552
 CRC thermocouple 784
 creation and annihilation operators 1057
 creep 546
 creeping discharge 220
 crest factor 1589
 critical state 2226
 critical angle 2223
 critical approaching distance 2226
 critical assembly 2226
 critical backing pressure 2227
 critical condition 2226
 critical consolute phenomenon 2224
 critical coupling 2224
 critical current 2227
 critical damping 2225, 2226
 critical damping circuit 2225
 critical energy 2223
 critical equation 2228
 critical experiment 2225
 critical exponent 2225
 critical fluctuation 2228
 critical frequency 1315
 critical magnetic field 2226
 critical mass 2226
 critical micelle concentration 2228
 critical opalescence 2227
 critical phenomenon 2224
 critical point 2227
 critical pressure 2223
 critical relaxation 2224
 critical scattering 2225
 critical shear stress 2226
 critical specific volume 2227
 critical temperature 2223
 critical velocity 2226
 criticality 2223
 Crookes dark space 551
 Crookes' tube 551
 cross relaxation 645
 cross section 1237
 cross slip 645
 crossed-beam method 645
 crossed field ionization vacuum gate 1309
 crossed nicols 1309
 crossing relation 645
 crossing symmetry 645
 crossover effect 654
 crowbar switch 555
 crowdown 536
 crusher gauge 14
 crustal deformation 1243
 cryo-trapping 532

- cryocondensation pump 532
 cryoelectronics 532
 cryogenic pump 532
 cryopanel 532
 cryopump 533
 cryosar 532
 cryosorption pump 532
 cryostat 532
 cryotron 532
 crypto-symmetry 547
 crystal 579
 crystal detector 658
 crystal face 587
 crystal field 586
 crystal field parameter 586
 crystal field theory 586
 crystal filter 994
 crystal form 582
 crystal growth 584
 crystal habit 946
 crystal lattice 583
 crystal momentum 580
 crystal optics 583
 crystal orbit 581
 crystal orientation 587
 crystal oscillator 994
 crystal point group 585
 crystal pulling method 586
 crystal shape factor 580
 crystal structure 583
 crystal structure analysis 583
 crystal structure factor 583
 crystal system 582
 crystal texture 582
 crystal unit 993
 crystalline dispersion 587
 crystalline modulus 585
 crystalline polymer 584
 crystallization 937
 crystallographic axis 584
 crystallographic group 582
 crystallography 581
 CT complex 857
 cubic meter 2192
 cubic system 1445, 2192
 cumulant expansion 460
 cuprite structure 1076
 cuprous oxide photocell 10
 cuprous oxide rectifier 10
 curie 461
 Curie point 462
 Curie temperature 462
 Curie-Weiss law 462
 Curie's constant 462
 Curie's law 462
 current 385
 current algebra 385
 current amplification 1426
 current amplification factor 1427
 current balance 1427
 current-carrying capacity 496
 current meter 2204
 current noise 1426
 current source 1426
 current switching circuit 1426
 cursor 383
 curvature 493
 curvature of space 515
 curvature tensor 493
 curve fitting 492
 curve of growth 1060
 curve of the second order 1501
 curve tracer 368
 curved crystal method 2298
 cusped magnetic field 345
 cut 358
 cut core 359
 cut-off frequency 359, 874
 Cutkosky rule 363
 cutting 1081
 CVD 302
 cybernetics 745
 cycle 735, 1531
 cycle per second 735
 cycle process 920
 cyclic AMP 734
 cyclic coordinates 921
 cyclic GMP 735
 cyclic vector 919
 cycloidal focusing mass spectrometer 735
 cycloidal pendulum 735
 cyclopolymerization 387
 cyclotron 735
 cyclotron damping 737
 cyclotron echo 736
 cyclotron frequency 737
 cyclotron motion 736
 cyclotron radiation 738
 cyclotron resonance 737
 cyclotron resonance heating 737
 cylinder 969
 cylindrical function 217
 cytochrome 1255
 Czerny-Turner mounting 1314
 Czochralski method 1305
- D**
- d band 1334
 δ -Cephei-type variable 590
 Δ connection 1355
 δ electron 1334
 d - f exchange interaction 1320
 δ -function 1355
 D -function 1321
 δ -function normalization 1355
 D -layer 1330
 D line 1330
 D meson 1332
 d orbital 1321
 δ orbital 1355
 Δ -particle 1356
 δ ray 1356
 Δ -resonance 1355
 Δ -star transformation 1356
 Δ state 1356
 d 'Alembert equation 1213
 d 'Alembertian 1212
 d 'Alembert's paradox 1213
 d 'Alembert's principle 1212
 Dalitz pair 1213
 Dalitz plot 1213
 Dalton law 1480
 damped oscillation 616
 damped wave 617
 damping force 617
 damping time constant 616
 dangerous diagram 419
 dangling bond 1217
 Daniell cell 1207
 Darcy's law 1213
 dark current 53, 56
 dark field image 47
 dark nebula 47
 darlington circuit 1213
 Darwin term 1190
 dash pot 1204
 data 1344
 data communication 1344
 data recorder 1345
 data set 1344
 data structure 1344
 database 1345
 daughter nucleus 2071
 daughter trajectory 2071
 Davidson-Germer's experiment 1350
 Davydov splitting 1208
 day 1511
 Day shift 1327
 DBR laser 1891
 DC-AC inverter 1325
 DC corona 1306
 DC current transformer 1307
 DC-DC converter 1327
 DC potentiometer 1306
 DC restoration 1306
 DC SQUID 1306
 DC transformer 1306
 de Broglie relation 1466
 de Broglie wave 1466
 de Broglie wave length 1467
 de-dy orbital 1318
 ΔE effect 1355
 de Gennes factor 1461
 de Haas-van Alphen effect 1465
 de Sitter universe 1461
 deactivation 848
 dead time 1784
 dead water theory 838
 dead-weight piston gage 887
 debug 1349
 debuncher 1349
 debye 1347
 Debye approximation 1347
 Debye function 1347
 Debye-Hückel theory 1348
 Debye length 1348
 Debye model 1348
 Debye radius 1348
 Debye-Scherrer camera 1347
 Debye-Scherrer ring 1347
 Debye T^2 -law 1347
 Debye temperature 1347
 Debye-Waller factor 1348
 Debye's relaxation 1347
 Debye's specific heat formula 1348
 deca 1341
 decay 1964
 decay constant 1964
 decay curve 1964
 decay rate 1964
 decay series 1964
 deceleration 618
 dechanneling 1331
 deci 1343
 decibel 1343
 decilitre 1343
 decimal counting circuit 906
 Deck model 1346
 declination 1934
 decoder 1343
 decommissioning 1343
 decomposition of force 1245
 decoupled band 1341
 decuplet 886
 deduction 212
 dee 1317
 deep inelastic scattering 986
 deexcitation 1204
 defect level 576
 defecton 1335
 definition 1096
 deflection coil 1941
 deflection method 1934
 deflector 1350
 deformation parameters 1938
 deformation potential 1938
 deformation vibration 1938
 deformed nuclei 1937
 deformed region 1938
 degassing 1203
 degeneracy 903
 degeneracy temperature 903
 degenerate gas 903
 degenerate semiconductor 903
 degenerate star 903
 degradation 2255
 degree 1429
 degree Baumé 2005
 degree Celsius 1091
 degree Fahrenheit 342
 degree of burn-up 1551
 degree of crystallinity 581
 degree of depolarization 946
 degree of dissociation 295
 degree of ionization 1425
 degree of order 425, 1254
 degree of polarization 1943
 degree of polymerization 885
 degree of vacuum 964
 degree Rankine 2165
 degree Réaumur 2255
 delay circuit 1241
 delay line 1242
 delay line storage 1242
 delayed coincidence 1242
 delayed fluorescence 1241
 delayed fracture 228
 delayed neutron 1256
 delayed neutron precursor 1256
 delayed sweep 1242
 Delbrück scattering 1357
 Dellinger effect 1355
 demagnetization 933
 demagnetizing field 1640
 demarcation level 1350
 Demer effect 1416
 demodulation 1794
 demountable X-ray tube 290
 denaturation 1945
 dendrite 904, 1414
 dense 1298
 densimeter 2060
 densitometer 1558
 density 2059
 density current 2061
 density gradient instability 2060
 density gradient method 2060
 density matrix 2059
 density modulation 2061
 density wave 2060
 deoxyribonucleic acid 1341
 depleted uranium 620, 2255
 depletion layer 521
 depolymerization 268
 depth of focus 939
 derivative action 1722
 derived unit 530, 2114
 descriptive statistics 421
 desk-top calculator 1194
 Deslandres table 1364
 desorption 1204
 desorption spectrum 1204
 detachment 1204
 detailed balance 932
 detection 622
 detection limit 611
 detection of nuclear explosions 324
 determinant 486
 determination of orbit 433
 detonation 1583
 detonation wave 1347
 deuterium 888
 deuterium nuclei 888
 deutron 896
 deutron beam 896
 development 618
 devitrification 853
 dew point 2274
 Dewar vessel 1351
 DFB laser 1891
 dG curve 1356
 DH laser 1509
 $dI=1/2$ rule 1355
 diabatic potential 1452
 diagonal group 1162
 diagonalization 1162
 diagrammatic method 1180
 dial gauge 1181
 dialysis 1448
 diamagnet 1640
 diamagnetism 1640
 diamond 1180
 diamond structure 1181
 diaphragm 328
 diaphragm gage 329
 diatomic gas 1498
 diatomic molecule 1498
 dibaryon 1179
 dichroism 1509
 dielectric 2113
 dielectric amplification 2112
 dielectric breakdown 1080
 dielectric constant 2113
 dielectric dispersion 2113
 dielectric heating 2111
 dielectric loss 2112
 dielectric loss tangent 2112
 dielectric polarization 1372
 dielectric property 2112
 dielectric relaxation 2111
 dielectronic recombination 1514
 difference synthesis 761, 1323
 differential amplifier 755
 differential calorimetry 756
 differential centrifugation 215
 differential cross-section 1722
 differential-difference equation 761
 differential dilatometer 832
 differential equation 1722
 differential manometer 734
 differential pumping 756
 differential relay 757
 differential scanning calorimeter 832
 differential thermal analysis 832
 differential transformer 756
 differential transfer bridge 756
 differentiating circuit 1722
 diffracted wave 275
 diffraction 271
 diffraction absorption 273

- diffraction by a double slit 1508
 diffraction by a single slit 1215
 diffraction contrast 276
 diffraction crystallography 273
 diffraction dissociation 272
 diffraction efficiency 274
 diffraction function 272
 diffraction grating 273
 diffraction pattern 275
 diffraction scattering 275
 diffraction theory 275
 diffractometer 1335
 diffuse band 2007
 diffuse nebula 770
 diffuse reflection 312
 diffuse scattering 776
 diffuse series 1482
 diffuse sound 311
 diffused junction diode 312
 diffused-junction transistor 312
 diffuseness parameter 1335
 diffusion 309
 diffusion coefficient 311
 diffusion-controlled termination 313
 diffusion cross section 312
 diffusion current 312
 diffusion equation 312
 diffusion in solid 695
 diffusion layer 312
 diffusion length 311
 diffusion process 311
 diffusion pump 313
 diffusion pump fluid 313
 diffusion velocity 312
 digestive enzyme 926
 digital circuit 1326
 digital filter 1327
 digital multimeter 1327
 digital oscilloscope 1326
 digital signal 1326
 digital-to-analog conversion 1326
 digital voltmeter 1326
 digitizer 1326
 dilatancy 1188
 dilatant flow 1188
 dilatation invariance 1338
 dilatometer 1983
 dilatometry 1339
 dilute magnetic alloy 435
 dilute solution 435
 dimension 826
 dimensional analysis 826
 dimensional equation 827
 dimensional regularization 827
 dimensionless quantity 2071
 dimer 1523
 Dingle temperature 1340
 diode 1161, 1498
 diode detection 1162
 diode laser 1162
 diopter 1320
 dip meter 1332
 dipole 1120
 dipole-dipole interaction 1120
 dipole electric field 1121
 dipole magnetic field 1121
 dipole moment 1121
 dipole oscillation 1121
 dipole radiation 1121
 dipole transition 1121
 Dirac bracket 1337
 Dirac equation 1338
 Dirac lines 1338
 Dirac moment 1338
 Dirac spinor 1337
 Dirac theory of electron 1338
 Dirac's quantization 1338
 direct-coupled amplifier 1308
 direct current 1305
 direct-current amplifier 1306
 direct-current bridge 1306
 direct-current Josephson effect 953
 direct exchange interaction 1302
 direct gap semiconductor 1302
 direct generation 1303
 direct integral 1303
 direct interaction 1303
 direct measurement 1303
 direct method 1303
 direct observation of lattice defect 648
 direct product group 1302
 direct reaction 1303
 direct sum 1307
 direct transition 1303
 direct-vision prism 1302
 direct-vision spectroscope 1302
 directional coupler 1965
 directional effect 1965
 directional microphone 828
 directivity factor 827
 directivity index 828
 Dirichlet series 1339
 discharge cleaning 1984
 discharge lamp 1985
 discharge tube 1984
 disclination 264
 discommensuration 1329
 discontinuity line 1857
 discontinuity surface 1857
 discontinuous flow 1857
 discontinuous group 1857
 discrete eigenvalue 2183
 discrete energy level 2183
 discriminant function 815
 discriminator 895, 1328
 disk laser 1329
 disk pack 1328
 disk population 219
 dislocation 1388
 dislocation density 1361
 dislocation dipole 1360
 disorder parameter 2072
 disordered system 2072
 disperse system 1870
 dispersion 1869
 dispersion force 1874
 dispersion hardening 1872
 dispersion of optic axes 646
 dispersion phenomenon 1870
 dispersion point 1873
 dispersion relation 1823, 1872
 dispersion surface 1874
 dispersive power 1873
 dispersiveness 1873
 displacement 1933
 displacement current 1407, 1934
 displacement law of radionuclide 1968
 displacement spike 1934
 displacement thickness 230
 displacement threshold energy 1591
 displacive type ferroelectrics 1933
 display unit 1729
 disruptive instability 1580
 dissipation function 765
 dissipative structure 765
 dissociation 294
 dissociation constant 295
 dissociation continuum 296
 dissociation energy 294
 dissociation equilibrium 295
 dissociation limit 294
 dissociation pressure 294
 dissociative adsorption 294
 dissociative attachment 295
 dissociative diffusion 294
 dissociative recombination 294
 dissolution 2125
 distance 496
 distant collision 212
 distinct correlation function 1912
 distorted wave Born approximation 2285
 distorted wave impulse approximation 2285
 distorted wave theory 2285
 distortion 2285
 distortion factor 1700
 distributed amplifier 1891
 distributed constant circuit 1891
 distributed feed back laser 1891
 distributed ion pump 1891
 distributed processing 1872
 distribution function 1891
 distribution of electric potential 1360
 distribution of radionuclides 1968
 distributor 1890
 disulfide bond 839
 divergence 1600
 divergence of ion beam 1724
 divergence problem 1600
 divergence theorem 1600
 divertor 1178
 dividing circuit 951
 division into polarized beams 985
 division of amplitude 988
 division of wavefront 1619
 DNA 1318
 DNA polymerase 1319
 DNA repair 1319
 document information system 1867
 domain 1321, 1865
 domain pattern 822
 domain structure 1866
 donkey electron 2276
 donor 1464
 donor-acceptor pair luminescence 1464
 donor level 1465
 Doolittle's viscosity equation 1477
 door-way state theory 1460
 doping 1465
 Doppler broadening 1463, 1464
 Doppler effect 1463
 Doppler-free laser spectroscopy 1464
 Doppler-free spectroscopy 1463
 Doppler-free two photon spectroscopy 1463
 Doppler shift 1463
 Doppler shift method 1463
 dose 1114
 dose commitment 1115
 dose equivalent 1114
 dose rate 1115
 dose rate meter 1115
 dose-response correlation 1115
 dosimeter 1114
 dosimetry 1114
 double alignment 1505
 double-base diode 1209
 double-beta decay 1509
 double bond 1507
 double differential cross-section 1508
 double diffraction method 734
 double exchange interaction 1507
 double exponential formula 1507
 double focusing 1507
 double group 1507
 double harmonic buncher 1176
 double-heterostructure semiconductor laser 1509
 double layer 1508
 double pendulum 1508
 double precision 1514
 double probe 1209
 double refraction 1786, 1787
 double resonance spectroscopy 1506
 double scattering method 1507
 doublet 1508
 doublet splitting 1508
 doublet state 1507
 doubling element 1791
 doubly closed shell nuclei 1508
 doubly magic nucleus 1209
 doughnut 1465
 Dove prism 1465
 dps 1334
 drag 680
 drag effect 1472
 drain 1480
 draining effect 1021
 drawing 215, 1688
 drawing effect 1687
 Drell ratio 1481
 drift approximation 1478
 drift chamber 1478
 drift current 1478
 drift instability 1479
 drift mobility 1478
 drift term 1478
 drift transistor 1478
 drift tube 1478
 drift tube technique 97
 drift velocity 1478
 drift wave 1478
 Drude theory 1480
 Drude's formula 1480
 dry adiabatic lapse rate 399
 dry cell 401
 dry saturated vapour 397
 dry-type recording 381
 dry-type transformer 391
 dryness 387
 DTL 1332
 Du Mond diagram 1353
 dual lattice 137
 dual model 1130
 dual space 481
 dual temperature exchange process 1506
 dual transformation 1129
 duality 1129, 1508
 Duane-Hunt law 1351
 Dubinin-Radushkevich equation 1352
 duct streaming 1194
 Dufour effect 1353
 Dulong-Petit's law 1353
 Dulong-Petit's specific heat 1353
 dumbbell model 44
 dummy load 1211
 dump 1235
 duopigatron 1362
 duoplasmatron 1352
 Durand-Kerner's method 1353
 dust core 1202
 dust counter 742
 dwarf star 2287
 DWBA 2285
 dye laser 808
 dynamic behavior 1450
 dynamic Jahn-Teller effect 1452
 dynamic loading 1433
 dynamic polarizability 1451
 dynamic pressure 1429
 dynamic programming 1450
 dynamic spectrum 1174
 dynamic stabilization 1450
 dynamic viscoelasticity 1451
 dynamical parallax 2179
 dynamical structure factor 1451
 dynamical susceptibility 1451
 dynamical symmetry 2180
 dynamical theory by the scattering matrix 778
 dynamical theory of diffraction 1454
 dynamics 1454
 dynamitron 1175
 dynamo theory 1175
 dynamometer 1465
 dyne 1190
 dyon 1162
 Dyson equation 1173
 Dyson-Lenard-Lieb theorem 1173
 Dysonian resonance line 1172
 Dzyaloshinsky-Moriya interaction 878
- E**
- e-expansion 99
 E-layer 76
 η meson 83
 e-process 69
 Eagle mounting 70
 Earnshaw theorem 48
 earth 1085, 1246
 earth current 1255
 earth ellipsoid 1248
 earth science 1246
 earthquake 836
 earth's atmosphere 1247
 easy axis of magnetization 793
 EBDC18 318
 EBDCIK 318
 Ebert-Fastie mounting 196
 ECCS 1698

elastic-plastic analysis 1225
elastic-plastic deformation 1225
elastic scattering 1220
elastic scattering of neutrons 1221
elastic stability 1219
elastic strain 1223
elastic stress 1220
elastic surface-wave device 1223
elastic wave 1222
elasticity 1219
elastoplastic wave 1225
ELDOR 1387
electret 209
electric birefringence 1372
electric calorimeter 1371
electric capacity 1373
electric capacity of coaxial cylinders 1444
electric capacity of concentric spherical shells 1448
electric capacity of parallel plates 1900
electric charge 1361
electric circuit 1367
electric conductivity 1371
electric convection current 569, 1189
electric current 1425
electric current density 1427
electric dipole 1369
electric discharge 1984
electric displacement 1372
electric double layer 1371
electric field 1415
electric field in the atmosphere 1163
electric field vector 1419
electric flux 1407
electric flux density 1407
electric force 1374
electric micrometer 1372
electric multipole 1365
electric oscillation 1369
electric pendulum 1372
electric polarizability 1370
electric potential 1359
electric power 1428
electric power output 1369
electric refrigerating element 1404
electric resistance 1370
electric resistivity 1370
electric screening 1369
electric shielding 1062, 1369
electric susceptibility 1368
electric welding 1372
electrical circuit network 296
electrical comparator 1372
electrical conduction 1370
electrical resistivity of thin film 1586
electricity 1366, 1368
electrification 1174
electro-discharge machining 1984
electro-hydro mechanical analogy 1373
electro-mechano-acoustical analogy 1368
electro-optic effect 1368
electro-optical distance measurement 672
electro-static lens 1365
electroacoustic transducer 1367
electroacoustics 1367
electrobalance 1371
electrochemical analysis 1368
electrochemical potential 1368
electrochemistry 1367
electrode 1373
electrode potential 1373
electroless discharge 2069
electrodynamics action 1373
electrodynamics 1373
electrodynamics of moving bodies 140
electrodynamometer-type meter 1428
electrography 1384
electrokinetic phenomenon 291

electrokinetic potential 140, 291
electroluminescence 210
electrolytic capacitor 1363
electrolytic corrosion 1401
electrolytic dissociation constant 1424
electrolytic polishing 1362
electrolytic polymerization 1363
electrolytic semiconductor 1361
electrolytic solution 1363
electromagnetic cascade shower 1377
electromagnetic effect 1369
electromagnetic field 1395
electromagnetic flowmeter 1403
electromagnetic force 1381, 1404
electromagnetic form factor 1379
electromagnetic horn 1402
electromagnetic induction 1401
electromagnetic interaction 1392
electromagnetic mass 1384
electromagnetic mass difference 1380
electromagnetic momentum 1395
electromagnetic multipole moment 1392
electromagnetic oscillograph 1376
electromagnetic potential 1400
electromagnetic radiation 1400
electromagnetic shielding 1384
electromagnetic shower 1385
electromagnetic system of units 1392
electromagnetic theory of light 1383
electromagnetic transition 1388
electromagnetic valve 1400
electromagnetic wave 1395
electromagnetic-wave model of light 1683
electromagnetic world view of nature 1379
electromagnetics 1378
electrometer 1359
electromotive force 431
electron 1375
electron affinity 1386
electron attachment 1398
electron avalanche 1393
electron beam 1388
electron beam controlled discharge 1397
electron beam machining 1397
electron beam pumped laser 1397
electron beam welding 1397
electron capture 1400
electron channeling 1390
electron cloud 1375
electron configuration 1395
electron cooling 1404
electron correlation 1391
electron crystal structure analysis 1389
electron cyclotron frequency 1383
electron cyclotron resonance heating 1383
electron density 1401
electron detachment 1392
electron diffraction 1388
electron diffraction by gas 427
electron-donor-acceptor complex 95
electron energy loss spectroscopy 1375
electron energy loss spectrum 1394
electron exposure 1386
electron gas 1376
electron gun 1385
electron-hole drop 1387
electron holography 1391
electron impact 1385
electron impact spectroscopy 1386
electron intensity measurement 1390
electron interferometer 1389

electron Larmor radius 1394
electron lattice interaction 1383
electron lens 1404
electron linear accelerator 1389
electron microprobe analyzer
1401
electron microscope 1382
electron mobility 1375
electron neutrino 1393
electron nuclear double
resonance 1376
electron number 1392
electron optics 1382
electron pair 1393
electron pair bond theory 1393
electron-phonon interaction
1398
electron-phonon system 1397
electron plasma frequency 1398
electron plasma wave 1398
electron polarization 1399
electron population analysis
1114
electron-positron collision 2130
electron-positron pair
annihilation 1401
electron-positron pair creation
1401
electron promotion 1385
electron ring accelerator 1404
electron saturation current 1400
electron scattering 1383
electron scattering factor 778
electron shell 1376
electron source 1381
electron spectroscopy 1399
electron-spin double resonance
1387
electron spin relaxation 1387
electron spin resonance 1387
electron stimulated desorption
1386
electron synchrotron 1386
electron temperature 1376
electron theory 1405
electron theory of metals 510
electron transfer 1375
electron transit time 1391
electron trap 1393
electron-trap method 1393
electron tube 1377
electron volt 1401
electron wave 1395
electron negativity 1366
electronic band spectrum 1396
electronic computer 1381
electronic desk calculator 1384
electronic excitation 1404
electronic musical instrument
1377
electronic specific heat 1396
electronic spectrum 1387
electronic state 1386
electronic stopping power 1393
electronic structure 1383
electronic switch 1387
electronic term 1382
electronic transition 1383
electronics 210
electroosmosis 1369
electroscope 621
electrosensitive recording 1984
electrostatic deflection 1063
electrostatic energy 1060
electrostatic field 1063
electrostatic focusing 1062
electrostatic generator 430, 1061
electrostatic induction 1063
electrostatic lens 1064
electrostatic particle separator
1061
electrostatic potential 1060, 1063
electrostatic tube 1063
electrostatic system 1062
electrostatic spectrometer 1062
electrostatic system of units
1062
electrostatic type meter 1061
electrostatic voltmeter 1063
electrostatic wave 1063
electrostatics 1061
electrostatography 1061

- electrostriction 1371
electrostrictive vibrator 1428
electroweak interaction 871
element 617, 1141
element semiconductor 620
elementary analysis 620
elementary dynamical process 2180
elementary electric charge 1369
elementary excitation 1154
elementary magnetic charge 1141
elementary particle 1151
elementary particle physics 1154
elementary particle reaction 1152
elementary process 1136
elementary quantity 1154
elementary reaction 1148
elementary wave 1141
elevation of the boiling point 1804
Elliott mechanism 204
ellipsoid for dielectric constants 2113
ellipsoid of inertia 395
ellipsoid of wave normals 1982
ellipsometer 1939
ellipsometry 204, 1939
elliptic function 1191
elliptic integral 1191
elliptic oscillation 1191
elliptical galaxy 1191
elliptically polarized light 1192
elliptically polarized wave 1192
Elster-Geitel effect 208
emergency core cooling system 1698
emergency shut-down 505
emission band 1600
emission line nebula 425
emission line spectrum 425
emission measure 201
emission spectrum 1599
emissivity 1981
emittance 203
emitter 202
emitter follower 202
empirical formula 850
empirical temperature 563
empirical temperature scale 563
empty band 520
emu system of units 57
emulsion 201
emulsion chamber 201
emulsion polymerization 1516
encode 704
encoder 214
end-point singularity 217
end-to-end distance 2045
endergonic reaction 447
ENDOR 1376
endoscope 1484
endothermic reaction 457
energy 188
energy analyser 194
energy band 194
energy conversion 194
energy conservation law 195
energy density 196
energy dependence 190
energy dispersive method in X-ray spectroscopy 194
energy distribution 194
energy elasticity 193
energy flow 194
energy flow of electromagnetic field 1396
energy gap 190
energy level 191
energy-level diagram 191
energy loss 192
energy-loss spectrum 193
energy-momentum tensor 192
energy of earthquake 837
energy of electric field 1418
energy of electromagnetic field 1396
energy of magnetic field 861
energy of molecular motion 1876
energy selector 192
energy spectrum 192
energy surface 191, 194
energy transfer 190, 193
energy width 194
engineering test reactor 635
enriched uranium 1557
ensemble 47
ensemble average 891
entanglements 377
enthalpy 217
entrapment vacuum pump 1212
entropy 217
entropy elasticity 218
entropy of activation 358
entropy of mixing 724
entropy wave 219
environmental radiation 388
environmental standard 387
environmental stress cracking 387
environmental test 388
enzyme 659
enzyme-substrate complex 662
enzyme subunit 665
Eötvös experiment 185
ephemeris time 2248
epime 198
epitaxial growth 198
epitaxial planar transistor 198
epitaxial transistor 198
epitaxy 198
epithermal neutron 197
EPMA 2159
equal temperament 1899
equation of continuity 2263
equation of geodesic deviation 1136
equation of motion 141
equation-of-motion method 141
equation of state 938
equator 1075
equatorial jet current 1075
equatorial telescope 1076
equilibrium 1316
equilibrium charge 1900
equilibrium constant 1900
equilibrium internuclear distance 1899
equilibrium of forces 1245
equilibrium of rigid body 666
equilibrium orbit 1900
equipartition of energy 193
equipartition rule of stopping power 1142
equipments for nuclear fuel processing and handling 320
equipotential surface 1452, 1454
equivalent circuit 1432
equivalent operator 1431
equivalent orbital 1432
equivalent photon approximation 1449
equivalent stress 1131
erg 206
ergodic hypothesis 206
ergodic problem 206
ergodic property 206
ergodic theorem 206
Erisson cycle 204
error 690
error analysis 690
Es-layer 57
Esaki diode 163
ESCA 1400
escape velocity 1204
escaping width 1204
ESR 1387
essential amino acid 1712
essentially self-adjoint operator 2023
ester 169
esu system of units 57
ET 2248
etalon 172
ether 185
ETR 935
Ettingshausen effect 184
Euclidean field theory 2119
Euclidean space 2119
Euler-Lagrange equation 222
Eulerian angles 222
Euler's equation of continuity 222
Euler's equations of motion 222
Euler's top 222
European Physical Society 2138
eutectic alloy 483
eutectic mixture 470, 483
eutectic point 483
eutectoid 472
EUV 492
evaluation of crystal 587
evaporated film 939
evaporation 944
evaporation theory 945
evaporimeter 944
even electronic state 520
even-even nucleus 518
even-odd nucleus 516
even term 519
event horizon 835
evolution equation 1604
evolution of galaxies 504
evolution of planets 2294
evolution of the stars 1991
Ewald construction 211
Ewald method 212
Ewald sphere 211
exa 162
exact solution 624
EXAFS 162
exceptional Lie group 2237
exchange charge 639
exchange coefficient 638
exchange current 640
exchange degeneracy 638
exchange force 640
exchange interaction 639
exchange interaction energy 639
exchange integral 638
exchange inversion 639
exchange narrowing 639
exchange polarization 640
exchange potential 640
exchange splitting 640
exchange stiffness constant 638
excimer 152
excimer laser 152
excitation 2237, 2240
excitation energy 2238
excitation function 2238
excitation of nerve cell 969
excitation potential 2239
excitation spectrum 2239
excitation transfer 2237
excited state 2239
exciting current 2240
exciton 2238
exciton condensation 2238
excitonic absorption 2238
excitonic molecule 2239
excitonic phase 152
excluded volume effect 1566
exclusion principle 1569
exclusive reaction 163
exergonic reaction 1697
existence theorem of temperature 260
exoelectron 154
exothermic reaction 1604
exotic atom 153
exotic hadron 154
expanding universe 1983
expansion coefficient 1983
expansion engine 1983
expansion of the Universe 134
expectation value 426
experiment 849
experiment of porous plug 739
experimental absorption coefficient 852
experimental design 849
experimental physics 850
explosive flux-compression 1583
explosive flux-compression technique 1583
exponential distribution 838
exponential experiment 838
exposure 934
exposure meter 2268
extended binary coded decimal interchange code 318
extended dislocation 317
extended Hückel method 318
extended zone scheme 317
extensive air shower 516
extensive variable 959
exterior derivative 289
external conical refraction 289
external dose 290
external force 296
external irradiation 290
external noise 293
external parameter 290
external pressure 264
external radiation exposure 1970
external standard method 290
external storage 289
extinction 931
extinction angle 931
extinction distance 935
extinction effects 935
extinction factor 932
extinction fringe 936
extinction method 932
extinction ratio 932
extinction rule 947
extra-high vacuum 487
extractor gauge 153
extragalactic nebula 503
extraordinary ray 72
extraordinary wave 73
extrapolation 1987
extratropical cyclone 258
extreme ultraviolet rays 492
extreme value distribution 492
extrinsic semiconductor 293
extrinsic stacking fault 153
extrusion 230
extrusion molding 230
eye 2074
- ## F
- F-center 200
F-center laser 200
F-distribution 200
F-layer 200
F-number 200
f orbital 199
f₀ parameter 198
f-sum rule 200
f-value 200
Fabry-Pérot etalon 1752
Fabry-Pérot interferometer 1751
Fabry-Pérot resonator 1752
face-centered cubic structure 2083
face-centered lattice 2083
factor group 107
factor group splitting 107
Faddeyev equation 1750
Faddeyev-Popov ghost 1750
Faddeyev theory 1750
fading 1765
fall-out 1780
fall time 1203
falling 2152
falling-sphere viscometer 2152
Fano factor 1750
Fano-Lichten theory 1751
far field pattern 216
far infrared radiation 217
far infrared spectrum 217
farad 1754
farad per meter 1754
Faraday cage 1753
Faraday cell 1754
Faraday constant 1754
Faraday cup 1753
Faraday dark space 1753
Faraday effect 1753
Faraday law of induction 1754
farvitrone 1751
fast beam extraction 1619
fast breeder reactor 663
fast fission 662
fast fission effect 662
fast Fourier transformation 665
fast ion cluster 662
fast neutron 663
fast neutron reactor 663
fast reactor 665
fatigue 1744
fatigue limit 1745

- fatigue notch factor 497
 fatigue strength 794, 1745
 fatigue test 1745
 fatty acid metabolism 865
 FCC structure 200
 F/D ratio 200
 Feather's empirical formula 1759
 fertility 1262
 feedback 417
 feedback amplifier 417
 feedback control 1761, 1762
 feedback impedance 417
 feedback ratio 418
 feedforward control 1762
 feet 1761
 Fellgett advantage 1768
 FEM 1363
 femto 1766
 fermtolard 1766
 Fermat's principle 1768
 fermi 1768
 Fermi acceleration 1770
 Fermi age 1772
 Fermi contact interaction 1773
 Fermi-Dirac distribution 1771
 Fermi-Dirac statistics 1771
 Fermi distribution 1773
 Fermi distribution function 1773
 Fermi energy 1769
 Fermi function 1770
 Fermi gas 1770
 Fermi-gas model 1770
 Fermi glass 1771
 Fermi hole 1771
 Fermi interaction 1771
 Fermi level 1771
 Fermi liquid 1769, 1774
 Fermi momentum 1769
 Fermi particle 1774
 Fermi-Pasta-Ulam problem 1773
 Fermi plot 1773
 Fermi resonance 1771
 Fermi sphere 1771
 Fermi statistics 1772
 Fermi surface 1773
 Fermi theory 1775
 Fermi transition 1770
 Fermi velocity 1771
 Fermi wavenumber 1773
 fermiology 1769
 fermion 1770
 Fermi's golden rule 1772
 Fermi's recursion phenomenon 1773
 ferroelectricity 1767
 ferrimagnet 1767
 ferrimagnetic resonance 1767
 ferrimagnetic resonator 1767
 ferrimagnetism 1767
 ferrite 1766
 ferrite magnetostriuctive vibrator 1767
 ferroelastic domain 473
 ferroelastic phase transition 473
 ferroelasticity 473
 ferroelectric domain 485
 ferroelectric mode 483
 ferroelectric phase transition 484
 ferroelectric semiconductor 484
 ferroelectricity 484
 ferroelectrics 484
 ferromagnet 466
 ferromagnetic dielectrics 467
 ferromagnetic ferroelectrics 466
 ferromagnetic relaxation 466
 ferromagnetic resonance 466
 ferromagnetic superconductor 466
 ferromagnetic thin film 466
 ferromagnetism 466
 ferroresonant constant voltage power supply 1346
 ferroxplana 1775
 fertile material 245
 Férý prism 1767
 Feynman diagram 1748
 Feynman-Dyson method 1748
 Feynman gauge 1748
 Feynman graph 1748
 Feynman integral 1748
 Feynman-Kaz formula 1748
 Feynman path integral 1749
 Feynman relation 1749
 Feynman rule 1748
 Feynman scaling 1748
 Feynman spectrum 1748
 Feynman theorem 1750
 FFAg-synchrotron 199
 FFT 1840
 fiber optics 1747
 fiber period 1095
 fibril 1762
 fibrin 1762
 Pick's law 1760
 fictitious spin quantum number 348
 fiducial mark 1761
 field 1562
 field-effect transistor 1362
 field electron emission 1363
 field emission 1364
 field emission electron microscope 1363
 field-emitted electron 1365
 field evaporation 1363
 field-ion microscope 1361
 field magnet 268
 field of force 1245
 field strength 1415
 field strength meter 1416
 field theory 1614
 Fierz transformation 1764
 filament 1762
 filament for field emission 1364
 filament for thermal emission 1541
 file 1747
 file protection ring 1747
 filled band 896
 film badge 1764
 film dosimeter 873
 film dosimetry 1764
 film flow 1764
 filter 1763
 FIM 1361
 final state 886
 final state interaction 886
 fine particle 1742
 fine structure 1693
 fine structure constant 1693
 Fineman-Ross' method 1750
 finesse 1762
 fingerprint region 866
 finite amplitude sound 2108
 finite difference equation 762
 finite difference method 761
 finite element method 2108
 finite energy sum rule 2107
 finite group 2107
 FIR 1072
 Firball model 1719
 firing voltage 1984
 firmware 1752
 Firsov theory 1763
 first integral 1159
 first law of thermodynamics 1544
 first meridian 2023
 first order phase transition 84
 first resonance 83
 first sound 1159
 fish finder 493
 fissile nucleus 327
 fission chamber 1760
 fission counter 326, 1760
 fission fragment 327
 fission neutron 327
 fission product 327
 fission yield 327
 fissionable material 327
 fissioning isomer 326
 fit 21
 fixation 1331
 fixed capacitor 702
 fixed end 702
 fixed point 1321, 1808
 fixed point of pressure 20
 fixed point of temperature 260
 fixed-point representation 702
 fixed pole 702
 fixed pulley 1321
 fixed resistor 702
 fixed value control 1331
 Fizeau dilatometer 1760
 Fizeau fringes 1760
 Fizeau interferometer 1760
 Fizeau method 1760
 flagellin 1818
 flame spectrum 1856
 flange 1836
 flare 1850
 flare star 1850
 flash filament method 1830
 flash lamp 1105
 flash photolysis 1104
 flash point 105
 flash spectrum 1103, 1720
 flashover 1830
 flavoprotein 1831
 Fleming's rule 1856
 flexibility 1214
 flexible polymer 524
 flexural rigidity 2040
 flexural vibration 2041
 flexure 527
 flicker noise 1842
 flip-flop 1843
 floating body 1799
 floating charge 1808
 floating magnet 124
 floating-point representation 1808
 floating potential 1814
 floating zone-melting method 1814
 flocculus 2131
 flooding 90
 floppy disk 1860
 Flory equation 1864
 Flory-Huggins' theory 1865
 Flory temperature 1864
 flow birefringence 2208
 flow counter 1857
 flow dichroism 2208
 flow of gas 427
 flow stress 2207
 flow visualization 1491
 flowchart 1491
 flowmeter 2208
 fluctuating force 2131
 fluctuation 2122
 fluctuation-dissipation theorem 2131
 fluence 1274
 fluid 2205
 fluid at rest 1056
 fluid control device 2205
 fluid lubrication 155
 fluid mechanics 2206
 fluid model 2206
 fluidity 2208
 fluorescence 563
 fluorescence spectrophotometer 565
 fluorescence spectrum 564
 fluorescence yield 564
 fluorescent indicator tube 564
 fluorescent screen 564
 fluorescent X-rays 564
 fluorite structure 1999
 fluorometric analysis 565
 flute instability 1850
 flutter echo 1201, 1493
 flux conserving tokamak 1828
 flux creep 845
 flux density 2204, 2209
 flux distribution 1828
 flux flow 846
 flux flow resistance 847
 flux jump 846
 flux method 1829
 flux motion 844
 flux peaking 1828
 flux pump 1829
 flux quantization 847
 flux quantum 847
 fluxoid 1817
 fluxoid lattice 846
 fluxoid motion 846
 fluxoid quantization 1817
 flying-spot tube 1815
 flywheel 1593
 FM cyclotron 199
 focal length 939
 focal point 939
 focal surface 940
 Fock representation 1776
 Fock space 1776
 focusing 1775
 focusing effect 889
 focusing quadrupole magnet 890
 foehn 1775
 fog 497
 Fokker-Planck equation 1775
 folded chain structure 245
 folding potential 1781
 follow-up control 1312
 foot 1807
 foot-pound-second system 2100
 foot water column 999
 forbidden β -decay 506, 509
 forbidden band 506, 509
 forbidden line 508
 forbidden reflection 508
 forbidden transition 508
 Forbush decrease 1780
 force 1243
 force between currents 1425
 force between parallel currents 1900
 force constant 1245
 forced convection 472
 forced oscillation circuit 1214
 forced vibration 472
 fore-vacuum 1110, 1994
 forepump 1111
 form factor 567, 1588
 forment 2018
 formation of order 1253
 Förster model 1768
 Fortin barometer 1781
 FORTRAN 1778
 Fortrat diagram 1781
 Fortrat parabola 1781
 forward scattering 1113
 fossil fuel 346
 Foucault currents 1796
 Foucault knife-edge test 1795
 Foucault's method 1796
 Foucault's pendulum 1796
 fountain effect 1888
 four-dimensional space 2135
 four-dimensional space group 2135
 four element model 2142
 four factor formula 2139
 four-fermion interaction 2141
 four-momentum 2140
 four spin exchange interaction 2141
 four-terminal network 2141
 four-vector 2140
 four-velocity 2140
 four wave mixing 2140
 Fourier analysis 1838, 1839
 Fourier integral 1839
 Fourier series 1838
 Fourier spectroscopy 1839
 Fourier synthesis 1838
 Fourier transform 1840
 Fourier-transform hologram 1840
 Fourier-transform nuclear magnetic resonance 1840
 Fourier transform spectrometer 1839
 fourth sound 1187
 Fowler plot 1750
 fractal 1817
 fractional crystallization 1892
 fractionated irradiation 1866
 fractionation 1892
 fracture 1579
 fracture mechanics 1580
 fracture toughness 1580
 fragment 1590
 Franck-Condon factor 1833
 Franck-Condon principle 1833
 Franck-Hertz's experiment 1835
 Frank partial dislocation 1834
 Frank-Read source 1835
 Franklin 1835
 Franz-Keldysh effect 1836

- Fraunhofer diffraction 1816
 Fraunhofer hologram 1817
 Fraunhofer lines 1816
 Fredholm's integral equation 1852
 free electric charge 891
 free electron 891
 free electron laser 892
 free electron model 891
 free end 890
 free energy 881
 free energy of activation 358
 free expansion 896
 free fall 896
 free field 892
 free-free transition 886
 free group 883
 free molecule heat conductivity 895
 free oscillation of the earth 1247
 free radical 2116
 free rotational chain 881
 free sound field 881
 free spectral range 888
 free surface 895
 free vibration 887
 free volume theory 890
 freezing mixture 389
 freezing point 465
 freezing point depression 465
 Frenkel defect 1857
 Frenkel excitation 1857
 frequency 892
 frequency analysis 894
 frequency analyzer 894
 frequency band 893
 frequency characteristic 893
 frequency condition 983
 frequency converter 894
 frequency converter tube 894
 frequency counter 892
 frequency divider 893
 frequency domain 893
 frequency factor 1746
 frequency meter 892
 frequency modulation 894
 frequency multiplier 893
 frequency spectrum 893
 frequency transfer function 893
 Fresnel diffraction 1853
 Fresnel formulas 1853
 Fresnel half-period zones 1854
 Fresnel hologram 1855
 Fresnel integral 1854
 Fresnel lens 1855
 Fresnel mirrors 1853
 Fresnel rhomb 1854
 Fresnel zone 1853
 Fresnel zone plate 1854
 Fresnel's biprism 1854
 Fresnel's dragging coefficient 1854
 Fresnel's zone plate 1853
 Freundlich equation 1857
 Fricke dosimeter 1842
 friction 2041
 friction force 2042
 frictional drag 2042
 frictional oscillation 2042
 Friedel oscillation 1844
 Friedel sum rule 1844
 Friedel's law 1844
 Friedmann equation 1844
 Friedrichs diagram 1845
 fringed micelle structure 1796
 fringes with white light 1683
 Fröhlich model 1856
 Froissart's bound 1857
 front 1108
 Froude number 1849
 frozen-in flux 1443
 frozen-in magnetic field 1443
 frustration 1819
 f value 200
 FTNMR 673
 FTS 393
 fuel assembly 1555
 fuel cell 1556
 fuel cycle 319, 1555
 fuel rod 1556
 fugacity 1444
 Fukuda-Sawada-Taketani's method 1794
 full duplex 1112
 full-wave plate 86
 full width at half maximum 1661
 function generator 394
 functional 1636
 functional analysis 394
 functional derivative 1636
 fundamental absorption 425
 fundamental fixed point 438
 fundamental particle 439
 fundamental series 438
 fundamental tensor 438
 fundamental tone 438
 fundamental unit 438
 fundamental vector 439
 fundamental vibration 438
 Furry theorem 1754
 fuse 1727
 fusible alloy 101
 fusion-fission hybrid reactor 330
 fusion reaction 331, 2111
 fusion reactor 331
 FWHM 1661
- ## G
- G-B product 862
 γ -decay 407
 γ dispersion 406
 γ -distribution 406
 g -factor 788
 γ function 402
 γ matrix 403
 G matrix 816
 G .P. zone 862
 G parity 862
 γ -ray 404
 γ -ray absorption 404
 γ -ray absorption coefficient 404
 γ -ray astronomy 405
 γ -ray detector 405
 γ -ray dosimetry 406
 γ -ray emission 405
 γ -ray irradiation 405
 γ -ray scattering 405
 γ -ray spectroscopy 406
 γ relaxation 403
 γ space 403
 γ -spectrometer 405
 γ -spectrum 403
 g -tensor 858
 G -transformation 864
 G -value 848
 γ vibration 403
 G wave 860
 gadolinium 364
 gadolinium molybdate 2095
 Gaede rotary vacuum pump 589
 gain-bandwidth product 2192
 gain margin 572
 gal 380
 galactic background radiation 504
 galactic cluster 504
 galactic coordinates 503
 galactic cosmic rays 502
 galactic plane 504
 galactic radio emission 504
 galactic radio noise 503
 galactic rotation 502
 galaxy 501
 Galerkin's method 385
 Galilean principle of relativity 379
 Galilean transformation 380
 gallium arsenide diode 378
 gallium arsenide field-effect transistor 378
 gallon 387
 Galois theory 385
 galvanic current 383
 galvanomagnetic effect 1426
 galvanometer 625
 gamma 402
 gamma camera 402
 Gamow-Teller transition 374
 Gantmakher effect 402
 gap mode 445
 gapless superconductor 445
 garnet 366
 garnet structure 366
 gas 426
 gas ballast vacuum pump 345
 gas blanket 345
 gas constant 427
 gas-cooled fast breeder reactor 346
 gas-cooled fast reactor 346
 gas-cooled reactor 346
 gas discharge 429
 gas dynamic laser 344
 gas dynamics 429
 gas-flow counter 345
 gas ionization 427
 gas laser 429
 gas meter 346
 gas multiplication 344
 gas phase 425
 gas scintillator 426
 gas thermometer 426
 gaseous line 425
 gaseous nebula 344
 gaseous wastes 428
 gasket 343
 gate 589
 gate circuit 589
 gate monitor 589
 gauge 572
 gauge fixing 572
 gauge invariance 573
 gauge particles 573
 gauge theory 573
 gauge transformation 573
 gauge transformation of the first kind 1160
 gauge transformation of the second kind 1176
 Gaunt factor 299
 gauss 296
 Gauss law 298
 Gauss quadrature formula 298
 Gauss theorem 298
 Gaussian approximation 297
 Gaussian chain 297
 Gaussian distribution 298
 Gaussian model 298
 Gaussian optics 297
 Gaussian process 297
 Gaussian system of units 298
 Gaussian-type orbital 297
 Gay-Lussac law 570
 GCFBR 346
 gear 1587
 Geiger-Müller counter 265
 Geiger-Nuttall law 265
 Geissler tube 269
 gel 591
 gel permeation chromatography 591
 Gell-Mann-Low relation 595
 Gell-Mann-Okubo mass formula 594
 gene 95
 General circulation 1165
 General Conference of Weights and Measures 687
 general linear group 94
 general principle of relativity 94
 general relativity 94
 general solution 91
 general theory of relativity 94
 generalized coordinates 91
 generalized eigenvector 92
 generalized force 92, 93
 generalized free field 92
 generalized momentum 91
 generalized oscillator strength 92
 generalized virial theorem 92
 generating function 1988
 generation 1079
 generator 1056, 1604
 generator coordinate method 1056
 genetic effect of radiation 96
 genetic information 96
 geocentric theory 1413
 geochemical distribution of elements 620
 geochronology 791
 geodesic coordinates 1136
 geodesic line 1136
 geodesic precession 1136
 geoid 790
 geological chronology 1253
 geomagnetic coordinates 1251
 geomagnetic inclination 1252
 geomagnetic latitude 1251
 geomagnetic pulsation 1252
 geomagnetic variation 1252
 geomagnetism 1248, 1251
 geometric resonance 414
 geometrical cross section 414
 geometrical isomerism 414
 geometrical moment of inertia 1238
 geometrical optics 416
 geophysical prospecting 1806
 geophysics 1248
 Georgi-Glashow model 951
 geostrophic current 1251
 geostrophic wind 1251
 geothermometer 1252
 germanium 594
 germanium diode 594
 germanium semiconductor detector 594
 getter 588
 getter action 588
 getter ion pump 588
 getter pump 588
 gettinger 588
 GeV 417
 ghost 694
 ghost killing 694
 Giaever tunnelling 411
 giant glory scattering 495
 giant magnetic moment 495
 giant quantum attenuation 495
 giant resonance 494
 giant star 494
 Gibbs-Duhem relation 436
 Gibbs free energy 437
 Gibbs-Helmholtz equations 437
 Gibbs paradox 437
 Gibbs phase rule 437
 Gibbs' statistical mechanics 437
 Gibbsian ensemble 436
 Gibson mix 437
 Gifford-McMahon cycle 436
 giga 413
 gigacalorie 415
 gigacycle 417
 gigacycle per second 417
 gigaelectronvolt 417
 gigahertz 417
 gigaohm 414
 gigapascal 417
 gigarad 417
 gigavar 417
 gigavoltampere 417
 gigawatt 417
 Gilbert 499
 GIM mechanism 784
 Ginzburg-Landau coherence length 507
 Ginzburg-Landau equation 508
 Ginzburg-Landau Hamiltonian 507
 Ginzburg-Landau parameter 508
 Ginzburg-Landau theory 508
 Glan-Foucault prism 543
 Glan-Tippen prism 543
 glancing incidence 1043
 glass laser 376
 glass transition 376
 glass transition point 376
 glassy state 376
 Glauber theory 536
 glide plane 148
 glide-reflection 147
 globar 555
 globular cluster 454
 glory scattering 557
 gloss 666
 glove box 556
 glow discharge 556
 gluon 550
 glycolipid 1446
 glycolysis 287
 glycoprotein 1449
 glycoside 1571
 GMO 2095
 gnomonic projection 528
 GNS reconstruction theorem

- 787
Golay cell 720
gold bonded diode 718
Goldberger-Treiman relation 718
Goldstone boson 717
Goldstone mode 717
Goldstone theorem 717
goniometer 705
goniometer head 705
good program 2124
good quantum number 2124
good solvent 2222
Goodenough-Kanamori rules 527
Gorsky effect 717
Gough-Joule effect 367
GP-1B 862
grade 539
gradient 672
gradient wind 570
Gratz number 553
graft copolymer 540
Graham law 552
grain 587, 595
grain boundary 587, 2198
grain boundary diffusion 2198
grain boundary sliding 2198
grain size 587
gram 542
gram atom 542
gram equivalent 542
gram-force 897
gram molecule 542
gram-weight 897
Gramm-Lücke's theory 539
grand canonical ensemble 228
grand unified theory 1174
granularity 2203
granulation 2203
graph theory 540
graphic display 540
graphite 540
graphite structure 540
Grashof number 538
grating 553
grating constant 649
grating equation 274
gravimetric analysis 898
gravimetric measurement 897
gravitational acceleration 899
gravitational collapse 901
gravitational constant 899, 1663
gravitational field 900, 901
gravitational-lens effect 901
gravitational mass 899
gravitational potential 901
gravitational radiation 900
gravitational system of units 899
graviton 899
gravity 898
gravity anomaly 898
gravity measurement 899
gravity wave 900
gravothermal catastrophe 899
gray 552
Gray-Bragg formula 552
grayper second 552
Green function 548
Green function method 549
greenhouse effect 255
Greenwich mean time 546
Greenwich meridian 546
grid 546
grid-controlled discharge tube 546
grid resistance 546
Griffith's inequality 547
Griffith's theory on fracture 546
grille spectrometer 548
grinding 597
Grotian diagram 555
ground state 430
ground-state correlation 430
grounding resistance 1085
groundshine 536
group 561
group constant 531
group index 561
group theory 562
group velocity 561
grown-junction diode 1060
- growth mechanism of thin film 1586
Grüneisen constant 548
Grüneisen relation 547
GTO thyristor 857
guiding center approximation 54
Guinier camera 434
Guinier plot 434
Guinier-Preston zone 435
Gunn diode 400
Gunn effect 389
Gupta-Bleuler formalism 529
Gutta condition 529
GUT 1174
gyrator 867
gyro 867
gyromagnetic effect 803, 868
gyromagnetic element 867
gyromagnetic ratio 803, 869
gyroradius 1097
gyroscope 868
gyrostabilizer 868
gyrostat 868
gyrotron 868
- ## H
- h-parameter 183
H I region 183
H II region 182
H theorem 183
H-type magnet 182
Haag-Araki theory 1582
Haag-Kastler theorem 1582
Haag-Ruelle scattering theory 1587
Haag theorem 1585
Haar measure 1630
Hadamard-transform spectrometer 13
Hadamard-transform spectroscopy 13
hadron 1612
Hagen-Poiseuille's law 1588
Hagen-Rubens formula 1588
Haidinger's fringes 1571
hair hygrometer 2087
Hakucho 1584
halation 1633
half duplex 1659
half integer resonance 1644
half-life 1639
half-shading method 1635
half thickness 1646
half-valve layer 1635
half-wave plate 1514
half-wave potential 1661
half width 1646
halide lamp 2079
Hall angle 2011
Hall coefficient 2011
Hall effect 2011
Hall generator 2013
Hall mobility 2011
Hall-Wightman theorem 2018
halo 1634
halogen leak detector 1635
Ham effect 1619
Hamada-Johnston potential 1617
Hamilton-Jacobi's equation 1618
Hamilton-Zachariasen's equation 1618
Hamiltonian 1617
Hamiltonian operator 1618
Hamilton's canonical equations of motion 1618
Hamilton's principle 1618
Han-Nambu model 1659
hand and foot monitor 1657
Hanle effect 1664
hard axis of magnetization 793
hard component 658
hard core 354, 1609
hard core pinch 1609
hard magnetic material 649
hard-sphere gas model 666
hard superconductor 667
hard X-rays 629
hardening 631
hardness 354
hardware 1607
Harker-Kasper's inequality
- 1581
harmonic 1564
harmonic function 1301
harmonic order 667
harmonic oscillation 1301
harmonic oscillator 1301
harmonic oscillator model 1301
harmonic potential 1302
harmonics 667
Hartley oscillator 1611
Hartmann diaphragm 1631
Hartmann flow 1631
Hartmann number 1631
Hartmann's dispersion formula 1632
Hartree approximation 1610
Hartree-Fock approximation 1610
Hartree-Fock-Bogoljubov method 1611
Hartree-Fock potential 1611
Hartree-Fock-Slater method 1611
Hausdorff dimension 1576
Hauser-Feshbach theory 1576
Hayashi phase 1620
hcp structure 182
HD catalogue 183
³He counter 1920
He-³He dilution refrigerator 1920
He-³He mixture 1921
head 1000
head drop 2148
head-tail instability 1912
head velocity 1110
headless band 12
healing distance 1277
health hazard 597
health physics 1989
hearing 1283
heat 1528
heat bath 1542
heat bath method 1542
heat capacity 1542
heat conduction equation 1539
heat energy 1529
heat engine 1531
heat function 1531
heat insulation 1228
heat insulator 1230
heat of activation 358
heat of adsorption 457
heat of atomization 603
heat of combustion 1551
heat of condensation 469
heat of dilution 421
heat of formation 1057
heat of fusion 2106
heat of hydration 1004
heat of immersion 976
heat of mixing 723
heat of reaction 1661
heat of solidification 465
heat of solution 2126
heat of sublimation 926
heat of transition 1360
heat of vaporization 945
heat pipe 1716
heat pulse method 1541
heat pump 1716
heat quantity 1547
heat ray 1534
heat source 1532
heat transfer 1537
heating efficiency 365
heating medium 1540
Heaviside-Lorentz's system of units 2281
heavy atom method 884
heavy ion 879
heavy ion accelerator 879
heavy ion beam 880
heavy ion reaction 879
heavy lepton 244
heavy particle 896
heavy particle collision 896
heavy primary cosmic rays 880
heavy water 887
heavy-water homogeneous reactor 888
- heavy water reactor 888
hectare 1904
hecto 1904
HEED 1388
Heisenberg force 1569
Heisenberg model 1568
Heisenberg-Pauli method 1568
Heisenberg representation 1568
Heisenberg uncertainty principle 1568
Heisenberg's equation of motion 1567
Heisenberg's valley 1568
Heitler-London theory 1572
Heitler-London-type insulator 1572
helical dislocation 1922
helical spin structure 2152
helical structure 1923
helicity 1923
helicon wave 1923
heliocentric theory 1255
heliostat 1922
helium I 1920
helium II 1921
helium atom 1920
helium-cadmium laser 1920
helium fusion process 1922
helium leak detector 1922
helium-neon laser 1921
helix accelerator 1923
helix-coil transition 1923
Hellmann-Feynman theorem 1929
Helmholtz coils 1931
Helmholtz equation 1931
Helmholtz free energy 1931
Helmholtz instability 1931
Helmholtz resonator 1930
Helmholtz wave 1931
Helmholtz's vortex theorem 1931
hematite 1919
heme protein 1919
hemihedral form 1663
hemoglobin 1919
hemorrhology 575
henry 1952
Henry equation 1952
Henry law 1952
henry per meter 1952
Herglotz function 1924
Hermann-Mauguin notation 1930
Hermite polynomial 209
Hermitian form 209
Hermitian matrix 209
Hermitian operator 209
herpohode 1617
hertz 1925
Hertz experiment 1927
Hertz resonator 1926
Hertz theory of contact stress 1927
Hertz wave 1927
Hertzian vector 1927
Hertzsprung-Russell diagram 1926
Hess' law 1908
heterodyne 1915
heterodyne frequency meter 1916
heterodyne spectroscopy 1916
heterogeneous 1786
heterogeneous equilibrium 1202
heterogeneous perturbation 71
heteropolar bond 69
heterostructure 1915
heterotactic polymer 1916
Heusler alloy 1959
hexadecapole deformation 902
hexadecimal system 902
hexagonal close-packed structure 748
hexagonal system 2274
HFBR 596
HFU 1243
Hickman pump 1712
hidden parameter 338
Higgs mechanism 1690
high density excitons 677
high density nuclear matter 1288

- high elasticity 667
high energy electron diffraction 663
high energy phosphate bond 630
high energy phosphate compound 630
high energy physics 629
high field superconductor 650
high flux neutron beam reactor 667
high-frequency ammeter 653
high-frequency amplifier 652
high-frequency choke 652
high-frequency generator 654
high-frequency resistor 652
high-frequency transformer 654
high-frequency voltmeter 653
high-frequency wattmeter 653
high level dosimetry 1172
high level language 656
high magnetic fields 467
high permeability material 671
high polymer 674
high polymer physics 676
high pressure 627
high-pressure arc 641
high-pressure electronic phase transition 628
high pressure gauge 628
high pressure gas 627
high pressure physics 628
high-reflectance film 1643
high-resolution nuclear magnetic resonance 673
high speed camera 663
high speed flow 662
high speed gauge 664
high speed scanning spectroscopy 663
high spin states of nucleus 321
high temperature 631
high temperature embrittlement 631
high temperature expansion 631
high-temperature gas-cooled reactor 631
high vacuum 655
high voltage electron microscope 1286
higher order Born approximation 650
higher order transition 649
highly excited atom 681
highly-ionized ion 670
Hilbert space 1743
Hilbert transform 1743
Hildebrand rule 1742
Hill's equation 1743
hindered rotational chain 1139
histogram 1698
histone 1698
Hitchcock-Bairdrow's method 1713
Ho factor 1989
Ho-Thevenin's theorem 1983
Hodgkin-Huxley sodium theory 1990
holograph 2004
holograph method 2004
holding pump 2016
hole 518
hole burning 2017
hole-hole interaction 519
hole theory 519
hollow cathode discharge 2020
hollow-cathode discharge tube 1262
hollow dislocation 520
hollow-space radiation 521
hologram 2022
holographic diffraction grating 2022
holographic interferometry 2021
holography 2020
holohedry 407
holomorphic function 1058
holonomic system 2022
Holstein-Primakoff method 2012
homodyne 2006
homogeneous 506
homogeneous broadening 601
homogeneous perturbation 1447
homology 2007
homometric structure 2007
homopolar bond 1436
homotopy 2006
honing 2005
Hönl-London formulae 1952
hook-on-ammeter 1800
Hooke's law 1800
Hookean elasticity 1800
Hopkinson effect 2005
hopping conduction 2001
hopping integral 2001
horizontal component 1002
horizontal pendulum 1002
horizontal plane 1002
hormone 2018
Hornbeck-Molnar process 2024
horse-power 1624
hot atom 2000
hot band 2001
hot cathode ionization gauge 1528
hot cathode magnetron gauge 1528
hot cathode X-ray tube 1528
hot cave 2000
hot cell 2001
hot electron 13
hot laboratory 2001
hot-wire anemometer 1534
hot working 1530
hour 784
hourly 1579
HR diagram 182
HTGR 346
Huang scattering 1959
Hubbard model 1615
Hubble's constant 1605
Hubble's law 1605
Hückel molecular orbital method 1728
hum 1619
human counter 1728
human engineering 1524
Hume-Rothery rule 1728
humidity 852
Hund coupling cases 1889
Hund rule 1889
hunting 1647
Huygens-Fresnel principle 1962
Huygens' principle 1961
HWHM 1661
HWR 888
hybrid bubble chamber 1788
hybrid integrated circuit 726
hybrid orbital 725
hydrated electron 1004
hydration of ion 66
hydraulic controller 2105
hydraulic intensifier 1116
hydraulic press 991
hydrodynamic interaction 2207
hydrodynamical model 2207
hydrodynamics 2205
hydrogen 995
hydrogen atom 997
hydrogen bomb 998
hydrogen bond 996
hydrogen-bonded ferroelectrics 996
hydrogen bubble chamber 996
hydrogen embrittlement 998
hydrogen-ion concentration 996
hydrogen laser 998
hydrogen maser 998
hydrogen migration 996
polymerization 996
hydrogen-oxygen fuel cell 998
hydrophilic colloid 974
hydrophily 974
hydrophobic bond 1142
hydrophobic colloid 1142
hydrophoby 1142
hydrophone 1572
hydrostatic pressure 1056
hydrostatics 2205
hydrothermal synthesis method 1001
hygrometer 853
hyper-abrupt junction 1283
hyper-channeling 1573
hyper-Raman scattering 1573
hypercharge 1294
hyperchromic effect 1557
hyperconjugation 1284
hyperfine enhanced nuclear magnetism 1573
hyperfine interaction 1297
hyperfine structure 1297
hyperfragment 1573
hyperfunction 1284
hypergeometric distribution 1284
hypergeometric function 1284
hypermetropia 215
hypernucleus 1573
hyperon 1574
hyperon beam 1574
hyperonic nucleus 1574
hypersonic flow 492
hypersonic wave 493
hypochochromism 1219
hypothesis 347
hypothesis for the action of ecdysone 162
hypothetical accident 348
hypochochromic effect 1107
hysteresis 1698
hysteresis loop 1698
hysteresis loss 1698
- I**
- IAEA 684
IBM 1123
IC 888
IC thermocouple 1
ice calorimeter 682
ice model 1
ice point 1733
ice point depression 1733
ICF flame 1
ICP 620
ICRF 62
ICSU 683
ICTP 688
ideal fluid 2185
ideal gas 2184
ideal solution 2185
ideally imperfect crystal 2185
ideally perfect crystal 2184
ignition 70
ILL 2146
illuminance 940
illumination photometer 940
IMA 68
image 1116
image charge 149
image force 473
image-formation 588
image hologram 101
image intensifier tube 148
image of electric charge 1367
image orthon 101
image parameter 149
image pickup tube 755
image sensor 101
image signal 148
imaginary ground 349
immobilized enzyme 701
impact ionization 943
impact parameter 941
impact parameter method 942
impact strength 929
impact test 928
impact value 928
IMPATT diode 110
impedance 111
impedance bridge 111
impedance function 111
impedance matching 111
impedance matrix 111
imperfect crystal 1784
implosion 928
importance 112
imprisonment of resonance radiation 480
impulse 2180
impulse approximation 111, 928
impulse function 928
impulse response 110
impulse sound 928
impulsive force 572
impurity center 1796
impurity conduction 1796
impurity level 1796
impurity scattering 1796
impurity semiconductor 1797
in situ observation 1147
in-state 108
incandescent lamp 1585
inch 109
inch mercury column 992
inch water column 998
incidence matrix 1083
incident angle 1516
incident flux intensity on the wall 1903
incident wave 1516
inclination 1786
inclination factor 106
inclined-beam method 871
inclined tube manometer 567
inclusive reaction 107
incoherent light 107
incommensurate reflection 1701
incommensurate structure 1700
incommensurate transition 1701
incomplete tension field 1647
incompressible fluid 1253
increasing total cross section 1111
indefinite metric 1806
independent-atom model 1460
independent pair model 1460
independent particle model 1460
index 109
index ellipsoid 526
indicating instrument 834
indicator 834
indicator diagram 107
indicial response 109
indirect exchange interaction 397
indirect gap semiconductor 397
indirect measurement 397
indirect transition 397
indistinguishability of identical particles 1447
individual excitation 709
INDO method 1
INDOR 110
induced charge 2106
induced current 2114
induced dipole moment 2116
induced electromagnetic force 2114
induced emission 2115
induced magnetic anisotropy 2114
induced magnetization 2114
induced radio activity 2115
induced representation 2115
inductance 108
inductance meter 109
induction 435
induction coil 2114
induction generator 2115
induction heating 2113
induction motor 2116
inductive capacity 2116
inductive reactance 2116
industrial television 641
industrial thermometer 509
inelastic collision 1710
inelastic scattering 1709, 1710
inelasticity 1709, 1710
inequalities of critical exponents 2225
inequality method 1808
inertia 394
inertia term 395
inertial confinement 396
inertial confinement fusion 395
inertial force 396
inertial mass 395
inertial range 396
inertial resistance 396
inertial system 395
infinite momentum frame 2069
infinitesimal rotation 2069
infinitesimal transformation 2070
inflector 112
information 946
information processing 946

- information retrieval 946
 information theory 947
 infrared absorption spectrum 1071
 infrared active 1071
 infrared astronomy 1072
 infrared detector 1071
 infrared divergence 1073
 infrared microscope 1072
 infrared photography 1072
 infrared radiation 1072
 infrared-ray irradiation 1072
 infrared spectrophotometer 1073
 infrared spectrum 1071
 infrasound 1293
 inherent stress 711
 inhomogeneous broadening 1786
 inhomogeneous Lorentz group 1701
 inhomogeneous plasma 1689
 inhomogeneous superconductor 1786
 INIS 684
 initial-boundary-value problem 950
 initial conditions 950
 initial phase 950
 initial value problem 950
 initial velocity 953
 injection 1516
 injection laser 1277
 injection molding 871
 injector 1516
 ink jet printer 106
 inlet pressure 457
 inner bremsstrahlung 1487
 inner product 1485
 inner-shell ionization 1484
 input 1517
 input impedance 1517
 input-output channel 1517
 input-output control unit 1517
 input-output unit 1517
 input transformer 1517
 input unit 1517
 instability of inverse Landau damping 444
 instantaneous axis of rotation 921
 instantaneous force 921
 instantaneous power 921
 instantaneous velocity 921
 instanton 108
 instruction mix 2075
 instrument transformer 563
 instrumental error 421
 instrumental function 1129
 insulating material 1079
 insulating transformer 1080
 insulation resistance 1080
 insulator 1079
 insulin 108
 integer resonance 1056
 integral action 1077
 integral dose 1077
 integral equation 1078
 integral of motion 141
 integral transform 1077
 integrated circuit 888
 integrated intensity 2083
 integrated reflection intensity 1077
 integrating circuit 1076
 integrating sphere 1077
 integration type analog-to-digital conversion 1076
 integro-differential equation 1077
 intensity alternation 474
 intensity factor 473
 intensity factors of spectral lines 1036
 intensity in multiplets 1198
 intensity interferometer 473
 intensity modulation 434
 intensity region 474
 intensive variable 816
 interacting boson model 1123
 interaction 1122
 interaction representation 1123
 interactions of elementary particles 1152
 interatomic distance 604
 interatomic force 604
 interatomic potential 604
 intercalation 108
 intercellular substance 746
 interchange instability 640
 intercombination 71
 intercombination line 71
 interdiffusion 1122
 interface 109
 interface potential 291
 interfacial electric phenomenon 291
 interfacial polymerization 291
 interfacial tension 291
 interference 391
 interference color 393
 interference filter 393
 interference fringe 393
 interference microscope 392
 interference of equal inclination 1436
 interference of equal thickness 1443
 interference of polarized light 1943
 interference spectroscopy 393
 interferometer 392
 intergalactic space 503
 intergranular fracture 2199
 interlayer water 1119
 intermediary boson 1262
 intermediate coupling 1260
 intermediate coupling theory 1260
 intermediate energy physics 1259
 intermediate flow 1262
 intermediate frequency 1261
 intermediate-frequency transformer 1261
 intermediate neutron reactor 1276
 intermediate resonance 1260
 intermediate state 1261
 intermetallic compound 509
 intermittency of turbulence 2176
 intermolecular force 1877
 intermolecular interaction 1877
 intermolecular potential 1877
 internal code 1486
 internal conductor system 1488
 internal conical refraction 1486
 internal constitution of planets 2293
 internal conversion 1487
 internal conversion coefficient 1488
 internal conversion electron 1488
 internal dose 1487
 internal electron pair creation 1488
 internal energy 1485
 internal exposure 1488
 internal force 1489
 internal friction 1489
 internal gravity wave 1486
 internal impedance 1485
 internal irradiation 1487
 internal line 1485
 internal magnetic field 1486
 internal magnetic field of planet 2294
 internal noise 1486
 internal photoelectric effect 1486
 internal pressure 1484
 internal resistance 1487
 internal rotation 1486
 internal standard line 1485
 internal standard method 1489
 internal storage 1486
 internal target 1487
 internal viscosity 1488
 internal wave 1488
 International Atomic Energy Agency 684
 international atomic time 684
 International Bureau of Weights and Measures 687
 International Centre for Theoretical Physics 688
 international cloud atlas 683
 International Commission on Radiological Units and Measurements 688
 International Commission on Radiological Protection 688
 International Committee of Weights and Measures 686
 International Council of Scientific Unions 683
 International Organization for Standardization 687
 International Practical Temperature Scale 684
 International System of Units 685
 International Union for Pure and Applied Biophysics 684
 International Union of Crystallography 683
 International Union of Pure and Applied Chemistry 685
 International Union of Pure and Applied Physics 685
 International Union of Theoretical and Applied Mechanics 688
 internationally controlled material 683
 internuclear distance 308
 interpenetrating network 1123
 interplanetary magnetic field 2292
 interplanetary matter 2292
 interplanetary space 2292
 interpolation 1988
 interpreter 109
 interrupt 2297
 interstellar absorption 1045
 interstellar cloud 1045
 interstellar dust 1046
 interstellar gas 1045
 interstellar magnetic field 1046
 interstellar matter 1046
 interstellar molecule 1047
 interstellar reddening 1046
 interstellar space 1045
 interstitial atom 986
 interstitial solid solution 986
 interval arithmetic 524
 intra-nucleus cascade process 319
 intramolecular rotation 1885
 intrinsic semiconductor 975
 intrinsic stacking fault 110
 intrinsic system of coordinates 712
 intrinsic type II superconductor 975
 intrinsic viscosity 713
 invar 110
 invariable plane 1814
 invariant 1814
 invariant d function 1813
 invariant mass 1813
 invariant subgroup 1814
 invariant subspace 1813
 inverse β -reaction 443
 inverse bremsstrahlung 442
 inverse circuit 440
 inverse Compton effect 441
 inverse-fluorite structure 444
 inverse matrix 440
 inverse predissociation 442
 inverse problem 444
 inverse Raman effect 1649
 inverse Raman spectroscopy 1649
 inverse scattering method 441
 inverse spinel 442
 inverse-spinel structure 442
 inverse-square law 442
 inversion 1648
 inversion doublet 1649
 inversion layer 1648
 inversion spectrum 1648
 inversion temperature 443
 inverted file 110
 inverted Lamb dip 1649
 inverted magnetron gauge 444
 inverted multiplet 443
 inverted pendulum 1455
 inverted term 443
 inverter 110
 inviscid fluid 1719
 involute 112
 Ioffé effect 2137
 Ioffé's magnetic field 2137
 ion 57
 ion-acoustic instability 58
 ion acoustic wave 57
 ion beam 67
 ion beam probe 67
 ion channeling 44
 ion current 65
 ion cyclotron frequency 62
 ion cyclotron resonance heating 61
 ion cyclotron resonance method 62
 ion density 58
 ion diffusion 58
 ion etching 67
 ion-exchange resin 61
 ion impact 63
 ion implantation 65
 ion induced desorption 63
 ion induced X-ray analysis 68
 ion Larmor radius 68
 ion laser 69
 ion micro analyzer 68
 ion microprobe analyzer 68
 ion microscope 61
 ion mobility 57
 ion-molecule reaction 67
 ion neutralization 64
 ion neutralization spectroscopy 64
 ion optics 61
 ion-pair formation 65
 ion plasma frequency 67
 ion pump 68
 ion recombination 62
 ion saturation current 68
 ion scattering 62
 ion scattering by the surface 1735
 ion scattering spectroscopy 62
 ion-selective electrode 64
 ion sheath 62
 ion source 59
 ion temperature 57
 ion trap 66
 ionic bond 69
 ionic condensation 65
 ionic copolymer 64
 ionic crystal 59
 ionic polarization 67
 ionic polymerization 63
 ionic radius 66
 ionic strength 59
 ionic structure 61
 ionization 58, 1421
 ionization chamber 64, 1425
 ionization coefficient 1422
 ionization continuum 59
 ionization cross-section 1424
 ionization current 1424
 ionization efficiency 59, 1422
 ionization energy 58, 1421
 ionization equilibrium 1425
 ionization fluctuation 1428
 ionization limit 59
 ionization loss 1424
 ionization potential 59, 1424
 ionization vacuum gauge 1422
 ionized gas 1422
 ionomer 1
 ionosphere 1422, 1423
 IPTS 684
 iris type accelerator guide 3
 iron 1345
 iron ammonium alum 1345
 iron-constant thermocouple 1346
 iron group elements 1346
 iron loss 1346
 iron meteorite 1345
 irradiation 102, 934, 1974
 irradiation damage 934
 irradiation equipment 934
 irradiation hardening 934
 irradiation reactor 935

- irreducible 439
 irreducible cluster integral 440
 irreducible representation 443
 irregular galaxy 1785
 irregular singular point 1784
 irreversible phenomena 1783
 irreversible process 1782
 irrotational motion 126
 isentropic process 1431
 Ising model 75
 island structure 865
 ISO 76, 687
 iso space 360
 isobar 2
 isobaric analog resonance 2
 isobaric analog states 2
 isobaric change 1429
 isobaric curve 1429
 isobaric spin 3
 isochoric change 1448
 isochrone 1
 isochronism 1447
 isoelectron cyclotron 82
 isoelectric point 1452
 isoelectronic sequence 1452
 isolated system 716
 isolation amplifier 1079
 isolator 3
 isomer 75, 76
 isomer shift 76
 isomerism 75
 isomerization energy 75
 isometric operator 1436
 isomorphous replacement method 1437
 isospin 2
 isostasy 2
 isotactic polymer 2
 isotherm 1431
 isothermal change 1431
 isothermal compressibility 1431
 isothermal magnetic susceptibility 1431
 isotope 1449
 isotope 1429
 isotope analysis 1430
 isotope effect 1429
 isotope incoherence 1430
 isotope separation 1430
 isotope separator 1430
 isotope shift 1429
 isotopic abundance 1156
 isozyme 2
 Israel-Carter theorem 75
 ISS 62
 iterative method 1662
 itinerant electron magnetism 1953
 itinerant electron model 1953
 Ito's method 98
 IUCr 683
 IUPAB 684
 IUPAC 685
 IUPAP 685
 IUTAM 688
- J**
- j*-factor 786
j-j coupling shell model 786
 3/ symbol 771
 3/ symbol 2266
 9/ symbol 449
 Jacobi ellipsoid 2100
 Jacobi's identity 2100
 Jacquinot advantage 870
 Jahn-Teller effect 2103
 Jahn-Teller transformation 2104
 Jamin interferometer 877
 Japan Academy 1613
 Japan Research Reactor-1, 2, 3, 4 785
 Japan Society for Promotion of Science 1616
 Jastrow type correlation function 874
 Jeans instability 974
 jellium model 789
 jet 787
 jet stream 787
 JIS 838
- job 955
 joh 950
 Johann type crystal method 2137
 Johansson type crystal method 2137
 Johnson noise 957
 Joint Institute for Nuclear Research 2260
 Jones matrix 956
 Jones vector 956
 Jones zone 956
 Jordan-Wigner transformation 2138
 Josephson coupling energy 951
 Josephson critical current 953
 Josephson current 953
 Josephson diffraction effect 951
 Josephson effect 952
 Josephson frequency 953
 Josephson interference effect 951
 Josephson junction 953
 Josephson synchronization 953
 Josephson tunnelling 953
 Josephson voltage standard 953
 Josephson's inequality 953
 Jost function 2136
 Jost point 2136
 Joukowski transformation 904
 Joukowski's assumption 904
 joule 913
 joule effect 913
 joule heat 915
 joule heating 913
 joule-Kelvin effect 913
 joule law 915
 joule per kelvin 915
 joule per kilogram kelvin 915
 joule-Thomson coefficient 914
 joule-Thomson effect 914
 joule-Thomson expansion 915
 joule-Thomson expansion valve 915
 joule-Thomson's inversion curve 914
 joule-Thomson's porous-plug experiment 914
 Jovian planet 2087
J/ψ particle 786
 Julian day 2123
 junction field-effect transistor 1081
 junction laser 1081
 junction transistor 1081
- K**
- K-absorption 572
 3K cosmic blackbody radiation 770
 K-electron capture 589
 K index 573
 K_p index 589
 K line 575
 K matrix 572
 K meson 575
 Kadanoff's transformation 356
 Kalman filter 384
 Kaluza-Klein theory 380
 Kanamori approximation 364
 kaon 563
 kaon atom 575
 Kapitza resistance 367
 Karle-Hauptman's inequality 382
 Kármán-Tsien approximation 383
 Kármán's vortex street 383
 Kater reversible pendulum 575
 Kato-Rellich's theorem 363
 kayser 268
 KDP 2229
 KDP model 589
 kelvin 592
 Kelvin ampere balance 593
 Kelvin double bridge 593
 Kelvin-Helmholtz contraction 593
 Kelvin-Helmholtz instability 593
 Kelvin-Helmholtz's circulation theorem 593
- Kelvin method 593
 Kelvin model 593
 Kelvin scale 592
 Kennelly-Heaviside layer 589
 Keplerian motion 590
 Kepler's laws 590
 kerma 371
 Kerr cell 347
 Kerr effect 339
 Kerr's space-time 366
 key 410
 keyboard 438
 kicker magnet 429
 Kikuchi band 419
 Kikuchi line 419
 Kikuchi pattern 418
 Killing's equation 498
 kilo 500
 kilampere 500
 kilobar 501
 kilocalorie 500
 kilocycle 501
 kilocycle per second 501
 kilogram 500
 kilogram-force 897
 kilogram-weight 897
 kilohertz 501
 kilohm 500
 kilojoule 501
 kiloliter 501
 kilometer 501
 kilopascal 501
 kilorad 501
 kiloroentgen 501
 kiloton 501
 kilotonne-force 897
 kilotonne-weight 897
 kilovolt 501
 kilovoltampere 501
 kilowatt 501
 kilowatt-hour 501
 kinematic viscosity 1453
 kinematical diffraction theory 139
 kinematics 139
 kinetic coefficient 140
 kinetic energy 139
 kinetic equation 143
 kinetic exchange 140
 kinetic friction 142, 1454
 kinetic potential 141
 kinetic theory of gases 428
 kinetic theory of molecules 1876
 kinetic vacuum pump 143
 kink 505
 kink instability 505
 Kinney type rotary pump 435
 Kirchhoff laws 499
 Kirchhoff theory of diffraction 499
 Kirchhoff's law of radiation 499
 Kirk cycle 309
 Kirkendall effect 339
 Kirkwood-Riseman's viscosity formula 307
 Kiaslinger potential 424
 Kiaslinger-Sorensen theory 424
 Kittel-model 430
 Klein-Gordon equation 534
 Klein-Paradox formula 534
 Klein paradox 534
 Klein transformation 535
 Klopfer gauge 554
 klystron 533
 Knight shift 1485
 knock-on reaction 1559
 knock-out reaction 1559
 Knoop hardness 1625
 knot 1559
 Knudsen flow 527
 Knudsen gauge 527
 Knudsen number 527
 Knudsen theory 527
 Kobayashi-Maskawa model 705
 Koch's dispersion formula 701
 Kohlrausch bridge 719
 Kohn anomaly 722
 Kohn theorem 729
 Kolmogoroff spectrum 719
 Kondo effect 728
 Kondo lattice 728
- Kondo temperature 728
 Koopmans theorem 529
 Korrington mechanism 716
 Korrington relation 716
 Korteweg-de Vries equation 718
 Kossel line 700
 Kossel-Möllenstedt pattern 701
 Kossel's theory of valence 701
 Kosterlitz-Thouless transition 693
 Kösters interferometer 574
 Kovalevskaya's top 706
k-p perturbation theory 589
 Kramers doublet 542
 Kramers-Heisenberg dispersion formula 542
 Kramers-Kronig relations 541
 Kramers-Moyal equation 542
 Kramers theorem 542
 Kratky camera 538
 Krebs cycle 553
 Kroll-Ruderman theorem 558
 Kronecker's δ symbol 555
 Kruskal-Shafranov limit 550
 Kruskal's space-time 550
 krypton laser 547
 Kubo formula 529
 Kundt's experiment 561
 Kurie plot 378
 Kutta condition 526
 Kutta-Joukowski's theorem 526
- L**
- λ 2161
 Λ -hypernuclei 2162
 L line 209
 Λ particle 2162
 Λ point 2162
 L -S coupling 205
 Λ transition 2162
 Λ -type doublet 205
 Λ -type doublet 2161
 Λ -type doubling 2162
 L wave 209
 label 2157
 laboratory system 850
 ladder approximation 1591
 ladder diagram 1591
 ladder-type network 1591
 Lagrange brackets 2148
 Lagrange top 2149
 Lagrange's equations 2149
 Lagrange's equations of motion 2149
 Lagrange's hydrodynamic equations 2149
 Lagrange's method of undetermined multipliers 2149
 Lagrange's vortex theorem 2149
 Lagrangian 2148
 Lagrangian function 2148
 Lagrangian points 2148
 Laguerre's polynomial 2149
 Lamb dip 2162
 Lamb shift 2161
 Lamb wave 2162
 Lambert-Beer law 2174
 Lambert law 2174
 lamella 2163
 lamellar grating interferometer 2163
 Lamé's constant 2163
 laminar film 475
 laminar flow 1134
 laminar sublayer 1134
 Lami's theorem 2169
 Landau condition 2169
 Landau criterion for critical velocity 2171
 Landau damping 2168
 Landau diamagnetism 2171
 Landau fluctuations 2171
 Landau gauge 2168
 Landau level 2169
 Landau parameter 2171
 Landau-Peierls formula 2171
 Landau-Pomeranchuk effect 2171
 Landau-Rumer loss 2171
 Landau spectrum 2169

- Landau theory of Fermi liquid 2171
Landau theory of quasiparticles 925
Landau-Zener theory 2169
Landé g -factor 2173
Landé g -formula 2173
Landé interval rule 2173
Lang camera 2165
Langevin equation 2167
Langevin function 2167
Langevin transducer 2167
Langmuir 2186
Langmuir isotherm 2166
Langmuir probe 2166
Lang's method 2165
language 597
language processor 597
lanthanides 2172
lanthanoids 2172
lanthanum boride 1964
Laplace equation 2166
Laplace transform 2166
Laplace's demon 2166
Laplacian 2165
Laporté rule 2167
lapping 2164
lapse-rate of air temperature 413
large amplitude collective motion 1169
large polaron 228
large scale integrated circuit 1164
Larmor diamagnetism 2165
Larmor frequency 2164
Larmor precession 2164
Larmor radius 2164
Larmor rotation 2164
Larmor theorem 2164
laser 2249
laser annealing 2250
laser cooling 2254
laser discharge 2253
laser doppler velocimeter 2251
laser gyroscope 2250
laser-induced chemical reaction 2253
laser-induced fluorescence spectroscopy 2253
laser isotope separation 2251
laser magnetic resonance 2250
laser nuclear fusion 2250
laser printer 2252
laser produced plasma 2251
laser resonator 2250
laser spectroscopy 2252
laser Stark spectroscopy 2251
laser theory 2253
laser wavelength meter 2251
late effect 1661
late radiation-effect 1661
latent heat 1112
latent image 1109
lateral strain 2135
latex 2154
latitude 96
lattice 646, 2154
lattice constant 649
lattice defect 647
lattice dynamics 655
lattice energy 646
lattice field theory 650
lattice fringe image 649
lattice gauge model 647
lattice gauge theory 647
lattice gas model 646
lattice Green function 646
lattice in real space 850
lattice model 651
lattice model of liquids 157
lattice model theory of liquids 651
lattice plane 650
lattice point 650
lattice spacing 646
lattice specific heat 650
lattice theory 655
lattice vacancy 605
lattice vibration 648
Lau camera 2144
Laue conditions 2145
Laue function 2144
Laue group 2145
Laue method 2146
Laue pattern 2145
Laue spot 2145
Laue theorem 2145
Laue zone 2145
Lauritsen electroscopie 2278
Lauritsen phase 2157
law 1983
law of action and reaction 764
law of addition of angular momentum 307
law of angular momentum conservation 308
law of conservation 1998
law of conservation of mass 857
law of conservation of mechanical energy 2179
law of constancy of angles 2082
law of definite proportions 1334
law of dimensional homogeneity 1446
law of friction 2042
law of gaseous reaction 428
law of independent action 1460
law of indestructibility of matter 1802
law of inertia 396
law of large numbers 1169
law of mass action 854
law of motion 141
law of multiple proportions 1666
law of partial pressure 1865
law of propagation of errors 691
law of reducibility 390
law of reflection 1643
law of simple rational indices 2116
law of small numbers 936
Lawson criterion 2270
Lax-Wendroff's finite difference scheme 2153
layer structure 1125
layered crystal 1125
layered material 1125
LC circuit 207
LC oscillator 207
LCAO approximation 207
LCAO-ASMO-SCF method 207
LCAO-MO method 207
LCAO-MO-SCF method 207
Le Châtelier's principle 2231
lead (II) chloride structure 213
lead storage battery 1494
leader 2185
leaf electroscopie 1582
leak 2181
leak detector 2181
leak test 2181
leak valve 2182
leakage current 2266
leakage transformer 2266
leap second 139
learning machine 315
least squares method 740
Lebesgue integral 2234
Lecher wire 2256
Lecher wire wavemeter 2256
Leclanché cell 2231
Lee model 2197
Lee-Yang circle theorem 2198
LEED 1330
left circularly polarized light 1709
legal unit 571
Legendre function 2232
Legendre transformation 2232
Legendre's polynomial 2232
Lehmann ellipse 2259
Lehmann representation 2259
Lehmann-Symanzik-Zimmermann formalism 2259
Lemaître universe 2157
LEMO connector 2260
length measuring machine 1137
length of the equivalent simple pendulum 1131
Lennard-Jones potential 2257
lens 2261
Lenz-Jensen potential 2264
Lenz law 2264
lepton 2258
lepton beam 2258
lepton number 2258
LET 1097
lethal dose 1252
lethal irradiation 1252
lethargy 2250
level 993, 2259
level crossing spectroscopy 918
level density 919
level distance 918
level width 918
lever 1343
Levinson theorem 2258
Lewis-Langmuir's theory of valence 2198
Leyden jar 2143
library function 2143
libration 1733
libron 2196
Lichtenberg figure 2195
Lie algebra 2178
Lie group 2182
Lie product 2184
Liénard-Wiechert potential 2178
lifetime 912
Lifshitz condition 2195
Lifshitz invariant 2195
Lifshitz point 2195
lift 2133
ligand 1563
ligand field 1563
ligand field theory 1563
light 1672
light amplifier 1681
light beam deflection 1685
light beam deflector 1685
light cone 630
light-emitting device 1600
light-emitting diode 1600
light exposure 2257
light-figure method 662
light-like quantization 667
light modulation 1685
light pipe 2143
light pressure 1683
light quanta 680
light scattering 1678
light scattering method 1678
light water reactor 568
light-year 672
lightguide 2143
lighthouse tube 1449
lightning discharge 2143
limb darkening 881
limbic system 1178
limit analysis 487
limit cycle 2197
limit design 487
limiter 2197
limiting magnitude 595
limiting viscosity number 487
linac 2194
line cycle 2230
Linde rule 2230
Lindemann's criterion of melting 2230
Lindhard potential 2230
Lindhard relation 2230
Lindhard theory 2230
line integral 1108
line of action 764
line of electric flux 1407
line of electric force 1373
line of force 2181
line of magnetic force 959
line printer 2144
line spectrum 1108
lineage structure 2194
lineal energy 1097
linear absorption coefficient 1098
linear acceleration 1097
linear accelerator 1091
linear amplifier 1304
linear circuit 1101
linear control 1102
linear density 1114
linear detector 1304
linear dichroism 1304
linear electric current 1304
linear element 1103
linear energy transfer 1097
linear gate 2193
linear molecule 1304
linear momentum 1100
linear motion 1304
linear motion of uniform acceleration 1433
linear motor 2194
linear operator 1100
linear pinch 1304
linear polarization 1305
linear polymer 753
linear prediction coefficient 1103
linear programming 1102
linear response theory 1100
linear retorting force 1103
linear space 1102
linear uniform motion 1448
linear velocity 1109
linear viscoelasticity 1103
linearity 1102
linearization 1101
linearly dependent 1102
linearly independent 1103
linearly polarized light 1305
lines of magnetic flux 846
link 2228
linkage 2228
Liouville equation 2177
Liouville operator 2177
Liouville's theorem 2177
lipid 834
lipid bilayer 834
Lippmann hologram 2192
Lippmann-Schwinger equation 2191
liquefaction 151
liquid 154
liquid air 155
liquid argon 154
liquid crystal 152
liquid deuterium 155
liquid-drop model 162
liquid fuel reactor 156
liquid helium 159
liquid helium I 159
liquid helium II 160
liquid helium four 160
liquid helium three 160
liquid hydrogen 155
liquid hydrogen bubble chamber 156
liquid-in-glass thermometer 158, 376
liquid laser 160
liquid-level indicator 162
liquid level manometer 161
liquid metal 154
liquid-metal cooled fast breeder reactor 155
liquid-metal fuel reactor 155
liquid neon 156
liquid nitrogen 156
liquid oxygen 155
liquid phase 153
liquid radioactive wastes 158
liquid rheostat 156
liquid scintillator 155
liquid thermometer 154
liquid tritium 155
liquid wave 158
liquid alloy 155
liquide oscillation 155
liquids 153
liquifier 151
LISP 2184
Lissajous figures 2183
litter 2191
lithium cell 2186
lithium niobate 1497
lithography 2185
litre 2191
little group 2193
Littrow mounting 2193
Littrow spectroscopy 2193
living polymer 2195
Lloyd mirror 2266
LMFR 156
load 1782
load impedance 1782
load module 2274
local commutativity 489
local density functional

- formalism 490
 local density of states 489
 local electric field 490
 local inertial system of coordinates 489
 local interaction 490
 local oscillator 493
 local radiation effect 490
 local spin density functional formalism 489
 local standard of rest 489
 local thermal equilibrium 490
 localized fringes 488
 localized level 488
 localized magnetic moment 487
 localized spin model 488
 localized vibration 488
 lock-in amplifier 2272
 log tan-plot 2267
 logarithmic amplifier 1169
 logarithmic decrement 1169
 logic circuit 2284
 logical operation 2284
 Lomer model 2276
 London equation 2284
 London gauge 2283
 London superconductor 2283
 London theory 2284
 lonepair 716
 long counter 2283
 long gap discharge 1284
 long period structure 1288
 long period variable 1289
 long range force 213
 long range interaction 213
 long-range order parameter 1285
 longitude 569
 longitudinal mode 1206
 longitudinal photon 1205
 longitudinal polarization 1205
 longitudinal relaxation 1204
 longitudinal strain 1205
 longitudinal vibration 1205
 longitudinal wave 1205
 loop 1620, 2234
 loop electric current 2234
 loran 2277
 Lorentz condition 2281
 Lorentz contraction 2281
 Lorentz covariance 2280
 Lorentz factor 2279
 Lorentz force 2281
 Lorentz gauge 2281
 Lorentz group 2280
 Lorentz invariance 2281
 Lorentz local field 2280
 Lorentz-Lorenz formula 2282
 Lorentz molecular electric field 2281
 Lorentz ratio 2281
 Lorentz resonance curve 2279
 Lorentz theory of electrons 2281
 Lorentz transformation 2282
 Lorentzian gas 2279
 Lorenz model 2282
 Loschmidt's number 2268
 loss angle 1156
 loss cone 2269
 loss-cone instability 2269
 loss modulus 1156
 loss of coolant accident 2239
 loud speaker 1023
 loudness 237
 loudness level 237
 Love wave 2155
 low background counting 1334
 low-dimensional crystal 1325
 low dose exposure 1330
 low dose irradiation 1330
 low-energy electron diffraction 1330
 low-energy electron spectroscopy 1331
 low energy theorem 1320
 low frequency 1327
 low level counter 1340
 low noise amplifier 1324
 low temperature physics 1320
 low-tension arc 1332
 lower bound 338
 lower critical magnetic field 368
 lower hybrid resonance 1318
 lower hybrid resonance heating 1318
 LS force 205
 LSR 489
 LSS theory 205
 LSZ formalism 205
 lubrication 919
 luciferase 2231
 luciferin 2231
 Lüders band 2209
 lumen 2235
 luminance 431
 luminescence 2234
 luminescence dosimeter 2234
 luminosity 671, 2235
 luminous efficacy 795
 luminous flux 662
 luminous intensity 671
 Lummer-Brodhun cube 2236
 Lummer-Gehrcke interferometer 2236
 Lummer-Gehrcke plate 2236
 lumped constant circuit 891
 Lundquist number 2235
 lunisolar precession 1512
 Luttinger theorem 2153
 lux 2231
 Luxemburg effect 2231
 LWR 568
 Lyapunov function 2198
 Lyddane-Sachs-Teller relation 2192
 Lyman α line 2144
 Lyman ghost 2144
 Lyman series 2144
 Lyotropic liquid crystal 2178
 lysozyme 2185
- M**
- M-center 204
 μ - c universality 2062
 M line 204
 μ meson 2063
 μ space 2063
 MAC method 2044
 MacDowell symmetry 2036
 Mach cone 2046
 Mach number 2046
 Mach wave 2046
 Mach-Zehnder interferometer 2046
 machine language 413
 machine oriented language 566
 Mach's principle 2046
 Maclaurin spheroid 2040
 macro-instability 494
 macroscopic 493
 macroscopic Brownian motion 2040
 macroscopic quantization 494
 macroscopic variable 494
 MACSYMA, 1005
 Madelung constant 2047
 Magdeburg hemispheres 2036
 maghemite 2039
 magic hand 2043
 magic number 2048
 magic T 2042
 magma 2039
 Magnéli structure 2038
 magnesium dry cell 2036
 magnet 835
 magnetic action of electric current 1427
 magnetic amplifier 808
 magnetic anisotropy 800
 magnetic annealing effect 860
 magnetic balance 812
 magnetic birefringence 815
 magnetic bottle 815
 magnetic breakdown 2037
 magnetic bubble 813
 magnetic bubble storage 814
 magnetic character figure 1252
 magnetic charge 791, 821
 magnetic circuit 804
 magnetic confinement 812
 magnetic core 836
 magnetic core storage 837
 magnetic crystal class 805
 magnetic deflection mass spectrometer 862
 magnetic dipole 807
 magnetic dipole interaction 807
 magnetic dipole radiation 808
 magnetic dipole transition 807
 magnetic disk 811
 magnetic disturbance 807
 magnetic domain 821
 magnetic domain walls 863
 magnetic double layer 813
 magnetic drum 812
 magnetic energy 801
 magnetic entropy 801
 magnetic equator 807
 magnetic field 860
 magnetic field vector 861
 magnetic fluid 841
 magnetic flux 844
 magnetic flux compression 846
 magnetic flux density 847
 magnetic flux diffusivity 845
 magnetic flux tube 845
 magnetic fluxmeter 845
 magnetic force tube 959
 magnetic form factor 805
 magnetic hysteresis 814
 magnetic hysteresis loop 814
 magnetic image 801
 magnetic impurity 811
 magnetic induction 816
 magnetic induction flux 816
 magnetic ion 840
 magnetic Kerr effect 804
 magnetic lens 792
 magnetic loss 808
 magnetic meridian 806
 magnetic mirror 805
 magnetic modulation 815
 magnetic moment 816
 magnetic moment of impurity 1797
 magnetic monopole 809
 magnetic needle 836
 magnetic order 810
 magnetic pendulum 815
 magnetic permeability 1448
 magnetic point group 812
 magnetic polarization 815
 magnetic polaron 841
 magnetic poles 816
 magnetic potential 784
 magnetic probe 810
 magnetic quantum number 821
 magnetic recording 805
 magnetic relaxation 805
 magnetic resistance 810
 magnetic Reynolds number 821
 magnetic rotatory dispersion 804
 magnetic saturation 815
 magnetic scattering of neutrons 1273
 magnetic screening 806
 magnetic semiconductor 841
 magnetic shell 793
 magnetic sound recording 821
 magnetic space group 805
 magnetic spectrometer 2037
 magnetic storm 798
 magnetic structure 806
 magnetic superconductor 840
 magnetic surface 815
 magnetic susceptibility 793
 magnetic tape 811
 magnetic tape cassette 804
 magnetic tape unit 811
 magnetic thermometer 802
 magnetic thin film 841
 magnetic thin film storage 813
 magnetic torque 812
 magnetic transformation 815
 magnetic transition 812
 magnetic variable 865
 magnetic viscosity 813
 magnetic well 800
 magnetics 804
 magnetism 798, 839
 magnetite 2036
 magnetization 791
 magnetization curve 792
 magnetized cloud 801
 magnetizing current 793
 magnetizing moment 793
 magneto-fluid 1402
 magneto-optic effect 806
 magneto-oscillatory absorption 807
 magneto-plasma wave 815
 magneto-volume effect 809
 magnetoacoustic wave 802
 magnetoacoustic wave 802
 magnetocaloric effect 813
 magnetocardiogram 974
 magnetocircular dichroism 801
 magnetocrystalline anisotropy 584
 magnetodiode 809
 magnetoelastic wave 810
 magnetohydrodynamic instability 1403
 magnetohydrodynamic power generation 1402
 magnetohydrodynamics 820, 1403
 magnetomechanical factor 820
 magnetomotive force 423
 magneton 833, 2038
 magnetoplumbite 2037
 magnetoreflexion 814
 magnetoresistance 810
 magnetorotation 807
 magnetosphere 805
 magnetostatic mode 1053
 magnetostatics 1052
 magnetostriiction 814
 magnetostriictive effect 960
 magnetostriictive oscillator 960
 magnetothermal effect 813
 magnetothermoelectric effect 813
 magnetron 858, 2037
 magnetron vacuum gauge 2038
 magnification 1574
 magnitude 2036
 magnon 2039
 magnon scattering 2039
 Magnus effect 2036
 main-sequence star 904
 main storage 902
 Majorana field 2049
 Majorana force 2049
 Majorana particle 2049
 Majorana spinor 2048
 majority carrier 1201
 majority logic 1201
 Malter effect 2051
 Malus law 2050
 Malus theorem 2049
 Mandelstam representation 2055
 Mandelstam variable 2055
 manganese dry cell 2054
 manganese sulphate bath 2054
 manifold 1212
 manipulator 2048
 manometer 18
 manostat 2048
 mantle 2055
 mantle convection 2055
 mantle Rayleigh wave 2055
 many-body force 1203
 many-body problem 1202
 many-line spectrum 1202
 many-particle correlation 1213
 many-valued logic 1203
 many wave approximation 1207
 Mark-Houwink-Sakurada's formula 2039
 mark reader 2040
 Markoff chain 2050
 Markoff process 2050
 marrow sheath 993
 martensite 2053
 martensitic transformation 2054
 Martin domain 2051
 martingale 2053
 maser 2077
 Maslov theorem 2044
 mass 853
 mass absorption coefficient 854
 mass defect 854
 mass deflection 857
 mass filter 2043

- mass flowmeter 857
 mass law 855
 mass-luminosity relation 854
 mass measurement 855
 mass number 854
 mass parabola 857
 mass point 852
 mass polarization correction 856
 mass renormalization 856
 mass shell 2043
 mass spectrograph 856
 mass spectrometer 857
 mass spectrum 855
 mass storage system 1187
 mass unit 855
 Massey criterion 2045
 master equation 2043
 matching 1051
 matching transformer 1051
 material constant 1801
 materials science 749
 materials testing reactor 749
 mathematical crystallography 1007
 mathematical ecology 1007
 mathematical physics 1008
 mathematical programming 1006
 mathematical theory of scattering 1004
 Mathieu functions 2044
 matrix 485
 matrix element 486
 matrix mechanics 486
 matter 1801
 matterwave 1802
 Matthias rule 2047
 Matthiessen rule 2047
 Mausepuius' principle 2094
 maver 2081
 maximal observable 492
 maximum and minimum thermometer 739
 maximum flow problem 744
 maximum friction 744
 maximum Josephson current 952
 maximum likelihood method 749
 maximum normal mode. 743
 maximum permissible concentration 743
 maximum permissible dose 743
 maximum postulated accident 743
 maximum throughput 743
 maximum working pressure 739
 maxwell 2032
 Maxwell-Ampère law 2033
 Maxwell body 2034
 Maxwell-Boltzmann distribution 2035
 Maxwell bridge 2034
 Maxwell distribution 2034
 Maxwell effect 2033
 Maxwell equations 2034
 Maxwell-Hertz electromagnetic equations 2034
 Maxwell model 2036
 Maxwell relations 2033
 Maxwell stress 2033
 Maxwell's demon 2034
 Maxwell's electromagnetic theory 2034
 Maxwell's velocity-distribution law 2033
 Mayer relation 2031
 McKinley-Feshbach's scattering formula 2044
 McLeod gauge 2040
 mean acceleration 1896
 mean collision time 1898
 mean ergodic theorem 1896
 mean field approximation 1898
 mean free path 1897
 mean free time 1897
 mean lifetime 1897
 mean range 1898
 mean sidereal time 1896
 mean solar day 1898
 mean solar time 1898
 mean square end-to-end distance 1896
 mean square radius 1897
 mean velocity 1898
 measure 1137
 measurement 1137
 measurement of charged particle 362
 measurement of light velocity 664
 measurement of surface tension 1737
 measurement with compensation method 1994
 measurement with null method 2237
 mechanical booster pump 2076
 mechanical energy 2179
 mechanical equivalent of heat 1540
 mechanical filter 2076
 mechanical relaxation 2179
 mechanical translation 414
 mechanical world view of nature 2180
 mechanically ruled diffraction grating 413
 mechanics 2179
 mechanics of elastic body 1222
 mechanics of rigid body 666
 mechano-chemical system 2077
 mechanocaloric effect 1531
 mechanochemistry 2077
 mechanoelectric conversion 414
 medical electronics 101
 medically-dedicated accelerator 101
 medium 1566
 medium energy electron diffraction 1276
 medium energy electron scattering spectroscopy 1276
 medium temperature 1259
 medium vacuum 1263
 MEED 1276
 mega 2076
 megabar 2077
 megacalorie 2076
 megacycle 2076
 megacycle per second 2076
 megadyne 2076
 megaelectronvolt 2076
 megahertz 2077
 megapascal 2077
 megard 2077
 megareöntgen 2077
 negative crystal 1795
 megaton 2076
 megaton-force 898
 megaton-weight 898
 megavar 2077
 megavolt 2077
 megavoltampere 2077
 megawatt 2077
 megawatt-hour 2077
 megohm 2076
 megohm meter 1080
 meiosis 617
 Meissner current 2030
 Meissner effect 2030
 Meissner-Ochsenfeld effect 2030
 Meissner trap 2030
 Melde's experiment 2082
 melt growth 2105
 melt index 2082
 melt rheology 2082
 melting 2105
 melting curve 2106
 melting point 2111
 membrane 2032
 membrane equilibrium 2039
 membrane potential 2036
 membrane structure 2032
 memory effect 412
 meniscus 2081
 mercury-arc rectifier 991
 mercury barometer 991
 mercury cell 992
 mercury diffusion pump 991
 mercury lamp 992
 mercury manometer 991
 mercury relay 993
 mercury thermometer 991
 mercury-wetted contact relay 992
 mercury (I) chloride structure 212
 merging-beam method 679
 meridian 830
 meridional circulation 1496
 meridional plane 831
 meridional ray 2081
 mesa transistor 2078
 meson 1260, 2079
 meson factory 1260
 meson irradiation 1261
 meson theory 1261
 mesonic atoms 1260
 mesopic vision 1586
 mesosphere 1260
 messenger RNA 1428, 2079
 metabolic regulation 1164
 metacenter 356, 2079
 metal-film resistor 511
 metal-insulator transition 510
 metalized paper capacitor 204
 metallic binding 509
 metallic crystal 510
 metallic element 510
 metallic thin film 511
 metallic valence 510
 metallurgical microscope 510
 metamagnetism 2079
 metastable atom 917
 metastable molecule 918
 metastable nucleus 917
 metastable phase 918
 metastable state 918
 meteor 2204
 meteor train 2204
 meteorite 108
 meter 2079
 Meter Convention 2080
 meter-kilogram-force 897
 meter-kilogram-weight 897
 meter mercury column 992
 meter water column 999
 method of crystal projection 585
 method of images 473
 method of imaginary part 494
 method of Kohn-Sham 724
 method of molecular orbitals 1878
 method of projection operator 869
 method of real part 851
 method of transition state 1095
 method of weighted residuals 244
 metric 571
 metric space 497
 metric system 2080
 metric tensor 571
 metric ton 1482
 metrology 1137
 Metropolis method 2081
 MeV 2076
 mho 2086
 mica capacitor 144, 2025
 micelle 2058
 micelle colloid 2059
 Michaelis-Menten equation 2062
 Michel parameter 2057
 Michelson interferometer 2029
 Michelson-Morley experiment 2029
 Michelson stellar interferometer 2029
 micro 2025
 micro-electrode 2025
 micro-optic device 1696
 microampere 2025
 microbalance 2027
 microbar 2027
 microbarometer 1687
 microcanonical distribution 2056
 microcanonical ensemble 2056
 microcomputer 2025
 microdose measurement 1742
 microdosimetry 2025
 microfarad 2027
 microfocus X-ray tube 1697
 microgram 2025
 microhenry 2027
 microhm 2025
 microinstability 1695
 microjoule 2025
 microkelvin 2025
 microliter 2028
 microlumen 2028
 micromagnetics 2056
 micromanometer 1667
 micrometer 2028
 micrometer microscope 1141
 micromole 2028
 micron 2057
 micropascal 2026
 microphone 2027
 microphotometer 2057
 microprogram 2027
 microrad 2028
 microradian 2028
 microroentgen 2028
 microscope 623
 microscope objective 624
 microscopic 1694
 microscopic Brownian motion 2057
 microscopic Raman spectroscopy 624
 microscopic theory 1695
 microsecond 2027
 microseisms 2062
 microsome 2057
 microspectrophotometry 624
 microstrip 2025
 microswitch 2025
 microtorr 2025
 microtron 2025
 microvolt 2027
 microwatt 2028
 microwave 2025
 microwave circuit 2187
 microwave communication 2026
 microwave diode 2025
 microwave heating 2026
 microwave instability 2027
 microwave spectroscopy 2027
 microwave spectrum 2026
 microwave transistor 2026
 microwave tube 2026
 microwave ultrasound 2026
 Mie scattering 2057
 Migdal approximation 2056
 Migdal-Watson theory 2056
 mile 2031
 milking 2068
 Milky Way System 503
 Miller effect 2065
 Miller indices 2065
 Miller integrator 2066
 Miller's experiment 2066
 milli 2066
 milliamper 2067
 millibar 2068
 millifarad 2068
 millilgal 2067
 milligram 2067
 milligram-force 898
 milligram-weight 898
 millihenry 2068
 millijoule 2067
 millikelvin 2067
 millilitre 2068
 millilumen 2068
 millimeter 2068
 millimeter mercury column 992
 millimeter water column 999
 millimicron 2068
 millimole 2068
 mililing 1814
 milliohm 2067
 milliohmmeter 1086
 millipascal 2067
 millipoise 2068
 millirad 2068
 milliradian 2068
 milliroentgen 2068
 millisecond 2068
 millistokes 2067
 millitorr 2067
 millivolt 2068
 milliwatt 2068
 Minami ambiguity 2062
 mineralogical phase rule 673

- mini-Q 2062
 minicomputer 2062
 minimal interaction 2062
 minimax approximation 2062
 minimax principle 2062
 minimization problem 740
 minimum B field 488
 minimum metallic conductivity 740
 minimum surface 488
 minimum wave packet 489
 minimum work 740
 minimum yield 742
 Minkowski space-time 2068
 minor planet 949
 minority carrier 936
 minute 1865
 MIPS 216
 Mira variable 2065
 mirror field 2065
 mirror image 472
 mirror nuclei 463
 mirror ratio 2066
 MIS structure 203
 Mises yield criterion 2058
 misfit dislocation 1799
 missing line 587
 missing mass spectrometer 2059
 mitochondria 2061
 mitotic cycle 747
 mixed crystal 724
 mixed radiation field 724
 mixed state 723
 mixed valence 723
 mixer device 2056
 mixing 723
 mixing length 723
 MKS system of units 203
 MKSA system of units 203
 MNOS structure 203
 MO method 203
 mobility 97
 mobility edge 97
 mode 2092
 mode coupling 2092
 mode-locked laser 2092
 mode pattern 2092
 mode selection 2092
 model test 2088
 MODEM 2092
 moderator 619
 modern biology 511
 modified Bessel function 1938
 modulated structure 1947
 modulation 1947
 modulation index 1948
 modulation method 1948
 modulation spectroscopy 1948
 modulator type vacuum gauge 2089
 modulus of elasticity 1223
 modulus of rigidity 658
 Moffatt's vortex 2093
 Moffitt-Yang equation 2093
 Mohorovičić discontinuity 2094
 Mohr's stress circle 2096
 Mohs hardness 2089
 moiré 2086
 moiré fringes 2086
 moiré-image interference fringes 2086
 moiré pattern 2086
 moist adiabatic lapse rate 851
 molar compressibility 1875
 molar conductivity 2095
 molar extinction coefficient 1879, 2095
 molar fraction 2096
 molar heat 2096
 molar polarization 2096
 molar sound velocity 1876
 molar susceptibility 2095
 molar volume 2095
 molding 1050
 mole 2095
 mole per cubic meter 2097
 mole per liter 2097
 molecular acoustics 1876
 molecular amplifier 1884
 molecular beam 1886
 molecular-beam epitaxy 1882
 molecular beam magnetic resonance 1883
 molecular-beam maser 1883
 molecular beam scattering 1883
 molecular-beam spectroscopy 1883
 molecular biology 1882
 molecular collision 1880
 molecular condition 1880
 molecular constant 1884
 molecular crystal 1881
 molecular current 1884
 molecular drag pump 1885, 1887
 molecular evolution 1880
 molecular field 1884, 1885
 molecular field approximation 1885
 molecular flow 1887
 molecular flow conductance 1888
 molecular heat at constant pressure 1317
 molecular heat at constant volume 1329
 molecular hypothesis 1882
 molecular image 1883
 molecular integral 1882
 molecular inversion 1886
 molecular ion 1876
 molecular magnet 1880
 molecular moment of inertia 1885
 molecular orbital 1878
 molecular orbital X-rays 1878
 molecular physics 1887
 molecular radius 1886
 molecular replacement method 1884
 molecular rotation 1876
 molecular science 1877
 molecular sieve 2097
 molecular spectrum 1881
 molecular structure 1880
 molecular symmetry 1884
 molecular vibration 1881
 molecular volume 1884
 molecular weight 1888
 molecular weight distribution 1888
 molecule 1874
 Molière potential 2094
 Möller scattering 2081
 Mollier diagram 2094
 molten high polymer 2131
 molten salt reactor 2131
 moment 2094
 moment expansion 2094
 moment of force 1245
 moment of impulse 2180
 moment of inertia 396
 moment of momentum 143
 momentum 142
 momentum accommodation coefficient 142
 momentum compaction factor 142
 momentum conservation law 143
 momentum representation 142
 momentum transfer 142
 momentum transfer cross section 142
 momentum transfer theory 143
 monaural audition 1218
 Monk-Gillieson mounting 2097
 monkey hunting 2097
 monoatomic layer 1218
 monochromatic γ -ray 1218
 monochromatic γ -ray beam 1218
 monochromatic light 1219
 monochromatization of neutron 1273
 monochromatization of X-rays 178
 monochromator 2092
 monoclinic system 1218
 monodisperse polymer 1235
 monodisperse system 1235
 monolithic circuit 2093
 monomer 1239
 monomer reactivity ratio 1239
 monomolecular film 1236
 monomolecular layer 1235
 monopole mass spectrometer 2092
 monopole moment 1216
 monopole transition 1216
 monosaccharide 1227
 monostable multivibrator 1214
 Monte Carlo method 2097
 moon 1315
 Mooney viscosity 2072
 Morse potential curve 2090
 MOS device 203, 2089
 MOS field-effect transistor 2089
 MOS integrated circuit 2089
 MOS structure 203
 mosaic crystal 2088
 mosaic structure 2088
 Moseley's law 2090
 Mössbauer effect 2078
 Mössbauer spectroscopy 2078
 motion 139
 motion of fluid 2205
 motion of rigid body 666
 motional narrowing 140
 motor 2090
 motor generator 1414
 Mott insulator 2091
 Mott scattering 2091
 Mott transition 2092
 Mottelson-Valatin effect 2091
 movement of environmental radioactive nuclide 388
 moving-average model 98
 moving-coil galvanometer 362
 moving-coil instrument 362
 moving coordinate system 140
 moving-iron-vane instrument 363
 moving magnet galvanometer 363
 moving radius 1436
 moving station 97
 MPD arc 204
 MTR 935
 Mueller matrix 2063
 Muffin-Tin potential 2048
 Müller type microscope 2063
 MULTAN 2051
 multi-axial stress 1197
 multi-charge ion source 1192
 multi-critical point 1201
 multi-crystal X-ray spectrometer 1787
 multi-enzyme system 1789
 multi-turn injection 1201
 multichannel interferometric spectrometer 2052
 multichannel pulse height analyzer 1201
 multifilament composite wire 1790
 multigroup diffusion theory 1194
 multilayer 1209
 multilayer film 1202
 multilayer insulation 1202
 multinomial distribution 1196
 multipactoring 2052
 multiparticle correlation 1203
 multiparticle production 1201
 multiperipheral model 1199
 multiphase flow 726
 multiphoton absorption 1196
 multiphoton dissociation 1196
 multiphoton transition 1196
 multiple-beam interference 1196
 multiple-beam interferometry 544
 multiple-charged ion 1192
 multiple coulomb scattering 1198
 multiple differential cross section 1201
 multiple diffraction 1197
 multiple ionization 1200
 multiple of unit 1574
 multiple reflection 1201
 multiple refraction 1197
 multiple-regression analysis 1197
 multiple scattering 1198
 multiple scattering theory 1199
 multiplet 1198, 1200
 multiplet component 1200
 multiplexing advantage 2053
 multiplexor channel 2052
 multiplication factor 1131
 multiplicity 1200, 2201
 multiplier 1574
 multiplier device 1334
 multiple periodic motion 1199
 multiply twinned particle 1200
 multiplying circuit 933
 multipoint recorder 1206
 multiple 1193
 multiple expansion 1197
 multiple field 2053
 multiple magnet 1193
 multiple radiation 1193
 multipurpose 2053
 multipurpose reactor 1212
 multislit spectrometry 2051
 multivariate analysis 1209
 multivibrator 2052
 multiwire chamber 2053
 multiwire proportional chamber 1202
 muon 2063
 muon beam 2064
 muon capture 2064
 muon number 2064
 muon spin rotation 2064
 muonic atom 2063
 muonium 2063
 muscle contraction 506
 musical instrument 366
 musical sound 308
 mutarotation 1946
 mutation 1462
 mutual conductance 1122
 mutual induction 1122
 mutual induction 1123
 mutual neutralization 1123
 MWPC 1701
 myofibril 505
 myoglobin 2056
 myopia 505

N

- N-body problem 187
 1/N expansion 188
 n-n junction 186
 n-p-n junction 188
 n- π^* transition 187
 n particle distribution function 187
 N-process 187
 N-product 187
 n-type semiconductor 187
 n-value 187
 n-vector model 188
 NAD 1499
 Nagakawa atom model 1489
 Nakanishi-Lautrup formalism 1490
 Nakano-Nishijima-Gell-Mann rule 1491
 Nambu-Goldstone boson 1495
 Nambu-Jona-Lasinio model 1495
 NAND circuit 1495
 nano 1493
 nanoampere 1493
 nanofarad 1493
 nanohenry 1493
 nanometre 1493
 nanomole 1493
 nanorad 1493
 nanoröntgen 1493
 nanosecond 1493
 nanovolt 1493
 narrow-band amplifier 473
 narrow gap semiconductor 1695
 narrowing 1096
 National Science Foundation 689
 natural background radioactivity 844
 natural convection 843
 natural language understanding 842
 natural light 842
 natural major scale 843
 natural orbital 842
 natural parity 1493
 natural radionuclide 844

- natural science 842
 natural strain 843
 natural unit 843
 natural uranium 1414
 natural width 843
 nautical mile 293
 Navier-Stokes equation 1493
 NC 1006
 N/D method 186
 NDO method 187
 near field pattern 506
 near infrared radiation 509
 near infrared spectrum 509
 nearly ferromagnetic metal 466
 nearly free electron
 approximation 2004
 nebula 1045
 nebular hypothesis 1045
 nebular line 1045
 necessity 1712
 necking 1532
 necktie diagram 1526
 Néel state 1549
 Néel-Taniuchi theory 1549
 Néel temperature 1549
 Néel theory of ferrimagnetism 1550
 Néel wall 1550
 negative binomial distribution 1810
 negative corona 1796
 negative electric charge 1807
 negative element 108
 negative energy state 1766
 negative energy wave 1766
 negative feedback 1785
 negative glow 1795
 negative ion 1759
 negative ion injection 1759
 negative ion source 1759
 negative resistance 1807
 negative temperature 1810
 negative temperature
 distribution 1781
 negativemass instability 1796
 negatron 110
 Nelson axioms 1549
 Nelson's stochastic process
 interpretation 1549
 nematic phase 1549
 neoclassical diffusion coefficients 973
 neoclassical transport 973
 neocortical system 986
 neon hodoscope 1526
 neon lamp 1526
 neper 1548
 nephron 1549
 neptunium series 1549
 Nernst effect 1551
 Nernst-Ettingshausen effect 1550
 Nernst glower 1551
 Nernst-Planck's theorem 1551
 Nernst's heat theorem 1551
 nerve cell 969
 nerve fiber 970
 nesting 1528
 network 1540
 network polymer 29
 network structure 31
 Neumann-Kopp rule 1557
 neuron 1523
 neutral axis 1267, 1277
 neutral beam injection heating 1276
 neutral current 1263
 neutral equilibrium 1277
 neutral plane 1277
 neutrino 1518
 neutrino beam 1518
 neutrino loss 1518
 neutrino oscillation 1518
 neutron 1263
 neutron absorption 1267
 neutron age 1272
 neutron age equation 1273
 neutron beam 1274
 neutron bomb 1274
 neutron capture 1275
 neutron chopper 1271
 neutron counter 1266
 neutron detector 1268
 neutron diffraction 1264
 neutron diffraction equipment 1265
 neutron diffraction photography 1264
 neutron diffractometer 1272
 neutron diffusion theory 1266
 neutron dosimetry 1271
 neutron economy 1267
 neutron excess 1266
 neutron filter 1274
 neutron flux 1271
 neutron guide tube 1265
 neutron importance 1264
 neutron irradiation 1269
 neutron lifetime 1269
 neutron mirror 1275
 neutron monochromator 1275
 neutron multiplication factor 1271
 neutron polarization analysis 1275
 neutron propagation 1272
 neutron radiography 1276
 neutron resonance 1267
 neutron scattering 1268
 neutron source 1267
 neutron spectrometer 1270, 1274
 neutron spin echo method 1269
 neutron spin flipper 1269
 neutron star 1270
 neutron temperature 1264
 neutron thermalization 1535
 neutron time of flight analyzer 1274
 neutron transport equation 1275
 neutron transport theory 1275
 neutron velocity selector 1271
 new Tamm-Dancoff
 approximation 976
 newton 1519
 Newton-focus 1520
 Newton law of cooling 1521
 newton meter 1521
 newton per meter 1521
 Newton potential 1521
 Newton-Raphson method 1521
 Newton rings 1522
 Newton universe 1520
 Newtonian flow 1522
 Newtonian fluid 1522
 Newtonian mechanics 1521
 Newtonian viscosity 1520
 Newton's equation of motion 1520
 Newton's gravitational constant 1521
 Newton's law of resistance 1521
 Newton's laws of motion 1520
 Newton's method 1521
 Nichols chart 1500
 nickel 1512
 nickel arsenide structure 1672
 nickel-cadmium alkaline battery 1512
 nickel oxide 768
 Nicol prism 1500
 nicotinamide 1499
 Nilsson model 1524
 Nilsson potential 1523
 NIM 1516
 Nishijima-Gell-Mann rule 1503
 Nishimura-Kamata function 1505
 nitrogen cycle 1255
 nitrogen laser 1255
 NMR 314
 NMR imaging 186
 no service interruption power supply 2072
 Nobel prize 1559
 noctilucent cloud 2100
 nodal plane 1088
 nodal point 1086
 node 1796
 Noether's theorem 1528
 noise 753, 1116
 noise figure 754
 noise filter 1557
 noise generator 754
 noise rating 1117
 noise resistance 754
 noise temperature 754
 noise thermometer 754
 noise voltage 754
 nominal stress 655
 non-Abelian gauge theory 1671
 non-Abelian group 1670
 non-adiabatic potential 1711
 non-adiabatic term 1710
 non-adjusting oscillator 2072
 non-aqueous solution 1698
 non-crossing rule 1691
 non-crossing rule of potential curves 2002
 non-destructive inspection 1719
 non-equilibrium statistical mechanics 1723
 non-equilibrium system 1723
 non-equilibrium thermodynamics 1723
 non-hardening material 1691
 non-holonomic system 1723
 non-ideal type II superconductor 1742
 non-impact printer 1561
 non-inductive resistance 2073
 non-inertial system of coordinates 1687
 non-local potential 1689
 non-localized fringes 488
 non metal-removal machining 1701
 non-metallic element 1690
 non-Newtonian flow 1717
 non-Newtonian fluid 1717
 non-Newtonian viscosity 1717
 non-reversible transducer 1783
 non self-sustaining discharge 1694
 non-stoichiometry 1670
 nonbonding orbital 1691
 nondispersiveness 1722
 nonelastic optical scattering 1710
 nonleptonic decay 1744
 nonlinear acoustics 1702
 nonlinear circuit 1702
 nonlinear control 1704
 nonlinear critical relaxation 1707
 nonlinear element 1705
 nonlinear equation 1706
 nonlinear index of refraction 1703
 nonlinear Landau damping 1707
 nonlinear light scattering 1705
 nonlinear minimization 1703
 nonlinear optics 1703
 nonlinear oscillation 1704
 nonlinear resistor 1711
 nonlinear resonance 1703
 nonlinear σ model 1704
 nonlinear Schrödinger equation 1704
 nonlinear spectroscopy 1706
 nonlinear susceptibility 1702
 nonlinear susceptibility of third order 771
 nonlinear susceptibility of second order 1505
 nonlinear viscoelasticity 1705
 nonlinear wave 1705
 nonparametric methods 1561
 nonpolar molecule 2069
 nonthermal radiation 1718
 NOR circuit 1557
 Nordheim rules 1561
 NORDITA 1561
 norm 1561
 normal acceleration 1982
 normal cell 1560
 normal component of force 1982
 normal conducting state 940
 normal conduction 940
 normal coordinates 422
 normal dispersion 1056
 normal distribution 1048
 normal equation 1049
 normal fluid 949
 normal fluidity 949
 normal force 999
 normal gauge 1560
 normal glow discharge 1048
 normal gravity 1048, 1731
 normal hydrogen 1055
 normal hydrogen electrode 1731
 normal liquid 1054
 normal mode 423, 1561
 normal process 1560
 normal product 1560
 normal series 1055
 normal spectrum 1560
 normal spinel 1056
 normal state 1055, 1560
 normal stress 999, 1982
 normal subgroup 1048
 normal velocity 995, 1982
 normal velocity surface 1982
 normal vibration 422
 normal Zeeman effect 1055
 normalfluid helium 949
 normality 430
 normalization 415
 normalization integral 415
 normalized emittance 415
 normalized structure factor 415
 normalizing 2099
 Nörrenberg polariscope 1551
 north pole 187
 northern light 1999
 NOT circuit 1559
 notch 497
 notch effect 497
 nova 975
 Nozières-de Dominicis theory 1559
 NSF 689
 nuclear astrophysics 1409
 nuclear battery 612
 nuclear binding energy 321
 nuclear calculation of nuclear reactor 309
 nuclear chain reaction 328
 nuclear charge 323
 nuclear chemistry 308
 nuclear cooling 338
 nuclear cosmochronology 135
 nuclear deformation 323
 nuclear density 315
 nuclear disintegration 323
 nuclear emulsion 600
 nuclear energy 308, 600
 nuclear engineering 309, 601, 612
 nuclear evaporation 316
 nuclear explosion 323
 nuclear field theory 324
 nuclear fission 326
 nuclear force 338
 nuclear fuel 319
 nuclear fuel material 320
 nuclear fusion 329
 nuclear fusion blanket 331
 nuclear fusion device 330
 nuclear intermediate resonance 323
 nuclear isomer 307
 nuclear magnetic induction 314
 nuclear magnetic moment 322
 nuclear magnetic relaxation 314
 nuclear magnetic resonance 314
 nuclear magnetism 315
 nuclear magneton 315
 nuclear mass 322
 nuclear mass formula of Weizsäcker 2287
 nuclear matter 325
 nuclear moment of inertia 321
 nuclear orientation 316
 nuclear physics 601
 nuclear potential 328
 nuclear power generation 613
 nuclear power plant 613
 nuclear powered ship 612
 nuclear quadrupole moment 322
 nuclear quadrupole resonance 315
 nuclear radius 324
 nuclear reaction 324
 nuclear reaction yield 325
 nuclear reactor 613
 nuclear reactor constants set 2274
 nuclear reactor physics 614
 nuclear refrigeration 338

- nuclear resonance fluorescence 308
 nuclear rotation 321
 nuclear scattering of neutrons 1266
 nuclear shape 321
 nuclear source material 309
 nuclear spectroscopy 325
 nuclear spin 316
 nuclear stability 320
 nuclear steelmaking 612
 nuclear stopping power 318
 nuclear structure 309
 nuclear synthesis 322
 nuclear temperature 321
 nuclear theory 338
 nuclear transmutation 323
 nuclear vibration 322
 nucleation 316
 nuclei in cigar shape 1617
 nuclei in pancake shape 1639
 nucleic acid 309
 nucleic acid base 310
 nucleohistone 1525
 nucleon 313
 nucleon cascade 314
 nucleon-nucleon correlation 313
 nucleon transfer reaction 313
 nucleoprotein 317
 nucleoside 1525
 nucleotide 1525
 nucleus 307
 nuclide 315
 nuclides generated by cosmic ray irradiation 132
 nude gauge 1525
 null gravitational state 2071
 null method 2237
 number operator 693
 numerical analysis 1005
 numerical aperture 268
 numerical calculation 1005
 numerical control 1005
 numerical differentiation 1006
 numerical integration 1006
 numerical solution 1005
 numerical solution of algebraic equations 1170
 numerical solution of eigenvalue problems 713
 numerical solution of least squares problem 741
 numerical solution of linear equations 2265
 numerical solution of nonlinear equations 1706
 numerical solution of ordinary differential equations 945
 numerical solution of partial differential equation 1950
 Nusselt number 1525
 nutation 940
 Nyquist criterion of stability 1484
 Nyquist diagram 1484
 Nyquist's theorem 1484
- O**
- O-branch 238
 \mathcal{O} expansion 243
 ω meson 243
 Ω particle 244
 object program 241
 objective 1179
 objective function 2088
 observable 400
 observation 399
 observation with rockets 2267
 observer 399
 occluded front 1902
 occultation 219
 ocean current 295
 octal notation 1603
 octet 1697
 octupole deformation 1596
 octupole magnet 1596
 octupole moment 1596
 octupole vibration 1596
 ocular 1081
 ocular micrometer 1080
 odd electronic state 430
 odd-even mass effect 418
 odd-even nucleus 418
 odd-odd nucleus 418
 odd term 419
 ODLRO 1708
 ODMR 1677
 Odorico zero 238
 oersted 209
 off diagonal long range order 1708
 offline 241
 ohm 242
 Ohm law 243
 Ohm meter 243
 ohmic contact 243
 ohmic heating 243
 oil diffusion pump 26
 oil-drop experiment of Millikan 2067
 oil impregnated capacitor 26
 oil mist trap 222
 oil-sealed rotary vacuum pump 26
 Okorokov effect 229
 Olbers paradox 247
 old quantum theory 1098
 oligomer 245
 omegatron 244
 Omori's formula 228
 -on 258
 on-line 262
 on-line control 262
 on-line isotope separator 263
 on-line measurement 263
 ON-OFF action 248
 one-body approximation 90
 one-boson-exchange force 87
 one dimensional crystal 84
 one-dimensional Ising model 83
 one-dimensional system 83
 one electron approximation 86
 one-particle irreducible 88
 one-particle-one hole state 88
 one-particle state 89
 one-pion-exchange force 86
 one-shot multivibrator 2298
 Onsager reciprocity theorem 255
 onset time of order 1254
 OP magnet 239
 opacity 1908
 opal glass method 239
 open cluster 766
 open end 290
 open end correction 268
 open end effect 389
 open-ended system 290
 open-loop control 296
 open shell 265
 open shell nuclei 265
 open system 1740
 open system of magnetic field 1740
 open tube 266
 OPEP 86
 operating system 242
 operation 214
 operational amplifier 215
 operational calculus 214
 operations research 242
 operator 214
 operon 242
 opsin 241
 optic axis 635
 optic mode 637
 optical activity 633
 optical amplifier 1681
 optical axis 646
 optical beat 1684
 optical bistability 1680
 optical character reader 635
 optical chip 1681
 optical communication 1682
 optical comparator 634
 optical constant 636
 optical density 637
 optical depth 636
 optical detection of ESR 1677
 optical fiber 1684
 optical glass 634
 optical harmonic generation 1677
 optical homodyne spectroscopy 1686
 optical illusion 761
 optical indicatrix 109
 optical information processing 635
 optical integrated circuit 1679
 optical isomer 633
 optical isomerism 633
 optical lever 1682
 optical matched filter 636
 optical memory 1686
 optical microscope 634
 optical mixing 1677
 optical model 637
 optical modulator 1686
 optical oscillator strength 636
 optical parametric amplification 1683
 optical parametric effect 1683
 optical parametric oscillation 1683
 optical parametric scattering 1683
 optical path 682
 optical path difference 682
 optical potential 637
 optical pulse compression 1683
 optical pumping 1686
 optical pyrometer 1677
 optical rectification 1680
 optical resonator 1675
 optical rotation 633
 optical rotatory dispersion 1104
 optical rotatory power 1103
 optical shutter 1678
 optical spin orientation 1679
 optical strain 636
 optical switch 1679
 optical system 634
 optical theorem 636
 optically allowed transition 636
 optically forbidden transition 636
 optically pumped laser 1687
 optically thick (thin) plasma 636
 optically transparent electrode 1683
 optics 632
 optimal control 744
 optimization 744
 optimization problem 744
 opto-electric conversion 670
 optoelectronics 241
 optogalvanic effect 241
 OPW method 239
 OR circuit 221
 O'Riartaigh theorem 245
 Orbach process 238
 orbit 431
 orbit analysis 432
 orbit model 433
 orbital 432
 orbital angular momentum 432
 orbital diamagnetism 433
 orbital-electron capture 433
 orbital elements 433
 orbital frequency 433
 orbital hybridization 432
 orbital magnetic moment 432
 orbital paramagnetism 433
 orbital radiation 433
 orbiting 240
 orbiting collision 1097
 orbitron gauge 240
 orbitron pump 240
 ORD 1104
 order-disorder ferroelectrics 1254
 order-disorder transition 426
 order-disorder transition 1254
 order in alloys 642
 order of interference 393
 order parameter 1254
 ordered alloy 425
 ordered and disordered structure 425
 ordered lattice 425
 ordered state 1254
 ordered structure 1253
 ordering 425
 ordinary differential equation 945
 ordinary ray 931
 ordinary wave 1055
 organic semiconductor 2106
 organic superconductor 2106
 organized structure of turbulent flow 2176
 orientation 1565
 orientational polarization 1566
 orifice flowmeter 246
 origin and evolution of the solar system 1183
 origin of cosmic rays 132
 origin of elements 619
 origin of the earth 1248
 ornithine cycle 247
 Ornstein and Zernike theory 247
 Orr-Sommerfeld equation 221
 orthicon 246
 ortho-ferrite 247
 ortho-helium 247
 ortho-hydrogen 246
 ortho-para conversion 247
 orthochronous Lorentz transformation 922
 orthogonal function expansion 1308
 orthogonal group 1309
 orthogonal system 1309
 orthogonalization hole 1308
 orthornormality 415
 orthorhombic system 877
 OS 242
 oscillating crystal method 980
 oscillating current 984
 oscillation 977
 oscillation equation 985
 oscillation parameter 984
 oscillator 981, 1602
 oscillator strength 981
 oscillator with a magnetostrictive vibrator 980
 oscillatory circuit 979
 oscillatory damping circuit 980
 oscillatory galvanomagnetic effect 983
 oscilloscope 230
 oscillograph 231
 oscilloscope 231
 Oseen equation 232
 Oseen approximation 232
 Oseen's tensor 232
 osmotic pressure 978
 Osterwalder-Schrader axiom 231
 Ostwald viscometer 232
 OTF 234
 Otto cycle 233
 ounce 256
 out-state 7
 outer product 269
 outgassing 345
 outgassing rate 346
 output 907
 output impedance 907
 output transformer 907
 output unit 907
 over-complete system 342
 over-damped circuit 339
 over-tone 925
 overdamping 339
 overflow 239
 Overhauser effect 238
 overlap integral 340
 overlap population 341
 overlapping of orders 838
 overlay 239
 overshoot 238
 Owen bridge 228
 oxidation number 767
 oxidation of metals 511
 oxidation-reduction polymerization 766
 oxidation-reduction potential 766
 oxidative phosphorylation 767
 oxide cathode 768
 oxygen enhancement ratio 774

- OZI rule 232
ozone discharge 233
ozonosphere 233
- P**
- π -bond 1565
P-branch 1719
 $4\pi/3$ catastrophe 776
4 π detection 2141
 π -electron 1571
 π -electron approximation 1571
 p - i - n diode 1745
 p - i - n junction 1666
 π meson 1570
 p - n junction 1669
 p - n - p junction 1669
 p - n - p - n junction 1669
 π -network 1565
 π orbital 1565
 ρ orbital 1687
 p - p chain 1721
 π - π^* transition 1573
 p - Q diagram 1688
 P state 1566
 p - T curve 1714
 π -theorem 1571
 ϕ^3 theory 1747
 ϕ^4 theory 1747
 p -type semiconductor 1672
 p - V diagram 1721
 p -wave 1719
packing density 500
Padé approximants 1606
Padé expansion 1606
pair annihilation 1312
pair-correlation function 1313
pair creation 1312
pair potential 1314
pairing energy 1312
pairing force 1313
pairing interaction 1313
pairing rotation 1312
paleomagnetism 699
palladium group elements 1620
Pawlofsky ratio 1614
paper capacitor 372
paper chromatography 1918
paper tape 372
para-hydrogen 1620
para-statistics 1621
parabolic antenna 1621
parabolic mirror 1985
parabolic motion 1985
paracrystal 1620
paradox 1621
paradox of Wigner's friend 114
parahelium 1621
parallax 832
parallel-axis theorem 1900
parallel band 1900
parallel connection 1903
parallel displacement 1899
parallel force 1901
parallel nicols 1900
parallel-plate capacitor 1900
parallel pumping 1901
parallel resonance 1903
parallel susceptibility 1900
parallel T -type oscillator 1903
parallelogram of forces 1245
paramagnet 934
paramagnetic probe method 934
paramagnetic relaxation 933
paramagnetic resonance 933
paramagnetic scattering 933
paramagnetism 933
paramagnon 1621
parameter modulation 1621
parametric amplifier 1622
parametric array 1622
parametric diode 1622
parametric excitation 1622
parametron 1623
parasitic ferromagnetism 424
parasitic oscillation 424
paraxial ray 506
PARCOR 1589
parent nucleus 244
parent peak 245
parentage coefficient 1895
Paris potential 1625
Pariser-Parr-Pople's molecular orbital method 1624
parity 1624
parity conservation law 1625
parity violation 1624
parquet graph 1625
parsec 1593
Parseval's equality 1593
partial cross-section 1810
partial differential equation 1950
partial differentiation 1949
partial discharge 1813
partial dislocation 1811
partial equilibrium 1812
partial fraction expansion 1812
partial irradiation 1810
partial molar quantity 2096
partial polarization 1812
partial pressure 1865
partial pressure measurement 1865
partial pressure vacuum gauge 1865
partial wave analysis 1811
partial wave expansion 1811
particle width 1812
particle 2199
particle analysis 2202
particle-antiparticle conjugation 2202
particle beam 2200
particle beam nuclear fusion 2202
particle detector 2200
particle displacement 2203
particle dynamics 852
particle-hole interaction 2199
particle-hole theory 2200
particle-hole transformation 2199
particle-induced X-ray emission 69
particle measurement 2201
particle-particle correlation 2202
particle-rotor coupling 2199
particle separation 2203
particle separator 2202
particle spectrum 2200
particle track detector 1701
particle-transfer reaction 2199
particle velocity 2201
particle-vibration coupling 2200
particular solution 1457
partition coefficient 1890
partition function 1890
partition law 1890
partition noise 1890
parton model 1612
pascal 1592
Pascal 1592
Pascal additivity law 1592
pascal second 1593
Pascal's principle 1592
Paschen-Back effect 1601
Paschen-Runge mounting 1602
Paschen series 1601
Paschen's law 1601
passive electric circuit 910
passive element 910
passive filter 910
path integral 572
path line 2204
pattern coefficient 1596
pattern recognition 1896
Patterson function 1595
Pauli approximation 1577
Pauli exclusion principle 1578
Pauli-Lubanski vector 1579
Pauli matrix 1577
Pauli paramagnetism 1578
Pauli principle 1578
Pauli spinor 1578
Pauli-Villars regularization 1579
Pauling principle 2011
Pauli's equation 1579
pc 1593
PCA 487
PCAC 1693
peak time 2118
peaking strip 1689
pearl necklace model 974
Péclet number 1907
peculiar minor planet 1457
Peierls force 1564
Peierls' method of quantization 1563
Peierls potential 1564
Peierls transition 1563
pellet method 932
pellitron 1932
pellets 1932
Pellin-Broca prism 1919
Peltier effect 1928
pen reorder 1934
pendellösung effects 1948
pendellösung fringes 1949
pendulum 1840
pendulum of material point 852
penetrating power 1433
penetration depth 986
penetration depth of London 2284
Penning discharge 1918
Penning effect 1917
Penning gauge 1917
Penning ion source 1916
Penning ionization 1917
pentane effect 1946
pentode 683
pentose phosphate cycle 1949
penultimate effect 1114
peptide bond 1919
per mill 1617
percent 1594
percent Carnot 1594
percentage modulation 1948
perception 1594
percolation 1590
perfect conductivity 398
perfect conductor 398
perfect cosmological principle 397
perfect diamagnetism 398
perfect dislocation 398
perfect elasto-plastic body 398
perfect fluid 399
perfect gas 397
perfectly elastic body 398
perfectly elastic collision 398
perfectly inelastic collision 399
performance function 1729
perihelion 506
period 882
period of solar activity 1183
periodic boundary condition 882
periodic field 883
periodic law 883
periodic motion 882
periodic potential 882
periodic table 883
periodic zone 882
peripheral collision 1923
peripheral reaction 1924
peripheral-resonance reaction 896
permalloy 1617
permanent electric dipole moment 147
permanent geomagnetic field 147
permanent magnet 145
permanent strain 147
permeability of vacuum 964
permeance 1617
permissible backing pressure 496
permissible concentration 496
permissible dose 496
permissivity of vacuum 965
permutation group 1246
perovskite structure 1932
perpendicular band 999
perpendicular susceptibility 999
perpetual motion 146
perpetuum mobile of the first kind 1160
perpetuum mobile of the second kind 1177
persistent current 147
persistent current mode 147
persistent current switch 147
persistent line 149
personal computer 1595
personal monitoring 693
personnel dosimetry 693
perturbation theory 1086
pervance 1616
Pestov counter 1908
peta 1909
Pfeirsch-Schlüter factor 1762
Pfund series 1889
pH 1668
phantastron 1755
phantom 1757
phase 76, 1116
phase advance capacitor 976
phase angle 77
phase average 80
phase boundary 1120
phase change 1133
phase coherent state 78
phase constant 80
phase contrast method 78
phase-contrast microscope 78
phase detection 78
phase diagram 937
phase difference 78
phase discriminator 81
phase distortion 80
phase equilibrium 1133
phase-equilibrium diagram 1900
phase equilibrium in one-component systems 86
phase equilibrium in three-component systems 773
phase equilibrium in two-component systems 1510
phase grating 78
phase hologram 81
phase integral 79
phase lock loop 82
phase margin 82
phase matching 79
phase mode 81
phase modulation 81
phase orbit 1120
phase oscillation 79
phase problem 81
phase rule 1134
phase-sensitive detection 80
phase separation 1133
phase shift 80
phase-shift analysis 80
phase shift oscillator 80
phase shifter 77, 79
phase space 77
phase stability 76
phase transformation 1134
phase transition 1130
phase transition induced by the Brillouin zone boundary mode 1156
phase transition induced by the Brillouin zone center mode 1156
phase transition of the first kind 1160
phase transition of the second kind 1176
phase velocity 79
phase volume 80
phasen 1765
phenocryst 1644
philologist theory 1887
phon 2023
phonon 1779
phonon amplification 1780
phonon drag 1780
phonon echo 1779
phonon excitation 1780
phonon scattering 1780
phospholipid 2230
phosphor 564
phosphorescence 2229
phot 1777
photo-acoustic spectroscopy 1674
photo-current 671
photo-magnetism 1678
photo-nuclear reaction 1675
photobiology 1680
photocathode 668
photocell 670
photochemical system 632

- photochemistry 1674
 photochromic glass 1777
 photoconduction 870
 photoconductive cell 670
 photocoupled transistor 1676
 photodesorption 1681
 photodetachment 1681
 photodetector 904, 1676
 photodiode 1777
 photodissociation 1674
 photoelastic effect 667
 photoelasticity 666
 photoelectret 1673
 photoelectric absorption 668
 photoelectric effect 668
 photoelectric pyrometer 668
 photoelectric threshold
 wavelength 668
 photoelectric tube 668
 photoelectromagnetic effect 1682
 photoelectron 669
 photoelectron spectroscopy 670
 photoemission 670
 photographic emulsion 872
 photographic film detector 872
 photographic lens 873
 photographic magnitude 872
 photographic method 873
 photographic sensitivity 872
 photography 871
 photoionization 1682
 photoirradiation 1679
 photoisomerization 1673
 photoluminescence 1686
 photometer 671, 1145
 photometry 1145
 photomultiplier tube 669
 photon 645
 photon counting method 647
 photon echo 1778
 photon radiation 1967
 photon statistics 650
 photon tagging 1778
 photonutron 1681
 photoneutron fission 1675
 photophosphorylation 1686
 photopic vision 2075
 photoproduction reaction 1680
 photoresist 1778
 photosensitive resin 389
 photosphere 641
 photosynthesis 642
 photosynthetic bacteria 642
 photosynthetic carbon dioxide
 assimilation 643
 photosynthetic pigment 643
 phototransistor 1777
 photovoltaic effects 1675
 phycobilliprotein 1759
 physical chemistry 1804
 physical mathematics 1806
 physical oceanography 292
 physical optics 1806
 physical pendulum 852, 1806
 physical photometry 1806
 physical sheet 1806
 Physical Society of Japan 1516
 physics 1805
 physisorption 1806
 phytochrome 1761
 PIT method 1712
 pick-up 1711
 pick-up reaction 1712
 pico 1691
 picocomp 1691
 picofarad 1692
 picorad 1692
 picosecond 1692
 picosecond light pulse 1692
 picosecond spectroscopy 1692
 PID action 1666
 Pierce-type crystal oscillator
 1666
 Pierce type electron gun 1666
 piezo-ceramic element 17
 piezoelectric crystal 17
 piezoelectric effect 16, 1668
 piezoelectric element 17
 piezoelectric modulus 17
 piezoelectric polaron 1668
 piezoelectric semiconductor 15
 piezoelectric transducer 17
 piezoelectric vibration 16
 piezoelectric vibrator 17
 piezoelectricity 16, 1668
 piezomagneto-optic effect 1668
 piezorefractivity 1668
 piezoresistor 1668
 PIG discharge ion source 1666
 pile 1675
 pile of plates 1575
 pile oscillator 1575
 pile-up effect 1575
 pin 1745
 pinch 1745
 pinch singularity 1745
 pink noise 1745
 pinning 1746
 pint 1576
 pion 1565
 pion beam 1570
 pion cloud 1570
 pion condensation 1570
 pionic atom 1570
 pionization 1564
 pipe diffusion 1574
 Pippard coherence length 1720
 Pippard equation 1720
 Pippard superconductor 1720
 Pirani gauge 1740
 piston source 1699
 pitch 1713
 Pitot tube 1716
 pivot instrument 1723
 P/L/I 1670
 planar diagram 1831
 planar transistor 1852
 Planck constant 1834
 Planck's law of radiation 1834
 plane diffraction grating 1902
 plane electromagnetic wave
 plane fault 2083
 plane of incidence 1517
 plane of polarization 1944
 plane of vibration 985
 plane-polarized light 1903
 planer rotator model 1902
 plane strain 1902
 plane stress 1902
 plane wave 1902
 plane wave approximation 1902
 plane-wave theory 1902
 planer electrode tube 1637
 planet 2292
 planetary atmosphere 2293
 planetary geology 2293
 planetary nebula 2293
 planetary precession 2292
 planetary wave 1831, 2294
 planetesimal theory 1725
 planimeter 2083
 plasma 1819
 plasma accelerator 1821
 plasma confinement 1823
 plasma diagnostics 1822
 plasma dispersion function 1825
 plasma display 1823
 plasma echo 1820
 plasma engine 1820
 plasma frequency 1823
 plasma gun 1822
 plasma heating 1821
 plasma instability 1824
 plasma measurement 1821
 plasma oscillation 1822
 plasma physics 1824
 plasma potential 1823
 plasma source 1821
 plasmapause 1825
 plasmod 1825
 plasmon 1826
 plasmon excitation 1826
 plasmon scattering 1826
 plastic analysis 1144
 plastic constraint factor 1144
 plastic deformation 1144
 plastic design 1144
 plastic flow 1144
 plastic scintillator 1819
 plastic wave 1144
 plasticity 353, 1143
 platiometer 1819
 plate 1851
 plate detection 1851
 plate factor 1852
 plate modulation 1852
 plate tectonics 1851
 platinum group elements 1598
 platinum linear chain complex
 1598
 platinum resistance thermometer
 1598
 platinum rhodium alloy
 thermocouple 1598
 platinum-rhodium platinum
 thermocouple 1598
 PLK method 1670
 plotter 1860
 plumb line 217
 plural scattering 1850
 plutonium reactor 1849
 pneumatic cell 1522
 pneumatic controller 516
 pneumatic micrometer 518
 pnicides 1809
 Pockels cell 1999
 Pockels effect 1999
 Poincaré cycle 1958
 Poincaré group 1958
 Poincaré sphere 1957
 Poinso't's theorem 1959
 point 1357
 point charge 1413
 point-contact diode 1406
 point contact transistor 1406
 point defect 1374
 point discharge 1111
 point group 1374
 point image 1406
 point magnetic poles 1380
 point of action 764
 point of application 1256
 point source 1406
 point source of sound 1361
 pointer galvanometer 836
 poise 1955
 Poiseuille flow 1955
 Poiseuille's law 1955
 Poisson bracket 1955
 Poisson distribution 1956
 Poisson equation 1956
 Poisson law 1956
 Poisson process 1956
 Poisson ratio 1956
 polar cap absorption 487
 polar gas 491
 polar liquid 491, 2107
 polar molecule 492
 polar moment of inertia 1236
 polar motion 486
 polar projection 493
 polar wandering 486
 polarimeter 1941
 polariscope 1941
 polariton 2008
 polarizability 1867
 polarizability tensor 1867
 polarizance 437, 1943
 polarization 1866, 1935
 polarization charge 1867, 1937
 polarization current 1867
 polarization effect 1936
 polarization ellipse 1942
 polarization factor 1939
 polarization force 1867
 polarization interferometer
 1941
 polarization of light 1683
 polarization of neutron 1273
 polarization orbital 1866
 polarization ratio of neutron
 1273
 polarization spectroscopy 1944
 polarized beam 1937
 polarized ion source 1936
 polarized light 1939
 polarized neutron 1936
 polarized neutron diffraction
 technique 1936
 polarized Raman scattering 1944
 polarized ray 2107
 polarized target 1937
 polarized wave 1949
 polarizer 1941
 polarizing angle 1940
 polarizing filter 1944
 polarizing microscope 1941
 polarizing plate 1944
 polarizing prism 1944
 polarography 1908
 polaroid 2008
 polaron 2008
 pole-zero cancellation 2012
 polhode 2017
 polishing 624
 poloidal magnetic field 2020
 polar crystal 492
 polyacetylene 2009
 polyacrylamide gel
 electrophoresis 2009
 polyamide 2009
 polyatomic molecule 1195
 polychromator 2010
 polycondensation 886
 polycrystal 1195
 polydispersive system 1209
 polyelectrolyte 675
 polyester 2010
 polygon of forces 1244
 polygonization 2010
 polymer 885
 polymer alloy 2010
 polymer complex 675
 polymer crystal 675
 polymer effect 675
 polymer liquid crystal 674
 polymer solution 676
 polymerization 884
 polymerization of protein 1234
 polymolecularity 1209
 polymorph 1195
 polyphase alternating current
 1202
 polysaccharide 1206
 polysome 2010
 polypeptide 2010
 polyurethane 2010
 Pomeranchuk cooling 2006
 Pomeranchuk effect 2006
 Pomeranchuk theorem 2006
 pomer 2006
 pool type reactor 1847
 poor solvent 1746
 population 905, 2005
 population dose 689
 population inversion 1649
 porosity 518, 1196
 porous flow 985
 portable source 1999
 position resolution 87
 position sensitive detector 87
 position vector 87
 positive column 2127
 positive corona 1052
 positive crystal 1050
 positive displacement pump
 2129
 positive electric charge 1061
 positive element 2129
 positive feedback 1048
 positive hole 1051
 positive ion 1045
 positive operator 1060
 positron 2129
 positron annihilation 2129
 positron beam 2130
 positron channeling 2130
 positron emission 2130
 positronium 1991
 post collision interaction effect
 942
 post-Newtonian approximation
 1996
 pot-core 2000
 potassium dihydrogenphosphate
 2229
 potassium selenate 1093
 potential 2002
 potential barrier 2003
 potential barrier hindering free
 internal rotation 282
 potential curve 2002
 potential difference 1360
 potential energy 2002
 potential flow 2003
 potential scattering 2003
 potential surface 2003
 potentiometer 1360, 2004

- potentiometric titration 1360
 Potts model 2000
 pound 2023
 pound-force 898
 pound-weight 898
 powder diffraction camera 1892
 powder diffraction method 1892
 power 831
 power burst 1982
 power demonstration reactor 1456
 power factor 2181
 power-factor meter 2181
 power reactor 1456
 power series 1903
 power spectrum 1635
 power supply 1374
 Poynting-Robertson effect 1963
 Poynting vector 1963
 ppb 1721
 ppm 1721
 PPN parameter 1721
 PPP method 1721
 PR thermocouple 1667
 practical pumping speed 851
 practical system of units 853
 Prandtl-Glauert's rule 1837
 Prandtl number 1837
 pre-amplifier 1112
 pre-compound state 1113
 pre-equilibrium process 1113
 preaccelerator 1110
 precession 739
 precession camera 1842
 precipitation 1074
 precipitation hardening 1074
 precision 1064
 predictor-corrector method 2136
 predissociation 1097
 preferred orientation 2111
 preionization 1097
 press 1850
 pressure 18
 pressure dispersion 21
 pressure distribution 21
 pressure drag 19
 pressure gradient 19
 pressure level 19
 pressure loss 19
 pressure measurement 19
 pressure of electric field 1418
 pressure of magnetic field 861
 pressure sensitive diode 387
 pressure sensitive transistor 387
 pressure thermometer 18
 pressure tube type reactor 18
 pressure variation 21
 pressure vessel 21
 pressurized water reactor 264
 Prigogine's theorem 1840
 Primakoff effect 1846
 primary battery 85
 primary beam 86
 primary cell 85
 primary coil 84
 primary colours 770
 primary cosmic rays 83
 primary dispersion 910
 primary extinction 84
 primary fixed point 84
 primary optic axis 904
 primary recrystallization 84
 primary target 85
 primary thermometer 83
 prime mover 621
 primitive lattice 1218
 primordial solar nebula 609
 principal axis 904
 principal axis of inertia 395, 396
 principal index for extraordinary ray 72
 principal moment of inertia 902
 principal plane 910
 principal point 910
 principal quantum number 912
 principal ray 904
 principal refractive index 903
 principal section 906
 principal series 903
 principal shearing stress 905
 principal stress 902
 principal value 906
 principle 625
 principle of Carathéodory 377
 principle of conservation of charge 1374
 principle of corresponding states 1161
 principle of entropy compensation 219
 principle of equal *a priori* probabilities 1447
 principle of equipartition 1454
 principle of equivalence 1433
 principle of increase of entropy 218
 principle of least action 740
 principle of least constraint 742
 principle of least curvature 740
 principle of maximum work 743
 principle of minimum dissipation of energy 191
 principle of superposition 341
 principle of virtual displacement 349
 principle of virtual work 348
 principle of work 831
 principles 1847
 printed board 107
 printed circuit 107
 printer 1847
 prism 1841
 probabilistic interpretation 331
 probability 275, 331
 probability amplitude 334
 probability current density 334
 probability density 336
 probability distribution 335
 probability distribution function 336
 probability event 334
 probable error 334
 probe 1219
 probe gas 1863
 problem oriented language 2097
 Proca's equation 1857
 procedure 1346
 process control 1858
 process control computer 1049
 process input output equipment 1859
 processing speed 215
 product of inertia 395
 profile drag 1238, 2134
 profile monitor 1863
 program 1858
 program library 1858
 programme control 1858
 programming language 1858
 Progress of Theoretical Physics 2223
 progression 1858
 progressive wave 971
 projected Hartree-Fock method 869
 projection operator 869
 prominence 1864
 prompt γ -ray 1141
 prompt neutron 1141
 propagation constant 1419
 propagation of cosmic rays 132
 propagation vector 1420
 propagator 1419, 1862
 propeller 1863
 proper channeling 1862
 proper Lorentz group 714
 proper mass 712
 proper motion 711
 proper Poincaré group 714
 proper time 712
 proportional action 1744
 proportional amplifier 1744
 proportional counter 1743, 1863
 proportional limit 1744
 proportional wire chamber 1864
 propositional calculus 2075
 protein 1232
 protium 1859
 protomatosphere 608
 protocol 1862
 proton 2127
 proton-antiproton collision 2128
 proton beam 2128
 proton decay 2128
 proton diagnosis 2127
 proton induced X-ray analysis 2129
 proton irradiation 2127
 proton linear accelerator 2128
 proton nuclear magnetic resonance 2127
 proton synchrotron 2127
 protostar 607
 protosun 608
 prototype 595
 prototypic phase 596
 proximity effect 509
 proximity switch 509
 pseudo crossing 420
 pseudo-dipole interaction 425
 pseudo energy gap 411
 pseudo-plastic flow 426
 pseudo-tensor 430
 pseudo-wave 421
 pseudoinverse 94
 pseudomorphism 347
 pseudopotential 438
 pseudorapidity 423
 pseudoscalar 424
 pseudoscalar meson 424
 pseudostate 423
 pseudovector 437
 PSS method 1668
 psychorheology 739
 psychrometer 391
 Ptolemaic system 1809
 public network 655
 Publication Office 2223
 puff 1616
 Pulfrich photometer 1850
 pulley 357
 pulsar 1626
 pulsating sphere 683
 pulse 1626
 pulse amplifier 1627
 pulse counting method 299
 pulse discharge 1629
 pulse forming network 1627
 pulse generator 1628
 pulse height 1628
 pulse height analyzer 1589, 1628
 pulse height discriminator 1588
 pulse modulation 1629
 pulse motor 1629
 pulse neutron source 1627
 pulse radiolysis method 1630
 pulse shape discriminator 1588
 pulse transformer 1629
 pulse width 1629
 pulsed laser 1630
 pulsed neutron beam 1628
 pulsed reactor 1627
 pumping 2024
 pumping down 1565
 pumping speed 1565
 pupil 1717
 Puppi's triangle 1804
 pure state 922
 pure tone 919
 push-pull amplifier 1803
 PWR 568
 pyroelectric reaction 2240
 pyroelectricity 939
 pyrometer 631
 PZT 1702
- Q**
- Q-branch 460
 Q factor 459
 Q-meter 461
 q-number 459
 Q-Q interaction 459
 Q-switched laser 459
 Q-switching 459
 Q-value 459
 Q_{α} value 460
 QCD 2212
 QED 2217
 QSO 521
 quadrant electrometer 930
 quadratic form 1502
 quadrupole 817
 quadrupole deformation 820
 quadrupole interaction 818
 quadrupole magnet 820
 quadrupole mass spectrometer 818, 2140
 quadrupole moment 818
 quadrupole-quadrupole force 818
 quadrupole radiation 820
 quadrupole transition 820
 quadrupole vibration 819
 qualitative analysis 1329
 quality effect 1106
 quality factor 1106
 quantum numbers of orbital angular momentum 432
 quantitative analysis 1339
 quantity 2211
 quantity of electricity 1374
 quantization 2213
 quantized vortex 2212
 quantizing noise 2214
 quantum 2212
 quantum beat spectroscopy 2218
 quantum biology 2217
 quantum chemistry 2214
 quantum chromodynamics 2212
 quantum condition 2217
 quantum crystal 2214
 quantum defect 2214
 quantum defect theory 2214
 quantum effect 2215
 quantum efficiency 2215, 2216
 quantum electrodynamics 2217
 quantum electronics 2212
 quantum fluctuation 2219
 quantum gravity 2216
 quantum Hall effect 2219
 quantum hypothesis 2214
 quantum liquid 2212
 quantum logic 2221
 quantum mechanics 2219
 quantum noise 2216
 quantum number 2217
 quantum of action 765
 quantum optics 2215
 quantum physics 2219
 quantum size effect 2216
 quantum solid 2216
 quantum state 2217
 quantum statistical mechanics 2218
 quantum theory 2221
 quantum theory of fields 1614
 quantum theory of gravity 901
 quantum fluid 2221
 quark 522
 quark confinement 522
 quark flavour 300
 quark-lepton symmetry 523
 quark model 523
 quarter-wave plate 2141
 quartet quark model 2140
 quartet state 836
 quartz clock 994
 quasar 521, 922
 quasi-average 924
 quasi-elastic light scattering 923
 quasi-elastic scattering 923
 quasi-ergodic hypothesis 919
 quasi Fourier transform hologram 923
 quasi-molecular resonance 1879
 quasi-momentum 919
 quasi-monochromatic light 922
 quasi-stationary electric current 923
 quasilinear theory of plasma 922
 quasimode 421
 quasimolecule 923
 quasiparticle 924
 quasiparticle tunnelling 925
 quasistatic process 922
 quasistellar object 657
 quasistellar radio source 657
 quaternary structure 2136
 quenching 931, 1443, 2099
 quintet state 693
 quotient group 928
 quotient law of tensors 1408

R

- R-branch 40
 R-K-R potential curve 37
 R-matrix 37
 R-matrix theory 37
 ρ meson 2271
 r-process 36
 R-product 39
 R ratio 40
 ρ -type doublet 2256
 Racah algebra 2147
 Racah coefficient 2147
 racemic form 2152
 rad 2154
 radar 2254
 radial coupling 1437
 radial distribution function 1440
 radial quantum number 1442
 radial velocity 843
 radian 2151
 radiant flux 1978
 radiation 1965, 1969
 radiation battery 1976
 radiation belt 1975
 radiation-biological effect 1069
 radiation burden 1976
 radiation camera 1970
 radiation chemical reaction 1970
 radiation chemistry 1970
 radiation control 1971
 radiation damage 1974
 radiation damping 1979
 radiation detector 1971
 radiation dose 1977
 radiation effect 1973
 radiation energy 1966
 radiation exposure 1976
 radiation gauge 2154
 radiation generator 1976
 radiation impedance 1966
 radiation-induced polymerization 1973
 radiation injury 1973
 radiation law 1980
 radiation length 1978
 radiation loss 1978
 radiation measurement 1971
 radiation monitor 1977
 radiation physics 1976
 radiation pressure 1966
 radiation protection 1977
 radiation recombination 1968
 radiation resistance 1179, 1979
 radiation safety supervisor 1976
 radiation sensitizing 1974
 radiation shielding 1973
 radiation shielding material 1973
 radiation source 1971
 radiation streaming 1974
 radiation thermometer 1966
 radiation thickness gage 1970
 radiation work 1973
 radiationless transition 2073
 radiative attachment 1969
 radiative capture 1969
 radiative correction 1980
 radiative decay 1980
 radiative equilibrium 1980
 radiative recombination 1968
 radical polymerization 2152
 radio astronomy 1417
 radio-frequency acceleration 651
 radio-frequency capture 655
 radio-frequency confinement 654
 radio-frequency discharge 654
 radio-frequency heating 652
 radio-frequency particle separator 652
 radio-frequency probe 652
 radio galaxy 1416
 radio interferometer 1415
 radio noise 1416
 radio source 1416
 radio spectroscopy 1418
 radio star 1417, 2151
 radio telescope 1419
 radio time service 2071
 radio wave 1415
 radio-wave holography 1419
 radio wave propagation 1417
 radio wave spectrum 2151
 radioactive concentration 1979
 radioactive contamination 1979
 radioactive decay 1969
 radioactive decontamination 1979
 radioactive element 1968
 radioactive equilibrium 1979
 radioactive gaseous waste 1968
 radioactive indicator 1969
 radioactive ionization gauge 1974
 radioactive liquid waste 1969
 radioactive solid waste 1968
 radioactive substance 1969
 radioactive waste 1969
 radioactivity 1979
 radiocarbon-14 dating method 835
 radiochemistry 1967
 radioecological concentration 1974
 radioecology 1974
 radiofrequency spectrum 1417
 radioisotope 1969
 radioisotope battery 2151
 radioisotope scanning 1969
 radioluminescence 1977
 radiolysis 1967
 radiometer 1977
 radiometric force 2151
 radionuclide 1968
 radionuclide metabolism 1968
 radioprotective substance 1977
 radioresistance 1976
 radiosensitivity 1971
 radiotherapy 1976
 radiotoxicity 1969
 radius mounting 1441
 radius of curvature 493
 radius of gyration 285
 radius vector 1441
 rain 31
 rainbow scattering 1503
 raising and lowering operator 931
 RAM 2159
 Raman active 2158
 Raman effect 2158
 Raman laser 2159
 Raman microprobe 2159
 Raman microscope 2158
 Raman-Nath diffraction 2158
 Raman scattering 2158
 Raman spectroscopy 2159
 Ramsauer effect 2160
 Ramsauer-Townsend effect 2160
 Ramsey resonance 2161
 random coil 2172
 random coil model 2172
 random copolymer 2172
 random matrix 2167
 random numbers 2168
 random phase approximation 2172
 random process 2173
 random system 2059
 random variable 336
 random vibration 1785
 random walks 1002
 random yield 2172
 range 1240, 1714
 range straggling 1714
 rangefinder 1145
 Rankine-Hugoniot relations 2165
 Ranvier's constriction 2174
 Raoult law 2146
 rapidity 2155
 rare earth elements 434
 rare earth iron garnet 434
 rare earth nuclei 434
 rare gas 417
 rare gas excimer laser 417
 rare gas halogen laser 417
 rarefied gas 435
 rarefied gas dynamics 435
 Rarita-Schwinger equation 2165
 rat race 2153
 rate constant 1659
 rate equation 2256
 rate meter 569
 rate of strain 1041
 rate of strain tensor 1938
 ratio control 1742
 ratio detector 1691
 radiometer 1742
 rationalized system of units 2116
 ray 874
 ray of light 658
 ray representation 874
 ray surface 659
 ray velocity 658
 Rayleigh criterion 2245
 Rayleigh disc 2245
 Rayleigh distribution 2245
 Rayleigh interferometer 2243
 Rayleigh-Jeans' law of radiation 2244
 Rayleigh number 2244
 Rayleigh refractometer 2243
 Rayleigh resolution limit 2245
 Rayleigh-Ritz method 2246
 Rayleigh scattering 2244
 Rayleigh-Taylor instability 2244
 Rayleigh wave 2245
 Rayleigh's flow 2245
 Rayleigh's principle 2245
 AC oscillator 39
 reactance 2177
 reactance function 2177
 reaction 680, 1640
 reaction cross-section 1660
 reaction of field 1613
 reaction product 325
 reaction time 1659
 reactive current 2070
 reactive power 2070
 reactivity 1660
 reactivity coefficient 1660
 reactivity control 1660
 reactor 2177
 reactor anomaly diagnosis 614
 reactor components 614
 reactor containment 614
 reactor core 2269
 reactor materials 614
 reactor noise 2267
 reactor poison 1959
 reactor simulator 614
 reactor vessel 614
 Read effect 2193
 real gas 851
 real image 851
 real space renormalization group 849
 real surface area 987
 real time processing 851
 realistic nuclear force 609
 rearrangement collision 530
 rearrangement scattering 530
 REB pumped laser 2259
 Rebinder effect 2258
 REC 64
 receiver 904
 reciprocal circuit 306
 reciprocal lattice 441
 reciprocal linear dispersion 442
 reciprocal space 441
 reciprocity calibration 1122
 reciprocity law 1131
 reciprocity of S matrix 168
 reciprocity theorem 306, 1131
 recoil 1647
 recoil atom 1647
 recoil energy 1647
 recoil proton detector 1647
 recoilless radiation 1720
 recoilless resonance 2073
 recoilless transition 2073
 recombination 738
 recombination continuum 738
 recombination line 738
 recombination radiation 738
 reconnection of magnetic field lines 959
 record 2248
 recorder 500
 recoupling coefficient 738
 recovery time 289
 recrystallization 738
 rectification 1069, 1070
 rectifier 1070
 rectifier instrument 1069
 rectifier tube 1070
 rectifier-type galvanometer 1070
 rectifying circuit 1069
 recurrence phenomenon 734
 recursive 734
 red giant stars 1074
 red shift 2256
 Redhead gauge 2256
 redox polymerization 2256
 REDUCE 1005
 reduced equation of state 390
 reduced mass 390
 reduced matrix element 389
 reduced stress 389
 reduced transition probability 390
 reduced viscosity 389
 reduced wave number 389
 reduced wave number zone 389
 reduced width 390
 reduction of area 1237
 reduction of wave packet 1595
 reduction to sea-level 290
 reductive perturbation theory 1322
 redundancy 939
 reed relay 2193
 reentrant cavity 2178
 reference electrode 773
 reference thermoelectromotive force 423
 reflectance 1643
 reflected wave 1643
 reflecting mirror 1642
 reflection 462, 1640
 reflection coefficient 1642
 reflection electron diffraction 1643
 reflection electron microscope 1641
 reflection-free termination 2072
 reflection grating 1641
 reflection high energy electron diffraction 1642
 reflection nebula 1642
 reflection profile 1642
 reflection spectrum 1642
 reflection-type galvanometer 1644
 reflector 1643
 reflex klystron 1641
 refraction 524
 refractive error 525
 refractive index 526
 refractive index for ordinary ray 931
 refractometer 526
 refrigerant 2243
 refrigerating effect 2240
 refrigeration capacity 2241
 refrigeration cycle 2240
 regeneration of K⁺ 675
 regenerative detection 742
 regenerator 1250
 Regge behavior 2255
 Regge cut 2255
 Regge pole 2255
 Regge theory 2255
 Regge trajectory 2255
 register 2254
 regression analysis 266
 regular multiplet 1055
 regular singular point 318
 regular solution 1059
 regularization 1058
 regulated AC power supply 678
 regulated DC power supply 1306
 regulator 2248
 regulatory gene 1291
 Reid potential 2193
 relative acceleration 1126
 relative amplification factor 1127
 relative biological effectiveness 1066
 relative coordinates 1126
 relative dielectric constant 1727
 relative electric susceptibility 1715

- relative humidity 1127
 relative index of permeability 1127
 relative index of permittivity 1128
 relative measurement 1672
 relative motion 1126
 relative permeability 1716
 relative pressure 1126
 relative refractive index 1126
 relative sensitivity 1126
 relative velocity 1127
 relative viscosity 1128
 relativistic dynamics 1128
 relativistic electron beam 1128
 relativistic quantum mechanics 1128
 relativity 1127
 relaxation function 407
 relaxation method 409
 relaxation modulus 408
 relaxation oscillation 408
 relaxation phenomena 407
 relaxation process 407
 relaxation spectrum 408
 relaxation time 408
 relaxation times of
 macromolecule 675
 relay 2222
 relay discharge tube 2222
 reliability 990
 reliability factor 34
 reliability of the result of a
 crystal structure analysis 583
 reliable tube 656
 Rellich-Dixmier theorem 2260
 reluctance 2222
 rem 2259
 rem-counter 2260
 remanent magnetic flux density 782
 remote batch processing 2197
 Renner effect 2256
 Renninger effect 2258
 renormalization group 544
 renormalization theory 544
 repeated stress 356, 543
 replacement 1246
 replica grating 2258
 replica method 2258
 representation 1729
 representation of group 562
 representation of Lorentz group 2280
 representation of the rotation group 278
 representations of the canonical commutation relations 1053
 repressor 2195
 reprocessing 742
 reprocessing of spent fuel 936
 repulsive core of the nuclear force 338
 repulsive force 1078
 research reactor 595, 596
 residence time 1189
 residual current 783
 residual gas 782
 residual gas analyser 782
 residual interaction 783
 residual ion current 781
 residual magnetization 782
 residual nucleus 782
 residual rays 782
 residual resistance 783
 residual strain 783
 residual stress 781
 residual voltage 783
 residue class group 948
 resistance 1322
 resistance-capacitance coupling 1323
 resistance minimum 1370
 resistance ratio 1323
 resistance thermometer 1322
 resistive attenuator 1323
 resistive wall instability 368
 resolution of the identity 1216
 resolvent 2254
 resolving power 276, 1866
 resolving power of diffraction grating 274
 resolving power of electron microscope 1382
 resolving power of prism 1841
 resolving time 1866
 resonance 470, 475
 (3,3) resonance 771
 resonance absorption 477
 resonance box 480
 resonance bridge 471
 resonance capture 481
 resonance curve 471, 478
 resonance energy 477
 resonance fluorescence 478
 resonance formula 478
 resonance frequency 471
 resonance-impedance 470
 resonance integral 479
 resonance level 479
 resonance line 479
 resonance neutron 480
 resonance of air column 429
 resonance probe 479
 resonance radiation 480
 resonance Raman effect 481
 resonance Raman spectroscopy 481
 resonance reaction 480
 Resonance scattering 478
 resonance spectrum 479
 resonance state 479
 resonant beam extraction 480
 resonant circuit 470
 resonant interaction 479
 resonant particle 481
 resonant transformer type accelerator 472
 resonating group method 478
 resonator 471, 477
 respiration 682
 respiratory chain 683
 response 223
 response function 223, 2254
 response relation 223
 rest energy 1052
 rest mass 1052
 rest potential 1052
 resting potential 1053
 restoring force 1787
 resultant force 680
 retardation phenomenon 1241
 retardation spectrum 1242
 retardation time 1242
 retarded elasticity 1242
 retarded Green function 1241
 retarded potential 1243
 retinal 2255
 reverberant chamber 769
 reverberation 768
 reverberation time 768
 reverse breakdown voltage 443
 reverse osmosis 442
 reverse X-ray effect 440
 reversed field pinch 443
 reversed Stirling cycle 442
 reversed stress 2222
 reversible cell 306
 reversible cycle 306
 reversible engine 306
 reversible pendulum 306
 reversible process 306
 reversible transducer 306
 reversing thermometer 1413
 revolution 668
 revolving-field type motor 277
 Reynolds' law of similitude 2243
 Reynolds number 2242
 Reynolds phenomenon 2242
 RF acceleration 35
 RF ion source 35
 RF plugging 35
 rf SQUID 1011
 RFQ 2128
 RHEED 1642
 rheogoniometer 2246
 rheology 2247
 rheometer 2247
 rheonomous 2247
 rheopecty 2247
 rheostat 2246
 rhodium-iron resistance thermometer 2288
 rhodopsin 2274
 rhombohedral system 2222
 RI battery 34
 ribonuclease 2196
 ribonucleic acid 2196
 ribosomal RNA 2196
 ribosome 2196
 Riccati's equation 2186
 Ricci tensor 2190
 Richardson-Dushman's formula 2186
 Richardson effect 2186
 Richardson law of dispersion 2186
 Riemann-Christoffel tensor 2197
 Riemann space 2197
 Riemann tensor 2197
 Riemannian geometry 2197
 Riesz's theorem 2184
 rigged Hilbert space 2187
 Rigbi-Leduc effect 2181
 right-handed circularly polarized light 2056
 right-handed screw rule 2056
 rigid band model 2183
 rigid body 665
 rigid-plastic body 665
 rigid sphere 666
 RIKES 1944
 ring counter 2228
 ring current 401
 ring cyclotron 2229
 ring discharge 394
 ring laser 2229
 ring-opening polymerization 266
 ringing 2228
 ripple 2192
 rise time 1203
 risk 2183
 Ritz combination principle 2190
 Ritz formula 2190
 Ritz's method 2191
 rivet 2196
 RKKY interaction 38
 RNA 34
 Roberts micromanometer 2276
 Robertson-Walker metric 2276
 Robinson anemometer 2276
 robot 2276
 robust method 2275
 Roche limit 2274
 Roche lobe 2274
 Rochelle salt 2273
 Rochon prism 2268
 rock crystal 993
 rocket 2267
 rocking curve 2272
 Rockwell hardness 2273
 rod-like model 1981
 roentgen 2264
 Rogowski coil 2267
 roll magnetic anisotropy 14
 rolling 14
 rolling friction 720
 ROM 2277
 Römer's method 2260
 Röntgen current 2264
 Röntgen lines 2264
 room constant 852
 root mean square velocity 835
 roots blower 2233
 Roots pump 2233
 Rose shim 2269
 Rosenbluth formula 2270
 Rosenthal oscillation 2270
 rosette motion 2270
 Rossby wave 2269
 rotary converter 286
 rotary switch 2271
 rotatable flange 281
 rotating anode X-ray generator 284
 rotating crystal method 280
 rotating fluid 286
 rotating magnetic field 281
 rotation 276, 286, 858
 rotation axis 281, 284
 rotation group 278
 rotation invariance 285
 rotation-inversion 288
 rotation matrix 278
 rotation model 286
 rotation spectrum 282
 rotation-vibration band 282
 rotation-vibration spectrum 282
 rotational viscometer 285
 rotational analysis of band spectrum 1656
 rotational band 283
 rotational Brownian motion 285
 rotational constant 284
 rotational coupling 280
 rotational energy 277
 rotational excitation 287
 rotational isomer 276
 rotational isomerism 276
 rotational level[†] 281
 rotational motion 277
 rotational motion feedthrough 285
 rotational perturbation 283
 rotational phase transition 283
 rotational quantum number 287
 rotational relaxation 278
 rotational structure 280
 rotational sum rule 285
 rotational symmetry 284
 rotational temperature 277
 rotational term 280
 rotational transform angle 286
 rotational transition 283
 rotatory coordinate system 281
 rotatory dispersion 286
 rotatory polarization 286
 rotatory power 1104
 rotatory reflection 264
 roton 2275
 rotor 281
 rotor type vacuum gage 281
 rototrol 2274
 roughening transition 2154
 roughing 1148
 roughness factor 33
 roundoff error 2054
 Rouse model 2146
 Rowland circle 2277
 Rowland ghost 2278
 Royal Society of London for
 Improving Natural Knowledge 2283
 RPA 2172
 RR Lyrae variable 704
 rubber elasticity 711
 rubbery state 711
 rubidium magnetometer 2233
 ruby laser 2233
 Ruderman-Kittel oscillation 2232
 Runge-Kutta method 2235
 Runge-Lenz-Pauli vector 2235
 Ruschbrooke's inequality 2153
 Russell-Saunders coupling 2153
 Rutgers formula 2165
 Rutherford atom model 2150
 Rutherford scattering 2150
 Rutherford scattering spectroscopy 2150
 rutile structure 2233
 Rydberg atoms 2209
 Rydberg constant 2210
 Rydberg correction 2211
 Rydberg-Ritz combination principle 2211
 Rydberg series 2209
 Rydberg series formula 2211
 Rydberg state 2210
 Rydberg transition 2210

 S
 σ -bond 823
 S-branch 169
 s-channel 168
 s-d exchange interaction 168
 s-d mixing 169
 s-d problem 169
 σ -electron 824
 s-f exchange interaction 166
 Σ -hypernucleus 824
 Σ -A conversion 824
 S-matrix 167
 S-matrix theory 168

- σ model 824
 S - N curve 166
 σ orbital 823
 σ orbital 167
 σ - π interaction 824
 σ -parameter 170
 Σ particles 825
 σ -process 167
 S - S bond 166
 Σ state 824
 s wave 169
Sachs moment 754
saddle point method 52
safety 49
safety analysis 48
safety factor 49, 51
safety features 48
sag 751
sagittal ray 753
Saha ionization theory 757
Sakata model 760
sample-and-hold 776
sampled-data control 776
sampling oscilloscope 775
sampling theorem 775
satellite 148
satellite line 148
satellite reflection 755
saturable absorber 370
saturable reactor 370
saturated line width 1987
saturated vapor 1986
saturated vapor pressure 1986
saturated vapor pressure curve 1986
saturation 1986
saturation current 1987
saturation curve 1986
saturation liquid line 1986
saturation magnetization 1986
saturation of density 2060
saturation polarization 1987
saturation pressure 1986
saturation spectroscopy 1987
saturation temperature 1986
saturation vapor line 1986
sausage instability 1144
Savart plate 758
Savart's polarizing plate 758
sawtooth generator 1559
sawtooth wave 1559
Saxon-Hutner theorem 752
Saxon-Woods potential 751
Sayre's equation 1069
scalar curvature 1009
scalar field 1009
scalar particles 1010
scalar potential 1010
scalar product 1009
scale 249
scale height 1012
scale invariance 1012
scaler 1012
scaling law 1012
scaling theory 1012
scan 1124
scan converter 1010
scanning electron microscope 1124
scanning projector 1010
scanning table 1010
scattered wave 780
scatterer 779
scattering 777
scattering amplitude 778
scattering angle 778
scattering chamber 779
scattering cross section 779
scattering cross-section of neutrons 780
scattering law 779
scattering length 780
scattering operator 778
scattering vector 780
scavenger 1009
Schaefer-Bergmann's diffraction pattern 788
Schering bridge 789
Scherzer's transfer function 790
schlieren method 913
schlieren pattern 913
Schmid factor 911
Schmid law 912
Schmidt camera 911
Schmidt lines 911
Schmidt number 911
Schmidt rule 911
Schmidt telescope 912
Schmidt value 912
Schmitt trigger 911
Schoenberg effect 790
Schoenflies' symbol 790
SCHOONSCHIP 1005
Schottky barrier 954
Schottky-barrier gate field-effect transistor 954
Schottky defect 954
Schottky diode 954
Schottky effect 954
Schottky transistor 954
Schottky type specific heat 955
Schrödinger equation 916
Schrödinger representation 916
Schrödinger's cat 916
Schubnikov group 910
Schulz method 914
Schulz gauge 913
Schumann region 910
Schumann resonance 910
Schur's lemma 879
Schwarz inequality 917
Schwarzschild exterior solution 917
Schwarzschild interior solution 917
Schwarzschild radius 917
Schwinger function 880
Schwinger model 881
Schwinger term 880
Schwinger time reversal 881
Science Council of Japan 1515
scint- α -scanning 976
scintillation 976
scintillation camera 976
scintillation counter 976
scintillator 977
scleronom system 1012
scotopic vision 48
scram 1011
scram test 1011
screen grid 876, 1012
screened Coulomb type 876
screening 876
screening constant 876
screening effect 876
screw 1526
screw axis 2152
screw dislocation 2152
screw motion 2152
screw pinch 1011
screw symmetry 2152
ScS wave 168
SD S-polyacrylamide gel electrophoresis 168
SDI 1868
SDW 1032
sea dumping 292
sea-water 269
seal-off doughnut 959
sealed-off X-ray tube 1765
sealed source 2061
secant algorithm 1071
second 1728
second-class current 1177
second harmonic generation 1176
second law of thermodynamics 1545
second order phase transition 1504
second quantization 1177
second resonance 1501
second sound 1175
second virial coefficient 1177
second-order battery 1250
secondary cell 1505
secondary coil 1503
secondary cosmic rays 1501
secondary defect 1502
secondary dispersion 1795
secondary electron 1504
secondary electron induced by ion bombardment 63
secondary-electron multiplier 1504
secondary extinction 1503
secondary ion emission 1500
secondary ion mass spectrometry 1500
secondary optic axis 1788
secondary particle 1510
secondary particle beam 1510
secondary reference temperature 1501
secondary standard ionization gauge 1794
secondary structure 1603
secondary thermometer 1501
secondary X-rays 1501
section modulus 1237
sector method 1078
secular acceleration 150
secular equation 150
secular perturbation 150
secular variation 150
sedimentation coefficient 1310
sedimentation equilibrium 1310
sedimentation velocity 1310
sedimentation volume 1310
Seebeck effect 1089
seeing 785
segment 1079
Segré chart 1079
segregation 1946
seismic intensity 977
seismic wave 837
seismograph 837
selected area diffraction 1050
selection rule 1109
selective excitation 1110
selective pumping 1110
selective reflection 1110
selenium photo cell 1093
selenium rectifier 1093
self absorption 829
self-adjoint extension 829
self-adjoint operator 829
self-consistent field 831
self-diffusion 829
self-diffusion coefficient 829
self-energy 828
self-excited oscillation 960
self-excited oscillation circuit 960
self-focusing 830
self-induced transparency 832
self-inductance 827
self-induction 831
self-interstitial 646
self learning control 316
self-phase modulation 827
self-powered neutron detector 830
self-reversal 831
self-sustaining discharge 847
self-sustaining discharge voltage 1984
self-trapped electron 835
self-trapped exciton 835
self-trapping 830
Sellmeier's dispersion formula 1092
selsyn motor 1092
SEM 1124
semi-channeling 1090
semi-group 1637
semi-invariant expansion 1662
semiclassical theory 1639
semiconducting properties 1650
semiconductive polymer 672
semiconductor 1650
semiconductor detector 1652
semiconductor device 1654
semiconductor electrode 1654
semiconductor integrated circuit 1653
semiconductor junction 1653
semiconductor laser 1654
semiconductor memory 1651
semiconductor-metal contact 1652
semiconductor rectifier 1653
semidirect product 1647
semiempirical molecular orbital method 1637
semileptonic decay 1090, 1665
semimetal 1637
semipermeable membrane 1655
semisimple 1646
Sénarmont compensator 1088
Senfleben effect 1113
seniority number 1088
sensible heat 621
sensitive tint plate 151
sensitivity 402
sensitivity of a vacuum gauge 962
sensitivity of ionization gauge 1423
sensitized fluorescence 1119
sensitometry 1106
sensor 1105
separated atom 1894
separated-function type synchrotron 435
separated orbit cyclotron 1894
separation by gas centrifuge 342
separation by gaseous diffusion 342
separation energy 1894
separatrix 1089
septum magnet 1089
sequence 827
sequential control 827
Serber force 757
Serber-Yamanouchi-Kotani's method 757
series 455
series connection 1307
series generator 1305
series limit 572
series motor 1305
series regulator 958
series resonance 1307
series solution 455
servo amplification 762
servomechanism 762
servomotor 762
sesquilinear 1644
settling time 1060
sextet state 2266
sixtupole magnet 2272
Seya-Namioka monochromator 1090
Seyfert galaxy 1066
SF cyclotron 166
shading of band 1657
shadow scattering 338
shadowing 875
shake-off 786
shake-up 785
shallow-water wave 1108
Shannon theorem 875
shape anisotropy 875
shape memory effect 567
shape resonance 568
sharp series 147
shear 784, 1110
shear modulus of elasticity 1110
shear strain 1042
shear stress 1041
shear flow 1111
shearing interferometer 784
shearing strain 1110
sheet model 860
shell 306
shell model 329
shell structure 309
Sherwood number 869
SHG 1677
shield 960
shielding 875
shielding material 876
shift factor 96
shift register 863
ship wave 1810
shish-kebab structure 833
Shive wave machine 867
shock drag 930
shock tube 930
shock wave 929
shock-wave heating 930
Shockley partial dislocation 954
Shockley state 954
Shore hardness 925
short circuit 1238
short-circuited end 1238
short-range correlation 1217

- short-range force 505, 1217
 short-range interaction 505
 short-range order parameter 1217
 shortest Hamiltonian circuit problem 744
 shortest path problem 744
 shot effect 775, 955
 shot noise 775
 shower counter 878
 shrink fit 2099
 Shubnikov-de Haas effect 910
 shunt 1894
 shunt impedance 879
 shunt motor 1892
 shunt regulator 879
 shutter 875
 SI 685
 SI prefixes 165
 SI unit 166
 sickle cell 371
 SID 1355
 side-band instability 1136
 sideband 1136
 sidereal time 657
 sidereal year 658
 Siegert's theorem 826
 Siemens 866
 sievert 864
 Sigma effect 824
 Sigmund's theory 825
 signal 970
 signal generator 972
 signal-to-noise ratio 971
 signal velocity 970
 signature 822
 significant digit 2110
 silencer 925
 silicon 957
 silicon controlled rectifier 958
 silicon diode 958
 silicon photocell 958
 silicon semiconductor detector 958
 Silsbee hypothesis 959
 silver bonded diode 960
 silver cell 512
 silver oxide cell 766
 SIMAC 865, 2052
 Simon equation 748
 simple beam 1218
 simple harmonic oscillation 1219
 simple pendulum 1235
 Simpson's rule 988
 SIMS 1500
 simulation 865
 simultaneity 1447
 simultaneous reflection 1447
 simultaneously measurable 1447
 sine condition 1050
 sine-Gordon equation 750
 sing-around method 960
 single bond 85
 single closed shell nuclei 85
 single crystal 1217
 single particle distribution function 90
 single particle energy 88
 single particle level 88
 single-particle model 89
 single-particle moment 89
 single-particle operator 88
 single-particle potential 89
 single-particle transfer reaction 87
 single-particle transition probability 89
 single-phase alternating current 1224
 single sideband 1224
 single wavelength laser 1215
 singlet 85
 singlet ground state 85
 singlet state 85
 singular perturbation 1457
 singular point 1457
 singularity of space-time 822
 sink 993
 sintering 930
 sinusoidal wave 1051
 siphon 745
 SISAM 832
 six-vertex model 849
 skew quadrupole magnet 1526
 skimmer 1010
 skin effect 1733
 Skyrme force 1011
 skyline 1009
 Slater determinant 1043
 Slater expansion 1044
 Slater-Pauling curve 1044
 Slater-Pauling method 1044
 Slater rule 1044
 Slater type orbital 1043
 Slavnov-Taylor identity 1041
 sleeping top 1549
 slide rheostat 1041
 sliding friction 1039
 slip 1038
 slip coefficient 1039
 slip line 1039
 slip plane 1039
 slip system 1039
 slit 1041
 slit function 1042
 slope current 567
 slow beam extraction 233
 slow neutron 1330
 slowing down density 619
 slowing down distance 619
 slowing-down of neutrons 1273
 small angle boundary 928
 small angle scattering 925
 small angle scattering camera 926
 small oscillation 1697
 small polaron 1240
 smear test 1040
 smectic phase 1041
 Smith chart 1040
 Smith interferometer 1040
 smooth 1494
 smooth muscle 1896
 smoothing capacitor 1896
 smoothing choke 1896
 smoothing circuit 1895
 snap-off diode 1021
 Snell's law 1021
 Snook peak 1021
 snow 2118
 snowplow model 2118
 SNU 1185
 SO group 166
 SO(10) model 166
 soap bubble model 47
 sodar 1145
 sodium chloride structure 213
 sodium lamp 1493
 sodium nitrate structure 933
 sodium nitrite 10
 SOFAR 1148
 soft aperture 1148
 soft component 1495
 soft core 2101
 soft magnetic material 1495
 soft mode 1149
 soft phonon 1149
 soft photon 1149
 soft-pion limit 1149
 soft superconductor 1495
 soft X-ray effect 1495
 soft X-rays 1495
 softening 1495
 software 1149
 software crisis 1149
 sogicon 1141
 soil thermometer 1253
 soil 1154
 solar activity 1183
 solar battery 1184
 solar constant 1184
 solar corona 1184
 solar cosmic rays 1182
 solar eclipse 1513
 solar flare 1186
 solar furnace 1187
 solar magnetic field 1184
 solar neutrino 1185
 solar neutrino unit 1185
 solar noise 1184
 solar physics 1186
 solar radiation 1186
 solar radio waves 1184
 solar spectrum 1184
 solar system 1183
 solar telescope 1186
 solar wind 1185
 solar X-ray 1182
 solar year 1185
 solarization 1150
 solder 1645
 soldering flux 1828
 solderless connection 15, 2072
 Soleil compensator 1155
 solenoid 1156
 solenoidal field 1156
 solid 695
 solid angle 2188
 solid electrolytic capacitor 695
 solid harmonics 1164
 solid helium 698
 solid helium four 698
 solid helium three 698
 solid inductor 695
 solid phase 694
 solid resistor 1150
 solid solution 714
 solid solution hardening 714
 solid-state circuit 695
 solid state counter 695
 solid-state detector 695
 solid-state electronics 695
 solid-state laser 699
 solid state physics 697
 solid state pinch effect 696
 solid-state plasma 697
 solid-state relay 1150
 solid wastes 696
 solidification 465
 solidus 694
 solitary wave 716
 soliton 1150
 solubility 2125
 solubility parameter 2125
 solubility product 2125
 solution growth 2124
 solution polymerization 2124
 solution velocity 2125
 solvated electron 2131
 Sommerfeld constant 1158
 Sommerfeld radiation condition 1158
 Sommerfeld-Watson transformation 1158
 sonagraph 1147
 sonar 1147
 Sondheimer oscillation 1156
 some 1156
 sonic boom 1147
 sonic depth finder 251
 sonoluminescence 238
 Soret coefficient 1155
 Soret effect 1155
 sorption 891
 sorption pump 1148
 sorting 1146
 SOS structure 166
 sound 235
 sound absorbing material 447
 sound absorbing power 448
 sound absorption 261, 447
 sound absorption coefficient 448
 sound attenuation 237
 sound diffusion 261
 sound field 256
 sound field calibration 256
 sound insulation 869
 sound insulation material 869
 sound intensity 237
 sound intensity level 237
 sound level meter 1117
 sound power level 253
 sound pressure 248
 sound pressure calibration 248
 sound pressure level 248
 sound proof 1964
 sound quality 255
 sound radiation 262
 sound ray 257
 sound reflection 262
 sound refraction 262
 sound scattering 262
 sound source 254
 sound spectrum 251
 sound velocity 257
 sound wave 261
 source 1142, 2292
 source follower 1143
 source program 1143
 south pole 168
 space 513
 space charge effect 514
 space-charge grid 514
 space charge layer 515
 space charge limit 514
 space charge limited current 515
 space communication 133
 space dependence 513
 space fixed system of coordinates 513
 space group 513
 space inversion 516
 space lattice 513
 space potential 514
 space resolved spectrum 516
 space science 129
 space shuttle 1038
 space simulation chamber 129
 space telescope 1038
 space-time 821
 space-time correlation function 822
 spacing of lattice planes 2083
 spallation 1039
 spark chamber 1985
 spark counter 1022
 spark discharge 1720
 spark gap 1022
 spark line 1022
 spark over 1022
 spark quenching circuit 1720
 spark source 1022
 spark spectrum 1022
 spatial frequency 513
 spatial frequency filtering 513
 spatial frequency spectrum 513
 spatial quantization 1965
 special function 1457
 special theory of relativity 1457
 special unitary group 170
 specific acoustic impedance 711
 specific activity 1723
 specific charge 1715
 specific charge of electron 1394
 specific I -ray constant 406
 specific gravity 1695
 specific gravity meter 1695
 specific heat 1717
 specific heat at constant pressure 1317
 specific heat at constant volume 1329
 specific heat of solids 696
 specific-heat ratio 1718
 specific ionization 1715
 specific magnetic susceptibility 1694
 specific resistance 1714
 specific rotatory power 1707
 specific viscosity 1719
 specific volume 1708
 specific volume of magnetic surface 816
 speckle pattern 1038
 spectacle lens 2076
 spectral analysis 1034
 Spectral concentration 1037
 spectral diffusion 1034
 spectral line 1035
 spectral line broadening 1037
 spectral line shape 1035
 spectral line width 1037
 spectral luminous efficiency 1694
 spectral orders 1035
 spectral representation 1037
 spectral resolution 1037
 spectral series 1035
 spectral term 1035
 spectral type 1034
 spectrograph 1869
 spectrometer 1037
 spectrophotometer 1869
 spectrophotometry 1869
 spectropolarimeter 1869
 spectroscopy 1868
 spectroscopic binary 1869
 spectroscopic displacement law 1868
 spectroscopic factor 1868

- spectroscopic splitting factor 1037
 spectroscopy 1868
 spectrum 1034
 spectrum analyzer 1034
 spectrum function 1035
 spectrum level 1037
 spectrum of celestial bodies 1409
 spectrum of hydrogen atom 997
 speech analysis 257
 speech processing 256
 speech production 1603
 speech recognition 256
 speech sound 256
 speech synthesis 256
 speed 1620
 speed of light 1683
 speedometer 1138
 spent fuel 936
 sphalerite structure 1094
 sphere of reflection 1642
 spherical aberration 458
 spherical Bessel function 457
 spherical conductor 1449
 spherical function 449
 spherical harmonics 458
 spherical mirror 458
 spherical model 449
 spherical nucleus 449
 spherical pendulum 459
 spherical region 449
 spherical tensor 458
 spherical wave 458
 spherical wave theory 458
 spherically symmetric potential 455
 sphericity 1032
 spherocyl 1033
 spherometer 1033
 spherulite 454
 spicule 1021
 spiking oscillation 1022
 spin 1026
 spin correlation 1029
 spin density matrix 1032
 spin density wave 1032
 spin doublet 1029
 spin doubling 1030
 spin echo 1026
 spin flip 1031
 spin-flip process 1031
 spin-flip Raman laser 1031
 spin flop 1031
 spin fluctuation 1030
 spin glass 1028
 spin Hamiltonian 1030
 spin incoherence 1030
 spin-lattice relaxation 1028
 spin-orbit coupling 1027
 spin-orbit force 1028
 spin-orbit interaction 1027
 spin-orbit splitting 1027
 spin-orbital 1026
 spin pair correlation function 1029
 spin-Peierls transition 1030
 spin-phonon interaction 1031
 spin polarization 1031, 1032
 spin quantum number 1032
 spin reorientation 1028
 spin resonance 1028
 spin-spin interaction 1028
 spin-spin relaxation 1028
 spin-statistics connection 1029
 spin sublevel 1031
 spin wave 1030
 spinel 1024
 spinel structure 1025
 spinodal decomposition 1025
 spinor 1026
 spinor field 1026
 spiral arm 125
 spiral cord 1075
 spiral galaxy 126
 spiral growth 127
 spline 1033
 spontaneous electric polarization 861
 spontaneous emission 861
 spontaneous magnetization 860
 spontaneous nuclear fission 860
 spontaneous optical rotatory power 842
 spontaneous polarization 861
 spontaneous strain 861
 spontaneous symmetry breakdown 860
 sporadic E-layer 1039
 spot size 1039
 spray discharge 1033
 spread function 1033
 spreading width 1873
 Sprengel pump 1033
 spring constant 1613
 spring pendulum 1613
 spurious 1033
 spurious state 1033
 sputter ion pump 1022
 sputtering 1023
 square-law detection 835
 square meter 1902
 square meter per second 1902
 square well potential 98
 SQUID 1011
 squirrel-cage motor 340
 SR 968
 stability theory of flow 1491
 stabilization 51
 stable equilibrium 52
 stable equilibrium state 52
 stable phase 51, 1899
 stable phase region 51
 stable state 52
 stacking fault 1075
 stacking fault tetrahedron 1075
 stage 1014
 staggered phase transition 1013
 stagger amplifier 1013
 stagnation point 430, 2137
 staircase magnetization curve 276
 stalagmometer 1342
 stall 852
 standard atmosphere 410
 standard capacitor 1731
 standard cell 1732
 standard clock 1732
 standard frequency broadcast 1732
 standard inductor 1729
 standard leak 1732
 standard light source 1730
 standard observer 1730
 standard pressure 1730
 standard resistance thermometer 1731
 standard resistor 1731
 standard signal generator 1731
 standard source 1731
 standard state 1731
 standard temperature 1729
 standard thermometer 1729
 standard time 1731
 standard voltage generator 1731
 standard wavelength 1732
 standardization 1730
 standing striation 1328
 standing wave 1324
 standing-wave laser 1324
 standing-wave ratio 1324
 standing-wave type accelerator cavity 1324
 Stanton number 1013
 star 656, 1013, 1990
 star cluster 1060
 star connection 1990
 star pattern 1013
 Stark effect 905
 Stark ladder 906
 Stark spectroscopy 905
 Stark switching method 905
 state density 938
 state function 939
 state selector 937
 state variable 938
 state vector 938
 states over a C^* -algebra 839
 static 1318
 static AC-DC converter 1052
 static approximation 1060
 static critical backing pressure 1060
 static electricity 1061
 static fatigue 1066
 static friction 1053
 static induction transistor 1063
 static Jahn-Teller effect 1060
 static magnetic field 1053
 static pressure 1045
 static pressure tube 1045
 statically determinate 1060
 statically indeterminate 1799
 statics 1069
 stationary current 1328
 stationary Gaussian-Markovian process 1327
 stationary process 1328
 stationary satellite 1052
 stationary state 1328
 stationary universe 1060
 statistical average 1439
 statistical ensemble 1438
 statistical equilibrium 1439
 statistical estimation 1438
 statistical factor 1436
 statistical inference 1438
 statistical matrix 1441
 statistical mechanics 1441
 statistical mechanics of fields 1613
 statistical methods 1439
 statistical model 1441
 statistical operator 1436
 statistical optics 1437
 statistical physics 1440
 statistical test 620
 statistical theory 1442
 statistical thermodynamics 1440
 statistical weight 1437
 Staudinger-Nodzu's formula 905
 steady flow 1328
 steady-state universe 1327
 steam calorimeter 927
 steam ejector pump 1014
 steam separator 423
 Stefan-Boltzmann's constant 908
 Stefan-Boltzmann's law of radiation 908
 stellar interferometer 656
 stellar magnitude 1435, 1993
 stellar parallax 657
 stellar population 1991
 stellar spectrum 1993
 stellar structure 1993
 stellator 1015
 STEM 1124
 step-recovery diode 1014
 step response 1014
 stepping motor 1014
 steradian 1015
 stereographic projection 1015
 stereoisomer 2187
 stereoisomerism 2187
 stereoregular polymer 2189
 stereoregularity 2188
 stereospecificity 2190
 steric effect 2189
 steric hindrance 2189
 Stern-Gerlach experiment 909
 Stern-Volmer equation 909
 Sternheimer effect 1014
 steroid hormone 1015
 sticking probability 1800
 stiff chain 353
 stilb 1014
 stimulated Brillouin scattering 2115
 stimulated Compton scattering 2114
 stimulated Raman scattering 2116
 stimulated Rayleigh scattering 2116
 stimulated scattering 2114
 stimulated Thomson scattering 2115
 Stirling formula 1013
 stochastic control system 334
 stochastic cooling 336
 stochastic differential equation 335
 stochastic differentiation 335
 stochastic integral 334
 stochastic matrix 333
 stochastic process 332
 stochastic quantization 333
 stoichiometry 305
 stokes 1016
 Stokes equation 1017
 Stokes law 1017
 Stokes line 1016
 Stokes paradox 1017
 Stokes parameter 1017
 Stokes relations 1016
 Stokes stream function 1017
 Stokes' theorem 1016
 Stokes vector 1018
 Stokes's approximation 1016
 STOL 169
 Stoner excitation 1018
 Stoner theory 1018
 Stone's theorem 1021
 stop 865
 stop band 1018
 stopped flow 1018
 stopping cross section 1141
 stopping power 1142
 stopping power function 1142
 storage 412
 storage capacity 412
 storage counter 1249
 storage modulus 1308
 storage oscilloscope 1249
 storage protection 412
 storage ring 1021, 1308
 Stermer theory 909
 straggling 1019
 strain 1699
 strain energy 1699
 strain energy function 1699
 strain gauge 1699
 strain rate 1938
 strain tensor 1700, 1938
 strain wave 1700
 strain-anneal method 1700
 strangeness 439
 stratified fluid 1057
 stratosphere 1057
 stray light 2075
 streak camera 1019
 streak line 105
 stream function 1492
 stream tube 2199
 streamer 1020
 streamer chamber 1020
 streaming current 2208
 streaming potential 2207
 streamline 2204
 streamline shape 2204
 strength function 473
 stress 225
 stress concentration 227
 stress concentration factor 227
 stress-corrosion cracking 227
 stress cracking 226
 stress function 226
 stress intensity factor 226
 stress of electric field 1418
 stress of electromagnetic field 1396
 stress of magnetic field 861
 stress relaxation 226
 stress-strain curve 227
 stress-strain relation 227
 stress tensor 227
 stress wave 227
 stretching vibration 974
 striated muscle 224
 striking voltage of arc 1375
 string 595
 string model 625
 strip transmission line 1019
 stripping reaction 1019
 stripping voltammetry 1019
 stroboscope 1021
 stroma 1021
 Strömberg sphere 1021
 strong convergence 468
 strong coupling model 465
 strong coupling superconductor 465
 strong focusing synchrotron 468
 strong interaction 1315
 Strouhal number 1020
 structer semi-invariant 420
 structural gene 659

- structural material 660
 structural phase transition 660
 structural relaxation 660
 structural stability 659
 structural viscosity 661
 structure analysis by neutron beam 1270
 structure constant 661
 structure factor 660
 structure function 660
 structure image 660
 structure invariant 661
 structure of liquid 158
 structure of protein 1233
 structured programming 661
 Stückelberg formalism 908
 Stückelberg oscillation 908
 Sturm-Liouville equation 1014
 Sturm's method 1014
 $SU(3)$ model 170
 $SU(5)$ model 171
 $SU(6)$ model 171
 $SU(3)$ symmetry 170
 subboundary 34
 subcritical 2228
 subduction criterion 760
 subexcitation electron 44
 subharmonic 1332, 1887
 subharmonic oscillation 1887
 sublatice 1789
 sublattice magnetization 1789
 sublimation 925
 sublimation pump 760
 submultiple of unit 1894
 subroutine 761
 subsonic speed 7
 substitution method 1246
 substitution sensitivity factor 1245
 substitutional solid solution 1245
 substrate 421
 subtracting circuit 597
 successive approximation 1248
 successive approximation type analog-to-digital conversion 1249
 successive phase transition 1248
 suction pyrometer 447
 sudden approximation 920
 Suess effect 905
 Suhl effect 1042
 Suhl-Nakamura interaction 1042
 sulfur cycle 57
 sum over states 939
 sum rule 1135, 2295
 summing circuit 341
 sun 1181
 sunlight 1184
 sunspot 689, 1184
 super cluster of galaxies 1286
 super conducting state 1296
 super critical 2227
 super heavy nucleus 1288
 super heavy quasi-atom 1289
 super-many-time theory 1292
 super-regenerative detection 1288
 super-resolution 1283
 super-Schottky diode 1022
 superallowed transition 1285
 superconducting cavity 1295
 superconducting magnet 1295
 superconducting phenomenon 1295
 superconducting quantum interference device 1297
 superconducting wire 1296
 superconductive alloy materials 641
 superconductive compound materials 340
 superconductive microbridge 1297
 superconductive tunnelling 1297
 superconductivity 1294
 superconductor 1297
 superconductor of the first kind 1160
 superconductor of the second kind 1176
 superconvergence 1289
 supercooling 384
 supercooling field 384
 supercritical helium gas 1300
 supercurrent 1297
 superdense star 1288
 superexchange interaction 1286
 90° superexchange interaction 454
 180° superexchange interaction 1726
 superexcited state 1301
 superfluid 1298
 superfluid helium 1300
 superfluidity 1298
 superfluidity phenomenon 1300
 superfluorescence 1286
 superfusion 374
 supergiant star 1285
 supergravity 1289
 superheated vapor 365
 superheating 365
 superheavy element 1289
 superheterodyne 1023
 supersaturation 1022
 superionic conductor 1278
 superlattice dislocation 1287
 superlattice reflection 1287
 superlattice structure 1286
 superleak 1023
 supermassive star 1291
 supermolecular structure 648
 supermultiplet 1292
 supernova 1290
 supernova explosion 1290
 supernova remnant 1290
 superparamagnetism 1289
 superposition of simple harmonic oscillations 1219
 superradiance 1298
 supersaturated solid solution 370
 supersaturation 370
 supersedelection rule 1291
 supersonic flow 1279
 supersymmetry 1292
 superweak theory 1022
 supplementary unit 1994
 suppressor gauge 761
 suppressor grid 761, 2134
 surface acoustic wave 1223
 surface barrier detector 1736
 surface channeling 1737
 surface characterization 1739
 surface charge 1738, 2085
 surface condition 1736
 surface coverage 1739
 surface current 1738, 2085
 surface density 2085
 surface diffusion 1733
 surface electric conductivity 1739
 surface elementary excitation 1737
 surface energy 1733
 surface enhanced Raman scattering 1740
 surface etching 1734
 surface finish 1735
 surface integral 2084
 surface ionization 1738
 surface level 1736
 surface magnetism 1736
 surface of constant phase 1318
 surface of the second order 1501
 surface phonon 1739
 surface plasma 1739
 surface plasmon 1739
 surface potential 1738, 1740
 surface pressure 1733
 surface reaction 1739
 surface recombination 1735
 surface resistance 1738
 surface roughness 1733
 surface structure 1734
 surface tension 1737
 surface vibration 1737
 surface wave 1739
 surface wave resonance 1739
 surface yield 1736
 surfon 760
 surge resistance 1609
 surprisal analysis 760
 survey meter 762
 susceptibility 753
 suspension 753
 suspension of corpuscles 1742
 suspension polymerization 620
 Suzuki effect 1013
 swarm experiment 1008
 swelling 1008, 1981
 swimming-pool-type reactor 1002
 switch 999
 switching circuit 1000
 switching diode 1000
 switching regulator 1000
 switching time 1000
 symbol of element 618
 symbolic formula manipulation 1005
 symbolic logic 420
 symmetric anisotropic exchange interaction 1168
 symmetric energy 1165
 symmetric energy-momentum tensor 1165
 symmetric fission 1166
 symmetric group 1166
 symmetric rotational level 1166
 symmetric rotor model 1166
 symmetric tensor 1168
 symmetric top 1167
 symmetric top molecule 1167
 symmetrical two-port pair 1168
 symmetries of elementary particles 1152
 symmetrized orbital 1166
 symmetry 1165, 1167
 symmetry breakdown 1168
 symmetry element 1168
 symmetry for permutation of identical particles 639
 symmetry of glide 148
 symmetry of reflection 463
 symmetry of rotatory inversion 289
 symmetry of rotatory reflection 264
 symmetry orbital 1166
 symmetry potential 1168
 symplectic group 988
 symplectic transformation 988
 synapse 860
 synchro 967
 synchrocyclotron 967
 synchroization 1434
 synchronous detection 1434
 synchronous generator 1435
 synchronous motor 1435
 synchronous rectification 1434
 synchroscope 967
 synchrotron 967
 synchrotron acceleration 968
 synchrotron orbit radiation 968
 synchrotron oscillation 968
 synchrotron radiation 968
 syndiotactic polymer 974
 synergetic effect 1125
 synergetics 860
 synthesized signal generator 892
 synthesizer 976
 synthetic enzyme 667
 synzyme 973
 system of atomic units 609
 system of geodesic coordinates 1136
 system of particles 852
 system of units 1215
 systematic error 570
 systematic reflection 570
 T
 t-channel 1332
 t -distribution 1335
 T -junction 1321
 τ -lepton 1190
 T matrix 1322
 T -matrix approximation 1322
 T -network 1321
 θ -pinch 848
 T -product 1329
 t quark 1322
 t-RNA 1318
 T -S diagram 1318
 r spin 1190
 θ - r puzzle 848
 θ temperature 848
 T - V curve 1335
 tachometer 280
 tachyon 1193
 tacticity 1194
 tadpole diagram 233
 tagging 1194
 TAI 684
 tail band 1356
 switching diode 1000
 Takagi-Taupin equation 1192
 Tamagaki potential 1211
 Tamm-Dancoff approximation 1211
 Tamm state 1211
 tandem mirror 1226
 tandem Van de Graaff accelerator 1226
 tangential acceleration 1083
 tangential force 1083
 tangential stress 1083
 Tani-Foldy transformation 1207
 tantalum electrolytic capacitor 1226
 tap 1204
 tape mark 1350
 target 1732
 target nucleus 1733
 taut-band instrument 1464
 tautomerism 710
 Taylor discharge cleaning 1339
 Taylor expansion 1339
 Taylor number 1336
 Taylor's flow 1339
 TCA cycle 1325
 TE laser 1357
 TEA laser 1340
 tearing instability 1317
 technical atmosphere 634
 technical system of units 635
 telegraphic equation 1406
 telemetering 212
 telescope 1963
 Teller-Lieb-Simon theorem 1354
 telluric line 1247
 Temkin isotherm 1351
 temperature 258
 temperature coefficient 259
 temperature-compensating capacitor 261
 temperature dispersion 261
 temperature distribution 261
 temperature gradient 259
 temperature gradient instability 259
 temperature Green function 259
 temperature jump method 259
 temperature-limited current 259
 temperature measurement 259
 temperature scale 261
 temperature transducer 387
 tempering 2100
 Temple's lower bound 1420
 tensile strength 667, 1713
 tensile stress 1713
 tension 1300
 tension field 1300
 tension of electric field 1418
 tension of magnetic field 861
 tensor 1407
 tensor equation 1408
 tensor force 1409
 tensor meson 1408
 tensor of inertia 396
 tensor operator 1408
 tensor polarization 1408
 tensor product 1408
 tera 1353
 teracycle 1354
 teracycle per second 1354
 terahertz 1354
 teraohm 1354
 terarad 1354
 term 627
 term symbol 641

- term value 667
 terminal equipment 1236
 terminal velocity 890
 terrestrial heat flow 1243
 terrestrial planet 1246
 tertiary structure 771
 tesla 1343
 testing statistical hypothesis 1437
 tetracyanoplatinum complex 1347
 tetragonal system 1068
 tetraedre 817
 texture 246, 884
 The Biophysical Society of Japan 1515
 The Institute Laue-Langevin 2146
 The Japan Society of Applied Physics 225
 The Nishina Memorial Foundation 1505
 The Solvay Conferences on Physics 1154
 theodolite 563, 1071
 theoretical physics 2222
 theory 2222
 theory of absolute reaction rates 1085
 theory of chemical reaction 303
 theory of coupled channels 1257
 theory of electrolytic dissociation 1423
 theory of elementary particles 1154
 theory of errors 691
 theory of Fermi liquid 1774
 theory of functions 394
 theory of games 591
 theory of Gamow-Condon-Gurney 373
 theory of gravity 900
 theory of heat 1529
 theory of liquids 160
 theory of measurement 399
 theory of mixed fields 724
 theory of non-local fields 1689
 theory of nonlinear electromagnetic fields 1705
 theory of nuclear reactions 325
 theory of potential 2003
 theory of probability 337
 theory of programs 1858
 theory of relativity 1127
 theory of scattering 780
 theory of solution 2124
 theory of stellar evolution 657
 theory of valence 603
 thermal analysis 1541
 thermal breeder reactor 1535
 thermal column 763
 thermal conductivity 1539
 thermal conductivity gauge 1539
 thermal cracking method 1541
 thermal desorption 1534
 thermal desorption method 925
 thermal diffuse scattering 1533
 thermal diffusion 1529
 thermal dissociation 1529
 thermal effect of current 1427
 thermal efficiency 1533
 thermal equilibrium 1535, 1542
 thermal excitation 1548
 thermal expansion 1542
 thermal fatigue 1541
 thermal fission 1530
 thermal instability 1189
 thermal insulation by vacuum 964
 thermal ionization 1540
 thermal lens effect 1548
 thermal motion 1529
 thermal neutron 1535
 thermal noise 1323, 1533
 thermal output of a reactor 1533
 thermal pinch 1541
 thermal pollution 261
 thermal radiation 1542
 thermal reactor 1535
 thermal resistance 1535
 thermal shock 1533
 thermal spike 1534
 thermal stress 1529
 thermal switch 1534
 thermal transpiration 1534
 thermal vibration 1534
 thermal wave 261
 thermionic emission 1536
 thermistor 763
 thermistor thermometer 763
 thermistor vacuum gauge 763
 thermo-ammeter 1539
 thermo-color 764
 thermo field dynamics 2107
 thermochemical equation 1529
 thermochromism 764
 thermocouple 1537
 thermocouple gauge 1538
 thermodynamic critical slowing down 1546
 thermodynamic function 1544
 thermodynamic inequality 1546
 thermodynamic limit 1546
 thermodynamic potential 1547
 thermodynamic stability 1545
 thermodynamical characteristic function 1546
 thermodynamical critical field 1546
 thermodynamical critical slowing down 1546
 thermodynamical property 1546
 thermodynamical temperature 1546
 thermodynamical variable 1547
 thermodynamical weight 1546
 thermodynamics 1542
 thermodynamics of irreversible processes 1783
 thermoelastic martensite 1535
 thermoelastic wave 1535
 thermoelectric cooling 1540
 thermoelectric current 1540
 thermoelectric diagram 1536
 thermoelectric effect 1536
 thermoelectric element 1537
 thermoelectric phenomenon 1536
 thermoelectric power 1540
 thermoelectric thermometer 1536
 thermoelectric transducer 1540
 thermoelectromotive force 1531
 thermoelectron 1536
 thermography 764
 thermogravimetric analysis 1533
 thermoluminescence 1548
 thermoluminescence dosimeter 1548
 thermomagnetic effect 1547
 thermomechanical analysis 1531
 thermometer 259
 thermonuclear reaction 1530
 thermopile 1538
 thermoplastic resin 1530
 thermoremanent magnetization 1533
 thermosetting resin 1533
 thermosphere 1532
 thermostat 764
 thermostatic bath 631
 thermotropic liquid crystal 764
 thesaurus 848
 THG 1677
 thick-film integrated circuit 18
 thickness contours 1443
 thin-film integrated circuit 1586
 thin film superconductor 1297
 thin-film transistor 1586
 thin films for optics 637
 thin lens 127
 third harmonic generation 1164
 third law of thermodynamics 1544
 third sound 1164
 Thirring model 1340
 thixotropy 1250
 Thomas cyclotron 1467
 Thomas-Ehrman shift 1467
 Thomas factor 1467
 Thomas-Fermi model 1468
 Thomas-Fermi screening 1467
 Thomas precession 1467
 Thomas-Reiche-Kuhn's sum rule 1468
 Thomas term 1467
 Thomson atom model 1470
 Thomson coefficient 1469
 Thomson effect 1469
 Thomson principle 1470
 Thomson rule 1471
 Thomson scattering 1470
 Thomson's experiment 1471
 thorium reactor 1476
 thorium series 1476
 thought experiment 828
 thread forming property 147
 three-body force 775
 three-body problem 774
 three components of geomagnetic field 1252
 three-dimensional hologram 771
 three-level maser 773
 three-phase alternating current 773
 three-phase four-wire system 774
 three phase rectifying circuit 774
 three-phase three-wire system 774
 three series of natural radionuclide 844
 three states of matter 1801
 three-triplet model 772
 threshold condition 799
 threshold detector 798
 threshold dose 799
 threshold energy 799
 threshold logic 800
 threshold of audibility 739
 throughput 172, 1043
 throughput advantage 1043
 thrust 1041
 thrustmeter 1041
 thunder 372
 thyatron 749
 thyristor 749
 tidal friction 1291
 tidal hypothesis 1291
 tide 1290
 tide-generating forces 429
 tight binding approximation 354
 tilt boundary 563
 timbre 1526
 time 793, 829
 time average 798
 time constant 857
 time correlation function 794
 time delay 795
 time-delay relay 1243
 time-dependence 794
 time-dependent Hartree-Fock theory 795
 time domain 1180
 time-of-flight mass spectrometer 1691
 time of flight method 1692
 time-of-flight spectrometer 1692
 time-of-flight spectrometry 797
 time-ordered product 794
 time projection chamber 1180
 time reflection 797
 time-resolution 797
 time-resolved spectrum 797
 time reversal invariance 796
 time series analysis 825
 time sharing 1180
 time-to-amplitude converter 796
 timekeeper 1460
 timer 1180
 tissue-equivalent detector 1141
 tissue-equivalent material 1141
 titanium oxide 767
 titanium oxide capacitor 767
 titration 1342
 tobacco mosaic virus 1207
 Toda lattice 1462
 Toepfer pump 1350
 TOF analysis 1320
 tokamak 1456
 Tolansky's method 1476
 tolerable leak 496
 tolerance 496, 644, 1044
 Toller pole 1473
 Tolman equation 1480
 Tomimatsu-Sato solution 1468
 Tomonaga-Luttinger model 1471
 Toms effect 1469
 ton 1482
 ton of refrigeration 2241
 tone pitch 237
 tonic 902
 tonne-force 898
 tonne-weight 898
 top 710
 top down 1462
 topological group 78
 topological quantum number 1467
 topological space 78
 topology 1467
 topside sounder 1462
 torch discharge 299
 toroidal magnetic field 392
 torque 1479
 torque magnetometer 813
 torque meter 1479
 torr 1479
 Torricelli vacuum 1477
 Torricelli's experiment 1477
 Torricelli's theorem 1477
 torsatron 1479
 torsion 1527
 torsion balance 1527
 torsional rigidity 1526
 torsional vibration 1527
 torus field 1472
 total cross-section 1111
 total cross-section of neutron 1111
 total differential 1113
 total differential equation 1113
 total energy absorption detector 1097
 total pressure 1116
 total pressure gauge 1094
 total reflection 1112
 total strain 1113
 toughness 975
 tourmaline 1369
 townsend 1190
 Townsend coefficient 1190
 Townsend discharge 1190
 TPC 1480
 tracer 1181
 tracer control 1494
 track 1472, 1701
 track chamber 1472
 track sensitive target 1472
 trajectory 77
 trans-form 1475
 transamination 30
 transducer 1476
 transfer function 1413
 transfer integral method 1406
 transfer matrix 1406
 transfer RNA 1359
 transferred momentum 70
 transformation 1934
 transformation group 1934
 transformation theory 1934
 transformation to principal axis 1934
 transformer 1933, 1945
 transformer bridge 1945
 transient equilibrium 364
 transient oscillation 364
 transient phenomenon 363
 transient response 363
 transistor 1473
 transistor switch 1475
 transit 1475
 transition 1094, 1358
 transition amplitude 1095
 transition element 1095
 transition energy 1473
 transition form factor 1095
 transition frequency 1095, 1473
 transition matrix 991
 transition matrix element 1094
 transition metal 1094
 transition moment 1096
 transition point 1360
 transition probability 1094
 transition radiation 1096

- transition state 1095
 transition temperature 1094, 1359
 transitional region 1096
 translation invariance 1902
 translational symmetry 1901
 transmission 1431
 transmission coefficient 1433
 transmission electron diffraction 1433
 transmission electron microscope 1432
 transmission grating 1432
 transmission line 1407
 transmission loss 252
 transmission resonance 1432
 transmissivity 1434
 transmitted wave 1434
 transmitter 1126
 transmitting tube 1126
 transonic flow 1097
 transport coefficient 2120
 transport cross section 2120
 transport equation 2120
 transport number 2123
 transport phenomena in quantum limit 2214
 transport phenomenon 2120
 transport process 2120
 transuranic element 1278
 transuranic nuclei 1278
 transverse mode 2135
 transverse momentum 2134
 transverse polarization 2135
 transverse relaxation 2135
 transverse vibration 2135
 transverse wave 2135
 trap 1472
 trapezoidal rule 1164
 trapped charged particle 1997
 trapped electron 1473
 trapped ion method 66
 trapped particle 1997
 trapped particle instability 1997
 travel-time curve 1124
 traveling acoustic-wave amplification 1281
 traveling wave amplifier 972
 traveling-wave tube 971
 traveling wave type accelerator guide 971
 tree 410
 tree graph 1477
 treeing breakdown 1476
 Tresca yield criterion 1481
 tri-axial robot model 771
 TRIAC 1471
 trial and error method 827
 triangle anomaly 766
 triangular magnetic structure 767
 triatomic molecule 770
 triaxial strain 771
 triboelectricity 2042
 tribology 1471
 triboluminescence 2042
 tricarboxylic acid cycle 1477
 trichline system 771
 tricritical point 772
 trigger 1476
 triggered discharge 1477
 trigonal system 776
 triode 769
 triode ionization gauge 769
 triode type ion pump 769
 triple-axis neutron spectrometer 1268
 triple bond 771
 triple differential cross-section 772
 triple point 772
 triple point of water 2058
 triplet 771, 772
 triplet state 771
 triplet superconductivity 771
 tritium 772
 tritium nucleus 772
 triton 772
 trochoidal focusing mass spectrometer 1481
 trochoidal wave 1481
 troidal coil 1481
 troposphere 1189
 Trotter's formula 1481
 Trouton-Noble experiment 1480
 Trouton rule 1480
 true charge 977
 true magnetic charge 974
 true stress 960
 truncation error 128
 TSS 1180
 tsunami 1315
 TTF-TCNQ 84
 TTL 1332
 tube of electric flux 1407
 tunable laser 1450, 1597
 tuned amplifier 1110, 1450
 tuned-plat oscillator 2126
 Tungar valve 1216
 tungsten halogen lamp 1634
 tuning 1450
 tuning fork 254
 tuning fork oscillator 255
 tunnel diode 1483
 tunnel effect 1482
 tunnel junction 1483
 tunnelling spectroscopy 1483
 turbidimeter 1194
 turbidity 1194
 turbidity coefficient 726
 turbo-molecular pump 1210
 turbulent diffusion 2175
 turbulent flow 2174
 turbulent heating 2176
 turbulent plasma 2059
 Turing machine 1277
 turnaround 1214
 twin 1124
 twin boundary 1124
 twin structure 1125
 twin-T bridge 1903
 twinning deformation 1125
 twinning plane 1125
 twist boundary 1528
 twisted-pair cable 1314
 two-beam approximation 1514
 two-beam interference 1499
 two-body problem 1511
 two-center orbital 1512
 two-center shell model 1512
 two color thermometer 1509
 two-dimensional chromatography 1502
 two-dimensional crystal 1502
 two-dimensional crystal nucleus 1502
 two-dimensional gel electrophoresis 1503
 two-dimensional Ising model 1502
 two-dimensional lattice 1503
 two-dimensional system 1502
 two-electron-one-photon transition 1513
 two-fluid model 1523
 two-liquid manometer 1497
 two-particle correlation 1523
 two-photon absorption 1499
 two-photon transition 1499
 two-step process 1511
 two stream instability 1523
 two-terminal constants 1511
 two-terminal pair circuit 1511
 two-time Green function 1501
 two-wave approximation 1514
 Twyman-Green interferometer 1482
 Tyndall phenomenon 1310
 type N connector 186
 type I superconductivity 1160
 type II superconductivity 1176
 type II / I superconductor 1160
 typhoon 1179
 U
 u-channel 2120
 U particle 137
 U(1) problem 2123
 U-process 2117
 U(4) symmetry 2122
 U-tube manometer 2120
 Ubbelohde viscometer 137
 Uhuru unit 137
 Uhurucatalogue 137
 ultimate pressure 1449
 ultra-high vacuum 1287
 ultra-high vacuum gauge 1288
 ultra-high vacuum technique 1287
 ultra-low temperature 1293
 ultracentrifugation method 1279
 ultramicroscope 595
 ultrasonic absorption 1280
 ultrasonic anemometer 1282
 ultrasonic attenuation 1281
 ultrasonic cleaning 1281
 ultrasonic diagnosis 1281
 ultrasonic flaw detection 1282
 ultrasonic flowmeter 1282
 ultrasonic interferometer 1280
 ultrasonic light diffraction 1282
 ultrasonic machining 1280
 ultrasonic relaxation 1280
 ultrasonic resonance absorption 1280
 ultrasonic wave 1279
 ultrasound holography 1282
 ultraviolet detector 791
 ultraviolet divergence 792
 ultraviolet light source 791
 ultraviolet microscope 792
 ultraviolet photoelectron spectroscopy 792
 ultraviolet radiation 792
 ultraviolet spectrum 792
 Umklapp process 137
 unbounded operator 1727
 uncertainty 1799
 uncertainty principle 1784
 uncertainty relation 1784
 underdamping 342
 underflow 51
 undershoot 49
 underwater acoustics 998
 underwater camera 999
 undulator 48
 uni-vibrator 2122
 uniaxial crystal 83
 unidirectional stress 1218
 unified atomic mass unit 1430
 unified field theory 1430
 unified gauge theory 1430
 uniform circular motion 1448
 uniform flow 87
 uniform motion 1448
 uniformly accelerated motion 1433
 unijunction transistor 1223
 unimolecular reaction 1235
 unipolar induction 1216
 unipolar integrated circuit 2122
 unipolar transistor 2122
 unit 1214
 unit cell 1216
 unit flux normalization 1216
 unit of amount of substance 1802
 unit vector 1216
 unitarity 2121
 unitarity limit 2121
 unitary equivalent 2121
 unitary group 2120
 unitary operator 2120
 unitary structure factor 2120
 unitary symmetry 2121
 unitary transformation 2121
 united atom 2109
 units for ionizing radiation measurement 1974
 units for radiometry 1978
 units of angle 319
 units of area 2084
 units of electric and magnetic quantities 1380
 units of energy 193
 units of entropy 218
 units of force 1244
 units of frequency 894
 units of length 1490
 units of mass 856
 units of pressure 20
 units of temperature 260
 units of the photometric quantities 1146
 units of the thermal quantities 1530
 units of time 796
 units of viscosity 1552
 units of volume 1171
 universal bridge 1661
 universal constant 1813
 universal control motor 667
 universal gravitation 1663
 universal instability 2122
 universality 1813
 unnatural parity 1717
 unpaired electron 1800
 unperturbed chain 1702
 unnormalized unit system 1727
 unstable equilibrium 1755
 unstable multivibrator 1667
 unstable state 1755
 unvoiced sound 2071
 upper bound 930
 upper critical magnetic field 946
 upper hybrid resonance 628
 UPS 1400
 uranium conversion 138
 uranium enrichment 138
 uranium-lead method 138
 uranium-radium series 139
 uranium reactor 138
 uranium series 138
 Urbach rule 24
 UT 1898
 V
 V₂ center 1759
 V-N transition 1758
 V-A interaction 1762
 vacuum 961
 vacuum arc 961
 vacuum capacitor 963
 vacuum cleavage 965
 vacuum discharge 966
 vacuum evaporation 964
 vacuum expectation value 962
 vacuum gauge 962
 vacuum heat treatment 964
 vacuum polarization 966
 vacuum pump 966
 vacuum spectroscopy 965
 vacuum switch 964
 vacuum thermocouple 964
 vacuum tight electric feedthrough 2061
 vacuum tube 961
 vacuum tube electrometer 962
 vacuum tube voltmeter 961
 vacuum ultraviolet 964
 vacuum ultraviolet spectrum 963
 vacuum valve 965
 vacuum vector 965
 valence 599
 valence angle 599
 valence band 360
 valence bond method 602
 valence electron 360
 valence fluctuation 603
 valence state 101
 valley-orbit splitting 1633
 valve voltmeter 961
 Van Allen belt 1635
 Van de Graaff accelerator 1647
 van der Pol equation 1755
 van der Waals bond 1756
 van der Waals' crystal 1756
 van der Waals equation of state 1756
 van der Waals force 1756
 van der Waals molecules 1756
 van der Waerden spinor 1755
 van Hove equation 1758
 van Hove formula for scattering 1758
 van Hove singularity 1757
 van Leeuwen theorem 1758
 Van Vleck paramagnetism 1662
 vanishing voltage 948
 van't Hoff factor 1767
 van't Hoff law of osmotic pressure 1757
 vapor 927
 vapor compression cycle 927

- vapor diagram 1107
 vapor phase growth 425
 vapor pressure 927
 vapor pressure depression 927
 vapor pressure thermometer 927
 vapor vacuum pump 927
 var 1625
 varactor 1620
 variable capacitance diode 369
 variable capacitor 368
 variable leak valve 369
 variable- μ tube 368
 variable range hopping 369
 variable resistor 368
 variable star 1942
 variable value control 1313
 variational principle 1950
 varistor 1624
 vector 1904
 vector analysis 1904
 vector current 1904
 vector field 1906
 vector meson 1906
 vector meson dominance model 1905
 vector model 1906
 vector polarization 1906
 vector potential 1906
 vector product 1905
 vector space 1906
 vector spherical harmonics 1904
 vector voltmeter 1905
 velocity 1138
 velocity analysis of neutron 1271
 velocity-dependent potential 1138
 velocity distribution function 1139
 velocity-modulated tube 1139
 velocity of energy transfer 193
 velocity of wave 1494
 velocity potential 1139
 velocity selector 1139
 velocity space instability 1138
 vena contracta 528, 903
 Veneziano model 1918
 Venturi tube 1947
 Verdet constant 1928
 verification 620
 Verneuil method 1929
 vernier 1613
 vernier callipers 1558
 vertex 1606
 vertex diometer 1294
 vertex renormalization 1606
 Verwey transition 1768
 very high pressure 1286
 very large scale integrated circuit 1291
 very long baseline interferometer 1292
 very low frequency emission 1293
 very low temperature 493
 vibrating capacitor electrometer 985
 vibrating galvanometer 980
 vibrating-reed frequency meter 985
 vibration 977
 vibration isolator 1981
 vibration model 985
 vibration of the string 621
 vibration proof 1981
 vibration-proof material 1981
 vibration-rotation interaction 979
 vibration spectrum 983
 vibration testing machine 982
 vibrational analysis of band spectrum 1656
 vibrational constant 983
 vibrational excitation 986
 vibrational level 982
 vibrational mode 985
 vibrational perturbation 983
 vibrational quantum number 986
 vibrational relaxation 979
 vibrational state 982
 vibrational structure 980
 vibrational sum rule 984
 vibrational temperature 978
 vibrational term 980
 vibrational transition 983
 vibrometer 980
 vibronic interaction 984
 Vickers hardness 1711
 video amplifier 149
 video tape recorder 1714
 vidicon 1694
 Villain model 1741
 Villari effect 1741
 vinyl resin 1717
 virial 1741
 virial coefficient 1741
 virial expansion 1741
 virial theorem 1741
 virtual bound state 349
 virtual cathode 347
 virtual energy level 347
 virtual focus 494
 virtual image 494
 virtual mass 348
 virtual molecular orbital 349
 virtual momentum 347
 virtual source 493
 virtual state 348
 virtual storage system 347
 virtual temperature 300
 virtual transition 349
 virtual work 348
 virus 117
 viscoelastic fluid 1555
 viscoelasticity 1554
 viscometer 1555
 viscosity 1552
 viscosity average molecular weight 1555
 viscosity equation 1555
 viscosity gauge 1552
 viscous coefficient 1552
 viscous drag 1552
 viscous flow 1553
 viscous flow conductance 1553
 viscous fluid 1553
 viscous term 1552
 visibility of interference fringes 393
 visible light 341
 visible spectrum 342
 visible-ultraviolet spectrophotometer 341
 visual binary 851
 visual field 867
 visual magnitude 851
 visual photometry 794
 visual pigment 863
 visualization 341
 vitamin 1709
 vitreous state 376
 VLA 1758
 Vlasov equation 1826
 VLBI 1293
 VLF emissions 1759
 VLS mechanism 1759
 vocal tract 1065
 vocoder 1989
 Vodar mounting 1999
 voice frequency 256
 voiced print 1069
 voiced sound 2111
 void 1960
 void coefficient 1960
 void lattice 1960
 Voigt body 1775
 Voigt effect 1775
 Voigt model 1775
 volt 2016
 volt per meter 2017
 Volta effect 2014
 Volta law 2014
 voltage amplification 1358
 voltage divider 1865
 voltage drop 1358
 voltage regulator 1357
 voltage regulator diode 1332
 voltage-regulator tube 1333
 voltage source 1357
 voltage standard circuit 1358
 voltaic cell 2014
 voltammetry 2014
 voltampere 2016
 Volta's integral equation 2016
 voltmeter 1357
 volume 263
 volume density 1172
 volume dilatometer 1172
 volume effects of isotope shift 1430
 volume energy 1171
 volume of activation 358
 volume relaxation 1171
 volume resistivity 1171
 volume velocity 1171
 volume viscosity 1171
 volumetric analysis 2132
 volumetric flowmeter 1172
 von Kármán's transonic similarity rule 383
 von Neumann algebra 1782
 von Neumann theorem 1782
 von Neumann uniqueness theorem 1782
 vortex 124
 vortex breakdown 127
 vortex line 125, 126
 vortex line motion 125
 vortex line state 125
 vortex motion 125, 126
 vortex ring 128
 vortex sound 125
 vortex surface 128
 vortex tube 125
 vorticity 125
 vorticity transfer theory 126
 vowel 1863
 VTOL 1717
 Vuilleumier cycle 1850
 vulcanized rubber 378
 VUV 963
- W**
- W-boson 1209
 W-value 1209
 Wadsworth mounting 2295
 Wagner ground 2295
 wake 678, 1664
 wake potential 121
 Walker mode 122
 wall material of fusion reactor 331
 Waller integral 2297
 Waller's paradox 2297
 Walsh diagram 123
 Wannier excitation 2296
 Wannier function 2296
 warble tone 960
 Ward identity 123
 Ward-Takahashi identity 122
 water calorimeter 2058
 water equivalent 2057
 water jet pump 1003
 water load 2058
 water of crystallization 584
 water ring pump 1001
 water vapor 993
 water wave 1002
 Watson-Crick model 2296
 watt 2296
 watt-hour meter 1073
 watt per meter kelvin 2296
 watt per square meter 2296
 watt per square meter steradian 2296
 watt per steradian 2296
 watt-hour 2296
 wave 1607
 wave aberration 1619
 wave absorber 1415
 wave drag 1131
 wave equation 1609
 wave form analysis 1588
 wave front 1619
 wave function 1608
 wave-function renormalization 1608
 wave impedance 1607
 wave mechanics 1609
 wave model 1609
 wave number 1591
 wave number space 1591
 wave number vector 1592
 wave operator 1608
 wave optics 1608
 wave packet 1594
 wave train 1634
 wave vector 1609
 waveform analyzer 1588
 waveform memory 1588
 wavefront reconstruction 1619
 waveguide 1453
 waveguide laser 1453
 wavelength 1597
 wavelength constant 1597
 wavelength correction for vacuum 1597
 wavelength standards 1597
 wavemeter 1597
 waves in fluids 2205
 weak boson 114
 weak convergence 870
 weak ferromagnetism 2138
 weak-focusing synchrotron 870
 weak interaction 2139
 weak universality 2139
 wear 2048
 Weber 121
 Weber function 122
 Weber number 122
 Wehnelt cylinder 121
 Weibull distribution 2289
 weight 897
 weight dilatometer 898
 weighting function 244
 weights and measures 1479
 Weinberg angle 2291
 Weinberg-Salam model 2291
 Weiss' approximation 2286
 Weiss temperature 2286
 Weissenberg camera 2287
 Weissenberg effect 2287
 Weisskopf unit 2286
 Weizsäcker-Williams approximation 2287
 welding 2129
 welding arc 2129
 westerly wind 1946
 Weston meter 121
 Weston normal cell 121
 wet vapor 866
 wetness 866
 wetting 1525
 Weyl equation 2290
 Weyl solution 2290
 Weyl spinor 2290
 Weyl's method 2290
 Wheatstone bridge 1960
 whisker 1691
 whistle 1959
 white dwarf 1584
 white light 1583
 white neutron diffraction 1584
 white noise 1584
 white X-rays 1583
 whole-body counter 1107
 whole-body counting 1107
 whole-body irradiation 1107
 Wick rotation 115
 Wick theorem 115
 wide-band amplifier 666
 wide-line nuclear magnetic resonance 1745
 Widerøe type linear accelerator 115
 Wiedemann effect 115
 Wiedemann-Franz law 115
 Wien bridge 121
 Wien's displacement law 120
 Wiener-Hopf method 117
 Wiener-Khinchin relation 117
 Wiener measure 116
 Wiener's experiment 116
 Wien's law of radiation 120
 wiggler 114
 Wightman axioms 2288
 Wightman function 2288
 Wigner-Bargmann theorem 114
 Wigner crystal 113
 Wigner distribution 114
 Wigner-Eckart theorem 113
 Wigner force 114
 Wigner-Seitz cell 113
 Wigner-Seitz method 113
 Wigner-Seitz sphere 113

Wigner time reversal 114
 Wigner's $3/$ symbol 114
 Wigner's phase space distribution function 113
 Wilczyński plot 119
 Williams' tube storage 1061
 Wilson cloud chamber 118
 Wilson expansion 119
 Wilson seal 118
 Wilson's model 119
 Wilson's renormalization group transformation 119
 wind-force scale 1765
 wind vane 1764
 wind velocity 1764
 wing 2133
 wire chamber 2289
 wire grating 2289
 wire spring relay 2289
 wire-wound resistor 2032
 wire wrapping 2289
 withstanding voltage 1174
 WKB method 1208
 WLF equation 1208
 Wolf-Rayet star 124
 Wolf sunspot number 124
 Wolff model 139
 Wollaston prism 123
 Wollaston wire 123
 Wood's metal 136
 word 626
 word length 700
 work 830
 work function 830
 work hardening 339
 working hypothesis 761
 working material 761
 world-line 1071
 Worlock's conjecture 2297
 write enable ring 305
 write pen 2143

wurtzite structure 139
 Wyle form of the canonical commutation relations 2290

X

Ξ particles 524
 X-ray astronomy 178
 X-ray crystallography 176
 X-ray diffraction 173
 X-ray diffraction microscopy 174
 X-ray filter 180
 X-ray fluorescence analysis 564
 X-ray generator 179
 X-ray holography 181
 X-ray interferometer 175
 X-ray laser 181
 X-ray limit 176
 X-ray luminescence 181
 X-ray optics 177
 X-ray photoelectron spectroscopy 177
 X-ray spectroscopy 180
 X-ray spectrum 178
 X-ray star 180
 X-ray structure analysis 177
 X-ray telescope 180
 X-ray term 176
 X-ray tube 174
 X-rays 172
 X unit 178
 X-Y recorder 181
 $X\alpha$ method 172
 xenon lamp 424
 XMA 620
 X-N difference Fourier synthesis 181
 XPS 1400
 XU 178
 XUV 964
 XY model 181

Y

Y-connection 2285
 Y2-deformation 2289
 Y3-deformation 2285
 Y4-deformation 2289
 Y matrix 2285
 y-parameter 2289
 Y2-Y2 interaction 2289
 Yafet-Kittel magnetic structure 2100
 YAG laser 2100
 Yagi antenna 2099
 Yang-Feldman equation 2104
 Yang-Mills theory 2104
 yard 2100
 yellow cake 57
 yield 672
 yield condition 673
 yield point 673
 yield stress 672
 Yin-Yan coil 112
 Young diagram 2102
 Young's experiment 2102
 Young's modulus 2103
 Young tableau 2103
 yrast level 102
 yrast line 102
 yrast trap 102
 yttrium aluminum garnet 91
 yttrium iron garnet 91
 Yukawa interaction 2117
 Yukawa Memorial Foundation 2117
 Yukawa potential 2118

Z

Z_1 and Z_2 oscillation 1086
 Z^0 boson 1088

Z_1 correction 1086
 Z matrix 1088
 z-parameter 1088
 z-pinch 1088
 Zeeman atomic absorption analysis 1089
 Zeeman effect 1090
 Zeeman energy 1089
 Zeeman splitting 1090
 Zener effect 1088
 Zener peak 1088
 zero branch 1094
 zero crossing timing 1093
 zero gap 1093
 zero-gap semiconductor 1093
 zero line of a band 1657
 zero-point energy 1093, 2240
 zero-point oscillation 2240
 zero sound 1093
 zeroth law of thermodynamics 1545
 Zeta 1079
 Zhabotinsky reaction 877
 zigzag structure 822
 Zimm plot 866
 zitterbewegung 1313
 $Z(N)$ model 1087
 $Z(N)$ symmetry 1087
 zodiacal light 671
 zone 937
 zone axis 937
 zone melting technique 1187
 zone plate 1157
 zone-refining method 1171
 zoom lens 1040
 Zweig rule 1316

人名索引

A

Abbe, Ernst 17
 Abraham, Max 26
 Airy, George Bidell 145
 Älfrén, Hannes Olof Gösta 43
 Alvarez, Luis Walter 40
 Amagat, Émile-Hilaire 29
 Amici, Giovanni Battista 30
 Amontons, Guillaume 32
 Ampère, André Marie 55
 Anderson, Carl David 49
 Anderson, Philip Warren 50
 Andrews, Thomas 53
 Ångström, Anders Jonas 254
 Appleton, Sir Edward Victor 17
 Arago, Dominique François Jean 32
 Archimède 36
 Archytas 37
 Aristotélès 33
 Arrhenius, Svante August 44
 Artimovitch, Lev Andreievich 40
 Aston, Francis William 11
 Auerbach, Felix 7
 Avogadro, Amedeo, Conte di
 Quaregna di Ceretto 28
 Ayrton, William Edward 145

B

Babbage, Charles 1616
 Bacon, Francis 1901
 Bacon, Roger 1901
 Balmer, Johann Jakob 1632
 Bardeen, John 1606
 Barkla, Charles Glover 1687
 Bartholinus, Erasmus 1632
 Basov, Nikolai Ghennadievich 1595
 Becher, Johann Joachim 1912
 Beckmann, Ernst Otto 1911
 Becquerel, Antoine Henri 1907
 Bell, Alexander Graham 1924
 Bernal, John Desmond 1613
 Bernoulli, Daniel 1928
 Berzelius, Jöns Jacob 1925
 Bessel, Friedrich Wilhelm 1912
 Bethe, Hans Albrecht 1912
 Bhabha, Homi Jhangir 1615
 Biot, Jean Baptiste 1670
 Black, Joseph 1826
 Blackett, Patric Maynard Stuart 1817
 Bloch, Felix 1861
 Bloembergen, Nicolaas 1856
 Bogoljubov, Nikolaj Nikolaevich 1989
 Bohm, David Joseph 2005
 Bohr, Aage 1954
 Bohr, Niels Henrik David 1954
 Boltzmann, Ludwig Eduard 2014
 Borda, Jean-Charles 2013
 Born, Max 2018
 Bose, Satyendra Nath 1995
 Bothe, Walther Wilhelm Georg 2001
 Boyle, Robert 1962
 Bradley, James 1831
 Bragg, Sir William Henry 1827
 Bragg, Sir William Lawrence 1827
 Brahe, Tycho 1817
 Branly, Edouard 1837
 Brattain, Walter Houser 1830
 Braun, Karl Ferdinand 1815
 Bravais, Auguste 1832
 Brewster, Sir David 1847
 Bridgman, Percy Williams 1843
 Brown, Robert 1815

Bunsen, Robert Wilhelm 1888
 Buridan, Jean 1728

C

Cailletet, Louis Paul 292
 Cajori, Florian 342
 Calvin, Melvin 383
 Cannizzaro, Stanislao 365
 Carnot, Nicolas Léonard Sadi 381
 Cauchy, Augustin Louis 691
 Cavendish, Henry 445
 Celsius, Anders 1091
 Chadwick, Sir James 1256
 Chamberlain, Owen 1242
 Chandrasekhar, Subrahmanyan 1259
 Chapman, Sydney 1256
 Charles, Jacques-Alexandre-César 878
 Cherenkov, Pavel Alekseevich 1240
 Chladni, Ernst Florenz Friedrich 539
 Clapeyron, Benoit-Pierre-Émile 541
 Clausius, Rudolf Julius Emmanuel 535
 Clebsch, Rudolph Friedrich Alfred 553
 Cockcroft, Sir John Douglas 700
 Compton, Arthur Holly 731
 Condon, Edward Uhler 729
 Coolidge, William David 545
 Cooper, Leon N. 528
 Copernicus, Nicolaus 709
 Corbino, Orso Mario 719
 Coriolis, Gaspard Gustave de 715
 Cornu, Marie Alfred 718
 Coulomb, Charles Augustin de 558
 Coulson, Charles Alfred 550
 Cronin, James Watson 555
 Crookes, Sir William 551
 Curie, Marie 461
 Curie, Pierre 461

D

d'Alembert, Jean le Rond 1212
 Dalton, John 1480
 Daniell, John Frederic 1206
 Davison, Clinton Joseph 1349
 Davy, Sir Humphry 1349
 de Broglie, Duc Louis Victor 1466
 De Forest, Lee 1350
 de Sitter, Willem 1461
 Debye, Peter Joseph William 1347
 Delbrück, Max 1357
 Dellinger, John Howard 1355
 Demokritos 1351
 Descartes, René 1341
 Dewar, Sir James 1351
 Dirac, Paul Adrien Maurice 1337
 Dollond, John 1481
 Doppler, Johann Christian 1463
 Duane, Paul Karl Ludwig 1479
 Du Fay, Charles François de Cisternay 1352
 Duhamel, Pierre Maurice Marie 1351
 Dulong, Pierre Louis 1353
 Dyson, Freeman John 1172

E

Eddington, Sir Arthur Stanley 184

Edison, Thomas Alva 184
 Ehrenfest, Paul 211
 Einstein, Albert 3
 Elster, Johann Philipp Ludwig Julius 208
 Empedokles 219
 Eötvös, Roland von 185
 Epikouros 197
 Eucken, Arnold Thomas 221
 Euler, Leonhard 221
 Ewing, Sir James Alfred 2105

F

Fabry, Charles 1751
 Fahrenheit, Daniel Gabriel 1754
 Fajans, Kasimir 1752
 Faraday, Michael 1752
 Fechner, Gustav Theodor 1766
 Fermat, Pierre de 1768
 Fermi, Enrico 1768
 Feynman, Richard Phillips 1747
 Fitch, Val Logsdon 1760
 Fitzgerald, George Francis 1761
 Fizeau, Armand Hippolyte Louis 1760
 Fleming, Sir John Ambrose 1855
 Flory, Paul John 1864
 Fock, Vladimir Alexandrovich 1776
 Foucault, Jean Bernard Léon 1795
 Fourier, Jean Baptiste Joseph 1838
 Fowler, Sir Ralph Howard 1750
 Fowler, William Alfred 1750
 Frank, James 1832
 Frank, Ilya Mikheylovich 1832
 Franklin, Benjamin 1835
 Fraunhofer, Joseph 1816
 Fresnel, Augustin Jean 1853
 Frisch, Otto Robert 1843
 Fröhlich, Herbert 1856

G

Gabor, Dennis 370
 Gaede, Wolfgang 589
 Galilei, Galileo 379
 Galvani, Luigi 382
 Gamow, George 373
 Gassendi, Pierre 356
 Gauss, Carl Friedrich 296
 Gay-Lussac, Joseph Louis 570
 Gehcke, Ernst Johann 591
 Geiger, Hans (Johannes) Wilhelm 264
 Geißler, Johann Heinrich Wilhelm 269
 Gell-Mann, Murray 594
 Giaeever, Ivar 411
 Giauque, William Francis 790
 Gibbs, Josiah Willard 436
 Gilbert, William 498
 Ginzburg, Vitalii Lazarevich 507
 Glaser, Donald Arthur 552
 Glashow, Sheldon Lee 536
 Goldstein, Eugen 717
 Gorter, Cornelius Jacobus 2013
 Goudsmit, Samuel Abraham 1577
 Graham, Thomas 551
 Gray, Stephen 555
 Green, George 548
 Grimaldi, Francesco Maria 547
 Grove, Sir William Robert 556
 Guericke, Otto von 591
 Guillaume, Charles Édouard 495

H

Haag, Rudolf 1582

Hahn, Otto 1635
 Hall, Edwin Herbert 2011
 Halley, Edmund 1633
 Hallwachs, Wilhelm Ludwig Franz 1632
 Hamilton, Sir William Rowan 1617
 Hartree, Douglas Rayner 1610
 Hasenöhrl, Friedrich (Fritz) 1594
 Hawking, Stephen W. 1989
 Heaviside, Oliver 1918
 Heisenberg, Werner Karl 1567
 Heitler, Walter Heinrich 1571
 Helmholtz, Hermann Ludwig Ferdinand von 1930
 Henry, Joseph 1952
 Herschel, Sir Frederick William 1590
 Hertz, Gustav Ludwig 1925
 Hertz, Heinrich Rudolph 1925
 Herzberg, Gerhard 1927
 Hess, Germain Henri 1907
 Hess, Victor Franz 1908
 Hevesy, Georg von 1919
 Hewish, Antony 1726
 Hipparchos 1714
 Hittorf, Johann Wilhelm 1713
 Hofstadter, Robert 2005
 Hooke, Robert 1800
 Hoppe-Seyler, Felix 2001
 Hoyle, Sir Fred 1962
 Hubble, Edwin Powell 1605
 Hückel, Erich 1728
 Hughes, David Edward 1727
 Huygens, Christiaan 1961

I

Ibn al-Haytham, Abū 'Alī-al-Hasan ibn al-Hasan 99
 Ibn Sīnā, Abū 'Alī-al-Husain b. 'Abdullāh 99
 Ioffé, Abram Fedorovich 2136

J

Jamin, Jules Célestin 877
 Jeans, Sir James Hopwood 974
 Jensen, Johannes Hans Daniel 57
 Joliot-Curie, Frédéric 955
 Joliot-Curie, Irène 955
 Jolly, Philipp Johann Gustav von 2138
 Jordan, Ernst Pascual 2138
 Josephson, Brian David 951
 Joule, James Prescott 913

K

Kamerling-Onnes, Heike 372
 Kant, Immanuel 401
 Kapitzā, Pjotr Leonidovich 367
 Kármán, Theodore von 383
 Kastler, Alfred 344
 Keesom, Willem Hendrik 575
 Kelvin, Lord 592
 Kendrew, John Cowdery 621
 Kepler, Johannes 590
 Kerr, John 264
 Kirchhoff, Gustav Robert 499
 Kirkwood, John Gamble 307
 Klein, Oskar 534
 Knott, Cargill 1659
 Kohlrausch, Friedrich Wilhelm Georg 719
 Kohlrausch, Rudolf Hermann Arndt 719
 Kramers, Hendrik Anthony 541
 Kundt, August Adolph 561
 Kurchatov, Igor Vasilievich 551
 Kusch, Polykarp 524

L

Lagrange, Joseph Louis 2148
 Lamb, Willis Eugene, Jr. 2160
 Lambert, Johann Heinrich 2174
 Lamé, Gabriel 2163
 Landau, Lev Davidovich 2168
 Landé, Alfred 2173
 Landolt, Hans Heinrich 2173
 Langevin, Paul 2167
 Langley, Samuel Pierpont 2167
 Langmuir, Irving 2166
 Laplace, Pierre Simon, Marquis de 2166
 Larmor, Sir Joseph 2164
 Laue, Max Theodor Felix von 2144
 Lavoisier, Antoine Laurent 2157
 Lawrence, Ernest Orlando 2278
 Le Chatelier, Henri Louis 2231
 Lebedev, Pyotr Nikolaevich 2259
 Lee, Tsung-Dao 2177
 Leibniz, Gottfried Wilhelm 2143
 Lenard, Philipp Eduard Anton 2257
 Lennard-Jones, Sir John Edward 2256
 Lenz, Emil Khristianovich (Heinrich Friedrich Emil) 2263
 Leonardo da Vinci 2246
 Lewis, Gilbert Newton 2198
 Libby, Willard Frank 2194
 Linde, Carl von 2230
 Lippmann, Gabriel Jonas 2191
 Lissajous, Jules Antoine 2183
 Lockyer, Sir Joseph Norman 2272
 Lodge, Sir Oliver Joseph 2273
 London, Fritz 2283
 Lorentz, Hendrik Antoon 2279
 Lorenz, Ludwig Valentin 2278
 Loschmidt, Johann Joseph 2268
 Lummer, Otto Richard 2236
 Lyman, Theodore 2143

M

Mach, Ernst 2045
 Magnus, Heinrich Gustav 2036
 Majorana, Ettore 2048
 Malus, Étienne Louis 2049
 Marconi, Guglielmo 2050
 Mariotte, Edmé 2049
 Massey, Sir Harrie Stewart Wilson 2044
 Mathias, Émile Ovide Joseph 2047
 Maupertuis, Pierre Louis Moreau de 2093
 Maxwell, James Clerk 2032
 Mayer, Julius Robert von 2031
 Mayer, Maria Goepfert 2075
 McMillan, Edwin Mattison 2039
 Meitner, Lise 2030
 Mendeleev, Dmitry Ivanovich 2084
 Mendenhall, Thomas Corwin 2085
 Mersenne, Marin 2081
 Meyer, Julius Lothar 2031
 Michelson, Albert Abraham 2028
 Miller, William Hallowes 2065
 Millikan, Robert Andrews 2067
 Minkowski, Hermann 2068

Moseley, Henry Gwyn Jeffreys 2090
 Mössbauer, Rudolf Ludwig 2078
 Mott, Sir Nevill Francis 2091
 Mottelson, Ben R. 2090
 Mulliken, Robert Sanderson 2049
 Musschenbroek, Petrus van 2063

N

Néel, Louis Eugène Felix 1549
 Nernst, Walther Hermann 1550
 Neumann, Carl Gottfried 1557
 Neumann, Johann Ludwig von 1781
 Newton, Sir Isaac 1519
 Nicol, William 1500

O

Ørsted, Hans Christian 208
 Ohm, Georg Simon 242
 Onsager, Lars 255
 Oppenheimer, John Robert 234
 Oswald, Friedrich Wilhelm 231

P

Papin, Denis 1616
 Pascal, Blaise 1592
 Paschen, Louis Carl Heinrich Friedrich 1601
 Pasteur, Louis 1593
 Pauli, Wolfgang 1577
 Pauling, Linus 2011
 Peierls, Sir Rudolf Ernst 1563
 Peltier, Jean Charles Athanase 1927
 Penzias, Arno Allan 1945
 Peregrinus, Petrus 1931
 Perrin, Jean Baptiste 1919
 Petit, Alexis-Thérèse 1806
 Pictet, Marc-Auguste 1690
 Pictet, Raoul-Pierre 1690
 Pines, David 1575
 Planck, Max Karl Ernst Ludwig 1833
 Planté, Raimond Louis Gaston 1836
 Plücker, Julius 1846
 Pogendorff, Johann Christian 2000
 Poincaré, Jules Henri 1957
 Poisson, Siméon Denis 1955
 Porta, Giambattista della 2014
 Powell, Cecil Frank 1576
 Poynting, John Henry 1963
 Prandtl, Ludwig 1836
 Prévost, Pierre 1855
 Prigogine, Ilya 1840
 Prokhorov, Aleksandr Mikhaylovich 1864
 Ptolemaios Klaudios 1809
 Purcell, Edwards Mills 1594
 Pythagoras 1727

Q

Quincke, Georg Hermann 529

R

Rabi, Isidor Isaac 2155
 Racah, Giulio 2146
 Rainwater, James 2246
 Raman, Sir Chandrasekhara Venkata 2158
 Ramsauer, Carl 2160
 Ramsay, Sir William 2161

Rankine, William John Macquorn 2165
 Rayleigh, Lord 2243
 Réaumur, René Antoine Ferchault de 2247
 Regnault, Henri Victor 2233
 Reynolds, Osborne 2241
 Richards, Theodore William 2186
 Richardson, Sir Owen Willans 2186
 Richter, Burton 2195
 Riemann, Georg Friedrich Bernhard 2196
 Ritter, Johann Wilhelm 2187
 Ritz, Walther 2190
 Rømer, Ole Christensen 2260
 Röntgen, Wilhelm Conrad 2264
 Rossi, Bruno Benedetto 2273
 Rowland, Henry Augustus 2277
 Rubbia, Carlo 2233
 Rubens, Heinrich 2234
 Rühmkorf, Heinrich Daniel 2211
 Rumford, Count 2162
 Russell, Henry Norris 2153
 Rutherford, Sir Ernest 2150
 Rydberg, Johannes Robert 2209
 Ryle, Sir Martin 2144

S

Sakharov, Andrei Dmitrievich 758
 Salam, Abdus 765
 Savart, Félix 757
 Schawlow, Arthur Leonard 956
 Schrieffer, John Robert 912
 Schrödinger, Erwin 915
 Schumann, Victor 910
 Schwarzschild, Karl 916
 Schwinger, Julian Seymour 880
 Seaborg, Glenn Theodor 865
 Seebeck, Thomas 1089
 Segré, Emilio Gino 1079
 Seitz, Frederick 744
 Shockley, William Bradford 954
 Siegbahn, Kai 823
 Siegbahn, Karl Manne Georg 823
 Simon, Sir Francis Eugene 748
 Slater, John Clarke 1043
 Smoluchowski, Marian 1041
 Snel (Snellius) van Royen, Wilbrord 1021
 Soddy, Frederick 1146
 Sommerfeld, Arnold Johannes Wilhelm 1187
 Spitzer, Lyman, Jr. 1024
 Stark, Johannes 905
 Stefan, Josef 907
 Stern, Otto 909
 Stevin, Simon 1015
 Stokes, George Gabriel 1016
 Stoney, George Johnstone 1018
 Strassmann, Fritz 910
 Stratón 1019
 Strutt, John William 2243
 Symmer, Robert 989
 Szilard, Leo 957

T

Tamm, Igor Evgenievich 1211
 Taylor, Sir Geoffrey Ingram 1336
 Teller, Edward 1353
 Tesla, Nikola 1344

Thompson, Benjamin 2162
 Thomson, George Paget 1469
 Thomson, Sir Joseph John 1469
 Thomson, Sir William 592
 Ting, Samuel Chao Chung 1340
 Torricelli, Evangelista 1477
 Townes, Charles Hard 1190
 Townsend, Sir John Sealy Edward 1190
 Tyndall, John 1341

U

Uhlenbeck, George Eugene 139
 Urey, Harold Clayton 2122

V

Van de Graaff, Robert Jemison 1647
 van der Waals, Johannes Diderik 1756
 van Hove, Léon Charles Prudent 1757
 Van Vleck, John Hasbrouck 1662
 van't Hoff, Jacobus Henricus 1757
 Villari, Emilio 1714
 Viviani, Vincenzo 1720
 Voigt, Woldemar 1775
 Volta, Alessandro Giuseppe Antonio Anastasio 2013

W

Wagener, Gottfried 2294
 Walton, Ernest Thomas Sinton 124
 Warburg, Emil Gabriel 2297
 Watt, James 2296
 Weber, Wilhelm Eduard 122
 Wehnelt, Arthur Rudolph Berthold 1918
 Weinberg, Steven 2290
 Weiss, Pierre 2285
 Weisskopf, Victor Frederick 2286
 Weizsäcker, Carl Friedrich von 2287
 Wentzel, Gregor 122
 Weyl, Hermann 2289
 Wheatstone, Sir Charles 1960
 Wiedemann, Gustav Heinrich 115
 Wien, Wilhelm 120
 Wiener, Norbert 116
 Wigner, Eugene Paul 113
 Wilkins, Maurice Hugh Frederick 117
 Wilson, Charles Thomson Rees 117
 Wilson, Harold Albert 118
 Wilson, Kenneth Geddes 118
 Wilson, Robert Woodrow 118
 Winklemann, Adolph August 120
 Wollaston, William Hyde 123

Y

Yang, Chen-Ning 2101
 Young, Thomas 2101

Z

Zeeman, Pieter 1089
 Zerdovich, Yakov Borisovich 1092
 Zernike, Fritz 1092

© 物理学辞典編集委員会 1986

昭和 61 年 10 月 20 日 初 版 発 行
昭和 63 年 9 月 20 日 初版第 2 刷発行

物 理 学 辞 典

—縮 刷 版—

編 者 物理学辞典編集委員会
発行者 山 本 格

発 行 所 株 式 会 社 培 風 館
東京都千代田区九段南 4-3-12・郵便番号 102
電話 (03) 262-5256(代表)・振替東京 4-44725

定 価 9800円

シーティエス大日本組版・大日本印刷・牧 製本

ISBN4-563-02091-5

C3542 ¥9800E